

# 有耗媒质中目标的无相位衍射层析成像方法

刘艳丽<sup>1,2</sup>, 李廉林<sup>1</sup>, 李 芳<sup>1</sup>

(1. 中国科学院电子学研究所, 北京 100190; 2. 中国科学院研究生院, 北京 100049)

**摘 要:** 提出一种新的应用于有耗媒质的无相位衍射层析成像方法: 只需测量总场的幅度, 不需相位信息, 实现损耗媒质中二维弱散射目标重建. 该方法首先基于测量到的场幅值确定出目标函数在复二维空间中的“伪 Fourier 谱”, 将“伪 Fourier 谱”构造关于目标函数的 Fourier 级数展开系数的方程组, 对此病态方程组作正则化处理求解目标函数的 Fourier 级数展开系数, 即可反演出目标. 论文的仿真结果表明, 该无相位成像方法能够很好地重建损耗背景中目标的位置、尺寸及电特性参数, 证明了无相位衍射层析成像方法在有耗媒质中应用的可行性和有效性.

**关键词:** 电磁逆散射; 衍射层析成像; 损耗媒质; 无相位测量; 弱散射

**中图分类号:** TN011      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2011) 06-1341-06

## Diffraction Tomography in Lossy Background with Phaseless Data

LIU Yan-li<sup>1,2</sup>, LI Lian-lin<sup>1</sup>, LI Fang<sup>1</sup>

(1. Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** A novel method related to diffraction tomography is presented for imaging two-dimensional weak-scattering objects embedded in a lossy background with phaseless data. The proposed method requires only intensity measurements. Based on the information of the total field magnitudes the pseudo Fourier transformation of the object function can be determined, which is distributed along a fixed arc in the complex space. After expanding the object function by Fourier series the pseudo Fourier spectrum can be represented by the Fourier coefficients, which can be written in a form of system of equations. By means of regularization the ill-posed matrix can be solved and the object function is reconstructed. Numerical simulation results presented have proven the validity of the proposed method. Since this reconstruction algorithm needs only intensity information to rebuild the geometric and electromagnetic properties of objects embedded in a lossy background, it circumvents the difficulty of direct phase measurement.

**Key words:** electromagnetic inverse scattering; DT (diffraction tomography); lossy background; phase-less measurements; weak scattering

## 1 引言

电磁逆散射以无损的方式, 对目标的几何参数及物理参数进行定量的成像, 在医学成像、地下资源探测、无损检测、光学成像、目标识别等领域有着广泛的应用. 衍射层析成像(Diffraction Tomography, DT)是基于电场积分方程的一种重要的电磁逆散射方法. 目前通常的衍射层析成像方法需要同时利用散射场的幅度和相位信息才能实现目标的成像, 即全息成像. 在很多实际应用中相位测量很难满足成像所需精度要求, 尤其是当频率较高时(大于 10GHz), 由于测量过程中探头定位偏差、接收机相位解调电路引起的固有噪声及温漂等因素的影响<sup>[1]</sup>, 相位测量很不准确甚至无法直接测量, 这种现象

在毫米波/亚毫米波及太赫兹频段尤为突出, 并且相位测量会大大增加硬件成本, 因此无相位检测电磁逆散射成为当前的研究热点, 并已发展了三种方法: (1) 单步法, 即直接构造关于总场幅度的价格函数然后实施优化技术<sup>[2~4]</sup>; (2) 两步法, 先用相位复原方法重建信号的幅度和相位, 然后利用传统的全息逆散射方法对目标成像<sup>[5,6]</sup>; (3) 一些特殊情况下(例如, 弱散射、近轴近似等), 可以得到无相位检测电磁逆散射的闭式结果<sup>[7,8]</sup>.

2002 年 Gbur G 提出了无耗背景中的无相位衍射成像法<sup>[9,10]</sup>, 当成像的目标在有耗媒质背景时, 此算法不再适用. 本文提出一种无相位衍射层析成像方法用于对损耗媒质中二维目标进行成像. 该方法基于总场的幅值, 确定出目标函数在复二维空间中的“伪 Fourier 谱”,

再将该谱表示成关于目标函数的 Fourier 系数的方程组,求解方程组即可反演出目标.论文对提出的成像方法的有效性进行了数值仿真验证.本文为论述简单只讨论二维情形无相位衍射层析成像.

## 2 衍射层析成像的基本公式

考虑无界均匀的损耗背景媒质中存在一个有界的非均匀目标区域,区域中包含一个(或多个)散射目标,散射目标的位置和对比度函数  $\chi$  是未知的.假设散射体被单一频率的入射波  $U_i(\mathbf{r}, t) = U_i(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$  从不同的方向照射,其中,  $U_i(\mathbf{r}) = \exp[ik_b \mathbf{s}_0 \cdot \mathbf{r}]$ , 波数为  $k_b = \sqrt{\omega^2 \mu_b \epsilon_b - i\omega \mu_b \sigma_b}$ ,  $\mu_b, \epsilon_b, \sigma_b$  分别为背景媒质的磁导率、相对介电常数和电导率.

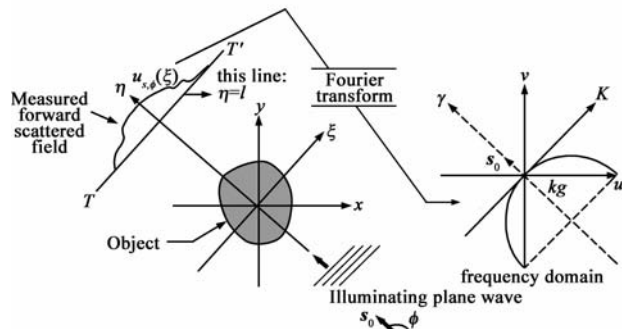


图1 二维图符衍射层析成像

建立如图 1 所示的坐标系,平面波入射方向与  $x$  轴夹角为  $\phi$ ,旋转坐标系使其与  $\eta$  轴正方向一致.在坐标系  $(\xi, \eta)$  中,入射波方向的单位矢量为  $\mathbf{s}_0$ ,同时  $\mathbf{s}_0$  表示  $\eta$  轴的单位矢量,  $\mathbf{s}_1$  表示  $\xi$  轴的单位矢量.在目标区域外接收到的散射场可以表示为下面形式<sup>[11]</sup>:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_b^2 \right] U(\boldsymbol{\rho}) = -4\pi f(\boldsymbol{\rho}) U(\boldsymbol{\rho}) \quad (1)$$

坐标  $\boldsymbol{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y}$ ,  $f(\boldsymbol{\rho})$  为目标函数,表示成

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{4\pi} [k_r^2 - k_b^2] \quad (2)$$

其中,  $k_b = \sqrt{\omega^2 \mu_b \epsilon_b - i\omega \mu_b \sigma_b}$ ,  $k_r = \sqrt{\omega^2 \mu_r \epsilon_r - i\omega \mu_r \sigma_r}$ ,  $\mu_r, \epsilon_r, \sigma_r$  分别为目标的磁导率、相对介电常数和电导率,假设  $\mu_r = \mu_b = \mu_0$ .在弱散射近似条件下,总场可以用一阶 Rytov 近似表示

$$U(\boldsymbol{\rho}) \approx U_i(\boldsymbol{\rho}) \exp[\Psi(\boldsymbol{\rho})] \quad (3)$$

总场的复相位可以表示成

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}) = \frac{i\pi}{U_i(\boldsymbol{\rho})} \int_S f(\boldsymbol{\rho}') g(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') U_i(\boldsymbol{\rho}') d^2 \boldsymbol{\rho}' \quad (4)$$

由于采用的是  $\exp(-i\omega t)$  时间因子,所以格林函数  $g(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}')$  为第一类汉克尔函数  $H_0^{(1)}(k_b |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|)$ . 方程(4)构成了全息衍射成像算法的基础.本文将基于方程(4)研究无相位衍射成像方法.

将式(4)中的汉克尔函数平面波展开

$$H_0^{(1)}(k_b |\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa \frac{1}{\gamma} e^{i\kappa(\xi - \xi') + i\gamma |\eta - \eta'|} \quad (5)$$

其中  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2}$ .在前向散射情况下,  $\eta > \eta'$ ,于是式(4)可改写成

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}') = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]}{\gamma} e^{i(\gamma - k_b)\eta} e^{i\kappa\xi} d\kappa \quad (6)$$

其中,定义变换

$$F(\mathbf{K}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int f(\boldsymbol{\rho}') \exp(-i\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}') d^2 \boldsymbol{\rho}', \mathbf{K} = \kappa \hat{x} + \gamma \hat{y}$$

$$\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\boldsymbol{\rho}') e^{-i[\kappa\xi + (\gamma - k_b)\eta]} d^2 \boldsymbol{\rho}' \quad (7)$$

若背景为无耗媒质<sup>[9]</sup>,则  $k_b$  为实数,一般要求  $|\kappa| \leq k_b$ ,这是因为  $|\kappa| > k_b$  对应的凋落波的传播呈指数衰减,离源区大于约 10 个波长即可忽略不计,因此  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2}$  也是实数.此时式(7)为目标函数沿图 1 所示的 Ewald 半圆上的 Fourier 谱的  $(2\pi)^2$  倍,该半圆以  $-k_b \mathbf{s}_0$  为圆心,  $k_b$  为半径,因此若背景为无耗媒质,则只需改变入射方向,获得不同方向对应的 Ewald 半圆上的目标函数的谱,使得所有的 Ewald 半圆布满以  $\mathbf{K} = 0$  为圆心,  $\sqrt{2}k_b$  为半径的大圆,通过插值获得均匀网格点上  $\tilde{F}(\mathbf{K})$  的值,然后对  $\tilde{F}(\mathbf{K})$  作二维的逆 Fourier 变换<sup>[9]</sup>即可得到目标函数  $f(\boldsymbol{\rho})$ .

然而,对于有耗媒质背景,  $k_b$  为复数,  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2}$  也是复数,式(7)中的  $\tilde{F}(\mathbf{K})$  不再表示目标函数沿 Ewald 半圆的 Fourier 谱.这里我们将 Fourier 谱分量为复数的变换称为“伪 Fourier 变换”,即式(7)表示  $\tilde{F}(\mathbf{K})$  是目标函数沿着复二维空间中由  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2} - k_b$  确定的“圆弧”上的“伪 Fourier 变换”.由于  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2}$  是复数,因此不能直接作逆 Fourier 变换得到  $f(\boldsymbol{\rho})$ .本文提出的算法中对  $f(\boldsymbol{\rho})$  作 Fourier 级数展开,将向量  $\tilde{F}(\mathbf{K})$  表示成关于  $f(\boldsymbol{\rho})$  Fourier 级数展开系数的方程组,然后求解病态方程组,即可求出  $f(\boldsymbol{\rho})$ .

## 3 损耗背景中的无相位衍射成像算法

下面来分析如何由总场的幅度来确定目标函数的“伪 Fourier 谱”  $\tilde{F}(\mathbf{K})$ .这里采用如图 2 所示的双接收线测试结构,两条测量线分别位于  $\eta = l, \eta = l + \Delta$ ,均垂直于入射方向  $\mathbf{s}_0$ .

定义数据函数  $D_{\Psi, \phi}(\xi; l)$  为接收线  $\eta = l$  上的总场复相位  $\Psi_{\phi}(\xi; l)$ ,下标  $\phi$  表示入射方向矢量  $\mathbf{s}_0$  与  $x$  轴之间的夹角

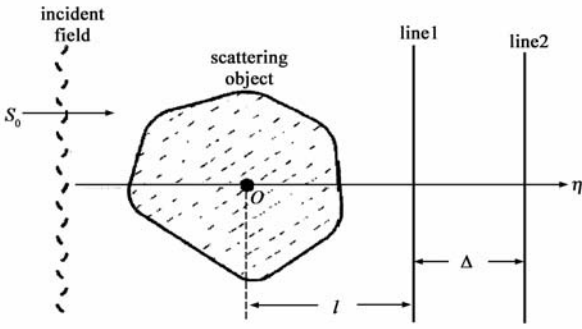


图2 双接收线测试结构

$$D_{\Psi, \phi}(\xi; l) \equiv \Psi_{\phi}(\xi; l) \quad (8)$$

数据函数  $D_{\Psi, \phi}(\xi; l)$  的一维 Fourier 变换为

$$\tilde{D}_{\Psi, \phi}(\kappa; l) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\Psi, \phi}(\xi; l) e^{-i\kappa\xi} d\xi \quad (9)$$

由式(6)可得

$$\tilde{D}_{\Psi, \phi}(\kappa; l) = i \frac{\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] e^{i(\gamma - k_b)l}}{\gamma} \quad (10)$$

式(10)描述了,总场复相位  $\Psi_{\phi}(\xi; l)$  的一维 Fourier 变换  $\tilde{D}_{\Psi, \phi}(\kappa; l)$  与复二维空间由  $\gamma = \sqrt{k_b^2 - \kappa^2} - k_b$  确定的“圆弧”上的“伪 Fourier 谱”  $\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]$  之间的关系.

在测量线  $\eta = l$  上,测出总场的幅度  $|U(\xi; l)|$ , 定义数据函数  $D_{IR}(\xi; l)$  为

$$D_{IR}(\xi; l) = \log \left[ \frac{|U(\xi; l)|^2}{|U_i(\xi; l)|^2} \right] = \Psi(\xi; l) + \Psi^*(\xi; l) \quad (11)$$

对  $D_{IR}(\xi; l)$  作一维 Fourier 变换,其中 Fourier 分量  $\kappa$  为实数

$$\tilde{D}_{IR}(\kappa; l) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} D_{IR}(\xi; l) e^{-i\kappa\xi} d\xi \quad (12)$$

将式(10)和式(11)代入式(12)可得

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{IR}(\kappa; l) &= \frac{i}{|\gamma|^2} \{ \gamma^* \tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] \times e^{i(\gamma - k_b)l} \\ &\quad - \gamma [\tilde{F}[-\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]]^* \times e^{-i(\gamma^* - k_b^*)l} \} \end{aligned} \quad (13)$$

“\*”表示共轭.同理,在接收线  $\eta = l + \Delta$  处的数据函数  $D_{IR}(\xi; l + \Delta)$  的一维 Fourier 变换

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{IR}(\kappa; l + \Delta) &= \frac{i}{|\gamma|^2} \{ \gamma^* \tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] \times e^{i(\gamma - k_b)(l + \Delta)} \\ &\quad - \gamma [\tilde{F}[-\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]]^* \\ &\quad \times e^{-i(\gamma^* - k_b^*)(l + \Delta)} \} \end{aligned} \quad (14)$$

构造数据函数

$$\tilde{D}_{\Delta}(\kappa; l, \Delta) = \frac{\tilde{D}_{IR}(\kappa; l) - \tilde{D}_{IR}(\kappa; l + \Delta) e^{i(\gamma^* - k_b^*)\Delta}}{\Delta} \quad (15)$$

将式(13)和式(14)代入式(15)可得

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{\Delta}(\kappa; l, \Delta) &= \frac{i}{\gamma \Delta} \tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] \\ &\quad \times e^{i(\gamma - k_b)l} \{ 1 - e^{i[(\gamma - k_b) + (\gamma^* - k_b^*)]\Delta} \} \end{aligned} \quad (16)$$

注意到,当满足条件

$$[(\gamma - k_b) + (\gamma^* - k_b^*)]\Delta = 2n\pi \quad (17)$$

式(16)右端大括号  $\{ \}$  因子的值为零,即数据函数  $\tilde{D}_{\Delta}(\kappa; l, \Delta)$  的值为零,此时式(16)不能用来重建目标函数.取  $n = 1$ ,不等式  $\Delta \leq \pi / \max \{ \text{Re}(\gamma - k_b) \}$  给出了两个测量面之间的距离  $\Delta$  的上限.另外,当  $\kappa = 0, \gamma = k_b$  时,式(16)右端的大括号  $\{ \}$  因子也为零,此时可以通过插值计算得到  $\tilde{F}(0, 0)$ .

对上述确定伪谱的过程总结为,由两接收线  $\eta = l, \eta = l + \Delta$  上的总场幅值计算出数据函数  $D_{IR}(\xi; l)$  与  $D_{IR}(\xi; l + \Delta)$  并对其作 Fourier 变换;构造数据函数  $\tilde{D}_{\Delta}(\kappa; l, \Delta)$ ,根据式(16)确定目标的“伪 Fourier 谱”  $\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]$ .

对于无耗背景来说,  $k_b$  为实数,  $\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]$  对应的是目标函数真正的 Fourier 谱,因此直接对  $\tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0]$  作逆 Fourier 变换即可得到目标函数;然而对于损耗背景来说,  $k_b$  为复数,此时不能通过逆 Fourier 变换来确定目标函数.将式(7)左端的目标函数作 Fourier 级数展开

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_{m,n} e^{imv_1\xi} e^{inw_2\eta}$$

其中,  $f_{m,n}$  为 Fourier 级数的系数.由于在数值仿真中展开的项数无法采用无穷项,将 Fourier 级数截断

$$f(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N f_{m,n} e^{imv_1\xi} e^{inw_2\eta} \quad (18)$$

将式(18)代入到式(7)得

$$\begin{aligned} \tilde{F}[\kappa \mathbf{s}_1 + (\gamma - k_b) \mathbf{s}_0] &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N f_{m,n} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(mv_1 - \kappa)\xi} e^{i[nw_2 - (\gamma - k_b)]\eta} d^2\boldsymbol{r}' \\ &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N f_{m,n} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(mv_1 - \kappa)\xi} e^{i[nw_2 - (\gamma - k_b)]\eta} d^2\boldsymbol{r}' \end{aligned} \quad (19)$$

将方程(19)可写成矩阵形式

$$\begin{bmatrix} \tilde{F}_1 \\ \vdots \\ \tilde{F}_i \\ \vdots \\ \tilde{F}_{N_c} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{1,-M,-N} & \cdots & Z_{1,0,0} & \cdots & Z_{1,M,N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ Z_{i,-M,-N} & \cdots & Z_{i,0,0} & \cdots & Z_{i,M,N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ Z_{N_c,-M,-N} & \cdots & Z_{N_c,0,0} & \cdots & Z_{N_c,M,N} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} f_{-M,-N} \\ \vdots \\ f_{-M,-N+1} \\ \vdots \\ f_{0,0} \\ \vdots \\ f_{M,N-1} \\ f_{M,N} \end{bmatrix} \quad (20)$$

其中系数矩阵元素表示为

$$Z_{i,m,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(mv_1 - \kappa)\xi} e^{i[nw_2 - (\gamma_i - k_b)]\eta} d^2\boldsymbol{r}' \quad (21)$$

改变平面波入射方向,采用  $N_{\phi}$  个观测角度,即从 0 度到 360 度均分成  $N_{\phi}$  份,对于每一个观测角度都可以

得到相对应的  $\tilde{F}[\kappa s_1 + (\gamma - k_b)s_0]$ , 写成矩阵形式

$$\begin{bmatrix} \tilde{F}_1 \\ \vdots \\ \tilde{F}_i \\ \vdots \\ \tilde{F}_{N_s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_1 \\ \vdots \\ \tilde{Z}_i \\ \vdots \\ \tilde{Z}_{N_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_{-M, -N} \\ f_{-M, -N+1} \\ \vdots \\ f_{0,0} \\ \vdots \\ f_{M, N-1} \\ f_{M, N} \end{bmatrix}, \text{即 } \tilde{F} = \mathbf{Z}f \quad (22)$$

矩阵  $\mathbf{Z}$  是病态矩阵, 需作正则化处理, 这里采用 Tikhonov 正则化方法, 向量  $f$  的解写作

$$f = (\mathbf{Z}^H \mathbf{Z} + \alpha \mathbf{Z}^H)^{-1} \mathbf{Z}^H \tilde{F} \quad (23)$$

其中,  $\mathbf{Z}^H$  表示  $\mathbf{Z}$  共轭转置矩阵, 将反演结果式(23)代入式(18)式, 即可求出目标函数  $f(\rho)$ , 代入式(2)进而可以定量地反演出目标的相对介电常数和电导率.

无相位衍射成像方法只需测出两接收线上总场的幅值, 构造数据函数, 并对数据函数作 Fourier 变换, 确定出目标在复空间中的 Fourier 谱, 由于目标函数的 Fourier 谱可表示成关于 Fourier 级数系数的方程, 因此求解方程组即可求出 Fourier 系数; 代入 Fourier 展开表达式得到目标函数. 在这需要的只有场的幅度信息, 无需进行相位测量, 即可定量地反演出损耗背景下的目标.

### 4 数值仿真

为验证上面提出的无相位衍射层析成像方法, 下面分别采用无相位衍射成像方法和全息衍射成像方法, 对损耗媒质背景下的二维目标进行反演仿真, 并与真实值进行比较. 仿真参数设置: 背景媒质的相对介电常数  $\epsilon_b = 1.1$  电导率  $\sigma_b = 10\text{mS/m}$ ; 工作频率  $f = 5\text{GHz}$ , Fourier 级数展开取  $M = 8, N = 8$ ; 采用图 2 所示的双接收线测试结构旋转采样; 正问题数据由矩量法提供.

#### 算例 1 单个目标, 旋转采样间隔 $\pi/2$

目标尺寸为  $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ , 中心位于  $x_0 = y_0 = 0$ . 目标的相对介电常数  $\epsilon_r = 1.4$ , 电导率  $\sigma_r = 20\text{mS/m}$ , 双接收线测试结构每旋转  $\pi/2$  测量一组数据. 图 3(a)和(b)分别给出了无相位 DT 方法对目标相对介电常数和电导率的反演结果. 图 4(a)和(b)表示  $\epsilon_r$  和  $\sigma_r$  随位置  $x$  的分布情况. 由图 3 和 4 可以看到, 无相位 DT 和全息 DT 的反演结果与真实目标吻合较好. 本例子为对称目标, 4 个角度方向上的场测量信息, 即可得到较好的反演结果.

#### 算例 2 两个目标, 旋转采样间隔 $\pi/2$

目标尺寸均为  $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ . 目标 1 的相对介电常数  $\epsilon_{r,1} = 1.15$ , 电导率  $\sigma_{r,1} = 12\text{mS/m}$ ; 目标 2 的相对介电常数  $\epsilon_{r,2} = 1.2$ , 电导率  $\sigma_{r,2} = 15\text{mS/m}$ , 双接收线测试结构每旋转  $\pi/2$  测量一组数据. 图 5 表示目标相对介电常数和电导率的真实值.

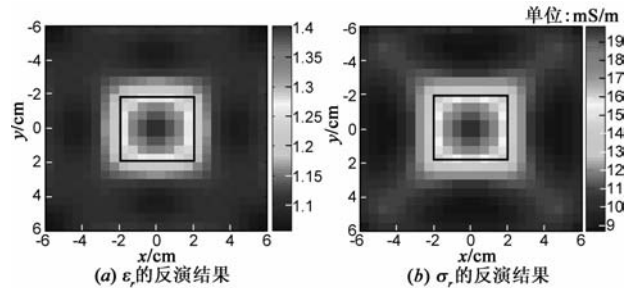


图3 取4个观测角度(采集间隔 $\pi/2$ )无相位DT单目标反演结果

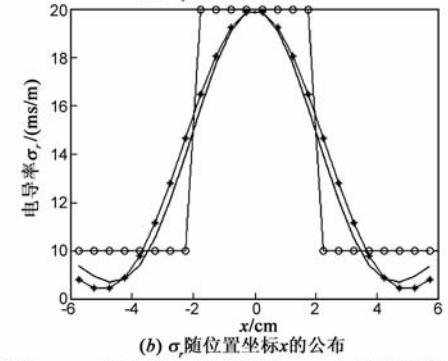
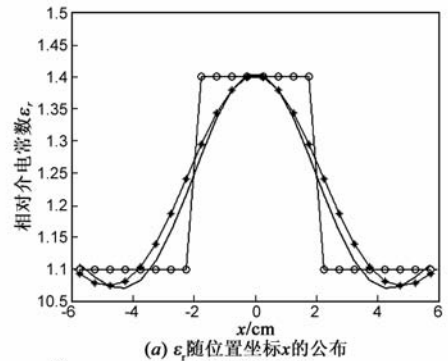


图4 取4个观测角度(采集间隔 $\pi/2$ ), 无相位DT与全息DT的比较

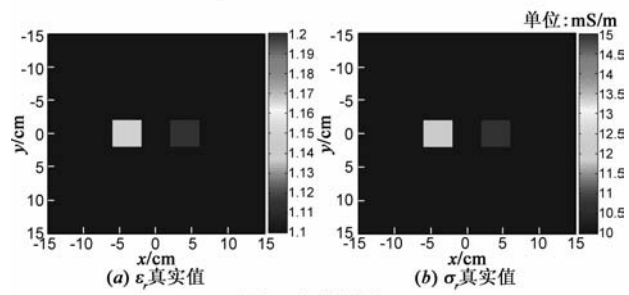


图5 真实目标

图 6(a)、(b)分别给出了相对介电常数和电导率的无相位 DT 反演结果. 图 7(a)、(b)分别给出了  $\epsilon_r$  和  $\sigma_r$  随位置  $x$  的分布情况. 由图 6 和 7 可看到, 无相位 DT 和全息 DT 吻合较好, 图像能够较准确地反映出目标的位置等几何信息. 但图像的分辨率较差, 目标轮廓不清晰, 图像背景起伏大, 相对介电常数和电导率的反演值与真实值之间的误差较大. 造成这种现象的原因是, 对于非对称分布的目标, 4 个观测角度获得的场信息已不再足够, 这就需增加观测角度的个数, 以获取足够的目标信息.

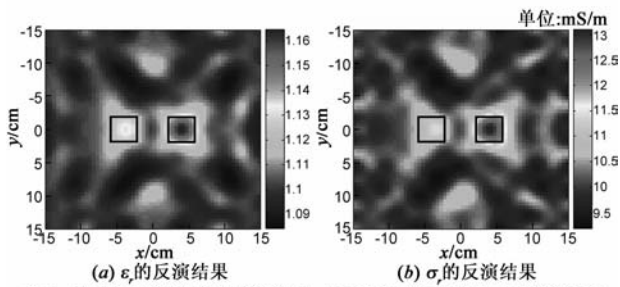
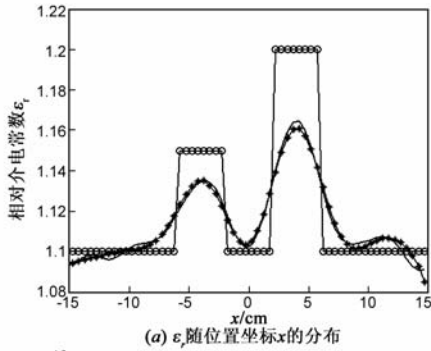
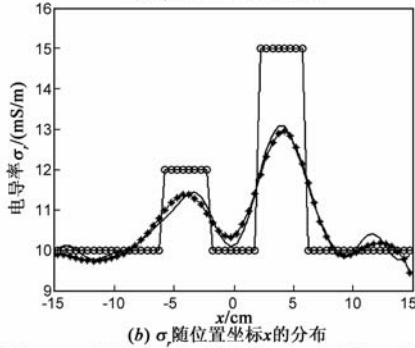


图6 取4个观测角度(采集间隔 $\pi/2$ ),无相位DT双目标反演结果



(a)  $\epsilon_r$ 随位置坐标 $x$ 的分布



(b)  $\sigma_r$ 随位置坐标 $x$ 的分布

图7 取4个观测角度(采集间隔 $\pi/2$ ),无相位DT与全息DT反演结果的比较

算例3 两个目标,旋转采样间隔  $\pi/16$

目标参数与算例2相同,双接收线测试结构每旋转 $\pi/16$ 测量一组数据,即观测角度增加到32个.图8(a)、(b)分别给出了目标相对介电常数和电导率的无相位DT反演结果.图9中(a)、(b)分别描述了 $\epsilon_r$ 和 $\sigma_r$ 随位置 $x$ 的分布情况.由图8和9可看到,无相位DT和全息DT与真实目标吻合较好,相对介电常数和电导率的反演值与真实值之间的吻合较好.这是由于,观测角度个数的增加使得获取的场幅值信息中包含了更多的目标信息,从而得到的图像分辨率较好,目标轮廓清晰,图像背景起伏很小.图像能够准确地反映出目标的位置、尺寸等几何信息,及相对介电常数、电导率等物理信息.

在上面的三个算例中,无相位DT与全息DT的反演结果均吻合的很好,也就是说,在缺失相位信息的情况下,无相位DT方法可以达到与全息DT方法同样的精度;对于分布对称的目标,较少的观测角度就能够实现目标的反演,对于非对称分布的目标则需要增加观

测角度的个数;目标函数的 Fourier 级数展开中截断误差在本文中不作具体分析,本文的数值算例中,截断项数已经取得足够多,其截断误差可以忽略.以上给出的仿真结果显示,当目标间的距离大于波长时,可得到目标的清晰图像.在采用目标间距离小于波长的仿真参数时,仿真得到的成像结果会出现偏差.可见,目标间距大于波长是方法有效应用的条件.

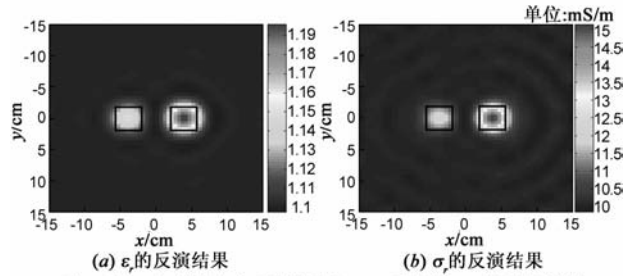
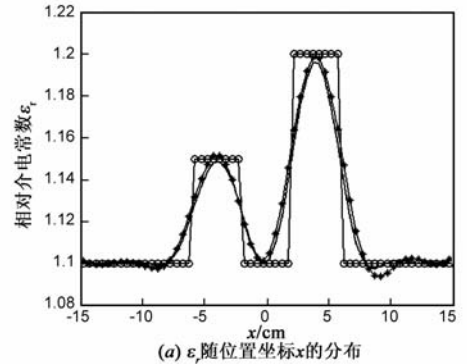
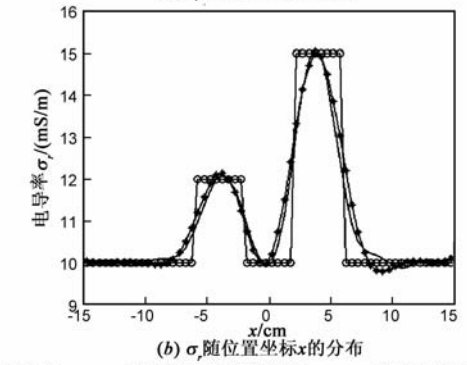


图8 取32个观测角度(采集间隔 $\pi/16$ ),无相位DT的反演结果



(a)  $\epsilon_r$ 随位置坐标 $x$ 的分布



(b)  $\sigma_r$ 随位置坐标 $x$ 的分布

图9 取32个观测角度(采集间隔 $\pi/16$ ),无相位DT与全息DT反演结果的比较

5 结论

全息衍射层析成像方法需要同时测量散射场的幅值和散射场的相位,对于工作频率较高(如毫米波/亚毫米波及太赫兹频段)时,无法实现相位准确测量或者测试条件无法直接测量相位,全息方法不能有效地成像.基于电磁逆散射的无相检测不需测量场的相位实现目标成像,提供了有效的解决问题的方案,其中无相位衍射成像方法是有应用价值的一种方法.

本文研究了损耗媒质中二维弱散射目标的无相位衍射成像方法. 算法首先基于两接收线上总场的幅值构造两个数据函数, 再由两者的 Fourier 谱确定目标函数的“伪 Fourier 谱”. 利用目标函数“伪 Fourier 谱”与目标函数 Fourier 级数展开系数的关系建立方程组, 对此病态方程组作正则化处理求解目标函数 Fourier 级数展开系数, 这样即可定量地重建出损耗背景中目标的位置、尺寸等几何参数以及相对介电常数、电导率等电特性参数. 根据反演的实际问题, 合理地减少 Fourier 级数展开的阶数, 在反演中降低了计算量, 提高了计算速度. 数值仿真结果证明了算法的稳定性和有效性. 下一步的工作将进一步考虑实际测量中幅度测量值的噪声对无相位衍射层析成像算法成像精度的影响, 并利用实际数据验证本文提出的算法.

#### 参考文献

- [1] 胡鸿飞, 高雪, 傅德民, 毛乃宏. 无相位近场测量和全息诊断中基于泛函极值的相位恢复方法[J]. 电子学报, 2002, 30(12): 1772 - 1775.  
Hu Hong-fei, Gao Xue, Fu De-min, Mao Nai-hong. A phase retrieval technique based on functional extremes for phaseless near-field measurements and holographic diagnoses [J]. Acta Electronica Sinica, 2002, 30(12): 1772 - 1775. (in Chinese)
- [2] M H Maleki, A J Devaney, A Schatzberg. Tomographic reconstruction from optical scattered intensities [J]. J Opt Soc Am, 1992, 9(8): 1356 - 1363.
- [3] T Takenaka, D J N Wall, H Harada, M Tanaka. Reconstruction algorithm of the refractive index of a cylindrical object from the intensity measurements of the total field [J]. Microwave Opt Technol Lett, 1997, 14(3): 182 - 188.
- [4] M H Maleki, A J Devaney. Phase retrieval and intensity-only reconstruction algorithms for optical diffraction tomography [J]. J Opt Soc Am A, 1993, 10(5): 1086 - 1092.
- [5] L Crocco. Inverse scattering from phaseless measurements of the total field on a closed curve [J]. J Opt Soc Am A, 2004, 21(4): 622 - 631.
- [6] 张文吉, 李廉林, 李芳. 无相位检测电磁逆散射目标成像 [J]. 中国科学 F 辑: 信息科学, 2009, 39(9): 1013 - 1020.  
Zhang Wenji, Li Lianlin, Li Fang. Inverse scattering from phaseless data in the freespace [J]. Science in China Series F: Information Science, 2009, 52(8): 1389 - 1398.
- [7] Li Lianlin, Zhang Wenji, Li Fang. Tomographic reconstruction using the distorted Rytov iterative method with phaseless data [J]. IEEE Tran Geoscience and Remote Sensing Letters, 2008, 5(3): 479 - 483.
- [8] Cui TieJun, Liang ChangHong. Closed-form solutions for one-dimensional inhomogeneous anisotropic medium in a special case. II. Inverse scattering problem [J]. IEEE Trans Antenna Propagation, 1997, 45(6): 942 - 948.
- [9] Gbur G, Wolf E. Hybrid diffraction tomography without phase information [J]. J Opt Soc Am, 2002, A19: 2194 - 2202.
- [10] Gbur G, Wolf E. Diffraction tomography without phase information [J]. Opt Lett, 2002, 27(21): 1890 - 1892.
- [11] A J Devaney. Inverse Methods in Electromagnetic Imaging Part 2 [M]. Boston: Kluwer Academic Publishers, 1985. 1107 - 1135.

#### 作者简介



刘艳丽 女, 1981 年出生, 2009 年获中国科学院电子学研究所博士学位, 目前的研究方向是电磁逆散射, 电离层成像等.  
E-mail: yuhan827@sohu.com

李廉林 男, 1980 年生. 2006 年获中国科学院电子学研究所博士学位, 目前的研究方向是微波成像, 稀疏信号处理, 电离层成像等.  
E-mail: lianlinli1980@gmail.com

李芳 女, 1944 年出生. 中国科学院电子学研究所研究员. 主要研究方向为电磁场理论与微波技术, 空间等离子体物理等.  
E-mail: fli@mail.ie.ac.cn