

高超音速流理论

第一卷 无粘流

[美] W. D. 海 斯 著
R. F. 普洛布斯坦

科学出版社

高超音速流理论

第一卷 无粘流

[美] W. D. 海斯 著
R. F. 普洛布斯坦

严宗毅 孙菽芬 译

邬惠欣 校

科学出版社

1979

内 容 简 介

本书系统地介绍了高超音速流的基本概念和基本理论。原书分为两卷,这里译出的是第一卷,专讲无粘流理论。

全书分为七章,阐述高超音速流的一般概念、近似解法(包括小扰动理论、Newton 理论、常密度理论和薄激波层理论)和精确数值计算方法(包括钝体绕流的流管连续性法、积分关系式法、松弛法和局部超音速流的特征线法等)。在各章中都先简要地介绍该理论的概貌和现状,然后分成若干专题进行深入探讨。

本书取材广泛,并附有大量参考文献;可供流体力学和火箭、宇航等专业的师生以及科学技术人员参考。

W. D. Hayes R. F. Probstein

HYPERSONIC FLOW THEORY

Vol. I *Inviscid Flows*

Academic Press. 1966

高超音速流理论

第一卷 无粘流

W. D. 海 斯 著
〔美〕 R F 普洛布斯坦

严宗毅 孙菽芬 译

邬惠欣 校

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1979 年 7 月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1979 年 7 月第一次印刷 印张: 21 1/2

印数: 0001—9,100 字数 494,000

统一书号: 13031·950

本社书号: 1344·13—2

定 价: 2.20 元

第二版第一卷序

自本书第一版问世以来，高超音速流理论领域有了很大的发展。这种发展使我们不得不把第二版分为两卷。第一版前七章的材料增加一倍以上，构成现在的第一卷，专讲无粘高超音速流动。原有的材料在适当的地方作了修订，还广泛地增加了新材料。七章中每章都有新的补充。这样，本卷还算不上一本全新的著作，可也远不止是通常的再版。

我们除了报道 1959 年以来文献中新发表的理论与成果之外，还想使本卷内容在三个方面更为详尽。首先，我们把非平衡效应和粘性效应区分开了，并研究了有非平衡效应的流动。其次，我们考虑非对称流、锥型流、三维流和钝体绕流的情形大大增多了，从而使所研究的物体几何形状更加一般。第三，我们大大扩充了高超音速流理论中已有的相似性的类别，并且概述了各种相似性的关系。和第一版一样，本卷可以作为查阅作者们尚未在别处发表的创新工作的工具。

写本卷时所遵循的原则和第一版序中所述的原则相同。本卷重印了这篇序言，基本上未加改动。

第二卷准备讲粘性流和稀薄流，目前还在计划阶段。第一版后三章所讲的题材比起无粘理论扩充得还要多，所以第二卷想必会成为一本新书。第二卷拟于 1969 年出版。

在出第一版时，在相邻学科——高温气体动力学方面还没有出过书。现在已经出了几本，在 1.1 节中提到了这些书。其中最详尽的是 Zel'dovich 和 Raizer 的书。（下略）

W. D. 海斯 R. F. 普洛布斯坦

1966 年 9 月

第一版序(节译)

高超音速流理论是目前正在蓬勃发展的流体力学这门学科的一个分支。在本书中,我们按照自己的理解,尽力介绍这一学科的基本原理,还相当详尽地报道其发展现状。虽说这一理论今后必定还会在许多地方加以完善和扩充,我们觉得现在就需要一部这样的书。我们集中力量讲高超音速流的基本概念,以期出一本既很适时又能长期有用的教科书。本书的对象是现代气体动力学领域的大学生和研究工作者,以及高超音速空气动力学工作者。对于想要了解这一较新领域的科学家和工程师,本书也当有所裨益。

本书的书名指出了讲述的范围。它不包括象高超音速飞行动力学和高超音速机翼理论这样一些气动问题的专门材料。当然,本书所取的材料中也有一些和这类问题直接有关。我们一点没讲磁流体动力学理论,也完全不讨论 Boltzmann 方程。还有,我们一般采用经典流体力学的观点,并未深入研究高温气体动力学领域。

本书可以作为查阅作者们尚未在别处发表的创新工作的工具。这些工作大部分是在本书准备过程中为弥补所列题材中的明显空白而做的。当然,有些工作是因为我们研究这一学科时提出的某些专门问题需要进一步探讨。

我们计划写本书时,给自己提出了一些指导原则:任何时候都要以基本理论和有关的基本概念为重点。我们一般避免经验方法和半经验理论。仅当经验结果十分流行必须予以注意时,或者经验结果在某一方面有助于了解高超音速流现

象时，才提到这些结果。

我们认为本书的材料对高超音速空气动力学工作者来说是必不可少的。但是我们必须着重指出，本书决不是手册，我们也没有打算介绍设计知识。我们认为，由充分了解理论而获得的理解力才是工程技能的最坚实基础。

本书希望成为一本有用的教科书，供研究生课程使用，供那些不仅向学生介绍高超音速流理论、也介绍一般理论空气动力学新方法的课程使用。读者应该先学过气体动力学或浅易的流体力学课程。本书的材料已在作者的研究生班上用过。

虽然从形式上说，本书是自成系统的，但读者如具备可压缩流理论的基础知识是很有好处的。至于说数学水平，我们并没想对它加以人为的限制。必要的数学基础知识大体上就是大多数可压缩流理论所需的数学知识——主要是偏微分方程和向量分析知识。第三章中有几节要用到并矢或张量的概念。读者若能懂得近似方法及其限制，会感到很方便。

本书只列出了直接引用的文献。因此，我们就得按本书的计划来编制参考文献表，而不想列出一个高超音速流的全面书目。虽然如此，本书的参考文献表仍不失为高超音速流理论方面相当详尽的书目。我们想把书中所讲全部成果的参考文献都包括进来，只是那些在本书中首次发表的成果除外。

(下略)

W. D. 海斯

R. F. 普洛布斯坦

1959年2月

目 录

第二版第一卷序

第一版序 (节译)

第一章 概论	1
1.1 引言	1
1.2 高超音速流场的一般图象	3
1.3 无粘高超音速理论的基本假设	9
1.4 正激波	12
1.5 斜激波和曲激波	23
1.6 Mach 数无关原理	27
1.7 一般的条带理论	30
1.8 耗散效应	32
第二章 小扰动理论	37
2.1 引言和基本方程	37
2.2 高超音速相似律	45
2.3 统一的超音速-高超音速相似律	52
2.4 细长体条带理论	55
2.5 小扰动解的实例	58
2.6 幂次律相似解	63
2.7 相似解对定常流动的应用	86
2.8 小钝头细长体	107
2.9 大冲角及各相似律间的关系	121
2.10 非定常流动理论	132
2.11 非平衡效应	136
第三章 Newton 理论	151

3.1	Newton 的气体动力学	151
3.2	二维和轴对称物体	157
3.3	简单物形和自由层	163
3.4	最佳物形	178
3.5	激波层结构和横向流现象	198
3.6	有横向流的激波层结构	209
3.7	锥型流	221
3.8	小冲角迴转体	234
3.9	非定常流动	239
第四章	常密度解	252
4.1	楔	252
4.2	锥	259
4.3	圆柱	269
4.4	球	285
4.5	有横向流的解	297
第五章	薄激波层理论	308
5.1	基本概念	308
5.2	逐次逼近方案	317
5.3	等流管面积近似	326
5.4	二维及轴对称钝头体	347
5.5	准楔和准锥	371
5.6	锥体	374
5.7	一般钝头体及有关的相似律	396
5.8	积分方法	411
5.9	Newton 分离	423
5.10	非平衡流	439
第六章	钝体流的数值计算方法	451
6.1	问题的特性	451
6.2	流管连续性方法	464
6.3	积分关系式与多项式近似法	470

6.4	松弛法与非定常趋近法	506
6.5	反问题	517
6.6	非平衡时的解法	546
第七章	局部超音速流的其它方法	555
7.1	特征线法	555
7.2	激波-膨胀理论	574
7.3	切楔和切锥	602
7.4	锥型流	607
7.5	非平衡流	618
参考文献		629
人名汉译表		669

第一章 概 论

1.1 引言

近年来,由于飞机及导弹的发展使若干新的空气动力学问题变得突出。其中大多数问题是由于飞行速度很高而引起的,并在某些方面同一般超音速飞行问题具有不同的特点。“高超音速”一词就是用来区分飞行速度远远大于音速时和飞行速度至多达到中等超音速时所产生的不同的流场、现象和问题。高超音速流场所出现的一系列新特点正说明引进一个与已熟知的“超音速”不同的新术语是必要的。

高超音速这些新特性可以粗略地分为两类,即由于 Mach 数很高所产生的流体动力学特性和由于流动能量很大而引起的物理或化学特性。对于其平均自由程与流场适当的宏观特征尺寸相比不能忽略的稀薄气体,如果我们把分子运动论也包括在流体力学范畴之内,那么上述两种特性的区分在某种程度上依然适用。在飞行高度很高时会碰到稀薄气体的流动。

流体动力学新特性大都会帮助我们在推演高超音速流理论时作出某些简化假设。但是也有某些重要的特性却带来了中等速度的气体动力学所没有的复杂性。在高超音速流中,流动方程的线化法及边界条件的平均表面近似适用范围就接近于零。同时,我们发现由曲面激波所产生的熵梯度使经典的等熵无旋处理方法也不适用了。在许多情况下,边界层对无粘外流流场产生一个重要的扰动,因而在高超音速流中边界层干扰现象可能很重要。一般说来,正是这些高超音速流体动力学特性构成了本卷及将要出版的下卷的题材。

在高超音速流动中所出现的物理或化学新特性大都与通常由这种流动中存在的极强激波所产生的高温有关。在高温下,在空气或我们所研究的其它气体中的分子振动自由度可以被激发,分子可以离解成原子,分子或自由原子可以电离,从而可能形成低温下不重要的各种分子组元和离子组元。在这些过程中,延滞时间常起重要作用,由此可能出现非平衡效应。在足够高的温度下,气体可以产生辐射,形成了一种低温下可以忽略的能量传递方式。如果不同的分子组元或离子组元存在于很大的浓度梯度、温度梯度和压力梯度的情况下,那么各种扩散过程也就很重要。最后,还存在着一些与气体粒子(或尘埃粒子)同固体表面相互作用有关的现象,例如:稀薄气体理论中的适应系数,已离解原子在固体表面的催化复合反应,以及表面材料的电离。高超音速流的这些特征都属于高温气体动力学的研究领域,因而本书一般不具体地来研究这些现象。有关高温气体动力学的内容可以参阅 Zel'dovich 和 Raizer[1],Clarke 和 McChesney[1]以及 Vincenti 和 Kruger[1]¹⁾。

当然,我们必须看到:高超音速流的流体动力学特性及其物理学特性之间是相互作用,相互影响的。但是,物理现象对流动的影响往往是局部的,因此,即使不具备物理现象方面的知识也可以得到无粘流场的基本特征。这个事实说明了可以用流体动力学的观点去研究高超音速流动。但是,我们必须记住:物理现象不仅可能对超音速流场局部细节有强烈影响,而且,在一些极端情形下,可能控制整个流场的特性。反过来,要对任一物理效应进行估算,就必须了解流场的流体动

1) 有中译本: W. G. 维塞特, C. H. 小克鲁格著,《物理气体动力学引论》,科学出版社,1977。——译者注

力学特性。但是,在多数情况下,只需要一个很粗略的流场图象,以致于可以不依赖高超音速流理论而独立地研究高温气体动力学。

在本书中,我们要详细研究高速气流中物体周围的流场。来流所有基本性质(包括化学成分,热力学状态及速度分量)都认为是均匀的,我们尽可能地把气体当作一般流体来研究,而把常比热比的完全气体当作特殊情形。来流的 Mach 数 M_∞ 是来流速度与来流音速之比,为问题的基本参数。要使流动称为高超音速流, Mach 数必须很大。

自然,我们要问:来流 Mach 数究竟要有多大才能算得上高超音速流呢?对这个问题不能直接回答,因为要看物体是什么形状,研究的是哪种气体,还要看研究流场的哪一部分。即使 M_∞ 低到 3,在钝体前部也会出现高超音速流的某些特征。而某些研究者认为很本质的一些高超音速流特征却仅当 M_∞ 到 10 左右或大于 10 时才出现。总之,我们必须了解“高超音速”这个术语有一定的任意性,只有针对特定的流动和我们所直接关心的特性才能判断何时为高超音速。高超音速流动理论任一部分的适用范围都取决于所需的一些特定假设的有效范围。因此,就理论的某一专门方面而言,流动能不能称为高超音速必须根据某些假设所要求的有效范围来判断。

1.2 高超音速流场的一般图象

我们从定性地分析被观察的高超音速流动中出现的流场来开始对高超音速流动理论的研究。在此,必须把绕钝头体流动和绕细长体流动区分开(见图 1-1 及 1-2)。同时还必须看到除上述二种物形外,还存在着形状处于二者之间的物体及小钝头细长体。对于所有物形我们都会发现:物前物后的

流动图案是截然不同的,而且直至与头部距离很近的物体上游的流场总是完全不受扰动的。物体前方被一道激波所包围,它像一条稍为张开的裙子向下游伸展。激波前方的流动不受扰动,所以我们要研究的流场就完全在激波之后。而最需要研究的是激波和物体之间的流场。在这里要指出:物面对来流的倾角在流场中是很重要的量。当物面与来流方向成相当大的正倾角时,包围物体的激波与物面非常靠近。激波与物体之间的区域称为激波层。当物面与来流成明显的负倾角时,该物面附近不存在激波。虽然这样表面上的压力通常大于来流压力,但是比起薄激波层中的压力却小得多。在下游远处激波变弱,并在物体正后方出现了尾迹。在下游远处,相当弱的裙形激波称为激波尾部。

在激波层内,温度和压力远远大于来流值,而且激波后与激波前的温度比和压力比可以趋于无穷大。另一方面,虽然激波后密度也比来流值明显地增大,但是激波前后密度比却限于是有限值。若物面的温度与来流的静温是同一量级,就会由气体向物体大量传热。这时,边界层内密度可以高于激波层中无粘流部分的密度。一般说来,物体的温度是决定真实流体效应的基本参数,在气体很稀薄时(如在自由分子流中),它甚至成了决定物体所受力的一个基本参数。

包围物体的激波都是曲面形的,而且在激波后流场中熵的横向梯度很大。根据 Grocco 的熵量定律,这种流动是强烈有旋的。在物体后面展开的尾迹只有部分起因于粘性效应;即使没有粘性和热传导,我们也还会看到物体后面伸展着一条很宽的尾迹,它是由于流过物体附近的流体熵有了很大增加所产生的。因而在这条相当宽的熵迹中,我们能看到一条较窄的粘性尾迹,它通常为湍流尾迹,在冷物体情况下,它的特点是总焓减少。

在物体远后方激波尾部处,激波变弱,此时激波倾角接近于来流的 Mach 角 $\sin^{-1}(1/M_\infty)$ 。在高超音速流中,这个角是很小的。在相当强的那部份激波后面形成了熵迹(即熵增加区域),它的横向范围可以很大,但并不是无限的。

图 1-1 给出了一个钝头体(平头向前运动的正圆柱)的高超音速流动图案。图 1-1(a)是它在空气中以 $M_\infty=3$ 自由飞行时的阴影照相。在相片中,前表面成碟子洼形,激波有显见的厚度,圆柱侧面成了似桶腰部位的洼形,这些都是由于光学失真造成的。当 Mach 数较大时,物体前方的激波形状几乎不变,但是激波的裙形部位及其它激波部位的倾角变小,并向中心轴靠拢。之所以选这幅照片,是因为它可以清晰地看出后转角处的膨胀、物体后面的死水区以及强湍流尾迹发展的情况。当然,这些特点在超音速飞行中也完全存在。可能由于物体前转角处发生过度的膨胀紧接着又发生压缩,所以在物体侧面产生了又一道激波。第三道激波是死水区颈部下游形成尾迹时所伴随的再压缩所产生的后激波。图 1-1 (b)是定性地表示这一流场特征的示意图。所有钝头体绕流的特点是在强激波后存在着亚音速区及驻点(位于物体最前方一点)。物体前方激波层内的流动既是强烈有旋的又是很不均匀的。

图1-2给出了带有尾裙的尖头细长体高超音速流动图案。这是一幅自由飞行阴影照相(有迎面空气流)。Mach 数为 9.6, Reynolds 数为 10^7 , 来流静温为 290°R 。从照片中,能看到很小的激波倾角、物面的边界层以及比较弱的后激波。由于物体有很小的攻角,使流场在横向上有点不对称。在物体上侧,边界层发生层流分离,在分离点出现激波,并与尾裙相交。在物体下侧,已分离边界层中发生转捩。细长体流动的特点是:尽管扰动区的压力、密度、音速等流场性质可以有明

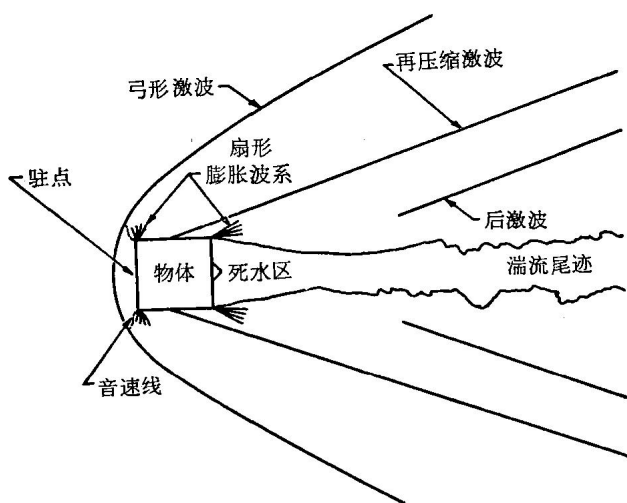
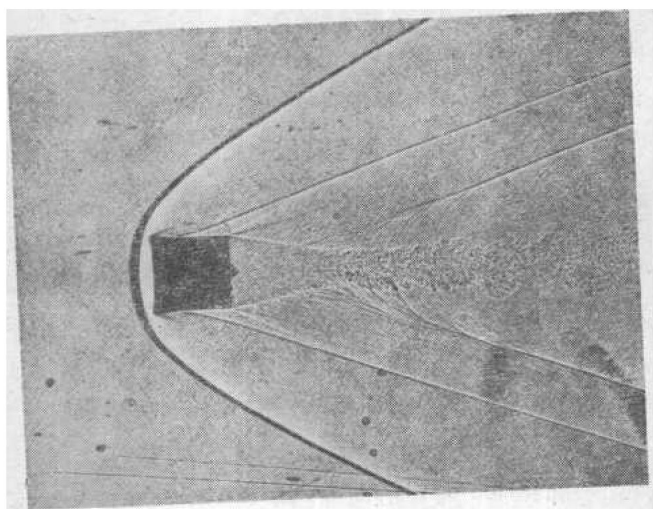


图 1-1 平头正圆柱以 $M_\infty=3$ 在空气中向前运动, (a) 自由飞行阴影照相(Ames 研究中心, 承美国国家航空及宇航局供给资料); (b) 流场示意图

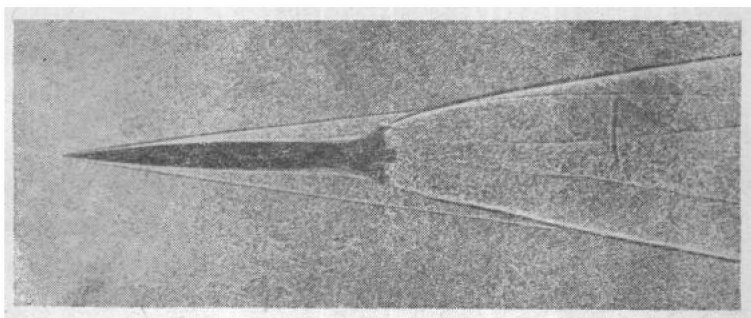


图 1-2 在自由飞行风洞中 $M_{\infty}=9.6$ 时带尾裙细长体自由飞行阴影照相 (Ames 研究中心, 承美国国家航空及宇航局供给资料)

显的变化,但速度却与来流值相差很小。只要物体是细长的,扰动区内的音速就保持相当小,结果整个流场还都是高超音速的。激波层概念虽仍然适用于细长体前面部份,但对于细长体绕流说来这一概念并不象对于钝体绕流那样适宜。细长体所产生的激波比钝头体的要弱得多,因此细长体熵迹也就不太明显了。

我们必须稍为认真地观察一下细长体头部附近的高超音速流动情况。以上的叙述都是基于理想化的尖顶细长体,在此尖顶上产生倾角很小的激波。在实际结构中,要做出足够理想化的尖顶是几乎不可能的。另外在顶部非常尖的情况下,它附近的局部加热大到可以使尖顶迅速融掉,所以我们必须承认所谓细长体实际上都是小钝头的。在这种细长体头部出现了局部的钝头体高超音速流,并在这局部区域伴随有强激波和很大熵增。由这种局部流动产生的熵迹处在紧靠物体的一层,其初始厚度一般比粘性边界层要厚。虽然粘性效应对熵迹的初始结构几乎不起作用,但是熵迹却对粘性边界层的发展具有重要的作用,反之亦然。事实上,如果细长体钝头

很小，通常就很难区分熵迹和粘性边界层。如果细长体钝头很明显，那么显见的熵迹一般又宽到难以认为是一个薄层。不过我们这里要避免用熵层的概念，因为它通常被用来表示一个完全不同的概念(见 2.7 节)。

图 1-3 是氦气流过零攻角平板的干涉照相，流动 Mach 数为 12.7。钝头头部是一个与来流垂直且宽度为 0.00093 英寸的平面，其 Reynolds 数 $Re_{d_\infty} = 808$ (以这宽度及来流条件为基准)。照片中平板长度(约占 35 条干涉条纹)约为 2 英寸。平板下方流动为三维的，这里不加研究。平板上方的激波明显可见，它是紧靠平板的一层，在层内密度是减小的。在这一层内密度之所以减小在很大程度上是由于紧靠头部附近的强激波前后熵的跳跃所致。但是要从这密度减小层内把粘性边界层区分开来却是很困难的，很可能，由于粘性作用所形成的边界层外边界和这层外边界相同。尽管不能对所有情况都采用一个确定的狭窄的熵迹概念，但是，认识到在钝头后面熵场极不均匀，却是很本质的。

当来流 Mach 数足够高时，来流 Mach 数的值对于确定物体附近激波的一般形状不再是一个特别重要的因素。激波的脱体距离主要取决于物体和激波间的气体密度，而密度又取决于来流密度与紧靠激波后密度之比。如果密度比 ϵ 很小，激波就靠近物体；若 ϵ 不太小，激波离物体较远。虽然密度比是一个变值，取决于激波倾角，但是，从概念上把它作为一个基本参数还是有用的。关于激波前后密度比问题将在 1.4 节中讨论。

上述分析中，我们还未涉及到二维物体和迴转体之间的区别。它们之间确有一些重要差别，但这些差别只在高超音速流动图案的细节描述及定量结果中出现。在课文中，凡遇到这种差别时都会指出来。不过，了解这些差别对于定性地