

高等学校教材

水泵汽蚀及其防治

武汉水利电力学院 孙 寿

水利电力出版社

高等学校教材
水泵汽蚀及其防治
武汉水利电力学院 孙寿

水利电力出版社出版
(北京三里河路6号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售
水利电力出版社印刷厂印刷

787×1092毫米 16开本 9.5印张 210千字
1989年10月第一版 1989年10月北京第一次印刷

印数 0001—1340册
ISBN 7-120-00927-3/TV·302
定价 2.00元

内 容 提 要

本书论述了汽蚀基本概念、基本理论、水泵的汽蚀参数、汽蚀基本方程和汽蚀相似律，水泵的汽蚀特性、汽蚀的声学 and 振动特性，水泵安装高程的确定方法，泵站水泵汽蚀的防治措施，从设计和制造上改善水泵汽蚀的方法，以及水泵的汽蚀试验台、试验设备和观测方法等内容。

本书为机电排灌和农田水利工程专业的选修课教材，还可供水泵制造、给水排水等专业的其他有关人员参考。

前 言

汽蚀问题,从20世纪初至今,一直是水力机械科学的一项重要研究课题,世界各国做了大量的研究工作。根据罗伯逊 (Robertson) 估计,已有一万多篇论文发表,然而至今人们对汽蚀尚有不少问题不能解决。

随着科技和工业的发展,人类活动的领域从陆地向海、空扩展,泵的应用范围不断扩大,对泵提出了大型、高速、轻型化的要求。其中一个突出的障碍便是汽蚀问题。在我国,汽蚀也是排灌泵站的“三害”(系指汽蚀、水锤和泥沙三种危害)之一。泵是国民经济中消耗能源最多的机械,由于汽蚀的原因,不但使泵的使用寿命缩短,而且会使泵的运转效率下降,在经济上蒙受极大的损失。因此,深入研究泵的汽蚀问题是泵和泵站科研、教学和生产等部门共同关心的课题。

本书为高等学校机电排灌专业和农田水利工程专业的水泵汽蚀及其防治选修课教材,按讲课36学时的计划编写。

在编写过程中力求突出高等学校选修课程的特点,着重加强基本概念、基本理论和应用技能的阐述,尽量反映本学科的新发展和新成就,并根据第一稿(打印)三年来的教学实践进行了修改。同时,书中也反映了作者近年来在汽蚀课题上的研究成果和许多生产实践问题。

本书亦可供水泵设计制造、给排水、热电厂、石油化工、舰船铺设和其它用泵工程的工程技术人员参考。

本书承蒙李志耘教授审查,提出宝贵的修改意见,特此致谢。由于作者水平有限,书中的缺点和错误实属难免,请读者给予批评和指正。

作者 孙寿

1987.11.10

目 录

前 言

第一章 概论	1
第一节 汽蚀研究的发展历史	1
第二节 汽蚀的机理	3
第三节 汽蚀的分类	7
第四节 汽蚀的危害	7
第二章 汽蚀基本理论	9
第一节 空泡动力学基础	9
第二节 汽蚀的剥蚀作用	15
第三节 材料抗剥蚀能力	19
第四节 汽蚀对独立叶型和平面叶栅的影响	23
第三章 水泵汽蚀参数及汽蚀基本方程	29
第一节 汽蚀参数及汽蚀基本方程	29
第二节 水泵汽蚀临界点的确定方法	35
第三节 汽蚀热力学参数——高温水和非水液体的汽蚀	39
第四章 汽蚀相似律、相似判据和尺度效应	46
第一节 汽蚀相似律及相似判据	46
第二节 汽蚀比转数和比转数的统一定义和计算公式	50
第三节 水泵汽蚀的尺度效应	54
第五章 水泵（叶片泵）的汽蚀特性	61
第一节 离心泵和混流泵的汽蚀特性	61
第二节 轴流泵的汽蚀特性	66
第三节 剥蚀与泥沙磨损对水泵性能的影响	71
第四节 汽蚀的声学特性	75
第五节 汽蚀振动特性	79
第六章 水泵安装高程的确定及泵站水泵汽蚀的防治措施	83
第一节 泵站水泵汽蚀原因的分析	83
第二节 水泵安装高程的确定	85
第三节 补气和增压防汽蚀措施	88
第四节 剥蚀和磨损伤痕的补焊修复	92
第五节 剥蚀和磨损伤痕的涂敷与喷镀修复	94
第七章 改善水泵汽蚀的方法	102
第一节 汽蚀最优参数的确定	102
第二节 从结构上改善水泵汽蚀性能的方法	110
第三节 改善或消除间隙汽蚀的措施	116

第四节	抗剥蚀材料诱导轮和超汽蚀泵	118
第八章	水泵汽蚀试验观测方法	126
第一节	汽蚀性能的测试设备和试验方法	126
第二节	材料抗剥蚀能力的测定方法	132
第三节	汽蚀的声学 and 振动测量方法	135
第四节	其它常用的汽蚀观测方法	139
主要参考文献		143

第一章 概 论

本章主要介绍汽蚀的概况,其中包括人们对汽蚀的认识和研究的历程;汽蚀的初生、发展的机理及其有关名词术语的定义和概念;从不同角度对汽蚀进行分类的方法;以及汽蚀造成的不良后果和各种危害。

第一节 汽蚀研究的发展历史

有关汽蚀问题,早在1754年欧拉就首先从理论上预言,流体可能发生汽蚀。

1894年雷诺兹(Osborne Rernoids)介绍了水流通过局部收缩管道时,在低压区内出现的汽蚀现象。这是人类首次记录的汽蚀现象,同年帕森斯(Parsons)发现了汽蚀对螺旋桨推力的影响。并于1895年建成了世界上第一台,也是最简单的汽蚀试验水洞。

1895年佛汝德(Froude)等人在研究螺旋桨破坏事故时,首先使用了汽蚀(cavitation)一词。

1900年英国、德国建造了汽蚀水洞。

1912年英国两艘万吨级海轮高速航行仅9h,其螺旋桨就被汽蚀剥蚀得不能继续航行。与此同时,德国和瑞典也都报导了水轮机的汽蚀破坏情况。这时,汽蚀的严重性才引起人们的注意。

20世纪10~20年代,汽蚀研究还集中在螺旋桨和水轮机方面。

叶片泵的发展较晚,直到19世纪末20世纪初,随着英德等国工业的发展,一方面活塞泵已不能满足供水要求,另一方面高速的汽轮机和电动机已经问世,为逐步使用叶片泵创造了条件。

水泵汽蚀研究,约在20世纪20~30年代开始。例如德国1925年、美国1934年建造了水泵汽蚀试验台。在这一时期的重要成就有:

(1) 托马(D.Thoma)1924年提出的托马汽蚀系数公式

$$\sigma = \frac{\Delta h_c}{H} \quad (1-1)$$

这一公式最初是对水轮机提出的,但也广泛用作水泵的汽蚀相似判据,托马有关汽蚀的一些基本概念,直到今天仍有重要的影响。

(2) 1932年盖乃斯(Gaines)研制出人工产生汽蚀的磁激振荡器,后经汉赛克(Hunsaker)作了改进,寇尔(Kerr.SL)用它试验了多种金属和合金的汽蚀破坏情况。

1934年由赛夫港水电公司发起,对金属的抗汽蚀性能作了全面测定,采用的设备是弯曲形喷嘴(图1-1),其流速为69.6~92.2m/s,在1937年发表了266种材料抗剥蚀的研究报告。直到1970年美国出版的《CAVITATION》一书仍全部引用这一结果,可见其研究成果实用

意义之深远。

(3) 鲁德涅夫(С.С. Руднев)1935年提出了汽蚀比转数公式, 即

$$C = 5.62 \frac{n Q^{\frac{1}{2}}}{\Delta h_c^{3/4}} \quad (1.2)$$

1939年美国韦斯里森(G.F. Wislicenus)等人发表论文证实了式(1.2)的正确性。

汽蚀比转数 C 与比转数 n_s 的区别在于: n_s 主要是出水条件的相似判据, 而 C 是进水条件的相似判据, 两个判据结合运用, 就可全面掌握相似条件。评价泵的汽蚀性能, 汽蚀比转数 C 比汽蚀系数 σ 考虑因素要全面合理得多。

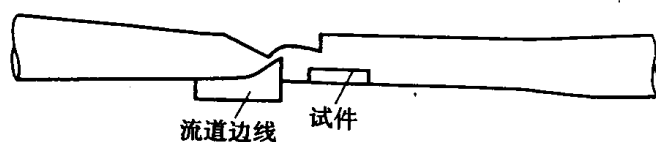


图 1-1 弯曲形喷嘴简图

以上情况作者认为基本上水泵汽蚀研究的第一阶段。

20世纪30年代末, 正值二次世界大战时期。由于战争的需要, 鱼雷、潜艇、火箭等的发展, 促进了汽蚀研究的发展。气核理论、固定汽蚀结构、尺度效应、诱导论和超汽蚀叶栅理论等, 都是这个时期的研究成果。

早期汽蚀初生的概念是, 当液体局部压力等于汽化压力时, 就会发生汽蚀。但这一概念对水下运动体和高速液体机械就不完全符合。实践证明, 液体局部的压力在高于汽化压力时也会发生汽蚀; 在低于汽化压力时, 也可能不发生汽蚀(当然, 就工程应用而论, 可以把液体的饱和汽化压力作为发生汽蚀的临界压力)。因此, 人们对早期的概念产生了怀疑。

40年代出现了气核(核子)理论, 对汽蚀现象的解释就比原来的进了一步, 而且更趋合理。

40年代德国首先在火箭发动机泵上采用了诱导论, 泵的转速达到 17000 ~ 20000 r/min, 汽蚀性能仍无问题, 为诱导论的应用奠定了基础。

50年代柯乃普(Knapp)等人发现了固定汽蚀结构的不稳定性, 揭示了汽蚀引起强烈振动的原因。其产生的条件为: 绕流速度大于 15m/s, 绕流界面长厚比大于4.5, 固定汽蚀频率为12~200Hz。在水泵叶轮槽道中, 水流一般是符合上述条件的, 而且在叶片泵叶槽中水流是降速流, 会使边界层增厚, 易造成脱流。因此, 水泵中是容易产生固定汽蚀的。

50年代帕肯(Parkin)、霍尔(Holl)和克敏(Kermeen)等人对汽蚀的尺度效应进行了一系列研究。人们对汽蚀机理有了更进一步的认识。

自进入宇航时代以来, 由于汽蚀对液体火箭燃料泵、空间动力站泵(要求高速、高压、轻量、安全)的影响十分突出, 汽蚀研究就显得更为必要和重要了。

1939年波夫尔宁(В.Л. Повринин)首先提出了超汽蚀叶栅的设想。经过十多年的

研究，1958年美国首先研制了第一台超汽蚀螺旋桨。

60年代末70年代初，英国、日本、西德等国先后研究了超汽蚀前置轮和超汽蚀泵，用作火箭发动机泵、化工流程泵、热电站冷凝泵和试验供水泵等。

70年代以来，世界一些国家对汽蚀和超汽蚀叶栅理论，超汽蚀泵的研究都很重视，美国70年代连年召开汽蚀和多相流会议，就是一个证明。

第二节 汽蚀的机理

一、汽蚀的概念

当液体在泵内流动时，若局部压力低于一定值，则在液体内的杂质、微小固体颗粒或液体界面（液体与固体的接触面）的缝隙中存在的气核或汽核，会迅速生长为人眼可见的气泡或汽泡。为简化叙述起见，以后把气、汽核统称为气核，把气、汽泡统称为空泡。我们把聚积在一起的空泡称为空泡团或空穴。

气核进入低压区时生长成空泡，空泡随液流到达高压区后，受到周围液体的压力压缩，并经过反弹，直到最后完全溃灭。这一过程称为汽蚀。

气核直径以 μm 计，空泡直径以 mm 计，而空穴的尺寸一般都较大，其形状可能是圆形，也可能是其它不规则的形状。实际上气核与空泡，空泡与空穴既有明显的区别，而又无严格的分界线。

汽蚀与沸腾两种现象，虽然有相似之处，但也有不同的地方，不能把它们“等量齐观”。首先，两者虽然都产生气泡，但起因不同，沸腾是由于温度上升引起的，是一种热力学现象；而汽蚀则是由于压力的下降引起，是一种水动力学现象。其次，汽蚀现象包括从空泡的初生、膨胀直到溃灭为止的整个过程；而沸腾现象中的汽泡却是持续增长的，没有溃灭过程。在沸腾现象中，即使当汽泡通过表面时可能会破裂，但蒸汽的总容积却是连续增加的。因此，对于汽蚀来说，我们注意的是在什么条件下会发生液体压力迅速下降的情况。

汽蚀的过程极快，只有借助高速显微记录仪器，才能观察到汽蚀的全过程。柯乃普和霍兰德（Houander）对弹头体空泡的高速摄影记录（拍摄速度为每秒两万张），记录了空泡生长、压缩、反弹到最后完全溃灭的过程，整个过程历时约 0.006s ，见图1-2。

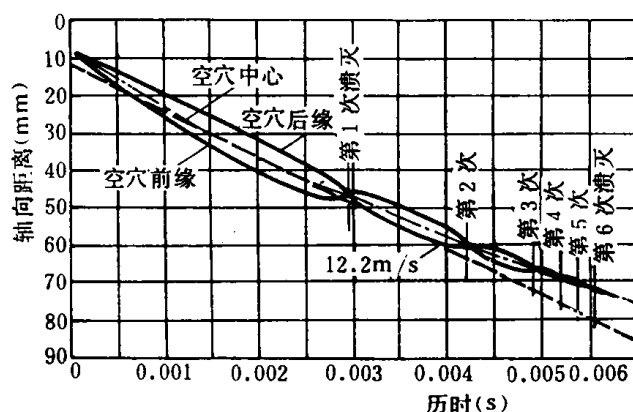


图 1-2 空泡生长和溃灭的历时过程

二、汽蚀初生机理

汽蚀何时初生呢？现在对汽蚀初生的普遍看法是，由于在液体中存在着杂质、微小固体颗粒、或液体界面上的缝隙中存在着小的气核，当液体的压力降低到一定程度时，气核就迅速膨胀为人眼可见的空泡，空泡在压力升高处溃灭。当气核小时，压力必须很低才能引起汽蚀；当气核大时，液体压力大于饱和汽化压力的情况，也可发生汽蚀。因此，汽蚀初生的压力并不固定，其值由气核的数目、大小、水流流过低压区的历时等因素而定。但大多数情况是在液压等于或低于饱和汽化压力时汽蚀初生，空泡溃灭时形成微射流冲击，使界面材料遭受破坏。

气核直径很小，只有几微米，在水中含气量过饱和时，气体就会进入核中，从而气核逐渐膨胀，直至浮到液面逸出。如果液体中含气量是亚饱和的，在表面张力作用下，气核的直径将收缩。从而核内压力提高，远远超过饱和压力，迫使气核内气体逐渐溶解或冷凝于液体中，气核终于消失。

既然气核不能单独稳定地悬浮在液体中，那么就必须设想气核是以一定的寄居形式存留在液体中的。设想的寄居模型见图1-3。图中表示疏水固体壁面缝隙中能够寄存气核的原因。由于表面张力的作用，从而帮助缝隙中的气隙与液体压力保持平衡，气隙内的气核才得以存留。图中（a）为含气量饱和的液体，界面平衡；图（b）为亚饱和液体，由于气隙内气体继续溶于液体中，液面向缝隙尖角浸进， R 不断变小，直至气隙内气、汽压力和气隙处液体的表面张力与液体压力达到平衡为止；图（c）为过饱和液体，与图（b）相反，液面向上移动直至平衡为止。

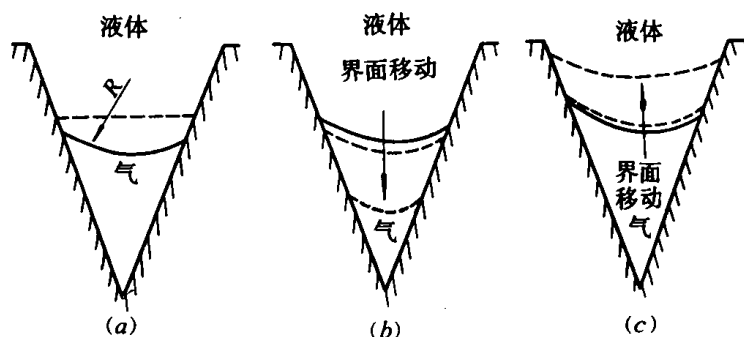


图 1 3 气核寄居模型

(a) 饱和液体；(b) 未饱和液体；(c) 过饱和液体

1975年皮特森(F.B.Peterson)等人用全息法、光散法和液体技术显微镜，测定了水中的气核直径和不同直径的气核数目，并发表了试验结果，证明了气核的存在。气核直径为 $7 \sim 10 \mu\text{m}$ 。

无气核是否能产生汽蚀？早就有人做过这方面的理论与试验研究。例如，将水事先进行特殊处理，清除杂质和气体，加高温高压，使之接近于“纯水”，然后用静力学和动力学的方法，测定其能否承受负压，结果发现这种水在远远低于其温度下的饱和汽化压力时，仍不发生汽蚀(见图1-4)。这也可证明气核的存在。

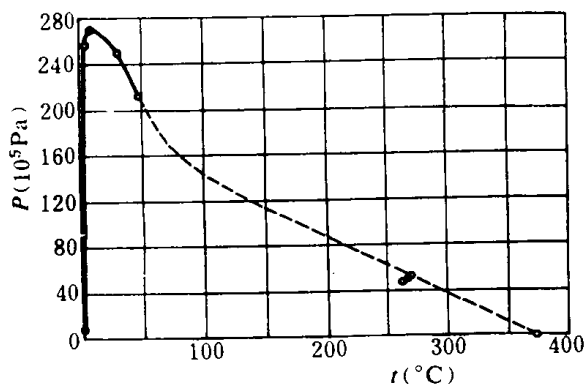


图 1-4 “纯水”的极限负压与温度的关系

三、汽蚀剥蚀的机理

这里我们使用剥蚀一词，以区别于化学的腐蚀、泥沙的磨蚀、水力的冲蚀。

汽蚀剥蚀可以破坏任何种类的材料，如各种钢材，玻璃、橡皮等。这就是说：不论是弹性材料或脆性材料，不论硬度多大，都能遭到汽蚀剥蚀。

汽蚀空泡溃灭竟有穿铁剥钢之力，原因何在？这一直是科学和工程界密切关注和广泛研究的课题。

关于剥蚀的机理有下述几种理论：

(1) 力学作用论。由库斯 (Koos)、瑞利 (Rayleigh)、帕森斯等人在 1917—1919 年创立。认为汽蚀的破坏作用是由于球形或半球形空泡溃灭，产生强烈的永锤作用，液体直接冲击到固体界面而造成的。其作用力可以达到 $3.3 \sim 570 \times 10^7$ Pa。这样大的应力频繁作用，引起金属表面局部塑性变形与硬化、变脆，产生疲劳现象，发生微小裂缝，进而使金属破裂与剥落。

在此以后，力学作用论的发展一直停滞不前。

40 年代以后的许多试验发现：空泡压缩溃灭过程的形状是不规则的，这就否定了瑞利理论空泡始终保持球形或半球形的假定；在模型及原型的汽蚀过程中都发现了肉眼可见光。据此，又出现了其它的理论。

(2) 热力作用论。由韦西斯拉斯 (Wishisnus) 在 1947 年提出，认为汽蚀压缩溃灭时间很短，只有几微秒，热量来不及传给周围液体，属于绝热压缩，会产生高温与发光，使金属局部熔化，从而造成破坏，但无试验证明。

(3) 电化学作用论。由皮特斯克 (Petracchi) 1949 年提出，由于水动力的冲击，引起材料局部产生机械应力，从而使金属表面产生电势，形成热电偶，引起电化学腐蚀，金属表面产生电流也是引起发光的原因。

皮特斯克用来证明电化学腐蚀的所谓“阴极保护效应”，1960 年经普莱赛特 (Piesset) 研究，认为“阴极保护效应”即在强腐蚀溶液中，剥蚀由于阴极保护而受到抑制，是两个原因造成的，一方面是阴极保护效应起了作用，另一方面是由于被试金属表面离析出的自由氢气，起了软垫作用，致使空泡溃灭强度减小。因此，普莱赛特认为电化学作用对剥蚀来说，并不是重要原因。

(4) 微射流理论。60 年代以来，根据空泡溃灭时的高速摄影和空泡运动方程的数值解，开始盛行所谓微射流模型（见图 1-5），仍回到力学作用论。

对贴在壁面上的空泡溃灭进行理论计算表明，射流速度可达 130 m/s，压力达 2×10^8 Pa，压力的持续时间为 $2 \mu\text{s}$ 。此外，沙顿 (Sutton) 应用光弹材料证明，冲击压力高达 1.9×10^9 Pa。根据材料切片的金相测定，发现汽蚀剥蚀材料的金相与用小钢球模拟射流机理试验的材料金相组织非常类似。这对微射流模型是一个有力支持。但至今仍不能判断是空泡溃灭时的冲击波、还是微射流的冲击，使材料受到剥蚀。也有人提出压力波与微射流冲

击同时存在，前者在剥蚀初期适合，后者对加强剥蚀起作用。

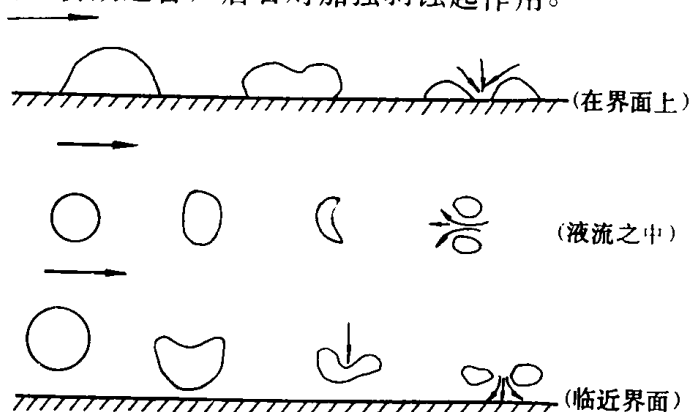


图 1-5 空泡射流破灭模型

弗基柯维 (Fujikawa) 和阿卡马兹 (Akamatsu) 考虑了汽化、凝结、空泡内产生的热 (界面不传热) 和液体可压缩性等因素，进行了理论和数值分析。他们还用光弹材料试件测定了与试件接触的球形和半球形空泡溃灭时产生的冲击波和冲击压力。经过反复试验，他们验证了冲击压力的存在，图1-6是与试件接近和接触的球形空泡和半球形空泡溃灭时发出的冲击波照片。他们在光弹材料试件上也发现了产生的压力波。空泡第一次溃灭之后经过 $1.34\mu\text{s}$ ，还产生了反弹现象。此外，在第二次冲击波之后 $1.31\mu\text{s}$ 相应的示波仪显示出空泡立即发出强光。强烈的光信号和第二次冲击压力之间的时差为 $9.26\mu\text{s}$ ，冲击压力经过 $10.57\mu\text{s}$ 才传至与试件相距不远的压力计上。因此，在试件上出现的压力波证明了在空泡反弹的瞬间引起了冲击波。

许多研究者都发现在空泡溃灭时会出现反弹现象，甚至会反弹数次才最后完全溃灭。

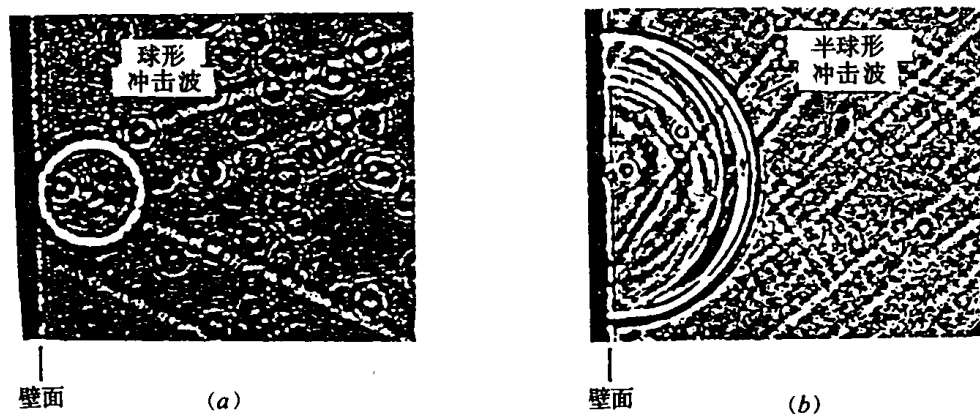


图 1-6 空泡溃灭造成的冲击波

(a) 接近壁面的球形空泡； (b) 在壁面上的半球形空泡

总之，剥蚀机理是一个复杂的问题，可以认为力学作用是主要的，但也不能排除其它作用的影响。空泡反弹时的冲击波和微射流冲击，使界面粗糙，形成坑洼后，液体中的有机物、气体对材料会产生化学腐蚀作用。冲击还使界面形成热电偶、产生电化学腐蚀，这些都能加速部件的剥蚀。

第三节 汽蚀的分类

一、按空泡团的形态及空泡生成原因分类

(1) 游移型汽蚀。它是一种由单个瞬态空泡或小空泡团组成的汽蚀现象。这些空泡或小空泡团在液体中形成并随液体流动而膨胀、收缩、反弹、溃灭。这种汽蚀可发生在界面低压点,或液体内部的移动旋涡核心内。

(2) 固定型汽蚀。它是由附着在绕流体固定界面上的空泡团构成的汽蚀现象。这种空泡团与液体有光滑的分界线,而且相对来说是稳定的,故称固定汽蚀。这种汽蚀可发生在水泵叶片进口边附近,它与叶型、水流冲角、流速、叶槽内压力等因素有关。

从瞬态来说,固定空泡团并不稳定,空泡团的末端常产生回充水流,使空泡团消失,但接着又会产生空泡团,这是一个产生、消失不断循环的过程,因此,相对来说空泡团才是固定的。

(3) 旋涡型汽蚀。它是一种高剪切流形成的旋涡中心低压区产生的汽蚀。从空泡的形态来说,它可能是游移型的,也可能是固定型的,如轴流泵叶片外缘与叶轮室内壁之间的间隙处产生的汽蚀,就属于旋涡汽蚀。旋涡汽蚀也可发生在淹没射流的剪切流内,以及过流表面刻痕、凸起物的下游。后者也称为粗糙汽蚀。

(4) 振动型汽蚀。液体中固体表面的振动,从而在液体中产生压力脉动,使液体压力降到等于或低于液体饱和汽化压力时,则引起振动型汽蚀。它的特点是液体并不流动,局部液体反复多次产生空泡。根据振动引起汽蚀的原理设计的磁激振荡汽蚀发生器,已被广泛应用于研究材料的抗剥蚀能力领域。例如鲁宾逊(Robinson, L. E)等人向美国机械工程师学会提出的标准化磁激振荡设备为:振动频率为6.5 kHz 倍振幅约0.0813 mm,试件下表面浸入试验液体深度为3.17 mm,试件表面加速度约 71540 m/s^2 。

二、按汽蚀在泵内的部位分类

(1) 叶面汽蚀。发生在叶片表面的汽蚀。

(2) 间隙汽蚀。发生在轴流泵和混流泵叶片外缘与叶轮室内壁之间的间隙处。

(3) 涡带汽蚀。由于进水流道产生涡带,其中心压力下降到饱和汽化压力并伸入泵内引起的汽蚀。

以此类推,按汽蚀发生部位命名如导叶汽蚀、隔舌汽蚀等。

三、按产生汽蚀的设备或机件名称分类

(1) 水力机械汽蚀。如水泵、水轮机等的汽蚀。

(2) 管路系统汽蚀。如闸阀、孔板、文吐里管、虹吸管等的汽蚀。

(3) 水工建筑物汽蚀。如坝面汽蚀,闸门汽蚀等。

第四节 汽蚀的危害

水泵产生汽蚀,会造成以下几方面的危害。

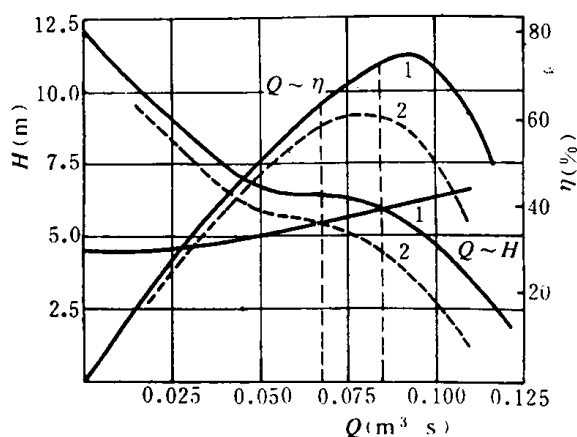


图 1-7 汽蚀对轴流泵性能的影响

(1) 性能曲线下降。由于产生汽蚀空泡,改变了泵内过流通道的型线和过流面积,致使泵的性能曲线下降,如图1-7所示。图中实线是泵未产生汽蚀时的性能曲线;虚线是泵产生汽蚀后的性能曲线。从图中可以看出,在泵装置的管路特性曲线不变的条件下,汽蚀使泵的出水量减小,扬程降低,效率下降。如纵虚线所示。

(2) 产生噪声和振动。由于汽蚀空泡溃灭时产生随机冲击波辐射声和空泡振动产生辐射声,小者引起噼噼啪啪的声音,大者产生隆隆的响声,除危害泵站管理人员的健康外,对泵站周围地区也造成噪声污染。

由于空泡溃灭时产生随机冲击波能量辐射,和空泡团或涡带汽蚀的不稳定性均引起振动,会危及泵装置的正常运转,甚至造成装置和泵站建筑物的破坏。

(3) 产生剥蚀。由于空泡溃灭产生的力学作用,加上化学和电化学腐蚀,初期在过流表面造成剥蚀伤痕。运转时间一长,会造成过流表面的穿孔和断裂。这将增加泵站用于剥蚀伤痕修复和更换零部件的维修费。

(4) 泵的效率下降,能耗增加。汽蚀初期水泵效率的下降主要是空泡使过流断面发生变化、阻塞叶槽、水力损失增加等原因造成的。

当过流表面材料遭受剥蚀后,除了上述损失外,由于形成伤痕使原界面形状被破坏,阻力损失增加,致使效率进一步下降。某大型轴流泵站的实测资料表明:泵遭受严重剥蚀后在工作范围内效率下降达10%~12%;在两次修复之间的运转期内,平均效率下降为5%~6%。

根据有关资料,1986年,我国仅排灌泵站总装机容量就达6029.4万kW。另据有关单位1983年对全国大型泵站的调查资料,存在不同程度汽蚀的泵站,为所调查泵站总数的26.3%。据此,若按全国总装机的13.2%的泵站水泵有汽蚀危害,效率平均下降5.5%,平均年运转1500h,全部按耗电计算,则损失的电能为

$$E = N \cdot 13.2\% \cdot \eta \cdot T = 6.0294 \times 10^7 \times 0.132 \times 0.055 \times 1500 = 6.57 \times 10^8 \text{ (kW} \cdot \text{h)}$$

从计算结果可以看出,全国一年由于排灌泵站水泵汽蚀多消耗的电能达6.57亿kW·h,是相当惊人的。这还未计及工业泵站由于汽蚀引起的能耗增加。

思考和问答题

- (1) 汽蚀研究进程分哪两个阶段? 各阶段主要进展是什么?
- (2) 试写出气核、空泡、空穴、剥蚀和汽蚀的定义。
- (3) 试说明气核、空泡和空穴的区别。它们各自的数量级为多大范围?
- (4) 按空泡的形态和成因,汽蚀分哪几种? 并简述其汽蚀现象。
- (5) 试简述汽蚀的剥蚀机理。
- (6) 汽蚀对水泵有哪几种危害? 并简述其形成原因。

第二章 汽蚀基本理论

液体中气核和空泡在什么条件下膨胀与溃灭，它们受哪些因素的制约，如何进行分析；空泡位置与界面剥蚀位置的关系，空泡溃灭对界面产生的冲击压力强度有多大；界面材料被剥蚀掉的质量或体积与时间的关系；汽蚀强度的评估方法，材料的抗剥蚀能力与材料的种类、物理化学性质、加工、处理方法等的关系；以及汽蚀对独立叶型和平面叶栅的影响等是本章阐述的内容。

第一节 空泡动力学基础

空泡动力学属于流体力学的一个分支，它研究液体中空泡的初生、膨胀和溃灭等理论问题。它涉及的数学和流体力学知识较多。本节简要介绍有关内容，重点在现象的物理概念分析。

一、不可压缩非恒定无旋流的能量方程

不可压缩非恒定无旋流的能量方程又称运动方程，是流体（水）动力学的基础。

理想流体运动的微分方程，即欧拉方程如下

$$\left. \begin{aligned} F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

对式（2-1）进行推演可得出如下方程，即葛罗米柯方程为

$$\left. \begin{aligned} F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial u_x}{\partial t} &= 2(u_z \omega_y - u_y \omega_z) \\ F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial u_y}{\partial t} &= 2(u_x \omega_z - u_z \omega_x) \\ F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial u_z}{\partial t} &= 2(u_y \omega_x - u_x \omega_y) \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

上二式中 p ——液体所受压力（压强）；

F ——液体的单位质量力函数（在只受重力作用时，单位质量力 F 的功 $= -gz$ ）；

u ——液体的运动速度；

ω ——液体的旋转角速度；

t ——时间；

ρ ——液体的密度；

角标 x 、 y 、 z ——有关量在 x 、 y 、 z 轴上的分量。

从式 (2-2) 可以看出, 对恒定无旋流, 速度 u 对时间的偏导数和旋转角速度 ω 均为零。

故恒定无旋流的全微分方程为

$$d\left(F - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2}\right) = 0 \quad (2-3)$$

对非恒定无旋流, 式 (2-2) 中的 $\frac{\partial u_x}{\partial t}$ 、 $\frac{\partial u_y}{\partial t}$ 、 $\frac{\partial u_z}{\partial t}$ 若用速度势函数 ϕ 表示, 则

因为

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad u_y = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z}$$

所以

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2-4)$$

在无旋流的情况下, 式 (2-2) 右端为零, 并将式 (2-4) 代入式 (2-2) 中, 则得

$$\left. \begin{aligned} F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \\ F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \\ F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

上式中因为 $F_x = \frac{\partial F}{\partial x}$, $F_y = \frac{\partial F}{\partial y}$, $F_z = \frac{\partial F}{\partial z}$, 因此, 可改写成如下形式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(F - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(F - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(F - \frac{p}{\rho} - \frac{u^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

上式的全微分形式为

积分该式可得出

$$d \left(F - \frac{p}{\rho} - \frac{v^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = 0$$

$$F - \frac{p}{\rho} - \frac{v^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} = C$$

上式为理想液体非恒定无旋流在某一时刻 t 的能量方程, 不同时刻, 常数 C 不同, 故可写成

$$F - \frac{p}{\rho} - \frac{v^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} = C(t) \quad (2-7)$$

或写为

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + \frac{\partial \phi}{\partial t} - F = C(t) \quad (2-7)'$$

式 (2-7) 和 (2-7)' 中常数 C 的符号相反。

二、气核和空泡的稳定性、临界半径与临界压力

液体中气核和空泡的稳定与否, 与液体的压力、液体的表面张力、气核和空泡中的气体种类、质量、蒸汽压力及液体的温度等因素有关。

液体中气核和空泡一经膨胀, 它们周围的液体就会发生运动。当气核和空泡膨胀时, 要吸收其周围液体的能量, 而且, 纯径向运动是无旋的, 故式 (2-7)' 中 $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ 一项应为负, 即

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} - F = C(t)$$

根据空泡初生前的边界条件, 令上式中密度 ρ 为常数, 并忽略质量力 (重力), 则液体运动的能量方程为

$$\frac{p_{\infty}}{\rho} = \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2-8)$$

式中 p_{∞} ——空泡区上游无穷远处液体的压力;

其它符号意义同前。

球形空泡在液体中膨胀或缩小, 液体相对于空泡中心作径向运动。由于纯径向运动是无旋的, 根据拉姆 (Lamb. H.) 的速度势函数方程

$$\phi = \frac{R^2}{r} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (2-9)$$

式中 R ——空泡半径, R 是时间 t 的函数;

r ——从空泡中心算起的径向距离;

t ——时间。

液体中相对于空泡中心的径向速度为

$$u = - \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt} \quad (2-10)$$

将式 (2-9) 对 t 取偏导数得