接線方向吹出しを持つ高揚力円柱の
二次元特性値の推定*若 良 二^{*1}, 吉 野 章 男^{*1}Estimation of Two-Dimensional Characteristic Values of
a Lifting Circular Cylinder with Tangential Blowing

Ryoji WAKA and Fumio YOSHINO

A new nondimensional parameter is proposed in order to estimate the two-dimensional characteristic values of a lifting cylinder with tangential blowing. Each experimental relation, between various two-dimensional characteristic values and the new parameter, is presented. In each case, a single approximate curve, as a function of this parameter only, is given. Note that the curves are independent of the blowing position and the blowing intensity. Then, a new method for estimating the two-dimensional characteristics of the cylinder by giving only the blowing position and the blowing intensity is described. In the case where the blowing position is in the separated region, this method can only be applied to a lifting cylinder which is at the condition of the forced reattachment of the separated shear layer. The results estimated by this method were fairly consistent with the experimental ones.

Key Words: Fluid Dynamics, External Flow, Fluid Force, Circular Cylinder, Tangential Blowing, Two-Dimensional Characteristics

1. ま え が き

壁面噴流により境界層制御を行ういわゆる接線方向吹出しを応用した円柱(以下, 吹出し円柱)の各種特性値に関する研究は, 従来より数多くなされている^{(1)~(4)}. これら吹出し円柱に関する研究では, 考えられるパラメータの数は非常に多いが, 各種特性値と関係する特に主要なパラメータは, 主流レイノルズ数 Re , スロットの設定位置 θ_j , 噴流の運動量係数(吹出し強さ) C_μ および円柱の縦横比 λ である. このうち, Re の影響は円柱面上に発達する境界層の特性と関連して現れるので, Re の範囲をあまり広く取らなければ, その影響は小さく, λ もあまり小さすぎなければ($\lambda \geq 4$), その影響は見積もることができる. したがって, これらのことを考慮して実験を行えば, 主要なパラメータを θ_j と C_μ とすることができる. これらのパラメータが吹出し円柱の各種特性値に及ぼす影響については, すでに, いくつかの実験的研究がなされており, その中では, 各種特性値と C_μ の関係を種々の θ_j について示すのが一般的である. しかし, たとえば揚

力係数 C_l は θ_j と C_μ の関数であるため, θ_j を変化させれば, 同一の C_μ に対して, 同じ C_l にはならない. Kelly⁽⁵⁾ は平板上の境界層制御に関して, 噴流の吹出し速度と境界層外端速度との速度差を含んだパラメータ C_{BLC} を C_μ を修正した形で提案し, これを翼に適用することにより, 揚力係数 C_L および抵抗係数 C_D をスロット幅 h に関係なく, C_{BLC} のみの関数として示している.

しかしながら, 吹出し円柱に関しては, このような試みはほとんどなされておらず, 著者らの知る限りでは, わずかに Keshavan⁽⁶⁾ が噴流付着角 θ_{SEP} (円柱上面側はく離点位置 θ_u とスロット設定位置 θ_j のなす角) について, Re , θ_j に無関係な無次元パラメータを θ_{SEP} , θ_j および C_μ の関数として提案している程度である.

本研究においては, 高揚力時の吹出し円柱(3・1節参照)を対象とし, まず, 各種特性値の二次元値を求めた後, それらを二次元スロット位置 $\theta_{j\infty}$ および吹出し強さ C_μ によらず表現し得る無次元パラメータ Λ を提案するとともに, $\theta_{j\infty}$, C_μ を知って各種二次元特性値を見積もる方法について検討を行った.

* 平成元年7月14日 東海支部岐阜地方講演会において講演.
原稿受付 昭和63年11月7日.

*¹ 正員, 鳥取大学工学部 (〒680 鳥取市湖山町南4-101).

主 な 記 号

 C_d : 圧力分布から求めた断面抵抗係数 C_l : 圧力分布から求めた断面揚力係数 C_p : 圧力係数 $= (p - p_s) / (1/2) \rho U^2$ C_{pb} : 背圧係数 (θ_u における C_p) C_μ : 吹出し噴流の運動量係数 (吹出し強さ)

$$= \rho_j W_j^2 h / (1/2) \rho U^2 D$$

 $C_{\mu a}$: 吹出し噴流の運動量係数 (吹出し強さ)

$$= \rho_j u_j^2 h / (1/2) \rho U^2 D$$

 D および h : 円柱直径およびスロット幅 p および p_s : 円柱表面圧力および主流静圧 Re : レイノルズ数 $= UD/\nu$ U : 主流速度 u_j : 噴流のスロット出口速度 (スロット出口の局所圧力まで断熱膨張すると仮定) W_j : 噴流のスロット出口速度 (風洞内静圧まで断熱膨張すると仮定) α_i : 誘導迎え角 θ_j : スロット設定位置 (スロット位置) ° θ_u : 円柱上面側 (スロット側) はく離点位置の実験値 ° λ : 円柱の縦横比

添 字

 ∞ : 誘導迎え角の補正を行った二次元値を示す。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 図1は供試円柱の断面図を示す。直径100 mmの円管と直径25 mmの円柱により、幅0.58 mmの吹出し用スロットが全スパンにわたって形成されている。円柱表面は硬質クロームめっきを施し鏡面としている。スパン中央には、56個の静圧孔を設けている。円柱はその中心軸まわりに回転可能であり、スロットを任意の周方向位置に設定することができる。

図2は風洞測定部を示す。測定部には側壁として厚

図1 供試円柱断面図

さ10 mmの仕切板を2枚設置し、供試円柱の縦横比 λ を8に固定している。供試円柱は測定部中央に、側壁および測定部両壁を貫通して取付けられている。供試円柱による測定部の閉そく率は0.14であり、 $Re = 1.0 \times 10^5$ における主流の乱れ強さは0.19%である。円柱両端から円柱内部に供給された圧縮空気は、スロットから吹出された後、コアンダ効果により、円柱表面に沿った曲壁面噴流となる。なお円柱が側壁を貫通するスロット部分 (図2中、破線丸印で示す) の構造は、いわゆるエッジ形⁽⁷⁾であり、スロットから吹出された噴流は、スロット出口でナイフエッジ状の側壁端によって鋭く分けられ、そのまま側壁の両側に沿って流れるようになっている。

2.2 実験方法 実験では $Re = 1.0 \times 10^5$ を一定とし、 θ_j を50, 70, 90, 100, 110°および120°と変化させた。 C_μ は θ_j により異なるが零から0.75程度の範囲内で適宜変化させ、スパン中央において周方向圧力分布を測定した。このとき、スロットがはく離領域内にある場合には、まず、はく離せん断層の強制再付着⁽⁸⁾により、円柱に高揚力が発生するようになるまで、 C_μ を増加させ、その後、高揚力状態が保持できる範囲内で C_μ を変化させた。

円柱の各種特性値はすべて周方向圧力分布から求めているが、閉そく率の補正は行っていない。また、吹出し強さは、計算により求めたスロット出口速度を用いて決定した。このとき、用いたスロット出口圧力により、吹出し強さが異なるため、ここでは、 C_μ と $C_{\mu a}$ で区別している (主な記号参照)。

3. 実験結果および考察

3.1 はく離せん断層の強制再付着 図3および図4は、それぞれ揚力係数 C_l および抵抗係数 C_d と C_μ の関係を種々の θ_j について示す。 $C_\mu = 0$ (吹出しなし) の場合、本実験の Re では円柱面上に発達する境界層は $\theta_u = 83^\circ$ で層流はく離をしていることが確認されている⁽⁹⁾。図によれば、 $\theta_j \leq 70^\circ$ の場合、 C_l および C_d は C_μ とともに連続的に変化しており、通常の吹出しによる境界層制御が行われていることを示してい

図2 風洞測定部

る。一方、 $\theta_j \geq 90^\circ$ の場合、 C_l および C_d と C_μ の間にはヒステリシスのあることがわかる。たとえば、図 3 の $\theta_j = 120^\circ$ について言えば、 C_μ を零からしだいに大きくしても、最初、 C_l はわずかに増加する程度であるが、 $C_\mu = 0.75$ に達すると C_l は不連続的に増大する（はく離せん断層の強制再付着）。その後、 C_μ の減少とともに C_l は高揚力状態を保持したまま連続的に減少し（高揚力時）、 $C_\mu = 0.09$ で再び不連続的に減少している。図 4 より C_d もまた、 C_l の場合と同じ C_μ で不連続的な変化をしていることがわかる。このように $\theta_j > \theta_u$ の場合、高揚力時の円柱を取扱うためには、まず、はく離せん断層の強制再付着を実現させる必要がある。しかし、高揚力時の円柱の場合、主流は円柱面に沿って大きく偏向して流れるため、 C_l が非常に大きくなると、偏向した主流が円柱表面からはく離れた後、測定部床面に衝突し、円柱下面側の流れと干渉していることも考えられる。測定部床面上の流れをタフトにより観察した結果、いずれの θ_j についても、 $C_l \approx 10$ 程度までは、特に異常は認められなかった。

以上の点を考慮して、本研究においては、 $C_l \leq 10$ である C_μ の場合を取扱うものとし、さらに、 $\theta_j \geq 90^\circ$ の場合については、高揚力時の円柱のみを対象とする。

3.2 各種二次元特性値 吹出し円柱の場合たとえ本実験のような二次元模型に関する実験を行っても、側壁付近の円柱後流中には強い随伴渦が存在するため、側壁付近には二次元流れの近似が成り立たない領域があり、 λ によってはスパン中央においても、随伴渦による誘導速度の影響を無視することができない⁽⁸⁾。

しかしながら、流れの可視化⁽⁹⁾や各種特性値のスパン方向分布の測定⁽⁷⁾などの詳細な研究によれば、吹出し円柱の場合、 $\lambda \geq 4$ であればスパン中央における実験値は、側壁上の境界層の影響を受けることはなく、随伴渦による誘導速度、すなわち誘導迎え角 α_i の補正のみを施すことにより二次元特性値とすることができる。

著者らはすでにいくつかの実験事実と仮定に基づいて、風洞壁の干渉も含めた α_i を見積もる比較的簡便な方法を推奨した⁽¹⁰⁾。その方法により、本実験における α_i を求めれば、 α_i は C_l の関数として表 1 のように得られる。表 1 は、たとえ θ_j を一定として実験を行ったとしても、 α_i は C_μ とともに変化することを意味しており、 θ_j に α_i の補正を行った二次元スロット位置 $\theta_{j\infty} (= \theta_j - \alpha_i)$ は C_μ により変化することになる。したがって、吹出し円柱においては、 θ_j 一定の実験は可能であっても、 $\theta_{j\infty}$ 一定の実験を行うことは実際上不可

能である。したがって、 θ_j 一定の実験結果から $\theta_{j\infty}$ 一定における各種二次元特性値を得るには、次のような操作が必要となる。ここでは代表的な例として、揚力係数 C_l のみについて述べるが、他の特性値についても同様である。

まず、種々の θ_j について C_μ を変化させ、得られた圧力分布から C_l および C_d と C_μ の関係を得る（図 3、4）。これらの図より、同一の C_μ について、各 θ_j における C_l および C_d の値を読み取る。各 θ_j について読取った C_l を用いて、表 1 に示す α_i と C_l の関係から α_i を求める。この α_i をすでに読取った C_l 、 C_d とともに、 $C_{l\infty} = C_l \cos \alpha_i + C_d \sin \alpha_i$ に代入して、二次元揚力係数 $C_{l\infty}$ を得る。同時に $\theta_{j\infty} = \theta_j - \alpha_i$ により $\theta_{j\infty}$ を求める。これにより、同一の C_μ について各 θ_j における $C_{l\infty}$ と $\theta_{j\infty}$ の関係が得られる。

同様の操作を種々の C_μ について行い、得られた $C_{l\infty}$ と $\theta_{j\infty}$ の関係を滑らかな曲線で結べば図 5 のようになる。ここでは、 C_μ として $C_\mu = 0.05$ から始まり 0.05 間隔に取っている。次に、図 5 より $\theta_{j\infty} = 50, 70, 90, 100, 110^\circ$ および 120° における $C_{l\infty}$ の値を各 C_μ について読取った後、それぞれの $\theta_{j\infty}$ について $C_{l\infty}$ と C_μ の関係を図示すれば、図 6 のようになる。他の二次元特性値における α_i の補正は、 C_d 、 θ_u 、 C_{pb} について、

図 3 揚力係数

図 4 抵抗係数

表 1 誘導迎え角

θ_j	α_i
50	$0.374 C_l$
70	$0.462 C_l$
90	$0.474 C_l$
100	$0.474 C_l$
110	$0.482 C_l$
120	$0.545 C_l$

図 5 揚力係数の補正

図 6 二次元揚力係数

図 7 二次元抵抗係数

図 8 二次元はく離点位置

図 9 二次元背圧係数

図 10 二次元スロット位置

それぞれ, $C_{d\infty} = C_d \cos \alpha_i - C_l \sin \alpha_i$, $\theta_{u\infty} = \theta_u - \alpha_i$, $C_{pb\infty} = C_{pb}$ として行えば良い。それらの結果をそれぞれ図 7～9 に示す。

図 6 によれば, $C_{l\infty}$ と C_μ の関係は $\theta_{j\infty}$ により異なっており, 同一の C_μ では $\theta_{j\infty}$ が大きいほど $C_{l\infty}$ は大きくなっている。一方, 図 7 の $C_{d\infty}$ と C_μ の関係においては, 同一の C_μ では, $\theta_{j\infty}$ が大きいほど $C_{d\infty}$ が小さくなる傾向が見られる。

図 8 は $\theta_{u\infty}$ と C_μ の関係を各 $\theta_{j\infty}$ について示す。図によれば, いずれの $\theta_{j\infty}$ においても $\theta_{u\infty}$ は, C_μ が大きくなるにつれて増大しており, 同一の C_μ では $\theta_{j\infty}$ が大きいほどはく離点は下流側に移動していることがわかる。

(a) 揚力係数 (b) 抵抗係数 (c) 背圧係数

図 11 二次元各種特性値

図 9 は背圧係数 $C_{pb\infty}$ の C_μ による変化を示す。ここでは, θ_u における圧力係数 C_p を C_{pb} としている。 $C_{pb\infty}$ と C_μ の関係にも他の二次元特性値と同様に, $\theta_{j\infty}$ による相違が明確に現れており, 同一の C_μ では, $\theta_{j\infty}$ が大きいほど $C_{pb\infty}$ も大きくなっている。

図 10 は二次元スロット位置 $\theta_{j\infty}$ と C_μ の関係を示す。 $\theta_{j\infty}$ は $\theta_j - \alpha_i$ により求まるので, 各 θ_j において α_i は C_l に比例する (表 1) ため, C_μ を大きくし, C_l が増大する (図 3) のに対応して $\theta_{j\infty}$ は減少していることがわかる。

3.3 無次元パラメータと各種二次元特性値の見積もり
高揚力時の二次元吹出し円柱まわりの流れを規定する主要なパラメータ, $\theta_{j\infty}$, C_μ , Re および λ の内, Re は一定の場合を考えており, λ については 3.2 節で, すでにその補正を行っているの, 残るパラメータは $\theta_{j\infty}$ と C_μ である。一方, 吹出し円柱の各種二次元特性値を求めようとすれば, 円柱の周方向圧力分布が必要であるが, これを理論的に計算する場合には,

円柱上面側（スロット側）はく離点位置 $\theta_{u\infty}$ と下面側はく離点位置 $\theta_{l\infty}$ および背圧係数 $C_{pb\infty}$ を与える必要がある⁽¹⁰⁾。実験によれば、このうち、 $\theta_{l\infty}$ に対する $\theta_{j\infty}$ および C_{μ} の影響は $\theta_{u\infty}$, $C_{pb\infty}$ の場合と比べてきわめて小さく、このことは、高揚力時の吹出し円柱まわりの流れが、 $\theta_{u\infty}$ と $C_{pb\infty}$ に強く依存していることを示唆している。そこで、 $\theta_{u\infty}$ と $C_{pb\infty}$ について他の二次元特性値との関係を調べた。

図 11(a)～(c) は代表的な特性値である $C_{l\infty}$, $C_{d\infty}$ および $C_{pb\infty}$ を $\theta_{u\infty}$ に対して示している。図 11 から明らかなように、各特性値とも $\theta_{j\infty}$ によらず、 $\theta_{u\infty}$ のみの関数として示されている。一方、 $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ は、図 8 および図 9 によれば、いずれも $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} の関数となっている。したがって、もし吹出し円柱の各種二次元特性値を $\theta_{j\infty}$ および C_{μ} によらず表現し得るような無次元パラメータが存在するとすれば、それは $\theta_{j\infty}$, C_{μ} , $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ の関数となっているはずである。そこで、このような無次元パラメータを見いだすため、上述の各パラメータを種々に組合せた無次元パラメータを考え、それぞれの無次元パラメータについて、各種二次元特性値との関係を図示し、試行錯誤により適当と思われる無次元パラメータの形を決定した。この中では、 C_{μ} の代わりに $C_{\mu a}$ を用いた場合についても検討した。その結果、実用上十分満足な結果を与える無次元パラメータとして、次式で表される Λ が得られた。

$$\Lambda = \left(\frac{1}{1 - C_{pb\infty}} \frac{C_{\mu a}}{\theta_{u\infty} - \theta_{j\infty}} \right)^{1/2} \quad \text{..... (1)}$$

以下に、新しく導入された無次元パラメータ Λ と吹出し円柱の各種二次元特性値との関係を示す。

図 12～15 はそれぞれ $C_{l\infty}$, $C_{d\infty}$, $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ と Λ の関係を示す。図 6～9 とそれぞれの図を比較すれば明らかなように、各図とも、二次元特性値と Λ との関係には $\theta_{j\infty}$ による系統的な相違は認められず、各特性値ともそれぞれ 1 本の曲線で表されている。これらの各種二次元特性値と Λ の関係を三次曲線で近似すれば、それぞれ以下の実験式で与えられる。

$$C_{l\infty} = -4.884 \times 10^3 \Lambda^3 + 7.305 \times 10^2 \Lambda^2 + 7.939 \times 10 \Lambda - 1.017 \quad \text{..... (2)}$$

$$C_{d\infty} = -2.291 \times 10^2 \Lambda^3 + 1.438 \times 10^2 \Lambda^2 - 2.588 \times 10 \Lambda + 1.228 \quad \text{..... (3)}$$

$$\theta_{u\infty} = -3.124 \times 10^3 \Lambda^3 - 4.243 \times 10^3 \Lambda^2 + 1.327 \times 10^3 \Lambda + 95.30 \quad \text{..... (4)}$$

$$C_{pb\infty} = -5.627 \times 10^2 \Lambda^3 + 3.930 \times 10 \Lambda^2 + 2.135 \times 10 \Lambda - 1.603 \quad \text{..... (5)}$$

このうち、 $\theta_{u\infty}$ と $C_{pb\infty}$ は Λ [式(1)] に含まれてい

る二次元特性値であるので、さらに、式(1)において、 $C_{\mu a}$ を $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} の関数として表すことができれば、 $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} を与えることにより、高揚力時の吹出し円柱の各種二次元特性値を見積もることができる。実験によれば、 $C_{\mu a}$ は C_{μ} と比例関係にあり、そのこう配は θ_j により異なっている。そこで、そのこう配を θ_j の関数として表し、 $C_{\mu a}$ と C_{μ} の関係を求めれば、図 16 に示すように次式で表される。

$$C_{\mu a} = (0.003 \theta_j + 0.89) C_{\mu} + 0.039 \quad \text{..... (6)}$$

さて、式(6)には誘導迎え角 α_i の影響を受ける量である θ_j が含まれている。そこで、式(6)の θ_j を消

図 12 二次元揚力係数

図 13 二次元抵抗係数

図 14 二次元はく離点位置

図 15 二次元背圧係数

図 16 吹出し強さの関係

図 17 二次元揚力係数推定値

図 18 二次元抵抗係数推定値

図 19 二次元はく離点位置推定値

図 20 二次元背圧係数推定値

去するため $\theta_{j\infty}$ についても同様に θ_j および C_{μ} の関数として表すことを考える。 $\theta_{j\infty}$ については、すでに図 10 に C_{μ} との関係を示している。図 10 を詳細に見れば、 $\theta_{j\infty}$ は必ずしも C_{μ} に比例しているとは言えないが、ここでは α_i が小さいこと、および計算が容易であることなどを考慮して、直線近似を行い、その近似式を求めると次のようになる。

$$\theta_{j\infty} = \theta_j - (1.690 \times 10^{-3} \theta_j^2 - 9.953 \times 10^{-2} \theta_j + 5.003) C_{\mu} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式(6)と式(7)より θ_j を消去すれば式(8)を得る。

$$187.782 C_{\mu a}^2 - (367.42 C_{\mu} + 347.98) C_{\mu a} + \{183.27 C_{\mu}^2 + (311 + \theta_{j\infty}) C_{\mu} + 13.29\} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

このように、 $C_{\mu a}$ を $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} の関数として式(8)のように表すことができた。したがって、 $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} を与えれば、高揚力時における吹出し円柱の各種二次元特性値を見積もることができる。その手順は次のとおりである。

(1) まず、与えられた $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} を用いて式(8)より $C_{\mu a}$ を求める。このとき、得られる 2 根を $C_{\mu 1}$ 、 $C_{\mu 2}$ とすれば $0 < C_{\mu} < C_{\mu 1} < C_{\mu 2}$ であり、 $C_{\mu 2}$ は現実的でないので $C_{\mu 1} = C_{\mu a}$ とする。

(2) 式(4)および式(5)を(1)で求めた $C_{\mu a}$ および $\theta_{j\infty}$ とともに式(1)に代入する。このとき、 $\theta_{j\infty}$ お

よび $C_{\mu a}$ は既知であり、未知量は Λ のみである。

(3) (2)で得られた式において、 Λ として任意の初期値を仮定し、逐次近似法により両辺を満足する Λ の近似解を得る。

(4) (3)で求めた Λ を式(2)～(5)に代入すれば、与えられた $\theta_{j\infty}$ 、 C_{μ} における各種二次元特性値が求まる。

以下に、上述の方法により見積もった各種二次元特性値の推定値と実験値に誘導迎え角 α_i の補正を行った結果（以下、実験値と呼ぶ）とを比較して示す。

図 17 は $C_{L\infty}$ の推定値と C_{μ} の関係を示す。図 17 中の実線は $C_{L\infty}$ の推定曲線であり、プロット点は二次元揚力係数の実験値を示している。これは以下の図についても同様である。推定曲線と実験値との一致の程度は、 $\theta_{j\infty}$ により異なっているが、同一の C_{μ} について見れば、いずれの $\theta_{j\infty}$ においても推定値は実験値のほぼ $\pm 10\%$ の範囲内に納まっていることがわかる。

図 18～20 はそれぞれ $C_{D\infty}$ 、 $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ と C_{μ} の関係を示す。 $C_{D\infty}$ については、 $\theta_{j\infty} \leq 110^\circ$ では推定曲線と実験値は比較的良好に一致しているが、 $\theta_{j\infty} = 120^\circ$ の場合には、両者の相違がやや大きくなっている。一方、 $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ については、推定曲線および実験値とも C_{μ} が大きくなるにつれて全体的に増加する傾向を示している。しかし、 $\theta_{j\infty} \geq 90^\circ$ の場合には、 C_{μ} が大きくなると、両者の相違がやや大きくなっている。しかし、これらの特性値は実験値のばらつきが比較的大きいことを考えれば、この程度の相違は実用上の観点からは、特に大きな不都合とはならないものと判断される。

4. 結 論

レイノルズ数 Re 一定のもとで、高揚力時の吹出し円柱の各種二次元特性値を、 $\theta_{j\infty}$ と C_{μ} によらず表現

し得る無次元パラメータの提案と、 $\theta_{j\infty}$ および C_μ を与えることにより各種二次元特性値を見積もる方法について検討を行った。その結果を要約すると以下のようになる。

(1) 高揚力時の吹出し円柱の各種二次元特性値を $C_l \leq 10$ の範囲で $\theta_{j\infty}$ と C_μ によらず表現できる無次元パラメータ Λ を得ることができた。

(2) 無次元パラメータ Λ は $\theta_{j\infty}$, $C_{\mu a}$, $\theta_{u\infty}$ および $C_{pb\infty}$ の関数として式(1)で与えられる。

(3) 各種二次元特性値は Λ の三次式で近似でき、これらの近似式と Λ [式(1)] を用いれば、 $\theta_{j\infty}$ と C_μ のみを与えることにより、各種二次元特性値を見積も

ることができる。

文 献

- (1) Cheeseman, I. C., *Aeronaut. J.*, 72(1968), 635.
- (2) Dunham, J., *J. Fluid Mech.*, 33-3(1968), 495.
- (3) Awbi, H. B., *Aerospace*, 2-9(1975), 18.
- (4) 吉野・ほか3名, 機論, 46-410, B(1980), 1890.
- (5) Kelly, M. W., *NACA RM*, A56F12 (1956).
- (6) Keshavan, N. R., *AIAA J.*, 13-2(1975), 252.
- (7) 若・ほか2名, 機論, 50-458, B(1984), 2307.
- (8) 若・吉野, 機論, 53-490, B(1987), 1704.
- (9) WaKa, R., ほか2名, *Proc. Int. Symp. Flow Visualiz.*, (1980), 528.
- (10) 若・ほか3名, 機論, 48-433, B(1982), 1650.