

扩压叶栅中拓扑与漩涡结构的研究

张永军^{①*}, 王会社^①, 徐建中^①, 冯国泰^②

① 中国科学院工程热物理研究所, 北京 100080;

② 哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001

* E-mail: zhang_blestu@sina.com

收稿日期: 2007-07-04; 接受日期: 2008-02-19

国家自然科学基金(批准号: 90718025)资助项目

摘要 为进一步揭示扩压叶栅中漩涡的结构型式, 以理解漩涡对损失的作用机理, 主要使用拓扑分析和数值计算的方法, 讨论叶片通道中马蹄涡、通道涡、角涡等二次流漩涡的生成、演绎与发展. 提出了低能流体区与外部流动区分界面的概念, 分析表明通道涡、马蹄涡和角涡都位于分界面内部(低能流体区), 而集中脱落涡位于分界面外部(外部流动区). 在损失分析方面, 采用了流动耗散函数而非熵增来表征损失的大小. 结果表明, 涡运动与损失的产生存在直接联系, 即漩涡的中心附近都是局部损失核心; 流道中损失最严重的区域是位于分界面附近而不是位于低能区里.

关键词
扩压叶栅
拓扑分析
漩涡结构
耗散函数

目前, 分离流和漩涡运动的控制和利用研究, 已成为流体力学中的一个重要发展方向. 随着微分方程定性分析理论的发展, 以流场流谱的动力系统、拓扑学和分叉理论的定性分析为基础的拓扑分析理论也快速地发展起来. 它可以明确给出三维分离流谱和漩涡结构, 此外可以帮助分析实验结果和指导流动观察, 帮助分析计算结果和推动数值计算的发展, 帮助建立理论模型和完善透平机械的气动设计等.

Salvage^[1]和Inoue等人^[2]在不同历史时期分别提出了压气机叶栅二次流结构模型. 在Salvage模型中可以看到顶部间隙涡和刮削涡的相互作用, 而更为突出的是该模型对尾缘涡丝进行了细致的描述^[1]. 而Inoue的模型是一个动叶二次流模型^[2].

20世纪90年代Kang^[3]结合流场测量和拓扑分析给出了一个更为细致的压气机栅内二次流模型(如图1). 他指出进口附面层在前缘形成马蹄涡吸力面和压力面分支, 在通道横向压力梯度的作用下压力面分支向吸力面运动, 到达吸力面后汇入通道涡(PV)中. 通

道涡是叶栅流道中最明显的二次流运动. 在尾缘尾迹中有两个集中涡和一个涡列, 它们的方向相同但与通道涡相反. 角涡是通道涡和尾迹相互作用形成的. 脱落涡向下游运动的过程中体积逐渐增大, 与Salvage模型^[1]不相同的是, Kang认为集中脱落涡(CSV)是由

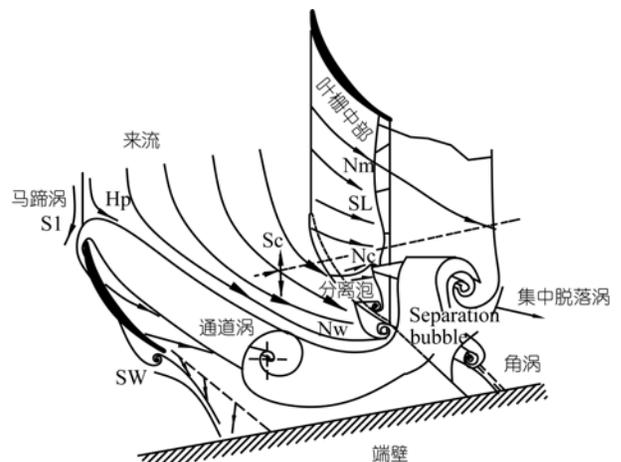


图1 压气机叶栅的漩涡结构^[3]

角区分离产生的. 可见, 以往的研究虽已取得了较为丰富的成果, 但依然不够系统且结论不统一. 本文希望借助详细的数值研究和拓扑分析工具, 在前人研究的基础之上, 能够对扩压叶栅中旋涡产生的机理及其发展和分布有更进一步的认识, 同时也希望在损失产生的机理方面有新的突破.

1 研究方法

1.1 方法介绍

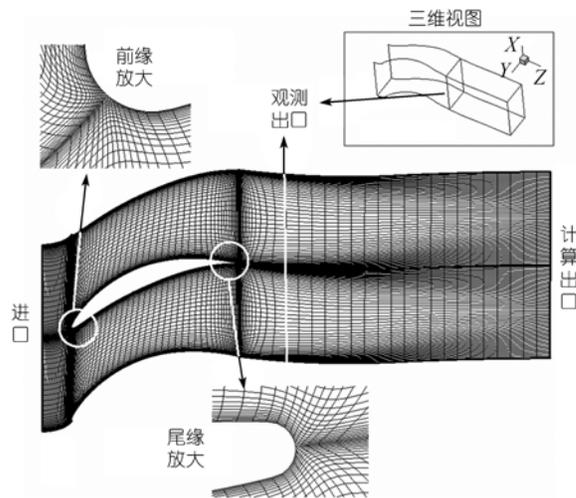
对于叶栅拓扑结构与旋涡结构的分析, 本文采用了如下方法: 首先, 进行多个横截面上拟流线(而非真实的流线)的分析, 研究从进口到出口流向涡, 如马蹄涡、通道涡和集中脱落涡等涡系的存在形式并分析其发展变化; 对各横截面上拓扑结构进行分析. 其次, 进行固壁上流动拓扑结构分析. 最后, 以此为基础进行三维涡系结构和损失分析. 通过以上三步分析进行流场结构的研究, 其意义在于了解流场的具体流动结构, 认识流场分离状况和各种旋涡结构, 从而达到控制损失分布与流动稳定性的目的.

1.2 研究方案

计算所使用的程序为NUMECA公司开发的FINE/TURBO流场求解器. 计算采用B-L湍流模型, 时间和空间差分格式分别为四阶显式Runge-Kutta格式和二阶对称TVD迎风格式. 进出口边界条件为: 进口总压为 103355 Pa、总温为 294 K、攻角为 0°、进气角为 37.75°、进口马赫数约为 0.2(<0.3), 因此来流条件近似为不可压缩流动, 为了解决其收敛缓慢性问题并保证求解的准确性, FINE/TURBO引入了低速流预处理程序(preconditioning^[4]); 出口背压为 101325 Pa.

1.3 网格

图 2 为计算网格, 由于叶栅安装角较小, 因此本



I(周向)×J(径向)×K(轴向)=65×65×129

图 2 计算网格

文使用了 H 型网格, 为了决定计算使用网格的节点总数, 我们对一计算结果与网格的无依赖性进行了验证, 这里我们共做十个不同的网格方案, 各网格之间不仅在网格数量上有所差别, 而且在近壁面第一个网格点上的 Y^+ 值和离开壁面第十个网格点 $Re_{y(10)}(Re_y = \rho u y_{wall} / \mu)$ 也有所不同. 表 1 给出了其中 5 个网格的具体情况.

图 3~5 分别对各方案近吸力面截面流线、空间流线及出口截面总压损失系数和拟二次流线进行了对比, 并参考了文献[5]中所提供的实验结果. 综合分析表明网格总数并不是越多、壁面网格分布并不是越密的计算结果就越好. 可以看出网格总数和壁面网格分布达到一定水平后, 计算结果应该是可信的. 我们一方面考虑计算结果的准确性, 另一方面也考虑计算过程的效率问题, 所以最后选择了方案DB的网格, 总节点数为 545, 025^[6], 分析表明其计算结果是可信的.

表 1 计算方案及网格情况

算例	近吸力面网格 $y/10^{-5}m$	$I \times J \times K$ (节距×径向×流向)	网格总数	Y^+		$Re_{y(10)}$	
				最大	平均	最大	平均
A3	11	41×41×97	163057	56	24	32819	21274
A4	5	41×65×97	258505	49	15	21053	16086
DB	0.6	65×65×129	545025	29	8	5523	2177
E	0.6	65×81×129	679185	27	1.5	1943	703
FE	0.4	65×81×161	847665	14	0.8	946	432

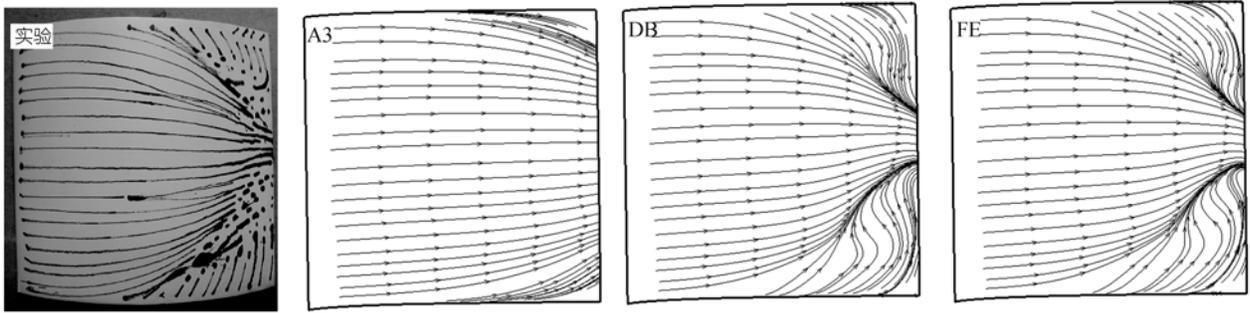


图3 近吸力面($y_{wal}=0.8\text{ mm}$)截面上流线的实验与计算结果的比较

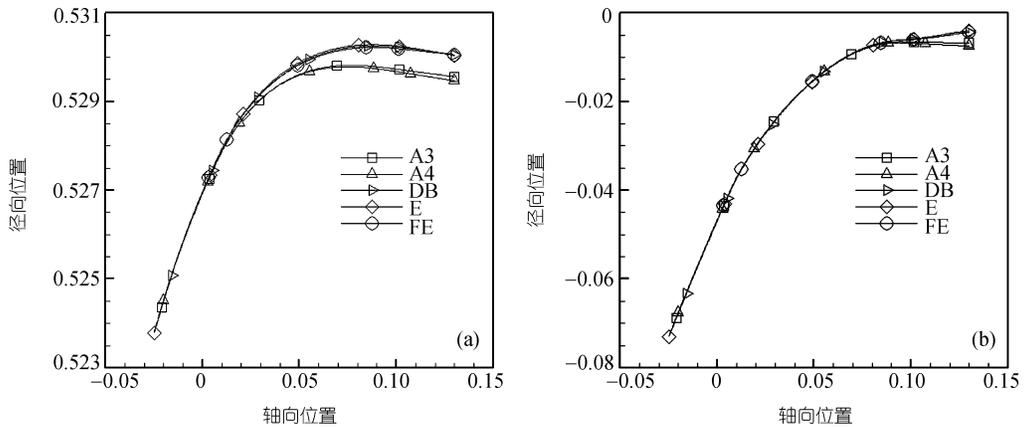


图4 网格精度对空间流线位置的影响

(a) 径向位置; (b) 旋向位置

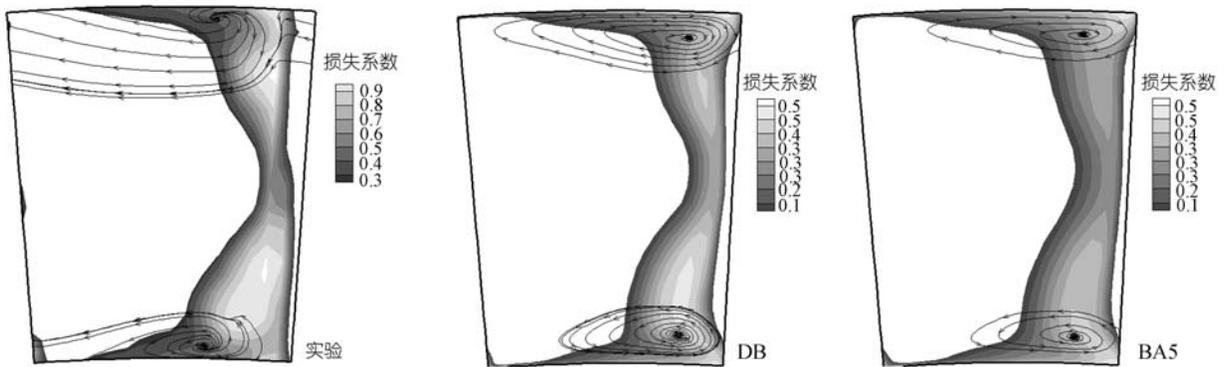


图5 出口截面上总压损失系数云图和拟二次流线的比较

1.4 横截面生成法

根据二次流的定义^[3], 本文给出一种在平面叶栅中生成用来分析二次流横截面的方法, 以此得到的截面与中径S1 截面的流线相交的位置上都与该流线相垂直. 具体步骤为:1) 截取流场中径截面, 设径向、周和轴向坐标分别为 x, y, z , 其速度场为 $(v_x, v_y,$

$v_z)$, 在中径截面上定义一个矢量场 (w_x, w_y, w_z) 使它满足 $w_x=0, w_y=-v_z, w_x=v_y$;

2) 在中径截面上做出矢量场 (w_x, w_y, w_z) 的流线, 以所做流线作为母线并沿叶片径向积迭线延伸. 可以说所获得的曲面可更准确地用来分析二次流. 如图 6, 用以上方法生成的横截面清楚地显示出了前缘

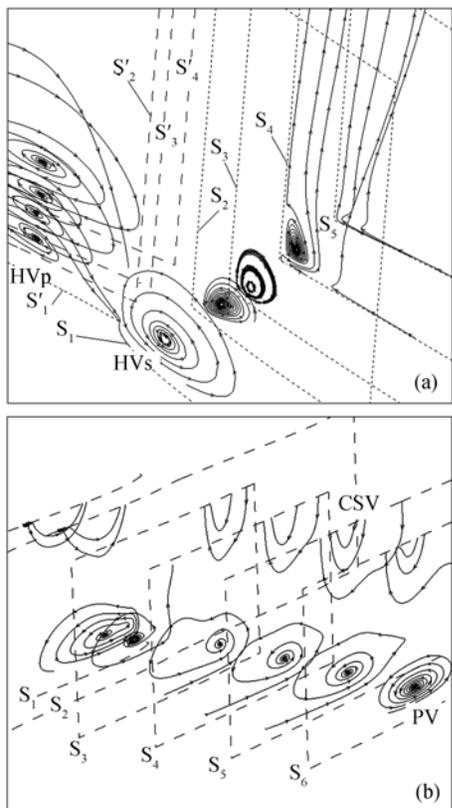


图 6 二次流分析曲面显示的涡系结构
(a)前缘附近; (b)出口附近

马蹄涡和出口附近的通道涡与集中脱落涡。

2 叶栅流场的拓扑与旋涡结构

2.1 截面内二次流拓扑结构

图 7 中, 依照上文中所介绍的截面生成法沿流道进口到出口共做了五个横截面. 由图 7 可见五个截面中只有三个与压力面和吸力面都相交, 根据文献[7]中所述截面拓扑可知这三个二次流截面上奇点总数应等于 1, 而其他两个截面上奇点总数没有这样的限制. 图 8(a)截面处于吸力面的进口, 在靠近角区可以看到马蹄涡吸力面分支(HVs)的螺旋点, 外部流线向螺旋点流动, 从拓扑分析的方法来看在前缘附近的 HVs 中心表现为稳定的螺旋点, 在二次流速度等值线图中表现为最小值. 图 8(b)中截面与压力面相交的位置为压力面一侧的进口, 而与吸力面相交的一侧为吸力面的 40% 旋长位置, 很明显此时 HVs 已经消失, 其消失的方式在以后的分析中进行讨论. 马蹄涡的压力面分支(HVp)在压力面角区形成, 由于压力面指

向吸力面的二次流横向迁移较强, 使 HVp 周围二次流不能向其中心流动, 因此 HVp 中心在进口处就表现为不稳定的螺旋点. 在图 8(b)的拓扑结构有 2 个鞍点、2 个结点(上下通道各有 1 个鞍点和 1 个结点)和 2 个半结点, 奇点总数满足截面上拓扑法则. 图 8(c)中依然存在一个涡运动, 从拓扑结构来看, 这一涡与图 8(b)中拓扑结构除奇点位置发生变化外基本一样, 可见它与 HVp 具有一样的性质, 可以说是 HVp 从压力面一侧迁移到流道中心形成的. 图 8(d)中在端壁与吸力面角区出现了两个涡核, 其旋转方向与 HVp 的一致, 左侧的涡核从拓扑分析的角度与 HVp 的拓扑性质相似, 所以左侧涡核可能是由 HVp 迁移形成的, 而右侧涡核的旋转方向与经典通道涡的相同, 应是通道涡(PV)刚形成时的涡核, 两个涡核同时出现, 这或许可以说明 PV 的出现和 HVp 的消失存在一定的因果关系, 文献[3]也指出 HVp 最后汇入了 PV. 图 8(d)的拓扑结构中有 8 个结点、3 个鞍点、9 个半鞍点和 1 个半结点, 奇点总数满足截面上拓扑法则. 对图 8(d)和图 8(e)的拓扑结构, 靠近吸力面一侧的 HVp 涡核已经消失, 而 PV 范围扩大, 在通道上部的结点转化为了螺旋点, 为集中脱落涡(CSV)的涡核. 因两侧没有固体壁面的限制, 图 8(e)的拓扑结构除从图 8(d)的拓扑结构中延承了一部分特点外已大为简化. 在弦向 160% 的横截面内, 有通道涡和集中脱落涡两种涡并存, 通道涡处在端壁附近, 而集中脱落涡处在中径附近, 两者涡核都表现为稳定的螺旋结点. 涡核在二次流速度等值线图中表现为局部最小值. 图 8(e)出口横截面在一个节距内有 4 个结点和 4 个鞍点, 奇点总数满足截面上拓扑法则.

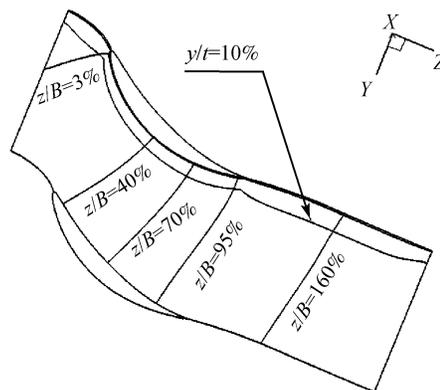


图 7 截面位置示意图

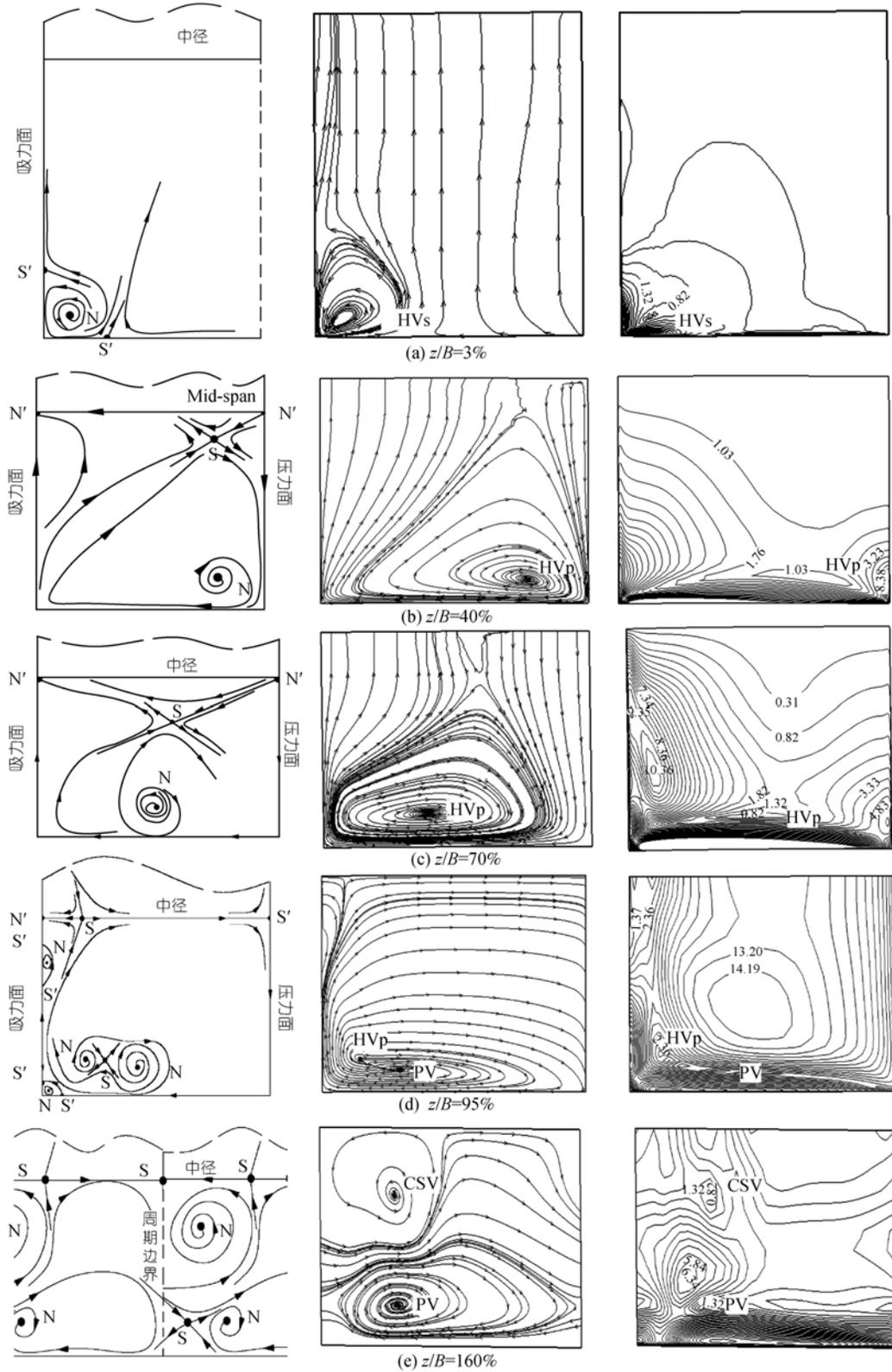


图 8 横截面上流场拓扑结构(左图)、流线(中图)和二次流速等值线

2.2 叶栅三维分离和涡系结构分析

从图 9(a)的流线中可以看到前缘马蹄涡分离线起点 S_h 、前缘结点 N_{hr} 、吸力面上分离线的起点 S_{c1} 和终点 N_{cs} 、角区分离鞍点 S_{c2} 和出口分离鞍点 S_o 。图 9 也给出了壁面极限流线和叶片分离面及进口附面层的外边界流面。从图 10 可以看出这三个面在 S3 流面上的截线与端壁线形成了一个封闭的区域, 而且这一区域正好与总压分布的低压区相吻合, 因此也可以认为它是主流区与低能流体区的一个分界面(以后

简称“分界面”)。如图 10(a)所示, 集中脱落涡和通道涡分别位于分界面的外部和内部。

如图 11, 通过放大图象和拓扑学原理可以在吸力面角区分离线上找到结点 N_h 和 N_c , 角区分离线 SL_h 上奇点的排列顺序为 $S_h \rightarrow N_h \leftarrow S_{c2} \rightarrow N_c \leftarrow S_o$; 吸力面角区有一条再附线 RL_{sc} , 奇点排列顺序为 $N_{hr} \rightarrow S_{c1} \leftarrow N_{tr2}$; 在前缘有一条来流再附线 RL_l , 奇点排列顺序为 $N_{lr} \rightarrow S_{lr} \leftarrow N_{hr} \rightarrow S_h$; 尾缘吸力面一侧有一条尾缘再附线 RL_t , 奇点排列顺序为 $N_{tr1} \rightarrow$

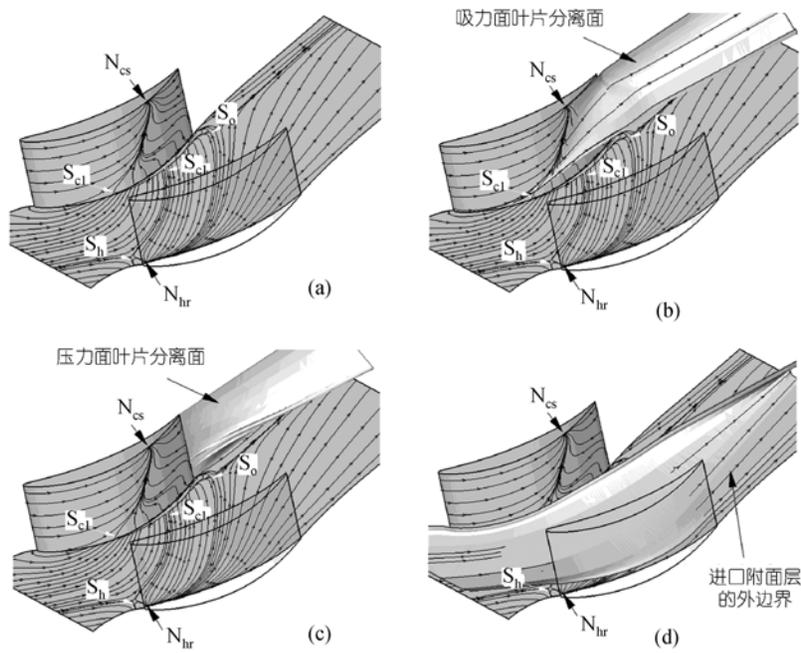


图 9 壁面极限流动和分离

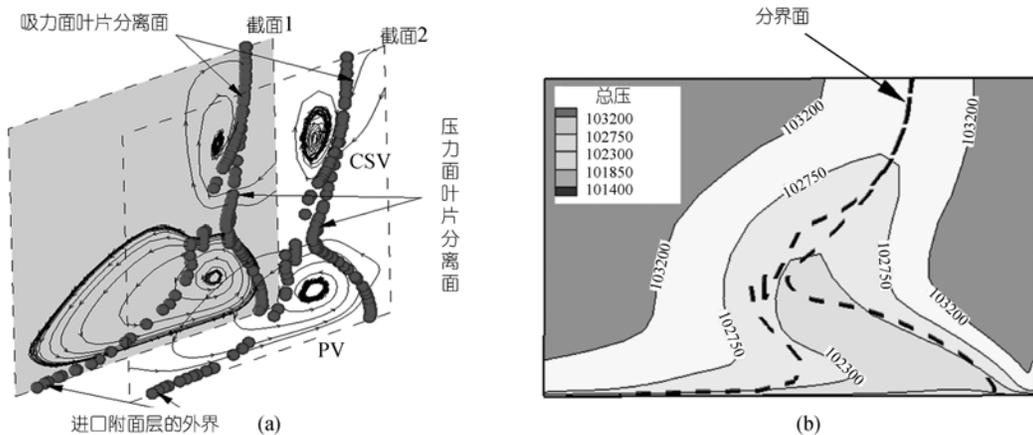


图 10 分界面示意图

(a) 出口延长段上分界面与涡系的相对位置; (b) 分界面对总压分布的影响

分支, 而下游部分为受端壁来流附面层从端壁分离到吸力面再附的过程中所携带的尾缘回流形成的, 前后两部分流体在分离线 $S_{c1} \rightarrow N_h$ 处相遇, 从而进入吸力面回流区. 压力面壁角分离泡内流体是从前缘滞止点迁移到端壁流体的一部分(大部分流体成为马蹄涡压力面分支), 这部分流体被压力面向端壁迁移的流体挤压, 沿壁角向下游流动形成了压力面壁角分离泡.

综上所述, 我们画出了如图 13(a) 叶栅三维分离和涡系结构. 为简化图的布局, 图 13(a) 并未画出尾缘的径向对涡, 而出口角涡尺寸很小而不容易被发现^[8], 因此它的存在性是根据涡动力学原理给出的. 从前面的分析可知, 通道涡的涡核处在进口附面层与主流区的分界面下方, 因此可以说 PV 是由附面层的横向迁移造成的, 而出口角涡是由通道涡旋转作用和尾缘分离面上流体径向运动共同影响形成的. 集中脱落涡在形成发展的过程中并没有端区附面层流体的汇入, 它的形成主要是吸力面上附面层流体分离后, 与主流流体掺混, 流线发生扭曲的结果. 与图 1 的

旋涡结构相比较, 图 13(a) 给出了 CSV 和 PV 内流体的来源, 以及两种流向涡与分界面的相对位置.

如图 13(b), 离开端壁更远的附面层流体在吸力面角区分离线 SL_h 的 $N_c \leftarrow S_o$ 段上分离, 形成两个径向的集中旋涡, 一个旋涡沿尾缘再附线 RL_r 的一侧再附到叶片表面, 成为吸力面下游回流区的组成部分; 另一个旋涡从尾缘再附线的另一侧再附到叶片的尾缘, 并随之沿尾缘分离面离开叶片. 文献[3]也提到了尾缘的径向旋涡, 但并没有说明存在两个旋涡.

3 熵增与耗散函数分析

在叶轮机工程研究中, 人们对损失的考虑是只关注出口损失的高低, 而很少关注叶栅内流动损失产生的过程和原因. 这就使工程设计人员很难理解损失产生的机理, 也缺乏设计的理论依据. 因此有必要对叶栅流场内损失机理进行研究. 下面我们将结合拓扑结构与涡系结构的分析, 通过研究叶栅当地损失的变化, 建立涡系结构与损失之间的联系, 并讨论涡运动引起损失的机理.

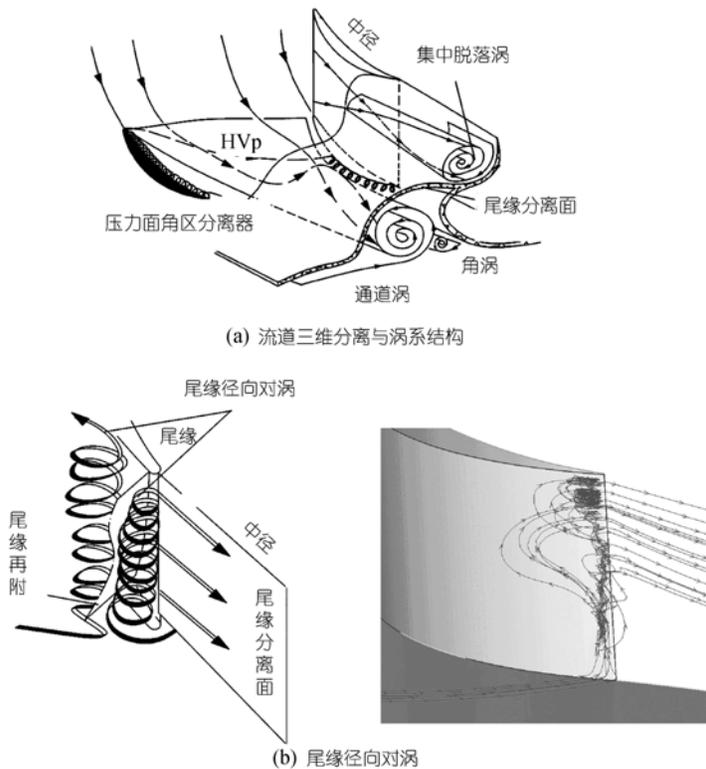


图 13 直叶栅流场分离与涡系结构

(b) 尾缘径向对涡; (a) 流道三维分离与涡系结构

在扩压静叶栅流场中任意找一条空间流线, 设工质为连续介质, 那么必有一质点沿着这条空间流线从叶栅进口流到出口, 那么由粘性流体动力学可知对于完全气体, 熵增 DS 与能量变化的关系为

$$T \frac{DS}{Dt} = Q + \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\Phi}{\rho}, \quad (1)$$

其中 Q 为来自吸收热辐射、化学反应及燃烧产生的外加热; $\frac{1}{\rho} \frac{\partial q_i}{\partial x_i}$ 为单位容积内由热传导减少的热量;

Φ 为动能的耗散函数; T 为温度. 因压气机中不存在燃烧和化学反应, 所以 $Q=0$; 同时在压气机中工质内部温差很小, 所以导热项 $\frac{1}{\rho} \frac{\partial q_i}{\partial x_i}$ 也可忽略不计; 因此

由公式(1)可得

$$\Delta S = \int \frac{\Phi(t)}{T(t)\rho} Dt. \quad (2)$$

可见耗散的作用总是使熵增加. 图 14 给出了直叶栅数值结果中任意一条流场空间流线上熵增(单位为: J/K)和耗散函数(单位为: $J \cdot kg/(s \cdot m^3)$)的变化. 流线某一位置熵增的参照点为流线上该点的前一时刻点, 这样所求得的流场熵增为当地熵增, 它的益处就在于能将当地耗散函数联系起来. 从图 14 可以看出

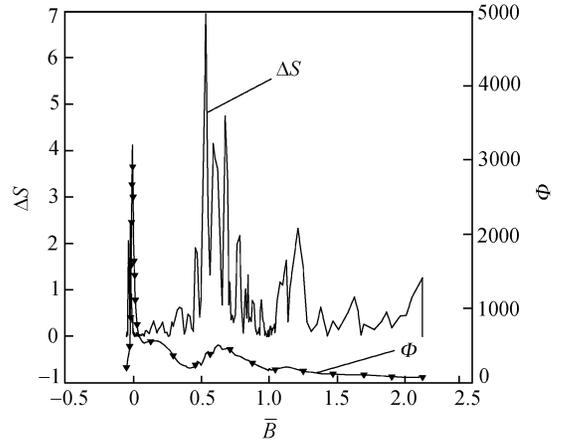


图 14 沿空间流线当地熵增与耗散函数的变化

在耗散项较大的位置上, 熵增也较大, 但有些位置上两种变化的趋势相反, 这是由于熵增包含了导热的效应, 因此我们应该用耗散项而不是熵增的变化来反映叶栅当地的损失变化.

图 15 给出了耗散函数等值线与分界面和涡的相互关系. 可以看出无论在栅内还是在出口段上分界面两侧是损失比较集中的区域, 在出口段上压力面叶片分离面外侧是叶栅损失最大的区域, 而在栅内吸力面叶片分离面是叶栅损失最大的区域. 从损失

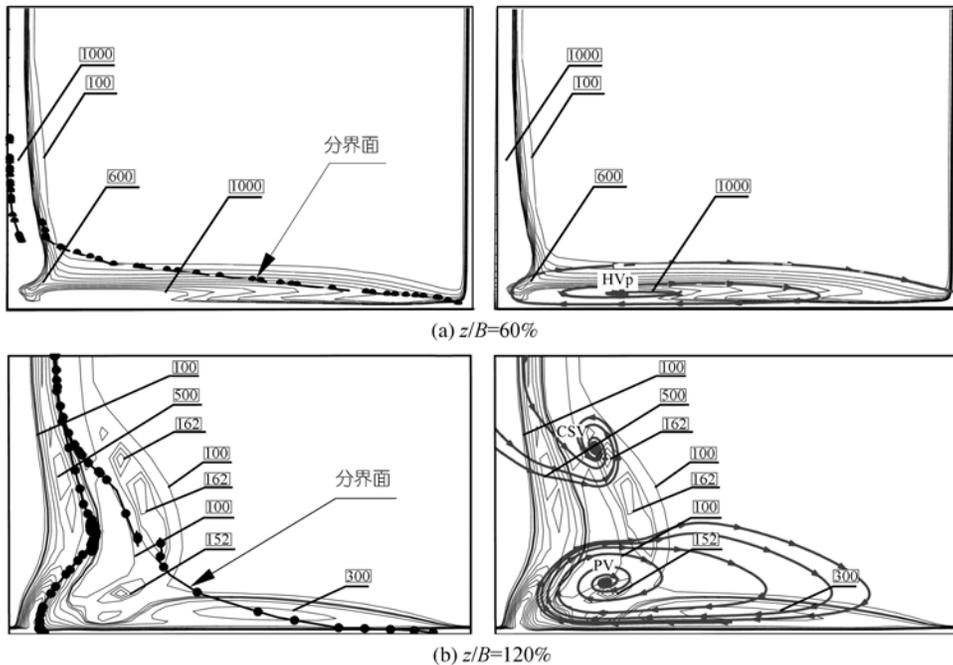


图 15 耗散函数与分界面(左图)和涡(右图)位置的关系

的结构来看, 旋涡的中心附近都是损失核心, 二次流流线的拐点不是局部大损失区, 就是局部小损失区. 在出口段分界面的两外侧大损失区核心中, 沿分界面平行的方向上依次排列着几个高损失核心, 由此可以看出尾迹中损失区的结构.

图 16 给出了分别位于图 10(b)中低能流体区、分界面和势流区的空间流线上沿流动方向耗散函数的变化曲线, 其中流线 a、流线 b 和流线 c 分别为低能流体区、分界面和势流区的空间流线. 很明显在分界面上的耗散函数最大且变化剧烈, 说明在叶栅流场中势流区与低能流体区的交界面上损失最大, 而耗散函数变化最明显的地方是流体从端壁分离并再附到吸力面的位置, 然后逐渐减小, 当从吸力面上完全

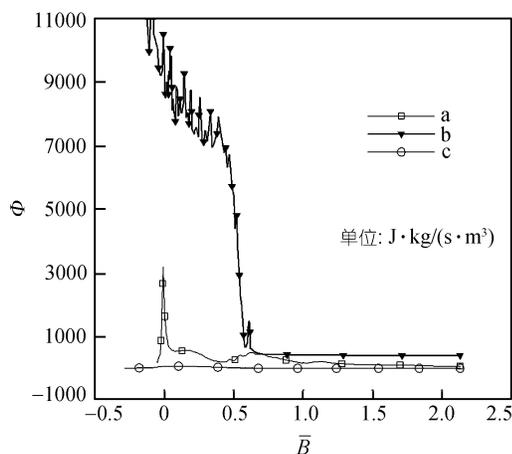


图 16 不同流场区域空间流线上耗散函数的变化

脱离时又突然急剧下降. 在势流区, 由于流场速度梯度几乎为零, 动能的耗散量很小, 所以流场“质点”耗散函数的变化很小, 损失最低. 低能区流动耗散函数的波动介于其他两区之间.

4 结论

本文分析了扩压叶栅中不同轴向位置处横截面和叶片壁面的流场结构, 而后分析得出流场空间拓扑结构、分离流结构和涡系结构, 最后结合叶栅流场结构和损失分析得出如下结论.

1) 马蹄涡压力面分支与通道涡在一定区域内并存, 最后汇入通道涡中. 尾缘根部自压力面一侧的回流径向迁移, 与径向发展的附面层流体共同形成尾缘径向对涡. 吸力面和压力面三维分离面可以和进口附面层外边界组成一封闭的边界(分界面), 其外部为势流区和叶片来流附面层, 而其内部为端区低能流体区, 通道涡和集中脱落涡分别位于低能流体区和势流区.

2) 用耗散函数的变化来反映当地损失的变化, 相比使用熵增, 使用耗散函数的优势在于耗散函数为当地状态量, 计算简便, 而且没有考虑导热的影响. 从耗散函数的结构来看, 旋涡的中心附近都是损失核心, 二次流流线的拐点不是局部大损失区, 就是局部小损失区. 沿特定流线上耗散函数的变化表明势流区内损失最小而势流区与低能流体区的交界面上损失最大.

参考文献

- Salvage J W. Investigation of Secondary Flow Behavior and End-wall Boundary Layer Development through Compressor Cascade. VKI Report. Brussel: Vrije University Brussel, 1974. TN-107
- Inoue M, Kuroumarou M. Three-dimensional structure and decay of vortices behind and axial flow rotation blade row. J Eng Gas Turb Power, 1984, 106: 561—569
- Kang S. Investigation on the Three-Dimensional Flow within a Compressor Cascade with and without Tip Clearance. Dissertation of Doctor Degree. Brussels: Vrije University Brussels, 1993
- Place J. Three-Dimensional Flow in Core Compressor. Dissertation of Doctor Degree. London: Cambridge University, 1997. 5—6
- 陈浮, 陈绍文, 王可立, 等. 大转角弯曲扩压叶栅变冲角性能研究. 工程热物理学报, 2006, 27(2): 220—222
- Zhang Y J, Chen F, Feng G T, et al. Influence of turning angles on flow field performance of linear bowed stator in compressor at low mach number. Chin J Aeronautics, 2006, 19(4): 271—277
- Kang S, Wang Z Q. An application of topological analysis to studying the three-dimensional flow in cascade, Part I: Topological rules for skin-friction lines and section streamlines. Appl Math Mech-Engl, 1990, 11(5): 457—462
- 王仲奇, 冯国泰, 王松涛, 等. 透平叶片中二次流旋涡结构的研究. 工程热物理学报, 2002, 23(5): 553—556