- 3) LAUNDER, B. E. and SPALDING, D. B.: Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London (1972).
- 4) NASA CP 2166 (1980).
- 5) THOMPSON, J. F. (ed.): Numerical Grid Generation, North-Holland, New York (1982).
- 6) THOMPSON, J. F., THAMES, F. C. and MASTIN, C. W.: TOMCAT—A Code for Numerical Generation of Boundary-Fitted Curvilinear Coordinate Systems on Fields Containing Any Number of Arbitrary Two-Dimensional Bodies, J. Comp. Phys., Vol. 24, No. 3 (1977), pp. 274-302.
- 7) HAYASHI, M., SAKURAI, A. and NAGAHATA, M.: Generation of Orthogonal, Body-Fitted Grids Using Potential Flow Solution by the Panel Method, ISAS Rep., S. P. 1 (1983), pp. 33-40.
- 8) LAUNDER, B. E. and SPALDING, D. B.: The Numerical Computation of Turbulent Flows, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., Vol. 3, No. 2 (1974), pp. 269-289.
- 9) 河村哲也: 円柱をすぎる高レイノルズ数流れの数値計算, 乱流シンポジウム (1983).
- 10) KUWAHARA, K.: Study of Flow past a Circular Cylinder by an Inviscid Model, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 45, No. 1 (1978), pp. 292-297.
- 11) 高見頼郎, 桑原邦郎: 物体と渦, 日本機械学会誌, Vol. 83, No. 739 (1980), pp. 641-649.
- 12) MATIDA, Y., KUWAHARA, K. and TAKAMI, H.: Numerical Study of Steady Two-Dimensional Flow past a Square Cylinder in a Channel, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 38, No. 5 (1975), pp. 1522-1529.
- 13) SHIDA, Y., KUWAHARA, K. and TAKAMI, H.: Numerical Study of Flow past Two Circular Cylinders, 2nd Asian Congress of Fluid Mechanics, Beijing, China (1983).
- 14) HAYASHI, M., SAKURAI, A. and OHYA, Y.: Numerical and Experimental Studies of Wake Interference of Two Normal Flat Plates at Low Reynolds Numbers, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu Univ., Vol. 43, No. 2 (1983), pp. 165-177.
- 15) 林 正徳, 桜井 晃, 大屋裕二: 一様流中に垂直配置された垂直平板列の後流干渉, 日本航空宇宙学会誌, 第30巻, 第344号 (1982), pp. 504-514.
- 16) KUWAHARA, K. and TAKAMI, H.: Study of Turbulent Wake behind a Bluff Body by Vortex Method, IUTAM Symposium on Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (1983).

—特 集—

三次元剥離の分類例と境界層計算*

西 川 進 栄**

Key words: Aerodynamics; fluid dynamics; boundary layer; computational methods

1. 身近な例に見る三次元剥離の特徴

二次元境界層の研究でもそうであった以上に三次元境界層の剥離線上の流体の挙動解明は流体力学者でない

著 者 紹 介

西川 進栄 (正会員)

昭和 20 年生。福井県出身。昭和 43 年京都大学工学部航空工学科卒業。昭和 49 年東京大学大学院博士課程修了。同年千葉大学工学部講師。現在同助教授。二相流、特にミスト流の境界層、三次元境界層剥離、稀薄極超音速流の数値計算を研究。工学博士。日本機械学会、日本物理学会、日本流体力学会各会員。

* 昭和 58 年 4 月 6 日, 日本航空宇宙学会第 14 期年会講演会において講演。昭和 58 年 10 月 3 日原稿受理 Categories and Calculations of Three-Dimensional Boundary-layer separation

** 千葉大学工学部機械工学科 Nobuhide NISHIKAWA

しは応用数学者の手に余ると同時に魅力をもつテーマであった。1960 年代までに、いくつかの大家の仮説的な捉え方が現われた。しかし剥離線の特徴づけについては、二次元で力を発揮した解析が寄与しなくなり、数値計算が力を発揮する課題となっていた。いわゆる特異点や、トポロジーの用語が必要なこの剥離線の性格づけについては、後に述べることにして、親しみやすい具体例を端緒として拙論を呈したい。

さて、古くは流線形という形容があり、近年のハッチバックスタイルという乗用車のデザインは三次元剥離の問題と関連づけると興味深い。“流線形”とは、剥離をできるだけ起こさせまいとして、車体断面を二次元的にとらえているのに対し、ハッチバックスタイルは形状や使いやすさへの流行上の要請から出発しているにもかかわらず、三次元剥離の様相の変化に起因する抵抗の減少をもたらしたり。

三次元物体上の剥離線は、大迎角下の細長物体や鈍頭物体では二次元流と同様、剥離背後に逆流が生じ、

OPEN SEPARATION CLOSED SEPARATION
第1図 ハッチバック車後部の剥離

その前縁をなす閉曲線が物体表面をとり巻く。この逆流が二次元流では唯一の剥離といえる形態であった。が三次元流ではそうではない。すなわちこのような剥離線の背後では運動量供給が下流経路で間接的に剥離泡の範囲なども小さく後流中の攪乱も大きくない。このような剥離パターンを、Closed separation と呼ぼう²⁾。ところが細長物体で迎角範囲 $12^\circ < \alpha < 41^\circ$ (下限 $\alpha \approx 12$ は既存の研究では確認されていない) という条件では剥離線は物体背後側中腹から出発するものとなり、剥離線背後にはより背後の非剥離域を通して上流から直接運動量が供給される。したがってこの剥離線から発したうず層はかなり後流まで尾を引き、誘起される抵抗は Closed separation の場合より大きくなる。これを Open separation²⁾ と呼ぼう。

さてハッチバック車については後面ハッチドア部の傾斜角(“俯角”)が 30° 程度より大になるとこの Open separation は消滅し Closed separation に移行、急激に抵抗減少をもたらす。第1図を参照されたい。したがって傾斜 25° から 35° の間できわだって抵抗が大きいことになる。このことは柱状物体についての critical geometry という観点から、中口³⁾ による簡明な解説があるので参照されたい。

2. 二次元対応例のある三次元剥離

2.1 対称線上の剥離 二次元流の剥離機構については、その分野でも貴重な貢献のある谷の簡潔な説明⁴⁾ を見ていただいたほうがよさそうであるが概略を記しておこう。その文中では BROWN & STEWARTSON の総説⁵⁾ の一部が解説されていて、境界層より外側の流れのひきずる力と圧力勾配による力の差は壁の摩擦力とつりあい圧力勾配が負でもそう大きくなければ摩擦力は正になり剥離が起きないことなどが強調されている。二次元流では摩擦力 ≤ 0 になる点が剥離域となるのである。

さて、三次元剥離のうちでこのような考え方がほとんど適用できる形は、対称物体の対称線上で現われる。そのいくつかの数値計算例について述べよう。第2図に示した座標系 ($x=0$ は断面サイズを記した赤道面) で境界層方程式と境界条件は以下のようなる。

$x=0$ for ellipsoid
第2図 座標系

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_2 u) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta}(h_1 w) + \frac{\partial}{\partial y}(h_1 h_2 v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{u}{h_1} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{w}{ah_2} \frac{\partial u}{\partial \theta} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w^2 K_2}{a} = -\frac{1}{\rho h_1} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2)$$

$$\frac{u}{h_1} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{w}{ah_2} \frac{\partial w}{\partial \theta} + v \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{uw K_2}{a} = -\frac{1}{\rho h_2 a} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad (3)$$

$$\left. \begin{array}{l} y=0 \quad u=w=0 \\ y=\infty \quad u \rightarrow u_\infty, w \rightarrow w_\infty \end{array} \right\} \quad (4)$$

流れが左右対称である対称面内では境界層方程式は対称条件 $\partial u / \partial \theta = 0, w = 0$ ($\theta = 0, \pi$) を用い $u, \partial w / \partial \theta, v$ についての方程式系が導ける。ここで h_1, h_2 はメトリック係数, $K_2 = -\partial h_2 / \partial x / h_1 h_2$ で測地的曲率であり、また楕円体なら $2a$ が全長となる。 x は表面に接する方向をもつが、ある弧長 ds について $ds = h_1 dx$ であり物体軸への射影が dx となることに注意されたい。

この方程式系は非干渉問題の枠内で対称面以外の解とは独立に解ける。すなわち三次元流ながら、計算面は対称面のみですむわけである。この点を利用して、WANG⁶⁾ は 1970 年に広範囲の迎角のものと楕円体についてクランク・ニコルスン法による差分分解を得ている。その結果、せん断力がゼロになる位置、すなわち剥離点の迎角依存性などが初めて明らかにされた。そのうち重要なことは、短-長軸比 $1/4$ の楕円体について

- (1) 風下側剥離点は迎角 4° 以下では物体後端近くにあるが、迎角 α とともに前方に移っていく。第3図を参照されたい。
- (2) $4^\circ < \alpha < 40^\circ$ の迎角範囲では、 α とともに後方へ移って行き、 41° で飛躍的に前端近くへ移る。
- (3) 剥離発生の前駆条件として、周方向速度 w の逆流が必要である。
- (4) 風上、風下対称線上の逆流開始点から物体全周の流れや剥離線が類推でき、 w についての境界層厚の大きくなる $12^\circ < \alpha < 41^\circ$ では風下対称線近くには剥離線のない Open separation といえるパターンが現われる。

第3図 風下剥離点の迎角依存性 [WANG]

とくに重要なのは(4)で、風上からの流体は周方向逆流に押され風下対称線まで到達できないことから、ほとんどの領域で横断流剥離ともいうべき状態になり、周方向逆流域前縁近くに主剥離線があるとみなせる。ただ、先端近くは物体先端から周り込んできた流体が剥離線を形成せず流れたのち、後方の剥離線の背後に回り込む(後述の第10図参照されたい)。剥離線が風下側中腹から始まり、風下に開口部をもつことからこのような剥離を、Open separation²⁾と名づけた。

2.2 対称線上の解への新しい試み; Nose-coordinate WANGの行った数値計算の難点の一つである物体先端での特異点(物体径の逆べきに比例)のアクロパティックな飛び越えを排すべく、Nose-coordinateが提案された。CEBECI⁷⁾らは、この座標系を活用して短-長軸比(厚み比)の効果も含めBOX法により数値計算を行った。この結果は多分に、故STEWARTSONの応用数学の天分(数式変換能力)に依存するもので、何かとCEBECIの仕事をけなすWANGもNose coordinateの意義は評価している。すなわち、metric coefficient h_1, h_2 の特異性をとり除くために変数 S を導入し、尖点(Vertex)を原点とする極座標的座標を導入した。すなわち

$$\frac{dS}{S} = \int \frac{h_1}{h_2} d(x/a) \quad (5)$$

$$X = S \cos \theta, Z = S \sin \theta, Y = y/ta \quad (6)$$

$$u = U \cos \theta + W \sin \theta, w = W \cos \theta - U \sin \theta,$$

$$v = V/t \quad (7)$$

ここで、 $t=b/a$ は厚み比である。

CEBECIらの数値結果は、細長物体では厚み比にはほぼ依存しない臨界迎角 41° 以下では先端域での剥離—Nose separationはおこらないなどの、WANGの楕円体での結果⁹⁾の再確認に終わる部分も少なくない。評価すべきは、厚み比 t と独立に扱いうる、 $1/t$ に比例した下流までが適用限界の定式化が行われ、それを薄翼(無限幅楕円体)や放物体に適用した点であろう。とくに放物体については、Nose coordinateは物体上、十分下流まで適用でき、 $\alpha \geq 20^\circ$ の範囲で剥離点やせん断力分布が得られた。その結果、剥離位置

第4図 二次元物体下の剥離、粘性流、 $Re=100$

は迎角を下げていくと $\alpha \cong 41^\circ$ で飛躍的に無限下流へ消え去ることが示された。以上は、第2図で $b=c$ に相当する円断面の解析例であることに注意されたい。

2.3 楕円断面放物体上の剥離 上述の軸対称物体についてのNose coordinateによる定式化は、楕円断面細長物体にも適用できることを筆者は見いだし、それにもとづく数値計算を行った⁸⁾。通常、二次元流では一様流の向きをさえぎらない細長断面のほうが、剥離点は後端寄りに現われることが常識である。たとえば、 $Re=100$ の粘性流についての非定常二次元NAVIER-STOKES方程式中の時間微分を差分化しないで、ルンゲ・クッタ・ギル法により数値積分して解いた例⁹⁾を第4図に示す。この問題はSTARING FLOWで図中の T は無次元時間[実時間/(一様流速/ d)]である。厚みパラメータ $\eta_1=0.3$ ($d/b=\tanh \eta_1$)の楕円柱では、流れにさからわず置いた方は剥離点(せん断力ゼロの点)は先端から 170 度程度の後端近くにあるが、長軸を一様流に直交させると剥離位置は 100° 近くとなる。三次元物体では横断流が支配的になるなら同一の議論ができるが、対称線上の先端ではそうはいかない例を筆者らが数値計算で得たので以下にそれを示す。

さて、第2図の b を一定にして、幅 c を変えてみよう。 $\xi=x/a$ としてこの場合metric coefficientは下のようなになる。

$$h_1 = \left[\frac{1+\xi^2(t^2-1)}{1-\xi^2} + t^2 \xi^2 \sin^2 \theta \frac{c^2-b^2}{r_b^2(1-\xi^2)} \right]^{1/2} \quad (8)$$

$$h_2 = t \left[(1-\xi^2) \cdot \left(1 + \sin^2 2\theta \frac{(c^2-b^2)^2}{4r_b^4} \right) \right]^{1/2} \frac{c}{r_b} \quad (9)$$

ここで $r_b = bc/(b^2 \sin^2 \theta + c^2 \cos^2 \theta)^{1/2}$ であるが、 $\theta = 0, \pi$ では $h_1, h_2, \frac{\partial h_2}{\partial x}, \frac{\partial h_1}{\partial \theta}$ などは軸対称の場合と同

一になる。これらを S の定義に代入して基礎方程式も文献7)と同様となる。さて、放物体は楕円体において $a \rightarrow \infty$, すなわち $t=(b/a) \rightarrow 0$ としたものとみなせ、その操作を行うにあたり $t \rightarrow 0$ でも特異性をもたらない新しい母線方向座標 p を導入する。

$$p = (1 - \xi^2)^{1/2} / t \quad (10)$$

として、 S を有限に保ちつつ、 $t \rightarrow 0$ の操作を行う。また、対称軸 $z=0$ の解を求めるわけであるが、 $H = (1 + p^2)^{1/2}$ として

$$\begin{aligned} U &= U_0 + O(x^2), \\ W &= Z \exp(1-H) W_1 + O(x^3), \\ V &= V_0 + O(x^2) \end{aligned} \quad (11)$$

と表わし、境界層変数 $\eta = Y/(H\nu)^{1/2}$, $\bar{V} = V_0 H/\nu^{1/2} - \eta p U/2H^2$ とともに U, W 方程式系⁷⁾に代入し、以下を得る。

$$\frac{\partial U_0}{\partial p} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial \eta} + a_1 U_0 + a_2 W_1 = 0 \quad (12)$$

$$U_0 \frac{\partial U_0}{\partial p} + \bar{V} \frac{\partial U_0}{\partial \eta} = \beta_1 + \frac{\partial^2 U_0}{\partial \eta^2} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} U_0 \frac{\partial W_1}{\partial p} - a_3 U_0 W_1 + a_2 W_1^2 + U_0^2 + \bar{V} \frac{\partial W_1}{\partial \eta} \\ = \beta_2 + \frac{\partial^2 W_1}{\partial \eta^2} \end{aligned} \quad (14)$$

ここで β_1, β_2 は圧力勾配パラメータで $a_1 = p/2H^2 - p/(H+1)$, $a_2 = H/(H+1)$, $a_3 = p/H + p/(H+1)$. 主流の境界条件も $S_b = (1+b/c)$ と略記して下のようになる。ただし $b/c=1$ で軸対称と同一となる。

$$\begin{aligned} U_0 &= (p \cos \alpha - S_b \sin \alpha) / H \\ W_1 &= \frac{(H+1) \cos \alpha + S_b \sin \alpha}{H} \\ &+ \left(\frac{b}{c} - 1 \right) \frac{1}{H^2} (H+1) (\cos \alpha + S_b p \sin \alpha) \end{aligned} \quad (15)$$

式(15)からわかるように $p_n = (1+b/c) \tan \alpha$ によどみ点があることになる。

2.4 縦長断面→早期剥離 よく用いられるようによどみ点近傍で p についての展開を式(12)~(14)に代入し、 $\partial U_0 / \partial p, W_1$ がよどみ点で算出できる。この分布から出発して、解が下流や先端を回り背後後流へのMARCHINGによって得られた。

ここで用いられたKELLER-BOX法は線形では無条件安定な差分法であるが、計算の詳細、結果の多くについては拙稿⁸⁾を参考されたい。第5図に $\alpha=50^\circ$ での $U_0' = \partial U_0 / \partial \eta$ の分布を示す。 $U_0 \propto u \cos \theta$ のためよどみ点より先端寄りや背後 $[\cos \theta = -1]$ では $U_0' < 0$ となることに注意されたい。流体が先端 $p=0$ を回り込む前後でせん断力(U_0' の逆符号値)は大曲率のため極大になり、下流(左方)へ向かって小さくなっていき、 $U_0'=0$ となる位置で剥離が起きていること

第5図 楕円断面放物体上の速度こう配
A: $b/c=2.0$, B: $2^{1/2}$, C: 1.2, D: 0.75

になる。第5図では $b/c=0.75$ でのカーブは剥離しかけて再加速する臨界条件での例である。この図からは、先端剥離は縦長断面のほうが前方で起こり、上下に扁平にした断面のほうが後方で起こる。

ことがわかり、この結果は第4図で示した二次元での常識とはそぐわない点で興味深い。しかし、軸対称物体で知られていたように迎角 α が大きくなり、対称面での $\partial w_e / \partial \theta$ が大きくなると周方向逆流も早くなり剥離も早まることに結びつけばこれは説明できる。なぜ縦長であると $\partial w_e / \partial \theta$ が大であるかは式(15)の W_1 ($\propto \partial w_e / \partial \theta$)にも示されているし二次元流での既存の文献¹⁰⁾から引用した第6図からも確認できる。すなわち第6図の示すのは長軸の流れに沿わせると両端で主流速の立ちあがりが大きくなる事実である。周方向逆流が運動量を対称線付近から運び去り、剥離を早めるのは自明であろう。このように三次元流では速度の各成分の動向に注意して現象を説明する必要があるわけである。

2.5 先端剥離の臨界条件 各迎角での剥離点の位置を b/c についてプロットしたのが第7図である。大迎角では $b/c < 1$ で扁平な断面でもかなり先端近くで剥離点が現われるが、小迎角ではある臨界値以上 b/c

第6図 楕円柱上の主流速

第7図 楕円断面放物体の剥離臨界条件

を小さくすると剥離点は対称線上ではどこにも現われない。また図中で各迎角での臨界値をつらねた破線が臨界曲線（それより上方か左方の領域の条件で剥離なし）で、低迎角では臨界曲線が $b/c \cong 1.86$ に漸近することなど興味深い。

3. 三次元剥離の分類例と数値例

3.1 三次元物体上の剥離 1960年代までは三次元剥離のパターンを示していたのは実験例がほとんどであったが、そうした例をもとに剥離線の定義づけと分類案がいくつか現われていた。近年現われた諸説も MASKELL の包絡線説¹¹⁾と LIGHTHILL の表面まさつ力線説¹²⁾を基本にしている。その他の大家も MOORE¹³⁾はバブル剥離とは“周囲と流体交換のない界面で囲まれた領域”と定義づけし、STEWARTSON¹⁴⁾は“付着点から出発し、ある領域へ accessible な流線と inaccessible な流線の境界”と表現している。この二つは Closed separation については妥当な定義づけであろう。

さて MASKELL¹¹⁾はすでに EICHELBRENNER & OUDART¹⁵⁾に提唱された包絡線説の流線合流性に対し剥離タイプをバブル型と自由うず屑型に二分した。それぞれ第8図(a), (b)に示される。バブル型では通常、剥離泡の最前縁に特異点(鞍点)が現われ、自由うず屑型では正則点のみからなる剥離線が形成される。ただし一般に現われる剥離はこれらの組合せであろうとしている。

一方、LIGHTHILL の定義づけ¹²⁾では剥離線とは“鞍点でもある剥離点の両側から出発し、物体を回り込み節点型剥離点(再付着点)に収れんする表面まさつ力線”である。この考え方では剥離線の両端が特異点である以外は表面まさつ力線(限界流線)には特異点はなく EICHELBRENNER 型の包絡線が特異点の集

(a) BUBBLE

(b) FREE SHEAR LAYER

第8図 MASKELL の提唱した剥離パターン

第9図 LIGHTHILL 的類推。S: 鞍点, N: 節点 [PEAKE & TOBAK]

合である点と対立する。

この LIGHTHILL や LEGENDRE¹⁶⁾の考えを受けついで節点数=鞍点数+2などの流体内部特異点の位相学的公式を用い多数の実験例を解明したのが TOBAK と PEAKE¹⁷⁾である。すなわち彼らは典型的な剥離は第9図に示されるように剥離線が鞍点(S点)から出発して Global separation と呼ぶことができるとし、ある条件範囲で現われる始点が非鞍点の剥離線は部分(local)剥離と呼ぶべきで、Open separation もこの範ちゅうに入るとした。彼らの論の展開で、剥離の迎角依存性に対し Bifurcation Theory が導入され、

NAVIER-STOKES 方程式の解の多価性が考慮され、また迎角の変化とともに現われる不安定解が他の安定解にとって変わられる可能性などを示した点¹⁷⁾は方法的に評価される。さらに鞍点、節点 (S点, N点) の関連を利用して物体表面以外にも、表面から離れた部分で渦を含む流れの構造をも解釈している¹⁸⁾。

さてこの10年来 EICHELBRENNER¹⁹⁾ や STEWARTSON が LIGHTHILL 的な限界流線説をとる立場に微妙に傾斜していったのは興味深い。これらの大家 (prominent names) がそれぞれの立場にも捉われて、徹底して漸新な考え方をとれなかったのに対して、当初は実験事実の解釈を出発点としたと思われるが、WANG は剥離線の始点も正則点で特異性のない Open separation の概念を提案した。前述したが、これが提案された時点²⁾では三次元境界層全域の数値解は文献化されていなかったが、提案後約2年、迎角 30° についての数値解²⁰⁾でその正しさを WANG は再確認できたとしている。その解では剥離線 [彼の文献では明確な定義はないが数値計算の発散点] のわずかな風上の周方向逆流域外縁近くで母線方向速度 u は非常に小さくなるが、周方向速度 w は壁付近で比較的大きい。 w/u に比例する流線方向が第10図に示すように急変、急旋回し、流線が剥離線に接する結果は、包絡線説支持である。しかし、剥離線より背後の流線 (この部分の解は、二次剥離線にさまたげられると予測して WANG は得られなかった?) が剥離線に合流することおよび、剥離線上に特異点なしという彼の推論は包絡線説に否定的である。ただし、STEWARTSON の弟子の BROWN の解析²¹⁾が包絡線説と二次元流のゴールドシュタイン型の特異点剥離の結合を成し遂げ、

それを評価する WANG は包絡線説を完全に否定しているわけでもない。

結局、この剥離線の本質論の結着を待つまでもなく、Open separation の確証は、広範に得られつつあるのが現状のようである。

三次元翼の数値計算は早くから²²⁾行っていた CEBECI が STEWARTSON らの協力で、楕円体の境界層解²³⁾を得たのは近年であるが、彼らは剥離域前縁の形は鯊 (やじり) 状であるとの数値結果を発表している。また、剥離線の性質については、BROWN²¹⁾の示したような特異性が見いだせないことから包絡線説に否定的である。

3.2 三次元境界層方程式の数値解法 この節では、軸対称あるいは細長物体を中心に境界層数値解法を概説するが、翼の三次元計算例²⁴⁾、非定常二次元²⁵⁾については、わが国でも成果があがっており、船舶関係でのプロフィル法の実績は空気力学より豊富で、その解説は田中²⁶⁾によってなされている。また、空気力学の全分野にわたり詳細な概説が広瀬²⁷⁾によってなされている。

電子計算機の発達の十分でなかった1960年代では、まだ積分解法の古典的なものが三次元流に対しても使われていた¹⁹⁾。すなわち境界層積分法 [プロフィル法] は各方向速度成分の境界層を横切って分布を設定して、各位置での境界層厚さを未知数として境界層を横切る巨視的な運動量保存式から境界層厚さを知る方法である。三次元流では周方向速度プロフィルの設定について近年も改良が主に²⁸⁾、²⁹⁾、独で続いてきた。詳しくは石田³⁰⁾を参照されたい。物体表面に直交し、境界層を横切る方向への微係数がないだけ計算機に対する要請は低かったわけである。

2.1 節に述べたように楕円体対称面での解²⁾は1970年に現われたが、これは $\theta=0, \pi$ の1平面について解を得れば済む問題であり、計算機のメモリー、計算時間とも三次元物体全周の解を得る場合の数十分の一程度の問題であった。1973年以降³¹⁾、³²⁾そのような大規模な全周の解が現われたしたが、出版の微妙な時間の差で BLOTTNER & ELLIS の解³¹⁾が早かった。彼らは低迎角の 10° 以下については楕円体や放物体上の解を数多くのケースについてクラーク・ニコルソン法で得た。しかし、境界層方程式の限界やスキームの問題を考慮してか WANG のように剥離線について自信ある言及はなされていない。Dwyer は1968年³³⁾に円柱-平板上の流れの剥離線を求め、また超音速流中の円錐についていくつか境界層干渉を取り入れた解³⁴⁾を得ている。風下対称線付近の問題について LIN & RUBIN³⁵⁾の寄与も無視できない。

第10図 Open separation の計算例 [WANG]

3.3 放物体上の三次元境界層 さて、事情あって筆者は Box 法の三次元版を作りあげることによりかかってきたが、その過程で得られた成果を中心にここでは軸対称放物体に沿う流れについて、

(1) Nose coordinate [第3変換] の放物体への適用

(2) ZIG-ZAG Box scheme の望ましい適用例

(3) Characteristic Box scheme の能力評価

の3点について述べる。

さて、CEBECI はその数値結果が時折、メッシュ幅が粗かったり、依存領域の適用に問題があったりで剝離パターンの問題以外でも WANG の指弾を受けてきた。これに関連して、テーマ(2)が試みられ、また定式化を主に CEBECI と協力した STEWARTSON も同様の理由で危惧した、Nose coordinate の適用の詳細を知るためにも、(1)がとりあげられた。

3.4 Nose coordinate の改良形 [第3変換] 第2章で示した X, Z 座標系 [第2変換] の UW 方程式系の差分計算では W の符号変化領域で独特の工夫が要ることが知られていた (たとえば BRADSHAW *et al.*³⁶⁾). 速度の正負逆転する部分では差分の形を変更する必要が出てくるのはどの流体問題にも共通であるが、この問題では座標 X, Z が流体方向に沿わないことが多くそれに伴う数値計算上の難点が現われた。この点を改良するために STEWARTSON はよどみ点 $X = X_0$ を原点とする一種の極座標 R, ϕ 座標系を X, Z の変換系として提案した。ここで R を放物体の先端曲率半径 R^* と区別されたい。またここでは、 $h_1 = (1 + R^*/x)^{1/2}$ 、 $h_2 = 2(x/R^*)^{1/2}$ の物体を選んだ。

$$X = X_0 + 3X_0R(R + \cos \phi)\Delta, \quad Z = 3X_0R\Delta \sin \phi \\ \Delta = 1/(1 + 2R \cos \phi + R^2) \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} U &= RQ \cdot D \cdot \Delta - RT(1 - R^2) \sin^2 \phi \Delta \\ W &= R\Delta \sin \phi [(1 - R^2)Q + DT] \\ D &= \cos \phi (1 + R^2) + 2R \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

この変換により U, W 方程式系の連続の式と運動量の式は以下のように書き換えられる。

$$\frac{N}{3x_0\Delta} \left[R \frac{\partial Q}{\partial R} + \sin \phi \frac{\partial T}{\partial \phi} + \Delta DT + 2\Delta Q(1 + R \cos \phi) \right] \\ + \frac{\partial V}{\partial Y} - L(UX + WZ) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{N}{3x_0\Delta} \left[RQ \frac{\partial Q}{\partial R} + \sin \phi T \frac{\partial Q}{\partial \phi} + Q^2 \right. \\ \left. + 2R\Delta \sin^2 \phi QT - (1 - R^2)\Delta \sin^2 \phi T^2 \right] \\ + L \sin \phi T(WX - UZ) + V \frac{\partial Q}{\partial Y} = \nu \frac{\partial^2 Q}{\partial Y^2} + \beta_R \quad (19)$$

$$\frac{N}{3x_0\Delta} \left[\tilde{R}Q \frac{\partial T}{\partial \tilde{R}} + \sin \phi T \frac{\partial T}{\partial \phi} + \cos \phi T^2 \right. \\ \left. + 2\Delta \{(1 + \tilde{R} \cos \phi)QT - \tilde{R}Q^2\} \right] \\ - LQ(\tilde{W}X - U\tilde{Z}) + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \nu \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \beta_\phi \quad (20)$$

ここで

$$N = S(R^*/x)^{1/2} \\ L = 1/[2(x/R^*)^{1/2} - (R^*/x)^{1/2}/(2(x/R^* + 1)^{1/2})]/S \\ W = \tilde{W} \sin \phi \quad (21)$$

よどみ点では、 Q, T は U, W 方程式系の解で以下のように表わされその後の計算の初期分布となる。楕円体への適用例中では誤植があることを私が指摘し STEWARTSON も同意している。

$$Q_0(\phi, Y) = 3X_0 \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \sin^2 \phi + \frac{\partial U}{\partial X} \cos^2 \phi \right) \quad (22)$$

$$T_0(\phi, Y) = 3X_0 \left(\frac{\partial W}{\partial Z} - \frac{\partial U}{\partial X} \right) \cos \phi$$

この R, ϕ 系による解は、 $R = \text{const}$ と $\phi = \text{const}$ 線が直交曲線座標の緯線、 $x = \text{const}$ と母線； $\theta = \text{const}$ に接する $R = 0.5$ までの範囲で用いられる。すなわち $R = 0.5$ で次の諸式

$$X = 2S_0, \quad \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) = \frac{1}{3} \tan \left(\frac{\phi}{2} \right), \quad x = 4 \tan^2 \alpha \quad (23) \\ Q = u/R \quad T = w/R \quad (24)$$

が成立する。ここで x は原点を尖点にもつ。

CEBECI らの楕円体への適用例では R 格子幅、 ΔR が 0.04 などと比較的大きかったがここでは放物体に對しもう少し $\Delta R, \Delta \phi$ と小さく $0.01 \leq \Delta R \leq 0.04$ 、 $\Delta \phi = \pi/50$ として第11図に示した格子系で解を得た。 $R = \text{const}$ 線に沿ってよどみ点より下記の $\phi = 0$ から $\phi = \pi$ へ marching するわけである。第11図には迎角 20° について、よどみ点から物体先端へ向かいそして回り込む $\phi = \text{const}$ 線があり、この座標系では、先端で難点なく計算が進行するわけである。

3.5 物体主部の解 前節のようにして式(24)で示

第11図 Nose coordinate のメッシュ配置

第12図 剝離直前の母線方向速度プロファイル $x/R \approx 8.4937$

される“初期データ面”での速度成分 u, w の分布が与えられ、これを以下に示す物体主部での方程式系での出発分布とする。

ここで境界層座標 η, s および二成分ベクトルポテンシャル ϕ, ψ を便宜上 $\nu=1$ として導入する。

$$\eta = \int \left(\frac{u_e}{S_1} \right)^{1/2} dy, \quad S_1 = \int \left(1 + \frac{R^*}{x} \right)^{1/2} dx \quad (25)$$

$$\psi = (U_e S_1)^{1/2} h_2 f, \quad \phi = (u_e S_1)^{1/2} h_1 \frac{W_e}{u_e} g$$

ただし、ベクトルポテンシャルは連続の式を満たすよう

$$h_2 u = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad h_1 w = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad h_1 h_2 v = -(\psi_x + \phi_y) \quad (26)$$

と選ぶ。これらにより式(2), (3)は以下のように書き換えることができる。 m_1, m_2 は x, θ のみに依る係数である。

$$\begin{aligned} & f''' + m_1 f f'' - m_2 (f')^2 - m_3 f' g' \\ & + m_4 f'' g - m_5 (g')^2 + \beta_f \\ & = m_{10} \left(f' \frac{\partial f'}{\partial x} - f'' \frac{\partial f}{\partial x} \right) + m_7 \left(g' \frac{\partial f'}{\partial \theta} - f'' \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} & g''' + m_1 f g'' - m_3 (g')^2 - K_2 S_1 f' g' \\ & + m_6 g'' g + \beta_g \\ & = m_{10} \left(f' \frac{\partial g'}{\partial x} - g'' \frac{\partial f}{\partial x} \right) + m_7 \left(g' \frac{\partial g'}{\partial \theta} - g'' \frac{\partial g}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (28)$$

ここでプライム「'」は η 微分を表わし、 u_e, w_e を主流速度成分として

$$f' = \frac{u}{u_e}, \quad g' = \frac{w}{w_e}$$

となる。楕円体の場合 $\alpha \geq 12^\circ$ で背後中腹部からの剝離が現われるとされているが、われわれの $\alpha = 10^\circ$ の結果では放物体であるためまったく剝離は現われなかった。

ここではまず $\alpha = 20^\circ$ での剝離寸前の母線方向速度

第13図 ZIG-ZAG Box 法の格子配置
○ Unknown, ● Known

u の分布を第12図に示す。風下側の $140^\circ < \theta < 150^\circ$ の壁近くの u は θ について急激に減少していることがわかる。すなわち壁近くでのプロファイルの“やせる”(あるいはつま先立つ)傾向が強まっていくわけである。周方向逆流域の風上側縁辺部で Box 法は第13図の ZIG-ZAG Box 法にスイッチされ背後まで計算が行われる。CEBECI ら²³⁾が境界層外縁近くの $w > 0$ になる部分で ZIG-ZAG Box 法を用いなかった点は依存領域の点で問題があるのでその点の改良がここで行われている。

母線方向速度 u の“やせ”に続くのは u 成分の壁付近での infinitesimal な微小化とそれに続く計算の発散である。 $\theta = 145^\circ$, $x/R^* = 8.69$ 付近の格子点で初めて起こる発散は $\partial u / \partial \eta \leq 0.1$ あるいは物体表面に隣接する $\eta = 0.1$ の格子点で $U \equiv U_2 \equiv 0.01$ になると NEWTON 法によるくり返し過程に $U < 0$ が現われて引き起こされる。これは WANG の計算²⁰⁾で w/u 値が大となる流線の急旋回直後に剝離点が現われたことや、CEBECI ら²³⁾が計算の break-down と表現したことと同一の現象であり、剝離点のごく近傍で起こる発散と考えることが妥当であろう。

3.6 剝離線の風上側の数値解 上述の u の微小化

CROSS STREAM VELOCITY VECTORS; $\alpha=20^\circ$

第14図 放物体上の横断流ベクトル

に起因する解の発散域は下流に向かって風上側 (θ が小の側) に広がるが、各 x ステップにおいて剥離点に最も近い格子点として表面隣接格子点 [$\eta=4\eta$] で $u=0.01$ となるような点が、風上対称線からの marching が到達できる最も背後寄りの点から外挿的に決められた。剥離域はその前縁近くでは早く拡大するが、後に示されるように下流に行くにつれて拡がり方がなだらかになる。

3.7 剥離前縁より風下の解 剥離域の前縁端を [x_s, θ_s] とすると下流寄り風下側の $x > x_s$ の解は、圧力場や排除厚の干渉を考えない限り (現実性の議論はさておいて) 解は得られた。この領域では表面近くは全域 $w < 0$ であり w プロフィールも第13図で SKEWING と形容したように場所的に大きく変化することが予測されるため、一つの試みとして STEWARTSON の提案になる特性 Box 法を用いた。これは ZIG-ZAG Box 法が各格子点上の量を同等の重みで取り扱うのは流線が母線 $\theta = \text{一定線}$ に平行に近いとき、第13図に示したような既設格子点にある $\Delta\theta$ ずれた量を過大にとり入れすぎるという観点から提案された方法である。なお、CEBECI の別の協力者 (旧師) の KELLER が非定常二次元境界層について同様の方法を同時期、独立に提案している³⁷⁾のは興味深い。

さて、この特性 Box 法 (あるいは流線 Box 法) は以下のような書換えを運動量式に課し、流線方向に沿った微係数を用いる。すなわち対流項は以下のように書き換える。

$$\frac{u}{h_1} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{w}{h_2} \frac{\partial}{\partial \theta} = \left[\left(\frac{u}{h_1} \right)^2 + \left(\frac{w}{h_2} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{\partial}{\partial \chi} \quad (29)$$

ここで χ は $\eta = \text{const}$ 面への流線長さの射影である。

さて、適切な方法で流線方向について予測と修正を行い χ 方向について標準の Box 法を用いればよい

第15図 Skin-Friction-Line と剥離線

わけである。

この方法の骨子の流線と格子メッシュ線の交点を求める際、いずれにせよくり返しが必要であり、かなりの演算時間を必要とする。この演算時間のおかげで、同じ領域で ZIG-ZAG Box 法を用いた計算と比較すると、4 倍程度の CPU 時間が必要である。第14図に剥離域前縁直後の横断流ベクトル線図を示す。 $\theta = 145^\circ$ ライン上の1メッシュ分だけ計算不能であるが、図から剥離点のすぐ風下側で強い吸い込み域 (加速域)、すぐ風上側では強い吹き出し域、すなわち (減速域) があることがわかる。これらの風上→吹き出し、風下→吸い込みの結果は、CEBECI らの楕円体での計算でも予測されていた。そしてこのことは、この付近に母線方向に沿って回転軸をもつ渦があることを示している。彼らの結果と対照的なのは、風下側の下流への

marching がかなり下流まで続けられ、CEBECI のいう剝離域前縁を通る外部流線が計算域に達した場所付近で発散するという結果は、この放物体では起こらなかった。第15図に表面摩擦線力の図を示す。下流背後で流線傾斜が大きくなり、剝離線背後領域への流入が示される。

4. おわりに

以上述べたように剝離線とは何であるかの高等な議論はしばらくは結着はつかないながら、三次元細長物体の三次剝離パターンとしては、Open separation のカテゴリーは確立されたといえよう。数値解析的側面から見ると、NAVIER-STOKES 方程式の解によって三次元剝離を特別に扱ったものは数少なくすべて超音速条件下³⁰⁾で nose 以外の流れは放物形方程式で扱いやすくなったものである。亜音速問題では、当然楕円形方程式を広い領域で解くことになり、早急に解が得られるとは思われない。さしあたっては、境界層方程式と適切な非粘性解の組合せで interaction を扱う方法が近道であろう。

参考文献

- 1) MOREL, T.: Aerodynamic Drag on Bluff Body Shapes Characteristics of Hatch-back Cars, Research Publications GMR-2581, General Motors Labs., Michigan (1977).
- 2) WANG, K.C.: Separation Patterns on Boundary Layer Over an Inclined Body of Revolution, AIAA J., Vol. 10, No. 8 (1972), pp. 1044-1050.
- 3) 中口 博: Critical Geometry, NAGARE 10-4 (1979) pp. 54-57.
- 4) 谷 一郎: 境界層の剝離の説明一講義参考に: NAGARE 9-4 (1977), pp. 26-30.
- 5) BROWN, S.W. and STEWARTSON, K.: Laminar Separation, Annual Rev. Fluid Mechanics, Vol. 1 (1969), pp. 45-72.
- 6) WANG, K.C.: Three-Dimensional Boundary Layer Near the Plane of Symmetry of a Spheroid at Incidence, J. Fluid Mech., Vol. 43, Part 1 (1970), pp. 187-209.
- 7) CEBECI, T., KHATTAB, A.K. and STEWARTSON, K.: On Nose Separation, J. Fluid Mech., Vol. 97 (1980), pp. 435-454.
- 8) NISHIKAWA, N. and YASUI, Y.: Separation of Three Dimensional Boundary Layer on Elliptic Paraboids, Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 32 (1984), pp. 79-90.
- 9) 高瀬英知, 西川進栄: 熱輸送を伴う非定常2次元粘性流の解析, 日本機械学会講演文集, 790-6 (1979).
- 10) SCHLICHTING, H. and ULRICH, A.: Zur Berechnung des Umschlages, Laminar-turbulent, Lilienthal-Berecht, S. 10 (1940), pp. 75-135; SCHLICHTING, H.: Boundary Layer Theory, 7th ed. McGraw-Hill Book Co., New York (1979), pp. 217-218.
- 11) MASKELL, E.C.: Flow Separation in Three Dimensions, Royal Aircraft Establishment, RAE Rep. Aero 2565 (1955).
- 12) LIGHTHILL, M.J.: Laminar Boundary Layers (ROSENHEAD, ed.), Oxford University Press, Oxford (1963), p. 79.
- 13) MOORE, F.K.: Three Dimensional Boundary Layer Theory, Advances in Applied Mechanics IV, Academic Press, New York (1956).
- 14) STEWARTSON, K.: The Theory of Boundary Layers in Compressible Flows, Oxford University Press, Oxford (1964).
- 15) EICHELBRENNER, E.A. and OUDART, A.: Methode de Calcul de la Couche Limit Tridimensionnelle. Application a un Corps Fusele Incline sur le Vent, ONERA Publication 76 (1955).
- 16) LEGENDRE, R.: Lignes de courant d'un ecoulement permanent decollement et separation Rech, Aerosp L 977-6 (1977), pp. 327-55.
- 17) TOBAK, M. and PEAKE, D.J.: Topology of Three Dimensional Separated Flow, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 14 (1982), pp. 61-85.
- 18) PEAKE, D.J. and TOBAK, M.: Three Dimensional Interactions and Vortical Flow with Emphasis on High Speeds, NASA TM 81196 (1981).
- 19) EICHELBRENNER, E.A.: Three-Dimensional Boundary Layers in Ann. Rev. of Fluid Mech., Vol. 5 (1973), pp. 339-360.
- 20) WANG, K.C.: Boundary Layer Over a Blunt Body at High Incidence with an Open Type Separation, Proc. Royal Soc. London A 340 (1974), pp. 33-55.
- 21) BROWN, S.N.: Singularities Associated with Separating Boundary Layers, Phil. Trans. Roy. Soc. London A 257 (1965), pp. 409-444.
- 22) CEBECI, T.: Calculation on Three-Dimensional Boundary Layers (I) Swept Infinite Cylinders and Small Cross Flow, AIAA J. Vol. 12, No. 6 (1974), p. 779.
- 23) CEBECI, T., KHATTAB, A.K. and STEWARTSON, K.: Three-Dimensional Boundary Layer and the OK of Accessibility, J. Fluid Mech., Vol. 107 (1981), pp. 57-87.
- 24) MATSUNO, K.: A Vector Oriented Finite Difference Scheme for Calculating 3-D Compressible Laminar & Turbulent Boundary Layer on Practical Wing Configurations, AIAA-Paper 81-1020 (1981).
- 25) 松下通紀, 嶋田 保, 赤松英明: はく離を伴う非定常層流境界層の1パラメータ積分法による数値解法, 日本機械学会論文集 (B) 48 (1982), pp. 195-202.
- 26) 田中一朗: 主として船舶関係における三次元境界層の計算例, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 28, No. 2 (1980), pp. 41-49.
- 27) 広瀬直喜: 積分法による乱流境界層計算法の展望, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 28, No. 2 (1980), pp. 21-36.
- 28) COUSTEIX, J.: Theoretical Analysis and Prediction Method for 3-D Turbulent Boundary Layer, ESATT-238 (1976).
- 29) LE BALLEUR, J.C.: Numerical Study of Viscous-Inviscid Interaction in Steady and Unsteady Flows, Proc. 2nd Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, Long Beach (1983).
- 30) 石田洋治: 積分法による乱流境界層計算法の展望, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 28, No. 2 (1980), pp. 56-67.
- 31) BLOTTNER, F.G. and ELLIS, M.: Three Dimensional, Incompressible Boundary Layer on Blunt Bodies, Sandia Laboratory Report SLA-73-0366 (1973).

- 32) GEISSLER, L. W.: Three-Dimensional Boundary Layer Over a Body of Revolution at Incidence and with Separation, AIAA J., Vol. 12, No. 12 (1974), pp. 1743-1745.
- 33) DWYER, H. A.: Solution of a Three Dimensional Boundary Layer with Separation, AIAA J., Vol. 6, No. 7 (1968), p. 1136.
- 34) SANDERS, B. R. and DWYER, H. A.: Magnus Forces on Spinning Supersonic Cones (Part II) Inviscid Flow, AIAA J., Vol. 14, No. 5 (1976), pp. 576-582.
- 35) LIN, T. C. and RUBIN, S. G.: Viscous Flow over Spinning Cones at Angles of Attack, AIAA J., Vol. 12, No. 7 (1974), pp. 975-985.
- 36) BRADSHAW, P., CEBECI, T. and WHITELAW, J. H.: Engineering Calculation Method for Turbulent Flows, Pergamon, London (1981).
- 37) KELLER, H. B.: Numerical Methods in Boundary Layer Theory, Annual Rev. Fluid Mech., Vol. 10 (1978), pp. 417-433.
- 38) RIZK, Y. M., CHAUSSEE, D. S. and McRAE, D. S.: Computation of Hypersonic Visco Flow around 3-D Bodies at High Angles of Attack, Paper AIAA 81-1261 (1981).

—特 集—

高速飛翔体周りの三次元剥離を伴う流れ計算の最近の動向*

野 村 茂 昭**

Key words: Fluid dynamics; compressible flow; viscous flows

1. ま え が き

高速飛翔体周りの流れの数値解析については、約 10 年前までに非粘性流に関する数多くの計算が集中した。これは、スペース・シャトルの空力設計という、数値流体力学の研究者にとって非常に興味のある問題の出現と、電子計算機の発達を期を一にした結果でもある。粘性流については、非粘性流に比べて計算規模と計算時間が大きくなるため、円錐等の比較的簡単な形状についての計算がその後始められた^{1)~4)} (初期の NAVIER-STOKES 方程式 (以下 NS 式) の数値解析については、文献 1) に詳しい)。計算機の大型高速化と、数値解法の進歩^{5)~7)}に伴い、NS 式を用いた種々

の物体周りの高速流の計算がこの数年の間に多数行われている。しかし、依然として三次元 NS 式を近似なしで解くには計算時間がかかりすぎるため、計算例の大半は thin layer 近似 NS 式の時間依存解法^{8)~13)}か、放物化 NS 式の前進解法^{14)~25)}によっている。

高速飛翔体周りの流れ場では、その大半は機体軸方向に超音速流となっており、亜音速流が生ずるのは、鈍い頭部または翼前縁の弓状衝撃波後方、圧縮曲り近傍の軸方向剥離領域、強い衝撃波がインピンジする部分、および伴流の一部等の限られた部分である。したがって、その数値解法としては、軸方向に放物化した NS 式を初期値問題として上流から下流に向けて解く前進解法が主となる。部分的に生ずる亜音速領域は、thin layer 近似 NS 式の時間依存解法によって解き、必要に応じて前進解とつなぎ合わせることになる。これらの計算には、効率のよい陰的スキームである非反復 ADI 法が多く適用されており、従来の陽的スキームや反復 ADI 法に比べて計算時間が短縮される。機体周りの流れの軸方向速度成分が超音速となる領域においても、粘性流では壁面近傍には必ず薄い亜音速領域が存在するため、支配方程式は楕円型となり、放物化 NS 式を初期値問題として解き進めることはできない。これは物理的には避けえない問題であるが、亜音速層の厚さが薄いため種々の近似的解法が用いられている。

本稿では、数値解法の詳細は参考文献に譲り、その概要を簡単に述べ、剥離を含む種々の流れ場がどのような数値解法によって解かれているかに主眼を置き

著 者 紹 介

野村 茂昭 (正会員)

昭和 11 年生。東京都出身。昭和 34 年東京理科大学理学部物理学科卒業。昭和 36 年航空宇宙技術研究所入所、現在に至る。昭和 46 年ニューヨーク大学理工学修士修了。高速空気力学、空力加熱及び熱防衛などの研究に従事。工学博士。本学会空力、宇宙航行部門委員、現在論文編集委員。AIAA 会員。

* 昭和 58 年 4 月 6 日、日本航空宇宙学会第 14 期年会講演会において講演。昭和 58 年 9 月 29 日原稿受理 Recent Tendency of Flow Field Calculations with Three-Dimensional Separation around High Velocity Vehicle

** 航空宇宙技術研究所 Shigeaki NOMURA