

二氧化碳红外吸收带透过率的计算

黄荣辉 刘瑞芝 周凤仙 袁重光 曾庆存

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文较简单而系统地说明了大气中 CO_2 及类似于 CO_2 的线形分子的红外吸收带透过率公式及计算方法。在不伤害物理本质的前提下采用分子光谱模型处理。在计算 P、R 两支谱线的吸收时,采用艾尔萨斯模型并加上弱谱线吸收订正。当有 Q 支谱线时则在靠近 Q 支吸收有影响的波段计及 Q 支谱线的吸收,对它也采用相应的模型处理。

一、引 言

近年来,在天文学、气象学、红外技术、军事侦察及空间遥测技术中都广泛应用到定量分子光谱学,尤其是在利用气象卫星遥测大气的物理参数方面,其遥测原理主要是利用大气中各成份的气体分子对电磁波辐射具有选择吸收的特性。因此大气吸收光谱和辐射在大气中传输特性的研究正在迅速地得到发展。

按照定量分子光谱的知识,可以精确地计算大气中某气体的透过率,但计算量很大。因此,在不伤害物理本质的前提下,我们对大气中 CO_2 及与 CO_2 相类似的线形分子的光谱透过率采用简化模型来处理,既简便又保证了足够的精度。具体是:对 P、R 支吸收采用艾尔萨斯模型加上弱谱线吸收订正,在靠近 Q 支的波段加上 Q 支的吸收。

二、透 过 率 公 式

1. 透过率的一般公式

辐射能在吸收介质中传播受到吸收而削弱,若不计介质本身放射的辐射,强度为 I_0 的辐射经过 l 厚吸收介质后强度减弱为 $(I_0)_l$,如图 1,则定义比率

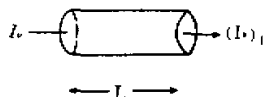


图 1 辐射传输示意图

1976 年 5 月 8 日收到。

$$\tau_{vl} = \frac{(I_v)_l}{I_v} \quad (1)$$

为厚度为 l 的吸收介质的透射率。若处于热力学平衡状态, 不计散射, 只计吸收作用, 则

$$(I_v)_l = I_v e^{-\int_0^l k_v(\frac{\rho}{\rho_0}) dl} \quad (2)$$

k_v 为标准状态下的吸收系数, 单位是 [标准状态下的厘米数] $^{-1}$, 简写作 [cm-N. T. P] $^{-1}$, ρ_0 为吸收物质密度 ρ 化到标准状态 (P_0, T_0) 下之密度。

$$\tau_{vl} = e^{-\int_0^l k_v(\frac{\rho}{\rho_0}) dl} \quad (3)$$

显然有 $0 \leq \tau_{vl} \leq 1$ 。若吸收介质为均匀时有

$$\tau_{vl} = e^{-k_v u} \quad (4)$$

其中 $u = \int_0^l \frac{\rho}{\rho_0} dl$ 称为吸收介质的光学厚度, 单位为 [cm-N. T. P]。我们定义在某一波段 $\Delta\nu$ 上的平均透射率 $\bar{\tau}_{vl}$ 为:

$$\bar{\tau}_{vl} = \frac{\int_{\Delta\nu} (I_v)_l d\nu}{\int_{\Delta\nu} I_v d\nu} = \frac{\int_{\Delta\nu} e^{-\int_0^l k_v(\frac{\rho}{\rho_0}) dl} (I_v) d\nu}{\int_{\Delta\nu} (I_v) d\nu} \quad (5)$$

当 $\Delta\nu$ 很小且在 $\Delta\nu$ 内 I_v 变化很小时可将其看作常量而抽出积分号外, 于是有

$$\bar{\tau}_{vl} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \tau_{vl} d\nu \quad (6)$$

$\bar{A}_{vl} = 1 - \bar{\tau}_{vl}$ 就称为平均吸收率。

2. 艾尔斯模型

对 CO_2 这样的线形对称分子, 其 P、R 两支谱线差不多是等距离分布的, 且线强随波数的变化比较缓慢, 为此艾尔斯[1]给出一种理想的模式, 设有无穷多根强度相等半宽相同的谱线等距离地分布, 相邻二线的间距为 d (见图 2), 对某一根谱线, 取其中心坐标为 $\nu = 0$, 并采用罗伦茨谱线模型, 于是

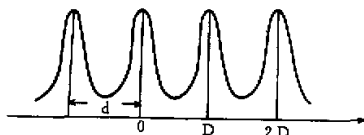


图 2 艾尔斯模型

$$k(\nu') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S\alpha/\pi}{(\nu' - nd)^2 + \alpha^2} = \frac{S}{d} \frac{\sinh\beta}{\cosh\beta - \cos s} \quad (7)$$

ν' 为相对于谱线中心的距离, S 为谱线强度,

$$\beta = \frac{2\pi\alpha}{d}, \quad s = \frac{2\pi\nu'}{d} \quad (8)$$

α 为谱线半宽, 在只考虑压力加宽的情况下

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{P}{P_0} \right) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (9)$$

α_0 为标准状态下的半宽, 对于 $15\mu\text{CO}_2$ 带 $\alpha_0 = 0.064\text{cm}^{-1}$, $4.3\mu\text{CO}_2$ 带 $\alpha_0 = 0.07\text{cm}^{-1}$. 若 $\Delta\nu \gg d$ 或 $\Delta\nu \simeq d$ 则由于谱线是周期性地分布, 在 $\Delta\nu$ 上平均透过率可以写成

$$\bar{\tau} = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} e^{-k_\nu \nu} d\nu = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-k(\beta \cdot S)} dS$$

引入新变量 $\cos \varphi = \frac{\cosh \beta \cosh S - 1}{\cosh \beta - \cosh S}$ 且令 $y = \frac{Su}{d \cdot \sinh \beta}$ 则可以得到

$$\bar{\tau} = \sinh \beta \int_y^\infty e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy \quad (10)$$

或

$$\bar{A} = \sinh \beta \int_0^y e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy \quad (11)$$

其中 $J_0(iy)$ 为零阶虚变量贝塞尔函数, $\sinh \beta$ 、 $\cosh \beta$ 为双曲线函数, 式(11)称为阿尔萨斯吸收函数, 它依赖于 β 、 y 两个参数. 对于 CO_2 的 15μ 及 4.3μ 带, 只有偶数谱线的光谱带 $d = 1.6\text{cm}^{-1}$, 奇偶均有的光谱带 $d = 0.8\text{cm}^{-1}$.

但是, 阿尔萨斯模式还不能直接应用到 CO_2 红外吸收带, 因为在一振转带中其 P 支或 R 支谱线可以看作是阿尔萨斯模式, 但在任一波段范围内总有几个这样的带迭加在一起, 且谱线中心并不重合, 一般在几个迭加的带中总有一个较强, 其余的都较弱. 此外, Q 支的吸收线虽然大都挤在带中心附近, 但在与带中心较靠近的波段内, Q 支的影响就不能忽略.

针对这一点, 我们把吸收系数写为

$$k_\nu = k_1 + k_2 + k_0 \quad (12)$$

k_1 为强谱线部分的吸收系数, k_2 为弱谱线部分的吸收系数, k_0 为 Q 支部分的吸收系数, 因此

$$\tau_\nu = e^{-k_\nu \nu} = e^{-(k_1 + k_2 + k_0)\nu} = (\tau_\nu)_1 \cdot (\tau_\nu)_2 \cdot (\tau_\nu)_0 \quad (13)$$

下标与吸收系数的相同. 只要 ν 离带中心不太近则 $k_0(\nu)$ 随 ν 变化比较缓慢, 于是将上式代入(6)时可以将 $(\tau_\nu)_0$ 抽出积分号外, 再以 $\bar{A}$ 表示强谱线部分的吸收, $\Delta \bar{A}$ 表示计入弱谱部分的吸收订正, 则某波段的平均透过率就可以表示为

$$\bar{\tau} = [1 - (\bar{A} + \Delta \bar{A})] \cdot \tau_0 \quad (14)$$

其中 $\bar{A}$ 就是阿尔萨斯吸收函数 (见公式 11), 但应看作是这一波段内最强的一个带的吸收.

3. 弱谱线的吸收订正

至于 $\Delta \bar{A}$ 的公式, 设如果有两个阿尔萨斯带相迭加, 二带的谱线中心距离为 d , 强度各为 S_1 (强) 及 S_2 (弱) 如图 3, 则有

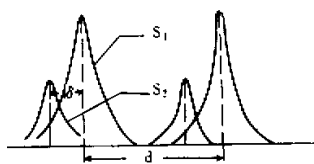


图 3 弱谱线呼吸订正

$$\Delta \bar{A} = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \exp \left\{ -\frac{S_1 u}{d (\cosh \beta - \cos \frac{2\pi v'}{d})} \right\} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{S_2 u}{d (\cosh \beta - \cos \frac{2\pi(v' + \delta)}{d})} \right] \right\} dv'$$

或

$$\Delta \bar{A} = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \exp \left\{ \frac{-\gamma \sinh^2 \beta}{\cosh \beta - \cos \frac{2\pi v'}{d}} \right\} \cdot \left\{ 1 - \exp \left[\frac{-\gamma \sinh^2 \beta}{\cosh \beta - \cos \frac{2\pi(v' + \delta)}{d}} \right] \right\} dv' \quad (15)$$

它依赖于四个参数 β , $\gamma = \frac{S_1 u}{d \sinh \beta}$, $\gamma = S_2/S_1$, δ , 实际往往有三个或更多个弱带相迭加,

用下标 b, c 表示两个弱带, 这时可按文献[2]取弱谱线强度 S_2 为

$$S_2 = S_b + S_c$$

及

$$\delta = \frac{S_b \delta_b \pm S_c \delta_c}{S_b + S_c}$$

δ 称作等价距离, 弱谱线(S_i, δ)就称作等价谱线。有多组弱谱线时以此类推。

4. Q支谱线吸收订正

关于Q支谱线吸收系数的计算, 因为Q支谱线与P、R两支谱线很不一样, 它的谱线在带中心很强向两边迅速减弱, 谱线密集在带中心附近, 谱线间的距离不相等, 不能应用艾尔斯模型。但是我们仍然应用谱线模型的处理方法, 设Q支的谱线符合罗伦茨谱型, 谱线半宽 α 不依赖于转动量子数, 谱线强度按刚性转子的能级跃迁来计算, 可以用文献[3]的方法求得 $k_Q(\nu)$, 设跃迁所对应的转动常数为 B' 及 B'' , 有

$$k_Q(\nu) = \frac{\alpha}{\pi} \sum_{J=1}^{\infty} S_Q(J) [(\nu - \nu_J)^2 + \alpha^2] \quad (16)$$

$$\nu_J = \nu_0 + (B' - B'')(J^2 + J) \quad J = 1, 2, \dots \quad (17)$$

$$S_Q(J) = \frac{1}{2} S_{v''}'' a (2J + 1) \exp[-a(J^2 + J)] \quad (18)$$

$$a = hcB''/kT$$

ν_T 为谱线中心位置, k 为玻尔兹曼常数, h 为普朗克常数, c 为光速, $S_{v''}''$ 为带强, J 为转动量子数。

对于 CO_2 吸收带 $B' - B''$ 的量级是 $10^{-4} \sim 10^{-3} \text{cm}^{-1}$, 由公式(17)可知Q支谱线间隔的量级为 $|2J(B' - B'')| < \alpha$, 故Q支谱线互相重叠, 由此可见按(16)计算Q支谱线的吸收系数, 实际上没有吸收谱线的结构, 而是在靠中心 ν_0 的某处有最大值, 向两边迅速减小。

将(17)、(18)代入(16)式有

$$k_Q(\nu) = \frac{S_{\nu''}'}{2\pi\alpha} \eta^2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{e^{-x}}{(x-\xi)^2 + \eta^2} \cdot a(2J+1) \quad (19)$$

其中 $x = a(J^2 + J)$, $\xi = (\nu - \nu_0) \frac{hc}{kT} \cdot \frac{B''}{B' - B''}$, $\eta = \alpha \cdot \frac{hc}{kT} \left| \frac{B''}{B' - B''} \right|$, 因 $a(2J+1) = dx$, 它是一个很小的量, 故可以用积分号代替求和最后得

$$k_Q(\nu) = \frac{S_{\nu''}(T)}{2\pi\alpha(T)} \eta^2 K(\xi, \eta) \quad (20)$$

其中

$$K(\xi, \eta) = \int_0^{\infty} \frac{e^{-x}}{(x-\xi)^2 + \eta^2} dx \quad (21)$$

所以

$$\bar{\epsilon}_Q = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} e^{-k_Q(\nu)\nu} d\nu \quad (22)$$

便可算出 Q 支谱线的吸收订正。

这里要注意, 实际上的 Q 支谱线要比上面所讨论的复杂得多。因为有些谱带 Q 支谱线只出现偶数线, 有些则奇偶均出现, 对于后者 $k_Q(\nu)$ 应为奇偶两种谱线吸收之和。

三、计算方法

吸收函数的表达式(11)若直接用数值积分计算, 计算量太大, 为便于计算作如下处理:

1. 变量 y 比较小的情况

y 比较小时 $J_0(iy)$ 有收敛级数表达式

$$J_0(iy) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(m!)^2} \left(\frac{y}{2}\right)^{2m} \quad (23)$$

引入新变量 $z = y/2$, $\xi = 2\cosh\beta$, 由(11)式得到

$$\bar{A} = 2\sinh\beta \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m \quad (24)$$

其中

$$\phi_m = \frac{1}{(m!)^2} \int_0^z e^{-\xi} z^{2m} dz$$

逐项分部积分得递推公式

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \frac{1}{\xi} (1 - e^{-\xi}), \quad \phi_m = (a_m + b_m) + c_m \phi_{m-1} \\ a_1 &= -\frac{1}{\xi} z^2 e^{-\xi}, \quad a_m = \frac{z^2}{m^2} a_{m-1} \\ b_1 &= -\frac{2}{\xi} z e^{-\xi}, \quad b_m = \frac{1}{m(m-1)} z^2 b_{m-1} \\ c_1 &= \frac{2}{\xi^2}, \quad c_m = \frac{(2m-1)(m-1)}{m(2m-3)} c_{m-1} \\ m &= 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (25)$$

在具体计算中 $y < 5$ 时按此式计算。

2. 变量 y 比较大的情况

变量 y 比较大时 $J_0(iy)$ 可用渐近展开式表示

$$J_0(iy) \simeq \frac{e^y}{\sqrt{2\pi y}} \left\{ 1 + \frac{(1)^2}{1!8y} + \frac{(1 \cdot 3)^2}{2!(8y)^2} + \frac{(1 \cdot 3 \cdot 5)^2}{3!(8y)^3} + \dots \right\} \quad (26)$$

先将(11)式积分改写为

$$\int_0^y e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy = \int_0^\infty e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy - \int_y^\infty e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy \quad (27)$$

右边第一个积分可查表而得

$$\int_0^\infty e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy = \frac{1}{\sinh \beta} \quad (28)$$

将(26)代入(27)右边第二个积分有

$$\begin{aligned} \int_y^\infty e^{-y \cosh \beta} J_0(iy) dy &\simeq \int_y^\infty e^{-y \cosh \beta} \cdot \frac{e^y}{\sqrt{2\pi y}} \left[1 + \frac{1}{8y} + \frac{9}{2(8y)^2} + \dots \right] dy \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(Y, \beta) \end{aligned} \quad (29)$$

记 $\cosh \beta - 1 = c$ 引入新变量 $\sqrt{cy} = \eta$ 得到递推公式

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{1}{\sqrt{2c}} [1 + \operatorname{erf}(\sqrt{cy})], \quad \varphi_n = a_n - b_n \varphi_{n-1} \\ a_1 &= \frac{e^{-cy}}{4\sqrt{2\pi y}}, \quad a_n = \frac{(2n-1)(2n-3)}{8ny} a_{n-1} \\ b_1 &= \frac{c}{4}, \quad b_n = \frac{c}{4} \cdot \frac{(2n-1)}{n} \\ n &= 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (30)$$

其中 $\operatorname{erf}(x)$ 是误差函数其表达式为

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx \quad (31)$$

3. 误差函数的计算

为避免直接数值积分,分两种情况计算

(1) 变量 x 较小时用收敛级数表达式

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ x - \frac{x^3}{3 \cdot 1!} + \frac{x^5}{5 \cdot 2!} - \frac{x^7}{7 \cdot 3!} + \dots \right\} \quad (32)$$

具体计算中 $x < 2.5$ 时按此式计算。

(2) 变量 x 较大时用渐近表达式

$$\operatorname{erf}(x) \simeq \frac{e^{-x^2}}{x\sqrt{\pi}} \left\{ 1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2x^2)^2} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{(2x^2)^3} + \dots \right\} \quad (33)$$

当 $x \geq 2.5$ 时按此展开式计算。

4. 弱谱线吸收 $\Delta\bar{A}$ 的计算

$\Delta\bar{A}$ 的表达式(15)被积函数比较复杂,在计算中采用了辛卜生公式进行数值积分。

由(21)式可见 $K(\xi, \eta)$ 也是一个比较复杂的定积分,文献[3]中给出其近似公式,但其近似公式的误差不易估计准确。此外,虽然也可以用级数展开或渐近展开把 $K(\xi, \eta)$ 化为无穷级数,但需区分为许多情况分别处理,也比较麻烦。因此为造表计算方便起见统一地用了辛卜生求积公式直接计算定积分之值。

四、关于非均匀介质的情形

以上所述都是假定光路上吸收介质为均匀的情况,但在实际工作中常遇到非均匀分布介质的情况,就不能直接应用上述结果,必须将非均匀的光路化为等效的均匀光路,例如,可将光谱参数 S 、 α 及 $k_0(\nu)$ 取为光路的某种加权平均值 $\tilde{S}$ 、 $\tilde{\alpha}$ 及 $\tilde{k}_0(\nu)$, 利用这些等效参数来计算吸收函数 $\bar{A}$, 弱谱线订正 $\Delta\bar{A}$ 及 Q 支透射率 $\bar{\tau}_Q$ 等,由此就可得出非均匀光路的透射率或吸收率。例如参数的加权平均可取作

$$\tilde{S}_\nu = \frac{\int S_\nu dl}{\int dl}, \quad \tilde{\alpha} = \frac{\int p S_\nu \sqrt{\frac{T_0}{T}} dl}{p_0 \int S_\nu dl} \quad (34)$$

由此可得参数 $\tilde{\beta}$ 、 $\tilde{\gamma}$

$$\tilde{\beta} = \frac{2\pi\alpha_0}{d} \tilde{\alpha}, \quad \tilde{\gamma} = \frac{\nu}{d \sinh \tilde{\beta}} \cdot \tilde{S}_\nu \quad (35)$$

$\tilde{k}_0(\nu)$ 则可取作

$$\tilde{k}_0(\nu) = \frac{S''_{\nu,0}(\tilde{T})}{2\pi\tilde{\alpha}} \tilde{\eta}^2 K(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}) \quad (36)$$

其中 $\tilde{T} = \int T dl / \int dl$, $\tilde{\xi} = \int \xi dl / \int dl$, $\tilde{\eta} = \int \eta dl / \int dl$ 。

五、结果及讨论

我们用第二节所讨论的方法详细计算了艾尔萨斯吸收函数 $\bar{A}$ 的数值表(表1),弱谱线吸收订正 $\Delta\bar{A}$ 表(表2)和 Q 支吸收订正中的 $K(\xi, \eta)$ 数值表(表3),计算的绝对误差分别小于 $5 \cdot 10^{-5}$ 、 10^{-5} 、 10^{-5} 。三表的详细数据不在本文列出,这里只给出简单的结果。

这样我们就可以利用三个函数表计算 CO_2 类型线形对称气体分子的透射率。只要具有有关谱带的光谱资料就可算出所需参数,从而由三个表查出吸收率或透射率。

要注意的是:

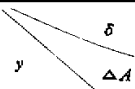
1. Q 支谱线应分出单独处理,在查谱线资料时应先将它们去掉,不可误作 P、R 支处理。
2. 当计算的 $\Delta\nu$ 大于 d 时在 $\Delta\nu$ 内常有数条强谱线,则 S 应取为数条强谱线的平均值。若 $\Delta\nu$ 过大则线强变化较大,应将其分为若干个小波段分别计算 $\bar{A}$,然后再取平均。对于 $\text{CO}_2 15\mu$ 带,一般在 $\Delta\nu \leq 5\text{cm}^{-1}$ 时大致有三根强谱线,可不必分为小波段计算。

表 1 艾 尔 萨 斯 函 数 表 ($\times 10^4$)

$\frac{y}{\beta}$	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	7.0	10	15	20	30	40
0.01	0010	0018	0033	0046	0058	0067	0105	0132	0154	0174	0207	0249	0306	0355	0435	0503
0.05	0048	0091	0167	0232	0288	0337	0524	0659	0770	0867	1033	1241	1523	1759	2150	2474
0.10	0095	0182	0334	0463	0575	0673	1045	1314	1534	1725	2050	2452	2992	3434	4147	4718
0.15	0143	0274	0501	0695	0862	1009	1563	1961	2285	2563	3034	3608	4358	4954	5872	6562
0.20	0192	0365	0669	0927	1149	1345	2076	2596	3016	3374	3972	4683	5583	6267	7255	7934
0.30	0289	0551	1008	1392	1723	2012	3077	3817	4398	4882	5659	6529	7525	8192	8995	9424

$\frac{y}{\beta}$	50	70	100	200	250	300	400	600	800	1000	2000	3000	5000	10000	20000	50000
0.01	0562	0666	0796	1125	1256	1375	1585	1935	2227	2482	3453	4161	5205	6827	8478	9747
0.05	2757	3238	3825	5203	5707	6135	6826	7793	8427	8862	9747	9938	9996			
0.10	5196	5966	6823	8426	8862	9168	9545	9857	9953	9984						
0.15	7104	7901	8663	9662	9824	9907	9973	9998								
0.20	8424	9057	9546	9954	9985	9995										
0.30	9663	9881	9974													

表 2 弱谱线吸收订正 ΔA ($\times 10^3$)

$\beta = 0.01 \quad \gamma = 1$						$\beta = 0.01 \quad \gamma = 1/100$					
	0	0.2	0.4	0.6	0.8		0	0.2	0.4	0.6	0.8
0.1	001	001	001	001	001	10		001	001	001	001
1.0	004	007	007	007	007	50		004	004	004	004
10	011	024	025	025	025	100		006	007	007	007
50	023	054	056	056	056	200	001	010	010	010	010
100	033	075	078	079	079	500	001	014	016	017	017
200	046	099	108	110	110	1000	001	017	022	023	024
500	071	134	161	167	168	2000	002	018	021	031	032
1000	097	158	206	221	225	5000	002	012	033	041	043
2000	128	177	245	276	284	10000	002	006	028	042	046
5000	162	194	257	306	322	15000	002	004	021	038	043
10000	160	178	217	256	272	20000	002	003	016	032	037
15000	137	148	172	196	206	30000	002	002	009	021	027
20000	112	118	133	147	153	50000	001	001	003	008	011
30000	069	072	077	081	083						
50000	024	024	025	025	025						

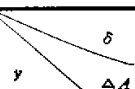
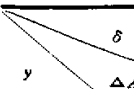
$\beta = 0.1 \quad \gamma = 1$						$\beta = 0.1 \quad \gamma = 1/100$					
	0	0.2	0.4	0.6	0.8		0	0.2	0.4	0.6	0.8
0.1	009	009	010	010	010	1.0		001	001	001	001
1.0	037	063	066	067	067	10	001	006	008	009	009
10	098	157	204	219	222	50	002	009	023	029	030
50	163	194	257	306	322	100	002	006	024	035	039
100	160	178	217	256	272	200	002	003	015	029	035
200	112	119	133	147	153	500	001	001	003	008	011
500	024	024	025	025	025	1000				001	001
1000	002	002	002	002	002						

表 3 $K(\xi, \eta)$ 函数表

$K(\xi, \eta)$ ξ	η	0.001	0.005	0.01	0.05	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
-5.0		0.296	-10.296	-10.296	-10.296	-10.296	-10.296	-10.295	-10.295	-10.294	-10.293	-10.292	-10.291	-10.290
-4.0		0.437	-10.437	-10.437	-10.436	-10.436	-10.436	-10.436	-10.435	-10.433	-10.431	-10.429	-10.427	-10.424
-3.0		0.713	-10.712	-10.712	-10.712	-10.712	-10.711	-10.710	-10.707	-10.704	-10.699	-10.693	-10.686	-10.678
-2.0		0.139	0.139	0.139	0.139	0.138	0.138	0.138	0.137	0.135	0.133	0.131	0.128	0.125
-1.0		0.404	0.404	0.404	0.403	0.401	0.398	0.395	0.384	0.370	0.354	0.336	0.317	0.299
0		1563.5	308.43	152.04	27.96	12.91	8.046	5.684	3.412	2.335	1.721	1.331	1.065	0.873
1.0		1155.4	230.84	115.26	22.784	11.202	7.328	5.382	3.425	2.440	1.848	1.456	1.178	0.973
2.0		425.34	85.203	42.685	8.663	4.402	2.974	2.256	1.529	1.158	0.930	0.774	0.659	0.571
3.0		156.57	31.443	15.802	3.286	1.718	1.192	0.928	0.660	0.522	0.437	0.378	0.334	0.299
4.0		57.65	11.617	5.863	1.259	0.682	0.489	0.391	0.293	0.242	0.210	0.188	0.171	0.158
5.0		21.386	4.304	2.187	0.494	0.281	0.210	0.174	0.138	0.119	0.107	0.090	0.077	0.066
6.0		7.834	1.604	0.825	0.202	0.124	0.078	0.046	0.024	0.014	0.008	0.005	0.003	0.002
7.0		2.897	0.605	0.318	0.090	0.053	0.030	0.018	0.010	0.006	0.004	0.003	0.002	0.001
8.0		1.077	0.234	0.128	0.038	0.022	0.013	0.008	0.005	0.003	0.002	0.001	0.001	0.000
9.0		0.405	0.095	0.057	0.024	0.014	0.008	0.005	0.003	0.002	0.001	0.001	0.000	0.000
10.0		0.156	0.041	0.024	0.010	0.006	0.004	0.002	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
12.0		0.279	-10.124	-10.105	-10.900	-20.877	-20.871	-20.867	-20.864	-20.861	-20.860	-20.858	-20.856	-20.855
14.0		0.868	-20.659	-20.632	-20.612	-20.609	-20.608	-20.607	-20.607	-20.606	-20.606	-20.605	-20.605	-20.604
16.0		0.488	-20.459	-20.456	-20.453	-20.452	-20.452	-20.452	-20.452	-20.452	-20.452	-20.451	-20.451	-20.451
18.0		0.355	-20.351	-20.351	-20.351	-20.351	-20.351	-20.350	-20.350	-20.350	-20.350	-20.350	-20.350	-20.350
20.0		0.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.280	-20.279	-20.279	-20.279

3. 在 $\Delta\nu \approx 5\text{cm}^{-1}$ 或更宽时, $\Delta\nu$ 内常可包含十余根弱谱线, 可将其中线强与强线相比小于 1% 者弃去不用, 将余下弱线按第二节方法求出等效的 S_2 及 δ , 再求 $\Delta\bar{A}$.

4. 算 $k_0(\nu)$ 时要注意谱线的奇、偶分布.

5. 对于 $4.3\mu\text{CO}_2$, 它的 P、R 支谱线不像 $15\mu\text{CO}_2$ 那样规则, 不能直接应用艾尔萨斯模型来计算. 但是它的透过率可以应用准统计模型来计算, 即假定给定某一转振带能够分成若干谱段, 每个谱段宽 $\Delta\nu \approx 5\text{cm}^{-1}$, 在任一谱段中转动线的吸收能够用艾尔萨斯模型来计算, 它的 Q 支吸收极弱在计算中可以略去不计.

还应该指出的是: 第 1. 压力很小时, 要用罗伦茨-多卜勒谱型或多卜勒谱型函数, 同时在计算 $k_0(\nu)$ 时也应考虑谱线分开的影响. 第 2. 当光路质量很大以及压力大于一个大气压时, 谱线的翼区与罗伦茨谱型相差也比较明显. 第 3. 吸收带的远翼区. 在这些情况下应用本文方法进行计算可能会导致不少误差, 所得数值只能具有参考意义.

参 考 资 料

- [1] W. M. Elsasser, Atmospheric Radiation Tables, *Meteorological Monographs*, 1960, 4(23).
- [2] G. Yamamoto and T. Sasamori, Calculation of the absorption of the $15\mu\text{CO}_2$, *Sci. Rept. Tohoku Univ. Series 5. Geophysics*, 1958, 10 (2).
- [3] L. D. Kaplan and Eggers, Intensity and line width of the $15\mu\text{CO}_2$ band determined by a curve-growth method, *J. Chem. Phys.*, 1956, 25, p. 876.