高温液体面上の液滴の蒸発

（第2報，液面上ライデンフロスト膜沸騰の実験と理論解析）

飯田嘉宏，　高島武雄
Yoshihiro IIDA,　Takeo TAKASHIMA

日本機械学会論文集第430号
抜　刷

536.423.1

日本機械学会論文集(B編)
48巻430号(昭57-6)

高温液体面上の液滴の蒸発*

(第2報，液面上ライデンフロスト膜沸騰の実験と理論解析)

飯田嘉宏**，高島武雄***
Yoshihiro IIDA, Takeo TAKASHIMA

Key Words: Thermal Engineering, Phase Change, Leidenfrost Film Boiling, Liquid-Liquid Direct Contact, Experimental Study, Theoretical Study

1. 緒　言

高温固体面上に滴下された液滴の蒸発については，蒸発時間曲線が横S字形を呈することのほか，固体面が高温になると，発生した蒸気膜を介して液滴が固体面上に浮遊しつつ蒸発することなどが良く知られており，後者の現象は一般にライデンフロスト膜沸騰と呼ばれている．一方，高温の液体面上に，より低沸点を持つ液滴を滴下した場合については，前報において著者ら[1][2]が一連の研究を行い蒸発時間曲線が，基本的には同じく横S字形を呈すること，蒸発様相には多種あることなどを明らかにしてきた．また，高温液が特に高温になると，両液の溶解性の有無に関わらず液滴はライデンフロスト膜沸騰状態を示すことを明らかにした．

固体面上のライデンフロスト膜沸騰については，燃焼やミスト冷却などの問題に関連する重要な問題として多くの実験的・理論的研究が行われている．しかし，液体面上の同現象は液・液直接接触伝熱性能や蒸気爆発挙動の評価に関して直接的に関連する場合があると共に，それら現象の基礎的研究としても必要と考えられるが，今のところ Hendricks らの研究[3][4]が認められるにすぎない．しかし，この研究は極低温液化ガス面上に滴下した水滴が，当初ライデンフロスト膜沸騰を示すがやがて凝固して沈むときの，水および氷の温度変化を解析的に求めたものであり，液滴側の蒸発はなく，体積一定として温度変化を扱っている．したがって，たとえば海水上に液化天然ガスが落下した場合や，溶融核燃料上に冷却水が供給された場合のように高温の液体面上に低沸点液があるような場合には適用がむずかしいだけでなく，液滴の蒸発速度を考えることはできない．

そこで本研究では，十分に多量の高温液体（以下，母液と呼ぶ）面上に滴下された低沸点液の球状液滴がライデンフロスト膜沸騰を起こしつつ蒸発する現象について蒸発速度，蒸発時間，液滴の温度などの実験研究を行った．低沸点液を滴下する方法は，前記 Hendricks らの方法と比較して液滴の温度はそれ程変化せずに蒸発するので，両液温度差または母液過熱度の関数で蒸発現象を記述できる．また本研究では，液滴の蒸発速度を求める理論解析を行い，実験結果と比較した．同時に，蒸発速度に影響が大きいと思われる母液過熱度，液滴液の蒸発潜熱，母液表面張力の影響を示した．固体面上におけるライデンフロスト膜沸騰については，いくつかの理論解析が提出されている[5]~[7]．本理論解析においてそれら固体面上の場合と大きく相違する点は，液滴下面と向かい合う母液面が液滴の曲率に沿って，くぼみ変形することである．しかもこのくぼみ角は母液の表面張力，密度，液滴液の密度などの物性によって異なるほか，液滴径の減少につれて変化する．理論解析では液滴への伝熱は蒸気層を通しての熱伝導と液滴上下面へのふく射を考慮した．蒸発は液滴と母液間の蒸気膜流形成に要する量と分子拡散によるものとした．

記　号

A_1：液滴下面表面積　m^2
A_2：液滴上面表面積　m^2
B_0：ボンド数　$=\rho dgR^2/\sigma_m$
C：比例係数　mm/s
c：濃度　kg/m^3
c：定圧比熱　kJ/(kgK)
D：拡散係数　m^2/s
l：蒸発潜熱　kJ/kg
M：分子量
$\dot{m}_1$：熱移動による蒸発量　$kg/(m^2s)$
$\dot{m}_2$：拡散による蒸発量　$kg/(m^2s)$
P：蒸気層内の平均圧力　Pa

* 昭和56年6月13日　東北支部秋田地方講演会において論文講演として講演，原稿受付　昭和56年2月16日．
** 正員，横浜国立大学工学部（〒240 横浜市保土ケ谷区常盤台156）．
*** 准員，横浜国立大学工学部．

P_a：大気圧　Pa
P_v：蒸気分圧　Pa
q_1：液滴下面の熱流束　W/m²
q_2：液滴上面の熱流束　W/m²
R：液滴半径　mm
R_v：気体定数　J/(kg·K)
r：球座標半径　m
T：温度　K
T_{sat}：液滴液飽和温度　K
ΔT_{sat}：$T_m - T_{sat}$（液体面上），$T_w - T_{sat}$（固体面上）
ΔT_{sub}：$T_{sat} - T_d$　K
t：時間　s
u：速度　m/s
V：蒸発速度　m/s
ρ：密度　kg/m³
δ：蒸気層厚さ　m
ε：液滴液ふく射率
η：粘性係数　Pa·s
θ：角度座標　rad
θ_s：母液くぼみ角　rad
λ：熱伝導率　W/(m·K)
σ_R：ステファン・ボルツマン定数　W/(m²·K⁴)
σ：表面張力　N/m

添字
d：液滴
m：母液
v：液滴液の蒸気
0：滴下時

2. 実験装置と方法

実験装置は前報[1]とほぼ同様なので概略のみ説明する．図1で，母液①は直径 100mm，深さ 20mm のフラットシャーレ中に入れられ，予熱器②で加熱する．液滴③はシリンジ④によってステンレス細管より成るノズルから母液面上に滴下する．滴下時の温度は恒温器⑤で制御し，熱電対⑥で測定する．母液温度も同じく熱電対⑦で測定する．液滴径の時間変化は，モータドライブ付き 35mm カメラ⑧と透過光源⑨によって撮影し，拡大焼付けしたのち測定した．その他の装置としては冷接点⑩，切り換えスイッチ⑪，電位差計または記録計⑫，電磁オシログラフ⑬，ストロボの制御装置⑭，電圧調整器⑮である．

写真撮影によって求めた滴下時の液滴径は，あらかじめ重量の測定より求めた径の数値と，2～3％の違いであり，液滴が球形と見なして差しつかえないことを確認した．液滴の重量の測定時には，容器に可溶性かつ非揮発性の液体を入れておき，そこに液滴を適下して測定中の蒸発を避けるようにした．

液滴の温度変化は，母液面近傍にセットした0.1mm AC 熱電対温接点を含むように液滴を滴下し，その熱起電力を記録した．熱電対は手動式微少移動装置に固定して上下に移動可能なようにした．熱電対接触時の蒸発速度は，熱電対をセットしないで実験した場合の速度とほぼ一致することを確かめ，熱電対の存在が現象に大きな影響を与えないことを確認した．黄銅固体面上でライデンフロスト膜沸騰をする液滴温度についても同様の実験を行った．

本実験に使用した母液用液体としては，298K で動粘性係数が 20×10^{-4}m²/s（S20），300×10^{-4}m²/s（S300）の2種類の，ジメチルポリシロキサン系シリコン油（信越化学 KF 96）を使用した．本シリコン油は，とくに低い蒸気圧と高い引火点を持っており広い温度範囲にわたって粘度変化が少なく，安定なものである．液滴に使用した液体は，メチルアルコール，エチルアルコール，アセトン，*n*-ペンタン，塩化メチレンである．これらは母液との溶解性，蒸発潜熱の大小，母液との密度の相対的大きさを考慮して選定した．固体面上の液滴温度測定では，ほかに飽和温度の広い範囲で実験するために水も用いた．

3. 実験結果

3·1 液滴の蒸発速度　図2は，高温液体面上で液滴がライデンフロスト膜沸騰状態のままで蒸発する過程を垂直上方から撮影した結果の一例である．母液過熱度が 120.3K で，メチルアルコールが S300 面上で蒸発する場合である．t は滴下後の経過時間，R は液滴半径を示す．液滴は母液面上でほとんど動かず，時間経過とともに球形のまま小さくなって行く過程が示されている．液滴が静止しているということは，液滴の蒸発が母液と向かい合う面で，ほぼ軸対称的に行われており，さらに拡散による蒸発も軸対称なためと考

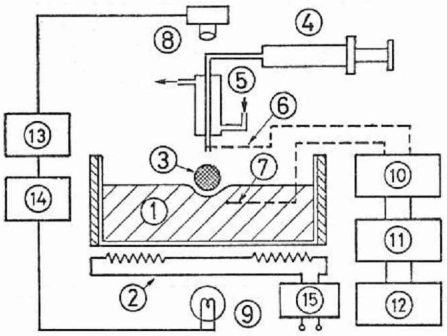


図 1　実験装置概略図

えられる．なお，母液粘性の低い S20 の場合には，わずかの移動が観察される．

図3は，母液をS20とした時のメチルアルコールおよび *n*-ペンタンの半径変化の測定結果例で，滴下時の液滴過冷度 ΔT_{sub} がそれぞれ 54.6K，26.5K の時である．図4は，母液を S300 とした時のメチルアルコール，アセトン，*n*-ペンタンの半径変化測定例で，それぞれ ΔT_{sub}=54.6K，45.5K，26.5K の時のものである．S300 面上でのメチルアルコール，アセトンに見られるような滴下直後での半径減少の小さい領域は，ΔT_{sub} が比較的大きいことによると考えられる．すなわち受熱量は，飽和温度に近い温度まで予熱する顕熱として使われ，蒸発は少ないためである．ただし図3のS20面上のメチルアルコールについては，この領域が現れていないが，この場合の滴下直後の液滴挙動は多少不安定で，十分な精度で直径測定ができなかったためと思われる．なお，一例として過冷状態から飽和温度まで加熱されるに要する時間は，液滴に加えられる熱が母液からの熱伝導のみ，母液内の熱抵抗が無視できるとして考えるとメチルアルコールの R_0=1.65mm，ΔT_{sat}=144.0K，ΔT_{sub}=56.5K の場合で約1.8s となる．

図3，4からもわかるようにライデンフロスト膜沸騰では，液滴・母液の種類，過熱度によらず時間 t と液滴半径 R の間には，初期の予熱期間を除いて比例関係があることが実験的に確かめられた．すなわち，比例係数を C，初期液滴半径を R_0 とすると次のようになる．

$$R=R_0-Ct \quad \cdots\cdots (1)$$

Tamura ら[8]は，高温固体面上の液滴（ベンゼン）の蒸発について，369.8 K＜ΔT_{sat}＜989.8 K の範囲で実験を行い液滴半径が $t^{1/2}$ に比例するという結果を明らかにしており，本実験による液体面上の結果と異なることとなる．ただし，本実験と比較して図3，4で表されているように，過熱度範囲が高く，蒸発時間もかなり短いことを付け加えておく．

各液滴とも蒸発終了の前に，ライデンフロスト膜沸騰状態がこわれ，その瞬間に蒸発してしまうことが多い．これは液滴が小さくなるにつれて液滴下面に対応する母液のくぼみ面積が小さくなり，液滴が母液面と接触しやすくなるためと思われる．固体の場合は，固体面と液滴が直接接触してもライデンフロスト膜沸騰状態が崩壊するとは限らない．この点も固体面と液体面の大きな相違である．このようにくぼみ面積が小さくなると伝熱量，全蒸発量も減少し，液滴曲率も大きくなるため，ついには液滴を支えられなくなって母液と接触し崩壊するものと思われる．ライデンフロスト膜沸騰状態が崩壊したあとは，母液に対して非溶解性のメチルアルコール，アセトンなどは，けん垂状[1]を経て沸騰状態を示し消滅する．

3・2 液滴の温度変化および平衡時の温度 図5は，母液面上に滴下された液滴温度の時間変化を，母液面上 0.50～0.56 mm の位置に図中のようにセットした熱電対によって測定した結果である．母液にはS300，S20，液滴にはアセトンを用いた．3種類の ΔT_{sat} について測定した例を示している．液滴が滴下された点（a点）を，t=0 としている．この点の温度は初期液滴温度に対応している．滴下直後から加熱されて短時間で，飽和温度近くまで達する．飽和温度

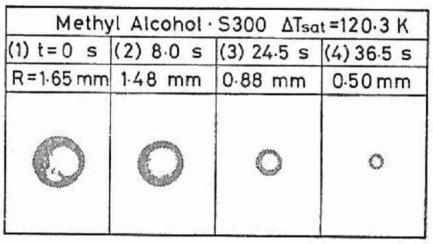


図 2 液滴径変化の撮影例

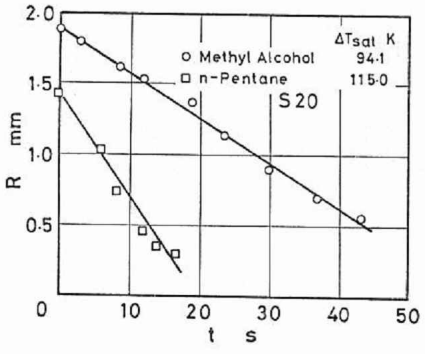


図 3 液滴径変化の実験例（その1）

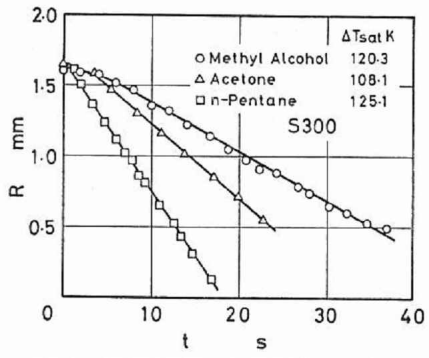


図 4 液滴径変化の実験例（その2）

よりいくぶん低めの温度（b点）になると，温度はほぼ一定値になる．ただし，(A) のように，途中でわずかな変化が認められる場合と (B), (C) のように，ほとんど変化が認められない場合があるが，いずれにしても飽和温度以下であった．さらに液滴が小さくなると，熱電対に付着して母液から離れるか，ライデンフロスト膜沸騰が終わるかして（c点），熱電対の示す温度はふん囲気温度に近づいていく（d点）．

図5で液滴温度がほぼ一定値を示すことは，蒸発過程が熱的に平衡状態になっているためであるから，これを平衡時の温度と呼ぶことにする．本実験では滴下後 10s 後には，全体として安定な条件が得られたので，この時の液滴温度を平衡時の温度の代表として採用し，母液過熱度に対して示したものが図6である．ただし，縦軸には飽和温度と平衡時の温度との差をとった．同図には固体面（黄銅）上について同様な方法で測定した結果も示した．液体面上，固体面上とも ΔT_{sat} が大きくなると平衡時の温度は高くなるが，固体面上の方が同一 ΔT_{sat} に対しては平衡時温度は低い．しかし，両方の場合とも飽和温度より 5～13K 低いことがわかる．

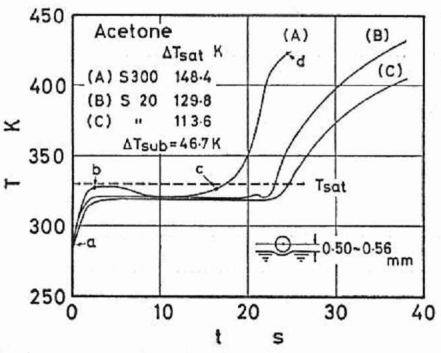


図 5　液滴温度変化と平衡時の温度

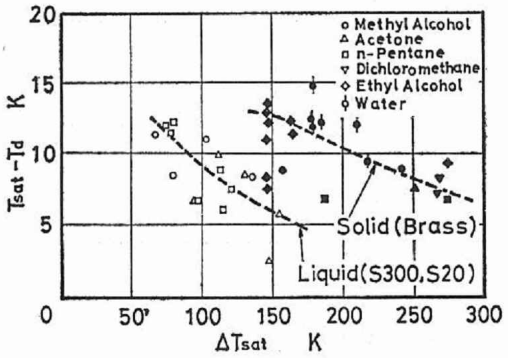


図 6　平衡時の液滴温度の比較

これまで固体面上のライデンフロスト膜沸騰も含めて，液滴の温度についての測定した結果は認められず，理論的にも広安ら[5]が，液滴のサブクールを考えている程度で，多くの理論では飽和温度として扱っている．また，固体面上での $\Delta T_{sat}=150$ K 付近で低めの値が見られるのは，西尾ら[9]が確かめたライデンフロスト点付近での固液直接接触によるものではないかと思われる．図6の結果は液滴液による相違は特別に示しておらず，固液両面上の相違のみを示したものだが，同一の ΔT_{sat} に対して液体面上の方が低い平衡時温度を示すのは，母液面のくぼみによって液滴への入熱側の伝熱面積が見かけ上広くなるためと考えられる．

4. 理 論 解 析

図7は，ライデンフロスト膜沸騰状態にある液滴の，蒸発モデルである．(a) には座標および記号を示し，θ_s は母液面とくぼみ面の外そう面の交線と，液滴の中心を結んだ線が r 軸となす角とした．(b) には熱・物質移動モデルを示す．

解析には，次の仮定を設定した．

（1） 液滴の形状は球とする．

（2） 液滴の温度は飽和温度とする．3·2 節の実験結果によると，$(T_{sat}-T_d)>0$ となるが，ΔT_{sat} に比較して小さいので，この仮定はほぼ妥当と考えられる．

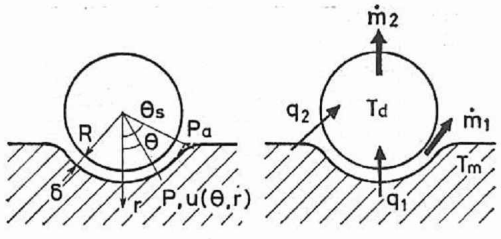
（3） 蒸気層の流れは層流で，慣性項に比べて十分小さいとする．計算より得た蒸気層の厚さを利用して計算した結果，レイノルズ数は 90 程度で，この仮定は成り立つと考えられる．

（4） 蒸気の流れは θ 方向のみとする．

（5） 蒸気層の流路は，流れ方向の長さに比較して十分狭い．

（6） 蒸気層の厚さは $0\leqq\theta\leqq\theta_s$ で一様とする．

（7） 母液の表面温度は母液バルク温度とし，母液は流動しない．



（a） 座標および記号　　（b） 熱・物質移動モデル

図 7　蒸発モデル

θ_s を求めるためには，母液表面張力，浮力，液滴の重量のつりあいより次式を得る．

$$\frac{2}{3}R^2\rho_d g=\sigma_m\sin^2\theta_s+\rho_m gR^2\left(\frac{1}{3}-\frac{1}{2}\cos\theta_s+\frac{1}{6}\cos^3\theta_s\right) \cdots\cdots(2)$$

同式より，θ_s は B_0 数と密度の比によって図8のように表せる．なお θ_s は $\delta=0$ として得るものとする．また θ_s は R によって変わるため，同じ液体の組合せでも蒸発中は次第に変化する．

次に，熱・物質移動の式を求める．蒸気層内における圧力と液滴重量のつりあいの式は，次式となる．

$$\int_0^{\theta_s}2\pi R^2(P-P_a)\sin\theta d\theta=\frac{4}{3}\pi R^3\rho_d g \cdots\cdots(3)$$

蒸気膜流の連続の式，球座標のナビエ・ストークスの式は，仮定によって簡略化されて，それぞれ次のようになる．

$$2\pi R^2(1-\cos\theta)\dot{m}_1=\int_R^{R+\delta}2\pi r\rho_v g u\sin\theta dr \cdots\cdots(4)$$

$$\frac{1}{r}\frac{dP}{d\theta}=\eta_v\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial u}{\partial r}\right) \cdots\cdots(5)$$

境界条件は，次のふたつの場合について考えた．

（1） $r=R$ で $du/dr=0$，$r=R+\delta$ で $u=0$

（2） $r=R$ で $u=0$，$r=R+\delta$ で $u=0$

(1) は液滴界面が，蒸気と同じ速度で動いているとした場合，(2) は液滴界面が，静止しているとした場合である．Wachters ら[7]が，スフェロイド状大液滴の解析を行った際，固体面と向かい合う液滴面の界面の蒸気速度について検討している．それによると実験値は，蒸気流速を零とした時と最大とした時の中間にくる．本実験の場合は，母液界面の運動もありうるので，境界条件を決めるのはかなり困難である．一方，実験結果との一致は，後に一例を示すように（1）の境界条件の方が広い温度範囲にわたって良好であった．そこで本報では(1)の条件で解析した場合を示すことにした．

蒸気層内の圧力分布は，式（5）を解き式（4）に代入し，$\theta=\theta_s$ で $P=P_a$ とすると次式となる．

$$P-P_a=\frac{24\eta_u R^2\dot{m}_1}{\rho_v\delta^3}\left(\frac{R+\delta}{4R+\delta}\right)\left(\ln\cos\frac{\theta}{2}-\ln\cos\frac{\theta_s}{2}\right) \cdots\cdots(6)$$

蒸気層厚さ δ については，式（6）を式（3）に代入すると次式を得る．

$$\delta^3\left(\frac{4R+\delta}{R+\delta}\right)=\frac{36\eta_v R\dot{m}_1}{\rho_d\rho_v g}\left(-2\ln\cos\frac{\theta_s}{2}-\sin^2\frac{\theta_s}{2}\right) \cdots\cdots(7)$$

液滴の母液と向かい合う部分の面積と，残り部分の面積はそれぞれ次のようになる．

$$A_1=2\pi R^2(1-\cos\theta_s) \cdots\cdots(8)$$

$$A_2=2\pi R^2(1+\cos\theta_s) \cdots\cdots(9)$$

液滴のエネルギ収支は次式となる．

$$A_1q_1+A_2q_2=A_1\dot{m}_1\left(l+\frac{1}{2}C_{pv}\Delta T_{sat}\right)+A_2\dot{m}_2 l \cdots\cdots(10)$$

q_1 は，蒸気層を通しての熱伝導とふく射を考慮に入れ，q_2 はふく射のみと考えるとそれぞれ次のようになる．

$$q_1=\frac{\lambda_v\Delta T_{sat}}{\delta}+\sigma_R\varepsilon(T_m^4-T_d^4) \cdots\cdots(11)$$

$$q_2=\sigma_R\frac{\varepsilon}{1+\cos\theta}\left(\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}+\cos\theta_s\right)(T_m^4-T_d^4) \cdots\cdots(12)$$

次に拡散による蒸発を考える．定常拡散方程式は次のようになる．

$$\frac{d^2c}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{dc}{dr}=0 \cdots\cdots(13)$$

境界条件は次のようにする．

$r=R$ で $C=\dfrac{MP_v}{R_vT_d}$，$r=\infty$ で $C=0$

式(13)を解くと，拡散による蒸発量 $\dot{m}_2$ は次式となる．

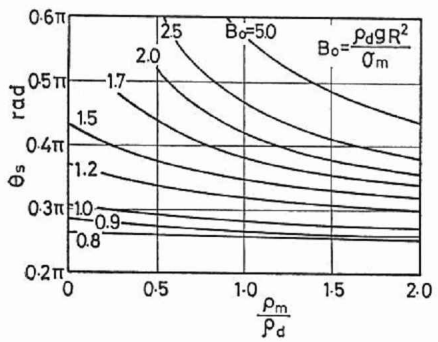


図 8　くぼみ角の計算結果

$$\dot{m}_2=\frac{DMP_v}{R_vT_dR} \quad \cdots\cdots(14)$$

以上の結果より，蒸発速度 V は次のようになる．

$$V=-\frac{1}{2\rho_d}\{(1-\cos\theta_s)\dot{m}_1+(1+\cos\theta_s)\dot{m}_2\} \quad \cdots\cdots(15)$$

任意の多数の R について θ_s，δ，V を計算し時間に対して V の値をプロットすれば，液滴半径の変化を比較的容易に数値的に得ることができる．

5. 実験値と理論値の比較および主な物性値の影響

図9は，S300 面上のメチルアルコールの半径の減少の様子を比較したものである．さらに，母液表面張力をパラメータにしてその影響を，評価しようとしたものである．実験値は $\Delta T_{sat}=143.8$K，$\Delta T_{sub}=55.0$K，$\sigma_m=11.5\times10^{-3}$N/m の時のものである．滴下時の液滴径は測定できなかったので，次の撮影点からの変化を示してある．図中の太線が，本実験に対応した条件を代入して得た理論曲線である．液滴が消滅するまでの理論値と実験値はかなりよく一致している．しかし，図でわかるように σ_m の影響は比較的小さい．また，拡散による蒸発量と母液からの熱伝導による蒸発量が，この例ほどの ΔT_{sat} ではほぼ同じ割合であると言える．

図10は，S300 面上の $\Delta T_{sat}=125.7$K，$\Delta T_{sub}=26.1$K の n-ペンタンの蒸発時の実験値と理論値を，比較したものである．太線は実験点に対応する理論値を示している．実験値の方が蒸発速度が多少大きくなっている．n-ペンタンはシリコン油に対して溶解性があるため，蒸気膜形成に蒸発した蒸気がシリコン油中に溶け込むことも考えられ，計算値より δ が小さくなる可能性がある．そのため蒸発速度が大きく，理論値と多少異なる理由になることも考えられる．また蒸発潜熱の影響は大きく，837 kJ/kg 程度以下ではその影響は特に大きいことがわかる．

図11は，半径変化に対する ΔT_{sat} の影響を示した

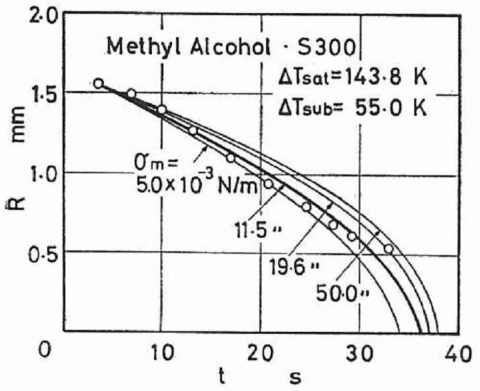


図 9　理論値と実験値の比較
（母液表面張力の影響）

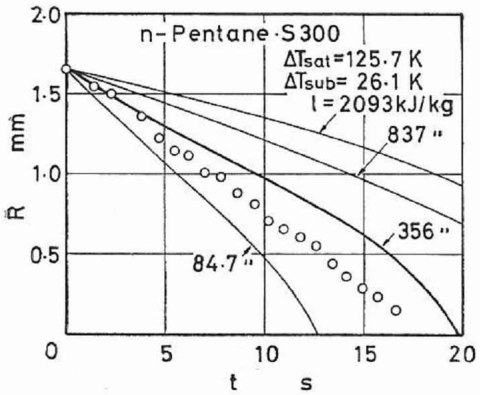


図 10　理論値と実験値の比較
（蒸発潜熱の影響）

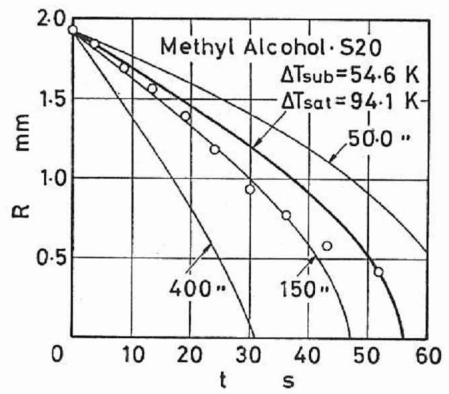


図 11　理論値と実験値の比較
（母液過熱度の影響）

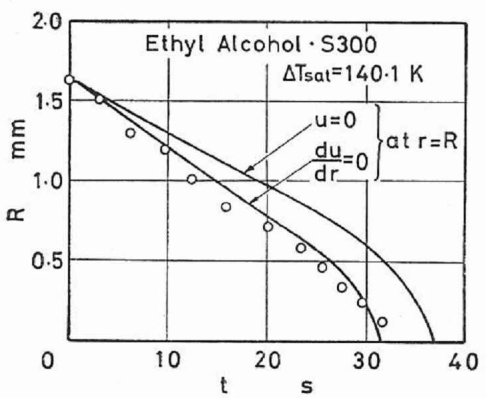


図 12　境界条件の比較

もので，実験点は母液 S20 に，メチルアルコールを $\Delta T_{sat}=94.1$ K で滴下した時のもので，太線はこの時の理論値を示す．この結果，ΔT_{sat} の影響も大きく $\Delta T_{sat}=400$ K では，ほぼ直線的に減少する．これは母液からの熱伝導による蒸発の割合が，大きくなることを示すものと思われる．

以上の計算結果より，液滴半径が大きい範囲では，時間に対して直線的に減少し，式（1）のようになるが，径が小さくなるにつれて蒸発速度が大きくなり実験値と異なる傾向を示す．しかし，この領域は全蒸発時間に占める割合は小さく，現象全体に及ぼす影響も小さい．また ΔT_{sub} の影響もこれらの実験値から推定できない．この点については，より高速な撮影などの詳細な実験が必要と思われる．なお，以上の比較例で，一部実験値と理論値が相違するものの，Gottfried ら[6]が固体面上の例について比較した結果などを見ると，むしろ良好な程度であり，本理論は高温液体面上の液滴のライデンフロスト膜沸騰状態の蒸発現象を，比較的よく予測するものと考えられる．

次に境界条件を，(1) 液滴界面で蒸気流速が最大とした場合と，(2) 液滴界面で速度が零とした場合との，理論値と実験値を比較したのが，図 12 である．なお両方とも母液界面では，蒸気流速を零としている．この例からわかるように，本研究では一般に境界条件 (1) の方が実験値とよく一致することがわかった．

6. 結　　言

高温液体面上でラインデンフロスト膜沸騰状態にある球状液滴の蒸発について実験と理論解析を行い，本研究の条件範囲で，次のような結果を得た．

（1） 液滴半径は，時間に対して直線的に減少することを，実験によって確認した．

（2） ライデンフロスト膜沸騰を，準定常的に生じているときの液滴温度は，一般に飽和温度以下であることを確かめた．

（3） 液滴への伝熱として，蒸気層を通しての熱伝導と液滴上下面へのふく射を考慮し，蒸発として蒸気膜形成と分子拡散を考慮した理論モデルを提案した．この理論は，実験値を比較的良く表すことを確かめた．

文　　献

（1） 飯田・高島，機論，**46**-404，B（昭 55），725.

（2） Iida, Y. and Takashima, T., *Int. J. Heat & Mass Transf.*, **23**-9 (1980), 1263.

（3） Hendricks, R.C. and Baumeister, K. J., *Advances in Cryogenic Engineering*, **16** (1971), 455, Plenum Press.

（4） Hendricks, R. C. and Ohm, S. A., *Advances in Cryogenic Engineering*, **17** (1972), 462, Plenum Press.

（5） 広安・ほか 2 名，機論，**39**-328（昭 48），3779.

（6） Gottfried, B.S., ほか 2 名, *Int. J. Heat & Mass Transf.*, **9**-11 (1966), 1167.

（7） Wachters, L.H.J., ほか 2 名, *Chem. Eng. Sci.*, **21**-10 (1966), 923.

（8） Tamura, Z. and Tanasawa, Y., *Proc. 7th Int. Symp. on Comb., Butterworths*, (1958), 509.

（9） 西尾・平田，機論，**43**-378（昭 52），3856.

討　　論

〔質問〕　**小竹　進**（東京大学工学部）

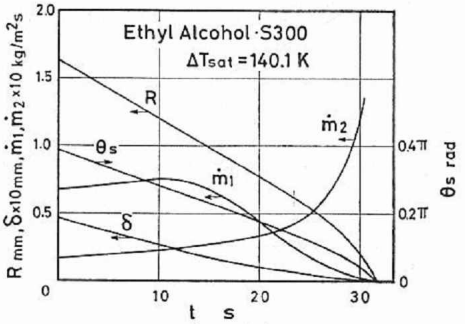
（1） θ_s, δ, $\dot{m}_1$, $\dot{m}_2$ の R-t と同様な図示があると現象モデルの理解がもっとはっきりすると思うがいかがか．

（2） 図 9～12 に示される R-t 関係で $\dot{R}=$一定（実験結果）とならない大きい要因についてどのようにお考えか．

（3） 固体表面上の蒸発との違いは式（2）による θ_s の導入にあると思うが，$\sigma_m\to\infty$ で固体表面上の蒸発にまで発展できる理論の一貫性は必要ないのか．

（4） 蒸発液滴内および液滴下の母液面内の液体の運動についてはどのようにお考えか．

〔回答〕　（1） 本論文は，実験で得た液滴半径減少速度と，その理論値との比較を主としてとり上げたために，ご指摘の各項目は特別に図示することはしなかった．しかし，それらは理論計算の過程で出てくる



付図 1

ものであると共に，ご意見はもっともであると考えられるので，付図1に一例を示した．

（2） 理論解析では，$\theta_s \leqq \theta \leqq \pi$ の範囲からは，拡散によってのみ蒸発するとしている．θ_s が非常に小さくなると，蒸気膜を通しての伝導による伝熱量の割合が小さくなるので，拡散による蒸発が，大きく評価されてしまうためと考えられる．付図1を参照願いたい．

（3） 本理論は，蒸気膜の流れを球座標で解析している．一方，固体面上の球状液滴の解析は，一般に円柱座標系で行っているために，この点の結合が今のところの問題である．一貫性のある理論については今後の問題と考える．

（4） 定性的には，液滴内には循環流があると考える．また，母液内には液滴中心を含む垂直軸を中心軸とする下降流があることを，母液中においた微小熱電対によって確かめている．いずれこれらの効果を評価する必要があると思うが，従来の固体面上の蒸発理論の例や，本研究における実験値と理論値の一致の程度から，蒸発速度に対する影響はそれほど大きくないのではないかと考えている．

〔質問〕 森 康彦（慶応義塾大学理工学部）

（1） 緒言において，唯一の関連研究として，液化ガス面上に水滴を滴下した Hendricks らの研究[3][4]に言及されている．しかし質問者が知るだけでも，高温液面上に揮発性の液滴を滴下しライデンフロスト現象を含む各種の蒸発様式や伝熱特性を調べたものに Nakanishi-Reid(付1)，Waldram ら(付2)その他の研究があり，これらの方が本論文の内容により関連が深いように思われる．いずれも著者らのような詳細な定量的検討を行ったものではないが，少なくとも「両液の溶解性の有無にかかわらずライデンフロスト的膜沸騰状態が存在する」ことなどは，著者らと同様シリコン油面上に n-ペンタン，アセトンその他の液滴を落とした Waldram ら(付2)の実験でも明らかにされている．

（2） 1131 ページ左欄 9 行めの「蒸発が熱的に平衡状態になっている」というのはたいへんに奇妙な表現である．単に「蒸発が準定常的に進行している」ということではないのか．

（3） 理論解析において液滴の形状を単純な球と仮定している．液滴が十分に小さい（径が毛管定数 $a \equiv \sqrt{2\sigma_d/\rho_d g} \approx 2\text{mm}$ に比べて十分小さい）場合については $\theta_s < \theta \leqq \pi$，$0 \leqq \theta \leqq \theta_s$ の範囲における液滴表面の曲率半径 R_1，R_2 はそれぞれ一様で，これらの間には $\sigma_d/R_1 = (\sigma_d + \sigma_m)/R_2$ なる関係が存在する．著者らが使用した系では $\sigma_d \approx \sigma_m$ であるから[1][2] $R_2 \approx 2R_1$ となる．したがって $R_1 = R_2 = R$ という仮定は，式(2)のような力のつり合いを考える際に母液表面張力による毛管圧 $\sigma_m/2R$ を過大評価することになる．また，言うまでもなく滴径が a より大きくなれば R =一様という仮定は成立しない．

（4） 式（2），（3）は $0 \leqq \theta \leqq \theta_s$ の領域における全体的な力のつり合いを与えるものであり，局所的な力のつり合いは満足されていないと思うがいかがか．

（5） 式（13），（14）は液面上ふん囲気中の対流の影響を無視し分子拡散のみを考えたものであるが，$\dot{m}_2$ を相当に過少評価しないであろうか．

（6） 仮定（7）の妥当性はどのように検討されたか．

〔回答〕 （1） 本論文は，ライデンフロスト膜沸騰現象の伝熱特性を，定量的に評価することを目的としたものであって，ここではこの問題に関する従来の研究で知られているものをとり上げたのである．この意味では Hendricks らの文献（3），（4）が見られるのみと考えている．つぎに，ライデンフロスト膜沸騰の文献に関してだが，溶解性の有無に関わらず存在することをここでは述べているものである．ただ，文献（付2）は，前報の内容と視点が相違しているものとは言え著者らが見過ごしていたものであり，ご指摘を感謝する．しかし，これら文献の問題は，本論文の具体的内容とあまり関係ないものである．

（2） ご指摘のように，あまり適当な表現ではなかったと考えている．しかし，温度は一定で，他の量は時間と共に変化しているので，準定常とも多少相違する．すなわち，ここでは液滴の入熱量と出熱量がつり合っている状態である．平衡とはつり合いの意味であるから，平衡時の温度という言葉はそのまま使用したい．

（3） ご質問の中の「$\sigma_l \approx \sigma_m$ であるから $R_2 \approx 2R_1$ となる」という指摘は，液体と非溶解性の他の液体が，直接接触している場合にのみ成り立つもので，本研究のライデンフロスト膜沸騰時のように，両液体間に蒸気層が存在する場合にはそのまま当てはまらないと考えられる．また，液滴の体積による分類は，固体面上で蒸発する液滴については，Baumeister ら(付3)によってなされているが，液体面上の液滴の分類は見

（付1） Nakanishi, E. and Reid, R.C., *Chem. Eng. Prog.*, **67**-12 (1971), 36.

（付2） Waldram, K.L., ほか2名, *Can. J. Chem. Eng.*, **54**-5 (1976), 456.

（付3） Baumeister, K.J., ほか2名, *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, **4** (1966), 66.

当たらない．そこで，本実験では2章で述べているように写真撮影によって，仮定の妥当性を確認した．

（4） 式（3）のPは，式（6）で示したようにθの関数となっている．従って，局所のつりあいを考えていないということはない．また，質問者の指摘する点を「蒸気層厚さδが一定になっていないのではないか」というふうに理解するとしても，$\sigma_b \approx \sigma_m$ であるから，液滴と母液の 曲率は，$0 \leqq \theta \leqq \theta_s$ でほぼ等しくなるから，δは一定と考えてよいと思われる．さらに式（2）は，つり合いを考えるに当たっては，蒸気層が存在しないとしているから問題はないと思う．

（5） $\theta_s \leqq \theta \leqq \pi$ 間の熱伝達率は，ふん囲気の 温度を一様と見なしても実験式によって決定せざるを得ないが，非常に小さい液滴に対して適用して，精度のよい値が得られるか，かなり疑問である．しかも本実験が，内燃機関のシリンダ内のような強制対流下のものでなく，対流の効果は，分子拡散の効果に比較して小さいと考える．

（6） 前報（1）でも述べたように，ライデンフロスト膜沸騰時の母液バルク温度と表面温度の差と，母液表面温度の比はそれほど大きくなく，母液表面温度はバルク温度で代表させることができると考える．また，母液の粘性は，液滴や蒸気に比べて大きく，蒸気の流れや伝熱に大きな影響を与えるとは考えられない．