

图书在版编目(CIP)数据

空气动力学发展论文集/北京空气动力研究所编. —北京:国防工业出版社,1997.5

ISBN 7-118-01592-X

I. 空… II. 北… III. 空气动力学-研究-文集 IV. V21
1.1-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 02470 号

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)

(邮政编码 100044)

三河腾飞印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 850×1168 1/32 印张 10½ 275 千字

1997 年 5 月第 1 版 1997 年 5 月北京第 1 次印刷

印数:1—1000 册 定价:14.80 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

目 录

航空气动力学的形成与发展

——庆贺庄逢甘院士七十华诞

- 毛国良 赵梦熊 董兴德 邓宁丰(1)
- 亚、超声速旋涡流动特征的定性分析研究 张涵信(8)
- 后掠激波/边界层干扰流动研究 邓学莹(16)
- 钝体尾迹的稳定性分析与控制研究进展
..... 童秉纲 尹协远 孙德军(33)
- 非定常分离与流动控制研究 崔尔杰(45)
- 壁湍流拟序结构研究的进展与探讨 张兆顺 连洪祥(64)
- 展向射流控制机翼前缘涡的机理与应用
..... 秦燕华 沈礼敏 忻鼎定 庄逢甘(80)
- 后掠机翼的分离涡控制与“可控外形”研究 忻鼎定(95)
- 跨、超声速风洞实验技术进展与应用
..... 洪金森 冯明溪(123)
- 全场观测技术进程与展望 申功炘(139)
- 产生低温与高焓试验气流的新途径 俞鸿儒(160)
- 低速流动数值模拟的新方法 邓小刚 庄逢甘(177)
- 跨声速流动的分析与设计计算 朱自强(186)
- 叶轮机械内跨声速流动的分析与设计
..... 沈孟育 刘秋生 王保国(199)
- 高精度有限差分法与应用 傅德薰 马廷文(215)
- 航天飞行器高超声速流场的欧拉方程数值模拟 纪楚群(239)
- DSMC方法与稀薄气流计算的发展 沈 青(250)
- 气动耐热理论的某些发展与应用 姜贵庆 杨希霓(267)

密度间断分层流体中兴波理论与应用

..... 何友声 鲁传敬 陈学农 谢正桐(288)

空气动力参数辨识研究现状与展望 蔡金狮(313)

航空气动力学的形成与发展

——庆贺庄逢甘院士七十华诞

毛国良 赵梦熊 董兴德 邓宁丰

空气动力学是研究空气和其他气体的运动以及它们与物体相对运动时相互作用的科学。空气动力学作为航空航天事业发展的基础和先行官,为我国航空航天领域取得的累累硕果起到了重要的作用。值此我国第一处大型空气动力研究与试验基地迎来第四十个春秋之际,正值该基地的奠基人,现名誉所长庄逢甘院士喜度七十华诞,作者愿借这次召开空气动力学近代发展讨论会的机会,从几个侧面阐述庄逢甘同我国空气动力学的发展,尤其是在航天领域的应用之间休戚与共的关系,也愿人们在看到中国航天器在空间飞行时,想起以庄逢甘为代表的老一代航空气动力学家们的杰出贡献。

一、航空气动力研究与试验基地建设

1956年,中央决策成立第五研究院,钱学森任院长,在钱老的提名下,由师承美国加州理工学院李普曼教授的庄逢甘博士任第七研究室也就是空气动力研究室主任,不久,室扩建成所,庄逢甘晋任所长。从此,以学界泰斗钱学森和学科带头人庄逢甘为核心的航天领域空气动力学,开始得到蓬勃的发展。

1956年末,钱学森要求庄逢甘三年内完成四项任务:提供设计各种型号所需要的空气动力资料;编撰高速空气动力学手册;着手建立现代化的空气动力学实验室;适当开展具有关键性及有发

展前途的空气动力学研究工作。随即,庄逢甘就统领当时全部的18位刚毕业的大学毕业生,在借居北京车道沟空军疗养院的条件下,开始了创业工作。庄逢甘做的第一件事是讲授空气动力学知识,培养人才,组织队伍。由于空气动力学试验设备建设需要,庄逢甘按照钱学森的指示,于1957年8月起草了第一份中国航天空气动力学试验基地的设备建设规划,其中包括16座各种类型和尺寸的风洞。1957年10月,中苏^{*}双方签订了第五研究院空气动力研究所建设工程协定,庄逢甘任工程的负责人。1960年苏联单方面撕毁合同,在外援中断和严重自然灾害的困难条件下,老一代革命家邓小平、陈毅、薄一波、刘澜涛、安子文等亲临空气动力研究所参观指导,给科技人员极大的鼓舞,庄逢甘带领科技人员奋发图强,完成了设计、加工、安装、调试和试验,在不到五年时间里,建成了从低速到高超声速风洞试验设备九座,某些性能指标超过了初步设计的要求。圆满完成了这一项北京基地工程。钱学森对此做过高度评价:在基础不好的条件下,我们只用了美国一半时间,建成了空气动力试验基地,初步掌握了跨、超声速生产性风洞的型号试验工作。此后,庄逢甘非常重视该项工程的扩展,重视新型风洞建设。1960年庄逢甘责成有关人员完成了《新型风洞汇编》之后不久,就明确了激波风洞是脉冲式设备的主要发展方向,并积极支持利用电弧技术开展材料烧蚀试验,使北京基地有了模拟马赫数和焓值效应的基本能力,并针对航天器的特点,建立了高马赫数高雷诺数设备。

为了适应航空航天飞行器研制发展的需要,1962年庄逢甘作为中国专家代表团的成员赴苏商谈位于四川省境内的气动试验研究第二基地的建设,但对方不同意承担原先的承诺。在这种情况下,聂荣臻明确指示,第二基地的建设由我们自己承担。在钱学森、郭永怀和庄逢甘等领导下,对第二基地的设备建设做了系统周密的规划。从1965年第二基地首座风洞设计起,到1980年建成,庄

① 指前苏联,下同。

逢甘一直是技术负责人之一；各个风洞的研制在他的正确决策和指导下，先后建成了 1.2m 跨超声速风洞、0.5m 高超声速风洞、2m 激波风洞和 200m 自由飞弹道靶，形成了气动试验设备的新规模，缩短了与世界先进水平地面试验能力之间的差距。

北京基地和四川基地的建成，奠定了我国航天空气动力学发展的基础，为我国的飞机、导弹、运载火箭、卫星和其他各种飞行器的气动试验和研究起到了重要作用，是我国空气动力学事业的伟大成就。

二、航天飞行器气动设计关键问题研究

钱学森多次指示北京空气动力研究所：“我认为空动所如不能保证型号研制及仿制中必要的气动试验，空动所的任务不能说是完成了的，这是空动所的首要任务”。“空动所近期应以 FD-06、FD-08、FD-11 风洞为重点，总结经验，搞好设备配套，组织人力，并做好思想动员，使这三座风洞的潜力充分发挥，力争完成吹风任务及校正任务”。庄逢甘遵照钱学森的指示，在设备建设的同时，带领科技人员通过型号的气动反设计工作，综合发展了尼尔逊、列别捷夫等国外专家的理论工作，组织编制了《有翼飞行器气动力计算手册》。此外，1963 年 10 月庄逢甘主持召开了第一届气动力试验工作年会，会上他提出了生产性风洞流场的初步标准和常规试验技术过关的要求，这一系列举措对型号风洞试验工作和流场规范的建立，起到了重要的推动作用。

1963 年，钱学森在一份报导上做了“要认真总结经验，解决型号常规试验过关问题”、“要以型号试验为中心，随时解决型号气动设计的具体计算问题”等重要批示，进一步强调了气动研究要为型号服务的指导思想。庄逢甘按照这一精神全面分析了当时在研的战术地空导弹，同时组织召开专题会议，拟订出气动研究规划。这是国内第一个战术导弹气动研究大纲，大纲的实施，为该型号 1965 年 12 月飞行试验圆满成功创造了条件，有效地推动了战术

弹气动研究的深入。

60年代中期以后,远程火箭被列为航天工程的新目标,再入气动研究成为关键技术之一。钱学森指出,再入飞行器气动研究将是远程火箭研制中的一次“淮海战役”。为了打好这个战役,庄逢甘组织了理论—实验—设计人员参加的三结合小组,分解各类专项课题,召开各类专题会议,取得了大量科研成果,先后在国内外学术会议上发表了《关于烧蚀理论计算方法的探讨和有关问题》、《有烧蚀反应和质量引射的附面层若干理论问题》、《再入问题的理论与实验》等论文。到70年代中期,这一组织形式进一步形成一个跨部门多学科的横向联合攻关的、以系统工程管理为模式的协作攻关机构。庄逢甘一直是这个机构的技术负责人。再入气动研究这一工程突破“热障”关、取得了解决气动外形设计和再入稳定等重要成果,攻克了再入飞行器的气动、隔热和再入物理多项重大技术关键。一系列研究成果为1980年5月我国远程火箭的飞行试验成功起到了重要保障作用。

作为航天型号气动研究的带头人,庄逢甘还出色地领导了返回式卫星的气动热和各类战术型号的气动问题的研究,相继解决了型号研制中的诸如稀薄气体动力、多体分离、气动布局、动稳定特性、回收气动技术等大量气动问题,为这些飞行器的研制成功建立了不可磨灭的功绩。

进入80年代,世界各国掀起了载人航天的热潮,各类空间计划相继出现,空间竞争愈演愈烈。面对国际上耗资巨大的航天科研计划,以及航天高科技给国民经济发展所带来的活力,庄逢甘倍感肩负的责任,全力投入到中国空间计划发展蓝图的制订中,亲自主持载人航空气动力学关键问题的研究,准确地提出载人航天涉及的空气动力学十大关键课题,带领我国气动研究工作者迎接新的挑战。

三、计算空气动力学与流体力学前沿问题研究

随着计算机技术的发展,计算空气动力学成为空气动力学研究的又一重要手段。早在 60 年代初,在计算机初具基本运算能力条件下,庄逢甘就组织人力着手相应的研究,先后开展了积分关系法(1960 年)、半特征线法(1961 年)、费里反解法(1963 年)、线化特征线法(1965 年)、时间相关法(1968 年)、NS 方程求解(1971 年)和直线法(1977 年)等计算工作。1978 年 4 月,由庄逢甘倡导召开了全国宇航飞行器计算空气动力学会议,会上他做了题为《计算空气动力学的发展和任务》的报告。根据钱学森的指示,庄逢甘筹划了中国空气动力研究与发展中心计算空气动力学研究所的具体组建工作。庄逢甘亲自承担了计算空气动力学研究课题,做出了很多成果,在国内外学术会议上先后发表了《计算空气动力学的发展、意义和作用》、《高速粘性流的数值计算》、《计算空气动力学的回顾与展望》、《求解气体动力学方程的推进迭代法》、《跨声速空气动力学的有限元法研究》等论文。在 1986 年第十届国际流体力学数值计算会议上,庄逢甘担任会议主席,并与张涵信合作研究和发表了《一种气体动力方程的推进迭代法》一文,解决了在计算流场内局部亚声速小区时的计算不稳定难题,在国际上引起广泛的重视。1989 年庄逢甘成为国际计算流体科学委员会委员,为祖国争得了很高的荣誉。

庄逢甘非常重视流体力学前沿问题的研究,十分注重新观点、新概念、新方法和新理论的探索。他经常强调:空气动力学研究没有创新,也就不会有发展。1989 年,庄逢甘主持了国家自然科学基金重大项目《旋涡、激波和非平衡起主导作用的复杂流动》的研究,1993 年该项目通过了由基金委组织的专家组评审验收。专家组认为,该项研究工作总体上处于国际同类工作的前沿,许多研究成果具有明显的创造性和特色,如分离流和旋涡的流场分析、数值计算的高精度和高分辨率格式、涡控制技术、稀薄气体流动的数值计算

方法和激波动力学研究等成果,均达到了国际先进水平。在第 18 届国际航空科学大会上,庄逢甘根据本项目研究成果以《涡控制技术》为题所做的演讲,荣获大会颁发的古根海姆奖。该项前沿研究在庄逢甘的支持下,进一步向纵深发展名为《复杂气体流动、旋涡分离机理与控制的研究》的课题又被列为国家自然科学基金重大项目,使之继续活跃在国际流体力学前沿研究领域。

四、空气动力学研究的宏观发展思想和团队精神

庄逢甘作为中国航天型号发展中空气动力学总的技术负责人,他不但强调气动研究为型号服务,在解决型号气动问题中倾注了全部精力,同时作为学科带头人,为了不使研究工作囿于具体课题,他十分注意从宏观上把握学科发展方向,辩证地处理几个关系。他在空气动力学领域的真知灼见,一直指导着中国航天空气动力学的正确发展。例如,关于空气动力学的研究手段问题,庄逢甘一贯坚持地面模拟、理论计算和飞行试验三种手段紧密结合、互为补充的思想;又如关于空气动力学的研究侧重点问题,则始终坚持型号牵引和学科发展互为促进的思想,使得我国空气动力学在为型号服务的实践中,始终起到了型号牵引促进学科发展,而学科发展又推动型号研制的作用。再如他的风洞试验和数值分析并重的思想,科学地引导中国空气动力学家们参与 70 年代以美国查普曼教授为代表的“计算机可以代替风洞”这一观点引起的争论,使中国空气动力学始终沿着正确方向发展。庄逢甘还在不同时期以负责人或顾问的身份在空气动力学的发展方向研讨和制定研究规划等方面起了决定性的作用。

针对中国技术基础薄弱、试验设备不配套的基本国情,庄逢甘深深体会到要从总体上解决型号研究中的气动问题,必须发扬通力合作的团队精神。中国空气动力学科技群体的形成,是庄逢甘出色的组织才能的体现,也是他所具有的正直品格、严谨求实的工作作风的生动写照。

庄逢甘一贯强调要加强兄弟单位之间的联系,提出“通过学术交流,了解最新信息,互相启发思路,有效地促进理论研究和科技工作,进而丰富和发展学科内容”。经过他的努力,1980年适时地组成了中国空气动力研究会,开展了卓有成效的活动,为团结全国空气动力学界开展高水平的学术活动,促进国际学术交流做出了重大贡献。

庄逢甘一贯倡导解决型号关键问题要“联合攻关”,倡导研究工作要坚持自力更生、大力协同、艰苦奋斗、无私奉献,也就是一个优秀组织的团队精神。我国空气动力学研究的条件还不够好,解决实际问题的能力仍十分有限,只有联合攻关,依靠中国人的集体智慧才可能解决好急需解决的型号关键问题。正因为庄逢甘所具有的品格和所倡导的精神能有效地在兄弟单位间弘扬,才得以在空气动力学界形成几个协作攻关机构并有效地运行,形成了具有特色的中国气动研究和发展模式。

中国科学院院士、国际宇航科学院院士庄逢甘教授,1950年从美国加州理工学院航空系获博士学位后回到祖国,始终怀着热爱祖国、热爱科学、热爱事业的赤诚之心,数十年来,全心全意致力于航空航空气动力学的研究和领导工作,现在虽已70高龄,仍担任着中国科协副主席、航天工业总公司科技委副主任、中国力学学会和中国空气动力学学会理事长、国防科工委空气动力学专业组顾问等要职,在十分繁忙的工作中仍在领导着航空气动力学研究队伍,为新型号空气动力学研究而拼搏。我们深信在他的领导下,中国的航空气动力学将迈上新的台阶。

值此庄逢甘古稀之庆,作者代表北京空气动力研究所祝他名高北斗、寿比南山,并祝愿以庄逢甘为代表的中国航空气动力学事业再创业绩。

亚、超声速旋涡流动特征的 定性分析研究

张涵信

一、引言

在文献[1,2]内,我们曾研究了不可压缩旋涡横截面流态沿轴向演变的规律,并指出当轴向马赫数 $Ma_z < 1$ 时,对于高雷诺数的情况,不可压缩旋涡的流动特征,与 $Ma_z < 1$ 的情况定性相同,因此利用水洞实验,可观察 $Ma_z < 1$ 的旋涡的性状。以后为了叙述方便,我们称 $Ma_z < 1$ 的旋涡为亚声速旋涡,而 $Ma_z > 1$ 的旋涡,称之为超声速旋涡。在实际工程中,超声速飞行器周围的旋涡,常常是超声速的。我们自然要问:超声速旋涡的流动特征是否也和亚声速情况定性一致?它是否也可用水洞实验来定性观察其特性?它在沿轴向演变过程中,是否和亚声速情况一样在减速区出现破裂?所有这些涉及流动机理的问题,都是控制和利用旋涡时所关心的。本文目的是借助于定性分析理论来讨论上述问题。

二、定性分析研究

为了简单,假设涡轴为直线,并用 z 轴表示, x, y 轴在旋涡的横截面上, u, v, w 是直角坐标系 x, y, z 轴的速度分量。在旋涡的实验和数值模拟研究中,一般都测出或计算出旋涡各横截面上的速度场及速度场的向量线,研究其沿涡轴的变化规律。与此对应,本文从定性分析角度研究旋涡横截面流态沿轴向的演变规律。参见文

献[2],在涡轴附近其横截面流线方程可表述为

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_0 x - \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 + \lambda\right] y + N(x, y, \lambda)}{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y + M(x, y, \lambda)} \quad (1)$$

这里 $N(x, y, \lambda)$ 和 $M(x, y, \lambda)$ 是 x, y, λ 的解析函数, $\lambda = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial z}\right)_0$, 其中 ρ 是气体的密度, 下标“0”表示在涡轴上取值。显然式(1)是一个含参数 λ 的非线性方程。由于它表征了旋涡, 它满足:

$$4 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 + \lambda \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_0 \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 \right\} + \lambda^2 < 0$$

且旋涡发展的性状由 λ 决定。

下面研究可压缩粘性气体的旋涡。由 NS 方程和涡轴上 $u=v=0$ 的条件, 经演算后可以得到

$$\frac{L}{\mu_\infty} \lambda = (1 - Ma_z^2) \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)_0 + G_0 \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)_0 = \left[\frac{1}{\rho \bar{w}} \left(-\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + F \right) \right]_0 \quad (3)$$

式中带“-”的量为无量纲^[3], μ_∞, L 为特征速度, 且

$$G = \left\{ \frac{\bar{w}}{\gamma \bar{p}} \left(\frac{\partial \bar{v}_{zz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_{zz}}{\partial z} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{\bar{p}} \left[\varphi + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) \right] \right\} \frac{1}{Re}$$

$$F = \left(\frac{\partial \bar{v}_{zz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_{zz}}{\partial z} \right) \frac{1}{Re}, k = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\bar{\mu}}{Pr}$$

$$\varphi = 2\bar{\mu} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)^2 \right] - \frac{2}{3} \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)^2 + \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 + \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 + \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right)^2$$

当流动的 Reynolds 数 (Re) 非常大时, G 和 F 都是很小的。为了便于阐明亚、超声速旋涡的差别, 下面讨论 $Re \gg 1$ 的情形。此时由式(2)、(3), 下述关系成立:

$$\lambda = (1 - Ma_z^2) \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)_0 \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 = - \left(\frac{1}{\rho w} \frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 \quad (5)$$

利用拓扑分析理论^[4,5],由式(4)、(5)和方程(1),可以给出亚声速和超声速旋涡的定性特征。为了便于比较,下面我们列表1以对比的形式给出其结果。

表1 亚声速和超声速旋涡定性特征对比结果

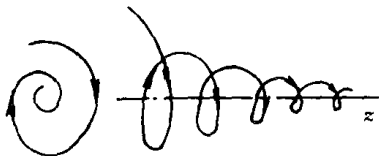
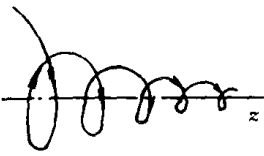
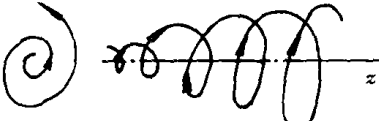
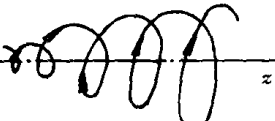
亚声速旋涡 ($Ma_\infty < 1$)	超声速旋涡 ($Ma_\infty > 1$)
<p>①旋涡沿 z 轴向前运动($w_0 > 0$)并处于顺压区($\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0$)时:由式(5), $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$即流动在该区加速。由式(4),$\lambda > 0$,涡轴附近的横截面流线为稳定的螺旋点形态(图1(a)),空间流线沿涡轴是收缩的(图1(b))。</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;">   </div> <p style="display: flex; justify-content: space-around;"> (a) (b) </p>	<p>①旋涡沿 z 轴向前运动($w_0 > 0$)并处于顺压区($\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0$)时:由式(5), $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$即流动在该区加速。由式(4),$\lambda < 0$,涡轴附近的横截面流线为不稳定的螺旋点形态(图2(a)),空间流线沿涡轴是散开的(图2(b))。</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;">   </div> <p style="display: flex; justify-content: space-around;"> (a) (b) </p>
<p>②旋涡沿 z 轴运动($w_0 > 0$)和处于反压区($\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0$)时:由式(5), $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$即流动在该区减速。由式(4),$\lambda < 0$,涡轴附近的横截面流线为不稳定螺旋点形态,空间流线沿涡轴是散开的(形如图2)。</p>	<p>②旋涡沿 z 轴运动($w_0 > 0$)和处于反压区($\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0$)时:由式(5), $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$即流动在该区减速。由式(4),$\lambda > 0$,涡轴附近的横截面流线为稳定的螺旋点形态,空间流线沿涡轴是收缩的(形如图1)。</p>

图1 亚声速旋涡在其轴线附近的截面流线(a)和空间流线(b)

图2 超声速旋涡在其轴线附近的截面流线(a)和空间流线(b)

(续)

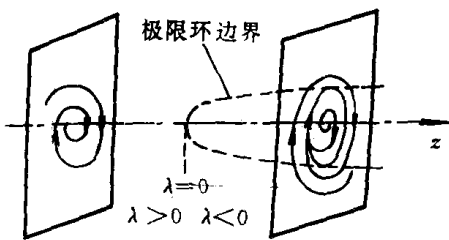
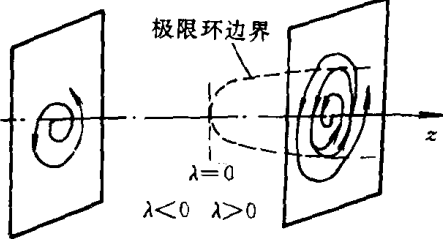
亚声速旋涡 ($Ma_z < 1$)	超声速旋涡 ($Ma_z > 1$)
<p>③ 旋涡沿轴运动并由顺压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0\right)$ 进入反压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0\right)$ 时; 由式(5), 相应旋涡由加速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$ 进入减速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$。由式(4), 相应旋涡由 $\lambda > 0$ 变为 $\lambda < 0$, 且由 $\lambda = 0$ 的位置起, 开始出现 Hopf 分叉, 产生稳定的极限环(图 3)。</p> 	<p>③ 旋涡沿轴运动并由顺压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0\right)$ 进入反压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0\right)$ 时; 由式(5), 相应旋涡由加速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$ 进入减速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$。由式(4), 相应旋涡由 $\lambda < 0$ 变为 $\lambda > 0$, 且由 $\lambda = 0$ 的位置起, 开始出现 Hopf 分叉, 产生不稳定的极限环(图 4)。</p> 
<p>④ 旋涡沿 z 轴运动且由反压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0\right)$ 进入顺压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0\right)$ 时; 由式(5), 相应旋涡由减速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$ 进入加速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$。由式(4), 相应旋涡由 $\lambda < 0$ 变为 $\lambda > 0$, 此时旋涡沿其轴线的分叉情况(形如图 4)。</p>	<p>④ 旋涡沿 z 轴运动且由反压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 > 0\right)$ 进入顺压区 $\left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_0 < 0\right)$ 时; 由式(5), 相应旋涡由减速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$ 进入加速区 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$。由式(4), 相应旋涡由 $\lambda > 0$ 变为 $\lambda < 0$, 此时旋涡沿其轴线的分叉情况(形如图 3)。</p>
<p>⑤ 旋涡破裂情况 由于旋涡的破裂是涡核附近的流线突然由原来的 z 轴方向向外偏离, 所以</p>	<p>⑤ 旋涡破裂情况 由于在 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$ 的减速区, 参数 $\lambda > 0$, 涡核附近的流线是向内收缩的稳</p>

图 3 $Ma_z < 1$ 的旋涡沿其轴线的分叉 图 4 $Ma_z > 1$ 的旋涡沿其轴线的分叉

(续)

亚声速旋涡 ($Ma_z < 1$)	超声速旋涡 ($Ma_z > 1$)
<p>它只能发生在 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$ 的减速区, 此时 $\lambda < 0$, 涡心附近的流线是向外散开的不稳定螺旋点形态。文献[1]已经指出, 存在泡型、螺旋型和泡-螺旋组合型三种破裂形态。</p>	<p>定螺旋点形态, 所以除非在发展过程中出现激波, 使轴向速度变成亚声速 ($Ma_z < 1$) 并且连续保持 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 < 0$, 旋涡不会破裂。在 $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_0 > 0$ 的区域, 参数 $\lambda < 0$, 涡核附近的流线是向外散开的不稳定螺旋点形态, 但轴向速度 w_0 是沿轴增加的, 在这种情况下, 不可能出现破裂点为驻点的破裂情况。</p>

以上分析, 忽略了粘性和热传导的影响。在雷诺数不是非常大时, 研究旋涡的演变, 应该计及式(2)、(3)中 G 和 F 。对以上结论的修正, 由于篇幅所限, 这里就不进一步讨论了。

三、数值模拟验证

关于亚声速旋涡横截面流态沿其轴向的变化特征, 文献[1]已列举了数值模拟验证的例题, 证明其结论是正确的。为了进一步验证超声速旋涡横截面流态沿其轴向的演变规律, 本节引用了扩张圆管内超声速旋涡的数值模拟结果, 它是陈坚强利用三阶精度的 ENN 格式通过求解 H_2, O_2 气体混合燃烧的 NS 方程而给出的。图 5 给出了计算网格图。设管道进口直径为 1, 出口半径为 2; 进口条件是: 在半径 $r \leq 0.5$ 的区域内, 为旋转的 O_2 气流, 其周向速度为 $v = \frac{4}{r}(1 - e^{-r^2})$, 轴向速度为 $u = e^{-r^2}$, 在 $0.5 < r \leq 1$ 的区域内为不旋转的 H_2 气流, 其周向速度 $v = 0$, 轴向速度 $u = 4 - e^{-r^2}$ 。两种气流的进口马赫数为 2.0, 温度、压力分别为 $T_\infty = 2000K$, $p_\infty = 1\text{atm} = 10^5\text{Pa}$ 。轴向气流进口的雷诺数 $Re = 4.25 \times 10^4$ 。图 6 给出了计算

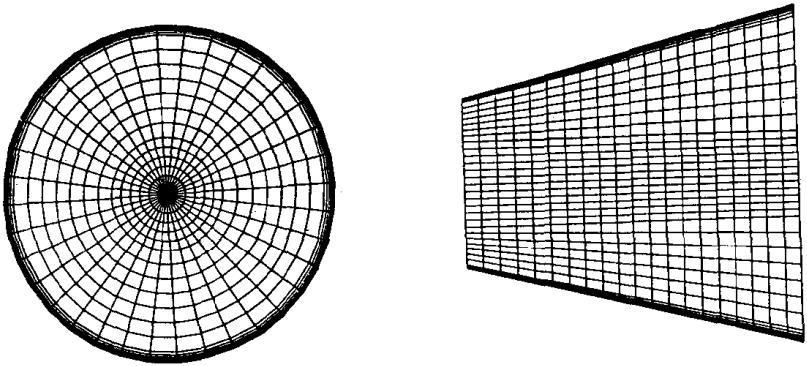


图 5 扩张管内旋涡运动的计算网格

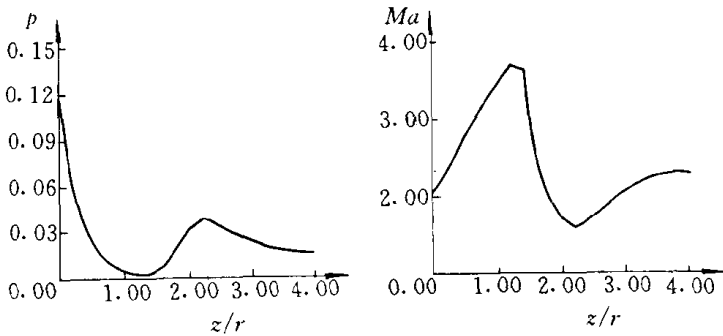


图 6 计算得到的扩张管道内旋涡沿轴向的压力和马赫数分布

得到的压力和马赫数沿涡轴的分布,可以看出,沿着涡轴,速度是超声速的,旋涡先经历一个顺压区,然后是一个反压区,再后又是一个顺压区。反压区的存在是由于 H_2 、 O_2 超声速剪切层相互干扰而引起的。还可以看出,压力取极值的位置,马赫数也近似为极值,这说明粘性耗散对式(5)的影响是不大的。根据前面的理论分析,我们可以预测,在第一个顺压区,于涡轴附近,其横截面流态是不稳定的螺旋点形态;从最小压力点起,在反压区一定出现一个不稳定的极限环,极限环内部,截面流态是稳定的螺旋点形态,极限环外,截面流线由极限环指向外部。从第二个压力极值点起,在第二个顺压区,一定有两个极限环,也就是说,除外面有一个原来的不稳定极限环外,内部还要产生一个新的稳定的极限环,此时在新的

极限环的内部,截面流态又变成了不稳定的螺旋点形态。图 7(a)、(b)、(c)分别给出了计算得到的三个横截面的流态,其中(a)的位置在第一个顺压区内;(b)在反压区内;(c)在第二个顺压区内。可以清楚地看到,图 7(a)的流态是不稳定的螺旋点形态;图 7(b)的流态有一个不稳定的极限环;图 7(c)的流态有两个极限环。计算结果和理论预测完全一致,这说明理论结论是正确的。

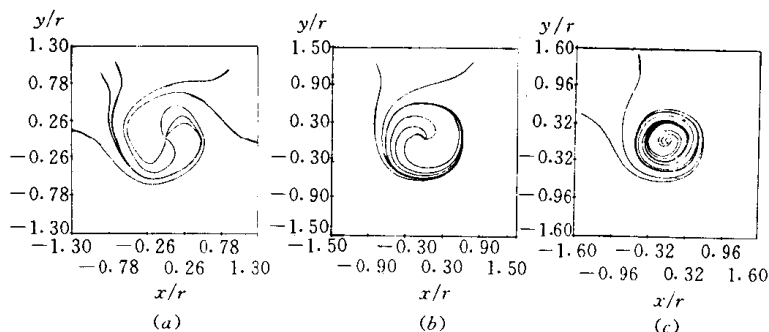


图 7 计算得到的旋涡三个截面上的流态

$$(a) \frac{x}{r} = 1.2; (b) \frac{x}{r} = 2.0; (c) \frac{x}{r} = 2.4.$$

四、结 束 语

通过以上研究,我们有以下结论:

①沿其涡轴向前运动的旋涡,其亚声速情况和超声速情况的流动性状完全不同。当 Reynolds 数很大时,在加速区,亚声速旋涡的截面流线在涡心附近为由外向内的稳定的螺旋点形态,空间流线沿涡轴走向是逐渐收缩的;但超声速旋涡,截面流线在涡心附近却是由内向外的不稳定螺旋点形态,空间流线沿涡轴走向是逐渐散开的。在减速区,两者的情况也是相反。此外,由加速区到减速区,两者的分叉情况和极限环的性质也不同,亚声速时为稳定的极限环,超声速时为不稳定的极限环。

② $Ma_z < 1$ 时,旋涡破裂出现在减速区 $\left(\left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_0 < 0 \right)$,并可能有三种破裂形态:泡型、螺旋型及泡-螺旋组合型。但 $Ma_z > 1$ 时,除非