

红外大气传输的研究

上海科技情报研究所

03541

红外大气传输的研究

上海科学技术情报研究所出版

本书由上海发行所发行

上海商务印刷厂印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 12 字数: 300,000

1975年6月第1版 1975年6月第1次印刷

印数: 1—4,300

代号: 151634·241 定价: 1.50元

(只限国内发行)

13. 283.023
23. 15

前 言

在最近二十多年中,国外在红外物理与技术方面有了很大的发展。他们首先是为了军事的需要,在保密的条件下进行了大量的研究工作。在此期间,由于半导体物理学、固体物理学、光学和低温技术的发展,使高灵敏的红外探测器件、性能优良的红外光学材料以及相干红外辐射源得以实现,促进了红外物理学(包括红外辐射与物质的相互作用研究、物体的红外辐射特性研究、红外辐射在大气中的传输特性研究等)的发展。目前,红外技术已成功地应用于军事、工农业生产、医学和科学研究等各个领域。近年来兴起的远红外光谱的研究及天体的红外观测,必将扩大和深化人们对物质世界的认识。

为加速我国红外物理与技术赶超世界先进水平的步伐,我们遵照伟大导师毛主席“洋为中用”的教导,对近年来的国外发展进行了调查研究,并选择了一些有代表性的文献,分门别类地分成数册,作为“红外物理与技术译丛”出版。已经拟定的分册有:

1. 红外技术在气象卫星中的应用
2. 红外探测器
3. 红外技术应用
4. 红外仪器与技术
5. 新型红外探测器
6. 红外光学材料
7. 红外大气传输的研究

限于我们水平,工作也不很细致,缺点和错误一定不少,恳请批评指正。

上海市红外物理与技术译丛编辑组

1975

13. 283.023

8541

毛主席语录

对于外国文化，排外主义的方针是错误的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借镜；盲目搬用的方针也是错误的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

目 录

关于红外大气传输的研究(综述)	1
大气红外辐射吸收研究	25
大气气体吸收红外辐射的研究	36
在红外窗口处的大气衰减	57
由冰雾和水雾引起的红外辐射的衰减和向后散射	65
在红外波长区空气溶胶对大气衰减的影响	71
在海平面上通过 25 公里水平路程的近红外大气吸收	81
海平面上大气传输的红外测量	90
降雨、降雪和雾对 0.63, 3.5 和 10.6 微米波传播的影响	96
在 10.6 微米处大气对波传播的影响	120
大气气体的远红外性质	135
大气对亚毫米无线电波传播的影响	143
红外光学通信线路传输的计算	149
用于红外传输测量的合成大气	163
用于测量大气红外光谱透射率的双光束记录装置	171
红外光学的传播研究——方法论研究	175

关于红外大气传输的研究

(综述)

地球大气的红外传输特性对红外技术的应用和宇宙空间的研究极为重要。在研究地球的热平衡、目标的红外探测、导航、通讯与遥测地球资源等问题时都需要详细的大气传输资料，其波长范围从近红外一直到远红外毫米波段；分辨率从几个或几十个波数一直到单色的激光谱线宽度。

红外辐射通过实际大气的传输过程是非常复杂的。它依赖于引起吸收的分子类型及其浓度，大气中悬浮微粒的尺寸、特性和密度，以及沿传输路径上各点的温度和压强等气象条件。一般地说，它主要受下面六种影响：

1. 大气分子分立谱线或谱带的吸收及重发射。

主要的吸收气体是 CO_2 和 H_2O 。吸收是由分子振动-转动、纯转动能量变化所引起。它强烈地依赖于波长。

2. 气体分子和直径远小于辐射波长的粒子的瑞利散射损失。

3. 气溶胶和大小可与辐射波长相比拟的大气粒子的吸收、散射-米氏(Mie)散射及重发射。

在低层大气中，这个因素占优势。辐射在向前与向后的方向上被散射。散射衰减是波长的慢变函数。

4. 大气湍流引起辐射的强度起伏、相位变化与光斑(光点)跳动。

5. 湍动涡流的散射。

6. 大气折射。

在红外光谱区域中，大气中的一些分子，如 H_2O 、 CO_2 、 O_3 、 N_2O 、 CH_4 、 CO 以及它们的同位素异体具有永久电偶极矩，因而存在振动-转动及纯转动结构，可与入射的红外辐射相耦合而产生吸收。由于 H_2O 、 CO_2 和 O_3 具有很强的吸收带，并且在大气层中有相当高的浓度，因此，辐射通过整个大气层时产生极大的选择性吸收。至于 CO 、 N_2O 和 CH_4 这类分子，仅在几十个大气质量下吸收才比较显著。在大城市或近城市的局部地区还可能出现少量的污染分子，如 SO_2 、 H_2S 或 NH_3 的吸收。

大气的主要成分 N_2 和 O_2 是同核双原子分子。它们没有永久电偶极矩，因而不存在振动-转动谱带。(O_2 仅在 0.76 和 1.27 微米处呈现一些很弱的电子谱带； N_2 在 4.3 微米附近存在压强感生谱带)。然而 O_2 具有永久磁性偶极矩，存在转动和微波结构，因此在远红外区产生重要的吸收。

大气分子引起的瑞利散射，其散射系数与波长的四次方成反比。在红外区域中，这种散射引起的衰减比可见光区域小得多。计算表明，在 1 微米处，整个大气分子对它产生的消光系数小于 0.0088，而在波长 0.4 微米处为 0.366。

因此,通常都忽略不计。

大气霾或微粒物质的微量分布引起的吸收和“米”氏散射,这是地面观测中一种很重要的现象,也是大气窗口中引起衰减的主要原因之一。不过在一定的高度上,这种散射就不严重了,这是因为微粒通常分布在比较低的高度上的缘故。但是,由于微粒的空间分布相当复杂,而且消光系数随波长的变化是粒子大小、形状、性质和粒子数密度的函数。因此,计算微粒引起的衰减是一个相当复杂的问题。

大气湍流对红外辐射传播的主要影响是:

- (1) 强度起伏或闪烁。这主要由高层大气湍动所引起。
- (2) 象或光点运动或跳动。这主要由低层大气湍动引起。
- (3) 象距或焦点位置变动,即程长起伏。
- (4) 光束发散。
- (5) 散射。
- (6) 频率漂移和相位畸变,即所谓相干性破坏。

大气吸收与气溶胶衰减使目标的红外辐射强度减弱,湍流、大气辐射与背景散射则使信号噪音增大,以致大大地降低了接收信号的信-噪比。

一般地说,要比较完善地描述红外辐射通过大气层时的传输特性,就必须考虑上述六种影响。早期,关于红外大气传输的研究工作大多注重大气的衰减方面,其中又集中于大气气体分子的带吸收研究。这个期间,在实验室和野外都进行了大量测量工作。因此,无论在实验技术上或是基本理论上都比较成熟。近十多年来,激光技术迅速发展,大量的红外激光光源可供应用。然而,现有的大气传输数据,由于没有足够高的光谱分辨率,所以给不出满意的结果。因此,近年来又广泛地开展激光束在大气中传播的研究^[1~2]。除了研究大气吸收、散射衰减之外,还随着光学外差接收技术的应用,大力地进行湍流大气中激光束的传播特性研究^[3]。此外还开展大功率密度激光束所特有的非线性传输效应(如自聚焦、介质击穿及饱和吸收等)的研究^[4~11]。

大气气体吸收的研究

一、气体吸收的一般理论

红外辐射被气体分子吸收的主要特征是吸收随频率迅速变化,而且在某些频率处有极大值。气体分子的大量谱线所组成的谱带群,对红外辐射产生连续吸收,仅在少数几个波长区域中不存在吸收或吸收较弱,形成所谓“窗口”。

大气气体分子的总吸收通常用分立的谱带来表征。这些谱带是由大量的重迭与不重迭的谱线组成。高分辨的实验指出, H_2O 在2.7微米处就有二个带近4,000条谱线。谱线间的重迭程度取决于谱线位置、半宽度和吸收分子类型。

从理论上来说,当分子的吸收谱线或吸收谱带的强度和位置已知时,就可以计算红外辐射在指定的大气路程上的吸收衰减量。然而,实际上由于好几个因素使这个计算问题变得

复杂起来。这些因素是:

- ① 在所考虑的波长区间内,吸收系数随波长(波数)而变;
- ② 温度和压强影响吸收线的形状,从而影响吸收系数;
- ③ 吸收系数是吸收分子浓度的函数;
- ④ 吸收分子的浓度、温度和总压强随地理位置、海拔高度、季节和气象条件而变化。

这里主要叙述分子吸收的一些理论计算问题。至于气象条件对分子吸收系数的影响尚有待于大量的实验研究来解决。

1. 单一谱线的吸收

波数为 ν 的单色辐射的光谱吸收比 $A(\nu)$, 通常可用下式来表示, 即

$$A(\nu) = 1 - e^{-K(\nu)l} \quad (1)$$

式中, $K(\nu)$ 是单位路程长度的吸收系数, 单位为厘米⁻¹ 或公里⁻¹; l 是路程长度, 单位为厘米或公里。

在许多情况下, 吸收分子的密度在整个路程内不是不变的。为了适应这种情况, 式(1)改写为

$$A(\nu) = 1 - e^{-k(\nu)u} \quad (2)$$

式中, $k(\nu)$ 是每个吸收分子的吸收系数, 由于它具有面积的量纲, 所以亦称为吸收截面; u 是单位截面积的光束在经过路程 l 时所遇到的吸收分子数; 它也称为光学厚度或吸收体浓度,

$u = \int_0^l u(\nu) dl = \bar{u}l$ 。其中 \bar{u} 是在程长 l 中的平均密度。由于 $P\nu = P/\bar{u} = KT$, 故 $\bar{u} = P/KT$

式中 P 是压强; ν 是比容; K 是玻耳兹曼常数。

中心波数为 ν 、波数间隔为 $\Delta\nu$ 中, 辐射的总吸收比为:

$$A_{\Delta\nu} = \int_{\nu - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu + \frac{\Delta\nu}{2}} (1 - e^{-k(\nu)u}) d\nu \quad (3)$$

平均吸收比为

$$\bar{A}_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu + \frac{\Delta\nu}{2}} (1 - e^{-k(\nu)u}) d\nu \quad (3')$$

由于在低层大气中, 谱线的自然宽度与多普勒宽度和碰撞加宽宽度相比很小, 因而, 有限的谱线宽度主要由分子碰撞造成。此时, $k(\nu)$ 由洛仑兹(Lorentz)理论给出;

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad (4)$$

式中, ν_0 是谱线的中心波数; S 是谱线积分强度, 即

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} k(\nu) d\nu \quad (5)$$

它依赖于温度, 在热平衡下, S 可以写为

$$S = \frac{C^2}{8\pi\nu_{lu}^2} \frac{N_l}{r^2} A_{u \rightarrow l} \frac{g_u}{g_l} \left[1 - e^{-\frac{h\nu_{ul}}{KT}} \right] \quad (6)$$

这里, N_l 是较低能态中的分子密度; P 是气体压强; $A_{u \rightarrow l}$ 是爱因斯坦自发发射系数 (u 表示一个跃迁中的高能态, 而 l 表示低能态)。 g_u , g_l 分别为高态、低态的统计权重; h 是普朗克常数; K 是玻耳兹曼常数; T 是绝对温度; C 是光速。

式(4)中, α_L 是中心波数为 ν_0 的谱线半宽度。根据动力学理论, 半宽度 α_L 依赖于压强 P 和绝对温度 T , 即

$$\alpha_L = \alpha_{L0} \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (7)$$

这里, α_{L0} 是在 T_0 时谱线半宽度; P_0 是在 T_0 时的有效加宽压强; P_0 为有效加宽压强, $P_0 = P + (B-1)p$, 其中 P 是总压强, p 是吸收体的分压强, B 是自加宽系数。研究指出^[12], 对于 H_2O 的, 6.3 微米带 $B_{H_2O} = 193$; 对于 CO_2 的 4.3, 10.4 微米谱带, $B_{CO_2} = 1.3$ 。

式(7)中, n 依赖于加宽气体的性质及谱线的中心位置, 对 $N_2 \sim H_2O$ 碰撞, Benedict 和 Kaplan 指出 $n = 0.62$ 是一个比较好的数值; 对于 CO_2 , $n = 0.58$ 。在近似计算中 n 均取 0.5。

Winters 等人对 CO_2 的吸收谱线进行了深入的研究, 他们发现在线翼处谱线强度比洛仑兹表式所预计的减小得更快。Benedict 在他们这个研究基础上提出了 CO_2 谱线形状的经验表示式:

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad |\nu - \nu_0| \leq d \quad (8)$$

和

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{A \alpha_L e^{-a|\nu - \nu_0|b}}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad |\nu - \nu_0| \geq d \quad (8')$$

式中, d 是谱线之间的平均距离, 对 CO_2 的 4.3 微米谱带; d 取 2.5 厘米^{-1} , $a = 0.0675$, $b = 0.7$ 。 A 值的选择是使 $|\nu - \nu_0| = d = 2.5 \text{ 厘米}^{-1}$ 时, 二个表示式能衔接起来。

在谱线中心处, 吸收系数为:

$$k(\nu_0) = \frac{S}{\pi \alpha_L} \quad (9)$$

在高层大气中, 大气压强低, 洛仑兹加宽影响很小, 谱线的宽度主要由分子的热运动所造成。此时, 吸收系数可由下式给出:

$$k(\nu) = \frac{S}{\alpha_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2 \ln 2}{\alpha_D^2}} \quad (10)$$

式中, α_D 为多普勒半宽度,

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{C} \left(\frac{KT}{M} \ln 2 \right)^{1/2} = 3.58 \times 10^{-7} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \nu_0 \quad (11)$$

这里, M 为分子的质量; K 是玻尔兹曼常数; T 是绝对温度; C 是光速。一般地说来, 多普勒半宽度是很小的, 例如, 对于 H_2O , 当 $T = 225K$, $\nu_0 = 350 \text{ 厘米}^{-1}$ 时, $\alpha_D = 0.0004 \text{ 厘米}^{-1}$ 。

在谱线中心 ν_0 处的吸收系数为

$$k(\nu_0) = \frac{S}{\alpha_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \quad (12)$$

当谱线加宽同时由分子碰撞和热运动引起时, 吸收系数由下面 Voigt 线型给出:

$$k(\nu) = \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\pi^{3/2}} \frac{S a}{\alpha_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{a^2 + (w-x)^2} dx \quad (13)$$

式中

$$a = (\ln 2)^{1/2} \frac{\alpha_L}{\alpha_D} \quad (14)$$

$$w = (\ln 2)^{1/2} \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D} \quad (15)$$

$$x = Su / 2\pi\alpha_L \quad (16)$$

在谱线中心 ν_0 处的吸收系数为

$$k(\nu_0) = \frac{S}{\alpha_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp(a^2) \operatorname{erfc}(a) \quad (17)$$

这里, $\operatorname{erfc}(a)$ 是高斯误差函数。

(1) 具有洛仑兹线型的单线吸收

当谱线形状由碰撞效应决定时, 单一谱线的总吸收比 A 可以从方程式(3)和(4)导出:

$$A = \alpha_L \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-\frac{2x}{1+\nu'^2}} \right) d\nu' \quad (18)$$

式中, $\nu' = (\nu - \nu_0) / \alpha_L$; x 由(16)式给出。对式(18)积分, 可得到

$$A = 2\pi\alpha_L x e^{-x^2} [I_0(x) + I_1(x)] \quad (19)$$

式中, I_0 和 I_1 分别是零阶和一阶虚变量贝塞耳函数。文献[4]中列出了这个函数的数值表。

式(19)有两个熟知的近似解; ①对于小的 x 值。②对于大的 x 值。

对于小的 x 值, 这相应于程长短而压强大的情况, 在包括谱线中心在内的所有波数处吸收很小。这就是所谓弱线。此时, 在间隔 $\Delta\nu$ 中的总吸收比 A 为

$$A = 2\pi\alpha_L x = Su = S\bar{u}l, \quad x < 0.2 \quad (20)$$

从(20)式可知, 弱线的总吸收比随路程线性地增加。当 $x < 0.2$ 时, 式(20)的准确度在 10% 以内。

对于大的 x 值, 这相应于程长大而压强小的情况, 在谱线中心外几个半宽度的波数范围内, 吸收也很大。即所谓强线吸收。此时, 在间隔 $\Delta\nu$ 中的总吸收比 A 为

$$A = 2(S\alpha_L u)^{1/2} = 2(S\alpha_L \bar{u}l)^{1/2} \quad x > 1.63 \quad (21)$$

由此, 总吸收比随路程长度、谱线强度的均方根而改变, (即所谓均方根区域)。式(21), 在 $x > 1.63$ 时, 准确度在 10% 以内。

(2) 具有多普勒线型的单线吸收

当谱线形状由多普勒效应决定时, 总吸收比可由式(10)和式(3)求得。在弱线近似可以运用时, 总吸收比 A 为^[8]

$$A = Su \quad (22)$$

式(22)与式(17)一样, 它表示在弱线时, 线型对吸收没有影响, 只与谱线积分强度有关。

在强线近似可以运用时, 总吸收比为

$$A = 2\alpha_D \left(\frac{\ln x_D}{\ln 2} \right)^{1/2}, \quad x_D \gg 1 \quad (23)$$

式中,

$$x_D = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{Su}{\alpha_D} \quad (24)$$

由式(23)可知, 总吸收比随吸收分子数的增加也增加, 然而比式(21)增加得慢。由于多普勒线型在线翼处强度依指数下降, 因此, 在路程足够长的情况下, 大部分的辐射是在谱线中心附近(带宽为 $2\alpha_D$)被吸收, 而在这间隔之外, 可以认为没有吸收。

当谱线既不是强线也不是弱线时, 总吸收必须用一个更一般的形式给出, 在文献^[13]中作了计算。

(3) 同时具有多普勒加宽和洛仑兹加宽的单线吸收

当谱线由多普勒效应和分子碰撞混合加宽时, 在弱线近似可运用的情况下, 总吸收比仍由(22)式给出。

在强线近似可用时, 总吸收比由下式^[14]给出:

$$A=2(S\alpha_L u)^{1.2}\left[1+\frac{3}{8}\left(1-\frac{2}{3}a^2\right)\frac{\pi\alpha_j^2}{S\alpha_L u \ln 2}+\dots\right] \quad (25)$$

式中 a 可从式(14)导出。高次项在文献[14]中给出了。在式(25)中, 主要的项与式(21)一样。由此可知, 在强线近似中, 在确定总吸收比时, 洛仑兹线型比多普勒线型更重要。这是因为洛仑兹线型在谱线的远翼处下降得慢的缘故。

介于这二个极限情况之间的总吸收比表示式很复杂, 这里不再赘述。读者可参看文献[13]中的讨论。

2. 谱带的吸收

在红外大气传输中大量复杂而又困难的衰减问题起因于分子的谱带吸收。当谱带中的谱线不重迭时, 谱线群的总吸收可从各分立谱线的贡献来计算。然而, 在许多实际情况下, 谱线的重迭必须考虑。在谱线重迭时, 一般说来, 总吸收小于用同样条数分立谱线所计算得到的结果。

由于重迭谱线的总吸收比严重地依赖于谱线的相对间距及强度变化。因此, 为要准确计算谱带的吸收, 事先就需知道传输路程长度; 沿传输路程上各点的压强、温度及各种吸收气体的浓度等气象条件; 谱线的位置、强度、半宽度和形状以及它们随温度、压强的变化规律; 选定的波数间隔 $\Delta\nu$ 。若上述各量均为已知, 则任意的高分辨率的吸收都可通过在所选取的波数间隔内的每一条谱线对吸收的贡献求和来确定。

需要指出, 求和法(亦称线-线技术)虽然用了对整个大气吸收的总透射率函数的直接积分, 而成为确定大气分子吸收的最严格的方法。但是它给计算带来极大的困难, 即使使用大型的电子计算机也很难避免。而且在整个光谱区域内, 准确无误地知道谱线的全部参数, 产生吸收的所有的分子种类及它们随路程、气象条件的变化是不太可能的。因此, 对宽光谱间隔的带吸收计算都采用近似法。在这个近似中, 把大气的总透射率函数进行简化, 其基本透射函数对整个光谱间隔取平均。简化总透射率函数时所采用的近似, 它假定谱线的位置和强度分布可用数学模型来描述, 这就是所谓带结构模型或谱带模型。

还必须指出, 求和算法和带模型法都建立在实验数据基础上的, 求和算法依赖于高分辨率光谱, 由此得到用以进行直接积分的各种线参数; 带模型法也以实验为根据, 它的等价线参数是从与实验光谱相适应的积分透射比函数中确定的。求和算法所得出的结果, 由于谱线参数不是模拟的, 所以非常准确。(但在某些光谱区域中, 对一些分子而言并非如此, 这是因为已知的线型、谱线强度和半宽度不准确的关系)。而且可把压强、温度和吸收分子浓度外推到极大的范围内, 光谱分辨率比用带模型计算得的分辨率更高。

虽然用谱带模型计算所得的结果只是一种近似, 但是对许多实际问题, 如地球热平衡研究, 无源的红外雷达探测目标以及遥测地球资源等它们对光谱分辨率要求不高, 这种近似计算结果足够精确了。因而得到广泛的应用。这里, 我们列举出通常使用的几种带结构模型。

(1) Elsasser 模型或规则模型

Elsasser 模型假定各谱线具有相等的强度、相等的间距、相同的半宽度透射函数是在整个间隔的线中心距的长度上取平均。

Elsasser 带的总吸收比由下式给出：^[10]

$$A_B = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{\frac{-\beta x \sin \lambda \beta}{\cos \lambda \beta - \cos \lambda \alpha}} dz \quad (26)$$

式中 $\beta = 2\pi\alpha_L/d$, x 由式(16)定义, d 是平均线距。(26)式的广义积分计算参看文献[24]

Elsasser 模型最早是从 CO_2 的谱带总吸收的研究中提出来的。它能十分准确地描述 CO_2 的一部分谱带吸收。然而在极强的谱线之间总存在弱线,而且谱线强度随频率而变,当路程较长时,弱线的吸收显著了。因此 Elsasser 模型不能准确地描述长路程范围内的 CO_2 带吸收。

(2) 统计或随机模型

统计或 Mayer-Goody 模型最早是对 H_2O 发展起来的。它假定谱线位置、强度由随机函数给出,而与 Elsasser 模型的规则性适成对照。这个模型是 Telles 提出,后来由 Mayer 和 Goody 独立地发表。水汽的带吸收在程长和压强中等大小范围内可以用这个模型来描述。

在统计模型中,波数间隔为 D 的总吸收比由下式给出：^[13]

$$A_B = 1 - (1 - \bar{A}_{si}, D)^n \quad (27)$$

$$\text{式中 } \bar{A}_{si}, D(S_0, \mu, p) = \int_0^\infty A_{si}, D(S, \mu, p) P(S, S_0) dS$$

A_{si}, D 是单独分立谱线在波数间隔 D 上的总吸收; $P(S, S_0)$ 是发现谱强度在 S 和 $S+dS$ 之间的归一化机率; S_0 是平均线强度,它在强度分布函数中出现; n 为在间隔 D 中,平均间距为 d 的谱线数目。

当间隔 D 中 n 是一个大的数目时,即 $n \gg 10$, (27) 式近似于下式,^[16, 21]

$$A_B = 1 - e^{-n\bar{A}_{si}, D} \quad (28)$$

当间隔 D 中 n 是一个很小的数目时,式(28)不能应用。

(27) 式可分为二种情况

① 所有谱线具有相等强度,即

$$P(S) = \delta(S - S_0) \quad (29)$$

② 谱线强度按指数分布,即

$$P(S) = S_0^{-1} e^{-\frac{S}{S_0}} \quad (30)$$

对于第一种强度分布,可用 S_0 代换 S ,再对整个分布取平均后得到单独谱线的总吸收的近似表示,把此结果代入(27)式或(28)式就得到谱带的总吸收。

对于第二种强度分布,文献[16]中已对单独谱线的总吸收作了计算:

$$A_B = 1 - \left[1 - \frac{\beta x_0}{n(1+2x_0)^{1/2}} \right]^n \quad (31)$$

或

$$A_B = 1 - e^{\frac{-\beta x_0}{(1+2x_0)^{1/2}}} \quad n \gg 10 \quad (32)$$

式中

$$x_0 = S_0 \mu_0 / 2\pi\alpha_L$$

在导出式(31), (32)时,单独谱线的总吸收表示式建立在一个有限的频率间隔上,对于 A_{si}, D , 也是只适用于在间隔 D 外谱线不存在可观的吸收的情况。

对于有限频率间隔上单独谱线的总吸收的更复杂的表示式可见文献[23]

把统计模型和 Elsasser 模型加以比较,可以看出,在长路程上 Elsasser 模型的总吸收总是偏大,这是由于谱线具有规则的间距,因而吸收最有效,而随机谱线较为密集,重迭的程度高。

(3) 随机 Elsasser 模型

随机 Elsasser 模型在许多情形下可比较准确地描述谱带的结构。它是 Elsasser 模型和统计模型的结合。这个模型假定谱带是由强度、线距和半宽度不同的许多个 Elsasser 带随机迭加而成。

它相应于从 Elsasser 模型伸展到纯统计模型。所有的弱线吸收在这个模型的计算中考虑进去了。

M 个随机迭加的 Elsasser 带的总吸收由下式给出^[16, 22]

$$A_{\text{总}} = 1 - \prod_{i=1}^M [1 - A_{E,i}(x_i, \beta_i)] \quad (33)$$

式中 $A_{E,i}$ 是谱线半宽度为 α_i , 线距 d_i 和线强度为 S_i 的第 i 个 Elsasser 带的总吸收; 而 $x_i = S_i u / 2\pi\alpha_i$ 和 $\beta_i = 2\pi\alpha_i / d_i$ 。

(4) 准随机模型

准随机模型是最准确, 但也是所有带模型中最复杂。它在求宽的压强和程长范围内的吸收比时, 特别有效。在实际的谱带中, 谱线既不象 Elsasser 带那样有规则, 也不象统计模型中随机排列, 而是在它们的排列中有一点秩序。在准随机模型中计算吸收比时所取的频率间隔比我们所需的间隔还要小, 而且把较强的谱线局限在它实际位置附近狭的间隔内, 以防产生假的重迭效应。

准随机模型的吸收比由下式给出:^[23]

$$A = \frac{1}{L} \sum_{j=1}^L A_j \quad (34)$$

式中 A_j 是 L 个比较小的波数间隔中第 j 个间隔的吸收比。这个间隔用初始间隔 $\Delta\nu$ 再分。吸收比 A_j 由下式算出:

$$A_j = 1 - \prod_{i=1}^M [1 - A_{s_i, D^i}(S_i d_i)] \quad (35)$$

式中 A_{s_i, D^i} ⁽⁴⁾ 是线强度为 S_i , 半宽度为 α_i 在有限间隔 D 上第 i 根单一谱线的吸收比, M 是间隔 j 中的谱线数。谱线间距是随机的。

文献[25][26]给出了用准随机模型计算的 H_2O 和 CO_2 的总吸收比。

谱带模型在计算总吸收时应用

1. 弱线近似 它假定由每条谱线单独产生的吸收比较小, 甚至在谱线中心也是这样。然而, 由大量的谱线产生的吸收不一定很小, 它可以具有任意的数值。因此, 这种近似有很大的局限性, 这是由于大量的小数之和不一定小的缘故。

在弱线近似时对 Elsasser 带(26)式可简化为^[17]

$$A = 1 - e^{-\beta x} \quad (36)$$

当 $\beta x \ll 1$ 时 方程(36)简化成(20)式 $A = 2\pi\alpha x = Su$

对于统计模型的弱线近似为^[17]

$$A = 1 - \left(1 - \frac{\beta x}{n}\right)^n \quad (37)$$

或

$$A = 1 - e^{-\beta x} \quad (38)$$

这些方程式对任意的强度分布均成立。当 $P(S)$ 由 (29) 式给出时用 x_0 代替 x 代入 (37)、(38) 式。

对于随机 Elsassser 模型的弱线近似为^[17]

$$A = 1 - \prod_{i=1}^M e^{-\beta_i x_i} \quad (39)$$

对于准随机模型的弱线近似为^[23]

$$A = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \left[1 - \prod_{i=1}^M (1 - e^{-\beta_i x_i}) \right] \quad (40)$$

2. 强线近似 它假定在线中心附近几个半宽度的带宽上吸收实际上是完全的。

对于 Elsassser 模型的强线近似为^[15]

$$A = \phi \left[\left(\frac{1}{2} \beta^2 x \right)^{1/2} \right] \quad (41)$$

式中 ϕ 是误差函数的积分, 由下式定义

$$\phi(Z) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^Z e^{-Z^2} dZ \quad (42)$$

当 $\beta^2 x \ll 1$ 时, 上面方程简化为 $A = 2(S\alpha u)^{1/2}$ 即所谓均方根近似

对于统计模型的强线近似为^[17]

$$A = 1 - \left[\left(1 - \frac{2\beta^2 x}{\pi} \right)^{1/2} \right]^N \quad (43)$$

或

$$A = 1 - e^{-(2\beta^2 x / \pi)^{1/2} N} \quad \text{对 } N \gg 10 \quad N \text{ 是谱线数} \quad (44)$$

对于随机 Elsassser 模型强线近似为^[17]

$$A = 1 - \prod_{i=1}^M \left\{ 1 - \phi \left[\frac{1}{2} (\beta_i^2 x_i)^{1/2} \right] \right\} \quad (45)$$

式中 x_i 和 β_i 是由方程 $x_i = S_i u / 2\pi\alpha_i$, $\beta_i = 2\pi\alpha_i / d_i$ 确定

对于准随机模型强线近似为^[16, 28]

$$A = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \left[1 - \prod_{i=1}^M \{ e^{-Z_i^2} - \pi^{1/2} Z_i [1 - \phi(Z_i)] \} \right] \quad (46)$$

式中

$$Z_i^2 = 8\alpha_i x_i / D^2$$

D ——有限的波数间隔

3. 非重迭谱线近似

对于任何一种模型, 非重迭近似时总吸收为:

$$A_B = \sum_{i=1}^N 2\pi\alpha_i x_i e^{x_i} [I_0(x_i) + I_1(x_i)] \quad (47)$$

式中求和是对在频率间隔 $\Delta\nu$ 中的 N 根谱线进行。 $I_0(x_i)$ 、 $I_1(x_i)$ 分别为零阶和一阶贝塞尔函数。

若谱线的几率分布由 $P(S) = S_0^{-1} e^{-S/S_0}$ 给出, 则可得到一个很简单的结果, 此时总吸收可表示如下:

$$A_B = 2\pi\alpha x_0 (1 + 2x_0)^{-1/2} \quad (48)$$

式中

$$x_0 = S_0 u / 2\pi\alpha_L$$

各种近似的可用范围由下表给出:

表1 谱带吸收的各种近似的可用范围

$\beta=2\pi\alpha/d$	Elsasser 模型	统计模型(具有相等谱线强度)	统计模型(谱线强度按指数分布)
0.001	$x > 1.63$	$x > 1.63$	$x_0 > 2.4$
0.01	> 1.63	> 1.63	> 2.4
0.1	> 1.63	> 1.63	> 2.3
1	> 1.35	> 1.1	> 1.4
10	> 0.24	> 0.24	> 0.27
100	> 0.024	> 0.024	> 0.24
0.001	$x < 0.20$	$x < 0.20$	$x_0 < 0.10$
0.01	< 0.20	< 0.20	< 0.10
0.1	< 0.20	< 0.20	< 0.10
1	$< \infty$	< 0.23	< 0.11
10	$< \infty$	$< \infty$	$< \infty$
100	$< \infty$	$< \infty$	$< \infty$
0.001	$x < 600,000$	$x < 63000$	$x_0 < 80000$
0.01	< 6000	< 630	< 800
0.1	< 60	< 6.3	< 8
1	< 0.7	< 0.22	< 0.23
10	< 0.02	< 0.02	< 0.20
100	< 0.002	< 0.0020	< 0.0020

$x = Su/2\pi\alpha$ $x_0 = S_0u/2\pi\alpha$ $P(S) = S_j e^{-S/S_L}$ 误差低于10%。

大气吸收的实验研究

对大气吸收的研究,目前还是通过二种途径进行的:

(1) 野外测量 以太阳、人造光源(碳弧灯、能斯特灯)以及激光器作为辐射源,测量辐射通过实际大气的不同路程长度后的透射(或吸收)比,从而得出吸收衰减与程长、气象条件之间的经验关系式,供预计大气吸收之用。

(2) 实验室模拟研究

① 利用高分辨率分光计测定吸收分子机构和各种分子谱线的正确形状、以及整个吸收谱带中谱线的积分强度、半宽度随温度、压强等外界条件之间的变化关系。研究吸收分子和其它分子之间的相互作用造成的光谱效应等等。然后,根据这些资料对各条谱线求和,即可直接计算出大气中沿各种路程(水平的、倾斜的和垂直路程的)吸收。

② 利用低分辨率分光计测定整个谱带或许多谱带群造成的吸收,建立大气总吸收的经验公式。当测定了一些宏观参数,如吸收气体浓度、路程长度、压强和温度以后,可根据经验公式来预计大气吸收。

1. 野外测量

① 太阳光谱的测量

太阳光谱实际上是地球大气的透射光谱,其中太阳作为辐射源。在太阳的红外光谱区域中所观测到的光谱细节几乎全是由地球大气中的分子对太阳辐射吸收造成的。

通过大气的吸收路程长度取决于太阳在空中的仰角。当太阳在天顶时,太阳辐射穿过一个大气质量。在离天顶的某一角度,即所谓太阳高度或天顶距上,辐射穿过比较长的路

表2 太阳高度从0到90度的等效大气质量^(a)

	0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°
0°	—	26.96	19.79	15.36	12.44	10.40	8.90	7.77	6.83	6.18
10°	5.60	5.12	4.72	4.37	4.08	3.82	3.59	3.39	3.21	3.05
20°	2.90	2.77	2.65	2.55	2.45	2.36	2.27	2.20	2.12	2.06
30°	2.00	1.94	1.88	1.83	1.78	1.74	1.70	1.66	1.62	1.59
40°	1.55	1.52	1.49	1.46	1.44	1.41	1.39	1.37	1.34	1.32
50°	1.30	1.28	1.27	1.25	1.24	1.22	1.20	1.19	1.18	1.17
60°	1.15	1.14	1.13	1.12	1.11	1.10	1.09	1.09	1.08	1.07
70°	1.06	1.06	1.05	1.05	1.04	1.04	1.03	1.03	1.02	1.02
80°	1.02	1.01	1.01	1.01	1.01	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
90°	1.00									

(a) 22° 仰角等效大气质量为2.65。

程。表2是在海平面观测时太阳高度从0到90度的等效大气质量。

1到14微米区域中低分辨率太阳光谱,可参看文献[30]*。图中上部的曲线表示大气中各种分子的红外吸收带的位置及近似的相对强度。一些高分辨率的太阳光谱,可参看文献[27~29]。测量太阳光谱的实验装置^[31]如图1所示。

在太阳光谱中,2.80至3.15微米区域的吸收主要由H₂O产生。此外,还有中心波长在2.834微米的C¹³O₂带的谱线;中心在2.87微米的N₂O的ν₁+ν₃带和2.97微米N₂O的2ν₂+ν₁带的吸收。

在3.15至3.50微米区域中,存在中心位于3.31微米的CH₄ν₃基频谱带的强吸收。其余的吸收是由H₂O的较弱的2ν₂带产生。

在3.50至3.85微米区域中存在HDO的基频谱带ν₁的许多强线,此外还有中心在3.55微米的CH₄ν₂+ν₄带和中心在3.57微米N₂O的ν₂+ν₃弱联合谱带的吸收。HDO带的Q枝在3.67微米附近呈弱谱线群的形式出现。

在3.85至4.20微米区域中,含有在3.91微米处N₂O的2ν₁带和4.06微米处N₂O的ν₁+2ν₂带。还有在4.18微米处CO₂的ν₃基频谱带。

在4.19至4.45微米区域中,CO₂的吸收很复杂。从4.43至4.48微米是一些C¹³O₂的ν₃带P枝高J谱线,其中心在4.38微米处。N₂O的ν₃强基频谱带在4.49微米处,比较弱的(ν₃+ν₂)-ν₂带,其中心接近4.52微米。N₂的感生谱带中心也在这个区域中。

在4.66微米附近是CO的基频谱带。在近于4.7微米处的吸收是由O₃产生。在4.64和4.68微米之间还有H₂O的吸收线。

在4.8微米附近是弱的CO₂谱带,5.2微米附近是更弱的CO₂带。在5.2微米处还存在中心在6.2微米H₂O的ν₂基频谱带边缘的强吸收。在5.5至6.9微米之间,水汽的吸收是很复杂的。从6.9到7.65微米,虽然出现中心在7.65微米的CH₄的ν₄振动-转动谱

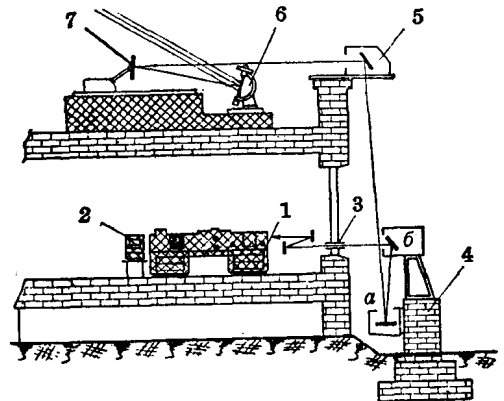


图1 测量太阳光谱的实验装置

1—红外分光光度计; 2—外接记录器; 3—太阳光窗孔; 4—反射镜架平台; 5—a, 6平面镜; 6—固定镜主镜; 7—副镜;

* 参见本集第59页图3。

带的吸收,但主要还是由6.2微米的H₂O带的边缘产生。在7.65和9.0微米之间,除了8.56微米的N₂O 2ν₂倍频谱带外,均保持相对高的透射率。

中心波长在9.60微米的O₃的ν₃谱带产生很强的吸收。在8.90和9.15微米之间,存在弱吸收,它是由O₃的很弱的ν₁带产生。

CO₂的差频谱带ν₃-2ν₂,中心在9.4微米处。它是从激发态跃迁到较高的激发态时产生的。

从9.75到10.6微米区域,存在9.6微米的臭氧谱带结构和中心在10.4微米的CO₂的ν₃-ν₁差频谱带的弱吸收。

在12.2到13.25微米区域中,虽然存在着中心接近于13.2微米的CO₂的ν₁-ν₂差频谱带和中心接近12.6微米的CO₂的(ν₁+ν₂)-2ν₂差频谱带的吸收,它还是具有相当高的透射率。

CO₂的ν₁-ν₂谱带和起始位置接近于13.7微米的很强的CO₂的ν₂基频谱带,产生很大的吸收,而后者一直到17微米也还很复杂。

② 利用激光光源进行高分辨率大气透射的测量

现在大多数可靠的透射系数是用大气模型来计算的。1972年King和Hodges等人^[32]利用激光辐射计准确地测量了10.6微米辐射通过晴朗大气的透过率。其分辨本领为7×10⁻⁴厘米⁻¹。

这台外差式激光辐射计的本机振荡部分是一个稳频CO₂激光器。工作在C¹²O₂¹⁶的P(20)线上。这条线可通过压电元件来改变腔长进行选择。用了一台1/4米Jarrell Ash单色器连续监视本机振荡功率。太阳辐射被斩波成330赫,斩波后用一块中心在10.59微米、带宽为0.20微米的带通干涉滤光器进行光学滤波。太阳辐射与本机振荡辐射在一块分光板处会合,(这块分光板由Ge制成,一部分辐射经Ge后透射;一部分在其前表面反射,反射辐射作功率监视之用。)会合后的辐射直接射在Ge:Cu光电导混频器上。从混频器输出的电信号放大后,经平方律检波,然后馈送到被调谐在330赫的贮存放大器中,最后用记录器记录。实验中所得的信号-噪音比为65,太阳接近天顶时为40。为确定大气的衰减,作出了接收到的太阳功率的自然对数与太阳角度的正割之比图形,图的斜率即为天顶传输路程的衰减系数。在10月6日测得天顶透过率为41%,此时,沉淀水达19毫米。在10月13日测得透过率为51%,此时,沉淀水达16毫米。

2. 合成大气吸收的实验室研究

根据多年的研究工作,大气吸收线的波长已很好地测定了。但用于定量计算传输损失的谱线强度和谱线形状方面的数据虽然有一些,但很少是精确的。通常,在预测一个任意选择的大气路程的红外传输损失时,既可以采用一个实际路程,也可以采用实验室模拟路程。但两者均有优缺点。对于实际路程而言,它的优点是完全真实,而且程长可无限制地伸长。然而,它的各种气象条件随时间变化,其变化规律有很多是未知的,也不受人们所控制,绝对测量只能和另一没有吸收的波长处进行比较而间接地确定。路程的伸长使实验困难增加,其中散射和湍流效应也随路程而增大。

实验室模拟几乎避免了室外路程上的所有困难和缺点。它的缺点是总程长受限制,目前仅达四公里以内。而且在大型的模拟装置中,温度控制的代价很高;有时建立的条件,其代表性的准确度还有问题。