

蒸気タービン長翼の振動と効率

Vibration and Efficiency of Long Blades for Large Steam Turbine

桑 野 幸 三* 植 西 晃**
Kōzō Kumeno Akira Uenishi

要 旨

火力発電機器の進歩にともなう、蒸気タービン最終段翼は急速に長大なものとなっている。この現実に対処し、長翼の開発を行なうため、数年前より実物大試験タービンによって研究を行ない、種々な長翼を開発してきた。

本稿は、長翼開発上困難な問題点である振動、低圧段落における三次元流れおよび翼形状などに関する解析法と実験結果について述べたものである。

1. 緒 言

火力発電技術の進歩は最近特にめざましく、アメリカにおける事業用発電機器はすでに 1,000 MW を越え、国内においては 600 MW の建設が開始されている。

蒸気タービンの大容量化を実現するための直接的な方法は、タービン低圧部において、排気損失をある限度内におさえるために最終段翼長および節円径を大きくすることであって、タービン全体の構造を複雑化することなく単位容量の増加を可能にする。このため長翼に関しては世界各国で精力的な研究を進めている。

日立製作所においては、かねてからこの点に着目し、長翼に関する流体力学的、振動強度ならびに製法などの研究を進め、種々の長翼を開発してきており、すでに 850 mm 長翼の開発が完了した。これによればタンデムコンパウンド 4 流排気形(TC 4 F) の場合 500 ~ 750 MW のタービンを製作できる。

長翼の開発当初において最も大きな問題点は低圧段流路形状に基づく流体力学および翼の振動的設計であった。以下これらの問題点、解析法および実験結果について報告する。

2. 長翼開発上の問題点および解決法

蒸気タービン低圧段落では蒸気の膨張が著しく、比容積が大きくなるので内、外壁は傾斜あるいは湾曲している。この流路形状が適当でないとい内外壁付近に強い二次流れが発生し、局部的に効率を低下させるばかりでなく、全体の流れを乱す原因となるので流路形状の決定がまず問題となる。

次に、このような構造では流体が半径方向に相当大きな速度成分をもつ。したがって、この成分を無視した二次元流に基づく設計法では翼配列の設計に誤差を生ずることになり、性能低下の原因となる。この三次元流に関する研究はきわめて多く発表されているが^{(3)~(6)}、長翼に適用するには難点が多かった。そこで基礎研究として軸対称流に応用されてきた Actuator Disc 理論を発展させ、流路形状の影響および翼列干渉を明確にする一方⁽¹⁾、従来から行なわれてきた運動方程式を解く方法⁽²⁾⁽⁴⁾を発展させた新しい三次元理論の解析を試み、実物大低圧タービン試験装置で確認することにした。

静翼、動翼がこの三次元流に適合するものでなければならぬのはもちろんのこと、翼性能がタービン性能を支配することは明白なことである。タービン最終段翼が実機で運転される場合には蒸気速度は超音速になるので衝撃波などによる複雑な流れの状態を解明せねばならない。理想流体のポテンシャル流れとして扱う、いわゆる二次元翼列の理論は非常に多くの人々により行なわれてきたが、

轉向角の大きいタービン翼形においては十分の成果をおさめたとは言いがたく、実際のタービン翼に応用するまでには至っていない状態であった。長翼開発研究の一端として二次元翼列の研究や静翼と動翼の相互干渉⁽⁷⁾およびタービン層流翼の研究⁽⁸⁾を実施するとともに、これらの結果を参考にし超音速流のもので設計された最終段翼を製作し、実物とまったく等しい状態で性能を確認することにした。

以上のように、三次元流の解析とこれに適合する翼形について十分検討され、流体力学的にすぐれた設計がなされたとしても、タービンの運轉回転数付近に翼の固有振動数と回転による励振次数との共振点が存在したならば、その翼は長時間にわたる安全な運轉を持続できず使用に耐えないものとなる。翼断面形状が一定のものや簡単な変化率のものであればその固有振動数の算定は比較的容易であるが、長翼は根元から先端へ断面形状が著しく変化し、ねじれがあり、しかも数枚の翼がつづり合わさっているもので正しい固有振動数の算出はきわめて困難であった。しかし、電子計算機の発達により、複雑な計算を高速で行なうことが可能となり、計算に必要な仮定の数がだんだん少なくなってきた。また Deak⁽⁹⁾は回転による遠心力および翼のねじれを考慮し、有限枚数の翼群として取扱い、実測値とかなりの一致をみるに至った。静止時における翼の固有振動数は基礎的な静的振動試験である程度の研究は可能であるが、一方回転中においては、蒸気流の不均一に基づく不規則な衝撃力を受けるので、これに対する信頼性の確認は現段階ではどうしても実物大の試験タービンによらねばならなかった。したがって、実機とまったく同一の条件で運轉される最終段長翼の実物大低圧タービンを試作し、流体力学および振動強度に関する問題点を解明するとともに低サイクル運轉や耐久力試験を実施し、各種問題の解明に専念してきた。

3. 低圧タービン試験装置

一般に研究用試験タービンは実物大タービンと縮小モデルタービンに区別される。縮小モデルタービンでは高速回転で運轉せねばならないことや、これに伴う相似則に関する新たな問題が生ずるので、日立製作所では図 1 に示すような実物大とし、3,000 あるいは 3,600 rpm で運轉することを考慮して製作した。タービン入口には減温、減圧装置を備え、温度、圧力を自由に調節できるようになっている。振動数、振動応力や遠心応力は翼およびバインド線にひずみゲージをはりつけ、回転軸の中空部を通し、スリップリングを介して検出される⁽¹⁰⁾。この測定方法は図 2 に示すとおりである。スリップリング部の一端につけた、回転中ひずみの生じないよう考慮した補償ひずみゲージと組合せ、同図(b)のようにブリッジを構成し、動的ひずみ計および電磁オシログラフにて回転中に生ずる共振振動ひずみを測定記録して振動応力を求める。

* 日立製作所日立工場

** 日立製作所日立研究所

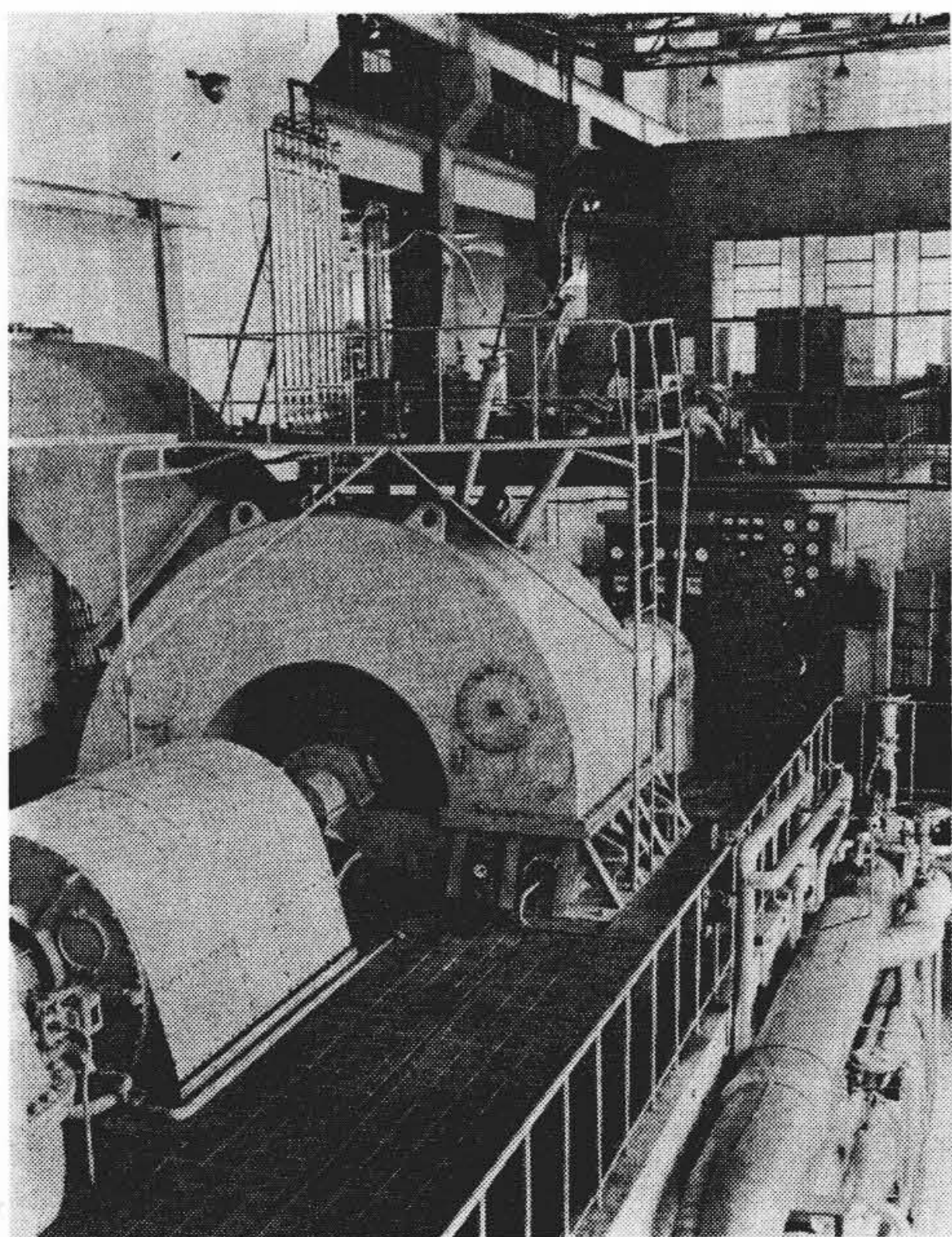


図1 実物大低圧タービン試験設備

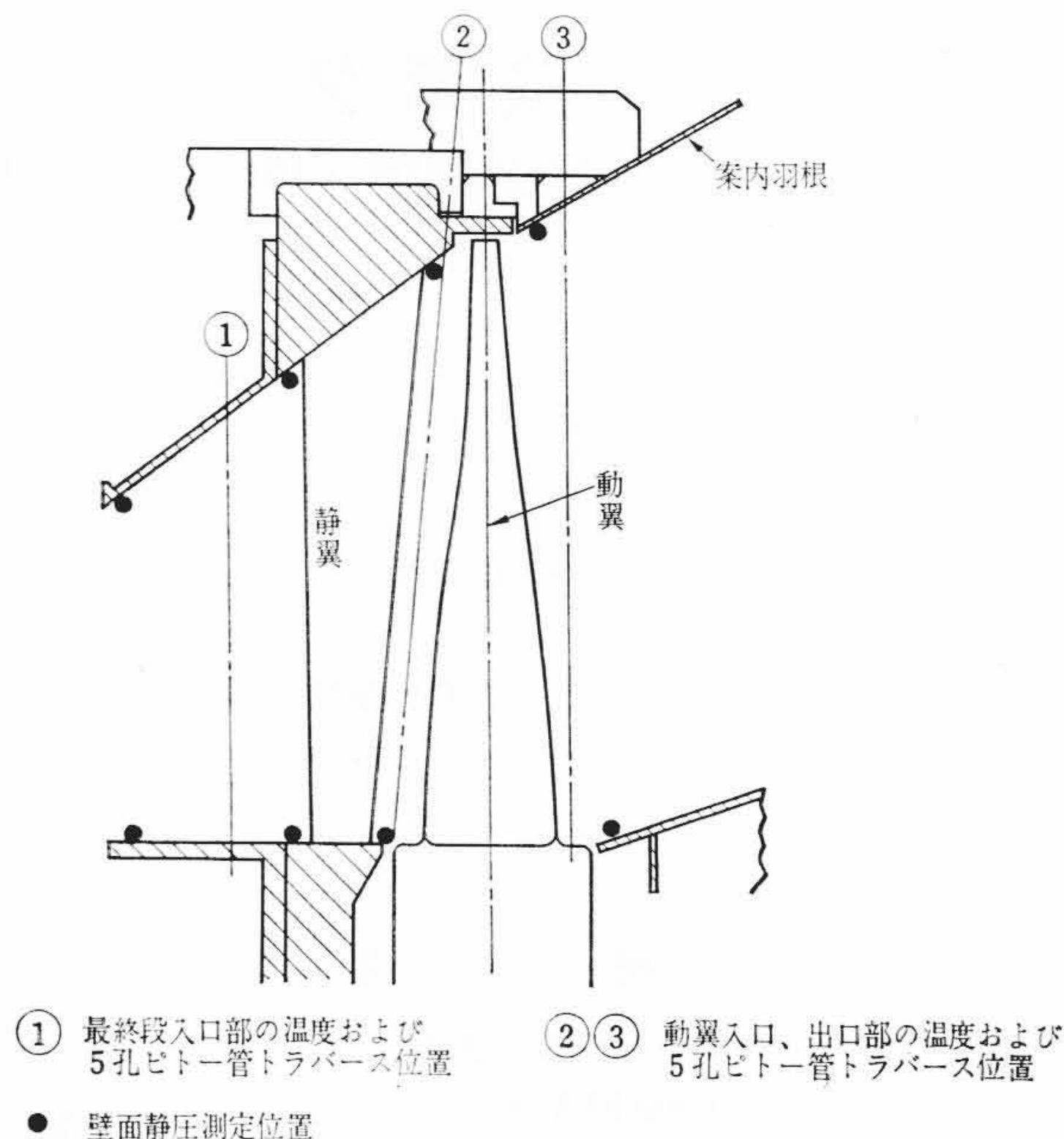


図3 最終段の温度および圧力測定位置

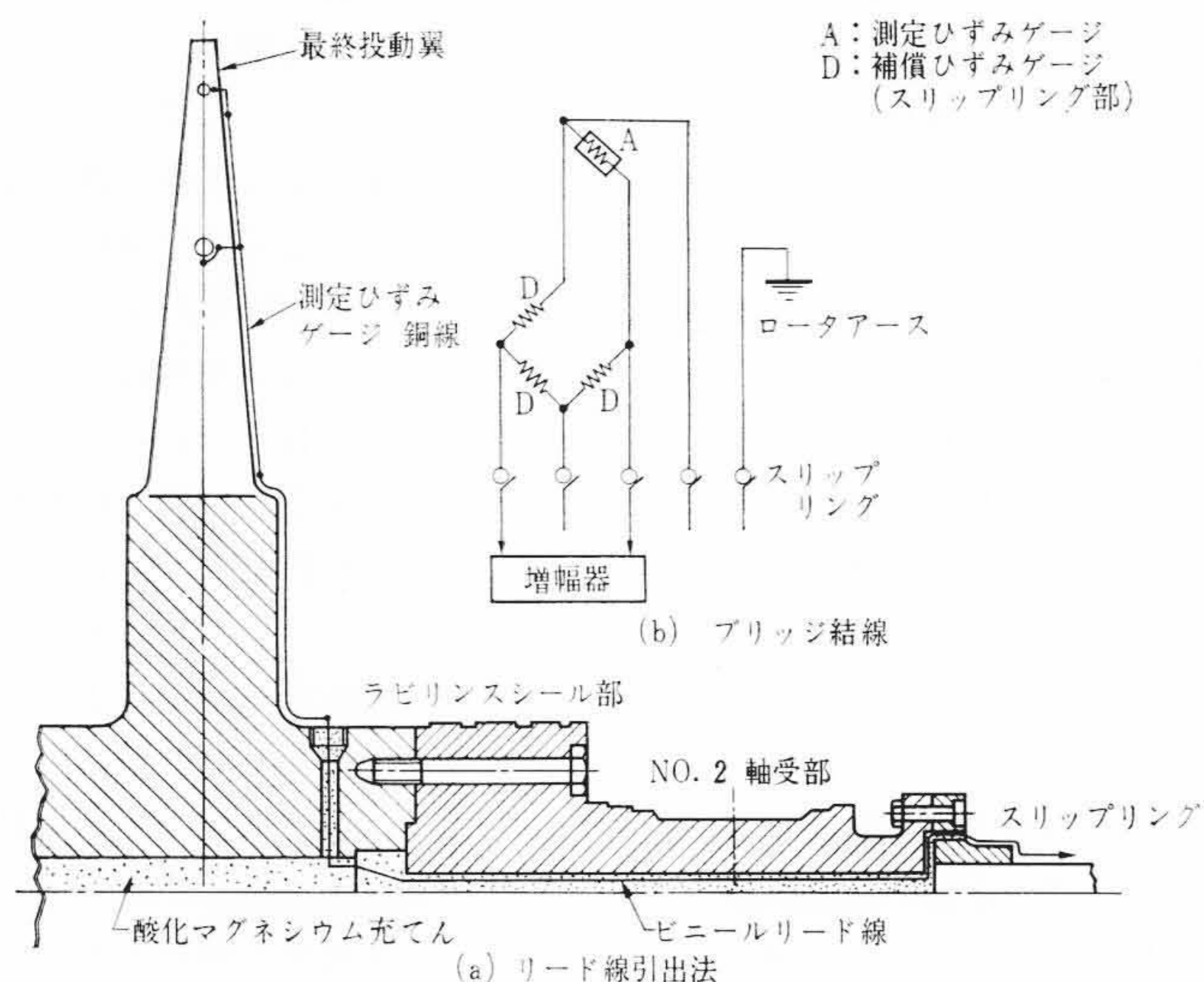


図2 応力測定方法

一方熱性能に関しては静翼の前後および動翼出口の3個所の位置に5孔ピトー管および温度計をそう入し、半径方向の流れの分布を求める。まずピトー管を適当に回転して流れの接線方向を探知し、得られた各圧力より半径方向の流れ角、全圧、静圧および速度をあらかじめ検定された結果を用いて求める。この測定を半径位置を変えて繰返し行ない、流れの状態を詳細に調べ、内部効率の分布などを得ることができる。なお温度は測定された速度に対して検定で得た回復係数を考慮して全温、静温を求めた。温度および圧力の測定位置を図3に示す。

4. 長翼の振動

4.1 計算法

回転翼群において、図4に示すような集中質量と無質量でバネ効果のみを有する部分からなる微小区分の連結として考えると、外力、内力、モーメントの釣合式は次の11個の式となる。翼群中の j 番目の翼について、

Z方向の力の釣合

$$Q_{i+1} - Q_i = -m_{bi+1} \Omega^2 R_{i+1} \quad \dots\dots\dots (1)$$

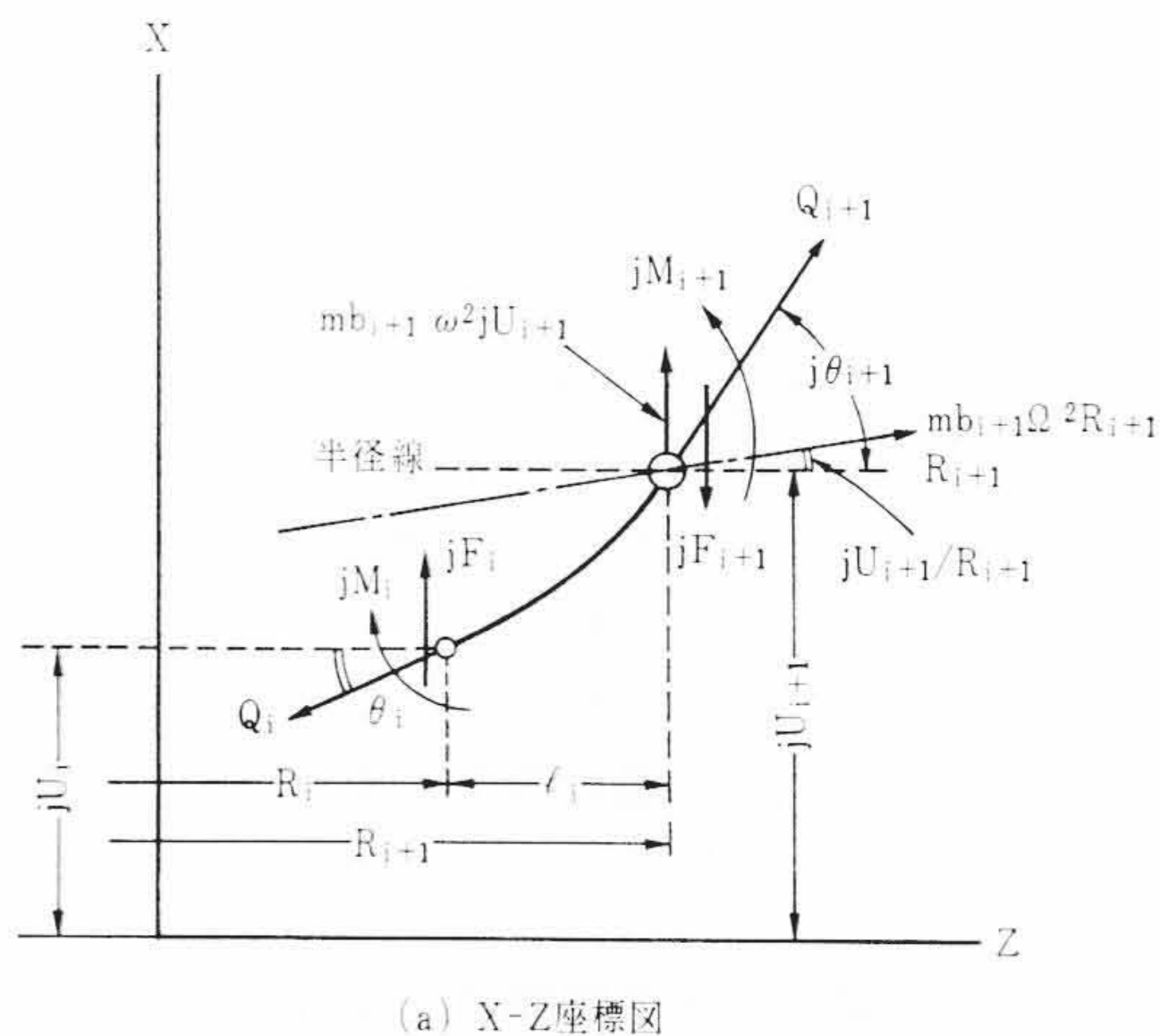
X方向の力の釣合およびモーメントの釣合

$${}_j F_{i+1} - {}_j F_i = m_{bi+1} (\omega^2 + \Omega^2) {}_j U_{i+1} + Q_{i+1} {}_j \theta_{i+1} - Q_i {}_j \theta_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

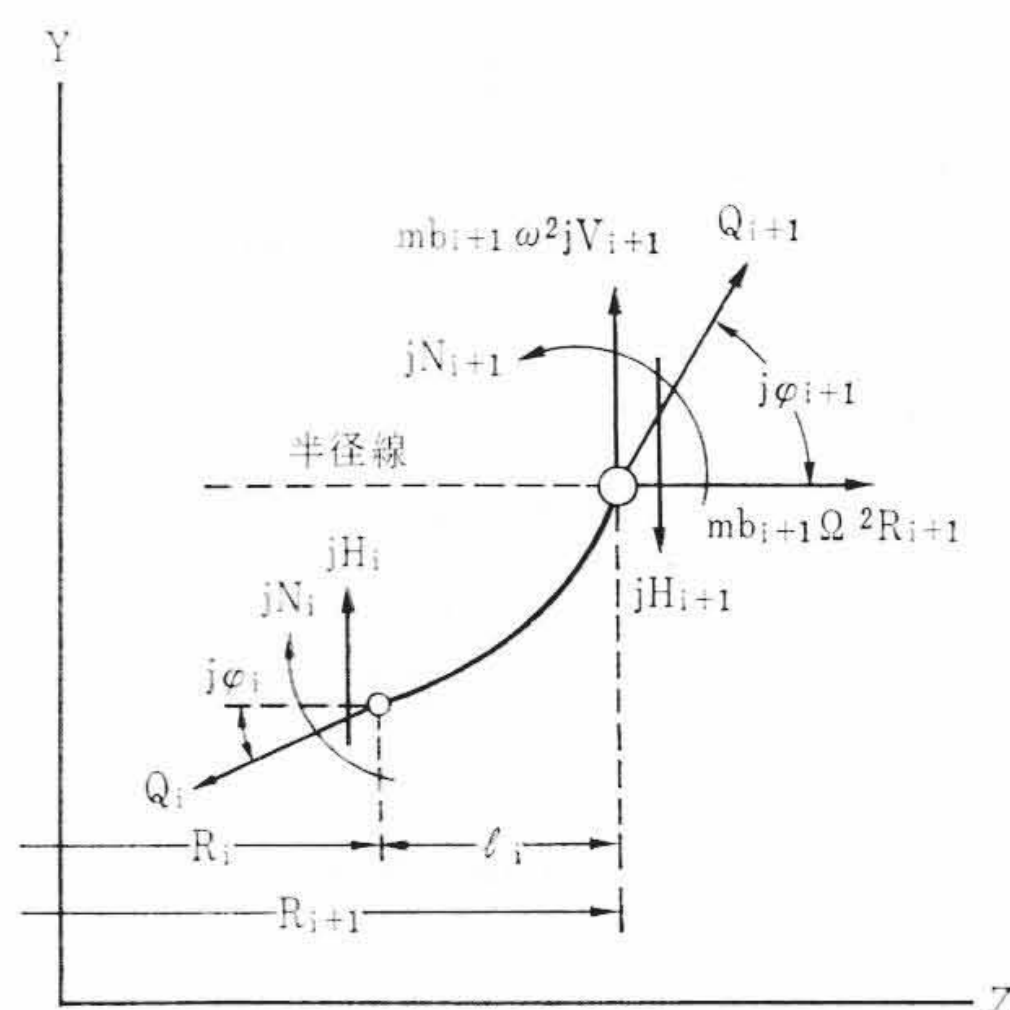
$${}_j M_{i+1} - {}_j M_i = m_{bi+1} \Omega^2 R_{i+1} ({}_j U_{i+1} - {}_j U_i) + ({}_j F_i + Q_{i+1} {}_j \theta_{i+1} - Q_i {}_j \theta_i) l_i \quad \dots\dots\dots (3)$$

Y方向の力の釣合およびモーメントの釣合

$${}_j H_{i+1} - {}_j H_i = m_{bi+1} \omega^2 {}_j V_{i+1} + Q_{i+1} {}_j \varphi_{i+1} - Q_i {}_j \varphi_i \quad \dots\dots (4)$$



(a) X-Z座標図



(b) Y-Z座標図

図4 座標図

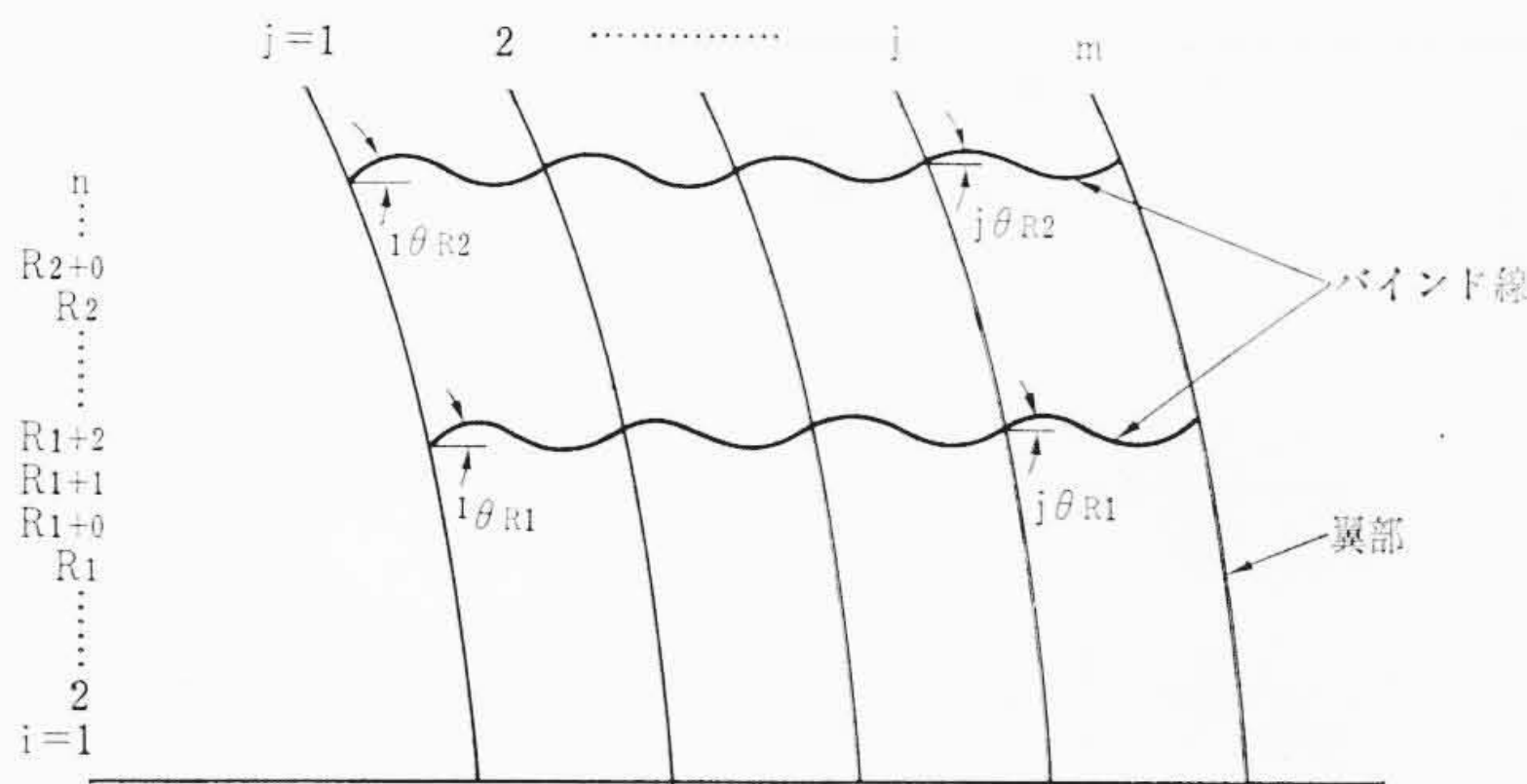


図5 翼群のバインド線部の名称

$${}_jN_{i+1} - {}_jN_i = m_{bi+1} Q^2 R_{i+1} ({}_jV_{i+1} - {}_iV_i) + ({}_jH_{i+1} + Q_{i+1} \cdot {}_j\rho_{i+1} - Q_{i,i} \rho_i) l_i \quad (5)$$

Y軸回りねじりモーメントの釣合

$${}_jT_{i+1} - {}_jT_i = -\rho \cdot I_{\rho i} \cdot l_i \cdot {}_j\phi_{i+1} \cdot \omega^2 \quad (6)$$

変形の関係式

$${}_jU_{i+1} - {}_jU_i = l_i \cdot {}_j\theta_i + \frac{I_{Xi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jM_i}{2K} + \frac{I_{Xi} \cdot l_i^3 \cdot {}_jF_i}{6K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jN_i}{2K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^3 \cdot {}_jH_i}{6K} \quad (7)$$

$${}_jV_{i+1} - {}_jV_i = l_i \cdot {}_j\phi_i + \frac{I_{Yi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jN_i}{2K} + \frac{I_{Yi} \cdot l_i^3 \cdot {}_jH_i}{6K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jM_i}{2K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^3 \cdot {}_jF_i}{6K} \quad (8)$$

$${}_j\theta_{i+1} - {}_j\theta_i = \frac{I_{Xi} \cdot l_i \cdot {}_jM_i}{K} + \frac{I_{Xi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jF_i}{2K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i \cdot {}_jN_i}{K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jH_i}{2K} \quad (9)$$

$${}_j\phi_{i+1} - {}_j\phi_i = \frac{l_i}{G \cdot S_i} \cdot {}_jT_i \quad (10)$$

$${}_j\phi_{i+1} - {}_j\phi_i = \frac{I_{Yi} \cdot l_i \cdot {}_jN_i}{K} + \frac{I_{Yi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jH_i}{2K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i \cdot {}_jM_i}{K} - \frac{I_{XYi} \cdot l_i^2 \cdot {}_jF_i}{2K} \quad (11)$$

ここに $K = E \cdot I_{\max, i} \cdot I_{\min, i}$

以上はバインド線のない部分の釣合式、関係式であるが、バインド線のある部分まで来ると、翼の変形に伴うバインド線の反力によって翼もバインド線から影響を受ける。根元からR番目の区分において、バインド線が連結されるものとして、翼群中の翼は次のようなバインド線からの影響を受ける。すなわち、図5を参考にして、R番目区分のわずかに外側では、

$${}_jM_{R+0} = {}_jM_R + \frac{2 \cdot E \cdot I_{X'}}{P} ({}_{j-1}\theta_R + 2 \cdot {}_j\theta_R) + \frac{2 \cdot E \cdot I_{X'}}{P} (2 \cdot {}_j\theta_R + {}_{j+1}\theta_R) \quad (12)$$

$${}_jF_{R+0} = {}_jF_R + mS \cdot \omega^2 \cdot {}_jU_R + \frac{E \cdot A_S}{P} ({}_{j-1}U_R - {}_jU_R) + \frac{E \cdot A_S}{P} (-{}_jU_R + {}_{j+1}U_R) \quad (13)$$

$${}_jN_{R+0} = {}_jN_R + \frac{G \cdot S_P}{P} (-{}_{j-1}\phi_R + {}_j\phi_R) + \frac{G \cdot S_P}{P} ({}_j\phi_R - {}_{j+1}\phi_R) \quad (14)$$

$${}_jT_{R+0} = {}_jT_R - \frac{P^2 mS}{12} \cdot \omega^2 \cdot {}_j\phi_R + \left[\frac{2 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P} ({}_{j-1}\phi_R + 2 \cdot {}_j\phi_R) + \frac{6 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P^2} ({}_{j-1}V_R - {}_jV_R) \right] + \left[\frac{2 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P} (2 \cdot {}_j\phi_R + {}_{j+1}\phi_R) + \frac{6 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P^2} ({}_jV_R - {}_{j+1}V_R) \right] \quad (15)$$

表1 翼根元の条件

条 件	1	2	3	4	5
${}_jM_1$	1	0	0	0	0
${}_j\theta_1$	A	0	0	0	0
${}_jN_1$	0	1	0	0	0
${}_j\phi_1$	0	B	0	0	0
${}_jT_1$	0	0	1	0	0
${}_j\phi_1$	0	0	C	0	0
${}_jF_1$	0	0	0	1	0
${}_jU_1$	0	0	0	D	0
${}_jH_1$	0	0	0	0	1
${}_jV_1$	0	0	0	0	E

 $j=1, 2, \dots, m.$

$${}_jH_{R+0} = {}_jH_R + mS \cdot \omega^2 \cdot {}_jV_R + \left[\frac{6 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P^2} ({}_{j-1}\phi_R + {}_j\phi_R) + \frac{12 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P^3} ({}_{j-1}V_R - {}_jV_R) \right] - \left[\frac{6 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P} ({}_j\phi_R + {}_{j+1}\phi_R) + \frac{12 \cdot E \cdot I_{Y'}}{P^3} ({}_jV_R - {}_{j+1}V_R) \right] \quad (16)$$

以上(2)～(11)の翼形部の基本式、(12)～(16)のバインド線部の拘束条件および半径方向の引張力の関係式(1)により翼の固有振動数を得るためには、翼根元の条件を与えねばならない。表1は翼根元の条件を(2)～(11)の基本式に与えたものである。これら条件の物理的意味は翼根元において単位の接線方向モーメント、軸方向モーメント、ねじりモーメント、接線方向せん断力および軸方向せん断力に対して、それぞれA, B, C, D, Eの傾き角または、変位があるという翼根元の固定の度合を示すものである。

翼群の場合、同一の振動状態の時でも端の翼と中央の翼では根元のモーメントおよびせん断力は同一にならない。したがって、表1の5個の条件をそれぞれ第j番目の翼に適用するとき、接線方向モーメント、軸方向モーメント、ねじりモーメント、接線方向せん断力および軸方向せん断力の順に C_{Pj} ($P=1, 2, \dots, 5$) なる未定の係数であるとすると第l番目の翼の先端では、 $j=1, 2, \dots, m$ に対して

$${}_lM_n = \sum_{j=1}^m \sum_{P=1}^5 C_{Pj} \cdot {}_jM_n^P \quad (17)$$

$${}_lN_n = \sum_{j=1}^m \sum_{P=1}^5 C_{Pj} \cdot {}_jN_n^P \quad (18)$$

$${}_lT_n = \sum_{j=1}^m \sum_{P=1}^5 C_{Pj} \cdot {}_jT_n^P \quad (19)$$

$${}_lF_n = \sum_{j=1}^m \sum_{P=1}^5 C_{Pj} \cdot {}_jF_n^P \quad (20)$$

$${}_lH_n = \sum_{j=1}^m \sum_{P=1}^5 C_{Pj} \cdot {}_jH_n^P \quad (21)$$

が得られる。もし ω が固有振動数ならば翼の先端では(17)～(21)式の左辺の5m個の値は0とならねばならないから結局 C_{Pj} なる5m個の値を未知数とした5m×5mの行列式を0とするような ω の値が翼群の固有振動数となる。

4.2 実験結果および理論値

図2に示した方法で運転中における長翼の振動特性を測定し、その結果と理論計算結果の一例を図6に示す。図中の鎖線は理論値であり、実験値との最大誤差は7%程度で求められ、定格回転数(60 c/s)では4%以内で求められている。すなわち、翼根元における固定条件の仮定が適当で、前述の解析法の正しいことが確認された。

タービン回転数の上昇にしたがって種々の静的振動数と回転に基づく励振との共振があらわれ、その共振振動数は遠心力によって翼の剛性が増して静的固有振動数よりも高くなる。

タービン翼設計の基本方針はタービン回転数に対してタービン翼の製作、取り付けなどの誤差による静的固有振動数のバラツキを考

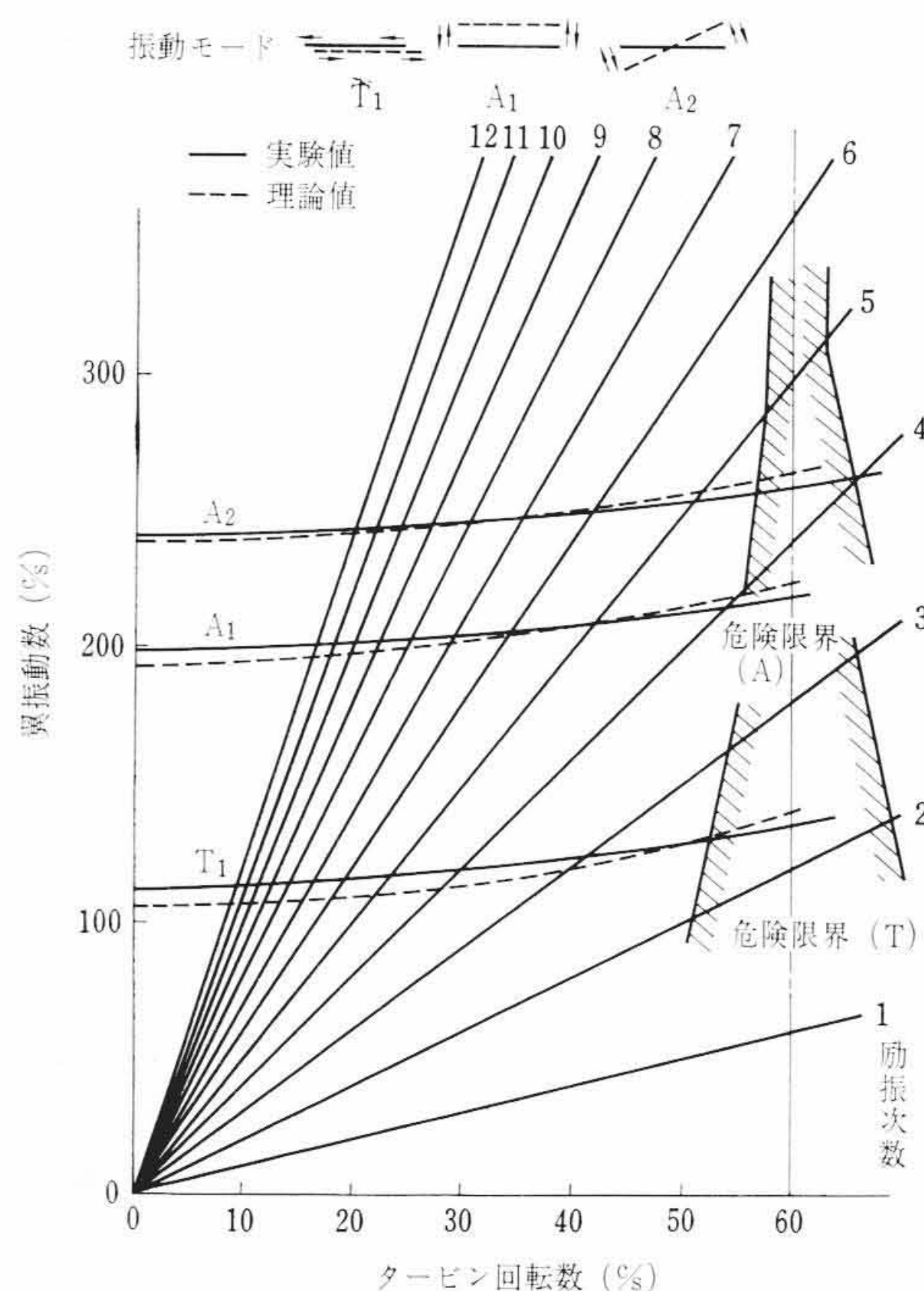


図6 振動解析線図

慮した運転危険限界があって、この範囲内に共振点が存在しないようにすることである。図によれば54～66 c/sの範囲にまったく共振点が存在しないので58.5 c/sの低サイクル運転も十分可能であることがわかる。

5. 低圧段落における流れ

5.1 三次元流理論

タービン内部の流れを定常、軸対称な非粘性流れと仮定し、また流体は比熱比 K に従って完全ガスの法則によって行なわれるとすれば、運動の式、エネルギーの式、連続の式および状態式は周知のように

$$u \frac{\partial u}{\partial Z} + u \frac{\partial u}{\partial Y} = \frac{v^2}{Z} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial Z} \quad (22)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial Z} + w \frac{\partial v}{\partial Y} = -\frac{u \cdot v}{Z} \quad (23)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial Z} + w \frac{\partial w}{\partial Y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial Y} \quad (24)$$

$$dh = \frac{1}{\rho} dP + \frac{1}{2} d(u^2 + v^2 + w^2) \quad (25)$$

$$\frac{\partial(\rho Z u)}{\partial Z} + \frac{\partial(\rho Z w)}{\partial Y} = 0 \quad (26)$$

$$\frac{P}{\rho^\kappa} = \text{一定} \quad (27)$$

である。

反動度 R_x を導入して計算に便利な形に表わすと

$$\frac{\partial R_x}{\partial Z} = 2 \left(\frac{w}{V_0} \right)^2 \frac{\lambda K + (1 - M^2) L}{1 - M^2 (1 + \lambda^2)} \quad (28)$$

$$\frac{\partial R_x}{\partial Y} = 2 \left(\frac{w}{V_0} \right)^2 \frac{K + \lambda M^2 L}{1 - M^2 (1 + \lambda^2)} \quad (29)$$

$$\text{ここに、} \lambda = \frac{u}{w} \quad (30)$$

$$K = \frac{\lambda}{Z} + \frac{\partial \lambda}{\partial Z} \quad (31)$$

$$L = \frac{1}{Z} \left(\frac{v}{w} \right)^2 - \frac{D\lambda}{DY} \quad (32)$$

表2 おもな流動形式

	静翼の流動形式	動翼の流動形式
1	自由渦形	自由渦形
2	流出角一定	軸方向流出
3	質量流量一定	質量流量一定
4	出口角を与える	出口角を与える

$$\text{また、} dh = \frac{1}{\rho} dP + \frac{1}{2} d \{ w^2 (1 + \lambda^2) + v^2 \} \quad (33)$$

となり(27)、(28)、(29)、(33)式が基本式である。

なお静翼および動翼出口の蒸気流の転向を考慮すれば、次式となる。

$$\sin \alpha_s' = \frac{\left\{ \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left(\frac{V^2}{a^2} - 1 \right) + 1 \right\}^{\frac{\kappa - 1}{2(\kappa + 1)}}}{\frac{V}{a}} \sin \alpha_s \quad (34)$$

(28)、(29)式で明らかのように、半径方向および軸方向の圧力分布は流線の形状で変化する。すなわち、流線の形状を表わすパラメータとしては子午面流線のこう配 λ 、子午面流線の曲率 $D\lambda/DY$ がある。基礎式において、まずこう配 λ や曲率 $D\lambda/DY$ を任意に仮定し、定められた位置における等流量分布点を求め、第2近似値を得ることができる。このようにして逐次近似を高め、仮定した λ 、 $D\lambda/DY$ に変化がなくなるまで計算を繰返せばよい。

より厳密に考えるならば、静翼、動翼の前後および内部の流れの場を回転軸に直角な多数の平面で分割し、各分割点において(28)、(29)式から決定される差分方程式を解けばよいが、大形電子計算機を使用してさえ膨大な計算時間となるであろう。

本解析法はこの方法と同等な精度が解を求めることができ、しかも計算が容易である。

静翼、動翼を含む適当な位置に検査面を設け、静翼前方、動翼後方の検査面において、流れは半径方向に一樣とし、所定の λ 分布をもつものとする。それは K ＝一定な分布である。

次に本解析法は新しくタービンを設計する場合にも、また既存タービンの内部流れを検討する場合にも有効であり、またどのような流動形式 (Flow pattern) についても計算できる特長をもっている。代表的な流動形式を表2に示す。

静翼出口、動翼出口の流動形式(4)の場合は既存のタービン内部の流動を検討するためのものであり、(1)～(4)はそれぞれ自由に組合せることができる。静翼出口における蒸気流出角一定の流動形式は圧縮性を考慮した場合に流線の半径方向への変位が比較的小さいので好んで用いられる。また動翼出口における軸方向へ流出する流れは最終段を流出するエネルギー損失を最小にする条件を満足させるためのものである。

5.2 計算結果および実験結果

上記の理論計算法によって、二次元流に仮定した場合と三次元流で計算した場合とで生ずる差を明らかにしたのが図7である。流動形式としては動翼出口はいずれも自由渦形としたが、静翼出口においては、三次元計算で静翼流出角一定形と自由渦形をそれぞれ実線と鎖線で示し、二次元計算例においては静翼流出角一定形として一点鎖線で示してある。自由渦形と静翼流出角一定とした流動形式においては、ほとんど差が認められないが、二次元計算では、かなりの差が生ずる。静翼出口角においては、これらの傾向はほぼ等しいが、二次元計算と三次元計算とでは約5°の差が生ずる。動翼流入角においては二次元計算の場合15～20°の差を生じ、これをもとにして計画されると迎角の誤差が大きく、効率を著しく低下させることが明白である。動翼出口における流れ角においては、傾向的にもま

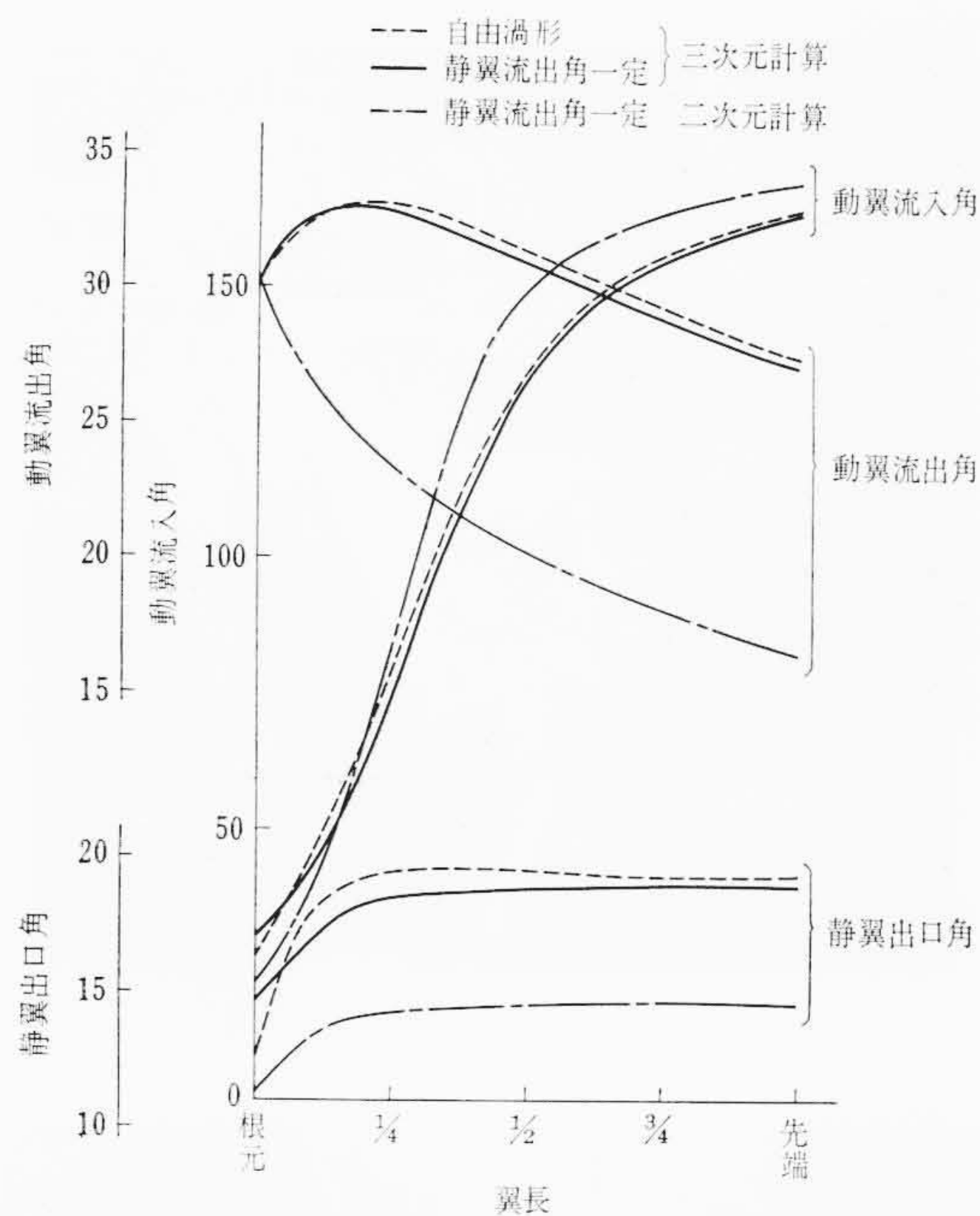


図7 流れ角の比較

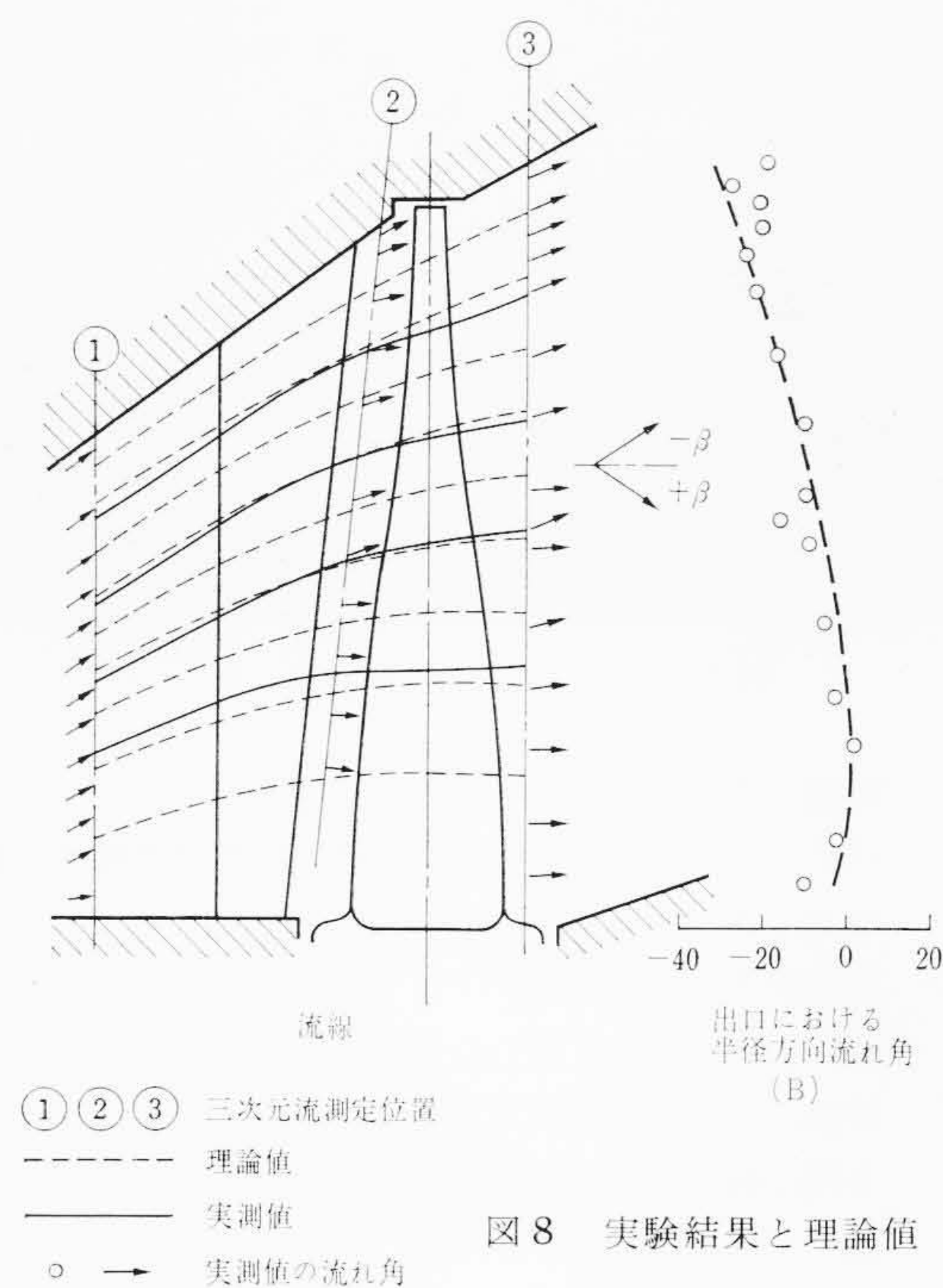


図8 実験結果と理論値

まったく異なったものとなる。これらの図は単なる計算例であるが、二次元設計における誤差は大きく、三次元設計によらねば高性能タービンは期待できない。

図8は実物大低圧タービン試験装置による測定値と実験条件における理論値 (Direct Problem) の比較を示した。両者はきわめてよく一致しており、本計算が正しいことを示すものである。また、内部流れの状態も翼根元から先端まできわめて良好なものである。流路形状が適当でないと内、外壁付近の流れが乱される危険性がある。種々検討の結果、図3のように直線壁とし、実機より大きな拡がり角に製作されているが、図8で明らかなように、先端付近における流れの乱れは認められず、流路形状の良好なことが確認できた。

5.3 排気損失

排気損失のおもなものは動翼を流出する運動のエネルギー損失

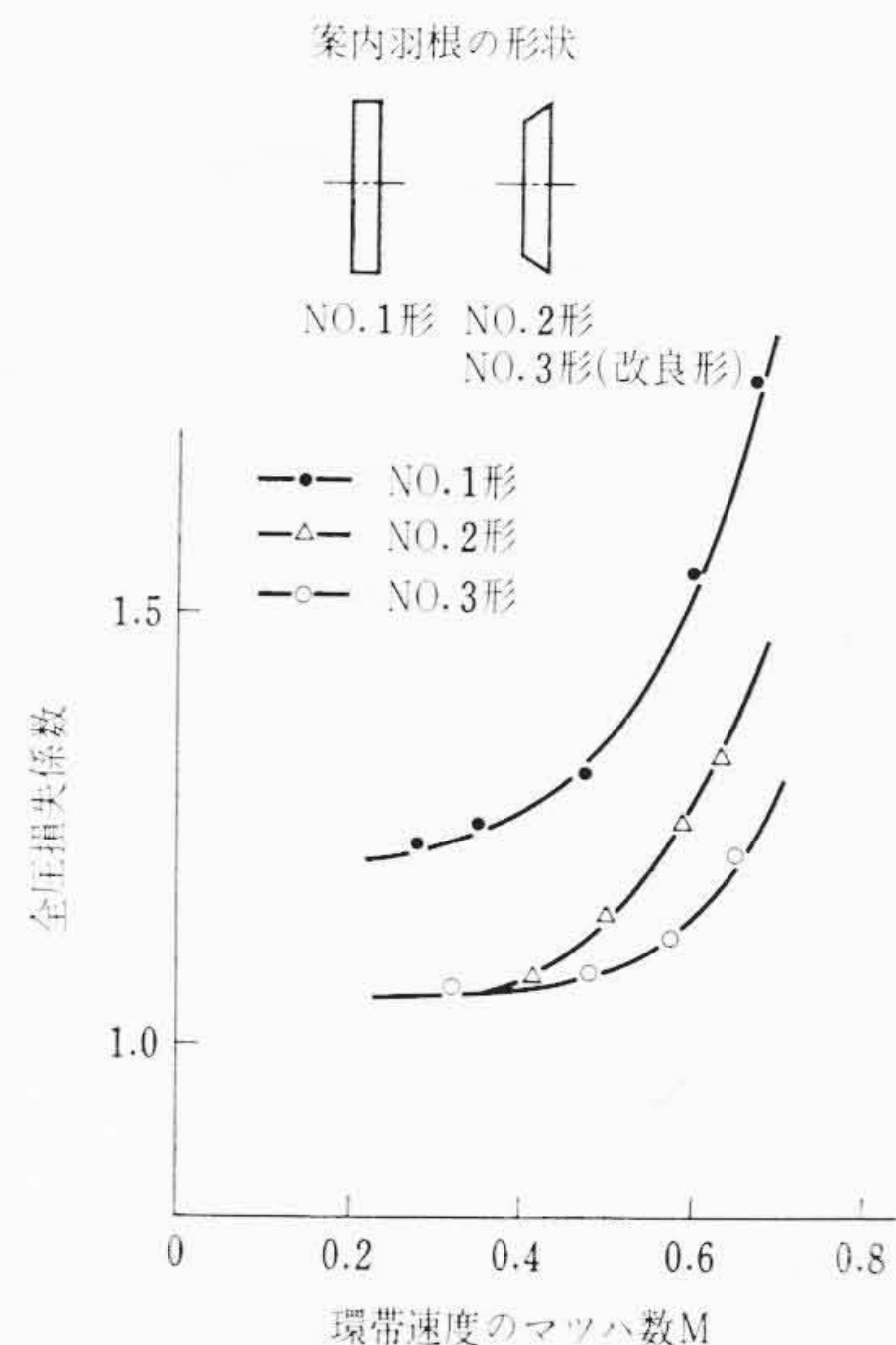


図9 案内羽根の形状と損失の関係

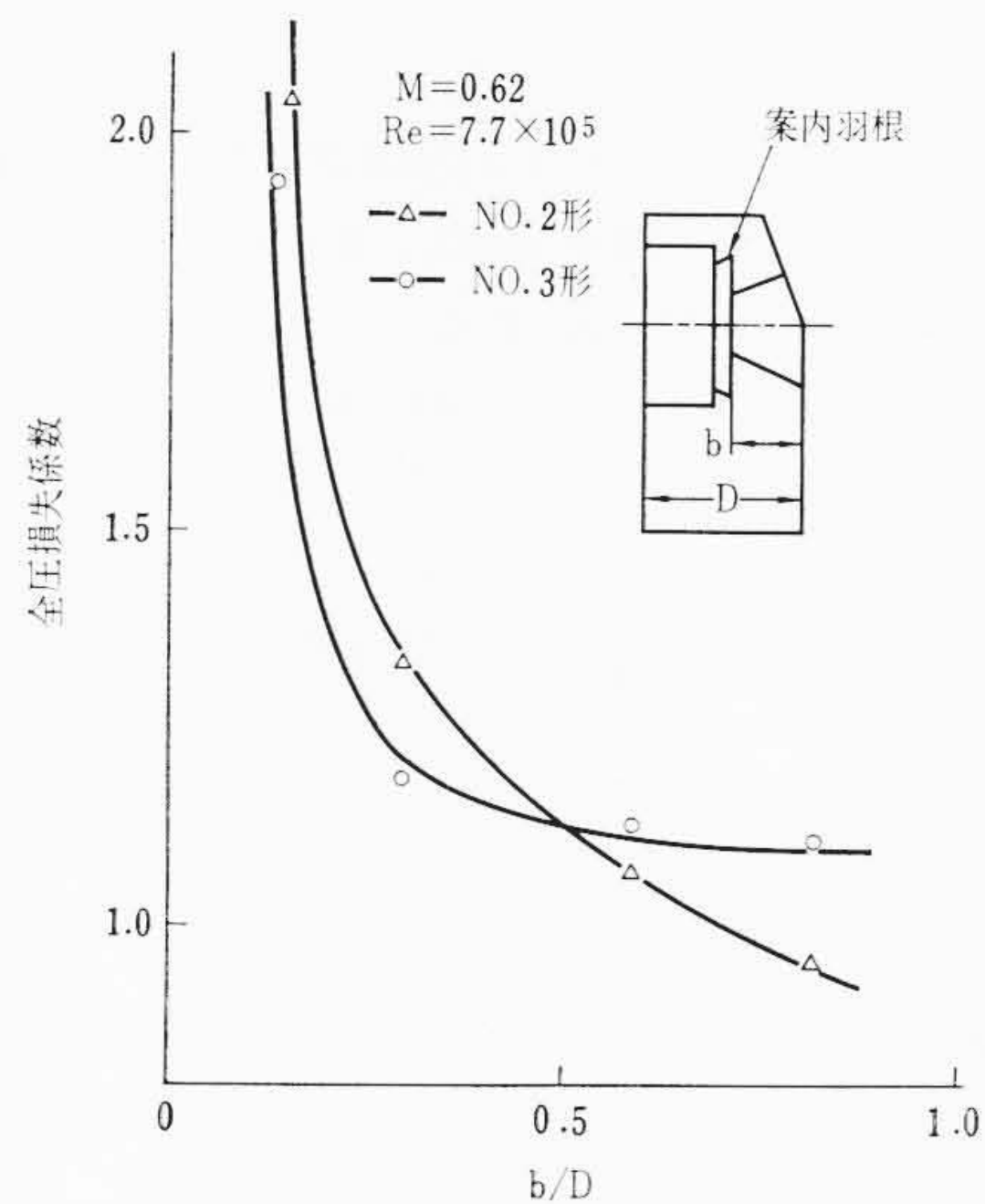


図10 b/D と損失の関係

(Leaving loss) と動翼出口から復水器にいたる流路の摩擦損失 (Hood loss) である。前述のように、三次元流の正確な計算ができ、それらの妥当性が実験的に確認されたので、損失の最も少ない最適な流動形式を選ぶことができる。したがって、排気損失に関しては Hood loss を最小にする形状の検討が必要となる。もちろんこの場合に経済性を考慮せねばならないので、タービン全長を長くすることや、形状の大幅な変更は改善の一つの方法であるが、あまり得策でなく、従来の空間内で最適なものを見いだすことが要求される。

図9は最終段動翼出口に取り付けられている案内羽根(図3参照)の形状による損失を調べた結果であり、No.2形は図8のような円錐形のものであり、No.3形はNo.2形の改良形である。またNo.1形は軸に平行な形状のものである。No.1形からNo.3形に形状を変えることによる損失の減少を、たとえば $M=0.6$ において熱消費率に換算すると約 2 kcal/kg 改善されることになる。図10は排気室の大きさに関するもので、これから経済的に最適な軸長あるいは排気室の大きさが決定できる。

6. タービン翼形

電子計算機の発達により、計算労力は無視できるようになったので、ホドグラフ法が再び注目されだした。この方法によれば、翼面上の速度分布を容易に調節でき、いわゆる層流翼の設計ができる。

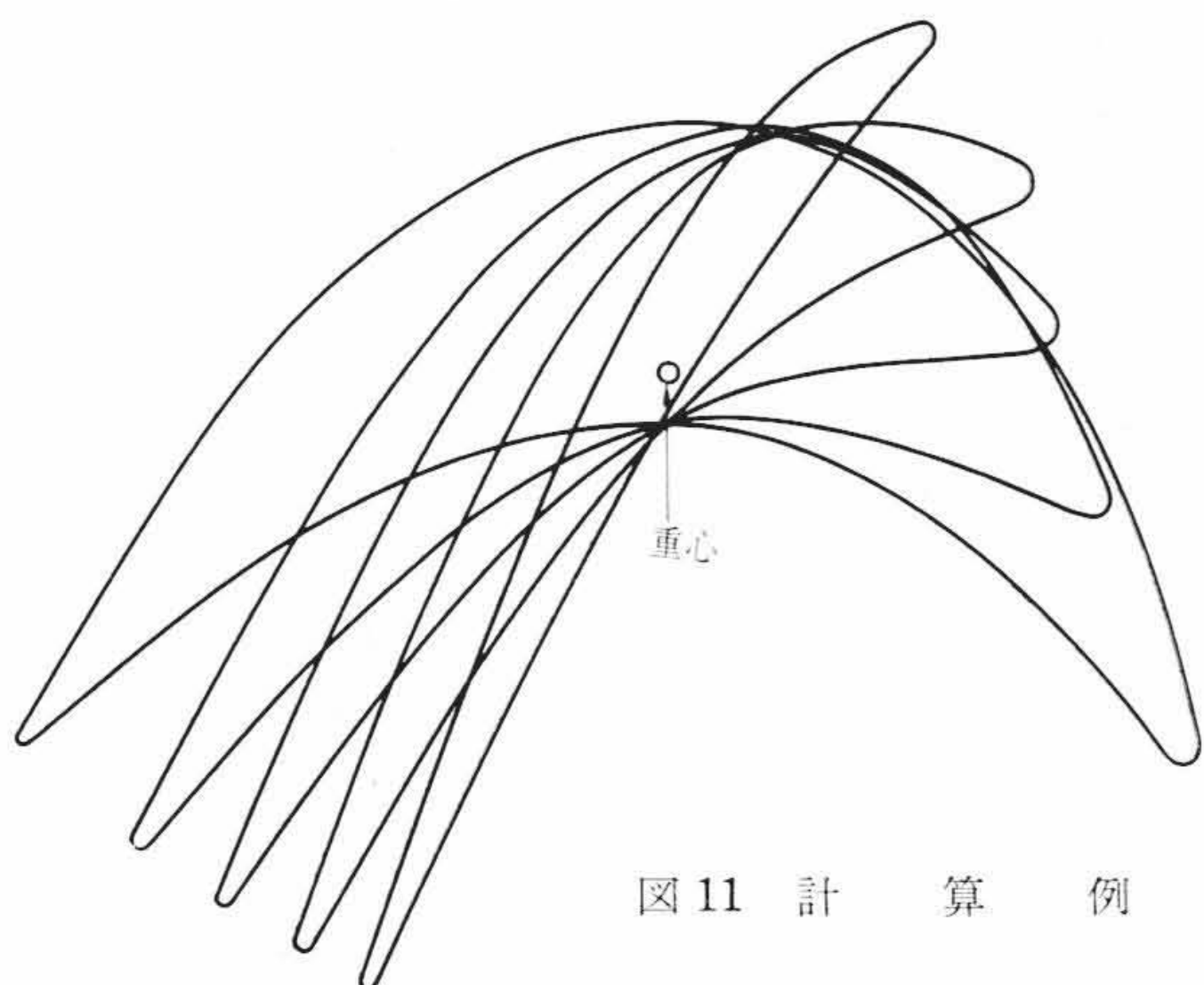


図 11 計 算 例

翼形は前縁，後縁ともにとがった形状のものが得られるが，前縁部は循環の減少あるいは速度分布を考慮して丸められる。また後縁部は機械的強度および出口角を考慮すれば厚肉のものとなる。計算結果の例を 図 11 に示す。これらは各断面の重心の座標で重ね合わせたものである。この層流翼が実機におけるように高い R_e 数の領域で予想どおりの性能が得られるかを確認するために，最も簡単な方法として，二次元翼列実験を実施し，種々な結果を得ているが⁽⁸⁾，翼列風洞における測定状態を 図 12 に，また計測装置を 図 13 に示す。この計測装置は全自動であり，流れの方向を自動的に探知して，流れ角，温度，全圧および静圧などすべてタイプライターで印字され，あらかじめ定められたプログラムに従って測定を繰返す。

超音速流における翼形の場合には Prandtl-Meyer の膨張を考慮して翼の決定ができる。長翼の翼形にはこれら基礎資料が十分導入されている。

7. 記 号

A, B : 翼根元の単位接線方向および軸方向曲げモーメントに対する傾き角

C : ねじりモーメントに対するねじり角

D, E : 接線方向および軸方向せん断力に対する変位

F, U : 接線方向せん断力および変位

H, V : 軸方向せん断力および変位

M : 接線方向モーメント

N : 軸方向曲げモーメント

T : ねじりモーメント

R : 任意断面までの半径

Q : 遠心引張力

mb : 翼の微小区分質量

Ω : 回転角速度

θ, φ : 接線および軸方向傾き角

ϕ : ねじれ角

ρ : 密度

E : 横弾性係数

G : 縦弾性係数

A_s : バインド線の断面積

l : 翼の微小区分長さ

ω : 固有振動数

p : バインド線の有効ピッチ

ms : バインド線の質量

I_x, I_y : Y 軸および X 軸に関する断面 2 次モーメント

$I_{x,y}$: X, Y 軸に関する断面積乗モーメント

$I_{\max}$: 断面主 2 次モーメントの大きいもの

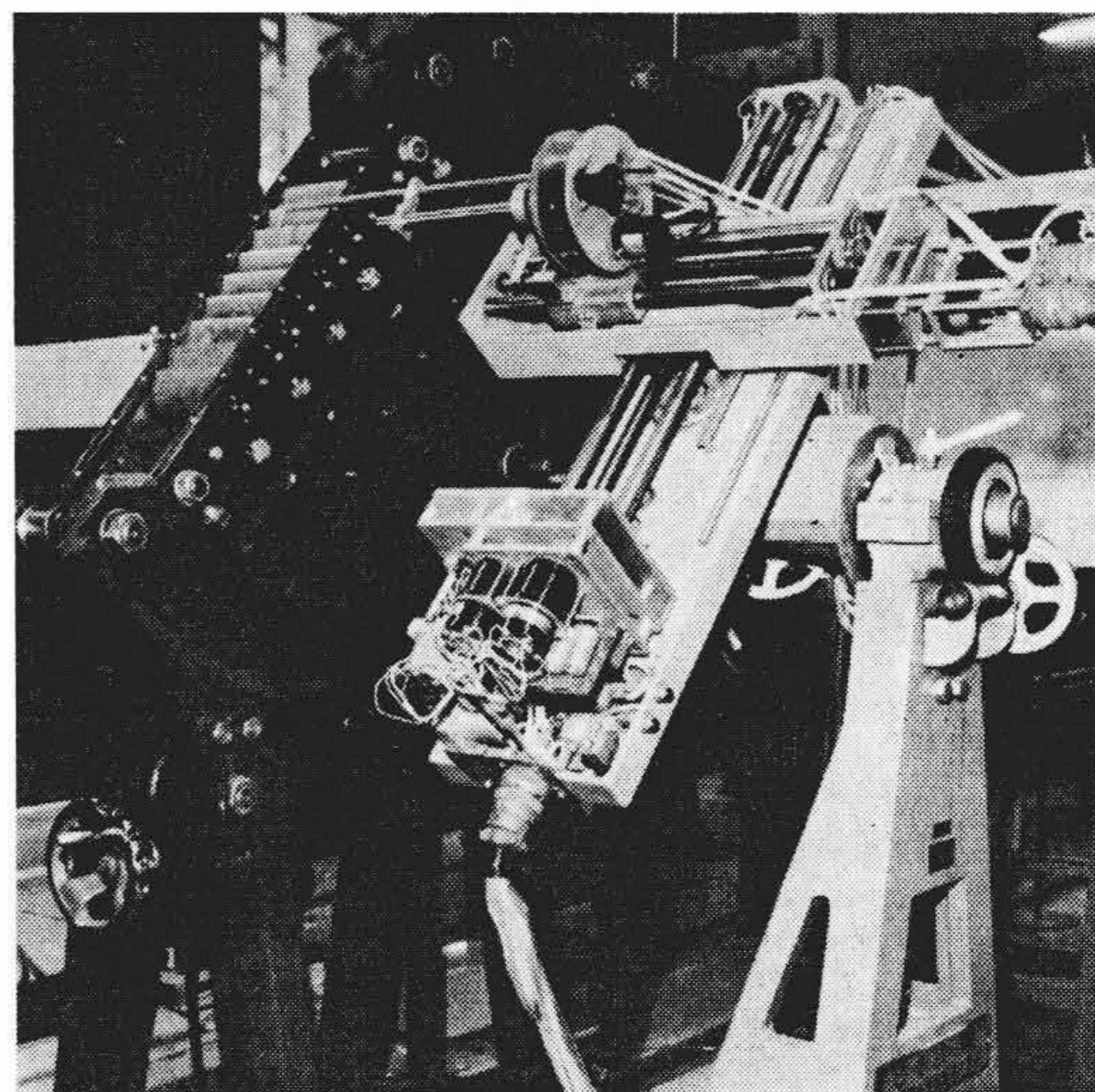


図 12 翼 列 風 洞



図 13 自 動 計 測 装 置

$I_{\min}$: 断面主 2 次モーメントの小さいもの

I_x', I_y' : バインド線の接線方向および軸方向曲げに対する抵抗 2 次モーメント

I_p : 極断面 2 次モーメント

S, S_p : 翼およびバインド線のねじり剛性

X, Y, Z : 接線，軸および半径方向の座標

u, v, w : 半径，接線および軸方向速度成分

h : 全エンタルピー

P : 圧 力

κ : 比 熱 比

R_x : 反 動 度

a : 音 速

α_s, α_s' : 流 出 角

V_0 : 理論断熱熱落差を速度に換算した値

λ : 子午面流線のこう配

K : 流路の拡大率

R_e : レイノルズ数

M : マッハ数

q : 動 圧

β : 半径方向流れ角

添字 j, l : 群翼中の翼番号

z : 出 口 側

R : 半径方向区分番号のうちバインド線のある区分番号

8. 結 言

膨大な研究費を投入し、長期にわたる研究の結果、長翼の振動強度および流体力学に関する諸問題を解明し、実物大試験タービンで確認し得たので、その詳細にわたる解析法と実験結果を報告した。本報告が関係各位の参考となれば幸甚である。

実物大低圧試験装置は国内ではその例をみないものであり、これより得られる技術的成果ははかり知れないものがある。今後さらに検討を加えていっそうの技術の向上をはかりたいと思う。

参 考 文 献

- (1) 柏原：日本機械学会東京大会講演前刷集 No. 126 (昭 39-9)
- (2) 柴田, 西村：日本機械学会前刷集 (昭 36-9)
- (3) F. E. Marble: J'l of the Aero. Sci. 15, 1948
- (4) 窪田, 池沢：日本機械学会論文集 27 (昭 37-1)
- (5) C. H. Wu: NACA TN. No. 1795, No. 2302, No. 2604
- (6) L. H. Smith: Trans ASME. 75, 1953
- (7) 篠原：日本機械学会論文集 30 (昭 39)
- (8) 植西：日本機械学会前刷集 (昭 39)
- (9) A. L. Deak & R. D. Baird: ASME. paper No. 62-WA-210
- (10) 岩崎, 桑野, 小堀, 前田：日立評論 45, 2049 (昭 38-12)



特 許 の 紹 介



特 許 第 450247 号 (特公昭 40-25073)

矢 崎 智

周 波 数 継 電 器

この発明は検出すべき周波数に関連した電圧、この電圧を整流した電圧を駆動源とする二つのトランジスタよりなるシュミット回路、この回路により制御される補助リレー、前記電圧に付勢される直列共振回路、この共振回路の電流に比例した電圧を前記シュミット回路の信号とするようにした静止形の周波数継電器に関するものである。

リレー Y が動作するのは定格周波数 f_0 の 70%, すなわち f_{70} において動作するものとする、 f_{70} よりも低い場合においては $1/\omega C_0 > \omega L_0$ となり、整流器 S_1 の出力電圧 VR_1 は図 2 のごとく VR_1 が R_2 の両端電圧 VR_2 より低い値になっている。しかしてこの場合はトランジスタ TR_1 のベースにはエミッタより正の電圧がかかり、 TR_1 は完全にオフとなっている。またトランジスタ TR_2 のベースには抵抗 R_4 を介してベース電流が流れ、 TR_2 は完全にオンとなっている。

この状態より周波数が大となって f_{70} になると R_1 の端子電圧が VR_2 に等しくなり、 TR_1 のベースに電流が流れ始め、したがって TR_2 のエミッタ電位は下がり、ベース電位が上がるのでナダレ現象により急激に TR_1 がオンとなり、 TR_2 がオフに反転する。そしてリレー Y が働き、自己の接点 Y_a により自己保持するとともに遮断器開閉などのリレー接点 Y_{ab} の切換えを行なう。

従来周波数リレーにおいて問題とされる電圧の影響については、この発明によれば、巻線 n_1 の端子 1, 2 にはいる電圧が変動すると巻線 n_2, n_3 の端子電圧も比例して変化するので、 R_1 と R_2 に生ずる電圧の関係比は変わらず動作値はほとんど電圧変動の影響を受けることなく常に一定の周波数で動作する静止形の周波数継電器を得ることができる。

(西宮)

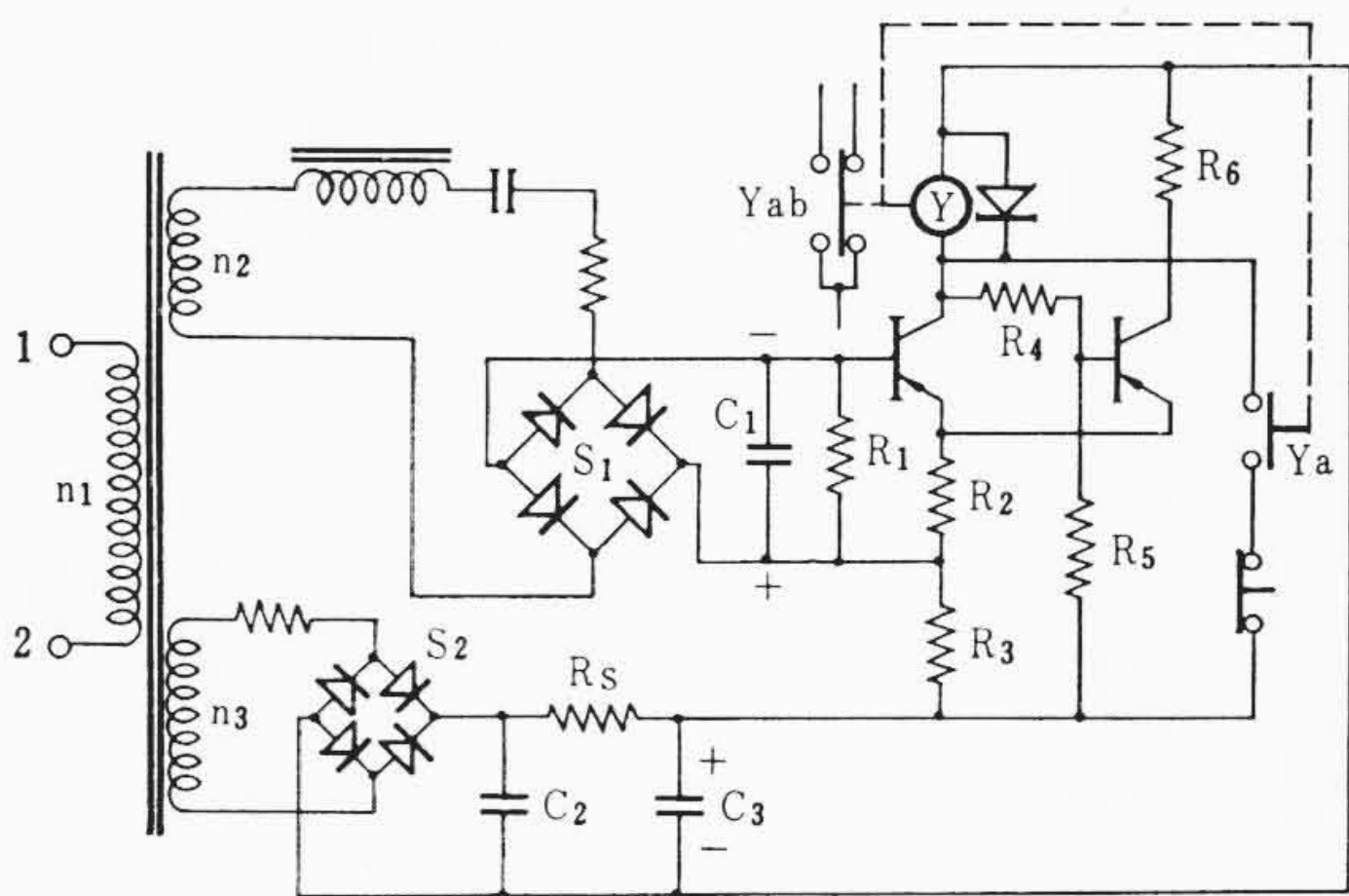


図 1

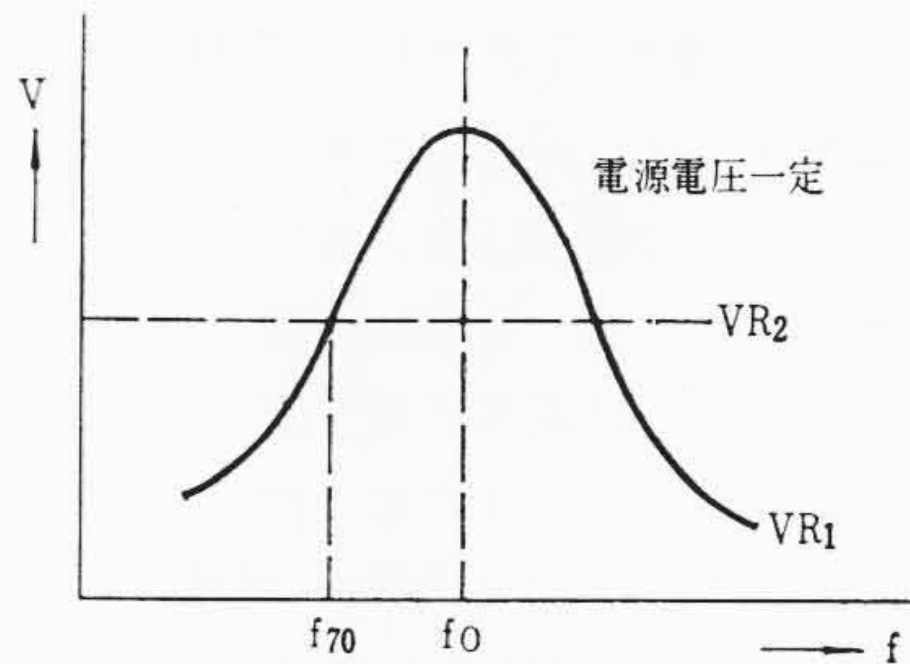


図 2