U.D.C. 621.372.543

円 板 型 機 械 濾 波 器

Disk type Mechanical Filter

橘　　篤　　志*
Atsushi Tachibana

内　容　梗　概

円板型機械沪波器に使用する円板共振子の固有振動数および機械的インピーダンスを実験により求め，理論と比較した。また弾性振動体に正弦的時間変化をする集中モーメントを集中外力と同時に加えたときの強制振動の定常解の等価回路を導き，これを円板の励振点に働くモーメントの場合に適用した。

1. 緒　　言

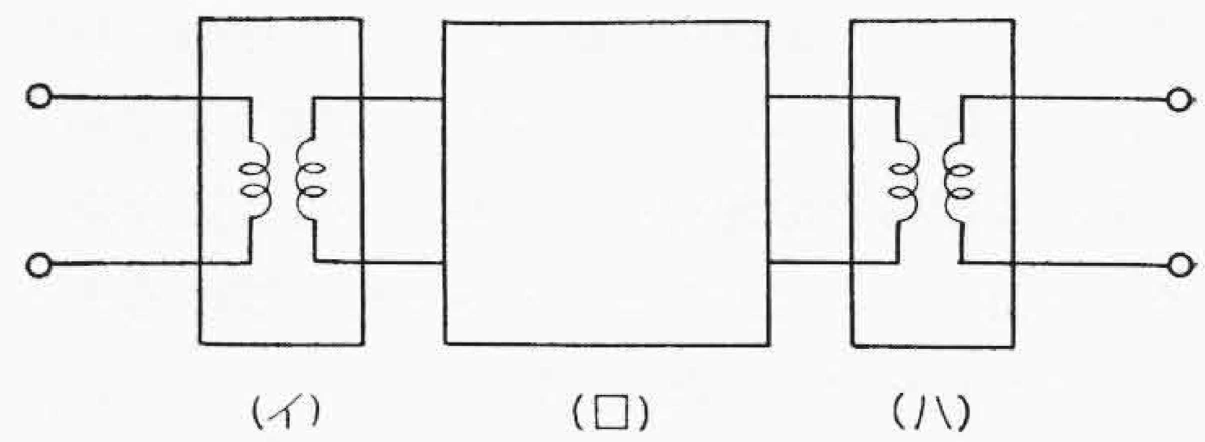
機械的振動を利用して電気沪波器を構成することは相当古くからなされているが，実用化されだしたのは最近のことである。機械沪波器は適当な周波数範囲においては電気的素子を用いた沪波器に比べ小型になり，また鋭い遮断特性を与えることができるため，電波利用度が高まるにつれて注目されてきた。実用化されたのは米国の Motorola 社が板の振動を利用して 455KC の帯域沪波器[(1)]を作つたのに始まり，次いで丸棒の縦波または捩れ波を利用したもの[(2)~(5)]，円板の屈曲振動を利用したもの[(6),(7)]が作られている。機械沪波器は共振子の形，振動姿態あるいは電気系と機械系の変換形式などにしたがつて無数の型が考えられるが，本文は共振子として円板，変換子として電歪効果を利用したチタバリ変換子を用いた場合の実験結果につき述べたものである。

2. 構 成 の 概 要

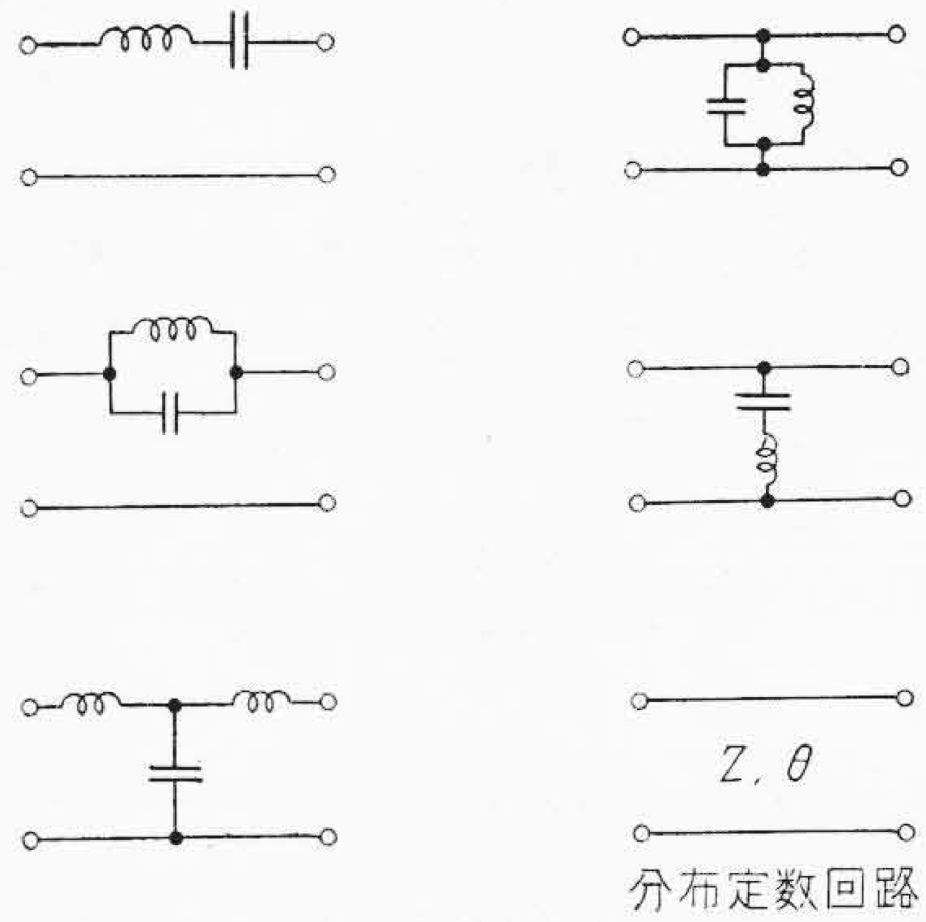
2.1 構成部分

機械沪波器は第1図に示すように大別して三つの部分から構成される。すなわち電気振動を弾性振動に変換する部分(イ)，弾性振動を伝送する部分(ロ)，弾性振動を電気振動に変換する部分(ハ)である。電気系と機械系の変換には磁歪効果あるいは圧電効果が多く用いられるため，(イ)および(ハ)はそのような効果を有する物質を使用せねばならない。この場合，これらの部分は電気振動部，弾性振動部および相互変換部に分離して考えることができるから，第1図の(イ)および(ハ)はその変換部のみとし，弾性振動部は中央の(ロ)に含ませることにする。

機械沪波器に対する Impulse response を周波数領域にフーリエ変換したもの $H(\omega)$ がこの沪波器の伝送特性を表わすものであるが，これをさらに(イ)(ロ)および(ハ)からの寄与に分けておのおのを $T(\omega)$, $M(\omega)$ および $T^{-1}(\omega)$ で表わすと $T^{-1}(\omega)$ および $T(\omega)$ が周波数に依存しなければ，$M(\omega)$ のみを考察すればよいので設計は簡単になる。一般には $T^{-1}(\omega)$ および $T(\omega)$ は周波数に依存するが，その変化の程度はゆるやかであるから，問題にしている周波数範囲が狭いときには一応これらを一定と近似して設計を進めることができる。もちろん $T(\omega)$ および $T^{-1}(\omega)$ は磁歪効果のみあるいは圧電効果のみとしてもよいが，両者を混用することにより一方向性を与えることも可能であり[(8)]，きわめて興味ある周波数特性を有するものが構成できる。しかし本文はこのようなものには触れない。また変換子自身に対する議論も省略し，もつぱら弾性振動系のみを取り扱う。



第1図　機械沪波器の構成



第2図　等価回路の例

2.2 等価回路

$T(\omega)$ および $T^{-1}(\omega)$ がほとんど一定とみなされる場合にかぎると，沪波特性は主として $M(\omega)$ で与えられる。$M(\omega)$ を弾性振動体で構成するには，よく知られているように電気的等価回路で表わすと便利である。よく用いられる等価回路の一例を第2図に示す。これらを用いて

* 日立製作所戸塚工場

Zobel の方法あるいは動作函数法によりおのおのの素子の寸法を決定することができる。断面が一様な円墻内を軸方向に縦波(振れ波)が伝播するとき，力(モーメント)を電圧に，変位速度(変位角速度)を電流に対応させると，分布定数回路で近似され，また一般弾性体に外部から正弦的時間変化をする力が働いたときの強制振動の定常解は，固有振動に対応した共振回路の並列接続で近似される。実際の $M(\omega)$ の部分は多くの場合，振動体とこれらの間をつなぐ細棒とのくり返し接続という形で構成されている。この細棒中の弾性波は縦波，振れ波あるいはたわみなどによつて伝えられる。このように弾性振動体を細棒で連結し，その細棒中の縦波によつて振動を駆動する場合，この駆動点における弾性体の表面の曲率が変化するときには細棒の影響を単なる外力のみで置き換えることはできない。すなわちこの曲率変化を妨げるようなモーメントもあわせ考えなくてはならない。このような場合については近野氏がたわみ振動棒の等価回路[9]を導いているが，一般の場合はまだ取り扱いはされていないようである。次に等しい正弦的時間変化をする集中外力および集中モーメントが作用している場合の強制振動の定常解およびその等価回路を求めておく。

弾性体の点 $\vec{r}_j\,(j=1,2,\cdots m)$ に働く角周波数 ω で正弦的時間変化する外力 $\vec{F}(\vec{r}_j)$ による点 $\vec{r}_i$ における速度の定常解 $\vec{V}(\vec{r}_i)$ は次式によつて与えられる[10]。

$$\vec{V}(\vec{r}_i)=\sum_n \frac{j\omega e^{j\omega t}}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\left(\sum_{j=1}^{m}\vec{U}_n(\vec{r}_j)\cdot\vec{F}(\vec{r}_j)\right)\times\vec{U}_n(\vec{r}_j)\ \cdots\cdots(1)$$

Mは弾性体の全質量，$e^{j\omega t}$ は時間因子，$\vec{U}_n(\vec{r}_i)$ は $\vec{r}_i$ における基準函数，ω_n は第 n 次固有振動の角周波数である。点 $\vec{r}_p\,(p=1,2,\ldots q)$ に働く集中モーメントを，微少距離 $\vec{\delta r}$ だけ離れた大きさが等しく方向反対の二力 $\vec{F}(\vec{r}_p)$ および $\vec{F}(\vec{r}_p+\vec{\delta r})$ で代表させると，このような偶力による点 $\vec{r}_i$ における速度の定常解 $\vec{V}(\vec{r}_i)$ は(1)式を用いて

$$\vec{V}(\vec{r}_i)=\sum_n \frac{j\omega e^{j\omega t}}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\left(\sum_{p=1}^{q}\left\{\left[(\vec{\delta r}\cdot\nabla)\cdot\vec{U}_n(\vec{r}_p)\right]\cdot\vec{F}(\vec{r}_p)\right\}\right)\vec{U}_n(\vec{r}_i)=\sum_n\frac{j\omega e^{j\omega t}}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\times\sum_{p=1}^{q}\left(\sum_{\alpha=1}^{3}\vec{M}_\alpha(\vec{r}_p)\frac{\partial\vec{U}_n(\vec{r}_p)}{\partial x_\alpha}\right)\cdot\vec{U}_n(\vec{r}_i)\ \ldots(2)$$

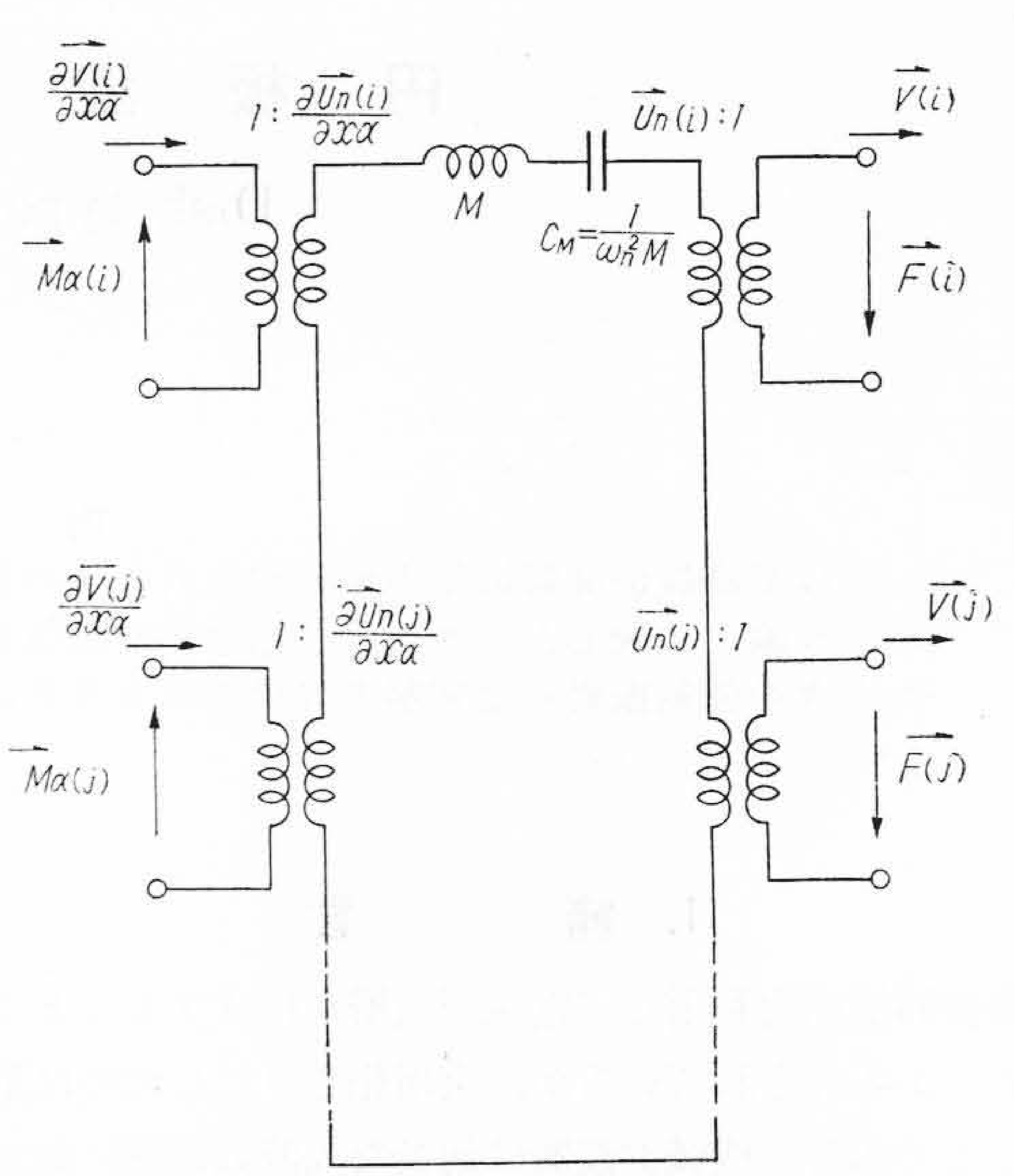
として与えられる。

ただし

$$\left.\begin{array}{l}x_1=x,\ \ x_2=y,\ \ x_3=z\\ \vec{M}_\alpha(\vec{r}_p)=\partial x_\alpha\cdot\vec{F}(\vec{r}_p)\end{array}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

である。

したがつて外力および偶力が同時に働くときには，重



第3図　ω_n の近傍における弾性振動体の等価回路

畳の理を用いて

$$\vec{V}(i)=\sum_n\frac{j\omega}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\left(\sum_{j=1}^{m}\vec{U}_n(j)\cdot\vec{F}(j)+\sum_{p=1}^{q}\sum_{\alpha=1}^{3}\vec{M}_\alpha(p)\cdot\frac{\partial\vec{U}_n(p)}{\partial x_\alpha}\right)\cdot\vec{U}_n(i)\ \ldots(4)$$

と書ける。上式では時間因子は省略し，$\vec{r}_i$ における函数の値を，たとえば $\vec{U}_n(\vec{r}_i)$ を $\vec{U}_n(i)$ のように書き表わした。

また(2)式の両辺を x_β で微分すると

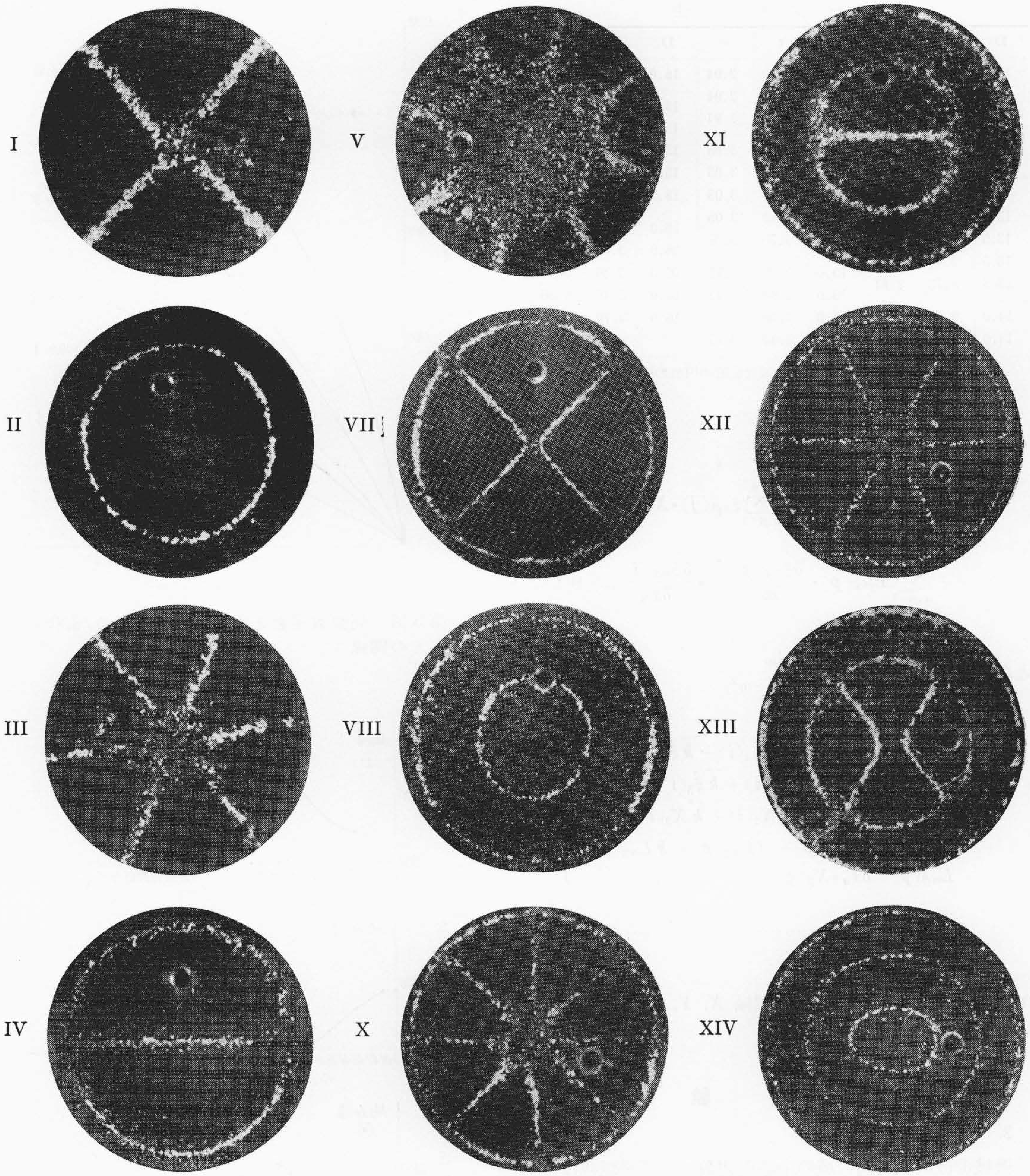
$$\frac{\partial\vec{V}(i)}{\partial x_\beta}=\sum_n\frac{j\omega}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\sum_{p=1}^{q}\left(\sum_{\alpha=1}^{3}\vec{M}_\alpha(p)\cdot\frac{\partial\vec{U}_n(p)}{\partial x_\alpha}\right)\frac{\partial\vec{U}_n(i)}{\partial x_\beta}\ \cdots\cdots(5)$$

となり，これは $\vec{M}_\alpha(p)$ と $\frac{\partial\vec{V}(i)}{\partial x_\beta}$ との関係を表わす式である。また(1)式の両辺を x_β で微分すると

$$\frac{\partial\vec{V}(i)}{\partial x_\beta}=\sum_n\frac{j\omega}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}\left(\sum_{j=1}^{m}\vec{U}_n(j)\cdot\vec{F}(j)\right)\times\frac{\partial U_n(i)}{\partial x_\beta}\ \cdots\cdots(6)$$

となり，これは $\frac{\partial\vec{V}(i)}{\partial x_\beta}$ と $\vec{F}(j)$ とを結ぶ式である。ゆえに $\vec{F}(i)$ と $\vec{M}_\alpha(p)$ とが同時に働くときには点 $\vec{r}_i$ における速度勾配の定常解は次式で表わされる。

$$\frac{\partial\vec{V}(i)}{\partial x_\beta}=\sum_n\frac{j\omega}{M(\omega n^2-\omega^2)}\left(\sum_{j=1}^{m}\vec{U}_n(j)\cdot\vec{F}(j)+\right.$$



第4図　振 動 姿 態 の 図

$$\left.\sum_{p=1}^{o}\sum_{\alpha=1}^{3}\vec{M}_\alpha(p)\cdot\frac{\partial\vec{U}_n(p)}{\partial x_\alpha}\right]\cdot\frac{\partial\vec{U}_n(i)}{\partial x_\beta}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

結局(4)および(7)式が求める関係式であり，このときの弾性振動体の ω_n の近くにおける等価回路は**第3図**のようになる。

(4)および(7)式はベクトル式であるから，成分に関する式に書き直すと

$$\dot{\xi}_\alpha(i)=\sum_n\frac{1}{Z_n}\left(\sum_{j=1}^{m}\sum_{\beta=1}^{3}\xi_{n\beta}(j)\cdot X_\beta(j)+\sum_{p=1}^{o}\right.$$

$$\left.\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}L_{\beta\alpha}(p)\cdot\frac{\partial\xi_{n\alpha}(p)}{\partial x_\beta}\right)\cdot\xi_{n\alpha}(i)\cdots\cdots\cdots(8)$$

第1表　試　料　寸　法

D	t	r	D	t	r	D	t	r
13.0	2.50	2.73	14.0	3.10	2.94	15.0	3.70	3.15
13.0	2.80	2.73	14.0	3.40	2.94	15.5	2.50	3.25
13.0	3.10	2.73	14.0	3.70	2.94	15.5	2.80	3.25
13.0	3.40	2.73	14.5	2.50	3.05	15.5	3.10	3.25
13.0	3.70	2.73	14.5	2.80	3.05	15.5	3.40	3.25
13.5	2.50	2.84	14.5	3.10	3.05	15.5	3.70	3.25
13.5	2.80	2.84	14.5	3.40	3.05	16.0	2.50	3.36
13.5	3.10	2.84	14.5	3.70	3.05	16.0	2.80	3.36
13.5	3.40	2.84	15.0	2.50	3.15	16.0	3.10	3.36
13.5	3.70	2.84	15.0	2.80	3.15	16.0	3.40	3.36
14.0	2.50	2.94	15.0	3.10	3.15	16.0	3.70	3.36
14.0	2.80	2.94	15.0	3.40	3.15			

D：直径，t：厚さ，r：結合子取付位置の円板の中心からの距離，単位はmm

$$\frac{\partial\dot{\xi}_{\alpha}(i)}{\partial x_{\beta}}=\sum_{n}\frac{1}{Z_n}\left(\sum_{j=1}^{m}\sum_{\beta=1}^{3}\xi_{n\beta}(j)\cdot X_{\beta}(j)\cdot+\sum_{p=1}^{q}\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}L_{\beta\alpha}(p)\cdot\frac{\partial\xi_{n\alpha}(p)}{\partial x_{\beta}}\right)\cdot\frac{\partial\xi_{n\alpha}(i)}{\partial x_{\beta}}\quad\cdots(9)$$

となる。ただし $\dfrac{1}{Z_n}=\dfrac{j\omega}{M(\omega_n{}^2-\omega^2)}$

$$\left.\begin{aligned}\vec{U}_n(i)&=\vec{i}\,\xi_{n1}(i)+\vec{j}\,\xi_{n2}(i)+\vec{k}\,\xi_{n3}(i)\\ \vec{V}(i)&=\vec{i}\,\dot{\xi}_1(i)+\vec{j}\,\dot{\xi}_2(i)+\vec{k}\,\dot{\xi}_3(i)\\ \vec{F}(i)&=\vec{i}\,X_1(i)+\vec{j}\,X_2(i)+\vec{k}\,X_3(i)\\ \vec{M}_{\alpha}(p)&=\vec{i}\,L_{\alpha1}(p)+\vec{j}\,L_{\alpha2}(p)+\vec{k}\,L_{\alpha3}(p)\\ L_{\alpha\beta}(p)&=\partial x_{\alpha}\cdot X_{\beta}(p)\end{aligned}\right\}\quad\cdots\cdots(10)$$

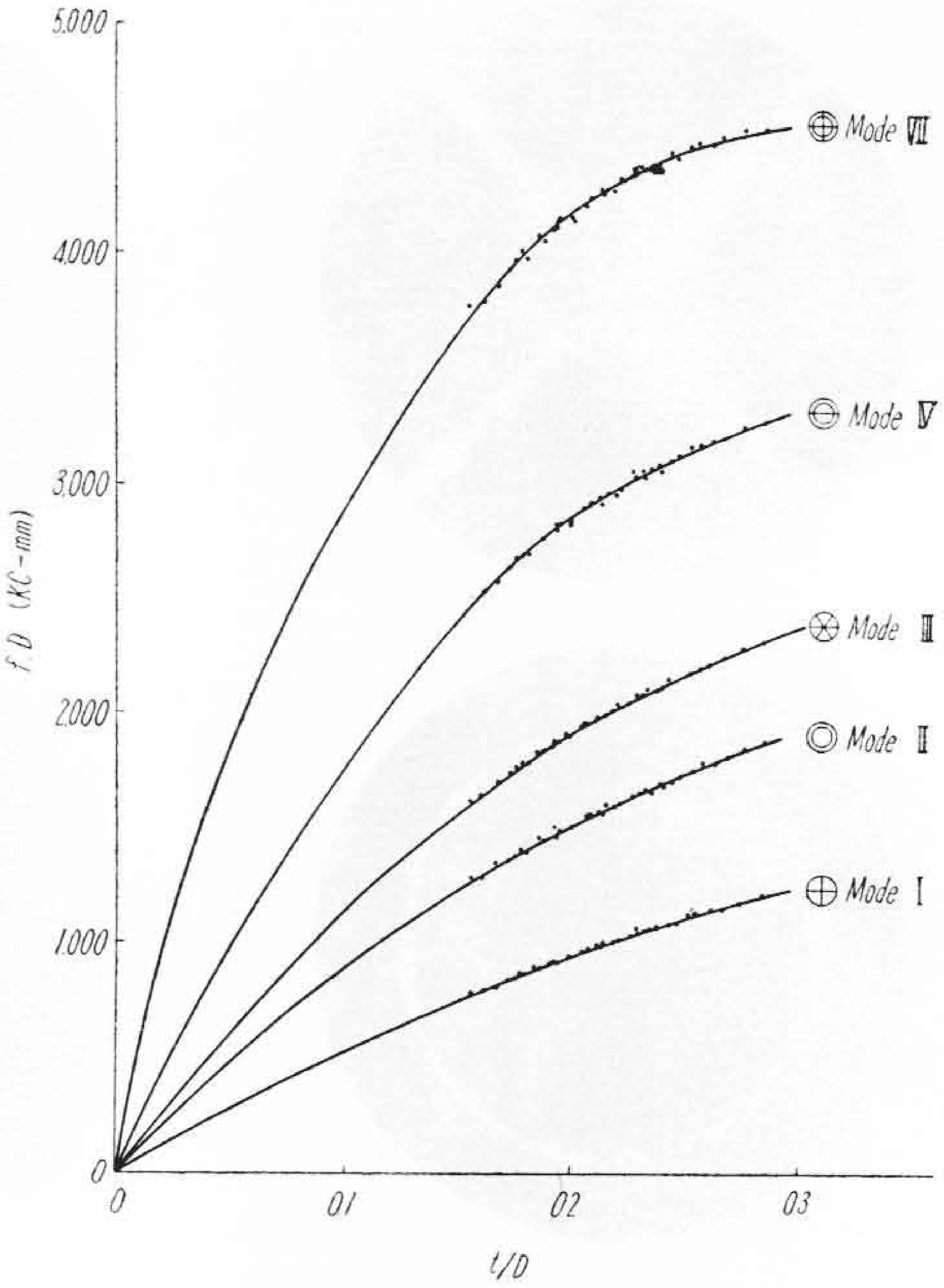
である。$\vec{i}$，$\vec{j}$，$\vec{k}$ は直角座標軸 X, Y, Z 方向の単位ベクトルである。

3. 実　　　験

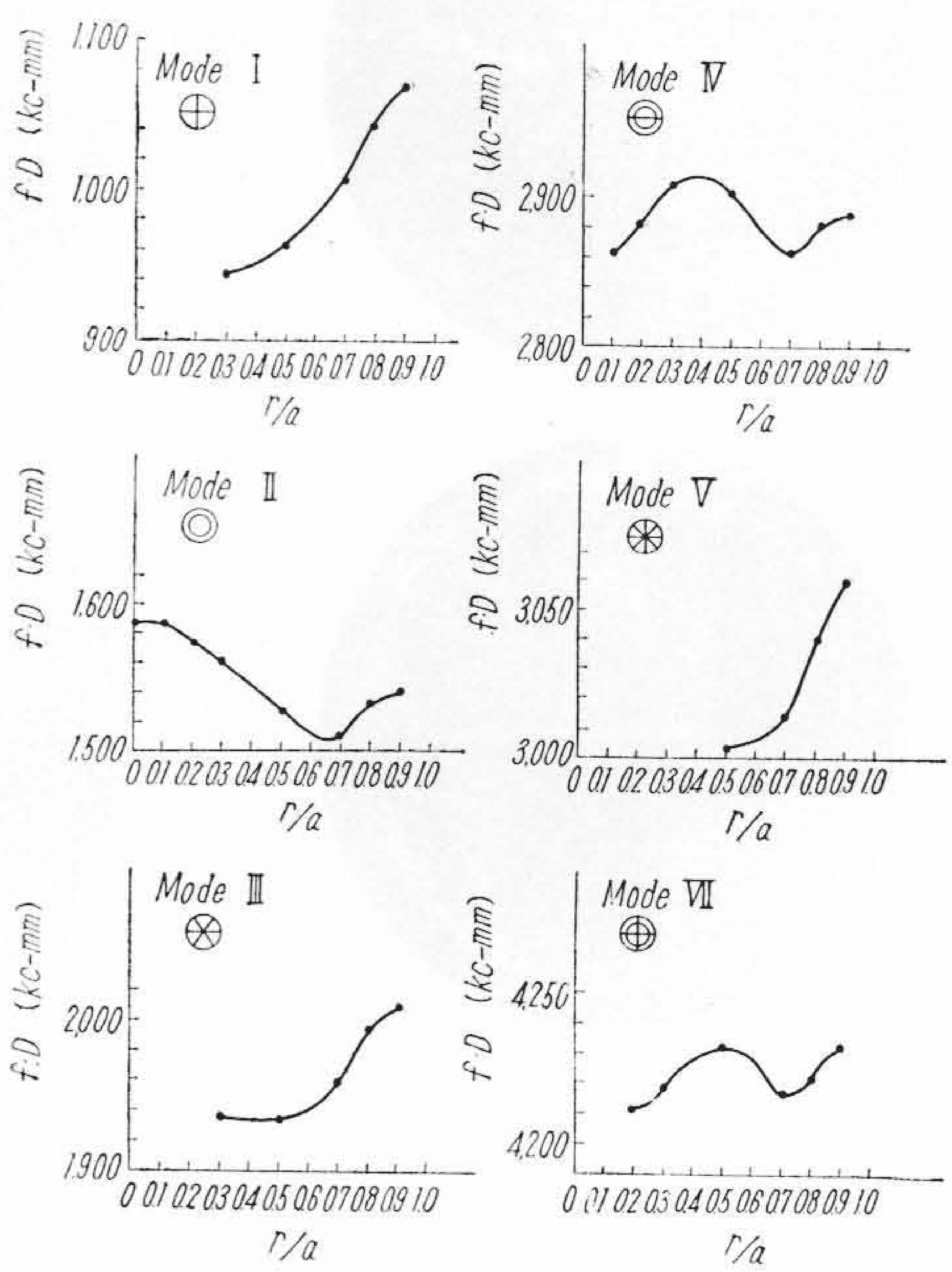
3.1 序論

機械沪波器の通過帯域の中心周波数および帯域幅は主として共振子の共振周波数と機械的インピーダンスおよび共振子を結び付けている結合子の機械的インピーダンスから決まるから，これらの数値と共振子の寸法との関係が設計にあたつて欠くべからざるものである。

薄円板の周辺自由な屈曲振動は，よく知られているように，振動の節が円形に現われるもの，直径方向に現われるもの，あるいは両者同時に現われるもなど色々の振動姿態が存在している。そのうちどれを利用するかということは，沪波器の使用周波数，帯域幅および製作可能な寸法などから決定すべき問題である。次に円板の共振周波数および機械的インピーダンスの実験結果について述べる。



第5図　周波数定数と円板寸法比（厚さ/直径）との関係



第6図　各振動姿態における励振点と周波数定数との関係

3.2 円板の固有振動数

節円および節直径を有する振動姿態の共振周波数を測

第2表　α　の　値

振動姿態	α（理論値）	α（測定値）
I	2.34	2.38
II	3.00	3.11
III	3.58	3.53
IV	4.53	4.57
V	4.72	4.62
VII	5.95	5.67
VIII	6.19	6.00
X	7.28	6.92

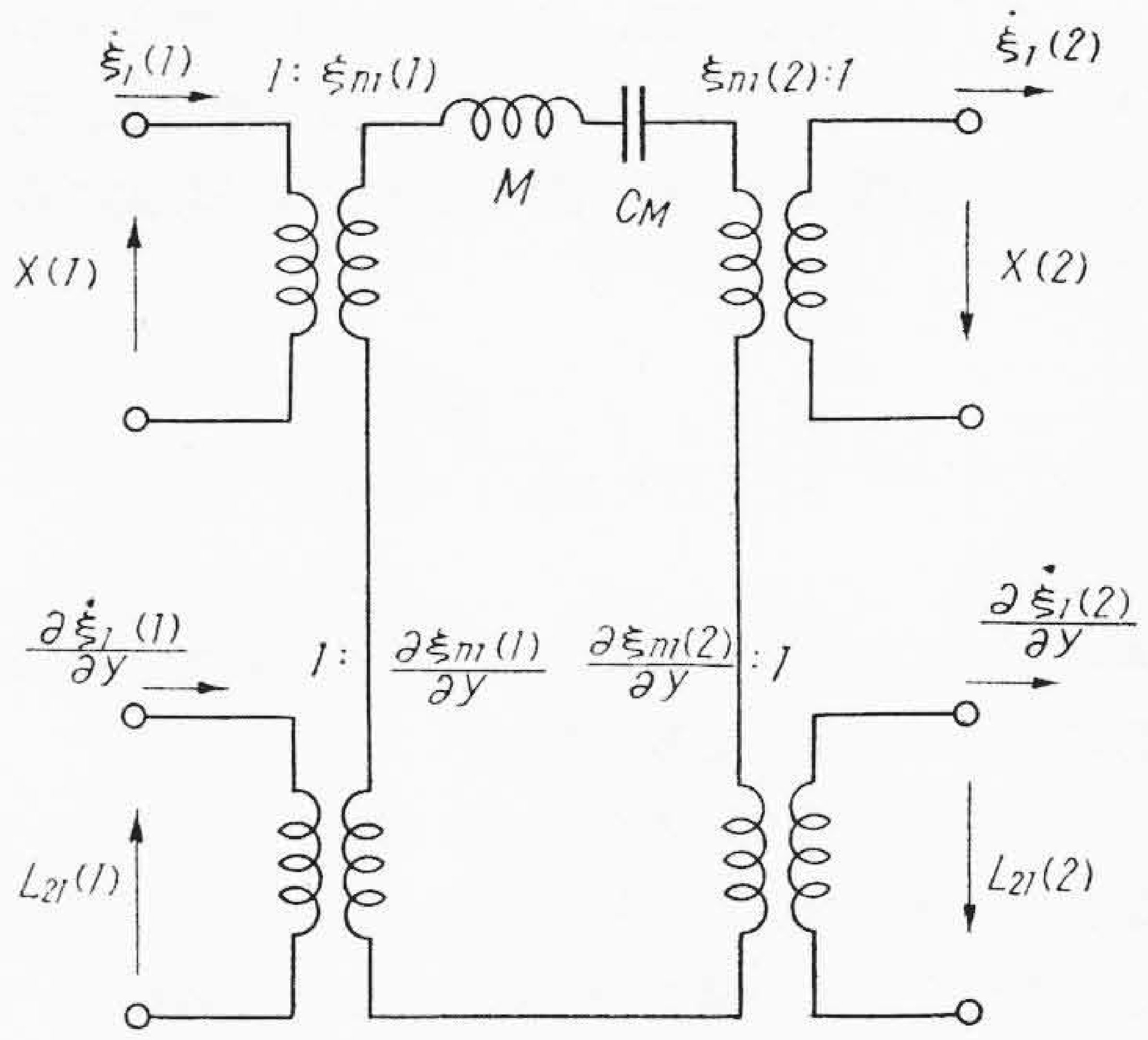
定するため，円板の中心からrだけ離れた位置（円板の半径をaとすると r/a=0.42）に直径1mmの鉄線（結合子と名付ける）を取り付けこれによつて円板を駆動する。この線の両端にチタバリ変換子を取り付ける。入力側チタバリ変換子は変成器を介して発振器に接続する。このようにして発振器の出力電圧を一定に保ちつつ周波数を変化させると，これが円板の共振周波数と一致したとき出力側チタバリ変換子に誘起される電圧は最大となる。このようにして円板の共振周波数を測定することができる。ただしこの場合円板以外による機械系の各種の共振も同時に観測される。

特に大きな影響を与えるものは円板の共振に近い共振周波数を有するものである。それで結合子1個の長さは円板の共振周波数において弾性波長の1/4に等しくとり，また変換子もその共振周波数が円板のそれから十分離れているものを使用した。石松子を円板の表面に撒布すると，振動の節に石松子が集ることを利用して振動姿態を観察し，円板の共振を確認した。試料は冷鋼（ヤング率 2.2×10^{12}dyne/cm^2，密度 7.84g/cm^3，ポアソン比 0.27）を用いた。それらの寸法は**第1表**のとおりである。

石松子によつて得られたいくつかの振動姿態を**第4図**に示す。番号の大となる順にその共振周波数は高くなつている。同図には振動姿態VIおよびIXが抜けているが，前者は節直径が5本，後者は6本現われるものであるが，振動されにくく振動姿態の図をとることができなかつた。もちろんこれは r/a を 0.42 に撰んだためであつて，この値を適当にとることによりとることができる。測定結果を周波数定数（共振周波数×直径）と厚さ／直径の関係に表わしたものが**第5図**である。

次に直径が 15.0mm，厚さが 3.10mm の円板で結合子取付位置を変化したときの共振周波数の変化する様子を**第6図**に示す。取付位置が振動の節に近づくと共振周波数はすべて低下しているのがみられる。その低下の有様は近づく振動の節が線か点であるかにより異なつており，前者の場合は急峻な変化をしているが，後者の場合はゆるやかである。

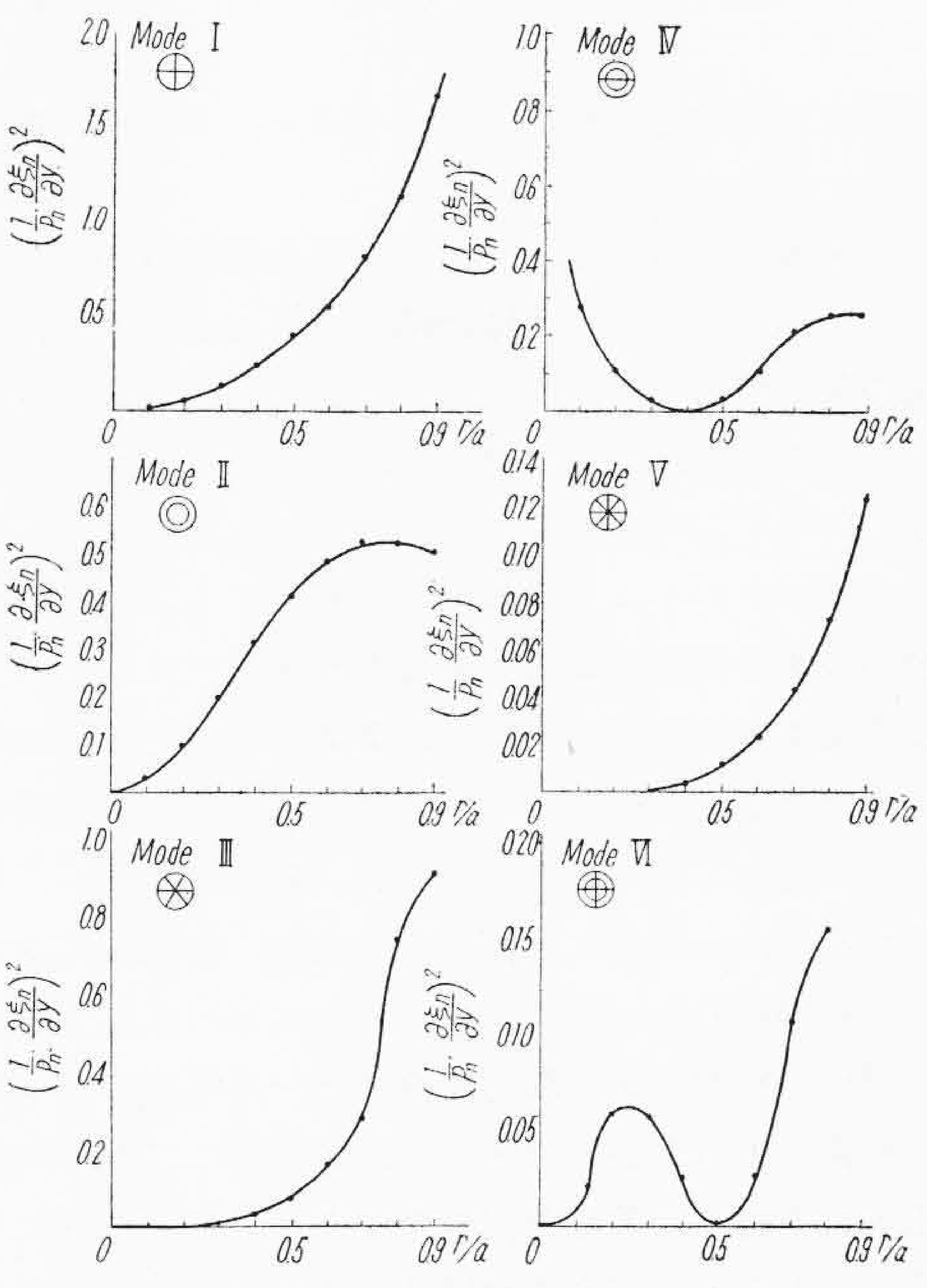
第5図に得られた曲線から共振周波数に対する実験式を求めると次のようになる。



第7図　円板共振子の等価回路

$$\left.\begin{aligned}
&\text{振動姿態 I} \quad f\cdot D=0.576\times10^4\frac{t}{D}\left(1-0.956\frac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\
&\text{振動姿態 II} \quad f\cdot D=0.986\times10^4\frac{t}{D}\left(1-1.177\frac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\
&\text{振動姿態 III} \quad f\cdot D=1.267\times10^4\frac{t}{D}\left(1-1.257\frac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\
&\text{振動姿態 IV} \quad f\cdot D=2.123\times10^4\frac{t}{D}\left(1-1.612\frac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\
&\text{振動姿態 VII} \quad f\cdot D=3.260\times10^4\frac{t}{D}\left(1-1.804\frac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}
\end{aligned}\right\}$$

……………………………………(11)



第8図　各振動姿態における$\left(\frac{1}{P_n}\frac{\partial\xi_n}{\partial y}\right)^2$対 r/aの曲線

上式で f は共振周波数，Dは直径，tは厚さである。t/D≪1 のときには (11) 式の第2項は省略され，そのときの共振周波数は薄円板に関する厳密解(12)式に近づくはずである。

$$f\cdot D=\frac{2}{\pi}\alpha^2\cdot\frac{t}{D}\sqrt{\frac{E}{12\rho(1-\sigma^2)}}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(12)$$

E はヤング率，ρ は密度，σ はポアソン比，α は振動姿態によつて決まる定数である。

このようにして(11)式から求めた値を理論値とともに**第2表**にのせておいた。その一致の程度はかなり良好である。また(11)式の補正項である $(t/D)^2$ の係数を γ とすると，γ と α との間には次のような関係式が見出される。

$$\gamma=0.38\alpha(1-0.0395\alpha)+0.14\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(13)$$

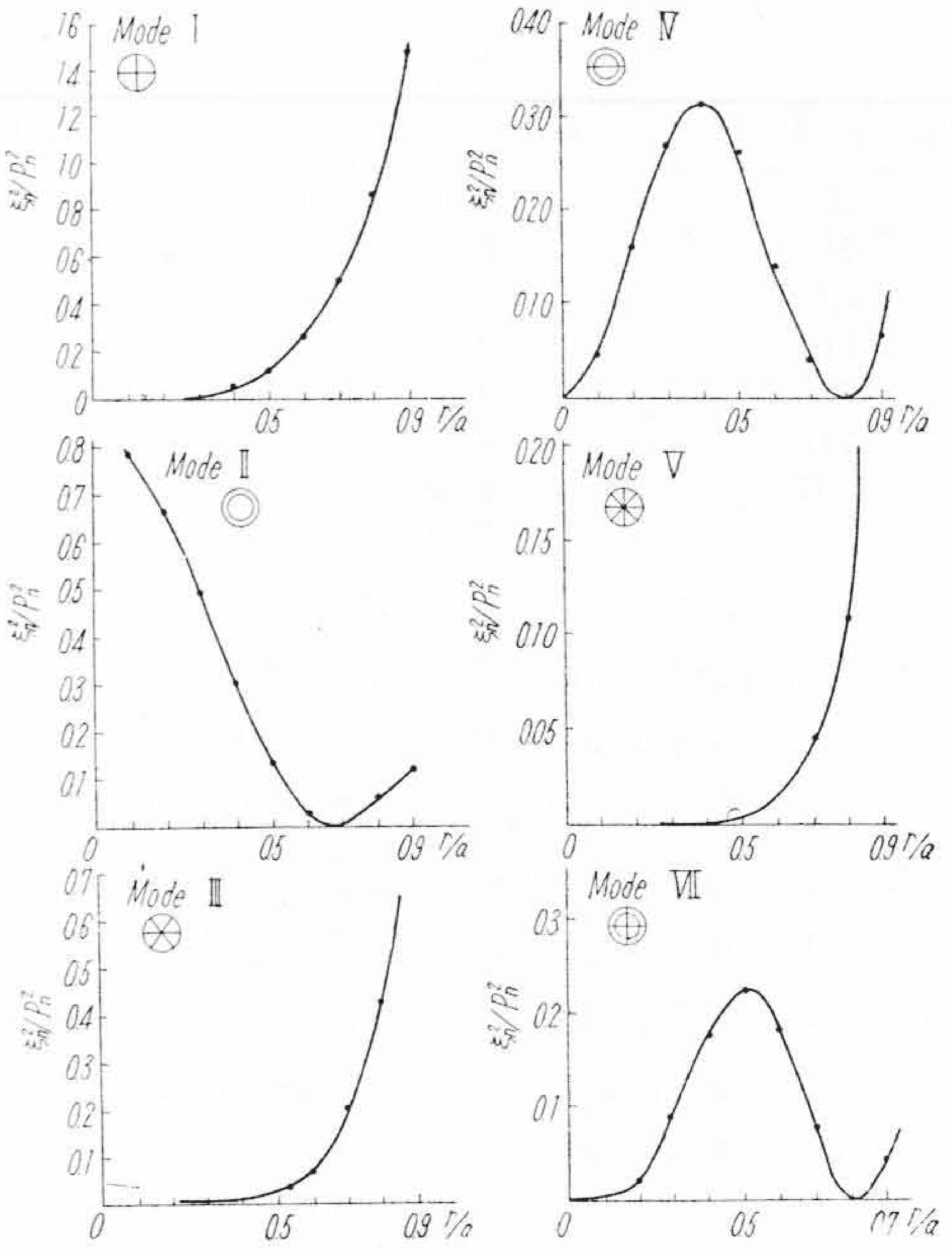
また振動姿態 V，VIII および X は相当振動が弱く測定値は数個しか得られなかつた。それでこれらの振動姿態のものに対して，(13)式から補正項を求め，それと得られた実験値とから次の式を得た。

$$\left.\begin{array}{ll}\text{振動姿態 V} & f\cdot D=2.17\times10^4\dfrac{t}{D}\left(1-1.60\dfrac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\ \text{振動姿態 VIII} & f\cdot D=3.66\times10^4\dfrac{t}{D}\left(1-1.92\dfrac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\\ \text{振動姿態 X} & f\cdot D=4.86\times10^4\dfrac{t}{D}\left(1-2.11\dfrac{t}{D}\right)\ \text{KC—mm}\end{array}\right\}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(14)$$

(14)式から前と同様にして α を求め，その値を**第2表**にのせておいた。

結合子取付位置を変えたときの共振周波数の変化する原因は，第1に結合子の断面積は有限であるため円板が屈曲振動をするとき取付位置において円板の曲率変化が妨げられること，第2に結合子は円板に孔をあけてそこに取り付けてあるためその孔に起因する運動エネルギーおよびポテンシャルエネルギーの減少によること，最後に振動姿態の変化によることなどが考えられる。

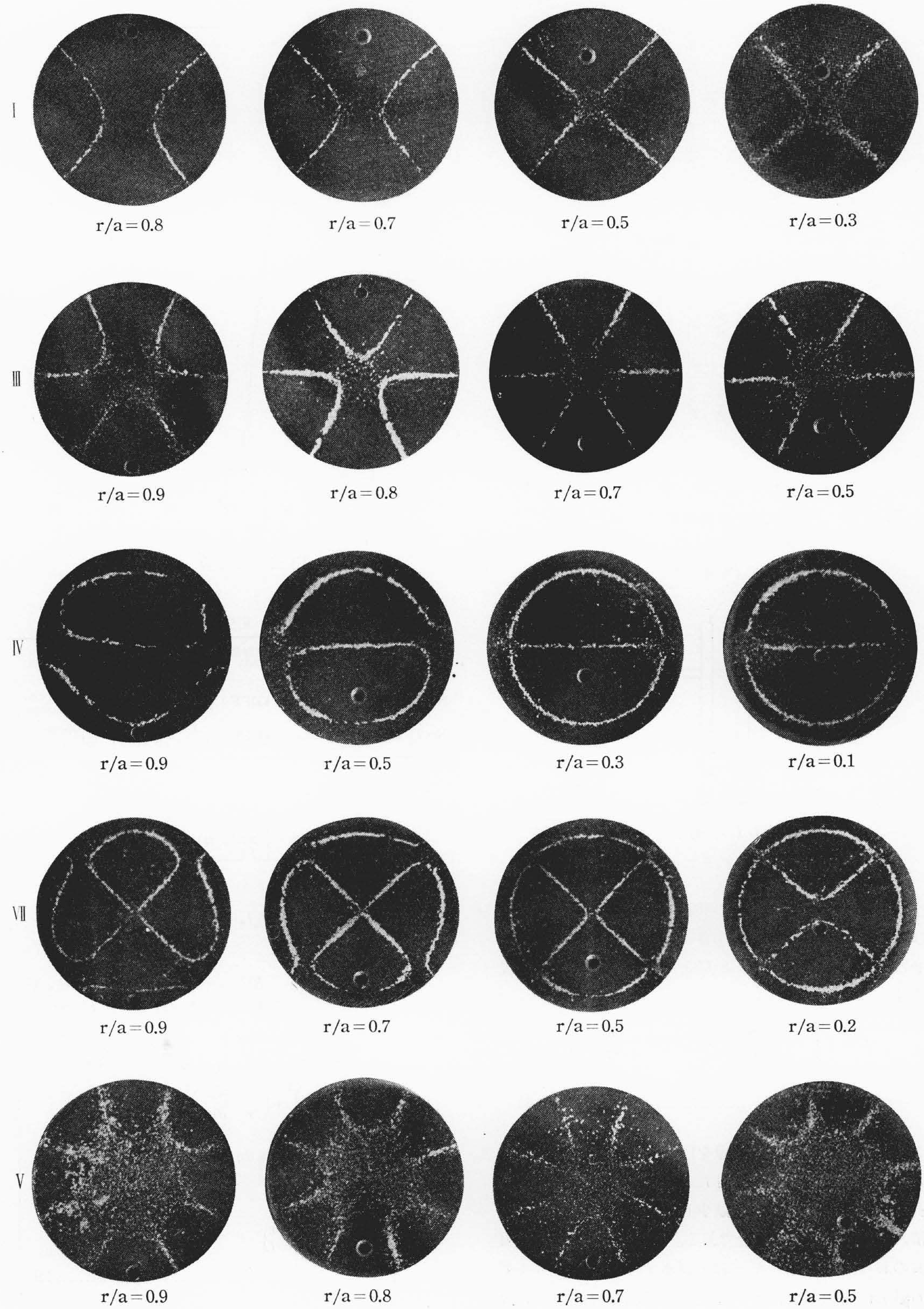
まず第1の原因に対しては，2.2 で述べた等価回路から評価できる。今結合子は円板に垂直であり，振動姿態はあまり変化しないと仮定すると，結合点において円板のうける力は，円板に垂直方向の力と，円板内にあつて半径と直角の向きに働くモーメントに分けられるであろう。円板の両面にある取付位置（同一半径上にあるとする）を番号1および2で区別し，Y軸として取付位置を通る半径方向に，X軸を円板の中心をとおり板面に垂直な方向にとると，点iにおける変位速度のx成分および速度勾配は(8)および(9)式から



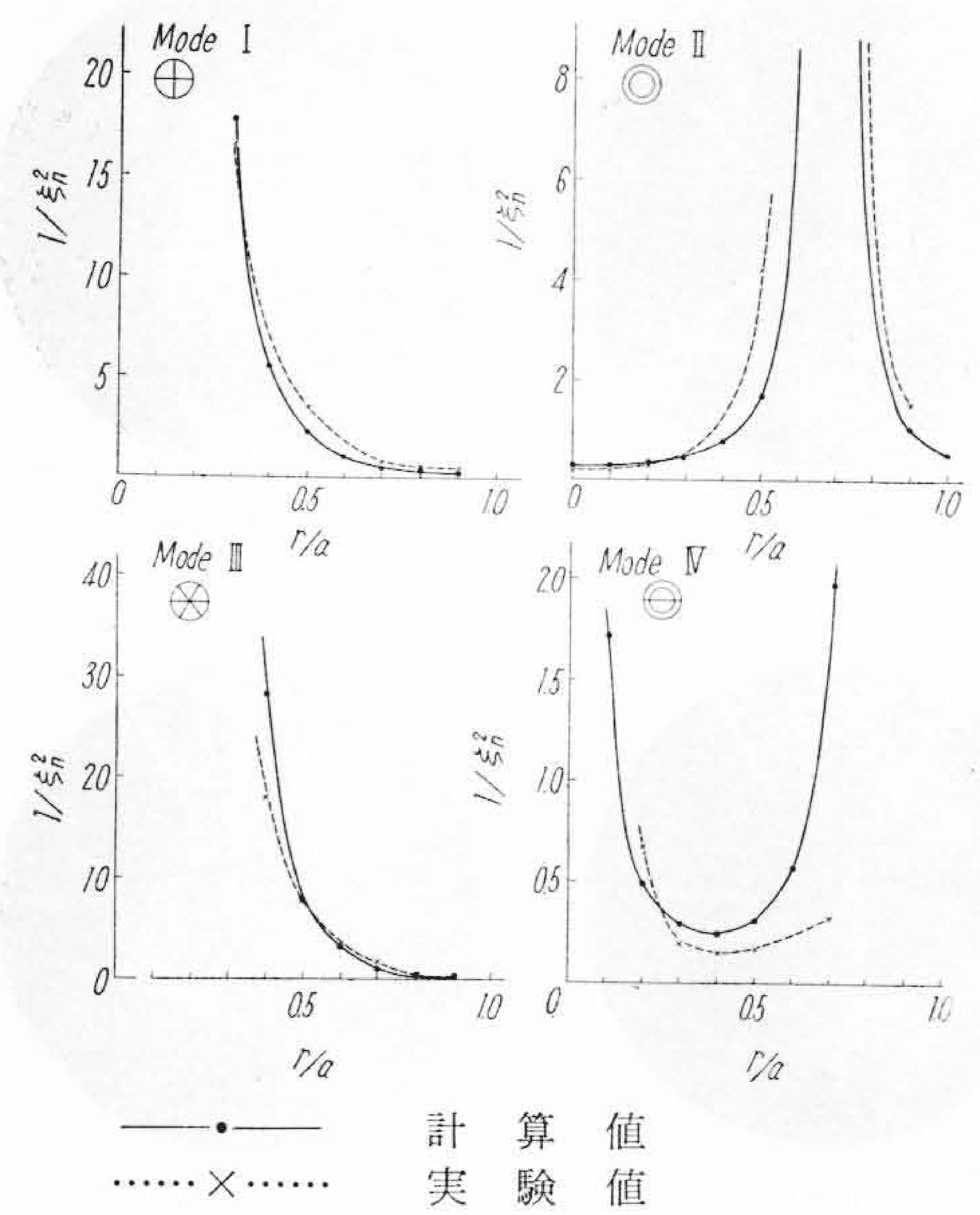
第9図　各振動姿態における $\xi_n{}^2/P_n{}^2$ 対 r/a の曲線

$$\left.\begin{array}{l}\dot{\xi}_1(i)=\displaystyle\sum_n\frac{1}{Z_n}\left(\sum_{j=1}^{2}\xi_{n1}(j)\cdot X_1(j)+\sum_{j=1}^{2}L_{21}(j)\frac{\partial\xi_{n1}(j)}{\partial y}\right)\xi_{n1}(i)\\ \dfrac{\partial\dot{\xi}_1(i)}{\partial y}=\displaystyle\sum_n\frac{1}{Z_n}\left(\sum_{j=1}^{2}\xi_{n1}(j)\cdot X_1(j)+\sum_{j=1}^{2}L_{21}(j)\frac{\partial\xi_{n1}(j)}{\partial y}\right)\cdot\frac{\partial\xi_{n1}(i)}{\partial y}\end{array}\right\}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

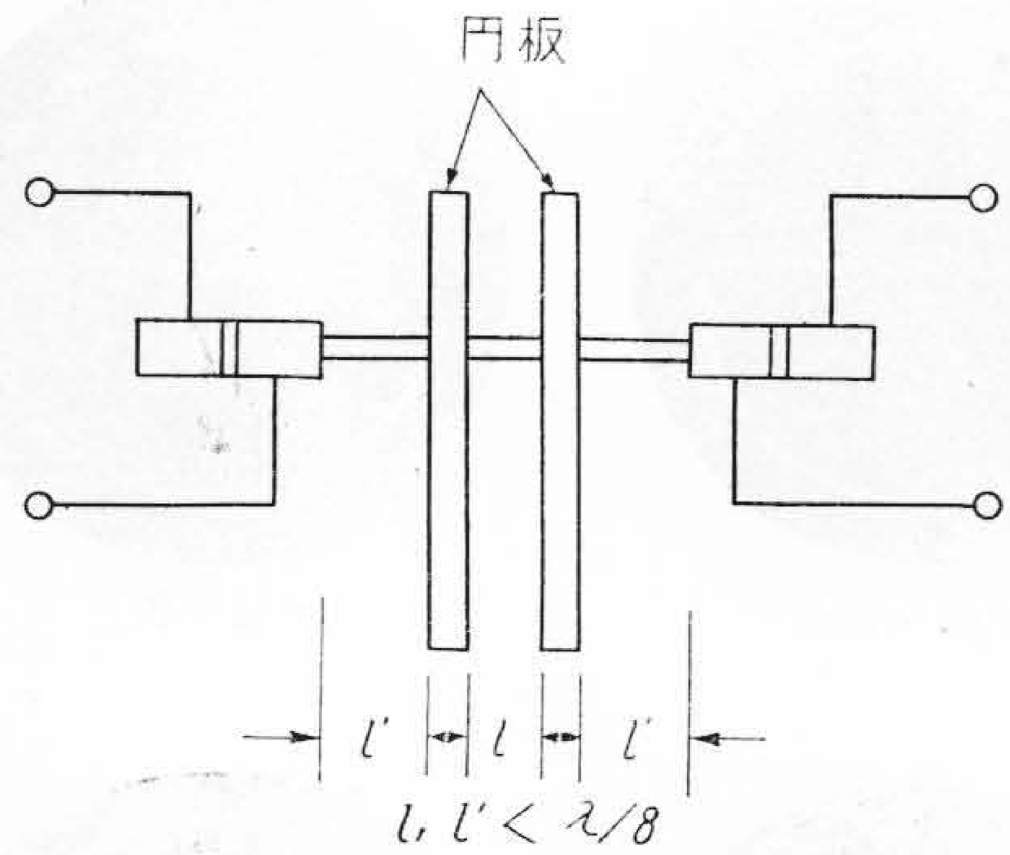
となる。特に一つの共振点の近くだけに着目すると，円板の等価回路は**第7図**となる。したがつて端子1および2側からみた結合子のモーメントインピーダンスを $Z_M(1)$ および $Z_M(2)$ とすると，力—速度端子からみたときの円板のインピーダンスは Z_n に $Z_M(1)\cdot\left(\frac{\partial\xi_{n1}(1)}{\partial y}\right)^2+Z_M(2)\cdot\left(\frac{\partial\xi_{n1}(2)}{\partial y}\right)^2$ が加つたものが観測されることになる。1および2の位置は円板の両面で等しい位置にあるとすると $\frac{\partial\xi_{n1}(1)}{\partial y}$ と $\frac{\partial\xi_{n1}(2)}{\partial y}$ は等しくなる。取付位置の半径方向に沿つて変化させたときの共振周波数の変化はわずかであり，その範囲では $Z_M(1)$ および $Z_M(2)$ の周波数による変化はゆるやかであると考えられるから，結局結合点におけるモーメントの影響は $\left(\frac{\partial\xi_{n1}(1)}{\partial y}\right)^2$ で評価されるはずである。振動姿態の変化はわずかであるとし，ξ_{n1} に薄円板に対する基準函数を用いて計算した結果が**第8図**である。これを**第6図**と比較してみるとわかるようにこれによつてだけでは説明されない。



第10図　取付位置による振動姿態の変化状況



第11図 円板共振子の機械的インピーダンス

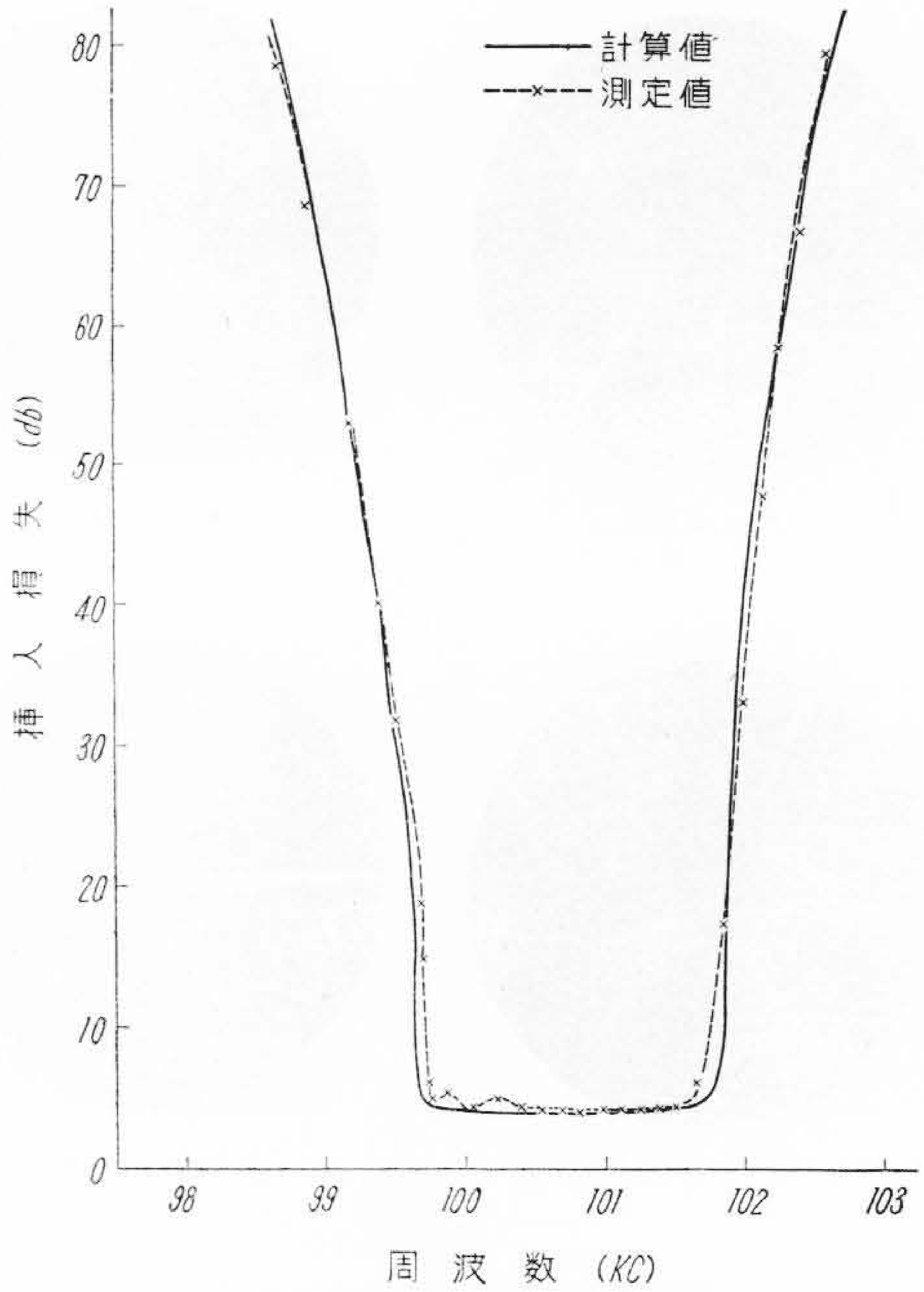


第12図 機械的インピーダンス測定回路

次に取付孔をあける前後の共振周波数をおのおの f および f' で表わし，孔は十分小さく振動姿態をあまり変化させないものとすると，f と f' との間には次の関係が成立する。

$$f'=f\left\{1+\frac{\Delta m}{2M}\xi_n^2\ (r_1,\theta_1)-\frac{\Delta S}{4\pi^2 f^2\cdot M}\cdot f(r_1,\theta_1)\right\} \quad \cdots\cdots(16)$$

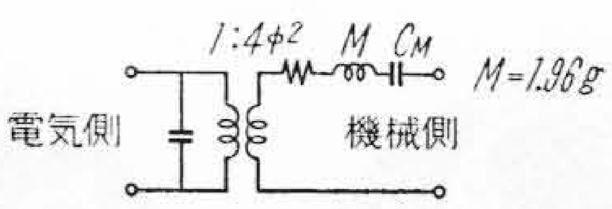
ここで(r_1,θ_1)は座標の基準線を円板の半径方向にとり，原点を円板の中心に一致させたときの極座標で表わされた孔の位置である。Δm は減少した質量，ΔS は孔の断面積，M は円板の全質量である。第2項および第3項はおのおの運動エネルギーおよびポテンシャルエネルギーの減少による項である。今孔の位置は取付位置と一致しているから θ_1 は O である。$\xi_n^2(r_1,O)$ および $f(r_1,O)$ はおのおの次式で与えられるものである。



第13図 減 衰 特 性

第3表 変換子の諸定数

	共振周波数	共振抵抗	並列容量(C0)	力係数	インピーダンス変成比($4\phi^2$)
No.1	99.85kc	600Ω	430PF	1.96×10^6 dyne/ab.volt	4.18mech. ohm/ohm
No.2	100.05kc	850Ω	440PF	1.89×10^6 dyne/ab.volt	3.96mech ohm/ohm



$$\xi_n^2(r_1,O)=P_n^2[J_n(kr_1)+\lambda I_n(kr_1)]^2 \quad \cdots\cdots(17)$$

$$f(r_1,O)=\frac{Et^3}{24(1-\sigma^2)}\left\{\left(\frac{\partial^2\xi_n}{\partial r^2}\right)^2+\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\xi_n}{\partial r}\right)^2+\frac{2\sigma}{r}\frac{\partial\xi_n}{\partial r}\cdot\frac{\partial^2\xi_n}{\partial r^2}\right\}_{r=r_1} \text{または}=\frac{Et^3}{24(1-\sigma^2)}\left\{\left(\frac{\partial^2\xi_n}{\partial r^2}\right)^2+\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\xi_n}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\xi_n}{\partial\theta^2}\right)^2+\frac{2}{r^3}\frac{\partial\xi_n}{\partial r}\frac{\partial^2\xi_n}{\partial\theta^2}+2\sigma\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\xi_n}{\partial r}\frac{\partial^2\xi_n}{\partial r^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\xi_n}{\partial r^2}\cdot\frac{\partial^2\xi_n}{\partial\theta^2}\right)\right\}_{\substack{r=r_1\\ \theta=O}} \quad \cdots\cdots(18)$$

$$\xi_n=P_n\cdot\cos n\theta\cdot[J_n(kr)+\lambda I_n(kr)] \quad \cdots\cdots(19)$$

P_n, n, λ, k は振動姿態により定まる定数，$f(r_1, O)$ の式で上式は節円のみ現われる場合，下式は節直径も現われる場合に適用されるものである。$\xi_n{}^2(r_1, O)$ を各種振動姿態について計算したものが第9図である。(16)式の第3項はこの変化の傾向をさらに助長する。第9図と第6図とを比較すると変化の傾向はまつたく一致しているのがみられる。しかし(16)式から計算した値は測定値の数分の一程度にしかあたらない。第10図は取付位置を変化させたときの振動姿態の変化の有様を示したものである。明らかに振動姿態が変化しているのがわかる。

3.3　円板の機械的インピーダンス

結合子の円板に対する取付位置を変化させると，その位置からみた円板の機械的インピーダンスは変化する。3.2 で述べたような種々の振動をしているときの機械的インピーダンスを測定し，計算値と比較した。

基準函数として(19)式を用いると，一つの共振周波数の近くにおいては，円板の中心から r_1 だけ離れた点からみたときの等価インダクタンス L_M は

$$L_M=\frac{M}{\xi_n^2}=\frac{M}{P_n{}^2\{J_n(kr_1)+\lambda I_n(kr_1)\}^2}\cdots\cdots(20)$$

また共振周波数を $f_n=\omega_n/2\pi$ で表わすと，等価容量 C_M は

$$C_M=\frac{1}{\omega_n{}^2 L_M}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (21)$$

から求まる。振動姿態 I, II, III, IV について $1/\xi_n^2$ を計算した結果を第11図に実線で示した。

共振時における機械的インピーダンスは付加質量を円板の一部に取り付けて共振周波数の低下より求めることができるが，今は共振物体の寸法が小さいので，付加物を付けることにより測定されるべき状態が乱される恐れがあり，なるべくそのようなものは付けないで測定することが好ましい。それでまつたく同一材料から造つた同一寸法の円板を2個使用し，これらの円板相互を両者中心から等距離の位置を結合子で連結し，さらにこれとまつたく同じ位置で円板が向き合つていない側に結合子をおのおのつなぎ，それらを介して変換子を取り付けた。結合子の長さはすべて測定周波数において弾性波長の8分の1以下となるようにし，変換子の共振周波数も測定周波数から十分離れたものを使用した（第12図参照）。一方の変換子を発振器につなぎ，入力電圧を一定に保つて周波数を変化させると，他方の変換子に誘起される電圧は次の二つの周波数 f_0 および f_1

$$f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

$$f_1=f_0\left(1+2\frac{C}{C_0}\right)^{\frac{1}{2}}$$

で最大値を示す。ただし C は円板の等価容量，L は円板と結合子の等価インダクタンスの和，C_0 は円板間の結合子を T 型回路に表わしたときの並列等価容量である。したがつて f_1 および f_0 を測定することにより $C_0/2C$ が求まる。一方 C_0 は結合子の長さ，断面積およびヤング率より計算できる量であるから，結局円板の機械的インピーダンスが求められる。直径 15.0mm 厚さ 3.095mm の冷鋼を用いた場合の実験結果を第11図に ×点 で示した。予想されるように，振動の節に近づくにつれて機械的インピーダンスは急激に上昇している。このことは節に近づくにつれ励振されにくくなることを示している。振動姿態 I および III においては計算とかなりよく合つているが，II および IV においてはあまり良く合つていない。特に節円に近くなるとこの差ははなはだしいようである。この原因は振動姿態の変化に起因するのではないかと考えられる。

3.4　試作例

以上の結果に基いて，一例として帯域沪波器を試作した。結合子は直径 1 mm，長さは通過帯域中心周波数で弾性波長の4分の1にとり，結合子取付位置はすべての円板の中心から半径の40％のところに選んで，円板共振子と結合子とを交互に連絡し，その入出力端にはチタバリ変換子をつないだ。円板の厚さと直径の比は 0.206，チタバリ変換子は厚さ 0.5mm 直径 5mm の円板形のチタバリの両面に直径 5 mm の長さの等しい鋼を接着せる型のものである。その特性を第3表に示した。共振子を7個用いたとき得られた減衰特性を第13図に示した。同図点線は計算値である。

定損失は約 3.5db，終端インピーダンスは 10kΩ である。実効減衰量は帯域の端を除き大体計算値と一致している。

4　結　　言

まず機械沪波器の構成の概要を述べ，次に円板型機械沪波器を設計するに必要な円板の固有振動数と寸法との関係および励振点と機械的インピーダンスの関係を実験から求め，理論と比較した。機械的インピーダンスは，節直径のみ現われる振動においてはかなり理論と良く合つていたが，節円の現われるものにおいては理論との差は大きかつた。また励振点と固有振動数との関係を測定し，これを説明するために励振点におけるモーメントおよび取付孔の影響を論じ，大体の傾向は後者によつて説明されることを確めた。

しかし変化の大きさに関しては満足すべきものではなく，振動姿態の変化も考慮に入れねばならない。

以上のようにまだ十分解明されていない部分も多くあり，今後の問題として残されている。終りに種々御討論をいただいている国際電気株式会社の関係諸氏ならびに御指導いただいている菅田氏に感謝の意を表する。

参考文献

(1) R. Adler: Electronics 20 100(April 1947)
(2) L. L. Burns, W. Van B. Roberts: RCA Rev. 10 348(Sept. 1949)
(3) L. L. Burns: RCA Rev. 13 34(March 1952)
(4) R. W. George: Proc. IRE 44 31(Jan. 1956)
(5) 田中: 電気通信学会回路網委員会資料(昭32-2)
(6) M. L. Doely, I. C. Hathaway: Electronics 26 138(March 1953)
(7) 田川, 高橋: 電気通信学会回路網委員会資料(昭31-9)
(8) 蒲生: 音響学会誌 10 65 (昭26-6)
(9) 近野: 電通学誌 39 651 (July 1956)
(10) 早坂寿雄: 音響振動論(コロナ社)

特 許 と 新 案

最近登録された日立製作所の特許および実用新案

(第50頁より続く)

区別	登録番号	名称	工場別	氏名	登録年月日
実用新案	468839	ウォータハンマ防止装置付逆止弁	亀有工場	木暮健三郎 近藤澄雄	32.12. 2
〃	468845	スルースバルブ	亀有工場	近藤澄雄	〃
〃	468846	鋳型枠	亀有工場	南郷忠勇	〃
〃	468761	ロータリーフィーダー	川崎工場	長田宏	〃
〃	468818	油量調整表示装置	川崎工場	松本源次郎 片桐貞一 多次見薫	〃
〃	468852	ルーツブロワ	川崎工場	印牧宗一郎	〃
〃	468764	積算電力計の制動磁石取付装置	多賀工場	米岡正四郎	〃
〃	468772	歯車と軸との固定装置	多賀工場	田沢阜	〃
〃	468773	摘子固定装置	多賀工場	田沢阜	〃
〃	468774	摘子における装飾バンド取付装置	多賀工場	田沢阜	〃
〃	468774	摘子における装飾バンド取付装置	多賀工場	田沢阜	〃
〃	468803	堆積型抵抗盤	多賀工場	杉山金太郎	〃
〃	468820	ホイスト制御装置	多賀工場	横内直中	〃
〃	468824	フライホイールマグネトーにおける自動進角装置	多賀工場	小室甲二郎 柿沼俊男	〃
〃	468830	遠心分離機回転筒	多賀工場	川崎光彦 門馬光雄	〃
〃	468835	遠心分離機回転筒	多賀工場	川崎光彦	〃
〃	468836	着脱自在な管接手	多賀工場	山家正道 安川昌平	〃
〃	468837	電気洗濯機排水用ホース	多賀工場	益子三郎	〃
〃	468838	ホース接手装置	多賀工場	四倉輝夫 安川昌平	〃
〃	468838	ホース接手装置	多賀工場	四倉輝夫 安川昌平	〃
〃	468840	排気用自動弁	多賀工場	肥後八郎 小池武	〃
〃	468769	同期開閉装置	亀戸工場	和田正脩 小林長平 安藤文蔵	〃
〃	468770	電気集塵装置	亀戸工場	松井茂彦 池義一 小林正巳	〃
〃	468771	電気集塵装置	亀戸工場	松井茂彦 池義一 小林正巳	〃
〃	468775	電気集塵装置	亀戸工場	益田貞三 友貞睦夫	〃
〃	468776	電気集塵装置	亀戸工場	松井茂彦	〃
〃	468778	電気的空気清浄装置	亀戸工場	小林正巳 友貞睦夫 角田章	〃