簡単な渦粘性モデルを用いた層流剝離泡の考察^{*1}
 Analysis of Laminar Separation Bubble Using a Simple Eddy-Viscosity
 Turbulence Model

李家賢^{—*2}・神谷信彦^{*2}
 Kenichi RINOIE and Nobuhiko KAMIYA

Key Words: Aerodynamics, Airfoils, Separated Bubble, Turbulence Model

Abstract

Laminar separation bubbles formed on airfoils were expressed numerically using a simple eddy-viscosity turbulence model. 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, the semi-empirical parameter which determines ϵ_t was proposed.

1. 序 論

翼型上に生ずる層流剝離泡 (short bubble と long bubble) 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¹⁾ Short bubble の場合、層流剝離点の下流に形成される剝離剪断層内部において乱流へ遷移を起こし、充分乱れが発達すると剝離剪断層は再付着する。第1図に short bubble およ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と層流剝離後、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 の存在す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增大し、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。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例は少なかった。しかし最近の測定技術の進歩に伴って、short bubble 内の詳細な流速

分布の測定結果が報告されている²⁾。筆者らも翼上面に step 状の設計圧力分布を有する翼型 (B1, B2, B3 翼型) や NACA 層流翼型の上に生ずる層流剝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^{3,4)}。

一方、数値シミュレーションにより層流剝離泡を表現する試みも多く行われるようになった^{5,6)}。しかしこれらの計算は、いずれも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同じものを使用しており、short bubble の正確な表現ができるまでには至っていない。ところで数値シミュレーションによって short bubble を表現するためには、迎角を増した時の 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、層流剝離泡を表現する1方程式型乱れモデルについて検討した⁷⁾。しかし乱れ応力を含む実験データが少ないため、二つの翼型のデータを用いて乱れモデルの定数を決定したにとどまり、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 内部において剝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、層流剝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

^{*1} 平成元年11月10日、第21回流体力学講演会にて発表。
 平成2年6月12日原稿受理

^{*2} 航空宇宙技術研究所新型航空機研究グループ

第1図 翼型上の short bubble とその圧力分布の模式図

ないが、巨視的には bubble の物理的特性を表している乱れモデルである。また、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。このような理由により、簡単な渦粘性モデルを使用した。

本研究の目的は、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。

渦粘性定数の値は未定なので、計算に際して与える渦粘性定数の値を変化させ、一番実験結果に合致する定数の値を探した。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

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

および境界層方程式

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

第2図 計算方法流れ図

である。ここで

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

である。すなわち(2)式は、レイノルズ応力を渦粘性モデル

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

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および、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⁹⁾、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。第1図の表面圧力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⁹⁾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。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⁹⁾。初期条件に用いる層流剥離前の流速分布として

$$\frac{\bar{U}}{U_e} = \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 \quad (5)$$

を用いた (δ は境界層の厚さ)⁹⁾。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 近似を用いた。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。

$$\text{at } y=0; \bar{U} = \bar{V} = 0 \quad (6)$$

$$\text{at } y=\delta; \bar{U} = U_e \text{ (順解法)} \quad (7)$$

$$\text{at } y=\delta; \phi_e = U_e(\delta - \delta^*) \text{ (逆解法)} \quad (8)$$

ここで ϕ は流れ関数、添字 e は主流条件を示す

計算方法の流れ図を第2図に示す。まず幾とおりか渦粘性定数 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 ($\bar{U}/U_\infty$) と剪断層外縁流速 (U_e) 分布の形状およ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 NACA 63-009 翼型 NACA 63-009 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4を引用した。実験に使用した翼型模型の翼弦長は 200 mm、風洞一様流速は 6 m/s、翼弦長に基づくレイノルズ数は $Re_c = 8 \times 10^4$ である。第4図の剪断層外縁流速分布に示したように、文献4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。しかしながら第4図に示した非粘性流の計算結果と実験結果は、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、これを補償するために、前縁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。その結果を第4図中に非粘性流 (補正値) 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。

第3図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。第4図に剥離剪断層外縁での流速 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 $U_e/U_\infty = \sqrt{1 - C_p}$ (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 $s/C \sim 0.0822$ 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。しかしながら第4図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 とおりに変化させて計算を行った。第4図によると $\epsilon_t = 0$ 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

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

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

た再付着点の s 方向位置 R_{ca} (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.

第 5 図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を示しており, 例えば 1 方程式モデルによる結果 (文献 7) 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, 第 5 図 (a) ($\epsilon_t = 5$) では $s/C = 0.1578$ においても未だ再付着していない. ϵ_t が大きい時は ($\epsilon_t = 25$, 第 5 図 (c)) 剝離剪断層の上下方向への拡大が上流側より始まり, かつその程度も大きく, 再付着点は第 5 図中で一番上流側に位置している. 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, 第 4 図に示した U_e の分布形状, 再付着点位置, および第 5 図の平均流速分布のそれぞれができるだけ実験結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

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

の値が一番望ましい ϵ_t の値であると判断された. ところで第 4 図では, 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見られる. さらに $\bar{U}$ 分布 (第 5 図 (b)) では再付着点より下流の断面 ($s/C = 0.1578$) の翼面近くにおいて実験値との相違が著しい. 再付着後の流れ場は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, これらの傾向が見られたと考えられる.

3.2 FX 63-137 翼型 $\alpha = -5^\circ$ 次に Wortmann FX 63-137 翼型の迎角が -5° の時に翼下面の前縁付近に生じる short bubble の計算結果について論じる. 実験結果は, 文献 2 を引用した. 模型の翼弦長は 305 mm, 風洞流速は約 5 m/s, レイノルズ数は $Re_c = 1 \times 10^5$ の結果である. 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た. 前縁付近 ($s/C = 0.002$) から下流方向に向かって計算を進めた. 第 6 図に排除厚分布, 第 7 図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 の値を 0 から 40 まで 8 とお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 内平均流速分布を第 8 図に示す. 第 7 図の U_e 分布によると, 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. これらの傾向は § 3.1 の結果と同様である.

3.3 その他の翼型の結果 以上の結果のほかに FX 63-137 翼型の迎角 7° の時に翼上面に生ずる short bubble (文献 2 の実験結果を引用), NACA 66₃-018 翼型の迎角 0° および 2° の時に生じる short bubble (文

 第 6 図 排除厚分布 (FX63-137 $\alpha = -5^\circ$)

第7図 剪断層外縁流速分布 (FX63-137 $\alpha = -5^\circ$) 第8図 平均流速分布 (FX63-137 $\alpha = -5^\circ$, $\epsilon_1 = 10$) 第9図 平均流速分布 (FX63-137 $\alpha = 7^\circ$, $\epsilon_1 = 15$)

献10の実験結果を引用), および翼上面でステップ状の設計圧力分布を持つように設計された翼型 (B1, B2, B3) の上に生ずる層流剝離泡 (文献3の実験結果を引用) に関して同様な計算を行った. 得られた bubble 内平均流速分布を第9図 (FX63-137 翼型 $\alpha = 7^\circ$, $\epsilon_1 = 15$), 第10図 (NACA 66₃-018 翼型 $\alpha = 0^\circ$, $\epsilon_1 = 10$), 第11図 (NACA 66₃-018 翼型 $\alpha = 2^\circ$, $\epsilon_1 = 25$), 第12図 (B1 翼型, $\epsilon_1 = 10$), 第13図 (B2 翼型, $\epsilon_1 = 60$), 第14図 (B3 翼型, $\epsilon_1 = 60$) に示す. なおこれらの bubble についての詳細な結果は文献11に示した.

以上のように §3 の結果では剝離剪断層外縁流速 U_e 分布において再附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見られた. 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_1 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

第10図 平均流速分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 0^\circ$, $\epsilon_1 = 10$) 第11図 平均流速分布 (NACA 66₃-018 $\alpha = 2^\circ$, $\epsilon_1 = 25$) 第12図 平均流速分布 (B1, $\epsilon_1 = 10$) 第13図 平均流速分布 (B2, $\epsilon_1 = 60$) 第14図 平均流速分布 (B3, $\epsilon_1 = 60$)

内平均流速分布が得られることがわかる。

4. 考 察

4.1 ϵ_t と層流剝離泡との関係 前節の結果によると翼型や迎角の違いにより ϵ_t の値は異なった値を示していた。ここでは、この ϵ_t の値によって剝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について考察する。

そのために short bubble の剝離流線 (dividing stream line) 内での運動量の釣合いについて考える。剝離流線とは、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ように選んだ流線のことであり、

$$\psi = \int_0^h \bar{U} dy = 0 \quad (9)$$

によって定義される翼面からの高さ h を層流剝離点から再付着点まで結んだ流線のことである (第 15 図右上の説明図参照)。剝離流線は層流剝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、この剝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) および (9) 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、さらに剝離点 (S) から再付着点 (R) まで主流方向へ積分すると

$$0 = \int_S^R \left\{ U_e \frac{dU_e}{dx} \cdot h(x) \right\} dx + \nu \int_S^R \left\{ \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{y=h} - \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{y=0} \right\} dx + \nu \cdot \epsilon_t \int_S^R \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{y=h} dx \quad (10)$$

が成り立つ。ここで (10) 式を近似的に解くことを考える。第 15 図に示したように short bubble の剪断層外縁流速 U_e 分布を、剝離点と遷移点 (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。遷移点での剝離流線の高さ h はその点における排除厚 δ^*_{τ} に等しいとし、さらに再付着点まで直線的に h の値が減少すると考える。また $y=h$ における $\partial \bar{U} / \partial y$ 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での $\partial \bar{U} / \partial y$ の最大値 ($(\partial \bar{U} / \partial y)_{\max \tau}$) を用いる。粘性応力に関する項 ((10) 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 (10) 式を変形すると結局

$$\begin{aligned} \epsilon_t &= \frac{1}{2\nu} \delta^*_{\tau} \frac{(U_{eT}^2 - U_{eR}^2)}{(x_R - x_T)} \bigg/ \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{\max \tau} \\ &= \frac{1}{2\nu} \delta^*_{\tau} U_{\infty}^2 \frac{(C_{pR} - C_{pT})}{(x_R - x_T)} \bigg/ \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{\max \tau} \quad (11) \end{aligned}$$

となる。ここで $(C_{pR} - C_{pT})$ は bubble 内での圧力回復量に相当する。すなわち ϵ_t は、遷移点における剪

第 1 表 ϵ_t の比較

	$\epsilon_{t, \text{cal}}$	$\epsilon_{t, \text{anls}}$
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	18.3
NACA66 _s -018 $\alpha = 0^\circ$	5~10~15	26.3
$\alpha = 2^\circ$	20~25~40	41.2

第 15 図 簡略化した剪断層外縁流速 U_e 分布

断層の厚みと圧力回復量的主流方向勾配に比例し、断面内の速度勾配に反比例することがわかる。なお (11) 式に類似の結果は、文献 1 における簡単な解析によって得られている。

ここで (11) 式に実験結果によって得られた数値を代入して ϵ_t を求めた値 ($\epsilon_{t, \text{anls}}$ と表示) と § 3 での計算結果において妥当とされた ϵ_t の値 ($\epsilon_{t, \text{cal}}$ と表示) を比較した結果を第 1 表に示す。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 $\epsilon_{t, \text{cal}}$ 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 (11) 式は bubble 内での ϵ_t 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_t 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、(11) 式で示される ϵ_t 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。

4.2 ϵ_t 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_t の値を決めることが必要である。しかし (11) 式では、bubble 内の流速分布を用いて ϵ_t 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_t を求めることはできない。 ϵ_t 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

様に新たな未知の係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_t 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_t 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、すなわち断面内の速度勾配 $(\partial \bar{U} / \partial y)$ 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のか、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_t 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、このことを表している。ところで第16図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

$$u = \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)_{\max} \cdot l \quad (12)$$

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^*_T を用いると上記の無次元数は結局

$$BR \equiv \left(\frac{\delta^{*2} (\partial \bar{U} / \partial y)_{\max}}{\nu} \right)_T \quad (13)$$

に比例することになる。この値 BR が大きければ、 ϵ_t の値も大きくなると考えられる。なお、この BR は (13) 式からわかるように、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 $\epsilon_{t,anis}$ をとった結果を第16図に示す。図によると本報告で用いた八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わかる (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_t の値は図で示される相関を持った分布によって決定されると考えられる。Short bubble のデータ数はまだ

第16図 ϵ_t を決定するパラメーター BR

少なく、同じ翼型でも実験条件によって bubble の大きさも変化する。図に示した曲線はすべての short bubble に対して一様に成り立つとは考えにくい。しかしながら第16図は半経験的な曲線ではあるが、 ϵ_t 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。

5. 結 論

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_t を一定とおいた乱れモデルを用いて計算を行った結果、short bubble を形成する流れを得ることができた。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_t 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_t 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的主流方向勾配は ϵ_t に比例する。
- (4) ϵ_t 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。

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., 5 (1964), pp. 70-103.
- 2) 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.
- 3) 李家賢一, 佐藤淳造 : 翼型上に生ずる層流剝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.
- 4) 李家賢一, 新郷美可, 佐藤淳造 : NACA 63-009 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.
- 5) Cebeci, T. and Schimke, S. M. : The Calculation of Separation Bubbles in Interactive Turbulent Boundary Layers, J. Fluid Mech., 131 (1983), pp. 305-317.
- 6) Vasta, V. N. and Carter, J. E. : Analysis of Airfoil Leading-Edge Separation Bubbles, AIAA. J., 22 (1984), pp. 1697-1704.
- 7) Rinoie, K. : One-Equation Turbulence Model for the Laminar Separation Bubble on Airfoils, Trans. Japan Soc. Aero. & Space Sci., 32 (1989), pp. 1-12.
- 8) Horton, H. P. : A Semi-empirical Theory for the Growth and Bursting of Laminar Separation Bubbles, A. R. C. CP 1073 (1967).
- 9) Cebeci, T. and Bradshaw, P. : Momentum Transfer in Boundary Layers, McGraw-Hill, New York, 1977.
- 10) Gault, D. E. : An Experimental Investigation of Regions of Separated Laminar Flow, NACA TN 3505 (1955).
- 11) 李家賢一, 神谷信彦 : 簡単な渦粘性モデルを用いた層流剝離泡の考察, 航空宇宙技術研究所報告 TR-1079 (1991).