

工學碩士 學位論文

적층형 전파흡수체의 설계 및 제작에 관한 연구

A Study on Design and Fabrication of
Complex Type EM Wave Absorber with
Super Wide-band Characteristics

指導教授 金 東 一

2006年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電波工學科

金 大 訓

本 論 文 을 金 大 訓 의 工 學 碩 士
學 位 論 文 으 로 認 准 함

委 員 長 : 工 學 博 士 閔 庚 植



委 員 : 工 學 博 士 尹 榮



委 員 : 工 學 博 士 金 東 一



2006 年 2 月

韓 國 海 洋 大 學 校 大 學 院

電 波 工 學 科

金 大 訓

목 차

제 1 장 서론	1
1.1 연구 배경 및 목적	1
1.2 연구 방법	2
제 2 장 전파흡수체 이론	4
2.1 전파흡수체의 분류	5
2.2 전파흡수체 분포정수회로화	17
제 3 장 적층형 초광대역 전파흡수체 설계	26
3.1 Hemisphere 타입 광대역 전파 흡수체의 설계	26
3.2 등가재료정수법	30
3.3 유한차분시간영역법	39
3.4 등가재료를 이용한 FDTD 방법	54
3.5 적층형 전파흡수체의 해석	57
제 4 장 시뮬레이션 및 실측정값 비교	60
제 5 장 결론	64
참고문헌	65

Nomenclature

- \mathbf{B} : Magnetic Flux Density Vector
- C : Capacitance per unit length
- \mathbf{D} : Electric Flux Density Vector
- d_n : Thickness of n_th layer
- \mathbf{E} : Electric Field Vector
- G : Conductance per unit length
- \mathbf{H} : Magnetic Field Vector
- I : Current
- \mathbf{J} : Electric Conduction Current Density Vector
- L : Inductance per unit length
- R : Resistance per unit length
- V : Voltage
- Y : Admittance
- Z : Impedance
- \hat{z} : Normalized Impedance
- Z_c : Characteristic Impedance
- \hat{z}_c : Normalized Characteristic Impedance
- z_n : Input Impedance of n_th layer
- α : Attenuation Constant
- β : Phase Constant
- Γ : Reflection Coefficient
- γ : Propagation Constant
- ε : Permittivity

- ϵ_0 : Permittivity of Vacuum
- ϵ_{eq} : Equivalent Permittivity
- ϵ_{rn} : Relative Permittivity of n-th layer
- λ : Wave length of Free Space
- μ : Permeability
- μ_0 : Permeability of Vacuum
- μ_{eq} : Equivalent Permeability
- μ_{rn} : Relative Permeability of n-th layer
- σ : Conductivity
- ω : Angular velocity

Abbreviations

ANSI	:	American National Standards Institute
CISPR	:	International Special Committee on Radio Interference
EMC	:	Electromagnetic Compatibility
EMI	:	Electromagnetic Interference
EMS	:	Electromagnetic Susceptibility
FCC	:	Federal Communications Commission
FDTD	:	Finite Difference Time Domain
EMCM	:	Equivalent Material Constants Method
IEC	:	International Electromagnetic Commission

Abstract

A study on Design method for Ferrite Electromagnetic wave absorber with Broad-Band Characteristics

With the progress of the electronics industry and radio communication technology, humans enjoy greater freedom in communication. On the other hand, certain problems, such as electromagnetic interference (EMI) and electromagnetic susceptibility (EMS), have arisen due to the increased use of electromagnetic waves. Therefore, finding a countermeasure against unwanted electromagnetic waves has become very important, along with finding the measurements of EMI and EMS. International organizations such as CISPR, FCC, ANSI, etc. have provided the standard for the electromagnetic (EM) wave environment and the countermeasure of electromagnetic compatibility (EMC).

An important application of absorbers is for the construction of an anechoic chamber. EM wave absorbers for anechoic chambers need broad-band absorption characteristics. In order to satisfy the international standards of anechoic chambers for EMI and EMS measurement, the absorption characteristics of absorbers must be higher than 20 dB over the frequency band from 30 MHz to 1 GHz. Since November 1998, however, the CISPR11 has required that the frequency bandwidth to be measured should be extended from 1 GHz to 18 GHz additionally. Since the tile ferrite EM wave absorber has an absorption frequency band from 30 MHz to 400 MHz, and the grid ferrite has an absorption frequency band from 30 MHz to 870 MHz, a new EM

wave absorber with more wide-band characteristics is needed. Therefore, in this paper, an EM wave absorber with super wide-band frequency characteristics was proposed and designed in order to satisfy the above requirements by using the EMCM.

As a result, the proposed absorber has absorption characteristics higher than 20 dB over the frequency band from 30 MHz to more than 20 GHz. Furthermore, simulation has been carried out using FDTD method instead of the EMCM for improving the accuracy.

제 1 장 서론

1.1 연구 배경 및 목적

현대의 전자 및 통신 기술의 발달은 현대인의 생활을 편리하게 해주었지만 많은 전자기기들의 사용으로 인해 전자파 사용 역시 증가하여 불요전자파에 의한 전자파장해 문제가 심각한 사회 문제로 대두되고 있다. 최근의 정보통신과 관련된 장비들이 초소형화, 경량화, 자동화로 발전하면서 장비들 사용이 급증하여, 장비들 간 서로 불필요한 전자파를 방사함으로써 불요전자파에 의한 각종 산업 현장에서의 생산 설비나 은행의 컴퓨터 단말기의 오동작, 교통수단 및 핵발전소의 제어 장치의 오동작 등과 같은 전자파장해문제와 기기 오동작으로 인한 인명에 치명적인 피해를 끼친 사례들이 보고되고 있으며 갈수록 증가해 가는 추세이다. 이러한 이유로 인해 전자파 장해에 대한 대책이 사회적으로 큰 관심을 끌고 있다. 따라서 전자파장해에 대한 대책이 중요한 과제로 부각되었고, 그 대책을 위해 EMI, EMS의 측정이 보다 더 중요해졌다.

이에 각국은 전자파 장해에 대한 대책을 마련하게 되는데, 국제적으로는 FCC (Federal Communications Commission), ANSI (American National Standard Institution), IEC (International Electrotechnical Commission) 등의 규제가 제정되었고, 국내에서도 전자통신용 장비의 EMI (Electromagnetic Interference) / EMS (Electromagnetic Susceptibility) 문제에 대한 규제를 제정하여 운용하고 있다[1]. 전자파장해 방지에 관한 국제적인 검토는 주로 IEC의 산하 기구인 CISPR (International Special Committee on Radio Interference)에서 다루어지며 국제적인 규격이 여기에서 권고의 형태로 나온다.

따라서, 이러한 전자파장해 대책을 위한 EMI/EMS 측정 공간으로서[2] 전파무향실(Anechoic Chamber)이 필요하게 되었고 다목적 전파 무향실을 위한 광대역 전파흡수체가 필요하게 되었다. 기존의 국제규격기준(ANSI C634-1991, CISPER A SEC109, 또는 IEC 801-3)을 충분히 만족시켜야하는 주파수 대역은 30 MHz에서 1 GHz 였으나 1998년 11월 6일 CISPER에서는 논의 되어왔던 방사 측정 주파수의 범위를 CISPER11[3]에서 18 GHz까지 대역을 확장시켰다[4]. 따라서 위와 같은 규격을 만족시키는 전파무향실을 구축하기 위해서는 30 MHz ~ 18 GHz의 주파수 대역에서 20 dB 이상의 전파흡수능을 가지는 전파흡수체가 요구되지만, 기존의 전파 흡수체인 타일형 페라이트(Tile Ferrite)는 흡

수대역이 30 MHz에서 400 MHz이고 격자형 페라이트(Grid Ferrite)는[5] 흡수 대역이 30 MHz에서 870 MHz로 국제규격을 만족시키지 못하는 문제점이 있다.

또한, 본 연구실에서 최근에 제작된 Hemisphere-type absorber on a cutting cone-shaped ferrite[6] 역시 20 dB 이상의 전파흡수능을 가지는 주파수 대역이 30 MHz에서 6 GHz로 국제규격은 만족하지 못한다.

본 연구에서는 위와 같은 문제점 해결을 위한 초광대역 특성의 범용 전파흡수체를 개발하기 위하여, 광대역 Ferrite 흡수체(Hemisphere Type) 위에 피라미드형 유전체 전파흡수체를[7] 부착한 적층형 초광대역 전파흡수체를 EMCM (Equivalent Material Constants Method) 을 이용하여 설계하였다[8]. 또한, 현재 가장 신뢰할 수 있는 전자계 수치해석법의 하나로 알려진 FDTD (Finite Difference Time Domain) 법을 이용하여[9] 적층형 전파흡수체를 시뮬레이션 할 수 있는 방법을 제안하고, 기존 설계 방법인 EMCM 결과치와 FDTD 결과치, 그리고 실제 측정치를 비교 검증한다.

1.2 연구 방법

전자파흡수체를 응용면에 따라 분류하면, 어떤 주파수 이상에서는 반사를 일으키지 않는 광대역(Wide Band : W형)형과 제한된 대역에서만 전파를 흡수하는 협대역(Narrow Band : N형)형으로 대별된다. W형은 주로 전파암실용으로 개발된 흡수체로서 전파무향실 건설에 이용되는 점에서 광대역특성을 가장 중요시하게 된다.

본 연구에서 제안하는 적층형 전파흡수체는 W형으로 전파무향실용 요구를 충족시키기 위하여 전체적으로 원추형의 형상을 타일판 상에 배치하고 원기둥과 반구를 부가한 형태위에 피라미드형 유전체 전파흡수체를 적층시킨 형태의 전파흡수체를 구성하고, 페라이트의 두께와 페라이트 사이의 간격 및 피라미드형 전파흡수체의 두께를 상호 연동하여 제어함으로써 광대역 특성을 가지는 전파흡수체를 등가재료정수법을 이용하여 설계하기로 한다. 먼저 전파흡수체의 공간적 형상 및 치수변화에 대한 모델화를 수행한 후, 등가재료정수법에 의하여 등가복소투자율 및 등가복소유전율을 계산하여 광대역에서 흡수능이 20 dB, 다시말해서 반사감쇠량 99%이상인 특성을 가지도록 전파흡수체의 최적치수 및 간격을 결정하여 제작한다.

또한 실제 제작된 전파흡수체의 전파흡수능 측정기법으로서 네트워크 아날라

이저 사용을 위해 13/8인치 직경의 50Ω 아답터를 가진 테이퍼진 구형(矩形)동축관과 연결하여 Time Domain에서 흡수능을 측정한다[10].

본 연구에서는 자성재료인 페라이트와 유전재료인 탄소혼입우레탄폼을 사용하여 위의 요구를 만족할 수 있는 전파 흡수체의 형상과 최적의 치수 및 두께를 등가재료정수법을 통해 도출하고, 실제 제작된 흡수체를 동축관 시스템을 이용하여 실측하고자 한다.

더불어, 현재 복합 구조를 해석함에 있어 사용되고 있는 등가재료정수법에서 나타나는 오차를 줄이기 위해 보다 신뢰성 있는 방법으로 FDTD 법을 이용한 전파흡수체의 시뮬레이션 방법을 제시하고자 한다.

제 2 장 전파흡수체 이론

검은 천으로 주위가 가려진 곳에서 실행되는 광학 실험은 그 특성을 조사할 때 외부의 빛의 영향을 받지 않게 하기 위함이고 가시광선에 대해서 검은 천을 사용하는 것은 빛을 반사하지 않고 잘 흡수하기 때문이다. 이와 같이 광학실험을 행하기 위한 암실과 마찬가지로 전파에 대해서도 어떤 특별한 공간이 필요하다. 전파실험에 있어서 가장 중요시 되면서도 갖추기가 용이하지 않은 것이 이러한 공간을 획득하는 것이다. 이것을 전파암실이라 하고 이곳에서 광학실험실의 검은 색 커튼과 같은 역할을 하는 것이 전파흡수체이다.

만약에 전기에너지를 포함한 건전지에 전구를 연결했다고 하면 그것은 빛을 방사하는 동안 뜨거워진다. 그것은 전기에너지가 변화하여 빛과 열에너지로 변화된 것을 보여주는 것이다. 일반적으로 전기 에너지를 열에너지로 변화시키는 물체를 저항체라고 하는데 전구의 경우는 텅스텐을 저항체로 사용하였다. 전파흡수체도 저항체 성질을 갖게 되는 여러 가지 재료들을 알맞게 혼합하여 흡수체 내부의 임피던스를 공간의 임피던스와 정합 되도록 설계하면 공간의 전파에너지가 흡수되어 열에너지로 변하게 되는 것이다. 결과적으로 전파흡수체는 도달하는 전파 에너지를 전부 또는 어느 특정한 값 이하로 반사를 제한하기 위하여 필요한 것이다. 이와 같이 반사를 제한하기 위해서는 입사되는 전파에너지를 열에너지로 변화시켜야만 한다. 불필요한 전파를 내지 않거나 또는 반사를 하지 않도록 하는 재료로는 주로 양도체의 금속 또는 저항체, 손실재료 등이 있다. 손실재료의 분포 정수회로의 기본식과 평면파의 미분방정식을 비교해보면 저항과 컨덕턴스는 각각 복소투자율의 허수항과 복소유전율의 허수항에 대치되며 도전율은 복소유전율의 허수항에 추가된다. 결국 도전 손실재, 자성 손실재, 유전 손실재 중의 하나 또는 이들의 조합으로 전파흡수체가 형성된다.

이들의 사용방법은 아래 3가지로 분류할 수 있다.

- 1) 전파가 몇 번이고 손실재에 부딪혀 그때마다 전파에 손실을 부여하는 경우: 그 대표적인 예는 전자레인지 안에 넣은 식품(손실재)이다.
- 2) 전파가 1회밖에 손실재료에 부딪히지 않는 경우 : 그 대표적인 예는 TV신호의 반사방지에 사용되는 손실재이다.
- 3) 어떤 정해진 통로(전송로)를 통과하는 전자파에 손실을 부여하는 경우 : 그 대

표적인 예로는 동축케이블 주위에 붙인 손실재나 전자레인지용 누설방지 손실재가 있다.

이와 같이 전파 흡수체는 단일재료 또는 여러 가지 재료의 조합으로 필요한 용도에 따라 제작된다. 전파흡수체 제작에 기본이 되는 사항은 주파수, 재료정수, 두께 등을 이용하여 구하고자 하는 임피던스에 맞게 설계하여 정합을 시키는 것이다.

2.1 전파 흡수체의 분류

2.1.1 재료에 의한 분류

(1) 도전성 전파흡수재료

저항이나 저항피막에 흐르는 고주파 전류에 의해서 전파에너지가 열에너지로 변환하는 재료로 저항률 σ 가 관계한다. 대부분의 경우 전계가 큰 장소일수록 전파흡수의 정도가 크다. 또 자성손실은 없으므로 $\mu_r' = 1$ 이다. 이 도전성 전파흡수체인 저항 피막을 사용한 전파흡수체로는 $\lambda/4$ 형 전파흡수체를 들 수 있다.

(2) 유전성 전파흡수재료

카본 고무, 카본 함유 발포우레탄, 카본 발포스티롤재 등이고, 재료의 저항율이나 도전율에 관계하고 복소비유전율 ϵ_r' 의 허수부 ϵ_r'' (주파수 특성이 크다)에 의한 전파흡수재료이다. 전계가 큰 장소일수록 전파흡수가 큰 것은 도전성 전파흡수재료와 같고 $\mu_r' = 1$ 이다. 특히, 발포스티롤재에 카본을 함유한 전파흡수재료는 함유하는 카본의 양을 적당히 조절함으로써 임의의 비유전율을 얻을 수 있으므로 다층형의 전파흡수체에 적용되고 있다.

(3) 자성 전파 흡수재료

소결페라이트가 대표적인 것으로, 고무 등에 페라이트를 혼합한 고무 페라이트 등이 자성 전파흡수재료이다. 복소비유전율 μ_r' 의 허수부 μ_r'' 가 전파흡수에 기여한다. 상기 (1), (2)의 재료와 달리 자계가 큰 장소에서 전파흡수가 크다. 그러나 전파흡수기구가 상기와는 다르므로 VHF대에서는 대단히 얇은 전파흡수체가 실현될 수 있는 것이 특징이다.

2.1.2 층수에 의한 분류

전파흡수체를 구성하는 경우 sheet상 또는 판상을 한층 또는 다층으로 중첩시키므로, 전파흡수체를 층수에 의해 분류해 보면 다음과 같다.

(1) 단층형 전파흡수체

전파흡수재료가 한 장의 층으로 되어 있고, 보통 이면에는 알루미늄이나 철판 등의 금속이 붙어 있다. 저항피막에 의한 $\lambda/4$ 형 전파흡수체나, 유전성 전파흡수재료에 의한 단층형 전파흡수체는 일반적으로 주파수 대역폭이 좁은 협대역형 전파흡수특성을 나타낸다. 단 자성전파흡수체인 페라이트 타일은 비교적 넓은 주파수특성을 나타내는 것이 특징이다.

(2) 2층형 전파흡수체

단층형 전파흡수체를 광대역화 하기 위해 만든 것으로 층수가 두 장인 것이다. 사용주파수 범위를 넓히기 위해 이면에 금속을 붙인 층에서 전파를 흡수하고 전면의 층에서 공기의 전파특성 임피던스로 정합되도록 설계한다.

(3) 다층형 전파흡수체

전파흡수체를 구성하는데 층의 수가 많은 것은 다층형 전파흡수체라 한다. 단, 층의 수를 그대로 불러서 3층형 전파흡수체, 4층형 전파흡수체라 부르는 경우가 있다. 일반적으로 전파흡수체는 다층형으로 구성함으로써 주파수 대역폭이 넓어진다. 따라서, 광대역 특성이 요구되는 전파무향실용으로 다층형 전파흡수체를 이용한다.

2.1.3 외관에 의한 분류

전파흡수체를 외관에 의해 분류하면 다음과 같다.

(1) 평판형 전파흡수체

전파가 입사하는 면이 평면인 것이 평판형 전파흡수체이다. 보통 단층형 전파흡수체는 평판형이고, 또 다층형 전파흡수체도 설계를 고려할 때는 평판형을 기본으로 한다.

(2) 산형 전파흡수체

전파흡수체의 형상에 있어 최전면이 전파흡수재료에 의한 산형의 삼각형을 한 형상을 갖는 전파흡수체를 산형 전파흡수체라 한다. 이것은 최전면을 산형으로 함에 따라서 그 부분의 전파 감쇄정수가 전파 진행 방향에 대해서 직선적으로 서서히 크게 되므로 고아대역 특성이 얻어지는 특징이 있다.

(3) 피라미드형 전파흡수체

미국에서 수입되고 있는 전파흡수체의 형상은 거의 피라미드형이다[7]. 이러한 피라미드 형상을 갖는 전파흡수체는 입사한 전파를 여러 방향으로 산란시키기 때문에 반사전파가 어느 방향으로 반사되는가를 알기가 어려운 점이 있다.

2.1.4 주파수 특성에 의한 분류

전파흡수능은 허용 반사계수가 미리 설정된 값인 S 이하로 측정되는 특성을 갖는 것을 말하므로, 그 허용치 이하로 되는 주파수 비대역폭 $\Delta f/f_0$ 로부터 협대역형, 광대역형, 초광대역형으로 분류된다.

(1) 협대역형 전파흡수체

주파수 비대역폭 $\Delta f/f_0$ 가 약 10 %정도 이하, 또는 경우에 따라서 20 %이하의 전파흡수를 협대역형 전파흡수체라 한다. 레이다 주파수용 등 사용주파수 대역폭이 좁은 경우에 이용된다. 이 협대역형 전파흡수체의 주파수 특성은 단봉특성을 나타내고, 주로 단층형 전파흡수체로 충분하다.

(2) 광대역형 전파흡수체

사용주파수가 넓은 전파흡수체를 광대역형 전파흡수체라 한다. 협대역형과 구별은 명확하지 않으나 비대역폭($\Delta f/f_0$)이 20 %이상 또는 30 %이상의 것이다. 이 광대역형 전파흡수체를 얻기 위해 2층형 구조로 하기도 한다. 또 소결페라이트 타일 등의 단층형 전파흡수체도 이 광대역형이다.

(3) 초광대역형 전파흡수체

어느 하한 주파수 f_L 이상의 주파수 전역에서 허용 반사계수 이하가 되는 특성을 갖는 전파흡수체를 초광대역형 전파흡수체라 부른다. 따라서, 주파수비대역

폭은 무한대가 되어 정의할 수 없다. 층의 수가 적은 전파흡수체에서는 이러한 특성이 얻어지지 않고, 보통 다층형 전파흡수체에 의해서 실현된다[11].

2.1.5 단층형 전파흡수체

두께 d 의 전파흡수체를 판상으로 하여 금속판 위에 놓은 경우, 평면파의 수직 입사에 대한 파동임피던스 \hat{z} 는 진공중의 평면파 파동임피던스로 정규화하여 식 (2.1)과 같이 주어진다.

$$\hat{z} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) \quad (2.1)$$

여기서 λ 는 입사한 평면파의 진공중의 파장이며, ϵ_r 은 비유전율(ϵ/ϵ_0), μ_r 은 비투자율(μ/μ_0)이다. 또 반사계수 $S = \frac{\hat{z}-1}{\hat{z}+1}$ 이므로, 완전한 전파흡수체로 되기 위한 조건은 $S=0$ 으로부터 \hat{z} 가 1이 되는 것이다. 즉, 전파흡수체의 완전정합 조건식은 식 (2.2)와 같다.

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) = 1 \quad (2.2)$$

(1) 비자성 재료(유전체재료)의 경우

비자성 재료란 자석에 붙지 않는 것으로서, $\mu = \mu_0$ (진공상태)이거나 $\mu_r = 1$ 인 재료를 말한다. 예를 들면 나무, 종이, 고무, 플라스틱, 탄소, 우레탄 등이 여기에 포함된다. 따라서, 식 (2.2)의 비투자율 μ_r 을 1로 두면 식 (2.3)과 같이 된다.

$$1 = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r}} \tanh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r} d\right) \quad (2.3)$$

여기서 $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ 라 두고, 변수 ϵ_r' , ϵ_r'' , d/λ 로 하여 식의 해를 구한다. 재료를 어떻게 만드는 가에 있다. 하지만 현재의 재료과학은 $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ 에서 ϵ_r' , ϵ_r'' 을 자유롭게 조절하며 설계하는 데까지 진보되어 있지 않다.

(2) 자성 재료의 경우

$$\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh\left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) = 1 \quad (2.4)$$

비자성 재료에서는 $\mu_r = 1$ 로 했지만, 자성 재료의 경우는 μ_r 도 여러 가지 값을 가지므로 변수가 많다. 즉 $\epsilon_r (= \epsilon_r' - j\epsilon_r'')$, $\mu_r (= \mu_r' - j\mu_r'')$ 및 d/λ 의 5개 변수가 있다.

식 (2.4)를 고쳐 쓰면

$$\begin{aligned} -j\omega \cdot \tanh\omega &= \epsilon_r \frac{2\pi}{\lambda} d \\ \omega &= j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d \end{aligned} \quad (2.5)$$

식 (2.5)의 관계를 만족하는 재료(μ_r , ϵ_r , d)가 있으면 전파함수체는 가능하나 목표는 $d \ll \lambda$ 의 조건하에서 식 (2.5)를 만족시켜야 하는 것이다. $d \ll \lambda$ 의 경우 식 (2.5)에서 ω 의 절대치 $|\omega|$ 는 $|\epsilon_r \mu_r|$ 로 큰 경우와 작은 경우가 고려된다.

(1) 근사해

$\omega \ll 1$ 인 경우, $\tanh\omega \approx \omega$ 로 놓을 수 있으며, 식 (2.4)를 다음과 같이 변형할 수 있다.

$$1 = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r}} \left(j\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) = j\frac{2\pi}{\lambda} \mu_r d \quad (2.6)$$

여기서, $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 라 놓으면,

$$1 = \frac{2\pi}{\lambda} \mu_r'' d + j\frac{2\pi}{\lambda} \mu_r' d \quad (2.7)$$

식 (2.7)로부터 $\mu_r'' = 0$, $\mu_r' \gg 1$ 인 재료에서 파장 λ 의 전파를 흡수하기 위해 필요한 두께 d 는

$$d = \frac{\lambda}{2\pi\mu_r} \quad (2.8)$$

가 된다.

페라이트재의 μ_r 의 주파수 특성은 공명주파수 f_r 보다 높은 주파수대에서는 상기 정합 조건을 근사적으로 만족할 수 있다. 이 경우 두께 d 에 재료의 유전율 ϵ_r 이 관계하지 않는 것은 $d \ll \lambda$ 이며, 재료는 금속판에 부착되어 있으므로 재료의 내부에서 자계는 크지만 전계는 매우 약하기 때문이다. 따라서 전계에 동작하는 ϵ_r 효과는 나타나지 않는 것이다.

(2) 엄밀해

$\omega \ll 1$ 이 만족되지 않는 경우 $d \ll \lambda$ 라도 $\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ 이 큰 경우에는 반드시 $\omega \ll 1$ 이 만족되지 않는다. 자성손실재료, 즉 μ_r'' 의 재료를 사용하는 경우에는 유전율 $\epsilon_r (= \epsilon_r' - j\epsilon_r'')$ 을 $\epsilon_r'' = 0$ 로 해도 좋다. 즉 유전율에는 손실항이 없고 투자율에만 손실항이 있다. $f\lambda = C$ (C 는 진공중의 광속), $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$ 이라 하면 식 (2.4)는 다음과 같다.

$$1 = \frac{\sqrt{\mu_r'' - j\mu_r''}}{\epsilon_r} \tanh\left(j \frac{2\pi}{C} \sqrt{\epsilon_r'(\mu_r' - j\mu_r'')} f d\right) \quad (2.9)$$

이 식은 ϵ_r'' 및 $f d$ 를 매개 변수로 하여 주어진 ϵ_r'' 에 대한 $f d$ 를 지정하고 그때에 필요로 하는 μ_r 을 구한다.

이러한 조작으로 주어진 재료가 어떤 주파수에서 어느 두께일 때에 전파흡수체로 되는가가 구해진다. 페라이트의 μ_r 은 공명주파수 f_r 보다 높은 주파수 범위에서는 변화의 양이 크므로, 주파수에 의한 ϵ_r'' 의 변화가 거의 없는 통상의 유전체와 같이 d/λ 를 결정해서 하나의 변수로 취급할 수가 없다. 또, 페라이트 흡수체는 특정 두께 (정합두께 d_m)에서 특정주파수 (정합주파수 f_m)의 전파만이 무반사 조건을 만족한다. 이에 비해 통상의 손실을 가지는 유전체의 경우에는, 무반사 조건으로 재료의 두께 d 와 전파의 파장 λ 의 비만이 결정되는 것이다. 따라서 각종 파장의 전파에 대해서 재료의 두께 d 를 변환시키면 무반사 조건을 만족시킬 수 있다. 하지만 페라이트와 같이 μ_r 이 주파수에 따라 크게 변화하는 경우

에는 정합주파수가 모두 각각 유일하게 정해진다.

2.1.6 다층형 전파흡수체

전파흡수체를 광대역하기 위하여 흡수체의 층 사이에 공기층을 삽입하거나 재료정수가 다른 전파흡수체를 2개 이상의 층으로 조합한 모양, 또는 재료정수는 동일한 물질이나 전파흡수체의 형상을 공간적으로 변화시킴으로써 재료정수를 조작하여 전파흡수체를 광대역화하고자 하는 시도가 이루어지고 있다.

(1) 유전체 재료를 사용한 다층형 전파흡수체

그림 2.1은 전파흡수체의 매질 정수를 전파의 진행방향에 따라 서서히 변화시켜서 임피던스 정합을 꾀하는 것이다. 이 경우 금속판으로부터 거리 x 인 점에서의 규격화 입력임피던스 Z_x 는 다음의 미분방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{dZ_x}{dx} = j \frac{2\pi}{\lambda} (1 - \epsilon_{rx} Z_x^2) \tag{2.10}$$

여기서, λ : 입사파의 파장

ϵ_{rx} : x 에 있어서의 매질의 복소유전율

이라 하고 투자율에 대해서는 자유공간중의 μ_0 가 매체 중에서도 변화하지 않는 것으로 한다. 또 전파흡수체 표면에서의 규격화 입력임피던스를 Z 라 하면, 이점에 있어서의 반사계수 S 는 식 (2.11)과 같다.

$$S = \frac{\hat{z} - 1}{\hat{z} + 1} \tag{2.11}$$

따라서, 흡수체가 무반사로 되기 위한 조건은 $Z = 1$ 이다. 그러나 이것을 완전히 실현하는 것은 어려우므로 허용 반사계수를 S_0 라 했을 때, 실용 정합조건은 다음 식 (2.12)와 같은 식이 된다.

$$\frac{\hat{z} - 1}{\hat{z} + 1} \leq |S_0| \tag{2.12}$$

따라서 식 (2.12)를 조건으로 하여 식 (2.10)을 풀어서 Z_x 를 구하면 된다. 그러나, 식 (2.10)은 Riccati의 비선형 미분방정식으로 범함수이므로 해석적 항법으로 해를 구하는 것은 어렵다. 그래서 금속판 표면으로부터 거리 x 에 대한 임피던스의 분포를 각각 가정하고, 그때의 반사계수의 주파수 특성을 계산하여 최적의 임피던스 분포를 찾는 방법이 사용되고 있다. 여기서 $|S_0| < 0.1$ 인 경우, 필요한 두께의 최소치는 $1/\lambda = 0.35$ 정도이며 이때 ϵ_{rx} 의 값은 식 (2.13)과 같이 된다.

$$\epsilon_{rx} = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' = 1 - \left[\frac{3.9(1-x)}{1} - 0.9 \right] \quad (2.13)$$

그러나, 실제 이와 같은 ϵ_{rx} 의 분포를 실현하는 것은 어려우므로 부분적으로 흡수체의 재료정수가 다른 것을 중첩한 다단형 구조로 설계하고 있다. 이 경우 자유공간 특성임피던스에 대해서 단계적으로 임피던스 정합을 행하므로 그 특성은 각 층의 두께와 재료정수에 의해서 결정된다. 단수를 증가시키면 그림 2.1의 연속 분포형에 접근하지만, 실용적으로는 가능한 한 단수를 적게 하고, 또 전체의 두께를 얇게하여 원하는 특성을 얻을 필요가 있다.

(2) 자성재료를 이용한 광대역 전파흡수체

30 MHz ~ 1,000 MHz 정도의 주파수 범위에서 사용할 전파흡수체를 유전성 손실 재료로 구성하려고 하면 흡수체의 두께가 매우 두꺼워지게 되어 실용적이 못하다. 즉, 이러한 전파흡수체는 허용 정재파비를 1.1로 할 때 사용최저주파수의 파장 λ 에 대해서, 흡수체의 두께는 0.6λ 로 되므로 100 MHz 정도의 주파수대에서 사용할 전파흡수체의 두께는 1.8 m나 된다. 그러나 자성재료인 페라이트를 이용하면 30 MHz ~ 1,000 MHz 정도의 비교적 낮은 주파수대에서도 박층으로 광대역 특성을 만족시킬 수 있다. 이것은 페라이트의 투자율이 주파수 의존성이 크다는 점을 이용한 것으로, 두께 8 mm 정도에서 100 % 전후의 비대역폭이 얻어진다. 통상 페라이트 전파흡수체를 광대역화 하기 위해서는 여러 장의 페라이트 판을 간격을 두고 배치하는 다층 분리형이 유효하다.

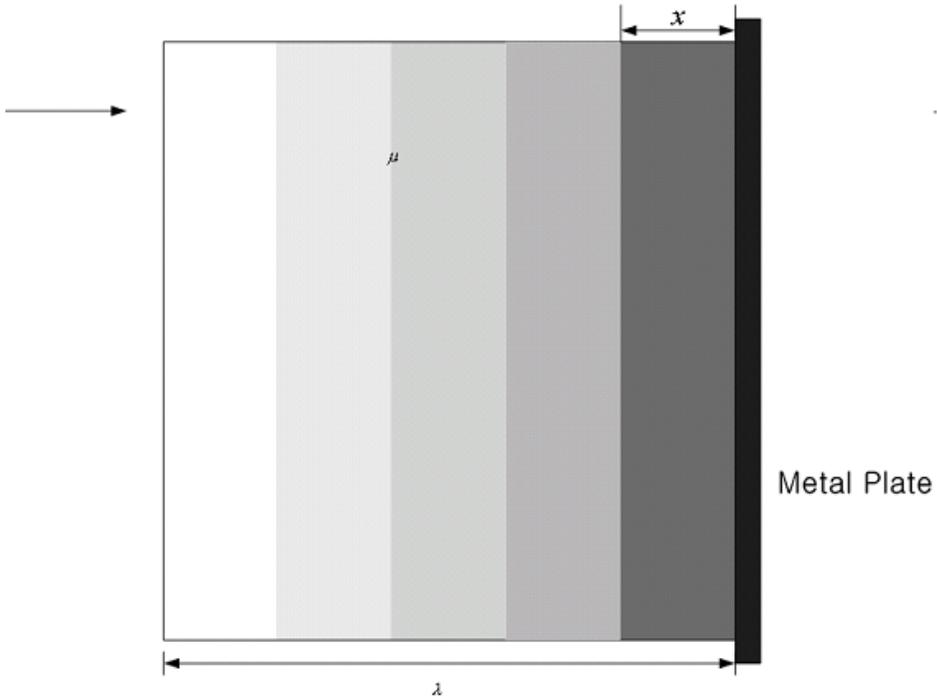


그림 2.1 광대역 전파흡수체

Fig 2.1 Wide-band Electromagnetic Wave Absorber.

2.1.7 광대역형 전파흡수체

(1) 광대역화 전파흡수체의 기본식

그림 2.2와 같이 흡수체의 뒤에 금속판을 부착하고, 그 전면에 n 개 층의 전파흡수체를 적층한 경우, 제 n 층의 두께를 d_n , 비투자율을 μ_n , 비유전율을 ϵ_n 으로 했을 때 평면파가 흡수체 전면에서 수직으로 입사하면, n 층의 전면에서 우측을 보는 규격화 입력임피던스 Z_n 은 식 (2.14)와 같이 된다.

$$Z_n = Z_{cn} \frac{Z_{n-1} + Z_{cn} \tanh(\gamma_n d_n)}{Z_{cn} + Z_{n-1} \tanh(\gamma_n d_n)} \quad (2.14)$$

($n = 1, 2, 3, \dots, n$)

여기서 Z_{cn} 은 제 n 층의 특성임피던스, γ_n 은 전파정수로서 각각 다음과 같다.

$$Z_{cn} = \sqrt{\mu_{rn} / \epsilon_{rn}} \quad (2.15)$$

$$\gamma_n = j\omega \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} \quad (2.16)$$

따라서 식 (2.15)와 식 (2.16)을 대입하여 정리하면 다음 식 (2.17)과 같다.

$$Z_n = \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \frac{Z_{n-1} + \sqrt{\frac{\mu_{rn}}{\epsilon_{rn}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)}{\frac{\sqrt{\mu_{rn}}}{\epsilon_{rn}} + Z_{n-1} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{rn} \epsilon_{rn}} d_n)} \quad (2.17)$$

이 경우 $n=1$ 일 때, Z_{n-1} 은 금속판의 임피던스를 의미하므로 0이다. 또 이 흡수체 전면에서의 반사계수는

$$S_n = \frac{Z_n - 1}{Z_n + 1} \quad (2.18)$$

와 같이 된다.

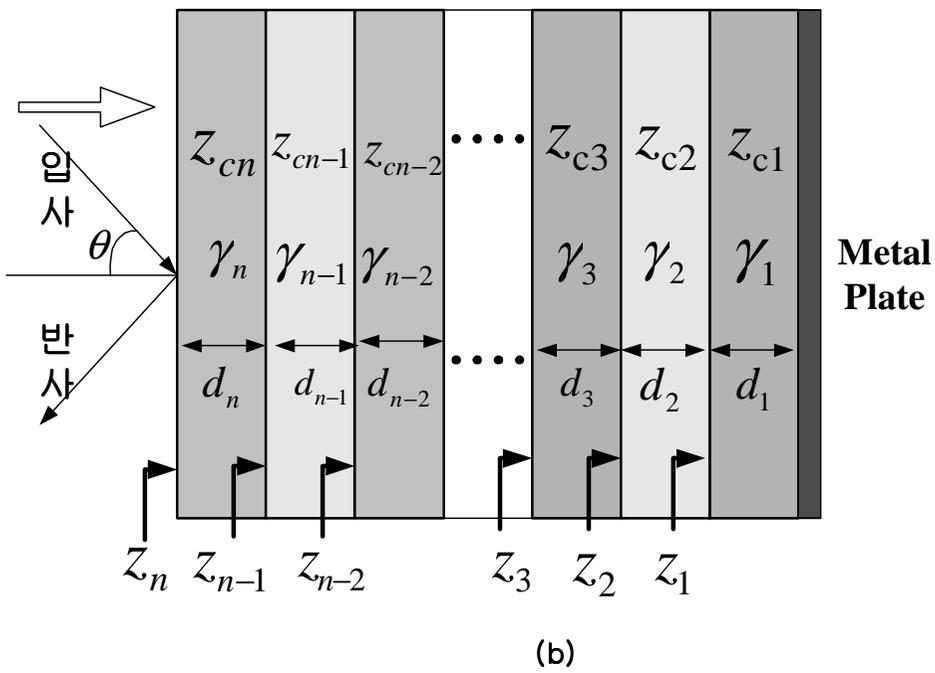
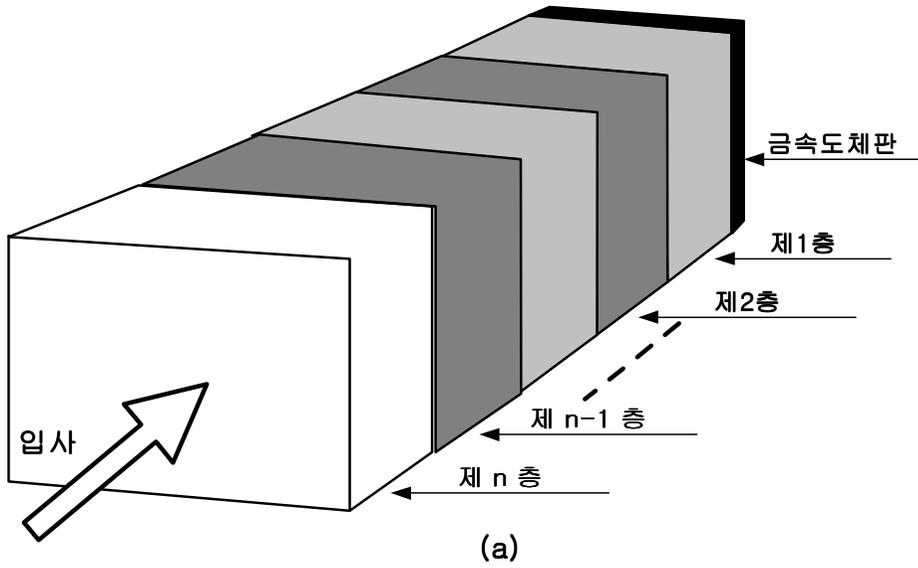


그림 2.2 다층형 전파흡수체

Fig. 2.2 Multi-layered Electromagnetic Wave Absorber.

따라서, 허용반사계수를 $|S_0|$ 라고 했을 때, $S_n = \frac{Z_n - 1}{Z_n + 1} \leq |S_0|$ 을 조건으로 하여 전체 두께를 최소로 하는 전파흡수체를 설계하면 된다. 식 (2.18)에 의하면 이미 재료 정수를 알고 있는 전파흡수체를 적층한 경우, 각 층의 두께를 적절하게 조절함으로써 전체 입력임피던스를 변화시킬 수 있음을 알 수가 있다. 따라서 이미 개발된 전파흡수체 위에 재료정수가 다른 흡수체층을 추가함으로써 기존 단층 전파흡수체로 cover할 수 없는 주파수대에서도 흡수특성이 뛰어난 전파흡수체를 설계하는 것이 가능하다.

(2) 광대역 전파흡수체의 최적 설계

위에서 알아본 바와 같이 각각의 재료정수를 가지는 여러 가지 다른 흡수체층을 적층하게 되면 광대역의 흡수특성을 가지게 되는데, 이때 단일 재료정수를 가진 단일 재료만으로 그러한 효과를 내게 하여 광대역 전파흡수체를 설계한다. 설계 원리는 단일 재료의 형상을 변화시켜, 공기와 혼재되는 공간을 형성하게 하는 것이다. 이로 인해, 혼재된 공간 내에서 재료의 양과 공기의 양에 따라 그 공간은 등가적인 재료정수를 가지게 되며, 이 재료정수는 원재료가 가지는 재료정수가 아닌 다른 재료정수를 가지는 것과 유사한 특성을 나타내게 된다는 것이다.

뒷면에 금속판을 부착하고, 1층은 소결페라이트 타일, 2층부는 원기둥 형상, 3층부는 꼭지절단 원추 형상, 4층부는 원기둥 형상, 마지막으로 5층부에는 반구형상을 올려 1층을 제외한 나머지 층에서는 형상의 변화로 인해 재료 정수의 값이 틀리게 나타내고 그 위에 피라미드형 유전체 전파흡수체를 부착시킨다. 이때 전체적인 두께를 최소화하기 위해 각 층이 상호 연동인 상태에서 최적 파라미터를 구하기 위해 반복적인 계산을 실시한다.

2.2 전파흡수체 분포정수회로화

2.2.1 파동방정식(Helmholtz Equation)

(1) 단순매질영역의 파동방정식

장(field)을 만드는 전원(source) \mathbf{J} , ρ 의 분포로부터 멀리 떨어져 있는 손실이 없는 단순매질 영역에서 맥스웰 방정식은

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.20)$$

여기서 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ 이며 σ 는 매질의 손실을 나타내는 도전율이다.

전원분포가 없는 무손실 단순매질 이라면 $\sigma = 0$ 이므로 식 (2.19) 양변에 회전
을 취하여 식 (2.20)을 대입하여 정리하면

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

로 전계와 자계에 관한 파동방정식(Helmholtz equation)을 얻을 수 있다.

시간적 변화가 $e^{j\omega t}$ 인 시변장에서 매질의 전파정수 (propagation constant)인
파수벡터 γ 를 도입하여 $\omega^2 \mu\epsilon = \gamma^2$ 로 놓으면 전계와 자계에 관한 파동방정식
(Helmholtz equation)은

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu\epsilon \mathbf{E} = \nabla^2 \mathbf{E} + \gamma^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.23)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu\epsilon \mathbf{H} = \nabla^2 \mathbf{H} + \gamma^2 \mathbf{H} = 0 \quad (2.24)$$

로 된다. 식 (2.23)과 식 (2.24)는 동일한 형태의 방정식이므로 전계와 자계는 같
은 형식의 해를 갖게 된다. 또한 식 (2.19)~식 (2.24)에서 회전으로 인한 성분은
다음과 같고 z 방향 성분은 존재하지 않는다.

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega\mu H_x \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\varepsilon E_y \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\varepsilon E_x \quad (2.28)$$

식 (2.25)~식 (2.28)을 고려하면 식 (2.23)과 식 (2.24)는 다음과 같은 평면파의 파동방정식으로 되어

$$\nabla^2 E_x + \gamma^2 E_x = 0 \quad (2.29)$$

$$\nabla^2 H_y + \gamma^2 H_y = 0 \quad (2.30)$$

장(field)을 만드는 전원(source) \mathbf{J} , ρ 의 분포가 없을 때 평면파에서 전자파가 진행해 나갈 때의 파동을 나타낸다. 식 (2.29)와 식 (2.30)의 해를 지수함수 형태로 나타내면 다음과 같이 된다.

$$E_x = E^+ e^{-\gamma z} + E^- + e^{\gamma z} \quad (2.31)$$

$$H_y = \frac{1}{Z_c}(E^+ e^{-\gamma z} - E^- + e^{\gamma z}) \quad (2.32)$$

이것은 파수벡터 $\boldsymbol{\gamma}$ 가 \mathbf{H} 에 직교할 뿐 아니라 \mathbf{E} 에도 직교하는 것을 나타내고 또한 포인팅 벡터를 구해보면 파수벡터 $\boldsymbol{\gamma}$ 방향으로 방사전력이 나가는 것을 의미한다. 전파흡수체에서는 이러한 방사전력이 반사 없이 흡수되어야 함을 전제로 한다.

평면파에서 방사전력 총량은 $R\mathcal{A}(s)$ 에 수직인 전 평면에 걸쳐 적분함으로서 구할 수 있겠으나 무한평면이므로 방사전력의 총량도 무한대로 되어 실제적으로 평면파는 물리적으로 실현할 수 없는 파동이 된다. 미소 전류원에 의한 파동방정식의 해에 주목해보면 구면파는 $r^{-1}e^{-jkr}$ 의 인자를 가지는데 포인팅 벡터로 방사전력총량을 구하면 유한치가 된다. 거리가 매우 큰 곳에서는 거리를 조금 변화시켜도 거리의 변화율은 극히 적다. 이것에 대하여 e^{-jkr} 항은 거리의 미소 변화

에도 민감하게 변한다. 따라서 전류원으로부터 멀리 떨어진 곳에서의 구면파를 부분적으로 조사 할 때는 수식적으로 간단하기 때문에 평면파로 취급할 수 있게 된다.

(2) 분포정수회로의 파동방정식

다음으로 일반적인 전송선로의 분포정수회로에 대하여 생각해본다. 높은 주파수대역에서 두 개 이상의 도체로 구성된 전력 전달 선로(Transmission Line)에서 길이 방향으로 그 특성이 일정한 선로는 특성 Impedance와 전파정수로 정의되며 이러한 선로는 분포정수회로로 해석된다. 여기서 R 은 단위길이 당 저항성분 (Ω/m) 으로 도체의 불완전한 상태를 표시하며, L 은 단위길이 당 인덕턴스 (H/m), G 는 단위길이 당 컨덕턴스 성분 (σ/m) 으로 유전체 손실여부를 의미하며, C 는 단위길이 당 커패시턴스 성분 (F/m) 을 의미한다.

마디 A B에서 KVL을 적용하고, 마디 B C에서 KCL을 적용하면

$$\frac{\partial v(t, z)}{\partial z} = - \left[R i(t, z) + L \frac{\partial i(t, z)}{\partial t} \right] \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial i(t, z)}{\partial z} = - \left[G v(t, z) + C \frac{\partial v(t, z)}{\partial t} \right] \quad (2.34)$$

여기서 z 는 선로를 진행하는 거리함수이다.

$R=0, G=0$ 인 무손실 전송선로(lossless line)에서 식 (2.33)과 식 (2.34)의 폐이저 표현은

$$-\frac{dV(z)}{dz} = - (R + j\omega L) I = - Z_s I(z) \quad (2.35)$$

$$-\frac{dI(z)}{dz} = - (G + j\omega C) V = - Y_p V(z) \quad (2.36)$$

여기서 $\gamma^2 = Z_s Y_p$ 의 복소전파정수(complex propagation constant)를 도입하면 식 (2.35)와 식 (2.36)은

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} = \gamma^2 V(z) \quad (2.37)$$

$$\frac{d^2 I(z)}{dz^2} = \gamma^2 I(z) \quad (2.38)$$

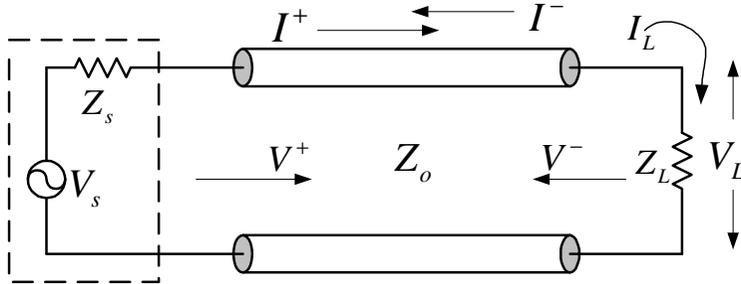


그림 2.3 일반적인 전송선로
Fig. 2.3 General Transmission Line.

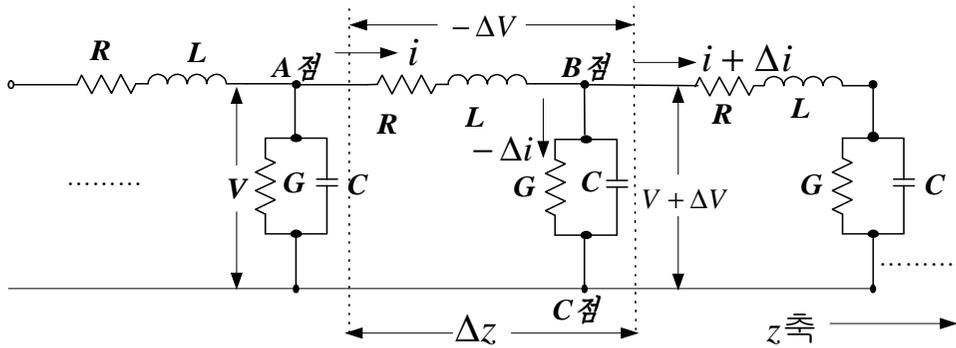


그림 2.4 일반적인 전송선로의 등가회로
Fig. 2.4 Equivalent Circuit of General Transmission Line

가 된다. 식 (2.37)과 식 (2.38)에서 일반적인 2계 미방의 해는 독립된 두개의 항을 가지므로 부하임피던스 Z_L 을 전파함수체의 특성임피던스 Z_C 로 하면

$$V(z) = V_i e^{-\gamma z} + V_r e^{+\gamma z} = V^+ + V^- \quad (2.39)$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_C} (V_i e^{-\gamma z} - V_r e^{+\gamma z}) = \frac{1}{Z_C} (V^+ - V^-) \quad (2.40)$$

로 되어 평면파에서 식 (2.39)와 식 (2.40)과 같은 형태가 된다.

2.2.2 분포정수회로화

먼저 식 (2.27)과 식 (2.28) 및 식 (2.35)와 식 (2.36)에서

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad (2.41)$$

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (2.42)$$

로 놓고 $R=0$, $G=0$ 인 무손실 전송선로(lossless transmission line)에서 분포정수회로의 기본식을 표현하면

$$\frac{dE_x}{dz} = -j\omega(\mu' - j\mu'')H_y = (-\omega\mu'' - j\omega\mu')H_y = -(\omega\mu'' + j\omega\mu')H_y \quad (2.43)$$

$$\frac{dH_y}{dz} = -j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'')E_x = (-j\omega\varepsilon' - \omega\varepsilon'')E_x = -(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')E_x \quad (2.44)$$

$$-\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I = -Z_s I(z) \quad (2.45)$$

$$-\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V = -Y_p V(z) \quad (2.46)$$

이 되어 식 (2.43)~식 (2.46)을 비교하면 같은 형태의 식으로 대응한다.

따라서 다음 파라미터를 치환하여도 양자는 일치됨을 알 수 있다. 즉, 분포정수회로에서의 V , I 는 개념적으로 E_x , H_x 에 대응하며 마찬가지로 분포정수회로의 L , C , R , G 는 전자장에서 μ' , ε' , $\omega\mu''$, $\omega\varepsilon''$ 에 대응하게 된다. 이것을 정리하면

$$L \leftrightarrow \mu', \quad C \leftrightarrow \varepsilon', \quad R \leftrightarrow \omega\mu'', \quad G \leftrightarrow \omega\varepsilon'' \quad (2.47)$$

으로 되고, 이러한 대응관계를 분포정수회로의 전과정수에 적용하면

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{ZY} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \\ &= \sqrt{(\omega\mu'' + j\omega\mu')(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')} = j\omega\sqrt{\varepsilon\mu} \end{aligned} \quad (2.48)$$

이 되며, 또한 선로 특성임피던스는

$$Z_C = \sqrt{\frac{Z_S}{Y_P}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} = \sqrt{\frac{(\omega\mu'' + j\omega\mu')}{(\omega\varepsilon'' + j\omega\varepsilon')}} = \sqrt{\frac{\mu' - j\mu''}{\varepsilon' - j\varepsilon''}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

$$Z_C = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_r}{\varepsilon_0\varepsilon_r}} \quad (2.49)$$

가 되어 분포정수회로에서의 특성임피던스 Z_C 는 Electromagnetic Fields 에서의 파동임피던스와 쌍대 관계에 있음을 알 수 있다.

또한 공기 중에서의 ε', μ' 의 값은 1이고 ε'', μ'' 의 값은 0이므로

$$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r = \varepsilon_0(\varepsilon' - j\varepsilon'') = \varepsilon_0 \quad (2.50)$$

$$\mu = \mu_0\mu_r = \mu_0(\mu' - j\mu'') = \mu_0 \quad (2.51)$$

가 된다. 따라서 자유공간(free space)에서의 파동임피던스와 전파정수는 다음과 같이 표현된다.

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \cong 377\Omega \quad (2.52)$$

식 (2.49)를 식 (2.52)로 정규화(normalized)시키면

$$z_c = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad (2.53)$$

로 소문자로 나타내기로 한다.

또한 진공중과 임의의 매질에서 전파정수는 각각

$$\gamma_0 = j\beta_0 = j\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned}
\gamma &= \sqrt{ZY} = \sqrt{(R+j\omega L)(G+j\omega C)} = \sqrt{\omega\mu'' + j\omega\mu'}(\omega\epsilon'' + j\omega\epsilon') \quad (2.55) \\
&= \sqrt{j\omega(\mu' - j\mu'')j\omega(\epsilon' - j\epsilon'')} = j\omega\sqrt{(\mu' - j\mu'')(\epsilon' - j\epsilon'')} \\
&= j\omega\sqrt{\epsilon\mu} = j2\pi f\sqrt{\epsilon\mu} = j2\pi\frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{\lambda\sqrt{\epsilon_o\mu_o}} = j\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\epsilon_r\mu_r}
\end{aligned}$$

로 되어 분포정수회로 상의 파라미터 R, L, C, G 를 전자장 Parameter로 변환시킬 수 있다.

전기회로 내에서 전력을 소비하는 역할을 하는 것은 저항 R 과 컨덕턴스 G 이다. 유전율 $\epsilon (= \epsilon' - j\epsilon'')$ 과 투자율 $\mu (= \mu' - j\mu'')$ 에 주목하여 보면 R 과 G 에 대응하는 것은 각각의 복소성분 μ'' 과 ϵ'' 로서 L 과 C 는 무효손실이며 R 과 G 는 유효손실이 된다. 이것은 회로이론에서 무효전력과 유효전력의 벡터 합이 피상전력이 되는 것으로 이해 할 수 있다. 많은 전파흡수체는 도체금속판의 앞에 적당한 얇은 재료를 한 장 또는 여러 장을 배치하여 실현시킨다. 전자파의 입사 방향에서 보면 공기층과 전파흡수체 층으로 놓여진 것으로 된다. 여기에 사용된 재료정수는 투자율 μ 와 유전율 ϵ 을 가지고 있다. 이 들 재료정수를 식 (2.47)에 적용하면 분포정수회로화 할 수 있다.

식 (2.39)와 식 (2.40)에서 $V_i e^{-\gamma z}$, $V_r e^{\gamma z}$ 는 각각 전원에서 부하방향 및 부하에서 전원방향으로 진행되는 파로서 부하측에서 보면, 전자는 입사파, 후자는 반사파가 된다.

반사파는 전자파가 진행되는 매질의 임피던스와 부하임피던스의 부정합에 의한 것으로 이 부분을 정합시킴으로서 반사파 성분을 제거 할 수 있고 전파흡수체 경우 전자파가 진행되는 매질의 임피던스와 흡수체의 임피던스를 정합 시킨 것이라 할 수 있다.

식 (2.39)와 식 (2.40)을 쌍곡선함수로 표현하여 분포정수회로 임의의 점 d 에서 임피던스는

$$Z(d) = \frac{V(d)}{I(d)} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \tanh \gamma d}{Z_c + Z_L \tanh \gamma d} \quad (2.56)$$

가 된다.

그림 2.5와 같은 전파흡수체 구조에서 흡수체 경계면에서 부하로 들여다보는 입력임피던스는 부하가 도체판으로 단락 되어 있으므로 $Z_L = 0$ 에서

$$Z_{in} = Z_C \tanh \gamma d \quad (2.57)$$

가 된다. 여기서 d 는 전파흡수체의 두께에 해당되며 Z_C 는 전파흡수체 특성임피던스이다. 따라서 식 (2.55)에 식 (2.48), (2.49)를 적용하면 수전단에서 두께 d 떨어진 흡수체 표면에서의 임피던스는

$$Z_{in} = Z_C \tanh \gamma d = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \tanh (j\omega \sqrt{\epsilon\mu}) d \quad (2.58)$$

정규화(normalized)시키면

$$z_{in} = \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh (j\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}) d \quad (2.59)$$

이 된다.

이것은 전파흡수체 부분을 전송선로의 일부로 취급하여 계산한 경우이므로 전파흡수체의 표면에서 반사파가 일어나지 않기 위해서는 흡수체 표면에서의 입력 임피던스 Z_{in} 과 진공중의 파동임피던스 Z_0 와 같아야 함을 알 수 있다.

식 (2.39)~(2.40)으로부터 전압과 전류 반사계수(reflection coefficient)는

$$\Gamma_V(z) = \frac{V^- e^{-\gamma z}}{V^+ e^{\gamma z}} = \frac{V^-}{V^+} e^{-2\gamma z} \quad (2.60)$$

$$\Gamma_I(z) = \frac{-V^- e^{-\gamma z}/Z_0}{V^+ e^{\gamma z}/Z_0} = -\frac{V^-}{V^+} e^{-2\gamma z} = -\Gamma_V(z) \quad (2.61)$$

로 정의되고 $z=0$ 에서는

$$\Gamma_V(0) = \frac{V^-}{V^+} = \frac{Z_L - 1}{Z_L + 1} \quad (2.62)$$

따라서 임의의 점 x 에서 부하단을 본 임피던스는

$$Z_{in} = \frac{V(x)}{I(x)} = Z_0 \frac{1+\Gamma(x)}{1-\Gamma(x)} \quad (2.63)$$

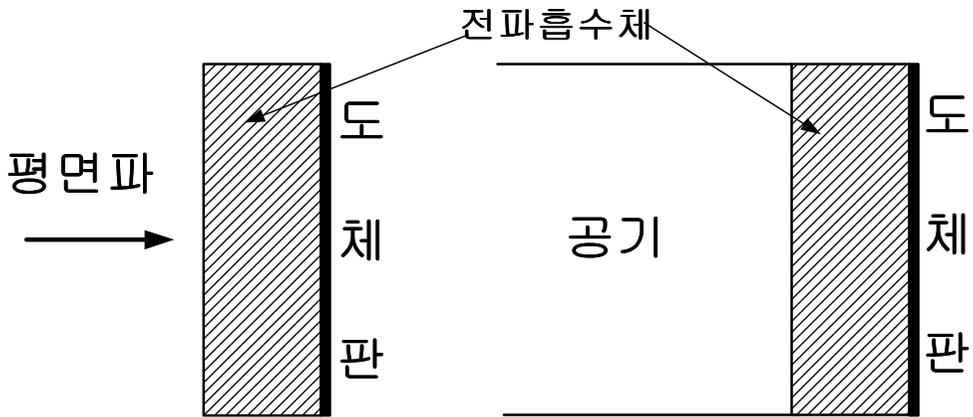
정규화 시키면

$$z_{in} = \frac{Z_{in}(x)}{Z_0} = \frac{1+\Gamma(x)}{1-\Gamma(x)} \quad (2.64)$$

또 반사계수를 정규화 임피던스로 나타내면

$$\Gamma(x) = \frac{z_{in} - 1}{z_{in} + 1} \quad (2.65)$$

이 된다. 반사계수 Γ 는 0~1까지의 값을 갖는데 전파흡수체에서는 Γ 가 적을수록 전파의 흡수능이 뛰어나고 볼 수 있다. 가령 Γ 가 극단적으로 0이면 무반사이므로 전자파 에너지의 완전 흡수가 일어나고 Γ 가 1이면 완전반사로 전파흡수는 일어나지 않는다.



(a) 1매의 전파흡수체

(b) (a)의 분포정수회로화

그림 2.5 전파흡수의 기본 구성

Fig. 2.5 Basic Composition of Electromagnetic Wave Absorber.

제 3 장 적층형 초광대역 전파흡수체 설계

3.1 Hemisphere 타입 광대역 전파 흡수체의 설계

본 연구실에서 최근에 개발된 Hemisphere 타입 광대역 전파흡수체의 모델을 그림 3.1과 그림 3.2에 각각 나타내었다. 그림 3.1은 제안된 전파흡수체의 사시도, 그림 3.2는 개선된 전파흡수체의 측면도와 평면도를 나타낸 것이다.

이 전파흡수체는 각 층이 가지는 재료 정수값들이 다르기 때문에, 각 층의 재료 정수값을 구한 후 모두 합하여 전체 전파흡수체의 재료 정수값을 구한다. 즉, 페라이트와 공기가 혼재해 있는 층들의 페라이트와 공기의 양을 적절히 조절하여, 형상 변화를 통해 원하는 전파 흡수 특성을 가지도록 재료 정수값을 제어할 수 있다. Hemisphere 타입 광대역 전파흡수체에 대한 자세한 설명은 참고문헌을 참조하였다[6].

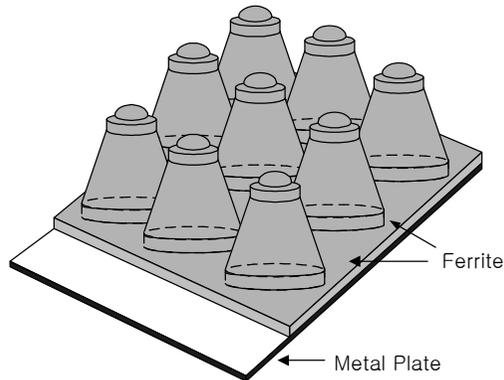


그림 3.1 제안한 전파흡수체의 사시도

Fig. 3.1 Bird's eye of the EM wave absorber.

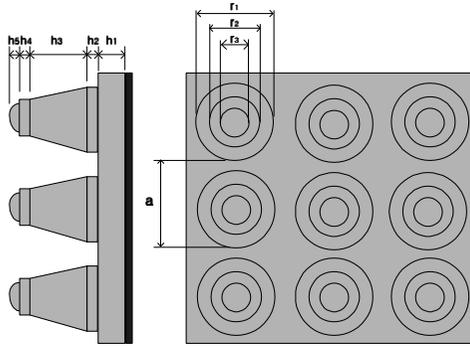


그림 3.2 제안한 전파흡수체의 측면도와 평면도

Fig. 3.2 Side view and floor plan of the EM wave absorber.

표 3.1은 제안한 전파흡수체의 치수를 나타낸 것이며, 이 치수는 전파흡수체의 실제 제작에도 사용되었다.

표 3.1 제안한 전파흡수체의 치수

Table 3.1 The dimensions of the proposed EM wave absorber.

	h1	h2	h3	h4	h5	r1	r2	r3	a
Size(mm)	6.8	1.8	16.5	0.79	2.5	18.05	10.38	7.2	20

그림 3.3에 보이는 것과 같이 흡수체를 단위 두께를 가지는 여러 개의 층으로 근사시킨다. 이를 다층형 전파 흡수체의 해석법을 적용하여 그림 3.4와 같이 등가 회로화하여 등가 유전율을 식 (3.1a)와 같이 계산할 수 있다. 등가 투자율 역시 같은 방법으로 그림 3.5와 같이 등가 회로화하여 식 (3.1b)와 같이 계산할 수 있다[4].

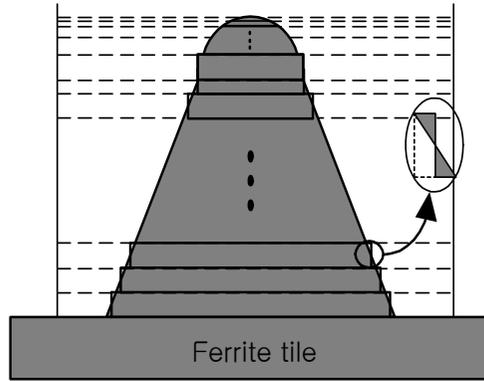


그림 3.3 해석 영역의 측면도

Fig. 3.3 Side view of analysis domain.

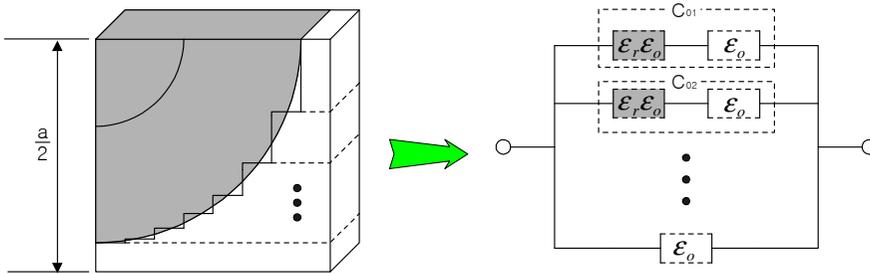


그림 3.4 원형부의 등가 캐패시턴스 모델

Fig. 3.4 Equivalent capacitance model of cylinder part.

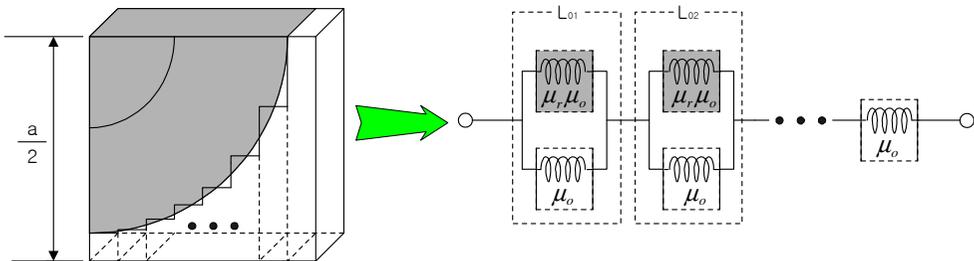


그림 3.5 원형부의 등가 인덕턴스 모델

Fig. 3.5 Equivalent inductance model of cylinder part.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{eff} = & \frac{a[(a - \Delta t)\varepsilon_r + \Delta t]}{a(x_{n+1} - x_n)\varepsilon_r} \\ & + \frac{[(a - x_n + n\Delta t)(x_{n+1} - x_n)]\varepsilon_r}{a(x_{n+1} - x_n)\varepsilon_r} \end{aligned} \quad (3.1a)$$

$$\begin{aligned} \mu_{eff} = & \frac{a[(a - x_n)\mu_r + (x_n - n\Delta t)]}{a\Delta t\mu_r} \\ & + \frac{(a - x_n + n\Delta t)\mu_r}{a\mu_r} \end{aligned} \quad (3.1b)$$

여기서, a 는 원추의 주기, x_n 은 n 영역의 반지름, Δt 는 분할한 두께이다. 그림 3.6은 실제 제작한 전파흡수체의 실물 사진이다.



그림 3.6 실제 제작된 전파흡수체
Fig. 3.6 Fabricated EM wave absorber.

3.2 등가재료정수법

3.2.1 두 도체판 사이의 정전용량

균일한 유전체를 가지는 도체계 내에 두 개의 도체가 있을 경우 도체 A에 $+Q$ 전하를 주고, 도체 B에 $-Q$ 를 준다면, 두 도체사이 전속 \mathbf{D} 의 방향은 도체 A에서 도체 B로 향하고 전계 \mathbf{E} 방향은 도체표면에 직각인 방향으로 등전위면으로 된다. 그리고 도체에서 전하는 표면에만 존재하고 그 밖의 영역에서는 없으므로 이 도체계가 갖는 전전하량(全電荷量)은 0 이 된다. 또한 이 도체계의 정전용량은 도체가 갖는 전하의 크기와 두 도체 사이의 전위차 V 의 비로써 다음과 같이 정의된다.

여기서 전위차 V 는 단위 양전하를 $(-)$ 전하를 갖는 도체로부터 $(+)$ 전하를 갖는 도체로 이동시키는데 필요한 일(work)로 구해지고 전하량 Q 는 $(+)$ 전하를 갖는 도체표면에 대한 면적분으로 구해지므로 다음과 정의된다.

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\oint_s \epsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}}{-\int_-^+ \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L}} \quad (3.2)$$

정전용량은 도체계가 주어지면 그 비는 항상 일정하므로 전위차(電位差)나 전전하량(全電荷量)의 값에 따라 변하지 않는다. 만약 전하밀도를 N 배 하면 Gauss법칙에 의하여 전속밀도나 전계의 세기도 N 배 되고 전위차 역시 N 배로 된다. 따라서 정전용량은 도체계의 기하학적 구조와 균일 유전체의 유전율에 의해 결정된다.

무한히 넓고 간격이 d 인 두 평행 도체판을 구성하는 도체계 정전용량을 구해본다.

두 도체가 균일한 표면전하 $\pm\rho_s$ 를 갖는다면 전계는

$$\rho_s = \epsilon E_x \quad (3.3)$$

로 되므로 여기서 ϵ 은 유전체 유전율이다. 또한 전속밀도는

$$\mathbf{D} = \rho_s \hat{a}_z \quad (3.4)$$

아래에 있는 도체판은 (+) 전하를 가지므로 \mathbf{D} 는 위로 향하는 방향이며 \mathbf{D} 의 법선성분은

$$D_n = D_z = \rho_s \quad (3.5)$$

로 되고 그 도체판의 표면전하밀도와 같아지고 위의 도체에서는

$$D_n = -D_z \quad (3.6)$$

로 되며 아래 도체의 표면전하밀도와 같고 부호는 반대이다. 상하 도체판 사이의 전위차는

$$V = - \int_{\text{하}}^{\text{상}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{L} = - \int_0^d \frac{\rho_s}{\epsilon} dz = \frac{\rho_s}{\epsilon} d \quad (3.7)$$

로 된다. 각 도체판이 갖는 전전하량은 무한대이므로 정전용량도 무한대가 된다. 그러나 도체판의 면적 S 가 간격 d 에 비하여 매우 큰 경우에는 실질적으로 끝에 가까운 부분을 제외하면 전계나 전하분포는 거의 균일하고 끝 부분의 영향은 매우 적어 무시할 수 있으므로 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$Q = \rho_s S \quad (3.8)$$

$$V = \frac{\rho_s}{\epsilon} d \quad (3.9)$$

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\epsilon S}{d} \quad (3.10)$$

3.2.2 평행판 전송선로의 정전용량

그림 3.7과 같이 y 방향으로 폭 W , x 방향으로 두 평판 사이의 간격이 g 인 평행판 전송선로에서 z 방향으로 전류가 흐르는 경우, z 방향의 단위길이당 용량과 인덕턴스를 계산한다. 폭 W 이 간격 g 보다 충분히 크다고 가정하면 끝

부분의 영향은 매우 적어 무시할 수 있어 전계나 전하분포는 거의 균일하다고 볼 수 있다.

이때 $z=0$ 에서 평행판 사이의 전위차 $V(t)$ 는 일정하며 정상전류가 흐르는 것으로 한다. 아래쪽 판을 (+) 전하, 위쪽 판을 (-) 전하로 하면 전기장은 직각 방향으로 $+\hat{x}$ 방향으로 나온다. 금속판에서 y 방향의 폭 W , z 방향의 길이 l 의 단면적 $S=Wl$ 에 있는 전하를 Q , 평행도체 판간의 총 용량을 C , 전송선로에 채워진 물질의 유전율을 ϵ 이라고 하면 식 (3.8), (3.9), (3.10) 으로부터 다음 관계가 성립한다.

$$V = gE_x \quad (3.11)$$

$$\rho_s = \epsilon E_x = \frac{\epsilon V}{d} \quad (3.12)$$

$$E_x = \frac{4\pi Q}{Wa} \quad (3.13)$$

$$Q = CV = S \times \rho_s = \epsilon \frac{Wa}{g} V \quad (3.14)$$

$$C = \epsilon \frac{Wa}{g} \quad (3.15)$$

따라서, 단위 길이당 용량은 다음과 같다.

$$\frac{C}{a} = \frac{\epsilon W}{g} \quad (3.16)$$

3.2.3 평행판 전송선로의 인덕턴스

그림 3.2에서 평행 도체판 전송선로의 전류는 아래쪽 판에서는 $+z$ 방향으로, 위쪽 판에서는 $-z$ 방향으로 흐른다. 또한 도체판 사이의 자계는 오른손법칙을 적용하면 $+y$ 방향으로 향하는 것을 알 수 있고, 도체판 외부 자계는 0 이 됨을 알 수 있다.

지금 전류 I , $+y$ 방향으로 유기되는 자계를 H , 자속밀도를 B , 전송선로에 채워진 물질의 투자율을 μ , ga 를 자르는 자속을 ϕ , 평행 도체판간의 총 합성인덕턴스를 L 이라고 하면 면적 ga 를 가르는 자속 ϕ 는

$$\phi = B_y g a \quad (3.17)$$

로 주어지고 자장 B_y 는

$$W B_y = \frac{4\pi I}{c} \quad \text{or} \quad W B_y = \mu I \quad (3.18)$$

로 주어진다. 또한 자기 인덕턴스는 다음과 같이 정의된다.

$$L \frac{dI}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.19)$$

정상전류에서는

$$L I = \frac{1}{c} \phi I = \mu \frac{g a}{W} \quad (3.20)$$

따라서, 단위 길이당 인덕턴스는 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{L}{a} = \mu \frac{g}{W} \quad (3.21)$$

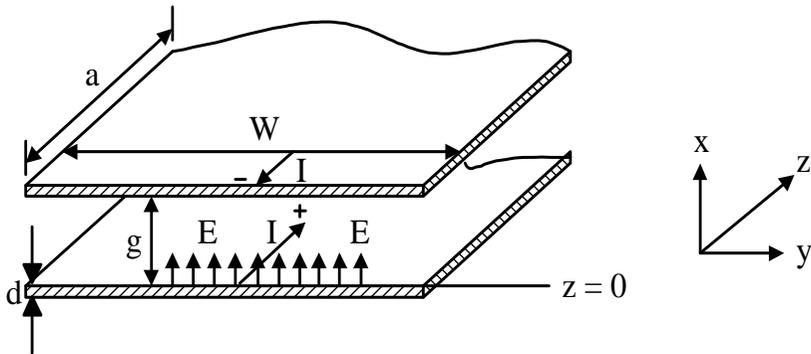


그림 3.7 평행판 전송선로

Fig 3.7 A Parallel Plate Transmission Line.

3.2.4 피라미드형 전파흡수체의 등가 유전율

정전용량은 $C = \epsilon Wa/g = \epsilon S/g$ 에서와 같이 유전율과 단면적에 비례하고 간격에 반비례한다. 그림 3.8과 같이 피라미드형 전파흡수체는[7] 그림 3.9와 같은 등가재료정수 계산모델로 만들어 각각의 정전용량을 계산하고 그것으로부터 총 합성용량 C 를 구할 수 있다[8].

$$C_1 = \epsilon_o \epsilon_r \frac{d/2 \cdot \Delta z}{d/2} = \epsilon_o \epsilon_r \Delta z \quad (3.22a)$$

$$C_2 = \frac{d/2 \epsilon_o \Delta z}{(1/2)(a-d)} = \frac{d \epsilon_o \Delta z}{(a-d)} \quad (3.22b)$$

$$C_3 = \frac{(1/2)(a-d) \epsilon_o \Delta z}{a/2} = \frac{(a-d) \epsilon_o \Delta z}{a} \quad (3.22c)$$

$$C = \left\{ \frac{(a-d)}{a} + \frac{\epsilon_r d}{(a-d)\epsilon_r + d} \right\} \epsilon_o \Delta z \quad (3.22d)$$

따라서, 그림 3.8에서 Δz 의 두께를 가지는 구조에 대한 등가유전율 ϵ_{eq} 는

$$\epsilon_{eq} = \frac{C}{\epsilon_o \Delta z} \quad (3.23a)$$

$$\epsilon_{eq} = \frac{(a-d)}{a} + \frac{\epsilon_r d}{(a-d)\epsilon_r + d} \quad (3.23b)$$

와 같이 계산할 수 있다.

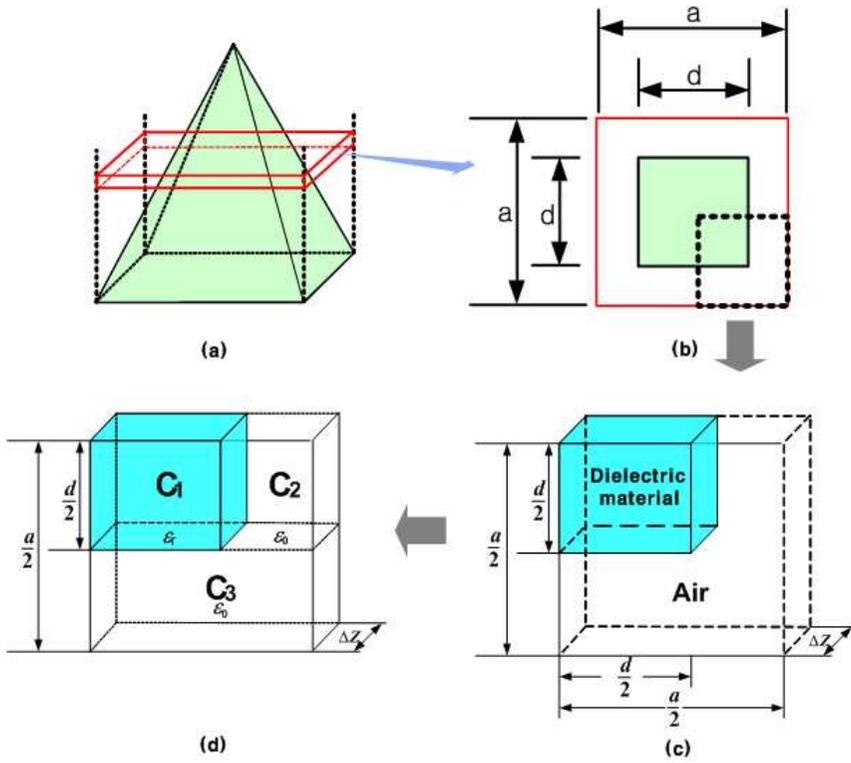


그림 3.8 등가재료정수의 캐패시턴스 계산모델

Fig 3.8 A Capacitance Model for Calculation of Equivalent Constants.

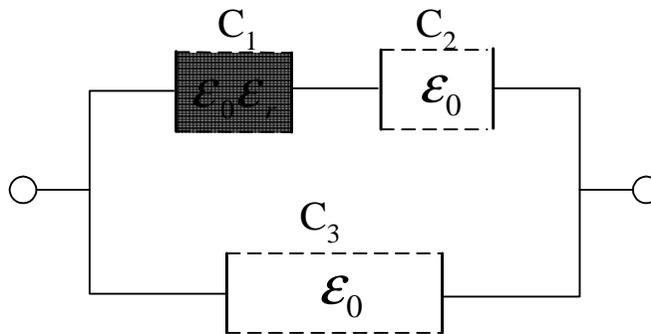


그림 3.9 합성용량 모델

Fig. 3.9 A Synthesized Capacitance Model.

3.2.5 피라미드형 전과흡수체의 등가 투자율

단위길이당 인덕턴스는 식(3.21)로부터 3.2.4절과 같은 방법으로 그림 3.10의 모델로 그림 3.11과 같은 합성인덕턴스 모델을 만들 수 있다. 따라서 총 합성인덕턴스 L 은 다음과 같이 계산된다.

$$L_1 = \mu_o \mu_r \Delta z \quad (3.24a)$$

$$L_2 = \frac{dM_o \Delta z}{(a-d)} \quad (3.24b)$$

$$L_3 = \frac{(a-d) \mu_o \Delta z}{a} \quad (3.24c)$$

$$L = \left\{ \frac{(a-d)}{a} + \frac{\mu_r d}{(a-d)\mu_r + d} \right\} \mu_o \Delta z \quad (3.24d)$$

그러므로, 등가투자율 μ_{eq} 는

$$\mu_{eq} = \frac{L}{\mu_o \Delta z} \quad (3.24a)$$

$$\mu_{eq} = \frac{(a-d)}{a} + \frac{\mu_r d}{(a-d)\mu_r + d} \quad (3.24b)$$

로 주어진다.

이러한 방법을 등가재료정수법이라고 한다[8].

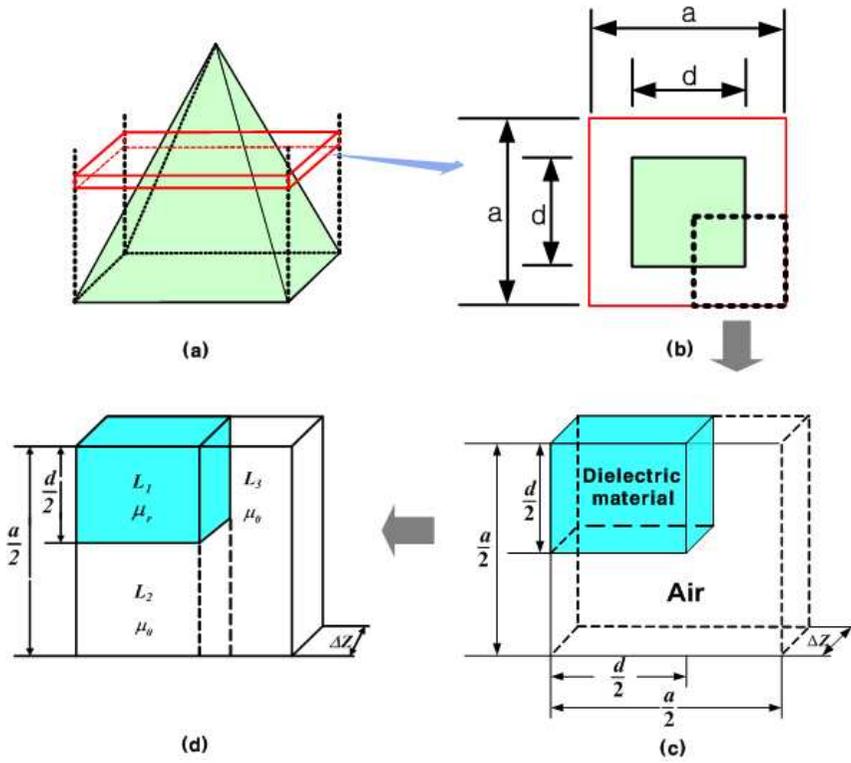


그림 3.10 등가재료정수의 인덕턴스 계산모델

Fig 3.10 A Inductance Model for Calculation of Equivalent Constants.

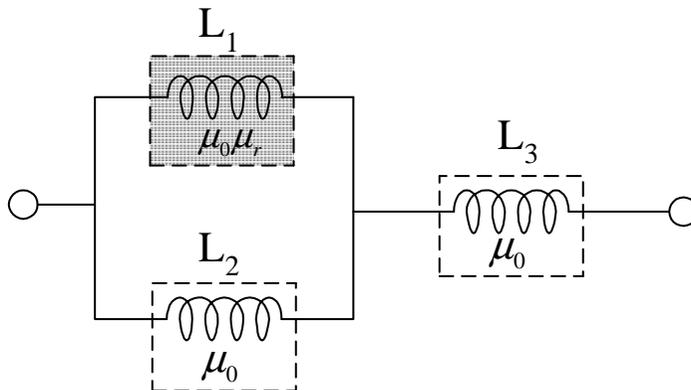


그림 3.11 합성인덕턴스 모델

Fig. 3.11 A Synthesized Inductance Model.

등가재료정수법에 의해 각 층에서의 재료정수가 구해지면 그림 12와 같은 다층형 모델로 해석 할 수 있으며 이것으로 전체 흡수능을 구할 수 있다. 먼저, 첫 단에 걸리는 임피던스 값을 계산하여 계속적으로 계산하면 최종 단에서 계산되는 임피던스의 값은 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

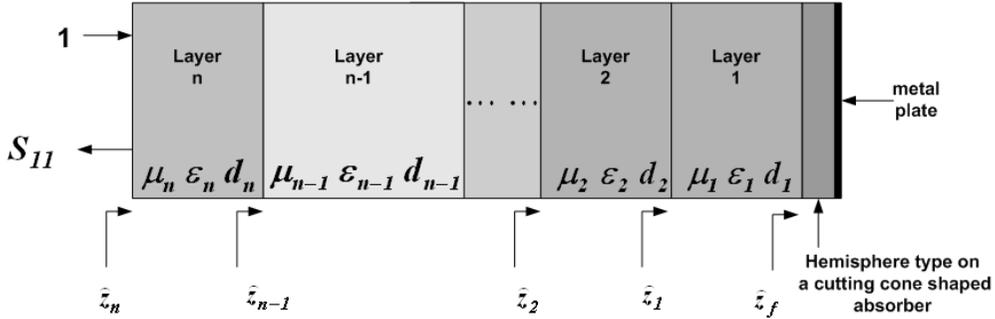


그림 3.12 적층형 전파흡수체의 다층형 해석모델

Fig 3.12 Multi-layered Model of Pyramidal EM Wave Absorber on Ferrite Absorber

첫 단의 임피던스는 식 (3.25)로 구할 수 있고

$$\widehat{z}_1 = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{r1}}} \frac{\widehat{z}_f + \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{r1}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{r1}} d_1)}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_{r1}} + \widehat{z}_f \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{r1}} d_1)}} \quad (3.25)$$

이어서 계산되는 최종 값은 식 (3.26)과 같다.

$$\widehat{z}_n = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{rn}}} \frac{\widehat{z}_n + \sqrt{\frac{1}{\epsilon_{rn}}} \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{rn}} d_n)}{\sqrt{\frac{1}{\epsilon_{rn}} + \widehat{z}_n \tanh(j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{rn}} d_n)}} \quad (3.26)$$

이렇게 구해진 최종 임피던스의 값으로 반사계수는 식 (3.27)로 구할 수 있다.

$$S_{11} = \frac{\widehat{z}_n - 1}{\widehat{z}_n + 1} \quad (3.27)$$

3.3 FDTD에 의한 해석

통상적으로 전파 흡수체 설계를 위해 사용한 등가재료정수법은 시뮬레이션의 결과가 실측정치와 비교하여 유사한 패턴을 유지하지만 그래프에 전반적으로 나타나는 오차로 인해 정확한 결과값을 얻기에는 만족스럽지 못하였다[4].

이의 해결 방법으로 현재 전자계의 수치 해석법의 하나로써, 정식화 과정의 수월함과 계산 효율의 우수함으로 현재 널리 사용되어지고 유효성이 입증된 FDTD 법을 이용하여 전파흡수체의 흡수능을 해석하고자 한다.

맥스웰 방정식을 해석적으로 풀기 위한 방법으로 차별화하여 해를 구하는 방법이 오래 전부터 연구되어 왔다. 1966년에 Kane. S. Yee가 독특한 메쉬 구조를 고안하고, 그 후에 Allen Taflove 등이 그것을 발전시킨 방법이 유한 차분 시간영역법이다[12].

FDTD법을 이용해 개방구조를 해석할 때에 해석영역을 유한한 크기로 처리하기 위해 필요한 흡수 경계 조건에 관한 연구도 가장 많이 사용되는 Gerrit Mur의 Mur와 최근 Jean Pierre Berenger에 의해 발표된 PML(Perfectly Matched Layer) 흡수 경계 조건으로 큰 성과를 이루었다.

FDTD는 벡터 편미분 방정식인 맥스웰 방정식을 유한차분법을 이용하여 시간과 공간 영역에 근사적으로 이산화시켜 전자기 문제를 분석하는 수치 해석 방법이다. 실제 FDTD법은 카테시안 좌표계를 사용한 3차원 해석방법이다. 그러므로, x, y, z, 세 방향에 대한 전계와 자계의 계산이 요구된다. 그러나 본 논문에서 해석하고자 하는 비자성재료를 사용한 전파흡수체의 경우, 2차원 이상에서 현재 Personal Computer로는 그 계산에 한계를 보인다. 다시 말해서, 측정 대상물의 크기로 인한 FDTD 해석 영역 확장과 반사 기법을 사용하기 위한 타임 스텝의 증가, 그리고 한 함수의 해석을 위해 다시 많은 부분 함수들을 도입해야 하므로 PC를 사용한 정확한 결과물의 출력은 상당한 무리임을 알 수 있었다.

이에 본 논문에서는 3차원 구조 형상을 가진 전파 흡수체를 등가재료정수를 가진 Plate 구조로 변경, 1차원 구조화한 후 이를 대상으로 1차원 FDTD 법을 이용하여 적층형 전파 흡수체의 흡수특성을 해석하는 방법을 제안한다.

3.3.1 FDTD법의 정식화

전자파 문제 해석을 위해서는 맥스웰의 편미분 방정식을 기본적으로 고려하여야 한다. 자유공간에서 시간 의존 맥스웰의 회전 방정식은

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.28a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (3.28b)$$

이다.

\mathbf{E} 와 \mathbf{H} 는 3차원 벡터이므로, 일반적으로, 식 (3.28a)와 (3.28b)는 각기 세 개의 식으로 표현된다. 위 식을 각각 좌표계에서 다음의 6개의 스칼라 방정식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (3.29a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (3.29b)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3.29c)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (3.29d)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3.29e)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.29f)$$

여기서는 단지 E_x 와 H_y 만을 사용하는 1차원의 경우를 가지고 시작할 것이므로, 식 (3.29a)와 (3.29b)는

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.30a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3.30b)$$

이 된다.

위 식들은 x 방향의 전계와 y 방향의 자계, 그리고 z 방향으로 진행되는 평면파의 식이다.

시간과 공간의 도함수 모두에 대해 중앙 차분 근사를 취하면

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta t} \quad (3.31a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\Delta t} \quad (3.31b)$$

가 된다.

H 는 E 값들 사이에 위치하리라 생각되는 H 값을 표시하기 위해 $k+1/2$ 와 $k-1/2$ 인자를 사용한다. 이것은 그림 4.1에 도시되어 있다. 비슷하게, 위첨자 $n+1/2$ 또는 $n-1/2$ 는 각각 n 의 조금 앞과 조금 뒤에서 발생함을 지시한다.

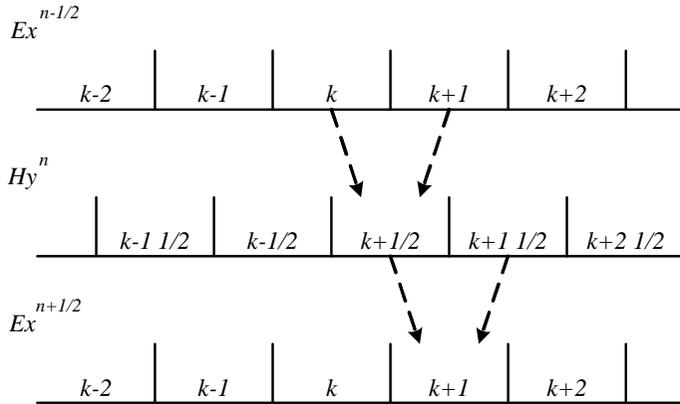


그림 3.13 FDTD 공식화에서 공간과 시간에서의 E 와 H 필드의 삽입
 Fig. 3.13 Interleaving of the E and H fields in space and time in the FDTD formulation.

이러한데, $H_y(k+1/2)$ 를 계산하기 위해 k 와 $k+1$ 에서 E_x 의 인근 값이 요구된다. 유사하게, $E_x(k+1)$ 를 계산하기 위해, $k+1/2$ 와 $k+1 1/2$ 에서의 H_y 값이 요구된다.

식 (3.31a)와 (3.31b)는 반복 알고리즘으로 재배열될 수 있다.

$$E_x^{n+1/2}(k) = E_x^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \cdot \Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (3.32a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \cdot \Delta x} [E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)] \quad (3.32b)$$

여기서 Δx 는 셀 크기를 나타내며, Δt 는 시간 스텝을 나타낸다. 그러므로, 위의 두 식은 공간과 시간 모두에 대해 사용되어진다. 예를 들어, 식 (3.32a)에서 E_x 의 새로운 값은 E_x 의 이전 값과 H_y 의 가장 최근 값으로부터 계산된다. 이것은 유한 차분 시간 영역(FDTD) 방법의 기본적인 진행이다.

식 (3.32a)와 (3.32b)는 매우 유사하지만, ϵ_0 와 μ_0 는 각각의 차수에 따라 다르기 때문에, E_x 와 H_y 는 각각의 차수에 따라 달라질 것이다. 이를 위해 다음의 형식으로 정규화 한다[13].

$$\tilde{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E \quad (3.33)$$

이것을 식 (3.32a)와 (3.32b)에 대치하면 다음으로 된다.

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)] \quad (3.34a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (3.34b)$$

셀 크기 Δx 가 선택되면, 시간 스텝 Δt 는 다음에 의해 결정된다.

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 \cdot c_0} \quad (3.35)$$

여기서 c_0 는 자유공간에서 빛의 속도이다. 위와 같이 되는 이유는 다음 절에서 설명한다.

그러므로,

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = c_0 \cdot \frac{\Delta x/2 \cdot c_0}{\Delta x} = \frac{1}{2} \quad (3.36)$$

로 단순화 할 수 있다.

3.3.2 안정성

이 절에서는 시간 스텝을 어떻게 결정하는지에 대해 설명한다. 자유공간을 진행하는 전자기파는 빛의 속도보다 더 빠를 수 없다. 한 셀을 전파하기 위해서는 $\Delta t = \Delta x / c_0$ 의 최소 시간을 요구된다. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ (3차원)은 일반적으로 파장의 1/10~1/20으로 하며 Δt 는 다음과 같은 안정 조건을 만족해야 한다. 이에 대해서는 Courant Condition에 요약되어 있다[9].

$$\Delta t \leq \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (3.37)$$

만약 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 가 모두 같은 크기인 정입방체인 경우는 다음과 같이 된다.

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{n} \cdot c_0} \quad (3.38)$$

여기에서 n 은 해석공간의 차원이다. 본 논문에서 Δt 는 단순화를 위해 다음으로 결정될 것이다.

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{2 \cdot c_0} \quad (3.39)$$

대부분의 구조에 대응하기 위해서 Δt 를 보다 세밀하게 취급하더라도 더 좋은 결과를 얻을 수는 없다. 왜냐 하면 식의 좌우가 같게 될 때, 이산화된 파는 실제 전송하고 있는 파를 가장 잘 근사화 할 수 있고 이산화로 인한 grid 분산의 오차가 최소치가 된다. 단, 유한한 값의 도전율을 가지는 도체이거나 비선형 매질을 가진 구조 등의 경우는 예외이며, 시간 이산 간격을 택할 때에는 특별한 주의가 필요하다.

사용되는 셀의 크기는 일반적으로 파장의 $1/10 \sim 1/20$ 로 구해진다.

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{f} \quad (3.40)$$

$$\Delta x = \lambda_0 / 10 \quad (3.41)$$

FDTD 알고리즘에서 전계와 자계의 값은 식(3.40)을 사용하여 갱신된다. 즉, 자계의 각 성분의 값을 계산한 뒤 컴퓨터 메모리에 저장하고 $\Delta t/2$ 시간 후에 전계의 각 성분의 값을 계산한다. 그리고, 과도현상이 사라질 때까지 위 과정을 반복하여 수행하게 된다.

그림 4.2는 Yee 알고리즘의 공간격자를 나타낸 그림이다.

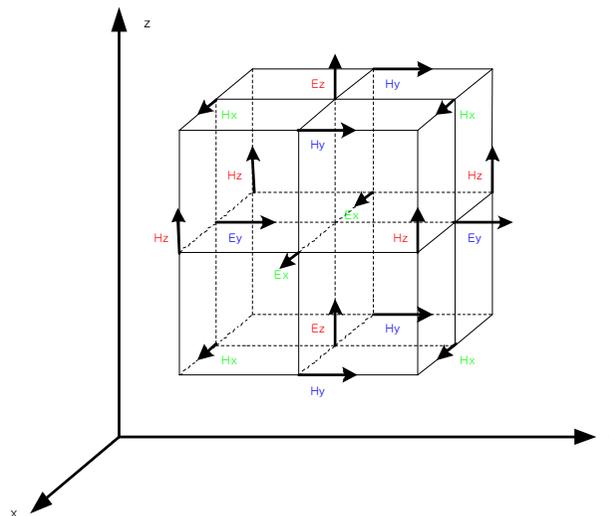


그림 3.14 Yee 격자의 단위 셀에 대한 필드 위치

Fig. 3.14 Positions of the field components about a unit cell of the Yee lattice.

3.3.3 1차원에서 흡수경계조건

흡수경계조건은 문제 영역으로 다시 반사되는 반사파가 전파중인 E 와 H 필드에 영향을 미치지 않게 하기 위해 필요하다. 문제 영역을 무한히 확장한다면 이러한 문제는 발생하지 않겠지만, 영역의 확장은 컴퓨터의 해석에 있어 메모리와 계산 시간이라는 한계성 때문에 그리 유용한 방법이 되지 못한다. 이를 대신하기 위해 흡수경계조건을 사용하게 된다. FDTD 방법은 기본적으로 E 필드를 계산함에 있어, 주위의 H 값을 아는 것이 필요하다. 이때 문제 영역의 모서리에서의 필드들은 반사되어 안으로 되돌아오지 않고 밖을 향해 진행되어야 한다.

예를 들어, $k=0$ 인 곳에서 경계 조건을 찾는다고 가정하자. 만약 파가 자유 공간에서 경계를 향해가고 있다면, 파는 빛의 속도 c_0 로 진행하게 된다. 그러므로 FDTD 알고리즘의 한 시간 스텝에서, 진행하는 거리는 다음과 같다.

$$distance = c_0 \cdot \Delta t = c_0 \cdot \frac{\Delta x}{2c_0} = \frac{\Delta x}{2}$$

위 식은 기본적으로 파가 한 셀을 지나갈 때 두 시간 스텝을 취한다는 것을 말한다. 그래서 상식적으로 만족할 만한 경계 조건은 다음 식이 될 것이다.

$$E_x^n(0) = E_x^{n-2}(1) \quad (3.42)$$

위 식은 간단히 프로그램 할 수 있다. 즉, 두 시간 스텝동안 $E_x(1)$ 의 값을 저장하고, 그 다음에 그것을 $E_x(0)$ 에 놓는다면 쉽게 만들어 질 수 있다.

해석 공간의 모델은 그림 3.15와 같다. 먼저 무손실 공간에서의 전파라 가정하며 일정 구간에서 흡수체의 파라미터값을 적용한 영역을 통과하여 완전 도체면에 도달 후 반사되어 다시 흡수체 영역을 통과한 전파의 반사계수를 계산하고 마지막으로 흡수능을 계산하는 방법을 사용한다. 그러므로 측정 대상물인 흡수체가 있는 쪽에서는 흡수경계조건을 적용하지 않고 그와 반대로 반사가 일어나도록 프로그램 하였다.

본 연구에서 사용하고자 하는 문제 공간의 모델은 그림 3.15와 같다.

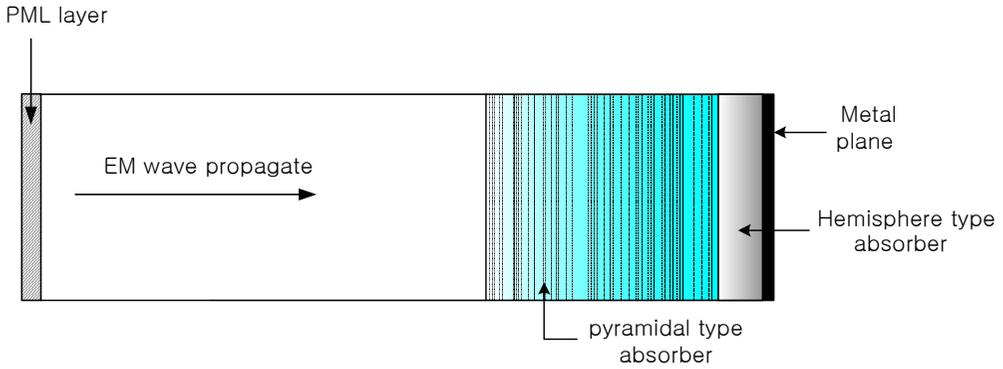


그림 3.15 흡수능 문제 공간의 모델

Fig. 3.15 Problem space model for absorption ability simulation.

3.3.4 유전체에서의 전파

자유 공간에 상응하는 값이 아닌 다른 유전율을 가진 매질을 시뮬레이션하기 위해, 비유전율 ϵ_r 을 맥스웰의 식에 추가해야 한다.

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.43a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (3.43b)$$

식 (3.30)과 식 (3.31)을 이용하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\partial H_y(t)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial H_y(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{\partial \tilde{E}_x(t)}{\partial z}$$

그 다음 유한 차분 근사법을 행한다.

$$\frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) - \tilde{E}_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = \frac{1}{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{H_y^n(k-1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta x} \quad (3.44a)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (3.44b)$$

이전 절로부터

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{2},$$

로 정규화 하였으므로, 식 (3.44)는 다음으로 된다.

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n+1/2}(k) + \frac{1/2}{\varepsilon_r} [H_y^n(k-1/2) - H_y^n(k+1/2)] \quad (3.45a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{1}{2} [\tilde{E}_x^{n+1/2}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+1/2}(k)] \quad (3.45b)$$

위의 식은 자유공간 또는 비유전율 ε_r 로 지정된 단일매질 내의 EM 전파를 시뮬레이션 하기 위한 식이다. 그렇지만, 도전율로 지정되는 손실항을 가진 많은 매질도 역시 존재한다. 이 손실항은 전파 에너지의 감쇠를 일으킨다.

맥스웰 방정식의 보다 일반적인 형태는 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.46a)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r^*(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega) \quad (3.46b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (3.46c)$$

여기서 \mathbf{D} 는 전속밀도이다. 식 (3.46b)는 주파수 영역으로 작성되어 있다. 이제 다음 식을 사용하여 이 식들을 정규화한다.

$$\tilde{\mathbf{E}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \mathbf{E} \quad (3.47a)$$

$$\tilde{\mathbf{D}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \mathbf{D} \quad (3.47b)$$

이들은 다음 식을 유도한다.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \mathbf{H} \quad (3.48a)$$

$$\tilde{\mathbf{D}}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \quad (3.48b)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} \quad (3.48c)$$

이제 FDTD로 실행하기 위해 식 (3.48b)를 시간 영역 차분 방정식에 넣어야 한다. 첫 번째 일은 식 (3.48b)를 주파수 영역에서 시간 영역으로 되게 하는 것이다. 다음 형태의 손실 유전체를 다루고 있다고 가정하자.

$$\epsilon_r^*(\omega) = \epsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} \quad (3.49)$$

그리고 식 (3.49)를 (3.48b)에 대입하면, 다음이 된다.

$$\mathbf{D}(\omega) = \epsilon_r \cdot \mathbf{E}(\omega) + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} \mathbf{E}(\omega) \quad (3.50)$$

첫 항을 시간 영역으로 취하는 것은 단순한 곱셈이기 때문에 문제가 되지 않는다. 두 번째 항에서, 푸리에 이론에서 주파수 영역의 $1/j\omega$ 은 시간 영역에서 적분이므로, 식 (3.50)은 다음이 된다.

$$\mathbf{D}(t) = \epsilon_r \cdot \mathbf{E}(t) + \frac{\sigma}{\epsilon_0} \int_0^t \mathbf{E}(t') \cdot dt'$$

표본화된 시간 영역이기를 원하므로, 적분은 시간 스텝 Δt 에 대한 합으로 근사화 할 수 있다.

$$\mathbf{D}^n = \epsilon_r \cdot \mathbf{E}^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\epsilon_0} \sum_{i=0}^n \mathbf{E}^i \quad (3.51)$$

\mathbf{E} 와 \mathbf{D} 는 시간 $t = n \cdot \Delta t$ 때의 값이다. 다시 식 (3.48b)를 보면, 값 \mathbf{D}^n 을

계산하는 E^n 을 풀어야 한다는 것을 알 수 있다. 공교롭게도, E^n 은 식 (3.51) 내의 Summation 계산에서 필요한 값이다. 이를 해결하기 위해 Summation의 나머지로부터 E^n 항을 분리한다.

$$D^n = \varepsilon_r \cdot E^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} E^n + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} E^i$$

이제 다음 식으로부터 E^n 을 계산할 수 있다.

$$E^n = \frac{D^n - \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^{n-1} E^i}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (3.52)$$

E 의 현재 값 E^n 은 D 의 현재 값과 E 의 이전 값으로부터 계산할 수 있다. Summation에 대해 새로운 파라미터를 정의한다.

$$I^n = \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{i=0}^n E^i$$

그러므로 식 (3.52)는 다음의 두 식으로 다시 공식화하면 다음과 같이 된다.

$$E^n = \frac{D^n - I^{n-1}}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0}} \quad (3.53a)$$

$$I^n = I^{n-1} + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} E^n \quad (3.53b)$$

Summation은 식 (3.53b)에 의해 계산된다. 이것은, 매 시간 스텝 n 에서, E^n 과 상수항을 곱한 값을 $n-1$ 에서의 합의 이전 값에 단순히 더한 것이다.

3.3.5 주파수 의존 유전체 매질

대부분 매질의 유전율과 도전율은 갖가지 주파수에서 변화한다. 주파수 의존 매질을 시뮬레이션하기 위해, 이것을 해석하기 위한 방법이 필요하게 된다. 이러한 물질은 다음 공식에 의해 적절하게 표현될 수 있다[9].

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} + \frac{X_1}{1 + j\omega t_0} \quad (3.54)$$

이것은 Debye formulation이라 부른다. 이 공식에는, 유전율 ε_r 과 도전율 σ 가 있지만, 주파수 의존항도 역시 존재한다.

FDTD로 이 매질을 시뮬레이션하기 위해서는 식 (3.54)를 표본화된 시간 영역에 놓아야 한다. 마지막 항에 E 필드를 곱하여 다음으로 정의하자.

$$S(\omega) = \frac{X_1}{1 + j\omega t_0} E(\omega) \quad (3.55)$$

Debye 항의 역 푸리에 변환은 $(X_1/t_0)e^{-(t/t_0)}u(t)$ 이며, 여기서 $u(t)$ 는 Heavyside, 또는 rectangular 함수이고, $t < 0$ 에서 0이고 그 이후는 1이다. (이는 컴퓨터 프로그램의 필드 값을 0으로 초기화하기 때문이다.) 주파수 영역에서 식 (3.55)는 시간 영역에서 컨벌루션이 된다.

$$S(t) = \frac{X_1}{t_0} \int_0^t e^{-(t'-t)/t_0} E(t') \cdot dt'$$

이제 이것을 표본화된 시간 영역에서 합으로 근사시킨다.

$$S^n = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \sum_{i=0}^n e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \left(E^n + \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i \right) \quad (3.56)$$

이때,

$$S^{n-1} = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-1-i)/t_0} \cdot E^i = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} e^{\Delta t/t_0} \sum_{i=0}^{n-1} e^{-\Delta t(n-i)/t_0} \cdot E^i$$

이므로, 이 값을 식 (3.56)에 대입하면 다음이 된다.

$$S^n = X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n + e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1} \quad (3.57)$$

손실체를 취급한 것과 유사한 방법으로, 다음으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} D^n &= \varepsilon_r \cdot E^n + I^n + S^n \\ &= \varepsilon_r \cdot E^n + \left[\frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \cdot E^n + I^{n-1} \right] + \left[X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n + e^{-t/t_0} \cdot S^{n-1} \right] \end{aligned} \quad (3.58)$$

그리고 E^n 에 대해 풀면

$$E^n = \frac{D^n - I^{n-1} - e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1}}{\varepsilon_r + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} + X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0}} \quad (3.59a)$$

$$I^n = I^{n-1} + \frac{\sigma \cdot \Delta t}{\varepsilon_0} \cdot E^n \quad (3.59b)$$

$$S^n = e^{-\Delta t/t_0} S^{n-1} + X_1 \cdot \frac{\Delta t}{t_0} \cdot E^n \quad (3.59c)$$

와 같이 된다.

3.3.6 입사파의 결정

(1) Gaussian Pulse

FDTD 법을 이용한 해석법에서, 그 해석 모델이 안테나나 전송로의 주파수 특성을 해석하는 경우에는 Gaussian Pulse를 이용하는 것이 좋다. 그림 3.16은 셀 100번에서 발생한 Gaussian Pulse가 양쪽으로 나뉘어 진행하는 모습이다.

(2) Gaussian Derivative Pulse

FDTD법에 의한 전파흡수체의 시뮬레이션에서, Gaussian Pulse는 반사된 펄스에서 긴 꼬리와 같은 현상을 일으킨다. 이것은 저주파수대에서 FDTD 계산 결과의 정확성을 감소시킨다. 이 문제를 해결하기 위해 Gaussian Pulse 대신 Gaussian Derivative Pulse를 사용한다[14]. 이 펄스는 DC 성분(0 주파수)의 에너지를 가지지 않기 때문이다. 흡수체의 계산도 30 Mhz 이상의 영역에서 실시되므로 본 논문에서는 이 펄스를 입사파로 사용한다.

그림 3.17은 셀 100번에서 발생한 Gaussian Derivative Pulse가 양쪽으로 나뉘어 진행되는 모습이다. 본 논문에서 해석하는 흡수체는 문제 영역의 오른쪽에 놓이게 되므로, 오른쪽으로 진행되는 파는 흡수체를 투과한 후 왼쪽 모서리의 금속벽에 부딪치고 다시 반사하는 출력파가 되고, 왼쪽으로 진행되는 파는 반사계수를 계산할 때 입력파로 간주하게 된다.

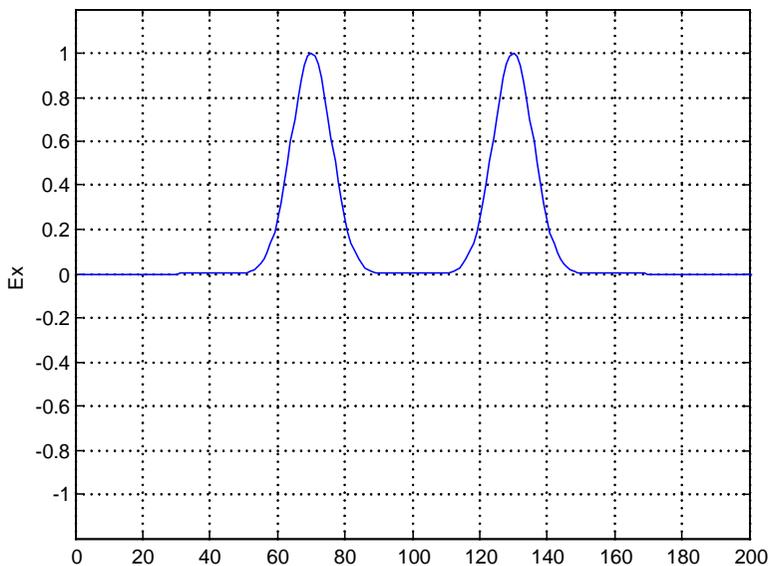


그림 3.16 Gaussian Pulse

Fig. 3.16 Gaussian Pulse

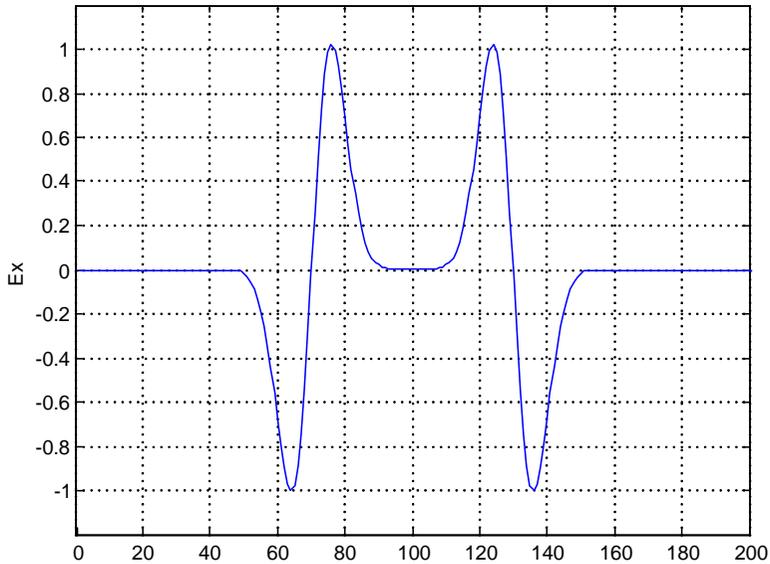


그림 3.17 Gaussian Derivative Pulse
Fig. 3.17 Gaussian Derivative Pulse

그림 3.18은 해석을 위한 문제 영역에 흡수체를 놓은 해석도이다. 입사파는 제안하는 전파흡수체의 표면에서 일정량 반사하고 나머지는 투과하면서 서서히 감소하고 오른쪽 측면 금속판에 부딪친 후 다시 전반사 후 흡수체를 빠져나오게 되며, 표면에서 반사된 파와 금속판에서 반사되어 나온 파 전체를 출력파로 하여, 그 값을 FFT를 통해 주파수 영역으로 변환한 후 반사계수값을 구하여 흡수능을 해석하였다.

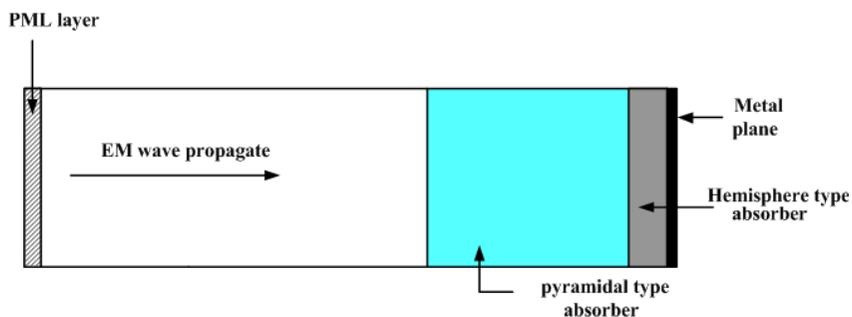


그림 3.18 적층형 전파흡수체 해석을 위한 1차원 문제 영역
Fig. 3.18 Problem space model for absorption ability simulation
of the complex type EM absorber

3.4 등가재료를 이용한 FDTD 방법

입체 구조를 가진 전파 흡수체를 해석하기 위해서는 3차원 FDTD 법을 사용하여야 가능하다. 그러나 2차원 이상에서 현재 Personal Computer로는 그 계산에 한계를 보인다. 다시 말해서, 측정 대상물의 크기로 인한 FDTD 해석 영역 확장과 반사 기법을 사용하기 위한 타임 스텝의 증가, 그리고 한 함수의 해석을 위해 다시 많은 부분 함수들을 도입해야 하므로 PC를 사용한 정확한 결과물의 출력은 상당한 무리임을 알 수 있었다.

이에 본 논문에서는 3차원 구조 형상을 가진 전파 흡수체를 등가적인 재료 정수를 가진 Plate 구조로 변경, 1차원 구조화한 후 이를 대상으로 1차원 FDTD법을 이용하여 제안하는 전파흡수체의 흡수특성을 해석하고자 한다.

3.4.1 등가 유전율을 적용한 전계 방정식

먼저 재료와 공기가 혼재된 경우에서 등가 유전율을 구한다. 그림 4.9는 재료와 공기가 혼재된 한 층의 경우를 나타내고 있다. 등가재료정수법으로 등가 유전율을 구한다.

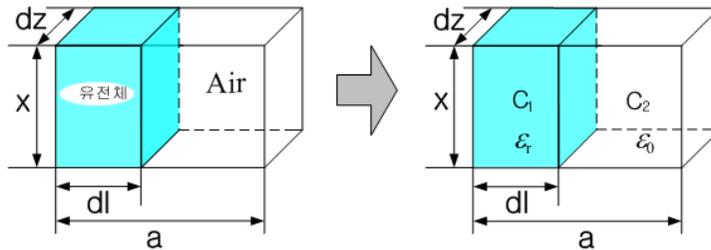


그림 3.19 등가 캐패시턴스 모델

Fig. 3.19 Equivalent capacitance model.

$$C_1 = \frac{x \cdot dz}{dl} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$$

$$C_2 = \frac{x \cdot dz}{a - dl} \cdot \epsilon_0$$

$$C_r = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} = \frac{dz \cdot x \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{dl \cdot (a - dl)}$$

$$\varepsilon_{eq} = \frac{x \cdot \varepsilon_r}{dl \cdot (a - dl)} \quad (3.60)$$

가 되며, 구해진 등가 유전율 식 (3.60)을 식 (3.48b)에 적용하여 전체의 값을 구한다.

먼저, 식 (3.60)을 (3.54)에 대입하면, 다음이 된다.

$$\varepsilon_{eq} = \frac{x \cdot \varepsilon_r}{dl(a - dl)} + \frac{x \cdot \sigma}{dl(a - dl)j\omega\varepsilon_0} + \frac{X_1 \cdot x}{dl(a - dl)(1 + j\omega t_0)} \quad (3.61)$$

식 (3.61)을 식 (3.48b)에 대입하면, 식 (3.62)와 같다.

$$E(\omega) = \frac{dl(a - dl)}{x \cdot \varepsilon_r} D(\omega) - \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0} E(\omega) - \frac{X_1}{(1 + j\omega t_0)\varepsilon_r} E(\omega) \quad (3.62)$$

우변의 첫 번째 항과 두 번째 항과 세 번째 항을 각각 $A(\omega)$ 와 $B(\omega)$ 와 $C(\omega)$ 로 분리하여 식을 해석한다.

$$A(\omega) = \frac{dl(a - dl)}{x \cdot \varepsilon_r} D(\omega) \quad (3.63)$$

$$B(\omega) = -\frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0} E(\omega) \quad (3.64)$$

$$C(\omega) = -\frac{X_1}{(1 + j\omega t_0)\varepsilon_r} E(\omega) \quad (3.65)$$

식 (3.63)을 먼저 전개 후 유한 차분 근사법으로 해석하면 다음과 같다.

$$A(n) = \frac{dl(a - dl)}{x \cdot \varepsilon_r} D(n) \quad (3.66)$$

다음으로 식 (3.64)를 전개한다.

$$B(\omega) j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0 = -\sigma E(\omega)$$

이것을 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{2\Delta t} (B^n - B^{n-2}) = -\sigma E(n)$$

다시 B^n 에 대해 정리하면,

$$B^n = \frac{-2\Delta t E^n}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} + B^{n-2} \quad (3.67)$$

라 정의하게 된다.

다음으로 식 (3.65)를 전개한다.

$$\begin{aligned} (\varepsilon_r + jut_0 \varepsilon_r) C(\omega) &= -X_1 E(\omega) \\ \varepsilon_r C(\omega) + jut_0 \varepsilon_r C(\omega) &= -X_1 E(\omega) \end{aligned}$$

이를 유한 차분 근사법으로 해석하면,

$$\varepsilon_r C^n + \varepsilon_r t_0 \frac{C^n - C^{n-2}}{2\Delta t} = -X_1 E^n$$

다시 C^n 에 대해서 정리하면,

$$C^n = \frac{t_0}{2\Delta t + t_0} C^{n-2} - \frac{2\Delta t X_1}{2\Delta t \varepsilon_r + \varepsilon_r t_0} E^n \quad (3.68)$$

이제 정의된 A^n 과 B^n 과 C^n 을 식 (3.62)에 대입하고 정리하면,

$$E^n = A^n + B^n + C^n \quad (3.69)$$

으로 정의되며, 전계의 값을 구할 수 있다.

3.4.2 등가 투자율을 적용한 자계 방정식

이제 재료와 공기가 혼재된 경우에서 등가 투자율을 위한 함수를 만든다. 그림 3.20은 재료와 공기가 혼재된 한 층의 경우를 나타내고 있다. 등가재료정수법으로 등가투자율을 구한다.

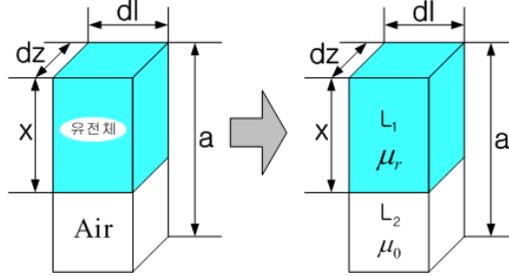


그림 3.20 등가 인덕턴스 모델

Fig. 3.20 Equivalent Inductance model.

$$L_1 = \frac{dz \cdot dl}{x} \cdot \mu_0 \cdot \mu_r$$

$$L_2 = \frac{dz \cdot dl}{a - x} \cdot \mu_0$$

$$L_T = \frac{L_1 \cdot L_2}{L_1 + L_2} = \frac{dl \cdot dz \cdot \mu_0 \cdot \mu_a}{x + (a - x) \cdot \mu_a}$$

$$\mu_{eq} = \frac{dl \cdot \mu_a}{x + (a - x) \cdot \mu_a} \quad (3.70)$$

여기서 $\mu_a = 1 + \mu_r$ 이고, $\mu_r = \frac{K_r}{1 + j\frac{\omega}{\omega_r}}$ 이다.

피라미드형 전파흡수체는 탄소성분을 이용한 유전체이므로 $\mu_{eq} = 1$ 이다.

3.5 적층형 전파 흡수체 해석

그림 3.21은 해석을 위한 문제 영역에 적층형 전파흡수체를 놓은 해석도이다. 입력으로는 Gaussian Derivative Pulse를 사용하며[14], 흡수체의 표면에서 일정량 반사하고 나머지는 투과하면서 서서히 감소하고 오른쪽 측면 금속판에 부딪친 후 다시 전반사 후 흡수체를 빠져나오게 되며, 표면에서 반사된 파와 금속판에서 반사되어 나온 파 전체를 출력파로 하여, 그 값을 FFT를 통해 주파수 영역으로 변환한 후 반사계수값을 구하여 흡수능을 해석하였다.

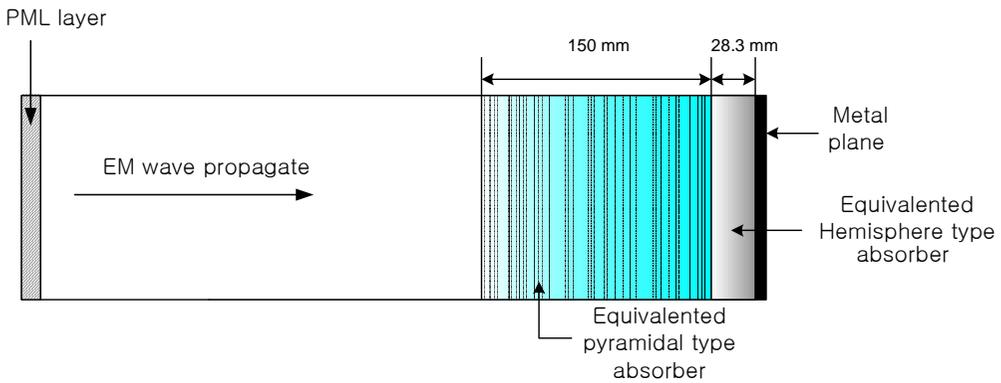


그림 3.21 적층형 전파흡수체 해석을 위한 문제 영역

Fig. 3.21 Problem space model for absorption ability simulation of the complex type EM wave absorber.

표 3.2는 FDTD 해석을 위해 필요한 해석 파라미터를 나타낸 것이다.

표 3.2 FDTD 시뮬레이션을 위한 파라미터

Table. 3.2 Parameters for FDTD simulation.

Cell 수	Cell 크기	시간 스텝	스텝 횟수
12800	0.1 mm	0.1 mm/(2 · C)	20000

* 여기서 C는 광속을 나타낸다.

그림 3.22는 입사파가 전파하여 전파흡수체에서 반사파 투과를 일으키며 진행한 뒤 반사파가 완전히 흡수체를 벗어난 과정을 나타낸 그림이다.

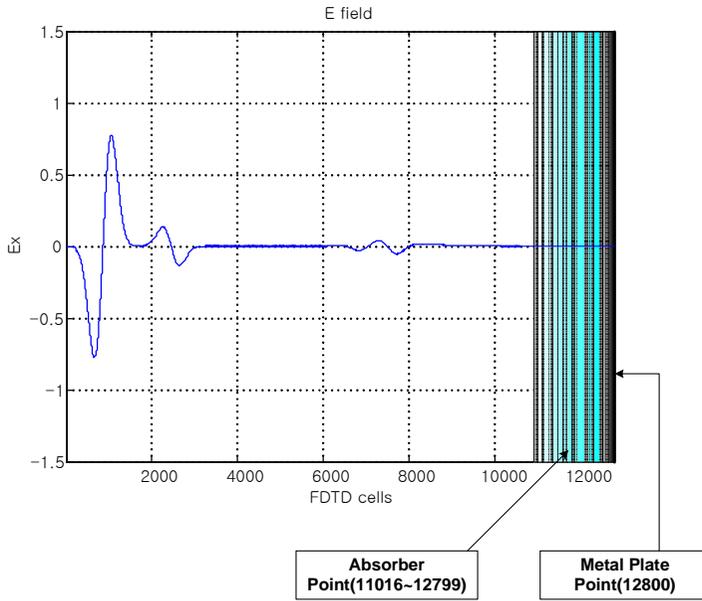


그림 3.22 FDTD 시뮬레이션
Fig. 3.22 Simulation of FDTD

반사파가 완전히 흡수체를 벗어나면 입사파와 반사파를 입력과 출력으로 하여 각각 FFT를 수행하고, 전파 흡수능을 구한다.
그림 3.23은 흡수능을 나타내고 있다.

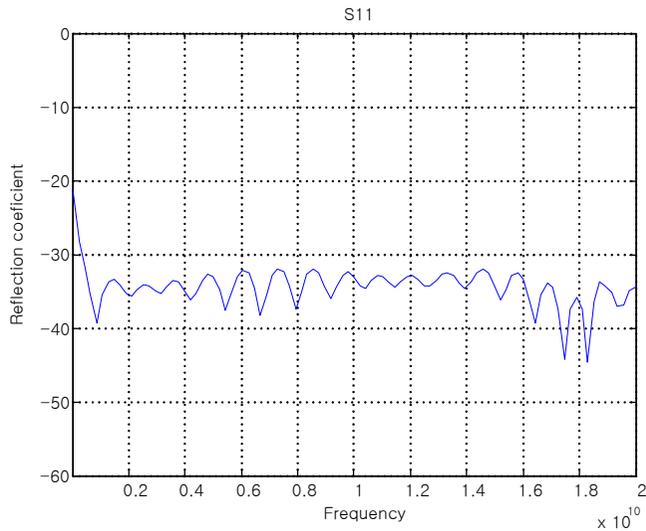


그림 3.23 시뮬레이션된 전파흡수체의 주파수 특성
Fig. 3.23 The frequency characteristics of the simulated wave absorber.

제 4 장 시뮬레이션 및 실측정값 비교

4.1 테이퍼진 구형 동축관 측정시스템의 구성과 측정

그림 4.1에 구형(矩形) 동축관을 이용한 적층형 전파흡수체 흡수능 측정시스템의 구성을 보인다[10].

적층형 전파흡수체의 흡수능 측정은 네트워크 아날라이저를 이용하여 타임 도메인(time domain) 영역에서 전파흡수체 두께를 고려하여 게이트를 조정함으로써 시간영역에서 측정을 시행하였다.

그림 4.2는 동축관에 실제작한 적층형 전파흡수체를 부착한 사진이다.

흡수체를 금속관에 부착시킨 후 외부도체 안으로 삽입시키고, 아답터를 연결한 후 네트워크 아날라이저에 연결한다. 그림 4.3은 실험을 위해 모든 연결이 끝난 상태를 보여준다.

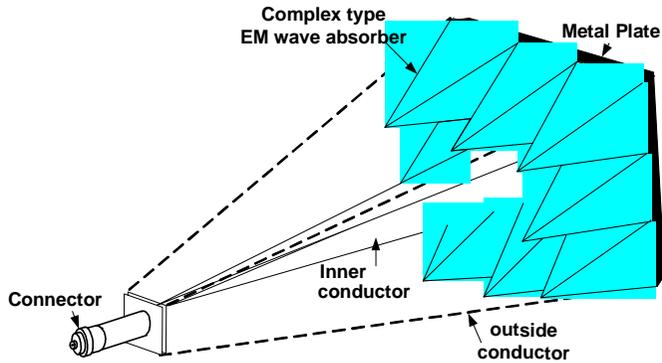


그림 4.1 실측정을 위한 측정시스템
Fig. 4.1 Drawings of Measuring System

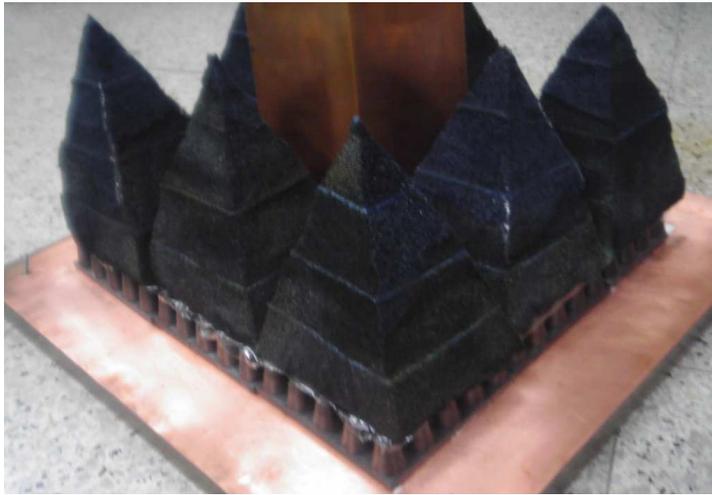


그림 4.2 실제작 된 적층형 전파흡수체
Fig. 4.2 Fabricated complex type EM wave absorber.



그림 4.3 실험 장비 설치 모습
Fig. 4.3 Experimental Set-up.

그림 4.4는 실측정된 전파흡수체의 흡수능 결과값이다. 실측정은 30 MHz에서 20 GHz까지 수행되었으며, 전 대역에서 20 dB 이상의 성능을 나타내고 있음을 보여준다.

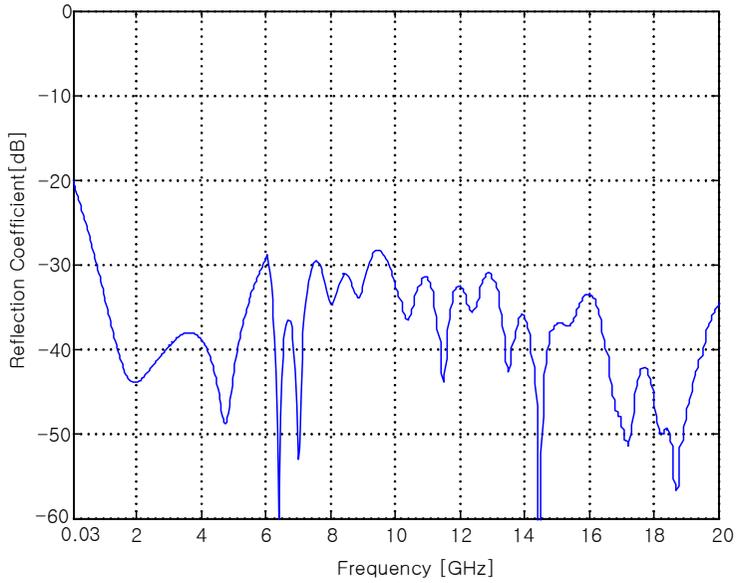


그림 4.4 실측정 결과치
Fig. 4.4 Measured Result.

4.2 EMCM과 FDTD 그리고 실측정치의 비교 검증

그림 4.5는 Hemisphere type 전파흡수체의 EMCM과 FDTD 그리고 실측정치를 비교한 그림이다. 20 dB 이상의 흡수능을 가지는 주파수 대역이 30 MHz ~ 6 GHz인 것을 그림 4.5에서 알 수가 있다. 그림 4.6은 본 논문에서 제안하는 적층형 전파흡수체의 EMCM과 FDTD 그리고 실측정치를 비교한 그림이다. 그림에서 볼 수 있듯이 EMCM의 그래프와 실측정치의 그래프는 유사한 패턴은 유지하지만, 일정한 오차가 있음을 볼 수 있다. FDTD와 실측정치의 비교 그래프는 그 패턴이나 값이 상당히 유사하여, EMCM에 의한 결과보다 FDTD에 의한 결과가 훨씬 정확함을 확인할 수 있다. 특히 고주파 쪽으로 진행할수록 FDTD가 EMCM보다 우수함을 알 수 있다.

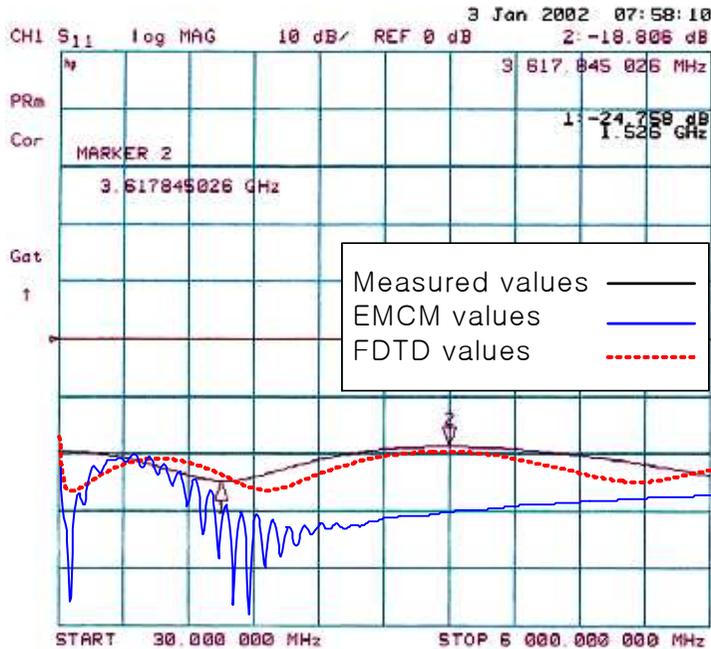


그림 4.5 Hemisphere 타입 전파흡수체의 EMCM, FDTD
그리고 실측정값의 비교

Fig. 4.5 Comparison of the results between the EMCM values, FDTD values and measured values of Hemisphere type absorber.

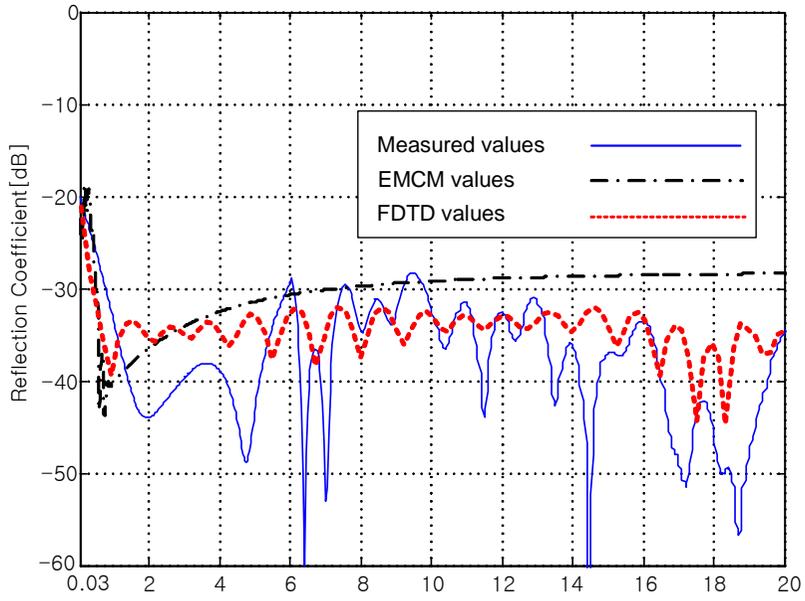


그림 4.6 EMCM, FDTD 그리고 실측값의 비교

Fig. 4.6 Comparison of the results between the EMCM values, FDTD values and measured values of complex type absorber.

제 5 장 결론

본 논문에서는 국제 규격을 만족하는 전파 무향실을 구축하기 위해, 본 연구실에서 최근에 제작된 광대역 페라이트 전파 흡수체위에 피라미드형 유전체 전파흡수체를 부착한 적층형 전파흡수체를 설계하였으며, EMC의 오차를 감소시키고 보다 정확한 시뮬레이션 값을 도출하기 위해 등가재료정수를 이용한 1차원 FDTD 방법을 제안하였다. 설계된 흡수체를 실제 제작한 후 동축관 시스템을 이용하여 측정하여, 측정치와 이론치가 잘 일치함을 확인함으로써 설계 및 해석법의 타당성을 입증하였다.

기존에 사용되고 있는 타일형 페라이트 또는 그리드형 전파흡수체는 그 적용 주파수 범위가 매우 협소한 상태이므로 국제 규격에는 적합하지 않으며, 본 연구실에서 최근에 제작된 Hemisphere 타입 전파 흡수체 역시 그 적용 주파수 범위가 30 MHz ~ 7 GHz로 전파무향실을 구축하기 위한 국제 규격은 만족하지 못한다. 이러한 문제점 해결을 위하여 Hemisphere 타입 전파 흡수체위에 피라미드형 전파흡수체를 부착한 형태의 적층형 전파흡수체를 제작하여 국제규격을 만족하는 전파무향실용 전파흡수체를 설계하였으며 20 dB 이상의 흡수능을 가지는 주파수 대역이 30 MHz ~ 20 GHz인 것을 시뮬레이션 및 실측정 값을 통해 알 수가 있었다. 적층형 전파흡수체의 전체 높이는 178.3 mm 이며, 피라미드형 전파흡수체의 탄소함유량은 34%이다.

EMC에 의해 계산된 값이 실제 측정치와 그 패턴의 유사성은 볼 수 있으나, 전체적인 오차값이 존재함을 확인하였으며, 이를 해결하기 위해 FDTD 방법을 사용한 시뮬레이션 방법을 제시함에 있어, 통상 FDTD에 의해 입체 구조를 해석하는 경우, 3차원 FDTD 방법을 사용하여야 하나, 문제 영역의 광범위와 부가적인 계산을 위한 많은 부수 함수들로 인해 Personal Computer로는 계산이 무리라 여겨진다. 이에, 등가재료정수를 이용한 1차원 FDTD 방법을 그 대안으로 제시하였고, 그 결과가 실측정치와 거의 일치함을 확인할 수 있었다.

참 고 문 헌

- [1] 김동일, 전상엽, "EMI/EMC 대책용 광대역화 전파흡수체의 개발에 관한 연구," 한국향해학회지 제 15 권 제 4호, pp.13-35, 1991, 12.
- [2] Dong Il Kim, Sang-Tae Kim, Ji-Yong Park, Se-Mo Chung, "A comparative study on measuring methods of absorption characteristics for electromagnetic wave absorber using Time Domain Method", Proceedings of Korea EMC/EMI Society, vol.6, no.2, pp. 11-18, June 1995
- [3] CISPR11, ISM radio frequency equipment electromagnetic disturbance characteristics limits & methods of measurement, IEC, pp.12-15, 1997.
- [4] Dong Il Kim, June Young Son, Woo Keun Park, Dong Han Choi, "Broad-Band Design of Ferrite One-body EM wave Absorbers for an Anechoic Chamber," Journal of the Electromagnetic Society, vol. 4, No. 2, pp.51-55, Jun. 2004.
- [5] Y. Naito et al., "Characteristics of grid ferrite electromagnetic wave absorber," IEICE of Japan, vol. J76-B-II, No.11, pp.898-905, Nov.1993.
- [6] June Young Son, Dong Il Kim, "A study on absorption characteristics of Hemisphere type on cutting cone shaped absorber for obliquely incident EM waves," 2003 Asia-Pacific Microwave Conference, Sheraton Walkerhill Hotel, Seoul, Korea, Vol.01, pp.53-56, November 4-7, 2003
- [7] Christopher L. Holloway, Ronald R. Delyser, Robert F. German, Paul Mckenna, and Motohisa Kanda, " Comparison of Electromagnetic Absorber Used in Anechoic and Semi-Anechoic Chamber for Emissions and Immunity Testing of Digital Device." IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, vol.39, no.1, pp.33-47, Feb. 1997.
- [8] Dong Il Kim, Michiharu Takahashi, Hiroki Anzai, Sang Yup Jun, "Electromagnetic wave absorber with wide-bandfrequency characteristics using exponentially tapered ferrite," IEEE Trans. On electromagnetic

compatibility, vol.38,no.2,pp.173-177, May.1996.

- [9] Dennis M. Sullivan, "Electromagnetic Simulation Using the FDTD method", IEEE Press series on RF and Microwave Technology, 2000
- [10] 김보영, 원영수, 김동일, 전중성, 예병덕, "임의 형상 전자파체의 전파흡수 특성 측정시스템의 개발," 2002년 제3회 산업기술연구소 학술강연회, pp.40-51, 2002, 6.
- [11] Y. Naito et al., "Anechoic chamber fitted with ferrite grid or ferrite multilayer electromagnetic wave absorbers," EMC'94 ROMA, pp.229-234, Sep. 1994.
- [12] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
- [13] A. Taflove and M. Brodwin, Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 23, 1975, pp. 623-730.
- [14] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, "The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics," Boca Raton, FL;CRC Press, 1993.

감사의 글

2년 동안의 대학원생활이 벌써 끝나고 졸업을 앞두고 있습니다. 처음 입학했을 때 마음먹었던 것들을 얼마만큼 해냈는지를 생각하면 후회가 많이 듭니다. 하지만 후회한 만큼 나의 발전도 있었으리라 생각합니다. 부족하지만 저의 논문에 도움을 주신 분들에게 감사의 글을 남기려 합니다.

본 논문이 있기까지 물심양면으로 도와주신 김동일 지도교수님께 제일 먼저 감사한 마음을 전합니다. 부족한 저를 칭찬과 꾸중으로 올바른 길로 인도해 주신 교수님의 지도에 힘입어 부족하지만 논문을 제출하게 된 것 같습니다. 그리고 논문 심사를 맡아주신 민경식 교수님과 운영 교수님께도 감사드립니다. 아울러 정지원 교수님과 김기만 교수님 그리고 조형래 교수님과 강인호 교수님께도 감사드립니다.

저에겐 선배님이자 스승님이시기도 한 준영이 형님이 계셨기 때문에 석사생활을 무사히 마칠 수 있는 것 같습니다. 그동안 저에게 큰 의지가 되어주셨고 잘 이끌어 주신 점 감사하다는 말을 전하고 싶습니다. 그리고 연구실의 랩장으로서 저희들을 잘 이끌어 주신 동한이형과 프로그램에 대해 고민하며 한 잔술을 나눌 수 있었던 창묵이 형에게도 감사하다는 말을 전합니다. 그리고 제가 귀찮게 해도 언제나 친형처럼 대해 주셨던 동식이형에게도 참 고맙다는 말을 하고 싶습니다. 그리고 인생에 대한 조언과 취업에 대한 좋은 이야기들과 언제나 “잘부께”로 연구실 분위기를 밝게 해 주셨던 도연이형에게도 감사드립니다. 언제나 묵묵하게 열심히 하는 루이에게도 감사의 말을 전합니다.

입학 동기지만 저에겐 친형 같은 재현이형과 정현이형에게도 고맙다는 말을 전하고 싶습니다. 그리고 이제 연구실을 이끌어 갈 윤석이형, 승훈이, 제현이에게도 고맙다는 말과 많이 챙겨주지 못한 점에 대해서 미안하다는 말을 하고 싶습니다. 항상 시끄럽지만 착한 우리 상미에게도 그동안 고맙고 수고 많았다는 이야기를 하고 싶습니다. 그리고 저를 잘 따라 주었던 전과공학과 학부생 후배들에게도 고맙다는 말을 전하고 싶습니다.

끝으로, 제가 지금까지 공부할 수 있게 해주신 사랑하는 우리 아버지와 엄마, 그리고 이제 곧 대학생이 될 세상에서 제가 가장 사랑하는 제 동생 근이에게 이 작은 결실을 바칩니다.