考虑相间滑移影响的湿蒸气自发凝结流动数值研究

崔可*, 付云峰, 陈焕龙, 宋彦萍, 陈浮

哈尔滨工业大学能源科学与工程学院推进理论与技术研究所, 哈尔滨 150001

* E-mail: ktaiforever@126.com

收稿日期: 2014-01-02; 接受日期: 2014-03-06

国家自然科学基金创新研究群体(批准号: 51121004)资助项目

摘要 建立了考虑相变、相间滑移等因素的双流体模型. 应用该模型对二维拉伐尔喷管及 Bakhtar 叶栅中的湿蒸气自发凝结流动进行了数值模拟, 其计算结果与实验结果整体上吻合较好, 但部分计算结果与实验结果的差别仍表明对成核后液滴生长的模拟精度可以进一步提高. 对喷管的研究表明, 进口过冷度对自发凝结流动具有较大影响, 进口过冷度越低, “凝结冲波”强度更低且自发凝结发生位置也将更靠近流道出口. 而针对 Bakhtar 叶栅的研究则表明, 膨胀比与入口过冷度对流动中自发凝结的发生的影响具有不同作用, 入口过冷度的增加会使叶栅中自发凝结提前发生, 而增加进出口膨胀比则会在一定程度上减弱这一效果.

关键词

双流体模型

湿蒸气

相变

蒸汽透平

过冷

1 引言

湿蒸气自发凝结现象广泛存在, 早在 19 世纪初人们就开始关注这一问题^[1,2]并寻找解决的办法, 而这些方法主要又可分为两种: 一种是实验测量研究, 另一种则是通过数值手段^[3,4]对湿蒸气流场进行模拟研究. 与数值研究相比, 实验研究由于存在测量精度不易控制、耗费高等缺点, 因而对湿蒸气两相流动采取大规模的实验研究显然不现实. 因此, 建立合理、高精度的湿蒸气两相流动模型对湿蒸气进行数值模拟则成为一种行之有效的研究手段. 一般而言, 凝结流动模型可分为三种: 单流体模型、颗粒轨道模型以及双流体模型^[5]. 单流体模型忽略了凝结带来的动力学不平衡, 而最初颗粒轨道模型不考虑扩散现象, 虽然后来又提出一种新的随机轨道模型, 但是新的

模型要求轨道数量比较多, 且必须采用 Monte-Carlo 算法^[6], 造成计算量十分庞大. 双流体模型的特点是把连续相和分散相均当作连续介质^[7], 全面考虑气液两相流动中由于凝结引起的质量转换、动量转换、能量转换以及两相湍流相互作用影响, 是两相间全面耦合的两相流模型.

采用双流体模型描述气液两相流动时, 主要问题是对离散相的处理. Bakhtar 和 Mohammadi^[8]曾在湿蒸气两相流动模型中对各不同相采用均相描述来进行叶栅内的二维数值模拟, 并对叶栅内的湿蒸气流动进行了实验研究^[9,10]. 均相方法的优点在于计算效率的提高, 但是无法考虑不同相之间的作用关系, 如相间动量传递、速度滑移等. 考虑到两相间的相互作用对流动特性以及传热、传质特性的影响, 文献 [11]通过在欧拉坐标系下描述离散相运动建立了湿蒸

引用格式: 崔可, 付云峰, 陈焕龙, 等. 考虑相间滑移影响的湿蒸气自发凝结流动数值研究. 中国科学: 技术科学, 2014, 44: 417–424
Cui K, Fu Y F, Chen H L, et al. Numerical investigation of wet steam spontaneous condensing flow with considering the velocity slip (in Chinese). Sci Sin Tech, 2014, 44: 417–424, doi: 10.1360/N092014-00003

气两相流动的 Euler/Euler 数值模型, 用以探讨叶栅内的湿蒸气流动以及超临界加热对喷管内湿蒸气流动的影响. 文献[12]则结合液滴成核以及生长理论, 导出了湿蒸气两相非平衡态流动的 Euler 控制方程组, 并采用时间推进法对方程组进行了求解, 而文献[13]发展了一种非平衡态湿蒸气流动快速准确模拟方法, 并基于文献[14]的研究思想考虑了流动中两相间速度滑移的影响. 上述模型的共同点在于两相流动控制方程均为 Euler 方程, 即在流动中不考虑黏性作用以及湍流影响, 而这将引起在液滴成核、生长以及液滴蒸发过程中能量传递计算时出现一定误差. 对于离散相湍流的处理, 文献[15]中曾提出颗粒湍能输运方程的理论并直接用单相湍流方法来推导雷诺应力方程, 得到了气固湍流颗粒运动过程中的 $k-\varepsilon-k_p$ 两相湍流模型. 仿照文献[15]的思想, 文献[5]基于单相湍流运动中的 $k-\omega$ 模型, 提出了湿蒸气两相凝结流动中的 $k-\omega-k_p$ 模型.

针对存在自发凝结的湿蒸气流动, 在 $k-\varepsilon$ 单相湍流模型的基础上, 考虑相间滑移、凝结等因素同时对液滴阻力计算采取了 Cunningham 修正, 本文提出了一种符合其流动特点的双流体模型. 基于上述模型, 文中先后对存在自发凝结的喷管及 Bakhtar 叶栅中的湿蒸气流动进行了数值模拟, 验证了模型的准确性并基于该模型对 Bakhtar 叶栅内流动进行了详细分析.

2 双流体模型的建立

2.1 湿蒸气两相流动雷诺时均方程组

本文从湿蒸气两相流动瞬态体积平均守恒方程组出发进行雷诺平均, 忽略气相密度、混合密度、湿度等脉动项以及液滴数密度脉动——气相速度脉动关联项、与湿度脉动相关联的三阶脉动关联项等脉动关联项; 对于液相方程中的位置二阶关联项, 为使方程组封闭, 对其进行梯度模拟^[16], 得到两相流动雷诺时均方程组如下. 另外, 模型中涉及到的液滴成核以及生长均采用经典模型, 其中, 成核采用 Kantrowitz 模型, 液滴生长则采用 Hill 动力学生长模型.

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_j)}{\partial x_j} = -\dot{m}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_m Y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m Y u_{pj})}{\partial x_j} = \dot{m}. \quad (2)$$

液滴数量控制方程:

$$\frac{\partial(\rho_m N)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m N u_j)}{\partial x_j} = \rho_g I. \quad (3)$$

动量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_g u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_i u_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p_{\text{eff}}}{\partial x_i} + \Delta \rho_g g_i \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \mu_t) \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \right] \right\} \\ & + \frac{\rho_m Y}{\tau_{rp} G} (u_{pi} - u_i) - u_i \dot{m}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m Y u_{pi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m Y u_{pi} u_{pj})}{\partial x_j} = & \frac{\rho_m Y}{\tau_{rp} G} (u_j - u_{pi}) \\ & + \rho_m Y g_i + (u_i - u_{pi}) \dot{m} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_p \left(\frac{\partial u_{pi}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{pj}}{\partial x_i} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Cunningham 修正因子 $G^{[17]}$ 的计算公式如下, 其中 Kn 为努森数, 表示分子自由程和颗粒直径的比值:

$$G = 1 + Kn \left[2.492 + 0.84 \exp \left(-\frac{1.74}{Kn} \right) \right]. \quad (6)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_g e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_j e)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \\ & - \frac{\partial(p u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial[(\tau_{kji})_{\text{eff}} u_{ki}]}{\partial x_j} - \dot{m}(h_i - h_{fg}). \end{aligned} \quad (7)$$

控制方程组中各项及带旋流修正的 $k-\varepsilon$ 方程中 λ_{eff} 及 $(\tau_{kji})_{\text{eff}}$ 的表达式见文献[7].

2.2 气相湍流模型及湍流黏性系数确定

在湿蒸气两相流动气相控制方程的基础上, 考虑了液相的存在对于气相湍流的影响, 得到如下湍流动能方程及带旋流修正的 ε 方程.

湍流动能方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_g k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_j k)}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \\ & + G + G_p + G_g + Y_M - \rho_g \varepsilon. \end{aligned} \quad (8)$$

带旋流修正的 ε 方程:

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_t + \mu}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho_g C_\varepsilon S_\varepsilon - \rho_g C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_p. \quad (9)$$

为节省篇幅, 这里不再对右端项进行介绍, 其表达式及意义见文献[7]. 气相湍流黏性系数 μ_t 的计算方法为

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \mu_t = \rho_g \nu_t. \quad (10)$$

对于分散相湍流黏性系数 μ_p 的确定, 文献[15]曾通过建立 $k-\omega-k_p$ 两相湍流模型对有旋突扩气固两相流动中 μ_p 进行求解. 考虑到湿蒸气中液滴数量大、尺寸小的特点, 本文在上述 $k-\varepsilon-k_p$ 两相湍流模型基础上进行简化, 直接采用 $k-\varepsilon$ 气相湍流模型同时令气液两相湍流黏性系数相等, 即 $\mu_p = \mu_t$.

3 数值验证及分析

3.1 拉伐尔喷管内湿蒸气两相凝结流动

为了验证上节推导得到的湿蒸气两相流动双流体模型, 这一部分对存在自发凝结的拉伐尔喷管内部湿蒸气两相流动进行了数值模拟, 计算所用的几何参数及实验工况均取自 Moses 和 Stein^[18]的喷管实验. 结合文献[18]中的实验, 本文针对其中 4 种工况设计了计算方案(如表 1 所示, 不同编号均来自文献[18]), 并将计算结果与实验结果进行了对比.

图 1 给出了计算组 1 不同方案下喷管中心线压力分布(图中 Cal 表示计算值, Exp 表示实验值, 下同), 纵坐标表示当地压力与入口总压之比. 在上述凝结流动中, 当自发凝结发生时, 凝结释放的汽化潜热对气流进行加热, 导致压力曲线在大量凝结核心突然形成后出现压力跳跃, 文献[11]把这种现象称为“凝结冲击波”. 需要注意的是, 这并不代表双流体模型中的能量方程(7)中的由凝结引起的源项((7)式中最后一项)为正值. 其实在整个的凝结的过程中, 对于气相来说, 在由质量转移所带走的能量和吸收凝结潜

热而增加能量的双重作用下, 这一项始终为负.

从图 1 可以看出, 保证压力基本不变的情况下, 增加进口气体的总温会使自发凝结点的位置靠近出口. 这是因为气体温度的增加使得未发生凝结之前同一轴向位置处的过冷度减小, 由本文选用的 Hill 水滴生长模型^[19]可知, 这会导致湿蒸气内的液滴大规模生长延迟, “凝结冲击波”发生的位置相应地也更加靠近出口. 因此造成了较低的入口温度使得压力突跃点更靠前, 而较高的入口温度则使得压力突跃点靠后.

除了进行压力对比之外, 图 2 给出了计算组 2 喷管中心线湿度计算值(Cal)与实验值(Exp)对比, 其中纵坐标 Y 表示湿度(与(2)式中的 Y 对应, 下同). 总体来看, 实验湿度曲线均可以分成两个区域, 一个是斜线斜率较大区域, 另一个是斜率较小的区域, 这一规

图 1 计算组 1 喷管中心线压力分布

图 2 计算组 2 喷管中心线湿度对比

表 1 伐尔喷管计算方案

计算分组	编号	进口总压 P_0 (kPa)	总温 T_0 (°C)
1	193	43.027	93
	424	41.907	103
	411	42.280	112
2	252	40.050	101

律与文献[11]中将湿度曲线分为成核区与快速生长区比较相似. 本文认为产生这种现象的原因是: 随着湿蒸气不断膨胀, 其过冷度逐渐增加, 蒸汽内将产生大量凝结核, 此时湿度呈类似线性规律增加; 然而随着新液滴不断形成, 释放的凝结潜热将对湿蒸气加热而使其逐渐回归到饱和状态, 因而成核率迅速减小, 但此时蒸汽仍会继续在已成核的液滴表面凝结, 因此喷管中心线湿度虽然继续增加, 但是斜率比前一区域小.

通过上述不同工况喷管中心线压力计算值与实验值的对比可以发现, 本文开发的双流体模型对于不同工况下湿蒸气两相流动计算具有较好的适用性, 其计算结果与实验结果差别较小, 具有比较高的准确度.

3.2 Bakhtar 叶栅内湿蒸气两相凝结流动

透平内的蒸汽流动形式是比较典型的湿蒸气两相流动, 上一部分本文已基于建立的双流体模型对二维拉伐尔喷管内的湿蒸气两相流动进行了数值模拟及验证, 虽然获得了令人满意的结果, 但是分析过程主要偏于自发凝结成核理论的影响. 这一部分本文将利用上述双流体模型对叶栅中典型蒸汽流动作进一步的数值验证, 着重分析了马赫数、成核率、湿度以及压力等流场参数, 并基于上述参数变化对流动进行更详细的分析.

本部分的研究对象取自 Bakhtar 叶栅实验中某机组低压缸末级动叶, 图 3(a)给出了此叶栅示意图, 图 3(b)为计算网格示意图. 其中, 叶型弦长 $b=76\text{ mm}$, 轴向弦长 $B=19.1694\text{ mm}$, 截距为 $t=36.92\text{ mm}$, 进口气流角为 $\alpha_{in}=128^\circ$, 其他详细数据见参考文献[20]. 这一部分将对 Bakhtar 实验中 6 个不同工况的方案进行数值模拟, 并将计算结果与实验结果进行对比分析, 工况的具体参数如表 2 所示.

表 2 Bakhtar 研究方案参数

研究 方案	进口总压 $P_0(\text{bar})$	进口总温 $T_0(\text{K})$	饱和温 度 $T_s(\text{K})$	进口过冷度 $\Delta T(\text{K})$	膨胀比 P_0/P_2
1	0.997	419.4	372.7	+46.6	2.36
2	1.015	370.1	373.2	-3.1	2.33
3	0.999	360.8	372.8	-11.9	2.34
4	1.003	353.4	373.0	-19.6	2.34
5	1.019	408.3	373.3	+35.0	3.52
6	1.035	361.6	373.8	-12.2	3.57

图 4 给出了方案 1~4 的马赫数分布. 结果表明, 过热流动方案 1 的马赫数分布与过冷流动方案 2~4 有较大差别. 对于过热工况方案 1, 在叶片尾缘处可以清楚地观察到燕尾形激波, 内尾波与相邻叶片吸力面相交并发生反射, 而过冷工况仅在叶片尾缘附近形成了一道较强的激波, 并且随着来流过冷度的增加, 该激波的强度有所降低. 另外从图中可以发现, 凝结工况的马赫数小于过热工况的马赫数, 这是因为当自发凝结过程发生时, 一部分气相的动量转化为液相的动量, 从而使得气相的速度降低, 同时凝结产生的能量损失以及释放的凝结潜热使得流场的当地温度升高, 在这两方面共同作用下导致波前马赫数有所下降.

图 5 给出了方案 2~4 的成核率 I 与(3)式中 I 对应,

图 3 Bakhtar 叶栅几何及计算网格示意图
(a) Bakhtar 叶栅几何; (b) 计算网格

图 4 马赫数分布

(a) 方案 1; (b) 方案 2; (c) 方案 3; (d) 方案 4

图 5 成核率分布

(a) 方案 1; (b) 方案 2; (c) 方案 3

下同)分布. 从图中可以看出, 对于较小的来流过冷度工况 2 和 3, 成核主要发生在叶栅喉部附近区域, 尤其在叶片吸力面和叶片尾缘附近成核率达到最大, 可见这些位置的汽流基本都处于过饱和状态. 另外从图中可以看出, 随着进口过冷度的增加, 整个流场成核发生区域的面积也相应增加.

图 6 给出了方案 1~4 的型面压力分布计算与实验的对比, 其中纵坐标表示当地压力与进口总压之比.

图 6 型面压力分布与实验数据对比

(a) 方案 1; (b) 方案 2; (c) 方案 3; (d) 方案 4

可以看出, 叶片压力面上的计算值与实验值吻合良好, $X/B=0.95\sim 1$ 处压力面的压力突升是由于此处靠近流道的喉部截面, 受此处尾缘激波流道内分支影响, 叶片吸力面压力有所回升, 而在吸力面上计算值与实验值相比则存在一定差别: 对于过冷工况而言, 实验测得的吸力面压力分布在不同工况下均存在压力“突升”, 其位置大约在 40% 轴向弦长处, 而计算结果也较好地捕捉到了这一现象, 结合图 5 可以发现, 这是由于流道喉部附近的吸力面曲率变化造成的. 同时, 由于液滴在此处附近大量成核, 使得壁面压力得到进一步提高, 这一现象即是前面提到的“凝结冲击波”. 而对于过热工况而言, 由于其进口过冷度为负, 流场内未发生自发凝结, 因而受壁面曲率变化影响尽管吸力面在相同位置处也存在压力“突升”, 但是其幅度要明显小于其他三个工况. 除此之外, 过热工况在 60% 轴向弦长处还存在一处压力突升, 结合马赫数分布可以发现, 这也是受尾缘激波的流道内分支影响造成的. 40% 压力突升点之后, 过热工况计算得到的壁面压力与实验测得结果趋势基本一致, 而在过冷工况下, 计算值与实验值变化趋势存在一定差别, 且随着过冷度的增大, 其差别也逐渐增大, 表明本文的双流体模型对成核之后流场中的液滴增长

过程模拟效果不太理想, 本文认为其可能的原因如下: 本模型中液滴的饱和温度是基于流场压力得到的, 从计算工况中可以看到入口压力约为一个大气压左右, 而采用经典的成核模型在这种情况下得到的液滴半径增长率可以进行适当的修正^[4].

图 7 给出了方案 2~4 的湿度分布. 结果表明, 通过成核区域后蒸汽继续膨胀, 温度继续降低, 液相以凝结核心为载体产生微小液滴, 液滴随着气相温度的继续降低而不断生长. 由于气相凝结为液相时释放出大量的汽化潜热, 使得当地湿蒸气的温度有所增加, 所以湿度沿流动方向呈现波动, 湿度最大值可达到 6%. 而随着过冷度的增加, 叶栅出口湿蒸气的湿度也进一步增大. 在尾迹区, 湿度骤然减少, 这是由于叶片尾缘激波以及叶栅尾迹损失的作用, 导致当地静温增加, 蒸汽的热力状态从过冷状态又转变为过热状态, 从而导致液滴蒸发以及湿度降低.

图 8 给出了方案 5 和 6 的马赫数分布. 可以看出, 两种工况下的出口马赫数均在 1.6 左右, 对于过热工况的方案 5, 叶片尾缘形成了两道明显的燕尾形激波, 并且内尾波与相邻叶片吸力面后发生反射, 而在过冷蒸汽工况中则不存在这种物理现象. 与方案 1~4 相比, 方案 5 和 6 的膨胀比更大, 这也使得尾激波两分支之间的夹角有所减小.

图 9 给出了方案 5 和 6 型面压力分布. 与方案 1 类似, 方案 5 中叶片吸力面也存在两处压力突升. 其中, 第一个压力突升位于叶片 40% 轴向弦长位置附近, 由方案 1 中的分析可知, 这也是由于壁面曲率变

图 7 湿度分布

(a) 方案 2; (b) 方案 3; (c) 方案 4

图 8 方案 5 和 6 的马赫数分布

(a) 方案 5; (b) 方案 6

图 9 方案 5 和 6 型面压力分布与实验数据对比

(a) 方案 5; (b) 方案 6

化造成的. 第二次突升位置与方案 1 相比更靠近与前缘, 其位置约为 70% 叶栅轴向弦长附近, 从图 8 中可

明显看出,它也是由相邻叶片燕尾激波吸力面分支引起的.方案 6 中的叶片吸力面 40% 处出现压力突升与前面方案 2~4 中的情况一致,其原因这里不再赘述.

图 10 分别给出了方案 6 的成核率分布和湿度分布.对比工况 6 与工况 3 可以发现,在进口过冷度相差较小的情况下,较大的膨胀比会使叶栅的出口具有较大的湿度,这是由于本文所研究的叶栅出口均为超音速流动,随着膨胀比的增加,蒸汽在叶栅喉部位置之后的膨胀加剧,因而叶栅出口的温度更低,而这将更加有助于蒸汽自发凝结的发生.

4 结论

本文在经典成核理论上,给出了一种符合

图 10 方案 6 的成核率分布(a)和湿度分布(b)

湿蒸气流动特点双流体模型,并基于该双流体模型二维拉伐尔喷管及 Bakhtar 叶栅中的湿蒸气流动进行了数值模拟,主要结论如下.

(1) 本文的双流体模型考虑湿蒸气流动过程中的特点,对液滴黏性阻力采用 Cunningham 修正并取液相、气相湍流黏性系数相等,结果表明本文双流体模型较为准确地捕捉到了喷管以及 Bakhtar 叶栅中湿蒸气流动特点,具有较高的适用性和准确度,但液滴成核过程的模拟精度需要进一步提高.

(2) 喷管中的湿蒸气成核与凝结受入口处的过冷情况影响较大,过冷度越低,“凝结冲击波”越靠近出口,且引起的压力突跃幅度较小;喷管中心线湿度在某一位置以后从零以较大斜率急剧增加,其释放的凝结潜热对湿蒸气加热,因此湿度曲线上存在一转折点.

(3) 在膨胀比基本相同的条件下,来流过冷度越高,叶栅流道内自发凝结过程发生越早,叶栅出口处流场的湿度也有所增加.另外,由自发凝结带来的动量以及能量转化会使得流道内的马赫数也相应降低.

(4) 由于凝结引起的壁面压力突升程度以及位置均随着过冷度以及膨胀比的不同有一定的变化.在膨胀比相同的情况下,随着过冷度的增加,壁面压力突升位置更加接近于前缘且压力上升更加明显;然而,膨胀比的增加则会减弱这一效果,即增加膨胀比会使得自发凝结引起的壁面压力突升点更接近于叶栅尾缘.

参考文献

- Honegger E. Festschrift Prof. Dr. A. Stodola zum 70 Geburtstag: überreicht von Seinen Freunden und Schülern. Switzerland: Orell Füssli Verlag, 1929. 5–20
- Baumann K. Recent developments in steam turbine practice. J Inst Elect Eng, 1912, 48: 830
- Snoeck J. Calculation of mixed flows with condensation in one dimensional nozzle. Aero-thermodynamics of Steam Turbines, 1981, ASME H0023, 11–18
- Guha A, Young J B. Time-marching prediction of unsteady condensation phenomena due to supercritical heat addition. Inst Mech Eng European Conference on Turbomachinery, Paper C423/057, 1991. 167–177
- 吴晓明, 李亮, 李国军, 等. 基于双流体模型的湿蒸气凝结流动三维数值模拟. 热能动力工程, 2007, 22: 367–370
- Gosman A D, Ioannides E. Aspect of computer simulation of liquid fuelled combustion. In: AIAA 19th Aerospace Science Meeting. St Louis: McGraw Hill, 1981. 1285–1293
- 于新峰. 基于双流体模型的湿蒸气两相流动数值模拟. 硕士学位论文. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2011. 26–27
- Bakhtar F, Mohammadi T M T. An investigation of the two dimensional flows of nucleating and wet steam by the time marching method. Int J Heat Fluid Flow, 1980, 2: 5–8
- Bakhtar F, Mamat Z A, Jadayel O C, et al. On the performance of a cascade of improved turbine nozzle blade in nucleating steam. Part 1: Surface pressure distribution. Proc I Mech E, 2009, C223: 1903–1914
- Bakhtar F, Mamat Z A, Jadayel O C. On the performance of a cascade of improved turbine nozzle blade in nucleating steam. Part 2: Wake

- traverse. *Proc I Mech E*, 2009, C223: 1915–1928
- 11 李亮. 存在自发凝结的湿蒸气两相非平衡凝结流动的数值研究. 博士学位论文. 西安: 西安交通大学, 2002. 1–2
  - 12 区国惟, 沈孟育. 跨音速湿蒸气两相非平衡态流动的数值模拟. *空气动力学学报*, 1986, 4: 298–305
  - 13 张冬阳. 非平衡态湿蒸气流动快速准确数值模拟方法研究. 博士学位论文. 北京: 中国科学院工程热物理研究所, 2002. 47–77
  - 14 张冬阳, 蒋洪德, 刘建军. 考虑若干影响的一元蒸汽凝结流数值解. *工程热物理学报*, 2001, 22(增刊): 25–28
  - 15 Zhou L X. Second-order moment modeling of dispersed two-phase turbulence. Part 1: USM, $k-\varepsilon$ -kp, and non-linear $k-\varepsilon$ -kp two-phase turbulence models. *Sci China Phys Mech Astron*, 2011, 54: 1098–1107
  - 16 徐廷相, 黄越. 过饱和水蒸汽自发凝结现象实验装置的研制及世纪流动 Wilson 点位置的确定. *西安交通大学学报*, 1984, 18: 53–65
  - 17 G. 鲁丁格, 著. 张远君, 译. 气体颗粒流基础. 北京: 国防工业出版社, 1986. 24–25
  - 18 Moses C A, Stein G D. On the growth of steam droplets formed in a laval nozzle using both static pressure and light scattering measurements. *J Fluids Eng*, 1978, 100: 311–321
  - 19 Hill P G. Condensation of water vapor during supersonic expansion in nozzles. *J Fluid Mech*, 1966, 25: 593–620
  - 20 Bakhtar F, Ebrahimi M, Bamkole B O. On the performance of a cascade of turbine rotor tip section blading in nucleating steam. Part 1: Surface pressure distribution. *Proc I Mech E*, 1995, C209: 115–123

Numerical investigation of wet steam spontaneous condensing flow with considering the velocity slip

CUI Ke, FU YunFeng, CHEN HuanLong, SONG YanPing & CHEN Fu

Institute of Propulsion Theory and Technology, School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China

A new dual-fluid model was proposed considering the phase transition along with the velocity slip between phases. Based on this dual-fluid model, numerical simulations were conducted on the flow field in 2D Laval nozzle as well as in Bakhtar cascade. The simulated results were shown to be of high consistency with the experimental results, but the existing difference still implied that the simulation accuracy of droplets growing could be improved further. The research on the flow in nozzle showed that the degree of supercooling at the inlet has great impact on the process of spontaneous condensation, i.e. lower degree of supercooling at the inlet will bring lower intensity of “condensing shock” and in the meantime, the position where condensation occurred would be closer to the exit of nozzle as well. The study of the condensing flow in Bakhtar cascade then inferred that the expansion ratio of the passage had opposite effect on the condensation compared with the degree of supercooling at the inlet. Namely, the increase of the inlet degree of supercooling will bring the occurrence of the spontaneous condensation forwards, but the ascent of the expansion ratio then will postpone the condensation.

dual-fluid model, wet steam, phase change, steam turbine, supercooling

doi: 10.1360/N092014-00003