

海洋水色水温扫描仪精确大气漫射透射比计算

何贤强^{1,2} 潘德炉^{1,2} 白雁² 龚芳² 朱乾坤²

(¹ 卫星海洋环境动力学国家重点实验室, 浙江 杭州 310012; ² 国家海洋局第二海洋研究所, 浙江 杭州 310012)

摘要 海洋水色水温扫描仪(COCTS)是中国海洋水色系列卫星上的主遥感器,主要用于探测我国及全球部分海域的海洋水色和水温环境信息。大气漫射透射比计算是 COCTS 大气校正的必需过程,直接影响 COCTS 大气校正和水色信息反演的精度。提出了基于加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程的大气漫射透射比精确计算方法,通过与 SeaWiFS 精确大气漫射透射比查找表计算结果的比较,结果表明计算相对误差小于 1.5%,而当观测天顶角小于 60°时,计算相对误差小于 0.5%,可以用来生成 COCTS 的精确大气漫射透射比查找表。在此基础上,生成了专门针对 COCTS 的精确大气漫射透射比查找表。

关键词 大气光学; 大气漫射透射比; 查找表; 辐射传输; 海洋水色水温扫描仪

中图分类号 P422.3 文献标识码 A

Exact Computation of Atmospheric Diffuse Transmittance for Chinese Ocean Color and Temperature Scanner

He Xianqiang^{1,2} Pan Delu^{1,2} Bai Yan² Gong Fang² Zhu Qiankun²

(¹ State Key Laboratory of Satellite Ocean Environment Dynamics, Hangzhou, Zhejiang 310012, China)
(² Second Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, Hangzhou, Zhejiang 310012, China)

Abstract Chinese ocean color and temperature scanner (COCTS) is the main sensor on the Chinese ocean color series satellites, which is used for real-time monitoring of the ocean color and sea-surface temperature of the sea areas around China and part of the global ocean. The calculation of atmospheric diffuse transmittance is required in the ocean color atmosphere correction which affects the accuracy of the atmosphere correction and ocean color information retrieving. An exact computation method of atmospheric diffuse transmittance is developed based on the vector radiative transfer equation (VRTE) which is solved by adding-doubling method. Comparison with the diffuse transmittance derived from SeaWiFS exact diffuse transmittance look-up table, proves that the relative error of this adding-doubling method is less than 1.5%, and when the observing zenith angle is less than 60°, the relative error is even less than 0.5%. Therefore, the adding-doubling method can be used to generate the exact atmospheric diffuse transmittance look-up table for the Chinese ocean color and temperature scanner (COCTS). Finally, using the developed vector radiative transfer code with adding-doubling method, we generate exact atmospheric diffuse transmittance look-up tables for COCTS.

Key words atmospheric optics; atmospheric diffuse transmittance; look-up table; radiative transfer; Chinese ocean color and temperature scanner (COCTS)

1 引 言

2007 年 4 月发射的第二颗专用海洋水色卫星——“海洋一号”B 星(HY-1B)装载有十波段海洋水色水温扫描仪(Chinese ocean color and

temperature scanner, COCTS)。COCTS 水色波段设置与美国 SeaStar/SeaWiFS (Sea-viewing wide field-of-view sensor)水色遥感器类似^[1,2],主要用于探测中国周边海域的海洋水色(叶绿素浓度、悬浮物

收稿日期: 2006-10-05; 收到修改稿日期: 2006-12-10

基金项目: 国家自然科学基金(40506036, 40706061)和国家 863 计划(2007AA12Z137, 2008AA09Z104)资助课题。

作者简介: 何贤强(1978—),男,浙江人,副研究员,博士,主要从事海洋水色遥感应应用技术研究。

E-mail: hexianqiang_hxq@hotmail.com

浓度、黄色物质、海水透明度等)及海表温度信息,同时具有探测全球部分海域水色、水温信息的功能。由水色传感器接收光谱反演海洋水色信息,首先需要进行大气校正,实现从传感器接收总辐亮度中扣除大气程辐射及海表反射辐射,最终获得真正携带水色信息的离水辐射^[3,4]。典型情况下,水色卫星传感器接收总辐射的 90% 来自大气程辐射和海表反射辐射,而离水辐射只占其中很小一部分,因此,海洋水色遥感需要精确的大气校正^[5]。大气漫射透射比计算是海洋水色遥感大气校正的必需过程,目前,大气漫射透射比的计算模型主要有三种,分别为 Gordon 近似模型^[6]、Wang 中等精度模型^[7]及查找表精确模型^[8]。Gordon 近似模型由于其计算简便,在早期水色传感器及当前一些水色卫星传感器中得到广泛应用,但计算精度相对较差^[7]。Wang 中等精度模型和查找表精确模型计算精度高,但需要预先解大气辐射传输方程,且均是针对特定的水色传感器生成^[7]。作为我国第一颗海洋水色遥感试验卫星的“海洋一号”(HY-1A),由于受传感器自身性能及大气-海洋耦合矢量辐射传输数值计算模型的缺

乏,其大气漫射透射比计算采用了简单的 Gordon 近似计算模型^[9]。随着我国水色卫星遥感器性能的提高,先前 HY-1A 采用的 Gordon 近似模型将不再满足 HY-1B 等后续水色卫星的要求,需要开发针对我国海洋水色卫星遥感器的精确大气漫射透射比计算模型。本文提出基于加倍法数值解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程精确计算大气漫射透射比的方法,并生成海洋水色水温扫描仪的精确大气漫射透射比查找表。

2 加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程

2.1 加倍法解单一折射率介质矢量辐射传输方程

电磁辐射在大气、海洋介质中传输时,受到介质的吸收、散射而衰减,主要表现为辐射强度的衰减和辐射传播方向、频率、偏振状态的改变。在短波区(这里指可见光),对平行分层大气介质(或海水介质),这一过程可用矢量辐射传输方程(VRTE)描述(取垂直向下为正向,即 $\mu > 0$)^[10]:

$$\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = -\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi) + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \int_{0-1}^{2\pi} \mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') \mathbf{I}(\tau; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu_0, \phi_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \quad (1)$$

其中 \mathbf{I}, \mathbf{F}_0 为辐射斯托克斯(Stokes)矢量, \mathbf{Z} 为 4×4 散射矩阵, τ 为从大气顶起算的大气光学厚度, μ 为观测天顶角余弦, ϕ 为观测方位角, μ_0 为太阳天顶角余弦, ϕ_0 为太阳方位角, $\bar{\omega}$ 为单次散射反照率。在没有经过简化的情况下无法得到矢量辐射传输方程的解析解,需要借助数值方法求解。将 \mathbf{I}, \mathbf{Z} 对方位角进行傅里叶展开,即

$$\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi) = \mathbf{I}^0(\tau; \mu) + \sum_{m=1}^M [\mathbf{I}^{cm}(\tau; \mu) \cos m\phi + \mathbf{I}^{sm}(\tau; \mu) \sin m\phi], \quad (2)$$

$$\mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') = \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu') + \sum_{m=1}^M [\mathbf{Z}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \cos m\phi + \mathbf{Z}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \sin m\phi]. \quad (3)$$

将(2)式、(3)式代入(1)式得

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^0(\tau; \mu)}{d\tau} = -\mathbf{I}^0(\tau; \mu) + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{2} \int_{-1}^1 \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^0(\tau; \mu') d\mu' + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{cm}(\tau; \mu)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{cm}(\tau; \mu) + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{Z}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{cm}(\tau; \mu') - \mathbf{Z}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{sm}(\tau; \mu')] d\mu' + \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{sm}(\tau; \mu)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{sm}(\tau; \mu) + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{Z}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{cm}(\tau; \mu') + \mathbf{Z}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{sm}(\tau; \mu')] d\mu' + \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{sm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $m = 1, 2, \dots, M$, 辐射传输方程转化为 $4 \times (2M + 1)$ 个与方位角独立的方程。进一步,将(4)式 ~ (6)式

中对天顶角的积分改为离散求和,按 $2N$ 个离散点高斯求和法进行,可以得到

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^0(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\mathbf{I}^0(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\bar{\omega}(\tau)}{2} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^0(\tau; \mu_j) \mathbf{W}_j + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} [\mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) - \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j)] \mathbf{W}_j + \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} [\mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) + \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j)] \mathbf{W}_j + \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N, \mu_i, \mu_j$ 为高斯分割点, \mathbf{W}_j 为高斯求和权重。因此,辐射传输方程转化为 $4 \times 2N \times (2M+1)$ 个与天顶角、方位角独立的方程,且形式完全类似,这给程序实现带来极大方便。实际上,斯托克斯矢量 $[I, Q, U, V]^T$ 中 I, Q 元素是方位角的偶函数,其傅里叶展开的正弦项为零,而 U, V 元素是方位角的奇函数,其傅里叶展开的余弦项为零。因此,(8)式、(9)式中的 $\mathbf{I}^{\text{cm}}, \mathbf{I}^{\text{sm}}$ 不能共存,可简化为

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) \mathbf{W}_j + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right), \quad (10)$$

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j) \mathbf{W}_j + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(\frac{-\tau}{\mu_0}\right). \quad (11)$$

(7)式、(10)式和(11)式具有相同的形式,可归纳写成矩阵形式(分为向上“+”和向下“-”辐射两部分):

$$N \frac{d\mathbf{I}_m^+(\tau)}{d\tau} = -\mathbf{I}_m^+(\tau) + \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] [\mathbf{H}_m^{++}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}_m^+(\tau) + \mathbf{H}_m^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}_m^-(\tau)] + \mathbf{J}_{0m}^+(\tau), \quad (12)$$

$$N \frac{d\mathbf{I}_m^-(\tau)}{d\tau} = \mathbf{I}_m^-(\tau) - \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] [\mathbf{H}_m^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}_m^+(\tau) + \mathbf{H}_m^{--}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}_m^-(\tau)] - \mathbf{J}_{0m}^-(\tau), \quad (13)$$

式中 \mathbf{I} 可为 $\mathbf{I}^0, \mathbf{I}^{\text{cm}}, \mathbf{I}^{\text{sm}}$ 之一, \mathbf{H} 对应于 $\mathbf{Z}^0, \mathbf{Z}^{\text{cm}}, \mathbf{Z}^{\text{sm}}$ 之一, \mathbf{J}_0 对应(7)式、(10)式和(11)式右边的末项。其中:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mu_1 & & & 0 \\ & \mu_2 & & \\ & & \dots & \\ 0 & & & \mu_N \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{bmatrix} W_1 & & & 0 \\ & W_2 & & \\ & & \dots & \\ 0 & & & W_N \end{bmatrix},$$

分别为高斯求和的分割点及权重对角矩阵。利用有限差分法,(12)式、(13)式可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_m^+(\tau + \Delta\tau) = & \left\{ \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{H}_m^{++}(\tau) \mathbf{W} \right\} \mathbf{I}_m^+(\tau) + \\ & \left\{ \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}_m^{+-}(\tau) \mathbf{W} \right\} \mathbf{I}_m^-(\tau + \Delta\tau) + \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_{0m}^+(\tau + \Delta\tau), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_m^-(\tau) = & \left\{ \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{H}_m^{--}(\tau) \mathbf{W} \right\} \mathbf{I}_m^-(\tau + \Delta\tau) + \\ & \left\{ \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}_m^{+-}(\tau) \mathbf{W} \right\} \mathbf{I}_m^+(\tau) + \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_{0m}^-(\tau). \end{aligned} \quad (15)$$

$$\text{令: } \begin{cases} \mathbf{T}_m^+(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{H}_m^{++}(\tau) \mathbf{W}, \\ \mathbf{T}_m^-(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{H}_m^{--}(\tau) \mathbf{W}, \\ \mathbf{R}_m^+(\Delta\tau) = \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}_m^{+-} \mathbf{W}, \quad \mathbf{R}_m^-(\Delta\tau) = \frac{\bar{\omega}(\tau) \Delta\tau}{4} [1 + \delta_{(0,m)}] \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}_m^{+-}(\tau) \mathbf{W}, \\ \mathbf{J}_m^+(\tau) = \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_{0m}^+(\tau), \quad \mathbf{J}_m^-(\tau) = \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_{0m}^-(\tau), \end{cases} \quad (16)$$

则(14)式、(15)式可简化为

$$I_m^+(\tau + \Delta\tau) = T_m^+(\Delta\tau)I_m^+(\tau) + R_m^-(\Delta\tau)I_m^-(\tau + \Delta\tau) + J_m^+(\tau + \Delta\tau), \quad (17)$$

$$I_m^-(\tau) = T_m^-(\Delta\tau)I_m^-(\tau + \Delta\tau) + R_m^+(\Delta\tau)I_m^+(\tau) + J_m^-(\tau). \quad (18)$$

(17)式、(18)式即为加倍法解矢量辐射传输方程的基本关系式。如下图 1 所示,假设 $R_{01}, R_{10}, T_{01}, T_{10}$ 分别为层 L01 的反射和透射矩阵,则由(17)式、(18)式可得

$$L_1^+ = T_{01}L_0^+ + R_{10}L_1^- + J_{01}^+, \quad (19)$$

$$L_0^- = R_{01}L_0^- + T_{10}L_1^- + J_{10}^-. \quad (20)$$

源函数 J_{01}^+, J_{10}^- 分别为层 L01 中辐射源在界面 1 处向下辐射和在界面 0 处向上辐射。同理,对层 L12 有

$$L_2^+ = T_{12}L_1^+ + R_{21}L_2^- + J_{12}^+, \quad (21)$$

$$L_1^- = R_{12}L_1^- + T_{21}L_2^- + J_{21}^-. \quad (22)$$

将层 L01 和 L12 合成得到

$$L_2^+ = T_{02}L_0^+ + R_{20}L_2^- + J_{02}^+, \quad (23)$$

$$L_0^- = T_{20}L_2^- + R_{02}L_0^- + J_{20}^-. \quad (24)$$

由(17)式和(20)式消去 L_1^+ , 得到

$$L_1^- = (E - R_{12}R_{10})^{-1} \times (R_{12}T_{01}L_0^+ + T_{21}L_2^- + J_{21}^- + R_{12}J_{01}^+). \quad (25)$$

将(25)式代入(19)式得

$$L_1^+ = (E - R_{10}R_{12})^{-1} \times (R_{10}T_{21}L_2^- + T_{01}L_0^+ + J_{01}^+ + R_{10}J_{21}^-). \quad (26)$$

将(26)式代入(21)式得

$$L_2^+ = [T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}T_{01}]L_0^+ + [T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}R_{10}T_{21} + R_{21}]L_2^- + J_{12}^+ + T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}(J_{01}^+ + R_{10}J_{21}^-). \quad (27)$$

将(27)式和(23)式比较得到

$$T_{02} = T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}T_{01}, \quad (28)$$

$$R_{20} = T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}R_{10}T_{21} + R_{21}, \quad (29)$$

$$J_{02}^+ = J_{12}^+ + T_{12}(E - R_{10}R_{12})^{-1}(J_{01}^+ + R_{10}J_{21}^-). \quad (30)$$

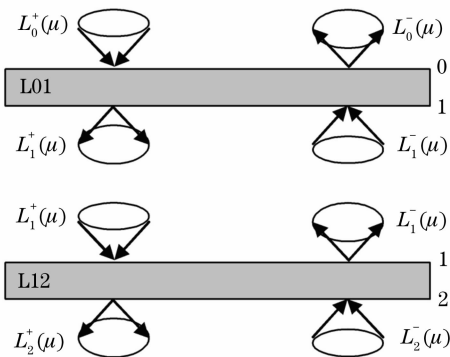


图 1 加倍法原理示意图

Fig. 1 Sketch map of the adding-doubling method

同理,得到

$$T_{20} = T_{10}(E - R_{12}R_{10})^{-1}T_{21}, \quad (31)$$

$$R_{02} = T_{10}(E - R_{12}R_{10})^{-1}R_{12}T_{01} + R_{01}, \quad (32)$$

$$J_{20}^- = J_{10}^- + T_{10}(E - R_{12}R_{10})^{-1}(J_{21}^- + R_{12}J_{01}^+). \quad (33)$$

(28)式~(33)式即为合成层 L02 的反射率、透射比及源函数关系式。因此,若已知介质层 L01 和 L12 的反射率、透射比及源函数,则合成层 L02 的反射率、透射比及源函数可由(28)式~(33)式求出,而界面 1 处的向下和向上辐射可分别由(25)式和(26)式求出。在实际应用中,可以根据需要的计算精度将每一层等分成光学厚度足够小的薄层,这些薄层的反射率、透射比及源函数可由(16)式计算得到,然后由这些薄层倍加得到整层的反射率、透射比及源函数。两个不同层也可以由(28)式~(33)式得到其合成层的反射率、透射比和源函数,两层界面处的向下和向上辐射可分别由(25)式和(26)式求出。

2.2 加倍法解大气-海洋耦合介质矢量辐射传输

2.1 节给出的矢量辐射传输方程数值计算方法适用于单一折射率介质(如大气或海洋),对大气-海洋耦合等变折射率介质系统,情况将变得复杂。对单一折射率介质,每介质层具有相同的高斯离散点和权重,且层 L01 下表面的下行辐射即为层 L12 上表面的下行辐射,层 L01 下表面的上行辐射即为层 L12 上表面的上行辐射,两层界面不需做任何附加处理。对大气-海洋耦合介质系统,关键在于耦合界面的处理。由于折射效应,造成海水中高斯离散点个数要比大气中的多。对海气界面,发生全反射的临界角 $\theta_c \approx 48.3^\circ$,因此,海洋中高斯离散点个数取为大气中的两倍较为合适,取太大将影响计算速度,因为数值计算时间与高斯点个数的三次方成正比^[11]。假设大气中的高斯点个数为 N ,高斯分割点值和权重分别为 μ_i 和 c_i ($i=1, \dots, N$),则海洋中的高斯点个数为 $2N$,高斯分割点值 μ_i^* 和权重 c_i^* 为

1) 当 $1 \leq i \leq N$ 时

$$\mu_i^* = \sqrt{1 - \frac{(1 - \mu_i^2)}{n^2}},$$

$$c_i^* = \frac{1 - \mu_i}{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\mu_i}{\mu_i^*} \cdot \frac{c_i}{n^2} \right)} \left(\frac{\mu_i}{\mu_i^*} \cdot \frac{c_i}{n^2} \right);$$

2) 当 $N + 1 \leq i \leq 2N$ 时,

$$\mu_i^* = \mu_c \cdot \mu_i, \quad c_i^* = \mu_c \cdot c_i,$$

μ_c 为临界角 θ_c 的余弦。

与单一折射率的大气或海洋介质相比,大气-海洋耦合介质系统需添加海气界面层的加倍法处理。如图 2 所示,对大气中的层 $L(n-2)$ 和层 $L(n-1)$ 加倍可直接采用(28)式~(33)式,同样,海洋中的层 $L(n)$ 和层 $L(n-1)$ 加倍也可直接采用(28)式~(33)式进行。但对跨海气界面的层 $L(n-1)$ 和层 $L(n)$ 加倍不能直接采用(28)式~(33)式进行,否则会出现不符合维数要求的矩阵相乘。需要增加一个附加层 $L(n_{oa})$,即海气界面层,其为无限薄层,源函数为零。则层 $L(n-1)$ 和层 $L(n)$ 的加倍分为两个步骤进行,先将层 $L(n-1)$ 和层 $L(n_{oa})$ 加倍得到合成层 $L(\text{combine})$,然后将合成层 $L(\text{combine})$ 和层 $L(n)$ 进行加倍。

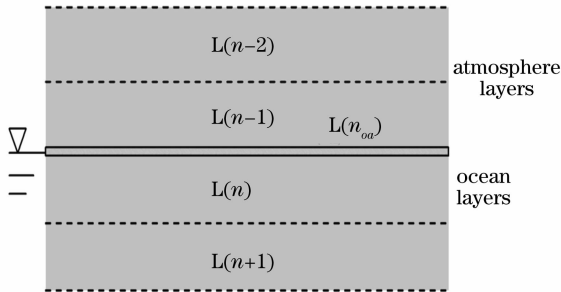


图 2 海洋-大气耦合介质系统示意图

Fig. 2 Sketch map of the coupled atmosphere-ocean system

3 海洋水色水温扫描仪精确大气漫射透射比查找表

3.1 大气漫射透射比精确计算

大气漫射透射比的定义为^[8]

$$t = \frac{L_w^a(\lambda, \theta)}{L_w(\lambda, \theta)}, \quad (34)$$

式中 L_w^a 为无大气分子吸收时从水面到达大气顶的离水辐亮度。有两种方式可以精确计算大气漫射透射比:

1) 假设水面离水辐射为各向同性,数值解大气辐射传输方程,计算到达大气顶的离水辐射,从而获得大气漫射透射比;

2) 假设水次表面上行辐射为各向同性,数值解大气-海洋耦合辐射传输方程,计算到达大气顶的离水辐射,从而获得大气漫射透射比。

以上两种方式均有采用,POLDER 研究小组采用第一种方式,而 SeaWiFS、MODIS (Moderate-resolution imaging spectroradiometer) 等采用第二

种方式。实际上,第二种方式比第一种方式具有更高的计算精度。Yang 等^[8]研究了水面离水辐射的二向性对大气漫射透射比的影响,证明了采用水次表面上行辐射各向同性假设的可行性。考虑到水面离水辐射各向同性假设带来的计算误差,POLDER 研究小组对其计算得到的大气漫射透射比进行了海气界面透射校正。因此,本文大气漫射透射比计算采用第二种方式,并利用上文的加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输,具体计算条件如下:

1) 平静水面;

2) 大气-海洋耦合介质系统为三层结构,上层为大气分子,中间层为气溶胶,下层为水体;

3) 水体层为纯吸收,且为无限深;

4) 水次表面强迫单位强度的各向同性上行辐射源,且为系统唯一的强迫辐射源。

3.2 计算精度验证

以 SeaWiFS 的大气漫射透射比查找表计算结果为标准,对本文基于加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输的大气漫射透射比计算方法进行精度验证。验证时,采用与 SeaWiFS 大气漫射透射比查找表相同的气溶胶散射相函数。本文验证了 SeaWiFS 大气漫射透射比查找表中所有的 12 种气溶胶模式,每种气溶胶模式又分别验证了 412 nm 波段和 865 nm 波段,以及气溶胶光学厚度(AOT)分别取为 0.05 和 0.5 时的情况。限于篇幅,这里只给出了其中 3 种气溶胶模式(分别为 M99、C50 和 T90,即相对湿度 99%的海洋性气溶胶、相对湿度 50%的沿海气溶胶和相对湿度 90%的对流层背景气溶胶)的验证结果,见表 1 和图 3~图 5,其余 9 种气溶胶模式验证结果与此类似。从图 3~图 5 可以看出,计算误差均小于 1.5%,而当观测天顶角小于 60°时(COCTS 的最大观测视场角为 57°),计算误差均小于 0.5%,说明本文基于加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输的大气漫射透射比计算方法是精确的,可以用来生成 COCTS 的精确大气漫射透射比查找表。

此外,进一步对本文方法相对于简单 Gordon 近似模型的计算精度改进效果进行了检验。Gordon 近似模型为

$$\begin{cases} t(\lambda, \theta) = t_r(\lambda, \theta) \times t_a(\lambda, \theta), \\ t_r(\lambda, \theta) = \exp[-\tau_r(\lambda)/(2\cos\theta)], \\ t_a(\lambda, \theta) = \exp\{-[1 - \omega_a(\lambda)F_a(\lambda)]\tau_a(\lambda)/\cos\theta\}, \end{cases} \quad (35)$$

式中 t_r 为大气分子瑞利散射透射比, t_a 为气溶胶散射透射比, τ_r 为瑞利散射光学厚度, τ_a 为气溶胶光学

厚度, ω_a 为气溶胶单次散射率, F_a 为气溶胶前向散射率。以 SeaWiFS 的大气漫射透射比查找表计算结果为标准, 对本文方法与 Gordon 近似计算模型的计算相对误差进行比较。限于篇幅, 这里仅给出 C50

气溶胶模式的比较结果, 如图 6 和图 7, 其它气溶胶模式比较结果与此类似。可以看出, 本文方法明显比 Gordon 近似计算模型具有更高的计算精度, 尤其是当天顶角较大时, 计算精度改进更为显著。

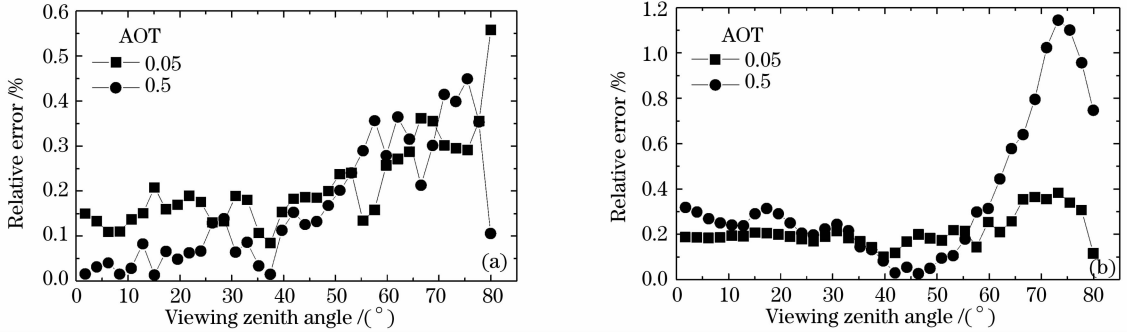


图 3 气溶胶模式为 M99 时的相对误差曲线。(a) 412 nm 波段, (b) 865 nm 波段

Fig. 3 Relative error curves for the M99 aerosol model. (a) 412 nm wave band, (b) 865 nm wave band

表 1 本文计算结果与 SeaWiFS 大气漫射透射比查找表计算结果的比较

Table 1 Comparison of atmospheric diffuse transmittance calculated by the proposed method and SeaWiFS look-up table (LUT)

Aerosol model	Band /nm	AOT	Calculation method	Viewing zenith angle / (°)			
				1. 7116	28. 5114	55. 3424	79. 9381
M99	412	0. 05	This paper	0. 8595	0. 8423	0. 7798	0. 7456
			SeaWiFS LUT	0. 8582	0. 8412	0. 7788	0. 7415
		0. 50	This paper	0. 8358	0. 8135	0. 7319	0. 6844
			SeaWiFS LUT	0. 8359	0. 8147	0. 7340	0. 6851
	865	0. 05	This paper	0. 9895	0. 9871	0. 9755	0. 9729
			SeaWiFS LUT	0. 9877	0. 9852	0. 9734	0. 9718
		0. 50	This paper	0. 9619	0. 9504	0. 8961	0. 8450
			SeaWiFS LUT	0. 9589	0. 9483	0. 8977	0. 8514
C50	412	0. 05	This paper	0. 8564	0. 8387	0. 7743	0. 7375
			SeaWiFS LUT	0. 8556	0. 8376	0. 7714	0. 7298
		0. 50	This paper	0. 8053	0. 7783	0. 6836	0. 6311
			SeaWiFS LUT	0. 8039	0. 7771	0. 6834	0. 6326
	865	0. 05	This paper	0. 9854	0. 9821	0. 9668	0. 9596
			SeaWiFS LUT	0. 9844	0. 9809	0. 9638	0. 9499
		0. 50	This paper	0. 9221	0. 9033	0. 8259	0. 7443
			SeaWiFS LUT	0. 9200	0. 9017	0. 8273	0. 7532
T90	412	0. 05	This paper	0. 8578	0. 8403	0. 7763	0. 7401
			SeaWiFS LUT	0. 8569	0. 8391	0. 7734	0. 7326
		0. 50	This paper	0. 8187	0. 7929	0. 7005	0. 6487
			SeaWiFS LUT	0. 8172	0. 7913	0. 6993	0. 6490
	865	0. 05	This paper	0. 9860	0. 9826	0. 9668	0. 9596
			SeaWiFS LUT	0. 9852	0. 9817	0. 9637	0. 9481
		0. 50	This paper	0. 9266	0. 9071	0. 8267	0. 7436
			SeaWiFS LUT	0. 9243	0. 9053	0. 8276	0. 7515

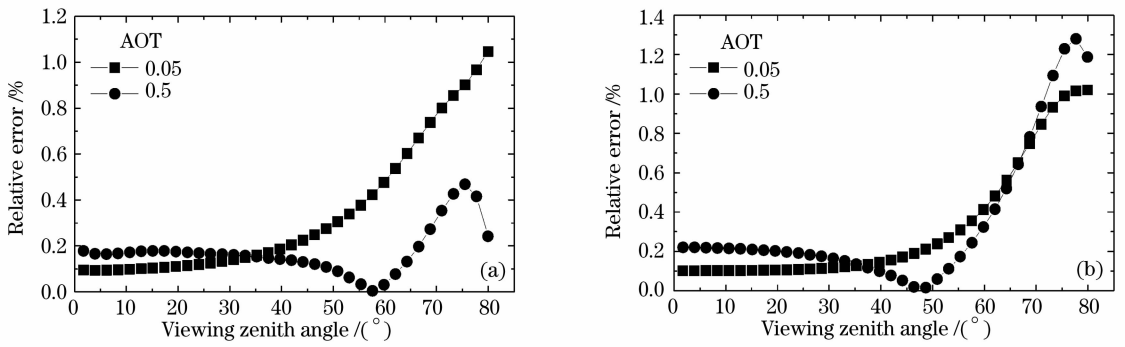


图 4 气溶胶模式为 C50 时的相对误差曲线。(a) 412 nm 波段, (b) 865 nm 波段

Fig. 4 Relative error curves for the C50 aerosol model. (a) 412 nm wave band, (b) 865 nm wave band

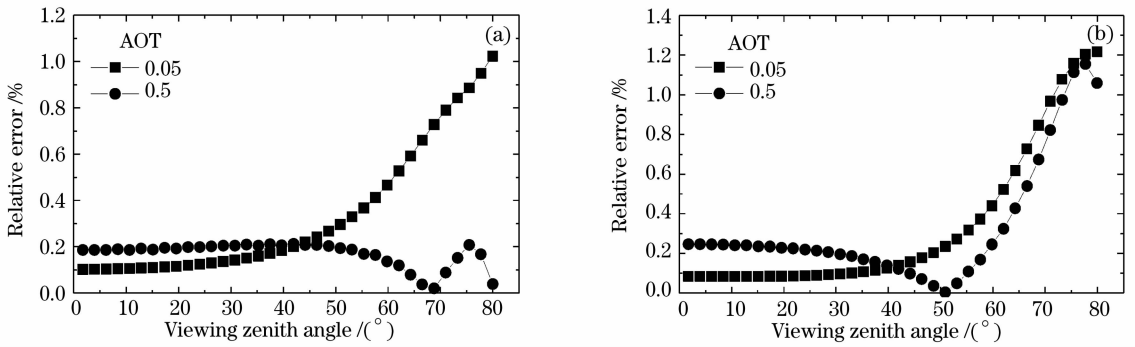


图 5 气溶胶模式为 T90 时的相对误差曲线。(a) 412 nm 波段, (b) 865 nm 波段

Fig. 5 Relative error curves for the T90 aerosol model. (a) 412 nm wave band, (b) 865 nm wave band

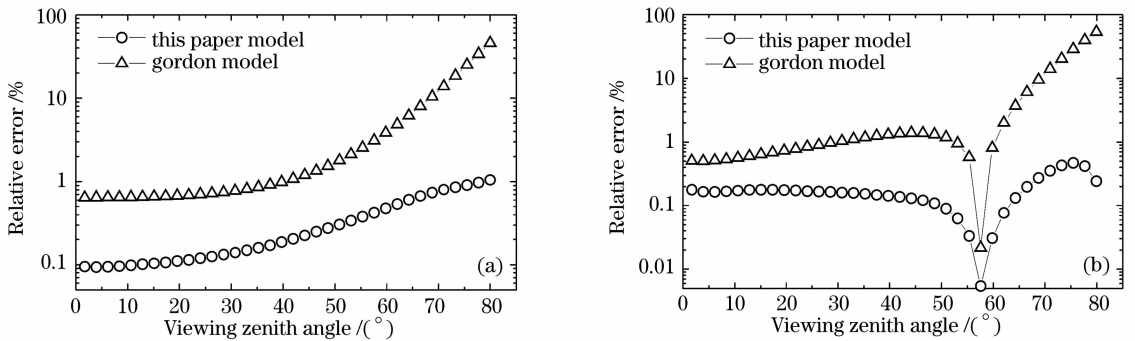


图 6 气溶胶模式为 C50 时的 412 nm 波段相对误差曲线。气溶胶光学厚度为 (a) 0.05, (b) 0.50

Fig. 6 Relative error curves of 412 nm band for the C50 aerosol model. (a) AOT: 0.05, (b) AOT: 0.50

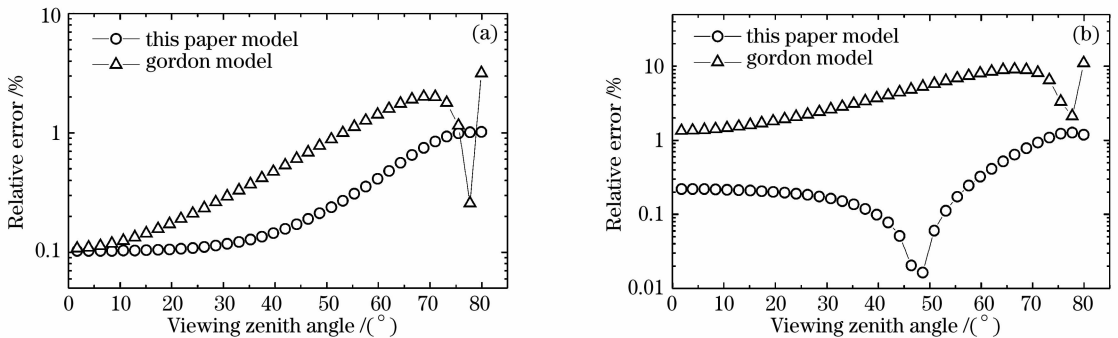


图 7 气溶胶模式为 C50 时的 865 nm 波段相对误差曲线。气溶胶光学厚度为 (a) 0.05, (b) 0.50

Fig. 7 Relative error curves of 865 nm band for the C50 aerosol model. (a) AOT: 0.05, (b) AOT: 0.50

3.3 精确大气漫射透射比查找表

海洋水色遥感大气漫射透射比计算通常是逐像元进行的,最理想的方法是对每一个像元数值解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程,得到精确大气漫射透射比。但由于受计算时间的限制,这种方法无法实现,尤其是对实时卫星遥感资料处理。因此,需要一种既能保证计算精度,计算速度又快的精确大气漫射透射比计算方法。目前一般采用查找表方法,即预先求解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程,生成在各种气溶胶模式、气溶胶光学厚度、波段和遥感器观测天顶角条件下的精确大气漫射透射比值,并将其保存在文件中,在应用中只需查找出对应的气溶胶模式、气溶胶光学厚度、波段和遥感器观测天顶角条件下的精确大气漫射透射比值,并进行适当的插值计算。为了节省计算时间及存储空间,一般将大气漫射透射比对气溶胶光学厚度进行指数拟合,在查找表文件中只保存其拟合系数。

我们利用开发的加倍法解大气-海洋耦合矢量辐射传输方程软件,生成了 COCTS 精确大气漫射透射比查找表,该表包含了不同气溶胶模式、气溶胶光学厚度、波段和遥感器观测天顶角条件下的大气漫射透射比。气溶胶模式包括相对湿度为 50%、70%、80%、90% 和 98% 的海洋性气溶胶,相对湿度为 50%、70%、80%、90% 和 98% 的沿海气溶胶,相对湿度为 50%、70%、80%、90% 和 98% 的对流层背景气溶胶,相对湿度为 50%、70%、80%、90% 和 98% 的城市气溶胶,共有 20 种气溶胶模式。气溶胶光学厚度取值区间为 $[0.0, 0.8]$,步长 0.02,共有 41 个气溶胶光学厚度。波段包括 COCTS 的 8 个可见光和近红外波段,中心波长分别为 412 nm、443 nm、490 nm、520 nm、565 nm、670 nm、750 nm 和 865 nm。遥感器观测天顶角取值区间为 $[0^\circ, 80^\circ]$,步长 2° ,共有 41 个观测天顶角。与 SeaWiFS、MODIS 等查找表相比,本文查找表添加了吸收性较强的城市气溶胶类型,可以更好地适用于我国近海经常出现的强吸收性气溶胶情况。此外,本文查找表直接将气溶胶光学厚度作为变量,这比 SeaWiFS、MODIS 等保存气溶胶光学厚度指数拟合系数的方式精度高,但存储空间相对要大一些。

4 结 论

大气漫射透射比计算是海洋水色遥感大气校正的必需过程,其计算精度直接影响大气校正精度,以及后续水色信息提取的精度。Gordon 近似计算模型

对早期水色遥感器 CZCS 的大气校正较为适用。但随着水色遥感器性能的不提高,对遥感数据处理的精度也提出了更高的要求,需要对大气漫射透射比等参量进行精确计算。本文提出了基于加倍法解平行分层大气-海洋耦合矢量辐射传输精确计算大气漫射透射比的方法,通过与 SeaWiFS 精确大气漫射透射比查找表计算结果的比较,结果表明计算相对误差小于 1.5%,而当观测天顶角小于 60° 时,计算相对误差小于 0.5%,可以用来生成 COCTS 的精确大气漫射透射比查找表。在此基础上,生成了专门针对 COCTS 的精确大气漫射透射比查找表。本文开发的加倍法解平行分层大气-海洋耦合矢量辐射传输方程软件包也可直接用于我国第二代高性能海洋水色遥感器的精确大气漫射透射比查找表的生成。

参 考 文 献

- Pan Delu, He Xianqiang, Li Shujing *et al.*. Study on application potentiality of the first China's ocean satellite HY-1A[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2004, **26**(2): 37~44
潘德炉,何贤强,李淑菁等. 我国第一颗海洋卫星 HY-1A 的应用潜力研究[J]. 海洋学报, 2004, **26**(2): 37~44
- Pan Delu, He Xianqiang, Zhu Qiankun. In-orbit cross-calibration of HY-1A satellite sensor COCTS[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2004, **49**(21): 2239~2244
潘德炉,何贤强,朱乾坤. HY-1A 卫星遥感器水色水温扫描仪在轨交叉定标[J]. 科学通报, 2004, **49**(21): 2239~2244
- Howard R. Gordon. Removal of atmospheric effects from satellite imagery of the oceans[J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**: 1631~1636
- He Xianqiang, Pan Delu, Mao Zhihua. Atmospheric correction of SeaWiFS imagery for turbid coastal and inland waters[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2004, **23**(4): 609~615
- Wang Menghua, Howard R. Gordon. Calibration of ocean color scanners: how much error is acceptable in the near infrared[J]. *Remote Sens. Environ.*, 2002, **82**: 497~504
- Howard R. Gordon, Wang Menghua. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm[J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**: 443~452
- Wang Menghua. Atmospheric correction of ocean color sensors: computing atmospheric diffuse transmittance[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**: 451~455
- Yang Haoyu, Howard R. Gordo. Remote sensing of ocean color: Assessment of the water-leaving radiance bidirectional effects on the atmospheric diffuse transmittance[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**: 7887~7897
- He Xianqiang, Bai Yan, Pan Delu *et al.*. The atmospheric correction algorithm for HY-1A/COCTS [C]. *Proc. SPIE*, 2005, **5977**: 1~12
- He Xianqiang, Pan Delu, Zhu Qiankun *et al.*. Exact Rayleigh scattering calculation for Chinese ocean color and temperature scanner[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 145~151
何贤强,潘德炉,朱乾坤等. 海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射计算[J]. 光学学报, 2005, **25**(2): 145~151
- He Xianqiang, Pan Delu, Bai Yan *et al.*. A general purpose exact Rayleigh scattering look-up table for ocean color remote sensing [J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2006, **25**(1): 48~56