

Цилиндрическая антенна с неотражающей резистивной нагрузкой.

Т.Т. Ву и Р.В.П. Кинг, члены IEEE.

(IEEE Transactions on Antennas and Propagation. May 1965, Volume AP-13, Number 3. P. 369-373.)

Аннотация. Получено распределение тока вдоль цилиндрической антенны с центральным возбуждением, которая изготовлена из резистивного материала. Рассмотрен частный случай, когда погонный импеданс антенны зависит лишь от расстояния вдоль ее. Решение получено для тока, соответствующего направленной только в одну сторону волне, без присутствия отраженной. Определена входная проводимость антенны и примеры поля в дальней зоне. Примеры приведены для большого диапазона длин. Они характеризуются единственным главным лепестком и очень низким уровнем боковых лепестков.

ВВЕДЕНИЕ

В ряде случаев требуется направленность и широкополосность антенны такого же порядка, как у антенн бегущей волны. Примером может служить V-антенна бегущей волны. Первой является работа Альтшулера, описывающая диполь бегущей волны, в который сосредоточенные резисторы размещены на четверти длины волны от конца. Хотя местоположение резисторов не критично, свойство тока бегущей волны ухудшается при изменении частоты, что требу-

ет располагать сосредоточенные резисторы вблизи максимума тока.

В недавней работе (2) было рассчитано распределение тока и полной проводимости для цилиндрической антенны с непрерывно распределенным однородным погонным сопротивлением вдоль ее длины. В этой работе предлагается исследование цилиндрической антенны с изменяемым сопротивлением по ее длине. В частности, мы хотим определить продольное распределение сопротивления, при котором в антенне конечных размеров существует волна, распространяющаяся только в одну сторону.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ И ЕГО РЕШЕНИЕ

Рассмотрим осевую компоненту векторного потенциала $A_z(z)$ на поверхности цилиндрической антенны, имеющей погонный импеданс $z'(z)$, по которому протекает ток $I_z(z)$ от генератора на оси z с эдс V_0^e в виде дельта-функции, удовлетворяющую одномерному волновому уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \right) A_z(z) = \frac{jk_0^2}{\omega} [z'(z)I_z(z) - V_0^e \delta(z)] \quad (1)$$

и временной зависимостью $e^{i\omega t}$.

Погонное сопротивление $z'(z)$ выражается функцией осевой координаты z . Оно задается формулой

$$z'(z) = \frac{1}{2\pi i a d(z) \sigma(z)} \quad (2)$$

для круглой трубки с постоянным радиусом a . Для того, чтобы обеспечить изменение сопротивления по длине, будем предполагать, что проводимость σ и толщина стенок d мо-

гут быть функцией координаты вдоль антенны. Векторный потенциал на поверхности антенны выражается как

$$A_z(z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-h}^h I_z(z') K(z, z') dz' \quad (3)$$

где

$$K(z, z') = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (4)$$

и

$$r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2} \quad (5)$$

Поскольку отношение векторного потенциала к току вдоль антенны приблизительно постоянно, можно записать

$$\int_{-h}^h I_z(z') K(z, z') dz' \cong I_z(z) \Psi \quad (6)$$

где Ψ - значение максимума тока $I_z(z)$.

Из (3) – (6) следует, что

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \right) 4\pi\mu_0^{-1} A_z(z) \cong \frac{j4\pi k_0}{\zeta_0} [z'(z) I_z(z) - V_0^e \delta(z)] \quad (7)$$

может быть аппроксимировано

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \right) I_z(z) = \frac{j4\pi k_0}{\zeta_0 \Psi} [z'(z) I_z(z) - V_0^e \delta(z)] \quad (8)$$

Обозначая

$$f(z) = \frac{4\pi}{\zeta_0 \Psi} z'(z) \quad (9)$$

где $\zeta_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi$ Ом, уравнение приобретает вид

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 - jk_0 f(z) \right] I_z(z) = \frac{j4\pi k_0}{\zeta_0 \Psi} V_0^e \delta(z) \quad (10)$$

Исключая источник в точке $z=0$, ток должен удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 - jk_0 f(z) \right] I_z(z) = 0 \quad (11)$$

Легко убедиться, что подстановка в (11) функции

$$f(z) = \frac{2}{h - |z|} \quad (12)$$

переводящей его в

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 - \frac{j2k_0}{h - |z|} \right] I_z(z) = 0 \quad (13)$$

дает решение

$$I_z(z) = C(h - |z|) e^{-jk_0|z|} \quad (14)$$

Заметим, в частности, что решение в форме $e^{jk_0|z|}$ не удовлетворяет уравнению.

Выражение (14) описывает волну распространяющегося тока в сторону возрастания $|z|$, т.е. от генератора к обоим концам. Отраженная волна в обратном направлении отсутствует.

ИМПЕДАНС И ПАРАМЕТРЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Если ток имеет форму (14), то векторный потенциал задается как

$$4\pi\mu_0^{-1}A_z(z) = \Psi I_z(z) = \Psi C(h-|z|)e^{-jk_0|z|} \quad (15)$$

Скалярный потенциал удовлетворяет условию Лоренца

$$\phi(z) = j \frac{\omega}{k_0^2} \frac{\partial A_z(z)}{\partial z} \quad (16)$$

В силу симметрии, $\phi(-z) = -\phi(z)$. Для $z \geq 0$

$$\phi(z) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi k_0^2} \Psi C e^{-jk_0 z} [-1 - jk_0(h-z)] \quad (17)$$

$$\phi(+0) = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi k_0^2} \Psi C(1 + jk_0 h) = \frac{-j}{4\pi\omega\epsilon_0} \Psi C(1 + jk_0 h) \quad (18)$$

Если напряжение возбуждения определяется как

$$V_0^e = \phi(+0) - \phi(-0) = 2\phi(+0) \quad (19)$$

Из этого следует

$$C = \frac{j2\pi\omega\epsilon_0 V_0^e}{\Psi(1 + jk_0 h)} \quad (20)$$

Следовательно,

$$I(z) = \frac{2\pi V_0^e}{\epsilon_0 \Psi(1 - j/k_0 h)} \left(1 - \frac{|z|}{h}\right) e^{-jk_0|z|} \quad (21)$$

Полная входная проводимость есть

$$Y_0 = \frac{2\pi}{\varepsilon_0 \Psi} \frac{1}{1 - j/k_0 h} \quad (22)$$

Полный импеданс определяется омическим сопротивлением последовательно с емкостным

$$Z_0 = R_0 - j/\omega C_0 \quad (23)$$

где

$$R_0 = \frac{\Psi \varepsilon_0}{2\pi} = 60\Psi \text{ ohms} \quad (24)$$

и

$$C_0 = \varepsilon_0 h \quad (25)$$

Отметим, что это справедливо при $k_0 h \gg 1$, $R_0 \gg 1/\omega C_0$.

Параметр Ψ определяется функцией

$$\Psi(z) = \frac{\int_0^h (h - z') e^{-jkz'} \left[\frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \right] dz'}{(h - z) e^{-jkz}} \quad (26)$$

где

$$r_1 = \sqrt{(z' - z)^2 + a^2} \quad r_2 = \sqrt{(z' + z)^2 + a^2}$$

Поскольку $I(z)$ и $A_z(z)$ обе имеют максимум амплитуды при $z=0$, то можно записать $\Psi = \Psi(0)$. Следовательно,

$$\Psi = 2 \int_0^h \left(1 - \frac{z'}{h} \right) e^{-jkz'} \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} dz' \quad (27)$$

где

$$r_0 = \sqrt{z'^2 + a^2}$$

Поскольку $k_0 a \ll 1$ и $a \ll h$, не будет серьезной ошибки, если принять $kz' = kr_0$ в экспоненте первого интеграла и $r_0 = z'$ во втором интеграле.

$$\Psi = 2 \int_0^h \frac{e^{-j2kr_0}}{r_0} dz' - \frac{2}{h} \int_0^h e^{-j2kz'} dz' \quad (28)$$

Для $A = ka$ следует

$$\Psi = 2 \left[\sinh^{-1} \frac{h}{a} - C(2A, 2kh) - jS(2A, 2kh) \right] + \frac{1}{kh} (1 - e^{-j2kh}) \quad (29)$$

Например, если

$$kh = \pi/2, \quad h/a = 75, \quad \Omega = 10, \quad ka = 1.57/75 = 0.021, \quad 2ka = 0.042,$$

$$\Psi = 2[5.70 - 1.66 - j1.85] + j \frac{2}{\pi} (1 + 1) = 8.08 - j2.43$$

Аналогично, для тонкой антенны с $h/a = 11.013$ или $\Omega = 20$, $ka = 1.57/11.013 = 1.41 \times 10^{-4}$

$$\Psi = 2[10.69 - 1.65 - 1.85] + j \frac{4}{\pi} = 18.08 - j2.43$$

В (29) $C(a, x)$ и $S(a, x)$ обобщенные интегральные синусы и косинусы

$$C(a, x) = \int_0^x \frac{1 - \cos W}{W} du \quad S(a, x) = \int_0^x \frac{\sin W}{W} du$$

где

$$W = (u^2 + a^2)^{1/2}$$

РАСПРЕДЕЛЕННАЯ РЕЗИСТИВНАЯ НАГРУЗКА

Непрерывно изменяющаяся резистивная нагрузка антенны определяется (9) и (12). Таким образом

$$z'(z) = \frac{\xi_0 \Psi}{8\pi} \frac{1}{h-|z|} = \frac{15\Psi}{h-|z|} \quad (30)$$

где коэффициент 15 в Омах. При изменении от $\Omega=10$ до 20, коэффициент 15Ψ Ом меняется от $121-j36$ Ом до $272-j36$ Ом. Для $\lambda = 288 \text{ м}$ и $\Omega = 20$, $h = 72 \text{ м}$

$$z'(0) = 15\Psi/h = \frac{272-j36}{72} = 3.9 - j0.5 \text{ ohms/m}$$

есть погонный импеданс в точке возбуждения. Здесь $a = 6.54 \text{ мм}$.

При $z' = 0.5\pi ad\sigma$, $z' = 0.66, 6.6, 66 \text{ ohms/m}$ для алюминия толщина составит $d = 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8} \text{ м}$, а для углерода при $z' = 8.55, 85.5, 855 \text{ ohms/m}$ толщина будет $d = 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6} \text{ м}$. Таким образом, тонкий слой алюминия или углерода при значениях ниже 3.9 Ом/м в точке $z=0$, при $z \rightarrow h$ потребует очень больших значений при конструировании.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Эффективность резистивно-нагруженной антенны оценивается просто, поскольку

$$P_r = \frac{1}{2} |I(0)|^2 R_0 = \frac{\xi_0 \Psi}{4\pi} |I_0|^2$$

тогда как рассеянная в тепло мощность

$$P_h = \int_0^h \frac{1}{2} |I(z)|^2 z'(z) dz = \frac{\xi_0 \Psi}{8\pi} |I(0)|^2$$

Отсюда следует, что эффективность антенны составляет 50 процентов.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Электрическое поле в дальней зоне определяется как

$$E_{\Theta'} = j\omega \sin \Theta A_{z'} \quad (31)$$

где

$$A_{z'} = \frac{e^{-jk_0 r_0}}{4\pi V_0 r_0} \int_{-h}^h I_z(z') e^{jk_0 z' \cos \Theta} dz' \quad (32)$$

Для

$$I(z') = C(h - |z'|) e^{-jk_0 |z'|} \quad (33)$$

это выражение преобразуется

$$A_{z'} = \frac{C e^{-jk_0 r_0}}{2\pi V_0 r_0} \int_0^h (h - z') e^{-jk_0 z'} \cos(k_0 z' \cos \Theta) dz' \quad (34)$$

Интеграл легко оценивается по следующим формулам

$$\int e^{ax} \cos bx dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} (a \cos bx + b \sin bx) \quad (35a)$$

$$\int x e^{ax} \cos bx dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} \left\{ \left[ax - \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \right] \cos bx + \left[bx - \frac{2ab}{a^2 + b^2} \right] \sin bx \right\} \quad (35b)$$

Таким образом

$$\int_0^h (h-z')e^{az'} \cos bz' dz' = \frac{e^{az'}}{a^2+b^2} \left\{ \left[a(h-z') + \frac{a^2-b^2}{a^2+b^2} \right] \cos bz' + \left[b(h-z') + \frac{2ab}{a^2+b^2} \right] \sin bz' \right\}$$

$$= \frac{1}{(a^2+b^2)^2} \left\{ (a^2-b^2) \cos bh + 2ab \sin bh \right\} e^{ah} - [ah(a^2+b^2) + a^2-b^2] \quad (36)$$

Для $a = -jk_0$, $b = k_0 \cos \Theta$, $a^2 + b^2 = -k_0^2 \sin^2 \Theta$, $a^2 - b^2 = -k^2(1 - \cos^2 \Theta)$ следует

$$\int_0^h (h-z')e^{-jk_0 z'} \cos(k_0 z') dz' = \frac{[-(1 + \cos^2 \Theta) \cos(k_0 h \cos \Theta) - j2 \cos \Theta \sin(k_0 h \cos \Theta)] e^{-jk_0 h} - jk_0 h \sin^2 \Theta + (1 - \cos^2 \Theta)}{k_0 \sin^4 \Theta} \quad (37)$$

Электрическое задается как

$$E_{\Theta'} = \frac{j \xi_0 h C e^{-jk_0 r}}{2\pi r} F(k_0 h, \Theta) \quad (38a)$$

где множитель вертикального поля определяется

$$F(k_0 h, \Theta) = \frac{-jk_0 h \sin^2 \Theta + (1 + \cos^2 \Theta)}{k_0 h \sin^2 \Theta}$$

$$= \frac{[j2 \cos \Theta \sin(k_0 h \cos \Theta) + (1 + \cos^2 \Theta) \cos(k_0 h \cos \Theta)] e^{-jk_0 h}}{k_0 h \sin^2 \Theta} \quad (38b)$$

Эта функция исчезает вдоль оси $\Theta = 0$ и имеет значение

$$F\left(k_0 h, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{-j(k_0 h - \sin k_0 h) + (1 - \cos k_0 h)}{k_0 h} \quad (39)$$

в экваториальной плоскости $\Theta = \pi/2$. Когда $k_0^2 h^2 \ll 1$,

$$F(k_0 h, \Theta) = k_0 h \sin \Theta \quad (40)$$

что и для электрически короткой антенны. Действительная и мнимая часть равны

$$F_R(k_0 h, \Theta) = \frac{(1 + \cos^2 \Theta)[1 - \cos k_0 h \cos(k_0 h \cos \Theta)] - 2 \cos \Theta \sin k_0 h \sin(k_0 h \cos \Theta)}{k_0 h \sin^3 \Theta} \quad (41a)$$

$$F_I(k_0 h, \Theta) = \frac{-k_0 h \sin^2 \Theta - 2 \cos \Theta \cos k_0 h \sin(k_0 h \cos \Theta) + (1 - \cos^2 \Theta) \sin k_0 h \cos(k_0 h \cos \Theta)}{k_0 h \sin^3 \Theta} \quad (41b)$$

Когда

$$k_0 h = \frac{\pi}{2}$$

$$F_R\left(\frac{\pi}{2}, \Theta\right) = \frac{1 + \cos^2 \Theta - 2 \cos \Theta \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\frac{\pi}{2} \sin^3 \Theta} \quad (42a)$$

$$F_I\left(\frac{\pi}{2}, \Theta\right) = \frac{-\frac{\pi}{2} \sin^2 \Theta + (1 + \cos^2 \Theta) \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta\right)}{\frac{\pi}{2} \sin^3 \Theta} \quad (42b)$$

Для $\Theta = \frac{\pi}{2}$, $F_R\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{2}{\pi}$, $F_I\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{2}{\pi} - 1$.

Когда $k_0 h \gg 1$ $F(k_0 h, \Theta) \rightarrow F_I(k_0 h, \Theta) \rightarrow -\csc \Theta$, $\Theta \neq 0$.

Графики функций $F_R(k_0h, \Theta)$, $F_I(k_0h, \Theta)$, и $|F(k_0h, \Theta)|$ приведены на рис. 1-3 для диапазона значений k_0h от $\pi/2$ до 50π . Видно, что $|F(k_0h, \Theta)|$ имеет главный максимум для $\Theta = 90^\circ$ при $k_0h \leq \pi$ и движется к $\Theta = 0$ при увеличении k_0h . Для $k_0h = 50\pi$ максимум находится на $\Theta = 11^\circ$. Интересен факт, что боковые лепестки значительно меньше небольших колебаний широкой части главного лепестка для всех значений $k_0h > \pi$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы свойства антенны с центральным возбуждением, обеспечивающий только бегущую волну тока. В другой работе мы рассмотрим комбинацию двух таких антенн в V-антеннах бегущей волны.

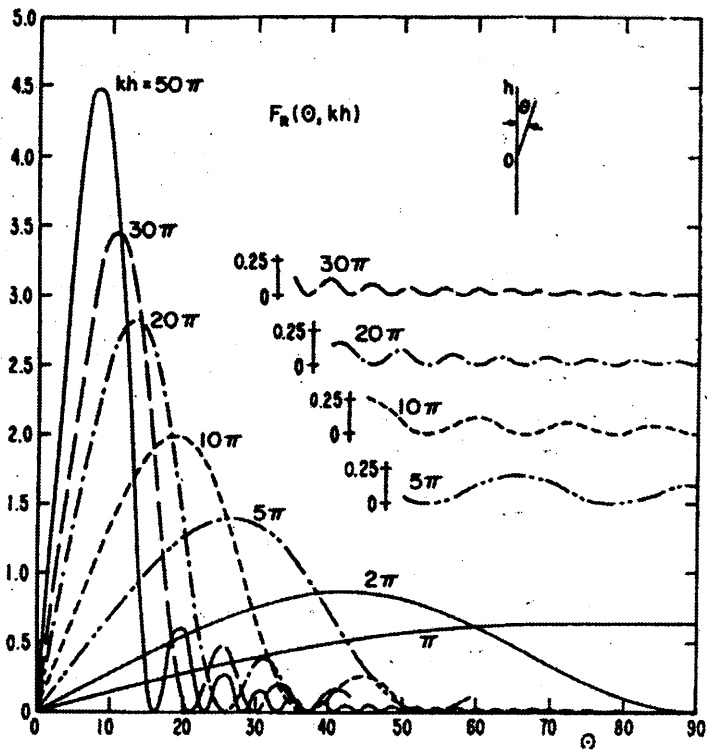


Рис. 1. Действительная часть дальнего поля неотражающей антенны.

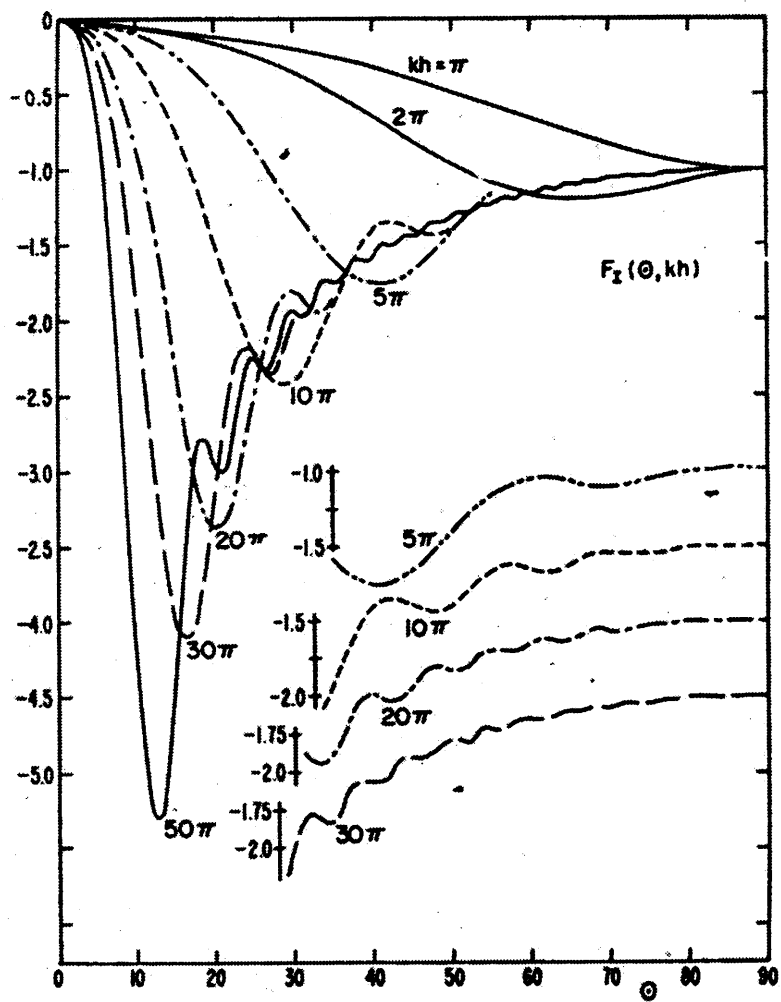


Рис. 2. Мнимая часть дальнего поля неотражающей антенны.

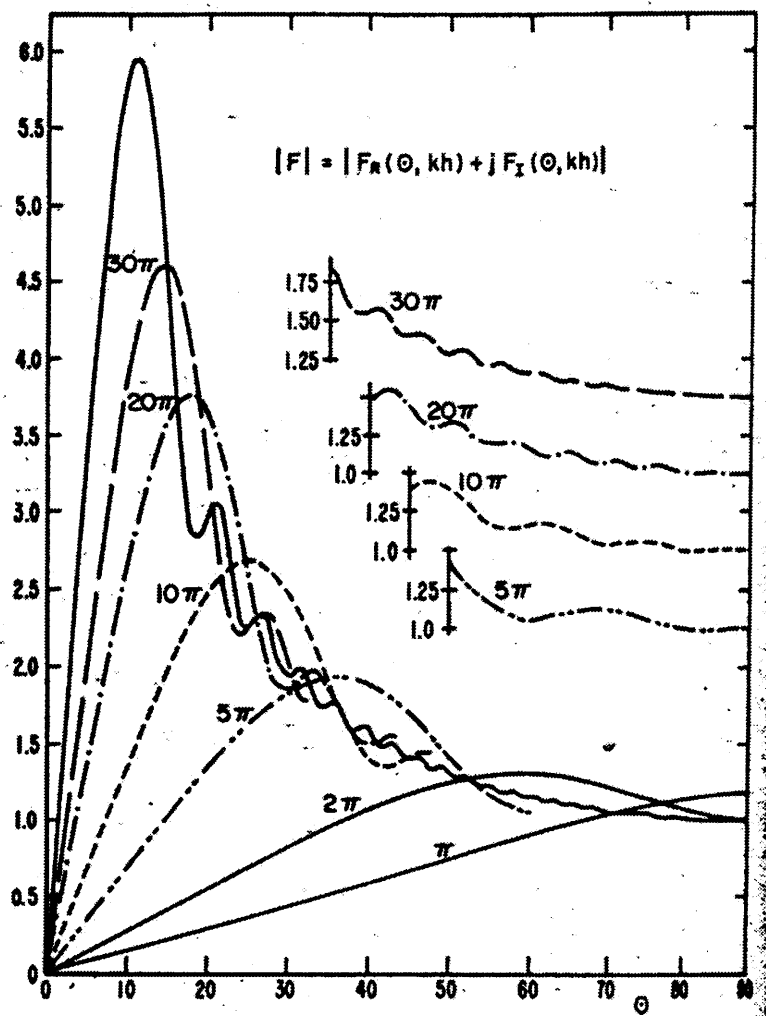


Рис. 3. Величина дальнего поля неотражающей антенны.

Оглавление.

1. Введение.
2. Георадар воздушного базирования.
3. Антенны георадара.
4. Антенны авиагеорадара.
5. Сигналы авиагеорадара.
6. Эксперименты.
7. Первый прыжок.
8. Боливарианская Республика Венесуэла.
9. Заключение.
10. Приложение.

В. Копейкин

Авиагеорадар

Подписано в печать 25.06.2016 г.
Формат 60х84/16. Печ. л. 6,25.
Тираж 200 экз. Заказ 11096.

Издательство «Тривант»
ЛР 071961 от 01.09.1999 г.

Отпечатано с готового оригинал-макета
в типографии издательства «Тривант».
142191, г. Москва, г. Троицк, м-н «В», д. 52.
Тел. (495) 775-43-35, (495) 850-21-81
E-mail: trovant@trtk.ru, <http://www.trovant.ru/>