

基于光栅结构的远场时间反演亚波长源成像

龚志双 王秉中 王任 瞿锐 王晓华

Far-field time reversal subwavelength imaging of sources based on grating structure

Gong Zhi-Shuang Wang Bing-Zhong Wang Ren Zang Rui Wang Xiao-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 044101 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.044101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于多重查找表的太赫兹波段卷云微物理参数的反演方法研究

Retrieval method of cirrus microphysical parameters at terahertz wave based on multiple lookup tables

物理学报.2017, 66(5): 054102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054102>

插值小波尺度法探地雷达数值模拟及四阶 Runge Kutta 辅助微分方程吸收边界条件

Ground penetrating radar numerical simulation with interpolating wavelet scales method and research on fourth-order Runge-Kutta auxiliary differential equation perfectly matched layer

物理学报.2016, 65(23): 234102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.234102>

大地土壤表面与浅埋多目标宽带复合电磁散射研究

Wide-band composite electromagnetic scattering from the earth soil surface and multiple targets shallowly buried

物理学报.2016, 65(20): 204101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204101>

基于反演场扩散消除的时间反演多目标成像技术

Time reversal multi-target imaging technique based on eliminating the diffusion of the time reversal field

物理学报.2016, 65(20): 204102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204102>

基于胶囊内窥镜的胃部肿瘤检测方法

A method of detecting stomach tumour based on capsule endoscopy

物理学报.2016, 65(19): 194101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194101>

# 基于光栅结构的远场时间反演亚波长源成像\*

龚志双 王秉中<sup>†</sup> 王任 臧锐 王晓华

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

(2016年8月15日收到; 2016年11月19日收到修改稿)

针对远场微波成像所存在的瑞利极限, 分析了实现亚波长成像的关键因素; 继而通过设计光栅结构将近场的调落波转化为传输波, 实现了将调落信息传输到远场区域; 之后结合所设计的辅助光栅结构, 构建了一套基于时间反演技术的远场成像系统。仿真和实验结果表明, 所设计的辅助结构能将调落波转为传输波, 并且所构建的成像系统能够分辨出两个相距小于半波长的源目标。整个系统的设计为远场微波超分辨率成像提供了一种新的思路。

**关键词:** 光栅结构, 远场, 超分辨率, 时间反演

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 84.40.Ba

**DOI:** 10.7498/aps.66.044101

## 1 引言

自从瑞利极限被提出以来, 远场的超分辨率成像一直都是备受关注的一个课题。瑞利极限表明, 传统远场光学成像分辨率的极限大约为半个波长<sup>[1]</sup>。究其原因是包含有结构亚波长信息的调落波无法有效地传输至远场区域, 其幅度会随着传播距离的增加而呈指数衰减<sup>[2]</sup>, 从而导致实际上在远场区域获取到的目标信息是经历过巨大衰减的, 距离目标的距离越远, 衰减量就越大。但是对于传统的光学成像, 判断目标信息的唯一标准是场幅值的大小, 从而就导致了传统远场光学成像分辨率极限的出现。对于广义的探测, 其目的是利用得到的信息反推出目标的相关信息。只要掌握了目标信息和测量得到的信息之间的一一对应关系, 即可推知目标的相关信息。并且, 如果我们利用的对应关系不是传统光学中的位置与幅度之间的对应关系, 那么成像的分辨率就不会受半波长极限的限制。

为了有效地解决远场的高分辨率成像问题, 学者们提出了两类办法。其一, 设法找到其他的一一对应关系, 比如利用位置和频率的对应关系<sup>[3,4]</sup>。

但是, 目前此方面的研究利用的都是离散频率值和位置之间的对应关系, 从而导致此类方法得到的成像点是一系列与结构对应的固定离散点, 即意味着目标所处的位置只能取固定的某些位置, 这对部分成像应用而言是不可接受的。其二, 利用与光学类似的对应关系, 设法将调落信息以另一种形式传输到远场区域<sup>[5–8]</sup>。实际上调落波的传播仅仅是呈指数衰减, 并不是完全消失。假如测量手段足够精确, 使得我们能够完全精确地测量出微小的调落波分量, 那么根据精确的调落波传播规律, 实现超分辨率成像是有可能的。但实际上, 至少到目前为止, 这样的做法是不现实的。目前的主要做法是将调落波转化为传输波, 这样再根据调落波的转化规律, 即可反推出目标的信息。这种做法的好处是调落波的转化通常针对的是处于特定谱范围内的场, 而谱域与空间域的对应关系并不是离散的一一对应关系, 从而使得成像的分辨率是连续可变的, 也就避免了前述方法所遇到的离散分辨率问题。

在微波频段, 由于波长较长的原因, 无法简单套用光学中的办法直接根据场幅值推知目标所处的位置信息。时间反演(time reversal, TR)技术的出现能很好地解决这个问题。起源于声学的时间

\* 国家自然科学基金(批准号: 61331007, 61301271, 61571085, 61361166008)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: bzwang@uestc.edu.cn

反演技术于2004年被引入到电磁领域。研究表明时间反演场能自适应地聚焦于初始源所处的位置处，相当于提供了一种很好的逆问题求解方法。这一优良性质使得TR技术被迅速地应用于成像处理<sup>[9-12]</sup>。

本文根据上述的第二类方法，并结合TR技术，设计了一套具有远场超分辨率特性的微波成像系统。本文首先设计了一种能够将调落波转化为传输波的辅助光栅结构，并从理论上分析了所设计结构的工作原理，继而提出了相应的TR成像处理方法，最后给出了相应的仿真和实验结果以验证所设计系统的成像效果。

## 2 成像系统的搭建

### 2.1 调落波转换结构的设计和分析

本文所设计的调落波转换结构如图1所示，它是由一块具有周期凸起的金属板结构所构成，其中 $a$ 代表空气间隙的宽度， $d$ 代表周期大小。对于任一给定的高度 $h$ ，沿光栅结构表面传播的电磁波的色散关系可以表示如下<sup>[13]</sup>：

$$\frac{\sqrt{k_x^2 - k_0^2}}{k_0} = \frac{a}{d} \tan(k_0 h), \quad (1)$$

式中 $k_0$ 表示相应电磁波在真空中的传播常数， $k_x$ 表示沿结构表面传播的表面波的传播常数。

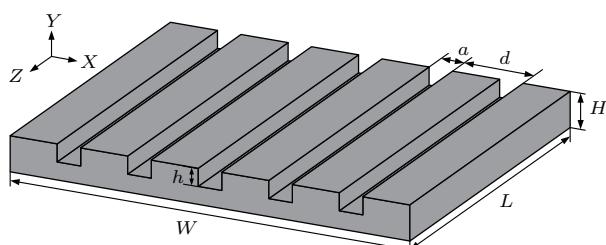


图1 光栅板的结构示意图

Fig. 1. The basic structure of the grating-like plate.

对于无限周期的光栅结构，沿结构表面传播的电磁波的色散特性曲线可由CST软件的本征模求解器计算得到，结果如图2所示。图中所示为结构尺寸中的 $h$ 分别为5 mm和10 mm情况下的色散曲线，虚线代表的是真空中相应电磁波的色散曲线，其余的参数值大小如表1所列。

从图2中可以看出，同一频率下表面波的传播常数要比真空中相应电磁波的传播常数大，这就意

味着表面波在结构法向属于调落波。根据电磁波需要满足的边界条件，只有调落波才能耦合到相应光栅结构的表面波中。同时，根据传播常数与传播波长的关系，表面波的色散曲线离真空中的色散曲线越远，激励起来的表面波模将具有更大横向传播常数。根据一一对应的关系，在反推回去的时候能够得到的最终成像分辨率也就会越高。对于有限尺寸的光栅结构，Z方向的截断边界条件会使得表面波在Z方向形成Fabry-Perot谐振。而在X方向，整个光栅结构相当于一个周期系统。根据Floquet定理，在光栅结构表面传播的电磁波的每一个模式的场都可以表示成为无限多个谐波的叠加，其中第n次谐波的传播常数 $k_{xn}$ 满足以下关系：

$$k_{xn} = k_{x0} + n\mathbf{k}_d, \quad n \in [-\infty, +\infty], \quad (2)$$

其中 $\mathbf{k}_d = 2\pi/d$ 代表光栅波矢的大小。对于一个任意源，其辐射出来的电磁波通常包含连续的波谱。因此根据以上关系，传播常数处于 $(-k_0 + nk_d, k_0 + nk_d)$ 范围内的调落波在经过 $-nk_d$ 的调制后传播常数将会处于 $(-k_0, k_0)$ 的范围内，即意味着会被转化为传输波。这即是调落波转化为传输波的基本原理。

表1 光栅板结构尺寸大小

Table 1. The values of the parameters in the grating plate.

参数名称	值/mm	参数名称	值/mm
$L$	90	$a$	6
$d$	16	$W$	96

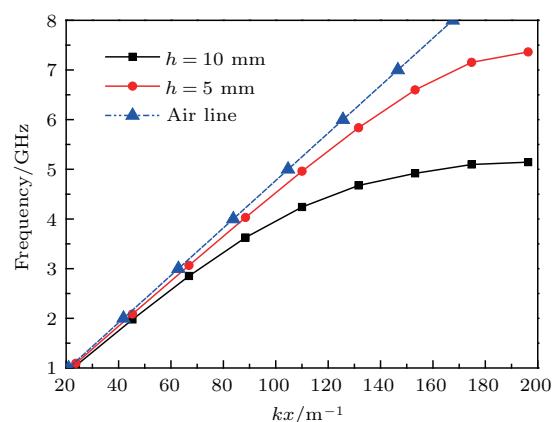


图2 光栅结构在 $h$ 分别取5 mm和10 mm情况下的色散特性曲线，虚线代表真空中相应电磁波的色散特性

Fig. 2. The dispersion relation of the grating-like structure for  $h = 5\text{ mm}$  and  $h = 10\text{ mm}$ , respectively. The dotted line stands for the air line, which is the dispersion relation of non-dispersive wave in vacuum.

为了对有限尺寸带来的效果有更直观的理解, 我们利用商业软件 CST 的时域求解器对所设计的光栅结构进行仿真分析. 首先将一个偶极子源置于一个 12 mm 厚的光栅板(其中  $h$  为 10 mm) 的上方 1 mm 处, 然后用一中心频率为 5.5 GHz 的调制高斯信号(持续时间为 1 ns)作为激励信号嵌入到源偶极子处. 之后通过在远场(与源天线处于同一平面并且距离偶极子源 300 mm 处)设置探针即可得到对应的远场接收信号, 结果如图 3 所示. 可以看到接收到的时域信号持续时间超过了 20 ns, 相比发射信号, 其持续时间扩展了 20 多倍, 这从一方面反映了结构谐振的特性. 另外从频谱方面可以看到, 远场接收信号有三个峰值点. 同时, 观察如图 4 所示的近远场转换效率曲线, 可以注意到其也具有三个峰值点, 并且对应的频率值与远场接收信号频谱的三个峰值点所处频率值完全一样. 事实上, 远场接收信号只有三个来源, 直接由发射天线传播过去的信号, 光栅结构的散射传输信号以及由光栅结构转化后传播过去的原近区调落波信号. 为

了直观地观察光栅结构对调落波的转换情况, 我们分别计算了有光栅和无光栅情况下的近远场转换效率. 其中有光栅结构存在情况下的转换效率是在剔除掉光栅结构的散射传输信号的情况下计算得到的, 这样做的目的主要是为了能够更直接地观察到光栅结构对调落波的转换效果. 对比两种情况下的近远场转换效率曲线(即图 4 所示)可以看到, 远场信号的频谱峰主要来源于经由光栅结构转换的调落波散射信号. 图 5 所示为对应三个谐振峰所处频率处的光栅结构近场(距离结构上表面 1 mm 处的 XZ 平面)电场分布图. 从图中可以很明显地看到 Fabry-Perot 谐振的出现. 正是由于光栅结构尺寸的有限性, 使得 Fabry-Perot 谐振能够出现, 进而使得对应谐振频点的调落波转化效率得以提升. 换言之, 光栅结构尺寸的有限性以及结构的周期性导致了经由调落波转化而来的远场传输波传播常数的定量化. 接下来, 充分利用这部分在远场接收到的调落信息并结合 TR 技术, 即可在远场得到目标源的成像结果.

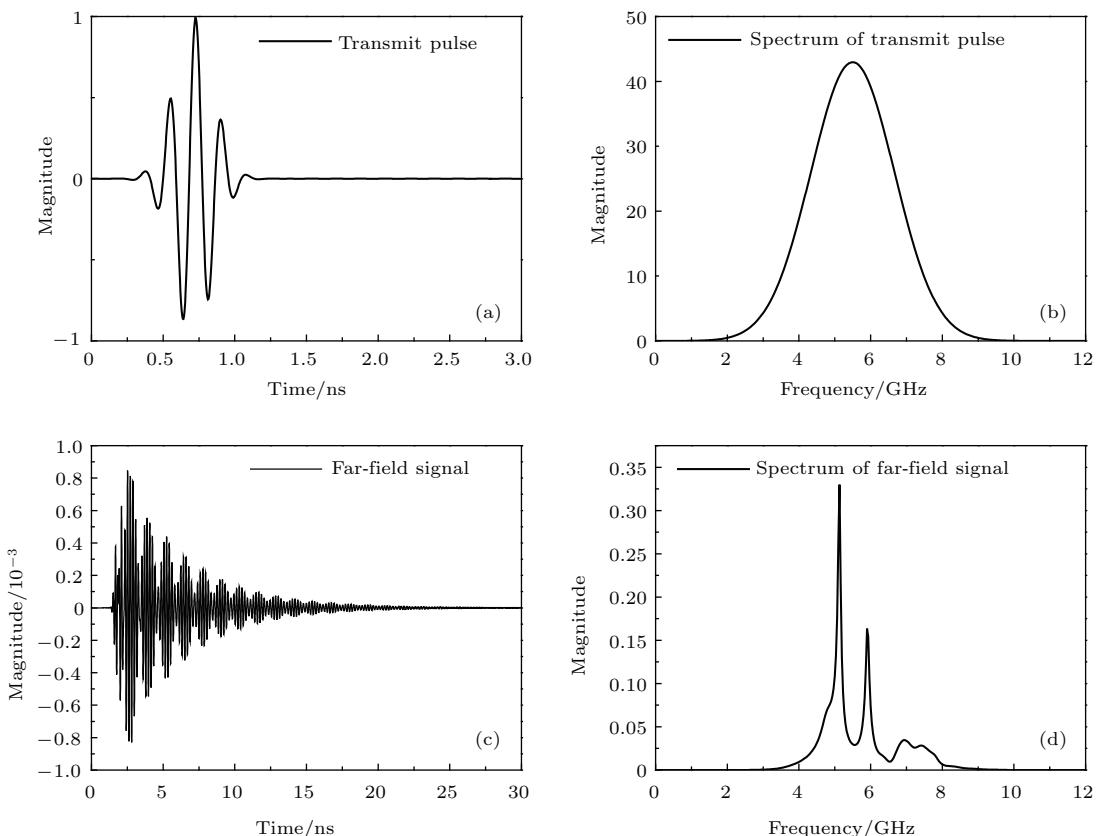


图 3 发射信号和远场接收信号的波形和频谱

Fig. 3. The waveform and spectrum of the transmit pulse and the signal received in the far-field of the structure.

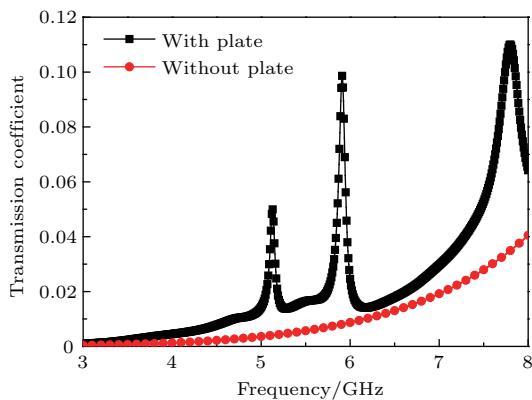


图4 有光栅结构存在和无光栅结构情况下的近远场转换效率曲线

Fig. 4. The near-to-far-field transmission coefficient of the near-field source in situations with and without the grating-like plate.

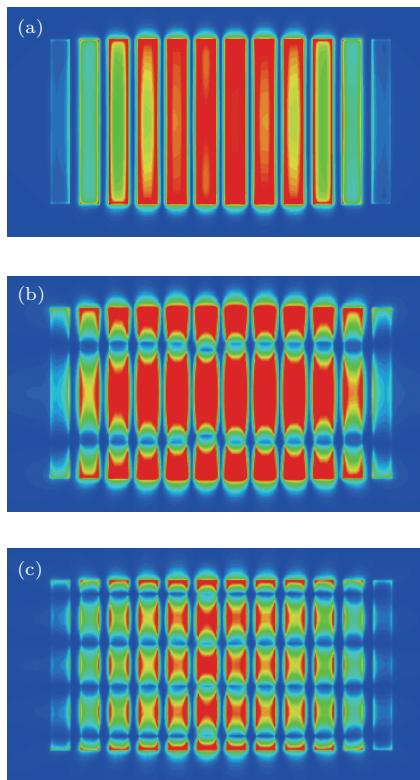


图5 (网刊彩色) 对应三个本征频率的结构上方 1 mm 处的垂直电场 ( $E_y$ ) 分量分布 (a) 5.22 GHz; (b) 6.02 GHz; (c) 7.90 GHz

Fig. 5. (color online) Perpendicular field ( $E_y$ ) distribution calculated 1 mm above the top surface of the plate at the three eigen-frequencies: (a) 5.22 GHz; (b) 6.02 GHz; and (c) 7.90 GHz.

## 2.2 时间反演成像方法

TR 技术具有能够将波形在时间和空间维度上同时聚焦于初始源位置处的特性, 根据该特性能够

很方便地重构成像目标的图像. 通常的 TR 实验一般包含以下几个步骤: 首先, 处于待聚焦位置处的源发射一个信号; 然后用几个接收单元将辐射信号记录下来, 这组接收单元一般称之为时间反演镜 (time reversal mirror, TRM); 最后, 将 TRM 接收到的信号进行时域上的反转并经由相同的 TRM 单元重新发射出来. 在经过以上步骤之后, 电磁波即会在某一时刻聚焦于初始源位置处.

本文考虑的是对源目标进行成像, 因此成像的过程实际分为两步. 首先是辐射信号的收集过程. 利用 TRM 单元对源目标的远场辐射信号进行收集. 假设发射信号为  $x(t)$ , 空间传输信道为  $h(r, r', t)$ , 那么 TRM 单元的接收信号  $y(r, t)$  即为

$$y(r, t) = x(r', t) \otimes h(r, r', t), \quad (3)$$

其中  $r'$  代表初始源所处的位置,  $\otimes$  代表卷积操作. 之后是反演成像阶段, 利用收集到的  $y(r, t)$  信息进行目标图像的重构. 将  $y(r, t)$  进行时间上的反转并经由相同的 TRM 单元发射出去, 那么空间中的反演场分布为

$$\begin{aligned} & y^{\text{TR}}(r'', t) \\ &= y(r, -t) \otimes h(r'', r, t) \\ &= x(r', -t) \otimes h(r, r', -t) \otimes h(r'', r, t) \\ &= x(r', -t) \otimes [h(r', r, -t) \otimes h(r'', r, t)]. \end{aligned} \quad (4)$$

当空间信道足够复杂时, 自卷积是远大于互卷积的<sup>[14]</sup>, 即意味着  $y^{\text{TR}}(r'', t)$  的值会在  $r'' = r'$  时达到极大值, 也就是说反演场会在目标所在位置处有明显聚焦斑, 据此即可判断目标所处的位置. 根据时间反演电磁波的这种自适应聚焦特性, 即便我们不知道源与远场信息具体的一一对应关系表达式  $h(r, r', t)$ , 只要将接收到的信号进行反演并重新发射, 电磁波会自动汇聚于初始源所在的位置. 整个实验的具体操作过程我们将在下面进行详细的描述.

## 3 实验分析

首先我们对调落波的转化进行实验验证. 实验系统的框图和仪器连接示意图见图 6. 两个沿  $X$  轴分开 12 mm 的近场偶极子源 T1 和 T2 摆放在结构上方 1 mm 处. 首先, 用一个中心频率为 5.5 GHz (3—8 GHz) 的调制高斯信号激励偶极子 T1, 然后

用5个置于偶极子远场(处于 $XZ$ 平面并距离偶极子1 m远)的TRM单元将传播信号记录下来;之后将5个TRM单元的接收信号分别进行时间上的反转并由相同的TRM单元再次发射出去;最后将偶极子T1和T2接收到的反演信号分别记录下来.

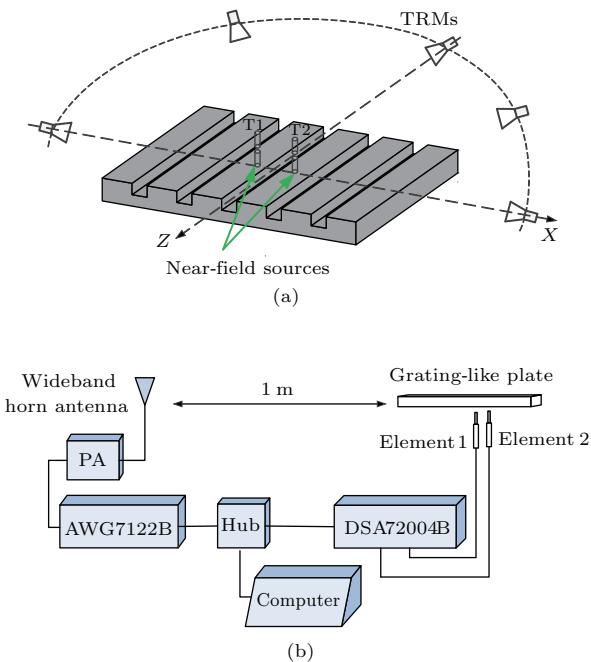


图6 (a) 实验系统框图; (b) 仪器连接示意图

Fig. 6. The (a) schematic view and (b) diagram of the experimental system.

在实际实验时考虑到任意波形发生器(arbitrary waveform generator, AWG)和数字串行分析仪(digital serial analyzer, DSA)的通道数是有限的,结合天线传播的互易性,实际的具体实验步骤如下.

- 1) 令 $m = 1$ .
- 2) 将TRM天线置于 $m$ 号TRM天线所处位置并馈入发射信号, 分别将偶极子T1和T2的接收信号记录为 $S_{1m}(t)$ 和 $S_{2m}(t)$ .
- 3) 将 $S_{1m}(t)$ 和 $S_{2m}(t)$ 分别进行时间上的反转得到 $S_{1m}(T - t)$ 和 $S_{2m}(T - t)$ , 并分别再次馈入到TRM天线中并记录T1和T2的接收信号, 其中 $T$ 为 $S_{1m}(t)$ 的总持续时间. 当馈入的是 $S_{1m}(T - t)$ 时, T1和T2的接收信号分别记为 $Str_{11}^m(t)$ 和 $Str_{21}^m(t)$ . 当馈入的是 $S_{2m}(T - t)$ 时, T1和T2的接收信号分别记为 $Str_{12}^m(t)$ 和 $Str_{22}^m(t)$ .
- 4) 令 $m = m+1$ , 并重复步骤2, 3直至 $m$ 达到TRM天线的总数量5.

5) 将 $Str_{11}^m(t)$ 对 $m$ 进行求和即得到T1作为初始源时T1接收到的反演信号. 类似地即可分别得到T1作为初始源时T2接收到的反演信号及T2作为初始源时T1和T2分别接收到的反演信号.

图7所示为实验时T1单独作为初始源时远场TRM单元在正向过程接收到的信号的频谱, 可以看到极值点所对应的频率值与仿真结果基本是一致的. 图8所示为仿真实验以T1作为初始源的情况下有光栅结构和无光栅结构情况下T1和T2分别接收到的反演信号. 未加光栅结构时T1和T2接收到的反演信号幅度比约为1.7, 加了结构之后相应的幅度比为5.7. 可以很明显地看出加了光栅结构对聚焦效果的提升. 图9所示为相应的实验结果. 当光栅结构不存在时, T1和T2接收到的反演信号幅度分别为0.0716 V和0.0572 V, 其信号幅度比仅为1.2517. 两个偶极子的接收信号幅度基本相当, 此时我们很难通过偶极子的接收TR信号幅度来判断哪个才是源偶极子, 因而此时我们认为这两个偶极子是不可分辨的. 在有光栅结构存在的情况下, 经过TR操作后T1和T2接收到的信号最大幅度分别为0.0972 V和0.0348 V, T1接收到的信号幅度是T2接收到信号幅度的2.8倍. 在这种情况下, 我们认为两个源是可分辨的, 因为仅仅通过偶极子接收到的TR信号幅度即可很轻易地判断出哪个偶极子是源偶极子. 整个实验结果表明, 通过引入光栅结构, 原本不可分辨的两个源变成了可分辨的. 这从另一个层面反映了已有调落波通过光栅结构被转化为传输波的事实.

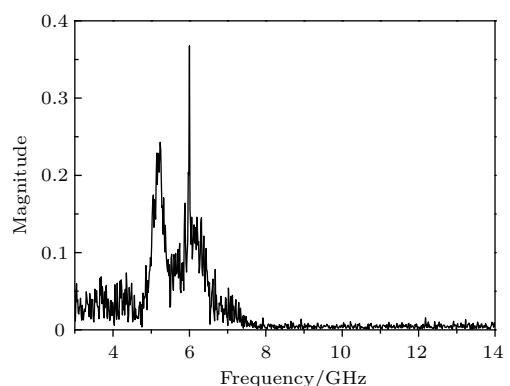


图7 实验时有光栅结构存在的情况下远场接收信号的频谱

Fig. 7. Spectrum of the experimental far-field signal received by TRM with grating plate exist.

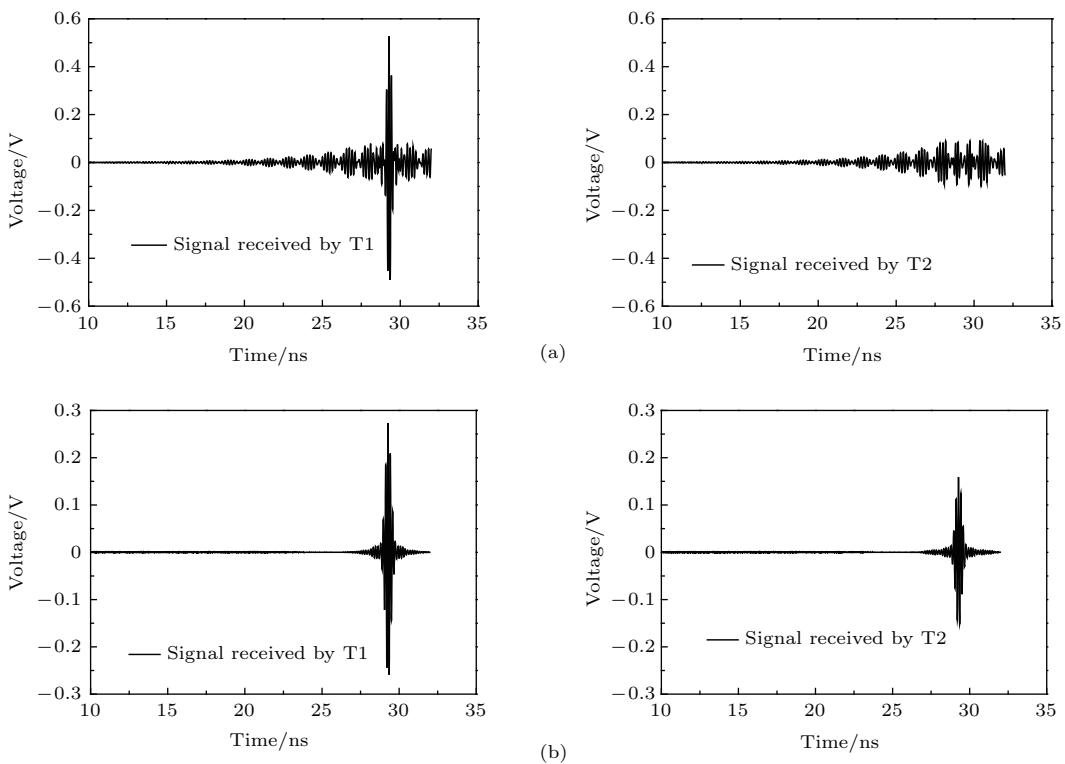


图8 T1为初始源的情况下T1和T2分别接收到的TR信号的仿真结果 (a) 有光栅结构存在; (b) 无光栅结构存在  
Fig. 8. Simulation results of the TR signal received by the two near-field sources, in situation (a) with the grating-like structure; and (b) without the grating-like structure, when antenna T1 is used as the source antenna.

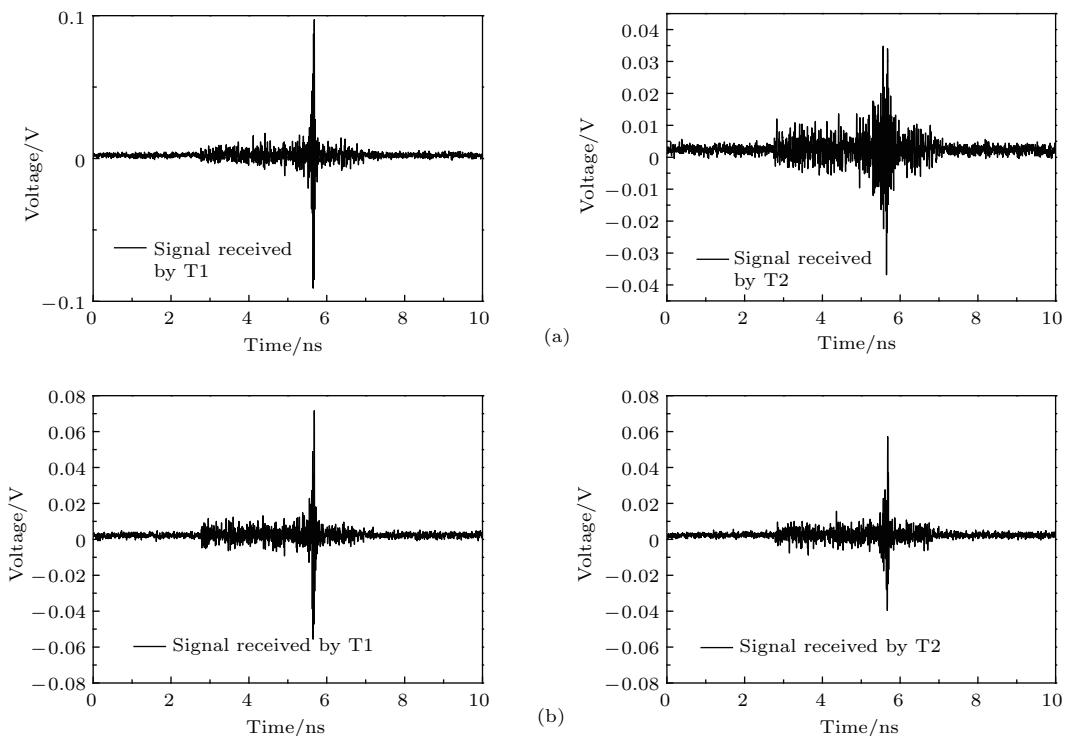


图9 T1为初始源的情况下T1和T2分别接收到的TR信号的实验结果 (a) 有光栅结构存在; (b) 无光栅结构存在  
Fig. 9. Experimental results of the TR signal received by the two near-field sources, in situation (a) with the grating-like structure, and (b) without the grating-like structure, when antenna T1 is used as the source antenna.

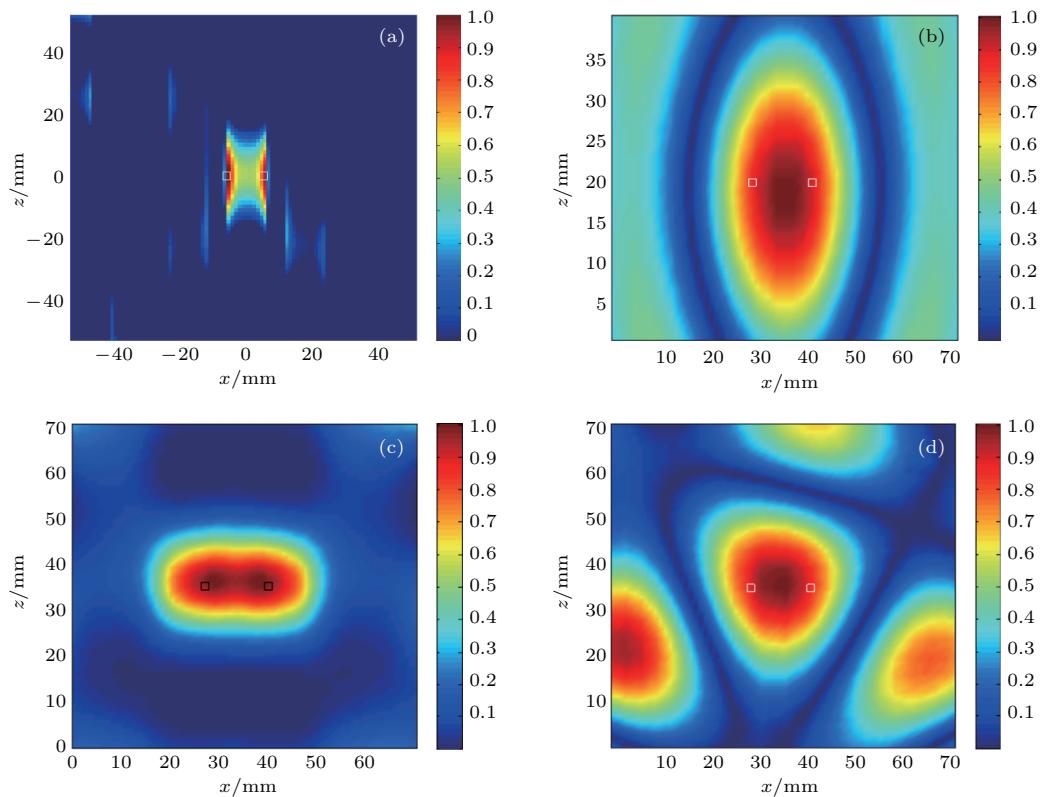


图 10 (网刊彩色) 基于实验数据和仿真数据的 TR 成像处理结果(图中的方框代表目标的准确位置) (a) 光栅结构存在, 仿真数据; (b) 光栅结构不存在, 仿真数据; (c) 光栅结构存在, 实验数据; (d) 光栅结构不存在, 实验数据

Fig. 10. (color online) Imaging results for time reversal reconstruct process with simulation data and experimental data (the two small bricks stand for the exact positions of two sources): (a) Simulation data with grating plate; (b) simulation data without grating plate; (c) experimental data with grating plate; (d) experimental data without grating plate.

接下来我们考虑成像过程。实验中两个源天线被当作两个待成像的目标，整个实验系统的摆放与前面进行调落波转化验证实验时的摆放是完全一致的。在辐射信号接收阶段，仍然用一个中心频率为 5.5 GHz 的调制高斯信号作为激励源信号，但这次是同时激励两个源偶极子。在反演成像阶段，我们将两个初始源去掉，这主要是为了使得成像过程与实际对应，因为要对某个目标进行成像，实际上是不可能预知目标所处的具体位置的。之后将 TRM 单元的接收信号进行时间上的反转，然后再馈入到相同的 TRM 单元并对反传过程进行 CST 仿真。最后通过记录聚焦时刻在成像平面上的电场分布即可得到成像结果，如图 10 所示。作为对比，我们同时给出了在没有光栅结构存在的情况下由同样的方法得到的实验成像结果图，以及相应的由仿真数据处理得到的成像结果图。

从仿真数据结果图 10(a) 和图 10(b) 可以清晰地看到，原本完全无法分辨的两个源目标，在有了

光栅结构的辅助之后可以很清楚地分辨开。相比之下，图 10(c) 和图 10(d) 所示的实验数据成像结果则变差。在光栅结构不存在的情况下，整个成像图上出现了几个伪目标，完全无法判断出目标实际所在的位置；而在有光栅结构存在的情况下，通过成像结果图的轮廓尚能判断出目标所在位置。造成图像变差的主要原因是环境噪声，需进一步研究改善方法。

## 4 结 论

本文设计了一套基于 TR 技术的远场成像系统。在近场光栅结构的辅助下，源目标所辐射的调落波成功地被转化为传输波并在远场被 TRM 单元记录下来。基于 TR 的聚焦实验从侧面验证了这一点。接下来，本文利用 TR 技术对仿真和实验数据分别进行了成像处理，成功地分辨出两个相距 12 mm (约为中心波长的 1/5) 的源目标。由于实验

并不是在暗室里进行的, 实验结果相对仿真数据结果有一定的差异, 下一步会进一步改善研究方法。相比利用谐振单元组合或者是双曲透镜进行远场超分辨成像的方法而言, 本文所提出的成像系统依据的是空间谱域的转换, 对目标源的空间位置没有严格的限制, 其应用场景更为广泛。本文的下一步工作将集中于给出更为精确的理论分析, 以期获得更为精确和稳定的成像结果。

## 参考文献

- [1] Abbe E 1873 *Arch. Mikroskop. Anat.* **9** 413
- [2] Zhang X, Liu Z W 2008 *Nat. Mater.* **7** 435
- [3] Wang R, Wang B Z, Gong Z S, Ding X 2015 *Sci. Reports* **5** 11131
- [4] Jouvaud C, Ourir A, Rosny J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 243507
- [5] Gao Q, Wang B Z, Wang X H 2015 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **63** 5586
- [6] Ourir A, Fink M 2014 *Phys. Rev. B* **89** 115403
- [7] Durant S, Liu Z, Steele J, Zhang X 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2383
- [8] Liu Z, Lee H, Xiong Y, Sun C, Zhang X 2007 *Science* **315** 1686
- [9] Lerosey G, Rosny J, Tourin A, Derode A, Montaldo G, Fink M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 193904
- [10] Zhou H C, Wang B Z, Ding S, Ou H Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114101 (in Chinese) [周洪澄, 王秉中, 丁帅, 欧海燕 2013 物理学报 **62** 114101]
- [11] Chen Y M, Wang B Z, Ge G D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 024101 (in Chinese) [陈英明, 王秉中, 葛广顶 2012 物理学报 **61** 024101]
- [12] Chen Y M, Wang B Z 2012 *Chin. Phys. B* **21** 026401
- [13] Pendry J B, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [14] Smith S W 1997 *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing (Second Edition)* (California: California Technical Publishing) p132

# Far-field time reversal subwavelength imaging of sources based on grating structure\*

Gong Zhi-Shuang Wang Bing-Zhong<sup>†</sup> Wang Ren Zang Rui Wang Xiao-Hua

(Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 15 August 2016; revised manuscript received 19 November 2016)

## Abstract

For far-field imaging applications, the imaging resolution of conventional lenses is limited by the diffraction limit because of the exponential decay of high spatial frequency waves. The key to realizing the subwavelength imaging lies in the collection of evanescent informations in far-field region. However, the collection of evanescent waves is not the only thing we need to do. The relation between target position and far-field information is also very important.

In this paper, a far-field time reversal subwavelength imaging system is constructed with the help of an evanescent-to-propagating conversion plate, i. e., a grating plate. The designed grating plate is able to convert evanescent waves into propagating waves through the modulation in space-spectrum domain. In order to clearly understand the conversion, a focusing experiment is conducted with two sources and five time reversal mirror antennas. By recording the amplitudes of the time reversal signals in the two source positions, we can see that the amplitude of the refocusing signal at the original source position is much larger than that of the other signal. Through numerical simulation and experiment, the conversion of evanescent wave into propagative wave is proved finally.

Then, according to the self-conjugation property of time reversal, the result of self-conjugation for channel response in complex environment is nearly the same as an impulse function. The image of source target can be reconstructed without exact prior knowledge of the expression of the spatial channel response. In order to exemplify the super resolution property of our designed system, experiments with simulation data and experimental data are executed with and without our designed grating plate, respectively. For imaging applications, we first record the forward signals received by the time reversal mirror antennas, and then record the refocusing field distribution on the imaging plane to obtain the image of the target. In the reconstruction process, another thing we need to notice is that the original sources should be removed. This is because in a real imaging application, we cannot know the exact position of target in advance. The imaging results show that the resolution of our imaging system has overcome the diffraction limit.

Compared with the imaging resolution of the imaging system without the grating plate, the imaging resolution of the system with our designed grating plate is improved obviously. Since this kind of method overcomes the intrinsical diffraction limit by transmitting evanescent information to far-field region in a way of converting them into propagative waves. This kind of method offers us a promising alternative to microwave far-field subwavelength imaging applications.

**Keywords:** grating structure, far-field, super-resolution, time reversal

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 84.40.Ba

**DOI:** 10.7498/aps.66.044101

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61331007, 61301271, 61571085, 61361166008).

† Corresponding author. E-mail: [bzwang@uestc.edu.cn](mailto:bzwang@uestc.edu.cn)