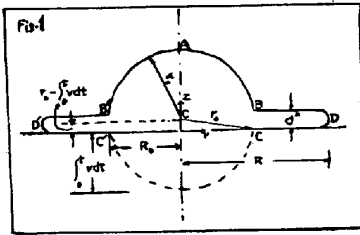


(201) 高温金属の表面に衝突する水滴の変形挙動

名工大 材料開発研究施設 ○ 森山 昭・荒木和男

I. 緒言 高温金属のスプレー冷却操作では、金属表面に衝突する各水滴の変形挙動が重要な役割を演じている。膜沸騰領域における微小な水滴の衝突変形過程について Wachters¹⁾ が示した写真を見ると、衝突者は底部で高温表面に沿って放射状の蒸膜流を生じて変形する。したがって、この蒸膜流と高温表面の間に生成する過熱蒸気膜を介して高温金属から水滴への熱移動が進行すると考えられ、滴底の蒸膜流の大きさが伝熱速度に重要な関連をもつと思われる。滴底の過熱蒸気膜内の伝熱機構は、いわゆるライデンフロスト現象における場合と本質的な差はないと考えられるが、この問題について、著者は、すでに報告した^{2),3)}。一方、衝突滴の変形挙動に関する理論は、まだ知られていない。滴の変形過程は滴内流動に局所的な表面張力の変化の効果を加わり、かなり複雑な問題になっているが、本報では滴底に擬定常的なポテンシャル流を想定して変形する滴の底部蒸膜流の厚さおよび半径について比較的簡単な理論式を導き、写真¹⁾と計測して得る知見と比較した。

II 理論 考察にあたり、つぎの仮定を設ける。すなわち、(i) 高温金属表面に衝突した水滴は底部で Fig. 1 のように変形するが、滴の球形残部 (ABB'A部) は衝突前の形状を保持する。(ii) 球形残部内の各点の相対的な流動はない。(iii) 滴底の蒸膜流の粘性を無視する。(iv) 滴底の蒸膜流の厚さ d^* は一様であるとす。(v) 重力効果は無視できる。(vi) 蒸発による滴の質量減少は 0.1% 以下と推算される²⁾ ので無視する。



蒸膜流の $BCC'B'$ 領域内の流れについて擬定常条件下のポテンシャル流の運動方程式 (1) および (2) 式を考へる。

(1) および (2) 式を境界条件 (3)~(6) 式のもとで解くことにより流速成分および圧力に関する (7)~(9) 式を得る。C および P_0 は積分定数である。

$$\rho (v_r \partial v_r / \partial r + v_z \partial v_r / \partial z) = -\partial P / \partial r \tag{1}$$

$$\rho (v_r \partial v_z / \partial r + v_z \partial v_z / \partial z) = -\partial P / \partial z \tag{2}$$

$$z=0, 0 \leq r < R_0 \quad v_z = 0 \tag{3}$$

$$r=0, 0 \leq z \leq d^* \quad v_r = 0 \tag{4}$$

$$z=d^*, 0 \leq r < R_0 \quad v_z = -v \tag{5}$$

$$r=R_0, 0 \leq z \leq d^* \quad v_r = v_{R_0} \tag{6}$$

$$v_r = v_{R_0} r / R_0 \tag{7}$$

$$v_z = -2 v_{R_0} z / R_0 \tag{8}$$

$$P = P_0 - (\rho/2) (v_{R_0} r / R_0)^2 - (\rho/2) (v z / d^*)^2 \tag{9}$$

$$-\nabla \cdot \mathbf{N} / \rho = \pi R_0^2 v / 2 \tag{10}$$

$$\left. \begin{aligned} R_0^2 &= (2r_0 - \phi) \phi \\ \nabla &= (\pi/3) (r_0 + \phi) (2r_0 - \phi)^2 \end{aligned} \right\} \tag{11}$$

高温表面に到達して以後の滴の表面にたいする法線方向進行速度は蒸気膜を介して固体表面から滴に作用する力によって減衰する。この力は仮定 (i) および (ii) に基づき、 $z=0$ および d^* における (9) 式の圧力 P の差に相当し $(\pi R_0^2 \rho v^2 / 2)$ に等しい。したがって滴の運動方程式は (10) 式となる。 ∇ は幾何学的考察から (11) 式のように v に関係づけることができる。(10) および (11) 式を $t=0$ で $v=v_0$ の条件下で解いて滴の高温表面にたいする法線方向進行速度が (12) 式で与えられる。

$$v = \frac{6\sqrt{3}(2-\sqrt{3})v_0 \{1 - (2-\sqrt{3}) \exp(-\sqrt{3}v_0 t / 2r_0)\}}{\{1 + (2-\sqrt{3}) \exp(-\sqrt{3}v_0 t / 2r_0)\}^3} \exp\left(-\frac{\sqrt{3}v_0 t}{2r_0}\right) \tag{12}$$

いま、滴の表面張力を無視すると (case I) 滴の BB' 面の中心付近の静圧は大気圧に等しいと考へるので (9) 式の積分定数は (13) 式となる。

$$P_0 = \rho v^2 / 2 \tag{13}$$

一方、仮定 (iv), (v) より (14)式が成り立つと考へらるゝので (9)式より (15)式が導ける。

$$r = R_0, \quad z = 0 \quad P = 0 \quad (14) \quad N_{R_0} = N \quad (15)$$

$$(5), (8) \text{ および } (15) \text{ 式より} \quad d^* = R_0/2 \quad (\text{Case I}) \quad (16)$$

つぎに滴の表面張力を考慮する場合 (Case II) には (14)式に代りに (17)式が成り立つので (9)より (18)式が得る。

$$r = 0, \quad z = d^* \quad P = 2\sigma/r_0 \quad (17) \quad P_0 = 2\sigma/r_0 + \rho U^2/2 \quad (18)$$

滴底の蒸膜流の先端D付近にも $2\sigma/d^*$ に相当する表面張力が存在するので、BB'面および点Dを含む蒸膜流先端面と端面とを流管に擬定常条件下の Bernoulliの定理を適用すると (19)式となる。

$$2\sigma/r_0 + \rho U^2/2 = 2\sigma/d^* + \rho N_{R_0}^2/2 \quad (19)$$

(19)式と物質収支関係 $R_0^2 U = 2R d^* N_{R_0}$ より、蒸膜流 d^* の N の関数として (20)式で与えられる。

$$d^* = \left(\frac{2\sigma}{\rho U} - \frac{N}{2R_0^2} \right) + \frac{1}{2R_0^2 U} \sqrt{\left(\frac{4\sigma R_0^2}{\rho} - N U \right)^2 + R_0^2 U \left(\frac{16\sigma N}{\rho} + R_0^4 U^2 \right)} \quad (\text{Case II}) \quad (20)$$

ここで、 $N = \{2r_0^3 + (2r_0^2 + R_0^2)\sqrt{r_0^2 - R_0^2}\}/3$, $U = 4\sigma(1+W/8)/R_0$, $W = 2\rho r_0 U^2/\sigma$ (Weber数)。

蒸膜流の半径 R は一般に (21)式となる。

$$R = R_0^2 + N/d^* \quad (\text{Case I, II}) \quad (21)$$

粘性力が十分大きく蒸膜流周縁部の表面張力効果が無視できる場合 (Case III) は (19)式に代りに (22)式が成り立つ。

$$2\sigma/r_0 + \rho U^2/2 = \rho N_{R_0}^2/2 \quad (22)$$

$$R = N\sqrt{U}/3R_0^2 U + \sqrt{U(N/R_0^2 U)^2 + R_0^2} \quad (\text{Case III}) \quad (23)$$

蒸膜流の完成時間 t_c と滴の球形部の頂点Aが蒸膜流のレベルに達する時刻と定義すると $d^* = 2r_0 - \phi_c$ となるので (16) および (20)式より、Case I および Case II につき、それぞれ (24) および (25)式が求まる。

$$t_c = 2.325 r_0 / U_0 \quad (\text{Case I}) \quad (24), \quad t_c = -(2r_0/3U_0) \ln \left[\frac{(2+\sqrt{3})\{1 - (\phi_c/3r_0 + 1/3)\}^{1/2} + 1 + (\phi_c(3r_0 + 1/3))^{1/2}}{1 + (\phi_c(3r_0 + 1/3))^{1/2}} \right] \quad (\text{Case II}) \quad (25)$$

III. 写真に基づき知見と理論との比較

滴の頂点Aの移動速度 U について (12)式の理論曲線と実験結果と比較したのが Fig. 2 である。両者は全体としてよく一致しているといえる。蒸膜流の厚さ d^* と半径 R については、初期衝突速度 $U_0 = 63 \text{ cm/sec}$ の場合、理論と実験値がよく一致する (Fig. 3, 4)。 $U_0 = 139 \text{ cm/sec}$ では滴の球形部部の表面張力を考慮して蒸膜流周縁部の表面張力を無視して導いた (23)式が実験値に適合した (Fig. 5)。おなじ理論に基づく $U_0 = 220 \text{ cm/sec}$ の場合の蒸膜流の半径 R の理論値は 25% 程度の偏差で実験値と一致する (Fig. 5)。

t_c の理論値と実験値と Table 1 で比較する。

U_0 (cm/sec)	理論 $10^3 t_c$ (sec)		実験 $10^3 t_c$ (sec)
	(24)式	(25)式	
63	4.24	2.95	3.06
139	1.92	1.73	1.61
220	1.22	1.27	~ 1.00

[記号] d^* , r_0 , R_0 , R は Fig. 1 参照。 U_0 : 初期衝突速度, U : 滴頂点の法線方向進行速度,

$\phi = \int_0^{t_c} U dt$, $\phi_c = \phi(t_c)$, ρ : 液密度, σ : 表面張力

[文献] 1) L.H. Wachters and N.A.J. Westering: Chem. Eng. Sci., 21 (1966), 1047.

2) 森山昭: 鉄と鋼 59 (1973), 1245; Trans ISIJ, 14 (1974), 285.

3) 森山昭: 鉄と鋼 59 (1973), 1373; Trans ISIJ, 14 (1974), 290.

