高温壁面における液滴の挙動に関する研究*

(第2報, 液滴の粘性と表面張力の影響)

徳岡直静**, 鈴木敏夫***, 佐藤 豪**

Experimental Study on the Behavior of the Drop Impinging upon a Hot Surface (2nd Report, Effect of the Liquid Properties on the Behavior of a Drop)

by Naochika TOKUOKA, Toshio SUZUKI, and G. Takeshi SATO

The behavior of the drop impinging upon a hot surface has been investigated experimentally in this paper. Putting importance on the dynamic aspects, the effect provided by the drop's viscosity and the surface tension on the variation of disintegration patterns and deformation of the drops have been examined.

The conclusions are summarized as follows; For drops with kinetic viscosity of upto approximately $60 \text{ mm}^2/\text{s}$, the disintegration patterns can be identified by We number, even if the surface tension and/or the impinging velocity differ. Also, the non-dimensional maximum spreading diameter $d_{s\max}/d_i$ and the non-dimensional maximum apparent contact diameter $d_{c\max}/d_i$ can be categorized solely under the We number. But the viscosity increases and becomes more than approximately $80 \text{ mm}^2/\text{s}$, the effect of viscosity on the variation in disintegration patterns and deformation becomes more marked and they cannot be identified solely by We number. In this study, the experimental equations for $d_{s\max}/d_i$ and $d_{c\max}/d_i$ have been defined by We number and viscosity.

Key Words: Hot Surface, Impinging, Heat Transfer, Liquid Droplet, Evaporation, Weber Number, Surface Tension, Viscosity

1. 緒 論

高温壁面に液滴が衝突する現象は、工業上随所に見られる。その目的は、鉄鋼などの噴霧冷却に代表されるような、壁面側の変化を目的とした場合と、蒸発形燃焼器に代表される液滴側の蒸発や分裂などの促進を目的とする場合がある。いずれの場合においても、液滴が壁面に衝突してから、壁面を離れるまでの間に、どの程度の伝熱がなされるかを知る必要がある。しかし工業上広く使われている数 mm から数十 μm の液滴が壁面に衝突して離れるまでの時間は数百 μs 以下⁽¹⁾の短い現象であり、その間の伝熱量を知ることは難しい。また、その間の壁面上における液滴の挙動も明らかではない。本研究では、伝熱を考えるうえで重要なパラメータの一つである伝熱時間を明らかにするために、壁面に衝突した液滴の分裂形態や変形挙動について、特に動力学的な影響を検討した。

壁面上での液滴の挙動に関しては、Wachters ら⁽²⁾ 荒木ら⁽³⁾、千田ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾の研究がある。これらの研究ではいずれも高速度カメラを用いて液滴の挙動を解析して

いるが、液滴の物性の違いによる挙動の変化については言及されていない。著者らも、前報⁽¹⁾において、試料に蒸留水を用いて、高温壁面に衝突した液滴の挙動に関する基本的な性質について報告した。本報では、試料の物性が変化した場合の液滴の挙動の違いを明らかにする。

2. 実験装置および方法

本研究で用いた実験装置は、前報で用いた装置と同一であり、(1)試料供給系統、(2)液滴生成装置、(3)高温壁面部、(4)光学測定装置から成るが、詳細は省略する。本報では、液滴の生成に滴下法を用いた。滴下法の場合、試料の物性の違いにより生成される液滴径が異なるため、ノズルには必要に応じて内径の異なる注射針を用いた。

高温壁面には直径 15 mm の銅の丸棒の端面を直角に切断、研磨してクロムめっきを施し、常に壁面の表面あらさが $R_{\max} \leq 0.5 \mu\text{m}$ の状態で用いた。

また、壁面の加熱は、銅棒周囲からシースニクロム線で行い、温度は壁面中央部直下に埋められた C-A 熱電対 (K タイプ) で測定した。

液滴の形状の時間的变化は、発光ダイオードとフォトランジスタを用いた検知装置により液滴が壁面に

* 昭和 59 年 11 月 21 日 第 928 回講演会において講演。原稿受付 昭和 59 年 4 月 23 日。

** 正員、慶応義塾大学理工学部(〒223 横浜市港北区日吉 3-14-1)。

*** 准員、トヨタ自動車(株)(〒471 豊田市トヨタ町 1)。

衝突する瞬間をとらえ、以後、遅延装置を用いて時間を变化させてマイクロフラッシュを発光させ瞬間写真を撮影し、写真より現象を解析した。

3. 測定項目・実験方法

3・1 測定項目 本報では、試料の物性を変化した場合の、分裂形態の違い、液滴形状の時間変化について定量的に調べた。

分裂形態については、前報と同様次の三つの形態に大別し、その限界を調べた。

(1) 非分裂 (Non-Disintegration) : 壁面上で液膜を形成した後、再び収縮し分裂せずに安定した形状で飛び出す現象

(2) 遷移分裂 (Transitional Disintegration) : 遷移分裂は、次の2種類に分けられる。

(i) 親子分裂 : 液滴が2~3個に分裂するが、大きさに差があり大きな液滴が存在して分裂する現象

(ii) 不安定分裂 : 液滴は分裂しないが、不安定な形状で飛び出す現象

(3) 微細分裂 (Disintegration) : 液滴径にあまり差のない微細な液滴に分裂して飛び出す現象

また蒸発の観点から、これらの三つの分裂形態とは別に、次の二つの現象が観察される(図1)。

(1) 局所蒸発 (Local Vaporization) : 局所的な蒸気の発生が見られる現象で、非分裂、遷移分裂、微細分裂のいずれの場合にも起きうる〔図1(a)〕。

(2) 壁面蒸発(核沸騰) [Vaporization (Nucleate Boiling)] : 液滴が衝突後、壁面から飛び出さず、壁面に接触して液膜を形成したまま蒸発する現象〔図1(b)〕

液滴の形状変化については、(1)液滴高さ h 、(2)液膜厚さ s 、(3)広がり径 d_s 、(4)見かけの接触径 d_c について測定した。

3・2 実験条件 表1に本報の範囲で行った実験条件を示す。試料の物性値が異なる場合に、ウェーバ数 We をある任意の値に設定するためには、液滴径 d_i あるいは衝突速度 $V_i \sin \theta$ の一方または両方を適当に変えることで得られる。しかし、前報で報告したとおり、液滴径が極端に小さい場合を除けば、 We が一定ならば、 d_i を変えても $V_i \sin \theta$ を変えても液滴

の挙動にほとんど差異を生じないことがわかっている。そこで、本報では、液滴径を $d_i \approx 2.4 \text{ mm}$ 一定にして衝突速度を変化させ、高温壁面上の液滴の挙動を観察した。

また、衝突前の液滴温度が、壁面からのふく射により加熱されるのを防ぐため、ノズル部に冷却装置を設け、 $T_i = 20^\circ\text{C}$ 一定になるようにした。

本研究では、壁面に衝突した液滴の挙動におよぼす試料の物性値の影響を知るために、液滴の表面張力および動粘度を変えて実験を行った。表2に実験に使用した試料の物性値を示す。表2に示すように、粘性をほぼ一定に保ち、液滴の表面張力のみを変えるために、濃度の異なるエチルアルコール水溶液を用い、表面張力をほぼ一定にして、粘性のみを変えるために、濃度の異なるグリセリン水溶液を用いた。

本実験のような場合に、試料として混合液を用いることの妥当性については明らかではないが、予備実験によりその挙動を調べた結果、エチルアルコールおよびグリセリン水溶液では特に変わった挙動は示さなかったことから妥当であると判断した。

表1 実験条件

Parameter			Values etc.
Liquid Drop	Samples	-	Distilled water, G/W, E/W
	Temperature	$^\circ\text{C}$	$T_i \approx 20$ (constant)
	Kinetic viscosity	mm^2/s	$1.09 \leq \nu_i \leq 971.9$
	Surface tension	N/m	$2.15 \times 10^{-2} \leq \sigma_i \leq 7.38 \times 10^{-2}$
	Diameter	mm	$2.3 \leq d_i \leq 2.7$
	Velocity	m/s	$0.47 \leq V_i \cdot \sin \theta \leq 10.5$
	Weber number	-	$2.7 \leq We \leq 160$
Hot Surface	Impinging angle	deg.	$\theta = 70^\circ$ (constant)
	Material	-	Copper rod
	Roughness	μm	$R_{\text{max}} \leq 0.5$
	Temperature	$^\circ\text{C}$	$250 \leq T_w \leq 500$

G/W:Glycerin-water solution E/W:Ethyl Alcohol-water solution

表2 供試液体の物性値

Samples	Density Kg/m^3	Surface tension $\text{N/m} \times 10^2$	Kinetic viscosity mm^2/s	Boiling point $^\circ\text{C}$
Distilled water	999.8	73.8	1.09	100
G/W (85.0%)	1218.8	70.9	89.6	174
G/W (86.8%)	1224.0	66.4	134.9	181
G/W (94.7%)	1244.6	65.5	252.8	221
G/W (98.5%)	1255.6	65.1	971.9	269
E/W (3.0%)	989.7	59.8	1.20	93.0
E/W (8.5%)	980.5	48.0	1.57	87.3
E/W (26.5%)	943.0	34.7	2.63	82.1
E/W (100%)	790.0	21.5	1.57	78.3

(All Measurements at 20°C)

G/W:Glycerin-water solution E/W:Ethyl alcohol-water solution

(a) 局所蒸発 (b) 壁面蒸発

図1 高温壁面上における蒸発現象

4. 実験結果および考察

4.1 液滴の分裂形態 試料の表面張力および粘性を変えても、壁面上での液滴の挙動は、定性的にはほとんど同一であるが、定量的に異なってくる。一般に液滴の分裂形態を定量的に表すためにウェーバ数 We が用いられる。しかし、 We には粘性項が含まれていないため、粘性を変化した場合の挙動やその影響を We により表示することには問題があるが、従来の研究結果や表面張力の影響などと比較するために粘性を変化した場合についても We を用いて整理した。

図2に壁面温度 T_w と We の面上で、表面張力 σ_l を変化した場合の各分裂形態となる領域を示す。 σ_l が変化しても、安定した膜沸騰を示すと思われる $T \geq 400^\circ\text{C}$ では、各分裂形態の境界は、従来から言われているようにほぼ一定の We により示され、非分裂と遷移分裂の境界は $We \approx 40 \sim 50$ 、遷移分裂と微細分裂の境界が $We \approx 70 \sim 80$ となる。

一方、粘性を変化させた場合の各分裂形態を示す領域を図3に示す。蒸留水から次第にグリセリン濃度を増して動粘度 ν_l を増加させても、 $\nu_l \approx 60 \text{ mm}^2/\text{s}$ までは、分裂境界にほとんど差が生じない。しかし、 $\nu_l \approx 80 \text{ mm}^2/\text{s}$ 付近で粘性の影響が急激に現れ、局所蒸発や壁面蒸発が見られるようになる。これはグリセリン水溶液の蒸発曲線に関する報告がないため、明らかでないが、グリセリン水溶液の沸点が、蒸留水のそれに比べ高温になることから推察して、グリセリンのライデンフロスト点も蒸留水のそれより高温域にあるためと推定される。したがって、動粘度 ν_l が高い場合には、本実験の範囲では、核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰領域が含まれることになり、蒸発現象が顕著に現れるも

図2 表面張力の違いによる各分裂形態の領域

(a) 水 ($\nu_l = 1.09 \text{ mm}^2/\text{s}$) (b) グリセリン水溶液 ($\nu_l = 89.6 \text{ mm}^2/\text{s}$) (c) グリセリン水溶液 ($\nu_l = 134.9 \text{ mm}^2/\text{s}$) (d) グリセリン水溶液 ($\nu_l = 252.8 \text{ mm}^2/\text{s}$)

図3 粘性の違いによる各分裂形態の領域

のと思われる。

液滴が壁面から飛び出さず壁面上で蒸発する壁面蒸発領域は、蒸発曲線の核沸騰領域に相当し、熱的な影響が支配的となる範囲である。また、局所蒸発を伴う領域は、熱的・動力学的影響の両方が介在する領域で、遷移沸騰領域に相当し、およそ 380°C 以上では、安定した蒸気層を形成する膜沸騰領域になる。この領域では、動力学的影響が支配的になると考えられる。

4.2 液滴形状の時間変化 壁面に衝突した液滴は、壁面上に広がり液膜を形成したのち、その運動量により分裂を生じたり、再び収縮して壁面より飛び出したりする。試料の物性を変化した場合でも、その基本的な形状変化は同一と成るが定量的に差が生じてくる。

液滴は、ある運動エネルギーをもって壁面に衝突し、主に粘性により生じるせん断によるエネルギー損失と表面張力によるポテンシャルエネルギーに変換され、運動エネルギーが零になるまで円板状に広がる。運動エネルギーが零になる点が最大広がり径をとる点となる。最大広がり径に達した液膜は、再び表面張力によるポテンシャルエネルギーにより収縮する。衝突損失や壁面と液膜間に生じる摩擦損失は、液滴の内部流動による損失に比べ小さいものと考えられる。したがって、液滴は壁面衝突によりエネルギーを損失するが、衝突後の液滴の変形挙動においては、運動エネルギーとポテンシャルエネルギーおよびせん断力による損失エネルギーの総和が一定になると考えられる。

4.2.1 液膜の広がり径 d_s および見掛けの接触径 d_c の変化 図4に衝突速度をほぼ一定として表面張力 σ_l を変化した場合の衝突後の時間経過 t と無次元広がり径 d_s/d_i の関係を示す。これらの場合、衝突速度および液滴径が同じであるから、衝突前の運動量は同一であり、 We は、ほぼ表面張力に反比例する。衝突速度が同一であれば、液膜の広がり速度もほぼ同じになる。したがって、最大広がり径に達するまでの液膜径 d_s は、 σ_l が変化してもほとんど同じになる。しかし、 σ_l が小さいほど最大広がり径 d_{smax} は大きくなり、 d_{smax} 以後の d_s は衝突してから時間が同じであれば、 σ_l が小さいほど大きくなる。さらに、最大広がり径となるまでの時間（以下最大広がり時間と呼ぶ） $t_{d_{smax}}$ および見かけの接触時間 τ は σ_l が小さいほど長くなる。また、無次元最大広がり径 d_{smax}/d_i と We の関係を図5に示す。図5より明らかなように、無次元最大広がり径 d_{smax}/d_i は、 We が同じであれば σ_l が変化してもその影響は受けず同じになる。

見かけの接触径 d_c に関して、 d_c/d_i の時間経過お

よび We に対する d_{cmax}/d_i の変化は共に広がり径 d_s と同じ傾向を示し、それぞれの値がわずかに小さくなるだけである。

d_{smax}/d_i および d_{cmax}/d_i と We の関係は、前報において液滴径を変化した場合に得られた結果と良く一致し、式(1)、(2)で表される。

$$d_{smax}/d_i = 0.72 We^{0.35} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$d_{cmax}/d_i = 0.65 We^{0.35} \quad \dots\dots\dots (2)$$

次に、ウェーバ数 We を一定として、動粘度 ν_l を変化した場合の衝突後の時間経過 t と無次元広がり径 d_s/d_i の関係を図6に示す。グリセリン水溶液の場合、濃度が変化しても表面張力はほとんど変化しないため、 We を一定にすると衝突速度も一定になる。

図6より明らかなように、 d_s/d_i は、広がり径が増加する期間である初期の段階では、 ν_l が高いほど小さくなっているが、収縮する段階では、粘性のいちばん大きい $\nu_l = 971.9 \text{ mm}^2/\text{s}$ の場合が、他の液滴より大きくなっている。さらに、 d_{smax}/d_i も ν_l が高いほど小さくなる。これは、粘性が高い程流動抵抗が大きい

図4 表面張力の違いによる液滴形状の時間変化

図5 表面張力の違いによる We と最大広がり径の関係

め変形速度が小さくなり液膜は広がりにくくなるが、一度広がった液膜は逆に収縮しにくくなることを意味している。

見かけの接触径 d_s に関するこれらの変化の様子は、広がり径 d_i の場合と同様の傾向を示すが、それぞれの値はわずかに小さくなる。

動粘度 ν_i を変化させた場合の We と d_{smax}/d_i の関係を図7に示す。図7中、●印は蒸留水の場合であり、一点鎖線は、前述の式(1)を示す。図7より明らかなように、 ν_i が大きくなるにつれて、 d_{smax}/d_i は小さな値を示し、粘性項を含まない式(1)では表すことができない。そこで、これらの結果より ν_i を考慮に入れた実験式を式(3)のように求め、その結果を図8に示す。また、無次元見かけの接触径 d_{cmax}/d_i に関する実験式も求め、式(4)に示す。

図6 粘性の違いによる液滴形状の時間変化

図7 粘性の違いによる We と最大広がり径の関係

$$d_{smax}/d_i = 0.70 We^\alpha \quad (3)$$

$$d_{cmax}/d_i = 0.66 We^\alpha \quad (4)$$

$$\alpha = 0.13 \exp(-\nu_i/380\nu_{20}) + 0.21$$

ν_{20} は 20°C における蒸留水の動粘度を表す。

4.2.2 見かけの接触時間 τ および最大広がり時間 $t_{d,max}$ 図9に、表面張力 σ_i と液滴が壁面に衝突してから飛び出すまでの時間すなわち見かけの接触時間 τ の関係を、衝突速度をパラメータとして示す。図9より、 σ_i が大きいほど τ は短くなる。これは、衝突速度が同じなら、 σ_i が大きいほど、 d_{smax} は小さくなる

と同時に、収縮力が大きくなるためと考えられる。また、図10に示すように σ_i のみを変化した場合の τ は、式(5)で示されるレーレーの自由振動の式の解 τ_r によく一致する。

$$\tau_r = 0.25\pi\sqrt{\rho_i d_i^3/\sigma_i} \quad (5)$$

また、最大広がり時間 $t_{d,max}$ は、図11に示すように σ_i の増加に伴い減少するが、無次元最大広がり時間 $t_{d,max}/\tau$ は σ_i が変化しても変わらず一定値 0.25~0.3 となる。

一方、動粘度 ν_i を変えた場合の見かけの接触時間 τ と、式(5)により τ を無次元化した無次元見かけの接触時間 τ/τ_r の関係を図12に示す。ここで、 ν_i が 971.9 mm²/s の液滴の場合は、変形による損失エネルギーが大きくなるために収縮した液滴が壁面から飛び上がれなくなり、壁面上をすべって壁面の端から落ちる挙動を示した。これは、壁面が無限に広い場合あるいは水平に設置されている場合には、液滴は蒸発し終わるまで壁面上に停滞し、見かけの接触時間はその液滴の寿命時間と同じになることを意味する。したがって、このような条件では見かけの接触時間が極端に長くなるので、図12では、除いてある。

図12より ν_i がおよそ 150 mm²/s 以上では τ は、わずかに減少する傾向にあるが、全般的には粘性が変

図8 粘性の違いによる We と最大広がり径の関係

化しても τ にはあまり大きな差はない。また、 τ/τ_r は ν_i の増加に伴い、わずかに減少する傾向がある。

図13に、 ν_i と最大広がり時間 $t_{d,max}$ および無次元最大広がり時間 $t_{d,max}/\tau$ と関係を示す。 $t_{d,max}$ と見かけの接触時間 τ はほとんど同一の傾向を示すため $t_{d,max}/\tau$ はほぼ一定値となり、 ν_i がおよそ $250 \text{ mm}^2/\text{s}$ 以下では、表面張力を変化した場合と同様に、0.25~0.3となる。また、いずれの ν_i の場合でも、 W_e の影響はほとんど見られない。

以上のように、見かけの接触時間 τ および最大広がり時間 $t_{d,max}$ は、動粘度が増すとわずかに減少する傾向にあるが、その変化は、表面張力 σ_i や前報で示した液滴径 d_i の変化に比べ非常に小さい。したがって、 τ に対しては、 σ_i や d_i が支配的であると考えられる。また、 $t_{d,max}/\tau$ の値が、いずれの場合でも 0.25~0.3 の一定値をとることから、安定した膜沸騰領域で、非

分裂状態の液滴の場合には、 σ_i 、 ν_i 、 d_i および $V_i \sin \theta$ が任意に変化しても、液滴の形状は、時間に関して相似的に変化すると言える。

4.3 液滴の総接触面積 前報で示したとおり、伝熱量を決定する重要なパラメータの一つに、接触面積の時間積分値 S_0 がある。非分裂で安定した膜沸騰領域であれば、壁面に衝突した液滴は表面張力 σ_i 、動粘度 ν_i 、衝突速度 $V_i \sin \theta$ のいずれを変えても、時間に対し相似的に変化することから、最大見かけの接触径 $d_{c,max}$ の二乗と τ の積 S (この値を総接触面積と呼ぶ) が S_0 に比例すると考えられる。そこで、本研究では液滴の物性値の違いによる S の変化について検討した。

σ_i を変化した場合、 $d_{c,max}$ および τ は式(2)および式(5)で示される。これらの値より求めた表面張力 σ_i と総接触面積 S の関係を図14に示す。図14中、実線は液滴の $V_i \sin \theta$ を一定とした場合であり、破線は W_e を一定とした場合である。 $V_i \sin \theta$ が一定の場合には σ_i が大きくなると、 $d_{c,max}$ も τ も減少するため、 S は急激に小さくなる。また、 $V_i \sin \theta$ が小さくなるほど S の値は小さくなる。一方、 W_e を一定とした場合でも、 σ_i の増加に伴い S は減少するが、この減少の割合は $V_i \sin \theta$ 一定の場合に比べれば小さい。これは、前述の関係式からもわかるとおり、 $V_i \sin \theta$ が一定の場合には、 S は σ_i の -0.85 乗に比例するのに対して、 W_e 一定の場合は、 -0.5 乗に比例するためである。

次に、動粘度 ν_i と総接触面積 S の関係を図15に示す。図15中、実線は W_e を一定とした場合を示すが、 W_e には粘性の項が含まれないため、破線で示さ

図9 表面張力と見かけの接触時間の関係

図10 $\rho_i d_i^3 / \sigma_i$ と見かけの接触時間の関係

図11 表面張力と最大広がり時間の関係

れる $V_i \sin \theta$ 一定の場合と同一の意味をもつことになる。この場合には、 ν_l が増加すると全般的に液滴の変形量が減少し、 $d_{c\max}$ も小さくなるため、 S はゆるやかに減少する。

5. 結 論

高温壁面に衝突する液滴の挙動を明らかにするために、液滴の物性を変化させて、分裂形態、液滴形状の時間変化を定量的に調べた。さらに、前報⁽¹⁾で得た結果も考慮し、次の結論を得た。

(1) 動粘度が約 $60 \text{ mm}^2/\text{s}$ 以下の場合の液滴の分裂形態は表面張力、動粘度、衝突速度のいずれが変化しても、従来より言われているように、 We により判別することができる。すなわち、 $We < 40 \sim 50$ では非分

裂となり、 $We > 70 \sim 85$ では微細分裂となる。

(2) 動粘度が約 $80 \text{ mm}^2/\text{s}$ 以上では、粘性の影響が顕著に現れ、壁面温度が 350°C 前後で、局所蒸発を伴う分裂形態が見られる。また、それより低い領域では、壁面蒸発が見られる。

(3) 動粘度が約 $80 \text{ mm}^2/\text{s}$ 以上では粘性の影響が顕著に現れ、分裂や変形が起こりにくくなり、 We だけではこれらを整理できなくなる。無次元最大広がり径、無次元最大見かけの接触径に対し、動粘度の項を含む実験式を式(3)、(4)のように得た。

(4) 表面張力、動粘度、衝突速度が変化しても、無次元最大広がり時間はおよそ $0.25 \sim 0.3$ の一定値となる。このことから、壁面に衝突した液滴の形状は時間に対して相似的に変化すると言える。

本研究を行うにあたり、積極的に協力してくれた当時学部生の太友政人君、津久井明弘君に、また本論文を作製する際に協力いただいた朴木秀行君に心から感謝いたします。

図 12 粘性と接触時間および見かけの無次元接触時間の関係

図 13 粘性と最大広がり時間の関係

図 14 表面張力の違いによる総接触面積の変化

図 15 粘性の違いによる総接触面積の変化

文 献

- (1) 佐藤・ほか2名, 機械講演前刷 (第928回), (昭59-11).
- (2) Wachters, L. H. J., ほか2名, *Chem. Eng. Sci.*, 21-8, 9 (1966), 923, 936, 1047, 1231.
- (3) 荒木・ほか2名, 第9回液体の微粒化に関する講演会講演

論文集, (昭56-6), 41.

- (4) 千田・ほか3名, 第10回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (昭57-8), 47.
- (5) 千田・ほか3名, 機講論, No. 834-11 (昭58-11), 105.

討 論

〔質問〕 森 山 昭

〔名古屋工業大学材料開発研究施設〕

粘度および表面張力の広範囲にわたる貴重なデータが示されたことに敬意を表する。

形式的なことであるが, 最大液膜広がり径に関する実験式(1)および(2)が, それぞれ, 粘性効果を含む実験式(3)および(4)の特別の場合に帰する形が考えられるが, 貴報の場合, これとは異なる形式となっている点, 何か理由が存在するのか, 形式上, 無理なのか, お考えをお聞かせ願いたい。

〔回答〕 粘性を考慮した最大広がり径, 最大見かけの接触径に関する実験式は, 試料の粘性を変化して得られた測定値を, 最小二乗法を用いて求めたものである。式(3), (4)はそれぞれ式(1), (2)に帰すべきであるがそれぞれ異なった要因を含む結果から求めた実験式のため, 蒸留水の場合, 両式の間に約6%の差を生ずる。両者を一致するように修正することは, 多小無理を生じるので, 本報ではそれぞれ別の式で示した。

〔質問〕 角 田 敏 一〔広島大学工学部〕

(1) 蒸発中の液体温度はかなり高いと思われる。表2は何度における値か。

(2) ライデンフロスト点の測定値をお示し願いたい。

(3) この種の問題を取扱うのに伝熱機構を無視することはできないが, 貴論文では動粘度と表面張力だけで整理しようとする傾向が見受けられ, この点疑問が残る。とくに, 分裂の機構(図3など)は動粘度よりもむしろ沸点およびライデンフロスト点に大きく依存すると考えられるので結論(1), (2)の動粘度に関する記述の部分が問題となる。ちなみに, 動粘度 $\nu \leq 80 \text{ mm}^2/\text{s}$ は沸点 100°C 以下に相当している。ご見解をお聞かせ願いたい。

〔回答〕 (1) 表2は, 20°C における値である。

液滴は, ノズル先端を飛びだし, 壁面に衝突するまでの間, 加熱された空気中を落下するが, その間の温度上昇はほとんど無視できる。壁面に衝突した液滴は, 加熱され温度が上昇するが, 非定常法により求めた伝熱量から算出される液温の上昇および, 壁面より飛出した液滴を熱電対により測定した結果, 壁面を離れる時点で $50\sim 70^\circ\text{C}$ 程度である。しかし, 壁面蒸発や局所蒸発の状態では, かなり高温に達していると思われる。

(2) 本研究では, ライデンフロスト点の測定は行っていないが, 沸点から考え, 濃度が増加するにしたがいL点の温度は上昇すると考えられる。

(3) この種の現象において, 壁面温度がライデンフロスト点近傍以下の場合には, 熱的影響が支配的となるが, 壁面温度が高い場合には, 液滴と壁面の間に蒸気層が形成されるため, 動力学的影響が支配的となる。

図3のように広い壁面温度範囲について挙動を調べる場合には, 伝熱機構が大きく影響するために, 全範囲を動粘度や表面張力だけで整理することはできない。伝熱機構から考えると, 図3において低壁温側に見られる「蒸発を伴う領域」は, 核沸騰領域に, $270\sim 370^\circ\text{C}$ 付近に現れる「局所蒸発を伴う領域」は, 遷移沸騰領域に, それ以上の壁面温度では, 膜沸騰領域に対応する。ご指摘のとおり, 壁面温度が比較的低い範囲では, 熱的影響が強いため, 粘性や表面張力以外の物性値が影響するが, 図3や結論(1), (2)は, グリセリン水溶液の濃度を変化して得られた結果であり, グリセリン水溶液の場合には, 動粘度と沸点など他の物性値が対応するため, 本報では, 粘度で表示した。ちなみに, $\nu = 89.6 \text{ mm}^2/\text{s}$ で沸点は 174°C となる。