軸流中の回転円筒上の層流境界層の研究*
(はく離に対する回転の効果)

中 村 育 雄**, 山下 新太郎**, 渡 辺 崇***

Laminar Boundary Layer on a Rotating Thin Cylinder
in an Axial Flow
(Effect of Self-Induced Pressure Gradient on Separation)

by Ikuo NAKAMURA, Shintaro YAMASHITA, and Takashi WATANABE

For a prescribed external pressure gradient, the laminar boundary layer equations which govern the flow developing on a rotating thin circular cylinder in an axial flow are solved numerically. It is shown that both self-induced favorable pressure gradient caused by rotation and adverse pressure gradient largely influence the flow fields. Although the two-dimensional boundary layer equations usually have a singularity at the separation point, in this paper the numerical solutions are obtained to integrate the equations without using special techniques through the separation point and into the region of reverse flow. Alternatively the numerical instability and the abrupt change of the slope of stream lines appear downstream beyond separation point and computation is terminated. It is suggested that the singular properties occur not on the wall but within the boundary layer.

Key Words: Boundary Layer, Numerical Analysis, Laminar Separation, Rotating Flow, Adverse Pressure Gradient

1. 緒 言

本研究は軸流中で回転する円筒上の層流境界層が逆圧力こう配の影響を受けた場合の挙動を調べたものである。この種の流れは多くの軸流機械に見られ、回転、物体表面の横方向曲率の効果や逆圧力こう配の作用を層流境界層について理解することは、工学上重要な乱流境界層の特性を考察する上でも有用であろう。

曲率の効果に注目した静止円筒上の層流境界層の研究はこれまでもいくつか報告されている⁽¹⁾。しかし更に物体が回転することによる効果を考慮したものは円筒が比較的低速回転をしている場合の運動量積分方程式に基づく解析のみのようである⁽²⁾。これによると回転と境界層の発達に伴ういわば自己誘導による増速効果が生ずることが報告されている。このため、層外主流が減速流である場合に、主流の逆圧力こう配の作用と、この自己誘導順圧力こう配作用との相互関係が問題となってくる。

逆圧力こう配下で発達する境界層は減速されはく離を生ずる。通常の層外圧力こう配を規定した二次元境

界層方程式は、はく離点において Goldstein 形の特異性をもつとされており、これについていくつかの研究がなされてきた^{(3)~(5)}。この特異性のために、通常の計算ははく離点に近づく不安定になり、それ以降は進められなくなる。はく離点を越えて計算が進められた例は、層外圧力分布ではなく、排除厚さまたは壁面せん断応力をあらかじめ規定しておき、圧力を変数として扱った計算である⁽⁶⁾⁽⁷⁾。一方、はく離の生ずる領域を含んだ流れ場を3層構造 (Triple deck structure) 概念で解析する理論が、最近では著しい進展を見せている^{(8)~(10)}。

はく離の構造、特異性の存在については、通常の固定壁面上、流れ方向に移動する壁面上、そして非定常の流れの場合で異なり、これについての解析的、実験的研究もいくつか行われている^{(11)~(17)}。本報告に関連したはく離に及ぼす物体回転の効果の研究は⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾いづれも物体半径が変化しているために生ずる、回転による遠心力の流れ方向成分の影響を調べたものである。ここでは層外主流速度が円筒前縁からの距離に対し直線的に変化する Howarth 形⁽²⁰⁾の場合、軸流中で回転する円筒上の流れの様子が自己誘導圧力こう配作用によっていかに変化するかを数値的に明らかにした。

* 昭和58年9月2日 第921回講演会において講演、原稿受付昭和58年2月14日。

** 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

*** 准員、名古屋大学大学院。

以下にここで用いた主な記号を示す。

x, y, r : 円筒座標系 (図1参照)

a : 円筒半径

z : 円筒壁面からの距離 $= r - a$

U, V, W : それぞれ x, y, z 方向速度成分

P : 円筒前縁を基準にした圧力

ρ, μ, ν : それぞれ流体の密度, 粘度, 動粘度

τ : セン断応力

c : 主流速度の変化割合

Q : 速度比 $= V_0/U_m$

ξ : x の無次元量 $= \nu x/U_e a^2$

η : z の無次元量 $= \sqrt{U_e/\nu x}(r^2 - a^2)/2a$

添 字

x, y : それぞれ x, y 方向成分

$0, e$: それぞれ円筒壁面, 境界層外縁

m : 基準値

s : はく離点

1 : 無次元量

$\cdot x, \cdot z$: それぞれ $\partial/\partial x, \partial/\partial z$ を示す

2. 基 礎 式

境界層厚さを円筒半径と同程度とした場合の境界層方程式, 連続式は次のようになる。

$$UU_{,x} + WU_{,z} = -P_{,x}/\rho + (r\tau_x)_{,z}/\rho r \quad (1\cdot a)$$

$$UV_{,x} + WV_{,z} + VW/r = (r^2\tau_y)_{,z}/\rho r^2 \quad (1\cdot b)$$

$$V^2/r = P_{,z}/\rho \quad (1\cdot c)$$

$$(rU)_{,x} + (rW)_{,z} = 0 \quad (1\cdot d)$$

$$\tau_x = \mu U_{,z}, \quad \tau_y = \mu(V_{,z} - V/r) \quad (1\cdot e)$$

境界条件は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} z=0 & ; U=W=0, V=V_0 \\ z\rightarrow\infty & ; U\rightarrow U_e, V\rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ここで軸方向, 周方向速度成分は圧力項を介して関連している。

数値的に取扱いやすい形にするため, z を η ,

図1 座標系

Stokes の流れの関数 ψ を次のような無次元量 f に変換する。

$$f = \psi / \sqrt{U_e \nu x a} \quad (3)$$

これより式(1)は次式となる。

$$\begin{aligned} (r^2/a^2 \cdot f'')' + (m+1)ff''/2 - mf'f' \\ = x/U_e^2 \cdot P_{1,x} + (m-1)\eta P_1'/2U_e^2 \\ + x(f'f'_{,x} - f''f_{,x}) \end{aligned} \quad (4\cdot a)$$

$$\begin{aligned} (r^3/a^3 \cdot V_1')' - (r/a \cdot \xi^{1/2} V_1)' \\ = r/a \cdot \{xf' V_{1,x} - (m+1)fV_1'/2 - xf_{,x} V_1'\} \\ + a/r \cdot \xi^{1/2} V_1 \{-(m+1)f/2 - xf_{,x} \\ - (m-1)\eta f'/2\} \end{aligned} \quad (4\cdot b)$$

$$P_1' = Q^2 \xi^{1/2} a^2/r^2 \cdot V_1'^2 \quad (4\cdot c)$$

ここでダッシュは η についての微分を示し, また

$$\left. \begin{aligned} m &= xU_{e,x}/U_e, U_{e1} = U_e/U_m \\ f' &= U/U_e, V_1 = V/V_0, P_1 = P/\rho U_m^2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

である。境界条件は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \eta=0 & ; f=f'=0, V_1=1 \\ \eta\rightarrow\infty & ; f'\rightarrow 1, V_1\rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここでは層外主流速度が平板の Howarth 流れに従うものとする。すなわち,

$$U_e = U_m - cx \quad (7)$$

である場合を考える。圧力こう配の程度は, 無次元量の $ca^2/\nu (= -m/\xi)$ で代表させる。

3. 数 値 計 算 法

式(4)をここでは Keller の Box 法⁽²¹⁾により計算した。円筒前縁での初期条件としては, f' および $1-V_1$ にそれぞれ Blasius の速度分布を用いた。前縁での η の最大値を 8.0 とし, この間を壁面に近づくほど密になる 30 個の不等間隔ステップで分割した。 x 方向のステップとしては, 主に扱う流れ場全体を 50 あるいは 75 に等分割したものを用いた。各 x 断面における収束は, 壁面速度こう配の値の収束により評価し, 反復回数が 100 回以上に増大した場合には数値解が不安定になったものとし, 計算を終了した。なお, η の最大値での速度こう配がある程度以上になった場合には, η 方向の計算範囲を増し, ステップ数も多くした。

はく離を生ずる流れを厳密に扱うには, より詳しい解析が必要であろう。しかし, 以下で示すように, 本方程式系では壁面上のはく離点は特異性を示すことなく, このためはく離点を越えた場合にも上記の x 方向へ順次積分していく方法を適用した。境界層方程式を解く際, 逆流が生ずると解の依存領域の問題が生じ⁽⁵⁾, いくつかの修正した計算法が提唱されている⁽¹⁰⁾⁽²²⁾。しかし逆流の程度が相対的に小さい間は逆流による影響は小さいとされており⁽⁶⁾, 全体的な流れの性質を調べ

る本計算では修正は行わなかった。

4. 計算結果と考察

4.1 流れ場の様子 速度比が0.65, 1.0の場合の速度分布をそれぞれ図2(a), (b)に, 対応する層外および壁面圧力分布を図3に示す。速度比0.65の場合, 逆圧力こう配下を発達してくる流れの軸方向速度成分は減速, 周方向成分は増速されていく。そしてある ξ において, 軸方向速度成分の壁面こう配が正から零(ここをはく離点とする)ついで負となり, その下流では壁面近傍で逆流が生ずる。その後, 境界層厚さの急増, 周方向速度成分の増大が起こり, 壁面こう配は負から零(ここを付着点とする)再び正へと変化する。

(a) $ca^2/\nu = 12, \Omega = 0.65$

(b) $ca^2/\nu = 12, \Omega = 1.0$

図2 速度分布

図3からみるとこの場合, 壁面での圧力は回転による順圧力こう配作用のため, その増加割合は層外に比べ緩慢である。特にはく離が生じている $\xi = 2.5 \times 10^{-2}$ あたりからはしだいに順圧力こう配へと変化していく。

図2(b), 図3の速度比1.0の場合は, 速度比を増すことにより回転の効果が強くなり, 半径方向圧力変化がより大きくなる。このためはく離を起こして境界層厚さが急増しなくても壁面近くではしだいに順圧力

図3 圧力分布

図4 軸方向, 周方向壁面せん断応力

図5 速度比によるはく離点, 付着点の移動

こう配がもたらされるようになる。そして軸方向速度はこの壁面近傍で増速されるようになり、はく離しない流れとなる。一方で逆圧力こう配が残る境界層中央部では逆流が生じている。円筒前縁近くで壁面圧力が減少しているのは、ここで規定した層外圧力こう配の程度に比べ、前縁近傍での急激な境界層の発達による順圧力こう配作用がより大きいことを示している。

速度比2.0の場合、回転の影響は更に強くなり、壁面近傍では円筒前縁から一貫して順圧力こう配がもたらされていた。このため軸方向速度は壁面近くで強く増速されはく離しない流れとなるが、境界層中央部では減速される特徴的な分布がみられた。

比較的速度比が小さな場合の軸方向および周方向壁面せん断応力の変化を図4に示す。縦軸を常用対数にとり、各線の終りは軸方向成分でははく離点に近づいたこと、周方向成分では計算が終了した点を示す。図より速度比 Q が増すに従い増速効果のため軸方向成分の値が増加していることが分かる。周方向成分の値も Q とともに増加するが、その程度は軸方向成分に比べて小さい。また軸方向成分の図から速度比が大きくなるとはく離点が次第に下流へ移動していく様子うかがえる。これを明らかにするため、いくつかの逆圧力こう配の程度のもとで、速度比によるはく離点の移動の様子を示したものが図5である。

図中実線がはく離を起こした位置、点線が前の図2(a)の速度分布でみた流れが付着する位置である。圧力こう配パラメータ ca^2/ν の値が6, 12, 24と大きくなり、逆圧力こう配の程度がより強くなるに従い、はく離はより上流側で生じている。また速度比が増すに従いはく離点が下流側へ移動している。付着点も速度比が増すと下流側へ移動する傾向にあるが、速度比がある程度大きくなるとはく離点と付着点が急速に接近するようになる。そして、ある値以上の速度比になると、前の図2(b)で見られたような壁からはく離は生じ得ない流れとなる限界の速度比の存在が認められる。

次にはく離点近傍以降の流れの様子を図的に示そう。図6(a), (b), (c)はそれぞれ速度比が0.65, 0.66, 0.73の時の円筒回転軸を含んだ面内の流線である。壁面せん断応力が零となるはく離点、付着点での流線の傾きは、壁面上のうず度こう配および圧力こう配により与えられる⁽²³⁾。図中ではく離点、付着点に連なる流線のうち、これらの点に近づくに従いゆるやかな傾きをもつ流線のこう配は、この方法から求めたこう配と良く一致した。そして、ここでののはく離点、付着点はこの方法で求まるこう配を考慮し、計算ステ

ップ間の流線を外そうして求めた。速度比0.65の場合を見ると、はく離した後逆流域がもたらされ、境界層厚さがかなり大きくなる様子が分かる。軸方向速度成分の壁面こう配が再び正となった後は、逆流域が境界層中央部へと移動していく様子が良く分かる。はく離点からの流線と付着点への流線が連なっているか否かは本計算の範囲では明らかでない。速度比が0.66の場合、はく離点からの流線は下流側で付着点への流線と連なり、流れははく離ほうを含んだものとなっている。更に下流では依然として逆圧力こう配下にある境界層中層部に、はく離した流れとは別の逆流域が生じ

ている。速度比が0.73のとき、本計算の範囲では流れのはく離は認められないが、下流側の境界層中央部の逆流は生じている。そしてこの場合も境界層厚さの増加が急激になったところで計算は終了している。ところで図6(b), (c)で見られるように境界層中央部で生ずる逆流は、流れの中によみ点をもったものになっている。このよみ点にO'Brien⁽¹⁶⁾の提唱した直交あん点に相当するものかどうかについては、この逆流域近傍でのより詳しい解析が必要である。

4.2 境界層内の特異性 前述のように、二次元境界層方程式は、層外圧力こう配をあらかじめ規定した計算でははく離点、もしくはその近傍で解が不安定となる。二次元平板の場合、この特異性の存在はCurleの式に基づき次のようにして示唆される⁽⁵⁾。すなわち、境界層方程式を壁面からの距離 z について二階微分し、壁面上での条件を考えると次式が得られる。

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_0^2 \right\} = \nu \frac{\partial^4 U}{\partial z^4} \Big|_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

この式より、はく離点において右辺が零でない場合、はく離点近傍では $(\partial U / \partial z)_0$ がはく離点からの距離の平方根、つまり $(x_s - x)^{1/2}$ に比例した分布になると予測される。

次に回転円筒上の流れについて考えてみる。変換した式(4・a)において、半径方向の式(4・c)を考慮し圧力項を書き換え、式(8)に相当する式が次のように得られる。

$$x \frac{d}{dx} \left(\frac{f_0'' f_0'''}{2} \right) + (3m-1) \frac{f_0'' f_0'''}{2} + \frac{2\Omega^2}{U_{e1}^2} G = 6\xi^{1/2} f_0^{(iv)} + f_0^{(v)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし

$$G = \frac{m-1}{2} \xi^{1/2} V_{10}' + \xi^{1/2} x \frac{dV_{10}'}{dx} \quad \dots\dots\dots (10)$$

である。式(9)の右辺は円筒前縁からの距離 x のみの関数となり、これを $a(x)$ とおくことにする。また、 $(\partial U / \partial z)_0 = \xi^{-1/2} U_e f_0'' / a$ である。速度比零の静止円筒上の流れでは、式(9)は積分され、はく離点近傍では次式が得られる。

$$\frac{f_0'' f_0'''}{2} = \frac{x}{U_e^3} \frac{a(x_s)}{x_s^2} U_{es}^3 (x - x_s) \quad \dots\dots\dots (11)$$

これより静止円筒上の流れでも平板の場合と同様な特異性の存在が予測される。本計算で速度比を零とした静止円筒上の流れおよび、円筒半径 a を無限大とした平板上の流れの結果でも、無次元壁面速度こう配 f_0'' の分布に上述のような特異性の存在が認められた。

一方、回転円筒の場合には、あらかじめ層外圧力分

布を規定した時にも、計算法を何ら変更することなく、はく離点を越えて結果が得られた。回転円筒上の無次元壁面速度こう配の分布を図7に示す。 f_0'' の値ははく離点近傍で急激に変化することなく、はく離に伴う壁面での特異性は消滅している。これは式(9)において、速度比零の時には零である左辺第3項に原因するものと考えられる。つまり、この項を構成する周方向速度成分、ひいては層内圧力が、はく離点での f_0'' の変化がゆるやかなものとなるような分布をするものと考えられる。

はく離点を越えた回転円筒上の流れでも、ある程度下流に至ると数値解が不安定となり、先の流れの様子図に見られる境界層厚さの急増を伴い計算が終了する。この境界層厚さの急増は、境界層近似で無視した半径方向の運動方程式の項に原因があるものと思われる⁽¹⁴⁾、境界層近似の崩壊を意味するものと言えよう。図8に速度比0.65の時の計算終了点近くでの軸方向無次元せん断応力の ξ 方向変化を示す。一連の線が一定の半径位置における分布を表す。 $r/a=1$ の円筒壁面上では滑らかであり、一方境界層中央部では ξ 方向の変化がかなり大きくなっている部分が見られる。このため壁面ではなく、境界層中央部で特異性が生じているものと示唆される。定常流でこのような境界層内に

図7 回転円筒上の無次元壁面速度こう配

図8 速度比0.65の軸方向せん断応力の分布

特異性の存在する条件は、壁面が流れ方向へ移動する場合に例えば Moore⁽¹¹⁾により提唱された。そしてこの条件を満たす所では、数値計算は終了することが Telionis ら⁽¹³⁾により報告されている。Telionis らの結果では、特異性が現れる付近での壁面速度こう配が急激な変化をする様子が示されているが、図 8 では壁面せん断応力は比較的ゆっくりとした変化である。本計算で得られた結果が Moore らの提唱した特異性と関連するものか否かについては明らかでない。

5. 結 言

層外主流速度が円筒前縁からの距離に対し直線的に減少する軸流中で回転する円筒上に発達する層流境界層の特性を数値的に調べ、以下のような結果を得た。

回転による順圧力こう配作用と層外逆圧力こう配との相互関係により、特徴的な速度分布がもたらされる。回転の効果が比較的小さい場合には、回転は境界層のはく離を遅らせ、またはく離した後に壁面近傍が順圧力こう配となり、再び付着した流れとなり得ることがある。回転の効果が比較的大きい場合には、壁面近傍では軸方向速度成分は増速されはく離しない流れとなるが、逆圧力こう配下にある境界層中央部では減速される。

回転円筒上の流れでは、通常の平板、静止円筒上の流れで壁面速度こう配が零となる所で現れる特異性は見られず、これとは別の境界層内部での特異性の存在が数値的に示された。

文 献

- (1) 例えば, Cebeci, T., *Trans. ASME, Ser. D*, **92-3** (1970), 545.
- (2) 山下・ほか 2 名, 機論, **43-376** (昭 52), 4529.
- (3) Goldstein, S., *J. Mech. Appl. Math.*, **1** (1948), 43.
- (4) Landau, L.D. and Lifshitz, E.M., *Fluid Mechanics*, (1959), Pergamon Press.
- (5) Brown, S.N. and Stewartson, K., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **1** (1969), 45.
- (6) Catherall, D. and Mangler, K.W., *J. Fluid Mech.*, **26-1** (1966), 163.
- (7) Williams, J.C., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **9** (1977), 113.
- (8) Sychev, V.V., *Izv. Akad. Nauk SSSR., Mekh. Zh. Gaza*, No.3 (1972), 47.
- (9) Smith, F.T., *Proc. Roy. Soc., A*, **356** (1977), 443.
- (10) Stewartson, K. (Rautmann, R. 編), *Approximation Methods for Navier-Stokes Problems*, (1980), 507, Springer-Verlag.
- (11) Moore, F.K. (Görtler, H. 編), *Symp. Boundary Layer Research*, (1958), 296, Springer-Verlag.
- (12) Williams, J.C. and Johnson, W.D., *AIAA J.*, **12-10** (1974), 1427.
- (13) Telionis, D.P., ほか 2 名, *Phys. Fluids*, **16-7** (1973), 968.
- (14) Bradshaw, P., *AIAA J.*, **17-7** (1979), 790.
- (15) 松下・赤松, 機論, No.820-14 (昭 57), 62.
- (16) O'Brien, V., *Phys. Fluids*, **24-6** (1981), 1005.
- (17) Kolomilas, C.A. and Telionis, D.P., *J. Fluid Mech.*, **97-2** (1980), 347.
- (18) Schlichting, H., *Ing.-Arch.*, **21** (1953), 227.
- (19) 中村, 機論, **37-299** (昭 46), 1316.
- (20) Howarth, L., *Proc. Roy. Soc., A*, **164** (1938), 547.
- (21) Cebeci, T. and Bradshaw, P., *Momentum Transfer in Boundary Layers*, (1977), Hemisphere Pub. Corp.
- (22) Bradshaw, P. (Hunt, B. 編), *Numerical Methods in Applied Fluid Dynamics*, (1980), 579, Academic Press.
- (23) Rosenhead, L. 編, *Laminar Boundary Layers*, (1963), 63, Oxford Univ. Press.

討 論

〔質問〕 石 沢 進 午

〔(株)日立製作所機械研究所〕

興味ある新現象を数値的に明らかにされたことに敬意を表す。

(1) 図 6 より、速度比のわずかな変化に対しても流れパターンの変化がきわめて敏感であることにおどろきを感じている。参考のために、 Ω のもっと広範囲のそしてもっと細かく変えた場合のパターンをご提示願いたい。

(2) 特異点の存在位置に関しては、常識的には数値計算の終了する位置の近傍のみに存在し上流側には存在しないものときめて考えがちであるが、これは必ずしもそうとは限らないことに注意する必要がある。それは、従来よく指摘されているように、メッシュを

十分細かくし精度を上げないと、数値計算は容易に特異点を無事通過して下流まで連続であるかのごとき解を与えることが多い（特に特異性が弱い場合）ということが知られているからである。このことを念頭においた上で、さらに詳しく検討する必要があるように思われる。お考えをお聞かせ願いたい。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおり、本流れで速度比は流れのパターンそして数値計算終了の様子に大きく影響を及ぼしている。この影響は次のように要約される。

速度比が小さな場合には静止円筒上の流れと同様、はく離点近傍で計算は終了する。速度比を大きくするに従いはく離点を越え逆流域内、そして付着点以降まで計算を進めることができる。この時は境界層内部で

の特異性の存在が示唆され、また流れのパターンは速度比 0.65 の時と同じくはく離点からの流線は開いた形である。この後図 6 に示した流れのパターンの変化が起り、そしてはく離しない流れとなる。速度比が更に大きくなり約 1.5 を越えるあたりからは、境界層中央部での逆流域が生ずる以前に計算が不安定になる。

これまでの結果では、流れのパターンの変化は図 6 に示したもののみが特徴的であり、これは速度比の変化に対して連続的にではなく、急激に変わるものと思われる。なお、広い速度比の範囲における詳細なパターンの変化については今後順次調べていくつもりである。また特に図 6 で見られる速度比の変化の流れに及ぼす影響については現在解析中である。

(2) ご指摘のように、計算メッシュについてはいくつかの問題がある。ここで得られた回転円筒上の流れの結果は、よりあらいメッシュ、そして数倍の程度でより細かいメッシュを用いた場合の結果とほぼ一致する。しかし、メッシュを細かくしすぎると、計算が下流方向へ進むに従い収束性が悪くなる傾向がみられた。一方、静止円筒上の流れの計算では、メッシュのあらさによらず安定にはく離点近傍まで解くことができた。また、比較的速度比が小さな場合、回転円筒の計算の収束性の悪化はこのはく離点の位置と比べ上流側で生じた。そして、収束性の悪化ははく離に伴う不安定性によるものとは考えられず、また本計算で示唆された境界層中央部で生ずる特異性に伴う数値的不安定性によるものとも思われなかった。

ここでは回転円筒上の流れの計算結果と、静止円筒上の流れの計算結果を比較し、収束性が著しく悪くなることなく計算が進められるメッシュを採用した。はく離点近傍において、本計算では見落とされるような特異性が存在するかについての検証には、異なった数値計算法、あるいは解析的考察が必要であると思われる。

〔質問〕 荒川 忠一〔東京大学工学部〕

複雑な回転流れ場の境界層計算を解析的に扱う試み

をされたことに敬意を表する。

(1) 層流はく離、再付着を層流計算で示されているが、はく離した後の流れは乱流に遷移し再付着すると考えるのが自然ではないか。

(2) 軸対称の仮定があるため、逆流部分がドーナツ状のリングを描くことになるが、現実の流れはどうなっているか教えていただきたい。

(3) 貴論文と同様の流れ場で乱流計算、あるいは実験計測を行った論文(付1)があり、比較検討してみたいか。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおり、現実的な流れでは、はく離した流れは多くの場合乱流であるとみなすのが妥当であろう。しかし、境界層近似が成り立つ範囲でレイノルズ数が十分小さければ、ここに示したような層流再付着も可能であると思われる。ここでは層流、乱流を問わずに生ずる回転の効果と逆圧力こう配の作用により、再付着が生ずる可能性について検討した。

なお、この回転円筒上の流れで示した変曲点をもった速度分布が、常に流れの不安定性に結びつくかは不明であり、安定性の計算、あるいは実験的研究が必要であると思われる。

(2) 実験的研究を行っていないので明らかではないが、現実的にはく離などの現象が必ずしも軸対称で生ずるかについては問題があると思われる。

しかし本計算結果の範囲では、流れの様子を図 6 に見られる逆流域が生じ、この時にも周方向速度成分は図 2 に見られるような分布をしている。このためご指摘のとおりリング状の逆流域が生じていると考えていただいてよろしいと思う。

(3) この論文については著者らも興味をもって拝読させていただき、著者らの計算結果との比較検討もさせていただいた。この内容は、文献(付2)を参照していただきたい。

(付1) 大和・山本, 日本造船学会論文集, 152 (昭58), 32.

(付2) 渡辺, 東海流体熱工学研究, 18-2 (昭58-12).