

По этим выражениям и по аналогичным в случае отсутствия вырождения было рассчитано отраженное электрическое поле как функция продольной координаты с помощью соотношения  $E_z = -\frac{1}{i\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}$  для  $r_0 = 100$  км и ряда высот волновода. Расчет проводился с учетом в сумме 13 членов, что обеспечивало точность вычислений порядка 2%.

На рис. 1 представлено падающее поле в виде суммы ТМ-полей двух первых мод как функция расстояния от источника в регулярном волноводе со свойствами левой части рассматриваемого волновода  $\delta_1 = 0$ ,  $\delta_2 = 0,32 e^{-i39^\circ}$ ,  $f = 4,75$  кГц и ряда высот, указанных на рисунке. Отраженное поле также в виде суммы ТМ-полей двух первых мод изображено на рис. 1 как функция расстояния от импедансной ступеньки, справа от которой  $\delta_2'' = 0,16 e^{-i43^\circ}$ . Пунктирные кривые определяют падающее и отраженное ТМ-поле двух первых мод в вырожденных условиях для левой части волновода. Как видно, отраженное поле суммы двух ТМ-мод в вырожденных условиях не имеет качественных отличий от соответствующих полей в невырожденных условиях.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. И. Бичуцкая, Изв. вузов — Радиофизика, 19, № 3, 430 (1976).
2. K. G. Budden and M. Eve, Proc Roy Soc. London, A 342, 175 (1975).
3. Б. Нобл, Метод Винера — Хопфа, ИЛ, М., 1962, стр. 279.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 23 февраля 1977 г.

УДК 621.396.67

## ОСОБЕННОСТИ АЛГОРИТМА ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ЗЕРКАЛЬНЫХ ПОЛНОПОВОРОТНЫХ АНТЕНН С НЕПЕРЕСЕКАЮЩИМИСЯ ОСЯМИ ВРАЩЕНИЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЕЙ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

Ю. В. Сысоев

Поверхность измерений полей в зоне Френеля полноповоротных антенн с непересекающимися осями вращения является эллипсоидом. Для пояснения воспользуемся рис. 1. С геометрическим центром апертуры антенны совмещена подвижная система координат  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ . Угломестное сканирование антенны осуществляется путем ее вращения вокруг оси  $x'$ , азимутальное перемещение производится вокруг оси  $y$  неподвижной системы координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  с радиусом вращения  $z_0$ . В плоскости  $yz$  в точке  $P$  находится зонд с координатами  $(0, \Delta h, R_0)$ .

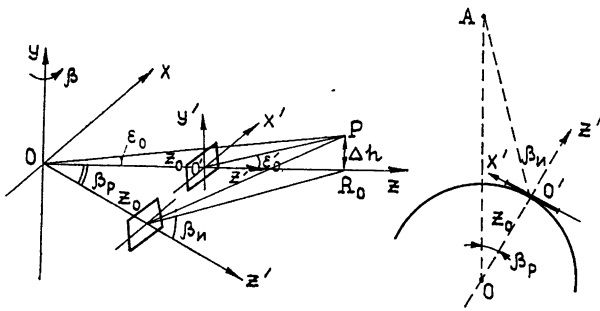


Рис. 1.

При азимутальном вращении антенны координаты точки  $O'$  в неподвижной системе координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  меняются, что приводит, в частности, к изменению величины  $R = O'P$ ,

$$R = [R_0^2 + z_0^2 + \Delta h^2 - 2R_0 z_0 \cos \beta_p]^{1/2}. \quad (1)$$

Из рисунка видно, что  $\beta_n \neq \beta_p$ , где  $\beta_p$  — регистрируемый азимут антенны,  $\beta_n$  — азимут источника излучения, т. е. азимут, под которым он наблюдается из центра апертуры точки  $O'$ . Эти величины связаны соотношением

$$\beta_n = \arcsin \left( \frac{R_0}{R_r} \sin \beta_p \right). \quad (2)$$

Азимутальное сканирование с постоянным шагом  $\Delta \beta_p$  вызывает изменение  $\Delta \beta_n$ . Для  $\Delta \beta_p < 0,01 \text{ рад}$

$$\Delta \beta_n = \frac{(R_0/R_r) \cos \beta_p}{\{1 - [(R_0/R_r) \sin \beta_p]^2\}^{1/2}} \Delta \beta_p. \quad (3)$$

При этом изменяется и текущий угол места точки  $P(\epsilon'_r)$ , т. е. тот, под которым она наблюдается из  $O'$ ,  $\epsilon'_r = \arcsin \frac{\Delta h}{R}$ .

Результаты расчета значений  $\frac{\Delta \beta_n}{\Delta \beta_p}$ ,  $\frac{R - R_{\min}}{\lambda}$  при  $\beta_p = 0 \div 60^\circ$  для двух типовых случаев измерений показаны на рис. 2. Для них  $z_0 = \Delta h = 3 \text{ м}$  ( $1 - R_0 = 20 \text{ м}$ ,  $2 - R_0 = 70 \text{ м}$ ). Анализ этих результатов позволяет сделать вывод, что при ширине сектора регистрации поля  $\beta_p \leq 10^\circ$  можно пренебречь поправками на изменение  $\Delta \beta_n$  и текущего угла места  $\epsilon'_r$ .

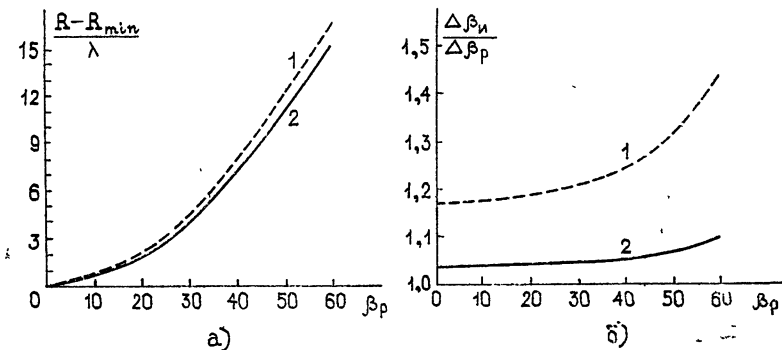


Рис. 2.

В работе [1] для случая измерения полей на сфере в зоне Френеля исследуемой антенны получено скалярное соотношение

$$f(\beta, \epsilon) = j \iint_S \dot{A}(\beta_m, \epsilon_n) \frac{R}{\lambda} \cos \epsilon_n \exp \left( j2\pi \frac{R}{\lambda} S_{nm} \right) d\beta_m d\epsilon_n,$$

где  $f(\beta, \epsilon)$  — диаграмма направленности (ДН) антенны,  $\dot{A}(\beta_m, \epsilon_n)$  — поле на сфере  $S$ ,  $R$ ,  $\beta_m$ ,  $\epsilon_n$  — сферические координаты точек на сфере.

Так как для рассматриваемого здесь типа антенн поверхность измерения является эллипсоидальной, то связь между дискретной ДН антенны и матрицей поля на поверхности  $S$  приобретает вид

$$f(\beta, \epsilon) = j \Delta \beta \Delta \epsilon \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_{nm} \frac{R_m}{\lambda} \gamma_m \cos \epsilon_{nm} \exp \left( j2\pi \frac{R_m}{\lambda} S_{nm} \right), \quad (4)$$

где  $A_{nm} = a_{nm} + jb_{nm}$  — матрица поля размером  $N$ ,  $M$ , снятая дискретно на поверхности  $S$ ,  $\Delta \beta$ ,  $\Delta \epsilon$  — шаги регистрации поля по  $\beta$ ,  $\epsilon$  соответственно,

$$R_m = (R_0^2 + z_0^2 + \Delta h^2 - 2R_0 z_0 \cos \beta_m)^{1/2},$$

$$S_{nm} = \sin \epsilon \sin \epsilon_n + \cos \epsilon \cos \epsilon_n \cos(\beta - \beta_m), \quad (5)$$

$$\gamma_m = \frac{R_0}{R_r} \frac{\cos \beta_p}{\{1 - [(R_0/R_r) \sin \beta_p]^2\}^{1/2}}.$$

Для установления зависимости текущего значения угла места  $\epsilon_{n(m)}$  от азимута  $\beta_m$  воспользуемся рис. 3а, где  $\epsilon'$  — угол места зонда,  $\epsilon_n, \epsilon_B$  — углы места верхней и нижней строк матрицы соответственно. Если матрица поля  $A_{nm}$  регистрируется при уменьшении текущего угла места, то  $\epsilon_n = \epsilon' + \Delta\epsilon(B - n)$ ,  $n = 1 \div N$ , где  $N$  — число строк  $A_{nm}$ ,  $B$  — номер строки, соответствующей углу места  $\epsilon'$ .

Для случая увеличения текущего угла места при регистрации поля  $\epsilon_n = \epsilon' - \Delta\epsilon(B - n)$ . В общем случае с учетом  $\epsilon' = f(\beta_p)$

$$\epsilon_n = \epsilon'_m \pm \Delta\epsilon(B - n), \quad (6)$$

где  $\epsilon'_m = \arcsin \frac{\Delta h}{R_m}$ . Зависимость  $\beta_m = f(m)$  помогает установить рис. 3б, где  $\beta'$  — азимут зонда,  $\beta_0$  — начальный азимут:

$$\beta_m = \beta' + \arcsin \left[ \frac{R_0}{R_r} \sin \Delta\beta(m - A) \right]. \quad (7)$$

Здесь  $A$  — номер столбца, соответствующий азимуту  $\beta'$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Турчин, Диссертация, ГГУ, Горький, 1977.

Поступила в редакцию  
14 марта 1977 г.

УДК 538.311

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ИСТОЧНИКОВ НА СФЕРЕ, КОНЦЕНТРИЧЕСКОЙ С ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ ШАРОМ. ДИПОЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В. В. Борисов

Метод неполного разделения переменных Смирнова [1, 2] и сведение исходных уравнений к уравнению Дарбу — Эйлера [3, 4] позволяют наиболее просто построить  $n$ -е слагаемое мультипольного разложения электромагнитного поля при произвольной временной зависимости распределения тока. При наличии границы раздела на конечном расстоянии от источников задача усложняется. Решение, которое удобно исследовать аналитически, удается получить только в простых случаях.

В настоящем сообщении найдем дипольное слагаемое разложения поля при условии, что ток распределен на поверхности сферы, концентрической с идеально проводящим шаром. Полученное решение позволяет проследить особенности неперидических полей, определить характерные временные масштабы переходного процесса излучения импульсного источника, расположенного в окрестности проводника. Задача может оказаться полезной также в геофизике как простая модель для описания поля, создаваемого «токовой оболочкой», окружающей проводящий шар.

1. Начало сферической системы координат совместим с центром идеально проводящего шара, радиус которого  $a$ . Полагаем, что задача обладает азимутальной симметрией. Рассмотрим источники магнитного типа  $j = j_\varphi(r, \vartheta, \tau)e_\varphi$  (обозначения работы [5]). Ток, распределенный на поверхности  $r = r_0$ , можно представить в виде

$$j_\varphi = f(\vartheta)j(r, \tau) = f(\vartheta)U\left(r_0, \frac{\tau}{c}\right) \frac{\delta(r - r_0)}{r_0}.$$

Условие на поверхности идеального проводника  $E_\varphi|_{r=a^+} = 0$ , начальные данные нулевые:  $E = B = j = 0$ ,  $\tau < 0$ .