

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1079

簡単な渦粘性モデルを用いた層流剝離泡の考察

李家賢一・神谷信彦

1990年9月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

簡単な渦粘性モデルを用いた層流剥離泡の考察*

李家賢一** 神谷信彦**

Analysis of Laminar Separation Bubbles Using a Simple Eddy-Viscosity Turbulence Model

Kenichi RINOIE and Nobuhiko KAMIYA

ABSTRACT

Laminar separation bubbles formed on airfoils were expressed numerically using a simple eddy-viscosity turbulence model which satisfies the basic characteristics of the short bubble. The eddy viscosity constant, ε_t , was set to a uniform value inside the turbulent part of the bubble. Overall characteristics of numerical results agreed closely with experimental results. The relation between ε_t and velocity distributions was analyzed by the momentum balance inside the bubble. It was shown that the pressure recovery inside the bubble is proportional to ε_t . Finally, ε_t is related to the non-dimensional parameter which represents the flow inside the bubble.

主な記号

b : (3)式参照
 BR : ε_t を決定する半経験的パラメーター
 C : 翼弦長
 C_p : 表面圧力係数 ($C_p = 1 - (U_e/U_\infty)^2$)
 l : 剥離剪断層内の渦の代表長さ
 R : 再付着点
 Rec : 翼弦長に基づくレイノルズ数
($Rec = U_\infty C / \nu$)
 S : 層流剥離点
 s : 翼面に沿った座標
 T : 遷移点
 u : 剥離剪断層内の渦の代表速度
 \bar{U} : s 方向平均流速

U_e : 剥離剪断層外縁流速
 U_∞ : 一様流流速
 $-\bar{u}\bar{v}$: レイノルズ剪断応力
 \bar{V} : y 方向平均流速
 x : 翼弦方向座標
 y : 翼面に垂直な方向の座標
 α : 翼の迎角
 δ : 境界層の厚さ
 δ^* : 排除厚
 ε_t : 渦粘性定数
 $\varepsilon_{t_{\text{anis}}}$: 実験結果及び10)式を用いて求まる ε_t
 $\varepsilon_{t_{\text{cal}}}$: 計算(§3)において妥当とされた ε_t
 μ : 粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 空気密度
 ϕ : 流れ関数

*平成2年6月11日 受付
**新型航空機研究グループ

1. 序 論

翼型等の物体まわりの流れ場において、境界層が層流剥離した後、遷移を起こし物体表面上に再付着する場合がある。この層流剥離点と再付着点の間の剥離域は層流剥離泡と呼ばれている¹⁾。翼型上に生ずる層流剥離泡は、short bubble と long bubble の2種類に分類される。Short bubble の存在している翼型の迎角を大きくしていくと、ある迎角において突如流れが翼面に再付着しなくなる現象が起こる。この現象は、short bubble burst と呼ばれている。Long bubble とは、通常このburst後の姿であると解釈されている。Burst によって剥離流が long bubble として再付着せず、wake 中にまで拡がる場合は、揚力の急激な減少（翼型前縁失速）が起こる²⁾。このように翼型上に生ずる層流剥離泡は、翼型の特性、特に失速現象に大きな影響を与えることが知られている。

Short bubble の場合、層流剥離点の下流に形成される剥離剪断層内部において乱流へ遷移を起こし始め、充分乱れが発達すると剥離剪断層は再付着を起こす。図1に short bubble 及びその表面圧力分布の模式図を示す。表面圧力分布による層流剥離後、局所的に圧力がほぼ一定の領域をつくり、その後急激な圧力回復を起こして再付着している。Short bubble の存在している翼型の迎角を大きくしていくと、bubble 形成に必要な圧力回復量が増大し、遂にはそれを実現できなくなって short bubble burst を起こして long bubble へと変化する。

この short bubble burst 時期の予測法の確立をめざして多くの burst に関する criteria が提案された³⁾⁻⁷⁾。翼型上に生ずる short bubble は通常非常に小さいため、bubble 内部の速度場等の測定は困難で、過去におけるこれらの量の測定例は少なかった²⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾。このため正確な burst 時期の予測は実現されていない。しかしながら最近の計測装置及び測定技術の進歩に伴って、short bubble 内の詳細な流速分布測定が可能になり、測定結果が報告され始めている¹¹⁾。筆者等も翼上面に step 状の設計圧力分布を有する翼型 (B1, B2, B3 翼

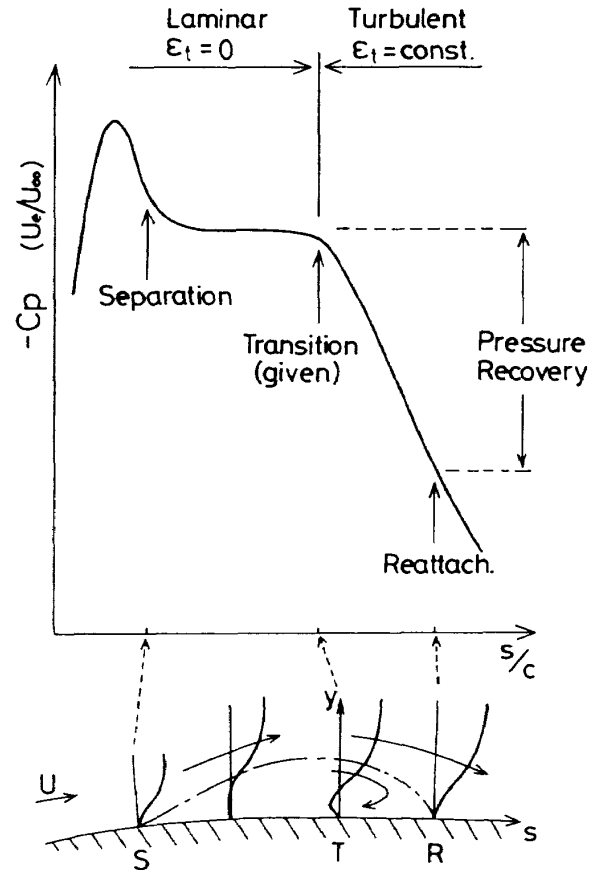


図1 翼型上の short bubble とその圧力分布の模式図

型) や NACA 層流翼型の上に生ずる層流剥離泡の流速分布と乱れ分布を測定し、bubble 内部の構造を調べてきた¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾。

一方、数値シミュレーションにより層流剥離泡を表現する試みも多く行なわれる様になった¹⁵⁾⁻²⁰⁾。粘性-非粘性干渉の考え及び境界層方程式の逆解法を用いて流れ場を解くことによって、bubble を含む翼型まわりの圧力分布が得られている。しかしこれらの計算は、いずれも bubble に対するデータ不足のために剥離剪断層の振舞を決める乱れモデルの決定に困難を生じ、その結果乱流境界層の乱れモデルとほぼ同じのもを使用することになり、short bubble の正確な表現ができるまでには至っていない。このため、層流剥離泡を表現する新たな乱れモデルが必要と考えられ、既に提案されたモデルもある²¹⁾。

ところで数値シミュレーションによって short bubble を表現し、更には short bubble burst の時期を予測するためには、迎角を増していった時

の short bubble の変化を考慮に入れた乱れモデルが必要である。筆者の一人は、層流剥離泡を表現する 1 方程式型乱れモデルについて検討してきた²⁾。しかし乱れ応力を含む層流剥離泡の実験データが少ないために、2つの翼型のデータを用いて乱れモデルの定数を決定できたとどまり、広い迎角範囲の short bubble についてその有効性を確認することはできなかった。

そこでここでは、いろいろな short bubble について適用可能で、さらに bubble が翼の上に形成されるかどうかの全体的な見通しを得ることができる乱れモデルを考えることにした。乱れモデルの形式としては、一番単純な形式の渦粘性モデルを使用した。bubble 内部において剥離剪断層が再付着するためには、剪断層が上下に拡大することが必要である。この拡大は、bubble 内部で成長した乱れ応力によってなされる。この乱れ応力を表すために渦粘性の考えを導入した。bubble の乱流域内で、乱れを表わす代表量の渦粘性定数を一定とした。この乱れモデルは非常に簡単なモデルではあるが、層流剥離後に遷移を生じ圧力回復した後に再付着するという short bubble の基本的性質を満足している。すなわち微視的には正確ではないが、巨視的には bubble の物理的特性を表わしている乱れモデルである。又、現在入手可能な short bubble の実験データの多くは平均流速分布のみである。しかしここで述べた乱れモデルを用いれば、乱れに関するデータがなくても乱れモデルの定数について議論することが可能になる。この様な理由により、簡単な渦粘性モデルを使用した。

本報告の目的は、以下に示す 2 点である。

- 1) 以上述べた簡単な乱れモデルによって、層流剥離泡 (short bubble) を表現できることを確認すること。
- 2) さまざまな翼型上に生ずる short bubble の渦粘性定数を決定する方法について考え、多くの short bubble を表現できる乱れモデルを作製すること。

計算方法としては、まず渦粘性定数を仮定して境界層方程式を解き bubble 内部の流速分布を求

めた。次に幾通りか渦粘性定数を変化させて同様の計算を行い、得られた結果のなかで剥離泡内流速分布、剥離泡外縁流速分布及び再付着点位置が一番実験結果に合致する渦粘性定数を探した。数種類の翼型上に生ずる層流剥離泡に関してこの計算を行った。計算例として用いたのは、NACA63-009 翼型¹⁾、B1, B2, B3 翼型²⁾¹³⁾、FX63-137 翼型¹⁾、及び NACA66₃-018 翼型⁸⁾ の上に生ずる層流剥離泡である。得られた渦粘性定数の値について bubble 内部の平均流運動量の釣合いの考えを用いて考察を行った。さらに渦粘性定数の大きさを決定する半経験的方法について考察した。

2. 計算方法

2次元定常流に関して薄層近似を行った流れ場を考える。計算に用いた方程式は、連続の式

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

及び境界層方程式

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = U_e \frac{dU_e}{dx} + b \cdot \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \quad (2)$$

である。ここで

$$b = (1 + \epsilon_t) \quad (3)$$

である。すなわち(2)式は、レイノルズ応力を渦粘性モデル

$$-\overline{uv} = \nu \cdot \epsilon_t \cdot \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (4)$$

を用いて表現し直した式である。(ε_tは渦粘性定数)。

short bubble は、層流剥離後の層流域、乱流へ遷移する遷移域及び、充分乱流が発達した乱流域の三領域に分けられる。遷移位置を決定することは乱れ応力の大きさを求めるためにも非常に重要であるが、信頼できる short bubble の遷移位置判定法は存在しない。そこでここでは、しばしば使用されてきた簡単な仮定²⁾、すなわち bubble 内部での圧力回復し始める位置において層流から乱流への遷移を開始し直ちに完了するという仮定

を用いた。図1の表面分布の模式図に示したように、計算にあたっては圧力回復する位置より上流側では渦粘性定数 ε_t を零とおき、下流側では ε_t を一定とした。

(1), (2)式を Keller の Box 法²⁴⁾を用いて解くことにより、層流剥離点の上流側から再付着点の下流側までの平均流速分布を求めた。剥離前の層流境界層を解く際には、表面圧力分布測定で得られた境界層外縁の流速分布を境界条件として与える順解法を用いた。この順解法では、層流剥離点の特異点となり剥離域内へ引続いて計算を進めることができない²⁴⁾。そこで剥離点の直前からは、排除厚 (δ^* 分布を境界条件として与える逆解法を用いた²⁴⁾。境界条件として与えた排除厚分布は実験で計測された分布を用いた。計算に際して用いた境界条件を以下に示す。

$$at_y = 0 ; \bar{U} = \bar{V} \quad (5)$$

$$at_y = \delta ; \bar{U} = \dots \text{(順解法)} \quad (6)$$

$$at_y = \delta ; \phi_e = U_e (\delta - \delta^*) \text{(逆解法)} \quad (7)$$

ここで δ は境界層の厚さ、 ϕ は流れ関数、添字 e は主流条件をそれぞれ示す。詳しい定式化および

計算法は付録に示した。

計算法の流れ図を図2に示す。まず幾通りか渦粘性定数 ε_t を変化させて境界層方程式を解き、bubble 内部の流速分布をそれぞれの ε_t の値について求めた。次に計算した結果のなかで平均流速分布 (\bar{U}/U_∞) と剪断層外縁流速 (U_e) 分布の形状及び再付着点位置が実験データにできるだけ合致する計算結果を探すことによって ε_t の値を決定した。

3. 計算結果

3.1 NACA63-009 翼型

NACA63-009 翼型上に生ずる short bubble (迎角 7°) の計算結果について論じる。実験結果は、文献 14 を引用した。実験に使用した翼型模型の翼弦長は 200mm、風洞一様流流速は 6m/s、翼弦長に基づくレイノルズ数は $Re_c = 8 \times 10^4$ である。実験によると迎角 8° 以下では short bubble が存在し、迎角 8° で burst している。翼の迎角が $\alpha = 7^\circ$ の時の実験結果を用いて計算を行った。翼上面前縁付近で層流剥離しており、short bubble の長さは chord 長の 10% 程度である。図4の剪断層外縁流速分布に示したように、文献 14 では層流剥離後の流れを測定しているが剥離前の層流境界層を測定していないので、非粘性流計算の結果を層流剥離前の境界条件として用いた。しかしながら図4に示した非粘性流の計算結果 (\cdot 印) と実験結果 (\circ 印) は、大きく異なっている。これは、翼型上に発達した境界層の影響のためだと思われる。そこでこれを補償するために、前縁 ($s/C = 0$) における流速の非粘性流計算値と実験値との差の分だけ全 chord 位置にわたって非粘性流計算値を減少させた。その結果を図4中に非粘性流 (補正值, \triangle 印) として示した。補正した流速が最大になる chord 位置から下流に向かって計算を行った。境界層理論の積分法を用いて淀み点から発達する層流境界層の厚さを求め、初期条件として用いた。

図3に逆解法で解く際に境界条件として与えた排除厚分布を示す。この分布は層流境界層の計算結果および実験結果を用いて決定した。前縁付近

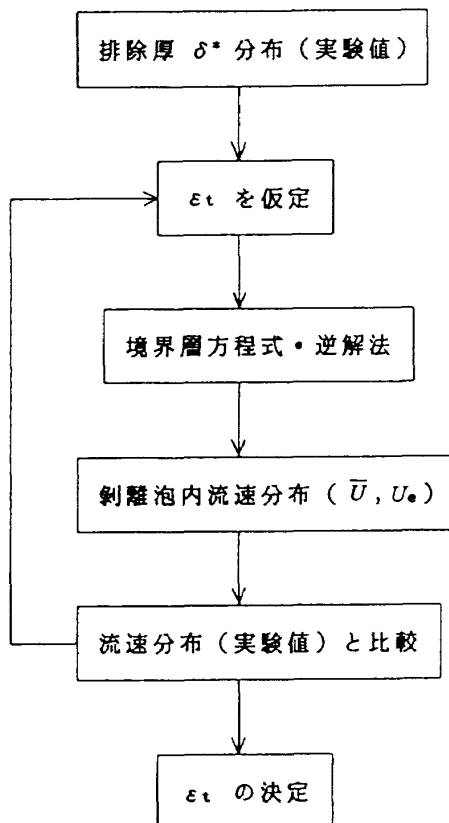


図2 計算法流れ図

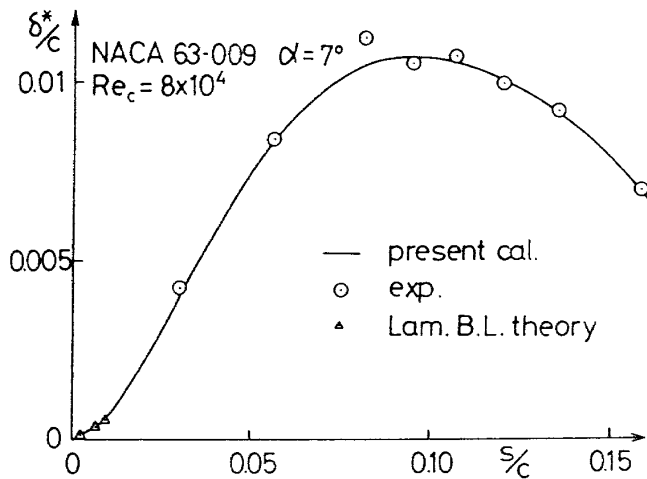


図3 排除厚分布 (NACA 63-009 $\alpha = 7^\circ$)

を拡大するために、本節の結果は翼表面に沿った座標 (s/C) で示した。図4に剥離剪断外縁での流速 U_e 分布の実験結果と計算結果を併せて示す。実験結果は $U_e/U_\infty = 1 - C_p$ (C_p は表面圧力係数) の関係を用いて求めた。実験によると $s/C \approx 0.0822$ より下流側で圧力回復を起こしている。そこでこの場合に $s/C = 0.0822$ を遷移点 (T) として計算を行った。計算で求めた U_e の値と実験値は、剥離直後の層流域ではよく一致しているが、遷移点直前では若干ずれている。排除厚の分布が正しく与えられていれば、乱流モデルを使用しない層流域では U_e の値が実験値と一致するはずである。しかしながら図4において遷移点付近で両者が余り一致しなかった。今回の計算では境界層方程式を用いて解いているが、この方程式で完全には剥離域の大きな流れを記述できていないと考えられ、このことが両者に差異を生じた理由として挙げられる。遷移点より下流側の乱流域では、 ϵ_t の値を $\epsilon_t = 0$ から 40 まで 8 通りに変化させて計算を行った。図4によると $\epsilon_t = 0$ の結果 (すなわち層流の計算の場合) では、遷移点以降もほとんど流速 U_e が減少していない。これに対して ϵ_t の値が増大すると、short bubble 内で U_e が減少する s 方向の勾配 (すなわち圧力回復を起こす程度) は大きくなっている。計算で求めた再付着点の s 方向位置 R_{cal} (図中の上向きの矢印で示した位置) は、 ϵ_t の値が増大するにつれて前縁方向へ移動している。ところで今回

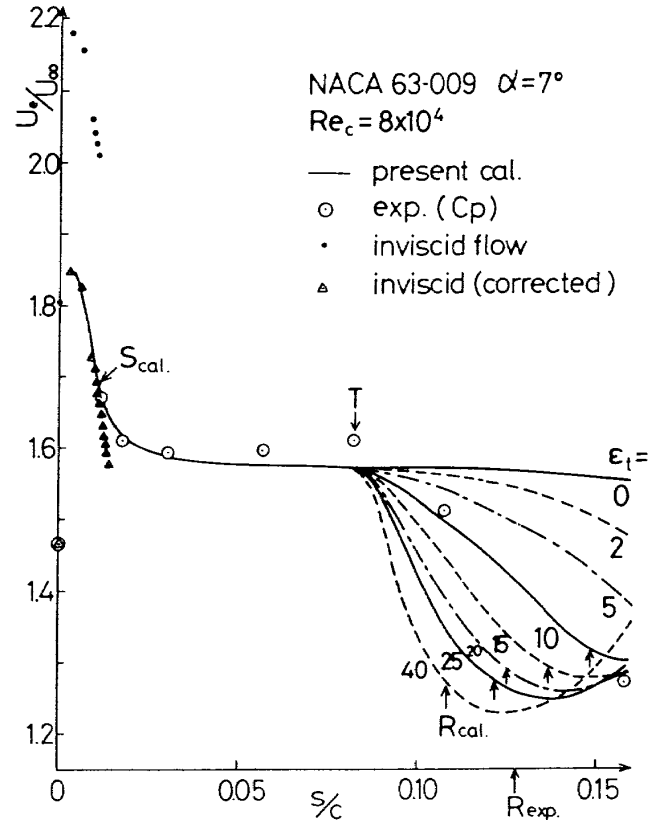


図4 剪断層外縁流速分布 (NACA 63-009 $\alpha = 7^\circ$)

の計算では実験結果を境界条件として与えているので、計算結果の U_e 分布のうちで実験結果と大きく掛け離れた結果 (例えば $\epsilon_t = 0$ または 40 の結果) は、実際に存在し得ない結果である。

図5に平均流速分布の計算結果を示す。 $\epsilon_t = 5, 15, 25$ の時の結果を a), b), c) に分けて示す。 $s/C = 0.0822$ より上流側は層流 ($\epsilon_t = 0$) の結果である。簡単なモデルを使用したにもかかわらず計算結果は実験結果と全般に相似な分布しており、例えば1方程式モデルによる結果 (文献22) と比べても遜色のない結果である。図によると ϵ_t が小さい時は再付着が遅れ、図5a ($\epsilon_t = 5$) では $s/C = 0.1578$ においても未だ再付着していない。 ϵ_t が大きいときは ($\epsilon_t = 25$, 図5c) 剥離剪断層の上下方向への拡大が上流側より始まり、且つその程度も大きく、再付着点は図5中で一番上流側に位置にしている。 ϵ_t の値をこれらの結果より特定することは困難であるが、ここでは図4に示した U_e の分布形状、再付着位置、及び図5の平均流速分布のそれぞれができるだけ実験結

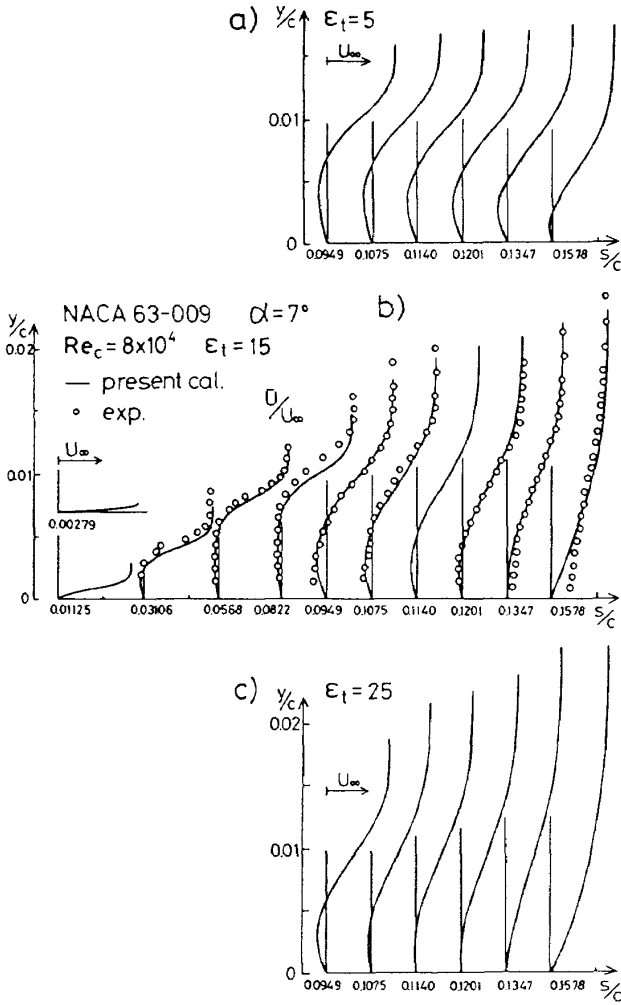


図5 平均流速分布 (NACA 63-009 $\alpha = 7^\circ$)

果に近い結果を示す ϵ_t の値を探した。その結果、望ましい ϵ_t の値には10~20程度の幅が見られたが、 $\epsilon_t = 15$ 前後の値が一番望ましい ϵ_t の値であると判断された。ところで図4では、実験結果とは異なり、再付着点より下流側では U_e の値が再び増大し始める傾向がみられる。さらに U 分布 (図5b) では再付着点より下流の断面 ($x/C = 0.1578$) の翼面近くにおいて実験値との相違が著しい。再付着後の流れ乱流境界層として発達し始めるが、今回のモデルではこの効果を考慮に入れていないために、これらの傾向がみられたと考えられる。

3.2 B1, B2, B3翼型

§1で述べたように翼型の迎角を増大するにつれて bubble 内での圧力回復量は増大する。この圧力回復量変化の影響を調べるためにステップ状

の設計圧力分布を有する3種の翼型上に生ずる層流剥離泡の測定を行ってきた。これらの翼型 (B1, B2, B3) の断面形状と設計流速分布を図6に示す。B1, B2, B3の順に設計圧力回復量が大きくなるように設計されている。実験に使用した模型の翼弦長は3種共に3000mmである。風洞一様流流速は、B1, B2, B3翼の順に8m/s, 7.55m/sであり、翼弦長に基づくレイノルズ数 (Re_c) は 1.6×10^5 , 1.53×10^5 , 1.51×10^5 である。本節ではこれら B1, B2, B3 翼型上に生ずる層流剥離泡に関する計算結果を示す。実験結果によると B1, B2, B3 翼共に $x/C \approx 0.15 \sim 0.4$ 付近に層流剥離泡が存在する。図7に境界条件として使用するために実験値に基づいて与えた3種の翼型の排除厚分布を示す。3種の翼型ともに $x/C = 0.1$ における実験結果を初期条件として用いて計算を行った。なお本節では翼弦方向に沿った座標 x/C を用いて結果を示した。ところでこれらの翼型はstep状の流速分布を持つ特殊な翼型であるため、通常の short bubble とは若干異なった性質を実験で

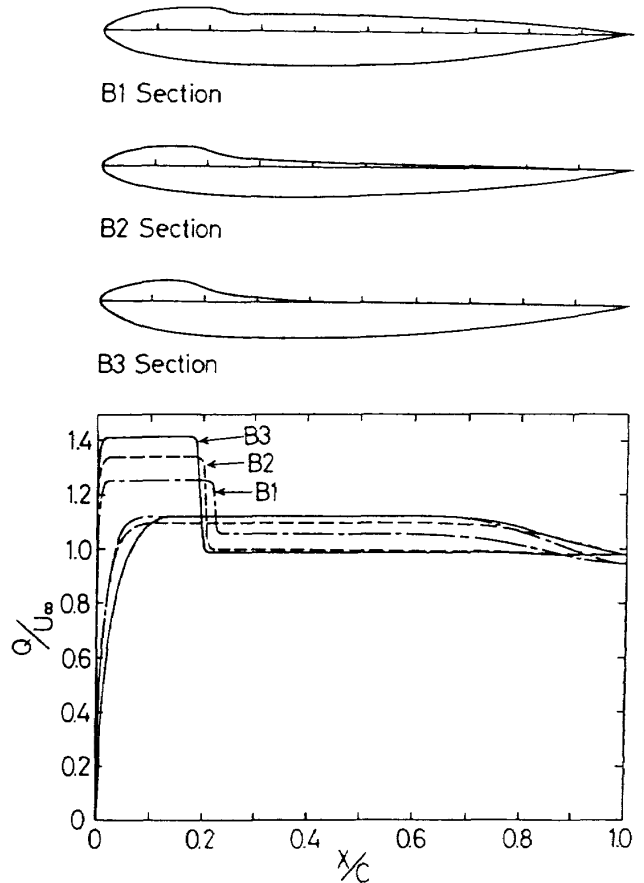


図6 B1, B2, B3翼型断面および設計流速分布

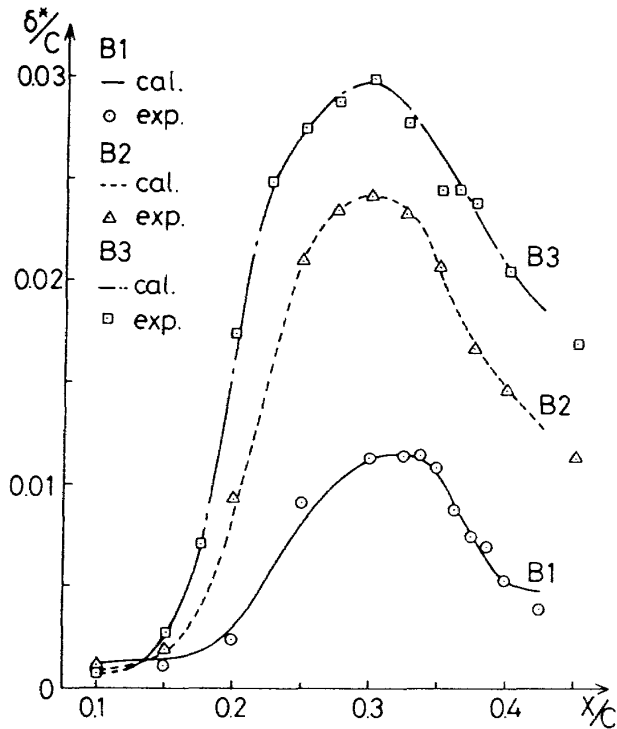


図7 排除厚分布 (B1, B2, B3)

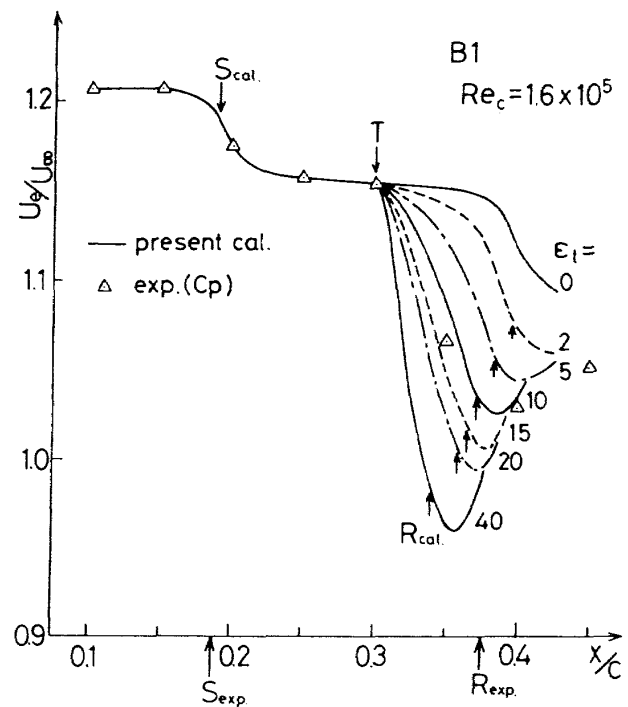


図8 剪断層外縁流速分布 (B1)

は示した¹²⁾。しかしながら bubble 形成に必要な圧力回復を起こす点等は short bubble と同一であるので、short bubble の場合と同一の方法でこれらの翼型上に生ずる層流剥離泡を表現する計算を行った。

図8にB1翼型の剥離剪断層外縁での流速 U_e 分布を示す。 $x/C=0.3$ を遷移点として与えた。遷移点より下流側では ϵ_t の値を $\epsilon_t=0$ から40まで7通りに変化させた。 $\epsilon_t=5, 10, 20$ の時の bubble 平均流速分布をそれぞれ図9 a), b), c)に示す。図8, 図9によると計算結果と実験結果は全般に類似した分布を示しており、 ϵ_t の値を大きくするにつれての bubble の変化の傾向は前節と同様である。再付着点位置、平均流速分布等より実験結果に一番近い結果を示す ϵ_t の値は、 $\epsilon_t=10$ 前後の値であると判断した。

図10, 図11にB2翼型の U_e 分布および平均流速分布を、図12, 図13にB3翼型の U_e 分布および平均分布を示す。B2では $x/C=0.3$ を、B3翼型では $x/C=0.25$ を遷移点として与えた。両翼ともに ϵ_t の値を $\epsilon_t=0$ から120まで7通りに変化させた。図11, 図13は、実験結果に一番近いと判断された ϵ_t の値 (B2, B3翼ともに $\epsilon_t=60$)

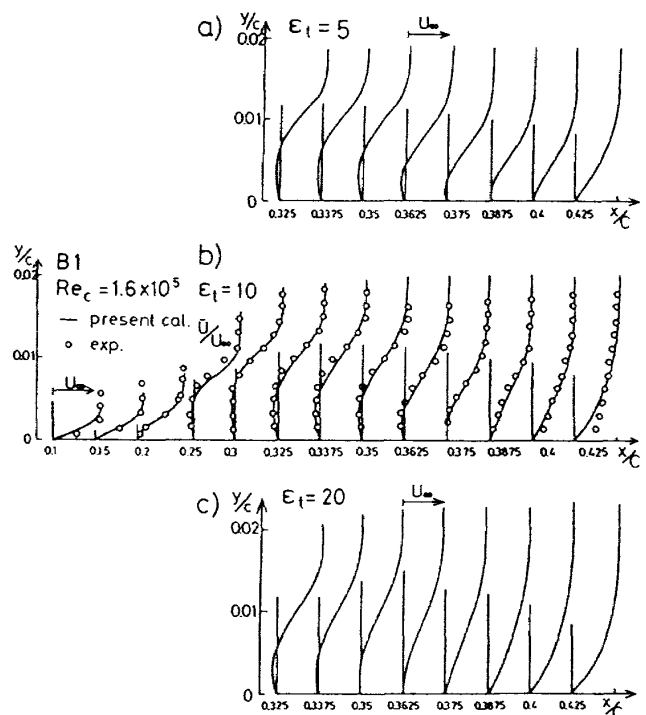


図9 平均流速分布 (B1)

における結果である。B3翼型の U_e 分布 (図12) では遷移点 ($x/C=0.25$) 付近で U_e の値が実験値と大きく異なっている。しかしB2, B3翼共に平均流速分布は実験結果に類似した分布を示している。

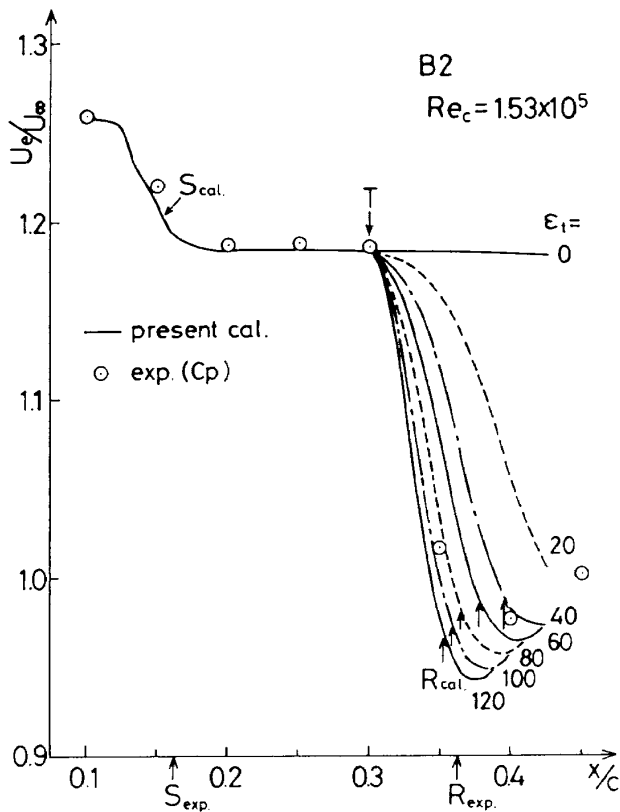


図10 剪断層外縁流速分布 (B2)

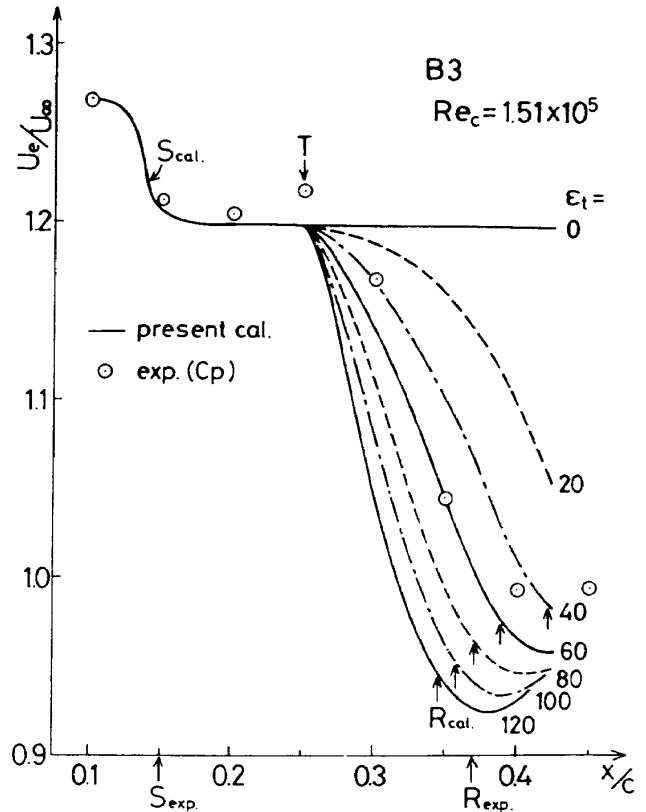


図12 剪断層外縁流速分布 (B3)

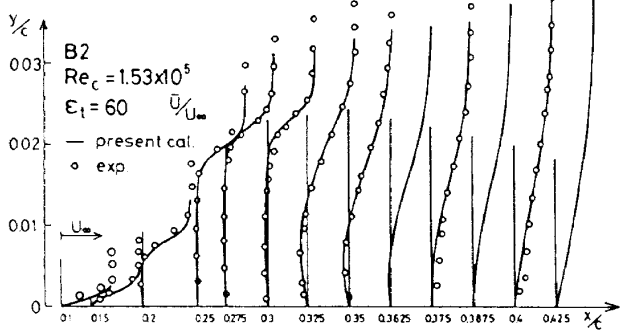


図11 平均流速分布 (B2, ε_t = 60)

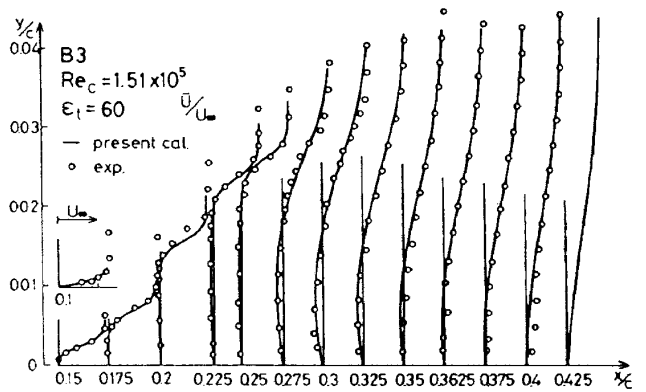


図13 平均流速分布 (ε_t = 60)

3.3 FX63-137 翼型

次に Wortmann FX63-137 翼型上に生じる short bubble の結果について論じる。実験結果は、文献 11 を引用した。模型の翼弦長は 305mm，風洞流速は約 5m/s，レイノルズ数は $Re_c = 1 \times 10^5$ の結果である。まず迎角が -5° の時に翼下面の前縁付近に生じる short bubble の結果を論じる。表面圧力の測定結果と層流境界層の積分法 (Thwaites の方法) による解を用いて，計算に際しての初期条件を求め，前縁付近 ($s/C = 0.002$) から下流方向にむかって計算を進めた。図 14 に

排除分布，図 15 に剪断層外縁流速分布を示す。 $s/C = 0.1$ を遷移点として与え， ϵ_t 値の 0 から 40 まで 8 通りに変化させて計算を行った。一番実験結果に近いと判断された $\epsilon_t = 10$ の時の bubble 内平均流速分布を図 16 に示す。次に迎角が 7° の時に翼上面の中央部付近に生ずる short bubble の結果について論じる。初期条件は $\alpha = -5^\circ$ の場合と同一の方法で求め $s/C = 0.04$ から下流に向かって計算を行った。この場合は遷移点位置を $s/C = 0.605$ に与え， ϵ_t の値を 0 から 40 まで 8 通り変化させた。図 17 に排除厚分布，

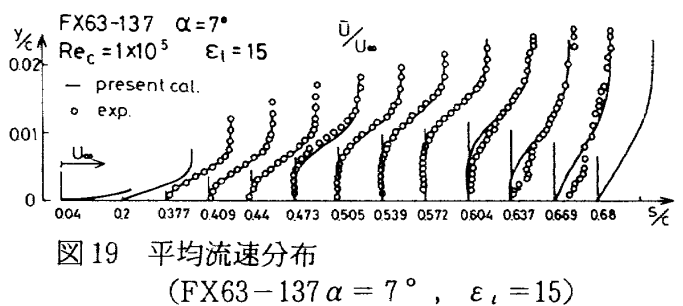
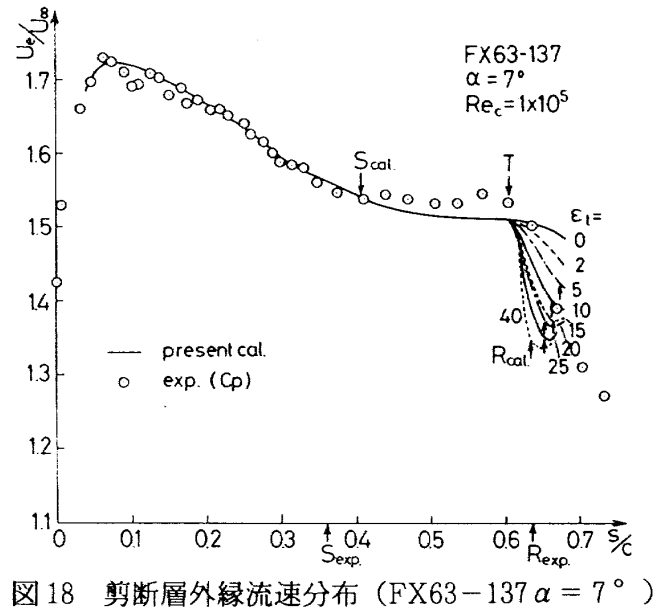
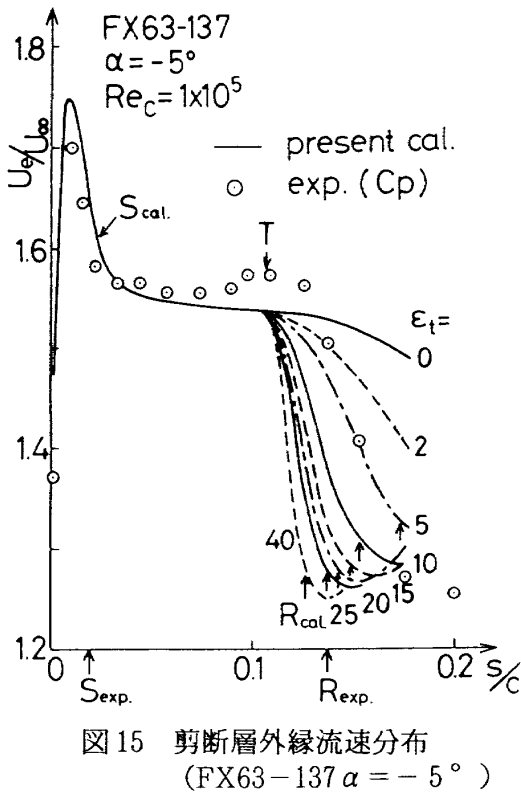
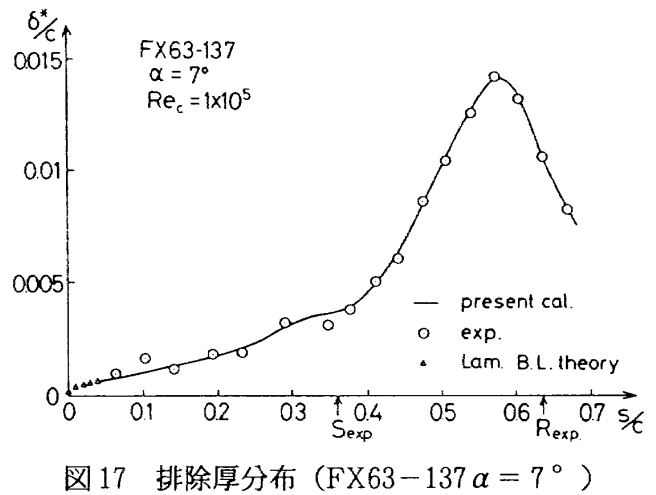
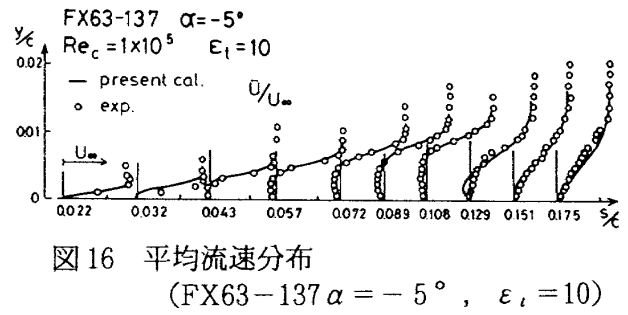
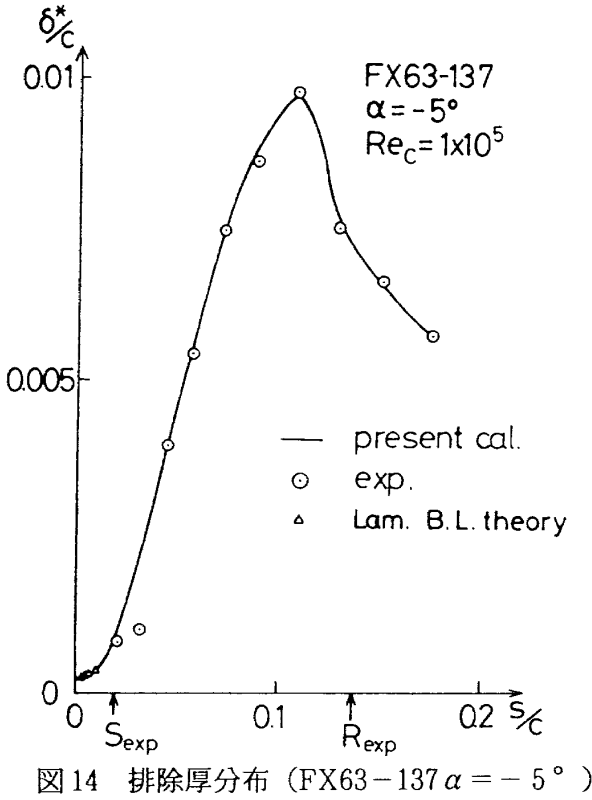


図18に剪断層外縁速分布, 図19に一番実験結果に近いと判断された $\epsilon_t = 15$ の時の bubble 内平均流速分布を示す。図15, 図18の U_e 分布によると, 2つの迎角の結果ともに ϵ_t の値を大きくするにつれて, U_e が減少する程度は大きくなり,

かつ再付着点の位置は上流側へ移動している。これらの傾向の前節までの結果と同様である。また平均流速分布の形状は $\alpha = -5^\circ$ (図 16) では実験値とほぼ似た分布になっているが、 $\alpha = 7^\circ$ (図 19) では再付着点付近において実験結果との違いが著しい。さらに他の翼型の場合と同様に図 15, 18 共に再付着後に U_e の値が増大する傾向がみられる。

3.4 NACA66₃-018 翼型

NACA66₃-018 翼型の迎角 0° 及び 2° の時に生じる short bubble の計算結果について論じる。実験結果は文献 8 を引用した。翼型模型の翼弦長は 1.524m, 風洞流速は約 19.69m/s, レイノルズ数は $Re_c = 2 \times 10^6$ にける結果である。文献 8 では熱線流速計を用いているため逆流域内の流速分布が測定されていない。そこで逆流域内で $U = 0$ と仮定して排除厚の値を求め、境界条件として使用した。初期条件として必要な排除厚の値は、前節と同様の方法により求めた。計算は $s/C = 0.3$ から始めたが、本節の図では翼弦方向中央部付近のみの結果を示した。さらに再付着点後方でデータが測定されていないので、その上流での排除厚の値を下流方向へ延長して使用した。迎角が 0° の時に翼上面の中央部付近に生ずる short bubble について、境界条件として与えた排除厚分布を図 20 に示す。図 21 には ϵ_t の値を 0 から 40 まで 8 通り変化させた時の剪断層外縁流速 U_e 分布を示

す。遷移点位置は $s/C = 0.705$ とした。一番実験結果に近いと判断された $\epsilon_t = 10$ の時の short bubble 内平均流速分布を図 22 に示す。次に迎角が 2° の時に翼上面の中央部付近に生ずる short bubble についての結果について論じる。図 23 に排除厚分布, 図 24 に剪断層外縁流速分布を示す。この迎角のケースでは ϵ_t の値を 0 から 60 まで 9 通りに変化させた。遷移点位置は $\alpha = 0^\circ$ と同じ

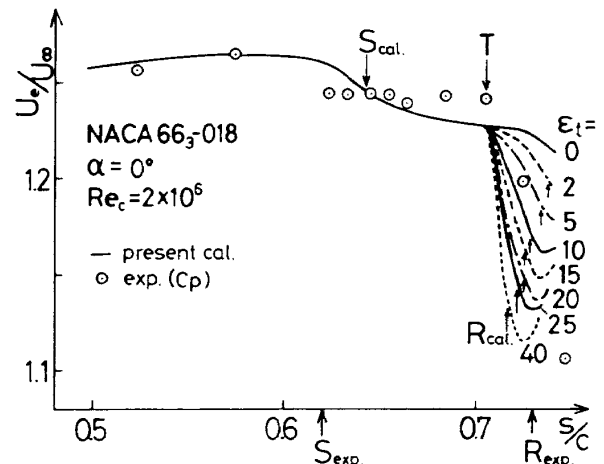


図 21 剪断層外縁流速分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 0^\circ$)

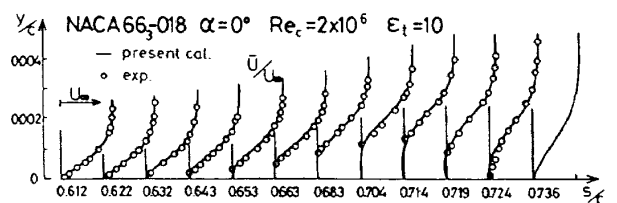


図 22 平均流速分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 0^\circ$, $\epsilon_t = 10$)

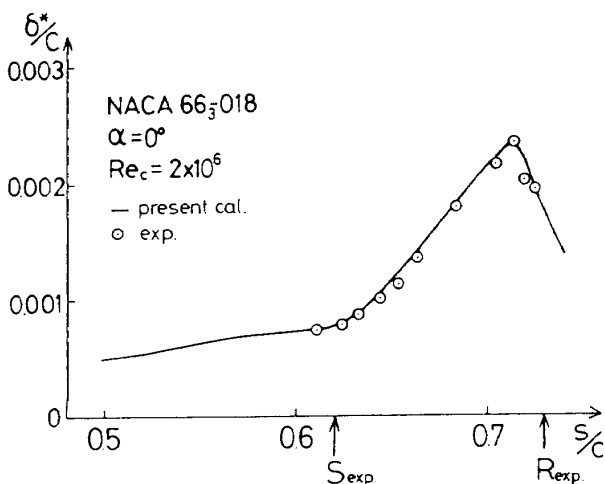


図 20 排除厚分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 0^\circ$)

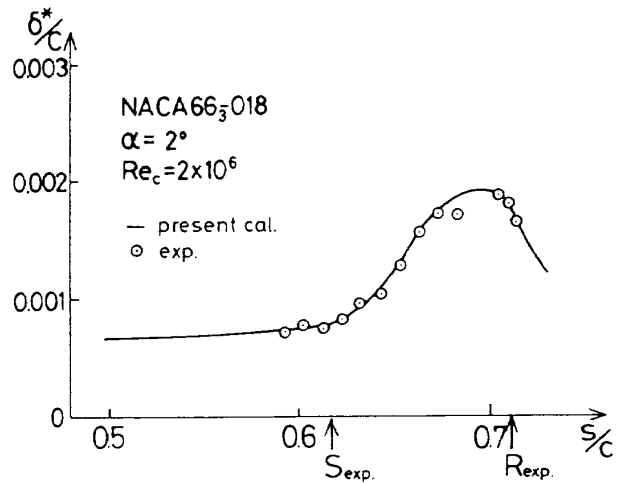


図 23 排除厚分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 2^\circ$)

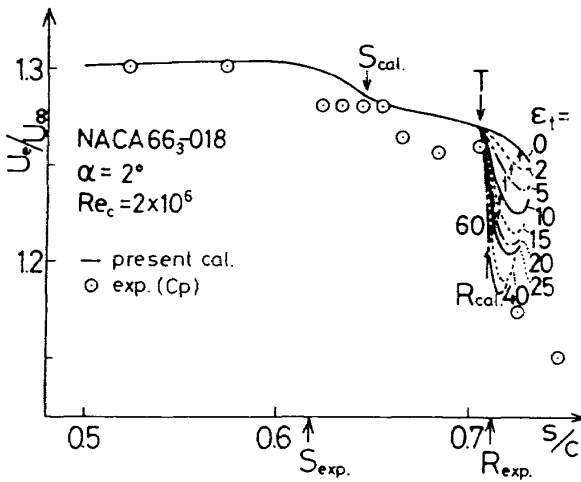


図24 剪断層外縁流速分布
(NACA 66₃-018 α = 2°)

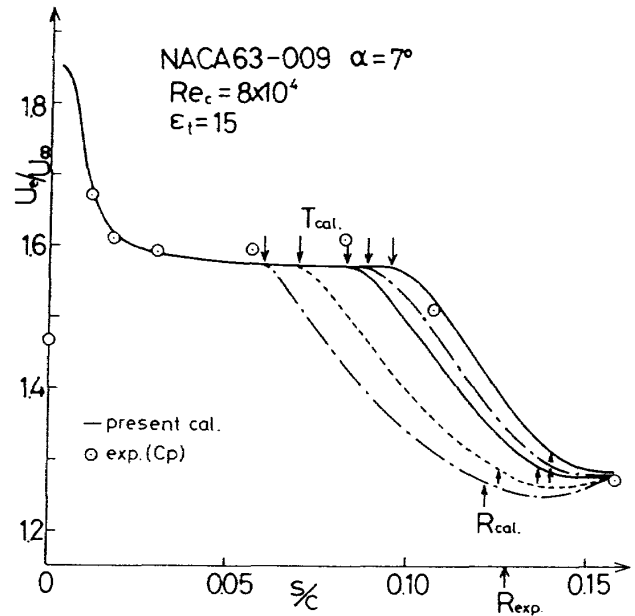


図26 遷移点位置の影響
(NACA 63-009 α = 7°)

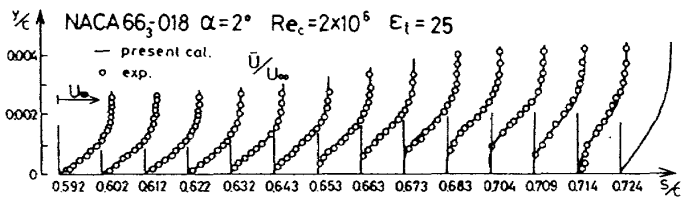


図25 平均流速分布
(NACA 66₃-018 α 2° , ε_t = 25)

位置である。図25に一番実験結果に近いと判断された ϵ_t の時のbubble内平均流速分布を示す。2つの迎角の平均流速分布(図22, 25)はともに実験結果に類似した結果となっている。しかし U_e 分布は剥離点付近から実験とは異なった分布を示し、他の翼型と同様に再付着後に増大する傾向を示している。 U_e 分布が実験結果と異なる一つの理由としては、排除厚分布を与える際に逆流域の流速を $\bar{U} = 0$ とした影響が考えられる。

4. 結果の検討

§3の結果では、剥離剪断層外縁流速 U_e 分布において再付着後に流速が増加する等幾つか実験結果に一致しない点がみられた。しかしながら簡単なモデルを使用しているにもかかわらず、 ϵ_t の値を適当に選ぶことにより実験結果にほぼ一致するbubble内平均流速分布が得られることがわかった。

今回の計算では遷移点の位置を圧力回復する位

置に仮定した。遷移点の位置が異なると ϵ_t の値も影響されると考えられる。そこで遷移点の位置を変化させた場合の計算を行ってみた。NACA63-009翼型(迎角7°)の場合について遷移点位置以外は§3.1と全く同じ条件で行った結果(U_e 分布)を図26に示す。 ϵ_t の値は15に固定した。図中の T_{cal} と記された下向きの矢印が仮定した遷移点位置であり、5通りに変化させた。これによつてどの場合も与えた遷移点位置付近から圧力回復をし始め(すなわち U_e の値が急激に減少し始め)、適切な遷移点位置を与えない限り実験値に一致する結果は得られないことが解る。これは遷移点の下流で乱れ応力が平均流速分布に影響を及ぼし始めるので、剥離剪断層が上下方向に拡大し、結果として主流方向の流速が減少するためである。このように ϵ_t の値を決定することと並んで遷移点位置を正確に決定することが重要であることが解る。

§3において ϵ_t の値をそれぞれの翼型について検討した。ところでレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の値が計測されている実験結果では、(4)式を用いると ϵ_t の値を逆算することが可能である。そこでB1翼型とB2翼型に関して実験結果¹²⁾を用いて ϵ_t の値を逆算した結果を図27に示す。再付着点付近

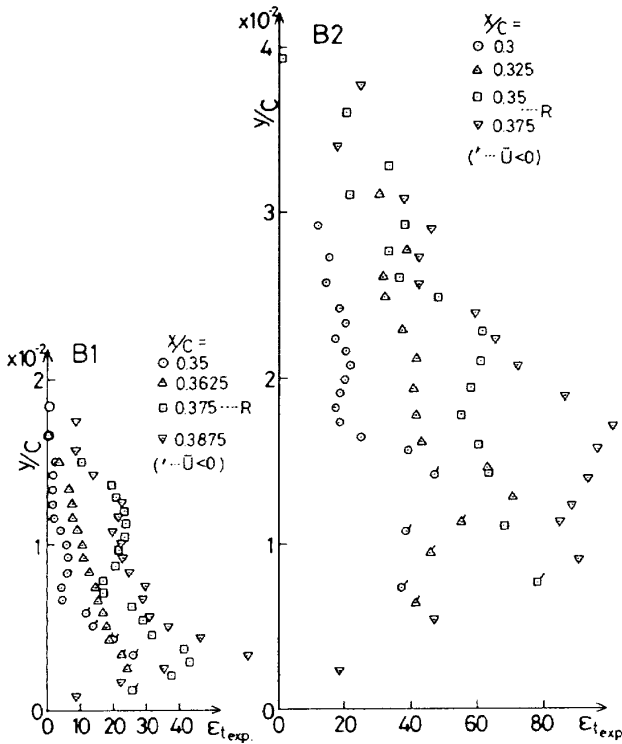


図 27 実験結果から逆算した ϵ_i の値 (B1, B2)

の各測定点での値を x 方向の断面毎に示す。図中、逆流域 ($\bar{U} < 0$) の値にはフラッグ (') を付けた。また翼面付近で $\partial \bar{U} / \partial y$ の値が負になり、結果として ϵ_i の値が負になる測定点は図から取り除いてある。図によると ϵ_i の値は断面内で一定値を示すことはなく、各断面の値も下流へ向かうにつれて変化している。しかしながら § 3 で与えた ϵ_i の値 (B1 翼型では $\epsilon_i = 10$, B2 翼型では $\epsilon_i = 60$) と同じオーダーの値を図 27 では示していることが解る。すなわち § 3 で用いた ϵ_i の値はbubble内部での ϵ_i をほぼ平均化した値に相当していると考えられる。またそのために、簡単なモデルを使用しているにもかかわらず実験結果とほぼ一致する結果が得られたと考えられる。

5. ϵ_i の値について

5.1 ϵ_i と層流剥離泡との関係

§ 3 の結果によると翼型や迎角の違いにより ϵ_i の値は異なった値を示していた。ここでは、この ϵ_i の値によって剥離剪断層外縁での流速 U_e 分布がどのように変化するかについて考察する。

そのためにshort bubbleの剥離流線 (diving

stream line) 内での運動量の釣合いについて考える。剥離流線とは、翼弦方向の各断面における平均流速分布の逆流域 ($\bar{U} < 0$) と順流域 ($\bar{U} > 0$) での流量が等しくなる様に選んだ流線のことであり、

$$\phi \equiv \int_0^h \bar{U} dy = 0 \tag{8}$$

によって定義される翼面からの高さ h を層流剥離点から再付着点まで結んだ流線のことであり (図 28 右上の説明図参照)。剥離流線は層流剥離点の翼表面から発生し再付着点の翼型表面で閉じるので、この剥離流線と翼型表面の間で作られる領域内において流れは循環していると考えられる。境界層方程式 (2)式) に連続の式 (1)式) 及び (8) 式を代入する。この式を翼面 $y = 0$ から $y = h$ の高さまで積分し、更に剥離点 (S) から再付着 (R) まで主流方向へ積分すると

$$0 = \int_S^R \left\{ U_e \frac{dU_e}{dx} \cdot h(x) \right\} dx + \nu \int_S^R \left\{ \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{y=h} - \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{y=0} \right\} dx + \nu \cdot \epsilon_i \int_S^R \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{y=h} dx \tag{9}$$

が成立つ。ここで (9) 式を近似的に解くことを考え

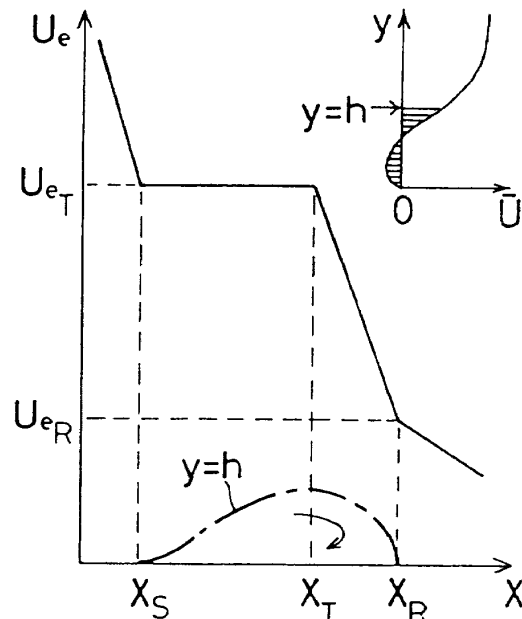


図 28 簡略化した剪断層外縁流速 U_e 分布

る。図28に示した様に short bubble の剪断層外縁流速 U_e 分布を、剥離点と遷移点 (T) の間で一定とし、再付着点まで直線的に減少すると仮定する。遷移点での剥離流線の高さ h はその点における排除厚 δ^*_T に等しいとし、更に再付着点まで直線的に h の値が減少すると考える。又 $y = h$ における $\partial U / \partial y$ の値も同じく再付着点まで直線的に減少すると考え、遷移点におけるこの値の代りに同じ断面 ($x = x_T$) での $\partial U / \partial y$ の最大値 ($(\partial U / \partial y)_{\max T}$) を用いる。粘性応力に関する項 (9)式右辺第2項) は小さいとして省略する。以上の仮定と $C_p = 1 - (U_e / U_\infty)^2$ の関係を用いて(9)式を変形すると結局

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= \frac{1}{2\nu} \delta^*_T \frac{(U_{eT}^2 - U_{eR}^2)}{(x_R - x_T)} / \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{\max x_T} \\ &= \frac{1}{2\nu} \delta^*_T U_\infty^2 \frac{(C_{pR} - C_{pT})}{(x_R - x_T)} / \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{\max x_T} \quad (10) \end{aligned}$$

となる。 $(C_{pR} - C_{pT})$ はbubble内での圧力回復量に相当するので、すなわち ϵ_i は、遷移点における剪断層の厚みと圧力回復量の主流方向勾配に比例し、だめん内の速度勾配に反比例することが解る。なお(10)式に類似の結果は、文献7における簡単な解析によって得られている。

ここで(10)式に実験結果によって得られた数値を代入して ϵ_i を求めた値 ($\epsilon_{i, \text{anis}}$ と表示) と § 3 での計算結果において妥当とされた ($\epsilon_{i, \text{cal}}$ と表示) を比較した結果を表1に示す。表中で網目をつけた値が計算結果で一番妥当と判断された $\epsilon_{i, \text{cal}}$ の値

である。両者を比較すると若干異なる翼型はあるものの、ほぼ似た値を示している。すなわち(10)式は bubble 内での ϵ_i の値の違いによる流速分布の変化を近似的に示した式であることがわかる。計算結果によると ϵ_i の値を増大させるにつれて遷移点以降の U_e の主流方向勾配の絶対値は増大した。これは、(10)式で示される ϵ_i と圧力回復量 (すなわち速度減少量) の勾配との関係に一致する。

5.2 ϵ_i の決定法

実験結果を使用せずに任意の翼型の上に生ずる short bubble を本報告の方法を用いて表現するためには、 ϵ_i の値を決めることが必要である。しかし(10)式では、bubble 内の流速分布を用いて ϵ_i の値を求めることは可能であるが、実験結果を用いずに ϵ_i を求めることはできない。 ϵ_i の値を決定するためには、乱れを支配する方程式を解く必要がある。しかしこの場合、1方程式型乱れモデルと同様に新たな未知の関数を生じるので問題が複雑になってしまう。そこで簡単な仮定を用いた次元解析によって、 ϵ_i の大きさを決定するパラメーターを求めることを試みる。

ここでbubble内で発生する乱れ応力の強さ、すなわち ϵ_i の大きさは、遷移点における剥離剪断層内に存在する渦の強さと関係があると仮定する。流れの中で発生する乱れエネルギーは、平均流の持つ運動エネルギーから供給される。また乱れエネルギーの散逸過程を支配するものは、流れの中にある渦の大きさである。このように乱れの

表1 ϵ_i の比較

	$\epsilon_{i, \text{cal}}$	$\epsilon_{i, \text{anis}}$
NACA63 009 $\alpha = 7^\circ$	10~15~20	20.9
B1	5~10~20	16.2
B2	60~80	52.9
B3	40~60~80	48.8
FX63 137 $\alpha = 5^\circ$	5~10~15	8.1
	$\alpha = 7^\circ$	10~15~20
NACA66, 018 $\alpha = 0^\circ$	5~10~15	26.3
	$\alpha = 2^\circ$	20~25~40

成長減衰を支配する一つのものは平均流速分布の形状であり、その代表値としてここでは剪断層の中央部、すなわち断面内速度勾配 ($\partial \bar{U} / \partial y$) が最大になる位置に存在する大きな渦を考える。この大きな渦の代表速度を u とすると渦の代表的な強さ (運動量) は ρu^2 と書ける (ρ は空気密度)。ここでこの値を遷移点での粘性応力の断面内最大値で割った無次元数

$$\left(\frac{\rho u^2}{\mu (\partial \bar{U} / \partial y)_{\max}} \right)_T$$

を導入する (添字 T は、遷移点位置での値を意味する。 μ は粘性係数)。この無次元数は、粘性応力に比べてどれだけ渦が強い、すなわちどれだけ乱れが大きく成長するかを示した値であると考えられる。乱れの働きが強い、すなわち ϵ_i の値が大きければ、それだけ上流側で流れは再付着を起こすと考えられる。この無次元数は、このことを表わしている。ところで図 29 右下の説明図に示したように渦の代表長さを l とすると u と l の間には

$$u = \left[\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right]_{\max} \cdot l \quad (11)$$

の関係がある。また渦の代表長さ l は剥離剪断層の厚さに比例すると考えられるので、その厚さとして遷移点での排除厚 δ^* を用いると上記の無次元数は結局

$$BR \equiv \left(\frac{\delta^{*2} (\partial \bar{U} / \partial y)_{\max}}{\nu} \right)_T \quad (12)$$

に比例することになる。この値 BR が大きければ、 ϵ_i の値も大きくなると考えられる。なお、この BR は(12)式から判るように、剥離剪断層内での流速変化と剪断層の厚さを基準としたレイノルズ数に相当する無次元量である。§ 3 で用いた翼型に関して横軸に BR を、縦軸に $\epsilon_{i,anis}$ をとった結果を図 29 に示す。図によると本報告で用いた 8 つのデータは右上がりの曲線を描いて分布していることが解る (図に示した実線は、この傾向を示すために描いた曲線である)。すなわち翼型の上に short bubble が生ずる時には ϵ_i の値は図で示される相関をもった分布によって決定されると考え

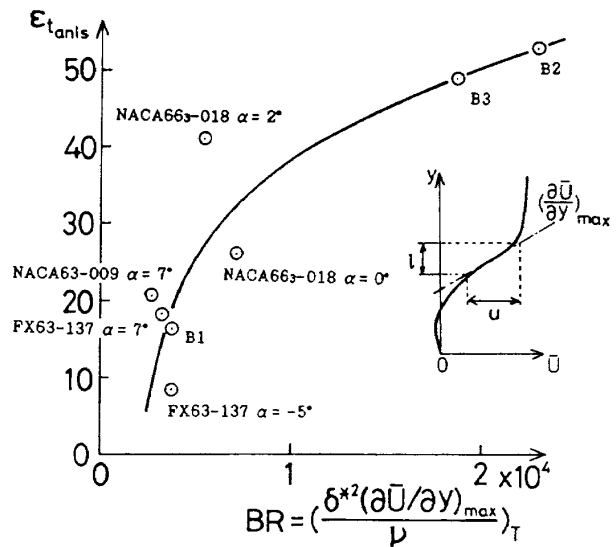


図 29 ϵ_i を決定するパラメーター BR

られる。short bubble のデータ数はまだ少なく、同じ翼型でも実験条件によって bubble の大きさも変化し ϵ_i の値にも影響するので、図に示した曲線はすべての short bubble に対して一様に成立つとは考えにくい。しかしながら図 29 は半経験的な曲線ではあるが、 ϵ_i の値や大きさの程度を決定する一つの方法と考えられる。

6. 結 果

翼型上に生じる short bubble 内で、その基本的性質を満足する簡単な渦粘性モデル、すなわち bubble 内の遷移点より下流で渦粘性定数 ϵ_i を一定とおいた乱れモデルを用いて計算を行なった結果 short bubble を形成する流れを得ることが出来た。実験結果の存在する幾つかの層流剥離泡にこのモデルを適用することにより、以下のことが示された。

- (1) short bubble は、遷移による実効的な粘性の急激な増加により、剪断層が上下に拡大して剥離流が再付着することによって形成される。
- (2) ϵ_i が大きいほど再付着する可能性が高く、再付着点は上流側にある。
- (3) 運動量の釣合、 ϵ_i と bubble 内部流速分布との関係に関する考察によると、bubble 内部での圧力回復量の主流方向勾配は ϵ_i に比例する。
- (4) ϵ_i の値は、剥離剪断層内での流速変化と剪断層の厚さを基準としたレイノルズ数と関係づけ

られる。

(5) この簡単な乱れモデルによって、short bubble内の平均流速分布を表現できる。

本報告では実験結果を用いてshort bubbleを再現したが、実験結果を用いずにbubbleを表現できることが望まれる。そのためにはbubble外部のpotential流との干渉を考慮に入れた計算を行う必要がある。また§4で述べたように正確な遷移点位置を決定する必要もある。以上の点は今後の課題である。

謝 辞

本考察を行うにあたり東京大学工学部佐藤淳造教授にはさまざまな助言をいただいた。川崎重工業(株)岐阜技術研究所の吉田憲司氏には本計算を行うにあたり貴重なアドバイスをいただいた。以上ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Tani, I.: Low-Speed Flows Involving Bubble Separation, Prog. Aero. Sci.,(1964), pp. 70-103.
- 2) McCullough, G.B. and Gault, D.E. : Example of Three Representative Types of Airfoil -Section Stall at Low Speed, NACA TN 2502 (1951) .
- 3) Doenhoff, A.E.von:A Preliminary Investigation of Boundary -Layer Transition along a Flat Plate with Adverse Pressure Gradient. NACA TN 639 (1938) .
- 4) 谷一郎: 境界層の層流剥離と遷移との関係に就いて, 日本航空学会誌, 6 (1939), pp. 122-134.
- 5) Owen, P.R. and Klanfer, L.: On the Laminar Boundary Layer Separation from the Leading Edge of a Thin Aerofoil, A.R.C. CP 220 (1955).
- 6) Crabtree, L.F.:The Formation of Regions of Separated Flow on Wing Surfaces, A.R. C. R & M 3122 (1959).
- 7) Tani, I.: Critical Survey of Published Theories on the Mechanism of Leading -Edge Stall, Aero. Res. Inst. Univ. of Tokyo, Report No. 367 (1961) .
- 8) Gault, D.E. : An Experimental Investigation of Separated Laminar Flow, NACA TN 3505 (1955).
- 9) Gaster, M. : The Structure and Behaviour of Laminar Separation Bubbles, A.R.C. R & M 3595 (1967).
- 10) 佐藤淳造, 綿貫忠晴, 佐原光一: 翼型上の層流剥離渦とそのBurstについて, 日本航空宇宙学会第7期年会講演会講演集, (1976), pp. 57-58.
- 11) Brendel, M. and Mueller, T. J. : Boundary-Layer Measurements on an Airfoil at Low Reynolds Numbers, AIAA Paper, 87-0495, (1987), J. Aircraft, 25 (1988), pp. 612-617.
- 12) 李家賢一: 翼型上に生ずる層流剥離泡内部の乱流構造についての実験的研究, 東京大学工学博士学位論文, (1988).
- 13) 李家賢一, 佐藤淳造: 翼型上に生ずる層流剥離泡内部の遷移過程についての実験, 日本航空宇宙学会誌, 38 (1990), pp.352-361.
- 14) 李家賢一, 新郷美可, 佐藤淳造: NACA63-009 翼型上に生ずる Short Bubble と Long Bubble の測定, 日本航空宇宙学会誌, 38 (1990), pp.249-257.
- 15) Briley, W.R.and McDonald, H.: Numerical Prediction of Incompressible Separation Bubbles, J.Fluid Mech., 69(1975), pp.631-656.
- 16) Crimi, P. and Reeves, B. L. : Analysis of Leading-Edge Separation Bubbles on Airfoils AIAA. J., 14 (1976), pp.1548-1555.
- 17) Kwon, O.K.and Pletcher, R.H. : Prediction of Incompressible Separated Boundary Layers Including Viscous -Inviscid Interaction, Trans. ASME I:J.Fluids Engng.,101(1979), pp.466-472.
- 18) Cebeci, T.and Schimke, S.M. : Calculation

of Separation Bubbles in Interactive Turbulent Boundary Layers, J. Fluid Mech., 131 (1983), pp.305-317.

- 19) Vasta, V.N. and Carter, J.E.: Analysis of Airfoil Leading-Edge Separation Bubbles, AIAA J., 22 (1984), pp.1697-1704.
- 20) Walker, G.J., Subroto, P.H. and Platzler, M.F.: Transition Modelling Effects on Viscous / Inviscid Interaction Analysis of Low Reynolds Number Airfoil Flows Involving Laminar Separation Bubbles, ASME Paper, 88-GT-32 (1988).
- 21) Goldberg, U.C. and Chakravarthy, S.R.: Prediction of Separated Flows with a New Backflow Turbulence Model, AIAA J., 26 (1988), pp.405-408.
- 22) Rinoie, K.: One-Equation Turbulence Model for the Laminar Separation Bubble on Airfoils, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., 32 (1989), pp.1-12.
- 23) Horton, H. P.: A Semi-empirical Theory for the Growth and Bursting of Laminar Separation Bubbles, A.R.C. CP 1073 (1967).
- 24) Cabeci, T. and Bradshaw, P.: Momentum Transfer in Boundary Layers, McGraw-Hill, New York, 1977.
- 25) Reyhner, T. A. and Flugge-Lotz, I.: The Interaction of a Shock Wave with a Laminar Boundary, Int. J. Non-Linear Mech. 3 (1968), pp.173-199.

付録 定式化および数値計算法

第2節で示した基礎方程式の解法についてここでは述べる。連続の式および境界層方程式(1), (2)式を座標変換する。新しい変数 (X, Y) と無次元流れ関数 $F(X, Y)$ を導入する。

$$X = x/C, Y = \left[\frac{U_\infty}{\nu C} \right]^{1/2} y \quad (\text{A.1})$$

$$\psi(x, y) = (U_\infty \nu L)^{1/2} \cdot F(X, Y) \quad (\text{A.2})$$

ここで C および U_∞ は無次元化長さ及び無次元化速度であり, それぞれ翼弦長と一様流流速を意味する。(A.1), (A.2) 式を用いて(1), (2)式を書き直す。

$$bF''' = -u_e^* \frac{du_e^*}{dX} + F' \frac{\partial F'}{\partial X} - F'' \frac{\partial F}{\partial X} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial u_e^*}{\partial Y} = 0 \quad (\text{A.4})$$

ここで

$$u_e^* = U_e(x)/U_\infty \quad (\text{A.5})$$

であり, プライム (') は Y に関する微分を示す。

(5), (6), (7)式の境界条件は

$$\text{at } Y=0; F=F'=0 \quad (\text{A.6a})$$

$$\text{at } Y=Y_e; F'=u_e^* \quad (\text{A.6b})$$

$$\text{at } Y=Y_e; F=u_e^* \left(\delta - \sqrt{\frac{U_\infty C}{\nu}} \frac{\delta^*}{C} \right) \quad (\text{A.6c})$$

となる。層流剥離前の順解法では (A.6b) 式を用いて U_e を与えて解く。剥離後の逆解法では (A.6c) 式を用いて解き, 計算結果として U_e を求める。初期条件に用いる層流剥離前の流速分布として

$$\frac{\bar{U}}{U_e} = \frac{3}{2} \left[\frac{y}{\delta} \right] - \frac{1}{2} \left[\frac{y}{\delta} \right]^3 \quad (\text{A.7})$$

を用いる²⁰⁾。また流れが逆流している領域 ($\bar{U} < 0$) では(2)式内の対流項 ($\bar{U} \partial \bar{U} / \partial x$) を零とおく FLARE 近似²⁰⁾を用いる。

Box 法²⁰⁾を用いて境界条件 (A.6) 式のもとで (A.3), (A.4) 式を解く。順解法, 逆解法共に与える境界条件と未知数の数が異なる以外は解法に関して同一である。順解法では未知数は F, F', F'' の3個, 逆解法では F, F', F'', u_e^* の4個である。方程式内の非線形項を解くために Newton 法を用いて繰返し計算を行う。繰返しは

$$|F^{(i+1)}_{Y=0} - F^{(i)}_{Y=0}| = |\delta F^{(i)}_{Y=0}| < \epsilon \quad (\text{A.8})$$

を満たすまで続けられる。ここで ϵ は与えた微小な定数, i は繰返し回数である。

文献抄録用概要

翼型上に生じる short bubble 内で、その基本的性質を満足する簡単な渦粘性モデル、すなわち bubble 内で渦粘性定数 ε_t を一定とおいた乱れモデルを用いて、short bubble を表現する計算を行った。実験結果の存在する幾つかの層流剥離泡にこのモデルを適用した。その結果この簡単な乱れモデルによって short bubble 内の平均流速分布を表現できることがわかった。更に運動量の釣合いを用いた考察によって ε_t と bubble 内流速分布との関係を調べ、bubble 内部での圧力回復量の主流方向勾配が ε_t に比例することを示した。また流れを特徴づける物理量をあらわす無次元パラメータと ε_t の値を関係づけた。

Abstract for Excerpts

Laminar separation bubbles formed on airfoils were expressed numerically using a simple eddy-viscosity turbulence model which satisfies with the basic characteristics of the short bubble. The eddy viscosity constant, ε_t , was set a uniform value inside the turbulent part of the bubble. Overall characteristics of numerical results agreed closely with experimental results. The relation between ε_t and velocity distributions was analyzed by the momentum balance inside the bubble. It was shown that pressure recovery inside the bubble is proportional to ε_t is related to the non-dimensional parameter which represents the flow inside the bubble.

航空宇宙技術研究所報告1079号

平成2年9月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話 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
