

可压缩气体中粘性液体射流分裂与雾化机理

严 春 吉^{*1,2}

(1. 大连海事大学 轮机工程学院, 辽宁 大连 116026;

2. 大连理工大学 能源与动力工程学院, 辽宁 大连 116024)

摘要: 采用空间线性稳定性分析方法对可压缩气体中的三维粘性液体射流分裂与雾化机理进行了研究, 得到了具有普遍三维扰动形式的、描述射流自由表面扰动发展的色散关系. 影响射流分裂与雾化的参数有 Reynolds 数、Weber 数、气液密度比及气体介质相对于射流运动参考系的 Mach 数. Reynolds 数、气液密度比和 Mach 数在射流分裂与雾化过程中总是起着不稳定性的作用. Weber 数的作用较复杂, 当 Weber 数较小时, 气液界面上的扰动增长率随着它的增大而减小; 当 Weber 数较大时, 它在射流分裂与雾化过程中起着不稳定性的作用.

关键词: 射流; 分裂与雾化; 稳定性; 可压缩性

中图分类号: TK401 **文献标志码:** A

0 引 言

气体介质中的液体射流是自然界和工程中大量存在的现象, 对其机理的研究具有重要理论意义和工程应用背景, 所以这一领域一直受到人们的重视^[1~6], 但是目前大部分研究都没有考虑气体可压缩性的作用. Zhou 等^[7]考虑到气体的可压缩性, 对无粘液体射流分裂与雾化过程建立了三维模型, 但对射流过程的稳定性分析是二维的. 本文对可压缩气体中的粘性液体射流分裂与雾化过程建立三维数学模型并对该模型进行求解, 最后对射流稳定性的空间模式进行分析.

1 射流稳定性分析

考虑到粘性不可压缩液体通过圆孔喷嘴射入无粘可压缩静止气体中的情况, 设液体的运动粘度为 ν ; 液体和气体密度分别为 $\bar{\rho}_l$ 、 $\bar{\rho}_g$; 气液界面表面张力为 σ . 柱坐标系 (r, θ, z) 下, 假定液体射流方向与 z 轴方向相反, 喷嘴半径为 a . 射流基本状态满足 $\bar{\mathbf{U}}_1 = (0 \ 0 \ -U)$, $\bar{\mathbf{U}}_2 = (0 \ 0 \ 0)$, $\bar{p}_1 - \bar{p}_2 = \frac{\sigma}{a}$. 对射流控制方程即 N-S 方程进行扰动分析、线性化及量纲一化后可得如下形式的线性量

纲一化射流扰动控制方程:

$$\delta_{2j} \frac{\partial \bar{\rho}_j}{\partial t} = \bar{\rho}_j \nabla \cdot \mathbf{V}_j \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_j}{\partial t} - \delta_{1j} \frac{\partial \mathbf{V}_j}{\partial z} = -\frac{1}{Q_j} \nabla p_j + \frac{\delta_{1j}}{Re} \nabla^2 \mathbf{V}_j \quad (2)$$

其中下标 $j = 1, 2$ 分别指液相和气相物理量, $Q_j = 1$. 对液相有 $j = 1$, $\delta_{11} = 1$; 对气相有 $j = 2$, $\delta_{12} = 0$.

此外还假定气体介质为理想气体, 扰动在气体中的传播为一可逆绝热过程. 于是有如下量纲一的关系式:

$$\frac{\partial p_2}{\partial \rho_2} = \frac{1}{Ma^2} \quad (3)$$

其中各量纲一的数定义如下:

Reynolds 数 $Re = \frac{Ua}{\nu}$, 气液密度比 $Q = Q_2 = \bar{\rho}_2 / \bar{\rho}_1$, 气体介质相对于射流运动参考系的马赫数 $Ma = U/c$.

根据正则模态法, 假设扰动具有如下形式的解:

$$(\mathbf{V}_j; p_j; \eta) = (\mathbf{V}_{j0}(r); p_{j0}(r); \eta_0) \times \exp[\alpha t + i(kz + m\theta)] \quad (4)$$

式中: $\mathbf{V}_{j0}(r) = (V_{rj} \ V_{\theta j} \ V_{zj})$; η_0 为初始扰动振幅, 与喷嘴几何条件有关; $i = (-1)^{1/2}$; $k = k_r +$

收稿日期: 2007-01-13; 修回日期: 2008-03-27.

基金项目: 大连海事大学青年教师科研基金资助项目(DLMU-ZL-200710).

作者简介: 严春吉^{*} (1967-), 男, 在大连理工大学做博士后工作, 副教授, E-mail: yanchunji@hotmail.com.

ik_i, k_r 为实波数, k_i 为扰动的空间增长率; $\omega = \omega_r + i\omega_i$, ω_r 为扰动的空间增长率, ω_i 为扰动频率; 实数 m 为角向模数, 表征扰动的角向变化。

将式(4)代入方程(1)、(2)解液相扰动控制方程得

$$V_{r1} = \left[a_{11} I'_m(lr) + a_{12} \frac{m}{lr} I_m(lr) - \frac{Rek}{\lambda^2} \times d_{11} I'_m(kr) \right] \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (5)$$

$$V_{\theta 1} = i \left[a_{12} I'_m(lr) + a_{11} \frac{m}{lr} I_m(lr) - \frac{Re}{\lambda^2} \frac{m}{lr} \times d_{11} I_m(kr) \right] \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (6)$$

$$V_{z1} = i \left[a_{11} \frac{l}{k} I_m(lr) - \frac{Rek}{\lambda^2} d_{11} I_m(kr) \right] \times \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (7)$$

$$p_{10} = d_{11} I_m(kr) \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (8)$$

将式(4)代入方程(1)、(2)、(3)解气相扰动控制方程得

$$V_{r2} = -d_{22} \frac{s}{Q\omega} B'_m(sr) \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (9)$$

$$V_{\theta 2} = -d_{22} \frac{im}{Q\omega r} B_m(sr) \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (10)$$

$$V_{z2} = -d_{22} \frac{ik}{Q\omega} B'_m(sr) \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (11)$$

$$p_{20} = d_{22} B_m(kr) \exp[\omega t + i(kz + m\theta)] \quad (12)$$

这里 I_m, B_m 分别为第二型 m 阶修正 Bessel 函数, $l^2 = k^2 + \lambda^2$, $\lambda^2 = Re(\omega - ik)$, $s^2 = k^2 + Ma^2 \omega^2$ 。

显然当音速 $c = \infty$ 时, $Ma = 0$, $s = k$ 对应于气体是不可压缩的情形, 这与 Yi 等^[5] 的理论结果一致。

射流扰动控制方程的线性量纲一化边界条件为

$$\begin{cases} V_{rj} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \delta_{ij} \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ p_1 - p_2 = \frac{2}{Re} \frac{\partial V_{r1}}{\partial r} - \frac{Q}{We} \left[\eta + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} \right] \\ \frac{\partial V_{z1}}{\partial r} + \frac{\partial V_{r1}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial V_{r1}}{\partial \theta} + \frac{\partial V_{\theta 1}}{\partial r} - V_{\theta 1} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

至此又得到量纲一的数, 即 Weber 数, 其定义为

$$We = \frac{\rho_2 U^2 a}{\sigma}.$$

将 $(V_j; \rho_j; \eta)$ 的表达式代入边界条件(13)得到一含有关于 5 个未知数 $a_{11}, a_{12}, d_{11}, d_{22}$ 和 η 的 5 阶齐次线性代数方程组。由于这 5 个数不全为零, 该线性代数方程组的系数行列式必为零, 此即为所要推导的描述射流自由表面扰动发展的色散关系。在这里不妨用 $C(k, \omega, Re, We, Q, Ma, m) = 0$ 表示。

2 结果与讨论

本文对液体射流分裂与雾化机理的研究, 实际上就是在不同射流参数下, 对描述射流自由表面扰动发展的色散关系 $C(k, \omega, Re, We, Q, Ma, m) = 0$ 的求解问题。本文采用空间模式对色散关系进行求解, 即令复数 ω 的实部 $\omega_r = 0$ 的条件下, 求解方程 $C(k, \omega, Re, We, Q, Ma, m) = 0$ 的根。当复数 k 的虚部 $k_i > 0$ 时, η 将乘上因子 $e^{-k_i z}$, 故自由界面扰动振幅 η 将随射流方向增大(因射流方向与 z 轴反向, 沿射流方向 $z < 0$), 从而界面变得不稳定。

图 1 中(a)和(b)是马赫数 $Ma = 0.1$ 时, 即在小的气体可压缩性情况下, Reynolds 数 Re 对射流稳定性影响的计算结果; 图 1(c)和图 1(d)是 $Ma = 0.8$ 时大的气体可压缩性情况下 Re 对射流稳定性影响的计算结果。数值计算表明这两种情况下, 无论轴对称扰动增长率, 还是非轴对称扰动增长率均随着 Re 的增大而增大, 这说明 Re 在射流分裂与雾化过程都具有不稳定性的作用, 即在其他参数不变时通过增加 Re 可以促进射流分裂与雾化过程的进行。Reynolds 数的这一作用不难从其定义 $Re = Ua/\nu$ 发现, 这是由于液体粘性的作用耗散扰动能量的结果。此外, 从图 1(a)~(d)中不难看出, 无论马赫数较小还是较大时, Re 的变化对不稳定扰波波数的范围没有影响, 但是大马赫数时的不稳定扰动波的最大空间增长率及其相应的波数要比低马赫数时大得多, 这实际上与观测到的雾化现象是一致的。从马赫数 Ma 的定义可知, Ma 的增大意味着射流速度的增加, 当液体射流速度由低向高增大时, 雾化过程将会越来越剧烈, 这是由于射流速度的增加引起气液界面上扰动增长率增大的结果; 另外, 雾化过程主要是由短波长的扰动引起的, 随着射流速度的增大, 对雾化过程起主控作用的扰动波波长将会变短, 从而其相应的波数增大。

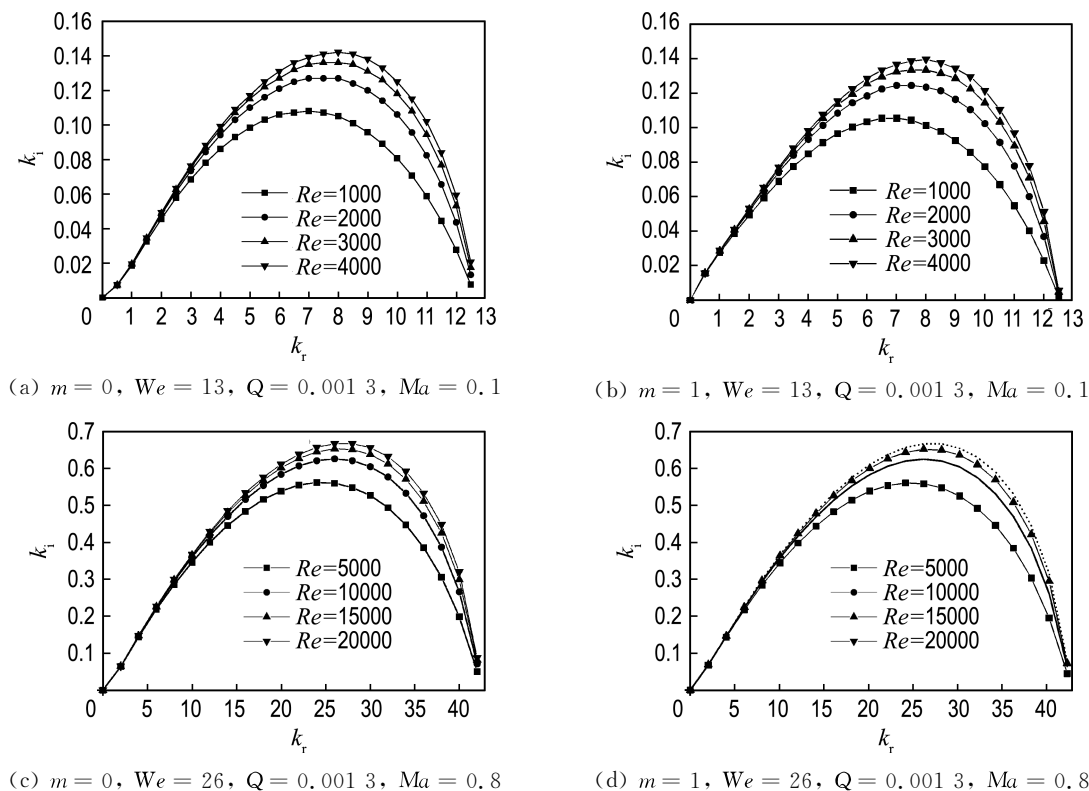
图1 Reynolds数 Re 对扰动增长率的影响

Fig. 1 Effect of Reynolds number on the growth rate

图2是在 $Ma = 0.1$ 的小马赫数和 $Ma = 0.8$ 的大马赫数情况下,对气液密度比 Q 在液体射流分裂与雾化过程中作用的计算结果,从图中不难看出无论哪种情况,轴对称扰动增长率和非轴对称扰动增长率都随 Q 的增大而明显增大. 这表明 Q 在射流分裂与雾化过程中起不稳定性的作用,即它促进了液体射流分裂与雾化过程的实现. 从 Q 的定义不难得出结论:在射流分裂与雾化过程中增大气体密度减小液体密度会有利于射流分裂与雾化过程的进行. 此外,在射流分裂与雾化过程中,不同的气体密度意味着不同的气动力的作用,气体的密度越大,则气动力越强,从而可知气动力在射流分裂与雾化过程中起着使气液界面扭曲变形的作用,它加强了扰动的不稳定性. 从图2还可发现气液密度比 Q 的变化对不稳定扰动波波数的范围没有影响.

图3是液体射流过程中,在 $Ma = 0.1$ 时小的气体可压缩性和 $Ma = 0.8$ 时大的气体可压缩性的情况下,Weber数 We 对扰动增长率影响的计算结果. 从图中可看出当 We 较大时,扰动增长率随 We 的增大而增大;当 We 较小时,扰动增长率随 We 的增大而减小. 这表明当 We 较大时,Weber

数具有不稳定性的作用; We 较小时它在射流的分裂破碎过程中起着稳定性作用. 根据 Weber 数的定义不难得出结论:当 We 较大时表面张力具有稳定性的作用;当 We 较小时表面张力的作用相反. 实际上在燃油高速射流雾化过程中相应的 We 较大,表面张力起着阻碍燃油分裂雾化的作用,而在 Weber 数较小的低速射流,如从小孔缓缓流下的水柱的分裂破碎过程中,其不稳定性主要是由表面张力的挤压收缩作用引起的.

图4是气体介质相对于射流运动参考系的马赫数 Ma 对射流稳定性影响的计算结果,从图中可看出,当气体介质相对于射流运动参考系的马赫数 $Ma = 0$ 时,扰动增长率最小. 随着气体介质相对于射流运动参考系的马赫数的增大,轴对称和非轴对称扰动增长率及波数范围均增大,当 Ma 较大时,扰动增长率及波数范围随 Ma 的增加而增大得更加明显. 由此可知,气体介质相对于射流运动参考系的马赫数 Ma 在射流分裂与雾化过程中起着不稳定性的作用. 由马赫数 Ma 的定义知,当气体中的音速 $c = \infty$ 时, $Ma = 0$,即气体为不可压缩流体时,射流气液界面上的扰动增长率最小,从而有结论:周围气体介质的可压缩性在液

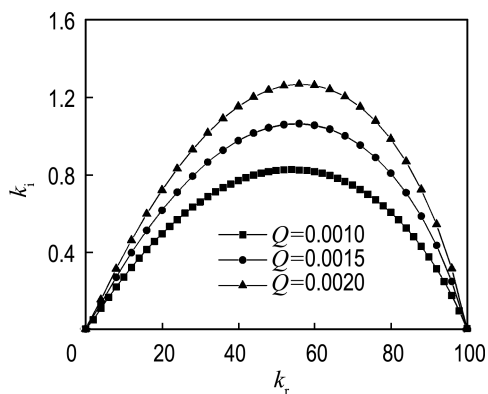
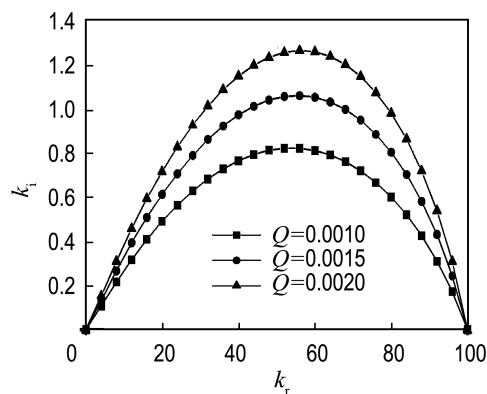
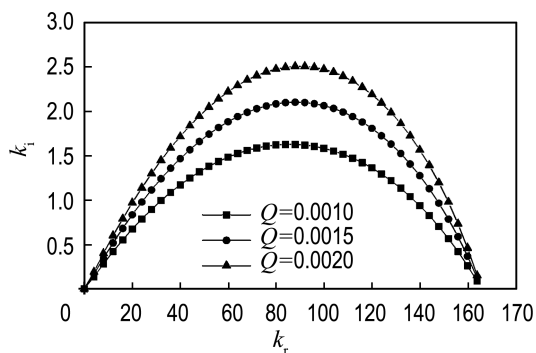
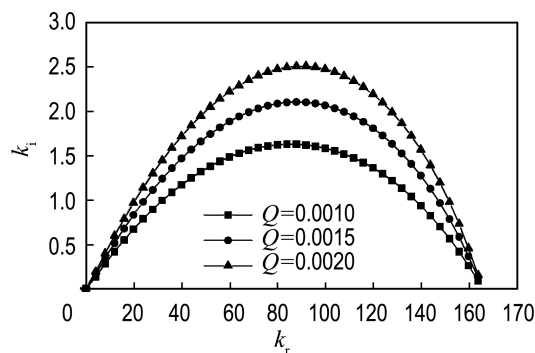
(a) $m = 0$, $Re = 10\,000$, $We = 100$, $Ma = 0.1$ (b) $m = 1$, $Re = 10\,000$, $We = 100$, $Ma = 0.1$ (c) $m = 0$, $Re = 10\,000$, $We = 100$, $Ma = 0.8$ (d) $m = 1$, $Re = 10\,000$, $We = 100$, $Ma = 0.8$ 图2 气液密度比 Q 对扰动增长率的影响

Fig.2 Effect of density ratio on the growth rate

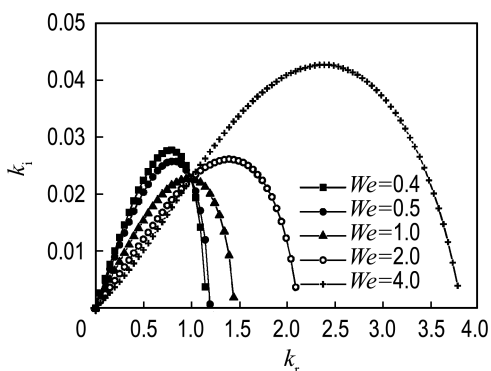
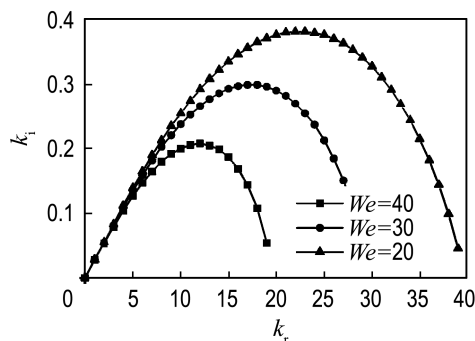
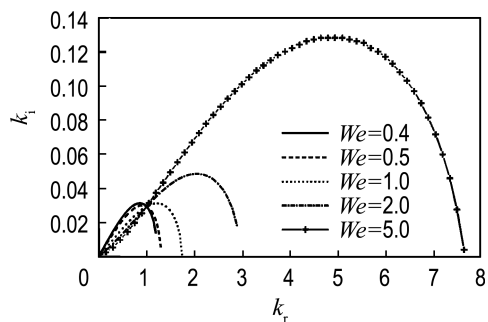
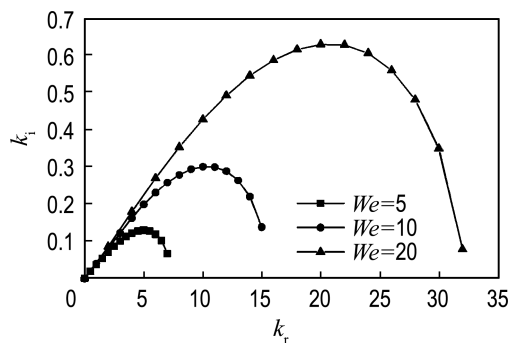
(a) $m = 0$, $Re = 500$, $Q = 0.002$, $Ma = 0.1$ (b) $m = 1$, $Re = 5\,000$, $Q = 0.001\,2$, $Ma = 0.1$ (c) $m = 0$, $Re = 2\,000$, $Q = 0.002$, $Ma = 0.8$ (d) $m = 1$, $Re = 15\,000$, $Q = 0.002$, $Ma = 0.8$

图3 Weber数对扰动增长率的影响

Fig.3 Effect of Weber number on the growth rate

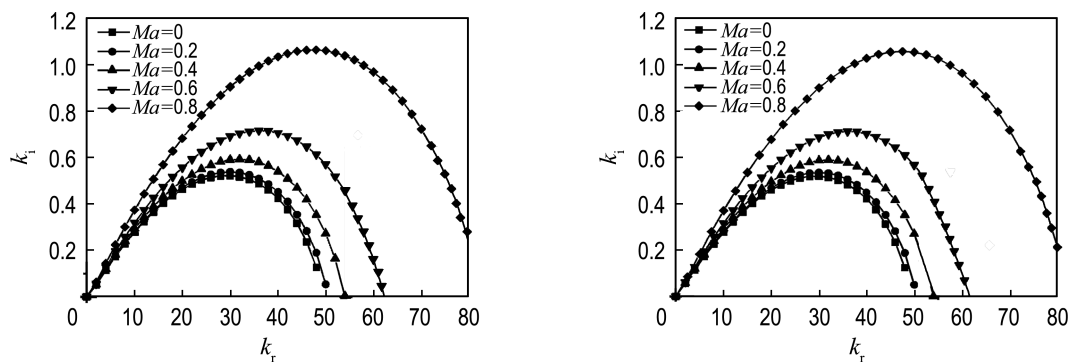
(a) $m = 0$, $Re = 10\,000$, $We = 50$, $Q = 0.001\,2$ (b) $m = 1$, $Re = 10\,000$, $We = 50$, $Q = 0.001\,2$ 图4 马赫数 Ma 对扰动增长率的影响

Fig. 4 Effect of Mach number on the growth rate

体射流分裂与雾化过程中具有不稳定性的作用,这与文献[7]的结果一致。

3 结 语

本文采用线性稳定性分析方法对可压缩气体中粘性液体射流的三维空间扰动增长率做了分析.影响扰动增长率的参数有 Reynolds 数 Re 、Weber 数 We 、气液密度比 Q 及气体介质相对于射流运动参考系的马赫数 Ma . Re 和 Q 在射流分裂与雾化过程中总是起着不稳定性的作用. Ma 在射流过程中具有不稳定性的作用,但当气体的可压缩性较大时,增加 Ma 会使扰动增长率和波数明显增大. We 的作用较复杂,当 We 较小时它具有稳定性的作用,但当 We 较大时,它对射流过程起着不稳定性的作用,它的增加能够极大地促进扰动波的增长。

参考文献:

- [1] REIZ R D, BRACCO F V. Mechanism of atomization of a liquid jet [J]. *Physics of Fluids*, 1982, **25**(10): 1730-1742
- [2] LIN S P, KANG D J. Atomization of a liquid jet [J]. *Physics of Fluids*, 1987, **30**(7): 2000-2006
- [3] LIN S P, LIAN Z W. Mechanisms of the breakup of liquid jets [J]. *AIAA Journal*, 1990, **28**(1): 120-126
- [4] LIAO Y, JENG S M, JOG M A, *et al.* The effect of air swirl profile on the instability of a viscous liquid jet [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, **424**: 1-20
- [5] YI S J, XIE M Z, CHEN B X. The breakup and atomization of a viscous liquid jet [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 1996, **12**(2): 122-134
- [6] 严春吉, 解茂昭, 殷佩海. 粘性气体中粘性液体射流分裂与雾化机理研究[J]. *空气动力学学报*, 2004, **22**(4): 422-426
- [7] ZHOU Z W, LIN S P. Absolute and convective instability of compressible jet [J]. *Physics of Fluids A*, 1992, **4**(2): 277-282

Breakup and atomization of viscous liquid jets in a compressible gas

YAN Chun-ji^{*1,2}

(1. Marine Engineering College, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China;

2. School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: The mechanisms of the breakup and atomization of a three-dimensional viscous liquid jet, which is injected into a compressible gas, are studied by using the method of spatial linear stability analysis. The dispersion relation is obtained which delineates the evolution of a general three-dimensional disturbance on the free surface. The primary parameters that govern the growth rates of the disturbances are the Reynolds number, the Weber number, density ratio which is a ratio of gas density to liquid density and the Mach number of the ambient gas with respect to the frame of reference moving jet. The Reynolds number, density ratio and the Mach number always tend to promote the instabilities of the liquid jets. The influences of the Weber number on the jet stabilities are complex. When the Weber number is in small region, the growth rates of the disturbances decrease with an increase of Weber number; while it is in large region, it promotes the disturbance growth rates of the liquid jets.

Key words: jet; breakup and atomization; stability; compressibility