

# Aeroacoustics

# 气动声学

[美] 戈德斯坦 著  
闫再友 译



国防工业出版社  
National Defense Industry Press

014036603

V211  
55

本书受到国家自然科学基金(11172132)和大连理工大学  
工业装备结构分析国家重点实验室(GZ1105)资助

# 气 动 声 学

## Aeroacoustics

[美]戈德斯坦 著      闫再友 译



国防工业出版社  
National Defense Industry Press



北航

C1723438

V211  
55

30380310  
著作权合同登记 图字:军-2012-115号

图书在版编目(CIP)数据

气动声学/(美)戈德斯坦(Goldstein, M. E.)著;

闫再友译. —北京:国防工业出版社,2014.3

书名原文:Aeroacoustics

ISBN 978-7-118-09149-6

I. ①气... II. ①戈... ②闫... III. ①空气  
动力学-声学 IV. ①V211

中国版本图书馆CIP数据核字(2014)第002907号

Aeroacoustics 978-0-07-023685-2

©Marvin E. Goldstein 1976

All Rights reserved. No part of this publication may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, including without limitation photocopying, recording, taping, or any database, information or retrieval system, without the prior written permission of the publisher.

This authorized Chinese translation edition is jointly published by McGraw-Hill Education(Asia) and National Defence Industry Press. This edition is authorized for sale in the People's Republic of China only, excluding Hong Kong, Macao SAR and Taiwan.

※

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100048)

三河市腾飞印务有限公司印刷

新华书店经售

\*

开本 787×960 1/16 印张 15½ 字数 315 千字

2014年3月第1版第1次印刷 印数 1—3000册 定价 56.00元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)88540777

发行邮购:(010)88540776

发行传真:(010)88540755

发行业务:(010)88540717

# 前 言

本书是气动声学领域第一本专著。该书已经被翻译成俄语和日语。然而时至今日,该书的中文版都没有公开发行过。南京航空航天大学谷嘉锦教授早年作为讲义,全文翻译了本书。遗憾的是没有公开发行。虽然该书出版于1976,但是它仍是该领域一本很好的参考书。

本书共有6章。第1章主要回顾了理解气动声学理论所需要的知识,并较为详细地介绍了后续章节中会用到一些数学概念。第2章介绍了莱特希尔声类比理论及其在喷流噪声中的应用。第3章把莱特希尔声类比理论推广到包括固壁边界影响的情形。主要内容是福克斯·威廉姆斯-霍金斯方程及其应用。第4章介绍了有均匀流影响时的气动噪声理论及其在风扇噪声中的应用。第5章介绍了基于线化涡-声场方程求解的理论及其在叶栅噪声中的应用。第6章介绍了非均匀平均流对发声的影响。主要内容是菲利普斯方程、利利方程及其在圆形喷流中的应用。

在本书翻译的校对过程中参考了谷嘉锦老师早年翻译的材料,在此表示诚挚的谢意。此外教研室张强老师和秦波老师分别对翻译初稿的部分内容进行了校对。在此,对他们的辛勤付出表示感谢。由于本书涉及的学科比较广以及本人学识有限,所以有翻译不足的地方还请大家谅解,欢迎批评指正。本书适合从事气动声学、流体力学和声学研究生和相关科研人员参考。





1.8.3	压强场的显式表达式	44
1.8.4	简谐源	45
1.8.5	多极子源	46
1.9	结束语	47
附录 1.A	函数的傅里叶表示法	47
1.A.1	周期函数	47
1.A.2	无穷远处等于零的非周期函数	48
1.A.3	非周期平稳函数	50
附录 1.B	广义格林公式的推导	51
附录 1.C	格林函数的计算	53
1.C.1	镜像法	53
1.C.2	本征函数法	54
	参考文献	57
<b>第 2 章</b>	<b>气动声</b>	59
2.1	引言	59
2.2	莱特希尔声类比理论	60
2.2.1	莱特希尔方程的推导	60
2.2.2	莱特希尔方程的解释	61
2.2.3	莱特希尔应力张量的近似	62
2.3	无固壁时莱特希尔方程的解	63
2.4	莱特希尔理论在湍流中的应用	64
2.4.1	基本方程的推导	64
2.4.2	平行或近似平行平均流	66
2.5	喷流的物理性质	71
2.5.1	高雷诺数亚声速冷空气喷流	71
2.5.2	超声速喷流	83
2.5.3	低速喷流:有序结构	89
2.6	结束语	91
附录	源相关函数的变换	92
	参考文献	92
<b>第 3 章</b>	<b>固壁的影响</b>	95
3.1	引言	95

3.2	推导基本方程	95
3.3	福克斯·威廉姆斯—霍金斯方程	97
3.3.1	一般方程	98
3.3.2	远场方程	101
3.4	气动力计算	106
3.4.1	准定常近似	106
3.4.2	基于非定常薄翼理论的计算	108
3.5	福克斯·威廉姆斯—霍金斯方程的应用	116
3.5.1	湍流中薄支板的声发射	116
3.5.2	风声	121
3.5.3	螺旋桨噪声:古廷理论	127
3.6	声场由适合几何形状的格林函数方程确定的流动	141
3.6.1	靠近无限平面处产生的声波	141
3.6.2	靠近有限面处产生的声波	143
3.7	结束语	150
附录 3.A	把体积位移项简化为偶极子和四极子项	150
附录 3.B	升力谱	151
	参考文献	152
<b>第 4 章</b>	<b>均匀流的影响</b>	<b>155</b>
4.1	引言	155
4.2	基本方程的推导	156
4.3	在风扇和压缩机噪声中的应用	157
4.3.1	基本方程的推导	157
4.3.2	对纯音的应用	160
4.3.3	宽频噪声源	170
4.3.4	多纯音	170
4.3.5	有限管道长度的影响	172
4.4	结束语	176
	参考文献	177
<b>第 5 章</b>	<b>基于线化涡—声场方程求解的理论</b>	<b>179</b>
5.1	引言	179
5.2	线化解分解为声和涡两种模式:分解定理	179

5.3	叶栅产生的噪声	181
5.3.1	公式	181
5.3.2	折合为积分方程	186
5.3.3	积分方程的解	188
5.3.4	声辐射	191
5.3.5	解的含义	194
5.4	结束语	196
附录 5.A	叶栅问题的解	197
附录 5.B	单个翼型积分的计算	201
附录 5.C	在管道坐标系中各项的计算	202
	参考文献	204
<b>第 6 章</b>	<b>非均匀平均流对发声的影响</b>	<b>205</b>
6.1	引言	205
6.2	菲利普斯方程的推导	206
6.3	利利方程的推导	208
6.4	方程的解释	208
6.5	菲利普斯方程和利利方程的简化	209
6.6	横向剪切平均流方程	210
6.7	声学方程对圆形喷流的应用	213
6.7.1	声学方程的形式解	214
6.7.2	中频近似理论	225
6.7.3	同实验比较	226
6.8	有限区域流动	229
6.9	结束语	231
附录 6.A	方程(6.26)的推导	231
附录 6.B	一维格林函数的构造	232
附录 6.C	施特姆—刘维尔方程的渐近解	232
	参考文献	234
	人名对照	237



## 绪 言

气动声学所考虑的是气动力或流动中的运动所产生的声而不是经典声学中因外力或运动所产生的声。因此,小提琴弦振动和扬声器振动等的发声属于经典声学,而由作用在螺旋桨上非定常气动力或湍流所产生的声属于气动声学领域。莱特希尔(他建立了该领域的基础)所提出的术语“气动声”也经常使用。

无疑,尽管空气动力声这一领域有着非常重要的影响,但是至今没有一本关于这个主题的系统教科书。只有莫尔斯和英格特的著作《理论声学》(麦格劳·希尔,1968)里简单地讨论了气动声学的一些方面。

在刘易斯研究中心教一批从事飞行器噪声的工程和科技人员气动声学这门课之后,我断定该领域的确需要一本教科书或参考书。我感觉该书应当是中高级的,面向硕士学位水平具有流体力学和应用数学知识的读者。而且,我尽可能使它足够全面从而能够不仅为该领域的初学者而且为具有相当经验的科研人员作为参考书。事实上,通过限定工作的范畴为气动声学并且展开这个主题所需的尽可能多的相关学科(如,管道中声传播、非定常空气动力学等),我在本书中可以包括该领域已经建立的重要思想的绝大部分。

重点是传授对空气动力噪声产生的物理机理的基本理解。实验结果被用来验证基本理论,且当它不是很完善时对它进行补充。于是,本书有相当的数学味道。然而,对某些比如风扇和压缩机等重要的工程设备的理论应用无疑没有被忽略。

文献中经常倾向于把气动声学问题分解为声学部分和空气动力学部分并分别处理每个部分。在本书中,我不打算做这样的区分,并已经把联系声场和问题的基本参数所需的声学 and 空气动力学都结合到了一起。

第1章考虑后续章节中要用到的运动介质声学的一些方面。它也为读者熟悉经典声学的一些基本概念和建立后续章节所需的一些数学方法服务。第2章介绍了莱特希尔声类比理论并把它应用于固壁不直接影响声场的情形,这就是喷流噪声中的情形。给出了亚声速喷流噪声的详细分析和超声速喷流噪声的大量讨论。第3章建立了包括固壁影响的声类比理论。结果被应用到支板、分离器、螺旋桨、直升机旋翼等产生声波的讨论。第4章包括了均匀流的影响。这些概念被用来获得各种风扇和压缩机噪声机理的

详细分析。在第5章抛弃了声类比理论,建立了直接计算的步骤。它被用来预测可压缩性和层叠对叶栅产生噪声的影响。最后,在最后一章非均匀流的影响被包括进来并建立了介于莱特希尔声类比理论和直接计算方法之间的方程。这些结果被用来预测平均流场对喷流噪声的影响。

荣誉属于思想的一切可能的原始出处。尽管这里所建立的某些分析和公式是某种程度上的原创或是文献中分析的延伸,但是漏掉任何参考文献并不意味我的首创性。事实上,如果我无意中并没有赞许出现在本书中任何思想的原创者,我愿意事先致歉。

帮助完成这本书的人有许多。我特别感谢詹姆斯—莱特希尔(剑桥大学)先生的鼓励和他非常有益的建议。忠心地感谢福克斯·威廉姆斯教授(剑桥大学)、芮卜纳教授(多伦多大学)、泰姆教授(佛罗里达州立大学)和阿塔斯教授(圣母玛利亚大学)对初稿的建议改进。我也感谢我在刘易斯研究中心的几位同事:奥尔森、费勒、卡彻、霍维斯和布劳恩。他们提供了实验数据或者花时间阅读评论了打字原稿。托马斯—巴耳萨博士(通用电器研发中心)阅读了原稿并提出了详细的评论从而提供了非常宝贵的帮助。最后,我也感谢帮助准备初稿的玛格利特—阿普比编辑机构成员和露丝—伯特的报告打字部成员。尤其感谢弗洛伦斯—斯普洛斯蒂非常负责的文字输入。

# 常用符号和特殊术语

- $B$  螺旋桨或风扇叶片数
- $C^+$  对流放大系数,  $1 - M \cos \theta$
- $c$  弦长; 当地声速
- $c_0$  定常背景状态声速
- $e_{ij}$  黏性应力张量
- $F$  作用在固壁上的合力
- $f$  频率;  $|f|$ ; 任意函数
- $f$  固壁作用在流体上的单位面积力
- $\rho$  流体的单位体积力
- $G$  波动方程基本解
- $G^0$  自由空间格林函数
- $G_\omega$  傅里叶变换后的波动方程基本解
- $I_\omega$   $\bar{I}$  的傅里叶变换
- $\bar{I}$   $\bar{I}$  的幅值
- $I$  声能流
- $\bar{I}$  声强矢量
- $\hat{i}$   $x_1$  或  $y_1$  方向的单位矢量
- $\hat{j}$   $x_2$  或  $y_2$  方向的单位矢量
- $k_0$   $\omega/c_0$
- $k$  波数
- $k$  波数矢量

$\hat{k}$	$x_3$ 或 $y_3$ 方向的单位矢量
$M$	马赫数, $U/c_0$
$\hat{n}$	固壁面的单位法向矢量(从包围流体的区域指向外);单位矢量
$\mathcal{P}$	声功率
$p$	压强
$p_0$	定常背景流动的压强;或者常值参考压强
$R$	$ \mathbf{x} - \mathbf{y} $
$\mathbf{R}$	观测点和声源点之间的 $\mathbf{x} - \mathbf{y}$ 矢量
$R_e$	$ \mathbf{R}_e $
$\mathbf{R}_e$	观测点与运动声源点或区域中心形成的矢量
$r$	柱坐标系中观测点的径向坐标
$r', r_0$	柱坐标系中声源点的径向坐标
$S$	熵;西尔斯函数;固定表面
$S(\tau)$	运动表面
$T$	长的时间间隔(最终设置为无穷大)
$T_{ij}$	莱特希尔应力张量
$T_p$	周期, $f^{-1}$
$T'_{ij}$	基于相对速度 $\mathbf{v}'$ 的莱特希尔应力张量
$t$	与声波到达观测者相关的时间
$U, U_\infty$	平均流速
$\mathbf{u}$	非定常速度
$V$	定子叶片数
$V_s$	表面运动速度
$\mathbf{v}$	全流速
$\mathbf{v}'$	运动坐标系中的流速, $v'_i = v_i - \delta_{ii}U$
$\mathbf{x}$	与观测者关联的坐标
$\mathbf{y}$	与声源关联的坐标

- $\Gamma$  标准化压强自相关函数,  $\overline{p(t)p(t+\tau)}/\rho_0 c_0; \gamma$  的傅里叶变换
- $\gamma$  声源项
- $\delta(x)$  狄拉克  $\delta$  函数
- $\delta_{ij}$  克罗内克  $\delta$  (如果  $i=j$ , 为 1; 如果  $i \neq j$ , 为 0)
- $\zeta$  附着在声源上的运动坐标
- $\Theta$  温度
- $\theta$  极坐标(极角)或声源与观测者之间连线的方向与声源运动方向之间的夹角
- $\kappa_{m,n}$  本征值
- $\lambda$  波长
- $v(\tau)$  固壁面内部或外部的流体体积
- $\rho$  密度
- $\rho_0$  定常背景流动的密度; 或常值参考密度
- $\rho'$  脉动密度,  $\rho - \rho_0$
- $\sigma$  折合频率; 第 5 章中的叶片间相位角
- $\tau$  跟声波发射关联的时间; 延迟时间
- $\Phi$  相位; 速度势函数
- $\varphi$  极坐标(方位角)
- $\Omega$  角速度
- $\Omega$   $|\Omega|$ ; 或声源频率  $= \omega(1 - M_c \cos\theta)$
- $\omega$  角频率  $= 2\pi f$
- 下标:
- D 阻力分量
- T 推力分量
- 0 常参考值; 或定常背景流动中物理量的值

当  $x \rightarrow x_0$  时我们写  $f(x) = O(g(x))$  来表达当  $x \rightarrow x_0$  时比值  $f(x)/g(x)$  保持有限。它表明在  $x_0$  点函数  $f(x)$  趋于它的极限值的速度至少像  $g(x)$  趋于其极限值那样快。如果当  $x \rightarrow x_0$  时  $\lim f(x)/g(x) = 1$ , 我们写作  $f(x) \sim g(x)$ 。



## 数据的表达

所提供实验数据的声压级或声功率级均以分贝 (dB) 为单位。这意味着图的纵坐标是  $20 \log_{10}(\bar{p}/p_r)$  或者是  $10 \log_{10}(\mathcal{P}/\mathcal{P}_r)$ 。其中,  $p_r$  是某参考声压 (通常取为  $2 \times 10^{-4}$  dyn/cm<sup>2</sup>)<sup>①</sup>;  $\mathcal{P}_r$  是某参考声功率 (通常为  $10^{-13}$  W)。

频率的单位是赫兹。声压或声功率的测量或者包括所有频率信号或者仅包含某一频带内信号。包括所有频率信号的测量被称为“总”测量。频带宽度通常取法是或者与频率无关或者正比于频带的中心频率。前者的频带是相当窄的, 因此被称为窄频带, 而后者称为比例频带。最常用的比例频带被称为三分之一倍频程。窄频带或比例频带声压 (声功率) 随频率变化的图被称为声压 (声功率) 谱。

① 1 dyn =  $10^{-5}$  N。

# 运动介质声学回顾

## 1.1 引言

气动声学中许多概念和技术都直接来自经典声学或者最近来自运动介质声学。因此为了使本书的素材适用于尽可能广泛的读者,第1章大部分内容致力于理解气动声学理论所需学科的相关知识回顾。本章其余部分用来建立后续章节中关于气动声学理论会用到的一些有点数学的概念。这里认为读者对流体力学基本知识已经比较熟悉。

黑体字( $\mathbf{A}$ )用来表示一个矢量,而斜体的相同字母( $A$ )用来表示它的幅值。它的分量用这个字母带下标  $A_i, i=1,2,3$  来表示。一个上标( $*$ )用来表示一个复数的共轭而且只要可能,同一字母的大小写用来表示关于时间变量的傅里叶变换对。上面一杠( $\bar{\quad}$ )表示时间平均,而括号 $\langle \quad \rangle$ 表示空间平均。字母  $T$ (无下标)表示一个大的时间间隔。其他常用的符号在符号列表中已经定义。

## 1.2 基本方程的推导

所有真实流体都有弹性和惯性。弹性仅使流体抵抗压缩,而惯性使流体发生移动后出现过冲。因为这两种特性,流体中任意位置处发生的压强(或密度)脉动都可以传递到周围介质并从它们的源向外传播。当这样的扰动在空气中传播并到达人耳时,它们引起耳膜振动并经听觉神经传至大脑。至此,该扰动被确认为声音。

气动声学几乎只关心在空气和水这样黏性和导热系数都很小的流体中的声传播。然而,本书中我们大多感兴趣的是扰动的空间梯度从来不远远大于扰动自身的弱扰动。激波中的扰动就是它的空间梯度远远大于其自身。因此,只要不允许扰动传播过长的距

离,那么黏性和热传导的影响就可以忽略从而流动可以通过求解欧拉方程(即无黏流的动量方程)、连续方程和熵(能量)方程来确定

$$\text{欧拉方程: } \rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mathcal{F} \quad (1.1)$$

$$\text{连续方程: } \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = \rho q \quad (1.2)$$

$$\text{熵(能量)方程: } \frac{\partial S}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla S = 0 \quad (1.3)$$

其中,  $\nabla$  为矢量算子

$$\nabla = \hat{i} \frac{\partial}{\partial y_1} + \hat{j} \frac{\partial}{\partial y_2} + \hat{k} \frac{\partial}{\partial y_3}$$

$\mathbf{v} = \{v_1, v_2, v_3\}$  是流速,  $\rho$  是流体密度,  $p$  是流体压强,  $S$  是流体熵。时间用  $\tau$  来表示,  $\{y_1, y_2, y_3\}$  是笛卡儿空间坐标,  $q$  表示流体内的一个外部体积流量源,  $\mathcal{F}$  表示外部施加的体积力。假设这些源都不会引起熵增。

假设流体是同一成分组成的且自身维持在一个局部热力学平衡状态(即弛豫效应可以忽略)。于是,因为任何热力学特性都可以表达为另外两个的函数,所以总是可以假定

$$\rho = \rho(p, S)$$

因此,有

$$d\rho = \frac{1}{c^2} dp + \left( \frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_p dS \quad (1.4)$$

由于可以证明  $(\partial p / \partial \rho)_S$  总是正的,所以在上式中我们已经令

$$c^2 \equiv \frac{1}{\left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_S} = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \quad (1.5)$$

从而,根据方程(1.3),有

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial p}{\partial \tau} + \mathbf{v} \cdot \nabla p \right) \quad (1.6)$$

对速度为  $\mathbf{v}_0$ , 压强为  $p_0$ , 密度为  $\rho_0$ , 熵为  $S_0 \equiv S(p_0, \rho_0)$  和  $c_0 \equiv c(p_0, \rho_0)$  的定常流,只要没有外力或质量增加,则方程(1.1)~方程(1.3)和方程(1.6)变成

$$\begin{cases} \rho \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \mathbf{v}_0 = -\nabla p_0 \\ \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_0) = 0 \\ \mathbf{v}_0 \cdot \nabla S_0 = 0 \\ \mathbf{v}_0 \cdot \nabla p_0 = c_0^2 \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \rho_0 \end{cases} \quad (1.7)$$

如前所述,由于声音仅仅是压强扰动经过空气时我们的感觉,所以研究一个特征长度为  $\lambda$  的非定常扰动以特征速度  $\tilde{C}$  在速度、压强和密度另外由方程组(1.7)所确定的流

体中传播是恰当的。当这样的—个扰动经过固定的观测者时,它将分别引起速度、压强、密度、熵和  $c^2$  (分别为  $\mathbf{u} \equiv \mathbf{v} -$

$\mathbf{v}_0, p' \equiv p - p_0, \rho' \equiv \rho - \rho_0, S' \equiv S - S_0, c'^2 \equiv c^2 - c_0^2$ ) 的变化<sup>①</sup>。

图 1.1 显示了这样的扰动简图。这些变化都发生在时间尺度

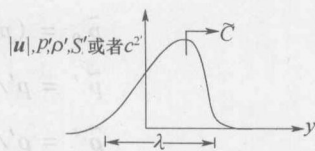


图 1.1 扰动传播示意图

$T_p = 1/f$  上。其中,  $f = \tilde{C}/\lambda$  是扰动的特征频率。扰动的幅值分别用  $\mathbf{u}, p', \rho', S'$  和  $c'^2$  的脉动幅值来度量。而这些脉动通常是如此微弱以至于我们仅需要考虑满足不等式(1.8)和不等式  $p' \ll \langle p_0 \rangle, \rho' \ll \langle \rho_0 \rangle, S' \ll \langle S_0 \rangle$  和  $c'^2 \ll \langle c_0^2 \rangle$  的流动。即使对响亮的声音也是一样。

$$|\mathbf{u}| \ll \tilde{C} = \lambda/T_p \quad (1.8)$$

于是,扰动幅值可以用式(1.9)这样的—个无量纲量  $\varepsilon$  和式(1.10)来表征,

$$0 < \varepsilon \ll 1 \quad (1.9)$$

而且,

$$\begin{cases} |\mathbf{u}|/\tilde{C} = O(\varepsilon) \\ p'/\langle p_0 \rangle = O(\varepsilon) \\ \rho'/\langle \rho_0 \rangle = O(\varepsilon) \\ S'/\langle S_0 \rangle = O(\varepsilon) \\ c'^2/\langle c_0^2 \rangle = O(\varepsilon) \end{cases} \quad (1.10)$$

由于不等式(1.8)建立在—个足够小的扰动的传播速度  $\tilde{C}$  与扰动的幅值无关这个假设(之后将通过某些特例进行证明)基础之上,因此当  $\varepsilon \rightarrow 0$  时  $\tilde{C}$  并不趋于零。

我们允许  $|\mathbf{v}_0|$  与  $\tilde{C}$  是同量级的并且假设  $\rho$  和  $q$  都是  $\varepsilon$  量级的。于是,因为与扰动相关的时间和长度的尺度分别是  $T_p$  和  $\lambda$ ,而对大多数常见流体有  $\langle p_0 \rangle \ll \langle \rho_0 \rangle \langle c_0^2 \rangle$ ,所以引入以下无量纲变量是合理的。

$$\begin{aligned} \tilde{\tau} &= \tau/T_p = f\tau & \tilde{\rho}_0 &= \rho_0/\langle \rho_0 \rangle \\ \tilde{y}_i &= y_i/\lambda & \tilde{S}_0 &= S_0/\langle S_0 \rangle \\ \tilde{\mathbf{v}}_0 &= \mathbf{v}_0/\tilde{C} & \tilde{c}_0^2 &= c_0^2/\langle c_0^2 \rangle \end{aligned}$$

<sup>①</sup> 因扰动经过而引起的流速  $\mathbf{u}$  被称为声质点速度。它与扰动传播速度  $\tilde{C}$  是完全不同的。