

空间斜程能见度的影响因素分析*

王 毅, 饶瑞中

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学研究室, 安徽合肥 230031)

摘 要: 空间斜程能见度是空间目标识别的重要参量。水平能见度与大气消光参数有明确的关系, 而斜程能见度与大气消光参数、观测方向、太阳天顶角等多种因素有关, 目前尚未有明确的结果。从辐射传输理论出发, 通过 δ -Eddington 近似求解辐射传输方程, 尝试推导了空间斜程能见度的表达式, 探讨了斜程能见度与观察者视角、太阳高度角以及大气光学特性之间的关系。

关键词: 斜程能见度; 辐射传输方程; δ -Eddington 近似

中图分类号: O43

文献标识码: A

能见度是大气光学中特别是激光大气传输、空间目标探测问题中的一个重要参量。我们通常所说的能见度, 一般是指水平能见度, 相应的理论和实验研究非常多, 如 William 研究了水汽、气溶胶以及太阳天顶角对水平能见度的影响^[1], 探讨了水平能见度对于研究大气污染状况和空气质量的重要意义。Douglas^[2], Kwon^[3]等采用实验的方法进行水平能见度的探测研究。而在空间目标探测领域内实际涉及到的是斜程能见度问题, 并非水平能见度, 因而对斜程能见度的研究有更广泛的应用范围。但是斜视能见度问题由于受到大气消光系数、太阳天顶角和视角等多种因素的影响, 至今为止深入的研究工作开展得并不多。其主要原因在于, 斜程能见度的计算中涉及到复杂的辐射传输求解过程。本文从辐射传输理论出发, 利用辐射传输方程进行了推导空间斜程能见度表达式的尝试。通过计算分析, 探讨了空间斜程能见度与观察者的天顶角、太阳的天顶角、大气粒子光学特性和整层大气光学厚度等多种影响因素之间的关系。

1 斜程能见度基本方程推导

1.1 目标背景对比度

能见度理论一般都是基于目标与背景的亮度对比展开的。目标与背景亮度的固有对比度 C_0 定义为^[4]

$$C_0 = |(I_o - I_b) / I_b| \quad (1)$$

式中: I_o 是被观测的目标物的亮度; I_b 是目标物临近的背景亮度。

但是目标物和背景所发出的光(反射天空散射光、太阳光, 人工光源发的光或自身发光), 在到达观察者位置前的传输路径上, 经历了大气的消光作用(包括散射和吸收), 以及对太阳光的散射和对地面反射光、天空散射光的多次散射等因素的影响。观察者实际接收到的目标物和背景的亮度均为视亮度, 因此目标背景对比度 C 的一般定义为

$$C = |(I_o^* - I_b^*) / I_b^*| \quad (2)$$

式中: I_o^* 和 I_b^* 为观察者实际接收到的目标视亮度和背景视亮度, 二者要由辐射传输方程求解得到。

假定观察者向上观察, 如图 1 所示, 观察者的天顶角 θ 的余弦 μ 方向为负时, 向上传输, 为正时向下传输。大气层顶处的光学厚度 $\tau=0$, 目标所在处 $\tau=\tau_1$, 地面处 $\tau=\tau_0$ 。观察者的天顶角为 θ , 太阳的天顶角为 θ_0 , R 为斜程能见度。

辐射传输方程的一般形式为^[4~6]

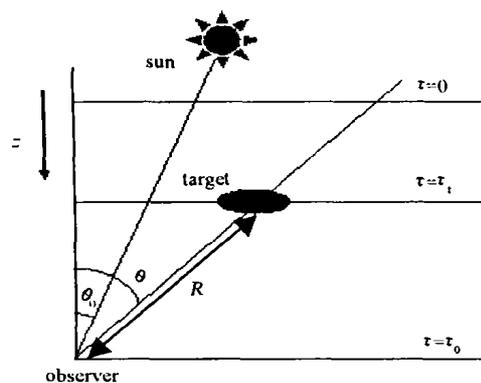


Fig. 1 Relation of radiative parameters

图 1 辐射参量的关系

* 收稿日期: 2003-01-13; 修订日期: 2003-05-22

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 王毅(1975-), 女, 博士研究生, 从事大气光学研究, 安徽省合肥市 1125 信箱 2 室; E-mail: ywang@aiofm.ac.cn.

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I - J \quad (3)$$

式中: I 是辐射亮度; J 是源函数。实际接收到的目标视亮度 I_o^* 和背景视亮度 I_b^* 可由(3)式计算得到^[4]

$$I_o^* = I_o e^{-\Delta\tau/\mu} + \int J \cdot e^{-(\tau'-\tau_i)/\mu} d\tau' \quad (4)$$

$$I_b^* = I^\dagger(\tau_i) e^{-\Delta\tau/\mu} + \int J \cdot e^{-(\tau'-\tau_i)/\mu} d\tau' = I^\dagger(\tau_o) \quad (5)$$

式中: $\Delta\tau = \tau_o - \tau_i$; $I^\dagger(\tau_i)$ 为在目标临近处的背景亮度; τ' 为计算中引入的积分变量; $I_o e^{-\Delta\tau/\mu}$ 和 $I^\dagger(\tau_i) e^{-\Delta\tau/\mu}$ 代表目标和背景的固有亮度透过大气的衰减; $\int J \cdot e^{-(\tau'-\tau_i)/\mu} d\tau'$ 和 $\int J \cdot e^{-(\tau'-\tau_o)/\mu} d\tau'$ 代表观察路径上气柱本身的发光, 包括大气对太阳光的多次散射。将(4)、(5)式代入(2)式中, 得

$$C = \left| \frac{I_o^* - I_b^*}{I_b^*} \right| = \left| \frac{I_o - I^\dagger(\tau_i)}{I^\dagger(\tau_o)} \right| e^{-\Delta\tau/\mu} = \left| \frac{I_o - I^\dagger(\tau_i)}{I^\dagger(\tau_i)} \right| \left| \frac{I^\dagger(\tau_i)}{I^\dagger(\tau_o)} \right| e^{-\Delta\tau/\mu} = C_0 \left| \frac{I^\dagger(\tau_i)}{I^\dagger(\tau_o)} \right| e^{-\Delta\tau/\mu} \quad (2')$$

如果目标为绝对黑体 ($I_o = 0$), 则 $C_0 = 1$, (2')式化为

$$C = |I^\dagger(\tau_i)/I^\dagger(\tau_o)| e^{-\Delta\tau/\mu} \quad (6)$$

1.2 Eddington 近似

辐射传输方程可以通过 Eddington 近似简单快速地求解。根据(3)式, 辐射传输方程的一般形式为^[5,6]

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \mu, \varphi) + \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} P(\mu, \varphi; \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + \frac{1}{4} \omega F_0 P(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (7)$$

式中: φ', φ 为方位角; ω 为单次散射反照率; πF_0 是太阳在垂直方向的辐照度; $P(\mu, \varphi; \mu', \varphi')$ 表示入射光方向为 μ', φ' 而向 μ, φ 方向散射的相函数。Eddington^[7] 近似假设

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) - \mu I_1(\tau), \quad 0 \leq \mu \leq 1 \quad (8)$$

相函数为

$$P(\Theta) = 1 + \omega_0 \cos\Theta \quad (9)$$

式中: $\cos\Theta = \mu\mu' + (1-\mu^2)(1-\mu'^2)^{1/2} \cos(\varphi-\varphi')$, $g = \frac{\omega_0}{3} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos\Theta) \cos\Theta d\cos\Theta = \langle \cos\Theta \rangle$, 这里 Θ 为散射角, ω_0 为单次散射反照率, g 为不对称因子。

将(8)、(9)式代入(7)式中, 并对方位角积分得到

$$-\mu \frac{d(I_0 - \mu I_1)}{d\tau} = (I_0 - I_1 \mu) - \omega(I_0 - g\mu I_1) - \frac{\omega}{4} F_0 (1 - 3g\mu\mu_0) e^{\tau/\mu_0} \quad (10)$$

将(10)式直接对 μ 积分以及乘 μ 后对 μ 积分, 得到一组方程

$$\begin{cases} \frac{dI_1}{d\tau} = -2(1-\omega)I_0 + \frac{3}{4}\omega F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \\ \frac{dI_0}{d\tau} = -(1-\omega_0 g)I_1 + \frac{3}{4}\omega g \mu_0 F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \end{cases} \quad (10')$$

最后求得结果为

$$I_0(\tau) = C_1 \bar{e}^{b\tau} + C_2 e^{b\tau} - m e^{-\tau/\mu_0}; I_1(\tau) = a(C_1 e^{-b\tau} - C_2 e^{b\tau}) - n e^{-\tau/\mu_0} \quad (11)$$

式中: $b = [3(1-\omega)(1-\omega g)]^{1/2}$, $a = [3(1-\omega)/(1-\omega g)]^{1/2}$, $m = (3/4)\omega F_0 \mu_0^2 (1-\omega g + g)/(1-b^2 \mu_0^2)$, $n = (3/4)\omega F_0 \mu_0 (1+3g\mu_0^2 - 3\omega g \mu_0^2)/(1-b^2 \mu_0^2)$, 系数 C_1, C_2 可由边界条件确定。假设大气内辐射不受外界影响, 则边界条件为 $F^\dagger(0; -\mu, \varphi) = [I_0(0) - (2/3)I_1(0)] = 0$; $F^\dagger(\tau_o; -\mu, \varphi) = [I_0(\tau_o) + (2/3)I_1(\tau_o)] = 0$ 。计算得到

$$C_1 = \left[\left(1 + \frac{2}{3}a\right) \left(m + \frac{2}{3}n\right) e^{b\tau_o} - \left(1 - \frac{2}{3}a\right) \left(m - \frac{2}{3}n\right) e^{-\tau_o/\mu_0} \right] / \left[\left(1 + \frac{2}{3}a\right)^2 e^{b\tau_o} - \left(1 - \frac{2}{3}a\right)^2 e^{-b\tau_o} \right] \quad (12)$$

$$C_2 = \left[\left(1 - \frac{2}{3}a\right) \left(m + \frac{2}{3}n\right) e^{-b\tau_o} - \left(1 + \frac{2}{3}a\right) \left(m - \frac{2}{3}n\right) e^{\tau_o/\mu_0} \right] / \left[\left(1 - \frac{2}{3}a\right)^2 e^{-b\tau_o} - \left(1 + \frac{2}{3}a\right)^2 e^{b\tau_o} \right]$$

由此, 通过求平行平面大气中辐射传输方程的通解, 可得到任意方向上的辐射亮度(水平方向除外)。为了提高

计算精度,我们采用 δ -Eddington 近似^[8]

$$g' = g/(1 + g), \omega' = (1 + g^2)\omega/(1 - g^2\omega), \tau' = (1 - \omega g^2)\tau \quad (13)$$

即用(13)式中的参数 g', ω', τ' 代替 Eddington 近似中的参数 g, ω, τ 。

1.3 斜程能见度

将 Eddington 近似的结果代入(5)式中,并利用一阶泰勒展开关系式 $e^x > 1 + x$, 得到

$$C = \left| \frac{I^\dagger(\tau_1)}{I^\dagger(\tau_0)} \right| e^{-\Delta\tau/\mu} = \left| \frac{I^\dagger(\tau_0 - \Delta\tau)}{I^\dagger(\tau_0)} \right| e^{-\Delta\tau/\mu} = \left| \frac{(1 + \mu\alpha)C_1 e^{-b\tau_0} e^{(b-1/\mu)\Delta\tau} + (1 - \mu\alpha)C_2 e^{b\tau_0} e^{-(b+1/\mu)\Delta\tau} - (m + \mu\eta) e^{-\tau_0/\mu_0} e^{(1/\mu_0 - 1/\mu)\Delta\tau}}{I^\dagger(\tau_0)} \right| > \left| \frac{(1 + \mu\alpha)C_1 e^{-b\tau_0} [1 + (b-1/\mu)\Delta\tau] + (1 - \mu\alpha)C_2 e^{b\tau_0} [1 - (b+1/\mu)\Delta\tau] - (m + \mu\eta) e^{-\tau_0/\mu_0} [1 + (1/\mu_0 - 1/\mu)\Delta\tau]}{I^\dagger(\tau_0)} \right|$$

化简为

$$C > \left| 1 - \left\{ \frac{1}{\mu} - \frac{(1 + \mu\alpha)bC_1 e^{-b\tau_0} - (1 - \mu\alpha)bC_2 e^{b\tau_0} - [(m + \mu\eta)/\mu_0] e^{-\tau_0/\mu_0}}{(1 + \mu\alpha)C_1 e^{-b\tau_0} + (1 - \mu\alpha)C_2 e^{b\tau_0} - (m + \mu\eta) e^{-\tau_0/\mu_0}} \right\} \Delta\tau \right|$$

即

$$C > |\Delta\tau W - 1|, W = \frac{1}{\mu} - \frac{(1 + \mu\alpha)bC_1 e^{-b\tau_0} - (1 - \mu\alpha)bC_2 e^{b\tau_0} - [(m + \mu\eta)/\mu_0] e^{-\tau_0/\mu_0}}{(1 + \mu\alpha)C_1 e^{-b\tau_0} + (1 - \mu\alpha)C_2 e^{b\tau_0} - (m + \mu\eta) e^{-\tau_0/\mu_0}} \quad (14)$$

根据光学厚度的定义^[5,6]

$$\tau = \int_z^\infty \beta_{\text{ext}}(z) dz \quad (15)$$

式中: β_{ext} 为大气消光系数; z 为垂直高度。考虑到可见光波段分子散射和吸收对消光系数的贡献很小,所以文中采用气溶胶消光系数代替大气消光系数进行计算。气溶胶消光系数随高度分布的变化有下述关系存在^[9]

$$\tau = \int_z^\infty \beta_{\text{ext}}(0) e^{-z/H_a} dz \quad (16)$$

式中 H_a 为气溶胶标高。0.55 μm 波长的标高与地面水平能见度的对应关系如表 1 所示。

表 1 0.55 μm 波长不同地面水平能见度条件下的气溶胶标高^[9]

Table 1 H_a under different horizontal visibility at 0.55 μm

visibility / km	2	3	4	5	6	8	10	13	25
H_a / km	0.84	0.90	0.95	0.99	1.03	1.10	1.15	1.23	1.45

根据以上关系可以得到

$$\Delta\tau = \tau_0 - \tau_1 = \int_0^z \beta_{\text{ext}}(0) e^{-z/H_a} dz = H_a \beta_{\text{ext}}(0) (1 - e^{-z/H_a}) \quad (17)$$

因为存在关系 $z = R\mu$, 则有

$$\Delta\tau = H_a \beta_{\text{ext}}(0) (1 - e^{-z/H_a}) = H_a \beta_{\text{ext}}(0) (1 - e^{-R\mu/H_a})$$

所以(14)式可化为 $C > |\beta_{\text{ext}}(0) H_a (1 - e^{-R\mu/H_a}) W - 1|$ 。最终得到

$$-\frac{H_a}{\mu} \ln \left(1 - \frac{1 - C}{\beta_{\text{ext}}(0) H_a W} \right) < R < -\frac{H_a}{\mu} \ln \left(1 - \frac{1 + C}{\beta_{\text{ext}}(0) H_a W} \right) \quad (18)$$

当目标背景对比达到人眼或仪器的分辨阈值时, R 即为最远能见距离。

构造两个极值能见度函数 R_1, R_2

$$R_1 = -\frac{H_a}{\mu} \ln \left(1 - \frac{1 - C}{\beta_{\text{ext}}(0) H_a W} \right), \quad R_2 = -\frac{H_a}{\mu} \ln \left(1 - \frac{1 + C}{\beta_{\text{ext}}(0) H_a W} \right)$$

R_1, R_2 可通过计算得到。显然, R 的值限制在 R_1 和 R_2 之间, 所以由 R_1, R_2 的变化趋势可以近似得到 R 的变化趋势。

在得出以上结论后, 根据我们所构造的两个函数 R_1, R_2 可推测斜程能见度的表达式具有与二者类似的形式, 可表达为

$$R = -\frac{H_a}{\mu} \ln \left(1 - \frac{1 + D}{\beta_{\text{ext}}(0) H_a W} \right) \quad (19)$$

这里 D 在 $[-C, C]$ (也即 $[-0.02, 0.02]$) 的范围内。其他参数见上文中的定义。

2 计算结果及分析

通过上文的分析结果,根据我们所构造的两个函数 R_1, R_2 ,就可以确定斜程能见距离的取值范围。并且根据空间斜程能见度的近似表达式(19)可知,观察者的天顶角余弦 μ 、太阳天顶角余弦 μ_0 、整层大气光学厚度 τ_0 、以及气溶胶消光系数 β_{ext} 等因素对斜程能见度均有影响。在我们的模拟计算中,选取 LOWTRAN 中标准大气模式^[9],波长选在 $0.55\mu\text{m}$,大气消光系数 β_{ext} 的取值包括瑞利散射和气溶胶消光系数,取 Haze-L 相函数。

2.1 水平能见度和观察者天顶角

从斜程能见度的近似表达式可知,消光系数 β_{ext} 影响着斜程能见度。而水平能见度 V 与消光系数 β_{ext} 有明确的关系。水平能见度的一般表达式为

$$V = 3.912/\beta_{ext} \quad (20)$$

因此 β_{ext} 对斜程能见度的影响实际上也是 V 对斜程能见度的影响。

V 与 R 的关系可由图 2 分析得到,同时该图也反映出 θ 与 R 的关系。图中横坐标为观察者的天顶角余弦 μ ,纵坐标为距离。在不同的水平能见度下,均有 R_1, R_2 曲线与观察者天顶角 θ 的余弦 μ 对应。因为 R 的取值在 R_1, R_2 之间变化,所以 R_1, R_2 与 μ 的关系曲线反应了 R 与 μ 的关系。图 2 所示的关系是在太阳天顶角余弦 $\mu_0 = 0.9$,单次散射反照率 $\omega = 0.9$,不对称因子 $g = 0.85$ 的条件下计算得到的。 V 的变化范围取 $2 \sim 13\text{km}$ 。因为在二流辐射传输计算中方位情况不予考虑,因而太阳和观察者的方位情况不作为计算参数。

在同一水平能见度 V 的取值下, R_1, R_2 随视角余弦 μ 的增大而减小,也即随着 θ 的增加而增加(水平情况下除外,因为在辐射传输计算过程中 μ 不能取零值,即不考虑沿水平方向观测的情况,如果观察者视角为 90° ,应采用水平能见度计算公式)。从而反映出 R 随视角余弦 μ 的增大而减小。在不同的 V 的取值下, R_1, R_2 随水平能见度 V 的增大而增大。根据式(20)可知, V 与 β_{ext} 有关, β_{ext} 减小使得 V 增加,此时由气溶胶引起的目标亮度的衰减降低,同时气柱的背景亮度也降低,因而使得目标易于分辨。

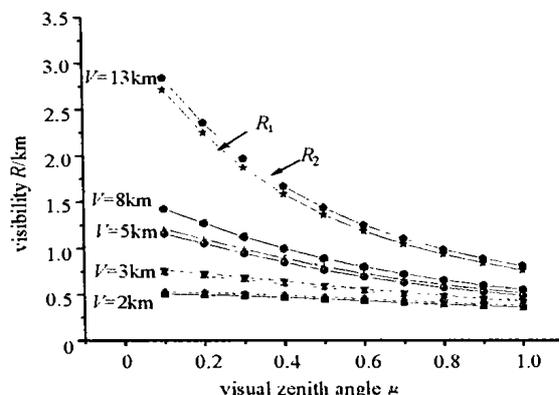


Fig. 2 Relation between R_1, R_2 and μ

图 2 R_1, R_2 和 μ 的关系

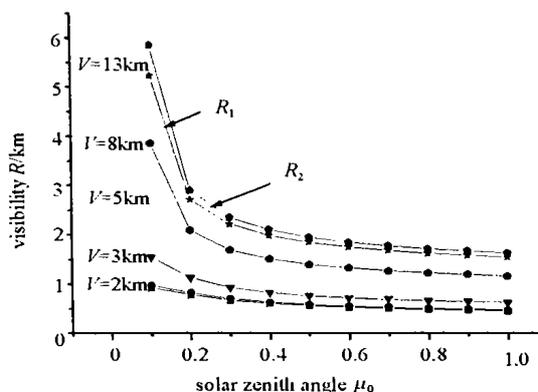


Fig. 3 Relation between R_1, R_2 and μ_0

图 3 R_1, R_2 和 μ_0 的关系

2.2 太阳的天顶角

图 3 是在视角余弦 $\mu = 0.4$, 单次反射反照率 $\omega = 0.9$, 不对称因子 $g = 0.85$ 的情况下计算得出的。它反映出 R_1, R_2 与太阳天顶角余弦 μ_0 的关系,从而反映出斜程能见度 R 与 μ_0 的关系。在计算中, μ_0 的取值范围为 $0.1 \sim 1.0$ 。图 3 所示, R_1, R_2 与 μ_0 的关系曲线总的变化趋势是,随着 μ_0 的增大(θ_0 减小), R_1, R_2 减小。所以 R 与 μ_0 的变化关系是随着 μ_0 的增大(θ_0 减小), R 减小。在 μ_0 较小时($\mu_0 \leq 0.2$), R_1, R_2 随 μ_0 的增加迅速减小,反映出 R 随 μ_0 变化趋势明显。当 μ_0 逐渐增大时, R 随 μ_0 变化趋势变缓。当 μ_0 趋近于 1.0 时, R 趋近于最小值,说明当太阳接近于垂直入射时,对观察者识别目标造成的影响最大。并且随着水平能见度 V 取值的增大,这种减小的趋势更为明显。这说明当水平能见度较大时, R 受太阳天顶角的影响越大。因此,太阳的天顶角对斜程能见度有强烈的影响。

2.3 单次散射反照率

当单次散射反照率 ω 变化时, R 也会有相应的变化。单次散射反照率的物理意义是散射在总消光中所占的比例,它代表在单次散射过程中光束遭受散射的百分比。其极限情况为 $\omega = 1.0$ 。此时忽略了辐射能量的损

失,是一种不考虑吸收损耗的理想情况。另外一种极限情况是 ω 趋近于0。在这种情况下,散射与吸收相比可忽略,辐射能量大部分被吸收消耗。 ω 等于0的情况是不可能达到的。我们在计算斜程能见度与 ω 的关系时,取 ω 变化范围为0.1~1.0。

R 随 ω 的变化关系可由图4分析得到。图4是在 $\mu=0.3, \mu_0=0.9, g=0.85$ 的情况下计算得到的。由图关系可以看出, R_1, R_2 随着 ω 的增加而减小,说明 R 随着 ω 的增加而减小。这是因为当 ω 的值较大时,散射在消光中占主导地位,增加了观察路径上的背景干扰亮度,从而增加了识别目标的困难。

根据在不同的水平能见度 V 下的计算结果可以看出,随着 V 的增加, R_1, R_2 随 ω 的变化趋势相同。并且随着水平能见度 V 的增加,在 ω 取相同的值的情况下, R_1, R_2 相应的值增加。这也说明了 R 随 V 的增加而增加。

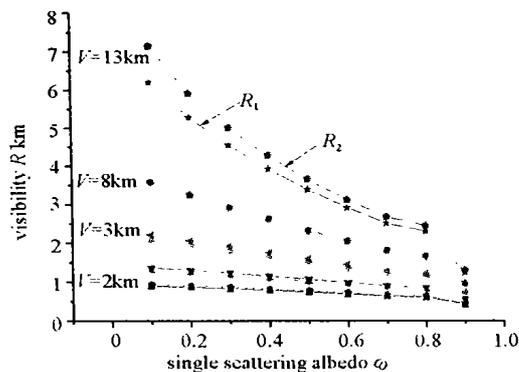


Fig. 4 Relation between R_1, R_2 and ω

图4 R_1, R_2 和 ω 的关系

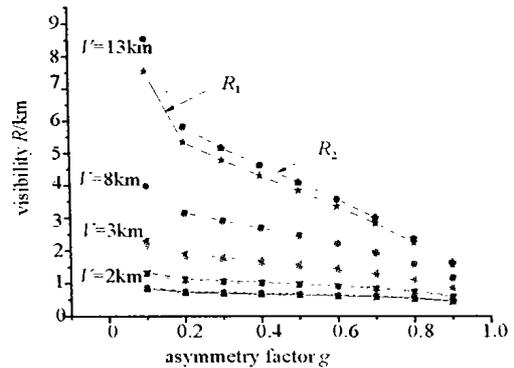


Fig. 5 Relation between R_1, R_2 and g

图5 R_1, R_2 和 g 的关系

2.4 不对称因子

不对称因子 g 表示相函数在空间分布的情况,是相函数的一阶矩。 g 的值越大表示前向散射在总散射中所占的比例越大,也即在前向的散射能量越大。 g 值较小则说明辐射能量中后向散射是主要的。对于各向同性散射, $g=0$ 。不对称因子 g 与斜程能见度也有关系。在计算中 g 的取值范围为0.1~1.0。

图5反映出 R_1, R_2 与不对称因子 g 的关系。计算条件为 $\mu=0.3, \mu_0=0.9, \omega=0.9$ 。由图分析可知,随着 g 的增加, R_1, R_2 减小,所以可知 R 随着 g 的增加而减小。这是因为,当 g 增加时,表示前向散射在总散射中所占的比例增加。因而增加了前向辐射能量,从而增加了背景的亮度,这就导致了目标识别的困难。

随着水平能见度 V 的增加, R_1, R_2 随 g 的变化趋势相同。当 g 取确定值的情况下, R_1, R_2 的值随着 V 的增加而相应增加,因而 R 的值也相应增加。当取较小值时($g \leq 0.2$), R_1, R_2 随 g 的增加迅速减小,反映出 R 随 μ_0 变化趋势明显。并且随着水平能见度 V 取值的增大,这种减小的趋势更加明显。这说明当水平能见度较大时, R 受不对称因子的影响越大。

3 结论

辐射传输计算的复杂性一直限制着能见度问题的研究,本文根据 δ -Eddington近似推导了斜程能见度的近似表达式,分析了斜程能见度与多种影响因素的关系。通过计算,确定斜程能见度是太阳天顶角、观察者的天顶角、不对称因子以及单次散射反照率等参量的函数:

- (1) 随观察者天顶角 θ 的增加(或者观察者天顶角余弦 μ 的减小),空间斜程能见度 R 增加,当沿水平方向观察时,能见度为最大值。
- (2) 随着太阳天顶角 θ_0 的减小(或者太阳天顶角余弦 μ_0 的增加), R 减小。并且在太阳天顶角余弦 μ_0 较小时($\mu_0 \leq 0.2$), R 减小的趋势最为明显。
- (3) R 随着单次散射反照率 ω 的增加而减小。
- (4) R 随不对称因子 g 的增加而减小。并且当 g 取值较小时($g \leq 0.2$), R 的减小趋势最为明显。

以上的结论说明,能见度不仅与大气消光系数有关,而且与多种因素有关,而在一般的水平能见度计算中,只考虑了消光系数的影响,因而可能与实际数值还存在着差距。

为了简化计算,文中进行了大量的理论假设。例如假设目标为绝对黑体,忽略了目标本身的辐射及目标表

面的反射吸收特性;在边界条件中忽略了地面具体情况,也忽略了云的影响和其他的辐射源造成的影响。但是本文的结论大部分还是与实际情况吻合的。特别是推导出的斜程能见度的近似表达式,表示出了斜程能见度与多种影响因素的明确关系。但是仍有很多影响斜程能见度的因素需要进一步研究探讨,例如文中由于二流近似的限制,方位因素在计算中没有考虑,这是计算斜程能见度必须要解决的问题,而且也需要更精确的算法提高计算精度。在我们进一步的研究中,将首先考虑如何解决方位因素的影响和提高计算精度。

参考文献

- [1] William C M. Introduction to visibility [M]. CIRA, NPS Visibility program, Colorado State University, Fort Collins, CO 80523, CA2350-97-001; T097-04, T098-08; 1999, 5.
- [2] Douglas C D, Booker R L. Visual range: concepts, instrumental determination and aviation applications [R]. U S. Department of Transportation, Systems Research and Developments Service, Washington D. C. 20590, Report No. FAA-RD-77-8, 1977.
- [3] Kwon T M. An automatic visibility measurement system based on video cameras [R]. Minnesota Department of Transportation, MN/RC-1998-25, 1998.
- [4] 周秀骥,陶善昌,姚克亚. 高等大气物理学[M]. 北京:气象出版社,1993. (Zhou X Y, Tao S C, Yao K Y. Advanced atmospheric physics. Beijing: Atmospheric Press, 1993)
- [5] Liou K N. An introduction to atmospheric radiation[M]. New York: Academic Press, 1980.
- [6] 刘长盛,刘文保. 大气辐射学[M]. 南京:南京大学出版社,1990. (Liu C S, Liu W B. Atmospheric radiation. Nanjing: Nanjing University Press, 1990)
- [7] Shettle E P, Weinman J A. The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmosphere evaluated by Eddington's approximation[J]. *J Atmos Sci*, 1970, **27**: 1048—1055.
- [8] Joseph J H, Wiscombe W J, Weinman J A. The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer[J]. *J Atmos Sci*, 1976, **33**: 2452—2459.
- [9] Louis Elterman. Vertical-attenuation mode with eight surface meteorological range 2 to 13 kilometers[R]. Environment Research Papers, 1970, 3, NO. 318, AFCRL-70-200.

Slant visibility: multi-factor analysis

WANG Yi, RAO Rui-zhong

(Laboratory for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
the Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: The slant visibility is an important parameter in space survey application, meteorology, remote sensing, and so on. It is well-known the horizontal visibility has a definite relation with the atmospheric extinction coefficient, which is considered as the fundamental of meteorology, but for the slant visibility, the case is entirely different. Besides related to the atmospheric extinction coefficient, the slant visibility is evaluated to be influenced by many factors, such as the visual direction, the solar zenith angle, etc. Due to the complicated process of solving the radiative transfer equation, so far, few literatures could be obtained that described the clear numerical relations between the slant visibility and those effective factors. In this paper, based on the radiative transfer theory, an attempt to achieve the expression of the slant visibility was made by using delta-Eddington approximation of the radiative transfer equation, and it was found that many reasons led to the variety of the slant visibility, including the single scattering albedo, the asymmetry factor of the phase function. At the succedent discussion, the relations between the slant visibility and those factors were analyzed.

Keywords: Slant visibility; Radiative transfer equation(RTE); Delta-Eddington approximation