菱形三角フィンによる衝撃波と境界層の干渉^{*1}

Shock Wave/Boundary Layer Interactions Induced by a Rhombic Delta Fin

斎田 暢 三^{*2}・緒方 良 太^{*3}・小出 俊 輔^{*4}

Nobumi SAIDA, Ryota OGATA and Shunsuke KOIDE

Key Words: Viscid-Inviscid Flow Interaction, Boundary Layer, Shock Waves

Abstract: This paper presents an experimental and numerical study of shock wave/turbulent boundary layer interaction induced by rhombic delta fins placed on the side wall of the test section. The experiments were carried out in $80 \times 100 \text{ mm}^2$ supersonic wind tunnel at free stream Mach number of 2.50. Corresponding free stream unit Reynolds number was $3.74 \times 10^7/\text{m}$. Five models were used in this study. The fin half apex angles were $12^\circ, 18^\circ, 24^\circ$ at 30° sweepback angle and for the fin sweepback angles $15^\circ, 45^\circ$ at 18° half apex angle. Schlieren photographs, oil flow measurements and wall surface static pressure measurements were made. It was found that the upstream influence line runs parallel to the primary separation line and obeys the Reynolds number scaling law. Furthermore, the primary separation angle β_{s1} can be accounted for by referencing β_{s1} and β_0 to Mach angle μ_∞ .

1. ま え が き

超音速または極超音速で飛行する飛翔体の表面、例えば翼と胴体、または制御面近くでは衝撃波と境界層の干渉が生じ、空気力学的な性能に有害な影響をもたらす。そのため、いままでに多くの研究が行われてきた。特に三次元物体については円柱、または半円柱とフィンの結合体、あるいは主流に対して迎え角をもった平板などによる衝撃波と物体がおかれている平板上に発達した境界層との干渉を取り扱ったものが多い^{1,2)}。しかし三次元物体の幾何学的形状が多様であるため、いまだに完全に解明されていない。近年、種々の形状—後退角のある場合とない場合の鋭いフィン、半円錐または菱形三角フィンなどを統一して表す方法が研究されている³⁻⁸⁾。また Alvi ら⁹⁾によるフィンについての研究結果よりフィンによって発生する衝撃波の波面に垂直な領域の状態は、フィンの迎え角に関係なく衝撃波波面に垂直なマッハ数に依存することが明らかにされた。したがって、物体によって発生する衝撃波の形状が求まれば、流れ場の解明に役立つものと考えられる。このような理由で衝撃波の形状や離点を求める簡易計算法が報告されている^{10,11)}。勿論、物体と衝撃波間の流れは物体の形状に依存していることは言うまでもない。

ここではより実用的な菱形三角フィンが平板に与える影響を見るため、フィンの半頂角と後退角を変化させて平板上の流れの可視化と圧力分布を詳細に測定し、形状による

影響を調べた。さらに非粘性流として Macormack 法により衝撃波角や最大圧力を計算し、簡易計算法の妥当性と鋭いフィンとの相違点等を明らかにした。

2. 実験装置と方法

本実験に使用した風洞は測定部の断面積が $10 \times 8 \text{ cm}^2$ の吹き出し式超音速風洞である。実験は主流マッハ数 $M_\infty = 2.50$ について行い、対応するレイノルズ数は測定部で 1 m 当たり $Re = 3.74 \times 10^7$ である。モデルが固定されている風洞側壁に発達する境界層は完全に乱流であり、境界層外縁の速度の 99.5% の位置を境界層の厚さと定義した場合 $\delta = 5.0 \text{ mm}$ である。また対応する排除厚と運動量厚はそれぞれ $\delta^* = 1.05 \text{ mm}$ と $\theta = 0.27 \text{ mm}$ である。

実験に使用した菱形三角フィンモデルの幾何学的形状と使用した座標系を第 1 図(a), (b)に、またモデルの主要諸元を第 1 表に示す。同表中の ϕ は半頂角 α と後退角 λ に関係したパラメータで次式によって定義される。

$$\phi = \tan^{-1} \frac{1}{\sin \alpha \tan \lambda} \quad (1)$$

本実験に使用したモデルの形状は後退角 $\lambda = 30^\circ$ に対して半頂角 $\alpha = 12^\circ, 18^\circ, 24^\circ$ と $\alpha = 18^\circ$ に対して $\lambda = 15^\circ, 45^\circ$ の 5 種類である。Alvi と Settles⁹⁾による衝撃波前後の圧力比と主流マッハ数に対して斜め衝撃波の垂直方向の成分を使った干渉状態の分類によれば、本実験は干渉による一次はく離と二次はく離が生じる範囲に対応している。

測定はモデルが固定されている平板上の圧力測定と油膜法による流れの観察を行った。またモデルの上からのシュリーレン撮影により衝撃波角の測定も行った。平板表面上には内径 0.6 mm の静圧孔が 6 mm 間隔で x 軸方向に 11 列、 y 軸方向に 16 列あけてあり、モデルを縦横方向に 2

^{*1} 平成 8 年 3 月 14 日、平成 7 年度衝撃波シンポジウムにて発表。
平成 11 年 9 月 14 日原稿受理

^{*2} 青山学院大学理工学部

^{*3} 青山学院大学大学院理工学研究科。現 三菱重工業

^{*4} 防衛庁技術研究本部第 3 研究所

第1図 (a) モデル形状と座標, (b) 座標と記号

第1表 モデルの主要諸元

α (deg)	λ (deg)	ϕ (deg)	l (mm)	h (mm)
12	30	83.16	65	45
18	15	85.27	60	45
18	30	79.88	60	45
18	45	72.83	60	45
24	30	76.78	55	45

mm 間隔で移動させることにより $64 \times 91 \text{ mm}^2$ の領域の静圧を 2 mm 間隔で測定することができる。以上の表面圧力の測定はすべてスキヤニバルブをもちいて行った。流れの可視化ではクセノンランプを光源としたシュリーレン法により衝撃波形状の観察を、また油膜法ではシリコン油に二酸化チタンを混入したものに緩和剤としてオレイン酸を調合したものを使って平板上の流れを観察した。

3. 数値計算法

超音速流中での菱形三角翼による衝撃波形状を求めるために三次元非粘性の Euler 方程式を次式により, x, y, z 空間から ξ, η, ξ 空間に座標変換し, 鍾状流として MacCormack 法により計算を行った¹²⁾。

$$\xi = x, \quad \eta = y/(x - z \tan \lambda), \quad \xi = z/x \quad (2)$$

ここで x は一様流の方向であり, 計算は $\xi = \xi_0$ の初期

値より z 方向に始め, 解が収束するまで進めた。初期条件としてはモデルの表面を除いたすべての点で一様流の値を使用した。境界条件としては, 1) フィンと平板表面ではそれぞれの垂直方向の速度成分を 0 とし, それ以外の値は内点からの外挿により求めた。2) フィンに対しての側面境界は一様流の値と, 3) 上方境界面での値は一つ手前の格子点での値と等しいものとした。本計算で使用した格子点数は η, ξ 方向に 101×51 であり, クーラン数は 0.9 とした。

4. 結果と考察

4.1 衝撃波角 第2図(a)~(c)はフィンモデルを上から撮影したシュリーレン写真である。どの写真を見ても衝撃波はモデルの頂点より多少下流から生じているように見える。これはモデル先端が壁面近傍の亜音速領域にあるためで後退角が大きくなるほど顕著になっている。第2図(a)のモデルを見ると衝撃波は帯状になって伸びており, 後退角が小さいためフィン前縁の全体から発生しているのが判別できることを物語っている。これらの写真から読み取った衝撃波角 β_0 と半頂角 α または後退角 λ との関係を第3図(a), (b)に, またパラメータ ϕ との関係を第3図(c)に示す。これらを見ると α が大きくなるにつれ, また λ が小さくなるにつれて β_0 は大きくなるが, α による影響に比べて λ による影響の方が小さいことがわかる。なお同図中には小出ら¹⁰⁾により Griesel の行った非粘性流の数値計算の結果をもとにして導いた β_0 と ϕ の関係式も記入してある。これは衝撃波角 β_0 を ϕ の多項式で近似したもので次式によって表される。

$$\frac{\beta_0}{\beta_{0s}} \frac{2\phi}{\pi M_\infty^2} = F(\phi) \quad (3)$$

$$F(\phi) = -0.2504 + 0.8081\phi - 0.1829\phi^2 - 0.0971\phi^3 + 0.1318\phi^4$$

ここで $b = (\pi/2 - \phi)/3$ であり, β_{0s} は $\lambda = 0^\circ$ のときの半頂角 α に対しての斜め衝撃波角である。したがって, 次式より衝撃波角を求めることができる。

$$\beta_0 = \frac{\pi \beta_{0s} F(\phi) M_\infty^2}{2\phi} \quad (4)$$

図中には前述の数値計算の結果も記入してあり, いずれも実験値とよく一致することを示している。

4.2 表面上の流れ模様 フィンと平板上での油膜法による流れ模様の写真とこれらをもとにして描いた流線のスケッチを第4図(a)~(e)に示す。

λ が 30° で $\alpha = 12^\circ$ の場合, 平板上では衝撃波のかなり前で主流が曲げられ収束しているが, 完全に収束しているかは微妙で一次はく離していてもかなり弱いものと考えられる。しかし, $\lambda = 30^\circ$ で $\alpha = 18, 24^\circ$ になると一次はく離は明瞭になり, 半頂角の増加につれて衝撃波と一次はく離線の間隔が広がり, 二次はく離線も見られるようになる。平板上でフィンとの結合部近くでは三つのモデル共に同じような位置に再付着線が見られる。またフィン上でもはく離が生じており, 結合部で小さな渦を形成していることを

第2図 シュリーレン写真

(a) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=15^\circ$, (b) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=30^\circ$, (c) $\alpha=24^\circ$, $\lambda=30^\circ$.

物語っている。なおこれらは α に殆ど影響を受けていないように見える。

次に $\alpha=18^\circ$ と一定にして $\lambda=15, 30, 45^\circ$ と変えた場合、衝撃波と一次はく離線の間隔の変化は小さく、いずれの場合も平板上で一次と二次のはく離が生じており、 λ による相違は見られない。しかし再付着線については λ が大きくなると後方に移動していることが分かる。またフィン表面のはく離線については $\lambda=15^\circ$ の場合モデル先端に近いところから伸びているのに対し、 $\lambda=45^\circ$ になると見られなくなる。以上より平板上の再付着線とモデル表面上のはく離線の位置は、 λ に大きく影響されることが分かる。

油の流れ模様から読み取った上流影響線の位置 L_s , L_u を第5図(a)に示す。ここで L_s はモデルの頂点から衝撃波面に沿って測った距離であり、 L_u は衝撃波から上流影響線までの垂直に測った距離である。これより迎え角が大きくなるにつれ、衝撃波と上流影響線の距離は離れていく

第3図 衝撃波角

(a) 半頂角との関係、(b) 後退角との関係、(c) パラメータ ϕ との関係。

ことがわかる。Settles ら^{3,6)} は

$$\bar{L}_s = L_s Re_\delta^{1/3} \times 10^{-2} / \delta,$$

$$\bar{L}_u = L_u Re_\delta^{1/3} \times 10^{-2} / \delta$$

とにおいて L_s , L_u を無次元化し、さらに L_u を M_n で割って表わすとフラットなフィンは迎え角と後退角に関係なく、一つの曲線で表すことができることを示した。ここで Re_δ は境界層厚さを基準長にとったレイノルズ数であり、 M_n は非粘性衝撃波に垂直な主流マッハ数の成分である。第5図(b)は本実験結果に適用した結果であり、この場合も α , λ に関係なく同一曲線上にのる。なお同図中の下側の実線は Settles らによる種々のフラットなフィンについての上流影響線である。菱形三角フィンの上流影響線がフラットなフィンのより外側にくる理由は菱形三角フィンの表面から平板の方に流れがあるためと考えられる。

第6図(a)は油の流れ模様から読み取った一次はく離線角 β_{s1} を衝撃波角 β_0 に対してプロットしたものである。同図中の白抜き点は $Lu^{13)}$ の行った非後退フィンによる実験結果である。ここで主流マッハ数を考慮にいれ β_{s1} ,

第4図 流れ模様の写真と流線のスケッチ

(a) $\alpha=12^\circ$, $\lambda=30^\circ$, (b) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=15^\circ$, (c) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=30^\circ$, (d) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=45^\circ$.

β_0 それぞれを主流マッハ角 μ_∞ で引いた関係を第6図(b)に示す。これを見ると鋭いフラットなフィン、菱形三角フィンともにほぼ同一線上にのり $\beta_{s1}-\mu_\infty$ と $\beta_0-\mu_\infty$ は線形の関係にあることが分かる。

4.3 平板上の圧力分布 第7図(a)～(c)は代表的なモデルについて平板上での表面圧力分布をもとにして描いた等圧線図である。同図中にはシュリーレン法によって観察された衝撃波や油膜法からの一次はく離線が記入してある。一次はく離線と衝撃波を延長した交点はモデルの頂点

とは一致せず、その前方で交差していることが分かる。圧力比が1.1の等圧線を上流影響線とみなせば一次はく離線と上流影響線はほぼ平行になっており、Liao と Deng⁸⁾ によって報告されている混合状態 (Mixing regime) に対応している。なお一次はく離は圧力比が1.5～1.6の位置で起きるとされており、第7図(a)を除いてはそれに近い等圧線上にある。しかし、 $\alpha=12^\circ$, $\lambda=30^\circ$ のモデル (第7図(a)) では1.4に近く、このことからでは油膜法の写真でも見られたようにはく離はかなり弱いものであると考えられる。

第8図は $\alpha=18^\circ$, $\lambda=30^\circ$ のモデルの頂点からある定まった距離 Y_s の圧力分布を一樣流からの角度 β に対して整理した結果である。同図には非粘性流としての数値解の結果も記入した。これらより Y_s が異なっても上流影響線近傍を除いてはほぼ一致し、鍾状流に近いことが確認できる。またフィンと平板の結合部でのピーク圧は非粘性流としての数値解とほぼ一致している。

第9図は衝撃波の位置 X_0 を原点にとって表した X 方向の圧力分布 P/P_∞ を Y をパラメータとしてプロットしたものである。いずれのモデルも衝撃波から上流影響線までの距離は同じ Y の値について、 α , λ によらずほぼ同じであることを示している。圧力曲線の波形はステップ、あるいは円柱の前方で見られたのと同じで一次はく離に続く

(a)

(b)

(c)

第7図 等圧線図

(a) $\alpha=12^\circ$, $\lambda=30^\circ$, (b) $\alpha=18^\circ$, $\lambda=30^\circ$, (c) $\alpha=24^\circ$, $\lambda=30^\circ$.

第8図 周方向の表面圧力分布($\alpha=18^\circ$, $\lambda=30^\circ$)

圧力一定のプラトー領域, さらに結合部近くでの再付着による圧力の急上昇というパターンである。ただプラトー領域後方での圧力の降下がほとんど見られないことから弱い渦しかできていないものと考えられる。いま各モデルのプラトー圧 p_{pl} とピーク圧 p_{pk} を衝撃波面に垂直な主流マッハ数の成分 M_n に対して整理し, Scuderi¹⁴⁾ による非後退

第9図 衝撃波の位置を原点にした表面圧力分布

第10図 プラトー圧, ピーク圧と衝撃波面に垂直な主流マッハ数との関係

フィンについての実験式

$$\frac{p_{pl}}{p_\infty} = 2.75 M_n^{0.5} - 1.75 \quad (5)$$

$$\frac{p_{pk}}{p_\infty} = 1.167 M_n^{2.2} - 0.167 \quad (6)$$

と比較した図を第10図に示す。 $\alpha=24^\circ$ のモデルのピーク圧を除いて上式は現在の菱形三角フィンにも大方適用できることが分かる。

以上の結果より衝撃波面に垂直な主流マッハ数の成分 M_n は流れを特徴づける重要なパラメータであることが分かる。

5. 結 論

超音速流中において平板上においた菱形三角フィンによ

る乱流境界層と衝撃波の干渉をフィンの半頂角、前縁後退角を変えて実験を行い、つぎの事柄を明らかにした。

- 1) 菱形三角フィンの衝撃波角 β_0 への影響は後退角 λ によるよりも半頂角 α による方が大きい。
- 2) 小出らによる簡易計算法によって衝撃波角 β_0 はパラメータ ϕ で表すことができる。
- 3) 無次元化した上流影響線 $L_u(Re_s^{1/3} \times 10^{-2}/\delta)/M_n$ は α と λ に関係せず、一つの曲線で表せる。しかし鋭いフラットフィンによる曲線より大きい。
- 4) 一次はく離線角と衝撃波角、それぞれを一樣流のマッハ角で引いた量 $\beta_{s1}-\mu_\infty$ と $\beta_0-\mu_\infty$ は菱形三角フィン、鋭いフラットフィン共に線形の関係にある。
- 5) 菱形三角フィンの上流影響線と一次はく離線は、ほぼ平行している。
- 6) プラトー圧、ピーク圧は、衝撃波に垂直なマッハ数 M_n の小さいところでは鋭いフラットフィンによる Scuderi の式が成り立つ。

参 考 文 献

- 1) Settles, G. S. and Dolling, D. S.: Swept Shock Wave/Boundary-Layer Interactions, Tactical Missile Aerodynamics, Vol. 104, Hemmich, M. and Nielsen, J., eds., AIAA, New York, 1986, pp. 297-379.
- 2) Panaras, A. G.: Review of the Physics of Swept-Shock/Boundary Layer Interactions, Prog. Aerospace Sci., **32** (1996), pp. 173-244.
- 3) Settles, G. S. and Lu, F. K.: Conical Similarity of Shock/Boundary-Layer Interaction Generated by Swept and Unswept Fins, AIAA J., **23** (1985), pp. 1021-1027.
- 4) Settles, G. S. and Kimmel, R. L.: Similarity of Quasiconical Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interactions, AIAA J., **24** (1986), pp. 47-53.
- 5) Lu, F. K., Settles, G. S. and Horstman, C. C.: Mach Number Effects on Conical Surface Features of Swept Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions, AIAA J., **28** (1990), pp. 91-97.
- 6) Lu, F. K. and Settles, G. S.: Upstream Influence Scaling of Sharp Fin Interactions, AIAA J., **29** (1991), pp. 1180-1181.
- 7) Liao, J. and Deng, X.: A Simple Similarity Law of Conical Shock Wave, AIAA 94-2308, 1994.
- 8) Liao, J. and Deng, X.: Characteristic Flow Regimes of Swept Shock/Turbulent Boundary Layer Interactions, AIAA 95-0792, 1995.
- 9) Alvi, F. S. and Settles, G. S.: Physical Model of the Swept Shock Wave/Boundary-Layer Interaction Flowfield, AIAA J., **30** (1992), pp. 2252-2258.
- 10) Koide, S., Griesel, C. J. W. and Stollery, J. L.: Correlation of Shock Angles Caused by Rhombic Delta Wings, AIAA J., **34** (1996), pp. 1529-1531.
- 11) Koide, S., Saida, N. and Ogata, R.: Correlation of Separation Angles Induced by Glancing Interactions, AIAA J., **34** (1996), pp. 2198-2200.
- 12) Shankar, V., Anderson, D. and Kutler, P.: Numerical Solutions for Supersonic Corner Flow, J. Comp. Physics, **17** (1975), pp. 160-180.
- 13) Lu, F. K.: Private Communication.
- 14) Scuderi, L. F.: Expression for Predicting 3-D Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction Pressures and Heating Rates, AIAA 78-0162, 1978.