

구형 유전체판이 삽입된 구형도파관 이상기에 관한 연구

正會員 朴 炳 禹* 正會員 李 相 高**

A Study on the Rectangular Waveguide Phase-Shifter Partially Loaded with a Rectangular Dielectric Slab

Byung Woo PARK*, Sang Seol LEE** *Regular Members*

要 約 일반적으로 도파관이상기는 모드 전개법으로 해석된다. 그러나 제너레이팅함수를 설정하기가 어려운 구조를 갖는 이상기에는 모드 전개법의 적용이 어렵다. 본 논문에서는 퍼터베이션법을 이용하여 구형도파관 이상기를 해석하였다.

이 방법에 의한 계산값과 실험값은 유전체판을 도파관 높이의 1/2이내로 삽입하는 경우 잘 일치하였다.

ABSTRACT Generally, the waveguide phase-shifter has been analyzed by the modal expansion method. We can not apply this method in the case which is difficult to choose a generating function. In this paper, we are analyzed the rectangular waveguide phase-shifter using the perturbation method

When the depth of dielectric slab is smaller than one-half of the waveguide height, the experimental results are well agreed with the calculated values by this method.

1. 서 론

유전체판이 부분적으로 채워진 구형도파관은 오래전 부터 이상기로 사용되어 왔다.

Collin은 도파관 내부의 전자계를 직접 구하지 않고 Reyleigh Ritz 법을 적용하여 도파관에

삽입된 유전체 부분에 대한 등가회로를 구하는 근사적 방법으로 회로의 특성을 해석하였다.⁽¹⁾ 하지만 그의 방법으로는 매우 큰 오차를 감수해야 한다.

Gadiol⁽²⁾과 Tsandoulas⁽³⁾는 도파관의 수직단면을 여러 부분으로 구분하여 각 부분에 대해 LSEm, n 모드와, LSMm, n모드로 내부 전자계를 표현하고 제너레이팅 함수를 설정하여 전송형률을 구하였고 거기에 축차법을 적용하여 n==

*忠北大學校 電子工學科
Dept. of Electronics Chung Buk National Univ.
**漢陽大學校 電子通信工學科
Dept. of Electrocommunications Han Yang Univ.
論文番號 : 90-86(接受1990. 8. 27)

0.1, $m=1,2$ 인 경우에 대한 차단 주파수를 구하였다. 이 방법은 매우 정확한 위상 변위량을 계산할 수 있으나 유전체관이 도파관 상하면에 완전히 채워져 있지 않는 경우는 세네레이팅 함수 설정이 어려워 그 방법을 적용하기 어렵다.

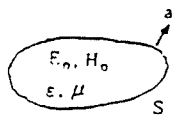
본 연구에서는 공진기나 도파관에 부분적으로 유전체가 삽입될때 공진 주파수나 차단 주파수가 변화한다는 성질을 고려하여 문제를 해결하였다.

도파관속에 부분적으로 유전체가 채워져 있을때 퍼터베이션법을 이용하면 도파관 내부의 전자계를 구하지 않고서도 쉽게 위상변위량을 계산할 수 있다.

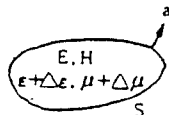
2. 퍼터베이션 법의 적용

그림 1은 임의의 도체 경계면을 갖는 공진기를 표시한다. 그림 1 (a)에는 유전체 내부에 ϵ, μ 인 매질이 채워져 있으며 그림 1 (b)에는 $\epsilon+\Delta\epsilon, \mu+\Delta\mu$ 인 매질로 채워져있다. 여기서 $\Delta\epsilon$ 및 $\Delta\mu$ 는 각각 ϵ 과 μ 에 비하여 매우 작은 값으로 제한한다.

공진기 내부의 전자계 방정식은 다음과 같다.



(a) 본래의 공진기
(a) Original cavity



(b) 매질의 퍼라미터가 증가한 경우
(b) Material perturbed cavity

그림 1. 공진기 내부에서의 물질의 변화
Fig. 1. Variation of material in the cavity

$$\Delta \times \mathbf{E}_0 = -j\omega_0 \mu \mathbf{H}_0 \quad (1)$$

$$\Delta \times \mathbf{H}_0 = j\omega_0 \epsilon \mathbf{E}_0 \quad (2)$$

$$\Delta \times \mathbf{E} = -j\omega(\mu + \Delta\mu) \mathbf{H} \quad (3)$$

$$\Delta \times \mathbf{H} = j\omega(\epsilon + \Delta\epsilon) \mathbf{E} \quad (4)$$

식 (1), (4)에서 다음식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0^* \cdot \Delta \times \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \Delta \times \mathbf{E}_0^* \\ = \Delta \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_0^*) \\ = j\omega(\epsilon + \Delta\epsilon) \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* - j\omega_0 \mu \mathbf{H}_0^* \cdot \mathbf{H} \end{aligned} \quad (5)$$

같은 방법으로 식 (2)와 식 (3)을 정리하면

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \cdot \Delta \times \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_0^* \cdot \Delta \times \mathbf{E} \\ = \Delta \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \mathbf{E}) \\ = j\omega(\mu + \Delta\mu) \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^* - j\omega_0 \mu \mathbf{E}_0^* \cdot \mathbf{E} \end{aligned} \quad (6)$$

이요, 식 (5)와 (6)을 더하면

$$\begin{aligned} \Delta \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_0) + \Delta \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \mathbf{E}) \\ = j[\{\omega(\epsilon + \Delta\epsilon) - \omega_0 \epsilon\} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* \\ + \{\omega(\mu + \Delta\mu) - \omega_0 \mu\} \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^*] \end{aligned} \quad (7)$$

이 된다. 식 (7)의 좌변을 공진기 체적에 대하여 적분하고 발산정리를 이용하면

$$\begin{aligned} \iiint_V [\Delta \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_0) + \Delta \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \mathbf{E})] \cdot dv \\ = \iint_S (\mathbf{H} \times \mathbf{E}_0 + \mathbf{H}_0^* \times \mathbf{E}) \cdot ds \end{aligned} \quad (8)$$

이다.

식 (8)에서 \mathbf{E}_0, \mathbf{E} 는 공진기 면에서 다음 경계 조건을 만족한다.

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 = 0 \quad (9)$$

따라서, 식 (8)의 우변은 0이 되고 식 (7)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$0 = \int \int_V \{ \omega(\epsilon + \Delta\epsilon) - \omega_0 \epsilon \} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* + \{ \omega(\mu + \Delta\mu) - \omega_0 \mu \} \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^* \} dv \quad (10)$$

이를 정리하면

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = - \frac{\int \int_S (\Delta\epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* + \Delta\mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^*) ds}{\int \int_S (\epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* + \mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^*) ds} \quad (11)$$

를 얻는다.

그런데 제작 V를 갖는 공진기의 공진 주파수 변화는 도파관의 관점에서 차단 주파수의 변화와 같은 것으로 볼 수 있으므로 다음 관계가 성립한다.

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \text{ (공진기)} = \frac{\Delta\omega_c}{\omega_c} \text{ (도파관)} \quad (12)$$

여기서 $\Delta\mu$ 와 $\Delta\epsilon$ 이 각각 μ 와 ϵ 에 비하여 매우 작으면 $\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_0$, $\mathbf{H} \approx \mathbf{H}_0$ 이므로 식 (11)은

$$\frac{\Delta\omega_c}{\omega_c} = - \frac{\int \int_S (\Delta\epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* + \Delta\mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^*) ds}{\int \int_S (\epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_0^* + \mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0^*) ds} \quad (13)$$

로 된다.

만일 $\Delta\epsilon$ 과 $\Delta\mu$ 가 작지 않더라도 피터브된 부분이 적으면 준 정전 해석으로 근사화할 수 있으며 특히 매질이 비자성체인 경우에는 더욱 적으로 표시된다.[1]

$$\frac{\Delta\omega_c}{\omega_c} = \frac{\omega_c - \omega_{oc}}{\omega_{oc}} = - \frac{\int \int_S (\Delta\epsilon \mathbf{E}_{int} \cdot \mathbf{E}_0^*) ds}{2 \int \int_S \epsilon |\mathbf{E}_0|^2 ds} \quad (14)$$

여기서 ω_{oc} : 도파관 차단 주파수

ω_c : 피터브된 도파관 차단 주파수

\mathbf{E}_{int} : 유전체판 내부전계

이다. 식 (14)를 정리하면,

$$\omega_c = \omega_{oc} \left[1 - \frac{\int \int_S (\Delta\epsilon \mathbf{E}_{int} \cdot \mathbf{E}_0^*) ds}{\int \int_S \epsilon |\mathbf{E}_0|^2 ds} \right] \quad (15)$$

이다. \mathbf{E}_{int} 와 \mathbf{E}_0 간의 관계는 피터브된 유전체판의 두께가 매우 작으면 정전계의 경계 조건에 따라 $\mathbf{E}_{int} \approx \mathbf{E}_0$ 로 볼 수 있다.

도파관의 일부에 유전체가 들어갔을 때 차단 주파수의 변화로 감파상수가 변화하여 파가 진행함에 따라 위상 차가 나게된다. 기본 모드에 대하여 유전체가 삽입되지 않았을 경우 전파상수는

$$\beta_0 = k_0 \sqrt{1 - (\omega_{oc} / \omega)^2} \quad (16)$$

이고, 여기서

$$\omega_{oc} = \frac{\pi}{a \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

로 주어진다. 유전체가 삽입되었을 경우에는

$$\beta = k_0 \sqrt{1 - (\omega_c / \omega)^2} \quad (17)$$

이다. 따라서 위상 변화량 $\Delta\Phi$ 는

$$\Delta\Phi = (\beta_0 - \beta)z \quad (18)$$

이다.

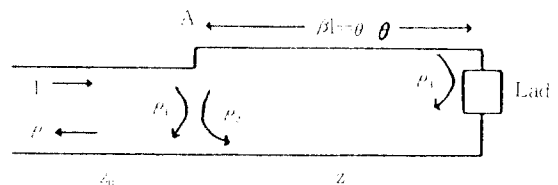


그림 2. 소반사 회로
Fig. 2. Small reflection circuit

도파관의 한부분에 유전체가 삽입되었을때 등가적으로 그림 2의 같이 전송 선로로 표시할

수 있다. 여기서 Z_0 는 기본 모드에 대한 파동 임피던스이고 Z 는 유전체가 들어 있을 경우의 파동 임피던스이다.

입사파의 크기를 1로 하고 A점에서의 반사계수를 ρ 라 하면

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_3 \text{EXP}(-j2\theta)}{1 + \rho_1 \rho_3 \text{EXP}(-j2\theta)} \quad (19)$$

이 된다.⁶⁾ 여기서 $\theta = \beta L$

ρ_1 : 입사파에 대한 A점에서의 반사계수

ρ_2 : 반사파에 대한 A점에서의 반사계수

ρ_3 : B점에서의 반사계수

이다. 따라서 정재파비 VSWR은

$$\text{VSWR} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (20)$$

로 된다.

3. 실험 및 고찰

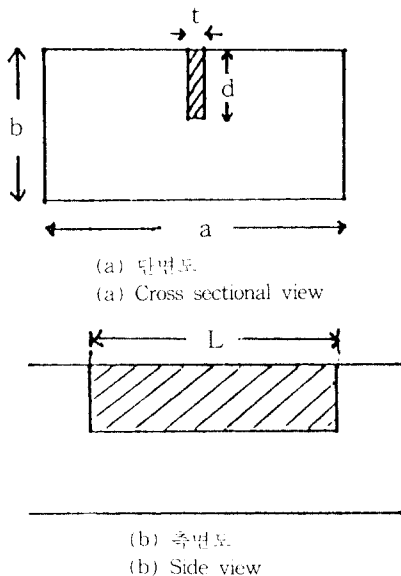
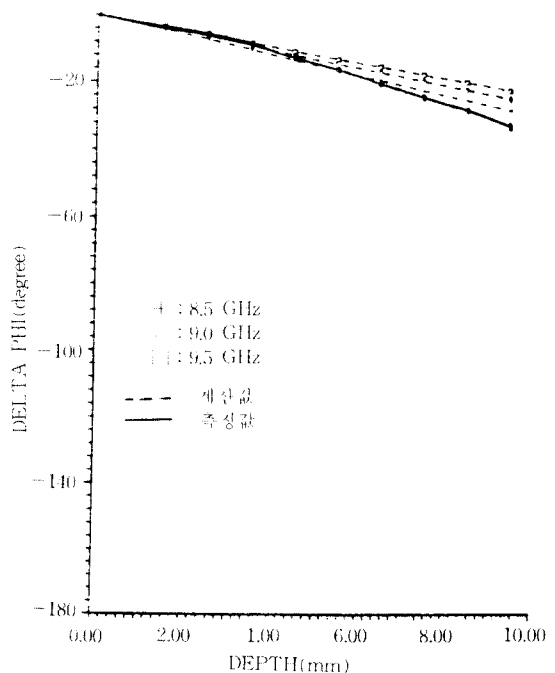


그림 3. 도파관 이상기의 구조
Fig. 3. Structure of the waveguide-phase shifter

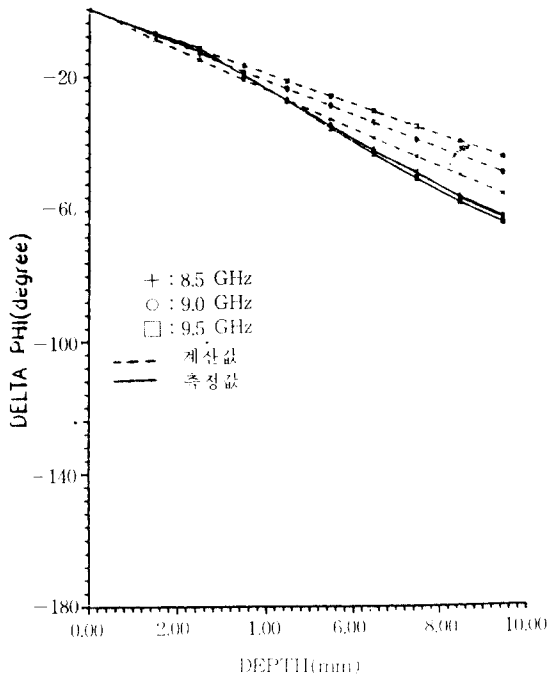
그림 3과 같이 WR-90 도파관의 윗면 중앙에 5.35cm의 슬랏을 파고 Teflon 1($\epsilon_r=2.52$, $t=0.52\text{mm}$), Teflon 2($\epsilon_r=2.52$, $t=1.1\text{mm}$), E_{poxy}($\epsilon_r=3.7$, $t=1\text{mm}$) 및 Epsilam-10($\epsilon_r=9.8$, $t=0.65\text{mm}$)의 4가지 경우에 대해 침투깊이를 0.5mm에서 부터 1mm씩 증가시키면서 위상변위와 VSWR을 측정하였다.

그림 4는 각 유전체에 따라 유전체의 침투 깊이를 변화시킬때 위상 변화를 측정한 것이다. ϵ_r 이 클때는 위상 변화가 커지면 그림 (4-a)와 (4-b)에서와 같이 유전체의 두께가 두꺼워지면 위상이 크게 변화함을 알 수 있다.

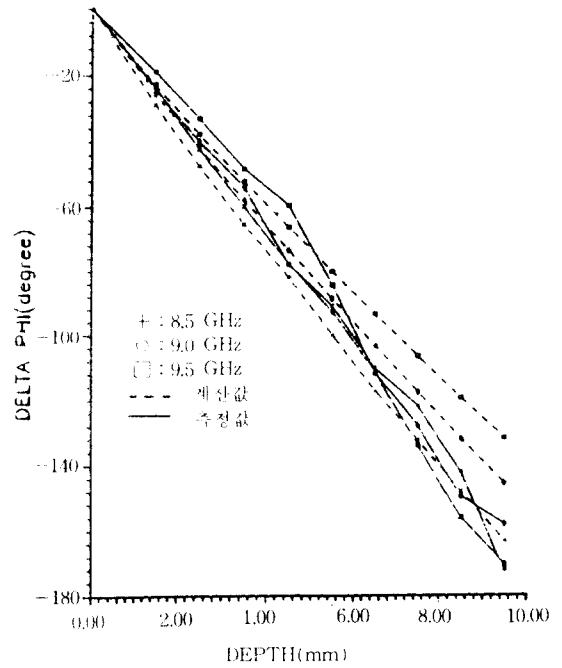
유전체 침투 깊이가 5.5mm, 즉 도파관 깊이의 1/2까지는 이론값과 실험치가 잘 일치하고 있으나, 그 이상 깊어지면 오차가 커지며 ϵ_r 값이 커짐에 따라 오차가 점점 커지는 것을 알 수 있다. 이는 피터베이션법을 적용함으로써 나타난 필연적 결과로 생각된다.



(a) Teflon 1($\epsilon_r=2.52$, $t=0.55\text{mm}$)

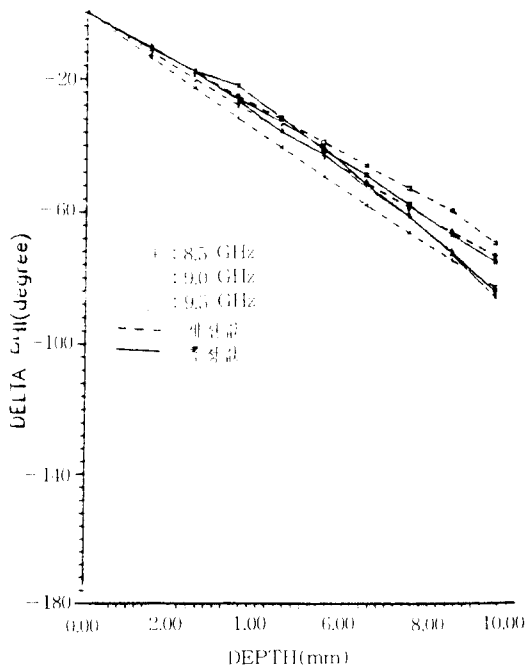


(b) Teflon 1 ($\epsilon_r=2.52$, $t=1.1\text{mm}$)

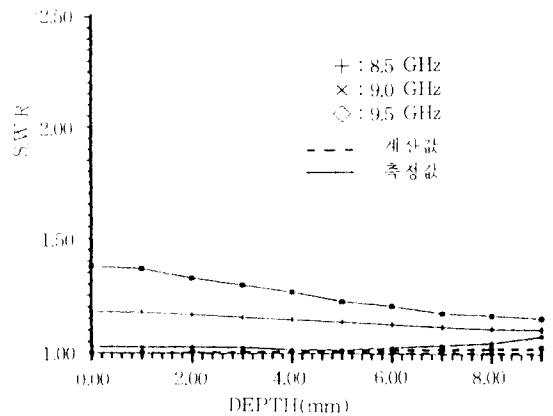


(d) Epoxy 10 ($\epsilon_r=9.8$, $t=0.65\text{mm}$)

그림 4. 유전체 침투깊이에 따른 위상변화
Fig. 4. Phase variation by penetration of dielectric

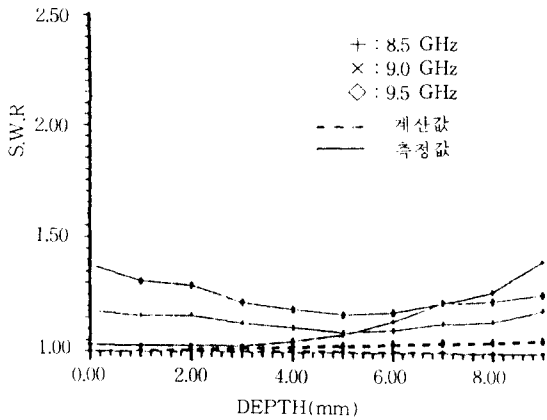


(c) Epoxy ($\epsilon_r=3.7$, $t=1\text{mm}$)

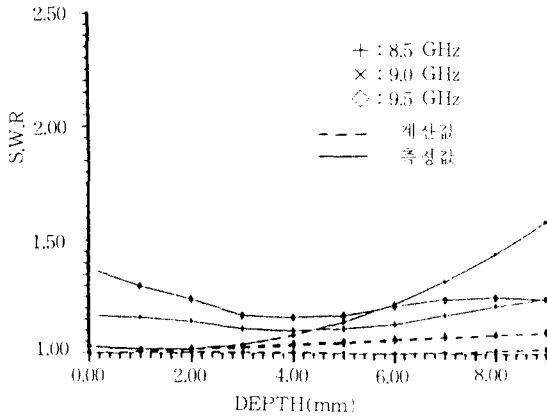


(a) Teflon 1 ($\epsilon_r=2.52$, $t=0.55\text{mm}$)

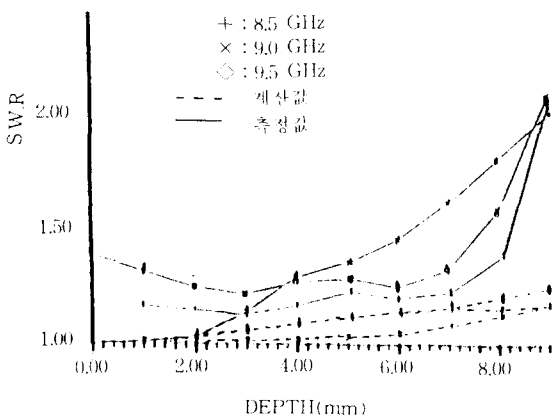
그림 5는 유전체의 길이에 따른 정재파비의 변화를 측정할 결과이다.
그림 5에서 ϵ_r 이 작을 때는 VSWR이 1.4 이내로



(b) Teflon 2 ($\epsilon_r=2.52$, $t=1.1\text{mm}$)



(c) Epoxy ($\epsilon_r=3.7$, $t=1\text{mm}$)



(d) Epsilam ($\epsilon_r=9.8$, $t=0.65\text{mm}$)

그림 5. 유전체의 침투 깊이에 따른 전압 정재파비의 변화
Fig. 5. VSWR variation by penetration of dielectric

양호하지만, ϵ_r 이 9.8인 경우는 침투 깊이가 깊어짐에 따라 VSWR이 더욱 커짐을 알수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 위성 통신용 안테나 어레이에 필수적으로 쓰이는 도파관 이상기의 특성을 해석하기 위하여 퍼터베이션 법을 적용하였다. 퍼터베이션 법은 유전체를 도파관에 넣음으로써 생기는 고차모드를 일일이 계산하지않고 준정전적 해석법으로 유전체 내부 전계를 구하여 차단 주파수의 변화를 구하는 방법으로써 그 적용이 매우 간편하다.

유전체판이 도파관의 $\frac{1}{2}$ 깊이 이내로 침투될때까지는 ϵ_r 이 조금 크더라도 이론값과 실험값이 5% 이내의 오차로서 잘 일치하나 그 이상 침투되면 오차가 매우 커진다.

참 고 문 헌

1. R.E. Collin, Field Theory of Guided Waves, Newyork : MacGraw Hill, 1960.
2. F.E. Gardiol, Higher order modes in dielectrically loaded rectangular waveguides, IEEE Trans, MTT-16, pp. 919-924, 1968.
3. G.N. TSANDOULAS, Logitudinal section mode analysis of dielectrically loaded rectangular waveguides with application to phase shifter design, IEEE Trans., MTT-18, pp.88-95, 1970 .
4. R.F. Harrington, Time Harmonic Electromagnetic Field, MacGraw-Hill, 1961.
5. W.K.H. panofsky, Classical Electricity and Magnetism, Addison-Wesly, 1965.
6. 박기수, 박한규, 조 고주파 공학, 청문각, 1982.



朴炳禹(Byung Woo PARK) 正會員

1977年：한양대 전자공학학과 졸업
1983年：同 대학 석사 졸업
1986年：同 대학 석사 졸업
1977~1981年：육군통신연구소 (연구실장 역임)
1984年~1988年：동원공전 전자과 조교수
1989年~1990年：충북대 전자공학과 조교수



李相禹(Sang Seol LEE) 正會員

1937年 5月30日生
1961年：瀋陽大學校電氣工學科 卒業
1966年：瀋陽大學校大學院 工學碩士
1974年：延世大學校 大學院 工學博士
1976年：프랑크푸르트대학 工學博士
1975年~現在：瀋陽大電子通信科 教授