

두께가 있는 도체 평판의 좁은 슬릿을 통한 전자기적 공진 투과 현상의 해석

Analysis of Electromagnetic Resonant Transmission through a Narrow Slit in Thick Conducting Screen

곽승순 · 박종언 · 고지환* · 조영기

Seung-Soon Kwak · Jong-Eon Park · Ji-Whan Ko* · Young-Ki Cho

요 약

도체 평판의 좁은 단일 슬릿 구조에서 슬릿을 통한 투과 공진 현상을 전자기학적인 관점에서 모멘트 방법으로 해석하고 투과계수에 대한 수치 결과를 기존의 결과와 비교 검토하였다. 특히 투과 폭(transmission width)에 대한 해석적인 근사 표현식이 유도되었다.

Abstract

The transmission resonance phenomenon through a narrow slit in the thick conducting screen is analyzed by use of the method of moments. In order to check the validity of this approach, some numerical results for the transmission coefficient is compared with previous ones. In particular, an approximate expression for the transmission width is derived in the analytical form.

Key words : Electromagnetic Transmission Resonance, Transmission Width

I. 서 론

두께가 있는 판상의 귀금속(금과 은 같은)에 2차원적으로 배열된 hole array^[1] 구조에서, hole의 반경이 파장에 비하여 매우 작은데도 불구하고 생각보다도 월등히 많은 전자파 에너지가 투과하는 현상이 관찰되고 난 후, 이 분야에 대한 연구가 폭발적으로 진행되었다^{[2]~[11]}. Bethe^[12]의 소형 개구 이론에 의하면 관찰된 투과 전력이 이해되기가 어려운 상황이었다. 이러한 현상을 연구하기 위하여, 이전의 두께가 없는 도체 평판의 슬릿 문제^[13]와는 달리 두께가 있는 도체 평판에 있는 폭이 매우 좁은 슬릿에 대한 연구가 진행되었다^{[5],[10],[11],[14],[15]}. 사실 전기전자공학 분야에서는 이미 1980년도에 Harrington^[4]에 의하여

등가회로적 표현 방법에 의하여 다루어진 바 있는데, 물리학 분야에서는 Harrington의 연구가 널리 인지되고 있지 못한 상황에서 별도로 상당한 연구가 진행되어 왔으며 현재도 진행 중이다. 그렇지만 서로 비교할 수 있는 데이터들이 참으로 빈곤한 실정이다.

따라서 Harrington을 포함하여 물리학 분야에서 extraordinary optical transmission 현상에 관련된 연구로서 하나의 슬릿과 주기적인 슬릿 문제를 많이 다루고 있지만, 본 논문에서는 하나의 슬릿이 있는 구조에 대해 다시 한 번 전자기학 문제로서 다루어 보고자 한다. 풀이 방법은 F. J. Garcia-Vidal의 논문^[16] 풀이 방법을 따라 모멘트 해석 방법을 사용하였고, 가장 중요한 파라미터인 슬릿을 통한 전자파 전력의 투과 계수 및 유효 투과폭(transmission width)^[4]에 대

경북대학교 전자전기컴퓨터공학부(School of Electronic and Electrical Engineering and Computer Science, Kyungpook National University)

*금오공과대학교 전자공학부(School of Electronic Eng., Kumoh National University of Technology)

· 논문 번호 : 20070409-042

· 수정완료일자 : 2007년 4월 23일

하여 상세히 논⁹ 하고, 해석의 타당성을 검증하기 위하여 Harrington의 결과와 비교하였다. 특히, Harrington의 연구 결과에서 중요한 파라미터인 투과폭에 대하여는 근사적이지만 해석적인 표현식을 얻었는데, 이는 본 논문에서도 중요한 결과이다. 그리고 기존 논문에서 정확하게 다루어지지 않았던 투과폭에 대한 표현식들을 구하였다.

II. 단일 슬릿 구조 해석

슬릿 내부는 평행 평판 도파관으로 볼 수 있으며, 구조는 그림 1에 나타내었다. 슬릿의 중심에 z 축을 두고, y 방향으로는 무한하다고 가정하였다. 평행판은 완전 도체(perfect electric conductor)이며 슬릿 높이는 h , 슬릿의 폭은 a 로 두었다. 전자파 해석을 위해 슬릿의 위쪽인 자유공간을 영역 I, 슬릿의 내부 공간을 영역 II, 그리고 슬릿의 아래쪽인 자유공간을 영역 III으로 나누었다. 여기서 슬릿의 내부 공간은 공기로 채워져 있는 것으로 두었다.

그림 1에서 보는 바와 같이 슬릿에 비스듬하게 입사되는 자계 \vec{H}^i 는 y 방향 성분만 있고, 전계 \vec{E}^i 는 x 방향과 z 방향 성분만 있는 것으로 정의하였으므로 슬릿 내부에서는 TM 모드만 존재할 것이다.

먼저 각 영역에 대해 전자파를 정의하고자 한다. 평행 평판의 위쪽 자유공간(영역 I)에서는 입사파와 슬릿에 의한 산란파의 합으로 표현되며, 아래쪽 자유공간(영역 III)에서는 슬릿을 통과한 파에 의한 것이므로, 각 영역의 자계 성분은 다음의 식과 같이 각각 둘 수 있다.

$$H_{y1} = [\exp(-jk_0(\sin\theta x + \cos\theta z)) + \int_{-\infty}^{\infty} dkR(k)\exp[-j(kx - k_z z)]] \quad (1)$$

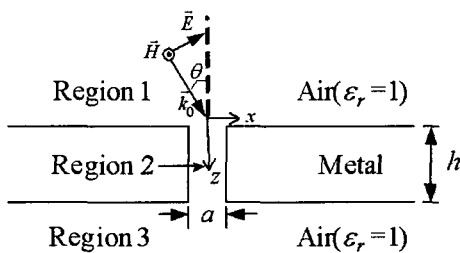


그림 1. 단일 슬릿 구조
Fig. 1. Single slit structure.

$$H_{y3} = \int_{-\infty}^{\infty} dkT(k)\exp[-j(kx + k_z z)] \quad (2)$$

여기서 $k_z = \sqrt{k_0^2 - k^2}$ 이며, $R(k)$ 와 $T(k)$ 는 반사와 투과 계수에 관계된다. 그리고 슬릿 내부(영역 II)는 평행 평판 도파관으로 볼 수 있으며, 언급한 바와 같이 TM 모드만 존재하므로 슬릿 내부의 자계 성분은

$$H_{y2} = \sum_{m=0}^{\infty} f_m(x)[A_m \exp[-j\beta_m(z-h)] + B_m \exp[j\beta_m z]] \quad (3)$$

이며, A_m 과 B_m 은 모드 계수이고, z 축의 파수인 β_m 과 모드 함수인 $f_m(x)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\beta_m = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2} \quad (4)$$

$$f_m(x) = \sqrt{\frac{\epsilon_m}{a}} \cos\left[\frac{m\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right],$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1, & m=0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases} \quad (5)$$

위의 식 (1)~(3)에서는 자계 성분을 정의하였으므로, Maxwell 방정식으로부터 각 영역에 대해 전계의 x 방향 성분을 구하면 다음과 같다.

$$E_{x1} = \frac{1}{\omega\epsilon_0} [k_0 \cos\theta \exp(-jk_0(\sin\theta x + \cos\theta z)) - \frac{1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dkR(k)k_z \exp[-j(kx - k_z z)]] \quad (6)$$

$$E_{x2} = \frac{1}{\omega\epsilon_0} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \beta_m f_m(x)[A_m \exp[-j\beta_m(z-h)] - B_m \exp[j\beta_m z]] \right\} \quad (7)$$

$$E_{x3} = \frac{1}{\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dkT(k)k_z \exp[-j(kx + k_z z)] \quad (8)$$

이제부터 $z=0$ 와 $z=h$ 인 경계면에서 전자계의 경계 조건을 부과한다. 먼저 영역 I과 영역 II의 경계면과 영역 II와 영역 III의 경계면에 대해 식 (1)~(3)으로부터 자계의 횡축 성분은 연속인 조건을 적용하고 양변에 모드 함수인 식 (5)에 곱하고 슬릿의 폭만큼 적분하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\left[\delta_0(k - k_0 \sin\theta) + \int_{-\infty}^{\infty} dkR(k) \right] W_n(k) = A_n \exp(j\beta_n h) + B_n \quad (9)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk T(k) \exp(-jk_z h) W_n(k) = A_n + B_n \exp[j\beta_n h] \quad (10)$$

여기서

$$W_n(k) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f_n(x) \exp(-jkx) dx \quad (11)$$

다음은 식 (6)~(8)으로부터 전계의 횡축 성분은 연속인 조건을 적용하고 양변에 $\exp(jkx)$ 을 곱하고 슬릿의 폭 만큼 적분하고 정리하면 또한 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$k_0 \cos \theta \delta(k - k_0 \sin \theta) - k_z R(k) = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_m [A_m \exp(j\beta_m h) - B_m] P_m(k) \quad (12)$$

$$k_z T(k) \exp(-jk_z h) = \sum_{m=0}^{\infty} \beta_m [A_m - B_m \exp(j\beta_m h)] P_m(k) \quad (13)$$

여기서

$$P_m(k) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f_m(x) \exp(jkx) dx \quad (14)$$

위의 전계의 경계 조건으로 구한 식 (12), (13)에서 $R(k)$ 와 $T(k)$ 의 식으로 표현하고, 이를 식 (9), (10)에 대입하고 k 의 무한 구간 적분에 대해 정리하면 다음의 관계식으로 나타낼 수 있다.

$$2W_n(k_0 \sin \theta) - \sum_m \beta_m \{A_m \exp(j\beta_m h) - B_m\} q_{mn} = A_n \exp(j\beta_n h) + B_n \quad (15)$$

$$\sum_m \beta_m \{A_m - B_m \exp(j\beta_m h)\} q_{mn} = A_n + B_n \exp(j\beta_n h) \quad (16)$$

여기서

$$q_{mn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_z} P_m(k) W_n(k) dk \quad (17)$$

위의 식에서

$$E_m^I = \frac{\beta_m}{\omega \epsilon_0} \{A_m \exp(j\beta_m h) - B_m\} \quad (18)$$

$$E_m^O = \frac{\beta_m}{\omega \epsilon_0} \{A_m - B_m \exp(j\beta_m h)\} \quad (19)$$

라 두고, 식 (18)과 식 (19)의 연립방정식에서 A_m 과 B_m 을 구하고 이를 식 (15)과 식 (16)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 수식을 얻을 수 있으며, 이를 행렬로 표현하여 연산하면 E_n^I 과 E_n^O 를 구할 수 있어 최종적으로 슬릿 내의 TM 모드 계수 A_m 과 B_m 을 모두 계산할 수 있다.

$$(y_n + g_{nn})E_n^I + \sum_{m \neq n} g_{mn} E_m^I + g_n^v E_n^O = I_n \quad (20)$$

$$(y_n + g_{nn})E_n^O + \sum_{m \neq n} g_{mn} E_m^O + g_n^v E_n^I = 0 \quad (21)$$

위의 식에서 우측의 전원항 I_n 은

$$I_n = 2 \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f_n(x) \exp(-jk_0 \sin \theta x) dx \quad (22)$$

이고, g_{mn} 은 식 (17)에서 적분 순서를 바꾸어 적분하면 제1종 Hankel 함수를 얻으면 다음과 같다.

$$g_{mn} = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f_m(x) f_n(x) G(x, x') dx dx' \quad (23)$$

여기서, $G(x, x') = Y_0 \pi / \lambda_0 H_0^{(1)}(k_0 |x - x'|)$ 이다. 그리고 y_n 은 슬릿의 입력단을 개방된 회로로 두고 입력단을 바라본 자계과 전계에 의한 어드미턴스로 다음의 식과 같다.

$$y_n = \frac{H_n^I}{E_n^I} = \frac{\exp(-j\beta_n h) + \exp(j\beta_n h)}{\frac{\beta_n}{\omega \epsilon_0} [\exp(-j\beta_n h) - \exp(j\beta_n h)]} = -jY_n \cot(\beta_n h) \quad (24)$$

여기서, $Y_n = \omega \epsilon_0 / \beta_n$ 는 평행 평판 도파관에서의 파동 어드미턴스에 해당된다. 마지막으로 g_n^v 는 마찬가지로 슬릿의 출력단 자계와 입력단 전계에 의한 어드미턴스에 해당되며 다음과 같다.

$$g_n^v = \frac{H_n^O}{E_n^I} = \frac{2}{\frac{\beta_n}{\omega \epsilon_0} [\exp(-j\beta_n h) - \exp(j\beta_n h)]} = -jY_n \csc(\beta_n h) \quad (25)$$

지금부터는 위의 정리된 수식으로부터 슬릿의 폭 이 파장에 비해 매우 좁은 경우에는 고차 모드를 무시할 수 있으므로 즉, $m = n = 0$ 일 때의 특성을 설명하고자 한다. 이를 위해 식 (23)의 피적분 함수에

포함된 한켈 함수를 소각근사(small argument approximation)으로 두기, 슬릿 폭 (a) 구간에 대해 적분하면 다음과 같은 근사식을 얻을 수 있다(부록 참조).

$$g_{00} \approx Y_0 \left(\frac{\pi a}{\lambda} + j \frac{2a}{\lambda} \left[\ln \left(\frac{k_0 a}{2} - 1 \right) \right] \right) \quad (26)$$

그리고 식 (20)과 식 (21)에서 고차 모드를 제외하고 기본 모드만 고려하여 풀면 E_0^o 는

$$E_0^o = \frac{g_0^v I_0}{(y_0 + g_{00})^2 - (g_0^v)^2} \quad (27)$$

이며, 식 (22), 식 (24)~(26)을 식 (27)에 대입하여 정리하면 식 (28)로 표현된다.

식 (28)에서

$$P(k_0 a) = \frac{2a}{\lambda} \left(\ln \frac{k_0 a}{2} - 1 \right) \quad (29)$$

식 (28)에서 분모의 허수부가 0일 때 E_0^o 는 최대 값을 가지며, 다음과 같은 조건을 얻는다.

$$\tan(k_0 h) = \frac{-\frac{4a}{\lambda} \left(\ln \frac{k_0 a}{2} - 1 \right)}{1 + \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2 \left(\ln \frac{k_0 a}{2} - 1 \right)^2} \quad (30)$$

식 (30)에서 슬릿의 폭을 매우 좁게 극한으로 보내면, 즉 $\lim_{a \rightarrow 0} \tan(k_0 h) \approx 0$ 이면

$$h \approx \pm \frac{n}{2} \lambda, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (31)$$

로 되어, 슬릿의 높이(h)가 반파장의 배수일 때 공진이 이루어짐을 알 수 있다.

마지막으로 슬릿을 통과하여 도체 평판 아래쪽인 자유공간(영역 III)으로 방사되는 전력 P_0 는

$$P_0 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [E_0^o (E_0^o g_{00})^*] \quad (32)$$

로 주어지며, 입사전력 P_{inc} 와 비로 표현하여 이를

$$E_0^o = \frac{I_0 / Y_0}{\frac{2\pi a}{\lambda} [\cos(k_0 h) - P(k_0 a) \sin(k_0 h)] + j \left[1 + \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 - P(k_0 a)^2 \right] \sin(k_0 h) + 2P(k_0 a) \cos(k_0 h)} \quad (28)$$

$$T = \frac{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \right) I_0^2}{\left(\left[1 + \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 - \left[\frac{2a}{\lambda} \left(\ln \frac{k_0 a}{2} - 1 \right) \right]^2 \right] \sin(k_0 h) \right)^2 + \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \left[\cos(k_0 h) - \frac{2a}{\lambda} \left(\ln \frac{k_0 a}{2} - 1 \right) \sin(k_0 h) \right] \right)^2} \quad (33)$$

투과 계수 ($T = P_0 / P_{inc}$)라 정의하고 식 (26)과 식 (27)을 식 (32)에 대입하고 정리하면 식 (33)과 같이 주어진다.

식 (33)에서 $\sin(k_0 h) = 0$ 일 때, 즉 평판 도체의 높이가 반파장의 배수일 때($h \approx \pm \frac{n}{2} \lambda$) 분모가 최소가 되어 Fabry-perot 공진 조건^[17]과 같다. 이때 투과 계수의 크기는 최대가 되어 공진하는 것임을 확인할 수 있으며, 이 공진 조건에서 z 축 방향으로 입사파가 진행하는 경우($\theta = 0^\circ$)에 $I_0 = 1$ 이 되어 식 (33)은 다음과 같이 간단하게 표현된다.

$$T \approx \frac{\lambda}{a\pi} \quad (34)$$

또한, 식 (34)에 슬릿 폭(a)을 곱하면 $T a \approx \lambda / \pi$ 이며, 이는 Harrington의 논문에서 transmission width로 정의된 물리량의 해석적인 표현식에 해당되며, 안테나의 실효길이인 λ / π 에 수렴하는 것을 확인할 수 있다.

III. 결과 및 검토

전술된 방법으로 단일 슬릿에서 슬릿의 높이, 폭, 입사 신호의 파장 변화에서 다양한 결합 현상들의 특성을 비교하고자 한다.

그림 2에서 슬릿의 높이(h)의 변화에 따른 투과 계수(T)를 도시하였다. 이때 입사파의 파장 및 슬릿의 폭은 $\lambda = 6 \mu\text{m}$, $a = 0.01 \lambda$ 이며, 이는 회로적인 개념으로 분석한 Harrington의 결과^[5]와 비교적 잘 일치함을 확인할 수 있었다.

그림 3에서는 파장(λ)의 변화에 따른 투과계수를 관찰한 것으로 최대 전력 전달이 슬릿의 높이 h 가 대략 파장의 1/2의 정수배에 해당될 때 일어남을 알 수 있으며, a/λ 가 작을수록 투과계수가 크다는 것을 확인할 수 있다.

그림 4에서는 파장(λ)의 변화에 따른 단일 슬릿에

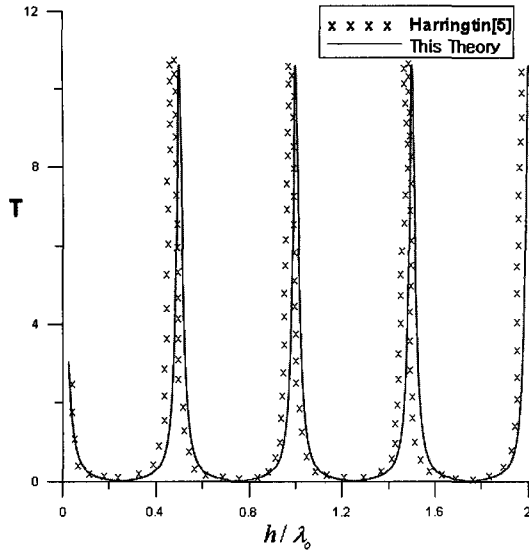


그림 2. 슬릿의 높이(h) 변화에 따른 투과 계수
Fig. 2. Transmission coefficient as a function of thickness h .

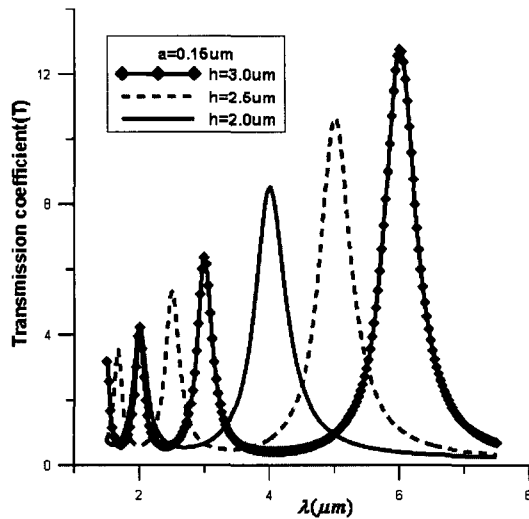


그림 3. 파장(λ) 변화에 따른 투과 계수(T)
Fig. 3. Transmission coefficient as a function of wavelength.

서의 투과폭(transmission width)을 관찰한 것으로 슬릿의 높이 h 가 대략 반파장의 정수배가 될 때 최대값이 됨을 알 수 있으며, 최대값이 λ/π 에 해당됨을 확인할 수 있었다.

IV. 결 론

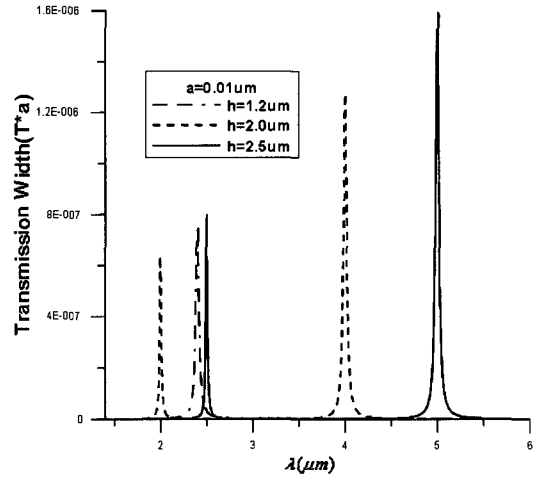


그림 4. 파장(λ) 변화에 따른 투과폭
Fig. 4. Transmission width as a function of wavelength.

본 논문에서는 유한한 두께를 갖는 도체 평판의 단일 슬릿을 통한 투과 공진 현상을 전자기학적인 관점에서 해석하였다. 특히 슬릿을 통한 투과계수(와 유효 투과폭)에 대한 표현식을 해석적인 형태로 구하고 이 결과를 기존의 결과와 비교하여 그 타당성을 확인하여 보았다.

유전율 $\epsilon_r=1$ 인 완전 도체에서 모든 출력의 최대 전달(maximum transmission)이 $\lambda/2$ 에 근사되는 슬릿의 높이(h)에서 관계되는 것을 확인하였으며, 또, 투과폭(transmission width)의 값이 반파장 안테나의 실효길이인 λ/π 에 수렴하는 것을 관찰하였다.

부 록

*식 (26)의 풀이 과정을 간단히 설명하고자 한다. 식 (23)이 $m=n=0$ 일 때 다음과 같으며

$$g_{00} = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f_0(x)f_0(x)G(r,r') dx dx'$$

여기서, $G(r,r') = Y_0(\frac{\pi}{\lambda})H_0^{(1)}(k_0|r-r'|)$ 이다. 본문의 식 (5)에서 $f_0(x) = \frac{1}{\sqrt{a}}$ 이며, 한켈함수의 소각 근사(small argument approximation)는

$$H_0^{(1)}(k_0|r-r'|) = 1 + j\frac{2}{\pi} \left[\gamma + \ln \frac{(k_0|r-r'|)}{2} \right]$$

이고, 여기서 오일러 상수 $\gamma=0.5772$ 이다. 각 식들을 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} g_{00} &= Y_0 \frac{\pi}{\lambda} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} dx dx' \frac{1}{a} \\ &\quad \left\{ 1 + j \frac{2}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{k_0 |x-x'|}{2} \right) \right\} \\ &= Y_0 \frac{\pi}{\lambda} \left[1 + j \frac{2}{\pi} \left(\gamma + \ln \frac{k_0}{2} \right) \right] \\ &\quad + j Y_0 \frac{2}{\lambda a} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \ln |x-x'| dx dx' \end{aligned}$$

위 식에서 g_{00} 의 적분 항은 단계적으로 풀이하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} &\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \ln |x-x'| dx dx' \\ &= \int_{-\pi}^0 \int_{-\pi}^0 \left[\ln \frac{a}{2} \cos u - \frac{a}{2} \cos v \left(\frac{a}{2} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \sin u \sin v \right] du dv \\ &= \left(\frac{a}{2} \right)^2 \int_{-\pi}^0 \int_{-\pi}^0 du dv \left[\ln \frac{a}{2} - \ln 2 - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m} \right. \\ &\quad \left. \cos(m.u) \cos(m.v) \right] \sin u \sin v \\ &= \left(\frac{a}{2} \right)^2 \left[4 \ln \left(\frac{a}{4} \right) \right] - \left(\frac{a}{2} \right)^2 \int_{-\pi}^0 \int_{-\pi}^0 du dv \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2}{m} \\ &\quad \cos(m.u) \cos(m.v) \sin u \sin v \\ &= \left(\frac{a}{2} \right)^2 \left[4 \ln \left(\frac{a}{4} \right) \right] - \left(\frac{a}{2} \right)^2 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k^2(k+1)^2} \\ &\approx \left(\frac{a}{2} \right)^2 \left[4 \ln \left(\frac{a}{4} \right) \right] - \left(\frac{a}{2} \right)^2 \frac{1}{2} \end{aligned}$$

따라서 g_{00} 는 다음과 같이 근사식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} g_{00} &\approx Y_0 \left(\frac{\pi a}{\lambda} + j \frac{2a}{\lambda} \left[\ln \left(\frac{k_0 a}{2} \right) + 0.5772 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \ln \left(\frac{1}{4} \right) - \frac{1}{8} \right] \right) \\ &\approx Y_0 \left(\frac{\pi a}{\lambda} + j \frac{2a}{\lambda} \left[\ln \left(\frac{k_0 a}{2} \right) - 1 \right] \right) \end{aligned}$$

참 고 문 헌

[1] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays", *Nature*, vol. 391, pp. 667-669, 1998.
 [2] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R.

N. Hamm, "Surface plasmon resonance effect in grating diffraction", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 21, pp. 1530-1533, 1968.
 [3] D. Heitmann, "Radiative decay of surface plasmons excited by fast electrons on periodically modulated silver surfaces", *Solid State Phys.*, vol. 10, p. 397, 1977.
 [4] Roger F. Harrington, David T. Auckland, "Electromagnetic transmission through narrow slots in thick conducting screens", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, no. 5, pp. 616-622, Sep. 1980.
 [5] Y. J. Chen, E. S. Koteles, and R. J. Seymour, "Surface plasmons on gratings: Coupling in mini regions", *Solid State Com.*, vol. 46, pp. 95-99, 1983.
 [6] H. Rather, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
 [7] H. Lochbihler, R. A. Repine, "Highly conducting wire gratings in the resonance region", *Appl. Opt.*, vol. 32, no. 19, p. 3459, 1993.
 [8] H. Lochbihler, "Diffraction from highly conducting wire gratings of arbitrary cross section", *J. of Mod. Opt.*, vol. 40, no. 7, pp. 1273-1298, 1993.
 [9] H. Lochbihler, "Surface polaritons on gold wire gratings", *Phys. Rev. B*, vol. 50, pp. 4795-4801, 1994.
 [10] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, and J. B. Pendry, "Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits", *Phys. Rev. Lett.*, 83, pp. 2845-2848, 1999.
 [11] Y. Takakura, "Optical resonance in a narrow slit in a thick metallic screen", *Phys. Rev. Lett.*, 86, pp. 5601-5603, 2001.
 [12] H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes", *Phys. Rev.*, vol. 66, pp. 163-182, 1944.
 [13] C. M. Butler, D. R. Wilton, "General analysis of narrow strips and slots", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, no. 1, pp. 42-48, Jan. 1980.
 [14] F. Yang, J. R. Sambles, "Resonant transmission of microwave through a narrow metallic slit", *Phys.*

Rev. Lett., 89, pp. 063901, 2002.

[15] A. Barbara, P. Quemerais, E. Bustarret, and T. Lopez-Rios, "Optical transmission through subwavelength metallic gratings", *Phys. Rev. B*, vol. 66, pp. 161403, 2002.

[16] J. Bravo-Abad, L. Martin-Moreno, and F. J.

Garcia-Vidal, "Transmission properties of a single metallic slit: From the subwavelength regime to the geometrical-optics limit", *Phys. Rev. E* 69, pp. 026601, 2004.

[17] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, McGraw-Hill, 1966.

곽 승 순



1983년 2월: 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1985년 2월: 경북대학교 전자공학과 (공학석사)
 1998년 2월: 경북대학교 전자공학과 박사수료
 1984년 12월~1990년 10월: 동양정

밀(주) 중앙연구소
 1990년 10월~1993년 2월: 포항공대 가속기연구소
 1993년 3월~1998년 8월: 가톨릭상지대 전자통신과
 2000년 1월~2001년 12월: (주)진명통신 기술부
 2002년 1월~2005년 10월: (주)엠티아이 연구소
 [주 관심분야] 전자장수치해석, 안테나 및 시스템 설계

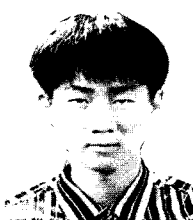
고 지 환



1982년: 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1985년: 경북대학교 전자공학과 (공학석사)
 1998년: 경북대학교 전자공학과 (공학박사)
 1985년~2000년: 한국전자통신연구원 연구원

2000년~현재: 금오공과대학교 전자공학부 교수
 [주 관심분야] 안테나 설계, 초고주파 도파관 및 부품 설계, 전자파 산란, 위성통신

박 중 언



2006년 2월: 경북대학교 전자전기 컴퓨터학부 (공학사)
 2007년 3월~현재: 경북대학교 전자전기컴퓨터학부 석사과정
 [주 관심분야] 안테나 이론, 전자기학 등

조 영 기



1978년: 서울대학교 전자공학과 (공학사)
 1981년: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
 1998년: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)
 1981년~현재: 경북대학교 전기전자컴퓨터학부 교수

1992년~현재: 국제전파연합(URSI) Commission B Fields & Waves, Korea representative
 2004년~현재: 한국전자과학회 수석 부회장
 2002년~현재: 경북대학교 공과대학 BK 사업 단장
 [주 관심분야] 전자기 산란 및 복사, 주기구조, 안테나 이론