

3. 磁氣制振器の制振力に就て

地震研究所 力 武 常 次

(昭和20年10月16日發表—昭和20年12月20日受理)

§ 1. 緒 言

地震計磁氣制振器の設計に際し豫め制振力がどの程度の大いさを有するかを決定する必要があるが、萩原尊禮教授¹⁾に依れば、磁氣制振器の單位速度に對する制振力 f は次式で與へられる。

$$f = \frac{C\phi^2\sigma D}{S}$$

茲に ϕ は全磁束、 σ は金屬板の比電氣傳導度、 D は金屬板の厚さ、 S は磁場の面積である。 C はディメンションを持たない量で磁場及金屬板の幾何學的形狀に依り決定せられる。萩原教授は磁場の形狀が矩形を爲し、金屬板が無限に大きい場合に就て C の値を理論的に求められ、また磁場が矩形若くは圓形を爲し金屬板の面積が有限なる種々の場合に就き實驗的に C の値を決定せられた。

本報文に於ては、磁場の形狀が矩形を爲し金屬板の面積が有限なる場合に就き理論的に C の値を計算し萩原教授の實驗的に求められた値との比較を試みた。

§ 2. 金屬板の反抗力

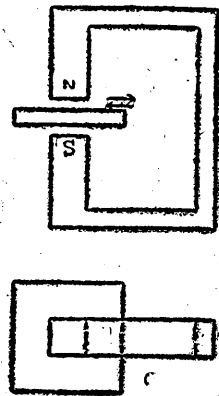
地震計磁氣制振器の普通の型として第 1 圖の如き場合を採
 用する。

現象は準定常的であるから

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \dots\dots(1)$$

$$\vec{i} = \sigma_0 \vec{E} \quad \dots\dots(2)$$

が成立する。茲に \vec{E} , \vec{B} , \vec{i} , σ_0 は夫々電場の強さ、磁束密度、電流密度及比電氣傳導度を表はす。(1) と (2) の兩式より



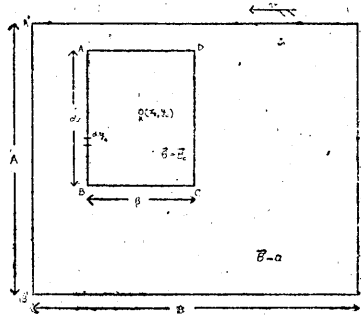
第 1 圖

1) 萩原尊禮 地震研究所彙報 12 (1934), 482~491

2) 矢印を附せるは vector 量

$$\text{rot } \vec{i} = -\sigma_0 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots (3)$$

が得られる。第一圖に見る如く金属板は矩形断面を有する磁極に因つて發生する磁場中を移動するわけであるが、簡單の爲に磁束密度は磁極の間の部分では一定値 \vec{B}_0 を有し、外部では到る處零であると假定する。(これは前記萩原教授の論文に於ける取扱ひと全く同様である。)即ち、第2圖の如く、矩形金属板 $A'B'C'D'$ 中 $ABCD$ なる部分のみ磁束密度 \vec{B}_0 を有し他は到る處零であるとする。磁氣力線は紙面に垂直に上方に向ひ、金属板は v なる速度で左方に移動するものとする。磁束の変化は AB 及 CD の兩縁に於てのみ起る。従つて AB 上の線素を dy_0 とすれば



第 2 圖

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dy_0 = -\vec{B}_0 v dy_0 \dots\dots (4)$$

従つて、 AB 及 CD 上に於て

$$\text{rot } i dy_0 = \sigma_0 \vec{B}_0 v dy_0 \dots\dots\dots (5)$$

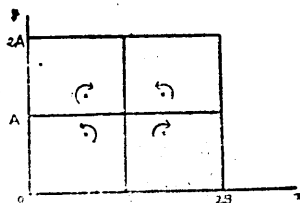
勿論 AB 及 CD の上を除いて

$$\text{rot } i = 0 \dots\dots\dots (6)$$

である。

よつて AB 上の $\text{rot } i$ に起因する金属板 $A'B'C'D'$ 内の電流の分布を求めるわけであるが、問題は矩形 $A'B'C'D'$ に圍まれた非壓縮性流體内に於て、強さ $B_0 v \sigma_0$ なる直線狀渦動線が AB 上に分布してゐる場合の速度の分布を求めることと全く同等である。

矩形内の渦動の問題は、寺澤博士³⁾の方法に従つて適當な影像を考へることに依て解決する事が出来る。即ち四角な切口を有する無限に長い壱形の中に流體があつてその中に κ なる強さの渦線が壱壁に平行にあるとする。第3圖の如く一つの切口を座標面にえらび $x=0, x=B; y=0, y=A$ を夫々切口の水平及鉛直の邊とする。渦 κ のある點を (x_0, y_0) 或は



第 3 圖

3) 寺澤寛一 航空研究所報告 No. 44 (1928) 69~81
 航空研究所彙報 No. 49 (1928) 231~239
 帝國學士院記事 4 (1396), 141~144

$$z_0 = x_0 + iy_0$$

とする。此の場合の流れは與へられた渦の外に次の三つの渦

$$\begin{aligned} -\kappa & \text{ を } z_1 = (2B - x_0) + iy_0 & \text{に} \\ -\kappa & \text{ を } z_2 = x_0 + i(2A - y_0) & \text{に} \\ +\kappa & \text{ を } z_3 = 2B - x_0 + i(2A - y_0) & \text{に} \end{aligned}$$

配置し

$$2\omega_1 = 2B, \quad 2\omega_3 = 2iA$$

なる周期を有する適当な複周期函数を使用することによつて解き得る。

今複素速度ポテンシャルを

$$\phi = \frac{\kappa}{2\pi i} \log \frac{\sigma(z - z_0)\sigma(z - z_3)}{\sigma(z - z_1)\sigma(z - z_2)} \quad \dots\dots\dots(7)$$

とすれば、共軛複素速度は

$$\begin{aligned} u - iv &= \frac{d\phi}{dz} \\ &= \frac{\kappa}{2\pi i} \left\{ \zeta(z - z_0) - \zeta(z - z_1) - \zeta(z - z_2) + \zeta(z - z_3) \right\}^{(4)} \quad \dots\dots\dots(9) \end{aligned}$$

(8) の實數部虚數部をわけると

$$u = -\frac{\kappa}{4\pi} \left\{ \frac{\bar{\zeta}'(y - y_0)}{\zeta(x - x_0) + \zeta(y - y_0)} - \frac{\zeta'(y - y_0)}{\zeta(x + x_0) + \zeta(y - y_0)} - \frac{\zeta'(y + y_0)}{\zeta(x - x_0) + \zeta(y + y_0)} + \frac{\bar{\zeta}'(y + y_0)}{\zeta(x + x_0) + \zeta(y + y_0)} \right\}, \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$v = \frac{\kappa}{4\pi} \left\{ \frac{\bar{\zeta}'(x - x_0)}{\zeta(x - x_0) + \zeta(y - y_0)} - \frac{\zeta'(x + x_0)}{\zeta(x + x_0) + \zeta(y - y_0)} - \frac{\zeta'(x - x_0)}{\zeta(x - x_0) + \zeta(y + y_0)} + \frac{\bar{\zeta}'(x + x_0)}{\zeta(x + x_0) + \zeta(y + y_0)} \right\} \quad \dots\dots\dots(10)$$

これより直ちに

$$x = 0 \text{ 及び } x = \omega_1 = B \quad \text{のとき } u = 0,$$

$$y = 0 \text{ 及び } y = \frac{\omega_3}{i} = A \quad \text{のとき } v = 0$$

なる境界條件が満足されてゐることがわかる。以上の結果を現在の問題に適用して、 AB 上の線素 dy_0 の $\text{rot } \vec{i}$ に起因する電流の x 及び y 成分は次のやうになる。

4) Halphen に従つて $\bar{\zeta}(v) = \zeta\left(v / \frac{\omega_3}{i}, i\omega_1\right)$ である。

$$i_x = -\frac{B_0 v \sigma_0}{4\pi} \left\{ \frac{\phi'(y-y_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(y-y_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(y+y_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} + \frac{\phi'(y+y_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} \right\} dy_0 \quad \dots\dots(11)$$

$$i_y = \frac{B_0 v \sigma_0}{4\pi} \left\{ \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} + \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} \right\} dy_0 \quad \dots\dots(12)$$

電流が磁場に於て流れる時導體に働く力は、

$$\vec{f} = [i \vec{B}]$$

で與へられるから、現在の場合金屬板の體積要素 $D dx dy$ (但し D は金屬板の厚さ) に働く反抗力は

$$df' = i_y B_0 D dx dy = \frac{B_0 v \sigma_0 D}{4\pi} \left\{ \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} + \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} \right\} dy_0 dx dy \quad \dots\dots(13)$$

従て AB に於ける磁束變化の爲に生ずる反抗力は

$$f' = \frac{B_0^2 v \sigma_0 D}{4\pi} \int_{y_0 - \frac{\alpha}{2}}^{y_0 + \frac{\alpha}{2}} dy_0 \int_{y_0 - \frac{\alpha}{2}}^{y_0 + \frac{\alpha}{2}} dy \int_{x_0 - \frac{\beta}{2}}^{x_0 + \frac{\beta}{2}} dx \left\{ \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y-y_0)} - \frac{\phi'(x-x_0)}{\frac{1}{2}(x-x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} + \frac{\phi'(x+x_0)}{\frac{1}{2}(x+x_0) + \frac{1}{2}(y+y_0)} \right\} dx \quad \dots\dots(14)$$

但し $\overline{AB} = \alpha$, $BC = \beta$ とし、 (x_0, y_0) は $ABCD$ の中心の位置である。今特に金屬板の中心と磁極の中心とが一致してゐる場合即ち $x_0 = \frac{B}{2} = \frac{\omega_1}{2}$, $y_0 = \frac{A}{2} = \frac{\omega_2}{2}$ の時を考へると、 CD に於ける磁束變化に依る反抗力は對稱の理により AB のそれに等しいから、金屬板全體の反抗力 f は $2f'$ に等しい。故に

$$f = \frac{C \phi^2 v \sigma_0 D}{S} \quad \dots\dots(15)$$

茲に

$$C = \frac{1}{2\pi a\beta} \int_{\frac{\omega_3}{2i} - \frac{a}{2}}^{\frac{\omega_3}{2i} + \frac{a}{2}} dy_0 \int_{\frac{\omega_3}{2i} - \frac{a}{2}}^{\frac{\omega_3}{2i} + \frac{a}{2}} dy \int_{\frac{\omega_1}{2} - \frac{\beta}{2}}^{\frac{\omega_1}{2} + \frac{\beta}{2}} dx \left\{ \frac{\psi'(x-x_0)}{\psi(x-x_0) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)} - \frac{\psi'(x+x_0)}{\psi(x+x_0) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)} - \frac{\psi'(x-x_0)}{(x-x_0) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)} + \frac{\psi'(x+x_0)}{\psi(x+x_0) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)} \right\} \dots\dots(16)$$

茲に
$$x_0 = \frac{\omega_1}{2} - \frac{\beta}{2}$$

但し ϕ は全磁束, S は磁場の面積で $a\beta$ に等しい。(15)式から明かなるやうに, 反抗力は金属板の移動速度, 全磁束の自乗, 金属板の厚さ, 及び金属板の比電気傳導度に比例し, 磁場の面積に逆比例することがわかる。

§ 3. C の計算 (積分の簡易化)

金属板の面積が無限に大きい場合には萩原教授⁵⁾によれば C の値は次式により與へられる。

$$C = \frac{1}{\pi} \left\{ 2 \tan^{-1} \frac{a}{\beta} + \frac{1}{2} \frac{a}{\beta} \log_e \left(1 + \frac{\beta^2}{a^2} \right) - \frac{1}{2} \frac{\beta}{a} \log_e \left(1 + \frac{a^2}{\beta^2} \right) \right\} \dots\dots(17)$$

現在の矩形金属板の場合は, 楕圓函数を含む複雑なる(16)式によつて C の値を求めることとなる。(16)式の三重積分のうち x に關する積分は

$$\int \frac{f'(x)}{f(x)} dx$$

なる形であるから簡単に積分を實行することが出来る。其の結果は

$$C = \lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi a\beta} \int_{\frac{\omega_3}{2i} - \frac{a}{2}}^{\frac{\omega_3}{2i} + \frac{a}{2}} dy_0 \int_{\frac{\omega_3}{2i} - \frac{a}{2}}^{\frac{\omega_3}{2i} + \frac{a}{2}} dy \int_{\frac{\omega_1}{2} - \frac{\beta}{2}}^{\frac{\omega_1}{2} + \frac{\beta}{2}} dx \log \frac{\{\psi(\beta) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)\} \{\psi(\epsilon) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)\} \{\psi(\omega_1) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)\} \{\psi(\omega_1 - \beta) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)\}}{\{\psi(\beta) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)\} \{\psi(\epsilon) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)\} \{\psi(\omega_1) + \frac{1}{\xi}(y-y_0)\} \{\psi(\omega_1 - \beta) + \frac{1}{\xi}(y+y_0)\}} dy \dots\dots(18)$$

或は ψ 函数に關する加法定理により σ 函数を用ひて表はすと integrand は次の様になる。

$$\log \left[\frac{[\sigma(iy + iy_0)]^2 \sigma(\beta - iy + iy_0) \sigma(\beta + iy - iy_0) \sigma(\omega_1 - iy - iy_0) \sigma(\omega_1 + iy + iy_0)}{[\sigma(iy - iy_0)]^2 \sigma(\beta - iy - iy_0) \sigma(\beta + iy + iy_0) \sigma(\omega_1 - iy + iy_0) \sigma(\omega_1 + iy - iy_0)} \frac{\sigma(\omega_1 - \beta - iy + iy_0) \sigma(\omega_1 - \beta + iy - iy_0)}{\sigma(\omega_1 - \beta - iy - iy_0) \sigma(\omega_1 - \beta + iy + iy_0)} \right] \dots\dots(19)$$

5) 前出

更に $\sigma(u) = 2\omega_1 \frac{\vartheta_1(v)}{\vartheta_1'(0)} e^{2\pi i \omega_1 v^2}$, $v = \frac{u}{2\omega_1}$ なる関係を用ひて integrand を ϑ 函数で表はし更に $\vartheta_1\left(v + \frac{1}{2}\right) = \vartheta_2(v)$, $\vartheta_2(-v) = \vartheta_2(v)$ なることを考慮すれば integrand は

$$\log \frac{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{2\omega_1}\right) \right]^2 \left[\vartheta_2\left(i \frac{y+y_0}{2\omega_1}\right) \right]^2 \vartheta_1\left(\frac{\beta-iy+iy_0}{2\omega_1}\right) \vartheta_2\left(\frac{\beta-iy+iy_0}{\omega_1}\right)}{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{2\omega_1}\right) \right]^2 \left[\vartheta_2\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 \vartheta_1\left(\frac{\beta+iy+iy_0}{2\omega_1}\right) \vartheta_2\left(\frac{\beta+iy+iy_0}{\omega_1}\right)} \frac{\vartheta_1\left(\frac{\beta+iy-iy_0}{2\omega_1}\right) \vartheta_2\left(\frac{\beta+iy-iy_0}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(\frac{\beta-iy-iy_0}{2\omega_1}\right) \vartheta_2\left(\frac{\beta-iy-iy_0}{\omega_1}\right)} \dots\dots\dots(20)$$

と變形されるが、 ϑ 函数に關する Landen の變換

$$\frac{\vartheta_1(v/\tau) \vartheta_2(v/\tau)}{\vartheta_1(2v/2\tau)} = \frac{\vartheta_2(o/\tau) \vartheta_1(o/\tau)}{\vartheta_1(o/\tau)}$$

によつて、(20) は次の様に書ける。

$$\log \frac{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 \vartheta_1\left(\frac{\beta-iy+iy_0}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(\frac{\beta+iy-iy_0}{\omega_1}\right)}{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 \vartheta_1\left(\frac{\beta+iy+iy_0}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(\frac{\beta-iy-iy_0}{\omega_1}\right)} \dots\dots\dots(2)$$

但し (1) 式に於ける ϑ 函数の副變數 τ は

$$\tau = \frac{2\omega_1}{\omega_1} \dots\dots\dots(22)$$

である、以下、取扱ふ ϑ 函数はみなこれに従ふものとする。更に加法公式

$$\vartheta_1(v+w) \vartheta_1(v-w) [\vartheta_1(o)]^2 = [\vartheta_1(v) \vartheta_1(w)]^2 - [\vartheta_1(v) \vartheta_1(w)]^2$$

によつて (21) 式は

$$\log \frac{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 \left[\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 - \left[\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) \right]^2}{\left[\vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 \left[\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) \right]^2 - \left[\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right) \vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) \right]^2}$$

或は

$$\log \frac{\left[\frac{\vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right)} \right]^2 - \left[\frac{\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)} \right]^2}{\left[\frac{\vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right)} \right]^2 - \left[\frac{\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)} \right]^2} \dots\dots\dots(23)$$

となる。即ち C は次の二重積分で表はすことが出来る。

$$C = \frac{1}{2\pi\alpha\beta} \iint_T \log \frac{\Psi\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) - K}{\Psi\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) - K} dy dy_0 \dots\dots\dots(24)$$

但し $\Psi(v) = \left[\frac{\vartheta_4(v)}{\vartheta_1(v)} \right]^2, \quad K = \left[\frac{\vartheta_4\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)}{\vartheta_1\left(\frac{\beta}{\omega_1}\right)} \right]^2$

積分領域 T は第4圖の如き正方形である。

今變數を

$$\xi = y + y_0 - \frac{\omega_3}{i}, \quad \eta = y - y_0 \dots\dots\dots(25)$$

に變換すれば、

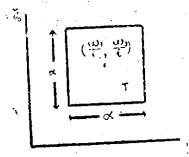
$$\Psi\left(i \frac{y-y_0}{\omega_1}\right) = \Psi\left(\frac{i\eta}{\omega_1}\right)$$

$$\Psi\left(i \frac{y+y_0}{\omega_1}\right) = \Psi\left(\frac{i\xi}{\omega_1} + \frac{\omega_3}{\omega_1}\right) = \Psi\left(\frac{i\xi}{\omega_1} + \frac{\tau}{2}\right)$$

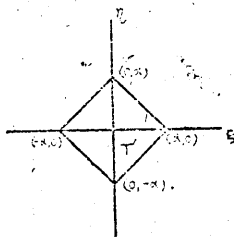
$$= \left[\frac{\vartheta_4\left(\frac{i\xi}{\omega_1} + \frac{\tau}{2}\right)}{\vartheta_1\left(\frac{i\xi}{\omega_1} + \frac{\tau}{2}\right)} \right]^2$$

$$= \left[\frac{\vartheta_1\left(\frac{i\xi}{\omega_1}\right)}{\vartheta_4\left(\frac{i\xi}{\omega_1}\right)} \right]^2$$

$$= 1/\Psi\left(\frac{i\xi}{\omega_1}\right)$$



第 4 圖



第 5 圖

であるから、

$$C = \frac{1}{2\pi\alpha\beta} \iint_T \log \frac{\Psi\left(\frac{i\eta}{\omega_1}\right) - K}{1/\Psi\left(\frac{i\xi}{\omega_1}\right) - K} d\xi d\eta \dots\dots\dots(26)$$

積分領域は等5圖の如き正方形となる。(26)式に於て對數記號内の分子、分母は夫々 η 及び ξ のみを含むことに注意して、二重積分の順序を適當にとつて積分を實行すれば、(26)式は結局次のやうに書ける。

$$C = \frac{1}{\pi a \beta} \int_0^a (a-t) \log \frac{\Psi\left(i \frac{t}{\omega_1}\right) - K}{1/\Psi\left(i \frac{t}{\omega_1}\right) - K} dt$$

或は

$$C = \frac{\omega_1^2}{\pi a \beta} \int_0^{\frac{a}{\omega_1}} \left(\frac{a}{\omega_1} - t\right) \log \frac{\Psi(it) - K}{1/\Psi(it) - K} dt \dots\dots\dots(27)$$

§ 4. C の計算 (数値計算)

C は (27) 式に依つて與へられるが, $t=0$ の附近を除いて數値積分を實行することによつて C の値を數値的に求めることが出来る. $t=0$ の附近に於ては (27) 式の被積分函数は近似的に次式で表はすことが出来る.

$$-\left(\frac{a}{\omega_1} - t\right) \log \frac{K}{a} + \left(\frac{a}{\omega_1} - t\right) \left(\frac{K}{a} - \frac{1}{aK}\right) t^2 - 2\left(\frac{a}{\omega_1} - t\right) \log t \dots\dots\dots(28)$$

但し

$$a = \frac{[\partial_1(0)]^2}{4q^{1/2}\pi^2} \quad \text{及び} \quad q = e^{-\pi i}$$

従つて 0 から δ ($\delta \ll 1$) 迄積分した値は

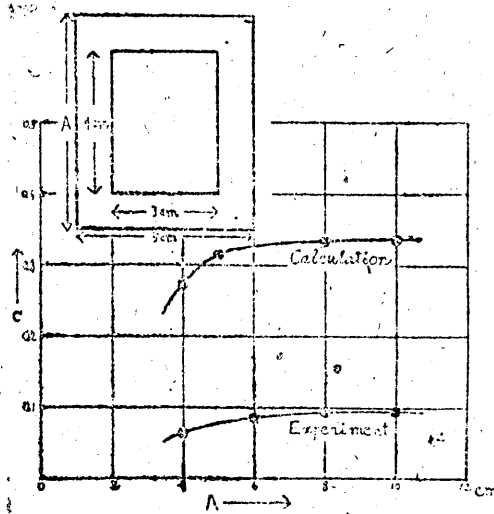
$$\delta \left\{ \frac{a}{\omega_1} \left(2 - \log \frac{K}{a}\right) - \frac{1}{2} \left(1 - \log \frac{K}{a}\right) \delta + \frac{1}{3} \frac{a}{\omega_1} \left(\frac{K}{a} - \frac{1}{aK}\right) \right. \\ \left. + \left(\delta - 2\frac{a}{\omega_1}\right) \log \delta \right\} \dots\dots\dots(29)$$

に依つて與へられる. 従つて t の變域 $0 \sim \frac{a}{\omega_1}$ を $0 \sim \delta$, $\delta \sim \frac{a}{\omega_1}$ にわけて, 前の場合は (29) 式を使用し, 後の場合は Simpson の方法によつて數値積分を行つた. 計算の誤差は 2~3 % 程度である. α, β 及び A, B の二三の場合に就て計算を實施せる結果を第 6 圖, 第 7 圖に示す. 比較の爲萩原教授によつて得られた實驗値を併せて示してある.

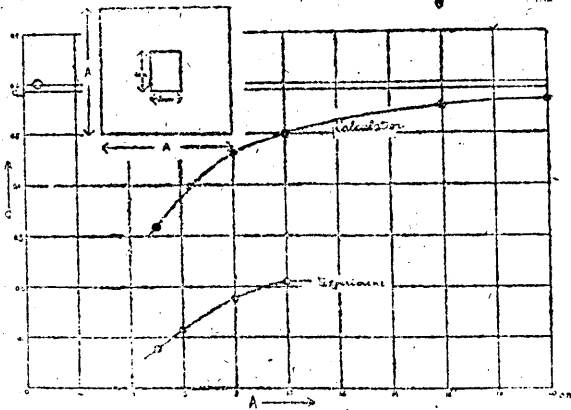
§ 5. 實驗との比較

第 6 圖に見る如く, 實驗値も計算値も A が大になるとともに或る漸近値に近づくが計算値の方が約三倍だけ大きい.

また第 7 圖は金屬板が正方形であるとした場合であつて, 邊の長さが大きくなるに従つて計算値は (17) 式より得られる板の面積が無限に大きい場合の極限值 C_∞ に



第 6 圖



第 7 圖

漸近的に近づく、一方実験値は上記の値の約三分の一程度の漸近値をもつてゐることがわかる。

本計算の出発點に於て、簡單の爲に磁束密度は磁極の間の部分でのみ一定値を有し他の部分では全く零としたのであるが、實際の磁束密度の分布は上記の如き不連続なものではなく磁極をはづれるに従つて連続的に小となるべきものと考へられるから、 C の値として計算値の方が実験値よりも大きくなることは當然豫想されるところであるが、計算値の方が2, 3倍も大であることは注目すべき結果で、磁極の形状、兩極

間の距離等の条件を考慮して洩漏磁束を極力小とすれば制振力を増大せしめる餘地は充分あるものと考へることが出来よう。

終りに種々御指導を頂いた岸上、萩原兩先生に深謝致します。

3. On the Damping Force of a Magnetic Damper.

By Tsuneji RIKITAKE,

Earthquake Research Institute.

About ten years ago, Prof. Hagiwara has experimentally shown that the damping force f of a magnetic damper is given by the next expression

$$f = \frac{C\phi^2\sigma vD}{S}$$

where ϕ , σ , v , D and S are total flux, specific conductivity, velocity, thickness of the metallic plate and area of the magnetic field respectively. By use of elliptic functions the writer proved theoretically this relation when the metallic plate and the magnetic field are both rectangular. The calculated value of C , which has no dimension, is about three times larger than its experimental value. This result is reasonable when we consider the effect of the leakage flux.
