中国科学: 物理学 力学 天文学 2027 年 第 57 卷 第 1 期: 214725
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica physcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文 水中气泡动力学专辑

空化泡溃灭能量分配与冲击波传播特性研究

王梓文[1], 梁权伟[2], 温海岗[1], 姚志峰[1,3,4*], 程宦[2], 王超越[1,3,4], 王福军[1,3,4]

1. 中国农业大学水利与智能工程学院, 北京 100083
2. 东方电气集团东方电机有限公司, 德阳 618000
3. 农业水资源高效利用全国重点实验室, 北京 100083
4. 北京市供水管网系统安全与节能工程技术研究中心, 北京 100083
*联系人, E-mail: yzf@cau.edu.cn

收稿日期: 2026-04-17; 接受日期: 2026-07-20; 网络出版日期: 2026-10-21
国家自然科学基金(编号: 52539006)资助项目

摘要 空化泡溃灭释放的冲击波是导致水力机械空蚀破坏的关键因素. 由于空化泡溃灭过程具有微米-纳秒级时空尺度, 其能量分配机制的精准表征极具挑战性. 本研究采用超高时空分辨率双曝光技术结合时序阴影法, 对毫米级激光诱导球形空化泡的溃灭形态演化及冲击波波阵面传播过程进行了高分辨率测量. 基于Gilmore模型与Kirkwood-Bethe (K-B)假设, 引入泡内蒸汽连续凝结效应, 建立了空化泡动力学计算模型, 数值获得了空化泡半径演化规律及冲击波波阵面传播特性, 并系统分析了溃灭过程中的能量分配规律. 结果表明: 依据空化泡最大半径和振荡周期等关键参数调控泡内等效压力, 可获得与实验高度吻合的空化泡半径及冲击波波阵面位置预测结果; 溃灭冲击波速度可达3000 m/s以上, 对应波阵面压力超过2 GPa, 且波阵面压力衰减斜率逐渐减缓; 受泡内不可凝结气体的影响, 溃灭后空化泡仍保有一定反弹势能, 冲击波能量与反弹势能之比约为17:1.

关键词 空化泡, 双曝光, Gilmore模型, 冲击波, 能量分配

1 引言

空蚀是水泵、水轮机、螺旋桨等水力机械安全运行与使用寿命面临的核心瓶颈. 空蚀破坏的根源在于空化泡溃灭瞬间释放的高能冲击波[1,2], 即流场局部压力降至饱和蒸汽压以下时, 液体中生成以饱和蒸汽压为主要成分的微气泡(即空化泡); 当压力回升时, 空化泡经历快速溃灭过程, 溃灭-反弹阶段向周围流场辐射强冲击波. 冲击波传播特性及其承载的能量份额直接决定空蚀破坏程度, 而泡内不可凝结气体与蒸汽相变影响溃灭能量分配, 进而改变冲击波强度. 然而, 空化泡溃灭过程具有纳秒-微米级的极短时空尺度与强瞬态非定常特征, 使得溃灭能量分配规律与动力学演化的精确表征始终是空化研究领域的核心难题. 厘清空化泡溃灭冲击波传播规律, 量化空化泡溃灭能量在冲击波辐射与泡体反弹间的分配特征, 建立可精准预测空化泡溃灭冲击波的计算方法, 是揭示空蚀损伤机理、实现水力机械空蚀防护的重要前提.

围绕空化泡溃灭动力学与冲击波定量表征, 国内外学者在实验技术方面进行了持续探索. Brujan等

引用格式: 王梓文, 梁权伟, 温海岗, 等. 空化泡溃灭能量分配与冲击波传播特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2027, 57: 214725
Wang Z, Liang Q, Wen H, et al. Energy partition and shock wave propagation during cavitation bubble collapse (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2027, 57: 214725, doi: 10.1360/SSPMA-2026-0299

© 2026《中国科学》杂志社

人[3]采用10万帧/秒的高速相机，对矩形通道内激光诱导空化泡的溃灭形态、射流演化与迁移特性开展了系统观测, 清晰捕捉到泡体的演化全过程. 现有研究也以高速摄影定位溃灭冲击波发射时刻的观测范式为主[4–11]；Garen等人[12]自主研发激光阴影法(LSM)，结合时间分辨率达20 ns的PIN光电二极管，实现泡径与冲击波的同步测量，有效克服了传统成像中非球形泡径拟合的系统误差；Mur等人[13]利用多帧多重曝光成像与光纤探针水听器，实现了距泡核小于100 μm的近场溃灭冲击波高精度测量，测得峰值压力可达500 MPa–1 GPa；Zhu等人[5]则同步运用高速摄影与纹影成像，经数字图像处理还原了溃灭冲击波与伴随稀疏波的传播过程；Bokman等人[14]采用超高速X射线相衬成像，实现了水中微米级空化泡在平面入射冲击波作用下溃灭与射流演化的高分辨观测，并获取了相关定量数据. 尽管上述工作不断推进观测能力的边界, 但受限于现有技术的时空分辨率，毫米级空化泡溃灭冲击波的完整瞬态传播过程仍难以被清晰捕获，其溃灭能量分配还需要进一步实验证实.

数值计算方面，Rayleigh-Plesset (R-P)方程[15]、Gilmore模型[16]等构成了描述空化泡半径演化的经典理论框架, 结合Kirkwood-Bethe (K-B)假设[17,18]可进一步推导冲击波波阵面的传播过程. 在此框架下，van Wijngaarden[19]基于R-P方程分析空泡动力学，采用理想气体多方过程估算溃灭压力；Tinguely等人[20]基于溃灭前后的能量差定义冲击波释放能量，考虑两级振荡间的内能变化, 建立了空化泡溃灭-反弹能量守恒关系；Li等人[21]通过对比可压缩边界积分法(CBIM)与全马赫数VOF法(AMM)证实，液体可压缩性引发的声辐射能量耗散是溃灭计算的关键修正项; Wang等人[22]采用有限体积法与VOF法建立可压缩空化泡动力学模型，考虑了两相可压缩性、相间质量传递与热力学效应; Zhang等人[23]基于波动方程与可压缩流体理论, 建立了统一形式的可压缩气泡动力学理论模型，将气泡振荡、迁移、相变及边界效应纳入同一理论体系; Sanjay等人[24]针对黏塑性流体中的空泡溃灭过程开展数值研究，证实了流体黏性与界面效应共同主导空泡动力学行为，为本文空化泡溃灭过程的能量分配分析提供了理论参考. 然而，现有模型在溃灭点附近普遍缺乏实验数据的高精度标定，导致近场冲击波演化与能量分配的计算结果缺乏有效支撑；同时，溃灭过程的能量分配特性缺乏系统的定量刻画，也制约了空蚀损伤预测模型构建与防护方案的优化.

针对上述实验观测与数值建模的双重不足，本研究以毫米级激光诱导球形空化泡为研究对象，开展以下工作：实验上，采用超高时空分辨率双曝光技术与时序阴影法，通过纳秒级时间间隔双曝光，实现溃灭冲击波波阵面位置及传播速度的高精度测量；理论上，基于Gilmore模型与K-B假设，引入泡内蒸汽连续凝结效应，构建空化泡与冲击波耦合动力学模型，并以实验数据为基准优化模型参数；在此基础上，系统量化溃灭过程的能量分配规律，揭示主导冲击波强度的关键影响因素. 本研究所建立的动力学演化规律与能量分配精准计算方法，旨在为水力机械空蚀损伤的定量预测及抗空蚀防护设计提供科学依据.

2　实验与数据处理方法

2.1　实验装置与原理

本文主要采用课题组自研的基于PIV (Particle Image Velocimetry)双腔脉冲激光器与工业CMOS相机的激光诱导空化泡纳秒分辨率实验系统[8,25,26], 相应实验技术也称为超高时空分辨率的时序阴影法，用于空化泡溃灭冲击波瞬态过程的精确观测. 该系统由四部分组成：空化泡生成系统、照明与成像系统、时序同步控制系统以及数据采集与处理单元, 如图1所示.

空化泡生成系统采用波长1064 nm、脉宽10 ns、单脉冲能量10 mJ的Nd:YAG单腔脉冲激光器(Grace laser TINY-L)作为击穿光源. 激光束经扩束镜(GCO-2502)后, 由消色差双胶合透镜(f = 50 mm)与半月形透镜(f = 100 mm)组合聚焦至尺寸为50 mm × 50 mm × 100 mm的纯水容器中, 数值孔径NA = 0.6, 可确保聚焦光斑足够致密, 产生高球形度的单个空化泡.

照明与成像系统的核心是Nd:YAG双腔脉冲激光器, 其两个激光头可独立运行, 分别发射波长为532 nm的纳秒脉冲, 单脉冲宽度为5 ns, 两脉冲之间的最小时间间隔可设置至10 ns以下. 激光脉冲经凹透镜扩束、准直透镜整形及匀化材料处理后，为空化泡区域提供均匀的背光照明. 成像端采用工业相机，其快门时间设为远大于脉冲间隔ΔT的值(如500 μs)，使两次照明脉冲的图像叠加记录在同一帧中形成“双曝光图像”, 相机的等效曝光时间由激光脉宽(5 ns)控制；帧间时间

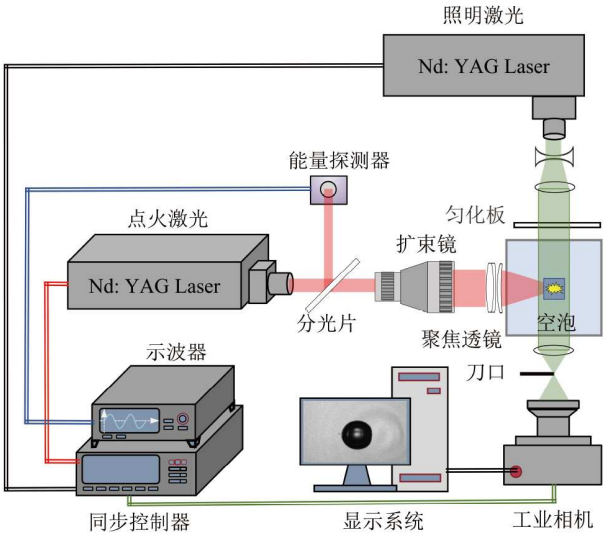


图 1　(网络版彩图)实验装置示意图

Figure 1　(Color online) Schematic diagram of the experimental system.

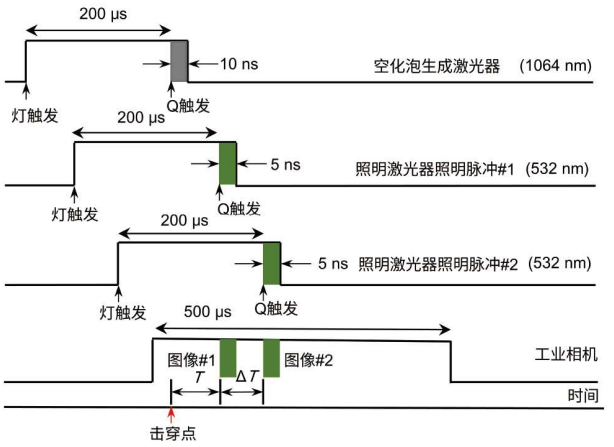


图 2　(网络版彩图)双曝光法时序控制原理图

Figure 2　(Color online) Schematic diagram of timing control for the double-exposure method.

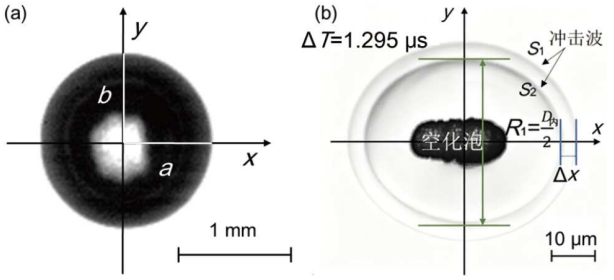


图 3　(网络版彩图)空化泡与冲击波波阵面影像. (a) 空化泡形态及表征参数. (b) 双曝光冲击波影像及表征参数

Figure 3　(Color online) Images of a cavitation bubble and shock wave front. (a) Cavitation bubble morphology and characteristic parameters. (b) Double-exposure shock wave image and characteristic parameters.

分辨率由两路脉冲的间隔ΔT决定，最小可达10 ns，从而实现纳秒级时间分辨.

时序同步控制系统采用8通道数字延迟脉冲发生器(Quantum Composers 9528)实现各设备间的纳秒级精确触发. 实验启动时，击穿激光首先触发产生空化泡；经延迟时间T后，触发PIV激光器1#口发射第一次照明脉冲，再经ΔT后触发2#口发射第二次照明脉冲. 示波器实时监测各通道触发信号的时序精度，确保ΔT的实际值准确可控. 时序控制原理如图2所示.

基于空化泡的高重复性，通过在工业相机单帧快门开启期间接收来自双腔激光器先后发射的两个照明脉冲, 将空化泡与冲击波在两个极短间隔时刻(T和$T+\Delta T$)的状态叠加记录于同一幅图像中. 高速摄影与双曝光成像的实验图像示例, 如图3所示.

在观测空化泡形态演化时，系统切换为高速相机模式: 照明光源替换为LED连续光源(Danny U U-100T)配合扩散板提供均匀背光，成像设备替换为高速相机(Phantom TMX 7510, 拍摄帧率为772050 fps, 分辨率为128 pixel×128 pixel，空间分辨率为0.025 mm/pixel, 曝光时间为1.94 μs)，其余部分保持不变. 本实验在室温常压环境下进行，实验装置的远场静水压力测定为常温大气压强(10^5 Pa). 该压力作为Gilmore方程及相关模型的边界条件输入，确保数值计算与实验环境条件一致. 液体物性参数取值均对应常温常压情况下水的标准物理参数.

2.2　实验图像处理方法

(1) 空化泡等效半径计算

激光诱导空化泡受聚焦模式影响，空化泡收缩-溃灭-反弹过程中，形状并非完美球形. 为分析不同时刻空化泡的体积, 本文采用等效球半径定量表征, 具体方法为将空化泡近似为旋转椭球，定义平行于激光聚焦方向的半轴长为a，垂直方向的半轴长为b，如图3(a)所示. 令该椭球体积等于半径为R的等效球体积，即$V=\frac{4}{3}\pi ab^2\approx\frac{4}{3}\pi R^3$，由此得到等效球半径$R=(ab^2)^{1/3}$. 该定义在空化泡演化全过程均适用，尤其在非球形阶

段, 其表征精度明显优于仅取a或b的单一维度近似.

(2) 冲击波波阵面与速度计算

实验中针对每一延迟时间T进行多次重复实验. 图3(b)为实验中双曝光法拍摄的溃灭冲击波典型图像, 两次曝光的图像叠加于同一帧中, 形成包含两个不同灰度冲击波轮廓的双曝光图像. 根据已知的空间分辨率(1.24 μm/pixel), 测量图像中两个冲击波波阵面的径向位置差Δx; 结合两次曝光的时间间隔ΔT, 通过$v = \Delta x/\Delta T$, 即可计算冲击波波阵面传播速度. 改变延迟时间, 重复上述过程, 可获得冲击波传播速度随时间的完整演化曲线.

3　数值计算与分析方法

3.1　Gilmore模型与K-B假设

Gilmore模型基于可压缩液体中球形空化泡的运动方程建立[27], 可描述空化泡半径、泡壁速度及泡壁处液体压力随时间的演变规律, 其控制方程[16]为

$$\left(1-\frac{\dot{R}}{C}\right)R\ddot{R}+\frac{3}{2}\left(1-\frac{\dot{R}}{3C}\right)(\dot{R})^2 = \left(1+\frac{\dot{R}}{C}\right)H+\frac{\dot{R}}{C}\left(1-\frac{\dot{R}}{C}\right)R\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}R}, \tag{1}$$

其中, R是空化泡半径, $\dot{R}$是其时间导数, 表示空化泡壁速度, $\ddot{R}$表示空化壁加速度; C和H分别为空化泡壁处液体的局部声速和远场与空化泡壁之间的焓差, 其表达式[4]如下:

$$C=\sqrt{c_\infty^2+(n-1)H}, \tag{2}$$

$$H=\frac{n(p_\infty+B)}{(n-1)\rho_\infty}\left[\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{n}}-1\right], \tag{3}$$

$$\rho_\infty=\rho_0\sqrt[n]{\frac{p_\infty+B}{p_0+B}}, \tag{4}$$

$$c_\infty=c_0\left(\frac{p_\infty+B}{p_0+B}\right)^{\frac{n-1}{2n}}, \tag{5}$$

其中, $p_0 = 10^5$ Pa为常温常压下大气压强, $\rho_0 = 998$ kg/m^{3}为液体密度, $c_0 = 1483$ m/s为常温常压下水中声速, $B = 314$ MPa, $n = 7$[28]为Tait状态方程常数. $p_\infty = 10^5$ Pa为远场静水压力, 由实验装置的边界条件唯一确定. 经实验验证, 该参数在实验环境正常波动范围内对空泡动力学影响较小[29], 保障了数值模拟的稳定性和可靠性. p为泡壁处液体压力, 即空化泡内外压力相等时的半径, 代表空化泡中气体含量, 为模型中唯一可调参数.

由K-B假设[17,18]可推导出不变函数G, 问题简化为理想可压缩液体的等熵流动; 在一定时间延迟下, 求解空化泡边界上的G可得液体中任意位置和时间的流动. G以$c + u$的速度从空化泡壁沿特征线传播的微分方程[4]如下:

$$G=r\left(h+\frac{u^2}{2}\right), \tag{6}$$

其中, r是流场中某点到击穿中心的距离, h是液体压力p与静水压力p_∞之间的焓差, u是局部液体速度, 空化泡周围的液体流速[4,18]分布规律为

$$u'=\frac{1}{c-u}\left[(c+u)\frac{G}{r^2}-\frac{2c^2u}{r}\right], \tag{7}$$

c为液体中的声速, 又满足:

$$\dot{r}=u+c, \tag{8}$$

其中,

$$c=c_\infty\left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{\frac{n-1}{2n}}, \tag{9}$$

$r = r(t)$处的压力p的求解方程如下:

$$p=(p_\infty+B)\left[\left(\frac{G}{r}-\frac{u^2}{2}\right)\cdot\frac{(n-1)\rho_\infty}{n(p_\infty+B)}+1\right]^{n/(n-1)}-B. \tag{10}$$

求解过程如下: 以某一时刻的空化泡半径和泡壁速度作为边界条件, 沿$\dot{r} = u + c$特征线方程积分, 得到该时刻对应流场径向速度与压力的空间分布. 取溃灭前后一系列时刻的边界条件重复计算, 将各时刻的特征线汇合构建$u(r,t)$-$p(r,t)$平面上的特征线网络; 从中提取任意指定时刻的$u(r)$和$p(r)$分布, 即可确定冲击波波阵面的位置[4,8]; 进而计算波阵面处的速度与压力, 获得泡壁外流场速度与压力分布[7], 如图4所示.

3.2　蒸汽凝结效应的等效处理

激光击穿水体瞬间, 焦点区域产生的高温高密度等离子体通过自由电子碰撞解离与热解离使水分子分解. 随着泡体膨胀与等离子体冷却, 绝大部分复合还原为水分子, 仅少量化学性质稳定且在水中溶解度低的分子产物作为不可凝结气体长期留于泡内. 空化泡膨

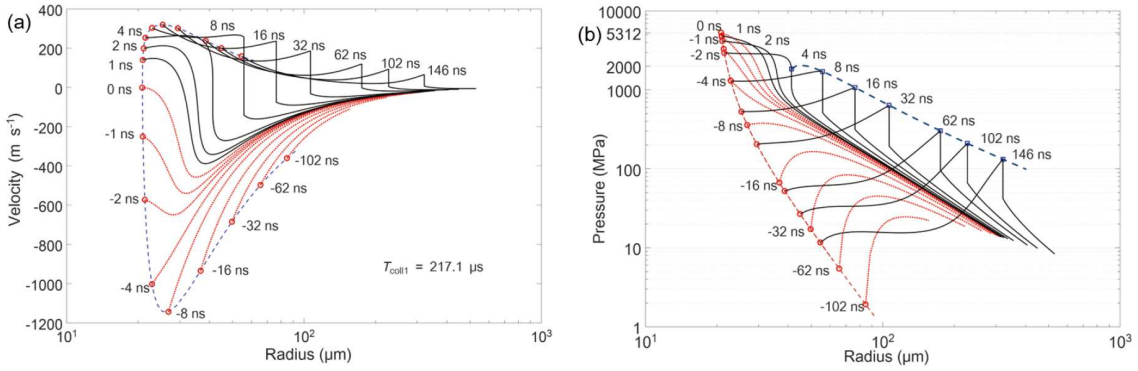


图 4　(网络版彩图)空化泡溃灭过程中液体径向速度分布与压力分布. (a) 溃灭空化泡周围液体径向速度场的时间演化(T_{coll1}为溃灭时刻). (b) 空化泡溃灭过程中压力场与冲击波传播的时间演化

Figure 4　(Color online) Radial profiles of liquid velocity and pressure during cavitation bubble collapse. (a) Temporal evolution of radial liquid velocity field surrounding the collapsing cavitation bubble (T_{coll1} is the collapse moment). (b) Temporal evolution of pressure field and shock wave propagation during cavitation bubble collapse.

胀至最大半径时，泡内蒸汽与外部液体处于近室温的相平衡，蒸汽分压约取室温饱和蒸汽压. 后续收缩-溃灭-反弹过程中，蒸汽在泡壁处持续凝结，于第二次溃灭前后基本完成, 仅剩不可凝结气体[4].

对空化泡中凝结过程的严格建模需引入Hertz-Knudsen通量、泡壁温度场及凝结系数等变量. 其中, 凝结系数与压力、温度的定量关系尚存实验与理论方面的分歧[30], 直接耦合易引入不确定性. 因此, 本文采用以平衡半径R_n表征泡内气体总量(包括不可凝结气体和未凝结蒸汽)，并允许其在不同振荡阶段取不同值，来合理引入空化泡的凝结效应因素. 这样既能避免跟踪复杂多组分组态，也能从阶梯型下降的R_n上较为准确复现空化泡多周期振荡.

本文R_n具体确定方法:

(1) 由高速相机直接测得第一次最大半径R_{max1}与第二次最大半径R_{max2};

(2) 给定试算值R_{nc1}，以R_{max1}为初始条件数值积分Gilmore方程(式(1))至t_{max2};

(3) 迭代调整R_{nc1}直至计算的R_{max2}与实验值相对偏差<1%.

本方法中, 平衡半径R_n作为代理变量, 其变化反映了蒸汽凝结过程中气体质量的动态减少. 当泡体膨胀到最大半径时，凝结效应处于相对缓慢的等温平衡态, 其对泡径的影响较小. 凝结主要发生在最大半径附近的相对静止阶段，因而将其视为阶段性阶跃变化. 即空化泡每次达到最大半径R_{max}时进行调整，以反映蒸汽的净凝结量. 这既是对物理过程的合理简化，也使得模型预测的振荡周期、溃灭压力和反弹幅度更贴合真实实验观察.

3.3　空化泡溃灭能量分配计算方法

通过跟踪空化泡溃灭收缩阶段的能量转换，将储存能量区分为泡内压缩空气内能与泡外压缩液体势能两部分，基于Gilmore模型对溃灭-反弹过程中各能量分量进行定量计算. 空化泡溃灭后反弹到半径最大时的势能E_{pot}^{max2}由该时段内克服静水压力做功W_{stat}和克服表面张力做功W_{surf}组成, 表达式分别为

$$W_{stat}(t)=\int p_\infty \,\mathrm{d}V=\int 4\pi R^2 p_\infty \,\mathrm{d}R$$
$$=\int_0^t 4\pi R(t')^2 U(t') p_\infty \,\mathrm{d}t', \tag{11}$$

$$W_{surf}(t)=\int p_{surf}\,\mathrm{d}V=\int 4\pi R^2 p_{surf}\,\mathrm{d}R$$
$$=8\pi\sigma\int_0^t R(t')U(t')\mathrm{d}t', \tag{12}$$

$$E_{pot}=W_{stat}+W_{surf}, \tag{13}$$

式(11)和(12)中, t'为积分虚拟变量, 用于描述空化泡在时间区间$t'\in[0,\ t]$内的连续演化过程; 空化泡溃灭时因泡内的不可凝结气体残留的反弹势能为

$$E_{pot}^{reb}=E_{pot}^{max2}. \tag{14}$$

本文所研究的为毫米级激光诱导球形空化泡，求

解势能还可用以下计算公式:

$$E_{\rm pot}=\frac{4}{3}\pi R_{\rm max}^3(p_\infty-p_v), \tag{15}$$

式(15)为由Vogel等人[31]建立的激光诱导空化泡能量平衡理论推导得到的宏观势能积分表达式. 本质为泡体膨胀过程中克服静水压力p_∞与蒸汽压力p_v差值所累积的机械能. 该公式在推导中忽略了过程中的液体黏滞阻尼与表面张力的影响, 因此用于计算小尺寸空化泡时会产生较大误差[4].

反弹过程中发射的溃灭冲击波不仅受重新膨胀的空化泡内容物驱动, 还受空化泡周围压缩液体的重新膨胀驱动; 将分别来自反弹时空化泡内容物能量$E_{\rm SWB}$和液体能量$E_{\rm SWL}$的溃灭冲击波能量记为$E_{\rm SW}^{\rm reb}$. 由此可得:

$$E_{\rm SW}^{\rm reb}=E_{\rm SWL}+E_{\rm SWB}, \tag{16}$$

$E_{\rm SWB}$源于被压缩空化泡内能$U_{\rm int}^{\rm min1}$, $E_{\rm SWL}$源于空化泡周围被压缩液体势能$E_{\rm compr}^{\rm coll1}$. 空化泡收缩阶段至溃灭前的能量守恒式为

$$E_{\rm B}^{\rm max1}=E_{\rm cond}^{\rm coll1}+W_{\rm visc1}+E_{\rm compr}^{\rm coll1}+U_{\rm int}^{\rm min1}+E_v^{\rm coll1}, \tag{17}$$

其中, $E_{\rm B}^{\rm max1}$为空化泡第一次最大半径时的总能量, $E_{\rm cond}^{\rm coll1}$为收缩阶段的凝结能量损失, $W_{\rm visc1}$为收缩阶段的黏性耗散功, $U_{\rm int}^{\rm min1}$为溃灭时刻泡内气体内能, $E_v^{\rm coll1}$为溃灭时刻泡内残余蒸汽相变储能. 由此可得

$$\begin{aligned}E_{\rm SWL}&=E_{\rm compr}^{\rm coll1}\\&=E_{\rm pot}^{\rm max1}+U_{\rm int}|_{R_n=R_{\rm nc1}}-W_{\rm visc1}-U_{\rm int}^{\rm min1},\end{aligned} \tag{18}$$

空化泡溃灭后反弹阶段的能量守恒:

$$U_{\rm int}^{\rm min1}=E_{\rm SWB}+W_{\rm visc2}+\Delta U_{\rm int,\,cond}^{\rm reb}+E_{\rm pot}^{\rm max2}+U_{\rm int}^{\rm max2}, \tag{19}$$

其中, $W_{\rm visc2}$为反弹阶段的黏性耗散功; $\Delta U_{\rm int,\,cond}^{\rm reb}$为反弹阶段凝结引起的内能损失; $E_{\rm pot}^{\rm max2}$为反弹后空化泡第二次最大半径时的势能; $U_{\rm int}^{\rm max2}$为反弹后空化泡第二次最大半径时泡内气体的内能. 由此可得

$$E_{\rm SWB}=U_{\rm int}^{\rm min1}-W_{\rm visc2}-E_{\rm pot}^{\rm max2}-U_{\rm int}^{\rm max2}-\Delta U_{\rm int,\,cond}^{\rm reb}. \tag{20}$$

根据其他已知值, 也可计算出第二次溃灭后和随后振荡期间声辐射的能量$E_{\rm acoust}$. 假设冷凝在第二次塌陷时完成, 则$R_{\rm nres}=R_{\rm nc2}$, 由$R_{\rm max3}$才能确定$R_{\rm nc2}$. 只要忽略激光脉冲期间从能量沉积体积中传导出去的热量, 上述使用的计算激光诱导空化泡溃灭后的能量分配方法即有效.

4　结果与分析

4.1　空化泡形态演化及溃灭冲击波传播特性

激光诱导空化泡的典型振荡过程依次经历膨胀、达到最大半径、收缩、溃灭与反弹等阶段. 图5展示了高速相机拍摄的空化泡第一次振荡周期的演变序列. 受激光聚焦模式影响, 空化泡在激光击穿初期呈椭球形, 随膨胀迅速趋于球形, 在首次溃灭前始终保持较高的球形度; 溃灭后泡体短暂呈现不规则形态, 经反弹膨胀后再次趋于球形, 整体上满足球形动力学模型的基本假设[32]. 需要指出的是, 由于高速相机的帧间隔为1.295 μs, 击穿瞬间的初始等离子体及溃灭的极短暂过程未能在图像序列中被直接捕获.

图6将Gilmore模型计算的曲线与实验测量结果进

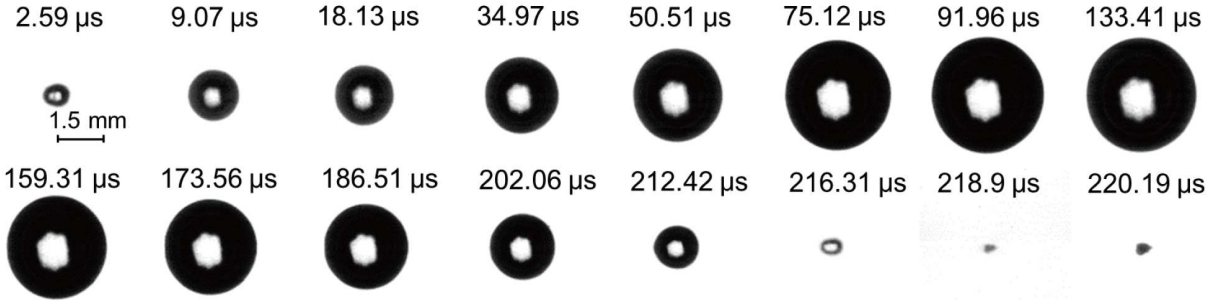


图 5　空化泡时间演化序列图
Figure 5　Time evolution sequence of a cavitation bubble.

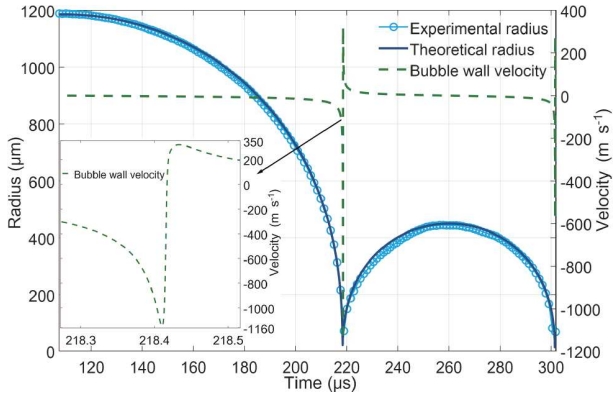


图 6　(网络版彩图)空化泡半径及泡壁速度在第一次最大半径到第二次振荡结束期间随时间的变化

Figure 6　(Color online) Time evolution of cavitation bubble radius and wall velocity from the first maximum radius to the end of the second oscillation.

行对比. 通过对实验中空化泡球形度的定量评估[24], 计算结果与实验数据在前两次振荡周期内的偏差小于 t = 3 μs, 表明分段平衡半径R_n的修正策略有效提升了模型的预测精度.

空化泡溃灭冲击波起源于泡壁高速收缩引发的液体局部强压缩与压力场突变, 具有阶跃特征[33], 且冲击波半径随时间呈近似线性增长, 波阵面压强随传播距离呈衰减规律[13]. 溃灭阶段泡壁收缩速度急剧升高, 流场出现速度与压力的非连续分布[14]; 图7(a)为采用纳秒级双曝光时序阴影法拍摄的溃灭冲击波完整演化时序图, 时间以空化泡第一次溃灭时刻为基准, 清晰记录了冲击波产生、传播至远场到强度衰减的全过程; 图7(b)为单时刻冲击波双曝光局部放大图, 清晰可见两个极短时间间隔的冲击波叠加于同一帧图像, 用于高精度测量其传播速度. 结合图8, 结果表明: 空化泡溃灭后极短时间内即可形成稳定冲击波波阵面, 且具有清晰的阶跃特征; 波阵面形成延迟短、传播指向性强.

图8给出的实验与数值计算表明, 空化泡首次溃灭产生冲击波传播速度可达3000 m/s以上, 显著高于常温常压下水中声速(1483 m/s); 波阵面半径随时间呈近似线性增长, 表明冲击波向远场传播过程中的传播速度相对稳定; 结合图4所示的波阵面压力演化规律可知, 溃灭冲击波峰值压力超过2 GPa, 且呈现出典型的强间断高压特性.

图9展示了同类研究中溃灭冲击波波阵面压力随传播距离的变化规律, 直观体现了冲击波的强冲击载荷特性. 为便于不同研究组实验与理论结果的直观对比, 本文对各组数据进行了垂直平移处理: 在双对数坐标下, 将各组压力数据乘以恒定系数k, 对应图线沿纵轴平移lg$k$. 该处理仅调整曲线纵向位置, 不影响对衰减趋势与斜率的分析, 可清晰展示不同工况下冲击波压力的衰减规律一致性; 但其改变了压力绝对值的相对大小, 因而图中曲线不适于不同文献压力数据绝对值的直接对比. 结果表明, 冲击波压力随传播距离呈现衰减趋势减缓的单调衰减, 符合球面冲击波的经典衰减规律[18,26,34]. 在传统Gilmore模型基础上修正平衡半径R_n分段后, 冲击波波阵面位置、传播速度与压力峰值的计算结果与双曝光实验测量值吻合度显著提高. 环境压力耦合进一步修正了压力场计算偏差, 使近场冲击波衰减规律更符合物理实际, 解决了传统模型对波阵面压力与传播距离低估的问题[21,35], 实现了空化泡溃灭冲击波动力学过程的精准表征.

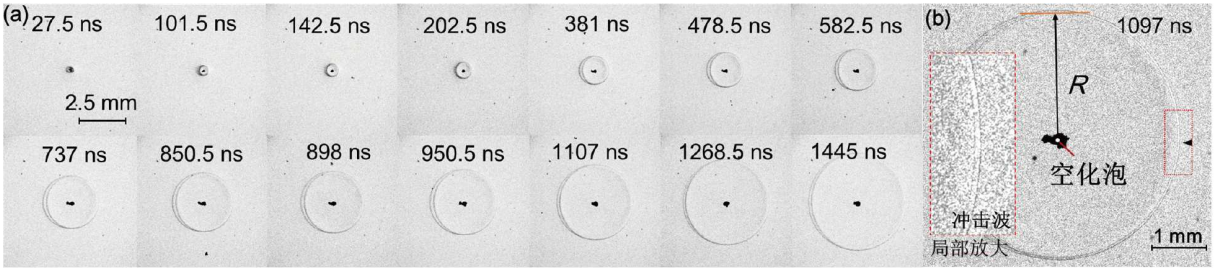


图 7　(网络版彩图)空化泡溃灭冲击波演化的双曝光图片及速度处理示意. (a) 空化泡的溃灭冲击波演化时序图. (b) 某时刻冲击波示意图(右侧黑色三角为速度处理位置)

Figure 7　(Color online) Double-exposure images of shock wave evolution during cavitation bubble collapse and schematic diagram of velocity processing. (a) Time evolution of shock wave during cavitation bubble collapse. (b) Schematic of a shock wave at a certain moment (the black triangle on the right denotes the velocity processing position).

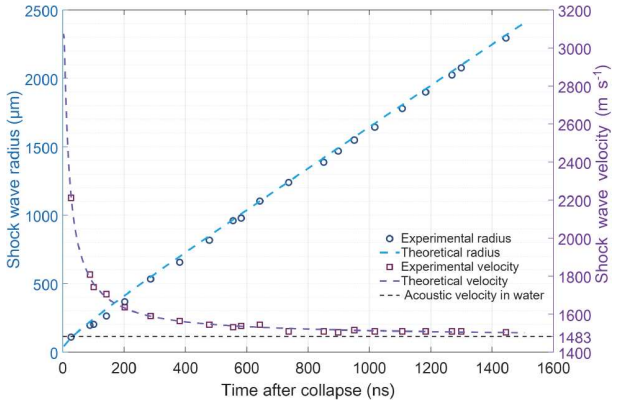


图 8　(网络版彩图)空化泡第一次溃灭释放的冲击波半径及波阵面速度随时间变化

Figure 8　(Color online) Time evolution of the radius and velocity of the shock wave generated by the first collapse of the bubble.

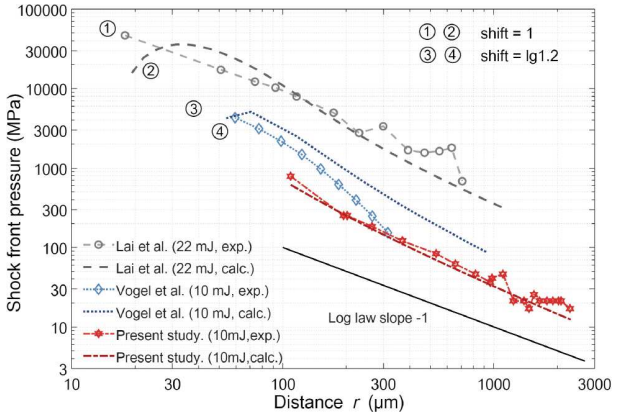


图 9　(网络版彩图)溃灭冲击波波阵面压力随径向距离结果对比

Figure 9　(Color online) Comparison of shock wave front pressure with radial distance during cavitation collapse.

4.2　空化泡溃灭的能量分配规律

基于Gilmore模型与能量平衡方程, 对激光诱导毫米级空化泡溃灭及反弹阶段的能量流向、构成比例与耗散机制进行定量计算, 系统揭示空化泡溃灭的能量分配特性. 空化泡溃灭的本质是膨胀阶段储存的势能在极短时间内的快速转化、耗散与重新分配的过程[6,27]. 当泡收缩至最小半径溃灭时, 泡内压力与周围液体压力急剧升高, 驱动冲击波向外辐射; 空化泡发生反弹, 泡内储存的势能主要转化为释放的冲击波能量与残留反弹势能[8].

冲击波能量一部分来自压缩空化泡内部的气体与蒸汽[6]; 另一部分来自压缩空化泡外围的液体势能. 能量与冲击前沿的压力跃迁成正比[36], 故在靠近等离子体或溃灭处耗散最大. 空化泡反弹阶段, 如图8, 冲击波波阵面会在3.4 ns和40 μm传播距离内形成. 此时, 冲击波压力跃迁≈2 GPa; 大部分冲击波能量在最初的300 μm传播距离内耗散, 压力降至峰值的1/10, 衰减曲线最为陡峭.

表1给出的定量计算结果表明, 空化泡溃灭过程中, 冲击波能量与空化泡反弹残留势能的比值约为17:1; 空化泡溃灭时刻, 冲击波中来自压缩液体能量$E_{\mathrm{compr}}^{\mathrm{coll1}}$的部分是来自空化泡内部能量$U_{\mathrm{int}}^{\mathrm{min1}}$部分的9.4倍. 即溃灭冲击波并非主要由泡内等离子体高温驱动, 而是由泡外被压缩液体的弹性释放主导驱动; 超过94%的有效能量以冲击波形式向外释放, 不足6%的能量以反弹势能形式保留在空化泡内部, 作后续振荡的动力来源.

由上可知, 冲击波发射由空化泡外围被压缩液体主导驱动, 这是空化泡溃灭最主要的能量输出途径, 也是造成空蚀破坏的核心载荷. 该理论模型不仅能得到空化泡溃灭后释放的冲击波能量总量, 还区分了溃灭冲击波的来源能量并量化了各部分占比. 值得注意的是, 所采用计算方法适用于高球形度、激光诱导毫米级空化泡的多周期振荡模拟, 与传统能量计算方法相比具备明显优势: 一是能够区分空化泡内能与周围液体储能, 实现冲击波能量来源的定量拆分; 二是充分考虑泡内蒸汽连续凝结效应, 使能量分配计算更贴合真实物理过程; 三是完整闭合能量平衡关系, 可实现从膨胀势能、压缩储能到冲击波能量、反弹势能的

表 1　空化泡溃灭过程中各能量组分的分配值

Table 1　Energy component distribution during cavitation bubble collapse

能量名称	数值(μJ)
泡外压缩液体势能($E_{\mathrm{compr}}^{\mathrm{coll1}}$)	594.14
反弹前泡内能量(E_{SWB})	63.41
溃灭冲击波能量($E_{\mathrm{SW}}^{\mathrm{reb}}$)	657.55
克服静水压力功(W_{stat})	38.10
克服气泡表面张力功(W_{surf})	0.18
空化泡反弹势能($E_{\mathrm{pot}}^{\mathrm{max2}}$)	38.29
能量比($E_{\mathrm{compr}}^{\mathrm{coll1}}$ / E_{SWB})	9.4
能量比($E_{\mathrm{SW}}^{\mathrm{reb}}$ / $E_{\mathrm{pot}}^{\mathrm{max2}}$)	17.2

全链条定量描述，有效避免了传统模型对冲击波能量高估或低估的问题.

本文主要聚焦球形溃灭，后续可进一步考虑非球形坍缩、热传导效应，以及更高压力环境下的状态方程来继续改进模型.

5　结论

针对毫米级激光诱导球形空化泡，采用超高时空分辨率双曝光时序阴影法并结合高速相机，实现对空化泡溃灭冲击波瞬态动力学过程的高精度捕捉及定量计算. 基于Gilmore模型与K-B假设, 考虑泡内蒸汽连续凝结效应, 优化模型参数, 构建了冲击波波阵面演化的耦合计算模型. 量化分析了空化泡溃灭过程冲击波及泡内残留反弹势能的能量分配，揭示了影响溃灭冲击波的主导因素. 得到主要结论如下.

(1) 空化泡溃灭可激发峰值压力大于2 GPa、传播速度超过3000 m/s的强冲击波，波阵面压力随传播距离呈近场快速衰减、远场衰减趋缓的特征. 溃灭冲击波主要由空化泡周围被压缩液体的能量释放驱动，而非仅由泡内气体压缩驱动.

(2) 定量揭示了毫米级空化泡溃灭的能量分配规律: 溃灭过程中，冲击波能量与空化泡反弹势能之比约为17:1, 超过94%的能量以冲击波形式辐射耗散, 不足6%以反弹势能留存. 其中，周围压缩液体储能是空化泡内能的9.4倍, 为冲击波的主导能量来源.

(3) 基于空化泡最大直径、振荡周期等易测量参数，根据本文所采用的计算方法，可实现空化泡溃灭时能量分配的定量拆分计算，并完整闭合能量平衡关系.

本研究可为水力机械空蚀机理阐释、损伤预测与抗空蚀优化设计提供科学指导.

参考文献

1 Han W, Zhu B, Li L, et al. Improved cavitation erosion modeling with energy conversion efficiency from near-wall bubble collapse. Phys Fluids, 2025, 37: 093379

2 Zhang L, Ming F R, Lin X, et al. Governing mechanisms of structural damage from underwater contact explosions induced by shock-wave and bubble loading. Sci China-Phys Mech Astron, 2026, 69: 264712

3 Brujan E A, Zhang A M, Liu Y L, et al. Jetting and migration of a laser-induced cavitation bubble in a rectangular channel. J Fluid Mech, 2022, 948: A6

4 Liang X X, Linz N, Freidank S, et al. Comprehensive analysis of spherical bubble oscillations and shock wave emission in laser-induced cavitation. J Fluid Mech, 2022, 940: A5

5 Zhu Y, Ma X, Zhou R, et al. Bubble collapse dynamics near the composite walls: Progress and challenges. Ultrasons Sonochem, 2025, 116: 107298

6 Akhatov I, Lindau O, Topolnikov A, et al. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble. Phys Fluids, 2001, 13: 2805–2819

7 Lai G, Geng S, Zheng H, et al. Early dynamics of a laser-induced underwater shock wave. J Fluids Eng, 2022, 144: 011501

8 Wen H, Yao Z, Zhong Q, et al. Energy partitioning in laser-induced millimeter-sized spherical cavitation up to the fourth oscillation. Ultrasons Sonochem, 2023, 95: 106391

9 Supponen O, Obreschkow D, Kobel P, et al. Detailed jet dynamics in a collapsing bubble. J Phys-Conf Ser, 2015, 656: 012038

10 Požar T, Agreže V, Petkovšek R. Laser-induced cavitation bubbles and shock waves in water near a concave surface. Ultrasons Sonochem, 2021, 73: 105456

11 Zhao Z, Li S, Xiong C, et al. New insights into the cavitation erosion by bubble collapse at moderate stand-off distances. J Fluid Mech, 2025, 1015: A33

12 Garen W, Hegedűs F, Kai Y, et al. Shock wave emission during the collapse of cavitation bubbles. Shock Waves, 2016, 26: 385–394

13 Mur J, Agrež V, Zevnik J, et al. Microbubble collapse near a fiber: Broken symmetry conditions and a planar jet formation. Phys Fluids, 2023, 35: 023305

14 Bokman G T, Fiorini S, Strucka J, et al. Planar shock-induced bubble collapse and jetting in water captured via X-ray phase contrast imaging. Appl Phys Lett, 2025, 127: 014102

15 Zhang L, Zhang J, Deng J. Numerical investigation on the collapse of a bubble cluster near a solid wall. Phys Rev E, 2019, 99: 043108
16 Koch M, Lechner C, Reuter F, et al. Numerical modeling of laser generated cavitation bubbles with the finite volume and volume of fluid method, using OpenFOAM. Comput Fluids, 2016, 126: 71–90
17 Denner F. The Kirkwood-Bethe hypothesis for bubble dynamics, cavitation, and underwater explosions. Phys Fluids, 2024, 36: 051302
18 Zhang J, Wang S, Jia X, et al. An improved Kirkwood-Bethe model for calculating near-field shockwave propagation of underwater explosions. AIP Adv, 2021, 11: 035123
19 van Wijngaarden L. Mechanics of collapsing cavitation bubbles. Ultrasons Sonochem, 2016, 29: 524–527
20 Tinguely M, Obreschkow D, Kobel P, et al. Energy partition at the collapse of spherical cavitation bubbles. Phys Rev E, 2012, 86: 046315
21 Li S, Saade Y, van der Meer D, et al. Comparison of boundary integral and volume-of-fluid methods for compressible bubble dynamics. Int J Multiphase Flow, 2021, 145: 103834
22 Wang Z, Feng Z, Hu J, et al. Numerical investigations on the jet dynamics during cavitation bubble collapsing between dual particles. Symmetry, 2024, 16: 535
23 Zhang A M, Li S M, Xu R Z, et al. A theoretical model for compressible bubble dynamics considering phase transition and migration. J Fluid Mech, 2024, 999: A58
24 Sanjay V, Lohse D, Jalaal M. Bursting bubble in a viscoplastic medium. J Fluid Mech, 2021, 922: A2
25 Han D, Yuan R, Jiang X, et al. Nanosecond resolution photography system for laser-induced cavitation based on PIV dual-head laser and industrial camera. Ultrasons Sonochem, 2021, 78: 105733
26 Geng S, Yao Z, Zhong Q, et al. Propagation of shock wave at the cavitation bubble expansion stage induced by a nanosecond laser pulse. J Fluids Eng, 2021, 143: 051209
27 Xu R, Zhao R, Cui Y, et al. The collapse and rebound of gas-vapor cavity on metal surface. Optik, 2009, 120: 115–120
28 Ridah S. Shock waves in water. J Appl Phys, 1988, 64: 152–158
29 Andersen K S, Jensen J A. Ambient pressure sensitivity of microbubbles investigated through a parameter study. J Acoust Soc Am, 2009, 126: 3350–3358
30 Tang J, Sun L, Liu H, et al. Review on direct contact condensation of vapor bubbles in a subcooled liquid. Exp Comput Multiph Flow, 2022, 4: 91–112
31 Vogel A, Lauterborn W. Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries. J Acoust Soc Am, 1988, 84: 719–731
32 Akhatov I, Vakhitova N, Topolnikov A, et al. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles. Exp Therm Fluid Sci, 2002, 26: 731–737
33 Ren Z, Zuo Z, Wu S, et al. Particulate projectiles driven by cavitation bubbles. Phys Rev Lett, 2022, 128: 044501
34 Potemkin F V, Mareev E I. Cavitation and shock waves in water, stimulated by laser filament. In: Proceedings of the 2014 International Conference Laser Optics. St. Petersburg, 2014
35 Vogel A, Busch S, Parlitz U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. J Acoust Soc Am, 1996, 100: 148–165
36 Fortes-Patella R, Challier G, Reboud J L, et al. Energy balance in cavitation erosion: From bubble collapse to indentation of material surface. J Fluids Eng, 2013, 135: 011303

Energy partition and shock wave propagation during cavitation bubble collapse

WANG Ziwen[1], LIANG Quanwei[2], WEN Haigang[1], YAO Zhifeng[1,3,4*], CHENG Huan[2], WANG Chaoyue[1,3,4] & WANG Fujun[1,3,4]

[1] *College of Water Resources and Intelligence Engineering, China Agricultural University, Beijing 100083, China*
[2] *Dongfang Electric Machinery Co., Ltd., Deyang 618000, China*
[3] *State Key Laboratory of Efficient Utilization of Agricultural Water Resources, Beijing 100083, China*
[4] *Engineering Research Center of Safety and Energy Saving Technology for Water Supply Network System, Beijing 100083, China*
**Corresponding author (email: yzf@cau.edu.cn)*

Shock waves emitted during cavitation bubble collapse are a key factor causing cavitation-induced damage in hydraulic machinery. Owing to the micrometer-nanosecond spatiotemporal scales involved, accurately characterizing the energy partition mechanism during bubble collapse remains highly challenging. In this study, an ultra-high spatiotemporal resolution double-exposure technique combined with time-resolved shadowgraphy is employed to achieve high-resolution measurements of the morphological evolution of millimeter-scale laser-induced spherical cavitation bubbles and the propagation of the shock wave fronts during collapse. Based on the Gilmore model and the Kirkwood-Bethe (K-B) hypothesis, a cavitation bubble dynamics model incorporating continuous vapor condensation within the bubble is developed. The temporal evolution of bubble radius and the propagation characteristics of the shock wave front are obtained numerically, and the energy partition during collapse is analyzed systematically. The results indicate that by regulating the equivalent internal bubble pressure according to key parameters such as the maximum bubble radius and oscillation period, both the bubble radius evolution and the shock wave front position can be predicted with high accuracy, showing good agreement with experiments. The collapse-induced shock wave velocity can exceed 3000 m/s, corresponding to a wavefront pressure above 2 GPa, while the pressure attenuation gradient gradually diminishes during propagation. Owing to the non-condensable gases inside the bubble, the collapsed bubble retains a portion of rebound potential energy, and the ratio of shock wave energy to rebound potential energy is approximately 17:1.

cavitation bubble, double exposure, Gilmore model, shock wave, energy partition

doi: 10.1360/SSPMA-2026-0299