

# 一种反演雷达波束内不均匀反射率场的方法\*

张 凌 杨硕文 刘锦丽 吕达仁

(中国科学院大气物理研究所中层大气与全球环境探测开放实验室 北京 100029)

**摘 要** 本文从原始雷达方程出发,提出了一种雷达加密观测方案和退卷积的数据反演方法,以实现雷达天线波束内的反射率不均匀结构信息的提取。反演方法的数值试验表明,此反演方法比常规测量方法在角分辨率方面提高约3倍,对波束内尺度为 $0.58-2.0\varphi_{1\text{dB}}$  ( $\varphi_{1\text{dB}}$ 是天线3dB波束宽度)的反射率变化有明显的反演能力。观测数据的测量误差对反演质量的影响也进行了计算和分析。本文还讨论了反演方法对雷达观测中的一些技术参数要求。这些结果对于提高雷达尤其是星载微波主被动遥感器在测量降水量和云中含水量等参数中的精度有重要作用和现实意义。

**关键词** 角分辨率,微波遥感器,退卷积,气象雷达

## 1 引 言

观测表明云和降水过程中经常存在尺度很小的强对流体<sup>[1, 11]</sup>,它们对天气系统的发展具有重要的作用。目前国内外的气象雷达还不能满足对上述小尺度过程进行观测研究的需要。特别是星载微波主被动遥感器由于受到卫星载荷、尺寸和质量的限制,天线尺寸不能设计很大,加上卫星飞行高度距地表较远(200—1000km),它们的地表分辨率更差(约为10—100km)。例如,美国国防气象卫星上的专用微波探测成像仪SSM/I (Special Sensor Microwave / Imager)天线波束所对应的地面分辨率仅为13—69km<sup>[2]</sup>。由于星载微波遥感器空间分辨率低是改善空间遥感大气、云雨和地表的地球物理参数测量精度中的一个重要障碍,因此,如何提高它们的空间分辨率是一个具有重要意义的研究课题。本文对怎样获得雷达波束内反射率变化的信息进行了一些探索。气象雷达的常规测量方法获得的是经过天线增益函数平滑过的波束内反射率的平均值。本文提出了一种方法,通过对雷达加密观测和退卷积的数据反演,来反演出被天线增益函数平滑掉的变化信息,从而提高雷达的空间分辨率。

## 2 反演方程和方法

如图1所示,在球坐标系 $(r, \theta, \varphi)$ 中,坐标原点O

代表雷达所处位置,矢量 $R$ 代表雷达的观测方向(即天线波束轴指向)和观测位置,矢量 $r$ 代表空间任一点相对于雷达的方向和位置。 $R$ 的球坐标记为 $(R,$

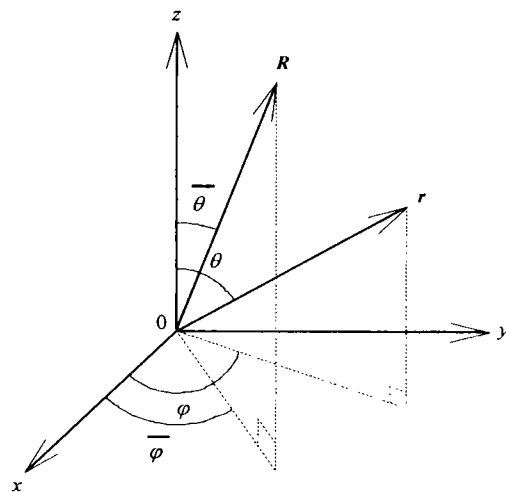


图1 雷达位置和观测方向的球坐标系

Fig.1 Radar location and observation direction in a spherical coordinate system

$\bar{\theta}, \bar{\varphi})$ ,  $r$ 的球坐标记为 $(r, \theta, \varphi)$ 。当雷达天线指向为 $(\bar{\theta}, \bar{\varphi})$ 时,按远场区计算的在方向 $(\theta, \varphi)$ 上的雷达天线增益记为 $G(\theta, \varphi, \bar{\theta}, \bar{\varphi})$ ,则按照与文献[3]中类似的推导方法,我们可以得出雷达方程在球坐标系中的一般形式:

$$P(R, \bar{\theta}, \bar{\varphi}) =$$

$$\frac{C_1}{R^4} \int_R^{R+h/2} \int_{\bar{\varphi}-\delta\varphi}^{\bar{\varphi}+\delta\varphi} \int_{\bar{\theta}-\delta\theta}^{\bar{\theta}+\delta\theta} \eta(r, \theta, \varphi)$$

\* 国家自然科学基金重大项目49485006及项目49493404的联合资助。

1) 张凌,刘锦丽. 气象雷达降雨回波涨落的某些特性. 第七届全国遥感技术学术交流会论文集. 广东阳江, 1991, 87—89.

收稿日期: 1997-04-07; 收到修改稿日期: 1997-11-11

$$\cdot e^{-2 \int_0^l \alpha(l, \theta, \varphi) dl} G^2(\theta, \varphi, \bar{\theta}, \bar{\varphi}) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi dr \quad (1)$$

其中常数  $C_1$  为:

$$C_1 = \frac{P_t \lambda^2}{64\pi^3} \quad (2)$$

这里,  $P(R, \bar{\theta}, \bar{\varphi})$  为雷达接收到的从点  $(R, \bar{\theta}, \bar{\varphi})$  处的雷达分辨体积(由雷达发射脉冲长度和波束宽度决定的可分辨的最小体积)中反射回来的回波功率,  $P_t$  为雷达的发射脉冲功率,  $\lambda$  为雷达工作波长,  $\eta(r, \theta, \varphi)$  为点  $(r, \theta, \varphi)$  处散射体的反射率,  $\alpha(l, \theta, \varphi)$  为点  $(l, \theta, \varphi)$  处的微波强度衰减系数,  $h$  为雷达发射脉冲的长度,  $\delta\theta$  和  $\delta\varphi$  分别为  $\theta$  和  $\varphi$  的有效积分区域(因为  $G$  在  $|\theta - \bar{\theta}|$  或  $|\varphi - \bar{\varphi}|$  大于几个 3dB 波束宽度后就可忽略不计,因而实际有效的  $\delta\theta$  和  $\delta\varphi$  是很小的)。

由(1)式可见,该方程可化为第一类 Fredholm 型积分方程。当  $\int_R^{R+h/2} \alpha dl \ll 1$  (此条件一般是成立的)时,(1)式则成为线性积分方程。在气象雷达常规测量中,通常使用只引入充塞系数来考虑  $\eta$  在波束照射体积内不均匀性而推导出的简化的雷达方程<sup>[4]</sup>。在本文中我们将直接利用(1)式反演求解  $\eta(r, \theta, \varphi)$ 。

我们具体讨论雷达在某一平面上扫描的一维情况。设扫描平面为  $\bar{\theta} = \bar{\theta}_s$  (即扫描时天线仰角为一固定值),考虑某一相同距离  $R_s$  上的反射率场  $\eta(r, \theta, \varphi)$  的变化,则  $\eta(r, \theta, \varphi) = \eta(R_s, \bar{\theta}_s, \varphi) = \eta(R_s, \varphi)$ , 不失一般性,令  $\alpha = 0$ , 在上述情况下,并且考虑到天线增益函数只是  $\theta - \bar{\theta}$  和  $\varphi - \bar{\varphi}$  的函数,它可以写成  $G_1(\theta - \bar{\theta}_s, \varphi - \bar{\varphi})$  的形式,即  $G(\theta, \varphi, \bar{\theta}, \bar{\varphi}) = G_1(\theta - \bar{\theta}_s, \varphi - \bar{\varphi})$ , (1)式则经过简单推导成为:

$$P(R_s, \bar{\theta}_s, \bar{\varphi}) = \frac{C_1 h}{2R_s^2} \int_{\bar{\varphi}-\delta\varphi}^{\bar{\varphi}+\delta\varphi} \eta(\varphi) K(\varphi - \bar{\varphi}) d\varphi \quad (3)$$

其中核函数  $K(\varphi - \bar{\varphi})$  为:

$$K(\varphi - \bar{\varphi}) = \int_{\bar{\theta}-\delta\theta}^{\bar{\theta}+\delta\theta} G_1^2(\theta - \bar{\theta}_s, \varphi - \bar{\varphi}) \sin \theta d\theta \quad (4)$$

由于核函数  $K$  只是  $\varphi - \bar{\varphi}$  的函数,它可以写成  $K_c(\bar{\varphi} - \varphi)$  的形式,即  $K(\varphi - \bar{\varphi}) = K(-(\bar{\varphi} - \varphi)) = K_c(\bar{\varphi} - \varphi)$ 。将(3)式中的核函数  $K(\varphi - \bar{\varphi})$  换成核函数  $K_c(\bar{\varphi} - \varphi)$ , 可以看到,回波功率  $P$  是反射率  $\eta$  和核函数  $K_c$  的卷积。在(3)式中,回波功率  $P$  的值可通过雷达的加密观测得到,核函数  $K$  可由天线增益函数  $G_1$  通过(4)式计算出来,因此反射率  $\eta$  可通过解积分方程(3)被反演出来。反演反射率  $\eta$  的过程实际上是一个退卷积的过程。

设在方位角的离散点  $\{\bar{\varphi}_k\}$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) 上我们获得雷达接收到的回波功率的观测值  $P_k$ , 相邻离散点  $\{\bar{\varphi}_k\}$  的间隔为常量  $\Delta\varphi$  (即  $\bar{\varphi}_{k+1} - \bar{\varphi}_k = \Delta\varphi$ ;  $k = 1, 2, \dots$ )。将(3)式中的积分改换成在离散点  $\{\bar{\varphi}_k\}$  上的求和,则(3)式可化为如下的离散方程:

$$P_k = \sum_{m=-M}^M D_m \eta_{k+m} \quad (5)$$

$$D_m = \frac{C_1 h \Delta\varphi}{2R_s^2} K(m\Delta\varphi)$$

$$(m = -M, -M+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, M-1, M) \quad (6)$$

$$M = \frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi} \quad (7)$$

其中  $\{D_m\}$  为常数,并且  $D_0 > D_1 > \dots > D_{M-1} > D_M > 0$ ,  $D_0 > D_{-1} > \dots > D_{-M+1} > D_{-M} > 0$ ,  $N > M$ 。将(5)式写成线性方程组的标准形式得:

$$\begin{cases} D_0 \eta_1 + D_1 \eta_2 + \dots + D_M \eta_{1+M} \\ = P_1 - \sum_{m=-M}^{-1} D_m \eta_{1+m} \\ D_{-1} \eta_1 + D_0 \eta_2 + \dots + D_{M-1} \eta_{1+M} + D_M \eta_{2+M} \\ = P_2 - \sum_{m=-M}^{-2} D_m \eta_{2+m} \\ \vdots \\ \dots + D_{-M} \eta_{N-M} + D_{-M+1} \eta_{N-M+1} + \dots \\ + D_{-1} \eta_{N-1} + D_0 \eta_N = P_N - \sum_{m=1}^M D_m \eta_{N+m} \end{cases} \quad (8)$$

令解向量  $X = (\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N)^T$  ( $T$  为矩阵转置的记号), 常数向量

$$B = \left( P_1 - \sum_{m=-M}^{-1} D_m \eta_{1+m}, P_2 - \sum_{m=-M}^{-2} D_m \eta_{2+m}, \dots, P_N - \sum_{m=1}^M D_m \eta_{N+m} \right)^T$$

$A$  为方程组(8)的系数矩阵, 则(8)式可写成矩阵形式:

$$AX = B \quad (9)$$

为了抑制反演计算的不稳定性,我们采用阻尼最小二乘法求解(9)式。引入阻尼因子  $\nu$ , 依据阻尼最小二乘法的基本思想,求方程(9)的最小二乘解的问题就转化为求下列方程解的问题<sup>[5]</sup>。

$$(A^T A + \nu^2 I) X = A^T B \quad (10)$$

其中  $I$  是单位对角矩阵。可用高斯消元法求方程(10)的解。

### 3 数值模拟和实测反演处理结果

对于抛物面反射器天线,不考虑照射器对反射器照射的不均匀性及照射器的遮挡,按文献 [6] 中的推导方法我们可以推出抛物面天线在远场区的增益函数为:

$$G_1(\theta - \bar{\theta}_s, \varphi - \bar{\varphi}) = \frac{4\pi^2 D^2}{\lambda^2} \cdot \frac{J_1^2(u)}{u^2} \quad (11)$$

$$u = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \sqrt{(\theta - \bar{\theta}_s)^2 + (\varphi - \bar{\varphi})^2} \quad (12)$$

其中  $D$  为抛物面天线口径的直径,  $J_1(u)$  为第一类一阶贝赛尔函数。由中国科学院大气物理研究所研制的 X / Ka 双波长雷达辐射计系统的指标,  $\lambda = 3.2\text{cm}$  和  $D = 125\text{cm}$ , 用 (11) 和 (12) 式计算得到天线 3dB 波束宽度为  $\varphi_{\text{HW}} = 0.026$ 。在下面的数值分析中, 天线增益按 (11) 和 (12) 式计算。

#### 3.1 数值模拟

下面我们用正反问题的数值试验来考察上节中反演方法的性能。正问题的计算过程是: 首先给定反射率场的分布形式  $\eta_T(\varphi)$  (称它为  $\eta$  的真值), 然后由 (3) 式用高精度数值积分方法求出  $P_k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ), 并由此算出气象雷达常规测量方法所得的反射率场  $\eta_R(\bar{\varphi}_k)$ 。在上节所述的情况下,  $\eta_R(\bar{\varphi}_k)$  与  $P_k$  成正比, 它们之间只相差一个固定的倍数。反问题的计算过程为: 用正问题所得的  $P_k$  代入方程 (10), 并求解得到反射率场的反演解  $\eta_1(\bar{\varphi}_k)$ 。由此可见, 这里的正问题实际上是数值模拟雷达对反射率场的测量过程, 而反问题则为数值模拟对雷达测量数据的反

演过程。

在方程组 (8) 中我们可以看到, 对于含有某点  $P_k$  的方程, 方程含有该点左右两边各  $M$  个点上的  $\eta$  值, 因此在第 1 个方程中需要在反演点  $\bar{\varphi}_1$  之前补上  $M$  个点的  $\eta$  值, 在第 2 个方程中需要在反演点  $\bar{\varphi}_1$  之前补上  $M-1$  个点的  $\eta$  值,  $\dots$  在第  $N$  个方程中需要在反演点  $\bar{\varphi}_N$  之后补上  $M$  个点的  $\eta$  值。在计算中我们按下面规则选取  $\eta$  值:

$$\begin{cases} \eta_{1-m} = \eta_{R1-m} & (m = 1, 2, 3, 4) \\ \eta_{N+m} = \eta_{RN+m} & (m = 1, 2, 3, 4) \\ \eta_{1-m} = 0 & (m = 5, 6, \dots, M) \\ \eta_{N+m} = 0 & (m = 5, 6, \dots, M) \end{cases} \quad (13)$$

(13) 式的意思是第一个反演点  $\bar{\varphi}_1$  前的 4 个点和第  $N$  个反演点  $\bar{\varphi}_N$  后的 4 个点的  $\eta$  值选用正问题中计算的常规测量值  $\eta_R$ , 其余补点值设定为零。

图 2 给出了我们计算的一个例子。图 2 中  $\eta_T$  是一个周期为  $0.65\varphi_{\text{HW}} (= 0.017)$ , 振幅为 0.5 的正弦波。除在图左右两端附近外, 反演解  $\eta_1$  明显比常规测量值  $\eta_R$  更接近  $\eta$  的真值  $\eta_T$ 。  $\eta_1$  的强度变化可达 8dB 以上, 而  $\eta_R$  的强度变化还不足 0.1dB。从图 2 可以看出, 方程组 (8) 中多余未知数的值的选取对图 2 两端在约两个 3dB 波束宽度范围内影响反演值  $\eta_1$ 。在实际应用中, 可以去掉这个影响范围以内的值, 保留这个影响范围以外的值。经过一系列数值计算, 我们选出的参数为  $\Delta\varphi = 0.002$  和  $v = 0.02$ 。我们的一些数值试验表明, 若  $\eta_R$  的变化幅度要达到本例中  $\eta_1$  的变化幅度 (8dB 以上), 则  $\eta_T$  的周期必须大于  $2.0\varphi_{\text{HW}}$ , 此周期为本例的 3 倍。从这个意义上说, 求解反演方程 (10) 可以把雷达的角分辨率提高 3 倍。

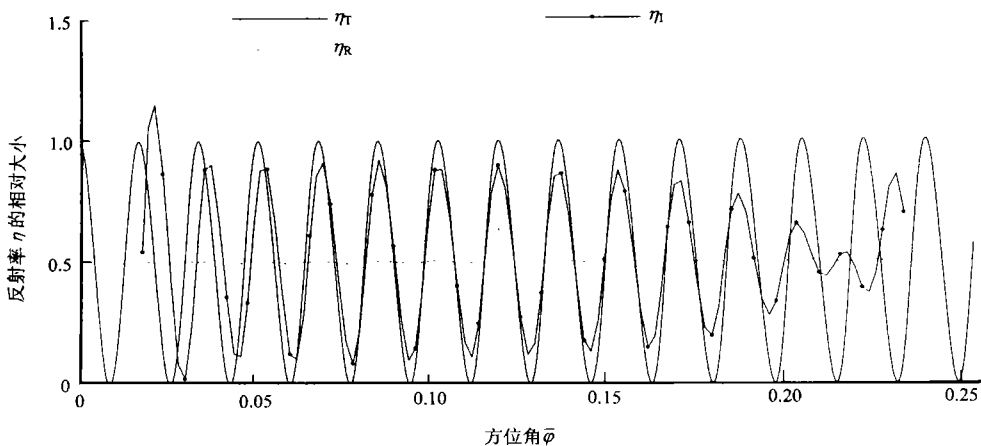


图 2  $\eta_1, \eta_R$  和  $\eta_T$  的分布曲线,  $\eta_T$  的周期为  $0.65\varphi_{\text{HW}}$   
 Fig.2 Distribution curves of  $\eta_1, \eta_R$ , and  $\eta_T$ . The period of  $\eta_T$  is  $0.65\varphi_{\text{HW}}$

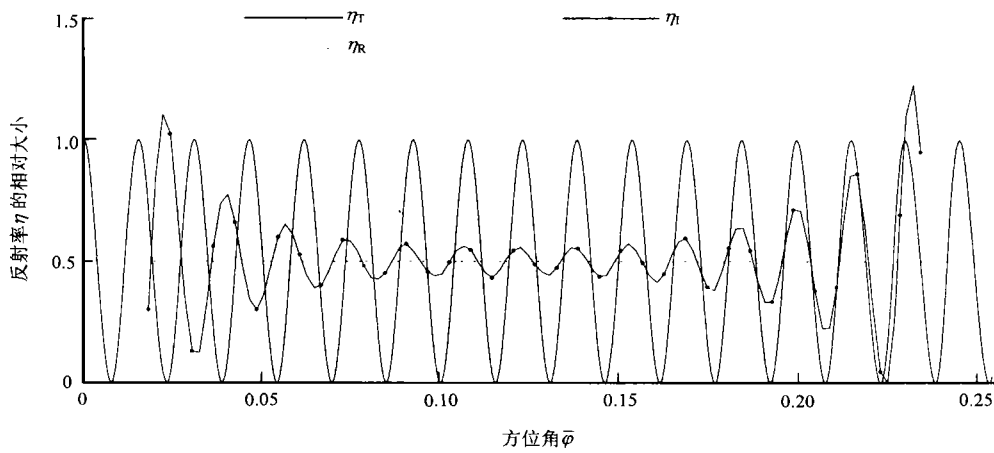


图 3 除了  $\eta_T$  的周期为  $0.58\varphi_{HW}$  不同外,其余与图 2 相同

Fig.3 The same as Fig.2 except the period of  $\eta_T$  is  $0.58\varphi_{HW}$

我们的数值计算还表明,反演方程(10)能反演分辨的最小周期约为  $0.58\varphi_{HW}$  ( $= 0.015$ )。图 3 给出了此时的  $\eta_I$ ,  $\eta_R$  和  $\eta_T$ 。在图 3 中,  $\eta_I$  自身的最大变化幅度可达 1dB 以上,而  $\eta_R$  的变化不足 0.02dB(变化幅度不到其平均值的 0.5%,几乎不随扫描角  $\varphi$  变化)。

### 3.2 实测个例反演

我们对雷达实测数据进行了一些数值计算,图 4 给出了一例计算结果。我们对实测数据按下列过程处理:从雷达观测中我们得到反射率沿径向随距离的分布  $\eta(r_i)$  的距离间隔为 150m 的高分辨率数据,假

设这个沿直线分布的反射率场存在于距离雷达较远的地方(本文中取 200km 远),并且这个反射率场所在的直线与雷达对其观测时的波束垂直,那么当我们用雷达对这个沿直线分布的场进行扫描时,沿线分布的反射率场就变成沿方位角方向的分布  $\eta(\bar{\varphi}_k)$ 。我们将  $\eta(\bar{\varphi}_k)$  作为真值按前述方法进行正反问题的计算。从图 4 中可以清楚看到,反演解  $\eta_I$  的变化幅度比常规测量方法计算的  $\eta_R$  大很多,  $\eta_I$  较  $\eta_R$  更接近雷达实测值  $\eta_T$ 。当  $\bar{\varphi}$  为 0.08—0.11 时,  $\eta_I$  能显示出  $\eta_R$  不能反映的  $\eta_T$  的峰和谷。当  $\bar{\varphi}$  为 0.10—0.15 时,  $\eta_R$  的峰谷差只有 1.6dB,而  $\eta_I$  的峰谷差可达 9.1dB。

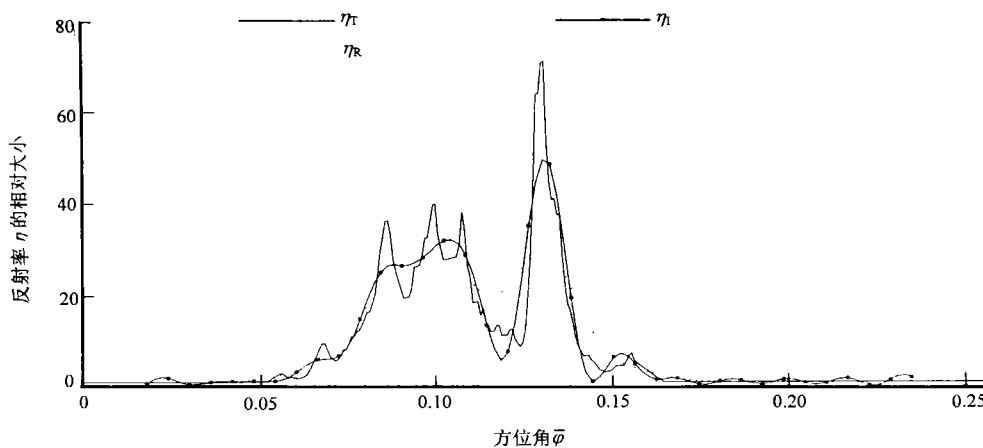


图 4 除了  $\eta_T$  为雷达实测反射率场不同外,其余与图 2 相同

Fig.4 The same as Fig.2 except  $\eta_T$  is the reflectivity field measured with radar

## 4 测量误差对反演的影响

上节给出了对正弦波反射率场和雷达实测反射率场进行的数值模拟反演。在上节的数值模拟中,我们没有考虑测量误差,所得结果只反映了一种理

想的情况,即只有离散化误差(由解析方程转化为离散方程所产生的截断误差)、计算误差(舍入误差)和边界条件误差的理想情况。然而,反演方法在实际应用时,我们不可避免地要遇到仪器的测量误差,因此测量误差对反演结果产生怎样的影响是我们无法回避的问题。

由于空间微波噪声、雷达本机噪声、雷达不稳定性及涨落回波积分的随机误差等原因的存在,雷达实际测量到的平均回波功率是有一定误差的。为了模拟测量误差对反演的影响,我们在正问题计算完成后和反问题计算之前给回波功率  $P_k$  加入一定量的噪声,这也相当于给常规方法所得到的反射率场  $\eta_R(\bar{\varphi}_k)$  加入一定量的噪声。加入噪声后的反射率场  $\eta_{RN}$  可表示为

$$\eta_{RN} = \eta_R + \eta_R \cdot \varepsilon \quad (14)$$

其中  $\varepsilon$  是一个正态分布的随机变量,它的均方差  $\sigma_\varepsilon$  的大小反映了反射率场的测量误差,即  $\sigma_\varepsilon = 2\%$  代表 2% 的测量误差,  $\sigma_\varepsilon = 5\%$  代表 5% 的测量误差。

#### 4.1 对正弦波反射率场反演的影响

我们的一些数值计算表明,反演过程会引起截断误差、舍入误差、边界条件误差及测量误差等各种误差的积累和放大,而我们引入的阻尼因子可以抑制这些误差的积累和放大。一方面阻尼因子具有抑制误差放大的优点,但另一方面它又有降低反演分

辨率的缺点。在阻尼因子双重作用的矛盾中我们只能选择一种折衷结果。图 5 给出了一例不同大小阻尼因子的反演结果。在没有测量噪声(即  $\sigma_\varepsilon = 0$ )时,  $\eta_{RN}$  为一不失真等幅正弦波。当加入 2% 的测量噪声(即  $\sigma_\varepsilon = 2\%$ )时,  $\eta_{RN}$  成为一失真的正弦波。用这个失真的正弦波进行反演势必带来反演结果的失真,如在  $\bar{\varphi} = 0.137$  附近  $\eta_{RN}$  的波谷象被削掉一截,它导致反演解  $\eta_1$  的波谷变浅(图 5)。虽然反演波形有些失真,但它仍比常规测量值  $\eta_{RN}$  更好、更接近于真值  $\eta_T$ 。图 5 中给出的 3 条反演曲线都是稳定可靠的,它们都克服了计算的不稳定性。当阻尼因子从 0.1 到 0.4 变化时,一方面反演解  $\eta_1$  的波形失真逐步变小,越来越接近等幅正弦波(阻尼因子为 0.4 时基本上看不到反演波形失真),这表明误差放大效应逐渐减弱;但在另一方面,反演解  $\eta_1$  的振幅也逐渐变小,这表明反演的分辨率逐渐降低。

我们对不同大小的测量误差进行了反演试验,图 6 给出了一例计算结果。在图 6 中部的方位角区域内,3 个反演波形失真较小,当测量误差从 0 到 5%

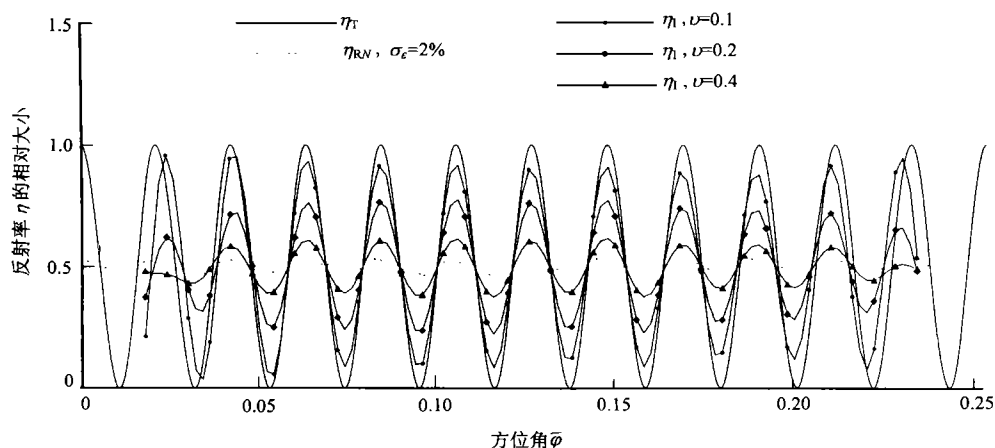


图 5 不同大小阻尼因子的  $\eta_1$ 、加入 2% 的噪声后的  $\eta_{RN}$  和  $\eta_T$  的分布曲线,  $\eta_T$  的周期为  $0.8\varphi_{1HW}$

Fig.5 Distribution curves of  $\eta_1$  for different values of damping factors,  $\eta_{RN}$  with a noise of a 2% RMS error and  $\eta_T$ . The period of  $\eta_T$  is  $0.8\varphi_{1HW}$

变化时,反演波形的振幅越来越小,这反映了反演分辨率逐渐降低。这个现象可以做如下解释:当加入的测量误差越来越大时,常规测量值  $\eta_{RN}$  的波形失真越来越大,为了使反演解不失真,需要对越来越大的反演误差放大效应更大的抑制,这要求增大阻尼因子,最终导致反演分辨率下降。虽然当测量误差增大时反演分辨率下降,但图 6 中的反演解仍然都比常规测量值好,更接近于真值。

随着实际测量误差的增加,反演解的质量逐渐下降。通过一系列的数值计算,我们得出下列结果。

当测量误差为 2% 时,为获得比常规法有明显改善效果所能反演的最小周期约为  $0.7\varphi_{1HW}$ ,反演解能将雷达角分辨率提高约为 2.5 倍;而当测量误差为 5% 时,所能反演的最小周期增大为  $0.85\varphi_{1HW}$ ,雷达角分辨率的提高降为 1.5 倍。

#### 4.2 对实测反射率场反演的影响

在加入不同大小的测量噪声后,我们对雷达实测反射率场进行了一些反演试验。其中对图 4 中的实测数据加入测量噪声后的反演结果在图 7 中给

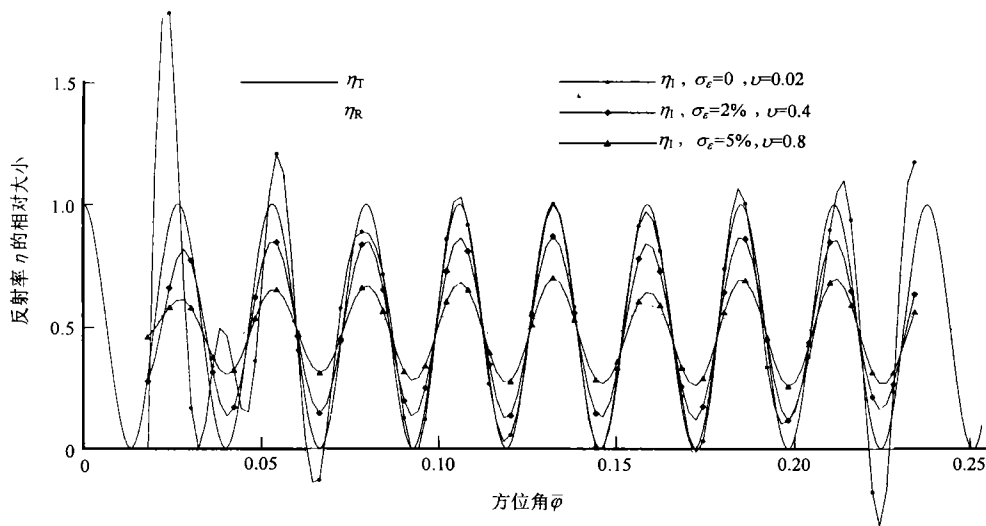


图 6 加入不同大小的噪声后的  $\eta_i$ , 无噪声 ( $\sigma_\varepsilon = 0$ ) 时的  $\eta_{RN}$  和  $\eta_T$  的分布曲线,  $\eta_T$  的周期为  $1.0\varphi_{HW}$

Fig.6 Distribution curves of  $\eta_i$  for noises of different RMS errors,  $\eta_{RN}$  with no noise ( $\sigma_\varepsilon = 0$ ) and  $\eta_T$ . The period of  $\eta_T$  is  $1.0\varphi_{HW}$

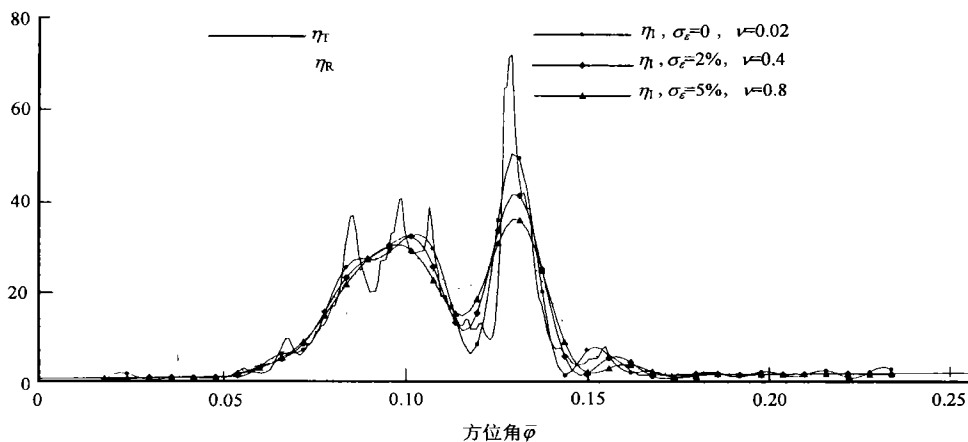


图 7 除了  $\eta_T$  为雷达实测反射率场不同外, 其余与图 6 相同

Fig.7 The same as Fig.6 except  $\eta_T$  is the reflectivity field measured with radar

出。2 条不同测量误差的反演曲线和 1 条无测量误差的反演曲线画在图 7 中的同一坐标系中以示对比。从图 7 中的曲线可以看到, 虽然加入 2% 和 5% 测量误差的反演质量较无测量误差的情况有所下降, 但它们的变化幅度还是比常规法  $\eta_R$  要大, 比  $\eta_R$  更接近雷达实测真值  $\eta_T$ 。在方位角从 0.08 至 0.11 之间, 真值  $\eta_T$  有较高频率变化的峰谷, 常规法测值  $\eta_R$  对此不能反映, 虽然加入 2% 和 5% 误差的反演结果不能反映这些峰和谷, 但它们所显示出的峰值比常规测值  $\eta_R$  要大且更接近于真值  $\eta_T$ 。对于  $\varphi = 0.10 - 0.15$  之间真值的较慢变化的峰谷, 3 条反演曲线都能反映并且比常规测值  $\eta_R$  更接近于真值  $\eta_T$ 。

从计算和分析我们看到, 观测数据的测量误差是影响反演质量的一个重要因子, 为了获得更好的

反演效果, 应尽可能降低测量误差。

## 5 雷达观测方法

下面讨论反演方法对雷达观测时技术参数的要求。设雷达每获取一个独立样本所需的时间为  $\tau$ , 计算一个平均值需要  $N_T$  个时间上独立的样本, 这样获得一个平均值所需的时间为  $N_T\tau$ 。令天线扫描速度为  $\omega$ , 则一个平均值对应的扫描角增量  $\delta\bar{\varphi} = \omega N_T\tau$ 。为了使反演可行, 必须  $\delta\bar{\varphi} \leq \Delta\varphi$ , 即

$$\omega \leq \Delta\varphi / (N_T\tau) \quad (15)$$

把  $\Delta\varphi$  表示为  $\varphi_{HW}$  的倍数更为直观, 令  $\Delta\varphi = \varphi_{HW} / n$ , 则 (15) 式变为

$$\omega \leq \varphi_{HW} / (nN_T\tau) \quad (16)$$

通常为了获得足够的独立样本数,还需要作距离平均。为了使反演有意义,要求不经反演时探测点处的波束径向可分辨尺度小于切向可分辨尺度,即

$$R\varphi_{\text{HW}} \geq N_R h / 2 \quad (17)$$

即

$$R \geq N_R h / (2\varphi_{\text{HW}}) \quad (18)$$

这里  $N_R$  为用于距离平均的样本数日。

考虑到时间上和距离上的平均,总独立样本数为  $N_I = N_T \cdot N_R$ 。根据文献[3]中的结果,由  $N_I$  个独立样本求得的平均回波功率的均方根差为  $\bar{P} / \sqrt{N_I}$ 。通常我们要求均方根差小于  $5\% \bar{P}$ , 则要求  $N_I \geq 400$ 。我们的数值试验表明,要使反演方法有效益,  $n$  可在 6—15 范围内取值。本文的数值计算中  $n = \varphi_{\text{HW}} / \Delta\varphi = 0.026 / 0.002 = 13$ 。

## 6 结论与讨论

本文提出了一种雷达观测及其数据反演方法用于获得波束内反射率的变化信息。该反演方法是基于一个本文推广了的雷达方程。这个方程考虑了雷达天线波束内散射体反射率不均匀的情况,它是第一类 Fredholm 型积分方程。本文对反演方法进行了正反问题的数值试验。结果表明,在平均回波功率仅有计算误差时,本反演方法可把角分辨率提高约 3 倍,对波束内周期为  $0.58\varphi_{\text{HW}}—2.0\varphi_{\text{HW}}$  的反射率变化有明显的反演能力。计算结果还指出,即使在平均回波功率有 5% 的测量误差时,我们的反演方法仍然可把角分辨率提高约 1.5 倍,对波束内周期为  $0.85\varphi_{\text{HW}}—2.0\varphi_{\text{HW}}$  的反射率变化还是有明显的反演能力。本文还讨论了反演方案对雷达观测时的一些技术参数要求。

根据数值试验的结果可以推断,当气象雷达配备较强能力的数字化处理硬件和计算机后,这个反演方法可在雷达观测中实现,从而使我们对波束内

不均匀反射率场的反演较常规测量方法有较大的提高。如果将提出的方法用于测量降水量及云中含水量等参数在雷达波束内的不均匀性分布,则将会提高这些参数的测量精度。

我们提出的反演方法还可用于提高星载微波被动遥感器的角分辨率。在被动遥感器的探测中,虽然遥感器接收信号的方程与雷达方程有所不同,但在天线波束宽度内对被探测体不均匀性的平滑作用是同样存在的,而且退卷积的反演方法也同样适用。

本文介绍的工作只是有关提高微波遥感器对波束内信息探测能力方面研究的第一步。进一步的工作需要考虑实测的天线增益函数,实际雷达观测中的数据反演以及被动微波遥感器的情况等。

## 参 考 文 献

- 1 Gorgucci, E., G. Scarchilli, R. M. Leonardi, M. Schaffner. Analysis of small-scale features in precipitation by bias measurements. Preprints, 20th Radar Meteor. Conf. Boston, Mass. AMS, Nov., 30—Dec., 3, 1981, 517—522.
- 2 Hollinger, J., R. Lo, G. Poe, R. Savage, J. Peirce. Special Sensor Microwave / Image User's Guide. Sept. 14, 1987, 13—20.
- 3 马振骅等编著. 气象雷达回波信息原理. 北京: 科学出版社, 1986, 24—27, 59—61.
- 4 张培昌, 王振会编著. 大气微波遥感基础. 北京: 气象出版社, 1995, 85—88.
- 5 南京大学数学系计算数学专业编. 最优化方法. 计算数学讲义(五). 北京: 科学出版社, 1978, 123—124.
- 6 Skolnik, M. I. Radar handbook. McGraw-Hill book Company, New York, 1970.

## 作 者 简 介

张凌,男,1963年7月生,助理研究员。1986年毕业于武汉大学空间物理系,获硕士学位。主要从事雷达气象、微波主被动遥感、大气物理方面的研究工作和技术工作。已发表研究论文 10 篇。

## A Method for Retrieving Inhomogeneous Reflectivity Fields within the Radar Beam

Zhang Ling    Yang Shuowen    Liu Jinli    Lu Daren

(LAGEO, Institute of Atmospheric Physics, CAS Beijing 100029)

**Abstract** A retrieval scheme by using deconvolution method and dense data acquisition is proposed for extracting the information of inhomogeneous reflectivities in a radar beam and therefore increasing the angular resolution of radar observation. Preliminary numerical simulations show that the retrieval method can increase the angular resolution by a factor of 3 in comparison with conventional radar measurement, and has a distinct inversion ability for reflectivity variations especially with the periods of  $0.58-2.0\varphi_{\text{HW}}$  (here  $\varphi_{\text{HW}}$  is the 3dB antenna beam width). The influence of measurement errors on the retrieved result is also investigated by numerical simulation. Some technical specification requirements in radar observations for this retrieval scheme are discussed. This retrieval method will be useful for the accuracy improvement of measurements of precipitation, cloud water content and other parameters by radar, in particular by spaceborne active or passive remote sensors.

**Key words** Angular resolution, Microwave remote sensor, Deconvolution, Meteorological radar