速度不連続面をもつ圧縮性流れにおける特異点の鏡像系と それによる翼形特性の解析*

(第1報, 超音速流れ)

平野 公孝^{*1}, 菊地 正憲^{*1}, 西山 哲男^{*2}

Systems of Images for Singularities in a Compressible Flow with Two Discontinuous Surfaces and their Application to the Analysis of Characteristics of an Aerofoil (1st Report, Supersonic Flow)

Kimitaka HIRANO, Masanori KIKUCHI, and Tetsuo NISHIYAMA

In a supersonic flow with a discontinuous surface of tangential velocity, a Mach wave from a supersonic source is reflected and refracted at the discontinuous surface. According to the image method, a reflected wave is expressed by an image source and a transmitted wave by a transmitted source. Further more, the image method is applied to reflection and transmission of a Mach wave in a supersonic flow with two different boundaries: a discontinuous surface and a solid wall. A lot of image and transmitted sources are introduced in a flow field as the interference between these boundaries. A flow disturbed by an aerofoil is described as a function of the original sources distributed on the upper and lower surfaces of an aerofoil and their image sources. We determined numerically the effect of two boundaries on the characteristics of a lens section and so on.

Key Words: Supersonic Flow, Discontinuous Velocity Surface, Aerofoil, Lift, Drag, Image System

1. はじめに

流体機械内部の羽根をはじめとして、実用に供されている翼形の多くは、一様な速度をもつ流れの中ではなく、せん断層や噴流・後流などのせん断流中に置かれている。このように、翼形の厚み方向に速度の変化する流れの中の翼形特性は、非圧縮性流れを対象として広範囲に解析されてきた⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、圧縮性せん断流中の翼形特性の解析は極めて少なく、Barsony らが超音速せん断流中の三次元薄翼の定常特性を揚力面理論に基づいて解析し⁽³⁾、さらに、著者らが亜音速せん断流中での翼厚と主流渦度との干渉効果を明らかにした⁽⁴⁾にすぎない。このような主流を連続的な速度分布をもつ流れとする取扱いは、実際の流れにより近い流れの中の翼形特性を解析することになる。しかし、変数係数の微分方程式を解くための理論解析はたいへん複雑となり、数式の物理的な把握や見通しが得にくくなるとともに、数値計算に要する時間もたいへん長くなる。

このため、主流渦度の連続的な分布の代わりにある範囲の渦度を一つの面に集中させ、階段状の速度分布をもつ流れに単純化する解法がある。Candel⁽⁵⁾は、このような階段状速度分布をもつ圧縮性流れの音波の伝ばをフーリエ変換の手法を用いて解析した。一方、Glauert⁽⁶⁾や著者ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾は、階段状速度分布をもつ非圧縮性定常流れを鏡像法を用いて解析し、その極限として連続的な速度分布をもつ流れの中の渦や吹き出しによる流れ場を解いた。

特異点法で流れ場を解析する場合、特異点による流れを表す基本解を得ることが必要である。したがって、非圧縮性流れで用いられた鏡像法を圧縮性流れを解析できるように拡張し、固定境界や自由境界に限らず、任意の速度不連続面をもつ流れに鏡像法を適用することは、基本解の誘導法が一般的で簡明であること、また、基本解の物理的理解を容易にするなどの利点を有している。

本研究では、主流のせん断流渦度をつないで二つの速度不連続面に集中させ、この面以外は圧縮性ポテンシャル流れとする単純化を行い、理論解析の単純化をはかる。したがって、第1報では、鏡像法による基本解の誘導法の理解のしやすさから、流れ場を超音速流れとし、(i)はじめに、一つの速度不連続面をもつ流

* 平成元年1月25日 第955回講演会において講演、原稿受付 昭和63年7月28日。

^{*1} 正員、宮崎大学工学部 (〒889-21 宮崎市学園木花台西1-1)。

^{*2} 正員、岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

れ中の吹き出しに対する鏡像吹き出し、透過吹き出しより成る鏡像系の位置、強さの決定法を提示し、これら鏡像系の特徴を解析する。(ii)次に、固定境界と速度不連続面という異なる二つの境界面をもつ流れに対して、鏡像法による基本解の誘導法をより一般化し、境界面で繰り返される単独吹き出しからのマッハ波の反射・透過の過程を鏡像系で表現する取扱いを示し、吹き出しの基本解を誘導する。(iii)さらに、この基本解を特異点分布に拡張し、超音速流れ中の翼形特性に及ぼす速度不連続面の影響を特異点法により解析し、数値例を通してこの影響を明らかにする。

2. 一つの速度不連続面をもつ流れの基本解

$y=a$ に速度不連続面をもち、速度が U_0 および U_1 の超音速流れがある(図1)。この流れの密度 ρ_∞ 、圧力 p_∞ を一定とすると、音速 $a_\infty = \sqrt{\kappa p_\infty / \rho_\infty}$ (κ は比熱比) も一定となる。マッハ数 M_0 、 M_1 はそれぞれ $M_0 = U_0/a_\infty$ 、 $M_1 = U_1/a_\infty$ である。いまこの流れの座標原点に超音速吹き出し m_0 が置かれているとする。この m_0 により発生するマッハ波は、速度不連続面により反射波と透過波に分割される。その際、じょう乱流れは速度不連続面上下で次の条件を満たさなければならない。すなわち、(i)じょう乱圧力が等しい。(ii)流れの方向が等しい。これらの $y=a \pm 0$ での線形化された条件式は次式である。

$$u(x, a-0)U_0 = u(x, a+0)U_1 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$v(x, a-0)/U_0 = v(x, a+0)/U_1 \quad \dots\dots\dots(2)$$

以上の流れ場を解析するために、非圧縮流れの解析に用いられた鏡像法^{(6)~(8)}が、超音速流れに拡張される。すなわち、 $0 < y < a$ の領域においては、超音速吹き出し m_0 から発生したマッハ波と不連続面での反射波は、同じ一様流 M_0 の中に存在している。このため、この反射波を、一様流 M_0 中の $y=y_i$ に置かれた強さ m_i の鏡像吹き出しで表示する[図2(a)]。すると、この領域でのじょう乱速度は、 m_0 からのマッハ波と不

図1 速度不連続面をもつ流れの中の吹き出し

連続面での反射波の重ね合わせとして、次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y) &= -m_0 \delta(x - \lambda_0 y) / 2\lambda_0 \\ &\quad - m_i \delta\{x + \lambda_0(y - y_i)\} / 2\lambda_0 \\ v(x, y) &= m_0 \delta(x - \lambda_0 y) / 2 \\ &\quad - m_i \delta\{x + \lambda_0(y - y_i)\} / 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

ただし、 $\lambda_0 = \sqrt{M_0^2 - 1}$ 、 $\delta(x)$ は Dirac のデルタ関数。一方、 $y > a$ の領域では、 m_0 で発生したマッハ波は不連続面に伝ばし、この面を透過した透過波としてこの領域にじょう乱流れを生ずる。このため、この透過波は、マッハ数 M_1 の一様流中の $y=y_t$ に置かれた強さ m_t の透過吹き出しにより表示され[図2(b)]、じょう乱速度は、

$$\left. \begin{aligned} u(x, y) &= -m_t \delta\{x - \lambda_1(y - y_t)\} / 2\lambda_1 \\ v(x, y) &= m_t \delta\{x - \lambda_1(y - y_t)\} / 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

となる。ただし、 $\lambda_1 = \sqrt{M_1^2 - 1}$ 。

鏡像吹き出しと透過吹き出しは、吹き出し m_0 の鏡像系を構成する。式(3)、(4)を条件式(1)、(2)に代入することにより、鏡像系の位置と強さが、次式のように一義的に決定される。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} y_i &= 2a, & y_t &= a(1 - \lambda_0/\lambda_1) \\ m_i &= -S_1 m_0, & m_t &= T_1 m_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= (M_0^2 \lambda_1 - M_1^2 \lambda_0) / (M_0^2 \lambda_1 + M_1^2 \lambda_0) \\ T_1 &= 2M_0 M_1 \lambda_0 / (M_0^2 \lambda_1 + M_1^2 \lambda_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

したがって、式(5)を式(3)、(4)に代入すると、 $y < a$ および $y > a$ の各領域に対する基本解が決定される。 S_1 、 T_1 は、それぞれ鏡像吹き出しと透過吹き出しの強さを示すパラメータである。図3(a)、(b)は、パラメータ S_1 および T_1 の等値線図を示す。図(a)の破線が示すように、 S_1 が零となる場合として $M_0 = M_1$ および $M_0 = M_1/\lambda_1$ の二つの流れが存在する。前者の流れは一様流であるが、後者の流れではマッハ波は不連続面で反射されず、すべて透過する。このとき、 T_1 は、 $M_0 = M_1$ 上では一定($T_1 = 1$)であるが、 $M_0 = M_1/\lambda_1$ 上

(a) 鏡像吹き出し

(b) 透過吹き出し

図2 鏡像系による流れの表示

では大きく変化している [図 3 (b)]. S_1 の符号の意味は, 不連続面は, M_0 の流れに対して, $S_1 > 0$ では自由境界の影響を及ぼし, $S_1 < 0$ では固定境界の影響を及ぼす. しかし, 例えば, $M_1 > \sqrt{2}$, $1 < M_0 < M_1/\lambda_1$ の範囲では, M_0 が M_1 より遅い流れにもかかわらず, 不連続面は M_0 の流れに自由境界の影響を及ぼしている.

(a) S_1 (b) T_1 図 3 パラメータ S_1 および T_1 の等値線

(a) 主流のマッハ数分布, (b) 内側に置かれた翼形, (c) 外側に置かれた翼形

図 4 二つの速度不連続面をもつ流れの中の翼形

3. 異なる二つの境界面をもつ超音速流れ

図 4 (a) に示すように, $y=a$ と $y=-b$ の二つの速度不連続面をもつ超音速流れの中に置かれた翼形特性を解析するためには, 翼形から発生したマッハ波の速度不連続面による反射波の翼形表面での再度の反射を考慮に入れねばならない. このため, 図 5 に示すように, $y=a$ に速度不連続面, $y=0$ では固定境界という二つの異なった境界面を持つ流れの中の吹き出しの基本解を誘導する手法として, 2 章の鏡像法がさらに拡張され, 一般化される.

$0 < y < a$ の領域において, 不連続面と固定境界との間で繰返される反射波を, 図 6 (a) に示すように一様流 M_0 の中の $y=y_{i,n}$ に置かれた鏡像吹き出し $m_{i,n}$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$) により表す. じょう乱速度は,

$$\left. \begin{aligned} u(x, y) &= -1/2\lambda_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} m_{i,n} \delta(x - \lambda_0|y - y_{i,n}|) \\ v(x, y) &= 1/2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} m_{i,n} (y - y_{i,n}) / |y - y_{i,n}| \\ &\quad \times \delta(x - \lambda_0|y - y_{i,n}|) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ただし, $n=0$ は原点に置かれた吹き出しであり, $m_{i,0} = m_0$, $y_{i,0} = 0$. 一方, $y > a$ の領域においては, 速度不連続面と固定境界との間で何回か反射を繰返した後, 不連続面に入射するマッハ波の透過波を, 図 6

図 5 異なる二つの境界面をもつ超音速流れ

(a) $0 < y < a$ の流れ(b) $y > a$ の流れ

図 6 鏡像系による流れの表示

(b)に示すように一様流 M_1 の中の $y=y_{i,n}$ に置かれた透過吹き出し $m_{i,n}$ ($n=0, -1, -2, \dots$) により表す。じょう乱速度は、次式である。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y) &= -1/2\lambda_1 \sum_{n=0}^{\infty} m_{i,n} \delta(x - \lambda_1 |y - y_{i,n}|) \\ v(x, y) &= 1/2 \sum_{n=0}^{\infty} m_{i,n} \delta(x - \lambda_1 |y - y_{i,n}|) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$y=a$ の不連続面では、条件式(1),(2)を満足させ、さらに、 $y=0$ での固定境界では、 $v(x, 0)=0$ の条件を満足させることにより、鏡像系の位置と強さが、 $|n|$ の小さい順から順次決定されていき、結果は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} y_{i,n} &= -y_{i,-n} = 2na \\ y_{t,-n} &= a\{1 - (2n+1)\lambda_0/\lambda_1\} \\ m_{i,n} &= m_{i,-n} = (-S_1)^n m_0 \\ m_{t,-n} &= T_1(-S_1)^n m_0 \end{aligned} \right\} (n=0, 1, 2, \dots) \dots\dots\dots (9)$$

鏡像吹き出し $m_{i,n}$ について、 $n>0$ の吹き出しは速度不連続面でのマッハ波の反射波を、また、 $n<0$ の吹き出しは固定境界での反射波を表している。式(9)を式(7),(8)に代入することにより、異なる二つの境界面をもつ流れの中の吹き出しによる基本解が決定される。

さらに、 $y=-b$ に速度不連続面、 $y=0$ に固定境界が存在する場合についても、同様な解析手法により基本解が誘導され、鏡像系の位置と強さは次式となる。

$$\left. \begin{aligned} y_{i,n} &= -y_{i,-n} = 2nb \\ y_{t,n} &= -b\{1 - (2n+1)\lambda_0/\lambda_2\} \\ m_{i,n} &= m_{i,-n} = (-S_2)^n m_0 \\ m_{t,n} &= T_2(-S_2)^n m_0 \end{aligned} \right\} (n=0, 1, 2, \dots) \dots\dots\dots (10)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} S_2 &= (M_0^2 \lambda_2 - M_2^2 \lambda_0) / (M_0^2 \lambda_2 + M_2^2 \lambda_0) \\ T_2 &= 2M_0 M_2 \lambda_0 / (M_0^2 \lambda_2 + M_2^2 \lambda_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

式(9),(10)の結果を用いると、翼形が二つの不連続面の内側に置かれている場合が解析される[図4(b)]。さらに、翼形が二つの不連続面の外側に置かれている場合も[図4(c)]、翼形から発したマッハ波が、翼形からより遠くにある不連続面において反射し、この反射波が再び翼形上に到達しない限りにおいて本解法で解析される。

4. 超音速流れ中の翼形特性

4.1 吹き出し分布の決定 式(7)のように鏡像法を用いて誘導された単独の超音速吹き出しの基本解

を、翼形上下面上に分布させると、じょう乱速度は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u(x, y) &= -\frac{1}{2\lambda_m} \int_0^1 m(\xi) \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n \\ &\quad \times \delta\left\{x - \xi - \lambda_m \frac{(y - y_{i,n})^2}{|y - y_{i,n}|}\right\} d\xi \\ v(x, y) &= \frac{1}{2} \int_0^1 m(\xi) \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n \frac{(y - y_{i,n})}{|y - y_{i,n}|} \\ &\quad \times \delta\left\{x - \xi - \lambda_m \frac{(y - y_{i,n})^2}{|y - y_{i,n}|}\right\} d\xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

ここで、弦長は1、 M_n は、 $y=a$ または $-b$ の不連続面に対応した鏡像吹き出しの強さ式(9),(10)で定義され、翼形上面に対して $M_n = (-S_1)^n$ 、翼形下面に対して $M_n = (-S_2)^n$ である。また、 λ_m は、翼形位置での主流のマッハ数 M_m により $\lambda_m = \sqrt{M_m^2 - 1}$ である。式(12)において、 $n \neq 0$ の項は、鏡像吹き出しによる境界面でのマッハ波の反射波を表している。

さらに、翼形上下面形状を、 $y_u(x)$ 、 $y_l(x)$ とすると、翼形上下面上での線形化された境界条件式は、

$$\left. \begin{aligned} v(x, +0)/U_m &= dy_u/dx \\ v(x, -0)/U_m &= dy_l/dx \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

である。ただし、 U_m は翼形位置での主流速度。したがって、式(12)を式(13)に代入することにより、翼形上面および下面に対応した吹き出し分布 $m_u(x)$ 、 $m_l(x)$ が、

$$m_u(x) = 2U_m dy_u/dx, \quad m_l(x) = -2U_m dy_l/dx \dots\dots\dots (14)$$

として決定される。吹き出し分布は、一様流中の場合と同じであり、境界面の影響は受けない。

4.2 翼形特性 翼形上下面上の圧力係数 C_p は、線形化された Bernoulli の式より $C_p = -2u/U_m$ であり、式(12)より次式のように求められる。ただし、 C_p は、翼形位置での主流の動圧で無次元化されている。

図7 翼形位置による揚力係数および抗力係数の変化

$$\left. \begin{aligned} C_p(x, +0) &= \left\{ m_u(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-S_1)^n \right. \\ &\quad \times m_u(x - 2na\lambda_m) \Big\} / \lambda_m U_m \\ C_p(x, -0) &= \left\{ m_l(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-S_2)^n \right. \\ &\quad \times m_l(x - 2nb\lambda_m) \Big\} / \lambda_m U_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

揚力係数 C_l , 抗力係数 C_d は,

$$C_l = \int_0^1 [C_p(x, -0) - C_p(x, +0)] dx \dots\dots\dots (16)$$

$$C_d = \int_0^1 \left[C_p(x, +0) \frac{dy_u}{dx} - C_p(x, -0) \frac{dy_l}{dx} \right] dx \dots\dots\dots (17)$$

(a) 揚力係数

(b) 抗力係数

図8 対称円弧翼特性の翼形位置による変化

図9 対称円弧翼上面上の圧力分布

で与えられる。

4.3 数値計算例 図7に, $M_0=1.8$, $M_1=2.4$, $M_2=1.2$ の流れの中の平板翼, 対称楔形翼, 対称円弧翼の揚力係数 C_l および抗力係数 C_d の翼形位置 d による変化を示す。ただし, 迎え角を α , 厚み比を τ とする。また, 速度不連続面は, $d=\pm 0.5$ にある。 $d < -1.25$, $-0.166 < d < 0.166$, $d > 0.729$ では, 翼形からのマッハ線の不連続面での反射波は, 翼弦上に再反射せず, したがって, 翼形は一樣流中に置かれている場合と同一である。しかし, $0.166 < d < 0.729$ では C_l , C_d は, $d=0.5$ の不連続面との干渉により変化する。ここで, 3種類の翼形の特性は, ほぼ同様の変化の傾向を示している。対称円弧翼, 対称楔形翼の C_l は, $d \approx 0.35, 0.63$ において最大となる。 C_l のこの変化は, 図8(a)において説明される。一方, $d=-0.5$ の速度不連続面に対するパラメータ S_2 は, 式(11)よりほぼ零となり, 速度不連続面が近くに存在しているにもかかわらず, その影響はたいへん小さく, C_l , C_d は, ほぼ一樣流中での値となっている。

以下では, 主に対称円弧翼の結果について示す。噴流・後流をモデル化した流れの中の対称円弧翼の位置 d による揚力係数および抗力係数の変化を図8(a)および(b)に示す。図(a)の実線上の○印の中の数字は, $0 < d < 0.5$ では翼形上面, $d > 0.5$ では翼形下面におけるマッハ波の反射の回数を示す。速度不連続面の存在により発生する揚力は, 不連続面から一定距離離れた位置で最大となる。これは, 例えば, 図9に示す $M_0=1.4$, $M_1=M_2=2.4$ の流れの翼形上面上の圧力分布により理解される。ただし, 図9中の I は, マッハ波の反射の回数を示す。すなわち, 不連続面から遠い位置 ($d=0.05$) では, マッハ波の反射の回数も少なく, また, 反射位置も後縁に近く, C_l は小さい。一方, 速度不連続面に近づくと ($d=0.45$), 反射回数は急激に増

図10 対称円弧翼の揚力係数および抗力係数に及ぼす主流マッハ数の影響

加するが、圧力の顕著な上昇は、はじめの2〜3回の反射のみで生ずる。このとき、圧力分布は、翼弦中点に関し反対称の分布に近づき、揚力への寄与はむしろ小さくなる。さらに、図8(a),(b)の $d=0.5$ における●印は、翼形がちょうど速度不連続面上に置かれた場合の C_l , C_d を示す。このとき、翼形上面の圧力分布は、図9の一点鎖線で描かれる一様流($M_1=2.4$)中の分布となり、翼弦中点に関する圧力分布の反対称性により $C_l=0$ となる。このため、図8(a)の各曲線は、 $d=0.5$ の●印へと接続するように見えるが、図9に示したように d が0.5に近づいた圧力分布と、 $d=0.5$ における分布とは異なる。このことは、図8(b)における C_d の変化でより明白となる。 C_d は $d=0.5$ の上下で不連続的に大きく変化し、 $d=0.5$ における C_d (●印)は、 $d=0.5\pm 0$ への極限の C_d のほぼ中間の値となっている。

図10は、速度不連続面から0.2離れた位置($d=0.3$)において、中央部の流れ M_0 の揚力係数および抗力係数に及ぼす影響を示す。この流れの場合、 $M_0>2.69$ ではマッハ波の翼形上への反射はなく、翼形特性は一様流中と同じである。 $2.69>M_0>1.18$ では翼形上方の速度不連続面との干渉のみが生じ、 $1.18>M_0>1$ においては翼形下方の速度不連続面との干渉も加わってくる。抗力係数 C_d は、 M_0 の増加とともに単調に減少し、また、外側の流れ M_1 が変化しても C_d への影響は小さい。一方、揚力係数 C_l は複雑に変化する。例えば、 M_1 を1.2と一定に保ち、 M_0 を2.69から減少させる。したがって、 $M_0=M_1/\lambda_1=1.81$ および $M_0=M_1=1.2$ を境として、揚力係数の正負が変化する。すなわち、 $2.69>M_0>1.81$ では、速度不連続面は自由境界的影響を翼形に及ぼし、翼形上面の圧力を低下させ、 $C_l>0$ となる。しかし、 $M_0=1.81$ ではパラメータ S_1 は零となり、 $C_l=0$ となる。さらに、 $1.81>M_0>1.2=M_1$ では、 M_0 は M_1 よりも大きいにもかかわらず、速度不連続面の固定境界の影響のため、翼形上面の圧力は上昇し、 $C_l<0$ となる。また、 $1.2>M_0>1.18$ では、速度不連続面の自由境界の影響のため、再び $C_l>0$ となる。しかし、さらに M_0 が小さくなると、翼形下方の速度不連続面の自由境界の影響が新たに加わってきて、このため翼形下面の圧力分布が低下する。このときの翼形上面の圧力分布は、マッハ波の反射回数の増加とともに翼弦中点に関して反対称分布に近づき揚力への寄与を小さくする。この翼形上面と下面の圧力分布の合

計として、揚力係数は正の値から負の値へと変化する。一方、 M_0 が M_1 と M_1/λ_1 の範囲にあるときの揚力係数の負の最大値は、 $M_1=2.4$, 3の場合の曲線が示すように、 M_1 の増加とともにたいへん大きくなっていく。

5. ま と め

一つまたは二つの速度不連続面をもつ超音速流れ中の吹き出しの基本解が鏡像法により誘導される手法が提示され、さらに、得られた基本解を用いて、この流れの中の翼形特性が解析された。得られた結果の要約は、以下のとおりである。

(1) 非圧縮性流れにおいて用いられてきた鏡像法を超音速流れに適用し、一つの速度不連続面をもつ流れの中で、吹き出しからのマッハ波の反射波および透過波への分割を、鏡像吹き出しおよび透過吹き出しの鏡像系で表示し、吹き出しの基本解を誘導する手法を示した。

(2) この基本解の誘導手法は、速度不連続面および固定境界という異なる二つの境界面をもつ流れに対して拡張され、一般化され、この流れの中の吹き出しに対する鏡像系が明らかにされた。

(3) 鏡像法により誘導された単独吹き出しの基本解は、特異点法による翼形特性の解析に利用された。すなわち、この基本解を薄翼の翼面上に分布させることにより、翼形から発生するマッハ波の速度不連続面および翼面上での反射・透過が解析された。

(4) これにより、翼形特性に及ぼす不連続面の影響が解析され、翼形と不連続面との干渉効果が数値的に明らかにされた。すなわち、対称翼に働く揚力は、不連続面からある程度離れた位置で最大となる。また、主流マッハ数の影響は、翼面上でのマッハ波の反射の状況により、抗力よりも揚力に対して、より複雑に現れる。

文 献

- (1) Chow, F., ほか3名, *J. Aircraft*, 7(1970), 531.
- (2) Vidal, R. J., *J. Aerospace Sci.*, 29(1962), 889.
- (3) Barsony-Nagy, A. and Hanin, M., *AIAA J.*, 22(1984), 453.
- (4) 平野・ほか2名, 機論, 54-507, B(昭63), 3175.
- (5) Candel, S. M., *AIAA J.*, 21(1983), 221.
- (6) Glauert, M. B., *J. Fluid Mech.*, 9(1960), 561.
- (7) Nishiyama, T. and Hirano, K., *Ing-Arch.*, 39(1970), 137.
- (8) 西山・平野, 機論, 35-275(昭44), 1459.