

# 観測ロケットの空気力学

玉 木 章 夫

## 1. ま え が き

東京大学が観測ロケットの研究開発をはじめてからすでに 10 年を経過し、さきに生産研究・観測ロケット特集号“5 年のあゆみ”[1] が出てから 5 年の年月がたった。いまふりかえてみると、ロケットの空気力学についてもその後いくつかの新しい問題が出てきており、当時に比べれば事柄は複雑になってきたといえる。

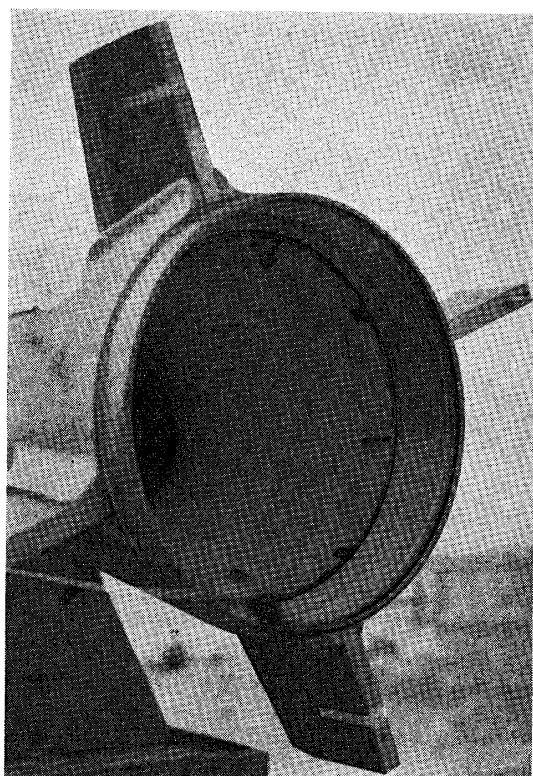
そこで、ここではそのなかでもっとも重要な、飛しょうの安定に関連したいくつかの問題をとり上げて、これらをどのような方法で解決したか、あるいは現在まだどのような点に問題が残っているかを述べてみたいと思う。

1960 年から使われるようになった K-8 型は 2 段式のロケットで、第 1 段、第 2 段とも尾翼によって安定をとり、スピンをかけない方式であった。1961 年には K-8 型の上に直径 160 mm の K-160 を付けた 3 段式 K-9 L 型ができたが、このときロケットの空気力学的設計にいくつかの新しい試みがなされた。

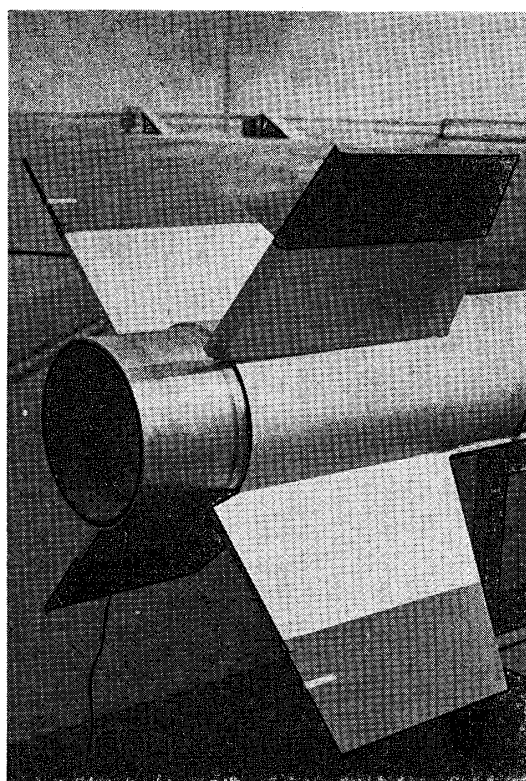
それは、第 3 段 K-160 の尾部に円錐形のひろがり（コニカル・フレア）を採用して高マッハ数における安定をとりやすくしたことと、燃焼中の安定をたすけるためにロケットの縦軸まわりの回転（スピン）を与えるように計画したことである。スピンは比較的高い高度で燃焼する第 3 段だけでなく、この段が第 2 段から切断された直後の安定をたすける意味で第 2 段にも与えられた。スピンの与え方としては、ノズルの出口断面に数枚の小翼をガス流に対して傾斜をもって取り付け、その揚力によって生ずるトルクでロケットを回転させる方式を採用した（第 1 図）。この方式はその後 L-2, L-3, K-10 などのロケットに使われている。またコニカル・フレアも L-2, L-3 の第 2 段に使われている。

一方 K-8 は構造の軽量化と推進の性能向上によって K-9M に移行したが、このとき第 2 段の燃焼高度がいくらか高くなり、また速度が K-8 のマッハ 6 から K-9M のマッハ 9 へと大幅に増大したことから、第 2 段にゆるいスピンを与えて燃焼中の安定をたすけることになった。そしてこの場合には第 2 段の尾翼の後縁部をわずかに折り曲げ、この部分に生ずる揚力によるトルクでロケットにスピンを与える方式を用いた（第 2 図）。1962 年から地磁気を利用した姿勢計がロケットに搭載されるようになっていて、K-9M の実験によると毎秒 2～3 回転のゆるいスピンでも燃焼終了後のロケットの姿勢を保つのにきわめて有効であることが明らかになり、このロケットにはその後ずっとこの方式が用いられている。

スピンには空力的に安定なロケットに対して燃焼中の推力線のズレや空力的不整形による分散を減らす目的で与えられるものと、ロケットが空力的に不安定であるものをスピンのジャイロ効果によって安定にするものの 2 種類がある。K-9L の第 3 段にしても、K-9M, L-2, L-3 の第 2 段にしても、いずれも前者に属するものであるが、L-3 の第 3 段は尾翼を



第1図 K-9L 型第3段のノズル



第2図 K-9M 型第2段の尾翼

欠き、それ自体は空力的に不安定であり、また K-10S の第3段として用いた球形ロケットもそうである。これらはジャイロ効果を考えてスピンの与えられている。

もう一つの新しい傾向として、多段式ロケットの計器搭載能力を増すために、第2段を第1段と同じ直径として推薬量を増すことによってロケットの力を増すことが1964年から計画された。この形を採用する場合、第2段の尾翼は第1段の安定をそこなわないようできるだけ小さくする必要があるが、このため第2段が単独になってから高マッハ数において尾翼の効果が足りなくなって、機体の圧力中心が重心より前に出て不安定に移る場合がある。このことを考慮に入れてスピン回転数を定めなければならない場合も出てきた。

以下にこれらの問題に対して得られた経験のあらましを述べよう。

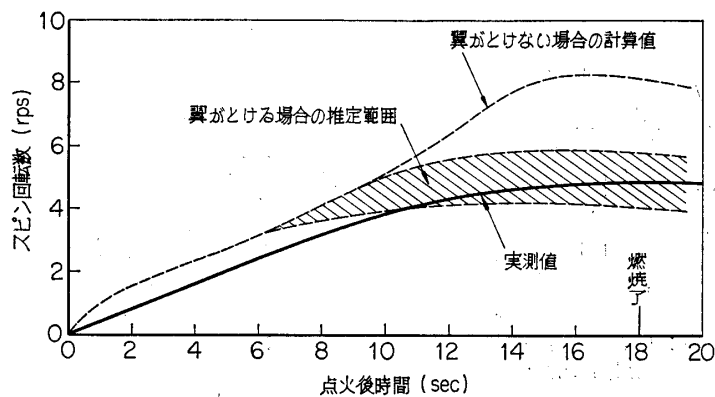
## 2. スピン・ノズル

ノズル出口の傾斜翼によってスピンを与える方式で問題になるのは、これらの翼によって生ずるトルクの計算と尾翼および胴体にはわせたアンテナ・ケーブルなどによる横揺減衰モーメントの計算である。1961年4月の K-9L-1 号機に先立って1960年12月にスピン・テストのための小型機 SP-150-1, 2 号機の発射実験を行ない、これを参考にして K-9L のノズル傾斜翼の設計を行なったが [2, 3, 4], その後のいくつかの飛ばし実験の結果を検討すると、燃焼ガス的高温によってノズル翼が溶けない場合は比較的簡単で、つぎのような方法で燃焼終了時のスピン回転数をほぼ正確に推定できる。

(1) トルクの計算には、傾斜翼に対して超音速における有限アスペクト比の翼の揚力係数の公式を用いる。

(2) 横揺減衰モーメント係数  $C_{ip}$  は尾翼を矩形翼とみなして胴体と平面翼の組合わせに対する Tucker-Piland [5] の理論と、平面翼から十字翼への換算に細長い物体の理論 [6] を用いる。アンテナ・ケーブルなどの付加物の影響は小さいので、細長い物体の理論で計算することで足りる。

ところが最近問題になってきたのは、推葉の性能向上から必然的に燃焼ガスの温度が上がったため、傾斜翼が燃焼の途中で溶けてしまうことである。このため予定した回転数よりはるかに低いスピンのしか得られないことになり、推葉が変わるごとに傾斜翼の設計にあいまい



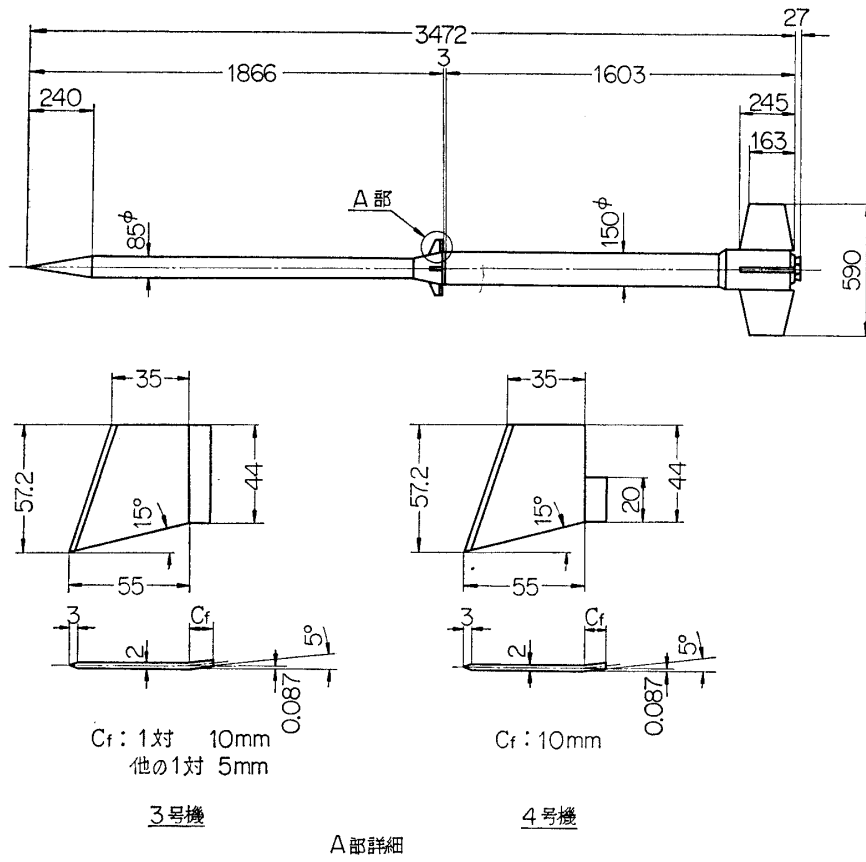
第3図 K-10 S 型第2段のスピン

な点が出てくるのである。そこでエンジンの地上燃焼試験のさいにノズル出口に翼を付けて(全体でトルクが相殺するように傾斜を与えて)、その溶けぐあいをしらべ、これから実機の場合にノズル翼が効かなくなるまでの時間の推定を行なっている。第3図は K-10 S-1 号機の例である。

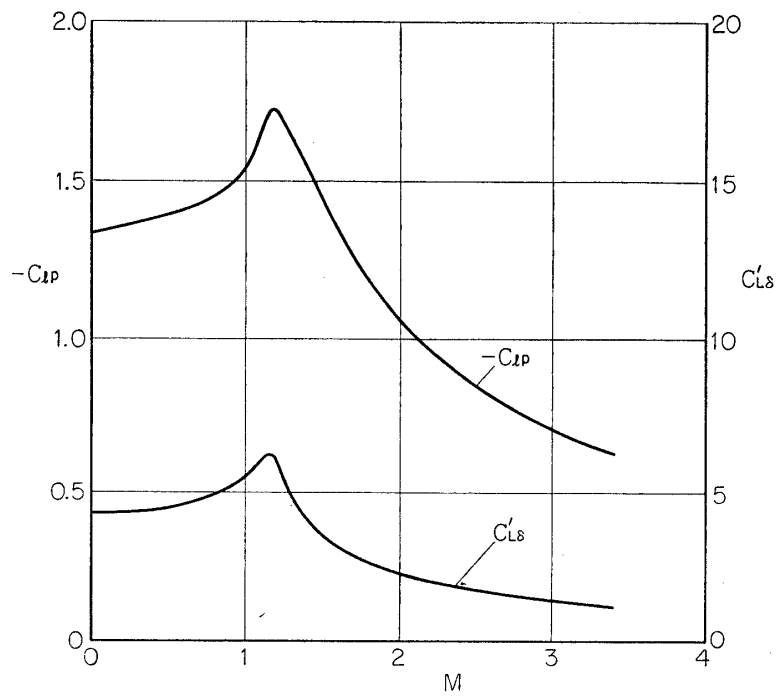
### 3. 尾翼フラップ

尾翼後縁部の折曲げ(簡単のためフラップと呼んでおく)によってスピンを得る方法は簡単ではあるが実際にはなかなかむずかしい点がある。第1に3~4回毎秒程度のゆるいスピンを与えるためのフラップの弦長は小さくてしかも迎角が5~10°といった値なので、この部分を精度よく作るのがむずかしいこと、第2に境界層の影響でフラップの効きが変わること、第3に機体が傾いたとき4枚の尾翼のうちで機体のかけに入ったもののフラップが効かなくなるため、トルクが機体の姿勢の影響を受け、予定どおりのスピンが出ないおそれがあることである。いいかえると、この方法は機体に十分な空力安定があるうちに使ってスピンを与えてしまうのでないとぐあいが悪い。この点はノズル式の方が無難といえよう。

尾翼式ははじめ L-2 型第2段のコースティング中にこれにスピンを与える目的で研究をはじめ、SP-150-3, 4 号機(1962年11月)によって飛しょう実験を行なったが、のちに L-2 型は第2段を第1段から切離してからほとんどコースティングなしに点火することになったため、ノズル式が採用されることになり、尾翼式は K-9 M の2号機からこれに使われる



第 4 図 SP-150 型 3, 4 号機の寸法



第 5 図 SP-150 型第 2 段の  $C_{Lp}$ ,  $C'_{Lβ}$

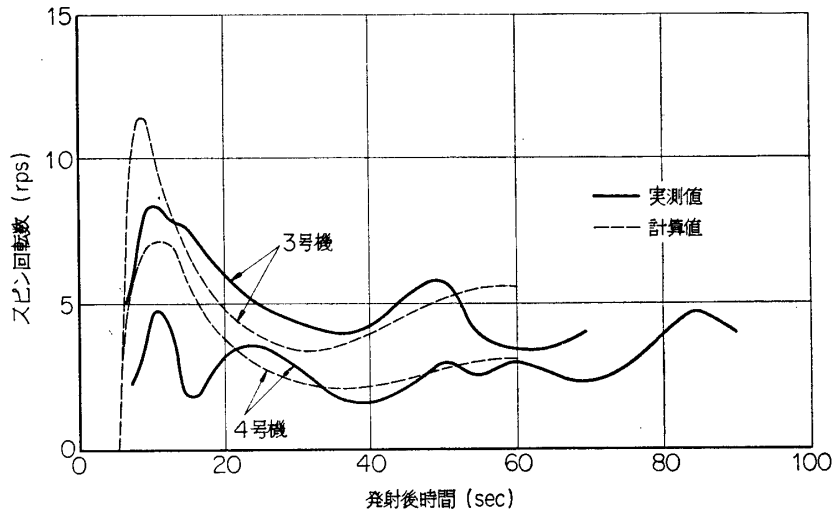
ことになった。

第4図は SP-150-3, 4号機の略図, 第5図にはその第2段の横揺減衰モーメント係数  $C_{lp}$  とフラップの揚力係数  $C'_{L\delta}$  傾斜の計算値を示す。ここで

$$C_{lp} = - \frac{\text{横揺モーメント}}{1/2 \cdot \rho V^2 S b (pb/2V)}$$

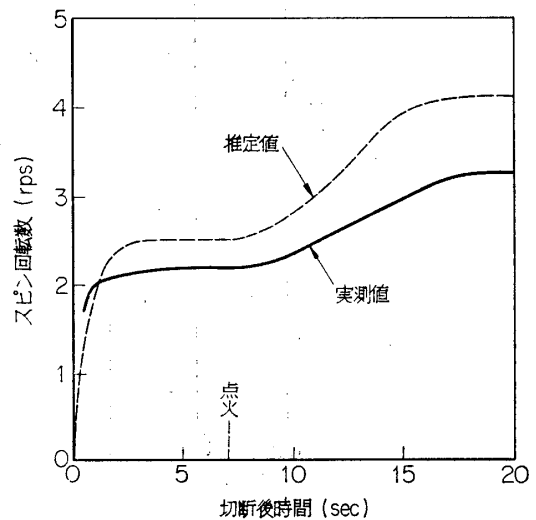
$$C'_{L\delta} = \frac{\text{揚力}}{1/2 \cdot \rho V^2 S' \delta}$$

$\rho$ : 大気密度,  $V$ : 飛行速度,  $S$ : 1対の露出翼面積,  $b$ : 全翼幅,  $p$ : スピン角速度,  $S'$ : フラップ面積である。  $C_{lp}$  は超音速では Tucker-Piland の理論,  $M=1$  に対しては Adams-Dugan [7] の細長い物体の理論, 亜音速に対しては Etkin [8] の著書の付録資料にもとずいて計算される。また  $C'_{L\delta}$  は超音速ではフラップのアスペクト比が大きいことから二次元翼の値  $4/\sqrt{M^2-1}$  に境界層の影響を考慮して 0.7 をかけたものとし, また音速以下では尾翼全体



第6図 SP-150 型第2段のスピンの比較

を考慮してアスペクト比の小さい翼の理論とフラップの効果についての Etkin の資料にもとずいて計算したものである。トルクの計算にはフラップの圧力中心がその中央にあると仮定してある。これらの空力係数を使って SP-150 の飛行状態についてのスピンを計算したものと, レーダー電波の偏波面の回転の測定から求めたスピン実測値との比較を第6図に示す。このロケットの最大速度は約 700 m/s, 高度は 6 km 以下で, 3号機の第2段は推進をもたずコースティングのみである。図からわかるように大体の傾向は合っているが, 最大の回転数は計算の 70% 程度にしかならな

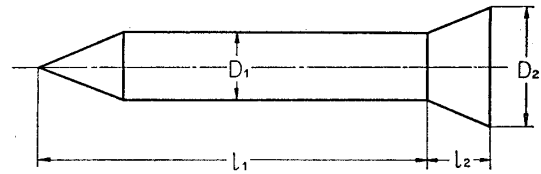


第7図 K-9M 型第2段のスピンの比較

い。そこで K-9 M 第 2 段のフラップの設計に当っては、上の方法で計算したスピンの 70% が実現されると推定した。第 7 図はその推定値と実測値との比較である。実測値はこのような推定値よりさらに小さいが、これは K-9 M の場合は SP-150 の場合に比べてフラップの弦長比が小さく、かつ燃焼末期の高度が 30 km をこえてレイノルズ数が小さくなるため、境界層の影響でフラップの効きがさらに悪くなるのが原因であろう。

#### 4. コニカル・フレア

第 8 図のような円錐形の尾部 (コニカル・フレア) は、その法線力係数がほとんどマッハ数によらないこと、高高度用の拡がりの大きいノズルが取り付けられることなどの理由で多段式ロケットの上段用に適した形状である。ただしフレアの拡がり (底と胴体の直径比) はふつう 2 以下なので、法線力係数はさほど大きくないから、われわれの場合にはアンテナの支柱を兼ねた小さい尾翼を付けることによって中位の超音速における安定を補っている。このようなフレアと翼の組合わせの特性を予測するためには、まずフレア自体の特性を明らかにしておく必要がある。



第 8 図 コニカル・フレア

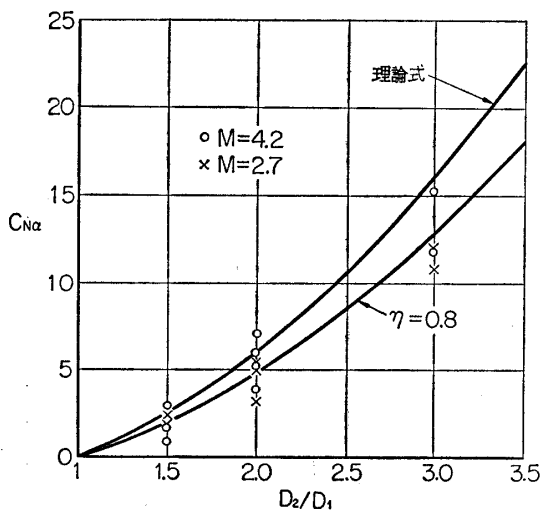
前方胴体の直径を  $D_1$ 、底面の直径を  $D_2$  とするとき、細長い物体の理論によれば、法線力係数 (胴体軸に垂直な力を動圧と胴体断面積との積で割ったもの) は

$$C_N = 2\alpha[(D_2/D_1)^2 - 1], \quad \alpha: \text{迎角} \quad (1)$$

フレアの圧力中心はその前端から

$$h = \frac{l_2}{3} \cdot \frac{2D_2 + D_1}{D_2 + D_1} \quad (2)$$

の位置にあることが示され、また極超音速ニュートン理論でも円錐頂角および迎角が小さいときやはり上の式が成立つ。



第 9 図 フレアの法線力係数傾斜

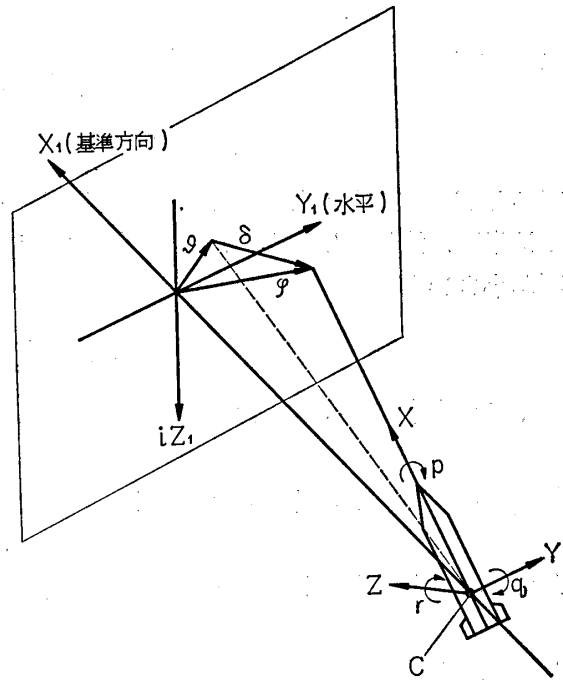
円錐・円柱胴体にフレアを付けたものについて筆者ら [9] は衝撃風洞を用いて一連の実験を行なったが、第 9 図にはその一部分の資料を示してある。これは胴体部の長さ対直径の比  $l_1/D_1$  が 10 以上の場合について、フレアだけの  $C_{N\alpha}$  (迎角  $\alpha=0$  の付近の  $C_N-\alpha$  曲線の傾斜) を  $D_2/D_1$  に対して描いたものである。上の曲線は (1) 式から得られる値であるが実験値はこれよりいくらか低く、実用的には 0.8 くらいの係数をかけたものの方が実験値に近いようである。なお  $D_2/D_1$  が 1 に近いところで円錐・円柱・フレア全体の圧力中心の測定値のバラツキがやや大きくな

ることが見出されたが、これは円柱部の境界層の状態がフレアの効きに影響することを表わしていると考えられる。

### 5. スピンをともなうロケットの運動

空力的に安定でゆるいスピンをもつロケットの運動については、さきに K-9L 型に関連して筆者らの報告[10]があるが、ここでは空力的に不安定なロケットの場合をふくめて論じよう。

簡単のため、ロケットの進行方向の運動方程式において空気抵抗と重力の項を無視し、横方向および重心まわりの運動を論ずるのに、中心軸からの推力線のズレの距離と、空力的にもっとも重要な静安定すなわち縦揺モーメントの項だけを考えることにする。第10図のように、ロケットの重心  $C$  を通る右手直交座標系  $X, Y, Z$  をとり、 $X_1$  軸をある基準時刻におけるロケットの進行方向、 $Y_1$  軸を水平、 $Z_1$  軸をこれらに垂直下向きにとる。複素平面  $Y_1+iZ_1$  を用い、 $X_1$  軸に対するロケットの径路の傾き角を  $\vartheta$ 、姿勢角を  $\varphi$ 、迎角を  $\delta$  とし、これらを  $Y_1+iZ_1$  平面内のベクトルと考える。



第10図 座標軸

ロケットの重心の運動方程式は

$$\dot{V} = G \tag{3}$$

$$V\dot{\vartheta} = G\delta \tag{4}$$

( $\dot{\phantom{x}}$  は時間微分) で与えられ、重心まわりの運動は

$$mK^2\ddot{\varphi} - ipmk^2\dot{\varphi} = \frac{1}{2}\rho V^2 S l C_{ma}\delta - mGRe^{ipt} \tag{5}$$

によって定められる。ただし、 $m$ : ロケットの質量、 $K$ : 横軸まわりの回転半径、 $k$ : 縦軸まわりの回転半径、 $S$ : ロケットの断面積、 $l$ : ロケットの長さ、 $C_{ma}$ : 縦揺モーメント係数傾斜、 $G$ : 推力の加速度、 $R$ : 推力線の中心からのズレの距離、 $p$ : スピン角速度。  $\vartheta, \varphi, \delta$  の間にはつぎの関係がある。

$$\varphi = \delta + \vartheta \tag{6}$$

(3), (4), (6) を用い、Gantmakher [11] にならって、変数として

$$u = V\delta, \quad ds = Vdt$$

で定義される  $u$  と  $s$  とを用いると、(5) はつぎの形に変形される。

$$\frac{d^2u}{ds^2} - 2if\frac{du}{ds} \pm h^2u = D(s) \tag{7}$$

ただし 
$$D(s) = -\frac{GR}{K^2 V} e^{ip \int \frac{ds}{V}} \quad (8)$$

$$f = p\lambda/2V, \quad \lambda = k^2/K^2 \quad (9)$$

$$h^2 = \mp \frac{1}{2} \rho S i C_{ma} / m K^2 \quad (10)$$

(7) および (10) の複号の上は  $C_{ma} < 0$  すなわち空力的に安定な場合, 下は  $C_{ma} > 0$  すなわち不安定な場合である.

まず空力的に安定な場合を考えると, (7) で表わされる運動のモードをしらべるために, 右辺を 0 とおいた同次方程式を考え, 速度は一定であるとする.  $u = e^{ms}$  とおくと

$$m^2 - 2ifm + h^2 = 0 \quad (11)$$

この方程式の二つの根は

$$\begin{aligned} m_1 &= i(f + \sqrt{f^2 + h^2}) \\ m_2 &= i(f - \sqrt{f^2 + h^2}) \end{aligned} \quad (12)$$

であるが, これらによって表わされる揺動のうち, 波長の短い方すなわち  $m_1$  に相当するものは章動, 波長の長い方すなわち  $m_2$  に相当するものは才差運動と呼ばれる. 空力静安定の項が小さいとき

$$m_1 \doteq i \left( 2f + \frac{h^2}{2f} \right)$$

とくに真空中 ( $h=0$ ) では

$$m_1 = i 2f$$

したがってジャイロ効果でロケットが 1 章動する間に進む距離  $S_n$  は

$$S_n = 2\pi V / p\lambda \quad (13)$$

となる. 一方ロケットのスピンの小さい極限 ( $f=0$ ) を考えると

$$m_1 = ih$$

となり, 空力安定による揺動の波長は

$$\sigma = 2\pi/h \quad (14)$$

で与えられる. たとえば  $V=3$  km/s,  $p=25.1$  rad/s (=4 rps),  $\lambda=0.01$  のロケット (比較的細長いもの) を考えると,  $S_n$  は 75 km となるが, 一方  $\sigma$  は高度 30~40 km 辺ではふつう数 km の程度であるから, このくらいの高度ではジャイロ効果に比べて空力安定の方が重要である. 高度 16 km 上がるごとに大気密度が 1 けたずつ下がることを考えれば, 4rps 程度のスピンのジャイロ効果が支配的となるのは 60~70 km から上であって, それまでのところスピンの効果は推力線のズレによるロケットの偏向を四方に平均化する作用が主であるといつてよい. このようなスピンについては Rosser ら [12] の著書に詳説されているが, スピンの効果は 1 安定波長だけ進む間の回転数が多いほど大きいといえる.

つぎにロケットが空力的に不安定な場合を考えよう. (7) の - 記号, (10) の + 記号をとり, 上と同じく右辺のない方程式

$$\frac{d^2u}{ds^2} - 2if \frac{du}{ds} - h^2u = 0 \quad (15)$$

を考え,  $u = e^{ms}$  とおくと



$$m^2 - 2ifm - h^2 = 0 \quad (16)$$

$$m = if \pm \sqrt{h^2 - f^2}$$

そこで  $h^2 - f^2 < 0$  であれば運動は周期的となり、安定である。

$$1 - (h^2/f^2) = a^2, \quad (0 < a < 1) \quad (17)$$

とおくと、二つの根は

$$m_1 = if(1+a) \quad (18)$$

$$m_2 = if(1-a)$$

と書かれる。

$$h^2/f^2 = 1 \quad (19)$$

は安定の限界を与えるもので、この式から空力的に不安定なロケットをジャイロ効果で安定にするのに必要なスピンの最小値が下記の形に求められる。

$$p_{\min} = \sqrt{\frac{\rho V^2 S C_{m\alpha}}{2 m K^2} \cdot \frac{4}{\lambda^2}} \quad (20)$$

つぎに燃焼中に推力線のズレがあることを考慮に入れてスピンをどのくらいにすればよいかを考えてみよう。燃焼中には推力による加速で速度が変わっていくので計算がめんどうになるが、ここでは単に推力線のズレによって生ずるモーメントだけを考え、速度は一定と仮定して燃焼前後の平均値を用いることにする。こうすると (7) は

$$\frac{d^2u}{ds^2} - 2if \frac{du}{ds} - h^2u = -\frac{GR}{K^2} \frac{1}{V} e^{i\frac{p}{V}s} \quad (21)$$

と書かれる。この特解は  $a \neq 0$ , すなわち  $m_1 \neq m_2$  のとき、下記の形で与えられる。

$$u = \frac{1}{-2ifa_0} \int_0^s \left( -\frac{GR}{K^2} \frac{1}{V} \right) e^{2i(f/\lambda)\tau} [e^{if(1-a)(s-\tau)} - e^{if(1+a)(s-\tau)}] d\tau \quad (22)$$

そこでふつうは  $\lambda \ll 1$  であることを使って積分を行ない、 $\delta = u/V$  を求めると

$$\frac{\delta}{(GR/K^2)(1/p^2\lambda)} = \frac{1}{a} (e^{if(1-a)s} - e^{if(1+a)s}) \quad (23)$$

この式によって、燃焼終了に相当する  $s$  に対して迎角  $\delta$  の値が求まるわけであるが、右辺のカッコ内の振幅は

$$\sqrt{2 - 2 \cos 2fas} = 2 \sin fas$$

であることから、 $\delta$  の大きさは下記の値をこえないことがわかる。

$$\left| \frac{\delta}{(GR/K^2)(1/p^2\lambda)} \right|_{\max} = \frac{2}{a} \quad (24)$$

径路角  $\vartheta$  については

$$\vartheta = \int_0^s \frac{G}{V^2} \delta ds \quad (25)$$

において、 $G$ ,  $V$  を一定と考えて積分を行なうことにより、下記の式が得られる。

$$\frac{\vartheta}{(GR/K^2)(1/p^2\lambda)} = -\frac{iG}{aV p \lambda} \left[ \frac{e^{if(1-a)s}}{1-a} - \frac{e^{if(1+a)s}}{1+a} - \frac{2a}{1-a^2} \right] \quad (26)$$

これより、 $\vartheta$  は下記の値をこえないことが導かれる。

$$\left| \frac{\vartheta}{(GR/K^2)(1/p^2\lambda)} \right|_{\max} = \frac{G}{V} \frac{2}{p \lambda} \cdot \frac{2}{a(1-a)} \quad (27)$$

この式で空力係数をふくむ項は  $a=0.5$  で最小となる.

(17) 式より

$$p/p_{\min}=1/\sqrt{1-a^2} \quad (28)$$

となるから,  $a=0.5$  とすれば

$$p=1.15 p_{\min}$$

したがってスピンの限界値より 15% 程度大き目の回転を与えておけばよいと考えられる.

なお,  $h=0$ ,  $a=1$  の場合は (3), (4), (5) を厳密に解くことができ, その解については前報にも示してあるが, 上の近似解は, 速度を平均値でおきかえることと,  $\lambda$  が小さいとみたことを除いて厳密解と一致するものである.

さきにも述べたように L-3 型の第 3 段には尾翼がない (小さなレーダ・アンテナ支えがついているがこれはほとんど安定に寄与しない) ので, 空力的には不安定である.

第 2 段から切離された直後の安定を考えると,  $C_{m\alpha}=0.8$ ,  $\lambda=0.036$ ,  $V=2400$  m/s であり, 切断高度を 68 km とすると  $p_{\min}=5.3$  rps,  $a=0.5$  とすれば  $p=6.1$  rps ということになる. またこの回転数で燃焼が行なわれるとして, 燃焼中の平均として  $K^2=0.98$  m<sup>2</sup>,  $G=130$  m/s<sup>2</sup>,  $V=3300$  m/s と仮定すると, 推力線のズレ 1 mm 当り

$$\delta \sim 0.6^\circ, \quad \vartheta \sim 0.07^\circ$$

となる.

このような計算にもとずいて第 2 段のスピン・ノズルと切断高度をきめたのであるが, 実際にはノズル傾斜翼が燃焼中に溶けるということで, スピンは約 3 rps にとどまった. スピンが安定限界より小さくてもロケットが安定に飛ぶということは L-3 型の実験ではじめて確認されたのであるが, その理由は, 上の理論は一定高度での飛しょうを仮定しているが, 実際にはロケットが上昇するので大気密度が下がり,  $p_{\min}$  が大気密度の平方根に比例して急速に減少するためである. いまある高度でスピンの  $p$  rad/s で, これが  $p_{\min}$  より小さいとし,

$$\sqrt{(p_{\min}^2/p^2)-1}=b$$

とおくと, 迎角の振幅は  $e^{bfs}$  のオーダーで増大することが示されるが,  $bfs=1$  となるまでの飛しょう距離  $s$  は

$$s=1/bf$$

で与えられる. さきに掲げた  $V$  と  $\lambda$  の値を用い,  $p_{\min}=32$  rad/s (5.1 rps),  $p=18.8$  rad/s (=3 rps) とすると  $s$  は約 6.5 km となり, およそ 10 km 上がると密度が 4 分の 1 に下がることを考えれば, はじめにスピンが限界値の 1/2 くらいであっても, 不安定が増大する前に安定な領域に入ることが理解される.

超高層での観測, とくにノーズ・コーンを取除いて観測を行なう場合には, 観測器取付けの構造強度からいってもスピンは低いほど良いので, これはつごうの良いことである.

なお一般にスピン回転数の選定に当たっては, スピンの周期が空力安定による揺動の周期と一致しないようにすること, またあまりスピンを大きくして機体の曲げ振動と共振せぬよう注意することなどが必要である.

高高度においては空力的な減衰が小さく, 各段の切断やノーズ・コーンの取除きなどのさ

いに生ずる横方向のじょう乱はほとんど消滅しないので、これらの機構についても細心の注意が必要である。

## 6. む す び

以上主としてロケットの飛しょう安定に関係する事柄について述べた。ロケットの運動をさらにくわしく論ずるには、 $C_{m\alpha}$  のほかに揚力係数、抵抗係数、動安定微係数などを入れた方程式を取り扱う必要があり、前報[10]にも一部分これを示してある。空気力学の立場からは、まずこれらの諸係数をマッハ数の広い範囲にわたって理論的に計算し、あるいは実験によって求めること、そしてこれらを使ってロケットの運動をしらべ、各段の切断、コースティング、点火高度やスピンの与え方などの決定に役立たせることが必要である。

現在、科学衛星打上げ用として計画中の4段式 M-4S 型ロケットでは、最終段だけ姿勢制御を行なうことによって衛星を軌道に入れることを考えているが、この場合には下の段、とくに第1段の飛しょう径路に対する風の影響の正確な計算が重要である。これには縦揺角速度  $q$  および迎角変化速度  $\dot{\alpha}$  による縦揺モーメント係数の変化  $C_{mq}$ ,  $C_{m\dot{\alpha}}$ , 抵抗係数の迎角による変化など、いろいろな係数を求めておかなければならない。こう考えるとロケットの空気力学も簡単なようではなかなかむずかしい問題をふくんでいるといえるであろう。

## 参 考 文 献

- [1] 観測ロケット特集号, 5年のあゆみ, 生産研究 12 卷 12 号, 昭 35. 12.
- [2] 玉木章夫: SP-150 の飛しょう実験, 生産研究 13 卷 10 号, 345-346, 昭 36. 10.
- [3] 戸田康明, 板橋宗雄, 中村巖: SP-150 ロケットのスピンの特性, 同上 342-344.
- [4] F. Tamaki and I. Nakamura: Spin Stabilization of a Sounding Rocket, Proc. 3rd. International Symposium on Rockets and Astronautics, Tokyo, 1961, 242-247, Yokendo, Tokyo, 1962.
- [5] W. A. Tucker and P. O. Piland: Estimation of the Damping in Roll of Supersonic Leading-Edge Wing-Body Combinations, NACA TN 2151, 1950.
- [6] J. N. Nielsen: Missile Aerodynamics, Chapt. 10, McGraw Hill Co. Inc., New York, 1960.
- [7] G. J. Adams and D. W. Dugan: Theoretical Damping in Roll and Rolling Moment Due to Differential Wing Incidence for Slender Cruciform Wings and Wing-Body Combinations, NACA TR 1088, 1952.
- [8] B. Etkin: Dynamics of Flight, J. Wiley & Sons, Inc., New York, 1959.
- [9] F. Tamaki, S. Mitsuishi and S. Nagai: Aerodynamic Characteristics of Cone-Cylinder-Flare Configuration at Supersonic Speeds, Proc. 3rd. International Symposium on Rockets and Astronautics, Tokyo, 1961, 209-213, Yokendo, Tokyo, 1962.
- [10] 玉木章夫, 三石智, 永井達成: カップ 7, 8, 9L 型の空気力学, 生産研究 13 卷 10 号, 322-327, 昭 36. 10.
- [11] F. R. Gantmakher and L. M. Levin: The Flight of Uncontrolled Rockets, Translated by O. M. Blunn, Pergamon Press, Oxford 1964.
- [12] J. B. Rosser et al.: Theory of Rocket Flight, McGraw Hill Co. Inc., New York, 1947.