

环形扩压通道内有旋绕流动的研究

俞 纪 伦

(上海工业大学, 上海市应用数学和力学研究所)

杨 朝 刚 王 明 德

(成都电力机械厂) (西安交通大学)

(潘立宙推荐, 1991年1月18日收到)

摘 要

本文计算了环形截面的扩压通道内带进气旋绕的流动。在小横向流假定下, 用三维边界层积分方程法求解内外壁面附近的流动。通过对子午面上与流线子午投影准正交方向的速度梯度方程和流量不变方程的迭代求解得出边界层外的势流场^[1]。计算与实验结果基本符合。本研究可用于分析环形扩压器内带进气予旋的流动。

关键词 环形扩压通道 有旋绕流动 三维边界层 小横向流

一、前 言

目前在环形扩压器的设计中, 一般按其当量圆面积和长度折合成当量的锥形扩压器, 然后套用后者的分析或试验数据进行设计。迄今为止, 对锥形扩压器的研究比较成熟, 而对于环形扩压器内部流动的分析研究还很不成熟, 这是提高环形扩压器设计研究水平极需解决的问题。

金元敏明^[2]研究了直内锥环形扩压器的流动。通过求解势流场和实验研究, 指出适当的进气予旋可明显改善环形扩压器的性能。本文在文献[2]的基础上, 更进一步分析了内外壁面附近三维边界层内的流动。通过计算与实验探讨直内锥环形扩压器与曲线内锥环形扩压器内, 带进气予旋的流动。本文通过对子午面上与流线子午投影准正交方向的速度梯度方程和流量不变方程的迭代求解进行势流场分析。应用小横向流假定下的三维边界层积分方程法求解内外壁面附近的流动。计算与实验结果基本符合。本文为环形扩压器内部流动提供了一种有效的分析方法。

二、势流场的分析计算

取环形扩压器通道内外壁面共轴线为 z 轴。设流动为恒定轴对称流, 与外界无机能交换, 流体为理想不可压缩流体, 则有运动基本方程组:

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.1)$$

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} = 0 \quad (2.2)$$

$$u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.3)$$

在流场中任取的子午面上，以流线子午投影——子午流线族和任定的与子午流线准正交的直线族——准正交线族组成计算网格。取 m 为子午流线弧长， s 为准正交线截距， α 为子午流线与轴线的倾角（见图1）。

今以 m 、 s 为自变量，经换元和引入方程(2.1)~(2.3)，并无量纲化后，可得速度梯度方程：

$$\frac{dU_z}{ds} = A^* U_z + B^* + \frac{C^*}{U_z} \quad (2.4)$$

式中：

$$A^* = \left(\frac{dR}{dS} \frac{d \tan \alpha}{dM} \sec \alpha - \frac{d \tan \alpha}{dS} \tan \alpha \right) / (1 + \tan^2 \alpha) \quad (2.5)$$

$$B^* = \frac{dU_z}{dM} \sec \alpha \left(\frac{dR}{dS} \tan \alpha + \frac{dZ}{dS} \right) / (1 + \tan^2 \alpha) \quad (2.6)$$

$$C^* = \left(\frac{1}{2} \frac{dC_{pt}}{dS} - \frac{U_\theta^2}{R} \frac{dR}{dS} - U_\theta \frac{dU_\theta}{dS} \right) / (1 + \tan^2 \alpha) \quad (2.7)$$

式中：

$$\left. \begin{aligned} Z &= \frac{z}{w_0}, \quad M = \frac{m}{w_0}, \quad S = \frac{s}{w_0}, \quad R = \frac{r}{w_0}, \\ U_z &= \frac{u_z}{u_{m0}}, \quad U_\theta = \frac{u_\theta}{u_{m0}}, \quad U_r = \frac{u_r}{u_{m0}}, \quad C_{pt} = \frac{p_t}{\rho u_{m0}^2 / 2} \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

其中 w_0 、 u_{m0} 为环形扩压通道进口宽度和进口截面平均轴向速度，是无量纲化时取定的特征长度和特征速度。

总压 p_t 沿流线保持不变

$$p_t = p + \frac{\rho}{2} (u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2) = f(s) \quad (2.9)$$

只是 s 的函数。

在理想流体流动中，沿流线环量 $u_\theta r$ 不变，即：

$$u_\theta r = f(s) \quad (2.10)$$

只是 s 的函数。

对于不可压流体，沿流管流量不变

$$Q_{i,k} = 2\pi \int_0^{S_{ih}} \gamma u_z \frac{\cos(\alpha - \varphi)}{\cos \alpha} ds = Q_k \quad (2.11)$$

式中 i 、 k 分别为准正交线，子午流线序号。

势流场的求解方法如下。首先假定初始流场，并按流量均分生成若干条子午流线，它与选定的准正交线族形成初始网格。计算初始网格点上速度梯度方程的各项系数值。沿各准正

交线积分速度梯度方程, 并以流量不变方程校核修正积分初值, 得出新流场。按新流场重新生成子午流线组成新网格, 重复上述计算直至网格迭代收敛而得出势流场解。

三、壁面边界层分析计算

对于流体绕回转壁面的轴对称旋绕流动, 可取回转壁面母线为 x 轴, 其法向为 y 轴, 周向为 z 轴。在湍流恒定平均流条件下有边界层微分方程^[3]:

$$\frac{\partial r_0 u}{\partial x} + r_0 \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{w^2}{r_0} \frac{dr_0}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (3.3)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{uw}{r_0} \frac{dr_0}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_z}{\partial y} \quad (3.4)$$

式中 $\tau_x = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}$; $\tau_z = \mu \frac{\partial w}{\partial y} - \rho \overline{w'v'}$, $r_0(x)$ 为回转壁面的半径。上式在 $r_0(x)$ 及回转壁面曲率半径远大于边界层厚度条件下成立。

在边界层外边界上势流速度轴向与周向分量 $U(x)$ 与 $W(x)$ 与压力关系为

$$U \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{W^2}{r_0} \frac{dr_0}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.5)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{UW}{r_0} \frac{dr_0}{dx} = 0 \quad (3.6)$$

定义边界层沿 x 向的位移厚度 δ_{1u} 和动量厚度 δ_{2uu} , δ_{2uw} 以及厚度 δ_{2ww} , δ_{2ww} 与离心作用有关。

$$\delta_{1u} = \frac{1}{U} \int_0^{\delta} (U-u) dy = \frac{1}{U} \int_0^{\infty} (U-u) dy \quad (3.7)$$

$$\delta_{2uu} = \frac{1}{U^2} \int_0^{\delta} u(U-u) dy = \frac{1}{U^2} \int_0^{\infty} u(U-u) dy \quad (3.8)$$

$$\delta_{2uw} = \frac{1}{U^2} \int_0^{\delta} u(W-w) dy = \frac{1}{U^2} \int_0^{\infty} u(W-w) dy \quad (3.9)$$

$$\delta_{2ww} = \frac{1}{U^2} \int_0^{\delta} (W^2-w^2) dy = \frac{1}{U^2} \int_0^{\infty} (W^2-w^2) dy \quad (3.10)$$

由式 (3.1) ~ (3.4) 沿边界层厚度积分, 引入关系式 (3.5) ~ (3.6) 与边界层厚度定义式 (3.7) ~ (3.10) 可得边界层动量积分方程

$$\frac{\partial \delta_{2uu}}{\partial x} + (2\delta_{2uu} + \delta_{1u}) \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} (\delta_{2uu} - \delta_{2ww}) = \frac{\tau_{0x}}{\rho U^2} \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \delta_{2uw}}{\partial x} + 2 \left(\frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right) \delta_{2uw} = \frac{\tau_{0z}}{\rho U^2} \quad (3.12)$$

式中 τ_{0x} , τ_{0z} 为壁面摩擦切应力的轴向与周向分量。为了求解方程组 (3.11) ~ (3.12), 必

须补充边界层内的速度剖面与摩擦切应力的表达式。

J. P. Johnston综述了大量研究结果,可以发现沿边界层外缘势流方向(x' 向)的分量——流向流与其法向(z' 向)分量——展向流的速度剖面间具有明显的规律。流向流的速度剖面可用二维边界层的结果。按J. C. Cooke用幂次律的流向流速度剖面

$$\frac{u'}{c} = G = \left(\frac{y'}{\delta} \right)^n \quad (3.13)$$

式中 n 通常为 $1/8 \sim 1/7$ 。而展向流速度剖面,考虑到 $y' = 0$ 时 $w'(y') = 0$, $y' \rightarrow \infty$ 时 $w'(y') = 0$, 可以取用

$$\frac{w'}{c} = Gg\varepsilon \quad (3.14)$$

式中

$$g = \left(1 - \frac{y'}{\delta} \right)^2 \quad (3.15)$$

$$\varepsilon = \tan \alpha \quad (3.16)$$

式中 α 为边界层内扭曲角,表示边界层外缘势流方向与壁面极限流线间的夹角。

参照二维边界层中A. D. Young提出的公式,取流向流方向壁面摩擦切应力分量公式为:

$$\frac{\tau_{0x'}}{\rho c^2} = 0.0088 \left(\frac{c\theta'}{\nu} \right)^{-\frac{1}{5}} \quad (3.17)$$

式中 θ' 为流向流方向的动量厚度:

$$\theta' = \frac{1}{c^2} \int_0^\delta u'(c-u') dy = \int_0^\delta G(1-G) dy = \frac{n}{(n+1)(2n+1)} \delta = F\delta \quad (3.18)$$

其中 $F = \frac{n}{(n+1)(2n+1)}$, δ 为边界层厚度。

壁面摩擦切应力在展向流方向的分量

$$\tau_{0z'} = \tau_{0x'}\varepsilon \quad (3.19)$$

式(3.13)~(3.19)适用于小横向流的情况。引入上述补充关系式后,动量积分方程得以封闭。

当有旋绕流时,流向流方向 x' 向与壁面子午流线方向 x 向不一致,因此式(3.13)~(3.19)需经坐标变换得出 x 向及 z 向的分量表达式:

$$u = G(U - Wg\varepsilon) \quad (3.20)$$

$$w = G(W + Ug\varepsilon) \quad (3.21)$$

引入 $\lambda = \frac{0.0088}{F^{0.2}} \left(\frac{c}{U} \right)^{0.8}$

边界层雷诺数

$$R = \frac{U\delta}{\nu},$$

以及反映边界层扭曲程度的型参教,

$$\Pi = \frac{W\varepsilon}{U}$$

则有

$$\frac{\tau_{0z'}}{\rho U^2} = \lambda(1-\Pi)R^{-\frac{1}{5}} \quad (3.22)$$

$$\frac{\tau_{\theta z}}{\rho U^2} = \lambda \frac{U}{W} \left(\frac{W^2}{U^2} + \Pi \right) R^{-\frac{1}{5}} \quad (3.23)$$

$$\text{令} \quad A = \frac{1}{n+1}, \quad B = \frac{1}{2n+1}, \quad C = \frac{1}{n+1} - \frac{2}{n+2} + \frac{1}{n+3},$$

$$D = \frac{1}{2n+1} - \frac{1}{n+1} + \frac{1}{2n+3},$$

$$E = \frac{1}{2n+1} + \frac{2}{n+1} + \frac{6}{2n+3} - \frac{2}{n+2} + \frac{1}{2n+5} \quad (3.24)$$

则积分(3.7)~(3.10)可得

$$\delta_{1u} = (1-A+C\Pi)\delta \quad (3.25)$$

$$\delta_{2uu} = [(A-B) + (2D-C)\Pi - E\Pi^2]\delta \quad (3.26)$$

$$\delta_{2ww} = \left[(1-B) \frac{W^2}{U^2} - 2D\Pi - E \frac{U^2}{W^2} \Pi^2 \right] \delta \quad (3.27)$$

$$\delta_{2uw} = \left\{ (A-B) \frac{W}{U} + \left[(D-C) \frac{W}{U} - D \frac{U}{W} \right] + E \frac{U}{W} \Pi^2 \right\} \delta \quad (3.28)$$

将之代入动量积分方程组(3.11)~(3.22)可得出关于 Π 和 δ 的非线性一阶方程组:

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} + f_1 \delta + g_1 \frac{\partial(\Pi\delta)}{\partial x} + p_1(\Pi\delta) + e_1 \frac{\partial(\Pi^2\delta)}{\partial x} + r_1(\Pi^2\delta) = \lambda'(1-\Pi) R^{-\frac{1}{5}} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} + f_2 \delta + g_2 \frac{\partial(\Pi\delta)}{\partial x} + p_2(\Pi\delta) + e_2 \frac{\partial(\Pi^2\delta)}{\partial x} + r_2(\Pi^2\delta) = \lambda' \left(1 + \frac{U^2}{W^2} \Pi \right) R^{-\frac{1}{5}} \quad (3.30)$$

式中:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{A-B} \quad (3.31)$$

$$f_1 = \frac{1}{A-B} \left[(A-2B+1) \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \left(A-B + B \frac{W^2}{U^2} - \frac{W^2}{U^2} \right) \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right] \quad (3.32)$$

$$g_1 = \frac{2D-C}{A-B} \quad (3.33)$$

$$p_1 = \frac{4D-C}{A-B} \left(\frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right) \quad (3.34)$$

$$e_1 = \frac{E}{B-A} \quad (3.35)$$

$$r_1 = \frac{E}{B-A} \left[2 \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} - \left(\frac{U^2}{W^2} - 1 \right) \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right] \quad (3.36)$$

$$f_2 = \frac{U}{W} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{W}{U} \right) + 2 \left(\frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right) \quad (3.37)$$

$$g_2 = \left[\frac{D-C}{A-B} - \frac{D}{A-B} \frac{U^2}{W^2} \right] \quad (3.38)$$

$$p_2 = \frac{1}{A-B} \left\{ \frac{U}{W} \frac{\partial}{\partial x} \left[(D-C) \frac{W}{U} - D \frac{U}{W} \right] \right\}$$

$$+ 2 \left(\frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right) \left(D - C - D \frac{U^2}{W^2} \right) \} \quad (3.39)$$

$$e_2 = \frac{E}{A-B} \frac{U^2}{W^2} \quad (3.40)$$

$$r_2 = \frac{E}{A-B} \left[\frac{U}{W} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U}{W} \right) + 2 \frac{U^2}{W^2} \left(\frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r_0} \frac{dr_0}{dx} \right) \right] \quad (3.41)$$

式(3.29)(3.30)中界边层雷诺数R可隐含于 δ 内。令

$$\Delta = \delta R^{1/5}$$

则可得计算方程

$$\frac{\partial \Delta}{\partial x} = \frac{a_3 b_2 - a_2 b_3}{a_1 b_2 - a_2 b_1} \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} = \frac{a_3 b_1 - a_1 b_3}{a_2 b_1 - a_1 b_2} \quad (3.43)$$

其中 $a_1 = \frac{5}{6} (1 + g_1 \Pi + e_1 \Pi^2)$ (3.44)

$$a_2 = (g_1 + 2e_1 \Pi) \Delta \quad (3.45)$$

$$a_3 = \lambda' (1 - \Pi) - \left[\left(f_1 - \frac{1}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Delta + \left(p_1 - \frac{g_1}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Pi \Delta + \left(r_1 - \frac{e_1}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Pi^2 \Delta \right] \quad (3.46)$$

$$b_1 = \frac{5}{6} (1 + g_2 \Pi + e_2 \Pi^2) \quad (3.47)$$

$$b_2 = (g_2 + 2e_2 \Pi) \Delta \quad (3.48)$$

$$b_3 = \lambda' \left(1 + \frac{U^2}{W^2} \right) \Pi - \left[\left(f_2 - \frac{1}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Delta + \left(p_2 - \frac{g_2}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Pi \Delta + \left(r_2 - \frac{e_2}{6} \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right) \Pi^2 \Delta \right] \quad (3.49)$$

$a_i, b_i (i=1, 2, 3)$ 均为 x 和 Π, Δ 的函数。用向前差分格式

$$\Delta^{(n+1)} = \Delta^{(n)} + \frac{a_3^{(n)} b_2^{(n)} - a_2^{(n)} b_3^{(n)}}{a_1^{(n)} b_2^{(n)} - a_2^{(n)} b_1^{(n)}} (x^{(n+1)} - x^{(n)}) \quad (3.50)$$

$$\Pi^{(n+1)} = \Pi^{(n)} + \frac{a_3^{(n)} b_1^{(n)} - a_1^{(n)} b_3^{(n)}}{a_2^{(n)} b_1^{(n)} - a_1^{(n)} b_2^{(n)}} (x^{(n+1)} - x^{(n)}) \quad (3.51)$$

可由前一站的 Π, Δ 值求出下一站的 Π, Δ 值, 按此逐站可求出全场的 Π, Δ 值, 从而解得

$\delta, \delta_{1u}, \delta_{2uu}, \delta_{2uw}, \delta_{2uw}, \frac{\tau_{0x}}{\rho U^2}, \frac{\tau_{0z}}{\rho U^2}, \varepsilon, u, w$ 等边界层内的流场参数。

无旋绕时, 轴对称边界层动量积分方程(3.11)(3.12)简化为:

$$\frac{\partial \delta_{2uu}}{\partial x} + (2\delta_{2uu} + \delta_{1u}) \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\delta_{2uu}}{r_0} \frac{dr_0}{dx} = \frac{\tau_{0x}}{\rho U^2} \quad (3.52)$$

先按文献[4]选用卷吸方程

$$\frac{d}{dx}(H_e U \delta_{2uu}) = 0.0298 r_0 U (H_e - 3.0)^{-0.617} \quad (3.53)$$

$$\text{其中} \quad H_e = \frac{\delta - \delta_{1u}}{\delta_{2uu}} = 1.535 (H - 0.7)^{-2.715} + 3.3 \quad (3.54)$$

$$\text{式中} \quad H = \frac{\delta_{1u}}{\delta_{2uu}} \quad (3.55)$$

再取壁面摩擦切应力关系式为:

$$c_f = \frac{\tau_{0x}}{\rho U^2 / 2} = \exp(aH + b) \quad (3.56)$$

$$\text{式中} \quad a = 0.019521 - 0.386768c + 0.028345c^2 - 0.000701c^3 \quad (3.57)$$

$$b = 0.0191511 - 0.824891c + 0.062588c^2 - 0.001953c^3 \quad (3.58)$$

$$c = \ln(\text{Re} \delta_{2uu}) = \ln\left(\frac{U \delta_{2uu}}{\nu}\right) \quad (3.59)$$

方程(3.52)、(3.53)取向前差分格式,则由给出初值 c_f , H 后便可逐站求解边界层内流场。

四、计算和实验结果的分析

实验设备如图3所示。环形扩压器由圆柱形外壳与内锥体组成。进口气流的旋绕由可调叶栅给定。势流场用五孔探针测量压力、速度与流向。边界层内用鸭嘴形三孔边缘探针测量速度及流向。实验中分别采用了铝制曲线内锥体和直线内锥体。

进气予旋的强度可以 $\theta = \tan^{-1}\left(\frac{u_{\theta 0}}{u_{z 0}}\right)$ 表示, $u_{\theta 0}$ 与 $u_{z 0}$ 分别为进口截面上速度周向分量与轴向分量的截面平均值。计算与实测速度值除以 U_m 或 U_{av} 无量纲化了, U_m 或 U_{av} 为该截面上或进口截面轴向速度的平均值。径向无量纲坐标 $(R-r)/(R-r_0)$, 轴向无量纲坐标为 x/L 或 x/R_m , 其中, R 为外壳半径, r_0 为内锥半径, R_m 为内锥最大半径, L 为内锥长度。

计算与实验轴向速度 u_z 沿截面分布如图4所示。无旋绕 ($\theta = 0^\circ$) 时, 由于边界层排移作用轴向速度沿截面分布呈凸形, 但中部较平缓。这说明按势流场计算, 并计入边界层粘性效应的分析是符合实际的。各截面上最大速度值的位置沿流逐渐移向外壳。有进气予旋时, 轴向速度分布偏向内锥, 从而使内锥处边界层受到抑制而外壳则相反。

周向速度 u_θ 沿截面分布如图5所示。有予旋时周向速度沿流线呈自由涡形式, 但不适用于回流区。由于粘性效应, 内锥附近实测的周向速度在下游呈强迫涡形式, 其范围沿流逐渐扩大。因此, 如在计算中接受强迫涡处理则与实测将更接近。

无旋绕与有旋绕情况下的流谱图如图6所示。由图可见, 计算与实测流谱基本符合。

无旋绕(相应的进口雷诺数 $\text{Re} = U_{av} R_m / \nu = 2.16 \times 10^6$) 时, 外壳与内锥边界层内 c_f , δ_{2uu} 与 H 值如图7所示。由于轴向速度沿流外偏, 近内锥处速度相对较低以及动量积分方程(3.52)中 $(\delta_{2uu}/r_0)(dr_0/dx)$ 项在内锥附近作用加大, 因此, 内锥边界层较外壳发展更快。

旋绕流中, 当 $\theta = 10^\circ, 21^\circ, 43^\circ$ (相应的进口雷诺数 $\text{Re} = 2.1 \times 10^6, 2.2 \times 10^6, 2.06 \times 10^6$) 时, 边界层发展, 不象无旋绕时, 呈严重扭曲的三维边界层。但从图8可知: 实测的速度

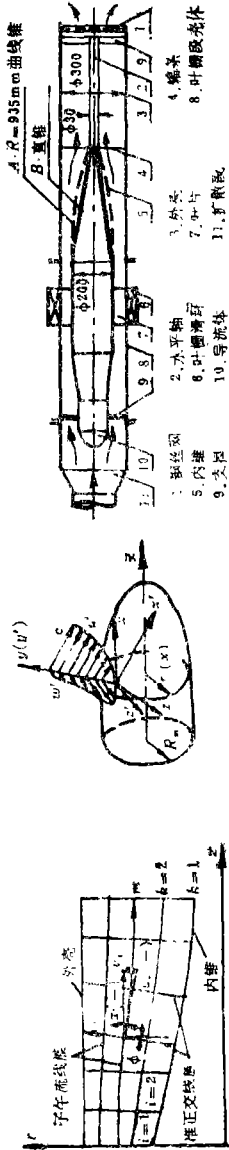


图 1

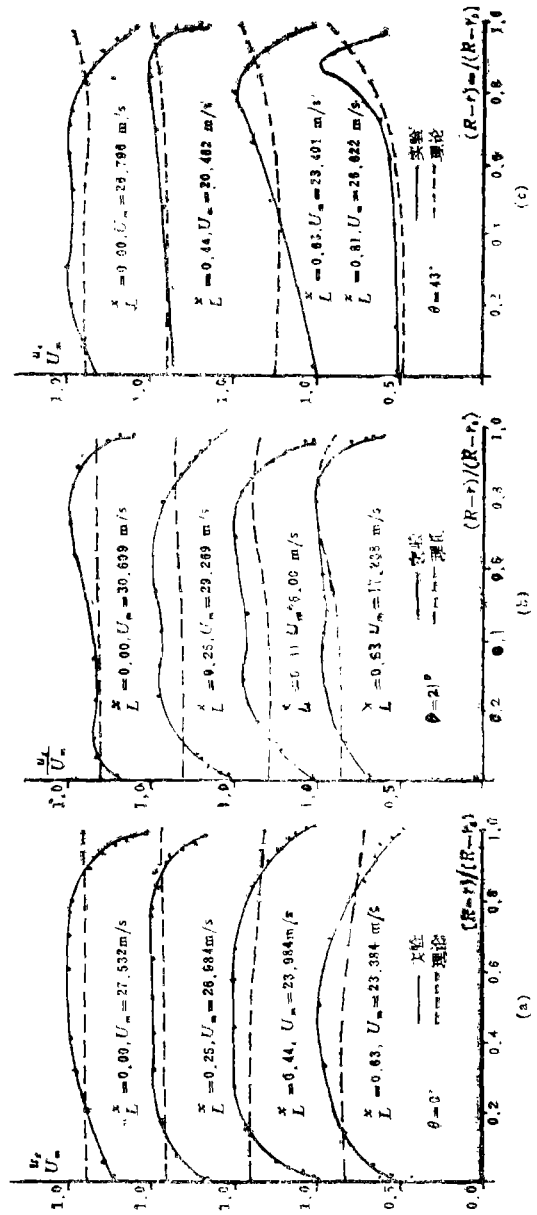


图 4

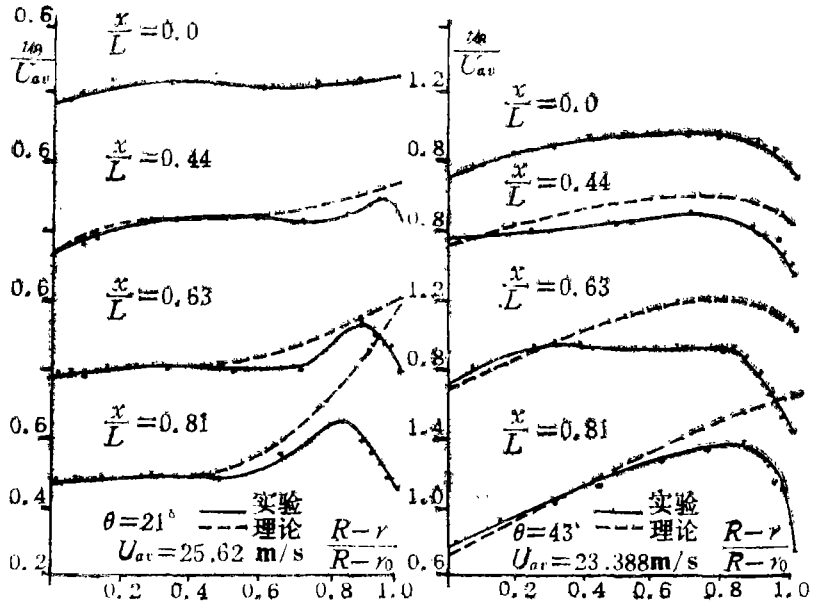


图 5

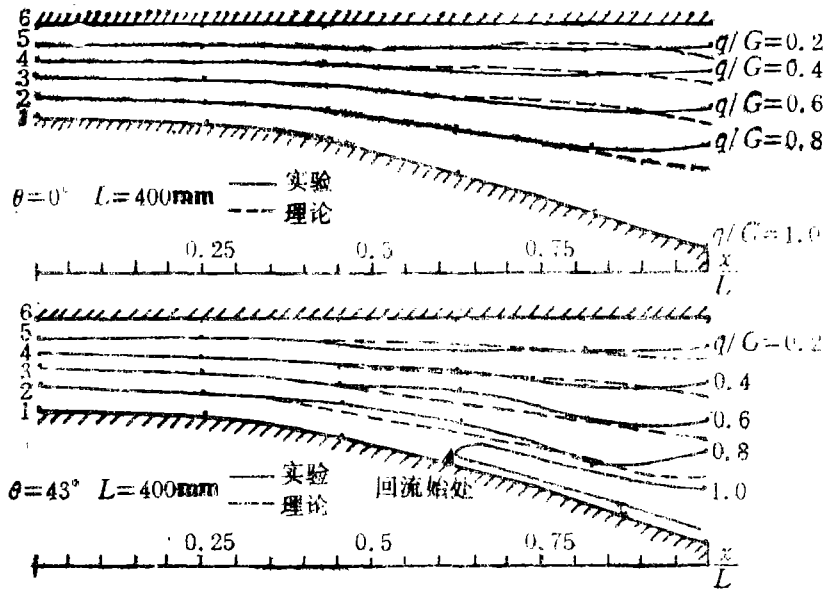


图 6

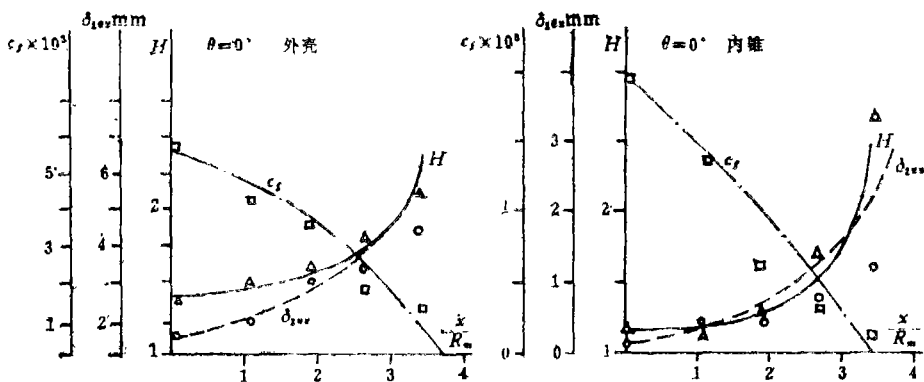


图 7

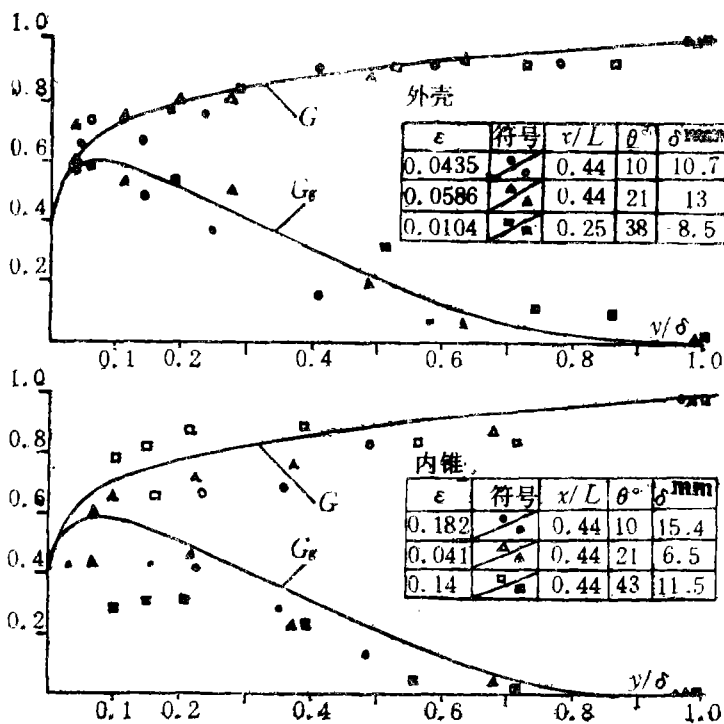


图 8

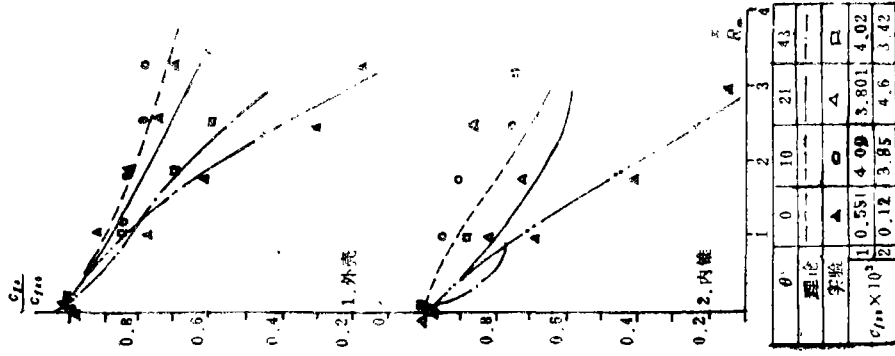


图 11

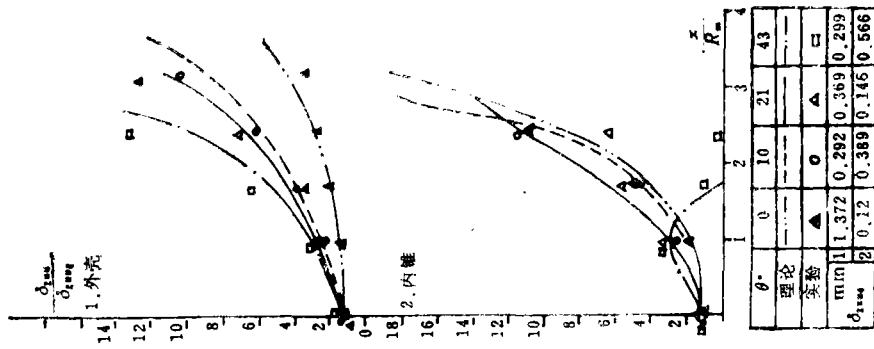


图 10

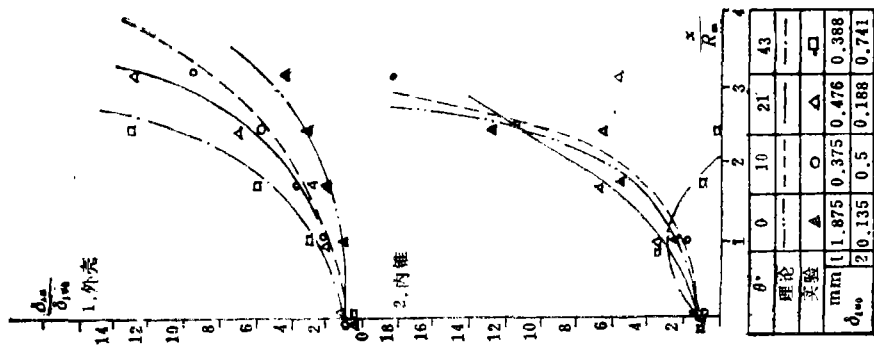


图 9

剖面与小横向流假设下的速度剖面基本相符。

由于环形扩压器内边界层受压力梯度与离心效应双重影响。当进气予旋量一定时，外壳附近速度相对地小、逆压大、且为凹面，外壳边界层发展显著且不稳定；而内锥附近边界层受到的影响相反，所以发展受到抑制。对此，可从图 9~11 得到印证。不同进气予旋量下，上述现象只是程度上的差别。为进气予旋量大，则边界层发展更显著。

五、结 论

由上述可归纳如下：

1. 为了环状扩压通道有旋绕的流动分析，应用任定准正交线，迭代求解速度梯度方程和流量不变方程获得势流场解；应用三维湍流边界层积分方程法求解边界层内流动是可行的。所得结果与实验基本符合。

2. 就有旋绕三维边界层的速度剖面言，本文中应用小横向流条件下的速度剖面是可行的且得到实验验证。

3. 有进气予旋时，轴向速度向内锥靠拢。周向速度呈自由涡形式，其范围沿流渐增；但在内锥附近，因剪切应力作用，受迫涡区域也增大。

4. 无进气予旋时，内锥附近边界层发展快于外壳附近；有进气予旋时正好相反。

参 考 文 献

- [1] Katsanis, T., Use of arbitrary quasi-orthogonals for calculating flow distribution in the meridional plane of a turbomachine, NASA TN D-2546 (1964).
- [2] 金元敏明, 環状テイフューザー内の流れ, 日本機械学会論文集, 47(422)(昭和56—10), 1940—1946.
- [3] White, F. M., *Viscous Fluid Flow*, Mc Graw-Hill Co. (1974).
- [4] 生井武文、井上雅弘, 《粘性流体の力学》, 東京理工学社(1978).
- [5] Mager, A., Generation of boundary-layer momentum-integral equations to three-dimensional flow including those of rotating system, NACA TN 2310.
- [6] Fablan, J. M. and G. C. Oates, The boundary layer inside a conical surface due to a swirling flow with throughflow, *Journal of Applied Mech. Trans. of the ASME*, (12)(1976), 564—566.
- [7] Parr, O., Untersuchungen der dreidimensionalen Grenzschicht an rotierenden Drehkörpern bei axialer auströmung, *Ing. Arch.*, 32 (1963), 393—413.

On the Throughflow with Swirling Inflow in Annular Diffuser

Yu Ji-lun

*(Shanghai University of Technology, Shanghai Applied Mathematics
and Mechanics Institute, Shanghai)*

Yang Zhao-gang

(Chengdu Electrical Power Machine Works, Chengdu)

Wang Ming-de

(Xi'an Jiaotong university, Xi'an)

Abstract

In this paper, a throughflow with swirling inflow in an annular diffuser is calculated. Under the assumption of small crossflow, the flow near inner and outer wall surfaces is calculated based on the three-dimensional momentum integral equation of the boundary layer. The potential flow outside the boundary layer is computed by means of the iteration method based on the velocity gradient equation along the quasi-orthogonal direction of the meridional projection of the stream-line on the meridional surface and the constancy of flux equation⁽¹⁾. The numerical results agree with the experiments quite well. This method is useful for analyzing the throughflow with pre-swirl in the annular diffuser.

Key words annular diffuser, swirling inflow, three-dimensional boundary layer, small crossflow