

CO₂15 微米带大气透过率的计算

赵高祥

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用直接积分的方法计算了 CO₂15 微米带在水平大气路径和垂直大气路径上的透过率,并得出了一个能迅速和精确地计算 CO₂15 微米带垂直路径大气透过率的模式的系数。

一、引 言

辐射在大气中的传输是一个基本的大气物理问题,它在许多科学和工程领域中都十分重要。

由于通过大气的辐射与大气的物理参数密切相关,故它包含着有关大气状态的信息。这就使我们有可能利用适当的辐射测量资料来推出大气的物理参数;但对判别相隔着一定厚度大气层的目标来说,则增加了复杂性。在这两类情况下,都需要对辐射和大气的相互作用有清楚的了解。

对红外辐射来说,一般可忽略大气分子散射的影响,而大气成分对它的吸收,则是极为重要的。为此,人们从野外测量、实验室测量和理论计算这三个方面,做了大量的研究工作。

大气气体吸收的计算,可以采用带模式的方法来进行。由于这种方法比较简单,加之在许多实际应用中,光谱分辨率又较低,因此,带模式方法得到广泛的应用。Anding^[1] 和 Selby^[2] 编制的计算机程序,可以用来计算在很宽的光谱范围内(前者约为 1—30 微米,后者为 0.25—28.5 微米),多种大气气体 (H₂O, CO₂, CO, N₂O, O₃, CH₄ 等), 在各种路径(包括均匀路径和斜路径)上的低分辨率透过函数,它能满足很多实际应用的需要。

计算大气气体吸收的另一种方法是直接积分法。这是对每一条吸收线的贡献求和来计算大气气体的吸收。这一方法的突出优点是具有很大的灵活性,可以得到任何分辨率的光谱,可以方便地考虑不同的狭缝函数,它既可用于均匀路径,也可对路径作直接的压力积分而用到非均匀大气路径,并且可用于计算各种大气气体,或同时考虑多种大气气体在任何光谱区的吸收。当然,为此必须知道对所考虑光谱间隔上的吸收有贡献的所有谱线的位置、强度、半宽度和线型。同时,还必须知道路径上每一点有关的路径参数,以及谱线参数和路径参数之间的函数关系。由此可见,问题是十分复杂的,以致直到现在,这个

1979年7月16日收到修改稿。

方法也不是对所有的大气吸收成分,在所有的光谱区域都能得到应用的。

另外,这种方法的计算工作量非常大,因而,只有在现代高速电子计算机出现之后,才开始得到应用。

对透过率的逐线计算来说,AFCL 汇编的一份谱线参数资料^[3]是十分有用的。他们收集了所有可以利用的一些重要的大气气体的谱线参数资料,其中包括了从 0.8 微米直到微波区域的 H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O , CO , CH_4 和 O_2 的大约 108000 条谱线。

Hitschfeld 和 Houghton^[4] 首先用直接积分的方法计算了均匀路径上,臭氧 9.6 微米带的一小段光谱。Drayson^[5] 则第一个用这种方法来计算大气斜路径透过率。后来,Scott^[6], Kunde 和 Maguire^[7], Susskind 和 Searl^[8] 等都应用这一方法来计算大气吸收光谱。

CO_2 是红外辐射的主要大气吸收气体之一,它的 15 微米吸收带处在地球长波辐射的峰值区,对地气系统的辐射热交换有着重要的作用,在卫星遥测大气温度中也利用了这一吸收带。本文用直接积分的方法计算了这一吸收带在大气水平路径和垂直路径上的透过率。

二、基本概念

在均匀路径的情况下,当强度为 $I_0(\nu)$ 的单体辐射通过光学质量为 u 的吸收介质时,受到介质的吸收而减弱到 $I(\nu)$, 我们定义单体透过率

$$\tau(\nu) = I(\nu)/I_0(\nu) = e^{-K(\nu)u}, \quad (1)$$

式中的质量吸收系数 $K(\nu)$ 可表示为

$$K(\nu) = \sum_{i=1}^M K_i(\nu) \quad (2)$$

这里, M 为对频率 ν 处的吸收有贡献的谱线的总数, K_i 为第 i 条谱线的吸收系数。

在光谱间隔 $\Delta\nu$ 上的平均透过率为

$$\begin{aligned} \tau_{\Delta\nu} &= \int_{\Delta\nu} I(\nu) d\nu / \int_{\Delta\nu} I_0(\nu) d\nu \\ &= \int_{\Delta\nu} I_0(\nu) \tau(\nu) d\nu / \int_{\Delta\nu} I_0(\nu) d\nu \end{aligned} \quad (3)$$

当 $\Delta\nu$ 中, $I_0(\nu)$ 可看作常数时,则

$$\tau_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) d\nu \quad (4)$$

在非均匀路径时,单体透过率可表示为

$$\begin{aligned} \tau(\nu) &= e^{-\int_L \rho(l) K(\nu, l) dl} \\ &= e^{-\int_L \rho(l) \sum_{i=1}^M K_i(\nu, P, T) dl} \end{aligned} \quad (5)$$

这里, $\rho(l)$ 为吸收介质密度; $K(\nu, l)$ 为吸收系数, 它与频率和路径有关; P 和 T 为路径 l 处的有效压力和温度; K_i 可表示为

$$K_i(\nu, P, T) = S_i(T) b_i(\nu, P, T) \quad (6)$$

其中, S_i 和 b_i 分别为第 i 条谱线的强度和线型因子.

在实际大气中, 当压力大于 0.1 个大气压时, 谱线的压力加宽是主要的 (见图 1), 这时, 用 Lorentz 线型是一个很好的近似,

$$b(\nu, P, T) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L(P, T)}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2(P, T)} \quad (7)$$

这里, ν_0 为线中心频率, α_L 为谱线的 Lorentz 半宽度, 它与温度和压力的关系可表示为

$$\alpha_L(P, T) = \alpha_{L_0} \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (8)$$

其中, α_{L_0} 为在 (P_0, T_0) 时的 Lorentz 半宽度, P 和 P_0 都是有效压力; 对 CO₂ 来说, 式中的 n 通常取为 0.5.

在压力很低时, 谱线的 Doppler 加宽是主要的 (图 1), 这时的线型因子为

$$b(\nu, P, T) = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\alpha_D} \exp \left[- \frac{\ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2} \right] \quad (9)$$

其中, 谱线的 Doppler 半宽度 α_D 为

$$\alpha_D = 3.58 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \nu_0 \quad (10)$$

这里, M 为吸收气体分子量.

在实际大气中相当宽的压力范围内 (约为 1 毫巴 $< P < 100$ 毫巴), 需要同时考虑压力加宽和 Doppler 加宽, 这时的线型因子为

$$b(\nu, P, T) = \frac{1}{\alpha_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{a^2 + (y - t)^2} dt \quad (11)$$

其中,

$$a = \frac{\alpha_L}{\alpha_D} (\ln 2)^{1/2}, \quad y = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D} (\ln 2)^{1/2}.$$

谱线强度 $S(T)$ 的温度关系可表示为

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q_v(T_0) Q_r(T_0)}{Q_v(T) Q_r(T)} \exp \left[\frac{1.439 E'' (T - T_0)}{T T_0} \right] \quad (12)$$

式中, E'' 为相应于该谱线的低态能量 (单位为厘米⁻¹), Q_v 和 Q_r 分别为振动和转动配分函数.

(12) 式可近似地表示为

$$S(T) = S(T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \exp \left[\frac{1.439 E'' (T - T_0)}{T T_0} \right] \quad (13)$$

对线形分子, m 近似为 1, 对不对称分子, m 近似为 1.5^[3].

这样, 在知道路径参数和谱线参数后, 我们就可以算出单色透过率, 并进而算出小间隔 $\Delta\nu$ 上的平均透过率.

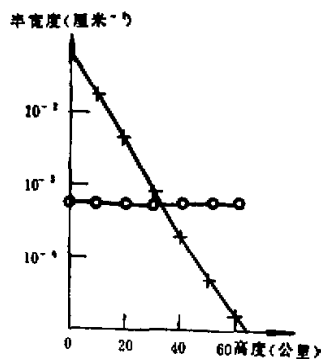


图 1 标准大气中, 在不同高度上的 Doppler 半宽度和 Lorentz 半宽度; “o” 为 Doppler 半宽度, “+” 为 Lorentz 半宽度^{[1][2]}.

三、CO₂15 微米带水平路径透过率的计算

我们把小间隔 $\Delta\nu$ 划分成 K 个副间隔, 对每个副间隔应用 4 点 Legendre-Gauss 求积公式, 则平均透过率 $\tau_{\Delta\nu}$ 为

$$\begin{aligned}\tau_{\Delta\nu} &= \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) d\nu \\ &= \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{k=1}^K \left[\frac{\nu_{Bk} - \nu_{Ak}}{2} \sum_{i=1}^4 W_i \tau(\nu_{ki}) \right]\end{aligned}\quad (14)$$

式中

$$\nu_{ki} = \frac{\nu_{Bk} + \nu_{Ak}}{2} + \frac{\nu_{Bk} - \nu_{Ak}}{2} X_i$$

为第 k 个副间隔中第 i 点的频率, ν_{Bk} 和 ν_{Ak} 为第 k 个副间隔的上下界, W_i 和 X_i 为 Legendre-Gauss 权重和横坐标, $\tau(\nu_{ki})$ 为单色透过率。

在透过率的计算中, 为了节省计算时间, 又能保持足够的计算精度, 我们作了如下的考虑。

首先, 考虑到吸收带是由很多吸收线组成的, 在谱线的中心附近, 吸收系数随频率的变化要比在线翼快得多, 并且, 变化的快慢还与线半宽度有关。根据这些特点, 我们采用不等间距地划分副间隔的方法, 即若 $\Delta\nu$ 中不包含谱线, 则整个 $\Delta\nu$ 算作一个副间隔; $\Delta\nu$ 中的谱线越多, 则划分的副间隔也越多。并且, 在线中心附近的副间隔较小(最小为 0.001 厘米⁻¹, 这一数值接近于 CO₂ 15 微米带的 Doppler 半宽度, 这对低的路径压力是有必要的), 离谱线较远处的副间隔较大。两条谱线之间的副间隔数, 则根据线距和半宽度的比值的大小, 分为 1 到 5 个不等。

在单色透过率 $\tau(\nu_{ki})$ 的计算中, 需要考虑对 ν_{ki} 处的吸收有贡献的所有谱线; 谱线越多, 计算工作量也越大。但是, 由于线翼吸收衰减很快, 因此, 对吸收带来说, 忽略远线的线翼贡献, 既可相应地节省计算时间, 也不会造成明显的误差。在我们所用的谱线资料中^[9], 包括了在温度 300K 时, 强度为 10^1 到 10^{-5} [厘米⁻² · 大气压]_{300K} 的 7 个强度等级的谱线, 略去了更弱的谱线。在计算中, 我们只考虑离开 $\Delta\nu$ 的距离为 $D = 1000\alpha\sqrt{P_0/P}$ 的范围以内的谱线 (α 为线半宽度)。在路径压力 $P \leq 0.01$ 大气压时, 这一距离取为 7 厘米⁻¹; 在 $P = 1$ 大气压时为 70 厘米⁻¹。考虑到实际的 CO₂ 线的线翼衰减比 Lorentz 线更快^[10](见表 1), 我们采用修改的 Lorentz 线型公式^[7]:

$$\begin{aligned}b &= b_{\text{Lorentz}}(|\nu - \nu_0| \leq \nu_{\min}) \\ b &= b_{\text{Lorentz}} \exp[-a_1(|\nu - \nu_0| - \nu_{\min})^2] \quad (|\nu - \nu_0| > \nu_{\min})\end{aligned}\quad (15)$$

式中的常数 $a_1 = 1.4$, $a_2 = 0.25$, $\nu_{\min} = 3.5$ 厘米⁻¹。这样, 忽略距离 D 之外的谱线的贡献所造成的误差, 不会超过资料本身略去弱线所包含的误差, 而计算量则可大为减少, 尤其是在路径压力较低的情况下更是如此。

最后, 我们从线型公式 (7), (9) 和 (11) 可以看到, 混合线型的公式要比 Lorentz 和

表 1 大气 CO₂ 线的修正因子 $X^{(1)}$ (由实验得到的吸收系数与 Lorentz 线吸收系数之比)

$ \nu - \nu_0 $	0.0	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.2	1.5	2.0	2.5	3.0	5.0	8.0	10.0
X	1.0	1.0	0.96	0.89	0.82	0.77	0.70	0.60	0.50	0.41	0.34	0.31	0.29	0.23	0.19

Doppler 线型公式复杂得多。因此,我们在计算中尽可能采用较为简单的 Lorentz 线型和 Doppler 线型。亦即当路径压力 $P \geq 0.1$ 大气压时,用 Lorentz 线型;当 $P \leq 0.001$ 大气压时,采用 Doppler 线型。在必须用混合线型的压力范围,考虑到它只有在线中心附近才与 Lorentz 线有较大的差别,在线翼两者是一致的,因此,在离线中心的距离大于 0.1 厘米⁻¹时,仍采用 Lorentz 线型。

此外,由 (7) 式我们可以看到,当 $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L$ 时,它可简化为

$$b(\nu, P, T) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L(P, T)}{(\nu - \nu_0)^2} \quad (7')$$

这就是 Lorentz 线线翼吸收公式。这样,我们可以把对 $\Delta\nu$ 中吸收有贡献的谱线分成两类——在离 $\Delta\nu$ 1/10D 范围内的谱线看作有直接贡献的,其余的看作线翼贡献,则在频率 ν 处的总吸收系数可表示为

$$K(\nu) = K_d(\nu) + K_w(\nu) \quad (16)$$

其中, $K_d(\nu)$ 为总的直接贡献, $K_w(\nu)$ 为总的线翼贡献。这样,大部分谱线都可用较简单的 (7') 式去计算。并且,由于线翼吸收系数在 $\Delta\nu$ 中的变化是较平缓的,故可在算出 $\Delta\nu$ 的上下界处的总线翼吸收系数后,用内插来得到 $\Delta\nu$ 中任一频率 ν 处的值,从而可大大节省计算时间。

根据上述考虑,我们计算了在 CO₂ 的体积混合比 $q = 330 \times 10^{-6}$, 总压力为 0.2, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0 大气压, 路径长度为 10, 100, 1000, 10000, 100000 米, 温度为 200, 225, 250, 275, 300, 325K 的均匀路径上, CO₂ 15 微米带在 $\Delta\nu = 1.0$ 厘米⁻¹ 上的平均透过率。作为例子,在图 2 中给出部分计算结果。

为了对计算结果进行验证,我们计算了相当于 Burch^[11] 的一些实验条件下的 CO₂ 吸收光谱,其中的一个结果见图 3。由于光谱仪波长校准的误差,因而在把计算和测量光谱在 ν_2 基本带的 Q 支对准后,在光谱的其余部分位置有些偏离。此外,由于计算光谱相应

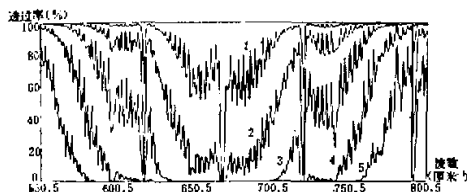


图 2 CO₂ 15 微米带均匀路径透过率 ($P = 1$ 大气压, $T = 300\text{K}$, $\Delta\nu = 1.0$ 厘米⁻¹)。曲线 1, $L = 10$ 米; 2, $L = 100$ 米; 3, $L = 1000$ 米; 4, $L = 10000$ 米; 5, $L = 100000$ 米。

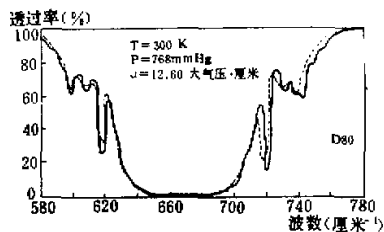


图 3 CO₂ 15 微米带计算光谱 (实线)与实验测量光谱(虚线)的比较。

于 4 厘米^{-1} 的矩形狭缝函数,而实验测量用的是可变程序狭缝,因此,两者的分辨率并不完全相同.考虑到这些,计算和测量光谱的一致性是很好的.

四、非均匀大气路径上 CO_2 15 微米带透过率的计算

在非均匀大气路径上,当路径天顶角 θ 不是很大,不考虑大气折射的影响,则在高度 Z_1 到 Z_2 的路径上,频率 ν 处的单色透过率可表示为

$$\tau_\nu(Z_1, Z_2, \theta) = \exp \left\{ - \int_{Z_1}^{Z_2} K(\nu, Z) \rho(Z) \text{Sec } \theta dZ \right\} \quad (17)$$

式中 $\rho(Z)$ 为在高度 Z 处的吸收气体密度, $K(\nu, Z)$ 为质量吸收系数.

我们把 Z_1 到 Z_2 之间的大气层分成若干薄层;每一层中的温度、压力和吸收气体密度可看作常数.对这样的每一层,就可作为均匀路径来处理.用 P_n 和 T_n 表示第 n 层的平均压力和平均温度, u_n 表示第 n 层中垂直路径上的吸收气体含量,则 (17) 式可改写成

$$\tau_\nu(Z_1, Z_2, \theta) = \exp \left\{ - \sum_{n=1}^N K(\nu, P_n, T_n) u_n \text{Sec } \theta \right\} \quad (18)$$

用与上一节同样的数值积分公式,在小间隔 $\Delta\nu$ 上的平均透过率可表示为

$$\tau_{\Delta\nu}(Z_1, Z_2, \theta) = \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{k=1}^K \frac{\nu_{Bk} - \nu_{Ak}}{2} \sum_{i=1}^4 W_i \tau_{\nu_{ki}}(Z_1, Z_2, \theta) \quad (19)$$

$\tau_{\nu_{ki}}$ 为在频率 ν_{ki} 处的单色透过率,可由 (18) 式计算.

应当指出, (19) 式中的副间隔数 K 是考虑到 Z_1 和 Z_2 之间压力最低的气压层(第 1 层)得出的极大值.在压力较高的层上,副间隔数 K_n 可相应减少 ($K_n \leq K$),也即在这些层上,我们可以只对较稀的网格点用逐线计算得出单色透过率,随后用内插得到细的网格点 ν_{ki} 上的单色透过率,从而节省计算时间.

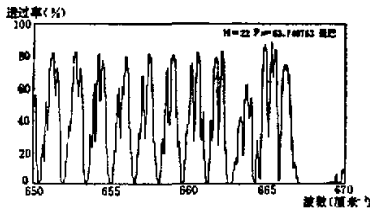


图 4 CO_2 15 微米带垂直路径透过率
(从第 N 层到大气外界, $\Delta\nu = 0.1 \text{ 厘米}^{-1}$).

我们把 1962 年美国标准大气按照 P^{27} 分成等间距的 50 层,取 CO_2 的体积混合比 $q = 330 \times 10^{-6}$,并假定所有 CO_2 线的 Lorentz 半宽度相同,在 1 个大气压和 300K 时为 0.07 厘米^{-1} .利用第二节中的线强度和线半宽度对温度和压力的依赖关系和前面所述的计算方法,算出了从 50 个压力层到大气外界的垂直路径上,在 $\Delta\nu = 0.1 \text{ 厘米}^{-1}$ 的间隔上的平均透过率.图 4 是计算结果的一个例子.

利用计算得到的高分辨率的透过率,就可以得到相应于光谱仪的狭缝函数 $f(\nu)$ 的透过率 $\bar{\tau}$,

$$\begin{aligned} \bar{\tau} &= \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) f(\nu) d\nu / \int_{\Delta\nu} f(\nu) d\nu \\ &= \sum_i \tau(\nu_i) f(\nu_i) / \sum f(\nu_i) \end{aligned} \quad (20)$$

这样,对利用 CO₂ 15 微米带进行卫星大气温度层结的遥测来说,就可用以计算各通道的透过率和权重函数。

五、一个计算均匀混合吸收气体在非均匀路径上的透过率的模式

在许多实际应用中,需要知道在所利用的光谱区域的大气透过率,而当路径上的温度改变时,透过率也随之改变。因此,一个既有相当好的精度,又能迅速地计算透过率的模式是十分需要的。McMillin 和 Fleming^[12] 提出了一个计算均匀混合吸收气体在非均匀路径上的透过率的模式,这对现在利用 CO₂ 15 微米带和 4.3 微米带进行的卫星遥测大气温度层结来说是很有意义的。

在这一模式中,大气被分成若干层(N 层),从第 i 层到大气外界,在光谱间隔 $\Delta\nu$ 上的平均透过率可以表示为

$$\tau_i(\Delta\nu) = \tau_{i-1}(\Delta\nu)(\alpha_i + \beta_i\Delta T_i + \gamma_i\Delta T_i^2 + \zeta_i\Delta T_i^* + \eta_i\Delta T_i^{**}) \quad (21)$$

其中

$$\alpha_i = \hat{\tau}_i(\Delta\nu)/\hat{\tau}_{i-1}(\Delta\nu)$$

$$\zeta_1 = \zeta_2 = \eta_1 = \eta_2 = 0$$

$$\tau_0(\Delta\nu) = \hat{\tau}_0(\Delta\nu) = 1$$

$\hat{\tau}_i(\Delta\nu)$ 表示某一基准大气从第 i 层到大气外界的透过率, ΔT_i , ΔT_i^* , ΔT_i^{**} 的定义如下:

$$\Delta T_i = T_i - \hat{T}_i$$

$$\Delta T_i^* = \frac{1}{P_i} \sum_{j=1}^i \Delta T_j \Delta P_j$$

$$\Delta T_i^{**} = \frac{2}{P_i} \sum_{j=1}^i P_j \Delta T_j \Delta P_j$$

这里, T_i 和 $\hat{T}_i$ 分别为某一实际大气和基准大气在 i 层上的温度, P_i 为第 i 层的压力, $\Delta P_i = P_i - P_{i-1}$ 为压力差, $P_0 = 1$ 。

我们用直接积分法计算了 1962 年美国标准大气和与它在各层上的温度差为 ± 10 , ± 20 , ± 30 K 的 6 个大气,以及另外 9 个大气,从 50 个压力层到大气外界的垂直路径上,CO₂ 15 微米带在 $\Delta\nu = 0.1$ 厘米⁻¹ 的光谱间隔上的平均透过率,并用最小二乘法确定了在 50 个层次上的系数 β_i , γ_i , ζ_i , η_i , 以及 α_i 。

利用这些结果,我们用 (21) 式计算了一个极端大气从 50 个层次到大气外界的透过率,并与相应的逐线计算结果进行比较。结果表明,这一透过率模式是相当精确的,在 50 个层次上的均方根偏差不超过 0.002,在各层上的极大透过率偏差小于 1%。在表 2 中给出的例子也表明了这一点。

上面我们得出的是在窄光谱间隔 ($\Delta\nu = 0.1$ 厘米⁻¹) 上的透过率模式的系数。由这些系数,我们还可以得出宽光谱间隔 $D\nu$ ($D\nu \gg \Delta\nu$) 上的透过率模式的系数 $\bar{\alpha}_i$, $\bar{\beta}_i$, $\bar{\gamma}_i$ 。

ξ_i, η_i .

我们可以把某一温度层结的大气(用角码 m 表示)的透过率 ${}_m\bar{\tau}_i(D\nu)$ 表示为

$$\begin{aligned} {}_m\bar{\tau}_i(D\nu) &= \int_{D\nu} {}_m\tau_i(\nu)f(\nu)d\nu / \int_{D\nu} f(\nu)d\nu \\ &= \sum_j {}_m\tau_i(\nu_j)f(\nu_j) / \sum_j f(\nu_j) \end{aligned} \quad (22)$$

在小间隔 $\Delta\nu_j$ 上的平均透过率 ${}_m\tau_i(\nu_j)$ 可以用 (21) 式来计算.

我们还可以把 ${}_m\bar{\tau}_i(D\nu)$ 表示成

$${}_m\bar{\tau}_i(D\nu) = {}_m\bar{\tau}_{i-1}(D\nu)(\bar{\alpha}_i + \bar{\beta}_i\Delta T_{i,m} + \bar{\gamma}_i\Delta T_{i,m}^2 + \bar{\xi}_i\Delta T_{i,m}^* + \bar{\eta}_i\Delta T_{i,m}^{**}) \quad (23)$$

其中

$$\bar{\alpha}_i = \hat{\tau}_i(D\nu) / \hat{\tau}_{i-1}(D\nu)$$

这里, $\hat{\tau}_i(D\nu)$ 为基准大气在间隔 $D\nu$ 上的平均透过率.

表 2 用模式 (21) 式计算的透过率 τ_i 与逐线计算的透过率 τ_i 的比较 ($\Delta\nu = 0.1$ 厘米 $^{-1}$,

表中的温度是相应于一极端大气的)

层次	压力 (毫巴)	波数(厘米 $^{-1}$) 透过率 温度 (K)	651.10			651.20		
			τ_1	τ_2	$\Delta\tau$	τ_1	τ_2	$\Delta\tau$
2	0.075634	235.0	0.99980	0.99980	0.00000	0.99994	0.99994	0.00000
4	0.379474	270.0	0.99822	0.99822	0.00000	0.99914	0.99914	0.00000
6	1.139871	230.0	0.99508	0.99510	0.00002	0.99764	0.99767	0.00003
8	2.628863	200.0	0.99279	0.99322	0.00043	0.99696	0.99763	0.00067
10	5.158426	220.0	0.98907	0.98929	0.00022	0.99575	0.99612	0.00037
12	9.075845	250.0	0.97882	0.97928	0.00047	0.99092	0.99132	0.00040
14	14.780413	264.0	0.95922	0.96122	0.00200	0.97959	0.98174	0.00215
16	22.620917	256.0	0.93111	0.93443	0.00332	0.96191	0.96577	0.00386
18	33.093637	220.0	0.89867	0.89949	0.00082	0.94193	0.94235	0.00041
20	46.640713	202.0	0.84486	0.84491	0.00005	0.89453	0.89553	0.00100
22	63.748763	200.0	0.75680	0.75689	-0.00191	0.81516	0.81439	-0.00077
24	84.927709	200.0	0.63769	0.63623	-0.00146	0.69856	0.69804	-0.00052
26	110.709757	200.0	0.48499	0.48305	-0.00194	0.54528	0.54407	-0.00122
28	141.648495	215.0	0.31806	0.31847	0.00041	0.37217	0.37315	0.00098
30	178.318103	225.0	0.16783	0.17121	0.00339	0.20806	0.21217	0.00412
32	221.312631	232.0	0.06706	0.06836	0.00130	0.08985	0.09155	0.00170
34	271.245360	240.0	0.01850	0.01886	0.00036	0.02735	0.02787	0.00052
36	328.748216	243.0	0.00306	0.00313	0.00007	0.00513	0.00523	0.00010
38	394.471232	246.0	0.00025	0.00025	0.00000	0.00048	0.00048	0.00000
40	469.082061	250.0	0.00001	0.00001	0.00000	0.00002	0.00002	0.00000
42	533.265520	256.0	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
44	647.723168	265.0						
46	753.172921	263.0						
48	870.348681	254.0						
50	1000.000000	250.0						
均 方 根 偏 差			0.00129			0.00144		

这样,我们由窄带基准大气的透过率和系数 $\beta_i, \gamma_i, \zeta_i, \eta_i$, 就可用 (22) 式算出 $\hat{t}_i(D\nu)$ 和 ${}_m\bar{t}_i(D\nu)(i = 1, 2, \dots, 50; m = 1, 2, \dots, M)$ 。只要模式大气的个数 $M \gg 4$, 就可根据 (23) 式, 由最小二乘法确定宽带透过率模式的系数 $\bar{\beta}_i, \bar{\gamma}_i, \bar{\zeta}_i, \bar{\eta}_i$ 。由于这里不涉及逐线计算, 这些系数可很快算出。然后, 用 (23) 式就很容易地算出其他大气的宽带透过率。

参 考 文 献

- [1] Anding, D., Band Model Methods for Computing Atmospheric Molecular Absorption. Report No. 7142-21-T, Willow Run Laboratories, Univ. of Michigan, Ann Arbor, 1967.
- [2] Selby, J. E. and McClatchey, R. A., Atmospheric Transmittance from 0.25—28.5 μm : Computer Code LOWTRAN 2, AFCL-72-0745, 1972.
- [3] McClatchey, R. A. et al., AFCL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation, AFCL-TR-73-0096, 1973.
- [4] Hitschfeld, W. and Houghton, J. T., *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, Vol. 87, pp. 562, 1961.
- [5] Drayson, S. R., Atmospheric Transmission in the CO_2 Bands Between 12 μ and 18 μ , *Appl. Opt.* Vol. 5, No. 3, 1966.
- [6] Scott, N. A., *JQSET*, Vol. 14, pp. 691, 1974.
- [7] Kunde, V. G. and Maguire, W. C., *JQSET*, Vol. 14, pp. 803, 1974.
- [8] Susskind, J. and Searl, J. E., *JQSET*, Vol. 10, pp. 195, 1978.
- [9] Drayson, S. R. and Young, C., The Frequencies and Intensities of Carbon Dioxide Absorption Lines Between 12 and 18 Microns, Univ. of Michigan, Technical Report 08183-1-T, 1967.
- [10] Burch, D. E. et al., *J. Opt. Soc. Am.*, V-59, pp. 267, 1969.
- [11] Burch, D. E. et al., Absorption by carbon dioxide, Part B of "Infrared absorption by carbon dioxide, water vapor and minor atmospheric constituents", AFCL-62-698, 1962.
- [12] McMillin, L. M. and Fleming, H. E., *Appl. Opt.*, Vol. 15, pp. 358, 1976.

THE CALCULATIONS OF ATMOSPHERIC TRANSMITTANCES FOR THE 15 μm CO_2 BAND

Zhao Gao-xiang

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

Using the line-by-line method, the atmospheric transmittances in the 15 μm CO_2 band for both horizontal and vertical atmospheric paths have been computed. The coefficients for of computation model have been obtained. Using these coefficients, the transmittances of the 15 μm CO_2 band at vertical atmospheric paths can be calculated fast and accurately.