

文章编号 1005-0388(2011)03-0515-06

时域物理光学法分析均匀介质目标的瞬态散射

关莹 龚书喜 张帅 洪涛

(西安电子科技大学天线与微波技术国防科技重点实验室, 陕西 西安 710071)

摘要 提出将时域物理光学法(TDPO)应用于计算电大均匀介质目标的时域散射场。将菲涅尔反射系数应用到频域物理光学近似中,由逆傅里叶变换推导出介质TDPO的表达式,从而使TDPO能够分析电大均匀介质目标的瞬态响应。同时给出了三角面片建模下入射波的遮挡消隐方法。计算了典型目标的瞬态散射响应和宽带雷达散射截面(RCS),与其他方法求得的结果吻合良好,验证了介质TDPO的正确性。

关键词 均匀介质目标;时域物理光学法;瞬态散射;宽带雷达散射截面

中图分类号 TN821.8

文献标志码 A

1. 引言

随着短脉冲通信和超宽带雷达系统的广泛应用,目标时域电磁散射的计算分析成为计算电磁学中广为关注的热点之一^[1-4]。为了能够快速准确分析电大尺寸目标的瞬态散射,近年来发展出与各种频域高频算法相对应的时域方法^[5-8]。其中,时域物理光学法(TDPO)是物理光学法的时域版本,其计算速度快、所需内存少、容易与其他算法混合^[9-12]。文献[9]将频域物理光学近似的概念推广至时域,把目标表面的时域等效电流密度代入到时域散射电场表达式中,提出了真正意义上的TDPO,并计算了大口徑反射面天线的结构模式项散射场。文献[10]对频域物理光学近似下的等效电流密度和远区散射场表达式进行逆傅里叶变换,得到与文献[9]形式上相同的时域物理光学远区散射场表达式,并分析了电大金属目标的时域瞬态响应和宽带雷达散射截面(RCS)。文献[11]和[12]分别将TDPO与时域有限差分法(FDTD)、时域有限元一边界积分法(TD-FE-BI)相混合,用于计算电大一电小尺寸组合金属目标的瞬态散射场。

TDPO被广泛用于分析电大金属目标的瞬态散射,但在国内外发表的文献中,极少涉及到利用

TDPO计算电大介质目标的时域散射场。而实际目标往往是金属和介质的复合体,因此如何准确高效计算电大介质目标的时域散射场就显得至关重要。针对上述情况,笔者将菲涅尔反射系数引入到传统TDPO中,提出了介质TDPO方法计算电大尺寸均匀介质目标的瞬态散射场。与导体目标不同,当入射波照射到介质表面时,其上不仅会感应出面电流,而且会感应出面磁流。将频域感应电、磁流密度用反射系数和频域入射场表示,并将频域感应电、磁流密度和远区散射场表达式逆傅里叶变换至时域,推导出介质TDPO远区散射场表达式。文中计算分析了若干电大均匀介质目标的瞬态散射响应和宽带RCS,通过与其他方法计算的结果进行对比,验证了介质TDPO的正确性。

2. 算法介绍

以下具体阐述采用介质TDPO计算电大均匀介质目标的时域散射场,包括时域散射公式的推导以及入射波的遮挡消隐。

2.1 介质TDPO公式推导

在平面波入射下,假设目标表面的感应电磁流分别记作 J_e 和 J_m ,则由Stratton-Chu公式有

收稿日期: 2010-07-16

基金项目: 国家自然科学基金(60801042)

联系人: 关莹 E-mail: guanying_wanwan@163.com

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, \omega) = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S_l} [Z_0 \hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{J}_e + \hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{J}_m] e^{j\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \quad (1)$$

式中: k 为自由空间波数, $k = \frac{\omega}{c}$, c 为真空中光速; Z_0 为自由空间的波阻抗; $\hat{\mathbf{k}}_s$ 为散射波传播方向的单位矢量; $\mathbf{r}'$ 为目标表面照明区 S_l 上任意一点的位置矢量。 $\mathbf{J}_e$ 和 $\mathbf{J}_m$ 的表达式如下^[13]

$$\mathbf{J}_e = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{total}} = \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}^i + \mathbf{H}^s) \quad (2)$$

$$\mathbf{J}_m = \mathbf{E}^{\text{total}} \times \hat{\mathbf{n}} = (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s) \times \hat{\mathbf{n}} \quad (3)$$

式中: $\hat{\mathbf{n}}$ 为目标表面的外法向单位矢量; $\mathbf{E}^{\text{total}}$ 和 $\mathbf{H}^{\text{total}}$ 分别为目标表面的总电场和总磁场; $\mathbf{E}^i$ 和 $\mathbf{H}^i$ 分别为目标表面的入射电场和入射磁场; $\mathbf{E}^s$ 和 $\mathbf{H}^s$ 分别为目标表面的反射电场和反射磁场。令 $\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_{\perp}$ 分别为入射电场和反射电场的平行极化方向单位矢量, $\hat{\mathbf{e}}_{\perp}$ 为入射电场和反射电场的垂直极化方向单位矢量, $\hat{\mathbf{k}}_i$ 为入射平面波传播方向上的单位矢量, 则有

$$\hat{\mathbf{e}}_{\perp} = \frac{\hat{\mathbf{k}}_i \times \hat{\mathbf{n}}}{|\hat{\mathbf{k}}_i \times \hat{\mathbf{n}}|} \quad (4)$$

$$\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^i = \hat{\mathbf{e}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{k}}_i \quad (5)$$

$$\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^s = \hat{\mathbf{e}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{k}}_s \quad (6)$$

设 $E_{\perp}^i$ 和 $E_{\parallel}^i$ 分别为入射电场的垂直极化分量和水平极化分量, $R_{\perp}$ 和 $R_{\parallel}$ 分别为均匀介质表面在垂直极化和水平极化时的反射系数, 则有^[14]

$$\mathbf{E}^i = (E_{\perp}^i \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + E_{\parallel}^i \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^i) e^{-j\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} \quad (7)$$

$$\mathbf{E}^s = (R_{\perp} E_{\perp}^i \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + R_{\parallel} E_{\parallel}^i \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^s) e^{-j\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r}'} \quad (8)$$

式中

$$R_{\perp} = \frac{Z_1 \cos \theta_i - Z_0 \cos \theta_t}{Z_1 \cos \theta_i + Z_0 \cos \theta_t} \quad (9)$$

$$R_{\parallel} = \frac{Z_0 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_0 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \quad (10)$$

其中, Z_1 为介质中的波阻抗, $Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}$, μ_1 和 ϵ_1 分别为介质的磁导率和介电常数, θ_i 和 θ_t 分别为介质表面的入射角和折射角。对于平面波入射的情况, 有

$$\mathbf{H}^i = \frac{1}{Z_0} \hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{E}^i \quad (11)$$

$$\mathbf{H}^s = \frac{1}{Z_0} \hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{E}^s \quad (12)$$

将式(2)~(12)代入式(1), 并考虑单站散射, 经推导, 我们有

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{jk}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S_l} [R_{\perp} E_{\perp}^i \hat{\mathbf{e}}_{\perp} -$$

$$R_{\parallel} E_{\parallel}^i \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^s] [\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{k}}_i] \cdot e^{-2j\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{r}' \quad (13)$$

对式(13)进行逆傅里叶变换, 可得 TDPO 计算电大均匀介质目标时域散射场的表达式

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t) = & -\frac{1}{2\pi rc} \int_{S_l} [R_{\perp} \cdot \\ & \frac{\partial}{\partial t} E_{\perp}^i \left[t - \left(\frac{r}{c} + \frac{2\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) \right] \hat{\mathbf{e}}_{\perp} - \\ & R_{\parallel} \frac{\partial}{\partial t} E_{\parallel}^i \left[t - \left(\frac{r}{c} + \frac{2\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) \right] \cdot \\ & \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^s] [\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{k}}_i] d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (14)$$

式中: $E_{\perp}^i(t)$ 和 $E_{\parallel}^i(t)$ 分别为时域入射电场的垂直极化分量和水平极化分量; $\left[\frac{r}{c} + \frac{2\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'}{c} \right]$ 为时间延迟。与频域物理光学积分的概念相似, 式(14)中的积分可以称为介质时域物理光学积分, 其求解是介质 TDPO 的核心。电大均匀介质目标采用三角面片建模。假设目标表面的照明区可剖分为 N 个小三角面片, 将每个三角面片记为 $S_n, n=1, 2, \dots, N$, 则式(14)可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t) = & -\frac{1}{2\pi rc} \sum_{n=1}^N (\hat{\mathbf{n}}_n \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) \int_{S_n} [R_{\perp n} \cdot \\ & \frac{\partial}{\partial t} E_{\perp n}^i \left[t - \left(\frac{r}{c} + \frac{2\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) \right] \hat{\mathbf{e}}_{\perp n} - \\ & R_{\parallel n} \frac{\partial}{\partial t} E_{\parallel n}^i \left[t - \left(\frac{r}{c} + \frac{2\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \mathbf{r}'}{c} \right) \right] \cdot \\ & \hat{\mathbf{e}}_{\parallel n}^s] d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (15)$$

注意当入射波方向与介质表面垂直时, 入射波不能极化分解为 $\hat{\mathbf{e}}_{\perp}$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}$ 方向, 此时

$$\mathbf{E}^s = R_{\perp} \mathbf{E}^i = -R_{\parallel} \mathbf{E}^i \quad (16)$$

将式(11), (12)和(16)代入式(2)和(3)可得

$$\mathbf{J}_e = \frac{1}{Z_0} [(1 - R_{\perp}) \mathbf{E}^i] \quad (17)$$

$$\mathbf{J}_m = (1 + R_{\perp}) \mathbf{E}^i \times \hat{\mathbf{n}} \quad (18)$$

将式(17)和(18)代入式(1), 经过推导, 可以得到

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, \omega) = \frac{jk}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} R_{\perp} \mathbf{E}^i(\omega) \cdot \mathbf{A} \quad (19)$$

式中, $\mathbf{A}$ 为介质表面照明区的面积, 对式(19)进行逆傅里叶变换有

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{A}}{2\pi rc} R_{\perp} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^i \left[t - \frac{r}{c} \right] \quad (20)$$

2.2 遮挡判断

式(14)中的时域物理光学积分是在介质目标表面的照明区上计算的, 因此需要对目标进行遮挡消隐处理。对于组成目标的各三角面片, 如果某一面

片位于入射波照明的阴影区,或者被其他面片所遮挡,该面片对目标的散射场不会产生贡献。基于传统射线循迹的遮挡判断十分耗时,为了提高遮挡消隐的速度,采用一种基于计算机图形学的改进的 z -buffer 算法。该方法是一种平面元方法,其将组成目标的所有三角面片按入射波方向进行投影,投影的最大矩形区域即为整个 buffer 区的大小。然后将整个 buffer 区划分为许多小的 buffer 并给每个小 buffer 编号,每个小 buffer 存储投影于本区域的三角面片的形心坐标和三角面片的编号。最后根据每个 buffer 内三角面片的深度高低决定遮挡关系^[15]。

3. 数值算例

以下给出两个算例来验证介质 TDPO 计算电大均匀介质目标时域散射场的正确性。

3.1 介质平板的后向散射

介质平板模型如图 1 所示。平板位于 xoz 平面,其尺寸为 $0.6 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$,相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$,相对磁导率 $\mu_r = 1.0$ 。带宽为 $10 \sim 40 \text{ GHz}$ 、中心频率等于 25 GHz 的调制高斯脉冲平面波垂直入射到该介质平板上^[16],入射电场的时域形式如下

$$\mathbf{E}^i(t) = \hat{z} \cos(1.57 \times 10^{11} t) \cdot \exp\left[-\frac{4\pi(t - 1.07 \times 10^{-10})^2}{(1.33 \times 10^{-10})^2}\right] \quad (21)$$

分别采用介质 TDPO 和 Gordon-IFFT 方法计算 $\theta\theta$ 极化时该介质平板后向散射的瞬态响应。Gordon-IFFT 方法是一种基于频域的高频近似方法,其利用 Gordon 公式^[17]计算一定频带范围内若干频率采样点上的物理光学散射场,然后通过快速逆傅里叶变换(IFFT)至时域从而得到时域散射响应。介质 TDPO 计算的时间步长为 $5 \times 10^{-4} \text{ ns}$,两种方法计算的瞬态响应如图 2 所示,可以看出两条曲线吻合良好,从而验证了介质 TDPO 的正确性。进一步地,将介质 TDPO 得到的瞬态响应通过快速傅里叶变换(FFT)求得平板的宽带 RCS,并与 Gordon 方法扫频的结果进行对比,结果如图 3 所示。可以看出两条曲线基本一致。

3.2 介质球锥的后向散射

介质球锥模型如图 4 所示。该介质球锥组合体由球冠加上单锥旋转体构成,是导弹等常见军用目标的简化模型^[10]。其锥半角 $\alpha = 7^\circ$,球半径 $R = 0.0749 \text{ m}$,锥部分长度和整个球锥长度分别为 0.6051 m 和 0.6891 m 。介质的相对介电常数为 $\epsilon_r =$

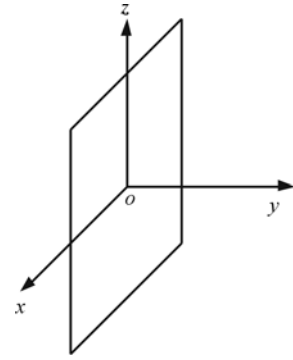


图1 介质平板模型

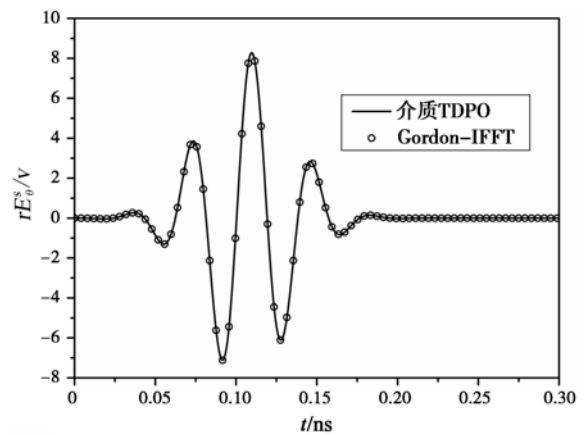


图2 介质平板的后向散射瞬态响应

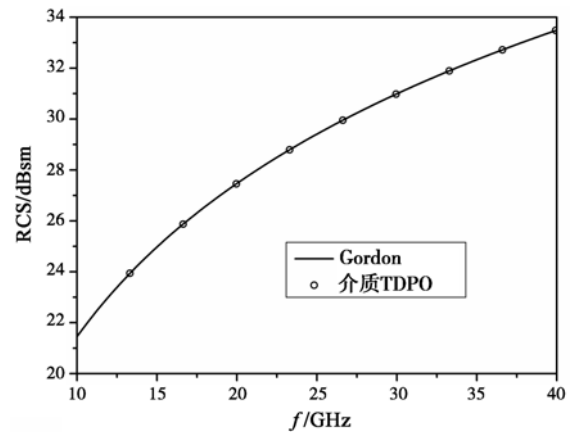


图3 介质平板的宽带单站 RCS

4.0,相对磁导率为 $\mu_r = 1.0$ 。入射平面波为带宽 $0 \sim 10 \text{ GHz}$ 的平面高斯脉冲^[16],沿 $-\hat{x}$ 方向入射。入射电场的时域形式如下

$$\mathbf{E}^i(t) = \hat{y} \exp\left[-\frac{4\pi(t - 1.6 \times 10^{-10})^2}{(2 \times 10^{-10})^2}\right] \quad (22)$$

由于 TDPO 是一种高频算法,为了保证目标的电尺寸远大于波长,在以下的计算中我们只考虑 $5 \sim 10 \text{ GHz}$ 的有效频带范围。分别采用介质 TDPO

和 Gordon-IFFT 方法计算 ϕ 极化时介质球锥后向散射的瞬态响应,其中介质 TDPO 计算的时间步长为 0.01 ns, Gordon-IFFT 方法计算的频率步长为 0.1 GHz. 两种方法得到的结果如图 5 所示,看出两条曲线基本吻合。将时域散射场经过 FFT 至频域求得目标的宽带 RCS,与 Gordon 方法扫频的结果对比于图 6。两条曲线基本吻合,从而验证了介质 TDPO 计算电大均匀介质目标瞬态散射的正确性。

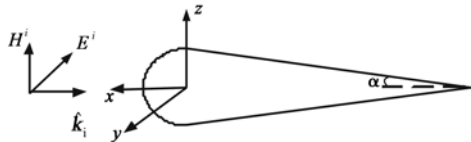


图4 介质球锥模型

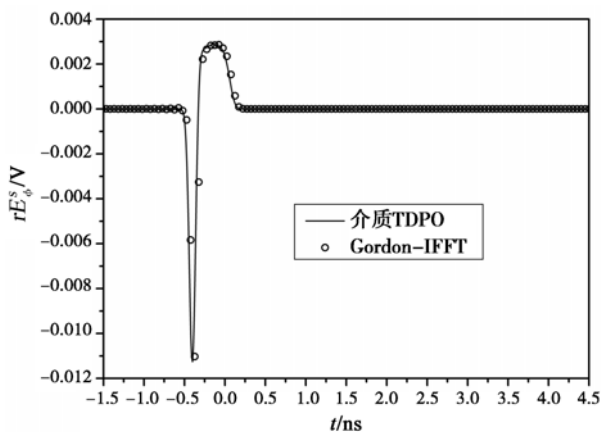


图5 介质球锥后向散射的瞬态响应

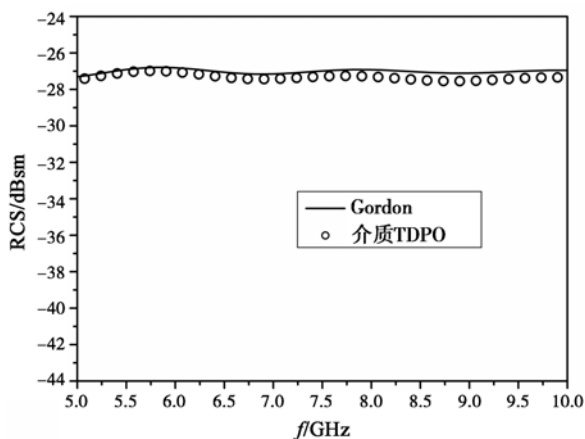


图6 介质球锥的宽带单站 RCS

4. 结 论

提出了介质 TDPO 计算电大均匀介质目标的时域散射场。将菲涅尔反射系数应用到频域物理光

学近似中,通过逆傅里叶变换得到介质 TDPO 的表达式,从而将传统 TDPO 扩展到电大均匀介质目标的分析中。讨论了三角面片建模下入射波的遮挡消隐方法。文中计算了典型目标的瞬态散射场和宽带 RCS,与其他方法的结果对比验证了介质 TDPO 的正确性。

参考文献

- [1] SHANKER B, LU Mingyu, YUAN Jun, et al. Time domain integral equation analysis of scattering from composite bodies via exact evaluation of radiation fields [J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2009, 57(5): 1506-1520.
- [2] MENG R, DONGMING Z, YING L, et al. Coupled TDIE-PO method for transient scattering from electrically large conducting objects [J]. Electron. Lett., 2008, 44(4): 258-259.
- [3] 曾 瑞, 李明之, 周乐柱, 等. FDTD 法分析涂覆各项异性材料金属目标宽带散射特性 [J]. 电波科学学报, 2008, 23(1): 11-16.
ZENG Rui, LI Mingzhi, ZHOU Lezhu, et al. FDTD analysis of wide-band scatting characteristic of metal target coated by anisotropic medium [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2008, 23(1): 11-16. (in Chinese)
- [4] 李会容, 赵延文, 张雪峰, 等. 求解时域电场积分方程的稳定时间步进算法 [J]. 电波科学学报, 2009, 24(6): 1129-1136.
LI Huirong, ZHAO Yanwen, ZHANG Xuefeng, et al. Stable solution of time-domain electric field integral equations by marching on-in time scheme [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2009, 24(6): 1129-1136. (in Chinese)
- [5] VERUTTIPONG T W. Time domain version of the uniform GTD [J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1990, 38(11): 1757-1764.
- [6] JOHANSEN P M. Time-domain version of the physical theory of diffraction [J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1999, 47(2): 261-270.
- [7] ALTINTAS A, RUSSER P. Time-domain equivalent edge currents for transient scattering [J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2001, 49(4): 602-606.
- [8] 丁建军, 陈 磊, 刘志伟, 等. 基于时域弹跳射线法分析电大尺寸目标的散射 [J]. 系统工程与电子技术, 2010, 32(9): 1846-1849.
DING Jianjun, CHEN Lei, LIU Zhiwei, et al. Analysis of electromagnetic scattering of electrically large

- objects with time domain shooting and bouncing rays method [J]. Systems Engineering and Electronics, 2010, 32(9): 1846-1849. (in Chinese)
- [9] SUN En yuan, RUSCH W V T. Time-domain physical-optics[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1994, 42(1): 9-15.
- [10] 杨凌霄, 葛德彪, 魏兵. 电大目标电磁散射的 TD-PO 分析[J]. 电波科学学报, 2007, 22(4): 552-556. YANG Lingxia, GE Debiao, WEI Bing. Analysis of large-scale EM scattering problems by using TD-PO method[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2007, 22(4): 552-556. (in Chinese)
- [11] YANG Lingxia, GE Debiao, WEI Bing. FDTD/TD-PO hybrid approach for analysis of the EM scattering of combinative objects[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2007, 76: 275-284.
- [12] FAGHIHI F, HEYDARI H. A combination of time domain finite element-boundary integral with time domain physical optics for calculation of electromagnetic scattering of 3-D structures [J]. Progress in Electromagnetics Research, 2008, 79: 463-474.
- [13] 赵维江, 龚书喜, 葛德彪. 用物理光学方法计算面元模拟涂覆体的雷达截面[J]. 西安电子科技大学学报, 1998, 25(3): 329-332. ZHAO Weijiang, GONG Shuxi, GE Debiao. Application of physical optics to the RCS computation of coated bodies modeled with facets [J]. Journal of Xidian University, 1998, 25(3): 329-332. (in Chinese)
- [14] KLEMENT D, PREISSNER J, STEIN V. Special problems in applying the physical optics method for backscatter computation of combined objects [J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1988, 36(2): 228-237.
- [15] ZHA Fengtao, GONG Shuxi, XU Yunxue, et al. Fast shadowing technique for electrically large targets using z-buffer [J]. J. of Electromagn. Waves and Appl., 2009, 23(2-3): 341-349.
- [16] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 2版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2005: 118-121.
- [17] GORDON W B. Far-field approximation to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered fields[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1975, 23(7): 590-592.

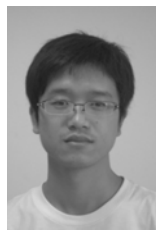
作者简介



关莹 (1984—), 女(满族), 陕西人, 西安电子科技大学博士生, 主要研究方向为电磁散射, 计算电磁学。



龚书喜 (1957—), 男, 河北人, 西安电子科技大学教授, 博士生导师, 长期从事电磁理论、电磁辐射、电磁散射与隐身技术方面的研究。



张帅 (1983—), 男, 湖北人, 西安电子科技大学博士生, 主要研究方向为阵列天线设计, 计算电磁学。

Transient scattering analysis of electrically large homogeneous dielectric targets by using TDPO method

GUAN Ying GONG Shu-xi ZHANG Shuai HONG Tao

(National Key Laboratory of Science and Technology on Antennas and Microwaves,
Xidian University, Xi'an Shaanxi 710071, China)

Abstract The dielectric time-domain physical optics (TDPO) is proposed to calculate the time-domain scattered field of electrically large homogeneous dielectric targets. The Fresnel reflection coefficients are applied to the frequency-domain physical optics (PO) approximation, and formulae of the dielectric TDPO are derived through the inverse Fourier transform. Thus the conventional TDPO is extended to analyze the homogeneous dielectric objects. The technique for shadowing is discussed when the target is modeled with triangular facets. The transient scattering and wideband radar cross section (RCS) of several examples are given, of which results agree well with those obtained by other methods, which demonstrates the validity of the dielectric TDPO.

Key words homogeneous dielectric objects; time domain physical optics (TDPO); transient scattering; wideband radar cross section (RCS)