

电大尺寸开口腔体的 RCS 计算和控制

张鹏飞, 龚书喜, 徐云学, 刘 英

(西安电子科技大学 天线与微波技术重点实验室, 陕西 西安 710071)

摘要: 通过对涂敷吸波材料的理想导体表面阻抗边界条件和反射系数的在薄涂层和大角度入射时的近似, 结合物理光学近似得到了处理涂敷吸波材料腔体的物理光学迭代(IPO)公式. 在此基础上采用初值继承算法和前后向迭代结合的快速 IPO 方法计算了采用 S 弯和在腔体内壁涂敷吸波材料对腔体雷达截面(RCS)的减缩效果. 计算结果显示结合这两种方法可对电大尺寸开口腔体的后向 RCS 达到 20 dB 的减缩作用.

关键词: 电大尺寸开口腔体; 物理光学迭代; 雷达截面

中图分类号: O441 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-2400(2009)01-0111-05

Computation and control of RCS for large open-ended cavities

ZHANG Peng-fei, GONG Shu-xi, XU Yun-xue, LIU Ying

(Key Lab. of Antennas and Microwave Technology, Xidian Univ., Xi'an 710071, China)

Abstract: The Iterative Physical Optics (IPO) iterative equation is deduced by combining the asymptotic principle of physical optics with the approximations of the surface impedance and reflective coefficient of the PEC surface coated with a thin absorber layer for a large incident angle. The Radar Cross Section (RCS) of an S-shaped circular wave guide and that coated with absorber layer on the inner wall are computed by the fast Iterative Physical Optics method using algorithms of initial value succession and Forward-Backward Iterative. The results show that the absorbent lining and S-shaping of the cavities can lead to 20-dB reduction of RCS for large open-ended cavities.

Key Words: large open-ended cavities; iterative physical optics; radar cross section

以发动机进气道为代表的腔体结构的雷达截面(RCS)计算是飞行器 RCS 预估其中的一个研究重点. 进入腔体的电磁波经过腔体内壁的多次反射返回腔体开口, 可在来波方向形成很强的后向散射. 对于腔体的 RCS 分析计算以及 RCS 控制成为飞行器隐身技术的一个难点. 对各种电大尺寸凹槽和腔体对平面波的散射的研究产生了多种 RCS 计算方法, 包括模式匹配法^[1]、射线弹跳法^[1-2]、高斯波束法^[1]、复射线展开法^[1,3]以及物理光学迭代^[4-8]等. 物理光学迭代(IPO)法是在物理光学近似的基础上通过用光学电流和修正电流叠加来逼近导体目标表面的实际电流的一种迭代方法. 该方法通过内壁电流的反复迭代来计入电磁场在腔体内壁的来回反射, 最后结合口径积分来计算腔体结构的远区散射场. 由于 IPO 每平方波长仅 4~9 个单元就可获得较好的精度(其他的数值计算方法, 例如 MOM, FEM, FDTD, 每平方波长需划分约 100 个单元), 并且不需矩阵求逆, 因而适合于分析电大尺寸腔体散射问题.

采用 S 型进气道和在腔体内壁上涂敷吸波材料薄层是降低飞行器腔体结构 RCS 的主要方法. 对于涂敷吸波材料腔体结构的 IPO 算法的分析, 文献[3,5]从主值积分的角度进行计算. 笔者从涂敷吸波材料薄层的理想导体的表面阻抗边界条件和反射系数出发, 利用物理光学近似得到了与文献[5]一致的 IPO 迭代公式. 其物理意义明确, 计算简单, 可用于分析飞行器的腔体结构内吸波材料薄层的 RCS 减缩效果计算.

论文采用初值继承和前后向迭代相结合的方法来加速 IPO 迭代, 并引入收敛因子以控制收敛特性, 提高收敛速度. 四边形面片构成的模型较适合 IPO 算法, 但四边形面片很难精确拟合实际的腔体结构. 因此论

文的腔体模型采用三角形和四边形相结合的混合模型,该模型一方面达到了较高的建模精度,另一方面相对三角形面片模型大大减小了面片数目.论文以直圆柱腔体为例,计算分析了在腔体内壁涂敷吸波材料和采用 S 型弯道对腔体 RCS 减缩的效果.

1 IPO 方法分析腔体散射原理

由于腔体结构在飞行器上的埋入方式各不相同,其外部散射各不相同,所以论文只讨论通过开口面耦合到腔体内部的电磁波的后向散射贡献.图 1(a)给出了平面电磁波照射的任意形状开口腔体的几何结构. s_a 为开口面, s_c 为腔体内表面.

假设腔体为电大尺寸,且内壁光滑.这样,在物理光学迭代法(IPO)中,腔体内壁被置于自由空间的等效表面电磁流所代替,如图 1(b)所示.等效的电磁流的表达式为

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} \quad , \quad \mathbf{M} = \mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}} \quad . \quad (1)$$

1.1 理想导体构成的腔体

根据物理光学近似原理,理想导体表面有 $\mathbf{J} = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{in}}$, $\mathbf{M} = \mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{0}$, 所以等效电流方程为

$$\mathbf{J} = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{inc}} = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^a + 2\hat{\mathbf{n}} \times \int_{s_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_c) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_c) ds'_c \quad , \quad (2)$$

$G_0(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}'_c) = \exp(-j kR)/(4\pi R)$ 代表自由空间的格林函数

$$\mathbf{H}^a = \int_{s_a} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_a) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_a) ds'_a + \frac{1}{j k z_0} \nabla \times \int_{s_a} \mathbf{M}(\mathbf{r}'_a) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_a) ds'_a \quad , \quad (3)$$

式(3)为入射到腔体口面的电磁场 $\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i$ 通过基尔霍夫定理等效的 s_a 上的电磁流 $\mathbf{J}_a, \mathbf{M}_a$ 在腔体内壁表面产生的磁场.法向量 $\hat{\mathbf{n}}$ 指向腔体内部.

$$\mathbf{J}_a(\mathbf{r}_a) \approx \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r}_a) \quad , \quad \mathbf{M}_a(\mathbf{r}_a) \approx \mathbf{E}^i(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}} \quad . \quad (4)$$

1.2 涂敷薄介质层的理想导体

假设理想导体内壁涂敷介质材料的厚度为 d , 相对介电常数和相对磁导率为 ϵ_r, μ_r . 当吸波涂层很薄时由文献[9]可知,在腔体内壁的表面阻抗 z_s 近似为

$$z_s = j z_0 \left(\frac{\mu_r}{\epsilon_r} \right)^{1/2} \tan(k(\mu_r \epsilon_r)^{1/2} d) \approx j z_0 \mu_r k d \quad . \quad (5)$$

当涂敷介质层很薄并且入射角度较大时,腔体内壁的磁场反射系数为^[9]

$$\Gamma = (z_0 - z_s)/(z_0 + z_s) \quad . \quad (6)$$

则此时腔体内壁等效电流的表达式为

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{total}} = \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}^{\text{in}} + \mathbf{H}^{\text{re}}) = \hat{\mathbf{n}} \times (1 + \Gamma) \mathbf{H}^{\text{in}} = \hat{\mathbf{n}} \times \frac{2z_0}{z_0 - z_s} \mathbf{H}^{\text{in}} \quad . \quad (7)$$

此时腔体内壁的磁场由电流源和磁流源的贡献叠加而成

$$\mathbf{H}^{\text{in}} = \mathbf{H}^a + PV \int_{s_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_c) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_c) ds'_c + \frac{1}{j k z_0} \nabla \times PV \int_{s_c} \mathbf{M}(\mathbf{r}'_c) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_c) ds'_c \quad . \quad (8)$$

PV 表示主值积分.

由文献[9]可知腔体内壁的表面阻抗边界条件为

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) = -z_s (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}) \quad . \quad (9)$$

式(9)结合等效电磁流表达式(1)可得腔体内壁电磁流之间的关系为

$$\mathbf{M}_c(\mathbf{r}) = -z_s(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{J}_c(\mathbf{r}) \quad . \quad (10)$$

将式(8)和式(10)代入式(7)就得到与文献[5]一致的涂敷介质层理想导体腔体的等效电流迭代方程

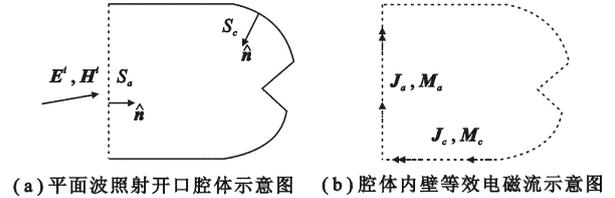


图 1 IPO 原理示意图

$$\begin{aligned}
 \mathbf{J}_c(\mathbf{r}) = & \left\{ \frac{2}{1 + \frac{z_s}{z_0}} \right\} \left\{ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^a + \hat{\mathbf{n}} \times PV \int_{s_c} \mathbf{J}(r'_c) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_c) ds'_c + \right. \\
 & \left. \frac{1}{j k z_0} \nabla \times PV \int_{s_c} (-z'_s \hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{J}(r'_c) \times \nabla G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_c) ds'_c) \right\} . \quad (11)
 \end{aligned}$$

注意上式中 $\hat{\mathbf{n}}, z_s$ 为 \mathbf{r} 处的法向矢量和特性阻抗, $\hat{\mathbf{n}}', z'_s$ 为 \mathbf{r}' 处的法向矢量和特性阻抗.

通过对腔体模型采用混合面片建模,以面片表面电流为未知数,对方程(11)离散后反复迭代即 IPO 迭代求解就可以得到腔体内壁的等效电流 \mathbf{J}_c ,进一步可以计算出磁流 \mathbf{M}_c . 得到腔体内壁等效电磁流之后可通过格林函数计算开出口面的散射电磁场 $\mathbf{E}_a^s, \mathbf{H}_a^s$. 通过对 $\mathbf{E}_a^s, \mathbf{H}_a^s$ 采用 Kirchhoff 近似可以得到口径面的等效电磁流

$$\mathbf{J}_a^s \approx \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a^s(\mathbf{r}_a) \quad , \quad \mathbf{M}_a^s \approx \mathbf{E}_a^s(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}} \quad . \quad (12)$$

最后对该电磁流的远区散射场积分可以得到腔体对平面波的远区散射场和 RCS. 需要注意的是式(12)是对腔体外自由空间的等效源,所以此处的法向矢量 $\hat{\mathbf{n}}$ 与式(4)中的 $\hat{\mathbf{n}}$ 相反. IPO 的初值继承算法以及前后向迭代算法的基本原理请参考文献[7-8]. 迭代计算公式见附录.

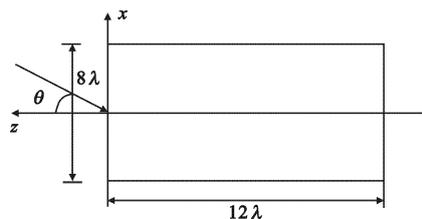


图 2 直圆柱腔体示意图

2 IPO 方法计算 RCS 实例验证

计算如图 2 所示的直圆柱腔体的 RCS,图 3 给出了采用混合面元和单纯四边形面元模型的腔体后向 RCS 计算结果,同时给出文献采用模式匹配法给出的计算结果. 其中“—·—”标记的参考文献 RCS 计算结果与采用“——”表示的采用混合面元的计算结果吻合非常良好,而采用“—*—”标记的采用四边形面元模型计算的 RCS 曲线则与文献结果相差较大. 上述计算结果一方面验证了采用 IPO 算法对于腔体后向 RCS 计算的正确性,另一方面验证了采用混合面元模型在腔体 RCS 计算过程的优势.

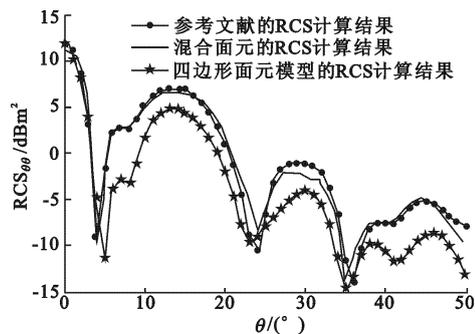


图 3 $r = 4\lambda, l = 12\lambda$ 直圆柱腔体 RCS 计算结果

3 内壁涂敷吸波材料对腔体 RCS 的影响

进入腔体的电磁波经过腔体内壁的回反射后回到腔体开口,会形成很强的后向电磁散射. 若将腔体的内壁涂敷吸波材料薄层,则电磁波在来回反射当中被吸波材料吸收,可有效减小腔体的后向 RCS. 图 4 给出了对图 2 的直圆柱腔体涂敷吸波材料的位置示意图. 吸波材料的等效归一化表面阻抗为 $\bar{z} = 0.11537 - j0.18369$. 图 5 给出了加入吸波材料后腔体的 RCS 变化. 在 0° 方向上,电磁波在腔体内的反射过程并未接触到吸波材料对应的涂层区域,所以此时吸波材料对 RCS 应该没有影响. 随着入射角度偏离直圆柱的轴向角度的增大,入射波在腔体内的反射次数增加,多次的反射过程通过了吸波材料区域,此时吸波材料会明显的降低腔体后向散射强度. 图 5 的计算结果曲线与上述的理论分析一致在一定程度上验证了计算结果的正确性. 另外可以看出除对应于 0° 入射角以外,在其他的 RCS 峰值方向上均有 5 dB 左右的 RCS 减缩,这一特性对隐身技术具有较大的价值.

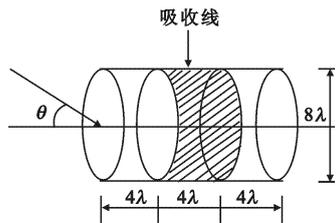


图 4 加吸波材料直圆柱

4 采用 S 型弯管对腔体 RCS 的影响

电磁波进入腔体以后的反射次数与腔体深度和电磁波的入射角度相关. 在某些特定的角度,反射回腔体

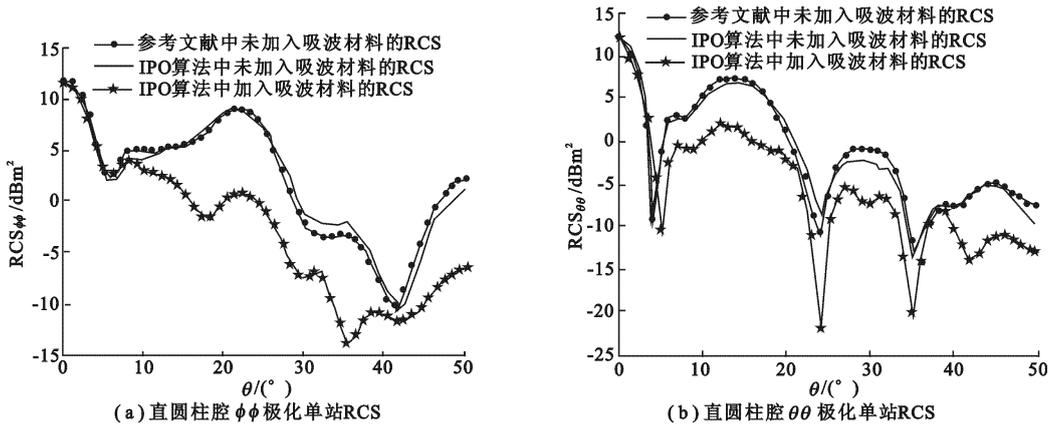


图 5 吸波材料对腔体 RCS 减缩示意图

开口的电磁波的主要能量若仍然集中在来波方向(对于开口为正方形截面腔体的计算结果更能显示这种效应)造成了很强的后向单站 RCS. 0° 方向就是一个很明显的特例,在这个方向的电磁波经过底面反射直接回到开口方向,形成了很强的后向 RCS. 图 3 给出的直圆柱腔体 RCS 曲线在 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 显示了这样的峰值. 采用 S 型弯管可以增加电磁波在腔体内壁的反射次数,并打乱腔体内部的反射规律,从而可以控制 RCS 峰值的出现.

5 腔体 RCS 控制

上面分析了采用 S 型弯道和吸波材料对腔体 RCS 的影响,下面分析如何将二者相结合. 若采用 S 型进气道加强进入腔体内部的电磁波的反射次数,并在适当的位置涂敷吸波材料,则吸波材料的吸收效果可因 S 弯管引起的反射次数增加而增强,从而大大减小回到腔体开口的后向电磁波.



图 6 直圆柱腔体示意图

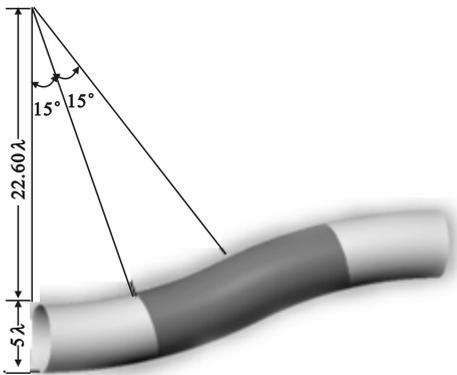


图 7 S 型弯管及涂敷吸波材料示意图

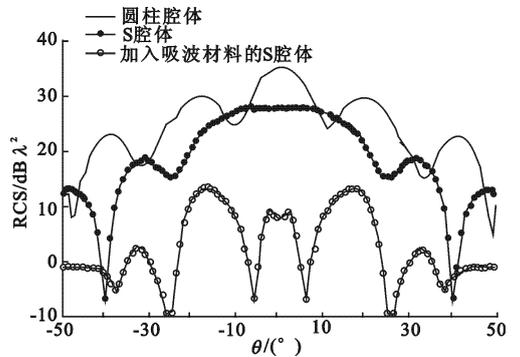


图 8 腔体单站 RCS 计算结果

图 6,7 给出了相同深度和半径的腔体结构. 其中图 6 为直圆柱腔体,图 7 为 S 型弯管. 图 7 中还给出了在弯管内壁涂敷吸波材料的位置. 图 8 给出了 3 种情况下腔体后向单站 RCS 计算结果. 这 3 种情况分别是: (1)图 6 的直圆柱腔体结构; (2)图 7 中的 S 型弯管未涂敷吸波材料; (3)按照图 7 所示的黑色部位涂敷吸波材料的 S 型弯管. 从图 8 可以看出以“—•—”标记的第 2 种情况的计算曲线相对“——”表示的直圆柱腔体而言,由于电磁波经过 S 弯管的复杂反射,直圆柱中的单站 RCS 的峰值在这里得到有效控制. 同时,由于散射能量均匀分布,单站 RCS 与耦合进入腔体的电磁能量基本上成比例,“—•—”曲线上显示了单站 RCS 随着入射角度的增加和耦合进入腔体的电磁能量逐步减小而同步减小. “—○—”表示的第 3 种情况下的后向 RCS 计算结果显示,通过结合 S 型弯管和涂敷吸波材料达到了良好的 RCS 减缩控制效果(在该例中达到 20 dB 以上的减缩). 需要注意的是为了达到良好的吸波效果,介质材料涂敷的位置应当覆盖 S 型弯管中引起

波的传播不连续(即反射)的地方.

6 结束语

采用混合网格模型的 IPO 算法可以较为准确的计算腔体的后向 RCS. 采用涂敷吸波材料和 S 型弯道是飞行器进气道 RCS 控制的一个有效的手段. 论文的 IPO 计算方法还可以扩展到计算包含腔体结构(包括涂敷介质)的天线系统(如深腔反射面天线)的电磁计算.

参考文献:

- [1] Pathak P H, Burkholder R J. Modal, Ray, and Beam Techniques for Analyzing the EM Scattering by Open-ended Waveguide Cavities[J]. IEEE Trans on Antennas Propagat, 1989, 37(5): 635-647.
- [2] Ling H, Chou R C, Lee S W. Shooting and Bouncing Rays; Calculating the RCS of an Arbitrary Shaped Cavity[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 1989, 37(2): 194-205
- [3] 高飞, 马凤国, 张红霞, 等. 利用复射线法分析腔体的散射场[J]. 电波科学学报, 2000, 15(2): 243-247.
Gao Fei, Ma Fengguo, Zhang Hongxia, et al. Analysis of Cavity Scattering Based on Complex Rays Method[J]. Journal of Radio Science Chinese, 2000, 15(2): 243-247.
- [4] Obelleiro F, Rodríguez J L, Burkholder R J. An Iterative Physical Optics Approach for Analyzing the Electromagnetic Scattering by Large Open-ended Cavities[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 1995, 43(4): 356-361.
- [5] Burkholder R J, Lundin T. Forward-backward Iterative Physical Optics Algorithm for Computing the RCS of Open-ended Cavities[J]. IEEE Trans on Antennas and Propagation, 2005, 53(2): 793-799.
- [6] 何小祥, 徐金平. 改进的 IPO 与 FEM 混合法分析复杂电大腔体电磁散射[J]. 电波科学学报, 2004, 19(5): 607-612.
He Xiaoxiang, Xu Jinping. Hybrid Method of Improved IPO with FEM for the Analysis of EM Scattering by Electrically Large Complex Cavities[J]. Journal of Radio Science Chinese, 2004, 19(5): 607-612
- [7] Zhang P F, Gong S X. Improvement on the Forward-backward Iterative Physical Optics Algorithm Applied to Computing the RCS of Large Open-ended Cavities[J]. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2007, 21(4): 457-469.
- [8] Obelleiro F, Rodriguez J L, Pino A G. A Progressive Physical Optics (PPO) Method for Computing the Electromagnetic Scattering of Large Open-ended Cavities[J]. Microw Opt Tech Lett, 1997, 14(3): 166-169.
- [9] 汪茂光. 几何绕射理论[M]. 第二版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1994.

附录: 初值继承 IPO 前后向迭代算法计算公式:

前向 $n = 1, 2, \dots, N$:

$$\mathbf{J}_n^{k+1/2}(\mathbf{r}) = \omega \mathbf{J}_n^a(\mathbf{r}) + (1 - \omega) \left(\frac{2}{1 + \frac{z_s(\mathbf{r})}{z_0}} \right) (\mathbf{J}_n^a(\mathbf{r}) + \mathbf{J}_n^J(\mathbf{r}) + \mathbf{J}_n^M(\mathbf{r})) \quad ,$$

$$\mathbf{J}_n^J(\mathbf{r}) = \sum_{p=1}^{n-1} \Delta s' \frac{(j k + 1/R) \exp(-j k R)}{4\pi R} [(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \mathbf{J}_p^{k+1/2} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}_p^{k+1/2}) \hat{\mathbf{R}}] +$$

$$\sum_{p=n+1}^N \Delta s' \frac{(j k + 1/R) \exp(-j k R)}{4\pi R} [(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \mathbf{J}_p^k - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{J}_p^k) \hat{\mathbf{R}}] \quad ,$$

$$\mathbf{J}_n^M(\mathbf{r}) = \sum_{p=1}^{n-1} \Delta s' \frac{\exp(-j k R)}{4\pi R j k z} \left\{ \left[k^2 - \frac{j k}{R} - \frac{1}{R^2} \right] \mathbf{M}_p^{k+1/2} + \mathbf{M}_p^{k+1/2} \cdot \hat{\mathbf{R}} \left[\frac{j 3kR - k^2 R^2 + 3}{R^2} \right] \hat{\mathbf{R}} \right\} +$$

$$\sum_{p=n+1}^N \Delta s' \frac{\exp(-j k R)}{4\pi R j k z} \left\{ \left[k^2 - \frac{j k}{R} - \frac{1}{R^2} \right] \mathbf{M}_p^k + \mathbf{M}_p^k \cdot \hat{\mathbf{R}} \left[\frac{j 3kR - k^2 R^2 + 3}{R^2} \right] \hat{\mathbf{R}} \right\} \quad .$$

后向: $n = N, N-1, \dots, 1$:

$$\mathbf{J}_n^{k+1}(\mathbf{r}) = \omega \mathbf{J}_n^a(\mathbf{r}) + (1 - \omega) \left(\frac{2}{1 + \frac{z_s(\mathbf{r})}{z_0}} \right) (\mathbf{J}_n^a(\mathbf{r}) + \mathbf{J}_n^J(\mathbf{r}) + \mathbf{J}_n^M(\mathbf{r})) \quad , \quad (\text{下转第 126 页})$$