

yeyafa
sheji
yu
jisuan

液压阀设计与计算

宋鸿尧 丁忠尧 等编

机械工业出版社

液压阀设计与计算

宋鸿尧 丁忠尧 等编

机械工业出版社

TH137.52

1

液压阀设计与计算

宋鸿尧 丁忠尧 等编

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)
(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

开本 787×1092 1/32·印张 12 3/8·字数 275 千字
1982年10月北京第一版·1982年10月北京第一次印刷
印数 0,001—9,800·定价 1.30 元

科技新书目: 30-101

统一书号: 15033·5153

前 言

液压阀是液压系统中的控制元件，可用来控制液压系统中压力的高低、流量的大小以及油液流动的方向，使之满足执行元件动作的要求。

液压阀可分为基础液压阀和特殊液压阀。

基础液压阀根据它在液压系统中所起的作用，常分为压力控制阀、流量控制阀和方向控制阀三大类。压力控制阀是控制液压系统中压力高低的各种阀的总称，它包括溢流阀、减压阀和顺序阀等；流量控制阀是控制液压系统中流量大小的各种阀的总称，它包括节流阀和调速阀等；方向控制阀是控制液压系统中油液流动方向的各种阀的总称，它包括单向阀和各种换向阀等。

特殊液压阀是在基础液压阀的基础上为进一步满足使用要求而发展的。例如：阀与阀之间直接连接的叠加阀和用连接体代替管路的集成块式阀，省去了安装时的配管作业，避免管路、接头、法兰等所带来的泄漏、污染、振动等一系列使用与维修问题，并使液压系统大为紧凑和简化；在基础液压阀上加电控部分（如力矩马达、动圈式力马达、伺服电机以及比例电磁铁等）构成的比例控制阀，可以根据电信号连续地控制液压系统的压力、流量等参数，提高了控制水平；进行信号转换与功率放大的电液伺服阀，控制精度更高，并且响应快、输出功率大；此外，还有能把流量按比例地分流或集流的分流集流阀等。

上面提到的特殊液压阀虽然各有特点，但是它们之中有的使用条件较苛刻、制造成本高(如电液伺服阀)，有的使用范围较窄(如分流集流阀)，有的本身与基础液压阀有密切的联系(如叠加阀、集成块式阀)，所以不能取代基础液压阀。

基础液压阀具有品种规格多、公称流量大、制造成本低、使用范围广等显著特点。在我国，进一步发展和完善基础液压阀仍是液压元件设计人员的一项重要任务。基础液压阀的设计与计算并不比特殊液压阀容易，为了使有关设计人员能从流体力学基本理论出发，结合生产实际和试验研究情况，寻求更切合实际的设计与计算方法，特编写这本书。

本书中：第一章“液压阀的基本理论”是为阀的设计与计算服务的，这一章从与液压阀有关的流体力学基本理论出发，指出设计与计算的依据；第二、三、四章介绍压力控制阀、流量控制阀和方向控制阀的结构及其设计，并推导计算公式、列出计算步骤；第五章“液压阀其他重要零件的设计与计算方法”，介绍圆柱形螺旋压缩弹簧、碟形弹簧的设计与计算方法和螺钉强度的计算方法。

本书由宋鸿尧、丁忠尧、段泽、贾维兴等同志编写，由聂崇嘉同志审校。在本书编写过程中，得到何文媛、胡声清等同志的帮助，我们在此表示感谢。

由于我们水平有限，书中可能会出现一些错误，欢迎读者批评指正。

作者 1979年12月

目 录

第一章 液压阀的基本理论	1
第一节 流体在液压阀中的流动	1
第二节 压力损失	25
第三节 液动力	55
第四节 液压卡紧力	68
第五节 设计液压阀的几个共性问题	79
第二章 压力控制阀	85
第一节 溢流阀	85
第二节 电磁溢流阀	119
第三节 卸荷溢流阀	123
第四节 减压阀	127
第五节 设计计算示例	152
第三章 流量控制阀	159
第一节 节流阀	159
第二节 行程节流阀	181
第三节 调速阀	192
第四节 设计计算示例	224
第四章 方向控制阀	234
第一节 换向阀	234
第二节 单向阀	290
第三节 设计计算示例	309
第五章 液压阀其他重要零件的设计与计算	326
第一节 圆柱形螺旋压缩弹簧	326
第二节 碟形弹簧	346
第三节 螺钉	384
参考文献	390

第一章 液压阀的基本理论

为了用液压阀对油液的压力、流量和流动方向进行控制,使其有较好的性能,需要掌握有关的流体力学基本知识,了解压力油液及其有压流动对液压阀产生的影响,从而为设计各种液压阀提供理论依据。本章介绍流体在液压阀中的流动、压力损失、液动力以及液压卡紧力等方面的有关理论和计算方法。

本书所指流体,主要是油液,即以石油系矿物油为代表的大粘度不可压缩流体,其大部分运动规律,对乳化液和水也是符合的。

第一节 流体在液压阀中的流动

一、概述

液压阀对流体的控制,是以流体在阀中流动的运动学和动力学规律为基础的,所以阀的正确设计需要掌握阀内流体的流动状况以及流体与阀的固体部件之间的动力学联系。流体在各种阀中的流动,看起来似乎是多种多样的;但从流体力学的观点加以归纳,不外乎阀口(节流口)流动、流道(包括非圆形流道)流动、缝隙流动和节流孔流动。当然,在阀控制的动态过渡过程中,还有一些非定常流动的现象牵涉到阀的动态特性指标,这本来也是设计阀的重要依据,但由于当前对非定常流动的研究还未取得明确的成果,所以在此不作讨论。

为了对阀内各种流动进行研究,先给出描写流体流动的

纳维尔-斯托克斯(Navier-Stokes)方程式*, 它是牛顿第二定律在连续、不可压缩流体中的应用,其向量表达式为

$$\rho \frac{d\mathbf{C}}{dt} = \rho \mathbf{F} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \mathbf{C}$$

如在流速场观察微元体(如图 1-1)的 A 点和其相邻(相距无限小)的 B 点: A 点的速度为 \mathbf{C} (在柱坐标系中的投影为 u, v, w)、压力为 p ; B 点的速度为 \mathbf{C}' (在柱坐标系中的投影为 u', v', w')、压力为 p' ; \mathbf{F} 为微元体的质量力(在柱坐标系中的投影为 X, Y, Z)。则可将上面向量表达式用三个投影式表达(式 1-1)。因为在液压阀中,圆形和环形等轴对称型流道较

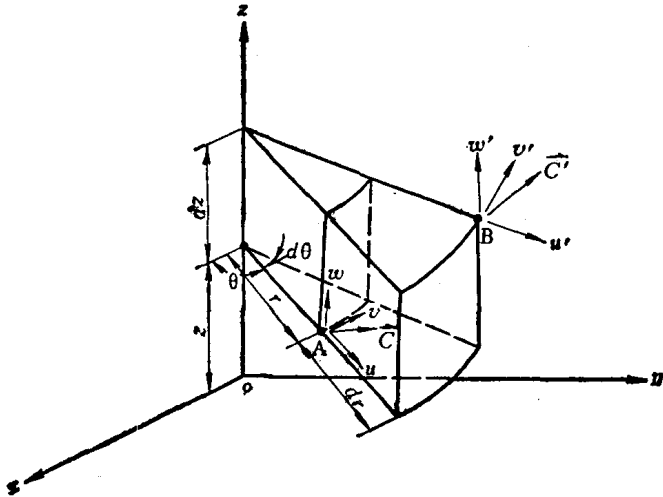


图 1-1

* 纳维尔-斯托克斯方程式用以描写紊流流动状态时,流速、压力、质量力和粘性力等都是瞬时值,不是时间平均值。如用常用的时间平均值方法来描写紊流流动状态,应将纳维尔-斯托克斯方程式演化为雷诺方程式。关于雷诺方程式,请读者参阅 A. H. Паграшев 著 Гидромеханика (1953 年版)一书中的第八章第 9 节。

多, 所以我们采用纳维尔-斯托克斯方程式的柱坐标表示法, 式(1-1)在流体力学书籍中有介绍, 这里不再推导。

$$\left. \begin{aligned}
 & \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} \right) = \rho X - \frac{\partial p}{\partial r} \\
 & \quad + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \\
 & \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uv}{r} \right) = \rho Y - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \\
 & \quad + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{v}{r^2} \right) \\
 & \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} \\
 & \quad + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

式中 ρ 为流体的密度, μ 为流体的动力粘度, 左边各项是考虑流体流速随时间和位置变化而产生的惯性力, 右边第三项是流体粘性所产生的内摩擦力(即粘性力)。在式(1-1)中对流体流动时的各种作用力都考虑到了, 但是由于反映实际流动现象的边界条件难于确定, 所以这一微分方程组难以求解。然而, 在流体一定的流动情况下, 影响流体流动的因素(即式中各项)常有主次之分, 我们可以只考虑主要因素而忽略次要因素, 使式(1-1)简化, 也就是给出近似的边界条件, 从而找到近似的解答。例如, 下面要讨论的理想流体伯努利方程就是在作出一些假定后, 从式(1-1)简化而得的。

在讨论液压阀中的流体流动特性时, 我们将以式(1-1)为基础, 并针对不同流动情况, 简化公式, 解出微分方程, 从而推得描写流体流动特性的解析式。

二、流体的流动状态

为便于对液压阀中的流体流动特性进行讨论，有必要先分析一下流体的流动状态。流体在流道中流动时，当流速低于某一值，流体流动呈线状或层状，流体质点只有纵向运动而没有横向运动，这种流动状态称为层流；当流速达到某一值，流体流动呈无规则状态，流体质点除作纵向运动外，还作横向运动，这种流动状态称为紊流或湍流。

流体在流动中为什么会由层流转变为紊流，又会从紊流转变为层流呢？从表面看来似乎是流速的高低所造成的，实际上是流速的高低引起了流体受力状况的变化，从而改变了有关作用力的主次关系。当流体在流动中流速较低时，内摩擦力是主要的，这时就成为层流流动状态；当流体在流动中流速较高时，惯性力是主要的，这时就成为紊流流动状态。既然内摩擦力和惯性力的主次决定着流体的流动状态，那么我们就可以用这两个力的比值来衡量它们的主次程度，这个惯性力对内摩擦力的无因次比值就称为雷诺数 Re 。雷诺数 Re 可由下式确定

$$\begin{aligned}
 Re &= \frac{\text{惯性力}}{\text{内摩擦力}} = \frac{m \frac{dw}{dt}}{A\mu \frac{dw}{dr}} = \frac{\rho Aw dt \frac{dw}{dt}}{A\mu \frac{dw}{dr}} \\
 &= \frac{\rho w dr}{\mu} = \frac{w dr}{\nu} \quad (1-2)
 \end{aligned}$$

式中 w 为流体的特性速度（常采用过流断面的平均速度）， m 为流体质量， A 为过流断面积， ν 为流体的运动粘度， dr 为流体的特征尺寸。对于圆形流道， dr 即为断面直径；对于其他形状的流道，即为水力直径 d_s 。 d_s 可按下式计算

$$d_s = \frac{4A}{W} \quad (1-3)$$

式中 A 为流道断面积, W 为流体在流道断面上与流道壁接触周长, 称为湿周。

在给出了雷诺数以后, 我们还想说一下这样的情况: 有时流体在流动中, 内摩擦力只在流道壁面处很薄的近壁层起主要作用, 近壁层以外的流体则惯性力起主要作用。这时, 流体流动也是有规则的, 类似于层流, 这种流动状态称为势流或流线流。因为势流几乎是无摩擦的, 所以雷诺数为无穷大。显然, 以惯性力为主的流体流动状态, 可以是紊流, 也可以是势流。在实用中, 对于流体的流动状态常常只区分层流和紊流。

通过上面的讨论, 我们知道: 雷诺数 Re 的大小可以判别流体流动的状态。根据流体流动状态的实验, 存在着这么一个雷诺数: 当小于这个雷诺数时, 流体流动为层流状态; 当大于这个雷诺数时, 流体流动为紊流状态。这个雷诺数称为临界雷诺数 Re_c 。根据实验, 不同流道的临界雷诺数 Re_c 如下:

金属圆管	$Re_c = 2000 \sim 2300$
橡胶管	$Re_c = 1600 \sim 2000$
同心环状缝隙	$Re_c = 1100$
偏心环状缝隙	$Re_c = 1000$
有均压槽的同心环状缝隙	$Re_c = 700$
有均压槽的偏心环状缝隙	$Re_c = 400$
滑阀阀口	$Re_c = 260$

上面给出的临界雷诺数是统计值。实验条件不同, 临界雷诺数会有变化, 例如, 上面举出金属圆管的 $Re_c = 2000 \sim 2300$, 但是若避免对流体流动的干扰, 雷诺数增加到 4000 以上, 仍可为层流流动状态。当然, 雷诺数再增大, 即使没有干扰, 也会变成紊流流动状态。所以, 临界雷诺数并不是唯一

的。实际上,临界雷诺数有它的上限和下限,在界限以内,任何雷诺数下,层流和紊流都可相互转变,这个界限是一个不稳定的流动状态区域,叫做层流与紊流的过渡区。也就是说,只有在过渡区,人们不能用雷诺数作为判别流体流动是层流或紊流的唯一准则,还要看其他具体条件(例如是否存在干扰),来综合地判别流动状态。而在临界雷诺数上、下界限以外,雷诺数才成为判别层流或紊流的唯一准则。如对金属圆管,常把雷诺数小于 2000(就是下限临界雷诺数)看作层流,把雷诺数大于 4000(就是上限临界雷诺数)看作紊流。

三、流体在液压阀中的流动特性

(一)流动流体的伯努利方程式

为了便于得到实际流体的伯努利方程式,我们先来研究没有粘性的理想流体。可以用几个假定将纳维尔-斯托克斯方程式(1-1)简化,从而推导出理想流体的伯努利方程式。然后,再考虑流体粘性的影响而得出实际流体的伯努利方程式。

基本假定为:

1) 流体流动为一元流(这里假定只有 Z 向流动)。这样,只需考虑式(1-1)中的第三个方程式,并且

$$\frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial \theta} = 0$$

2) 流体为定常流动,即流速不随时间而变化。这样,式(1-1)的第三个方程式中

$$\frac{\partial w}{\partial t} = 0$$

3) 流体是不可压缩的,即 $\rho = \text{常数}$;

4) 流体为无粘性的理想流体,即 $\mu = 0$;

5) 流道为水平方向或流道很短, 即 Z 向单位体积质量力 $Z=0$ 。

根据上述假定, 式(1-1)为

$$\rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (1-4)$$

将上式积分得

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{w^2}{2g} = \text{常数} \quad (1-5)$$

上式表明: 理想流体在流动中压力能和速度能之和为常数。这就是流线或微小流速的理想流体伯努利方程式。如果在微小流速上任取两个过流断面 1、2, 则可写出

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} \quad (1-6)$$

式中的注脚 1、2 表示压力 p 和流速 w 在相应过流断面 1、2 上的参数。整个流道的全液流是由无数微小流速组成的, 而整个流道的全液流在同一过流断面上各处流速 w 是不相同的, 所以在描写全液流的伯努利方程式时, 引进了平均流速 \bar{w} , 它是:

$$\bar{w}^3 = \frac{\int_A w^3 dA}{\alpha A}$$

其中 A 是全液流的过流断面面积, w 是实际流速, α 是动能系数。这样, 全液流的理想流体伯努利方程式就写为

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 \bar{w}_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 \bar{w}_2^2}{2g} \quad (1-7)$$

如果考虑重力位能的影响, 则上式再加上重力位能一项,

即

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 \bar{w}_1^2}{2g} + H_1 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 \bar{w}_2^2}{2g} + H_2 \quad (1-8)$$

式中 H_1 和 H_2 分别为过流断面 1 和 2 处的重力位能, 以过流断面离重力场坐标系的基准水平面的铅垂距离(即高度)来度量。

式(1-8)实际上是一个能量守恒定律的数学描述式, 说明流体流动过程中, 压力能 $\frac{p}{\gamma}$ 、速度能 $\frac{\alpha \bar{w}^2}{2g}$ 、重力位能 H 的总和是不会变化的, 所以断面 1 上的各种能量总和与断面 2 上的各种能量总和相等。不过, 式(1-8)中没有考虑流体粘性的影响, 所以它只能用来描写没有粘性的理想流体的流动过程。

实际流体总是有粘性的, 液压油粘性还很大。在层流状态下, 粘性力是很大的, 这种内摩擦力对流体作负功的结果, 将一些有效能(压力能、速度能和重力位能)变成了无用的热能, 散发到液压系统外去。同时, 在某些流道中, 由于形状骤然变化, 迫使流体运动改向, 流体运动的惯性趋势, 就在某些局部区域造成旋涡, 这也发生粘性摩擦而产生无用热能; 即使在没有旋涡的区域, 流道形状变化, 引起流体速度分布变化, 就要消耗一部分有效能使流体发生形变, 最终也产生无效热能。

总之, 粘性流体虽然也遵守能量守恒定律, 但由于比理想流体多一种无效热能参与守恒, 所以粘性流体能量守恒定律只能用下式(即实际流体的伯努利方程式)表达

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 \bar{w}_1^2}{2g} + H_1 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 \bar{w}_2^2}{2g} + H_2 + h_s \quad (1-9)$$

式中 h_s 是增加的无效热能, 它只可能不断增加, 却不能重新变成有效能, 所以 h_s 叫做能量损失。

层流时的能量损失 h_s 可以进行理论计算, 但紊流时的能

量损失 h_s 。由于影响因素比较多，一般只能通过实验来确定损失系数，然后才能计算出能量损失 h_s 。下一节“压力损失”中我们将讨论这个问题。这里我们要特别说明一下：关于实际流体的伯努利方程式(1-9)，因为已经考虑了流体粘性的影响，所以这个方程式不仅适用于流体的紊流，而且也适用于流体的层流。

实际流体的伯努利方程式在水力计算中有重要作用，但必须明确它的使用条件，这些条件是：

1) 流体必须是定常流动；

2) 流体是不可压缩的；

3) 流体的流量在截取的两个过流断面 1、2 内不变(即无分支流也无汇合流)，并且在两断面附近流体的流动要符合缓变条件，至于两断面之间，可以是缓变流动，也可以是急变流动；

4) H_1 为过流断面 1 上的任意点到基准水平面的距离， p_1 是该点的流体压力， H_2 为过流断面 2 上的任意点到基准水平面的距离， p_2 是该点的流体压力。因为符合缓变流动条件，所以在同一流线(流速)上

$$\frac{p}{\gamma} + H = \text{常数},$$

这样 1、2 断面上的点可以任意选取，只是选取的点要便于计算。 \bar{w}_1 、 \bar{w}_2 分别为过流断面 1、2 上的平均流速，只要在同一断面上，则各点的流速都可用平均流速代替。

为了计算方便，在分析问题的允许计算误差范围内，我们可将式(1-9)中的 \bar{w} 写成面积平均流速

$$w = \frac{Q}{A}.$$

在前面符号 w 表示实际流速，但实用的计算方法和公式中，用面积平均流速机会很多，所以为简化实用计算公式的符号，今后凡全液流伯努利方程式以及与其有关的公式， w 均是指面积平均流速，而不再是实际流速。这样式(1-9)可写成

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 w_1^2}{2g} + H_1 = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 w_2^2}{2g} + H_2 + h_s \quad (1-9')$$

实际流体的伯努利方程式是离不开上述条件的，这在应用中要特别注意。

(二) 流体在阀口(节流口)中的流动

这里我们应用实际流体的伯努利方程式(1-9')来推导流体流过阀口(节流口)时的流量公式。图 1-2 所示为流体流过滑阀阀口的情况。当流体流过阀口时，流体出现收缩，存在一个收缩喉部。取过流断面 1 在离阀口较远的地方，并认为此处的流动是缓变的；再取另一过流断面 2 在阀口后的流体收缩喉部处，也可以认为其流动是缓变的。在液压阀中，重力位能的影响是微乎其微的，因为 $H_1 \approx H_2$ ，所以在列过流断面 1、2 间的伯努利方程式时，不考虑重力位能 H 的影响；同时，流体在阀口处的流动常为紊流状态，故可取动能系数 $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 1^*$ 。这样，过流断面 1、2 间的伯努利方程式为

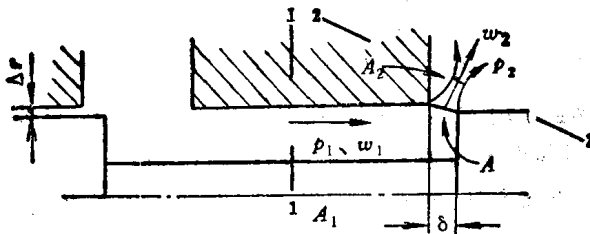


图 1-2

* 圆形或环形流道的动能系数：在层流时， $\alpha_1 = \alpha_2 = 2$ ；在紊流时，由实验知 $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 1$ 。

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} + h_s \quad (1-10)$$

式中能量损失 h_s 可以用闸口的阻力系数 ξ 与速度能 $\frac{w_2^2}{2g}$ 的乘积来表示, 即

$$h_s = \xi \frac{w_2^2}{2g} \quad (1-11)$$

将式(1-11)代入式(1-10)得

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} + \xi \frac{w_2^2}{2g} \quad (1-12)$$

根据流体连续性原理

$$Q = A_1 w_1 = A_2 w_2 \quad (1-13)$$

式中 A_1 是过流断面 1 处的面积, A_2 是流体收缩喉部 2 处的断面面积。由式(1-13), $w_1 = A_2 w_2 / A_1$, 代入式(1-12)得

$$\begin{aligned} \frac{w_2^2}{2g} (1 + \xi) - \frac{w_2^2}{2g} \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 &= \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \\ w_2^2 [1 + \xi - (A_2/A_1)^2] &= \frac{2}{\rho} (p_1 - p_2) \end{aligned}$$

* 严格说, 这样的公式只对紊流适用, 紊流的 ξ_s 与 w 没有关系, 亦即与 Re 无关, 这是通过大量实验得知的。在层流中, 能量损失 h_s 只与 w 一次方成比例, 即可写为

$$h_s = k \frac{w}{2g},$$

其中 k 为常数, 反映阻力因素; 如对层流也用式(1-11), 则实际上承认层流的

$$\xi = \frac{k}{w},$$

即层流的 ξ 与 w 存在成反比的直接关系, 亦即与 Re 成反比。这种处理方法从理论上说, 有些牵强, 但在实际的工程计算中, ξ 值都是由实验得来的, 对紊流和层流用同一型式的计算方式就变得非常方便了。有关推导见后面式(1-53)。