高温壁面に衝突する液滴の変形および分裂挙動*

千田二郎**, 山田耕司***
竹内貴一郎†, 三木英雄††

Deformation and Breakup Behavior of a Small Droplet Impinging upon a Hot Surface

by Jiro SENDA, Koji YAMADA, Kiichiro TAKEUCHI, and Hideo MIKI

The phenomenon of a small droplet impinging upon a hot surface is applied in various industries. Such applications are divided into those employing atomization by the impingement of the droplet and those employing the heat transfer from surface to the droplet. The purpose of this paper is to obtain fundamental information concerning the heat transfer process and breakup behavior characteristics of individual small droplets impinging upon a hot surface. A uniform sized water droplets array at room temperature under atmospheric pressure was produced by the vibratory method to impinge upon a heated flat copper surface. And then, the deformation and the breakup behavior owing to the impingement of the droplet is observed by means of a drum camera recording high-speed microscopic photographs. The transient change in the diameter of the radial film which is formed after the droplet impinges on a surface is adjusted with the Weber number, and it is revealed that contact resistance in solid-liquid interface varies with surface temperature. The breakup form of the impinged droplet is classified into 7 types: R, RB, B, N, H, V, and F. The changes in the Sauter mean diameter of breakup droplets and the volume distribution of breakup droplets are examined.

Key Words: Phase Change, Liquid Droplet, Impingement, Heat Transfer, Unsteady Flow

1. 緒 言

高温壁面に微小液滴が衝突する現象は、ディーゼル機関燃焼室内での燃料噴霧液滴の壁面衝突、原子炉炉心や圧延鋼板などの噴霧冷却など工業上多く見られる。噴霧冷却では噴霧の構成要素である液滴の壁面上での接触面積や滞留時間が基本となり、また衝突微粒化に関連する液滴の壁面衝突時の分裂挙動についても壁面上に形成される液膜流の挙動が重要である。

この現象に関する研究としては、従来より直径数mm程度の比較的大粒径の液滴を用いた基礎的なライデンフロスト現象⁽¹⁾や蒸発寿命⁽²⁾に関するものが多い。また、倉林ら⁽³⁾は常温壁面に衝突する単一液滴の力学的挙動をエネルギー保存則より求め、森山ら⁽⁴⁾は擬定常的なポテンシャル流れを想定して高温壁面衝突時の液膜流の挙動を解析した。さらに、徳岡ら⁽⁵⁾も液滴の衝突時の挙動を無次元整理し、粘性の影響につい

て考察している。一方、噴霧や均一液滴列から得られる直径数十から数百 μm の液滴の高温壁面衝突時の挙動に関しては、Pedersen⁽⁶⁾、Cumora⁽⁷⁾、涌永ら⁽⁸⁾の研究があるが、壁面と液滴間の熱伝達過程を主眼としたものであり、液滴の壁面衝突後の液膜流の挙動や分裂挙動についての定量的解析はされていない。

本研究では、液滴の高温壁面衝突後に壁面上に形成される液膜の変形挙動および力学的不釣り合いあるいは固液界面で生成される蒸気により分裂した分裂液滴の特性を調べることを目的とした。実験は室温、大気圧下において行い、均一液滴列より得られる直径数百 μm の液滴を高温壁面に衝突させ、衝突後の挙動を高速度拡大写真撮影法により観察した。

2. 実験装置および方法

実験装置を図1に示す。液滴は振動微粒化法により作成した。空気ポンプ①により水タンク②を加压し、蒸留水をメンブランフィルタ③を経てノズルチップ(端面90°カット、内径200 μm)④より噴出させる発振器⑤、アンプ⑥およびスピーカ⑦によりノズルチップに横振動を与え、均一液滴列を発生させた液滴の粒径と速度は発振周波数および噴射圧を変化させて制御した。液滴列は帯電電極(D.C.500 V)⑧により帯電し、偏

* 昭和58年11月12日 関西支部秋期大会講演会において講演、原稿受付 昭和60年11月12日。

** 正員、同志社大学大学院 (〒602 京都市上京区今出川通烏丸東入ル)。

*** 准員、日立造船(株) (〒554 大阪市此花区桜島1-3-40)。

† 故、元同志社大学工学部。

†† 正員、同志社大学工学部。

向電極(D.C.2.0~4.0 kV)⑨により飛行軌道が曲げられ、焼結金属⑩と真空ポンプ⑪により捕集される。写真撮影時には制御回路⑫によりスイッチング回路⑬を作動させて一滴の非帯電液滴を作り、それを高温壁面⑭に衝突させた。

高温壁面は直径13.5 mmの銅棒の端面をバフ仕上げし、硬質クロムめっき(50 μm厚)を施したものである。壁面はシースヒータ⑮により加熱し、C-A熱電対(素線径0.3 mm)⑯で表面温度を計測した。

写真撮影は、撮影開始時期を制御する遅延回路⑰、ストロボキ⑱、ナノライト⑲および高速ドラムカメラ⑳により行った。

3. 実験条件

実験は室温、大気圧下で行った。液滴は室温(15~20°C)の蒸留水を用いて作成した。液滴は鉛直下方に落下し、水平に設置された壁面に直角に衝突する。高速度カメラの撮影速度は10 000 こま/sで撮影倍率は4.43倍である。また、分裂液滴は粒径幅10 μmで粒数を測定した。その際粒径により被写体深度が異なるため、各粒径ごとに測定空間が同一となるように粒数の補正を行った。さらに、分裂液滴が液滴の衝突点を中心として軸対象に一樣に分布すると仮定し、壁面上に分散する全分裂液滴を計算した。

主要な実験条件を以下に示す。

液滴径	D_i	300~600 μm
液滴衝突速度	V_i	2.5~7.0 m/s
壁面温度	T_w	100~400°C

4. 液滴の変形挙動

4.1 液膜直径の時間的变化 液滴は高温壁面に衝突後壁面上に液膜を形成して広がり、最大径に達した後収縮を始めるが、液滴の粒径あるいは衝突速度が

増加して液滴のウェーバ数 $We[\rho_i \cdot D_i \cdot V_i^2 / \sigma_e]$ が大きくなると、液膜はその広がり過程あるいは収縮過程に分裂する。

図2は、分裂に至るまでの無次元液膜径 D_f/D_i (D_f : 液膜径)の時間的变化に及ぼすウェーバ数 We の影響を示したものである。 t_i は液滴衝突後の経過時間であり、壁面温度は400°Cの場合である。ウェーバ数 We で整理すると、液滴径や衝突速度によらず液膜径の変化は同一となる。また、ウェーバ数 We の増加に従い広がり速度と最大液膜径が増し、 We が200以上では液膜は収縮しなくなる。ここで、液膜の広がり過程を次式で近似する。

$$D_f/D_i = A t_i^B \quad \dots\dots\dots (1)$$

図2に示すように、係数 A と指数 B はともにウェーバ数 We の増加に伴い大きくなっている。

図3に無次元液膜径 D_f/D_i の壁面温度 T_w による変化を示す。ウェーバ数 We は150~160の範囲である。

図2 液膜直径の時間的变化 ($T_w=400^\circ\text{C}$)

図3 液膜直径の壁面温度による変化 ($We=150\sim 160$)

図1 実験装置

壁面温度が 200, 250°C の場合、液膜は広がり速度が小さく最大広がり径に達したままの状態では分裂に至り収縮は認められない。300°C のとき、広がり速度は大きく最大径付近の早い時期に分裂が起こる。また、400°C では液膜はある程度収縮した状態で分裂しており、分裂液滴の粒径は大きくなると推定される。

ここで、図 3 の結果に式 (1) を適用し、係数 A および指数 B の壁面温度 T_w による変化を示したのが図 4 である。液膜の変形過程が壁面温度により変化するのは固液界面での沸騰状態が変化するため、水滴の壁面上での蒸発寿命や分裂形態の観察によると、200°C は核沸騰から遷移沸騰に相当する界面状態であり、250°C 以上は膜沸騰の状態に相当すると考えられる。図 4 で液膜径の増加率を表す指数 B に着目すると、壁面上での固液接触によるエネルギー損失は 200°C で最も大きく、300°C で最も小さいと推定できる。

4.2 液膜の変形モデル 液膜の変形過程を森山らが示した式⁽⁴⁾⁽⁹⁾を用いて整理する。広がり過程の液膜に図 5 に示す変形モデルを適用すると、衝突液滴の失われた球冠部分の高さ ϕ と液膜径 D_f の時間的変化は理論的に次式で与えられる。

$$\frac{\phi}{(D_i/2)} = \phi^* = 3 \left\{ \frac{1 - (2 - \sqrt{3}) \exp(-\sqrt{3} V_i t_i / D_i)}{1 + (2 - \sqrt{3}) \exp(-\sqrt{3} V_i t_i / D_i)} \right\} \times -1 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$D_f / D_i = \{(2 - \phi^*) + (\phi^*)(3 - \phi^*) / 3 B_f^*\}^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

また、液膜厚さ B_f は実験的に次式で近似される。

$$B_f / (D_i / 2) = B_f^* = a W_e^{-0.56} (b - \phi^*) \phi^* \dots\dots\dots (4)$$

上式中、 a と b は実験定数である。図 5 の液滴頂部 A が液膜厚さと同一になる時間を液膜完成時間 t_c とし、 t_c における液膜の直径と厚さをそれぞれ D_{fm} , B_{fc} とする。 t_c , D_{fm} , B_{fc} はそれぞれ次式で示される。

図 4 係数 A および指数 B の壁面温度による変化

$$\frac{t_i V_i}{D_i} = t_c^* = -\frac{1}{\sqrt{3}} \ln \left\{ \frac{\sqrt{3} - \sqrt{\phi_i^* + 1}}{(2 - \sqrt{3})(\sqrt{3} + \sqrt{\phi_c^* + 1})} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$D_{fm} / D_i = \{(2 - \phi_c^*) \phi_c^* + (\phi_c^*)^2 \times (3 - \phi_c^*) / (3 B_{fc}^*)\}^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

$$B_{fc} = (D_i / 2) \{4 - b - W_e^{0.56} / a + \sqrt{(1/a)^2 W_e^{1.12} - (4 - b) W_e^{0.56} / a + b^2}\} / 2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで ϕ_c^* は次式で与えられる。

$$\phi_c^* = \phi_c / (D_i / 2) = \{b + W_e^{0.56} / a - (1/a)^2 W_e^{1.12} + (2b/a - 8/a) W_e^{0.56} + b^2\} / 2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

なお、定数 a, b は実験結果より求めた。

図 6 は無次元液膜径 D_f / D_{fm} と無次元時間 t_i / t_c の関係を示したもので、プロットは実験値で曲線は計算値である。 D_f の計算値は液膜完成後も少し増加し、 D_f / B_{fm} は 1 以上のある値で一定値をとっている。広がり過程の D_f / D_{fm} は実験値と良く一致しており、特に

図 5 衝突液滴の変形モデル

図 6 無次元液膜径 D_f / D_{fm} と無次元時間 t_i / t_c の関係 ($T_w = 400^\circ\text{C}$)

D_{fm} , t_c により上記のように無次元化すると, D_f/D_{fm} の変化はウェーバ数 We によらずほぼ同一の傾向となる。液膜完成後 ($t/t_c > 1$), D_f/D_{fm} はウェーバ数 We により変化し, We の増加に従い D_f/D_{fm} の最大値は減少する。また液膜完成後, 実験値は計算値に達することなく収縮を始める。この収縮過程のこう配から, ウェーバ数 We の減少に伴い収縮速度が増加することがわかる。

図7は液膜完成直径 D_{fm} , 液膜完成厚さ B_{fc} , 完成時間 t_c の壁面温度による変化である。液膜径 D_{fm} は壁面温度 300°C で最大となり, 同時に膜厚 B_{fc} は 330°C 付近で最小となる。したがって, 図4で述べたように 300°C 付近において界面での接触抵抗によるエネルギー損失は最小となり, 温度が低下して界面での沸騰状態が核沸騰に近づくに伴ってエネルギー損失が増加すると思われる。

4.3 液膜最大直径 図6により4.2節のモデルにおける液膜径 D_{fm} は実際の液膜最大直径 D_{fmax} とは一致しないことがわかる。図8は, 壁面温度が 400°C の場合の無次元液膜直径 D_{fmax}/D_i のウェーバ数 We による変化を示す。図8中, D_{ft}/D_i は徳岡らの実験式⁽⁵⁾, D_{fu}/D_i は Ueda ら⁽¹⁰⁾ の示した式で固液接触によるエネルギー損失を無視しエネルギー保存則より導いたものである。 D_{fm}/D_i は中程度のウェーバ数領域において近似度が良いが, 全般的にはむしろ D_{ft}/D_i が実験値と良く一致しており, この傾向は壁面温度が 250°C 以上において成立する。

次に, 液膜径 $(D_{fmax}/D_i) - 1$ とウェーバ数 We の関係を図9に示す。図9は壁面温度 400°C の場合であるが, 各壁面温度とも実験値は良く直線に乗り, 最小二乗法により以下のような実験式が得られた。

$$T_w = 400^\circ\text{C} : (D_{fmax}/D_i) - 1 = 0.153 We^{0.591}$$

図7 液膜径 D_{fm} , 厚さ B_{fc} , 時間 t_c の壁面温度による変化 ($We = 150 \sim 160$, $D_i = 440 \sim 460 \mu\text{m}$)

$$T_w = 300^\circ\text{C} : (D_{fmax}/D_i) - 1 = 0.245 We^{0.503} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$T_w = 250^\circ\text{C} : (D_{fmax}/D_i) - 1 = 0.279 We^{0.473} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$T_w = 200^\circ\text{C} : (D_{fmax}/D_i) - 1 = 0.463 We^{0.345} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$T_w = 200^\circ\text{C} : (D_{fmax}/D_i) - 1 = 0.463 We^{0.345} \quad \dots\dots\dots (12)$$

壁面温度の低下に伴い, 係数は増加し指数は減少しており, 図9の関係において近似直線がゆるやかに傾斜していくことがわかる。また式(9)および壁面温度が 250°C 以上の D_{fmax}/D_i とウェーバ数 We の相関式は徳岡らの結果と非常に良い一致を示している。

4.4 液滴の壁面上での滞留時間 液膜の収縮近程中の写真観察によると, 表面張力が液膜周辺部の慣

図8 無次元最大液膜径 D_{fmax}/D_i のウェーバ数による変化 ($T_w = 400^\circ\text{C}$)

図9 液膜直径 $(D_{fmax}/D_i) - 1$ のウェーバ数による変化 ($T_w = 400^\circ\text{C}$)

性力に打ち勝ち始めると液膜の拡張は止まるが、液膜中央部はまだ慣性力があり拡張しようとするため液膜表面が大きく波立つ。そして周辺部は表面張力のため浮き始めて液膜自体も急速に収縮して壁面より浮上する。この液滴の衝突から収縮して浮上するまでの期間を滞留時間と定義する。液膜が収縮して浮上する限界の液滴のウェーバ数は各壁面温度においてほぼ80であった。

一般にこの滞留時間は次の Rayleigh⁽¹¹⁾によって示された液滴の自由振動の第1モードの周期で与えられる。

$$\tau_r = \pi \sqrt{\rho_e D_i^3 / (16 \sigma_e)} \quad (13)$$

図10に、 $W_e < 80$ の条件における液滴の滞留時間 τ の液滴径 D_i による変化を示す。図10には式(13)を実線で示した。実験値のばらつきが大きい。式(13)と同様の变化を示していることがわかる。

図10 滞留時間 τ の液滴径 D_i による変化 ($W_e < 80$)

図11 無次元滞留時間 τ^* のウェーバ数 W_e による変化

ここで、式(13)の τ_r を液滴径と衝突速度で無次元化すると無次元滞留時間 τ^* は次式となる。

$$\tau^* = \tau_r V_i / D_i = \pi / 4 \cdot \sqrt{W_e} \quad (14)$$

また、4.2節のモデルより無次元滞留時間 τ_c^* を次式で定義する。

$$\tau_c^* = \tau_c V_i / D_i = 2 \tau^* \quad (15)$$

図11は実験値から得られた無次元滞留時間 τ^* のウェーバ数 W_e による変化であり、 τ_r^* および各壁面温度における τ_c^* を併記した。ウェーバ数の大きい領域で τ^* より多少大きくなるが、ほぼ τ^* は τ_r^* と τ_c^* との間に収まり、式は τ^* の上限と下限を与えている。

5. 液滴の分裂挙動

5.1 液滴の分裂形態 高温壁面に衝突した液滴の分裂形態は図12に示すように7種類に大別される⁽¹²⁾。この分裂形態は、液滴のウェーバ数や壁面温度により変化する。

図13は、各壁面温度における液滴の分裂挙動を示す写真例である。壁面温度が125°Cの場合、蒸気泡が液膜内部に発生し崩壊する際に多数の微細な液滴を生じ、液膜は壁面上に残留する。そしてこの気泡の発生と崩壊を繰り返す(図12のB形)。200°Cの場合、液膜は固液界面で発生した蒸気が数箇所へ上方に吹き抜けることにより分裂し、小液滴が吹き上げられ液膜は壁面上に残留する。これはN形あるいはH形の分裂形態であり、B形と同様に核沸騰的な様相を呈している。275°Cの場合、蒸気の上方向へ吹き抜けは見られず、液

図12 分裂形態のモデル図

図 13 衝突液滴の分裂挙動

膜周辺が浮き上がり半径方向へ引きちぎられる形で分裂するが、液膜中央部は収縮中に不安定となり比較的大きな液滴に分裂する(F形分裂)。325°Cの場合には、液膜下を蒸気が半径方向に吹出し、液膜はその中央部がほとんど収縮せずに小さな液滴に分裂し、半径方向に飛散する(F形分裂)。さらに、400°Cの場合は275°Cの場合と同様に、液膜周辺部は浮き上がるが、中央部は膜状のまま浮上した後大部分が収縮して大きな液滴を生じる(F形分裂)。このように、壁面温度が250°C以上でウェーバ数が130程度の条件では、液膜中央部の収縮の程度に差があるがほぼF形分裂の形態を示し、蒸気の挙動より固液界面は膜沸騰的な状況であると考えられる。

5・2 分裂液滴 図14は、液滴の壁面衝突後に生じる分裂液滴のザウター平均粒径 d_{32} と壁面温度 T_w の関係で、ウェーバ数130~180の条件である。

また、図15に各壁面温度における分裂液滴の粒度分布を体積頻度分布で示した。図15に液滴条件のほか

図 14 分裂液滴のサウター平均粒径

に、分裂液滴と衝突液滴との体積割合 $\text{Vol. } b / \text{Vol. } i$ で定義される分裂割合を記した。この分裂割合と平均粒径より微粒化効率が把握できると考えられる。

平均粒径は、前節の分裂形態より推定されるように、壁面温度125°Cから壁温の上昇とともに増加し、

図 15 分裂液滴の体積頻度分布

275°Cで極大値をとった後減少し325°Cで極小値をとり、再び増加している。125°Cの場合はB形分裂であり、分裂液滴は100 μm 以下の微小液滴であるが、分裂割合は19.9%と非常に低く残留液膜が大部分を占めている。150~225°Cでは主にN形の分裂形態を示し、蒸気の上方向への吹抜けにより小さな液滴が発生するため平均粒径も小さい。図15の200°Cの条件でも分裂液滴は320 μm 以下の粒径範囲にあり、すべて分裂していることがわかる。250°Cでさらに平均粒径は増加し、極大値を示す275°Cの場合には、液膜中央部の収縮のため420 μm の大きな液滴が生じ、分裂割合はほぼ100%だが平均粒径は初期液滴径の50%以上と微粒化が悪いことがわかる。壁温の上昇により、液膜中央部の収縮の程度が減少するに従い平均粒径も小さくなり、極小値を示す325°Cでは分裂割合も良く分裂液滴径も300 μm 以下の範囲となる。さらに、壁温の上昇とともに液膜中央部が収縮するようになり平均粒径は増大し、400°Cの場合には分裂後も衝突液滴と大差のない大粒径液滴が生じている。

前述のように、250°C以上の壁面温度の条件では液膜中央部の収縮の度合いが液膜の力学的エネルギーと蒸気エネルギーの釣り合いにより微妙に変化しているようである。そして、収縮が小さい場合は平均粒径が小さく($T_w = 325^\circ\text{C}$)、大きい場合には平均粒径も大きくなり($T_w = 275, 400^\circ\text{C}$)、結局F形分裂の範囲では分裂時の膜厚が分裂液滴の平均粒径を規定すると考えられる⁽¹²⁾。

6. 結 論

高温壁面に直径600 μm 以下の水滴が衝突した場合の変形過程および分裂挙動を詳細に観察し、以下の知見を得た。

- (1) 液膜直径の時間的変化を液滴のウェーバ数で整理し、固液界面での接触抵抗が壁面温度すなわち沸騰状態により変化することを明らかにした。
- (2) 液膜最大直径および壁面上での滞留時間とウェーバ数との関係を示した。
- (3) 液滴の分裂形態を壁面温度、沸騰状況などにより分類し、分裂液滴の挙動と壁面温度との関係を調べた。

文 献

- (1) 例えば, Baumeister, K. J. and Simon, F. F., *J. Heat Transf.*, 95-2(1973), 166.
- (2) 例えば, Tamura, Z. and Tanasana Y., *Prac. 7th Symp. (Int.) Combust.* (1959), 507.
- (3) 倉林・ほか2名, 機論, No.175(昭42), 153.
- (4) 森山・荒木, 鉄と鋼, 64(昭53), 533.
- (5) 徳岡・ほか3名, 機論, 51-465, B(昭60), 1703, 1712.
- (6) Pedersen, C. O., *Int. J. Heat Mass Transf.* 13(1970), 369.
- (7) Cumo, M., ほか2名, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 65-92(1969), 175.
- (8) 涌永・庄司, 第18回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭56), 1394.
- (9) 千田・ほか2名, 内燃機関, 21-268(昭57), 9.
- (10) Ueda, T., ほか2名, *Bulb. JSME*, 22-167(1979), 724.
- (11) Rayleigh, L., *Proc. R. Soc.*, 29(1879), 71.
- (12) Senda, J., ほか2名, *Proc. 2nd ICLASS*, (1982), 397.

討 論

〔質問〕 角 田 敏 一〔広島大学工学部〕

(1) 図6で、測定データが、 $t_i/t_e=1$ において $D_f/D_{fm}=1$ とならないのは D_{fm} , t_c の定義と矛盾するのではないか。また、3375 ページ左欄5行めから6行めの記述は測定結果に反すると思われる。なお、これに関連する「図5の液滴頂部A」とはどこをさすのか。

(2) 図7では、 D_{fm} 最大の条件 (T_w) 下で B_{fc} が最小となるのが合理的であり、実験データをそのように解釈することは可能と思われる。実線で示されるように、 D_{fm} の最大値と B_{fc} の最小値が異なる T_w で起こるとする積極的理由はどこにあるのか。

〔回答〕 (1) 液膜の変形過程に本モデルを適用する場合、広がり過程の実験値を式(4)で近似して定数 a, b を決定する。このときの近似誤差と式(5), (6)中の ϕ_c^* との関係より測定データが $t_i/t_e=1$ において $D_f/D_{fm}=1$ とならない場合がある。また、 $t_i/t_e>1$ 範囲においてウェーバ数 W_e の増加に従い、計算値

D_f/D_{fm} が減少するのは、広がり過程のみの実験値の近似および式(4)中のウェーバ数 W_e の指数のため、 W_e が増加すると D_{fm} が実際より大きく定まるためである。本モデルの修正により上記の不都合はなくなると思われるが、図6では D_f/D_{fm} , t_i/t_e といった無次元化により液膜の広がり過程の変化がウェーバ数 W_e によらずほぼ同一の傾向となることが重要であり、最大液膜径の不一致については別途図8, 9で検討した次第である。なお、図5の液滴頂部Aは記載もれであるが、液滴中心を通る垂線と液膜頂部との交点をさしている。

(2) 図7では実線の引き方に多少不備があり、ご指摘のように D_{fm} と B_{fc} の極値は一致するはずである。

壁面温度を細かく変化させた実験により検討した結果、その値は 330°C 付近に存在する。