

基于跨声速膨胀凝结流动的低温氮气 均质成核与异质成核

胡文虎^{1,2}, 孙皖^{1,2}, 牛璐³, 彭婧^{1,2}, 蒋卓君^{1,2}, 潘良明^{1,2}

(1. 重庆大学低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 400044, 重庆;

2. 重庆大学核工程与核技术系, 重庆, 400044; 3. 中国空气动力研究与发展中心, 621000, 四川绵阳)

摘要: 为了深入研究低温气体超声速膨胀时的两相凝结流动, 基于 Euler-Euler 双流体模型, 采用非等温效应修正的经典成核理论和 Gyarmathy 液滴生长理论建立了可预测氮气均质和异质凝结流动统一的数值模型。利用 Ansys Fluent 对拉瓦尔喷管内低温氮气膨胀凝结过程进行了数值研究, 分析了不同入口温度和不同异质核心参数对凝结行为的影响规律。模拟结果表明: 随着入口温度降低, 凝结发生位置会逐步靠近喉部, 进而出口处带液量及液滴尺寸也随之增加; 相比于均质成核, 异质核心的存在降低了成核的自由能障, 使得氮气凝结在较低的过冷度下即可发生; 当异质核心半径在一定范围内, 随着异质核心数增多, 异质凝结逐渐成为带液量增长的主导过程, 直至达到完全异质成核。

关键词: 低温氮气; 超声速膨胀; 均质成核; 异质成核

中图分类号: O354 **文献标志码:** A

DOI: 10.7652/xjtuxb202309006 **文章编号:** 0253-987X(2023)09-0054-08

Study on Homogeneous and Heterogeneous Nucleation of Cryogenic Nitrogen Based on Transonic Expansion Condensation Flow

HU Wenhui^{1,2}, SUN Wan^{1,2}, NIU Lu³, PENG Jing^{1,2}, JIANG Zhuojun^{1,2}, PAN Liangming^{1,2}

(1. Ministry of Education Key Laboratory of Low-Grade Energy Utilization Technologies and Systems, Chongqing University,

Chongqing 400044, China; 2. Department of Nuclear Engineering and Technology, Chongqing University,

Chongqing 400044, China; 3. High Speed Aerodynamic Institute of China Aerodynamics Research and

Development Center, Mianyang, Sichuan 621000, China)

Abstract: In order to investigate in depth the two-phase condensation flow during low-temperature gas expansion at supersonic speeds, a unified numerical model was developed using the Euler-Euler two-fluid model. Specifically, the phase transition model adopted the classical nucleation theory considering non isothermal effects and the Gyarmathy droplet growth theory which is capable of predicting both homogeneous and heterogeneous condensation of nitrogen gas. The numerical simulation of cryogenic nitrogen gas expansion and condensation in a Laval nozzle was carried out using Ansys Fluent, and the effects of different inlet temperatures and heterogeneous core parameters on the condensation behavior were analyzed. The simulation results show that with decreasing inlet temperature, the location of condensation gradually shifts towards the

throat, and the liquid mass fraction and droplet size at the exit also increase; compared with homogeneous nucleation, the presence of heterogeneous cores reduces the free energy barrier of nucleation, allowing nitrogen to condense at relatively low degrees of supercooling; when the radius of the heterogeneous core is within a certain range, as the number of heterogeneous cores increases, heterogeneous condensation gradually becomes the dominant process in the growth of the liquid mass fraction until complete heterogeneous nucleation is achieved.

Keywords: cryogenic nitrogen; supersonic expansion; homogeneous nucleation; heterogeneous nucleation

凝结作为一种常见的基础物理现象广泛存在于自然界以及工程领域,尤其在喷管、透平机、旋流分离器、低温风洞等场景中,因工质气流极快,往往为跨声速流动甚至是超声速流动,更易导致凝结现象的发生。随着高速飞行器的发展,对风洞全尺寸雷诺数试验需求愈发迫切,常规风洞受限于自身种种原因无法继续提升雷诺数,通过液氮喷雾降低风洞内部温度并利用气化后的氮气作为试验介质被认为是现有提高试验雷诺数方法中的最优方法^[1-2]。在温度较低的情况下,氮气由于膨胀降温容易引发均质凝结现象,此外,在极限运行总温工况下生成的冰晶为低温氮气提供凝结核心,发生异质成核,会使得凝结现象在相对较高的温度下即可发生。这两种不同成核形式的凝结现象最终均会影响气动特性预测的准确性。

尽管在二十世纪就有了较为完善的凝结成核理论^[3-5]和液滴生长理论^[6-7],但是在过去很长的一段时间里,有关凝结流动的相关研究大多是基于湿蒸汽^[8-12]和天然气^[13-15]进行的。受限于氮气分子间势能理论知识的匮乏,针对低温氮气开展相关研究存在不确定性和困难性,目前基于低温氮气凝结开展相关理论研究和实验研究相对较少^[16]。Faro、Wegener等^[17-19]借助小型超声速风洞进行了有关氮气凝结的实验研究;Willmarth、Bhabhe等^[20-23]分别基于不同的测试手段研究了氮气微尺度成核机理或过冷特性,但这些研究中凝结温区均在氮气三相点(63.15 K)以下。Sun等^[24-26]使用不同的凝结成核模型和液滴生长模型在液氮级温区对拉瓦尔喷管中的自发凝结进行了数值模拟研究,并借助构建的模型完成了氮气自发凝结现象对气动性能试验的影响分析,但未考虑风洞内存在杂质导致异质成核凝结的影响。异质成核方面,针对透平膨胀机以及超声速旋流分离器背景下开展的研究比较多,陈红梅、鞠凤鸣等分别对一维喷管^[8]和二维叶栅^[9-10]内湿蒸汽的异质成核现象进行了数值研究,对比自发凝结阐

明了存在杂质对凝结过程的影响。边江等^[13-15]采用经典成核理论和 Gyarmathy 液滴生长模型建立了天然气均质成核凝结以及异质成核凝结模型,分析了不同变量对异质成核的影响。

综上,目前国内外有关湿蒸汽以及天然气膨胀凝结流动的研究成果斐然。基于风洞中出现的凝结问题,不少学者也针对低温氮气开展了相关研究,但是目前少有液氮级温区下关于杂质组分存在时氮气发生异质成核的凝结流动特性的研究,突出表现在没有一个统一的模型可以描述低温氮气不同成核形式下的膨胀凝结现象。考虑湿蒸汽、天然气膨胀凝结流动和低温氮气膨胀凝结流动过程具有一定程度的相似性,且相关理论体系比较完备,因此本文在湿蒸汽、天然气膨胀凝结流动研究的基础上建立了适用于不同成核形式的低温氮气膨胀凝结模型,在 Fluent 软件中依托拉法尔喷管进行了数值模拟,分析了入口温度以及异质核心数和半径对凝结流动的影响,为研究低温风洞内存在杂质致使不同成核形式的凝结流动影响提供了理论依据。

1 数学模型

1.1 控制方程

基于 Fluent 软件,构建了低温氮气膨胀凝结两相流动模型。考虑氮气在高速膨胀工况下形成的液滴尺度通常是微米量级,质量非常小,形成的液滴随着气相流动在极短的时间内就可以达到气相的速度,因此可近似认为气液两相间无速度滑移。气液两相控制方程分别为

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha_g)}{\partial t} + a_g \left(\frac{\partial(\rho_g u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial y} \right) = -S_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + a_l \left(\frac{\partial(\rho_l u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_l v)}{\partial y} \right) = S_m \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial a_g(\rho h_{\text{tot},g} - p)}{\partial t} + \frac{\partial a_g \rho u h_{\text{tot},g}}{\partial x} + \frac{\partial a_g \rho v h_{\text{tot},g}}{\partial y} = \\ & a_g \lambda_g \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial a_g(u\tau_{xx} + v\tau_{xy})}{\partial x} + \\ & \frac{\partial a_g(u\tau_{xy} + v\tau_{yy})}{\partial y} + S_E \end{aligned} \quad (5)$$

式中: ρ_g 为气相密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; u, v 分别为 x, y 方向上的速度分量, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; α_g, α_l 分别为气相、液相体积分数; S_m 为定义的质量源项, 用以表征气液两相间的质量交换; $h_{\text{tot},g}$ 为气相总比焓值, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$; λ_g 为气相导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; S_E 为定义的能量源项, $S_E = -S_m h_{\text{tot},l} + \frac{3a_l}{r_l} Q_l$, Q_l 为气液两相间界面的单位面积导热率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$; $h_{\text{tot},l}$ 为液相总比焓值, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ 。

为了使方程组封闭还需添加液滴数守恒方程、湿度连续性方程以及液滴半径液滴数和相关湿度之间的关系式

$$\frac{\partial(\rho N_{\text{hom}})}{\partial t} + \left(\frac{\partial(\rho u N_{\text{hom}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v N_{\text{hom}})}{\partial y} \right) = \alpha_g J \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_{\text{hom}})}{\partial t} + \left(\frac{\partial(\rho u Y_{\text{hom}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v Y_{\text{hom}})}{\partial y} \right) = m_{\text{hom}} \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_{\text{het}})}{\partial t} + \left(\frac{\partial(\rho u Y_{\text{het}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v Y_{\text{het}})}{\partial y} \right) = m_{\text{het}} \quad (8)$$

$$r_{\text{hom}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{hom}}/(4\pi\rho_l N_{\text{hom}})} \quad (9)$$

$$r_{\text{het}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{het}}/(4\pi\rho_l N_{\text{het}}) + r_{\text{ini}}^3} \quad (10)$$

式中: 下标 hom、het 分别表示均质成核、异质成核; J 为成核率, $\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, 表示单位时间单位体积内生成的液滴数; Y 为带液量即液相质量分数; N 为核心数密度, kg^{-1} ; r_{ini} 为异质核心半径的初始值, m ; 若仅考虑均质成核现象时将所有下标为 hom、het 的变量取值为 0。

1.2 相变方程

质量源项分为两项, 其中第一项 $m^* J$ 代表由凝结成核引发的质量交换; m^* 是半径为临界半径 r_c 的液滴质量, 本文采用非等温修正成核模型^[5], 发生异质成核时不考虑第一项质量交换; 质量源项中第二项 $\frac{3\rho_l \alpha_l}{r} \frac{dr}{dt}$ 代表液滴生长引发的质量交换, 主要由液滴生长率控制, 本文选取 Gyarmathy 液滴生长模型^[6]中的液滴生长率, 模型表达式如下

$$J = \frac{q_c}{1 + \xi} \frac{\rho_g^2}{\rho_l \sqrt{\pi m_s^3}} \exp\left(-\frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3}{k_B \rho_l^2 R_g^2 T_g^3 \ln^2 S}\right) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} = & (\lambda_g / r \rho_l h_{\text{fg}})(T_l - T_g) / (1 + \\ & (2\sqrt{8\pi}/1.5Pr_g)(\gamma/(\gamma+1))(K_n/a_{\text{th}})) \end{aligned} \quad (12)$$

式中: q_c 为凝结系数, 一般为 1; ξ 为非等温修正系数; σ 为表面张力, $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$; m_s 为单个分子质量, kg ; k_B 为玻尔兹曼常数, $1.380\,648\,8 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$; T_g 为气相表面温度, K ; h_{fg} 为汽化潜热, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$; Pr_g 为气体的普朗特数; γ 为比热容比; K_n 为克努森数; a_{th} 为热适应系数, 一般取 1; T_l 为液相温度, K ; r 为液滴半径, m 。

质量源项可以表示为

$$S_m = m_{\text{hom}} + m_{\text{het}} \quad (13)$$

式中: m 为单位时间单位体积凝结的液滴质量, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$; 其中 $m_{\text{hom}} = m^* J + \frac{3\rho_l \alpha_{\text{lihet}}}{r_{\text{hom}}} \frac{dr_{\text{hom}}}{dt}$,

$$m_{\text{het}} = \frac{3\rho_l \alpha_{\text{lihet}}}{r_{\text{het}}} \frac{dr_{\text{het}}}{dt}。$$

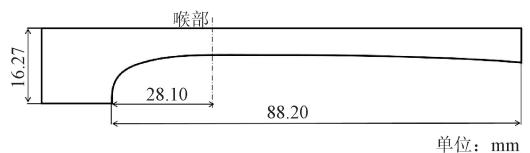
1.3 湍流方程和气体状态方程

RNG $k-\epsilon$ 模型在 Standard $k-\epsilon$ 模型上进行了修正, 可以更好地拟合弯曲壁面、流线以及高应变率的流动, 但是对于强旋流精度不够。考虑本文数值模拟选用的喷管壁面以及流线的弯曲程度结合计算成本, 本文选用 RNG $k-\epsilon$ 模型。低温风洞通过喷射液氮降低风洞温度, 同时利用汽化后氮气作为工作介质进行试验, 其气体状态方程采用理想气体状态方程, 液相密度、动力黏度、导热率等相关物性参数通过 NIST 查询、通过 UDF 模块编程定义并加载到 Fluent 软件中进行计算。

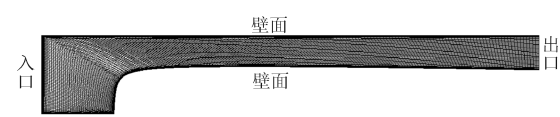
2 求解计算

2.1 计算域网格划分及模型合理性验证

本文依托拉法尔喷管进行数值模拟, 喷管型线采用等膨胀率设计。采用如图 1(a) 所示二维图形拉伸而来的喷管, 在轴向上具有对称性, 不同轴向位置截面上流动状况无明显差异, 为提高计算效率, 可在划分网格时将模型简化为二维。使用二维 L 型拓扑结构对喷管进行网格划分。喷管结构参数、网格划分后的喷管及边界条件, 如图 1 所示。在进行数值模拟前, 进行了网格无关性验证。根据图 2 最终选用网格数为 45 260 的网格进行了后续的模拟计算。



(a) 喷管结构参数



(b) 喷管网格划分及边界条件

图 1 喷管结构参数和网格划分及边界条件

Fig.1 Nozzle structure parameters, mesh generation and boundary conditions

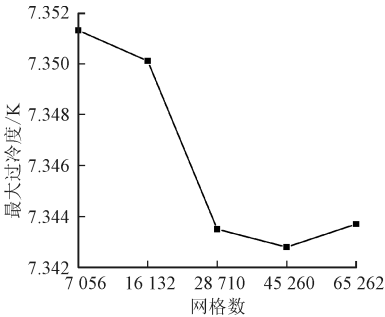


图 2 网格无关性验证

Fig.2 Mesh independence

为了验证模型的有效性,模拟再现了计光华^[27]进行的一组实验工况。图 3 对比了实验结果和模拟结果静压沿着喷管流道中心线的变化情况,可见本文所建立的模型预测到了实验中由于凝结相变释放潜热导致流道静压分布出现偏移的情况,由此可以在一定程度上验证模型的有效性。

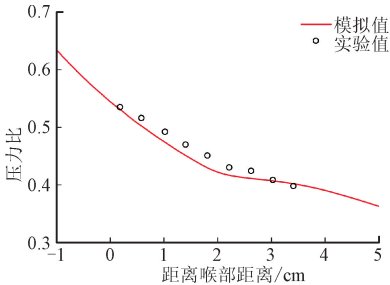


图 3 流道中心线上静压分布的数值结果与实验结果的对比

Fig.3 Comparison of static pressure distribution on the centerline of the flow channel between numerical simulation results and experimental results

2.2 数值计算边界条件及工况

入口为压力入口,入口液滴数以及液相体积分

数均设置为 0;出口为压力出口,进口压力设置

为 0.4 MPa,进出口压力比为 4;壁面设置为无渗

表 1 数值计算工况

Table 1 Numerical calculation condition

工况 编号	进口 温度/K	异质核心数密度/ 10 ¹³ kg ⁻¹	异质核心半径/ nm
1	93	0	0
2	95	0	0
3	97	0	0
4	120	0	0
5	93	1	1.0
6	93	10	1.0
7	93	50	1 000.0
8	93	50	100.0
9	93	50	10.0
10	93	50	1.0
11	93	50	0.1
12	93	100	1.0
13	93	500	1.0
14	93	1 000	1.0

2.3 Fluent 基本求解设定

求解器采用 Ansys-Fluent,成核模型、液滴生长模

3 均质成核及异质成核模拟结果

3.1 均质成核模拟

从图 4 均质成核凝结现象发生后喷管内液滴半

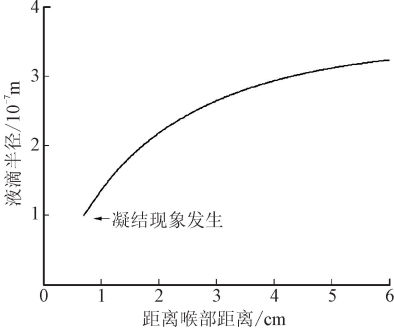


图 4 凝结现象发生后液滴半径分布

Fig.4 Distribution of droplet radius after condensation phenomenon occurs

选用工况 1~4 的模拟结果,分析入口温度对均质成核凝结流动的影响。随着非平衡凝结现象的发生,喷管中的流动会产生一定的影响。图 5(a)是静压沿着喷管流道中心线的变化对比情况。相比于无凝结现象发生的入口温度为 120 K 的工况,93、95、97 K 3 个工况静压变化具有相似性;发生膨胀凝结现象组的中心轴线静压分布有少许偏移。这是由于非平衡凝结过程考虑了相变中的热力学非平衡过程,在发生凝结的位置,相变

产生的潜热加热了氮气流。流道中心线马赫数变化如图 5(b)所示,由于潜热的释放,在凝结现象发生过的喷管下游区域,马赫数的增加也变得稍微缓慢。成核率变化如图 5(c)所示,随着入口温度的降低,最大成核率出现位置前移,凝结现象发生的位置会逐步向喉部靠近,在有限长的喷管内,为液滴生长提供了更多的空间,液滴生长阶段更长,因此出口带液量随着温度的降低有所增加,如图 5(d)所示。

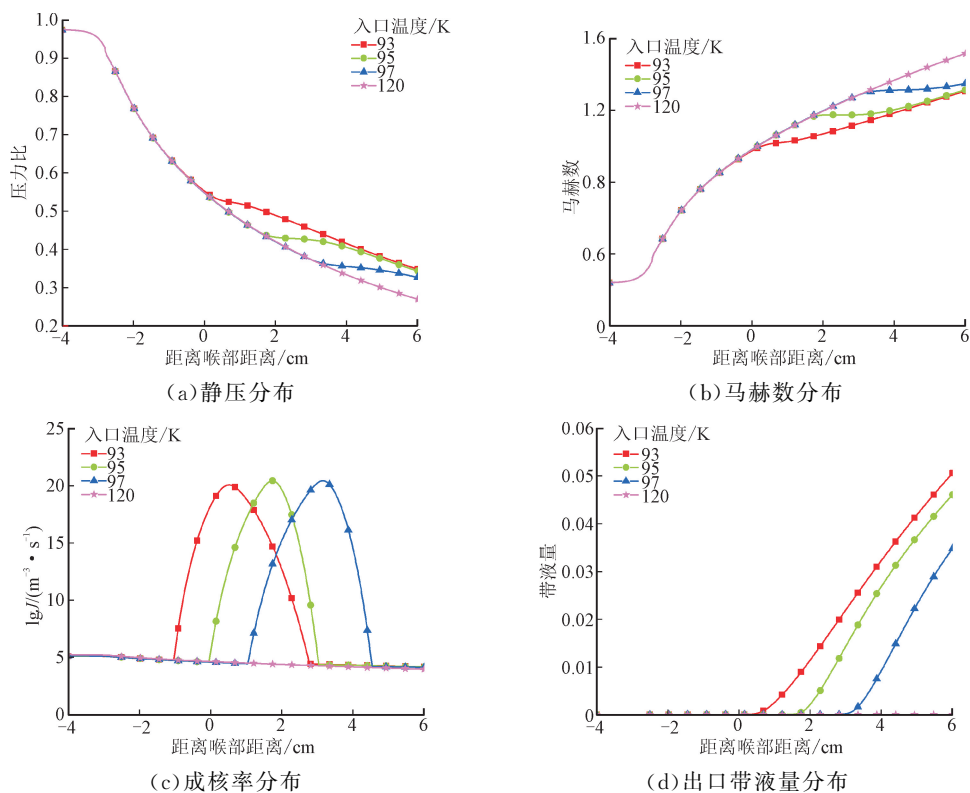


图 5 不同入口温度下流道中心线参数对比

Fig. 5 Comparison of flow channel centerline parameters at different inlet temperatures

3.2 异质成核模拟

图 6 为喷管内氮气膨胀异质成核凝结流动参数分布。氮气进入喷管后随着喷管的收缩,压力、温度逐渐降低,过冷度逐渐增加。与均质成核凝结现象不同的是,当过冷度刚大于 0 时就发生了异质成核凝结现象,可以观察到异质成核带液量云图中液体质量分数逐渐增加。这是由于异质核心的存在,氮气分子不需要突破自由能障形成凝结核心,而是可以直接簇拥在异质核心上发生凝结现象。随着氮气继续在喷管内膨胀,仍旧发生了均质成核现象,具体情况与前文所分析的仅发生均质成核凝结流动时的现象相同,不同的是由于异质成核凝结现象也会伴随相变释放的潜热,导致过冷度降低。从成核率云图可以看出成核率有所降低,最大成核率从不添加异质核心的

$1.18 \times 10^{20} m^{-3} \cdot s^{-1}$ 降低到了 $4.09 \times 10^{19} m^{-3} \cdot s^{-1}$,最大凝结核心数也从不添加异质核心的 $2.887 \times 10^{15} kg^{-1}$ 减小到了 $1.433 \times 10^{15} kg^{-1}$,由此可见异质核心的添加会对均质成核现象产生一定的抑制作用。

喷管流道中心线上成核率以及凝结核心数的变化如图 7(a)、图 7(b)所示,可以看出,异质核心数为 $1.0 \times 10^{13} kg^{-1}$ 时,最大成核率以及最大凝结核心数密度分别为 $1.177 \times 10^{20} m^{-3} \cdot s^{-1}$ 、 $2.8839 \times 10^{15} kg^{-1}$,与无异质核心添加时的模拟结果 $1.18 \times 10^{20} m^{-3} \cdot s^{-1}$ 、 $2.887 \times 10^{15} kg^{-1}$ 基本相同。喷管流道中心线上基于异质成核产生的带液量的变化如图 7(c)所示,可以看出,此时异质成核带液量也基本为 0,可以认为基本无异质凝结现象发生。随着

异质核心数密度不断增大,均质成核现象被抑制的强度逐渐增大。异质核心数密度增大到 $1.0 \times 10^{16} \text{ kg}^{-1}$ 时,成核率以及凝结核心数基本没有增长,喷管通道中心线上基于均质成核产生的带液量的变化如图 7(d) 所示,此时均质成核带液量基本为 0,可以认为均质成核基本被完全抑制。

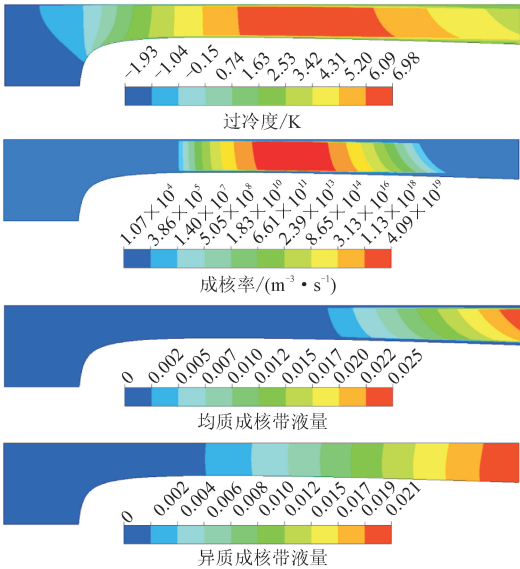


图 6 过冷度、成核率、均质成核以及异质成核带液量云图
Fig. 6 Contours of supercooling degree, nucleation rate, liquid mass fraction of homogeneous nucleation and heterogeneous nucleation

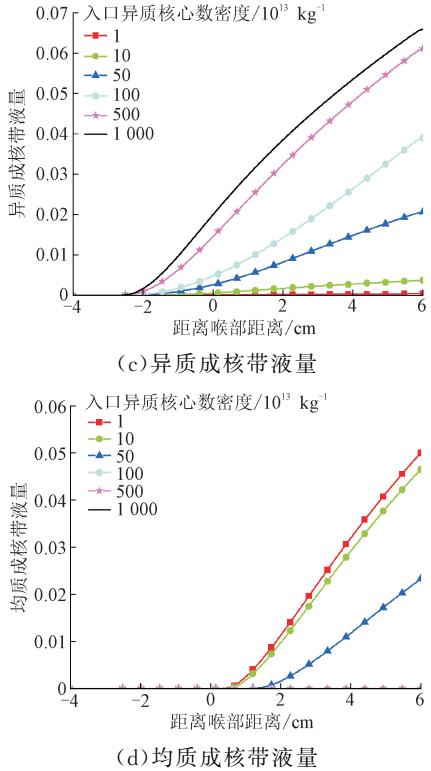
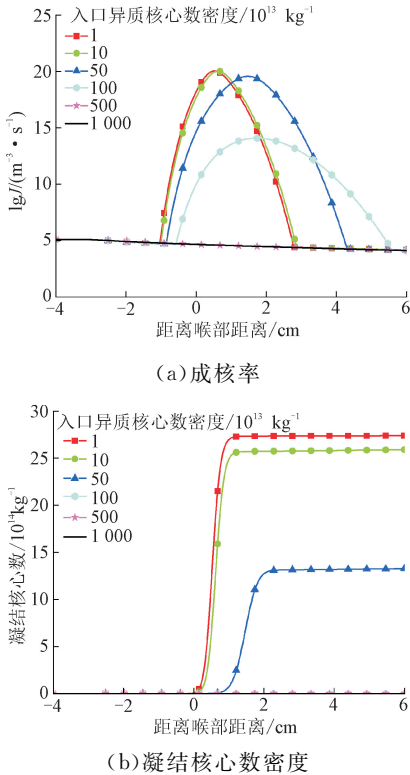
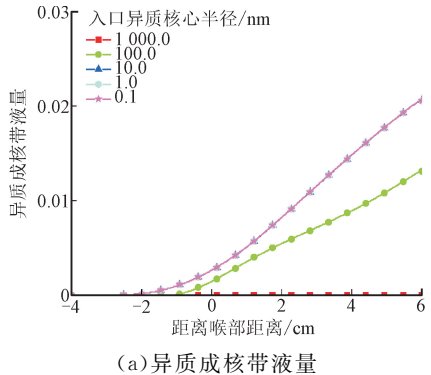


图 7 相同进口参数不同异质核心数密度的计算结果对比
Fig. 7 Comparison of calculation results of different heterogeneous core numbers with the same inlet parameters

当异质核心半径为 $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}$ 时喷管通道中心线上异质成核带液量的变化如图 8(a) 所示,可以看出,异质成核带液量基本上为 0,可认为在该异质核心半径下喷管内的凝结成核形式主要是均质成核。随着异质核心半径的不断降低异质成核现象愈发明显,均质成核现象在一定程度上被抑制,反映在带液量变化(图 8 (a)、图 8(b))上是异质成核带液量逐渐增大,均质成核带液量逐渐降低。当异质核心半径达到 $1.0 \times 10^{-8} \text{ m}$ 以下时,可以发现随着异质核心半径的降低,液相参数基本上没有变化。考虑发生这种情况的主要原因是因为本次数值模拟的 5 组工况异质核心数密度均为 $5 \times 10^{14} \text{ kg}^{-1}$,不足以



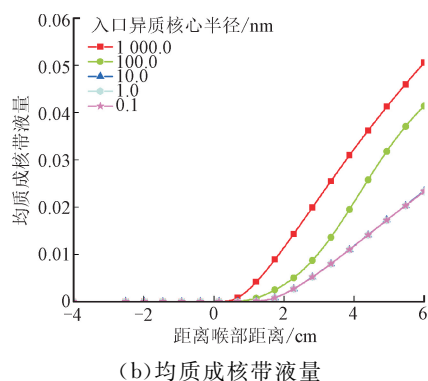


图8 相同进口参数不同异质核心半径的计算结果对比

Fig. 8 Comparison of calculation results of different heterogeneous core radius with same Inlet parameters

完全抑制均质成核现象。可以预测,当异质核心数充足时,随着异质核心半径的减小,均质成核现象会被完全抑制。

3 结 论

本文在湿蒸汽高速膨胀凝结研究的基础上建立了适用于不同成核形式的低温氮气跨声速膨胀凝结模型,并在 Fluent 软件中依托拉法尔喷管进行了数值模拟,计算结果表明:

(1)所建立的数学模型预测了由于喷管内凝结现象释放潜热加热内部气流使得压力出现偏移造成下游马赫数增速变缓的现象;此外随着入口温度的降低,凝结发生的位置会逐步向喉部靠近,出口液相参数会增大。

(2)相比于均质成核,异质核心的存在降低了成核的自由能障,使得氮气凝结在 0 K 过冷度附近时即可发生;当异质核心半径量级处在 10^{-7} 以下时,随着异质核心数的增多,异质凝结逐渐成为带液量增长的主导过程,异质核心数密度达到 10^{15} 量级以上时,发展为完全异质成核。

参考文献:

- [1] 廖达雄,黄知龙,陈振华,等. 大型低温高雷诺数风洞及其关键技术综述 [J]. 实验流体力学, 2014, 28(2): 1-6, 20.
LIAO Daxiong, HUANG Zhilong, CHEN Zhenhua, et al. Review on large-scale cryogenic wind tunnel and key technologies [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2014, 28(2): 1-6, 20.
- [2] 张振,牛玲. 低温风洞的发展现状与关键技术 [J]. 低温工程, 2015(2): 57-62.
ZHANG Zhen, NIU Ling. Current status and key

technologies of cryogenic wind tunnel [J]. Cryogenics, 2015(2): 57-62.

- [3] VOLMER M, WEBER A. Keimbildung in übersättigten gebilden [J]. Zeitschrift für Physikalische Chemie, 1926, 119(1): 277-301.
- [4] ZELDOVICH Y B. Theory of the formation of a new phase cavitations [J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1942, 12: 525-526.
- [5] KANTROWITZ A. Nucleation in very rapid vapor expansions [J]. The Journal of Chemical Physics, 1951, 19(9): 1097-1100.
- [6] GYARMATHY G. Grundlagen einer theorie der nassdampfturbine [D]. Zürich, Switzerland: ETH Zürich, 1962.
- [7] YOUNG J B. The condensation and evaporation of liquid droplets at arbitrary Knudsen number in the presence of an inert gas [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36(11): 2941-2956.
- [8] 陈红梅,李亮,丰镇平,等. 一维喷管中湿蒸汽非均质凝结流动的研究 [J]. 工程热物理论, 2004, 25(3): 395-398.
CHEN Hongmei, LI Liang, FENG Zhenping, et al. Study on Heterogeneous Condensing Flow in A 1D Nozzle [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2004, 25(3): 395-398.
- [9] 陈红梅,李亮,丰镇平,等. 透平级中自发凝结及叶栅中非均质凝结流动的初步研究 [J]. 工程热物理论, 2005, 26(S1): 65-68.
CHEN Hongmei, LI Liang, FENG Zhenping, et al. Preliminary Studies on wet steam flows with homogeneous condensation in a turbine stage and heterogeneous in a cascade [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26(S1): 65-68.
- [10] 鞠凤鸣,颜培刚,韩万金. 蒸汽透平静叶栅均质与非均质凝结流动数值研究 [J]. 汽轮机技术, 2013, 55(5): 351-354.
JU Fengming, YAN Peigang, HAN Wanjin. Numerical study on homogeneous and heterogeneous condensation flow in stator of steam turbine [J]. Turbine Technology, 2013, 55(5): 351-354.
- [11] 韩中合,韩旭,李鹏. 湿蒸汽非平衡凝结流动的热力学特性 [J]. 化工学报, 2015, 66(11): 4312-4319.
HAN Zhonghe, HAN Xu, LI Peng. Effect of thermodynamic properties on non-equilibrium condensing flow of wet steam [J]. CIESC Journal, 2015, 66(11): 4312-4319.
- [12] 王超,王刚,丁红兵. 音速喷嘴内水蒸气自发凝结流动自激振荡和分歧现象 [J]. 天津大学学报(自然科学

- 与工程技术版), 2016, 49(11): 1113-1120.
- WANG Chao, WANG Gang, DING Hongbing. Spontaneous condensation steam flow with self-excited oscillation and bifurcation phenomenon in sonic nozzles [J]. Journal of Tianjin University(Science and Technology), 2016, 49(11): 1113-1120.
- [13] JIANG Wenming, BIAN Jiang, LIU Yang, et al. Investigation of flow characteristics and the condensation mechanism of ternary mixture in a supersonic nozzle [J]. Journal of Natural Gas Science and Engineering, 2016, 34: 1054-1061.
- [14] SUN Wenjuan, CAO Xuewen, YANG Wen, et al. Numerical simulation of CO₂ condensation process from CH₄-CO₂ binary gas mixture in supersonic nozzles [J]. Separation and Purification Technology, 2017, 188: 238-249.
- [15] BIAN Jiang, CAO Xuewen, YANG Wen, et al. Condensation characteristics of natural gas in the supersonic liquefaction process [J]. Energy, 2019, 168: 99-110.
- [16] 孙皖. 低温两相透平膨胀机内自发凝结流动特性及叶轮优化设计方法研究 [D]. 西安: 西安交通大学, 2016.
- [17] FARO I, SMALL T R, HILL F K. The supersaturation of nitrogen in a hypersonic wind tunnel [J]. Journal of Applied Physics, 1952, 23(1): 40-43.
- [18] WEGENER P P. Nucleation of nitrogen: experiment and theory [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1987, 91(10): 2479-2481.
- [19] WEGENER P P. Cryogenic transonic wind tunnels and the condensation of nitrogen [J]. Experiments in Fluids, 1991, 11(5): 333-338.
- [20] WILLMARTH W W, NAGAMATSU H T. The condensation of nitrogen in a hypersonic nozzle [J]. Journal of Applied Physics, 1952, 23(10): 1089-1095.
- [21] BHABHE A, WYSLOUZIL B. Nitrogen nucleation in a cryogenic supersonic nozzle [J]. The Journal of Chemical Physics, 2011, 135(24): 244311.
- [22] STEINWANDEL J. Homogeneous condensation of nitrogen in the expansion wave of a cryogenic shock tube [J]. Berichte der Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie, 1985, 89(5): 481-484.
- [23] ILAND K, WEDEKIND J, WÖLK J, et al. Homogeneous nucleation of nitrogen [J]. The Journal of Chemical Physics, 2009, 130(11): 114508.
- [24] SUN Wan, NIU Lu, CHEN Shuangtao, et al. Numerical investigation of nitrogen spontaneous condensation flow in cryogenic nozzles using varying nucleation theories [J]. Cryogenics, 2015, 68: 19-29.
- [25] SUN Wan, CHEN Shuangtao, HOU Yu, et al. Numerical studies of nitrogen spontaneous condensation flow in Laval nozzles using varying droplet growth models [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2019, 121: 103118.
- [26] SUN Wan, XU Tao, HOU Yu, et al. Numerical investigation of nitrogen condensation flow over airfoil in cryogenic wind tunnel [J]. Cryogenics, 2020, 111: 103165.
- [27] 计光华. 透平膨胀机中的三元流动与两相流动[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1990.

(编辑 武红江)

(上接第 53 页)

- gas seals prediction [J]. Journal of Vibration and Acoustics, 2013, 135(3): 031005.
- [26] LI Zhigang, LI Jun, FENG Zhenping. Comparisons of rotordynamic characteristics predictions for annular gas seals using the transient computational fluid dynamic method based on different single-frequency and multi-frequency rotor whirling models [J]. Journal of Tribology, 2016, 138(1): 011701.
- [27] LI Zhigang, FANG Zhi, LI Jun. A comparison of static and rotordynamic characteristics for two types of liquid annular seals with parallelly grooved stator/rotor [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2020, 142(9): 091012.
- [28] JIN Zhihong, MAO Kai, LI Zhigang, et al. A comparison of static and rotordynamic characteristics for three types of impeller front seals in a liquid oxygen turbopump [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2023, 145(3): 031025.

(编辑 杜秀杰)