であり、このための熱効率の減少は圧力降下がない場合の熱効率の約 0.8% である。そうして、この値は、再熱器中で 10°C の温度降下がある場合の損失とほぼ等しい。

以上再熱サイクルの熱効率を種々の角度から検討した。しかし、本論文では再生給水加熱についてはほとんど考慮しなかった。先にも述べたように最近では再熱再生タービンがよく用いられる。したがって、今後この方面についてなお検討すべきであると思う。

注：一

(1) 昭和 29 年 3 月 20 日 関西支部第 189 回講演会において講演、

原稿受付 昭和 29 年 6 月 16 日。

- (2) 正員, 京都大学。
- (3) 准員, 京都大学。
- (4) K. Baumann; Proc. Inst. Electr. Eng., 1912. 768.
- (5) R.L. Reynolds & Lester; A.S.M.E., Trans., Vol. 71, No. 6, 701/6 (1949-8).
- (6) J.C. London; Instn. Mech. Engrs. Proc., Vol. 1 B, No. 7, 259/81 (1952).
- (7) M. Frish; A.S.M.E., Trans., Vol. 71, No. 6, 707/17 (1949-8).
- (8) W. Traßl u. A.F. Wilck; BWK. Bd. 6, Nr. 2, (1954-2).
- (9) J. Kenneth; Steam Turbine & Their Cycles, 192. (1950).

536.423.1 : 536.242

核沸騰熱伝達に及ぼす表面あらさの影響⁽¹⁾

西 川 兼 康⁽²⁾

Effect of Surface Roughness on Boiling Heat Transfer

by Kaneyasu NISHIKAWA

The reason why the data on the boiling coefficient of heat transfer disperse, is owing to the surface phenomena that the number of vapour columns would be influenced by both surface conditions of the heating surface and properties of liquid, and that the heat transfer to boiling liquid is closely related to the column number. The column number should depend on various factors such as heat flux, surface roughness, surface contamination, properties of liquid, etc. In this paper the effect of surface roughness on heat transfer in nucleate boiling is treated.

The experiments were carried out with distilled water boiler on the horizontal heating surfaces, fitted with various shapes of concentric grooves of triangle cross section. It was found that the mean height was adequate to the scale of roughness on the boiling heat transfer. Further, by introducing a new "coefficient of foaming" which represents the foaming ability of both heating surface and boiling liquid, experimental formulae on the heat transfer in the nucleate boiling were derived.

1. 緒 言

沸騰時の熱伝達に関しては従来多くの研究が行われているが、現象の非再現性のために実験点は非常に散乱し、同一実験条件下においても熱伝達係数の値は測定者により 1 けた近くの差異を生じている。このような実験点の散乱の根本原因は伝熱面の表面条件および液体の性質等によって起ほう性すなわち伝熱面における発ほう点密度が異なり、この発ほう点密度により熱伝達が規定されるという界面現象の存在によるのである。核沸騰時における熱伝達が伝熱面上の気ほう発生点数によって主として支配されることは既に⁽³⁾筆者の指摘した所であるが、この気ほう発生点数は研究の過

程においての中間因子であって実験によってのみ明らかにされるものであり実際には予知できるものではない。したがって気ほう発生点数厳密に言えば気ほうかく乱効果と実際に把握できる因子たとえば伝熱面熱負荷、伝熱面のあらさおよび汚損度⁽⁴⁾、伝熱面の材質、液体の表面張力⁽⁵⁾などとの間の定量的関係を明らかにすることが必要である。本研究はこの起ほう性に関する一因子である伝熱面表面あらさの核沸騰熱伝達に及ぼす影響を明らかにせんとするものである。

伝熱面表面に人工的にみぞをつけて、これが沸騰熱伝達に及ぼす影響を調べたものはわずかに M. Jakob⁽⁶⁾および E. T. Sauer⁽⁷⁾の研究があるにすぎないが、彼らは単に表面あらさにより熱伝達係数が増加す

ることを1種類の粗面について実験しているだけであって、表面あらさの影響を系統的に調べたものはない。本報告では水平伝熱面に断面三角形のみぞを同心円状に穿ち、そのみぞの頂角およびみぞの深さを変え、また同心円のピッチを変えて核沸騰の実験を行った結果とこれらの実験結果を基にして導いた水に関する核沸騰熱伝達の実験式について述べる。

2. 記号の説明

- B : 定数
 C : 起ほう性に関する係数
 $C_K, C_{q\alpha}, C_{q\Delta\theta}$: 比例定数
 R : 伝熱面の半径, m
 H : 発生蒸気ほうの有効かくはん長 (伝熱面から気ほうのかく乱効果の消滅するまでの距離), m
 K : 気ほう発生率 $= d_0^3 f$, m^3/h
 K^* : 定数
 Q : 伝熱量, kcal/h
 U : 気ほうの平均上昇速度, m/h
 a : 温度伝播率, m^2/h
 d_0 : 伝熱面離脱時の気ほう直径 (球に換算した), mm あるいは m
 d_u : 自由水面における気ほう直径 (球に換算した), mm あるいは m
 f : 気ほう発生の頻度, s^{-1} あるいは h^{-1}
 g : 重力の加速度, m/h^2
 h : 平均高さ (あらさの尺度), mm
 n : 気ほう発生点数
 p : みぞとみぞとの間隔すなわちピッチ, mm
 q : 伝熱面熱負荷, $kcal/m^2h$
 r : 蒸発の潜熱, kcal/kg
 t : 三角形断面のみぞの深さ, mm
 v' : 蒸気の比体積, m^3/kg

- w : Jakob の気ほう発生に関する定数 $= d_0 f$, m/h
 α : 熱伝達係数, $kcal/m^2h^\circ C$
 α_0 : 自由対流の熱伝達係数, $kcal/m^2h^\circ C$
 ζ : 起ほう係数 $= \alpha R / \Delta\theta^2$, $kcal/mh^\circ C^3$
 ν : 運動粘性係数, m^2/h
 λ : 熱伝導率, $kcal/mh^\circ C$
 $\Delta\theta$: 伝熱面表面と液体との温度差, $^\circ C$
 φ : 三角形断面のみぞの頂角
 Nu : Nusselt 数 $= \alpha R / \lambda$
 Pr : Prandtl 数 $= \nu / \alpha$

3. 実験の方法

伝熱面は直径 100 mm, 厚さ 5 mm の黄銅円板で、加熱器の構造は M. Jakob の使用した水平伝熱面とほぼ同じ構造のものであるが、加熱器の側面および底面には洋白板を使用するほか、底面には熱損失をわずかにするための空気室を設けてある (第1図参照)。伝

第1図 加熱器

(a) 伝熱面番号 IV

(b) 伝熱面番号 I

第2図 みぞをつけた伝熱面

熱面には伝熱面の表面を底面とする三角形断面のみぞを伝熱面の中心を中心として同心円状に穿った。実験は三角形断面のみぞの頂角および深さならびに

みぞとみぞとの間隔すなわちピッチが次表に示すごとき値をもつ9種類の伝熱面につき行った。第2図は伝熱面IVおよびIIの写真である。

伝熱面番号	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
φ (°)	60	60	60	60	90	120	60	120	60
t (mm)	0.26	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.1
p (mm)	0.30	0.6	1.2	2.4	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
h (mm)	0.1701	0.0846	0.0425	0.0090	0.0750	0.1299	0.0192	0.0578	0.0048

ここに平均高さ h とはみぞの凹凸の山をつらねた面を規準とする平均の深さのことで、近似的に次式であらわれ、本報告ではこれを表面あらさの尺度に用いた。

$$h = t^2 \tan(\varphi/2) / p \quad \dots\dots\dots (1)$$

実験は上述の加熱器を蒸留水の入っている直径150mmのビーカーに入れ蒸気穴をのぞいて密閉し、ビーカー側壁からの熱損失を防ぐために、さらに径の大きいビーカーで蔽い二重ビーカーのすきまに沸騰水を満たして行った(第3図参照)。測定は伝熱面に吸着されている空気が追出されて正常な沸騰の様相になってから開始し、各熱負荷ごとに伝熱面表面温度および液体の温度を熱電対により、熱負荷を電力計により(伝熱面積としては見掛けの値をとる。)、また気ほう発生点数を視覚により測定するほか、伝熱面離脱時の気ほう直径および、気ほう発生頻度の測定のための写真撮影を行った⁽⁶⁾。なお、本実験では水位は常に60mmに保ち、熱負荷は8000~20000 kcal/m²hの範囲で行った。

粗面の実験では液体中に含まれているあるいは伝熱面に附着しているわずかの汚物によりデータが非常に

散乱してくるので、液体としては蒸留水をろ過して用い、伝熱面の清掃は各実験の始めごとに特に入念に行った。すなわち、まず加熱器の側面を00番のペーパーでみがき、次にメタルポリッシングでビニール製の歯ブラシを用いて伝熱面をくまなく掃除した後水道水で洗い、さらにみぞを針でいねいに掃除し最後に蒸留水で洗滌した。

4. 実験結果および考察

a. 気ほう発生状況 伝熱面にみぞを有する場合には伝熱面が液体によってぬらされやすくなり、小気ほうとなって伝熱面を離脱するといわれている⁽⁶⁾が、第3図の沸騰状況の写真からもわかるごとく、粗面では小気ほうの行列が糸のように立ち昇るのが観察される。

気ほう発生場所は観察によると第4図(a),(b),(c)のごとき3種類あるが、(a)のものが最も多い。しかし(b)のものはその発生場所の移動がはげしく、振動型の気ほうとして写真記録にあらわれる。第5図は伝熱面上の同一場所から次々と発生する気ほうの伝熱面離脱時の像を連続的に記録した写真の数例を

(a) 平滑面 ($h=0$ mm)

(b) 粗面 ($h=0.1701$ mm)

(露出時間 1/250 秒)

第3図 沸騰の状況 ($q=13130$ kcal/m²h)

示す。この写真は伝熱面よるわずかに上にスリットをおき、回転ドラムにまきつけたオッシロ・ペーパーに撮影されたあわの写真であるから、写真の上方のあわほど時間的に先に発生したあわを示す。発生気ほうの型式は粗粗面では親子あわ (P) およびくし型

第4図 気ほう発生状況

球型
あわ球型
あわ振動
あわ振動
あわ
くし型
あわ振動
あわ
くし型
あわ親子
あわ
親子
あわ

(a) 平滑面

(b) 粗面

(c) 粗面

(d) 粗面

(e) 粗面

第5図 発生気ほうの写真

あわ (T)⁽¹⁰⁾ が大部分で、しかも P あわは平滑面から発生する P あわのごとく親あわと子あわとの2個の気ほう群のものは少く、1個の親あわの後に数個の子あわが続いた気ほう群からなる P あわが普通である。

b. 伝熱面離脱時の気ほう直径と気ほう発生頻度

第6図は伝熱面離脱時の気ほう直径と気ほう発生

第6図 気ほう径と気ほう発生頻度

の頻度との関係を示したものである。この図において w および K はいずれも写真記録からの統計的平均値で、横軸に起ほう係数 G をとったのは後述のごとく各実験時の伝熱面表面条件を G で代表させるからである。 w の値は球型あわ (S) では Jacob⁽¹¹⁾ の決定した値 280 m/h (78 mm/s) に近いものが多いが、T あわでは 400 m/h (111 mm/s) に近いものが多い。P あわでは周期的に大休止期が生ずるのであるが、この大休止期を各発生気ほうの小休止期に平均に分配すれば、だいたい w の値は T あわ程度の値をとる。

次に K の値は実験時における伝熱面の性状および伝熱面熱負荷によって著しく変化する。しかるに熱負荷を一定にして長時間沸騰させた場合の各時期におけるデータは図中に黒点で示した

第7図

沸騰時の熱伝達の径路

たどって熱伝達が行われ、液体より気体への相変換が行われる。すなわち、伝熱面

で与えられた熱量 Q はまず沸騰液体へ伝えられて液体を過熱し、伝熱面に附着している気ほうへ伝達される熱量 Q_1 と上昇中の気ほうへ伝達される熱量 Q_2 と液体の自由表面より蒸発によって蒸気空間に伝えられる熱量 Q_3 に分けられる。この中 Q_3 は核沸騰時には Q_1 および Q_2 に比して無視しうる程度である。 K の値は Q_1 に相当するものであって、この値は伝熱面の性状、液体の性質および伝熱面熱負荷によって決り、その状態において気ほう発生に最も都合な値をとるため、 ζ の同一値に対しても伝熱面熱負荷および液体の性質によってかなり広範囲な値をとる。一方熱負荷一定で長時間沸騰している場合に、たとえばある気ほう発生点が活性を失って n の値が減少したとすれば、 n の減少しない前と同一の Q_1 を消費するためには d_0 あるいは f を大きくしなければならない。しかるに K が一定であるということは d_0 が大になれば f が減少しなければならない、結局 n が減少すれば n の減少の割合だけ Q_1 が減少することになる。熱負荷は一定であるから、この不足分は液体より上昇気ほう内への伝熱量 Q_2 の増大によって補うものと考えられる。

これを要するに、伝熱面、伝熱面熱負荷および液体を指定すれば気ほうの発生は $K=d_0^3 f$ —一定の法則に従って行われる。Jakob の気ほう発生に関する法則 $w=d_0 f$ —一定はいろいろな伝熱面、熱負荷および液体についての統計的平均についていえることであって、その定数の値は発生気ほうの型式のみによって規定さ

れるものであるとすることができる。

c. 熱伝達係数 (沸騰なし) 伝熱面に みぞをつけることにより、液体の流れに対する抵抗の変化および伝熱面積の増大が、自由対流の熱伝達係数に及ぼす影響をもっているかを見るため、熱負荷を $2188 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ にし沸騰を起していない状態での熱伝達係数 α_0 (見掛けの伝熱面積に基いた) を測定した。結果を下に示す。

h (mm)	0	0.0090	0.0425	0.0846	0.1701
α_0 (kcal/m ² h°C)	798	810	803	796	800

これからわかるごとく、表面のあらさによる流動抵抗の変化および真の伝熱面積の増大が熱伝達係数に及ぼす影響は無視できる。したがって粗面の沸騰における熱伝達係数の相違は表面あらさによる起ほう性のみの影響によるものと考えてよい。

d. 熱伝達係数と伝熱面表面のあらさ まず従来の整理法に従って熱伝達係数 α を伝熱面と液体との温度差 $\Delta\theta$ あるいは伝熱面熱負荷 q で整理すると、 h をパラメータとしてだいたい次のごとく関係にあり h が大なるほど α が大きい、実験点の散乱ははなはだしい。

$$\alpha \propto \Delta\theta^2 \text{ および } \alpha \propto q^{2/3} \dots \dots \dots (2)$$

次に縦軸に $\Delta\theta$ 、横軸に n をとって両対数方眼紙に実験点をプロットすると、第8図に示すごとく各熱負荷ごとに表面あらさのいかんにかかわらず1本の直線

第8図 気ほう発生点数と熱伝達係数および伝熱面と液体との温度差との関係

関係であらわされる。すなわち

$$\Delta\theta \propto n^{-1/6} q^{2/3} \dots \dots \dots (3)$$

なる関係にあり、その絶対値は新鮮な平滑面および汚損平滑面あるいは表面張力の異なる液体などについて筆者等の確立した値と一致している。しかして h が大なるほど同一熱負荷でも n が大きくなる傾向を有し、起ほう性のよくなることを示している。

さらに $\alpha \sim n$ の関係をみると第8図に示したごとく h をパラメータとして $\alpha \propto n^{1/3}$ の関係にあり、

h の大なるほど同一の n に対し α 小となる。この図より $n=(一定)$ に対して α と h との間に次のごとく関係のあることがわかる。

$$n=\text{一定}: \alpha \propto e^{-Bh} \dots \dots \dots (4)$$

そこで $\alpha n^{1/3} \sim h$ の関係を片対数方眼紙にプロットしてみると第10図のごとくなり、 $B=2.58$ をうる。ただしこの図における実験点は $\alpha n^{1/3}$ の各 h に対する統計的平均値である。この B の値を使って $\alpha e^{Bh} \sim n$ の関係を両対数目盛でプロットしてみると、第9図

第9図 熱伝達係数, 気ほう発生点数, 表面あらさの関係

のごとく表面あらさのいかんにかかわらずすべての実験点が1本の直線の上ののってきて

$$\alpha e^{Bh} \propto n^{1/3} \quad (5)$$

なる関係にある。

沸騰の初期においては最初の伝熱面表面の清浄度の差異により α の値は大いに異なるが, 加熱を相当時間継続すれば一定の定常値にいずれの場合も近づく。以上の結果はこの定常値を基にしたものである⁽¹²⁾。

e. 実験結果の解析 筆者はさきに⁽¹³⁾核沸騰熱伝達に関して次式の成立することを実験的に見出し, 理論的に裏付けた。

$$\alpha \propto (nd_0^3 f)^{1/3} = (nd_0^3 w)^{1/3} \quad (6)$$

(6) と (5) を比較することにより

$$d_0^{2/3} w^{1/3} \propto e^{-Bh} \quad (7)$$

なる関係が成立し, $w = (\text{一定})$ とすれば

$$d_0 \propto e^{(3/2)(Bh)} \quad (8)$$

となる。しかるに写真記録より d_0 の統計的平均値を測定し, $d_0 \sim h$ の関係をみると第10図に示したごと

第10図 表面あらさと伝熱面離脱時の気ほう直径および起ほう性との関係

くなり, $\ln(\alpha n^{1/3}) \sim h$ と $\ln d_0 \sim h$ の直線のこう配間の関係は (8) を満足している。

次に熱負荷がすべて気ほうによって持去られるとすれば次式が成立する。ただし伝熱面積および物質定数を一応考慮の外におく。

$$q \propto nd_0^3 f \quad (9)$$

また筆者等は既に⁽¹⁴⁾ 次の関係の成立することを見出した。

$$(d_w/d_0)^3 \propto n^{-1/2} \quad (10)$$

(8) および (10) を (9) に代入すれば

$$q \propto n^{1/2} e^{-3Bh} \quad (11)$$

となり, $q = (\text{一定})$ に対し

$$q = \text{一定} : n \propto e^{6Bh} \quad (12)$$

第11図 表面あらさと気ほう発生点数および伝熱面熱負荷との関係

となる。第11図は q をパラメータとした n と h との関係であらわし, $\ln(\alpha n^{1/3}) \sim h$ と $\ln n \sim h$ との直線のこう配間の関係が上述の関係と矛盾しないことを示す。

5. 水に関する核沸騰熱伝達の実験式

筆者等はさきに⁽¹⁵⁾ 理論的考察により核沸騰に関して次の関係式を導いた。

$$Nu = K^* \left(Pr \cdot \frac{g H d_0^2}{\nu^2} n \frac{w}{U} \right)^{1/3} \quad (13)$$

今 (13) 式において物質定数その他大気圧において変化しないと考えられる変数を一纏めにして次のごとく書き換える。

$$\alpha R = c_K n^{1/3} K^{1/3} \quad (14)$$

$$\text{ここに } c_K \equiv \lambda K^* \left(Pr \cdot \frac{g H}{\nu^2} \cdot \frac{1}{U} \right)^{1/3}$$

$$K \equiv d_0^3 f \equiv d_0^2 w \quad \text{である.}$$

一方筆者は既に液体の表面張力, 伝熱面汚損度および伝熱面の表面あらさにかかわらず次式の成立することを実験的に見出した.

$$\alpha R = C_{qa} n^{1/3} (qR)^{1/3} \dots\dots\dots (15)$$

$$\Delta\theta = C_{q\Delta\theta} n^{-1/6} (qR)^{2/3} \dots\dots\dots (16)$$

(14) と (15) より α を消去すれば

$$qR = (C_K / C_{qa})^3 K n^{1/2} \dots\dots\dots (17)$$

となる.

さて筆者などはさきに⁽¹⁶⁾ 塩分を含有している水を用いて核沸騰の実験を行い次のごとき結果をえた. 熱負荷を $q_1 \rightarrow q_2 \rightarrow q_3$ と変化させる操作を繰り返した場合この熱負荷の1サイクルの間は伝熱面の汚損度が一定と考えられるが, サイクルを増すほど表面の汚損度が増加してくる. この実験結果を $\alpha \sim \Delta\theta$ 曲線にあらわしたものとみると, 1サイクルの間すなわち表面の汚損の程度がほぼ一定と考えられる場合は

$$\alpha \propto \Delta\theta^2$$

が成立し, この関係を保ちつつサイクルを繰り返すたびに平行移動して上昇する. したがって次式で定義される ζ は起ほう性を純粹の形で表示するものと考えられる.

$$\zeta \equiv \alpha R / \Delta\theta^2 = (\alpha R)^3 / (qR)^2 \dots\dots\dots (18)$$

もちろん, この式は大気圧沸点での水に関する実験だけから導いたものであって物質定数が定まっているが, 物質定数が異なる場合には ζ は物質定数の影響も含まれているので, 別に実験的に研究して純粋に起ほう性だけを示す項を取出す必要がある. しかし大気圧の水に関する限り ζ は起ほう性に比例すると考えてよい.

(18) に (14) および (17) を代入すれば ζ と K との間には次の関係のあることが見出される.

$$\zeta K = C_{qa}^6 / C_K^3 \dots\dots\dots (19)$$

第10図には ζ と h との関係が示してある. また (14) および (19) に $K = d_0^2 w$ を代入すれば, それぞれ次式が成立する.

$$\alpha R n^{-1/3} / d_0^{2/3} = C_K w^{1/3} \dots\dots\dots (20)$$

$$\zeta d_0^2 = C_{qa}^6 / C_K^3 w \dots\dots\dots (21)$$

第12図は d_0 と $\alpha R n^{-1/3}$ および ζ との関係を示す. この図には蒸留水に界面活性剤を加えて表面張力を変えて行った筆者ならびに Jakob の実測結果⁽¹⁷⁾, 直径 70 mm および 140 mm の平滑面についての実験結果および各粗面についての実験結果の個々の値ならびに平均値のデータをもプロットしてある. この図より (20) および (21) の右辺は定数となり

$$C_K w^{1/3} = 1800 \dots\dots\dots (22)$$

$$C_{qa}^6 / C_K^3 w = 1.52 \times 10^{-5} \dots\dots\dots (23)$$

なることがわかり, これより C_{qa} , $C_{q\Delta\theta}$ を計算すると

$$C_{qa} = 6.68, C_{q\Delta\theta} = 0.1497 \dots\dots\dots (24)$$

となる. この値は α , $\Delta\theta$, q および n の直接測定値から見出される結果と一致し, また気ほう発生に関する Jakob の法則 " $w = (\text{一定})$ " の妥当性を間接に裏

第12図 伝熱面離脱時の気ほう直径と起ほう性との関係

付けたことになる. この w の値は Jakob によれば 280 m/h であるが, 第4節(b)でのべたごとく熱負荷の全範囲に対する w の値の平均値としては 400 m/h と採る方がよい.

次に伝熱面離脱時の気ほう体積と水の自由表面における気ほうの体積との関係を求めてみる. 熱負荷がすべて気ほうによって持去られるとすれば次式が成立する.

$$q\pi R^2 = n \frac{\pi d_u^3}{6} f \frac{r}{v''} \dots\dots\dots (25)$$

また伝熱面の表面条件が一定ならば n と q との間には次の関係が存在する⁽¹⁸⁾.

$$n = C(qR)^2 \dots\dots\dots (26)$$

ここに C は比例定数で, 伝熱面の表面条件および液体の性質によって異なり, 起ほう性に関する係数である. (26) を (14) に代入すれば次のごとくなる.

$$\alpha R = C_K C^{1/3} (qR)^{2/3} K^{1/3}$$

ゆえに (18) および (19) を用いて次のごとく書かれる.

$$C = \frac{\zeta}{C_K^3 K} = \frac{C_{qa}^6}{C_K^6 K^2} \dots\dots\dots (27)$$

(25) に (14), (26) および (27) を代入すれば次式が成立する.

$$(d_u/d_0)^3 = (6 v''/r) (C_K / C_{qa})^3 R n^{-1/2} \dots\dots\dots (28)$$

したがって v'' , r , C_K および C_{qa} に常圧の場合の数値をいれて計算すると次のごとくなる.

$$(d_u/d_0)^3 = 900 R n^{-1/2} \dots\dots\dots (29)$$

なお (27) より C , K , n と ζ との関係を求める

と次のごとくなる。

$$\zeta = 6 \times 10^{-3} K^{-1} = (6 \cdot 68)^3 C^{1/2} \dots\dots\dots (30)$$

$$\text{および } n = (\zeta q R / 298)^2 \dots\dots\dots (31)$$

(31) は、第 11 図の実験結果をほぼ満足する。また (21) を用いて (29) を書き直すと次のごとくなる。

$$(d_u/d_0)^3 = 2 \cdot 68 \times 10^5 / q \zeta \dots\dots\dots (32)$$

要するに任意の伝熱面と液体との組合わせに対して ζ の値を知ることができれば、沸騰液体の熱伝達係数を確立しうるのである。これはちょうど固体の熱ふく射において放射率を知ればふく射熱量を計算できるようなものである。従来の研究における実験点の散乱の原因はこの ζ にあるのであって、 ζ をおさえずして $\alpha \sim 4\theta$ あるいは $\alpha \sim q$ の関係を求めても無意味であり、 4θ あるいは q の指数の値が定まらないのもこのためであろうと思われる。

6. 結 言

頂角、深さおよびピッチの異なる断面三角形の同心円みぞを有する直径 100 mm の水平粗面板について核沸騰の実験を行い、平均高を表面あらさの尺度にとれば実験点がよく纏まることを見出した。さらに実験結果を解析して起ほう係数 ζ を定義し、この ζ が伝熱面の性状と液体の性質との組合わせによって一義的に決ることを明らかにし、 ζ の値を知ることにより核沸騰域における熱伝達係数を確立しうることを示した。

最後に本研究に御指導をいただいた九大山県教授、

平野助教授ならびに直接実験に協力された九大蒸気実験室の松岡久光、川野通彦、村主二六生の三君、卒業論文として本研究の一部を遂行していただいた山本精穂、井地輝雄、浅原三郎の三君および加熱器の製作を担当された九大樋口楨男君に深く感謝の意を表する。

注：—

- (1) 昭和 28 年 4 月 4 日 第 30 期定時総会講演会および昭和 29 年 4 月 5 日 第 31 期定時総会講演会において講演、原稿受付昭和 29 年 5 月 6 日。
- (2) 正員、九州大学工学部。
- (3) 山県、平野、西川、松岡：機械学会論文集、18 巻 67 号、53 ページ (昭 27)。
- (4)(14)(18) 山県、平野、西川、松岡：機械学会論文集、18 巻 76 号、28 ページ (昭 27)。
- (5)(13) 山県、平野、西川、松岡：機械学会論文集、18 巻 76 号 23 ページ (昭 27)。
- (6) M. Jakob u. W. Fritz: Forschung, Bd.2, S. 435. (1931)。
- (7) E. T. Sauer et.al.: Mech. Engg., Vol. 60, p. 669 (1938)。
- (8)(10) 山県、平野、西川、松岡：機械学会論文集、17 巻 62 号、163 ページ (昭 26)。
- (9) O. A. Saunders: Introduction to Heat Transfer, Oxford (1950) p. 174.
- (11)(17) M. Jakob u. W. Linke: Phys. Z., Nr. 8, S. 267 (1935)。
- (12) 核沸騰に及ぼす時間の影響については、別の機会にのべるつもりである。
- (15) 平野、西川：機械学会論文集、18 巻 72 号、23 ページ (昭 27)。なお 19 巻 88 号、50 ページに本論文の正誤表あり。
- (16) 平野、西川：機械学会論文集、19 巻 88 号、33 ページ (昭 28)。

621.438.019.2

低発熱量ガスを使用した場合のガスの高負荷燃焼 に関する実験結果について⁽¹⁾

大塚貞吉⁽²⁾ 服部久雄⁽³⁾ 沢井 定⁽⁴⁾ 竹内郁夫⁽⁵⁾

On the Experimental Results of the Combustion of the Low Calorific Fuel Gas at High Heat Release

by Teikichi Ōtsuka, Hisao Hattori, Sadamu Sawai and Kunio Takeuchi

Low calorific gas-blast furnace gas, blow gas from water gas producer, bone coal gas and underground gasification gas etc. -will are considered the promising one among the fuel applicable for the stationary gas turbine, but if these gases are burned under high heat release, unstable and incomplete combustion is liable to occur.

In this experiment, the concentric burner in which fuel gas and air swirled contrariwise each other and cylindrical combustion chamber (inner diameter=64 mm) made of fire brick were installed, thus changing air-excess ratio, combustion chamber heat release and preheating temperature, the combustion experiment was made using the fuel gas which was equivalent to blast furnace gas.

Though the factors of limiting combustion chamber heat release of combustor are the happening of unstable combustion and of incomplete combustion in case of large excess air, stable combustion was possible to the combustion chamber heat release of 7.00×10^6 kcal/m³ h without preheating in this combustor, and preheating fuel gas and air to the limit of stable combustion was not spreaded so much, but it was recognized that whole combustion velocity was promoted extremely by increasing the velocity of chemical reaction.