

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-722

ニュートン流理論を用いた三次元物体の
動安定微係数の計算

柳 沢 三 憲 ・ 菊 地 一 雄

1982年8月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

ニュートン流理論を用いた三次元物体の 動安定微係数の計算*

柳 沢 三 憲** 菊 地 一 雄**

Calculation of Damping Derivatives for Arbitrary 3-Dimensional Bodies Using Newtonian Impact Theory

Mitsunori YANAGIZAWA

and

Kazuo KIKUCHI

ABSTRACT

In order to calculate the aerodynamic characteristics of arbitrary 3-D bodies at very high Mach numbers, the Newtonian impact theory can be used by automatically determining the boundaries between exposed and shielded portions of the bodies. In the impact theory, the boundaries at a finite angle of attack are expressed as the relation of geometrical functions of body and a main flow direction. The functions of the boundary are more complicated on an ordinary winged body. For the sake of simplicity in the present analysis, it is assumed by Newtonian theory that the pressure coefficients in the shielded portions are zero. The boundaries are easily determined by applying the proposed criteria to each panel of body surface. The pressure coefficients of the shielded portions of the body surface are excluded for the summation of the aerodynamic force. The predicted aerodynamic characteristics of a cone, a cone-cylinder, the Gemini type vehicle and the space shuttle are compared with those measured results.

1. ま え が き

極超音速流中を鈍頭物体が飛翔している場合、弓状衝撃波が発生し、それに続く亜音速領域等の混在で通常のポテンシャル流で解くには非常に困難になる。マッハ数が5以上の場合、ニュートン流理論を用いると非常に簡便であり、しかも有効な方法であ

の複雑な形状に作用する非定常空気力の計算に応用できる。ニュートンの衝突理論 (Newtonian Impact theory) では流れに曝されない部分は表面積分するとき除く必要がある。本方法では、物体表面をパネル化することにより、この境界線を自動的に求められ、複雑な物体の表面積分を非常に容易にすることができた。

- C_L : 揚力係数
- C_m : モーメント係数
- C_N : 法線力係数
- C_P : 圧力係数
- $C_{P\alpha}$: 圧力係数の α 微分
- C_{Pq} : 圧力係数の q 微分
- i, j, k : x, y, z 方向の単位ベクトル
- k : 無次元振動数 $k = \frac{qT_R}{2V_\infty}$
- M : モーメント
- N : 法線力
- n : パネルの法線ベクトル
- P : 位置ベクトル
- P_0, P_1, P_2, P_3 : 位置ベクトルの係数, (16)式を参照
- $P_{+}, P_{-}, P_{+}, P_{-}$: パネルの四角の位置ベクトル
- q : 角速度
- q_∞ : 動圧
- q_T : トリム角における角速度
- q : 角速度による回転ベクトル
- R : 位置ベクトル
- R_R : 基準点における位置ベクトル
- r_0 : パネルの中心の位置ベクトル
- SA : 物体表面
- S_R : 基準面積
- T_R : 基準長さ
- t : 長さを示すパラメータ, (28)式を参照
- t_R : 回転軸を表わす単位ベクトル

- V_N : 法線速度
- V_∞ : 主流速度
- V_∞ : 主流速度ベクトル
- x, y, z : 直角座標系の位置
- α : 迎角
- α_T : トリム角
- ξ, η : パネル内の局所座標系
- θ_c : 軸対称物体面の傾斜角
- φ : 軸対称物体の円周角

3. ニュートン流理論

一般に、法線力係数、軸力係数およびモーメント係数は次のように定義する。

$$C_N = \frac{N}{q_\infty S_R}, \quad C_A = \frac{A}{q_\infty S_R}, \quad C_m = \frac{M}{q_\infty S_R T_R}$$

今、圧力分布 C_P と法線ベクトル n を用いて表わすとそれぞれ次式のようにになる。

$$C_N = \frac{1}{S_R} \iint_{SA} C_P k \cdot n ds \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$C_A = \frac{1}{S_R} \iint_{SA} C_P i \cdot n ds \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$C_m = \frac{-1}{S_R T_R} t_R \cdot \iint_{SA} C_P (R - R_R) \times n ds \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 R はパネルの中心の位置ベクトル、 i, j, k は x, y, z 方向の単位ベクトル、 t_R は基準軸の単位ベクトル、 q_∞ は動圧、 SA は主流に面する物体

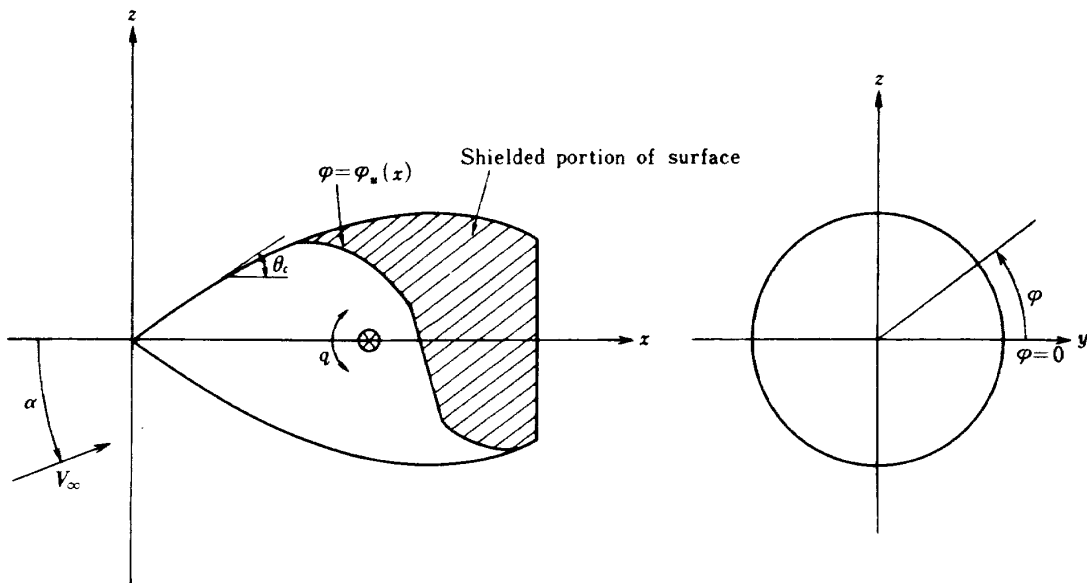


図1 ニュートン流理論における影の部分

表面、 \mathbf{R}_R は基準軸の位置ベクトル、 S_R は基準面積、 T_R は基準長さである。

ニュートン流理論⁵⁾により各点の圧力係数は次式で表わせる。

$$C_P = 2 \left(\frac{V_N}{V_\infty} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

今、回転中心0の周りで角速度 \mathbf{q} で回転している物体のP点における法線速度 V_N は

$$V_N = -\mathbf{V}_\infty \cdot \mathbf{n} + \mathbf{q} \times (\mathbf{R} - \mathbf{R}_R) \cdot \mathbf{n} \quad \dots\dots (5)$$

また、主流の速度ベクトル \mathbf{V}_∞ は

$$\mathbf{V}_\infty = V_\infty (\mathbf{i} \cos \alpha + \mathbf{k} \sin \alpha) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 \mathbf{q} は回転ベクトルでy軸に平行な軸でピッチング振動していれば、 $\mathbf{q} = \mathbf{j}q$ である。したがって、(5)式は

$$V_N = -\mathbf{V}_\infty \cdot \mathbf{n} + \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \left(\frac{qT_R}{2V_\infty} \right) 2V_\infty \cdot \mathbf{n} \quad \dots\dots\dots (7)$$

今、 C_N 、 C_m の α および q による微分を次のように表わす。

$$\Delta C_N = \left(\frac{\partial C_N}{\partial \Delta \alpha} \right)_{\Delta \alpha=0} \cdot \Delta \alpha + \left\{ \frac{\partial C_N}{\partial \left(\frac{\Delta q T_R}{2V_\infty} \right)} \right\}_{\Delta q=0} \cdot \left(\frac{\Delta q T_R}{2V_\infty} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\Delta C_m = \left(\frac{\partial C_m}{\partial \Delta \alpha} \right)_{\Delta \alpha=0} \cdot \Delta \alpha + \left\{ \frac{\partial C_m}{\partial \left(\frac{\Delta q T_R}{2V_\infty} \right)} \right\}_{\Delta q=0} \cdot \left(\frac{\Delta q T_R}{2V_\infty} \right) \quad \dots\dots\dots (9)$$

但し、 $\alpha = \alpha_T + \Delta \alpha$ 、 $q = q_T + \Delta q$ である。

一方、(7)式を(4)式に代入し、 C_P に関する α 、 q の微分を考えると

$$C_{P\alpha} \equiv \frac{\partial C_P}{\partial \Delta \alpha} = 4 \left(\frac{V_N}{V_\infty} \right) (\mathbf{i} \sin \alpha_T - \mathbf{k} \cos \alpha_T) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$C_{Pq} \equiv \frac{\partial C_P}{\partial \left(\frac{\Delta q T_R}{2V_\infty} \right)} = 8 \left(\frac{V_N}{V_\infty} \right) \left(\mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n} \right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

したがって、

$$C_{P\alpha} = 4 (-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j}$$

$$\times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \cdot (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$C_{Pq} = 8 (-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \left(\mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n} \right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$C_P = 2 (-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n})^2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

(1), (2), (3)式に C_P 、 $C_{P\alpha}$ 、 C_{Pq} を代入すると C_N 、 C_A 、 C_m 、 $C_{N\alpha}$ 、 $C_{A\alpha}$ 、 $C_{m\alpha}$ 、 C_{Nq} 、 C_{Aq} 、 C_{mq} がそれぞれ計算できる。

4. 三次元物体のパネル化

三次元物体の表面を四辺形の面素に分割する。この面素上の任意の点の位置ベクトル \mathbf{P} は要素内で定義される局所座標系(ξ , η)を用いて、

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \xi \mathbf{P}_1 + \eta \mathbf{P}_2 + \xi \eta \mathbf{P}_3 \quad \dots\dots\dots (15)$$

と表わせ、 \mathbf{P}_i ($i=0 \sim 3$)は四辺形の4頂点の位置ベクトル(\mathbf{P}_{++} , ..., \mathbf{P}_{--})と次の関係がある。

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{P}_0 \\ \mathbf{P}_1 \\ \mathbf{P}_2 \\ \mathbf{P}_3 \end{Bmatrix} = \frac{1}{4} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{P}_{++} \\ \mathbf{P}_{+-} \\ \mathbf{P}_{-+} \\ \mathbf{P}_{--} \end{Bmatrix} \quad (16)$$

\mathbf{P} の ξ 、 η 方向の微分をとると

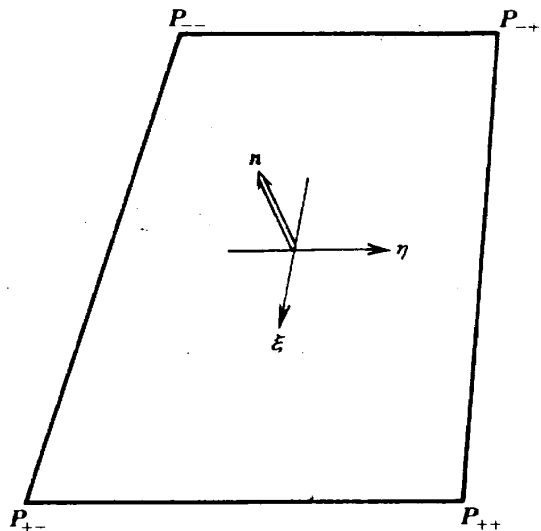


図2 パネルの四角の位置ベクトルと法線ベクトル \mathbf{n}

$$\mathbf{a}_1(\xi, \eta) = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \xi} = \mathbf{P}_1 + \eta \mathbf{P}_3 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\mathbf{a}_2(\xi, \eta) = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \eta} = \mathbf{P}_2 + \xi \mathbf{P}_3 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ は ξ, η の方向のベクトルを表わす。したがって、面素の法線単位ベクトル \mathbf{n} は

$$\mathbf{n}(\xi, \eta) = \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{|\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2|} \quad \dots\dots\dots (19)$$

面素の中心の法線ベクトルで代表させるので $\mathbf{n}(0, 0)$ を用いた。面素の面積はヘロンの公式により求めた。

5. 各種空力係数の計算

各種の空力係数を求める場合、(1), (2), (3)式に(12), (13), (14)式を代入して積分を行うが、ニュートン流理論では物体面が主流に面している部分のみ積分を行う。言換えれば、影の部分 (Shielded portion of surface) は積分から除かなければならない。このことについては次の章で詳しく述べる。

各係数の積分は次式のように示される。

$$\begin{aligned} C_{N\alpha} &= \frac{1}{S_R} \iint_{SA} C_{P\alpha} \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} ds \\ &= \frac{1}{S_R} \iint_{SA} 4(-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T \\ &\quad + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \cdot (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T \\ &\quad - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} ds \quad \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{Nq} &= \frac{1}{S_R} \iint_{SA} C_{Pq} \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} ds \\ &= \frac{1}{S_R} \iint_{SA} 8(-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T \\ &\quad + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \\ &\quad \cdot \mathbf{n}) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} ds \quad \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{ma} &= \frac{-1}{S_R T_R} \mathbf{t}_R \cdot \iint_{SA} C_{P\alpha} (\mathbf{R} - \mathbf{R}_R) \times \mathbf{n} ds \\ &= \frac{-1}{S_R T_R} \mathbf{t}_R \cdot \iint_{SA} 4(-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T \\ &\quad - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \end{aligned}$$

$$\cdot (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T) \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_R) \times \mathbf{n} ds \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\begin{aligned} C_{mq} &= \frac{-1}{S_R T_R} \mathbf{t}_R \cdot \iint_{SA} 8(-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} \cos \alpha_T \\ &\quad - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \\ &\quad \cdot (\mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}) \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_R) \times \mathbf{n} ds \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

今、ピッチング振動を考えると $\mathbf{t}_R = \mathbf{j}$ となる。 C_{ma} について一例を示すと(22)式は

$$\begin{aligned} C_{ma} &= \frac{-4}{S_R T_R} \sum_{i=1}^N \left\{ \mathbf{j} \cdot (-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n}_i \cos \alpha_T \right. \\ &\quad - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_i \sin \alpha_T + 2k \mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n}_i) \\ &\quad \cdot (\mathbf{i} \cdot \mathbf{n}_i \sin \alpha_T - \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_i \cos \alpha_T) \\ &\quad \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_R) \times \mathbf{n}_i \left. \right\} \Delta S_i \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

このように加算するのみで C_{ma} が求められる。他の係数も同様に計算する。また、揚力および抗力係数は次式のようになる。

$$C_L = C_N \cos \alpha_T - C_A \sin \alpha_T \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$C_D = C_N \sin \alpha_T + C_A \cos \alpha_T \quad \dots\dots\dots (26)$$

6. 積分の境界

一般に三次元物体の表面積分の上下限界を示す $\varphi_u(x)$ の線は非常に複雑になり、この線はまた迎角に依存する。空力係数を求めるためには、流れが直接物体表面に当る部分のみ積分すればよい。通常の積分を行う場合、円周角方向の積分の上下限にあたる $\varphi_u(x)$ を求めることが困難である。しかし、物体表面をパネル化したことにより、パネル単位でこの境界線を決めることができる。ここでは、影の部分を積分から除く方法を述べる。この影の部分は計算上2種類に分けられる。

(1) パネルの表面が流れの方向に面していない場合。

(2) パネルの表面は流れの方向に面しているが既に前方に他のパネルの部分が存在する場合。

この(1)と(2)の場合はそれぞれ計算でき、(24)式の加算

(Summation) から除くことができる。

(1)の条件。

もし、 $\mathbf{V}_\infty \cdot \mathbf{n} \geq 0$ のとき、加算しない。 (27)

(2)の条件。

流れの前方に既に他のパネルが存在する場合の判定条件を求める。(15式について再び考える。

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \xi \mathbf{P}_1 + \eta \mathbf{P}_2 + \xi \eta \mathbf{P}_3$$

今、考えているパネルの中心座標 \mathbf{r}_0 から主流方向に向うベクトルは

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 - \mathbf{V}_\infty t \quad \dots\dots\dots (28)$$

で表わされる。このベクトル \mathbf{r} が他のパネルと交わる点の条件は $\mathbf{r} = \mathbf{P}$ である。従って、

$$\mathbf{r}_0 - \mathbf{P}_0 = \xi \mathbf{P}_1 + \eta \mathbf{P}_2 + \mathbf{V}_\infty t + \xi \eta \mathbf{P}_3 \quad \dots\dots\dots (29)$$

両辺に \mathbf{P}_3 のベクトルをベクトル積すれば、右辺第4項は同方向のベクトルのため零となる。

$$(\mathbf{r}_0 - \mathbf{P}_0) \times \mathbf{P}_3 = \xi \mathbf{P}_1 \times \mathbf{P}_3 + \eta \mathbf{P}_2 \times \mathbf{P}_3 + t \mathbf{V}_\infty \times \mathbf{P}_3 \quad \dots\dots\dots (30)$$

(30)式は ξ, η, t を未知数とする三元連立一次方程式であるから解ける。

仮りに

$$\mathbf{A}\xi + \mathbf{B}\eta + \mathbf{C}t = \mathbf{D} \quad \dots\dots\dots (31)$$

とする。但し、 $\mathbf{A} = \mathbf{P}_1 \times \mathbf{P}_3, \mathbf{B} = \mathbf{P}_2 \times \mathbf{P}_3, \mathbf{C} = \mathbf{V}_\infty \times \mathbf{P}_3, \mathbf{D} = |\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}|$ とする。

$$\xi = \frac{|\mathbf{D}, \mathbf{B}, \mathbf{C}|}{\mathbf{D}}, \quad \eta = \frac{|\mathbf{A}, \mathbf{D}, \mathbf{C}|}{\mathbf{D}},$$

$$t = \frac{|\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{D}|}{\mathbf{D}} \quad \dots\dots\dots (32)$$

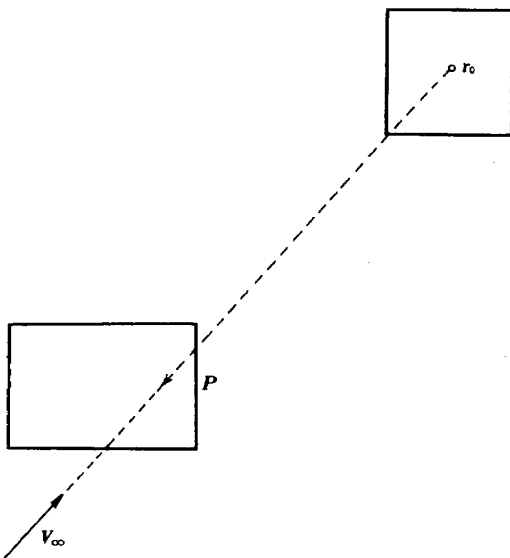


図3 パネルの図心から主流方向に延したベクトル

として ξ, η, t が求められる。このとき、 $\xi < 1, \eta < 1, t > 0$ のとき、この二つのパネルは重なっている。図3。 $\mathbf{d} = 0$ のときは二つのパネルは平行である。

7. 従来の記述との対応

軸対称物体とし、迎角 α と角速度 q が微小であると仮定すると(12式は図1を参照して、

$$C_{P\alpha} = 4(\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}) = 4 \sin \theta_c \cdot \cos \theta_c \cdot \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (33)$$

(13式で同様の考察を行うと

$$C_{Pq} = -8(\mathbf{i} \cdot \mathbf{n}) \left(\mathbf{j} \times \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_R)}{T_R} \cdot \mathbf{n} \right)$$

$$= 8 \sin \theta_c \left\{ \frac{(x - x_R)}{T_R} \cdot n_z + \frac{r(x)_z}{T_R} \cdot n_x \right\}$$

$$= 8 \sin \theta_c \left\{ \frac{(x - x_R)}{T_R} \cos \theta_c \sin \varphi + \frac{r(x)}{T_R} \sin \varphi \cdot \sin \theta_c \right\} = 4 \left\{ \frac{(x - x_R)}{T_R} \sin 2\theta_c + \frac{2r(x)}{T_R} \sin^2 \theta_c \right\} \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$C_p = 2(-\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})^2 = 2 \sin^2 \theta_c \quad \dots\dots\dots (35)$$

(12), (13)式は大迎角でも成立つ式であり、(33), (34)式は迎角 0° 付近の軸対称物体で成立する式である。

8. 計算結果と考察

本方法で円錐体、ジェミニのカプセル、スペースシャトルの形状について計算を行い、実験値との比較を行ったので順次述べる。

(1) 円錐体

図4に示すように半頂角 10° の円錐体が平均迎角 ($\alpha_T = 0^\circ$) のときの動安定微係数を計算した。縦軸は縦揺れ静安定微係数 ($C_{m\alpha}$) と縦揺れ減衰微係数 (C_{mq}) を示し、横軸は回転中心の位置を示した。○印が本方法による計算値であり解析解と良く一致している。円錐体の表面を112パネルに分割したものである。表1に回転中心を尖端に取った時の計算値と解析解を表にして示した。□印は $M = 7.1$ で行った測定値である⁶⁾ 図5は迎角 0° における円錐体の $C_{P\alpha}$ の分布を示したもので、迎角が変化するときの圧力係数 C_p の増分 (↓) と減分 (↑) を示している。

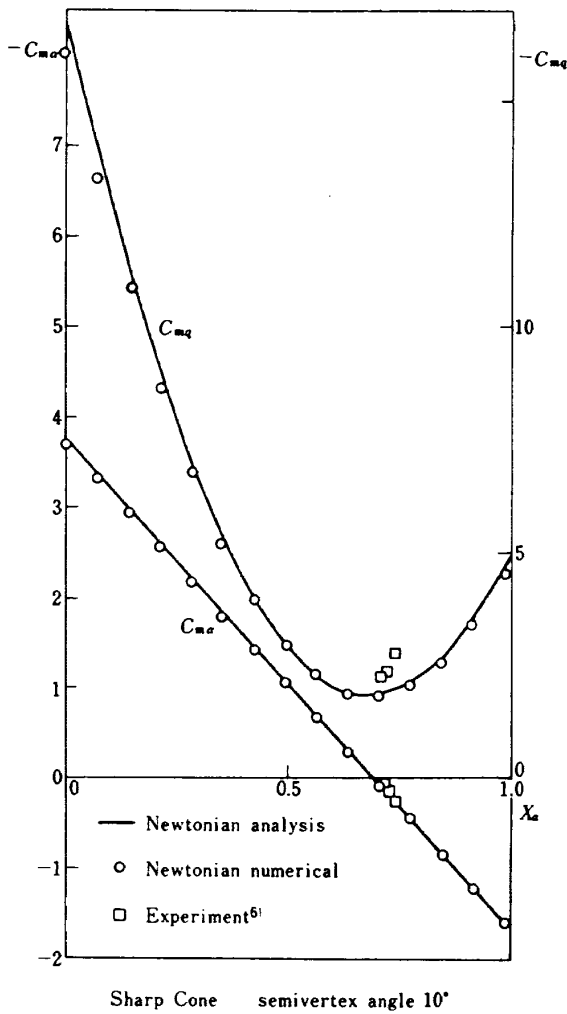


図 4 円錐体の縦揺れ静安定微係数 $C_{m\alpha}$ と縦揺れ減衰微係数 C_{mq}

また、同様に円錐体の C_{Pq} の分布を図 6 に示したが回転軸を中心に角速度 q で回転したときの圧力係数の増減分を示したものである。次に半頂角 10° の円錐体で回転中心が 35.3% に在る場合の各係数すなわち $C_L, C_D, C_N, C_A, C_m, C_{N\alpha}, C_{Nq}, C_{m\alpha}, C_{mq}$ を迎角 -50° から 50° の範囲で計算したので表 2 に示す。無次元化するための基準長 T_R と基準面積 S_R

表 1 回転軸が先端にある場合の円錐体の動安定微係数

	本方法	解析解
$C_{N\alpha}$	1.8924	1.9396
C_{Nq0}	7.3595	7.5617
$C_{m\alpha0}$	-3.6797	-3.7808
C_{mq0}	-16.098	-16.581

付録 1 を参照

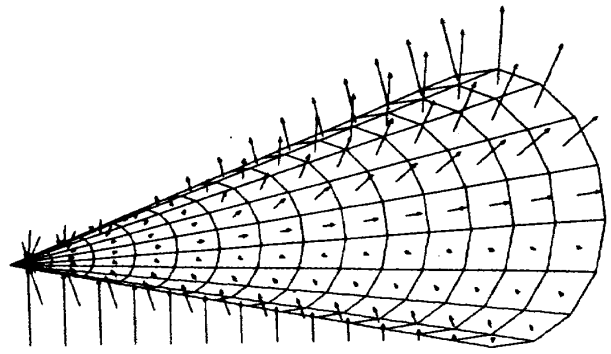


図 5 回転中心 60% で振動しているときの $C_{P\alpha}$ を示す。↓は $C_{P\alpha} > 0$, ↑は $C_{P\alpha} < 0$ 。 $\alpha = 0$ 。

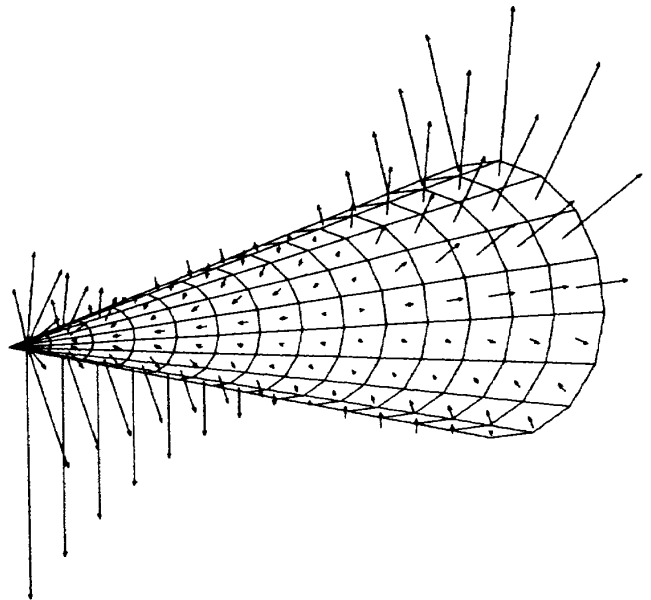


図 6 図 5 と同じ場合の C_{Pq}

は $T_R = 100\text{mm}$, $S_R = \pi T_R^2 / 4$ である。

(2) ロケット型模型

円錐体と円柱を組合せたロケット型模型について、揚力 C_L 、抗力 C_D および揚抗比 L/D を求めた。半頂角 10° の円錐体に直径の 4 倍の長さの円柱が付いた模型である。迎角を 0° から 28° まで変化させたので、影の部分との境界線 $\varphi_u(\alpha)$ は迎角により変化し通常の積分法ではかなり複雑になるが本方法では自動的に決められる。揚力係数は良く一致しているが抗力係数の方はやや小さい値を示している。したがって、 L/D では計算値の方がやや大きくなっている。図 7 a, b。

表2 回転軸が35.3%に在る場合の円錐体の空力諸係数

α (deg)	C_L	C_D	C_N	C_A	C_m	$C_{N\alpha}$	C_{Nq}	$C_{m\alpha}$	C_{mq}
-50.0	-0.9022	1.6860	-1.8715	0.3926	1.7676	2.0186	7.8671	-1.9065	-11.364
-40.0	-0.9361	1.1971	-1.4866	0.3153	1.4040	2.3482	7.0079	-2.2178	-10.123
-30.0	-0.8094	0.7340	-1.0680	0.2309	1.0087	2.3998	5.9432	-2.2666	-8.585
-20.0	-0.5744	0.3686	-0.6658	0.1499	0.6288	2.1620	4.6979	-2.0420	-6.786
-10.0	-0.3042	0.1384	-0.3236	0.0834	0.3057	1.7783	3.5204	-1.6796	-5.085
0.0	0.0	0.0566	0.0	0.0566	0.0	1.8924	3.5747	-1.7873	-5.164
10.0	0.3042	0.1384	0.3236	0.0834	-0.3057	1.7783	3.5204	-1.6796	-5.085
20.0	0.5744	0.3686	0.6658	0.1499	-0.6288	2.1620	4.6979	-2.0420	-6.786
30.0	0.8094	0.7340	1.0680	0.2309	-1.0087	2.3998	5.9432	-2.2666	-8.585
40.0	0.9361	1.1971	1.4866	0.3153	-1.4040	2.3482	7.0079	-2.2178	-10.123
50.0	0.9022	1.6860	1.8715	0.3925	-1.7676	2.0186	7.8671	-1.9065	-11.364

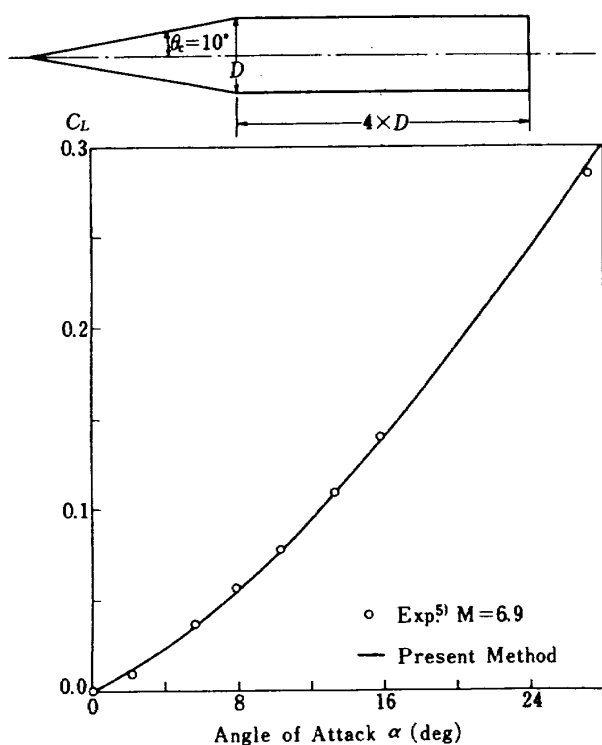


図7a ロケット型模型の迎角に対する揚力係数

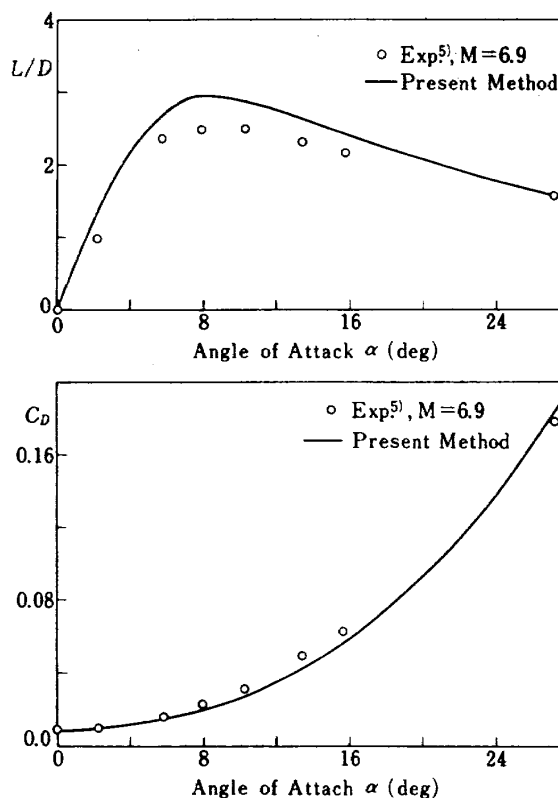


図7b ロケット型模型の揚抗比および抗力係数

(3) ジェミニ型カプセル

この模型を選んだ理由は3つある。その1つは実験データが0°から180°と非常に広範囲に測定されていること。二番目の理由は、回転中心が模型の中心軸からずれたところに設定されている。本方法ではこのように回転軸は任意のところに在っても計算

できる。三番目の理由は迎角が大きくなった場合、鈍頭部の影の部分が円錐体部へ投影される。すなわち、前方にある物体による影の部分の圧力が零になっている様子を示す良い例である。図8。図9は、Geminiのカプセルが迎角20°で飛翔しているときの圧力分布 C_p を示した。noseの部分よりcone部へ

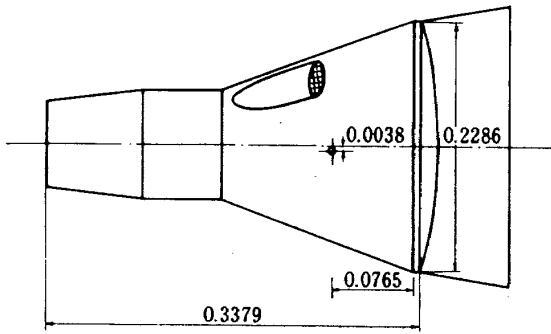
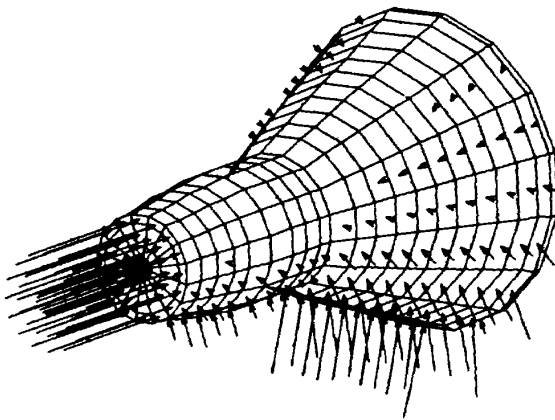
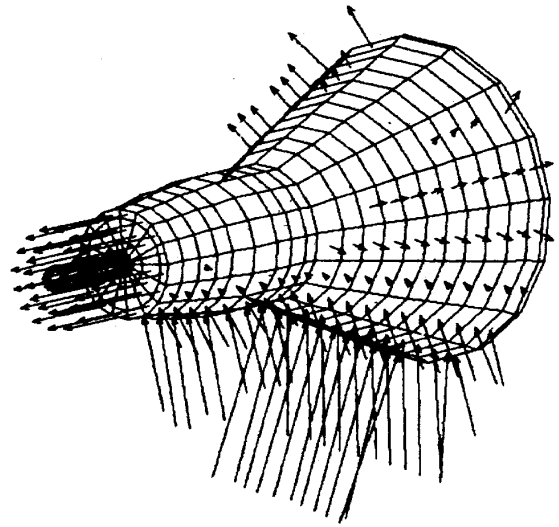
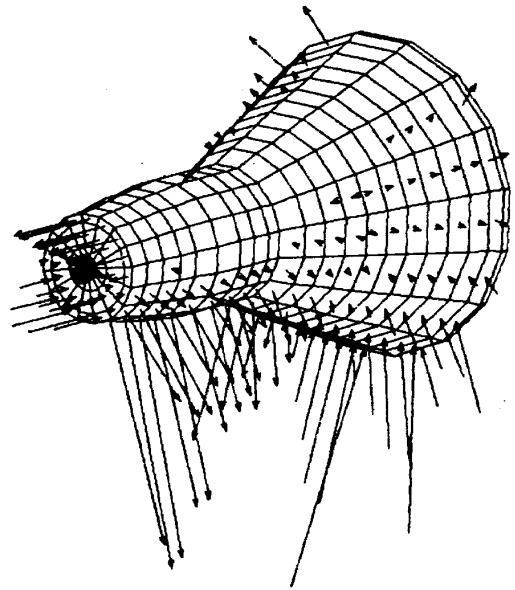


図8 ジェミニ型カプセル模型

図9 迎角 20°における C_p の分布

渡って圧力が零になっている。これは(27), (31)式の判定条件が有効に作用していることを示す。図10は同じく迎角 20°のときの $C_{p\alpha}$ の分布を示した。また、図11は C_{pq} の分布を示した。この C_{pq} の分布は回転軸を中心に面素が前進する部分では C_{pq} が正の値を示し、後退する部分は C_{pq} が負の値を示している。

図12aは迎角を -40° から 40° の範囲の C_L , C_D , C_m , $C_{m\alpha}$, C_{mq} の各空力係数を示したものである。ここで C_L は迎角に対し点対称に計算され、また C_D も迎角 0° に対し線対称に計算されている。しかし、 C_m は回転中心がずれているため対称にはならない。迎角約 -22° 付近で $C_m=0$ となるがこの α 微分は正となり、このカプセルのトリムは静的に不安定である。 $C_{m\alpha}$ および C_{mq} は計算値と実験値³⁾ をプロットしたが定性的に合っている。特に、迎角 0° 付近では、 $C_{m\alpha}$ が負となり、静的に安定と言える。しかし C_{mq} はわずかに負の値を示し、ダンピング係数は小さく動的安定は余りよくない。一方、図12bは迎角 140°

図10 迎角 20°における $C_{p\alpha}$ の分布図11 迎角 20°における C_{pq} の分布

から -140° の範囲で計算を行った。 C_m に注目すると 168° 付近で $C_m=0$ になっており、しかも α 微分が負になるので静的に非常に安定である。また、 C_{mq} もこの迎角で $C_{mq} < 0$ でダンピングも非常によく効き動的に安定であると言える。実際、Gemini 衛星はこの角度付近で大気圏に突入した。自由飛行では $\chi = C_D - C_L\alpha + (C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}}) \left(\frac{T_R}{\sigma}\right)^2$ の量で動的安定の判定を行わなければならない。文献5。

(4) スペース・シャトル

本方法ではどんなに複雑な模型でも、その数値模型さえ作れば計算することができる。例えば、外部

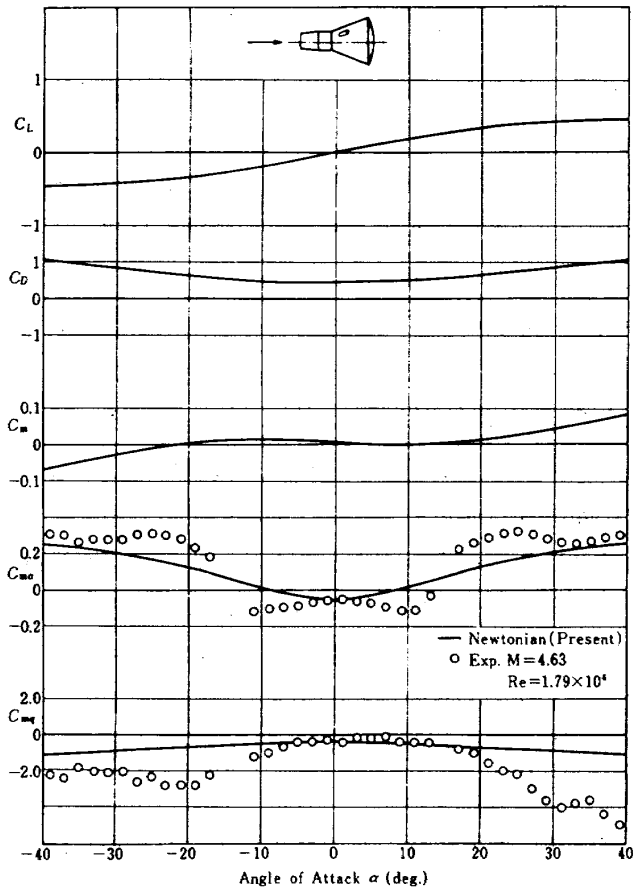


図 12 a ジェミニ型カプセルの迎角 -40° から 40° までの各空力係数

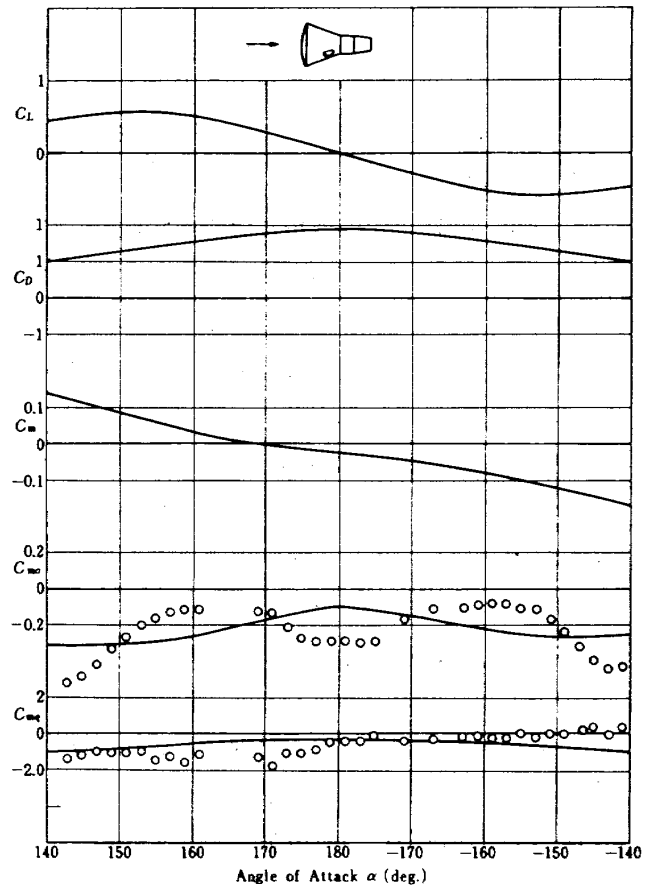
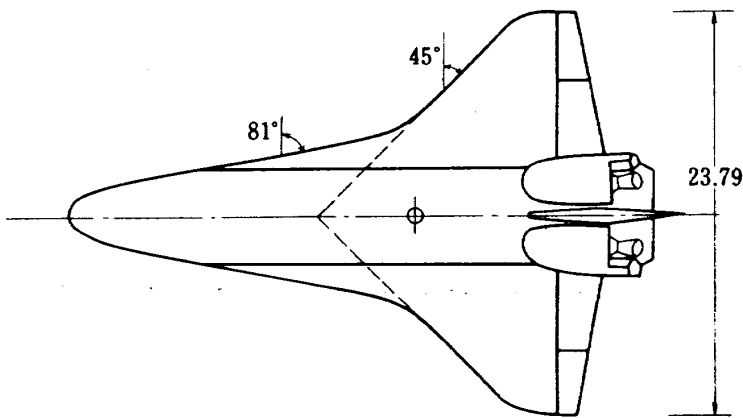


図 12 b ジェミニ型カプセルの迎角 140° から -140° までの各空力係数



Area $S = 250 \text{ m}^2$
 MAC $\bar{c} = 12.06 \text{ m}$
 Moment $X = 21.30 \text{ m}$
 Length $l = 32.77 \text{ m}$
 Span $b = 23.79 \text{ m}$

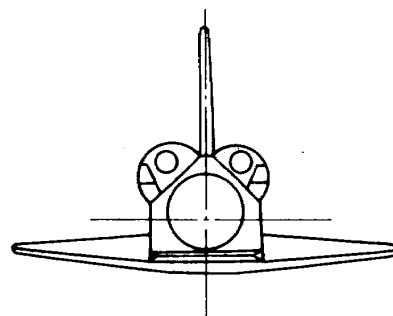
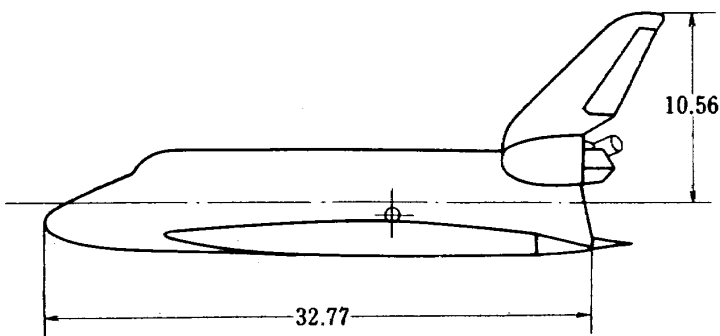


図 13 スペース・シャトルの三面図

タンク付スペース・シャトルも同様に計算できる。

図 13 はスペース・シャトルの三面図である。この形状を 656 枚のパネルにパネル化して計算を行った。図 14 a は C_D , C_L , C_m を迎角 -4° から 32° まで変えて求めた。実験値は文献(4)からプロットしたものである。 C_D と C_L に関しては迎角に対する定性的な性質を良く表わしている。実験値は $M = 4.63$ で超音速流領域であるので、さらに高いマッハ数の実験データではこのニュートン流理論に近づくものと考えられる。 C_m に関してはスペースシャトルは制御し易いように空力中心に近い点に回転中心が設定されており、したがって、 C_m の値が小さく計算値と実験値のずれが大きいが、ボデー・フラップの面積が小さくてもトリムが取り易い形状である。

図 14 b は $C_{N\alpha}$, C_{Nq} , $C_{m\alpha}$, C_{mq} の値を迎角に対してプロットしたものである。 $C_{N\alpha}$ に関してはかなり良い結果を与えている。 $C_{m\alpha}$ は迎角に対する定性的な変化は表わしているが計算値の方がやや大きい。 C_{mq} に関しては実験値の方も分散が大きく比較するのが困難であるが $|C_{mq}|$ で比較すると計算値の方が小さい。

9. ま と め

このニュートン流理論は非常に簡単な理論であり、高度な精度を要求するには自ずから限界があるが、ある模型に対する概算、特に大迎角に対する影響や回転中心の移動に関する影響等の概算を見積るのに大変便利な方法である。

模型の形状のパネル化を行えばどんな形状に対しても必ず計算することができる。また、揚力 C_L 、抗力 C_D 、法線力微係数 $C_{N\alpha}$ 等はかなり精度良く計算できる。本方法の第一の特徴は影の部分との境界線が如何なる迎角でも常に自動的に決まり積分を容易に行うことができることである。第二の特徴は回転中心を任意の位置で任意の方向に取ることができる。例えば、ピッチング振動のみならずローリングやヨーイング等の計算も容易である。すなわち、軸対称物体の対称軸上に必ずしも回転中心を取る必要がないので便利である。

付録 4 に本方法による計算プログラムを示した。

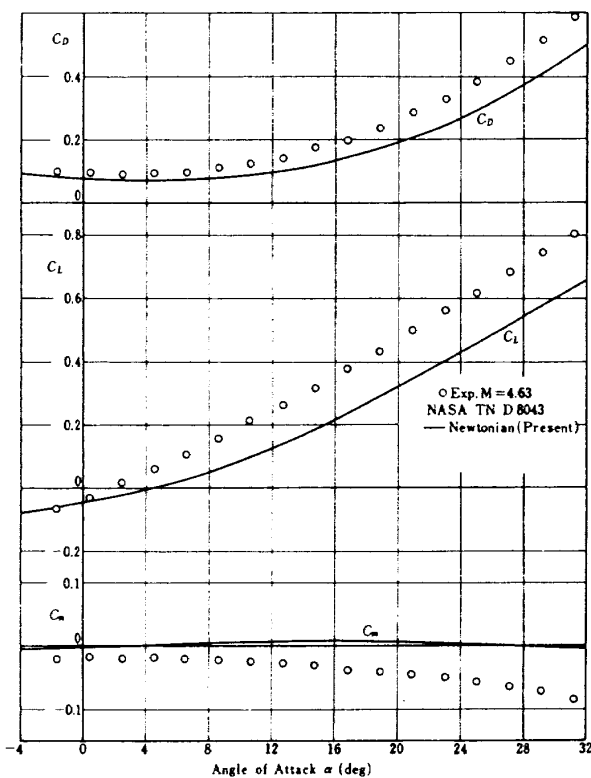


図 14 a スペース・シャトルの C_D , C_L , C_m の各係数

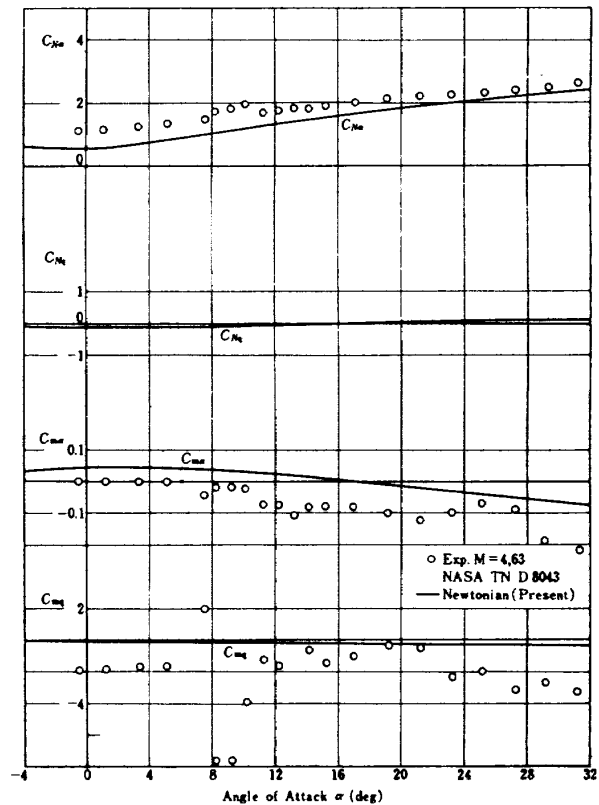


図 14 b スペース・シャトルの $C_{N\alpha}$, C_{Nq} , $C_{m\alpha}$, C_{mq} の角係数

参 考 文 献

- 1) Tobak, M and Wehrend, W. R.; Stability Derivatives of Cones at Supersonic Speeds, NACA TN-3788, Sep. 1956.
- 2) Ellison, D. E.; USAF Stability and Control DATCOM McDonnell Douglas Co., Oct. 1960.
- 3) Wright, B. R. and Kilgore, R. A.; Aerodynamics Damping and Oscillating Stability in Pitch and Yaw of Gemini Configurations at Mach Numbers from 0.50 to 4.63, NASA TN-D 3334, Mar. 1966.
- 4) Freeman, D. C., Boyden, R. P. and Davenport, E. E.; Supersonic Dynamic Stability Characteristics of a Space Shuttle Orbiter, NASA TN D-8043, Jan. 1976.
- 5) Truitt, R. W.; Hypersonic Aerodynamics, Ronald Press Co.
- 6) 柳沢三憲, 菊地一雄: 極超音速領域における軸対称物体の動安定微係数の測定, 航技研報告, TR-542, 1978年9月.

付 録 1

円錐体 (Sharp Cone) の動安定微係数⁵⁾
 軸対称物体で迎角が 0° の場合は解析的に求められる。その最も簡単な場合の円錐体について示す。

(1), (2), (3)式に(3), (3)式を代入する。基準面積として $S_R = \pi \tan^2 \theta_c \cdot L_B^2$ とし, 半径 $r = x \tan \theta_c$, 基準長として $T_R = L_B$ とする。

$$\begin{aligned}
 (1) \quad C_{N\alpha} &= \frac{2}{S_R} \int_0^{L_B} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} 4 \sin \theta_c \cdot \cos \theta_c \cdot \sin \varphi \\
 &\quad \cdot r \sin \varphi d\varphi dx = \frac{4}{S_R} \int_0^{L_B} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\theta_c \\
 &\quad \cdot r \sin^2 \varphi d\varphi dx = \frac{2\pi}{S_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\theta_c dx \\
 &= \frac{2\pi}{\pi \tan^2 \theta_c \cdot L_B^2} \int_0^{L_B} x \tan \theta_c \cdot \sin 2\theta_c dx \\
 &= \frac{4 \sin^2 \theta_c}{\tan^2 \theta_c \cdot L_B^2} \cdot \frac{L_B^2}{2} = 2 \cos^2 \theta_c \\
 &\quad \dots\dots\dots (A1-1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (2) \quad C_{Nq} &= \frac{2}{S_R} \int_0^{L_B} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} 4 \sin 2\theta_c \left\{ \frac{(x-x_R)}{T_R} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{r(x)}{T_R} \tan \theta_c \right\} r \sin^2 \varphi d\varphi dx \\
 &= \frac{4\pi}{S_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\theta_c \frac{(x+r \tan \theta_c)}{T_R} dx \\
 &\quad - 2 \frac{x_R}{T_R} C_{N\alpha} = 2 \left(\frac{4}{3} - \frac{x_R}{T_R} C_{N\alpha} \right) \\
 &\quad \dots\dots\dots (A1-2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (3) \quad C_{m\alpha} &= \frac{-2\pi}{S_R T_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\theta_c \{ (x-x_R) \\
 &\quad + r \tan \theta_c \} dx = \frac{-2\pi}{S_R T_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\theta_c (x \\
 &\quad + r \tan \theta_c) dx + \frac{x_R}{T_R} C_{N\alpha} = -\frac{4}{3} + \frac{x_R}{T_R} C_{N\alpha} \\
 &\quad = -\frac{1}{2} \cdot C_{Nq} \quad \dots\dots\dots (A1-3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (4) \quad C_{mq} &= \frac{-4\pi}{S_R T_R^2} \int_0^{L_B} r \sin 2\theta_c \{ (x-x_R) \\
 &\quad + r \tan \theta_c \}^2 dx = \frac{-4\pi}{S_R T_R^2} \int_0^{L_B} \{ x r \\
 &\quad + \tan \theta_c \cdot r^2 \} \{ x \sin 2\theta_c + 2r \sin^2 \theta_c \} dx \\
 &\quad + \frac{x_R}{T_R} C_{Nq0} - 2 \frac{x_R}{T_R} C_{m\alpha 0} - 2 \left(\frac{x_R}{T_R} \right)^2 C_{N\alpha} \\
 &= -2 \cdot (1 + \tan^2 \theta_c) + \frac{x_R}{T_R} C_{Nq0} \\
 &\quad - 2 \frac{x_R}{T_R} C_{m\alpha 0} - 2 \left(\frac{x_R}{T_R} \right)^2 C_{N\alpha} \\
 &\quad \dots\dots\dots (A1-4)
 \end{aligned}$$

例えば、半頂角 $\theta_c = 10^\circ$ とし、 S_R, L_B で無次元化すると

- (1) $C_{N\alpha} = 2 \cos^2 10^\circ = 1.939693$
- (2) $C_{Nq0} = 2 \times \frac{4}{3} = 2.666667$
- (3) $C_{m\alpha 0} = -\frac{4}{3} = -1.333333$
- (4) $C_{mq0} = -2(1 + \tan^2 10^\circ) = -2.0621824$

S_R, D_B で無次元化すると

- (1) $C_{N\alpha} = 1.939693$

- (2) $C_{Nq0} = 7.561710$
- (3) $C_{m\alpha 0} = -3.780855$
- (4) $C_{mq0} = -16.581724$

付録 2

鈍頭円錐体 (Blunted Cone) の動安定微係数²⁾

(A) 鈍頭部

図 A2-1 に示すように球の一部を切断した形状について計算を行う。

$$\begin{aligned}
 (1) \quad C_{N\alpha} &= \frac{2\pi}{S_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\delta dx \\
 &= \frac{2\pi}{S_R} \int_0^{\omega_1} R_n \sin \omega \cdot \sin(\pi - 2\omega) \\
 &\quad \cdot R_n \sin \omega d\omega = \frac{2\pi}{S_R} \int_0^{\omega_1} R_n^2 \sin^2 \omega \cdot \sin 2\omega d\omega \\
 &= \frac{4\pi R_n^2}{\pi R_1^2} \int_0^{\omega_1} \cos \omega \cdot \sin^3 \omega d\omega \\
 &= \frac{4}{\left(\frac{R_1}{R_n}\right)^2} \left[\frac{\sin^4 \omega}{4} \right]_0^{\omega_1} = \frac{1}{\sin^2 \omega_1} \\
 &\quad \cdot \sin^4 \omega_1 = \sin^2 \omega_1
 \end{aligned}$$

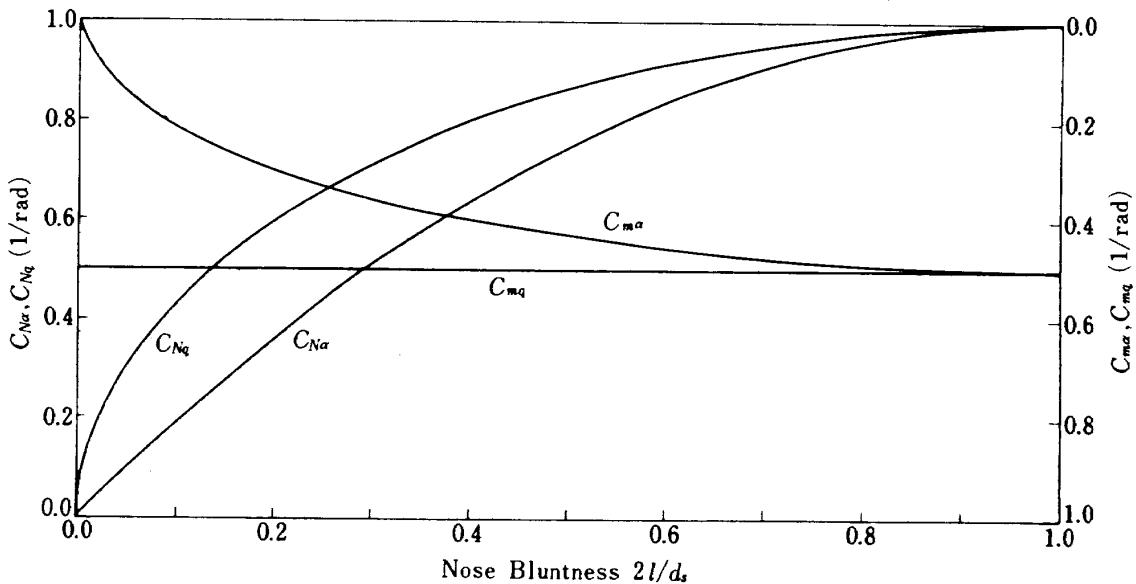
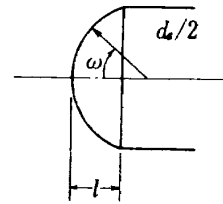


図 A2-1 球状頭部の鈍頭度による $C_{N\alpha}, C_{Nq}, C_{m\alpha}, C_{mq}$ の各係数

但し, $\sin \omega_1 = \frac{R_n}{R_n}$, $\cos \omega_1 = 1 - \frac{L_B}{R_n} = 1 - \xi$,

$$\xi = \frac{L_B}{R_n}$$

$$\therefore C_{N\alpha} = (2\xi - \xi^2) \dots\dots\dots (A2-1)$$

$$(2) C_{Nq0} = \frac{4\pi}{S_R} \int_0^{L_B} r \sin 2\delta \cdot (x+r \tan \delta) dx$$

$$= \sqrt{2\xi - \xi^2} \dots\dots\dots (A2-2)$$

$$(3) C_{m\alpha 0} = \frac{-2\pi}{S_R L_B} \int_0^{L_B} r \sin 2\delta \cdot (x+r \tan \delta) dx$$

$$= -\frac{\sqrt{2\xi - \xi^2}}{2} \dots\dots\dots (A2-3)$$

$$(4) C_{mq0} = \frac{-4\pi}{S_R L_B} \int_0^{L_B} r (x+r \tan \delta) (x \sin 2\delta + 2r \sin^2 \delta) dx = -\frac{1}{2} \dots\dots\dots (A2-4)$$

(B) 截頭円錐体 (Cone Frustums)

図A2-2に示す截頭円錐体の形状について計算を行う。

$$(1) C_{N\alpha} = \frac{2}{1 + \tan \theta_c} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{d}\right)^2 \right\} \dots\dots\dots (A2-5)$$

$$(2) C_{Nq0} = \frac{4}{3 \tan \theta_c} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{d}\right)^3 - \frac{3}{2} \cos^2 \theta_c \cdot \frac{a}{d} \left[1 - \left(\frac{a}{d}\right)^2 \right] \right\} \dots\dots\dots (A2-6)$$

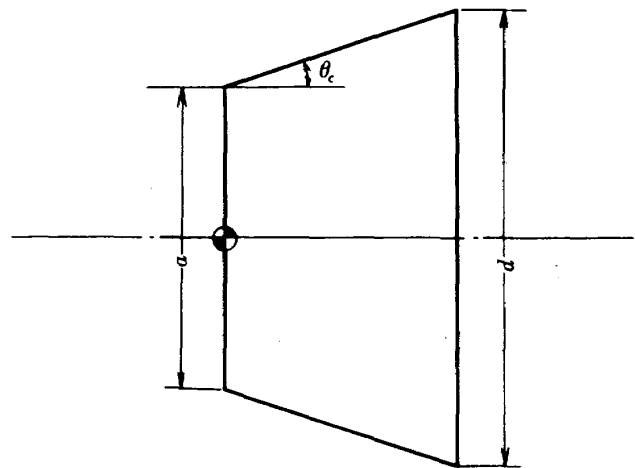
$$(3) C_{m\alpha 0} = -\frac{1}{2} C_{Nq0} \dots\dots\dots (A2-7)$$

$$(4) C_{mq0} = -\frac{2 \cos^2 \theta_c}{\tan^2 \theta_c} \left\{ \frac{(1 + \tan^2 \theta_c)^2}{4} \left(1 - \left(\frac{a}{d}\right)^4\right) - \frac{2(1 + \tan^2 \theta_c)}{3} \cdot \left(\frac{a}{d}\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{a}{d}\right)^3\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{d}\right)^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{a}{d}\right)^2\right) \right\} \dots\dots\dots (A2-8)$$

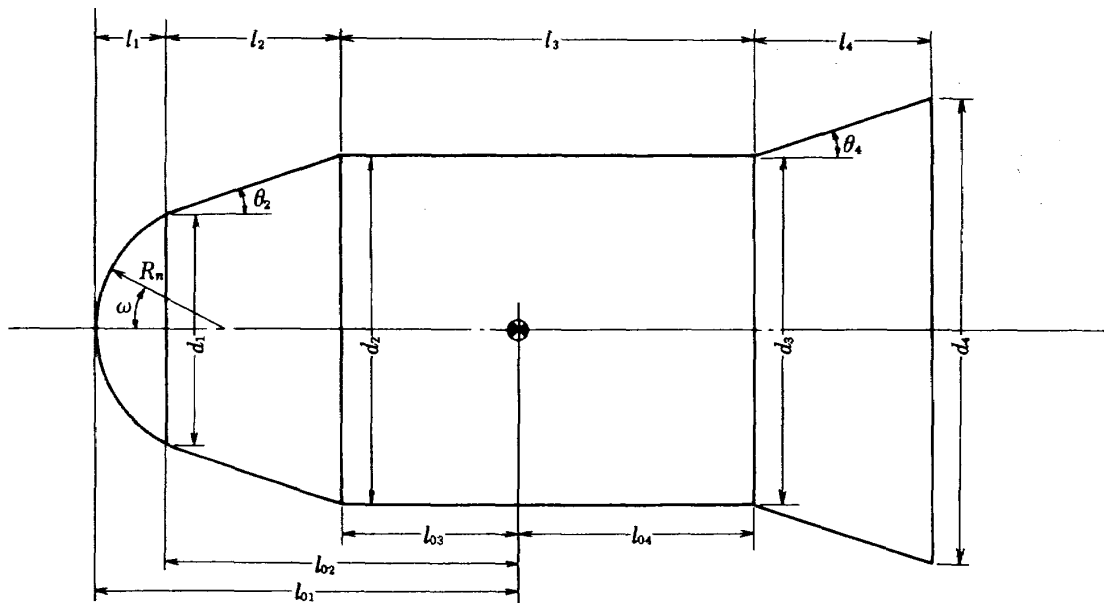
(C) フレア付鈍頭物体

図A2-3に示すフレア付鈍頭物体の形状について計算を行う。

$$(1) C_{N\alpha} = C_{N\alpha 1} \cdot \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^2 + C_{N\alpha 2} \cdot \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^2 + C_{N\alpha 4} \cdot \left(\frac{d_4}{d_3}\right)^2 \dots\dots\dots (A2-9)$$



図A2-2 截頭円錐体の側面図



図A2-3 フレア付ロケット型模型の側面図

$$(2) \quad C_{Nq} = C_{Nq1} \cdot \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^3 + C_{Nq2} \cdot \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^3 \\ + C_{Nq4} \cdot \left(\frac{d_4}{d_3}\right)^3 \quad \dots\dots\dots (A2-10)$$

$$\text{但し, } C_{Nqi} = C_{Nq0i} - 2 \left(\frac{l_{0i}}{d_i}\right) C_{N\alpha i} \quad (i=1\sim 4)$$

$$(3) \quad C_{m\alpha} = C_{m\alpha 1} \cdot \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^3 + C_{m\alpha 2} \cdot \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^3 \\ = C_{m\alpha 4} \cdot \left(\frac{d_4}{d_3}\right)^3 \quad \dots\dots\dots (A2-11)$$

$$\text{但し, } C_{m\alpha i} = C_{m\alpha 0i} + \frac{l_{0i}}{d_i} C_{N\alpha i} \quad (i=1\sim 4)$$

$$(4) \quad C_{mq} = C_{mq1} \cdot \left(\frac{d_1}{d_3}\right)^4 + C_{mq2} \cdot \left(\frac{d_2}{d_3}\right)^4 \\ + C_{mq4} \cdot \left(\frac{d_4}{d_3}\right)^4 \quad \dots\dots\dots (A2-12)$$

$$\text{但し, } C_{mqi} = C_{mq0i} - 2 \left(\frac{l_{0i}}{d_i}\right) C_{m\alpha 0i} \\ + \left(\frac{l_{0i}}{d_i}\right) \cdot C_{Nq0i} - 2 \left(\frac{l_{0i}}{d_i}\right)^2 C_{N\alpha i}$$

付録 3

ピッチ軸の位置による変換は次式による。

$$(1) \quad C_{N\alpha} = C_{N\alpha} \quad \dots\dots\dots (A2-13)$$

$$(2) \quad C_{Nq} = C_{Nq0} - 2 \frac{x_0}{T_R} C_{N\alpha} \quad \dots\dots\dots (A2-14)$$

$$(3) \quad C_{m\alpha} = C_{m\alpha 0} + \frac{x_0}{T_R} C_{N\alpha} \quad \dots\dots\dots (A2-15)$$

$$(4) \quad C_{mq} = C_{mq0} + \frac{x_0}{T_R} C_{Nq0} - 2 \frac{x_0}{T_R} C_{m\alpha 0} \\ - 2 \left(\frac{x_0}{T_R}\right)^2 C_{N\alpha} \quad \dots\dots\dots (A2-16)$$

但し, x_0 は回転中心の位置を示す。

付録 4

このプログラムを使用する前に物体の形状を示すデータを作る必要がある。この座標の作り方は図 A 4-1 に示すように四辺形の頂点の座標 (x, y, z 座標) の順番に取る。プログラムの文番号 7 の READ 文でこの座標を読み取る。

すなわち, 図 2 の $P_{++} = RR1$, $P_{+-} = RR2$, $P_{-+} = RR3$, $P_{--} = RR4$ に対応している。胴体尖端部のようなところも常に四辺形にする必要がある。一辺の長さが零の場合, プログラム中で零割が起きるので注意すること。

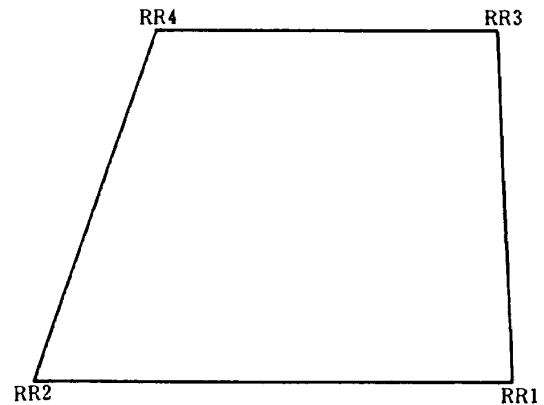


図 A 4-1

```

C *****
C * 3-DIMENSIONAL ARBITRARY BODY *
C * NEWTONIAN IMPACT THEORY *
C * PRODUCED BY M.YANAGIZAWA AND K.KIKUCHI *
C * S57.5.26 *
C *****
C NF : NUMBER OF FORMAT
C NCS4 : NUMBER OF PANEL
C NCASE : NUMBER OF CASE
C TR : REFERENCE LENGTH
C SR : REFERENCE AREA
C AK : REDUCED FREQUENCY
C RRR(1): POSITION VECTOR OF PITCHING AXIS
000001 DIMENSION R0(3),R1(3),R2(3),R3(3),R4(3)
C ,RA1(3),RA2(3),RAA(3),RAN(3)
C ,RA3(3),RA0(3),VIF(3)
C ,RE0(800,3),RE1(800,3),RE2(800,3),RE3(800,3),RE4(800,3),EN(800,3)
C ,CPA(800),CPQ(800),INC(800),CP(800)
C ,RR1(3,800),RR2(3,800),RR3(3,800),RR4(3,800)
C ,TRP(3),FRK(3)
C ,ALPHA(20)
000002 PA1=3.14159265
000003 READ (5,212) NF,NCS4,NCASE
000004 READ (5,112) TR,SR,AK,RRR(1),RRR(2),RRR(3)
000005 READ (5,112) (ALPHA(I),I=1,NCASE)
000006 READ (NF) NCS4
000007 READ (NF) (IN(N),(RR1(I,N),I=1,3),(RR2(I,N),I=1,3)
C ,(RR3(I,N),I=1,3),(RR4(I,N),I=1,3),N=1,NCS4)
REWIND NF
000008 NCS2=NCS4/2
000009 NCS3=NCS2+1
000010 NCS5=NCS4+1
000012 DO 70 M=1,NCS4
000013 R1(1)=RR1(1,M)
000014 R1(2)=RR1(2,M)
000015 R1(3)=RR1(3,M)
000016 R2(1)=RR2(1,M)
000017 R2(2)=RR2(2,M)
000018 R2(3)=RR2(3,M)
000019 R3(1)=RR3(1,M)
000020 R3(2)=RR3(2,M)
000021 R3(3)=RR3(3,M)
000022 R4(1)=RR4(1,M)
000023 R4(2)=RR4(2,M)
000024 R4(3)=RR4(3,M)
000025 DO 10 I=1,3
000026 R0(I)=0.25*(R1(I)+R2(I)+R3(I)+R4(I))
000027 RA1(I)=0.25*(R1(I)+R2(I)-R3(I)-R4(I))
000028 RA2(I)=0.25*(R1(I)-R2(I)+R3(I)-R4(I))
000029 10 CONTINUE
000030 DR0=SQRT((RA1(1)+RA2(1))**2+(RA1(2)+RA2(2))**2+(RA1(3)+RA2(3))**2)
000031 RAA(1)=RA1(2)*RA2(3)-RA1(3)*RA2(2)
000032 RAA(2)=RA1(3)*RA2(1)-RA1(1)*RA2(3)
000033 RAA(3)=RA1(1)*RA2(2)-RA1(2)*RA2(1)
000034 ABRA=SQRT(KAA(1)**2+RAA(2)**2+RAA(3)**2)
000035 RAN(1)=RAA(1)/ABRA
000036 RAN(2)=RAA(2)/ABRA
000037 RAN(3)=RAA(3)/ABRA
000038 DO 80 I=1,3
000039 EN(M,I)=RAN(I)
000040 RE0(M,I)=R0(I)
000041 RE1(M,I)=R1(I)
000042 RE2(M,I)=R2(I)
000043 RE3(M,I)=R3(I)
000044 RE4(M,I)=R4(I)
000045 80 CONTINUE
000046 70 CONTINUE
000047 TRP(1)=0.0
000048 TRP(2)=1.0
000049 TRP(3)=0.0
000050 DO 710 IXA=1,NCASE
000051 ALP=ALPHA(IXA)
000052 WRITE (6,212)
000053 WRITE (6,245) ALP
000054 ALP=ALP*PA1/180.0
000055 CIA=COS(ALP)

```



```

000056      SIA=SIN(ALP)
000057      VIF(1)=CNA
000058      VIF(2)=0.0
000059      VIF(3)=SIA
000060      CL=0.0
000061      CD=0.0
000062      CMP=0.0
000063      CNA=0.0
000064      CNQ=0.0
000065      CMPA=0.0
000066      CMPQ=0.0
000067      DN 700 N=1,NCS4
C   **** ELIMINATE THE SHIELDED PORTIONS OF SURFACE ****
000068      VN=EN(N,1)*CNA+EN(N,3)*SIA
000069      IF (VN.GE.0.0) GO TO 720
000070      RO(1)=0.25*(RR1(1,N)+RR2(1,N)+RR3(1,N)+RR4(1,N))
000071      RO(2)=0.25*(RR1(2,N)+RR2(2,N)+RR3(2,N)+RR4(2,N))
000072      RO(3)=0.25*(RR1(3,N)+RR2(3,N)+RR3(3,N)+RR4(3,N))
000073      DD 721 J=1,NCS4
000074      IF (J.EQ.N) GO TO 721
000075      VN1=EN(J,1)*VIF(1)+EN(J,2)*VIF(2)+EN(J,3)*VIF(3)
000076      IF (VN1.GE.0.0) GO TO 721
000077      DO 11 I=1,3
000078      RA0(I)=0.25*(RR1(I,J)+RR2(I,J)+RR3(I,J)+RR4(I,J))
000079      RA1(I)=0.25*(RR1(I,J)+RR2(I,J)-RR3(I,J)-RR4(I,J))
000080      RA2(I)=0.25*(RR1(I,J)-RR2(I,J)+RR3(I,J)-RR4(I,J))
000081      RA3(I)=0.25*(RR1(I,J)-RR2(I,J)-RR3(I,J)+RR4(I,J))
000082      11 CONTINUE
000083      A1=RA1(1)
000084      A2=RA1(2)
000085      A3=RA1(3)
000086      B1=RA2(1)
000087      B2=RA2(2)
000088      B3=RA2(3)
000089      C1=VIF(1)
000090      C2=VIF(2)
000091      C3=VIF(3)
000092      D1=RO(1)-RA0(1)
000093      D2=RO(2)-RA0(2)
000094      D3=RO(3)-RA0(3)
000095      DELTA=(A1*B2*C3+B1*C2*A3+C1*A2*B3)-(A3*B2*C1+B3*C2*A1+C3*A2*B1)
000096      DLTA=ABS(DELTA)
000097      IF (DLTA.LE.0.00001) GO TO 721
000098      GZAI=((D1*B2*C3+B1*C2*D3+C1*D2*B3)-(D3*B2*C1+B3*C2*D1+C3*D2*B1))
C   /DELTA
000099      AGZA=ABS(GZAI)
000100      YETA=((A1*D2*C3+D1*C2*A3+C1*A2*D3)-(A3*D2*C1+D3*C2*A1+C3*A2*D1))
C   /DELTA
000101      AYET=ABS(YETA)
000102      TIEI=((A1*B2*D3+B1*D2*A3+D1*A2*B3)-(A3*B2*D1+B3*D2*A1+D3*A2*B1))
C   /DELTA
000103      IF (TIEI.LE.0.0) GO TO 721
000104      IF (AGZA.LE.1.0.AND.AYET.LE.1.0) GO TO 722
000105      721 CONTINUE
000106      GO TO 730
000107      722 CONTINUE
000108      WRITE (6,222) GZAI,YETA,TIEI,DELTA
000109      720 CONTINUE
000110      CP(N)=0.0
000111      CPA(N)=0.0
000112      CPQ(N)=0.0
000113      GO TO 700
C   **** END ****
000114      730 CONTINUE
000115      AA=SQRT((RE1(N,1)-RE2(N,1))**2+(RE1(N,2)-RE2(N,2))**2
C   +(RE1(N,3)-RE2(N,3))**2)
000116      BB=SQRT((RE1(N,1)-RE3(N,1))**2+(RE1(N,2)-RE3(N,2))**2
C   +(RE1(N,3)-RE3(N,3))**2)
000117      CC=SQRT((RE2(N,1)-RE4(N,1))**2+(RE2(N,2)-RE4(N,2))**2
C   +(RE2(N,3)-RE4(N,3))**2)
000118      DD=SQRT((RE3(N,1)-RE4(N,1))**2+(RE3(N,2)-RE4(N,2))**2
C   +(RE3(N,3)-RE4(N,3))**2)
000119      EE=SQRT((RE2(N,1)-RE3(N,1))**2+(RE2(N,2)-RE3(N,2))**2
C   +(RE2(N,3)-RE3(N,3))**2)
000120      S1=0.5*(AA+BB+EE)
000121      S2=0.5*(CC+DD+EE)
000122      SS1=SQRT(S1*(S1-AA)*(S1-BB)*(S1-EE))

```

```

000123      SS2=SQR(S2*(S2-CC)*(S2-DD)*(S2-EE))
000124      SS=SS1+SS2
000125      CP(N)=2.0*(-EN(N,1)*COA-EN(N,3)*SIA)**2
000126      CPA(N)=4.0*(-EN(N,1)*COA-EN(N,3)*SIA-2.0*((REO(N,3)-RRR(3))*EN
C(N,1)-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3))*AK/TR)*(EN(N,1)*SIA-EN(N,3)*COA)
000127      CPQ(N)= 8.0*(-EN(N,1)*COA-EN(N,3)*SIA-2.0*((REO(N,3)-RRR(3))*EN
C(N,1)-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3))*AK/TR)*((REO(N,3)-RRR(3))*EN
C(EN(N,1)/TR-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3)/TR)
000128      CL=CL+CP(N)*EN(N,3)*SS
000129      CD=C0+CP(N)*EN(N,1)*SS
000130      CMP=CMP+CP(N)*
C(((REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,3)-(REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,2))*TRP(1)
C+((REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,1)-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3))*TRP(2)
C+((REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,2)-(REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,1))*TRP(3))*SS
000131      CNA=CNA+CPA(N)*EN(N,3)*SS
000132      CNQ=CNQ+CPQ(N)*EN(N,3)*SS
000133      CMPA=CMPA+CPA(N)*
C(((REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,3)-(REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,2))*TRP(1)
C+((REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,1)-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3))*TRP(2)
C+((REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,2)-(REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,1))*TRP(3))*SS
000134      CMPQ=CMPQ+CPQ(N)*
C(((REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,3)-(REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,2))*TRP(1)
C+((REO(N,3)-RRR(3))*EN(N,1)-(REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,3))*TRP(2)
C+((REO(N,1)-RRR(1))*EN(N,2)-(REO(N,2)-RRR(2))*EN(N,1))*TRP(3))*SS
000135      700 CONTINUE
000136      CL=-CL/SR
000137      CD=-CD/SR
000138      CL1=CL*COA-CD*SIA
000139      CD1=CL*SIA+CD*COA
000140      CMP=-CMP/(TR*SR)
000141      CNA=-CNA/SR
000142      CNQ=-CNQ/SR
000143      CMPA=-CMPA/SR/TR
000144      CMPQ=-CMPQ/SR/TR
000145      WRITE (6,229) CL1,CL
000146      WRITE (6,230) CD1,CD
000147      WRITE (6,231) CMP,AK
000148      WRITE (6,250) CNA,CNQ
000149      WRITE (6,246) CMPA,CMPQ
000150      WRITE (6,247)
000151      WRITE (6,222) (CP(I),I=1,NCS4)
000152      WRITE (6,248)
000153      WRITE (6,222) (CPA(I),I=1,NCS4)
000154      WRITE (6,249)
000155      WRITE (6,222) (CPQ(I),I=1,NCS4)
000156      WRITE (1) (CP(I),I=1,NCS4)
000157      WRITE (1) (CPA(I),I=1,NCS4)
000158      WRITE (1) (CPQ(I),I=1,NCS4)
000159      710 CONTINUE
000160      112 FORMAT (7F10.6)
000161      212 FORMAT (1H0)
000162      214 FORMAT (5X,'EN',12F10.4)
000163      215 FORMAT (5X,'RO',12F10.4)
000164      216 FORMAT (5X,'R1',12F10.4)
000165      217 FORMAT (5X,'R2',12F10.4)
000166      218 FORMAT (5X,'R3',12F10.4)
000167      219 FORMAT (16)
000168      220 FORMAT (4X,'CHK',12F10.4)
000169      221 FORMAT (5X,12F10.4)
000170      222 FORMAT (10E12.4)
000171      223 FORMAT (5X,'R4',12F10.4)
000172      224 FORMAT (1H1)
000173      225 FORMAT (15,5X,6F10.4)
000174      227 FORMAT (2X,12,6X,6F10.4)
000175      228 FORMAT (14I5)
000176      229 FORMAT (5X,'CL=',F12.6,5X,'CN=',F12.6)
000177      230 FORMAT (5X,'CD=',F12.6,5X,'CA=',F12.6)
000178      231 FORMAT (5X,'CM=',F12.6,5X,'AK=',F12.6)
000179      232 FORMAT (5X,'ROLL MOMENT=',2F12.6)
000180      241 FORMAT (5X,'CX=',F12.6,5X,'CY=',F12.6,5X,'CZ=',F12.6)
000181      243 FORMAT (5X,50I1)
000182      244 FORMAT (2X,'VVV',12F10.4)
000183      245 FORMAT (5X,'ALPHA=',F12.6)
000184      246 FORMAT (5X,'CMA=',F12.6,5X,'CMQ=',F12.6)
000185      247 FORMAT (5X,'CP(1)=')
000186      248 FORMAT (5X,'CPA(1)=')
000187      249 FORMAT (5X,'CPQ(1)=')

```

```
000188 250 FORMAT (5X,'CNA=',F12.6,5X,'CN0=',F12.6)
000189      STOP
000190      END
```

航空宇宙技術研究所報告 722号

昭和57年8月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社三興印刷
東京都新宿区信濃町12 三河ビル

Printed in Japan