

近场反射过程中的微波辐射传输特性*

赵文中 赵柏林

(北京大学地球物理系)

提 要

地物微波反射率是卫星气象和雷达气象的重要信息, 需要进行实验室内模拟自然的实验研究。只有解决近场反射过程中的微波传输问题, 才能研究有据, 测量准确。本文研究了近场反射过程中微波传输的特性和近场测量转换至远场情况的订正方法, 在实验室内测量了标准反射面的反射特性, 用实验证明了本文提出的订正方法的有效性。本文得到了理论与实验一致的结果。因此, 这种近场订正的方法是实用的。

一、引 言

物体的反射特性是微波遥感的重要信息。为了进行深入的研究, 有必要作一些模拟自然的实验, 以指导实践。在实验室内测量, 要灵活方便, 又能符合自然情况。因此采用近场测量, 再转换于远场实况。本文分析了近场反射过程中的微波传输原理, 近场至远场的换算订正, 用微波反射率仪在实验上予以证实, 并考核了订正误差。

二、实 验 原 理

1. 在实验室内进行测量的微波反射率仪的结构如图1。它是有源发射, 以待测面为靶, 测量其反射性能。测量方法有两种: 直接法和比较法。直接法是根据微波反射过程中的微波传输方程, 测量样品的微波反射辐射, 加入近场至远场订正后, 计算其微波反射率。比较法测量是以已知反射面的反射率为基准, 比较其反射功率, 换算得到反射率。微波反射率

$$R_{\zeta} = R_0 \frac{P_{\zeta r}}{P_{r_0}}, \quad (1)$$

其中, R_0 是已知物体表面的反射率; $P_{\zeta r}$ 是接收的待测面的反射功率, P_{r_0} 是在同样条件下接收的已知物体表面的反射功率; 通常用良导体金属板作为标准反射面, 这时 $R_0 = 1$; ζ 表示极化态。

测量时, 要用直接法和比较法两者彼此校正, 以提高测量精度。

* 本文于1982年3月18日收到, 1983年3月1日收到修改稿。

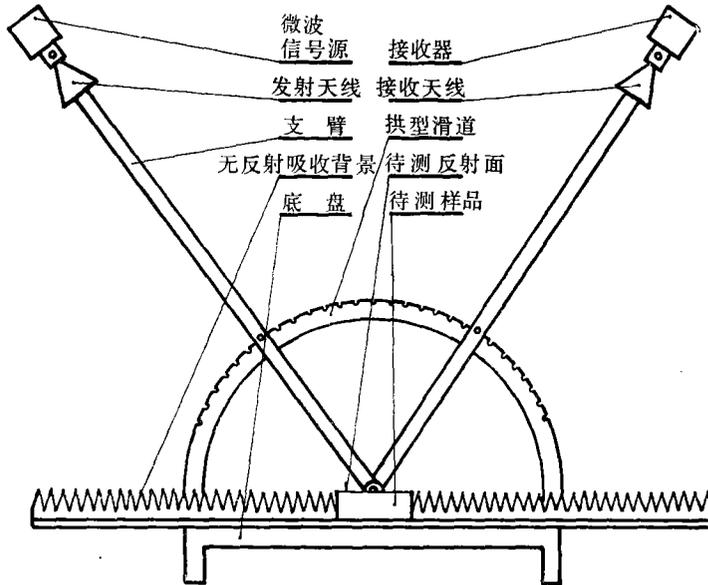


图 1 微波反射率仪的结构

2. 小样品镜面微波反射率测量过程中的微波传输：为了进行上述测量，我们的实验设置如下：

- ① 发射和接收天线都采用角锥喇叭天线，喇叭口面尺寸长为 A ，宽为 B ；
- ② 发射天线发射功率为 P_i ，增益为 G_i ；
- ③ 发射天线相位中心与待测面中心距离为 L ；
- ④ 待测面中心与接收喇叭口面中心距离为 L_1 ；接收天线和发射天线完全相同，测试臂对称布置时，同样有：
- ⑤ 接收喇叭天线相位中心与待测面中心距离为 L ；
- ⑥ 发射喇叭口面中心与待测面中心距离为 L_1 ；
- ⑦ 待测面为圆形，直径为 d_c ；
- ⑧ 入射角和反射角均为 θ ，并可变化。

$\xi(=p, s)$ 表示极化态， s 极化是电向量与入射面垂直的分量（即水平极化）， p 极化是电向量与入射面平行的分量（即垂直极化）。

当满足无穷远场条件时

$$\frac{A^2 + B^2}{L\lambda} \rightarrow 0, \frac{d_c^2}{L\lambda} \rightarrow 0, \frac{L}{L_1} \rightarrow 1,$$

此时发射天线照射到反射面（即待测面）上的功率

$$P_i = P_i G_i \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d_c^2}{4\pi L^2} \cos \theta. \quad (2)$$

如果除了待测面以外，全部是无反射吸收背景，可以认为上半空间有两个源，一个是发射天线，一个是待测面。待测面相当于口面直径为 d_c 的圆反射天线，其增益

$$G_c = \frac{\pi^2 d_c^2}{\lambda^2} \cos \theta. \quad (3)$$

接收天线接收的功率

$$P_r = P_R G_c \frac{AB}{4\pi L^2} \eta_{ra}, \quad (4)$$

其中, η_{ra} 为接收喇叭天线的口面效率, 对最佳设计的喇叭天线 $\eta_{ra} = 0.49$; P_R 为反射面反射的功率, $P_R = R P_i$, R 是反射率。

通常的无穷远场条件为^[1] $L \geq \frac{2D^2}{\lambda}$ 。这里 D 为口径最大尺寸, λ 为波长, L 为距离。上述条件从口径边缘与中心的相位差 $< \frac{\pi}{8}$ (即程差小于 $\frac{\lambda}{16}$) 得出。但是, 发射天线到反射面, 微波辐射照射与反射后, 再由反射面到接收天线, 每个过程都有相位差。为使误差叠加后能保证满足无穷远场条件, 每个过程所允许的相位差要比 $\frac{\pi}{8}$ 小得多。因此, 距离要比 $\frac{2D^2}{\lambda}$ 大得多。例如, $\lambda = 32 \text{ mm}$, $D = 150 \text{ mm}$, 至少需要测试臂长大于 5.6 m 。在实验室内, 这是难以实现的。

我们采用近场测量然后订正到远场的方法。为此引入一组近场修正因子。

发射天线照射到反射面的功率

$$P_{\zeta i} = P_i G_i \frac{\pi}{4} \frac{d_c^2}{\lambda^2} \cos \theta F_{\zeta i}^2(\theta), \quad (5)$$

这里 $F_{\zeta i}(\theta)$ 是发射天线对反射面的平均方向性因子, 小于 1 并与入射角 θ 有关。对反射面照射而言, 由于天线口面中心与反射面各处的距离不同, 引起照射在反射面上的振幅与相位不相等, 因此增益减小。令 $\eta_{cp}(\theta)$ 表示反射面上由于相位差引起的增益减小因子, $\eta_{\zeta ca}(\theta)$ 表示反射面上由于振幅不同引起的增益减小因子, 此时增益

$$G_{\zeta c} = \frac{\pi^2 d_c^2}{\lambda^2} \eta_{cp}(\theta) \eta_{\zeta ca}(\theta) \cos \theta \quad (6)$$

实际上入射到接收天线喇叭口面的电波相位、振幅是不均匀的。令反射面辐射对接收天线的平均方向性因子为 $F_{\zeta r}(\theta)$, 喇叭口面的有效系数为 $\eta_{\zeta ra}(\theta)$, 则接收天线接收功率

$$P_{\zeta r} = P_{\zeta R} G_{\zeta c} \frac{AB}{4\pi L_1^2} F_{\zeta r}(\theta) \eta_{\zeta ra}(\theta), \quad (7)$$

其中, $P_{\zeta R}$ 是反射功率, R_{ζ} 是反射率, $P_{\zeta R} = R_{\zeta} P_{\zeta i}$ 。

归并(5)–(7)式

$$P_{\zeta r} = R_{\zeta} \frac{P_i G_i \pi d_c^4 AB}{64 L^2 L_1^2 \lambda^2} F_{\zeta i}^2(\theta) \eta_{cp}(\theta) \eta_{\zeta ca}(\theta) F_{\zeta r}^2(\theta) \eta_{\zeta ra}(\theta) \cos^2 \theta \quad (8)$$

令 $\eta_{\zeta s}(\theta)$ 为归一化近场修正因子,

$$\eta_{\zeta s}(\theta) = \frac{F_{\zeta i}^2(\theta) \eta_{cp}(\theta) \eta_{\zeta ca}(\theta) F_{\zeta r}^2(\theta) \eta_{\zeta ra}(\theta)}{F_{\zeta i}^2(0) \eta_{cp}(0) \eta_{\zeta ca}(0) F_{\zeta r}^2(0) \eta_{ra}(0)}$$

($\theta = 0^\circ$ 时, s 、 p 极化的值相等, 故去掉脚标 ζ); P_0 为正入射时接收天线接收到理想反射面 ($R_{\zeta} = 1$) 的反射辐射功率,

$$P_0 = \frac{P_i G_i \pi d_c^4 AB}{64 L^2 L_1^2 \lambda^2} F_{c_p}^2(0) \eta_{c_p}(0) \eta_{c_a}(0) F_{r}^2(0) \eta_{r_a}(0), \quad (9)$$

于是

$$P_{i_r} = R_i P_0 \eta_{i_s}(0) \cos^2 \theta,$$

或

$$R_i = \frac{P_{i_r}}{P_0 \eta_{i_s}(\theta) \cos^2 \theta}. \quad (10)$$

只要能够确定 $\eta_{i_s}(\theta)$ 和 P_0 , 由相应的接收到的反射功率 P_{i_r} 就可以求出反射率 R_i .

3. 发射天线对反射面的平均方向性因子 $F_{i_s}(\theta)$: 当反射面距发射天线无穷远并且主向对准时, 方向性因子为 1。在距离较小时, 反射面对发射天线所张的立体角是不能忽略的, 此时发射天线对反射面的平均方向性因子小于 1。对于最佳设计的喇叭天线, 在无穷远处方向性图对两极化方向是对称的, 在与主轴垂直的截面上等方向性因子曲线是一组同心圆^[2]。在近距离处, 其为同心椭圆。斜入射时, 反射面上的等方向性因子曲线也是同心椭圆, 在与入射方向垂直的方向上轴长与正入射时一样, 在倾斜的方向上轴长变为正入射时的 $\frac{1}{\cos \theta}$ 。等方向因子的数值可以根据发射天线方向性图求得。将反射面划分为 n 个等方向性因子区间, 方向性因子为 $F_1, F_2, \dots, F_i, \dots, F_n$, 相应有效面积为 $S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_n$, 发射天线对反射面的平均方向性因子 $F_{i_s}(\theta)$ 由下式求出

$$F_{i_s}^2(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^n S_i(\theta) F_i^2}{\sum_{i=1}^n S_i(\theta)} = \frac{\sum_{i=1}^n S_i(\theta) F_i^2}{\frac{\pi d_c^2 \cos \theta}{4}}. \quad (11)$$

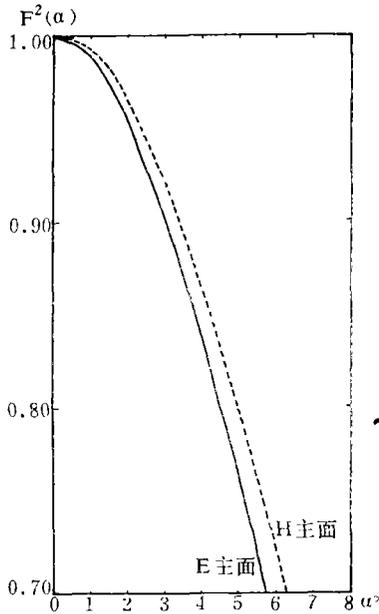


图 2 距发射天线口面 1545 mm 处的方向性图

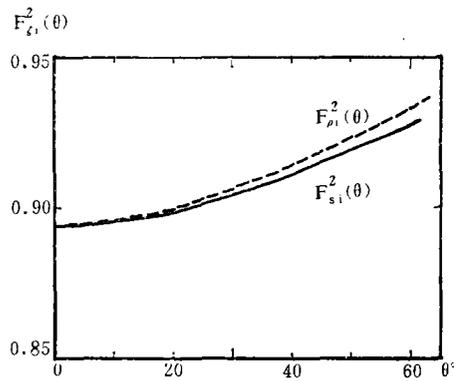


图 3 发射天线对反射面平均方向性因子随入射角的变化

在本实验中, 发射天线支架转轴至反射面中心的距离 $L_0 = 1720$ mm, $d_c = 286$ mm, 实测的发射天线方向性图示于图 2。以发射天线支架转轴为圆锥顶点, 圆锥顶角大约每度一间隔划分等方向性因子区间, 求出分区面积, 然后按 (11) 式计算。计算结果见于图 3。

4. 反射面照射相位差引起的增益减小因子 $\eta_{cp}(\theta)$: 采用衍射理论分析反射面照射不均匀的影响。分析相位不均匀的影响时, 不考虑两种极化的差别, 因此足标 ζ 略去。根据矢量合成图解法^[9], 把反射面分成很多相位相同的小面元, 电磁波从发射天线经过每一个面元的反射后在接收天线的贡献, 可以用一个小矢量来表示。小矢量的大小与面元的面积和面元上的平均振幅成正比。小矢量的方向由面元之间电磁波的相位差决定。为了简单起见, 首先讨论反射面上振幅相同的情况。这时小矢量的大小只与面元的面积有关。根据圆孔 Fresnel 衍射的理论, 设发射和接收天线都在圆孔垂直轴线上, 分别在圆孔两侧并与圆孔中心距离为 L 。将圆孔分成很多同心圆环。从发射天线相位中心到接收天线相位中心, 经过圆孔上直径为 d 的圆周上的点的路程与经过中心的路程差为 $\frac{d^2}{4L}$ 。如果按相同的相位差把圆孔分成很多圆环, 则每个圆环都有相同的面积。从矢量图解合成的观点来说, 就是每个小矢量相等, 相邻小矢量的夹角也相等。在极限情况下, 这些小矢量首尾相接形成一个圆弧。弧所对的圆心角等于相位差 $\delta = \frac{\pi d^2}{2L\lambda}$ 。

实际反射面积为 $\frac{\pi d_c^2}{4}$ 。正入射时反射面边缘与中心的相位差 $\delta_0 = \frac{\pi d_c^2}{2L\lambda}$ 。如图 4 所示。角以弧度表示, 取圆孔 Fresnel 衍射矢量合成图的圆弧半径为 1, 则正入射时矢量合成的圆弧 $O'MC$ 的长为 δ_0 , 弦长为 $2 \sin \frac{\delta_0}{2}$, 所以

$$\eta_{cp}(0) = \left(\frac{2 \sin \frac{\delta_0}{2}}{\delta_0} \right)^2. \quad (12)$$

入射角为 θ 时, 反射面的有效面积为 $\frac{\pi d_c^2 \cos^2 \theta}{4}$, 矢量合成的曲线总长为 $\delta_0 \cos \theta$ 。反射面上的等相位分布见图 5。在 Y 轴上, 短轴 d_1 小于 $d_c \cos \theta$ 的椭圆都落在反射面内, 和直径小于 $d_c \cos \theta$ 的圆孔衍射一样。 d_1 大于 $d_c \cos \theta$ 的部分, 按等相位差间距切割时, 各区间的有效面积不断缩小, 一直减小到零。这样, 矢量合成的路径就离开了原来的圆弧而向内收缩(见图 4)。所以, 当曲线长小于 $\delta_1 = \frac{\pi d_c^2 \cos^2 \theta}{2L\lambda} = \delta_0 \cos^2 \theta$ 时, 矢量合成的路径 $O'M$ 与圆孔 Fresnel 衍射的矢量合成路径相同; 曲线超过 M 点以后, 矢量合成的路径就偏离了圆孔 Fresnel 衍射的矢量合成圆弧。根据矢量图解原理, 反射面相位修正因子(详见附录 1)

$$\eta_{cp}(\theta) = \left(\frac{\text{弦长}}{\text{弧长}} \right)^2 = \frac{(\overline{O'A})^2}{\delta_0^2 \cos^2 \theta}. \quad (13)$$

根据本实验的数据 $d_c = 286$ mm, $\lambda = 32$ mm, $L = 1605$ mm, 计算结果示于图 6。

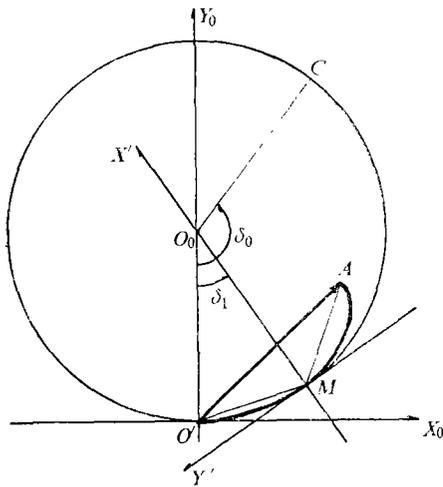


图 4 倾斜入射时圆形反射面辐射衍射的矢量合成示意图

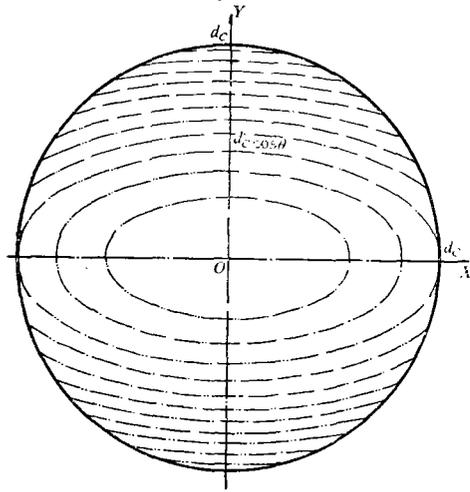


图 5 倾斜入射时圆形反射面上等相位曲线分布

5. 反射面照射振幅不均匀引起的增益减小因子 $\eta_{i:ca}(\theta)$: 根据矢量合成图解原理, 由于辐射振幅分布不均匀, 平均振幅小于最大振幅, 是最大振幅的 $F_{i:ca}^2(\theta)$ 倍, 所以增益减小因子

$$\eta_{i:ca}(\theta) = F_{i:ca}^2(\theta) \quad (14)$$

6. 反射面反射辐射对接收天线喇叭口面的平均方向性因子 $F_{i:ra}(\theta)$ 及接收天线的口面效率 $\eta_{i:ra}(\theta)$: 倾斜入射时, 使 X 方向有效口径缩短, 除了增益变小以外还将使主瓣展宽。

假设:

(1) 反射面的反射辐射方向性因子的形状为 $F_r^2(\theta, \varphi) = \cos^v[u(\theta)\varphi]$, $u(\theta)$ 为主瓣宽度系数, φ 为反射面中心到接收天线主面口径面上一点的矢径与中心连线的夹角, 根据圆形口径天线的主瓣宽度取 $v=3$;

(2) E 主面有效系数为 1, H 主面有效系数为 $\cos \gamma$, 其中 $\gamma = \frac{2Z}{A} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{\pi Z}{A}$, Z 是 H 主面口径面上一点与口径中心的距离, $-\frac{A}{2} \leq Z \leq \frac{A}{2}$;

(3) 口面上总效果是两主轴效果的乘积。

取与入射面垂直的方向为 Y 方向, 与反射面平行与 Y 垂直的方向为 X 方向。由于反射面的反射辐射在接收天线口面分布的不均匀及接收天线效率的影响, 增益减小因子 $F_{i:ra}^2(\theta)\eta_{i:ra}(\theta)$ 如下(详见附录 2):

对于 s 极化

$$F_{s:ra}^2(\theta)\eta_{s:ra}(\theta) = \frac{0.98}{\Psi_H} \int_0^{\psi_H} \cos^3[u_{sx}(\theta)\varphi] \cos^2 m\varphi d\varphi \cdot \frac{1}{\Psi_E} \int_0^{\psi_E} \cos^3[u_{sy}(\theta)\varphi] d\varphi, \quad (15)$$

对于 p 极化

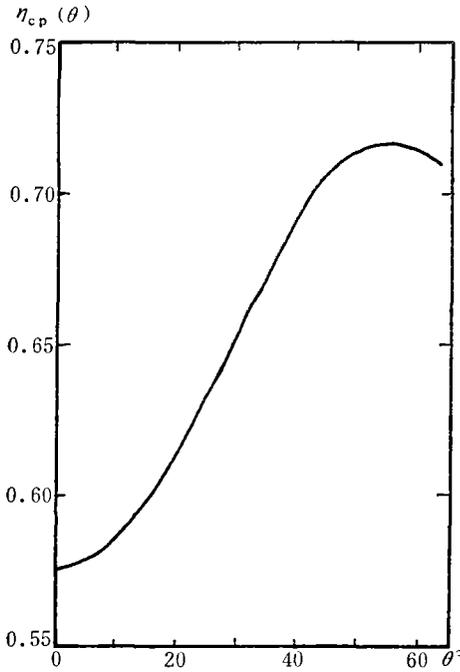


图 6 反射面上照射相位差引起的修正因子随入射角的变化

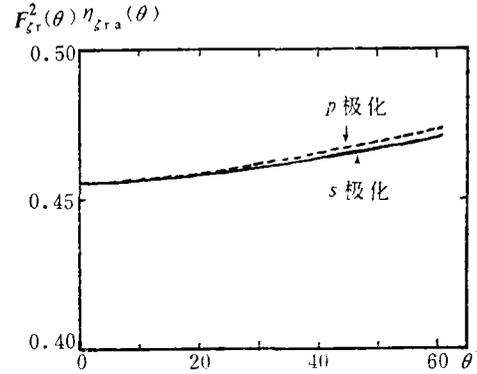


图 7 接收天线有效系数随入射角的变化

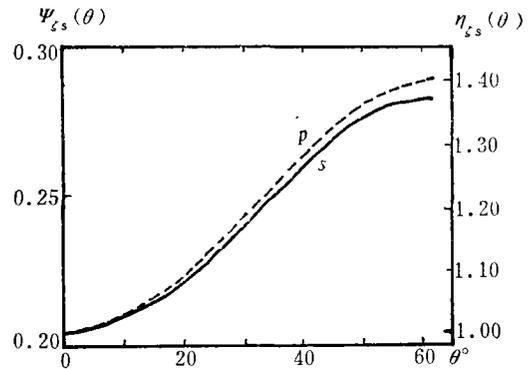


图 8 小样品镜面微波反射率测量中微波传输方程的修正因子与入射角的关系

$$F_{zr}^2(\theta)\eta_{zra}(\theta) = \frac{0.98}{\Psi_H} \int_0^{\Psi_H} \cos^3[u_{py}(\theta)\varphi] \cos^2 m\varphi d\varphi \cdot \frac{1}{\Psi_E} \int_0^{\Psi_E} \cos^3[u_{px}(\theta)\varphi] d\varphi, \quad (16)$$

其中 $2\Psi_E, 2\Psi_H$ 分别为接收天线喇叭对反射面中心的张角,

$$\Psi_E = \arctg \frac{B}{2L_1}, \quad \Psi_H = \arctg \frac{A}{2L_1}.$$

在 H 主面上,

$$\varphi = \arctg \frac{Z}{L} \doteq \frac{2Z}{A} \Psi_H, \quad m = \frac{\pi}{2\Psi_H};$$

在 E 主面上,

$$\varphi \doteq \frac{2Z}{B} \Psi_E.$$

根据实验条件, $\lambda = 32 \text{ mm}$, $L_1 = 1545 \text{ mm}$, $d_c = 286 \text{ mm}$, $A = 135 \text{ mm}$, $B = 90 \text{ mm}$, 由测量和计算得到的 $F_{zr}^2(\theta)\eta_{zra}(\theta)$ 示于图 7。

综合 3—6 节所述, 可以得出有关小样品镜面微波反射率测量中的近场修正因子。图 8 给出了近场订正值 $\Psi_{zs}(\theta) \equiv F_{zs}^2(\theta)\eta_{cp}(\theta)\eta_{ca}(\theta)F_{zr}^2(\theta)\eta_{zra}(\theta)$ 和归一化近场修正因子 $\eta_{zs}(\theta)$ 。

三、实验结果及讨论

1. 以光滑铝板作为反射面,用直接法测量铝板的反射率: 实验条件为 $\lambda=32\text{ mm}$, $P_i=34\text{ mW}$, $G_i=80$, $A=135\text{ mm}$, $B=90\text{ mm}$, $d_c=286\text{ mm}$, $L=1605\text{ mm}$, $h_1=1545\text{ mm}$, $\theta=10^\circ$, 根据(11)–(16)式求得订正系数 $F_i^2(0)=0.893$, $\eta_{cp}(0)=0.576$, $\eta_{ca}(0)=0.893$, $F_r^2(0)\eta_{ra}(0)=0.447$; $F_{s_i}^2(10^\circ)=F_{p_i}^2(10^\circ)=0.895$, $\eta_{cp}(10^\circ)=0.586$, $\eta_{sca}(10^\circ)=\eta_{pca}(10^\circ)=0.895$, $F_{s_r}^2(10^\circ)\eta_{sra}(10^\circ)=F_{p_r}^2(10^\circ)\eta_{pra}(10^\circ)=0.447$, $\eta_{ss}(10^\circ)=\eta_{ps}(10^\circ)=1.02$ 。由(9)式求得 $P_0=353\text{ }\mu\text{W}$ 。由实验测量得到 $P_{sr}=327\text{ }\mu\text{W}$ 和 $P_{pr}=356\text{ }\mu\text{W}$ 。由(10)式求得 $R_s=0.94$, $R_p=1.02$ 。理论值是 $R_s=R_p=1.00$ 。

2. 用比较法测量检验近场订正系数的效果: 对铝板而言,在微波区两个极化方向的反射率,除了在接近掠入射的时候,所有角度上都为 1。根据(10)式可以得到

$$P_0 = \frac{P_{\zeta r}}{\eta_{\zeta s}(\theta)\cos^2\theta} \quad (17)$$

以铝板为反射面实测的接收功率 $P_{\zeta r}$ 如图 9(a)所示。根据(11)–(16)式求得 $\eta_{\zeta s}(\theta)$ 值后,以两个极化和各个入射角的 $P_{\zeta s o}(\theta) \equiv \frac{P_{\zeta r}(\theta)}{\eta_{\zeta s}(\theta)\cos^2\theta}$ 的平均值为 \bar{P}_0 。铝板的 $R_{\zeta}(\theta)$

$= \frac{P_{\zeta r}(\theta)}{\bar{P}_0\eta_{\zeta s}(\theta)\cos^2\theta}$ 与 1 的偏差反映了修正因子的优劣。由实测数据计算得到的结果示于图 9(b), $R_{\zeta}(\theta)$ 与 1 的偏差的均方根值为 5%。

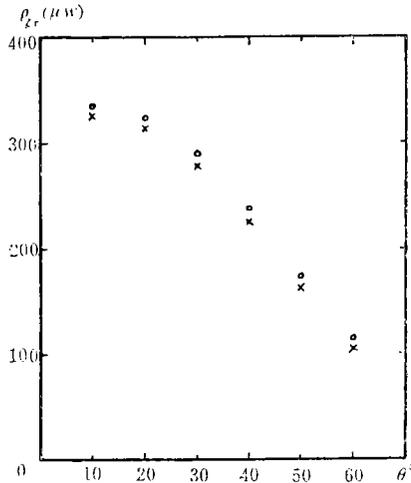


图 9(a) 铝板反射面接收功率与入射角的关系

($\lambda=32\text{ mm}$, $A=135\text{ mm}$, $B=90\text{ mm}$, $L=1605\text{ mm}$, $L_1=1545\text{ mm}$, $d_c=286\text{ mm}$ 。○p极化 ×s极化)

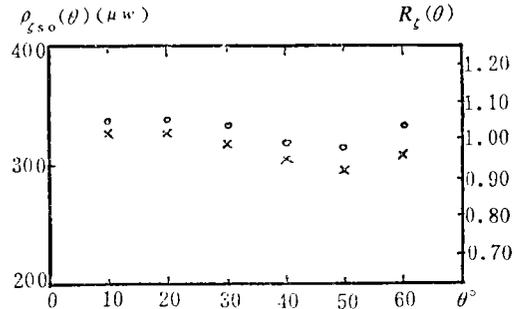


图 9(b) 由微波传输方程计算出铝板的反射率

(说明同图 9(a))

3. 实验室内近场测试检验修正系数的效果: 近场中的干涉现象是不容忽视的。实验中发现:以吸收材料做一个吸收屏,中间开一个直径 250 mm 圆孔,成为一个场栏。发

射天线和接收天线在场栏两侧相对放置, 两口面中心距离是原来天线口面中心与反射面中心的距离的两倍。不放场栏时接收机读数为 $127 \mu\text{W}$, 中间放上场栏后, 接收机读数为 $276 \mu\text{W}$ 。下面用近场微波传输原理讨论这一现象。

根据镜象原理: 处于两倍距离的天线间的直接发射接收相当于 $R=1$ 的理想无穷大反射面的反射。无场栏时的接收功率

$$P_r^\infty = P_t G_t F_r^2 \frac{AB}{4\pi(L+L_1)^2} \eta'_{ra}, \quad (18)$$

其中, F_r 是发射天线对接收天线的平均方向性因子, 根据实测结果可以求出 $F_r^2 = 0.995$; η'_{ra} 是接收天线对发射天线辐射的有效系数 $\eta'_{ra} = F_r^2 \eta_{ra}$, $\eta_{ra} = 0.49$ 为天线效率, 所以 $\eta'_{ra} = 0.488$ 。

有场栏时的接收功率

$$P_r = P_0 = \frac{P_t G_t \pi d_c^4 AB}{64 L^2 L_1^2 \lambda^2} F_i^2(0) \eta_{cp}(0) \eta_{ca}(0) F_r^2(0) \eta_{ra}(0). \quad (19)$$

实验数据为 $d_c = 250 \text{ mm}$, $L = 1605 \text{ mm}$, $L_1 = 1545 \text{ mm}$, 根据前面给出的方法和计算公式可以求得:

$$F_i^2(0) = 0.916 = \eta_{ca}(0), \eta_{cp}(0) = 0.730, F_r^2(0) \eta_{ra}(0) = 0.455, F_i^2(0) \eta_{cp}(0) \eta_{ca}(0) \times F_r^2(0) \eta_{ra}(0) = 0.279.$$

比较(18)式和(19)式可得

$$\frac{P_r}{P_r^\infty} = \frac{\pi^2 d_c^4 (L+L_1)^2 F_i^2(0) \eta_{cp}(0) \eta_{ca}(0) F_r^2(0) \eta_{ra}(0)}{16 L^2 L_1^2 \lambda^2 F_r^2 \eta_{ra}}. \quad (20)$$

代入上面求出的数据, 得到 $\frac{P_r}{P_r^\infty} = 2.18$ 。实测结果是 $\frac{P_r}{P_r^\infty} = 2.17$ 。理论值和实验值的一致性说明近场修正因子是实用的。

四、结 束 语

1. 把反射面作为二次天线, 用以研究微波反射传输过程, 获得较好的结果

2. 近场修正主要考虑了以下几种作用:

(1) 根据实测的方向性图按面积求和求平均得到不同入射角时的平均方向性因子;

(2) 对于圆形反射面, 用圆孔 Fresnel 衍射理论和矢量图解方法确定反射面上相位差影响和振幅不均匀的影响;

(3) 用余弦二分之三次方近似来模拟椭圆形口径面的辐射方向图, 并进而计算接收喇叭天线对反射面的反射辐射的有效系数。

3. 从实验实例来看, 两种极化, 从正入射至 60° 入射角, 都得到理论值和实验值比较符合的结果。

根据上述讨论, 可以从理论上分析最佳实验条件, 放宽不必要的限制。采用比较法测量进行标定, 可以消除或补偿未知因素的影响, 这样测量的结果精度就会比直接法高。这里讨论的对近场的修正分析方法, 在实验室内进行微波辐射特性的实验研究中, 是一种有用的方法。

附录 1. 按圆的渐开线近似求 $\eta_{c,p}(\theta)$ 的公式

由于圆反射面等相位差区的面积近似随相位差线性变化(见图 10), 在图 4 上, 从矢量合成的终点往回看, 矢量合成的路径长度记为 l , 相位差以边缘为参考点记为 t , 则小矢量随相位差线性增大, 即

$$\begin{aligned} \Delta l &= at \Delta t, \\ l &= \frac{1}{2} at^2, \end{aligned}$$

而小矢量的方向随相位差的增加均匀改变, 这些性质恰好满足圆的渐开线方程^[4]:

$$\left. \begin{aligned} x &= a(\cos t + t \sin t) \\ y &= a(\sin t - t \cos t) \end{aligned} \right\}, \quad (21)$$

如图 11 所示, 图中 a 为圆的半径, $t = \angle AOB$, 弧长 $L_{AM} = \frac{1}{2} at^2$, 曲率半径 $R_M = BM = \widehat{AB} = at = \sqrt{2aL_{AM}}$, 曲率中心恒在圆周上。为了计算方便, 将 Y 轴平移到 A 点, 在 XAY'' 坐标系中 M 点的坐标为

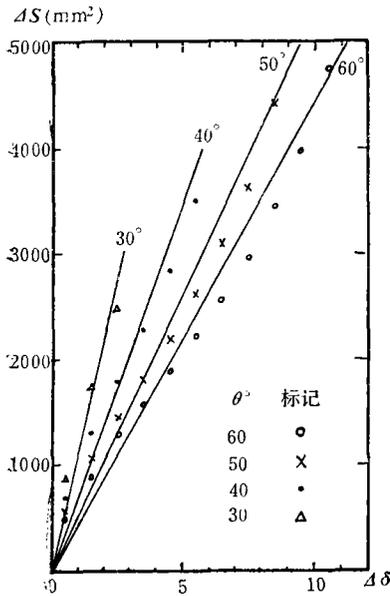


图 10 圆形反射面等相位差区的面积 ΔS 与从边缘算起的相位差 $\Delta\delta$ (以 $\delta_0/16$ 为单位) 的关系
点为计值算, 线为近似直线。

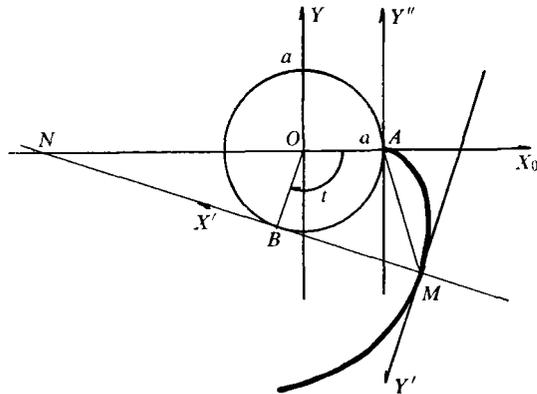


图 11 有关圆的渐开线示意图

$$\left. \begin{aligned} x'' &= a(\cos t + t \sin t) - a \\ y'' &= a(\sin t - t \cos t) \end{aligned} \right\}. \quad (22)$$

由

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} at^2 &= \delta_0 \cos \theta - \delta_1 = \delta_0 \cos \theta (1 - \cos \theta) \\ t &= \delta_0 - \delta_1 = \delta_0 (1 - \cos^2 \theta) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

解出

$$a = \frac{2 \cos \theta}{\delta_0 (1 - \cos^2 \theta) (1 + \cos \theta)}. \quad (24)$$

将 (23) 和 (24) 式代入 (22) 式可以求出 x'' 和 y'' 。为了进一步计算方便, 取 M 为坐标原点, MB 为

X' 轴, 取 M 处渐开线的切线为 Y' 轴, 则 A 点在 $X'MY'$ 坐标系中的坐标为

$$\left. \begin{aligned} x' &= \sqrt{x''^2 + y''^2} \cos \gamma \\ -y' &= \sqrt{x''^2 + y''^2} \sin \gamma \end{aligned} \right\}, \quad (25)$$

$$\text{其中 } \gamma = \angle BMA = \angle XAM - \angle ANM = \arctg \frac{y''}{x''} - t + \frac{\pi}{2}. \quad (26)$$

设 O' 点在 $X'MY'$ 坐标系中的坐标为(见图 4)

$$\left. \begin{aligned} x'_0 &= 1 - \cos \delta_1 \\ y'_0 &= \sin \delta_1 \end{aligned} \right\}, \quad (27)$$

则弦长

$$O'A = \sqrt{(x'_0 - x')^2 + (y'_0 - y')^2}. \quad (28)$$

故

$$\eta_{c,r}(\theta) = \frac{(x'_0 - x')^2 + (y'_0 - y')^2}{\delta_0^2 \cos^2 \theta}. \quad (29)$$

附录 2. 反射面反射辐射对接收天线喇叭口面的平均方向性因子和接收天线的口面效率 $\eta_{c,ra}$

假设: (1) 面上的平均方向性因子和有效系数等于两个主面的“一维的”平均方向性因子和有效系数的乘积, 即用两个主面上的“一维的”积分的乘积代替面积分;

(2) Y 方向方向性图不因倾斜入射而改变, 其形状和均匀激励的圆形口面天线的方向性图形状相同, 只差一个常数因子 $\frac{1}{F_{i^2, y_i}^2(0)}$ 。 X 方向天线方向性因子亦可认为和均匀激励的圆形口面的方向性

图形状相同, 只相差一个因子 $\frac{F_{i^2, y_i}^2(0)}{\cos \theta F_{i^2, i}^2(\theta)}$;

(3) 反射面的反射辐射的方向性因子的形状为 $F_i^2(\theta, \varphi) = \cos^n[u(\theta)\varphi]$, 其中 $u(\theta)$ 、 v 为待定系数。

正入射时, 由对称性, $F_{p, xi}(0) = F_{s, yi}(0)$, $F_{s, xi}(0) = F_{p, yi}(0)$, 故有

$$F_{s, yi}^2(0) F_{p, yi}^2(0) = F_i^2(0), \quad (30)$$

$$\frac{F_{s, yi}^2(0)}{F_{p, yi}^2(0)} = \frac{\sum_{i=1}^n F_i^2 \Delta Y_{si}}{\sum_{i=1}^n F_i^2 \Delta Y_{pi}}, \quad (31)$$

其中, F_i^2 由图 2 求出, $F_i^2(0)$ 由 11 式算出, ΔY_{si} 和 ΔY_{pi} 分别是两种极化时等方向因子曲线在 Y 轴上分割的间距。

将(30)和(31)式联立, 即可解出 $F_{s, yi}^2(0)$ 和 $F_{p, yi}^2(0)$ 。

由圆形口面均匀激励的天线主瓣宽度公式

$$\varphi_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (32)$$

$$\varphi_{0.5} = 0.51 \frac{\lambda}{D} = 0.418 \varphi_0, \quad (33)$$

其中, φ_0 是主瓣零点间的半宽度, $\varphi_{0.5}$ 是主瓣半功率点间的半宽度, 这里 Y 方向上 D 用 $d_c F_{i^2, y_i}^2(0)$, X 方向上 D 用 $\frac{d_c \cos \theta F_{i^2, i}^2(\theta)}{F_{i^2, y_i}^2(0)}$ 代入。

由(32)式及 $u(0)\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ 求出

$$u_{zy}(\theta) = u_{zy}(0) = \frac{\pi d_c F_{zy}^2(0)}{2.44 \lambda}, \quad (34)$$

$$u_{zx}(\theta) = \frac{\pi d_c \cos \theta F_{zy}^2(\theta)}{2.44 \lambda F_{zy}^2(0)}. \quad (35)$$

由(33)式及 $\cos^v[u(\theta)\varphi_{0,s}] = \frac{1}{2}$, 可得 $\cos^v[0.209\pi] = \frac{1}{2}$, 所以 $v=3$ 。

综上所述, 可以得出(15)和(16)式, 即

对于 s 极化

$$F_{sr}^2(\theta)\eta_{sra}(\theta) = \frac{0.98}{\Psi_H} \int_0^{\Psi_H} \cos^3[u_{sx}(\theta)\varphi] \cos^2 m\varphi d\varphi \cdot \frac{1}{\Psi_E} \int_0^{\Psi_E} \cos^3[u_{sy}(0)\varphi] d\varphi,$$

对于 p 极化

$$F_{pr}^2(\theta)\eta_{pra}(\theta) = \frac{0.98}{\Psi_H} \int_0^{\Psi_H} \cos^3[u_{py}(0)\varphi] \cos^2 m\varphi d\varphi \cdot \frac{1}{\Psi_E} \int_0^{\Psi_E} \cos^3[u_{px}(\theta)\varphi] d\varphi.$$

根据均匀平面波入射时(相当于 $\Psi_H \rightarrow 0$, $\Psi_E \rightarrow 0$), 对于最佳设计的喇叭天线 $F_{sr}^2(0)\eta_{sra}(0) = F_{pr}^2(0)\eta_{pra}(0) = 0.49^{[5]}$, 为此上式引入因子 0.98。

对(15)和(16)式积分并简化得到

$$F_{sr}^2(\theta)\eta_{sra}(\theta) = \frac{0.1225 \sin[u_{sy}(0)\Psi_E]}{u_{sy}(0)\Psi_E} \{3 - \sin^2[u_{sy}(0)\Psi_E]\} \times \left\{ \left[\frac{u_{sx}(\theta)\Psi_H}{\pi^2 - u_{sx}^2(\theta)\Psi_H^2} + \frac{1}{u_{sx}(\theta)\Psi_H} \right] \times \right. \\ \left. \sin[u_{sx}(\theta)\Psi_H] + \left[\frac{u_{sx}(\theta)\Psi_H}{\pi^2 - 9u_{sx}^2(\theta)\Psi_H^2} + \frac{1}{9u_{sx}(\theta)\Psi_H} \right] \sin[3u_{sx}(\theta)\Psi_H] \right\}, \quad (36)$$

$$F_{pr}^2(\theta)\eta_{pra}(\theta) = \frac{0.1225 \sin[u_{px}(\theta)\Psi_E]}{u_{px}(\theta)\Psi_E} \{3 - \sin^2[u_{py}(0)\Psi_E]\} \times \left\{ \left[\frac{u_{py}(0)}{\pi^2 - u_{py}^2(0)\Psi_H^2} + \frac{1}{u_{py}(0)\Psi_H} \right] \times \right. \\ \left. \sin[u_{py}(0)\Psi_H] + \left[\frac{u_{py}(0)\Psi_H}{\pi^2 - 9u_{py}^2(0)\Psi_H^2} + \frac{1}{9u_{py}(0)\Psi_H} \right] \sin[3u_{py}(0)\Psi_H] \right\}. \quad (37)$$

参 考 文 献

- [1] M. I. 斯科尔尼克: 雷达手册, 6—1—38, 国防工业出版社, 1978。
- [2] H. T. 薄瓦: 超高频天线, 70—36, 人民教育出版社, 1962。
- [3] L. Thourel: The Antenna, 239—258, Chapman & Hall, London, 1960。
- [4] C. E. Pearson: Handbook of Applied Mathematics, Van Nostrand Reinhold Co., 1974。
- [5] Г. Б. 别洛果尔科夫斯基: 天线, 393—400, 国防工业出版社, 1959。

ON CHARACTERISTICS OF MICROWAVE REFLECTIVE TRANSFER IN NEAR FIELD

Zhao Wenzhong, Zhao Bolin

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

Reflectivity of ground truth is an important information of remote sensing. Experiments in lab are carried to study characteristics of microwave reflectivity in order to provide guidance for practice. In the first, how to transform the lab near field data to the natural far field must be solved. In this work, microwave reflectivity in the near field and retrieval of the near field data to the far field condition are studied theoretically. In the last, the correction is checked experimentally by microwave reflectometer.