536. 242. 023: 532. 526

浸出吹出部に続く断熱平板の Effectiveness に関する実験的研究*

馬 淵 幾 夫**

An Experimental Study on the Effectiveness of Adiabatic Plate Covered by Cold Air Film

by IKUO MABUCHI

Experimental results are presented for the effectiveness of film cooling of cold air film injected through a preceded porous section of a flat plate covered by fully established turbulent boundary layer and correlated with an empirical equation. Also, some considerations are made to distinguish the character in the effectiveness of tangential slit injection from that in the present partially porous injection.

1. 緒 言

高温気流中の物体表面の冷却法として、多くの研究者たちの注目を集めている気膜冷却法では、すべて平板上に形成された乱流境界層内に、微小間げきのスリットから主流の方向に平板に沿って冷却気体を吹出すいわゆる切線吹出しの場合で、主流に直角に吹出しを行なう場合はほとんど取扱われておらない⁽¹⁾。しかし浸出冷却法ではポーラス壁を通して垂直に吹出しを行なうものであり、これまた最近多くの研究成果が発表されている。いまこのような浸出による垂直吹出しを部分的に行なった場合には、ポーラス壁部は切線吹出しにおけるスリットに対応し、ポーラス壁後方の平板上には浸出吹出しによる断熱気膜層が形成される。このような浸出吹出部に続く断熱平板の特性は西脇・平田・植田⁽²⁾により初めて解析された。しかし現象を支配する因子が多く、流れの場の非相似性とあいまって理論構成を著しく困難にしている。

本研究はこのようなポーラス壁から部分吹出しを行なった場合、それに続く断熱平板の熱しゃ断効果(以後 effectiveness と呼ぶ)に対する種々の因子の影響を実験的に明らかにすることを目的とし、あわせて切線吹出しの場合における effectiveness との比較考察を行なったものである。

2. 記 号

 c_p : 流体の定圧比熱 B : 西脇理論で提案された effectiveness を規定

する無次元変数, (19) 式で定義

 g : 重力の加速度 L : 仮想前縁からポーラス部後縁までの距離 q : 平板単位幅当りの吹出空気重量流量 M : ポーラス部からの吹出質量の主流の質量流量に対する比, $\rho_s U_s / \rho_\infty U_\infty$ R_θ : x を代表長とする主流レイノルズ数 $U_\infty x / \nu$ $R_{\theta s}$: s を代表長とする吹出レイノルズ数 $U_s s / \nu$ $R_{\theta X}$: X を代表長とする主流レイノルズ数 $U_\infty X / \nu$ s : ポーラス部の長さ T : 流体の温度 x : ポーラス部前縁から測った断熱平板に沿う距離 X : 平板上の乱流境界層の仮想前縁から測った平板に沿う距離 X_0 : 仮想前縁からポーラス部前縁までの距離 y : 平板面に垂直に測った距離 y^* : $U_\tau y / \nu$, 無次元一般座標 u^* : u / U_τ , 無次元一般速度 U_τ : 摩擦速度 $\sqrt{\tau_x / \rho}$ (τ_x : 表面せん断応力) U_∞ : 主流速度 u : x 方向の速度成分 U_s : ポーラス部よりの吹出空気の流出速度 ρ : 流体の密度 ν : 流体の動粘性係数 δ_T : 断熱温度境界層の厚み, (8) 式で定義 δ : 速度境界層の厚み θ : 運動量厚さ η : effectiveness, 断熱平板温度と主流流体温度との差の, 吹出空気温度と主流流体温度との

* 昭和 38 年 10 月 9 日 第 41 期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和 39 年 6 月 22 日.

** 正員, 岐阜大学工学部(各務原市那加町).

差に対する比, (2) 式で定義

添字

∞ : 主流に関する値

s : 吹出空気に関する値

w : 壁面に関する値

3. 実験装置および実験方法

空気流入部(断面 870×570 mm) から測定部(断面 142×100 mm) まで絞られる吸込風胴を用いた。測定部の断熱平板ならびに吹出加熱空気その構造を第1図に示す。ダクト下面がそのまま断熱平板となるように, 15 mm の厚さのベークライト板で作られ, さらに高さ 115 mm の断熱箱を設け, ガラス綿がつめられている。吹出空気はターボ送風機からオリフィス流量計, 空気加熱器を経て図に示された空気そうにはいる。加熱空気はフィルタ紙(自動車用), 100 メッシュ金網で整流され, 所定のポーラス部の長さをうるために木製ノズルにより絞られ, 断熱平板と同一平面にはられたフィルタ紙をとおり, 主流に直角に浸出吹出しを行なわせる。吹出加熱空気温度はフィルタ紙裏面から 2 mm の位置に直径 0.8 mm のガラス棒をそう入し, これに取付けられた Cu-Co 熱電対(直径 0.3 mm) により測られる。境界層内速度分布は平板にあけた小穴(直径 0.5 mm) からの静圧と, opening 0.1×0.92 mm につぶした注射針 ピート管の全圧とから求められた。また温度分布は間隔 5 mm にステンレス棒(直径 1 mm) を平行に支持し, その先端にエポナイト棒(直径 1 mm) をつけ, 0.08 mm 径の Cu-Co 熱電対を張った構造のものを用いた。

第1図 測定部の構造(寸法単位 mm)

実験は従来の切線吹出しの場合と同じく, 実験の容易なように主流温度は室温とし, 吹出空気を加熱する。緒言にのべたごとく effectiveness におよぼす影響因子を種々変化させて測定を行なったが, その実験条件ならびに測定値の整理に用いた記号を一括して第1表に示す。

4. 実験結果ならびに考察

4.1 吹出しのない乱流境界層 平板前縁から乱流境界層が発達している場合, 境界層の成長は運動量厚さ θ で表わされる。周知のように

$$\theta = 0.036(\nu_\infty/U_\infty)^{0.2} X^{0.8} \dots\dots\dots (1)$$

で, 等温流では $\theta = \int_0^\infty (u/U_\infty)(1-u/U_\infty) dy$ より実測の速度分布の積分から求められる。これより $\theta^{1.25}$ と平板に沿う距離との間には直線関係がある。第2図は $U_\infty \sim 10$ m/s の場合の結果で, 横座標はポーラス部前縁からの距離 x がとってある。 $x=0$ での運動量厚さを変化させるために絞り部と測定部との間に平行ダクトを入れたものを○印, 入れないものを◎で示した。これより $\theta=0$ の点が乱流境界層の始まる仮想平板の前縁位置を与える。このようなポーラス部前縁から X_0 だけ上流の点からの距離 X を代表長とするレイノルズ数 Re_x を用い, θ/X を Re_x により整理しなおす

第2図 仮想平板前縁の決定

第3図 吹出しのない乱流境界層の運動量厚さ

と第3図のごとくなり、図中の実験式は(1)式とよく一致する。かくして得られた X_0 の値は表の形で同図中に示してある。以後の説明の便を考え以上の仮想平板前縁位置、ポーラス部の位置、断熱平板上の境界層の成長のありさまならびに記号の説明をまとめ第4図に示す。

さて表面局所摩擦係数は(1)式を用いて

$$c_{fx} = 2\tau_x / \rho U_\infty^2 = 0.059 R_{ex}^{-0.2}$$

で表わされるから、これより摩擦速度 U_τ を求めれば、実測の速度分布を対数法則分布により整理することができる。第5図は $U_\infty = 10.3 \text{ m/s}$ に対する断熱平板上の3箇所の速度分布を示したもので、図中実線で示される Schulz-Grunow 式とよく一致し、測定部における乱流境界層は十分発達したものと考えられ

第4図 断熱平板上の境界層と座標の説明図

第5図 吹出しのない乱流境界層の速度分布 ($U_\infty = 10.3 \text{ m/s}$)

第6図 吹出空気速度分布 ($U_s = 1.45 \text{ m/s}$)

る。なお yU_τ/ν の大きい所で対数分布から外れるのは、境界層外縁における流れの間欠性によるもので、Coles の伴流の法則⁽³⁾に従うものである。

つぎに浸出吹出空気の流れの速度分布ならびにその性状を明らかにするため主流速度を零とし、ポーラス部の長さ $s = 2.88 \text{ cm}$ の場合、浸出面からごく近傍 $y = 0.2 \text{ mm}$ と $y = 10 \text{ mm}$ (上述の仮想前縁から発達するとした乱流境界層の厚みは、ポーラス部前縁で約 10 mm 程度である) 離れた平面をよぎる吹出空気の流れの速度分布を第6図に示す。測定点はばらつきを示すが、これは主としてフィルタ紙の空けきの不均一さによるものと考えられる。しかしほぼ一様対称分布であり、かつほとんど横方向への拡散が行なわれておらないことが注目される。

4.2 断熱平板面温度と effectiveness

以上述べた乱流境界層内に一様浸出を行なった場合の断熱平板面温度は、平板面に埋込んだ熱電対により測定したが、これは境界層をトラバースして外そうしてえられる値とよく一致する。いま熱しゃ断効果を

$$\text{effectiveness} = \eta$$

$$= (T_w - T_\infty) / (T_s - T_\infty) \quad \dots (2)$$

で定義し、この値を縦軸にポーラス部前縁からの距離 x を、ポーラス部の長さ s で割った無次元距離 x/s を

第7図 断熱平板上の effectiveness の変化

第8図 べき乗法則の開始点

横軸にとった実験結果の一部を第7図に示す。図中 a, b, c は $s=1.51, 2.88, 5.1$ cm に対するもので、また質量流量比 M の値が括弧の中の数字として示されている。図から明らかのようにポーラス部の長さに比して十分後流 $x/s > 1$ では、effectiveness は x/s の0.8乗に比例して減少している。それを示す適当な直線が図中に示されている。このようなべき乗法則に従う領域における結果をまとめるため、Seban⁽⁴⁾が行なったようにこの直線を effectiveness が1なる点まで延長し、その交点の無次元距離 $(x/s)_1$ を考える。これは一般にポーラス部の長さ s 、吹出質量流量比

第9図 ポーラス部の長さのべき乗法則開始点におよぼす影響 ($M=0.1$)

第10図 べき法則開始点の総括的關係

第11図 effectiveness の総括的關係, (A)は(7)式を表わす

M 、ポーラス部前縁ですでに発達している境界層の厚み等に関係するものと考えられる。いま M に対して $(x/s)_1$ の値を第7図から求めて図示すれば第8図をうる。ポーラス部の長さが一定の場合 $(x/s)_1$ は M の1乗に比例する。すなわち

$$(x/s)_1 \sim M \dots\dots\dots (3)$$

これは Wiegardt⁽⁵⁾の結果と一致するが、1.5乗に比例するとしている Seban の結果と異なる。Wiegardt, Seban らの結果はいずれも切線吹出しの場合であるが、本研究における浸出面からの垂直吹出しでは、新たにそのポーラス部の長さが $(x/s)_1$ を規定する因子として重要な役割をもつことを図は示唆している。これに対する考察は後述するとして、この s の影響をまとめるためにさきに示した第4図について考える。すなわち平板前縁から発達した乱流境界層は $X=X_0$ でポーラス部にはいり、吹出しのため境界層の厚みが増大するが、十分後方では吹出量に対応する発達した流れに漸次遷移してゆく。一方温度境界層は吹出開始点 $X=X_0$ では厚みは0と考えられるが、乱流熱拡散により急激にその厚さを増大し、後流では熱のか動拡散係数が運動量のか動拡散係数より大きいことに対応して、速度境界層より厚くなると考えられる。よってポーラス部が平板前縁にある場合は、速度および温度境界層は同時に発達し $X_0=0$ となるので、 X_0 を s の影響に対する代表長さを選ぶのは適当でない。この場合図中 L すなわち平板前縁からポーラス部の終る位置までの距離を用いれば、境界層が同時に発達する場合 $L/s=1$ となり好都合である。よって一般に $(x/s)_1$ は M とポーラス部において平板前縁からすでに発達している境界層の厚みと s との比 L/s の関数と考えられる。第3図中に示した X_0 を用い $L=X_0+s$ から L は直ちに求まるから、第8図で M 一定線との交点から求められる $(x/s)_1$ を L/s に対して図示すればよい。第9図は $M=0.1$ に対して行なった結果を表わし、ほぼ直線で表わされ

$$(x/s)_1 \sim (L/s)^{-0.25} \dots\dots\dots (4)$$

で関係づけられる。よって、(3), (4) 式を結合させ実験値より比例定数を定めれば次式をうる。

$$(x/s)_1 = 30M(L/s)^{-0.25} \dots\dots\dots (5)$$

第10図は実験値と(5)式との比較したもので上述の考察の妥当性を示すものである。この結果はすでに発達した境界層の中に吹出しを行なう場合には、 L (切線吹出しの場合 Seban らは starting length と呼んでいる) が大きいほど effectiveness が減少すること

を意味し, Seban⁽⁶⁾, Hartnett⁽⁷⁾, Chin⁽⁸⁾ らが切線吹出しの場合に指摘している傾向とも一致する。

さて effectiveness は x/s の 0.8 乗に逆比例するから, べき法則に従う領域では

$$\eta = (x/s)^{-0.8} (x/s)_1^{0.8} \dots \dots \dots (6)$$

が成立し, 実験式 (5) 式をこれに代入すれば

$$\eta = 15.2 (x/Ms)^{-0.8} (L/s)^{-0.2} \dots \dots \dots (7)$$

をうる。第 11 図はこの結果にもとづいて整理された全測定結果を示すものであり, 図中直線 ④ は (7) 式を表わし, 種々の影響因子の効果をよく表わすものであることがわかる。

4.3 温度境界層内の温度分布 断熱平板上に形成された温度境界層内の温度分布が, 場所的にどのように変化するかを示す一例を第 12 図に示した。温度分布はポーラス部をすぎた直後から十分後方まですべてつりがね形で表わされ, これを正規化するために Weighardt が用いた境界層温度厚さ δT

$$\delta T = \int_0^\infty (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) dy \dots \dots \dots (8)$$

を導入し, 縦軸に $y/\delta T$ をとり, 横軸に $(T - T_\infty)/(T_w - T_\infty)$ をとり, 各断面の温度分布を同一図上にプロットすれば, ほぼ 1 本の曲線上に並ぶ (第 13 図)。温度分布は流れが複雑であるにもかかわらず, ポーラス部直後から相似である。図中実線は切線吹出しの場合 Weighardt が半理論的に求めた

$$\begin{aligned} (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) \\ = \exp \{-0.768(y/\delta T)^{13/6}\} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

を表わす。この結果は浸出吹出面に続く断熱平板上でもほぼ成立する。ただ $(T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) \sim 0.5$ 近傍で若干のずれが認められる。また同図中点線は

第 12 図 断熱平板境界層内各位置における温度分布

$$\begin{aligned} (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) \\ = \exp \{-0.768(y/\delta T)^{13/6}\} \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

を表わし, (9) 式との差はわずかである。この式は流れの中におかれた二次元線状熱源の伴流内の温度分布としてえられるもので Seban および Back⁽⁶⁾ が推奨しているものである。

4.4 境界層温度厚さの成長 effectiveness の総合表示式から考えて, 境界層温度厚さ δT は s, L, M の関数と考えられる。これを決定するため Hartnett⁽⁷⁾が行なったような簡単なモデルによる次元解析の考察を試みる。断熱平板の任意の位置 x の断面をよぎるエンタルピは, ポーラス部からの吹出しにより持込まれたエンタルピに等しいことから

$$\begin{aligned} \rho_\infty U_\infty c_p b (T_w - T_\infty) \int_0^{\delta T'} (\rho U / \rho_\infty U_\infty) \\ \times (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) dy = c_p M s b \rho_\infty U_\infty (T_s - T_\infty) \end{aligned}$$

なるエネルギー平衡式が成立する。ここに $\delta T'$ は温度境界層外縁の厚みで第 13 図からほぼ

$$\delta T' \approx 2.2 \delta T \dots \dots \dots (11)$$

が成立する。上式より effectiveness は

$$\eta = \frac{Ms}{\int_0^{\delta T'} \left(\frac{\rho U}{\rho_\infty U_\infty} \right) \left(\frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} \right) dy} \dots \dots \dots (12)$$

となる。断熱平板上の境界層内の温度分布は (9) 式あるいは (10) 式で与えられる。一方速度分布は切線吹出しの場合 Hartnett らにより指摘されたように, 吹出しのため流れは複雑な遷移過程を経て, 十分後方では吹出しのない平滑平板で知られる境界層とは異なった状態の新たな発達した流れが確立される。浸出吹

第 13 図 無次元温度分布

出しの場合も本質的に同様な経過をもつものと思われるが、このような遷移過程から発達した流れにわたる速度分布を予測するいかなる理論も現在のところ確立されておらない。ここでは、Seban・Back ら⁽⁶⁾が行なったように温度境界層内で速度分布は一様で主流速度に等しいとする。しかるとき (12) 式は (10) 式ならびに (11) 式なる関係より

$$\eta = c(Ms)/\delta_T \dots\dots\dots(13)$$

ここに c は比例定数である。しかるに effectiveness は (7) 式で与えられるので (13) 式と等しくおけば

$$\delta_T/s = K'(ML/s)^{0.2}(x/s)^{0.8} \dots\dots\dots(14)$$

となる。この予測に従って縦軸に δ_T/s 、横軸に $(ML/s)^{0.2}(x/s)$ をとり実験値をプロットすれば第 14 図となる。十分後流ではこの予測を満足し、この領域すなわち effectiveness がべき乗法則に従う領域では近似的に次式が成立する。

$$\delta_T/s = 0.066(ML/s)^{0.2}(x/s)^{0.8} \dots\dots\dots(15)$$

しかしポーラス部直後の x の小さい領域では予想値よりはるかに大きくなり、比例定数 K' は x/s , M , L , s の関数とみなされる。

次にこれに関する若干の考察を行なう。本実験ではポーラス部前縁での速度境界層の厚みは零でなく、乱流混合作用のためすみやかに速度境界層内に熱拡散が行なわれる。この場合仮想平板前縁からの距離 X をとれば、速度境界層の厚みは X の $4/5$ 乗に比例するが、ポーラス部前縁からの距離 x をとればそのべき指数は小さくなることは明らかである。

次にかりにポーラス部前縁から乱流境界層が始まるとしても、吹出しのため境界層の厚みが増大し、吹出しのない場合とは異なった状態の新たな発達した流れが、後流において確立せられることはすでに指摘した。この新たな発達した流れはあたかもポーラス部の

第 14 図 境界層温度厚さ δ_T の変化

前方から出発したかのような性状を示すであろうから、本質的には上述の結果（すなわちポーラス部前縁で速度境界層が有限であること）となんら異なるものではないと考えられる。このことに関しては従来あまり注意されておらないが、Hartnett らは仮想平板前縁からの距離による δ_T の変化を図示しているので、彼らのデータから、切線吹出しのスリット位置からの距離 x と δ_T との関係を再プロットすれば第 15 図のようになり、第 14 図の浸出吹出しの場合と定性的によく対応している。なお切線吹出しの場合 Hartnett らは effectiveness のべき乗法則は $x/Ms > 60$ において成立するとしている。いま第 15 図のデータよりその限界距離は $x=5.24$ cm となる。明らかにこの位置では境界層温度厚さはまだべき乗法則に従う $x^{4/5}$ 線上にはない。同様のことが本実験における浸出面吹出しの場合にも結論される。

5. Effectiveness に関する従来の研究結果との比較的思考

5.1 Tribus-Klein 理論との比較 切線吹出しの場合の effectiveness に関しては Weighardt⁽⁵⁾, Seban⁽⁴⁾, Chin ら⁽⁸⁾, Papell⁽⁹⁾, Seban ら⁽⁶⁾ の研究が利用される。これらの研究において共通なことは effectiveness が x/Ms の関数として規定されていることである。しかしこれらの研究における吹出スリットの幾何学的相違ならびに流体力学的条件の相違に起因し、たとえば Hartnett らは自身の関係式に対して諸家の結果には $\pm 40\%$ もの偏差を示すものがあることを指摘している。このことは単に x/Ms だけでは η が規定されないことを暗示する。Klein および Tribus⁽⁹⁾ は壁面温度がステップ変化する平板乱流境界層問題に対する Rubesin の解を用い、平板前縁に二次元線状熱源がある場合の断熱平板の表面温度を求め次式をえている。

$$\eta = 5.77(P_r)^{2/3}(U_\infty s/\nu)^{0.2}(x/Ms)^{-0.8} \dots\dots\dots(16)$$

第 15 図 Hartnett らによる δ_T の変化
〔切線吹出しの場合、文献(7)〕

これは Wieghardt の結果を定性的によく説明するので effectiveness に対する理論的根拠として提案した。すなわち η は x/Ms の -0.8 乗に比例することを示し、以下のべるように Seban⁽⁴⁾, Hartnett ら⁽⁷⁾の結果もこれを満足する。この Klein-Tribus 理論にもとづき本実験結果を再整理したのが第 16 図で、 x/Ms の -0.8 乗法則は浸出面に続く断熱平板上の effectiveness に対しても成立する。図中点線は本実験の平均を表わす -0.8 乗法則を示したものである。曲線 ① は (16) 式で $P_r=0.72$ としたものを示す。曲線 ② は $M=0.28$, $s=3.12$ mm のみについて行なわれた実験に対する Hartnett らの提案式

$$\eta = 16.9(x/Ms)^{-0.8} \dots\dots\dots(17)$$

が、 $Re_s=2100$ において求められていることを考慮して、(17) 式を変形した

$$\eta = 3.41 (U_s/\nu)^{0.2}(x/Ms)^{-0.8} \dots\dots\dots(17)'$$

を示したものである。Hartnett らの実験条件を拡張し、Seban は 3 種のスリット幅について実験を行ない

$$\eta = 25(M)^{0.4}(x/Ms)^{-0.8} \dots\dots\dots(18)$$

なる式で結果をまとめている。いま $M=0.28$ において Hartnett 式 (17) 式と比較すると (18) 式の値は 10% 小さい値を与えるがほぼ一致する。しかし M の異なる値に対してはその差は大となる。以上の考察より Klein-Tribus 理論による η の予測は第一近似としてはよいが、付加的因子が吹出レイノルズ数 Re_s で表わされるとするのは、Seban ならびに本実験結果をよく説明しえない。再整理した本実験値のばらつきの大きいのはそのためである。ただこの整理からわかるように、 η は切線吹出しのほうが浸出面吹出しの場合より一般に大きい。しかしたとえば吹出量一定の条件 ($U_s=\text{const.}$) が両吹出しの場合に満足されていても、切線吹出しの場合は s が小さいため U_s の値が浸出吹出しの場合に比べて大きくなる。このような

第 16 図 Klein-Tribus 理論との比較

特質の相違があるため η に対する優劣は早急には決められないものと考えられる。

5.2 Seban (切線吹出し) の実験結果との比較

x/Ms の -0.8 乗により η が規定されるという本質的な点に関しては、(7) 式、(18) 式は同じであるので切線吹出しと浸出面吹出しの特質は付加的因子の相違として特長づけられる。まずスリット幅は切線吹出しの場合は付加的因子ではないが、浸出吹出しの場合は s の 0.2 乗に比例して η は増加する。これはスリット、ポーラス壁部という幾何学的位置関係の相違として解釈できる。すなわち切線吹出しの場合、 s の増加の方向は主流に直角な方向であるのに対して、浸出吹出しの場合は主流の方向と一致する。ゆえに前者ではスリット位置が定まればそれから測った x における η の値は x/s のみにより定まり、後者では x が同じでも s の長さによりポーラス部後縁からの距離が異なるから、 s が付加的因子として影響するものと考えられる。

次に吹出速度 U_s の影響は切線吹出しの場合、 U_s の 0.4 乗に比例して η の値が増加するが、浸出吹出しの場合付加的因子として現われない。これは吹出方向の相違によるもので、前者は主流に平行であり著しい影響を主流に与えないとすれば、断熱気膜層の保持という点から吹出速度が増加するに従って η の値が増加するものと考えられる。もっとも切線吹出しの場合でも M が 1 付近になると気膜層保持に限界を生じ、逆に U_s とともに η の値が減少することを Seban らはその後の論文⁽⁶⁾ で示している。一方浸出吹出しの本実験の M の値は $0.02 \sim 0.146$ の間で変化しているが、これは切線吹出しの実験における M の値に比し

第 1 表 実験条件ならびに記号表

記号	s cm	U_s m/s	U_∞ m/s	T_s^* °C	T_∞^* °C
○	1.51	0.522	7.24	88.2	10.6
●	1.51	0.811	7.08	88.3	7.1
▲	1.51	1.13	7.23	88.5	9.4
○	1.51	0.725	9.64	88.4	8.2
●	1.51	1.13	10.2	88.4	10.9
△	1.51	1.92	10.4	88.4	11.1
⊖	2.88	0.274	7.02	88.6	7.4
▽	2.88	0.426	7.10	88.5	5.6
▼	2.88	0.596	7.02	88.7	4.3
○	2.88	0.387	10.1	88.6	8.2
●	2.88	0.597	9.90	88.3	5.7
□	2.88	1.01	9.49	88.7	5.9
⊙	5.10	0.273	10.6	48.4	9.2
⊗	5.10	0.387	10.7	48.6	10.2
⊕	5.10	0.473	10.5	48.1	9.6
⊖	5.10	0.546	10.9	48.1	10.2
■	5.10	0.611	11.0	49.5	11.3

* 実験中の平均値

てかなり小さい値であって、 U_0 が小さくても主流に影響を与えるという浸出冷却法の特徴が、浸出面に続く断熱平板上で保持されるため、 $0 < M < 0.146$ の範囲に対応する U_0 の変化ではその影響は小さく付加的因子とはならないものと考えられる。

5.3 西脇・植田らの理論ならびに実験との比較

西脇・植田らの理論の骨子は吹出しを行なった場合の表面せん断応力は吹出しのない場合と同一であるとの前提に立ち、吹出しのある場合の速度境界層の厚みの変化を運動量積分式から求め(この場合ポーラス部前縁におけるすでに発達している境界層厚さを無視し、ポーラス部前縁から境界層が発達すると仮定している。よってこの理論では starting length の影響は無視されている)、ついでエネルギー平衡積分式から effectiveness を求めた。その結果 η は無次元量

$$B = (\nu_\infty \gamma_\infty / q) R_s^{4/5} \quad \dots\dots\dots (19)$$

により表わされる。ここに γ_∞ は主流空気の比重量である。この変数 B はこれまでの考察における基本変数 x/Ms を用いて変形し、物性値の温度変化を無視すれば

$$B = (x/Ms)^{0.8} (U_\infty s / \nu)^{-0.2} \quad \dots\dots\dots (19)'$$

となる。これより Klein-Tribus 理論式 (16) 式は $\eta = c'/B$ とかける。西脇・植田らの理論では c' は定数でなく B の関数であるが、 η が吹出イノルズ数 R_s に関係するという点では Klein-Tribus 理論と一致する。 B を変数として西脇・植田らの理論曲線を示せば第 17 図の実線となる。これは図中鎖線で示される直線で近似できるとすれば、べき乗法則の形

$$\eta = 1.63 B^{-0.8} \quad \dots\dots\dots (20)$$

で表わされる。(19)' 式と合わせると η は x/Ms の -0.64 乗に比例することがわかる。また同図には実験値が I (I の長さは実験値のばらつきを示す) に

よって示されている。 η が 0.1 より小さい所におけるばらつきが少ないのはこの範囲の実験値が少ないためである。またこの領域では主流温度と平板面温度との差はかなり小さく、温度測定に伴う誤差が増大し、ばらつきが大きくなると考えるのが妥当である。このことから (20) 式のべき指数の値は実験的には 0.8 より若干大きい値をとるように思われる。次に本実験結果を再整理したものと比較すると、部分的にはよく一致する観測値がみられるが、全体としては本実験結果のほうが若干大きい η の値を示す。しかし切線吹出しの場合 Hartnett らが示したように、 $\pm 40\%$ の偏差が実験条件の相違からみられるという事実から考えれば両者の一致はかなり良いものと思われる。

5.4 次元解析的に求めた実験式を用いた近似理論

4.4 節において次元解析的立場から温度境界層厚さの発達の関係は、(14) 式により表わされることを述べ、かつポーラス部後流においてかなりよく満足されることを示した。その結果は (15) 式の実験式で与えられる。この結果と温度分布の近似式 (10) 式を用いてエネルギー方程式の積分を行なえば、 η の値を半理論的に求めることができる。すなわち (12) 式にて Seban 同様速度分布を温度境界層内で一様で $\rho u / \rho_\infty U_\infty = 1$ と仮定し、温度分布式の表現から考えて温度境界厚さを ∞ にとり積分すれば、(13) 式の c の値は $c = \sqrt{4 \times 0.768 / \pi}$ となり、 $\delta T/s$ の値として実験式 (15) 式を用うれば η は

$$\eta = 15.0 (x/Ms)^{-0.8} (L/s)^{-0.2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

となる。これは本実験結果をよく表わすものとして求めた実験式 (7) 式とよく一致する。

6. 結 論

発達した平板乱流境界層に浸出面から吹出しを行ない、浸出部に続く断熱平板に空気膜を形成させた時の effectiveness に関する測定を行ない次の結果をえた。

(1) effectiveness はポーラス部の長さ s で無次元化されたポーラス部前縁から測った距離の -0.8 乗に比例する。このべき乗法則に従う領域の結果をまとめるため、べき乗法則を effectiveness が 1 になる点まで延長した交点の距離 $(x/s)_1$ を吹出質量流量比、ポーラス部の長さ、ポーラス部前縁においてすでに発達した境界層の厚みを変化させ実験し、その関係式をえた。この結果を用いるこ

第 17 図 西脇・植田らの理論との比較

とにより effectiveness η は次式でまとめられることを示した.

$$(T_w - T_\infty)/(T_s - T_\infty) = 15.2(x/Ms)^{-0.8}(L/s)^{-0.2}$$

(2) 境界層温度厚さ δT はポーラス部後流では

$$\delta T/s = 0.066(ML/s)^{0.2}(x/s)^{0.8}$$

なる関係でよく表わされ, また断熱平板上の温度分布は切線吹出しの場合知られている

$$(T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) = \exp\{-0.768(y/\delta T)^2\}$$

をかなりよく満足することを示した. 両式を用い断熱平板上の境界層内の速度分布が, 主流速度 U_∞ に等しく一様と仮定することにより, エネルギー平衡式は容易に積分され, 半実験的に effectiveness の値を与える式がえられる. その結果は (1) で示した実験式とよく一致する.

(3) 切線吹出しに関する従来の研究結果との比較的考察を行ない, 本実験における浸出吹出しの場合との差異を明らかにした. すなわち effectiveness は基本変数 $(x/Ms)^{-0.8}$ により整理されることは両者変りないが, ポーラス部の長さ, および吹出速度の付加的

影響については相違し, 前者は吹出部における幾何学的位置関係の相違として, 後者は浸出冷却の特性が断熱平板上で保持されることに起因するものとして説明できることを明らかにした.

終りに測定ならびに実験値の整理にあたり多大の助力を煩わした当時学生, 平田牧三 (現 川崎航空機), 阿部 毅 (現 中部電力) の両君に謝意を表する.

文 献

- (1) S. Scesa, *Ph. D. Thesis Univ. of California*, (1954).
- (2) 西脇・ほか 4 名, 機械学会論文集, **27**-180 (昭 36-8), 1285.
- (3) D. Coles, *J. Fluid Mech.*, **1** (1956), 191.
- (4) R.A. Seban, *Trans. ASME, Ser. C*, **82**-4 (1960), 303.
- (5) K. Wieghardt, *AAF Translation*, No. F-TS919 RE, (1946-12).
- (6) R.A. Seban & L.H. Back, *Trans. ASME, Ser. C*, **84**-1 (1962), 45.
- (7) J.P. Hartnett & others, *Trans. ASME, Ser. C*, **83**-3 (1961), 293.
- (8) J. Chin & others, *Trans. ASME, Ser. C*, **83**-3 (1961), 281.
- (9) J. Klein & M. Tribus, *Heat Transfer Symposium 1952*, (1953), 229, Univ. Michigan Press.

非 鉄 鋳 物 の 多 孔 性

非鉄鋳物の中に微小孔が多いのは, いろいろな原因にもとづくものである. その原因を突きとめることはあんがい困難である. この問題に関して遠心鋳造によるりん-青銅ウォーム歯車半加工品を破面試験で調べたところ, 全体的に微小孔がみられた. 表面は何も欠点を示していなかったが, 表面下の破片の手ざわりはあらかった. このことは遠心法で造られた鋳物の場合当然のことである.

ついで拡大写真および顕微鏡検査によって, 横断面全面に等軸の結晶粒が認められた. その結晶粒間には微小孔が均等に散らばっており, 中央部に針で突いたぐらいの小穴が一方に並んでいる小さな部分が認められた. これは溶けた金属が固まる過程に鋳型からはいりこんだ空気, または遠心力によって移動したガスによるものであることは疑いない. この小穴は有害なものだけでなく, その部分が小さいので, なんら心配すべきものでないと考えられる.

これに反し結晶粒間の微小孔は有害である. これは

鋳物の伸張性を高め, 引張強さを弱めるからである. この微小孔は中子砂からまたは鋳型の石綿部からはいりこんだものであると考えられる. このように鋳型の状態がトラブルを引起していると考えられるから, この点をもっと調査する必要がある.

調査にあたっては次の点が必要であろう.

(1) 鋳型が水分だけでなく, 蒸気および揮発物を含んでいるかどうかを調べる. 石綿は高度の湿気を保つ性質を持っているので, この部分がガス汚染を引起すものと思われる.

(2) 鋳型から完全に気体を抜く方法を講ずること.

(3) 溶けた金属を鋳型に入れるとき, なるべく乱動させないように注意すること.

(Metal Ind., 1964, Vol. 105,
No. 6, p. 180~181)

(日本科学技術情報センター提供)