

第十五篇

航 空 工 程

目 錄

頁

第一章 概述

- 1.1 航空器的演進和航空範圍的擴展.....15— 1
- 1.2 航空領域的區分.....15— 2

第二章 空氣動力學

- 2.1 大氣之層次與標準大氣.....15— 3
- 2.2 空氣之物理性質.....15— 6
- 2.3 氣體之黏滯性與氣流之類型.....15— 7
- 2.4 氣體之可壓縮性與氣流之類型.....15—11
- 2.5 有關氣流之基本術語.....15—13
- 2.6 連續穩定流之關係式.....15—15
- 2.7 流勢方程式.....15—18
- 2.8 卜朗特，梅攸式膨脹波.....15—19
- 2.9 震波.....15—21
- 2.10 導管中之氣流.....15—29
- 2.11 氣流速度之測定.....15—34
- 2.12 飛機翼之剖面之氣動力特性.....15—36

第三章 推進系統

- 3.1 概說.....15—46
- 3.2 發動機性能.....15—46
- 3.3 燃氣輪機.....15—49
- 3.4 衝壓式噴射發動機.....15—53
- 3.5 發動機性能.....15—53

第四章 航空器結構

- 4.1 概說.....15—55

4.2	作用於航空器之一般載荷	15—55
4.3	內應力或計算應力與許用應力	15—57
4.4	航空器結構分析常用公式表	15—57

第五章 儀器設備

5.1	飛行儀表	15—63
5.2	發動機儀表	15—64
5.3	航行儀表	15—66
5.4	雜項儀表	15—66

第六章 航空器各系統

6.1	概說	15—68
6.2	飛行動力系	15—68
6.3	飛行操縱系	15—68
6.4	液壓系	15—69
6.5	燃油系	15—69
6.6	通信導航及雷達系	15—69
6.7	儀表及指示器	15—70
6.8	電器系	15—70
6.9	公用設施	15—71
6.10	逃生系與救生設備	15—73
6.11	武器系統	15—73

第十五篇

航 空 工 程

主編人 孫方鐸 李迪強

第一章 概 述

執筆人 孫方鐸

1.1 航空器的演進和航空範圍的擴展

1782 年，法人蒙果飛 (Montgolfier) 兄弟所製一具未載人的氣球首次成功底昇空，接着次年法人盧塞 (Rozier) 便乘氣球到達距地約 160 公里的上空。這是人類航空活動成功的開始，其所憑藉的乃是空氣的浮力。此與後來的氣艇 (airship) 均屬輕於空氣的航空器。1903 年，美人萊特兄弟 (Orville and Wilbur Wright) 自製的飛機試飛成功，於是人類纔有了重於空氣的航空器，其所憑藉的乃因飛機的運動而產生的空氣的反作用力。此一成就應歸功於內燃機的應用。從此人類的航空進入動力時代，而傳統的機械工程亦開闢出「航空」一門。自 1903 年以來，在民用與軍用的雙重需要之下，飛機的進步呈一日千里之勢：新興的噴射引擎 (jet engine) 取代了舊有的活塞引擎 (piston engine) 和螺旋槳的組合，而飛機的速度乃打破了音速的限制，進入了超音速的領域。同時，直昇機 (helicopter) 亦以另一面貌出現。可是直到二次世界大戰的前夕，人類所有的航空器，包括上述的氣球、氣艇、飛機、直昇機、種種，其作用都離不開近地的大氣層，因此其征空活動亦局限於此氣層之中，此即所謂大氣中的航行。從二次世界大戰期間開始，巨型火箭（如德國的 V-2）的出現使人造的航空工具所能到達的高度日益遠離地面，進入氣球和飛機等等所不能達到的高空。到了 1957 年，蘇俄的斯普特尼克一號 (Sputnik I) 由其強力火箭送至距地面 200 公里以外，幾乎無復大氣存在的空間，由此進入環繞地球運行的軌道。此即我們所知的第一顆人造衛星 (artificial satellite)。於是人類的航空乃擺脫了氣層的限制，而進入於太空的領域。到現在，人類憑藉其日益增強的火箭已經登陸月球，而無人的太空船 (spaceship) 則更深入星空，趨向太陽系的邊緣。在我們的太陽系之內，人類的征空活動可以說是無遠弗屆了。

1.2 航空領域的區分

根據以上所述，吾人可將人類的航空分為兩大領域：(1)大氣航行，(2)太空航行。在此兩區域內適用的航空器及其動力系統截然不同，其所根據的飛行原理亦異，因此其工程上所遭遇到的問題亦不相同。此外值得注意的是：在人類由地面到太空的種種活動之中，往往需要若干可以出入於大氣與太空之間的航行工具。這種兼具大氣與太空航行器性能的新產物，如太空梭 (space shuttle) 目前正在積極發展之中。茲綜括以上所述，列一簡表如次：

表 1.1 航空領域的區分

活動範圍		航 空 器		主 要 任 務	推 進 機
氣空航行	距地面 50公里 以下	輕於空氣	氣 球	高空觀測	無
			氣 艇	交通、運輸	活塞引擎與螺旋
		重於空氣	飛 機	民用：交通、運輸 軍用：偵察、轟炸、 戰鬥等	活塞引擎與螺旋、 或噴射引擎
			直昇機	民用：交通、運輸 軍用：支援作戰	活塞引擎與螺旋、 或渦輪軸式引擎
			滑翔機	訓練	無
太空航行	距地面 500 公里 以上	人造衛星	不返式	太空探測、太空通 訊	火箭引擎（起飛用）
			回歸式	太空探測、太空通 訊	火箭引擎（起飛、 收回及控制用）
		太空船	不返式	太空探測、星際航 行	火箭引擎（起飛、 及改正航線用）
			回歸式	太空探測、星際航 行	火箭引擎（起飛、 收回及控制用）
氣空兼 太空航 行	包括氣空與太 空	火箭飛機		高速飛行試驗	火箭引擎
		探測火箭		高空探測	火箭引擎
		飛 彈		轟 炸	火箭引擎
		太 空 梭		太空與地面間的交通、運輸	火箭引擎與噴射引擎兼用

由於預定篇幅的限制，太空航行的工程非本篇所能包括，以下各章將以大氣航行為限。即在此範圍內亦僅能以飛機工程及有關的空氣動力學為主，在本手冊中聊備一格；至於未克包括之部份當俟將來手冊擴編時，再予增訂。

第二章 空氣動力學

執筆人 孫方鐸

2.1 大氣之層次與標準大氣

包圍地球之大氣，依其溫度之變化，可分為下列若干層次（圖 2.1）：

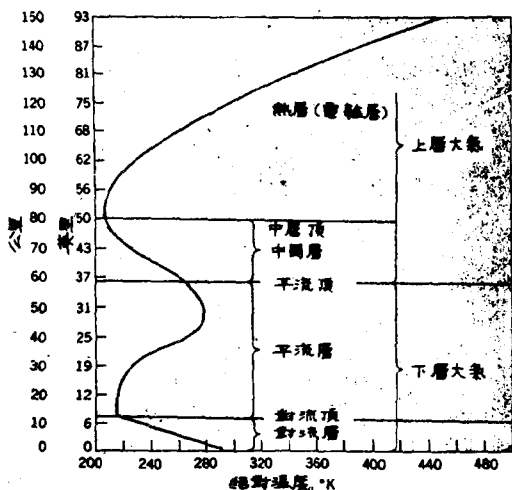


圖 2.1 大氣之層次

對流層 (troposphere) 此為距地面最近之大氣層，層內氣溫隨高度而遞減，且每有上昇之熱對流現象，故有對流層之號，其頂部距地面約 10 至 16 公里，號「對流頂」(tropopause)。

平流層 (stratosphere) 由對流頂起上昇至距地面約 55 公里處止，是為平流層。在此層內無復熱對流之現象，故有平流之號。此層底部約 10 公里之範圍內，氣溫之變化甚微，近於常數，但再上昇則氣溫隨高度而漸增，至接近其頂部時，復呈漸減之趨勢。平流層之頂部稱為「平流頂」(stratopause)。

通常所謂「氣空」係指上述兩層大氣而言。一般靠空氣動力或其浮力來支持之航空器，其活動均限於此兩層大氣之內。事實上，一般飛機與直昇機之飛行多在對流層中，祇有少數新式飛機始能在平流層中航行。至氣空以外，尚可分為「

中間層 (mesosphere)，「熱層」 (thermosphere)，以至「外天層」 (exosphere)等，如次逐漸達於所謂太空的領域。事實上，近代高空探測的結果顯示即在距地面五千公里以上仍有氣體分子存在，而大氣層之極限幾可上延到距地面十萬公里的高空。但平流頂以上之大氣已過於稀薄，不復能支持氣空航行器之飛行。通常所謂空氣動力學係以氣空為其範圍，本章以下各節亦將以此為限。

大氣之成份及其物理性質不獨隨其距地之高度而變化，亦因時因地而異。在工程上，為便利計，每取實際觀測所得之平均值，劃一大氣之性質，作為標準大氣。表 2·1 示國際標準大氣 (International standard air) 之性質。

表 2·1 國際標準大氣

1. 海平面狀況

$$T_0 = +15^\circ\text{C} = 288.16\text{ K}$$

$$p_0 = 101\,325\text{ N/m}^2$$

$$\rho_0 = 1.2256\text{ kg/m}^3$$

$$\mu_0 = 1.783 \times 10^{-5}\text{ kg/ms}$$

$$\nu_0 = 1.455 \times 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$$

2. 相對值

高 度 公尺	溫 度 T/T_0	壓 力 p/p_0	密 度 ρ/ρ_0	黏 滯 度	
				μ/μ_0	ν/ν_0
0	1	1	1	1	1
250	0.9944	0.9707	0.9762	0.9956	1.0198
500	0.9887	0.9421	0.9528	0.9911	1.0402
750	0.9831	0.9142	0.9299	0.9867	1.0610
1000	0.9774	0.8869	0.9074	0.9822	1.0824
1250	0.9718	0.8604	0.8853	0.9777	1.1044
1500	0.9661	0.8344	0.8637	0.9733	1.1269
1750	0.9605	0.8091	0.8424	0.9688	1.1500
2000	0.9549	0.7845	0.8215	0.9642	1.1737
2250	0.9492	0.7604	0.8011	0.9597	1.1980
2500	0.9436	0.7369	0.7810	0.9552	1.2230
2750	0.9379	0.7141	0.7613	0.9506	1.2487
3000	0.9323	0.6918	0.7420	0.9461	1.2750
3250	0.9266	0.6701	0.7231	0.9415	1.3020
3500	0.9210	0.6489	0.7045	0.9369	1.3298
3750	0.9154	0.6283	0.6863	0.9323	1.3584
4000	0.9097	0.6082	0.6685	0.9277	1.3877
4250	0.9041	0.5886	0.6511	0.9231	1.4178
4500	0.8984	0.5696	0.6339	0.9184	1.4488
4750	0.8928	0.5510	0.6172	0.9138	1.4806

2. 相對值 (續)

高 度 公尺	溫 度 T/T_0	壓 力 p/p_0	密 度 ρ/ρ_0	黏 滯 度	
				μ/μ_0	ν/ν_0
5000	0.8872	0.5329	0.6007	0.9091	1.5133
5250	0.8815	0.5154	0.5846	0.9044	1.5470
5500	0.8759	0.4983	0.5689	0.8997	1.5816
5750	0.8702	0.4816	0.5534	0.8950	1.6172
6000	0.8646	0.4654	0.5383	0.8903	1.6538
6250	0.8589	0.4497	0.5235	0.8855	1.6915
6500	0.8533	0.4344	0.5091	0.8808	1.7303
6750	0.8477	0.4195	0.4949	0.8760	1.7702
7000	0.8420	0.4050	0.4810	0.8713	1.8113
7250	0.8364	0.3910	0.4674	0.8665	1.8536
7500	0.8307	0.3773	0.4542	0.8617	1.8972
7750	0.8251	0.3640	0.4412	0.8568	1.9421
8000	0.8194	0.3511	0.4285	0.8520	1.9884
8250	0.8138	0.3386	0.4161	0.8471	2.0361
8500	0.8082	0.3264	0.4039	0.8423	2.0852
8750	0.8025	0.3146	0.3921	0.8374	2.1359
9000	0.7969	0.3032	0.3805	0.8325	2.1881
9250	0.7912	0.2921	0.3691	0.8276	2.2420
9500	0.7856	0.2813	0.3581	0.8227	2.2976
9750	0.7799	0.2708	0.3472	0.8177	2.3549
10000	0.7743	0.2607	0.3367	0.8128	2.4141
10250	0.7687	0.2509	0.3264	0.8078	2.4752
10500	0.7630	0.2413	0.3163	0.8028	2.5383
10750	0.7574	0.2321	0.3064	0.7978	2.6034
11000	0.7517	0.2232	0.2968	0.7928	2.6707
11500	以下其 值不變 。	0.2062	0.2743	以下其 值不變 。	2.8897
12000		0.1906	0.2535		3.1268
12500		0.1761	0.2343		3.3833
13000		0.1628	0.2166		3.6608
13500		0.1505	0.2001		3.9611
14000		0.1390	0.1850		4.2860
14500		0.1285	0.1709		4.6376
15000		0.1188	0.1580		5.0180
15500		0.1098	0.1460		5.4297
16000		0.1014	0.1349		5.8751
16500		0.0937	0.1247		6.3570
17000		0.0866	0.1153		6.8785
17500		0.0801	0.1065		7.4427
18000		0.0740	0.0984		8.0532
18500		0.0684	0.0910		8.7138

2. 相對值 (續)

高 度 公尺	溫 度 T/T_0	壓 力 p/p_0	密 度 ρ/ρ_0	黏 滯 度	
				μ/μ_0	ν/ν_0
19000		0.0632	0.0841		9.4286
19500		0.0584	0.0777		10.202
20000		0.0540	0.0718		11.039
20500		0.0499	0.0664		11.945
21000		0.0461	0.0613		12.924
21500		0.0426	0.0567		13.985
22000		0.0394	0.0524		15.132
22500		0.0364	0.0484		16.373
23000		0.0336	0.0447		17.716
23500		0.0311	0.0414		19.169
24000		0.0287	0.0382		20.742
24500		0.0266	0.0353		22.443
25000		0.0245	0.0326		24.284

2.2 空氣之物理性質

在通常狀況下，空氣可視為一完全氣體 (perfect gas)，其壓力 p ，密度 ρ ，與絕對溫度 T 滿足下列之狀態方程式：

$$\frac{p}{\rho T} = R \quad (2.2.1)$$

式中 R 為常數，其值視空氣之成份而定。具有標準成份之乾燥空氣 (分子量 28.96) 之 R 值如次：

$$R = 0.0686 \text{ 卡/克 } ^\circ\text{K} = 53.35 \text{ 呎磅/磅 } ^\circ\text{R}$$

一完全氣體之定壓比熱 C_p (specific heat at constant pressure)，暨定容比熱 C_v (specific heat at constant volume) 與其常數 R 之間有下列之關係：

$$C_p - C_v = R \quad (2.2.2)$$

$$C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad (2.2.3)$$

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2.2.4)$$

式中

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.2.5)$$

稱爲比熱比 (ratio of specific heats)。空氣之比熱視其溫度而定，在標準溫度 15°C 時，其值如次：

$$C_p = 0.2400 \text{ 卡/克 } ^\circ\text{K} \text{ (或英熱單位/磅 } ^\circ\text{R)}$$

$$C_v = 0.1714 \text{ 卡/克 } ^\circ\text{K} \text{ (或英熱單位/磅 } ^\circ\text{R)}$$

$$\gamma = 1.40 = \frac{7}{5} \uparrow$$

若空氣之溫度變化之範圍不大，則吾人可視其 C_p , C_v 與 γ 均爲常數，此時其熵 (entropy) 之變化即可根據其溫度密度，暨壓力之變化計算如次：

$$\Delta S = S_2 - S_1 = C_v \log \frac{T_2}{T_1} - R \log \frac{p_2}{p_1} \quad (2 \cdot 2 \cdot 6-1)$$

$$= C_p \log \frac{T_2}{T_1} - R \log \frac{p_2}{p_1} \quad (2 \cdot 2 \cdot 6-2)$$

$$= C_v \log \frac{p_2}{p_1} - C_p \log \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (2 \cdot 2 \cdot 6-3)$$

式中 S 表空氣每單位質量之熵，附標 1,2 分別表其變化起始及終結之狀態， $\log$ 則表自然對數。在等熵變化過程 (isentropic process) 中， $\Delta S = 0$ ，由以上諸式即得下列之等熵關係式

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^\gamma = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2 \cdot 2 \cdot 7)$$

上列 (2·26)，(2·27) 諸式可適用於任何具有恆比熱之完全氣體。茲如以空氣之 γ 值 7/5 代入上式，則得

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{7/5} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{7/2} \quad (2 \cdot 2 \cdot 7a)$$

與氣體運動有關之其它物理性質，如其黏滯性，可壓縮性等，另詳後節。

2.3 氣體之黏滯性與氣流之類型

凡流體對於其運動常呈現一項阻力，即所謂黏滯力 (viscous force)。一點滯力影響顯著之流動稱爲黏滯流 (viscous flow)，否則即可以非黏滯流 (nonviscous flow) 視之。

2.3.1 黏滯流之基本型別

層流 (laminar flow) 流體作有秩序之運動，如有層次，各層間有相對之

† 此值理論上適用於任何雙原子氣體 (diatomic gas)。

滑動，但無質量之交換，故大體上不相混合。在航空問題上，此型氣流多在飛行機翼之前緣，或導管中之低速度流動。

(2)紊流 (turbulent flow) 流體之運動除有其大致之進行方向外，別有不規則之運動，致流體之各微小部份 (即所謂流體質點 fluid particle 者) 互相撞擊而互相混合。此型氣流多在機翼之近後緣處，或流中之障礙物後，或發生於自噴管排出之氣體。

2.3.2 黏滯力與黏滯度

在層流中，根據施托克氏定律 (Stoke's law)，流體之黏滯力與其速度之間有下列之關係：

$$\tau_{x,y} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.3.1)$$

式中 $\tau_{x,y}$ 為作用於任意平面之單位面積上之剪力 (shearing force)，附標 x 示此平面之法線方向， y 則示此剪力之方向。 u 與 v 為流體在 x 與 y 方向之分速， μ 則為流體之絕對黏滯度 (absolute viscosity)，或動力黏滯度 (dynamic viscosity)，簡稱黏滯度 (viscosity)。 μ 與流體之密度之比稱為運動黏滯度 (kinematic viscosity)，茲以 ν 表之，則

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.3.2)$$

μ 與 ν 均屬流體之物理性質，其值因流體而異，亦隨其溫度與壓力而變。標準大氣之 μ 與 ν 之值見表 2.1。空氣之 μ 之值受壓力之影響甚微，故實際上僅為其溫度之函數，其近似之關係式如次：

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.75} \quad (2.3.3)$$

式中之 T 以絕對溫度計，附標“0”表海平面狀況，或任何標準狀況。

施氏之黏滯力公式 (2.3.1) 僅適用於層流，由是式中之 $\tau_{x,y}$ 亦稱層流剪應力 (laminar shearing stress)。在紊流中，流速呈波動之變化，故式中之 u 與 v 應以其對時間之平均值，

$$\bar{u} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} u dt, \quad \bar{v} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} v dt \quad (2.3.4)$$

代入，而得所謂平均層流剪應力 (mean laminar shearing stress)，

$$\tau_L = \mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (2.3.5)$$

此外紊流中尚有因流速波動而起之剪應力，

$$\tau_r = -\rho \overline{u'v'} \quad (2.3.6)$$

式中

$$u' = u - \bar{u}, \quad v' = v - \bar{v} \quad (2.3.6)$$

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} u'v' dt \quad (2.3.7)$$

故紊流中之剪應力乃二者之總和，即

$$\tau = \tau_L + \tau_r \quad (2.3.8)$$

式中之 τ_r 亦稱雷諾應力 (Reynolds stress)，其值遠過於 τ_L ，為紊流中之主要剪應力。

2.3.3 雷諾數

黏滯流之主要之無因次參數 (dimensionless parameter) 乃其雷諾數 R_e ，其定義如次：

$$R_e = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{V L}{\nu} \quad (2.3.9)$$

式中 V 為流速， L 乃一代表長度，例如導管之直徑，機翼之弦長等，其選擇視問題而定。

設有兩個不同之黏滯流各沿兩個幾何形狀相似之物體而運動，如其雷諾數相等，則二者之流線相似，而其相當位置處之作用力亦成比例。故雷諾數乃決定黏滯流相似性之參數。此外，雷諾數之大小亦足影響黏滯流之型別及其界層之厚度等，具見下節。

2.3.3 界 層

流體黏滯力之影響在其邊界上最為顯著，亦即其與流中固體之接觸面上，距此愈遠，其影響愈小。通常，此種顯著之影響僅限於緊接邊界之一薄層內，此即所謂界層 (boundary layer)，層內為黏滯流，而層外則可視為非黏滯流。

界層之厚度乃氣流雷諾數之函數。下列二式示平板上黏滯流界層厚度 δ 與雷諾數之近似關係：

$$\frac{\delta}{x} = \begin{cases} 5/R_e^{1/2} & \text{層流} \\ 0.37/R_e^{1/5} & \text{紊流} \end{cases} \quad (2.3.10-1)$$

$$(2.3.10-2)$$

式中

$$R_e = \frac{xU}{\nu} \quad (2.3.11)$$

此處 x 爲平板上一點對板之前端之距離， δ 爲此點處之界層厚度， U 則爲自由流速，即界層外之流速（圖 2.2）。上列二式顯示當雷諾數相同時，紊流之界層較層流之界層爲厚。

界層內黏滯流之爲層流或紊流與其雷諾數有關，因雷諾數之大小足以影響一點滯流之安定性（stability），從而影響其型別。一層流之雷諾數如經提高，則流中微小之騷動即可能擴大而使此流發展成爲紊流。使層流開始變爲紊流之雷諾數值稱爲其臨界值（critical

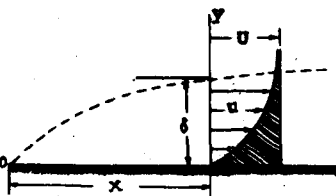


圖 2.2 界層之厚度

Reynolds number)。下列數字顯示由實驗所得之此項臨界值之下限（即在此數值以下，層流中之微小騷動不能自我維持，終將減弱至以致消滅，而不致使之發展成爲紊流，但在此值以上則有此可能。）

R_e 之定義 R_e 之臨界值（下限） 數字來源

平板上之流動	$\frac{u\delta}{\nu}$	2800	雷諾氏實驗
管內流動	$\frac{u_m d}{\nu}$	2300	Hansen 氏實驗

（ d = 管之直徑， u_m = 管內平均流速，其餘符號全前）

通常界層內之黏滯流可能一部份爲層流，一部份爲紊流。圖 2.3 示邊界上由前端起爲層流，其後逐漸發展成爲紊流，兩者之間有一界限並不明確之中間區域，但即在紊流區中，其底部仍有一層流區存在，稱爲層流副層（laminar sublayer）。

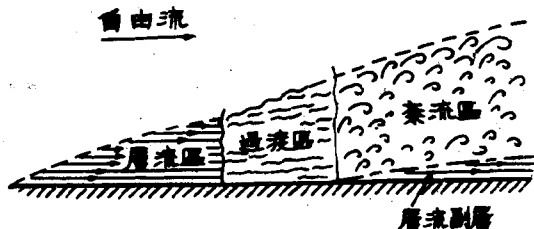


圖 2.3 平板上之界層

2.4 氣體之可壓縮性與氣流之類型

凡物體受壓，則其容積縮小，亦即密度增大，此在氣體方面尤為顯著。故一般言之，氣流乃一「可壓縮流」(compressible flow)，惟在特殊情形下，例如流速甚低，其可壓縮性之效應可以不計時，則可以「不可壓縮流」(incompressible flow) 視之。

2.4.1 氣體之可壓縮率

一物體之可壓縮率 (compressibility) 乃其可壓縮性之量度，茲以 σ 表之，其定義如次

$$\sigma = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (2.4.1)$$

式中 $d\rho/dp$ 乃其密度對壓力之變化率。一氣體之可壓縮率因其密度與壓力之變化過程而異，常用者為恆熵可壓縮率 (isentropic compressibility)，茲以 σ_s 表之，則

$$\sigma_s = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \quad (2.4.2)$$

如視空氣為一完全氣體，則其恆熵可壓縮率為

$$\sigma_s = \frac{1}{\gamma p} \quad (2.4.3)$$

2.4.2 音 速

在可壓縮之媒介質中，一微弱之擾動，如壓力衝動 (pressure impulse) 所引起之媒介質之狀態之變化，其傳播必有一定之速度。若此項擾動微弱至幾近於零，則此項傳播速度稱為音速 (speed of sound)，其公式如次：

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right) \quad (2.4.4)$$

式中 a 為相對於靜止之媒介質之音速，附標 s 示此項傳播係在恆熵下進行。顯然，一媒介質中之音速與其恆熵可壓縮率之間有下列之關係：

$$a^2 = \frac{1}{\rho \sigma_s} \quad (2.4.5)$$

由是可知，就一定之密度而言，媒介質之可壓縮率愈小，則其中之音速亦愈大。在不可壓縮之媒介質中， $\sigma_s \rightarrow 0$ ， $a \rightarrow \infty$ 。若媒介質為一完全氣體，則上式可化為

$$a = \sqrt{\gamma R T} \quad (2.4.6)$$

由是得空氣中之音速爲

$$\begin{aligned} a &= 20.05 \sqrt{T(^{\circ}\text{K})} && \text{公尺/秒} \\ &= 49.02 \sqrt{T(^{\circ}\text{R})} && \text{呎/秒} \end{aligned}$$

當氣溫爲攝氏零度時，其值爲 331.3 公尺/秒 即 1087 呎/秒。

2.4.3 馬赫數與可壓縮氣流之分類

通常，氣流中之溫度隨處不同，故其中之音速亦隨處而異。氣流中某處之流速 V 與該處之音速 a 之比稱爲氣流在該處之馬赫數 (Mach number)，茲以 M 表之，則

$$M = \frac{V}{a} \quad (2.4.7)$$

在可壓縮氣流問題中， M 爲決定氣流相似性之主要參數。設兩不同之氣體，各沿兩幾何上相似之邊界進行，如其馬赫數 M 與比熱比 γ 各具同值，則兩者之流線相似，且其相當位置處之作用力亦成比例。此外，馬赫數之大小對於一可壓縮流之型別更具有其決定性。茲按照 M 之值將可壓縮流分類如次：

次音速流 (subsonic flow) 氣流中處處均得 $M < 1$ ($V < a$)

超音速流 (supersonic flow) 氣流中處處均得 $M > 1$ ($V > a$)

穿音速流 (transonic flow) 氣流中兼有 $M < 1$ ($V < a$)， $M > 1$ ($V > a$) 之區域

若氣流中某處之馬赫數恰等於一，亦即其處之流速恰好與音速相等，則此氣流即稱爲到達其臨界狀態 (critical state)。顯然，在一穿音速之連續流 (continuous flow，即其狀態作連續性變化之流動) 中，必有臨界狀態存在，但在次音速流或超音速流中則否。當一超音速流之馬赫數遠大於一時，則稱爲遠音速流 (hypersonic flow)。通常吾人以 $M > 5$ 之氣流爲遠音速。若一次音速流之 M 接近於零，則或其流速接近於零，或其可壓縮率接近於零，凡此均可使吾人視其密度爲常數而以不可壓縮流視之。

次音速流與超音速流在基本上表現不同之特性。如圖 2.4 所示。在超音速流中，由一定點 A 發出之微弱擾動所產生之影響區被限於一個以 A 點爲頂點之錐形體內。此錐體稱爲馬赫錐 (Mach cone)，其頂角之半稱爲馬赫角 (Mach angle) 茲以 α 表之，則 α 與馬赫數之間有下列之關係。

$$\sin \alpha = \frac{1}{M} \quad (2.4.8)$$

一馬赫錐分氣流經行之空間爲兩大區域：錐內爲作用區 (zone of action)，所

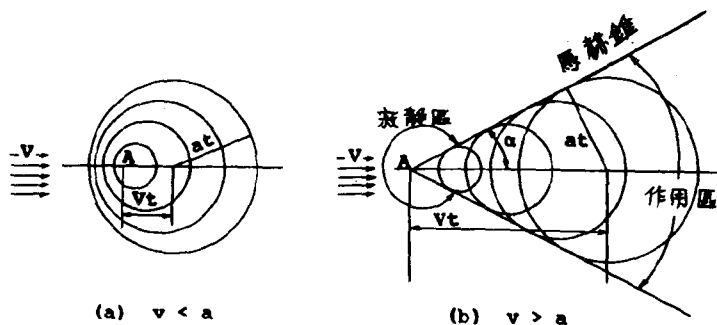


圖 2.4 次音速與超音速氣流中擾動之傳播

有因擾動而起之影響均限於此區；錐外為靜寂區(zone of silence)，區內氣流不受此擾動之影響。當氣流達於臨界狀態時， $\alpha=90^\circ$ ，此時之馬赫錐面即化為一平面，與氣流之方向相垂直。在次音速流中，則無馬赫錐之存在，因此亦無作用區與靜寂區之分。由A點發出之擾動所產生之影響遲早可達於氣流中之任一點。

若空氣靜止而A點以超音速在空氣中進行，則馬赫錐即隨A點而移動。錐面所過之處即為作用區，其中之空氣始受A點所引起之擾動之影響。此種現象稱為馬赫波(Mach wave)。馬赫錐面即為波面(wave front)，而波面之線素(line element)即所謂馬赫線(Mach line)。

上述係假定擾動至為微弱，其所產生之氣流狀態變化均屬無限小而言；若非極弱，則有所謂震波現象，另詳該節。

2.5 有關氣流之基本術語

連續流(continuous flow) 氣流之速度暨氣體之狀態在其所經行之空間內作連續性之變化；易言之，流場內相鄰兩點在同一瞬間之流速及其物理狀態必無限接近。一般氣流多可視為連續流；惟在超音速氣流中則有發生跳躍性變化之可能，此即所謂震波現象。包含震波之氣流即非連續流。

穩定流(steady flow)：氣流中任何處之速度及其諸物理性物均不因時間而變，（簡稱穩流）。

流線(streamline)：用以表示流場中氣流之瞬間狀況，每一瞬間之每一流線，其上各點處之流速矢量必與此線相切。在非穩定之氣流中，流線係隨時間而變化；但在穩流中則否。

旋度 (vorticity)：氣流中任一點處之轉速矢量 (angular velocity) 之二倍謂之該點處之旋度。茲以 $\vec{\Omega}$ 表之，則上述定義可以數式表示如下：

$$\vec{\Omega} = \nabla \times \vec{v} \quad (2.5.1)$$

在正座標系中，其三分量如次：

$$\begin{aligned} \Omega_x &= \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \Omega_y &= \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \Omega_z &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

式中， u, v 與 w 為流速矢量在 x, y ，與 z 三方向之分速。

無旋流 (irrotational flow)：若一氣流中，其旋度處處為零，則稱為無旋流。通常在黏滯流之邊界層內，無論其為層流，或紊流，其旋度必不為零，故無旋流必在層外始有可能。

勢流 (potential flow)：如一氣流之速度矢量 $\vec{V}$ 恰為一無向函數 ϕ 之梯度 (gradient)，即

$$\vec{V} = \nabla \phi \quad (2.5.3)$$

則此氣流稱為勢流，而 ϕ 則稱為其勢函數 (potential function)。在正座標系內，上式可書為

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (2.5.4)$$

凡一勢流必為無旋流，但一無旋流不必為勢流。若流場為一簡單連通之區域 (simply-connected region)，則其中之無旋流即為勢流。

絕熱流 (adiabatic flow)：氣流與其外界，暨氣流之所有質點之間均無熱量之交換。

恆熵流 (isentropic flow)：氣流中氣體單位質量之熵處處相等，且均維持一不變之值。

靜滯性質 (stagnation property)：氣流中若某點處之速度為零，則此點稱為靜滯點 (stagnation point)，其處之氣體狀態即稱為靜滯狀態 (stag-

† 嚴格言之，應稱為 (homotropic flow)，即均一區域流，以別於一般所謂 (isentropic flow)，其定義祇需每一質點之熵不變即可。為簡便計，本章中不作此項區別。