

碩士學位論文

循環 그린函數 技法을 利用한 無線加入者  
網用 마이크로스트립 서큘레이터 設計

濟州大學校 大學院



金 東 炫

1998 年 12 月

循環 그린函數 技法을 利用한 無線加入者  
網用 마이크로스트립 서클레이터 設計

指導教授 梁 斗 榮

金 東 炫

이 論文을 工學 碩士學位 論文으로 提出함

1998 年 12 月

金東炫의 工學 碩士學位 論文을 認准함



JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

審査委員長 金 興 洙 印

委 員 康 鎭 植 印

委 員 梁 斗 榮 印

濟州大學校 大學院

1998 年 12 月

# WLL's Microstrip Circulator Design of Using Recursive Green's Function Technique

**Dong-hyun Kim**

**(Supervised by professor Doo-yeong Yang)**



A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT  
OF THE REQUIREMENTS FOR THE DEGREE OF  
MASTER OF ENGINEERING

DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATION ENGINEERING  
GRADUATE SCHOOL  
CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

1998. 12

# 목 차

Abstract .....	1
I. 서 론 .....	2
II. 서클레이터 내부 전자계 해석 .....	4
1. 중앙 원형 디스크 내의 전자계 .....	7
2. 환 디스크 내의 전자계 .....	9
3. 원형 디스크와 환 디스크들간의 경계조건 .....	10
III. 순환 그린 함수 .....	16
1. 원형 디스크 내부의 그린함수 .....	16
2. 최외각 환 디스크의 경계의 그린함수 .....	19
3. 3단자 회로에 대한 산란 행렬 .....	20
IV. 서클레이터 설계 및 고찰 .....	24
1. 서클레이터 해석 .....	24
2. 서클레이터 설계 .....	26
3. 계산결과 및 고찰 .....	28
V. 결 론 .....	41
참 고 문 헌 .....	42

## Abstract

In this thesis, the microstrip circulator including a ferrite resonator which is consisted of a circular disk and two annuli disks is designed. To analyze the electromagnetic field in it, the Maxwell's equation and the Helmholtz's equation are applied and a RGF(Recursive Green Function) is constructed. The electromagnetic field distribution of the boundary of the microstrip circulator and the scattering parameter are found by the RGF. Using these results, the microstrip circulator is designed. The radius( $R$ ) of circulator is determined and divided into three equal partitions. The disks of the ferrite resonator are filled with different materials and bias magnetic field feeds greater than a field ( $H_i$ ) saturated of ferrite materials. The port width( $v$ ) is determined to be matched with the input impedance of the microstrip circulator. The microstrip circulator for WLL (Wireless Local Loop) bandwidth is designed.

The microstrip circulator designed in this thesis has characteristics that return loss is 14.3 dB, isolation loss 13.4 dB and insertion loss 0.36 dB within the operating bandwidth from 3.3 GHz to 3.4 GHz and the bandwidth to be 1 dB maximum insertion loss is 500 MHz.

## I. 서론

무선 통신시스템에 널리 사용되고 있는 서큘레이터는 수동소자이면서도 비가역 전달 특성을 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. 또한 서큘레이터는 각 단자에서 반사가 없고 서큘레이션 방향으로는 삽입손실이 없으며, 역방향으로 전달되는 신호에 대해서는 큰 감쇄특성을 갖는다.

서큘레이터는 페라이트 매질의 비가역 전파특성을 이용하며 그 내부의 구조는 자석, 페라이트 공진기와 이 공진기를 결합시키는 단자들로 구성된다. 초기의 서큘레이터는 자이레이터(gyrator)나 Faraday 로테이터(rotator)를 이용하였으며 접합형 서큘레이터가 등장한 것은 1950년대 말이다.(Chait and Curry, 1959) 접합형 서큘레이터는 구조가 간단하여 제작이 용이하나 그 크기가 동작 주파수에 반비례하여 UHF영역 이하에서는 주로 집중 정수형 소자를 이용하여 서큘레이터를 설계한다.

자화된 페라이트를 포함하는 공진기는 동작 주파수 및 소자의 구성에 따라 집중 정수형, 평면형 혹은 3차원 구조로 나뉘지며, 본 논문에서는 높이가 파장에 비해 매우 작은 평면형 마이크로스트립 구조에 대해서 해석한다. 평면형 서큘레이터의 경우 H. Bosma가 모드 정합법을 이용하여 처음으로 해석하였다. (Bosma, 1964)(Fay and Comstock, 1965) 1970년대 후반에 들면서 삼각형 공진기가 디스크형 공진기에 비해 방사 손실이 작은 것으로 알려졌고 이를 이용한 서큘레이터 제작이 실험적으로 이루어졌다. 그리고 삼각형 외에 육각형, Y자형등의 공진기를 사용한 서큘레이터에 대한 해석이 시도되었다.(WU 등, 1974) (Helszajn and James, 1978)

본 논문에서는 순환 그린함수 기법을 이용하여 페라이트 공진기가 하나의 원형 디스크와 두 개의 환 디스크로 구성된 마이크로스트립 서큘레이터를 해석한다. 페라이트 공진기와 각 단자의 결합으로 이루어진 서큘레이터는 순환 그린 함수를 이용하여 공진기 경계에 대한 전계 분포를 계산하고 각 단자의 전계와 자계를 구하여

서큘레이터의 입력 임피던스 및 산란 행렬을 유도한다. 이것을 토대로 WLL용 마이크로스트립 서큘레이터를 최적 설계한다.

본 논문의 구성은 제 I 장에서는 서큘레이터 연구의 목적과 연구방향을 제시하고, 제 II 장에서는 Maxwell 방정식과 Helmholtz 방정식을 이용하여 마이크로스트립 서큘레이터 내부의 전자계를 해석한다. 제 III 장에서는 제 II 장에서 얻은 결과를 토대로 순환 그린함수, 산란 행렬과 입력 임피던스식을 유도한다. 제 IV 장에서는 제 II · III 장의 결과와 Bosma 논문의 결과를 비교하고 마이크로스트립 서큘레이터를 설계하여 페라이트 공진기의 매질 구성에 따른 특성을 비교·분석한다. 마지막으로 제 V 장에서 본 논문의 결론을 맺는다.



## II. 서큘레이터 내부 전자계 해석

Fig. 1은 원형 디스크와 두 개의 환 디스크로 구성된 페라이트 공진기를 갖는 마이크로스트립 서큘레이터의 기하학적 구조이다.

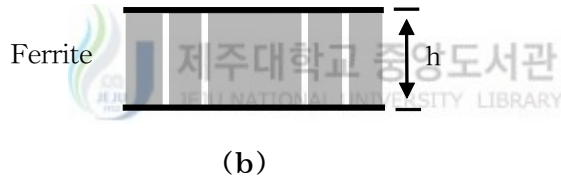
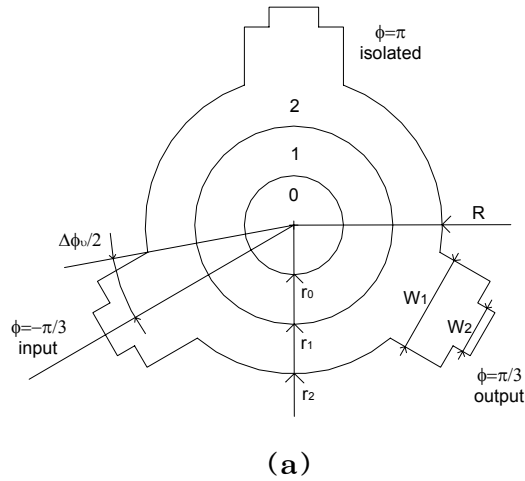


Fig. 1 A radially inhomogeneous circulator showing the inner disk and annuli. (a) Top view (b) Side view

강제함수는 반경  $r=R$  내부와  $\phi = \phi_i$ 로 제한된 범위에서 유한 값을 갖는다. 파장에 비해 페라이트의 두께  $h$ 가 매우 작기 때문에 전계  $E$ 는  $z$ 축 성분만 고려한다. 선형 편미분 방정식의 해는  $H_{\phi_s}(r=R, \phi = \phi_i)$ 와 주어진 방정식에 미분 연산자  $L$ 를 적용하면  $E_z$ 의 관계는 다음과 같다.

$$LE_z(r, \phi) = H_{\phi_s}(R, \phi_i) \quad (1)$$

$E_z$ 로부터 다른 필드의 성분( $H_\phi$ 와  $H_r$ )은 2차원 관점에서 결정한다. 2차원 관점



에서  $r=R$  위치의 자계를 정의하면 표면 둘레에 존재하는 필드는 다음과 같다.

$$H_{\phi c}(R, \phi) = H_{\phi}(R, \phi) \quad (2)$$

서클레이터 최외각 경계면의 자계  $H_{\phi}$ 와 소스 자계성분  $H_{\phi s}$ 의 관계는 다음과 같다.

$$\delta(r-R)H_{\phi}(r, \phi) = H_{\phi s}(R, \phi) \quad (3)$$

식(3)의 델타함수의 특성을 식(1)에 적용하여 서클레이터 내부 공간의 전계  $E_z(r, \phi)$ 를 구하면 다음과 같다.

$$E_z(r, \phi) = \int_{-\pi}^{\pi} G_{EH}(r, \phi; R, \phi') H_{\phi c}(R, \phi') d\phi' \quad (4)$$

$G_{EH}(r, \phi; R, \phi')$ 는 3단자 비균일 서클레이터의 산란행렬을 얻기 위해 본 논문에서 정의한 그린 함수이다.

시변 조건인 경우 서클레이터 내부의 Maxwell 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \mathbf{D} \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \hat{\mu} \mathbf{H} \quad (7)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (8)$$

위 방정식은 균일하지 않은 매질로 이루어진 바이어스된 페라이트 디스크 내부에 적용된다. 페라이트 매질에서 유전율은 상수 값이다. 페라이트 매질은 바이어스 자계가 가해지지 않으면 투자율은 상수 값을 갖게 된다. 외부에서 인가한 DC 자계가 페라이트에 인가되면 자성 소거 요인에 의해 페라이트 내부의 DC 필드는  $H_i = H_{app} - N_{zz} 4\pi M_s$ 로 결정된다.  $N_{zz}$ 는 페라이트 매질 내부의 각각의 지점마다 0에서부터 1까지 다양한 값을 갖는다. 이렇게 페라이트 매질에 바이어스 자계가 인가 되면 투자율 값은 텐서량을 갖게 된다. 비등방성 페로마그네틱 매질에서 투자율은 자계와 자속과의 관계로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
\hat{\mu} = \mu_0 [1 + \hat{\chi}] &= \mu_0 \left( \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \chi_{xx} & -j\chi_{xy} & 0 \\ j\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \right) \\
&= \mu_0 \begin{bmatrix} 1 + \chi_{xx} & -j\chi_{xy} & 0 \\ j\chi_{yx} & 1 + \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} \mu & -j\chi & 0 \\ j\chi & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{9}$$

여기서 각 투자율 항은  $\mu = \mu' - j\mu''$  와  $\chi = \chi' - j\chi''$  이고 각 파라미터 항은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\mu' &= \mu_0 + \frac{\mu_0 \omega_m \omega_0 [\omega_0^2 - \omega^2 (1 - \alpha_m^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha_m^2} \\
\mu'' &= \frac{\mu_0 \omega_m \omega \alpha_m [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha_m^2} \\
\chi' &= \frac{-\mu_0 \omega_m \omega [\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha_m^2} \\
\chi'' &= \frac{-2\mu_0 \omega_m \omega_0 \omega^2 \alpha_m}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha_m^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha_m^2}
\end{aligned} \tag{10}$$

여기서

$$\omega_m = -\gamma(4\pi M_s) \text{ [rad]}, \quad \omega_0 = -\gamma H_i \text{ [rad]}, \quad \alpha_m = -\frac{\gamma \Delta H}{2\omega} \text{ [rad]}$$

$$\gamma = -2.8 : \text{ [MHz/Oe]}$$

$$4\pi M_s : \text{ 페라이트의 자화율 [G]}$$

$$H_i : \text{ 페라이트 내부 바이어스 자계 [Oe]}$$

$$\Delta H : \text{ 선형 폭(히스테리시스 특성 곡선) [Oe]}$$

이다.

식(7)과 식(9)로부터

$$\mathbf{B} = \hat{\boldsymbol{\mu}} \mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mu & -j\chi & 0 \\ j\chi & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_r \\ H_\phi \\ H_z \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$= \begin{bmatrix} \mu H_r - j\chi H_\phi \\ j\chi H_r + \mu H_\phi \\ \mu_0 H_z \end{bmatrix}$$

이 된다.

식(5)~(8)로부터 스칼라 전계에 대한 Helmholtz 방정식은

$$\nabla^2 E_z + k_{eff}^2 E_z = 0 \quad (12)$$

이다. 여기서 실효 전파상수  $k_{eff}$ 는  $\omega^2 \epsilon \mu_{eff}$  이고, 실효투자율  $\mu_{eff}$ 는  $\frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu}$  이다.

식(5)에서  $H_\phi$ 와  $H_r$ 에 대한 미분방정식을 구하면

$$H_\phi = \frac{1}{j\omega(\mu^2 - \chi^2)} \left[ \frac{j\chi}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \mu \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (13)$$

$$H_r = \frac{1}{\omega(\mu^2 - \chi^2)} \left[ \frac{j\mu}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \chi \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (14)$$

이다. 식(13)와 (14)에서 실효투자율  $\mu_{eff}$ 을 이용하여  $H_\phi$ 와  $H_r$ 에 대한 식을 다시 정리하면 다음과 같다.

$$H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu_{eff}} \left[ \frac{j\chi}{\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (15)$$

$$H_r = \frac{1}{\omega\mu_{eff}} \left[ \frac{j}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \frac{\chi}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (16)$$

## 1. 중앙 원형 디스크 내의 전자계

평면형 서클레이터에 사용된 페라이트는 원형 중심에 있는 원형 디스크와  $N$ 개의 링구조를 갖는 환 디스크로 구성되고 원형 디스크 중심에서 외부 환 디스크로 이동함에 따라 첨자  $i$ 를 부여하여 해당 디스크의 순서를 표시한다. 원형 디스크와

각각의 환 디스크 영역은 소스가 없는 영역이므로 Helmholtz 방정식 (12)를 적용할 수 있다. 원형 좌표계에서 식(12)의 해는 방위각 변화와 Bessel 함수의 곱으로 주어진다.  $\phi$ 에 대한 해는  $e^{in\phi}$ 로 나타난다. Helmholtz 방정식 (12)는 원형 디스크가  $r=0$ 인 점을 포함하고 있기 때문에 정수 차수의 제1종 Bessel 함수  $J_n$ 으로 전개된다. 따라서 원형 디스크 내에서 전체 전계  $E_{z,0}$ 는 다음과 같이 중첩의 형태로 나타나게 된다.

$$E_{z,n,0} = a_{n,0} J_n(k_{eff,0} r) e^{in\phi} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} E_{z,0} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{z,n,0} \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n,0} J_n(k_{eff,0} r) e^{in\phi} \end{aligned} \quad (18)$$

계수  $a_{n,0}$ 는 Helmholtz 방정식을 만족하는 제1종 Bessel 함수의 계수이다. 자계에 대해서도 같은 방법을 적용하면

$$H_{\phi,0} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} -\frac{j}{\omega\mu_{eff,0}} a_{n,0} \times \left[ k_{eff,0} J_n'(k_{eff,0} r) - \frac{n\chi_0}{\mu_0} \frac{1}{r} J_n(k_{eff,0} r) \right] e^{in\phi} \quad (19)$$

가 된다. 여기서  $J_n'$ 는 제1종 Bessel 함수의 1차미분형이다.

식(18)과 (19)의 순환 과정을 쉽게 표현하고 간략화시키기 위하여 다음과 같은 기호를 정의한다.

$$C_{n,i}^{Ea}(r) \equiv J_n(k_{eff,i} r) \quad (20)$$

$$c_i \equiv -\frac{j}{\omega\mu_{eff,i}} \quad (21)$$

$$C_{n,i}^{Ha}(r) = c_i \left[ k_{eff,i} J_n'(k_{eff,i} r) - \frac{n\chi_i}{\mu_i} \frac{1}{r} J_n(k_{eff,i} r) \right] \quad (22)$$

여기서 사용한 아래첨자  $i$ 는 원형 디스크나 환 디스크를 나타내고  $n$ 은 Bessel 함수의 모드를 나타낸다. 그리고 위첨자에 표기한  $E_a$ 와  $H_a$ 는 각각 제1종 Bessel 함수와 관련된 수식을 의미하고  $E_b$ 와  $H_b$ 는 제2종 Bessel 함수와 관련된 수식을 의미한다. 원형 디스크 내부에서는 첨자  $i=0$ 이므로 식(18)과 (19)는 다음과 같이 된다.

$$E_{z,0} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n,0} C_{n,0}^{Ea}(r) e^{jn\phi} \quad (23)$$

$$H_{\phi,0} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n,0} C_{n,0}^{Ha}(r) e^{jn\phi} \quad (24)$$

## 2. 환 디스크 내의 전자계

원점을 포함하고 있지 않은 환 디스크의 경우 Helmholtz 방정식의 해는 제1종 Bessel 함수와 제2종 Bessel 함수의 합으로 전개된다. 따라서 전계에 대한 Helmholtz 방정식의 해는 다음과 같다.

$$E_{z,i} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n,i} J_n(k_{eff,i} r) + b_{n,i} Y_n(k_{eff,i} r)] e^{jn\phi}, \quad i=1,2,\dots,M \quad (25)$$

계수  $b_{n,i}$  는 식(20)과 같은 방법으로 정의한다.

$$C_{n,i}^{Eb}(r) \equiv Y_n(k_{eff,i} r) \quad (26)$$

식(26)을 식(25)에 적용하면 환 디스크 내부의 전개식 (25)는 다음과 같이 된다.

$$E_{z,i} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n,i} C_{n,i}^{Ea}(r) + b_{n,i} C_{n,i}^{Eb}(r)] e^{jn\phi}, \quad i = 1, 2, \dots, M. \quad (27)$$

환 디스크 내의 자계  $H_{\phi,i}$  성분은 식(27)을 식(15)에 대입하여 얻는다.

$$H_{\phi,i} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_i a_{n,i} \left[ k_{eff,i} J_n'(k_{eff,i} r) - \frac{n\chi_i}{\mu_i} \frac{1}{r} J_n(k_{eff,i} r) \right] e^{jn\phi} \quad (28)$$

$$+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_i b_{n,i} \left[ k_{eff,i} Y_n'(k_{eff,i} r) - \frac{n\chi_i}{\mu_i} \frac{1}{r} Y_n(k_{eff,i} r) \right] e^{jn\phi}$$

여기서  $Y_n$  은 제2종 Bessel 함수이고,  $Y_n'$  은 제2종 Bessel 함수의 1차 미분형이다. 식(22)에 정의한 방법으로 식(28)의 두 번째 항을 기호화한다.

$$C_{n,i}^{Hb}(r) = c_i \left[ k_{eff,i} Y_n'(k_{eff,i} r) - \frac{n\chi_i}{\mu_i} \frac{1}{r} Y_n(k_{eff,i} r) \right] \quad (29)$$

그러면 식(28)은 더 간략화하면 다음과 같다.

$$H_{\phi, i} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n,i} C_{n,i}^{Ha}(r) + b_{n,i} C_{n,i}^{Hb}(r)] e^{jn\phi} \quad (30)$$

### 3. 원형 디스크와 환 디스크들간의 경계조건

경계면의 경계조건은 3개의 형태가 있다. 첫번째 경계조건은 원형 디스크와 첫번째 환 디스크와의 경계부분에서 존재한다. 중심에서 특이값을 포함한 전계  $E_z$ 의 해는 제1종 Bessel 함수로 나타나고 첫번째 환 디스크에서의 해는 제1·2종 Bessel 함수의 합으로 나타난다. 이들 해들은 경계조건을 만족해야 한다. 첫번째 경계조건에서의 결과는 다음 경계면에 영향을 준다. 두번째 경계조건은 인접한 환 디스크간의 경계부분에서 존재한다. 환 디스크에서의 전계  $E_z$ 의 해는 제1·2종 Bessel 함수를 모두 포함하며 이들 방정식 간의 계수 정합이 이루어져야 한다. 그리고  $N$ 번째 환 디스크가 있을 경우  $N-1$  경계까지는 환 디스크간의 경계조건이 적용된다. 경계조건의 마지막 형태는  $N$ 번째 환 디스크와 서클레이터의 외부 경계면에서 존재한다. 이것은 페라이트 매질과 유전체로 둘러싸인 외부 매질의 경계이고 입·출력 단자에 대한 경계조건도 포함된다.

전체의 경계면 수는 원형 디스크와 환 디스크의 경계면, 환 디스크들간의 경계면 그리고  $N$ 번째 환 디스크의 최외각 경계면을 모두 포함하면  $N+1$  개가 된다. 원형 디스크는 반경  $r_0$ 를 갖는다. 각각의 환 디스크는 중심으로부터 반경  $r_i$ 를 갖고 각각 환 디스크들의 폭은  $\Delta r_i = r_{i,0} - r_{i,I}$ 가 된다. 여기에서 첨자 0 와 I는  $i$ 번째 환 디스크들의 외부와 내부 반경을 가리킨다.

각 경계면에서의 전자계 해석방법은 법선 성분의 쌍( $B_n, D_n$ )을 이용하거나 접선 성분의 쌍( $E_t, H_t$ )을 이용하는 방법이 있다. 본 논문에서는 경계면을 해석하기 위해 접선 성분의 쌍을 이용한다. 먼저 첫번째 경계면의 경계조건의 형태는

$$E_{z,0}(r_0) = E_{z,1}(r_{1,I}) \quad (31)$$

$$H_{\phi,0}(r_0) = H_{\phi,1}(r_{1,I}) \quad (32)$$

이다. 원형 디스크와 첫 번째 환 디스크의 경계조건을 만족하는 식(31)에 원형 디스크의 전개식 (23)과 환 디스크의 전개식 (27)을 대입하면

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n,0} C_{n,0}^{Ea}(r_0) e^{jn\phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n,1} C_{n,1}^{Ea}(r_{1,I}) + b_{n,1} C_{n,1}^{Eb}(r_{1,I})] e^{jn\phi} \quad (33)$$

이 된다. 그리고 같은 방법으로 식(32)에 원형 디스크의 자계식 (24)와 환 디스크의 자계식 (30)을 대입하면

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{n,0} C_{n,0}^{Ha}(r_0) e^{jn\phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n,1} C_{n,1}^{Ha}(r_{1,I}) + b_{n,1} C_{n,1}^{Hb}(r_{1,I})] e^{jn\phi} \quad (34)$$

가 된다. 이렇게 구한 식(33)과 (34)에 계수 비교법을 적용하면  $r_0$  와  $r_1$  의 경계면에 대한 계수들간의 관계식은 다음과 같이 나타난다.

$$a_{n,0} C_{n,0,D}^{Ea} = a_{n,1} C_{n,1,D}^{Ea} + b_{n,1} C_{n,1,D}^{Eb} \quad (35a)$$

$$a_{n,0} C_{n,0,D}^{Ha} = a_{n,1} C_{n,1,D}^{Ha} + b_{n,1} C_{n,1,D}^{Hb} \quad (35b)$$

아래첨자 D는 디스크의 반경  $D = r_0 = r_{1,I}$ 이다. 식(35)에서 계수간의 관계는 행렬계수 해법에 의하여 다음과 같이 계산된다.

$$a_{n,1} = \frac{\begin{vmatrix} C_{n,0,D}^{Ea} & C_{n,1,D}^{Eb} \\ C_{n,0,D}^{Ha} & C_{n,1,D}^{Hb} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,1,D}^{Ea} & C_{n,1,D}^{Eb} \\ C_{n,1,D}^{Ha} & C_{n,1,D}^{Hb} \end{vmatrix}} a_{n,0} \quad (36a)$$

$$b_{n,1} = \frac{\begin{vmatrix} C_{n,1,D}^{Ea} & C_{n,0,D}^{Ea} \\ C_{n,1,D}^{Ha} & C_{n,0,D}^{Ha} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,1,D}^{Ea} & C_{n,1,D}^{Eb} \\ C_{n,1,D}^{Ha} & C_{n,1,D}^{Hb} \end{vmatrix}} a_{n,0} \quad (36b)$$

행렬식의 분자와 분모 항을 문자로 나타내어 식(36)을 간단하게 표현할 수 있다.

$$M_{DA}^a = \begin{vmatrix} C_{n,0,D}^{Ea} & C_{n,1,D}^{Eb} \\ C_{n,0,D}^{Ha} & C_{n,1,D}^{Hb} \end{vmatrix} \quad (37a)$$

$$M_{DA}^b = \begin{vmatrix} C_{n,1,D}^{Ea} & C_{n,0,D}^{Ea} \\ C_{n,1,D}^{Ha} & C_{n,0,D}^{Ha} \end{vmatrix} \quad (37b)$$

$$D_i = \begin{vmatrix} C_{n,i,A}^{Ea} & C_{n,i,A}^{Eb} \\ C_{n,i,A}^{Ha} & C_{n,i,A}^{Hb} \end{vmatrix} \quad (38)$$

$$a_{n,1} = \frac{M_{DA}^a}{D_1} a_{n,0} \quad (39a)$$

$$b_{n,1} = \frac{M_{DA}^b}{D_1} a_{n,0} \quad (39b)$$

식(38)에서 아래 첨자 ( $i, A$ )는  $i$ 번째 환 디스크의 내부의 반경  $r_{i,I}$ 를 나타낸다.

$$r_{i,A} = r_{i,I} = r_i - \Delta r_i / 2 \quad (40)$$

전계의 접선 성분이 같으므로 환 디스크 간에는 다음 식이 성립한다.

$$E_{z,i}(r_{i,0}) = E_{z,i+1}(r_{i+1,I}) \quad (41)$$

$$H_{\phi,i}(r_{i,0}) = H_{\phi,i+1}(r_{i+1,I}) \quad (42)$$

환 디스크 내부의 전계식 (27)을 환 디스크간의 경계조건 결과식 (41)에 대입하면

$$\begin{aligned} a_{n,i} C_{n,i}^{Ea}(r_{i,0}) + b_{n,i} C_{n,i}^{Eb}(r_{i,0}) \\ = a_{n,i+1} C_{n,i+1}^{Ea}(r_{i+1,I}) + b_{n,i+1} C_{n,i+1}^{Eb}(r_{i+1,I}) \end{aligned} \quad (43)$$

이 된다. 식(43)과 같은 방법으로 환 디스크 내부의 자계식 (28)를 환간의 경계조건 결과식 (42)에 대입하면

$$\begin{aligned} a_{n,i} C_{n,i}^{Ha}(r_{i,0}) + b_{n,i} C_{n,i}^{Hb}(r_{i,0}) \\ = a_{n,i+1} C_{n,i+1}^{Ha}(r_{i+1,I}) + b_{n,i+1} C_{n,i+1}^{Hb}(r_{i+1,I}) \end{aligned} \quad (44)$$

가 된다. 여기서  $i$ 번째 환 디스크의 바깥쪽 반경  $r_{i,0}$ 을  $r_{i,i}$ 로 나타내고  $i+1$ 번째 환 디스크의 내부 반경  $r_{i+1,I}$ 는  $r_{i+1,i}$ 로 표현한다. 환 디스크 간의 경계조건 결과식 (43)과 (44)는 다음과 같다.

$$a_{n,i} C_{n,i,i}^{Ea} + b_{n,i} C_{n,i,i}^{Eb} = a_{n,i+1} C_{n,i+1,i}^{Ea} + b_{n,i+1} C_{n,i+1,i}^{Eb} \quad (45a)$$

$$a_{n,i} C_{n,i,i}^{Ha} + b_{n,i} C_{n,i,i}^{Hb} = a_{n,i+1} C_{n,i+1,i}^{Ha} + b_{n,i+1} C_{n,i+1,i}^{Hb} \quad (45b)$$

식(45)에서 계수간의 관계는 행렬 계수 해법에 의하여 다음과 같이 계산된다.

$$a_{n,i+1} = \frac{\begin{vmatrix} L_{n,i,i}^E & C_{n,i+1,i}^{Eb} \\ L_{n,i,i}^H & C_{n,i+1,i}^{Hb} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,i+1,i}^{Ea} & C_{n,i+1,i}^{Eb} \\ C_{n,i+1,i}^{Ha} & C_{n,i+1,i}^{Hb} \end{vmatrix}} \quad (46a)$$



$$b_{n,i+1} = \frac{\begin{vmatrix} C_{n,i+1,i}^{Ea} & L_{n,i,i}^E \\ C_{n,i+1,i}^{Ha} & L_{n,i,i}^H \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,i+1,i}^{Ea} & C_{n,i+1,i}^{Eb} \\ C_{n,i+1,i}^{Ha} & C_{n,i+1,i}^{Hb} \end{vmatrix}} \quad (46b)$$

가 된다. 여기서  $L_{n,i,i}^E$ ,  $L_{n,i,i}^H$  는

$$L_{n,i,i}^E = a_{n,i} C_{n,i,i}^{Ea} + b_{n,i} C_{n,i,i}^{Eb} \quad (47a)$$

$$L_{n,i,i}^H = a_{n,i} C_{n,i,i}^{Ha} + b_{n,i} C_{n,i,i}^{Hb} \quad (47b)$$

이다. 식(46)에서 행렬식의 분모항은 식(38)처럼 표현된다.

$$D_{i+1} = \begin{vmatrix} C_{n,i+1,i}^{Ea} & C_{n,i+1,i}^{Eb} \\ C_{n,i+1,i}^{Ha} & C_{n,i+1,i}^{Hb} \end{vmatrix} \quad (48)$$

식(38)~(40)에서 사용하였던 첨자  $A$ 와  $i$ 번째 환 디스크의 외부 반경  $r_{i,0}$ 의 첨자 0는 첨자  $i$ 로 대체하고  $i+1$ 번째 환 디스크의 내부 반경  $r_{i+1,I}$ 의 첨자 I는 첨자  $i$ 로 바꾼다. 따라서 환 디스크간의 필드 계수  $a_{n,i+1}$ 과  $b_{n,i+1}$ 은 다음과 같다.

$$a_{n,i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \begin{vmatrix} L_{n,i,i}^E & C_{n,i+1,i}^{Eb} \\ L_{n,i,i}^H & C_{n,i+1,i}^{Hb} \end{vmatrix} \quad (49a)$$

$$b_{n,i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \begin{vmatrix} C_{n,i+1,i}^{Ea} & L_{n,i,i}^E \\ C_{n,i+1,i}^{Ha} & L_{n,i,i}^H \end{vmatrix} \quad (49b)$$

식(49)는 순방향 순환정보를 환 디스크의  $L_{n,i,i}^E$ 와  $L_{n,i,i}^H$ 항에 포함하고 있다. 식(47)을 (49)에 대입하면 순방향 전파 순환 정보를 얻을 수 있다. 위 식의 결과를 쓰면

$$a_{n,i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \{ [C_{n,i+1,i}^{Hb} C_{n,i,i}^{Ea} - C_{n,i+1,i}^{Eb} C_{n,i,i}^{Ha}] a_{n,i} + [C_{n,i+1,i}^{Hb} C_{n,i,i}^{Eb} - C_{n,i+1,i}^{Eb} C_{n,i,i}^{Hb}] b_{n,i} \} \quad (50a)$$

$$b_{n,i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \{ [C_{n,i+1,i}^{Ea} C_{n,i,i}^{Ha} - C_{n,i+1,i}^{Ha} C_{n,i,i}^{Ea}] a_{n,i} + [C_{n,i+1,i}^{Ea} C_{n,i,i}^{Hb} - C_{n,i+1,i}^{Ha} C_{n,i,i}^{Eb}] b_{n,i} \} \quad (50b)$$

가 된다. 식(50a)와 (50b)에서 대괄호 안의 각각의 항은  $i+1$ 과  $i$ 번째 환 디스크를 연결해 주는 항이다. 그 항들을 다음과 같이 정의한다.

$$\alpha_a(i+1, i) = C_{n, i+1, i}^{Hb} C_{n, i, i}^{Ea} - C_{n, i+1, i}^{Eb} C_{n, i, i}^{Ha} \quad (51a)$$

$$\beta_a(i+1, i) = C_{n, i+1, i}^{Hb} C_{n, i, i}^{Eb} - C_{n, i+1, i}^{Eb} C_{n, i, i}^{Hb} \quad (51b)$$

$$\alpha_b(i+1, i) = C_{n, i+1, i}^{Eb} C_{n, i, i}^{Ha} - C_{n, i+1, i}^{Ha} C_{n, i, i}^{Ea} \quad (51c)$$

$$\beta_b(i+1, i) = C_{n, i+1, i}^{Ea} C_{n, i, i}^{Hb} - C_{n, i+1, i}^{Ha} C_{n, i, i}^{Eb} \quad (51d)$$

식(51)을 환 디스크 간의 경계조건 결과식 (50)에 대입하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$a_{n, i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \{ \alpha_a(i+1, i) a_{n, i} + \beta_a(i+1, i) b_{n, i} \} \quad (52a)$$

$$b_{n, i+1} = \frac{1}{D_{i+1}} \{ \alpha_b(i+1, i) a_{n, i} + \beta_b(i+1, i) b_{n, i} \} \quad (52b)$$

식(52)는 인접하는 환 디스크간의 경계조건을 만족하는 해이다. 따라서 첫 번째 환에서부터 마지막 환까지 순차적으로 적용된다.

마지막 최외각 경계조건은  $i=N$  번째 환 디스크와 서큘레이터의 외부영역의 경계  $r=R$ 에서 나타난다. 여기에 디바이스 단자가 연결되고 페라이트 매질에서 외부 유전체 매질로 에너지가 전달된다. 경계면  $r=R$ 에서의 경계 조건은 Dirichlet 경계조건을 적용한다. 입·출력 단자 영역에서는 자계가 존재하나 그 외의 영역에서는 0이 된다. 3단자를 갖는 평면형 서큘레이터의 경우에 경계조건은 다음과 같다.

$$H_\phi^{Per}(R, \phi) = \begin{cases} H_a & ; \phi_a - \Delta\phi_a/2 < \phi < \phi_a + \Delta\phi_a/2 \\ H_b & ; \phi_b - \Delta\phi_b/2 < \phi < \phi_b + \Delta\phi_b/2 \\ H_c & ; \phi_c - \Delta\phi_c/2 < \phi < \phi_c + \Delta\phi_c/2 \\ 0 & ; \text{그외 영역} \end{cases} \quad (53)$$

여기서 위 첨자  $Per$ 는 최외각 영역을 나타낸다. 마지막 환 디스크의 최외각 경계조건 식(53)을  $(-\pi, \pi)$ 영역에서 1차원 Fourier 급수로 표현하면 다음과 같다.

$$H_\phi^{Per}(R, \phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{jm\phi} \quad (54)$$

식(54)의 양변에  $e^{-jn\phi}$ 를 곱한 후 적분을 하면

$$\int_{-\pi}^{\pi} e^{jm\phi} e^{-jn\phi} d\phi = \begin{cases} 2\pi; & m=n \\ 0; & m \neq n \end{cases} \quad (55)$$

가 된다. 식(54)와 (55)를 이용하여 n차 계수로 확장하면

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H_{\phi}^{Per}(R, \phi) e^{-jn\phi} d\phi \quad (56)$$

이 된다. Fourier 급수로 전개된 마지막 환 디스크 자계식 (54)와  $i=N$ ,  $r=R$ 일 때 Bessel 함수로 전개된 마지막 환 디스크의 자계식 (30)은 일치해야 한다. 마지막 환 디스크의 자계식을 다시 쓰면

$$H_{\phi, N} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_{n, N} C_{n, N}^{Ha}(R) + b_{n, N} C_{n, N}^{Hb}(R)] e^{jn\phi} \quad (57)$$

과 같다.  $H_{\phi}^{Per}(R, \phi)$ 와  $H_{\phi, N}$ 가 같으므로 Fourier 변환 함수의 직교성을 이용하면 다음의 결과를 얻는다.

$$\begin{aligned} A_n &= a_{n, N} C_{n, N}^{Ha}(R) + b_{n, N} C_{n, N}^{Hb}(R) \\ &= a_{n, N} C_{n, N, R}^{Ha} + b_{n, N} C_{n, N, R}^{Hb} \end{aligned} \quad (58)$$

경계조건으로부터 얻은 결과식의 해 (39)와 (52)에서 다음의 관계를 얻어낼 수 있다.

$$a_{n, N} = a_{n, N}(\text{recur}) a_{n, 0} \quad (59a)$$

$$b_{n, N} = b_{n, N}(\text{recur}) a_{n, 0} \quad (59b)$$

여기서 식(52)의  $a_{n, N}(\text{recur})$ 와  $b_{n, N}(\text{recur})$ 의 값은  $N-1$  번째까지 식(39)를 순차적으로 반복 적용하여 얻은 결과이다. 그리고  $a_{n, N}$ 과  $b_{n, N}$ 의 값을 찾기 위해  $a_{n, 0}$ 을 구한다. 식(59)와 (58)을 이용하여  $a_{n, 0}$ 에 대해 풀면 다음 결과를 얻는다.

$$a_{n, 0} = \frac{A_n}{a_{n, N}(\text{recur}) C_{n, N, R}^{Ha} + b_{n, N}(\text{recur}) C_{n, N, R}^{Hb}} \quad (60)$$

식(60)에서 우변 항의 모든 값들은 알고 있기 때문에  $a_{n, 0}$ 을 결정할 수 있다.  $a_{n, 0}$ 가 결정되면 모든 환 디스크에서의 필드의 순환과정이 쉽게 해결된다. 이 과정은 식(53)의  $A_n$ 에 포함된 강제함수의 특수해를 이끌어 낸다. 또한  $A_n$ 과  $E_z(r, \phi)$  그리고 경계면 필드  $H_{\phi c}(R, \phi)$ 의 관계에서 그린 함수를 찾을 수 있다.

### Ⅲ. 순환 그린 함수

#### 1. 원형 디스크 내부의 그린함수

원형 디스크 내부의 전자계 필드를 먼저 결정한 후 환 디스크 순서로 전자계 필드가 결정되고 마지막으로 가장 바깥쪽의 환 디스크 외부 경계의 필드가 결정된다. 식(60)의 결과를 원형 디스크의 전개식 (23)에 대입하면 원형 디스크 내부의 임의 지점( $r, \phi$ )에 대한 3개의 필드 성분을 구할 수 있다.

$$E_{z,0}(r, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A_n}{a_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Ha} + b_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Hb}} \quad (61)$$

마지막 환 디스크의 최외각 경계면에서 전개식은 식(3)처럼 델타 함수를 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$H_{\phi}^{Per}(R, \phi) = \sum_{q=1}^{N_{Trp}} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \delta(\phi - \phi_q) \Delta \phi_q \quad (62)$$

여기서  $N_{Trp}$ 는 마지막 환 디스크와 외부가 연결된 단자 영역의 수를 가리킨다. 식(56)에 식(62)를 대입하고 적분 연산자와 합 연산자의 순서를 바꾸면 다음과 같다.

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^{N_{Trp}} \int_{-\pi}^{\pi} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \delta(\phi - \phi_q) \Delta \phi_q e^{-jn\phi} d\phi \quad (63)$$

식(63)의 우변항에 대한 적분을 수행하면

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^{N_{Trp}} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \Delta \phi_q e^{-jn\phi_q} \quad (64)$$

가 된다. 식(64)를 원형 디스크의 전개분포에 대한 식(61)에 대입을 하면

$$E_{z,0}(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sum_{q=1}^{N_{Trp}} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \Delta \phi_q e^{-jn\phi_q}}{a_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Ha} + b_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Hb}} \times C_{n,0}^{Ea}(r) e^{jn\phi} \quad (65)$$

가 된다. 식(65)에서  $\phi$  변화에 대한 합 연산자와 단자의 합 연산자의 순서를 바꾸면

$$E_{z,0}(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^{N_{Trp}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_{n,0}^{Ea}(r)}{a_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Ha} + b_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Hb}} \times e^{-jn\phi_q} e^{jn\phi} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \Delta \phi_q \quad (66)$$

이 된다. 식(66)의 우변 항을 간략히 하기 위해 분모 항을 다른 문자로 치환한다.

$$\gamma_{n,N} = a_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Ha} + b_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N,R}^{Hb} \quad (67)$$

식(67)을 식(66)에 대입하면

$$E_{z,0}(r, \phi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^{N_{Trp}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_{n,0}^{Ea}(r)}{\gamma_{n,N}} e^{-jn\phi_q} e^{jn\phi} H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \Delta \phi_q \quad (68)$$

이 된다. 최외각의 경계면에 나타나는 자계의 표현식 (2)를 다시 쓰면

$$H_{\phi_c}(R, \phi') = H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q) \quad (69)$$

가 되고 식(68)에서 단자의 쪽에 대한  $\Delta \phi$ 의 변화에 극한을 취하여 그런 함수를 얻을 수 있다.

$$G_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi_q) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_{n,0}^{Ea}(r)}{\gamma_{n,N}} e^{-jn\phi_q} e^{jn\phi} \quad (70)$$

전계  $E_{z,0}(r, \phi)$ 는 식(70)의 그린함수와  $H_{\phi}^{Per}(R, \phi_q)$ 의 곱으로 나타나고, 이 연산에 적용된 합 연산자는 적분연산자로부터 얻는다.

$$\int_{-\pi}^{\pi} [ ] d\phi \rightarrow \sum_{q=1}^{N_{Trp}} [ ] \Delta \phi_q \quad (71)$$

최외각 경계면에서의 전자계식에서 델타함수의 특성을 이용하여 구한 전계식 (4)를 다시 쓰면 다음과 같다.

$$E_{z,0}(r, \phi) = \int_{-\pi}^{\pi} G_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi') H_{\phi_c}(R, \phi') d\phi' \quad (72)$$

식(72)에서 식(71)처럼 적분 연산자를 합 연산자 형태로 표현하면

$$E_{z,0}(r, \phi) = \sum_{q=1}^{N_{Trp}} G_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi_q) H_{\phi_c}(R, \phi_q) \Delta \phi_q \quad (73)$$

이 된다. 필드  $H_{\phi_c}(R, \phi)$ 는 서큘레이터 내부의 페라이트 영역에서 상수처럼 사

용된다. 따라서  $H_{\phi_c}(R, \phi)$ 는 식(72)에서 입·출력 단자 수  $N_{Trp}$ 만 고려한다. 식(72)의 적분식을 합 연산자로 변환하려면 적분영역을 입·출력 단자 영역과 그 외의 영역으로 구분 해야한다.

$$\int_{-\pi}^{\pi} [\ ] d\phi \rightarrow \sum_{q=1}^{N_{Trp}^d} [\ ] \Delta\phi_q + \sum_{v=1}^{N_{Trp}^c} \int_{\phi_v - \Delta\phi_v/2}^{\phi_v + \Delta\phi_v/2} [\ ] d\phi \quad (74)$$

여기서  $N_{Trp}^d$ 는 입·출력 단자 수를 나타내고  $N_{Trp}^c$ 는 입·출력 단자 사이의 호의 수를 나타낸다. 식(74)는 적분 항을 합 연산자로 표현하는데 조금 더 정확한 근사식이 된다. 전체의 단자 수  $N_{Trp}$ 는 다음과 같다.

$$N_{Trp} = N_{Trp}^d + N_{Trp}^c \quad (75)$$

식(74)를 원형 디스크의 전계식 (73)에 적용하면 다음과 같다.

$$E_{z,0}(r, \phi) = \sum_{q=1}^{N_{Trp}^d} G_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi_q) H_{\phi_c}(R, \phi_q) \Delta\phi_q + \sum_{v=1}^{N_{Trp}^c} H_{\phi_c}(R, \phi_v) \int_{\phi_v - \Delta\phi_v/2}^{\phi_v + \Delta\phi_v/2} G_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi') d\phi' \quad (76a)$$

$N_{Trp}^d$ 와  $N_{Trp}^c$ 의 값은  $N_{Trp}^d \geq 1$ 과  $N_{Trp}^c = 0$ 이거나 혹은  $N_{Trp}^d = 0$ 과  $N_{Trp}^c \geq 1$ 중 하나를 선택한다. 식(76a)에서 첫 번째 항은 입·출력 단자 영역에 대한 것이고 두 번째 항은 입·출력 단자 사이의 호 영역에 대한 것이다. 결과적으로 호 영역에 대한 전계식을 찾는다면

$$E_{z,0}(r, \phi) = \sum_{v=1}^{N_{Trp}^c} \bar{G}_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi_v) H_{\phi_c}(R, \phi_v) \Delta\phi_v \quad (76b)$$

가 된다. 따라서 수정된 그린 함수의 표현은

$$\bar{G}_{EH}^{z\phi}(r, \phi; R, \phi_v) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C_{n,0}^{Ea}(r)}{\gamma_{n,N}} \bar{I}_n^v e^{in\phi} \quad (77)$$

이다. 여기서

$$\bar{I}_n^v = \frac{I_n^v}{\Delta\phi_v} \quad (78)$$

$$I_n^v = \int_{\phi_v - \Delta\phi_v/2}^{\phi_v + \Delta\phi_v/2} e^{-jn\phi'} d\phi' = \frac{2}{n} \sin\left(n \frac{\Delta\phi_v}{2}\right) e^{-jn\phi_v} \quad (79)$$

이다.

## 2. 최외각 환 디스크의 경계의 그린함수

원형 디스크에서의 전계를 구하는 과정에서 식(67)을 찾은 것과 같은 방법으로 환 디스크의 전계식 (27)을 이용하여 마지막 환 디스크에서 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\gamma_{n,N}^{ze} = a_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N}^{Ea}(R) + b_{n,N}(\text{recur}) C_{n,N}^{Eb}(R) \quad (80)$$

여기서 첨자  $ze$  는 축방향의 전계항을 나타낸다. 식(80)의 정규화된 값을 다음과 같이 규정한다.

$$\bar{\gamma}_{n,N}^{pq} = \frac{\gamma_{n,N}^{pq}}{\gamma_{n,N}^{\phi h}} \quad (81)$$

여기서,  $p = z, \phi$ 이고  $q = e, h$ 이다.

식(80)와 (81)에 정의된 식들을 마지막 환 디스크에서 최외각 영역의 전계를 구하는 식(76a)와 (76b)에 적용하면 다음과 같다.

$$E_{z,N}(R, \phi) = \sum_{q=1}^{N_{Trp}^d} G_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q) H_{\phi c}(R, \phi_q) \Delta \phi_q + \sum_{v=1}^{N_{Trp}^d} G_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_v) H_{\phi c}(R, \phi_v) \Delta \phi_v \quad (82)$$

여기서

$$G_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{\gamma}_{n,N}^{z\phi} e^{-jn\phi_q} e^{jn\phi} \quad (83)$$

$$\bar{G}_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_v) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{\gamma}_{n,N}^{z\phi} \bar{I}_n^v e^{jn\phi} \quad (84)$$

이다.

### 3. 3단자 회로에 대한 산란 행렬

서클레이터를 해석하기 위해 입·출력 단자 영역과 호 영역으로 나누어 계산한다. 입·출력 단자가 3개인 소자로 제한할 경우  $N_{Trp}^d = N_{Trp}^c = 3$  이다. 즉 식 (82)를 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E_{z,N}(R, \phi) = \sum_{q=1}^3 \widetilde{G}_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q) \times H_{\phi_c}(R, \phi_q) \Delta \phi_q \quad (85)$$

여기서

$$\widetilde{G}_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q) = \begin{cases} G_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q); & \text{입·출력} \\ G_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q); & \text{호} \end{cases} \quad (86)$$

이다. 마지막 환 디스크의 최외각 전계의 표현식 (85)와 그린 함수 표현식 (86)에서  $\Delta \phi_q$ 가 일정하다면

$$\widetilde{\widetilde{G}}(\phi; \phi_q) = \widetilde{G}_{EH,N}^{z\phi}(R, \phi; R, \phi_q) \Delta \phi_q \quad (87)$$

처럼 그린 함수와  $\Delta \phi_q$ 를 같이 표현할 수 있다. 식(87)의 결과를 최외각 경계의 전계식 (85)에 대입하면 다음과 같이 된다.

$$E_{z,N}(R, \phi) = \widetilde{\widetilde{G}}(\phi, \phi_a)H_a + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi, \phi_b)H_b + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi, \phi_c)H_c \quad (88)$$

여기서 아래첨자  $q$ 와 관련하여 첨자  $a$ 는 입력단자,  $b$ 는 출력단자 그리고  $c$ 는 아이슬레이션 단자를 가리킨다. 식(88)에서 각각의 첨자는 시계방향으로  $q = a, b, c$ 를 표시하고, 방위각은  $\phi = \phi_q$ 로 놓는다. 또한  $H_q$ 는  $H_{\phi_c}(R, \phi_q)$ 를 줄여 쓴 표현이다. 각각의 입·출력 단자의 전계에 대해 식(88)을 적용하고 최외각 경계의 전계식  $E_{z,N}(R, \phi)$ 를  $E_z^q$ 로 표현하면

$$E_z^a = \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_a, \phi_a)H_a + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_a, \phi_b)H_b + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_a, \phi_c)H_c \quad (89a)$$

$$E_z^b = \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_b, \phi_a)H_a + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_b, \phi_b)H_b + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_b, \phi_c)H_c \quad (89b)$$

$$E_z^c = \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_c, \phi_a)H_a + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_c, \phi_b)H_b + \widetilde{\widetilde{G}}(\phi_c, \phi_c)H_c \quad (89c)$$

가 된다. 출력 단자  $b$ 와 아이슬레이션 단자  $c$ 가 완전히 정합된 상태에서 전송선에



서 부정합된 입력 단자 a로 입력 신호가 들어온다고 가정하면 다음의 관계를 찾을 수 있다.

$$E_{z(in)}^a \neq E_z^a \quad (90a)$$

$$H_{\phi(in)}^a \neq H_{\phi}^a \quad (90b)$$

$$E_{z(out)}^b = E_z^b \quad (91a)$$

$$H_{\phi(out)}^b = H_{\phi}^b \quad (91b)$$

$$E_{z(out)}^c = E_z^c \quad (92a)$$

$$H_{\phi(out)}^c = H_{\phi}^c \quad (92b)$$

여기서 사용된 첨자들은 서큘레이터의 입·출력 단자와 전송 선로의 경계영역에서 신호의 전파방향을 나타낸다. a, b, c 영역의 특성 임피던스는 다음과 같다.

$$\frac{E_{z(in)}^a}{H_{a(in)}} = Z_a \quad (93a)$$

$$\frac{E_{z(out)}^b}{H_{b(out)}} = -Z_b \quad (93b)$$

$$\frac{E_{z(out)}^c}{H_{c(out)}} = -Z_c \quad (93c)$$

여기서 부호는 서큘레이터에서 입·출력되는 에너지의 방향을 나타낸다. 그리고 전송선로와 서큘레이터의 입·출력 단자에서 입·출력되는 신호에 대한 산란 행렬은 다음과 같다.

$$E_z^a = (1 + S_{11})E_{z(in)}^a \quad (94a)$$

$$H_{\phi}^a = (1 - S_{11})H_{\phi(in)}^a \quad (94b)$$

$$S_{21} = \frac{E_{z(out)}^b}{E_{z(in)}^a} \quad (95)$$

$$S_{31} = \frac{E_{z(out)}^c}{E_{z(in)}^a} \quad (96)$$

산란행렬에 관한 식(91)~(96)을 다시 정리하면

$$E_z^a = \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} Z_a H_a \quad (97a)$$

$$S_{21} = (1+S_{11}) \frac{E_z^b}{E_z^a} \quad (97b)$$

$$S_{31} = (1+S_{11}) \frac{E_z^c}{E_z^a} \quad (97c)$$

$$\frac{E_z^b}{H_b} = -Z_b \quad (98a)$$

$$\frac{E_z^c}{H_c} = -Z_c \quad (98b)$$

가 된다. 입력 필드  $E_{z(in)}^a$  가 1일 때 이 값을 식(94a), (97a)에 대입하면 입력 산란행렬이 결정된다.

$$E_z^a = 1 + S_{11} \quad (99)$$

$$\frac{Z_a H_a}{1 - S_{11}} = 1 \quad (100)$$

식(99)와 (100)을 결합하면

$$E_z^a = 2 - Z_a H_a \quad (101)$$

이 된다. 식(98)과 (101)을 식(89)에 대입하고 전체 E를 소거하면 H 필드식 3개가 만들어진다. 식(89)의  $\vec{G}(\phi_a, \phi_a)$ 는  $G_{aa}$ 로 표기한다.

$$\begin{aligned} 2 - Z_a H_a &= G_{aa} H_a + G_{ab} H_b + G_{ac} H_c \\ -Z_b H_b &= G_{ba} H_a + G_{bb} H_b + G_{bc} H_c \\ -Z_c H_c &= G_{ca} H_a + G_{cb} H_b + G_{cc} H_c \end{aligned} \quad (102)$$

식(102)를 다시 쓰면

$$\begin{aligned} (G_{aa} + Z_a) H_a + G_{ab} H_b + G_{ac} H_c &= 2 \\ G_{ba} H_a + (G_{bb} + Z_b) H_b + G_{bc} H_c &= 0 \\ G_{ca} H_a + G_{cb} H_b + (G_{cc} + Z_c) H_c &= 0 \end{aligned} \quad (103)$$

이 된다. 식(103)의 H 필드에 대한 해를 구하면

$$H_a = \frac{1}{D_p} \begin{vmatrix} 2 & G_{ab} & G_{ac} \\ 0 & (G_{bb} + Z_b) & G_{bc} \\ 0 & G_{cb} & (G_{cc} + Z_c) \end{vmatrix} \quad (104a)$$

$$= \frac{2}{D_p} [(G_{bb} + Z_b)(G_{cc} + Z_c) - G_{bc}G_{cb}]$$

$$H_b = \frac{1}{D_p} \begin{vmatrix} (G_{aa} + Z_a) & 2 & G_{ac} \\ G_{ba} & 0 & G_{bc} \\ G_{ca} & 0 & (G_{cc} + Z_c) \end{vmatrix} \quad (104b)$$

$$= \frac{2}{D_p} [G_{ba}(G_{cc} + Z_c) - G_{bc}G_{ca}]$$

$$H_c = \frac{1}{D_p} \begin{vmatrix} (G_{aa} + Z_a) & G_{ab} & 2 \\ G_{ba} & (G_{bb} + Z_b) & 0 \\ G_{ca} & G_{cb} & 0 \end{vmatrix} \quad (104c)$$

$$= \frac{2}{D_p} [G_{ba}G_{cb} - (G_{bb} + Z_b)G_{ca}]$$

가 된다. 여기에서 행렬식  $D_p$ 는 다음과 같다.

$$D_p = \begin{vmatrix} (G_{aa} + Z_a) & G_{ab} & G_{ac} \\ G_{ba} & (G_{bb} + Z_b) & G_{bc} \\ G_{ca} & G_{cb} & (G_{cc} + Z_c) \end{vmatrix} \quad (105)$$

따라서 H 필드를 이용하여 산란행렬을 구할 수 있고, 식(101)에 의해 E 필드도 구할 수 있다. 식(97)~(100)을 이용하여 산란 행렬을 구하면 다음과 같다.

$$S_{11} = 1 - Z_a H_a \quad (106a)$$

$$S_{21} = E_z^b = -Z_b H_b \quad (106b)$$

$$S_{31} = E_z^c = -Z_c H_c \quad (106c)$$

$S_{11}$ 은 입력 단자에서의 반사계수,  $S_{21}$ 은 입력 단자에서 출력 단자로 에너지가 전달되는 특성을 나타내는 전송계수이고  $S_{31}$ 은 입력 단자에서 아이슬레이션 단자로 에너지가 전달되는 특성을 나타낸 전송계수이다. 그리고 다른 의미로  $S_{11}$ 은 반사 손실,  $S_{21}$ 은 삽입 손실,  $S_{31}$ 은 아이슬레이션 손실로 쓰인다.

## IV. 서클레이터 설계 및 고찰

### 1. 서클레이터 해석

순환 그린함수 기법을 적용한 2장, 3장에서의 결과식은 3개의 입·출력단자를 갖는 마이크로스트립과 스트립라인으로 구성된 서클레이터를 해석하는데 사용된다. 디스크의 반경이 동일 할 때 본 논문에서 표현된  $\bar{\gamma}_{n,N}^{z\phi}$ 의 해는 Bosma 논문의 해와 동일하다. 원형 디스크의 반경  $r_0$ 와 한 개의 환 디스크의 반경  $r_1$ 을 서로 같게 설정하고 다른 환 디스크가 없다면 서로 다른 두 개의 디스크는 단일 디스크의 경우가 된다. 식(81)에서 하나의 환 디스크에 대하여

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}_{n,1} &= \frac{\gamma_{n,1}}{\gamma'_{n,1}} \\ \gamma_{n,1} &= a_{n,1} (\text{recur}) C_{n,1,0}^{Ea} + b_{n,1} (\text{recur}) C_{n,1,0}^{Eb} \\ \gamma'_{n,1} &= a_{n,1} (\text{recur}) C_{n,1,0}^{Ha} + b_{n,1} (\text{recur}) C_{n,1,0}^{Hb} \\ a_{n,1} (\text{recur}) &= \frac{M_{01}}{D_1} = \frac{\begin{vmatrix} C_{n,0,0}^{Ea} & C_{n,1,1}^{Eb} \\ C_{n,0,0}^{Ha} & C_{n,1,1}^{Hb} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,1,1}^{Ea} & C_{n,1,1}^{Eb} \\ C_{n,1,1}^{Ha} & C_{n,1,1}^{Hb} \end{vmatrix}} \\ b_{n,1} (\text{recur}) &= \frac{M_{02}}{D_1} = \frac{\begin{vmatrix} C_{n,1,1}^{Ea} & C_{n,0,0}^{Ea} \\ C_{n,1,1}^{Ha} & C_{n,0,0}^{Ha} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} C_{n,1,1}^{Ea} & C_{n,1,1}^{Eb} \\ C_{n,1,1}^{Ha} & C_{n,1,1}^{Hb} \end{vmatrix}} \end{aligned} \quad (107)$$

이 되고 여기에서 기호의 표현은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_{n,1,0}^{Ea} &= J_n(k_{eff,1} r_1) \\ C_{n,1,0}^{Eb} &= Y_n(k_{eff,1} r_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_{n,1,O}^{Ha} &= c_1 \left[ k_{eff,1} J_n'(k_{eff,1} r_1) - \frac{n x_1}{\mu_1 r_1} J_n(k_{eff,1} r_1) \right] \\
C_{n,1,O}^{Hb} &= c_1 \left[ k_{eff,1} Y_n'(k_{eff,1} r_1) - \frac{n x_1}{\mu_1 r_1} Y_n(k_{eff,1} r_1) \right] \\
C_{n,0,O}^{Ea} &= J_n(k_{eff,0} r_0) \\
C_{n,1,I}^{Eb} &= Y_n(k_{eff,1} r_0) \\
C_{n,1,I}^{Ea} &= J_n(k_{eff,1} r_0) \\
C_{n,0,O}^{Ha} &= c_0 \left[ k_{eff,0} J_n'(k_{eff,0} r_0) - \frac{n x_0}{\mu_{i=0} r_0} J_n(k_{eff,0} r_0) \right] \\
C_{n,1,I}^{Hb} &= c_1 \left[ k_{eff,1} Y_n'(k_{eff,1} r_0) - \frac{n x_1}{\mu_1 r_0} Y_n(k_{eff,1} r_0) \right] \\
C_{n,1,I}^{Ha} &= c_1 \left[ k_{eff,1} J_n'(k_{eff,1} r_0) - \frac{n x_1}{\mu_1 r_0} J_n(k_{eff,1} r_0) \right] \\
c_m &= \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_{eff,m}} \tag{108}
\end{aligned}$$

여기서  $r_1 = r_0 = r$ ,  $k_{eff,1} = k_{eff,0} = k_{eff}$ ,  $c_1 = c_0 = c$  로 대치하고  $x = k_{eff} r$  을 위 식들에 대입하면  $M_{02} = 0$  이 된다. 또한  $M_{01}$  은 Wronskian의 식을 포함한다.

$$W \{ J_n(x), Y_n(x) \} = J_n(x) Y_n'(x) - Y_n(x) J_n'(x) = \frac{2}{\pi x}$$

$M_{01}$  은 0이 아닌 상수이므로 이것을 통해 다음의 식을 이끌어 낼 수 있다.

$$\bar{\gamma}_{n,1} = \frac{j \omega \mu_0 \mu_{eff}}{k_{eff}} \frac{J_n(x)}{\left[ J_n'(x) - \frac{n x}{\mu x} J_n(x) \right]} \tag{109}$$

Bosma의 실효 파동 임피던스  $Z_{eff} = \frac{\omega \mu_0 \mu_{eff}}{k_{eff}}$  을 이용하면  $\bar{\gamma}_{n,1}$  은 다음과 같다.

$$\bar{\gamma}_{n,1} = j Z_{eff} \frac{J_n(x)}{\left[ J_n'(x) - \frac{n x}{\mu x} J_n(x) \right]} \tag{110}$$

이것은 Bosma 논문의 결과 표현과 일치한다.

## 2. 서클레이터 설계

### (1) 서클레이터 반경 결정

본 논문은 Bosma 논문에서 제시한 방법을 이용하여 설계하였다. 먼저 마이크로스트립 서클레이터 설계에 앞서 스트립라인 서클레이터를 설계한다. 실제 디스크 구조에서 반경에 대한 공진 주파수는

$$R = \frac{x_{1,1}}{2\pi\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (111)$$

이다. 여기서  $x_{1,1}$ 은 방정식  $J_n'(x) \pm \frac{J_n(x)}{x} = 0$ 의 근이다. 그러나 바이어스 장이 가해지면 페라이트 매질의 투자율  $\mu_r$ 의 값은 텐서량 값을 갖게 되고 이 값은 공진 주파수에 대한 디스크 반경을 작게 한다. 이러한 텐서량을 고려하기 위해 실효 투자율  $\mu_{eff}$  값을 추가하여 반경을 다시 계산하면

$$R = \frac{x_{1,1}\lambda}{2\pi\sqrt{\mu_{eff}\epsilon}} = \frac{x_{1,1}\lambda}{2\pi\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\frac{H_i}{H_i + 4\pi M_s}} \quad (112)$$

가 된다.

마이크로스트립 서클레이터는 프링징(fringing) 필드를 고려하여 스트립라인 구조에서 설계한 반경에 7.5% 정도 작게 설계한다.

### (2) 페라이트 매질 결정

페라이트는  $MO \cdot Fe_2O_3$ 의 분자식으로 구성된 스피넬 구조를 가지며, 금속원소 ( $Ni$ ,  $Mg$ ,  $Mn$  등)에 따라 그 명칭이 결정된다. 즉  $M$ 이 니켈이면 니켈 페라이트라 부른다. 희토류 원소인 Yttrium이 주요한 원소인 YIG(Yttrium Iron Garnet)는 페라이트와 같은 결정 구조를 갖는 garnet이며, 특성 또한 spinel 페라이트와 유사하기 때문에 많이 사용된다. 페라이트 매질의 선정은 평면형 서클레이터를 설계하는데 가장 중요하다. 페라이트 선정에서 고려할 사항으로 RF 전

력 범위, 필요한 삽입 손실, 희망하는 온도 범위, 서큘레이터의 동작 주파수와 대역폭이 있다.

공진 모드와 공진 모드보다 낮은 모드를 피하기 위해 포화 자화는 페라이트가 전체적으로 자기로 바이어스되도록 선택되어야 한다. 이러한 조건을 만족하는 조건은 다음의 결과로부터 찾을 수 있다.

$$4\pi M_s < \frac{\omega}{\gamma} - H_{app} \quad (113)$$

여기에서  $H_{app}$  는 선택되어진 매질과 연계된 비등방성 필드이다. 통상적으로  $H_{app}$  는 100 Oe의 값이다. 포화 자화의 최대 이용 가능한 값은 주파수에 대해 선형적으로 변하는 부분이다.

### (3) 도체판 결정

서큘레이터에서 사용되는 일반적인 금속들은 알루미늄, 구리, 은, 황동, 강철이다. 금속을 선택하는 경우에 고려해야할 사항으로는 비용, 제작 용이성, 전기적 전도도, 열 전도도, 무게 그리고 자기 특성이 있다.

서큘레이터 지그는 비용이 저렴하고, 제작이 쉽고, 가볍고, 높은 전도도를 가지면서 자성을 띠지 않는 알루미늄이 가장 많이 사용된다. 도체판으로 사용되는 특수 합금은 매우 부드럽고, 평평한 표면으로 쉽게 가공할 수 있는 금속들 중의 하나이다. 낮은 삽입 손실이 필요한 틀(housing)은 은과 같은 높은 전도도를 갖는 금속이나 합금을 사용한다. 합금의 두께는 표피 깊이(skin depth)의 다섯 배를 하면 된다. 같은 축을 갖는 서큘레이터의 중앙 도체는 매우 우수한 전기적 전도도와 쉬운 가공도 또는 에칭도(etchability)를 갖고 있는 것이 필요하다. 그리고 금속은 RF 커넥터와 연결되기 위해 납땜을 해야 한다. 가격과 쉬운 가공도, 도체의 두께가 주요 고려사항이라면 황동을 사용하고, 에칭도를 주로 고려해야 한다면 구리를 사용하는 것이 좋다. 만일 삽입 손실이 중요한 사항이라면 중앙 도체는 은으로 도금한다. 냉각 압연된 강철은 자석 끝, 자계 차단, 다른 자기 회로의 구성요소로 일반적으로 사용된다. 강철은 녹을 방지하기 위해 합금처리한다.

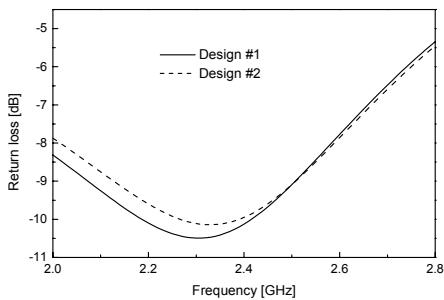
### 3. 계산결과 및 고찰

#### (1) 단일 페라이트일 경우의 특성

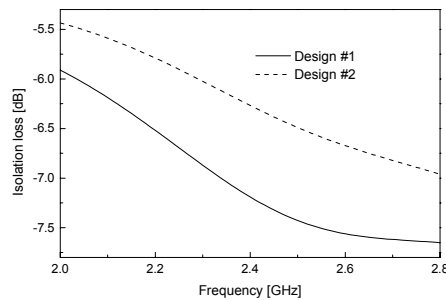
Table 1은 Design #1과 #2의 매질 파라미터와 인가된 바이어스 자계의 세기를 나타낸 표이다. 서로 같은 페라이트 매질을 Design #1과 #2에 적용했다. 그리고 인가한 바이어스 자계를 다르게 설정했다. 인가된 바이어스의 세기가 달라지면 페라이트 공진기의 투자율 향이 바뀌게 되어 반경이 변하게 된다. Design #1인 경우 입·출력 및 아이솔레이션 단자 폭은 6 mm, 디스크 반경은 7.4 mm 이고 Design #2인 경우에는 단자의 폭이 6 mm, 디스크 반경 7.5 mm이다. 인가된 바이어스 세기가 증가하면 이로 인해 투자율 값이 감소하고 반경이 증가하였다. 이 두가지 설계치에 대한 특성을 비교할 때 달라진 파라미터가 많기 때문에 직접 비교하기란 어렵다. 반경의 크기와 단자의 폭을 고정시켰을 때 바이어스 세기가 초기 값에서 높은 값으로 변한다면 공진주파수는 설정되었던 주파수보다 낮아진다.

Table 1. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

	Design #1	Design #2
$H_{app}$ [Oe]	2995	3280
$4\pi M_s$ [G]	870	870
$\Delta H$ [Oe]	186	186
$\epsilon_r$	15.4	15.4

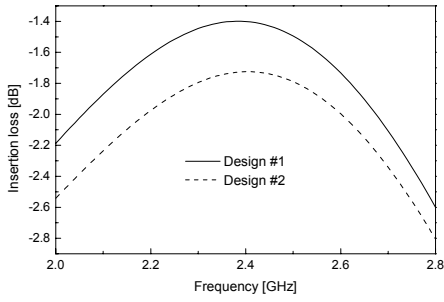


(a)

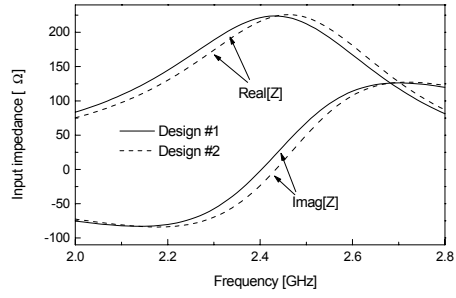


(b)





(c)



(d)

Fig. 2 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 1. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Fig. 2에서 실선은 Design #1의 계산된 결과 특성을 나타내고 점선은 Design #2의 계산된 결과 특성을 나타낸 것이다. Fig. 2의 산란행렬 특성을 보면 인가된 바이어스의 세기가 2995 Oe에서 3280 Oe로 증가할 때 마이크로스트립 서큘레이터의 공진주파수는 20 MHz정도 상향되었다. 그리고 이 때의 손실은 공진주파수를 기준으로 비교하였을 때 0.3 dB정도 증가하였다. Fig. 3(d)에서 바이어스 자계가 강해지면 입력 임피던스의 변화는 실수부에서  $2\Omega$  정도 차이가 났다.

Table 2는 Design #3와 #4에서 사용된 페라이트 매질 규격과 인가한 바이어스 자계를 나타낸 표이다. Design #3과 #4에서는 Design #1과 #2와 같은 방식을 적용하고 페라이트 매질을 다른 것으로 변경하였다. Design #3인 경우 입·출력 및 아이솔레이션 단자 폭은 6.5 mm, 디스크 반경은 7.5 mm이고 Design #4인 경우에는 단자의 폭이 5 mm, 디스크 반경 7.8 mm이다.

Table 2. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

	Design #3	Design #4
$H_{app}$ [Oe]	2760	3100
$4\pi M_s$ [G]	800	800
$\Delta H$ [Oe]	48	48
$\epsilon_r$	14.6	14.6

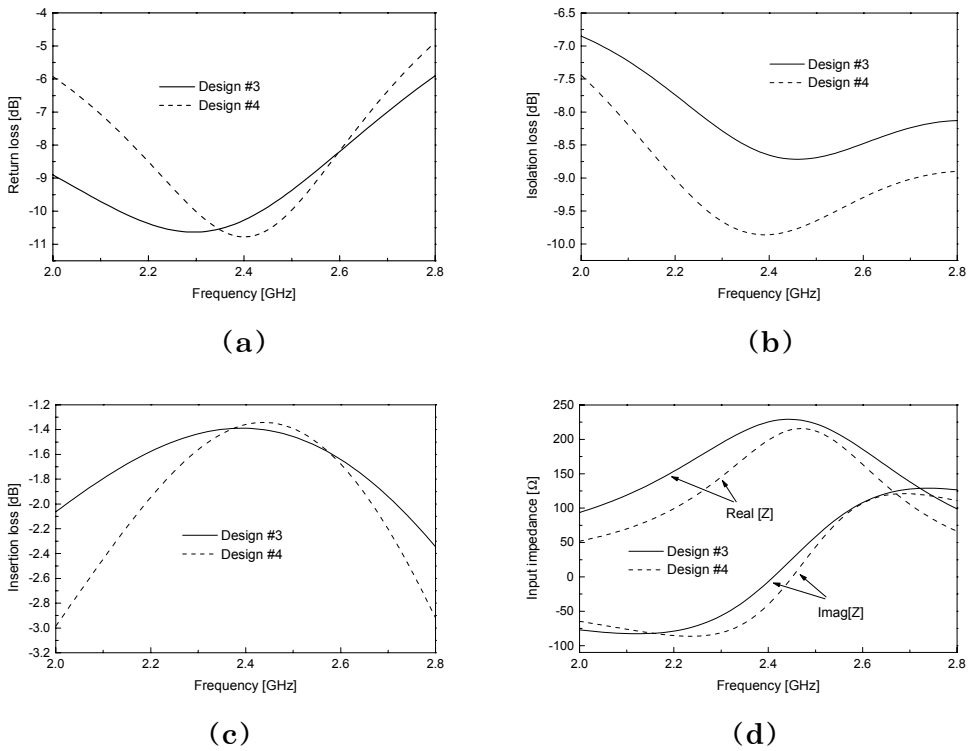


Fig. 3 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 2. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Fig. 3은 Table 2와 같이 매질과 바이어스 자계가 설정되었을 때 나타나는 산란 행렬 및 입력 임피던스 특성을 나타낸 그래프이다. Fig. 3에서 산란행렬의 특성을 살펴보면 인가된 자계가 세어짐에 따라 공진주파수는 100 MHz 정도 상향되었고 삽입손실은 0.14 dB 정도 감소하였다. 대역폭은 인가된 자계의 세기가 증가할 때 대역폭은 절반으로 줄어들었다. Fig. 3(d)에서 바이어스 세기가 증가한 것의 의해 입력 임피던스의 실수부는  $0.14\Omega$ 으로 감소하였다. 산란 행렬에서는 100 MHz 정도의 공진주파수가 이동하였지만 입력 임피던스에서 공진주파수는 50 MHz 밖에 이동하지 않았다. 산란행렬에서 얻은 공진주파수와 입력 임피던스에서 얻은 공진주파수가 일치되지 않음을 볼 수 있다.

(2) 페라이트 매질이 2개로 이루어진 경우의 특성

Table 3은 페라이트 디스크가 원형 디스크와 한 개의 환 디스크로 이루어진 경우에 각각의 페라이트 매질규격과 인가된 바이어스를 나타낸 표이다.

Table 3. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

	Design #5	Design #6	Design #7
$H_{app}$ [Oe]	3280	3280	3280
$4\pi M_s$ ① n=0	870	870	870
[G] ② n=1	800	1000	1200
$\Delta H$ ① n=0	186	186	186
[Oe] ② n=1	48	48	48
$\epsilon_r$ ① n=0	15.4	15.4	15.4
② n=1	14.6	14.7	14.8

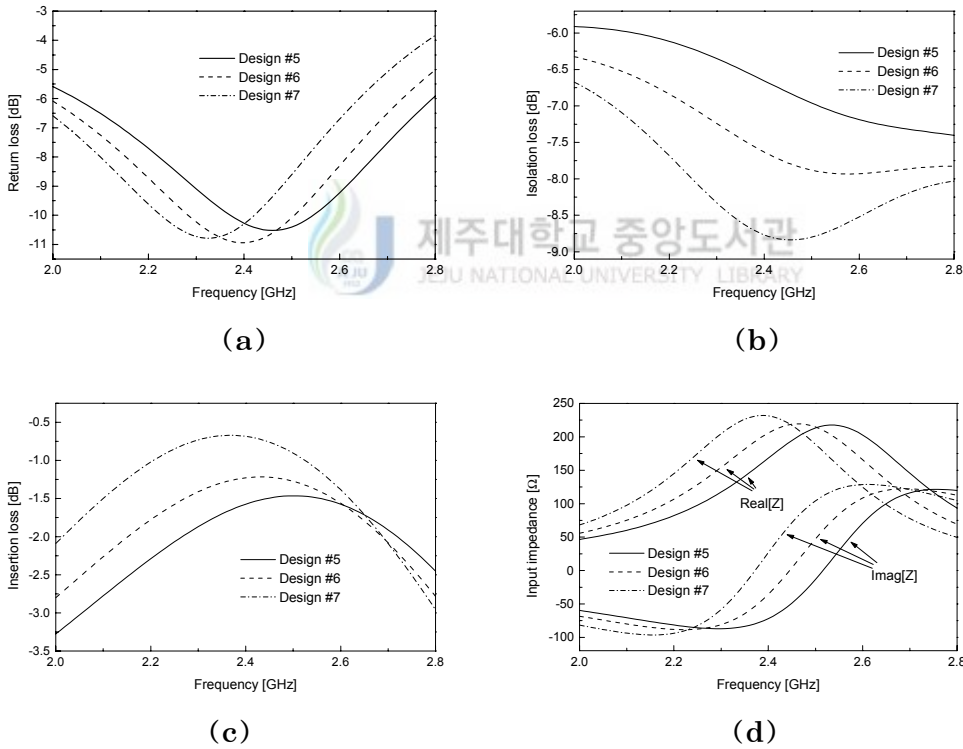


Fig. 4 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 3. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Design #5와 #6과 #7의 원형 디스크는 동일한 페라이트매질을 설정했고 마이크로스트립 서큘레이터의 반경은 7.6 mm, 입·출력 단자 폭은 5 mm, 인가한 바이어스 자계는 3280 Oe로 설정하였다. Fig. 4에서는 원형 디스크의 페라이트 매질을 기준으로 환 디스크의 매질특성에 따른 변화를 확인 할 수 있다. Fig. 4(a)의 반사손실 그래프를 보면 공진주파수는 환 디스크의 포화자화도 값이 각각 800 G, 1000 G, 1200 G일 때 각각에 대해 2.47 GHz, 2.4 GHz, 2.32 GHz로 나타났다. 포화자화도가 증가함에 따라 공진주파수는 700 MHz 씩 하향되었다. 그리고 반사손실은 매질 각각 10.49 dB, 10.94 dB, 10.78 dB로 나타났다. 반사손실은 포화자화도에 비례하지 않음을 알 수 있다. 최대 반사손실을 얻기 위해서는 원형 디스크의 포화자화도 보다 환 디스크의 포화자화도가 조금 큰 값을 선택한다. Fig. 4(b)는 아이솔레이션 단자의 특성을 나타낸 그래프이다. 환 디스크의 포화자화도가 증가함에 따라 공진주파수는 하향되었고 아이솔레이션 손실은 증가했다. Fig. 4(c)는 삽입손실 특성을 나타낸 그래프이다. 여기에서 나타나는 공진주파수의 위치는 각각 2.5 GHz, 2.43 GHz, 2.37 GHz로 나타났다. 이 결과는 반사 손실에서 나타난 결과와 차이가 있음을 보여준다. 포화자화도에 따라 삽입 손실은 1.46 dB, 1.22 dB, 0.67 dB로 나타났다. 그리고 포화자화도가 증가함에 따라 대역폭은 감소했다. Fig. 4(d)는 Table. 3의 설정에 의해 계산된 입력 임피던스의 실수부와 허수부의 그래프이다. 환 디스크의 포화자화도가 증가함에 따라 입력 임피던스의 실수항의 임피던스가 2Ω씩 증가하였다. Design #5에서 2.53 GHz일 때 최대 217Ω을 가졌다.

### (3) 페라이트 매질이 3개로 이루어진 경우의 특성

Table 4. 는 페라이트 매질이 3개인 경우에 각각 설정된 매질과 바이어스를 나타낸 표이다. 마이크로스트립 서큘레이터는 원형 디스크와 두 개의 환 디스크로 구성되었다. 여기서 서큘레이터의 반경 크기는 7.6 mm, 입·출력 단자의 폭은 5 mm이다. Design #8과 #9에서 원형 디스크와 두 번째 환 디스크는 동일하게 하고 첫 번째 환 디스크를 다르게 설정한 경우이다. 각 디스크의 반경은 서큘레이터의 반경 크기를 균등하게 3등분 하였다.

Table 4. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

		Design #8	Design #9
$H_{app}$ [Oe]		3280	3280
$4\pi M_s$ [G]	① n=0	870	870
	② n=1	550	1000
	③ n=2	1200	1200
$\Delta H$ [Oe]	① n=0	186	186
	② n=1	48	48
	③ n=2	48	48
$\epsilon_r$	① n=0	15.4	15.4
	② n=1	14.3	14.7
	③ n=2	14.8	14.8

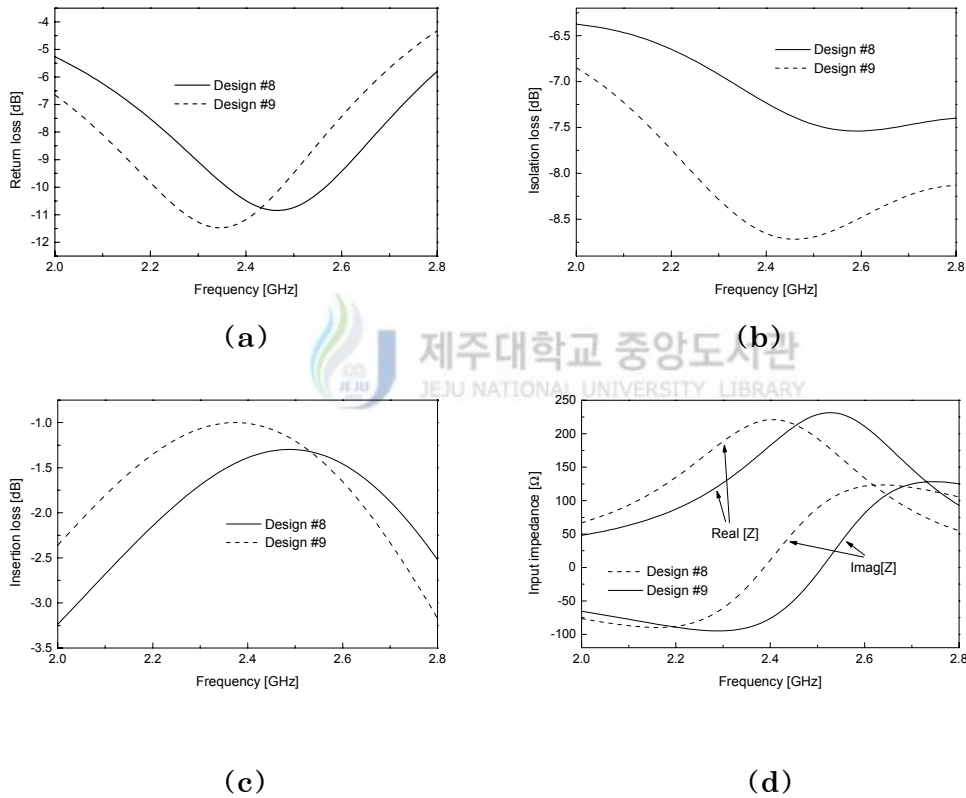


Fig. 5 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 4. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Fig. 5는 Table 4에 설정된 값을 토대로 계산된 산란행렬과 입력 임피던스를 나타낸 그래프이다. 첫 번째 환 디스크의 포화자화도에 따라 공진주파수는 2.47 GHz, 2.35 GHz 이다. 이 결과로 공진주파수가 하향되고 있음을 확인할 수 있고 원형 디스크와 하나의 환 디스크로 이루어진 마이크로스트립 서큘레이터의 경우에 나타난 특성과 일치하였다. 그리고 하나의 환 디스크만 사용했을 경우보다 두 개의 환 디스크를 이용하였을 때 특성은 더 개선됐다. 먼저 손실 특성을 살펴보면 반사 손실은 공진주파수에서 10.84 dB, 11.47 dB 이고, 삽입 손실은 1.29 dB, 0.99 dB로 나타났고 대역폭이 조금 넓어 졌다. 공진주파수를 결정하는데 환 디스크 하나를 갖고 조정하는 것보다는 두 개의 환 디스크를 통해 조정하면 조정할 수 있는 범위가 넓어진다. Fig. 5(d)에서 입력 임피던스의 실수 값은 231 $\Omega$ , 220  $\Omega$ 이고 입력 임피던스는 첫 번째 환 디스크의 포화자화도가 증가함에 따라 낮아지는 것을 확인하였다.

Table 5는 페라이트 공진기가 원형 디스크와 두 개의 환 디스크로 이루어졌을 때 매질 설정과 바이어스에 자계에 대한 값을 나타낸 표이다. Table 4에서 설정되었던 방식과 유사하다. Design #10과 #11에서 바뀐 부분은 첫 번째 환 디스크의 매질은 동일한 값으로 고정시키고 두 번째 환 디스크의 매질은 다른 값으로 설정한다. 서큘레이터의 반경은 7.6 mm, 단자의 폭은 5 mm이고 인가한 바이어스 자계는 3280 Oe 이다.

Table 5. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

		Design #10	Design #11
$H_{app}$ [Oe]		3280	3280
$4\pi M_s$ [G]	① n=0	870	870
	② n=1	1600	1600
	③ n=2	550	800
$\Delta H$ [Oe]	① n=0	186	186
	② n=1	66	66
	③ n=2	48	48
$\epsilon_r$	① n=0	15.4	15.4
	② n=1	15.1	15.1
	③ n=2	14.3	14.6

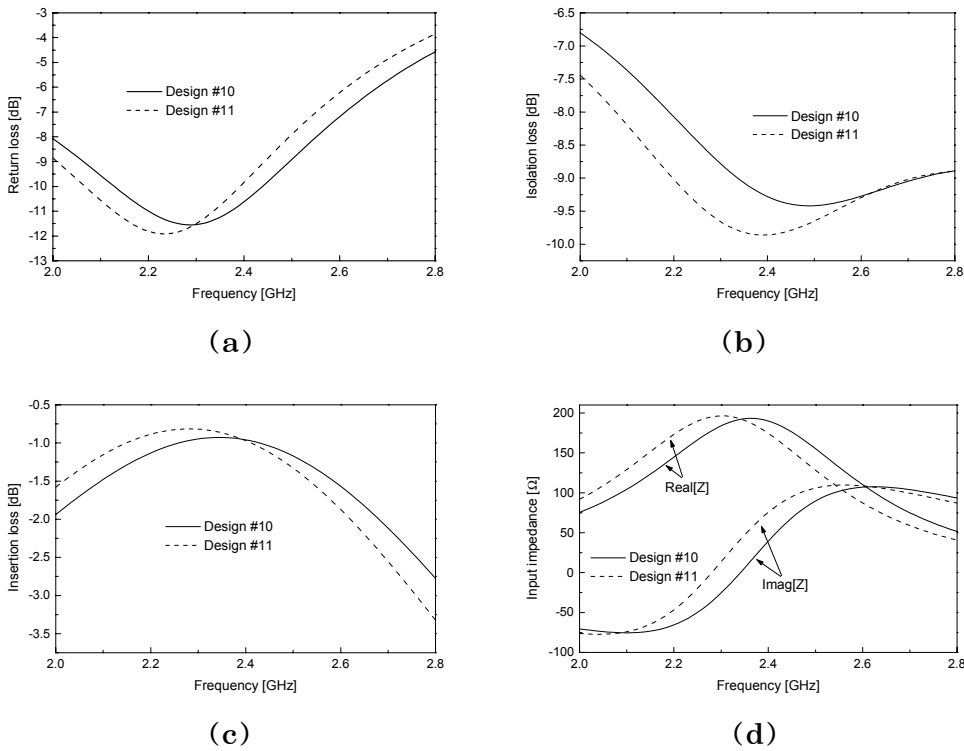


Fig. 6 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 5. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

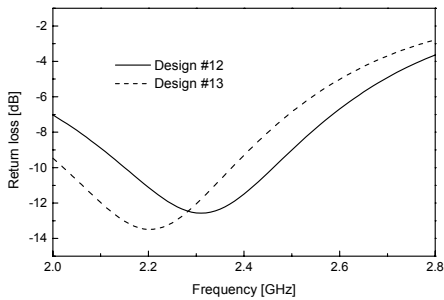
Fig. 6은 Table 5의 Design #10과 #11의 설계치를 토대로 계산된 산란행렬과 입력 임피던스 특성을 나타낸 그래프이다. Fig. 6(a)는 반사 손실을 나타낸 그래프이고 두 번째 페라이트 매질에 따른 공진주파수는 2.3 GHz, 2.24 GHz이고 반사 손실은 11.5 dB, 11.9 dB로 나타났다. 이 결과는 Table 4를 바탕으로 한 결과와 비교해 보면 변화하는 형태가 비슷하다. 그리고 고정된 매질을 사용한 환 디스크의 포화자화도가 1200 G에서 1600 G로 증가되었을 때 서큘레이션 특성이 개선되었음을 알 수 있다. Fig. 6(b)는 아이슬레이션 손실을 나타낸 그래프이다. Table 5의 Design #10과 #11 순으로 공진주파수는 2.49 GHz, 2.39 GHz였고 이 때의 손실은 9.42 dB, 9.86 dB였다. Fig. 6(c)는 삽입 손실을 나타낸 그래프로 공진주파수는 각각 2.34 GHz, 2.28 GHz로 나타났고 공진주파수에서의 삽입 손실은 0.93 dB, 0.81 dB 였다. Fig. 6(d)는 Table 5

의 매질 설정에 따른 입력 임피던스의 변화를 나타낸 그래프이다. 입력 임피던스의 공진주파수는 각각 2.37 GHz, 2.3 GHz로 나타났고 입력 임피던스의 실수의 값은 193 $\Omega$ , 196 $\Omega$ 으로 나타나 입력 임피던스가 증가하였다. Table 4의 경우에 계산된 결과는 입력 임피던스가 감소했었는데 지금은 증가한 형태로 나타났다. 이것은 내부 환 디스크와 외부 환 디스크의 관계에서 내부 환디스크의 포화자화도를 크게 하면 입력임피던스는 증가하고 외부 환 디스크의 포화자화도를 크게 하면 입력 임피던스는 작아짐을 알 수 있다.

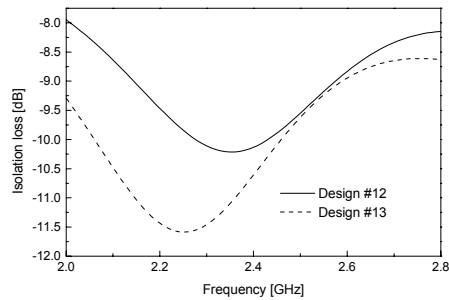
Table 6에서는 Table 5에서 고정시켰던 내부 환 디스크의 매질을 외부 환 디스크의 매질로 바꾸고 내부의 환 디스크 매질을 변화를 주어 확인한다. 여기서 마이크로스트립 서클레이터의 반경은 7.6 mm, 입·출력 단자의 폭은 5 mm이다.

Table 6. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

	Design #12	Design #13
$H_{app}$ [Oe]	3280	3280
$4\pi M_s$ [G]		
① n=0	870	870
② n=1	800	1200
③ n=2	1600	1600
$\Delta H$ [Oe]		
① n=0	186	186
② n=1	48	48
③ n=2	66	66
$\epsilon_r$		
① n=0	15.4	15.4
② n=1	14.6	14.8
③ n=2	15.1	15.1

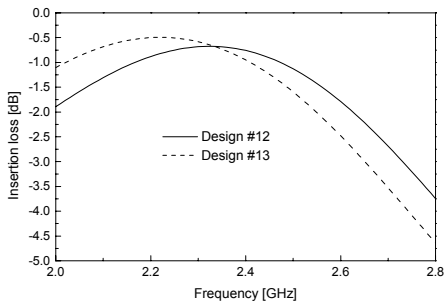


(a)

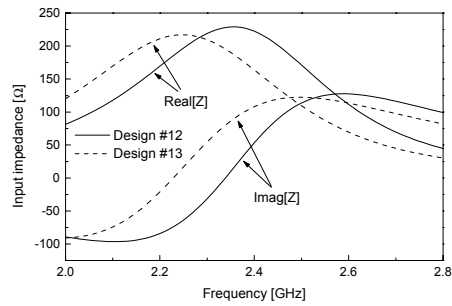


(b)





(c)



(d)

Fig. 7 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 6. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Fig. 7(a)는 반사손실을 나타낸 그래프이다. 공진주파수는 2.31 GHz, 2.2 GHz로 나타났고 공진주파수에서의 반사손실은 12.57 dB, 13.48 dB였다. 환 디스크의 포화자화도가 증가하면 공진주파수는 하향되지만 특성은 더 개선되었다. Fig. 7(b)는 아이솔레이션 손실을 나타내는 그래프이다. 내부 환 디스크의 포화자화도에 따라 공진주파수는 각각 2.35 GHz, 2.25 GHz로 나타났고 공진주파수에서의 손실은 10.21 dB, 11.58 dB로 나타났다. Fig. 7(c)는 삽입손실을 나타내는 그래프이다. 이 결과에서 공진주파수는 2.36 GHz, 2.22 GHz로 나타났고 공진주파수에서의 손실은 0.69 dB, 0.49 dB로 나타났다. 여기서 Design #12와 앞에서 살펴보았던 Design #11을 비교하면 환 디스크가 내부와 외부가 서로 바뀌어진 설정 상태이다. 공진주파수는 Design #12가 Design #11보다 70 MHz 정도 더 높다. 그리고 Design #12에서 반사 손실은 0.67 dB, 아이솔레이션 손실은 2.71 dB 각각 증가 했고, 삽입 손실은 0.12 dB 감소했다. 입력임피던스에서 본 공진주파수는 2.36 dB, 2.25 dB이고, 공진주파수에서의 입력임피던스의 실수부는  $229\Omega$ ,  $217\Omega$ 이다. 여기서 Design #11과 Design #12를 비교해 보면 임피던스는  $33\Omega$  정도 Design #12가 높다.

원형디스크와 두 개의 환 디스크로 구성된 마이크로스트립 서큘레이터는 설계할 때 외부 환 디스크의 포화자화도를 큰 것을 지정하는 것이 좋은 특성을 갖는다. 지금까지의 결과를 토대로 원형디스크와 내부 환 디스크의 매질을 고정하여 그대로

사용하고 외부 환 디스크의 매질의 포화자화도를 증가 시켜 특성을 확인하였다.

Table 7. Ferrite specification and the bias  $H_{app}$  field

		Design #14	Design #15	Design #16
$H_{app}$ [Oe]		3280	3280	3280
$4\pi M_s$ [G]	① $n=0$	870	870	870
	② $n=1$	400	400	400
	③ $n=2$	1600	1850	1950
$\Delta H$ [Oe]	① $n=0$	186	186	186
	② $n=1$	45	45	45
	③ $n=2$	84	15	20
$\epsilon_r$	① $n=0$	15.4	15.4	15.4
	② $n=1$	14.1	14.1	14.1
	③ $n=2$	15.1	14.8	15.0

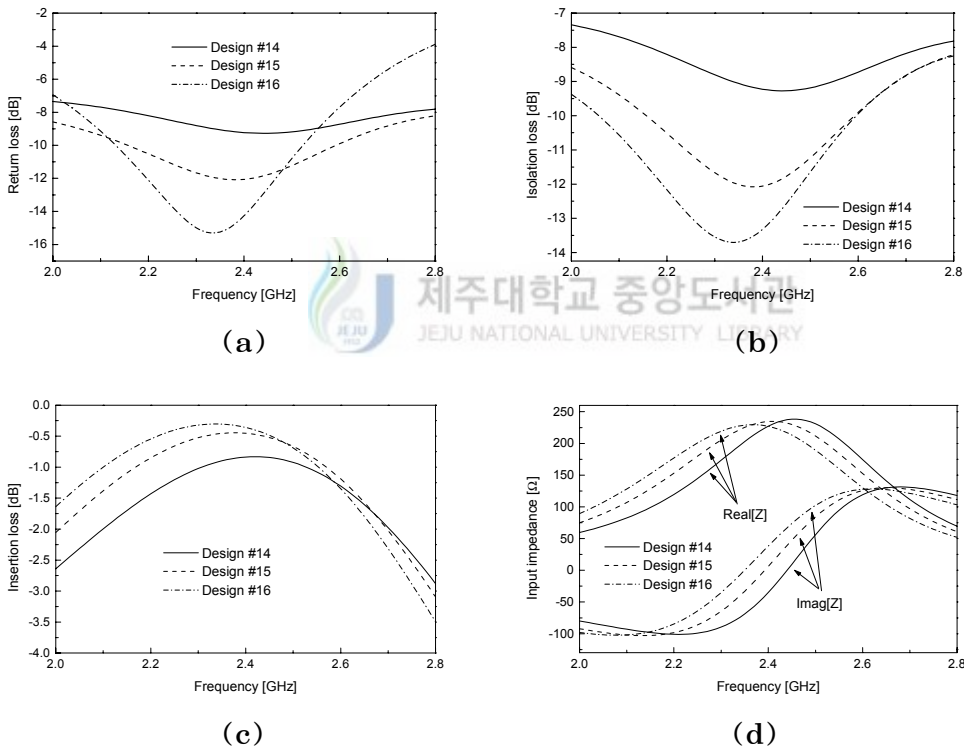


Fig. 8 Scattering parameter and input impedance calculated by RGF according to Table 7. (a) return loss (b) isolation loss (c) insertion loss (d) input impedance

Table 7은 원형 디스크와 내부 환 디스크의 매질을 고정시킨 상태에서 외부 환 디스크의 매질의 포화자화도를 2000G 영역까지 증가시켜 특성을 확인할 수 있도록 만들어진 매질 특성과 인가된 바이어스 자계를 나타낸 규격표이다. Fig. 8은 Table 7의 설정을 적용하여 계산된 산란행렬과 입력 임피던스 특성을 나타낸 그래프이다. Fig. 8에서 실선은 Design #14의 계산된 결과 특성을, 점선은 Design #15의 계산된 결과 특성을, 일점 쇄선은 Design #16의 계산된 결과 특성을 나타낸다. 환 디스크의 포화자화도가 증가함에 따라 나타나는 특성은 Table 1~6의 결과와 동일하게 나타났다. Fig. 8(a)는 반사 손실을 나타낸 그래프이고 반사 손실에서 나타난 공진주파수는 각각 2.45 GHz, 2.39 GHz, 2.33 GHz이고 이 때의 반사손실 값은 9.27 dB, 12.07 dB, 15.3 dB였다. Fig. 8(b)는 아이솔레이션 손실을 나타낸 그래프이고 그래프에서 확인된 공진주파수는 2.45 GHz, 2.39 GHz, 2.34 GHz이고, 이 때의 손실크기는 9.27 dB, 12.07 dB, 13.7 dB였다. Fig. 8(c)는 삽입 손실을 나타낸 그래프이다. 여기서 나타난 공진주파수는 각각 2.42 GHz, 2.37 GHz, 2.33 GHz이고 이 때의 손실 값은 0.83 dB, 0.44 dB, 0.3 dB였다. Fig. 8(d)에서 입력임피던스에 공진주파수는 2.46 GHz, 2.41 GHz, 2.36 GHz이고 입력임피던스의 실수부는 각각 238Ω, 234Ω, 229Ω였다. 모든 결과를 종합할 때 Design #16에서 가장 특성이 좋은 결과를 얻었다. 인가한 바이어스자계의 세기는 3280 [Oe]이고 페라이트 매질은 G\_1003, G\_400, TTZ1950을 사용하였다. 각각의 페라이트 매질 특성은 Table 8에 나타내었다. Trans-Tech사에서 제작되어 판매하는 페라이트 매질을 이용하여 최적의 마이크로스트립 비균일 페라이트 공진기의 설계치를 얻었다. 반경은 7.6 mm, 입·출력 단자 폭은 5 mm, 인가한 바이어스 자계는 3280 Oe였다. 각 디스크의 반경은 서클레이터의 반경을 균등하게 3등분하였다.

Table 8. Ferrite specification

	n=0(G-1003)	n=1(G-400)	n=2(TTZ1950)
$4\pi M_s$ [G]	870	400	1950
$\Delta H$ [Oe]	186	45	20
$\epsilon_r$	15.4	14.1	15.0

이때 통과 대역 내에서 반사 손실은 14.3 dB였고, 삽입 손실은 0.36 dB, 아이

슬레이션 손실은 13.4 dB로 나타났다. 대역폭은 통과대역의 삽입 손실을 1 dB로 했을 경우 대역폭은 500 MHz정도 였다.



## V. 결 론

본 연구에서는 마이크로스트립 구조의 서큘레이터에 대한 동작원리와 설계에 필요한 기본 이론들을 다루었다. 외부에서 인가되는 직류 자계 와 단자의 결합각을 조절하여 원하는 주파수 대역의 서큘레이션 조건을 찾았다.

먼저 스트립라인 구조에 대한 설계를 하고 설계된 반경 크기에 0.925배를 하면 마이크로스트립 구조의 공진 디스크 반경 크기가 결정된다. 이 때 입·출력 단자의 폭은 고정하였다. 설계된 구조에서 원형 디스크와 환 디스크가 하나 또는 두 개로 구성될 때 디스크 매질의 특성에 따라 서큘레이션 특성이 어떻게 달라지는 지 확인하였다. 원형 디스크와 환 디스크가 하나인 경우 환의 포화 자화도가 증가하면 공진 주파수와 대역폭이 증가함을 알 수 있었다. 그러나 대역폭이 증가한 대신 삽입 손실이 증가하였다. 원형 디스크와 환 디스크가 두 개로 구성된 경우 디스크의 포화 자화도가 원형 디스크에서 외부 환 디스크로 순서대로 증가하는 경우와 감소하는 경우에 대한 공진 주파수의 변화는 환 디스크가 하나인 경우와 비슷한 특성을 얻을 수 있었다. 설계시 이러한 특성을 이용하여 환 디스크 중 하나는 원형 디스크의 포화자화도 보다 작게하고 나머지 하나는 크게하여 공진 주파수의 위치를 설계하고자 하는 위치로 조정할 수 있었다. Trans-Tech사에서 제작되어 판매하고 있는 페라이트 제품을 이용하여 최적인 설계치를 얻었다. 반경은 7.6 mm, 입·출력 단자 폭은 5 mm, 인가한 바이어스 자계는 3280 Oe였다. 페라이트 매질은 각각 G\_1003, G\_400, TTZ1950를 사용하였다. 통과 대역 내에서 반사 손실은 14.3 dB였고, 삽입 손실은 0.36 dB, 아이솔레이션 손실은 13.4 dB로 나타났다. 통과대역의 삽입 손실을 1 dB로 했을 경우 대역폭은 500 MHz를 얻었다.

본 논문에서 이용한 순환 그린 함수 기법은 마이크로스트립 서큘레이터 설계뿐만 아니라 평면형 디스크 구조의 스트립라인 서큘레이터 설계에도 유용하게 이용될 수 있다. 또한 선택된 매질의 포화자화도에 의해 공진 주파수의 위치를 조정할 수 있기 때문에 원하는 주파수 대역을 갖는 서큘레이터를 쉽게 설계 할 수 있다.

## 참 고 문 헌

- C. E. Fay, R. L. Comstock, 1964, Operation of the Ferrite Junction Circulator, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol MTT-13, pp.15 - 27
- Clifford M. Krowne and Robert E. Neidert, 1996, Theory and Numerical Calculations for Radially Inhomogeneous Circular Ferrite Circulators, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 44, no. 3, pp. 419 - 431
- Douglas K. Linkhart, 1989, Microwave Circulator Design, Artech House, Inc., 185 pp.
- Harvey S. Newman and Clifford M. Krowne, 1998, Analysis of Ferrite Circulators by 2-D Finite-Element and Recursive Green's Function Techniques, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 46, no. 2, pp. 167 - 177
- H. Bosma, 1964, On Stripline Y-Circulation at UHF, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-12, pp. 61 - 72
- J. Helszajn and D.S. James, 1978, Planar Triangular Resonators with Magnetic Walls, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-26, pp.95 - 100
- Ronald W. Lyon and Joseph Helszajn, 1982, A Finite Element Analysis of Planar Circulators Using Arbitrarily Shaped Resonators, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 30, no. 11, pp. 1964 - 1974
- Tanroku Miyoshi, S. Yamaguchi and Shinji Goto, 1977, Ferrite Planar Circuits in Microwave Integrated Circuits, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-25, no. 7, pp. 593 - 600

- Y. S. WU, Fred J. Rosenbaum, 1974, Wide - Band Operation of Microstrip Circulators, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-22, no. 10, pp. 849 - 856



## 본 논문과 관련된 저자의 발표 논문

### 1. 학술대회 논문집

- 김동현, 양두영, "이동통신용 정합 서큘레이터 해석 및 설계", 한국통신학회·대한전자공학회 제주지부 합동학술발표회 논문집, 제8집, pp 15 ~ 20, 1997
- 김동현, 문성익, 이정란, 양두영, "순환 그린함수 기법을 이용한 WLL용 서큘레이터 해석", 한국전자과학회 종합학술발표회, pp 326 ~ 330, 1998

### 2. 게재 논문집

- 김동현, 양두영, "스트립라인 접합형 서큘레이터 설계", 제주대학교 산업기술연구소 논문집, 제8권 1호, pp 37 ~ 45, 1997
- 김동현, 양두영, "시간영역에서의 유한차분법을 이용한 접합형 서큘레이터 해석", 제주대학교 산업기술연구소 논문집, 제8권 2호, pp 44 ~ 50, 1997





## 感謝의 글

2년이란 짧은 碩士過程동안 본 論文이 完成될 수 있도록 바른 學文의 길로 이끌어 주시고 學文을 하는 사람으로써 均衡되게 공부할 수 있도록 忠告와 觀心을 아끼지 않으신 指導教授 梁斗榮 教授님께 眞心으로 感謝를 드립니다. 그리고 항상 곁에서 助言을 해 주시고 부족한 부분이 없나 마지막까지 論文 矯正에 힘써 주신 金興洙 教授님과 康鎭植 教授님, 視野를 넓힐 수 있도록 도와주신 李鎔鶴 教授님, 文建 教授님, 林載允 教授님께 感謝드립니다. 學部時節 공부에 더 觀心을 가질 수 있도록 도와주신 故張宰成 教授님께 感謝드립니다.

學部時節부터 저를 친동생처럼 대해주신 李起台 先輩님, 康富植 先輩님, 朴成財 先輩님, 洪性旭 先輩님, 李權益 先輩님께 感謝를 드리며, 研究室 先輩로 바쁜 職場 生活속에서 여러 가지로 도움을 준 朴在信 先輩님, 지난 1년동안 生活하면서 많은 도움을 준 徐守德 先輩님, 많은 격려를 해 주신 金裁弘 課長님, 올해 동안 함께 生活하면서 많은 도움을 준 後輩 盛益이와 貞蘭에게 고마움을 전합니다. 그리고 힘들었을 때 언제나 좋은 말로써 힘을 주신 高京生 助教 先生님, 밝은 微笑를 잃지 않는 金貞住 助教 先生님, 바쁜 時間 속에서도 도움을 준 金亨俊 助教 先生님께 感謝를 드리며 碩士過程동안 옆에서 힘이 되어준 친구들과 後輩들에게 고마운 마음을 전합니다.

끝으로 오늘이 있기까지 獻身的인 사랑과 따뜻한 보살핌으로 저를 이끌어 주신 아버지님 그리고 항상 곁에서 힘이 되어준 누님들과 형님께 함께 이 論文이 完成된 기쁨을 나누고 싶습니다. 언제나 찾아뵐 수 없지만 저를 지켜보시고 계실 어머니께 이 論文을 바칩니다.