抽気を伴う斜め衝撃波/乱流境界層の干渉場の三次元数値計算*

檀原伸補^{*1}, 山本 誠^{*2}
本阿弥 眞治^{*2}, 坂田 公夫^{*3}3-D Numerical Simulation of Swept Shock Wave/Turbulent Boundary Layer
Interaction with BleedShinsuke DAMBARA, Makoto YAMAMOTO,
Shinji HONAMI and Kimio SAKATA

Three-dimensional swept shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control by means of bleed are important subjects in supersonic air intake development. In the present study, the modeled flowfield is computed using an explicit numerical algorithm for the compressible Navier-Stokes equations. The results are obtained at free-stream Mach numbers of 3.25 and 3.11 employing zero and two equation turbulence models with and without boundary layer bleed around the interaction region. The results with two equation model show less agreement with the experimental data than those with zero equation model because of the overprediction for eddy viscosity. We confirm that the latter code is available for a tool to design a supersonic intake with bleed. Also, this study provides important information about the flowfield and reproducibility of bleed effect. For more accurate prediction, however, new modelling for bleed boundary conditions should be introduced.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Supersonic Flow, Turbulent Flow, Turbulence Model

1. 緒 言

世界の主要各国において次世代航空機である超音速、極超音速旅客機(SST, HST)の研究開発が盛んに行われている。これらの開発には技術的課題が山積しているが、その重要な鍵のひとつとして推進システムであるエアブリージングエンジン(空気を取込み燃料を燃焼させて作動するエンジン)の開発が挙げられる。エアブリージングエンジンには、衝撃波を通過させることにより超音速で流入する空気を燃焼効率の高い亜音速に減速させるインテーク(空気取入口)が必要となるが、このインテークはエンジンの性能を大きく左右する重要な構成要素で、インテークを設計する際にインテーク内部の流れ場構造を理解することが必要である。これまでの研究の結果、インテーク内の流れは衝撃波と乱流境界層が干渉し、三次元的で非常に複雑であることが判明しており^{(1)~(3)}、インテーク性能の向上には、壁面上の低速流体を抽気するなどの制御が

有効な手段であると報告されている⁽¹⁾。また、この流れ場の数値計算も盛んに行われているが、その多くが乱流モデルにBaldwin-Lomaxモデルを用いたものであり、さらにこの流れ場に対して抽気を行った計算は非常に少ない⁽⁴⁾。

本研究では、CFDによるインテーク設計技術開発の一環として、小宮山ら⁽³⁾と玉山ら⁽⁵⁾によるインテークを模擬した平板とウェッジからなる基本的な流れ場に生じる衝撃波と乱流境界層の三次元干渉の実験に対して三次元数値計算を行った。乱流を取扱うためにBaldwin-LomaxモデルとLam-Bremhorstモデルの二つの乱流モデルを用い、モデルによる予測性能の違いを明らかにした。また、干渉の抑制に有効な境界層抽気に関する数値計算を実施し、抽気流量と抽気位置が干渉場に与える影響を明らかにした。なお、本研究では計算負荷の大きい三次元計算を行うために、計算機には科学技術庁航空宇宙技術研究所のスーパーコンピュータ NWT を用いた。

2. 乱流モデル

2・1 概要 現在のコンピュータ性能では応用計算において乱流の最小渦スケールまで解像して流れ場を解析することは困難であり、近い将来においても実

* 原稿受付 1997年10月20日。

*¹ 正員, 東京理科大学大学院(☎ 162-8601 東京都新宿区神楽坂1-3)。*² 正員, 東京理科大学工学部。*³ 正員, 航空宇宙技術研究所(☎ 181-0015 三鷹市大沢6-13-1)。

現不可能であると考えられている。そこで Navier-Stokes 方程式(以下 N-S 方程式)に時間平均操作を施し、方程式の非線形性から生じる Reynolds 応力項をモデル化することにより乱流を取扱うのが一般的となっている。本研究においても、時間平均操作を施した方程式系に Boussinesq の渦粘性仮説に基づく乱流モデルを導入している。まず初めに、圧縮性流体を扱うために連続の式、N-S 方程式、エネルギー式に Reynolds 平均および Favre 平均(質量加重平均)を施してモデル化した式を示す。

連続の式

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

N-S 方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) \\ = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ (\bar{\mu} + \mu_t) \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right\} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

エネルギー式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\epsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\epsilon} \tilde{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\bar{p} \tilde{u}_i \right. \\ \left. + \left\{ (\bar{\mu} + \mu_t) \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right\} \tilde{u}_j + (\bar{\kappa} + \kappa_t) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \right] \\ \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここで、 $t, \rho, x_i, u_i, e, S_{ij}, \mu, \kappa, T$ は時間、密度、デカルト座標系、速度成分、単位容積当たりの全エネルギー、ひずみ速度、分子粘性係数、熱伝導率、温度に対応する。また、 μ_t は渦粘性係数、 κ_t は乱流熱伝導率、 k は乱流エネルギー、 δ_{ij} は Kronecher のデルタを意味し、 $\bar{\cdot}, \tilde{\cdot}$ はそれぞれ Reynolds 平均、Favre 平均の平均値を表す。本研究では μ_t の決定方法が異なる 0, 2 方程式モデルを採用した。

2.2 0 方程式モデル 0 方程式モデルには圧縮性乱流モデルとして広く用いられている Baldwin-Lomax モデル⁽⁶⁾を採用した。このモデルの特徴は、圧縮性、遷移、境界層外層での間欠性、低レイノルズ数効果等が考慮されていることと、渦粘性係数を外層と内層で別々の表現を用いる二層モデルということである。内層での渦粘性は以下のように表される。

$$(\mu_t)_{inner} = \rho l^2 |\omega| \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 l は Van Driest による混合長の式であり、 $|\omega|$ は渦度の大きさである。外層での渦粘性係数は以下のように表される。

$$(\mu_t)_{outer} = \rho K C_{CP} F_{WAKE} F_{Kleb}(y) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 K, C_{CP} は定数、 F_{Kleb} は Klebanoff の間欠因子、 y は壁面垂直距離で、 F_{WAKE} は

$$F_{WAKE} = \min[y_{max} F_{max}, C_{WK} y_{max} U_{DIF}^2 / F_{max}] \quad \dots\dots\dots (6)$$

と与えられる。なお、 C_{WK} は定数、 U_{DIF} は平面内の最大速度と最小速度の差である。また、 F_{max}, y_{max} は

$$F(y) = y |\omega| \{1 - \exp(-y^+ / A^+)\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

の最大値とその位置であり、 y^+ は壁面からの無次元距離、 A^+ は減衰定数である。内層と外層の表記の切り替えは、内層の表記の与える渦粘性係数の値が外層において大きくなることを利用して、

$$\mu_t = \min[(\mu_t)_{inner}, (\mu_t)_{outer}] \quad \dots\dots\dots (8)$$

のように行われる。ただし、強い圧力こう配 p^+ および壁面上の壁面法線方向速度 v_w^+ の効果が計算できるように A^+ に以下の修正を導入している⁽⁷⁾。

$$A^+ = \frac{26}{N} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$N = \left[\frac{p^+}{v_w^+} \{1 - \exp(11.8 v_w^+)\} + \exp(11.8 v_w^+) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

2.3 2 方程式モデル(低レイノルズ数形 $k-\epsilon$ モデル) 0 方程式モデルは乱流特性量に関する輸送方程式を用いずに、渦粘性を直接代数式で求めるものであり、計算コストの面で非常に優れている。しかし、壁面附着境界層を主たる対象としているため大きな離れを伴う流れには使用できず、また、長さスケールを代数式で個別に与える必要性からステップを伴う流れなど壁からの距離が明確に定義できない流れには適しておらず、モデルとしての普遍性に欠ける点が大きな問題である。この問題を克服するため、乱流運動を支配する速度スケールと長さスケールの両方を輸送方程式で与えるのが 2 方程式モデルである。

本研究では、乱れエネルギー k とその散逸率 ϵ を用いて渦粘性係数を求める $k-\epsilon$ モデルを採用した。当初 $k-\epsilon$ モデルは十分に発達した乱流を対象として開発されたため、壁近傍の流れ場等に適用された場合、精度の高い解を与えることができなかった。これを改善するために低レイノルズ数形 $k-\epsilon$ モデルが提案され実績をあげている。本研究では、数値計算上安定である Lam-Bremhorst モデル⁽⁸⁾を採用した。このモデルを組込んだ k, ϵ 方程式と減衰関数 f_1, f_2, f_μ を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{D \bar{\rho} k}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right\} \\ + \left(\mu_t \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \bar{\rho} \epsilon \quad \dots\dots\dots (11) \\ \frac{D \bar{\rho} \epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\bar{\mu} + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right\} \end{aligned}$$

$$+ C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{k} \left(\mu_t \widetilde{S_{ij}} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \right) \frac{\partial \widetilde{u_j}}{\partial x_i} - \bar{\rho} C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$f_1 = 1 + (0.05/f_\mu)^3 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$f_2 = 1 - \exp(-R_t^2) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.0165 R_y)]^2 (1 + 20.5/R_t) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $R_t (= \bar{\rho} k^2 / \mu \epsilon)$ は乱流レイノルズ数であり、 $R_y (= \bar{\rho} \sqrt{k} y / \mu)$ は壁面からの距離のパラメータである。渦粘性係数 μ_t は次式で表される。

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \dots\dots\dots (16)$$

モデル定数は、以下の各値が推奨されている。

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.44, \sigma_\epsilon = 1.92, \\ C_{\epsilon 1} = 1.0, C_{\epsilon 2} = 1.3 \quad \dots\dots\dots (17)$$

なお、 ϵ の壁面境界条件は次式で与えられる。

$$\epsilon = 2 \frac{\mu}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (18)$$

3. 数値計算手法

支配方程式には式(1)～(3)で表される三次元時間平均圧縮性 N-S 方程式を用い、差分法を導入してプログラムを作成した。本研究では、時間項に四段階 Runge-Kutta 法⁽⁹⁾を採用し、対流項に Harten-Yee 形の二次精度風上形 TVD スキーム⁽¹⁰⁾を用い、粘性項に二次精度中心差分を導入した。この TVD スキームは高解像度スキームのひとつであり、非粘性項(対流項と圧力項)の非線形性による数値振動を抑え、精度良く安定して衝撃波を捕獲することが可能である。

4. 数 値 計 算

4.1 座標系 図1に本研究で使用した座標系を示す。計算領域の最も上流の点 A を原点として主流方向に X 軸、鉛直上方向に Y 軸、主流のスパン方向に Z 軸をとる。面 ABCDEF が平板に相当し、面 EKLJ がウェッジ面になる。ウェッジ面は ZX 面つ

Fig. 1 Coordinate systems and reference planes

まり面 ABCDEF に対して垂直であり、ウェッジ面が XY 面に対し(主流の流れ方向に対して) $\alpha = 15 \text{ deg}$ の角度をなす。ウェッジ先端 FL に後退角はなく、ZX 面に対して垂直である。座標系 (X_w, Y_w, Z_w) はウェッジ先端 F を原点とし、ウェッジの壁面に沿って X_w 、平板の垂直方向に Y_w 、ウェッジ垂直方向に Z_w と定義する。また、実験値と比較を行うために図1に示す $Y_w Z_w$ 平面である S1, S2, S3 断面を取扱う。S1, S2, S3 各断面のウェッジ先端からの距離は、それぞれ $X_w = 40, 75, 110 \text{ mm}$ である。

4.2 計算領域

次に計算領域について述べる。ウェッジ先端 FL から上流に 39 mm、ウェッジ先端から流出境界 EDJK まではウェッジ先端から生じた衝撃波が流出境界を通過するように十分に幅をとって 169 mm、ウェッジ先端から右側の境界 C まで(FC, IL)は 58.5 mm、下流境界の幅(ED, JK)は 162.5 mm とした。平板面 ABCDEF と上方境界 GHIJKL は互いに平行である。また、計算領域の高さ(AG)は 32.5 mm とした。

計算格子は、X, Y, Z 方向に Baldwin-Lomax モデル計算で $43 \times 61 \times 61$ 、Lam-Bremhorst モデル計算で $54 \times 61 \times 66$ の格子点数を用いた。低レイノルズ数形 $k-\epsilon$ モデルは粘性底層内に数点の格子点が必要であるため格子点数を Baldwin-Lomax モデル計算よりも多くし、壁面近傍に格子点をより集中させている。両モデルの計算格子とも Y, Z 方向では不等間隔格子を用いて壁面近傍の解像度をあげ、格子点数の効率化を図っている。

4.3 抽気領域

本研究が対象とした実験⁽³⁾⁽⁵⁾における抽気位置について述べる。実験では、抽気領域内に多数開けられた抽気孔(直径 1.6 mm)によって抽気を行っている。この抽気領域は、マッハ数 3.0、ウェッジ角 $\alpha = 15 \text{ deg}$ の条件で生じる理論衝撃波位置に平行に、その上流(幅 21 mm、長さ 111 mm)、下流(幅 4.5 mm、長さ 111 mm)、上流下流あわせた全域

Fig. 2 Schematic of bleed region

(幅 25.5 mm, 長さ 111 mm) の三形態 (以下それぞれ U, D, F と呼ぶ。また抽気をしないケースは N と呼ぶ) がある。抽気孔の個数は, 上流(U), 下流(D), 全域(F) 抽気領域でそれぞれ 492 個, 116 個, 608 個である。抽気領域の概略を図 2 に示す。

4・4 計算条件 本研究では表 1 に示す抽気形態, 抽気流量を変えた五つの条件で計算を行った。表 1 で, M_∞ は主流マッハ数, P_t は主流の全圧 [kPa], T_t は主流の全温 [K], G_b/G_δ は境界層流量に占める抽気流量の割合 [%], δ_∞ は流入境界層厚さ [mm] である。

4・3 境界条件 流入境界 (図 1 における面 ABC-DJIHG) に対して, Baldwin-Lomax モデルの計算では速度分布を 1/7 乗則により与えた。Lam-Bremhorst モデルの計算では, 適切な k と ε の分布を得るために二次元平板境界層計算を行い, 十分発達した流れにおける境界層厚さが実験と一致する位置での各物理量を流入境界に与えた。計算場の上方 (面 GHIJ-KL) と下流 (面 EDJK) の境界条件は, 自由流出境界条件とした。平板とウェッジの壁面での境界条件は速度を零に固定し, 壁面は断熱壁を仮定した。

次に, 抽気境界条件について説明する。抽気は, 境界条件に壁面垂直方向流速 ρv の一定値を与えて再現することとし, ρv の値は各繰返しごとに実験と計算の抽気流量が一致するように設定した。

5. 結果と考察

5・1 乱流モデルによる予測結果の違い 抽気を施していない Case 1 の条件において二つの乱流モデルによる計算結果について比較検討する。

5・1・1 油膜パターン 実験により得られた結果を図 3(a), Baldwin-Lomax モデルと Lam-Bremhorst モデルを用いた計算により得られた結果を図 3(b), (c) にそれぞれ示す。各図において上部がウェッジ側壁面の, 下部が平板面の油膜パターンであり, 図 1 の面 LFEK と面 ABCDEF にそれぞれ対応する。また, 図 3(a) と (b), (c) の寸法は一致していない。

まず実験による可視化では, 上流側より第一はく離線 (SP 1), Alvi ら⁽¹¹⁾ により存在が指摘されている第

(a) Experiment

(b) Baldwin-Lomax model

(c) Lam-Bremhorst model

Table 1 Computational conditions

	M_∞	P_t	T_t	Bleed Mode	G_b/G_δ	δ_∞
Case 1	3.25	564	280	N	—	6.5
Case 2	3.25	564	280	U	7.7	6.5
Case 3	3.25	564	280	U	10.1	6.5
Case 4	3.11	498	291	D	8.9	7.0
Case 5	3.11	498	291	F	15.1	7.0

Fig. 3 Oil-film pattern (Case 1, without bleed)

二はく離渦によると思われる第二はく離線(SP 2), そして再付着線(RA)を確認することができる。Baldwin-Lomax モデルによる計算結果は, 実験による可視化の特徴線をほぼ再現しており, 第二はく離線もとらえている。しかし, 計算ではこの位置に第二はく離渦は生じておらず, 流速の低い領域が存在しているだけであることが見出された。したがって, 数値計算上の SP 2 は流体が停滞しているためにできた特徴線であり, 厳密にははく離線とはいえない。次に, Lam-Bremhorst モデルによる結果であるが, ウェッジ前縁部から発生しているはく離線と再付着線は認められるが, 第二はく離線は全く再現されていない。

Alvi らにより提案されている擬似円すい座標系を導入して各特徴線の角度を比較したものを表 2 に示す。Baldwin-Lomax モデルによる計算では実験結果と非常に良く一致していることがわかる。

Table 2 Comparison of characteristic line angles [deg]

Data	SP1	SP2	RA
Experiment	39.2	34.2	24.9
Baldwin-Lomax Model	40.5	33.8	24.5
Lam-Bremhorst Model	35.5	—	18.8

Fig. 4 Pitot pressure profiles

5.1.2 ピトー圧分布 Baldwin-Lomax モデルと Lam-Bremhorst モデルの S 3 断面におけるピトー圧分布を図 4 に示す。Baldwin-Lomax モデルによる結果は, ウェッジにより発生した斜め衝撃波, この衝撃波と乱流境界層の干渉により生じたはく離渦(縦渦)とはく離衝撃波, リアショックなどを実験結果と比較して定性的に妥当にとらえていることがわかる。Lam-Bremhorst モデルでの計算結果は, 全体的には流れ場の構造をとらえているが, はく離渦の位置が不明確である。なお, この断面での速度ベクトル図(紙面の都合で省略)を参照したところ, Lam-Bremhorst モデルによる計算でもはく離渦を生じていることが認められたが, Baldwin-Lomax モデルによる結果に比べはく離渦を小さく等方的に予測する傾向があった。

5.1.3 壁面静圧分布 図 5 に壁面静圧分布の実験値と計算値との比較を示す。Baldwin-Lomax モデルによる計算では, 静圧の上昇位置(上流はく離線)やはく離渦付近における高原部とはく離渦中心位置に対応する極小値, その極小値に続く再付着点に対応する圧力の急激な変化を定性的に再現できている。これに対して Lam-Bremhorst モデルによる計算では, 圧力上昇点を過小予測し, 高原部もほとんど再現されておらず, コーナ部での圧力上昇値も過小予測しており, 本流れ場を的確に再現できないことがわかる。

この原因を説明するために S 2 断面における二つのモデルの渦粘性分布を比較したものを図 6 に示す。図 6 から, Lam-Bremhorst モデルは Baldwin-Lomax モデルと比較して渦粘性を過大予測していることが明らかである。このため, 本来対流効果が支配的な本流

Fig. 5 Static pressure distributions

れ場に対して粘性効果が効きすぎ、はく離渦が小さく等方的に評価されてしまい、結果的に実験値と一致しなかったものと考えられる。なお、 $k-\varepsilon$ モデルについては構造上の欠陥から衝突領域での k の過大評価が短所として挙げられており、この欠点を修正するモデルとしてLaunder-Katoモデル⁽¹²⁾が提案されている。計算結果の改善策としてこのモデルを導入して計算を実施したが、若干の改善がみられたのみでBaldwin-Lomaxモデルほどの良好な結果は得られなかった。

5・2 抽気の再現性とその効果 Lam-Bremhorstモデルによる計算では抽気を施さない条件に対してさえ精度よい結果が得られなかった。そこで、抽気を施した計算はBaldwin-Lomaxモデルのみを用いて行うこととした。以下、この結果について述べる。

Fig. 6 Turbulent eddy viscosity profiles

Fig. 7 Static pressure distributions

Fig. 8 Oil-film patterns (Baldwin-Lomax model)

5・2・1 抽気効果の再現性 抽気を施した Case 2~5 に対し, S3 断面での壁面静圧分布の比較を図 7 に示す。図中矢印で示す領域で抽気を施している。Case 2 と 3 の上流抽気(U)では, 圧力上昇位置を過大予測しているが, 抽気流量の増加に伴いはく離渦が抑制されている(圧力上昇位置がウェッジ側にずれる)という傾向を計算においても再現していることがわかる。Case 4 と 5 の下流(D)と全域(F)抽気に対する計算では, はく離渦の大きさを精度良く予測していることがわかる。さらに, ウェッジ側壁の壁面静圧分布に対しては, どのケースも実験値と良く一致している。しかしながら, すべてのケースにおいて抽気領域の圧力分布形状を正確には再現しておらず, これは抽気境界条件の設定に原因があるものと考えられる。本計算では, 前述したように抽気領域の境界条件を壁面に垂直方向の質量流束(ρv)を一定として与えている。しかし, 実際の抽気流量は壁面圧力に依存するので, 局所的なものであり, 特に衝撃波の上下流側に抽気領域が存在する場合(Case 5), 静圧の上昇により下流側で抽気流量が多くなることが予想できる。同様に, Case 2 と 3 で圧力上昇位置を精度良く予測できないのは, はく離開始線が抽気領域にかかっているためと考えられる。今後さらに精度良い計算を行うためには, 抽気流量の速度分布が再現できるように抽気境界条件の改良が必要であろう。

5・2・2 抽気形態と抽気流量の効果 実験では抽気孔の存在による油膜パターンを得ることができないが, 計算上は可能なので, その結果を図 8 に示す。明らかに Case 2, 3, 5 が Case 1 の結果と異なることがわかる。一方, 下流だけの抽気を施した Case 4 のみは Case 1 と同じ構造である。すなわち, Case 2, 3, 5 の抽気条件では第二はく離線(SP 2)が消滅して, 流れ場構造が変化している。上流抽気による流れ場の構造変化がはく離渦の抑制に効果的に働いているものと思われる。また, ほぼ同じ抽気流量である Case 2, 4 を比べることにより, 下流抽気(D)よりも上流抽気(U)のほうが干渉の抑制に効果的であることがわかる。

したがって, 実験により得られている知見を計算によっても確認することができたものと考えられる。す

なわち, 境界層抽気は干渉場の抑制に効果的であり, 抽気量を増加すれば, その効果も大きくなる。また, 衝撃波上流での抽気のほうが下流における抽気に比べ干渉場の規模の抑制に有効であり, 衝撃波上下流での全域抽気はさらに効果的である。

6. 結 言

インテーク内の流れを模擬した斜め衝撃波と乱流境界層の干渉場とその抽気の三次元数値計算を行い, 以下の知見を得た。

(1) Baldwin-Lomax モデルによる予測は定性的にほぼ妥当であるのに対して, $k-\epsilon$ モデルは予測精度が悪くなんらかの改善をする必要がある。

(2) 抽気を伴う流れ場に対しても Baldwin-Lomax モデルを用いた数値計算が, 設計援用ツールとして利用できる可能性を示すことができた。しかし, さらに精度を上げるためには, 抽気境界条件の改良が必要である。

(3) 衝撃波の上流側を抽気すると流れ場の構造を大きく変化させることができ, 干渉場の抑制に対しより効果的であるという実験事実を数値計算により追認することができた。

文 献

- (1) Hamed, A. and Shang, J., *AIAA Paper*, 89-2939 (1989).
- (2) Knight, D. and Badekas, D., *AIAA Paper*, 91-1759 (1991).
- (3) 小宮山文男・ほか 10 名, 機論, **60**-578, B (1994), 3408-3414.
- (4) 羽生田忠彦・ほか 5 名, 機論, **61**-582, B (1995), 172-177.
- (5) 玉山雅人・ほか 8 名, 機論, **61**-581, B (1995), 70-75.
- (6) Baldwin, B. and Lomax, H., *AIAA Paper*, 78-257 (1978).
- (7) Cebeci, T. and Smith, A. M. O., *Appl. Mathematics and Mechanics*, **15** (1974), 211-257, Academic Press.
- (8) Lam, C. K. and Bremhorst, K., *Trans. AMSE, J. Fluid. Eng.*, **103** (1981), 456-460.
- (9) Jameson, A. and Baker, T. J., *AIAA Paper*, 83-1929 (1983).
- (10) Yee, H. C. and Harten, A., *AIAA J.*, **25** (1987), 266-274.
- (11) Alvi, F. S. and Settles, G. S., *AIAA Paper*, 91-1768 (1991).
- (12) Kato, M. and Launder, B., *Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows*, **1** (1993), 10.4.1-10.4.6.