

空化空蚀理论及应用

——空化比尺效应研究

张建民 杨庆 编著



科学出版社

空化空蚀理论及应用

——空化比尺效应研究

张建民 杨 庆 编著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书主要介绍了空化空蚀基本理论,包括描述空化过程的 Rayleigh-Plesset 方程、空化形成机理、影响空化初生的主要因素及其空化试验的比尺效应和空化的数值模拟方法等。其中,比较详细地介绍了空泡动力学基础知识,包括空泡运动的基本方程、任意流场中的空泡运动方程、气泡运动的数值模拟方法等。重点介绍了气核对空化比尺效应的影响、脉动压力对空化的影响、速度对空化初生的影响等。

本书可作为水利、水电、海洋工程等专业的研究生教学参考书,也可供上述专业及流体机械等其他相关专业的工程技术人员和科研人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

空化空蚀理论及应用 / 张建民, 杨庆编著. — 北京: 科学出版社, 2013.12

ISBN 978-7-03-039224-4

I. ①空… II. ①张… ②杨… III. ①空化-研究②空蚀-研究 IV. ①TV131.2②TG172.9

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2013) 第 284308 号

责任编辑: 杨 岭 华宗琪 / 封面设计: 墨创文化

责任校对: 孔晓慧 / 责任印制: 邝志强

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

四川煤田地质制图印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2013年12月第一版 开本: B5 (720*1000)

2013年12月第一次印刷 印张: 7 1/2

字数: 150千字

定价: 42.00元

前 言

水电工程泄水建筑物中常常出现空化导致空蚀破坏的实例，而了解和掌握空化的基本理论有助于防治空蚀破坏。目前，模型试验和数值模拟方法仍是研究空化现象的两种主要研究手段。空化模型试验存在比尺效应，空化水流的数值模拟还有许多地方需要不断完善和提高，本书旨在介绍上述领域的相关基础知识和研究成果。

本文的内容共分为七个部分。第一部分介绍了描述空化过程的 Rayleigh-Plesset 方程、空化形成机理、影响空化初生的主要因素；第二部分介绍了空泡动力学基础，包括包括空泡运动的基本方程、任意流场中的空泡运动方程、气泡运动的数值模拟方法等；第三部分，介绍了气核对空化比尺效应的影响；第四部分，介绍了脉动压力对空化的影响；第五部分，介绍了速度对空化初生的影响；第六部分，介绍了突扩空化流的三维数值模拟方法；第七部分，介绍了减小空化比尺效应的措施。

本书中的研究项目得到了国家自然科学基金资助，在此表示诚挚的感谢！

鉴于作者水平有限，本书难免存在不足之处，诚请各位同仁不吝批评指正！

作 者

2013 年 10 月

目 录

前言

第 1 章 绪论	(1)
1.1 Rayleigh-plesset 方程	(1)
1.2 空化形成机理	(3)
1.2.1 液体中的气核	(3)
1.2.2 气核的生长	(4)
1.2.3 气泡的溃灭	(5)
1.3 空化初生	(8)
1.3.1 初生空化数	(8)
1.3.2 空化的分类	(9)
1.4 空化初生的影响因素	(10)
1.4.1 液体黏性和自由来流速度	(10)
1.4.2 表面张力	(11)
1.4.3 气核	(11)
1.4.4 边壁表面条件	(11)
1.4.5 压力梯度	(11)
1.4.6 高分子聚合物	(12)
1.4.7 热力学	(12)
1.4.8 气核生长惯性项	(13)
1.5 空化试验的比尺效应	(13)
1.6 空化相似律	(16)
1.7 空化流的数值模拟	(17)
1.7.1 边界积分法	(17)
1.7.2 界面跟踪法	(17)
1.7.3 均质平衡流方法	(17)
1.7.4 变密度方程法	(18)
参考文献	(19)
第 2 章 泡动力学基础	(24)
2.1 泡运动的动力方程	(24)
2.1.1 静止液体中的泡动力方程	(24)

2.1.2 流场中的运动泡动力方程	(25)
2.2 任意流场中空泡的运动方程	(26)
2.2.1 空泡在任意流场中的受力	(27)
2.2.2 空泡受力的数量级分析	(29)
2.2.3 空泡的质心运动方程	(30)
2.2.4 空泡的径向运动方程	(31)
2.2.5 空泡在任意流场中的运动控制微分方程	(32)
2.3 气泡运动的数值方法	(33)
2.3.1 气泡运动数值模拟的历史	(33)
2.3.2 边界积分方程	(34)
2.3.3 空泡的数值模拟结果	(35)
参考文献	(38)
第 3 章 气核对空化比尺效应的影响	(40)
3.1 气核密度和分布的相似准则	(40)
3.2 气核尺度对空化比尺效应的影响	(41)
3.3 水中气体含量对旋涡空化的影响	(43)
3.4 气核数量对空化现象的影响	(46)
3.4.1 气核数量对空化初生的影响	(46)
3.4.2 气核数量在片状空化向泡状空化转变过程中的作用	(48)
3.5 气核成分及其对空化现象的影响	(49)
3.5.1 气核组成成分	(49)
3.5.2 气核成分对空化的影响	(50)
参考文献	(51)
第 4 章 脉动压力对空化的影响	(52)
4.1 气核生长的条件	(52)
4.2 脉动对气核生长的影响	(53)
4.3 水流脉动的相似律研究	(54)
4.4 水流紊动对空化比尺效应的影响	(57)
参考文献	(59)
第 5 章 高速突扩流空化试验	(61)
5.1 试验装置制作	(61)
5.2 试验测试仪器	(63)
5.3 试验工况	(64)
5.4 试验测试方法	(64)
5.5 试验结果及分析	(66)
5.5.1 试验结果	(66)

5.5.2 结果分析	(72)
参考文献	(78)
第6章 突扩空化流的三维数值模拟	(79)
6.1 混合流模型(mixture model)	(79)
6.1.1 数学方程	(79)
6.1.2 数学离散方法	(81)
6.1.3 边界条件	(82)
6.1.4 计算区域	(83)
6.1.5 计算结果	(84)
6.2 $k \sim \epsilon$ 模型结合变密度方程	(91)
6.2.1 基本方程	(91)
6.2.2 变密度方程	(92)
6.2.3 数学离散方法	(93)
6.2.4 边界条件	(93)
6.2.5 计算区域	(93)
6.2.6 计算结果	(93)
参考文献	(99)
第7章 减小空化比尺效应的措施	(100)
7.1 水中气核饱和度	(100)
7.1.1 水中气核相似	(101)
7.1.2 水中气核饱和现象	(102)
7.1.3 常见的气核发生装置	(104)
7.1.4 自来水中氯气的影响	(104)
7.1.5 水中含气量	(105)
7.2 雷诺数	(106)
7.3 物体壁面性质	(110)
参考文献	(111)

第 1 章 绪 论

从 19 世纪后半叶在螺旋桨叶片上发现空化(cavitation)现象以来,空化现象的理论及内容已经有了很大的发展,并且空化现象所涉及的领域也越来越多。但到目前为止,人们对空化机理的研究尚未完全清楚。随着对水能资源的进一步开发,以及百米级的高坝陆续建设,随之产生的高速水流极易产生空化,而由空化所引起的空蚀破坏严重影响系统的正常运行,甚至造成重大的灾难性工程事故^[1,2],如不及时采取措施,将给人民的生命财产带来无法估量的损失。为了采取有效的防范措施,迫切需要对空化进行全面深入研究。本书所研究的问题是围绕空化产生的形成机理、影响因素,以及空化试验时的比尺效应而展开的。当然,空化也有其有益的方面,如用于混合牛奶、工业清洗等,其中利用超声空化清洗坏牙已普遍应用。

对空化气泡的研究起源于工程中的空蚀现象^[3-5]。船舶、潜艇、水泵等机械系统中都带有旋转叶片,当叶片在水中高速转动时,叶片附近出现空化气泡云。首先,空化气泡在下游压力增高的区域收缩溃灭,在叶片表面留下细点状损坏,即空蚀现象。其次,空化气泡的出现改变了叶片附近流场的特征,给机械推进的效率造成损失。最后,空化气泡的溃灭还带来噪声、振动等消极影响。

本章将对空化的研究历史和现状进行评述。其中,针对空化研究的现状,将介绍相关研究问题和研究方法,并说明后面各章的内容安排。

1.1 Rayleigh-Plesset 方程

1894 年,Reynolds 最早对空化气泡作了研究,观察了空化气泡在狭窄管内水流中的产生和在下游高压区的溃灭。1900 年左右,随着蒸汽机技术的发展,涡轮蒸汽发动机代替了往复式蒸汽发动机,高速蒸汽机船的推进器出现严重的空蚀损坏,螺旋桨叶片运转数小时后即报废。Sir Charles Parsons 早期进行了大量的空蚀试验,促进了多螺旋桨推进系统在船舶上的应用。

1917 年,Rayleigh 最早对空化气泡进行了理论分析,也是空化和空泡动力学现代研究的基础。Rayleigh 用能量守恒原理求解了带有一个真空的或内压为常数的球形空洞的无穷远流场的流动问题。忽略表面张力和液体黏性并假定流体不可压缩,给出了气泡表面 $R(t)$ 所遵循的方程(Rayleigh 方程):

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}[p(R) - p_{\infty}] \quad (1.1.1)$$

其中, R 为空泡半径; \dot{R} 为泡壁运动的速度; \ddot{R} 为泡壁运动的加速度; $p(R)$ 为泡壁处压强; p_∞ 为液体内部压强。Rayleigh 还计算了气泡外流场中的压力分布, 发现在球对称溃灭晚期, 气泡被包裹在一个高压球壳内; 在高压球壳上压力极高, 并达到流场中的最大值。当液体从所有方向撞到气泡的中心时, 气泡的中心成为速度趋于无穷大的奇点。Rayleigh 的这一理想模型提示了空化气泡球对称溃灭的内爆机制。

相同的数学结果曾由 Besant 根据质量和动量守恒原理而得到, 但他没有把数学结果与工程实践结合起来。

1949 年, Plesset 将表面张力和黏性效应计入 Rayleigh 模型, 并以实际流动中随时间变化的环境压力 $p(t)$ 代替不变的 p_∞ , 得到了著名的 Rayleigh-Plesset 方程:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}[p_g + p_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} - p(t)] \quad (1.1.2)$$

式中, p_g 、 p_v 为气泡内气体及蒸汽压力(可以随时间变化); σ 为表面张力系数; μ 为液体的动力黏滞系数。Poritsky 深入分析了气泡对称溃灭过程中的黏性效应。球对称的不可压缩流是无旋的, N-S 方程中不出现黏性项。但流场中有均匀的不影响流动状态的黏性力, 边界条件中出现黏性正应力项, 黏性力以这一特别的方式影响气泡溃灭。

为了考察可能产生的冲击波, 有较多早期的工作集中于把液体的可压缩性计入 Rayleigh 模型。Herring^[6]对液体可压缩性进行了一阶估计, 马赫数小于 1。Schneider 用数值方法处理了相同的简化模型, 但马赫数达到约 2.2。Gilmore^[7]引进了 Kirkwood-Bethe^[8]用分析水下爆炸的近似法, 更成功地处理了液体可压缩性的效应。Hickling 等^[9-11]以 Gilmore 为基础进一步考察了气泡内含有少量气体因而出现气泡反弹的情形。Ivany 等^[12-14], Hammitt^[15], Mitchell 等^[16,17]在考察液体可压缩性的同时计入了表面张力和液体黏性的效应。国内的倪汉根^[3]、刘小兵等^[18]在总结前人工作的基础上, 假定流场为稀疏空泡流场, 忽略固壁对空泡的影响, 空泡运动过程中, 在保持球形、保持恒温的基础上, 从理论上较全面地分析空泡在任意流场中的受力和影响因素, 建立了空泡在任意流场中运动的三维控制微分方程。上述工作共同表明, 气泡处于溃灭或反弹阶段时, 在液体中传播的压力冲击波的峰值按 $\frac{1}{r}$ 的量级衰减, r 为压力峰值面的半径。这使得用压力冲击波不能充分地解释空蚀损坏现象: 当气泡距离壁面较远时, 衰减的压力冲击波不足以对壁面的金属材料造成损坏; 当气泡距离壁面较近时, 球对称的假定就不再成立。

1.2 空化形成机理

1.2.1 液体中的气核

由于液流系统中的局部低压(低于相应温度下该液体的饱和蒸汽压)使液体蒸发而引起的微气泡(或称为气核)爆发性生长现象,即称之为空化(cavitation)^[3]。通常见到的液体都不是纯液体,里面含有许多微粒杂质,如固体微粒、微生物和微气泡。这种微气泡的半径一般在 $20\ \mu\text{m}$ 以下,它叫做气核或空化核^[1]。假如一个球状泡悬浮于液体中,则泡内外压强的平衡关系为

$$P = P_b - \frac{2\sigma}{R} \quad (1.2.1)$$

式中, P_b 、 P 分别为泡内、外压强; R 为泡半径; σ 为表面张力系数。

由于空泡中的气体是由没有溶解的可溶解气体或水蒸气组成,显然大的气核受到浮力的作用将逐渐上升到水面而溃灭。若气核内部含有不可溶解的气体,那么当气核半径小到一定程度时,靠液体分子的布朗运动可以维持稳定悬浮。由于泡内的气体溶解需要较长时间,因此对于短暂的历时,可以认为气核内的气体是不可溶解的;但当研究气核是否能持久悬浮时,就必须认为核内的气体是可以溶解的。当气核半径 R_0 很小时,由液体表面张力引起的附加压力 $\frac{2\sigma}{R_0}$ 较大,于是核内气体压强将高于泡壁处的流体压强,核内的气体慢慢通过泡壁扩散而逐渐溶解,最后气核消失。从以上的推理可以得到如下结论:大气核因浮力作用上升至水面而逸出,小气核则由于水不断溶解而溃灭,也称为气核悖论。但实际上却观察到液体中气核的持久悬浮。在长时间的研究过程中,曾提出过各种不同的假定和看法。

1944年,Harvey等^[19,20]提出了稳定的气泡核子机理假说。他们认为:未溶解的气核可存在于憎水性的固体缝隙中,因为在这样的情况下,表面张力将起着减小而不是增加压力的作用,因而气体并不是被强迫溶解,而仍可能保持气相。

图1.2.1为憎水性裂缝内气核示意图。气核裂隙顶角为 2α ,上部为液体,气液两相间形成一个具有半径为 r 的凹面,接触角 $\theta_e > \frac{\pi}{2} + \alpha$,如图1.2.1(a)所示,在这种条件下,表面张力的作用是阻止界面进入裂缝的,这样,力的平衡条件可表达为

$$p_0 = p_g + p_v + \frac{2\sigma}{r} \quad \text{或} \quad \Delta p = \frac{2\sigma}{r} \quad (1.2.2)$$

式中, p_0 为液体内的压力; p_g 、 p_v 为裂隙内气体及蒸汽压力; σ 为表面张力; r 为液面半径。

假设 p_v 与 σ 都与 r 无关。液体局部未被饱和 (p_g 超过饱和值) 时, 如图 1.2.1(b) 所示, 气体将被溶解, 液体向前推进, 进入裂隙, 接触角 $\theta_A > \theta_e$, 半径 r 小于平衡值。与此同时, 气体的溶解使 p_g 减小, 当扩散达到平衡时, 接触角仍回到 θ_e , 界面稳定在一个新的位置上。裂隙中液体局部过饱和 (p_g 小于饱和值) 时, 如图 1.2.1(c) 所示, 从液体扩散过来的气体将使空腔增大, 首先接触角减小到 θ_e , 界面曲率增加, 接着液面后退, 同时 r 增大, p_g 也趋于平衡值。

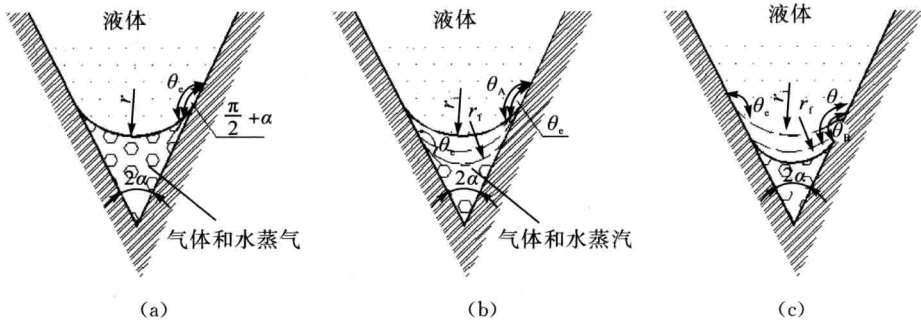


图 1.2.1 气核在憎水性裂隙中的稳定

r_i : 初始平衡界面;

r_f : 最终平衡界面

1954 年, 福克斯等提出, 微小气核之所以不会溶解, 是因为气核被有机薄膜所包围。这种有机薄膜是在水-气界面上自然形成的, 它改变了液体的有效表面张力, 推迟了蒸发, 阻碍着扩散, 使微小气核可以持久地悬浮, 但有机薄膜是否存在, 还有待于物理上的证明。

高秋生^[21]应用热力学原理, 对气泡核子做了进一步探讨, 并得出在平面平衡条件下, 液体内部不可能稳定地存在纯蒸汽泡, 在亲水性裂隙中气核是不可能稳定存在的, 而在憎水性裂隙中气核是可以稳定存在的。近 30 年来测核技术有了较大的发展, 各种方法也随之出现, 如超声波法^[22]、激光散射法^[8]和水动力学法^[23]等, 各种测量方法均证实了气核的存在。

1.2.2 气核的生长

在恒定的低压场作用下, 气核起始和发育的关系式可表述为^[1]

$$v = \frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2C_0^2}{3(1-\gamma)} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \right] + \frac{2\sigma}{\rho R} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] + \frac{2}{3} \frac{(p_\infty - p_v)}{\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.3)$$

式中, v 为气核泡壁的径向速度; R 、 R_0 为气核半径和气核初始时刻半径; $C_0^2 = \frac{p_0}{\rho}$; p_0 为初始时刻气核内压力; ρ 为水流密度; γ 为空气绝热系数; $\sigma = \sigma(T)$ 为水

的表面张力； T 为水温； p_∞ 为远离气核处水的压力； $p_v = p_v(t)$ 为气核内的蒸汽压力； t 为时间。

气核能够发展成气泡的前提条件是压力低于气泡的临界压力 p_c ，气核开始发展，气核发展到临界半径 R_c 时，便失去稳定。此时气核周围的水大量汽化，气核迅速发育而形成空泡。气核临界压力 p_c 、临界半径 R_c 可表示为^[20]

$$p_c = -\frac{2\sigma(1-3\gamma)}{3R_0\gamma} + p_v \quad (1.2.4)$$

$$R_c = \left(\frac{2\sigma}{3\rho C_0^2 R_0^{3\gamma}\gamma}\right)^{\frac{1}{1-3\gamma}} \quad (1.2.5)$$

根据式 (1.2.3) ~ 式 (1.2.5) 可计算出不同起始半径 R_0 所对应的不同临界压力 p_c 、临界半径 R_c 和所需发展到临界半径的特征时间 t_c (表 1.2.1)。

表 1.2.1 R_0 、 R_c 、 p_c 、 t_c 值

$R_0/\mu\text{m}$	$R_c/\mu\text{m}$	p_c/kPa	$t_c/(\times 10^{-7}\text{s})$
2	4.067	-25.872	3.5
5	12.32	-7.399	10.92
10	30.48	-1.98	29.69
20	71.54	0.137	74.07
30	120.56	0.774	129.75
40	175.15	1.064	194.01
50	234.1	1.225	263.95

1.2.3 气泡的溃灭

一些物理因素如附近的刚性边界、附近的自由面边界、浮力等使溃灭中的气泡失去球对称性，其中特别重要的是刚性边界引起的非球对称性。如果球形气泡在邻近刚性壁的位置溃灭，气泡离刚性壁较远的一侧以较快的速度内塌，形成穿刺气泡内部射向刚性壁的射流。最早以射流机制解释空蚀损坏的猜测可追溯到 Kornfeld 等^[24]。Ratray^[25] 用摄动分析法成功地预测了形成射流的可能，以及溃灭早期气泡在与刚性壁相垂直方向上的拉长。Naude 等^[26] 第一次在试验中观察到了射流的形成。Benjamin 等^[27] 在小环境压力下对射流速度进行了直接测量，测量值为 10 m/s，并明确得出了射流引发空蚀损坏的结论。Gibson 等^[28-31] 的工作表明，射流的形成、方向和强度随边界性质的变化而变化，并可以通过改变边界阻尼特性而加以控制。

在理论分析方面，当气泡邻近区域有刚性壁时，一种分析方法是采用球谐函数^[32-34]，一般情况下可以算出早期的射流形成，但无法跟踪晚期的射流。另一种

方法是以气泡最大半径与固壁气泡间距的比值作为小参数渐进展开^[35-38]。这两种方法在研究气泡的大变形方面都有局限性。

在试验技术方面, Benjamin 等^[27]运用运动脉冲技术生成气泡。这与空化气泡自然生成的过程最为接近, 但难以在试验中控制气泡生成的位置。使用火花放电生成气泡的技术^[39-47]能克服气泡生成位置的困难, 但浸入水中的电极干扰了流场。使用脉冲激光生成气泡的技术^[48-59]既能准确控制生成气泡的位置, 又避免了火花放电对流场的干扰, 已在 20 世纪 90 年代代替火花放电, 成为普遍采用的气泡生成技术。脉冲激光技术的不足之处是高强度的热量聚集在气泡生成的位置, 热效应可能对气泡的行为造成影响。

高速摄影是研究空化气泡运动的重要手段, Lauterborn 等^[49]总结了高速摄影从 20 世纪 50~80 年代的发展。在早期的试验中摄影曝光速度较慢, 1968 年 Gibson^[28]的试验中曝光速度为每秒 2500 帧。在最新公布的试验中, 1998 年 Ohl 等^[60]的曝光速度为每秒 2080 万帧, 捕捉到了空泡溃灭过程中出现的细节现象。

1971 年 Plesset 等^[61,62]第一次用数值方法模拟了球形气泡在刚性壁旁溃灭并形成射流的全过程(图 1.2.2), 是后来的空化气泡数值研究工作参照的基础。他们忽略了液体的黏性和可压缩性, 采用 PIC(particle in cell)方法计算了射流形成的过程, 得到了射流速度的范围为 130~180 m/s。这些结果在 Lauterborn 等^[48]的试验中被证实。Mitchell 等^[16,17,63], 用 MAC(marker and cell)方法模拟空化气泡在刚性壁附近的溃灭, 他们考虑了液体的黏性, 在球坐标系进行计算, 但缺点是未能模拟非常重要的溃灭晚期射流形成的过程。

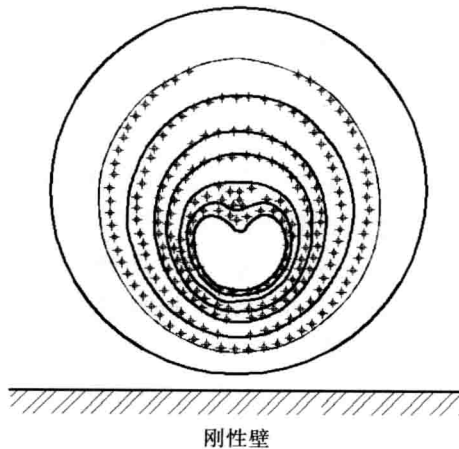


图 1.2.2 Plesset 等模拟刚性壁附近空化气泡溃灭的数值结果(实线)与 Lauterborn 等的试验结果(圆点)的比较^[62]

1974年 Bevir 等^[64]运用近似积分方程法模拟了早期的气泡溃灭。他们把源和偶极子分布在处于气泡内部的对称轴上,因而积分方程的形式特别简单。然而该方法与 MAC 方法一样不能计算晚期的气泡溃灭。Gibson 等和 Blake 等修正了这个方法,研究了空化气泡在刚性壁和在自由面附近的生长和溃灭。

1976年 Lenoir^[5]最先用边界积分法 (boundary integral method) 计算了刚性壁附近和自由面附近空化气泡的溃灭,初始时刻气泡被假设为球形。1981年 Guetti^[6], Lucca 等改进了 Lenoir 的工作,用具有二阶精度的两层格式对 Bernoulli 方程进行时间积分。1982年 Gibson 等采用如下算法确定时间步长:

$$\Delta t = \frac{\Delta \varphi}{\max_s \left(1 + \frac{1}{2} u^2 \right)} \quad (1.2.6)$$

使计算的稳定性有很大改善。1985年 Taib^[67]详细给了用二次元近似几何边界和边界函数的边界积分法的数学表示。1986~1987年, Blake, Taib 运用积分法深入考察了空化气泡在刚性壁和在自由面附近的生长和溃灭,研究了界面、浮力及驻点流动对气泡行为的综合作用。他们的研究结果还表明,空化气泡在膨胀阶段的行为具有重要意义。从20世纪80年代开始,边界积分法逐步成为模拟空化气泡行为的通常采用的数值方法。

1991年 Best 首次将三次样条单元用于边界积分法,此后三次样条成为常用的边界近似法,数值模拟了含有绝热气体的气泡在刚性壁附近的生长、溃灭和反弹,计算中计入了浮力引起的效应。1993年 Blake 等用数值和试验研究了刚性壁附近两个轴对称方式排列的空化气泡的生长和溃灭。2001年 Robinson 等用数值和试验研究了在自由面附近两个以轴对称方式排列的空化气泡的生长和溃灭,并考虑了表面张力。

在国内,黄景才^[68,69]、倪汉根^[3]等在 Rayleigh 模型的理论基础上分析了含气空化气泡的生长和溃灭。田立言等^[70]、黄继汤^[71]用试验研究了液体黏性、表面张力及泥沙颗粒对球对称空化气泡生长和溃灭的影响。黄继汤^[71]在试验中运用火花放电生成气泡,考察了在自来水、乙酸、乙醇、乙酸酐等密度和黏度大小比较接近,但表面张力系数有较大差异的液体中气泡的生长和溃灭,采用了高速摄影技术,曝光速度为每秒 2×10^5 帧。蔡悦斌、鲁传敬、何友声及戚定满等^[72-76]运用边界积分法数值模拟了空化气泡在多种情形下的生长和溃灭。用二次元表示几何边界和边界函数,时间积分采用了欧拉法。严育兵等^[72]用边界元法 (boundary element method) 对空化气泡在刚性壁附近溃灭进行分析,讨论了表面张力对气泡和射流的形状、速度场,以及射流速度、气泡寿命、压力场和壁面压力的影响。

从数值计算的结果得出如下结论:

- (1) 当 $\beta = \frac{\sigma}{(R_0 \Delta p)} < 0.01$ (σ 为表面张力系数, R_0 为气泡的最大半径, Δp

为压力差), 并且 $\gamma = \frac{R_0}{h} < 2$ (h 是溃灭初期气泡中心到壁面的距离) 时, 表面张力效应较弱, 可以忽略。

(2) 当 $\beta \geq 0.01$ 或 $\gamma \geq 2$ 时, 表面张力效应较强, 不能忽略。

还发现, 类似于 Rayleigh 气泡溃灭晚期的特征, 当空化气泡在刚性壁附近溃灭时, 射流撞击时刻的气泡被一个高压区所包裹, 高压区之外的广大流场处于刹车之中, 高压区之内的少量流体向气泡内部加速。胡影影等^[78]通过直接求解原始变量的 N-S 方程, 用 Youngs 算法计算交界面, 数值模拟了球对称空泡在固壁附近的溃灭过程, 得出固壁附近的空泡变形溃灭发生在极短的时间内, 空泡变形产生的高压脉冲无论在时间上还是在空间上都具有强间断。空泡在变形过程中出现三个典型状态: 远离固壁的空泡顶部首先变形下凹产生较强的凹陷射流; 射流击穿空泡壁, 使泡形成环状; 环泡不稳定, 最后溃灭消失。每一种状态都在初始空泡中心附近产生高压脉冲(不稳定环泡溃灭时可产生多个高压脉冲)和高速射流, 压力幅值依次增大, 而速度则依次减弱。在三个明显的压力脉冲里, 以空泡溃灭时产生的压力脉冲为最高, 相应能量也最大, 可以持续较长的传播时间和影响较大的空间范围, 因此第三次高压脉冲也是对固壁造成空蚀破坏的主要原因。

1.3 空化初生

1.3.1 初生空化数

当流速不变而压强降低(或压强不变流速增加)时, 流场内极小区域内偶然初次出现微小空穴的临界状态称为空化初生。在实际工程应用中, 不管是避免空化或利用空化, 都关心空化在什么时候发生。影响空化发生的因素很多, 如流动边界条件、绝对压强、流速、水流黏性、表面张力、水中气核、来流条件等, 但主要影响空化发生的是压强和流速, 所以用这两个量来定义空化参数 σ ^[79,80]。初生空化的经典理论把液体的饱和蒸汽压强视作液体发生空化的临界压强。定义了下面的空化数表达式:

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_v}{\frac{1}{2}\rho v_{\infty}^2} \quad (1.3.1)$$

式中, p_{∞} 和 v_{∞} 为流动系统中某一选定点的绝对压强和流速; p_v 为某一温度下的饱和蒸汽压强; ρ 为液体密度。

研究表明, 纯水的抗拉强度是非常大的, 认为在纯水中发生空化是不可能的, 但水中含有杂质和气核后, 水的抗拉强度大大降低, 故 Keller^[81]、夏维洪和杨志明^[82]以液体的抗拉强度作为其空化临界压强来定义了空化数:

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - (p_v - p_t)}{\frac{1}{2}\rho v_{\infty}^2} \quad (1.3.2)$$

式中, p_t 为液体抗拉强度。

在实际工程应用中, 由于初生空化数的离散度较大和充分考虑工程安全需要, 通常采用消失空化数来描述空化的产生, 即在流场中出现初生空化以后, 进一步降低压强或提高流速使流场中出现比较严重的空化状态; 然后逐步提高压强或降低速度, 空化区的范围逐渐缩小, 至某一空化数时, 在压力最低点附近间歇性空泡趋于消失, 与此对应空化数称为消失空化数。

判断空化初生的方法主要有以下几种: ①目测法, 用肉眼观察流场内部是否有空穴发生。②噪声法, 探测流场内空泡初生时发出的超声波来判断空化初生, 如声压级法, 即 $\Delta\text{SPL} = \text{SPL}_f - \text{SPL}_{f_0}$, SPL_f 为空化噪声谱, SPL_{f_0} 为背景噪声谱。 $\Delta\text{SPL} \approx 5$ dB 时认为空化初生; $\Delta\text{SPL} \approx 5 \sim 10$ dB 时, 为空化初生阶段; $\Delta\text{SPL} > 10$ dB 时, 为空化发展阶段。其他的噪声法还有能量过程线法、能量—相对真空度法等, 但常用的还是能量级差法。③光学法, 根据光电池接收到的通过流场的光量强弱来判断空化初生。④ γ 射线法, 利用水与空泡对 γ 射线的吸收能力来测量空化初生。⑤全息摄影法, 利用激光对水中空泡形象进行摄影来分析空化初生。⑥纹影法, 利用水加温后, 水与空泡在光源照射下不同的纹影来判断空化初生。目前, 国内外应用的主要还是目测法和噪声法。

1.3.2 空化的分类

柯乃普^[5]博士综合空化发生的条件和空化的主要物理特性把空化大致分成以下几类: 游移空化、固定空化、旋涡空化、振荡空化, 以及运动物体上的空化等。

游移空化是一种由单个的瞬态空穴或空泡组成的空化现象, 这些空穴或在液体中形成, 并随液体内部的移动而膨胀、收缩、溃灭。这种游移的瞬态空泡可能沿着固定边界的低压点出现, 也可能在液体内部的移动旋涡核心或紊动剪切场的高紊动区域内出现。这种空穴的“游移”是区别于其他瞬态空化的标志。

固定空化是指空化初生后不断发展的状态, 此时水流从潜体或过流通道的固体边界脱离, 形成附着在边界上的空腔或空穴。

旋涡空化可在高剪切区形成的旋涡核心中发现, 这种空化可能表现为游移空化或固定空化。典型的旋涡空化为螺旋桨的梢涡空化(tip cavitation)、消力墩后的绕流空化等。

振荡空化是由于液体中有一系列连续的高幅、高频压力脉动而造成液体的单元经受了不止一次而是多次的空化循环, 如磁激振动仪试件表面上的空化。

运动物体上的空化与水流中的空化并无本质区别, 但静水中的的紊动度较

低，而水流中的紊动度较高。因柯乃普的空化分类较为模糊，如旋涡空化既可能是游移空化也可能为固定空化。对此作者从空化生成原因上进行分析，把水流空化大致分为旋涡空化和紊动剪切流中的空化。旋涡空化与柯乃普的相同，紊动剪切流中的空化指在过流壁面的紊流过渡区发生的空化。振荡空化在水利工程中的应用较为少见，这里不作详述。

(1) 旋涡空化。在水力机械和水工建筑物中，螺旋桨的梢涡中，水闸闸门槽中，水泵和水轮机的间隙中，螺旋桨和卡普兰水轮机毂涡的涡列中，角隅的次生涡流中等，都普遍存在各种类型的旋涡运动。旋涡空化是导致管道中螺旋桨发生空蚀，尾水管中发生涌浪，螺旋桨诱发机身振动等的主要原因。从空化的观点来看，这个问题有两个重要的方面：旋涡涡心的最小压强和雷诺数密切相关；空化核可能在相当长的时间内渗入低压涡心。

(2) 紊动剪切流中的空化。已经证明光滑流体上的空化初生首先在紊流过渡区发生。这种紊流过渡区流动分离的恢复和充分附着的边界层一起发生。

1.4 空化初生的影响因素

影响水中空化产生与发展的主要因素有流动边界形状、绝对压强和流速等。此外，液体黏性、表面张力、气核、汽化特性、水中杂质、边壁表面条件和所受的压力梯度等有一定影响，下面分别述之。

1.4.1 液体黏性和自由来流速度

黄继汤等^[1]的试验结果与理论计算均表明液体黏性使空泡压缩和膨胀过程都明显变缓，空泡的生命周期(膨胀及压缩的总历时)随黏滞系数 μ 值的增加而增加，空泡在膨胀过程中，同样的相对瞬时下，随着黏滞度的增大，膨胀加速度也增大；在空泡溃灭前，收缩加速度的判别非常大，且随黏滞系数 μ 值的增加而明显减小； μ 值越小，达到最大加速度的历时越短^[71]。但实际情况远比这复杂得多，这是因为液体黏性影响边界层的发展，而边界层对空化初生具有重要的影响。黏性与自由来流速度的综合影响可通过雷诺数 Re 来表示，试验表明^[83,84]，对不同类型的绕流体， Re 的影响是不同的。对于流线型绕流体，在很大的 Re 范围内，初生空化数 σ_i 随 Re 的增大而升高；对于钝体，在 Re 较低时，初生空化数 G_i 随 Re 的升高而剧增，但当 Re 超过一定临界值后， σ_i 基本不随 Re 变化。两种情况下产生差异的原因为：对流线型物体，不易发生边界层分离， Re 越大，水流紊动越强，低压区范围越大，气核在低压区生长的时间越长，因而越有利于空化。对于后者，当 Re 较低时，边界层尚未分离或刚开始分离，在这一范围内 Re 的影响和前者相似。当 Re 达到一定值后，边界层充分分离，并产生一个范围足够大的