EHD 効果を活用する沸騰伝熱促進に関する研究*

(第2報, 沸騰気泡の挙動と伝熱特性)

緒方潤司^{*1}, 矢部 彰^{*2}, 竹谷隆夫^{*2}

Augmentation of Boiling Heat Transfer by Utilizing EHD Effect

(2nd Report, EHD Behavior of Boiling Bubbles and Heat Transfer Characteristics)

Junji OGATA, Akira YABE, and Takao TAKETANI

In order to investigate the augmentation mechanism of boiling heat transfer by utilizing electrohydrodynamical (EHD) phenomena, basic experiments and analyses of bubble behavior under the condition applying electric fields and temperature gradients, have been carried out. It was made clear that boiling bubbles increased greatly and were forced to move around the surface violently, and the area between bubbles and heating surface effective for boiling heat transfer enlarged.

Key Words: EHD, Boiling, Heat Transfer Augmentation, Electric Field, Maxwell Stress

1. 緒 言

種々の熱流体場における現象に電場を作用させると新たな現象や伝熱促進を引き起こすことから, 主に対流伝熱促進や凝縮伝熱促進などの多くの研究がなされ, 一部は実用化研究がすすめられている。しかしながら, 沸騰現象における EHD 効果はその複雑さのため, 電場が加わった場合の定性的な理解さえまだ十分でなかった。そして, 電場下で沸騰気泡が増大する場合と減少する場合が生じたり, 気泡の界面が帯電して電極に引き寄せられたり, さらには電界の種類や極性などに関する報告⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾がなされているが, これらの現象のメカニズムについて基礎的観点からなされた研究はみられなかった⁽²⁾。

以上のような状況において, 著者らはこのような現象のメカニズムの解明を行い, 新しい沸騰伝熱促進方法を確立するため, 基礎研究として電場内の気泡挙動に関する実験および解析を進めてきた^{(5)~(7)(9)}。

前報では, 電荷の緩和時間を気泡の離脱周期より小さくすることに着目し, 平滑管の単管沸騰実験におい

て媒体 R 11 にアルコールを混合することによって, 印加電圧 25 kV にて約 8.5 倍の伝熱促進効果を得るとともに EHD 効果を利用した沸騰伝熱促進のメカニズム解明のための基礎研究として, 非加熱時における空気泡の電場内挙動観察実験と解析を行い, 気泡の変形や伝熱面に気泡が抑え付けられ伝熱面上を激しく運動する現象を明らかにした。

本報では温度場が存在する場合の気泡の電場内挙動について実験および解析を行ったので, その結果について報告する。

記 号

C : 定数 (Clausius-Mossotti の式)

D : 電束密度 C/m^2

d : 気泡径 m

E : 電界強さ V/m

j : 電流密度 A/m^2

k : Boltzmann 定数 $eV/^\circ C$

P_E : 静電界力 Pa

R : 気泡界面の曲率 m

r : 円筒座標半径成分

T : 温度 $^\circ C$

W : 活性化エネルギー eV

* 平成元年6月1日 第26回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成元年9月22日。

^{*1} 正員, 三菱重工業(株) (〒676 高砂市荒井町新浜2-1-1)。

^{*2} 正員, 工業技術院機械技術研究所 (〒305 つくば市並木1-2)。

z : 円筒座標高さ成分
 z_b : 気泡高さ m
 α : 表面張力 N/m
 γ_L : 流体密度 kg/m³
 δ : 温度境界層厚さ m
 ε : 誘電率 F/m
 θ : 角度 rad
 κ : 電気伝導度の温度係数
 λ : 熱伝導率 W/m²·°C
 ξ : 気泡の形状変化度 m
 σ_e : 電気伝導度 A/(V·m)
 ρ_e : 電荷密度 C/m³
 ϕ : 電位 V

添 字

G : 気相, L : 液相
 n : 法線成分, sat: 飽和
 t : 接線成分, w : 伝熱壁
 0 : 基準値, 1 : 境界層外
 2 : 境界層内

2. 実 験

図1に気泡挙動観察装置を示す。この装置は前報で使用したものとはほぼ同じで一辺200mmの亚克力製立方容器の中に直径45mmの真ちゅう製の伝熱面を設けた構造である。伝熱面の下部は加熱および冷却用に水を流した。また、加熱には一部電気ヒータを使用した。上部電極には25メッシュの真ちゅう製金網を使用し、接地した伝熱面との距離を5mmに保った。媒体には電荷の緩和時間を発泡周期より短くするためにフロンR113とエタノールの混合物およびR11とエタノールの混合物を使用した。R113とエタノールの混合物は空気泡による観察実験、R11とエタノールの混合物は空気泡および沸騰気泡の観察実験に使用した。また詳細観察のため、高速度VTRシステム(KODAK SP-2000)を使用した。

図2に伝熱特性計測実験装置を示す。この実験装置は、内径240×240×510mmの亚克力容器の底部に直径50mmの真ちゅう製の伝熱面とその周囲にテフロン断熱材(外径150mm)を配した構造とした。伝熱面の中心部は局所伝熱計測のため、直径5mmの真ちゅう棒とその周囲を厚さ2mmのテフロン断熱材を設けた構造とした。この真ちゅう棒には熱流束を計測するため、深さ方向に5mm間隔で計5本のφ0.5のK形シース熱電対を埋め込んでいる。また真ちゅうの熱伝導率はレーザフラッシュ法にて計測した。この実験では媒体にR11とエタノールの混合物を使用し沸

図1 気泡観察実験装置概略図

(a) 実験装置概略図

(b) 加熱部詳細図

図2 伝熱特性計測実験装置

騰伝熱特性の計測を行った。この実験装置の上部には冷却水を通した凝縮器を配した。

実験条件は、

圧力 大気圧

熱流束 $3\sim 50\text{ kW/m}^2$

印加電圧 $0\sim 30\text{ kV}$

(電界強さ $0\sim 6\text{ MV/m}$)

印加電圧の極性 直流正極および負極

とした。また、電気伝導度の影響を見るためにフロン中のアルコール濃度を变化させた。電気伝導度の計測に当たっては、超絶縁抵抗計を使用した。さらにいずれの実験でも伝熱面は#2000のエメリーペーパーで磨いた。

3. 実験結果

まず空気泡による加熱実験の場合に前報の非加熱の場合と異なる現象が見られた。図3(a)に空気泡の電場内挙動の写真を示す。印加電圧 10 kV では、印加しない場合と大きな変化はなく、気泡吹込み口で静電界力によりわずかに曲げられて上昇する。 20 kV になると気泡は伝熱面上に抑え付けられるようになり、伝熱面上に気泡が多数存在するようになる。 25 kV では伝熱面上の気泡の数はさらに多くなり、かつ気泡径も小さくなる。非加熱の場合は印加電圧が正のときに気泡が下部電極に抑え付けられ、負のときには抑え付けら

れなかったのに対して、加熱の場合は印加電圧の極性の違いによらず電圧印加により気泡が下部電極を兼ねた伝熱面に抑え付けられ、伝熱面上を激しく運動する現象が見られた。また、伝熱面に滞留する気泡も加熱した場合のほうが多かった。参考までに実施した伝熱面を冷却した場合は、印加電圧の極性に関係なく気泡の伝熱面付着現象は見られなかった。

次に R11 混合物の沸騰の場合、本質的な気泡の運動については空気泡の場合とほぼ同じ現象が観察されたが、通常の沸騰とは全く異なった現象が見られた。

図3(b)に沸騰気泡の電場内挙動の写真を示す。印加電圧が 10 kV を超えると気泡が伝熱面に抑え付けられ、その上を動き回る。印加電圧が 20 kV になると気泡径は小さくなり気泡の運動も激しくなると同時に、伝熱面上に次々に新しい気泡を作り出す。さらに、それらの新たな気泡が成長して次々に新しい気泡を作り出すという同様の現象を引き起こすために伝熱面は気泡で覆われてしまう。その後、気泡は伝熱面から一掃されて伝熱面上に気泡があまり存在しない状態となるが、残った気泡が再び伝熱面上を激しく運動して同様の現象を引き起こす。 25 kV になると、これらの現象がさらに激しくなり気泡径も小さくなる。図4には高速度 VTR の観察結果に基づく気泡の電場内挙動のモデルを示す。気泡の形状は伝熱面上にすそを広げた半だ円体状であり、界面は激しく乱れている。気泡径

(a) 空気泡の電場内挙動(媒体温度 20°C)

(b) 沸騰気泡の電場内挙動(熱流束 28.3 kW/m^2)
[fluid R11 + $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, pressure 103 kPa ,
electric conductivity $3.92 \times 10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$]

図3 気泡の電場内挙動観察結果

は印加電圧の増大とともに小さくなり、気泡上昇速度も早くなる。

沸騰伝熱特性の計測結果を図5に示す。図5には、機械加工細孔面として“Thermoexcel 面”⁽⁸⁾、および焼結面として“High Flux 面”⁽¹¹⁾で代表される他の高性能伝熱面および過去に発表された最高伝熱性能を有する伝熱面⁽¹⁰⁾の R11 のデータも示している。今回のデータはこれらの高性能伝熱面以上の極めて高い伝熱性能を示しており、EHD 的な沸騰促進効果の大きいことを実証することができた。

前報で示した伝熱管による実験結果と同様に、同一熱流束での過熱度は印加電圧の増大とともに小さくなる。また、この沸騰曲線は図6に示すように電気伝導度とともに変化し、しかも約 $7 \times 10^{-8} (\Omega \cdot m)^{-1}$ 以上ではほぼ一定値になる。図5はこの一定値を示した。こ

れらの図から伝熱促進率は最大で約 50 倍にも達することがわかる。これらの沸騰伝熱促進について次のようなモデルを考え解析を行った。

なお、熱媒体中に含まれるエチルアルコールや熱媒体中に若干溶け込んでいる水分および不純物の電気分解について、次のような検討を行った。

(1) 非沸騰時(等温時や未沸騰時)に高電圧を印加しても、(電気分解により生じるとされる)気泡は認められなかった。

(2) 測定した電流値から電気分解で水素が発生したとして、その量を見積もると 1s 間に約 $2.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^3$ となり、沸騰促進効果で発生する量に比べて極めて少なくこの電流値では気泡の発生には至らないと考えられる。

(3) 実験の前後に測定した電気伝導度の測定値に

図4 沸騰気泡の挙動概略図(高速度ビデオによる観察結果)

図5 実験結果(沸騰曲線)

図6 電気伝導度と伝熱促進率

差は生じていない。

以上より電気分解が生じるとしても、沸騰促進現象には全く影響を与えていないと考えられる。

4. 解 析

4.1 沸騰伝熱促進モデル 空気泡、および沸騰気泡の電場内挙動観察結果から沸騰伝熱促進モデルを次のように提案することができる。

(1) 温度境界層のために電圧の印加により気泡が伝熱面に押しやられ、かつ静電界力で抑え付けられ、その形状が伝熱部にすそ広がりになり、気泡底部の薄い液膜部分の面積が増大する。

(2) 気泡が伝熱面上を激しく運動し、伝熱面に沿う方向の気泡の分裂により新たな気泡を作り出すことによって、伝熱面上の気泡の個数の増大を伴う。具体的には、印加電圧が増大すると気泡径が小さくなるが、加熱量一定では伝熱面上を運動する気泡の数が増加することになり、伝熱面上に存在する気泡の個数が飛躍的に増大する。

これらのモデルについて次に示す解析を行った。まず、加熱条件で気泡が伝熱面に抑え付けられる理由を考える。図7に温度境界層がある場合の気泡に及ぼす電場の力のモデルを示す。過熱液層のように温度こう配が存在する場合、 $\sigma_e = \sigma_e(T)$ であるから、この部分に

$$\rho_e = -\left(\frac{\epsilon}{\sigma_e}\right)E \cdot \nabla \sigma_e \quad \dots\dots\dots (1)$$

で示すように電荷が生成する。したがって、上部電極の極性が正のときには過熱液層内に負電荷が生成し、逆に極性が負のときには正電荷が生成するため、飽和液部と電界の強さが異なり、温度境界層内では電界強さが弱くなる。一方、気相と液相との誘電率の違いにより誘電体には誘電泳動力が働くが、この力は $\epsilon_l > \epsilon_g$ のため、電界の強いほうから弱いほうへ気泡を動

かそうとする。 σ_e は温度 T の増大とともに大きくなるので、電流一定とすると過熱液層内の電界は弱くなり、気泡はこの過熱液層のほうに動かされる力を受けることになるため、結果として伝熱面に抑え付けられることになる。冷却伝熱面の場合は温度境界層内の電界が大きくなるため、気泡は伝熱面に抑え付けられることはない。

また、過熱液層内の電界が主流部より弱いことから界面に及ぼす電気力も小さくなり、気泡内は等圧とすると界面は主流部で抑さえ付けられて細くなり、過熱液層内では押し広げられるので、全体の形状は縦長ですそ広がりになる。

さらに、電気伝導度の増大とともに伝熱促進率が増大するのは、電荷の緩和時間が気泡の離脱周期より十分小さくなることによるが、印加電圧の増大に伴って気泡の離脱周期も影響を受けて小さくなるため、伝熱促進率の増大がほぼ一定値に飽和する電気伝導度の値も増加していくことになる。

印加電圧を増大させると気泡径が小さくなり伝熱面上の気泡の個数が増大することに関しては、次のように考えられる。伝熱面に抑え付けられた気泡は静電界力の作用で伝熱面上を激しく動き回るため、過熱液層および伝熱面からの加熱と気泡下部の薄い液膜部分の蒸発現象により気泡は成長していく。しかし、界面でのEHD不安定現象のため気泡径は電場中のテイラー不安定の臨界気泡径以上にはなれず、伝熱面に沿った方向で小さい気泡に分裂して、伝熱面上の気泡の個数は大幅に増大する。また、それぞれの気泡が電気力を受けてすそ広がりとなるため、気泡の底部の薄い液膜部分の面積が増大することも伝熱促進の大幅な増大の理由の一つであると考えられる。

高速度ビデオによる観察によると、伝熱面上の気泡数は毎秒数回程度の割合で減少する現象が見られたが、この理由については次のように考えられる。気泡

図7 温度境界層がある場合の気泡に及ぼす電場の力のモデル

が上部電極と伝熱面間に充満すると、電位分布が変化し気泡に及ぼす静電界力が弱くなり、気泡は浮力が勝って上昇していく。伝熱面に気泡が少なくなってくると再び気泡に及ぼす静電界力が強くなるため、気泡が伝熱面に抑え付けられ伝熱面上を激しく動き回り、次々に新たな気泡が生成すると考えられる。

以上のように、EHD 的な核沸騰領域の熱伝達の促進のメカニズムについては、従来の核沸騰で議論されるような伝熱面の凹凸や発泡点、発泡点密度という伝熱面の表面性状に関するパラメータは重要ではなく、伝熱面上の気泡の挙動に及ぼす EHD 効果が主要となる。すなわち、伝熱面上の一点で発生した初気泡、あるいは伝熱面端部や電極間のスペーサ部の溝、液体中に混在した気泡などが初気泡となり、この初気泡が静電界力の作用で浮力に抗して伝熱面上に抑え付けられ、それとともに伝熱面上を激しく動き回る。また、温度境界層の存在により気泡形状も伝熱面上に広がるように変形し、底部の蒸発の盛んな薄い液膜部分の面積が増大する。さらに、気泡が伝熱面上で伝熱面に沿って分裂して小気泡を発生し、各気泡が成長、分裂を繰返していくというもので、伝熱面の性状に関係しない点に大きな特徴を持つ。

これらのメカニズムのうち、気泡が伝熱面上を激しく運動しやすいことは前報の気泡に及ぼす電場の解析により証明したので、ここでは気泡形状が伝熱面上にすそ広がりになる点に着目して以下に基礎的解析を行った。

4.2 気泡まわりの電位分布の解析 電荷の緩和時間≪気泡の離脱周期より、気体に比較すると液体は導電体と扱うことができ、また対流電流の項は流れが小さいとして無視すると、基礎式は

$$\text{電流の連続の式 } \nabla \cdot j = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\text{電流の式 } j = \sigma_e E \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{電位の定義式 } E = -\nabla \phi \quad \dots\dots\dots (4)$$

で表される。

境界条件は円筒座標に対して、 z , r については電極間隔、 ϕ については印加電圧で無次元化して、

$$z=0 \text{ で } \phi=0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$z=1 \text{ で } \phi=1 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$r=0, z \geq z_b, \text{ および } r=1 \text{ で}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

気泡界面で法線方向に

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

さらに温度境界層端で

$$D_{1n} = D_{2n} \quad \dots\dots\dots (9)$$

および

$$(vi) E_{1t} = E_{2t} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。

液体の誘電率は、電気伝導度に比べると温度変化に対してほぼ一定とみなすことができるから、基礎式は温度境界層の内外で異なり、以下のように書き表すことができる。

温度境界層内では

$$\nabla \cdot (\sigma_e E) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

となり、式(4)より

$$\nabla^2 \phi + \left(\frac{\nabla \sigma_e}{\sigma_e} \right) \cdot \nabla \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

が得られる。

温度境界層外では

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。

温度境界層内の電気伝導度は温度の関数として、

$$\sigma_e = \sigma_{e0} \exp(-W/kT) \quad \dots\dots\dots (14)$$

で与えられるから⁽¹²⁾、温度 T_0 からの変化分が小さいとしてテイラー展開し、 $x = W/kT_0^2$ 、および $\sigma_{e0} = \sigma_0 \exp(-W/kT_0)$ とすると、 $\sigma_e = \sigma_{e0} \{1 + x(T - T_0)\}$ と近似でき、

$$\begin{aligned} \nabla \sigma_e &= \left(\frac{\partial \sigma_e}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ &= \sigma_{e0} \cdot x \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

よって、

$$\frac{\nabla \sigma_e}{\sigma_e} = \frac{x}{\{1 + x(T - T_0)\}} \frac{\partial T}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。

ここで、沸騰時の電場内の温度境界層厚さは、電場がない場合の自然対流時に比べ非常に薄く、かつ過熱度も小さいので、 r 方向の温度分布は均一とし z 方向のみの温度分布が存在すると仮定した。温度境界層内の温度分布は、 $z = \delta$ における式(12)と式(13)の連続性と境界層内温度分布を直線に近い近似にするため、次式のように三次式で近似した。

$$\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}} \text{ として}$$

$$\frac{T(z) - T_{\text{sat}}}{\Delta T_{\text{sat}}} = \left(1 - \frac{z}{\delta}\right)^2 \left(1 + \frac{z}{\delta}\right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

したがって、

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{\Delta T_{\text{sat}}}{\delta} \left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \left(1 + \frac{3z}{\delta}\right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

以上より、式(12)は

$$\nabla^2 \phi + a \cdot \nabla \phi = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

で表される。ここで、

図8 気泡形状解析結果と気泡に及ぼす静電界力

$$a = -\frac{\Delta T_{\text{sat}}}{\delta} \left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \left(1 + \frac{3z}{\delta}\right) \times \frac{x}{\{1 + x(T - T_0)\}} \quad (20)$$

式(19)を円筒座標で表すと,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + a \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (21)$$

が得られる。

温度境界層外については, 式(13)を円筒座標で表して,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (22)$$

が得られるので, 結局式(21)と式(22)を解くことによって電位分布を求めることになる。

温度境界層端の電束および電界の境界条件は, 式(9)および式(10)より

$$\epsilon_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial n} = \epsilon_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \quad (23)$$

および,

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial r} = \frac{\partial \phi_2}{\partial r} \quad (24)$$

となる。

4.3 気泡の形状解析 以上により求めた電位分布から, 静電界力(Maxwell 応力と電わい力)と表面張力との圧力バランスにより気泡の形状解析を行った。すなわち,

$$\frac{2\alpha}{R} + \left\{ \frac{\epsilon_0}{2} (\epsilon_L - \epsilon_G) E^2 + \frac{\epsilon_0}{2} \gamma_L \frac{\partial \epsilon_L}{\partial \gamma_L} E^2 \right\} = \text{一定} \quad (25)$$

により R の変化を求めた。

この式の左辺第3項の電わい力について, Clausius-Mossotti の関係式

$$\frac{\epsilon_L - \epsilon_0}{\epsilon_L + 2\epsilon_0} = C \cdot \gamma_L \quad (26)$$

および, 左辺第1項を $R = R_0 + \xi$ とし, 気泡は軸対称

と仮定して球座標で書き換えることにより⁽¹³⁾,

$$\frac{2\alpha}{R_0} \left\{ 2\xi + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \xi}{\partial \theta} \right) \right\} + \frac{\epsilon_0}{2} (\epsilon_L - \epsilon_G) E^2 + \frac{\epsilon_0}{6} (\epsilon_L - 1) (\epsilon_L + 2) E^2 = \text{一定} \quad (27)$$

となり, 右辺に静電界力の平均値を考え, 圧力変化による体積変化の影響を考慮して式(27)を解くことになる。ただし, 静電界力による圧力の変化分は無視するほど小さく体積は一定と仮定した。

図8(a)および図8(b)にこれらにより求めた気泡形状と気液界面に働く静電界力を示す。ここでは, R11とエタノールの(96:4)wt%混合溶液に相当する $x = 0.05^\circ\text{C}^{-1}$, 温度境界層厚さとして気泡高さの1/3, 気泡高さは電極間隔の30%, 伝熱面過熱度 0.5°C という条件での数値計算であるが, 印加電圧10kVでは気泡の形状変化は見られないのに対して, 25kVになると気泡底部が温度境界層内ですす広がりに変形していることがわかる。このことから気泡底部の薄い液膜部分の面積が増加することが明らかとなり, 実験で得られた気泡の形状変化を解析的に明らかにすることができた。

5. 結 言

電場による核沸騰領域の熱伝達の促進効果とそのメカニズムを基礎的に検討するため, プール沸騰の向上き水平伝熱面に対する沸騰促進効果の実験と温度境界層が存在する場合の電場内の気泡の観察および解析に基づき, 以下のことを明らかにした。

(1) 加熱時の電場内気泡は, 電界の極性によらず伝熱面に抑え付けられ, 伝熱面上を激しく動き回る。また, 冷却面では気泡は伝熱面に抑え付けられることはなかった。

(2) 沸騰気泡は、伝熱面上を激しく動き回ることにより分裂して伝熱面上に多くの気泡を発生し、伝熱促進の大きな原因である伝熱面上の気泡数の大幅な増大を引き起こすことがわかった。

(3) 伝熱性能は電気伝導度とともに増大するが、ある値以上になるとほぼ一定になること、また伝熱促進率は最大で約 50 倍にも達することがわかった。

(4) 実験の結果、気泡形状は伝熱面上にすそ広がりになったが、これは過熱液層の存在により電界強さが主流より弱くなるため静電界力も小さくなって、気泡内圧とのバランスにより生じることを解析により証明した。また、この気泡形状により気泡底部の薄い液膜部分の面積が増大し、伝熱促進の原因になっていることが予想される。

終わりに本研究を進めるに当たり、有益なご助言をいただいた筑波大学 成合英樹教授に感謝する。

文 献

- (1) Bonjour, E., ほか 2 名, *Chem. Eng. Prog.*, No. 7(1962),

63-66.

- (2) 矢部, 第 600 回機習教, (1985), 15-29.
 (3) Asch, V., *J. Appl. Phys.*, **37**-7(1966), 2654-2658.
 (4) Allen, P. H. G., ほか 1 名, *Proc 3rd Int. Symp. Large Scale Applicat. Heat Pumps*, (1987), 221-229.
 (5) 緒方・ほか 4 名, 昭和 60 年度日本冷凍協会学術講演会講演論文集, (1985), 85-88.
 (6) Yokoyama, T., ほか 5 名, Bougard, J. & Afgan. ed., *Heat & Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics*, (1987), 140-151.
 (7) Kawahira, H., ほか 2 名, *Conf. Record IEEE IAS Annual Meet.*, (1987), 1449-1454.
 (8) 桑原・ほか 2 名, 第 14 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1977), 121.
 (9) 緒方・ほか 3 名, 第 25 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, **2**(1988), 301.
 (10) Nishikawa, K. and Ito, T., *Heat Transfer in Energy Problems, Proc. Jpn. U. S. Joint Seminar*, (1980), 119.
 (11) O'Neil, P. S., ほか 2 名, *Adv. cryogen. Eng.*, **17**(1976), 420-437.
 (12) Adamczewski L., *Ionization, Conductivity, and Break-down in Dielectric Liquids*, (1969), 179, Taylor & Francis.
 (13) ランダウ・リフシッツ, 流体力学, **1**(1971), 253, 東京図書.