

週期的인 슬롯을 갖는 漏泄同軸 케이블의 電波 特性 (Propagation Characteristics of Leaky Coaxial Cable with Periodic Slots)

홍용인*, 김현준*, 맹명재*, 양기곤**, 김정기*

(Yong In Hong*, Hyun Jun Kim*, Myung Jae Maeng*, Ki Kon Yang**, Jung Ki Kim*)

ABSTRACT

In indoor radio systems, vehicular communication systems, and land mobile systems, a very important problem is that of maintaining stable communications at all locations. Therefore solutions for the indoor propagation problem are an important aspects of the mobile communication system.

Leaky coaxial cables finding increasing use in communications systems involving mines, tunnels, railroads, and highways, and in new obstacle detection, or guided radar, schemes for ground transportation and perimeter surveillance.

In this paper a leaky coaxial cable having periodic slots in the outer conductor is described to obtain the propagation modes in the various environments. We use an essential cylindrical model to develop the theory for surface-wave propagation on the cable.

Numerical Results are also included for the propagation constants, field distribution and impedance as functions of various parameters. First, we derive the electromagnetic equation for leaky coaxial cable having periodic slots using mode-matching method and Floquet's theorem, and then find various modes, propagation constants, field distribution, etc.

요 약

본 논문에서는 터널, 지하철 등 지하공간에서의 무선통신을 가능하게 하는 주기적인 슬롯을 갖는 누설 동축케이블의 전파 특성을 해석하였다. 주기적인 구조를 해석하기 위해 Floquet 정리를 사용하여 동축 케이블의 표면파 특성을 해석하였고, 전파상수 및 필드의 진폭을 구하기 위하여 다변수 Newton Raphson 법을 사용하여 식을 전개하였다. 이 값으로부터 동축 케이블의 필드분포, 표면 전송 임피던스(surface transfer impedance), 전류분포, 전파상수 등을 구하였다.

*중앙 대학교 전자공학과
(Chung-Ang University)

**한국전자통신연구소
(Electronics and Telecommunications Research Institute)

I. 서 론

전자파는 건물이나 터널내에서는 잘 전파하지 않는다. 따라서 이러한 전파 그늘에서도 자유로운 무선 통신을 위해 고안된 것이 동축케이블에 슬롯을 제작하여 그 슬롯으로 부터 전자장 누설을 이용한 것이다. 현재 건물 내부 및 터널, 지하상가, 지하철역 등과 같은 지하 공간에서도 통신이 자유로운 시스템 설비를 필요로 한다. 그러나 빌딩이나 굴곡이 심한 터널 등에서는 디스크리트 안테나 시스템과 같은 기존 방법으로는 RF커버가 불가능하다. 이러한 전파 그늘 지역에서의 원활한 통신을 위해서는 누설 동축케이블과 같은 Distributive 안테나를 설치하는 것이 필수적이다.

누설 동축 케이블은 그동안 빌딩 내부, 터널, 광산 혹은 침입 방지용 레이다 시스템, 지상 유도 수송 시스템에서의 연속 접근 유도 통신(CAGC)을 제공하는 수단으로서 관심을 증대시켜 왔다^[1-5]. 또한 지하상가등에서는 전파그늘 지역을 해소하여 화재시의 피난 유도, 소방활동을 위한 무선 통신망으로 누설 동축케이블이 사용된다. 열차무선 통신의 경우에 있어서는 지하철 및 철도상의 장거리 터널내에서의 안전운행을 위해 열차와 중앙통제소, 열차의 전후부간의 상호통신을 위한 설비로서 사용되기도 한다. 그밖에 누설 동축케이블의 전파특성이 다른 통신 방식보다 안정되어 있고, 다중통신이 가능하여 공장내의 리모트 컨트롤 및 자동화, 자동계측 그리고 영상 및 데이터 전송등에의 이용이 기대된다. 특히 열차 무선 시스템을 누설 케이블 방식으로 전환시키면 타 통신망간의 혼선방해를 극소화시킬 수 있어 전파 자원의 효율적 이용이 크게 기대된다.

본 논문에서는 이러한 목적에서 디지털 이동통신에 필요한 1GHz 대 이상의 주파수에서 사용하는 주기적 슬롯을 가진 누설 케이블의 여러 특성들을 해석하였다. 특히 모드 정합법^[1], Floquet 정리^[6]등을 사용하여 1GHz를 중심으로 전파상수, 필드분포, 입력 임피던스, 정전 용량, 유도 용량, 전류 분포 등에 대한 식을 유도 하였다. 그 다음 Newton-Raphson^[7]에 기초한 수치 해석을 통하여 여러 파라미터들을 변화시켜 시뮬레이션 하였다.

II. 누설 동축 케이블의 전자장 방정식 유도

1. 내부 영역에서의 필드 분포

본 절에서는 건물 및 터널, 지하공간 등에 설치된 누설 동축 케이블에 대한 전자장 방정식을 유도한다. 터널 안과 건물 내부는 그 단면이 각각 원형 및 구형으로 되어 있지만, 케이블이 설치된 경우 단면적이 같다면 전파 전달 특성은 두 경우가 거의 같게 나오는 것으로 알려져 있다^[2]. 실린더형 케이블에 대해서는 원형의 단면적을 갖는 구조로 외부벽을 해석하는 것이 간단하므로 본 절에서는 모든 영역을 원통형 좌표계를 기준으로 하여 방정식을 유도하기로 한다.

방정식 유도에 이용되는 기본적인 이론은 모드 매칭법과 주기적인 구조를 해석하기 위한 Floquet 정리, 수치해석에 있어서 다변수 Newton-Raphson법 등이다.

그림 1과 2는 외부도체에 주기적인 슬롯을 갖고 있는 동축케이블의 구조를 나타낸 것이다. 먼저 표면파가 $e^{j\omega t}$ 의 시간항을 갖고 무한히 긴 동축 케이블을 따라 전파해 간다고 가정한다. 이러한 표면파는 맥스웰 방정식 및 모든 경계조건을 만족한다. 표면파는 케이블을 따라 전파할 때 안테나와 같이 복사되지는 않지만 외부영역에서 거리에 따라 감소하는 필드를 생성한다.

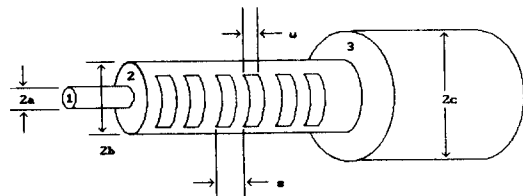


그림 1. 주기적 슬롯을 가진 누설 케이블의 구조

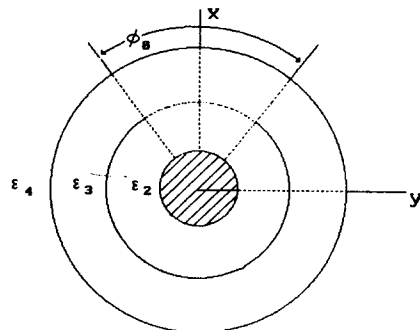


그림 2. 슬롯 케이블의 단면 구조

그림 1에 나타난 바와 같이 전 영역은 4개로 나누어져 있으며, 내부 도체의 반경은 a 이고 대개 구리나 알루미늄을 사용한다. 슬롯이 있는 외부 도체는 반경이 b 이고, 방수나 부식방지를 위해 반경이 c 인 유전체 자켓으로 싸여있다. 슬롯의 각도는 ϕ_0 이고 영역 4는 자유공간으로 가정한다. 그림 2는 케이블의 측면을 나타낸 것으로서 슬롯 간격은 s 이고, 폭은 w 이다. 위와 같은 구조를 가진 원통형 다층매질에 대한 전자장 방정식을 유도하기 위해 먼저 각 영역내의 필드가 미지계수를 포함하는 원통좌표계의 무한 급수의 모드 함수로서 표현한다¹⁾. 이 필드는 전 영역에서 맥스웰 방정식을 만족하며, 슬롯이 주기적으로 놓여 있으므로 필드도 주기성을 갖고 변화한다. 다음에는 슬롯내부의 전계의 접선 성분에 대한 적절한 시험함수를 설정하고, 무한 급수의 각 계수를 결정하기 위하여 영역사이($\rho = a, b, c$)에서 경계조건을 이용한다. 일반적으로 원통형의 다층매질에 대한 i 번째 영역에서의 필드는 Maxwell 방정식에 의해서 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$E_z = e^{z'} \sum_m \sum_n \gamma_i^2 [A_n I_n(\gamma_i \rho) + B_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2mz/s} \cos n\phi \quad (1)$$

$$H_z = -e^{z'} \sum_m \sum_n \gamma_i^2 [C_n I_n(\gamma_i \rho) + D_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2mz/s} \sin n\phi \quad (2)$$

$$E_\phi = (1/\rho) e^{z'} \sum_m \sum_n n g [A_n I_n(\gamma_i \rho) + B_n K_n(\gamma_i \rho)] \cdot e^{j2mz/s} \sin n\phi + j\omega\mu_i e^{z'} \sum_m \sum_n \gamma_i [C_n I_n(\gamma_i \rho) + D_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2mz/s} \sin n\phi \quad (3)$$

$$H_\phi = (1/\rho) e^{z'} \sum_m \sum_n n g [C_n I_n(\gamma_i \rho) + D_n K_n(\gamma_i \rho)] \cdot e^{j2mz/s} \cos n\phi + j\omega\epsilon_i e^{z'} \sum_m \sum_n \gamma_i [A_n I_n(\gamma_i \rho) + B_n K_n(\gamma_i \rho)] e^{j2mz/s} \cos n\phi \quad (4)$$

여기서

$$g = \gamma + j \frac{2m\pi}{s}, \quad \gamma_i^2 = -k_i^2 - g^2$$

$$k_i^2 = \omega^2 \mu_i \epsilon_i, \quad \epsilon_i = \epsilon_i' - j \frac{\sigma_i}{\omega}$$

$$I_n(\gamma_i \rho) = \frac{\partial I_n(\gamma_i \rho)}{\partial(\gamma_i \rho)}, \quad K_n(\gamma_i \rho) = \frac{\partial K_n(\gamma_i \rho)}{\partial(\gamma_i \rho)} \quad (5)$$

슬롯이 $-\infty$ 에서 ∞ 까지 배열되어 있으므로 무한 급수에서 m 의 범위는 $-\infty$ 에서 ∞ 까지가 된다. 그리고 n 의 범위는 0에서 ∞ 까지이다. I_n, K_n 은 1종 및 2종 n 차 modified Bessel 함수이고, 인자는 임의의 복소수 값이다. μ_i 및 ϵ_i 는 각 영역에서의 투자율 및 유전율을 나타내며, γ 는 표면파의 전파상수이다. 미지

계수 A_n, B_n, C_n, D_n 는 m, n 에 따라 각기 다른 값을 가지며, 각 영역에서의 복사 전파상수 γ_i 는 m 에만 의존한다.

본 논문에서는 외부도체에 주기적인 슬롯을 가진 경우에 대해 해석하므로 Floquet정리를 적용한다. 위의 식에 포함된 Z_m 과 g 에 대한 표현은 이 정리를 적용한 것이다. 즉 비주기적인 함수에 factor Z_m 을 곱하고 전파상수 γ 대신 $\gamma + j2m/s$ 를 대입함으로써 주기적인 구조를 해석할 수 있다.

본 논문의 목적은 먼저 표면파의 전파상수 γ 를 구하고 무한급수의 각 계수들을 구한 뒤 모든 영역에서의 필드분포를 알아내는 것이다. 또한 구해진 전파상수로 부터 누설 동축 케이블의 모드 특성에 대해 알아보고 케이블의 표면 전송 임피던스(surface transfer impedance), 도체표면에서의 전류분포등을 계산하게 된다. 이를 위해 각 영역에 정의된 필드분포로부터 경계조건들을 적용하여 미지계수들을 구하기 위한 방정식을 유도한다. $z=0$ 인 지점에 중심을 둔 슬롯면에서의 필드는 아래와 같이 표현 할 수 있다.

즉, $-\phi_0/2 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 인 영역에서

$$E_\phi = V_2 e^{\gamma z} \cos\left(\frac{\pi z}{w}\right) \sin\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \quad (6)$$

$$E_z = V_1 e^{\gamma z} \cos\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \quad (7)$$

여기서 V_1 은 주어지는 값이며 보통 1로 정규화한다. 그리고 V_2 는 초월방정식을 풀어 γ 와 함께 구해지는 미지 상수값이다. 식(6), (7)는 슬롯 영역에서만 정의된 함수이므로 식(1)~(4)에서 가정한 필드와 매칭시킬 수가 없다. 그러므로 Fourier 급수를 사용하여 아래와 같이 $\rho=b$ 의 전영역에서 정의되는 함수형태로 바꾸어야 한다.

$$E_\phi = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n P_{mn} Z_m \sin n\phi \quad (8)$$

$$E_z = e^{\gamma z} \sum_m \sum_n E_{mn} Z_m \cos n\phi \quad (9)$$

여기서

$$P_{mn} = \frac{2V_2 C_m P_n}{\pi s}, \quad C_m = \int_{-h}^h \cos\left(\frac{\pi z}{w}\right) e^{-i2mz/s} dz$$

$$P_n = \int_0^{\phi_0} \sin\left(\frac{\pi \phi}{\phi_0}\right) \sin n\phi d\phi \quad (10)$$

$$E_{mn} = \frac{w S_m f_n V_1}{s}, S_m = \frac{1}{w} \int_{-h}^h e^{-\frac{i2m\pi z}{s}} dz$$

$$f_n = \left(\frac{e_n}{\pi} \right) \int_0^{\phi_0} \cos\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right) \cos n\phi d\phi \quad (11)$$

$$h = \frac{w}{2}, e_n = 2, e_0 = 1$$

$\rho = b$ 에서 식(1), (3)의 전개 접선성분과 식(8), (9)의 전개 접선성분이 매칭이 되어야 하므로 아래와 같은 관계식이 구해진다.

$$A_2 I_n(\gamma_2 b) + B_2 K_n(\gamma_2 b) = V_{11}$$

$$C_2 I_n'(\gamma_2 b) + D_2 K_n'(\gamma_2 b) = V_{22} \quad (12)$$

4개의 미지계수에 대해 2개의 방정식만 주어졌으므로 $\rho = a$ 에서 전개 및 자계의 경계조건을 이용하여 2개의 방정식을 더 구해야 한다.

내부 도체를 완전도체로 가정한 경우 $\rho = a$ 에서 전계의 접선 성분이 0이라는 조건으로부터

$$A_2 I_n(\gamma_2 a) + B_2 K_n(\gamma_2 a) = 0$$

$$C_2 I_n'(\gamma_2 a) + D_2 K_n'(\gamma_2 a) = 0 \quad (13)$$

만일 내부도체가 완전도체가 아니고 유한크기의 도전을 σ_1 을 갖는다면 식(13)는 아래와 같은 과정에 따라 바뀌어야 한다. 즉, 내부도체의 중심에서 필드의 크기는 유한한 값을 가지므로 계수 $B_1 = D_1 = 0$ 이 되어야 하고 $\rho = a$ 인 영역에서 전계 및 자계의 접선 성분, 즉 E_z, E_ϕ, H_z, H_ϕ 가 연속이 되어야 한다. 그러므로 이 경계조건으로부터 6개의 미지계수 $A_1, C_1, A_2, B_2, C_2, D_2$ 에 관한 4개의 방정식을 얻게 된다. 이들 중 전계의 접선성분에 대한 경계조건으로부터 다음과 같은 A_1, C_1 에 대한 식을 얻게 된다.

$$A_1 = \frac{\gamma_2^2 [A_2 I_n(\gamma_2 a) + B_2 K_n(\gamma_2 a)]}{\gamma_1^2 I_n(\gamma_1 a)}$$

$$C_1 = \frac{\gamma_2^2 [C_2 I_n(\gamma_2 a) + D_2 K_n(\gamma_2 a)]}{\gamma_1^2 I_n(\gamma_1 a)} \quad (14)$$

위의 두 식을 자계의 접선성분에 대한 나머지 두 개의 방정식에 대입하면 아래와 같은 A_2, B_2, C_2, D_2 에 대한 방정식을 구할 수 있다.

$$Q_{11} A_2 + Q_{12} B_2 + Q_{13} C_2 + Q_{14} D_2 = 0$$

$$Q_{21} A_2 + Q_{22} B_2 + Q_{23} C_2 + Q_{24} D_2 = 0 \quad (15)$$

식(12)~(15)로부터 γ 와 V_2, m, n 을 안다고 가정하면, 내부 영역 2에서의 무한급수의 미지계수를 구할 수 있게 된다.

2. 외부 영역에서의 필드분포

본 절에서는 외부영역에서의 필드분포를 구한다. $\rho = b$ 에서 식(1), (3)와 식(8), (9)의 전개분포가 매칭이 되어야 하므로 아래와 같은 관계식을 얻게 된다.

$$A_3 I_n(\gamma_3 b) + B_3 K_n(\gamma_3 b) = V_a$$

$$C_3 I_n'(\gamma_3 b) + D_3 K_n'(\gamma_3 b) = V_b \quad (16)$$

마지막으로 $\rho = c$ 에서 전개 및 자계의 접선성분의 연속조건을 이용한다. 그러면 아래와 같이 A_4, B_4, C_4, D_4 에 대한 4개의 방정식을 얻을 수 있다.

$$A_4 = S_{11} A_3 + S_{12} B_3 + S_{13} C_3 + S_{14} D_3$$

$$B_4 = S_{21} A_3 + S_{22} B_3 + S_{23} C_3 + S_{24} D_3$$

$$C_4 = S_{31} A_3 + S_{32} B_3 + S_{33} C_3 + S_{34} D_3$$

$$D_4 = S_{41} A_3 + S_{42} B_3 + S_{43} C_3 + S_{44} D_3 \quad (17)$$

식(16)을 (17)식에 대입하면 아래와 같이 A_3, C_3 에 의해 표시할 수 있다. 그리고 A_4, C_4 는 $\rho = c$ 에서 전개 접선성분이 0이라는 조건으로부터 B_4, D_4 에 의해 결정된다.

결과적으로 γ, V_2, m, n 이 결정되면 식(16)로부터 미지계수 A_3, B_3, C_3, D_3 를 구할 수 있으며, B_4, D_4 는 식(19)로부터 A_3, B_3, C_3, D_3 에 의해 결정되고, 또한 A_2, B_2, C_2, D_2 는 식(12)~(15)로부터 구해지므로 전 영역에서의 필드분포를 구할 수 있게 된다. 다음 절에서는 γ, V_2 를 구하는 과정을 나타내었다.

3. 전파 상수의 결정

본 절에서는 전파상수 γ 및 V_2 를 구하기 위한 초월 방정식을 유도한다. $\rho = b$ 에서 영역 2와 영역 3사이의 자장의 접선성분이 연속이라는 경계조건을 적용하면 $-\phi_0/2 < \phi < \phi_0/2, -h < z < h$ 의 전 영역에서

$$\sum_m \sum_n F_{mn} Z_m \cos n\phi = 0 \quad (18)$$

이 되고, 여기서

$$F_{mn} = ng[C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b) - C_3 I_n(\gamma_3 b) - D_3 K_n(\gamma_3 b)] \\ + j\omega \epsilon_2 \gamma_2 b [A_2 I_n'(\gamma_2 b) + B_2 K_n'(\gamma_2 b)] \\ - j\omega \epsilon_3 \gamma_3 b [A_3 I_n'(\gamma_3 b) + B_3 K_n'(\gamma_3 b)]$$

위의 식(18)은 ϕ 및 z 영역의 각 지점에서 다른 값을 가지므로 근을 구할 수가 없다. 그러므로 Galerkin법^[8]을 사용하여 영역에 관계없는 초월방정식을 유도해야 한다.

식 (18)에 $\cos(\pi\phi/\phi_0)$ 를 곱하고 $0 < \phi < \phi_0/2$, $-h < z < h$ 의 구간에서 적분하면 식(19)와 같은 방정식을 얻게 된다.

$$F = \sum_m \sum_n S_m f_n F_{mn}/e_n = 0 \quad (19)$$

또한 H_z 에 대한 경계조건으로 부터

$$\sum_m \sum_n H_{mn} Z_m \sin n\phi = 0 \quad (20)$$

이 되고, 여기서

$$H_{mn} = \gamma_2^2 [C_2 I_n(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] - \gamma_3^2 [C_3 I_n(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)]$$

식 (20)에 $\sin(\pi\phi/\phi_0)\cos(\pi z/w)$ 를 곱하고 $0 < \phi < \phi_0/2$, $-h < z < h$ 의 영역에 대해 적분하면

$$H = \sum_m \sum_n H_{mn} C_m P_n = 0 \quad (21)$$

이 된다.

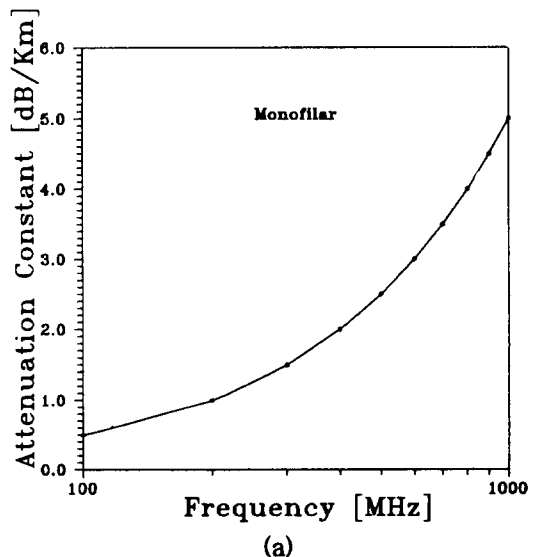
각 계수의 값들을 구하여 방정식에 대입하면 식 (19), (21)은 미지수가 γ , V_2 인 표면파에 대한 초월방정식에 된다. $F(\gamma, V_2)$, $H(\gamma, V_2) = 0$ 이 동시에 만족되는 γ 및 V_2 를 구하기 위하여 다변수 함수에 대한 Newton-Raphson 법^[7]을 사용한다. 구하려는 근(root) 근처에서 F 와 H 는 다음과 같이 근사적으로 Taylor 급수 전개된다.

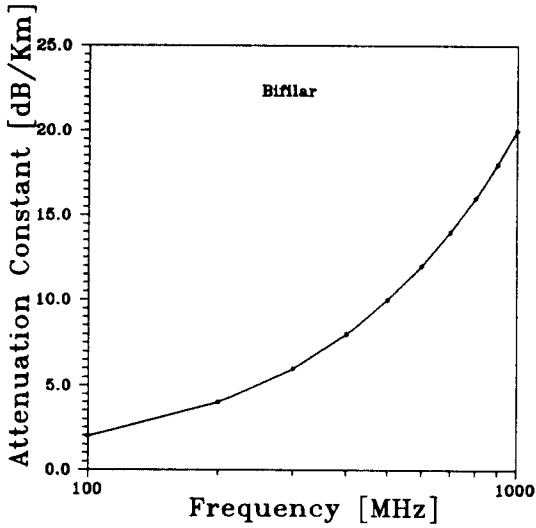
$$F \approx F_0 + (\gamma - \gamma_0) \frac{\partial F}{\partial \gamma} + (V_2 - V_{20}) \frac{\partial F}{\partial V_2} = 0$$

$$H \approx H_0 + (\gamma - \gamma_0) \frac{\partial H}{\partial \gamma} + (V_2 - V_{20}) \frac{\partial H}{\partial V_2} = 0 \quad (22)$$

여기서 γ_0 , V_{20} 는 각각 초기치를 나타내며 편미분항은 유한차분 근사를 통해 구해진다. 방정식 (22)를 반복 계산함으로써 정확한 γ , V_2 를 구할 수 있으며 매우 빠른 수렴 속도를 갖는다.

초월방정식 식(19), (21)을 풀면 각각 monofilar, bifilar 모드에 해당하는 2개의 해를 구할 수 있다. 실제로 주파수가 증가하면 이 두 모드외에 또 다른 고차모드가 존재하지만 실제적으로 큰 영향을 미치는 것은 위의 두 가지 모드이다. 그림 3은 주파수와 슬롯 폭의 변화에 따른 monofilar 및 bifilar 모드의 전파상수를 나타낸 것이다. monofilar 모드는 전파상수가 k_0 보다 약간 큰 값을 가지며 bifilar모드는 k 보다 큰 값을 갖는다. 두경우 고주파에 대해서는 전파상수의 변화가 심한 것을 알 수 있다. 대개 monofilar 모드는 자유공간의 전파상수와 거의 1.0~1.05 사이의 값을 갖는데, DC인 경우는 $\beta = k_0$ 이다. 반면 bifilar 모드는 $\sqrt{\epsilon_r} k_0$ 보다 큰 값을 갖는다. 그림에 나타난 것처럼 주파수가 증가할 수록 전파상수는 증가하고 따라서 전파속도는 감소한다는 것을 알 수 있다. 일반적으로 터널이나 건물내부에서 monofilar모드는 큰 전송손실과 작은 결합손실을 갖는다. 반면에 bifilar 모드는 작은 전송손실과 큰 결합손실을 갖는다.

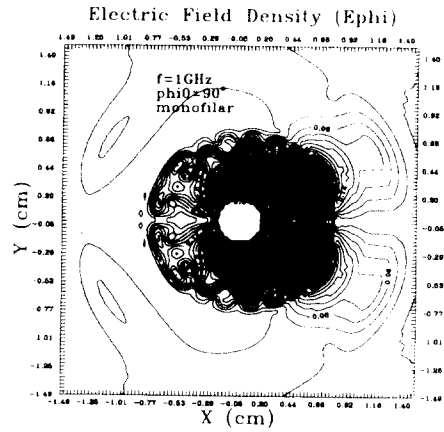




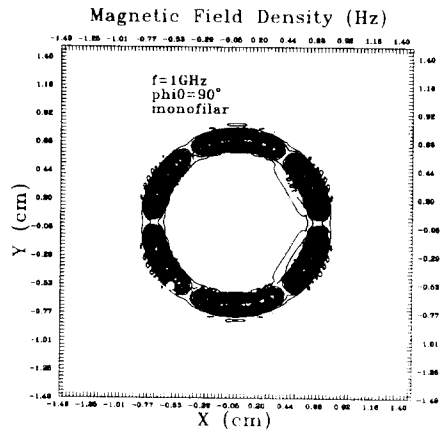
(b)

그림 3. 주파수에 따른 감쇄상수의 변화

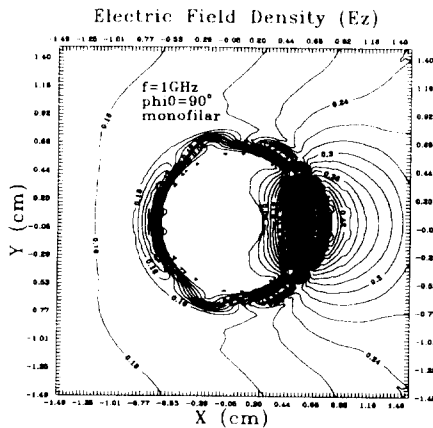
그림 4는 1GHz에서 계산된 케이블 주위에서의 각 방향의 전계 및 자기분포를 나타낸 것이다. 초월함수를 풀면 각 모드에 해당하는 여러 전파상수 값이 구해지는데, 실제적으로 전파전달 측면에서 monofilar 모드만이 필요하며 그림4에 monofilar모드의 분포를 나타내었다. 내부 필드는 각 모드에 의한 필드의 총합으로써 형성된다.



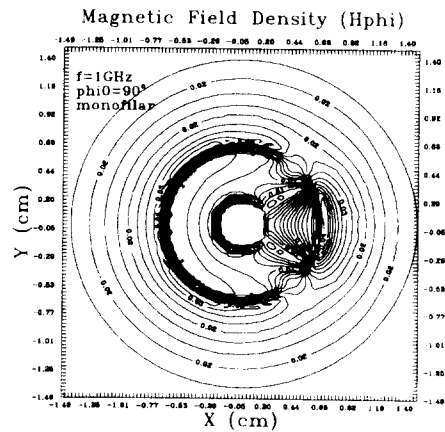
(b) ϕ 방향 전계



(c) z 방향 자기



(a) z 방향 전계



(d) ϕ 방향 자기

그림 4. 각 방향으로의 필드분포

4. 표면 전송 임피던스

표면전송 임피던스 Z_T 는 다음과 같이 어드미턴스를 계산함으로써 구할 수 있다[3].

$$Z_T = (2\pi b Y_L)^{-1} \quad (23)$$

$$Y_L = -(Y_e) + Y_i + \sum_n f_n \frac{\sin(n\phi_o/2)}{(n\phi_o/2)} (J_{ns})$$

여기서 Y_e , Y_i 는 외부 어드미턴스, 내부 어드미턴스이다.

$$Y_e = \frac{-j\epsilon_o\omega}{r_4} \frac{K'_n(\gamma_4 b)}{K_n(\gamma_4 b)} \quad (24)$$

$$Y_i = \frac{j\epsilon_2\omega}{r_2} \frac{Z'_n(\gamma_2 b)}{Z_n(\gamma_2 b)} \quad (25)$$

$$J_n = j\omega \left[\frac{\epsilon_2}{\gamma_{2s}} \frac{Z'_n(\gamma_2 b)}{Z_n(\gamma_2 b)} (1 - \Delta_{o,n}) - \frac{\epsilon_2}{\gamma_{4s}} \frac{K'_n(\gamma_4 b)}{K_n(\gamma_4 b)} (1 - \Omega_{o,n}) + \epsilon_2 \Delta_n - \epsilon_o \Omega_n + \frac{1}{\pi} \left[\epsilon_2 \left(1 - \frac{n^2}{k_0^2 b^2}\right) + \epsilon_o \left(1 - \frac{n^2}{k_0^2 b^2}\right) \ln \frac{2s}{\pi w} \right] \right] \quad (26)$$

$$\Delta_m = \sum_n \left[\frac{1}{\gamma_{2s}} \frac{Z'_n(\gamma_2 b)}{Z_n(\gamma_2 b)} (1 - \Delta_{m,n}) - \frac{1}{2\pi |m|} \left[1 - \frac{n^2}{k_0^2 b^2} \right] \right]$$

$$\Omega_n = \sum_m \left[\frac{1}{\gamma_{4s}} \frac{K'_n(\gamma_4 b)}{K_n(\gamma_4 b)} (1 - \Omega_{m,n}) + \frac{1}{2\pi |m|} \left[1 - \frac{n^2}{k_0^2 b^2} \right] \right]$$

$$\Delta_{m,n} = \frac{(ng)^2}{k^2(\gamma_2 b)^2} \frac{Z_n(\gamma_2 b)}{Z'_n(\gamma_2 b)} \frac{Z_n^*(\gamma_2 b)}{Z_n^*(\gamma_2 b)}$$

$$\Omega_{m,n} = \frac{(ng)^2}{k_0^2(\gamma_4 b)^2} \left[\frac{K_n(\gamma_4 b)^2}{K_n^*(\gamma_4 b)^2} \right]$$

$$Z_n(\gamma_2 b) = \ln(\gamma_2 b) - \frac{\ln(\gamma_2 a)}{K_n(\gamma_2 a)} K_n(\gamma_2 b) \quad (27)$$

$$Z_n^*(\gamma_2 b) = \ln(\gamma_2 b) - \frac{\ln^*(\gamma_2 a)}{K_n^*(\gamma_2 a)} K_n(\gamma_2 b) \quad (28)$$

$$f_n = \frac{F_n}{F_o}, \quad F_o = \frac{2\phi_o}{\pi}$$

$$F_n = \begin{cases} \frac{2\pi}{\phi_o} \frac{\cos(n\phi_o/2)}{(\pi/\phi_o)^2 - n^2}, & n^2 \neq (\pi/\phi_o)^2 \\ \frac{\phi_o}{2}, & n^2 = (\pi/\phi_o)^2 \end{cases}$$

위의 결과들로부터 슬롯의 그림 5-6은 식(23)로부터 케이블의 표면 전송 임피던스를 구한 것이다. 주파수가 10MHz 일때는 위상 상수가 증가하더라도 표면 전송 임피던스는 거의 일정하고, 주파수가 1GHz 일때는 위상 상수가 증가함에 따라 표면 전송 임피던스는 일반적으로 증가하는 것을 알 수 있다.

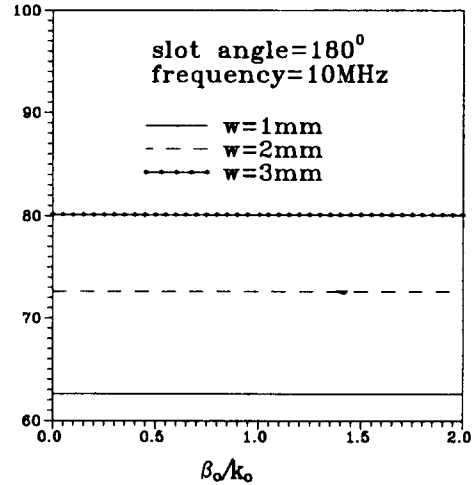


그림 5. 표면 전송 임피던스 Z_T (10GHz)

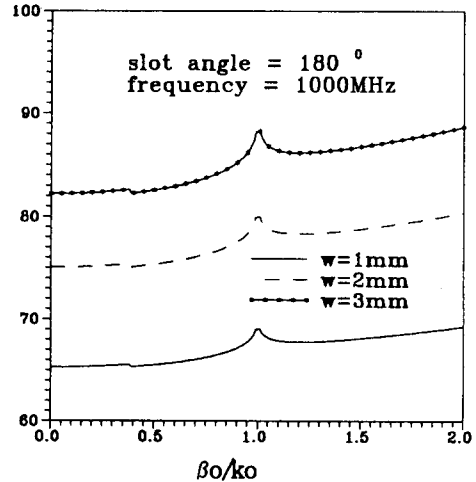


그림 6. 표면 전송 임피던스 Z_T (1GHz)

5. 전류 분포

케이블 표면에 흐르는 전류 밀도 J_a , J_{b-} , J_{b+} 는 각각 $\rho = a, b$ 에서 $\hat{n} \times \vec{H}$ 에 아래와 같이 계산된다.

$$J_{za} = \frac{1}{a} e^{rz} \sum_m \sum_n \text{ng} [C_2 \text{In}(\gamma_2 a) + D_2 K_n(\gamma_2 a)] Z_m \cos n\phi$$

$$+ j\omega \epsilon_2 e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_2 [A_2 \text{In}'(\gamma_2 a) + B_2 K_n'(\gamma_2 a)] Z_m \cos n\phi \quad (29)$$

$$J_{\phi a} = -e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_2^2 [C_2 \text{In}(\gamma_2 a) + D_2 K_n(\gamma_2 a)] Z_m \sin n\phi \quad (30)$$

$$J_{zb} = -\frac{1}{b} e^{rz} \sum_m \sum_n \text{ng} [C_2 \text{In}(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] Z_m \cos n\phi$$

$$+ j\omega \epsilon_2 e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_2 [A_2 \text{In}'(\gamma_2 b) + B_2 K_n'(\gamma_2 b)] Z_m \cos n\phi \quad (31)$$

$$J_{\phi b} = e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_2^2 [C_2 \text{In}(\gamma_2 b) + D_2 K_n(\gamma_2 b)] Z_m \sin n\phi \quad (32)$$

$$J_{z3} = \frac{1}{b} e^{rz} \sum_m \sum_n \text{ng} [C_3 \text{In}(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)] Z_m \cos n\phi$$

$$+ j\omega \epsilon_3 e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_3 [A_3 \text{In}'(\gamma_3 b) + B_3 K_n'(\gamma_3 b)] Z_m \cos n\phi \quad (33)$$

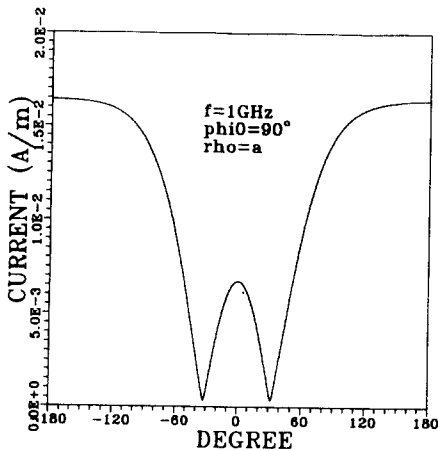
$$J_{\phi 3} = e^{rz} \sum_m \sum_n \gamma_3^2 [C_3 \text{In}(\gamma_3 b) + D_3 K_n(\gamma_3 b)] Z_m \sin n\phi \quad (34)$$

그림 7-9는 각 도체 표면에서의 전류분포를 나타낸 것이다.

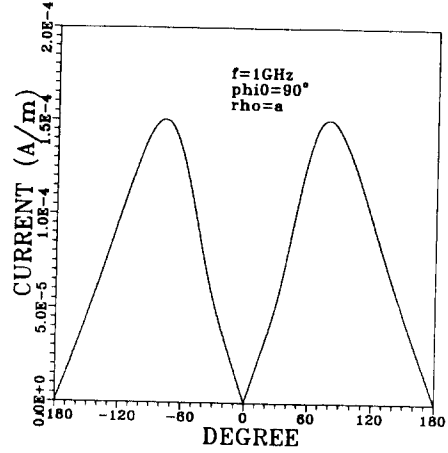
본 논문에서 해석대상으로 삼은 누설케이블의 크기, 주파수 및 유전율은 다음과 같다.

$a = 2.0\text{mm}$	$b = 6.4\text{mm}$	$c = 7.9\text{mm}$
$w = 2.0\text{mm}$	$s = 5.0\text{mm}$	$f = 1\text{GHz}$
$\epsilon_2 = 1.6\epsilon_0$	$\epsilon_3 = 2.3\epsilon_0$	$\epsilon_4 = \epsilon_0$

여기서 a, b, c는 각각 내부도체, 외부도체, 유전체 자켓의 반경이고, w는 슬롯 폭이고, s는 슬롯의 주기를 나타낸다.

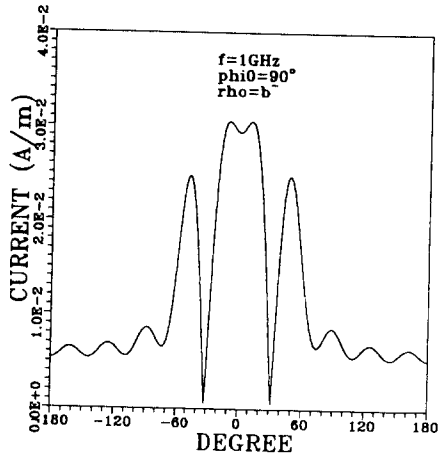


(a) z 방향 전류 분포

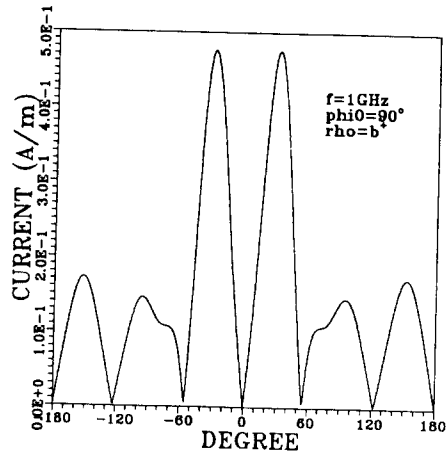


(b) ϕ 방향 전류 분포

그림 7. 내부 도체 표면에서의 전류 분포

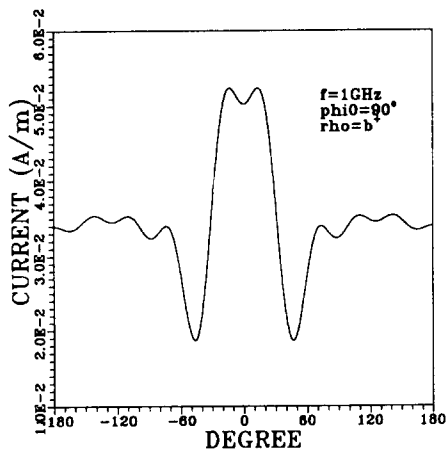


(a) z 방향

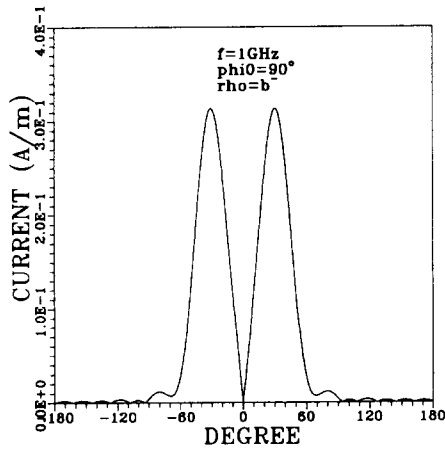


(b) ϕ 방향

그림 8. 외부 도체 안쪽 표면에서의 전류 분포



(a) z방향



(b) ϕ 방향

그림 9. 외부 도체 바깥 표면에서의 전류 분포

III. 결 론

지금까지 모드 정합법과 Floquet 정리를 기초로 하여 주기적인 슬롯을 가진 누설 동축케이블의 전자파 특성을 해석하였다. 앞에서 유도한 수식으로 부터 각 파라미터에 따른 전파상수 및 필드분포, 임피던스, 전류 분포 등을 구하였다. 또한 누설 동축 케이블의 전기적인 특성들에 대해 논하였다. 지금까지의 해석에 의해 누설 동축케이블에는 크게 두 가지 모드만 존재하는 것을 보였다.

그러나 더 복잡한 슬롯 구조를 가진 케이블이나 빌딩 내부와 같이 외부벽이 있는 경우, 외부벽이 완전 도체가 아닌 손실성 유전체인 경우 정확한 수식유도

가 어렵고 수치 해석적인 측면에서 어려움이 있어 앞으로 이에 대한 연구가 계속되어야 할 것으로 보인다. 그밖에 누설 동축 케이블과 수신 안테나 간의 결합 손실, 레이다로서 사용하기 위한 수신 감도등과 같은 실제적인 문제들에 대한 이론적인 정립이 이루어져야 할 것이다. 또한 종방향 슬롯이 갖고 있는 문제점을 보완하기 위해 최근 연구되고 있는 경사진 슬롯을 갖는 누설 동축 케이블에 대해서도 이론적인 전자장 특성 해석과 이에 대한 결과 고찰이 함께 이루어져야 할 것이다.

참 고 문 헌

1. E. E. Hassan, "Field solution and propagation characteristics of monofilar-bifilar modes of axially slotted coaxial cable," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-37, pp. 553-557, 1989
2. D. B. Seidel and J. R. Wait, "Transmission Modes in a braided coaxial cable and coupling to a tunnel environment," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., pp.394-499, July 1978
3. J. R. Wait and D. A. Hill, "Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, pp.401-405, 1975
4. P. P. delogne and A. A. Laloux, "Theory of the Slotted Coaxial Cable," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 1102-1107, 1980
5. D. J. Gale and J. C. Beal, "Comaprative testing of leaky coaxial cables for communications and guided radar," IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-28, pp.1006-1013, Sept. 1980
6. R. E. Collin, Fillin, Field Theory of Guided Waves. New York : McGraw-Hill, 1990, pp.605-608
7. P. Henrici, Elements of Numerical Analysis. New York : Wiley, 1964 pp.77-78 and 105-107

8. R. F. Harrington, Field Computation by Moment Methods. New York : Macmillan, 1968, p.7.
9. J. H. Richmond "Propagation of Surface Waves on a Buried Coaxial Cable with Periodic Slots," IEEE Trans. Electromagn. Compat., EMC-23, pp.139-146, No.3, August, 1981