

Ni-Mg, Mg-Mn 和 Ni-Zn 三種鐵氧體在 3 厘米波段的法拉第旋轉及衰耗*

黃武漢 凌君達 何章祥

(中國科學院電子學研究所)

引 言

磁性半導體——鐵氧體(又稱鐵淦氧磁物)的發現對基本磁性的了解與微波技術的革命向前推進一步。目前 3 厘米隔離器的實驗室水平,正反衰耗比達 1:150 (以分貝計)^[1],這對微波迴路的匹配及振盪功率的有效使用是有重大的實際意義。鐵氧體製成的微波環轉器和調製器^[2]在射電天文及雷達中已廣泛應用。鐵氧體微波開關及雷達開關也在應用。

鐵氧體在微波波段的非綫性應用,更引起各國科學工作者的興趣與極大的注意。由 9 千兆週到 18 千兆週倍頻器的轉換效率已達 -6 分貝。1957 年在實驗室內實現了鐵氧體放大器^[3-5]。在 1 兆週的頻寬內,該放大器增益達 25 分貝,噪聲水平極低。混頻^[6]及檢波^[7]等器件的研製工作也正在進行。

1949 年 Polder 發表了“鐵磁共振理論”^[8],首先從理論上分析了在高頻下磁化的鐵磁材料性質並指出其磁導率是張量形式。1952 年 Hogan 推廣了 Polder 的理論,闡明法拉第旋轉效應並實際用 Ni-Zn 鐵氧體製成微波迴轉器^[9]以後,微波範圍內鐵氧體的研究進行了很多的工作^[10-12]。在 1952 年以後的兩三年內,微波技術所普遍應用的是 Ni-ZnFe₂O₄,但由於它有較大的衰耗,對大功率的運用不利,所以逐漸為 Mg-MnFe₂O₄ 所代替。

去年蘇聯科學家 СМОЛЬКОВ 建議試用一種新類型的 Ni-MgFe₂O₄。這種新型鐵氧體的研究還在開始階段,各國文獻中還沒有這種類型鐵氧體的實驗數據。去年莫斯科大學磁學實驗室按不同比例成分為我們試製了一系列 Ni-Mg 鐵氧體樣品,其處理溫度為 1300°C;我們希望從實驗數據中找到其中的最佳成分。根據我們在 3 厘米波段的實驗結果,已經能夠確定以 Ni_{0.7}Mg_{0.3}Fe₂O₄ 至 Ni_{0.8}Mg_{0.2}Fe₂O₄ 的成分範圍為最佳。Ni-Mg 鐵氧體低衰耗的特徵充分說明了這種類型的鐵氧體在微波波段是很有發展前途的。關於它的成分和工藝過程,還有待進一步的系統研究。

除 Ni-Mg 鐵氧體外,我們還進行了 Mg-Mn 和 Ni-Zn 兩種類型鐵氧體的實驗。本文以縱磁場作用下的法拉第旋轉特性及衰減特性,將這三種不同類型的鐵氧體加以比較。

關於衰減特別低的 Mg-MnFe₂O₄ 鐵氧體的 μ , ϵ , $\tan \delta$ 等數據已在 1956 年發表^[13],本文補充它的法拉第旋轉曲綫,使其參量更加完善。文末附錄介紹了法拉第旋轉的綫性

* 1957 年 8 月 27 日收到。

理論。

一、實驗設備及測量方法

實驗裝置如圖 1 及圖 2 所示，測量極化面旋轉裝置的試驗腔如圖 3。圓柱形波導兩邊連接兩個圓變方波導，其中可轉動的一邊裝以刻度盤。改變磁場時，轉動刻度盤至指示

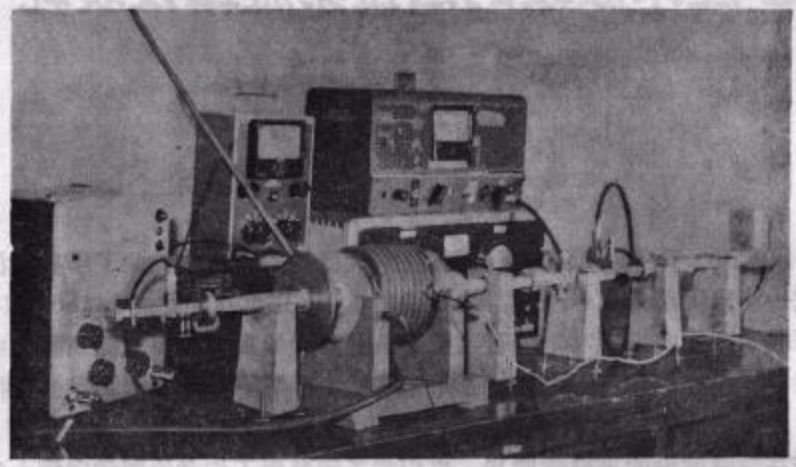


圖 1. 實驗裝置

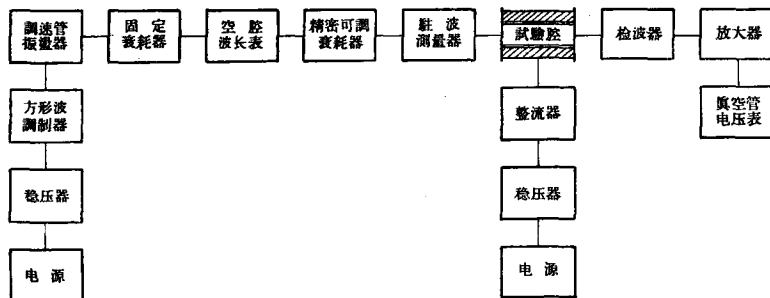


圖 2. 實驗裝置方塊圖

訊號最大處(或最小處)，由轉過的角度記錄法拉第旋轉角。在轉換波導的水平方向加吸收片，目的是為了吸收高次波型。因電場垂直於吸收片，所以對 TE_{10} 主型波沒有影響。

我們採用泡沫聚苯乙烯¹⁾(пенопласт) 做樣品的支架，它的介電常數接近於 1，這可免去支架對旋轉特性、衰耗的影響。

整個測量系統要達到較好的匹配，否則電磁波在樣品內多次反射結果可能產生一等效旋轉。在樣品放入前使實驗腔後邊部分匹配。放入樣品後，調實驗腔前匹配器，使其達到匹配。駐波比(S. W. R.)的大小可以代表匹配的好壞，在進行測量時我們設

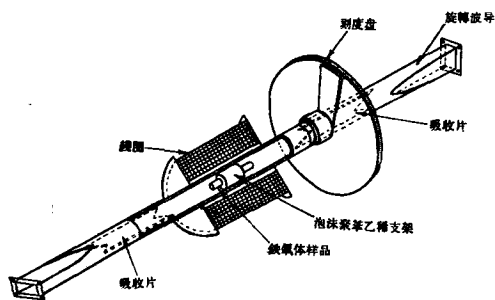


圖 3. 測量法拉第旋轉的試驗腔

1) 泡沫聚苯乙烯係由聚苯乙烯熔融後噴入高壓空氣製成；其介電常數 $\epsilon \approx 1.1-1.2$ ，微波損耗很小。

Mg-Mn 圓盤狀鐵氧體的成分、各參量及旋轉特性如表 1 及圖 4 所示。對圓柱形 Ni-Mg, Mg-Mn 及 Ni-Zn 三種類型的鐵氧體的各種成分、尺寸、旋轉及衰耗特性的數據列在表 2 到表 5 中。

由實驗結果可以看出，法拉第旋轉與磁場強度($\theta-H$)曲線與磁化強度 M 曲線是很相似的。直觀地證實了 $\theta \propto M$ 的理論。衰耗與磁場強度($\alpha-H$)特性曲線，在弱磁場下沒有多大變化，磁場加大時，衰耗便有上升的趨勢，這是因為磁場加大時，迴磁共振頻率 γH 值也加大了。當迴磁共振頻率與工作頻率接近時，能量交換效應開始顯著。

表 2. 圓柱形 Mg-Mn, Ni-Mg 和 Ni-Zn 鐵氧體的成分、尺寸、體積

樣品 號數	鐵氧體樣品成分	鐵氧體樣 品尺寸 $l \times \phi$ (毫米)	樣品體積 V (厘米 ³)
№ 2	NiFe ₂ O ₄	49.1 × 5.1	1.034
№ 3	Ni _{0.8} Mg _{0.2} Fe ₂ O ₄	49.7 × 5.4	1.130
№ 4	Ni _{0.7} Mg _{0.3} Fe ₂ O ₄	50.1 × 5.5	1.175
№ 5	Ni _{0.5} Mg _{0.5} Fe ₂ O ₄	48.7 × 5.3	1.042
№ 6	Ni _{0.25} Mg _{0.75} Fe ₂ O ₄	46.0 × 5.0	0.884
№ 7	MgFe ₂ O ₄	46.1 × 5.1	0.910
№ 8	Mg _{0.84} Mn _{0.16} Fe ₂ O ₄	48.9 × 5.8	1.237
№ 9	Mg _{0.80} Mn _{0.20} Fe ₂ O ₄	47.3 × 5.3	1.081
№ 10	Mg _{0.68} Mn _{0.32} Fe ₂ O ₄	47.4 × 5.5	1.105
№ 11	Ni _{0.3} Zn _{0.7} Fe ₂ O ₄	37.6 × 6.5	1.223

表 4. Mg-Mn, Ni-Zn 鐵氧體的旋轉特性

外加磁場 H (奧斯特)	$\frac{\theta}{V}$ 單位體積旋轉角度 (度/厘米 ³)			
	№ 8	№ 9	№ 10	№ 11
7.2	10.1	11.4	8.1	9.4
14.4	22.4	23.7	17.3	13.1
28.9	50.1	43.6	49.5	24.2
72.2	65.1	60.0	68.2	54.7
144.3	72.2	64.1	77.2	69.9
360.8	79.0	70.0	84.9	87.7
1082.4	77.0	71.0	81.7	92.0
1804.0	73.0	71.0	76.0	80.6

單位體積法拉第旋轉角 θ (度)

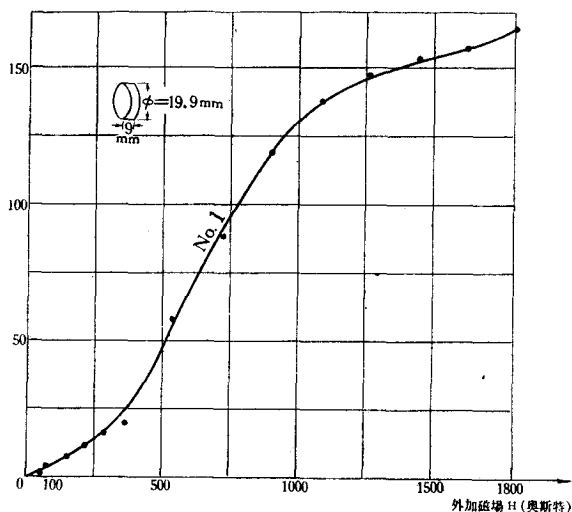


圖 4. Mg-MnFe₂O₄ 圓盤狀鐵氧體的旋轉特性
工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

表 3. Ni-Mg 鐵氧體的旋轉特性

外加磁場 H (奧斯特)	$\frac{\theta}{V}$ 單位體積旋轉角度 (度/厘米 ³)					
	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6	№ 7
14.4	6.7	12.6	8.2	10.5	5.3	6.3
43.3	29.9	28.0	21.5	20.2	18.7	18.3
72.2	54.5	32.9	32.8	23.7	22.3	20.3
144.3	77.4	—	—	27.6	25.7	24.2
360.8	96.4	45.3	45.1	31.9	29.7	26.9
721.6	99.0	50.2	49.6	35.1	31.2	28.5
1082.4	94.1	54.2	52.1	37.9	33.3	30.5
1443.2	93.0	60.8	56.8	41.7	36.9	32.3
1804.0	83.2	67.8	64.6	51.4	42.6	35.9

表 5. Mg-Mn, Ni-Mg 和 Ni-Zn 三種類
型鐵氧體的衰耗特性

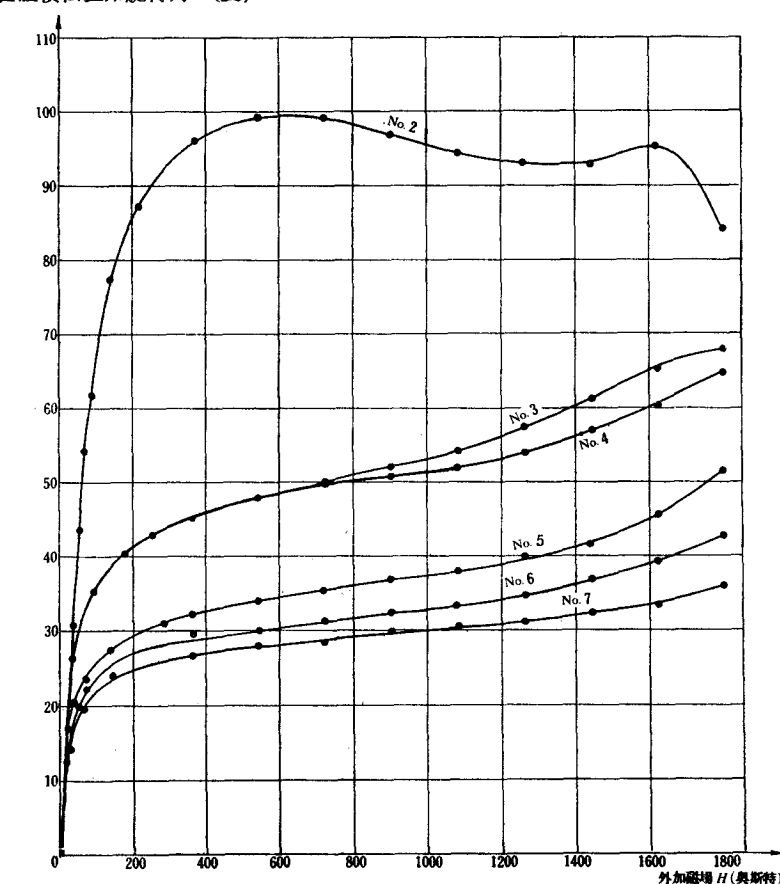
外加磁場 H (奧斯特)	$\frac{\alpha}{V}$ (分貝/厘米 ³)					
	№ 2	№ 3	№ 4	№ 7	№ 9	№ 11
72.2	2.42	0.11	0.26	0.07	0.22	1.63
216.5	3.40	0.15	0.27	0.06	0.23	1.32
360.8	3.54	0.15	0.27	0.06	0.25	1.32
721.6	3.38	0.22	0.27	0.04	0.29	1.27
1082.4	3.31	0.43	0.34	0.07	0.30	1.72
1443.2	4.47	1.34	0.85	0.07	0.31	2.56

諧振時衰耗將達到極大值。

鐵氧體的最佳成分並非單一數值,而是在某一區域範圍。隨處理溫度的不同及其他參量的變更,最佳成分也有所不同。如圖 6 中 Mg-Mn 鐵氧體的三條曲線所示, Mg-Mn 鐵氧體樣品 № 8 的成分並不介於 № 9 及 № 10 之間,但其旋轉特性則介於 № 9 及 № 10 曲線之中;這是由於不同溫度處理的原故。Mg-Mn 鐵氧體樣品 № 8, № 9, № 10 的成分皆可認為在最佳成分範圍之內。

Ni-Mg 鐵氧體是微波工作範圍內最新的一種類型。對其特性研究還僅僅是一個開始,它的低衰耗特性充分說明這種類型鐵氧體有着一定的發展前途。爲了確定最佳成分範圍,我們由純 Ni 鐵氧體到純 Mg 鐵氧體作了一系列實驗。由實驗結果(圖 5 及圖 8)可以看出,純 Ni 鐵氧體樣品 № 2 的法拉第旋轉角度比其他五條大一些,但它的衰耗比其他五種成分要大很多。如以 № 2 和 № 3 兩個樣品作比較,在法拉第旋轉方面,純 Ni 鐵氧體樣品 № 2 比 № 3 ($\text{Ni}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$) 大一倍左右,而衰耗則大了十幾倍。在相同溫度 1300°C 處理情況下, MgO 成分的加大將使旋轉角度減小,但衰耗下降則更加迅

單位體積法拉第旋轉角 θ (度)

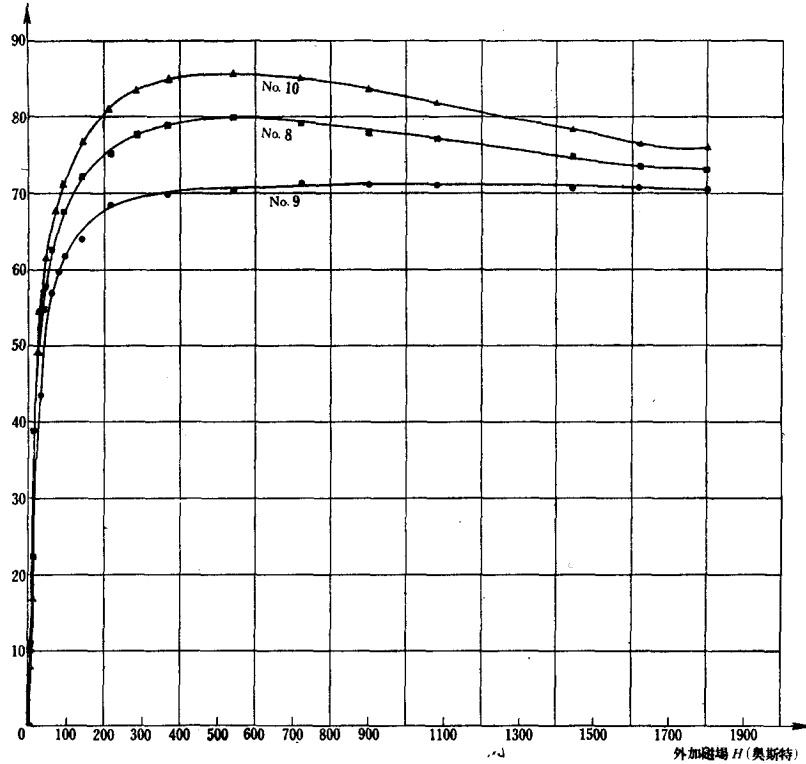


No. 2— NiFe_2O_4 ; No. 3— $\text{Ni}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$; No. 4— $\text{Ni}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$;
No. 5— $\text{Ni}_{0.6}\text{Mg}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$; No. 6— $\text{Ni}_{0.5}\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$; No. 7— MgFe_2O_4

圖 5. $\text{Ni-MgFe}_2\text{O}_4$ 的法拉第旋轉特性曲線
工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

速。其他五條樣品 (№ 3—№ 7) 的衰耗是相差不多的, 所以從整體考慮, № 3 和 № 4 ($\text{Ni}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ — $\text{Ni}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$) 是屬於最佳成分範圍之內。

單位體積法拉第旋轉角 θ (度)



No. 10— $\text{Mg}_{0.68}\text{Mn}_{0.32}\text{Fe}_2\text{O}_4$; No. 8— $\text{Mg}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Fe}_2\text{O}_4$; No. 9— $\text{Mg}_{0.80}\text{Mn}_{0.20}\text{Fe}_2\text{O}_4$

圖 6. $\text{Mg-MnFe}_2\text{O}_4$ 法拉第旋轉特性曲綫

工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

單位體積法拉第旋轉角 θ (度)

單位體積衰耗 α (分貝)

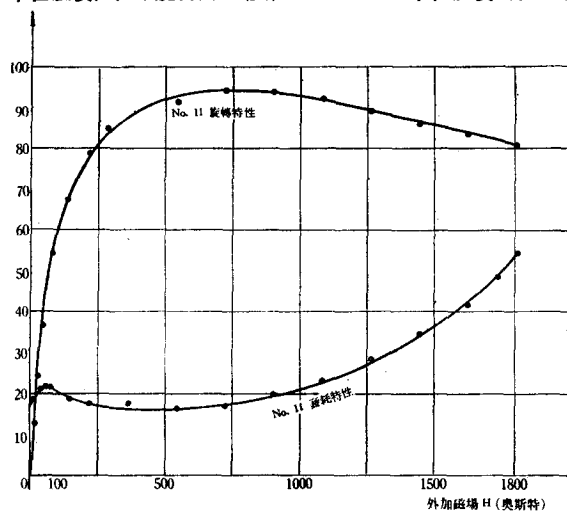


圖 7. $\text{Ni}_{0.8}\text{Zn}_{0.7}\text{Fe}_2\text{O}_4$ 旋轉特性及衰耗特性曲綫

工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

單位體積衰耗 α (分貝)

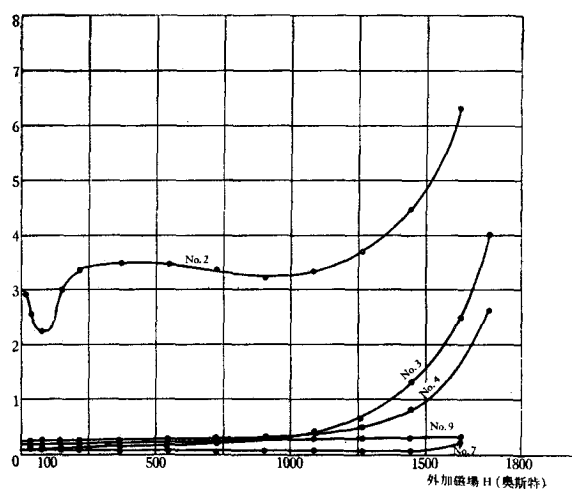


圖 8. Ni-Mg 和 Mg-Mn 鐵氧體的衰耗特性曲綫

工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

最後,我們把 3 厘米波段範圍內、三種最有希望和最常用的 Ni-Zn, Mg-Mn, Ni-Mg 鐵氧體加以比較,實驗結果如圖 9 所示。在法拉第旋轉特性方面,它們的差別不到一

單位體積法拉第旋轉角 θ (度) 單位體積衰耗 α (分貝)

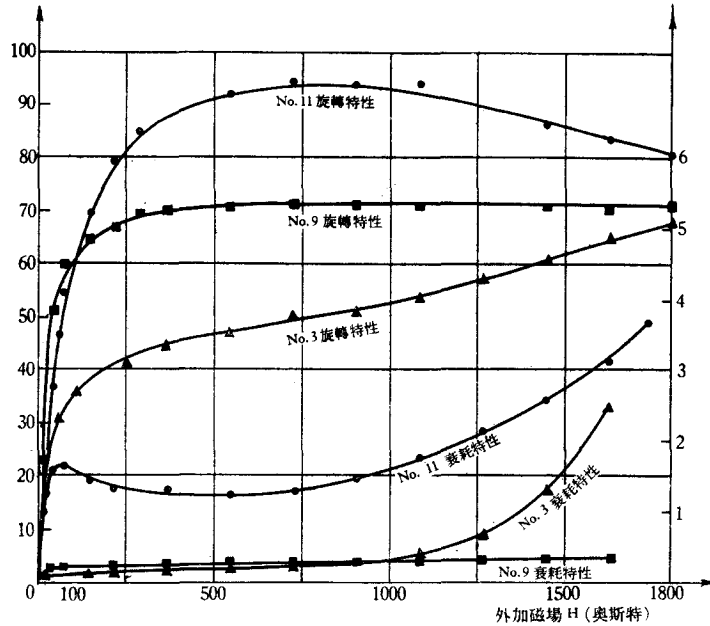


圖 9. Ni-Mg, Mg-Mn 及 Ni-Zn 三種鐵氧體旋轉及衰耗特性的比較
工作頻率: 9200 兆赫 工作溫度: 20°C

倍, Ni-Zn 鐵氧體的旋轉角度最大。但從衰耗特性看來, Mg-Mn 鐵氧體和 Ni-Mg 鐵氧體衰耗皆很小, 並且兩者之間相差不多; 而 Ni-Zn 鐵氧體的衰耗就大很多, 高出一個數量級以上, 這就是 Ni-Zn 鐵氧體被後兩者代替的主要原因。

最後作者對供給鐵氧體樣品的莫斯科大學磁學實驗室、蘇聯科學院無線電電子學研究所及中國科學院物理研究所致以謝意。

附錄 法拉第旋轉的基本理論

法拉第旋轉是由於鐵氧體的迴磁性質所引起的。我們可以用電子經典模型拉摩進動來說明這現象。從電子進動的運動方程, 可以得到宏觀的 Ландау 和 Лифшиц 磁化強度運動方程^[14]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \frac{\alpha_0 \gamma}{|\mathbf{M}|} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})]. \quad (1)$$

方程右端後一項代表阻尼; $\mathbf{M}$ 為磁化強度; $\mathbf{H}$ 為內磁場強度; γ 為電子的迴磁比; α_0 為衰耗係數。

如果以直流磁場使鐵氧體沿 z 方向磁化, 由於鐵氧體的高電阻率, 所以渦流損耗小; 樣品所在地的磁場可以近似地看成是均勻的。

在高頻磁場 $h_{rf} \ll H_0$ (直流磁場) 和 H_0 是均勻的條件下, 從公式(1)求解, 得磁感應強度 $\mathbf{B}$ 與 $\mathbf{H}$ 的關係式如下:

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \mu H_x - jKH_y, \\ B_y &= jKH_x + \mu H_y, \\ B_z &= \mu_z H_z. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

也即磁導率取張量的形式：

$$||\mu|| = \begin{vmatrix} \mu & -jK & 0 \\ jK & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix} \quad (2a)$$

式中 μ_0 是自由空間磁導率； μ_z 是 z 方向的磁導率。

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \mu' - j\mu'', \quad K = K' - jK''; \\ \mu' &= \mu_0 + \frac{[\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2][M_z \gamma^2 H_0(1 + \alpha_0^2)] + 2\gamma^2 \omega^2 \alpha_0^2 H_0 M_z}{[\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2]^2 + 4\gamma^2 \omega^2 \alpha_0^2 H_0^2}, \\ \mu'' &= \frac{M_z \gamma \alpha_0 \omega [\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) + \omega^2]}{[\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2]^2 + 4\gamma^2 \omega^2 \alpha_0^2 H_0^2}; \\ K' &= \frac{M_z \gamma \omega [\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2]}{[\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2]^2 + 4\gamma^2 \omega^2 \alpha_0^2 H_0^2}, \\ K'' &= \frac{2\gamma^2 \omega^2 \alpha_0 H_0 M_z}{[\gamma^2 H_0^2(1 + \alpha_0^2) - \omega^2]^2 + 4\gamma^2 \omega^2 \alpha_0^2 H_0^2}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

如果衰耗爲零， $\alpha_0 = 0$ ； μ ， K 都是實數，可簡化成

$$\mu = \mu_0 - \frac{\gamma^2 H_0 M_0}{\omega^2 - \gamma^2 H_0^2}, \quad K = \frac{\omega \gamma M_0}{\omega^2 - \gamma^2 H_0^2}. \quad (3a)$$

在上式中， ω 是高頻磁場的頻率，(3a) 爲 Polder 公式^[8]。

高頻磁場很弱而 H_0 恆定時， μ ， K 對空間來說都近似地可以看成是常數；它們只是直流磁場 H_0 和頻率 ω 的函數。

當 H_{rf} 的頻率爲 ω_0 時，將發生磁共振現象

$$\omega_0 = \gamma H_{\text{eff}}.$$

H_{eff} 是沿 z 方向的等效磁場，可能和 H_0 相差很遠，因為要加上退磁場和各向異性能等更正項。在研究法拉第旋轉現象時，我們所用的微波頻率與 ω_0 相去很遠，這樣便可避免磁共振現象。

我們已經知道，在鐵氧體中， $\mathbf{B}$ 與 $\mathbf{H}$ 是張量的關係。求電磁波通過鐵氧體介質中的具體形式是用(2)式和馬氏方程，再加上邊界條件求解。在縱場的情況下，已經有解的有下列三種情況：

1. 平面綫極化波通過無限鐵氧體的情況

它的解是一對圓極化波。當圓極化波的旋轉方向與磁場 H_0 成右手螺旋系，我們叫它做(+)圓極化波；反之稱爲(-)圓極化波。正負圓極化波有不同的傳播常數，所以它們合成的綫極化波的極化面沿傳播方向旋轉，這現象就是法拉第旋轉。

正負圓極化波的傳播常數爲

$$\Gamma_{\pm} = \alpha_{\pm} + j\beta_{\pm} = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1(\mu \pm K)}, \quad (4)$$

式中： $\epsilon_1 = \epsilon'_1 - j\epsilon''_1$ 爲鐵氧體的介電常數； α 爲衰減常數； β 爲相角常數； c 爲光速。

當 $\omega \gg \omega_0$ 和磁衰耗可以被忽略時：(+)圓極化波的磁導率 $\mu_+ = \mu - K$ ，(-)圓極化波的磁導率 $\mu_- = \mu + K$ 。這裏的 μ ， K 是實數，如(3a)所示；所以 $\alpha_{\pm} = 0$ 而

$$\beta_- = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1(\mu+K)}, \quad \beta_+ = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1(\mu-K)}.$$

單位長度的法拉第旋轉角為

$$\frac{\theta}{l} = \frac{1}{2} [\beta_- - \beta_+]. \quad (5)$$

將 β_- 與 β_+ 值代入(5)式,得

$$\frac{\theta}{l} = \frac{j\omega}{2c} \sqrt{\epsilon_1\mu} \left[\left(1 + \frac{K}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{K}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \right] = \frac{j\beta_0 K}{2\mu}, \quad (6)$$

式中 $\beta_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1\mu}$. 當 μ, K 以 M_z 及 ω 等表示,再簡化得

$$\frac{\theta}{l} = \frac{1}{2c} \sqrt{\frac{|\epsilon_1| + \epsilon_1'}{2\epsilon_0}} [M_z r]. \quad (6a)^{[9]}$$

2. 圓波導中充滿鐵氧體的情況

這種情況下的解和平行綫極化波根本不同之點,在於波導中有一定場型分佈。當直流磁場 H_0 不等於零時,場型既非 TE 型,也非 TM 型。不過當 H_0 趨於零時,一種以 TE 型為極限,另一種以 TM 型為極限,所以叫做準 TE 型或準 TM 型。

在充滿鐵氧體的圓波導中,電磁波的傳播可以看成是空間各點的(+)圓極化波與(-)圓極化波的合成。而正負圓極化波有着不同的傳播常數和不同的場型。在鐵氧體中的場型是複雜的。我們有興趣的不在於鐵氧體中的場型,而在於輸入的主波型經過鐵氧體後所發生的變化。這變化主要的可歸納成兩種:(1)是極化面的旋轉;(2)是衰耗。在沒有衰耗的情況下,通過鐵氧體後依舊是綫極化波,僅極化面發生旋轉。在有衰耗的情況下,(+)圓和(-)圓極化波的衰耗不同,所以合成的將不是綫極化波而是橢圓極化波。我們測量所得的法拉第旋轉是橢圓極化波主軸的旋轉。

準 TE 波型的法拉第旋轉與平面波比較,在弱磁場的情況下,前者的旋轉角是後者的百分之八十幾。在強磁場情況下,前者幾乎等於後者。

在計算法拉第旋轉時,可以用比較簡單的傳播常數 β 的變化來表示。公式(6)被 H^0 除,可以得到 Verdet 常數 R_p :

$$R_p = \frac{K\beta_0}{2\mu H_0}, \quad (7)$$

R_p 是在無限鐵氧體中,單位長度、單位磁場強度的旋轉角(以弧度計); $R_{(波導)}$ 是在充滿圓波導的鐵氧體中,單位長度、單位磁場強度的旋轉角(以弧度計)。

根據 Suhl 與 Walker 的計算^[15, 16], 圓波導中充滿鐵氧體的 $R_{(波導)}$ 是 R_p 乘以一個因子。

在弱磁場及 TE_{nm} 波型的情況下:

$$R_{(波導)} = \frac{2\lambda_0 R_p}{(U_{nm}^2 - n^2)\lambda_g}, \quad (8)$$

式中 λ_0 為無限鐵氧體的波長; λ_g 為波導中的波長; U_{nm} 是 $J'_n(x)$ 的第 m 個根。

現以 TE₁₁ 波型為例,說明兩者的關係:因為鐵氧體的 μ, ϵ 值很大,而 λ_0 不改變,所以

$$\lambda_0 \doteq \lambda_g, \\ R_{(波導)} \doteq \frac{2R_p}{(1.841^2 - 1)} = 0.84R_p.$$

亦即 $R_{(\text{波導})}$ 約為 R_p 的百分之八十幾。在強磁場中，單位長度法拉第旋轉的計算數值接近公式(6a)的數值。

3. 圓波導中放置圓柱形鐵氧體時的情況^[17]

這是實際上最常用的情況。波導中置有鐵氧體棒對於主波型的影響也同樣可以歸納成兩種：(1)是極化面的旋轉；(2)是衰耗。分析同第二小節，不再贅述。

在波導中僅部分的載有鐵氧體。它的場形分佈是很複雜的，一般可以用微擾理論求解。目前也只有鐵氧體半徑 r_1 比波導半徑 r_0 小很多時有解，或者是 r_1 與 r_0 之比是一定值時求得特殊解。求解的方法是先求靜態($H_0 = 0$ 時)的場型解，然後再求加磁場後的變化。這種變化可以用電磁波在波導中的相角常數 β 的變化來表示，即

$$\beta = \beta_m + \Delta\beta,$$

β_m 為靜態($H_0 = 0$ 時)的相角常數。

當 $r_1 \ll r_0$ 時，根據 Suhl 及 Walker 的分析，可得到 TE_{nm} 波型 $\Delta\beta$ 的解：

$$\Delta\beta = \frac{1}{2\beta_m} \frac{r_1^2}{r_0^2} \frac{U_{nm}^2}{J_n(U_{nm})^2(U_{nm}^2 - 1)} \left[\beta_m^2 \frac{\mu + nK - \mu_0}{\mu + nK + \mu_0} + \beta_0^2 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_1 + \epsilon_0} \right], \quad (9)$$

式中 $\beta_m = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \frac{U_{nm}^2}{r_0^2}$ ； ϵ_0, μ_0 為空氣的介電常數及磁導率； ϵ_1, μ, K 為鐵氧體的介電常數及磁導率， β_0 為自由空間的相角常數。

從公式(9)可以進一步求得 TE_{11} 波型的正、負圓極化波的相角差如下：

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{(+)} &= c_0 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \frac{1}{\beta_m} \left\{ \beta_m^2 \frac{r M_z}{(\omega_0 - \omega)} + \beta_0^2 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_1 + \epsilon_0} \right\}, \\ \Delta\beta_{(-)} &= c_0 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \frac{1}{\beta_m} \left\{ \beta_m^2 \frac{r M_z}{(\omega_0 + \omega)} + \beta_0^2 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_1 + \epsilon_0} \right\}, \end{aligned}$$

式中 c_0 為比例常數。

單位長度的法拉第旋轉可簡單的自上式求得：

$$\frac{\theta}{l} = \frac{\Delta\beta_{(-)} - \Delta\beta_{(+)}}{2},$$

當 $\omega \gg \omega_0$ 時得到^[18]

$$\frac{\theta}{l} \propto \frac{\beta_m}{\beta_0} M_z \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2. \quad (10)$$

從上式可以觀察到：當 $r_1 \ll r_0$ 時，法拉第旋轉角與鐵氧體棒的半徑平方成正比。

選擇圓柱形鐵氧體樣品的最佳半徑時，必須考慮能量集中和波型轉換等問題。

當波導中有鐵氧體棒，而其半徑大於某一定數值時，將發生波型轉換。通常是一部分 TE_{11} 波型轉換為 TM_{11} 波型。這兩種波型同時存在將發生干擾。磁場 H_0 的變化使鐵氧體相應的“電長度”發生變化，也即使兩種波型間的干擾發生變化。所以波型變換的存在將使法拉第旋轉特性曲線有不規則的起伏。為了避免波型轉換，最好使半徑不超過某一定值。

當波導中有鐵氧體棒時，另一種現象是能量有集中於棒的趨勢。能量集中程度的增長比棒的圓截面增長得快。半徑增大使法拉第旋轉增大，同時也使能量損耗增大。可是當半徑超過一定限度時，再增大半徑只增加能量損耗，而對於法拉第旋轉沒有多大貢獻。因此鐵氧體半徑與波導半徑的比值，一般最佳為 0.2—0.3^[19]。

參 考 文 獻

- [1] Weiss, M. T., *I.R.E. Transaction MTT-4* (1956), 241.
- [2] 黃武漢, 科學記錄, **1**, 6 (1957), 373.
- [3] Weiss, M. T., *Phy. Rev.* **107** (1957), 317.
- [4] Suhl, H. and Weiss, M. T., *Bel. Lab. Rec.* **35**, No. 8 (1957), 316.
- [5] Weiss, M. T., *J. A. P.* **29**, No. 3 (1958), 421.
- [6] Skomal, E. N. and Medina, M. A., *J. A. P.* **29**, No. 3 (1958), 423.
- [7] Jaffe, D., Cacheris, J. C. and Karayianis, N., *P.I.R.E.* **46**, No. 3 (1958), 594.
- [8] Polder, D., *Philosophical Magazine* **40** (1949), 99.
- [9] Hogan, C. L., *Review of Modern Physics* **25** (1953), 253.
- [10] Совещание по Ферритам, Ленинград, 1—5 Фев. 1954— *Известия Академии наук СССР, серия физ.* **18** (1954), 307—416 и 419—520.
- [11] Epstein, P. S., *Review of Modern Physics* **28** (1956), 3.
- [12] Ferrite issue, 26 Papers, *Proc. I.R.E.* **44** (1956).
- [13] Мириманов, Р. Г., Ломизе, Л. Г., Рюмина, Н. В., *Радиотехника и электроника*, т. I (1956), 681.
- [14] Ландау, Л. Д. и Лифшиц, Е. М., *Sov. Phys.* **8** (1935), 153.
- [15] Suhl, H. and Walker, L. R., *Phy. Rev.* **86** (1952), 1221.
- [16] Suhl, H. and Walker, L. R., *B.S.T.J. Part I*, **33** (1954), 579.
- [17] Suhl, H. and Walker, L. R., *B.S.T.J. Part III*, **33** (1954), 1133.
- [18] Thompson, G. H. B., *British I.R.E.* **16** (1956), 311.
- [19] Fox, A. G., Miller, S. E. and Weiss, M. T., *B.S.T.J.* **34** (1955), 5.

FARADAY ROTATION AND LOSS CHARACTERISTICS OF Ni-Mg, Mg-Mn AND Ni-Zn FERRITES IN 3 cm WAVE-LENGTH REGION

HUANG WU-HAN, LING JAN-DAH and HO CHANG-SHENG
(Institute of Electronics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Faraday rotation and loss characteristics at 9200 mc and at room temperature of Ni-Mg, Mg-Mn and Ni-Zn ferrite rods and disks placed in a circular waveguide are measured as a function of applied longitudinal DC magnetic field.

Of particular interest are the results obtained with a new type of Ni-Mg ferrites, since very little data on Ni-Mg ferrites have been published in the literature. In this paper sufficient data are given on Faraday rotation and loss characteristics of a complete range of nickel-magnesium ferrites with composition varying from pure nickel to pure magnesium. Experimental results at 9200 mc indicate that for the sintering temperature of 1300°C, the best composition range for nickel-magnesium ferrites would be $\text{Ni}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ — $\text{Ni}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Fe}_2\text{O}_4$. In future, nickel-magnesium ferrites, due to their very low loss, may find practical applications in the microwave field.

Comparison information as to the relative merits of these three useful microwave ferrites are given in the form of curves and tables, and their results are discussed in some detail.

This paper also gives a summary of the linear theory on Faraday rotation of a linearly polarized wave propagating in ferrite-loaded waveguide which is longitudinally magnetized.