

有云浑浊大气中的臭氧及 氧气的光离化系数

汪宏七 周秀骥

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文给出了考虑分子和气溶胶多次散射的浑浊大气中,不同高度和不同反照率的云作为下垫面对臭氧及氧气光离化系数的影响,以及由于大气运动造成对流层顶臭氧浓度加倍而引起的臭氧及氧气光离化系数的变化。

一、引 言

近几年来,在大气光化学模式计算中,已由考虑单纯吸收的大气辐射的光离化系数发展到了考虑大气分子散射(Luther 等^[1])和大气气溶胶散射(Fiocco 等^[2])对光离化系数的影响。在这些研究中,考虑了在晴空条件下不同地表反照率和不同太阳天顶角下的情况。

本文考虑了在分子和气溶胶多次散射下,不同高度的云层作为下垫面对光离化系数的影响,也研究了当对流层顶臭氧大量增加,在对流层顶出现臭氧浓度第二极大时,光离化系数的变化。

二、辐射传输方程

从积分形式的平面平行大气的辐射传输方程出发,对于向下的辐射则有

$$I(\tau, \mu, \varphi) = I(0, \mu, \varphi)e^{-\tau/|\mu|} + \int_0^\tau e^{-\frac{(\tau-\tau')}{|\mu|}} J(\tau', \mu, \varphi) \frac{d\tau'}{|\mu|}, \quad (1)$$

$$J(\tau, \mu, \varphi) = \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\tau, \mu, \varphi, \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + \mathcal{S}(\tau, \mu, \varphi), \quad (2)$$

式中 τ 为从大气顶层到所求高度的光学厚度,是与波长有关的值, φ 为方位角, $\mu = \cos\theta$ 是天顶角 θ 的余弦, $I(\tau, \mu, \varphi)$ 是光学厚度为 τ 的高度上、沿 (μ, φ) 方向、波长为 λ 的单色辐射率, $\bar{\omega}_0$ 为单次散射反照率, $P(\tau, \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ 是从 (μ', φ') 方向入射朝 (μ, φ) 方向散射的散射方向函数, $\mathcal{S}(\tau, \mu, \varphi)$ 为源项。为简化起见,与波长有关的各项都省略了下标 λ 。

1983年1月29日收到初稿,1983年5月27日收到修改稿。

辐射率由直射和漫射两部分组成

$$I_{tot} = I_{dir} + I_{dif}. \quad (3)$$

当从大气顶部 (μ_0, φ_0) 方向入射通量密度为 πF_s 的太阳辐射, 而地表又没有镜面反射时, 直射辐射率

$$I_{dir}(\tau, \mu, \varphi) = \frac{\pi F_s}{2\pi} e^{-\tau/|\mu|} \delta(\mu - \mu_0, \varphi - \varphi_0), \quad (4)$$

这里 δ 是 Dirac delta 函数. 在我们感兴趣的波段内 (1850—8500 Å), 大气热辐射可以忽略不计, 漫射辐射率的源项 $\mathcal{S}$ 可以表示为

$$\mathcal{S}(\tau, \mu, \varphi) = \frac{\bar{\omega}_0(\tau)}{4\pi} P(\tau, \mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) \pi F_s e^{-\tau/|\mu_0|}. \quad (5)$$

采用 Gauss Seidel 叠代方法^[3]解辐射传输方程, 求解漫射辐射率.

将光学厚度为 τ_λ 的大气分成 N 层, 第 i 层的光学厚度为 $\Delta\tau_i, \tau_0 = 0, \tau_N = \tau_\lambda, \tau_{i-1} < \tau_i, \Delta\tau_i = \tau_i - \tau_{i-1}, i = 1, 2, \dots, N$.

对于间隔 $[\tau_i, \tau_{i+2}]$, 向下辐射 ($\mu < 0$) 遵守的方程为

$$I(\tau_{i+2}, \mu, \varphi) = I(\tau_i, \mu, \varphi) e^{-\frac{2\Delta\tau'_i}{|\mu|}} + \int_{\tau_i}^{\tau_{i+2}} e^{-\frac{(\tau_{i+2}-\tau')}{|\mu|}} J(\tau', \mu, \varphi) \frac{d\tau'}{|\mu|}, \quad (6)$$

其中

$$\Delta\tau'_i = \frac{1}{2} (\tau_{i+2} - \tau_i) = \frac{1}{2} (\Delta\tau_{i+1} + \Delta\tau_{i+2}), \quad (0 \leq i \leq N-2).$$

这里辐射率 I 省略了下标 dif .

应用积分中值定理

$$\int_{\tau_i}^{\tau_{i+2}} e^{-\frac{(\tau_{i+2}-\tau')}{|\mu|}} J(\tau', \mu, \varphi) \frac{d\tau'}{|\mu|} \simeq J(\tau_{i+1}, \mu, \varphi) (1 - e^{-\frac{2\Delta\tau'_i}{|\mu|}}). \quad (7)$$

同时为了计算简单起见, 将方程 (6) 对方位角 φ 求平均. 考虑 $2M$ 个离散方向的辐射率, 用 Gauss 求积公式来计算 (2) 式中的积分. 这样由方程 (6)、(7)、(2)、(5) 得到

$$I(\tau_{i+2}, \mu_j) = I(\tau_i, \mu_j) e^{-\frac{2\Delta\tau'_i}{|\mu_j|}} + (1 - e^{-\frac{2\Delta\tau'_i}{|\mu_j|}}) \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{j'=1}^{2M} a_j \bar{\omega}_0(\tau_{i+1}) P(\tau_{i+1}, \mu_j, \mu_{j'}) I(\tau_{i+1}, \mu_{j'}) + \frac{1}{4\pi} \bar{\omega}_0(\tau_{i+1}) P(\tau_{i+1}, \mu_j, \mu_0) \pi F_s e^{-\frac{\tau_i}{|\mu_0|}} \right\}, \quad (8)$$

$$i = 0, 1, \dots, N-2, \quad j = M+1, \dots, 2M, \quad j' = 1, 2, \dots, 2M.$$

式中 $I(\tau_i, \mu_j) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\tau_i, \mu_j, \varphi) d\varphi$ 是对方位角平均的辐射率,

$$P(\tau_i, \mu_j, \mu_{j'}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\tau_i, \mu_j, \varphi, \mu_{j'}, \varphi') d\varphi'$$

是对方位角平均的散射方向函数, μ_j 是 Legendre 函数 $P_M(\mu)$ 的根, 为求积节点, a_j 为 Gauss 求积系数.

同样对于向上辐射 ($\mu > 0$) 有方程

$$I(\tau_{i-2}, \mu_j) = I(\tau_i, \mu_j) e^{-\frac{2\Delta\tau_j'}{|\mu_j|}} + (1 - e^{-\frac{2\Delta\tau_j'}{|\mu_j|}}) \cdot \left\{ \frac{1}{2} \sum_{j'=1}^{2M} a_j \bar{\omega}_0(\tau_{i-1}) P(\tau_{i-1}, \mu_j, \mu_{j'}) I(\tau_{i-1}, \mu_{j'}) + \frac{1}{4\pi} \bar{\omega}_0(\tau_{i-1}) P(\tau_{i-1}, \mu_j, \mu_0) \pi F_i e^{-\frac{\tau_{i-1}}{|\mu_0|}} \right\}, \quad (9)$$

$$j = 1, 2, \dots, M, \quad j' = 1, 2, \dots, 2M, \quad i = 2, 3, \dots, N$$

在大气顶部, 向下散射辐射为零。在地表, 假设向上的漫反射遵守 Lambert 漫射定律, 这样边界条件为

$$I(0, \mu_j) = 0, \quad (\mu_j < 0) \quad (10)$$

$$I(\tau_N, \mu_j) = \frac{A_s}{\pi} \left[-\pi F_s \mu_0 e^{-\frac{\tau_N}{|\mu_0|}} - 2\pi \sum_{j'=M+1}^{2M} a_{j'} \mu_{j'} I(\tau_N, \mu_{j'}) \right], \quad (\mu_j > 0, \mu_{j'} < 0), \quad (11)$$

式中 A_s 为地表反照率。由 (8)、(9)、(10)、(11) 式用 Seidel 叠代法可以解得各高度层各方向的漫射辐射率 $I(\tau_i, \mu_j)$ 。

大气中某成分 A 光离化成另一成份 B 的光离化系数

$$J_{A \rightarrow B} = \int_{\Delta\lambda} \sigma_A(T) Q_A(A \rightarrow B) F'_A(\tau) d\lambda, \quad (12)$$

式中 $\sigma_A(T)$ 为吸收截面, T 为温度, $Q_A(A \rightarrow B)$ 为量子效率, $F'_A(\tau)$ 为光学厚度为 τ 的高度上的光子通量密度, $F'_A(\tau) = \lambda F_A(\tau) / hc$, h 为 Planck 常数, c 为光速。 $F_A(\tau)$ 为辐射通量密度

$$F_A(\tau) = \pi F_s e^{-\tau/|\mu_0|} + 2\pi \sum_{j=1}^{2M} a_j I(\tau, \mu_j), \quad (13)$$

$\Delta\lambda$ 为波段范围, 随成分的不同而异。

本文中计算了 O_3 和 O_2 的光离化系数。 O_3 吸收辐射的波段 $\Delta\lambda_{O_3}$ 为 2000—8500 Å, 光离化系数记作 J_{O_3} , 同时按不同吸收带分段计算了 O_3 光离化系数, $\Delta\lambda_1$ 为 2000—2360 Å Hartley 带 's', $\Delta\lambda_2$ 为 2360—3100 Å Hartley 带 'D', $\Delta\lambda_3$ 为 3100—3600 Å Huggins 带, $\Delta\lambda_4$ 为 4100—8500 Å Chappuis 带, 各波段对应的光离化系数分别记作 J_{O_3s} 、 J_{O_3D} 、 J_{O_3H} 、 J_{O_3C} 。 O_2 吸收辐射的波段 $\Delta\lambda_{O_2}$ 为 1850—2424 Å, 光离化系数记作 J_{O_2} 。

三、大气模式

在我们所讨论的波长范围内, 需要考虑 O_2 、 O_3 、 H_2O 分子对辐射的吸收, 同时我们还考虑了空气分子和气溶胶的多次散射和地表的漫反射, 忽略大气和地表的热辐射以及地表对太阳辐射的镜面反射。

在计算中, 空气分子、 O_2 、 O_3 、 H_2O 和温度、压力随高度的分布采用了 1976 年美国标准大气^[4]的值。气溶胶的模式, 在平流层(12 公里以上)是折射指数为 1.5— $i0$ 的尘埃和折射指数为 1.65— $i0.001$ 的硫酸滴的混合物, 其中尘埃占 1/3, 硫酸滴占 2/3, 在对流层(12

公里以下)全部为尘埃. 气溶胶粒子谱形在平流层为 Haze H 型的 Deimenjian 分布, 对流层为 Haze L 型的 Deimenjian 分布. 气溶胶密度的垂直分布廓线与 McClatchey 等^[9]给出的地面能见度为 23 公里的气溶胶分布相似. 因为我们用的谱形与他的不同, 所以对总数进行订正, 使地面能见度同样为 23 公里. 除此气溶胶模式外, 还考虑了火山爆发引起平流层气溶胶浓度增长时的情况. 此时, 在原来的气溶胶模式上叠加一平流层气溶胶层, 平流层气溶胶层的高度在 13—24 公里上, 数密度最大值在 18 公里, 数值为此高度上原来模式的 10 倍.

辐射传输方程是对单色辐射成立的, 实际计算是在有限波长宽度下进行的. 参照 Fiocco 等^[2]的工作, 引入指数和近似方法, 将 1850—8500 Å 波长范围分成 130 个间隔. 其中与 Fiocco 工作相重合的波长范围, 完全采用了他给出的波长分段以及有关 O₃、H₂O 吸收的拟合参数. 在 1850—2424 Å 范围内的 O₂ 吸收系数采用了文献[6]的结果. 在 7500—8500 Å 范围内, 每 100 Å 一个间隔, 利用了 Lowtran 4^[7] 的数据进行计算. 在可见波段 O₃ 的吸收比较平滑, 所以 O₃ 和 H₂O 吸收重叠部分的大气吸收气体的透过率可认为是两种吸收气体透过率的乘积. 在紫外 O₂ 和 O₃ 吸收重合的波段内, O₃ 没有和 O₂ 可以相比较的带结构, 所以我们也近似地将大气透过率看作 O₃ 和 O₂ 透过率的乘积. 因此在较小的波长间隔内, 我们认为辐射传输方程 (1) 仍成立, 而且各种气体吸收的平均总透过率为各个吸收气体平均透过率的乘积.

计算辐射时, 整层大气分成 44 层, 其中地面到 40 公里每 1 公里为一层, 40—50 公里每 5 公里为一层, 50—70 公里为一层, 70—100 公里为一层, 认为大气外界在 100 公里处. 按不同波长的光学厚度对每一层再分层. 波长大于 3000 Å 的波长间隔, 各分层垂直光学厚度 $\Delta\tau_i$ 均小于 0.024. 短于 3000 Å 的波长间隔, 吸收较强, 大气总光学厚度较大, 由于计算机内存限制, 分层数受到限制, 分层的光学厚度比波长较长的间隔要大, 在吸收最强的波长间隔内, 分层的最大光学厚度不超过 0.131.

大气外界的太阳辐射值采用文献[6]的数据.

四、结 果

(1) 分子散射的影响

为了解气体对辐射吸收的情况, 首先在图 1 给出太阳天顶角为 60° 的情况下在各高度上纯吸收大气的透过率. 由图可见, 波长小于 3000 Å 的辐射基本不能到达地面, 在 2000—2200 Å 附近由于 O₂ 和 O₃ 吸收都较弱, 辐射可以穿透到较低的高度上, 在 2000 Å 以下, 辐射在高层就基本被 O₂ 所吸收完. 图 2 给出纯吸收大气太阳天顶角为 60° 时的 O₂ 和 O₃ 光离化系数.

当考虑分子多次散射时, 由分子多次散射引起的漫射辐射随高度降低和空气密度增加而增加很快. 因为分子散射与波长四次方成反比, 所以与短波辐射有关的光离化系数随高度的降低而增加更为明显. 图 3 给出太阳天顶角为 60°、地表反照率为 0.3 时分子散射大气与纯吸收大气 O₃、O₂ 光离化系数的比值. 由图可见, 在 25 公里以下分子散射大气的 O₃、O₂ 光离化系数有明显的增加, 特别是 J_{O_3} 和 J_{O_2} 有量级上的变化. 因此, 在辐射计

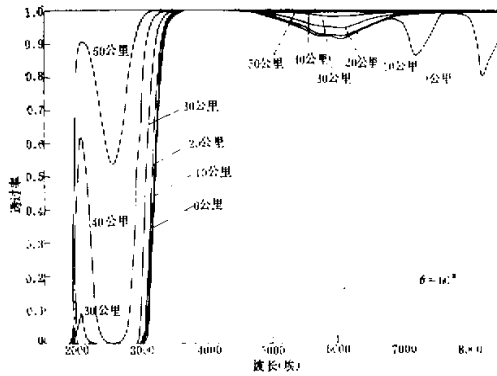
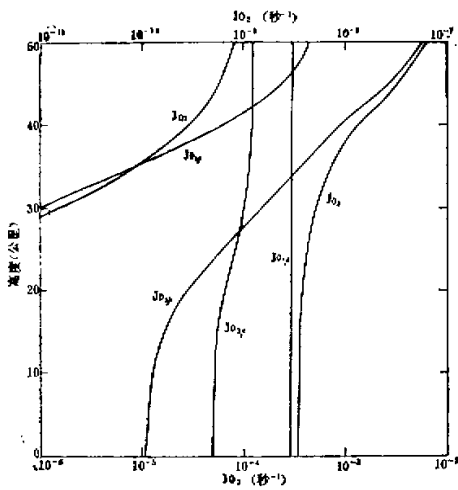
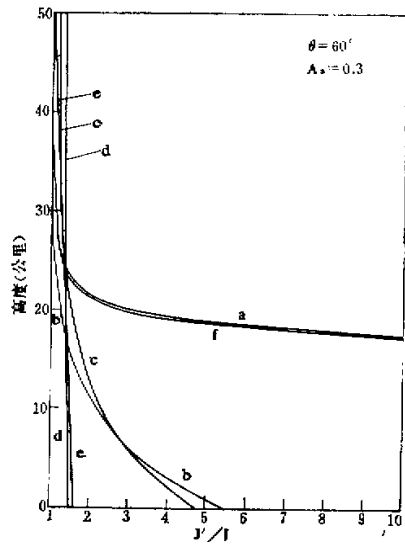


图1 不同高度上纯吸收大气的透射率

图2 不同高度上纯吸收大气的 O_3 、 O_2 光离化系数值 J_{O_3} 、 J_{O_2}

下标 a 、 b 、 c 、 d 分别表示波长为 2000—2360 Å Hartley 带、2360—3100 Å Hartley 带、3100—3600 Å Huggins 带、4100—8500 Å Chappuis 带四个波段对应的 O_3 光离化系数。

图3 分子散射大气与纯吸收大气 O_3 、 O_2 光离化系数的比值随高度的变化

J' 、 J 分别为分子散射大气与纯吸收大气的 O_3 、 O_2 光离化系数。 e 、 f 分别对应于 O_3 和 O_2 光离化系数的情况。 a 、 b 、 c 、 d 分别对应四个波段的 O_3 光离化系数的情况, 具体的波长间隔见图 2。

算中, 若不考虑分子散射, 会引起 25 公里以下, 与短波有关的光离化系数的很大误差。

(2) 气溶胶的影响

实际大气中存在着气溶胶。我们考虑了除分子散射之外还有气溶胶消光的情况。图 4 中给出了在太阳天顶角为 60° , 地表反照率为 0.3 时, 模式气溶胶的浑浊大气及叠加了平流层气溶胶层的浑浊大气与分子散射大气的 O_3 、 O_2 光离化系数的比值。由于气溶胶的

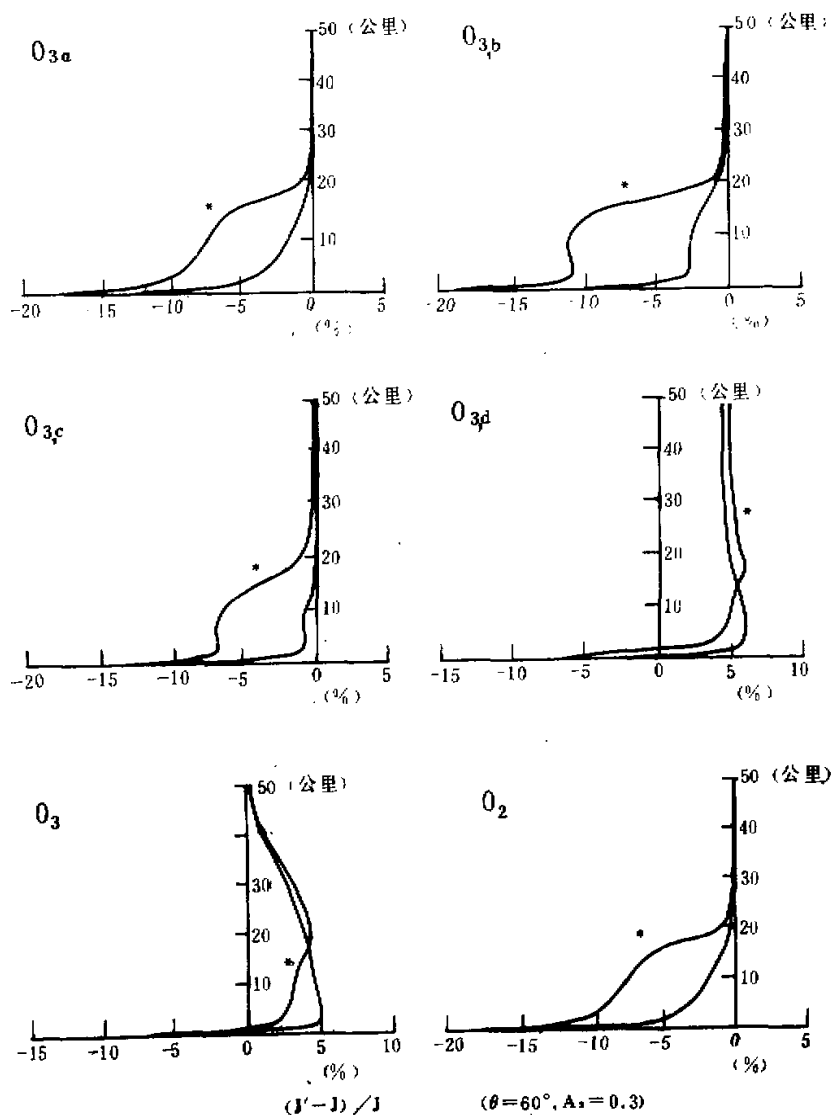


图4 浑浊大气与分子散射大气的 O_3 、 O_2 光离化系数的比较
 J' 、 J 分别为浑浊大气和分子散射大气的光离化系数。* 为叠加上平流层
 气溶胶层的情况。下标 a, b, c, d 的说明同图2。

消光使到达地面的各波长辐射减弱,在地面各个光离化系数均比不考虑气溶胶时要小,而在高空,由于下层气溶胶引起向上的漫射和地表漫反射,使得与可见波段或能到达地面的近紫外辐射有关的光离化系数(如 J_{O_3} 、 J_{O_3c} 、 J_{O_3d})在一定高度上比没有气溶胶时有所增加,特别是与可见波段有关的光离化系数与地表反照率大小有很大关系。而短波的中紫

外辐射到达气溶胶浓度较高的大气下层时已很弱,被气溶胶向上散射的辐射量也很小,这些辐射向上又被 O_2 、 O_3 大量吸收,因此与中紫外辐射有关的光离化系数(如 J_{O_3a} 、 J_{O_3b} 、 J_{O_3c})无论在地面还是高空都比不考虑气溶胶时要小。

当平流层存在气溶胶层时,由于平流层气溶胶的消光使得到达下层的辐射更为减少,各光离化系数比没有平流层气溶胶层时为小。而在可见波段,增加的平流层气溶胶使得向上的漫射辐射增加,所以在上层与可见波段有关的光离化系数比没有平流层气溶胶层时要增大。

(3) 不同高度和反照率云层的影响

上面的计算都是在晴空条件下进行的,而地球百分之五十的面积上覆盖着云。我们考虑了云作为下垫面对光离化系数的影响。假设在某一高度上的云对于入射到云顶的一部分辐射向上漫反射,其余部分全部吸收。这一假设在中云和低云的情况是合理的。因为中云和低云的透过率很低(一般小于 0.1),透过云层到达云下的辐射经过地面反射再透过云到达云的上层,其量已相当小。透过率较大的高云,情况与中云和低云不同。对于高云,不考虑从云下透射上来的辐射是不合理的。但是可将透过云层下去又经地表和大气作用再透射上来的辐射叠加到云反射的辐射中去,这样云层下大气和地表的贡献相当于增加了云的反照率。可以将高云作为有某修正反照率的下垫面来处理。图 5 给出了太阳天顶角为 60° 时不同高度和不同反照率云层的浑浊大气与地表反照率为 0.3 的无云浑浊大气的 O_3 、 O_2 光离化系数的比较结果。我们分别考虑了云顶高度为 3 公里、5 公里、8 公里的低云、中云和高云的浑浊大气的情况。首先比较下垫面反照率相等均为 0.3 时的情况。由于下垫面高度的升高,下垫面高度以下的分子和气溶胶引起的向上散射辐射不再对上面各高度上的光离化系数有贡献。由图 5 可以清楚看到,各光离化系数在有云存在时均比没有云时要减小,在云顶高度较高时比云顶高度较低时要减小。对于不能穿透到较低高度的波段的辐射,云的存在与否即下垫面的高度影响较小, J_{O_3a} 、 J_{O_3b} 减小也较小。(注意图中横坐标的数值与别的波段的不同)。但实际上,中云和低云的反照率大于地表上海水、陆地、森林等的反照率。取中云和低云反照率为 0.8 的计算结果与无云浑浊大气的比较同时画于图 5。下垫面反射率较大时,对于能够穿透大气到达下垫面的波段,下垫面反射上来的辐射在向上的散射辐射中占很大比例,这时由于下垫面高度不同而引起的大气散射辐射的差别相对较小,所以在反照率为 0.8 时,下垫面在 3 公里和 5 公里,光离化系数相差很小。高反射云层的存在,尽管使云层下面的分子和气溶胶的散射辐射不再有贡献,但它的高反射率使向上散射的辐射大大增加。这些影响大于气溶胶存在时对光离化系数的影响。图 5 中同时给出的地表反照率为 0.8 的分子散射大气的曲线也说明了这一点。但在吸收强的波段,与下垫面的高度一样,下垫面反照率的大小对与这个波段有关的光离化系数影响很小,而气溶胶的影响则要大些。

平地、高原等不同高度的地表对光离化系数也会有同样的影响。

(4) 对流层顶臭氧增加后的效应

以上考虑的均是臭氧按某一标准垂直分布时的情况。实际上由于大气运动,对流层顶臭氧往往会增加很多,在对流层顶形成次极大。这是经常可以观测到的。假设在 10—12 公里高度上的臭氧浓度较原模式增加一倍,其余高度上臭氧浓度不变。这时计算得到

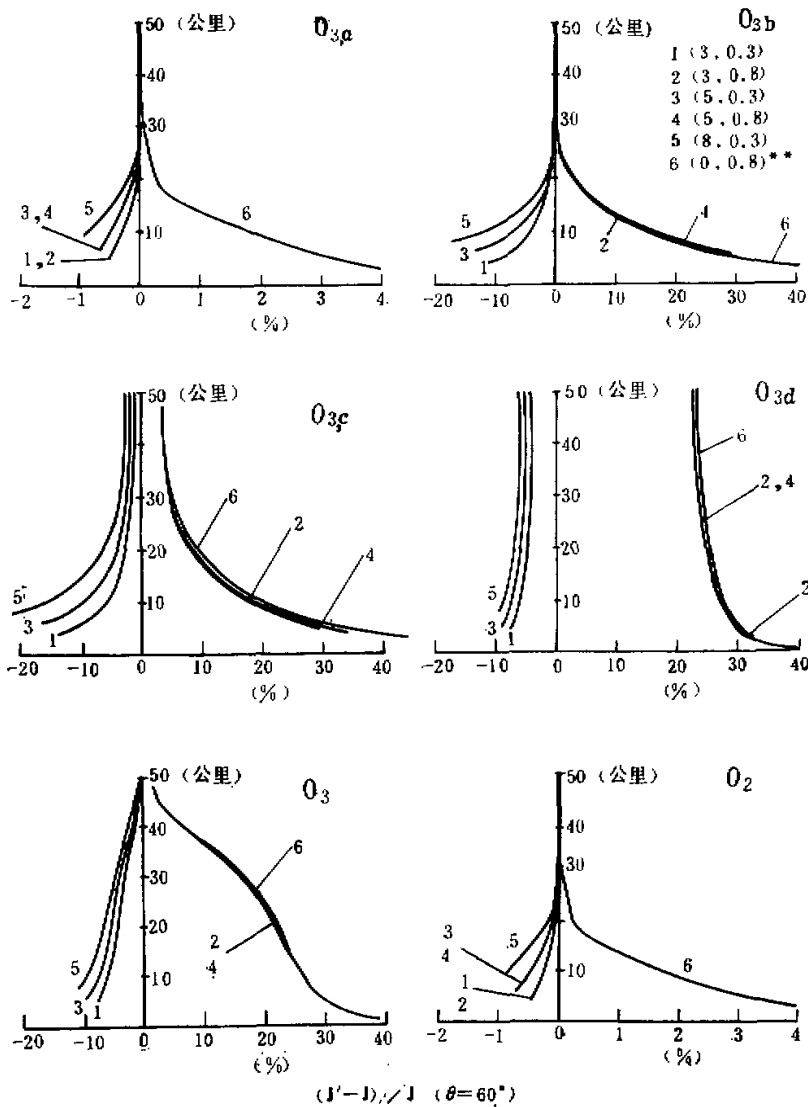


图5 有不同下垫面高度和反照率云层的浑浊大气与无云浑浊大气 O_3 、 O_2 光离化系数的比较

I 为下垫面高度为 0 公里，地表反照率为 0.3 的无云浑浊大气的光离化系数。

I' 为有云浑浊大气的光离化系数。注有不同数字曲线的下垫面高度和下垫面反照率分别列于图右上角。括弧内的数依次为下垫面高度(公里)和下垫面反照率。

注有**的为用作比较的纯分子散射大气的情况。

的各光离化系数与原分布下的比较画于图 6。计算仍对模式气溶胶大气进行，各参数也不变。由于对流层顶 10—12 公里高度臭氧浓度的增加，穿过对流层顶下到对流层的直射辐射减少。对流层的散射辐射也减少。各光离化系数均减小，特别是在吸收很强的 O_2 吸收

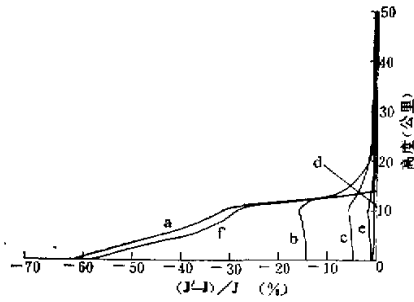


图 6 对流层顶臭氧浓度加倍对 O_2 、 O_3 光离化系数的影响

J' 、 J 分别为对流层顶臭氧加倍和不变时浑浊大气的光离化系数, 另见图 3。

带和 O_3 的 Hartley 带 1S 波段, 从 12 公里开始往下, 光离化系数 J_{O_3} 、 $J_{O_{3a}}$ 明显减少。在对流层顶以上, 直射辐射没有变化, 但由低层上来的散射辐射减少了。在吸收很强的波段, 下层来的辐射的贡献很小, 所以对对流层顶 O_3 的变化对平流层的光离化系数 J_{O_3} 、 $J_{O_{3a}}$ 等没有多少影响, 而 Hartley 带 1D 和 Huggins 带在平流层下层的光离化系数 $J_{O_{3b}}$ 和 $J_{O_{3c}}$ 均减少, 只有在下层上来的散射辐射贡献较小的高度上光离化系数变化较小。在透明的可见波段吸收很弱, 下层的散射又能到达上层, 所以各高度上光离化系数都减小, 但减少很小, 尽管对流层顶 O_3 加倍使 Hartley 带的 O_3 光离化系数在对流层及平流层下层改变较大, 但因在这个高度上, 它在整个 O_3 光离化系数中占很小的部分(见图 2), 所以对对流层顶 O_3 加倍对于总的 O_3 光离化系数改变不大。而仅与短波辐射有关的 O_3 光离化系数在对流层中减小较多。可以推断只与吸收很强的短波辐射有关的其它微量元素, 在对流层的光离化系数在对流层顶 O_3 改变时会有较大改变。

五、结 论

O_2 光离化系数和 O_3 的 Hartley 带 1S 波段的光离化系数在 20 公里以上与下垫面的高度、下垫面反照率以及气溶胶的关系不大, 在 20 公里以下, 与下垫面的高度和反照率关系也不大, 但与气溶胶的存在与否、气溶胶的浓度和分布有关。

O_3 的 Hartley 带 1D 波段、Huggins 带、Chappuis 带的光离化系数、总的 O_3 光离化系数以及较透明波段有关的光离化系数与下垫面的反照率有很大关系。在下垫面反照率较高时, 不同的下垫面高度以及气溶胶对光离化系数的影响不大, 下垫面反照率不高时, 下垫面的高度、气溶胶的浓度和分布引起 20 公里以下的光离化系数有较大变化。

由于大气运动引起的对流层顶臭氧次极大的出现, 使对流层中 O_3 光离化系数和仅与吸收强的短波辐射有关的其它光离化系数有很大减少。

参 考 文 献

- [1] F. M. Luther and R. J. Gelin, *J. Geophys. Res.*, **81**, No. 6, pp. 1125—1132.
- [2] G. Fiocco, A. Mugnai and W. Forlizzi, *J. Atmos. Ter. Phys.*, **40**, No. 8, pp. 949—961, 1978.

- [3] B. M. Herman, S. R. Browning, *J. Atm. Sci.*, **22**, pp. 559—566, 1965.
- [4] U. S. Standard Atmosphere, 1976, Prepared under sponsorship of NOAA NASA USAF, Washington, D. C., Oct. 1976.
- [5] R. A. McClatchey et al., Optical Properties of the Atmosphere, 3rd AFCRL-72-0497, 1972.
- [6] R. D. Hudson and E. I. Reed., The Stratosphere: Present and Future, NASA, RP1049, pp. 60—64, 1979.
- [7] J. E. A. Selby et al., Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 4, AFGL-TR-78-0053, 1978.

THE PHOTODISSOCIATION COEFFICIENTS OF OXYGEN AND OZONE IN THE CLOUDY TURBID ATMOSPHERE

Wang Hongqi Zhon Xiuji

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper, the effects of clouds of different albedos at different altitudes as underlying surface on the photodissociation coefficients of oxygen and ozone in the turbid atmosphere, where the multi-scattering of molecules and aerosols should be considered, have been investigated. In addition, the effects of doubling of ozone concentration in the tropopause due to atmospheric motion on the photodissociation coefficients of ozone and oxygen are also reported.