

空气动力实验技术

南京航空学院

1980.2.

第一章 相似原理和量纲分析

§1 引言

行飞行器或其他工业上的气动力实验时，初看起来，似乎最好是用实物在实际工作条件下进行实验，这样就能取得反映真实工作情况的 firsthand 数据材料，但是这种考虑在很多情况下是不现实的，原因是有时设计一架新的飞行器时，往往在设计方案的初始阶段，实物尚未出来以前，~~然而~~就需知道一些这架飞行器可能有的性能数据。此时实物尚没有，如何谈得上进行实物飞行实验。即使样机已经造出来，我们也不能在没有充分把握以前，冒然去试飞。因为一旦那儿考虑欠周，就可能人机两毁，造成不可挽回的损失。此外进行实物飞行试验时所化的人力物力甚为巨大，为了多快好省地建设社会主义，我们也必须从经济上考虑问题，如何能化费最少的人力物力来取得可供实用的数据。为此，大多数飞行器或其他工业上的气动力实验都是在风洞设备（大多数实验都利用风洞）中进行模型实验来取得数据。

利用模型实验来取得数据固然从安全性、经济性以及方便性等^{方面}比起实物实验来具有不少优点，但同时也产生一些新问题，问题之一是：是否随便进行一次模型实验就能取得对应于实物情况下的^气动力数据。答案显然是否定的。举例来说，我们如想得某一飞机在实际飞行情况下的气动力数据，但在风洞中却用一导弹模型来作实验，这两者的几何外形以及气流的绕流态相差极远，当然这两者的气动力特性也不可能有什么对应关系。为了取得相当于实物情况下的气动力数据，最低限度也必须用一和实物几何形状相似的模型来进行实验，但即使这样，也不是随便按排一下实验就能获得和实物情况下相对应的气动力数据。图 1-1 就表示几个典型的例子。图 1-1 a 表示实物和模型几何相似，但迎角不同（更广义一些说就为方位不同）时的绕流态，其一物上附面层分

分离，另一则分离早。流态不同，显然其气动力特性就不可能相符。

1-1 b 示实物和模型外形和迎角相同，但表面粗糙度不同时的流态，其一为层流流动，另一为紊流流动。当然气动力特性也不相符

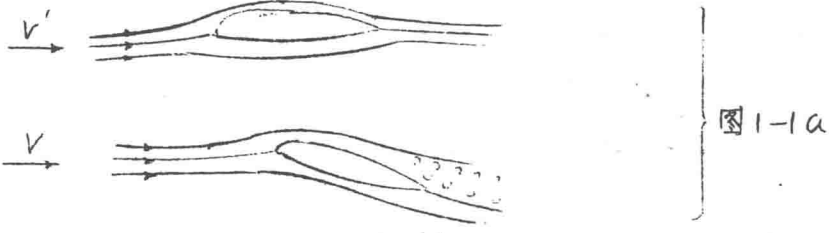


图1-1a

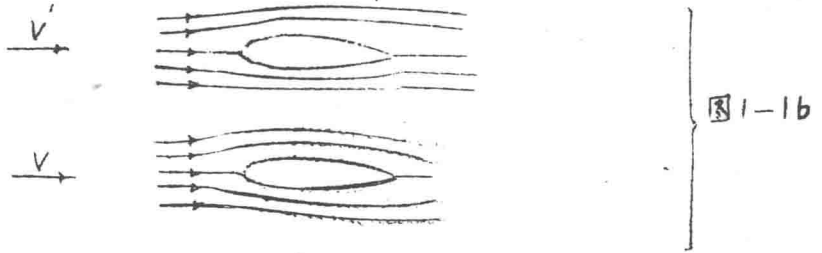


图1-1b

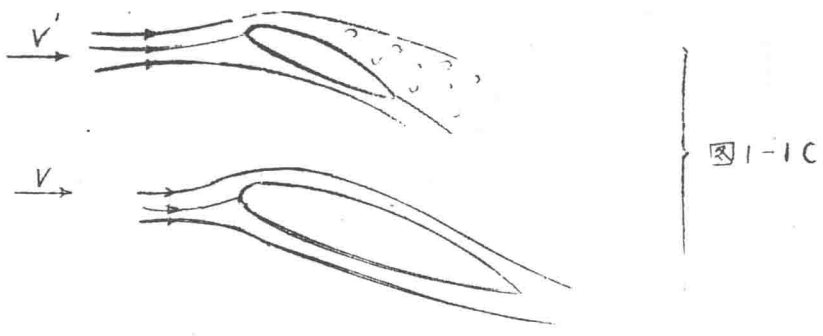


图1-1c

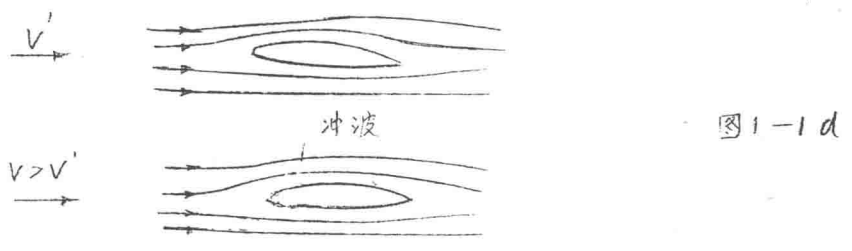


图1-1d

图1-1^表示实物和模型几何相似又方位和粗糙度相同，但绝对尺寸不同，在同一反始气流速下的绕流态，初想起来，似乎流态不应有何差别。但实际则不然。在尺寸大的情况下，物后上流动易于出现紊流，随之分离现象可能迟晚，尺寸小的情况下流动现象正好相反，因此气动力特性也就不同。

如果反始流速不等，是否就可弥补上述的差异呢？事实证明，这还不一定行，图1-1d就^表示这种情况。反始气流速太大了，有可能在流动中出现冲波。流态不同，气动力特性就不相符了。

那么到底应如何安排实验，才能使模型情况下的流态和实物情况下相似，才能使模型实验结果符合于实际，这是本章要讨论的第一个问题。

一般情况下，模型和实物的绝对几何尺寸不会相等，作用在模型上的气动力绝对量也不会和实物情况下大小相等。那么如何把模型实验的测量结果转用到实物情况下去呢？这是本章要讨论的第二个问题。

在讨论正文之前，先介绍一些相似概念

§2 相似概念

考虑两个绕流物体，假如其中之一经过均匀地变形（所谓均匀变形，就是该物体的每一尺寸都比原来尺寸扩大或缩小同一倍数）后能和另一物体完全重合，就称这两个绕流物几何相似。令 l 和 l' 为这两个物体上任意两个对应尺寸。则在几何相似情况下：

$$\frac{l}{l'} = \text{常数} \quad (1)$$

在两个几何相似的物体上各取一点 A 和 A' ，假如一个物体经过均匀变形后能和另一物体重合时， A 和 A' 点也相重合，就称这两点为对应点。连接很多对应点的线，称为对应线。

推广之，假如两个流场的流线谱经过均匀变形后能重合起来，

就称这两个流场几何相似。

假如在两个流场中流体质点经过任意两条对应途径所需的时间比

$$\frac{t}{t'} = \text{常数}_2 \quad (2)$$

就称这流动为运动相似。

令 Δl 和 $\Delta l'$ 各为两个相似流场中的两小段对应途径， Δt 和 $\Delta t'$ 各为流体质点经过这对应途径时所花的时间， v 和 v' 为这两个流场中流体质点的流速， a 和 a' 为加速度，则在流场运动相似的情况下，根据 (1) 和 (2) 式可推得

$$\frac{v}{v'} = \frac{\Delta l / \Delta t}{\Delta l' / \Delta t'} = \text{常数}_3 \quad (3)$$

同理可推得加速度的比较关系：

$$\frac{a}{a'} = \text{常数}_4 \quad (4)$$

由上列二式知：在运动相似情况下，任意两个对应点上的流速或加速度都分别保持一定的常数比。

根据以上所述，可知运动相似是以几何相似为先决条件。但几何相似并不一定意味着运动相似，例如在一理想的非定态的直管气流中，流线都是直线，但流速并不一定相同。

假如在两个流场内，任意的⁽⁷⁾个对应点上由各种作用力所组成的力多边形几何相似，就称这两种流动为动力相似。令 p 和 p' 为任意两个对应力，则可写成

$$\frac{p}{p'} = \text{常数}_5 \quad (5)$$

一般说来，还可把相似概念推广到温度、质量等相似上去。

假如在两个被比较的流场内，在任意两个对应点上的流速、加速度、作用力的多边形以及其他一切表征流动的物理量都分别

保持一定的常数比，这两个流场就完全相似。

如果只有一部分物理特性（例如压缩性或粘性等）保持相似，就称这两个流场部分相似。

有了相似概念后，进一步就来讨论以下两个问题：

(1) 在什么条件下，两个流场能达到完全相似（亦即相似的必要和充分条件如何）？

(2) 在相似情况下，如何把其中一个流场的实验数据转用到另一流场中去？

§3 流场相似的必要和充分条件*

如对所研究的流动已能列出基本方程，就可以从这些方程出发，来找出保证完全相似的必要和充分条件。以下举一例来作说明。

为书写简单起见，考虑一非定态的二维粘性可压流动（在三维下道理完全相同）其基本方程如下

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\mu}{3\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\mu}{3\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

$$\rho g c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (9)$$

* H. Schlichting, Boundary layer theory, 第14章, §3.

$$P = g R \rho T \quad (10)$$

在上列各式中，

u, v 各为 x 和 y 方向的流速，

X 和 Y 各为单位体积在 x 和 y 方向所受的体力，

μ 为粘性系数，

λ 为传热系数，

c_p 为定压比热，

R 为气体常数，

g 为重力加速度。

同时已假设了 μ, λ 以及 c_p 都是常数。从 (6) 到 (10) 五个方程确定五个变量： u, v, p, ρ, T 。不管是实物流动的物理模型流动情况，其基本方程的形式都是相同的。

根据 § 1-2 中所介绍的相似概念可以得到一些启示：

如果流场中任一点的流动参数都以该流场中相应的特征参数作为单位来量度（例如流场中各点的流速 u 都以绕流物前方的流速 V_∞ 作为单位来量度，各点的压强 p 都以前方的压强值 P_∞ 作为单位来量度，依此类推），那么在两个相似流场中对应点上；用这种独特的单位量度去的数值必定相等。亦即如果实物流场和模型流场相似，则其任意二对应点上

$$\left(\frac{u}{V_\infty}\right)_{\text{实}} = \left(\frac{u}{V_\infty}\right)_{\text{模}}, \quad \left(\frac{p}{P_\infty}\right)_{\text{实}} = \left(\frac{p}{P_\infty}\right)_{\text{模}}, \quad \dots\dots$$

现今上列五个基本方程中的参数都以流场中相应的特征参数作为单位量度，即令

$$u = u^* V_\infty, \quad v = v^* V_\infty$$

$$p = p^* P_\infty, \quad \rho = \rho^* \rho_\infty, \quad T = T^* T_\infty$$

$$x = x^* g, \quad y = y^* g.$$

$$x = x^* L, \quad y = y^* L, \quad t = t^* T.$$

以上各式中，凡带下标“∞”者指绕流物前方气流中的数值，上标“*”表示一无量纲的纯数，或称名数。g为重力加速度，L为绕流物的特性长度，T为流场中的某一特征时间，

以上列各式代入(6)和(7)式，并再以 $\frac{V_\infty^2}{L}$ 除各项，可得

$$\begin{aligned} \frac{L}{V_\infty T} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + (u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*}) &= \frac{gL}{V_\infty^2} x^* - \frac{p_\infty}{\rho_\infty V_\infty^2} \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial x^*} \\ &+ \frac{\mu}{\rho_\infty V_\infty L} \left\{ \frac{1}{\rho^*} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \right. \\ &\left. + \frac{1}{3\rho^*} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{L}{V_\infty T} \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + (u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*}) = \dots \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + \frac{V_\infty T}{L} \frac{1}{\rho^*} (u^* \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial p^*}{\partial y^*}) &+ \\ &+ \frac{V_\infty T}{L} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

把新参数代入式，并各项除以 $\rho_\infty g c_p \frac{V_\infty T}{L}$ ，得

$$\begin{aligned} \frac{L}{V_\infty T} \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \rho^* (u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*}) &= \frac{\rho_\infty}{\rho_\infty g c_p T_\infty} \frac{L}{V_\infty T} \frac{\partial p^*}{\partial t^*} \\ &+ \frac{\rho_\infty}{\rho_\infty g c_p T_\infty} (u^* \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial p^*}{\partial y^*}) \\ &+ \frac{\mu g c_p}{\lambda} \frac{1}{\rho V_\infty L} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{V_{\infty}}{g c_p T_{\infty}} \frac{\mu}{\rho_{\infty} V_{\infty} L} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right)^2 \right] \right. \\
 & \left. + \left(\frac{\partial v^*}{\partial x^*} + \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right)^2 \right\} \quad (14)
 \end{aligned}$$

由(10)式得

$$p^* = p^* T^* \quad (15)$$

不管是实物抑或模型流场情况，其流动规律都应服从于(6)到(10)这五个基本方程式。如果分别根据实物和模型流场中的特征参数把基本方程改换成无量纲形式，则最后所得的方程亦必都类似(11)到(15)五个式子的形式。唯一可能不同的，只是由于实物和模型流场的特征参数不同，因此(11)到(15)式中由这些特征参数组成的七个组合参数不同。这七个组合参数为：

$$\begin{aligned}
 & \frac{L}{V_{\infty} T}, \quad \frac{gL}{V_{\infty}^2}, \quad \frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty} V_{\infty}^2}, \quad \frac{\mu}{\rho_{\infty} V_{\infty} L}, \quad \frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty} g c_p T_{\infty}}, \\
 & \frac{\mu g c_p}{\lambda}, \quad \frac{V_{\infty}}{g c_p T_{\infty}}
 \end{aligned}$$

如果进行模型实验时，适当控制流场的特征参数，使得这些参数所组成的那七个组合参数和实物情况下完全一致，那么模型情况下的基本方程和实物情况下不仅形式类似，而且方程的具体参数也完全相同。如果这两种情况下的边界条件（即模型和实物几何相似以及方位相同）以及初始条件也都相同，那么这种情况下的方程解就完全相同。方程的解相同就意味着在这两个流场的任一对应点 (x^*, y^*) 和任一对应时间 T^* 下：

$$u_{\text{实}}^* = u_{\text{模}}^*, \quad v_{\text{实}}^* = v_{\text{模}}^*, \quad p_{\text{实}}^* = p_{\text{模}}^*, \quad \dots \dots$$

亦即

$$\frac{u_{\text{实}}}{u_{\text{模}}} = \frac{V_{\infty \text{实}}}{V_{\infty \text{模}}} = \text{常数}$$

$$\frac{P_{\text{实}}}{P_{\text{模}}} = \frac{P_{\infty \text{实}}}{P_{\infty \text{模}}} = \text{常数}, \dots$$

这就符合了先前所说的两个流场完全相似的定义。

把上述七个复合参数稍加整理，并引入专用的符号：

1. 令 $S = \frac{V_{\infty} T}{L}$ ， S 称为斯氏数，它表征非定态流动特性。

2. 令 $F = \frac{gL}{V_{\infty}^2}$ ， F 称为弗氏数，它表征重力的作用。

$$3. \text{ 因 } \frac{P_{\infty}}{P_{\infty} V_{\infty}^2} = \frac{x \frac{P_{\infty}}{x}}{x V_{\infty}^2} = \frac{1}{x} \frac{a_{\infty}^2}{V_{\infty}^2} = \frac{1}{x} \frac{1}{M_{\infty}^2},$$

而 x 为气体的定压比热 C_p 和定容比热 C_v 之比值， M 称为马氏数，它表征气体的压缩性效应。

4. 令 $R_e = \frac{\rho V_{\infty} L}{\mu}$ ， R_e 称为雷氏数，它表征粘性效应

$$5. \text{ 因 } \frac{P_{\infty}}{P_{\infty} g C_p T_{\infty}} = \frac{g R P_{\infty} T_{\infty}}{C_p g P_{\infty} T_{\infty}} = \frac{R}{C_p} = \frac{C_p - C_v}{C_p} = 1 - \frac{1}{x},$$

所以这一复合参数事实上已包含在第三个复合参数内。

6. 令 $P_r = \frac{\mu g C_p}{\lambda}$ ，称为普氏数，它表征传热特性。

$$7. \text{ 因 } \frac{V_\infty^2}{g_{c_p} T_\infty} = \frac{V_\infty^2}{g_{c_p} \frac{P_\infty}{\rho_\infty}} = \frac{x R V_\infty^2}{c_p a_\infty^2} = (x-1) M_\infty^2,$$

所以这一复合参数也已包含在第三个复合参数内了。

由此得一重要的结论：任何两个流场，只要边界条件，初始条件以及 S 、 F 、 Re 、 M_∞ 、 Pr 等这些参数相等，这两个流场就完全相似。

通常就称 F 、 Re 、等这些参数为相似参数，或相似准则，或相似判据。

以上我们通过流动的基本方程，推导出了一系列相似参数。有时研究一新问题时，可能流动情况十分复杂，以致一时还列不出基本方程，此时就只能依靠另一途径——量纲分析来找相似参数。这问题将在本章后半部来作讨论。

在空气动力学通常遇到的一些问题中，共有下列一些相似参数：

$$\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \frac{h}{l}, x, Re, M_\infty, F, S, Pr, \dots$$

内 α, β, γ 为绕流物在流场中的方位角，

ε 为起始气流紊流度，

$\frac{h}{l}$ 为绕流物的相对粗糙度 (l 为绕流物的特性长度)。

§4 两相似流场中气动力特性间的关系

考虑两个完全相似的流场 (参 1-2)，在这两个绕流物表面的任意对应点 A 和 A' 上各取一流体微团，令其质量各为 Δm 和 $\Delta m'$ ，长度尺寸各为 Δl 和 $\Delta l'$ ，重心处的加速度各为 a 和 a' ，作用在其上的合力素各为 Δp 和 $\Delta p'$ (以上符号中凡带撇的表示模型实验情况) 作用在微团上的合力素必定要和微团的惯性力相平衡。惯性力可表示为：

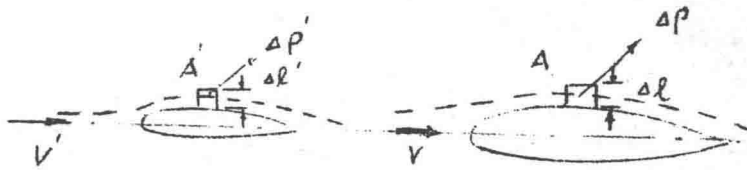


图 1-2

上式 惯性力 = $\Delta m \cdot a (\propto \rho \Delta l^3 a) = K_1 \rho \Delta l^3 a$,

内 K_1 为一比例常数，同理在模型情况下也可得

$$(\text{惯性力})' = \Delta m' \cdot a' = K_1' \rho' \Delta l'^3 a'$$

在目前相似条件下， $K_1 = K_1'$ ，故得

$$\frac{\Delta p}{\Delta p'} = \frac{\Delta m \cdot a}{\Delta m' \cdot a'} = \frac{\rho \Delta l^3 a}{\rho' \Delta l'^3 a'} \quad (16)$$

又加速度

$$a \propto \frac{\Delta l}{\Delta t^2} = \left(\frac{\Delta l}{\Delta t}\right)^2 \frac{1}{\Delta l} \propto \frac{V^2}{\Delta l}$$

或可写成

$$a = K_2 \frac{V^2}{\Delta l}$$

上式内 V 为流场中的某一特征速度，如过前方的来流速。 K_2 为一比例常数。

同理在模型情况下得

$$a' = K_2' \frac{V'^2}{\Delta l'}$$

在相似条件下， $K_2 = K_2'$ ，故得

$$\frac{a}{a'} = \frac{V^2 / \Delta l}{V'^2 / \Delta l'}$$

以上式代入(16)式, 即得

$$\frac{\Delta p}{\Delta p'} = \frac{\rho \frac{V^2}{\Delta l} \Delta l^3}{\rho' \frac{V'^2}{\Delta l'} \Delta l'^3} = \frac{\rho V^2 \Delta l^2}{\rho' V'^2 \Delta l'^2} \quad (17)$$

在上述 Δp 中包含了一部分气流微团和绕流物表面之间的作用力 (也即通常所说的气流作用在物体上的气动力) ΔR , 把 ΔR 积分起来, 就得总气动力 R , 在两个流场完全相似的条件下:

$$\frac{R}{R'} = \frac{\Delta R}{\Delta R'} = \frac{\Delta p}{\Delta p'} = \frac{\rho V^2 \Delta l^2}{\rho' V'^2 \Delta l'^2} = \frac{\rho V^2 S}{\rho' V'^2 S'}$$

上式
内 S 为绕流物的特征面积, 如机翼面积等。公式也可改写成

$$\frac{R}{\frac{1}{2} \rho V^2 S} = \frac{R'}{\frac{1}{2} \rho' V'^2 S'} \quad (18)$$

通常我们定义:

$$C_R = \frac{R}{\frac{1}{2} \rho V^2 S} \quad (19)$$

为气动力系数。由此就可得一结论: 在两个流场完全相似的情况下, 作用在实物和模型上的气动力系数 C_R 相等。当然此时两个流场中绕流物的几何尺寸, 流速以及气动力本身大小并不一定就相等。根据上式结论, 我们只要在相似的条件, 通过模型实验测出气动力 R' , 换算成系数 C_R' , 就可很方便地转用到实物情况下去。

根据同样的原理可证明: 在两个流场完全相似的条件, 作用在绕流物上的气动力力矩系数

$$C_m = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho v^2 s l}$$

彼此相等

同理在相似条件下，作用在绕流物对应点上的压强系数

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho v^2}$$

也彼此相等 (内 p_∞ 为流场中的特征压强值，如过前方来流中的静压)。

§5 模型实验的实际安排法

根据 §3 中的结论可知，一般情况下，气动力实验中所应考虑的可相似参数有

$$\alpha, \beta, \gamma, \epsilon, \frac{h}{l}, \chi, Re, M, F, S, Pr \text{ 等。}$$

因此一般说来气动力系数可表达为上述诸参数的函数。

$$C_R = C_R \left(\text{绕流物形状}, \alpha, \beta, \gamma, \epsilon, \frac{h}{l}, \chi, Re, M, \dots \right)$$

(20)

严格说来，实验时必须同时满足上述所有相似参数，才能使模型实验结果完全符合于实际，这种相似称之为完全相似。

但在实际情况下，要同时考虑如此多的因素，那除非就作实物实验，否则是办不到的，幸而在通常所遇的那些流动情况中，上述这些因素并非同时都起显著作用，在具体不同的流动情况下，往往只有少数几种相似参数起决定性作用，余则都可忽略不计，于是在模型实验中，一般只保持对流动特性起决定性作用的一些因素相似，这样的相似称为部分相似。

以下举几个具体的例子来说明如何安排模型实验。

由于大多数气动力实验都只是研究定态流场的特性，因此相似参数无需考虑。此外，如果所研究的流场中不存在自由面(例如水上飞机在水面上滑行时存在水和大气分界面)，则重力对

流动的影响可忽略不计。于是 F 相似参数也可不考虑。

进行低速气动力实验时（即当飞行器的飞行速度低于 100 米/秒时），空气的压缩性影响可忽略不计。此时主要考虑气流的粘性效应，即 Re 数相似参数，

根据 Re 数的定义知，要求 Re 数相等，就需

$$\frac{\rho v l}{\mu} = \frac{\rho' v' l'}{\mu'}, \quad \text{或} \quad \frac{v l}{\nu} = \frac{v' l'}{\nu'} \quad (21)$$

上式中带撇的参数指模型实验状况，不带撇的指实物飞行情况。

由于通常的流动介质都是空气，并且模型和实物情况下温度相差不会太大。因此两个流场中空气的运动粘性系数 ν 就可看成相等。于是上式可简化为

$$v l = v' l' \quad (22)$$

由此知，如果模型尺寸较实物小若干倍，那么流速就应放大若干倍。这样才能保证模型和实物情况下的 Re 数相同。这一要求有时在实验中会引起一些新问题。因一旦模型实验时流速过于放大，就会出现空气的压缩性影响，结果流动特性就和实物情况下不同。为了避免这种缺点，也可采用改变空气密度的办法（即在变密度风洞内进行实验，见下一章）来达到 Re 数相等（或接近）的目的。

研究高速流动特性时，除去 Re 数外，还要考虑 M 数相似准则。根据 Re 和 M 数的定义，实验时必须同时保证：

$$\frac{v}{a} = \frac{v'}{a'} \quad (23)$$

$$\frac{\rho v l}{\mu} = \frac{\rho' v' l'}{\mu'} \quad (23b)$$

有下列几种方法来达到这要求：

- ① 如果模型和实物情况下的流动介质都是空气，并且温度相

同；則因在空气中，音速 a 只取决于温度，温度相同，音速也就相等。于是由 (23a) 式知，为了满足 M 数相等的条件，就要求模型和实物下的流速相同，又由于温度相同， μ 也相同，于是为了满足 Re 数相同的条件，就要求

$$\text{若} \quad \rho l = \rho' l' \quad (24)$$

亦即若模型尺寸较实物减少若干倍，就要求空气介质的密度增大若干倍。近代好多高速风洞都是根据这个原理来进行实验的。这种风洞称为变密度风洞。

② 采用不同的流体介质来进行模型实验，例如有一种气态冷却剂氟里昂 (Freon 12)，其密度约为空气的四倍，又在常温下，这种气体中的音速 $a_F = 130$ 米/秒。大约只有同一温度下空气中音速的 38%。这样就有可能同时满足 Re 数和 M 数相似准则的条件。当然，由于氟里昂的气体参数和空气不同，在实验时会引起一些误差。

③ 近年来有一发展趋势是在风洞中仍然用空气作为流动介质，但在实验时采用人工冷却的办法减低气流的温度，温度一下降，音速随着就下降，于是在较低的流速下就能满足 M 数相等的条件。同时由于温度下降，空气的这动粘性系数 ν 减低，这又有利于满足 Re 数相等的条件。人工冷却需要额外消耗动力，但由于风洞的流速不需要原来那么高了，因此又可节省动力。根据国外报导^{*}，采用低温实验的措施后，风洞所耗的功率，净折起来仍较常温实验下大为节省。一个具体的数字是在低温风洞中， R 数达到 50×10^6 时所需的功率仅及同样尺寸的风洞、在常温下，为达到 $R = 10 \times 10^6$ 时所需功率的一半。

具体安排实验时，必须根据研究对象的气动力特点、对实验结果的精度要求、现有设备的条件以及经济性等各方作综合考虑。不能简单盲目地一味追求和实物情况下相似。以上所列的相似参数一般并不同时都起显著作用。同一个相似参数在不同流动

条件下的影响程度也不相同。^{1-3表} 查示一机翼在不同 M 数下的阻力系数 C_x 特性。只是在跨音速邻近某一范围内， M 数的影响才大。在低 M 数下， M 数对 C_x 的作用相当不灵敏。

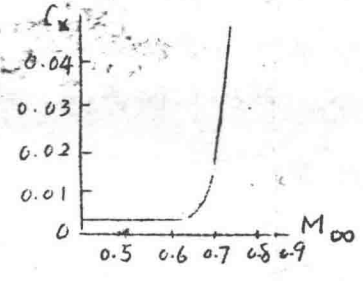


图 1-3

^{1-2表} 查示一机翼在不同 Re 数下的 C_x 变化特性 (当转换点位置固定不变时)。由此可看出，当 Re 超过某一程度后， Re 数对 C_x 的作用就相当迟钝。在这种情况下，即使模型实验和实物情况下的 Re 数相差很远，但实验结果却不会有很大出入。因此就无须作全尺寸 Re 数实验，按模型实验大为省力。相似参数影响迟缓的那个区域，通常称之为自准区。

§6 量纲概念

以上叙述了通过描述某一物理运动的微分方程，再经过相似转换获得相似参数的方法。在科学研究中，有时还会遇到一些过于复杂的现象，以致一时还不能

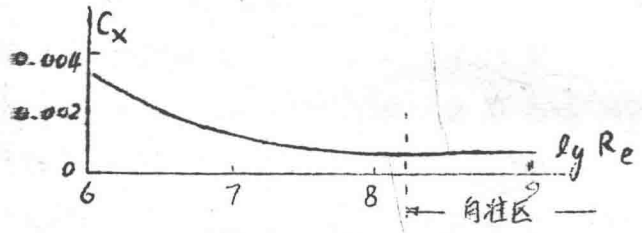


图 1-4

用分析方法立云其微分方程，因此也就无法用上述方法来找出相似参数。这时就只能依靠量纲分析来找出其相似参数。为了了解量纲分析的原理，先介

* 国外航空, 1975. 6. p. 10-16.