

DOI:10.11918/202506037

黏弹性流体内近刚性边界单空化泡动力学特性数值模拟

曾添宝, 郑智颖, 何志博, 黄勇浩

(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘要: 空化在医学领域已被应用于组织消融和结石破碎等治疗过程中。考虑到在医学领域的应用中,空化通常发生在具有黏弹性效应的人体内环境液体中,对黏弹性流体中空化泡动力学特性的研究将为医学领域空化的合理应用提供支持。为此,采用数值模拟的方法,通过开源计算流体力学平台 OpenFOAM 开发黏弹性流体中可压缩气-液两相流求解器,对不同流变学参数下黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡进行数值模拟,并与牛顿流体中相应工况进行对比,分析流体黏弹性效应对空化泡动力学特性的影响。结果表明:流体黏弹性效应将抑制空化泡的生长以及溃灭时形成射流的强度,并减小空化过程对边界产生的压力载荷;且发现流体黏弹性效应对空化泡的抑制作用受流体流变学特性影响,当松弛时间增加时,空化泡在生长初期储存更多弹性势能,并在后期释放,使空化泡生长过程延长,最大尺寸增大;而当迁移系数增加时,空化泡在生长过程中能量耗散增加,空化泡的最大尺寸减小;空化泡溃灭时形成射流的速度和对边界的冲击压力,随空化泡与边界之间距离的增加而先增大后减小。本研究可为黏弹性流体中空化泡的应用提供理论支持,也可以促进在化工乳化、海水淡化、石油运输等领域空化的合理利用及有效防治。

关键词: 水动力学;黏弹性流体;空化泡动力学;流变学参数;微射流

中图分类号: O352;O373

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2025)10-0001-11

Numerical simulation on dynamic characteristics of single cavitation bubble near rigid boundary in viscoelastic fluid

ZENG Tianbao, ZHENG Zhiying, HE Zhibo, HUANG Yonghao

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Cavitation has been applied in medical treatments such as tissue ablation and lithotripsy. Considering that cavitation in medical applications always occurs within the fluid environment of the human body, which exhibits viscoelastic behavior, studying the dynamics of cavitation bubbles in viscoelastic media is essential for optimizing their medical use. This study used numerical simulations based on the open-source CFD platform OpenFOAM to develop a solver for compressible gas-liquid two-phase flows in viscoelastic fluid. Single cavitation bubble near a rigid boundary was simulated under various rheological parameters. Then the comparisons were made with corresponding cases in Newtonian fluid to analyze the effects of viscoelasticity on bubble dynamic characteristics. Results indicate that the viscoelastic effect inhibits the growth of cavitation bubbles and the intensity of the jet, and reduces the pressure load on the boundary caused by the cavitation process. Such influences are affected by the rheological properties of the fluid. As the relaxation time increases, the cavitation bubbles store more elastic potential energy in the early stage of growth and release it in the later stage, which prolongs the growth process of the cavitation bubbles and increases their maximum size. Conversely, when the migration coefficient increases, the energy dissipation during the growth of the cavitation bubbles increases, resulting in a decrease in their maximum size. Meanwhile, it is found that the velocity of the jet formed during the collapse of the cavitation bubble and the impact pressure on the boundary first increase and then decrease as the distance between the cavitation bubble and the boundary increases. This study can provide theoretical support for the application of cavitation bubbles in viscoelastic fluids and may inform both the beneficial use and mitigation of cavitation in fields such as chemical emulsification, seawater desalination, and petroleum transportation.

Keywords: hydrodynamics; viscoelastic fluid; cavitation bubble dynamics; rheological parameters; microjet

收稿日期: 2025-06-14; 录用日期: 2025-07-30; 网络首发日期: 2025-08-12

网络首发地址: <https://link.cnki.net/urlid/23.1235.T.20250812.1034.002>

基金项目: 国家自然科学基金(51806051); 黑龙江省自然科学基金联合引导项目(LH2022E062)

作者简介: 曾添宝(1998—),男,硕士研究生;郑智颖(1988—),男,副研究员,博士生导师

通信作者: 郑智颖, zhengzhy@hit.edu.cn

空化是常见于水力机械中的流体现象^[1-2],已广泛应用于生命科学^[3]、环境科学^[4]、能源科学^[5]以及医学等领域中。在医学领域,由于人体内环境是天然存在的液体环境,在其中诱导空化泡的形成可以实现靶向送药^[6]和病灶切除^[7]等操作。然而,医学上空化泡的不当应用也可能造成血细胞及血管壁破裂的副作用,对人身健康造成危害。因此,深入了解人体内液体环境中的空化泡动力学对诊断和治疗结果至关重要。人体内环境液体因细胞及大分子蛋白质等的存在,通常被视为黏弹性流体^[8],表现出区别于牛顿流体的流变学行为^[9]。因此,牛顿流体中空化泡的动力学特性,并不完全适用于人体内液体环境中的空化泡。此外,在超声波碎石术以及目前常见的超声手术刀的应用过程中,会存在结石、刀头等刚性边界附近的空化现象。基于现有的研究可知,刚性边界将对空化泡的动力学特性产生明显的影响^[10]。因此,需要对人体内液体环境中刚性边界附近空化泡的动力学特性进行研究。

目前,针对黏弹性流体中刚性边界附近空化泡的研究较少,Lind 等^[11]采用边界元法(boundary element method, BEM)对刚性边界附近空化泡进行数值模拟研究,并通过 Maxwell 模型对流体黏弹性效应进行表征,发现流体黏弹性效应对空化泡溃灭时的射流产生抑制,降低了空化泡附近的压力峰值,从而减轻了空蚀损伤。但在这一研究中,并未考虑流体剪切稀化特性的影响。此外,Jimenez-Fernandez 等^[12]以及 Warnez 和 Johnsen^[13]通过数值模拟的方法,研究了黏弹性流体中无限域内空化泡的动力学特性,分析了空化泡的膨胀速度和压力振荡幅度,并未考虑刚性边界与空化泡之间的相互作用。Chanine 等^[14-15]和 Brujan^[16]则通过可视化实验,分析了不同浓度的聚合物溶液中,不同边界附近的空化泡动力学特性,发现在流体黏弹性效应作用下,空化泡的振荡周期缩短,并未考虑不同流变学特性对空化泡动力学特性影响的区别,如弹性和剪切稀化特性等。还有一些学者^[17-21]对牛顿流体中刚性边界附近空化泡动力学特性进行了实验和数值模拟研究,分析了空化泡与刚性边界相互作用过程中,射流的速度、边界的压力载荷以及压力波的振荡规律等。但上述研究均针对牛顿流体中空化泡,其结论并不完全适用于人体内液体环境等黏弹性流体中空化泡。

综上,现阶段缺乏对黏弹性流体中空化泡与刚性边界之间相互作用的研究,且黏弹性流体流变学特性如弹性和剪切稀化特性等,对刚性边界附近空

化泡动力学特性的影响规律也尚不明确。本文开发了黏弹性流体可压缩两相流求解器,基于 Giesekus 模型对黏弹性效应进行表征,实现了对流体弹性和剪切稀化特性的控制,进而探究了流体黏弹性效应、流变学特性、空化泡与边界之间距离对空化泡动力学特性的影响,所得结果可对空化泡在医学领域的规范应用提供理论支持。

1 数值方法

为实现对黏弹性流体中空化泡的数值模拟,开发了适用于黏弹性流体的可压缩两相流求解器。并通过黏弹性流体本构方程进行对数重构,提高数值稳定性。基于上述求解器,建立了黏弹性流体中空化泡计算模型,并将计算结果与过往研究中的实验和数值模拟结果进行对比,验证了计算的准确性。

1.1 控制方程

考虑到空化过程的复杂性,采取相应的简化模型对其进行描述。选取压力驱动的方式,对常温环境下激光诱导空化泡的动力学行为进行数值模拟,将空化泡内气体视为恒定质量不凝结气体,并将空化过程视为绝热过程^[22],忽略通过气泡壁的传热传质以及相变效应,以惯性力和可压缩性作为影响空化泡动力学的主要因素。空化过程中的气相与液相均视为可压缩流体,并考虑流体的黏度及表面张力的影响。

求解过程中认为气-液两相由尖锐的界面分开,引入相体积分对气-液两相进行识别,相体积分由 α_g 和 α_l 两部分构成,其中,气相区域内 $\alpha_g = 1, \alpha_l = 0$,液相区域内 $\alpha_g = 0, \alpha_l = 1$,得到两相连续性方程:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{U}) = 0, \quad i = l, g \quad (1)$$

式中: ρ_l 和 ρ_g 为液相和气相的密度, \mathbf{U} 为流体流动速度矢量, t 为时间。通过流体体积法(volume of fluid, VOF)对两相进行识别,得到相方程:

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{U}) + \nabla \cdot [\mathbf{U}_r \alpha_l (1 - \alpha_l)] = \alpha_l (1 - \alpha_l) \left(\frac{1}{\rho_g} \frac{d\rho_g}{dt} - \frac{1}{\rho_l} \frac{d\rho_l}{dt} \right) + \alpha_l \nabla \cdot \mathbf{U} \quad (2)$$

式中:左侧第 3 项是 Weller^[23]提出的人工压缩项,其只作用于界面区域,目的是抵消界面数值扩散的影响。 \mathbf{U}_r 为模化的相间相对速度,即

$$\mathbf{U}_r = \min \left[C_a \frac{|\phi_f|}{|\mathbf{S}_f|}, \max \left(\frac{|\phi_f|}{|\mathbf{S}_f|} \right) \right] \cdot \mathbf{n}_f \quad (3)$$

式中: ϕ_f 为质量通量; \mathbf{S}_f 为单元面向量; \mathbf{n}_f 为单元面

法向量; C_a 为控制界面压缩因子, $C_a = 0$ 相当于界面无压缩, $C_a = 1$ 表示界面守恒压缩, $C_a > 1$ 表示强化界面压缩, 此处取 $C_a = 1$ 。

为表征气相可压缩性, 引入绝热状态方程^[24]:

$$p \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{\beta}{\rho_n} \right)^{\gamma_g} = \text{const} \quad (4)$$

式中: ρ_n 为气相平衡密度, β 为平衡状态下气相共存无量纲体积, γ_g 为绝热指数。

为表征液相可压缩性, 引入 Tait 状态方程^[25]:

$$p = (p_\infty + B) \left(\frac{\rho_1}{\rho_\infty} \right)^{n_T} - B \quad (5)$$

式中: ρ_∞ 为平衡密度, p_∞ 为环境压力, B 为泰特压力, n_T 为泰特指数。

引入流体黏弹性效应的动量方程:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau' + \sigma \kappa \nabla \alpha_1 \quad (6)$$

额外应力张量 τ' 由溶剂和溶质两部分贡献的应力组成, 即

$$\tau' = \tau_s + \tau_p \quad (7)$$

溶剂贡献的应力 τ_s 可由下式表示:

$$\tau_s = 2\mu_s D \quad (8)$$

式中: μ_s 为溶剂黏度; D 为变形率张量, 即

$$D = \frac{1}{2} (\nabla U + \nabla U^T) \quad (9)$$

溶质贡献的应力 τ_p 通过 Giesekus 模型获得, 这一模型可以对流体的黏弹性效应和剪切稀化特性进行表征^[26-27]。Giesekus 本构方程如下:

$$\tau_p + \lambda \overset{\nabla}{\tau}_p + \alpha \frac{\lambda}{\mu_p} (\tau_p \cdot \tau_p) = 2\mu_p D \quad (10)$$

式中: μ_p 为溶质零剪切率时的黏度, λ 为松弛时间, α 为表征黏弹性流体剪切稀化特性的迁移系数。为解决黏弹性流体求解过程中, 因高 Wi 数 ($Wi = \lambda U_g / R_{\max}$, $U_g = \sqrt{\Delta p / \rho_1}$, R_{\max} 为空化泡最大半径) 导致的数值不稳定, 引入对数构象张量方法。在 Giesekus 本构模型中, τ_p 与构象张量 A 分别满足如下关系:

$$\tau_p = \frac{\mu_p}{\lambda} (A - I) \quad (11)$$

式中 I 为单位张量, 定义变量 Θ 为构象张量的自然对数:

$$\Theta = \ln A = R \ln AR^T \quad (12)$$

对称正定构象张量 A 具有实特征值, 可以较为容易地实现对角化, 其中, 矩阵 R 的列包含 A 的特征向量, 矩阵 Λ 是一个对角元素由 A 特征值组成的对角矩阵。经过上述对数重构操作后, 黏弹性流体求解的稳定性得以增强。对数重构后的 Giesekus 本

构方程变为如下形式:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \cdot \nabla \Theta - (\Omega \Theta - \Theta \Omega) - 2B = \frac{1}{\lambda} [(e^{-\Theta} - I) - \alpha e^{\Theta} (e^{-\Theta} - I)^2] \quad (13)$$

式中:

$$B = R \begin{bmatrix} m_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & m_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & m_{zz} \end{bmatrix} R^T \quad (14)$$

$$\Omega = R \begin{bmatrix} 0 & \omega_{xy} & \omega_{xz} \\ -\omega_{xy} & 0 & \omega_{yz} \\ -\omega_{xz} & -\omega_{yz} & 0 \end{bmatrix} R^T \quad (15)$$

$$M = R^T \nabla U^T R = \begin{bmatrix} m_{xx} & m_{xy} & m_{xz} \\ m_{yx} & m_{yy} & m_{yz} \\ m_{zx} & m_{zy} & m_{zz} \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\omega_{ij} = \frac{\Lambda_j m_{ij} + \Lambda_i m_{ji}}{\Lambda_j - \Lambda_i} \quad (17)$$

1.2 计算模型及求解方法

采用的计算模型如图 1 所示。各算例中初始空化泡半径为 0.07 mm, 初始空化泡内压力为 4 MPa。计算域设置如图 1(a) 所示, 计算结果以楔形夹角处棱线为轴进行旋转, 即可获得对应完整流场的计算结果。计算所使用的网格如图 1(b) 所示, 采用正交网格对计算区域进行划分, 对空化泡所在区域进行局部加密。其中, 计算域特征尺寸 H 为空化泡最大特征尺寸 R_{\max} 的 100 倍, 加密区域特征尺寸 h 为空化泡 R_{\max} 的 4 倍, 楔形夹角 θ 为 2° 。本研究使用的数值算法基于开源 CFD 平台 OpenFOAM, 及其拓展平台 foam-extend-4.0 提供的两相可压缩求解器 compressibleInterFoam 进行二次开发实现。各算例中 $\rho_1 = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_g = 1 \text{ kg/m}^3$, $\mu_g = 1.6 \times 10^{-5} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$, 牛顿流体中 $\mu_l = 0.001 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$, 黏弹性流体中 $\mu_s = 0.001 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$, $\mu_p = 0.1 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ 。

求解过程中采用的数值离散格式如下: 时间项为一阶有界的隐式 Euler 格式, 压力、速度梯度项采用高斯积分的线性离散格式 (Gauss linear), 对流项采用带有 VanLeer 限制器的二阶 TVD 格式, 拉普拉斯算子项采用高斯积分的线性修正离散格式, 表面差值采用线性的中心差分格式 (linear)。

基于 FVM 离散后的系数矩阵, 采用带有对角不完全 LU 预条件 (DILU) 的双共轭梯度求解器 (PBiCGStab) 进行迭代计算, 瞬态计算的时间步长为 10^{-9} s 。其中, 压力、速度和体积分数的收敛残差设定为 10^{-9} , 单个时间步长内最多进行 1000 次迭代计算。

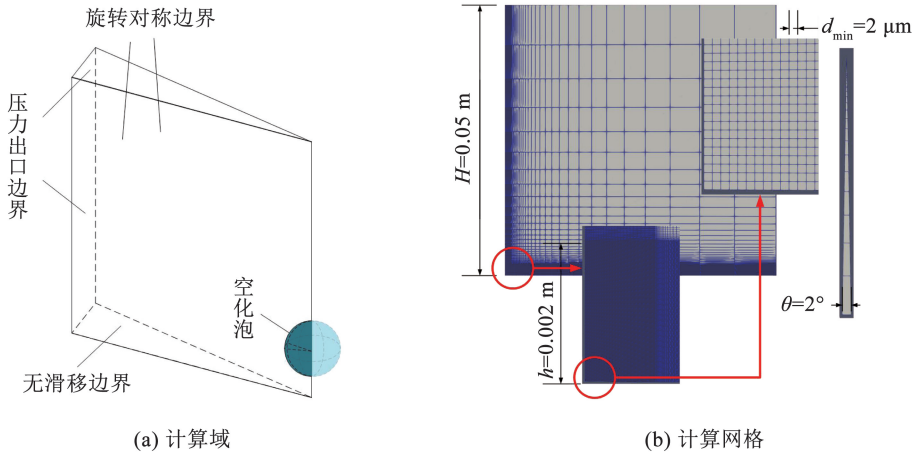


图 1 计算模型设置

Fig. 1 Numerical model

1.3 网格无关性与数值算法验证

基于牛顿流体中近刚性边界单空化泡算例,对网格进行无关性验证,定义空化泡与边界之间无量纲距离:

$$\gamma_w = D_w / R_{max} \quad (18)$$

其中 D_w 为空化泡初生点位置与边界之间距离。在网格无关性验证过程中设置 $\gamma_w = 1$, 取网格数量 110 000、230 000、380 000、580 000、810 000 进行数值求解,并比对空化泡 R_{max} , 结果如图 2 所示。可以看出,发现网格数量取 580 000 与 810 000 时 R_{max} 变化小于 0.1%, 考虑到计算准确性与计算成本,选择网格数量 580 000 进行后续数值模拟,此时加密区域内网格尺寸 d_{min} 为 2 μm 。

为验证数值模拟结果准确性,选取 $\gamma_w = 1$ 时的近刚性边界单空化泡工况,对数值模拟结果与实验结果^[28]中空化泡的形态演变(图 3)和尺寸变化(图 4)进行对比。观察到当实验与数值模拟中空化

泡尺寸相近时(R_{max} 约为 0.5 mm), 二者的空化泡生长溃灭周期基本相同,同时,在对应时间二者的空化泡形态和尺寸基本一致。考虑到实验与数值计算中均会存在一定的偏差,认为实验结果与数值模拟结果吻合良好,即数值模拟结果的准确性得到了验证。

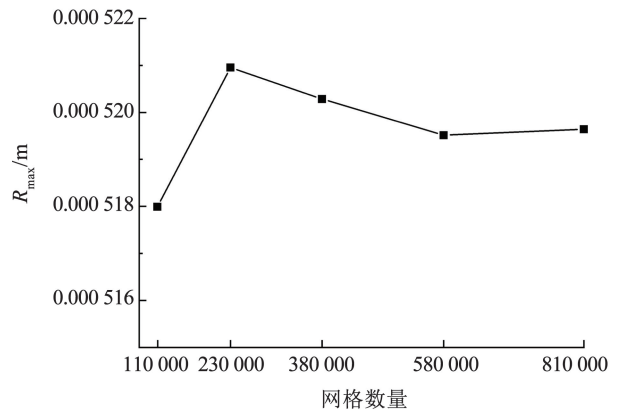


图 2 网格无关性验证

Fig. 2 Mesh independence verification

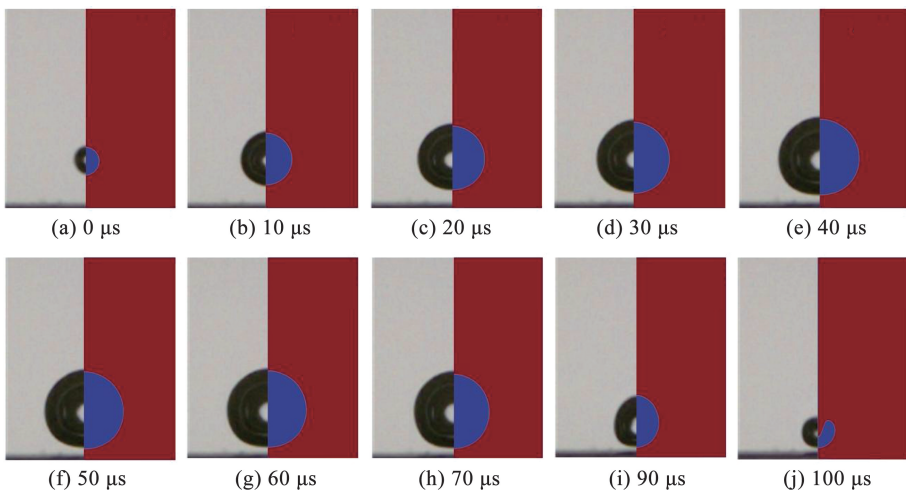


图 3 近刚性边界单空化泡形态演变实验结果^[28](图左)与数值模拟结果(图右)对比

Fig. 3 Comparison between experimental^[28](left) and numerical (right) simulation results of morphological evolution of a single cavitation bubble near rigid boundary

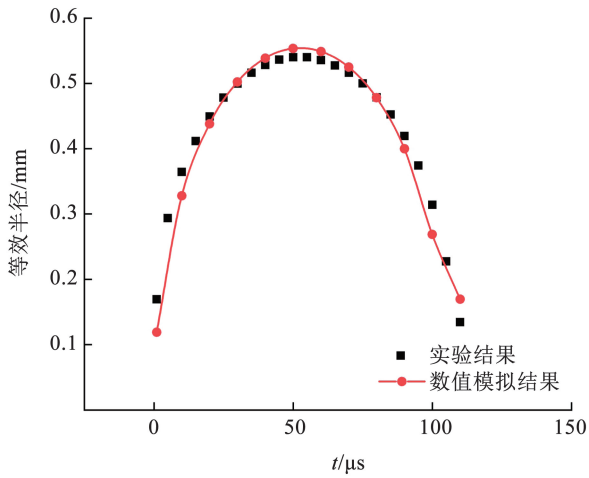


图 4 近刚性边界单空化泡尺寸变化实验结果^[28]与数值模拟结果对比

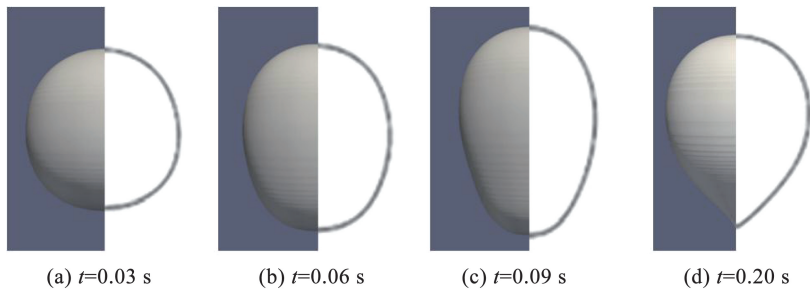
Fig. 4 Comparison between experimental^[28] and numerical simulation results of the size variation of a single cavitation bubble near rigid boundary

为验证黏弹性流体可压缩两相流计算的准确性,对黏弹性流体气泡上升进行数值模拟,并与同样采用 Giesekus 模型表征黏弹性流体的 Ji 等^[29]的数值模拟结果进行对比。选用与空化泡算例相同的楔形计算域,侧面设置为无滑移边界条件,其余边界条件与刚性边界附近空化泡算例一致。Giesekus 黏弹性流体近刚性边界附近空化泡算例中,设置初始气泡半径为 4 mm,气泡与底边距离为 12 mm,计算域轴向高度为气泡初始半径的 40 倍(160 mm),计算域径向宽度为气泡初始半径的 2 倍(8 mm),流体参数设置见表 1。对比结果如图 5 所示,可以看出对应时刻的气泡形态吻合,验证了可压缩黏弹性流体计算的准确性。

表 1 气泡上升算例中流体参数

Tab. 1 Fluid parameters in bubble rise case

模型	$\rho_l / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu_s / (\text{Pa} \cdot \text{s})$	$\mu_p / (\text{Pa} \cdot \text{s})$	λ / s	α	$\rho_g / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu_g / (10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s})$
Giesekus	1 000.9	0.151	1.36	0.207	0.6	1.25	1.75



注:左侧为本文数值模拟结果,右侧为 Ji 等^[29]的数值模拟结果。

图 5 黏弹性流体中气泡上升数值模拟结果对比

Fig. 5 Comparison of numerical simulation results of bubble rise in viscoelastic fluid

2 结果分析

本文中各数值模拟工况的流体参数设置见表 2。针对刚性边界附近单空化泡的研究,选取空化泡初始气核中心向刚性边界的投影位置作为特征点,提取其压力作为流场压力的表征,这一特征点的压力可以反应空化泡对刚性边界作用的压力载荷。

在此基础上,选取初始空化泡中心到特征点处连线为采样线,如图 6 所示,对采样线上压力分布进行分析。定义采样线上各点到初始空化泡中心的无量纲距离

$$\gamma_d = D_d / D_R \quad (19)$$

式中: D_d 为采样线上各点到初始空化泡中心的距离, D_R 为初始空化泡中心到特征点的距离。

表 2 刚性边界附近单空化泡算例中流体参数

Tab. 2 Fluid parameters in single cavitation bubble near a rigid boundary

模型	$\rho_l / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu_s (\mu_1) / (\text{Pa} \cdot \text{s})$	$\mu_p / (\text{Pa} \cdot \text{s})$	λ / s	α	$\rho_g / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu_g / (10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s})$
Newtonian	1 000	0.001	—	—	—	1	1.6
Giesekus	1 000	0.001	0.1	$10^{-6} \sim 0.1$	$0.1 \sim 0.9$	1	1.6

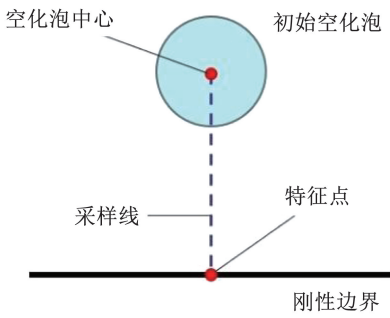


图 6 特征点与采样线设置

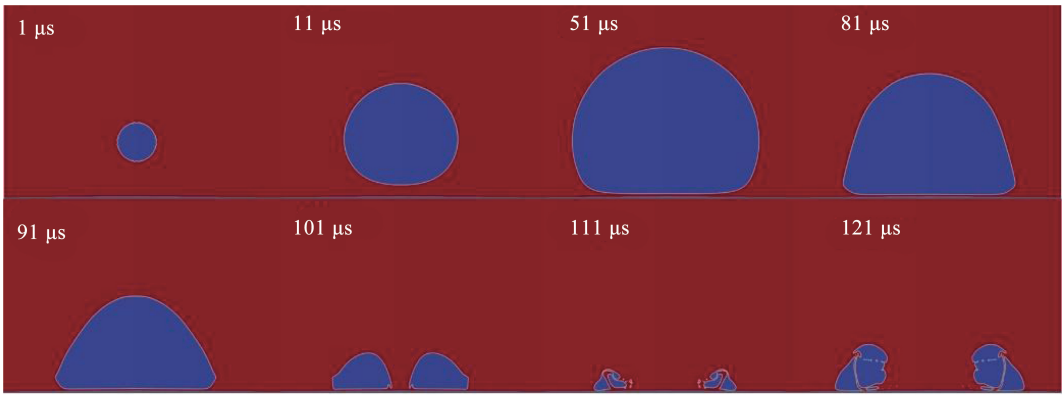
Fig. 6 Setting of characteristic points and sampling lines

2.1 黏弹性流体对空化泡动力学特性的影响

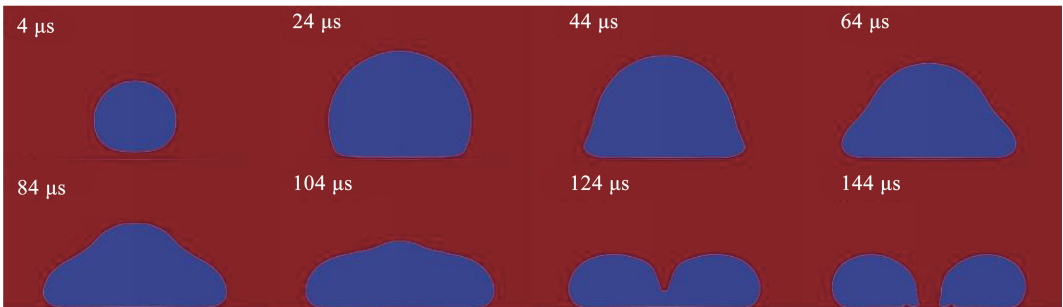
图 7 为黏弹性流体和牛顿流体中,刚性边界附近单空化泡形态演变过程。可以直观看出,空化泡在生长过程中,尚未接触到边界时,底部轮廓线曲率即开始降低,空化泡整体由球形逐渐演变为鹅蛋形(底部窄于空化泡最宽位置),随后空化泡与刚性边界接触,进一步挤压底部成扁平状,空化泡整体演变为山丘形(底部宽于空化泡最宽位置),然后空化泡顶部出现沿边界法线方向朝向边界的射流,在射流

作用下空化泡顶部向底部中心溃灭,射流贯穿空化泡与刚性边界接触。这一过程中的各个形态阶段,随空化泡与刚性边界距离的变化而持续不同的时间。进一步结合图 8 和图 9 中空化泡达到最大尺寸和射流击穿空化泡时,压力场和速度场分布进行分析,发现在黏弹性流体中,空化泡溃灭形成的朝向刚性边界的射流速度更小,射流产生的时间推迟。同时可以观察到黏弹性流体中,空化泡在形成朝向刚性边界的射流后,顶部朝底部中心塌陷时,其底部贴近刚性边界区域会向四周扩张,使空化泡形态演变成饼状结构,并保持较长一段时间。而在牛顿流体中,空化泡底部贴近刚性边界区域在溃灭过程中也向中心收缩,空化泡仅在被射流击穿前很短的时间内出现饼状结构。

图 10 给出了黏弹性流体和牛顿流体中,刚性边界附近空化泡尺寸随时间的变化。可以看出,黏弹性流体中,空化泡先生长后短时间溃灭,然后进入小幅度高频振荡状态,最大尺寸小于牛顿流体中空化泡最大尺寸,并约为后者的 1/2,即流体的黏弹性效应抑制了空化泡的生长和溃灭过程。



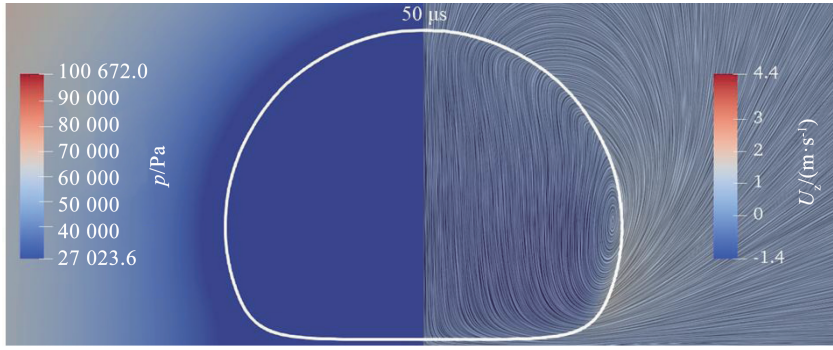
(a) 牛顿流体中刚性边界附近单空化泡形态演变



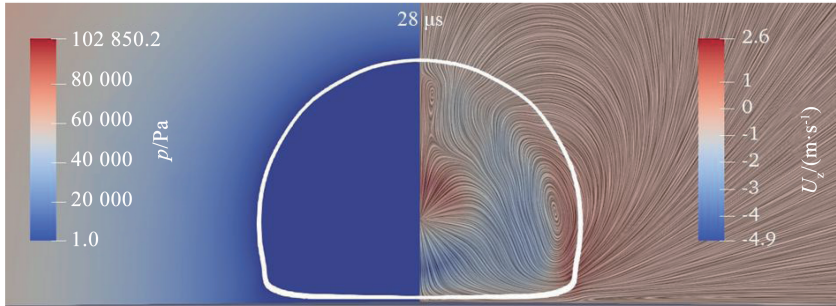
(b) 黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡形态演变

图 7 刚性边界附近单空化泡形态演变 ($\gamma_w = 0.5$)

Fig. 7 Morphological evolution of a single cavitation bubble near a rigid boundary ($\gamma_w = 0.5$)



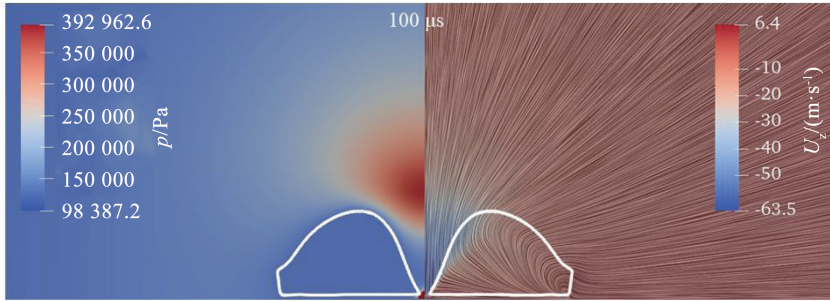
(a) 牛顿流体



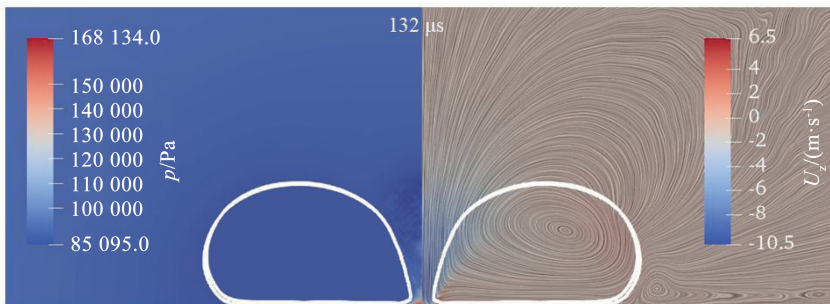
(b) 黏弹性流体

图 8 空化泡尺寸最大时压力场与速度场 ($\gamma_w = 0.5$)

Fig. 8 Pressure and velocity field at the cavitation bubble's maximum size ($\gamma_w = 0.5$)



(a) 牛顿流体



(b) 黏弹性流体

图 9 射流击穿空化泡时压力场与速度场 ($\gamma_w = 0.5$)

Fig. 9 Pressure and velocity field during jet penetration of the cavitation bubble ($\gamma_w = 0.5$)

图 11 展示了黏弹性流体和牛顿流体中,刚性边界附近空化泡流场特征点处压力随时间的变化。可以看出,黏弹性流体中,特征点处压力在较早的时刻开始回升并达到最大值,最大压力明显低于牛顿流体(约为牛顿流体中最大压力的 1/25),且在达到最

大值后开始振荡,振荡幅度逐渐减小。当射流击穿空化泡形成射流冲击后,特征点处压力再次回升,即流体黏弹性效应减小了空化过程对边界产生的压力载荷。

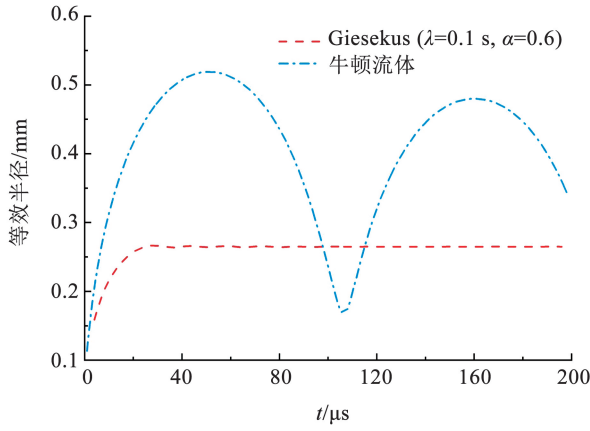


图 10 牛顿流体和黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡尺寸 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 10 Size of a single cavitation bubble near a rigid boundary in Newtonian and viscoelastic fluids ($\gamma_w = 0.7$)

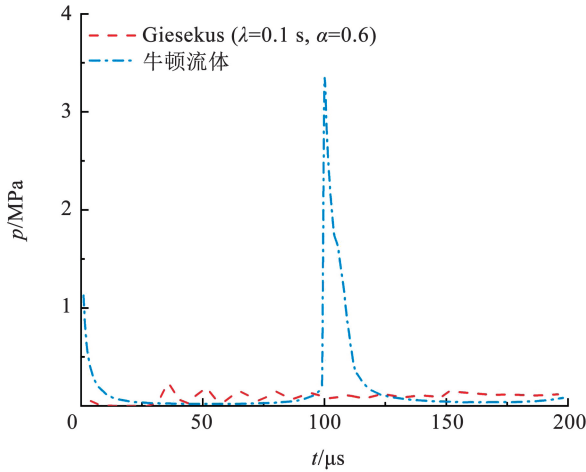
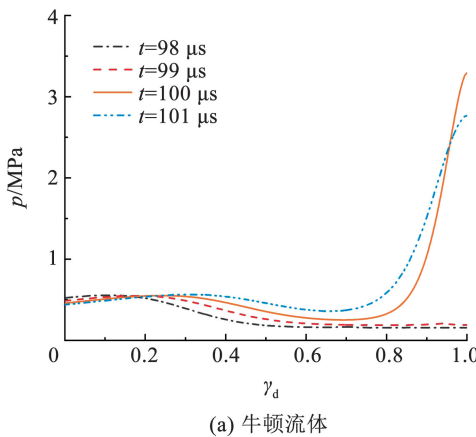


图 11 牛顿流体和黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡流场特征点处压力 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 11 Pressure at characteristic points of a single cavitation bubble near a rigid boundary in Newtonian and viscoelastic fluids ($\gamma_w = 0.7$)



(a) 牛顿流体

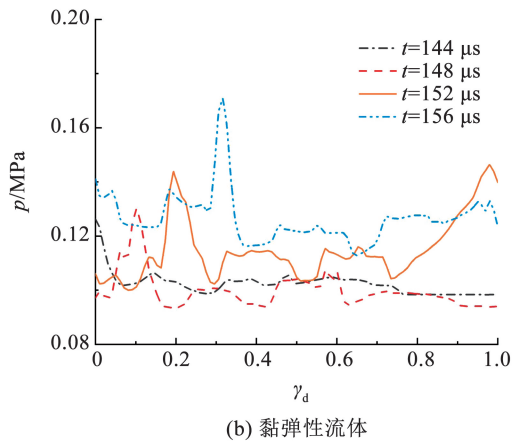
在此基础上,根据图 12 给出的射流冲击形成过程中,沿采样线上压力分布进行分析。可以看出,远离特征点位置出现了高压区,随射流朝向边界运动高压区压力逐渐升高,并朝向边界方向移动,但高压区移动的速度小于射流速度,射流先于高压区到达边界并形成射流冲击,引起边界上特征点处压力升高。黏弹性流体中高压区压力低于牛顿流体,且沿采样线压力分布存在明显的振荡。

图 13 为黏弹性流体和牛顿流体内,刚性边界附近空化泡流场内射流速度随时间的变化。可以看出,黏弹性流体流场中的射流速度约为牛顿流体中的 1/20,且射流形成时间晚于牛顿流体,即流体黏弹性效应抑制了空化泡溃灭时射流的形成,削弱了射流强度。

综上,流体的黏弹性效应减小了刚性边界附近单空化泡尺寸,抑制空化泡溃灭过程中形成的射流强度,减小射流速度并降低射流对刚性边界产生的压力载荷。

2.2 黏弹性流体流变学特性对空化泡动力学特性的影响

对不同松弛时间 λ 和迁移系数 α 的数值模拟结果分别进行对比,发现黏弹性流体流变学特性的影响主要体现在空化泡尺寸变化上。图 14 为不同 λ 的黏弹性流体中空化泡的尺寸变化,可以看出,随 λ 的增加,空化泡生长过程持续的时间延长,空化泡的最大尺寸增大,而当 λ 增加至 ≥ 0.001 s 时,空化泡的尺寸变化将不再随 λ 的增加出现明显差异。图 15 为不同 α 的黏弹性流体中空化泡尺寸变化。可以看出, α 的影响与 λ 存在明显联系,当 λ 较大时 ($\lambda = 0.1$ s), α 对空化泡尺寸的影响不明显,当 λ 较小时 ($\lambda = 1 \mu\text{s}$),空化泡尺寸随 α 的增加而略有减小。



(b) 黏弹性流体

图 12 牛顿流体和黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡在射流冲击形成时采样线压力分布 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 12 Pressure distribution along sampling line during jet impact for a single cavitation bubble near a rigid boundary in Newtonian and viscoelastic fluids ($\gamma_w = 0.7$)

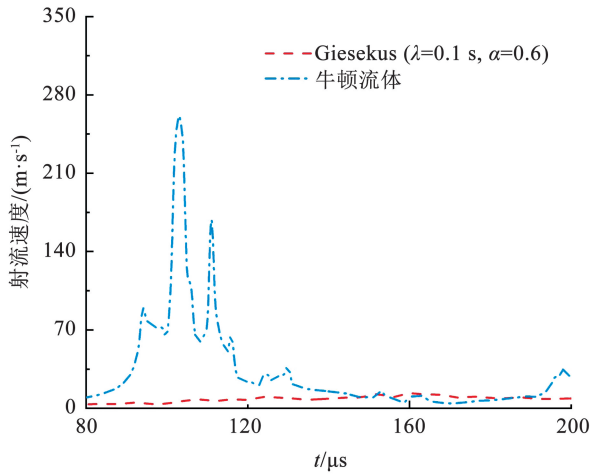


图 13 牛顿流体和黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡射流速度 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 13 Jet velocity of a single cavitation bubble near a rigid boundary in Newtonian and viscoelastic fluids ($\gamma_w = 0.7$)

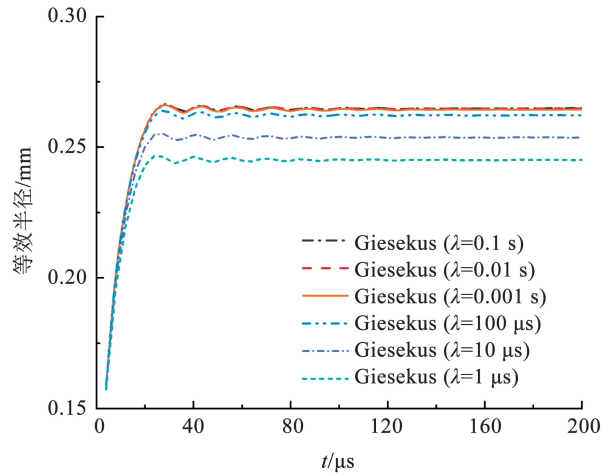
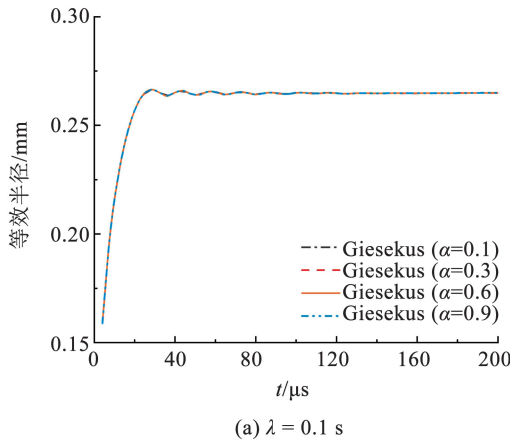
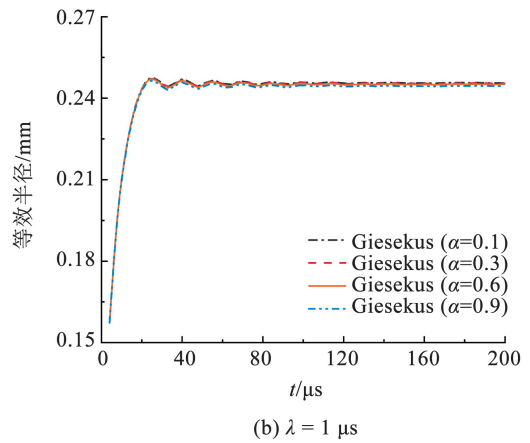


图 14 黏弹性流体不同 λ 下刚性边界附近单空化泡尺寸 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 14 Size of a single cavitation bubble near a rigid boundary under different λ in viscoelastic fluid ($\gamma_w = 0.7$)



(a) $\lambda = 0.1$ s



(b) $\lambda = 1$ μs

图 15 黏弹性流体不同 α 下刚性边界附近单空化泡尺寸 ($\gamma_w = 0.7$)

Fig. 15 Size of a single cavitation bubble near a rigid boundary under different α in viscoelastic fluid ($\gamma_w = 0.7$)

结合式 (10) 给出的 Giesekus 本构方程对上述现象进行分析。松弛时间 λ 同时作用于松弛项 $\lambda \nabla \tau_p$ 和非线性耗散项 $\alpha \frac{\lambda}{\mu_p} (\tau_p \cdot \tau_p)$, 在空化泡生长初期, 受松弛时间对松弛项的影响, 应力响应将延迟于应变率变化, 即随 λ 的增加, 对应时刻的应力 τ_p 将减小, 削弱了黏弹性应力对空化泡生长的抑制作用, 并将动能以弹性势能的形式储存起来, 在空化泡生长后期释放, 从而延长了空化泡生长的持续时间。非线性耗散项同时受 λ 和 τ_p 的影响, 这导致 λ 增加和 τ_p 减小对非线性耗散项的影响相互抵消, 使 λ 的影响主要体现在松弛项中。而迁移系数 α 只作用于非线性耗散项, α 的增加将导致耗散损失的动能增加, 从而抑制空化泡生长, 但因 τ_p 在耗散项中以平方项存在, 其影响占主导地位, 故当 λ 较大, 导致对应时刻 τ_p 较小时, α 的影响将不明显。

2.3 空化泡与边界之间距离对空化泡动力学特性的影响

空化泡与边界之间距离对空化泡动力学特性存在影响, 并主要体现在特征点处压力和射流速度上, 对比不同黏弹性流体的各工况发现, γ_w 的影响在不同黏弹性流体的各工况中无明显差异, 故本节中仅对 $\lambda = 0.1$ s 时黏弹性流体中不同 γ_w 的各工况对比结果进行展示。图 16 为不同 γ_w 对黏弹性流体中刚性边界附近单空化泡特征点处压力的影响。可以看出, 随 γ_w 的增加, 压力发生振荡的时刻先推迟后提前, 不同 γ_w 下的压力振荡频率与幅度也存在差异。当 $\gamma_w = 0.1$ 和 $\gamma_w = 1$ 时, 未观察到明显的射流冲击, 而在其他工况中可以观察到, 随 γ_w 的增加, 射流冲击压力先增大后减小, 在 $\gamma_w = 0.5$ 时达到最大值, 射流冲击形成的时刻先提前后推迟。

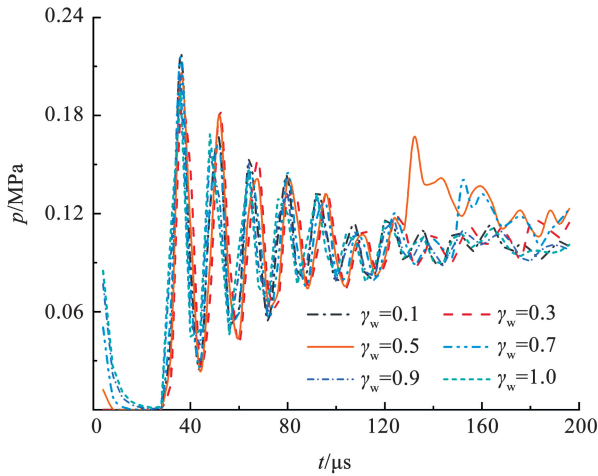


图 16 黏弹性流体中不同 γ_w 下刚性边界附近单空化泡流场内特征点处压力

Fig. 16 Pressure at characteristic points of a single cavitation bubble near a rigid boundary in viscoelastic fluids under different γ_w

对最大射流速度及其形成的时刻进行分析,如图 17 所示。可以看出,随 γ_w 的增加,最大射流速度先增大后减小。同时发现射流存在两次较为明显的加速过程,在射流形成时,射流加速,当达到一定速度后在流体黏弹性效应作用下开始减速,随后当射流击穿空化泡时开始第 2 次加速。当 $\gamma_w = 0.1$ 时,空化泡未被击穿,射流在第 1 次加速中达到最大值。当 $0.3 \leq \gamma_w \leq 0.9$ 时,空化泡被击穿,射流在第 2 次加速中达到最大值。当 $\gamma_w = 1$ 时,虽然空化泡未被击穿,但仍然出现了第 2 次加速,且在第 2 次加速中射流速度达到最大值。

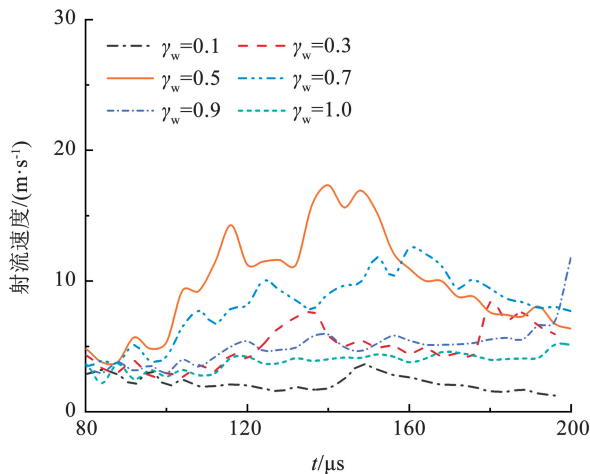


图 17 黏弹性流体中不同 γ_w 下刚性边界附近单空化泡射流速度

Fig. 17 Jet velocity of a single cavitation bubble near a rigid boundary in viscoelastic fluids under different γ_w

综上,射流冲击压力和射流最大速度均随 γ_w 的增加先增大后减小,特征点处压力发生振荡的时刻

随 γ_w 的增加先推迟后提前。且在 $\gamma_w = 0.1$ 和 $\gamma_w = 1$ 时空化泡无法被射流击穿。

3 结 论

1) 流体黏弹性效应将抑制空化泡的生长和溃灭过程,使空化泡在生长到一定尺寸后保持稳定,并导致空化泡的最大尺寸减小。这一作用受黏弹性流体的流变学特性影响,其中,松弛时间 λ 的增加使空化泡在生长初期更多动能转化为弹性势能,并在生长后期重新转化为动能,延长了空化泡生长时间并减少了动能的耗散。而迁移系数 α 的增加会增大动能的耗散,故 λ 和 α 的影响存在相互抵消的关系。

2) 黏弹性流体中边界处压力载荷(即为特征点处压力)升高的时刻早于牛顿流体,最大压力载荷约为牛顿流体中的 $1/25$,并在升高至最大后出现振荡,振幅逐渐减弱。随空化泡与边界之间距离的增加,边界压力载荷先增大后减小,且其发生振荡的时刻先推迟后提前。

3) 空化泡溃灭形成射流的强度在流体黏弹性效应的作用下受到抑制,射流最大速度减小,约为牛顿流体中射流最大速度的 $1/20$ 。在 $\gamma_w = 0.1$ 和 $\gamma_w = 1$ 时,空化泡无法被射流击穿。随空化泡与边界之间距离的增加,射流最大速度先增大后减小。

4) 流体黏弹性效应对空化泡生长和溃灭的周期、流场内压力、溃灭时形成的射流速度产生了明显影响,且这一影响与流体流变学特性和空化泡与边界之间距离存在关系。因此,在医学上应用空化效应及规避空化引发的副作用时,需考虑人体内环境液体黏弹性效应的影响。在后续的研究中将建立更加完整的黏弹性流体中空化泡动力学特性数据库,为医学领域空化泡的精准控制提供支持。

参考文献

- [1] LI Wei, LIU Mingjiang, JI Leilei, et al. Study on the trajectory of tip leakage vortex and energy characteristics of mixed-flow pump under cavitation conditions [J]. Ocean Engineering, 2023, 267: 113225. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2022.113225
- [2] WANG Yongshuai, HE Chaohui, WANG Xincheng, et al. Influence of skew angle on the cavitation dynamics and induced low-frequency pressure fluctuations around a marine propeller [J]. Ocean Engineering, 2023, 277: 114302. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2023.114302
- [3] LIU Zhikai, YANG Mei, YAO Wang, et al. Microfluidic ultrasonic cavitation enables versatile and scalable synthesis of monodisperse nanoparticles for biomedical application [J]. Chemical Engineering Science, 2023, 280: 119052. DOI: 10.1016/j.ces.2023.119052
- [4] ASKARNIYA Z, SUN Xun, WANG Zhaohui, et al. Cavitation-based technologies for pretreatment and processing of food wastes;

- major applications and mechanisms [J]. *Chemical Engineering Journal*, 2023, 454: 140388. DOI: 10.1016/j.ccej.2022.140388
- [5] SUN Xun, LIU Shuai, MANICKAM S, et al. Intensification of biodiesel production by hydrodynamic cavitation: a critical review [J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2023, 179: 113277. DOI: 10.1016/j.rser.2023.113277
- [6] ZHAO Xiaoxiao, PELLOW C, GOERTZ D E. Intravital imaging and cavitation monitoring of antivasular ultrasound in tumor microvasculature [J]. *Theranostics*, 2023, 13 (1): 250. DOI: 10.7150/thno.79186
- [7] BARAJAS C, JOHNSEN E. The effects of heat and mass diffusion on freely oscillating bubbles in a viscoelastic, tissue-like medium [J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2017, 141 (2): 908. DOI: 10.1121/1.4976081
- [8] WANG Guowei, JIANG Yifan, XU Junjun, et al. Unraveling the plasma protein corona by ultrasonic cavitation augments active-transporting of liposome in solid tumor [J]. *Advanced Materials*, 2023, 35 (9): 2207271. DOI: 10.1002/adma.202207271
- [9] ZHOU Jian, PAPAUTSKY I. Viscoelastic microfluidics: progress and challenges [J]. *Microsystems & Nanoengineering*, 2020, 6: 113. DOI: 10.1038/s41378-020-00218-x
- [10] JIA Boxin, SOYAMA H. Non-spherical cavitation bubbles: a review [J]. *Fluids*, 2024, 9 (11): 249. DOI: 10.3390/fluids9110249
- [11] LIND S J, PHILLIPS T N. The influence of viscoelasticity on the collapse of cavitation bubbles near a rigid boundary [J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2012, 26: 245. DOI: 10.1007/s00162-011-0227-9
- [12] JIMÉNEZ-FERNÁNDEZ J, CRESPO A. Bubble oscillation and inertial cavitation in viscoelastic fluids [J]. *Ultrasonics*, 2005, 43 (8): 643. DOI: 10.1016/j.ultras.2005.03.010
- [13] WARNEZ M T, JOHNSEN E. Numerical modeling of bubble dynamics in viscoelastic media with relaxation [J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27 (6): 063103. DOI: 10.1063/1.4922598
- [14] CHAHINE G L, FRUMAN D H. Dilute polymer solution effects on bubble growth and collapse [J]. *Physics of Fluids A Fluid Dynamics*, 1979, 22: 1406. DOI: 10.1063/1.862754
- [15] CHAHINE G L. Experimental and asymptotic study of nonspherical bubble collapse [J]. *Applied Scientific Research*, 1982, 38 (1): 187. DOI: 10.1007/BF00385948
- [16] BRUJAN E A. Shock wave emission from laser-induced cavitation bubbles in polymer solutions [J]. *Ultrasonics*, 2008, 48 (5): 423. DOI: 10.1016/j.ultras.2008.02.001
- [17] YIN Jianyong, ZHANG Yongxue, ZHU Jianjun, et al. An experimental and numerical study on the dynamical behaviors of the rebound cavitation bubble near the solid wall [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 177: 121525. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121525
- [18] ZHANG Jiayun, DU Yuxin, LIU Jiaqi, et al. Experimental and numerical investigations of the collapse of a laser-induced cavitation bubble near a solid wall [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2022, 34 (2): 189. DOI: 10.1007/s42241-022-0017-4
- [19] BUBMANN A, RIAHI F, GÖKCE B, et al. Investigation of cavitation bubble dynamics near a solid wall by high-resolution numerical simulation [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35 (1): 016115. DOI: 10.1063/5.0135924
- [20] ZHAO Di, DENG Fuqiang, ZHANG Lingxin. Numerical investigation on the impact pressure induced by a cavitation bubble collapsing near a solid wall [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35 (4): 043315. DOI: 10.1063/5.0145499
- [21] NGUYEN Q T, NGUYEN V T, PHAN T H, et al. Numerical study of dynamics of cavitation bubble collapse near oscillating walls [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35 (1): 013306. DOI: 10.1063/5.0132049
- [22] TING R Y. Viscoelastic effect of polymers on single bubble dynamics [J]. *AIChE Journal*, 1975, 21 (4): 810. DOI: 10.1002/aic.690210427
- [23] WELLER H G. A new approach to VOF-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow [R]. [S. l.]: OpenCFD Ltd, 2008
- [24] LÖFSTEDT R, BARBER B P, PUTTERMAN S J. Toward a hydrodynamic theory of sonoluminescence [J]. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1993, 5 (11): 2911. DOI: 10.1063/1.858700
- [25] LI Yuanhui. Equation of state of water and sea water [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1967, 72 (10): 2665. DOI: 10.1029/JZ072i010p02665
- [26] GIESEKUS H. A simple constitutive equation for polymer fluids based on the concept of deformation-dependent tensorial mobility [J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 1982, 11 (1/2): 699. DOI: 10.1016/0377-0257(82)85016-7
- [27] GIESEKUS H. A unified approach to a variety of constitutive models for polymer fluids based on the concept of configuration-dependent molecular mobility [J]. *Rheologica Acta*, 1982, 21: 366. DOI: 10.1007/BF01534296
- [28] HE Zhibo, ZENG Qingfeng, ZENG Tianbao, et al. Experimental study on dynamics of sub-millimeter cavitation bubbles near elastic boundaries in the water [C]//The 32nd International Symposium on Transport Phenomena. Tianjin: [s. n.], 2021
- [29] JI Jingbo, LI Shaobai, WAN Pan, et al. Numerical simulation of the behaviors of single bubble in shear-thinning viscoelastic fluids [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35 (1): 013313. DOI: 10.1063/5.0132842

(编辑 刘 彤)