

# 基于快速物理光学法的太赫兹目标 RCS 计算

江月松 张志国\* 华厚强

(北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

**摘要** 研究了一种基于快速物理光学法(FPO)计算太赫兹(THz)波段目标雷达散射截面(RCS)的方法。将目标散射体分解成若干个子区域,经相位补偿后计算出每个子区域的散射特性,经过插值、相位恢复和聚合得到整个散射体的散射特性,并对 FPO 在 THz 波段的应用进行了讨论。仿真结果表明:利用 FPO 法计算 THz 目标的 RCS,能够在保证准确性的前提下,大大提高计算效率,节省计算时间。该研究对于 THz 波段的快速目标识别和成像有着重要的意义。

**关键词** 成像系统;太赫兹;雷达散射截面;物理光学法;快速算法

**中图分类号** O441.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.1211001

## RCS Simulation of Targets in THz Band Based on Fast Physical Optics Algorithm

Jiang Yuesong Zhang Zhiguo Hua Houqiang

(School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

**Abstract** The method for the calculation of radar cross section (RCS) of targets in terahertz (THz) band based on fast physical optics (FPO) algorithm is presented. The scatterer is divided into subdomains and the scattering characteristics of each subdomain are computed after the phase compensation. Through interpolation, phase correction and aggregation, the scattering characteristic of the whole scattering body is obtained, and the applications of FPO in THz band are discussed. Simulation results show that the targets' RCS calculation by FPO in THz band can greatly improve the computational efficiency and save computing time in the premise of ensuring the accuracy. This research has an important significance for fast target recognition and imaging in THz band.

**Key words** imaging system; terahertz; radar cross section; physical optics algorithm; fast algorithms

**OCIS codes** 110.6795; 040.2235

## 1 引 言

太赫兹(THz)波通常指频率在 100 GHz~10 THz (波长 30  $\mu\text{m}$ ~1 mm)之间的电磁波,介于毫米波与红外光之间。由于缺乏有效的光源和检测手段,人们对该波段的了解非常有限。然而随着高品质 THz 源、检测和相关器件的研发突破,THz 波的相关研究和应用得到快速发展,如在安全检测、疾病诊断、高质量成像、高速通信等领域<sup>[1-3]</sup>。THz 雷达散射截面(RCS)测量技术是当前 THz 重要的应用之一。

利用 THz 源,不仅可以测得目标 THz 波段的 RCS,还可以通过对缩比模型的 RCS 测量,获得微波波段全尺寸目标的 RCS 值<sup>[4-5]</sup>。

但是,由于目前 THz 波段 RCS 测量系统尚不完善,理论方法模拟和计算 THz 波段 RCS 成为研究目标散射特性的主要手段和首选方法。物理光学法(PO)由于其高频段相对较小的计算量和较高的计算效率,被广泛的用于 THz 波段目标 RCS 的模拟分析<sup>[6-11]</sup>。然而,THz 波段目标基本属于超电

收稿日期: 2014-05-20; 收到修改稿日期: 2014-07-03

基金项目: 国家 863 计划(2012AA8126XXX)

作者简介: 江月松(1959—),男,教授,博士生导师,主要从事信息科学与技术 and 微波光子学方面的研究。

E-mail: yuesongjiang@buaa.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: zzg12022@163.com

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal

大尺寸目标,基于面元法剖分后的面元数量将达到百万甚至千万量级,如按照高频方法的剖分标准,半径为 3 cm 的球在 1 THz 时的面元个数超过了 500 万个,在现有的计算条件下,仍有很大的计算量。目前,国际上关于 THz 波段目标散射特性快速算法的研究还很罕见。本文研究了使用快速物理光学法(FPO)<sup>[12-14]</sup>计算 THz 波段目标的 RCS,并同传统 PO 做对比,给出了仿真结果,并对现阶段 FPO 在 THz 波段的应用进行了讨论。

## 2 基础理论及快速物理光学法

### 2.1 物理光学法及相关基础理论

定义入射平面波磁场如下<sup>[15]</sup>:

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_i^\circ \exp(-j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

式中  $\mathbf{H}_i^\circ$  是包含倾斜角  $\theta$  和方位角  $\varphi$  的初始磁场复振幅,  $\mathbf{r}$  为位置矢量,  $\mathbf{k}_i$  为入射波传播矢量,

$$\mathbf{k}_i = -k(\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta), \quad (2)$$

其中,  $k$  为波数,  $k = 2\pi f/c$ ,  $c$  为光速,  $f$  是频率。这里暂不考虑时谐因子  $\exp(j\omega t)$ 。根据 RCS 定义式<sup>[13]</sup>

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{H}_s|^2}{|\mathbf{H}_i^\circ|^2}, \quad (3)$$

式中  $R$  是雷达和目标之间的距离。结合后向散射远场  $\mathbf{H}_s$  的交叉分量,定义散射振幅  $U$  为

$$U = r \exp(jkr) \frac{\mathbf{H}_s \cdot \mathbf{H}_i^\circ}{|\mathbf{H}_i^\circ|^2}, \quad r \rightarrow \infty, \quad (4)$$

式中  $r$  为场点距离。后向 RCS 就变为  $\sigma = 4\pi |U|^2$ 。引入 PO 近似方程

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s &= jkZ_0 \frac{\exp(-jkr)}{4\pi r} \iint_S \mathbf{s} \times \mathbf{s} \times (2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i) \exp(-j\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}') ds', \\ \mathbf{H}_s &= -jk \frac{\exp(-jkr)}{4\pi r} \iint_S \mathbf{s} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i) \exp(-j\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}') ds', \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $\mathbf{E}_s$  为散射电场矢量,  $Z_0$  为自由空间波阻抗,  $\mathbf{s}$  为源点到场点方向单位矢量,  $\hat{\mathbf{n}}$  为散射体  $S$  表面任意点  $r'$  的外向法向量,  $\mathbf{r}'$  为源点矢量。

将(5)式代入(4)式,得到

$$U(f, \varphi, \theta) = \iint_S A(\varphi, \theta, \mathbf{r}') \exp(j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}') ds', \quad (6)$$

这里考虑后向散射  $\hat{\mathbf{i}} = -\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{k}_s(f, \varphi, \theta) = -\mathbf{k}_i$ ,  $A = (jk/2\pi)(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_s)V(\varphi, \theta, \mathbf{r}')$ ,  $\hat{\mathbf{k}}_s$  为散射方向单位矢量,  $V(\varphi, \theta, \mathbf{r}')$  是照亮区域  $S^{\text{lit}}$  指数,定义如下:

$$V(\varphi, \theta, \mathbf{r}') = \begin{cases} 1, & r' \in S^{\text{lit}}(\varphi, \theta) \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}. \quad (7)$$

这里,PO 的实现将借助面元法<sup>[16]</sup>和 Gordon 法<sup>[17]</sup>,第  $q$  个小面元的 RCS 的表现形式如下:

$$U_q = \frac{-\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \hat{\mathbf{n}}}{4\pi |\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{n}}|} \exp(j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}_o) \sum_{n=1}^N (\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{n}} \cdot \Delta \mathbf{b}_n) \exp(j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{a}_n) \text{sinc}(\mathbf{k}_s \cdot \Delta \mathbf{b}_n), \quad (8)$$

式中  $\mathbf{r}_o$  是小面元的中心矢量,  $\Delta \mathbf{b}_n = \mathbf{b}_{n+1} - \mathbf{b}_n$  是  $N$  边形面元第  $n$  条边的矢量表示,  $\mathbf{a}_n$  是第  $n$  条边的中点矢量。

将 PO 用于 THz 波段的仿真计算时,由于现在的个人计算机计算存储能力有限,将考虑小面元边长的控制长度  $d^{\text{[6]}}$ ,以降低运算存储量:

$$d < \sqrt{\rho\lambda}/3, \quad (9)$$

式中  $\rho$  为散射体表面的曲率,  $\lambda$  为入射频率波长。

### 2.2 快速物理光学法

快速物理光学法是基于 PO 法的一种快速算法,会用到 PO 法中的许多性质,如忽略各部分表面电流的相互影响,不考虑阴影区的散射场等,为了提

高 PO 法的计算效率,还要用到以下性质<sup>[12]</sup>:

性质 1 可加性 目标散射体表面  $S$  可以分解为若干个子区域  $\bar{S}_q (q = 1, \dots, Q)$ , 满足  $S = \bigcup_{q=1}^Q \bar{S}_q$ 。

性质 2 坐标变换 定义  $O[\mathbf{r}_o]$  表示通过矢量  $\mathbf{r}_o$  对坐标系的变换,  $O[\mathbf{r}_o]S = \exp(-j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}_o)S$ 。

性质 3 频率抽样 (6) 式中的  $A$  是关于频率  $f$  的渐变函数。事实上,PO 积分是关于频率的带限函数<sup>[10]</sup>。根据奈奎斯特定理,对频率进行抽样,抽样间隔满足  $\Delta f < c/4R$ ,  $R$  为能包围物体的最小外接圆半径,得到频率抽样点的个数为

$$N_f = \Omega_f 4R(f_{\max} - f_{\min})/c, \quad (10)$$

式中  $\Omega_f$  为频率过采样率,满足  $\Omega_f > 1$ ,  $f_{\max}$  和  $f_{\min}$  为

最高和最低频率。

性质 4 方位角抽样 同样,  $A$  也是关于方位角  $\varphi$  的渐变函数, PO 积分也是关于方位角的带限函数。近似的认为 PO 积分的方位角依赖性是基于指数项  $\exp[j\beta\cos(\varphi-\varphi')]$  的叠加, 其中  $\beta = 4\pi fr' \sin \theta'/c$ ,  $r'$  为  $S$  表面任意一点。用傅里叶级数将指数展开为<sup>[16]</sup>

$$\exp[j\beta\cos(\varphi-\varphi')] = J_0(\beta) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n(\beta) \cos[n(\varphi-\varphi')], \quad (11)$$

式中  $J_n(\cdot)$  表示  $n$  阶贝塞尔函数。因为高阶贝塞尔函数比指数衰减快<sup>[18]</sup>, 而且参数  $|\beta| \leq 4\pi f_{\max} R/c$  是有界的, 因此在计算散射振幅  $U$  时, 可以忽略级数(11)式的高阶部分。所以, 可以得到计算  $2\pi$  方位角所需要抽样点个数为

$$N_{\varphi} = \Omega_{\varphi} 8\pi f_{\max} R/c, \quad (12)$$

式中  $\Omega_{\varphi}$  是方位角过采样率, 满足  $\Omega_{\varphi} > 1$ 。

考虑如图 1 所示的理想电导体(PEC)散射体, 假定该散射体为闭合结构(开放结构可以看作是闭合结构的有限形式), 散射体表面用  $S$  表示, 闭合面  $S$  可由圆心位于坐标原点、半径为  $R$  的最小外接圆所包围。

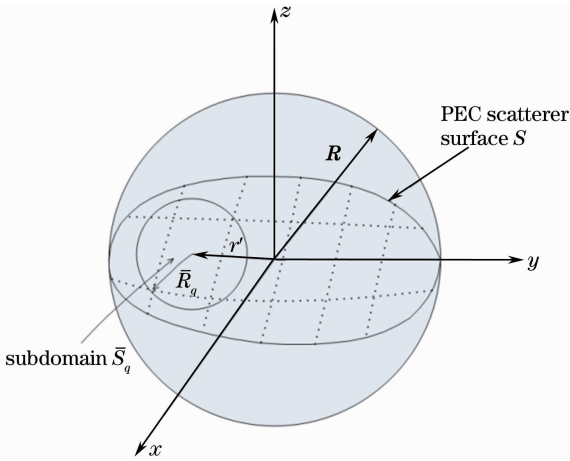


图 1 PEC 散射体及表面划分示意图

Fig. 1 PEC scatterer and schematic domain decomposition

根据(10)式、(12)式, 采样点数与区域大小有关, 将散射体  $S$  分解成尺寸较小的、大小相近的  $Q$  个子区域, 满足  $S = \cup_{q=1}^Q \bar{S}_q$ , 每个子区域的最小外接圆半径为  $R_q$ , 如图 1。为了方便计算, 取  $\bar{R}_q = \max(R_q, q = 1, \dots, Q)$ , 由(10)、(12)式得到计算每个子区域 RCS 所需要的频率和方位角采样点数  $N_f$  和  $N_{\varphi}$ 。

PO 积分(5)式中指数项  $\exp(j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}')$  的震荡变化太快, 不利于后续插值, 为了得到准确的插值结

果, 需要进行相位补偿。补偿后, 计算第  $q$  个小面元的散射振幅

$$\bar{U}_q = O[\mathbf{r}_q] U_q = \iint_{\bar{S}_q} A(\varphi, \theta, \mathbf{r}') \exp(j2\mathbf{k}_s \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_q)) ds'. \quad (13)$$

由(13)式得到每个子区域在采样频点和角度  $N_f \times N_{\varphi}$  的回波数据后, 采用插值法获得所需要的频带和全部角度  $\bar{N}_f \times \bar{N}_{\varphi}$  下的回波数据。常用插值法有拉格朗日插值法、牛顿插值法、分段式多项式插值法及样条插值法等, 由于拉格朗日插值法具有很好的曲线拟合性和易于实现等特点, 故本文将采用拉格朗日法进行回波插值。

得到子区域在全频带和全角度下的散射振幅后, 需要对相位进行恢复, 抵消在插值时相位补偿的作用效果, 使得最后的计算结果与采用 PO 算法一致。恢复后的形式如下:

$$U'_q = O[-\mathbf{r}_q] I_{N_f N_{\varphi}}^{N_f N_{\varphi}} \bar{U}_q = \exp(j2\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}_q) I_{N_f N_{\varphi}}^{N_f N_{\varphi}} \bar{U}_q, \quad (14)$$

式中  $I_{N_f N_{\varphi}}^{N_f N_{\varphi}}$  表示从  $N_f \times N_{\varphi}$  到  $\bar{N}_f \times \bar{N}_{\varphi}$  的插值过程。恢复后, 再经过对得到的子区域的散射振幅进行聚合, 就可以得到整个散射体的散射振幅为

$$U = \sum_{q=1}^Q U'_q = \sum_{q=1}^Q O[-\mathbf{r}_q] I_{N_f N_{\varphi}}^{N_f N_{\varphi}} \bar{U}_q = \sum_{q=1}^Q O[-\mathbf{r}_q] I_{N_f N_{\varphi}}^{N_f N_{\varphi}} O[\mathbf{r}_q] U_q, \quad (15)$$

进而求得整个散射体的 RCS。

### 3 数值计算结果与讨论

为了平衡计算的精确度和计算效率, 参考文献[12], 将过采样率  $\Omega_{\tau}$  ( $\tau = f, \varphi$ ) 统一取为 5。频点计算间隔根据所计算目标的 RCS 变化选择, 计算时间

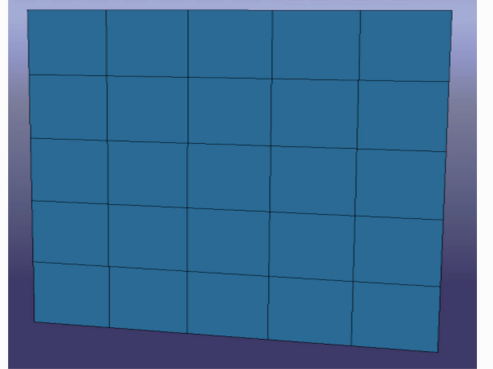


图 2 15 mm×15 mm 的平板区域划分示意图  
Fig. 2 Schematic domain decomposition of 15 mm×15 mm plate

取 5 次平均值。为了便于研究和讨论,以下所选目标均为 PEC。

首先,考虑一个 15 mm×15 mm 平板,扫描频率 [0.25 THz, 0.35 THz],入射倾角  $\theta=0^\circ$ ,扫描角度  $\varphi=[-12^\circ, 12^\circ]$ ,垂直(vv)极化。由于平板的 RCS 要求角度分辨率较高,把扫描角度步进取为

0.1°。平板表面区域划分示意图如图 2 所示,计算结果如图 3 所示,计算时间如表 1 所示。图 4 为  $f=0.35$  THz 的单站 RCS,当  $\varphi=0^\circ$  时,回波为平板的镜面反射,RCS 取得最大值,理论值为  $4\pi a^2 b^2 / \lambda^2$ <sup>[19]</sup>,其中  $a$  和  $b$  分别为平板的长和宽,RCS 约为  $-0.6238$  dBm<sup>2</sup>。

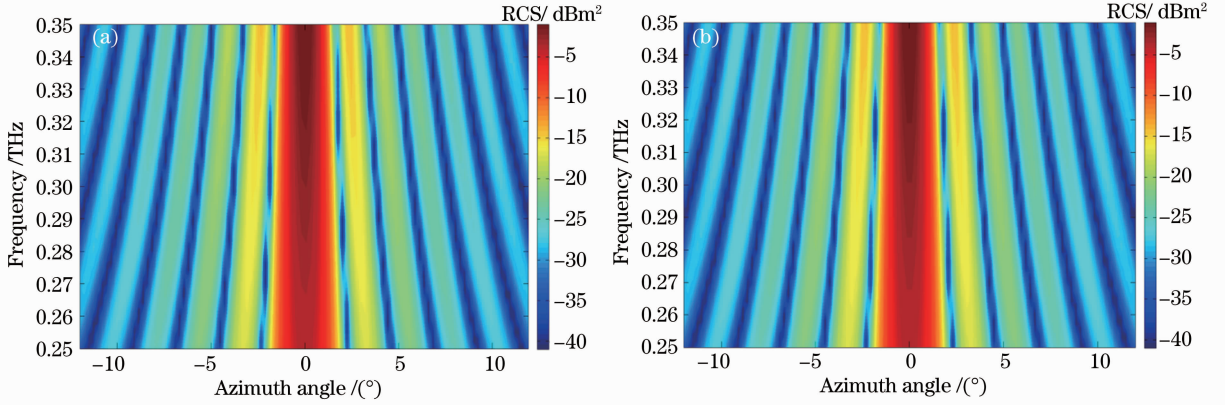


图 3 平板扫频扫角 RCS。(a) PO; (b) FPO

Fig. 3 Plate's RCS of sweeping frequency and angle. (a) PO; (b) FPO

表 1 PO、FPO 计算时间对比

Table 1 Comparison of PO with FPO in computing time

Calculation model	Calculation method	Number of sweeping		Calculation time
		frequency	angle	
15 m×15 mm plate	PO	51	240	1827.5 s
	FPO	21	172	522.45 s
Sphere with radius of 3 cm	PO	51	360	148.34 min
	FPO	13	200	96.6 min
Cone-cylinder	PO	51	360	20935.43 s
	FPO	21	200	5336 s

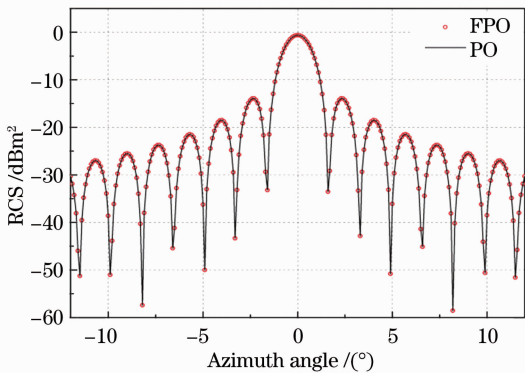


图 4  $f=0.35$  THz 的平板单站 RCS

Fig. 4 Monostatic RCS for plate at  $f=0.35$  THz

从图 3、4 可以看出,FPO 的计算结果与 PO 的计算结果一致。而从表 1,可以发现 FPO 的计算效率明显高于 PO,只有 PO 计算时间的 28.6%。

[0.7 THz, 1 THz],入射倾角  $\theta=0^\circ$ ,扫描角度  $\varphi=[0^\circ, 360^\circ]$ ,垂直极化,如图 5(a)所示。由于理想导体球在光学区的 RCS 理论值为  $\pi a^2$ <sup>[19]</sup>,不随方位角和频率变化,将角度步进选为 1°。半径 3 cm 的理想导体球理论值为  $-25.486$  dBm<sup>2</sup>。如果参考经典高频解法,剖分精度取计算频率波长  $\lambda$  的 1/8~1/10,3 cm 球的剖分面元个数将超过 500 万个,超出了剖分软件的剖分能力和一般计算机的存储能力,所以参考(9)式,将剖分精度取为一个  $\lambda$ 。 $f=1$  THz 时的计算结果如图 5(b)所示。

根据图 5(b)结果,发现 FPO 能够比较好的接近标准值,最大误差在 0.1 dBm<sup>2</sup> 左右。同时,也能够发现因为所取剖分精度的近似,PO 也出现了 0.05 dBm<sup>2</sup> 的误差。而表 1 计算时间表明,FPO 计算时间明显少于 PO,占 PO 计算时间的 65%。

接下来考虑一个半径为 3 cm 的球体,扫描频率

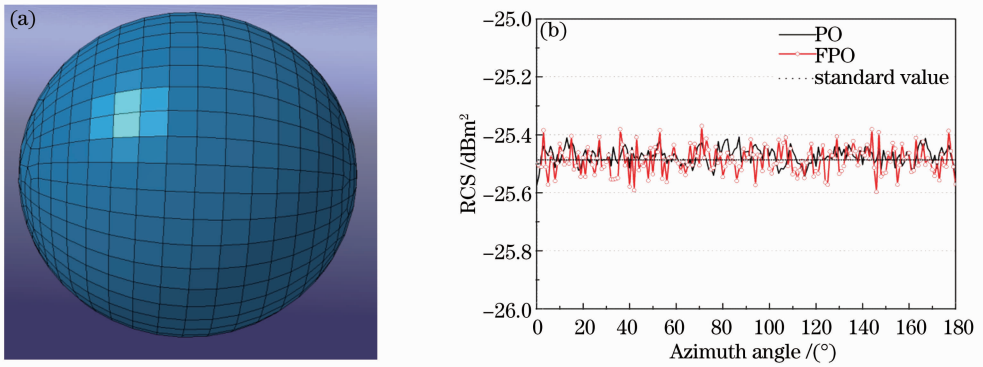


图 5 半径为 3 cm 的理想导体球。(a)区域划分示意图；(b)  $f=1$  THz 的单站 RCS

Fig. 5 Ideal conductor sphere with radius of 3 cm. (a) Schematic domain decomposition; (b) monostatic RCS at  $f=1$  THz

为了进一步说明 FPO 的计算准确度,选取棱长 2.54 cm 的缩比立方体,借助缩比理论<sup>[20-21]</sup>,频率为 0.35 THz,缩比因子为 1:35,垂直极化,得到 10 GHz 时全尺寸立方体的 RCS 值,计算结果如图 6 所示。图 6(a)虚线为美国亚毫米波技术实验室(STL)利用 0.35 THz CO<sub>2</sub> 激光抽运气体激光器构成的逆合

成孔径激光雷达系统测得的结果<sup>[22]</sup>,实线为利用几何绕射理论(GTD)计算得到的 10 GHz 全尺寸立方体理论值。从结果可以看出,PO 和 FPO 都能比较好的接近实际测量值,部分误差来自于立方体的棱边对 PO 的影响<sup>[23]</sup>。

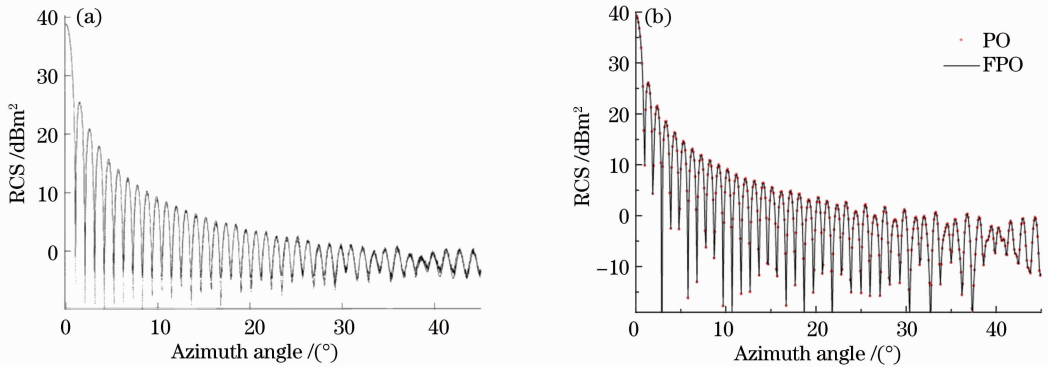


图 6 立方体 10 GHz 全尺寸 RCS。(a) 实际测量值(虚线)和 GTD 计算值(实线)；(b) PO 与 FPO 计算值

Fig. 6 RCS of full-scale cube at 10 GHz. (a) Measured result (dashed line) and calculated result by GTD (solid line); (b) calculated results by PO and FPO

下面将 FPO 推广到更复杂的目标,考虑一个柱锥体目标(铅笔形目标),柱体高 9 cm,底面直径 1.5 cm,

锥体为钝锥,高为 2.598 cm,半锥角为 14°,如图 7(a)所示。扫描频率 $[0.4 \text{ THz}, 0.5 \text{ THz}]$ ,入射倾角  $\theta =$

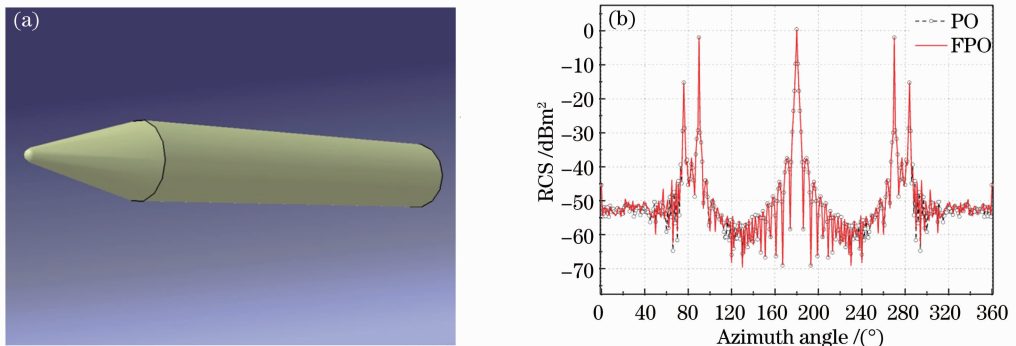


图 7 (a)柱锥体目标和(b)  $f=0.5$  THz 的单站 RCS

Fig. 7 (a) Cone-cylinder target and (b) monostatic RCS at  $f=0.5$  THz

0°,扫描角度  $\varphi$  为 $[0^\circ, 360^\circ]$ ,垂直极化。单频点  $f=0.5$  THz 的单站计算结果如图 7(b)所示,计算时间见表 1。从计算结果能够发现在保证计算精度的前提下,FPO 的计算效率明显优于 PO,约为 PO 计算效率的 4 倍。

为了说明角度抽样个数  $N_\varphi$  与计算时间和计算精度之间的关系,选择一个高为 2 cm,底面直径为 1 cm 的圆柱体,计算频率为 0.5 THz,得到不同抽样个数时 RCS 如图 8 所示。将不同抽样个数 FPO 全部计算时间  $t_{FPO}$  (分解子区域的面元分组时间加计算 PO 积分的时间)和计算 PO 积分的时间,经直接采用 PO 的计算时间  $t_{PO}$  归一化,结果如图 9 所示。从图 8 可以看出,当抽样点数较少时,出现了一定程度的误差,而且随着抽样点数的减少,误差点会相应的增多,误差也相对的增大,但仍保持着比较好的准确度。在图 9 中可以看出在采用先进行区域分解再对面元分组的 FPO 时,计算单频点效率最高的点为 200,减少计算时间为 20%。当采样点数减少到一定程度,面元分组的时间大大增加,导致全部

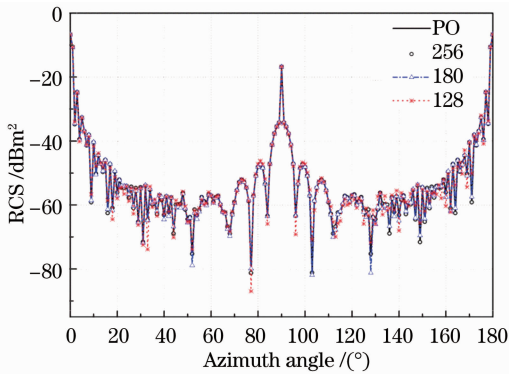


图 8 圆柱体不同抽样个数时的 RCS

Fig. 8 RSC of cylinder with different samples

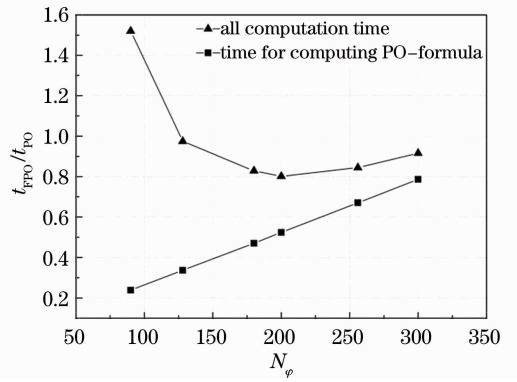


图 9 FPO 全部计算时间和计算 PO 积分的时间与直接采用 PO 时间的对比

Fig. 9 Comparison of FPO and PO integral computing time with adopting PO time directly

计算时间将超过直接使用 PO 的时间。所以,在使用 FPO 计算 THz 波段目标时,要保持好计算效率和计算精度的平衡。

对比半径 3 cm 球和 15 mm×15 mm 平板的计算结果,能够明显发现球的计算效率的降低。这是因为在 1 THz 频率附近时,即使采用一定的近似,剖分后的面元数量仍接近百万量级,面元分组时间占了很大部分,在单频点时的计算时间大大超过直接 PO 法(扫频扫角时只进行一次面元分组),如表 2 所示(扫角点数换算成  $2\pi$  区间)。所以,现阶段 FPO 在 THz 波段的计算更适用于缩比模型和小尺寸目标,对于大尺寸目标和过高频率的计算还有待改善。若采用更高效的面元分组方法,得到近似于如图 9 所示计算 PO 积分式计算时间效率的变化曲线,FPO 将在 THz 波段得到更广泛的应用。而若采用类似于多层快速多级子法(MLFMA)的多层区域分解思想<sup>[12,24]</sup>和更精确的高阶插值方法,还可以进一步提高计算效率和计算精度。

表 2 单频点计算时间对比

Table 2 Comparison of computing time in single frequency

Caculation model	Calculation method	Number of sweeping angle	Calculation time /s
15 m×15 mm plate	PO	360	35.11
	FPO	256	24.87
Sphere with radius of 3 cm	PO	360	175.7
	FPO	200	1800
2 cm×1 cm cylinder	PO	360	285.74
	FPO	200	229.3
	FPO	90	435.7

## 4 结 论

对 FPO 在 THz 波段的应用进行了研究,通过

对不同目标的仿真结果表明,FPO 对 THz 波段小尺寸目标和 THz 波段较低频段目标的宽带、多角度

RCS 计算比传统 PO 有更高的计算效率。该研究对于雷达在 THz 波段目标识别和快速成像有着重要的意义。区域分解后的面元分组对 FPO 在 THz 波段的广泛应用有很大的限制作用,后续的研究将侧重于区域分解面元分组方法的改进以及采用更精确的高阶插值方法,以进一步提高 FPO 的计算效率和在 THz 波段的适用范围。

### 参 考 文 献

- 1 Liu Shenggang. Recent development of terahertz science and technology [J]. Chinese Basic Science, 2006, 8(1): 7-12.  
刘盛纲. 太赫兹科学技术的新发展[J]. 中国基础科学, 2006, 8(1): 7-12.
- 2 Yao Jianquan, Lu Yang, Zhang Baigang, *et al.*. New research progress of THz radiation [J]. Journal of Optoelectronics·Laser, 2005, 16(4): 503-510.  
姚建铨, 路洋, 张百钢, 等. THz 辐射的研究和应用新进展[J]. 光电子·激光, 2005, 16(4): 503-510.
- 3 Yao Jianquan, Chi Nan, Yang Pengfei, *et al.*. Study and outlook of terahertz communication technology [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(9): 2213-2233.  
姚建铨, 迟楠, 杨鹏飞, 等. 太赫兹通信技术的研究与展望[J]. 中国激光, 2009, 36(9): 2213-2233.
- 4 Li Qi, Xue Kai, Li Hui, *et al.*. Advances in research of terahertz radar cross section measurements [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(6): 060001.  
李琦, 薛凯, 李慧, 等. 太赫兹雷达散射截面测量研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(6): 060001.
- 5 Wang Ruijun, Wang Hongqiang, Zhuang Zhaowen, *et al.*. Research progress of terahertz radar technology [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(4): 040001.  
王瑞君, 王宏强, 庄刊文, 等. 太赫兹雷达技术研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(4): 040001.
- 6 X J Zhong, T J Cui, Z Li, *et al.*. Terahertz-wave scattering by perfectly electrical conducting objects [J]. J Electromagn Waves and Appl, 2007, 21(15): 2331-2340.
- 7 Krzysztof Iwaszczuk, Henning Heiselberg, Peter Uhd Jepsen. Terahertz radar cross section measurements [J]. Opt Express, 2010, 18(25): 26399-26408.
- 8 C Jansena, N Krumbholza, R Geiseb, *et al.*. Alignment and illumination issues in scaled THz RCS measurements [C]. 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009. 1-2.
- 9 Hua Houqiang, Jiang Yuesong, Su Lin, *et al.*. High-frequency analysis on THz RCS of complex conductive targets in free space [J]. Infrared and Laser Engineering, 2014, 43(3): 687-693.  
华厚强, 江月松, 苏林, 等. 自由空间复杂导体目标的太赫兹 RCS 高频分析方法[J]. 红外与激光工程, 2014, 43(3): 687-693.
- 10 Li Huiyu, Li Qi, She Jianyu, *et al.*. Influence of Gaussian beam on terahertz radar cross section of a conducting flat plate in two dimension [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(7): 0711001.  
李慧宇, 李琦, 余剑雨, 等. 高斯光束对二维导体平板太赫兹雷达散射截面影响[J]. 中国激光, 2013, 40(7): 0711001.
- 11 Li Huiyu, Li Qi, Xia Zhiwei, *et al.*. Influence of Gaussian beam on conductor cylinder terahertz radar cross section [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(s1): s111002.  
李慧宇, 李琦, 夏志伟, 等. 高斯圆柱太赫兹雷达散射截面的影响[J]. 中国激光, 2012, 39(s1): s111002.
- 12 Amir Boag. A fast physical optics (FPO) algorithm for high frequency scattering [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 2004, 52(1): 197-204.
- 13 Amir Boag, Michielssen E. A fast physical optics (FPO) algorithm for double-bounce scattering [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 2004, 52(1): 205-212.
- 14 Peng Wusi. Fast Analysis of Electromagnetic Scattering of Electrically Large Complex Target in High Frequency [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2013.  
彭五四. 电大复杂目标高频电磁散射的快速分析[D]. 南京: 南京理工大学, 2013.
- 15 He Guoyu, Lu Caicheng, Hong Jiakai, *et al.*. Calculation and Measurement of Electromagnetic Scattering [M]. Beijing: Beihang University Press, 2006. 19-24.  
何国瑜, 卢才成, 洪家才, 等. 电磁散射的计算和测量[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006. 19-24.
- 16 J T Johnson, K F Warnick, Xu Peng. On the geometrical optics (Hagforsplaw) and physical optics approximations for scattering from exponentially correlated surfaces [J]. Geoscience and Remote Sensing. IEEE Transactions, 2007, 45(8): 2619-2629.
- 17 W B Gordon. Far-field approximation to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered field [J]. IEEE Trans AP, 1975, 23(4): 590-592.
- 18 M Abramowitz, I A Stegun. Handbook of Mathematical Functions [M]. New York: Dover, 1965.
- 19 Huang Peikang, Yin Hongcheng, Xu Xiaojian. Radar Target Characteristics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005.  
黄培康, 殷红成, 徐小剑. 雷达目标特性[M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- 20 J A Stratton. Electromagnetic Theory [M]. New York: McGraw-Hill Book Co, 1941. 88-99.
- 21 Xia Yingqing, Yang Helin, Lu Shu. Prediction of RCS for extremely large electric size target by using scaling model [J]. Journal of Microwaves, 2003, 19(1): 8-11.  
夏应清, 杨河林, 鲁述, 等. 超电大复杂目标 RCS 缩比模型预估方法[J]. 微波学报, 2003, 19(1): 8-11.
- 22 T M Goyette, J C Dickinson, W J Gorvcatt, *et al.*. X-band ISAR imagery of scale-model tactical targets using a wide bandwidth 350 GHz compact range [C]. SPIE, 2001, 5427: 227-236.
- 23 Nie Zaiping, Fang Dagang. Objectives and Environmental Electromagnetic Scattering Modeling—The Basics [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009.  
聂在平, 方大纲. 目标与环境电磁散射特性建模—基础篇[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.
- 24 Yuyuan An, Daoxiang Wang, Rushan Chen. Improved multilevel physical optics algorithm for fast computation of monostatic radar cross section [J]. IET Microwaves, Antennas & Propagation, 2014, 8(2): 93-98.

栏目编辑: 史敏