

# 低マイクロ波帯における磁性材料の測定

志方 泰

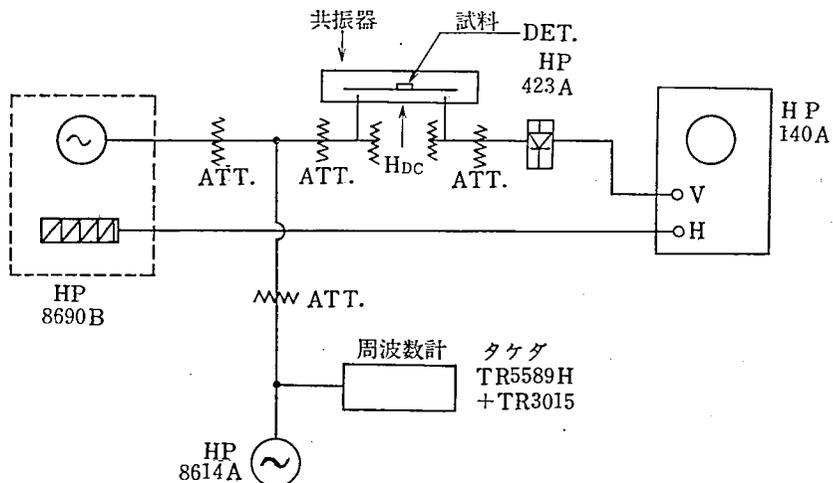
## 梗概

マイクロ波用磁性材料において必要な定数は主なものとして $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $S$ ,  $W$ などがあげられる。これらの測定法としてXバンド等で用いられている様な金属の空洞共振器は $3GH_z$ 以下の低マイクロ波帯においては寸法、構造上取扱いが不便になる欠点を有する。これを解決するために、 $3GH_z$ から $100MH_z$ に至る $\mu$ 測定は円偏波励振の十字型ストリップライン共振器が用いられ、筆者らにより既に発表されている。<sup>(1)(2)(3)</sup>又、単に $\mu$ および $\epsilon$ の測定ならば平面偏波のストリップライン共振器を用いればよく、之は更に小型で製作および調整も容易になるので広く用いられることと思われる。また実効共鳴周波数のずれ $S$ , および実効半値巾 $W$ , の算出に関しては、 $\mu_2$ より算出を行えば簡単であるが、 $\mu$ における摂動量が極めて小さいため、 $\mu_1$ から算出した値と $\mu_2$ から算出した値とが一致せぬ場合が生じてくる。 $\mu$ から算出すればこの難点は解消する次第であるが、電子計算機を用いて逐次近似法などの反復計算を行う必要がある。電子計算機が自由に使用し得る条件下でない限り、この様な手段はともすると不便を生じ易い難点が存在する。

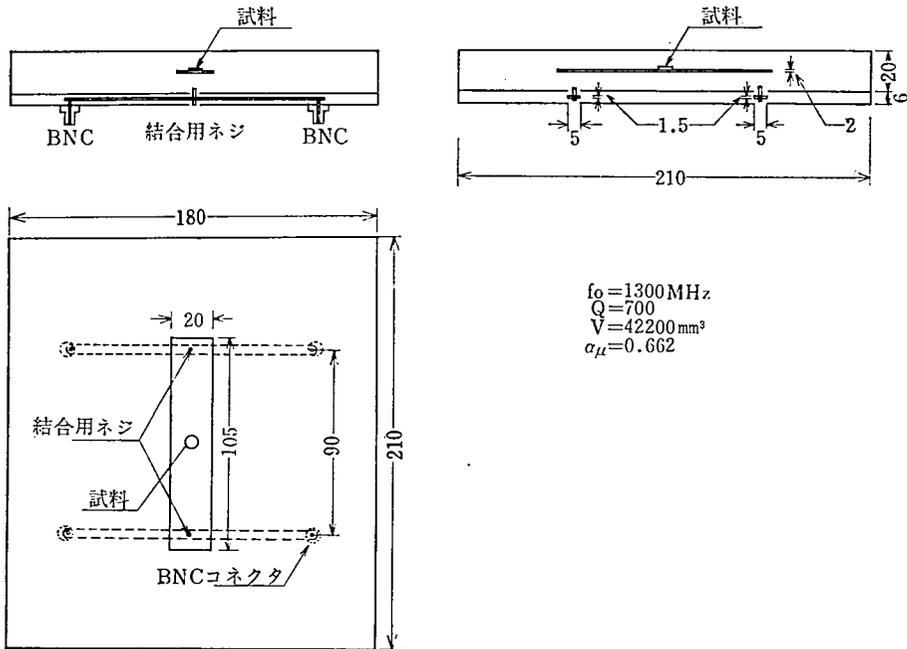
筆者らは単に複素2次方程式の解を求める簡単な計算により何等計算機を必要とせず $\mu$ から $S$ および $W$ の算出を行い好結果を得たのでここに合せて発表する次第である。

## $\mu$ 測定

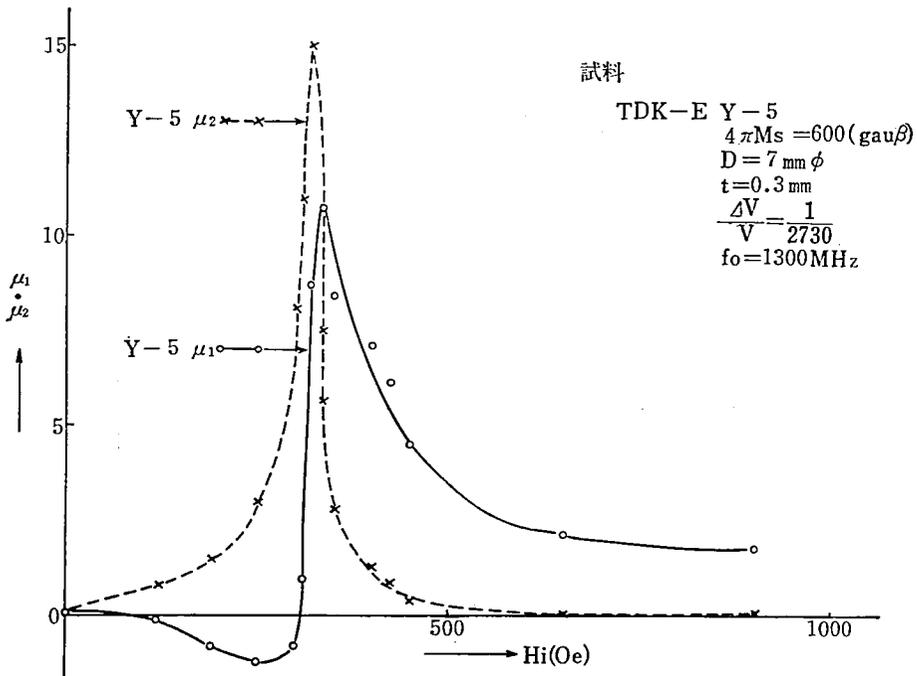
測定回路および共振器の一例は第1図および第2図としてそれぞれ掲げた通りである。測定法は摂動法であるので、測定回路としてはいわゆるスweep法を用いている。試料のフェライトはTDK製Y-5材およびY-250材の薄円板状の材料である。



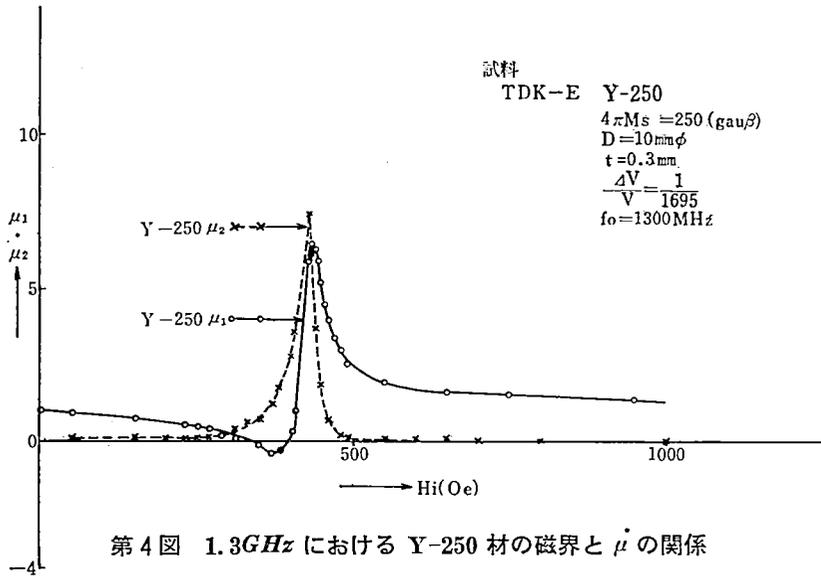
第1図 測定回路



第2図 1.3GHz用  $\mu, \epsilon$  と測定用ストリップライン共振器



第3図 1.3GHzにおける Y-5 材の磁界と  $\mu$  の関係



第4図 1.3GHzにおけるY-250材の磁界と $\mu$ の関係

共振器は  $f_0=1350MHz$ ,  $Q_0=600$  の平面偏波励振のストリップライン共振器である。

円偏波励振の十字型ストリップライン共振器は円偏波を発生させるための調整に熟練を要するが、ここに示した平面偏波励振のストリップライン共振器は調整が非常に簡単であるので単に  $\mu$  測定でない場合には甚だ便利であり、かつ試料の位置を変更させるのみで  $\mu$  測定が行なえるのでこの点からも好都合である。

試料に薄円板を用いた場合振動公式は

$$\Delta\lambda/\lambda - j(1/2Q_0) = \alpha_\mu(\mu - 1)(\Delta V/V) \dots\dots\dots(1)$$

で与えられる。ここに  $V$  は共振器の体積,  $\Delta V$  は試料の体積,  $\alpha_\mu$  は係数であり, 計算によって求めるか<sup>(4)</sup>, メタルテストを行って実験的に求めるかすればよい。その測定結果は第3図, 第4図としてそれぞれ示した通りである。

円偏波励振による  $S$  および  $W$  の算出法

円偏波に対する固有磁化率  $\chi_\pm^i$  は

$$\chi_\pm^i = \frac{4\pi M_s}{H_i \mp H_0 + j\Delta H/2} \dots\dots\dots(2)$$

で与えられる。

ここに  $4\pi M_s$ : 飽和磁化,  $\Delta H/2 = T/\gamma$ ,  $T$ : 緩和時間,  $\gamma$ : 磁気回転比である。また一定内部磁場に対する共鳴角周波数  $\omega_0$  は

$$\omega_0 = \gamma H_i \dots\dots\dots(3)$$

により与えられ, 共鳴角周波数  $\omega$  は

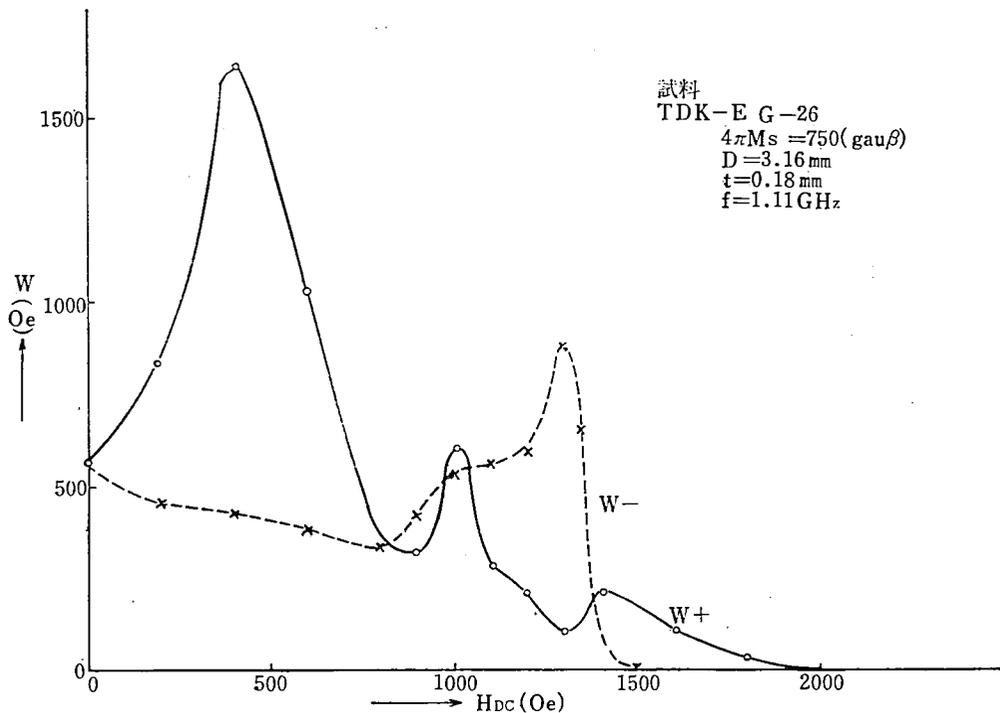
$$\omega = \gamma H_0 \dots\dots\dots(4)$$

で与えられる。

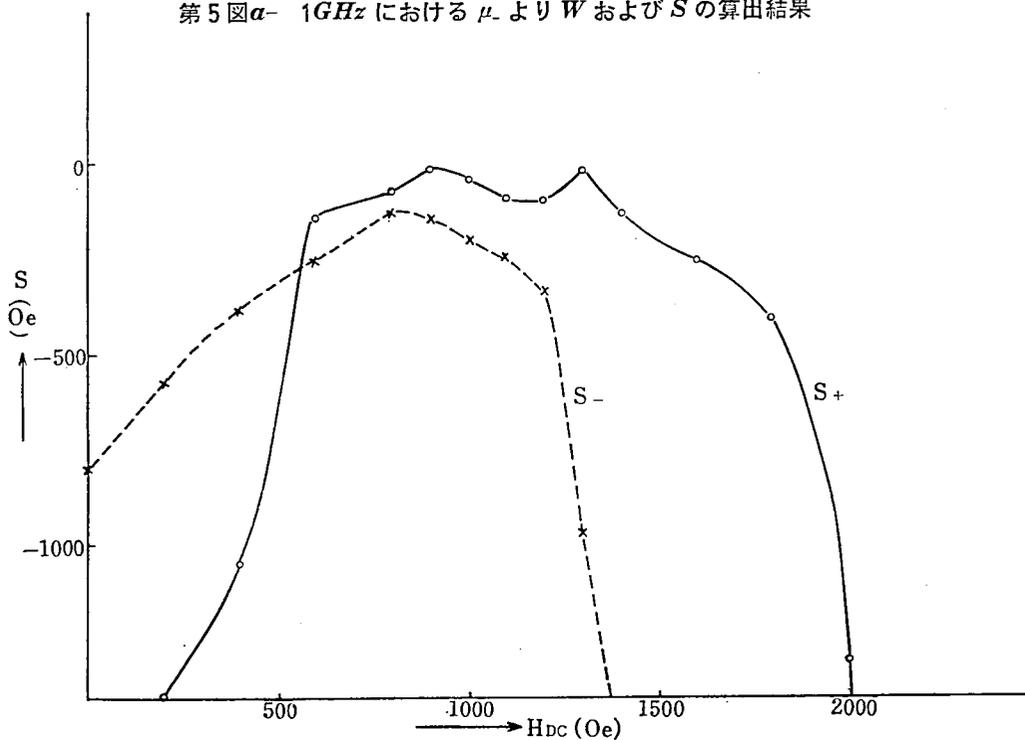
実際に測定を行くと共鳴磁場が  $H_0$  とずれるので実効共鳴周波数のずれを  $S(oe)$  とし,  $\Delta H$  は内部磁場の函数であるから実効半値巾  $\Delta H_{eff}$  を  $W(oe)$  とする。従って(2)式は

$$\chi_\pm^i = \frac{4\pi M_s}{H_i \mp (\omega/\gamma) - S + j(W/2)} \dots\dots\dots(5)$$

と表はせる。従って  $S$  および  $W$  は



第5図a- 1GHzにおける $\mu_-$ よりWおよびSの算出結果



第6図b- 1GHzにおける $\mu_+$ よりWおよびSの算出結果

$$\chi_+^i = \frac{4\pi M_s}{H_i - (\omega/\gamma) - S + j(W/2)} \quad \dots\dots\dots(6)$$

より

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\chi_+^i) \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$S = H_i - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_+^i) \quad \dots\dots\dots(8)$$

として、或いは

$$\chi_-^i = \frac{4\pi M_s}{H_i + (\omega/\gamma) - S + j(W/2)} \quad \dots\dots\dots(9)$$

より

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\chi_-^i) \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$S = H_i + \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_-^i) \quad \dots\dots\dots(11)$$

として求められる。

しかしして実験により求められる量は逆磁場を考えた実効磁化率  $\chi_-^e$  であるのであるが通例である。

$\chi_-^e$  と  $\chi_+^i$  は試料が直流磁場方向 ( $z$  軸) を中心とした回転体であれば

$$1/\chi_-^e = 1/\chi_+^i + N_1 \quad \dots\dots\dots(12)$$

なる関係がある。ここで  $N_1$  は垂直方向の反磁場係数である。

$\chi_-^e$  からの算出

(1)(2)式を(7)(8)式に代入すると、

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\chi_-^e) \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$S = H_i - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_-^e) + 4\pi M_s \cdot N_1 \quad \dots\dots\dots(14)$$

と表わされる。

試料が円板の場合

$N_1 = 0$  であるから

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\chi_-^e) \quad \dots\dots\dots(15)$$

$$S = H_i - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_-^e) = H_e - 4\pi M_s - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_+^e) \quad \dots\dots\dots(16)$$

試料が球の場合

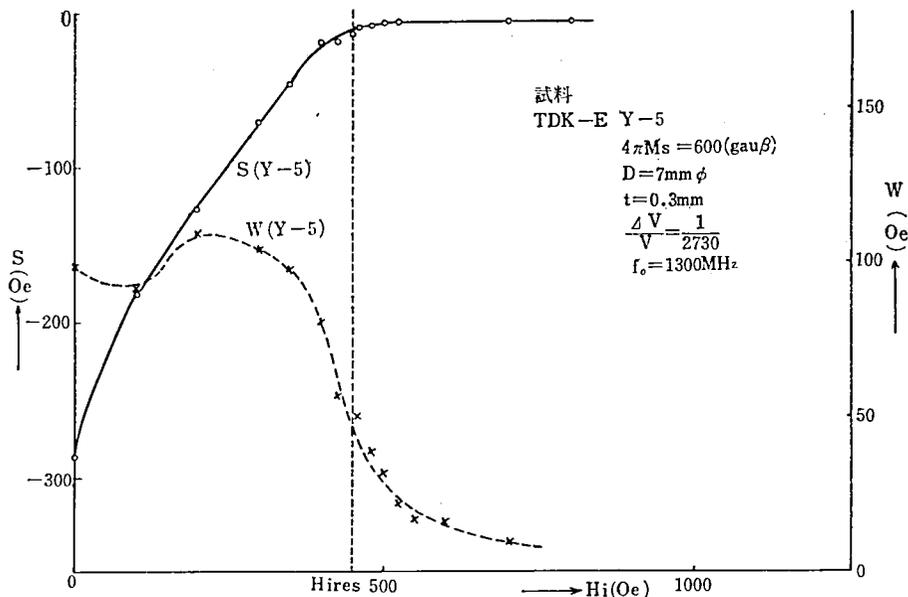
$N_1 = 1/3$  であるから

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\chi_-^e) \quad \dots\dots\dots(17)$$

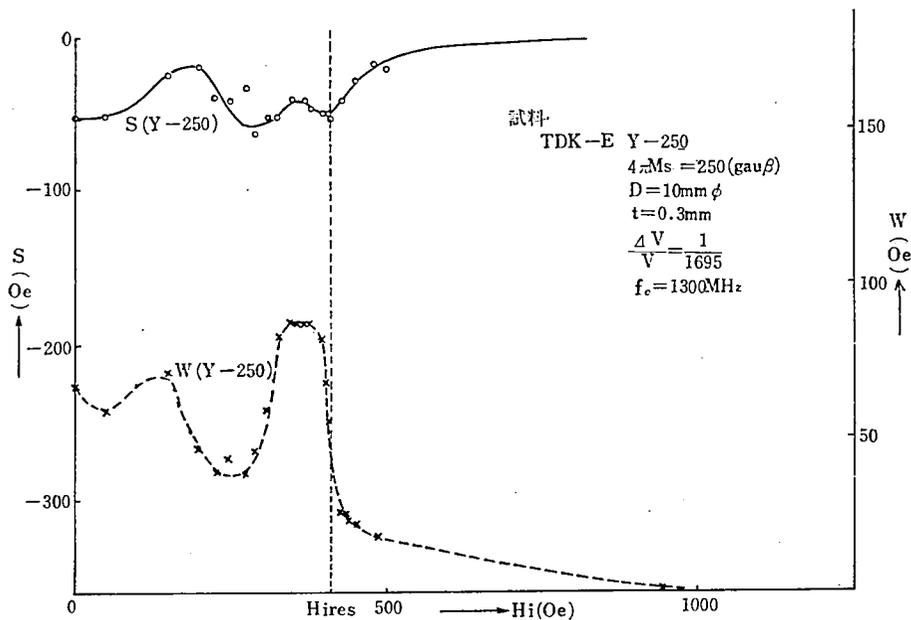
$$S = H_i - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_-^e) + 1/3 \cdot 4\pi M_s$$

$$= H_e - 1/3 \cdot 4\pi M_s - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_+^e) + 1/3 \cdot 4\pi M_s$$

$$= H_e - \omega/\gamma - 4\pi M_s \operatorname{Re}(1/\chi_+^e) \quad \dots\dots\dots(18)$$



第7図 1.3GHzにおけるY-5材の $\mu$ よりWおよびSの算出結果



第8図 1.3GHzにおけるY-250材の $\mu$ よりWおよびSの算出結果

### $\gamma_-^e$ からの算出

前同様の手順にて

試料が円板の場合

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\gamma_-^e) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$S = H_e - 4\pi M_s + \omega/\gamma - 4\pi M_s R_e (1/\gamma_-^e) \quad \dots\dots\dots (20)$$

試料が球の場合

$$W = 8\pi M_s I_m (1/\gamma_-^e) \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$S = H_e + \omega/\gamma - 4\pi M_s R (1/\gamma_-^e) \quad \dots\dots\dots (22)$$

としてそれぞれ求められる。

### 平面偏波励振による $W$ および $S$ の算出法

この様にして円偏波励振を用いて  $\gamma_+^e$  と  $\gamma_-^e$  を分離して測定すれば  $W$  および  $S$  の算出は極く簡単であるが、前述の如く  $\gamma_-^e$  の摂動量が小さいこと、完全な円偏波を生じさせるのが難かしい等の原因により第5図に示した通り  $\gamma_-^e$  からの算出値と  $\gamma_+^e$  からの算出値に差異を生じる難点がある。平面偏波を用いればこの点に関しては解決するので有利である。

しかし従来  $\gamma^e$  からの  $W$  および  $S$  の算出法としては電子計算機による逐次近似法などの反復計算を用いるのが通例であり、 $\gamma_-^e$  よりの計算に比し著しく面倒である。しかし、筆者らによる以下に示す計算法によれば、比較的簡単に求められるのでこの問題点も解決された次第である。

円板における  $\gamma^e$  は、

$$\begin{aligned} \gamma^e &= 1/2 \{ \gamma_+^e + \gamma_-^e \} = 1/2 \left[ \frac{4\pi M_s}{H_e - S - \omega/\gamma + jW/2} + \frac{4\pi M_s}{H_e - S + \omega/\gamma + jW/2} \right] \\ &= \frac{4\pi M_s [H_e - S + j(W/2)]}{[H_e - S + j(W/2)]^2 - (W/\gamma)^2} \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

同様にして球における  $X^e$  の値は

$$\gamma^e = \frac{4\pi M_s [H_e - S + j(W/2)]}{[H_e - S + j(W/2)]^2 + (\omega/\gamma)^2} \quad \dots\dots\dots (24)$$

である。 $\dot{\gamma} = \mu - 1$  であるから  $\dot{\gamma}$  は(1)式より実験により直接算出し得るので、(23)式あるいは(24)式の2次複素方程式より  $W$  および  $S$  が算出できる。

筆者らの実験では円波試料を用いたので、(23)式に基づいて計算を行った。

(23)式において

$$H_e - S + j(W/2) = z \quad \dots\dots\dots (25)$$

とおくと、

$$\gamma^e = \frac{4\pi M_s z}{z^2 - (\omega/\gamma)^2} \quad \dots\dots\dots (26)$$

従って

$$\gamma^e z^2 - 4\pi M_s z - \gamma^e (\omega/\gamma)^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\therefore z = \frac{4\pi M_s \pm \sqrt{(4\pi M_s)^2 + 4(\chi^e)(\omega/\gamma)^2}}{2\chi^e} \dots\dots\dots (28)$$

ここに

$$\chi^e = \chi_1 - j\chi_2 \dots\dots\dots (29)$$

であるから

$$\begin{aligned} z &= \frac{4\pi M_s \pm \sqrt{(4\pi M_s)^2 + (\omega/\gamma)^2 + (\chi_1 - j\chi_2)^2}}{2(\chi_1 - j\chi_2)} \\ &= \frac{(\chi_1 - j\chi_2)[4\pi M_s \pm \sqrt{[4\pi M_s]^2 + 4(\omega/\gamma)^2(\chi_1^2 - \chi_2^2)}] - j8(\omega/\gamma)^2 X_1 X_2}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

ここで

$$Y_1 = (4\pi M_s)^2 + 4(\omega\gamma)^2(\chi_1^2 - \chi_2^2)$$

$$Y_2 = 8(\omega/\gamma)\chi_1\chi_2$$

とおくと,

$$\theta = \frac{(\chi_1 + j\chi_2)[4\pi M_s \pm \sqrt{Y_1 - jY_2}]}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (31)$$

ここで

$$Y_1 - jY_2 = Y \exp(-j\theta) \dots\dots\dots (32)$$

(ここに  $Y = \sqrt{Y_1^2 + Y_2^2}$ ,  $\theta = -\tan^{-1}(Y_2/Y_1)$  である)

とおけるから

$$\begin{aligned} \sqrt{Y_1 - jY_2} &= \sqrt{Y} \exp(-j\theta/2) = \sqrt{Y} \exp(-\theta/2) \\ &= \sqrt{Y} (\cos\theta/2 - j \sin\theta/2) \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

従って

$$\therefore z = \frac{(\chi_1 + j\chi_2)[4\pi M_s \pm \{\sqrt{Y} \cos\theta/2 - j\sqrt{Y} \sin\theta/2\}]}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (34)$$

と表現される。複号のいずれを採用するかは、 $W \geq 0$  などの条件などにより決定する。

即ち、(34)式より

$$S = H_i - R_e(z) = H_e - 4\pi M_s - R_e(z) \dots\dots\dots (35)$$

$$W = 2I_m(z) \dots\dots\dots (36)$$

として  $W$  および  $S$  が求められる。その際、複号のうち、

正号をとる場合

$$\begin{aligned} z &= H_i - S + j(W/2) = H_e - 4\pi M_s - S + j(W/2) \\ &= \frac{\chi_1(4\pi M_s + \sqrt{Y} \cos\theta/2) + \chi_2 \sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \\ &\quad + j \frac{\chi_2^2(4\pi M_s \sqrt{Y} \cos\theta/2) - \chi_1 \sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

となるから、

$$S = H_e - 4\pi M_s - \frac{\chi_1(4\pi M_s + \sqrt{Y} \cos\theta/2) + \chi_2 \sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (38)$$

$$W = \frac{\chi_2(4\pi M_s + \sqrt{Y} \cos\theta/2) - \chi_1 \sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\chi_1^2 + \chi_2^2)} \dots\dots\dots (39)$$

として算出される。同様にして

負号をとる場合

$$\begin{aligned} z &= H_e - S + j(W/2) = H_e - 4\pi M_s - S + j(W/2) \\ &= \frac{\gamma_1(4\pi M_s - 1\sqrt{Y} \cos\theta/2) + \gamma_2\sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)} \\ &\quad + j \frac{\gamma_2(4\pi M_s - 1\sqrt{Y} \cos\theta/2) + \gamma_1\sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)} \dots\dots\dots(40) \end{aligned}$$

であるから

$$S = H_e - 4\pi M_s - \frac{\gamma_1(4\pi M_s - 1\sqrt{Y} \cos\theta/2) - \gamma_2\sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)} \dots\dots\dots(41)$$

$$W = \frac{\gamma_2(4\pi M_s - 1\sqrt{Y} \cos\theta/2) + \gamma_1\sqrt{Y} \sin\theta/2}{2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)} \dots\dots\dots(42)$$

として同様に直接算出される。

この方法は前記のように電子計算機を用いなくとも比較的簡単に  $W$  および  $S$  が求められるので実用上便利である。

$\dot{\mu}$  の測定結果よりの算出結果は第 6 図<sup>(5)</sup> および第 7 図に示した通りである。

### 結言および謝辞

以上のとおり、 $\dot{\mu}$  から  $W$  および  $S$  を算出するために、計算機を用いることなく、容易に算出しうる事が明かになった。このことは使用する共振器が、平面偏波励振のストリップライン共振器を用いて手軽に測定を行なえる ことをも意味するので実用上有用であらう。

末尾ながら御指導、御鞭達たまわった都立大学小笠原教授、および実験に協力した本学助手の飯村、小齒江の両君に深謝します。

### 参考文献

- (1) 小笠原, 志方, 石渡, S.36 信学全大 225
- (2) Ogaswara, Shikata, microwaves, oct. 1692
- (3) 志方, 植村 S.55 信学全大 449
- (4) H.M. Altschulen and A.A. Oliner, IRE. Vol. MTT-8, may 1960
- (5) 小笠原, 志方, 植村 3rd conf. on magnetis. 18p B5. oct. 1971