

# 高斯光束对二维导体平板太赫兹雷达散射截面影响

李慧宇 李琦 余剑雨 赵永蓬 陈德应 王 骐

(哈尔滨工业大学, 可调谐激光技术国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150081)

**摘要** 因为在太赫兹 (THz) 波段下对物体缩比模型雷达散射截面 (RCS) 的测量可以减少 RCS 的测量周期与成本, 所以太赫兹 RCS 计算与测量得到了更加广泛的关注。实际测量应用中, 多采用类似高斯光束的太赫兹源, 然而在计算中通常假定入射光为平面波。为研究这种假设给平板 RCS 计算结果带来的误差, 计算了高斯光束入射条件下二维导体平板的 RCS。仿真研究了入射光为 2.52 THz 激光对导体平板雷达散射截面的影响, 同时与平面波入射结果进行了比较分析。计算结果显示, 当导体平板宽度为 20 mm 时, 选择波束宽度为 40 mm 的高斯光束作为入射光可以将误差的震荡控制在 0.3 dB 左右。

**关键词** 遥感; 太赫兹; 雷达散射截面; 高斯光束; 平板; 理想导体

**中图分类号** TN95 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0711001

## Influence of Gaussian Beam on Terahertz Radar Cross Section of a Conducting Flat Plate in Two Dimension

Li Huiyu Li Qi She Jianyu Zhao Yongpeng Chen Deying Wang Qi

(National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150081, China)

**Abstract** The measurement of radar cross section (RCS) of scale models at terahertz can decrease the cost and time of the experiments, so it attracts wide attentions. In real measurement, generally a Gaussian beam or a similar beam source is adopted, while in the RCS estimation, usually a plane wave is assumed as the incident beam. In order to study the error caused by the assumption, the RCS of a perfect conducting flat plate is estimated in two dimension when the incident beam is a Gaussian beam. In the estimation, the influence of 2.52 THz collimated laser on RCS is studied. The estimation results show that choosing beam width of 40 mm can help to keep the amplitude of the error around 0.3 dB when the width of the flat plate is 20 mm.

**Key words** remote sensing; terahertz; radar cross section; Gaussian beam; flat plate; perfect conductor

**OCIS codes** 040.2235; 280.5600; 010.3100

## 1 引 言

由于太赫兹辐射具有特殊性, 因此它在雷达、成像、无损检测等方面备受瞩目<sup>[1~4]</sup>。太赫兹雷达较一般激光雷达具有适中的搜索能力和覆盖范围, 较微波雷达具有更高的空间分辨率和角分辨能力, 而且具有良好的抗干扰能力。随着雷达技术的日益进步, 有效的高品质雷达散射截面 (RCS) 数据在物体的自动识别等方面开始发挥更加重要的作用。

太赫兹 RCS 测量始于 20 世纪末, 主要针对球

体、圆柱体等标准体和飞机、坦克等缩比模型。标准体测量结果可直接用于太赫兹雷达, 缩比模型测量结果可通过频率缩比的计算, 用于微波波段全尺寸目标雷达散射截面的评估。太赫兹缩比模型 RCS 测量可大幅度节约微波波段全尺寸目标 RCS 测量成本, 同时缩短测量周期。所以太赫兹目标 RCS 特性的测量和估算日益受到重视<sup>[5~7]</sup>。

然而, 在估算物体的 RCS 中, 通常假设入射光为平面波, 但是实际测量中, 所采用的太赫兹源发射的

**收稿日期**: 2013-01-06; **收到修改稿日期**: 2013-02-25

**作者简介**: 李慧宇 (1989—), 女, 硕士研究生, 主要从事太赫兹技术方面的研究。E-mail: lihuiyu01@gmail.com

**导师简介**: 李琦 (1963—), 女, 博士, 教授, 主要从事激光雷达与太赫兹成像等方面的研究。E-mail: hit\_liqi@yahoo.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

通常为高斯光束而非理想的平面波,所以有必要研究在太赫兹频段的高斯光束照射平板对 RCS 的影响。2009 年德国利用飞秒激光器组成的光纤耦合太赫兹时域光谱系统进行了金属板太赫兹 RCS 的测量,测量结果与近似计算结果相对发现二者之间的误差较大<sup>[8]</sup>。同时, Hillairet 等<sup>[9,10]</sup>提出了更加高效的计算高斯光束入射平板的 RCS 方法。本课题组已在这方面进行了高斯光束入射无限长导体圆柱和导体球的 RCS 散射计算<sup>[11,12]</sup>。基于此,本文对高斯光束与平面波分别入射导体平板条件下的太赫兹频段的 RCS 进行了计算和对比分析。

## 2 计算原理

假设高斯光束照射到宽为  $L$  的无限长导体平板上,如图 1 所示。按照物理光学法(PO)的近似,沿着金属平板的 PO 电流  $\mathbf{J}_P(x')$  为

$$\mathbf{J}_P(x') = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i(x'), \quad (1)$$

式中  $\mathbf{n}$  为金属平板表面的法向单位矢量;  $\mathbf{H}_i$  为金属平板表面的磁场。电场和磁场存在以下关系:

$$\mathbf{H}_i(x') = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_i(x')}{\eta_0}, \quad (2)$$

式中  $\mathbf{k}$  为传播矢量,  $\eta_0$  为自由空间的波阻抗。

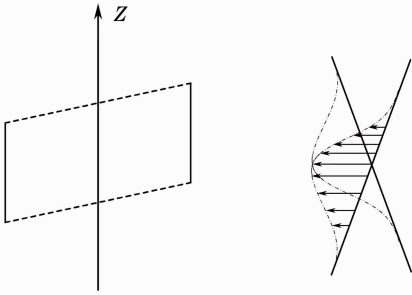


图 1 高斯光束照射在目标上

Fig. 1 Geometry of incident Gaussian beam and flat plate

金属平板表面瞬时电场由两个部分构成:

$$\mathbf{E}_i(x') = \mathbf{e}_i [E_P(x') \exp(jkx' \sin \alpha)] [g(x')], \quad (3)$$

式中  $E_P(x') \exp(jkx' \sin \alpha)$  为在理想平面波照射下金属平板表面的电场;  $g(x')$  为一个修正函数,用来描述高斯光束照射与平面波照射产生的偏差;  $\mathbf{e}_i$  为  $\mathbf{E}_i$  的极化矢量。

为了确定金属平板表面的散射场,必须知道矢量磁位  $\mathbf{A}$ , 它与物理光学电流的关系是

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{J}_P(x') \frac{\exp(-jkR')}{R'} dx', \quad (4)$$

$$R' = R + x' \sin \alpha, \quad (5)$$

式中  $L', L$  均表示平板宽度,上标'仅为了在  $x'$  中使用以示区分;  $R'$  表示旋转  $\alpha$  角后发射点到金属平板的距离;  $R$  表示金属板正对发射点时的距离,如图 2 所示。

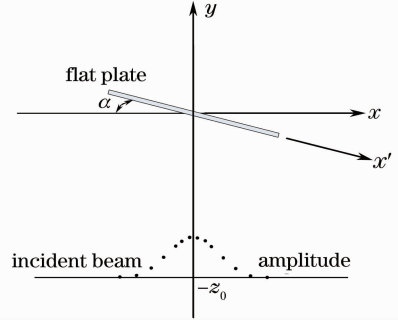


图 2 金属板旋转  $\alpha$  角

Fig. 2 Rotation angle  $\alpha$  of the flat plate

当金属板转角不大,且离光源较远时,(4)式可简化为<sup>[13]</sup>

$$\mathbf{A} \approx \frac{1}{4\pi R} \exp(-jkR) \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{J}_P(x') \exp(-jkx' \sin \alpha) dx'. \quad (6)$$

远场的散射场  $\mathbf{E}_s$  为

$$\mathbf{E}_s = j\omega [\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{A})]. \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式得

$$\mathbf{E}_s(\alpha) \approx \frac{j\omega}{4\pi R} \exp(-jkR) \times \left\{ \mathbf{k} \times \left[ \mathbf{k} \times \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{J}_P(x') \exp(-jkx' \sin \alpha) dx' \right] \right\}. \quad (8)$$

将(2)式和(3)式代入(8)式得

$$\mathbf{E}_s(\alpha) \approx \frac{j\omega}{4\pi R} \exp(-jkR) \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \left[ 2\mathbf{n} \times \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{E}_i(x')}{\eta_0} \right] \exp(-jkx' \sin \alpha) dx'. \quad (9)$$

假设入射波的电场是线极化横电磁波(TEM)的电场,进行矢量运算,并将(3)式代入(9)式,得

$$\mathbf{E}_s(\alpha) \approx \frac{2j\omega}{4\pi R \eta_0} \exp(-jkR) \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{e}_i E_P(x') \times \exp(-jkx' \sin \alpha) g(x') \cos \alpha dx'. \quad (10)$$

将沿金属平板的轴变换到  $x$  轴,有  $x = x' \cos \alpha$ ,

令  $C = \frac{j2\omega}{4\pi R \eta_0} \exp(-jkR)$ , 则(10)式可表示为

$$\mathbf{E}_s(\alpha) \approx C \int_{-L'/2}^{L'/2} \mathbf{e}_i E_P(x) \exp(-j2kx \tan \alpha) g(x) dx'. \quad (11)$$

令  $u = 2k \tan \alpha$ , 去掉矢量符号, 金属平板散射场的幅度可表示为

$$E_s(u) \approx C \int_{-L/2}^{L/2} E_p(x) \exp(-jxu) g(x) dx. \quad (12)$$

如果入射波是理想平面波照射,

$$g(x) = 1, \quad (13)$$

式中  $-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2}$ . 如果入射波是高斯光束,

$$g(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{\omega^2}\right), \quad (14)$$

$$\bar{\omega}^2 = \omega_0^2 \left\{ 1 + \left[ \frac{2(y + y_0)}{k\omega_0^2} \right]^2 \right\}, \quad (15)$$

式中  $-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2}$ ,  $\omega_0$  是高斯光束束腰处的宽度.

RCS 定义式为

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|E^{s1}|^2}{|E^{i1}|^2}, \quad (16)$$

式中  $E^{s1}$  为散射光在雷达处的电场强度,  $E^{i1}$  为入射光在目标处的电场强度.

因为这里所研究的入射光是高斯光束, 该光束在目标表面的值不是常量, 所以(16)式需要改进, 如果从电磁散射方面考虑, 入射波的功率密度为

$$S^i = \frac{1}{2} Y_0 |E^i|^2. \quad (17)$$

式中  $Y_0$  表示自由空间的导纳. 于是, 雷达截面为  $\sigma$  的目标所截获的总功率为

$$P = \int S^i d\sigma = \frac{1}{2} \sigma Y_0 |E^i|^2. \quad (18)$$

散射场中接收天线接收到的功率密度为

$$S^s = \frac{1}{2} Y_0 |E^{s1}|^2. \quad (19)$$

若物体将接收到的功率全部散射出去, 可以得到当照射到物体上的电场强度不同情况下(16)式的另外一种表达形式为

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|E^s|^2}{|E^{i2}|^2}. \quad (20)$$

将入射光(3)式与散射光(12)式代入(20)式, 可以得到计算平板 RCS 的归一化公式

$$\sigma'_{2D}(\theta) = 10 \lg \left[ \frac{\sigma_{2D}(\theta)}{L} \right] = 10 \lg \frac{\left| \int_{-L/2}^{L/2} \exp(-jxu) g(x) dx \right|^2}{\left| \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \exp(jkx' \sin \alpha) g(x') dx \right|^2}. \quad (21)$$

### 3 计算结果及分析

在辐射源频率为 2.52 THz, 散射体为无限长的二维导体平板的情况下, 分别讨论了当平板转过一定角度, 平板宽度在 10~80 mm 之间以及入射波光束宽度为 20~80 mm 时高斯光束对后向 RCS 的影响. 同时将计算结果与平面波入射情况下计算得到的 RCS 进行了对比.

图 3 中表示的是宽度为 20 mm 的导体平板的 RCS 随其旋转角度的变化. 图中绿色曲线和红色十字分别代表的是入射光为高斯光束和平面波时的情况, 其中高斯光束的波束宽度为 40 mm. 从图 3 中可以看出, 在  $0^\circ$  处, 计算得到的归一化 RCS 的值最大. 当入射波为平面波的时候, 最大值为 0 dB, 这与众多文献中的计算结果吻合. 随着平板的转动, RCS 值随之减小. 图中红色十字与绿色曲线并不完全吻合, 这表明高斯光束入射会给导体平板的 RCS 带来一定的误差, 并且这种误差随着角度的变化而变化, 在不同角度处, 误差的大小不同.

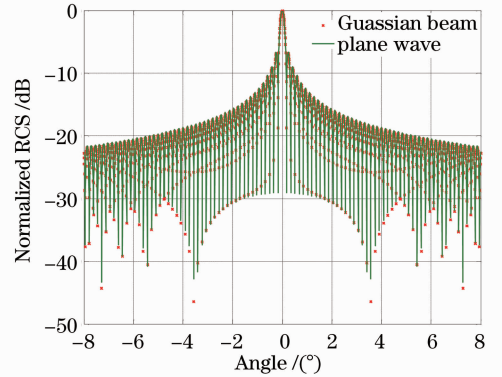


图 3 导体平板 RCS 随角度的变化

Fig. 3 RCS distribution in dependence of scattering angle 为了观察高斯光束入射对 RCS 造成的影响, 图 4 中给出了图 3 情况下得到的入射光分别为高斯

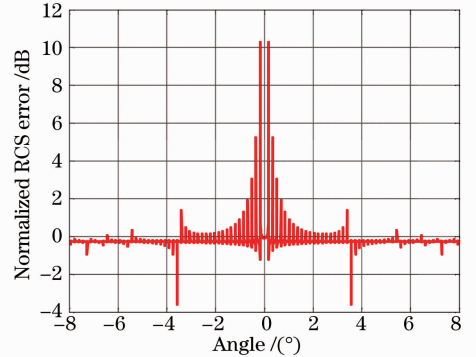


图 4 不同光束入射造成的误差随角度的变化 Fig. 4 Relative error independence of angle with different incident beams

光束与平面波时计算得到的 RCS 误差。

从图 4 中可以更加清楚地观察到误差随角度变化的情况：在  $0^\circ \sim \pm 4^\circ$  之间，误差的震荡比较大，个别角度处的误差超过了 10 dB；但是在  $\pm(4^\circ \sim 8^\circ)$  的误差的震荡明显减小，基本上都处于  $\pm 1$  dB 之间。

图 5 给出的是平板宽度为 40 mm 时，入射光分别为平面波和波束宽度为 40 mm 的高斯光束时 RCS 随不同角度的分布情况。图 5 只给出了从  $0^\circ \sim 8^\circ$  之间 RCS 随角度变化的关系；从整体上看，高斯光束入射与平面波入射计算得到的 RCS 之间的误差大于图 3 中的情况。

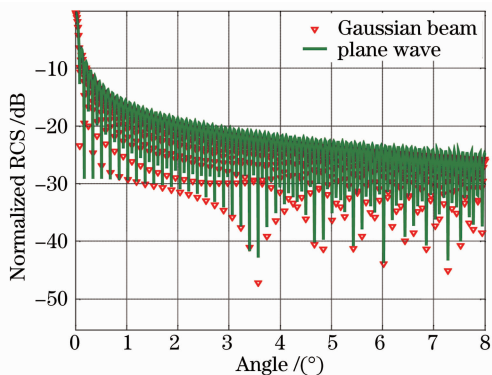


图 5 40 mm 的导体平板的 RCS 随角度的变化

Fig. 5 RCS distribution in dependence of scattering angle when the width of conducting flat plate is 40 mm

图 6 中给出的是图 5 中  $0^\circ$  附近的局部放大图。从图中可以更明显地看到高斯光束入射给导体平板 RCS 带来的误差。在  $0^\circ \sim 2^\circ$  之间，在  $0^\circ$  附近误差相对来说小，随着角度的增大，整体上误差变大。

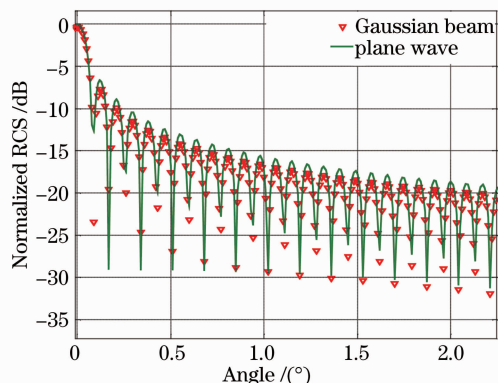


图 6 图 5 的局部放大图

Fig. 6 Enlarge figure of fig. 5

图 7 中给出的是图 5 中高斯光束与平面波入射时的误差。与图 3 相比较，这时误差的震荡越大，整体误差也越大，最高处的震荡幅度超过了 +10 dB 到 -11 dB 之间。而当平板宽度为 20 mm 时，计算得到

的误差范围只在 +11 dB ~ -4 dB 之间。并且在  $\pm(4^\circ \sim 8^\circ)$  之间，图 7 中的误差在 -1 dB 左右震荡大于图 4 中的误差只在 -0.3 dB 左右震荡的情况。

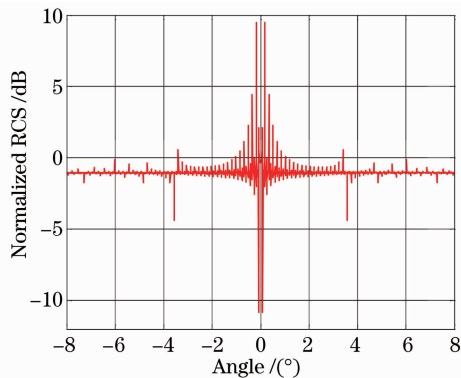


图 7 图 5 中高斯光束入射造成的误差

Fig. 7 Relative error in dependence of angle in fig. 5

图 8 是平板的归一化 RCS 随平板宽度的变化，图中五角星与圆点分别代表的是宽度为 40 mm 的高斯光束入射和平面波入射条件下得到的 RCS。从图中可以看到，当入射光为平面波时，导体平板的归一化 RCS 为确定值，即归一化 RCS 的大小与平板宽度无关；当入射光为波束宽度一定的高斯光束时，随着平板宽度的增加，归一化 RCS 减小，与平面波入射时计算得到的归一化 RCS 之间的误差变大。

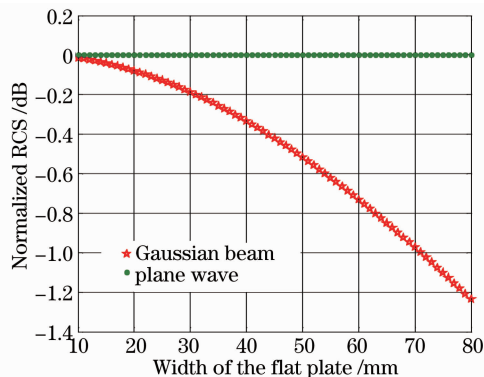


图 8 RCS 随平板宽度的变化

Fig. 8 RCS distribution in dependence of width of flat plate

图 9 中是高斯光束照射到 40 mm 宽的导体平板上的 RCS 随波束宽度变化的曲线图。从图中可以看出，当导体平板宽度一定的时候，随着光束宽度的变大，与平面波入射时求得的归一化 RCS 之间的误差变小。

## 4 结 论

本文仿真研究了高斯光束入射对二维导体平板归一化 RCS 的影响。近似计算结果表明，当平板宽

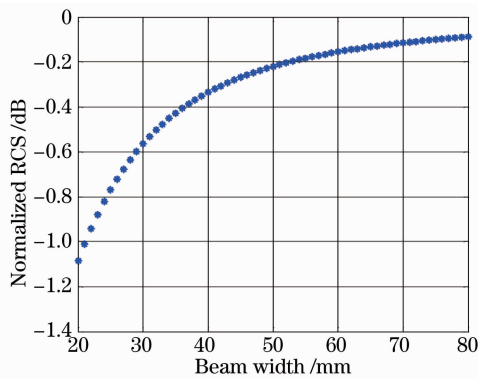


图9 RCS随波束宽度的变化

Fig. 9 RCS distribution in dependence of the beam width 度越小,高斯光束波束宽度越宽的时候,计算得到的归一化 RCS 与平面波入射条件下计算得到的值之间的误差越小。计算结果显示,当导体平板宽度为 20 mm 时,选择波束宽度为 40 mm 的高斯光束作为入射光可以将误差的震荡控制在 0.3 dB 左右;考虑到测量成本和制作精度等问题后,对于测量宽度为 20 mm 的无限长导体平板的后向散射 RCS,选择波束宽度为 40 mm 的高斯光束比较好。

### 参 考 文 献

- Zhu Dechong, Zhang Liangliang, ZhaoYaqin, *et al.*. Terahertz broadband spectroscopic investigations of amino acid[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(s1): s111008.  
祝德充, 张亮亮, 赵亚芹, 等. 氨基酸的超宽带太赫兹光谱[J]. 中国激光, 2011, 38(s1): s111008.
- Yao Rui, Ding Shenhui, Li Qi, *et al.*. Improvement of 2.52 THz array transmission imaging system and resolution analysis[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(1): 0111001.  
姚睿, 丁胜晖, 李琦, 等. 2.52 THz 面阵透射成像系统的改进及分辨率分析[J]. 中国激光, 2011, 38(1): 0111001.
- Ding Shenghui, Li Qi, Yao Rui, *et al.*. Preliminary study on THz confocal imaging[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(s1): s100402.  
丁胜晖, 李琦, 姚睿, 等. 太赫兹共焦成像的初步研究[J]. 光学学报, 2010, 30(s1): s100402.

- Mao Shichun, Wu Zhensen, Xing Zanyang. Scattering by a homogeneous anisotropic elliptic cylinder: two-dimensional case [J]. Acta Electronica Sinica, 2010, 38(3): 529-533.  
毛仕春, 吴振森, 邢赞扬. 二维各向异性椭圆柱的电磁散射[J]. 电子学报, 2010, 38(3): 529-533.
- Li Qi, Xue Kai, Li Huiyu, *et al.*. Advances in research of Terahertz radar cross section measurements [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(6): 060001.  
李琦, 薛凯, 李慧宇, 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.
- Zhang Cunlin, Zhang Yan, Zhao Guozhong, *et al.*. Terahertz Sensing and Imaging [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008. 140-159.  
张存林, 张岩, 赵国忠, 等. 太赫兹感测与成像[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008. 140-159.
- Li Jin, Pi Yiming, Yang Xiaobo. Research on terahertz radar target detection algorithm based on the extraction of micro motion feature[J]. J Electronic Measurement and Instrument, 2010, 24(9): 803-807.  
李晋, 皮亦鸣, 杨晓波. 基于微动特征提取的太赫兹雷达目标检测算法研究[J]. 电子测量与仪器学报, 2010, 24(9): 803-807.
- C Jansen, N Krumbholz, R Geisb, *et al.*. Alignment and illumination issues in scaled THz RCS measurements[C]. Busan: 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009.
- J Hillairet, J Sokoloff. Uniform analytic scattered fields of a PEC plate illuminated by a vector paraxial gaussian beam[J]. Progress in Electromagnetics Research B, 2009, 14: 203-217.
- J Hillairet, J Sokoloff, S Bolioli, *et al.*. Analytical physical optics scattering from a PEC finite plate illuminated by a vector gaussian beam[C]. Torino, International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications, 2007. 283-289.
- 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.
- H Y Li, Q Li, Z W Xia, *et al.*. Influence of Gaussian beam on Terahertz radar cross section of a conducting sphere [J]. J Infrared Milli, Terahz Waves, 2013, 34(1): 88-96.
- 张麟兮, 李南京, 胡楚峰, 等. 雷达目标散射特性测试与成像诊断[M]. 北京: 中国宇航出版社, 2009.

栏目编辑:何卓铭