

# 高速飞行体周围再入流场的红外辐射机理及其强度计算

罗 军

(中国科学院力学研究所)

自从红外探测在宇航飞行中被成功地运用以来,人们对研究高速飞行体再入流场的红外辐射特性越来越关切.宇航飞行体再入流场异常复杂,细致地研究它的各种特性是非常困难的,辐射特性也不例外.起初,有关的科学工作者只能对流场辐射作某些总体特征的了解和估算,提供宇航工程设计部门参考.当前,电子计算技术的飞快发展,为推进再入流场的研究和计算提供了极为有利的条件.然而,要正确地对辐射特性进行计算,除了清楚地认识流场结构之外,还必须依赖于对再入流场中高温空气辐射机理的深入了解和研究.

在再入流场中,红外辐射处在长波段,它的辐射能量与短波段的紫外和可见辐射能相比,只是很小的一部分.然而,发展红外探测的技术,却恰恰要使这一小量辐射发挥重要的作用.关于高温气体辐射机理的研究工作,国外曾在五十年代末到六十年代掀起高潮.有关红外波段辐射的研究,因受辐射能量低,探测器发展较晚等因素限制,不及紫外和可见波段辐射那样集中和透彻,但在 $5\mu$ 以前的中近红外波段,还是有不少的实验测量和理论分析结果存在.除了个别问题上的争论之外,基本上弄清了这部分辐射的主要来源.自1980年以来,我们在 $\phi 800\text{mm}$ 激波管上,针对国外关于高温空气近红外分子带系( $1\mu$ 附近)的主要辐射源存在长时间争论而未得统一的问题,开展了有关的实验研究,取得了良好的结果<sup>[1]</sup>.

本文综合国内外现有的研究成果,对高超音速再入体周围高温空气流场产生红外辐射的主要机理作一简略的论述,为各种不同状态下辐射强度的简单计算提供有关的思路、图表和数据,也对明确我们今后的研究方向提供参考意见.

## 一、再入流场的辐射结构及辐射强度计算的基本原理

图1是一个圆球再入流场结构的示意图,图中还同时标明了各种不同的辐射区:前区,激波气体帽区,物体区和尾流区.这些辐射区中的温度、密度、成分和流态等各不相同,辐射机理也有很大的差异.图2则是在自由飞弹道靶上测量的一个小球头模型的红外辐射曲线<sup>[2]</sup>,看得出曲线中的几个不同部分与图1中的各个辐射区有对应的关系,这两个图说明高速飞行体再入流场的辐射结构大致是:前区辐射:这是激波前未受扰动的部分气体分子吸收激波层中高温气体的能量后被激发而产生的辐射,已在图2那样的实验条件下观察到,作为一种物理现象,它与超前电离现象一样有研究的价值,但这部分辐射能量很小,而且在高密度下才比较明显,我们不打算深入涉及;物体区的辐射:主要与飞行体表面物质相关,已超出气体辐射范围,国内有单位专门研究,这里也就不谈了;激波气体帽区辐射和尾流区辐射:这两部辐射是我们所要讨论的.

在辐射研究中,辐射强度是一个最基本的,也是最重要的辐射参量.处于局部热力学平衡的高温气体的分谱辐射强度 $I(\nu, T)$ 由下列关系式给出<sup>[3]</sup>:

$$I(\nu, T)d\nu = \varepsilon(\nu, T)B(\nu, T)d\nu \quad (1)$$

(1)式中,  $\epsilon(\nu, T)$  称为气体的分谱发射率,  $B(\nu, T)$  是黑体辐射强度. 经推导, 可以得出:

$$\epsilon(\nu, T) = I(\nu, T)/B(\nu, T) = 1 - \exp(-K_\nu X) \quad (2)$$

(2)式中,  $K_\nu$  定义为分谱吸收系数,  $X$  是光程. 不言而喻, 对于处于局部热力学平衡的高温气体中的任何一类辐射来说, 只要它在各种频率下的吸收系数是已知的, 就可以利用公式(2)和(1)来计算发射率和强度了.

实际应用中, 对某些辐射采用全部发射率(又称工程发射率)更为方便, 它是分谱发射率在整个频谱范围的积分<sup>[3]</sup>:

$$\begin{aligned} \epsilon_T &= \int_0^\infty \epsilon(\nu, T) d\nu = \frac{\int_0^\infty B(\nu, T)[1 - \exp(-K_\nu X)] d\nu}{\int_0^\infty B(\nu, T) d\nu} \\ &= \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^\infty B(\nu, T)[1 - \exp(-K_\nu X)] d\nu \\ &\approx \Pi \sum_i [B(\nu_i, T)/\sigma T^4] A_i(T, X, P) \end{aligned} \quad (3)$$

在这里,  $B(\nu_i, T)$  是在第  $i$  个振动频带的中心频率处计算的黑体辐射强度,  $A_i$  是第  $i$  频带的平均吸收率,  $T, P$  分别为气体的温度和压力.

## 二、激波气体帽区的辐射

飞行体典型的再入速度一般为 4—8 公里/秒, 激波后对应的温度高达 6000—10000°K. 这时, 空气中分子大量离解并电离, 流场中有分子、原子和带电粒子(离子和电子)同时存在, 组份极为复杂, 辐射来源繁多, 并可能有平衡和非平衡两类不同机理的辐射发生.

### (一) 平衡辐射

现在, 对上述温度范围内的高温空气的平衡组份已有较深入的研究, 每种组份在红外波段可能产生的辐射类型也大体上弄清楚了. 总的说来, 参加辐射的粒子很多, 辐射机理确很复杂, 不过, 各类辐射对强度的贡献差别很大, 这对于我们计算辐射强度带来了很大的方便. 研究结果表明, 在 0.7—5 $\mu$  的波长范围内, 高温空气中主要的辐射来源可以只考虑两种——分子的电子跃迁带系和电子在中性粒子(分子和原子)场中的自由-自由连续辐射. 我们已在激波管中对这两种辐射进行了测量和研究, 有的结果与国外已列入高温空气辐射表中的结果不同. 因此, 对这两类辐射作些重点的说明, 至于其它小量辐射的贡献, 可查阅有关图表.

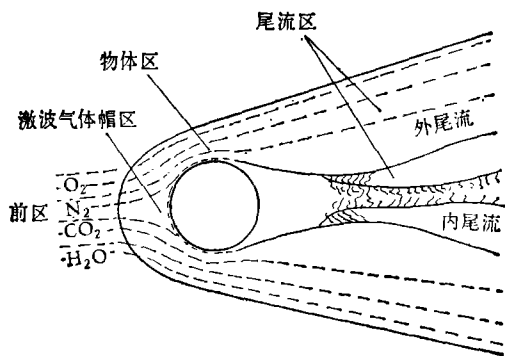


图1 高速圆球再入流场结构示意图

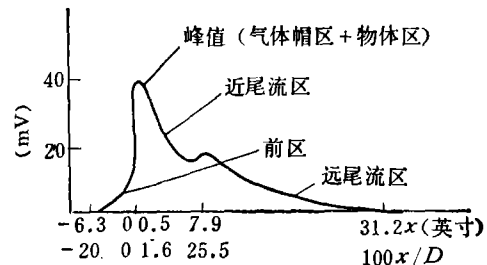


图2 在弹道靶中飞行的小球头模型的红外辐射测量曲线,  $p = 50$ Torr,  $V = 17400$ ft./s

1. 分子的电子跃迁带系: 高温空气在 0.7—1.4 $\mu$  之间, 有一个很强的红外辐射带系, 在很长一段时间内, 它曾被全部归因于氮分子第一正系<sup>[4]</sup>, 现有以发射率或吸收系数形式给出的高温平衡空气辐射性质表中, 关于近红外波段的结果也全部是依据 N<sub>2</sub>(1+) 的机理计算的<sup>[5,6,7]</sup>. 后经反复的实验研究, 证实这个带系主要来自 NO 的 Redberg 态之间的跃迁<sup>[1,8]</sup>. 我们在参考文献 [1] 中发表的研究结果已经清楚地说明了, 现有空气辐射表中依据 N<sub>2</sub>(1+) 机理计算的近红外辐射数据与实际的测量结果可能产生明显的偏差, 这个问题在低密度下会更加突出. 因此, 我们建议对这个波段的计算直接采用实验测量结果. Wurster 等人对空气的这个近红外带系给出了较为全面的测量数据, 我们在相近条件下的测量值与他们的很一致, 本文在图 3 中给出这一结果.

Wurster 的测量范围毕竟有限, 如果需要用到更宽范围的数据, 可以根据辐射理论并结合激波管测量条件, 将图 3 中的数据对 NO 分子归一化后作  $\ln [I/(n_{NO}/n_0)] - \frac{1}{T}$  的相关图, 此图中二参量线性相关, 很便于外推扩大其使用范围. 有关这一方法的较详细说明可参阅参考文献 [1].

N<sub>2</sub>(1+) 带系对空气近红外辐射确有小部分的贡献, 这可用关于纯氮辐射的理论进行计算.

2. 电子在中性粒子场中的自由-自由连续辐射:

在本文所讨论的温度范围内, 这是空气中 2 $\mu$  以上辐射的主要贡献者. Taylor 和 Galedonia 综合实验测量结果, 率先提出了用修正的 Kramers-Onsöed 方程估算这类辐射强度的可能性<sup>[9]</sup>:

$$I^n = (16\pi e^6 / 3\sqrt{3} mc^2)(2\pi mKT)^{-\frac{1}{2}} \lambda^{-2} e^{-hc/\lambda KT} [n_e] \sum_i Z_i^2 [n_i] \quad (4)$$

其中,  $[n_e]$ 、 $[n_i]$  分别是电子和  $i$  类中性粒子的浓度,  $\lambda$  为辐射波长,  $T$  为绝对温度, 除  $Z_i$  待定之外, 其余均是光谱常数, 将这些常数值代入, (4) 式可简化为:

$$I^n = 1.612 \times 10^{-28} T^{-\frac{1}{2}} \lambda^{-2} e^{-1.439/\lambda T} [n_e] \sum_i Z_i^2 [n_i] \quad (4')$$

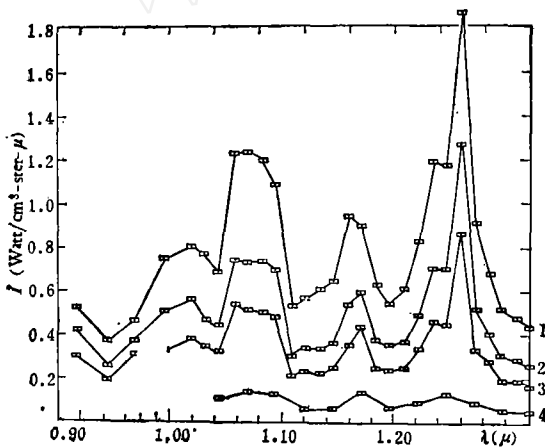


图 3 Wurster 等测量的空气近红外辐射<sup>[8]</sup>

曲线	$V_s$ (ft./sec)	$P_1$ (Torr)	$T$ (°K)
1	11,800	10	6550
2	12,900	5	6900
3	13,600	3	7000
4	15,300	1	7200

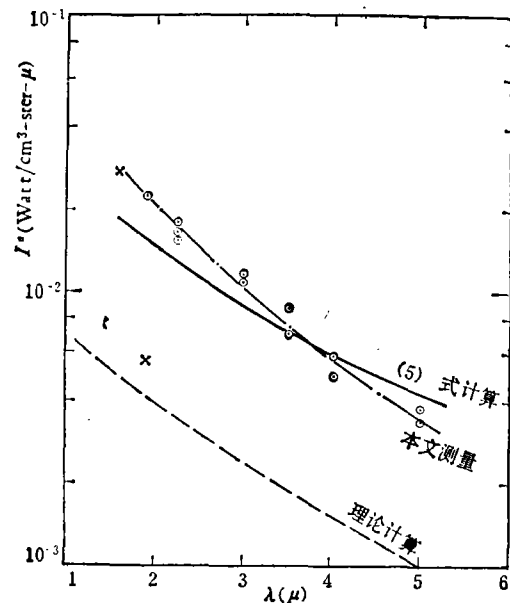


图 4 高温空气 2 $\mu$  以上连续辐射测量与计算比较

$P_1 = 1\text{mmHg}$   $\mu_s = 4.15\text{km/s}$   $T = 6700^\circ\text{K}$   
(激波管测量)

⊙ 本文测量值 × Churchill 计算值<sup>[7]</sup>

式中唯一的待定因子  $Z_i$  称为有效核电荷, Taylor 的实验也对高温空气中主要中性粒子的  $Z_i$  值进行了测量,其结果列表如下:

表 1 空气中主要中性粒子的  $Z_i$  值

种 类	$N_2$	N	O
$Z_i^2$	$2.1 \times 10^{-2}$	$2.1 \times 10^{-2}$	$1.7 \times 10^{-2}$

我们在比 Taylor 实验更低的密度下测量了高温空气  $1-5\mu$  的红外辐射,其中  $2-5\mu$  的测量结果同样可以用 (4) 式和表 1 中的  $Z_i$  值进行相当好的拟合(图 4), 图中短波方向测量值偏高的原因可能是有其它辐射的贡献。该图中用“×”表示的两个点是 Churchill 等在  $1.6\mu$  和  $1.9\mu$  附近的计算结果,他们的计算没有考虑电子的这类中性韧致辐射<sup>[7]</sup>。计算值在  $1.9\mu$  时突然下选,这就清楚地表明,此时电子的中性韧致辐射已成为主要贡献者。

还有不少人用量子力学等方法对这类辐射进行了理论计算,图 4 中也示出了一条理论计算曲线。显然,实验曲线与理论曲线随波长的变化趋势是完全一致的,只是测量的绝对值约高出理论值 3 倍。理论计算与 Taylor 的测量比较,情况也与此相仿。现有关于这类辐射的理论计算结果不很系统,需用者可查阅参考文献 [10, 11]。

## (二) 热非平衡辐射

热非平衡辐射是由于高速激波突然压缩气体时,短时间内气体粒子振动自由度和化学反应松弛,平动温度骤然升高,粒子碰撞加剧使高能态电子集结突增而造成激波面后一定距离内辐射的陡峭上升(图 5)。一般将激波波前至非平衡辐射的强度下降到比平衡值高 10% 时的距离定义为非平衡辐射区的厚度,用  $d_{0.1}$  表示。非平衡辐射服从双尺度定律:辐射强度正比于粒子数密度,而非平衡辐射区的厚度却反比于粒子数密度。因此,反应区内的积分辐射通量 (watt/cm<sup>2</sup>) 在给定飞行速度下近似地等于一个常量,不随粒子数密度变化(图 6)。我们知道,在一般的再入速度下,平衡辐射近似地与密度的 1.7 次方成正比。因此,有可能出现这样的情况:在低密度(高空)和小的飞行体尺度下,非平衡辐射总量超过平衡辐射总量。

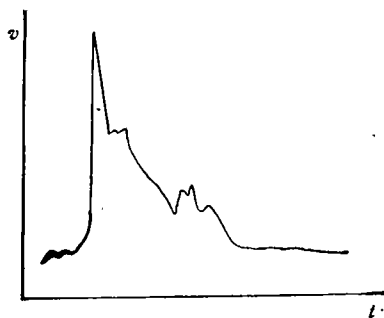


图 5 激波加热空气近红外辐射测量曲线

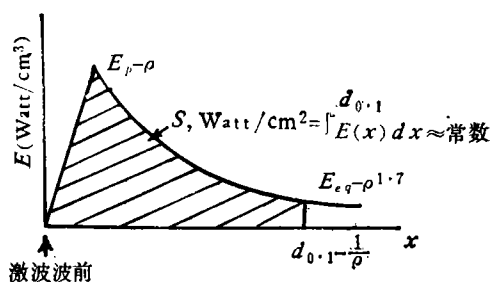


图 6 非平衡辐射服从双尺度定律示意图

目前,对非平衡辐射还很难进行理论预测,使用的有关数据主要依据一些实验观测。本文将现有的主要实验测量结果列出:图 7 是对几种不同材料和形状的自由飞模型测量的头部激波区辐射与几家平衡计算值<sup>[5,6,12]</sup>的比较。它表明,在自由流密度与标准密度之比( $\rho_\infty/\rho_0$ )低于  $7 \times 10^{-2}$  时,测量结果明显偏离平衡计算值。应该认为,在此密度以下,非平衡辐射起着较为重要的作用。图

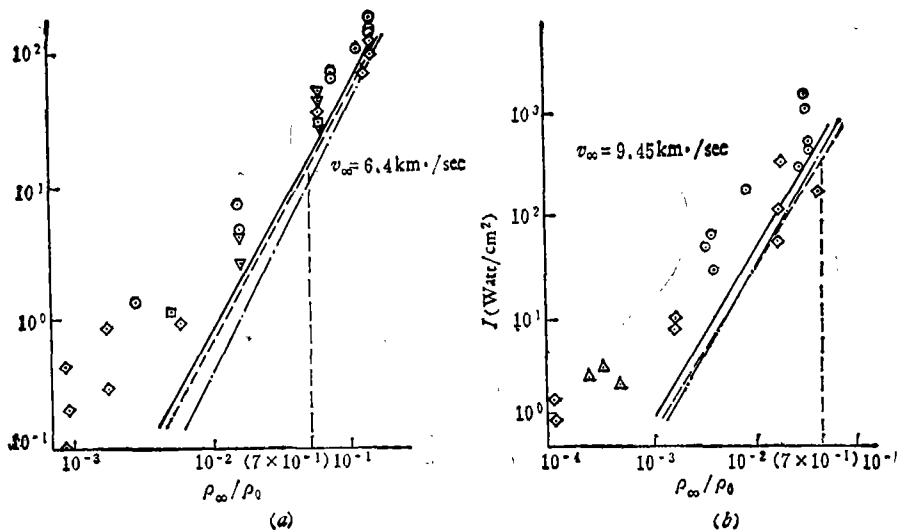


图7 激波气体帽区辐射测量与平衡理论计算比较

平衡理论计算 —— Kivel and Bailey<sup>[2]</sup> - - - Meyeroff, et al.<sup>[22]</sup> --- Breene, et al.<sup>[6]</sup>

8是在一定测量条件下,非平衡辐射峰值与平衡辐射值之比对波长的作图<sup>[13]</sup>。在近红外波段,这个比的平均值约等于4。在图9中给出了各种不同密度下测量的积分辐射通量随模型飞行速度的变化曲线<sup>[14]</sup>。此图说明,非平衡辐射通量与自由流密度确实没有明显的依赖关系,但随速度的增加而增大。

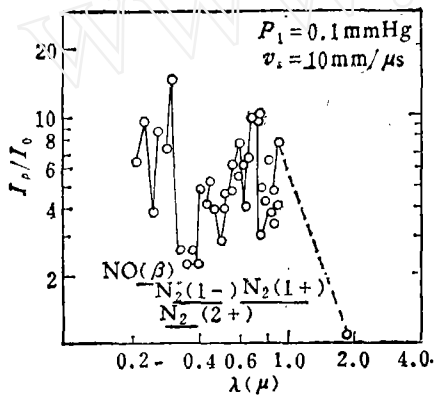


图8 测量的非平衡辐射峰值与平衡值之比

⊙ William 轻气泡 □ Camm et al. 激波管  
◇ Teare, et al. 激波管 △ Allen, et al. 激波管  
▽ Canning 自由飞

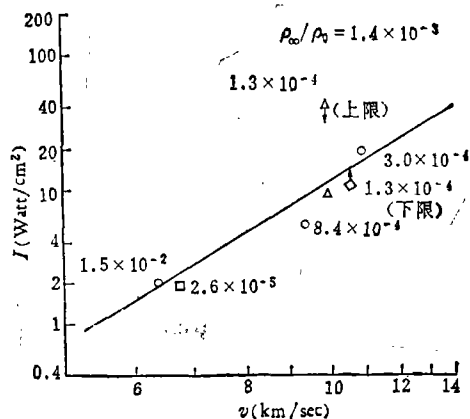


图9 不同密度下速度下测量的非平衡积分辐射

总的说来,目前,对于热非平衡辐射机理的了解是肤浅的,但通过实验观察却得到了不少实用的结果。

### 三、尾流辐射

超音速再入流场中,尾流体积占绝大部分。尤其是红外辐射在尾流中延续的距离比可见光要长得多。虽然这个区域中辐射亮度远不如头部激波区高,但由于发光的体积很大,辐射总量大大高

于头部激波区。

尾流中也可以产生两类辐射-平衡辐射和化学非平衡辐射。这两类辐射发生的机理和对应的流态都完全不同。

### (一) 平衡辐射

尾流是被头部激波加热的气体经膨胀冷却后形成的。它的温度远比头部低,一般在 3000°K 以下。倾向性的看法是,尖锥细长体后的尾流基本上处于局部热力学平衡状态,可用平衡辐射理论进行计算。在 3000°K 以下,空气中的分子解离和电离程度都很弱,电子也不产生激发,被激发的只有振动和转动自由度,辐射主要来自分子中的振动-转动和转动-转动跃迁,波长全部在红外区。由于纯转动跃迁的辐射波长在 15 $\mu$  以上,几乎全部被大气吸收,实际上只需考虑振-转跃迁。此外,同核分子(如 O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> 等)振动时不产生偶极矩的变化,因而没有红外光谱,唯有异核双原子分子(NO, CO, CN 等)和三原子分子(CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O 等)才有红外辐射发生。从空气高温下的平衡组份分析,这时 N<sub>2</sub>、O<sub>2</sub> 反应产生的 NO 分子较多,是尾流中振-转红外辐射的主要来源。Feldman 关于平衡尾流的计算红外波段仅仅考虑了 NO 的贡献<sup>[12]</sup>。然而,流场中还有相当数量的 CO、CO<sub>2</sub> 分子存在,尤其在有烧蚀的流场中,它们的成份可能猛增,而这两类分子的振-转频带都比 NO 强(一般用积分吸收强度  $S$  来表示),所产生的辐射也是不容忽视的。

图 10 是在一定温度密度下的 NO 分子的振-转光谱吸收曲线,积分强度  $S$  与吸收曲线下的面积成正比。所有分子的红外振-转频带的光谱分布都与图 10 相似。这表明: 每一种分子都有

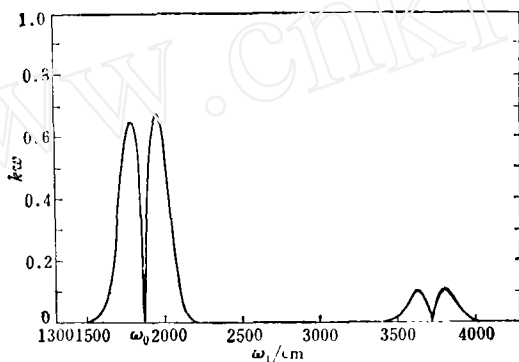


图 10 NO 振动-转动光谱吸收曲线

表 2 热空气中几种主要的振动-转动频带

分子类别	频带参数	跃迁	波长( $\mu$ )	积分强度 $S$ ( $\text{cm}^{-2} \text{ atm}^{-1}$ )
NO		1-0	5.29	133
		2-0	2.70	5.3
		3-0	1.8	0.078
CO		1-0	4.7	261
		2-0	2.35	1.88
		3-0	1.57	0.0107
CO <sub>2</sub>		001-000	4.26	2676
		02 <sup>0</sup> 1-000	2.77	28.5
		010-00 <sup>0</sup>	15	237

一个辐射最强的振-转频带,称为基频,其它频带称为泛频,而且一个比一个弱。由图 10 看出,NO 的基频在  $5.3\mu$  附近,第一泛频约为  $2.7\mu$ 。现将 NO, CO 和  $\text{CO}_2$  三种分子的主要红外频带和它们的积分吸收强度列表如表 2。

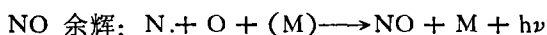
尽管分子的振动-转动频带本身有很复杂的结构,但其中只有基频最强,而且分布在一个不大的波数范围内,采用全部发射率来计算它们的强度是方便的。本文对 NO, CO 和  $\text{CO}_2$  三种分子各给出一个简单形式的全部发射率随温度的变化曲线(图 11, 12, 13)。此外,参考文献 [17, 19, 20] 中分别对这几类分子的红外振-转带系的频谱特性进行了较为详细的介绍。

## (二) 尾流中的非平衡化学发光

如果飞行体头部后的气流膨胀太快,至使尾流温度过速下降,粒子的复合速率不能与温度平衡,故而形成所谓非平衡的冷尾流,圆球和大钝头体后的尾流容易产生这种情况。此时,冷尾流中有大量超出平衡组份、化学性质极为活泼的自由粒子存在,频繁地产生复合反应,同时辐射出光能来,即所谓非平衡化学发光。Hundly 曾对尾流中的非平衡化学发光进行过研究和计算,他指出,主要有下列三个化学发光反应存在<sup>[21]</sup>:



(氮分子第一正系)



(NO 的  $\beta$ 、 $\gamma$ 、 $\delta$  频带)

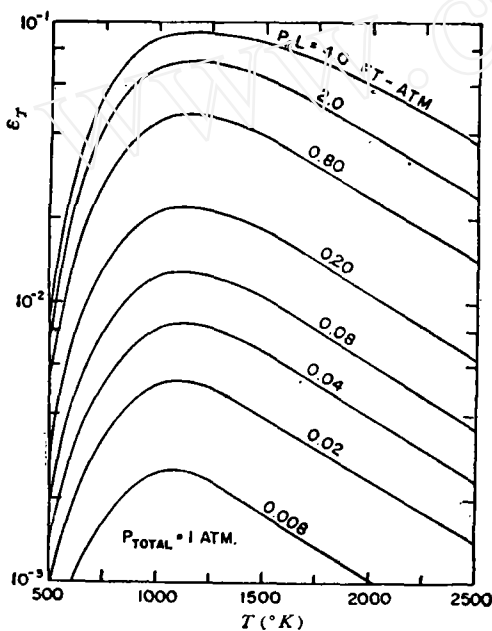
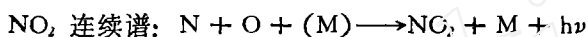


图 11 (a) NO 在  $P = 1\text{atm}$  时全部发射率

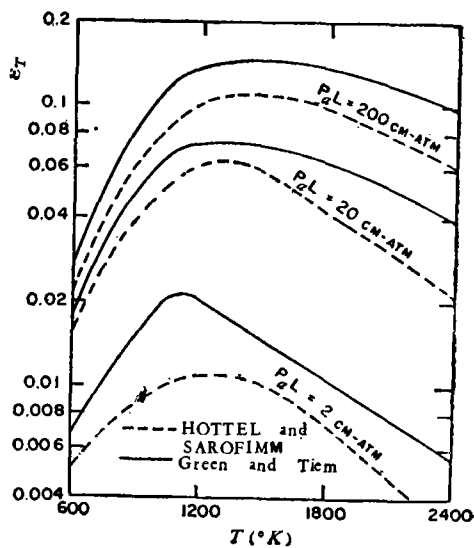


图 11 (b) NO 在高压下的全部发射率<sup>[16]</sup>

这三种反应的发光波段, NO 余辉全部在可见和紫外区,  $\text{NO}_2$  连续谱也主要是可见光。因此,与平衡尾流辐射不同的是,非平衡尾流产生很强的可见和紫外辐射,红外辐射只占总辐射能量的很小部分。不过,这并不等于说它的红外绝对辐射强度一定比平衡尾流低。这样说不仅是依据氮分子第一正系发光波段主要在近红外,而且应考虑到还可能有其它红外发光反应存在。有人专

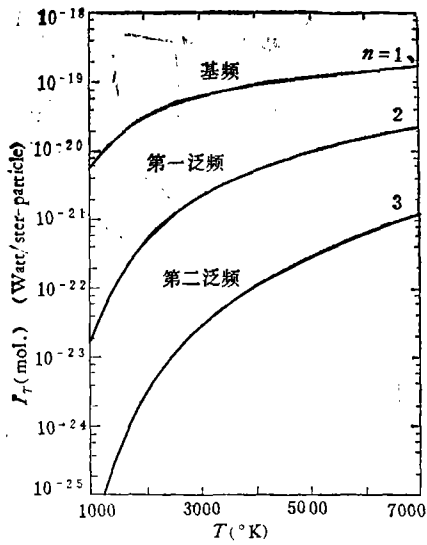


图 12 CO 分子振动-转动频带的全部发射率<sup>[17]</sup>

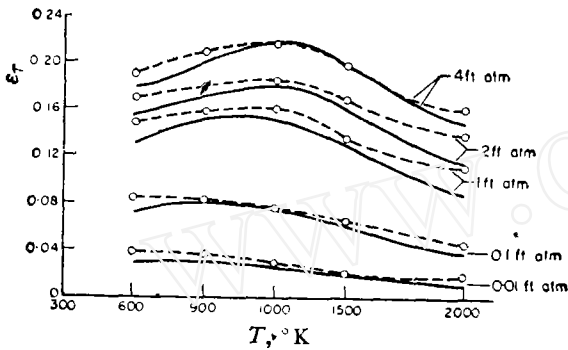


图 13 CO<sub>2</sub> 振动-转动频带的全部发射率<sup>[18]</sup>  
——实验 ---计算

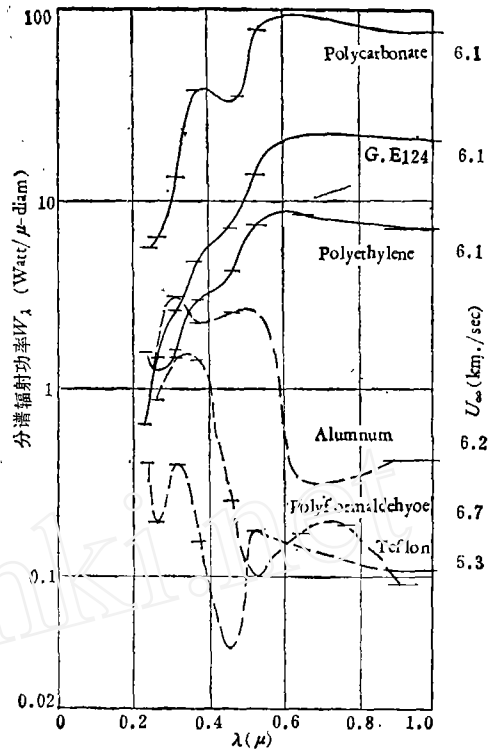


图 14 不同材料模型的尾流峰值辐射  
( $P = 60\text{mm}\mu\text{g}$ )

门研讨过 N、O 反应中的红外化学发光问题<sup>[22]</sup>，其中列举了十多种 N、O 红外化学发光反应，并在专门的装置上观察到  $N + NO_2 \rightarrow 2NO$  这一反应在  $2.9\mu$  附近有强的辐射发生。尾流中既有大量活泼的 N、O 自由基存在，它们之间也必将有多种类型的反应发生，很可能还有现在未知的辐射存在，这是很值得进一步研究的。

#### 四、烧蚀对再入流场辐射的影响

飞行器再入大气时都不同程度地受到烧蚀，烧蚀是影响流场辐射的重要因素。但现在公开发表的文献有关这方面的研究都未能给出定量的方法和结果，只有一些实验的探索和分析。图 14 是美国一个研究中心对用几种不同材料制成的有烧蚀的钝头体模型尾流辐射的测量结果，测量的波长范围从紫外到  $1\mu$  附近的近红外<sup>[23]</sup>。类似这类的实验得出了一些有普遍意义的看法：(1) 各种不同材料的烧蚀模型的流场辐射差别很大，可见烧蚀对辐射影响的大小主要取决于制成模型的物质；(2) 烧蚀使辐射增强的主要原因是由于烧蚀产物渗入流场，因此，它与烧蚀产物的辐射特征紧密相关；(3) 烧蚀产生的辐射增量在近红外波段部分最为明显。这些已有的研究结果对



我们今后开展关于有烧蚀的再入流场的红外辐射特性方面的研究工作是有重要参考价值的。比如,已知材料是关键,就有必要重视对各种飞行材料烧蚀后辐射性质的研究;开展对各种飞行材料的烧蚀产物成份的分析研究工作,进而在一些模拟实验设备上(如激波管)对已知的烧蚀组份进行辐射测量,以图研究烧蚀辐射机理等。目前,我们对烧蚀究竟如何影响再入流场辐射性质的问题还有许多未知,这是红外辐射研究方面一个重要的应用研究课题。

### 参 考 文 献

- [1] 罗军,李红德,李思文,微波加热空气的红外辐射测量,力学学报,16(1984),185.
- [2] Willian, H. Mermagen, AD 647694.
- [3] Tien, C. L. *Advances in Heat Transfer*, 5(1968), 253.
- [4] Wentink, T., Planet, W., Hammerling, P. and Kivel, B., *J. Appl. Phys.*, 29(1958), 742.
- [5] Kivel, B. and Bailey, K., PB 140398.
- [6] Breene, R. G. and Naudone, M. C., *JQSRT*, 2(1962), 273.
- [7] Churchill, D. R. et al., *JQSRT*, 6(1966), 371.
- [8] Wurster, W. H. and Marrone, P. V., AD 638781.
- [9] Taylor, R. L., *J. Chem. Phys.* 39(1963), 2354. Taylor, R. L. and Galedonia, *JQSRT*, 19(1969), 681.
- [10] Kivel, B., *JQSRT*, 7(1967), 51.
- [11] Kung, R. T. V. and Chang, C. H., *JQSRT*, 16(1976), 579.
- [12] Meyerott, R. E., et al., *Geophys. Res. Paper* 68, July (1960).
- [13] Allen, R. A., Rose, P. H. and Camm, J. C., IAS Paper No. 63-77.
- [14] William, A. P. and James, O. A., NASA TR R-193.
- [15] Feidman, S., *JAS*, 28(1961), 433.
- [16] Green, R. M., Tien, C. L., *JQSRT*, 10(1970), 805.
- [17] Young, L. A., *JQSRT*, 8(1968), 693.
- [18] Penner, S. S. and Varanasi, P., *JQSRT*, 4(1964), 729.
- [19] Penner, S. S., et al., *JQSRT*, 1(1961), 96.
- [20] Malkmus, W., *J. opt. Soc. Amer.*, 53(1963), 951.
- [21] Hundley, R. O., AD-441135.
- [22] Moore, W. M. and Baker, D. J., AD-609281.
- [23] Stephenson, J. D., NASA TN D-2760 (1965).

## 第三届国际土动力学和地震工程会议

第三届国际土动力学和地震工程会议 (3rd International Conference on Soil Dynamics and Earthquake Engineering) 将于1987年6月22-24日在美国普林斯顿大学召开。

会议主持人: A. S. Cakmak 教授

会议目的: 介绍和讨论土动力学和土工技术工程中的一些新的研究思想。鼓励和加强与地震工程相关的力学以及其它学科的作用,为活跃在地震和土工技术工程领域的应用数学家和工程师们提供一个介绍他们成果的机会。

征文内容:

- 1) 土工技术地震工程
- 2) 工程地震学
- 3) 土壤中的地震波和地球物理方法
- 4) 实验土动力学: 土壤的动载变形和强度的实验室实验;离心动力测试;各种土-结构系统的全范围动力测试。
- 5) 土壤液化
- 6) 动态地球压力和地球挡土结构
- 7) 在动载作用下土壤和结构的相互作用
- 8) 海洋问题中的地震土力学
- 9) 动载荷作用下的挡水坝和边坡稳定
- 10) 在地震载荷下的重力、拱以及曳尾坝

- 11) 地震载荷下的桥墩
- 12) 土工技术地震工程中的典型例证
- 13) 土动力学的本构关系
- 14) 土工技术地震工程中的概率方法
- 15) 管道、巷道和地下结构的动力学问题
- 16) 机架地脚的振动
- 17) 液体容器设备的地震特性
- 18) 地震工程中的基面隔振

征文要求:

应征论文须于1986年10月1日前将不超过300字的摘要寄给 A. S. Cakmak 博士。摘要必须清楚地表述全文工作的目的、结果和结论。

经审查初步接受的论文将于1986年12月1日前通知本人。全文必须在1987年3月1日前提交大会,被选入大会的论文将编入会议论文集。

论文寄交地址

Professor A. S. Cakmak  
Department of Civil Engineering  
Princeton University  
Princeton, New Jersey 08544.  
USA

(谢和平)