

单个液滴碰击表面时的流体动力学特性

施 明 恒
(南京工学院)

摘要 本文从实验上和理论上研究了液滴和固体表面碰击时的流体动力学特性,测定了液滴在表面上的瞬时扩展半径。利用能量分析法建立了液滴碰击后的扩展模型。由数值解得出的计算值与实验结果能较好地符合。

一、前 言

下降液滴和固体表面之间的碰击现象可以在许多实际应用中遇到,例如喷淋冷却、直流钻炉中两相弥散流工况、超临界热流冷却以及喷雾印刷和油漆技术等。对于这些情况,人们需要了解液滴和固体表面碰击时的流体动力学特性。通常,液滴在固体表面上的扩展可以分为两类:一类是液滴与表面之间润湿地直接接触;另一类是液滴与表面之间被一层气膜隔开,扩展发生在气膜表面上。液滴滴落到高温金属表面上就属于后一类扩展现象。

不少学者们利用高速摄影技术曾对液滴的碰击和扩展现象进行了实验研究^[1-3],但是利用摄影照片去求得定量的结果往往有一定的困难。目前能定量应用的只有 Wachters 提供的在三个不同碰击速度下的瞬时扩展数据。在分析研究方面,Engel^[3], Madejsky^[4] 和 Bechtel^[5] 分别提出了液滴扩展过程的物理模型。在这些模型中,作者们都作了在固体表面液滴扩展速度为零的假定。然而这个假定只适合于液滴和表面之间润湿接触的情况。所以利用他们得到的计算结果和 Wachters 的实验数据相比会出现很大的分歧。

本文的目的是设计一种简单的表面测量探针以记录在不同的碰击速度和液滴直径下,液滴瞬时扩展半径随时间的变化以及建立一个适合两种扩展类型的物理模型以改进前人的研究结果。

二、实 验 研 究

实验表面是一块平面玻璃,其上喷涂了一层 10 微米厚的铝层。中部有 0.2 毫米宽的间隙,把整个表面分隔成互相绝缘的两部分。它们分别连接到一个直流回路(见图 1)。当一个水滴横跨在这个间隙上时电路就接通。对于固定的直流电源电压,电阻 3 上的电压降取决于流过电阻的电流,而电流的大小又是由水滴与铝膜表面接触面积的大小所决定。利用事先标定的曲线,就可以求得输出电压讯号和液滴扩展直径之间的关系。选取直流电源电压为 1.5V,电阻为 $10^6\Omega$ 以防止出现水的电介效应。

本文于 1984 年 3 月 19 日收到,1984 年 9 月 10 日收到修改稿。

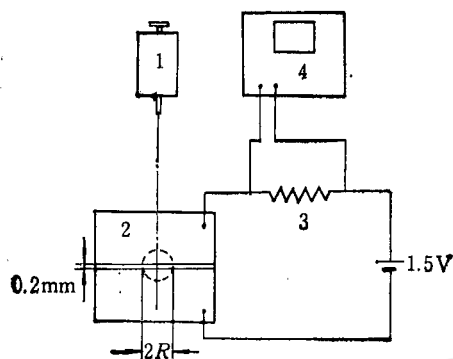


图1 实验装置

1. 液滴发生器 2. 电阻探针
3. 电阻 4. 存储式示波器



图2 探针输出讯号

($u_0 = 1\text{m/s}$, $d_0 = 2.48\text{mm}$)

图2是由存储式示波器记录下来的典型输出讯号。上半图记录了整个水滴碰击后发生的全过程。由图可知扩展过程几乎是在极短的一瞬间完成的，然后是一个很长的收缩过程。下半图是水滴扩展过程的放大讯号。例如，对于直径 $d_0 = 3.93\text{mm}$ 的水滴，实验表明，液滴在碰击以后很快地沿着表面扩展，大约在 1ms 内达到液滴初始直径的2到3倍。经过大约4到6ms，液滴扩展到最大值。对于给定的液滴初始直径，最大扩展直径随碰击速度的增加而增大。达到最大扩展直径所需的时间随碰击速度的增加而减小。达到最大扩展直径以后的收缩阶段与表面粗糙度有关。可以预料，表面愈粗糙收缩阶段愈不明显。当碰击速度超过 5m/s 时，液滴将会被击碎，扩展过程就无法测量。对于不同的水滴直径和碰击速度，瞬时扩展半径的实验值列于表1。

三、理论分析

要精确地分析一个液滴和表面之间的碰击过程，需要同时求解特定边界条件下三维动量、能量和连续性方程，这在目前的条件下几乎是不可能的。本文根据 Langrangian 能量分析法建立了一个近似的物理模型。与前人不同之处在于考虑了由于液滴碰击后变形所引起的能量损失，假定了不同的扩展速度分布，并同时考虑了润湿和非润湿扩展的两种不同情况。

液滴的整个碰击过程可以分为两个阶段。第一阶段为初始碰击阶段，液滴由下落时的球形变形成一个附在表面上的圆盘(图3)。第二阶段为液体扩展阶段。液体圆盘沿着固体表面进行扩展直到最大直径，然后收缩到最后直径。假定在初始变形中一部分液滴的初始动能由于液体内部耗散而损失掉了，并设 ξ 为衡量变形阶段动能损失的碰击系数，则有

$$E_{K1} = \xi E_{K0}, \quad (1)$$

表 1 实验测得的液滴扩展半径 R

	$u_0 = 1\text{ m/s}$		$u_0 = 2\text{ m/s}$		$u_0 = 3\text{ m/s}$	
	$t \times 10^3 \text{ (s)}$	$R \text{ mm}$	$t \times 10^3 \text{ (s)}$	$R \text{ mm}$	$t \times 10^3 \text{ (s)}$	$R \text{ mm}$
$d_0 = 2.48\text{ mm}$	0.4	1.2	0.6	3.2	0.2	1.1
	1.0	2.1	1.0	4.0	1.0	4.7
	2.0	2.6	2.0	4.6	1.8	5.5
	3.0	2.7				
$d_0 = 3.93\text{ mm}$	0.4	1.9	0.2	1.2	0.2	1.9
	1.0	3.1	1.0	5.5	1.0	6.4
	2.0	4.3	2.0	7.3	2.0	8.5
	3.0	5.1	3.0	7.9	3.0	9.5
	4.0	5.3	4.0	8.0	4.0	10.3
	5.0	5.4	4.2	8.2	4.2	10.4
	6.0	5.5				
$d_0 = 4.72\text{ mm}$	1.0	4.1	1.0	6.3	1.0	6.9
	2.0	5.0	2.0	8.4	2.0	10.7
	3.0	5.9	3.0	9.0	3.0	11.9
	4.0	6.5	4.0	9.6	4.0	12.5
	5.0	7.0	5.0	9.8	4.2	12.7
	6.0	7.3	6.2	10.6		
	8.0	7.6				

式中 E_{K0} 为液滴的初始动能, E_{K1} 为扩展圆盘的初始动能。利用 Toda 的实验数据, ξ 可以整理成

$$\xi = e^{-0.083u_0^{1.5}} \quad (2)$$

由式(2)可知, 碰击系数从 1 变到接近 0.5 相应于碰击速度从 0 增加到 4m/s。当碰击速度大于 1m/s 时, 能量损失就不能忽略。

经过初始变形阶段以后, 液体圆盘像液膜一样沿着表面从碰击中心向四周扩展。根据能量守恒的 Langrangian 形式, 我们有

$$d(E_K + E_P + E_D) = 0 \quad (3)$$

式中 E_K 为液体圆盘的动能; E_P 为液体表面能; E_D 为由于液体内部粘性运动而引起的能量耗散。根据图 3, 这三个能量项可以表达为

$$E_K = \rho_L \int_0^V \frac{1}{2} (u_r^2 + u_z^2) dV \quad (4)$$

$$E_P = S_s \sigma_s + S_g \sigma_g \quad (5)$$

$$E_D = \int_0^t \int_0^V \phi d\tau dV \quad (6)$$

式中 S_s 和 S_g 分别表示液体和表面以及液体和气体之间的接触面积; σ_s 和 σ_g 分别表示液-固-气三相之间和气-液之间的有效表面张力, ϕ 是单位时间单位液体容积内的能量耗散率, 它由下式给出:

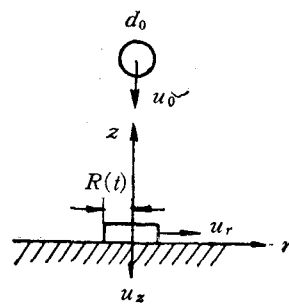


图 3

$$\phi = \mu \left[2 \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

式中 μ 为液体的动力粘度. 液体沿表面的扩展过程和液体向着表面的流动相类似^[6], 因此下列速度分布表达式

$$u_r = crz^n \quad (8)$$

$$u_z = -\frac{2}{n+1} cz^{n+1} \quad (9)$$

满足液体的连续性方程 $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r) + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$, 选取不同的常数 n , 可以分别满足零速度和零切应力的边界条件.

润湿接触

当表面温度低于液体饱和温度时, 液体润湿表面. 此时 n 必须大于零以满足下列边界条件

$$r=0, u_r=0; r=R, u_r=u_R=\frac{dR}{dt}; z=0, u_z=0. \quad (10)$$

对实验数据的回归分析表明, $n=2$ 能给出满意的结果. 利用液体圆盘的平均周界速度 $\frac{dR}{dt}$, 各速度分量可表示为

$$u_r = \frac{3}{Rb^2} \frac{dR}{dt} rz^2, \quad (11)$$

$$u_z = -\frac{2}{Rb^2} \frac{dR}{dt} z^3, \quad (12)$$

式中 $b = d_0^3/6R^2$ 是液体圆盘的瞬时厚度, 将速度分量代入(4)式, 可以获得动能的表达式

$$E_K = \left(\frac{9}{20} bR^2 + \frac{2}{7} b^3 \right) \pi \rho_L \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (13)$$

式中 ρ_L 为液体密度. 在润湿接触的情况下, 液体圆盘上表面和周边是和气体相接触的, 而底表面和固体相接触(接触角 β), 所以表面能为

$$S_s \sigma_s = \pi R^2 \sigma \cos \beta, S_g \sigma_g = (\pi R^2 + 2\pi Rb) \sigma. \quad (14)$$

在任何瞬时 t , 耗散能等于从时间零开始到时间 t 的这段间隔内耗散的总和. 将(11)和(12)式代入(7)式, 求出 ϕ , 再由式(6)可得

$$E_D = \frac{84}{5} \pi \mu \int_0^t \left(b + \frac{5}{14} \frac{R^2}{b} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 dt. \quad (15)$$

以碰击瞬时算作时间的起点, 液盘的初始速度 $\left(\frac{dR}{dt} \right)_0$ 可以由(1)式和(13)式求出

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_0 = \sqrt{0.5185} u_0, \quad (16)$$

而初始半径可近似地取 $R_0 = \frac{d_0}{2}$. 将(13)–(15)式代入(3)式可以得到描述润湿接触情况下扩展过程的微分方程

$$\frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{3}{20} + \frac{d_0^6}{378 R^6} \right) - \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(\frac{d_0^6}{126 R^7} \right) + \frac{2\sigma R(1 + \cos \beta)}{d_0^3 \rho_L} - \frac{\sigma(1 + \cos \beta)}{6\rho_L R^2}$$

$$+ \left(\frac{36R^4\nu}{d_0^6} + \frac{14}{5} \frac{d_0^3\nu}{R^2} \right) \frac{dR}{dt} = 0 \quad (17)$$

非润湿接触

当固体表面温度大大高于液体的饱和温度时 (Leidenfrost 现象), 碰击后液体圆盘与表面之间被一薄层蒸汽所夹开。此时可以近似认为底部界面上切应力为零。因此(8)式和(9)式中 $n = 0$, 各速度分量变为

$$u_r = \frac{r}{R} \frac{dR}{dt}, \quad u_z = -\frac{2}{R} \frac{dR}{dt} z$$

相应地动能和初始扩展速度的表达式为

$$E_K = \pi \rho_L \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(\frac{1}{4} R^2 b + \frac{2}{3} b^3 \right), \quad \left(\frac{dR}{dt} \right)_0 = \sqrt{0.348 \xi} u_0$$

为了计算此时的表面能, 需要考虑另一附加现象。从 Wachters 和 Toda 等人得到的高速摄影相片上可以看到在扩展过程中液体圆盘上表面是一种波状表面 (由于蒸汽的作用)。如果近似地把这种表面看成是小振幅的球面波, 那么表面能可以表达成

$$S_r \sigma_r = 0, \quad S_g \sigma_g = (3\pi R^2 + 2\pi R b) \sigma$$

由(6)式决定的耗散能为

$$E_D = \frac{28}{3} \mu \pi \int_0^t b \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 dt$$

类似润湿接触的处理方法, 可以获得描述非润湿扩展过程的微分方程式为

$$\frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{1}{12} + \frac{d_0^6}{162 R^6} \right) - \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(\frac{d_0^6}{54 R^7} \right) + \frac{6\sigma R}{d_0^3 \rho_L} - \frac{\sigma}{3\rho_L R^2} = 0 \quad (18)$$

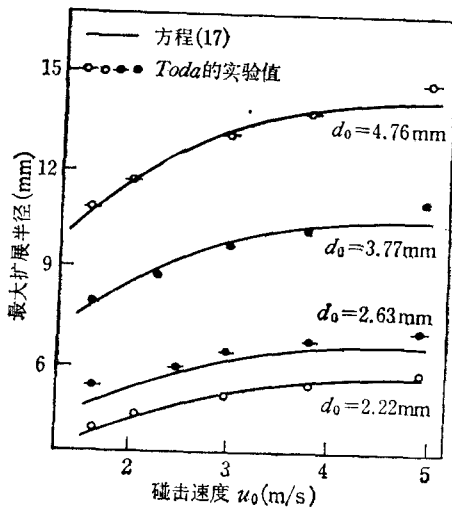


图 4
(金表面, 室温)

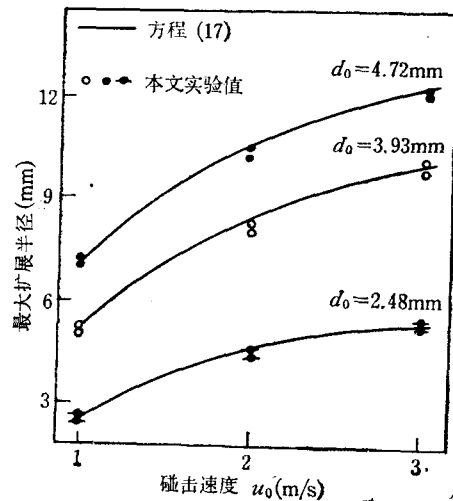


图 5
(镀银玻璃面, 室温)

方程(17)和(18)可以利用数值方法求解。根据数值计算的结果可以综合成下列简单的计算公式

对润湿液滴

$$R(t) = 0.8u_0 \left[t - (10^6 \nu)^{0.1} \frac{4\sigma}{\rho_L d_0^3} u_0^{0.6} t^{2.95} \right] + 0.5d_0$$

对非润湿液滴

$$R(t) = 0.8u_0^{1.1} \left[t - \frac{6.8\sigma}{\rho_L d_0^3} u_0^{0.25} t^{2.95} \right] + 0.5d_0$$

上述两式的适用范围是碰击速度小于 4m/s, 时间延续到扩展停止。例如对于直径为 3.93mm 的润湿液滴, 碰击速度为 1m/s 时, 这个时间约为 6ms; 对 4.8mm 的非润湿液滴, 这个时间约为 15ms。

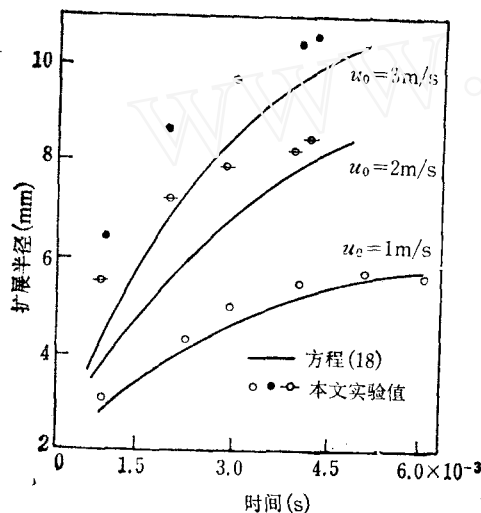


图 6 润湿液滴扩展半径随时间的变化
(镀铂玻璃表面, 室温, $d_0 = 3.93\text{mm}$)

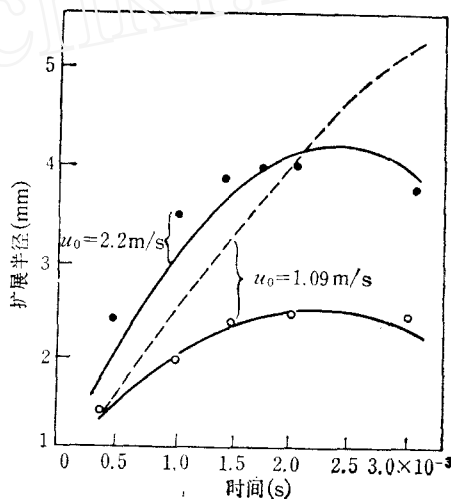


图 7 非润湿液滴扩展半径随时间的变化
(金表面, $T_w = 400^\circ\text{C}$, $d_0 = 2.3\text{mm}$)

——本文计算值 ----Bechtel 的计算值 ●○Wachters 的实验值

在图 4—6 中, 对用方程 (17) 求得的润湿液滴的瞬时扩展半径的计算值和本文及 Toda 的实验结果进行了比较, 本文提出的模型能较好地预示液滴扩展的流体动力学过程并能正确地给出最大扩展半径。

图 7 对用方程 (18) 的计算值和 Wachters 在高温表面上得到的实验值进行了比较, 同时也和 Bechtel 的模型进行了比较, 显然本文的结果能较好地与实验值相符合。

作者感谢美国 Lehigh 大学陈崇建教授对本研究的支持和有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] Toda, S., *Heat Transfer-Japanese Research*, 1, 3(1972), 39.
- [2] Wachters, L. H. J. and Westerling, N. A. T., *Chem. Eng. Sci.*, 21 (1966), 1047.
- [3] Engel, O. G., *J. Research of the National Bureau of Standards*, 54, 5(1955).
- [4] Madejski, J., *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 19 (1976), 1009.
- [5] Bechtel, S. E., Bogoy, O. D. and Talke, F. E., *IBM J. Res. Develop.*, 25, 6 (1981).
- [6] Richard von Mises and Kurt O. Friedrichs, *Fluid Dynamics*, (1942), 166.

BEHAVIOR OF A LIQUID DROPLET IMPINGING ON A SOLID SURFACE

Shi Mingheng

(*Nanjing Institute of Technology*)

Abstract

The dynamic behavior of a single liquid droplet impinging on a solid surface was investigated both experimentally and theoretically. The instantaneous radius of the spreading droplet was measured by an electrical resistance probe. By integral energy analysis, analytical models were formulated to describe the dynamic spreading process. The experimental results were found to be well predicted by the appropriate analytical model.