

三次元境界層解析汎用プログラムBLAYとその応用

松野謙一・石黒登美子

1. 序

翼の遷音速空力設計に於ける重要な要素のひとつに粘性力の評価がある。遷音速領域の流れ場自体が空気力学的にクリティカルな領域であり、例えば、翼面上の衝撃波ひとつをとりあげてみても、非粘性流の仮定のもとに於ける計算結果と、粘性効果を考慮した計算結果とを比べた場合、その位置、強さが大きく異なることは、良く知られた事実である。粘性効果は、巡航状態の付着流では、境界層方程式を用いても十分に評価することができる。したがって、現在では空力設計に利用される計算空気力学の手法は、計算コスト、計算機のハードレベル、計算法の発展状況等より、遷音速完全ポテンシャル流解析プログラムに境界層の影響を入れて補正する方法が現実的であり、さまざまな試みがなされつつある。

BLAY (Boundary LAYer calculation program) は、任意平面形をもつ翼の三次元境界層を厳密に解析するプログラムコードの名称で、1979年から1980年に開発された研究用プログラムを基礎に、その production code 化を目的に汎用化したものである。

本論文の目的は、諸外国の翼を対象とした三次元境界層解析プログラムの開発状況を概観し、それらと比較対照しながら BLAY の特徴を述べ、BLAY が現存の計算プログラムの中で、計算能率を含むいくつかの点で最も優れていることを述べることである。BLAY を使った計算例として、前進翼を含む二、三の最近話題の翼についての結果を紹介する。

2. 翼の三次元境界層解析プログラム

ここでは、境界層方程式を厳密に解くことに興味があるので、カルマンの積分方程式に基づく、いわゆる積分法は、それが近似解法であるという理由で除外する。

翼を対象とした三次元境界層解析プログラムは、それに対するニーズから推察されるように、特に米国の航空機機体メーカー及び欧州の国立航空研究所等で精力的に開発が行なわれ、表1に示す様に1977年～79年にかけて相次いで報告された。丁度この時期は、Jameson の遷音速完全ポテンシャル流解析プログラム「FLO 22」が公表された時期である。我国に於いても、航技研に於いて1978年に研究開発に着手し、表1の道筋を辿って現在汎用プログラム「BLAY」として公表しうる様になった。

2.1 座標系の構成と境界層方程式

実際の翼を計算対象とするこの種の計算プログラムの場合、採用する座標系が、プログラムの適用可能範囲又は計算可能領域を制限することがある。図1に、いくつかの計算プログラムに採用されている座標系と、BLAYのそれとを比較する。Nash & Scruggs 他^{2),10)}の座標系は、円柱座標系 (r, θ, y) をテーパ付翼の直線部に適用したもので、ストレークやキックの付いた部分には適用できず、別の工夫が必要である。McLean⁴⁾の座標系は、前縁旋み線から直交座標系を生成するもので、あらゆる翼形状に適用できるが、次の様な欠点がある。一般に、翼端部に計算不可能の領域ができること、翼根部での初期条件設定が困難なこと、翼根部での計算点が各格子列で異なり処理が複雑になること、境界条件として必要な非粘性流データは、普通一般に、一定%コード、一定%スパンの位置で与えられるので、境界

表1 翼の三次元境界層解析プログラム(文献1)~(13))

Boundary Layer Methods for Finite Wings

United States			
Lockheed Corp.	Nash and Scruggs	(1972)	Explicit Scheme
	Nash and Scruggs	(1978)	Implicit Scheme
McDonnell Douglas Corp.	Cebeci, Kaups and Ramsey	(1977)	Regular Box Scheme
		(1978)	Modification of a scheme
		(1979)	(Zig-zag Box Scheme Characteristic Box Scheme)
Boeing Co.	McLean	(1977)	Implicit Scheme
	McLean and Randall	(1978)	Pilot code
Europe			
Britain	Bradshaw, Mizner and Unsworth	(1975)	for straight tapered wings
Netherlands	Lindhout and De Boer	(1976)	for laminar flows
	Lindhout et al.	(1979)	for turbulent flows
West Germany	Kordulla	(1977)	Krause Zig-zag Scheme
	Rostgi and Rodi	(1979)	for straight tapered wings
Japan	NAL	(1978 : start)	
		(1979)	Research code ; for rectangular wings Presentation of a new scheme (PC-CN Scheme)
		(1980)	Research code ; for arbitrary finite wings
		(1981)	Modification of the scheme
		(1982)	Development of a pilot code
		(1983)	— BLAY code

層計算の格子点と一致せず、複雑な内挿ルーチンが必要となること、出力の場合についても同様に、一定%スパンについてデータを再配置する必要が生ずること、等である。Kordulla⁹⁾の座標系は、カルテシアン系で記述されたもののうち、コード方向に対応する座標を前縁で0、後縁で1となる様に正規化したもので、一定%コード、一定%スパンでのデータ入出力に適している。但し、この座標系では、速度成分は、そのままカルテシアン系の方向にとっている。

Cebeci他³⁾の座標系は、最初から一定%コード、一定%スパンを座標(x, z)とした非直交座標系である。この場合、境界層方程式に現われる項の数は、直交系に比べ若干多くなるが、前縁旋み線、翼根部または翼端部に於ける初期条件の設定が直接的で容易なこと、また、データの入出力に適すること等の特徴がある。この座標系及びKordullaの採用した座標系は、任意の翼形状について適用でき、また翼の全領域を対象とすることができる。以上の比較より、Cebeci他³⁾の採用した座標系が、任意の形状の翼を対象とする場合には最も適している。BLAYは、この座標系を採用している。

図1の最下部に示す記号を使い、線素 dl が次式

$$dl^2 = h_1^2 dx^2 + h_2^2 dz^2 + 2h_1h_2 \cos\theta dx dz + dy^2 \quad (1)$$

で表わされる非直交座標系で、圧縮性乱流境界層方程式を記述すると次の様になる。

連続の式

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u h_2 \sin\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w h_1 \sin\theta) + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho v} h_1 h_2 \sin\theta) = 0 \quad (2)$$

x -運動量方程式

$$\begin{aligned} \frac{\rho u}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\rho w}{h_2} \frac{\partial u}{\partial z} + \overline{\rho v} \frac{\partial u}{\partial y} - \rho u^2 K_1 \cot\theta \\ + \rho w^2 K_2 \csc\theta + \rho u w K_{12} = - \frac{\csc^2\theta}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{\cot\theta \csc\theta}{h_2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

z -運動量方程式

$$\begin{aligned} \frac{\rho u}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\rho w}{h_2} \frac{\partial w}{\partial z} + \overline{\rho v} \frac{\partial w}{\partial y} - \rho w^2 K_2 \cot\theta \\ + \rho u^2 K_1 \csc\theta + \rho u w K_{21} = \frac{\cot\theta \csc\theta}{h_1} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned}$$

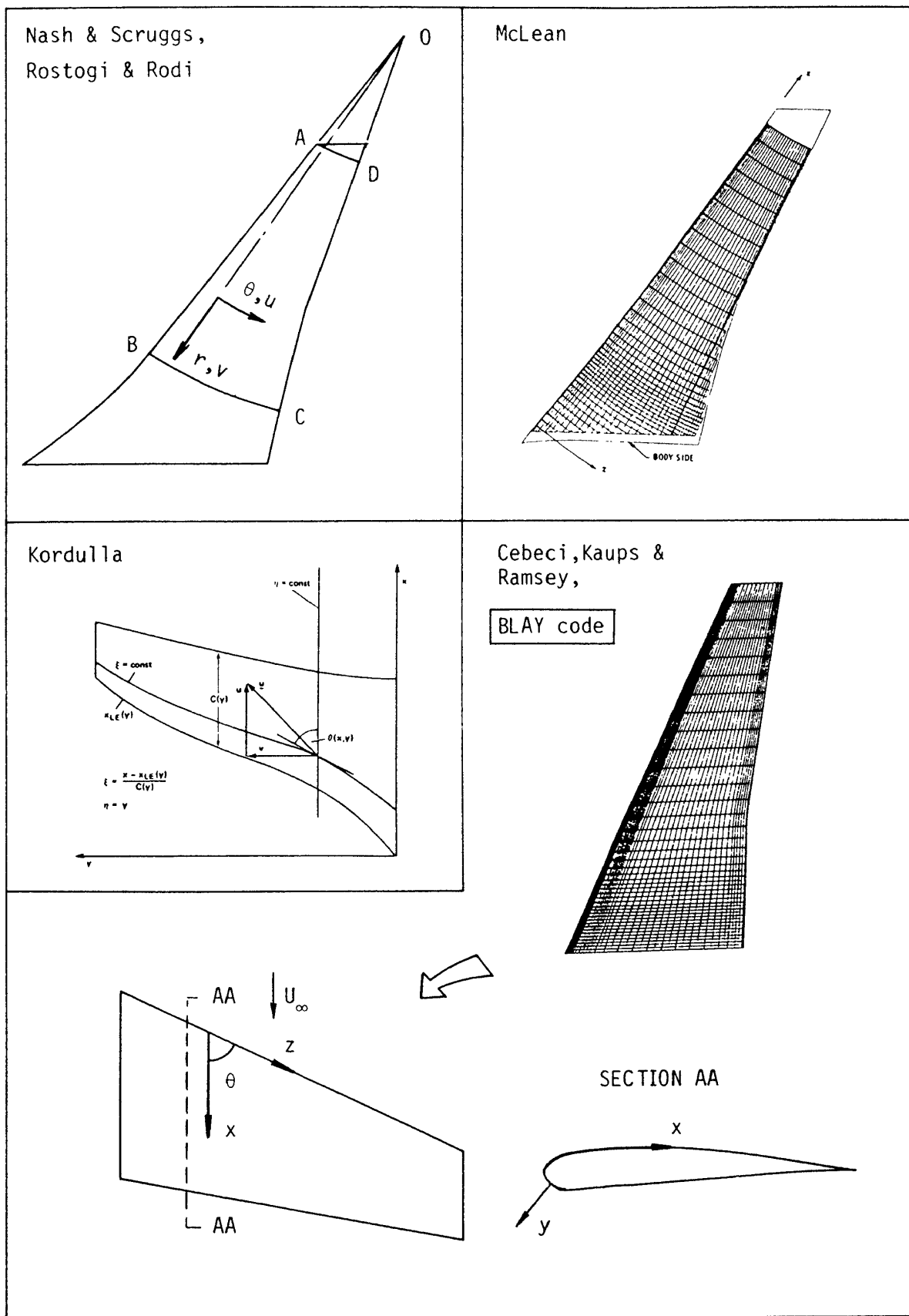


図1 種々の計算プログラムの座標系の比較とBLAYの座標系

$$-\frac{\csc^2\theta}{h_2} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} - \overline{\rho v'w'} \right) \quad (4)$$

エネルギー方程式

$$\begin{aligned} \frac{\rho u}{h_1} \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\rho w}{h_2} \frac{\partial H}{\partial z} + \overline{\rho v} \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial y} \right. \\ \left. + \mu \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} (u^2 + w^2 + 2uw \cos\theta) \right. \\ \left. - \overline{\rho v'H'} \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

ここで、 $\overline{\rho v} = \rho v + \overline{\rho v'}$ ； ρ は密度、 p は圧力、 u, w, v はそれぞれ、 x, z, y 方向の速度成分、 H は全エンタルピ、 μ は粘性係数、 Pr はプラントル数を表わす。幾何パラメータ K_1, K_2, K_{12} 及び K_{21} は、それぞれ次式で与えられる。

$$K_1 = \frac{1}{h_1 h_2 \sin\theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (h_2 \cos\theta) - \frac{\partial h_1}{\partial z} \right\} \quad (6a)$$

$$K_2 = \frac{1}{h_1 h_2 \sin\theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} (h_1 \cos\theta) - \frac{\partial h_2}{\partial x} \right\} \quad (6b)$$

$$K_{12} = \frac{1}{\sin\theta} \left\{ - \left(K_1 + \frac{1}{h_1} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \cos\theta \left(K_2 + \frac{1}{h_2} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right\} \quad (6c)$$

$$K_{21} = \frac{1}{\sin\theta} \left\{ - \left(K_2 + \frac{1}{h_2} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \cos\theta \left(K_1 + \frac{1}{h_1} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \right\} \quad (6d)$$

式(3)~(5)に現われるレイノルズ応力、 $\overline{u'v'}$ 、 $\overline{v'w'}$ 及び $\overline{v'H'}$ は、Cebeci型の渦粘性二層代数モデル¹⁸⁾を用いて評価する。

境界条件は、翼表面で付着断熱壁条件：

$$y=0; \quad u=w=v=0, \quad (\partial H/\partial y)_{\text{wall}}=0 \quad (7)$$

境界層外縁で非粘性流の値をとる：

$$y=\delta; \quad u=u_e(x,z), \quad w=w_e(x,z), \quad H=H_e \quad (8)$$

初期条件を、 $x=0$ (前縁淀み線) 及び $z=0$ (翼根部) 又は $z=z_{\text{tip}}$ (翼端部) で与えなければならない。BLAYでは、 $x=0$ に於いては「淀み線方程式」³⁾を用いて、また $z=0$ 又は $z=z_{\text{tip}}$ に於いては、 z -微分項を零とおいた「無限後退翼方程式」³⁾を用い、それぞれ初期プロファイルを計算する。

実際の計算に当っては、式(2)~(5)にCebeci型³⁾の

変換を施して境界層座標系に於いて差分スキームを適用する。境界層変換は、 $x=0$ に於ける方程式の特異性を除去できるだけでなく、この種の三次元層流/乱流場では、計算機記憶容量、計算時間の節約の上からも有効である。

2.2 数値計算法

三次元境界層方程式は、二次元境界層方程式と大きく異なる性質としてRaetzの影響域・依存域の原理として知られる双曲型・放物型両方の性質を具備する。図2に示すように境界層内の一点Pに生じた擾乱は、その放物型の性質により瞬時にPを通過して物体面に垂直な線A-B上に伝播する。同時にその双曲型の性質によって線A-Bを通るすべての流線に沿って下流へ伝えられる。したがって、P点に生じた擾乱は、下流側、線A-Bを通る最も外側の流線を含む面によって形成される楔状領域全体(影響域)に伝わる。逆にP点の状態は、上流側、線A-Bを通過する最も外側の流線を含む面によって囲まれる逆楔状領域全体(依存域)によって決定される。したがって、P点の値を計算する場合、その依存域のすべての情報を取り入れる様な差分スキームでないと、安定で信頼のおける計算は不可能である。

数値計算法は、上述の境界層方程式の性質を考慮した上で、微分項をどのように差分近似するかによって様々なスキームが構成される。境界層方程式では、

$$\frac{\partial(\quad)}{\partial x}, \quad \frac{\partial(\quad)}{\partial z}, \quad \frac{\partial(\quad)}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial(\quad)}{\partial y} \right) \quad (9)$$

が含まれる微分項である。上の各項をそれぞれ□印、

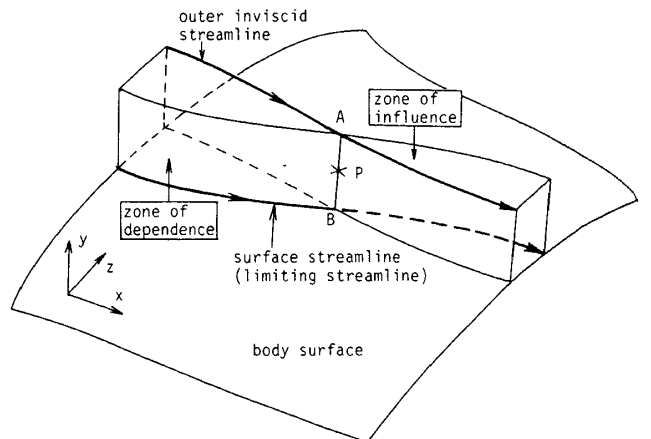


図2 三次元境界層の影響域と依存域

○印, +印, ×印を用いて模式的に示し, 表 1 に掲げた種々の差分スキームと, BLAYのそれとを比較したものが図 3 である。なお, 図 3 の Box 法の欄については, y の二階微分項が, 置換によって連立一階微分にされるので, ×印は現われないことに注意する。図 3 に掲げた代表的な差分スキーム ((a)~(e)) について概観すると, それらのスキームは次の様な性質 (欠点) のいくつかを持っている。(1)差分スキームの安定性を考慮して y 方向に関し陰的 (implicit) になっているが, 非線型項に対し, 線型化のための反復過程が入り, その為演算量が増大し非能率的になる (スキーム (a) (b) (c) (d) (e))。(2)数値計算上の安定性要請により流れの方向に依存したスキームになる。即ち w の符号に対応して差分形が変わる (スキーム (a) (b) (c) (e))。(3)完全に逐次処理のアルゴリズムであり並列処理演算が出来ない (スキーム (b) (c) (d) (e))。(4) z 方向格子幅が変化しかつ $w < 0$ の場合, z 方向に関する精度が格子幅の一次オーダーに悪化する (スキーム (a) (b) (c) (d) (e))。

上述(2)の性質は, 計算 Loop の中に I F 文又はそ

れに類する手続きが入る為に一般に並列処理演算に好ましくない。また, (3)の性質があると完全に並列処理演算は不可能である。設計道具としての計算空気力学を考えた場合, 使用する計算機が, 将来は必然的に並列処理演算を基本とした科学技術専用超計算機であることを考えると, 計算スキームは, 並列処理演算システムに適合することが必須条件であろう。

BLAYの差分スキーム(予測子・修正子型クラנק・ニコルソン法(PC-CNスキーム)¹¹⁾¹³⁾は, 境界層方程式をより高能率, 高精度にかつ科学技術専用超計算機の並列処理演算システムにも適合する様に新しく開発された差分スキームである。次にそれを簡単に紹介する。

境界層方程式は, 圧力勾配に関する項を (x, z) の関数と考え, スカラ方程式でその特徴を代表すると次式の様に表現できる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + func(x, z, u) \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (10)$$

今, i, j, k をそれぞれ x, y, z 方向格子番号, Δx_i ,

Flow Direction	(a) Lindhout & De Boer	(b) Nash & Scruggs	(c) McLean	(d) Kordulla (Zig-zag Scheme)	(e) Cebeci (Box Scheme)	(f) Matsuno (PC-CN Scheme)
$0 < w$						
$w < 0$				SAME		SAME
$\square : \frac{\partial(\quad)}{\partial x} , \quad \circ : \frac{\partial(\quad)}{\partial z} , \quad + : \frac{\partial(\quad)}{\partial y} , \quad \times : \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial(\quad)}{\partial y} \right) ,$ $\uparrow : \text{Unknown column} \quad * : \frac{\partial(\quad)}{\partial y} , \quad \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial(\quad)}{\partial y} \right)$						

図 3 三次元境界層方程式に対する差分スキーム

$\Delta y_j, \Delta z_k$ をそれぞれの格子番号直後の格子幅とし、 $u_{jk}^i = u(x_i, y_j, z_k)$ と表記する。差分演算子 δ_y , δ_y をそれぞれ次の様に定義する。

$$\delta_y u_{jk}^i = \frac{(\Delta y_{j-1})^2 (u_{j+1k}^i - u_{jk}^i) + (\Delta y_j)^2 (u_{jk}^i - u_{j-1k}^i)}{\Delta y_{j-1} \Delta y_j (\Delta y_{j-1} + \Delta y_j)} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta_y (\nu_{jk}^i \Delta_y u_{jk}^i) &= \frac{2}{\Delta y_{j-1} + \Delta y_j} \left\{ \nu_{j+\frac{1}{2}k}^i \frac{u_{j+1k}^i - u_{jk}^i}{\Delta y_j} \right. \\ &\quad \left. - \nu_{j-\frac{1}{2}k}^i \frac{u_{jk}^i - u_{j-1k}^i}{\Delta y_{j-1}} \right\} \quad (12a) \end{aligned}$$

$$\nu_{j\pm\frac{1}{2}k}^i = \frac{1}{2} (\nu_{jk}^i + \nu_{j\pm 1k}^i) \quad (12b)$$

差分演算子 δ_x についても (11) 式にならうとする。このとき、PC-CN スキームは、二段階半陰的スキームで次の様に表現することができる (図 3 スキーム (f))。

予測子：

$$\begin{aligned} \overline{u_{jk}^i} &= \frac{u_{jk}^{i+\frac{1}{2}} - u_{jk}^i}{\Delta x_i / 2} + \text{func}(x_{i+\frac{1}{2}}, z_k, u_{jk}^i, \delta_x u_{jk}^i, \delta_y u_{jk}^i) \\ &= \Delta_y (\nu_{jk}^i \Delta_y \overline{u_{jk}^i}) \quad (13) \end{aligned}$$

修正子：

$$\begin{aligned} \overline{u_{jk}^{i+\frac{1}{2}}} &= \frac{u_{jk}^{i+1} - u_{jk}^i}{\Delta x_i} + \text{func}(x_{i+\frac{1}{2}}, z_k, u_{jk}^i, \delta_x \overline{u_{jk}^{i+\frac{1}{2}}}, \delta_y \overline{u_{jk}^{i+\frac{1}{2}}}) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \Delta_y (\nu_{jk}^{i+\frac{1}{2}} \Delta_y \overline{u_{jk}^{i+1}}) + \Delta_y (\nu_{jk}^{i+\frac{1}{2}} \Delta_y \overline{u_{jk}^i}) \right\} \quad (14) \end{aligned}$$

本スキームは次の様な特徴をもっている。(1)未知量 (予測子ステップでは $u^{i+\frac{1}{2}}$, 修正子ステップでは u^{i+1}) について線型である。全計算が予測子・修正子の二段階で完了し、反復過程がない。したがって全体として、一格点あたりの演算量が少なく高能率である。(2) z 微分項は、中心 3 点差分によって表現されるので、スキーム自体が w の符号に依存して変化しない。(3) 未知量について、 j 方向へは陰的であるが、 k 方向へは陽的で互いに独立である。した

がって、 k 方向アレイについて、並列処理演算が可能である。(4) z 方向についての精度が Δz について 2 次オーダーである。(5) 乱流渦粘性の評価が、直接 $i + \frac{1}{2}$ の点で反復なしに行なえるので、様々な高次乱流モデルが導入しやすい。なお、スキームの安定条件は、境界層方程式の場合、他の陰的スキームと同様に $x-z$ 面の CFL 条件のみ ($\Delta x / \Delta z < u/w$) を考慮していれば良い。

2.3 BLAY の特徴

BLAY は、他の既存プログラムと比較した場合、次の様な特徴をもつ。

- (1) 所要計算時間が最も短い。
- (2) 並列処理方式計算機にも適する。
- (3) z 方向にも 2 次の精度をもつ。

上述(1)の事項については、スキームが各ステップに反復収束過程が無く、かつ、非線型項の線型化が単純かつ演算量が少ないことに帰因する。次にこのことを、非線型項 $u(\partial u / \partial x)$ を例に具体的に示そう。他の高能率差分法の代表として、陰的で Δx について 2 次精度、Newton Raphson 型の反復線型化をしたスキームを取り上げると、次の様に差分化される (添次 jk 略)。

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} &\rightarrow \frac{1}{2} (u^{i+1} + u^i) \cdot \frac{1}{\Delta x_i} (u^{i+1} - u^i) \\ &\rightarrow \frac{1}{2 \Delta x_i} \cdot \{ \tilde{u}^{i+1} \cdot (2 \tilde{u}^{i+1} - u^{i+1}) - (u^i)^2 \} \quad (15) \end{aligned}$$

ここで \tilde{u}^{i+1} は、初期推定値または前反復回の値とする。今、必要演算量として掛算を考える。反復回数は最小の 2 回と仮定すると、(15) 式は、1 格子点あたり、

$$\text{掛算量} \geq 2 \times (\text{反復計算: 3 回}) + 1 = 7 (\text{回}) \quad (16)$$

となる。他の高能率差分法として知られる Cebeci の Box スキームについて考えても、途中計算値の積極的な保存などにより演算数を最小限に見積ったとしても、(16) 式と同一の評価となる。一方、BLAY の PC-CN スキームでは、(13), (14) 式に示される如く、

(予測子)：

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \rightarrow u^i \cdot \frac{2}{\Delta x_i} \cdot (u^{i+\frac{1}{2}} - u^i) \quad (17a)$$

(修正子) :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \rightarrow u^{i+\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\Delta x_i} \cdot (u^{i+1} - u^i) \quad (17b)$$

したがって、掛算の数は1格子点あたり

$$\text{掛算量} = 2 + 2 = 4 \text{ (回)} \quad (18)$$

となる。

所要計算時間の実測値を用いて比較しよう。公平を期す為、BLAYの入出力部はそのままにし、差分スキームだけを入れ換えて行なった数値実験の結果を述べる。テーパ付後退翼問題を例に、格子数 $i \times j \times k \times 2$ (翼上下面) = 40×35 (平均) $\times 41 \times 2$ とし、FACOM M380 汎用計算機を使用した場合、所要計算時間(入出力除く)は、Newton Raphson 型線型化を組み込んだ Krause 型の Zig-zag Implicit スキームで 25 秒、一方、PC-CN スキームは 10 秒であった。

4. 応用計算例

計算を実行する為には境界層外縁に於ける境界条件として、非粘性流の値を速度成分の形式で与えなければならない。以下に示す計算結果は、低速非圧

縮流問題についてはパネル法による結果を、その他はすべて遷音速完全ポテンシャル流解析プログラム「AFPWING」¹⁴⁾を用いて計算した結果を、それぞれ境界層外縁に於ける非粘性流データとして使用した。ここでは、与えられた境界層外縁の圧力勾配下で、BLAYの適用能力を示し、同時にそのような圧力分布のもとでどのような三次元境界層が翼面上に形成されているのかを示すのが主眼である。非粘性・粘性干渉は、重要ではあるが別の問題であるのでここでは取り扱わない。

まず、BLAYの境界層計算法の妥当性を検討するため、Brebner と Wyatt の実験¹⁵⁾に対応して計算した結果を図4に示す。図では、比較が1カ所では示されていないが、数カ所を検討しても同程度である。この図から、境界層内部特性値についても、現在では多くの未知の問題を含むとしても、粘性・非粘性干渉を正しく取り入れて検討することが必要であろう。更に、乱流モデルについての検討も必要であろう。

次に遷音速流問題の計算例を示す。一般に遷音速流の特徴として、場の中に衝撃波等の強い逆圧力勾

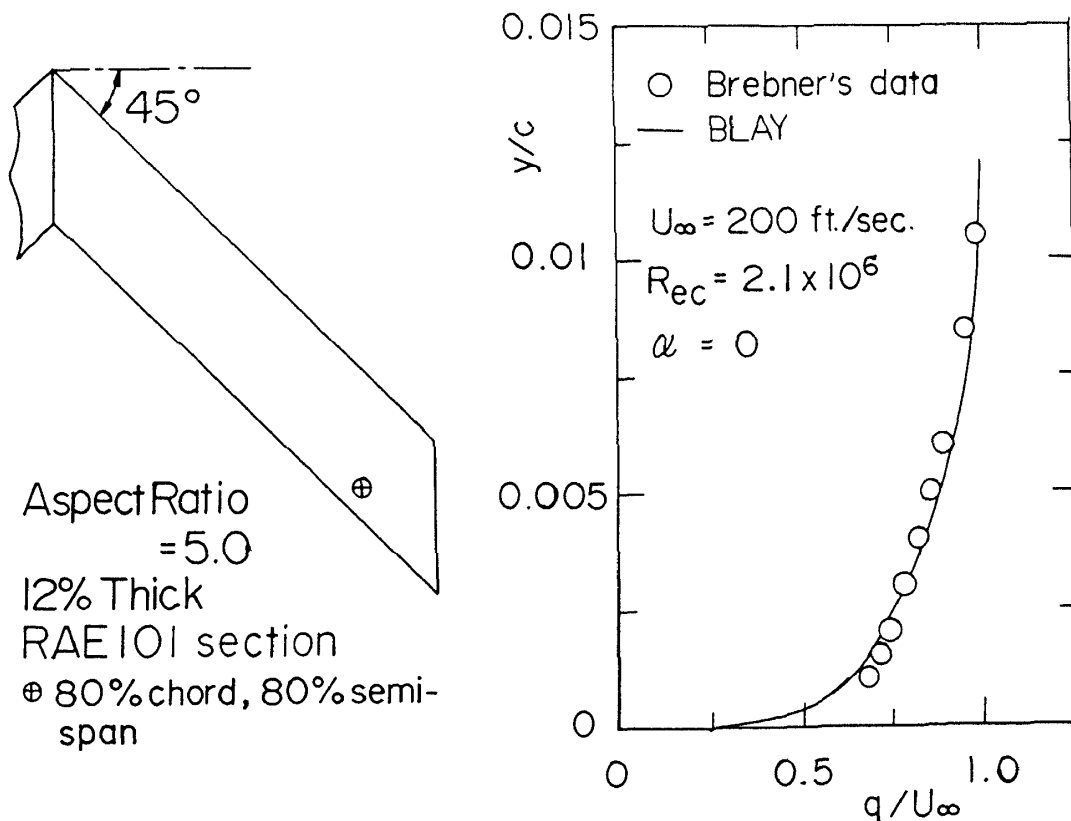


図4 計算値と実験値との比較

配の領域が、局部的にせよ存在すると、境界層がそこで剥がれ、以後計算が不能になることがある。BLAYは、その使用目的から、流れ場全体を見渡し計算することを優先しているの、小さな剥離領域は近似的に計算する様にFLARE近似¹⁶⁾を導入している。この近似は逆流領域で対流項 $(u \partial(\)/\partial x)$ を零と置く近似で、剥離領域が小さく局所的なものであるなら重大な誤差は生じないことが知られている。但し実際には、衝撃波自体が数値的になまっている

こと、高レイノルズ数の乱流を取り扱うこと等によりFLARE近似を導入することなしに計算される場合が多い。以下、4種のケースについての結果を示すが、結果の図(図5~図9)は、すべて5個のプロット図が一組になっており左から順にそれぞれ、(a) 圧力の等高線図、(b) 圧力分布、(c) 境界層外縁流線(実線)と境界層の物体面流線(極限流線、破線)の対比図、(d) 境界層排除厚(Δ^*)の等高線図、(e) 境界層排除厚分布を描いたものである。流れは各図とも左か

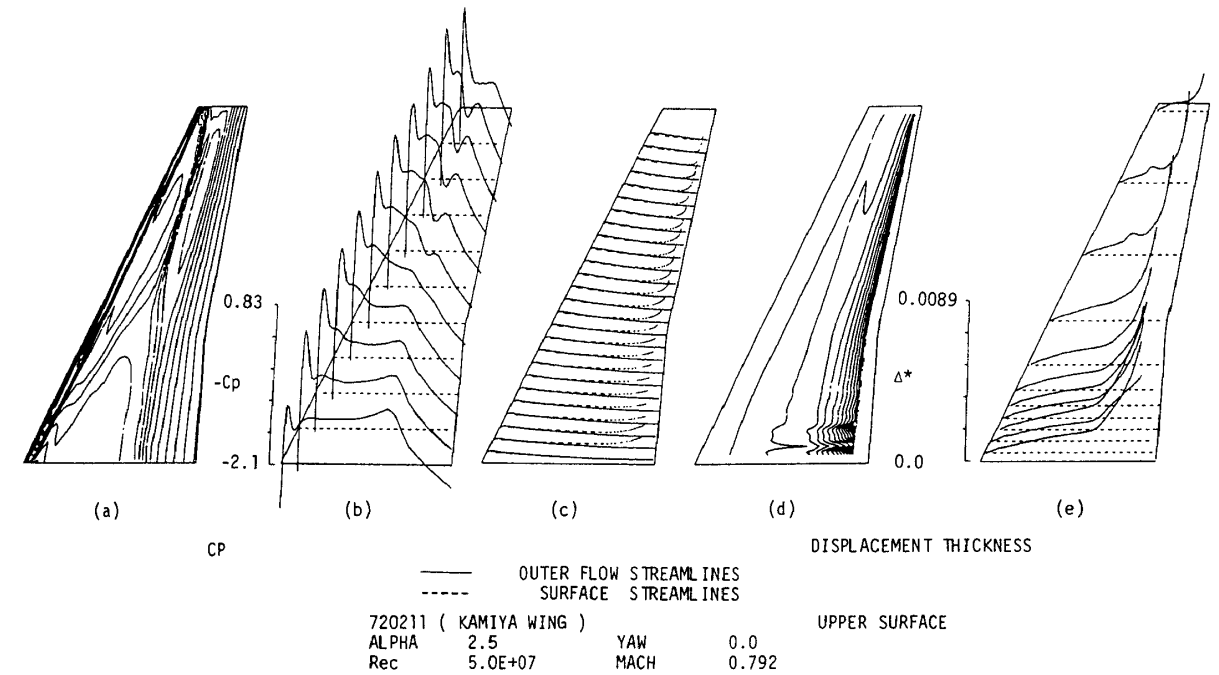


図5 720211 翼の圧力分布と境界層(翼上面)

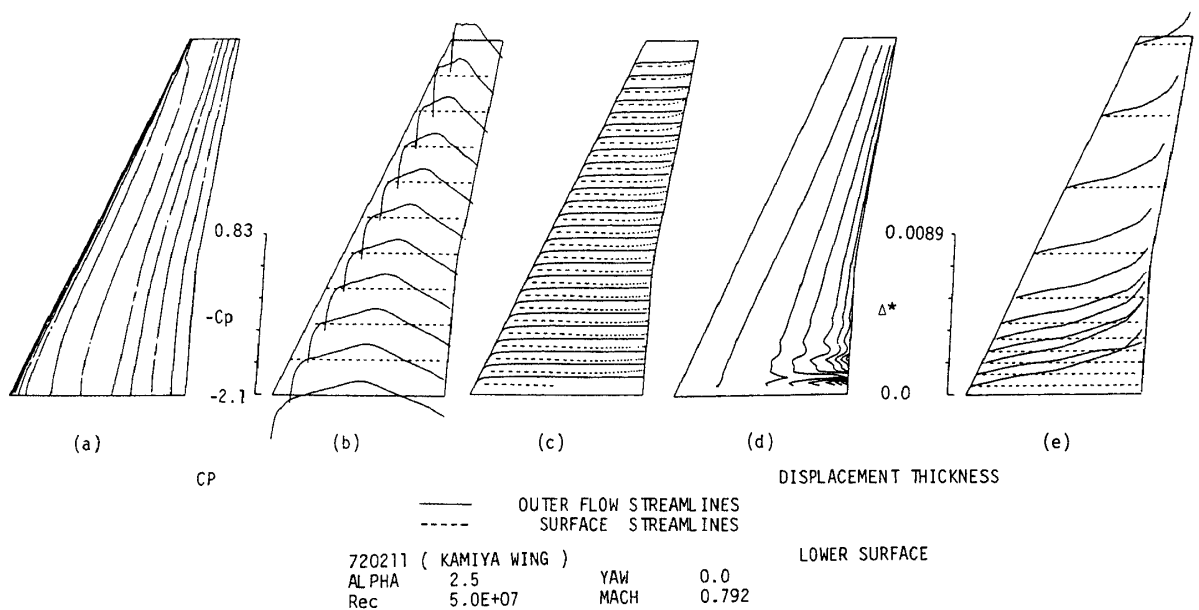


図6 720211 翼の圧力分布と境界層(翼下面)

ら右へ向う。図中の語句は、ALPHA：迎角，Rec：レイノルズ数，MACH：マッハ数，YAW：偏揺角を意味する。以下の4ケースとも流れ場はほとんどの領域が乱流であると仮定し、 $x=1\%$ コードの位置で層流から乱流に遷移すると仮定して計算を行なった。

まず遷音速翼(神谷720211翼⁴⁾)に対する計算結果を、図5(翼上面)及び図6(翼下面)に示す。主流マッハ数は0.792で、圧力分布の特徴は、翼上面側外翼に強い衝撃波が存在し翼根部付近に圧力平坦になる部分が存在する。翼下面は、全領域が亜音速流である。本ケースの揚力係数 C_L は0.566である。まず翼上面側の境界層計算の結果について述べる。計算は、73%セミスパン、82%コードの位置で最初の逆流領域(後縁剝離)に遭遇し、その後FLARE近似によって86%コードまで続行されるが、剝離領域が大きい為、その後は計算不能になる。境界層の特徴としては、図5(d)にみられる如く翼根部付近に非常に三次元性の強い領域が現われることが掲げられる。この種の領域はMcLean⁴⁾のボーイング輸送機遷音速翼の計算結果にも見い出されている。この領域は、例えばNACA0012翼断面形で、720211

翼と同じ平面形空間配置の翼を構成し計算しても現われない。¹⁷⁾次に翼下面側(図6)について述べる。計算は、後縁まで実行される。境界層の特徴は、翼根部付近にやはり強い三次元性を示す領域が現われる。外翼側では、排除厚の等高線が前縁に平行に現われ、後縁付近を除き二次元的である。

次に流れ場に偏揺角をもつ三種類の孤立翼(後退翼, 前進翼, 斜め翼)を取り上げ、それらの境界層を比較検討しよう。考察するのは、図7~図9に示す様な、各平面形であり、各翼断面形状がONERA M6と相似である翼である。三種類の翼平面形は、アスペクト比、前縁後退角($\pm 30^\circ$)、各スパン位置でのコード長等を各々比較のため一致させた形状のものを対象とする。主流マッハ数0.92、迎角 0° 、偏揺角 10° とする。まず外部非粘性流の特徴を比較しよう(図7~9(a)(b)(c))。後退角をもつ翼が更に偏揺角をもつため、有効マッハ数が高いのは、後退翼(図7)では左翼側、前進翼(図8)では右翼側となる。それぞれの圧力分布の大きな差異としては、翼端部に於ける衝撃波の有無があげられよう。後退翼では、強い衝撃波の存在が認められるが、前進翼では「衝撃波なし」になっている。斜め翼では、偏揺角のた

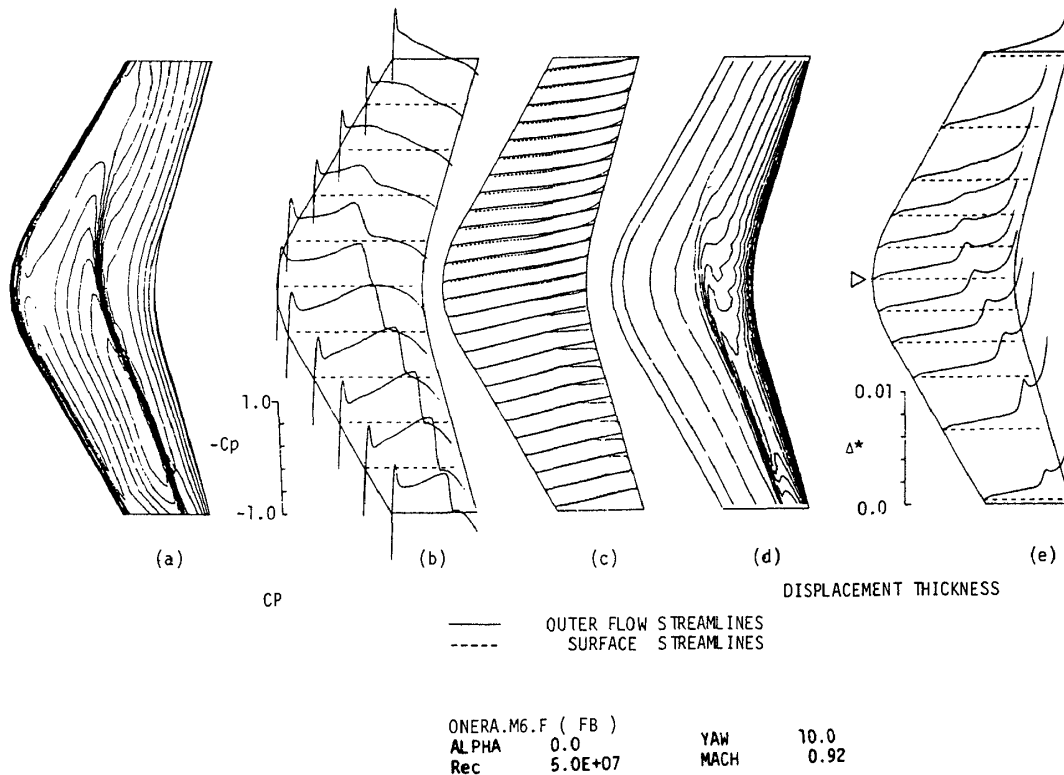


図7 孤立後退翼の圧力分布と境界層

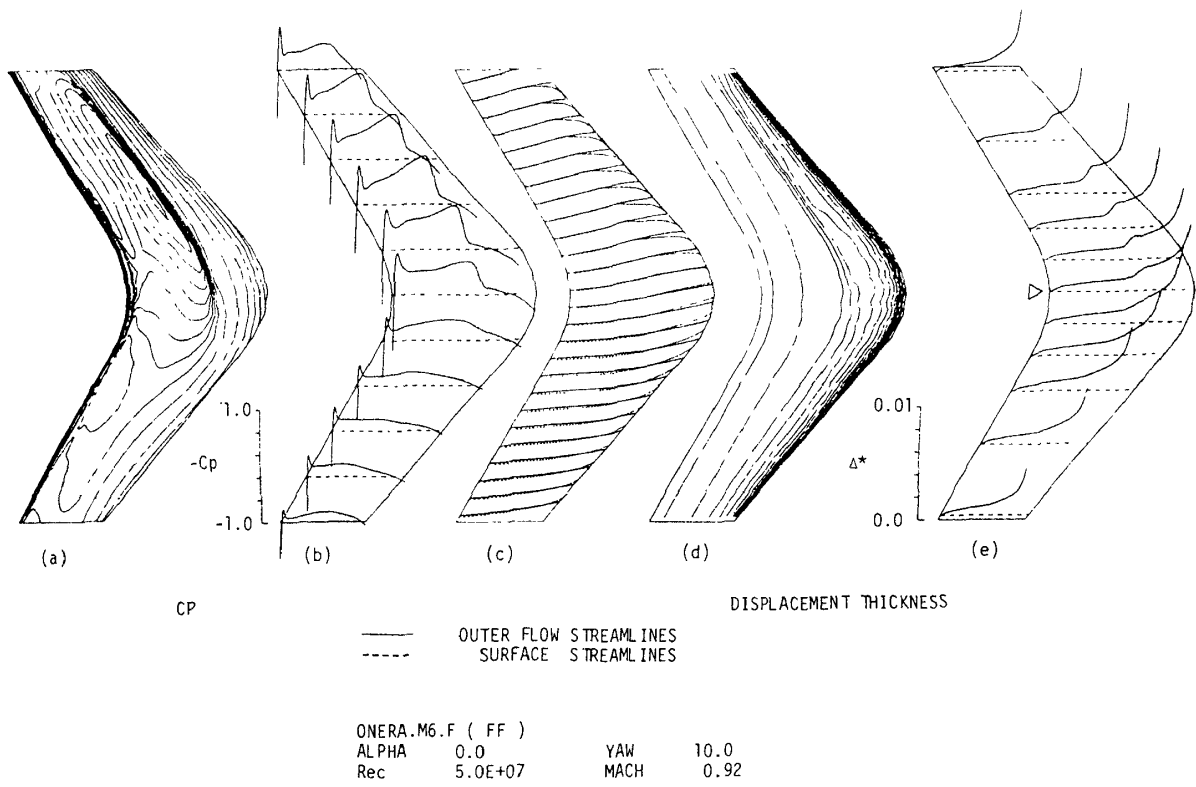


図8 孤立前進翼の圧力分布と境界層

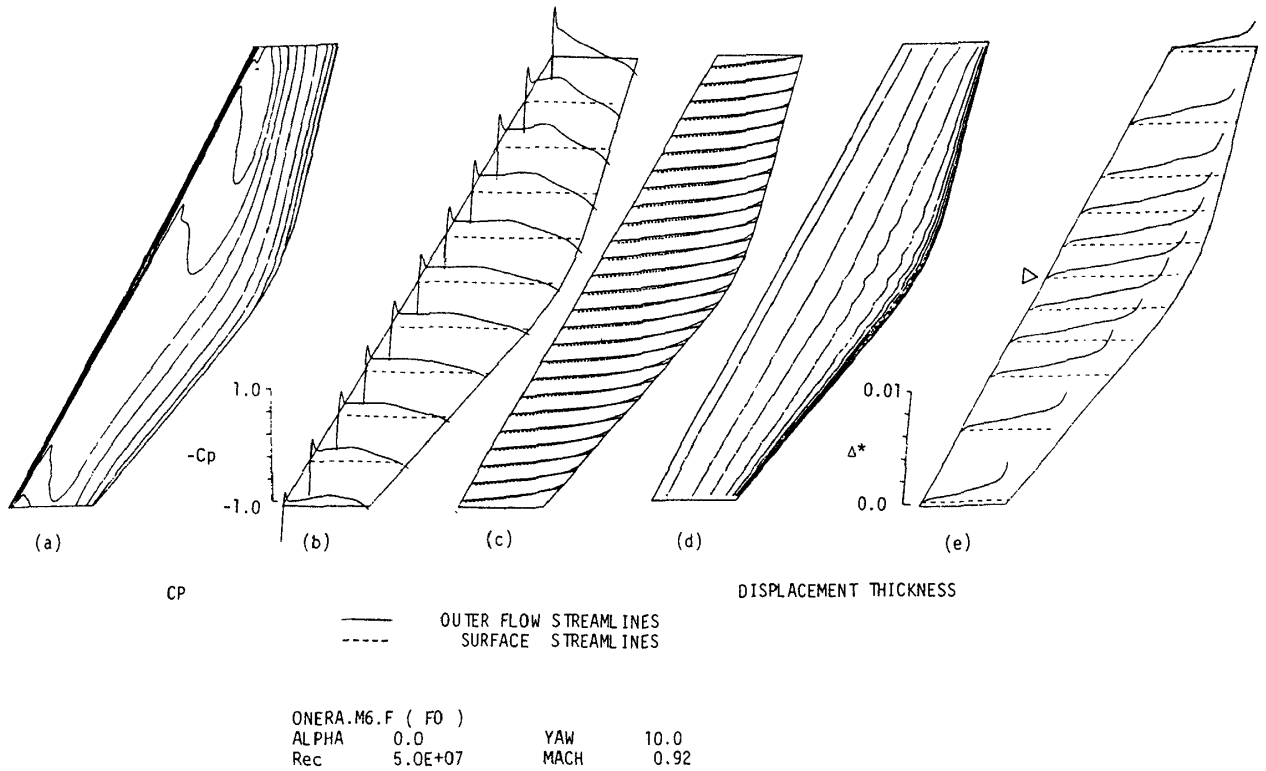


図9 孤立斜め翼の圧力分布と境界層

め前縁で更に $+10^\circ$ の後退角となる為、有効マッハ数が低く翼全域に渡り「衝撃波なし」になる。この様な圧力分布下の境界層を、図7～9の(c),(d),(e)に示す。まず境界層の表面流線をみると、後退翼では外翼側に向って、前進翼で内翼側に向ってそれぞれ流れ(まさつ応力)があるのが特徴的である。同時に、衝撃波の存在する位置で、表面流線は大きく曲がる。一方斜め翼では、表面流線はすべて風下側に相当する右翼端に向かう。次に排除厚によって境界層を比較すると、後退翼では図7(d)及び(e)に見られる如く、衝撃波の位置する所では大きく排除厚が増大せしめられ等高線が密になっている。

一方、前進翼のそれを見ると、図8(d)(e)に見られる如く、衝撃波の存在する位置でも排除厚の増大は、後退翼の場合程大きくはない。境界層全体としてみれば、前進翼の排除厚分布は、図8(d)に示される如く、等高線がほとんどの領域で%コードについて平行で、二次元的であるといえる。斜め翼のそれは、更に二次元的になっている(図9(d))。境界層の発達の様子を比較するため、各々の翼の中央50%スパン位置(図7～9(e)の▷印の位置)における排除厚の分布を比較したのが図10である。30%コードの位置までは、後退翼・前進翼とも境界層の発達は同程度であるが、その後55%コードの位置までは後退翼の方がより大きく排除厚は増大する。衝撃波位置における排除厚の急激な増加は、衝撃波の強さに比例して後退翼の方が前進翼よりも急激である。一方、斜め翼の排除厚の増加は全体に単調で、後縁付近で

急激に増大するだけである。粘性効果として排除厚を積算すると、それは、斜め翼・前進翼・後退翼の順に大きくなる。

5. 結 語

本論文では、BLAYの特徴としてとくに高能率性について強調した。空力設計道具としての境界層解析プログラムは、その用途が、特に遷音速非粘性流解析プログラムの境界層補正として粘性・非粘性弱干渉問題に使われることを考慮すると、何十回と繰返し使用される。したがって、その高能率性は経済コストの上で最も重要な要素である。

BLAYは著者の一人によって1980年に開発された research code をもとに、その入出力部分を汎用化し計算部分に補償機能を加えて pilot code, 更には production code を目指して開発された code である。BLAYは、種々の流れに適用されその適用範囲、丈夫さ(robustness)、信頼性、その他の経験を蓄積しつつある。本論文で紹介したものは、その中での一部分ではあるが、境界層の計算としては条件の厳しいものばかりといえる。スキームの簡単さ、アルゴリズム等から「丈夫さ」については高いものと考えられる。

BLAYの開発に当っては、汎用化作業の大部分を富士通株式会社の菊池路子氏が担当されたことを付記し感謝いたします。同社末次公平氏には「AFPWING」プログラムの利用に当たり便宜をはかって下さいました。心から感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Nash, J.F. and Scruggs, R.M. (1972) NASA CR-112158
- 2) Nash, J.F. and Scruggs, R.M. (1978) Lockheed Report LG78ER0241
- 3) Cebeci, T., Kaups, K. and Ramsey, J.A. (1977) NASA CR-2777
- 4) McLean, J.D. (1977) AIAA Paper 77-3
- 5) McLean, J.D. and Randall, J.L. (1978) NASA CR-3123
- 6) Bradshw, P., Mizner, G.A. and Unsworth, K

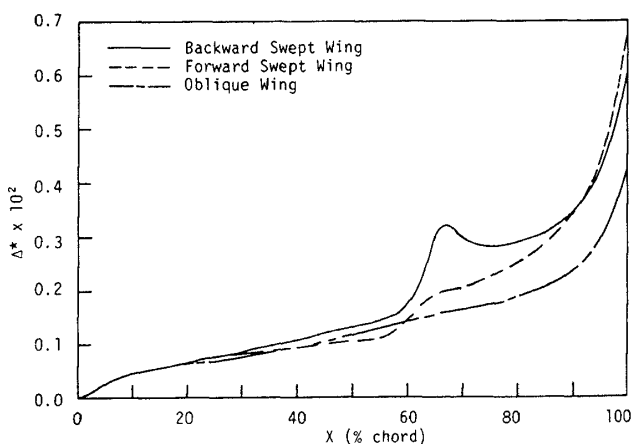


図10 後退翼, 前進翼, 斜め翼の各中央部の排除厚分布の比較

- (1975) Aero Rept. 75-04, Imperial College, London
- 7) Lindhout, J.P.F. and De Boer, E. (1976) NLR TR 76086U
- 8) Lindhout, J.P.F., Moek, G., De Boer, E. and Van Den Verg, B. (1979) Turbulent Boundary Layers, ASME
- 9) Kordulla, W. (1977) AIAA Paper 77-209
- 10) Rostogi, A.K. and Rodi, W. (1979) Turbulent Boundary Layers, ASME
- 11) 松野謙一；(1979) 第17回 飛行機シンポジウム 論文集
- 12) 松野謙一；(1980) 第18回 飛行機シンポジウム 論文集
- 13) Matsuno, K. (1981) AIAA Paper 81-1020, 5th CFD Conf. AIAA
- 14) 石黒登美子；(1982) NAL TR-731
- 15) Brebner, G.G. and Wyatt, L.A. (1961) NRC CP. No. 554
- 16) Bradshaw, P., Cebeci, T. and Whitelaw, J.H. (1981) Engineering Calculation Methods for Turbulent Flow, Academic Press
- 17) 松野謙一ほか；NAL TR 出版予定

航空宇宙技術研究所特別資料 1 号

昭和 58 年 11 月 発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町 1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表) ㊦182

印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山 5 - 6 - 17
