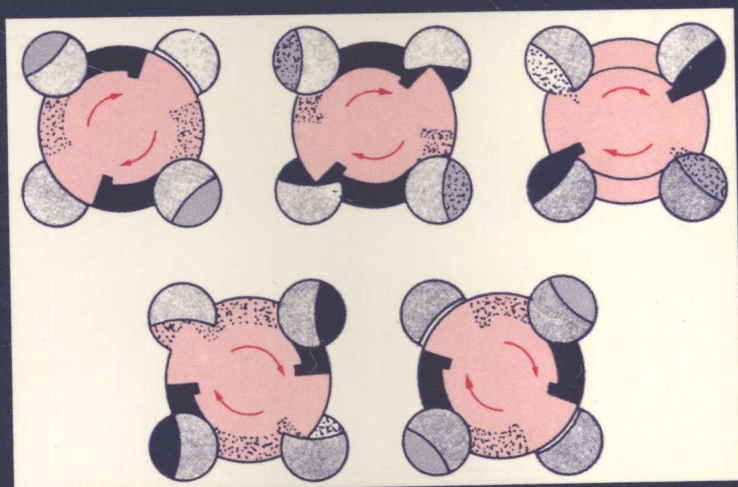


流體動力工程

Fluid Power Engineering

原著者：D. E. Turnbull

譯述者：董建良



科技圖書股份有限公司

流體動力工程

Fluid Power Engineering

原著者：D. E. Turnbull

譯述者：黃建良

江苏工业学院图书馆
藏书章

科技圖書股份有限公司

本公司經新聞局核准登記
登記證局版台業字第1123號

書名：流體動力工程

原著者：D. E. Turnbull

譯述者：董建良

發行人：趙國華

發行者：科技圖書股份有限公司

台北市重慶南路一段49號四樓之一

電話：3118308・3118794

郵政劃撥帳號 0015697-3

七十七年一月初版

特價新台幣 150 元

前 言

本書將理論與實用資料互相應證，使讀者能瞭解液壓工程學的基本內涵，此外，本書又提供大量參考文獻，以便工程師在實際工作時能獲得些實質便益。

液壓工程學的範圍極為廣泛，迄今仍很難定出一個很明確的界限。於是，會覺得所需求的章節未能完全提到。本書的目的，是在提供簡單液壓系統中常會遭遇的主要項目之參考資料，更注意到一般有用的組件分析處理，並對組件設計技術與特性作具體的論述。

在不同但有相關性的研究層面中，常有少數例證用同義詞相互為用，本書嘗試維持現行術語與註釋的一致性。

在此，非常感謝 J.K.Royle 教授提供導言以及有關全書所作建設性的評論與建議，同時感謝 B. S. Nau 教授的指教，尚有“石油”與“材料”兩大學當局與工作同僚們義務性的協助，一併致謝。當然，在過去同僚與現在朋友鼎力相助與建議受益良多，其中以 Mr. G. T. Eynon, Mr. L. E. Prosser, Mr. N. A. Shute，以及 Mr. G. Hibbert 諸先生等最大，最後謹以此書獻給我的妻子 Meropi，由於她的鼓勵與恒久的耐心，此書才得付梓。

D. E. Turrbull

目 錄

前 言

第一章 緒 論

1.1 基本方程式	1
1.2 水力計算例	7

第二章 液壓系統用液體

2.1 引 言	14
2.2 流體的選擇	16
2.3 礦物型液壓流體	31
2.4 蓖麻子油型流體	40
2.5 合成液壓流體	40
2.6 不燃燒流體	40
2.7 參考書目	46

第三章 軸 承

3.1 引 言	48
3.2 液體薄膜中的壓力分佈	49
3.3 液動潤滑軸承	53
3.4 動壓止推軸承	55
3.5 液動頸軸承	63
3.6 液靜潤滑	71
3.7 參考書目	76

2 流體動力工程

第四章 流體封護

4.1	引 言	77
4.2	封護潤滑理論	79
4.3	封護用材料	83
4.4	面封護	86
4.5	唇式封護	92
4.6	往復式軸的封護	94
4.7	活塞環	99
4.8	軟的襯墊封護	100
4.9	O 形環封護	101
4.10	間隙封護	104
4.11	螺紋接頭的封護劑	107
4.12	參考書目	108

第五章 泵、馬達與傳動裝置

5.1	流體運動與流體靜壓泵	110
5.2	正排量機的設計	113
5.3	正排量式泵的特性	133
5.4	正排量式馬達特性	139
5.5	效能測試和機器控制	140
5.6	液壓傳動裝置	146
5.7	一些設計考慮	151
5.8	參考書目	183

第六章 伺服閥特性與設計

6.1	引 言	186
6.2	短管閥的發展與早期的應用	187

6.3	短管閥特性	189
6.4	Bernoulli 力的反作用力	199
6.5	短管摩擦與液壓鎖	208
6.6	閥的設計	213
6.7	基本設計	214
6.8	單級閥	215
6.9	二級閥	219
6.10	其他的單級閥	221
6.11	其他二級閥	223
6.12	污 染	228
6.13	近代的閥設計	230
6.14	閥的測試	231
6.15	結 論	232
6.16	參考書目	235

第七章 系統反應

7.1	一般反應方程式	237
7.2	步級反應	240
7.3	相平面	248
7.4	具數個負荷系統的反應	251
7.5	正弦反應	253
7.6	分析的實際限制	265
7.7	最大輸出功率的條件	294
7.8	參考書目	296

第一章 緒 論

油力學 (oil hydraulics) 的受人歡迎，實歸因於藉油的力 (forces)、扭矩 (torques) 或動力 (powers)，能毫不費力的產生傳送與控制任務。這在被處理的裝備中導致大的扭矩與慣量 (inertia) 比，或力與質量比值。

油，是具黏滯性的流體，如同在流體的各種計算中，任何問題的解答、正與產生的各種方程式的解答與推導所下的假設相一致。因此可能驚訝於發現油力學的技術上某些應用不需要或甚至不明顯的提到黏滯性 (viscosity)。在其它的應用中，黏滯性可能是極為重要的。此外，油的可壓縮性 (compressibility)，也許是，也許不是在分析時成為支配項，同理，對其它的參數 (parameters) 也是正確的。

1.1 基本方程式

若由流體動力學 (fluid dynamics) 的基本方程式開始，所遭遇到似乎是很難克服的 Navier-Stokes 方程式。

u 、 v 、 w 項是在 Ox 、 Oy 與 Oz 方向上的速度分量，如圖 1.1 所示，我們得到其方程式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \\ + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

2 流體動力工程

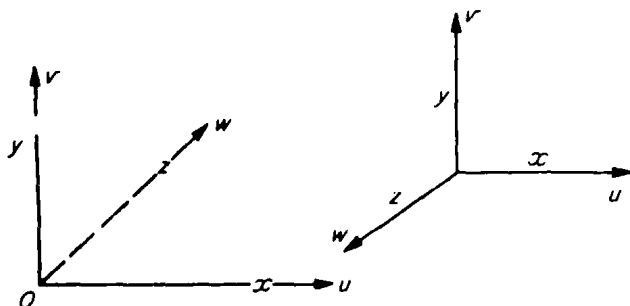


圖 1.1 座標系統

此式以數學形式簡單地陳述着。沿 Ox 方向上作用在微小體積的淨力，導致在 Ox 方向上動量 (momentum) 的增加率，於相對應在 Oy 與 Oz 方向上亦出現有兩個相似方程式，這些方程式的推導在大部分的高等流體力學中可以找到。

非常少去求以上方程式中所有項均存在的解。相反，只考慮在某種應用下或某範圍的應用中的重要項，而忽略不必要與不重要項。這一步驟，就形成非常簡單的方程式。由這方程式答案，很易求到。此外，若記住在作假設時，已將某些省略，就可作一簡化假設，直接建立簡化方程式。

1.1.1 慣性項

若假設一特殊情況，只與在 Ox 方向上的壓力梯度 (pressure gradient) 項與慣性項有關，由式 1.1 可改寫成：

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

這是 Bernoulli 方程式，通常可簡寫成：

$$P + \frac{1}{2}\rho u^2 = \text{定值}$$

在式 (1.1) 中的 $\partial u / \partial t$ 項，為一時間的加速度項。因此，一穩定系統理所當然包括一加速度 $u (\partial u / \partial x)$ ；例如，由於沿着長度方向管的截面積改變而造成管中流動的改變，但這並不包括時間改變。若沿管的流率隨時間改變，就有另外的加速度項 $\partial u / \partial t$ 。

F_x 為體力 (body force)。亦即，在稍遠處作用的力，與面力 (surface force)、壓力或黏滯應力 (viscous stress)，如重力相對抗。若在垂直方向上重寫式 (1.1)，並簡單的只考慮一靜止的流體槽 (tank)，有一向下的垂直力 $-\rho g$ ，方程式可寫成

$$+\rho g = -\frac{\partial P}{\partial y}$$

或

$$P = -\rho g y + \text{定值}$$

這簡單的表示在槽內靜壓力在垂直方向的變化。

同理，在液壓裝備中，例如一有水平方向加速度 a 的簡單槽，造成水平方向上的壓力變化為 $dP/dx = \rho a$ ，在這加速系統中，引用 d'Alembert's 原理，並用包含一體力的靜止系統以取代加速系統。

1.1.2 黏滯性項

若考慮在二平面，一扇固定的表面，其中有一平面稍作傾斜（見圖 1.2）在其間流動的黏滯流體 (viscous fluid)。可假設，最簡單的流動情況是，僅在 Ox 方向上流動，若與壓力梯度、

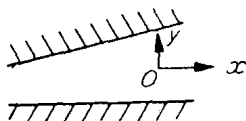


圖 1.2 簡單的黏性流動

4 流體動力工程

黏滯性有關的項，在式 (1.1) 中：

$$O = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

或

$$\frac{dP}{dx} = \mu \frac{d^2 u}{dy^2} \quad \text{與} \quad \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad \text{是黏滯應力 } \tau$$

若進一步接受流體在固體邊界不滑動的實驗事實，亦即 $u = 0$ ，當 $y = \pm (h/2)$ ， h 為間隙 (clearance)，上式輕易的求得積分：

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} \left(\frac{y^2}{2} - \frac{h^2}{8} \right)$$

這是熟悉的拋物線速度分佈。在 Ox 方向上的流率，單位厚度 (在 Oz 方向)，為：

$$q_x = \int_{-h/2}^{h/2} u \, dy$$

經積分之得

$$q_x = \frac{-h^3}{12\mu} \frac{dP}{dx}$$

此為薄層中與黏滯流體有關的基本方程式，並形成式 (4.5) (看第四章) 的基本部分。

我們看到， $\mu (d^2 u / dz^2)$ 是代表黏滯項。其中，例如剪應力 (shear stress) $\tau = \mu (du/dz)$ 。流體所受的剪應力與速度梯度 (velocity gradient) 間成正比關係。這種流體稱為牛頓流體 (newtonian fluids)。本書只就此種流體討論。但應注意，對

於在所有狀況下的所有流體假設不能絕對正確。原先本書與“非牛頓流體”(non-newtonian fluids)的性質如黏滯彈性(viscoelasticity)，此性質稱為復原性(thixotrophy)等。在某些流體中可能很顯著，在圖 2.2 中給出這些性質的例(見第二章)。

1.1.3 可壓縮性

在式(1.1)中，最右邊項：

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

在膨脹項(dilation)。在不可壓縮流體中：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

這僅是不可壓縮流體，流入固定容積的體積流入率，與流出的體積流出率相等的事實的簡單數學陳述。

整個 $\frac{\mu}{3\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$ 項，在計算中罕有特殊意

義，但不意味着“可壓縮性”(compressibility)總是能被忽略的。

事實上，所有流體包括油類，顯示出可壓縮性。若有一流體其體積為 V ，則壓力增加 dP 將改變流體的體積 dV 以減少體積。現定義容積彈性模數(bulk modulus) $K' = -V(dP/dV)$ 為一正數。這一項，在計算中可能並不重要，相反的也可能很重要。後者的例產生在受到壓力改變，並支持一慣性負荷的長油柱。

有如支持負荷的鋼柱，由於在鋼柱內應變能(strain energy)的交換與被支持質量的動能，將會振動，故油柱與隨同的質量將顯示振動的自然頻率(natural frequency)。經被發現，油的

承受能力，較鋼大上 115 倍還多。如此每在液壓裝備中有大的運動質量時，可壓縮性確實成為重要的一項。如往後在第二章 2.2.1 款中的說明）。當空氣通入油中，油柱的剛性（stiffness）能被減到非常低值。

1.1.4 無因次項

若對式（1.1）全無瞭解，很明顯的在很多流體動力的應用中，將誤解所作的假設。例如，在式（1.1）中的慣性項，將注意只集中在黏滯性項，或相反的集中注意在慣性項。因此，研究在式（1.1）中各項的大小是很重要的。

考慮一含水力裝置的系統中，忽略體力如重力，可壓縮性假設並不重要，且為一次元（one-dimensional）流體流動，如在沿着管流動，則式（1.1）寫成：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

若取 L 、 U 分別代表長度與速度，故所有的長度與速度可用 U 或 L 的分數表示。例如 $u = u' U$ ， $x = x' L$ ，其中， u' 與 x' 均為無因次（dimensionless）。此外，系統可能是擺動的（oscillatory），有擺動的自然頻率 f 。 f 的因次為 1/時間，亦即 $1/T$ 。

式（1.1）的修正形式寫成：

$$\left(\frac{fL}{U} \right) \frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} = - \frac{P}{\rho U^2} \frac{\partial P'}{\partial x'} + \frac{\mu}{\rho U L} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2} \right)$$

在這無次因式中， $(\rho U L)/\mu$ 項是無因次，且為 Reynold 數（Re）。實質上，它是慣性項與黏滯性項比值的量度。低 Reynolds 數，暗示高的黏滯性或低速度，或非常小的尺度。

$(fL)/U$ 項，為 Strouhal 數，又為輸送時間（流體以 U 的速度流過 L 距離的時間），對擺動週期 $(1/f)$ 的無因次比值。無因次項 $1/\rho U^2$ 為 Euler 數。

Strouhal 數在水力計算中十分重要（雖會發現一些例外），所以在此說明，只是強調去瞭解隱含在包括流體的所有計算中，假設的特性與大小均很重要的說法。

假設在式 (1.2) 中忽略時間項 $\partial u' / \partial t'$ ，我們可立刻由初期所導出的 Bernoulli 式，即 $u(\partial u / \partial x) = -1/\rho(\partial P / \partial x)$ 比較，就可看出，除非 Reynolds 數相當高，不然此式似乎不正確。

在流體動力工程中所用的係數，都由 Reynolds 數決定（依重要程度而變化）。若一直關心氣體流 (gas flow)，就將發現無因次 Mach 數很為重要。若熱傳具重大意義，我們再度有適宜的無因次數群以表示有關項的比值。

1.2 水力計算例

油力學與流經管路或閥或流經餘隙的漏泄有關。

與固體表面接觸的流體，總是不動的，數學上的複雜意味着很少的實際問題能被正確得解。這與流體機械是一致的。在流體機械中，正確的理論解很少，實際的問題，依不同程度受到係數來維護。在本例中，係數由 Reynolds 數與固體的幾何形狀來決定。

1.2.1 管 流

若考慮油以定速率流經一管（由泵抽入）見圖 1.3。由於剪力作用，在管壁上的流體產生壓力降。若經過 δL 長的管壓力降為 ΔP ，則得：

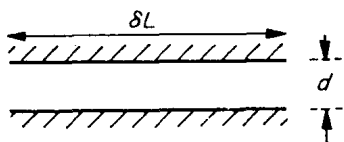
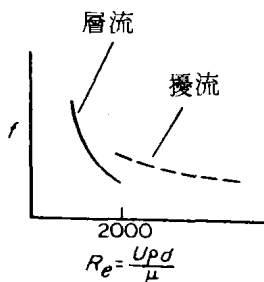


圖 1.3 管 流

$$\tau \pi d \delta L = \Delta P \frac{\pi}{4} d^2$$

剪應力 (shear stress) τ ，決定於流型 (flow pattern) 的性質，而流型則依 Reynolds 數決定 (見圖 1.4)。在管中距離入口約 100 倍管直徑處，流動是層流或紊流 (laminar or turbulent flow)，而層流變為紊流發生在 Reynolds 數約為 2000 時。此數決定於管的直徑，亦即 $U \rho d / \mu$ ，其中 U 由 $Q = UA$ 定義的平均速度 (A 為管的截面積)。

圖 1.4 依 Reynolds 數不同而變化的 f

若將 τ 表示為動壓力 (dynamic pressure) $\frac{1}{2} \rho U^2$ 的分數，並定義 $f = \tau / \frac{1}{2} \rho U^2$ ，則 f 是無因次數，而：

$$\Delta P = \frac{4 \rho f U^2}{2d} \delta L$$

或用頭損失 (head loss) 的型式，則 h_f ：

$$h_f = \frac{\Delta P}{\rho g} \quad \text{與} \quad \delta h_f = \frac{4fU^2}{2gd} \delta L$$

就層流而言，亦即流動的黏滯性型式，管的縱切面速度分佈為拋物線，如先前所解釋的，在管中作這種流動型式，很快可找到 $f = 16/\text{Re}$ 。就紊流而言，根本上必需依據實驗，量測流率與壓力降以決定在 f 與 Re 間的合適實驗關係。

此外，在管中的損失，與彎頭 (bends)、T 接頭 (T-junctions) 等有關。在一般情況下，根據各種幾何形狀與合理的經驗法則，這些損失均已算出，例如一個 90 度彎頭所造成的壓力損失，約等於動壓力 $\frac{1}{2} \rho U^2$ 。

1.2.2 孔口流動

孔口流動 (orifice flow) 的處理方法，先用 Bernoulli 式作為流率計算解的導引。本來壓力頭經由孔口轉變成速度頭 (velocity head)，然後噴口與固體邊界分離。在孔口下游，噴射部分滲入流體 (的確，當噴射部分是擾動時)。噴射部分的動能在擾動混合 (turbulent mixing) 時會消散掉，最後變為熱能。

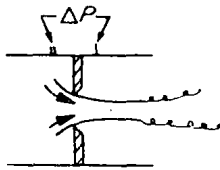


圖 1.5 孔口流動

若忽略孔口上游的動能，就能根據簡單的 Bernoulli 式設立噴口的 ΔP (壓力損失) 對動壓力的式為：

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho U_j^2$$

其中， U_j 為噴口 (jet) 的理論速度。

事實上，實際的速度較此值為小，因此，包括一速度係數 C_v ，故實際的速度 $U = C_v U_j$ ，此 C_v 值約為 0.97。

初看之下，一定期待噴口的直徑與孔口的直徑相等，但有尖銳邊緣的孔口，與一成形的噴嘴 (nozzle) 不同。接近孔口的流體有一可觀的動量作輻射狀指向內部。這動量不可能立時被消滅，因此噴口繼續減縮，直到在減縮截面橫切噴口的壓力變為定值。

噴口大小的減縮在收縮係數 (coefficient of contraction) C_c 中被調節，收縮係數聯合噴口面積與孔口面積，在大部分的高 Reynolds 數範圍內，其值約為 0.62。兩個係數 C_c 與 C_v 被歸納給出流量係數 (discharge coefficient) C_d ，在高 Reynolds 數範圍，其值約為 0.6。

當理論結果需一修正因數 (大小為 0.6) 以形成一實際結果，可說這理論有錯誤。在現成的例中，就是如此與流軸成直角的動量流動 (momentum flow)，在簡單的一次元管道中全被忽略。

事實上，我們可計算一開縫 (slit)，亦即一二次元的孔口，在孔口中流體再一次分離形成噴口 (見圖 1.6)，噴口的理論收縮為 b/a ，是 $\pi/(\pi+2)$ 或 0.611。這計算假設流體為非黏滯性，並強調當修正理論被使用時 [聯繫實際與簡化理論的放洩係數 (coefficient of discharge)]，即使其值為 0.6 也是有合理的

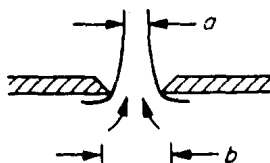


圖 1.6 流經開縫的流動