

DOI: 10.3901/JME.2011.16.133

正戊烷节流凝结规律研究*

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 西安 710049)

摘要: 节流分离法是天然气脱水脱烃处理中常用的技术, 了解天然气节流过程中的凝结规律有非常重要的意义。研究天然气凝析液中含量较多的正戊烷组分的凝结规律, 基于正戊烷的凝结特点建立自发凝结和异质凝结流动统一的数值模型, 对正戊烷气体在节流阀内的节流凝结过程进行数值模拟。数值计算结果表明节流时不足以达到正戊烷自发凝结的临界过饱和度, 节流阀内只发生异质凝结。正戊烷在节流孔入口即凝结, 凝结时间很短, 在节流孔内凝结基本完成。研究发现异质凝结时外界核心的初始颗粒半径, 初始颗粒浓度和背压比等因素对凝结性质有很大影响。初始颗粒半径和浓度增加时, 液滴生长速度减缓, 但节流孔出口的凝结液滴质量增大。背压比增加使凝结液滴的生长速率, 液滴尺寸和和凝结质量同时减小。

关键词: 节流 正戊烷 异质凝结

中图分类号: TE866

Investigation of Condensation Characteristics of n-pentane in Throttling Flow

LÜ Xiaofei CHANG Chun BAI Bofeng

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

Abstract: Throttling separation method is a commonly used gas processing technology, research of condensation characteristics of natural gas is very meaningful. n-pentane is one of the major components in the natural gas liquid. The condensation process of n-pentane in the throttling process is researched using the Eulerian-Eulerian method. According to the condensation characteristics of n-pentane, uniform homogeneous and heterogeneous condensation model in throttling flow is set up. The heterogeneous condensation of n-pentane vapor takes place on foreign nuclei. From the result it is found that the homogeneous condensation of n-pentane can't occur until critical supersaturation ratio is attained in the throttle, thus heterogeneous condensation plays a dominant role in the condensation process which is completed in a very short time. The initial radius, concentration of the condensation nuclei and the back pressure ratio have a strong effect on the condensation properties of n-pentane. With increase of the initial radius and concentration of the nuclei, the condensation time gets shorter, and the droplet growth rate becomes slow but the total condensation mass increases. As the back pressure ratio increases, droplet growth rate, the total condensation mass and droplet radius reduce simultaneously.

Key words: Throttling n-pentane Heterogeneous condensation

0 前言

为了防止天然气输送过程中液体析出对管线造成腐蚀和堵塞, 在天然气进入输送管线之前需要进行脱水脱烃处理。节流分离法操作弹性大, 工艺流程和设备简单, 维护方便, 是天然气脱水脱烃处理方法中的主流技术。节流过程中通过节流效应实现膨胀制冷, 使水蒸气和部分烃类冷却至水露点和

烃露点温度以下, 凝结析出, 之后通过下游分离器与主气分离。凝结过程是其中非常重要的环节, 凝结液滴的尺寸和数量与后续分离过程中的分离效率等密切相关, 并最终影响输运管线中天然气的露点温度, 因此了解节流过程中天然气的凝结规律有重要的指导意义。

天然气组分繁多, 各组分的凝结性质等存在较大差异。水和重烃组分在流场中比较容易自发凝结, 而较轻的烃类组分由于饱和温度较低^[1], 很难达到自发凝结需要的过饱和度, 不易自发凝结。在实际的工业过程中, 来流天然气中含有大量的水合物化

* 国家自然科学基金资助项目(50821064)。20110112 收到初稿, 20110401 收到修改稿

学抑制剂等,可作为凝结核心使天然气在来流颗粒表面成核生长,发生异质凝结。目前为止国内外对天然气凝结方面的研究大多针对水蒸气和重烃组分的成核和液滴生长^[2-7],在理论和试验方面都有了一定的发展^[3-8],但对于天然气中含量较多的轻烃组分,其凝结规律的研究还比较匮乏。

戊烷是天然气中含量较多的轻烃组分,在节流后的凝析液中也占有较大的比例。根据戊烷的物理性质,凝结过程中戊烷大部分发生异质凝结,为充分考虑自发凝结的影响,本文从戊烷的三种同分异构体中选择了自发凝结概率较大的正戊烷(饱和蒸气压较低)作为研究对象,建立了自发凝结和异质凝结流动统一的数值模型,研究了节流阀内正戊烷的节流凝结特性以及不同因素对凝结过程的影响。

1 几何模型

节流阀结构如图 1 所示,气流由入口通道进入到节流阀内的圆柱腔内,经圆柱腔上的节流孔流入外部环形空间,实现节流。对图 1 所示的节流阀进行简化,建立了三维几何模型,节流孔截面的剖面图如图 2 所示。节流孔的长度为 10 mm,环形空间的宽度 10 mm。

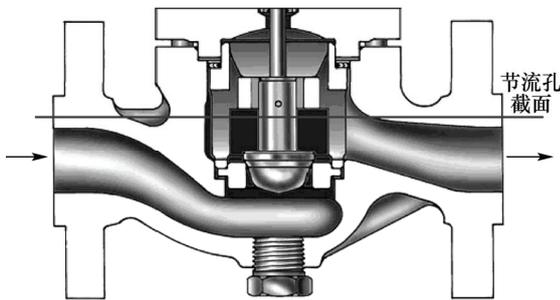


图 1 某型号节流阀结构示意图(阀关闭)

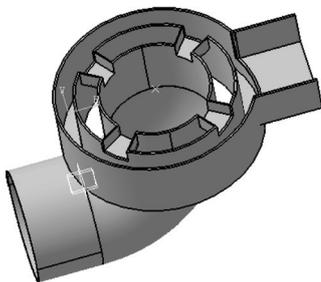


图 2 节流孔截面剖视图

2 数值计算模型

欧拉—拉格朗日方法在三维情况下流线位置很难求准,而欧拉—欧拉方法在三维复杂流场的计

算中具有一定优势^[9],因此本文采用欧拉—欧拉方法建立了正戊烷自发凝结和异质凝结流动统一的三维流动数值模型。控制方程的推导主要基于以下假设:凝结过程中只考虑正戊烷气体的凝结;忽略气体与液滴之间的滑移;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;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。

气相控制方程如下

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

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

$$\frac{\partial \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho_g E_g + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa_{\text{eff}} \frac{\partial T_g}{\partial x_j} \right) - \dot{m} H_p \quad (3)$$

式中, p 为气相压力; T_g 为气相温度; ρ_g 、 u_i 、 u_j 、 E_g 分别是气相密度、速度和总能; μ_{eff} 为有效粘度; κ_{eff} 为有效热导率; H_p 为液相焓; \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。

计算时将气相简化为甲烷和正戊烷气体的混合物,正戊烷气体含量很少时用甲烷气体物性代替混合物性,采用美国国家标准与技术学会实际气体模型

$$p = Z \rho_g R_g T_g \quad (4)$$

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

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

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

式中, Z 、 R_g 分别为气相压缩因子和气体常数; \dot{m}_{hom} 和 \dot{m}_{het} 分别为自发凝结速率和异质凝结质量速率; N_{hom} 为自发凝结液滴数; N_{het} 为异质凝结液滴数; J 为成核率; dr_{hom}/dt 、 dr_{het}/dt 分别为自发凝结和异质凝结液滴生长率; r_{hom} 和 r_{het} 分别为自发凝结和异质凝结的液滴半径^[10]

$$r_{\text{hom}} = \sqrt[3]{3Y_{\text{hom}}/(4\pi\rho_l N_{\text{hom}})} \quad (8)$$

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

式中, r_{ini} 为外界核心的初始颗粒半径, Y_{hom} 、 Y_{het} 分别为自发凝结和异质凝结湿度。

为计算液相参数分布,添加了三个液相方程

$$\frac{\partial(\rho_g N_{\text{hom}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g N_{\text{hom}} u_j) = J \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\rho_g Y_{\text{hom}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g Y_{\text{hom}} u_j) = \dot{m}_{\text{hom}} \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho_g Y_{\text{het}})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g Y_{\text{het}} u_j) = \dot{m}_{\text{het}} \quad (12)$$

目前针对正戊烷成核率的研究还比较少，本文采用应用较广的经典成核率公式^[11]

$$J = \frac{q_c}{1 + \theta} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m^3}} \frac{\rho_v^2}{\rho_l} \exp\left(-\frac{4\pi r_c^2 \sigma}{3k_B T}\right) \quad (13)$$

式中， ρ_v 、 ρ_l 分别是蒸气密度和液体密度； k_B 为波尔兹曼常数； σ 为表面张力； m 为分子质量； q_c 为凝结系数； r_c 为临界成核半径； θ 为非等温修正系数

$$\theta = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \frac{h_{fg}}{R_v T} \left(\frac{h_{fg}}{R_v T} - \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

$$r_c = \frac{2\sigma}{\rho_l R_v T \ln S} \quad (15)$$

式中， R_v 为蒸气的气体常数； h_{fg} 为汽化潜热； γ 为比热比； S 为自发凝结的过饱和度，表示为凝结气体的分压力 p_v 和当地温度下饱和压力 p_s 之比

$$S = \frac{p_v}{p_s} \quad (16)$$

节流阀内流动压力较高，所以正戊烷的状态方程采用适用于天然气成分的 BWRS 方程^[12]

$$p_v = \rho_v R_v T + \left(BR_v T - A - \frac{C}{T^2} + \frac{D}{T^3} - \frac{E}{T^4} \right) \rho_v^2 + \left(bR_v T - a - \frac{d}{T} \right) \rho_v^3 + \alpha \left(a + \frac{d}{T} \right) \rho_v^6 + \frac{c\rho_v^3}{T^2} (1 + \gamma \rho_v^2) \exp(-\gamma \rho_v^2) \quad (17)$$

式中， A 、 B 、 C 、 D 、 E 、 a 、 b 、 c 、 d 、 α 、 γ 分别为 BWRS 方程的 11 个参数。

自发凝结和异质凝结的液滴生长率 dr/dt 计算采用相同的形式^[13-14]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{p_v - p_{s,r}}{\rho_l \sqrt{2\pi R_v T}} \quad (18)$$

式中， $p_{s,r}$ 为液滴饱和蒸气压。

自发凝结和异质凝结的饱和蒸气压分别为^[10]

$$p_{s,r\text{hom}} = p_{s,\infty} \exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_l R_v T r_{\text{hom}}}\right) \quad (19)$$

$$p_{s,r\text{het}} = p_{s,\infty} \exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_l R_v T r_{\text{het}}}\right) \quad (20)$$

式中， $p_{s,\infty}$ 为平面饱和蒸气压。

在上述模型的基础上，应用 Fluent 软件进行数值计算，3 个液相方程通过用户自定义标量实现，气相方程和液相方程的源项以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。

3 模型验证

由于缺乏节流阀中凝结流动的试验数据，对研究较多，且流动行为部分相似的 Laval 喷管内自发凝结和异质凝结流动分别进行了模型验证。喷管的几何形状以及流动参数试验值取自文献[15]，计算工质为湿蒸汽，入口总压为 0.785 MPa，入口总温 380.55 K，出口为超音速流动。图 3 为喷管内只自发凝结时沿轴线的压比分布计算结果和试验结果对比图。 p 、 p_0 分别为静压与总压。可以看出本文模型很好地预测了自发凝结起始点的位置，捕捉到了凝结潜热的突然释放引起的凝结冲波，与试验结果吻合较好。由于缺乏异质凝结的试验数据，将本文计算结果与文献[16]的计算结果进行了比较，如图 4 所示。可以看出采用的异质凝结模型与文献计算结果比较吻合，由于异质凝结时流动处于平衡态附近，凝结冲波基本消失。

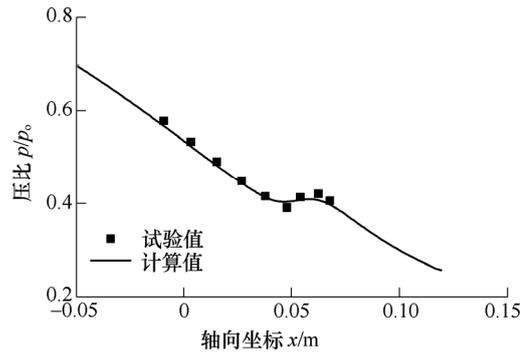


图 3 自发凝结沿轴向压比分布图

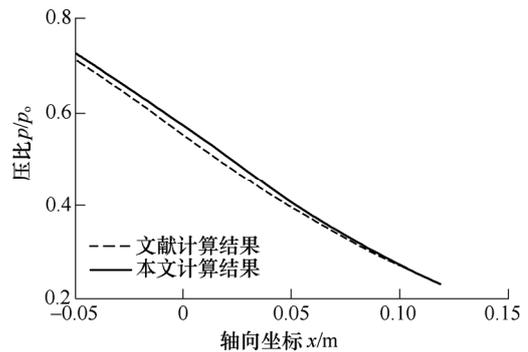


图 4 异质凝结沿轴向压比分布图

4 计算结果分析与讨论

对图 2 所示的节流阀进行数值模拟，根据节流阀内流动特点，采用结构化的六面体网格进行分块网格划分，对节流孔附近进行局部加密，进行网格

无关验证后确定网格数目为 431 149。

节流阀进口总压为 3.9 MPa，进口总温 272 K，计算工质为甲烷和正戊烷的混合物，正戊烷的初始摩尔分数为 0.17%。初步计算后发现正戊烷自发凝结量很少，与异质凝结相比可以忽略，因此只考虑了异质凝结影响因素进行正戊烷的凝结规律研究。计算了不同初始颗粒半径，不同初始颗粒浓度和不同背压比下的正戊烷凝结性质。为分析方便，取节流孔中心轴线上的参数进行研究，定义节流孔入口上游 5 mm 处的坐标为 0 点，参数分布区域截取到节流孔出口下游 5 mm 处，总长度为 20 mm。

4.1 初始颗粒半径的影响

外界核心浓度 N_{het} 保持 $1.0 \times 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ 不变，初始颗粒半径分别取 $0.01 \mu\text{m}$ 、 $0.05 \mu\text{m}$ 、 $0.10 \mu\text{m}$ 和 $0.50 \mu\text{m}$ ，计算结果如图 5~8 所示。相对湿度为凝结液滴湿度与全部凝结时的最大液滴湿度的比值。

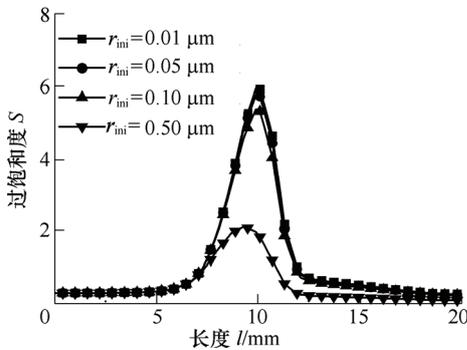


图 5 不同颗粒半径下的过饱和度分布

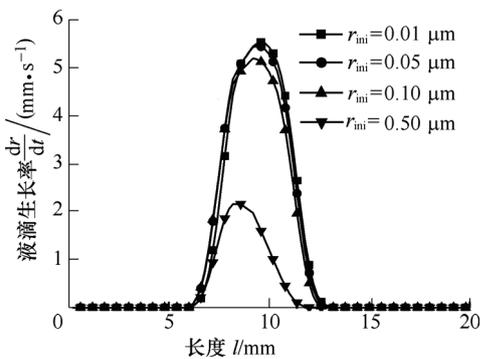


图 6 不同颗粒半径下的液滴生长率分布

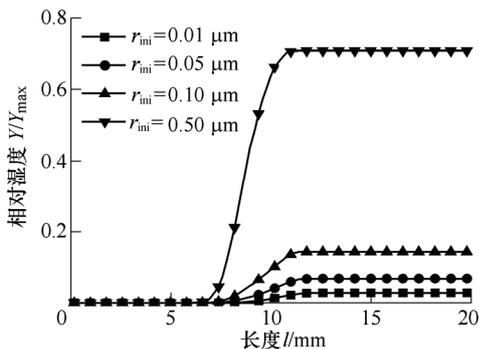


图 7 不同颗粒半径下液滴相对湿度分布

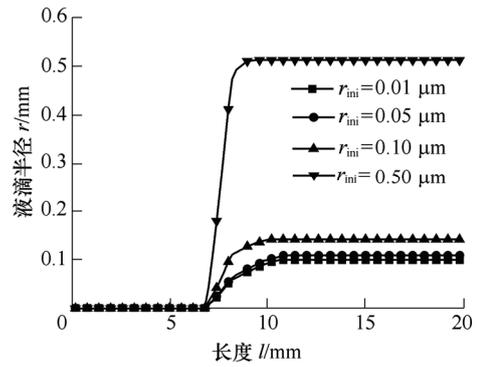


图 8 不同颗粒半径下液滴半径分布

由图 5~8 可以看出，节流过程中发生异质凝结时达到的临界过饱和度比较小，说明异质凝结在较小的过饱和度下即可发生，需要跨越的能量障碍较低。在距节流孔入口很短的距离内，即达到正戊烷异质凝结的过饱和度，此时凝结开始。凝结时间很短，在节流孔内凝结基本完成。随着初始颗粒半径的增大，正戊烷蒸气分子与凝结核心碰撞的机会增加，凝结液滴的尺寸增大，凝结量增加，导致蒸气的过饱和度减小，液滴生长速度减缓，凝结时间缩短。

4.2 颗粒浓度的影响

给定初始颗粒半径 $1.0 \times 10^{-8} \text{ m}$ ，颗粒浓度 N_{het} 分别取 $1.0 \times 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ 、 $1.0 \times 10^{15} \text{ kg}^{-1}$ 、 $5.0 \times 10^{15} \text{ kg}^{-1}$ 和 $1.0 \times 10^{16} \text{ kg}^{-1}$ ，凝结参数分布如图 9~12 所示。

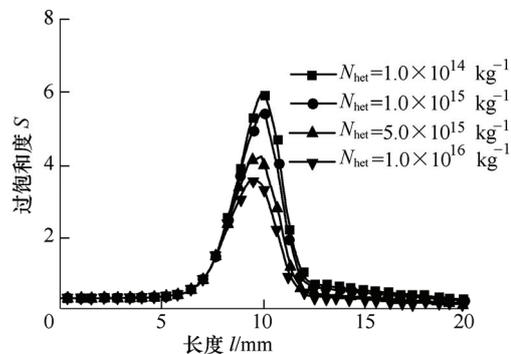


图 9 不同颗粒浓度下的过饱和度分布

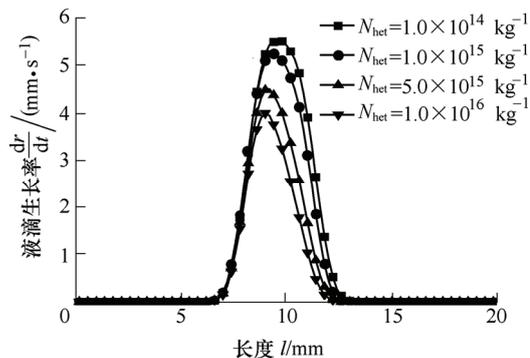


图 10 不同颗粒浓度下的液滴生长率分布

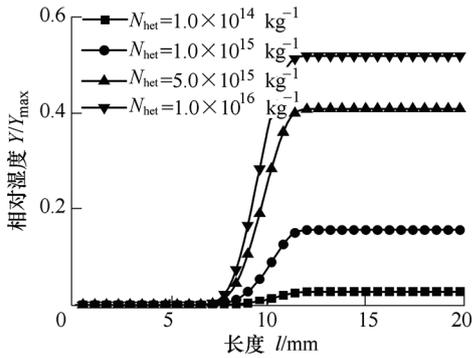


图 11 不同颗粒浓度下的液滴相对湿度分布

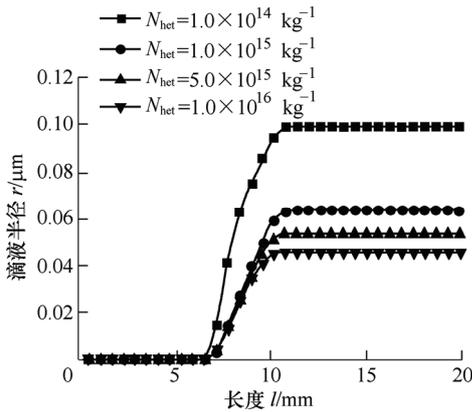


图 12 不同颗粒浓度下的液滴半径分布

从图 9~12 中可以看出，外界核心的浓度增加时，由于可供凝结的核心增加正戊烷蒸气在大量的凝结核心表面成核生长，最终凝结的液滴量增加，凝结时的过饱和度减小。凝结核心的增加使液滴的生长速度减小，凝结时间缩短，导致最终液滴尺寸减小。当初始颗粒浓度小于 $1.0 \times 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ 时，凝结量很小，异质凝结不显著。

4.3 背压比的影响

保持初始颗粒半径 $1.0 \times 10^{-7} \text{ m}$ ，初始颗粒浓度 $1.0 \times 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ 不变，改变背压比分别为 0.40、0.45、0.50 和 0.55，计算结果如图 13~16 所示， p_b 为出口背压。

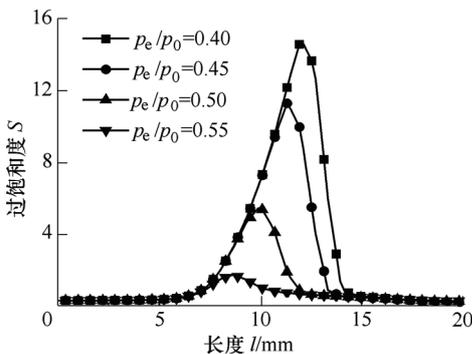


图 13 不同背压比下的过饱和度分布

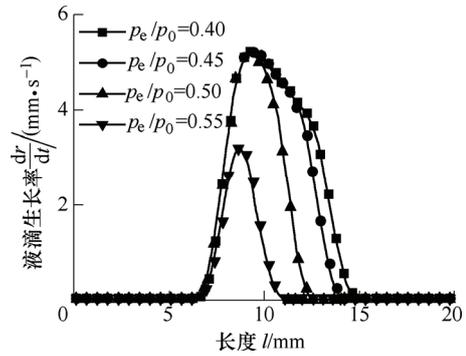


图 14 不同背压比下的液滴生长率分布

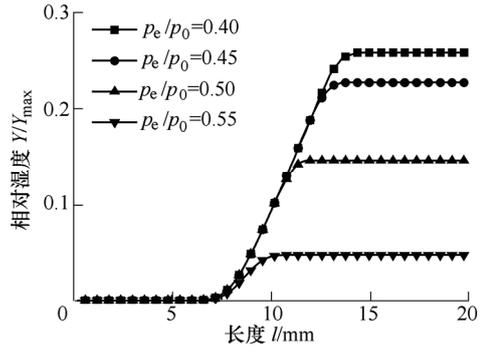


图 15 不同背压比下的液滴相对湿度分布

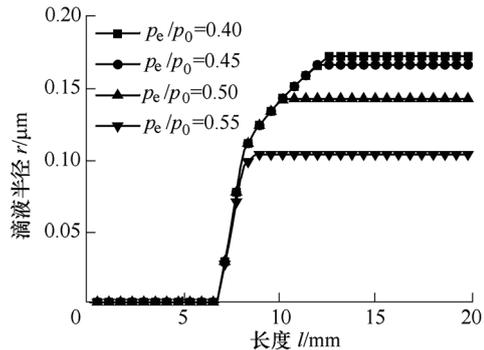


图 16 不同背压比下的液滴半径分布

从图 13~16 可以看出，背压比较小时，正戊烷在节流过程中达到了比较高的过饱和度(14.6)，但此时仍不能发生自发凝结(自发凝结量仅占 0.1%，可以忽略不计)，说明此时的过饱和度仍不足以跨越正戊烷自发凝结的自由能障碍，正戊烷只有在很高的过饱和度下才能发生显著的自发凝结。随着背压比的增大，液滴生长时间缩短，液滴生长速度减小，在凝结核心的初始颗粒半径和浓度相同的情况下，节流孔出口的液滴最终半径和凝结质量减小。

5 结论

- (1) 正戊烷异质凝结在节流孔入口即发生，凝结时间很短，在节流孔内基本完成。
- (2) 正戊烷自发凝结需要较高的过饱和度，节流过程中很难达到正戊烷自发凝结的临界过饱和

度, 只发生异质凝结。

(3) 随着初始颗粒半径和浓度的增加, 过饱和度减小, 液滴生长速度减缓, 凝结时间缩短, 节流孔出口的最终液滴凝结量增大。背压比增大时液滴生长时间缩短, 液滴生长速度, 最终液滴尺寸和凝结量都减小。

参 考 文 献

- [1] MENON S. Hydrocarbon droplet condensation in a convergent-divergent nozzle[R]. Atlanta, GA: School of Aerospace Engineering Georgia Institute of Technology, 2002.
- [2] OKIMOTO F T, BROUWER J M. Supersonic gas conditioning [J]. World Oil, 2002, 223(8): 89-92.
- [3] 张冬阳, 刘建军, 蒋洪德. 非平衡态湿蒸气流动的过渡函数数值模拟方法[J]. 机械工程学报, 2002, 38(10): 24-27.
ZHANG Dongyang, LIU Jianjun, JIANG Hongde. Transition function method of numerical simulation for nonequilibrium steam condensation flow[J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2002, 38(10): 24-27.
- [4] ALFYOROV V, BAGIROV L, DMITRIEV L, et al. Supersonic nozzle efficiently separates natural gas components [J]. Oil & Gas Journal, 2005, 103(20): 53-58.
- [5] PEETERS P. Nucleation and condensation in gas-vapor mixtures of alkanes and water[D]. The Netherlands: Eindhoven University of Technology, 2002.
- [6] 费继友, 李瑜, 李亮. 水蒸气与正壬烷气体的三相凝结流动数值分析[J]. 石油化工高等学校学报, 2008, 21(3): 1-4.
FEI Jiyu, LI Yu, LI Liang. Numerical analysis on the three-phase flow with condensation of CH_4 , H_2O and $n\text{-C}_9\text{H}_{20}$ [J]. Journal of Petrochemical Universities, 2008, 21(3): 1-4.
- [7] BERGMANN D, GHOSH D, STREY R, et al. Homogeneous nucleation of a homologous series of n-Alkanes in a supersonic nozzle [J]. Nucleation and Atmospheric Aerosols, 2007: 255-259.
- [8] LUIJTEN C C M. Nucleation and droplet growth at high pressure[D]. The Netherlands: Eindhoven University of Technology, 1998.
- [9] GERBER A G, KERMANI M J. A pressure based Eulerian-Eulerian multi-phase model for non-equilibrium condensation in transonic steam flow [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(10-11): 2217-2231.
- [10] TANAKA M, MASTUO S, SETOGUCHI T, et al. Effects of heterogeneous condensation on the transonic flow fields on a bump model [J]. Journal of Thermal Science, 2005, 14(1): 34-40.
- [11] 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.
- [12] 吴玉国, 陈保东. BWRS 方程在天然气物性计算中的应用[J]. 油气储运, 2003, 22(10): 16-21.
WU Yuguo, CHEN Baodong. Application of BWRS equation in natural gas property calculation [J]. Oil & Gas Storage and Transportation, 2003, 22(10): 16-21.
- [13] HEILER M. Instationäre Phänomene in homogen/heterogen kondensierenden Düsen- und Turbinenströmungen [D]. Karlsruhe: Universität Karlsruhe, 1999.
HEILER M. Unsteady phenomena of homogeneous/heterogeneous condensation in nozzle and turbine flow [D]. Karlsruhe: University of Karlsruhe, 1999.
- [14] ADAM S. Numerische und experimentelle Untersuchung instationärer Düsenströmungen mit Energiezufuhr durch homogene Kondensation [D]. Karlsruhe: Universität Karlsruhe, 1996.
ADAM S. Numerical and experimental investigation of unsteady nozzle flow with energy supplied by homogeneous condensation [D]. Karlsruhe: University of Karlsruhe, 1996.
- [15] 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.
BARSCHDORFF D. Correlations of state variables and gasdynamic processes in the spontaneous condensation of pure water vapor in Laval nozzles [J]. Research in Engineering, 1971, 37(5): 146-157.
- [16] DYAKS S. Numerical calculation of the steam condensing flow [J]. TASK Quarterly, 2001, 5(4): 519-535.

作者简介: 吕孝飞, 女, 1985 年出生, 博士研究生。主要研究方向为天然气凝结流动。

E-mail: lvxf.85@stu.xjtu.edu.cn

白博峰(通信作者), 男, 1971 年出生, 博士, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为多相流动与传热传质。

E-mail: bfbai@mail.xjtu.edu.cn