

应用改进的物理光学法和图形计算电磁学近似算法快速计算导体目标电磁散射特性

朱艳菊 江月松[†] 张崇辉 辛灿伟

(北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

(2014年3月18日收到; 2014年4月2日收到修改稿)

结合改进的物理光学法和图形计算电磁学法实现了考虑边缘绕射情况下复杂目标的高频电磁波散射的高效且精确求解. 传统的考虑边缘绕射的物理光学算法不能直接计算出目标的雷达截面, 它需要先计算绕射贡献, 然后加上物理光学的散射贡献, 最终才能得到目标的雷达截面. 通过运用改进的物理光学法对图形计算电磁学法进行修正, 直接修正表面法向量, 从而修正了表面电流, 这样就考虑了边缘处的绕射, 提高了算法的效率. 这不但充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的消隐工作, 而且利用图形计算电磁学的积分公式, 将三维空间的积分转化为屏幕像素的二维空间积分, 使得计算大幅简化. 数值结果表明了所提出方法的精确性和高效性.

关键词: 改进的物理光学法, 物理光学法, 图形计算电磁学, 电磁散射

PACS: 42.25.Fx, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.63.164202

1 引言

电磁散射可分为远场散射和近场散射. 在远场区域, 电磁波采用平面波近似, 相应的计算方法有很多^[1-8], 但是在高频区物理光学法最有效. 传统的物理光学算法求解表面电流时未考虑边缘处的绕射, 所以在计算一些目标的雷达截面时会有误差. 而另外一些高频近似算法(如物理绕射理论和几何绕射理论^[9])都采用高频渐近理论, 虽然在边缘处会考虑绕射的存在, 但是它们不能直接计算出目标的雷达截面, 需要先计算绕射贡献, 然后加上物理光学的散射贡献, 最终才能得到目标的雷达截面^[10,11]. 改进的物理光学算法^[12]直接修正了表面法向量, 从而修正了表面电流, 这样就考虑了边缘处的绕射, 提高了计算精度. 这种改进的物理光学算法不必构造出如物理绕射理论中由渐近理论导出的边缘波, 而是简单地将入射波在物体表面反射点处的法向量进行修正, 它完全遵守光的反射定律. 其与传统物理光学方法^[13]相比, 惟一的差别

在于此处的法向量是由入射点和反射点共同决定的. 采用驻相法得到改进的入射和反射的方向矢量比较适用于二维物体. 对于三维物体, 目前我们只能根据经验公式来确定改进的法向量. 图形计算电磁学法^[14]是西班牙学者首先提出的一种雷达散射截面预估方法. 这是一种将目标的计算机辅助设计建模、计算机图形学和高频雷达散射截面计算相结合的方法. 图形计算电磁学法处理的目标图形为目标三维表面在计算机屏幕上的投影, 是对像素进行积分运算, 这样就把三维空间的计算转化为二维空间的计算. 但是, 它是基于传统的物理光学法, 具有物理光学的局限性.

本文充分利用了改进的物理光学法和图形计算电磁学法各自的优点, 采用改进的物理光学法计算边缘处的绕射, 采用图形计算电磁学法计算目标体的积分完成消隐工作, 实现了高效的数值求解. 通过运用改进的物理光学法对图形计算电磁学法进行修正, 这充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的消隐工作. 通过直接修正表面法向量, 从而修

[†] 通讯作者. E-mail: yuesongjiang@buaa.edu.cn

正了表面电流,这样就考虑了边缘处的绕射,提高了计算精度.利用图形计算电磁学的积分公式将三维空间的积分转化为屏幕像素的二维空间积分,使得计算大幅简化.

2 理论公式

2.1 物理光学法

物理光学法是一种基于表面电流积分方程的高频近似方法,它通过对表面感应场的近似和积分求得散射场.由于感应场保持有限,散射场也同样为有限,这样就克服了散射体为平表面和单曲表面时出现的无限大问题.满足远场条件时,根据等效面电流和等效面磁流,散射电场 E^s 的 Stratotn-Chu 积分公式可表示为^[15]

$$E^s = j \frac{e^{-jkR}k}{4\pi R} \int_{S_1} k_s \times (M + \eta_0 k_s \times J^i) e^{j2k k_s \cdot r'} ds, \quad (1)$$

其中, S_1 为照明面, R 为场点的位置, r' 为源点位置矢量, k_s 为散射方向的单位矢量, k 为波数, η_0 为自由空间的波阻抗, M 为等效面磁流, J^i 为等效面电流.物理光学理论中 J^i 的表达式一般有三种,其中可用磁场 H 表示为

$$\begin{aligned} J^i &= 2(n \times H^i), \\ M &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

这里 n 为表面法矢量.将(2)式代入方程(1)得

$$E^s = j \frac{\eta_0 e^{-jkR}k}{2\pi R} \int_{S_1} k_s \times k_s \times (n \times H^i) e^{j2k k_s \cdot r'} ds. \quad (3)$$

由矢量等式 $k_s = z, z \times (z \times (n \times H^i)) = -(z \cdot n)z \times H^i$ 得到散射电场

$$E^s = j \frac{\eta_0 e^{-jkR}kz \times H^i}{2\pi R} \int_{S_1} (z \cdot n) e^{j2kz} ds. \quad (4)$$

雷达散射截面 σ 可定义为

$$\begin{aligned} \sigma &= \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \left| \frac{E^s}{E^i} \right|^2 \\ &= \frac{k^2}{\pi} \left| \int_{S_1} (z \cdot n) e^{j2kz} ds \right|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

这里, $z \cdot n$ 为散射方向与物体表面法向量夹角的余弦, $z \cdot n = \cos \theta$; z 为面元 ds 的矢径 r' 在散射方向上的投影, $z = r' \cdot z$.

2.2 改进的物理光学法

用修正表面法矢量的方法改进物理光学法的误差计算.在此方法中,按照入射方向和观察方向,通过修正表面法矢量对用几何绕射理论获得的绕射系数进行建模,这样使得物理光学法的精度增加到应用虚表面电流的几何绕射理论水平.

图1给出了绕射问题的绕射场.绕射场可表示为

$$E^d = E^i \overline{D} A(\rho_c, r) e^{-jkr}, \quad (6)$$

其中, E^i 为散射点的入射场, \overline{D} 为绕射系数, $A(\rho_c, r)$ 为空间衰减系数.绕射系数是入射方向和观察方向的函数,

$$\overline{D} = D_s \hat{\theta}_i \hat{\theta}_d - D_h \hat{\phi}_i \hat{\phi}_d. \quad (7)$$

这里, D_s 为软绕射系数, D_h 为硬绕射系数,分别定义为

$$\begin{aligned} D_s &= D_i - D_r, \\ D_h &= D_i + D_r, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, D_i 为入射的绕射系数, D_r 为反射的绕射系数,可利用稳态相位方法得到绕射系数的表达式(表1)^[16].

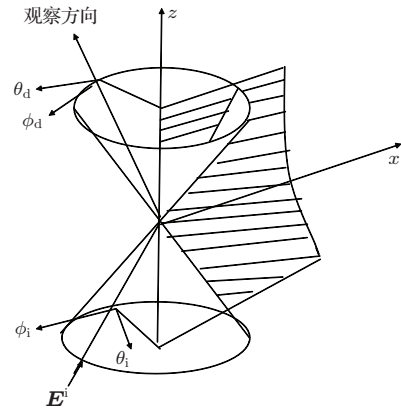


图1 绕射问题及位于绕射点的局部坐标系

表1 物理光学和几何光学的绕射系数^[16]

	几何绕射	物理绕射
D_i	$\frac{1}{\cos \frac{\phi_d - \phi_i}{2}}$	$\frac{\sin \frac{\phi_d - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi_d - \phi_i}{2}}$
D_r	$\frac{1}{\cos \frac{\phi_d + \phi_i}{2}}$	$\frac{\sin \frac{\phi_d + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi_d + \phi_i}{2}}$

由表1可知,物理光学法绕射系数和几何绕射理论绕射系数之间的差别在于物理光学法绕射系

数表达式中分子部分的正弦项, 改进的物理光学法的基本思想就是从中移去正弦项.

在改进的物理光学法中, 入射波满足反射规则, 相对于表面的入射波的像也满足反射规则, 根据入射方向 (\mathbf{k}_i)、观察方向 (\mathbf{k}_d) 和镜像场的入射方向 (\mathbf{k}_{im}) 将反射区域中修正的法矢量定义为^[17]

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_r &= \frac{\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i}{|\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i|}, \\ \mathbf{n}_i &= \pm \frac{\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_{im}}{|\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_{im}|}. \end{aligned} \quad (9)$$

修正的法矢量 \mathbf{n}_r 由入射方向和观察方向决定, 而 \mathbf{n}_i 由镜像场的入射方向和观察方向决定.

定义了修正的法矢量后, 物理光学积分中的面电流可以修正为

$$\mathbf{J}^i = 2(\mathbf{n}_r \times \mathbf{H}^i + \mathbf{n}_i \times \mathbf{H}^{im}). \quad (10)$$

应用像理论, 得到镜像场 \mathbf{H}^{im} 为

$$\mathbf{H}^{im} = \mathbf{H}^i - 2\mathbf{n}(\mathbf{H}^i \cdot \mathbf{n}). \quad (11)$$

由于此面电流依赖于入射方向和观察方向, 因此它不是实际的电流. 如果将稳态相位方法应用于由 (10) 式表示的散射电场 \mathbf{E}^s 的求解, 则物理光学的绕射系数等于几何光学的绕射系数, 因而, 绕射机理可以用物理光学法建模而不需明显地修正物理光学法的计算公式.

用等效表面电流表示散射电场,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s &= \frac{jk e^{-jkR}}{4\pi R} \int \left\{ \eta_0 \mathbf{k}_s 2 \times [\mathbf{k}_s \times (\mathbf{n}_r \right. \\ &\quad \left. \times \mathbf{H}^i + \mathbf{n}_i \times \mathbf{H}^{im})] \right\} ds. \end{aligned} \quad (12)$$

把 (9) 式代入 (12) 式可得

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s &= \frac{jk e^{-jkR}}{4\pi R} \int \left\{ \eta_0 \mathbf{k}_s 2 \times \left[\mathbf{k}_s \times \left(\frac{\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i}{|\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i|} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \mathbf{H}^i \mp \frac{\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_{im}}{|\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_{im}|} \times \mathbf{H}^{im} \right) \right] \right\} ds. \end{aligned} \quad (13)$$

为了和传统的物理光学法相比较, 也为了减小计算量, 改进的物理光学法利用等效表面电流计算目标的雷达截面. 但是, 采用驻相法得到的改进的入射和反射的方向矢量比较适用于二维物体. 对于三维物体, 目前只能根据经验公式确定改进的法向量.

2.3 复杂目标的图形计算电磁学法计算及改进

由于采用物理光学近似, 所以需要对目标进行遮挡和消隐判断. 结合图形计算电磁学法, 本文提

取目标图像可视部分的有效信息进行求解计算, 这是一种将目标的计算机辅助设计建模、计算机图形学和高频雷达散射截面计算相结合的方法. 图形计算电磁学法充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的消隐工作. 在图形计算电磁学方法中, 雷达照射方向垂直于屏幕, 即为负 z 方向; 雷达波散射方向为 z 方向. 因而, 雷达截面可以表示为^[18]

$$\begin{aligned} \sigma &= \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \left| \frac{\mathbf{E}^s}{\mathbf{E}^i} \right|^2 \\ &= \frac{k^2}{\pi} \left| \int_{S_1} (\mathbf{z} \cdot \mathbf{n}) e^{j2kz} ds \right|^2 \\ &= \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{S_1} \cos \theta e^{j2kz} ds \right|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

其中, θ 为导体表面法线与入射线之间的夹角, z 为面元与观察点之间的距离. 图形计算电磁学法处理的目标图形为目标三维表面在计算机屏幕上的投影, 如图 2 所示. 这里 \mathbf{k}_i 为源点的入射方向矢量, \mathbf{k}_d 为观察方向矢量, \mathbf{n} 为表面法矢量, ϕ_i 为入射方向与法线的夹角, ϕ_d 为观察方向与法线的夹角. 计算机屏幕上的积分元 $ds' = \cos \theta ds$, 因此 (14) 式可表示为

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{S_1} \cos \theta e^{2jkz} ds \right|^2 \\ &= \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{S_2} e^{2jkz} ds' \right|^2. \end{aligned} \quad (15)$$

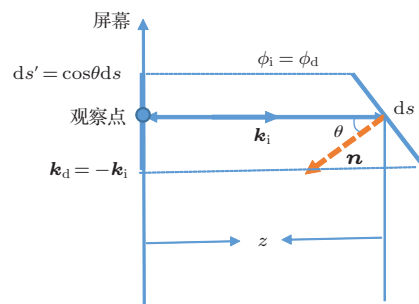


图 2 三角面元在计算机屏幕上的投影

利用上述方法就可将三维空间的物体转化到二维空间进行积分计算. 在此基础上用改进的物理光学法对考虑棱边计算的图形计算电磁学法进行改进, 使它不需要先计算绕射贡献, 然后加上物理光学的散射贡献, 最终才能够得到目标的雷达截面, 而是通过直接修正表面法向量, 从而修正了表面电流, 这样就考虑了边缘处的绕射, 提高了计算精度. 图 3 为修正的表面法矢量及三角面元在计算机屏幕上的投影. 从图 3 可以看出: 在单站情况下,

修正的法矢量 \mathbf{n}_r 由源点的入射方向 \mathbf{k}_i 和观察方向 \mathbf{k}_d 决定, 可以简化为 $\mathbf{n}_r = \mathbf{k}_d = -\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_s$; 而 \mathbf{n}_i 由镜像源的入射方向 \mathbf{k}_{im} 和观察方向 \mathbf{k}_d 决定, 作为散射雷达截面计算的表面切矢量.

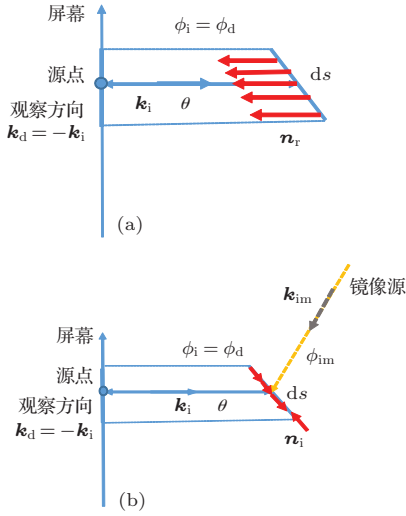


图3 修正的表面法矢量及三角面元在计算机屏幕上的投影 (a) 由源点决定; (b) 由镜像源决定

在上述单站的条件, 将 (11) 式代入到 (13) 式可得

$$\mathbf{E}^s = \frac{\eta_0 j k e^{-jkR}}{2\pi R} \int \mathbf{k}_d \times \{ \mathbf{k}_d \times [\mathbf{n}_r \times \mathbf{H}^i + \mathbf{n}_i \times [\mathbf{H}^i - 2\mathbf{n}(\mathbf{H}^i \cdot \mathbf{n})]] \} ds. \quad (16)$$

利用矢量公式进行化简后可得

$$\mathbf{E}^s = \frac{jk\eta_0 e^{-jkR}}{2\pi R} \int \{ -\mathbf{k}_d \times \mathbf{H}^i (\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}_r) - \mathbf{k}_d \times \mathbf{H}^i (\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}_i) - 2[\mathbf{k}_d \times \mathbf{n}_i (\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}) - \mathbf{k}_d \times \mathbf{n} (\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}_i)] \cdot (\mathbf{H}^i \cdot \mathbf{n}) \} ds. \quad (17)$$

利用 (17) 式对雷达截面公式进行化简, 可得水平极化和垂直极化下雷达截面的表达式. 对于垂直极化, 有

$$\begin{aligned} \sigma &= \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \left| \frac{\mathbf{E}^s}{\mathbf{E}^i} \right|^2 \\ &= \frac{k^2}{\pi} \left| \int_s (-\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}_r - \mathbf{k}_d \cdot \mathbf{n}_i) e^{2jkz} ds \right|^2 \\ &= \frac{k^2}{\pi} \left| \int_s (-1 - \sin \theta) e^{2jkz} ds \right|^2 \\ &= \frac{k^2}{\pi} \left| \int_{S_2} \left(\frac{-1}{\cos \theta} - \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \right) e^{2jkz} ds' \right|^2; \quad (18) \end{aligned}$$

对于水平极化, 有

$$\sigma = \frac{k^2}{\pi} \left| \int_{S_2} \left(\frac{-1}{\cos \theta} - \frac{\sin \theta}{\cos \theta} - \frac{2 \sin \theta^3}{\cos \theta} \right) e^{2jkz} ds' \right|^2,$$

$$+ 2 \sin \theta \cos \theta \left) e^{2jkz} ds' \right|^2, \quad (19)$$

其中, S_2 为照明面 S_1 在屏幕上的投影面积. 由以上所述可知, 通过运用改进的物理光学法对图形计算电磁学法进行修正, 充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的消隐工作. 通过直接修正表面法向量, 从而修正了表面电流, 这样就考虑了边缘处的绕射, 提高了计算精度. 利用图形计算电磁学的积分公式, 将三维空间的积分转化为屏幕像素的二维空间积分, 使得计算大幅简化.

3 数值计算结果

下面对本文改进后的方法进行验证. 验证时, 从简单的物体到复杂的物体, 利用了计算机硬件优势, 中央处理器的时间仅仅应用在电磁计算上, 而耗时费力的图形遮挡和消隐工作由图形加速卡完成. 无论是简单物体还是复杂物体, 表面都被划分成很多三角面元来计算, 每个被照明像素的散射场的计算方法相同.

为确保改进方法的准确性, 我们首先用电大尺寸的简单目标 (金属平板和矩形棱柱模型) 的计算结果与软件仿真结果进行比较, 然后再把改进的算法应用于复杂的物体, 即 VFY-218 飞机模型中. 下面给出 3 个例子.

图 4 为 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ 的金属平板模型. 在直角坐标系 $o-xyz$ 中, 入射波传播方向是 $\phi_{in} = 0^\circ$, θ_{in} 为 $0^\circ - 180^\circ$. 这里 θ_{in} 为雷达扫描角, 即为雷达入射波的方向与 z 轴的夹角; ϕ_{in} 为方位角, 即为入射波在 xoy 平面内的投影与 x 轴的夹角. 图 5 为在 10 GHz 固定频率下二维金属平板的雷达截面的图形计算电磁学法计算值、FEKO 仿真软件的仿真结果以及本文改进算法的结果对比. 当 θ_{in} 为 $0^\circ - 50^\circ$ 和 $130^\circ - 180^\circ$ 时, 这三种方法的结果都非常接近, 但是 θ_{in} 在 $50^\circ - 130^\circ$ 之间时, 由于边缘绕射的影响,

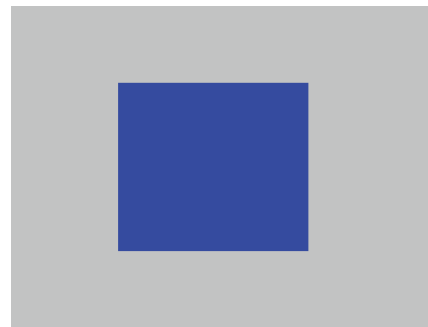


图4 计算机屏幕上 $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ 的金属平板图像

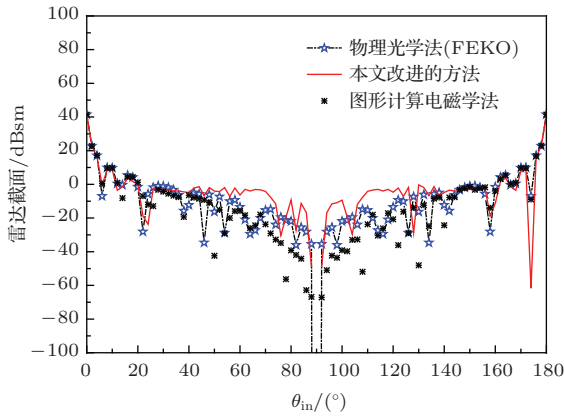


图5 采用图形计算电磁学、FEKO 仿真软件以及本文改进的方法得到的二维金属平板的雷达截面



图6 计算机屏幕上矩形棱柱模型图像

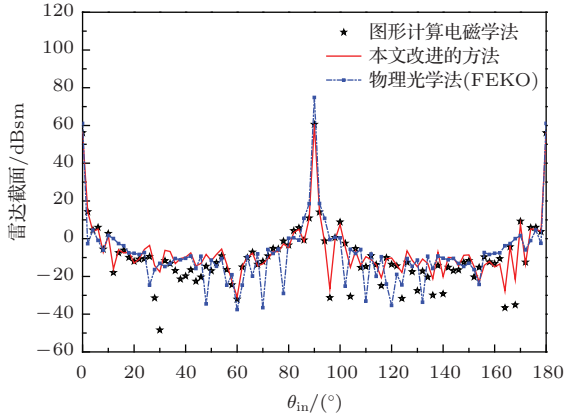


图7 采用图形计算电磁学、FEKO 仿真软件以及本文改进的方法得到的矩形棱柱模型的雷达截面

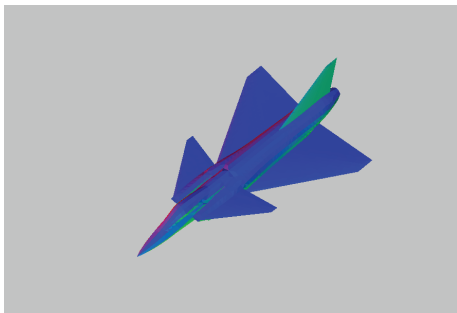


图8 计算机屏幕上 VFY-218 飞机模型图像

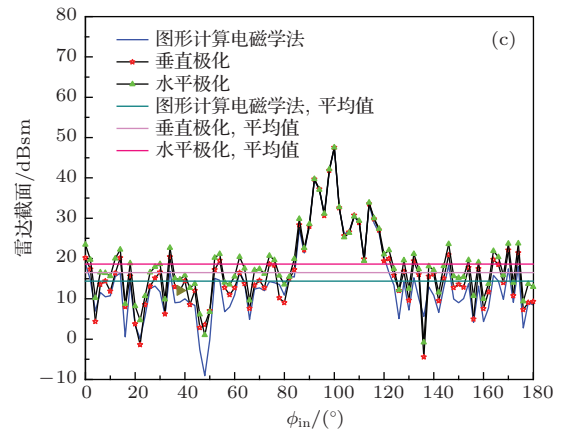
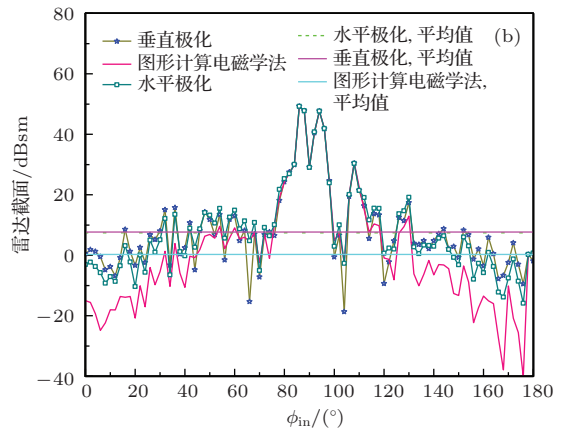
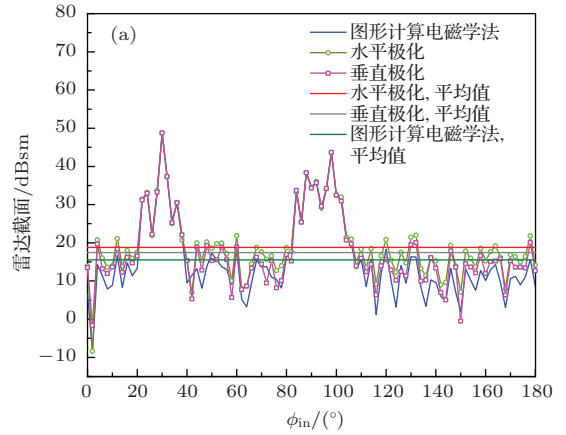


图9 (网刊彩色) 应用图形计算电磁学及本文改进的方法计算得到的 VFY-218 飞机模型的单站雷达截面, 水平极化曲线和垂直极化曲线是采用本文改进的方法所得 (a) ϕ_{in} 为 $0^\circ-180^\circ$, $\theta_{in} = 35^\circ$; (b) ϕ_{in} 为 $0^\circ-180^\circ$, $\theta_{in} = 85^\circ$; (c) ϕ_{in} 为 $0^\circ-180^\circ$, $\theta_{in} = 145^\circ$

FEKO 软件的仿真结果、图形计算电磁学的计算值、改进方法的计算值之间有明显的差异. 从图5可以看出, 本文改进的方法可以纠正边缘绕射的影响. FEKO 仿真软件的计算值在 90° 有奇点.

图6为 $3\text{ m} \times 0.6\text{ m} \times 0.3\text{ m}$ 的矩形棱柱模型, 入射波传播方向是 $\phi_{in} = 0^\circ$, θ_{in} 为 $0^\circ-180^\circ$. 图7给出了在 300 GHz 固定频率下, 三维物体的图形计算

电磁学法计算值、仿真软件 FEKO 仿真结果和本文改进的方法得到的计算值. 从图 7 可以看出, 这三种方法的结果都非常接近, 本文改进的算法有效地纠正了物理光学在棱边区域产生的误差.

在对简单物体进行了实验验证后, 下面验证本文改进的方法对复杂物体更逼真的模型进行仿真的性能. 计算了不同极化、不同角度下 VFY-218 飞机模型(图 8)的雷达截面, 并且所选取的角度值是军事中最常用的. 固定 $\theta_{in} = 35^\circ, 85^\circ, 145^\circ$, 改变 ϕ_{in} , 在入射波为垂直极化和水平极化两种情况下对 VFY-218 飞机模型进行观察.

首先, 应用图形计算电磁学方法进行计算. 然后, 在同样的实验条件下, 应用本文改进的方法进行验证, 以便更好地观察到绕射波产生的影响. 图 9 给出了不同角度、不同极化条件下 VFY-218 飞机模型的单站雷达截面.

从图 9 可以看出, 由于边缘绕射的影响, 采用本文改进的方法获得的雷达截面的值比由图形计算电磁学方法获得的值稍高. 通过对上述方法获得的雷达截面平均值进行比较可知, 不同极化条件下运用本文改进的方法进行仿真得到的结果接近. 这是因为目标的极化敏感度只有在多次绕散产生的解中才能观察到, 然而应用本文改进的方法只能对一次绕射进行模拟. 从图 9 还可以看出, 图形计算电磁学方法和本文改进的方法得到的结果并没有显著差异. 这是由于计算时 VFY-218 飞机模型被划分为很多面元, 在不同的入射方向上, 某些面元的镜面反射是最主要的散射机理, 它与极化方式无关, 因此两种方法得出的结果接近.

4 结 论

相对于传统的图形计算电磁学法和改进的物理光学法, 本文则结合这两种方法的优点实现了复杂目标高频电磁波散射的高效且精确求解. 通过运用改进的物理光学法对图形计算电磁学进行修正, 充分利用了计算机硬件优势, 借助于计算机显示技术, 由图形加速卡完成最困难、最费时的消隐工作. 通过直接修正表面法向量, 从而修正了表面电流, 这样就考虑了边缘处的绕射, 提高了计算精度. 利用图形计算电磁学的积分公式, 将三维空间的积分转化为屏幕像素的二维空间积分, 使得计算大幅简化. 本文工作可为复杂目标的雷达探测和识别提供理论参考. 应用本文改进的方法仅能实现一

次绕射的计算, 为使本文的工作更具适用性, 下一步将对多次散射计算进行重点研究.

参考文献

- [1] Li X F, Xie Y J, Wang P, Yang R 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2930 (in Chinese) [李晓峰, 谢拥军, 王鹏, 杨瑞 2008 物理学报 **57** 2930]
- [2] Wu Z S, Zhang X D, Wu C K 1997 *Chin. Phys. Lett.* **14** 32
- [3] Li X F, Xie Y J, Fan J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 908 (in Chinese) [李晓峰, 谢拥军, 樊君 2009 物理学报 **58** 908]
- [4] Kubicke G, Bourlier C, Saillard J 2008 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **56** 3029
- [5] Ji W J, Tong C M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 160301 (in Chinese) [姬伟杰, 童创明 2012 物理学报 **61** 160301]
- [6] Chauviere C, Hesthaven J S, Wilcox L C 2007 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **55** 1437
- [7] Li J, Guo L X, Zeng H, Han X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2757
- [8] Ma J, Guo L X, Wang A Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3431
- [9] Li Z 2009 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Southeast University) (in Chinese) [李茁 2009 博士学位论文 (南京: 东南大学)]
- [10] Shi Y L, Zhou Q L, Zhang C L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5511
- [11] Wang Z L, Zhou M, Gao C Y, Zhang W 2012 *Chin. Phys. B* **21** 064202
- [12] Tetsu S J, Luis R, Makoto A 2008 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **56** 3714
- [13] He G Y, Lu C C, Hong J C, Deng H 2006 *Calculation and Measurement of Electromagnetic Scattering* (Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press) pp224–233 (in Chinese) [何国瑜, 卢才成, 洪家才, 邓晖 2006 电磁散射的计算和测量 (北京: 北京航空航天大学出版社) 第 224—233 页]
- [14] Rius J M, Ferrando M, Jofre L 1993 *IEEE Trans. Antenn. Propag. Mag.* **35** 7
- [15] Yang Z L 2002 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [杨正龙 2002 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
- [16] Xu C 2009 *M. S. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [徐翠 2009 硕士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
- [17] Tetsu S J, Luis R, Makoto A 2006 *Proceedings of Antennas and Propagation Society International Symposium* (New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers) pp1873–1876
- [18] Nie Z P, Fang D G 2009 *Target and Environment Electromagnetic Scattering Modeling: Theory* (Beijing: National Defense Industry Press) pp202–228 (in Chinese) [聂在平, 方大纲 2009 目标与环境电磁散射特性建模理论 (北京: 国防工业出版社) 第 202—228 页]

Fast computation of electromagnetic scattering characteristics from conducting targets using modified-physical optics and graphical electromagnetic computing

Zhu Yan-Ju Jiang Yue-Song[†] Zhang Chong-Hui Xin Can-Wei

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

(Received 18 March 2014; revised manuscript received 2 April 2014)

Abstract

A novel high-frequency radar cross section prediction method is introduced to solve the scattering from electrically large conductive target. It can be realized by combining a modified-vector physical optics algorithm and a graphical electromagnetic computing algorithm. In consideration of the traditional physical optics algorithm which needs to compute the edge diffraction, the radar cross section of the target cannot be calculated directly, but it is needed to first calculate the diffraction contribution, then to add the scattering contribution, therefore the radar cross section of the target can be finally obtained. By using the improved graphical electromagnetic computing, the surface normals, thus the surface current, can be directly corrected. Therefore the diffraction at the edges is taken into account, thereby improving the efficiency of the algorithm. The central processing unit running time involves only the time needed to compute the electromagnetic part, with leaving the geometric part to the graphics hardware. The line integrals are computed over an arbitrary shape in real time. Numerical results demonstrate the good accuracy and efficiency of the modified method.

Keywords: modified-vector physical optics algorithm, physical optics algorithm, graphical electromagnetic computing, electromagnetic scattering

PACS: 42.25.Fx, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.63.164202

[†] Corresponding author. E-mail: yuesongjiang@buaa.edu.cn