

用于空间对地遥感的一个参数化 辐射传输计算模式*

邱金桓

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

摘 要 一个足够精度的参数化向上亮度模式对空间对地遥感的大气订正应用是很有意义的。依据向上天空亮度对大气散射相函数、光学厚度、太阳天顶角、空间方位和天顶角等有关参数的依赖特性, 基于大量的天空亮度数值模拟计算资料, 本文发展了一个关于向上天空亮度的参数化模式。39440 组的数值模拟对比资料表明, 在气溶胶光学厚度 $\tau_i \leq 1$, 太阳天顶角小于 72° , $\mu \leq 0.432$ (天顶角小于 65°) 以及无云的条件下, 由现在的参数化的模式所计算的向上亮度的误差一般小于 6%。地表反射率越大, 参数化模式的精度越高。参数化模式的精度一般随着光学厚度和太阳天顶角的增大而变差。

关键词 天空亮度 参数化 大气订正 地表反射率 光学厚度

1 引言

从空间光学遥感大气与地表特性研究是遥感领域一个前沿的热点研究课题, 近 30 多年来取得很大进展, 已从定性化遥感发展到量化遥感的新阶段。空间对地量化光学遥感地表特性的一个关键是大气效应订正^[1~4]。大气效应订正的两个主要问题是有关的大气介质特性和适用的大气辐射传输模式。

几十年来, 大气辐射传输研究的一个方向是发展精确数值求解方法, 另一方向是寻求简单近似解或适用于有限条件的解析解^[5]。各类二流近似是应用最广泛的辐射传输近似算法^[5~9], 但这类近似只适用于计算辐射通量, 而不适用于计算辐射亮度。就大气效应订正应用而言, 一般关心的不是辐射通量, 而是向上辐射亮度。因此, 许多学者寻求发展数值求解方法, 用于大气订正模式。辐射传输数值求解方法一般是很复杂的, 也是很费计算时间的。因此, 寻求一种简单而又可靠的辐射亮度计算模式, 特别是参数化的向上亮度模式, 对大气订正应用是很有意义的。依据向上天空亮度对有关的大气参数的依赖特性, 基于大量的天空亮度数值模拟计算资料, 通过反复的比较和尝试, 结合最小二乘法和经验拟合方法, 本文发展了一个关于向上天空亮度的参数化模式。

2 参数化的向上天空亮度模式

忽略热辐射和在平面平行大气条件下, 辐射传输方程为

1998-01-05 收到, 1998-02-25 收到修改稿

* 国家自然科学基金 49493404 资助项目

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \varphi) - \bar{\omega} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 d\mu' P(\mu', \varphi', \mu, \varphi) I(\tau, \mu', \varphi') - \bar{\omega} F_0 e^{-\tau/\mu_0} P(\mu, \varphi, -\mu_0, \varphi_0), \quad (1)$$

式中, $I(\tau, \mu, \varphi)$ 为辐射亮度, τ 为光学厚度, μ 为天顶角余弦, φ 为方位角, φ_0 为太阳方位角, μ_0 为太阳天顶角余弦, $\bar{\omega}$ 为大气一次散射反照率, F_0 为大气上界太阳的辐射强度, P 为大气散射相函数。本文所用的相函数满足如下的归一化条件:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos\theta) d\cos\theta = 1, \quad (2)$$

文中采用邱金恒提出的一个改进的高斯-塞德迭代方法以精确求解辐射传输方程^[10,11], 且取 $\varphi_0 = 0^\circ$ 。为了提高亮度的计算精度, 所用的 μ 展开流数为 120 流, 光学厚度的步长仅为 0.005。由此计算的天空亮度本文视为正确值。

对向上天空亮度的参数化过程分两步。第一步仅考虑地表反射率为零的情形, 第二步考虑由地表反射引起的向上天空亮度增量。一次散射亮度较强的地方, 多次散射贡献也应当较大。因此, 当地表反射率 A 为零时, 本文选取关于大气顶向上天空亮度 $I(\mu, \varphi)$ 的如下基本参数化模式:

$$I(\mu, \varphi) = I_s(\mu, \varphi) + I_m(\mu, \varphi) = I_s(\mu, \varphi) + [1 + X_1 I_s(\mu, \varphi)] X_2 X_3 X_4, \quad (3)$$

(4) 式中, $I_s(\mu, \varphi)$ 和 $I_m(\mu, \varphi)$ 分别为一次散射和多次散射亮度分量, X_1 、 X_2 、 X_3 和 X_4 均为待定的参数。对相函数不随高度变化的均质大气, $I_s(\mu, \varphi)$ 可表为

$$I_s(\mu, \varphi) = \frac{F_0 \bar{\omega} \mu_0 p(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0)}{\mu + \mu_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0}\right) \right], \quad (4)$$

当地表反射率 A 为零时, $I(\mu, \varphi)$ 必需满足如下的关系:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\mu, \varphi) \mu d\mu = F_U(A=0), \quad (5)$$

(5) 式中, $F_U(A=0)$ 为 $A=0$ 时大气顶向上的辐射通量。

结合方程 (3) 和 (4), 并假设 $X_3 = X_4 = 1$, 则不难推出, X_1 和 X_2 值满足如下的关系:

$$X_2 = \frac{F_U(A=0) - F_{sU}}{\pi + X_1 F_{sU}}, \quad (6)$$

$$F_{sU} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I_s(\mu, \varphi) \mu d\mu, \quad (7)$$

(6) 式中, F_{sU} 为大气顶向上的一次散射通量。

在本文, X_1 是在分析向上亮度对大气参数的依赖特性的基础上反复尝试, 加以经验地确定。 X_2 是根据 (6) 式推出。然后, 结合最小二乘法和经验拟合法, 确定 X_3 和 X_4 两个参数。最后确定由地表反射引起的向上天空亮度增量 $\Delta I_A(\mu, \varphi)$ 。最终的参数化公式为

$$I(\mu, \varphi) = I_s(\mu, \varphi) + [1 + X_1 I_s(\mu, \varphi)] X_2 X_3 X_4 + \Delta I_A(\mu, \varphi), \quad (8)$$

其中

$$X_1 = 10(1 + 10g_0 + 810g_0^8)[F_{sU} / F_U(A=0)]^2, \quad (9)$$

$$X_2 = \frac{F_U(A=0) - F_{sU}}{\pi + X_1 F_{sU}}, \quad (10)$$

$$X_3 = X_{31}[2.3(1 - \mu)]^{X_{32}} \exp(-X_{33}) - X_{34} X_{35} X_{36} \mu^{X_{37}} + 11(1 - \mu)^8 (X_{38} - 1.4X_{39}), \quad (11)$$

$$X_{31} = 0.01(1 - 0.5I^{-\tau_i})[1.7 + 5(1 - \bar{\omega})e^{-4\tau_i^2}][5 + 105g_0^2 \exp(-120p_b^2)]e^{-\bar{\omega}^2 u_1}, \quad (12)$$

$$u_1 = 15\sqrt{g_0}[\mu_0 - 0.7\bar{\omega}\exp(-0.2\tau_i^2)]^2[\sqrt{\mu_0}\exp(-\tau_i) + \mu_0^5 \exp(-8\tau_i^2)], \quad (13)$$

$$X_{32} = (1 + 1.5\mu^5)\exp[-486g_0^2 p_b^2 \mu_0^{12} \bar{\omega}^2 - 0.31\mu^3 \mu_0(1 - \alpha)^4] + \mu_0 g_0^{0.2} e^{-(0.1 + 15p_b \mu_0)\sqrt{\tau_i}}, \quad (14)$$

$$X_{33} = \{0.85(1 - \alpha)u_2(u_3 + 0.18\tau_i^2 / \mu_0)[\sqrt{\mu_0} - (1 - \mu_0)^4(1 + \alpha/2)] + 1.3\beta^{2.5}g_0 - 1.36(1 - g_0)(1 + \mu_0)u_3\sqrt{1 - \mu_0}(1 - \alpha + \beta/2), \quad (15)$$

$$u_2 = 2 + \frac{0.18(2 + \alpha)(2 - \mu_0^2)\tau_i}{\mu_0(1 + 16\tau_i^4)}, \quad (16)$$

$$u_3 = 1 - \sqrt{\tau_i} + 0.38\tau_i, \quad (17)$$

$$X_{34} = [0.47 + \frac{0.376g_0 + 1.6g_0^{12}\exp(9p_b)}{1 + g_0}] [2 - \bar{\omega}^{1/(1 + 3\mu_0\sqrt{\tau_i})}], \quad (18)$$

$$X_{35} = 1 - 7.49g_0^{22}\mu_0^4 e^{18p_b} + 64g_0^8(1 - 1.25g_0)^2\mu_0^{30}\bar{\omega}^4 - 0.5(g_0 - 0.1)e^{-4g_0}, \quad (19)$$

$$X_{36} = 1.026 + 0.06\exp(2p_b - 8.6g_0^7) - 0.95(1 - g_0^2)\tau_i + 0.33(1 - g_0^2)(2\mu_0)^{0.3}\tau_i^2, \quad (20)$$

$$Z_1 = 2.65 - 125g_0^{20} / (1 + 70p_b + 1800p_b^2), \quad (21)$$

$$Z_2 = 3.5 - 20g_0^{10} / (1 + 1900p_b^2), \quad (22)$$

$$X_{37} = Z_3[Z_4(1 + Z_5) + Z_6], \quad (23)$$

$$Z_3 = 1 - 0.5(1 - \alpha\mu^{1-\alpha\mu^6})[1 - \exp(-40 + 40\mu_0)] - 0.25\mu^{(4-2\alpha)\mu^4}(1 - \mu_0^4) \times (1 - Z_{31} + \beta^2), \quad (24)$$

$$Z_{31} = \alpha\mu^{1-\alpha}\{1 + 0.4\exp[-35(1 - \mu^{3+0.5\tau_i}/\mu_0)](1 - \alpha)^5\sqrt{\tau_i}/\sqrt{\mu_0}\}, \quad (25)$$

$$Z_4 = 1.6\exp[-0.117 + 1.23\tau_s - 0.507(1 + g_0^8 p_b)\tau_s^2][g_0(2\mu_0)^{Z_{41}} + 1 - g_0], \quad (26)$$

$$Z_{41} = -3.2g_0\exp[-(1.1 - 16p_b)\sqrt{\tau_i} - g_0^4](1.25\mu_0)^{0.57 + 14p_b\tau_i} + 3\exp[-34(1 - \mu_0) - \tau_i], \quad (27)$$

$$Z_5 = 19.5g_0^3(1 - 2.65g_0^6)[1 - \exp(-\frac{98p_b}{1 + 2g_0^4})]\exp(-23p_b), \quad (28)$$

$$z_6 = 33(1 - \mu)^5 \exp(g_0 + 12p_b), \quad (29)$$

$$X_{38} = \exp[-8.3g_0^3 - 2.2\tau_i^2\sqrt{\mu_0}/(1 + 0.5\tau_i^2)] + 2(1 - \bar{\omega})\exp(-\tau_s/\mu_0) + g_0\mu_0^2 \exp(-\tau_s/\mu_0 + 15p_b), \quad (30)$$

$$X_{39} = (g_0^{0.2} + 77g_0^{20})(1 - \mu_0)(1 - e^{-2\tau_s/\sqrt{\mu_0}}) \times \exp[-0.06(1 - \mu_0^2)(1 + 3200p_b^2)\tau_t]y, \quad (31)$$

$$y = 23\exp\{-(2.7 + 8.2\mu_0)(1 + \alpha)^3[1 + 30p_b(1 - \mu_0)\sqrt{\tau_t}]\}(\mu_0^3 + 0.01)e^{-4\tau_t + 1.9\tau_t^2} + 1 - 2.9\exp[-8(1 - \beta)^3 - \sqrt{\mu_0} + 22p_b - 0.5\tau_t + y_1] - \frac{2.6\tau_t^2 g_0^4 \exp(-18p_b - 19\sqrt{1 + \alpha})}{(1 + 4\tau_t^4)(1 - \mu_0^2)}, \quad (32)$$

$$y_1 = 0.49\sin^{20}(\varphi - \pi/6)\exp(13p_b)(2 - \sqrt{\mu_0})\exp(-4.5\tau_t + \tau_t^2) + \sin^8(\varphi + \pi/4)(1 + \alpha)^2(1.32 + 0.22\mu_0^2), \quad (33)$$

$$X_4 = \exp[-0.74(1 - \omega)(1 - \alpha)\sqrt{\tau_t}/\sqrt{\mu_0}/\mu], \quad (34)$$

$$\Delta I_A(\mu, \varphi) = \frac{A}{\pi} F_D(A)\exp(-\tau_t/\mu) + \frac{y_A}{\pi} [F_U(A) - F_U(A=0) - AF_D(A)E(\tau_t)], \quad (35)$$

$$F_D = F_{\text{dif}} + \mu_0 \exp(-\tau_t/\mu_0), \quad (36)$$

$$y_A = 1 - \exp(-\tau_t/\mu)[\mu - 0.84 + 0.24\exp(-2\tau_t^2)]/\mu^{0.8}, \quad (37)$$

$$E(\tau_t) = 2 \int_0^1 \exp(-\tau_t/\mu) \mu d\mu. \quad (38)$$

上述公式中, A 是地表反射率, τ_t 是大气总光学厚度, τ_s 是大气散射光学厚度, $\alpha = \cos(\varphi)$, $\beta = \sin(\varphi)$, g_0 是不对称因子, $F_U(A)$ 是地表反射率为 A 时大气顶向上的辐射通量, $F_{\text{dif}}(A)$ 是地表反射率为 A 时地面向下的漫射通量, p_b 是 180° 的(后向)散射相函数。 $E(\tau_t)$ 可化为

$$E(\tau_t) = 2 \int_1^\infty \frac{\exp(-x\tau_t)}{x^3} dx,$$

上面积分是一个指数积分函数, 可按适当的步长事先予以计算, 需要时加以调用。由于一次散射亮度的解析表达形式, 大气顶向上的一次散射通量 F_{sU} 是一简单的积分, 容易计算。因此, 上述公式中, 需要考虑的计算问题唯有向上的辐射通量 $F_U(A)$ 和向下的漫射通量 $F_{\text{dif}}(A)$ 。可以通过求解方位无关的辐射传输方程精确计算 $F_U(A)$ 和 $F_{\text{dif}}(A)$ 。为了简化计算, 也可选用近似算法。

King 等人比较了不同二流近似的精度^[6], 发现它们都只在某些条件下有较好的精度, 而在另一些条件下可存在很大的误差, 不能满足气候模式和遥感应用的要求。对保守的情形, 二流近似的精度一般较高, 当大气光学厚度较小时, 精度一般较差。为此, 本文在研究 Eddington 和 δ -Eddington 近似的精度基础上, 发展了一个改进的 δ -Eddington 近似。

在 Joseph 等人提出的 δ -Eddington 近似中^[7], 对相函数的展开引入 δ 函数, 即取

$$p(\mu, \mu') = 2\beta(\mu, \mu') + (1 - \beta)(1 + 3g^* \mu \mu'), \quad (39)$$

上式中, $g^* = (g_0 - \beta)/(1 - \beta)$, β 可视为 δ 函数的比例因子。在 δ -Eddington 近似

中, 要对一次散射反照率 $\bar{\omega}$ 和光学厚度 τ 作如下变换:

$$\tau^* = (1 - \bar{\omega})f\tau, \quad (40)$$

$$\bar{\omega}^* = \frac{(1 - f)\bar{\omega}}{1 - f\bar{\omega}}, \quad (41)$$

在这种变换下, δ -Eddington 近似和 Eddington 近似具有一样的解形式。

在 δ -Eddington 近似的实际应用中, 现在都取 $f = g^2$ 。研究表明, 对不同的大气条件, 如果适当选取不同的比例因子 f 的值, 能大大提高 δ -Eddington 近似的精度。根据这一发现, 本文发展了一个改进的 δ -Eddington 近似。它与通常的 δ -Eddington 近似具有一样的解形式, 但它不是取 $f = g^2$, 而是选取密切依赖于 τ_t , μ_0 , g_0 和 $\bar{\omega}$ 的 f 值。在改进的 δ -Eddington 近似中, f 值是根据数值计算结果加以经验地拟合, 其表达式为

$$f = \left(\frac{x_1 u_1}{c_1} + \frac{u_2}{c_1} + x_2 x_3 u_3 c_2 + x_2 x_4 u_4 \right) g_0, \quad (42)$$

其中

$$x_1 = \exp[-216(1/\mu_0 - 1)^8(1 + 7.5/p_f)], \quad (43)$$

$$u_1 = D_1 g_0^3 + D_2(1 - 0.5\mu_0 - 0.5\sqrt{g_0}\mu_0) + D_3, \quad (44)$$

$$D_1 = 1.04 - 9.63g_0 + (24.1 - 20.3g_0)\mu_0 - (9.16 - 0.699g_0)\mu_0^2, \quad (45)$$

$$D_2 = \begin{cases} \bar{\omega}^8[1 - \exp(-0.5\tau_t/\mu_0)], & \text{对于 } F_u, \\ 1 - \exp(-0.5\tau_t/\mu_0), & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (46)$$

$$D_3 = 31.1p_b^2(1 - 1.11g_0\beta^3)^2 + \frac{0.18\bar{\omega}\exp(-550p_b^2)}{1 + g_0\sqrt{p_f}}, \quad (47)$$

$$c_1 = \begin{cases} 1 + (A + 2A^2)(4 - 2.5\mu_0^4)\bar{\omega}_0^{28\tau_t}\exp(-\bar{\omega}_0\tau_t - 3Ag_0^6\bar{\omega}^6), & \text{对于 } F_u, \\ 1 + [A + (15 - 13\bar{\omega}^4)A^2](4 - 2.5\mu_0^4)\exp(-\bar{\omega}\tau_t - 3Ag_0^6\bar{\omega}^6), & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (48)$$

$$u_2 = 0.42[\beta - 2.8\bar{\omega}\exp(-2\bar{\omega}^2\tau_t^2)]\exp[-380(0.47/\mu_0^2 - 1)^2] \\ + 0.94\exp[-18\tau_t^2 - 2800(0.65 - \mu_0)^2], \quad (49)$$

$$x_2 = 1 - \exp[-13700(1/\mu_0 - 1)^{20}], \quad (50)$$

$$x_3 = 1 - \bar{\omega}^4\sqrt{\tau_t}/(1 + \tau_t)\exp[-22(0.1/\mu_0 - 1)^2], \quad (51)$$

$$u_3 = (1.67\mu)^{\beta_1}\exp[-4.5(0.9 - g_0)^2\beta^2 - 13B_2(1 - A)\tau_t^2](1 + B_3) + B_4 + B_5, \quad (52)$$

$$B_1 = x_2[0.5 + 6\beta^2(1 - g_0)^2(1 + 0.333\sqrt{\tau_t})/(1 + 0.4\sqrt{p_f})] \\ \times (1 + 28\mu_0^6)[1 - \exp(-6\mu_0)], \quad (53)$$

$$B_2 = \begin{cases} (1 - g_0)^2\bar{\omega}^{12}, & \text{对于 } F_u, \\ (1 - \bar{\omega}^3g_0)^2, & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (54)$$

$$B_3 = \begin{cases} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{(0.15\sqrt{\tau_i} + 1.5\tau_i)(1 - \bar{\omega})}{1 + 3.33\tau_i^2 g_0^6} \right] \right\} (1 - 0.8g_0^5), & \text{对于 } F_u, \\ 0, & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (55)$$

$$B_4 = \begin{cases} \exp[-590(\mu_0 - 0.6)^2] [1 - \exp(-\sqrt{\tau_i} - 3\tau_i^2)] (1 - \bar{\omega}^2) (1 - Ag_0), & \text{对于 } F_u, \\ 1 - \exp[-2.03(1 - \bar{\omega})g_0(1 - 1.11g_0)\tau_i^3 / \mu_0^3], & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (56)$$

$$B_5 = (1 - \beta^2)(1.2 - \bar{\omega}^2)\exp(-0.25\tau_i), \quad (57)$$

$$c_2 = 1 + A\exp[-2A(1 - \bar{\omega})\tau_i / \mu_0 - 6Ag_0^6], \quad (58)$$

$$x_4 = (1 - \bar{\omega}^5)\exp[-22(0.1 / \mu_0 - 1)^2], \quad (59)$$

$$u_4 = \begin{cases} 0, & \text{对于 } F_u, \\ x_4 g_0 + 0.5(1 - \bar{\omega}^{0.1p_f})\exp(-25\tau_i^2), & \text{对于 } F_d, \end{cases} \quad (60)$$

$$\beta = \frac{\bar{\omega}_a \tau_a}{\bar{\omega} \tau_i} = \frac{\bar{\omega}_a \tau_a}{\bar{\omega}(t_a + t_m)}, \quad (61)$$

在公式(42)~(61)中, τ_a 和 τ_m 分别是气溶胶(或云)和分子光学厚度, $\bar{\omega}_a$ 是气溶胶一次散射反照率, p_f 是零度的(前向)散射相函数, 其他的一些参数已在前面用过, 并同前面的定义。14400组的数值对比试验表明, 这个改进的 δ -Eddington近似的精度远优于其他的二流近似, 在光学厚度小于1情形下, 它在计算反射率和透过率的精度比通常的 δ -Eddington近似起码分别提高144%和69%以上。本文在亮度参数化模式中采用这个改进的 δ -Eddington近似以计算向上和向下的通量。

3 结果与误差分析

本文选择6个气溶胶和云的相函数用于数值试验。所选的Junge谱分布由下式表示:

$$n(r) = \begin{cases} C(r/0.1)^{-(v^*+1)}, & \text{对于 } r > 0.1 \mu\text{m}, \\ C, & \text{对于 } r \leq 0.1 \mu\text{m}. \end{cases} \quad (62)$$

谱参数 $v^* = 2, 3$ 和4是被采用了, 对应的谱分布分别表示为J2、J3和J4。另两个气溶胶谱分布是大陆性和海洋性Diermendjian谱^[12]。所用的云谱Fair Weather Cumulus谱^[13], 以FWC表示。加上分子相函数, 一共选用7个谱分布或相函数模式。

定义参数化亮度 $I(\mu, \varphi)$ 的百分比标准差 σ 如下:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{\mu_0} N_{\tau} N_{\mu} N_{\varphi}} \sum_{N_{\mu_0}} \sum_{N_{\tau}} \sum_{N_{\mu}} \sum_{N_{\varphi}} \left[1 - \frac{I(\mu, \varphi)}{I_{G-S}(\mu, \varphi)} \right]^2} \%, \quad (63)$$

(63)式中, $I_{G-S}(\mu, \varphi)$ 为由Gauss-Seidel迭代法计算的亮度, N_{μ_0} 、 N_{τ} 、 N_{μ} 和 N_{φ} 分别为所取的太阳天顶角(或 μ_0)、光学厚度 τ_i 、方位角 φ 和天顶角余弦 μ 的个数。如果不作特别说明, 均采用上述的改进 δ -Eddington近似计算向上和向下的辐射通量用于参数化模式。本文按 10° 步长在 0° 至 180° 选取19个 φ 值, $N_{\varphi} = 19$ 。但当

$\mu_0 = 1.0$ 时，亮度与方位无关， $N_\varphi = 1$ 。对 μ 采用 Gauss 展开，在 -1 至 1 之间，共有 120 流，并在 1 至 0.432 之间取 34 个 μ 值用于计算标准差 σ ， $N_\mu = 34$ 。对 1 至 0.432 之间 μ 值变化，天顶角在 0° 至 65° 之间变化，这能够满足 POLDER，AVHRR 等空间遥感器的扫描要求。 N_{μ_0} 和 N_τ 都有两种选取方式。当 $N_{\mu_0} = 1$ ，表示选取单一 μ_0 值以计算标准差 σ ，当 $N_{\mu_0} = 4$ ，表示选取 $\mu_0 = 1.0, 0.8, 0.5$ 和 0.3 （太阳天顶角在 0° 至 72.5° 之间变化）四个值以计算 σ 。当 $N_\tau = 1$ 时，表示选取单一光学厚度值以计算标准差 σ ，当 $N_\tau = 4$ 时，表示光学厚度取 $0.1, 0.3, 0.5$ 和 1.0 四个值。

下面根据图 1 至图 5 以及表 1 分析参数化亮度模式的精度。

图 1 和图 2 比较了由 Gauss-Seidel 迭代法和现在的参数化模式计算的向上亮度。图 1 对应于 $\mu_0 = 0.5$ ， $\tau_t = 0.1$ ， $v^* = 3$ 的 Junge 谱以及 $1.5-0.0i$ 的气溶胶折射率。除了 $\tau_t = 1.0$ ，图 2 中的其他输入参数与图 1 一样。两图中(a)、(b)和(c)三种情形分别对应于 $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 和 180° 。如图 1 所示，对 $\varphi = 0^\circ$ 的情形，当 μ 在 0.1 至 1 之间变化时，由参数化模式计算的向上亮度都与 Gauss-Seidel 迭代法计算结果非常吻合；对 $\varphi = 90^\circ$ 和 180° 的情形，当 μ 在 0.2 至 1 之间变化时，两者的计算结果也很吻合，但当 $\mu < 0.2$

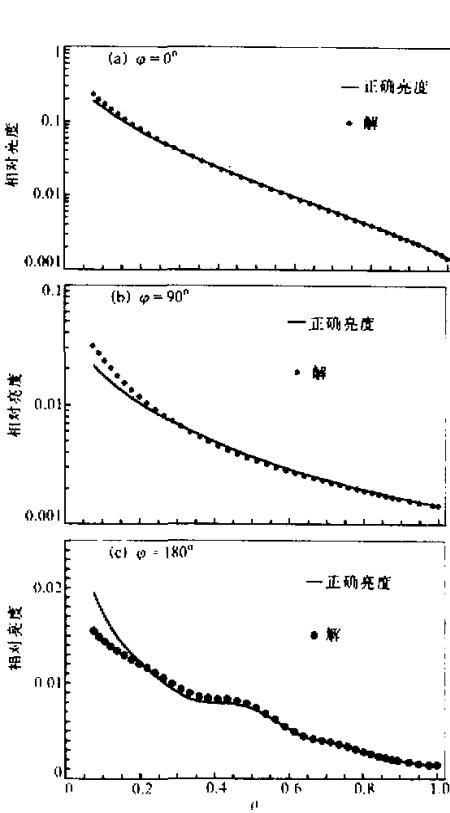


图 1 对 $\mu_0 = 0.5$ 和 $\tau_t = 0.1$ 的情形 Gauss-Seidel 迭代法和参数化模式计算的向上亮度比较

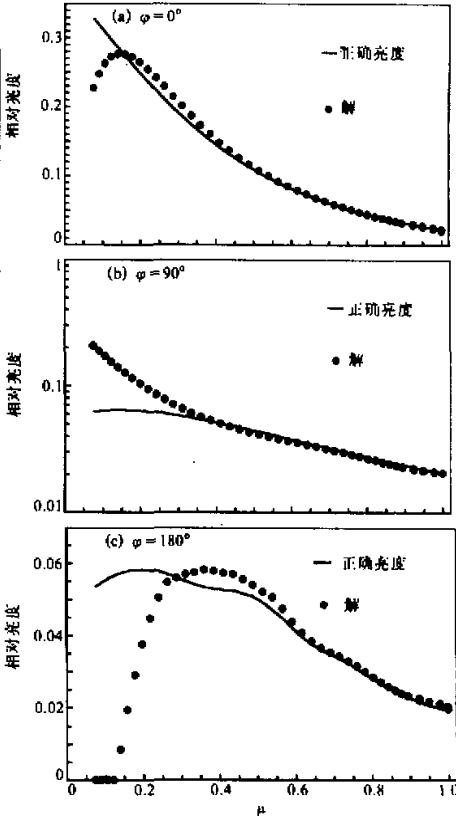


图 2 对 $\mu_0 = 0.5$ 和 $\tau_t = 1.0$ 的情形 Gauss-Seidel 迭代法和参数化模式计算的向上亮度比较

时, 偏差明显增大。与图 1 相比, 图 2 所示的 $\tau_i = 1.0$ 条件下的参数化模式的精度明显变差, 但当 $0.35 < \mu \leq 1$ 时, 仍有较高的精度, 误差小于 9%, 特别对 $\varphi = 0^\circ$ 的情形, 当 μ 在 0.15 至 1 之间变化时, 由参数化模式计算的向上亮度都与 Gauss-Seidel 迭代法计算结果很吻合; 对 $\varphi = 90^\circ$ 和 180° 的情形, 当 $\mu < 0.3$ 时, 偏差很大。

图 3 和 4 分别表示在地表反射率 $A = 0$ 和 $A = 0.1$ 两种情形下, 对 $\tau_i = 0.1, 0.3, 0.5$ 和 1.0 四个不同的值, 标准差 σ 随 μ_0 的变化特性。在这两个图中, 谱分布为 $v^* = 3$ 的 Junge 谱, 气溶胶的折射率为 $1.5-0.0i$ 。如图 1 所示, 参数化亮度的标准差 σ 一般随 μ_0 变小而变大, 但当 $0.5 \leq \mu_0$, σ 随 μ_0 的变化较不明显, 而且对小于 1 的所有光学厚度, σ 都小于 4%, 参数化亮度解的精度是高的。当 $\mu_0 \leq 0.3$, σ 明显变大, 对 $\mu_0 = 0.3$ 和不同的光学厚度, σ 在 4.3% 至 7.8% 之间变化, 而对 $\mu_0 = 0.1$, σ 可高达 17.2%。光学厚度越大, σ 一般也越大。如图 2 所示的 $A = 0.1$ 情形, σ 随 μ_0 和 τ_i 的变化也有上述特点, 但对所有的 μ_0 和 τ_i 值, σ 都随 A 的变大而变小。对 $A = 0.1$ 的情形, 当 $0.5 \leq \mu_0$ 时, 对小于 1 的所有光学厚度, σ 都小于 3%, 而当 $\mu_0 = 0.3$ 时, σ 小于 6%。因此, 当 $0.3 \leq \mu_0$ 和 $\tau_i \leq 1$ 时, 参数化亮度解的精度是好的。

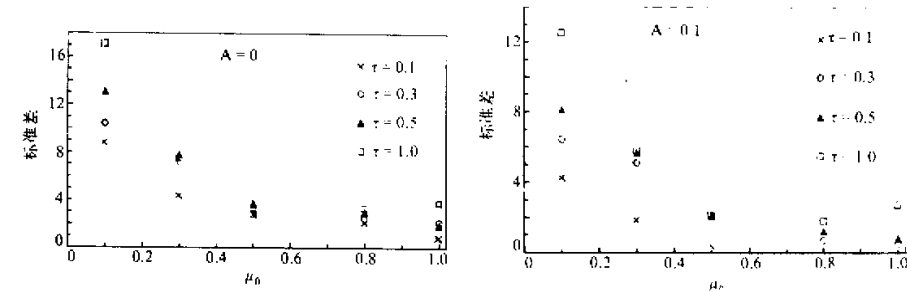


图 3 对 $A = 0$ 的情形不同的光学厚度下
参数化亮度的标准差随 μ_0 的变化

图 4 对 $A = 0.1$ 的情形不同的光学厚度下
参数化亮度的标准差随 μ_0 的变化

从表 1 可以进一步看出, 现在的参数化亮度模式的精度是随着地表反射率的变大而变好。表中的 σ 是在 $v^* = 3$ 的 Junge 谱, $1.5-0.01i$ 的气溶胶的折射率, $\mu_0 = 0.3, 0.5, 0.8$ 和 1.0 , $\tau_i = 0.1, 0.3, 0.5$ 和 1.0 , $N_\mu = 34$, $N_\varphi = 19$ 的条件下 7888 个参数化亮度的标准差。表中有两行 σ 值, 第一行是采用改进的 δ -Eddington 近似计算向上和向下辐射通量的结果, 第二行是采用 Gauss-Seidel 迭代法计算向上和向下辐射通量的结果。如表所示, 对 $A = 0, 0.05, 0.1$ 和 0.3 四个值, σ 都小于 5%, 当 A 从零至 0.3 变大时, σ 单调变小。 $A = 0.3$ 的 σ 值比 $A = 0$ 的 σ 值偏小 1 倍以上。此外, 采用 Gauss-Seidel 迭代法计算向上和向下辐射通量的参数化亮度结果优于采用改进的 δ -Eddington 近似计算向上和向下辐射通量的结果, A 越小, 差别越明显, 但不超过

表 1 在不同的地表反射率下参数化亮度的百分比标准差 ($N_\tau = 4, N_{\mu_0} = 4$)

地表反射率 (A)	0.0	0.05	0.1	0.3
亮度标准差 σ	4.9	3.6	3.2	1.9
亮度标准差 σ	3.5	2.7	2.3	1.5

1.4% 的百分点。采用改进的 δ -Eddington 近似计算向上和向下辐射通量用于参数化模式是可行的。

下面从图 5 分析在不同的气溶胶(或云)谱分布以及分子散射相函数下参数化亮度的标准差。图中的 σ 是在 1.5-0.0i 的气溶胶的折射率, $\mu_0 = 0.3, 0.5, 0.8$ 和 1.0, $\tau_r = 0.1, 0.3, 0.5$ 和 1.0, $N_\mu = 34, N_\phi = 19$ 的条件下 7 888 个参数化亮度的标准差。如图所示, 对 FWC 云的谱分布, 参数化亮度的标准差最大, 对应于 $A=0$ 和 0.1 两个值, σ 分别为 8.6% 和 5.4%;

对分子散射相函数, 参数化亮度的标准差最小, 对应于 $A=0$ 和 0.1 两个值, σ 分别为 3.5% 和 2.6%。对 5 个气溶胶谱分布, 对应于 $A=0$ 和 0.1 两个值, 参数化亮度的标准差都分别小于 5.9% 和 3.7%, 其中大陆性 Diermendjian 谱 (DL) 对应于最好的精度。因此, 在气溶胶光学厚度 $\tau_r \leq 1$, 太阳天顶角小于 72° , $\mu \leq 0.432$ (天顶角小于 65°) 以及无云的条件下, 由现在的参数化的模式所计算的向上亮度的误差估计一般小于 6%。对 5 个气溶胶谱分布和两个地表反射率值, 共计有 39 440 组亮度对比资料, 参数化亮度的总的标准差为 4.2%。

4 结论

依据向上天空亮度对大气散射相函数, 光学厚度, 太阳天顶角, 空间方位和天顶角等有关参数的依赖特性, 基于大量的天空亮度数值模拟计算资料, 通过反复的比较和尝试, 本文发展了一个关于向上天空亮度的参数化模式。39440 组的数值模拟对比资料表明, 在气溶胶光学厚度 $\tau_r \leq 1$ 、太阳天顶角小于 72° 、 $\mu \leq 0.432$ (天顶角小于 65°) 以及无云的条件下, 由现在的参数化的模式所计算的向上亮度的误差估计一般小于 6%。该模式对空间对地遥感的大气订正应用是合适的。地表反射率越大, 参数化模式的精度越高。参数化模式的精度一般随着光学厚度和太阳天顶角的增大而变差。对云相函数, 当地表反射率为零时, 7 888 个参数化亮度解的标准差为 8.6%, 误差稍大。

现在的向上亮度参数化模式看来较复杂, 但由于除了一个简单的积分运算外, 其余的均为一般的数学运算, 因此它能比数值求解辐射传输方程节约大量的时间。比较表明, 对大于 0.2 的光学厚度以及太阳天顶角非为零的情形, 参数化模式所需的计算时间比 Gauss-Siedel 迭代法起码节约 2 个数量级。

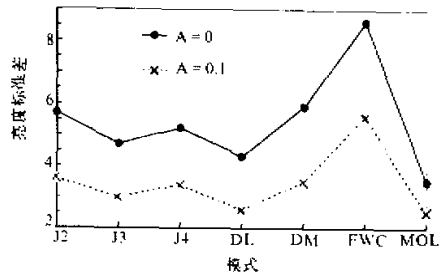


图 5 不同的气溶胶和云谱分布以及分子散射相函数下参数化亮度的标准差

参 考 文 献

- 1 Kaufman Y. J., D. Tanre, H. R. Gordon, T. Nakajima, J. Lenoble, R. Frouin, H. Grassl, B. M. Herman, M. D. King and P. M. Teillet, 1997, Passive remote sensing of tropospheric aerosol and atmospheric correction for the

- aerosol effect, *J. Geophys. Res.*, **102**(d14), 16815~16830.
- 2 Tanre, D., et al., 1992, Atmospheric correction algorithm for NOAA-AVHRR products, Theory and Application, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **30**(2), 231~248.
- 3 Gordon, H. R., 1997, Atmospheric correction of ocean color imagery in the Earth observation System era, *J. Geophys. Res.*, **102**, 17209~17217.
- 4 Holben B., E. Vermote, Y. J. Kaufman, D. Danne and V. Kalb, 1992, Aerosol retrieval over land from AVHRR data-application for atmospheric correction, *IEEE*, **30**, 212~222.
- 5 Lenoble, J., 1985, Radiative Transfer in Scattering and Absorbing Atmospheres, Standard Computational Procedures, A. Deepak, Hampton, Va., 300pp.
- 6 King M. D. and Harshvardhan, 1986, Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 784~801.
- 7 Joseph J. H., W. J. Wiscombe and J. A. Weinman, 1976, The Delta-Eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452~2459.
- 8 Shetter E. P. and J. A. Weinman, 1970, The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres evaluated by Eddington's approximation, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1048~1055.
- 9 Meador, W. E. and W. R. Weaver, 1980, Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres, A unified description of existing methods and a new improvement, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630~643.
- 10 Herman, B. M. and S. R. Browning, 1965, A numerical solution to the equation of radiative transfer, *J. Atmos. Sci.*, **22**, 559~566.
- 11 邱金桓, 1986, 辐射传输方程的一个改进算法, *大气科学*, **10**(3), 250~257.
- 12 Dirmendjian, D., 1969, Electromagnetic scattering on spherical polydispersions, American Elsevier, New York, 290pp.
- 13 Hansen, J. E., 1971, Multiple scattering of polarized light in planetary atmosphere, Part I: The doubling method, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 508~518.

A Parameterized Radiative Transfer Model for Spaceborne Remote Sensing Application

Qiu Jinhuan

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract It is of great importance to develop a simple but exact model for calculating outgoing radiance to the application of atmospheric correction in spaceborne remote sensing. Based on relationship of the radiance to such parameters as atmospheric scattering phase function, optical depth, solar zenith angle, viewing azimuth and zenith angle, by using a lot of accurate radiance data, a parameterized model for calculating outgoing radiance is developed. According to 39440 sets of comparative numerical simulations, in the condition of the optical depth less than unity, the solar zenith angle of $< 72^\circ$ and the viewing zenith angle of $< 65^\circ$, errors in radiance calculated by the parameterized model are generally less than 6%. The larger the surface reflectance, the higher the model accuracy. The accuracy gets worse with increasing optical depth and solar zenith angle.

Key words sky radiance atmospheric correction surface reflectance optical depth