

# 基于单积分方程矩量法的海洋表面微波散射模拟

夏明耀,伍振兴

(北京大学电子学系,北京 100871)

**摘 要:** 本文使用单积分方程矩量法,对风场驱动下的海洋表面微波散射进行数值模拟.海洋随机粗糙面用三角形贴片模型来拟合,核心算法是基于快速傅立叶变换技术的多层稀疏矩阵规范网格法.针对海水的高导电性,引入了局部化近似方法.数值结果验证了算法的正确性和计算效率,并对L波段的微波散射进行了计算分析.

**关键词:** 海洋表面;微波散射;单积分方程;矩量法;并行计算

**中图分类号:** TM15 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112(2005)03-0385-04

## Simulation of Microwave Scattering from Ocean Surfaces by the Method of Moments Based on Single Integral Equation

XIA Ming-yao, WU Zhen-xing

(Department of Electronics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract:** A fast approach for analysis of microwave scattering from wind-driven ocean surfaces is developed using the single integral equation with the method of moments. Triangular patches are employed to tightly model the random rough surfaces. The underlying algorithm is the FFT-based multilevel sparse-matrix canonical-grid method. A localized approximation method is introduced for the highly conductive seawater medium. Numerical examples are provided to demonstrate the merits of the proposed scheme. Simulation results are presented for ocean-like surfaces illuminated by microwave beams at L-band.

**Key words:** ocean surfaces; microwave scattering; single integral equation; moment methods; parallel computing

### 1 引言

随机粗糙表面电磁散射有非常广泛的应用背景,包括海面风场和土壤湿度的微波遥感、物体表面光洁度检测等,所以一直受到众多学者的关注.文献[1]评论了这一领域的最新进展.随着高性能计算机的发展,数值模拟分析近年来获得了很大进步<sup>[2]</sup>.过去一直使用的近似理论,如小扰动模型和基尔霍夫模型,都有严格的适用范围限制,精度也不能满足越来越高的定量化要求.因此,严格的数值分析方法受到高度重视.对一般应用来说,为了充分获得随机粗糙表面的统计信息,被模拟的表面尺寸应该足够大,通常需要几千个平方波长.将表面积分方程数值离散化以后,得到一个几十万甚至几百万个未知量的方程组.求解这样一个巨型线性方程组,既要研究先进的数值算法,又必须借助高性能并行计算机.

由于矩量法导致一个稠密矩阵,对于求解一个数百万个未知量的方程组来说,瓶颈问题包括两方面:内存限制和CPU求解时间.到目前为止,最为成功的求解方法是稀疏矩阵规范网格法(SMCG, Sparse-Matrix Canonical-Grid Methods)<sup>[3,4]</sup>.这种方法把矩阵分成强相互作用和弱相互作用两部分,强相互

作用项使用精确数值积分,并把矩阵元保存在内存中,而弱相互作用借助于格林函数的泰勒展开,表示为具有平移不变性的Toeplitz结构,以便利用快速傅立叶变换技术.由于格林函数在高损耗媒质中迅速衰减,文献[5]提出了一种双网格法,在界面两边使用不同的网格划分,在保证计算精度的情况下提高了计算效率.最近,作者提出了一种基于单个积分方程的多层SMCG方法<sup>[6]</sup>,使用了矢量三角形RWG基函数.采用单积分方程可以将未知量数目减少一半,而使用RWG三角形贴片可以更精确地拟合粗糙表面.使用这种方法,我们已成功求解了超过1200万个未知量的方程组<sup>[7]</sup>.

除了各种版本的SMCG方法外,人们还尝试了其他方法,包括快速多极子方法<sup>[8]</sup>和时域有限差分法<sup>[9]</sup>等,这些方法都不如SMCG方法有效.阻抗近似方法<sup>[10]</sup>是专门用来求解高导电媒质粗糙面散射的,因此对海水的电磁散射分析可能特别有效.

本文是在文献[6]的基础上,进一步优化算法,并针对海洋特性表面,发展了一些近似方法,以加快分析速度.数值算例以风场驱动下的海洋表面为模型,对L波段的微波散射进行了模拟,证明了本算法的可靠性和计算效率.

### 2 理论

#### 2.1 单积分方程矩量法

为了采用单磁场积分方程方法<sup>[11]</sup>,假定在下表面存在一个有效电流分布  $J^{eff}$ ,以便把下半空间中的电场和磁场表示为(时间因子为  $e^{-i t}$ )

$$E_2 = i \mu_0 \bar{G}_2 \cdot J^{eff} \quad (1a)$$

$$H_2 = \nabla \times \bar{G}_2 \cdot J^{eff} \quad (1b)$$

其中内积是在下表面进行积分,  $\bar{G}_2$  是下半空间的并矢格林函数,即

$$\bar{G}_2 = \left[ \bar{I} + \frac{1}{k_2^2} \nabla \nabla \right] \frac{e^{i k_2 R}}{4 R} \quad (2)$$

当场点从下半空间趋向界面时,可以定义一对等效表面电流和磁流:

$$J^e = \hat{n} \times H_2 = \hat{n} \times \nabla \times \bar{G}_2 \cdot J^{eff} \quad (3)$$

$$-J^m = \hat{n} \times E_2 = i \mu_0 \hat{n} \times \bar{G}_2 \cdot J^{eff} \quad (4)$$

然后,上半空间区域中的散射场可以用等效表面电流和磁流表示成

$$H^s = i \mu_0 \bar{G}_1 \cdot J^m_{s^+} + \nabla \times \bar{G}_1 \cdot J^e_{s^+} \quad (5)$$

其中的内积是在上表面进行积分,  $\bar{G}_1$  是上半空间的并矢格林函数,与式(2)相同但以  $k_1$  取代  $k_2$ . 上半空间中的总场是  $H_1 = H^{inc} + H^s$ ,其中  $H^{inc}$  是入射波磁场. 边界条件要求磁场切向分量连续,即  $\hat{n} \times H_2 = \hat{n} \times H_1$ ,所以,

$$J^e = J^{inc} + i \mu_0 \hat{n} \times \bar{G}_1 \cdot J^m_{s^+} + \hat{n} \times \nabla \times \bar{G}_1 \cdot J^e_{s^+} \quad (6)$$

其中  $J^{inc} = \hat{n} \times H^{inc}$  为入射波等效表面电流.

使用矩量法和 RWG 基函数<sup>[12]</sup>,可以把式(3)、(4)和(6)转化为线性方程组:

$$I^e = (P_2 - D^+) \cdot I^{eff}, -I^m = Q_2 \cdot I^{eff} \quad (7)$$

$$I^e = I^{inc} + \frac{1}{0} Q_1 \cdot I^m + (P_1 + D^-) \cdot I^e \quad (8)$$

其中  $D^+$  和  $D^-$  是两个对角矩阵,元素为  $D_{ii}^+ = \theta_i^+/2$  及  $D_{ii}^- = \theta_i^-/2$ ,这里  $\theta_i^+$  和  $\theta_i^-$  满足  $\theta_i^+ + \theta_i^- = 2$ ,分别是与第  $i$  条边相连的两个 RWG 三角形贴片之间的内夹角和外夹角.  $\mu_0$  是自由空间波阻抗,列矢量  $I^e, I^m, I^{eff}, I^{inc}$  分别是它们所对应的矢量在 RWG 基函数下的展开系数,例如

$$J^{inc} = \sum_{i=1}^N I_i^{inc} f_i(r), I_i^{inc} = \frac{1}{l_i} \int_{l_i} (\hat{n} \times \mathcal{I}_i) \cdot J^{inc} dl \quad (9)$$

其中  $f_i (i = 1, 2, \dots, N)$  是  $N$  个内部棱边的 RWG 矢量基函数,棱边的方向以  $\mathcal{I}_i$  标记,  $(\hat{n} \times \mathcal{I}_i)$  的方向与流过棱边的电流方向定义是一致的. 矩阵  $P$  和  $Q$  的元素为

$$P_m(i, j) = \frac{1}{l_i l_j} \int_{l_i} \int_{l_j} (\mathcal{I}_i \cdot \nabla G_m \times \mathcal{I}_j) dS dl, m = 1, 2 \quad (10)$$

$$Q_m(i, j) = \frac{ik_1}{l_i l_j} \int_{l_i} \int_{l_j} [(\mathcal{I}_i \cdot \mathcal{I}_j) G_m + \frac{1}{k_m^2} \frac{\partial G_m}{\partial l_i} (\nabla_s \cdot \mathcal{I}_j)] dS dl, m = 1, 2 \quad (11)$$

其中  $G_m = e^{i k_m R} / 4 R, m = 1, 2$  分别是上半空间和下半空间媒质的标量格林函数. 将式(7)代入式(8),得到

$$[Q_1 \cdot Q_2 - (D^+ - P_1)(D^- - P_2)] \cdot I^{eff} = I^{inc} \quad (12)$$

这就是求解下表面有效电流分布的单磁场积分方程(SMFIE,

Single Magnetic Field Integral Equation) 矩量法公式. 其他形式的单积分方程公式可以类似地导出,可以使用电场切向连续或磁场切向连续的边界条件,未知量可以是上表面或下表面的有效电流或有效磁流. 本文只使用式(12)的单磁场积分方程矩量法公式.

有效电流分布的展开系数  $I^{eff}$  一旦求出,可以根据式(7)获得等效电流和磁流分布的展开系数  $I^e$  和  $I^m$ ,散射场可由式(5)获得,也可以不计算散射场,直接计算双站散射系数.

#### 2.2 多层稀疏矩阵规范网格法

为了使用多层稀疏矩阵规范网格法(MSMCG, Multilevel Sparse-Matrix Canonical-Grid Method) 求解方程式(12),每一个矩阵( $Q_1, Q_2, P_1, P_2$ )都写成两部分,如  $Q_2 = Q_2^s + Q_2^w$ ,其中  $Q_2^s$  表示在一个设定近距离范围内的强相互作用,而  $Q_2^w$  表示远距离弱相互作用,例如给定一个划分距离  $r_d$ ,源点和场点距离小于  $r_d$  为强相互作用,大于  $r_d$  为弱相互作用. 强相互作用矩阵元使用式(10)、(11)进行精确的数值积分计算,并保存在内存中. 所以,  $r_d$  越大,意味着需要保存的强矩阵元素越多,消耗计算机内存也越多,但迭代求解收敛速度越快;  $r_d$  越小,节省内存越多,但迭代收敛速度越慢;经验上一般取  $r_d$  为半个波长. 弱相互作用矩阵元不这样计算和保存. 把格林函数和它的导数在一个三维网格坐标上进行泰勒展开,如图 1 所示.

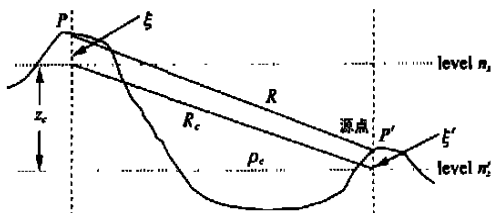


图 1 格林函数及导数在一个三维网格坐标系统下的展开

$$G = \sum_{k=0}^K \frac{1}{k!} \frac{\partial^k G}{\partial \xi^k} (-\xi)^k = \sum_{k=0}^K C_k (-\xi)^k \quad (13a)$$

$$\nabla G = \sum_{k=0}^K D_k (-\xi)^k = \sum_{k=0}^K D_k \sum_{l=0}^k \left[ \frac{\partial^l G}{\partial \xi^l} \right] (-\xi)^{k-l} \quad (13b)$$

其中  $K$  截断泰勒级数项数,  $C_k$  和  $D_k$  只是离散网格坐标的函数,例如,零阶和一阶项的表达式为:

$$C_0 = G(R_c), C_1 = G(R_c) z_c / R_c, D_0 = G(R_c) R_c,$$

$$D_1 = (z_c / R_c) [C(R_c) - G(R_c) / R_c] R_c + (1 / R_c) G(R_c) \xi$$

泰勒级数的项数  $K$  与表面粗糙性有关,如果使用单层展开,则粗糙性越大  $K$  越大;如果使用多层展开,则可以保持  $K$  不变,根据表面粗糙性调整展开层数  $N_c$ . 在本文的模拟中,粗糙表面的高度方差大约是四分之一波长,我们将保持  $K = 2$ ,而展开层数取 16 层或 32 层.

将式(13a)、(13b)插入式(10)、(11),并用一点积分规则近似线积分(中点),用三点积分规则近似三角形面积分(三条

棱边的中点),我们可以把弱矩阵元写成如下形式,比如对  $Q^w$  有:

$$Q^w(n, n) = \sum_{k=0}^K \sum_{\ell=0}^k f_{k\ell}(n) U_k(n-n) g_{k\ell}(n) \quad (14)$$

其中  $f_{k\ell}(n)$  是与观察点有关的函数,而  $g_{k\ell}$  是与源位置有关的函数. 矩阵  $U_k$  具有 Toeplitz 结构(平移不变性),可以用一个具有  $2N-1$  个元素的列矢量来表示. 对于一个三维网格坐标系,式(14)中的网格指标应该理解为  $n = (n_x, n_y, n_z)$  及  $n-n = (n_x - n_x, n_z - n_y, n_z - n_z)$ . 注意式(14)中的  $(n, n)$  是网格点指标,而式(10)、(11)中的  $(i, j)$  是棱边编号,它们之间存在一个对应的指标变换关系,即第  $i$  条棱边的中点对应一个最近的网格坐标  $(n_x, n_y, n_z)$ .

降低内存需求是根据以下原因. 因为矩阵  $Q$  的存储量通常是  $O(N^2)$ . 然而,  $Q^i$  的存储量只是  $O(N)$ , 因为对每一个观察点来说,只有附近几个强相互作用源点,矩阵  $U_k$  的存储量是  $O(2N)$ , 列矢量  $f_{k\ell}$  和  $g_{k\ell}$  的存储量也是  $O(2N)$ ; 因此  $(Q^i + Q^w)$  的存储量被缩减到  $O(N)$ , 其中  $\ll N$  是一个常数,典型值是几十. 所以内存的节省是巨大的,如果  $N$  达到几十万甚至几百万的话.

方程式(12)使用共扼梯度法(CGM, Conjugate Gradient Method)进行求解,所以没有矩阵求逆,只是矩阵-矢量乘积. 强相互作用矩阵与列矢量的乘积耗时很少,因为矩阵都是非常稀疏的. 由于近似关系式(14),弱相互作用矩阵与列矢量的乘积可以使用快速傅立叶(FFT)技术,例如

$$Q^w \cdot x = \sum_{k=0}^K \sum_{\ell=0}^k f_{k\ell} \cdot \text{FFT}^{-1} \{ \text{FFT} U_k \cdot \text{FFT} (g_{k\ell} \cdot x) \} \quad (15)$$

其中两个列矢量的乘积意味着它们对应矩阵元之间相乘. 直接计算式(15)的左边的操作次数是  $O(N^2)$ . 因为三个 FFT 的操作次数是  $3 \times (2N \log 2N)$ , 三个列矢量乘积的操作次数是  $3 \times (2N)$ , 所以式(15)右边的操作次数是  $O(N)$ , 其中  $\frac{1}{2} (K+1)(K+2)(6 \log 2N + 6)$  可以认为是一个常数,因为  $\log 2N$  随  $N$  变化很缓慢. 所以每次迭代所节省的 CPU 时间是非常可观的,因为  $\frac{1}{2}$  的典型值是几百,而  $N$  为几十万甚至几百万.

### 2.3 局部化近似方法

以上所描述的方法是严格的,所以数值结果是精确的. 但是,在某些特殊情况下,可以使用一些简化以便加速计算,而精度损失在可接受范围内. 对于高损耗媒质来说,格林函数迅速衰减,超过一定距离后可以忽略. 在微波频段,海水的介电常数实部和虚部都很大,因此我们可以考虑忽略  $Q_2^i$  和  $P_2^i$  的远距离弱相互作用,并称这种近似为局部化近似方法(LAM, Localized Approximation Method); 这样,求解式(12)节省将近一半 CPU 时间. 比如,在 L 波段下取海水介电常数  $\epsilon_r = 70 + 60i$ , 则  $k_2 = (2/\lambda) \sqrt{\epsilon_r} = (2/\lambda)(9.0 + 3.3i)$ , 如果划分距离  $r_d = \lambda/2$ , 则  $e^{i k_2 r_d} \sim e^{-3.3} \sim 10^{-4}$ , 即格林函数衰减到万分之一. 因此,对于损耗媒质,只要  $r_d$  足够大, LAM 近似总是适用的.

一般情况下,矩量法要求表面离散密度大约是密媒质的十分之一波长,或者对导电媒质来说为十分之一趋肤深度. 但是,对于理想导体表面问题,取样密度为自由空间的十分之一

波长就足够了. 在微波频率下,海水的电导率很高,表现得像一个良导体,因此我们可以使用更稀疏的网格划分,而强相互作用矩阵  $Q_2^i$  和  $P_2^i$  仔细精确地进行计算. 如果这个假设成立的话,未知量数目就会大大减少,因此内存要求和 CPU 时间都会大大节省. 我们将用例子来说明在 LAM 近似下这种疏网格划分方式的精确度.

另外,如果表面的粗糙度(表面高度方差)不是很大,当相互作用距离较远时,我们可以认为原来的粗糙表面近似地为一个平面,所以多层网格方法可以变为单层网格,三维的 FFT 简化为二维的 FFT,大大节省了 CPU 时间,我们称这种近似为小斜率近似方法,对于低风速驱动下的海面,可以使用这种近似.

### 3 数值结果

本文所使用的海洋谱函数为 Dunder-Vesecky 模型,表示为

$$W(k, \phi) = \frac{1}{2} S(k) \quad (k, \phi) \quad (16)$$

文献[13]对此式有详细解释. 利用谱函数产生随机粗糙表面的方法可参考文献[14]. 本文数值结果的谱范围选择是  $1 \text{ k} \times 120 \text{ m}^{-1}$ , 被模拟的表面尺寸为  $7.31 \times 7.31 \text{ m}^2$ , 这个尺寸可以充分覆盖所选择的谱范围. 在风速  $10 \text{ m/s}$  时,高度和坡度均方差分别为  $5 \text{ cm}$  和  $0.12$ .

海水的介电常数在 L 波段、15 和 35psu 盐度情况下取  $74 + 61i$ . 因此在 L 波段  $1.5 \text{ GHz}$  频率下,被模拟的表面尺寸大约  $36.6 \times 36.6$  平方波长.

另外,本文所使用的 MPI(Message Passing Interface)并行 FFT 软件是 FFTW<sup>[15]</sup>.

第一个例子是检验 2.3 节提到的局部化近似方法(LAM)的精确性,图 2 给出了 LAM 方法结果与精确结果的比较. 精确结果的取样密度是每线性波长 14 点,而近似方法的取样密度是 7 点,所以使用精确计算的未知量是 785,408 个,而近似方法是 196,096,大约是四分之一. 从图中可以看出,对于海水媒质 LAM 近似方法是相当精确的;因此,后面的计算将使用 LAM 近似方法,弱相互作用距离取大约半个自由空间波长,海水中的格林函数如果相互作用距离超过这个设定值就忽略.

图 3 给出了 50 次散射模拟的统计结果,数值显示,在镜向反射方向上,侧风向(Crosswind)散射略大于顺风

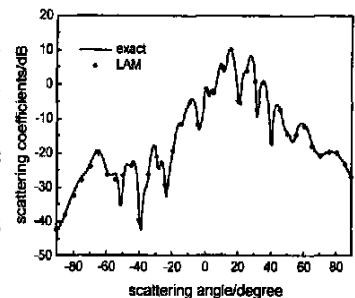


图 2 局部化近似(LAM)与精确结果的比较(VV分量、入射波束中心角-20度)

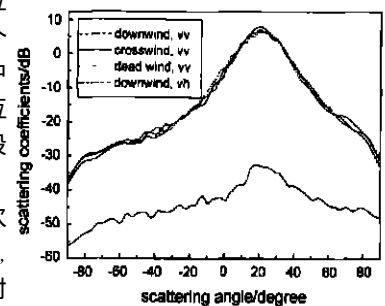


图 3 入射波从顺风、侧风和逆风方向照射时的散射比较

(Downwind)和逆风向(Dead-wind)散射.对侧风向散射,峰值为 8.1 dB,而对顺风 and 逆风向,分别是 6.8dB 和 6.6dB.对三个入射波方向来说,被分析的 50 个表面是相同的.但是,对三个不同入射方向,散射半功率宽度大致相同,只与表面尺寸有关,约为 15 度.

最后,我们给出一个掠入射的例子.被模拟的表面尺寸为 292.58 × 36.57 平方波长(在 1.5GHz 下约 58.52 × 7.31 平方米).因为表面的长度/宽度是 8,所以我们可以使用的掠入射角度可略大于  $\arctan 8 = 82.9^\circ$ ,故决定取  $85^\circ$ .被分析的区域使用了 1,048,576 个三角形贴片来进行拟合,导致需要求解一个具有 3,141,120 个未知量的方程组(等效表面电流和磁流).使用目前的程序代码,这并不是一个很大的问题,使用 16 台机器组成的机群(每台机器 CPU 主频 677MHz,内存 512MB)就可以求解.分析一个样品表面大约需要 20 个小时,包括两种极化状态.此例的主要目的是为了检验程序在极端情况下的收敛性,我们计算了 10 次散射系数的平均值,如图 4.

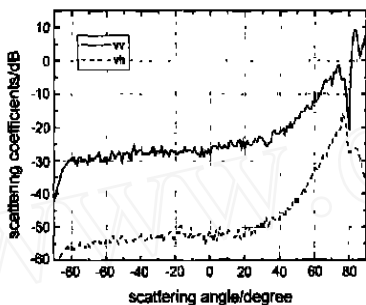


图 4 掠入射散射系数(入射角度  $85^\circ$ )

#### 4 总结

本文使用单磁场积分方程矩量法,对风场驱动下的海洋表面微波散射进行了数值模拟,验证了算法的正确性和计算效率.借助于多层稀疏矩阵规范网格法,内存紧张和 CPU 时间都得到了较好的解决.针对海水在 L 波段的高损耗特性,提出了局部化近似方法和小斜率近似方法,计算速度大大加快.数值结果显示,风场驱动下的海面各向异性似乎是可以被鉴别的,因为侧风向散射略大于顺风向和逆风向散射.为了检验程序的适应性,还特别地考虑了掠入射情况.由于海洋表面是多尺度的,海面的统计特性由风速和风向决定,因此模拟结果与所选择的空谱范围和工作频率有关.我们将进一步优化程序,进行大量的数值模拟工作,为海面风场信息反演提供参考数据.

#### 参考文献:

- [ 1 ] M Saillard, A Sentenac. Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces[J]. *Waves in Random Media*, 2001, 11(3): R103 - R137.
- [ 2 ] K F Warnick, W C Chew. Numerical simulation methods for rough surface scattering[J]. *Waves in Random Media*, 2001, 11(1): R1 - R30.

- [ 3 ] L Tsang, C H Chan, K Pak. Backscattering enhancement of a two-dimensional random rough surface (three-dimensional scattering) based on Monte-Carlo simulation[J]. *J Opt Soc Am A*, 1994, 11(2): 711 - 715.
- [ 4 ] K Pak, L Tsang, J T Johnson. Numerical simulations and backscattering enhancement of electromagnetic waves from two-dimensional dielectric random rough surface with the sparse-matrix canonical-grid method[J]. *J Opt Soc Am A*, 1997, 14(7): 1515 - 1529.
- [ 5 ] Q Li, C H Chan, L Tsang. Monte-Carlo simulation of wave scattering from lossy dielectric random rough surfaces using the physics-based two-grid method and the canonical-grid method[J]. *IEEE Trans Antennas & Propagat*, 1999, 47(7): 752 - 763.
- [ 6 ] M Y Xia, C H Chan, S Q Li, et al. An efficient algorithm for electromagnetic scattering from rough surfaces using a single integral equation and multilevel sparse-matrix canonical-grid method[J]. *IEEE Trans Antennas & Propagat*, 2003, 51(6): 1142 - 1149.
- [ 7 ] M Y Xia, C H Chan. Parallel analysis of electromagnetic scattering from rough surfaces[J]. *Electronics Letters*, 2003, 39(9): 710 - 712.
- [ 8 ] V Jandhyala, B Shanker, E Michielssen, W C Chew. Fast algorithm for the analysis of scattering by dielectric rough surfaces[J]. *J Opt Soc Am A*, 1998, 15(7): 1877 - 1885.
- [ 9 ] A K Fung, M R Shah, S Tjuatja. Numerical simulation of scattering from two-dimensional randomly rough surfaces[J]. *IEEE Trans Geoscience & Remote Sensing*, 1994, 32(5): 986 - 994.
- [ 10 ] G Soriano, M Saillard. Scattering of electromagnetic waves from two-dimensional rough surfaces with an impedance approximation[J]. *J Opt Soc Am A*, 2001, 18(1): 124 - 133.
- [ 11 ] M S Yeung. Single integral equation for electromagnetic scattering by three-dimensional homogeneous dielectric objects[J]. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1999, 47(10): 1615 - 1622.
- [ 12 ] S M Rao, D R Wilton, A W Glisson. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape[J]. *IEEE Trans Antennas & Propagat*, 1982, 30(5): 409 - 418.
- [ 13 ] S H Yueh. Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperature[J]. *IEEE Trans Geoscience & Remote Sensing*, 1997, 35(6): 1400 - 1418.
- [ 14 ] L Tsang, J A Kong. *Scattering of Electromagnetic Waves: Numerical Simulation (Vol. 2)* [M]. USA: John Wiley & Sons, Inc, 2001.
- [ 15 ] M Frigo, S G Johnson. FFTW: An adaptive software architecture for the FFT[A]. *ICASSP Conference Proceedings [C]*. USA: IEEE Press, 1998, 3: 1381-1384. (also see <http://www.fftw.org>)

#### 作者简介:

夏明耀 男,1963 年 10 月出生于江西九江,博士,教授,IEEE 高级会员, CIE 高级会员,主要研究领域:电磁场理论与数值方法、微波遥感、天线分析与设计、微波电路分析. E-mail: myxia@pku.edu.cn

伍振兴 男,1978 年 9 月出生于湖南邵阳,硕士研究生,2000 年毕业于北京大学物理系,研究方向:波散射与遥感,无线通信.