

본 논문에서는 효율적인 전자파 차폐를 위하여 일정한 두께를 가지고 있는 완전도체의 평판에 원형이나 사각형 모양의 개구면이 삼각형이나 사각형 격자 모양으로 배열되어 있을 때, 이 평판에 수직으로 입사되는 평면파에 대하여 Floquet mode를 이용하여 각 개구면 모양 및 크기에 따라 반사계수 및 투과계수로 나타내어 투과전력을 구함으로써 각 개구면의 모양이나 크기에 따른 전자파 차폐효과를 조사하였다.

효율적 전자파 차폐를 위한 개구면 설계

Abstract

(Perforated Plates Design Effective Shielding)

In this paper, circular and rectangular apertures arranged with triangular and rectangular lattices and having a certain thickness are considered for eddective electromagnetic wave shielding when the plane wave is incident normally to the perfectly conducting material. The shielding effectiveness is represented by the transmitted power which can be obtained by reflection and transmission coefficients using Floquet mode representation.

I. 서 론

근래에 와서 전기 및 전자산업이 발달함에 따라서 각종 전기 기기 및 전자제품에서 발생하는 전자기파가 인체 및 다른 장비에 영향을 미쳐 산업재해 및 직업병을 유발하는 등 새로운 공해문제로 떠오르고 있다. 이러한 문제는 전자파를 발생하는 각종 기기에 의한 전자기파의 간섭(Electromagnetic Interference ; EMI)으로 발생되는 일종의 전자파 장애에 기인하는 것으로서, 공장의 산업용 로봇이 이러한 전자파 장애로 잘못 작동되어 인명 피해가 생기고 TV용 리모콘에 의해 전투기가 추락하는 등 여러방면에서 많은 문제들이 발생하고 있다.

전자장비의 내적 또는 외적 요인으로 인한 전자기파의 발생은 전자회로 또는 각종 반도체 소자에 영향을 주어 오동작(malfunction)을 유발하여 전자장비의 시스템 성능저하( degradation of system performance )에 직접적인 원인이 되기 때문에 EMI의 문제를 줄이기 위해서는 시스템의 설계 단계에서부터 전자장비의 전자기파에 대한 양립성(Electromagnetic Compatibility ; EMC)에 대한 문제를 고려하여야 한다.

양 승 인

崇實大學校 電子工學科

명 노 훈

韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科

가장 이상적인 방해전자파의 차폐는 전기적이고 자기적인 완전도체를 사용하여 방해 전자파를 발생시키는 전자회로를 완전히 밀폐 (electromagnetically watertight)시키는 것이나, 실제의 경우에는 여러가지 목적을 위한 각종 개구면(aperture)을 기구물 상에 설계하여 장치하게 된다. 본 논문에서는 전자통신 시스템 기구물 상에 있는 환풍구, 스위치, 인입선 등을 위한 각종 개구면을 통해서 누설되는 전자파의 효율적인 차폐를 위한 개구면의 설계에 대한 방안을 다룬다.

## II. 개구면을 통한 전자파의 방사

무한 도체평면(두께=0)에 개구면이 있을때, 이 개구면에 의한 전자파 누설은 이 문제를 Babinet's principle에 의해 개구면과 크기, 모양 그리고 위치가 같은 도체 두께가 무한히 얇은 도체판에 의한 전자파 산란에 대한 해석을 함으로써 구할 수 있다 [1]. 즉 도체판에 입사파 ( $E^i, H^i$ )가 들어올 때 산란되는 파를 ( $E^s, H^s$ )라고 하면, 공간상에 어떤 한점에서의 전체파는 ( $E^i + E^s, H^i + H^s$ )이다.

이에 상응되는 문제로서 개구면이 없는 무한 도체판 앞에서의 전체파를 ( $E^o, H^o$ )이고, 개구면에 의한 회절파를 ( $E^d, H^d$ )라고하면 개구면이 있는 무한 평면 앞(입사파가 있는 곳)에서의 전체파는 ( $E^o + E^d, H^o + H^d$ )이고, 무한 평면 뒤(그림자 영역)에서의 전체파는, 즉 투과되는 파는 ( $E^d, H^d$ )이다. 여기에서 Babinet's

principle에 의하면  $E^d = ZH^s, H^d = -YE^s$ 이므로 결국 도체 스크린이 xy 평면상에 있고 평면파가 입사할 때, 산란파를 구하는 문제로 귀착된다. 도체판 위에서는 전체 전계의 접선성분이 없으므로 아래와 같은 경계조건을 만족한다.

$$\begin{aligned} E_x^s + E_x^i &= 0 \\ E_y^s + E_y^i &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

도체판에 유도된 전류를  $J$ 라 하고 자유공간에서의 Green 함수가

$$G = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (2)$$

일때, 산란파  $E^s$ 는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$E^s = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (3)$$

여기서 vector potential  $\mathbf{A}$ 는 아래와 같이 표현된다.

$$\mathbf{A} = \int_s \mu \mathbf{J} G ds \quad (4)$$

도체판이 xy 평면에 있으므로 유도전류  $\mathbf{J}$ 는 x, y 방향을 갖는다. 따라서  $\mathbf{A}$ 도 같은 성분을 갖게 된다. 전체의 x 성분, y 성분에 대해 각각 경계조건을 적용하면 도체 상에서,

$$\begin{aligned} E_x^s &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) A_x + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} A_y \right] = -E_x^i \\ E_y^s &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} A_x + \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) A_y \right] = -E_y^i \end{aligned} \quad (5)$$

위 식은 도체판 위에서만 만족하는 식인데 모든 xy (extended integral equation) [2] 으로 바꾸면, 평면에서 성립하는 식으로 만들기 위해 확장적분식

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) \iint_{-\infty}^{\infty} \mu\theta(J_x)G dx'dy' + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \iint_{-\infty}^{\infty} \mu\theta(J_y)G dx' \right] - \theta'(E_x^s) &= -\theta(E_x^i) \\ \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \iint_{-\infty}^{\infty} \mu\theta(J_x)G dx'dy' + \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \iint_{-\infty}^{\infty} \mu\theta(J_y)G dx' \right] - \theta'(E_y^s) &= -\theta(E_y^i) \end{aligned} \quad (6)$$

위 식은 xy 평면상에서 만족된다. 여기서  $\theta$  는 truncation operator 로서

$$\theta(f) = \begin{cases} f, & \text{도체판 위에서} \\ 0, & \text{도체판 아닌 곳에서} \end{cases}$$

$$\theta'(f) = \begin{cases} 0, & \text{도체판 위에서} \\ f, & \text{도체판 아닌 곳에서} \end{cases}$$

이다.

이고  $\theta'$  는  $\theta$  의 complement operator 로서

계산 편의상 주파수 영역으로 바꾸기 위해 xy 평면에서 2차원 Fourier 변환을 하면

$$\begin{aligned} \frac{Z}{jk} \left[ (k^2 - \omega_x^2) \theta(\tilde{J}_x) - \omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} - \theta'(\tilde{E}_x^z) &= -\theta(\tilde{E}_x^z) \\ \frac{Z}{jk} \left[ -\omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_x) + (k^2 - \omega_y^2) \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} - \theta'(\tilde{E}_y^z) &= -\theta(\tilde{E}_y^z) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서  $\omega_x, \omega_y$  는 변수에 대한 공간 각주파수이며, ~ 은 Fourier 변환을 뜻하고, 전류와 Green 함수는 본

래 convolution되어 있으므로 주파수 영역에서는 각각 곱으로 표현된다. 또한,

$$\begin{aligned} \theta(\tilde{E}_x^z) &= F \left\{ F^{-1} \left\{ \frac{Z}{jk} \left[ (k^2 - \omega_x^2) \theta(\tilde{J}_x) - \omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} \right\} \right. \\ &\quad \left. - \theta \left[ F^{-1} \left\{ \frac{Z}{jk} \left[ (k^2 - \omega_x^2) \theta(\tilde{J}_x) - \omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} \right\} \right] \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \theta'(\tilde{E}_y^z) &= F \left\{ F^{-1} \left\{ \frac{Z}{jk} \left[ -\omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_x) + (k^2 - \omega_y^2) \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} \right\} \right. \\ &\quad \left. - \theta \left[ F^{-1} \left\{ \frac{Z}{jk} \left[ -\omega_x \omega_y \theta(\tilde{J}_x) + (k^2 - \omega_y^2) \theta(\tilde{J}_y) \right] \tilde{G} \right\} \right] \right\} \end{aligned}$$

여기서 F 및 F<sup>-1</sup>는 각각 Fourier 및 inverse Fourier 변환을 뜻하며,  $\tilde{G}$ ,  $\theta(\tilde{E}_x^z)$ ,  $\theta(\tilde{E}_y^z)$ 는 아래와 같이 나

타내진다.

$$\begin{aligned} \tilde{G} &= \frac{1}{4\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jk\sqrt{x^2+y^2+z^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} e^{-j\omega_x x} e^{-j\omega_y y} dx dy \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega_y y} \left[ 2 \int_0^{\infty} \frac{e^{jk\sqrt{x^2+y^2+z^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \cos \omega_x x dx \right] dy \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega_y y} K_0 \left( \sqrt{y^2+z^2} \sqrt{\omega_x^2 - k^2} \right) dy \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} K_0 \left( \sqrt{y^2+z^2} \sqrt{\omega_x^2 - k^2} \right) \cos \omega_y y dy \\ &= \frac{1}{\pi} \times \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 - k^2}} e^{-z\sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 - k^2}} \end{aligned} \quad (9)$$

$z=0$ 에서

$$\tilde{G} = \frac{-j}{2\sqrt{k^2 - \omega_z^2 - \omega_y^2}} \quad (10)$$

한편,

$$E^i = E^i(\cos \psi \hat{\theta} + \sin \psi \hat{\phi})$$

$$E_x^i = \hat{x} \cdot E^i = E^i(\cos \psi \cos \theta \cos \phi - \sin \psi \sin \phi) \quad (11)$$

$$E_y^i = \hat{y} \cdot E^i = E^i(\cos \psi \cos \theta \sin \phi - \sin \psi \cos \phi)$$

여기서  $E^i$ 의 크기를 단위 크기로 정규화시키면,

$$E^i = e^{-j\hat{k}\cdot\hat{r}} = e^{-j(k_x z + k_y y + k_z x)} \quad (12)$$

$$E^i = e^{-j(k_x z + k_y y)} \quad \text{at } x-y \text{ plane } (z=0)$$

따라서,

$$\begin{aligned} \theta(\tilde{E}_x^i) &= (\cos \psi \cos \theta \cos \phi - \sin \psi \sin \phi) \cdot \\ &\int \int_{-\infty}^{\infty} \theta \{e^{-j(k_x z + k_y y)}\} e^{-j\omega_z x} e^{-j\omega_y y} dx dy \\ \theta(\tilde{E}_y^i) &= (\cos \psi \cos \theta \sin \phi + \sin \psi \cos \phi) \cdot \\ &\int \int_{-\infty}^{\infty} \theta \{e^{-j(k_x z + k_y y)}\} e^{-j\omega_z x} e^{-j\omega_y y} dx dy \end{aligned} \quad (13)$$

식(7)을 푸는 방법으로 SIT(Spectrum Iterative Technique) [2]와 conjugate gradient 방법 등이 있는데, 전자파 후자보다 간편한 편이나 1차원적인 문제에서는 도체폭이  $1\lambda$  보다 작으면 발산할 가능성이 커지는 단점이 있다. 개구면 array로 되어 있을 때는 상기한 수치해석법이 곤란하고 몇가지 조건하에서 그림(1)과 같은 사각형 또는 원형의 개구면에 대해 근사적으로 투과특성을 구할 수 있다 [3, 4].

그림(1)과 같은 개구면 패턴으로 무한히 반복적으로 구멍뚫린 평면 도체판에 전자파가 수직으로 입사할 때 Floquet mode를 사용하여 반사계수 R 및 투과계수 T를 구하면 아래 식과 같이 각각 나타내어진다 [3].

$$R = \frac{1}{1 - j[A + B \tanh(\beta \frac{t}{2})]} + \frac{1}{1 - j[A + B \coth(\beta \frac{t}{2})]} - 1 \quad (14)$$

$$T = e^{jkr} \left[ \frac{1}{1 - j[A + B \tanh(\beta \frac{t}{2})]} - \frac{1}{1 - j[A + B \coth(\beta \frac{t}{2})]} \right] \quad (15)$$

윗식에서 A, B 및  $\beta$ 는 개구면 패턴에 따라 다음과 같이 주어진다 [3].

1) Circular Openings with Equilateral Triangular Lattice :

$c > 0.28a$ ,  $a < 0.57\lambda$ 에 대해,

$$A = 12\sqrt{\frac{4}{3}\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} \left[ \frac{J_1'(\frac{4\pi c}{\sqrt{3}a})}{1 - (\frac{4\pi c}{1.841\sqrt{3}a})^2} \right]^2 - \frac{12}{\sqrt{\frac{4}{3}\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \left[ \frac{J_1(\frac{4\pi c}{\sqrt{3}a})}{\frac{4\pi c}{\sqrt{3}a}} \right]^2 \quad (16)$$

$$B = 0.33 \left(\frac{a}{c}\right)^2 \sqrt{\left(\frac{0.293\lambda}{c}\right)^2 - 1} \quad (17)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{0.293\lambda}{c}\right)^2 - 1} \quad (18)$$

여기서  $J_1$  및  $J_1'$ 은 1차 Bessel 함수 및 그 미분을 뜻하고,  $c$ 는 원형 개구면의 반경이고  $a$ 는 두 개구면 사이의 거리이다.

2) Circular Openings with Square Lattice :

$c > 0.28a$ ,  $a < 0.5\lambda$ 에 대해

$$\begin{aligned} A &= 8\sqrt{\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} \left[ \frac{J_1'(\frac{2\pi c}{a})}{1 - (\frac{2\pi c}{1.841a})^2} \right]^2 \\ &+ 8\sqrt{2\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} \left[ \frac{J_1'(\frac{2\pi\sqrt{2}c}{a})}{1 - (\frac{2\pi\sqrt{2}c}{1.841a})^2} \right]^2 \\ &- \frac{8}{\sqrt{\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \left[ \frac{J_1(\frac{2\pi c}{a})}{(\frac{2\pi c}{a})} \right]^2 \\ &+ \frac{8}{\sqrt{2\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \left[ \frac{J_1(\frac{2\pi\sqrt{2}c}{a})}{(\frac{2\pi\sqrt{2}c}{a})} \right]^2 \end{aligned} \quad (19)$$

$$B = \frac{1.2}{\pi} \left(\frac{a}{c}\right)^2 \sqrt{\left(\frac{0.293}{c}\lambda\right)^2 - 1} \quad (20)$$

3) Square Openings with Equilateral Triangular Lattice ;  
 $c > 0.5a$ ,  $a < 0.57\lambda$ 에 대해,

$$A = \left[ 3 \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} - \frac{1}{\sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \right] \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{1 - \left(\frac{2c}{a}\right)^2} \right] \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi c}{\sqrt{3}a}\right)}{\frac{\pi c}{\sqrt{3}a}} \right]^2 - \frac{2}{\sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \left[ \frac{\sin\left(\frac{2\pi c}{\sqrt{3}a}\right)}{\frac{2\pi c}{\sqrt{3}a}} \right]^2 \quad (21)$$

$$B = \frac{\sqrt{3}}{16} \pi^2 \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2c}\right)^2 - 1} \quad (22)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2c}\right)^2 - 1} \quad (23)$$

여기서  $c$ 는 정사각형 개구면의 폭이다.

4) Square Openings with Square Lattice :  
 $c > 0.5a$ ,  $a < 0.5\lambda$ 에 대해

$$A = 2 \sqrt{\left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{1 - \left(\frac{2c}{a}\right)^2} \right]^2 - \frac{2}{\sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{\frac{\pi c}{a}} \right]^2 + \left[ 2 \sqrt{2 \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1} - \frac{2}{\sqrt{2 \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2 - 1}} \right] \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{1 - \left(\frac{2c}{a}\right)^2} \right]^2 \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi c}{a}\right)}{\frac{\pi c}{a}} \right]^2 \quad (24)$$

$$B = \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{a}{c}\right)^2 \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2c}\right)^2 - 1} \quad (25)$$

본 논문에서 소개된 방법의 정확성을 검토하기 위하여, 그림 1(a)의 square openings with square lattice의 개구면에 수직으로 입사되는 전자파의 세기를 전송선 모델을 이용하여 구한 [4]의 결과와 비교하였다. 그림 2(a

)와 (b)에서 보인 바와 같이 입사파의 파장에 대한 반복주기  $a/\lambda$ 에 대해 각각 투과전력  $|T|^2$ 와  $T$ 의 위상을 비교하였다. 그림에서와 같이 본 논문에서 보이고자한 유효한 범위인  $a < 0.5\lambda$ 에서는 두 방법이 거의 같음을 알 수 있다.

### Ⅲ. 각종 개구면의 투과전력 비교

그림 (3)에서 보인 바와 같이 앞에서 언급한 4가지 개구면 패턴에 대해  $c = 0.7a$ ,  $j = 0.2a$ 인 경우일 때(여기서  $c$ 는 정사각형 한 변 길이 또는 원의 지름이 되고,  $a$ 는 반복주기,  $\tau$ 는 도체 두께) 파장에 대한 반복주기  $a/\lambda$ 를 변화시키면서 투과 전력  $|T|^2$ 를 비교하였다. 그림에서와 같이 정사각형 보다 원형인 경우에 투과전력이 적게 나오는 이유는 원의 면적이 정사각형 보다 작기 때문이며, 삼각형 격자일 때가 사각형 격자일 때보다 크게 나오는 이유는 단위 cell 면적에 대한 개구면 면적의 비, 즉 porosity가 크기 때문이다.

그림 (4)에서는 원의 면적과 정사각형 면적이 동일한 경우로서, 원 모양일 때가 정사각형보다 적게 나오는 이유는 같은 면적을 갖는 경우에 도파관 입장에서 본 차단 파수 (cutoff wave number)가 원 모양일 때가 정사각형보다 크기 때문이며, 역시 같은 개구면 모양에 대해서는 삼각형 격자일 때가 사각형 격자일 때보다 porosity가 크므로 타당한 결과라고 생각할 수 있다.

그림 (5)에서는 circular openings with square lattice 경우로서 도체두께  $\tau = a/12$ 로 하고 개구면 크기  $c$ 를  $0.5a$ 에서  $0.9a$ 로 바꾸면서 비교한 것으로  $c$ 가 작을 수록 적게 나왔으며 이는 개구면 면적이 작아짐으로서 생기는 당연한 결과라고 할 수 있다.

그림 (6)에서도 그림 (5)에서와 같이 circular openings with square lattice 경우로서, 개구면 크기  $c$ 는  $0.7a$ 로 하고 도체두께  $\tau$ 는  $0.05a$ 에서  $0.25a$ 로 변화시킨 것으로, 도체가 두꺼울수록 마치 차단된 도파관의 길이가 길어지는 것과 같은 효과를 가짐으로써 감쇄가 커지게 됨을 알 수 있다.

### Ⅳ. 결 론

본 논문에서는 각종 전기기기 및 전자장비에 대한 전자파장해의 문제를 해결하기 위해 전자파의 효율적 차폐를 위한 방안의 하나로써 기구물 상의 개구면 설계에 대

하여 연구하였다. 전자장비의 내부 또는 외부에서 발생되는 전자파는 기구물 상의 환풍구나 각종 스위치 또는 전력이나 신호 인입선 등을 통하여 누설되게 되는데, 이러한 개구면의 모양이나 크기, 기구물의 두께 등을 발생되는 전자파의 주파수에 따라 설계함으로써 효율적으로 전자파를 차폐할 수 있다.

본 논문에서는 원형과 정사각형의 개구면이 정삼각형과 정사각형의 격자 배열을 하였을 때, 외부에서 도체의 기구물에 입사되는 전자파에 대한 투과전력을 비교함으로써 전자파 차폐효과를 구하였다. 연구결과로서 원형의 개구면이 정사각형의 격자로 배열된 개구면 배열을 이루고 기구물이 두꺼울수록 차폐효과가 우수함을 알 수 있었다.

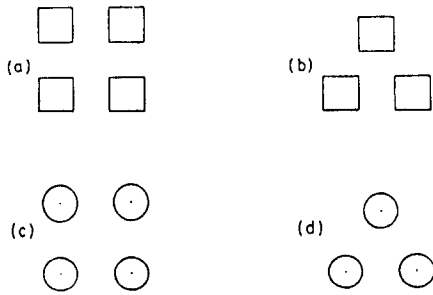


그림1. 개구면 모양  
Fig.1. Aperture shapes

- (a) square openings with square lattice
- (b) square openings with equilateral triangular lattice
- (c) circular openings with square lattice
- (d) circular openings with equilateral triangular lattice

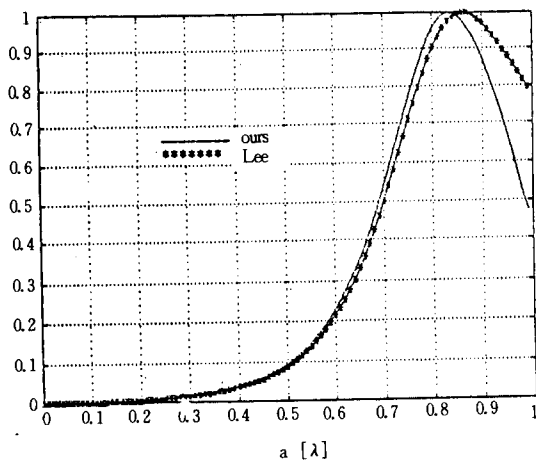


그림2. (a) 두 방법의 투과전력 비교  
Fig.2. (a) Transmitted power comparison for the two methods

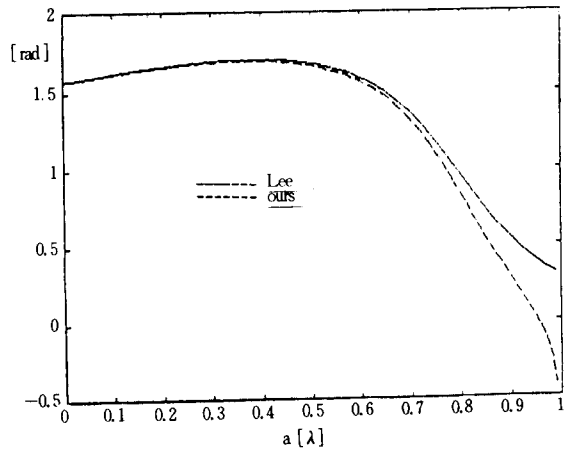


그림2. (b) 두 방법의 위상 비교  
Fig.2. (b) Phase comparison for the two methods

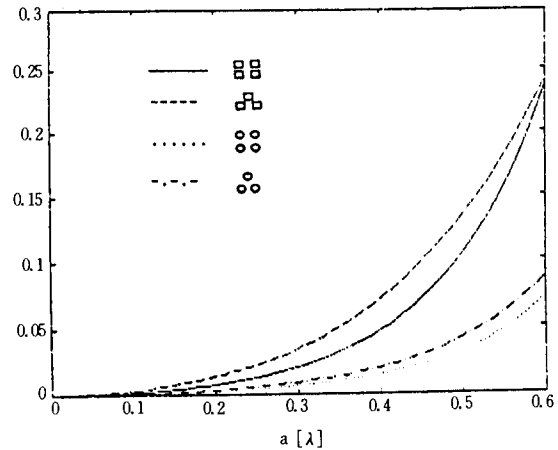


그림3. 개구면 모양에 따른 투과전력 비교  
Fig.3. Transmitted powers for different aperture shapes

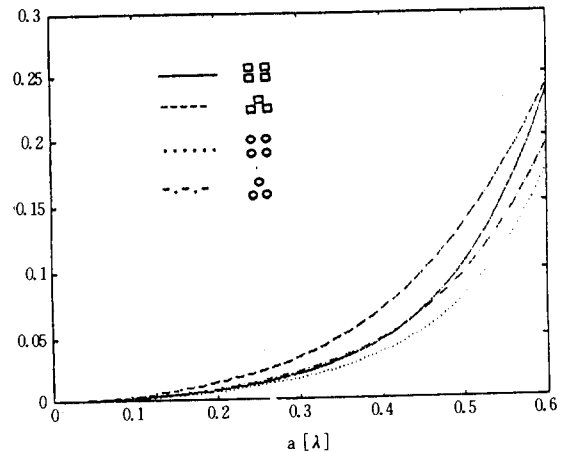


그림4. 동일 면적 개구면에서의 투과전력 비교  
Fig.4. Transmitted powers for different aperture shapes with same aperture size

참고문헌

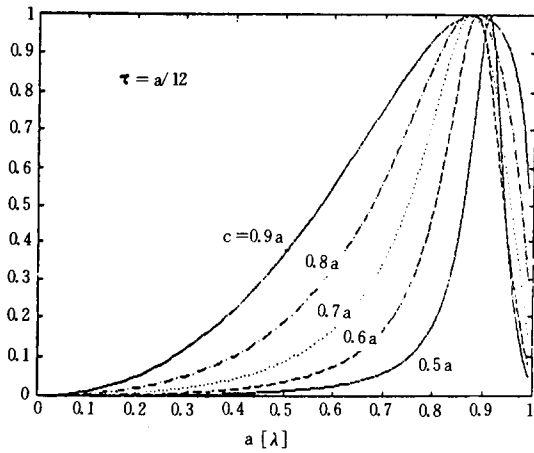


그림5. 개구면 크기에 따른 투과전력 비교  
Fig.5. Transmitted powers for different aperture sizes

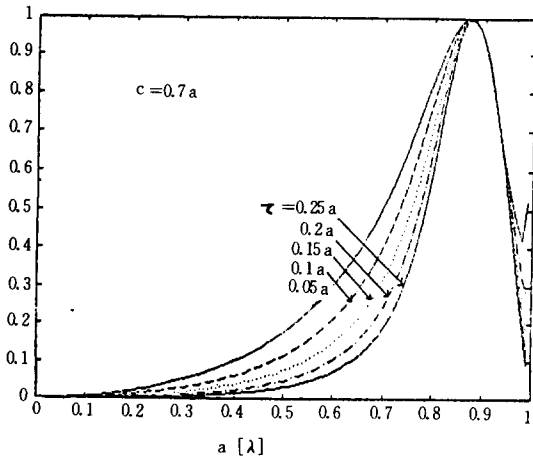


그림6. 도체 두께에 따른 투과전력 비교  
Fig.6. Transmitted powers for different thicknesses

- [1] J. J Bowman , et cetra , “Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shape ,” North - Holland , Amsterdam , 1969.
- [2] R. Mittra , et cetra , “Transform Approach to Electromagnetic Scattering ,” Proceedings of the IEEE , Vol. 67, No.11, pp. 1486~1503, Nov. 1979.
- [3] C. C. Chen , “Transmission of Microwave Through Perforated Flat Plates of Finite ,” IEEE Trans. on MTT , Vol.21, No. 1, Jan. 1973.
- [4] S. W. Lee , et cetra , “Simple Formulas for Transmission Through Periodic Metal Grids or Plates ,” IEEE Trans. on Antennas and Propag., Vol. 30, No. 5, Sep. 1982.