回路线栅法分析目标散射场

于 洋 王宝发 周荫清
(北京航空航天大学 电子工程系)

摘 要 提出了求解复杂飞行器目标谐振区散射场的回路线栅法. 回路线栅法的基本思想是以其上流动着感应电流的三维线栅回路网格来模拟在入射波激励下的连续金属表面, 与以往单独分段的线栅模型不同, 本文利用构成闭合回路的线栅构造每一个金属面元, 而不采用单独分段线栅电流表示面元的被激电流, 从而使得基尔霍夫定律在每个节点处能够得到自动满足. 通过分析目标几何特性建立相应的回路线栅电磁模型, 并利用共轭梯度-快速傅利叶变换法(CG-FFT), 给出谐振区复杂飞行器目标的雷达散射截面(*RCS*)结果.

关键词 电磁散射; 回路线栅模型; 复杂目标
分类号 V 243.2

在谐振区, 复杂目标雷达散射截面(*RCS*)的分析没有解析解, 有效方法之一是将高频技术扩展到谐振区, 此时通常要考虑高频区计算方法中的高阶项, Senior[1] 讨论了将高频技术扩展到谐振区的问题. 但是, 高频扩展技术对某些形状的散射体失效, 对飞行器复杂目标, 矩量法及其相关技术是人们普遍采用的处理方法.

在矩量法各模型中, 以感应电流的三维线栅网格来模拟在入射波激励下连续金属表面的线栅模型是其中的一大类. 要使线栅电流能够模拟连续金表面的面电流, 线栅模型的选取必须满足两个条件: 首先, 线栅密度和线栅直径必须满足一定的要求; 其次, 在线栅网格的节点处必须满足基尔霍夫定律, 即进入节点的电流之和应等于离开节点的电流之和. 与以往的线栅模型不同, 本文采用构成闭合回路的线栅来对复杂目标进行几何和电磁建模, 从而使基尔霍夫定律能够自动满足, 便于程序代码的实现. 在此基础上, 采用共轭梯度和快速傅利叶变换(CG-FFT)相结合的方法求解了飞行器目标谐振区的散射场.

1 回路线栅结构的散射场

1.1 回路线栅模型

回路线栅法的基本思想是以其上流动着感应电流的三维线栅回路网格来模拟在入射波激励下的连续金属表面, 而不采用单独分段线栅电流表示面元的被激电流. 该模型以多边形线栅回路来划分散射体表面, 规定各回路之间互不交叉, 也互不包含, 以右手螺旋法则确定每个回路中电流的流动方向, 使其面法向方向指向外. 取一个三角形线栅回路为例, 如图 1 所示.

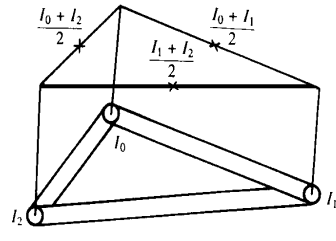


图 1 线栅回路取值图

图 1 中, 回路多边型各顶点处的电流, 也即图中“0”处的电流设为未知量, 它们均以脉冲函数表达之. 回路多边形每条边上的电流设为线性均匀过渡的, 其电流方向由右手螺旋法则, 使面法向方向指向外. 每条边中点处, 也即图中“×”点为检验点, 在该点处的入射场与散射场相消, 以满足该线栅段的边界条件. 以图中三角形回路为例, 3 个顶点有 3 个未知量, 3 个检验点可产生 3 个方程, 故未知量可求. 当相邻两个线栅回路有共用线栅时, 它们被当作不同回路中的未知量来处理, 在相邻线栅回路共用线栅上的总电流为该线栅在两回路中电流的代数和. 这样, 从效果上看经过每个节点的电流就被分解到通过该节点的若干回路中去, 使基尔霍夫定律 $\sum_{n}^{N} i_n = 0$ 能自动满足. 在具体电

收稿日期: 1996-11-29 第一作者 男 28 岁 博士生 100083 北京

流模型的选取上,采用线性近似,大大减小了计算量.

1.2 两线栅段间的散射场

将电磁场边界条件应用于飞行器目标表面后,由熟知的电磁积分方程,便可获得必须进行求解的方程.对磁源为零的理想导体而言,电场积分方程(EFIE)为

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}^{s}=-\boldsymbol{n}\times\iint_{S}\left[\mathrm{j}\omega\mu\boldsymbol{J}\psi+\frac{\mathrm{i}}{\omega\varepsilon}\nabla\cdot\boldsymbol{J}\nabla\psi\right]\mathrm{d}s \tag{1}$$

式中 $\psi=\dfrac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kR}}{4\pi R}$ 为格林函数,R 为源点与观察点之距离,未知电流密度 $\boldsymbol{J}$ 是一个表面矢量函数,限于计算机的内存容量和计算速度,采用回路线栅法可令电流 $\boldsymbol{J}$ 为

$$\boldsymbol{J}=\sum_{n=1}^{N}\boldsymbol{I}_n f_n(t)J_n \tag{2}$$

式中 $\boldsymbol{I}_n$ 为诸回路中第 n 条线栅的空间指向,$f_n(t)$ 为基函数,J_n 为待定系数,这样可使待定系数减少,运算量下降.

取任意两非共面回路中的两段线栅 L_1 和 L_2 来分析其散射特性,图2中线栅 L_1 上的电流 $\boldsymbol{I}_{(z)}$

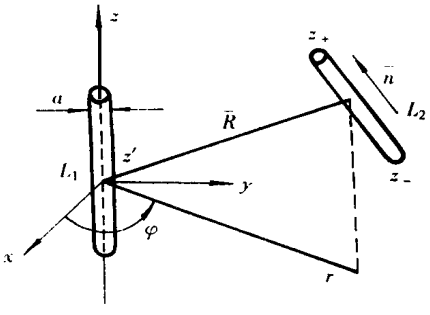


图2 线栅间几何关系

在线栅 L_2 的检验点处产生的散射场为

$$\boldsymbol{E}^{s}(\boldsymbol{r})=-\mathrm{j}\omega\mu\int_{z}\boldsymbol{I}_{(z)}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0|\boldsymbol{R}|}}{4\pi|\boldsymbol{R}|}\mathrm{d}z\cdot\boldsymbol{n}+\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\nabla\int_{z}\nabla\cdot\boldsymbol{I}_{(z)}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0|\boldsymbol{R}|}}{4\pi|\boldsymbol{R}|}\mathrm{d}z\cdot\boldsymbol{n} \tag{3}$$

式中 $\boldsymbol{I}$ 为源线栅上的复数电流,其方向沿源线栅方向.$\boldsymbol{R}$ 为源线栅积分行程上一点至场线栅检验点处的矢量,且 k_0 为自由空间波数.由于源线栅电流方向与线栅指向重合,故式(3)可简化为

$$\boldsymbol{E}^{s}(\boldsymbol{r})=-\mathrm{j}\omega\mu\int_{z}\boldsymbol{I}_{(z)}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0|\boldsymbol{R}|}}{4\pi|\boldsymbol{R}|}\mathrm{d}z\cdot\boldsymbol{n}+\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial n}\int_{z}\boldsymbol{I}_{(z)}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0|\boldsymbol{R}|}}{4\pi|\boldsymbol{R}|}\mathrm{d}z \tag{4}$$

设 $\boldsymbol{I}_{z_+}$, $\boldsymbol{I}_{z_-}$ 分别为线栅终点和起点的电流值,于是线栅上任意一点 z 处的电流可表示为

$$\boldsymbol{I}_z=\boldsymbol{I}_{z_-}+z\frac{\boldsymbol{I}_{z_+}-\boldsymbol{I}_{z_-}}{\Delta\boldsymbol{I}} \tag{5}$$

其中 $\Delta\boldsymbol{I}$ 为源线栅的长度矢量,z 为 z 点相对于源线栅起点的长度矢量.将式(5)代入式(4),在采用点选配时,可得源电流在场点 $\boldsymbol{r}_m$ 处的散射场为($m\neq n$ 时)

$$\boldsymbol{E}^{s}(\boldsymbol{r})_m=-\frac{\mathrm{j}\omega\mu_0\boldsymbol{z}\cdot\boldsymbol{n}}{4\pi}\sum_n\boldsymbol{I}_n\int_{z_n-\frac{\Delta z}{2}}^{z_n+\frac{\Delta z}{2}}\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R}}{R}\mathrm{d}z+\frac{1}{4\pi\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\sum_n\frac{\boldsymbol{I}_{n_+}-\boldsymbol{I}_{n_-}}{\Delta z}\cdot\int_{z_n-\frac{\Delta z}{2}}^{z_n+\frac{\Delta z}{2}}\left[\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_+}}{R_+}-\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_-}}{R_-}\right]\mathrm{d}z \tag{6}$$

式中 $|\boldsymbol{R}_+|=\sqrt{(z_{m_+}-z)^2+r_{m_+}^2}$

$|\boldsymbol{R}_-|=\sqrt{(z_{m_-}-z)^2+r_{m_-}^2}$

当 $m=n$ 时,

$$\boldsymbol{E}^{s}(\boldsymbol{r})_m=-\frac{\mathrm{j}\omega\mu_0\boldsymbol{z}\cdot\boldsymbol{n}}{4\pi}\sum_n\boldsymbol{I}_n\cdot\int_{z_n-\frac{\Delta z}{2}}^{z_n+\frac{\Delta z}{2}}\frac{\exp[-\mathrm{j}k_0\sqrt{(z_n-z)^2+a^2}]}{[(z_n-z)^2+a^2]^{1/2}}\mathrm{d}z+\frac{1}{4\pi\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\sum_n\frac{\boldsymbol{I}_{n_+}-\boldsymbol{I}_{n_-}}{\Delta z}\cdot\int_{z_n-\frac{\Delta z}{2}}^{z_n+\frac{\Delta z}{2}}\left[\frac{\exp[-\mathrm{j}k_0\sqrt{(z_n-z)^2+a^2}]}{[(z_n-z)^2+a^2]^{1/2}}-\frac{\exp[-\mathrm{j}k_0\sqrt{(z_n-(z'+\Delta z))^2+a^2}]}{[(z_n-(z'+\Delta z))^2+a^2]^{1/2}}\right]\mathrm{d}z \tag{7}$$

1.3 自阻抗与互阻抗

式(7)积分中,将 $\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R}$ 展成幂级数形式,取其前两项,并利用近似关系式

$$\left[\left(\frac{\Delta z}{2}\right)^2+a^2\right]^{1/2}\approx\frac{\Delta z}{2}+\frac{a^2}{\Delta z}$$

则第 n 段源电流在 m 点产生的切向电场 $\boldsymbol{E}_{nm}$ 可写为

$$\boldsymbol{E}_{nm}=-\frac{\mathrm{j}\omega\mu_0\boldsymbol{I}_n\cdot\boldsymbol{I}_m}{4\pi}\times\frac{\boldsymbol{I}_{n_+}+\boldsymbol{I}_{n_-}}{2}\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R}\Delta l_n}{R}\mathrm{d}L+\frac{\Delta l_n}{4\pi\mathrm{j}\omega\varepsilon\Delta L_m}\times(\boldsymbol{I}_{n_+}-\boldsymbol{I}_{n_-})\times\left(\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_+}}{R_+}\mathrm{d}L-\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_-}}{R_-^{\mathrm{m}}}\mathrm{d}L\right)=$$

$$\boldsymbol{I}_{n_+}\left[\frac{c_1\Delta l_n}{2}\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R}}{R}\mathrm{d}L+\frac{c_2}{\Delta L_m}\cdot\left(\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_+}}{R_+}\mathrm{d}L-\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_-}}{R_-}\mathrm{d}L\right)\right]+$$

$$\boldsymbol{I}_{n_-}\left[\frac{c_1\Delta l_n}{2}\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R}}{R}\mathrm{d}L-\frac{c_2}{\Delta L_m}\cdot\left(\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_+}}{R_+}\mathrm{d}L-\int\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_0R_-}}{R_-}\mathrm{d}L\right)\right] \quad (8)$$

计算电流

式中

$$R=|\boldsymbol{r}_{(L)}-\boldsymbol{r}_m|$$

$$R_+=|\boldsymbol{r}_{(L)}-\boldsymbol{r}_{m_+}|$$

$$R_-=|\boldsymbol{r}_{(L)}-\boldsymbol{r}_{m_-}|$$

$\boldsymbol{r}_{(L)}$为源点矢量, $\boldsymbol{r}_m$, $\boldsymbol{r}_{m_+}$, $\boldsymbol{r}_{m_-}$ 分别为场线栅中点, 终点和起点, $\boldsymbol{I}_{n_+}$, $\boldsymbol{I}_{n_-}$ 分别为源线栅终点电流值和起点电流值, 式(8)中方括号内的量即为自阻抗、互阻抗的组成部分, 只需将其按一定规律求和, 即可得到互阻抗和自阻抗.

2　共轭梯度-快速傅利叶变换解线栅电流

在散射体的电尺寸较大的情况下, 由于将方程离散化后, 得到的代数方程组系数矩阵为稠密矩阵, 这样在计算电流过程中, 存取的数据量较大, 这就要求计算机有大的内存. 在这种情况下, 为克服线栅法在计算能力上的限制, 并得到较高的计算精度, 本文采用共轭梯度-快速傅利叶变换法代替矩阵求逆, 它使计算速度大大加快, 存贮空间大为减少. 在散射体每个坐标方向上分元为 N 时, 共轭梯度法仅需 N^3 存贮空间, 而通常矩量法(MM)的存贮空间则需要 N^6. 此外 CG-FFT 法计算精度可控, 而 MM 法求解庞大逆阵时, 误差较大, 且不可知.

共轭梯度傅利叶变换法实质上是在 n 维未知量空间中构造出一些线性无关的共轭向量, 确定每个方向的步长, 这些方向和步长构成的合矢量即为问题的解. 利用快速傅利叶变换(FFT)提高了叠代过程中的积分方程的卷积速度, 使运算速度大大加快.

线栅法的误差大小与构成线栅网格的线栅直径有关系, 其收敛速度与积分方程离散化时的空间步长有关系. 适当选择离散化时的空间步长和线栅直径, 可以得到较快的收敛速度与较高的计算精度.

3　谐振区 *RCS* 目标的散射载面

本文以回路网格模型代替连续金属表面的条件是, 当网格尺寸小于 $\lambda/4$ 波长时, 网格上的电流可近似代替连续金属表面上的电流, 采用前面介绍的点选配法, 以 3λ× 2λ 的方形平板散射为例, 进行了验证[2], 图 3 给出了计算及实验数据. 结果表明, 回路线栅法在谐振区散射求解中是有效的, 值得注意的是线栅形成的网格的边长不应超过 $\lambda/4$, 否则将带来较大的计算误差. 网格边长小于 $\lambda/10$时, 线栅网格将与连续面电流的结果非常吻合.

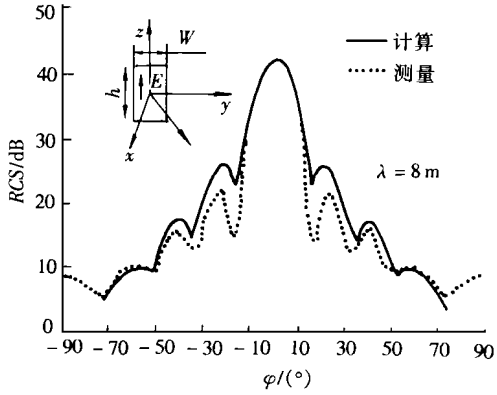
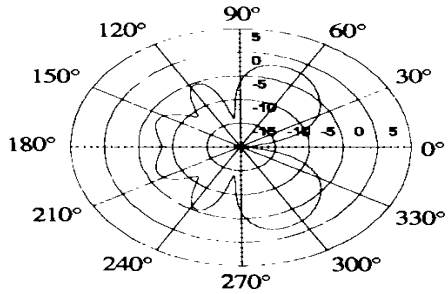
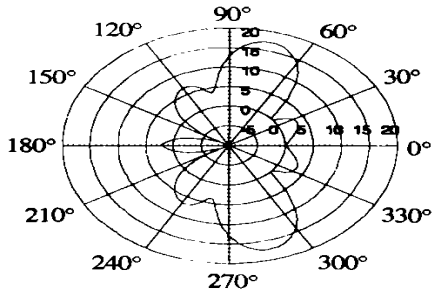


图 3　3λ× 2λ 平板 *RCS* 分布

作为实例, 图 4 示出了某飞行器目标在波长为 20 m 入射波照射下的双站 *RCS* 分布.



(a) 水平极化



(b) 垂直极化

频率= 15 MHz; 入射角= 45°;
水平观测角= 0°; 俯仰观测角= 0°

图 4　某飞行器双站 *RCS* 分布(λ= 20 m)

4 结 论

本文以回路线栅为模型求解了复杂目标的散射场, 该模型避免了传统算法中必须花费特别的精力验证节点处基尔霍夫定律的成立, 从而便于程序代码的实现, 并且其计算精度能够达到工程所允许的误差范围之内.

CG-FFT 算法的引进大大提高了计算效率和计算精度.

参 考 文 献

1 Senior T B A. A survey of analytical techniques for cross-secfion estimation. IEEE, August, 1965: 822~ 833

2 李世智. 电磁辐射与散射问题的矩量法. 北京: 电子工业出版社, 1985

3 Manuel F Catera, Emilio Gago, Luis Nuno. A numerical scheme to obtain the *RCS* of three-dimensional bodies of resonant size using the conjugate gradient method and the fast fourier transform. IEEE, Antennas Propagat, May, 1989, AP-37: 528~ 537

Resean-loop Model for the Scattering Field of the Target

Yu Yang Wang Baofa Zhou Yinqing

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Dept. of Electronic Engineering)

Abstract The resean loop mothed for solving the scattering field of complex targets in resonance region is presented. The idea of wire grid is using the induction current flowing on the three dimensional wire grids to simulate the continuous conduct surface excited by the incident electromagnetic wave. Unlike the single wire grid model published before, we use the resean loop model to simulate every continuous conduct facet, so the Kirhoff Law is automatically satisfied on each junction. Based on analyzing the geometric model of the targets, the *RCS* of complex aircrafts are obtained by using corresponding EM model and CG-FFT in resonance region. Numerical results verify the correctness and usability of the resean loop electromagnetic model presented by this paper.

Key words the electromagnetic scattering; the resean loop model; complex targets

---

蔡开元博士出任国际丛书《计算机与信息科学》主编

近日, 国家自然科学基金委员会决定对蔡开元博士担任主编的《计算机与信息科学》国际丛书的编著活动给予资助。

早在 1997 年 7 月, 国际著名的克鲁瓦科学出版社的社长杰弗瑞• 史密斯先生来华, 会见并邀请我校年仅 32 岁的蔡开元博士担任该出版社国际丛书《计算机与信息科学》的主编, 并正式签订了协议。从而为向世界介绍我国有关优秀科研论著打开了重要渠道。有助于扩大我国科学家在国际学术界的影响, 提高我国信息科学在国际上的地位。

摘自《北航信息》第 **54** 期(**1998** 年 **3** 月 **31** 日)