

基于矩阵算法的海洋-大气耦合矢量辐射传输数值计算模型^{*}

何贤强^{①**} 潘德炉^① 白 雁^② 朱乾坤^① 龚 芳^①

(^① 卫星海洋环境动力学重点实验室, 杭州 310012; ^② 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘要 基于矩阵算法开发了适用于精确计算海洋-大气耦合矢量辐射传输方程的数值计算模型-PCOART. PCOART 首先将矢量辐射传输方程进行傅里叶展开, 得到与方位角独立的矢量辐射传输方程. 进一步离散天顶角, 得到矢量辐射传输矩阵方程, 并利用加倍法进行数值求解. 根据辐射在海洋-大气界面的反射和折射性质, 将海洋和大气矢量辐射传输过程进行耦合, 得到海洋-大气耦合介质系统的矢量辐射传输数值计算模型. 通过与 MODIS 精确瑞利散射查找表的比较, 说明 PCOART 计算瑞利散射辐射的 Stokes 矢量是精确的, 其对多次散射和偏振的处理是正确的. 同时, 通过 Mobley 水体辐射传输标准问题的验证, 说明 PCOART 适合于计算水体辐射传输问题. PCOART 是精确计算海洋-大气耦合介质系统矢量辐射传输的得力工具, 它为进一步深入研究海洋-大气耦合介质系统辐射传输的偏振特性及遥感信息反演打下基础.

关键词 矢量辐射传输 数值模型 海洋-大气耦合 矩阵算法 加倍法 偏振遥感

在过去的 10 年里, 国际上发射了十多个海洋水色卫星遥感器, 比较典型的水色遥感器包括 SeaWiFS (Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor), OCTS (Ocean Color and Temperature Scanner), MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectrometer), MERIS (Medium Resolution Imaging Spectrometer) 等. 中国也于 2002 年 5 月 15 日发射了第一颗海洋水色卫星-HY-1A, 其上携带海洋水色水温扫描仪-COCTS(Chinese

Ocean Color and Temperature Scanner). 这些水色遥感器均比 CZCS(Coastal Zone Color Scanner) 在波段设置、信噪比等方面有了极大的改进, 其获取的遥感信息也比 CZCS 丰富. 为了从遥感器获取的光谱信息中提取大气、海洋信息, 需要对辐射在海洋-大气耦合介质中的传输过程有深入地了解, 如利用大气矢量辐射传输进行 SeaWiFS 大气校正^[1]. 此外, 海洋-大气耦合介质的辐射传输对于气候系统预测研究同样是重

收稿日期: 2005-09-06; 接受日期: 2006-02-27

^{*} 国家自然科学基金项目(批准号: 40506036)和浙江科技计划项目(2004E60054, 2004C13027)联合资助

^{**} E-mail: hexianqiang@sina.com.cn

要的^[2,3]. 海洋、大气辐射传输是一个极其复杂的过程, 其精确计算需要采用数值计算, 常用的数值计算方法主要有加倍法^[4], 离散纵标法^[5], 球谐函数法^[6], 蒙特-卡罗模拟法^[7], 不变嵌入法^[8], X-Y函数法^[9], 逐次散射法^[10]和有限元法^[11]等. 利用这些数值计算方法, 国际上已开发了几十种大气、海洋辐射传输数值计算模型, 如DISORT^[12]和Hydrolight^[13]. 但适用于海洋-大气耦合系统辐射传输数值计算的较少, 主要有COART^[14]和MOMO^[15], 张鉴等^[16]利用矩阵算法处理海洋-大气耦合系统辐射传输来模拟水色遥感信息量的变化特性, 但他们均只考虑了标量辐射传输问题. 为了全面了解辐射在海洋-大气耦合介质系统中的传输过程, 需要求解矢量辐射传输问题. 本文基于矩阵算法开发了海洋-大气耦合矢量辐射传输数值计算模型-PCOART (Polarized Coupled Ocean-Atmosphere Radiative Transfer), 并对其数值计算精度进行了验证.

1 矢量辐射传输方程矩阵算法

辐射传输理论研究始于 20 世纪上半叶, 其最初目的是从观测辐射光谱中提取关于恒星、行星的信息^[17]. 辐射传输理论是从宏观角度描述辐射在介质中的传输过程, 介质对辐射的作用通过体积衰减系数、散射函数等宏观特征量描述. 介质的吸收、散射效应使辐射衰减, 主要表现为辐射强度衰减, 传播方向、频率和偏振状态的改变. 对可见光和短波红外, 平行分层大气在纯弹性散射情况下(对海洋、大气介质, 大部分满足这一情况), 辐射传输过程可以用矢量辐射传输方程(VRTE)描述(取向 $\mu > 0$):

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\bar{I}(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = & -\bar{I}(\tau; \mu, \phi) \\ & + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \bar{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') \bar{I}(\tau; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ & + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu_0, \phi_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\bar{I}$ 和 $\bar{F}_0$ 为辐射 Stokes 矢量, $\bar{Z}$ 为散射矩阵, 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, ϖ 为单次散射反照率. 在没有经过简化的情况下无法得到 VRTE 的解析解, 需要借助数值计算方法. 将 $\bar{I}$, $\bar{Z}$ 对方位角进行傅里叶展开, 即:

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

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

将(2), (3)式代入(1)式得

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\bar{I}^0(\tau; \mu)}{d\tau} = & -\bar{I}^0(\tau; \mu) \\ & + \frac{\varpi(\tau)}{2} \int_{-1}^1 \bar{Z}^0(\tau; \mu, \mu') \bar{I}^0(\tau; \mu') d\mu' \\ & + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^0(\tau; \mu, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \end{aligned} \quad (4)$$

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

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

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), (5)和(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

$$\mu \frac{d\bar{I}^0(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\bar{I}^0(\tau; \mu_i)$$

$$+ \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\varpi(\tau)}{2} \bar{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^0(\tau; \mu_j) W_j \\ + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \quad (7)$$

$$\mu \frac{d\bar{I}^{cm}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\bar{I}^{cm}(\tau; \mu_i) \\ + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\varpi(\tau)}{4} \left[\bar{Z}^{cm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{cm}(\tau; \mu_j) \right. \\ \left. - \bar{Z}^{sm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{sm}(\tau; \mu_j) \right] W_j \\ + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^{cm}(\tau; \mu_i, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \quad (8)$$

$$\mu \frac{d\bar{I}^{sm}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\bar{I}^{sm}(\tau; \mu_i) \\ + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\varpi(\tau)}{4} \left[\bar{Z}^{sm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{cm}(\tau; \mu_j) \right. \\ \left. + \bar{Z}^{cm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{sm}(\tau; \mu_j) \right] W_j \\ + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^{sm}(\tau; \mu_i, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \quad (9)$$

式中 $i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$, μ_i 和 μ_j 为高斯分割点, 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, Stokes 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), (9) 式中的 $\bar{I}^{cm}$, $\bar{I}^{sm}$ 不能共存, 可简化为

$$\mu \frac{d\bar{I}^{cm}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\bar{I}^{cm}(\tau; \mu_i) \\ + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\varpi(\tau)}{4} \bar{Z}^{cm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{cm}(\tau; \mu_j) W_j \\ + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^{cm}(\tau; \mu_i, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}, \quad (10) \\ \mu \frac{d\bar{I}^{sm}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\bar{I}^{sm}(\tau; \mu_i)$$

$$+ \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\varpi(\tau)}{4} \bar{Z}^{sm}(\tau; \mu_i, \mu_j) \bar{I}^{sm}(\tau; \mu_j) W_j \\ + \frac{\varpi(\tau)}{4\pi} \bar{Z}^{sm}(\tau; \mu_i, \mu_0) \bar{F}_0 e^{-\tau/\mu_0}. \quad (11)$$

(7), (10) 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):

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

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

式中 $\bar{I}$ 可为 $\bar{I}^0, \bar{I}^{cm}, \bar{I}^{sm}$ 之一, $\bar{H}$ 对应于 $\bar{Z}^0, \bar{Z}^{cm}, \bar{Z}^{sm}$ 之一, J_0 也为相应的值. 其中:

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

分别为高斯求和的分割点及权重对角矩阵. 由矩阵方程 (12), (13) 解矢量辐射传输方程的主要方法有加倍法和逐次散射法, PCOART 采用加倍法. 变微分为差分, 则 (12), (13) 式可写为

$$\bar{I}_m^+(\tau + \Delta\tau) = \\ \left[\bar{E} - \bar{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\varpi(\tau) \Delta\tau}{4} (1 + \delta_{(0,m)}) \bar{H}_m^{++}(\tau) \bar{W} \right] \bar{I}_m^+(\tau) \\ + \left[\frac{\varpi(\tau) \Delta\tau}{4} (1 + \delta_{(0,m)}) \bar{N}^{-1} \bar{H}_m^{+-}(\tau) \bar{W} \right] \bar{I}_m^-(\tau + \Delta\tau) \\ + \Delta\tau \bar{N}^{-1} J_{0m}^+(\tau + \Delta\tau) \quad (14)$$

$$\bar{I}_m^-(\tau) = \\ \left[\bar{E} - \bar{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\varpi(\tau) \Delta\tau}{4} (1 + \delta_{(0,m)}) \bar{H}_m^{--}(\tau) \bar{W} \right] \bar{I}_m^-(\tau + \Delta\tau) \\ + \left[\frac{\varpi(\tau) \Delta\tau}{4} (1 + \delta_{(0,m)}) \bar{N}^{-1} \bar{H}_m^{-+}(\tau) \bar{W} \right] \bar{I}_m^+(\tau) + \Delta\tau \bar{N}^{-1} J_{0m}^-(\tau). \quad (15)$$

令

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

则(14), (15)式可简化为

$$\bar{I}_m^+(\tau+\Delta\tau) = \bar{T}_m^+(\Delta\tau)\bar{I}_m^+(\tau) + \bar{R}_m^-(\Delta\tau)\bar{I}_m^-(\tau+\Delta\tau) + \bar{J}_m^+(\tau+\Delta\tau), \quad (17)$$

$$\bar{I}_m^-(\tau) = \bar{T}_m^-(\Delta\tau)\bar{I}_m^-(\tau+\Delta\tau) + \bar{R}_m^+(\Delta\tau)\bar{I}_m^+(\tau) + \bar{J}_m^-(\tau). \quad (18)$$

(17), (18)式为加倍法解辐射传输方程的基本关系式。

如下图1所示, 假设 $\bar{R}_{01}, \bar{R}_{10}, \bar{T}_{01}, \bar{T}_{10}$ 分别为层01的反

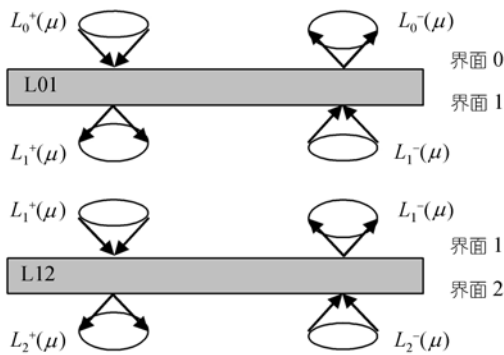


图1 加倍法原理示意图

射和透射矩阵, 则由(17), (18)式可得

$$\bar{L}_1^+ = \bar{T}_{01}\bar{L}_0^+ + \bar{R}_{10}\bar{L}_1^- + \bar{J}_{01}^+, \quad (19)$$

$$\bar{L}_0^- = \bar{R}_{01}\bar{L}_0^+ + \bar{T}_{10}\bar{L}_1^- + \bar{J}_{10}^-. \quad (20)$$

源函数 $\bar{J}_{01}^+, \bar{J}_{10}^-$ 分别为层01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12有

$$\bar{L}_2^+ = \bar{T}_{12}\bar{L}_1^+ + \bar{R}_{21}\bar{L}_2^- + \bar{J}_{12}^+, \quad (21)$$

$$\bar{L}_1^- = \bar{R}_{12}\bar{L}_1^+ + \bar{T}_{21}\bar{L}_2^- + \bar{J}_{21}^-. \quad (22)$$

将层01和12合成得到

$$\bar{L}_2^+ = \bar{T}_{02}\bar{L}_0^+ + \bar{R}_{20}\bar{L}_2^- + \bar{J}_{02}^+, \quad (23)$$

$$\bar{L}_0^- = \bar{T}_{20}\bar{L}_2^- + \bar{R}_{02}\bar{L}_0^+ + \bar{J}_{20}^-. \quad (24)$$

由(19)和(22)式消去 $\bar{L}_1^+$, 得到

$$\bar{L}_1^- = (\bar{E} - \bar{R}_{12}\bar{R}_{10})^{-1}(\bar{R}_{12}\bar{T}_{01}\bar{L}_0^+ + \bar{T}_{21}\bar{L}_2^- + \bar{J}_{21}^- + \bar{R}_{12}\bar{J}_{01}^+). \quad (25)$$

将(25)式代入(19)式得

$$\bar{L}_1^+ = (\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}(\bar{R}_{10}\bar{T}_{21}\bar{L}_2^- + \bar{T}_{01}\bar{L}_0^+ + \bar{J}_{01}^+ + \bar{R}_{10}\bar{J}_{21}^-). \quad (26)$$

将(26)代入式(21)式得

$$\begin{aligned} \bar{L}_2^+ &= \left[\bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}\bar{T}_{01} \right] \bar{L}_0^+ \\ &+ \left[\bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}\bar{R}_{10}\bar{T}_{21} + \bar{R}_{21} \right] \bar{L}_2^- \\ &+ \bar{J}_{12}^+ + \bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}(\bar{J}_{01}^+ + \bar{R}_{10}\bar{J}_{21}^-). \end{aligned} \quad (27)$$

将(27)和(23)式比较得到

$$\bar{T}_{02} = \bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}\bar{T}_{01}, \quad (28)$$

$$\bar{R}_{20} = \bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}\bar{R}_{10}\bar{T}_{21} + \bar{R}_{21}, \quad (29)$$

$$\bar{J}_{02}^+ = \bar{J}_{12}^+ + \bar{T}_{12}(\bar{E} - \bar{R}_{10}\bar{R}_{12})^{-1}(\bar{J}_{01}^+ + \bar{R}_{10}\bar{J}_{21}^-). \quad (30)$$

同理, 得到

$$\bar{T}_{20} = \bar{T}_{10}(\bar{E} - \bar{R}_{12}\bar{R}_{10})^{-1}\bar{T}_{21}, \quad (31)$$

$$\bar{R}_{02} = \bar{T}_{10}(\bar{E} - \bar{R}_{12}\bar{R}_{10})^{-1}\bar{R}_{12}\bar{T}_{01} + \bar{R}_{01}, \quad (32)$$

$$\bar{J}_{20}^- = \bar{J}_{10}^- + \bar{T}_{10}(\bar{E} - \bar{R}_{12}\bar{R}_{10})^{-1}(\bar{J}_{21}^- + \bar{R}_{12}\bar{J}_{01}^-). \quad (33)$$

(28)~(33)式即为合成层02的反射率、透射率及源函数关系式。因此, 若已知介质层01和12的反射率、透射率及源函数, 则合成层02的反射率、透射率及源函数可由(28)~(33)式求出, 而界面1处的向下和向上辐射可分别由(25)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、透射率及源函数可由(16)式计算得到, 然后由这些薄层倍加得到整层

的反射率、透射率及源函数. 两个不同层也可以由 (28)~(33) 式得到其合成层的反射率、透射率和源函数. 两层界面处的向下和向上辐射可分别由 (25) 和 (26) 式求出.

2 海洋-大气耦合矢量辐射传输数值计算

前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), 对海洋-大气耦合等多折射率介质系统, 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 01 下表面的下行辐射即为层 12 上表面的下行辐射, 层 01 下表面的上行辐射即为层 12 上表面的上行辐射, 两层之间界面不需做任何处理. 对海洋-大气耦合介质系统, 关键在于海洋-大气耦合界面的处理. 由于海气界面上的反射和折射效应, 海洋中的高斯离散点个数比大气中多. 对海气界面, 发生全反射的临界角 $\theta_c \approx 48.3^\circ$, 海洋中的高斯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). 假设大气中的高斯点个数为 N 个, 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 $2N$ 个, 高斯分割点值 μ_i^* 和权重 c_i^* 为

$$(1) \text{ 当 } 1 \leq i \leq N \text{ 时, } \mu_i^* = \sqrt{1 - \frac{(1 - \mu_i^2)}{n^2}}, \quad c_i^* = \frac{1 - \mu_i}{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\mu_i \cdot c_i}{\mu_i^* \cdot n^2} \right)} \left(\frac{\mu_i \cdot c_i}{\mu_i^* \cdot n^2} \right);$$

$$(2) \text{ 当 } N+1 \leq i \leq 2N \text{ 时, } \mu_i^* = \mu_c \cdot \mu_i, \quad c_i^* = \mu_c \cdot c_i, \quad \mu_c \text{ 为临界角 } \theta_c \text{ 的余弦.}$$

与单一折射率的大气或海洋介质相比, 海洋-大气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)~(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)~(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)~(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 $L(combine)$, 然后将合成层 $L(combine)$ 和层 $L(n)$ 进行加倍.

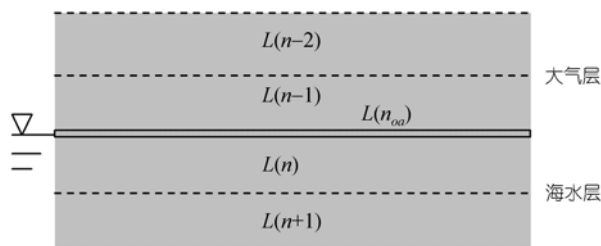


图 2 海洋-大气耦合介质系统示意图

2.1 海-气界面层反射和透射矩阵

对平静海面, 即为水平镜面情况, 有

$$\bar{I}_r(\mu_r, \phi_r) = \bar{F}(\mu_r, \mu_i) \cdot \bar{I}_i(\mu_i, \phi_i), \quad (34)$$

$$\bar{I}_t(\mu_t, \phi_t) = \bar{t}(\mu_t, \mu_i) \cdot \bar{I}_i(\mu_i, \phi_i), \quad (35)$$

式中, $\bar{I}_i$ 为入射辐射矢量, $\bar{I}_r$ 为反射辐射矢量, $\bar{I}_t$ 为透射辐射矢量, $\bar{F}$ 和 $\bar{t}$ 分别为海面反射和透射矩阵. 由于反射辐射、透射辐射与入射辐射在同一个子午面上, 无需进行参考面旋转, 反射矩阵 $\bar{F}$ 等于反射穆勒 (Mueller) 矩阵 $\bar{F}_r$, 可由下式计算:

$$\bar{F}_r = \begin{bmatrix} \rho_+ & \rho_- & 0 & 0 \\ \rho_- & \rho_+ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{33} & \rho_{34} \\ 0 & 0 & -\rho_{34} & \rho_{33} \end{bmatrix}, \quad (36)$$

其中, $\rho_{\pm} = \frac{1}{2} [|RV|^2 \pm |RH|^2]$,

$$\rho_{33} = R(RV \cdot RH^*),$$

$$\rho_{34} = -I(RV \cdot RH^*),$$

$$RH = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{n_w^2 - 1 + \cos^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n_w^2 - 1 + \cos^2 \theta_i}},$$

$$RV = \frac{n_w^2 \cos \theta_i - \sqrt{n_w^2 - 1 + \cos^2 \theta_i}}{n_w^2 \cos \theta_i + \sqrt{n_w^2 - 1 + \cos^2 \theta_i}},$$

式中, n_w 为相对折射率. 同样, 透射矩阵 $\bar{T}$ 等于透射穆勒(Mueller)矩阵 $\bar{F}_t$, 可由下式计算:

$$\bar{F}_t = \frac{1}{2} \frac{n_w^2 \cdot \sin(2\theta_i) \cdot \sin(2\theta_t)}{[\sin b \cdot \cos a]^2} \times \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 a & 1 - \cos^2 a & 0 & 0 \\ 1 - \cos^2 a & 1 + \cos^2 a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \cos a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -2 \cos a \end{bmatrix}, \quad (37)$$

式中, $a = \theta_i - \theta_t$, $b = \theta_i + \theta_t$, θ_i 为入射角, θ_t 为折射角, $\sin \theta_t = \frac{1}{n_w} \sin \theta_i$. (37)式在没有发生全反射的情况下适用, 发生全反射时, 有 $\bar{F}_t = 0$. 将(34), (35)式中的 $\bar{I}_i$, $\bar{I}_r$ 和 $\bar{I}_t$ 对方位角进行傅里叶展开, 得到(注意, $\bar{F}$, $\bar{t}$ 与方位角无关):

$$\bar{I}_i(\mu_i, \phi_i) = \sum_{m=0}^M \bar{I}_i^{cm}(\mu_i) \cos m(\phi_i - \phi_0) + \sum_{m=1}^M \bar{I}_i^{sm}(\mu_i) \sin m(\phi_i - \phi_0), \quad (38)$$

$$\bar{I}_r(\mu_r, \phi_r) = \sum_{m=0}^M \bar{I}_r^{cm}(\mu_r) \cos m(\phi_r - \phi_0) + \sum_{m=1}^M \bar{I}_r^{sm}(\mu_r) \sin m(\phi_r - \phi_0), \quad (39)$$

$$\bar{I}_t(\mu_t, \phi_t) = \sum_{m=0}^M \bar{I}_t^{cm}(\mu_t) \cos m(\phi_t - \phi_0) + \sum_{m=1}^M \bar{I}_t^{sm}(\mu_t) \sin m(\phi_t - \phi_0). \quad (40)$$

代入方程(34), (35), 并离散天顶角, 得到海-气界面层 $L(n_{oa})$ 的反射和透射矩阵为

$$4N \times 4N : \bar{R}_m^+ = \begin{cases} \bar{r}(\mu_i, \mu_i), i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}, \quad (41)$$

$$8N \times 8N : \bar{R}_m^- = \begin{cases} \bar{r}(\mu_i^*, \mu_i^*), i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}, \quad (42)$$

$$8N \times 4N : \bar{T}_m^+ = \begin{cases} \bar{t}(\mu_i, \mu_i^*), i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}, \quad (43)$$

$$4N \times 8N : \bar{T}_m^- = \begin{cases} \bar{t}(\mu_i^*, \mu_i^*), i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}. \quad (44)$$

2.2 海底界面

海底界面可认为是朗伯反射面, 其反射辐射为完全非偏振, 即 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 中除 I 元素外, 其余 3 个全为零. 朗伯面反射特性可由反照率 A 来表征, 定义为

$$A = \frac{E_u}{E_d} = \frac{\pi I_r(\mu_r, \phi_r)}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\mu, \phi) \cdot \mu d\mu d\phi}. \quad (45)$$

由双向反射率定义, 朗伯面的反射辐射为

$$\bar{I}_r(\mu_r, \phi_r) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \bar{r}(\mu, \phi \rightarrow \mu_r, \phi_r) \cdot \bar{I}(\mu, \phi) d\mu d\phi. \quad (46)$$

比较(45)和(46)式可得

$$\bar{r}(\mu, \phi \rightarrow \mu_r, \phi_r) = \begin{bmatrix} \frac{A\mu}{\pi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (47)$$

$\bar{r}(\mu, \phi \rightarrow \mu_r, \phi_r)$ 与方位角无关, 其付立叶展开项中只有零次项非零. 将(46)式中的 $\bar{I}_r$, $\bar{I}$ 傅里叶展开的零次项代入, 并对天顶角离散, 得到海底界面反射矩阵为

$$8N \times 8N : \bar{R}^+ = 2\pi \bar{r}(\mu_i^*, \mu_j^*) c_i^*, \quad (48)$$

$$8N \times 8N : \bar{R}_0^- = 0. \quad (49)$$

3 PCOART 验证

3.1 PCOART 计算矢量辐射传输能力的验证

Gordon等^[18]利用逐次散射法数值计算大气矢量辐射传输方程, 得到包含多次散射和偏振的瑞利散射辐射精确值, 计算精度达到 0.1%, 并针对CZCS, SeaWiFS和MODIS等卫星遥感器, 生成了对应的精确瑞利散射查找表. 我们以MODIS精确瑞利散射查找表计算得到的Stokes矢量为标准, 对PCOART计算

得到的瑞利散射辐射 Stokes 矢量(注:这里先由 PCOART 生成精确瑞利散射查找表,然后由查找表计算得到瑞利散射辐射值)进行精度验证.瑞利散射相矩阵为

$$P(\alpha) = \frac{3}{2} \frac{(1-\rho_0)}{(1+\rho_0/2)} \times \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{1+\rho_0}{1-\rho_0} + \cos^2 \alpha \right) & -\frac{1}{2} (1-\cos^2 \alpha) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2} (1-\cos^2 \alpha) & \frac{1}{2} (1+\cos^2 \alpha) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{(1-2\rho_0)}{(1-\rho_0)} \cos \alpha \end{bmatrix}, \quad (50)$$

式中, ρ_0 为退偏系数,取 $\rho_0 = 0.0279$ [19]. 图 3 为 MODIS 412 nm 波段瑞利散射辐射 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 中 I 元素的误差曲线(输入的大气层外太阳辐照度为 $172.67 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m})$), PCOART 计算相

对误差均小于 0.25%. 值得说明的是,查找表插值计算方式本身可引起 0.1% 的计算误差 [20]. 图 4 为 Stokes 矢量中 Q 元素计算值的比较,图 5 为 Stokes 矢量中 U 元素计算值的比较.对瑞利散射,Stokes 矢量中 V 元素为零.从图 3~5 可看出,PCOART 计算得到的瑞利散射辐射 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 是精确的,其对多次散射和偏振的处理是正确的.

3.2 PCOART 计算水体辐射传输能力的验证

PCOART 与 MODIS 瑞利散射查找表计算结果的比较,说明 PCOART 处理矢量辐射传输过程是完全正确的.但由于瑞利散射问题较为简单,对 PCOART 计算复杂的水体辐射传输问题需进一步验证.通常,验证水体辐射传输数值计算模型的方法是利用 Mobley 7 个标准问题计算结果的比较来说明 [21]. PCOART 已验证了 7 个标准问题中的 4 个,分别为标准问题 1, 2, 3 和标准问题 6,对粗糙海面问题 PCOART 处于试验阶段.

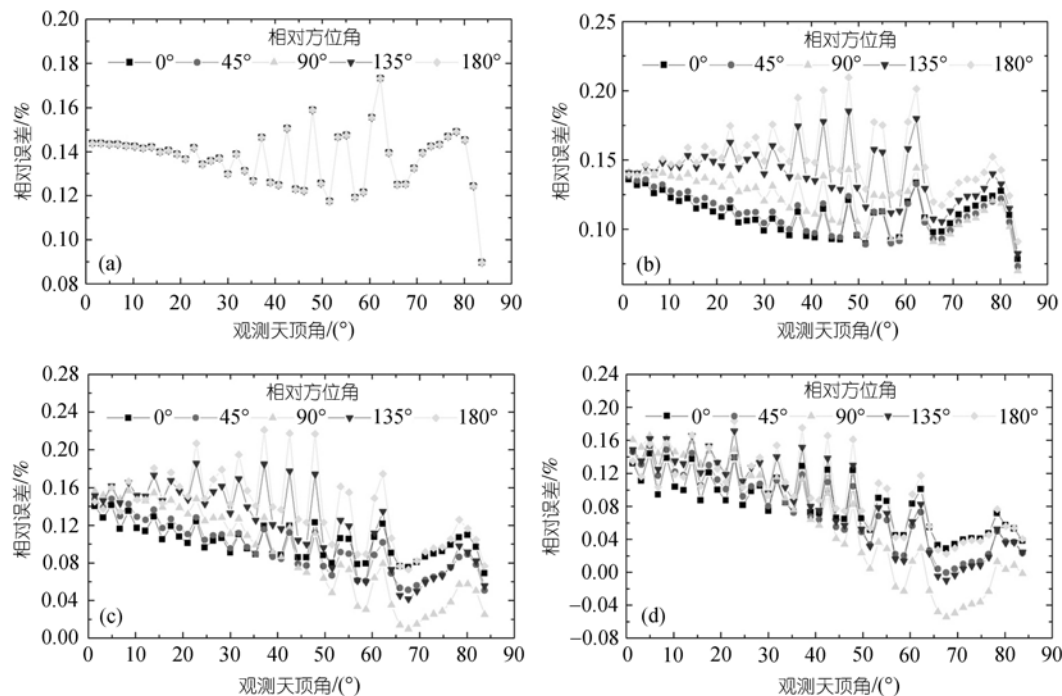


图 3 PCOART 计算 MODIS 412 nm 波段瑞利散射辐射 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 中 I 元素的相对误差曲线
(a) 太阳天顶角 0° ; (b) 太阳天顶角 25° ; (c) 太阳天顶角 50° ; (d) 太阳天顶角 75°

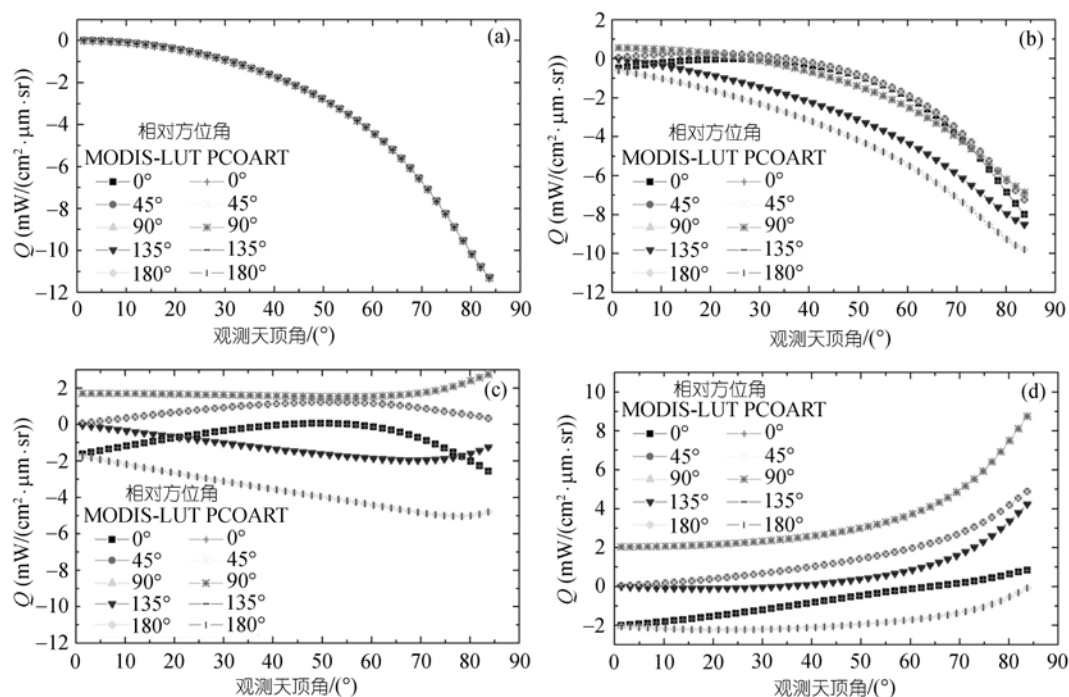


图4 PCOART 计算 MODIS 412 nm 波段瑞利散射辐射 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 中 Q 元素的比较曲线

(a) 太阳天顶角 0° ; (b) 太阳天顶角 25° ; (c) 太阳天顶角 50° ; (d) 太阳天顶角 75°

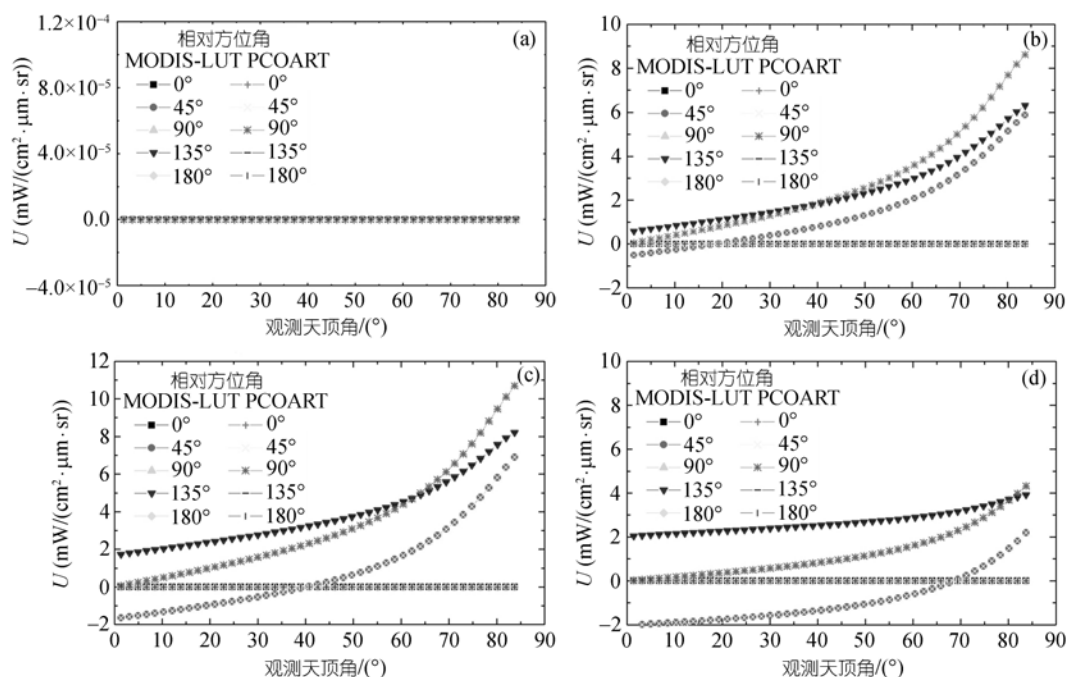


图5 PCOART 计算 MODIS 412 nm 波段瑞利散射辐射 Stokes 矢量 $(I, Q, U, V)^T$ 中 U 元素的比较曲线

(a) 太阳天顶角 0° ; (b) 太阳天顶角 25° ; (c) 太阳天顶角 50° ; (d) 太阳天顶角 75°

3.2.1 标准问题 1 的验证

该问题为非实际简单问题, 假定海洋-大气耦合系统满足以下条件:

- (1) 完全透明大气(即无吸收或散射);
- (2) 平静水面;
- (3) 无限深水体;
- (4) 水体光学性质垂直均匀;
- (5) 水体散射为瑞利散射;
- (6) 太阳天顶角为 60° ;
- (7) 太阳入射光垂直面辐照度为 $1.0 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m})$.

表 1 为在两个单次散射率($\varepsilon_0 = 0.2, 0.9$)和 3 个光学深度下($\tau = 1, 5, 10$), PCOART 计算值与 Mobley 等平均值的比较, 包括总向下辐照度(E_d)、上行标量辐照度(E_{ou})和向上辐亮度(L_u). 表中 Mobley 等平均值为一个变化范围数值是由多个数值计算模型结果的噪声造成的, 尤其是吸收较强时的蒙特卡罗模拟结果. 从表 1 可以得出, PCOART 完全满足 Mobley 等对标准问题 1 验证的计算精度要求.

3.2.2 标准问题 2 的验证

该问题为基本问题, 采用水体实际的散射相函数. 标准问题 2 与标准问题 1 的唯一区别在于散射相函数的不同, 标准问题 2 的体积散射相函数取 Petzold 测得的悬浮颗粒散射相函数(见图 6)^[22]. 在自然水体中, 少量的悬浮物就会导致水体的散射具有强烈的前向性. 因此, 对具有强烈前向散射特性的水体散射相函数的处理, 是 PCOART 的一个十分重要问题. 一般需要先对散射相函数做前端处理, 否则, 要较精确计算需很大的高斯离散点数和傅里叶展开项数, 这

将极大地增加计算量(计算量是高斯离散点数的三次方, 并与傅里叶展开项数成正比), 甚至依目前计算机速度无法完成数值计算. 处理强烈前向散射相函数的有效方法是采用 Delta-M 方法^[23], 图 6 为 Petzold 散射相函数经 Delta-M 方法处理后($M = 20$)的结果. 采用图 6 的 Delta-M 处理后散射相函数, 并取大气中高斯离散点数 $N = 10$ 和傅里叶展开项数 $M = 10$, PCOART 标准问题 2 计算值与 Mobley 等平均值的比较见表 2. 从表 2 可以得出, PCOART 完全满足 Mobley 等对标准问题 2 验证的计算精度要求.

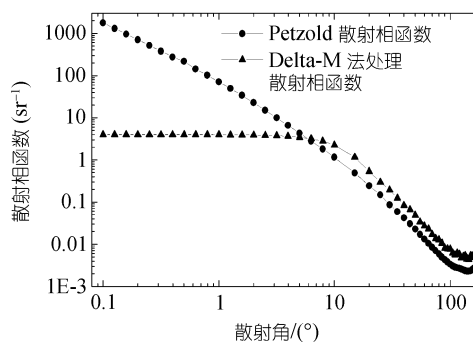


图 6 Petzold 水体散射相函数和 Delta-M 处理后散射相函数的比较

3.2.3 标准问题 3 的验证

标准问题 3 主要用于验证数值模型计算层化水体辐射传输过程的能力, 其中入射辐射、大气光学特性和水-气界面与标准问题 1 相同. 与标准问题 2 相比, 标准问题 3 中的水体光学特性垂向分层, 并设定水体中叶绿素浓度垂向分布为^[24]

$$C_{chl}(z) = C_0 + \frac{h}{s\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z - z_{max}}{s}\right)^2\right], \quad (51)$$

表 1 标准问题 1 计算结果比较

ω_0	τ	$E_d \text{ (mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}))$		$E_{ou} \text{ (mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}))$		$L_u \text{ (mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}))$	
		PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值
0.2	1	1.415×10^{-1}	$(1.41 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	1.338×10^{-2}	$(1.34 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	1.705×10^{-3}	$(1.72 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
	5	1.066×10^{-3}	$(1.07 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	9.921×10^{-5}	$(1.00 \pm 0.04) \times 10^{-4}$	1.296×10^{-5}	$(1.37 \pm 0.39) \times 10^{-5}$
	10	3.028×10^{-6}	$(2.93 \pm 0.30) \times 10^{-6}$	2.694×10^{-7}	$(3.00 \pm 0.92) \times 10^{-7}$	3.753×10^{-8}	$(3.39 \pm 0.67) \times 10^{-8}$
0.9	1	3.661×10^{-1}	$(3.66 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	3.728×10^{-1}	$(3.72 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	4.876×10^{-2}	$(4.85 \pm 0.08) \times 10^{-2}$
	5	4.329×10^{-2}	$(4.33 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	4.354×10^{-2}	$(4.35 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	5.779×10^{-3}	$(5.59 \pm 0.29) \times 10^{-3}$
	10	3.146×10^{-3}	$(3.16 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	3.157×10^{-3}	$(3.20 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	4.201×10^{-4}	$(4.37 \pm 0.40) \times 10^{-4}$

表 2 标准问题 2 计算结果比较

ω_0	τ	E_d (mW/(cm ² · μm))		E_{ou} (mW/(cm ² · μm))		L_u (mW/(cm ² · μm · sr))	
		PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值
0.2	1	1.621×10^{-1}	$(1.62 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	9.539×10^{-4}	$(9.66 \pm 0.22) \times 10^{-4}$	5.165×10^{-5}	$(5.47 \pm 0.33) \times 10^{-5}$
	5	2.282×10^{-3}	$(2.27 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	1.325×10^{-5}	$(1.37 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	7.487×10^{-7}	$(6.24 \pm 2.22) \times 10^{-7}$
	10	1.309×10^{-5}	$(1.30 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	6.901×10^{-8}	$(7.28 \pm 1.36) \times 10^{-8}$	4.396×10^{-9}	$(4.02 \pm 1.00) \times 10^{-9}$
0.9	1	4.136×10^{-1}	$(4.13 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	9.208×10^{-2}	$(9.31 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	6.649×10^{-3}	$(6.99 \pm 0.44) \times 10^{-3}$
	5	1.881×10^{-1}	$(1.87 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	4.588×10^{-2}	$(4.63 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	3.064×10^{-3}	$(3.26 \pm 0.18) \times 10^{-3}$
	10	6.925×10^{-2}	$(6.85 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	1.637×10^{-2}	$(1.65 \pm 0.03) \times 10^{-2}$	1.117×10^{-3}	$(1.21 \pm 0.13) \times 10^{-3}$

式中各参数值分别为 [25]

$$C_0 = 0.2 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3},$$
$$s = 9 \text{ m},$$
$$z_{\text{max}} = 17 \text{ m},$$
$$h = 144 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-2},$$

在 500 nm 波长, 水体中悬浮物的吸收系数可由下式给出 [26]:

$$a_p(z) = 0.04 [C_{\text{chl}}(z)]^{0.602}, \tag{52}$$

悬浮物的散射系数可由下式给出 [27]:

$$b_p(z) = 0.33 [C_{\text{chl}}(z)]^{0.62}, \tag{53}$$

500 nm 纯海水的吸收和散射系数分别为 [28]

$$a_w = 0.0257 \text{ m}^{-1},$$
$$b_w = 0.0029 \text{ m}^{-1},$$

水体中悬浮物的散射相函数 $\tilde{\beta}_p$ 采用 Petzold 测得的体积散射相函数, 纯海水的散射相函数 $\tilde{\beta}_w$ 采用瑞利散射相函数, 则水体等效散射相函数 $\tilde{\beta}$ 为

$$\tilde{\beta}(z) = \frac{b_p(z)}{b_p(z) + b_w} \tilde{\beta}_p + \frac{b_w}{b_p(z) + b_w} \tilde{\beta}_w, \tag{54}$$

单次散射率为

$$\omega_0(z) = \frac{b_w + b_p(z)}{a_w + a_p(z) + b_w + b_p(z)}. \tag{55}$$

因此, 散射相函数和单次散射率均为深度的连续函数, 但数值计算时需进行离散. 验证 PCOART 时, 将

水体垂向离散为 37 层, 0~30 m 深度每隔 1 m 为一层, 30~60 m 深度每隔 5 m 为一层, 从 60 m 深度到海底为一层. 大气中高斯离散点数 $N=10$ 和傅里叶展开项数 $M=10$, PCOART 标准问题 3 计算值与 Mobley 等平均值的比较见表 3. 从表 3 可以得出, PCOART 完全满足 Mobley 等对标准问题 3 验证的计算精度要求.

3.2.4 标准问题 6 的验证

标准问题 6 与标准问题 2 相同, 唯一区别是标准问题 6 为有限深度, 而标准问题 2 为无限深. 水体总光学厚度为 $\tau = 5$, 海底为朗伯反射面, 其反射率为 0.5. 采用大气中高斯离散点数 $N = 10$ 和傅里叶展开项数 $M = 10$, PCOART 标准问题 6 计算值与 Mobley 等平均值的比较见表 4. 从表 4 可以得出, PCOART 满足 Mobley 等对标准问题 6 验证的计算精度要求.

4 结论

本文基于矩阵算法开发了海洋-大气耦合矢量辐射传输方程的数值计算模型-PCOART. PCOART 将矢量辐射传输方程进行傅里叶展开, 得到与方位角独立的矢量辐射传输方程, 并进一步离散天顶角, 得到矢量辐射传输矩阵方程. 利用加倍法数值计算矢量辐射传输矩阵方程, 得到介质中的矢量辐射场分布. 根据辐射在海洋-大气界面的反射和折射性质, 将海洋和大气矢量辐射传输进行耦合, 得到整个海洋-大气耦合介质系统的辐射传输数值计算模型. 通过与 MODIS 精确瑞利散射查找表的比较, 说明 PCOART

表 3 标准问题 3 计算结果比较

z	E_d (mW/(cm ² · μm))		E_{ou} (mW/(cm ² · μm))		L_u (mW/(cm ² · μm · sr))	
	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值
5	2.314×10^{-1}	$(2.30 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	4.311×10^{-2}	$(4.34 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	2.950×10^{-3}	$(3.13 \pm 0.17) \times 10^{-3}$
25	1.667×10^{-3}	$(1.62 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	2.909×10^{-4}	$(2.86 \pm 0.11) \times 10^{-4}$	1.994×10^{-5}	$(2.12 \pm 0.13) \times 10^{-5}$
60	5.454×10^{-5}	$(5.23 \pm 0.37) \times 10^{-5}$	5.354×10^{-6}	$(5.13 \pm 0.18) \times 10^{-6}$	4.464×10^{-7}	$(3.57 \pm 1.55) \times 10^{-7}$

表 4 标准问题 6 计算结果比较

τ	E_d (mW/(cm ² · μm))		E_{ou} (mW/(cm ² · μm))		L_u (mW/(cm ² · μm · sr))	
	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值	PCOART 计算值	Mobley 等平均值
1	1.621×10^{-1}	$(1.62 \pm 0.00) \times 10^{-1}$	9.786×10^{-4}	$(9.81 \pm 0.10) \times 10^{-4}$	6.629×10^{-5}	$(6.84 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
5	2.287×10^{-3}	$(2.28 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	2.287×10^{-3}	$(2.28 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	3.639×10^{-4}	$(3.60 \pm 0.04) \times 10^{-4}$

计算瑞利散射辐射的 Stokes 矢量是精确的, 其对多次散射和偏振的处理是正确的. 同时, 通过 Mobley 水体辐射传输标准问题的验证, 说明 PCOART 适合于计算水体辐射传输. PCOART 是精确计算海洋-大气耦合介质系统矢量辐射传输的得力工具, 为进一步深入研究海洋-大气耦合系统辐射传输的偏振特性及遥感信息反演打下基础.

参 考 文 献

1 Gordon H R, Wang M H. Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: a preliminary algorithm. *Appl Opt*, 1994, 33(3): 443—452

2 Jin Z H, Charlock T P, Rutledge K. Analysis of broadband solar radiation and albedo over the ocean surface at COVE. *J Atm Oceanic Technol*, 2002, 19(10): 1585—1601[DOI]

3 段民征, 吴北婴, 吕达仁. 海洋-大气耦合辐射传输模式. *大气科学*, 1997, 21(6): 734—742

4 Plass G N, Kattawar G W, Catchings F E. Matrix operator theory of radiative transfer. I: Rayleigh scattering. *Appl Opt*, 1973, 12: 314—329

5 Stamnes K, Conklin P. A new multi-layered discrete ordinate approach to radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. *J Quant Spect Rad Trans*, 1984, 31: 273—282[DOI]

6 Karp A H, Greenstadt J J, Filmore A J. Radiative transfer through an arbitrary thick scattering atmosphere. *J Quant Spect Rad Trans*, 1980, 24: 391—406[DOI]

7 Collins D G, Blattner W G, Wells M B, et al. Backward Monte-Carlo calculations of polarization characteristics of the radiation emerging from a spherical shell atmosphere. *Appl Opt*, 1972, 11: 2684—2705

8 Bellman R E, Kalaba R, Wing G M. Invariant Imbedding and mathematical physics. I. Particle processes. *J Math Phys*, 1960, 1(4): 280—308

9 Chandrasekhar S. *Radiative Transfer*. Oxford: Oxford University Press, 1960. 183—207

10 Irvine W M. Multiple scattering in planetary atmospheres. *Icarus*, 1975, 25: 175—204

11 Kisselev V B, Roberti L, Perona G. Finite-element algorithm for radiative transfer in vertically inhomogeneous media: numerical scheme and applications. *Appl Opt*, 1995, 34(36): 8460—8471

12 Stamnes K, Tsay S C, Wiscombe W, et al. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple

scattering and emitting layered media. *Appl Opt*, 1988, 27: 2502—2509

13 Mobley C D. *Light and Water: Radiative transfer in Natural Water*. San Diego: Academic Press, 1994. 379—429

14 Jin Z H, Stamnes K. Radiative transfer in nonuniformly refracting layered media: Atmosphere-ocean system. *Appl Opt*, 1994, 33: 431—442

15 Frank F, Fischer J. Numerical simulation of the light field in the atmosphere-ocean system using the matrix-operator method. *J Quant Spect Rad Trans*, 2001, 69: 351—388[DOI]

16 张鉴, 何晓雄, 赵凤生. 利用大气-海洋系统辐射传输模拟水色遥感信息量的变化特性. *量子电子学报*, 2003, 20(5): 623—628

17 Schuster A. Radiation through a foggy atmosphere. *Astrophys J*, 1905, 21(1): 1—22

18 Gordon H R, Brown J W, Evans R H. Exact Rayleigh scattering calculations for use with the Nimbus-7 Coastal Zone Color Scanner. *Appl Opt*, 1988, 31: 4247—4259

19 Young A T. Revised depolarization corrections for atmospheric extinction. *Appl Opt*, 1980, 19: 1333—1333

20 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. *光学学报*, 2005, 25(2): 145—151

21 Mobley C D, Bernard G, Gordon H R, et al. Comparison of numerical models for computing underwater light fields. *Appl Opt*, 1993, 32(36): 7484—7503

22 Petzold T J. Volume scattering functions for selected ocean waters. SIO Ref.72-78, Scripps Inst. Oceanogr, La Jolla, 79 pp, 1972. Condensed as Chapter 12 in *Light in the Sea*. In: Tyler J E, ed. Dowden, Hutchinson & Ross, Stroudsburg, 1977. 150—174

23 Wiscombe W J. The Delta-M method: rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions. *J atm Sci*, 1977, 34: 1408—1422

24 Lewis M, Cullen J, Platt T. Phytoplankton and thermal structure in the upper ocean: consequences of nonuniformity in chlorophyll profile. *J Geophys Res*, 1983, 88: 2565—2570

25 Platt T, Sathyendranath S. Oceanic primary production: estimation by remote sensing at local and regional scales. *Science*, 1988, 241: 1613—1620

26 Prieur L, Sathyendranath S. An optical classification of coastal and oceanic water based on the specific spectral absorption curves of phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials. *Limnol Oceanogr*, 1981, 26: 671—689

27 Mobley C D. *Light and Water: Radiative Transfer in Natural Water*. San Diego: Academic Press, 1994. 117—125

28 Smith R, Baker K. Optical properties of the clearest natural waters (200—800 nm). *Appl Opt*, 1981, 20: 177—184