

# 스트립라인 접합형 서큘레이터 설계

김 동 현\* · 양 두 영\*\*

## Design of the Stripline Junction Circulator

Dong-hyun Kim\* and Doo-yeong Yang\*\*

### ABSTRACT

In this paper, we analyze a junction-circulator used in RF system of mobile communications and find out ferrite medium which is playing a important role of circulator. Also we presented the electromagnetic field of circulator inside based on modal analysis method. Input impedance and scattering parameter of circulator are searched by  $x/\mu$  value which is decided the resonant frequency and bandwidth.

We designed the junction-circulator for 880MHz and fabricated it. The experimental data for the designed circulator in 880MHz frequency range agree well with the designed data.

**Key words :** Strip line, Junction circulator, Ferrite

### 1. 서 론

이동통신용 무선 통신시스템에 널리 사용되고 있는 서큘레이터는 수동소자이면서도 비가역 전달특성을 갖는다. 이를 이용하여 무선 시스템 회로간의 간섭을 줄이거나, 핵심 부품의 보호 또는 임피던스 정합용으로 사용되고 있다. 서큘레이터는 원칙적으로 단자 수에 제한이 없지만 3개의 단자로 이루어진 것이 대부분이다. 이상적인 3 단자 서큘레이터는 각단자에서 반사가

없고 서큘레이션 방향으로로는 삽입손실이 없으며, 역방향으로 전달되는 신호에 대해서는 큰 감쇄특성을 갖는다.<sup>(1~4)</sup>

서큘레이터는 페라이트와 같은 비가역 전파특성을 이용하며, 그 내부는 자석, 페라이트 공진기와 이 공진기를 결합시키는 단자들로 이루어진다. 초기의 서큘레이터는 자이레이터(Gyrator)나 Faraday 로테이터(rotator)를 이용하였으며 접합형 서큘레이터가 등장한 것은 1950년대 말이다<sup>(3)</sup>. 서큘레이터는 사용되는 공진기의 형태에 따라 집중정수형과 분포소자형으로 나뉘지며, 분포소자형 공진기의 크기는 동작 주파수에 반비례하므로 상대적으로 낮은 주파수인 UHF영역 이하에서는 공진기가 너무 커져 주로

\* 제주대학교 대학원

Graduate School, Cheju Nat'l Univ.

\*\* 제주대학교 통신공학과

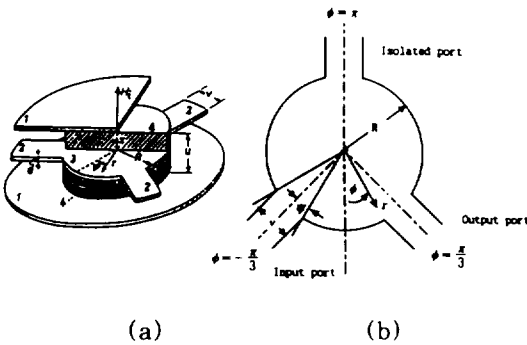
Dept. of Telecommunication Eng., Cheju Nat'l Univ.

집중정수형으로 설계하는 것이 보통이다.

본 논문에서는 대칭적인 접합형 서큘레이터에서 전자계식과 입력 임피던스 및 산란행렬을 유도 한다. 이것을 토대로 이동통신 대역에서 널리 쓰이는 스트립라인 접합형 서큘레이터를 880MHz 대역에서 설계하고 측정값을 통하여 비교 분석한다.

## II. 서큘레이터의 구성 및 동작

### 2.1 페라이트 특성



**Fig. 1** The configuration of the circulator  
 (1) Ground plane (2) Inner conduct  
 (3) Center conduct (4) Ferrite disk

그림 1(a)은 서큘레이터의 구조적 형태를 그린 그림이다. 서큘레이터로 원형 접지판, 원형 페라이트 공진기 및 3단자가 연결된 원형 도체판에 대칭적으로 놓여있는 구조를 갖고 있다. 따라서 서큘레이터를 해석하기 위해서는 원통좌표계  $(r, \phi, z)$ 를 이용하면 서큘레이터내의 전자계 특성을 쉽게 얻을 수 있다. 그림 (a)에서 전자계는 도체판과 수직으로 자화되고 페라이트 내부에서 분극하는 전자계의 값은  $H_z$ 로 나타내었다.

그림 1(b)에서  $v$ 가 스트립라인의 폭이라면 스트립라인 각  $\psi$ 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\psi = \sin^{-1}\left(\frac{v}{2R}\right) \quad (1)$$

내부 중앙 도체의 두께  $d$ 는 거의 0에 가깝고 두 개의 외부도체 사이의 거리  $u$ 는 페라이트 디스크 두께의 2배이다. 대개 원형 디스크 모양의 페라이트는 서큘레이터의 핵심소재로서 외부 자계에 따라 히스테리시스 특성을 갖는 페리자성체이다. 페라이트의 포화 자화도( $4\pi M_s$ ; 단위 Gauss), 비유전율, 그리고 외부에서 인가되는 자계의 세기(단위 Oersted,  $1G=10e$ )는 서큘레이터의 크기와 특성을 결정한다. 페라이트가 외부자계 하에서 갖는 공명(resonant)주파수는 포화 자화도와 외부 자계의 크기에 비례한다. 이 공명주파수 보다 높거나 낮은 주파수에서 서큘레이션이 일어나도록 설계할 수 있다. 보통 두 개의 원형 디스크 페라이트 사이에 원형 도체판이 삽입되어 입출력 단자와 연결되며 전자파 에너지는 이 도체판을 따라 전달된다<sup>(5)</sup>.

페라이트가 자기 공진 장( $x/\mu \ll 1$ )를 넘어 바이어스되면 페라이트의 투자율은 다음과 같은 텐서(tensor)의 특징을 갖는다.

$$\|\mu_r\| = \begin{pmatrix} \mu & -jx & 0 \\ jx & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

여기서

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad x = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3)$$

$$\omega_0 = -\gamma H_0, \quad \omega_m = -\gamma 4\pi M_s \quad (4)$$

이다.

식(2)는 길버트 운동 방정식에서부터 유도된다. 여기서,  $\mu$  및  $x$ 는 사용주파수, 포화자화도  $4\pi M_s$ , 페라이트 내에 인가되는 외부 자계의 함수이다. 페라이트는 유전체가 갖고 있는 손실항 외에 자성체 손실항을 더 갖고 있다. 따라서 실효 투자율  $\mu_{eff}$ 는 다음과 같다.

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - x^2}{\mu} \quad (5)$$

그리고 고유파동상수  $k$ 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mu_{eff} \epsilon \quad (6)$$

## 2.2 서클레이터의 전자계 분포

디스크에서 전자계가  $z$ 축에 의존하지 않는다고 가정하면 2차원 해석으로 줄일 수 있다. 스트립라인을 따라 입사된 전류는 디스크와 연결된 각 단자로만 흐르기 때문에 스트립라인이 접하는 경계면에서의 경계조건은 다음과 같이 된다.

$$H_\phi(R, \phi) = \begin{cases} a, & -\frac{\pi}{3} - \Psi < \phi < -\frac{\pi}{3} + \Psi \\ b, & \frac{\pi}{3} - \Psi < \phi < \frac{\pi}{3} + \Psi \\ c, & \pi - \Psi < \phi < \pi + \Psi \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (7)$$

여기서 a, b, c는 각각 3단자의 중앙의 도체와 스트립라인이 연결되는 부분에서 나타난 자계의 경계조건이고, 그 값은 복소수이다.

$v/R$ 는 작다면 경계면에서의 자계  $H_\phi(R, \phi)$ 의 가정은 타당하다고 볼 수 있으므로  $v$ 는 매우 작아야 한다.

디스크에서 전계강도는 단지  $z$ 성분만 갖고 이렇게 만들어진  $E_z(r, \phi)$ 는 다음과 같은 파동방정식을 만족한다.

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k^2 \right] E_z(r, \phi) = 0 \quad (8)$$

그리고 디스크에서 자계 강도의 접선성분과 방사성분은 각각  $E_z(r, \phi)$ 와 관련이 있다.

$$H_\phi(r, \phi) = \frac{j \left[ \frac{\partial E_z}{\partial r} + j \frac{x}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right]}{\omega \mu_0 \mu_{eff}} \quad (9a)$$

$$H_r(r, \phi) = \frac{-j \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - j \frac{x}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right]}{\omega \mu_0 \mu_{eff}} \quad (9b)$$

식(7)의 경계조건으로부터 경계면에서의  $H_\phi(R, \phi)$ 를 알고 있다면 그린함수  $G(r, \phi; r', \phi')$ 를 도입하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$E_z(r, \phi) = \int_{-\pi}^{\pi} G(r, \phi; R, \phi') H_\phi(R, \phi') d\phi' \quad (10)$$

식(8)의 그린 함수는 다음과 같이 계산이 된다.

$$G(r, \phi; R, \phi') = -\frac{j \zeta_{eff} J_0(kr)}{2\pi J_0'(x)} + \frac{\zeta_{eff}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{\frac{x}{\mu} \frac{n J_n(x)}{x} \sin n(\phi - \phi')}{\{J_n'(x)\}^2 - \left\{ \frac{x}{\mu} \frac{n J_n(x)}{x} \right\}^2} J_n(kr) - \frac{j J_n'(x) \cos n(\phi - \phi')}{\{J_n'(x)\}^2 - \left\{ \frac{x}{\mu} \frac{n J_n(x)}{x} \right\}^2} J_n(kr) \right] \quad (11)$$

여기에서  $\zeta_{eff} = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu \mu_0}}$ ,  $J_n(x)$ 는  $n$ 차

Bessel 함수이고,  $J_n'(x)$ 는  $J_n(x)$ 를 1차 미분한 함수이고  $x = kR$ 이다.

식(10)에서 분모가 0이라면 공진이 발생한다.

$$J_n'(x) - \frac{x}{\mu} \frac{n J_n(x)}{x} = 0 \quad (12)$$

여기서  $n$ 은 임의의 양의 정수 또는 음의 정수이다.  $H_\phi(R, \phi)$ 가 공진에 대해 이상적으로 0이 된다. 더욱이  $n > 0$ 에 대해서 전자계의 형태는 오른쪽으로 회전하고  $n < 0$ 에 대해서는 왼쪽으로 회전한다. 디스크 매질이 등방성이면  $x/\mu = 0$ 이므로, 회전하는 공진 조건은 이상적

으로 다음과 같다.

$$J_n'(x) = 0 \quad (13)$$

이러한 조건에서는 전자계의 회전은 일어나지 않는다. 자기회전(gyrotropy)이 증가할 때,  $x/\mu \neq 0$ 이므로 두 개의  $x$ 값을 갖게 되고 공진 점이 두 개로 나누어진다. 식(6)으로부터 반경  $R$ 을 갖는 디스크에서 서로 다른 공진 주파수를 얻을 수 있다.

방정식을 단순화하고  $E_z(R, \phi)$ 의 해는 쉽게 구하기 위하여 그린함수를 다음과 같이 놓는다.

$$G(R, \phi; R, \phi') = G(\phi; \phi') \quad (14)$$

식(7)에서 주어진  $H_\phi(R, \phi)$ 의 분포를 이용하면 모서리부분의  $z$ 성분의 전계  $E_z(R, \phi)$ 는 계산할 수 있고  $\Psi$ 의 작은 값에 대해서 다음과 같은 근사화된 방정식이 나온다.

$$\begin{aligned} E_z(R, -\frac{\pi}{3}) &= A \\ &= 2\Psi[G(-\frac{\pi}{3}; -\frac{\pi}{3})a + G(-\frac{\pi}{3}; \frac{\pi}{3})b \\ &\quad + G(-\frac{\pi}{3}; \pi)c] \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} E_z(R, \frac{\pi}{3}) &= B \\ &= 2\Psi[G(\frac{\pi}{3}; -\frac{\pi}{3})a + G(\frac{\pi}{3}; \frac{\pi}{3})b \\ &\quad + G(\frac{\pi}{3}; \pi)c] \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\begin{aligned} E_z(R, \pi) &= C \\ &= 2\Psi[G(\pi; -\frac{\pi}{3})a + G(\pi; \frac{\pi}{3})b \\ &\quad + G(\pi; \pi)c] \end{aligned} \quad (15c)$$

$E_z$ 는 원통형 페라이트의 측면 경계에 평행이므로 A, B, C는 디스크와 연결된 스트립라인에서의 전계세기가 된다.

회전에 대한 정확한 관계를 보여주기 위해

$n=1$ 일 때 식(7)의 경계 조건을 다음과 같이 한다.

$$b = a, \quad c = 0 \quad (16)$$

식(15)와 식(16)을 식(10)에 대입하면 서클레이터 내부의 전계  $E_z(r, \phi)$ 를 구할 수 있다. 이 때 디스크내의 전계 강도에 대해 1차 근사는

$$E_z(r, \phi) = \frac{2x_{1,1} Z_{eff} \sin \Psi J_1(kr) \sin \phi}{\pi \frac{x}{\mu} J_1(x_{1,1})} a \quad (17)$$

이다.

식(17)을 식(9)에 대입하면 디스크내의 자계 강도는 다음과 같이 계산된다.

$$H_\phi(r, \phi) = -\frac{2x_{1,1} \sin \Psi}{\pi \frac{x}{\mu} J_1(x_{1,1})} \quad (18a)$$

$$\left[ \frac{x}{\mu} \frac{J_1(kr)}{kr} \cos \phi - j J_1'(kr) \sin \phi \right] a$$

$$H_r(r, \phi) = -\frac{2x_{1,1} \sin \Psi}{\pi \frac{x}{\mu} J_1(x_{1,1})} \quad (18b)$$

$$\left[ \frac{x}{\mu} J_1'(kr) \sin \phi + j \frac{J_1(kr)}{kr} \cos \phi \right] a$$

이때 입력 임피던스는 디스크의 접선성분에 대한 전자계식으로서 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} Z_{in} &= \frac{E_z}{H_\phi} \\ &= \frac{Z_{eff} J_1(kR) \sin \phi}{\frac{x}{\mu} \frac{J_1(kR)}{kR} \cos \phi - j J_1'(kR) \sin \phi} \end{aligned} \quad (19)$$

### 2.3 산란 행렬의 특성

식(15)은 디스크의 경계면의 전자계와 스트립라인에 공급한 전자계간의 관계를 나타낸 식이다. 따라서 3 포트 서클레이터의 산란행렬 요

소는  $G(\phi; \phi')$ 의 형태로 표현할 수 있다.

식을 간단히 하기 위해 다음과 같이 정의 한다.

$$j\xi = 2\Psi G\left(-\frac{\pi}{3}; -\frac{\pi}{3}\right) \quad (20a)$$

$$\phi = 2\Psi G\left(-\frac{\pi}{3}; \frac{\pi}{3}\right) \quad (20b)$$

일반적으로  $\phi$ 는 복소수이다. 식(20)을 식(15)식의 우변 항에 대입을 하고  $2\pi/3$  대칭을 이용하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$A = j\xi a + \phi b - \phi^* c \quad (21a)$$

$$B = -\phi^* a + j\xi b + \phi c \quad (21b)$$

$$C = \phi a - \phi^* b + j\xi c \quad (21c)$$

식(7)과 식(15)에 의해서 서클레이터의 출력 단자를 중단시켰을 때 전자계 관계식은 다음과 같이 정의 된다.

$$\frac{B}{b} = \frac{C}{c} = j\xi \quad (22a)$$

$$\theta = \zeta + j\xi \quad (22b)$$

식(22)를 식(21)에 대입하면 다음과 같다.

$$A = \left( j\xi + \frac{\phi^3 - \phi^{*3} + 2\phi\phi^*\theta}{\phi\phi^* + \theta^2} \right) a \quad (23a)$$

$$b = \frac{\phi^2 + \phi^*\theta}{\phi\phi^* + \theta^2} a \quad (23b)$$

$$c = \frac{\phi^{*2} - \phi\theta}{\phi\phi^* + \theta^2} a \quad (23c)$$

3 단자를 갖는 산란행렬  $S$ 는 다음과 같은 형태가 된다.

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{bmatrix} \quad (24)$$

입력단자로 입사되는 파의 전계강도와 자계강도를  $A_i$ 와  $a_i$ 라고 하면 다음과 같이 산란 행렬에 대해 쓸 수 있다.

$$A_i = \zeta a_i \quad (25a)$$

$$A = (1 + S_{11})A_i \quad (25b)$$

$$a = (1 - S_{11})a_i \quad (25c)$$

$$S_{13} = \frac{B}{A_i} \quad (25d)$$

$$S_{12} = \frac{C}{A_i} \quad (25e)$$

따라서 산란행렬의 요소를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$S_{11} = \frac{\phi^3 - \phi^{*3} + \phi\phi^*(2\theta - \theta^*) - \theta^2\theta^*}{\phi^3 - \phi^{*3} + 3\phi\phi^*\theta + \theta^3} \quad (26a)$$

$$S_{13} = -\frac{(\phi^2 + \phi^*\theta)(\theta + \theta^*)}{\phi^3 - \phi^{*3} + 3\phi\phi^*\theta + \theta^3} \quad (26b)$$

$$S_{12} = -\frac{(\phi^{*2} - \phi\theta)(\theta + \theta^*)}{\phi^3 - \phi^{*3} + 3\phi\phi^*\theta + \theta^3} \quad (26c)$$

산란행렬의 모든 인수는 그린함수  $G(\phi; \phi')$ 의 형태로 표현되며 스트립라인  $\zeta$ 는 매질의 특성을 표현한다.

## 2.4 대역폭

서클레이터의 대역폭을 구하기 위하여 반사계수를 다음과 같이 최대 값으로 설정한다.

$$|S_{11}| \leq \rho_{\max} \quad (27)$$

식(27)을 식(19)에 대입하면 대역폭에 대한 식은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{4\sqrt{3}}{x_{1,1}^2 - 1} \frac{x}{\mu} \rho_{\max} \quad (28)$$

식(28)로부터 대역폭은 자기회전(gyrotropy)  $\chi/\mu$ 의 량에 비례함을 알 수 있다. 비록 대부분의 경우에 큰 대역폭이 요구되어지지만  $\chi/\mu$ 는 크게 선택할 수 없기 때문에  $\chi/\mu$ 값을 적절히 조절하여야 한다.

### III. 계산 결과 및 고찰

설계시 인가된 직류 자계의 세기는 서큘레이터 내의 페라이트를 포화자화시킬 수 있는 최소값이 되도록 설정하였다. 이때 동작 주파수는 직류자계가 인가되지 않은 경우의 공명 주파수보다 낮은 자기공명 주파수에서 동작한다. 원형 디스크와 연결된 스트립의 결합각을 조정함으로써 공진주파수를 변화시킬 수 있고 공진 모드의 형태도 조절할 수 있다.

서큘레이션이 일어날 때 페라이트 경계에서의 전압 분포는 입력 및 출력 단자에서 크기는 동일하지만 위상은 반대로 나타나며 서큘레이터 내부에서는 동일한 위상을 유지한다. 설계에 사용된 페라이트는  $4\pi M_s = 1750$ ,  $\epsilon_r = 15.2$ ,

$R = 1.58\text{cm}$ ,  $v = 3\text{mm}$ 이며 외부에서 인가한 자계는  $2000\text{Oe}$ 이다. 서큘레이터의 단자의 위치는 그림 1(b)에 나타내었다.

그림 2는 단자간의 전계 강도를 계산한 값이다. 입력 단자(-60도)와 출력 단자(60)도에서 보면 크기가 같은 것을 알 수 있다. 그리고 전계가 나타나지 않는 격리 단자(180)에서는 전계의 출력이 0으로 됨을 알 수 있다.

그림 3에서 계산된 결과는 서큘레이터 내부의 자계에 대한 특성으로써 입력 단자와 출력 단자의 크기 같고 위상값은 반대가 된다. 그리고 격리 단자에서는 거의 출력이 0이 되고 위상 역시 0도가 된다. 전계와 자계에 대한 계산 결과를 보면 서큘레이션 상태에서 1번 단자로 입력을 주면 2번 단자로 출력이 나타나고 3번 단자에는 출력이 나타나지 않는 것을 이론적으로 확인 할 수 있다.

그림 4는 서큘레이션 방향이  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ 로

되도록 설계를 하여 이론적인 계산 결과를 나타낸 것이다. 설계 주파수를  $880\text{MHz}$ 로 설계한 서큘레이터의 산란파라미터를 보면 입력 단자의 반사특성을 나타내는  $S_{11}$ 과 단자 1에서 단자 2로 전달되는 특성을 나타내는  $S_{12}$ 는 거의 0에 가깝다. 또한 1단자에서 2단자로 전달되는 특성은 거의 1에 가까운 것을 알 수 있다. 이 계산 값들은 측정을 통해 큰 차이를 보이지 않음을 알 수 있다. 앞에서 확인 하였지만  $S_{11} = S_{12} \approx 0$ 이면 광대역 서큘레이터가 될 것이다.

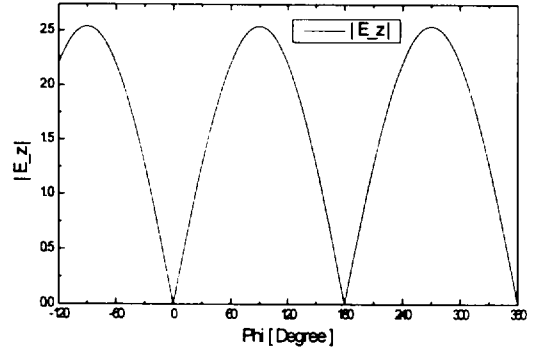


Fig. 2 Electric field intensity of the designed circulator

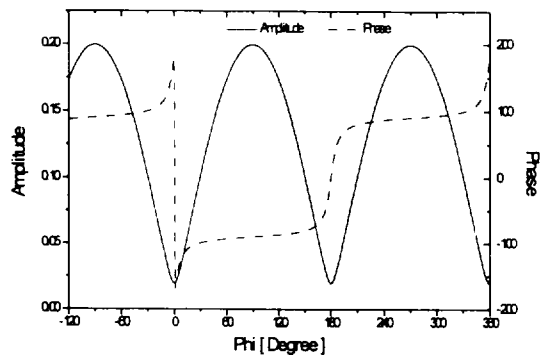


Fig. 3 Amplitude and phase of magnetic field

그림 5는 입력 임피던스의 실수부와 허수부를 나타낸 그림이다. 주파수에 따라 변하는 입력

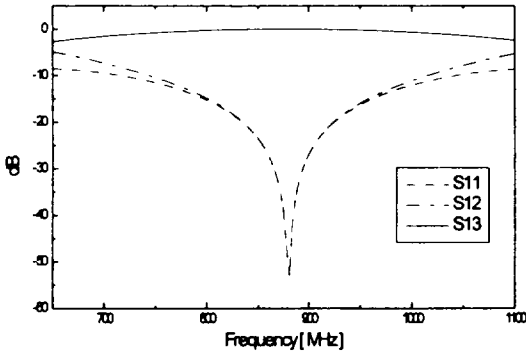


Fig. 4 Scattering parameter of the designed circulator

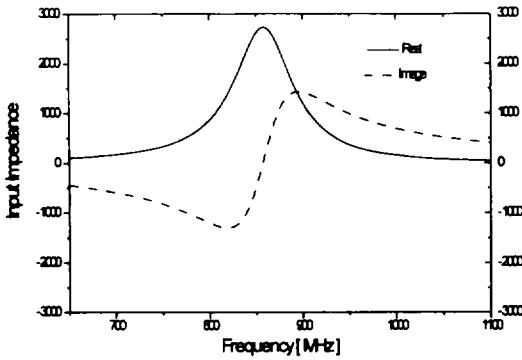
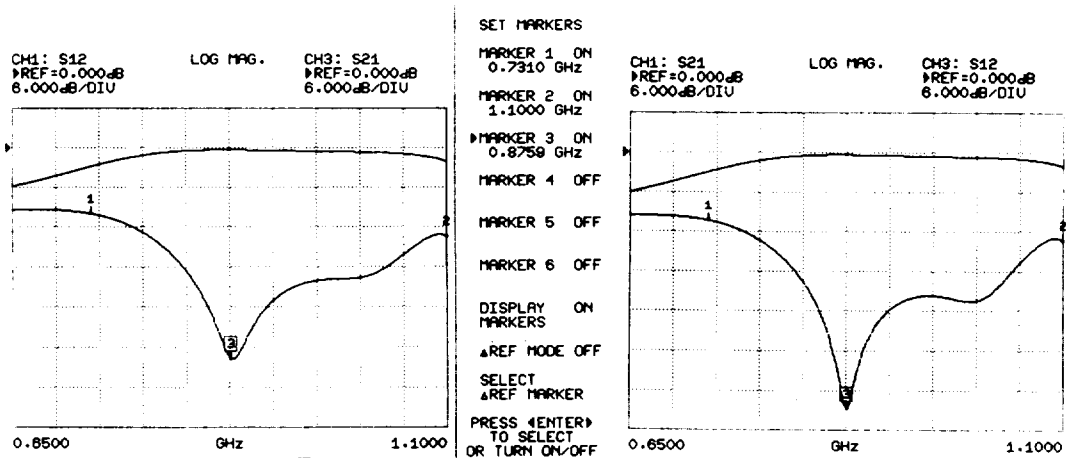


Fig. 5 Input impedance of the designed circulator

임피던스값을 보면 설계 주파수 보다 낮은 자기 공명 주파수에서 공명됨을 입증할 수 있다. 임피던스 특성곡선은 공진 주파수에서 임피던스의 실수값이 최대가 되고 허수값이 0으로 되는 것을 알 수 있다. 이것은 공진이 일어나면 그 주파수대역에 대해 에너지가 잘 통과함을 의미한다. 즉 허수부가 0으로 되는 것은 에너지를 축적하지 않는다는 것을 의미한다.

먼저 그림 6은 설계한 서클레이터에 대한 측정값을 그린 것이다. (a)와 (b)를 각각 비교해서 보면 서클레이션이 어떻게 되고 있는지 확인할 수 있다. 이 측정값은 계산을 통해 얻은 결과와 거의 일치함을 알 수 있다. 그러나 서클레이션 방향이 시계방향과 반시계방향으로 발생할 때 측정된 공진 주파수는 조금 이탈되었음을 확인할 수 있었다. 이것은 이론적인 계산이 잘못되었다기 보다는 서클레이터 구성시 중앙의 도체와 페라이트 디스크의 중심이 정확하게 일치하지 않아서 나타난 것으로 추측이 된다.

그림 7은 단자 1은 입력, 단자 2는 출력, 단자 3은 격리물 시켰을 때의 출력을 나타낸 것이다. 이 때 단자 3으로는 신호가 가지 않으므로 단자 3과 관련한 S요소를 측정하지 않고 단자 1과 단자 2와 관계로 측정한 것이다. 마커 1



(a) 1 : input, 2 : output, 3 : isolation

(b) 1 : input, 2 : isolation, 3 : output

Fig. 6 Scattering parameter of the fabricated circulator

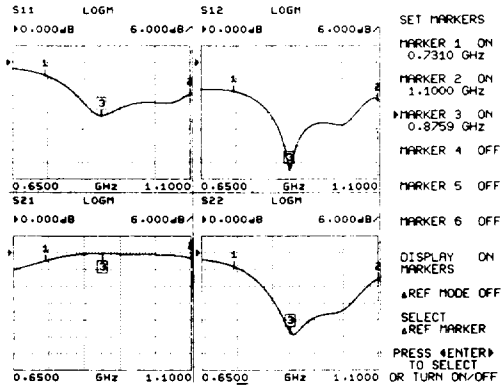


Fig. 7 Scattering parameter of the fabricated circulator (1→2→3→1)

(Marker 1)과 마커 2(Marker 2)는 3dB 감쇄영역을 포함한 주파수 대역폭을 나타낸다. 그리고 마커 3(Marker 3)는 공진 주파수를 표시하고 있다. 그림 7에서  $S_{11}$ 은 단자 1에서 단자 1로 반사되는 특성을 나타내고,  $S_{12}$ 는 단자 2에서 단자 1로 전달되는 특성을 나타낸다.  $S_{21}$ 은 단자 1에서 단자 2로 전달되는 특성을 나타낸다.

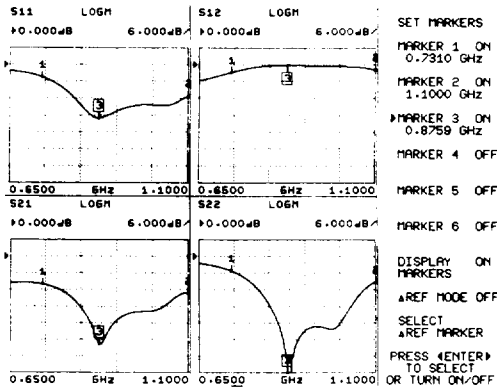


Fig. 8 Scattering parameter of the fabricated circulator (1→3→2→1)

그림 8은 그림 7과 반대로 설정을 하였다. 단자 1은 입력, 단자 2는 격리, 단자 3은 출력으로 설정하여 측정을 하였다. 단자 2는 정합시

켰기 때문에 단자 1과 단자 3간의 산란행렬을 측정하였다. 결과로서 단자 3에서 단자 1인 방향으로는  $S_{12}$ 에 나타나 있고 단자 1에서 단자 3 방향으로는  $S_{21}$ 에 나타나 있다. 따라서 이 결과에서 서클레이터는 한 방향으로만 전자기파를 전달됨이 증명된다.

입력을 단자 1로하고 출력을 단자 2일 때 전달 특성은 880MHz 영역에서 거의 0dB와 같다. 그리고 입력을 단자 2로하고 출력을 단자 1로 하였을 때는 40dB이하로 감쇄 특성을 갖기 때문에 양호한 특성을 나타내고 있다.

#### IV. 결론

본 연구에서는 접합형 서클레이터에 대한 동작원리 및 설계에 필요한 기본 이론들을 다루었다. 외부에서 인가되는 직류 자계 및 단자의 결합각을 조절하여 원하는 주파수 대역에서 정합이 일어나도록 하여 서클레이션 조건을 찾았다. 입력 단자와 출력 단자에서의 전자계 강도와 위상 특성은 크기가 동일하고 위상이 반대로 나타났으며 격리 단자에서는 크기 및 위상이 0으로 나타났다. 산란 파라미터 특성 및 입력 임피던스 특성은 입력 임피던스가 최대가 되는 부분에서 자기공진이 일어나며 광대역 특성을 나타냈다. 스트립라인 접합형 서클레이터를 880MHz 대역에서 설계하여 산란 파라미터 특성을 측정 한 결과 이론 특성과 유사한 결과를 얻었으며 정합을 시키면 광대역 서클레이터의 제작이 가능함을 알 수 있었다.

서클레이터나 아이솔레이터와 같은 비가역 소자에 대한 연구는 다른 RF소자에 비해 덜 활성화 된 상태로서 페라이트 및 YIG소재에 대한 연구와 설계기술에 대한 지속적인 연구 개발이 필요하다고 여겨진다.

#### 참고문헌

1. Bosma, H. "On stripline Y-circulator



- at UHF", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 7, 1959. pp238-246
2. Bosma, H. "On the principle of stripline circulator," Proc. IEE, vol 109, pt. B, suppl. no. 21, pp.137-146: January, 1962.
  3. H. N. Chait and T.R. Curry, "A new type of Y-circulator," J. Appl. Phys., suppl. vol 30, pp. 152-153, Apr. 1959
  4. 정중성, 김병욱, 전동석, 윤상원, 장익수, "임의 모양을 갖는 평면형 서큘레이터의 해석", 대한 전자 공학회 논문지, 제 33권 A 편 제 5 호, pp.74-84. 1996
  5. C. Bownes, "Discussion on microwave ferrites II," PROC. IEEE, vol. 109, pt. B, suppl. no. 21, p.163: January, 1962