

# 高超声速尾流及其 气动、物理和化学性质 (上) \*

中国科学院力学研究所 赵国英

## 目 录

- |              |                    |
|--------------|--------------------|
| 一、引言         | 七、尾流计算方法和湍流输运系数    |
| 二、高超声速尾流流场结构 | 八、湍流尾流脉动的理论模型和实验研究 |
| 三、转捩         | 九、雷达散射截面及其计算       |
| 四、尾流增长律      | 十、实验设备和测量仪器        |
| 五、尾流化学       | 十一、讨论              |
| 六、尾流辐射特性     | 参考文献               |

## 一、引 言

高超声速飞行体再入大气层时,会在物体后面留下一条很长的电离尾流。尾流具有极其复杂的气动、物理和化学性质,不同流动状态的电离尾流,不仅具有不同的辐射特性,而且具有不同的雷达散射截面。这些现象及其性质为我们提供了识别飞行体的依据。

随着火箭、导弹和人造卫星再入大气层的成功,高超声速尾流已经得到了详细的研究。仅60年代初期美国的一些科研机构所发表的论文就约有200篇之多<sup>[1]</sup>。1967年5月,北大西洋公约集团还在美国国立Colorado大学召开了一次有关尾流的专家会议,详细讨论了高超声速尾流的流体物理问题。

但是70年代中期以后,高超声速尾流问题的研究文章,在美国和西欧的一些流行刊物之中大量减少了。经过十多年紧张的研究,高超声速尾流究竟解决到了什么程度?它对再入飞行体的识别能提供什么样的依据呢?Lykoudis<sup>[1]</sup>在1966年曾发表过述评,苏联的Agafonov等人<sup>[2]</sup>在1972年对非平衡高超声速尾流的特性也作了简单的概述。本文试图在此基础上对高超声速尾流的研究工作做一个全面的述评,阐明有关高超声速尾流的气动、物理和化学现象及其基本特性,并在此基础上就上述两个问题提出看法。

## 二、高超声速尾流流场结构

高超声速气流绕圆球(或细长体)运动时,在物体面前形成弓形(或锥形)激波,并在物面附近形成边界层,物体后缘边界层由于遇到强压逆压梯度(圆球时)或物面急剧变化(细长体时)而从物面分离,成为自由剪切层。自由剪切层与物体之间是回流区。自由剪切层在后驻点处汇合,经颈部而形成粘性内尾流。由于气体在颈部处流向的改变,会在粘性内尾流外形成尾激波(图1)。

\* 1980年12月16日收到。

对于非常细长的物体，通常所谓的高超声速尾流，指的就是上述由物面边界层在尾流中形成的粘性内尾流，也称为边界层诱导的尾流。这一部分流动是细长体尾流中电子密度和辐射成分的主要来源。就光学和雷达观察而言，这里的流动制约了整个尾流场。对于圆球来

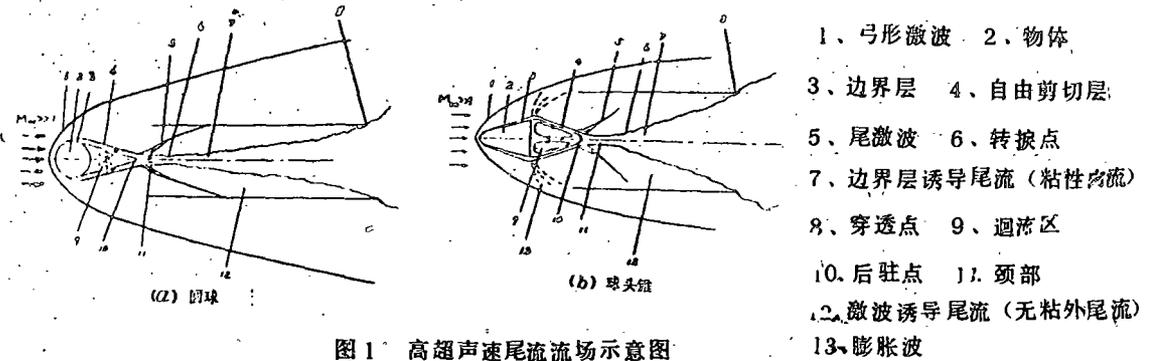


图1 高超声速尾流流场示意图

说，它除了与细长体一样具有粘性内尾流外，头部强烈的弓形激波也是电子密度和辐射组分的另一个主要来源。这部分气流所形成的尾流称为无粘外尾流，也称为激波诱导的尾流。因而对于圆球，激波所诱导的尾流和边界层所诱导的尾流同时制约着整个尾流场。对于钝体和圆球来说，它们后面的无粘尾流由于温度高密度低，其边界在纹影仪照片中十分清晰，它们的鲜明的轮廓由于尾流的轴对称而更加明显，而物面边界层所诱导的尾流，其中的温度也很高，密度也很低，这就给我们在纹影仪照片中区分这两种尾流带来了一定的困难。事实上，就有人把这两种尾流混淆过(3)。但是，值得注意的是，由于低超声速下气体经过头激波的加热压缩并不强烈，这时就不能定义无粘尾流。在亚声速下，激波消失了，这时就更无无粘尾流存在了。因而，无粘尾流只有在接近再入速度的飞行条件下才存在。

一般球头锥的高超声速尾流场介于细长体和圆球尾流两种情况之间，它大体上具有圆球尾流的性质。通常把它们的激波诱导尾流的外边缘看作是从锥体肩部（底部前）发出的稀疏波与头激波相交的地方开始的。因为随着物体变钝，弓形激波后的高温区越来越大，所以可望这时激波诱导的尾流也变得越来明显。

由于头激波和边界层等区域对气流的加热作用，空气经过这些区域时会发生离解和电离；同时，一般高超声速尾流的环境压力总是比较低的，所以，尾流中的气体多半处在化学非平衡状态之中。它们的物理化学特性十分复杂，并且与尾流的气动特性有着密切的关系（这些我们将在下面有关几节中详细叙述）。

在比较高的雷诺数（ $Re_{\infty,0} > 10^5$ ）之下，粘性内尾流是不稳定的，并且会在物体后面某一距离上失稳，随后转捩成为湍流。随着湍流的发展，粘性内尾流将在某处完全充满无粘尾流，最终穿透无粘尾流。人们通常把粘性内尾流穿透无粘外尾流的这一点称为穿透点。在穿透点以后，周围的冷空气便挟卷到尾流中来，于是，尾流中占主导地位的化学和流体力学过程便会突然改变。这些改变又会影响尾流化学发光和雷达散射截面等特性。穿透现象虽然如此重要，但它却在很久以后才由Wilson (3) 首先观察到。

### 三、 转 捩

人们对高超声速尾流的转捩问题作过大量的实验研究(1, 4)。实验证实，高超声速尾流的转捩机理与一般附体流类似。只是由于尾流中的涡能只能在物体附近产生，并在流向下游时不

断扩散掉，所以转捩过程比附体流缓慢。随着钝度比的减小，由层流失稳到转捩成湍流的距离会越来越长。在尾流中，靠近物体处的流动首先由于其中出现小扰动而失稳。这种小扰动一开始是以类似 Tollmien - Schlichting 波的形式出现的，它们是纵向的，一般有几个物体长。随着时间的推移，这些波不断放大，并出现非线性增长。这时，尾流的脉动能量不断积聚，并形成一组具有特征频率的有规则脉动。在圆球尾流的情况下，这种结构可以用一系列形状象互相扣着的涡环的涡丝来描述，此时，尾流几乎处在有序的非稳态流动，而且流动在上述的一组特征频率下的脉动都具有很大的能量。再往下游，这种脉动能量连续地衰变为随机的包含着所有频率的小尺度脉动，这时，流动已成为完全发展了的湍流尾流。Go - ldburg 和 Fay [5,5a] 对尾流的这种转捩过程曾进行过详细的实验研究。

Wilson [ 3, 6 ] 从弹道靶的纹影仪照相中观察到高超声速尾流的转捩现象与物形雷诺数  $(Re_{\infty, D} = U_{\infty} D / \nu_{\infty})$  有着密切的关系。他分辨出与尾流转捩有关的三种现象：穿透 (Break-through)，粘性耗散 (Viscous Dissipation) 和无粘崩裂 (Inviscid Breakup)。

在高雷诺数下，粘性内尾流在靠近颈部的地方转捩成湍流。随后，它不断增长并挟卷高焓外尾流，并在上节定义的穿透点处把没有通过强激波的较冷的空气挟卷进来。在纹影仪照片上，穿透点一般出现在物体后 100 - 200 个物体直径处。(详见图 2 和图 7)

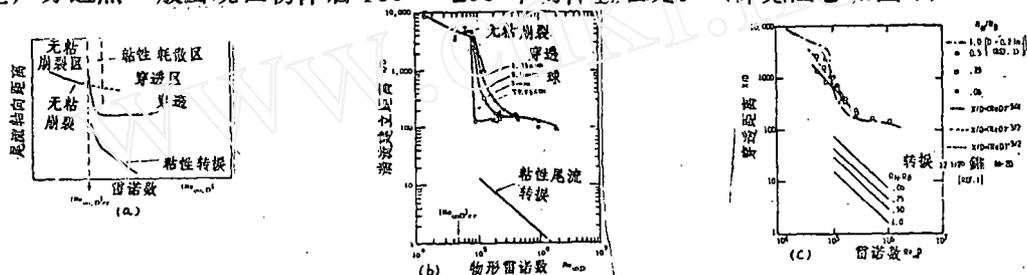


图 2 高超声速尾流转捩、穿透和崩裂与雷诺数之间的关系 [3, 6] (a) 示意图 (b) 圆球 (c) 其它物体  
 雷诺数减小时，粘性尾流在离物体较远的地方开始转捩，穿透点也往下游移动。这种移动一开始很缓慢，当雷诺数接近临界雷诺数  $(Re_{\infty, D})_{cr} (\approx 10^5)$  时，移动十分快，尾流出现这种现象的区域称为粘性耗散区 (图 2)。

最后，当雷诺数小于临界雷诺数时，粘性尾流不再失稳。然而，整个尾流将在再往下游的地方失稳，并转捩成湍流。这个区域，根据 Behrens 和 Lees (7) 的建议被称为无粘崩裂区 [图 2 (a)]。值得注意的是，Wilson 的实验表明，无粘崩裂区只对钝体和球的绕流才出现。这是因为，钝体无粘尾流是弓形激波后产生的挟带涡量的气体组成的，这种涡量很大的流动，容易引起失稳。

为了进一步分析高超声速尾流的转捩问题，人们把尾流场分成三个区域来研究 (4)：1、近尾流，即尾流中受飞行体形状影响的那部分流动；2、远尾流，这部分流动中尾流速度分布以及密度和温度分布都达到渐近形状，这些属性的梯度很小，物形对流动的影响已经消失；3、过渡区，即远近尾流之间压力梯度和密度梯度以及物形影响由强变弱的那部分流场。

在所有的流体力学领域中，人们都采用雷诺数作为判断转捩问题的无量纲参数。它是从无量纲化后的 Navier - Stokes 方程推导出来的。因而象边界层、射流和不可压缩尾流一样，人们也采用雷诺数作为研究高超声速尾流转捩的基本参数

在远尾流中，流体对它的动量如何在物体上损失的细节已逐渐忘却。径向的速度、密度和温度梯度已变得很小。这些属性的分布已达到渐近形状。对于层流尾流，由于分子的扩散效



其中,  $M_{sh}$  由图 5 给出,  $(P_{\infty})_T$  为远尾流开始转换时的环境压力。远尾流转换相当于  $x_{tr} \rightarrow \infty$  新以式 (3) 变为式 (2), 即  $P_{\infty} = (P_{\infty})_T$ ; 近尾流转换相当于  $P_{\infty} \gg (P_{\infty})_T$ , 所以式 (3) 变为式 (1), 即  $P_{\infty} x_{tr} = C_M$ 。因而, 式 (3) 能把式 (1) 和 (2) 即近尾流和远尾流的转换关系连接起来。

图 4 根据所得的转换律画出了转换图。由该图或上述公式可以方便地得到尾流的转换位置。Goldburg 把他的这些关系与美国截至 1967 年为止的尾流实验数据进行了比较, 结果表明, 转换关系或转换图在转换距离的 2 倍范围内相符。

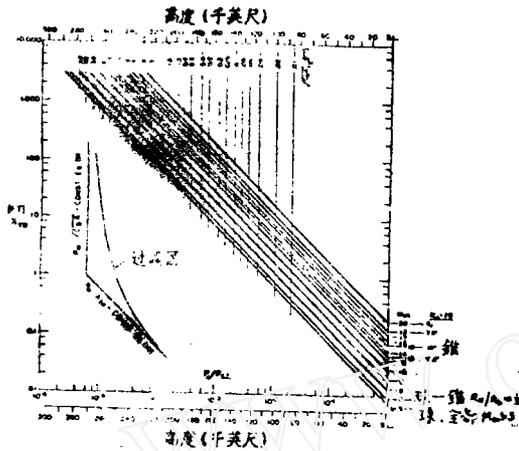


图 4 高超声速尾流转换图 [4]

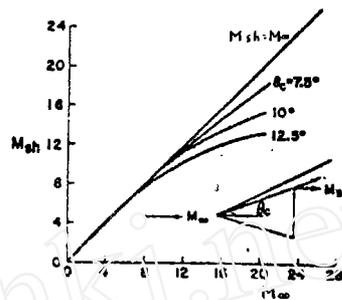
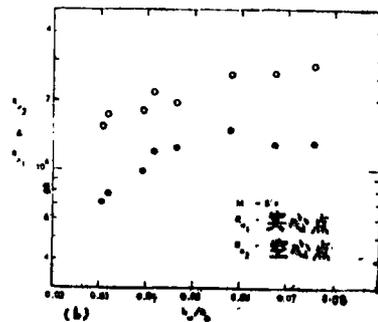
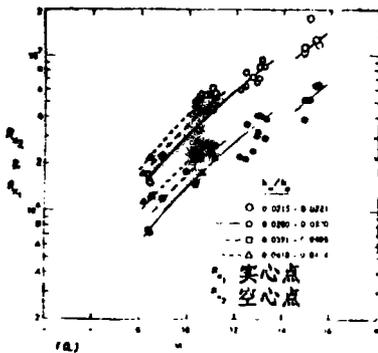


图 5 转换图 4 的  $M_{sh}$  图 [4]

使用该图时必须注意它是无烧蚀产物的实验数据为基础得到的。但实验表明, 这张图对低烧蚀率的物体仍然适用; 对高烧蚀率的物体, 在远尾流中, 必须在  $\sqrt{C_D A}$  上加上表征烧蚀产物和它与空气之间动量交换的特征长度; 在近尾流中, 必须调整  $M_{sh}$ , 以适应因烧蚀而增加的边界层厚度, 从而使转换点向前移动。

Levensteins 和 Kruminis [11] 利用纹影仪和阴影仪在弹道靶上就马赫数、雷诺数和壁焓对尾流转换的影响作了大量的研究。

图 6 (a) 示出了来流马赫数  $M_{\infty}$  对尾流转换雷诺数  $Re_{x_1}$  和  $Re_{x_2}$  ( $x_1$  到  $x_2$  为转换区) 的影响。在  $M_{\infty}$  为 8 到 16 的区间里, 尾流转换雷诺数随  $M_{\infty}$  的增加而增加与 (4) 的结果一致。这与理论分析的结果马赫数增加时小扰动的放大率下降是相符的。图 6 (a) 示出了壁焓与驻点焓之比对转换的影响:



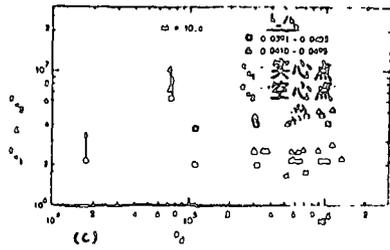
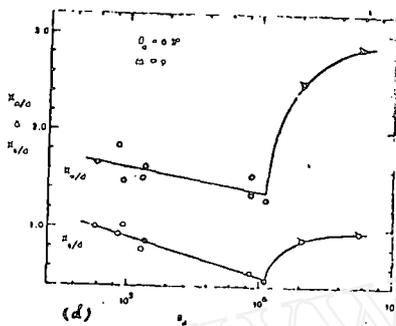
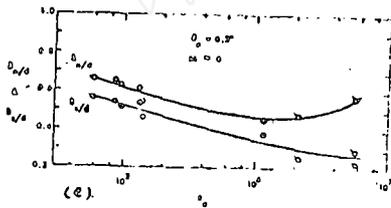


图6 圆锥参数对圆锥尾流转捩及底部流区域的影响[11]



- (a) 飞行马赫数对转捩雷诺数的影响
- (b) 壁腔与驻点筒之比对转捩雷诺数的影响
- (c) 物形雷诺数对转捩雷诺数的影响
- d) (e) 物形雷诺数对高超声速底部流的影响



插旗的符号表示在边界层内出现的转捩;  $X_s$  尾流压缩波起点与物体底部的距离;  $X_n$  尾流颈部离物体底部的距离;  $\delta_s$  尾流压缩波起点处迴流区的宽度;  $\delta_n$  尾流颈部处尾流的宽度

当 $\rho_0/\rho_0$ 增加时, 转捩雷诺数增加。这与有关的理论结果也是一致的: 壁腔增加时, 小扰动的放大率下降。图6(c)示出了物形雷诺数对尾流转捩的影响。 $M_\infty = 10.4$ 时, 在  $Re_{\infty, D} = 10^5 - 1.3 \times 10^6$  这一个区域中, 转捩雷诺数与物形雷诺数无关。一般来说, 在物形雷诺数高的情况下, 转捩或者可能发生在底部流区域, 或者可能发生在物面边界层上。

这里应该强调 [11], 根据大量实验资料, 在高超声速下, 从层流到湍流的转捩从未在底部流区域中出现过, 转捩或者出现在边界层上, 或者出现在颈部下游的位置上。这就是说, 底部流的一个特征是具有非常稳定的自由剪切层流动。我们知道, 高超声速物体上的湍流边界层在拐角处膨胀时会猝灭 [12], 那么尾流在何处转捩呢? 在高超声速尾流流体物理会议上, Lees 指出, 此时剪切层中仍有一小层“湍流次层”, 因此尾流从颈部开始仍然是湍流的。

图6(d), (e)示出了文献 [11] 得到的物形雷诺数对底部流形状的影响。层流时, 底部流区域随物形雷诺数的增加而缩小, 湍流时则相反。

#### 四、尾流增长律

早在1961年,人们就开始用阴影仪和纹影仪观察高超声速尾流的增长规律 [13]。Leong [14] 曾对这些研究作过初步的评述和总结。1967年, Wilson [3] 观察到了尾流的“穿透”现象。这时,尾流增长律才基本弄清。此后,不少作者对尾流直径的估算都是以 Wilson 的观察结果为基础的。

由于尾流的边界虽然具有明显的边缘,但却很不规则,边缘内大尺度的脉动不断发展连续增长,并且在很长时间内使尾流保持着总的相貌和形状,这很有点象蒸汽机车或工厂的烟囱里冒出来的浓烟,所以在测量尾流增长律之前必须对尾流宽度作出定义。为了测量方便和精确起见, Wilson [6] 把纹影仪照片上显示出来的尾流外缘最大宽度定义为尾流宽度。我们把尾流增长律归结如下:

1、圆球 在圆球后  $100D$  以内,粘性尾流的有效直径的增长至今并不精确知道。不过,从所得的有关数据可以认为,粘性尾流的有效直径与无粘尾流宽度密切相关。而后者则在纹影仪中清楚地为密度梯度所确定。无粘尾流近似地以  $1 - e^{-kx/b}$  的规律增长,无粘尾流宽度达到的极值约为圆球直径的8倍。在内尾流向外尾流发出穿透之前,或者在雷诺数低于临界值时由于粘性尾流的失稳而使湍流在远尾流中出现之前,这个宽度保持不变。在穿透点或尾流崩裂之后,纹影仪照片上可以看到尾流宽度渐近地以  $[C_D(x/D)]^{1/3}$  的规律增长,按照 Wilson 的实验,尾流宽度可以表达为  $\frac{b}{D} = 1.4 [C_D x/D]^{1/3}$ 。图7(a)画出了 Wilson 关于这一现象的观察结果。因为在近尾流中  $x/b < 100$ , 电子密度一般相当高,所以通常只有在这个距离之外才能很好地用共振腔观察出电子尾流的宽度。

2、圆锥 钝体尾流中电离和离解成分主要来自弓形激波。与此相反,细长体和小圆锥或圆锥尾流中的可观察物主要来自物面边界层和底部流区域。这时,离解成分主要限制在粘性尾流之中:无粘尾流比较冷,它迅速地增长为底部直径的4倍,直至高雷诺数下的穿透点和低雷诺数下整个尾流崩裂为湍流为止。在这以后,尾流增长趋向于  $(C_D x/D)^{1/3}$ 。低雷诺数下的尾流,其层流段很长,圆锥尾流的增长律是由 Hayami 等 [15] 建立的。这时,层流尾流的初始宽度一般为  $0.8D$ ,它从这个宽度大致按  $[C_D(x-x_0)/b]$  规律增长到穿透点或无粘崩裂点,这里尾流宽为  $4D$ 。在这以后,尾流的增长很快趋于  $(C_D x/D)^{1/3}$  规律 [图7(a)]。上式中的  $n$  值可根据两端的边界条件加以匹配。

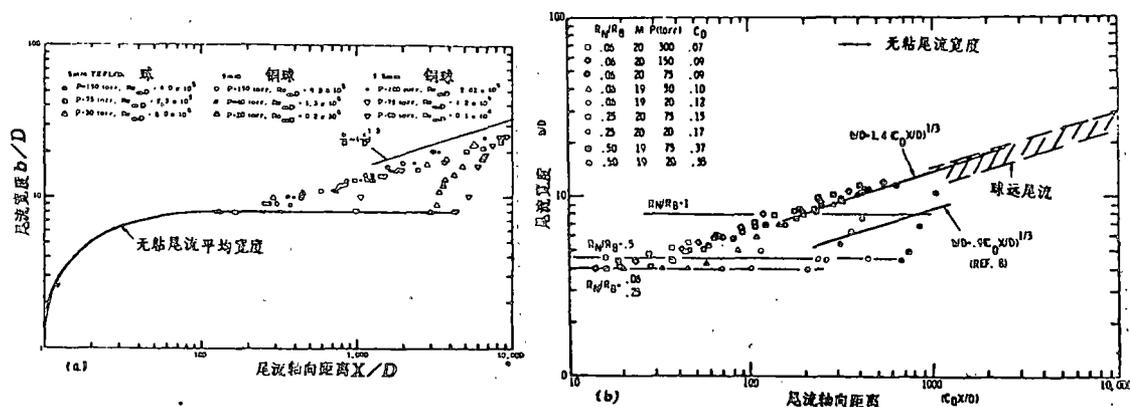


图7 尾流增长律

## 五、尾流化学

早在1955年, Feldman [16] 利用高温气体的热平衡状态方程求得了高超声速圆球后热传导控制的层流尾流数值解。然而除了来流气体密度很高(相当于低空)的情况以外, 由于离解和电离的松弛特征时间比流动特征时间长, 高焓的高超声速尾流总是处于化学非平衡之中。这是高超声速尾流的基本特性。因此, 为了准确地求得尾流场中的电子、离子密度和辐射强度, 人们集中了很大的精力去研究尾流化学机理和尾流化学反应速率常数, 从而对这个问题取得了比较深刻的理解。有关这方面的近期工作和评述, 可参考 [1, 17, 20—24]。

### 1、空气中性化学动力学

当飞行速度为4.5—7.5公里/秒时, 尾流中化学能和运动能量之间的交换主要是通过中性化学反应来完成的。化学能的储存和释放既与分子间的离解和复合有关, 也与置换反应有关。现采用的这些反应及其速率常数, 本质上仍然是Wray [17] 在1962年给出的。高超声速尾流的典型温度为1000°K左右, 此时, 尾流中不仅有可能有 $O_2$ ,  $NO_2$ ,  $N_2O$ 等成分的存在, 它们使得尾流化学的内容变得更加复杂和丰富; 而且与物体附近相比, 需要大量活化能的吸热反应已经很少, 绝大多数反应都是放热反应, 因此, 这些反应对流场温度的依赖并不强烈。

尾流中性化学的另一个特征是, 氧原子浓度是控制尾流可观察成分的关键成分。这是因为尾流中最主要的化学发光辐射反应(和电子消除反应)必须由它的参加才能进行。

氧原子在近尾流中是流持续存在的, 之所以如此, 是由尾流化学本身的性质决定的。我们知道, 三体复合反应在能量上是有利于消除氧原子的通道, 但在一般飞行条件下, 因为密度低, 三体碰撞比较稀少, 而且开始阶段尾流中残存的氧原子会与NO和 $O_3$ 作用, 分别产生 $N_2$ 和NO, 同时放出一个氧原子。如此, 在近尾流中氧原子的消耗率是很慢的。当尾流中的

氧原子完全消耗完后, 氧原子的浓度便控制了有关化学发光辐射(和电子消除及电子吸附)的反应率。在尾流的最后阶段, 因为穿透和崩裂的发生, 冷空气被挟卷进来, 不仅使氧分子增加, 而且使尾流温度也大为降低, 臭氧和 $NO_2$ ,  $N_2O$ 因此而比较稳定。这样便打开了氧原子从 $O_3$ ,  $N_2O$ ,  $NO_2$ 等吸附一个氧原子形成 $O_2$ 的快速通道, O很快被消耗光。图8示出了典型条件下尾流中性化学成分的计算结果, 其中的中性成分的变化是与上述论述一致的。

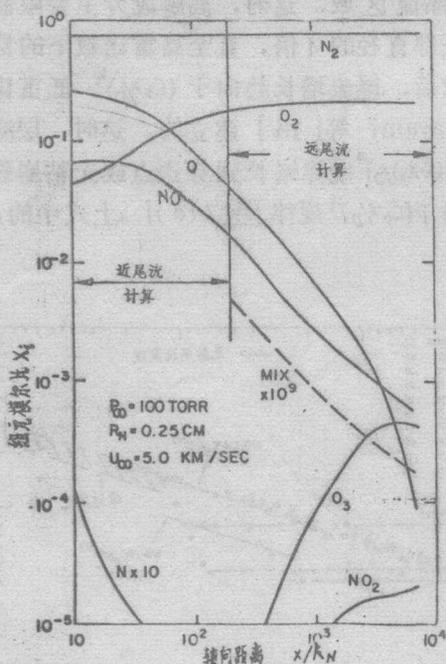


图8 典型飞行条件下圆球高超声速尾流轴线上各化学组分的分布 [37]

因此，对于一般的高超声速尾流，其中性化学可分为三个区域：近尾流，其中N起着控制作用；过渡区，其中O起控制作用；远尾流，流动与化学反应之间存在着强烈的相互作用，化学反应极为复杂的区域。

## 2. 空气电子和离子化学动力学

近年来，由于人们把微波技术和超高频诊断应用于自由飞弹道靶的测量，已经得到了大量有关电子密度的数据。而电子密度的产生和消除则正是多年来高超声速尾流化学的主要研究课题。

由于纯空气的电子和离子化学对于电离层中的电子密度计算也很重要，所以，在60年代，地球物理学家们作了很大的努力去测定电离层中的主要反应，其中尤为突出的是Fehsenfeld等[19]的工作，这就为高超声速尾流提供了如此多的化学反应率常数，与前面提到的有关中性成分的化学反应结合起来，这使我们有可能进行尾流电子和离子密度的计算<sup>1)</sup>。

尾流的离子化学总是与流动分离开来加以讨论的。这是由于前者只是被动地与流动相耦合的缘故，也就是说流动仅为化学反应提供了一种热环境，化学反应不能象有些燃烧问题中那样从根本上影响流动状态。

象中性成分一样，尾流中的离子电子化学反应机理从性质上可分为高温和低温两个区域。尾流的高温区局限在离物体很靠近轴线的地方。这里的消电子是通过分子正离子和电子的中和反应起作用的。对于一般的再入飞行器，这个反应中和了大部分离子。

湍流混合产生了低温区。这里的电子密度下降了，氧分子增加了，中和离解反应突然为电子吸附反应所超过，后者因其以指数性质下降而可以导致尾流电子密度的迅速猝灭。这种效应随飞行高度的下降而增大。这一趋向虽然在定性上与实验结果一致，但是它所预测的电子密度衰减却比观察值快3个数量级；而且，指数衰减还在本来应由中和离解反应决定电子密度的地方开始。实际上，这时还有其他的电子附着反应和电子交换反应存在。特别是由于氧原子的存在引起的去附反应阻碍了电子吸附反应的消电子过程，这样便使尾流大为增长。再往下游是低温重分子的稳定区域，因此，尾流最后阶段还出现涉及重分子的反应。但是电子的最终消除，也是靠各种中和反应  $A^+ + B^- + (M) \rightarrow AB + (M)$  来完成的。

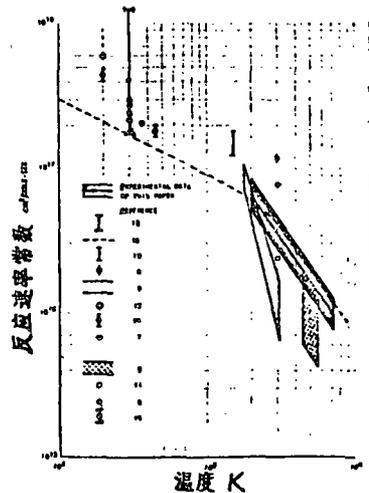


图9  $NO^+ + e \rightarrow N + O$  的反应率常数 [18]

$$k_r = (6.7 \pm 2.3) \times 10^{21} T_e^{-1.5} \text{ 厘米}^3 / (\text{摩尔} \cdot \text{秒}) [18]$$

1) 关于尾流化学中各种反应率常数，可参看文献 [21] 和 [28]。

2) 人们对这个反应的平衡常数作了很多研究工作，现已把它基本弄清楚 [18]。

图9示出了文献 [18] 所得的结果。

在远尾流消电子反应中，氧原子起着控制作用。Sutton [22]根据自己的计算，并通过一些量级分析对此作了证明。从物理上来看，尾流场是非平衡流场，温度低，这里的主要反应是放热反应，正因为如此，具有较高活化能的氧原子便成了从负离子上去附电子的主要能量来源。

了解了尾流电子和电子化学的基本特点以后，我们分别就钝体和锥体来具体考虑它们各自的特点。

近尾流高温高嫡，远尾流存在着湍流混合过程，在不同的雷诺数下这种混合过程出现的方式又可分为穿透和崩裂，这些正是研究钝体电离化学的流体力学基础。对于非绕钝体，100个特征直径D以内是近尾流，流动可以作为无粘流来处理，其中主要的化学反应为中和离解反应  $NO^+ + e^- \rightarrow N + O$ ，一般可用流管法加以计算。图10和11画出了Eschenroeder等[25]对圆球近尾流的计算结果与实验数据之间的比较。图12, 13和14示出了Hayami等[15]对圆球尾流电子密度的测量结果。图13和14中还理论与计算作了比较。图13中，实验与理论的偏离是由于两者的来流速度不同引起的。近尾流以后是过渡区(100D - 1000D)，这个区域中的化学反应由穿透后的混合过程所控制，这里开始出现电子吸附反应  $2O_2 + e^- \rightarrow O_2^- + O_2$  等，远尾流在1000D以后，这里存在着复杂的电子吸附和交换反应，还有去附反应和三原子分子参加的反应。

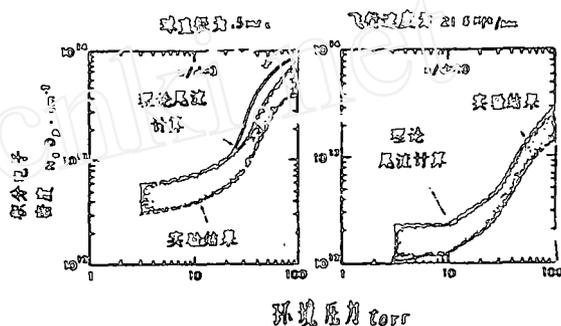


图11 直径为15mm圆球在21.6 kft/sec的飞行速度下近尾流电子密度与压力的关系 [25]

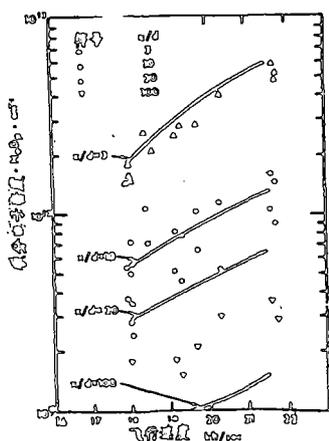


图10 近尾流电子密度与飞行速度的关系 [25]

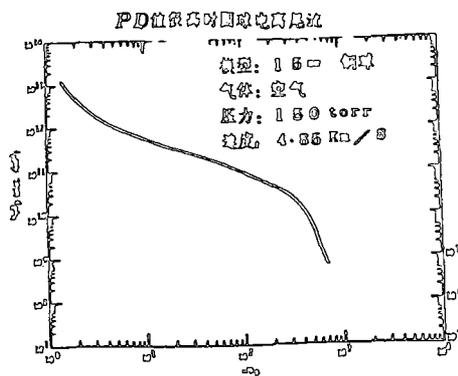


图12 圆球尾流中的电子密度 [15]

这些反应包括:



图 13 和 14 也示出了包括这些反应的远尾流区域的计算结果

细长体的尾流比钝体短得多, 电子密度的衰减很快, 高温区主要集中在边界层和底部流区域, 包围尾流的外部无粘流气温低, 电子密度可以忽略。对于这种物体, 不同的预测方法可使初始电子密度大小差 5 个数级 [20]。因此, 尾流电子离子化学的关键问题在于确定颈部附近的初始条件, 特别是要恰当地把回流区和钝度的影响包括进去。Wen 等 [26] 采用的根据实验数据确定初始条件的方法比较成功。在小钝头体情况下, 由于转捩区域较长, 湍流混合模型的选择对计算结果的正确与否影响是很大的, 过渡区尤其如此。图 15、16、17 示出了小钝锥情况下 Wen 等的计算结果。

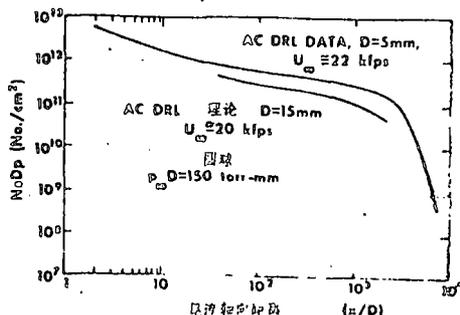


图 13 圆球尾流中的电子密度 [15]

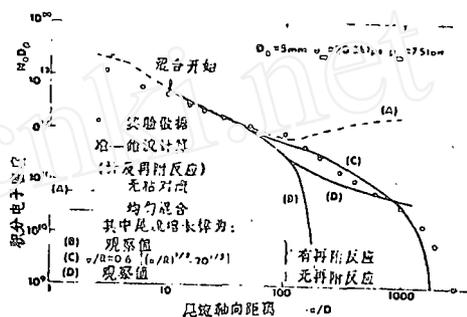


图 14 圆球尾流中的电子密度 [15]

### 3. 烧蚀影响

高超声速流的气动、物理和化学性质还受到表面材料对气动加热响应所释放出来的烧蚀产物的极大影响。在细长体情况下尤其如此。有关烧蚀产物对尾流性质的影响, 国外曾作过不少工作, 公开发表的资料则很少。文献 [27—29, 20] 对此进行了研究和评述。

烧蚀产物的影响既依赖于烧蚀成分的物理化学性质, 也依赖于相对烧蚀量。通常的烧蚀物质称为低温烧蚀体。它们可分为三类: (1) 碳氢化合物 (例如环氧树脂); (2) 碳氮化合物 (例如 Teflon); (3) 碱金属 (例如钠)。这三类物质因各自的化学物理性质不同会对电子的产生和消除, 因而对电磁波与尾流的作用产生很大的影响。

环氧树脂在空气中热解和氧化时, 会产生电离反应, 为气流提供自由电子。Teflon 则可以分解出氟的原子和分子, 这些成分会与自由电子作用产生负氟离子, 从而减少流场中的电子。当然, 这些材料的热容量和反应能可以相当显著地改变气流的温度场, 从而改变影响电子浓度的反应率。碱金属一般都是以少量杂质的形式存在于烧蚀物质之中, 它们对流场电子密度的影响很强烈。在很多情况下, 碱金属可以成为流场电子密度的主要来源。

文献 [8] 在两种高度下就不同烧蚀材料分成七种情况对细长体的边界层和尾流作了详细的理论分析和计算。

在典型情况下（12万5千英尺高空），流场在颈部后25英尺处发生转换。由于烧蚀的影响，近尾流中气体温度比纯空气（无烧蚀）时低（图18）。但是，在环氧树脂的情况下，由于热解产物 $C_2H_2$ 的燃烧，远尾流流场的温度比空气高，而对于Teflon，近尾流场和远尾流场的温度因为吸热反应 $CF_2 + O_2 \rightarrow CO + 2F + O$ 而比纯空气时低。

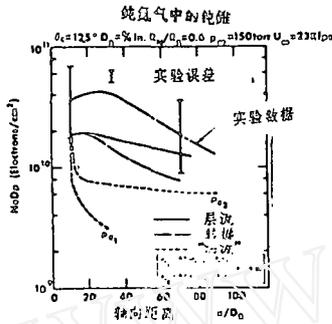


图16 小钝锥尾流中的电子密度 [26]

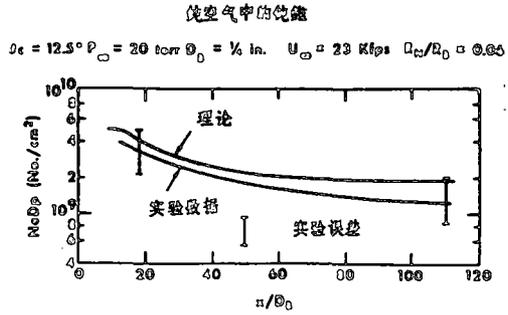


图15 小钝锥尾流中的电子密度 [26]

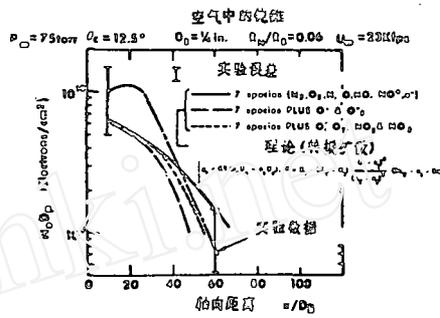


图17 小钝锥尾流中的电子密度 [26]

图19示出了电子密度沿尾流轴线的变化情况。碳氢化合物使远尾流中的电子密度超过了

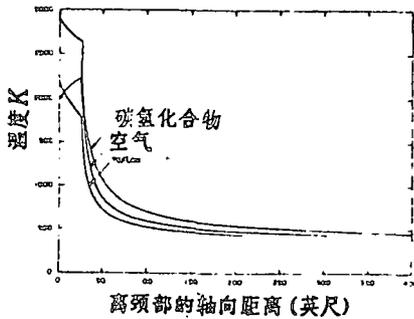


图18 有烧蚀情况下尾流场的温度分布 [28]

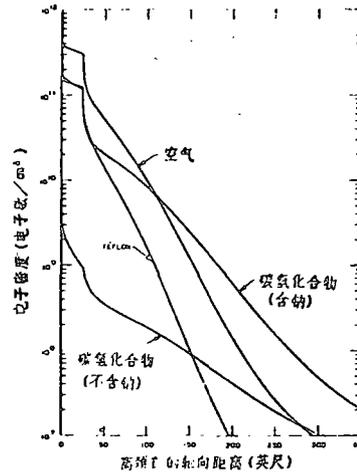


图19 有烧蚀情况下尾流轴线上电子密度的分布 [28]

纯空气；由于电子向氟原子和氟分子的附着，Teflon使尾流电子密度从颈部便比纯空气流动低，而且比含碳氢化合物的尾流衰减快得多。含钠的碳氢化合物由于钠释放自由电子，所以虽然流场温度比纯空气低，但它的电子密度却很快超过了纯空气。从图中还可以看到，含钠的碳氢化合物由于它使气流中的自由电子密度比不含钠的情况高，但因为对前者而言，在离颈部100英尺处 $O_2$ 的吸附反应变得重要，所以电子密度的衰减比碳氢化合物不含钠时快得多。

#### 4. 尺度律

尾流实验最终的用途之一在于把实验数据加以尺度化, 然后用于全尺寸的情况。这也就是说, 实验测量应该在尽可能宽广的范围内进行, 以考究所要发展的尺度化关系。

关于高超声速尾流的尺度律, 国外很多人做过工作 [30, 31, 15, 32], 最近国内魏叔如 [73] 从电磁波与等离子体作用的角度出发, 也对这个问题作了讨论。由这些工作, 可得到两个重要的结论:

(1) 在足够低的压力下, 在穿透点之前, 如电子密度的产生和消除主要为二体作用过程所控制, 则只要环境压力与物体的特征尺寸之积保持常数, 沿尾流轴线 (以物体半径度量) 的电子密度分布就应保持不变。穿透点以后, 由于湍流混合使尾流变冷, 可能出现三体反应, 这时双尺度律失效

(2) 林绍基(Lin, S.C.) 和Hayes [32] 对高超声速尾流尺度律的近似范围作了详细的阐述, 他们通过计算指出 (图20), 圆球在6.6公里/秒的典型再入速度下,  $(\rho_\infty/\rho_0) \cdot R_N = 10^{-4}$  英尺 ( $\rho_\infty, \rho_0$  分别为来流和海平面上大气的密度,  $R_N$  为圆球半径) 相当于Lees [33] 建议的尾流由层流转换为湍流的临界雷诺数。边界  $(\rho_\infty/\rho_0)^2 R_N = 10^{-5}$  英尺为双尺度律适用的区域B和双尺度律—三尺度律区域B-E之间的分界线,  $(\rho_\infty/\rho_0)^3 R_N = 4 \times 10^{-4}$  英尺相当于区域B-E和平衡 (所有的非平衡效应都可以忽略) 区域E之间的分界线。在区域B中, 凡是具有相同的  $(\rho_\infty/\rho_0) R_N$  的几何相似物体的尾流都具有相同的温度化学和电离组分的分布。在B-T区域中, 凡具有相同  $(\rho_\infty/\rho_0)^2 R_N$  的物体, 其尾流的温度和化学组分的分布相同, 但电子密度分布却不一定相同。这是因为, 虽然在流场的超声速部分, 限制化学松弛过程速率的是三原子复合反应, 但限制电离松弛过程的主要为二体电子电离复合反应。因此, 除非二体电子离子复合反应足够快, 以使电离组分与当地的化学组分和温度保持准平衡, 则流场中的电子和离子分布就不能简单地用三尺度律参数加以尺度化。图21, 22和23示出了 [15] 有关双尺度律的实验曲线。图22因为压力高, 故偏离了双尺度律。图23示出了该文献在  $PD = 375$  (mm, mmHg) 的条件下对  $D = 5$  和  $15$  mm的圆球所做的测量, 可以看到, 双尺度律的适用范围延伸到物体后  $1000 D$  的地方。

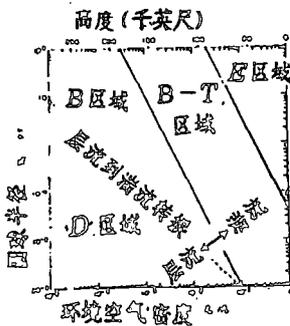


图20 在6.6公里/秒的速度下圆球后化学反应尺度律的近似范围 [32]

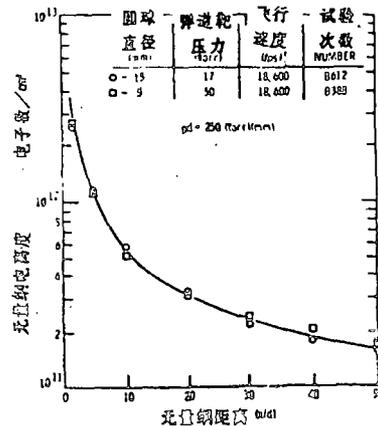


图21 圆球近尾流电离的双尺度律 [15]

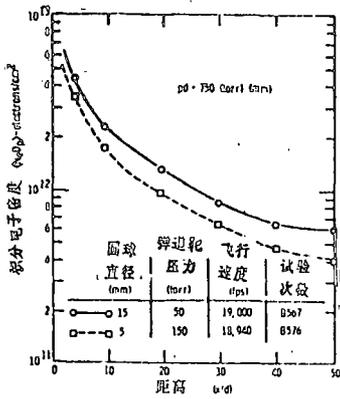


图22 圆球近尾流电离的双尺度律失效 [15]

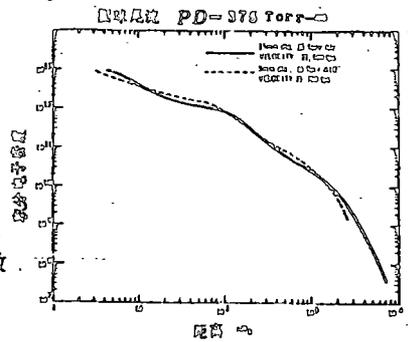


图23 圆球尾流双尺度律向远尾流延伸 [15]

## 六、尾流辐射特性

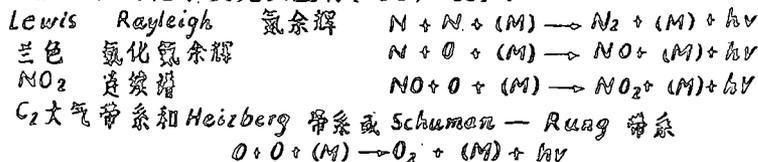
高超声速尾流的辐射特性是在人们关心尾流很长一段时间以后才受到重视的。这是因为最初人们主要关心的是激波区的辐射。有关尾流辐射的文献并不多 [34—39]，但从这些文献我们可以看出，钝体高超声速飞行中，尾流的辐射量占整个流场的辐射量的大部分，而且它与尾流流体力学，特别是湍流混合是密切相关的。

飞行器再入大气层时，在15公里以上，它后面的流场处于非平衡态：空气经过头激波后温度很高（典型的弹道飞行速度一般为4.5—7公里/秒，激波后气温达6000—8000K）。空气被离解，并几乎达到了化学平衡状态，辐射非常强烈，接着气体从激波后的亚声速区绕物体膨胀冷却，并进入高焓的激波诱导尾流，在  $x/R_N \approx M_\infty/4.5$  时达到来流压力。由于这里的密度低，原子复合反应率便落后于流动温度的下降速度，从而形成非平衡的化学组分。

为了讨论高超声速尾流的辐射特性，我们先来叙述一下平衡辐射与非平衡辐射的差别。对于平衡尾流，当气流在物体身部和尾流中膨胀时，原子复合为分子，同时放出热量，因此尾流很热，约为3000—4000K，气体基本上由分子组成，这时平衡气体的辐射主要靠振动激发产生，由尾流温度决定。辐射强度也随着尾流温度的下降而下降，因而尾流的气动力学特性决定了流场的辐射强度。

在非平衡流的情况下，在膨胀过程中流体中只有少量的原子发生复合，因而复合速率赶不上温度下降的速度，气体分子在激波区离解时所吸收的能量在膨胀过程中释放不出来<sup>1)</sup>，气体的温度下降比平衡流大得多。当压力下降到环境压力时，温度可达1000K的量级，此时，N, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>的成分与激波后基本相同，而O, NO则比驻点区低一个量级 [34]。因而，在同样的来流条件下，非平衡流的温度低，尾流长，非平衡热辐射可以忽略，但其中存在的一些原子和分子间的复合反应却可发出光来，从而成为尾流辐射的主要来源。这些化学反应称为化学发光反应。它们都是放热反应。速率常数对温度不敏感。因此，尾流的非平衡辐射主要取决于其中存在的自由基O, N和NO的浓度、它们之间的化学反应率常数，辐射系数，以及改变这些化学成分从而对化学反应有强烈影响的混合过程，而对温度的依赖却并不强烈。因而，非平衡尾流的长度也取决于这些自由基残存的时间。

尾流中可能存在的化学发光反应有 [34, 35]：



1) 对于一个以7.0公里/秒飞行的圆球，大约有1/3以上的来流能量保留在离解后的氧原子中

1967年Reis [ 35] 曾在弹道靶中详细测量地过一个以5—6公里/秒飞行的无烧蚀圆球尾流的辐射特性。他指出(图24), 远尾流的可见光和近红外辐射都是NO<sub>2</sub>的连续谱,其频率分布与NO + O → NO<sub>2</sub> + hν 化学发光的谱带完全相同。利用一个比较简单的模型[ 36], 他证明其强度与从NO<sub>2</sub> 发光所预测的强度也完全一致(图25),同时, 近尾流的紫外光数据也与O<sub>2</sub>的Schumann—Rung 发光一致。

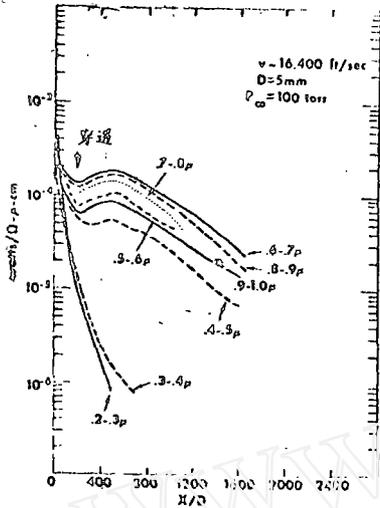


图24 尾流辐射的测量结果[ 35]

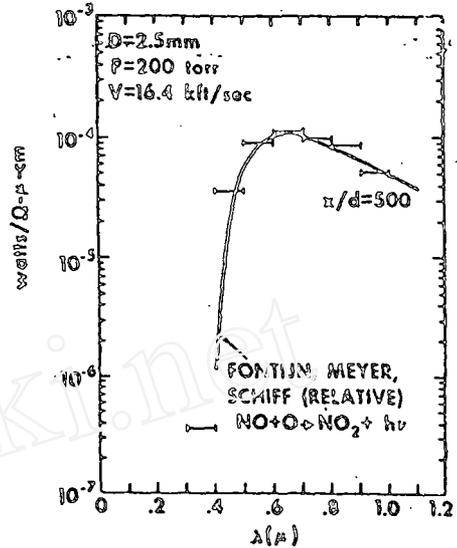


图25 尾流辐射的频率分布与Fontijn 等[ 36] 的NO<sub>2</sub> 化学发光实验之间的比较[ 35]

Reis 的实验还指出(图24和26), 出现穿透和崩裂现象时尾流辐射会有显著的增加。这表明, 当外流被挟卷到尾流中来时会出现强烈的热化学作用。实验还表明(图27, 28), 随着环境压力的增加尾流迅速衰减, 并且穿透不引起尾流辐射的增加, 只改变它衰减的斜率。Hundly [ 34] 利用林绍基和Hayes [32] 提出的极限均匀混合模型(见下节)就湍流混合对尾流辐射的影响作了研究。他认为原来内尾流含氧分子极少, 从而限制了与尾流辐射有关的反应。无粘外流中含有极其丰富的氧分子, 当它们在穿透点或崩裂点以后被挟卷入内尾流时, 便会对其中的化学力学产生显著的影响, 增加了NO 的

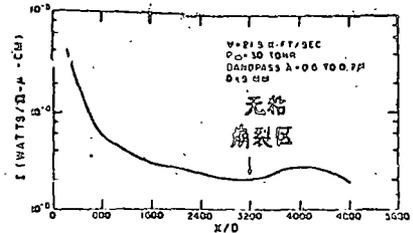


图26 无粘崩裂区中尾流的辐射分布[ 35]

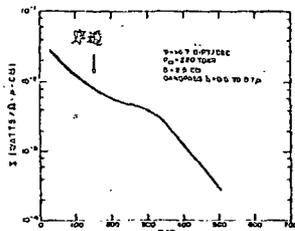


图27 高雷诺数低速区中尾流辐射分布[ 35]

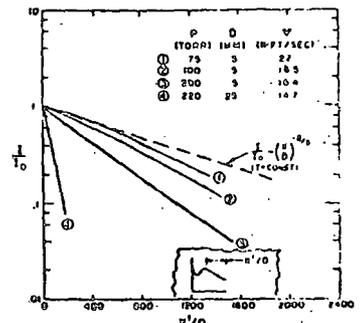


图28 压力对远尾流辐射衰减的影响[ 35]

浓度,从而大大有利于一些发光反应的进行。因此,他得出结论说,总的辐射量对湍流混合很敏感,他的预测与 Reiss 的实验一致。

Schapker 等[37] 1969 年对尾流辐射作了比较详细的理论分析,他们的计算把流场分为两个区域:在弓形激波后靠近物体的流场和近尾流这一区域中采用包括化学反应的流管法;近尾流以后的区域采用一维准定常流动。鉴于非平衡尾流的辐射强度对温度并不敏感,化学反应的特征时间比湍流混合的时间长,所以他们在后一区域中假定湍流混合是瞬时的,尾流在每个截面上的成分是均匀的,尾流的增长采用 $1/3$ 次幂规律,远尾流中的化学发光辐射主要为  $\text{NO}_2$  连续谱。他们取得了与 Reiss 弹道靶实验基本一致的计算结果。

上节有关尾流化学的尺度律也适用于化学发光辐射问题[35]。倘若化学发光的反应主要为二体反应,那末,只要  $P_{\infty} d$  保持为常数,以同样速度运动的几何相似物在单位尾流长度上的辐射强度便服从双尺度律。但是,因为(1)如果对于弹道靶实验来说,激波层处于化学平衡态,那么实际飞行的弹体,其尺度大,按双尺度律的要求,相应的密度便低,激波便可能处于化学平衡,也可能处于化学非平衡,而且无论是否平衡,激波层中的温度比实验中的要低,此时成分的分布也不相同,显然尾流辐射也不同;(2)在远尾流中,辐射衰减取决于三体复合反应,这时辐射量的尺度律为  $P^2 D$ 。因此,钝体尾流在实验室中密度高,辐射衰减比大气中快。

Schapker 等[37] 进一步分析了  $\text{NO}_2$  辐射的尺度律。他们就湍流尾流中是否有  $\text{NO}$  和  $\text{N}$  的生成,以及有  $\text{NO}$  和  $\text{N}$  的生成是否可以忽略这三种情况进行了详细的计算和分析<sup>1)</sup>,最后得到了下列结论:

当尾流中没有生成  $\text{NO}$  和  $\text{N}$  的化学反应时,  $\text{NO}_2$  化学发光辐射强度近似地服从双尺度律;当尾流中的上述化学反应很重要时,  $\text{NO}_2$  辐射强度的下降,是由于原子氧的消除而引起的,远尾流的辐射强度衰减尺度为  $P^2_{\infty} D$ 。因而,视化学反应的强弱,  $\text{NO}_2$  化学发光辐射的衰减由  $P_{\infty} D$  变为  $P^2_{\infty} D$ 。为了把大小不同的球和飞行体在各种尺度下的关联起来必须进行包括非平衡在内的完整的流场计算。(未完待续)

1) 文献[22] 提出过类似于林绍基和 Hayes [32] 的准一维流计算方法,并为[37] 等使用过,后来有人[40] 指出,[22] 中化学反应的计算公式有严重问题



## 国际耦合问题数值方法会议

Intern. Conf. on Numer. Methods for Coupled Problems  
(Univ. College, Swansea, U.K., 7-11 Sept. 1981)

会议将讨论广泛应用于下列耦合问题的数值方法:

**相互作用的物理系统** 例如:流体-固体相互作用,多相流动;土壤-结构物相互作用;固体-液体-气体;土壤液化;电-磁场;热-力学耦合;生物力学;粘性流体动力润滑;磁流体动力学;传热传质学;唯象关系和超应力产生。

**数值方法和求解方法** 例如:隐式-显式和时间变差分步格式;有限元连接-边界积分;特殊奇异性元和无限元;辐射边界条件。

摘译自: Earthquake Engineering & Structural Dynamics, 9, 4 (1980): 395.