

8. *Einaudi F. and Wait J. Analysis of the excitation of the Earth - Ionosphere waveguide by a satellite - borne antenna. Can. J. Phys., 1971, 49, 447-457.*
9. К о в а л е в с к и й И.В. Измерение магнитных полей и плазмы на космических аппаратах. М., "Наука", 1973, с. 270.

О.Н.Добролюбов, Г.Б. Косвинцев

О РАСЧЕТЕ НАПРЯЖЕНИЙ

ВДОЛЬ КОЛЬЦЕВЫХ ЩЕЛЕЙ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В настоящее время большое внимание уделяется созданию компактных невыступающих антенн.

Наиболее перспективно применение щелевых антенн с возбуждением активными элементами и полосковыми линиями [1] - [3]. При проектировании таких антенн следует учитывать два момента: во-первых, реализацию диаграммы направленности, максимально приближающихся к заданным, во-вторых, обеспечение согласования фидерного тракта с антенной.

Амплитудно-фазовое распределение поля в апертуре, обеспечивающее минимальное отклонение реализуемой диаграммы направленности от заданной, может быть найдено при решении задачи синтеза [4], [5], [6]. Для реализации того или иного распределения тока или напряжения в раскрытой антенне необходимо установить связь амплитудно-фазовых характеристик в апертуре с возбуждающим полем. Другими словами, нужно знать конкретный вид оператора, связывающего падающие волны

с полем в апертуре. Однако до настоящего времени указанный оператор записан не для всех антенн.

Для щелевых антенн интегродифференциальное уравнение, устанавливающее соответствие напряжения на узкой щели с магнитной компонентой возбуждающего поля, было впервые приведено в работе [7]. В этой работе показано, что для резонансных или слаборасстроенных излучателей $l \cong \frac{n \lambda_{щ}}{2}$, $n = 1, 2, \dots$, где l - длина щели; $\lambda_{щ}$ - собственная длина волны щелевого излучателя.

Независимо от вида функции падающего поля вдоль образующей щели устанавливается устойчивое синусоидальное распределение напряжения U . Если излучатель имеет нерезонансную длину ($l \neq \frac{n \lambda_{щ}}{2}$), то напряжение U будет существенно зависеть как от вида падающего поля, так и от геометрических размеров и формы щели.

Таким образом, выбрав щель соответствующей длины и формы, можно достаточно просто, путем изменения режима возбуждения, создавать различные амплитудно-фазовые распределения поля в апертуре такой антенны, реализуя тем самым различные диаграммы направленности. Особенно большими возможностями в этом плане обладают щелевые антенны, возбуждаемые в нескольких точках полосковыми линиями. Зная амплитуды и фазы токов в центральных полосковых проводниках, легко рассчитать напряжение, устанавливающееся вдоль щели с незамкнутой образующей [2], [3]. Однако для щелевых антенн с замкнутой образующей решение основного интегродифференциального уравнения [7] имеет вид периодической функции с периодом $l \neq \frac{n \lambda_{щ}}{2}$ [8]:

$$U(\tau) = m \left[C(l) \cos k\tau + S(l) \sin k\tau - 2\psi(\tau) \right],$$

где $C(l) = \operatorname{ctg} \pi l / \lambda M(l) + \psi(l)$;

$$S(l) = M(l) - \operatorname{ctg} \pi l / \lambda \psi(l);$$

$$\psi(\ell) = \int_0^{\ell} H(\varphi) \sin k(\tau - \varphi) d\varphi;$$

$$M(\ell) = \int_0^{\ell} H(\varphi) \cos k(\tau - \varphi) d\varphi; \quad m = \frac{\alpha \pi k_2}{k};$$

τ - длина дуги вдоль образующей щели; $H(\varphi)$ - касательная к образующей щели магнитная составляющая возбуждающего поля или М.Д.С.;

$\alpha = (2 \ln 0,25kd)^{-1}$ - аналог декремента затухания в теории проволочных антенн; $k = 2\pi/\lambda$, $k_2 = -i \frac{\omega}{c} \mu$; d - ширина щели; φ - обобщенная координата с областью изменения от 0 до τ вдоль образующей щели.

Реальное распределение тока, протекающего через заземленную пластину, может быть записано в виде функции амплитуды тока J_0 в центральном проводнике [9]. Предполагая потери в металлической поверхности (где прорезается щель) исчезающе малыми, можно воспользоваться следующим соотношением, известным из электродинамики: $\vec{J} = [\vec{n} \times \vec{H}]$, где \vec{J} - ток, протекающий по поверхности; \vec{n} - внешняя нормаль к поверхности; \vec{H} - магнитная компонента падающего поля.

Таким образом, вместо значений $H(\varphi)$ в формулах (I) можно записать соответствующее выражение для реальных токов полосковых линий:

$$J_p(\varphi) = \frac{\pi}{4\beta K(x)} J_0 [1 + (1-x^2) \operatorname{sh}^2(\pi w \varphi / \delta)]^{-0,5} \exp(i\beta \rho), \quad (2)$$

где J_0 - амплитуда тока в центральном полосковом проводнике; $K(x)$ - полный эллиптический интеграл первого рода модуля $x = \operatorname{th}^2(\pi w / \delta)$; δ - расстояние между заземленными пластинами; w - ширина центрального проводника; β - коэффициент затухания вдоль осевой линии центрального проводника (оси ρ).

Но в этом случае при расчетах напряжения $U(\tau)$ далеко не для любых значений ℓ можно применить ЭЦВМ, что обусловлено необходимостью при вычислении функции $\operatorname{sh}^2 x$, записывать в разрядную сетку машины числа, превосходящие $\exp 40$.

Анализ поля полосковой линии, приведенный в работе [9], позволил сделать вывод о возможности замены в формулах (I) реальных распределений источников идеализированными в виде δ - функций Дирака с соответствующими реальным токам амплитудными и фазовыми множителями.

Тогда напряжение вдоль узкой замкнутой щели может быть рассчитано с помощью ЭЦВМ по следующей формуле:

$$U_{\Sigma\sigma}(\tau) = \nu [C_{\Sigma\sigma}(\ell) \cos k\tau + S_{\Sigma\sigma}(\ell) \sin k\tau - 2\psi_{\Sigma\sigma}(\tau)], \quad (3)$$

где

$$C_{\Sigma\sigma}(\ell) = ctg \pi \ell / \lambda M_{\Sigma\sigma}(\ell) + \psi_{\Sigma\sigma}(\ell);$$

$$M_{\Sigma\sigma}(\ell) = \sum_{n=1}^N \int_0^{\ell} J_{0n} e^{i\varphi_n} \cos k(\ell - \varphi) \delta(\varphi - \varphi_n) d\varphi;$$

$$S_{\Sigma\sigma}(\ell) = M_{\Sigma\sigma}(\ell) - ctg \pi \ell / \lambda \psi_{\Sigma\sigma}(\ell);$$

$$\psi_{\Sigma\sigma}(\tau) = \sum_{n=1}^N \int_0^{\tau} J_{0n} e^{i\varphi_n} \sin k(\tau - \varphi) \delta(\varphi - \varphi_n) d\varphi;$$

$$\nu = -i\alpha \pi \sqrt{\epsilon \mu^3};$$

$$\int_0^{\tau} J_n \cos k(\tau - \varphi) \delta(\varphi - \varphi_n) d\varphi = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq \tau < \varphi_n, \\ J_n \cos k(\tau - \varphi_n) & , \\ 0 & \text{при } \tau > \varphi_n. \end{cases}$$

По формуле (3) были проведены расчеты, результаты которых пред-

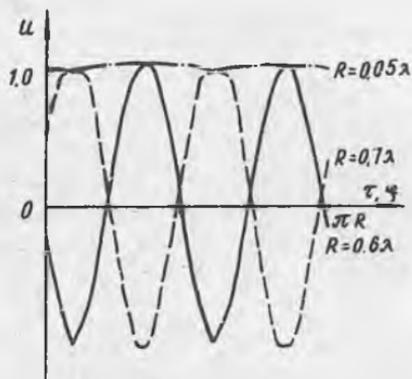


Рис. I

ставлены на рис. I-4. На рис. I показаны кривые распределения напряжения при синфазном равноамплитудном возбуждении кольцевых щелевых излучателей полосковыми линиями в четырех точках с координатами по образующей: $0,1\pi R$, $0,6\pi R$; $1,1\pi R$; $1,6\pi R$ (для $R_1=0,05\lambda$; $R_2=0,6\lambda$ и $R_3=0,7\lambda$). На рис. 2 приведены результаты расчета напряжения для кольцевых щелей, возбуждаемых полосковыми линиями безрезо-

наторно, синфазно и равноамплитудно в 8-ми точках с координатами по образующей: $0,1\pi R$; $0,35\pi R$; $0,6\pi R$; $0,85\pi R$; $1,1\pi R$; $1,35\pi R$; $1,6\pi R$; $1,85\pi R$ (для $R_1=0,05\lambda$; $R_2=1,25\lambda$ и $R_3=1,3\lambda$). Результаты рас-

чета напряжения на кольцевых щелях для $R_1 = 0,2 \lambda$; $R_2 = 0,35 \lambda$ показаны на рис. 3; для $R_3 = 0,6 \lambda$; $R_4 = 0,85 \lambda$ — на рис. 4 при синфазном спадающем возбуждении полосковыми линиями в 8-ми точках с координатами по образующей: $\varphi_1 = 0,1 \pi R$; $\varphi_2 = 0,35 \pi R$; $\varphi_3 = 0,6 \pi R$; $\varphi_4 = 0,85 \pi R$; $\varphi_5 = 1,1 \pi R$; $\varphi_6 = 1,35 \pi R$; $\varphi_7 = 1,6 \pi R$; $\varphi_8 = 1,85 \pi R$; и амплитудами токов соответственно: $J_1 = 1,0$; $J_2 = 0,9$; $J_3 = 0,8$; $J_4 = 0,7$; $J_5 = 0,6$; $J_6 = 0,5$; $J_7 = 0,4$; $J_8 = 0,3$.

Как видно из приведенных данных, характер распределения напряжения вдоль кольцевой щели существенно зависит от числа

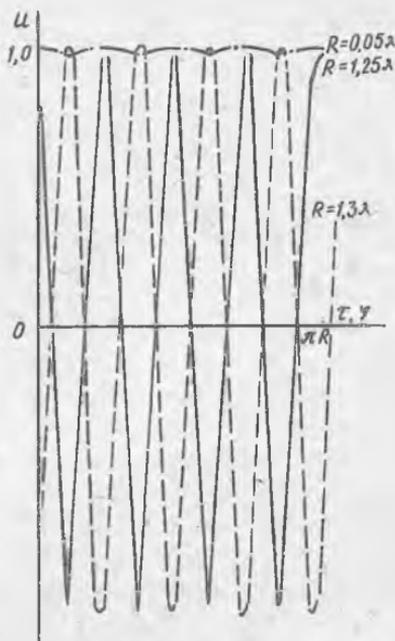


Рис. 2

точек возбуждения, амплитуд падающих волн и от ее электрических размеров.

Предлагаемый аппарат позволяет эффективно использовать ЭМ (в том числе, малые и средние) для расчета любых требуемых распределений поля вдоль кольцевых щелей.

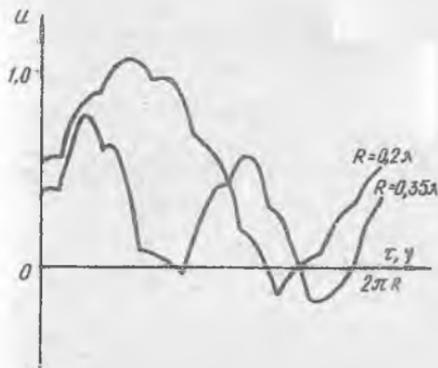


Рис. 3

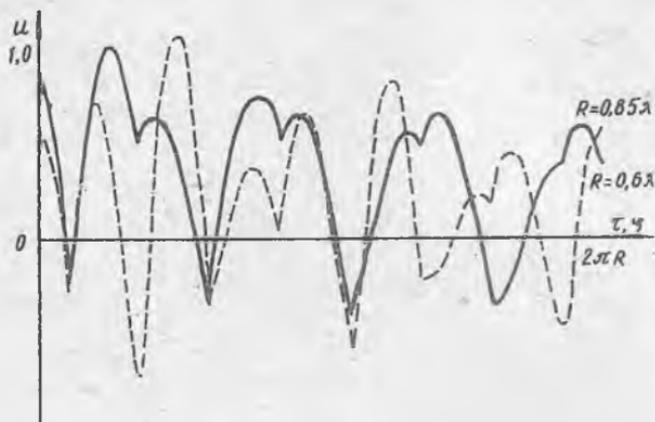


Рис.4

Л и т е р а т у р а

1. Tice T.E., Murphy E.R. *Tine Antennas Have Built in Systems*, "Electronic Design", N10, 1965, p.31-34.
2. Радциг Ю.Ю., Добронравов О.Н., О возбуждении линейных щелей в нескольких точках. РИР, № 15, 1971, реф.520.
3. Радциг Ю.Ю., Воробьев Н.Г., Добронравов О.Н. Некоторые примеры расчета и реализации амплитудно-фазового распределения поля в линейных щелях.-В сб.: Радиотехника и электроника, Вып. 150, КАИ, 1972, с. 58-61.
4. Зелкин Е.Г. Построение излучающей системы по заданной диаграмме направленности. М. - Л., Госэнергоиздат, 1963.
5. Минкович В.М., Яковлев В.П. Теория синтеза антенн. М., "Сов. радио", 1969.
6. Поповкин В.И., Елумеев В.И. Оптимизация и регуляризация решений задач синтеза антенны. М., "Радиотехника и электроника", т.13, № 5, 1968.
7. Фельд Я.И. Основы теории щелевых антенн. М., "Сов. радио", 1948.
8. Добронравов О.Н., Косвинцев Г.Б., Кузьминов Г.Б. О расчете на ЭЦМ сложных распределений поля вдоль замкнутых тонких щелей.-В сб.: Вычислительная техника, КПИ, 1975.

9. Р а д ц и г Ю.Ю. О решении задачи реализации амплитудно-фазовых распределений поля в криволинейных щелевых излучателях. " Вопросы радиоэлектроники", Вып. 12, сер. ОТ, 1969, с. 19-21.

Г.Б. Косвинцев, О.Н. Добронравов, А.Н. Журавлев

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ
КОМПОНЕНТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ АНТЕНН

При разработке, изготовлении и настройке антенн одной из наиболее трудоемких операций является снятие диаграмм направленности, требуются специальные помещения (безэховые камеры) и высокочувствительная аппаратура. Однако, используя известную зависимость поля в дальней зоне от распределения ближнего поля антенны, диаграмму направленности можно получить расчетным путем по результатам измерений в ближнем поле антенны. Измерения проще и дешевле производить в ближней зоне, так как при этом не требуются дорогостоящие безэховые камеры и аппаратура высокой чувствительности. Знание структуры ближнего поля антенн также существенно облегчает решение ряда задач синтеза излучающих систем и коррекции диаграмм направленности.

В настоящее время широко применяются методы измерения распределений составляющих ближнего поля при помощи зондов, в качестве которых обычно используется либо электрически малая антенна, либо малое металлическое (или диэлектрическое) возмущающее тело, - это метод активного зондирования, при котором измерительный прибор подключается к зонду посредством соединительной линии, метод рассеяния или пассивного зондирования.

Рассмотрим металлические зонды, для простоты считая их идеально проводящими. Внесение в поле антенны измерительного зонда с соединительной линией приводит к искажению этого поля. Как известно, при наличии в поле падающей волны возмущающего тела (препятствия) полное поле определяется как геометрическая сумма падающего и рассеянного полей $[I]$:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 + \vec{E}_{S3} + \vec{E}_{SA} ; \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 + \vec{H}_{S3} + \vec{H}_{SA} , \end{aligned} \quad (I)$$

где \vec{E}_0, \vec{H}_0 - первичное (невозмущенное) поле; $\vec{E}_{S3}, \vec{H}_{S3}$ - электрическая и магнитная компоненты поля, рассеянного зондом; $\vec{E}_{SA}, \vec{H}_{SA}$ - электрическая и магнитная компоненты поля, рассеянного соединительной линией.