

涡、声干扰研究的某些进展*

居鸿宾 钟芳源 沈孟育

上海交通大学动力系, 上海 200030

清华大学工程力学系, 北京 100084

摘要 综述射流和翼型绕流中涡声及声学控制流动的研究进展, 总结涡、声干扰的若干基本理论, 并讨论数值模拟在此领域中的应用.

关键词 气动力学, 气动声学, 涡运动, 流动控制, 数值模拟, 湍流

1 引言

涡与声是可压缩流中两种基本的运动形式. 前者是流体微元在切向扰动作用下由于粘性的作用而形成的一种有旋运动, 作为一个物理量它是指流体微元的旋转角速度 (即涡量), 而作为一种运动形态它又可表示涡量波或涡量集中的区域 (称为旋涡); 后者则是流体微元在法向扰动作用下压缩与膨胀的传播过程. 涡量波是横波而声波则是纵波, 此两者在气体运动过程中的能量转换及相互作用即称为涡、声干扰.

对涡、声干扰现象进行系统的认识首先是从探讨涡流及其与边界作用辐射 (或吸收) 声波开始的, 这一过程简称涡声. 涡声主要存在于各种动力装置中, 如喷气发动机和火箭发动机高速喷气所产生的射流噪声, 燃烧室和炉膛中的燃烧噪声, 各种叶轮机械 (风扇、压气机、涡轮、螺桨、风车等) 翼型表面的湍流边界层、尾涡脱落、来流脉动等引起的压力脉动所产生的噪声等. 为揭示涡声现象的本质, Lighthill^[1]建立了著名的气动声学比拟理论并奠定了气动力学与声学之间的交叉、边缘性学科——气动声学的基础. 近半个世纪以来, 气动声学得到了长足的发展. 随着人们对环境保护要求的日益提高, 这方面的研究更加受到学术界和产业部门的广泛重视. 由于航空业的发展, 各发达国家都在积极开展超大型、超高速民用运输机的研究与开发, 如美国宇航局正在进行的高速流研究计划就是其中一例^[2]. 早期研制的超声速运输机 (如英法联合生产的“协和号”) 往往因为噪声太大而得不到广泛应用, 所以一代产品就把气动噪声控制列为需着重解决的关键技术. 同样, 对一般工业叶轮机械中气动噪声问题的研究也有相当重要的地位, 如动、静叶干扰的非定常本质及其噪声问题就被列入我国 1995 年国家基础性研究重大项目计划之中^[3].

* 国家教委博士后基金资助项目

涡、声干扰的另一个表现形式是声波对涡的控制作用。一定强度和频率的声波可以改变射流中大尺度涡的产生和发展,在小尺度湍流基础上,声波对大尺度结构起锁相作用,由此可以研究射流中的大尺度拟序结构;声波还可以控制绕翼型或钝体流动的分离、转捩和再附着,由此使失速翼型获得很高的升力,这种利用非定常效应提高升力的脱体涡流型是下一代航空流型的发展趋势^[4,5],而且这种新流型对一般工业叶轮机机械也多有借鉴^[6]。

声波与涡的非线性作用在产生振荡分量的同时也会导致时间平均意义上涡流结构和强度的变化,这就是涡、声干扰的第三种重要形式,即声学整流,它是涡、声干扰中最有应用价值的效应之一。

总之,涡、声干扰大致有如下三种情形:1. 涡声。在通常意义下气动声学研究的主要是涡声问题,但它侧重于从宏观、整体上把握涡发声的本质和量的特征,而“涡声”研究则更侧重于微观机制;2. 涡、声同量级的线性或非线性作用,包括声波对流动的控制及其在流动中的传播;3. 声学整流。这3个方面的基本内容及其在90年代之前的进展在文献[4,5]中有详细阐述,本文将对涡声与声控流动的基本物理过程以及实验方面的最近(包括90年代至今)工作作进一步总结,内容包括射流噪声及其声学控制(第2节),翼型绕流噪声及其声学控制(第3节),以及可压缩湍流中涡声作用基本理论(第4节),最后对数值模拟(特别是差分方法)在涡、声干扰研究中的应用作了简述。

2 射流噪声及其声学控制

低速射流噪声的研究源于早期喷气发动机噪声问题,它是声学比拟理论应用最成功的例子之一;而高亚声速、超声速射流噪声问题的研究则是目前高速流研究的关键技术。

2.1 亚声速射流噪声

Goldstein^[7]根据声学比拟理论对低马赫数(Ma)射流噪声做过一般性分析,指出其声功率主要来源于前 $8D \sim 10D$ (D 为喷口直径)掺混区。后续更深入的研究揭示出大涡拟序结构对射流噪声的重要性。初始的大尺度拟序结构是主要的声源,这一点已为大家共识。任一脉动都可分解为拟序脉动和随机脉动两部分,前者是更重要的声源。

射流混合层中的流动与湍流统计特性均有自相似性,其扩散率较小时可以认为是局部准平衡的。根据统计力学理论,如果一个系统处于平衡态,则其大尺度脉动可以表示为正则模态(normal models)的线性叠加,射流中的正则模态是剪切流中的不稳定涡波,所以大尺度湍流可以用不稳定波描述。基于这种认识,Crighton^[8],Ffowcs-Williams & Kempton^[9],Huerre & Crighton^[10],Liu^[11]和Mankbadi^[12]等通过模化不稳定波或涡配对过程计算了Lighthill应力源与相应的声场,Mankbadi & Liu^[13]则模化了拟序结构与时均流及随机湍流作用而发声的过程。这些理论分析都证明了大涡结构作为噪声源的重要性。Laufer & Yen^[14]通过实验研究了涡配对与远场声压之间的关系。实验中圆管射流受到不稳定频率波的激励,脉动锁定于基频不稳定波及其亚谐波上。基频波向下游运动时幅值按指数形式增长,达到饱和后衰减。饱和过程与周期性涡生成有关。一阶、二阶亚谐波发展过程基本同此,射流中的脉动主要就是由此基频波及一、二阶亚谐波引起的。

若将速度分解为时均和脉动两部分,则Lighthill应力源 $T_y = \rho u_i u_j$ 就分解为一阶脉动

与时均剪切流作用而产生的剪切噪声以及二阶脉动自噪声。一般认为前者因速度脉动的线性性质而成为较重要的噪声源，后者关于速度脉动是二阶的，因而作用较小。但根据这种假设进行的计算（Huerre & Crighton）^[10]与实验结果相比有许多不符之处，如计算得到的声强其方向性与某四极源因子有关，但实验并未观察到这一点；计算所得远场声压与速度脉动成线性变化，而实验结果并非如此。实验结果表明，尽管近场声压随速度脉动成线性变化，但在远场此二者基本上是平方相关，这说明非线性涡声过程也极为重要。Mankbadi^[15]强调了湍流自噪声的重要性，证明不稳定波的自噪声相对于剪切噪声也是不可忽略的。

2.2 高亚声速、超声速射流噪声

图 1 是某典型的非完全膨胀超声速射流远场声压谱^[16]，由于湍流度加强，其掺混噪声（Strouhal 数 $St < 0.4$ ）比亚声速射流有了进一步提高；当喷管在非设计工况下工作时由于流动阻塞（收缩喉管）、欠或过膨胀以及激波的存在（缩放喷管），射流还会有很强的阻塞噪声和与激波有关的离散噪声和宽频噪声（图 1 中 $St > 0.4$ ），此类噪声近场强度可达 160 dB，足以引起结构疲劳及其它有害的振动，而在远场其噪声水平也远远超过现有的环保要求，所以降噪被认为是高速射流首先要解决的问题。

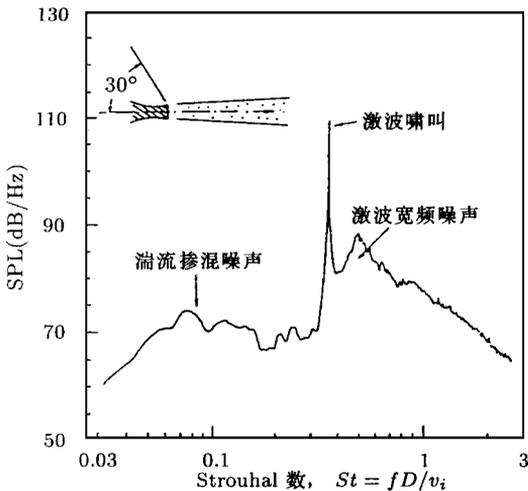


图 1 非完全膨胀超声速射流远场典型声压谱^[16]
(设计 $Ma = 2$ ；实际 $Ma = 1.5$)

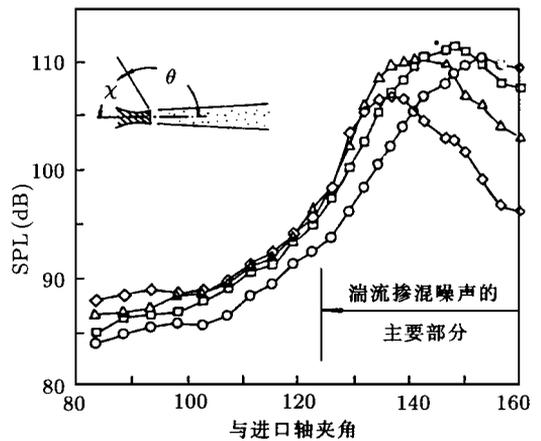


图 2 射流噪声的方向性^[17]
($St = 0.067, 0.12, 0.2, 0.4$ ； $Ma = 2$ ； $T = 500 K$)

掺混噪声 图 2 是某射流中噪声随观察角 θ 的变化关系， $\theta < 130^\circ$ 时声压级基本上是均匀的且无明显的方向性，一般认为这是由小尺度湍流产生的；而在下游 ($\theta > 130^\circ$) 这种噪声得到加强，实验和理论分析都表明这才是超声速流掺混噪声的主要部分且源于大尺度湍流结构。Tam^[17]指出，当大尺度湍流不稳定波传播速度相对于环境声速为超声速时其发声效率最高，且此不稳定波谱是白噪声在管口激励的结果。关于激波结构对掺混噪声的影响 Kim 等^[18]从计算的角度作了研究，结果表明无论激波结构如何，当喷管压力为常数时其掺混噪声相同，也就是说掺混噪声几乎不受激波结构的影响。

Lighthill^[1]根据声学比拟理论得到亚声速冷射流的总声功率约为

$$W = k^2 D^2 V^8 / (\rho_0 c_0^5)$$

其中 ρ_0 为射流密度, D 为喷管直径, V 为射流速度, ρ_0 为大气环境密度, c_0 为大气声速. 这就是著名的射流噪声速度 8 次方律. 我国学者马大猷认为 Lighthill 应力源的本质是“力”而不是“速度”, 所以声功率应与超压 (射流滞止压力与环境压力之差) 相联系, 据此他建立了关于超压的噪声源项^[19], 所得规律很容易推广应用范围至阻塞射流的湍流噪声.

激波啸叫 (screech tone) 激波啸叫是喷管在非设计工况下工作时存在的一种强噪声. Powell (见 Tam^[20]) 和 Tam^[20] 指出激波啸叫是由一反馈机制产生的, 它包括 3 个基本单元: 即反馈声波, 不稳定涡波以及激波 (图 3). 喷口外剪切层薄且易受激励, 声波与管口作用发出不稳定涡波, 涡波向下游传播时从主流获得能量并不断增长, 大约经过 4, 5 个激波后, 涡波具有足够的能量与激波作用产生很强的声波, 一部分声波传至管口又激发出不稳定涡波, 由此完成一个循环. 在这个反馈过程中也包含一个声控射流的过程, 这种控制由过程本身完成, 因而可称为射流的被动控制.

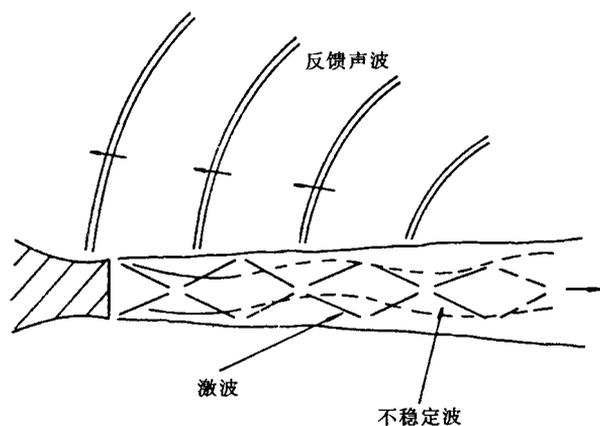


图 3 激波啸叫反馈过程

激波宽频噪声 大尺度湍流 (不稳定涡波) 向下游传播时与激波作用产生声波, 声波相互干涉产生扰动, 一部分扰动的相速度相对于环境声速达到超声速时就成为激波宽频噪声源, 对此 Tam^[21~23] 的一系列理论分析结果与实验比较都很一致.

2.3 亚、超声速射流的声学控制

正如前言所述, 声学控制流动的目的是对射流中的大尺度结构起锁相作用或对翼型流动中转捩、分离、再附着以及掺混等实施主动控制, 另外, 由此还可研究发动机内部噪声与喷管射流之间的作用, 进而讨论额外噪声 (excess noise) 和激波啸叫的产生机理与控制.

Crighton^[24]对亚声速射流声学控制的机理进行了详细描述, 认为声与流体作用的内因是源于流动过程本身的不稳定性, 剪切层速度分布的拐点引起这种不稳定性, 使得射流对声波或水力 (hydraulic) 扰动极为敏感.

Class^[25]很早就讨论了超声速射流自身存在的反馈声波对射流扩展及衰减的影响, Yeryomin & Kondratiev^[26]则首次对超声速射流实施了声学主动控制, 发现声强越高, 射流的扩展及衰减过程进行得越快. Pimshtein^[27]的研究发现, 超声速射流喷口的声波强度至少应是射流总压的 0.1% ~ 0.2%; 高强度声波垂直于射流边界入射时, 射流中会产生出空间尺度依赖于射流速度和频率的扰动, 此扰动沿射流边界运动, 在尺度增长的同时向周围空间发射频率与外加激励相同的马赫波. Pimshtein^[28]在他的另一篇文章中详细讨论了上述扰动的形成与发展初级阶段的特性, 控制声波为锯齿型波, 声压级达 160, dB ~ 170, dB. 他发现: (1) 由于 $k_0/k = O(Ma)$ (k_0 : 声学波数, k : 扰动波数), 所以在超声速射流中扰动的波数可能与入射声波波数 (或其在扰动传播方向的投影) 相一致 (而这在亚声速射流中基本上是做不到的), 这样声波入射角对射流声控效果的影响就很大. 图 4 是文献 [28] 中的一个结果, 当入射角 α 由 $30^\circ \sim 160^\circ$ 变化时扰动增量不断加大, 160° 时, 射流初始阶段声波在射流边界的投影相速度与扰动传播速度相等, 此时扰动增量最大, 关于这一点一种可能的解释是: 声波与其激发的扰动之间直接作用, 即声波将能量传至涡波; (2) 声波入射角最大 (即产生的扰动最强), 或者声波强度足够高时, 最大幅值的大尺度扰动增长的结果就可能形成激波, 它与射流本身的激波并存, 但后者位置基本上是静止的, 而前者则随扰动一起运动, 它的形成与扰动相对于射流的运动有关, 其情形与高速气流中存在一夹杂物类似; (3) 扰动形成的初级阶段几乎不受射流总压和静压的影响, 且此扰动不但影响混合层而且影响到势流核; (4) 对业已形成的扰动声波强度似乎并无太多的影响, 扰动的产生几乎完全是由管口附近的声波方向和强度决定的, 若在管口及其后部同时施加声波但管口处声压级较后部小 (如小 15 dB), 则扰动仍仅在管口处产生.

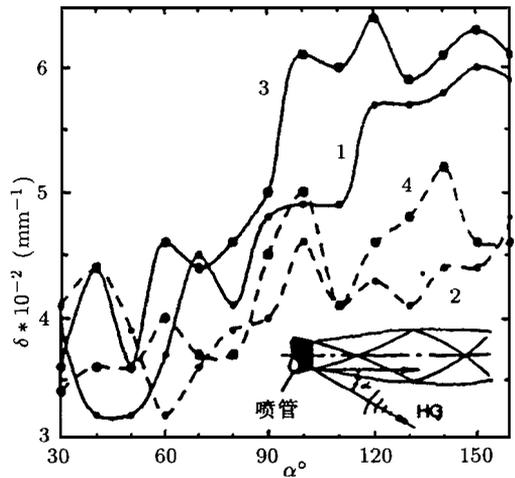


图 4 射流边界扰动增量与声波入射角 α 的关系^[28]

3 存在固体边界时的涡、声干扰

流体流过物体 (本文重点讨论叶轮机械中的叶片) 时, 来流脉动涡、湍流边界层、物体表面脱落涡等均引起物面压力脉动和宽频噪声, 所以对此类问题的研究一直是气动声学及气动弹性分析的主要内容. 另外对物体 (尤其是翼型) 表面流动的声学控制也具理论和实际意义, 因为在声波作用下翼型绕流的流动特性及其升力会发生很大的变化.

3.1 叶轮机械涡流噪声

按频谱特性分, 叶轮机械中有离散噪声和宽频噪声两大类, 前者与动叶通过周期性势场或通过激波系有关, 后者则是涡运动的结果. 根据 Ffowcs Williams & Hawking^[29]的分析, 叶轮机械声源包括四极子源 (湍流脉动)、偶极子源 (固体边界对流体的作用) 和单极子源 (物体的运动), 各种声源的相对重要性与叶片运动马赫数有关, 工业上常用的低转速、低流

量通风机械中偶极子源是主要的声源，而喷气发动机、高涵道比风扇发动机中四极子源就不容忽视且厚度源（单极子源）也显得尤为重要。

涡声在叶轮机械噪声中扮演着极为重要的角色，它包括：(1) 湍流噪声（对低速流此项可以忽略）；(2) 非均匀来流（涡脉动或熵脉动）与物体作用产生的噪声（干涉噪声，它对所有速度范围都是重要的）；(3) 物面上湍流边界层引起的噪声（一般较小）；(4) 尾涡脱落引起的噪声，它是叶轮机械噪声中最重要的部分，尤其在低速流中占绝对重要的地位。

下面对干涉噪声的理论发展作较详细的阐述，因为由此而发展的线性涡、声作用理论具有极重要的意义和应用。对干涉噪声经典的处理方法是应用 FW-H 方程^[29]（对湍流边界层噪声、尾涡脱落噪声的处理同此），物面压力脉动可由实验测得或通过理论与数值分析得到；平均场对声波的散射、物体周围非定常脉动等均视为四极子源，它的计算依赖于对非定常量的体积积分。求解过程如图 5 路径、所示。这种方法已有很多成功应用，如 Amiet 用于分析湍流中的翼型噪声^[30]、Lowson 用于分析螺旋桨、透平噪声^[31]等等。这些工作中物面非定常载荷由线性气动力学理论获得并假设时均流均匀且来流脉动不受物体的影响，声场在均匀介质中传播，四极子源没有考虑。

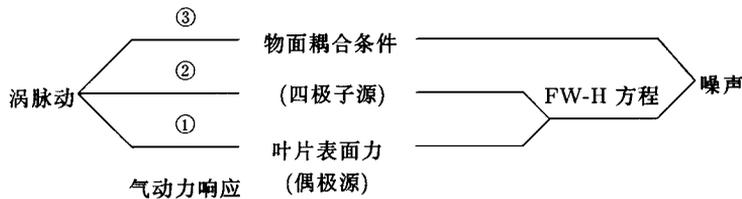


图 5 涡声问题求解方法

物体（尤其是负载叶片）所引起的来流脉动畸变并非总是可以忽略的；另外，对中、高 Ma 流及高频脉动来说，四极子源噪声也很重要，其幅值可与偶极子源噪声相当，这种相对重要性依赖于叶片载荷、 Ma 数、脉动强度等参数^[32]。所以对亚声速及跨声速流同时考虑偶极子源和四极子源是必要的，这就需直接解出流场所有非定常量（图 5 中路径 ）。从更广泛的意义上讲，物体在扰动流中相对运动时的物理过程一直是空气动力学和水动力学关注的重点。非均匀来流（如进口畸变、湍流、粘性尾迹、二次流、动静叶干扰等）与物体作用产生脉动力从而引起有害的振动并辐射噪声。在随体坐标系中扰动可描述为涡波（有时还有熵脉动），亦称“阵风”（gust），根据物体对此运动涡影响的性质，干涉噪声可大致分为如下两种情形：

(1) 薄翼型绕流 此时扰动对均匀流的偏移较小，脉动部分可与定常流（通常为势流）分开单独处理，翼型被视为具有等效投影面积的零攻角平板，来流畸变在物面上满足合速度的法向分量为零（理想流体）或无滑移条件（粘性流体）。如此简化之后的物理过程可用常系数微分方程描述，对此 Sears^[33]最先研究了阵风下翼型的载荷和噪声问题。

(2) 钝体绕流 具体讲是指物体对来流影响不可忽略的情况。除非是不可压流，此类问题的描述方程一般是变系数的。这方面研究由 Kovaszny 关于均匀流的讨论开始^[34]，他将脉动线性地划分为涡、声、热三种运动模式，每种模式独立存在，涡脉动速度因无散度而不产生压力脉动，涡、声耦合只在边界处存在。但在非均匀流中，涡、声之间存在线性作

用^[35]。Goldstein 提出一种统一的速度分解方法^[36]，对等熵流，脉动速度可分解为两部分：(1) 势脉动速度 $\nabla \phi$ ，它与非定常脉动压力对应因而称为声脉动速度并满足变系数、非齐次输运波动方程；(2) 涡相关的脉动 $u^{(1)}$ ，场内任一点处此类脉动均由来流涡脉动与时均流的 Lagrangian 坐标唯一确定。这样干涉噪声的求解就简化为求解一波动方程的边值问题。一方面，涡相关的脉动是场内势脉动的源，另一方面， $\nabla \phi$ 还与 $u^{(1)}$ 在边界处耦合而相互作用。 $u^{(1)}$ 在上游远处趋于纯的涡脉动，而在场内则失去无散特性，所以 $\nabla \phi$ 也称为非均匀流与物体引起的来流涡脉动畸变。这种理论较适合于涡声问题，对声控流动问题是不适用的。

在粘性流中物面存在滞止点，时均流 Lagrangian 坐标在这样的点及整个物面与尾迹上是奇异的，由于 Goldstein 得到的涡相关脉动 $u^{(1)}$ 正比于此种坐标梯度，所以相应的涡脉动亦即上述波动方程的边界条件也是奇异的。Atassi & Grzedzinski^[37]注意到速度在物面不存在奇性，所以引入另一势脉动 $\nabla \tilde{\phi}$ 消除涡脉动奇性，即将速度分解为：(1) 包含势脉动 $\nabla \tilde{\phi}$ 的脉动涡，其中 $\nabla \tilde{\phi}$ 由来流扰动和时均流参数决定，涡速度本身在物面和尾迹上满足无滑移条件；(2) 与 Goldstein 相同的势脉动，但输运波方程源项是新定义的涡脉动的函数。利用这种分解方法，文 [38] 对负载叶片的三维非定常涡流气动力响应做了频域分析，而文 [39] 则由此直接计算了翼型及叶栅在三维阵风干扰下的声辐射。但 Caruthers & Dalton^[40]发现上述方法并不能有效地消除脉动涡线性分量的相位奇性，而求解过程又相当复杂，如势脉动差 $(\nabla \tilde{\phi} - \nabla \phi)$ 在无穷远处不再满足无反射边界条件等。他们发现，在数值方法中尽管计算网格加密时时均流速度趋于零，但一般并不严格为零，即数值上一般没有奇性，且数值结果的网格疏密敏感性较弱，所以数值处理此类问题时可不考虑脉动涡的奇异性。

上面阐述了来流扰动与物体作用产生脉动力和噪声的分析方法及理论进展，有关涡、声模式划分及其作用的数学描述下面还将涉及。至于湍流边界层与尾涡脱落噪声，更多的工作是建立在 FW-H 方程基础上^[41~43]，通过建立涡与脉动力之间的关系获得声场。要利用上述速度分解理论处理此类问题则首先需得到边界层涡流或尾涡脱落的近似解析或数值解，但目前仍未见这方面的工作。

3.2 声学控制翼型流动

较早发现一定频率和强度的声波可以改变边界层转捩特性的是 Schubauer & Skramstad^[44]；而 Collins^[45,46]最先利用外部声波控制机翼附面层分离从而提高了升力；80 年代后 Ahuja^[47]等系统研究了采用内部和外部声波激励翼型绕流的效果，为走向实用打下了基础；Zaman^[48~50]指出声波最佳频率与实验风洞横向声学共振频率有关；国内的董国平等^[51]对来流脉动下大攻角翼型绕流声控问题进行了详细的实验研究；Hsiao 等^[52]通过内部声波作用于边界层从而提高了声控效率。

声学控制翼型绕流理论研究的重点是：(1) 声波的最佳频率（范围）与流场的关系；(2) 声压阈值（具有声控效果的最低声压值）与流场的关系；(3) 声波与流场作用的机理——入射声波是作用于层流边界层，或是分离气泡外剪切层；还是作用于湍流中的涡？通过对这些问题的分析可以探讨不同雷诺数或气流入射角下的声控效果。

Zaman^[48~50]的一系列实验主要是在低 Re 数下进行的。结果表明对流动起控制作用的是声振速度而非声压，所以在实验共鸣腔内，翼型处于共振速度最大值节点时升力提高最

大；低 Re 数时分离前的层流边界层是稳定的，所以声波的作用与分离气泡外自由剪切层有关，加入的扰动主要是在自由剪切层下游得到放大，在上游层流边界层及下游充分发展湍流中作用不明显；流动入射角 较小、翼型吸力面只发生层流分离时，声压级只需高出环境几个分贝 (dB) 即可有效地控制分离，最佳声波频率约： $St \sqrt{Re} = 0.02 \sim 0.03$ ；随着 增大流动进入完全分离的失速状态，在低 Re 数流中此种分离由分离气泡占据整个弦长形成，此时升力需在很大的激励下才能得到提高， St 也相应变大；在失速点附近，增加声振幅可使分离气泡破碎或尺度变小，这样升力提高的趋势就会突然中断。

董国平等^[51]的工作是针对较高 Re 数并有周期脉动来流的情况进行的，实验中流动基本上处于湍流状态，结果表明来流脉动提高了激励声波的阈值而其频率对声控效果基本没有影响。更高 Re 数下的声控实验很少，可以预计， Re 数越高则声控效果越弱。

一般认为声学控制流动的理论核心是涡流中不稳定波的受迫激发及其与声波的耦合^[4,51]。物面（尤其是锐缘，如翼型前、后缘，射流喷口等）是能量从声波向涡波转化的中介。在无粘流理论中这个中介是指消除锐缘奇异性的非定常 Kutta 条件；若考虑粘性，声波在前缘是通过一个称为 Stokes 波的涡波与边界层不稳定波相匹配的。根据 Zaman^[50]关于声波是作用于分离区外自由剪切层这一认识，文 [53] 对剪切流中涡、声非线性作用进行了摄动分析，认为激励声波强化了各向异性大涡生成高阶涡的过程，从而加强了主流与分离区之间的能量输运并促使流动再附。

4 涡、声干扰理论简述

现有的涡、声干扰理论主要有：(1) 气动声学比拟理论，它较成功地解释了射流和叶轮机械噪声问题；(2) 自由剪切层或边界层对声波的感受性理论，它是声学控制流动的理论基础；(3) 声学整流理论；(4) 可压缩湍流的涡、声作用机理，其核心是速度矢量关于涡、声模式的分解（如 Goldstein 的速度分解^[36]，Stokes - Helmholtz 分解等）。

文献 [4, 5] 有关于前三个理论较详细的总结，本文对声学比拟理论的某些方面作些补充，然后着重对可压缩湍流中的涡、声作用作一阐述。

4.1 气动声学比拟理论

将 Navier - Stokes 方程重新组织成波动方程的形式，即

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

其中源项表示涡度较集中的不可压流区域，波动算子描述了不可压流动产生的声波运动，这就是气动声学比拟理论的基本框架^[11]。

Lighthill (1952)^[11]得到的湍流与声之间的能量统计关系要求知道某种参量的脉动平均值，如 Lighthill 应力张量的延迟时间 - 空间四阶协方差。Proudman (1952)^[54]利用这种方法在某些统计假设条件下得到各向同性湍流单位体积声功率估计式为（ r 为源位置矢量）：

$$p_s = \frac{0}{4 c_0^5} U d r$$

其中声源

$$U = \frac{\partial^4}{\partial T^4} P_{xx,xx}(r), \quad P_{xx,xx}(r) = (u_A^2 u_B^2 - u^2)$$

u_A, u_B 为 A, B 两点处沿观察方向的速度分量, T 为延迟时间. 在此基础上, Lighthill (1993)^[55] 未作任何统计假设而建立了上述四阶协方差和二阶协方差与湍流平滑因子 $k = u^4 / u'^2$ 之间简单的关系

$$\frac{u^2(x) u^2(x+r) - u^2(x)^2}{u(x) u(x+r)^2 (k-1)} = 1$$

其中 x 为观察点矢量. 基于这一关系 Lilley (1994)^[56] 结合 Sarkar & Hussaini (1993)^[57] 关于湍流噪声直接数值模拟的结果重新研究了 Proudman 的工作, 得到总声功率估计式为

$$p_s = \rho_0 U^8 / (L c_0^5)$$

其中 Proudman 常数与湍流平滑因子和速度的二阶空间协方差有关. Zhou 等^[58] 通过实验确定了高 Re 时的 k , 并证明了 Lighthill 所建立的关系和 Lilley 分析的正确性.

对各向同性湍流声学特性研究的一个基本假设是源域的密度 ρ_0 为常数, 其 Lighthill 应力张量可简化为 $T_{ij} = \rho_0 U_i U_j$ (U_i 为不可压速度), 这显然是低 Ma 流动下的一种近似. Hardin & Pope^[59] 将各参量分解为

$$u_i = U_i + u_i \quad p = P + p \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2$$

其中 u_i, p, ρ_1, ρ_2 为不可压缩量 U_i, P, ρ_0 基础上的可压缩脉动. 声源区的湍流并非完全是不可压的, 与不可压压力变化 P 相应地还存在密度变化 ρ_1 , 此称为水力密度, 所以波动方程应为

$$(\rho_0 + \rho_1) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [(\rho_0 + \rho_1) U_i U_j]$$

可见 Lighthill 声学比拟方程中包含了水力脉动而非仅仅是声学脉动, 因有 $\rho_1 \sim x^{-2}$, $\rho_2 \sim x^{-1}$, 在远场水力密度脉动 ρ_1 很快衰减因而只存在声学脉动 ρ_2 . 由于

$$c_0^2 \nabla^2 \rho_1 = \nabla^2 P = -\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (U_i U_j)$$

所以声学比拟方程应为

$$\rho_0 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho_1 U_i U_j)$$

相对于原 Lighthill 方程而言, 此方程源项包含了水力密度的时间导数项.

4.2 可压缩湍流中的涡、声作用理论

Moyal (1952)^[60] 在研究可压缩均匀各向同性湍流谱时, 在谱空间中将速度场分解为纵向分量 (随机噪声) 和横向分量 (湍流) 两个部分, 这实际上等价于物理空间中速度的 Stokes - Helmholtz 分解, 前者即通常意义上的声学量或可压缩湍流, 后者则为不可压缩湍流或称涡分量. 后来 Kovaszny (1957)^[61] 在物理空间内将均匀可压缩湍流线性分解为三种运动模式, 即声波运动、涡输运及热输运, 这三种运动相互独立地存在, 其间的相互作用仅存在于边界处的耦合.

在线性分析的基础上利用摄动法可以研究涡、声弱非线性作用. Chu & Kovaszny^[62] 建立了均匀流中三种运动模式非线性作用的摄动理论, 给出可压缩湍流中涡、声作用的一些物

理本质，从而为若干实验结果的解释奠定了理论基础。在此基础上 Simcox^[63] 给出一阶声、涡作用产生的二阶涡解。至于非均匀流，文献 [53] 对剪切层中的弱非线性作用进行了讨论，此时同阶脉动也因（速度等）梯度的存在而耦合，其间的弱非线性作用以质量型源、力型源的形式出现于高阶摄动方程中；声波所控制的是各向异性大涡，二者之间的频率存在简单关系 $\omega_r = \omega_p / c_r$ （ ω_p 为涡圆频率， ω_r 为声波圆频率， c_r 为涡相速度），其二阶生成涡的频率近似于一阶声波频率；声压级对声控效果的影响成指数型关系并存在一阈值，低于此值后声波与涡之间的作用是微弱的。另一个非常重要的工作是由 Tatsumi & Tokunaga^[64,65] 完成的，他们讨论了压缩波、膨胀波、接触间断之间的相互作用，认为异簇波作用会改变波的幅值、相速度及其传播方向，而同簇波作用时波发生合并。

关于涡、声干扰的完全非线性分析，这里首先介绍 Doak^[66,67] 建立的非均匀流中动量势气动声学统一理论。这个理论有两个特点，一是将动量密度 ρu 而非质点速度 u 作为自变量，并对之作 Stokes - Helmholtz 分解，结合连续方程后涡运动模式直接从声、热运动中分离出来；二是关于声、热运动的划分依赖于预先的定义。从 Doak 的理论可以得到已有的声学比拟方程，且数学处理比较简洁，但在某些情形下此理论并不适用。首先， ρu 的无散有旋分量并不是严格意义上的涡旋动量密度，无旋的速度场也可能存在有旋的动量密度分量，特别是近弯曲边界或高 Ma 数流动；其次，声、热模式的划分依赖于线性化或摄动分析^[68]，在完全非线性情形下二者不可严格区分。

对低 Ma 数可压缩均匀各向同性湍流中的涡、声干扰问题已有一些系统的研究。在气动声学比拟理论一节中已讨论过此种情形下声功率估计的一系列理论，那是将流场视为不可压涡场，而对可压缩性引起的声学运动及涡演化特性、湍流模式理论中胀压相关项的模化等问题，Erlebacher, Sarkar, Hussaini, Kress^[69~71] 以及 Blaisdell^[72] 等均进行了杰出的理论与数值分析研究。 Ma 数较低时一般将流动视为不可压，其速度的散度随时间变化保持或近似保持为零，在气动声学比拟理论中仅作为远场声波的声源，近场中的声波运动被忽略或被笼统地归入 Lighthill 应力源。但分析表明，即使 Ma 数很低且初场是纯粹的涡度场，速度散度也会在与 Ma 数同量级的时间尺度内迅速增大。Erlebacher 等^[69] 针对此问题发展了一种逼近理论，通过变量分解将原问题划分为两个简单的子集，一个是不可压涡运动方程，此子集被认为是已知的；另一个子集则为可压缩运动发展方程，对此方程可按 Ma 数展开，由此建立一初值问题并讨论初始条件对湍流中涡、声运动结构及其动力学特性的影响，根据分析结果将初始条件进行分类并预测湍流的总体特征。

若 $Ma \ll 1$ ，声速远大于流体运动速度，则声学时间尺度 $O(Ma)$ 就比运动时间尺度 $O(1)$ 小得多，且 Re 数很大时此二者均比粘性时间尺度小，这样，无量纲速度和压力可作这样的分解：

$$u = u^I + u^c, \quad P = 1 + p = 1 + Ma^2 p^I + p^c \quad (p \ll 1, \quad p^c = O(Ma^n))$$

其中 u^I, p^I 满足不可压 N - S 方程， u^I 是有旋无散的： $\nabla \cdot u^I = 0$ ，而 p^I 有： $p^I = O(u^I{}^2)$ ，其变化的时间尺度是运动时间尺度，因而在所讨论的声学时间尺度上可认为是常量； u^c, p^c 为可压缩性产生的速度、压力分量，满足完全可压 N - S 方程减去不可压 N - S 方程后得到的方程，此方程在时间尺度上的低阶截断式为线性声波方程，压力与速度的

耦合只由初场实现, 在此截断近似中保持无旋. 所以, 在运动时间尺度上 $\nabla \cdot u = 0$, 但在声学时间尺度上 $\nabla \cdot u = \nabla \cdot u^c$ 与时间导数项相平衡. 总之, $\nabla \cdot u$ 在短时间内可有较大的变化而在长时间上平均时则趋于零.

即使初场中的 u^c 完全是无旋的, 随着时间的演变 u^c 并不保持这一性质, 在较短的时间内由于可压缩性而产生的涡量 $\zeta^c = \nabla \times u^c$ 与体积变化率 $d = \nabla \cdot u$ 之间满足关系:

$$\overline{\zeta_i^c \zeta_j^c} = O(Ma^2) \overline{d^2}$$

即 $\nabla \times u^c = 0$, 只不过它的量级很小, 所以可压缩性对涡场的影响要比对声场的影响小得多.

Erlebacher 等^[69]按声学脉动压力与不可压流脉动压力间的相对大小将初场分成两类并讨论了涡场与声场的量级关系. Sarkar^[70]通过数值模拟证明对中等 $Ma (< 0.5)$ 上述分析也成立, 并且数值结果显示经过若干个声学时间尺度后声学量的幅值逼近于一个平衡值, 此时可压缩性引起的动能与势能相等, 这种能量均分性质一般只在无耗散线性系统中才有, 而此处非线性、低 Ma 数耗散湍流中也有这种关系, 所以它是涡、声干扰的一个重要特征.

5 数值模拟在涡、声干扰研究中的应用

计算流体动力学已得到快速发展, 这种趋势不可避免地渗透到涡、声干扰研究之中. 相比于流体动力学所侧重的问题来说, 涡声干扰问题除了要了解声源区域的流动特性外, 还要探讨远场声波的方向和谱能量分布, 这要求数值方法在全场都有一致的精度. 涡、声干扰所涉及的波数和频率范围也扩大了, 这就对计算方法提出了更高的要求, 表现在差分格式上就是要求格式具有尽可能小的频散、耗散误差和各向异性; 为使计算中波在传播一定距离后不失真, 格式还应尽量保持原控制方程的色散关系; 边界条件也很重要, 在远场需进行无反射处理, 在固壁则需防止非物理寄生反射波的产生^[73,74].

用数值方法处理涡、声干扰问题在发达国家的航空工业研究部门已得到一定的发展. 近年来 IUTAM、NASA、AIAA 召开的一系列国际会议以及 AIAA Journal, Journal of Computational Physics 等权威性刊物均有关于涡声问题数值分析的文章发表, 内容涉及射流噪声、混合层噪声、边界层噪声、固体表面对声波的散射和屏蔽等. 这方面的研究不仅停留在方法上, 其程序已被成功应用于射流声学比拟理论研究. 涡声数值模拟的目的还在于为降噪提供依据; 现有降噪方法 (如针对射流噪声设计的混合器式引射器喷管或加声衬材料的喷管等) 均不可避免地降低了气动性能并增加了重量, 涡声模拟应将气动声学、气动性能 (甚至包括颤振等其它特性) 等结合在一起从而进行优化分析和设计. 在声学控制流动数值分析方面的工作还刚刚开始, 最近 Lu 等^[75]对翼型尾缘声、涡作用进行了数值模拟, 结果也是令人鼓舞的.

关于涡、声干扰数值模拟中的若干关键问题已有过许多工作, 如关于物理问题的分类、控制方程的提法、针对中等马赫数流动的中心差分型格式及其优化, 针对高马赫数流的迎风型差分格式及其多维格式的设计等等, 但总的来讲还有很多工作要做, 关于这一点将另文阐述.

参 考 文 献

- 1 Lighthill M J. On sound generated aerodynamically II. turbulence as a source of sound. *Proc R Soc*, 1954, A222: 1 ~ 32
- 2 Smith B A. NASA Ames evaluates noise suppression. *国际航空*, 1995, 9: 31
- 3 国家科学技术委员会. 国家基础性研究重大项目计划 (攀登计划). 1995
- 4 吴介之. 波涡相互作用研究的某些进展 (I). *力学进展*, 1991, 21 (4): 430 ~ 443
- 5 吴介之. 波涡相互作用研究的某些进展 (II). *力学进展*, 1992, 22 (1): 35 ~ 45
- 6 刘景梅, 周盛. 叶轮机械新流型探索综述. *航空动力学报*, 1995, 10 (3): 205 ~ 209
- 7 Goldstein M E. *Aeroacoustics*. New York: McGraw - Hill International Book Company, 1976. 293
- 8 Crighton D G. Basic principles of aerodynamic noise generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 1975, 16: 31 ~ 96
- 9 Ffowcs Williams J E, Kempton A J. The noise from the large - scale structure of a jet. *J Fluid Mech*, 1978, 84: 673 ~ 694
- 10 Huerre P, Crighton D C. Sound generation by instability waves in a low mach number jet. *AIAA 83 - 0661*. 1983
- 11 Liu J T C. Coherent structure in transitional and turbulent shear flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1989, 21: 285 ~ 315
- 12 Mankbadi R R. Dynamics and control of coherent structure in turbulent jets. *Applied Mechanics Review*, 1992, 45 (6): 219 ~ 247
- 13 Mankbadi R R, Liu J T C. Sound generated aerodynamically revisited: large - scale structures in a turbulent jet as a source of sound. *Philosophical Transactions of Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 1984, 311 (1516): 183 ~ 217
- 14 Laufer J, Yen T - C. Noise generation by a low mach number jet. *J Fluid Mech*, 1984, 134: 1 ~ 31
- 15 Mankbadi R R. The self - noise from ordered structures in a low mach number jet. *J Applied Mechanics*, 1990, 57: 241 ~ 246
- 16 Seiner J M. Advances in high - speed jet aeroacoustics. *AIAA 84 - 2275*. 1984
- 17 Tam C K W, Chen P. Turbulent mixing noise from supersonic jets. *AIAA J.*, 1994, 32 (9): 1774 ~ 1780
- 18 Kim C M, Krejsa E A, Khavaran A. Significance of shock structure on supersonic jet mixing noise of axisymmetric nozzles. *AIAA J*, 1994, 32: 1920 ~ 1923
- 19 马大猷, 李沛滋, 戴根华, 王宏玉. 阻塞喷注噪声的压力关系. *物理学报*, 1978, 27 (2)
- 20 Tam C K W, Ahuja K K, Jones III R R. Screech tones from free and ducted supersonic jets. *AIAA J*, 1994, 32 (5): 917 ~ 922
- 21 Tam C K W. Stochastic model theory of broadband shock associated noise from supersonic jets. *J Sound & Vib*, 1987, 116 (2): 265 ~ 302
- 22 Tam C K W. Broadband shock associated noise of moderately imperfectly expanded supersonic jets. *J Sound & Vib*, 1990, 140 (1): 55 ~ 71
- 23 Tam C K W. Broadband shock associated noise from supersonic jets measured by a ground observer. *AIAA J*, 1992, 30 (10)
- 24 Crighton D G. Acoustics as a branch of fluid mechanics. *J Fluid Mech*, 1981, 106: 261 ~ 298
- 25 Glass D R. Effect of acoustic feedback on the spread and decay of supersonic jets. *AIAA J*, 1968, 6 (10): 1890 ~ 1897
- 26 Yeryomin G I, Kondratiev V I. Acoustic effects on a supersonic jet flow and its noise spectrum. *Aeroacoustics*. Nauka, Moscow, 1980. 119 ~ 123
- 27 Pimshtein V G. On sound excitation of supersonic jets. *Izvestiya AN SSSR, Mekhanika Zhidkosti I Gasa*, 1989, 6: 170 ~ 174
- 28 Pimshtein V G. Disturbance generation in supersonic jets under acoustic excitation. *AIAA J*, 1994, 32 (7): 1345 ~ 1349
- 29 Ffowcs Williams J E, Hawkins D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A1151, 1969, 264: 321 ~ 342
- 30 Amiet R K. High frequency thin - airfoil theory for subsonic flows. *AIAA J*, 1976, 14 (8): 1076 ~ 1082
- 31 Lowson M V. Theoretical studies of compressor noise. *J Acoustical Society of America*, 1970, 47: 371 ~ 385
- 32 Patrick S M, Davis C M, Atassi H M. Acoustic radiation from a lifting airfoil in nonuniform subsonic flow. *ASME Computational Aero - and Hydro - Acoustics*, 1993, 147: 41 ~ 46
- 33 Sears W R. Some aspects of non - stationary airfoil theory and its practical applications. *J. Aerospace Science*, 1941, 83: 104 ~ 188

- 34 Kovasznay L S G. Turbulence in supersonic flow. *J Aerospace Science*, 1953, 20: 657 ~ 674
- 35 居鸿宾, 钟芳源. 剪切流动中声涡弱非线性作用与声控流动机理. *力学学报*, 1995, 27 (SUP): 1 ~ 7
- 36 Goldstein M E. Unsteady vortical and entropic distortions of potential flows round arbitrary obstacles. *J Fluid Mech*, 1978, 89: 433 ~ 468
- 37 Atassi H M, Grzedzinski J. Unsteady disturbances of streaming motions around bodies. *J Fluid Mech*, 1989, 209: 385 ~ 403
- 38 Fang J, Atassi H M. Numerical solutions for unsteady subsonic vortical flows around loaded cascades. *ASME J Turbomachinery*, 1993, 115: 810 ~ 816
- 39 Atassi H M, Fang J, Patrick S. Direct calculation of sound radiated from bodies in nonuniform flows. *ASME J Fluids Engineering*, 1993, 115: 573 ~ 579
- 40 Caruthers J E, Dalton W W. Unsteady aerodynamic response of a cascade to nonuniform in flow. *ASME J Turbomachinery*, 1993, 115: 76 ~ 84
- 41 Blade W K. *Mechanics of Flow - induced Sound and Vibration, Volume I. General Concepts and Elementary Sources*. Florida: Academic Press, 1986. 421
- 42 Blade W K. *Mechanics of Flow - induced Sound and Vibration, Volume II. Complex Flow - Structure Interactions*. Florida: Academic Press, 1986, 953
- 43 钟芳源, 陆桂林. 叶片机械 (风机和压气机) 气动声学论文集. 北京: 机械工业出版社, 1987
- 44 Schubauer GB, Skramstad H K. Laminar boundary layer oscillation and transition on a flat plate. NACA Rept, 909, 1948
- 45 Collins F G, Zelenevitz J. Influence of sound upon separated flow over wings. *AIAA J*, 1975, 13 (3): 408 ~ 410
- 46 Collins F G. Boundary - layer control on wings using sound and leading - edge serrations. *AIAA J*, 1981, 19 (2): 129 ~ 130
- 47 Ahuja K K, Whipkey R R, Jone G S. Control of turbulent boundary layer by sound. AIAA 83 - 0726. 1983
- 48 Zaman KB M Q, Bar - Sever A, Mangalam S M. Effect of acoustic excitation on the flow over a low - *Re* airfoil. *J Fluid Mech*, 1987, 182: 127 ~ 148
- 49 Zaman KB M Q, Mc Kinzie D J. Control of laminar separation over airfoils by acoustic excitation. *AIAA J*, 1991, 29 (7): 1075 ~ 1083
- 50 Zaman KB M Q. Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil. *AIAA J*, 1992, 30 (6): 1492 ~ 1499
- 51 Zhong F Y, Dong G P. Acoustic control of separated flow over a 2 - dimensional airfoil at uniform and disturbed incoming flow. AIAA 96 - 0156, 1996
- 52 Hsiao FB, Liu C F, Shyu J Y. Control of wall - separated flow by internal acoustic excitation. *AIAA J*, 1990, 28 (8): 1440 ~ 1446
- 53 Ju HB, Zhong F Y. Weak non - linear analysis on identification of vortex, sound & heat and their interactions in shear flows. *Applied Mathematics and Mechanics*, 1996, 17 (3): 213 ~ 220
- 54 Proudman I. The generation of noise by isotropic turbulence. *Proc Roy Soc London, Ser A*, 1952, 214: 119
- 55 Lighthill M J. An estimate of the covariance of T_{xx} without using statistical assumptions. In: Hardin J C, Hussaini M Y (eds), *Computational Aeroacoustics*, New York: Springer - Verlag, 1993
- 56 Lilley G M. The radiated noise from isotropic turbulence revisited. *Theoret Comput Fluid Dynamics*, 1994, 6: 281
- 57 Sarkar S, Hussaini M Y. Computation of the sound generated by isotropic turbulence. ICASE Rept 93 - 74. 1993
- 58 Zhou Y, Proskovsky A, Oncley S. On the Lighthill relationship and sound generation from isotropic turbulence. *Theoret Comput Fluid Dynamics*, 1995, 7: 355 ~ 361
- 59 Hardin J C, Pope D S. A new technique for aerodynamic noise calculation. DGLR/AIAA 92 - 02 - 076. 1992
- 60 Moyal J E. The Spectra of turbulence in a compressible fluid, eddy turbulence and random noise. *Math Proc Cambridge Philos Soc*, 1952, 48 (1): 329
- 61 Kovasznay L S G. Turbulence in supersonic flows. *J Aerospace Science*, 1957, 20 (10): 657
- 62 Chu B T, Kovasznay L S G. Non - linear interactions in a viscous heat - conducting compressible gas. *J Fluid Mech*, 1958, 3 (5): 494 ~ 514
- 63 Simcox C D, Høglund R F. Acoustic interactions with turbulent jets. *ASME J Basic Engineering*, 1971, 3: 42 ~ 46
- 64 Tatsumi T, Tokunaga H. One - dimensional shock - turbulence in a compressible fluid. *J Fluid Mech*, 1974, 65: 581

- 65 Tokunaga H, Tatsumi T. Interaction of plane nonlinear waves in a compressible fluid and two - dimensional shock - turbulence. *J Phys Soc Japan*, 1975, 38: 1167
- 66 Doak P E. Analysis of internally generated sound in continuous materials: 2. A critical review of the conceptual adequacy and physical scope of existing theories of aerodynamic noise, with special reference to supersonic jet noise. *J Sound & Vib*, 1972, 25 (2): 263 ~ 335
- 67 Doak P E. Analysis of internally generated sound in continuous materials: 3. The momentum potential field description of fluctuating fluid motions as a basis for unified theory of internally generated sound. *J Sound & Vib*, 1973, 26 (1): 91 ~ 120
- 68 居鸿宾, 钟芳源. 涡、声、热运动模式及其相互作用研究. 见: 第五届全国流体力学学术会议文集, 北京, 1995. 5
- 69 Erlebacher G, Hussaini M Y, Kress H O, Sakar S. The analysis and simulation of compressible turbulence. *Theoret Comput Fluid Dynamics*, 1990, 2: 73 ~ 95
- 70 Sarkar S, Erlebacher G, Hussaini M Y, Kress H O. The analysis and modeling of dilational terms in compressible turbulence. *J Fluid Mech*, 1991, 227: 473 ~ 493
- 71 Sarkar S, Erlebacher G, Hussaini M Y. Direct simulation of compressible turbulence in a shear flow. *Theoret Comput Fluid Dynamics*, 1991, 2: 291 ~ 305
- 72 Blaisdell G A, Mansour N N, Reynolds W C. Compressibility effects on the growth and structure of homogeneous turbulent shear flow. *J Fluid Mech*, 1993, 256: 443 ~ 485
- 73 居鸿宾, 沈孟育. 计算气动声学的问题、方法与进展. *力学与实践*, 1995, 17 (5): 1 ~ 10
- 74 Tam C K W, Webb J C. Dispersion - relationship - preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J Comput Physics*, 1993, 107: 262 ~ 281
- 75 Lu P J, Pan D, Yeh D Y. Numerical simulation of trailing - edge acoustic/ vortical interaction. *AIAA J*, 1995, 33 (5): 785 ~ 793

SOME ADVANCES IN RESEARCH ON VORTEX AND SOUND INTERACTION

Ju Hongbin Zhong Fangyuan

Shen Mengyu

Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030

Tsinghua University, Beijing 100084

Abstract In this paper, the recent researches on sound produced by vortex motion and flow control by acoustic excitation are reviewed, and some theories of vortex & sound interaction in compressible turbulence are summarized. Finally the application of numerical simulation in this area is discussed.

Key words aerodynamics, vortex motion, aeroacoustics, flow control, numerical simulation, turbulence