

技術解説

Y接合薄板導線 써큐레이터

李 鍾 岳\*

(1) 序論

$Fe_3O_4$  등 페라이트로 불리는 일련의 자성 재료의 특성이 알려진 이래, 이들은 초단파 영역, 특히 固體能動素子の 개발이 현저하여진 昨今, 써큐레이터를 비롯하여 共振器, 濾波器 등의 素子로서 페라이트의 存在는 不可缺한것으로 되었다.

初期의 써큐레이터는 소위 파라데이 回轉의 현상을 이용하여 적당히 分極된 성분을 引出하는 방식에 의하여 구성할수 있었으며 以來 回轉型(turnstile), 二重複合型(double hybrid) 등이 發表되었다.

最近의 動向은 前記의것들보다 小型이며 손실, D.C 바이아스 공급, 반복속도 등의 면에서 우수한 Y接合型이 開發되고 있다.

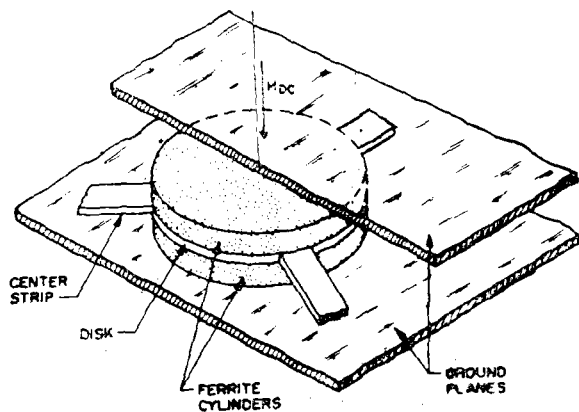


그림 1

\* 연세대 전기공학과

(2) 動作原理

그림 1은 Y接合 薄板導線 써큐레이터의 構造이다. 페라이트는 外部導體와 中心導體 사이에 대칭으로 배치되어 있으며 圓板型의 中心導體에서 방사상으로 연결된 세개의 內部薄板導體는 서로  $120^\circ$ 의 각을 이루며 포트 1, 2, 3을 形成한다. 直流磁化는 永久磁石 또는 電磁石에 의하여 Z方向으로 外部 또는 内部에서 인가한다.

써큐레이터 內에 R.F가 印加되면 모든 모드의 電磁界가 發生하는데 薄板傳送線의 TEM 波와의 相似性으로 부터 垂直모드(normal mode)만을 생각하기로 한다 (즉 方向의 變化가 없다)

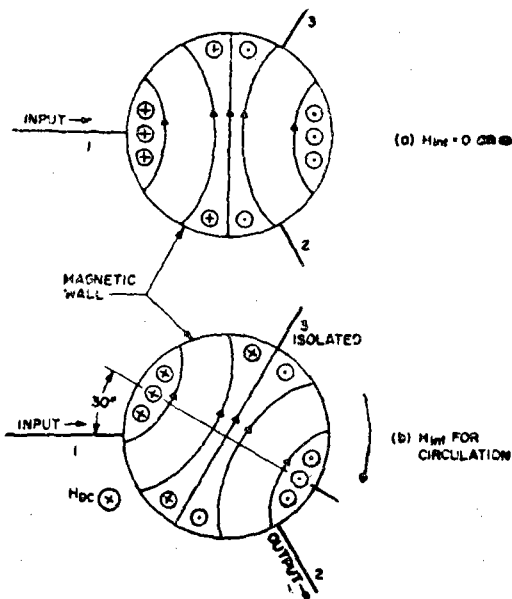


그림 2

씨린더 內에는  $(e^{\pm jn\theta})$ 의 서로 反對方向으로 回轉하는 電磁界가 어떤 特定周波數에서 定在波를 形成하게되며 直流磁化가 없을때 이 定在波型은 그림 2와 같이 入力포트에서  $E_{max}$ 를, 다른 두 포트에서  $-\frac{\sqrt{3}}{2}E_{max}$ 를 形成한다

⊕모드  $(\{e^{+jn\theta}\})$ 와 ⊖모드  $(\{e^{-jn\theta}\})$ 의 공진 주파수는 서로 다른 값을 갖게 되는데 이차이는 印加磁界의 함수가 된다.

⊕모드의 공진주파수 보다 높고 ⊖모드의 공진주파수보다 낮은 RF를 인가 하면 씨린더는 ⊖모드에 대하여 誘導性으로 作用하고 ⊕모드에 대하여는 容量性으로 作用한다. 따라서 이 두 성분이 相殺되는 周波數에서는 씨린더는 다시 定在波를 形成하여 이때의 位相은 그림2를 ⊖모드 方向으로  $\tan^{-1} \frac{X}{R}$  만큼 回轉한 것이 된다. 여기서 X는 각 모드에 대한 리액턴스이며 R은 저항분이다.

以上을 알기쉽게 傳送線共振回路로 考察 하자 直流磁化가 없는 경우에는 ⊕모드와 ⊖모드는 各各 開放된  $\lambda/4$  部の 共振回路를 이루고 있다.

DC磁化가 印加된 경우 ⊕모드와 ⊖모드는 서로 다른 주파수에서 共振하는 傳送線으로 표현되며 ⊕모드 傳送線이  $\delta$ 만큼 짧아지며 ⊖모드에 대하여는  $\delta'$ 만큼 길어진 주파수에 共振하는 線路로 표현 된다. 먼저의 경우 入力단자는  $E_{max}$ 가 되어 그림2(a)와 일치하고 나중경우  $\delta = \delta'$ 되게 조정 되었을때 합성특성은 먼저 경우와 같은 주파수에서 공진하게 되며  $E_{max}$ 점은 ⊖모드 방향으로  $\delta$ 만큼 움직이게 된다. 이것은 그림2(a)의 쥘이 회전한 것과 같은 결과이며 특히 이 각도가 30°일때는 그림2(b)와 같이된다. 그러면 제3포트는  $E=0$ 인점에 오게되며 제2포트는  $E_{max}$ 점에 있게되어 ①→②의 傳送과 ①→③의 分離가 이루어 진다. 즉 씨린더는 ①→②간의 傳送캐비티로 作用하는 것이다.

### [3] 理論的 分析

接合部の 각 포트에 대하여 對稱이 成立한다면 散亂 메이트릭스는 다음이 된다.

$$(S) = \begin{pmatrix} \alpha & \tau & \beta \\ \beta & \alpha & \tau \\ \tau & \beta & \alpha \end{pmatrix} \dots\dots\dots (1)$$

만일 回轉이 일어나려면  $\alpha = \tau = 0 \quad |\beta| = 1$ 의 조건을 만족시켜야 한다.

가정에 의하여 전체는 Z 성분만 있으며 자계는  $\tau, \phi$  성분만 있다.

直流磁化에 의하여 페라이트의 比透磁率  $\mu$ 는 텐서 量이며

$$||\mu|| = \begin{pmatrix} \mu & -iK & 0 \\ iK & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (2)$$

가 된다.

$$\mu_{eff} = (\mu^2 - K^2) / \mu \dots\dots\dots (3)$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mu_{eff} \epsilon \dots\dots\dots (4)$$

와 같이 정의하면  $E_z(r, \phi)$ 는 다음과 같이 제차 헬름홀츠 방정식을 만족한다.

$$(\nabla^2 + k^2) E_z(r, \phi) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

여기서  $\mu_0, \epsilon_0$ 는 自由空間의 透磁率, 誘電率이며  $\epsilon$ 는 페라이트의 比誘電率이다. 지금 씨린더 주변에서  $H\phi(R, \phi)$ 를 알고 있다면 이값과 그린 함수 G로  $E_z$ 가 정의된다.

$$E_z(r, \phi) = \int_{-\pi}^{\pi} G(r, \phi; R, \phi') H\phi(R, \phi') d\phi' \dots (6)$$

단순화된 경계조건은 다음과 같다.

$$H\phi(R, \phi) = \begin{cases} a: -\pi/3 - \phi < \phi < -\frac{\pi}{3} + \phi \\ b: \pi/3 - \phi < \phi < \frac{\pi}{3} + \phi \\ c: \pi - \phi < \phi < \pi + \phi \\ o: \text{위의 범위 以外} \end{cases} \dots\dots (7)$$

따라서  $\phi$ 가 작은 범위에서 G의 변동을 무시하면 (6)은

$$E_z(R, -\pi/3) \equiv A = 2\phi [G(-\pi/3, -\pi/3)a + G(-\pi/3, +\pi/3)b + G(-\pi/3, \pi)c] \dots\dots\dots (8)$$

여기서

$$i\zeta = 2\phi G(-\pi/3; -\pi/3)$$

$$\Phi = 2\phi G(\pi/3; \pi/3) \dots\dots\dots (9)$$

을 정의하면 다음에 설명하는  $G(\phi; \phi')$ 의 성격에 의하여

$$\begin{aligned} E_z(R; \pi/3) &\equiv A = i\zeta a + \Phi b - \Phi^* C \\ E_z(R; \pi/3) &\equiv B = -\Phi^* a + i\zeta b + \Phi c \\ E_z(R; \pi) &\equiv C = C = \Phi a - \Phi^* b + i\zeta c \dots (10) \end{aligned}$$

i)  $[G(R, \phi; R\phi') \equiv G(\phi; \phi')]$ 의 성격

A. 무손실

무손실 3포트에서는

$$Re[Js Pind_s] = 0$$

상하 圓板을 통하는  $P = \frac{1}{2} E \times H^*$ 는 0이므로

$$\int_{-x}^x \int_{-x}^x H\phi^*(R, \phi) [G(\phi; \phi') + G^*(\phi'; \phi)] H\phi(R, \phi') d\phi d\phi' = 0$$

가 성립하여야 한다.

위의 관계는  $H\phi$ 와 관계없으므로

$$G(\phi; \phi') = -G^*(\phi'; \phi) \dots (11)$$

B. 週期的對稱性

주기적 대칭성을 나타내려면

$$G\left(\phi + \frac{2\pi}{3}; \phi' + \frac{2\pi}{3}\right) = G(\phi; \phi') \dots (12)$$

가 되어야 한다.

C. 共振

1. 씨린더의 週邊이 磁界壁이면

$$G(\phi; \phi') \rightarrow \infty \dots (13)$$

2. 씨린더의 주변이 電界壁이면

$$G(\phi; \phi') \rightarrow 0 \dots (14)$$

ii) 정합조건

제 2, 3 포트가 정합되기 위해서는

$$B/b = C/c = \zeta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \dots (15)$$

가 성립하고

$\theta = \zeta + i\zeta$ 를 정의하면

$$A = \left( i\zeta + \frac{\Phi^3 - \Phi^{*3} + 2\Phi\Phi^*\theta}{\Phi\Phi^* + \theta^2} \right) a$$

$$b = \frac{\Phi^2 + \Phi^*\theta}{\Phi\Phi^* + \theta^2} \cdot a$$

$$C = \frac{\Phi^{*2} - \Phi\theta}{\Phi\Phi^* + \theta^2} a \dots (16)$$

iii) 散亂 메이트릭스

제 1 포트에  $A_i$ 를 인가하면

$$A_i = \zeta a_i$$

$$A = (1 + \alpha) A_i$$

$$a = (1 - \alpha) a_i$$

$$\beta = B/A_i$$

$$\tau = C/A_i \dots (17)$$

가 成立한다. (16), (17)에서

$$\alpha = \frac{\Phi^3 - \Phi^{*3} + \Phi\Phi^*(2\theta - \theta^*) - \theta^2\theta^*}{\Phi^3 - \Phi^{*3} + 3\Phi\Phi^*\theta + \theta^3}$$

$$\beta = -\frac{(\Phi^2 + \Phi^*\theta)(\theta + \theta^*)}{\Phi^3 - \Phi^{*3} + 3\Phi\Phi^*\theta + \theta^3}$$

$$\tau = -\frac{(\Phi^{*2} - \Phi\theta)(\theta + \theta^*)}{\Phi^3 + \Phi^{*3} + 3\Phi\Phi^*\theta + \theta^3} \dots (18)$$

iv) 回轉을 위한 조건

回轉이 일어나려면

$$\alpha = \tau = 0, \quad |\beta| = 1 \dots (19)$$

이 되어야 하므로 (17), (19)로부터

$$\theta = \Phi^{*2}/\Phi \quad \beta = -\Phi/\Phi^* \dots (20)$$

헬름홀츠 방정식으로 부터

$$Ezn(r, \phi) = an J_n(kr) e^{in\phi} \dots (21)$$

$$H\phi_n(R, \phi) = Ane^{in\phi} \dots (22)$$

막스웰 방정식과 (2)로부터

$$\begin{aligned} H\phi(r, \phi) &= \frac{i}{\omega \mu_{eff} \epsilon_0} \left( \frac{E_z}{\partial r} + i \frac{Ic}{\mu r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \\ &= i \frac{an}{\zeta_{eff}} \left( J_n'(kr) - \frac{K}{\mu} \frac{n}{kr} J_n(kr) \right) e^{in\phi} \dots (23) \end{aligned}$$

여기서  $\zeta_{eff} = \zeta \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\epsilon}}$

$kR = x$ 로 하면 (21), (22), (23)에서

$$Ezn(r, \phi) = iAn \frac{\zeta_{eff} J_n(kr) e^{in\phi}}{\frac{K}{\mu} \frac{n J_n(x)}{n \cdot x} - J_n'(x)} \dots (24)$$

만일 씨린더 주변의 미소부분  $\Delta\phi'$ 이외의 모든점의  $H_\phi = 0$  이라하고 (22)에서 푸리에 계수를 구하면

$$A_n = \frac{1}{2\pi} H_\phi(R, \phi') e^{-in\phi'} \Delta\phi'$$

대응하는 전계는

$$\Delta E_z(r, \phi) = \frac{i\zeta_{eff} H_\phi(R, \phi') \Delta\phi'}{2\pi}$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(kr) e^{in(\phi-\phi')}}{\mu \frac{n J_n(x)}{x} - J_n'(x)}$$

G의 정의에 의하여

$$G(r, \phi; R, \phi') = -\frac{J_0(kr)}{2\pi J_0'(x)} + \frac{\zeta_{eff}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \dots$$

$$\frac{\frac{K}{\mu} \frac{nj_n(x)}{x} \sin(\phi - \phi') - iJ_n'(x) \cos n(\phi - \phi')}{\left[ J_n'(x) \right]^2 - \left( \frac{K}{\mu} \frac{hj_n(x)}{x} \right)^2} \dots\dots\dots (25)$$

磁界壁에 의한 공진은

$$J_n'(x) - \frac{K}{\mu} \frac{nj_n(x)}{x} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

이 만족되면 이루어 진다.

$\frac{K}{\mu} = 0$  즉 D.C磁化가 없을때 공진조건은  $J_n'(x) = 0$  가 되어  $\oplus$ 모드와  $\ominus$ 모드의 공진조건은 일치하여 縮退된 상태를 나타내며  $k/\mu$ 의 증가에 따라 각 모드의 공진조건(예 : 같은  $\omega$ 에 대한  $x$ )의 차가 벌어지게 되어 2에서 지적한바와 일치함을 알수 있다.

回轉은  $x$ 이외의 모든 조건을 고정하면

$\left. \begin{matrix} K/\mu \leq 1 \\ x = x_{1,1} = 1.84 \end{matrix} \right\}$  일때 일어나는것이 실험에 의해 관측되었다. 여기서  $x_{1,1}$ 은  $J_1'(x) = 0$ 의 제 1번根이다.

이 상태에서  $n = \pm 1$ 만 고려한다면 (25)는 다음의 근사식이 된다.

$$G(\phi; \phi') = -\frac{x_{1,1} \zeta_{eff}}{\pi \left( \frac{K}{\mu} \right)} \cdot \sin(\phi - \phi') \dots (26)$$

따라서

$$\theta = \zeta$$

$$\phi = \frac{\sqrt{3} x_{1,1} \zeta_{eff}}{\pi (K/\mu)} \phi$$

$\phi$ 가 작은 경우

$$\frac{V}{2R} \approx \phi \text{가 되므로 간단한 연산을 거쳐}$$

$$\frac{K/\mu}{\mu_{eff}} = \sqrt{3} \frac{V}{\lambda} \dots\dots\dots (27)$$

여기서  $\lambda$ 는 자유공간의 파장이다.

대역폭은 여러가지 방법으로 정의 될수 있는데 가장 일반적인것은 入力 포트에 대한 反射係數에 의한것이며

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta \omega_0} = \frac{2\sqrt{3}}{x_{1,1}^2 - 1} (K/\mu) \rho_{max} \dots\dots\dots (28)$$

로 주어진다. 여기서  $\rho$ 는 반사계수 이다.

### [4] 랫칭형 써큐레이터

最近發表된 Y接合 써큐레이터로서 페라이트 써린더를 内部 써린더와 外部 링으로 나누어 그 상하를 잔류자속밀도를 갖는 금속을 연결하여 磁氣閉回路를 이루게하고 内部 써린더와 外部 環部사이에 바이어스용 도선을 삽입한 것이 있다.

動作理論은 前과 같은 방법을 内部 써린더와 外部 環部에 대하여 각각 적용함으로써 기술된다.

이 써큐레이터의 특징은 페라이트 자체가 화살표 방향으로 磁氣閉回路를 구성하고 있어 매우 작은 전력(15~30 $\mu$ J) 및 높은 반복특성(0.1~수 $\mu$ s)을 주는 점인데 대역폭이 줄어 드는 단점이 있다. 또한 페 회로의 利點으로 殘留磁氣에 의하여 동작할 수 있으므로 지속적인 D.C磁化電流가 아니라 스윗칭펄스에 의하여 動作하게 된다.

### [5] 스윗치 作用

써큐레이터의 方向은 直流磁界의 方向에 의하여 決定되므로 이것을 바꿈으로서 自由로 出力 포트를 바꿀수 있다. 즉 開閉器로 動作한다.

### [6] 結 論

以上 最近의 Y接合 써큐레이터에 관하여 論하였는데 페라이트의 形態를 바꿈에 의하여 여러가지 필요한 서로다른 特性들을 얻을 수 있으리라 예상되며 中空型의 경우도 비슷한 分析이 發表되고 있다.

何如問 페라이트는 초단파 영역에서 寵兒的位置에 있으며 關목한 연구 대상이 되고 있다.

參考文獻

1. Siekanowicz and Schilling; IEEE Trans. Vol. MTT-16, March(1968)
2. J.B.Davies; IRE Trans. Vol. MTT-10, p. 596(1962)
3. E.Schloman; IEEE Trans. Vol. MTT-14, p, 15(1966)