

流体动力学的新发展 (高速流)

上 册

霍 华 斯 主 编

新
学
知

知
识

科 学 出 版 社

PDG

霍 華 斯 序

從二次世界大戰期間起，高速飛行及彈道學方面的研究所累積的知識迅速增多起來，這就要求另有一部書接着本叢書的第一部（譯者按：係指 Goldstein 編著的“流體動力學的新發展——關於附面層、紊流及尾流的理論及實驗”，Oxford Univ. Press 出版，1938 年。）寫下去，那部書主要是講不可壓縮流的，這部書主要應該講壓縮性的作用。這個建議為航空研究評議會（Aeronautical Research Council）所歡迎，特別為該會當時的主席果爾斯汀（Goldstein）教授所贊許，果爾斯汀就是本叢書第一部的編著人；克拉蘭登出版社（Clarendon Press）也歡迎這個建議。

原來的意圖大了一點，打算除添寫高速部分之外，同時把第一部書加以修訂。現在修訂工作不得不暫緩一步；只是其中有兩章關於傳熱方面的材料，已作局部改寫、修訂、合而為一章，放進這部書裏了。我們認為這樣處理是最合適的。

這一次，航空研究評議會決定，不像第一部那樣編著者總用一個人名字，而是每章分別註出該章作者的名字。這樣一來，各章作者就可以保持自己的特有寫作風格了，雖說如此，可是凡有不連氣的地方，或者符號不一致的地方，或是有重大的不協調的地方，責任都在我個人身上。此外，我還必須對本書問世的遲緩，負全部責任，這部書的各個籌備階段遠較我所預期的為長。

這部書裏沒有列載作可壓縮流計算用的詳盡數據。要找這方面的數據有兩本書可查：“可壓縮空氣流：數值表”（英文）和“可壓縮空氣流：圖表”（英文），這兩本書是羅辛海德（L. Rosenhead）教授領導之下的可壓縮流數值表小組做出來的。

在本書的準備過程中，勞克（C. N. H. Lock）先生的逝世奪去了參加本書編寫工作的作者們和我本人一個最有力的合作者。我要感謝他在本書籌備早期中給予我和其他各位作者的一切幫助。

我要感謝所有參與編寫的作者和流體運動委員會（Fluid Motion Sub-Committee）的諸位先生所給予的合作；我要感謝斯傀亞（Squire）教授在準備原稿及插圖過程中自始至終的幫助，以及他對文中各條證明的審讀；我要感謝史蒂華生（Stewartson）博士給我和各位作者的幫助，他十分細緻地校對了文中各條證明；我要感謝航空研究評議會的秘書內勒（Naylor）先生的有力支援和自始至終的鼓勵；我要感謝航空研究評議會的副秘書甘德（Gandy）先生，他負擔了煩重的編索引工作；我要感謝航空研究評議會的出版長官瓊斯（Jones）先生，他幫忙做了許多參考文獻的查對工作；我還要感謝航空研究評議會的全體工作人員，他們在騰打原稿和畫圖上是有求必應的，我還得感謝克拉蘭登出版社的全體工作人員，他們在本書付印的十分艱鉅的工作中給了很大的幫助及厚惠。

霍 華 斯

於不列斯多爾（Bristol）1953 年 2 月

俄譯本的編者序

上下兩冊的“高速流體動力學”是幾位英國流體力學學者的集體寫作。這部書在一定程度上總結了 1948—1949 年以前可壓縮氣體力學各方面的發展。按計劃這部書是以前所出版的廣泛出名的兩本關於不可壓縮流體流動的書¹⁾之續編。所以這部書包括了有關高速氣體運動的廣泛的理論問題，以及研究高速流動的各種實驗方法。可以肯定地說，到目前為止，在已經問世的各種可壓縮氣體力學的書中，還沒有一本書以這樣的規模同時敘述研究可壓縮氣體的理論和實驗方法的。

從這一點看來，“高速流體動力學的新發展”俄譯本的問世當然是有價值的；這部書，在從事於高空空氣動力學研究工作的科學工作者及工程師，以及在這方面專門化的大學生和研究生中間，將有廣大的讀者。

書的詳細目錄給了我們關於內容的一個概念。每一章都是著名的專家寫的，書中論述的有許多成果就是他們創立的。這部書的總編輯是霍華斯。他寫了頭兩章——“序言”和“氣流運動的方程”，在這兩章裏，講了高亞聲速流與超聲速流在質上的基本特點的概念，並仔細地推導了描述可壓縮氣體運動的方程系。

在把這部書介紹給蘇聯讀者的同時，必需指出它所具有的一些缺點。首先，如上所述，書中只反映了 1948—1949 以前得出來的高速可壓縮氣體流動的研究成果及結果，因此書中未能反映現時氣體動力學各部門突飛猛進的發展下所得到的許多新結果（特別是關於近聲速的平面平行氣流、一維非定常運動、高超聲速流、附面層與層外的超聲速氣流之間的相互作用等）。

其次，這部書不是一本系統敘述可壓縮氣體力學的書，也不可能是（按作者的原意，也不應該是）這一專業的教科書。從另一方面說，它的個別章，由於簡短的緣故，當然不能替代專題小冊子，對於氣體動力學某個方面的近況還不能說給了詳盡的概念。

還可以指出，雖然有統一的編輯，但書內仍然可以看出各章的寫法是不一致的。例如第四、五、八三章的講法較之第七章或第九章淺得多。也未能完全避免個別的重覆。

在史實性的引證及文獻的引用方面，很可以責難本書的各作者，因為除極少的例外，書中引證的全是英國學者的文章；特別是幾乎完全忽視了蘇聯學者的著作。這一缺點連法國學者熱爾門（P. Germain）在“數學評論”（Mathematical Reviews, vol. 15, No. 6 (1954)）上發表的書評中都指出來了。

但書中講到的有許多主要成果是蘇聯學者首先得出來的，並且都是發表在廣泛

1) 原書名為 Goldstein S.: Modern developments in fluid dynamics, 2 vols., 1938. 俄譯本為“Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости” под ред. С. Гольдштейна, т. I и II, М., 1948.

流傳的刊物上的，這些刊物在國外也是廣泛流傳的。例如蘇聯學者陶羅德尼參（А. А. Дородницын）、卡理赫曼（Л. Е. Калихман）、基別爾（И. А. Кибель）、克拉西爾其柯娃（Е. А. Красильщикова）、蘭道（Л. Д. Ландау）、勞強斯基（Л. Г. Лойцянский）、謝道夫（Л. И. Седов）、弗朗克爾（Ф. И. Франкль）、赫理斯齊安諾維奇（С. А. Христианович）等人在可壓縮氣體的附面層理論方面、在有關衝激波及爆炸波推進的問題上、在一維非定常運動的理論方面、在可壓縮氣流流過薄翼及其他物形的理論方面、在速度面法及特性綫法的應用上、在近聲速氣流的理論上、在具有燃燒及熱交換的氣流問題等方面、都得出過重要的結果。

這些問題，還有可壓縮氣體力學的其他問題，在柯欽（Н. Е. Кочин）、基別爾與羅賽（Н. В. Розе）合著的“理論流體力學”（莫斯科—列寧格勒，1948，第二版）以及蘭道（Л. Д. Ландау）與黎夫其什（Е. М. Лифшиц）合著的“連續介質力學”（莫斯科，1953，第三版）中都有闡述（蘇聯的青年過去和現在一直用這兩本書學習的），此外還有許多專論的小冊子也對這些問題分別作了詳述，關於這些專論小冊子我們在本書末尾開列了一個書單。我們覺得沒有必要在譯文中改正這部書中有關學術史方面不正確的地方，關於這方面的問題我們介紹讀者去看“蘇聯力學三十年”（莫斯科—列寧格勒，1947），在那裏可以找到正確的史料，還可以找到關於空氣動力學及氣體力學各種問題的詳細文獻表。

契爾內依（Г. Г. Черный）

目 錄

上 冊

第一章 緒論(作者霍華斯 (L. Howarth))	1
§ 1. 壓縮性	1
§ 2. 動力相似	2
§ 3. 亞聲速流與超聲速流。馬赫錐與馬赫綫	4
§ 4. 定常可壓縮流中的流管。聲速綫	7
§ 5. 具有一定波幅的波。衝激波	7
§ 6. 附面層	10
§ 7. 拉伐爾噴管	12
§ 8. 氣流流過零衝角下無限翼展的對稱機翼。馬赫數變化的影響	15
§ 9. 一定衝角下的二維機翼。力	18
§ 10. 斜置的作用。後掠	19
第二章 氣體流動諸方程(作者霍華斯)	21
§ 1. 引言	21
§ 2. 運動氣體的應變率 and 應力	21
§ 3. 熱力學原理	23
§ 4. 連續方程	31
§ 5. 運動方程	31
§ 6. 可壓縮黏性流中環量的變化率	32
§ 7. 能量方程。消耗函數	33
§ 8. 聲速	37
§ 9. 動力相似	38
§ 10. 無黏性不導熱氣體的運動	40
§ 11. 二維流和軸向對稱三維流的流函數	43
§ 12. 氣體的分子結構	43
附錄: 克羅柯的流函數	45
第三章 特性綫法 (作者邁益 (R. E. Meyer))	47
§ 1. 引言	47
§ 2. 定常流的運動方程	47
§ 3. 馬赫綫	49
§ 4. 流綫	50
§ 5. 唯一性定理	51
§ 6. 馬索積分法	52
§ 7. 軸向對稱流在對稱軸上的條件	55

§ 8. 二維均熵非旋流	55
§ 9. 聲速綫附近的條件	58
§ 10. 馬索法的應用舉例	59
(a) 二維對稱的風洞噴管和射流	
(b) 圓截面導管中聲速氣流繞管壁一突緣之膨脹	
§ 11. 古德利對馬索法的推廣	63
§ 12. 非定常流: 一般的方程	64
§ 13. 非定常均熵流	66
§ 14. 一維非定常均熵流	67
§ 15. 例: 活塞作等速後退時管中所產生的流動	68
補充文獻	70
第四章 衝激波和爆炸波	71
第一部分 衝激波(作者依靈華斯(C. R. Illingworth))	71
§ 1. 引言	71
§ 2. 平面波	71
§ 3. 明渠中不可壓縮流體的波	74
§ 4. 聯結衝激波兩邊各項物理量的諸方程	75
§ 5. 衝激波的內部結構	82
§ 6. 渦	88
§ 7. 定常二維超聲速氣流中衝激波的產生	89
§ 8. 兩衝激波的相交	92
第二部分 爆炸波(作者金虛(G. J. Kynch))	99
§ 9. 引言	99
§ 10. 各向一致膨脹的球所引起的運動	100
§ 11. 高壓強比之下的衝激波條件	101
§ 12. 拉格朗日形式的流動方程	102
§ 13. 能量方程	103
§ 14. 高壓下衝激波的推進速度, $g \ll 1$ 的情形	104
§ 15. 根據相似的假設決定流動	105
補充文獻	107
第五章 無黏氣體定常均熵流動方程的一些恰解(作者比克利(W. G. Bickley))	109
§ 1. 引言	109
§ 2. 渦	109
§ 3. 徑向流動	109
§ 4. 螺旋流	111
§ 5. 超聲速氣流繞外鈍角的膨脹(浦朗佗-邁登膨脹)	114
§ 6. 繞外突曲面的二維氣流	119
§ 7. 由徑向流到直勻流的轉變(超聲速風洞的設計)	120
§ 8. 過尖劈的流動	122

§ 9. 超聲速氣流中有衝角的平板	123
§ 10. 菱形翼型	124
§ 11. 超聲速氣流流過圓錐	126
第六章 一維流 (作者桑德斯 (O. A. Saunders))	130
§ 1. 引言	130
§ 2. 一維定常流的一般能量方程	130
§ 3. 可逆流或無損失的流動的能量方程	133
§ 4. 有通道截面積在內的一些關係式	135
§ 5. 有熱交換而無損失的等截面管流	140
§ 6. 高速氣流傳熱的實驗研究	144
§ 7. 動量方程	144
§ 8. 有摩擦的等截面管中的斷熱流	145
§ 9. 同時有面積變化、摩擦及熱交換的管流	148
§ 10. 熵函數上的氣流變化曲綫	149
§ 11. 凝結突躍	150
補充文獻	152
第七章 速度面變換法 (作者來特希爾 (M. J. Lighthill))	153
§ 1. 速度面方程的推導	153
§ 2. 卡門-錢學森近似法	154
§ 3. 恰普雷金法 (氣體射流)	157
§ 4. 超幾何函數 $\psi_n(\tau)$ 的特性	160
§ 5. 繞物體的流動 (亞聲速區, 無環量)	164
§ 6. 有環量的流動	169
§ 7. ψ 的其他形式: 到超聲速區的延展	172
§ 8. 極限綫	173
§ 9. 枝綫. 具有一條直流綫的跨聲速流	179
§ 10. 繞物體流動的一例	182
補充文獻	185
第八章 近似法 (作者華德 (G. N. Ward))	186
§ 1. 引言	186
§ 2. 亞聲速流——綫化近似法	187
§ 3. 二維亞聲速翼型——綫化近似法	188
§ 4. 亞聲速流中的庫泰-儒可夫斯基關係式	189
§ 5. 三維亞聲速機翼——舉力綫理論	190
§ 6. 亞聲速流中的細長體——綫化近似法	191
§ 7. 二維亞聲速流——高級近似	192
§ 8. 二維亞聲速流——電比擬法	194
§ 9. 超聲速流——綫化近似法	195
§ 10. 二維超聲速機翼——綫化近似法	196

§ 11. 二維超聲速翼型——高級近似法	199
§ 12. 三維超聲速機翼——綫化近似法	202
§ 13. 超聲速錐型流——綫化近似法	206
§ 14. 超聲速流過尖細物體——一次近似	210
§ 15. 超聲速氣流流過細長旋成體的流動	213
§ 16. 細長旋成體帶有小展弦比的機翼——一級近似	218
§ 17. 軸向對稱超聲速流：對稱軸在流場之中——綫化近似法	219
§ 18. 細長體在跨聲速流中——相似律	222
補充文獻	224
第九章 非定常流（作者鄧普爾 (G. Temple)）	226
第一部分 綫化近似法	226
§ 1. 引言	226
§ 2. 運動方程	226
§ 3. 波動方程	227
§ 4. 下洗	229
§ 5. 準定常超聲速機翼理論	231
§ 6. 無限展弦比機翼的一般超聲速理論	234
§ 7. 有限展弦比機翼的超聲速理論	237
§ 8. 無限展弦比機翼的概括亞聲速理論	244
§ 9. 有限展弦比機翼的亞聲速理論	247
§ 10. 細長旋成體	249
§ 11. 其他方法及其他問題	252
§ 12. 綫化近似法的限度及伸延	254
第二部分 各氣動導數的理論值和實驗值	255
§ 13. 無限展弦比的亞聲速機翼	255
§ 14. 無限展弦比的超聲速機翼	260
第十章 附面層（作者楊 (A. D. Young)）	263
§ 1. 引言	263
§ 2. 二維層流運動，沿平板的流動	264
§ 3. 沿曲壁的流動	267
§ 4. 軸對稱流	268
§ 5. 動力相似及熱力相似，無量綱形式的方程	270
§ 6. 重力所產生的質量力的影響	271
§ 7. 密度與黏性隨溫度的變化律，空氣的普朗佗數之值	271
§ 8. 米賽斯的定常運動方程之變換法的引伸	273
§ 9. 附面層的動量積分方程	273
§ 10. 理想氣體的能量方程的另一些形式	276
§ 11. 物面上各點速度分佈曲綫與溫度分佈曲綫的相似條件	279
§ 12. 層流附面層方程的克羅柯變換	279

§ 13. 在理想氣體的直勻流中衝角爲零的平板上的定常層流附面層.....	281
§ 14. 柱體上的定常層流附面層.....	301
§ 15. 層流附面層的穩定性.....	312
§ 16. 紊流附面層方程，平板上紊流附面層總能量的分佈.....	316
§ 17. 紊流附面層的速度分佈及表面摩擦.....	319
§ 18. 尺度影響以及衝激波與附面層의 交互作用.....	323
補充文獻	335
名詞對照表.....	337

目 录

下 册

第十一章 实验方法 (作者荷尔德 (D. W. Holder), 麦克菲尔 (D. C. MacPhail) 与汤姆逊 (J. S. Thompson))	341
第一部分 风洞及运动物体	341
§ 1. 引言	341
§ 2. 高速风洞	341
§ 3. 高速风洞设计	346
§ 4. 超声速风洞的喉道及喷管	346
§ 5. 喷管的曲线	351
§ 6. 试验段	357
§ 7. 扩压器	357
§ 8. 高速风洞的运转方法	361
§ 9. 暂冲式风洞	363
§ 10. 风洞“驼峰”术	365
§ 11. 冲激波管	365
§ 12. 运动物体试验法	366
第二部分 风洞实验的不确定因素及修正问题	366
§ 13. 引言	366
§ 14. 工作段洞壁的干扰	367
§ 15. 风洞约束作用的线性理论	368
§ 16. 总诱导速度	370
§ 17. 修正的用法	372
§ 18. 涡和点源的位置的影响	373
§ 19. 翼展和长度的影响	373
§ 20. 线性理论的可用程度	374
§ 21. 其他的方法	375
§ 22. 实验的验证	377
§ 23. 超声速风洞	378
§ 24. 风洞壅塞以及接近 $M = 1$ 的实验	378
§ 25. 模型支架的影响	380
§ 26. 可能使工作流体的性行偏离理想气体性行的一些因素	380
§ 27. 湿汽的影响和凝结的影响	383
§ 28. 紊流和来自工作段下游的扰动的影响	388

第三部分 量測	389
§ 29. 引言	389
§ 30. 压强的量測	389
§ 31. 正压力所产生的作用力	394
§ 32. 用尾跡詳測法确定型阻	395
§ 33. 压力計	398
§ 34. 馬赫表	400
§ 35. 溫度的量測	400
§ 36. 測向器	401
§ 37. 力的直接量測	402
第四部分 流动的觀察法和照象	404
§ 38. 貼羊毛法	404
§ 39. 利用折射率变化的方法	405
§ 40. 干涉仪法	406
§ 41. 紋影法	410
§ 42. 直接阴影法	413
§ 43. 用 X 射綫量密度	416
§ 44. 观察超声速气流中的楔子和圓錐以决定馬赫数的方法	416
§ 45. 附面层的轉捩点	416
§ 46. 比拟法	419
补充文獻	420
第十二章 流过机翼和柱体的流动(作者梅尔 (W. A. Mair) 与比万 (J. A. Beavan))	424
§ 1. 引言	424
§ 2. 过机翼的高速流及冲激波的形成	424
§ 3. 低于临界馬赫数的亚声速气流中, 机翼上的压强分布	425
§ 4. 高亚声速流中机翼上的压强分布. 冲激波	428
§ 5. 超声速流中的机翼	436
§ 6. 阻力. 亚声速流	438
§ 7. 举力. 亚声速流	445
§ 8. 俯仰力矩. 亚声速流	450
§ 9. 超声速气流中翼型上的作用力和力矩	453
§ 10. 有限翼展的机翼	456
§ 11. 斜置翼及后掠翼	459
§ 12. 圓柱体	462
第十三章 流过旋成体的流动(作者柯普 (W. F. Cope))	466
§ 1. 引言	466
§ 2. 正置时的压强分布	468
§ 3. 斜置时的压强分布	481
§ 4. 尾跡中的压强分布	484

§ 5. 阻力、举力及力矩	484
§ 6. 射击試驗	488
§ 7. 射击試驗. 量测技术	494
§ 8. 稳定性及阻尼	497
§ 9. 其他	500
§ 10. 跨声速区	500
第十四章 传热(作者斯傀亚 (H. B. Squire))	506
§ 1. 引言	506
第一部分 层流	507
§ 2. 状况方程及运动方程	507
§ 3. 能量方程	508
§ 4. 动力相似. 受迫对流	509
§ 5. 动力相似. 自由对流	511
§ 6. 位流中热的对流	511
§ 7. 附面层方程	512
§ 8. 边界条件	514
§ 9. 附面层的动量积分方程和能量积分方程	515
§ 10. 热力进口段的长度之一解	516
§ 11. 圆管中的层流. 定值温度的壁面	517
§ 12. 具有定值温度陡度的圆管中的层流	520
§ 13. 在平行于流动的平板上层流附面层内的受迫对流	521
§ 14. 平板温度计在气流中的读数	524
§ 15. 物体在气流中的动力温度	526
§ 16. 柱体上前驻点附近的受迫对流	529
§ 17. 受迫对流的其他解	530
§ 18. 起自圆柱体的受迫对流	531
§ 19. 柱体及机翼的传热量计算	533
§ 20. 一块豎立热平板所引起的自由对流	534
§ 21. 具有紊流附面层的自由对流	540
§ 22. 其他的自由对流問題	541
§ 23. 用阴影法和干涉仪量传热	542
第二部分 紊流	543
§ 24. 渦流传热的方程	543
§ 25. 例: 平行壁之間的流动, 壁面在流动方向有定值的温度陡度	544
§ 26. 混合长度論	545
§ 27. 传热量与表面摩擦之間的雷諾比拟	546
§ 28. 雷諾比拟的进一步考究	546
§ 29. 热壁面附近的温度分布	548
§ 30. 热平板所产生的温度分布及其传热量	551
§ 31. 萊哈特(Reichardt) 的推广的交換論	552

§ 32. 通过热管的流动, 温度分布	554
§ 33. 通过热管的流动, 管壁的传热率	557
§ 34. 管中流动的理论及实验对比	560
§ 35. 管中的高速流动	562
§ 36. 由柱体及机翼传出的热量的计算	562
§ 37. 两迴轉圓筒之間的溫度分布	562
附录	564
I. 能量方程 (10) 的推导	564
II. 扩散及其与传热之間的比拟关系	565
补充文献	569
名詞对照表	571

第一章 緒 論

§1. 壓縮性

這本書裏要講的是流體（通常是氣體）的高速流動，速度高到壓縮性的作用已經不能略去不計了。換句話說，我們所要研究的是這樣的一些流動，由於流動而生的密度變化 $\Delta\rho$ 和未經擾動的密度 ρ 比起來已經可觀了。

暫時我們先限於研究定常流；這時，如果 v 是流場中的最大流速， ρ 是它的對應密度的話，那末由流動而生的最大壓強變量 Δp 便是和 $\frac{1}{2}\rho v^2$ 同一數量級的。

我們可以引用聲速 a 以建立 Δp 及其對應的密度變量 $\Delta\rho$ 二者之間的關係。因為按照聲波在原來靜止的均一流體中的推進理論說來，推進速度 a 是這樣的：

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s,$$

這個導數是熵為常數 S （這個 S 是未經擾動流體的熵值）時之導數，是按未經擾動流體的密度去計算的。在均一流動的氣體中，這個式子就是小擾動（或聲波）對氣流而言的相對推進速度。在非均一流動裏的任何一點，這個式子就是微小擾動對該點氣流而言的相對推進速度；只要這種擾動的波長和代表平均速度的變化的長度比起來是很微小的。這個推進速度稱為該點的當地聲速。在理想氣體中，

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\gamma p}{\rho},$$

式中 γ 是等壓比熱與定容比熱二者的比值， p 是當地的壓強， ρ 是當地的密度。

所以，如果表為當地聲速 a 的話， $\Delta\rho$ 是和 $\Delta p/a^2$ 同數量級的¹⁾。於是最大的 $\Delta\rho/\rho$ 值便是和 $\frac{1}{2}(v/a)^2$ 同一數量級的，我們就可以說， $\frac{1}{2}(v/a)^2$ 這個值一旦達到相當可觀之後，任何一種流體的壓縮性作用便很重要了。

空氣在標準溫度和標準壓強下，其 a 值等於 1,088 呎/秒，即是 742 哩/小時，所以在空氣中的運動速度一旦達到 400 哩/小時之後，我們就再不能夠略去壓縮性作用了。

在這類的高速流動問題裏，除了得讓動量方程和連續方程中的密度成為變數之外，還得多加兩個方程進去，以便決定密度的變化，以及與之有關的溫度變化。這兩個方程就是狀況方程和能量方程。

對於靜止氣體，我們很熟悉，有這麼一個所謂狀況方程的關係存在，這個方程聯結了各狀況參數，即聯結了壓強 p 、密度 ρ 、和溫度 T 。對於運動的氣體說來，其狀況參數之間的關係是否仍和靜止氣體的關係一樣，這一點並不是一眼就能看清楚。譬如很可以設想壓強除和密度、溫度有關之外，還可能決定於流體的變形率，尤其考

1) 當然，在等熵情況下，這兩個量是完全一樣的；而現在所用的形式，可以把熵有些變化的情形包括在內，除非變化太大。

慮到黏性的時候。暫時我們只說到這裏：運動氣體的狀況方程和靜止氣體的相同，這是有充分的實驗證據的，除非剪切變形率太大；以下我們就是在這個基礎上發展理論的。關於這一問題的進一步討論，放在第二章裏進行。

能量方程表示下列各種能量的平衡關係：一個流體微團的總能量（動能和內能）的增加率、外界質量力在單位時間內所做的功、其他流體作用在該微團邊界上的應力在單位時間內所做的功、還有單位時間內透過微團邊界所傳導進來的熱量。當氣體內部發生狀況參數的突躍面（稱為衝激波）時，能量方程必需用另外一種表示法（動量方程和連續方程也得用另外的表示法）。除此之外，能量方程便可以演化為一種最簡單的形式，它表明一個流體微團的熵之變化率，是由於該微團獲得了由傳導而來的熱量，以及通過黏性作用機械能消耗變成熱能而來的。

§ 2. 動力相似

我們暫且略去氣體的黏性和熱導率，來看一看幾何相似的流動的氣體動力相似條件是什麼。為了明確起見，我們說定，我們所研究的是一種原來流速為 U 的直勻流，直勻流中的聲速是 a ，這樣一種氣流流過一個固定的障礙物體，物體的代表尺寸為 d 。前面已經看到過聲速在決定壓縮性作用上的重要性；在這裏， U/a 這個比，只根據量綱分析，我們就可以料到它是十分重要的。下面我們將用流動方程嚴格地證明它確是十分重要的。這個比稱為這一流動的馬赫數，表為 M 。馬赫數是個極重要的概念，以至這個定義已引伸到流動中任何一點上的當地馬赫數上去了，當地馬赫數的定義是當地流速對當地聲速之比，這個概念也是常常用到的。

但即使黏性和熱導率全略去，兩種幾何相似的流動，流來的馬赫數相等也並不足以保證氣流動力相似。使 p_1 和 ρ_1 分別代表未經擾動的流來氣流的壓強和密度。略去黏性和熱導率，並假定氣流中無衝激波，那末根據上面說過關於能量方程的關係，可知，在這種簡單的情況之下，能量方程就等於說每一氣體微團在運動中其熵不變。於是，如果我們假定流來氣流中一切微團的熵都是相同的，那末在流動中各微團的熵也始終是相同的，這種流動稱為均熵流動。均熵流動一詞在高速流動的文獻中還是個新名詞。這是因為我們需要有一個名詞來表示一種熵到處相同始終相同的流動。這裏我們用“均熵”而不用通常使用的“等熵”，是因為後者原是指沿流綫熵不變，而不是全流場熵相等。此外，單有一個名詞用來表示沿綫熵相等，也很方便，以後我們就這樣使用“等熵”這個辭。例如，我們將講到熱力學的壓容圖上的等熵綫。又如，我們已經知道，在無黏性的不導熱的流動中，沿流綫熵是常數，但除非流來的氣流熵是相等的，不然各條流綫的熵值是不相同的，那末這種流綫我們就說它是等熵綫。

均熵的條件，再加上狀況方程，立刻就得出一個壓強和密度的關係來，這個關係，在理想氣體中，就是

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{\rho}{\rho_1} \right)^{\gamma},$$

式中的 γ 仍是兩種比熱的比值。這個關係往往稱為絕熱律，因為每一氣體微團和它周圍其他的氣體微團之間沒有熱量交往。由此可見，兩種幾何相似的流動，除非二者

的 r 值相同,否則是不會有動力相似的。

所以,兩種幾何相似的無黏性且不導熱的流動,其動力相似的必要條件是彼此的 M 和 r 兩值分別相等。後者對於要作比較的實驗所能採用的氣體屬性,就加上了一個條件,對速度或尺寸則並無限制。譬如,一種氣體是單原子的,那末另一種氣體也必須是單原子的,餘類推。 M 數對於介質則無所要求,也不像雷諾數那樣,對直綫尺寸也沒有什麼要求,而是對流速和聲速的相對關係加上了一個條件。

一切理想氣體(空氣在很大一個溫度範圍之內,其行為是像理想氣體的, $r=1.4$) 的聲速都是和絕對溫度的平方根成正比的。用空氣做風洞實驗時,要風洞實驗的馬赫數和足尺寸實驗的馬赫數相等,只要風洞中的溫度較足尺寸流動的溫度低得多,風洞中的流速就可以較足尺寸流動的流速低得多。例如要想使風洞中的流速低 30%, 可以使它的絕對溫度低一半。此外,模型實驗對密度是並沒有要求的;因而做實驗的密度可以用得較足尺寸的低得多(壓強也低),從而節省風洞運轉所需要的功率。(不過密度不應該過低,低到使密度的變化不很容易量測是不行的,這一點是很明顯的實際限度。)

到這裏為止,我們說的動力相似都是略去黏性和熱導率的。這樣的略去,在高速流動中並不比在不可壓縮流中更有理由。關於黏性和熱導率的本質已經在 1938 年出版的“流體動力學的新發展”一書的第一章第二三兩節¹⁾中做了詳細的論述,這裏也許還得簡要地說一說。黏性和熱導率都是一種擴散現象,一個是由於分子交換動量而引起的,另一是由於分子交換能量而引起的。前者表現為渦的擴散,後者表現為熱的擴散。渦的擴散率決定於 μ/ρ 這個比, μ 是黏性係數, ρ 是密度;熱的擴散率決定於 $k/\rho c_p$ 這樣一個比, k 是熱導率, c_p 是等壓比熱²⁾。所以這兩種擴散的相對變化率決定於無量綱參數 $(\mu/\rho)/(k/\rho c_p)$, 也就是決定於 $\mu c_p/k$ 的,這個比值稱為普朗特 (Prandtl) 數,記為 σ 。

μ , k 二值和狀況參數之間的關係在卷一(1938 年)第一章第三節裏也討論過的,那部書裏證明溫度的變化對 μ 和 k 的影響重要得多,而且對二者的影響是相類似的。因此以後在本書中,我們就把 μ 和 k 只作為溫度的函數看待,而 σ 是常數。空氣的 σ , 我們取為 0.72。

根據類似於不可壓縮黏流的動力相似的推理,我們現在的問題把黏性包括在內的話,動力相似的條件也還是雷諾數 $Re (= U \rho d / \mu)$ 要相等, μ 和 ρ 都取為流來氣

1) 以後提到卷一卷二都是指這部書。

2) 在標準溫度與壓強之下,空氣中的擴散率可用下面的結果為例作一說明。兩種平行流,速度為 $\pm U$, 在 $t = 0$ 時,這兩種流動之間形成的一張渦面,經時間 t 秒後,在距原不連續面 z 厘米之各點,便會產生 $\pm \frac{1}{2} U$ 的速度, t 和 z 之間的關係是

$$t = 8.3 z^2.$$

例如 8.3 秒之後,離開原不連續面 1 厘米處之速度便降為

$$\pm \frac{1}{2} U.$$

餘此類似,如果有兩種流動溫度是 $T_0 \pm T$, 則 t 秒後,距原不連續面 z 厘米處之溫度變成 $T_0 \pm \frac{1}{2} T$, t 與 z 之間的關係是

$$t = 6.0 z^2.$$

這兩種作用的時間尺度是完全可以並比的。

流的數值。按以上的討論，我們把熱導率考慮在內，就得把浦朗佗數 σ 包括到相似參數裏去。

於是，動力相似引出了四個參數： M 、 γ 、 Re 、 σ 。儘管這些參數還不够齊全，事實上許多高速問題有了這四個參數已經很够用了，這一點我們在後面（第二章）還要從流動方程的分析上加以證明。

σ 和 γ 一樣，只是對於要作比較的氣體的屬性提出了要求，而沒有限制尺寸或速度。關於雷諾數的限制在卷一（1938 年）裏已經討論過了，但這裏也許還應該結合上面關於馬赫數的論述再說一下。我們假定模型與實物用同一介質——空氣，以滿足 γ 和 σ 的要求。我們就發現，除馬赫數之外，還要保持模型與實物的雷諾數相等，那末以前說的單單根據馬赫數相等而推出來的，模型實驗可以用低密度的辦法就不成了。事實上，模型實驗正需要增大密度，需要按模型尺寸與實物尺寸的反比那樣一個數量級去增大密度。這樣增大密度，壓強必隨之增大，模型實驗所需要的功率也就隨着相應的增大了，同時爲了得到高壓，實驗設備也複雜得多了。

如果我們仍像前面那樣，不考慮 γ 和 σ ，而使用一種特殊的介質，那末流動中任何一點 (x, y, z) 的三個分速 u, v, w 仍得滿足下列的要求：即 $u/U, v/U, w/U$ 都應是 $x/d, y/d, z/d, R$ 和 M 的函數，而力的係數則是雷諾數和馬赫數的函數。我們已經看到了，同時考慮到 Re 和 M ，就大大限制了進行模型實驗的條件，而且也使流動方程的理論研究複雜多了，特別是 μ 和 k 二值都和溫度有關。

事實上，大多數的實驗研究者在風洞中量測可壓縮流時，不得不滿足於模型與實物的馬赫數一個數相等上；而許多理論研究者也不得不在許多問題上作相應的簡化，即略去黏性和熱導率，以使解答有可能做出來。這本書裏大多數地方，當然也得這麼辦。但我們將在第十章裏講到壓縮性對附面層的作用；此外，凡是略去黏性和熱導率的地方，我們不要忘記，這樣得出來的結果，最多只能用於附面層和尾流之外。

§ 3. 亞聲速流與超聲速流。馬赫錐與馬赫梭

我們來看一個點子的聲源在靜止的無黏性不導熱的氣體中，以速度 U 作等速直

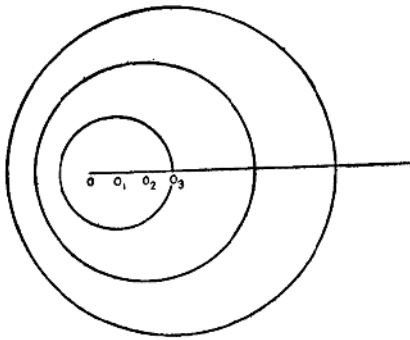


圖 1

綫運動的情形¹⁾。設氣體中的聲速爲 a ，我們先看一看，當 $U < a$ 時，情形如何。假定在 $t = 0$ 時，聲源在 O 點（圖 1），在此瞬間以前 $t = n\tau$ 時，聲源接連佔 O_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) 各點的位置，那末 $OO_1 = O_1O_2 = \dots = O_{n-1}O_n = U\tau$ 。而在 $t = 0$ 瞬間，以前在 O_n 各點所發出的聲波必都包在以 O_n 爲球心，以 $na\tau$ 爲半徑的球面以內。這個球面把 $O, O_1, \dots, O_{n-1}$ 各點都包在內了，同時也把以 O_{n-1} 爲球心以 $(n-1)a\tau$ 爲半徑，以 O_{n-2} 爲球心，以 $(n-2)a\tau$ 爲半

1) 本節的論述基本上和馬赫原來的說法一樣。