

52.083 力
LXB
1981

力学学报

ACTA MECHANICA SINICA
SPECIAL ISSUE

特刊

1981

中国力学学会主办
北京大学出版社出版

目 录

射流附壁点距离和张角的关系·····	林同骥 浦 群 (1)
三重介质中的渗流问题·····	刘慈群 (12)
用 Galerkin 法 计算等离子体直圆柱的不稳定性发展率·····	徐 复 陈乐山 (21)
关于 Colombus 问题·····	徐硕昌 (31)
关于聚能喷嘴的分析·····	柳兆荣 (37)
单颗泥沙运动力学及统计规律·····	何明民 韩其为 (44)
地下坝的渗流计算·····	瞿兴业 (52)
论孔附近的动应力集中·····	刘殿魁 盖秉政 陶贵源 (65)
非均匀变厚度弹性体力学的若干问题的一般解 I. 在非均匀定常温度场下的非均匀 变厚度高速度旋转圆盘的弹塑性应力分析·····	叶开沅 许剑云 (78)
连续体力学的统一 Lagrange 方程·····	陈至达 (90)
裂纹尖端的弹塑性场·····	高玉臣 (100)
理想弹塑性平面应变问题·····	高玉臣 黄克智 (111)
夹层平板及厚板稳定与振动问题的渐近解·····	何积范 (121)
刚塑性体动力学中的广义变分原理及其在非壳分析中的应用·····	杨桂通 (135)
叶片振动的渐近解法·····	姚振汉 (143)
线性算子方程组一般解的代数结构·····	张鸿庆 (152)
有初始缺陷的加肋薄壳的塑性稳定性理论·····	周承倜 (162)
双层金属截头扁锥壳的热稳定性·····	刘人怀 (172)
塑性大变形的基本方程及有限元公式·····	王自强 (182)
在强奇异项上叠加有限元法计算裂纹体的权函数·····	张晓堤 (193)
高斯配点离散型最小二乘法·····	邱吉宝 (203)
球扁壳的不对称屈曲·····	蒋 炜 (212)
变截面圆柱体扭转问题和 Saint-Venant 扭转问题的一种新解法 II 单连通截 面柱体 Saint-Venant 扭转问题·····	孙正柱 (221)
离散体系的混合变分原理及有限元混合模式·····	吴长春 (231)
框架结构地震反应计算若干问题研讨·····	戴国瑩 钟益村 (242)

实验技术与实验方法

- 近自由分子流 Langmuir 探针和电离激波结构的研究.....竺乃宜 李连祥 (252)
- 关于用全息干涉术测量变形体的三维位移场.....薛以年 韩金虎 (259)
- 脉冲 X 光照相技术在爆炸力学实验中的应用.....金辉 杨业敏 黄良佐 边小兵等 (266)

研 究 简 报

- 输水管的流体弹性稳定问题.....朱大同 (271)
- 柱体平衡圣维那解的一个弱假设.....王敏中 (275)
- 复合型断裂等能量密度应变准则.....汪懋麟 (281)

ACTA MECHANICA SINICA

The Chinese Society of Theoretical and Applied Mechanics

Special Issue

1981

CONTENTS

- Analysis of jet attachment to an inclined offset wall.....
.....Lin Tong-ji, Pu Qun (11)
- The problem of flow through triple porous medium.....Liu Ci-qun (20)
- On the calculation of MHD instability growth rate of plasma column
by Galerkin's method.....Xu Fu, Chen Le-shan (30)
- On the Columbus problems.....Xu Shuo-chang (36)
- An analysis of the cumulative nozzle.....Liu Zhao-rong (43)
- Dynamics of single sand particle motion and related statistical prin-
ciples.....He Ming-min, Han Qi-wei (51)
- Seepage calculation of underground dam.....Qu Xing-ye (64)
- On dynamic stress concentration in the neighbourhood of a cavity....
.....Liu Dian-kui, Gai Bing-zheng, Tao Gui-yuan (77)
- General solutions on certain problems of elasticity with Non-homogeneity
and variable thickness I. Elastic and plastic stress analyses of high
speed rotating disc with non-homogeneity and variable thickness
under non-homogeneous steady temperature field.....
.....Yeh Kai-yuan, Hsu Chin-yun (89)
- Unified Lagrangian equations of continuum mechanics.....Chen Zhi-da (99)
- The elastic-plastic fields at crack-tips.....Gao Yu-chen (110)
- The plane strain problem for perfectly elastic-plastic medium.....
.....Gao Yu-chen, Hwang Keh-chih (119)
- The asymptotic solutions for the buckling and vibration problems of
flat sandwich plates and thick plates.....He Ji-fan (134)
- A generalized variational principle in dynamics of rigid-plastic bodies
and its application in finite element analysis.....Yang Gui-tong (142)

The asymptotic method for the vibration of blade.....	Yao Zhen-han (151)
Algebraic construction for general solutions of linear operational systems.....	Zhang Hong-qing (161)
Theory of plastic stability of stiffened thin shells with initial imperfections.....	Chou Cheng-ti (171)
The thermal stability of bimetallic truncated shallow conical shells.....	Liu Ren-huai (181)
Fundamental equations for large plastic deformation and finite element formulations.....	Wang Tzu-chiang (192)
The computation of the weight functions for a cracked body by superposing the finite element solution on the strong singular term.....	Zhang Xiao-ti (202)
Discrete least square method of the Gauss collocation.....	Qiu Ji-bao (211)
Asymmetric buckling of shallow spherical shells.....	Jiang Wei (220)
A new method for solving the torsion problem of shafts of varying circular cross section and the Saint-Venant torsion problem for cylinders	
I. The Saint-Venant torsion problem for cylinders of simply connected cross sections.....	Sun Zheng-zhu (229)
Mixed variational principles for the discrete system and finite element mixed models.....	Wu Chang-chun (241)
On the computation of nonlinear earthquake response for framed structures.....	Dai Guo-ying, Zhong Yi-cun (250)

Experimental Techniques and Methods

A near free-molecular Langmuir probe and the investigation of ionization shock structure.....	Zhu Nai-yi, Li Lian-xing (258)
On the measurement of three-dimensional displacement fields of deformed bodies using holographic interferometry.....	Xue Yi-nian, Han Jin-hu (264)
Application of flash X-ray radiography in explosion mechanics.....	Jin Huei, Yang Ye-min, Huang Liang-zuo, Bian Xiao-bing (270)

Research Notes

Hydroelastic stability of a pipe containing flowing fluid.....	Zhu Da-tong (274)
Weaker assumptions of Saint-Venant's solution of equilibrium of a bar.....	Wang Min-zhong (280)
Strain criteria of iso-strain energy density for combined mode cracks.....	Wang Mong-hua (285)

射流附壁点距离和张角的关系

林同骥 浦群

(中国科学院力学研究所)

提要 本文分析了侧壁摩擦力在附壁射流动力平衡中的作用, 给出射流转角 θ 和射流参数 η_c 及张角 α 间的关系式, 解决了各个不同位差 d_n/b 下附壁点距离 l/b 和张角 α 间的关系。所得的 l/b 理论结果, 在张角从 0° 到 60° 范围、无量纲位差 d_n/b 从0到50范围内, 和已有的实验结果基本相符。

一、引言

由于生产实践的要求, 附壁射流的研究日益引起重视。关于附壁射流的流体动力分析, 主要有冲突流和控制面两种模型^[1]。前者根据附壁点附近局部射流动力平衡关系确定射流转角, 给出的附壁点距离偏低。后者虽然考虑了回流区的动力平衡关系, 但关于回流射流的处理比较粗糙, 给出的附壁点距离偏高; 一些作者试图通过调整湍流扩散常数 σ 使结果与实验值接近, 但没成功^[3]。随着张角的增大, 上述两种模型的理论结果与实验数据比较, 误差都急剧增大^[1-4], 说明射流附壁点距离和张角的基本关系问题还没解决。

本文考虑整个附壁射流流动区域的动力平衡, 分析了侧壁摩擦力在附壁射流动力平衡中的作用, 给出射流转角 θ 和射流参数 η_c 及张角 α 间的关系式, 解决了不同位差 d_n/b 下附壁点距离 l/b 和张角 α 间的关系。所得的 l/b 结果, 在张角从 0° 到 60° 范围、无量纲位差 d_n/b 从0到50范围内和已有的实验结果基本相符。本文给出不同位差 d_n/b 下射流附壁点距离 l/b 和回流区压差系数 c_{dp} 等随张角 α 的变化曲线, 可供设计及实验参考。

二、简化假设及关系式

附壁射流涉及分离、混合、再附、涡旋和回流等问题, 它们的流动细节是目前流体力学中的重要研究课题。本文避开这些细节, 从整体考虑, 在不同位差条件下给出附壁点距离和张角的关系, 为工程设计提供理论依据。为此, 在不影响整体关系下, 对流动图象作一些简化。除了一般假设的二维不可压缩定常流外, 还假设:

1. 射流出口处流速均匀, 可用湍流自由射流的 Göertler 表达式来描述弯曲的附壁射流的速度分布。
2. 回流区压力以平均压力为代表; 射流中心线曲率半径为常数, 即以当量曲率半径为代表。
3. 射流的质量流量与回流区压力无关。

文中坐标选取如图 1 所示, 有些符号规定也示于图中。

Göertler 速度分布为^[6,7]

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{U} &= \operatorname{sech}^2 \eta \\ \frac{U}{u_e} &= \frac{3}{2\left(1 + \frac{s}{s_0}\right)^{1/2}} \\ \eta &= \frac{\sigma y}{s + s_0} \\ s_0 &= \frac{\sigma b}{3} \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

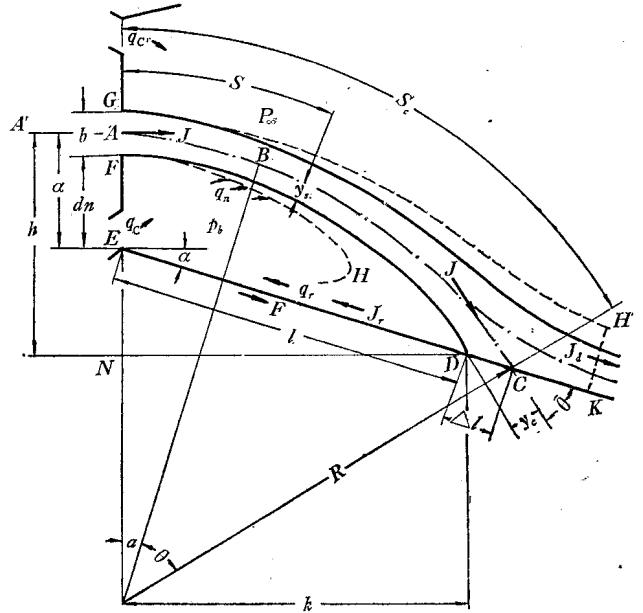


图 1 附壁射流剖面图

质量流率的定义为

$$\left. \begin{aligned} q_e &= \left[2 \int_0^\infty \rho u dy \right]_{s=0} = \rho u_e b \\ q_n &= \left[\int_0^\infty \rho u dy \right]_{s=s} - \left[\int_0^\infty \rho u dy \right]_{s=0} \\ q_r &= \left[\int_{y_s}^\infty \rho u dy \right]_{s=s} \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

下标 e 代表喷口处主射流、 n 代表从回流区进入主流的卷吸流、 r 代表从附壁区流向回流区的回流射流。

动量流率的定义为

$$\left. \begin{aligned} J &= \left[2 \int_0^\infty \rho u^2 dy \right]_{s=0} \\ J_d &= \left[\int_{-\infty}^{y_s} \rho u^2 dy \right]_{s=s_c} \\ J_r &= \left[\int_{y_s}^\infty \rho u^2 dy \right]_{s=s_c} \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

下标 d 代表从附壁区流向下流的射流。

控制射流 J_c 向回流区提供的质量流率为 q_c 。因此, 由回流区的质量守恒, 有

$$q_r + q_c = q_n \quad (2-4)$$

为方便起见, 令 $v = q_c/q_e$ 。从式 (2-1)、(2-2) 和 (2-4), 可以得到附壁流线上座标 s 和 y_s 随参变数 η 变化的关系式。附壁流线上当 $s = s_c$ 时, $y_s = y_c$, $\eta = \eta_{c0}$ 。在附壁点 c 上可以得到:

$$s_c/b = \frac{\sigma}{3} [(1+2\nu)^2 \coth^2 \eta_c - 1] \quad (2-5)$$

$$y_c/b = (1+2\nu)^2 \frac{\eta_c}{3} \coth^2 \eta_c \quad (2-6)$$

另一方面，由图 1 所示的几何关系，有

$$l/b = \frac{s_c}{b} \frac{\sin(\theta+\alpha)}{(\theta+\alpha)\cos\alpha} - \frac{y_c}{b} \csc\theta \quad (2-7)$$

$$d_n/b = \frac{s_c}{b} \frac{\cos\alpha - \cos\theta}{(\theta+\alpha)\cos\alpha} - \frac{1}{2} \quad (2-8)$$

$$a = R \frac{\cos\alpha - \cos\theta}{\cos\alpha} \quad (2-9)$$

$$R/b = \frac{s_c}{b} \frac{1}{(\theta+\alpha)} \quad (2-10)$$

射流的弯曲是由射流两侧的压差造成的。作为初步近似，射流两侧压力各以平均压力 $\bar{p}_\infty$ 和 $\bar{p}_b$ 为代表，则射流中心线曲率半径为

$$R = \frac{J}{(\bar{p}_\infty - \bar{p}_b)} \quad (2-11)$$

定义无量纲压差系数 $c_{\Delta p} \equiv \frac{a(\bar{p}_\infty - \bar{p}_b)}{J}$ ，则有

$$c_{\Delta p} = 1 - \frac{\cos\theta}{\cos\alpha} \quad (2-12)$$

三、沿侧壁方向的动力平衡

在分析沿侧壁方向的动力平衡时，我们选取图 2 所示的包括整个射流的控制区 KEGHK。

作为初步近似，设回流区 EFDE 内平均压力为 $\bar{p}_b$ ，GH 和 HK 上的平均压力为 $\bar{p}_\infty$ ，FG 上的平均压力为 $\frac{1}{2}(\bar{p}_b + \bar{p}_\infty)$ ，进一步看作 FA 上是 $\bar{p}_b$ ，AG 上是 $\bar{p}_\infty$ 。沿侧壁 KE 压力变化较大，但它对沿侧壁方向的动量平衡没有贡献。因此，总压力沿 EK 方向的分力 F_p 为：

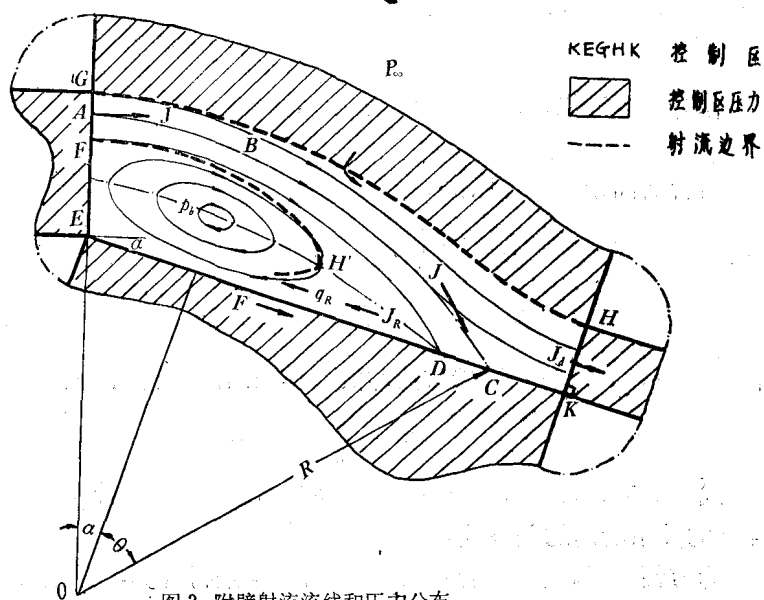


图 2 附壁射流流线和压力分布

$$F_p = -(\bar{p}_\infty - \bar{p}_b) a \cos \alpha \quad (3-1)$$

控制面 FG 上射流 J 的流向和 FG 基本垂直, 射流外边界 GH 上流体速度梯度很小, 控制面 HK 上射流 J_d 的流向和 HK 基本垂直, 因此, 总摩擦力沿 EK 方向的分力 F 主要是壁面 FEK 的贡献。

流体通过控制区后动量变化沿 EK 方向的分量为 $J_d - J \cos \alpha$ 。于是, 控制区 $KEGHK$ 在 EK 方向的动量守恒关系可写作:

$$F - (\bar{p}_\infty - \bar{p}_b) a \cos \alpha = J_d - J \cos \alpha \quad (3-2)$$

利用 (2-9) 和 (2-11), 即得

$$\cos \theta = \frac{J_d - F}{J} \quad (3-3)$$

壁面摩擦力 F 主要是回流射流 J_r 和壁面 FEK 摩擦而引起的。 J_r 愈大, F 也愈大。张角 α 不同, F 也不同。一般情况下, F 可看作附壁点附近射流参数 η_c 和张角 α 的函数。作为初步近似, 可假设:

$$F(\eta_c, \alpha) = J_R(\eta_c) \cdot f(\alpha) \quad (3-4)$$

并令

$$f(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos n \alpha \quad (3-5)$$

为确定常数 a_n , 讨论 $f(\alpha)$ 的边界条件。

附壁射流的冲突流模型^[10] 给出 $\cos \theta = (J_d - J_r)/J$ 。它在 $\alpha = 0$ 的情况下所得的附壁点距离 l 和实验结果很接近。这意味着对我们来说, 当 $\alpha = 0$ 时, $F = J_r$; 于是有

$$f(0) = 1 \quad (3-6)$$

此外, 附壁射流的实验结果表明, 当张角 α 接近 $\pi/3$ 时, 附壁点距离 l 急剧上升^[11, 4]。这是由于 R 急剧上升所引起, 也就是 $\bar{p}_b$ 趋近 $\bar{p}_\infty$ 的结果。此时 θ 趋近于 α , 因此, 在 $\theta = \alpha = \pi/3$ 及 $\eta_c = 0$ 时有

$$f\left(\frac{\pi}{3}\right) = 0 \quad (3-7)$$

作为初步近似, 取 $f(\alpha)$ 的头两项, 得

$$f(\alpha) = 2 \cos \alpha - 1 \quad (3-8)$$

结合前面结果, 可以得到

$$\frac{F}{J}(\eta_c, \alpha) = \left(\cos \alpha - \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{3}{2} \tanh \eta_c + \frac{1}{2} \tanh^3 \eta_c \right) \quad (3-9)$$

$$\cos \theta = 1 - \cos \alpha \left(1 - \frac{3}{2} \tanh \eta_c + \frac{1}{2} \tanh^3 \eta_c \right) \quad (3-10)$$

当 $\alpha = 0$ 时, 式 (3-10) 就成为冲突流模型给出的转角表达式^[10]:

$$\cos \theta = \frac{1}{2} \tanh \eta_c (3 - \tanh^2 \eta_c) \quad (3-11)$$

式 (2-5)、(2-6)、(3-10)、(2-8) 和 (2-7) 是计算附壁点距离 l/b 对张角 α 及位差 d_n/b 的关系所用的关系式。

为方便起见, 我们给定 σ 、 v 、 α 和 η_c 进行计算, 并先限于 $v = 0$ 的情况。湍流扩散常数 σ 在自由射流情况为 7.67, 有边界存在时会有所增加^[9], 我们取 $\sigma = 10$ 进行计算。

选取 $\eta_c = 0.12, 0.19, 0.30, 0.41, 0.52, 0.61, 0.71, 0.82$; $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ$, 计算了: (1) 湍流射流的一些流动特性 s_c/b 、 y_c/b 、 u_c/u_e 、 q_n/q_e 、 J_d/J 、 J_r/J ; (2) 射流转角 θ ; (3) 压差系数 c_{dp} ; (4) 射流曲率半径 R/b ; (5) 位差 d_n/b ; (6) 附壁点距离 l/b 及 (7) 壁面摩擦力 F/J 。附壁点距离和压差系数的计算结果给在图 3 到图 7 中, 与相应的实验进行了比较。

四、流动特性

本节给出附壁射流的一些主要流动特性。

1. 附壁点距离和张角及位差的关系。图 3 在 $0^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ 、 $0 \leq d_n/b \leq 50$ 、 $0 \leq l/b \leq 100$ 范围内给出不同位差 d_n/b 下, 附壁点距离 l/b 随张角 α 变化的曲线组。可以看出, 随着 d_n/b 或 α 的增大, l/b 单调上升。随着 α 增大, l/b 对 α 的上升率逐步增大。在 α 接近 60° 时, l/b 急剧上升; 位差 d_n/b 愈大, l/b 对 α 的上升率也愈大。

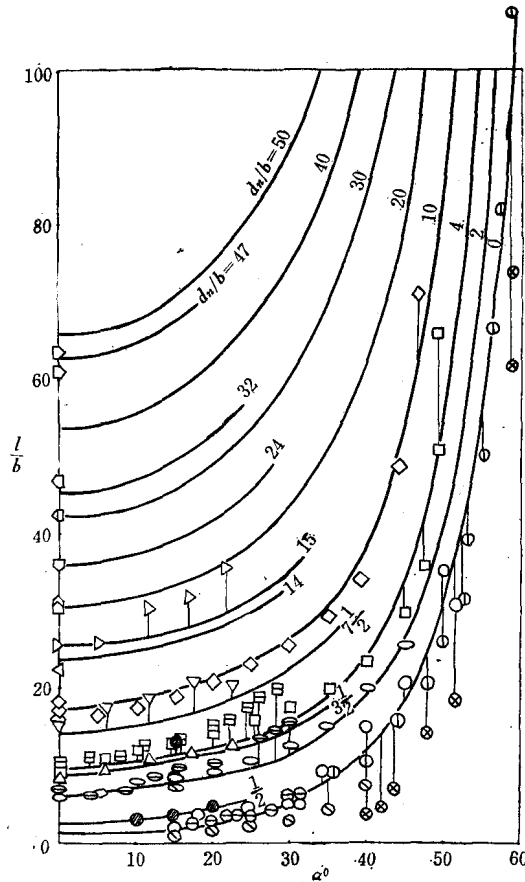


图 3 附壁点距离和张角及位差关系
(图内符号见附表)

由图可见, 在很宽的参数范围内, 文献〔4、10~15〕给出的实验点和本文的理论曲线基本相符。

图 3 附表

符 号	位 差	雷诺数	介 质	日 期	作 者
○	0	9.000	空 气	1962	Levin and Manion
⊖	0		水	1962	Levin and Manion
①	0	5500 10000		1960	Bourque and Newman
⊗	0	1635		1960	Bourque and Newman
⊙	0			1967	Jones
◊	2	9000	空 气	1962	Levin and Manion
◉	2		水	1962	Levin and Manion
⦶	2			1967	Jones
△	$3\frac{1}{2}^*$	1500	水	1965	Pederson
◻	4	9000	空 气	1962	Levin and Manion
⊞	4		水	1962	Levin and Manion
▽	$7\frac{1}{2}^*$	1500	水	1965	Pedersen
◇	10	9000	空 气	1962	Levin and Manion
◁	14	95000		1960	Sawyer
▷	15*	1500	水	1965	Pedersen
◻	20	5500 10000		1960	Bourque and Newman
◻	24	95000		1960	Sawyer
◻	32*	5500 10000		1960	Bourque and Newman
◻	32*	1500 2500		1960	Bourque and Newman
◻	47	1500 2500		1960	Bourque and Newman
⊗	$\frac{1}{2}^*$	1962 1962		1977	Wada, Shimizu and Takagi

* 根据文献图中实验点位置换算得出

图 4 给出平行壁情况下, 在位差 d_n/b 从 0 到 50 的较大范围内, l/b 对 d_n/b 变化的全貌。理论曲线同在不同 d_n/b 下不同作者^[2,4,10-12] 的 33 个实验点进行比较, 可见完全符合。

符号	○	⊗	①
雷诺数	5000 10000	1500 2500	95000
介质			
日期	1960	1960	1960
作者	Bourque and Newman	Bourque and Newman	Sawyer
符号	⊖		△
雷诺数	9000	10700 27200	1500
介质			水
日期	1962	1965	1965
作者	Levin and Manion	Hocking	Pedersen

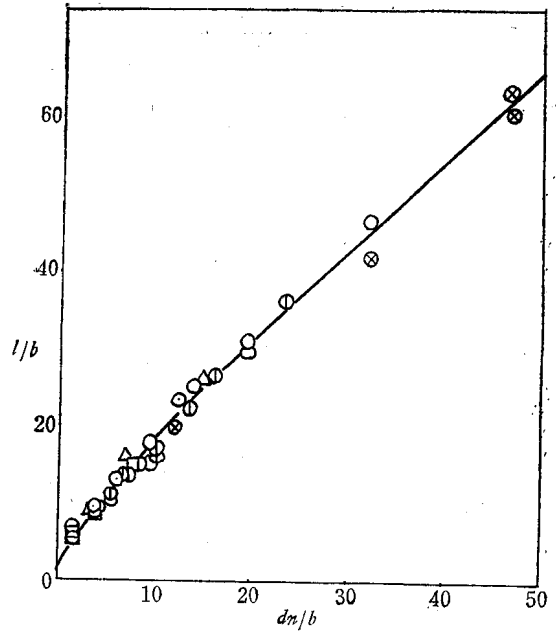


图4 平行壁附壁点距离和位差关系 (一)

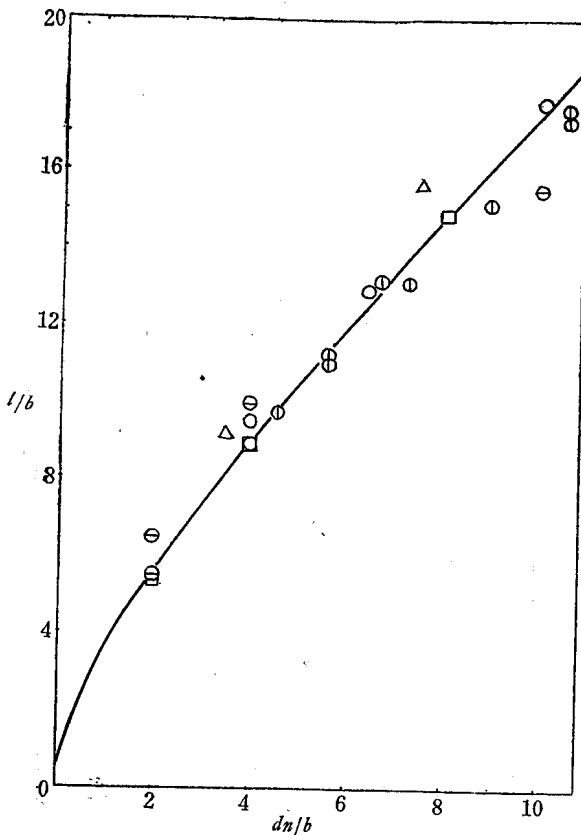


图5 平行壁附壁点距离和位差关系

符号	○	①	⊖
雷诺数	5000 10000	9500	9000
介质			
日期	1960	1960	1962
作者	Bourque and Newman	Sawyer	Levin and Manion
符号	□	△	
雷诺数	10700 27200	1500	
介质		水	
日期	1965	1965	
作者	Hocking	Pedersen	

图5 将图4中 d_n/b 较小的一部分放大。可以看出, $2 < d_n/b < 11$ 下, 理论曲线是实验

点的中心线。在 $\alpha=0$ 、 $0 < d_n/b < 2$ 时, 还缺实验点。

2. 压差系数和张角及位差的关系。图 6 在 $0^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ 、 $0 \leq d_n/b \leq 50$ 范围内, 给出不同 d_n/b 下压差系数 $c_{\Delta p}$ 随 α 变化的曲线。可以看出 $c_{\Delta p}$ 值在 0 到 0.72 之间。

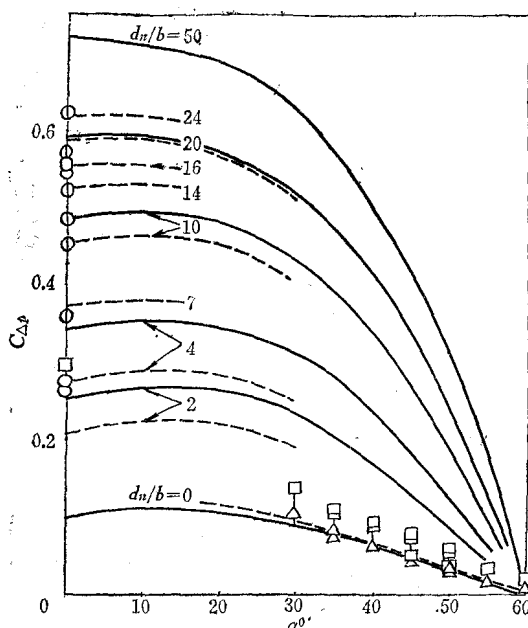


图 6 压差系数和张角及位差关系

——理论曲线 ---实验点线

符 号	雷 诺 数	介 质	日 期	作 者	参 考 压 力
○	5000 10000		1960	Bourque and Newman	侧壁平均压力
①	95000		1960	Sawyer	侧壁平均压力
△				Bourque and Newman	喷口附近压力
□	5000 10000		1960	Bourque and Newman	侧壁最低压力

图中实验点线是根据实验点^[8,10,11,14]并参考理论曲线的变化趋势作出的。可以看到, 当 d_n/b 很大时, 理论曲线和实验点线相合; 当 $d_n/b=0$ 时, 理论曲线与实验点线接近。在 $2 < d_n/b < 12$ 范围内, 理论曲线偏高。

注意到图中左侧一系列实验点是根据侧壁平均压力作出的。侧壁平均压力一般比回流区平均压力要高些, 因此相应的压差系数实验值就要低些。可以设想, 当 α 不大而 d_n/b 很小时, 回流区很窄, 壁面上和回流区内平均压力相差不大。随着 d_n/b 增大, 回流区加宽, 这两种压力间的差别也增大。当 d_n/b 增大到一定程度后, 回流区内流体质量大增, 回旋速度减缓, 壁面上平均压力与回流区平均压力又逐渐接近。由此看来, 如以回流区平均压力为据, 理论曲线和实验点线可能会接近些。

图 7 给出平行壁情况下 $c_{\Delta p}$ 随 d_n/b 的变化曲线, 与更详细的实验点^[10,11]作了比较。可以看到, 在 $12 < d_n/b < 25$ 范围内理论曲线和实验点线相符; 在 $4 < d_n/b < 12$ 范围内随着

d_n/b 减小, $c_{\Delta p}$ 的理论值逐渐偏高; 在 $0 < d_n/b < 4$ 范围内还缺实验点。

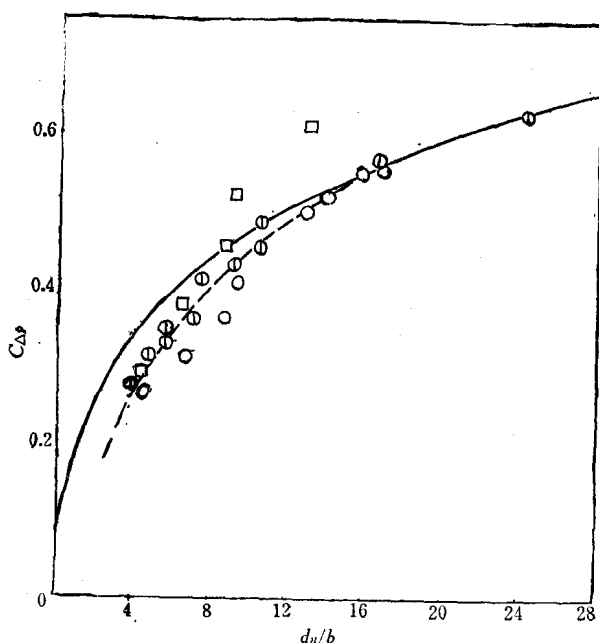


图7 平行壁压差系数和位差关系*

——理论曲线 - - - - 实验点线

五、讨 论

本文给出的射流附壁点距离 l/b 和张角 α 及位差 d_n/b 的关系主要是通过射流转角 θ 的表达式 (3-10) 得出的。这是取了式 (3-5) 中的头两项和用边界条件 (3-6) 及 (3-7) 得出的。这对目前收集到的 l/b 实验数据已够用。说明主要参数 d_n/b 和 α 对 l/b 的关系得到了一定程度的解决。在有更细致更大范围的 l/b 的实验数据下, 必要时可取用式 (3-5) 中的更多项, 并适应更多的控制条件。

在位差 d_n/b 很小而张角 α 又不大的情况下, 附壁区的湍流射流还没有进入湍流的扩展区域, 需要分析过渡区域射流速度分布对附壁点距离 l/b 及回流区压力的影响, 并注意过渡区长度会随喷口细长比而变化^[13,14]。

解决了主要影响因素的矛盾, 一些次要影响因素的矛盾就突出出来, 需要给以应有重视。如回流区内的压力分布, 需要收集更多的实验数据。随着张角 α 的增大, 回流区内的二次流的影响也要考虑。从与实验结果的比较看来, 在通常实用的设计参数范围内, 如 $\alpha \leq 30^\circ$, $d_n/b \leq 15$, 回流区压力以平均压力为代表, 射流中心线以圆弧近似引起的误差很小。

此外, 雷诺数、介质性质、来流稳定度、回流区结构以及下游通畅情况等因素都会在一定程度上影响 l/b 的大小, 需要通过实验, 适当调整有关实验条件, 观察是哪些因素起影响。

* 图内符号意义同图6。

六、结 论

本文分析了侧壁摩擦力在附壁射流动力平衡中的作用, 得出射流转角 θ 和射流参数 η_c 及张角 α 间的关系式, 给出了不同位差 d_n/b 下, 附壁点距离 l/b 和张角 α 间的关系。所得的 l/b 理论结果, 在张角 α 从 0° 到 60° 范围、无量纲位差 d_n/b 从 0 到 50 范围、附壁点距离 l/b 从 0 到 100 范围内和已有的实验结果基本相符。这些结果是在采用同一湍流扩散常数 $\sigma=10$ 下取得的。它给出了射流附壁点距离随张角和位差变化的全貌。在推测 l/b 的准确度方面和应用范围方面优于文献^[5,8,9,11,14]中的理论方法。所用的关系式(3-10)极简单, 不包括待定的经验常数, 这对校核已有的实验数值和推测可能的实验结果有很大帮助。

参 考 文 献

- [1] 尾崎省太郎、原美明, 纯流体素子入门, 日本(1968)。中译本, 射流技术翻译组译, 射流元件入门, 科学出版社(1969)。
- [2] Boucher, R. F., Third Cranfield Fluidics Conference, paper F1 (1968)
- [3] Kirshner, J. H., Editor, Fluid Amplifiers, McGraw-Hill Book Company, New York (1966)。
- [4] Lesin, S. G. and Manion, F. M., Fluid Amplification, part 5, Harry Diamond Labs., T. R. 1087, 31p. AD297895 (1962)。
- [5] Bourque, C., Proc. ASME Fluidics Symp. (1967), 192。
- [6] Göertler, H., ZAMM22, 244 (1942)。
- [7] Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 4th ed., p.605, McGraw-Hill Book Company, New York (1960)。
- [8] Sawyer, R. A., *J. Fluid Mech.*, **17** (1963), 481--498。
- [9] Perry, C. C., Two-dimensional Jet Attachment, Proc. ASME Fluidics Symp. (1967), 205。
- [10] Sawyer, R. A., *J. Fluid Mech.*, **II**, 4(1960), 543—560。
- [11] Bourque, C. and Newman, B. G., *The Aeronautical Quarterly*, **II** (1960), 201—232。
- [12] Pedersen, J. R. C., First International Conference on Fluid Logic and Amplification, paper B 3 (1965)。
- [13] Foster, K., Jones, N. S. and Mitchell, D. G., CFC. (2), Paper A3, Fig. 11 (1967)。
- [14] Foster, K. and Parker, G. A., *Fluidics, Components and Circuits*, Fig. 7, 12 (1970), 311。
- [15] Wada, T., Shimizu, A. and Takagi, M., *Fluidics Quarterly*, **9**, 4 (1977)。

ANALYSIS OF JET ATTACHMENT TO AN INCLINED OFFSET WALL

Lin Tong-ji Pu Qun

(*Institute of Mechanics, Academia sinica*)

Abstract

The effect of wall friction on the reattachment distance of a jet to an adjacent inclined offset wall is analysed. A theoretical relation between the jet angle θ , the wall angle α and the jet parameter η_c is obtained. In the entire range of wall angle α varying from 0 to $\frac{\pi}{3}$ and the dimensionless offset distance $\frac{d_n}{b}$ varying from 0 to 50 the theoretical results of the reattachment distance obtained by the present analysis are found to be in agreement with experimental data available.

三重介质中的渗流问题

刘 慈 群

(中国科学院兰州冰川冻土研究所)

提要 本文在文献〔8〕提出的三重介质渗流模型的基础上, 研究单相液体径向弹性渗流和三相液体一维刚性渗流, 并证明三重介质渗流模型等价于含液层的三层结构。

60年代初, 自 Барленблатт 等^[1,2]提出双重介质渗流模型以来, 单相液体和两相液体在裂缝-孔隙介质中弹性和刚性渗流的研究有了很大的发展^[3-7]。但是, 很多裂缝性油藏(如碳酸岩油藏)中之岩块系统, 按岩石物性分是非均质的, 因此需要研究新的多重介质渗流模型。

1975年 Closmann 在文献〔1〕、〔3〕的基础上, 提出裂缝-孔隙介质中的三重介质渗流模型^[8], 即将岩块看作两个孔隙系统, 好的孔隙系统 I (其孔隙度 $\Phi_1 \geq 12\%$); 差的孔隙系统 II ($2\% \leq \Phi_2 \leq 12\%$), 该二系统与裂缝系统组成三重介质系统。好的和差的孔隙系统的渗透率 k_1, k_2 远小于裂缝渗透率 k_f 。当液体在裂缝系统中渗流时, 孔隙介质作为二个独立的液体的补给源。它们只能通过裂缝系统相互发生作用。

一、单相液体径向弹性渗流

1. 数学模型 根据三重介质渗流模型 Closmann 面经建立单相液体弹性径向渗流微分方程组, 我们根据质量守恒原理, 对三层结构写出类似的微分方程组。所谓三层结构就是三层含液层被二层弱渗透夹层隔开的系统如图 1 所示。

对开采层或裂缝系统

$$\frac{k_f h_f}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p_f}{\partial r} \right) + \frac{k'_1}{\mu} \frac{p_1 - p_f}{h'_1} + \frac{k'_2}{\mu} \frac{p_2 - p_f}{h'_2} = \Phi_f h_f C_f \frac{\partial p_f}{\partial t} \quad (1-1)$$

对上层 I 或好的岩石系统

$$\frac{k_1 h_1}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p_1}{\partial r} \right) + \frac{k'_1}{\mu} \frac{p_f - p_1}{h'_1} = \Phi_1 h_1 C_1 \frac{\partial p_1}{\partial t} \quad (1-2)$$

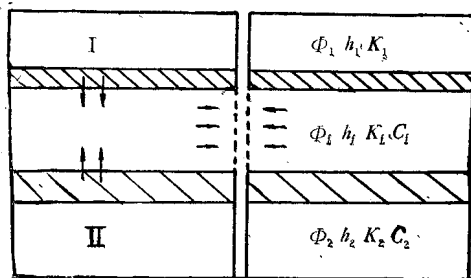


图 1 三重结构模型图