

研究论文

节流阀中己烷凝结流动数值模拟

吕孝飞, 常 春, 白博峰

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 陕西 西安 710049)

摘要: 建立了自发凝结和异质凝结流动统一的数值模型, 研究了存在外界凝结核心时天然气中己烷蒸气的节流凝结性质, 并对初始颗粒半径、初始颗粒浓度、背压比和总温等因素对己烷凝结性质的影响进行了分析。计算结果表明, 己烷在节流后很短距离内凝结, 凝结时间很短; 己烷自发凝结的极限过饱和度很高; 外界核心引起的异质凝结比较显著时会抑制自发凝结, 使自发凝结量减小; 初始颗粒半径和浓度越大, 自发凝结量越小; 背压比和总温增加时, 凝结总量和自发凝结比重都减小。

关键词: 己烷; 节流; 自发凝结; 异质凝结

DOI: 10.3969/j.issn.0438-1157.2011.09.010

中图分类号: TK 121

文献标志码: A

文章编号: 0438-1157 (2011) 09-2447-08

Numerical simulation of hexane condensing flow in throttle

LÜ Xiaofei, CHANG Chun, BAI Bofeng

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, Shaanxi, China)

Abstract: If there are foreign nuclei (solid particles or liquid droplets *etc.*) existing in natural gas flow, condensation of hexane would take place on the foreign nuclei, and thus both homogeneous and heterogeneous condensation would occur in the throttling process. A uniform mathematical model for homogeneous and heterogeneous condensing flow was built to study flow field characteristics and condensation properties of hexane in the throttle valve. The effects of initial particles radius, concentration of the nuclei, back pressure ratio and total temperature on condensation properties of hexane were analyzed. It was shown that differential pressure and velocity of natural gas were very high in the throttle valve, and condensation was completed in a very short time. Owing to the high free energy barrier, homogeneous condensation of hexane could not occur until very high supersaturation ratio was reached. Homogeneous condensation would be restrained if both condensations coexisted in the condensing flow, which would cause the decrease of homogeneous condensation mass fraction. And the suppression effect became obvious when initial radius and concentration of the nuclei increased, under this circumstance the proportion of homogeneous condensation reduced compared to the case that only homogeneous condensation occurred. As back pressure ratio and total temperature increased, supersaturation ratio reduced which would cause the decrease of total condensation mass and proportion of homogeneous condensation simultaneously.

Key words: hexane; throttling; homogeneous condensation; heterogeneous condensation

2010-12-31 收到初稿, 2011-03-11 收到修改稿。

Received date: 2010-12-30.

联系人: 白博峰。第一作者: 吕孝飞 (1985—), 女, 博士研

Corresponding author: Prof. BAI Bofeng, bfbai@mail.xjtu.

究生。

引 言

天然气中含有大量水蒸气、烃类等物质，在天然气输运和处理过程中水和重烃类物质析出会造成管道腐蚀和管线堵塞，因此在天然气进入输运管线之前，必须将其中的水和重烃等易凝结的物质分离出来，并对其进行回收利用。天然气脱水脱烃的方法有很多，其中通过节流阀实现低温分离的方法应用比较广泛。了解节流时天然气中水蒸气和烃类的凝结规律非常重要，可以为后续过程中提高分离器的分离效率等提供理论依据。

天然气中含有多种可凝结组分，各组分的凝结性质等存在较大差异，而且多种组分可能同时凝结，凝结过程相互干扰，相互影响，规律非常复杂。迄今为止天然气凝结的理论和实验研究都比较少，理论研究方面大部分针对水蒸气和正壬烷以上的重烃组分的凝结^[1-4]，实验方面，荷兰埃因霍温科技大学针对天然气多组分凝结的成核和液滴生长过程进行了研究^[5-7]。但这些研究结果只针对所选用的实验装置，在其他装置中不具有普遍适用性。在天然气节流凝结研究方面，相关研究非常少，还有许多问题需要解决。

为研究天然气中多组分的凝结规律，首先需要了解单组分的凝结性质，本文选取了目前研究较少的己烷作为研究对象。己烷是天然气中含量较高的烃类组分，在很多气田的凝析液中己烷液体含量也较高。相比水和其他重烃组分，己烷的饱和压力比较高，在相同条件下达到的过饱和度较低，自发凝结量较小，大部分的己烷凝析液是己烷气体在天然气提供的凝结核心（液滴或固体颗粒）表面异质凝结形成的。为研究天然气中己烷气体节流时自发凝结和异质凝结的耦合规律，本文建立了自发凝结和异质凝结流动统一的数值模型，研究了节流阀内己烷的节流凝结特性以及初始颗粒半径、初始颗粒浓度、背压比和总温等因素对凝结过程的影响。

1 己烷凝结流动数值模型

将天然气简化为甲烷和己烷气体的混合物，假设在凝结过程中只有己烷气体凝结，甲烷充当载气；凝结出的小水滴近似为球形；凝结核心和气体之间不发生化学反应、不互溶；液滴直径在微米或亚微米量级，忽略气体与液滴之间的滑移；系统与外界绝热，凝结过程中释放的凝结潜热全部加热气

相。基于以上假设本文建立了己烷在节流阀内同时自发凝结和异质凝结的三维流动数值模型。

气相控制方程如下

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

$$\frac{\partial (\rho_g u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \dot{m} u_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho_g E_g + P)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{\text{eff}} \frac{\partial T_g}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial (u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \dot{m} h_l \quad (3)$$

式中 ρ_g 、 u_j 、 E_g 、 P 分别是气相密度、速度、总能和压力； μ_{eff} 是有效黏度； k_{eff} 是有效热导率； τ_{ij} 为剪切应力张量； h_l 是液相焓，由液滴内能、表面能和动能组成^[8]

$$h_l = h_b + \frac{3(\sigma - T_l \frac{d\sigma}{dT})}{\rho_l r} + \frac{u_l^2}{2} \quad (4)$$

式中 h_b 为液滴内能； σ 为表面张力； T_l 为液相温度； ρ_l 为液相密度； r 为液滴半径； u_l 为液相速度。 \dot{m} 为凝结质量速率，即单位时间单位体积内凝结出的液滴质量，由自发凝结质量速率和异质凝结质量速率两部分组成。自发凝结包括成核和液滴生长两个过程。异质凝结包括晶核形成、晶核生长、液膜形成和液膜生长 4 个阶段。假设前 3 个过程时间无限短，计算时只考虑液膜生长过程^[9]

$$\dot{m} = \dot{m}_{\text{hom}} + \dot{m}_{\text{het}} \quad (5)$$

$$\dot{m}_{\text{hom}} = J \rho_l \frac{4\pi r_c^3}{3} + 4\pi r_{\text{hom}}^2 \frac{dr_{\text{hom}}}{dt} \rho_l N_{\text{hom}} \rho_g \quad (6)$$

$$\dot{m}_{\text{het}} = 4\pi r_{\text{het}}^2 \frac{dr_{\text{het}}}{dt} \rho_l N_{\text{het}} \rho_g \quad (7)$$

式中 \dot{m}_{hom} 和 \dot{m}_{het} 分别为自发凝结和异质凝结质量速率； N_{hom} 为自发成核液滴数； N_{het} 为外界凝结核心的颗粒浓度； J 为成核率； r_{hom} 和 r_{het} 分别为自发凝结和异质凝结的液滴半径； dr_{hom}/dt 、 dr_{het}/dt 分别为自发凝结和异质凝结液滴生长率。

液相控制方程如下

$$\frac{\partial (\rho_g N_{\text{hom}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g N_{\text{hom}} u_j) = J \quad (8)$$

$$\frac{\partial (\rho_g Y_{\text{hom}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g Y_{\text{hom}} u_j) = \dot{m}_{\text{hom}} \quad (9)$$

$$\frac{\partial (\rho_g Y_{\text{het}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g Y_{\text{het}} u_j) = \dot{m}_{\text{het}} \quad (10)$$

为使方程闭合，还需要添加天然气的状态方程，本文采用的是 NIST 实际气体模型。

Y_{hom} 、 Y_{het} 分别为自发凝结和异质凝结湿度

$$Y_{\text{hom}} = \frac{4}{3} \pi r_{\text{hom}}^3 \rho_l N_{\text{hom}} \quad (11)$$

$$Y_{\text{het}} = \frac{4}{3} \pi r_{\text{het}}^3 \rho_l N_{\text{het}} - \frac{4}{3} \pi r_{\text{ini}}^3 \rho_l N_{\text{het}} \quad (12)$$

式中 r_{ini} 为外界凝结核心初始颗粒半径。

自发凝结和异质凝结的液滴半径分别为

$$r_{\text{hom}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{hom}} / (4\pi\rho_l N_{\text{hom}})} \quad (13)$$

$$r_{\text{het}} = \sqrt[3]{(3Y_{\text{het}} / 4\pi\rho_l N_{\text{het}}) + r_{\text{ini}}^3} \quad (14)$$

目前为止己烷气体成核研究较少，文献中可选择的经验成核公式非常少，本文采用适用性较广的经典成核率表达式^[10]

$$J = \frac{q_c}{1 + \theta} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m^3}} \frac{\rho_v^2}{\rho_l} \exp\left(-\frac{4\pi r_c^2 \sigma}{3k_B T}\right) \quad (15)$$

式中 q_c 为凝结系数，取值为 1.0； k_B 为 Boltzmann 常数； ρ_v 是蒸气密度； m 为分子质量； θ 为成核率的非等温修正系数

$$\theta = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \frac{h_{\text{fg}}}{RT} \left(\frac{h_{\text{fg}}}{RT} - \frac{1}{2} \right) \quad (16)$$

式中 h_{fg} 为汽化潜热； γ 为比热比； R 为气体常数。 r_c 为自发凝结的临界半径

$$r_c = \frac{2\sigma}{\rho_l RT \ln S} \quad (17)$$

S 为过饱和度，表示为己烷气体的分压力与气流温度对应的饱和压力之比

$$S = \frac{P_v}{P_s} \quad (18)$$

自发凝结液滴生长率采用 Gyarmathy^[11] 的液滴生长模型

$$\frac{dr_{\text{hom}}}{dt} = \frac{\lambda_g (1 - r_c / r_{\text{hom}}) (T_s - T_g)}{\rho_l h_{\text{fg}} [r_{\text{hom}} + 1.89(1 - v) \bar{l} / Pr_g]} \quad (19)$$

其中， T_s 为蒸气的饱和温度； T_g 为气体温度； \bar{l} 为分子平均自由程。 $(1 - v)$ 是 Young^[12] 提出的半经验修正因子

$$v = \frac{R_g T_s}{h_{\text{fg}}} \left[\beta - 0.5 - \frac{2 - q_c}{2q_c} \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \frac{R_g T_s}{h_{\text{fg}}} \right] \quad (20)$$

式中 β 为液滴生长的经验修正参数，与 Wilson 点压力有关，一般在 0~5 之间^[10]，本文取值为 0。

异质凝结过程的生长率公式^[13] 如下

$$\frac{dr_{\text{het}}}{dt} = \frac{\lambda_g (1 - r_{\text{ini}} / r_{\text{het}}) (T_s - T_g)}{\rho_l h_{\text{fg}} [r_{\text{het}} + 1.89(1 - v) \bar{l} / Pr_g]} \quad (21)$$

针对上述模型，本文结合 Fluent 软件进行数值计算，3 个液相方程通过定义 UDS（用户自定义标量）实现，气相方程和液相方程的源项以 UDF（用户自定义函数）形式嵌入到 Fluent 中。数值方法采用有限体积法，二阶迎风格式离散，紊流计算采用雷诺应力模型和壁面函数。

2 模型验证

为验证本文模型的准确性，对文献 [14] 中 Laval 喷管内湿蒸气的自发凝结和异质凝结流动分别进行了数值模拟。喷管入口总压 $P_0 = 0.785$ MPa，总温 $T_0 = 380.55$ K，出口为超音速流动。图 1 为自发凝结流动沿喷管轴线的压比分布计算结果和实验结果对比，可以看出，计算值与实验值吻合较好，数值模型准确预测了自发凝结起始点的位置，捕捉到了凝结潜热突然释放对气流加热引起的凝结冲波。

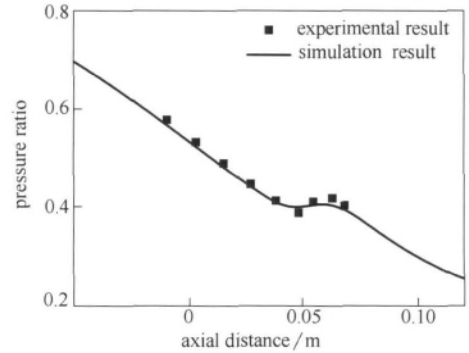


图 1 自发凝结沿轴向压比分布对比
Fig 1 Axial distribution of pressure ratio of homogeneous condensation

由于文献中缺乏异质凝结的实验数据，将本文异质凝结计算结果与文献 [15] 中颗粒浓度为 10^{16} m^{-3} 时的计算结果进行了比较，如图 2 所示。异质凝结时流动一直处于平衡态附近，凝结冲波基本消失。由于数值计算模型中，凝结参数计算方法等存在的差异，本文计算结果与文献 [15] 结果无法完全吻合，但差异较小，可以验证本文模型的准确性。

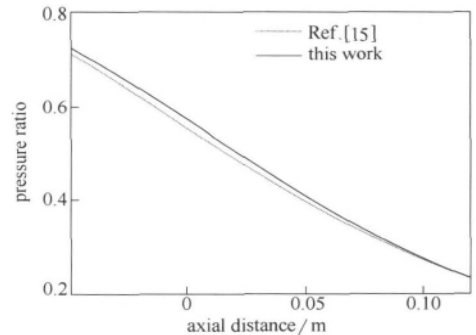


图 2 异质凝结沿轴向压比分布对比
Fig 2 Axial distribution of pressure ratio of heterogeneous condensation

3 计算结果与分析

3.1 几何模型和网格独立性分析

采用的节流阀结构如图 3 所示，图 4 为简化的三维几何结构剖面图。气流经入口进入圆柱腔，通过圆柱腔上的节流孔进入环形空间实现节流。节流孔的长度 10 mm，环形空间宽度 10 mm。用空间六面体网格对三维节流阀分块划分网格，并对参数变化剧烈的节流孔附近网格进行局部加密。为验证计算结果的可靠性，在确定网格密度时，需要进行独立性分析。

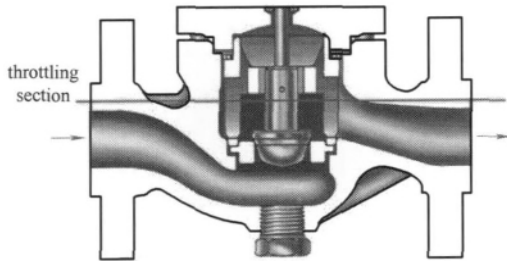


图 3 某型号节流阀结构 (阀关闭)
Fig. 3 Schematic diagram of throttle structure (valve is closed)

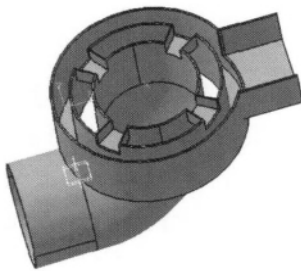


图 4 简化几何模型
Fig. 4 Schematic diagram of simplified geometric structure

在节流阀内参数变化较剧烈的节流孔截面取一条节流中心线进行监测，定义节流孔入口上游 5 mm 处为坐标 0 点，参数分布区域截取到节流孔出口下游 5 mm 处，节流孔中心线总长度为 20 mm。入口总压 3.9 MPa，总温 272 K，出口背压 1.8 MPa，计算工质为甲烷和己烷的混合物，己烷的初始摩尔分数为 0.12%。取外界核心浓度 10^{13} kg^{-1} ，初始半径 10^{-8} m 。网格密度对节流中心线上的静压、速度及总凝结质量分数（即相对湿度）分布的影响如图 5~图 7 所示。

从图中可以看出，虽然网格数目变化幅度不大，但对参数分布的影响较明显。网格数目为

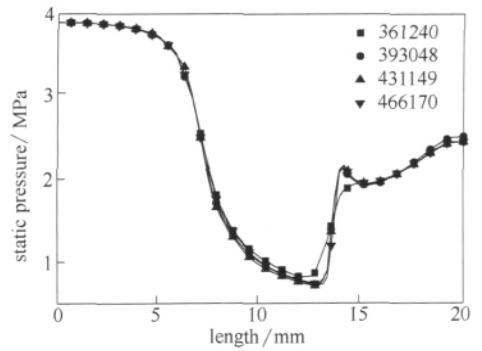


图 5 不同网格密度下的静压分布
Fig. 5 Distribution of static pressure at different mesh density

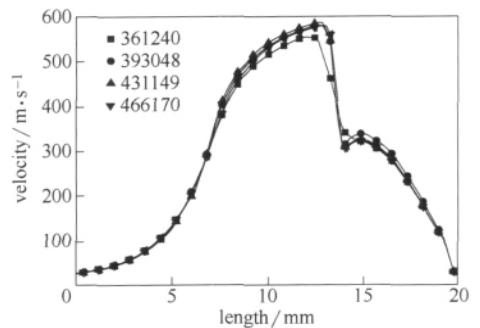


图 6 不同网格密度下的速度分布
Fig. 6 Distribution of velocity at different mesh density

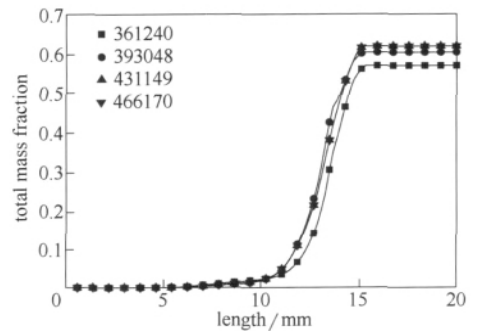


图 7 不同网格密度下的总凝结质量分数分布
Fig. 7 Distribution of total condensate mass fraction at different mesh density

361240 时，参数分布（尤其凝结参数）与其他网格数目相比有一定的误差。网格数目为 431149 和 466170 时，各参数分布曲线基本重合，从计算时间和精度方面综合考虑，选择网格数目为 431149。

3.2 节流阀内流动参数分布研究

网格独立性验证后，采用上述计算条件进行流场计算，选取凝结发生的主要区域（节流孔附近）作为研究对象，截取节流中心截面进行分析，图 8~图 10 为截面上的静压、速度和液滴湿度分布。可以看出节流时压差非常大，导致节流孔处气

流速度非常高，最高达到了 $561.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，节流阀内部流动复杂。节流时压力的突然降低使己烷气体瞬间达到凝结的过饱和度，进入节流阀不久即发生凝结，凝结时间很短，在节流孔内基本完成。

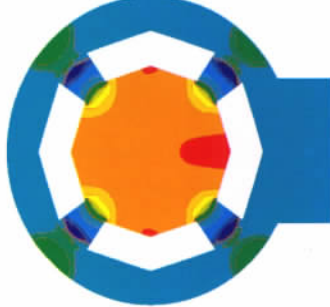
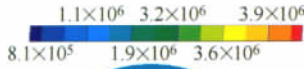


图 8 节流中心截面静压等值线图

Fig. 8 Pressure contours at central throttling plane

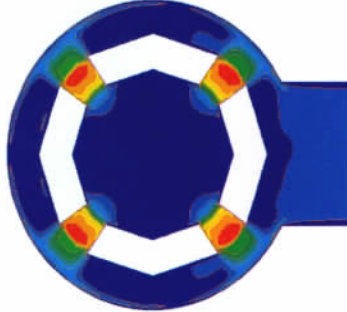


图 9 节流中心截面速度等值线图

Fig. 9 Velocity contours at central throttling plane

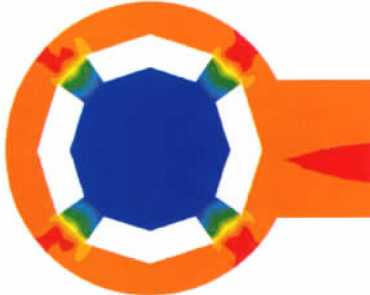
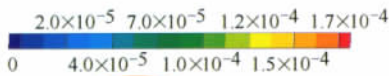


图 10 节流中心截面液滴湿度等值线图

Fig. 10 Wetness contours at central throttling plane

3.3 凝结影响因素研究

基于本文模型和计算方法对节流凝结过程进行了数值模拟，研究了初始颗粒半径、初始颗粒浓度、背压比以及总温等因素对己烷凝结的

影响。

3.3.1 初始颗粒半径的影响 保持外界核心初始浓度 10^{13} kg^{-1} 不变，初始颗粒半径分别取 0（自发凝结）、 1.0×10^{-8} 、 1.0×10^{-7} 、 2.0×10^{-7} 、 $5.0 \times 10^{-7} \text{ m}$ ，计算结果如图 11~图 13 所示，其中总的凝结质量分数为凝结总量占入口己烷气体含量的百分比（即相对湿度），自发凝结质量分数为自发凝结质量占凝结总量的百分比。

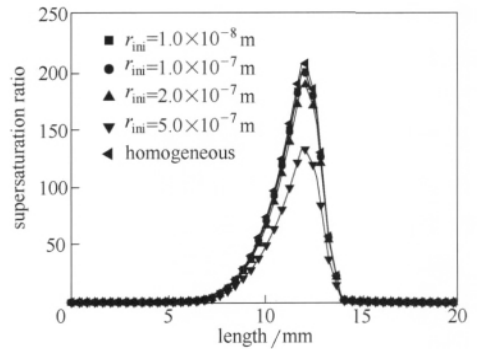


图 11 不同颗粒半径下过饱和度分布

Fig. 11 Distribution of supersaturation ratio at different nuclei radius

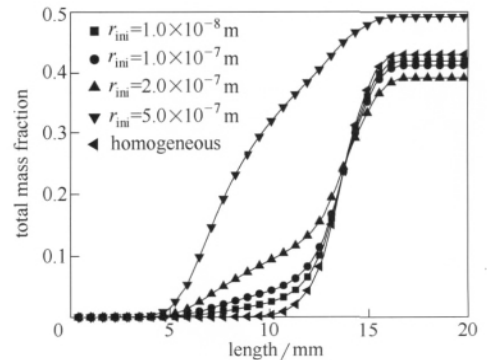


图 12 不同颗粒半径下总凝结质量分数分布

Fig. 12 Distribution of total condensate mass fraction at different nuclei radius

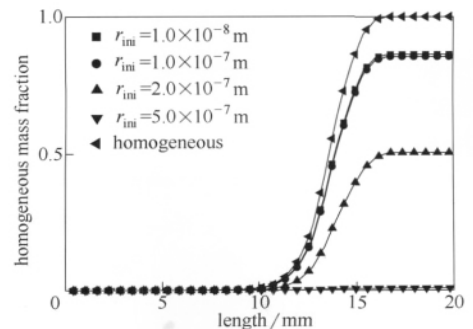


图 13 不同颗粒半径下自发凝结质量分数分布

Fig. 13 Distribution of homogeneous condensate mass fraction at different nuclei radius

由图中可以看出, 己烷自发凝结时的极限过饱和度和很高(最大值 206), 主要原因是己烷分子半径较大, 自发凝结需要跨越的自由能障碍较高, 必须达到很高过饱和度时才能凝结成核。外界核心存在时, 己烷在自发凝结的同时发生异质凝结, 由于异质凝结一般发生在平衡态附近, 需要的过饱和度较小, 因此凝结起始点的位置比只发生自发凝结时提前。异质凝结的发生减小了己烷气体的分压, 使过饱和度减小, 从而对需要高饱和度的自发凝结起到了抑制作用。随着初始颗粒半径的增大, 异质凝结量增加, 对自发凝结的抑制作用增大, 自发凝结比重减小。外界核心半径小于 2.0×10^{-7} m 时, 自发凝结比重较大, 最终液滴质量略小于只发生自发凝结时的液滴质量。当外界核心颗粒半径为 5.0×10^{-7} m 时, 液滴自发凝结量很小, 主要是异质凝结, 此时凝结总量与自发凝结相比明显增大。

3.3.2 颗粒浓度的影响 保持初始颗粒半径 10^{-8} m 不变, 初始颗粒浓度分别取 0 (自发凝结)、 1.0×10^{12} 、 1.0×10^{13} 、 1.0×10^{14} 、 1.0×10^{15} kg^{-1} , 结果如图 14~图 16 所示。

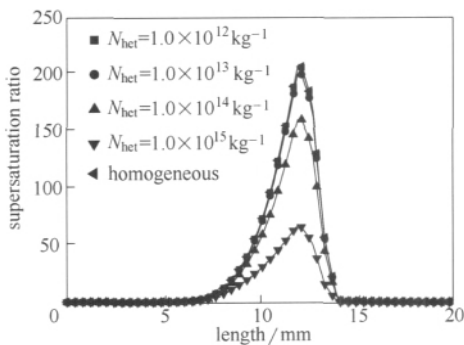


图 14 不同颗粒浓度下的过饱和度分布
Fig. 14 Distribution of supersaturation ratio at different nuclei concentration

从图中可以看出, 当颗粒浓度为 1.0×10^{12} kg^{-1} 时外界核心对自发凝结影响很小, 与只发生自发凝结时的参数分布基本相同。当颗粒浓度大于 1.0×10^{13} kg^{-1} 时, 外界核心的存在抑制了自发凝结的发生, 颗粒浓度越大, 自发凝结液滴质量越小。当颗粒浓度为 $(1.0 \times 10^{12}) \sim (1.0 \times 10^{14})$ kg^{-1} 时, 自发凝结和异质凝结均占一定比例, 此时凝结总量与只发生自发凝结时凝结总量相当。当颗粒浓度为 1.0×10^{15} kg^{-1} 时, 蒸气在足够多的凝结核心上生长, 自发凝结基本可以忽略, 异质凝结

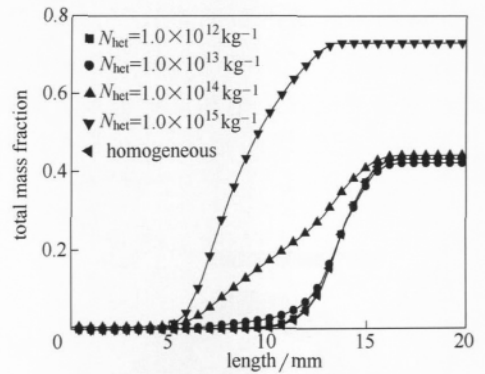


图 15 不同颗粒浓度下的总凝结质量分数分布
Fig. 15 Distribution of total condensate mass fraction at different nuclei concentration

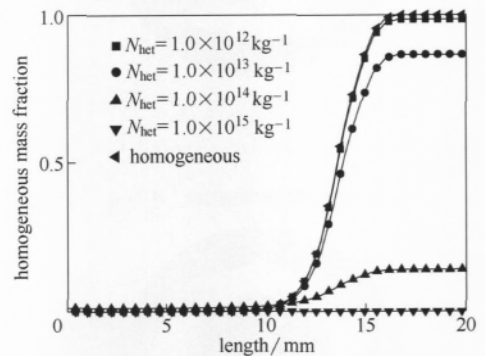


图 16 不同颗粒浓度下的自发凝结质量分数分布
Fig. 16 Distribution of homogeneous condensate mass fraction at different nuclei concentration

占主导地位, 在节流孔入口即开始凝结, 最终凝结总量明显增大。因此, 从促进凝结角度出发, 浓度越大越有利于凝结。

3.3.3 背压比的影响 保持初始颗粒半径 1.0×10^{-8} m, 初始颗粒浓度 5.0×10^{13} kg^{-1} , 总温 272 K 不变, 背压比分别取 0.4、0.45、0.5, 计算结果如图 17~图 19 所示。从图中看出, 背压比增加

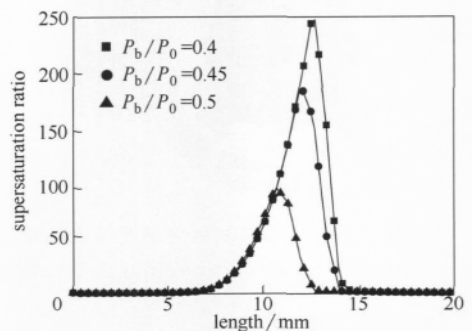


图 17 不同背压比下的过饱和度分布
Fig. 17 Distribution of supersaturation ratio at different back pressure ratio

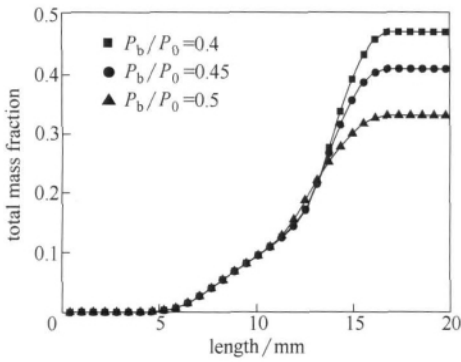


图 18 不同背压比下的总凝结质量分数分布

Fig. 18 Distribution of total condensate mass fraction at different back pressure ratio

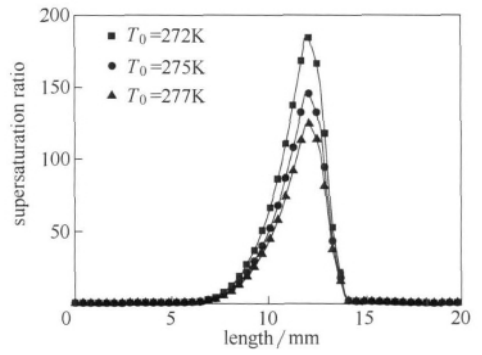


图 20 不同总温下的过饱和度分布

Fig. 20 Distribution of supersaturation ratio at different total temperature

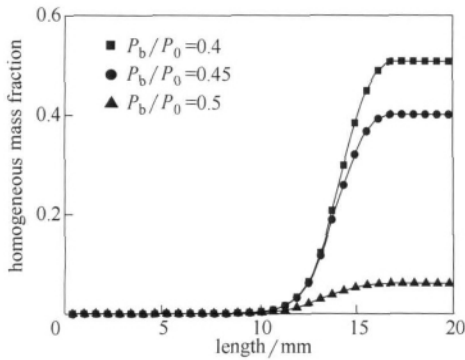


图 19 不同背压比下的自发凝结质量分数分布

Fig. 19 Distribution of homogeneous condensate mass fraction at different back pressure ratio

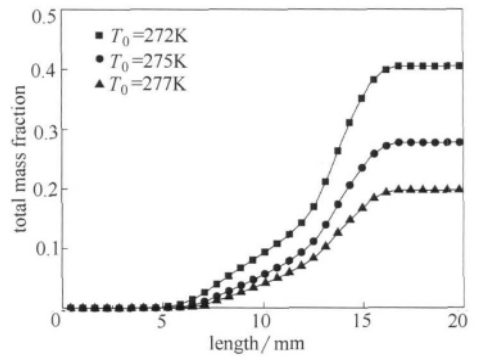


图 21 不同总温下的总凝结质量分数分布

Fig. 21 Distribution of total condensate mass fraction at different total temperature

使节流过程中己烷过饱和度减小，凝结总量和自发凝结量都减小。自发凝结需要很高的过饱和度，过饱和度减小时，自发凝结量急剧减小，自发凝结所占比重也减小。

3.3.4 总温的影响 保持初始颗粒半径 1.0×10^{-8} m，初始颗粒浓度 5.0×10^{13} kg^{-1} ，背压比 0.45 不变，总温分别取 272、275、277 K，计算结果如图 20~图 22 所示。由图中可以看出，总温的微小波动使己烷的凝结参数发生了很大的变化。总温升高，节流时己烷蒸气的过饱和度减小，导致自发凝结量和凝结总量都减小。自发凝结的比重也随着总温升高而减小。

4 结论

本文采用自发凝结和异质凝结流动统一的数值模型，研究了节流阀内己烷的节流凝结规律以及不同因素对凝结过程的影响，得到以下结论：

(1) 己烷在节流阀内凝结时间很短，节流后很短距离内即凝结，节流孔出口凝结基本结束；

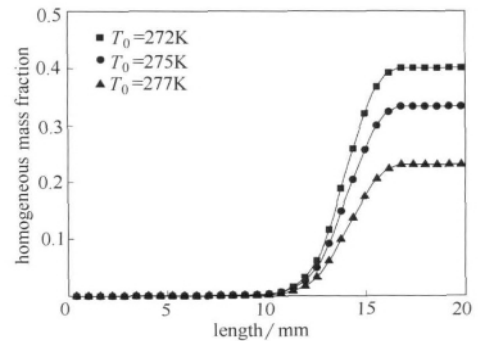


图 22 不同总温下的自发凝结质量分数分布

Fig. 22 Distribution of homogeneous condensate mass fraction at total temperature

(2) 己烷自发凝结需要很高的过饱和度，当外界核心的颗粒半径和浓度达到一定数值，异质凝结较显著时，会抑制自发凝结的发生，初始颗粒半径和浓度越大，自发凝结量越小；

(3) 背压比和总温增大时，凝结总量减小，自发凝结比重也减小。

References

- [1] Alfyorov V, Bagirov L, Dmitriev L, Feygin V, Imayev S, Lacey J R. Supersonic nozzle efficiently separates natural gas components [J]. *Oil & Gas Journal*, 2005, **103** (20): 53-58
- [2] Okimoto F T, Brouwer J B. Supersonic gas conditioning [J]. *World Oil*, 2002, **223** (8): 89-92
- [3] Luijten C C M, Van Hooy R G P, Janssen J W F, Van Dongen M E H. Multicomponent nucleation and droplet growth in natural gas [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1998, **109** (9): 3553-3558
- [4] Peeters P. Nucleation and condensation in gas-vapor mixtures of alkanes and water [D]. The Netherlands: Eindhoven University of Technology, 2002
- [5] Looijmans K. Homogeneous nucleation and droplet growth in the coexistence region of *n*-alkane/methane mixtures at high pressures [D]. The Netherlands: Eindhoven University of Technology, 1995
- [6] Luijten C. Nucleation and droplet growth at high pressure [D]. The Netherlands: Eindhoven University of Technology, 1998
- [7] Luo Xisheng, Lamanna G, Holten A P C, Van Dongen M E H. Effects of homogeneous condensation in compressible flows: Ludwig-tube experiments and simulations [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, **572**: 339-366
- [8] Gerber A G. Two-phase Eulerian/Lagrangian model for nucleating steam flow [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2002, **124**: 465-475
- [9] Tanaka M, Mastuo S, Setoguchi T, Kim H D. Effects of heterogeneous condensation on the transonic flow fields on a bump model [J]. *Journal of Thermal Science*, 2005, **14** (1): 34-40
- [10] White A J, Young J B. Time-marching method for the prediction of two-dimensional, unsteady flows of condensing steam [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1993, **9** (4): 579-587
- [11] Gyarmathy G. The spherical droplet in gaseous carrier streams: review and synthesis [J]. *Multiphase Science and Technology*, 1982, **1** (1/2/3/4): 99-279
- [12] Young J B. Two-dimensional, nonequilibrium, wet-steam calculations for nozzles and turbine cascades [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1992, **114** (3): 569-579
- [13] Wróblewski W, Dykas S, Gepert A. Steam condensing flow modeling in turbine channels [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2009, **35** (6): 498-506
- [14] Barschdorff D. Verlauf der Zustandsgrößen und gasdynamische Zusammenhänge bei der spontanen Kondensation reinen Wasserdampfes in Lavaldüsen [J]. *Forschung im Ingenieurwesen*, 1971, **37** (5): 146-157
- [15] Dykas S. Numerical calculation of the steam condensing flow [J]. *TASK Quarterly*, 2001, **5** (4): 519-535