

# 船用燃气轮机进气滤清器惯性级内的 流场计算和实验验证

程元龙 刘顺隆 姚明 姜宗林

(哈尔滨船舶工程学院)

**摘要** 本文提出了一套求解船用燃气轮机进气滤清器流道流场的数值方法,成功地计算了流道内流场的状态,给出了各种不同型号流道的气动特性,对指导滤清器的设计有较大的现实意义。在这套方法中,我们应用上风差分来逼近二维、非定常、粘性、不可压缩流体非守恒型的  $N-S$  方程,提出了一种可计算雷诺数高达上万的粘性流的差分方程,考察了这种差分方程的稳定性、收敛性、精度和人工粘性。本文还提出了处理一些边界拐点处壁涡的计算方法,实际算例表明,使用本文提出的差分方程和壁涡处理方法给出的计算结果和实验吻合良好。

**关键词** 滤清器,差分方法,计算流体力学。

## 一、前 言

随着船用燃气轮机的广泛应用,一种海洋大气的盐份处理装置——进气滤清器的研制日益受到造船界和各国海军的重视<sup>[10]~[14]</sup>。由于燃气轮机的性能对进气压力的变化极为敏感,而进气压力损失主要地取决于滤清器的流动损失,所以研制分离效率高,流动阻力小的进气滤清器就有着重要的经济意义。

船用燃气轮机采用的比较成功的是组合式三级滤清器(如图1所示)。影响滤清器性能的因素很多,诸如气体流速,流道宽度,气道偏折角,疏水装置的位置和大小等。而某些参数对滤清器性能的影响还具有两重性,如气道偏折角。目前国内外都是通过实验来确定结构参数。但是,由于影响因素太多,只通过实验很难选取最佳的结构参数。为了弥补实验的不足,本文应用计算流体力学的理论,对滤清器的主要气动部件——惯性级的流场进行了数值模拟,提出了一套相应的计算方法。

粘性流体内流问题的数值解法一直是国内外计算流体力学工作者重点研究的课题之一。关于滤清器流道流场的计算有两个比较困难的问题:一个是流道的形状过于复杂数值化边界条件不太容易。另一个是雷诺数较大,一般的差分格式往往很难收敛。

在求解粘性流动问题时,常选用守恒型的控制方程<sup>[5,6]</sup>,认为它比非守恒型的方程具有较高的精度。这里我们使用上风差分考察了非守恒的  $N-S$  方程,对其差分方程的收敛性、稳定性、精度和人工粘性作了一些探讨,认为它比使用同样的差分方法由守恒型的方程得到的差分方程更适于计算较大雷诺数下的流动问题。近年来,壁涡的处理也引起了

本文于1985年11月15日收到。

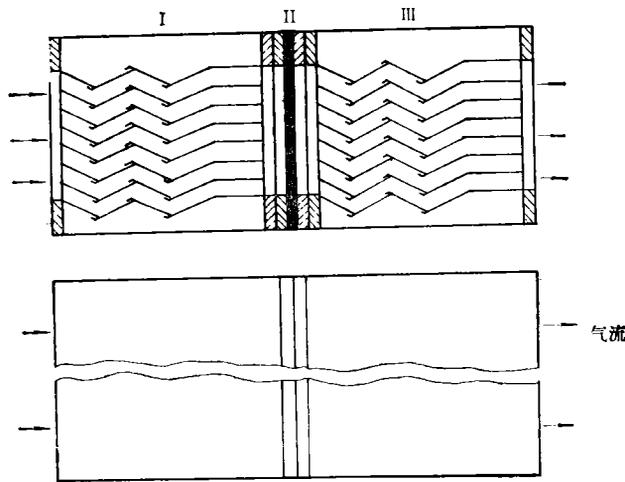


图 1 组合式三级滤清器示意图  
I——惯性级 II——凝聚级 III——惯性级

人们的高度重视<sup>[1,2]</sup>, 文献[9]曾考察过六种形式的壁涡公式, 但对壁面上拐角处壁涡的计算尚无合理的方法, 本文对此提出了一个有效的处理方法, 得到了满意的结果。

## 二、控制方程和边界条件

滤清器惯性级内的实际流动过程是一个三元、非定常、有热交换的可压缩粘性流体的流动过程, 其控制方程将是很复杂的, 需要根据实际情况作一些简化。由于燃气轮机吸入气体中的海水滴在一般情况下占的比例很小; 热交换作用比较微弱, 可以忽略不计。滤清器进口的流速一般只有 10m/s 左右, 可作不可压流体处理。另外因滤清器流道高与宽的比值很大, 约为 36:1, 则可假定流场为二元流动。在上述假设条件下, 再忽略重力的作用, 流动可认为是粘性、不可压缩、牛顿流体的平面非定常流动。其控制方程为:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} (\Delta u) \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} (\Delta v) \quad (3)$$

$$\Delta P = -2 \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \quad (4)$$

这里  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  是拉普拉斯算子,  $u$  和  $v$  分别是  $x$  和  $y$  方向上的速度分量,  $p$  是压力,  $Re = \frac{L_0 u_0}{\nu}$  是雷诺数, 其中  $L_0$  是特征长度,  $u_0$  是特征速度,  $\nu$  是流体的运动粘度, 式中所有的量都是无量纲量。

流道可以简化为图 2 所示的形状, 对实际情况, 如压力损失, 可取适当的系数加以修正。为了更直观地反映出流场的流动状态, 我们采用涡量  $\Omega$  与流函数  $\psi$  表示的控制方

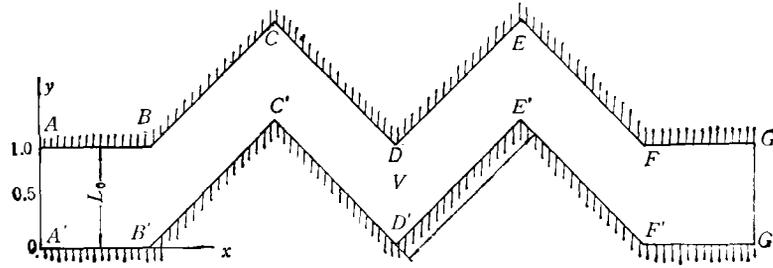


图 2 坐标系和流场的求解区域

程.

$$\mathcal{Q} = -\Delta\phi \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial y} = \frac{1}{Re} (\Delta \mathcal{Q}) \quad (6)$$

$$\Delta p = 2 \left[ \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) - \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] \quad (7)$$

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (8)$$

涡量传递方程也可以改写成守恒型的,

$$\frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \mathcal{Q} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \mathcal{Q} \right) = \frac{1}{Re} (\Delta \mathcal{Q}) \quad (9)$$

方程(5)---(9)就是我们将要讨论和求解的基本方程.

在入流边界上,流场为均匀分布,

$$u = 1, \quad v = 0 \quad (10)$$

则

$$\phi = y \quad (11)$$

$$\mathcal{Q} = 0 \quad (12)$$

在出流边界上,由于惯性级出口的整流段较长,可假定流场为 Poissuill 流动,

$$u = 6(y - y^2), \quad v = 0 \quad (13)$$

则

$$\phi = 3y^2 - 2y^3 \quad (14)$$

$$\mathcal{Q} = 12y - 6 \quad (15)$$

在上边界和下边界组成的固体壁面上,应用粘性流动无滑移的边界条件,

$$\text{上边界:} \quad \phi = 1 \quad (16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (17)$$

$$\text{下边界:} \quad \phi = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (19)$$

这里  $\frac{\partial}{\partial n}$  是关于固壁的法向梯度.

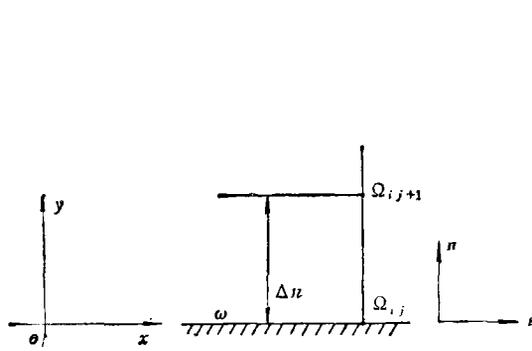


图 3 壁涡公式用图

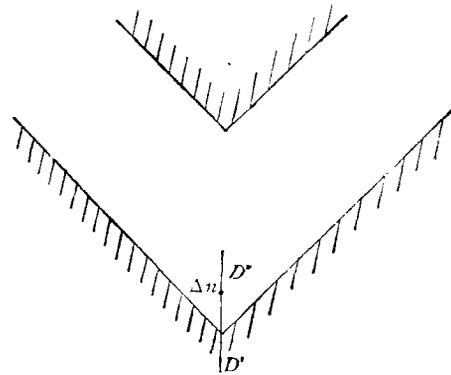


图 4 处理拐角壁涡用图

考虑图 3 所示的壁面,把  $\phi_{ij+1}$  在  $\phi_{ij}$  处展开成台劳级数,引入粘性流体相对壁面无滑移条件,可得壁涡的计算公式.

$$\Omega_{ij} = -\frac{2(\phi_{ij+1} - \phi_{ij})}{\Delta n^2} + O(\Delta n) \quad (20)$$

$$\Omega_{ij} = -\frac{3(\phi_{ij+1} - \phi_{ij})}{\Delta n^2} - \frac{\Omega_{ij+1}}{2} + O(\Delta n^2) \quad (21)$$

式 (20) 具有一阶精度,式 (21) 具有二阶精度.

对图 2 上的  $B'$ 、 $C$ 、 $D'$  等点,一些资料上都假设  $\Omega_w = 0^{(1)}$ . 这等于假定在这些拐点附近的流场有一个“死区”,“死区”里的气体既不流动也不旋转,而这些“死区”的附近却是强烈的涡流区. 这样的物理假设看来有点勉强,为了解决这个问题,我们以图 4 的拐角为例阐明一下处理方法:把拐角看作一段曲率很大的圆弧,在过圆心和  $D'$  的连线上取一点  $D''$ ,然后用公式 (20) 或 (21) 即可求得  $D'$  点的壁涡值.

由方程 (2), (3), (5) 和无滑移条件,可求得压力方程的边界条件,

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{1}{Re} \frac{\partial Q}{\partial s} \quad (22)$$

$$\frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{Re} \frac{\partial Q}{\partial n} \quad (23)$$

式中  $\frac{\partial}{\partial s}$  表示关于壁面的切向导数.

公式 (10)–(23) 给出了控制方程的边界条件,就把求解粘性流体的内流问题,在数学上转化为求解三个偏微分方程的边值问题. 值得注意的是,压力方程不必和流函数方程、涡量方程联立求解,这对简化流场的计算有着十分重要的意义.

### 三、控制方程的差分方程及其讨论

对流函数方程使用五点中心差分可得其相应的差分方程,即

$$\phi_{i+j} + \phi_{i-j} + r(\phi_{ij+1} + \phi_{ij-1}) - 2(1+r)\phi_{ij} = -\Omega_{ij}(\Delta x)^2 \quad (24)$$

式中  $r = \left(\frac{\Delta x}{\Delta y}\right)^2$ , 上式具有二阶精度.

在涡量方程(6)中,对时间导数采用前差分,平流项采用上风差分,扩散项采用五点中心差分,其差分方程为:

$$Q_{ij}^{n+1} = Q_{ij}^n + \frac{\alpha}{c_0} (c_1 Q_{i+1,j}^n + c_2 Q_{ij+1}^n + c_3 Q_{i-1,j}^n + c_4 Q_{ij-1}^n - c_0 Q_{ij}^n) \quad (25)$$

其中

$$c_1 = 1 + \frac{1}{2} (|p| - p), \quad c_2 = \gamma \left[ 1 + \frac{1}{2} (|q| - q) \right]$$

$$c_3 = 1 + \frac{1}{2} (|p| + p), \quad c_4 = \gamma \left[ 1 + \frac{1}{2} (|q| + q) \right]$$

$$c_0 = 2[1 + |p| + \gamma(1 + |q|)]$$

$$p = u_{ij} \Delta x Re \quad q = v_{ij} \Delta y Re$$

$$\alpha = \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2}$$

对守恒型的涡量传递方程(9)也采用和方程(6)一样的差分处理,其相应的差分方程为

$$Q_{ij}^{n+1} = Q_{ij}^n + \frac{\alpha}{B_0} [B_1 Q_{i+1,j}^n + B_2 Q_{ij+1}^n + B_3 Q_{i-1,j}^n + B_4 Q_{ij-1}^n - B_0 Q_{ij}^n] \quad (26)$$

其中

$$B_1 = 1 - Re \Delta x u_{i+1,j} \left( \frac{1 - k_1}{2} \right), \quad B_2 = \gamma \left[ 1 - Re \Delta y v_{ij+1} \left( \frac{1 - k_2}{2} \right) \right]$$

$$B_3 = 1 + Re \Delta x u_{i-1,j} \left( \frac{1 + k_1}{2} \right), \quad B_4 = \gamma \left[ 1 + Re \Delta y v_{ij-1} \left( \frac{1 + k_2}{2} \right) \right]$$

$$B_0 = 2(1 + \gamma) + Re(k_1 \Delta x u_{ij} + k_2 \Delta y v_{ij})$$

$$k_1 = u_{ij} / |u_{ij}|, \quad k_2 = v_{ij} / |v_{ij}|$$

在式(26)和(25)中, $n$ 表示时间步的推进次数,对定常状态 $B_1$ 、 $B_2$ 、 $B_3$ 、 $B_4$ 和 $B_0$ 形成差分方程的系数矩阵。

当方程(25)和(26)联立求解之后,只要对压力场给定边界上某点的第一类边值它就唯一地确定了,也可以用积分法求解压力场。

$$p(B) = \int_A^B \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy \right) + p(A) \quad (27)$$

或

$$p(B) = \int_A^B \frac{\partial p}{\partial l} dl + p(A) \quad (28)$$

在一般的工程问题中,流场出口的压力常常是待求的未知数,使用上式求解压力场比求解方程(7)的边值问题具有更现实的意义,但上述积分沿不同路线进行时,由于流场数值解的误差,可能得到不同的值。

### 1. 稳定性

我们使用离散扰动稳定性分析方法,来考察式(25)的稳定性条件,设 $u_{ij} > 0$ ,  $v_{ij} > 0$ ,其扰动方程为

$$\frac{\varepsilon_{ij}^{n+1} - \varepsilon_{ij}^n}{\Delta t} = -\frac{u_{ij}\varepsilon_{ij}^n}{\Delta x} - \frac{v_{ij}\varepsilon_{ij}^n}{\Delta y} + \frac{1}{Re} \left( \frac{-2\varepsilon_{ij}^n}{\Delta x^2} + \frac{-2\varepsilon_{ij}^n}{\Delta y^2} \right) \quad (29)$$

即

$$\varepsilon_{ij}^{n+1} = \left\{ 1 - \Delta t \left[ \frac{u_{ij}}{\Delta x} + \frac{v_{ij}}{\Delta y} + \frac{2}{Re} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \right] \right\} \varepsilon_{ij}^n \quad (30)$$

稳定性要求:

$$|\varepsilon_{ij}^{n+1}/\varepsilon_{ij}^n| \leq 1 \quad (31)$$

得

$$\Delta t \leq 2 \left/ \left[ \frac{2}{Re} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) + \frac{u_{ij}}{\Delta x} + \frac{v_{ij}}{\Delta y} \right] \right. \quad (32)$$

同理对  $u_{ij} < 0, v_{ij} < 0$ , 可得

$$\Delta t \leq 2 \left/ \left[ \frac{2}{Re} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) + \frac{|u_{ij}|}{\Delta x} + \frac{|v_{ij}|}{\Delta y} \right] \right. \quad (33)$$

式(32)和(33)给出了差分方程的稳定性条件,为我们在计算中选取步长参数提供了理论依据。

## 2.收敛性

讨论非线性方程的收敛性是很困难的,至今未见有适用的理论,著名的 Lax 定理仅适用于线性方程,而对非线性方程仅有稳定性是不能保证收敛性的,但是,如果一个差分方程对其偏微分方程是相容的差分逼近,那么差分方程求解收敛是保证差分解收敛于微分解的前提,这样我们就可以把研究差分解的收敛性转化为研究求解差分方程时的收敛性,从而为研究差分格式提供一个手段。

由差分方程(25)的系数

$$|c_0| = \sum_{i=1}^4 |c_i| \quad (34)$$

可知其系数矩阵是对角占优的,但对差分方程(26),情况就不再是这样了,为了便于说明问题我们假设在某一内点有  $u_{ij} > 0$  和  $v_{ij} > 0$ , 且  $\Delta x = \Delta y$ , 则

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^4 |B_i| &= 2(1 + \gamma) + Re \Delta x (|u_{i-1j}| + |v_{i-1j}|) \\ |B_0| &= 2(1 + \gamma) + Re \Delta x (v_{ij} + u_{ij}) \end{aligned}$$

显然系数矩阵对角占优的条件为

$$u_{ij} + v_{ij} \geq |u_{i-1j}| + |v_{i-1j}| \quad (35)$$

上式要在全流场处处满足比较困难,特别是在涡流区,所以可见在使用上风差分的条件下,非守恒型的涡量方程比守恒型的具有更好的数学性质,当雷诺数较大时,数值计算的结果也说明了这一点。

## 3.人工粘性

差分离散带来的人工粘性也是一个棘手的问题,在模拟实际流动时,应尽量减小这种粘性的影响,以免物理上的耗散被人工粘性所淹没使数值解失去意义,下面对式(25)的人工粘性作一分析:

设  $u_{ij} > 0$ ,  $v_{ij} > 0$ , 把式 (25) 的每一项在  $(ij)$  处展开成台劳级数, 再代回原方程, 略去三阶导数可得:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -u \frac{\partial Q}{\partial x} - v \frac{\partial Q}{\partial y} + \left( \frac{1}{Re} + \alpha_{ex} \right) \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \left( \frac{1}{Re} + \alpha_{ey} \right) \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} \quad (36)$$

其中

$$\alpha_{ex} = \frac{1}{2} u \Delta x \left( 1 - \frac{u \Delta t}{\Delta x} \right) \quad (37)$$

$$\alpha_{ey} = \frac{1}{2} v \Delta y \left( 1 - \frac{\Delta t v}{\Delta y} \right) \quad (38)$$

$\alpha_{ex}$  和  $\alpha_{ey}$  即所谓的人工粘性系数, 当  $\frac{\Delta t u}{\Delta x} \rightarrow 1$ ,  $\frac{\Delta t v}{\Delta y} \rightarrow 1$  时, 人工粘性可以极小化。

考虑式 (32), 假设  $Re \gg 100$ ,  $\Delta x = \Delta y$ , 那么,

$$\frac{2}{Re} \left( \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \ll \frac{u_{ij}}{\Delta x} + \frac{v_{ij}}{\Delta y}.$$

则

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} \left( \frac{u_{ij} + v_{ij}}{2} \right) \leq 1 \quad (39)$$

若  $u_{ij} = v_{ij}$  则

$$\frac{\Delta t u}{\Delta x} = \frac{\Delta t v}{\Delta y} \leq 1 \quad (40)$$

上式说明在稳定性条件的限制下, 只要我们适当地控制时间步长, 极小化人工粘性是可能的。

#### 四、实验和精确解对计算方法的验证

$$\psi = \exp(-2\pi^2 t) \cos \pi x \cos \pi y \quad (41)$$

$$Q = 2\pi^2 \exp(-2\pi^2 t) \cos \pi x \cos \pi y \quad (42)$$

为了考察差分方程 (25) 的精度, 我们考察方程 (5) 和 (6) 的一个精确解, 这里  $Re = 1$ , 流函数和涡量由式 (41) 和 (42) 表示, 定义域限制在  $0 \leq x \leq \frac{1}{2}$ ,  $0 \leq y \leq \frac{1}{2}$  之内。

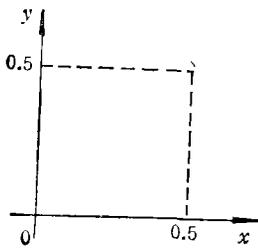


图 5 定义域

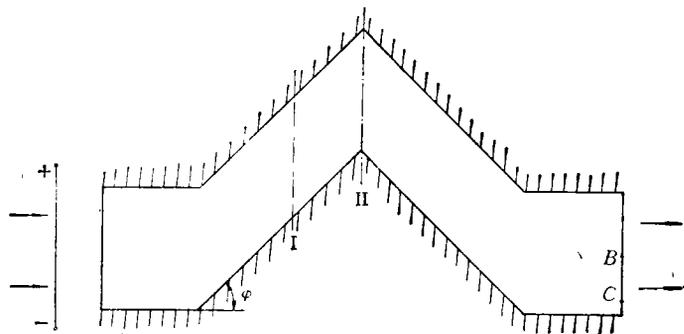


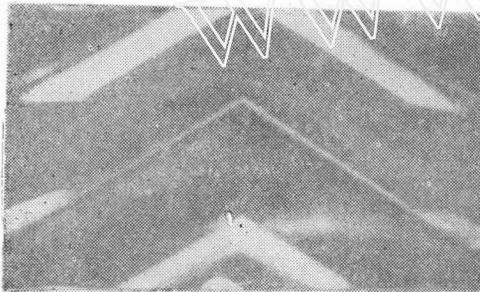
图 6 模型流道与发烟线的位置

使用式 (25) 进行数值求解, 把  $y = 0.1$  的流场截面上的  $\phi$  和  $\Omega$  的精确解和数值解列在表 1 中, 可以看出两者的吻合是良好的。

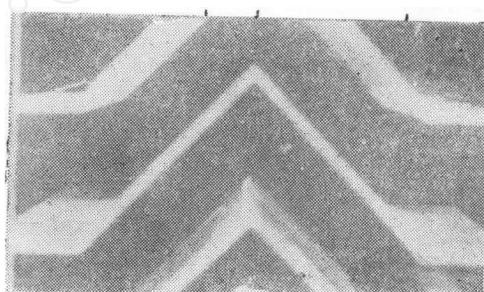
表 1 差分解与精确解比较表

流场参数 $x$ 坐标	$\phi$		$\Omega$	
	差分解	精确解	差分解	精确解
0.00	0.9473091	0.9473091	18.69921	18.69921
0.05	0.9358313	0.9356461	18.455012	18.46899
0.10	0.9012823	0.9009442	17.772196	17.784009
0.15	0.844497	0.8440581	16.649872	16.661116
0.20	0.766875	0.7663883	15.127602	15.12796
0.25	0.6703316	0.6698474	13.22314	13.22232
0.30	0.5572513	0.5568126	10.98339	10.99109
0.35	0.4304256	0.4308671	8.48824	8.48922
0.40	0.2929847	0.292732	5.77424	5.77832
0.45	0.1483198	0.1481887	2.923079	2.925141
0.50	0.0	0.0	0.0	0.0

为了考察差分方程在大雷诺数下的数值解, 我们专门设计了模型流道进行实验, 摄取了流线照片, 测得了出口处一些点的压力损失和 I 与 II 截面上的最大速度分布。流场显示使用的是烟线法。在流场定常时, 烟线就代表流线。



a.  $Re = 7890, \varphi = 30^\circ$



b.  $Re = 13160, \varphi = 45^\circ$

图 7 流场的烟线照片

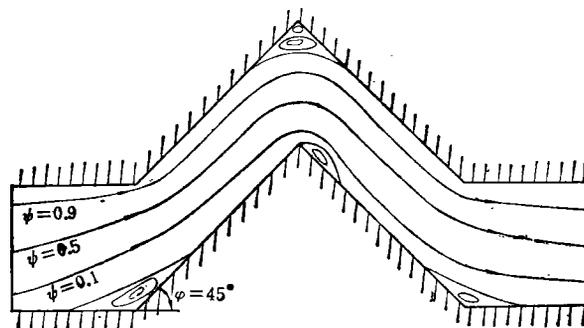
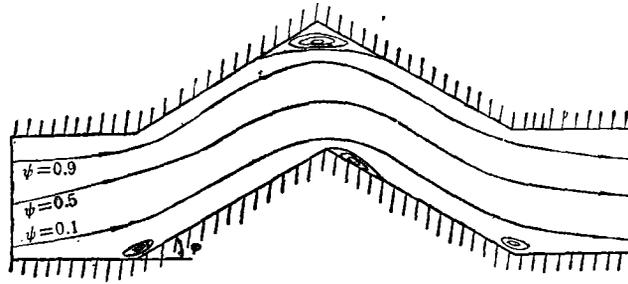
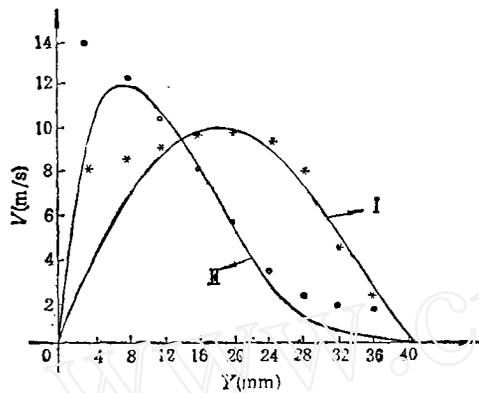
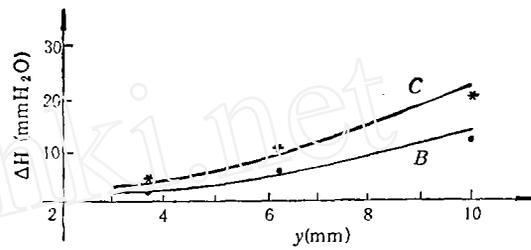


图 8 计算流场流线图  $Re = 13160, \varphi = 45^\circ$

图 9 计算流场流线图  $Re = 13160, \varphi = 30^\circ$ \*、● 实验结果 — 计算结果  $\bar{v} = 5\text{m/s}$   
图 10 I# 和 II# 截面最大速度分布\*、● 实验结果 — 计算结果  
图 11 流场 B 和 C 点处的总压损失 ( $\varphi = 45^\circ$ )

比较计算结果和实验结果可见, 两者的吻合是良好的, 只有速度场在靠近壁面的地方测量值高于计算值. 这种差别是由测量误差和计算误差造成的. 综合来讲, 我们认为采用本文提出的差分格式求解粘性内流问题是成功的, 它的结果较好地反映了主流区和脱体区的流动情况, 给出了合理的压力损失, 为我们了解流场的流态和流道的气动特性提供了解决手段.

## 五、各种形式流道的计算结果及其分析

为了考察流道的几何参数对其气动特性的影响, 给滤清器的设计提供理论依据, 我们对各种形式的流道进行了数值计算, 结果在图 12—14 中给出.

图 12 是  $Re = 9260$  时, 不同的  $\varphi$  角对压力损失的影响,  $\varphi$  角的作用主要地表现为形状阻力, 这是由气流脱体区严重的涡流损失造成的. 曲线表明压力损失几乎和  $\varphi$  成正比, 因此只能在一定的范围内增加  $\varphi$  角来提高滤清效率, 以免产生过大的压力损失.

图 13 是比值  $L/L_0$  对阻力的影响, 曲线表明  $L/L_0$  在 2—3 之间取得最佳值. 当  $L/L_0 < 2$  时, 会产生如图 15 所示的那种涡流区的发展与联合, 从而产生较大的压力损失. 当  $L/L_0 > 3$  时, 主要是沿程阻力的增加造成了压力损失的增加, 由于摩擦阻力随  $L/L_0$  的变化比较缓慢, 因此在  $\varphi$  角一定的条件下, 适当地增加  $L/L_0$  的值是提高滤清效率的一

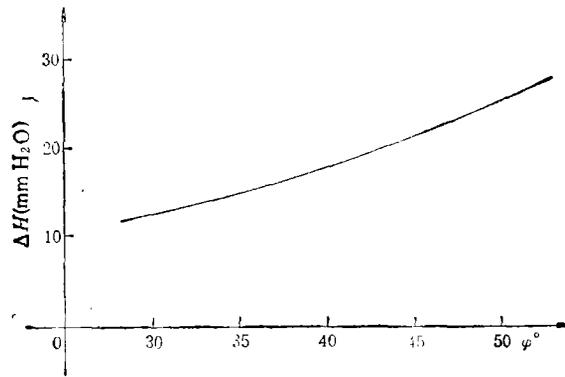


图 12 气道偏折角对阻力的影响

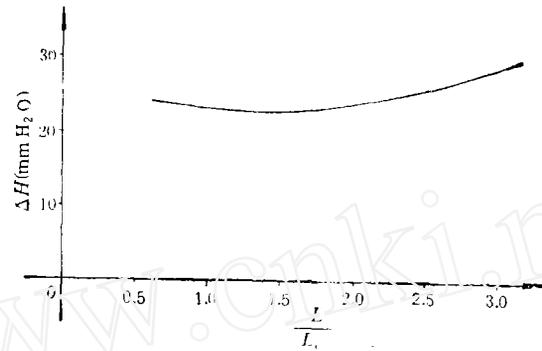
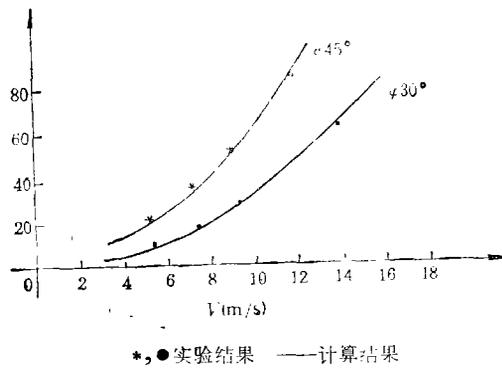
图 13  $L_1/L_0$  比值对阻力的影响

图 14 考虑疏水装置时计算阻力和实验结果的比较

个手段。

图 14 给出了阻力随风速的变化关系，阻力修正系数  $f = 1.45$ ，实验结果引自资料 [10]，可见两者具有良好的一致性。可以看出当  $V > 11\text{m/s}$  时，流道阻力会急剧增加。对三级组合式滤清器来讲，若要限制最大阻力为  $100\text{mmH}_2\text{O}$ ，那么高于  $11\text{m/s}$  的进口速度是不可取的。由于较低的风速对滤清器的滤清效率不利，所以进口速度应选在  $7\text{--}11\text{m/s}$  之间为宜。

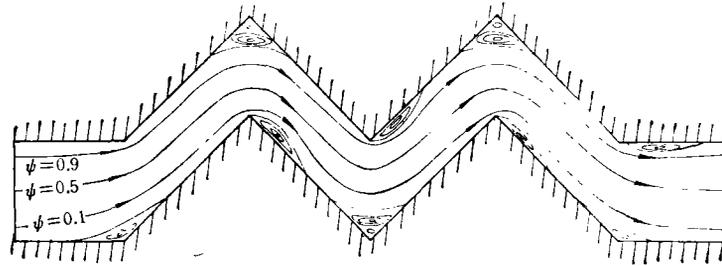


图15 计算流线图  $Re = 9260$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $L/L_0 = 1$

## 六、结 论

通过以上的实验,数值计算和理论分析,可得如下结论。

1. 对滤清器这种流道的内流问题,由于壁面的影响较小,和普通的管流相比可以具有高得多的临界雷诺数。

2. 数值计算和公式推导都证明,用上风差分格式得到的与非守恒型涡量方程相应的差分方程比使用同样的差分格式由守恒型方程得出的差分方程更适于计算高雷诺数下的流动。在小雷诺数下数值解与精确解相比,其精度也是良好的。

3. 拐角上点的壁涡值由本文提出的方法进行计算比强行设定更合理,它保证了数值公式的统一性和涡量值的连续性,给出了较好的计算结果。

4. 数值计算表明,形状阻力是流道压力损失的主要来源,所以改善拐角处的流动状态将是很有意义的工作。计算还指出,流道的结构参数应在  $\varphi < 45^\circ$ ,  $1.5 \leq L/L_0 \leq 3.5$ ,  $7 \leq V \leq 11\text{m/s}$  范围内选取较为合适。

5. 虽然这里提出的计算方法是用于滤清器流道流场计算的,但由于它成功地处理了复杂的边界条件,所得结果与实验吻合,因而具有一般意义,也可用于其它工程问题中粘性流的计算。

## 参 考 文 献

- [1] Roache, P. J., *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa (1976).
- [2] Pearson, C. E., *Journal of Fluid Mechanics*, 27, 4(1965), 611—622.
- [3] Dennis, S. C. R. and Hudson, J. D., *Proceedings of The First International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow* (1978), 69—80.
- [4] Chien, J. C., *Journal of Computational Physics*, 20(1976), 268—278.
- [5] Harlow, H. and Welch, J. E., *The Physics of Fluids*, 8, 12(1965), 2182—2189.
- [6] Evans, D. J., Department of Compute Studies, University of Technology, Loughborough, Leicestershire.
- [7] Roache, P. J., *Journal of Computational Physics*, 10(1972), 169—184.
- [8] 叶敬棠, *力学学报*, 4, 7(1983), 318—324.
- [9] 张慧生, *上海力学*, 4, 2(1983), 78—86.
- [10] 姚明等, *船工科技*, 4(1983).
- [11] Fyazier, C. T. and Ruskin, R. E., *ASME Gas Turbine Conference*, Paper No. 79-GT-141, (1979).
- [12] Tatge, R. B. Gordon, C. R. and Conley, R. S., *ASME Gas Turbine Conference*, Paper No. 80-GT-174, (1980).
- [13] 舰艇资料编辑部, *国外舰船燃气轮机进排气装置资料汇编*, February (1972).

## FLOW FIELD CALCULATION AND ITS EXPERIMENTAL VERIFICATION FOR INERTIA STAGE OF MARINE GAS TURBINE AIR INTAKE FILTER

Cheng Yuanlong, Liu Shunlong, Yao Ming and Jian Zonglin

*(Harbin Shipbuilding Engineering Institute, Harbin, Heilongjiang)*

**Abstract** A numerical method is presented in this paper for the solution of flow field in marine gas turbine air intake filtration channel. By use of this method the state of flow field was successfully calculated, and aerodynamic characteristics were obtained for various types of filtration channels. The work we have done is expected to be of considerably realistic value in guiding the design of such kind of filter. Using upstream difference to approach the non-conservative type N-S equation for two-dimensional, time-dependent, viscous and incompressible flow, a difference equation was formed and its stability, convergence, accuracy and artificial viscosity were examined. This equation be used to calculate viscous flow with Reynold number up to tens of thousands, Also presented in this paper is a calculation method for treating wall vortex at boundary inflection points Careful studies show that calculation results based on the difference equation and wall vortex treatment proposed here are in good agreement with those from experiments.

**Key words:** filter, difference method, computational fluid mechanics.