論 文

CONTRIBUTED PAPERS

横風を受ける三角翼の前縁はく離流れ*

The Flow Past a Yawed Slender Delta Wing

with Leading-Edge Separation

山 田 哲 也**・宮 井 善 弘***
Tetsuya YAMADA and Yoshihiro MIYAI

Abstract

The flow past a delta wing with low aspect ratio at incidence separates from its leading edge. This separation due to fluid viscosity greatly affects the wing performance. In the present paper, the flow over a yawed slender delta wing with leading edge separation is considered. The flow field is approximated by the potential flow model presented by C.E. BROWN and W.H. MICHAEL, Jr., in which each spiral vortex is represented by a line vortex with its strength linearly increasing and also a feeding vortex sheet is added which supplies vorticity from each leading edge to a line vortex on a corresponding side.

The calculation is performed in the case of two parameters being small, that is, one of these is the incidence parameter $K_\alpha = \alpha / \tan \delta$, the other is the yaw one $K_\beta = \beta / \tan \delta$, where α is the incidence angle, β the yaw angle and δ the semi-apex angle of the wing, respectively. It is shown that the leading edge separation on the yawed delta wing leads to interesting wing characteristics and the present method will be very useful as the value of K_α is reduced.

1. ま え が き

低い縦横比をもつ三角翼では、流れは翼前縁ではく離し、ら旋状に巻き上がって渦心 (vortex core) を形成する。この前縁はく離渦は翼上面に複雑な流れを誘導し、翼性能に大きく影響することはよく知られている。とくにはく離のない流れの場合に予測される揚力に比べ、かなり大きな揚力を発生することは多くの研究により明らかにされており興味のある問題である。またこの翼が横風を受けた場合、前縁はく離渦の挙動が翼に及ぼす効果は重要な問題である。

この横風問題については J.K. HARVEY¹⁾, P.T. FINK²⁾ らの実験的研究があり、また D.I. PULLIN³⁾

は前縁から流れ出る shear layer を考慮したいわゆる J.H.B. SMITH⁴⁾ の vortex sheet model を使った計算結果を発表している。SMITH のモデルでは shear layer を vortex sheet で置き換え、渦心を一本の line vortex で代表しており、この vortex sheet の形状と強さを決めるのに複雑な計算が必要である。さらにこれが横風を受けた場合、左右の対称性がくずれ相互の干渉を考慮した渦系を独立して扱わなければならない、計算が非常に複雑になることは避けられない。

ところで J.E. BARSBY⁵⁾, R.W. CLARK ら⁶⁾ は、はく離の規模が小さければ、前縁付近の shear layer を表現する vortex sheet の有無にかかわらず、流れに及ぼす影響にはそれほど差がなく、shear layer を含めたはく離渦全体を一本の line vortex で代表した BROWN and MICHAEL⁷⁾ のモデルでも、簡単な計算で十分に精度のよい結果が得られること、またこのとき vortex sheet の形状に変曲点が生じたりはく離点が翼前縁にとどまらず内側に移動することにより SMITH のモデルでは収束解が得られないことを指摘している。

このような理由および実験観察の困難さにより、はく離が小規模なときの理論的、実験的データが少ないのが現状である。そこで本論文では BROWN and MICHAEL の line vortex モデルを用い、おもに小さな迎角範囲における横風を受けた前縁はく離三角翼まわりの流れの解析を行ない、はく離渦の挙動、およびこれが翼性能に与える影響を明らかにすることを試みた。

2. 記 号

- a : 局所半翼幅
- C_F : 圧力係数
- C_N : 揚力係数 (垂直力係数)
- C_l : 横揺れモーメント係数
- K_α : 迎角パラメータ $= a/\epsilon$
- K_β : 横風角パラメータ $= \beta/\epsilon$

* 昭和53年9月28日原稿受理

** 大阪府立大学工学部大学院

*** 大阪府立大学工学部

U : 一様流速
 W : $x=\text{const.}$ の断面内における二次元流の複素ポテンシャル
 x, y, z : 直角座標 (第1図参照)
 $y', z' = y/a, z/a$
 $Z = y + iz$
 $Z' = Z/a = y' + iz'$
 Z_r, Z_i : $x=\text{const.}$ の断面内のはく離渦の位置
 $= \xi_r + i\eta_r, \xi_i + i\eta_i$
 α : 迎角
 β : 横風角
 Γ_r, Γ_i : はく離渦の強さ
 γ_r, γ_i : 無次元渦強さ $= \Gamma_r / \epsilon a U, \Gamma_i / \epsilon a U$
 δ : 翼の半頂角
 $\epsilon = \tan \delta$
 ζ : 写像面の複素変数 $= \xi + i\eta$
 ζ_r, ζ_i : 写像面における渦位置 $= \xi_r + i\eta_r, \xi_i + i\eta_i$
 $\zeta' = \zeta/a$
 $\zeta'_r, \zeta'_i = \zeta_r/a = \xi'_r + i\eta'_r, \zeta_i/a = \xi'_i + i\eta'_i$
 Φ : 三次元速度ポテンシャル
 ϕ : $x=\text{const.}$ の断面内における二次元速度ポテンシャル

3. 理論解析

3.1 基礎方程式 実際の粘性流れで生じる翼前縁からはく離による一對の旋渦を、第1図に示すように line vortex で代表し、前縁からこの line vortex に feeding sheet を加えた非圧縮性ポテンシャル流れモデル (BROWN and MICHAEL の line vortex モデル) を用い、これに細長物体理論 (slender body theory) を応用して、流れ場が conical であるという仮定のもとに解析を行なう。

座標系は図のように翼頂点を原点とする直角座標で、翼中心に沿って後方に x 軸、右側に y 軸、上方に z 軸をとる。また U を小さい迎角 α および横風角 β で翼に流入する一様流の速度、 δ を翼の半頂角、さら

第1図 はく離渦のモデルおよび座標系

に $\epsilon = \tan \delta$, 迎角, 横風角パラメータとして $K_\alpha = \alpha/\epsilon$, $K_\beta = \beta/\epsilon$ を定義する。三次元速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z)$ に対する細長物体近似として

$$\Phi(x, y, z) = Ux + \phi(y, z; x) \quad (1)$$

を用いれば、 ϕ は次の二次元 LAPLACE 方程式を満たす。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

(1)式の ϕ は(2)式の解であり、 x は境界条件を通して入ってくるパラメータである。したがって問題は $x=\text{const.}$ の断面における二次元流れに帰着され、翼および渦系での境界条件を満たしかつ無限遠方で $\phi \sim \alpha U z - \beta U y$ となる速度ポテンシャル ϕ を決定すればよい。

第2図に示す $x=\text{const.}$ の断面に $Z = y + iz$ なる複素平面を導入すると速度ポテンシャル ϕ は、複素ポテンシャル $W = \phi + i\psi$ の実数部で与えられる。

Z 面の翼表面を次の写像関数

$$Z = y + iz = \frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{a^2}{\zeta} \right) \quad (3)$$

により ζ 面の円周上に写像し、この円周が流線となるように複素ポテンシャルを

$$W = -i \frac{\Gamma_r}{2\pi} \ln \left(\frac{\zeta - \zeta_r}{\zeta - a^2/\zeta_r} \right) + i \frac{\Gamma_i}{2\pi} \ln \left(\frac{\zeta - \zeta_i}{\zeta - a^2/\zeta_i} \right)$$

第2図 cross flow 面と写像面

$$-\frac{1}{2}U(\beta+i\alpha)\zeta-\frac{1}{2}U(\beta-i\alpha)\frac{a^2}{\zeta} \quad (4)$$

とおくと(2)式および流れが翼面に沿うという境界条件は自動的に満足される。ここで $\Gamma_r, \Gamma_i, Z_r, Z_i$ はそれぞれ左右のはく離渦の強さと位置、 a は翼幅の半分の長さである。

(4)式から ζ 面での複素共役速度は、

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\zeta} = & -i\frac{\Gamma_r}{2\pi}\left(\frac{1}{\zeta-\zeta_r}-\frac{1}{\zeta-a^2/\bar{\zeta}_r}\right) \\ & +i\frac{\Gamma_i}{2\pi}\left(\frac{1}{\zeta-\zeta_i}-\frac{1}{\zeta-a^2/\bar{\zeta}_i}\right) \\ & -\frac{1}{2}U(\beta+i\alpha)+\frac{1}{2}U(\beta-i\alpha)\frac{a^2}{\zeta^2} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。境界条件に進む前に以下の無次元量

$$\begin{aligned} Z' &= Z/a = y' + iz' \\ Z_r' &= Z_r/a = y_r' + iz_r' \\ Z_i' &= Z_i/a = y_i' + iz_i' \\ \zeta' &= \zeta/a = \xi' + i\eta' \\ \zeta_r' &= \zeta_r/a = \xi_r' + i\eta_r' \\ \zeta_i' &= \zeta_i/a = \xi_i' + i\eta_i' \\ \gamma_r &= \Gamma_r/\epsilon a U, \quad \gamma_i = \Gamma_i/\epsilon a U \end{aligned}$$

を導入すると(5)式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon U} \frac{dW}{d\zeta} = & -i\frac{\gamma_r}{2\pi}\left(\frac{1}{\zeta'-\zeta_r'}-\frac{1}{\zeta'-1/\bar{\zeta}_r'}\right) \\ & +i\frac{\gamma_i}{2\pi}\left(\frac{1}{\zeta'-\zeta_i'}-\frac{1}{\zeta'-1/\bar{\zeta}_i'}\right) \\ & -\frac{1}{2}(K_\beta+iK_\alpha)+\frac{1}{2}(K_\beta-iK_\alpha)\frac{1}{\zeta'^2} \end{aligned} \quad (6)$$

3.2 境界条件 Z' 面の翼前縁 $Z'=\pm 1$ は ζ' 面の実軸上 $\zeta'=\pm 1$ に対応し、この点は写像関数(3)の特異点であるから流れが有限の速度をもつ (KUTTA の条件) ためには、

$$\frac{1}{\epsilon U} \frac{dW}{d\zeta'} \Big|_{\zeta'=\pm 1} = 0$$

とならなければならない。この条件は(6)式より次のように表わされる。

$$i\frac{\gamma_r}{2\pi}\left(\frac{1}{1-\zeta_r'}-\frac{1}{1-1/\bar{\zeta}_r'}\right)-i\frac{\gamma_i}{2\pi}\left(\frac{1}{1-\zeta_i'}-\frac{1}{1-1/\bar{\zeta}_i'}\right)+iK_\alpha=0 \quad (7)$$

$$i\frac{\gamma_r}{2\pi}\left(\frac{1}{1+\zeta_r'}-\frac{1}{1+1/\bar{\zeta}_r'}\right)-i\frac{\gamma_i}{2\pi}\left(\frac{1}{1+\zeta_i'}-\frac{1}{1+1/\bar{\zeta}_i'}\right)-iK_\alpha=0 \quad (8)$$

また実際のはく離渦は自由渦面であり、流線に沿うと同時にその両側で圧力が等しくなければならないが、line vortex モデルにはこの境界条件を適用できない。そこでこれに代わる条件として line vortex と feeding sheet に働く力が各断面内でつり合うという境界条件を用いる。

右側の渦系のうち、翼前縁とはく離渦を結ぶ feeding sheet には一様流により次のベクトル力が生じる。

$$i\rho U \frac{d\Gamma_r}{dx}(Z_r-a)$$

ところが conical な流れ場を仮定しており Γ_r は x に比例するので $d\Gamma_r/dx=\Gamma_r/x$ となる。したがって上式は次のように書き換えることができる。

$$i\rho\epsilon U\Gamma_r\left(\frac{Z_r}{a}-1\right) \quad (9)$$

またはく離渦には一様流の $x=\text{const.}$ の断面内の速度成分

$$-\epsilon U \frac{Z_r}{a}$$

とこのはく離の項を除いた複素ポテンシャルによる

$$\lim_{Z \rightarrow Z_r} \left(\frac{dW}{dZ} + i\frac{\Gamma_r}{2\pi} \frac{1}{Z-Z_r} \right)$$

なる速度が作用し、そのベクトル力は

$$i\rho\Gamma_r\left[-\epsilon U \frac{Z_r}{a} + \lim_{Z \rightarrow Z_r} \left(\frac{dW}{dZ} + i\frac{\Gamma_r}{2\pi} \frac{1}{Z-Z_r} \right)\right] \quad (10)$$

となる。(9),(10)式から右側の渦系に働く力がつり合う条件は次式で表わすことができる。

$$\lim_{Z \rightarrow Z_r} \left(\frac{dW}{dZ} + i\frac{\Gamma_r}{2\pi} \frac{1}{Z-Z_r} \right) = \epsilon U \left(\frac{2Z_r}{a} - 1 \right) \quad (11)$$

ここで Z_r は Z_r の共役複素数である。この式の両辺に $dZ/d\zeta$ を乗じて ζ 面での値に変換すると

$$\lim_{\zeta \rightarrow \zeta_r} \left(\frac{dW}{d\zeta} + i\frac{\Gamma_r}{2\pi} \frac{1}{Z-Z_r} \frac{dZ}{d\zeta} \right) = \epsilon U \left(\frac{2Z_r}{a} - 1 \right) \frac{dZ}{d\zeta} \quad (12)$$

次に(5)式で $\zeta \rightarrow \zeta_r$ としたとき発散する項は $-i\Gamma_r/2\pi(\zeta-\zeta_r)$ であり、次の極限を考える。

$$\lim_{\zeta \rightarrow \zeta_r} i\frac{\Gamma_r}{2\pi} \left(\frac{1}{Z-Z_r} \frac{dZ}{d\zeta} - \frac{1}{\zeta-\zeta_r} \right)$$

いま写像関数が $Z=f(\zeta)$ で与えられているとしてこれを $\zeta=\zeta_r$ 付近で TAYLOR 展開すると

$$Z-Z_r=(\zeta-\zeta_r)\frac{dZ}{d\zeta}\Big|_{\zeta_r}+\frac{1}{2}(\zeta-\zeta_r)^2\frac{d^2Z}{d\zeta^2}\Big|_{\zeta_r}+\dots$$

両辺を ζ で微分して

$$\frac{dZ}{d\zeta}=\frac{dZ}{d\zeta}\Big|_{\zeta_r}+(\zeta-\zeta_r)\frac{d^2Z}{d\zeta^2}\Big|_{\zeta_r}+\dots$$

これらの式から

$$\frac{1}{Z-Z_r} \frac{dZ}{d\zeta} - \frac{1}{\zeta-\zeta_r} = \frac{1}{2} \frac{d^2Z/d\zeta^2}{dZ/d\zeta} \Big|_{\zeta_r} + O(\zeta-\zeta_r)$$

が得られ、(3),(5)式を考慮し(12)式を無次元形で書き表わすと、右側の渦系に働く力がつり合う条件は

$$\begin{aligned} i\frac{\gamma_r}{2\pi} \frac{1}{\zeta_r'-1/\bar{\zeta}_r'} + i\frac{\gamma_i}{2\pi} \left(\frac{1}{\zeta_r'-\zeta_i'} - \frac{1}{\zeta_r'-1/\bar{\zeta}_i'} \right) \\ -\frac{1}{2}(K_\beta+iK_\alpha) + \frac{1}{2}(K_\beta-iK_\alpha)\frac{1}{\zeta_r'^2} \end{aligned}$$

$$+i\frac{\gamma_r}{2\pi}\frac{1}{\xi_{r'}(\xi_{r'}^2-1)}=\frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{\xi_{r'}^2}\right)\left(\bar{\xi}_{r'}+\frac{1}{\bar{\xi}_{r'}}-1\right) \quad (13)$$

となる。また左側の渦系のつり合い条件についても同じく次式が得られる。

$$\begin{aligned} i\frac{\gamma_l}{2\pi}\left(\frac{1}{\xi_{l'}-1/\bar{\xi}_{l'}}-\frac{1}{\xi_{l'}-\xi_{r'}}\right)-i\frac{\gamma_l}{2\pi}\frac{1}{\xi_{l'}-1/\bar{\xi}_{l'}} \\ -\frac{1}{2}(K_\beta+iK_\alpha)+\frac{1}{2}(K_\beta-iK_\alpha)\frac{1}{\xi_{l'}^2} \\ -i\frac{\gamma_l}{2\pi}\frac{1}{\xi_{l'}(\xi_{l'}^2-1)}=\frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{\xi_{l'}^2}\right)\left(\bar{\xi}_{l'}+\frac{1}{\bar{\xi}_{l'}}+1\right) \end{aligned} \quad (14)$$

(13), (14) 式は複素方程式であり (7), (8) 式は実数方程式である。これらの連立方程式を解くことにより、左右の渦強さと位置が求まり流れ場が決定される。

3.3 圧力分布 細長物体理論における圧力分布は次式で表わすことができる⁴⁾。

$$\begin{aligned} \frac{C_p}{\epsilon^2}=K_\alpha^2+K_\beta^2-\frac{2}{\epsilon^2 U} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ -\frac{1}{\epsilon^2 U^2}\left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2\right] \end{aligned} \quad (15)$$

ここで x 軸方向の擾乱速度は conical flow の仮定、すなわち $\phi=x \cdot F(Z/x)^{3/2}$ より次のようになる^{3), 4)}。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon^2 U} \frac{\partial \phi}{\partial x}=\frac{1}{\epsilon^2 U} \frac{1}{x}\left(\phi-y \frac{\partial \phi}{\partial y}-z \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) \\ =Re\left(\frac{W}{\epsilon a U}-\frac{Z'}{\epsilon U} \frac{dW}{dZ'}\right) \end{aligned} \quad (16)$$

また

$$\frac{1}{\epsilon^2 U^2}\left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2\right]=\left|\frac{1}{\epsilon U} \frac{dW}{dZ'}\right|^2 \quad (17)$$

ϕ に含まれる対数項は feeding sheet を cut とすることで一価関数になる。なお翼表面の C_p を計算する際、前縁での cross flow 速度は KUTTA の条件から極限操作を必要とし、計算結果を ζ' 面の渦位置の座標を使って書く次のようになる。

$$\begin{cases} \left.\frac{1}{\epsilon U} \frac{\partial \phi}{\partial y}\right|_{Z'=+1}=\frac{\gamma_r}{\pi} \frac{\eta_{r'}(\xi_{r'}^2+\eta_{r'}^2-1)}{\{(\xi_{r'}-1)^2+\eta_{r'}^2\}^2} \\ \quad -\frac{\gamma_l}{\pi} \frac{\eta_{l'}(\xi_{l'}^2+\eta_{l'}^2-1)}{\{(\xi_{l'}-1)^2+\eta_{l'}^2\}^2}-K_\beta, \\ \left.\frac{1}{\epsilon U} \frac{\partial \phi}{\partial y}\right|_{Z'=-1}=\frac{\gamma_r}{\pi} \frac{\eta_{r'}(\xi_{r'}^2+\eta_{r'}^2-1)}{\{(\xi_{r'}+1)^2+\eta_{r'}^2\}^2} \\ \quad -\frac{\gamma_l}{\pi} \frac{\eta_{l'}(\xi_{l'}^2+\eta_{l'}^2-1)}{\{(\xi_{l'}+1)^2+\eta_{l'}^2\}^2}-K_\beta, \\ \left.\frac{1}{\epsilon U} \frac{\partial \phi}{\partial z}\right|_{Z'=\pm 1}=0 \end{cases} \quad (18)$$

3.4 揚力係数 翼上下面の圧力差 ΔC_p を

$$\Delta C_p=C_{p\text{下面}}-C_{p\text{上面}}$$

とすると (15), (16), (17) 式からこの値は無次元複素変数 Z' の関数であり x の値によらない。翼中心の弦

長を l とすると翼面積は ϵl^2 となり揚力係数 C_N は次式で計算される。

$$\frac{C_N}{\epsilon^2}=\frac{1}{\epsilon l^2} \int_0^l \int_{-\epsilon x}^{\epsilon x} \frac{\Delta C_p}{\epsilon^2} dy dx$$

ここで $y=\epsilon xy'$ として x に関する積分を実行すると

$$\frac{C_N}{\epsilon^2}=\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\Delta C_p}{\epsilon^2} dy' \quad (19)$$

となりしたがって揚力係数 C_N は翼幅にわたる積分で求めることができる。

3.5 横揺れモーメント係数 第1図に示した方向を正とし、翼面積および最大翼幅で無次元化した横揺れモーメント係数 C_l は揚力係数 C_N と同じく次式で与えられる。

$$\frac{C_l}{\epsilon^2}=-\frac{1}{6} \int_{-1}^1 \frac{\Delta C_p}{\epsilon^2} y' dy' \quad (20)$$

4. 計算結果

はく離渦の位置と強さを決める (7), (8), (13), (14) 式は, BROWN and MICHAEL の解を初期値として NEWTON-RAPHSON 法により解いた。 $K_\beta=0$ のとき BROWN and MICHAEL の解と一致し、以下 0.1 間隔で K_β を増加した場合、4~5回の反復で 10^{-6} 程度

第3図 K_α, K_β による渦位置の変化

第4図 K_β による渦強さの変化

第5図 翼上下面の圧力分布

の精度で収束解が得られ同時に γ_r, γ_i が求まる。第3図に計算で求めた渦位置を、また第4図に渦強さを示す。第3図では左側の渦位置を z' 軸に関して折り返した形で描いているが、これは右側の翼が風下になったときの渦位置でもあり、その意味でパラメータ K_β を負の値で示している。

この図から相対的に風上側の渦位置の変化は小さく、 K_β の増加につれて内側下方に移動するが、とくに K_α が小さくなるにつれて内側への移動量が減り、翼面に対する角度が深くなる。しかし $K_\beta=1.0$ を越えると、翼面の影響を受けてしだいに水平方向に転じ始めることが K_α の値によらず読み取れる。これに対して風下側の場合は外側上方に移動を始めるが、 $K_\beta=1.0$ (図では $K_\beta=-1.0$ に対応) で翼端を通過するあたりから同じく水平方向に転じ始める。このときの渦強さの変化は、第4図から風上側が K_β の増加につれてほぼ直線的に増加するのに対し風下側では $K_\beta=1.0 \sim 1.2$ まで大きく減少し、それ以後増加し始める。

次に(14)式で計算される翼表面の圧力分布を $K_\alpha=0.2$, $K_\beta=0, 0.4$ の場合について第5図に示す。はく離渦の影響である負圧の peak が両翼端近くに現われているが K_α が小さいために翼中央部へはおよぼず、翼端付近にとどまっている。 K_β が増加すると左右の対称性がくずれ、風上側では渦の位置と強さの変化のために負圧の peak は増大する。第3図、第4図に見られるように $K_\alpha=0.2$ では、 K_β の増加にともなう渦位置の変化は、翼面への接近の効果が大きく y' 方向への移動は少ない。また強さの増加による影響も大きく、このため peak は翼幅方向の移動がなく、もとの位置で大きくなっているように見える。風下側ではほぼこれと反対の現象が生じ peak が小さくなっている。

また $K_\alpha=0.5$, $K_\beta=0.5$ における本計算結果と、

第6図 翼上下面の圧力分布の比較

D. I. PULLIN の vortex sheet モデルによる計算、および P. T. FINK による実験結果との比較を行なったのが第6図であり、両計算結果の間には、はく離渦の位置と強さの違い、vortex sheet の有無により負圧の peak の値に差が認められる。しかし翼下面、上面中央部では両方の差は小さく vortex sheet の影響が少ないことがわかる。この部分では両方の計算結果とも実験値より高めの C_p を予測しているが、曲線は良好な相似形状を示している。これに対してはく離の影響を強く受ける上面の翼端付近、とくに風上側では計算結果と実験値の差が大きい。一見して明らかなのは、実験値には計算結果のような明瞭な peak が存在しないことで、これははく離渦が大きくなるにしたがい翼上面に大きな誘導速度を生じ、流れは翼端に向かって流されるが、翼端近くの圧力上昇域に入ったときに表面からはく離のいわゆる二次はく離を生じるためである^{1), 2)}。実際の流れでは、このように前縁はく離渦により翼端付近は非常に複雑な流れのようすを示しており、ポテンシャル流れによる計算との間に大きな差が生じる。

揚力係数 C_N 、横揺れモーメント係数 C_l は(18)、(19)式の積分により求められる。ここでは SPLINE 法による補間公式を用いて数値積分を行ない、その結果を第7図、第8図に示した。 K_β が小さいあいだは、 C_N はほぼ一定であり、この範囲は K_α が小さくなるほど広がる。一方 C_l は K_β が小さいあいだは、ほぼ直線的に増加する。両図とも図中の破線は D. I. PULLIN の vortex sheet モデルによる計算結果で $K_\alpha=0.5$ に相当する。 K_α がこの程度の大きさになると本計算との間に差が生じ、また実験値との一致も PULLIN が良好であるが本計算法においてもパラメータの変化による傾向は十分表わしうものと思われる。この相違の原因としては C_p 分布から明らかのように、vortex

第7図 K_β と C_N の関係 第8図 K_β と C_L の関係

sheet がないことによりはく離渦の位置および強さが負圧を増す方向、すなわちより翼面に近く、より大きく決まってくることが最も大きなものと考えられる。

J. E. BARSBY⁵⁾によれば、横風のない場合 $K_\alpha = 0.15$ のとき、 C_N について両モデル間の差は約 2.6%、また $K_\alpha = 0.05$ 以下ではよく一致しており、横風を含めた場合の小さい K_α における研究データが存在しないため比較できないのが残念であるが、計算結果を見る限りでは両方の差が K_β にあまり関係しないことから、本計算の実用的な応用範囲は K_α のみに依存しており、ほぼ横風の存在しない場合の応用範囲と一致するものと思われる。

5. あとがき

BROWN and MICHAEL による line vortex モデルを用いて横風を受ける前縁はく離を伴った三角翼まわりの流れを、細長物体理論および conical flow field

の仮定により解析し、小さな迎角、横風角パラメータでの計算結果を示した。J. E. BARSBY⁵⁾, R. W. CLARK⁶⁾によればこれらの迎角範囲では line vortex モデルによる計算でも、精度よく翼性能を予測できるとされているが、横風が加わった場合の資料は限られた各パラメータ範囲でしか存在しない。したがってここでの計算結果の検証は行なえなかったが、 $K_\alpha = 0.5$ における D. I. PULLIN による vortex sheet モデルでの計算との比較においても、計算の簡単なわりに良好な結果が得られること、またこれが横風角 K_β に関してはあまり大きな変化のないことを考えると、本計算の応用できるパラメータの範囲は K_α のみに依存すると思われる。一方、vortex sheet モデルによる計算では、複雑さに加えて解の得られる範囲が限定されており、その範囲に入らない小さい K_α では line vortex モデルが有効である。また大きな K_α においては、実際より大きな C_N を得る⁷⁾ことになるが、nonconical な三角翼に应用されている例⁸⁾もあり、広範囲のパラメータにわたって簡単に解の求まる本方法が有効な場合も少なくないと思われる。

参考文献

- 1) HARVEY, J. K.: Some Measurements on a Yawed Slender Delta Wing with Leading-Edge Separation, A. R. C. R. and M., 3160 (1961).
- 2) FINK, P. T.: Some Early Experiments on Vortex Separation (Part III), Further Experiments with 20 deg. Delta Wings, A. R. C. R. and M., 3489 (1967).
- 3) PULLIN, D. I.: Calculations of the Steady Conical Flow Past a Yawed Slender Delta Wing with Leading-Edge Separation, A. R. C. R. and M., 3767 (1972).
- 4) SMITH, J. H. B.: Improved Calculations of Leading-edge Separation from Slender, Thin, Delta Wings, Proc. Roy. Soc. A., 306 (1968), pp. 67-90.
- 5) BARSBY, J. E.: Separated Flow Past a Slender Delta Wing at Incidence, Aeronautical Quarterly, Vol. 24, Part 2 (1973), pp. 120-128.
- 6) CLARK, R. W., SMITH, J. H. B. and THOMPSON, C. W.: Some Series-Expansion Solutions for Slender Wings with Leading-Edge Separation, A. R. C. R. and M., 3785 (1976).
- 7) BROWN, C. E. and MICHAEL, W. H.: Effect of Leading-Edge Separation on the Lift of a Delta Wing, J. Aero. Sci., Vol. 21, No. 10 (1954), pp. 690-694 and 706.
- 8) RAMAKRISHNAN, S. V. and SUBRAMANIAN, N. R.: Flow Past Nonconical Wings with Separation, J. Aircraft, Vol. 15, No. 6 (1978), pp. 383-384.
- 9) MANGLER, K. W. and SMITH, J. H. B.: A Theory of the Flow Past a Slender Delta Wing with Leading Edge Separation, Proc. Roy. Soc. A., Vol. 251 (1959), pp. 200-217.