

关于平地面上天线等效相位中心*

张 金 标

提 要

本文给出了平地面上天线等效相位中心的近似解和有关的几个结果。

一、引 言

近些年来,国内外广泛采用低架法测量超短波波段的全方向性天线^[1,2]。超短波波长比较长,要使方向图很窄,必须使发射天线做得很大,故用高架法^[1]测量全向天线的方向图、增益等如不特殊考虑就不能避免地面及其它障碍物的反射,使方向图、增益的测量非常不准,而低架法就是使收发天线之间的距离变远,不是避开、减少地面的反射,而是利用地面的反射。不是使发射天线方向图尽量做窄,而是做得宽一些,使地面的反射波同原来的直达波相干,造成波束的分裂。而接收天线(即被测天线)处于离地面最近的第一个相干波瓣的最大值处。这样既“避免”地面的反射,又得到一个较窄的波束来照射接收天线。

发射天线本身是有一个相位中心的。把它放在地面以上,由于地面对电磁波的反射,从接收天线所在处向发射天线方向看去,有一个等效相位中心,它既不是原来天线的相位中心,也不是它的镜像的相位中心,它是和发射天线的高度、发射波的极化、地面反射系数等有关。对于掠投射^[2],水平极化的等效相位中心就在发射天线处的地面上,而垂直极化的等效相位中心则在地面以上。

等效相位中心在天线测量中是很重要的。测量中使被测天线的测量面通过它,就能提高测量精度。Ford^[1]知道确定等效相位中心的重要性,说要提高圆极化天线测量的精度,就要使被测天线对准垂直极化和水平极化等效相位中心的中点;并指出根据测试场的条件,土地的电特性参数、电波的极化等画出(或测出)在接收天线口径处的等相位曲线(即等相面),在口径中心处作该曲线的法线,而该法线就通过等效相位中心。

低架法在天线测量中有较大的实用价值。在无暗室(即微波吸收室)条件下,找块大的空地(庄稼地也可)就可以测量从微波到超短波的全向天线(包括尖方向性天线)的方向图等。有些天线和载体很大,做 1:1 的模型实验在暗室里不大可能,也需在外场测量,而低架法还有宽波段、架设高度较低的优点^[2],故深入探讨低架法的特性是完全必要的。

本文在一些实际的条件下,得到了平地面上天线等效相位中心的近似解;作为几个结

* 1977 年 11 月 10 日收到。

1) 高架法,即自由空间法,是使收、发天线架得比较高,收发距离比较近,以使地面的几何反射反射点等处于发射天线很差的照射。

2) 掠投射即投射波的波矢量和地面夹角很小。

果,证明了当被测天线对准等效相位中心时测得的方向图,除不满足结果条件的那些区域以外,是理想方向图的最佳逼近;数学上,引进了 ξ 意义下最佳逼近的概念。

本文只限于垂直极化情况。

二、等效相位中心的近似解

情况和坐标系如图 1 所示。发射天线 A_i 的坐标为 $(0, h_i)$, 接收天线 A_r 的坐标为 (x, y) , 空气的介电常数为 ϵ_0, μ_0 , 土地的电参数为 ϵ', σ , A_i 为发射天线 A_i 的镜像, 它的坐标是 $(0, -h_i)$ 。

为了得到等效相位中心的近似解, 须做如下假设:

1) A_i 辐射的电磁波到达 A_r 的口径内为平面波, A_i 同样。

2) 在 $x-y$ 平面内, A_i 的波束在干涉之前是宽的, 可以认为 A_i 和 A_i 对 A_r 的照射, 在幅度上只差反射系数模这一因子。

3) $x \gg y > h_i$, 因此可使 θ_i 小于 Brewster 角。

4) 对于垂直极化, 地面反射系数为^[3]

$$R_{\perp} = |R_{\perp}| e^{i\beta_{\perp}} = \frac{\epsilon_r \sin \theta_i - \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}}{\epsilon_r \sin \theta_i + \sqrt{\epsilon_r - \cos^2 \theta_i}},$$

其中 $\epsilon_r = \epsilon' - j60\lambda\sigma$, 无论对于湿土地还是干土地, 在假设 3) 下, 计算表明 $\beta_{\perp} \doteq \pi$, 而 $|R_{\perp}|$ 是 θ_i 的函数, 但在接收天线口径内变化不大, 故认为 $R_{\perp}$ 是一个在场地架设条件固定情况下模为常数、相角为 π 的复常数。

5) 这里求的是从高为 h_i 的接收天线处向发射天线方向看去的等效相位中心, h_i 满足

$$kh_i \sin \theta = \frac{\pi}{2} \quad (1)$$

其中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 为波长。在假设 3) 下, 化为

$$h_i = \frac{\lambda x}{4y} \quad (2)$$

把以上五个假设记为 $\{\xi\}$ 。在 $\{\xi\}$ 下, 远区相干场应满足^[3]

$$E_{\perp} = \bar{A} [\exp(jkh_i \sin \theta) + R_{\perp} \exp(-jkh_i \sin \theta)] \exp(-jkr),$$

$\bar{A}$ 为复常数。应用 $\{\xi\}$ 中的 4), 可以得到等相面方程

$$kr + \arctan \operatorname{tg}[\nu \operatorname{tg}(kh_i \sin \theta)] = c = \text{常数}, \quad (3)$$

其中

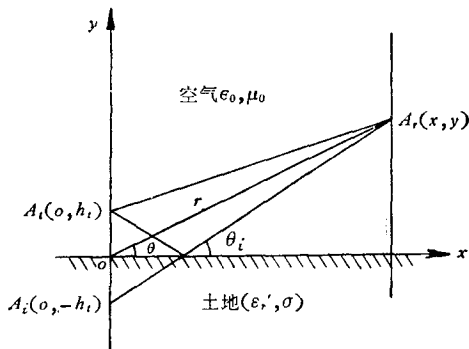


图 1

$$\nu = -\frac{1 + |R_{\perp}|}{1 - |R_{\perp}|}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (4)$$

由上所述,要求的等效相位中心,即是在等相位曲线上由点 \$(x, y)\$ 向发射天线看去的曲率中心 \$(a, b)\$,由数学上知道,

$$b = y + \frac{1 + y'^2}{y''}, \quad (5)$$

$$a = x + (y - b)y' = x - \frac{1 + y'^2}{y''} y'. \quad (6)$$

应用 \$\{\xi\}\$, 可得 \$y'\$ 的近似式

$$y' \doteq \frac{-x}{y + \frac{h_i}{\nu}}. \quad (7)$$

求 \$y''\$ 过程中, 当对(3)式求二阶微商时, 会发现有两项当代入(1)式时, 其无穷大之阶比另两项高一阶, 但可以证明它们的差为零, 最后得到

$$y'' = \frac{-y'^2 + 2 \frac{yy'}{x} + \frac{3y'^2 y^2}{2x^2} + \frac{2h_i y'}{\nu x} + \frac{h_i y y'^2}{\nu x^2}}{y + \frac{h_i}{\nu} - \frac{y^3}{2x^2} - \frac{h_i}{\nu} \frac{3y^2}{2x^2}}. \quad (8)$$

将(7), (8)式代入(5)式则得

$$b = -\frac{h_i}{\nu} [1 + O'(\delta^2)]^{\nu}.$$

略去不低于二阶的小量, 则

$$b \doteq -\frac{h_i}{\nu}, \quad (9)$$

$$a \doteq 0. \quad (10)$$

以上两式是在直角坐标下求得的, 用极坐标求解会快些, 精度一样. 考虑如下具体情况:

1. \$|R_{\perp}| = 0\$, 则 \$\nu = -1\$, \$b = h_i\$, 即等效相位中心就是天线本身的相位中心.

2. \$R_{\perp} = -1\$, \$|R_{\perp}| = 1\$, \$\nu = -\infty\$, 则 \$b = 0\$, 等效相位中心就在发射天线所在处的地面上.

3. \$0 < |R_{\perp}| < 1\$ 时, \$0 < b < h_i\$.

如 \$h_i = 4\lambda\$, \$y = 8.75\lambda\$, \$x = 140\lambda\$, \$\theta_i \doteq 5.2^\circ\$, \$\epsilon'_r = 10\$, \$\sigma = 5 \times 10^{-3}\$ 欧姆/米, 有

$$|R_{\perp}| \doteq 0.53, \quad \nu = -3.26, \quad b \doteq 1.23\lambda.$$

此时接收天线应从水平指向向下俯约 \$3^\circ\$.

1) \$O'(\delta^n)\$ 表示阶次不低于 \$n\$ 的小量. \$\delta = \frac{y}{x} = \frac{\lambda}{4h_i}\$ 定义为一阶小量, 但不趋于零, 故和 \$O\$ 记号的意义稍有不同.

三、几个结果

1) 在 $\{\xi\}$ 下, 当半波振子天线¹⁾方向图的最大值对准等效相位中心时, 收到最大能量, 精确到不低于三阶小量。

事实上, 如图 2 所示, 半波振子放在 $x-y$ 平面内, 转动也是在 $x-y$ 平面内, 即是俯仰转动。由 A_i 和 A_r 发射的波到达半波振子的 z' 处的幅度和相位各为

对于直达波:

$$\sin(\theta_1 - \varphi) \exp(jkz' \cos(\theta_1 - \varphi));$$

对于反射波:

$$R_{\perp} \sin(\theta_2 - \varphi) \exp(jkz' \cos(\theta_2 - \varphi)).$$

接收天线处于发射天线的辐射场中, 接收天线上将感应电动势, 在其输出口处, 有

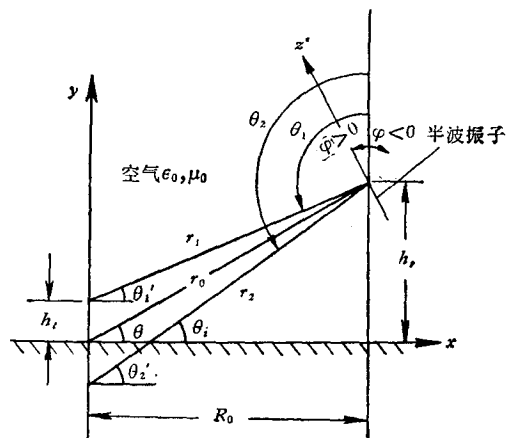


图 2

$$E = A \left[e^{jk h_i \sin \theta} \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} I(z') e^{jk z' \cos(\theta_1 - \varphi)} \sin(\theta_1 - \varphi) dz' \right. \\ \left. + R_{\perp} e^{-jk h_i \sin \theta} \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} I(z') e^{jk z' \cos(\theta_2 - \varphi)} \sin(\theta_2 - \varphi) dz' \right],$$

A 为复常数, $I(z')$ 为投射波在振子上感应的电流。这里把 $R_{\perp}$ 作为常数提出积分号外是因为在 $\lambda/2$ 长的积分范围内 $R_{\perp}$ 变化很小。设振子很细, 由文献[4]知

$$I(z') = \begin{cases} I_0 \sin k \left(z' + \frac{\lambda}{4} \right) & -\frac{\lambda}{4} \leq z' \leq 0, \\ I_0 \sin k \left(\frac{\lambda}{4} - z' \right) & 0 \leq z' \leq \frac{\lambda}{4}. \end{cases}$$

把 $I(z')$ 代入上式, 并考虑 $k h_i \sin \theta \doteq \frac{\pi}{2}$, 和 $-|R_{\perp}| = R_{\perp}$, 则

$$E = B' \left[\frac{\cos \left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_1 - \varphi) \right]}{\sin(\theta_1 - \varphi)} + |R_{\perp}| \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_2 - \varphi) \right]}{\sin(\theta_2 - \varphi)} \right]. \quad (11)$$

由图 2 看出

$$\theta_2' \doteq \sin \theta_2' = \frac{h_r + h_i}{R_0} + O'(\delta^3), \quad \theta_1' \doteq \sin \theta_1' = \frac{h_r - h_i}{R_0} + O'(\delta^3),$$

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} + \theta_1', \quad \theta_2 = \frac{\pi}{2} + \theta_2'.$$

1) 用半波振子来分析问题, 一是为了简单, 另外它的增益低, 效率高, 增益和全向天线差不多, 故有人把它作为全向天线的增益标准。

考虑条件 $\{\xi\}$ 和振子方向图特性, 及对准等效相位中心时的 φ 也是很小的, 故下面诸近似式成立:

$$\begin{aligned}\cos(\theta_1 - \varphi) &= -\frac{h_r - h_t}{R_0} + \varphi + O'(\delta^3), \\ \cos(\theta_2 - \varphi) &= -\frac{h_r + h_t}{R_0} + \varphi + O'(\delta^3), \\ \sin\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_1 - \varphi)\right] &= -\frac{\pi}{2} \left(\frac{h_r - h_t}{R_0} - \varphi\right) + O'(\delta^3), \\ \sin\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_2 - \varphi)\right] &= -\frac{\pi}{2} \left(\frac{h_r + h_t}{R_0} - \varphi\right) + O'(\delta^3), \\ \cos\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_2 - \varphi)\right] &= 1 + O'(\delta^2), \\ \cos\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_1 - \varphi)\right] &= 1 + O'(\delta^2).\end{aligned}$$

要求 φ 等于何值时, E 最大, 应对(14)式求一阶微商, 并令其为零, 再把以上诸式代入, 略去不低于三阶的小量, 得

$$\varphi_0 \doteq \sin \varphi_0 \doteq \frac{h_r - \frac{1 - |R_\perp|}{1 + |R_\perp|} h_t}{R_0} = \frac{h_r - b}{R_0}, \quad (12)$$

其中 $b \doteq -h_t/\nu$ 和(9)式相同. 于是结果1)得证. 由物理意义上的显而易见, 无须求二阶微商了. (12)式表明, 发射天线所辐射的能量等效于是由等效相位中心这一点源所辐射出来的^[2]. 由(12)式看出, 当 $\varphi = \varphi_0$ 时, (11)式有最大值. 故令 $\varphi' = \varphi - \varphi_0$, 则将 $\varphi = \varphi' + \varphi_0$ 代入(11)式, 得

$$E = B' \left[\frac{\cos\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_1 - \varphi' - \varphi_0)\right]}{\sin(\theta_1 - \varphi' - \varphi_0)} + |R_\perp| \frac{\cos\left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_2 - \varphi' - \varphi_0)\right]}{\sin(\theta_2 - \varphi' - \varphi_0)} \right]. \quad (13)$$

在给出结果2)之前, 先给如下定义:

定义 1: 所谓理想方向图, 是指在低架法的测量场地上, 保持 h_t 一定, 按(2)式的规律, 当 $x \rightarrow \infty$ (即图 2 中的 $R_0 \rightarrow \infty$) 所得的方向图.

半波振子的理想方向图是什么? 在(13)式中, 令

$$\delta_1 = \theta_1' - \varphi_0, \quad \delta_2 = \theta_2' - \varphi_0.$$

由理想方向图定义,

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \delta_1 = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} (\theta_1' - \varphi_0) \doteq \lim_{R_0 \rightarrow \infty} \left(\frac{h_r - h_t}{R_0} - \frac{h_r - b}{R_0} \right) = 0,$$

同理 $\lim_{R_0 \rightarrow \infty} \delta_2 \doteq 0$.

以上略去不低于三阶小量. 在同样精度之下, 除 $\varphi = \pm 90^\circ$ 以外, 由(13)式得理想方向图为

$$f(\varphi') = (1 + |R_\perp|_\infty) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi'\right)}{\cos \varphi'}, \quad (14)$$

其中

$$|R_{\perp}|_{\infty} = \lim_{R_0 \rightarrow \infty} |R_{\perp}|.$$

(14)式是把 $\lim_{R_0 \rightarrow \infty} \delta_1 \doteq 0$ 和 $\lim_{R_0 \rightarrow \infty} \delta_2 \doteq 0$ 代入(13)式,并略去 B' 后得到的.

定义 2: 所谓函数 $F(\varphi)$ 是实偶函数 $f(\varphi)$ 在 ξ 意义下的最佳逼近,是指在假设 $\{\xi\}$ 下,得到的函数 $F(\varphi)$ 具有二阶以上微商,把 $F(\varphi)$ 展成多项式后,应满足

(1) 有 φ_0 , 使 $F(\varphi, \varphi_0)$ 也是 φ 的偶函数; (2) 有 φ_0 , 使 $\Delta(\varphi) = \min |F(\varphi, \varphi_0) - f(\varphi)|$ 存在.

2) 按结果 1) 方法测得的半波振子 E 面方向图(由(13)式,略去常数 B' 而得)

$$F(\varphi', \varphi_0) = \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_1 - \varphi_0 - \varphi') \right]}{\sin(\theta_1 - \varphi_0 - \varphi')} + |R_{\perp}| \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2} \cos(\theta_2 - \varphi_0 - \varphi') \right]}{\sin(\theta_2 - \varphi_0 - \varphi')}. \quad (15)$$

当略去不低于三阶小量时和除去 $\varphi' = \pm 90^\circ$ 附近外,是理想方向图(14)式在 ξ 意义下的最佳逼近.

事实上,因 δ_1, δ_2 是小量,故可把(15)式展开,且只取到 δ_1, δ_2 的二次项就够了.

$$\begin{aligned} F(\varphi', \varphi_0) = & (1 + |R_{\perp}|) \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right]}{\cos \varphi'} + (\delta_1 + |R_{\perp}| \delta_2) \left[\frac{\pi}{2} \sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right) \right. \\ & \left. - \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right)}{\cos \varphi'} \operatorname{tg} \varphi' \right] + (\delta_1^2 + |R_{\perp}| \delta_2^2) \left[-\frac{\pi}{4} \operatorname{tg} \varphi' \sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right) \right. \\ & \left. - \frac{\pi^2}{8} \cos \varphi' \cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right) + \left(\operatorname{tg}^2 \varphi' + \frac{\pi}{2} \right) \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi' \right)}{\cos \varphi'} \right]. \quad (16) \end{aligned}$$

(16)式成立的条件为

$$|\operatorname{ctg} \varphi'| \gg |\max(\delta_1, \delta_2)|.$$

不难证明

$$\delta_1 + |R_{\perp}| \delta_2 \doteq 0. \quad (17)$$

事实上

$$\begin{aligned} \delta_1 + |R_{\perp}| \delta_2 &= \theta'_1 - \varphi_0 + |R_{\perp}|(\theta'_2 - \varphi_0) \\ &\doteq \frac{h_r - h_t}{R_0} - \frac{h_r - b}{R_0} + |R_{\perp}| \left(\frac{h_r + h_t}{R_0} - \frac{h_r - b}{R_0} \right) \\ &= \frac{b - h_t}{R_0} + |R_{\perp}| \frac{b + h_t}{R_0} = 0. \end{aligned}$$

可以证明, $\delta_1^2 + |R_{\perp}| \delta_2^2$ 为最小. 事实上, 设不是取 $\varphi' = \varphi - \varphi_0$, 而是 $\varphi' = \varphi - \varphi_0 \pm \frac{h'}{R_0}$, $\frac{h'}{R_0}$ 是小量, 则 $\varphi = \varphi' + \varphi_0 \mp \frac{h'}{R_0}$. 同样展开(15)式为(16)式的形式, 只是用 δ'_1 代替 δ_1 , 用 δ'_2 代替 δ_2 , 而

$$\delta'_1 = \theta'_1 - \varphi_0 \pm \frac{h'}{R_0}, \quad \delta'_2 = \theta'_2 - \varphi_0 \pm \frac{h'}{R_0}.$$

即有

$$\delta_1'^2 + |R_\perp| \delta_2'^2 > \delta_1^2 + |R_\perp| \delta_2^2.$$

事实上

$$\begin{aligned} \delta_1'^2 + |R_\perp| \delta_2'^2 &= \left[\frac{h_r - h_t}{R_0} - \frac{h_r - b \mp h'}{R_0} \right]^2 + |R_\perp| \left[\frac{h_r + h_t}{R_0} - \frac{h_r - b \mp h'}{R_0} \right]^2 \\ &= \frac{1}{R_0^2} [(-h_t + b)^2 + h'^2] + \frac{|R_\perp|}{R_0^2} [(h_t + b)^2 + h'^2] \\ &\quad \pm \frac{2h'}{R_0^2} [(-h_t + b) + |R_\perp|(h_t + b)] \\ &= \frac{1}{R_0^2} [(-h_t + b)^2 + |R_\perp|(h_t + b)^2] + \frac{h'^2}{R_0^2} (1 + |R_\perp|) \\ &\quad \pm 2h'[\delta_1 + |R_\perp|\delta_2]. \end{aligned}$$

应用(17)式,则

$$\begin{aligned} \delta_1'^2 + |R_\perp| \delta_2'^2 &= \frac{1}{R_0^2} [(-h_t + b)^2 + |R_\perp|(h_t + b)^2] + \frac{h'^2}{R_0^2} (1 + |R_\perp|) \\ &> \frac{1}{R_0^2} [(-h_t + b)^2 + |R_\perp|(h_t + b)^2] = \delta_1^2 + |R_\perp| \delta_2^2. \end{aligned} \quad (18)$$

(16)式的一阶微商项是 φ' 的奇函数, 而二阶微商项是 φ' 的偶函数. 由于(17)式成立, 故 $F(\varphi', \varphi_0)$ 在略去高阶小量条件下是 φ' 的偶函数; 考虑到 $|R_\perp| = |R_\perp|_\infty$, (16) 式第一项和(14)式相消. 由于(18)式成立, 故有 $\varphi_0 = \frac{h_r - b}{R_0}$, 使 $\Delta(\varphi') = \min |F(\varphi', \varphi_0) - f(\varphi')|$ 存在, 于是结果 2) 证毕.

在实际测量中, 有三种情况容易发生:

(a) 使 $\varphi_0 = 0$, 即认为 $\varphi' = 0$ 为最大值, 此时

$$\delta_1 = \frac{h_r - h_t}{R_0} > 0, \quad \delta_2 = \frac{h_r + h_t}{R_0} > 0, \quad \delta_2 > \delta_1.$$

实际测试结果使方向图最大值偏向 $\varphi' > 0$ 一边.

(b) 使 $\varphi_0 = \frac{h_r - h_t}{R_0}$, 即认为对着发射天线收到最大能量, 此时

$$\delta_1 = 0, \quad \delta_2 = 2 \frac{h_t}{R_0} > 0.$$

实际测试结果使方向图最大值偏向 $\varphi' > 0$ 一边.

(c) 使 $\varphi_0 = \frac{h_r}{R_0}$, 即认为对着发射天线处的地面收到最大能量, 此时

$$\delta_1 = -\frac{h_t}{R_0} < 0, \quad \delta_2 = \frac{h_t}{R_0} > 0,$$

最大值偏向 $\varphi' < 0$ 一边. 以上三种情况都引起不对称性. 要做到对称性, 必须使 δ_1, δ_2 符号不同, 大小不等, 这就是 $\varphi_0 = (h_r - b)/R_0$ 所具有的特性.

3) 对半波振子天线, 有

$$\Delta(0) = O'(\delta^2). \quad (19)$$

事实上, 由(16)式, 取 $\varphi' = 0$, 则

$$\begin{aligned}\Delta(0) &= \delta_1^2 + |R_\perp| \delta_2^2 \left\{ \frac{\pi^2}{8} - \frac{1}{2} \right\} < \delta_1^2 + |R_\perp| \delta^2 \\ &= \left(\frac{h_t}{R_0} \right)^2 \frac{4|R_\perp|}{1 + |R_\perp|} \leq 2 \left(\frac{h_t}{R_0} \right)^2.\end{aligned}$$

此即最大值处的误差为二阶小量。现把结果 2) 推广到较普遍情况。

4) 在 $\{\xi\}$ 下, 得到的方向图,

$$F(\varphi', \varphi_0) = f(\varphi', \varphi_0) + |R_\perp| f(\varphi', \varphi_0). \quad (20)$$

在区间 $(-\pi, \pi)$ 内具有二阶以上微商, 当满足

$$\left| f^{(2)}(\varphi') \frac{(\delta_1^2 + |R_\perp| \delta_2^2)}{2!} \right| \gg \left| \sum_{k \geq 3} f^{(k)}(\varphi') \frac{(\delta_1^k + |R_\perp| \delta_2^k)}{k!} \right|$$

时, 除在零点 $\varphi'_m, m = 1, \dots, n$ 以外, 是理想方向图,

$$F(\varphi')_\infty = f(\varphi') [1 + |R_\perp|] \quad (21)$$

在 ξ 意义下的最佳逼近, 其中 $f(\varphi')$ 是 φ' 的偶函数。

事实上, 由 δ_1 和 δ_2 为小量, 由题设(20)式可展开为

$$F(\varphi', \varphi_0) = \sum_{k=0}^2 f^{(k)}(\varphi') \frac{(\delta_1^k + |R_\perp| \delta_2^k)}{k!}. \quad (22)$$

考虑到 $-f(\varphi') = f(-\varphi')$, $f''(-\varphi') = f''(\varphi')$, 并注意到(17)和(18)式, 即明所欲证。

一般地, 在极大点处 $f'(\varphi') = 0$, $f''(\varphi') < 0$, 故极大点处增益偏低; 极小点(非零点)处相反。

四、结 语

在假设 $\{\xi\}$ 下, 我们得到平地面上天线等效相位中心的近似解, 这个解可以在实际中应用, 只要知道 h_t 和 $|R_\perp|$ 即可。

作为几个结果, 得到了在 $\{\xi\}$ 下, 测量的方向图是理想方向图的 ξ 意义下的最佳逼近。方向图 $f(\varphi')$ 虽然不是普遍的, 但是代表了一类天线的方向图。

由于等效相位中心是在略去二阶小量条件下得到的, 故在以后的讨论中都略去高于二阶的小量, 这也是取(16)式和(22)式到二阶项为止的原因。

Moeller^[5] 在 1966 年应用他提出的办法分析了高架法天线测试误差, 但是当他用来分析低架法¹⁾时感到不大好办, 要么有 6dB 的误差, 或认为无误差(因处处都差 6dB)。故他在他的文章最后写道: “因此, 如果这些参数(即增益等)的测量误差的实际表示式是被实现的话, 要采用不同的假设或为了推导这些式子要采用完全不同的路径, 希望在不久的将来能够得到这个问题的解答。”我们认为本文给出了这个问题的初步结果和路途。

由上面分析看出, 测量误差是和被测天线的方向图的数学情态(包括一阶和二阶微商)有关, 当然和测试条件有关, 但总的是不大的, 如(19)式所示为二阶小量。但在实际上, 接

1) 外国人称“地反射型测试场”, 即我们所说低架法。

收天线支架为了支撑天线和庞大载体,就必然做得结构复杂,其他障碍物像地面凹凸不平等都引入不少杂散散射,造成接收天线口径内场的变化,此时,测量误差就不完全由对准等效相位中心的被测天线(接收天线)的被测点附近的方向图的数学情态来决定,特别是全向天线。故在实际测量中常导致更大的误差。阿波罗飞船上的全向天线^[6]测量误差在主波束内有 $\pm 1\text{dB}$, 在其它地方会更大,我们认为这是完全可能的。

A_i 和 A_j 辐射的平面波在 A_i 处迭加,使 A_i 口径内等相面变化,这反映出相位中心的变化。故在等幅面均匀的条件下,为使 A_i 口径内等相面对称和均匀,必须对准等效相位中心,以减少测量误差;但是尽管对准等效相位中心能减少误差,也不能完全去掉,因口径内等相面还是凸的,只是对称了一些。进一步加大收发天线之间距离,则可进一步使固定的天线口径内相位分布变均匀,因曲率半径加大,故又可进一步减少误差,这就是这里所说的理想方向图。

作者在此向卢明儒、林德应等同志致谢,他们对本文提出过宝贵意见。

参 考 文 献

- [1] E. T. Ford "Conference on Aerospace antennas" 8—10, June (1971), 89—71.
- [2] Albert cohen and A. W. Maltese, *The Microwave Journal*, 4 (1961), 57.
- [3] Ф. Б. Черный "распространение радиоволн", 68—69.
- [4] Sergei A. Schelknoff, "Antennas theory and practice," 238.
- [5] Alvin, W. Moeller, *The Microwave Journal*, 9 (1966), March, 47.
- [6] Jeffersonf Lindsey 111 and Louis Leopold *The Microwave Journal*, 12 (1969), 71.

THE EQUIVALENT PHASE CENTER OF ANTENNA ON A PLANE GROUND

ZHANG JIN-BIAO

ABSTRACT

An approximate solution for the equivalent phase center of antenna on a plane ground and several related results have been given in this paper.