

水下超声速气体射流线性稳定性研究^{*}

黄楠, 陈志华, 王争论

(南京理工大学 瞬态物理重点实验室, 江苏 南京 210094)

摘要: 水下超声速气体射流稳定性是水下推进、水下焊接技术研究的焦点领域。通过建立线性化小扰动气液混合流体控制方程, 开展水下超声速气体射流线性稳定性研究。控制方程的形式表明, 射流基本流分布(速度与浓度分布)、雷诺数、相对密度、相对粘度能够影响水下超声速气体射流稳定性。使用Chebyshev配置点法对控制方程进行求解。计算结果表明, 射流基本流分布以及相对密度是影响射流稳定性的主要因素。射流基本流分布越平缓, 射流最大扰动增长率越小; 相对密度越小, 即气液密度差越小, 射流最大扰动增长率越小。随雷诺数增大, 射流最大扰动增长率先减小后增大, 当雷诺数 $>10^5$ 时, 射流最大扰动增长率趋于常数。对不同相对粘度, 射流扰动增长率-特征波数曲线高度重合。同时分析了射流不同截面的稳定性特征, 计算结果表明, 随射流截面与喷管出口距离的增加, 最大扰动增长率减小。

关键词: 水下射流; 超声速气体射流; 线性稳定性; Chebyshev配置点法; 气液两相流

中图分类号: O358

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055(2021)03-0550-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.190747

Linear Stability of Underwater Supersonic Gas Jet

HUANG Nan, CHEN Zhi-hua, WANG Zheng-lun

(Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: Linear stability of underwater supersonic gas jet is the core field of underwater propulsion and underwater welding. The linearized small disturbance gas-liquid two-phase flow governing equations have been established to study the linear stability of underwater supersonic gas jet. The form of the governing equations indicate that the stability of underwater supersonic gas jet can be affected by the jet's velocity and concentration distribution, Reynolds number, relative density and relative viscosity. Chebyshev collocation point method has been used to solve the governing equations. The calculation results show that the velocity and concentration distribution of the jet and the relative density are the main factors affecting the stability of the jet. The more flat the velocity and concentration distribution of the jet, the smaller the maximum growth rate of the jet. The smaller the relative density, means the smaller the density difference between gas and liquid, the smaller the maximum growth rate of the jet. As the Reynolds number increases, the maximum growth rate of the jet decreases first and then increases.

^{*} 收稿日期: 2019-10-28; 修订日期: 2020-01-20。

基金项目: 装备预研船舶重工联合基金(6141B042802-39)。

作者简介: 黄楠, 博士生, 研究领域为水下高速推进。E-mail: nanhuang2011@163.com

通讯作者: 陈志华, 博士, 教授, 研究领域为智能变体飞行技术、智能弹道理论与技术、基于机器学习的CFD计算方法。
E-mail: chenzh@mail.njust.edu.cn

引用格式: 黄楠, 陈志华, 王争论. 水下超声速气体射流线性稳定性研究[J]. 推进技术, 2021, 42(3): 550-559.
(HUANG Nan, CHEN Zhi-hua, WANG Zheng-lun. Linear Stability of Underwater Supersonic Gas Jet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(3): 550-559.)

es. The maximum growth rate of the jet approaches a constant when the Reynolds number is greater than 10^5 . The jet maximum growth rate-wavenumber curves are highly coincident for different relative viscosities. The stability of different jet's cross-sections also has been analysed. The maximum growth rate of the jet decreases with increasing the distance from the nozzle, which is shown by the calculation.

Key words: Underwater jet; Supersonic gas jet; Linear stability; Chebyshev collocation point method; Gas-liquid two-phase flow

1 引言

水下超声速气体射流现象广泛存在于水下推进、水下焊接等诸多领域。高速气体射流与周围水介质相互作用,形成具有复杂波系结构的气水两相流动^[1-3],伴随周期不固定的脉动回击现象发生。

在针对底吹鼓风口的研究时,Aoki^[4]首次提出回击的概念,指出由于射流的卷吸作用所致的回击现象是造成喷口烧蚀的主要原因。Loth等^[5-7]针对水下湍流射流开展了大量的理论与实验研究,测量了水下射流轴线及不同断面的流速与气水浓度分布,指出射流存在高度自相似性,且随流量的增大,射流稳定性增强,射流的发展减缓。Linck等^[8-9]针对多种结构喷管进行燃气射流实验研究,指出存在临界韦伯数,将射流划分为气泡流态和射流态,且燃烧室压力脉动和射流脉动存在耦合现象。

张有为等^[10-11]使用球形气泡模型与边界元法对水下火箭工作特性进行了研究,指出水下火箭点火初期推力峰值是由于水的惯性导致。戚隆溪等^[12]采用与Loth相似的测试手段对欠膨胀射流的近场特性进行了实验测试,指出在水下射流初始段存在纯气相的核心区和由气水混合物构成的过渡区,气水间不存在清晰界面。王宝寿等^[13]使用燃气开展了水下高速射流实验。Tang等^[14-16],唐云龙等^[17-20]使用VOF模型对轴对称水下射流、重浮力条件下水下射流以及含相变过程水下射流开展了数值研究。Shi等^[21]使用3MPa压缩气体进行了水下超声速射流实验,指出激波与水介质的相互作用是引起射流脉动的主要因素。

目前国内外研究主要采用数值仿真与实验方法,主要关注于气泡生长过程与射流结构。Subramaniam等^[22]采用双流体小扰动线性稳定性方法研究了喷出液体中的可压缩气体射流的三维时间稳定性,即气体压缩性、液体粘性等对扰动增长率的影响,并作了全面分析。但对于水下高速射流,存在气液两相掺混区,且没有明确的气液界面,因此本文引入气相浓度分布参数,建立线化小扰动方程,对水下超声

速气体射流线性稳定性进行讨论。

2 方法

2.1 考虑气液混合的轴对称线化模型

水下超声速气体射流包含气水混合区,考虑气水两相混合,建立控制方程。由于在喷管出口附近,水下气体射流流速快,射流剪切形成的机械掺混强度高,忽略气水混合过程中的扩散现象以及浮力作用。由于水介质压缩性差且水下超声速射流水介质最高速度低,因此将水介质密度视为常数。在射流过程中,其轴向速度远大于径向速度,忽略径向流动,将流动视为无界平行流动。喷管没有设置旋转导流结构,忽略射流的绕轴旋转运动,方程简化为二维轴对称模型。

基于上述假设,可以得到考虑气液混合的射流控制方程组(1)

$$\begin{cases} \frac{\partial [\rho_a c + \rho_w (1 - c)]}{\partial t} + \nabla \cdot ([\rho_a c + \rho_w (1 - c)] \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \rho_a c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_a c \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = - \frac{1}{[\rho_a c + \rho_w (1 - c)]} \nabla p + \frac{[\mu_a c + \mu_w (1 - c)]}{[\rho_a c + \rho_w (1 - c)]} \nabla^2 \mathbf{u} \end{cases} \quad (1)$$

式中 ρ_a 为气体密度, ρ_w 为液体密度, c 为气液混合介质气体浓度, $\mathbf{u}$ 为气液混合介质速度, p 为气液混合介质压力。

对式(1)进行无量纲化处理,令无量纲速度 $\mathbf{u}' = \mathbf{u}/V$,无量纲时间 $t' = tV/L$,无量纲 $x' = x/L$,无量纲压力 $p' = (p - p_{\text{env}})/(\rho_w V^2)$,无量纲密度 $\rho' = (\rho - \rho_w)/\rho_w$,无量纲粘度 $\mu' = (\mu - \mu_w)/\mu_w$,其中, V 为特征速度, L 为特征长度, p_{env} 为环境压力,特征密度 $\rho = c_0 \rho_a + (1 - c_0) \rho_w$,特征粘度 $\mu = c_0 \mu_a + (1 - c_0) \mu_w$ 。忽略无量纲基本变量上标,得到无量纲控制方程组(2)。

$$\begin{cases} \frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla c = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{1 + c\rho_c} \nabla p + \frac{1 + c\mu_c}{1 + c\rho_c} \frac{1}{Re_w} \nabla^2 \mathbf{u} \end{cases} \quad (2)$$

式中相对密度 $\rho_c = (\rho_a - \rho_w)/\rho_w$, 相对粘度 $\mu_c = (\mu_a - \mu_w)/\mu_w$, $Re_w = \rho_w VL/\mu_w$

将基本变量写成基本解加小扰动形式, 即 $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}''$, $c = c_0 + c''$, $p = p_0 + p''$, 式中 u_0, c_0, p_0 分别为速度基本流、浓度基本流和压力基本流, $\mathbf{u}'', c'', p''$ 分别为速度小扰动、浓度小扰动和压力小扰动, 化简整理并忽略二阶以上小量, 得到气水混合流体线化小扰动方程组(3)

$$\begin{cases} \frac{\partial c''}{\partial t} + (\mathbf{u}'' \cdot \nabla) c_0 + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) c'' = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{u}'' = 0 \\ [1 + c_0 \rho_c] \left[\frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + (\mathbf{u}'' \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}'' \right] + c'' \rho_c \left[\frac{\partial \mathbf{u}_0}{\partial t} + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 \right] = -\nabla p'' + \frac{c'' \mu_c}{Re_w} \nabla^2 \mathbf{u}_0 + \frac{1 + c_0 \mu_c}{Re_w} \nabla^2 \mathbf{u}'' \end{cases} \quad (3)$$

考虑轴对称模型, 用正则模方法将小扰动写成傅里叶级数形式, 令

$$\begin{cases} \mathbf{u}'' = (u_r(r), u_x(r)) e^{i(\alpha x - \omega t)} \\ c''(x, r, t) = c(r) e^{i(\alpha x - \omega t)} \\ p''(x, r, t) = p(r) e^{i(\alpha x - \omega t)} \end{cases} \quad (4)$$

式中 u_r 为径向速度, u_x 为轴向速度, α 为波数, ω 为待求特征值。

代入式(3), 化简得到线化小扰动混合流体控制方程组(5)

$$\begin{cases} u_r Dc_0 + i\alpha u_0 c = i\omega c \\ i\alpha u_x + Du_r + \frac{u_r}{r} = 0 \\ i\alpha u_0 u_r [1 + c_0 \rho_c] + Dp - \frac{1 + c_0 \mu_c}{Re_w} (D^2 u_r + \frac{1}{r} Du_r - \alpha^2 u_r - \frac{u_r}{r^2}) = i\omega u_r [1 + c_0 \rho_c] \\ [i\alpha u_0 u_x + u_r Du_0] \cdot [1 + c_0 \rho_c] + i\alpha p - \frac{c\mu_c}{Re_w} (D^2 u_0 + \frac{1}{r} Du_0) - \frac{1 + c_0 \mu_c}{Re_w} (D^2 u_x + \frac{1}{r} Du_x - \alpha^2 u_x) = i\omega u_x [1 + c_0 \rho_c] \end{cases} \quad (5)$$

式中微分算子 $D = \frac{d}{dr}$, 消去 u_x, p 以减少方程个

数, 得到特征控制方程组(6)

$$\begin{cases} u_r Dc_0 + i\alpha u_0 c = i\omega c \\ i\alpha u_0 u_r [1 + c_0 \rho_c] + Dp - \frac{1 + c_0 \mu_c}{Re_w} (D^2 u_r + \frac{1}{r} Du_r - \alpha^2 u_r - \frac{u_r}{r^2}) = i\omega u_r [1 + c_0 \rho_c] \\ Dp = \frac{1}{i\alpha} \rho_c Dc_0 [u_0 Du_r - u_r Du_0 + \frac{u_0 u_r}{r}] + \frac{1}{i\alpha} [1 + c_0 \rho_c] [u_0 D^2 u_r - u_r D^2 u_0 + \frac{u_0 Du_r}{r} + \frac{u_r Du_0}{r} - \frac{u_r u_0}{r^2}] + \frac{Dc\mu_c}{i\alpha Re_w} [D^2 u_0 + \frac{Du_0}{r}] + \frac{c\mu_c}{i\alpha Re_w} [D^3 u_0 + \frac{1}{r} D^2 u_0 - \frac{1}{r^2} Du_0] + \frac{Dc_0 \mu_c}{i\alpha Re_w} [-\frac{1}{i\alpha} D^3 u_r - \frac{2}{i\alpha r} D^2 u_r + \frac{1}{i\alpha r^2} Du_r - \frac{1}{i\alpha r^3} u_r + \frac{\alpha}{i} Du_r + \frac{\alpha u_r}{ir}] + \frac{1 + c_0 \mu_c}{i\alpha Re_w} [-\frac{1}{i\alpha} D^4 u_r - \frac{2}{i\alpha r} D^3 u_r + \frac{2}{i\alpha r^2} D^2 u_r - \frac{3}{i\alpha r^3} Du_r + \frac{3}{i\alpha r^4} u_r + \frac{\alpha D^2 u_r}{i} + \frac{\alpha Du_r}{ir} - \frac{\alpha u_r}{ir^2}] + \frac{\omega}{\alpha} Dc_0 \rho_c [-\frac{1}{i\alpha} Du_r - \frac{u_r}{i\alpha r}] + \frac{\omega}{\alpha} [1 + c_0 \rho_c] [-\frac{1}{i\alpha} D^2 u_r - \frac{Du_r}{i\alpha r} + \frac{u_r}{i\alpha r^2}] \end{cases} \quad (6)$$

2.2 数值解法

由于方程为轴对称形式, 因此当 $r = 0$ 时, 方程存在奇异性^[23], 因此使用 $r = 0$ 处的边界条件替代, 以消除奇异性。对于远场边界, 在无穷远处参数均为常数, 因此采用截断法处理, 在 20 倍喷管出口直径 d , 即 $r = 20d$ 处截断。则边界条件可以写为

$$\begin{aligned} r = 0 \text{ 时}, u_r = c = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{\partial c}{\partial r} = 0 \\ r = 20d \text{ 时}, u_r = c = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{\partial c}{\partial r} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

式(6), (7)构成了水下超声速气体射流的特征方程, 使用切比雪夫配置点法求解其特征值, 其配置点分布为

$$\begin{aligned} r = r_{\max} (1 + \eta) \\ \eta = \cos(\theta), \theta = \frac{n\pi}{N}, n = 0, 1, 2, \dots, N \end{aligned} \quad (8)$$

设配置点数目为 $N + 1$, 则离散后特征式(6)的未知数个数为 $2N + 2$, 线性方程数也为 $2N + 2$, 使用边界条件替换后, 原问题求解变为形如式(9)的广义特征值问题。

$$[A] \begin{bmatrix} c \\ u_r \end{bmatrix} = i\omega [B] \begin{bmatrix} c \\ u_r \end{bmatrix} \quad (9)$$

色散关系可以表示为

$$D(\omega, \alpha, u_0, c_0, Re_w, \rho_c, \mu_c) = 0 \tag{10}$$

2.3 数值验证

2.3.1 伪特征值识别

由于数值离散原因,在求解过程中会出现伪特征值,干扰计算结果。而伪特征值对于配置点位置较为敏感,因此通过改变配置点数目能够有效地去除伪特征值,保留有效特征值。

本文采用的特征值除伪方法^[24]为:通过对不同配置点数目 n_1, n_2 的特征方程求解,得到全部特征值 $\omega(n_1), \omega(n_2)$,选取判定准则 ε ,保留所有满足式(11)的特征值,作为有效特征值。

$$\begin{aligned} \frac{|\omega_r(n_1) - \omega_r(n_2)|}{|\omega_r(n_1)|} &\leq \varepsilon \\ \frac{|\omega_i(n_1) - \omega_i(n_2)|}{|\omega_i(n_1)|} &\leq \varepsilon \end{aligned} \tag{11}$$

2.3.2 程序有效性验证

为检验程序的有效性,选取平面泊肃叶流与圆

管泊肃叶流算例进行验证。

平面泊肃叶流的基本流为 $u_0 = 1 - y^2$,当 $Re = 1 \times 10^4, \alpha = 1$ 时,不同配置点数目得到前10阶特征值如表1所示。可以看出当 $N = 50$ 时,前七阶特征值与 Orszag 的计算结果基本一致,当 $N = 100$ 时,前10阶特征值与 Orszag^[25]的计算结果完全一致,精确到小数点后8位。

圆管泊肃叶流的基本流为 $u_0 = 1 - r^2$,当 $Re = 5 \times 10^3, \alpha = 1$ 时,计算得到的特征谱如图1所示。当 $N = 47$ 时,本文结果与 Drazin 的计算谱^[26]形状完全一致,存在上下两次分叉的特征模态,当增加到 $N = 100$ 时,下方的分叉模态消失,上方特征谱与 Drazin 计算完全吻合。因此可以看出,Drazin 计算的下方分叉模态是由于计算误差引起的伪特征值,本文计算的特征值与 Drazin 计算的前15阶特征值一致。

通过对平板泊肃叶流和圆管泊肃叶流的验证计算,可以说明本文采用的计算方法准确有效。

2.3.3 特征值收敛性分析

特征值计算对于配置点数目较为敏感,过少的

Table 1 First tenth eigenvalues for pipe Poiseuille flow at $Re=1 \times 10^4, \alpha=1$

Item	$N=50$	$N=100$	Orszag ^[25]
1	0.23752669+0.00373917i	0.23752649+0.00373967i	0.23752649+0.00373967i
2	0.96463069-0.03516674i	0.96463092-0.03516728i	0.96463092-0.03516728i
3	0.96464274-0.03518717i	0.96464251-0.03518658i	0.96464251-0.03518658i
4	0.27720304-0.05090749i	0.27720434-0.05089873i	0.27720434-0.05089873i
5	0.93620407-0.06322176i	0.93631654-0.0632015i	0.93631654-0.06320150i
6	0.93646793-0.06323211i	0.93635178-0.06325157i	0.93635178-0.06325157i
7	0.90827445-0.08652923i	0.90798305-0.09122274i	0.90798305-0.09122274i
8	0.8921093-0.09227932i	0.90805633-0.09131286i	0.90805633-0.09131286i
9	0.86868813-0.09396541i	0.87962729-0.11923285i	0.87962729-0.11923285i
10	0.91473938-0.0959726i	0.87975570-0.11937073i	0.87975570-0.11937073i

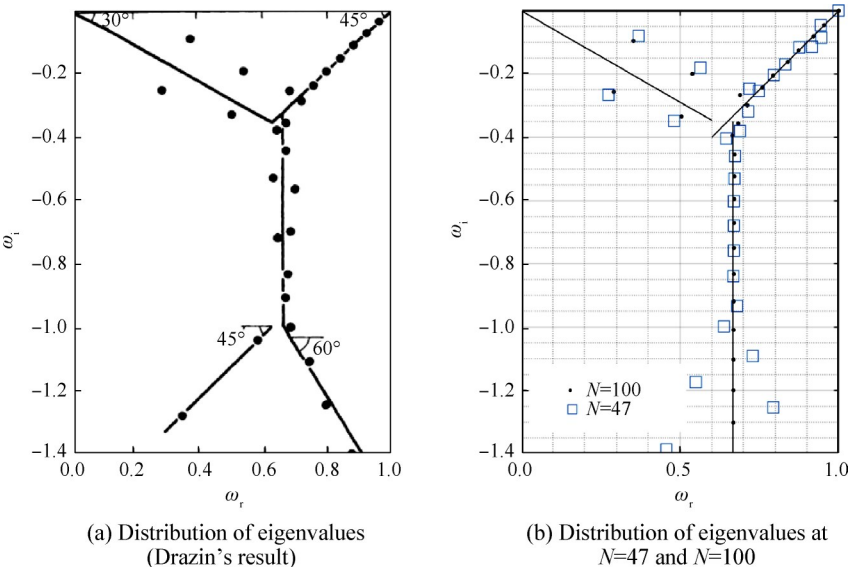


Fig. 1 Comparison of eigenvalue distribution for Poiseuille flow in a circular pipe at $Re=5 \times 10^3$ and $\alpha=1$

配置点数目降低特征向量拟合精度,而过多的配置点数目使模态特征值易受舍入误差影响而发生偏差^[27]。当射流中心速度为 100m/s,扰动波数为 $\alpha = 1$ 时,对配置点数目 50~2000 时的特征进行计算,得到最大扰动增长率 ω_i 与相对误差 δ 的关系。其中,相对误差定义为

$$\delta = \left| \frac{\omega_i(N + \Delta N) - \omega_i(N)}{\Delta N} \right| \quad (12)$$

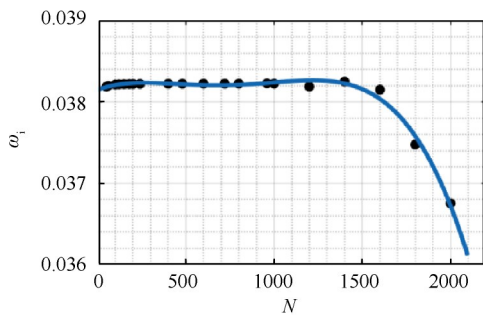
计算结果如图 2 所示,由图 2 可以看出,随着配置点数目增加, ω_i 缓慢增大且趋于平稳,相对误差逐渐减小,当 $N = 600$ 时,相对误差达到最小。随着配置点数目进一步增加, ω_i 波动加剧,相对误差快速增加,当 $N > 1500$ 时, ω_i 快速减小,相对误差不断加大。

求解特征值时,若配置点数目过大会导致计算矩阵过大,计算效率降低。为同时兼顾计算效率与计算精度,本文在计算时令配置点数目 $N = 400$ 。

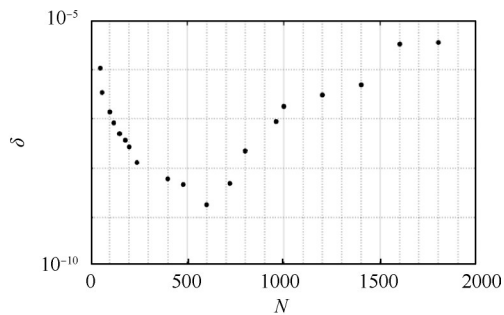
3 线性稳定性分析

3.1 水下超声速射流基本流

Loth 的实验指出,当 $x > 8d$ 时,流动进入自相似区,满足高斯分布。水下超声速射流基本流使用湍流羽流方法计算^[28],式(13)为控制方程,式(14)为初始条件。计算速度及浓度分布结果均满足高斯分布。

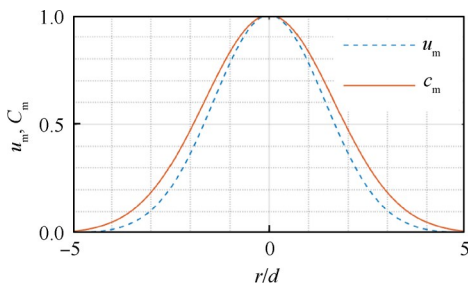


(a) Relationship between collocation point numbers and eigenvalues

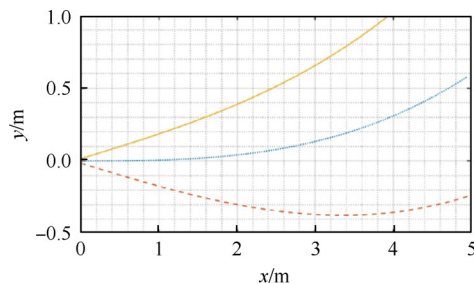


(b) Relationship between collocation point numbers and relative error δ

Fig. 2 Analysis of eigenvalue convergence



(a) Distribution of velocity u_m and concentration C_m at initial cross-section



(b) Boundary and center line of submerged gas jet calculated by eq.(13)

Fig. 3 Structure of basic flow

$$\begin{cases} \frac{dx}{ds} = \cos(\theta) \\ \frac{dy}{ds} = \sin(\theta) \\ \frac{d}{ds}(u_m b^2) = 2abu_m \\ \frac{d}{ds}\left(\frac{u_m^2 b^2}{2} \cos\theta\right) = 0 \\ \frac{d}{ds}\left(\frac{u_m^2 b^2}{2} \sin\theta\right) = \frac{\rho_0 - \rho_m}{\rho_0} g \lambda^2 b^2 \\ \frac{d}{ds}(u_m b^2 (\rho_0 - \rho_m)) = 0 \\ \frac{d}{ds}(C_m u_m b^2) = 0 \end{cases} \quad (13)$$

$s = 0$ 时

$$\begin{aligned} u_m &= u_0, C_m = C_0, \rho_m = \rho_{m0} \\ b &= b_0, \theta = 0, x = 0, y = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

式中 s 为射流轴线, θ 为射流轴线与 x 轴夹角, a 为射流卷吸系数, b 为速度分布特征半宽度, λ 为浓度分布与速度分布的宽度比, λb 为浓度分布特征半宽度, u_m 为射流轴线处速度, ρ_m 为射流轴线处密度, ρ_0 为参考密度, g 为重力加速度, C_m 为射流轴线浓度。

在基本流的计算中,选取基本常数为 $\rho_0 = 998.2 \text{ kg/m}^3$, $g = 9.8 \text{ m/s}^2$, $a = 0.082$, $\lambda = 1.16$, 初始条件为 $u_0 = 100 \text{ m/s}$, $C_0 = 1$, $\rho_{m0} = 1.205 \text{ kg/m}^3$, $b_0 = 2d$ 。计算的初始射流速度分布与浓度分布结果与射流形状边界如图 3 所示。

图4所示照片为1MPa水下气体射流50ms高速摄影时均图片,白色曲线标记的上下界为图中的计算得到的射流上下界。当初始射流半宽度为 $2d$ 时,可见在下半平面,射流时均边界与采用湍流羽流计算结果吻合,对上半平面,预测边界线之外的阴影区是由于外围气泡动量快速衰减,气体上浮,遮挡了核心动量射流的形态。可以看出计算结果与实验结果吻合,采用湍流羽流的计算能够得到合理的水下高速射流基本流。

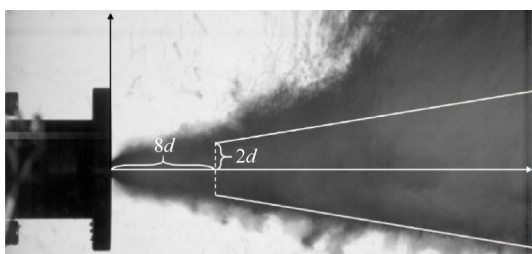
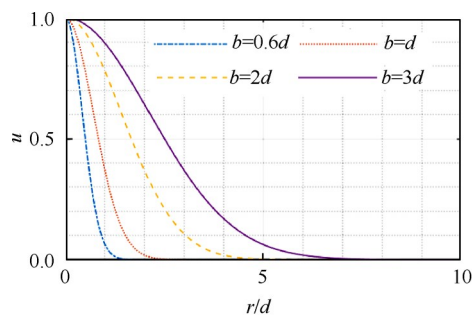


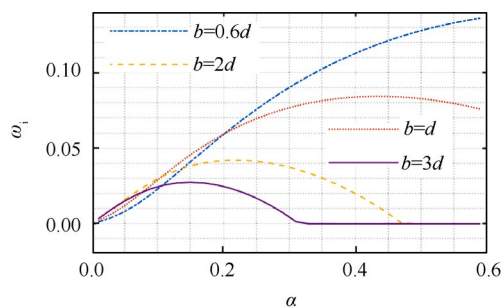
Fig. 4 Comparison of jet boundary between experiment and calculation

3.2 影响射流稳定的因素

通过色散关系方程(10),可以看出影响射流稳定性特征的主要因素为速度基本流分布 u_0 ,气水混合浓度基本流分布 C_0 ,射流雷诺数 Re ,相对密度 ρ_e 与相对粘度 μ_e 。

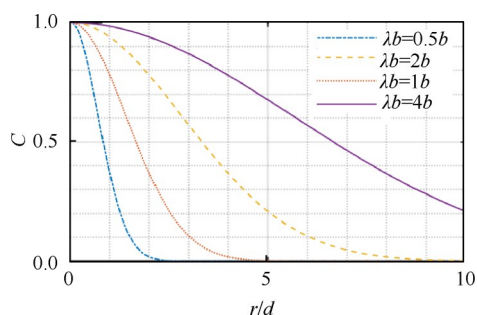


(a) Distribution of velocity at different b

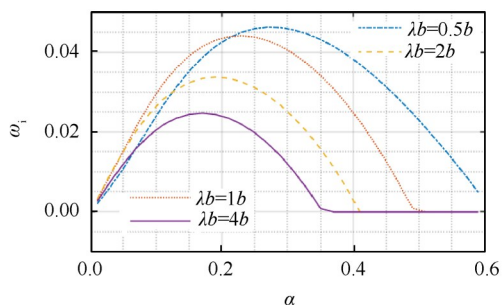


(b) Effects of the distribution of velocity on growth rate ω_i

Fig. 5 Influence of velocity basic flow distribution



(a) Distribution of concentration at different λb



(b) Effects of the distribution of concentration at different λb on growth rate ω_i

Fig. 6 Influence of concentration basic flow distribution

3.2.1 速度基本流分布对射流稳定性的影响分析

在射流自相似区,射流速度分布满足高斯分布 $u = u_m e^{-(\frac{r}{b})^2}$,射流气水混合浓度分布也满足高斯分布 $C = C_m e^{-(\frac{r}{\lambda b})^2}$ 。如图5所示, α 为特征波数,当射流特征半宽度 b 增大时,射流速度分布变得更平坦, ω_i 随之减小,最大扰动波数与临界波数均向左移。在低波数区,扰动增长率提高,在高波数区,扰动增长率快速减小。

3.2.2 气水混合浓度基本流分布 C_0 对射流稳定性的影响分析

在射流自相似区,由于掺混特性变化会导致浓度分布半宽度 λb 变化,通过改变 λb 得到的气水混合浓度基本流分布如图6所示。图6给出了不同浓度分布半宽度 λb 时,特征波数 α 与 ω_i 的关系。

当浓度分布半宽度 λb 增大,浓度分布变得更平坦, ω_i 随之减小, ω_i 对应特征波数减小。当 $\alpha < 0.22$ 时,扰动增长率随浓度分布半宽度增加先增大后减小,随 α 继续增大,扰动增长率随浓度分布半宽度增大而减小。

3.2.3 射流核心混合浓度变化对射流稳定性的影响分析

当射流进入自相似区后,随距离喷管出口距离 x 增大,射流核心浓度会下降,图7给出了四种核心浓

度条件下的浓度基本流分布。由图7可以看出,随核心浓度降低,射流扰动最大增长率也随之降低,对应的特征波数减小;说明射流核心的水介质含量越高,射流对小扰动越不敏感。

3.2.4 雷诺数 Re_w 对射流稳定性的影响分析

在控制方程中,雷诺数表示为 $Re_w = \frac{\rho_w u_m D}{\mu_w}$, 对于水下高速气体射流问题,雷诺数受水介质密度、水介质粘度以及射流中心速度影响。

不同雷诺数时,特征波数 α 与 ω_i 的关系如图8(a)所示。随雷诺数变化, ω_i 对应的特征波数保持稳定,说明雷诺数对最大扰动波数影响较小,可以忽略。当 $\alpha = 0.15$ 时, ω_i 随雷诺数的变化如图8(b)所示。在雷诺数 < 400 时,随雷诺数增大, ω_i 下降,当雷诺数 = 400 时达到极小值。当雷诺数进一步增大,扰动增长率随之上升,当雷诺数 $> 10^5$ 时,流体惯性力作用远大于粘性力作用,雷诺数增大对 ω_i 影响大幅减小, ω_i 趋于稳定。

由上述分析可知,对于水下超声速气体射流,在室温条件下,即水介质密度为 998.2 kg/m^3 , 粘度为 $1.004 \times 10^{-3} \text{ Pa/s}$ 时,当射流核心区速度 $> 25 \text{ m/s}$ 时,雷诺数 $> 10^5$, 说明水下超声速射流流动主要受惯性力控制,雷诺数对射流稳定特性影响较小。

3.2.5 相对密度对射流稳定性的影响

由于气体介质的可压缩性,在不同压力条件下,气体密度会发生较大幅度的改变,会影响水下超声速射流稳定特性。图9给出了四种相对密度条件下的扰动增长率与特征波数关系。由图9可以看出,随密度比的减小,最大扰动增长率减小,对应特征波数减小,说明气流两相介质密度差越小,射流对小扰动越不敏感。

3.2.6 相对粘度对射流稳定性影响

由于粘度对温度的敏感性,需要考虑粘度对水下超声速射流稳定特性的影响。图10给出了四种相对粘度条件下的扰动增长率与特征波数的关系。由图10可以看出不同粘度比条件下,扰动增长率与特征波数关系曲线几乎完全重合,说明气流两相介质相对粘度对射流扰动特性影响极小。

3.2.7 射流位置对稳定性的影响

水下超声速气体射流在自相似区各个截面处射流核心速度、射流核心浓度以及射流半宽度均不同。综合考虑上述因素可以得到射流扰动特性与射流截面位置的关系,如图11所示。可以看出,随射流截面远离喷管口部, ω_i 快速减小,当 $x = 1.5d$ 时, ω_i 为 0.11, 仅为 $x = 0d$ 时的 1/4。当 $x > 5d$, ω_i 已经接近 0, 表示在自相似区,射流稳定性随距离增大快速提高,射流在最接近喷管口部的自相似区处最易受扰动影响。

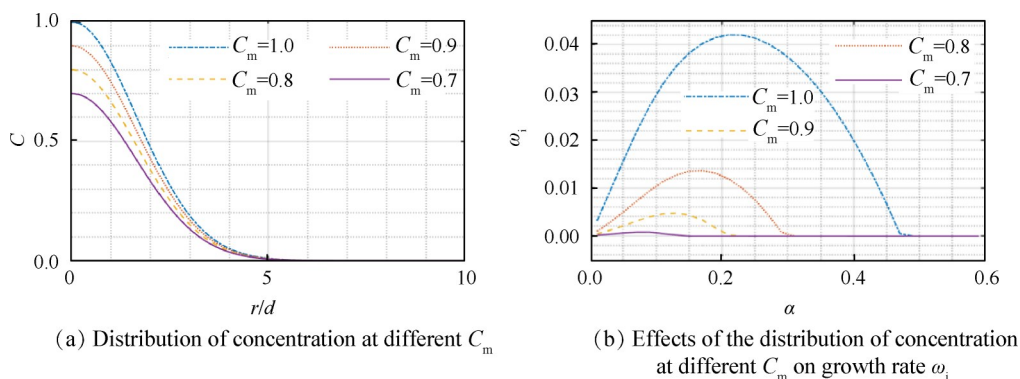


Fig. 7 Influence of jet core concentration

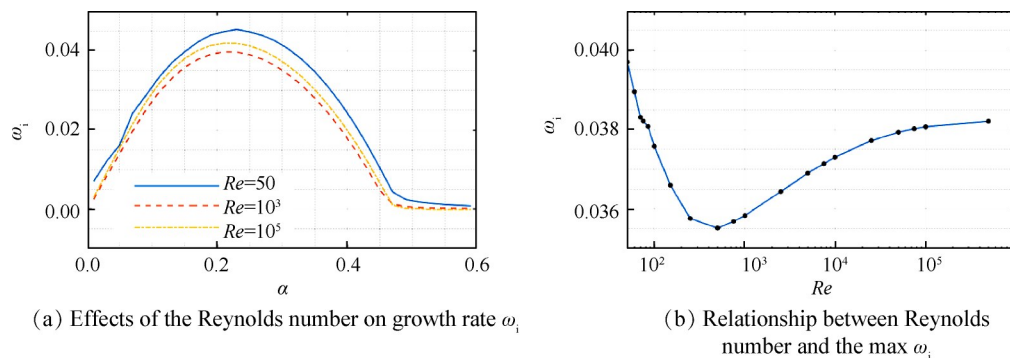
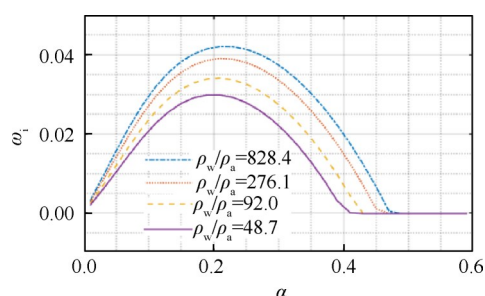
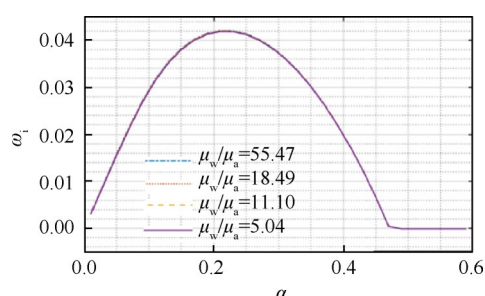
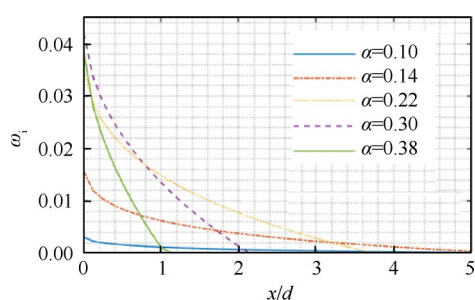


Fig. 8 Influence of Reynolds number

Fig. 9 Effects of the density ratio on growth rate ω_i Fig. 10 Effects of the viscosity ratio on growth rate ω_i Fig. 11 Effects of the distance x on growth rate ω_i

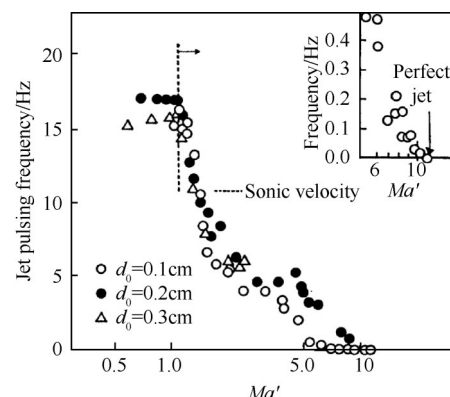
3.2.8 与实验结果的对比讨论

Ozawa 等^[29]给出了水下射流回击频率与名义马赫数的关系,如图 12(a)所示,其后,Loth^[7]在博士论文中给出了射流回击频率与相对流量的关系,通过 Loth 给出的数据,将其转化为射流回击频率与名义马赫数的关系,如图 12(b)所示。同时 Loth 给出了对应于不同名义马赫数下,射流出口速度分布情况,如图 13 所示。由上述数据可以看出,当 $Ma' > 1$ 时,随名义马赫数增大,射流半宽度增大,同时水下射流回击频率下降,射流稳定性提高。

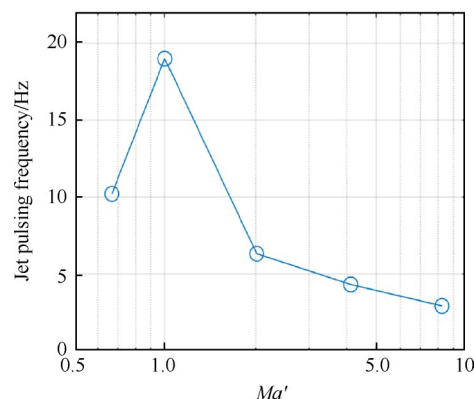
根据 Ozawa 给出的名义马赫数与水下射流张角的关系,得到当射流进入自相似区($x > 8d$)时名义马赫数与射流半宽度 b 的关系。以 $Ma' = 2$ 时的 ω_i 与水下射流回击频率为基准,对计算得到的 ω_i 和 Loth 实验得到的水下射流回击频率进行归一化,得到归一化回击频率,给出名义马赫数与相对回击频率关系,

如图 14 所示。

可以看出归一化的最大扰动增长率 ω_i 与水下射流回击实验归一化结果趋势相吻合。当 $Ma' > 1$ 时,



(a) Yasuhisa Ozawa's experiments



(b) Loth's experiments

Fig. 12 Jet pulsing frequency against nominal Mach number

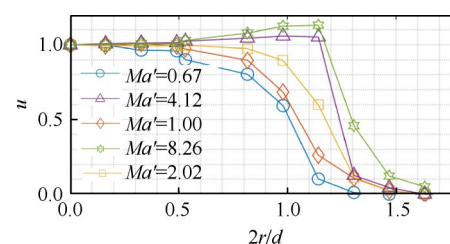


Fig. 13 Radial profiles of mean velocity at exit of round jet

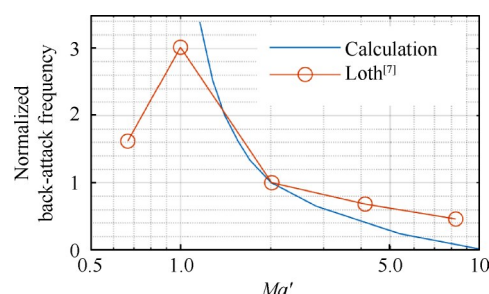


Fig. 14 Comparison between calculation and Loth's experiments

均随名义马赫数的增大而减小,说明随压力室压力增大,速度分布半宽度增大,射流稳定性增强,射流回击频率降低。由于计算得到的结果是自相似区起始处($x=8d$)时的稳定性特征参数,而实验回击频率为全流场稳定特性的综合作用,因此在名义马赫数较大时,计算得到的射流稳定性小于实验结果。对于亚声速流场区域,流场形态以气泡流为主,尚未形成连续的射流结构,因此在亚声速区域无法计算其稳定性特征。

4 结 论

通过研究,可以得到以下结论。

(1)在名义马赫数 $Ma' > 1$ 时,随压力室压力增大,射流基本流(速度、浓度)分布半宽度增大,分布越平缓,射流的最大扰动增长率越小,对应的特征波数越小。

(2)对于水下超声速气体射流,在自相似区,雷诺数 $> 10^5$,因此雷诺数对射流稳定性影响较小。射流的相对密度越小,两相密度介质差越小,射流扰动最大增长率越小,对应的特征波数越小。

(3)射流的相对粘度对射流扰动最大和特征波数影响较小。在射流自相似区,随距喷管口部距离的增大,射流稳定性快速提高。

致 谢:感谢南京理工大学瞬态物理重点实验室叶经方教授对相关实验测试系统的指导与帮助,感谢中国船舶重工集团装备预研船舶重工联合基金的资助。

参考文献

- [1] 何淼生,覃粒子,刘宇. 环喉型圆锥塞式喷管的水下流动分离特性[J]. 推进技术, 2015, 36(1): 37-46. (HE Miao-shen, QIN Li-zi, LIU Yu. Numerical Investigation of Flow Separation in an Annular Conical Aero-spike Nozzle for Underwater Propulsion[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2015, 36(1): 37-46.)
- [2] 何淼生,覃粒子,何佳磊,等. 水下超声速喷嘴启动/关机过程射流的动态不稳定性研究[J]. 推进技术, 2014, 35(4): 523-529. (HE Miao-sheng, QIN Li-zi, HE Jia-lei, et al. Instability of a Transient Submerged Jet in Supersonic Nozzle During Its Start-Up and Shut-Down Process [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2014, 35(4): 523-529.)
- [3] 张焕好,郭则庆,王瑞琦,等. 水下超声速气体射流的初始流动特性研究[J]. 振动与冲击, 2019, 38(6): 88-93.
- [4] Aoki T. The Mechanism of the Back-Attack Phenomenon on a Bottom Blowing Tuyere Investigated in Model Experiments [J]. *Tetsu-to-Hagane*, 1990, 76 (11) : 1996-2003.
- [5] Loth E, Faeth G M. Structure of Underexpanded Round Air Jets Submerged in Water[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1989, 15(4): 589-603.
- [6] Loth E, Faeth G M. Structure of Plane Underexpanded Air Jets into Water[J]. *AIChE Journal*, 1990, 36(6) : 818-826.
- [7] Loth E. Study of Underexpanded Turbulent Air Jets in Water[D]. *Michigan: The University of Michigan*, 1989.
- [8] Linck M, Gupta A K, Bourhis G, et al. Combustion Characteristics of Pressurized Swirling Spray Flame and Unsteady Two-Phase Exhaust Jet[R]. *AIAA 2006-0377*.
- [9] Linck M, Gupta A K, Yu K. Combustion Behavior and Two-Phase Flow Instabilities in Exhaust Jet During Submerged Combustor Operation[R]. *AIAA 2006-4142*.
- [10] 张有为,王晓宏,杨举贤. 利用球形气泡模型研究导弹水下点火瞬间的推力状况[J]. 水动力学研究与进展(A辑), 2005, (5): 636-640.
- [11] 张有为. 固体火箭发动机水下工作特性的研究[D]. 合肥:中国科学技术大学, 2007.
- [12] 戚隆溪,曹勇,王柏懿. 水下欠膨胀高速气体射流的实验研究[J]. 力学学报, 2000, 32(6): 667-675.
- [13] 王宝寿,许晟. 水下推力矢量特性试验研究[J]. 船舶力学, 2000, 4(5): 9-15.
- [14] Tang Jia Ning, Wang Ning Fei, Shyy Wei. Flow Structures of Gaseous Jets Injected into Water for Underwater Propulsion[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2011, 27(4) : 461-472.
- [15] Tang Jia-Ning, Li Shi-Peng, Wang Ning-Fei, et al. Flow Structures of Gaseous Jet Injected into Liquid for Underwater Propulsion[R]. *AIAA 2010-6911*.
- [16] Tang Jia-Ning, Tseng Chien-Chou, Wang Ning-Fei. Lagrangian-Based Investigation of Multiphase Flows by Finite-Time Lyapunov Exponents[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2012, 28(3): 612-624.
- [17] 唐云龙,李世鹏,刘筑,等. 水下火箭水平射流初期特征研究[J]. 物理学报, 2015, 64(23): 193-205.
- [18] Tang Yun-long, Li Shi-peng. The Mechanism for the Quasi-Back-Attack Phenomenon of Gas Jets Submerged in Water[J]. *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, 2019, 20(1): 165-171.
- [19] 唐云龙,李世鹏. 高速欠膨胀射流结构及推力特征研究[J]. 船舶力学, 2017, 21(10): 1218-1226.

- [20] 唐云龙. 深水条件下固体火箭发动机燃气射流与推力特性研究[D]. 北京:北京理工大学, 2016.
- [21] Shi H H, Wang B Y, Dai Z Q. Research on the Mechanics of Underwater Supersonic Gas Jets[J]. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 2010, 53(3): 527-535.
- [22] Subramaniam K, Parthasarathy R N, Chiang K M. Three-Dimensional Temporal Instability of Compressible Gas Jets Injected in Liquids[J]. *AIAA Journal*, 1999, 37(2): 202-207.
- [23] 苏海容. 自由射流界面稳定性的伪谱分析[D]. 上海:上海大学, 2003.
- [24] 司 廷. 流动聚焦的实验和理论研究[D]. 合肥:中国科学技术大学, 2009.
- [25] Orszag S A. Accurate Solution of the Orr-Sommerfeld Stability Equation[J]. *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 1971, 50(4).
- [26] Drazin P G, Reid W H. Hydrodynamic Stability (Second Edition) [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [27] 张宇轩, 李伟鹏, 王福新. 流动线性稳定性分析中切比雪夫谱配置法参数敏感性[J]. 上海交通大学学报, 2016, 50(8): 1246-1254.
- [28] 董志勇. 射流力学[M]. 北京:科学出版社, 2005.
- [29] Ozawa Y, Mori K. Characteristics of Jetting Observed in Gas Injection into Liquid [J]. *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan*, 1983, 23(9): 764-768.

(编辑:张 贺)