II 導体論

1. 空洞に一つのループが入って居る場合

基礎の式は§2の(7)と§5の(14),(16)式である。即ち

$$V + L_0\dot{I} = -\dot{F} \tag{1}$$

及び($\nu = 0$として)

$$\ddot{a}_0(t) + Q_0^{-1}\omega_0\dot{a}_0(t) + \omega_0^2 a_0(t) = \frac{1}{\varepsilon} I F_0 . \tag{2}$$

而して

$$B = \mathrm{rot}\,A = \mathrm{rot}\,a_0(t)A_0 = a_0(t)\,\mathrm{rot}\,A_0 = a_0(t)B_0 ,$$

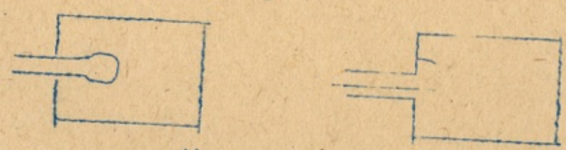
従って

$$F = a_0(t)F_0$$

により(1)は

$$V + L_0\dot{I} = -\dot{a}_0(t)F_0 \tag{3}$$

となる。



第1図

すべての量を$e^{-i\omega t}$に比例するとして(2),(3)を書きかへれば

$$(\omega_0^2 - \omega^2 - iQ_0^{-1}\omega_0\omega)a_0 = \frac{1}{\varepsilon} I F_0 , \tag{4}$$

$$V - i\omega L_0 I = i\omega a_0 F_0 . \tag{5}$$

これよりa_0を消去して

$$V = i\omega\left(L_0 + \frac{F_0^2}{\varepsilon(\omega_0^2 - \omega^2 - iQ_0^{-1}\omega_0\omega)}\right)I , \tag{6}$$

即ち空洞はインピーダンスが

$$Z = i\omega\left(L_0 + \frac{F_0^2}{\varepsilon(\omega_0^2 - \omega^2 - iQ_0^{-1}\omega_0\omega)}\right) \tag{7}$$

なる負荷に等しい。而して此時も共振の附近を問題と

とするから，上式で L_0 は省略し[*] ω は $\omega_0^2-\omega^2$ 以外に對しては ω_0 に等しいと置いてよい．さうすれば

$$Z=\frac{iF_0^2}{\varepsilon[2(\omega_0-\omega)-iQ_0^{-1}\omega_0]}, \qquad (7')$$

依つて共振の幅は

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}=\frac{1}{Q_0} \qquad (8)$$

となる。Lecher 線を入れた場合には入口の孔から外へ輻射となつて失はれるエネルギーがあるから(この理論ではそれを無視してゐる)，共振の幅はもつと大きくなるであらう．

上では F_0 は A_0 を

$$\int A_0^2\,dV=1$$

と規格化した時の固有振動のループを抜ける磁氣感応束である。もしも空洞内のエネルギーを 1 (ジュール) と取れば，

$$\varepsilon\int E_0^2\,dV=\varepsilon\omega_0^2\int A_0^2\,dV=1\ (\text{ジュール}) \qquad \underline{(9)}$$

となるから，F_0^2 は $\varepsilon\omega_0^2F_0^2$ で置き換へられて，(7') は

$$Z=\frac{i\omega_0^2F_0^2}{2(\omega_0-\omega)-iQ_0^{-1}\omega_0} \qquad \underline{(10)}$$

となる。尚 L_0 を無視しない場合は Z には之に尚 $i\omega_0L_0$ が加わる。

1a 次に外部から電波の入射がない時の空洞内の振幅の減衰を求める．Lecher 線又は共軸ケーブルの特性インピーダンスを Z_1 とすれば，純粋射出進行波がその上にある時は $V=Z_1I$ であるから，$Z=Z_1$ と置いて，この時(10)の Z を使ふと

---

*) ゆるい結合の場合は $L_0\to 0$ と共に $F_0\to 0$ で F_0 の方が早く 0 に収斂する場合が多いから $\omega\approx\omega_0$ でも L_0 のの項が無視出来ない場合がある。

$$\frac{i\omega_0^2 F_0^2}{2(\omega_0-\omega) - iQ_0^{-1}\omega_0} = Z_1 . \qquad (11)$$

これからωを求めれば

$$\omega = \omega_0 - \frac{i\omega_0}{2}\left(\frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1} + \frac{1}{Q_0}\right) \qquad (12)$$

となる。この虚部は $e^{-i\omega t}$ に入れると減衰を表はす部分となる。振幅の自乗の減衰，即ち空洞内エネルギーの減衰は

$$e^{-\omega_0 t\left(\frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1} + \frac{1}{Q_0}\right)}$$

の形で起る。即ち $\frac{1}{2\pi}$ 周期の間に減少するエネルギーの蓄へられたエネルギーに對する割合は

$$\frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1} + \frac{1}{Q_0}$$

に依つて與へられる。

$$\frac{1}{Q_1} = \frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1} \qquad (13)$$

とすれば，これがloopがある為の空洞のQで，全体のQは

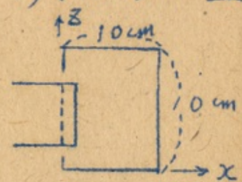
$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_0} \qquad (14)$$

に依つて与へられる。

数値例 1. 一稜の長さが10cmの正方体の基本振動。これは二重に縮退してゐるが，今その一方だけをとる。即ち針金の大部分がz方向にあるとして，(1,1,0)の型をとる。固有振動の自由空間波長は

$$\lambda_0 = \sqrt{2}\times 10\,\mathrm{cm} = 14\,\mathrm{cm}$$

である。電磁界の型は：



第2図

$$\begin{cases} E_z = \dfrac{2\pi^2}{a^2}\sin\dfrac{\pi x}{a}\sin\dfrac{\pi y}{a}, \quad E_x = E_y = 0 \\ H_x = -i\omega_0\varepsilon\dfrac{\pi}{a}\sin\dfrac{\pi x}{a}\cos\dfrac{\pi y}{a}, \quad H_y = i\omega_0\varepsilon\dfrac{\pi}{a}\cos\dfrac{\pi x}{a}\sin\dfrac{\pi y}{a}, \\ \qquad H_z = 0. \end{cases}$$

(aは稜長 = 10 cm) 電磁界エネルギーを1に規格化すれば

$$E_z = \sqrt{\frac{4}{\varepsilon a^3}}\sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{a}$$

となる。この時 H_y は

$$H_y = \frac{i\omega_0\varepsilon}{\pi\sqrt{\varepsilon}a}\cos\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{a}.$$

針金の位置を $x \approx 0$, $y = \frac{a}{2}$, ∴ $\cos\frac{\pi x}{a} \approx 1$; $\sin\frac{\pi y}{a} = 1$ として loop を通る flux は

$$F_0 = |\mu H_y| \times (\text{loop の面積}) = \frac{\omega_0\varepsilon\mu}{\pi\sqrt{\varepsilon}a} \times (\text{loopの面積}),$$

∴ $\omega_0 F_0^2$ は

$$\omega_0 F_0^2 = \frac{\omega_0^3(\varepsilon\mu)^2}{\pi^2\varepsilon a} \times (\text{loopの面積})^2 = \frac{8\pi\sqrt{\varepsilon\mu}}{\lambda_0^3\varepsilon a} \times (\text{loop の面積})^2.$$

但し, $\omega_0 = 2\pi/\lambda_0\sqrt{\varepsilon\mu}$. ここで

$\varepsilon = 8.854\times10^{-12}$, $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = 3\times10^{8}$,

$a = 0.1$, $\lambda = 0.14$

を代入すれば,

$$\omega_0 F_0^2 = 0.945\times10^{4}\times\frac{1}{0.1\times(0.14)^3}\times(\text{loop の面積})^2$$

$$= 3.44\times10^{7}\times(\text{loop の面積})^2.$$

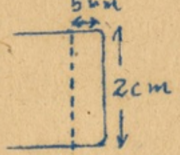
loop の面積を例へば $2\text{cm}\times5\text{mm} = 10^{-4}$ とれば,

$$\omega_0 F_0^2 = 3.44\times10^{-1} \text{ ohm}.$$

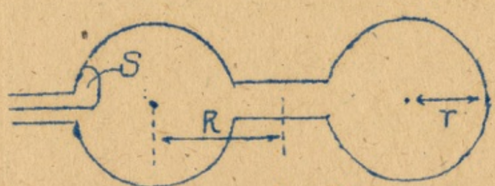
$Z_1 = 300$ ohm とすれば

$$\frac{1}{Q_1} = \frac{0.344}{300} \fallingdotseq \frac{1}{1000}$$

となる。



第3図



第4図

<u>数値例. 2:</u> ドーナツ型の共振器.

loop の面積を S, 円環の中心の半径を R 円環の太さの半径を r とする。共振電磁界の磁界は凡円環内で一様であるから; 円環をめぐる感応束と loop を通る感應束の比はほゞ円環の断面積と S との比に等しい。

即ち $\pi r^2 : S$. 円環内体積はほゞ $2\pi R \times \pi r^2$ であるから、電磁界エネルギーは

$$\mu\int H^2 dV \approx \mu H^2 \cdot 2\pi R \cdot \pi r^2 = 1 \text{ (ジュール)}$$

$$\therefore \mu H = \frac{\sqrt{\mu}}{\pi\sqrt{2R}\cdot r}.$$

∴ loop をぬける感応束は

$$F_0 = \mu H \cdot S = \frac{\sqrt{\mu}\, S}{\pi\sqrt{2R}\cdot r} = \frac{\sqrt{\mu}\, r}{\sqrt{2R}} \frac{S}{\pi r^2}.$$

故に
$$\omega_0 F_0^2 = \frac{2\pi}{\lambda_0\sqrt{\mu\varepsilon}} \cdot \frac{\mu r^2}{2R}\left(\frac{S}{\pi r^2}\right)^2.$$

例へば $\lambda_0 = 10$ cm, $R = 1.5$ cm, $r = 1$ cm とすれば、$\mu = 1.257 \times 10^{-6}$ を入れて、

$$\omega_0 F_0^2 = \frac{2\pi \times 3 \times 10^8}{0.1} \frac{1.257 \times 10^{-6} \times (0.01)^2}{2 \times 0.015}\left(\frac{S}{\pi r^2}\right)^2 = 79\left(\frac{S}{\pi r^2}\right)^2$$

故に、例へば $Z_1 = 100$ ohm の時に $Q = 1000$ にするには $\frac{S}{\pi r^2}$ を $\frac{1}{\sqrt{790}} = \frac{1}{28}$ とすればよい。

数値例 3. 例1の場合に L_0 が無視されるための條件を調らべる。それは (10) 及び (7) 式に依つて

$$\frac{\omega_0 F_0^2}{|2\Delta\omega + iQ_0^{-1}\omega_0|} \gg L_0, \text{即ち } \omega_0 F_0^2 \gg \omega_0 L_0 \left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} + \frac{i}{Q_0}\right) \quad (15)$$

である。$\omega_0 F_0^2$ は約 0.3 ohm, $\omega_0 L_0$ は次の様に概算される。針金と壁との間の最短距離は 5 mm であるから、L_0 は半經 1 cm 程の内經を持つ共軸ケーブルの L に針金の長さを掛けたもの、程度である。針金のたさを直經 2 mm とすれば

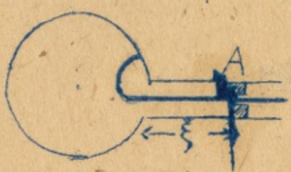
$$L_0 \doteqdot \left(\frac{\mu}{2\pi}\log_e\frac{10}{1}\right) \times 0.02 = \frac{1.257 \times 10^{-6}}{2\pi} \cdot 2.30 \times 0.02$$
$$= 0.92 \times 10^{-8} \text{ henry}$$

但し 0.02 は針金の長さ (2 cm = 0.02 m). 而して $\omega_0 = 1.35 \times 10^{10}$ 1/sec. ∴ $\omega_0 L_0 = 124$ ohm. 故に上の (15) の條件は

$$3 \times 10^{-3} \gg \left|\frac{2\Delta\omega}{\omega_0} + \frac{i}{Q_0}\right|$$

であつて相等厳しい條件である。

1b. 第5図の様に空洞に共軸ケーブルの一部を取付け，今の蓋（金属）を可動にして置いて，空洞の固有振動の周波数を多少変へることが出来る。Lecher線でもよいわけであるが輻射に依る損失を防ぐため共軸ケーブルの方がよい。



第5図

先づケーブル側から見た空洞の impedance Z は(10)，(7)により

$$Z=\frac{-i\omega_0 F_0^2}{\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}+\frac{i}{Q_0}}+i\omega_0 L_0. \qquad (16)$$

ケーブル内では電信方程式

$$\left.\begin{aligned} L\dot{I}+\frac{\partial V}{\partial x}+RI&=0,\\ C\dot{V}+\frac{\partial I}{\partial x}&=0 \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

が成立つとすると，これの解（$x=\xi$ で $V=0$）は

$$\left.\begin{aligned} I&=A\cosh\sqrt{-\omega^2LC-i\omega CR}\,(x-\xi),\\ V&=\frac{\sqrt{-\omega^2LC-i\omega CR}}{i\omega C}A\sinh\sqrt{-\omega^2LC-i\omega CR}\,(x-\xi). \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

$x=0$ で $V/I=Z$ と置いて次の式を得る：

$$-\frac{\omega_0F_0^2}{\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}+\frac{i}{Q_0}}+\omega_0L_0=\frac{\sqrt{-\omega^2LC-i\omega CR}}{\omega C}\tanh\sqrt{-\omega^2LC-i\omega CR}\cdot\xi. \qquad (19)$$

右辺の ω は ω_0 に等しいと置き，且つ ξ が小さいとして，根号を展開すれば右辺は（$k_0=\sqrt{LC}\,\omega=\sqrt{\varepsilon\mu}\,\omega_0$）：

$$\frac{ik_0\left(1+\frac{iR}{2\omega_0L}\right)}{\omega_0C}\tanh\left\{ik_0\xi\left(1+\frac{iR}{2\omega_0L}\right)\right\}$$

$$=\frac{k_0}{\omega_0C}\left[-\tan k_0\xi-\frac{iR}{2\omega_0L}\left(\frac{k_0\xi}{\cos^2k_0\xi}-\tan k_0\xi\right)\right].$$

$k_0\xi-$ 　　　$+\tan$

但しこゝに

$$\frac{k_0}{\omega_0 C} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}} = Z_1 .$$ (特性 impedance)

故に(19)式は次の様になる：

$$-\frac{\omega_0 F_0^2}{\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}+\frac{i}{Q_0}} + \omega_0 L_0 = -Z_1\left[\tan k_0\xi + \frac{iR}{2\omega_0 L}\left(\frac{k_0\xi}{\cos^2 k_0\xi}+\tan k_0\xi\right)\right].$$

これから $\Delta\omega$ を求めて

$$\frac{2\Delta\omega}{\omega} = -\frac{i}{Q_0} + \frac{\omega_0 F_0^2}{\omega_0 L_0 + Z_1\left[\tan k_0\xi + \frac{iR}{2\omega_0 L}\left(\frac{k_0\xi}{\cos^2 k_0\xi}+\tan k_0\xi\right)\right]}$$

$$= -\frac{i}{Q_0} - \frac{\frac{iRZ_1}{2\omega_0 L}\left(\frac{k_0\xi}{\cos^2 k_0\xi}+\tan k_0\xi\right)}{(\omega_0 L_0 + Z_1 \tan k_0\xi)^2}\,\omega_0 F_0^2 + \frac{\omega_0 F_0^2}{\omega_0 L_0 + Z_1 \tan k_0\xi}.$$

故にこの系のQ及び振動数の変化は夫々

$$\begin{cases} \dfrac{1}{Q} = \dfrac{1}{Q_0} + \dfrac{R}{2\omega_0 L}\,\dfrac{Z_1\left(\frac{k_0\xi}{\cos^2 k_0\xi}+\tan k_0\xi\right)\omega_0 F_0^2}{(\omega_0 L_0 + Z_1\tan k_0\xi)^2}, & (20) \\[2ex] \dfrac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \dfrac{\omega_0 F_0^2}{\omega_0 L_0 + Z_1\tan k_0\xi}. & (21) \end{cases}$$

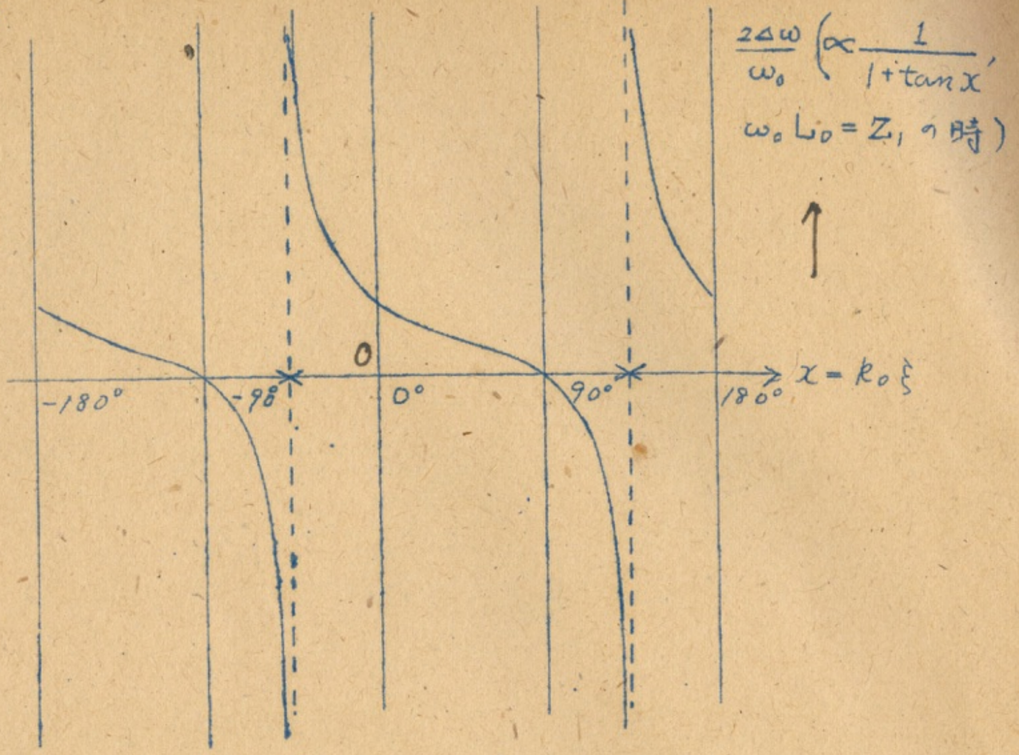
に依つて與へられる。但し $\omega_0 L_0 + Z_1 \tan k_0\xi = 0$ の附近を除く(20),(21)の graph を画けば第6図，第7図の様になる。

$k_0\xi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots$ 即ち $\xi = \frac{\lambda_0}{4}, \frac{3\lambda_0}{4}, \frac{5\lambda_0}{4} \dots$ の附近をとれば，

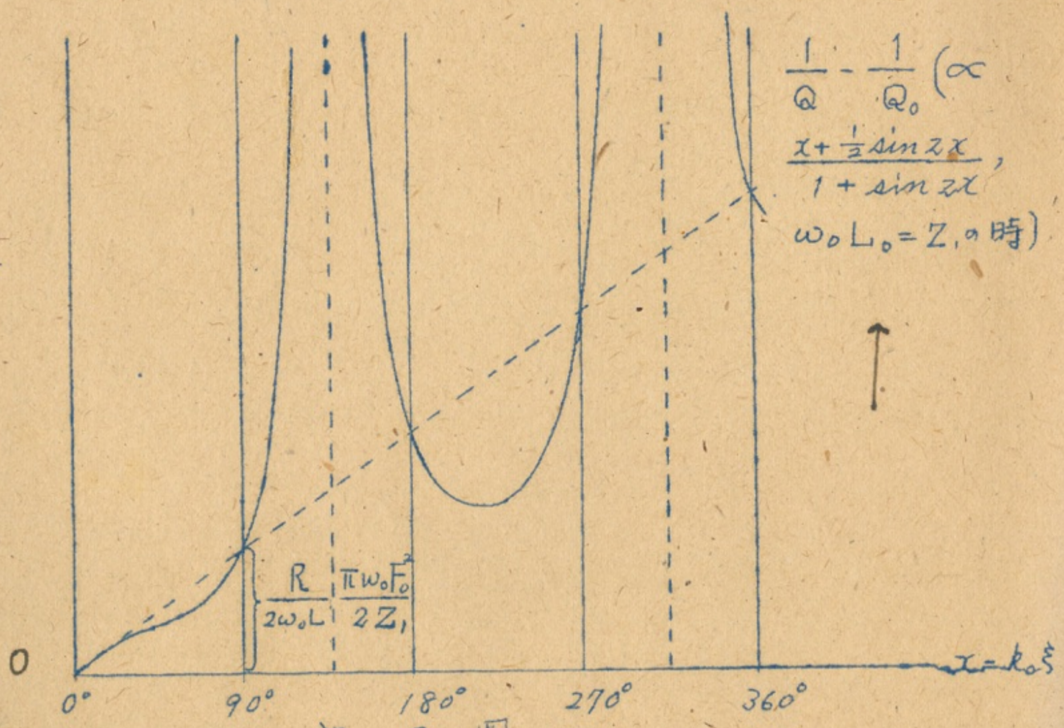
$$\left.\begin{aligned} \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} &\fallingdotseq \frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1}\cot k_0\xi \fallingdotseq \frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1}\cdot 2\pi\frac{-\Delta\xi}{\lambda_0}, \\ \frac{1}{Q} &\fallingdotseq \frac{1}{Q_0} + \frac{R}{2\omega_0 L}\,\frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1}\cdot 2\pi\frac{\xi}{\lambda_0}. \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

但し ξ はケーブルの長さ，$\Delta\xi$ は ξ の $\frac{\lambda_0}{4}, \frac{3\lambda_0}{4}, \frac{5\lambda_0}{4}, \dots$ からのずれである。そこで例へば $\Delta\xi$ の変化が最大 $\frac{\lambda_0}{4}$ 位とすれば $\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}$ の変化は最大 $\frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1}\frac{\pi}{2}$，即ち周波数変化の割合は最大

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \sim \frac{\omega_0 F_0^2}{Z_1} \quad \left(|\Delta\xi| \sim \frac{\lambda_0}{4} \text{ のとき}\right)$$

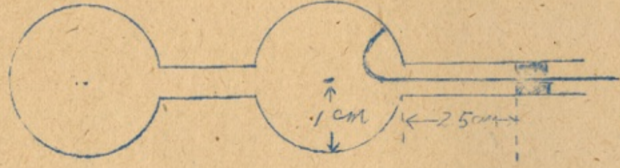

$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\left(\propto \frac{1}{1+\tan x},\right.$
$\left.\omega_0 L_0 = Z_1 の時\right)$
0
$x = k_0 \xi$
$-180°$
$-90°$
$0°$
$90°$
$180°$

第 6 図


$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0}\left(\propto \frac{x + \frac{1}{2}\sin 2x}{1 + \sin 2x},\right.$
$\left.\omega_0 L_0 = Z_1 の時\right)$
$\frac{R}{2\omega_0 L}$
$\frac{\pi\omega_0 F_0^2}{2Z_1}$
0
$x = k_0 \xi$
$0°$
$90°$
$180°$
$270°$
$360°$

第 7 図

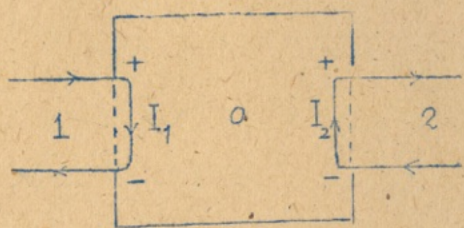
差なである。例へばこれを数%にしたいと思ふならば、$Z \sim 100$ ohm の時は $\omega_0 F_0^2$ を数 ohm にする。1a の数値例 2 では $\left(\frac{S}{\pi r^2}\right)^2$ を数%に、即ち $\frac{S}{\pi r^2}$ を 0.1〜0.2 $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 0.8\right.$ 〜 3.2%$\left.\right)$ にとればよい。



($\lambda_0 = 10$ cm)

第 8 図

2. 一つの空洞に二つの loop を入れた場合



第 9 図

この場合の基礎の方程式は:

$$\left.\begin{aligned} V_1 + L_{01}\dot{I}_1 &= -\dot{F}_1 = -\dot{a}_0(t)F_{01}, \\ V_2 + L_{02}\dot{I}_2 &= -\dot{F}_2 = -\dot{a}_0(t)F_{02}, \\ \ddot{a}_0(t) + Q_0^{-1}\omega_0\dot{a}_0(t) + \omega_0^2 a_0(t) &= \frac{1}{\varepsilon}\left(I_1F_{01} + I_2F_{02}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

第三式から a_0 を求めて ($\omega \approx \omega_0$ を使って)

$$a_0 = \frac{1}{\varepsilon\omega_0}\,\frac{I_1F_{01} + I_2F_{02}}{2(\omega_0 - \omega) - iQ_0^{-1}\omega_0}, \qquad (2)$$

これを第一、第二に代入すると

$$\left.\begin{aligned} V_1 - i\omega_0 L_{01} I_1 &= \frac{i}{\varepsilon}\,\frac{I_1F_{01}^2 + I_2F_{01}F_{02}}{2(\omega_0 - \omega) - iQ_0^{-1}\omega_0}, \\ V_2 - i\omega_0 L_{02} I_2 &= \frac{i}{\varepsilon}\,\frac{I_1F_{01}F_{02} + I_2F_{02}^2}{2(\omega_0 - \omega) - iQ_0^{-1}\omega_0}. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

これから (I_1, V_1), (I_2, V_2) の間の一次的関係が求められる。

※今再び空洞エネルギー＝1ジュールとなる様に固有振動を規格づければ，$F_{01}^2, F_{01}, F_{02}, F_{02}^2$ は何れも $\varepsilon\omega_0^2$ 倍したもので置きかへなければならない。その時は，$\Delta\omega = \omega-\omega_0$ と書いて(3)式は

$$\left.\begin{aligned}\frac{V_1}{-i\omega_0} &= -L_{01}I_1 + \frac{I_1F_{01}^2 + I_2F_{01}F_{02}}{2\frac{\Delta\omega}{\omega_0} + iQ_0^{-1}},\\ \frac{V_2}{-i\omega_0} &= -L_{02}I_2 + \frac{I_1F_{01}F_{02} + I_2F_{02}^2}{2\frac{\Delta\omega}{\omega_0} + iQ_0^{-1}}\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

となる。これから I_2, V_2 を I_1, V_1 に依つて表はせば次の様になる：

$$\left.\begin{aligned}I_2 &= -\frac{F_{01}}{F_{02}}I_1 + D\left(L_{01}I_1 + \frac{V_1}{-i\omega_0}\right),\\ \frac{V_2}{-i\omega_0} &= \left(L_{02}\frac{F_{01}}{F_{02}} + L_{01}\frac{F_{02}}{F_{01}}\right)I_1 + \frac{F_{02}}{F_{01}}\frac{V_1}{-i\omega_0} - D\left(L_{01}L_{02}I_1 + L_{02}\frac{V_1}{-i\omega_0}\right).\end{aligned}\right\}$$

但し
$$D = \frac{2\frac{\Delta\omega}{\omega_0} + iQ_0^{-1}}{F_{01}F_{02}}. \quad (5)$$

特に2の口から純粋進行波が出る時は $V_2 = Z_2I_2$（Z_2 は2の Lecher 線の特性 *impedance*）であるから，上式から V_1, I_1 の関係として次の式が出る：（これが1の側から見た空洞の *impedance* である。）

$$\frac{V_1}{I_1} = \frac{-\frac{F_{01}}{F_{02}}\frac{Z_2}{-i\omega_0} - \left(L_{02}\frac{F_{01}}{F_{02}} + L_{01}\frac{F_{02}}{F_{01}}\right) + DL_{01}\left(L_{02} + \frac{Z_2}{-i\omega_0}\right)}{\frac{F_{02}}{F_{01}} - D\left(L_{02} + \frac{Z_2}{-i\omega_0}\right)}(-i\omega_0). \quad (6)$$

これが $-Z_1$ に等しい場合は1から2へ波が完全に通り抜ける。併しこれは ω の函数でもあり，又複雑な式であるから，その條件が満される場合は容易に見出されない。

特に結合がゆるくて L_{01}, L_{02} が小さい（$\ll Z_1/\omega_0, Z_2/\omega_0$）場合は(6)は次の様になる。

$$\frac{V_1}{I_1} \fallingdotseq \frac{-\frac{F_{01}}{F_{02}}Z_2 + DL_{01}Z_2}{\frac{F_{02}}{F_{01}} - \frac{DZ_2}{-i\omega_0}}.$$

$$\therefore \frac{1}{-Z_1}\frac{V_1}{I_1}=\frac{Z_2}{Z_1}\frac{(F_{01}/F_{02})-DL_{01}}{(F_{02}/F_{01})-DZ_2/(-i\omega_0)} \qquad (7.)$$

これをなるべく1に等しくしたいのであるが，例へば$D=0$としてよい様な場合($\Delta\omega=0$, $Q_0^{-1}-0$)*)には

$$\frac{Z_2}{Z_1}\left(\frac{F_{01}}{F_{02}}\right)^2=1 \quad \therefore F_{01}^2 : F_{02}^2 = Z_1 : Z_2 \qquad (8)$$

とすればよい。かうすれば(7.)の右辺は

$$\frac{\sqrt{Z_1/Z_2}\pm DL_{01}}{\sqrt{Z_1/Z_2}\pm DZ_1/(-i\omega_0)}$$

となるが(†)，これはDが0を離れると共に急速に虚部を生ずると同時に絶對値も1から外れるから，この系のimpedance matchingは破れる。即ちこの系は極めて周波数の幅のせまいfilter兼trans-formerとなる。(その幅は前出脚註の式の≫を≈で置きかへる事に依ってほゞ算出することが出来る。1a の数値例の程度ならば，$\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\approx 10^{-3}$である。但し$Q_0\ll 10^{-3}$として。)

*) 委しく言へば1の数値例3の様に$|\omega_0F_{01}F_{02}|\gg Z_2\left|\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}+\frac{i}{Q_0}\right|$.

†) ±はF_{01}とF_{02}が異符号か同符号かによる．二つのloopを同方向に磁界が通り抜ければF_{01}とF_{02}は同符号である．