# 第1章 引 言

### 1.1 研究背景和意义

高速液滴撞击壁面问题在工业工程中广泛存在,例如雨滴撞击高速飞 行的航空器表面或高速旋转的航空发动机风扇叶片、汽轮机末级冷凝水液 滴撞击高速旋转的叶片,以及内燃机高速喷射的燃料液滴撞击气缸内壁等。

高速液滴与固体壁面的撞击严重威胁着设备的可靠性和耐久性。具体 而言,汽轮机叶片的冷凝液滴冲击侵蚀会导致局部凹陷变形并产生裂纹或 质量损失<sup>[1-11]</sup>,改变气动优化后的叶片几何形状,进而明显干扰叶片轮廓 周围的流体流动,液滴冲击侵蚀为涡轮机械可靠性的主要影响因素<sup>[12-14]</sup>。 另外,热力发电厂中经常发生由于液滴撞击导致的冷却水管壁减薄甚至破 裂的现象<sup>[15]</sup>,尤其是弯管部分最易在液滴撞击下产生小孔。液滴撞击腐蚀 程度已成为电站老化和寿命延长过程中结构完整性评估的重要依据<sup>[16-18]</sup>。 因此,有必要对高速液滴撞击壁面过程的作用机制进行详细探究。

高速液滴与固体壁面作用时会产生强大冲击力,这一性质使液滴高速 撞击过程在众多工业领域有着广泛应用,例如高速水射流切割、加工、钻孔 和清洗作业<sup>[19-25]</sup>,以及热喷涂、喷雾冷却、喷雾成型、喷雾涂层、喷墨打印、 精密焊点滴注<sup>[26-34]</sup>和 DNA 微阵列<sup>[35-36]</sup>等。在超音速火焰喷涂中<sup>[37]</sup>,涂 料与基体表面的撞击过程中涂层与基体的结合强度及涂料的铺展性质决定 了涂层的耐冲击、抗腐蚀、耐磨损、耐高温等性能,因此实现涂料液滴与壁面 撞击过程的有效控制对涂层质量至关重要。此外,近年来,高速液滴撞击壁 面过程中所伴随的液滴内部空化初生与溃灭现象正日益受到各方的关 注<sup>[38-41]</sup>,例如在生物医学领域,人们希望利用液滴内部的空化相变过程达 到在生物体内靶向给药的目的<sup>[42-46]</sup>。虽然高速液滴与壁面作用过程已经 被大量应用,但是该过程中液滴的动力学演化规律尚不明晰。

高速液滴撞击壁面问题与众多工业应用息息相关,是航空航天等许多 学科和工程领域的一个基础物理问题。由于高速液滴撞击壁面为多相、强 可压缩流动问题,具有小空间尺度、小时间尺度的特点,其极端的流动条件 使实验研究难度非常大;该过程还包含着激波间断、界面间断、各种波系、 空化相变等一系列复杂现象及它们之间的相互影响,实现该过程的数值模 拟也存在着诸多挑战。此外,目前仍极度缺乏不同初始速度、材料物性、液 滴与壁面的几何效应等对液滴撞击固体壁面过程影响规律的系统研究。因 此,开展高速液滴与固体壁面作用过程物理机制的探究、系统总结该过程作 用规律具有重要的学术意义和工程应用价值。

## 1.2 液滴与壁面作用过程的研究综述

早在 1876 年, Worthington 就开始了液滴撞击固体壁面问题的研究<sup>[47]</sup>。Worthington 通过巧妙地设计实验装置,让水银液滴与弹珠同时下落并激发电火花照明,通过闪光照明观测液滴的碰壁过程。图 1.1(a)为其设计的实验装置的示意图,图 1.1(b)为其绘制的水银液滴撞击壁面不同阶段的图像<sup>[48]</sup>。





Reprinted from Ref. 49, with the permission of Annual Reriews, Inc..

尽管大量研究者跟随 Worthington 开展了液滴撞击壁面问题的研究, 但直到最近二、三十年,随着高速摄影技术的发展,人们对液滴撞击过程的 研究才进入了细致化和定量化研究时代<sup>[50]</sup>。

#### 1.2.1 液滴撞击固体壁面的模态研究总结

借助高速摄影技术,人们发现,由于物性参数和动力学参数的不同,液 滴在对固体壁面的撞击过程中存在着沉积、飞溅、回缩和反弹等不同情 况<sup>[51-53]</sup>。人们进一步总结了影响液滴运动、变形过程的主要无量纲数<sup>[49]</sup>, 分别为

雷诺数 
$$Re = \frac{\rho D v_0}{\mu}$$
, 韦伯数  $We = \frac{\rho D v_0^2}{\sigma}$ , 欧尼索数  $Oh = \frac{\mu}{(\rho \sigma D)^{1/2}} = \frac{We^{1/2}}{Re}$  (1.1-a)

邦德数 
$$Bo = \frac{\rho g D^2}{\sigma}$$
, 弗鲁德数  $Fr = \frac{v_0^2}{g D} = \frac{We}{Bo}$ ,

组合参数  $K = We \cdot Oh^{-2/5}$  (1.1-b) 其中, $\rho$ , $\mu$  和 $\sigma$  分别代表液体的密度、动力黏性系数和表面张力系数。D 和  $v_0$  分别为液滴的直径和初始撞击速度,g 为重力加速度。

壁面粗糙度表示加工表面偏离理想平面的绝对平均偏差值。在表面测量学中,粗糙度通常被认为是被测表面的高频短波长分量,使用粗糙度振幅 (*R*<sub>a</sub>)和粗糙度波长(*R*<sub>w</sub>)进行衡量<sup>[54]</sup>,它们是液滴撞击固体壁面过程尤其 是飞溅模态的重要影响参数<sup>[55-56]</sup>。

壁面湿润性用来描述液滴在气体环境下固壁表面的铺展特性,取决于 所对应的气、固、液三相系统的共同属性,可由接触面与液滴表面的夹角即 接触角进行宏观表征<sup>[57]</sup>。接触面为液滴与固体壁面的接触区域,接触面的 边界称为"接触线"(气液固三相线)。图 1.2 分别给出了一个不易湿润系统 (又称"疏水系统")和易湿润系统(又称"亲水系统")的静态接触角( $\xi_{stat}$ )示 意图,这里的静态接触角又称"平衡接触角"。静态接触角等于 0( $\xi_{stat}$ =0°) 的极限情况,被称为"完全湿润系统";  $\xi_{sat}$ <90°的情况被称为"部分湿润系 统";  $\xi_{stat}$ >90°的情况被称为"不易湿润系统"<sup>[58]</sup>。液滴与壁面的撞击过程 是一个动态过程,由于壁面的微观几何结构(壁面粗糙度的影响)和化学性 质的非均匀分布的影响,接触角会随着接触线速度的变化而变化,此时的接 触角被称为"动态接触角"。由接触线的速度方向的不同,动态接触角可以 分为前进接触角和后退接触角,分别表示为 $\xi_{adv}$ 和 $\xi_{rec}$ 。通常情况下,由于 接触角迟滞现象, $\xi_{adv} > \xi_{rec}$ (若没有迟滞现象则 $\xi_{adv} = \xi_{rec}$ ),杨氏方程定义 的经典静态接触角( $\xi_{stat}$ )介于 $\xi_{adv}$ 和 $\xi_{rec}$ 之间<sup>[59]</sup>。Bracke<sup>[60]</sup>和 Rioboo<sup>[61]</sup> 等人给出了接触角的测量和计算方法。



图 1.2 静态接触角(ξ<sub>stat</sub>)的定义

根据动力学过程和液滴形态的不同,液滴撞击固体壁面大致可以分为 以下几种模态<sup>[62]</sup>,如图 1.3 所示:



图 1.3 不同条件下液滴撞击壁面的不同模态<sup>[62]</sup> Reprinted from Ref. 6, with the permission of Begell House Inc., Publisher.

(1) 沉积(deposition),指液滴在撞击时,沿着被撞表面铺展,并在整个 撞击过程中保持表面附着而不破裂,其对应小且低速的液滴撞击到光滑亲 水性表面的情况。

(2)泼洒飞溅(prompt splash),发生于液滴与粗糙表面的撞击过程中, 其特点是在液滴有很大的向外扩张速度的初始铺展阶段在接触线上产生小 液滴。

(3) 冠状飞溅(corona splash),发生于表面张力影响很小的情况,液体 层在快速扩张时会从壁面脱离。

(4)回缩破碎(receding break-up),在亲水的表面上,当液体从其最大的铺展半径开始缩回时,液体在回缩过程中接触角减小,使液滴后退过程中留下一些小液滴,发生回缩破裂;在超疏水表面,回缩液滴可以分裂成多个指状滴,由于表面张力的不稳定,每个指状滴都可能进一步破裂。

(5) 部分反弹(partial rebound)和完全反弹(complete rebound),均发 生在液滴撞击后的回缩过程。当液滴回缩到撞击点时,变形液滴的动能导 致液滴向上挤压,形成垂直的液滴柱。部分液滴留在壁面,在顶部产生一个 或多个滴落,称为"部分反弹";而液滴全部离开固体表面的情况称为"完全 反弹"。当接触角较小时,会发生部分反弹;对于接触角较大的情况,如果 液滴在回缩的过程中有足够的动能,会发生完全反弹。

Rioboo 等人<sup>[62]</sup>进一步总结了若干参数对液滴撞击模态的影响:

(1) 粗糙度波长(R<sub>w</sub>)

实验表明<sup>[62]</sup>,受短波的壁面粗糙度影响,低速液滴在较低的撞击过程 会产生泼洒飞溅。当撞击速度足够大时,不管何种波长的粗糙壁面都会导 致液滴发生泼洒飞溅。

(2) 粗糙度振幅(R<sub>a</sub>)

Stow 和 Hadfield 的实验表明<sup>[63]</sup>,粗糙度振幅的增加,有利于泼洒飞 溅模态的发生。这种破碎发生在接触线附近,一旦铺展中的液滴受到壁面 粗糙度扰动的影响,会触发破碎。

(3) 初始撞击速度(v<sub>0</sub>)

实验表明<sup>[62]</sup>,当液滴撞向粗糙壁面时,增加液滴的初始撞击速度有利 于泼洒飞溅模态的发生。当液滴撞击不易湿润壁面时,更高的撞击速度会 对应更大的铺展直径,回缩阶段也对应了更大的回缩速度和更小的动态回 缩接触角,从而增大了回缩破碎的可能性。 (4) 液滴尺寸(D)

Rioboo 等人的实验表明<sup>[62]</sup>,当被撞击的表面非常光滑时,减小液滴尺 寸和表面张力均有利于沉积发生,而增加液滴尺寸则有利于冠状飞溅模态 的发生。当液滴撞击粗糙壁面时,增大液滴尺寸,在冠状飞溅形成之前会先 触发泼洒飞溅模态。

(5) 黏性(µ)

Rioboo 等人还对液体黏性对液滴撞击壁面过程的影响进行了实验<sup>[62]</sup>。实验表明,增加黏性会抑制所有破碎机制,例如高黏性的硅油液滴撞击光滑壁面的过程很难产生冠状飞溅。

(6) 表面张力(o)

通过对比水与乙醇液滴与壁面的作用过程,发现较小的表面张力有利 于冠状飞溅模态的发生<sup>[62]</sup>。

无量纲参数对分析壁面润湿性和粗糙度的影响不敏感,因此不能只用 无量纲参数来简单划分图 1.3 中不同模态的阈值。针对不同参数的影 响<sup>[61-67]</sup>,表 1.1 概括性地给出了各个物理参数对液滴撞壁模态变化趋势的 规律总结。

增加	沉积	泼洒飞溅	冠状飞溅	回缩破碎	部分反弹	完全反弹
$v_0$	4	1	1	1	1	
D	↓	<b>↑</b>				
σ		¥	¥	<b>↑</b>	1	<b>↑</b>
μ	1	¥	¥	¥		
$R_{a}$	↓	<b>↑</b>	¥			
$R_{w}$		¥				
$\theta_{ m rec}$				<b>↑</b>	Ť	<b>↑</b>

表 1.1 不同参数对撞击壁面后液滴模态影响规律总结<sup>[68]</sup>

1.2.2 液滴撞击固体壁面的动力学过程研究

液滴与壁面接触面尺寸是一个非常重要的考察参数,为了研究液滴与 固体壁面作用时液滴的动力学演化过程,通常采用铺展因子对接触区域尺 寸进行表征<sup>[33,69-70]</sup>。这里,铺展因子( $d^*$ )定义为液滴撞击壁面后与壁面 接触区域的无量纲直径,即接触面的直径(d)与液滴初始直径( $D_0$ )之比 ( $d^* = d/D_0$ )。人们根据液滴铺展因子的变化规律将液滴撞击壁面过程划 分为不同的阶段<sup>[61-62,71-72]</sup>,并对几种情形下液滴撞击壁面后铺展因子变化 规律进行了总结。根据铺展因子的变化规律,液滴撞击壁面的过程大致划 分为以下四个阶段:

#### 1. 动力阶段(kinematic phase)

液滴在撞击的早期阶段,其形状近似为被截断的球体,这一阶段铺展因子随时间( $t^* = tv_0/D_0$ )基本遵循  $t^{*0.5}$  的增长关系。Rioboo<sup>[61]</sup>给出了铺 展因子在无量纲时间  $t^* < 0.1$ 范围内的动力阶段铺展因子随时间变化的 理论曲线和一系列的实验结果,以及各组实验分别对应的初始参数。在动 力阶段,液滴的撞击完全由惯性主导,铺展因子的变化规律可以用液滴撞击 速度和初始直径描述,壁面润湿性等对液滴的整体形状影响不大,铺展因子 随时间以幂律增长,从实验结果来看幂指数在 0.45~0.57。

#### 2. 铺展阶段(spreading phase)

随着时间的增加,液滴的几何形态发生明显变化,铺展曲线不再简单遵循 t<sup>\*0.5</sup> 的关系增长。以沉积模态为例,在该阶段液体从液滴底部喷射出来,形成一个外凸的液体薄层。Rioboo<sup>[61]</sup>给出了五种不同的情况下(不同的液滴物性、初始速度和尺寸)的液滴与壁面撞击过程的铺展曲线。结果表明,随着液滴初始速度或尺寸的增加,液滴的铺展加快,但是更大的表面张力或流体黏性则会减缓液滴铺展。在铺展阶段前期,壁面润湿性的影响仍然不大,然而随着时间的增加,湿润性的影响会逐渐显现,研究表明后退接触角是决定最大铺展直径和薄膜行为的关键参数。

相比于壁面湿润性,表面张力和流体黏度的影响更为显著。因此,在铺 展阶段,可使用雷诺数和韦伯数描述其影响规律。基于雷诺数、韦伯数对铺 展曲线的影响的研究,发现铺展因子相对于雷诺数的变化具有非线性和非 单调性。此外,实验结果还证实,进一步增加韦伯数,最大铺展直径增大,但 在这种情况下,液体薄层从固体表面脱落,导致边缘破裂,形成泼洒飞溅或 冠状飞溅<sup>[62]</sup>。在第一阶段和第二阶段(动力阶段和铺展阶段),铺展因子均 呈减速增长,这在对数坐标图中并不明显,但在线性坐标图中非常显著。

#### 3. 松弛阶段(relaxation phase)

撞壁液滴到达最大铺展直径后开始回缩,进入松弛阶段。基于不同情况下(不同韦伯数、壁面材质、壁面粗糙度)水滴撞击壁面过程的铺展和松弛

7

阶段的铺展曲线的实验结果发现,与铺展阶段不同,在松弛阶段,表面特性 的影响开始显现。在高韦伯数的情况下,在铺展阶段,液滴撞击壁面并发生 飞溅,而在其后的松弛阶段,如果高速撞击粗糙的石蜡表面,接触线上的扰 动在后退过程中不断累积,并发生局部反弹或者回缩破碎等现象;如果高 速撞击光滑的玻璃表面,液滴没有明显的回缩(铺展因子变化很小),更不会 出现反弹或回缩破碎等现象。

#### 4. 平衡阶段(equilibrium phase)

在松弛阶段之后,对于所有的非完全湿润系统( $\theta_{adv} > 0^\circ$ ),铺展因子不 再发生变化,液滴撞击壁面过程趋于平衡;对于完全湿润系统( $\theta_{adv} = 0^\circ$ ), 铺展因子保持一段时间不变(平稳期)之后继续增长。进一步分析完全湿润 系统的铺展曲线,发现平稳期的开始时间和持续时间取决于液体性质。在 平稳期之后,进入纯润湿阶段,Tanner<sup>[73]</sup>指出在此阶段铺展因子的增长正 比于  $t^{1/10}$ 。Kistler<sup>[74]</sup>研究了完全润湿系统的液滴自发铺展动力学规律。

可见,在液滴撞击壁面过程的不同阶段,各个参数的重要性有所变化, 即在整个撞击过程中要使用不同的无量纲数进行表征。还有学者提出<sup>[68]</sup>, 液滴撞击壁面过程可以整体地分为两个阶段,第一阶段为动力阶段,在此之 后的阶段根据不同的条件会有所差别,但可以统一划分为真实铺展阶段。 虽然初始动力阶段的持续时间很短,但是蕴含着剧烈而复杂的流体动力学 现象,尤其是对于高速液滴撞击壁面过程的初始动力阶段,由于作用过程包 含着剧烈地能量转换,时间与空间尺度差别极大、变化极大,通过实验详细 观察和分析液滴撞击壁面的动力学过程面临极大的挑战。

#### 1.2.3 液滴高速撞壁问题的研究进展

20世纪初,由于汽轮机末级的湿蒸气导致叶轮侵蚀<sup>[75-76]</sup>、高速飞行器 在雨中飞行而引起的表面损伤<sup>[77-80]</sup>等工程问题的出现,使高速液滴撞击壁 面问题引起了人们的广泛关注。

20世纪 50—60 年代, Engel 对高速液滴撞击壁面问题开展了一系列研 究<sup>[76-78,81]</sup>。他发现, 空气中的水滴以声速量级的速度撞击壁面时, 水滴就 好像一个坚硬的球体, 能对撞击表面产生巨大的冲击力。受限于当时的研 究条件, Engel 通过观察钢球与壁面的撞击过程来比拟高速液滴的撞击过 程, 推测其撞击力与壁面的侵蚀损伤机制<sup>[76,81]</sup>。此外, Engel 认为液滴高 速撞击壁面还可能出现空化现象, 从而推断表面的损伤主要是在空化侵蚀 和撞击侵蚀两种因素共同作用下产生的,同时推测最开始的表面粗糙损伤 归因于空化侵蚀。然而,以当时的实验条件,Engel 很难完整地观察,也无 法系统地展现液滴内部的空化过程。

从 20 世纪 60—70 年代开始,人们开展了理论解析高速液滴的撞击壁 面过程的研究,尝试对撞击过程产生的流体压力进行理论估算。 Heymann<sup>[82]</sup>从一维"水锤"理论<sup>[83]</sup>出发,考虑了液滴材质与液滴形状多维 效应的影响,对撞击过程产生的最大瞬时冲击压力值进行了理论估计。依 据 Heymann 的分析,最大压力点并未出现在初始撞击点,最大压力的产生 时刻也并非液滴与壁面碰撞的初始时刻。研究指出,最大压力存在于一个 以初始撞击点为圆心的压力环面上,力约为 3ρ<sub>1</sub>c<sub>1</sub>v<sub>0</sub>(ρ<sub>1</sub> 和 c<sub>1</sub>分别为液滴初 始状态的密度与声速,v<sub>0</sub>为初始撞击速度)。

Engel<sup>[84]</sup>对高速液滴撞击壁面的初始阶段的动力学特性进行了分析, 他认为在液滴高速撞击壁面过程的初始阶段,液滴与壁面接触区域没有发 生流动变形。从而推导给出了接触区域的接触面积半径变化速率(dr/dt):

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{(v_0 t - R_0)(-v_0)}{\left[R_0^2 - (v_0 t - R_0)^2\right]^{1/2}}$$
(1.2)

可见,其仅是液滴初始速度 $v_0$ 、半径 $R_0$ 和经历时间t的函数。Bowden 和 Field 指出<sup>[85]</sup>,当撞击产生的水锤激波传播到接触区域之外的流体时,该处 的流体将发生流动变形,换句话说,当接触面半径变化速率沿液滴表面的切 向分量小于水锤激波运动速度时,液滴开始出现变形。从而估算液滴开始 出现变形的时刻(以液滴接触到壁面为零时刻):

 $t_{\rm c} = (R_0/v_0) \{ 1 \pm [(v_{\rm s}^2 - v_0^2)/v_{\rm s}^2]^{1/2} \}$ (1.3) 接触区域的临界半径为

$$r_{\rm c} = R_0 v_0 / v_{\rm s}$$
 (1.4)

其中,v<sub>s</sub>为液滴撞击产生的水锤激波的运动速度。Heymann<sup>[82]</sup>给出了水锤激波波速的估算公式:

$$v_s = c_1 + \chi v_0 \tag{1.5}$$

其中, $c_1$ 为撞击前液体的声速, $\chi$ 为与物质相关的常数。Lesser<sup>[86]</sup>借助于 惠更斯原理(Huygens principle),从理论的角度对初始撞壁阶段液滴内部 的波系演化和壁面压力分布进行了分析。

直到 20 世纪 80—90 年代,人们才开始采用高速摄影技术对高速液滴 撞击壁面过程进行观察。最具代表性的人物就是剑桥大学卡文迪许实验室 的 Field 等学者<sup>[87-90]</sup>。他们使用含凝胶的溶液代替纯水,既解决了液体流动性极强、形状不易控制的问题,又很好地保持了水本身的物性。他们对不同形状的凝胶液柱高速撞击壁面过程进行了一系列实验研究,并使用纹影技术有效捕捉到了液柱内部的波系演化过程。Field<sup>[88]</sup>展示了不同角度楔形液柱高速撞击壁面后内部的波系示意图,包括激波的运动速度 C 大于楔形接触点的运动速度  $U_e$  的情况,以及激波的运动速度 C 小于楔形接触点的运动速度  $U_e$  的情况。实验证实,存在着一个临界角度  $\beta_e$ ,当楔形液柱的楔角  $\beta$  大于或小于  $\beta_e$  时,楔形液柱内的波系结构会显著不同。

液滴的撞击壁面过程相当于一个变楔角液柱的撞壁过程。楔角大小对 应为液滴与壁面接触点处的沿液滴表面的切线与固壁之间的夹角β,初始 撞击壁面时刻夹角为0°,而后夹角逐渐增大。因此,对于液滴撞击固体壁 面问题,存在着一个临界时刻t<sub>c</sub>(对应的夹角为临界夹角β<sub>c</sub>),在此之前,水 锤激波末端始终与三相线(点)重合,在t<sub>c</sub>时刻之后,水锤激波末端脱离固 壁,沿液滴自由表面运动,液滴界面发生变形产生射流。

Field<sup>[90]</sup>使用准二维凝胶圆柱与滑块的高速碰撞模拟了高速液滴撞击 壁面过程。图 1.4 为准二维凝胶柱与初始速度为 110 m/s 的固体滑块碰撞 过程的一系列瞬时纹影结果。从纹影结果观察到,液柱高速撞击壁面的初 始阶段产生了水锤激波(S),而后水锤激波沿自由表面运动产生射流(J),这 均与之前的理论预测结果吻合。随着水锤激波的继续运动,当其扫过整个 液柱后液滴中产生了新的波系(R),作者认为这是反射稀疏波。随后,这些 反射波发生汇聚,并最终汇聚在F区域,图中观察到了一片深色区域,作者猜 测这是由反射稀疏波引起的空化区域。受限于当时的研究条件,作者对于高 速液滴撞击壁面后发生的一系列现象的机理解释仅仅停留在主观推测阶段。

