



**HOMOJEN VE HOMOJEN OLMAYAN
BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN
ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Gökhan ÖZTÜRK

Doktora Tezi

**Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı
Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL**

2018

Her hakkı saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

HOMOJEN VE HOMOJEN OLMAYAN BİANİZOTROPİK
METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Gökhan ÖZTÜRK

ELEKTRİK ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı

ERZURUM
2018

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü



TEZ ONAY FORMU

**HOMOJEN VE HOMOJEN OLMAYAN BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN
ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL danışmanlığında, Gökhan ÖZTÜRK tarafından hazırlanan bu çalışma, 29/06/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı, Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı'nda doktora tezi olarak **oybirliği (5/0)** ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Bülent ÇAKMAK

İmza :

Üye : Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

İmza :

Üye : Prof. Dr. Uğur Cem HASAR

İmza :

Üye : Doç. Dr. Bülent ÇAVUŞOĞLU

İmza :

Üye : Dr. Öğr. Üyesi Mustafa Engin KOCADAĞISTAN

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu'nun **02.08/2018** tarih ve **.31...../..16.....** nolu kararı ile onaylanmıştır.


Prof. Dr. Mehmet KARAKAN
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildiriş, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı. 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Doktora Tezi

HOMOJEN VE HOMOJEN OLMAYAN BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Gökhan ÖZTÜRK

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı
Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

Bu Doktora tezinde, homojen bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özellikleri eğik açı ile gelen elektromanyetik dalga için belirlenmesi amaçlandı. TE ve TM modları için homojen bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri, saçılım parametrelerine bağlı olarak analitik bir çözüm sunuldu. Bu analitik çözümle homojen bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özellikleri saçılım parametrelerinden elde edilmiştir. Amaçlanan analitik çözüm Matlab programı ve 3D elektromanyetik benzetim programı (CST mikrodalga stüdyosu) vasıtasıyla, daha önce yapılan çalışmalarla karşılaştırılarak doğrulandı. Ayrıca homojen olmayan bianizotropik metamalzeme, homojen bianizotropik yapıları kaskat olarak bağlanarak oluşturuldu. Homojen olmayan bianizotropik metamalzemede yüzey normaline dik gelen dalga durumu için saçılım parametreleri, her bir homojen parça için ardışıl formülasyon oluşturularak analitik olarak elde edildi. Homojen olmayan bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri Matlab ve CST benzetim programı kullanılarak elde edildi.

2018, 141 sayfa

Anahtar Kelimeler: Eğik Açı, Bianizotropik Metamalzemeler, Saçılım Parametreleri, Malzeme Özellikleri, Homejen Bianizotropik Metamalzemeler, Homojen Olmayan Bianizotropik Metamalzemeler

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

INVESTIGATION OF ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF HOMOGENEOUS AND INHOMOGENEOUS BIANISOTROPIC METAMATERIALS

Gökhan ÖZTÜRK

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Electrical and Electronics Engineering
Department of Electromagnetic Fields and Microwave Technique

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

In this Ph. D. thesis, it is aimed to determine the electromagnetic properties of homogeneous bianisotropic metamaterials for the electromagnetic wave coming with the oblique angle. Electromagnetic properties of homogeneous bianisotropic metamaterials for the TE and TM modes is presented a solution analytically depending on the scattering parameters. Electromagnetic properties of homogeneous bianisotropic metamaterial retrieved from the scattering parameters with this analytical solution. The aimed analytical solution is verified with the results from the Matlab program and a 3D electromagnetic simulation program (CST microwave studio) by comparing those of previous studies. In addition inhomogeneous bianisotropic metamaterial created by combined cascaded homogeneous bianisotropic structures. Scattering parameters in the homogeneous bianisotropic metamaterial for normal incidence obtained analytically for every homogeneous piece by creating recursive formulation. Electromagnetic properties of inhomogeneous bianisotropic metamaterial obtained by Matlab and 3D electromagnetic simulation program.

2018, 141 pages

Keywords: Oblique Incidence, Bianisotropic Metamaterials, Scattering Parameters, Constitutive Relation, Homogeneous Bianisotropic Metamaterials, Inhomogeneous Bianisotropic Metamaterials

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca bana her konuda destek olan çok değerli danışman hocam Atatürk Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a

Çalışmalarım boyunca bana her zaman destek ve yardımlarını sunan çok değerli hocam Gaziantep Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Prof. Dr. Uğur Cem HASAR'a

Çalışmalarım boyunca benden desteğini ve yardımını esirgemeyen çok değerli Arş. Gör. Zeynep OLÇUN'a

Çalışmalarım boyunca bana desteklerini sunan ve yardımlarını esirgemeyen çok değerli Atatürk Üniversitesi öğretim elemanları hocalarım ve arkadaşlarıma

Ayrıca her zaman yanımda olan ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen çok değerli aileme teşekkür ederim.

Gökhan ÖZTÜRK

Haziran 2018

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	6
2.1. Metamalzemeler	6
2.1.1. Metamalzemelerin sınıflandırılması.....	8
2.1.2. Kırılma indisi.....	10
2.1.3. Çift negatif metamalzemelerin karakterizasyonu	11
2.1.3.a. Analitik modeller	12
2.1.3.b. Kuramsal DNG ortam modeli	12
2.1.3.c. Lorentz ortam modeli	12
2.1.3.d. Drude modeli	15
2.1.3.e. Soğuk plazma modeli	16
2.1.3.f. Fiziksel model	16
2.2. Etkin Ortam Teoremi.....	22
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	23
3.1. Normale Dik Gelen Dalga İçin Bianizotropik Malzemenin Özelliklerinin Analitik Olarak İncelenmesi.....	23
3.1.1. Bianizotropik malzemedeki alan ifadeleri	23
3.1.2. Sınır şartları ve saçılım parametreleri	25
3.1.3. Homojen olmayan yapı için saçılım parametreleri ve dalga empedanslarının elde edilmesi	29
3.1.4. Malzeme özelliklerinin elde edilmesi.....	38
3.2. TE ve TM Mod Eğik Açılı ile Gelen Dalga İçin Bianizotropik Metamalzeme Ortamında Alan İfadelerinin Elde Edilmesi.....	39
3.2.1. Alan ilişkileri	39

3.2.2. Dispersiyon ilişkisi ve kırılma indisinin elde edilmesi	42
3.2.3. Ortamın herbir katmanı için alan ifadelerinin belirlenmesi	45
3.2.4. Normalize edilmiş dalga empedansları	49
3.2.5. Sınır şartlarının uygulanması.....	52
3.2.6. Yansıma ve iletim parametrelerinin elde edilmesi	54
3.3. Materyal.....	61
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve SONUÇLAR.....	63
4.1. Analitik Yöntem	63
4.1.1. Dalga empedanslarının elde edilmesi.....	64
4.1.2. Yayılım faktörü	70
4.1.3. Kırılma indisi ve elektromanyetik özelliklerin çıkartılması.....	72
4.1.4. CST Kullanılarak saçılım parametrelerinin elde edilmesi	88
4.2. Homojen Olmayan Bianizotropik Metamalzemeler İçin Elektromanyetik Özelliklerin İncelenmesi	104
5. SONUÇ ve ÖNERİLER.....	113
KAYNAKLAR	115
EKLER.....	119
EK 1.....	119
EK 2.....	125
EK 3.....	130
ÖZGEÇMİŞ	142

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

\bar{E}	Elektrik alan şiddeti vektörü
$\bar{E}_x, \bar{E}_y, \bar{E}_z$	Elektrik alanın x, y ve z yönündeki bileşenleri
\bar{H}	Manyetik alan şiddeti vektörü
$\bar{H}_x, \bar{H}_y, \bar{H}_z$	Manyetik alanın x, y ve z yönündeki bileşenleri
S	Saçılım parametresi
S_{11}	1.ortamdan geri yansıyan saçılım parametreleri
S_{12}	1.ortamdan 2.ortama iletilen saçılım parametreleri
S_{21}	2.ortamdan 1.ortama iletilen saçılım parametreleri
S_{22}	2.ortamdan geri yansıyan saçılım parametreleri
ϵ_0	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği
ϵ_r	Malzemenin bağıl elektriksel geçirgenliği
ϵ_x	Malzemenin x yönlü bağıl elektriksel geçirgenliği
ϵ_y	Malzemenin y yönlü bağıl elektriksel geçirgenliği
ϵ_z	Malzemenin z yönlü bağıl elektriksel geçirgenliği
η_0	Boşluğun karakteristik empedansı
η_r	Malzemenin karakteristik empedansı
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
μ_r	Malzemenin bağıl manyetik geçirgenliği
μ_x	Malzemenin x yönlü bağıl manyetik geçirgenliği
μ_y	Malzemenin y yönlü bağıl manyetik geçirgenliği
μ_z	Malzemenin z yönlü bağıl manyetik geçirgenliği
c	Işık hızı

f	Frekans
n	Kırılma indisi
t	Zaman
ρ	Hacimsel yük yoğunluğu
σ	İletkenlik
ω	Açısal frekans
k	Dalga numarası
k_0	Boş uzayın dalga numarası
k_{eff}	Metamalzemenin dalga numarası
ξ_0	Elektro-magneto kuplaj
Z	Dalga empedansı
Z^+	İleri yönlü dalga empedansı
Z^-	Geri yönlü dalga empedansı
z	Normalize dalga empedansı
z^+	İleri yönlü normalize dalga empedansı
z^-	Geri yönlü normalize dalga empedansı
T	Yayılm faktörü
Γ	Yansım parametresi
Γ_1	İleri yönlü yansım parametresi
Γ_2	Geri yönlü yansım parametresi
θ_1	Boş uzaydan malzemeye dalga geliş açısı
θ_2	Malzemedede içersinde oluşun açısı
∇	Nabla operatörü
ω_0	Rezonans frekansı
f_{ep}	Elektrik plazma frekansı
f_{mp}	Manyetik plazma frekansı
δ_e	Elektrik sönümlenme frekansı
δ_m	Manyetik sönümlenme frekansı

Kısaltmalar

CST	Computer Simulation Technology (Bilgisayar Simulasyon Teknolojisi)
DNG	Double Negative (Çift Negatif)
DPS	Double Positive (Çift Pozitif)
ELC	Electric-LC (Elektrik Bağlı Rezenatör)
ENG	Negative Permittivity (Negatif elektrik geçirgenlik)
LHM	Left-Handed Metamaterial (Sol-Elli Metamalzeme)
MNG	Negative Permeability (Negatif manyetik geçirgenlik)
SRR	Split Ring Resenator (Yarıklı Halka Rezenatörü)
SR	Spiral Resenator (Dairesel Rezenatörü)
USR	U-şekilli rezonatörün
LR	Labirent rezonatörü
TMM	Transfer Matris Model

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Kaskat olarak bağlı metamalzemeler.....	2
Şekil 2.1. a) Sağ elli metamalzeme b) Sol elli metamalzeme.....	8
Şekil 2.2. Bağlı elektriksel-manyetik geçirgenlik ve kırılma indisi diyagramı	9
Şekil 2.3. Boş bir bardaktaki metal çubuğun a) barağın boş hali b) $n=1.3$ kırılma indisli su ile doldurulmuş hali c) $n=-1.3$ hayali kırılma indisli su ile doldurulmuş hali.....	11
Şekil 2.4. Lorent modeli için verilen örnek ile $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ 'nin elde edilmesi	14
Şekil 2.5. Lorent modeli için verilen örnek ile $\mu_x, \mu_y, \mu_z, \xi_0$ in elde edilmesi.....	15
Şekil 2.6. Etkin elektriksel geçirgenliğin negatif değerlerini elde etmek için kullanılan periyodik bir ince tel dizisi.....	18
Şekil 2.7. a) Tek halka bölünmüş halka rezonatörü (SRR) b) elektrik alan bağlı (ELC) rezonatör yapılarının şematik görünüşleri	19
Şekil 2.8. Periyodik dizilmiş ince metal teller (Buldu 2017).....	19
Şekil 2.9. a) Bölünmüş halka rezonatörünü (SRR) b) Spiral rezonatörü (SR) c) Labirent rezonatör yapısının şematik görünüşü d) U-şekilli rezonatörün (USR) yapısı.....	20
Şekil 2.10. İnce metal tellerle beraber SRR yapılarıyla oluşturulan birim sol elli metamalzeme	21
Şekil 3.1. Metamalzemeye normal açı ile gelen dalga için gösterim	24
Şekil 3.2. Normal açılı durum için bianizotropik metamalzemenin saçılım parametreleri.....	26
Şekil 3.3. a) Kaskat bağlı homojen olmayan ortam için S parametrelerine soldan yaklaşım b) Kaskat bağlı homojen olmayan ortam için S parametrelerine sağdan yaklaşım	30
Şekil 3.4. Şekil 3.3'teki m seviyeli homojen olmayan yapının u . tabakasının kırılma indisi ve dalga empedansları	33
Şekil 3.5. a) Üç tabakalı homojen olmayan ortam b) Üç tabakalı homojen olmayan ortam için S parametreleri.....	37

Şekil 3.6. Bianizotropik metamalzemeye eğik açı ile a) TE modda gelen dalga b) TM modda gelen dalga c) Bianizotropik malzeme SRR yapısı.....	40
Şekil 3.7. Bianizotropik metamalzemeye eğik açı ile gelen dalga için problemin tanımlanması	45
Şekil 3.8. Çift katlı dairesel SRR metamalzemenin şematik gösterimi b) Çift katlı dairesel SRR metamalzemenin üç boyutlu görüntüsü.....	61
Şekil 3.9. Yüzeyde biriken yüzey yükleri ve döngüsel akımlar için kare SRR rezonatörün şematik konfigürasyonu	62
Şekil 4.2. TE modu için 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açılarına bağlı olarak ileri yönlü dalga empedansı η_{TE}^+ 'nin reel ve imajiner kısımları	68
Şekil 4.3. TM modu için 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açılarına bağlı olarak dalga empedansı η_{TM} 'nin a) reel b) sanal kısımları.....	69
Şekil 4.4. TE modu için 0^0 ve 60^0 geliş açıları için yayılım faktörünün reel ve sanal kısmı.....	72
Şekil 4.5. TE modu ile 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 ile geliş açıları için kırılma indislerinin reel ve sanal kısımları.....	76
Şekil 4.6. TM modu ile 0^0 ve 60^0 ile geliş açıları için kırılma indislerinin reel ve sanal kısımları	77
Şekil 4.7. TE ve TM modu ile 20^0 geliş açısıyla gelen dalga için elde edilen elektromanyetik özelliklerde seçilen kol indeksleri	78
Şekil 4.8. TE modu ile 20^0 geliş açısı için $\varepsilon_y, \mu_x, \mu_z, \xi_0$	79
Şekil 4.10. TM moduyla 20^0 geliş açısı için ε_z 'nin referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	81
Şekil 4.11. TM moduyla 20^0 geliş açısı için μ_y 'nin referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	82
Şekil 4.12. TE moduyla 20^0 geliş açısı için ξ_0 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	83
Şekil 4.13. 20^0 geliş açısı için μ_x 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	84
Şekil 4.14. 20^0 geliş açısı için μ_z 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	85

Şekil 4.15. 20^0 geliş açısı için ε_x 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	86
Şekil 4.16. 20^0 geliş açısı için ε_y 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları	87
Şekil 4.17. Bir hücre SRR ile Saçılım parametrelerinin elde edilebilmesi için CST senaryosu.....	88
Şekil 4.18. SRR birim hücre ile Saçılım parametrelerinin elde edilebilmesi için CST senaryosu.....	89
Şekil 4.19. Birim hücre SRR ile 0^0 geliş açısı yani normal açı için CST'den elde edilen Saçılım parametrelerinin genliği	90
Şekil 4.20. Birim hücre SRR ile 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerinin genliği	91
Şekil 4.21. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ileri dalga empedanslarının reel kısımları	93
Şekil 4.22. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ileri dalga empedanslarının sanal kısımları.....	93
Şekil 4.23. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen geri dalga empedanslarının reel kısımları	94
Şekil 4.24. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen geri dalga empedanslarının sanal kısımları	95
Şekil 4.25. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen kırılma indislerinin reel kısımları.....	96
Şekil 4.26. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen kırılma indislerinin sanal kısımları.....	97

Şekil 4.27. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_x 'in reel kısımları	98
Şekil 4.28. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_x 'in sanal kısımları	99
Şekil 4.29. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ξ_0 'in reel kısımları.....	100
Şekil 4.30. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ξ_0 'in sanal kısımları	100
Şekil 4.31. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ε_y 'in reel kısımları	101
Şekil 4.32. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ε_y 'in sanal kısımları	102
Şekil 4.33. TE mod ile birim hücre SRR'a 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_z 'in reel kısımları	103
Şekil 4.34. TE mod ile birim hücre SRR'a 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_z 'in sanal kısımları	103
Şekil 4.35. CST simülasyon programı tarafından analiz edilen homoen olmayan yapıların geometrisi.....	105
Şekil 4.36. Şekilde SW.M Stepwise metodunu, A.M. amaçlanan metodu ve Efektif ise TMM transfer matriks metodu ile elde edilen bütün yapının saçılım parametrelerini göstermektedir	107

- Şekil 4.37.** Şekilde A.M. amaçlanan metodu, LAO referans olarak alınan Li ve Ozbay'ın yaptığı (2009) çalışmayı ve Efektif ise TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının efektif saçılım parametrelerini göstermektedir. 109
- Şekil 4.38.** Şekilde A.M. amaçlanan metodu, LAO referans olarak alınan Li ve Ozbay'ın yaptığı (2009) çalışmayı ve Efektif ise TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının efektif saçılım parametrelerini göstermektedir. 112

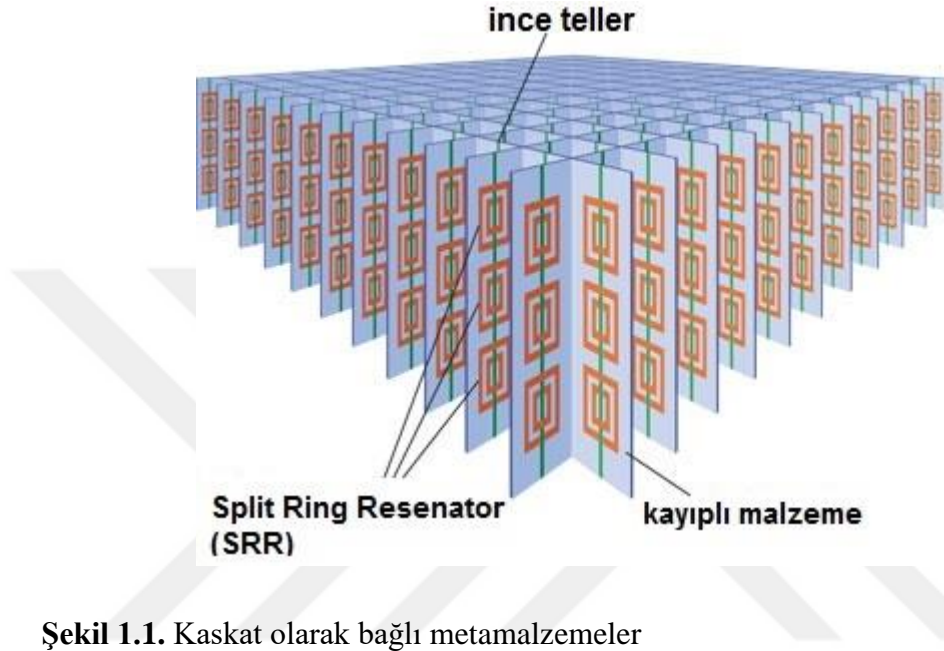


1. GİRİŞ

Metamalzemeler negatif kırılma indisine sahip doğada bulunmayan ve yapay olarak elde edilen özel malzemelerdir. Kelime anlamı olarak meta kelimesi yunan mitolojisine göre “ötesinde” anlamındadır. Metamalzeme kelimesi ise malzeme ötesi olarak anlam kazanmıştır. Doğada negatif kırılma özelliği bulunan $n < 0$, malzeme olmadığı için bu isim ile literatüre geçmiştir. Metamalzemelerin belirli frekans aralıklarında negatif bağıl elektrik geçirgenlik ϵ_r ve negatif bağıl manyetik geçirgenlik μ_r göstermeleri, araştırmacıların bu malzemelere daha fazla odaklanmasını sağlamıştır. Malzemenin bağıl elektrik ve manyetik geçirgenliği, hem molekül ve kristal yapısına hem de yoğunluk ve sıcaklık gibi yığın özelliklerine bağlıdır. Metamalzemelerin negatif bağıl elektrik ve manyetik geçirgenlikleri de yapay geometrik yapılarından kaynaklanmaktadır.

Metamalzemeler hakkında ilk çalışmalar, teorik olarak Rus bilim adamı Veselago tarafından yapıldı (Veselago 1968). Veselago malzemelerin bağıl negatif elektrik ve manyetik geçirgenlik gösterebileceğini ve negatif bir yansıma katsayısı gösterebileceğini teorik olarak ispatladı. Ayrıca sol elli metamalzeme için, dalga vektörü ile güç vektör yöneliminin zıt yönde değiştiğini teorik olarak gösterdi. Bu durum, malzemenin negatif ϵ_r özelliği göstermesinin, plazmaların negatif indeks malzeme özelliği göstereceği fikri ile elde edildi. Pendry tarafından mikron kalınlığında periyodik dizilmiş ince tellerin bir dielektrik içinde mikrodalga frekanslarında plazma özelliği gösterebileceği fikri ile negatif ϵ_r malzeme elde edildi (Pendry *et al.* 1998). Bu çalışması ile mikrodalga frekansında dalgadan daha düşük plazma frekansına sahip bir malzeme için negatif bir bağıl elektrik geçirgenlik (permittivity) sağladı. Negatif bağıl manyetik geçirgenlik katsayısı (permeability) μ_r , yine Pendry ve arkadaşları tarafından Split Ring Resenator (SRR) yapıları ile elde edildi (Pendry *et al.* 1999). Smith ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada ise negatif kırılma indisine sahip çift-negatif metamalzeme (Double-negative Metamaterial) deneysel olarak ilk kez elde edildi (Smith *et al.* 2000a). Ayrıca mikrodalga frekansında birçok deney yaparak çift-negatif metamalzemelerin karakterizasyonunu

gösterdiler. Shelby ve arkadaşları mikrodalga frekansında deneysel olarak ilk kez negatif kırılma indisine sahip çift-negatif metalmazemeleri yaptıkları çalışmada gösterdiler (Shelby *et al.* 2001).



Şekil 1.1. Kaskat olarak bağlı metalmazemeler

Son yıllarda metalmazemeler, mükemmel lens, sensörler, emilim, görünmezlik pelerini ve antenler gibi birçok alanda gelecek vaadeden ve geleneksel olarak ulaşılamaz özelliklerinden dolayı dikkatleri üzerine çekmektedir. Pendry, yaptığı çalışmada resimin keskinliğinin ışığın dalga boyu ile sınırlı geleneksel lensler yerine, negatif kırılma indisine sahip metalmazemeler kullanarak iki boyutlu resmin tüm Fourier bileşenlerine odaklanmayı başarabileceğini ve mükemmel lenslerin metalmazemeler ile elde edilebileceğini gösterdi (Pendry 2000). Ziolkowski ve Heyman çift negatif metalmazemelerde elektomanyetik dalga yayılımını analitik ve nümerik olarak inceleyerek, yayılım ve saçılım özelliklerini elde etdi ve mükemmel lense uyguladı (Ziolkowsky and Heyman 2001). Karaaslan ve Bakir (2014), X bandında çalışan chiral SRR yapılı metalmazemelerle sensör yaptılar. Yaptıkları sensör dizaynının hassasiyetini hem analitik hem nümerik olarak ispatladılar (Karaaslan and Bakir 2014). Landy ve arkadaşlarının yaptığı çalışma ile metalmazeme kullanılarak simülasyon vasıtasıyla emilim oranını belirli frekans bandında yaklaşık %96 olarak elde ettiler. Yapılan tasarım

deneysel olarak da üretilmiş, fakat fabrikasyon hataları sebebiyle emilim oranı %88 olarak ölçülmüştür (Landy *et al.* 2008). Schuring ve arkadaşları, deneysel olarak ilk defa bakır silindiri metamalzeme ile oluşturulan bir perde arkasına sakladılar (Schuring *et al.* 2006). Antenlerin yönlülük, kazanç, verim ve bant genişliğinin artırılması amacıyla da metamalzemeler kullanılmaktadır. Akçelik yaptığı çalışmada yama antene göre daha küçük boyutta ürettiği metamalzeme antenin bant genişliğini, 16 kat daha fazla elde etti (Akçelik 2016).

Metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin tam olarak elde edilmesi çok önemlidir. Çünkü metamalzemelerin dizaynından kaynaklanan potansiyel özellikleri hakkında bilgi verir. Metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin çıkartılması için birçok yöntem vardır. Bu yöntemlerden bazıları homojenizasyon tekniği, alanların ortalamasının kullanıldığı teknik ve ölçülen/simüle edilen saçılım parametreleri tekniğidir (Hasar *et al.* 2015). Alanların ortalamasının kullanıldığı teknikte, metamalzemede elektromanyetik alanların oranı nümerik olarak hesaplanır. Bu işlem nümerik hesaplar için kolay olmasına karşın, deneysel uygulamalarda zordur (Popa and Cummer 2005). Bir başka yöntemde, yaklaşık analitik model ile malzemenin etkin parametrelerinin kestirimi yapılır. Bu metot kompozit bileşenlerin geometrik yapısından malzemenin fiziksel özellikleri hakkında bilgi vermesine rağmen, kompleks yapılarla uğraşmak noktasında zorlukları vardır (Marques *et al.* 2002). Bir diğer yöntem ise saçılım parametreleri üzerinden malzemenin elektromanyetik özelliklerinin elde edilmesidir. Bu metot hem analitik hem de deneysel sonuçlar için uygun olup geniş bir kullanım alanına sahiptir (Smith *et al.* 2002; Chen *et al.* 2004; Chen *et al.* 2005; Smith *et al.* 2005; Driscoll *et al.* 2007; Li *et al.* 2009; Hasar *et al.* 2013).

Metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin çıkarılması için saçılım parametreleri metodu ilk defa Smith ve arkadaşları tarafından tanıtılmıştır. Tasarlanan metamalzemenin elektromanyetik özellikleri, normal açı ile gelen elektromanyetik dalga durumu için, yansıma ve iletim katsayıları kullanılarak transfer matrix simülasyonundan elde edilmiştir (Smith *et al.* 2002). Benzer çalışmalar Chen *et al.* (2004) ve Smith *et al.* (2005) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalarda normal açı ile metamalzemeye gelen bir düzlem dalgası

durumu için saçılım parametreleri ölçümleri kullanılarak, metamalzeme parametrelerinden sadece birisi temel alınmıştı. Saçılım parametreleri, bilinen iletim hattı denklemlerinden türetilmiş terslik problemini çözerek, metamalzeme parametrelerinin çıkartılmasında kullanılmıştı. Daha sonra bu metot altı farklı yapı üzerinde çok sayıda gelen dalga ölçümleri kullanılarak bi-anizotropik yapıların tüm parametrelerinin çıkarılmasına olanak vermek için genişletildi (Chen *et al.* 2005; Chen *et al.* 2006; Li and Ozbay 2009).

Bu çalışmalara ek olarak saçılım parametreleri kullanılarak eğik açılı durum ile malzeme özelliklerinin çıkartılması üzerinde de çalışmalar yapıldı. Menzel ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmada sadece balık ağı yapılarına sahip metamalzemelerin yüzeyine eğik açı ile gelen dalga durumu için metamalzemenin elektromanyetik özelliklerinin çıkartılması amaçlandı. Bu çalışmada sadece bir parametre için özellik çıkarımı yapılmıştır (Menzel *et al.* 2008). Smirzchalski ve Mahdjoubi (2013) 2 farklı kalınlıktaki metamalze yüzeyine eğik açılı gelen dalga için ölçümler yaparak model oluşturdu. Ayrıca araştırmacılar çalışmalarının metamalzemeye uygulanamayacağını belirttiler. Zarifi ve arkadaşları (2014) bi-axial bianizotropik malzemelerin elektromanyetik özelliklerini eğik açı ile gelen dalga için yalnızca analitik olarak elde ettiler. Cohen ve Shavit (2015) eğik açılı durumlar için zayıf kublaja sahip bianizotropik metamalzemelerin TE ve TM modunda gelen dalga durumu için elektromanyetik özelliklerini çıkarttılar. Yapılan çalışmada bianizotropik metamalzemeyi temsil eden 7 parametreden 5 tanesini analitik olarak elde ederken 2 tanesini nümerik olarak elde ettiler. Elektromanyetik özellik çıkarımı için iki yönlü ölçümler yaparak parametrelerden bazılarını açıdan bağımsız olarak buldular.

Yukarıda anlatılan çalışmalarda metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin çıkartılması homojen yapılar için ele alınmıştır. Yapı olarak homojen olmayan metamalzemelerin boyutları dalga boyundan çok küçük seçilerek homojen gibi davranması prensip alınmıştır (Simovski 2009). Smith ve arkadaşları, kafes yapı içinde birden fazla anizotropik SRR yapı yerleştirerek homojen olmayan metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerini saçılım parametrelerini kullanarak elde ettiler (Smith *et al.*

2005). Homojen yapılar kaskat bağlanarak homojen olmayan yapılar elde edilebilir (Chew 1995). Shi ve arkadaşları homojen anizotropik yapıları kaskat bağlayarak homojen olmayan anizotropik malzeme oluşturdu ve saçılım parametrelerini ardışıl formülasyon üzerinden çözümlədiler. Bu çalışmaları ile homojen olmayan anizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerini elde ettiler.

Bu tezde, serbest uzayda malzeme yüzeyine normal ve eğik açı ile TE ve TM modlarında homojen bianizotropik metamalzemeye gelen elektromanyetik dalğanın tekrar serbest uzaya kavuştuğu üç tabakalı bir ortam için, Maxwell denklemleri kullanılarak matematiksel bir model oluşturuldu. Her bir ortamdaki alan bileşenlerine sınır şartları uygulanarak saçılım parametreleri ve bu parametrelere bağlı olarak bianizotropik metamalzemenin kırılma indisi n , ileri ve geri normalize dalga empedansları z^+ ve z^- , bağıl elektriksel geçirgenlik ϵ_r , bağıl manyetik geçirgenlik μ_r ve bianizotropik malzemenin yapısından gelen elektrik ve manyetik alan arasındaki bağlanmadan oluşan elektro-magneto kuplaj bağlanma katsayısı ξ_0 , saçılım parametrelerine bağıl olarak matematiksel bir çözüm elde edildi. Bianizotropik metamalzeme modelini karşılayan Lorentz modeli referans alınıp, Matlab yazılım programı ile bianizotropik metamalzemenin özellikleri analitik olarak elde edildi. CST mikrodalga stüdyosu kullanılarak mikrodalga frekansında bir dalga klavuzuna yerleştirilen bianizotropik metamalzemeye eğik açılı durumda gelen dalga için bir model oluşturulup, saçılım parametreleri elde edildi. Saçılım parametreleri analitik modelde kullanılarak bianizotropik malzemenin elektromanyetik özellikleri elde edildi. Sonuçlar referans çalışmalarla karşılaştırıldı. Ek olarak, homojen bianizotropik yapılar yan yana kaskat bağlanarak homojen olmayan bianizotropik metamalzeme tasarlandı. Tasarlanan homojen olmayan bianizotropik metamalzeme için saçılım parametreleri ve dalga empedansları, ardışıl bir formülasyon formatında analitik olarak elde edildi. CST simülasyon programı kullanılarak malzemenin elektromanyetik özellikleri saçılım parametreleri üzerinden incelendi. Sonuçlar referans çalışmalarla karşılaştırıldı. Bu tezde 3 boyutlu elektromanyetik benzetimler TÜBİTAK 114E495 nolu proje bütçesinden satın alınan CST mikrodalga stüdyosu kullanılarak yapılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Metamalzemeler

Denklem (2.1)' de gösterilen dispersiyon ilişkisinden de anlaşılacağı gibi elektromanyetik dalganın yayılımını belirleyen temel ortam parametreleri bağıl elektrik ve manyetik geçirgenliktir.

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n^2 = 0, \quad (2.1)$$

Burada k dalga numarasını, ω açısal frekansı ve c ışık hızını göstermek üzere kırılma indisi n aşağıdaki gibi elde edilir.

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}, \quad (2.2)$$

Doğadaki malzemeler için bağıl elektrik ve manyetik geçirgenlik parametrelerinin pozitif olduğunu ve bunun sonucu olarak kırılma indisinin de pozitif olduğunu bir önceki kısımda bahsetmiştik. Ancak bazı durumlarda bu parametrelerin negatif hale geleceğinden de bahsetmiştik. Maxwell denklemleri $e^{j\omega t}$ harmonik bağımlılık için lineer, zamanla değişmeyen dispersif ve izotropik ortam için yazılırsa,

$$\begin{aligned} \nabla_x \bar{E} &= -j\omega(\mu \bar{H}) = -j\omega\mu \bar{H} \\ \nabla_x \bar{H} &= j\omega(\epsilon \bar{E}) \rightarrow \nabla_x \bar{H} = j\omega\epsilon \bar{E}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

olarak elde edilir. Eğer ϵ ve μ pozitif olursa, \bar{k} dalga vektörü olmak üzere \bar{k} , \bar{E} ve \bar{H} üçlüsü sağ eli bir üçlü form oluşturur. Bu tür malzemelere sağ eli malzemeler

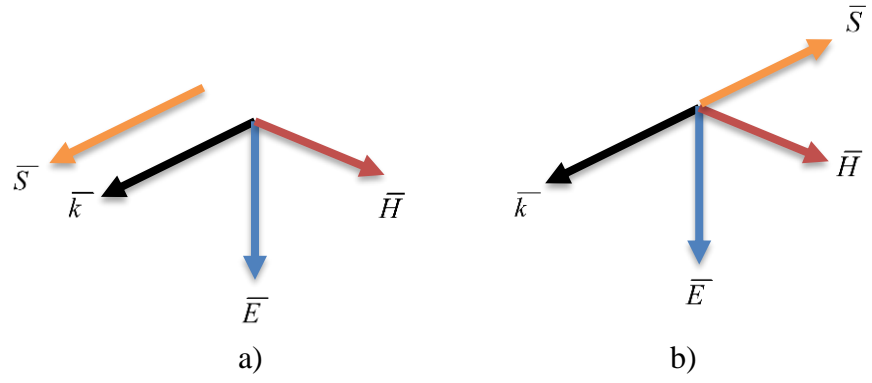
denilmektedir ve $\bar{k} \perp \bar{E} \perp \bar{H}$ olarak tanımlanmaktadır. Fakat ε ve μ negatif olursa Maxwell denklemlerimiz $e^{j\omega t}$ harmonik bağımlılığı için aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\begin{aligned}\nabla_x \bar{E} &= -j\omega(-\mu \bar{H}) = -j\omega\mu(-\bar{H}) \\ \nabla_x \bar{H} &= j\omega(-\varepsilon \bar{E}) \rightarrow \nabla_x(-\bar{H}) = j\omega\varepsilon \bar{E},\end{aligned}\tag{2.4}$$

Bu durumda $\bar{k} \perp \bar{E} \perp (-\bar{H})$ üçlüsü $-\bar{k} \perp \bar{E} \perp \bar{H}$ üçlüsüne dönüşecektir. Bu tür malzemelere sol elli malzeme denilmektedir (Vaselego 1967). Malzemenin ortalama güç vektörü aşağıdaki gibi yazılabilir (Balanis 2012).

$$\bar{S}_{ort} = \frac{1}{2} \text{Re} \, el(\bar{E} \times \bar{H}^*),\tag{2.5}$$

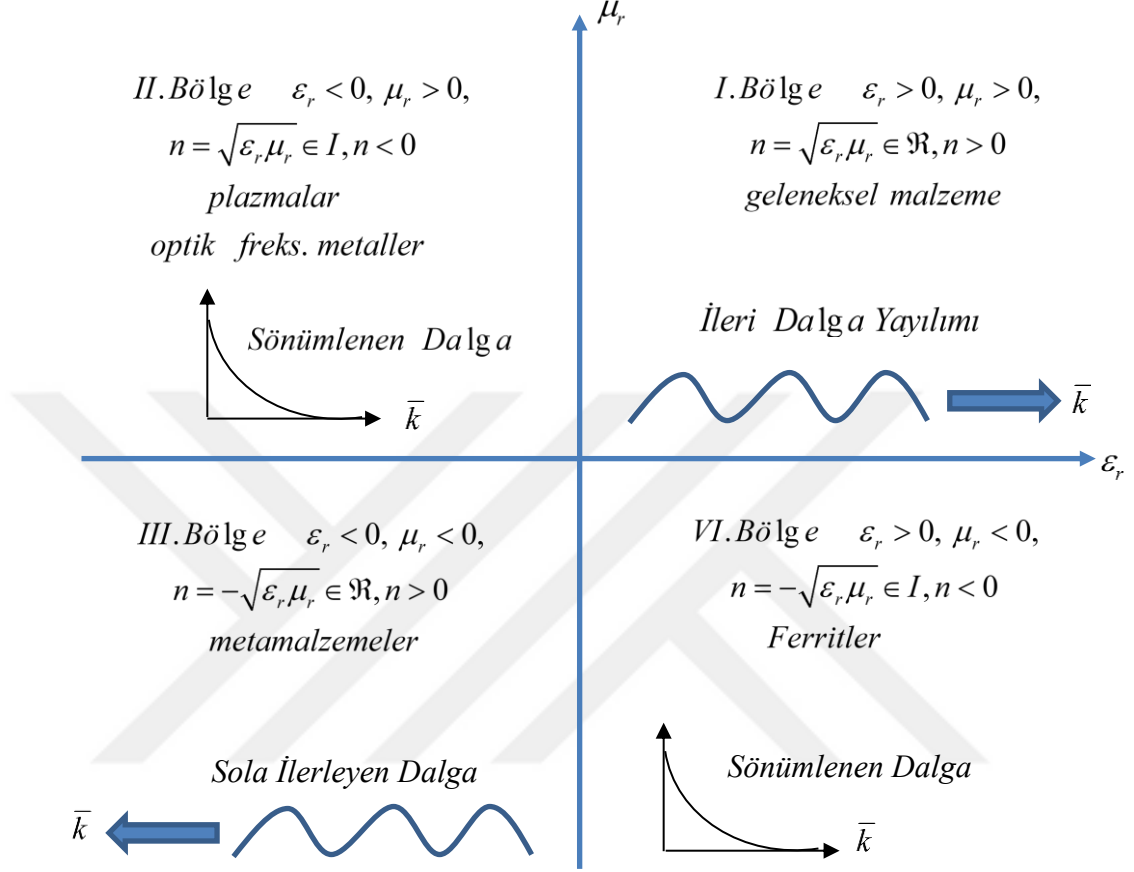
Burada \bar{S}_{ort} ortalama güç vektörünü, üst indis (*) kompleks eşleniği ifade etmektedir. Sol elli malzemelerde \bar{S} güç vektörü denklem (2.5)'te görüldüğü gibi malzeme parametrelerine bağlı değildir. Dolayısıyla güç vektörü ile \bar{k} dalga vektörü zıt yönlü olmaktadır. Yani enerji dağılımı ve dalganın ilerleyişi zıt yönlerde doğru olacaktır. Sol elli malzemede faz hızı güç akışıyla aynı yönde olup, grup hızı ile zıt yönlerde olacaktır. Şekil 2.1 sağ elli ve sol elli metamalzemede güç vektörü ile dalga vektörünün yönlerini göstermektedir.



Şekil 2.1. a) Sağ elli metamatlze b) Sol elli metamatlze

2.1.1. Metamatlzemelerin sınıflandırılması

Elektromanyetik alanın varlığındaki sistem tepkisi kullanılan materyalin özelliklerine göre değişir. Bağıl elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenliğin işaretine göre metamatlzemeler Şekil 2.2'deki gibi sınıflandırılmaktadır (Caloz and Itoh 2006).



Şekil 2.2. Bağlı elektriksel-manyetik geçirgenlik ve kırılma indisi diyagramı

Şekil 2.2'ye göre eş zamanlı olarak hem ϵ_r hem de μ_r 'nin pozitif olduğu I. bölgeye Çift Pozitif Ortam (DPS) denilir. Doğadaki çoğu malzeme bu bölgede yer almaktadır. ϵ_r 'nin negatif olduğu, μ_r 'nin pozitif olduğu II. bölgeye epsilom negatif ortam (ENG), μ_r 'nin negatif olduğu, ϵ_r 'nin pozitif olduğu VI. bölgeye mü negatif ortam (MNG), hem ϵ_r hem de μ_r nin negatif olduğu III. bölgeye çift negatif ortam (DNG) denilmektedir.

2.1.2. Kırılma indisi

Homojen dispersif olmayan izotropik malzemeler için kırılma indisi $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ olup, dispersif ortamın frekansa bağlı kırılma indisi ise,

$$n(\omega) = \sqrt{\mu_r(\omega)\varepsilon_r(\omega)}, \quad (2.6)$$

Çift negatif malzemelerin $\varepsilon_r(\omega) < 0$ ve $\mu_r(\omega) < 0$ olması dolayısıyla ε_r ve μ_r aşağıdaki gibi yazılabilirler.

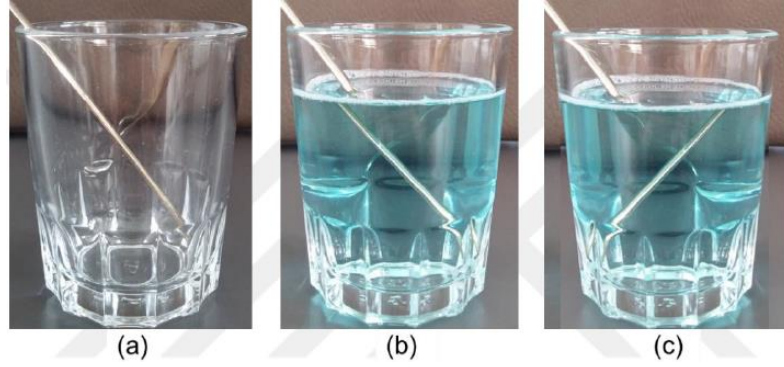
$$\varepsilon_r(\omega) = |\varepsilon_r| e^{j\pi}, \quad (2.7)$$

$$\mu_r(\omega) = |\mu_r| e^{j\pi}, \quad (2.8)$$

Bu durumda denklem (2.6) yeniden düzenlenirse kırılma indisi denklem (2.9)'deki gibi

$$\begin{aligned} n(\omega) &= \sqrt{|\varepsilon_r(\omega)| e^{j\pi} |\mu_r(\omega)| e^{j\pi}} = e^{j\pi} \sqrt{|\varepsilon_r(\omega)| |\mu_r(\omega)|} \\ n(\omega) &= -\sqrt{|\varepsilon_r(\omega)| |\mu_r(\omega)|}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

negatif olacaktır. Şekil 2.3.a boş bir bardağa konulan metal çubuğun kırınım olmaksızın görüntüsünü göstermektedir. Şekil 2.3.b pozitif kırılma indisine sahip su ile doldurulmuş durumda, Şekil 2.3.c ise bardağın içinde negatif kırılma indisine sahip su olduğu varsayılarak çubuğun su içinde kırınımının nasıl olacağını temsili olarak göstermektedir (Dolling 2006).



Şekil 2.3. Boş bir bardaktaki metal çubuğun a) bardağın boş hali b) $n=1.3$ kırılma indisli su ile doldurulmuş hali c) $n=-1.3$ hayali kırılma indisli su ile doldurulmuş hali

Denklem (2.9)'da anlaşılacağı üzere, negatif kırılma indisi için malzeme parametrelerinin her ikisinin de negatif reel kısma sahip olmaları gerekmektedir. Malzeme parametrelerinin sadece birinin negatif olduğu durumda kompleks kırılma indisi sadece sanal kısma sahip olacaktır ve bu durumda denklem (2.10)'da gösterilen yayılma faktörü T , azalan eksponansiyel fonksiyonuna dönüşecektir ve şekil 2.2'de gösterilen II. ve IV. bölgelerde oluşan sönmülenen dalgalar oluşacaktır.

$$T = e^{jk_0nd}, \quad (2.10)$$

Denklem (2.10)'da d malzeme kalınlığını, k_0 boş uzayın dalga numarasını ifade etmektedir.

2.1.3. Çift negatif metamalzemelerin karakterizasyonu

DNG metamalzemelerin karakterizasyonu ve anlaşılması çok önemlidir çünkü DNG metamalzemelerin fiziksel modelleri bu tanımlamaların temelinde tasarlanır. Bu nedenle, DNG metamalzemelerin nasıl oluştuğu incelenecektir. DNG metamalzemeler analitik ve pratik modeller kullanılarak ifade edilir. Analitik modellerde DNG metamalzemeleri üretmek için kuramsal, Lorentz, Drude ve soğuk plazma ortam modelleri önerilmiştir. Aşağıda bu ortam modellerinin temel özellikleri ayrıntılı olarak anlatıldı ve bunların özelliklerini göstermek için bazı sayısal örnekler sunuldu. Bu bölümde, fiziksel modeller

ve bu fiziksel modellerin özellikleri anlatıldı. Ayrıca, analitik ve fiziksel modeller arasındaki ilişki de ayrıntılı olarak incelendi.

2.1.3.a. Analitik modeller

Geçmişten günümüze kadar, DNG metamateryalleri, dispersif olmayan ve dispersif ortamlardan oluşan birçok model ile karakterize edilmiştir. Burada, bazı DNG metamateryallerinin modelleri ve temel özellikleri ele alınacaktır.

2.1.3.b. Kuramsal DNG ortam modeli

Kuramsal DNG ortamı, Veselago (1967) tarafından ilk kez ortaya konan ve incelenen, hem negatif izotropik bağıl elektriksel geçirgenliğe hem de negatif bağıl manyetik geçirgenliğe sahip bir ortamdır. Temel olarak, bu ortam dispersif olmayan bir ortamdır ve malzeme parametreleri (elektriksel geçirgenlik ve manyetik geçirgenlik) doğrudan doğruya $\epsilon_r = -4 \epsilon_0$ ve $\mu_r = -2 \mu_0$ gibi negatif değerlerden seçilebilir. Bu seçim için, kırılma indisi n , Denklem (2.9)'dan hesaplanabilir. Ek olarak, dalga numarası k_{eff} , $k_{eff} = k_0 n = -2.8284 k_0$ olur.

2.1.3.c. Lorentz ortam modeli

Lorentz ortamı, malzemenin bağıl elektriksel geçirgenliğinin ve manyetik geçirgenliğinin frekansın fonksiyonu olduğu bir dispersif ortamdır. Bu malzemeler, uygulanan bir alana maruz kalan elektron ve çekirdeğin salınımından kaynaklanan rezonansa sahiptir. Lorentz, elektron teorisini geliştirirken bu gibi fenomenleri inceleyen ilk kişidir. Model, ω_0 rezonans frekansında malzemelerin atom ve moleküllerinin, bir dizi harmonik bağıl elektron osilasyonları gerçekleştirilmesi sağlanarak değiştirilmiştir. Bazı ω_0 rezonans frekanslarda, uygulanan bir elektrik alan, elektronları pozitif çekirdekte koparır ve ardından uygulanan elektrik alanla aynı yönde bir polarizasyon oluşturur. Rezonansa

yakın frekanslarda, indüklenmiş polarizasyon genellikle rezonans olaylarında olduğu gibi çok büyük olur ve ortamda önemli miktarda enerji depolanır. Depolanan enerjinin büyük olması, rezonans bölgesindeki polarizasyonda uygulanan küçük elektrik alanın işaretini bile değiştirebilir. Eğer malzeme yanıtı, elektronlar yerine harmonik olarak bağlı manyetik momentlerden kaynaklanıyorsa, o zaman negatif bir manyetik cevap meydana gelecektir. Bağlı elektrik geçirgenliğe sahip negatif malzemeler, optik frekanslarda altın, gümüş ve alüminyum gibi metalleri içerirken, negatif bağlı manyetik geçirgenliğe sahip olan materyaller, rezonant ferromanyetik veya antiferromanyetik sistemleri içerir (Landau 1984; Pendry and Smith 2004). Sonuç olarak, DNG metamateryalleri için malzeme parametrelerinin dispersif bileşenlerinin şekli Lorentz ortam modeli kullanılarak açıklanabilir. Bu ortamların geliştirilmiş elektrik ve manyetik geçirgenlikleri Landau (1984)'de olduğu gibi açıklanabilir.

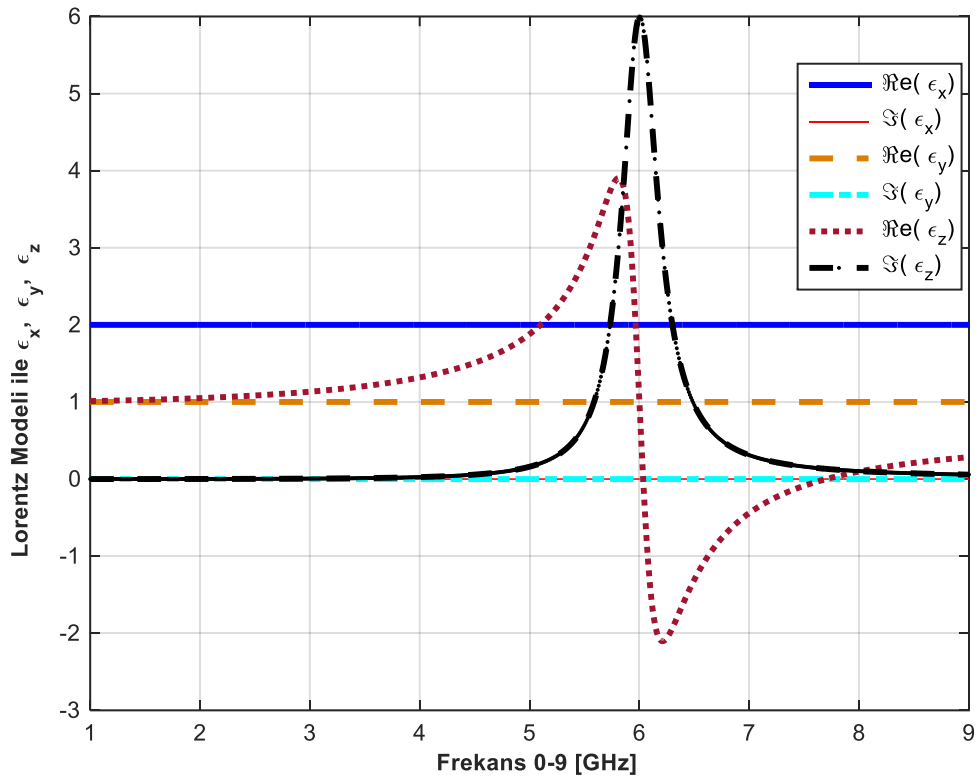
$$\varepsilon(f) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_{ep}^2 - f_{eo}^2}{f^2 - f_{ep}^2 + j\delta_e f} \right), \quad (2.11)$$

$$\mu(f) = \mu_0 \left(1 - \frac{f_{mp}^2 - f_{mo}^2}{f^2 - f_{mp}^2 + j\delta_m f} \right), \quad (2.12)$$

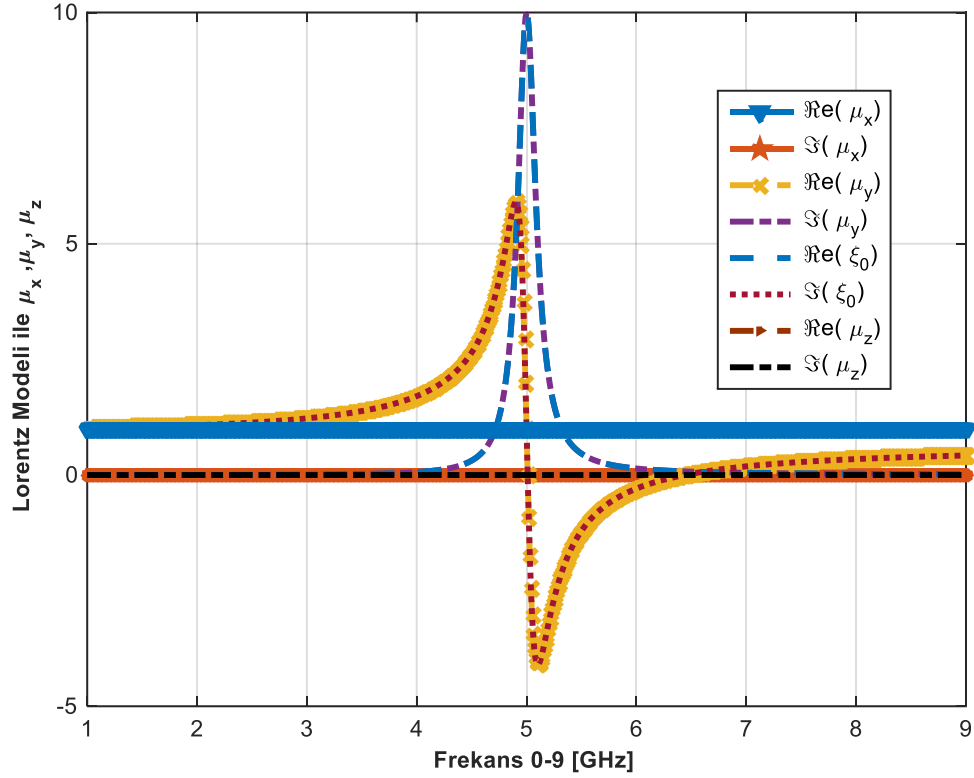
Burada sırasıyla, f_{ep} ve f_{mp} elektrik ve manyetik plazma frekanslarını, f_{eo} ve f_{mo} elektrik ve manyetik rezonans frekanslarını, δ_e ve δ_m ise elektrik ve manyetik sönümlenme frekanslarını göstermektedir. Örnek olması için yaklaşık model aşağıdaki gibi seçilmiştir.

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= C_1, & \varepsilon_y &= C_2, \\ \mu_x &= \mu_z = C_2, \\ \varepsilon_z &= 1 - \frac{F_e f^2}{f^2 - f_e^2 + j\gamma_e f} \\ \mu_y &= 1 - \frac{F_m f^2}{f^2 - f_m^2 + j\gamma_m f} \\ \xi_0 &= 1 - \frac{F_\xi f^2}{f^2 - f_\xi^2 + j\gamma_\xi f}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

Burada $C_1 = 2$, $C_2 = 1$, $F_e = F_m = F_\xi = 0.4$, $f_e = 6\text{GHz}$, $f_m = f_\xi = 5\text{GHz}$, $\gamma_e = 0.4\text{GHz}$, $\gamma_m = \gamma_\xi = 0.2\text{GHz}$ seçerek bianizotropik metamalzeme modellenenabilir. Bu model yardımıyla malzememizin bağlı elektrik ve manyetik geçirgenlikleri ve magnetoelektrik kuplorü frekansa bağlı olarak elde edilebilir. 1-9 GHz frekans aralığında Lorentz modeli ile elektromanyetik özelliklerin belirlenmesi **EK 1**'de yazılan Matlab programı ile aşağıdaki gibi elde edildi.



Şekil 2.4. Lorentz modeli için verilen örnek ile $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ 'nin elde edilmesi



Şekil 2.5. Lorentz modeli için verilen örnek ile $\mu_x, \mu_y, \mu_z, \xi_0$ 'ın elde edilmesi

2.1.3.d. Drude modeli

Drude modeli plazma gibi davranan metallerin frekansa bağlı elektriksel geçirgenlik çıkarımı için önemlidir. Drude modeli hareketsiz pasif iyonlara sahip metallerdeki elektronların kinetik teorisini temel alır ve bu model metallerdeki serbest elektronların kinematığı ile elde edilir. Metallerdeki serbest elektronların nasıl hareket ettiğini açıklayan Drude modeli, Lorentz modelinde elektrik ve manyetik alan rezonans frekanslarının sıfıra gittiği durum için aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_{ep}^2}{f^2 + j\delta_e f} \right), \quad (2.14)$$

$$\mu(f) = \mu_0 \left(1 - \frac{f_{mp}^2}{f^2 + j\delta_m f} \right), \quad (2.15)$$

2.1.3.e. Soğuk plazma modeli

Soğuk plazma modeli, Lorentz modelinde elektrik ve manyetik alan sönümlenme frekanslarının sıfıra gittiği durum için aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{f_{ep}^2}{f^2} \right), \quad (2.16)$$

$$\mu(f) = \mu_0 \left(1 - \frac{f_{mp}^2}{f^2} \right), \quad (2.17)$$

2.1.3.f. Fiziksel model

Fiziksel model kullanılarak mikrodalga frekansında ince metal tellerin negatif bağlı elektrik geçirgenliği ε_r 'nin ve SRR yapıları kullanılarak negatif bağlı manyetik geçirgenliği μ_r 'nin nasıl oluştuğu anlatılacaktır.

1. İnce Tel Dizisi Kullanılarak Negatif Elektriksel Geçirgenliğin Elde Edilmesi

Optik bölgede gümüş gibi metaller serbest elektronların bir plazması gibi davranır. Bu davranış, plazma frekansının altında, elektriksel geçirgenliğin negatif değerlerini sağlar (Pendry *et al.* 1996; Pendry *et al.* 1998; Smith *et al.* 2000a; Pendry *et al.* 2001). Elde edilen elektriksel geçirgenlik fonksiyonu,

$$\varepsilon_{metal}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2.18)$$

ile verilir. Burada ω_p plazma frekansıdır. Ayrıca denklem (2.19)'da, elektron yoğunluğu n , elektron kütlesi m_e ve elektron yükü e olarak verilmiştir. Mikrodalga bölgesinde, Şekil 2.6'da gösterilen ince tellerin periyodik bir dizisi, Denklem (2.18) tarafından verilen elektriksel geçirgenlik fonksiyonu ile modellenilebilir (Pendry *et al.* 1996; Pendry *et al.* 1998; Smith *et al.* 2000a; Smith *et al.* 2000b; Shelby *et al.* 2001). Böyle bir ortamın, dizilim parametrelerini doğru bir şekilde seçerek istenen bir değerde ayarlanabilen plazma frekansının altında, negatif elektriksel geçirgenlik değerlerini gösterdiği açıktır.

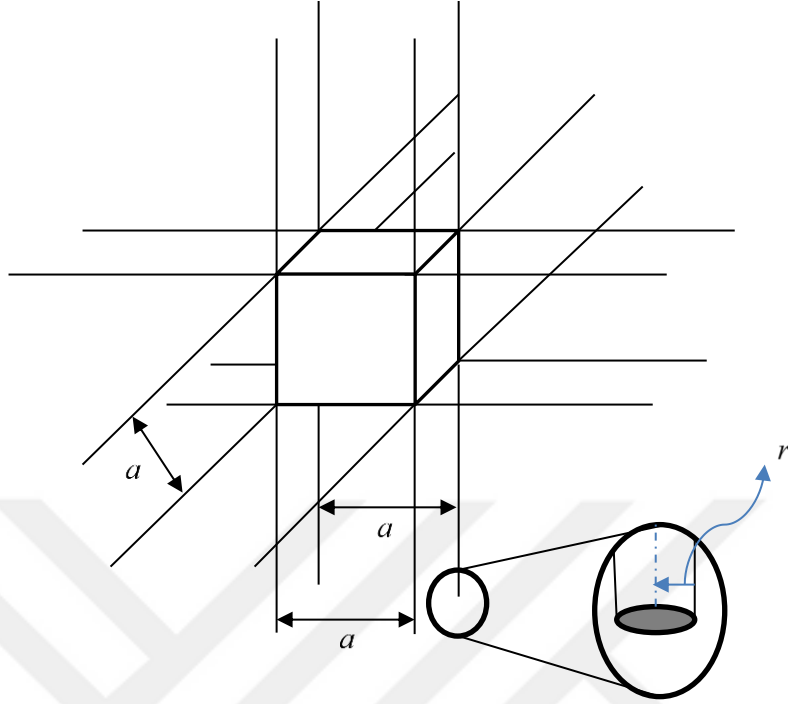
$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}, \quad (2.19)$$

Şekil 2.6'da açıklanan ince tel ortamı için, plazma frekansı basitçe denklem (2.20) kullanılarak hesaplanabilir.

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)}, \quad (2.20)$$

Burada c_0 boşlukta ışığın hızı, a kafes sabiti ve r silindirik ince tellerin yarıçapıdır. Normal metallerin direncini hesaba katmak için denklem (2.18)'e bir sönümlenme terimi eklenir ve sonuçta oluşan elektriksel geçirgenlik fonksiyonu denklem (2.21)'de verilmiştir (Pendry *et al.* 1998).

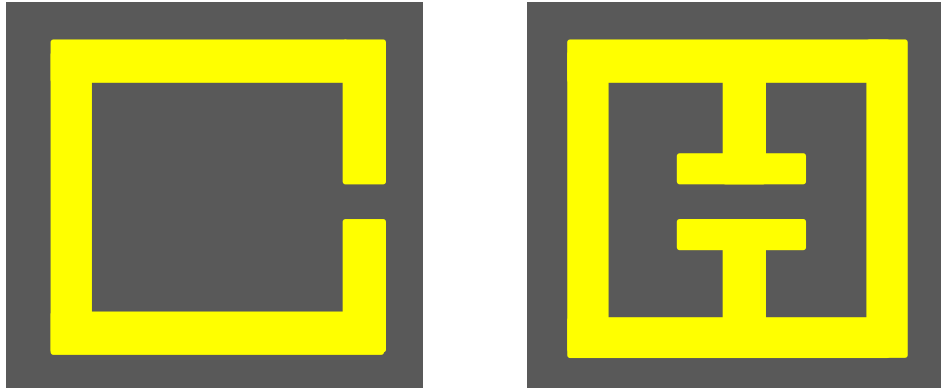
$$\epsilon_{metal}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\gamma)}, \quad (2.21)$$



Şekil 2.6. Etkin elektriksel geçirgenliğin negatif değerlerini elde etmek için kullanılan periyodik bir ince tel dizisi

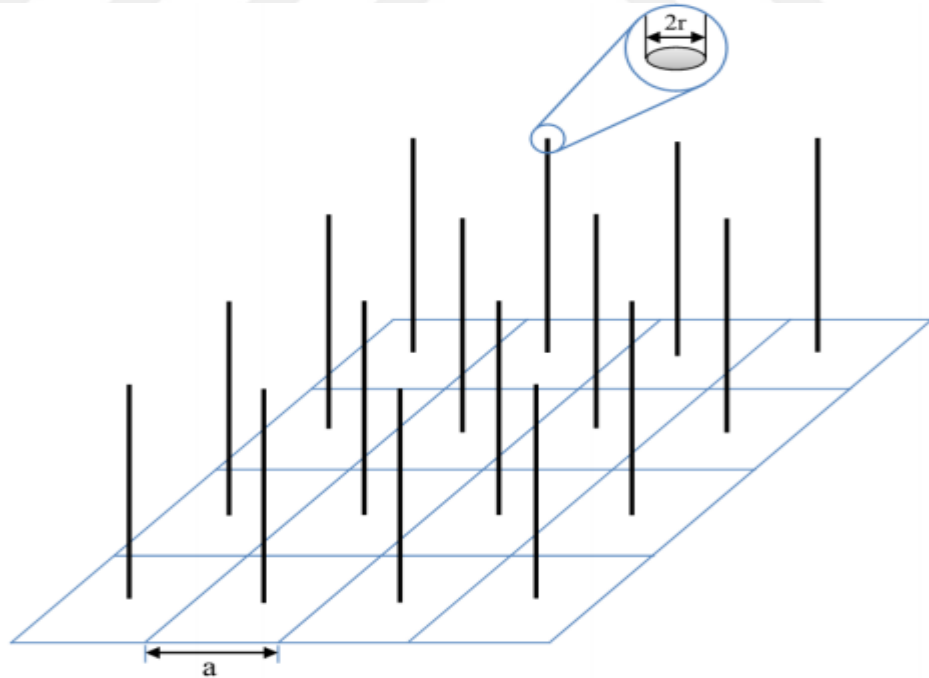
2. Negatif Elektriksel Geçirgenliğin Elde Edilmesi

Elektriksel geçirgenliğin negatif değerleri, elektriksel olarak uyarılan özel rezonatör yapıları kullanılarak da elde edilebilir. Elektrik rezonatör topolojileri için en yaygın örnekler şematik görünüşleri ve elektriksel uyarlamaları Şekil 2.7'de gösterilen tek halka bölmeli halka rezonatör (tek halka SRR) ve elektrik alan bağlı rezonatördür (ELC) (Gay-Balmaz *et al.* 2002; Garcia-Garcia *et al.* 2005; Padilla *et al.* 2006; Schurig *et al.* 2006; Liu *et al.* 2007; Bingham *et al.* 2008; Tao *et al.* 2008; Tao *et al.* 2009). Yarı statik varsayım altında, SRR ve ELC elektriksel olarak boşluklarına dik bir harici elektrik alanı uygulayarak uyarıldığı zaman, radyal rezonans frekansı ω_0 olan bir LC rezonatör devresi gibi davranırlar. Bu yapılar dışarıdan uygulanan elektrikle elektriksel olarak rezonansa getirildiğinden, bağlı elektriksel geçirgenlik fonksiyonları Lorentz dispersiyon modeli ile açıklanabilir.



Şekil 2.7. a) Tek halka bölünmüş halka rezonatörü (SRR) b) elektrik alan bağlı (ELC) rezonatör yapılarının şematik görünüşleri

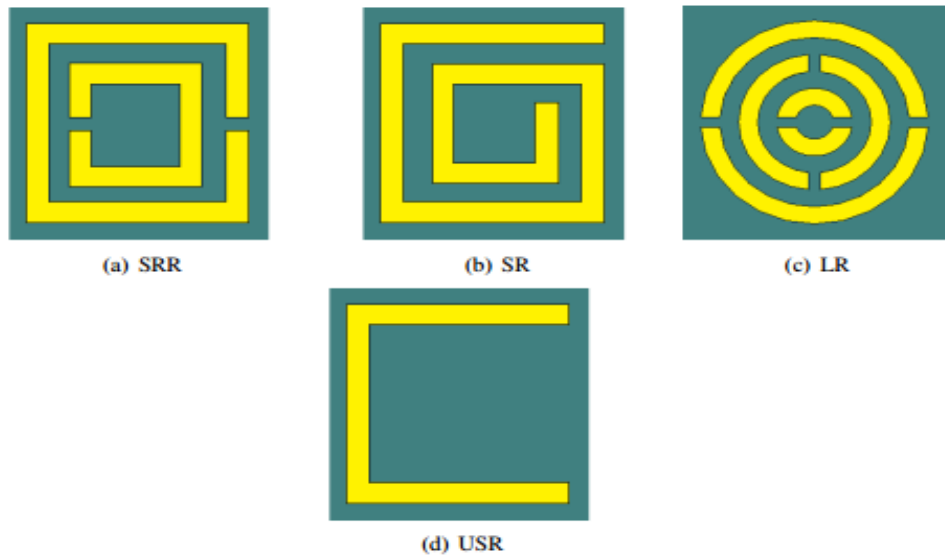
SRR yapıları kullanmadan en temel negatif elektriksel geçirgenlik elde etmenin yöntemi ince metal tellerin kullanılmasıdır. Şekil 2.8 periyodik olarak ince metal tellerin dizilimini göstermektedir.



Şekil 2.8. Periyodik dizilmiş ince metal teller (Buldu 2017)

3. Negatif Manyetik Geçirgenlik

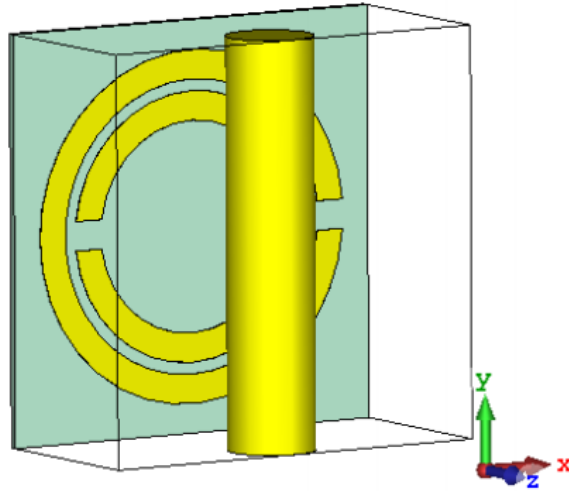
Solak malzeme elde etmek için negatif geçirgenlik değerleri önemli bir role sahiptir. Geçirgenlik veya negatif kırılma indisinin negatif değerlerini gösteren doğal olarak oluşan herhangi bir materyal veya ortam olmadığı bilinmektedir (Smith *et al.* 2000; Pendry *et al.* 2001; Shelby *et al.* 2001). Bununla birlikte, negatif kırılma indisinin varlığının Maxwell'in denklemlerini ihlal etmediğine dikkat etmek gerekir. Doğada serbest manyetik yüklerin bulunmaması nedeniyle, ince tel dizileri ile gerçekleştirilebilen plazma benzeri davranışların yararları, negatif (MNG) bölgelerin elde edilmesi için kullanılamaz (Marques *et al.* 2002). Böylece, yapay olarak tasarlanmış manyetik rezonatör yapılar, MNG malzemelerini elde etmenin tek yoludur. En yaygın metamateryal manyetik rezonatör yapıları SRR (Smith *et al.* 2000a; Smith *et al.* 2000b; Shelby *et al.* 2001; Wu *et al.* 2005; Maslovski *et al.* 2005; Shamanina 2008), spiral rezonatör, labirent rezonatör (LR) (Bulu *et al.* 2005) ve Şekil 2.9'da gösterilen U-şekilli rezonatör yapılarıdır. Bir zamanlayıcı manyetik alan \vec{H} , rezonatörün düzlemine dik olarak uygulandığında, bu yapılar manyetik olarak uyarılır. Elde edilen metamateryalin etkin elektriksel geçirgenlik fonksiyonu, Lorentz modeli ile tanımlanmıştır.



Şekil 2.9. a) Bölünmüş halka rezonatörünü (SRR) b) Spiral rezonatörü (SR) c) Labirent rezonatör yapısının şematik görünümü d) U-şekilli rezonatörün (USR) yapısı

4. Sol Elli Metamalzemelerin Gerçekleştirilmesi

Sol elli metamalzemeler, SRR yapıları ile ince tellerin bir araya getirildiği kompleks yapılardır. Negatif elektriksel geçirgenlik için, ince metal teller SRR yapılarıyla beraber periyodik olarak dizilerek sağlanmıştır. Böyle bir malzeme için SRR yapıları ise negatif manyetik geçirgenliğin oluşmasını sağlamaktadır. Belirli bir frekans aralığında negatif kırılma indisine sahip sol elli metamalzemeler Smith ve arkadaşları tarafından ilk kez deneysel olarak üretilmişlerdir (Smith *et al.* 2000). Smith ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada ince metal tellere sahip SRR yapılarının belirli frekans aralıklarında hem negatif elektriksel geçirgenlik hem de negatif manyetik geçirgenlik sağladığını nümerik simülasyonlarla göstermiştir.



Şekil 2.10. İnce metal tellerle beraber SRR yapılarıyla oluşturulan birim sol elli metamalzeme (Buldu 2017)

Smith ve arkadaşları yaptığı bu çalışmada Şekil 2.10'daki gibi birim SRR yapılarına nümerik simülasyonla sonsuz periyodik sınır şartları uygulayarak sonsuz adet birim hücre gerçekleştirdi. SRR düzlemine dik bir şekilde manyetik alan uygulayarak manyetik rezonans, SRR düzlemine paralel elektrik alan uygulayarak elektriksel rezonans oluşturdu. Böylece eş zamanlı olarak belirli frekans aralığında negatif elektrik ve manyetik geçirgenlik yani negatif kırılma indisini elde ettiler.

2.2. Etkin Ortam Teoremi

Metamalzemeler SRR yapılarına ek olarak amaçlanan problem tipine göre alttaş ve ince metal çubukların birlikte kullanılmasıyla oluşturulan yapılardır. Metamalzemelerin farklı bileşenlere sahip olmaları yapı itibariyle homojen olmayan bir durum sağlamaktadır. Fakat yapılan analizlerde problem çözümünü kolaylaştırmak amacıyla bu yapıların homojen gibi davranması sağlanabilir. Etkin ortam teoremi ile çalışma frekansı ve malzeme boyutu ayarlanarak, elektromanyetik dalganın dalga boyu, metamalzemenin dalga boyundan çok yüksek tutulur ve dalga tarafından metamalzemenin homojen gibi görülmesi sağlanır. Genellikle malzeme boyutu, $\lambda/4$ ' ten daha küçük seçilerek malzeme homojenmiş gibi analiz yapılabilir (Coloz and Itoh 2006).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

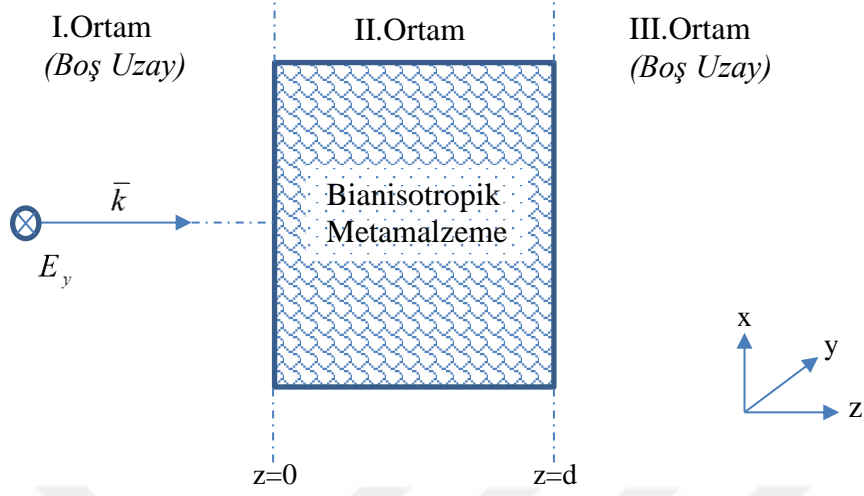
Materyal ve yöntem kısmında bianizotropik metamatlamzeme normal ve eğik açı ile gelen elektromanyetik dalga durumu için matematiksel modelin analitik olarak nasıl çıkarıldığı anlatılmıştır. Materyal olarak homojen ve homojen olmayan bianizotropik metamatlamzeme kullanılmıştır. Yöntem olarak mikrodalga ölçümleri ile saçılım parametreleri benzetim metodu kullanılarak malzemenin elektromanyetik özelliklerinin çıkarımı yapılmıştır.

3.1. Normale Dik Gelen Dalga İçin Bianizotropik Malzemenin Özelliklerinin Analitik Olarak İncelenmesi

Bu kısımda normal açı ile bianizotropik malzeme gelen dalga için bir problem oluşturulmuştur. Çözümü yapılan problem, homojen olmayan bir yapı gibi düşünülerek homojen olmayan bianizotropik tabaka problemi çözümü ile doğrulanmıştır.

3.1.1. Bianizotropik malzeme alan ifadeleri

Boş uzayda $+y$ yönünde elektrik alan ile polarize edilmiş $+z$ yönünde ilerleyen düzgün düzlemsel elektromanyetik dalganın bianizotropik metamatlamzeme düzlemine normal açıyla gelişi Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Maxwell denklemleri $\exp(+i\omega t)$ zamanda harmonik bağımlılık olduğu kabul edilerek aşağıdaki gibi yazılabilir.



Şekil 3.1. Metamalzemeye normal açı ile gelen dalga için gösterim

$$\bar{\nabla} \times \bar{E}(\bar{r}) = -i\omega \bar{B}(\bar{r}), \quad (3.1)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}(\bar{r}) = +i\omega \bar{D}(\bar{r}), \quad (3.2)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{D} = \rho_{ev} = 0, \quad (3.3)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{B} = 0. \quad (3.4)$$

Bianisotropik ortam için bünye parametreleri aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\bar{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -j\xi_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

$$\bar{B} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & j\xi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

Maxwell denklemleri kullanılarak dalga denklemleri aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{eff}^2 \right) E_y = 0 \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{eff}^2 \right) H_x = 0, \quad (3.7)$$

$$k_{eff}^2 = k_0^2 (\epsilon_y \mu_x + \xi_0^2) \quad k_{eff} = k_0 \sqrt{(\epsilon_y \mu_x + \xi_0^2)}, \quad (3.8)$$

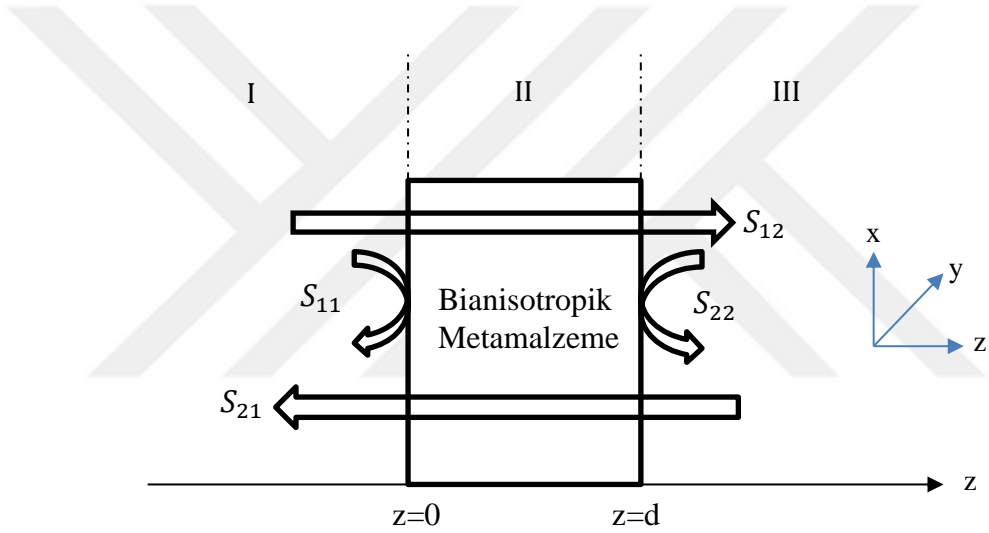
Dalga denklemi çözülerek E_y ve H_x ifadesi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$E_y = E_y^+ e^{-jk_{eff}z} + E_y^- e^{+jk_{eff}z} \quad H_x = H_x^+ e^{-jk_{eff}z} + H_x^- e^{+jk_{eff}z}, \quad (3.9)$$

3.1.2. Sınır şartları ve saçılım parametreleri

Malzemelere elektromanyetik alan gönderilerek malzemedan saçılan ve malzemeye iletilen dalgalar ile elde edilen saçılım parametreleri, malzemelerin karakter özellikleri hakkında bilgi vermektedir. Metamalzemelerin elektromanyetik dalgalara simetrik maruz kalışı S_{11} ve S_{22} 'nin birbirine eşit olmasını sağlar. Bu durum metamalzemenin anizotrop olduğunu gösterir. Aynı metamalzeme asimetric bir dalgaya maruz bırakılırsa $S_{11} \neq S_{22}$ oluşumuna sebep olacaktır. Bu durum ise metamalzemenin bianizotropik olduğunu gösterir. Şekil 3.2, iki port arasına yerleştirilen metamalzeme ve saçılım parametrelerinin yönünü göstermektedir. Uygulamada böyle bir yapı ile birinci port için yansıma ve iletim saçılım parametreleri S_{11} ve S_{12} , ikinci port için yansıma ve iletim parametreleri S_{22} ve S_{21} elde edilebilir. Bu kısımda serbest uzayda $+y$ yönünde elektrik alan ile polarize edilmiş ve $+z$ yönünde normal açı ile boş uzayda \bar{k}_0 , metamalzemede \bar{k}_{eff} ve tekrar boş uzayda \bar{k}_0 dalga vektörleri ile ilerleyen düzgün düzlemsel dalgaların I., II. ve III. ortamlarda gelen ve yansıyan elektromanyetik dalga türünden alan ifadeleri elde edilmiştir. Elde edilen alan ifadeleri $z=0$ ve $z=d$ sınırlarında alan ifadelerinin sürekli olması koşulu ile sınır şartları uygulanarak katmanlardaki alan ifadelerinin birbirleri ile

ilişkili matematiksel ifadeleri elde edildi. Bu ifadeler kullanılarak bir takım cebirsel işlemlerden sonra saçılım parametreleri alan ifadelerine bağlı olarak edildi. S_{11} ve S_{12} saçılım parametreleri sırasıyla birinci ortamdan geri yansıyan ve birinci ortamdan ikinci ortama iletilen dalgaların gelen dalgaya oranıyla alakalıdır. Benzer şekilde S_{22} ve S_{21} saçılım parametreleri sırasıyla birinci ortamdan geri yansıyan ve birinci ortamdan ikinci ortama iletilen dalgaların gelen dalgaya oranıyla alakalıdır. Bu parametreler arasındaki farklılık gelen dalganın metamalzemeye soldan veya sağdan gönderilmesi ile açıklanabilir.



Şekil 3.2. Normal açılı durum için bianizotropik metamalzemenin saçılım parametreleri

Boş uzayda I. ortam için metamalzemeye gelen ve yansıyan elektrik ve manyetik alan ifadeleri Maxwell denklemleri kullanılarak denklem (3.10) ve (3.11)'de gösterildiği gibi elde edildi.

$$\bar{E}_I = \bar{E}^i + \bar{E}^r = \bar{y}E_{iy}e^{-jk_0z} + \bar{y}E_{ry}e^{jk_0z}, \quad (3.10)$$

$$\bar{H}_I = \frac{1}{Z_0} \left(\bar{x} \left[-E_{iy}e^{-jk_0z} + E_{ry}e^{jk_0z} \right] \right), \quad (3.11)$$

Benzer mantıkla bianizotropik metamalzemedede yani Şekil 3.2’de II. ortam için gelen ve yansıyan elektrik ve manyetik alan ifadeleri denklem (3.12) ve (3.13)’de gösterildiği gibi elde edildi.

$$\bar{E}_{II} = \bar{E}^i + \bar{E}^r = \bar{y}E_{isy}e^{-jk_{eff}z} + \bar{y}E_{rsy}e^{jk_{eff}z}, \quad (3.12)$$

$$\bar{H}_{II} = -\bar{x} \left[\left(\frac{1}{Z_0 z^+} E_{isy} e^{-jk_{eff}z} - \frac{1}{Z_0 z^-} E_{rsy} e^{jk_{eff}z} \right) \right], \quad (3.13)$$

Şekil 3.2’de III. bölge olarak gösterilen boş uzay için sadece metamalzemededen hava ortamına iletilen dalgalar olacaktır. İletilen dalgalar için elektrik ve manyetik alan ifadesi denklem (3.14) ve (3.15)’de gösterildiği gibi elde edildi.

$$\bar{E}_{III} = \bar{y}E_{ty}e^{-jk_0z}, \quad (3.14)$$

$$\bar{H}_{III} = -\frac{\bar{x}}{Z_0} E_{ty} e^{-jk_0z}, \quad (3.15)$$

Burada;

$$k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}, c = \frac{\omega}{k_0} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}, Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, k_{eff} = nk_0, \quad (3.16)$$

olup I., II., ve III. bölgede normalize edilmiş ileri ve geri dalga empedansları denklem (3.17) ve (3.18)’deki gibi elde edildi. Burda elde edilen sonuçlar y yönlü elektrik alan bileşenine sahip +z yönünde ilerleyen elektromanyetik dalganın I., II. ve III. ortamlardaki elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin oranı ile elde edilip üst kısımda dalga denkleminde türetilen sonuçlarla aynı çıkmaktadır.

Normalize edilmiş ileri ve geri dalga empedansları aşağıdaki gibi bulunur.

$$z_{TE}^{+z}|_{II} = z^+ = \frac{Z_{TE}^{-z}|_{II}}{Z_{TE}^{-z}|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{(n + j\xi_0)}}{Z_0} = \frac{\mu_x}{(n + j\xi_0)}, \quad (3.17)$$

$$z_{TE}^{-z}|_{II} = z^- = \frac{Z_{TE}^{+z}|_{II}}{Z_{TE}^{+z}|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{(n - j\xi_0)}}{Z_0} = \frac{\mu_x}{(n - j\xi_0)}, \quad (3.18)$$

Maxwell denklemlerinin integral formlarının sınır bölgelerinde de uygulanabilmesi için, sınır bölgelerinde alan ifadelerinin türevlenebilir olması gerekir. Türev işleminin yapılabilmesi bu alan ifadelerinin sınır düzlemi boyunca sürekli olması ile mümkündür. Sınırdaki elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin teğetsel bileşenlerinin sürekli olması durumu için $z=0$ ve $z=d$ sınırlarında sınır şartları uygulanırsa,

$$\begin{aligned} \bar{E}_I(z=d) &= \bar{E}_{II}(z=d) \\ E_{iy} e^{jk_0 d} + E_{ry} e^{-jk_0 d} &= E_{isy} e^{jk_{eff} d} + E_{rsy} e^{-jk_{eff} d}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_I(z=d) &= \bar{H}_{II}(z=d) \\ (E_{iy} e^{jk_0 d} - E_{ry} e^{-jk_0 d}) &= \left(\frac{1}{z^-} E_{isy} e^{jk_{eff} d} - \frac{1}{z^+} E_{rsy} e^{-jk_{eff} d} \right), \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\bar{E}_{II}(z=0) = \bar{E}_{III}(z=0) \rightarrow E_{isy} + E_{rsy} = E_{ty}, \quad (3.21)$$

$$\bar{H}_{II,tan}(z=0) = \bar{H}_{III,tan}(z=0) \rightarrow \left[\left(\frac{1}{z^-} E_{isy} - \frac{1}{z^+} E_{rsy} \right) \right] = E_{ty}, \quad (3.22)$$

olarak elde edilir. Denklem (3.19), (3.20), (3.21) ve (3.22) kullanılarak ve

$$T = e^{-jk_{eff} d} \quad \Gamma_1 = \frac{z^+ - 1}{z^+ + 1} \quad \Gamma_2 = \frac{z^- - 1}{z^- + 1}, \quad (3.23)$$

olmak üzere saçılım parametreleri aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T_1^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T_1^2}, \quad (3.24)$$

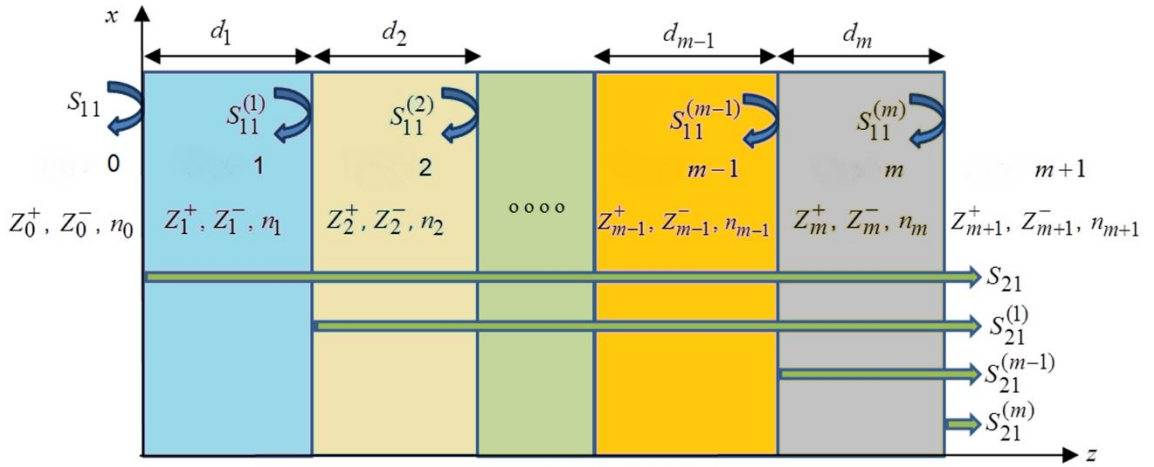
$$S_{22} = \frac{E_{ry}}{E_{iy}} = \frac{\Gamma_2(1-T^2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)}, \quad (3.25)$$

$$S_{12} = \frac{E_{iy}e^{-jk_0d}}{E_{iy}} = \frac{\left(1 - \frac{1}{\Gamma_1\Gamma_2}\right)T}{\left(T^2 - \frac{1}{\Gamma_1\Gamma_2}\right)} = \frac{T(1-\Gamma_1\Gamma_2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)}, \quad (3.26)$$

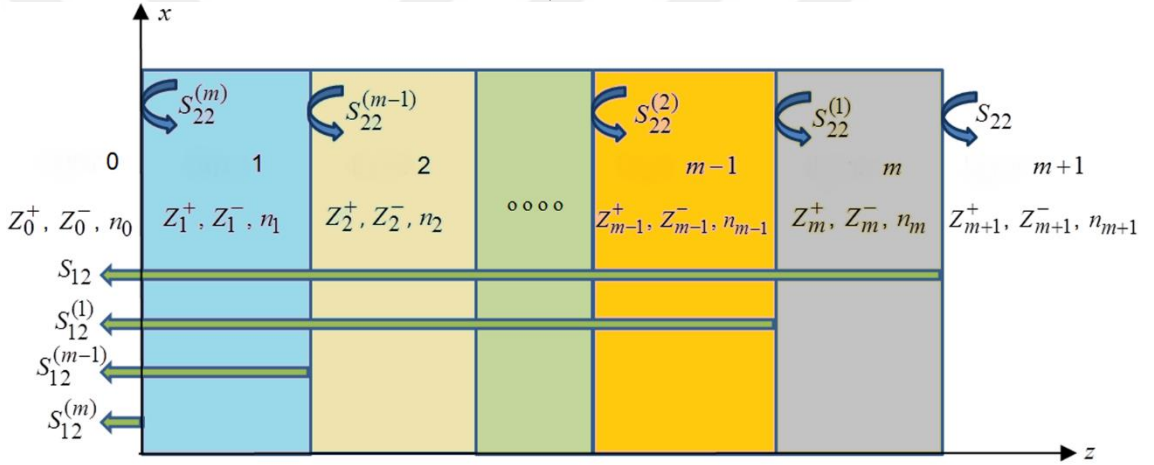
Sonuçlar, Hasar and Barroso'nun yaptığı çalışma ile aynı çıkmıştır (Hasar *and* Barroso 2015). Saçılım parametrelerinin elde edilme aşamaları, ilerleyen kısımda anlatılacak olan eğik açılı gelen dalga durum için açık bir şekilde anlatılmıştır.

3.1.3. Homojen olmayan yapı için saçılım parametreleri ve dalga empedanslarının elde edilmesi

Metamalzemeler, SRR, ince tel ve bazı uygulamalarda alttaş da eklenerek oluşturulan özel yapılardır. Bu yapısı ile aslında homojen olmayan görünümünden, yüksek dalga boyuna sahip frekanslara maruz bırakıldıkları zaman homojen davranışa bürünürler. Şekil 3.3'de gösterildiği gibi homojen olmayan bir yapı, küçük bölgelere ayrılmış adımsal homojen malzemeden oluşan bir yapı gibi düşünülebilir. N katmanlı homojen olmayan yapı için saçılım parametreleri ardışıl olarak elde edildikten sonra, problemimiz 3 tabakalı hava-metamalzeme-hava olarak ele alınıp homojen olmayan yapı üzerinden homojen yapı için bir doğrulama yapılacaktır. Hasar ve arkadaşlarının homojen olmayan yapı için kullanmış olduğu yöntem, problemimizin doğrulanması için aşağıdaki gibi kullanılabilir (Hasar *et al.* 2018).



a)



b)

Şekil 3.3. a) Kaskat bağlı homojen olmayan ortam için S parametrelerine soldan yaklaşım
b) Kaskat bağlı homojen olmayan ortam için S parametrelerine sağdan yaklaşım

Şekil 3.a ve 3.b sırasıyla homojen olmayan bianizotroik bianizotropik metamateryelin saçılım parametreleri S_{11} , S_{21} , S_{22} ve S_{12} 'nin ardışıl ileri yönlü elde edinimi için geometrik konfigürasyonunu vermektedir. Burada Z_m^+ , Z_m^- , n_m ve d_m sırasıyla m . seviyedeki ileri ve geri dalga empedanslarını, kırılma indisini ve kalınlığı göstermektedir. Zamanda harmonik bağımlılığın $e^{-j\omega t}$ alınıp, Şekil 3.3 için düzlemsel dalga yayılımının $+z$ yönünde olduğu ve elektrik alanının $+x$ yönünde polarize edilerek homojen olmayan bianizotropik metamateryele çarptığı kabul edilerek çözümleme yapılmıştır. Bu durumda s . seviyede ($s = 0, 1, \dots, m$) alan ifadeleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\bar{E}_s = \bar{x} \left[E_s^i e^{+jk_0 n_s (z-d_t)} + E_s^r e^{-jk_0 n_s (z-d_t)} \right], \quad (3.27)$$

$$\bar{H}_s = \bar{y} \left[\frac{E_s^i}{Z_s^+} e^{+jk_0 n_s (z-d_t)} - \frac{E_s^r}{Z_s^-} e^{-jk_0 n_s (z-d_t)} \right], \quad (3.28)$$

Burada $s=0$ için $d_t=0$ 'dır ve $s \geq 1$ için,

$$d_t = \sum_{\kappa=1}^s d_{\kappa}, \quad (3.29)$$

olarak elde edilir. Ek olarak, $(m+1)$. seviye için elektrik ve manyetik alan ifadeleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\bar{E}_{m+1} = \bar{x} E_{m+1}^i e^{+jk_0 n_{m+1} (z-(d_1+d_2+\dots+d_m))}, \quad (3.30)$$

$$\bar{H}_{m+1} = \bar{y} \frac{E_{m+1}^i}{Z_{m+1}^+} e^{+jk_0 n_{m+1} (z-(d_1+d_2+\dots+d_m))}, \quad (3.31)$$

Sınır şartları $z=0, d_1, d_1+d_2, \dots, d_{m-1}$ sınırlarında uygulanarak saçılım parametreleri ardışıl olarak aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$S_{11}^{(l)} = \frac{Z_l^-}{Z_l^+} \left[\frac{S_{11}^{(l_1)} Z_{l_1}^+ (Z_l^+ + Z_{l_1}^-) - Z_{l_1}^- (Z_l^+ - Z_{l_1}^+)}{S_{11}^{(l_1)} Z_{l_1}^+ (Z_{l_1}^- - Z_l^-) + Z_{l_1}^- (Z_l^+ + Z_l^-)} \right] \frac{1}{T_l^2}, \quad (3.32)$$

$$S_{21}^{(l)} = \frac{1}{Z_l^+} \left[\frac{Z_{l_1}^+ Z_{l_1}^- (Z_l^+ + Z_l^-) S_{21}^{(l_1)}}{S_{11}^{(l_1)} Z_{l_1}^+ (Z_{l_1}^- + Z_l^+) + Z_{l_1}^- (Z_l^+ + Z_l^-)} \right] \frac{1}{T_l} \quad T_l = e^{jk_0 n_l d_l}, \quad (3.33)$$

Denklem (3.32) ve (3.33)' de $l=1,2,\dots,m-1$ olmak üzere $l_1=l-1$ ve $l_2=l+1$ 'dir. Ayrıca,

$$S_{11}^{(l)} = \frac{E_{l_1}^r}{E_{l_1}^i} \quad S_{21}^{(l)} = \frac{E_{m+1}^i}{E_{l_1}^i} \quad T_l = e^{+jk_0 n_l d_l} \quad S_{11}^{(0)} = S_{11} \quad S_{21}^{(0)} = S_{21}, \quad (3.34)$$

olarak elde edilmiştir. Denklem (3.34)'de $z = d_1 + d_2 + \dots + d_{l-1}$ 'de tanımlanan $s_{11}^{(l)}$ ve $s_{21}^{(l)}$ sırasıyla $l, l+1, \dots, m$ seviyeleri dahil olmak üzere yapı için toplam ileri yansıma ve iletim saçılım parametrelerini göstermektedir. Ek olarak $z = d_1 + d_2 + \dots + d_m$ sınırlarında sınır şartları uygulandığı zaman aşağıdaki eşitlikler elde edildi.

$$S_{11}^{(m)} = \frac{E_m^r}{E_m^i} = \frac{Z_m^- (Z_{m+1}^+ - Z_m^+)}{Z_m^+ (Z_{m+1}^+ + Z_m^+)}, \quad (3.35)$$

$$S_{21}^{(m)} = \frac{E_{m+1}^r}{E_m^i} = \frac{Z_{m+1}^+ (Z_m^+ + Z_m^-)}{Z_m^+ (Z_{m+1}^+ + Z_m^-)}, \quad (3.36)$$

Benzer şekilde düzgün düzlemsel dalga yayılımının $-z$ yönünde ve elektrik alan polarizasyonunun $+x$ yönünde Şekil 3.3.b'deki gibi bianizotropik metamalzeme geldiği durum için S_{11} ve S_{21} için ardışıl formülasyon elde edildi. Bu durumda $z = d_1 + d_2 + \dots + d_m, d_1 + d_2 + \dots + d_{m-1}, \dots, d_1$ arayüzleri için sınır şartları uygulanarak ardışıl geri yansıma ve iletim saçılım parametreleri aşağıdaki gibi elde edildi.

$$S_{22}^{(l)} = \frac{Z_{m_1}^+}{Z_{m_1}^- T_{m_1}^2} \left[\frac{S_{22}^{(l_1)} Z_{m_2}^- (Z_{m_2}^+ + Z_{m_1}^-) + Z_{m_2}^+ (Z_{m_2}^- - Z_{m_1}^-)}{S_{22}^{(l_1)} Z_{m_2}^- (Z_{m_2}^+ - Z_{m_1}^+) + Z_{m_2}^+ (Z_{m_2}^- + Z_{m_1}^+)} \right], \quad (3.37)$$

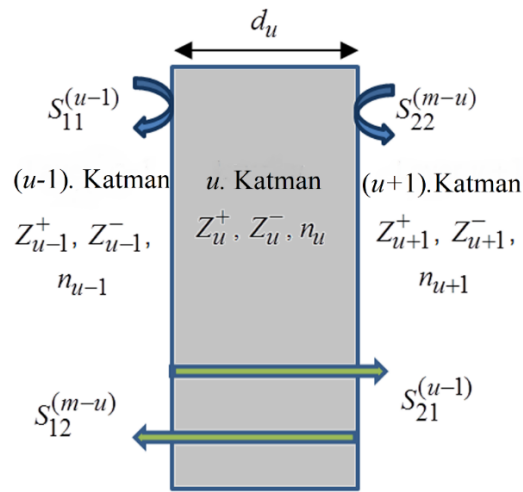
$$S_{12}^{(l)} = \frac{Z_{m_2}^+ Z_{m_2}^-}{Z_{m_1}^- T_{m_1}} \left[\frac{(Z_{m_1}^+ + Z_{m_1}^-) S_{12}^{(l_1)}}{S_{22}^{(l_1)} Z_{m_2}^- (Z_{m_2}^+ - Z_{m_1}^+) + Z_{m_2}^+ (Z_{m_2}^- + Z_{m_1}^+)} \right], \quad (3.38)$$

Denklem (3.37) ve (3.38)'de $m_1 = m - l + 1$ ve $m_2 = m - l + 2$ olup $z = 0$ 'da sınır şartları uygulanarak,

$$S_{22}^{(m)} = \frac{E_1^r}{E_1^i} = \frac{Z_1^+ (Z_0^- - Z_1^-)}{Z_1^- (Z_1^+ + Z_0^-)}, \quad (3.39)$$

$$S_{12}^{(m)} = \frac{E_0^i}{E_1^i} = \frac{Z_0^- (Z_1^+ + Z_1^-)}{Z_1^- (Z_1^+ + Z_0^-)}, \quad (3.40)$$

olarak elde edildi. Denklem (3.32), (3.33), (3.37) ve (3.38)'de $Z_l^+ = Z_l^- = \eta_l$, $Z_l^+ = Z_l^- = \eta_l$, $Z_{m_1}^+ = Z_{m_1}^- = \eta_{m_1}$ ve $Z_{m_2}^+ = Z_{m_2}^- = \eta_{m_2}$ kabul edilirse $S_{11}^{(l)}$, $S_{21}^{(l)}$, $S_{22}^{(l)}$ ve $S_{12}^{(l)}$ saçılım parametreleri, homojen olmayan izotropik metamalzeme için dönüştürülmüş olacaktır. Shi ve arkadaşlarının (2017) yaptığı homojen olmayan izotropik metamalzeme yapı için elde ettikleri saçılım parametreleri ile elde edilen sonuçlar aynı olmaktadır. Denklem (3.32)-(3.40) arası ardışıl formülleri kullanarak Şekil 3.3'deki homojen olmayan bianizotropik metamalzemelerin orta kısmında saçılım parametreleri hesaplanabilir. Şekil 3.4'te görüldüğü gibi $S_{11}^{(u)}$, $S_{21}^{(u)}$, $S_{12}^{(m-u)}$ ve $S_{22}^{(m-u)}$ orta kısım saçılım parametreleri Şekil 3.3'de gösterildiği gibi m tabakalı homojen olmayan yapıda u . tabakanın ($1 \leq u \leq m$) kırılma indisi (n_u) ve dalga empedanslarını (Z_u^+ ve Z_u^-) elde etmek için kullanılabilir.



Şekil 3.4. Şekil 3.3'teki m seviyeli homojen olmayan yapının u . tabakasının kırılma indisi ve dalga empedansları

Tüm homojen olmayan yapının saçılım parametreleri her bir tabaka için elektromanyetik özelliklerin çıkartılmasında yeterli olmadığı için, Şekil 3.4'te gösterilen u . tabaka için çıkarım yapmak için $(u-1)$. ve $(u+1)$. tabakaların kırılma indisi ve dalga empedanslarının bilinmesi gerekir. Dolayısıyla önceki $(u-1)$. ve sonraki $(u+1)$. tabakaların kırılma indisi ve dalga empedanslarının bilindiği kabul edilecektir. Homojen olmayan bianizotropik metamalzemenin başlangıç ve bitiş tabakaları hava olarak kabul edilirse yani $Z_0^+ = Z_0^- = Z_{m+1}^+ = Z_{m-1}^- = Z_{hava}$ ve $n_0 = n_{m+1} = n_{hava}$ olacaktır. Burada Z_{hava} ve n_{hava} sırasıyla havanın dalga empedansı ve kırılma indisidir. Önerilen problemin çözümü için şekil 3.4'deki gibi u . tabakanın kırılma indisi ve dalga empedanslarının aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\begin{aligned}
& \Lambda_{10} \left[(\Lambda_2 \Lambda_6 - \Lambda_3 \Lambda_5) \Lambda_{10} + (\Lambda_2 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_5) \Lambda_9 \right] (Z_u^+)^4 \\
& + \left[2(\Lambda_2 \Lambda_6 - \Lambda_3 \Lambda_5) \Lambda_9 \Lambda_{10} + (\Lambda_2 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_5) (\Lambda_8 \Lambda_{10} + 2\Lambda_9^2) \right. \\
& \quad \left. + (\Lambda_3 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_6) \Lambda_{10}^2 \right] (Z_u^+)^3 \\
& + 3\Lambda_9 \left[(\Lambda_2 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_5) \Lambda_8 + (\Lambda_3 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_6) \Lambda_{10} \right] (Z_u^+)^2 \\
& + \left[(\Lambda_2 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_5) \Lambda_8^2 + 2(\Lambda_3 \Lambda_5 - \Lambda_2 \Lambda_6) \Lambda_8 \Lambda_9 \right. \\
& \quad \left. + (\Lambda_3 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_6) (\Lambda_8 \Lambda_{10} + 2\Lambda_9^2) \right] Z_u^+ \\
& + \Lambda_8 \left[(\Lambda_3 \Lambda_5 - \Lambda_2 \Lambda_6) \Lambda_8 + (\Lambda_3 \Lambda_4 - \Lambda_1 \Lambda_6) \Lambda_9 \right] = 0,
\end{aligned} \tag{3.41}$$

Denklem (3.41), ileri dalga empedansı Z_u^+ 'nın Λ 'ya bağlı fonksiyonunu göstermektedir. Bu fonksiyonun köklerinden Z_u^+ 'nın doğru değeri elde edilmiştir. Denklem (3.41)'da Λ ifadeleri $u_1 = u-1$, $u_2 = u+1$, $m_3 = m-u$, $m_4 = m-u+2$ olmak üzere aşağıdaki gibi elde edildi.

$$\begin{aligned}
& \Lambda_1 = \left(1 + S_{11}^{(u_1)} \right) \left(Z_{u_2}^+ - S_{22}^{(m_3)} Z_{u_2}^- \right) Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- \\
& + \left(1 + S_{22}^{(m_3)} \right) \left(S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+ - Z_{u_1}^- \right) Z_{u_2}^+ Z_{u_2}^-,
\end{aligned} \tag{3.42}$$

$$\Lambda_2 = (Z_{u_2}^- - S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+) (Z_{u_2}^+ - S_{22}^{(m_3)} Z_{u_2}^-), \quad (3.43)$$

$$\Lambda_3 = -(1 + S_{11}^{(u_1)}) Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- (1 + S_{22}^{(m_3)}) Z_{u_2}^+ Z_{u_2}^-, \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_4 &= (1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}) \left(1 - \frac{Z_{u_1}^-}{Z_{u_1}^+} T_{u_1}^2 S_{22}^{(m_4)} \right) Z_{u_2}^+ \\ &- (1 + T_{u_1}^2 S_{22}^{(m_4)}) \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)} \right) Z_{u_1}^-, \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\Lambda_5 = \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)} \right) \left(1 - \frac{Z_{u_1}^+}{Z_{u_1}^-} T_{u_1}^2 S_{22}^{(m_4)} \right), \quad (3.46)$$

$$\Lambda_6 = -(1 + T_{u_1}^2 S_{22}^{(m_4)}) Z_{u_2}^+ (1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}) Z_{u_1}^-, \quad (3.47)$$

$$\Lambda_7 = \frac{Z_{u_2}^+ T_{u_2} S_{21}^{(u_2)}}{Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- S_{21}^{(u_1)}}, \quad (3.48)$$

$$\Lambda_8 = (1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)})^2 (Z_{u_2}^+)^2 - (1 + S_{11}^{(u_1)})^2 (Z_{u_1}^+)^2 (Z_{u_1}^-)^2 \Lambda_7^2, \quad (3.49)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_9 &= (1 + S_{11}^{(u_1)})^2 (Z_{u_1}^- - S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+) \Lambda_7^2 Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- \\ &- (1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}) \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)} \right) Z_{u_2}^+, \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\Lambda_{10} = \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)} \right)^2 - (Z_{u_1}^- - S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+)^2 \Lambda_7^2, \quad (3.51)$$

Bu denklemler kullanılarak Z_u^+ hesaplandıktan sonra Z_u^- aşağıdaki gibi elde edildi.

$$Z_u^- = \frac{\Lambda_8 + \Lambda_9 Z_u^+}{\Lambda_9 + \Lambda_{10} Z_u^+}, \quad (3.52)$$

T_u^2 ifadesi ise Z_u^+ ve Z_u^- cinsinden aşağıdaki gibi elde edildi.

$$T_u^2 = \frac{\chi_1 \chi_2}{\chi_3 \chi_4}, \quad (3.53)$$

Denklem (3.53)'deki χ_1 , χ_2 , χ_3 ve χ_4 aşağıdaki gibidir.

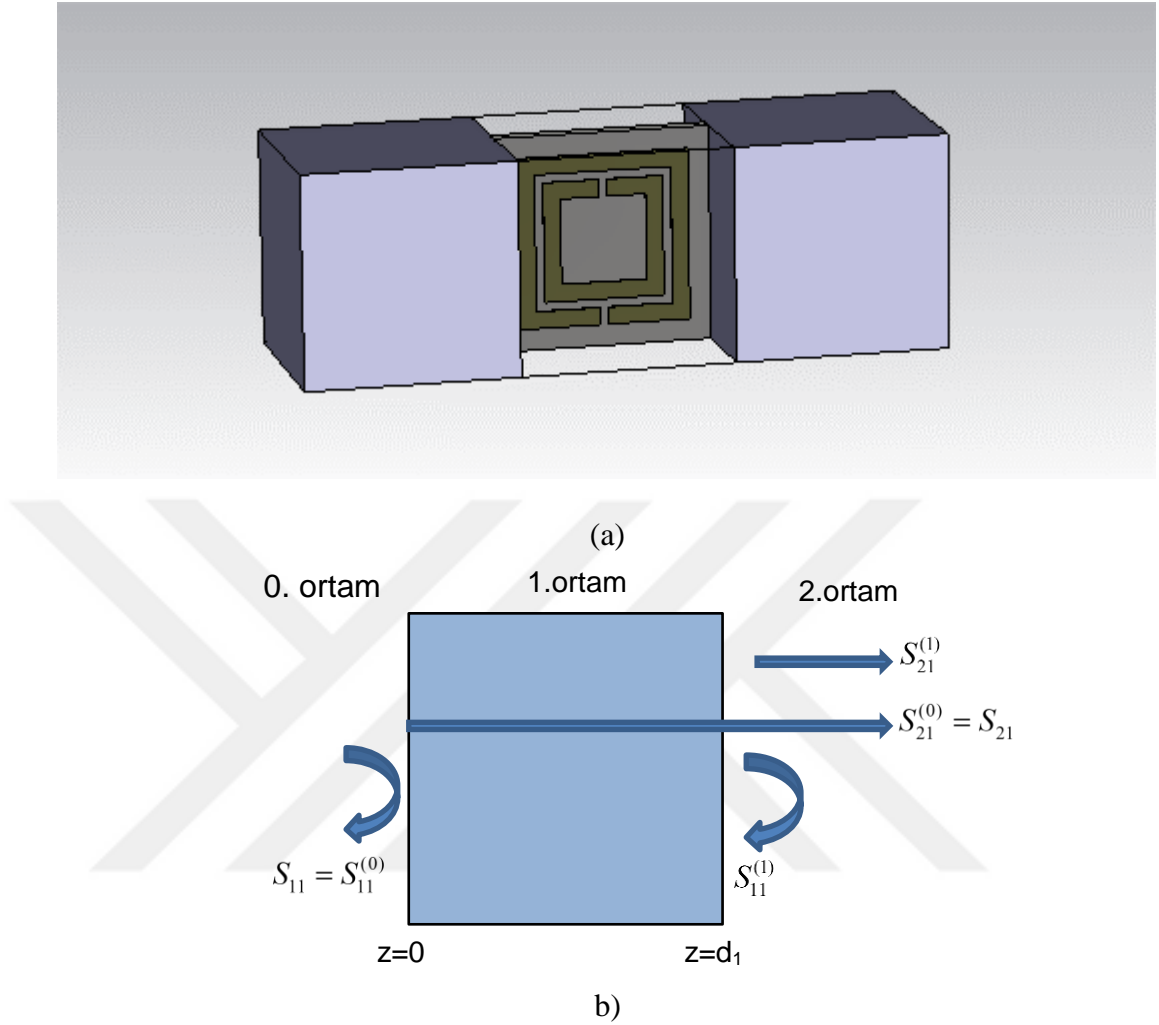
$$\chi_1 = \left(1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}\right) Z_{u_2}^+ + \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}\right) Z_{u_2}^-, \quad (3.54)$$

$$\chi_2 = \left(1 + S_{11}^{(u_1)}\right) Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- + \left(S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+ - Z_{u_1}^-\right) Z_u^+, \quad (3.55)$$

$$\chi_3 = \left(1 + T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}\right) Z_{u_2}^+ - \left(1 - \frac{Z_{u_2}^+}{Z_{u_2}^-} T_{u_2}^2 S_{11}^{(u_2)}\right) Z_u^+, \quad (3.56)$$

$$\chi_4 = \left(1 + S_{11}^{(u_1)}\right) Z_{u_1}^+ Z_{u_1}^- - \left(S_{11}^{(u_1)} Z_{u_1}^+ - Z_{u_1}^-\right) Z_u^-, \quad (3.57)$$

Problemimiz hava-metamalzeme-hava olarak homojen olmayan bir yapı gibi düşünülürse, aşağıdaki gibi 3 katmanlı bir yapıya dönüştürülebilir.



Şekil 3.5. a) Üç tabakalı homojen olmayan ortam b) Üç tabakalı homojen olmayan ortam için S parametreleri

Birinci ve üçüncü bölgenin hava olduğu kabul edilerek, $Z_2^+ = Z_2^- \rightarrow Z_0$ ve $Z_0^+ = Z_0^- \rightarrow Z_0$ olacak şekilde denklem (3.33), (3.32), (3.37) ve (3.38)'ye uygulanırsa,

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T_1^2)}{1-\Gamma_1\Gamma_2T_1^2} \quad \Gamma_1 = \frac{(z_1^+ - 1)}{(z_1^+ + 1)} \quad \Gamma_2 = \frac{(z_1^- - 1)}{(z_1^- + 1)}, \quad (3.58)$$

$$S_{21} = \frac{(1-\Gamma_1\Gamma_2)T_1}{1-\Gamma_1\Gamma_2T_1^2} \quad T_1 = e^{-ik_0n_1d_1}, \quad (3.59)$$

$$S_{22} = \frac{\Gamma_2(1-T_1^2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T_1^2)}, \quad (3.60)$$

$$S_{12} = \frac{(1-\Gamma_1\Gamma_2)T_1}{1-\Gamma_1\Gamma_2T_1^2}. \quad (3.61)$$

olarak elde edildi. Denklem (3.24), (3.25), (3.26)'da homojen olmayan yapı için elde edilen saçılım parametreleri hava-metamalzeme-hava üçlüsünden oluşan ortam için uygulanıp denklem (3.58), (3.59), (3.60) ve (3.61)'deki gibi elde edildi. Bu denklemlerle homojen yapı için elde edilen saçılım parametreleri denklemleri aynıdır ve homojen olmayan yapı için çıkarılan denklemlerin bir doğrulaması yapılmıştır.

3.1.4. Malzeme özelliklerinin elde edilmesi

Saçılım parametrelerine bağlı olarak açının sıfır olduğu durum için bianizotropik metamalzemenin ileri ve geri dalga empedansları, kırılma indisi ve elektromanyetik özellikleri aşağıdaki gibi elde edildi. Sonuçlar Hasar ve arkadaşlarının elde ettiği sonuçlarla aynı çıkmıştır (Hasar *et al.* 2013).

$$\begin{aligned} z_{\omega}^+ &= \frac{-\Lambda_2 \pm \sqrt{\Lambda_2^2 - 4\Lambda_1\Lambda_3}}{2\Lambda_1} & z_{\omega}^- &= \frac{\Lambda_4 z_{\omega}^+ + 1}{z_{\omega}^+ + \Lambda_4} \\ \Lambda_1 &= (S_{12}^2 - (1-S_{11})(1-S_{22})) & \Lambda_2 &= 2(S_{11} - S_{22}) \\ \Lambda_3 &= ((1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}^2) & \Lambda_4 &= \frac{(S_{11} + S_{22})}{(S_{11} - S_{22})}, \end{aligned} \quad (3.62)$$

$$n = \frac{\ln(T)}{-jk_0d} = \frac{j \ln(T)}{k_0d}, \quad (3.63)$$

$$\xi_0 = \frac{n(z^- - z^+)}{j(z^+ + z^-)} = \frac{jn(z^+ - z^-)}{(z^+ + z^-)}, \quad (3.64)$$

$$\mu_x = z^+ (n + j\xi_0) = z^- (n - j\xi_0), \quad (3.65)$$

$$\varepsilon_y = \frac{n^2 + \xi_0^2}{\mu_x}, \quad (3.66)$$

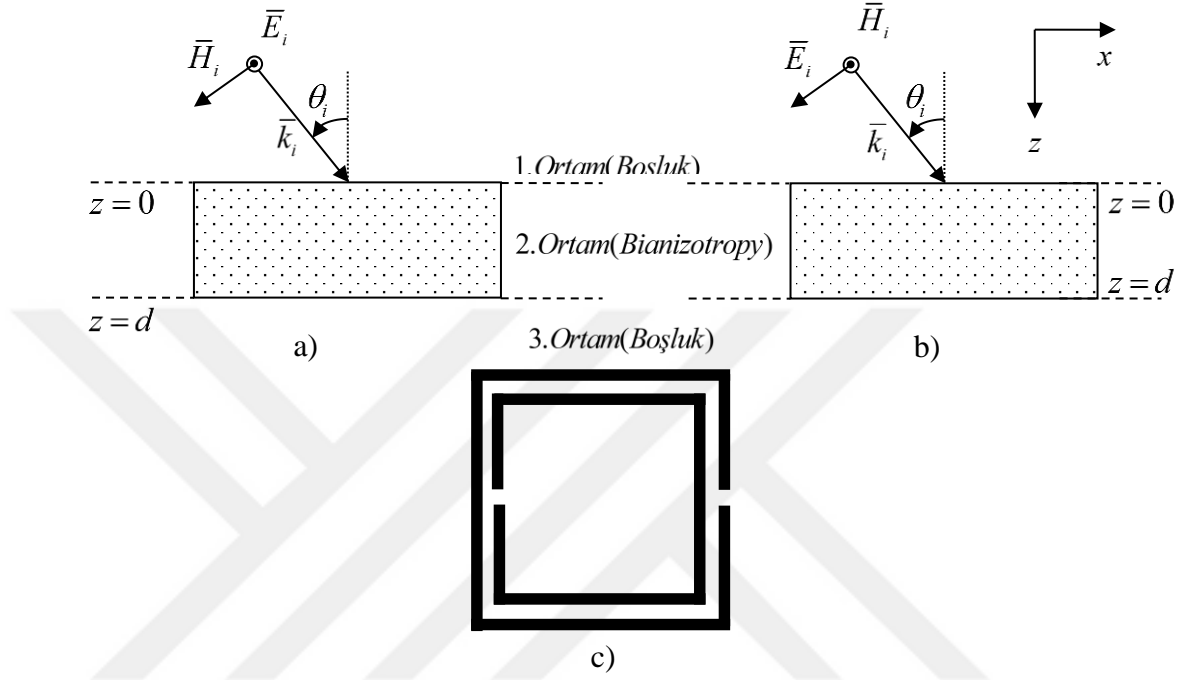
3.2. TE ve TM Mod Eğik Açılı ile Gelen Dalga İçin Bianisotropik Metamalzeme Ortamında Alan İfadelerinin Elde Edilmesi

Bu kısımda TE ve TM modu ile metamalzemeye θ_1 eğik açısıyla +(x-z) düzlemine gelen dalga için alan ifadeleri elde edilecektir.

3.2.1. Alan ilişkileri

Belirli bir yüke sahip malzemeler elektromanyetik alana maruz kaldığı zaman, elektromanyetik alanlarla yükler bir etkileşim içerisine girerler. Bu etkileşim sonucunda serbest uzaya nazaran, malzeme ortamında elektromanyetik dalga değişir ve akım üretir. İşte malzemedeki yükler ile elektromanyetik alan arasındaki etkileşimler, elektromanyetikte malzemeye ilişkileri olarak adlandırılır (Balanis 2012). Maxwell denklemleri elektrik alan vektörünün elektrik akı yoğunluğuna, manyetik alan vektörünün ise manyetik akı yoğunluğuna sadece paralel olduğu izotrop malzeme yapıların, aradaki bağın sadece tensörlerle kurulduğu anizotrop yapıların ve anizotropik duruma ek olarak elektrik alan ve manyetik alan arasındaki bağlanmadan dolayı oluşan elektromanyetik kuplör de katan bianizotropik yapıların hepsini ifade etmektedir (Chew 1995). SRR yapılarında iç ve dış ringlerdeki asimetriden dolayı y yönündeki elektrik alan, x yönünde bir manyetik dipol ve x yönündeki manyetik alan ise y yönünde bir elektrik dipol oluşturması ile kuplaj oluştururlar ve bianizotropik özelliğe sahip olurlar (Li *et al.* 2009). Bianizotropik malzemelerin izotropik malzemelere göre en dikkat çekici yanları, geniş durdurma bant genişliğinin yanı sıra ileri ve geri yönlü dalga empedanslarına sahip olmasıdır (Li *et al.* 2009). İki taraflı yani reciprocal ortam şartları kabulü ile bianizotropik ortam için Tellegen temsili kullanılarak Maxwell denklemleri ile bianizotropik malzeme

arasındaki malzeme ilişkileri denklem (3.1), (3.2), (3.3) ve (3.4) ile verilmiştir. Bu denklemler aşağıdaki gibi daha açık bir formatla yazılabilir (Constantine 1989).



Şekil 3.6. Bianizotropik metamalzemeye eğik açı ile a) TE modda gelen dalga b) TM modda gelen dalga c) Bianizotropik malzeme SRR yapısı

$$\begin{aligned} \bar{D} &= \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -j\xi_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \\ \bar{B} &= \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & j\xi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.67)$$

Denklem (3.67)'de \bar{E} , \bar{H} , \bar{D} ve \bar{B} sırasıyla elektrik alan şiddeti, manyetik alan şiddeti, elektrik alan yoğunluğu ve manyetik alan yoğunluğudur. Şekil 2.4 ile tanımlanan problemimizde, TE ve TM modlarında düzlemsel elektromanyetik dalga d kalınlığında bianizotrop malzemeye eğik açıyla gelmektedir. TE mod için elektrik alan y yönünde polarize edilmiş olup, dalga vektörü SRR'lardan oluşan metamalzemeye x - z yönünde

ilerlemektedir. Bianizotropik metamalzemeye θ_1 geliş açısıyla gelen elektrik alanın bir kısmı aynı açı ile geri yansır, kalan kısmı ise θ_2 açısıyla malzemeye iletilir. Maxwell denklemleri ile bianizotrop malzeme arasındaki malzeme ilişkileri denklem (3.1), (3.2), (3.3) ve (3.4) kullanılarak ve $e^{-j\omega t}$ zamanda harmonik bağımlılık olarak seçilerek TE modda normal açılı gelen dalga durumu için aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega \left(\mu_0 \mu_x H_x + \frac{j\xi_0}{c} E_y \right) \\
\frac{\partial E_x}{\partial z} &= -j\omega (\mu_0 \mu_y H_y) \\
\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) &= -j\omega (\mu_0 \mu_z H_z) \\
\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) &= j\omega (\varepsilon_0 \varepsilon_x E_x) \\
\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) &= j\omega \left(\varepsilon_0 \varepsilon_y E_y - \frac{j\xi_0}{c} H_x \right) \\
\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) &= 0,
\end{aligned} \tag{3.68}$$

TM modu için y yönünde polarize edilmiş manyetik alan ile dalga vektörü SRR yapılı metamalzemeye x-z yönünde ilerlemektedir. Benzer şekilde TM modu için ise denklemlerimiz aşağıdaki gibi yazılır.

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) &= -j\omega\mu_0\mu_x H_x + k_0\xi_0 E_y \\
\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) &= -j\omega\mu_0\mu_y H_y \\
\frac{\partial E_y}{\partial x} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} \\
\left(-\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x E_x \\
\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right) &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_y E_y + k_0\xi_0 H_x \\
\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) &= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_z E_z,
\end{aligned} \tag{3.69}$$

3.2.2. Dispersiyon ilişkisi ve kırılma indisinin elde edilmesi

TE modu için, boşlukta k_0 dalga numarası ile metamalzemeye uğrayan ve bu malzemede dalga numaraları ile k_x ve k_z yönlerinde ilerleyen vektörler arasındaki ilişki denklem (3.68) kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) = j\omega \left(\varepsilon_0\varepsilon_y E_y - \frac{j\xi_0}{c} H_x \right), \tag{3.70}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} + k_0\xi_0 E_y \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{-j\omega\mu_0\mu_z} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right) &= \\
j\omega\varepsilon_0\varepsilon_y E_y + k_0\xi_0 \left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_x} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} + k_0\xi_0 E_y \right) \right), &
\end{aligned} \tag{3.71}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_x} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0\xi_0 \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x\partial y} \right) &= \\
= j\omega\varepsilon_0\varepsilon_y E_y + \frac{k_0\xi_0}{j\omega\mu_0\mu_x} \frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{k_0^2\xi_0^2}{j\omega\mu_0\mu_x} E_y, &
\end{aligned} \tag{3.72}$$

Denklem (3.70)'de var olan H_x ve H_z 'li ifadeler E_y cinsinden yazılarak sadece E_y 'ye bağlı denklem (3.72) elde edilir. Bu denklemde TE polarizasyonu için elektrik alan konfigürasyonu $\bar{E}_y = \bar{y}e^{-jk_x x - jk_z z}$ olan y yönünde elektrik alan bileşenine sahip ve x - z yönünde ilerleyen elektrik alan ifademiz konularak,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_x} \left((-jk_z)^2 + k_0\xi_0(-jk_z) \right) \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} (-jk_x)^2 \\ & = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_y + \frac{k_0\xi_0}{j\omega\mu_0\mu_x} (-jk_z) + \frac{k_0^2\xi_0^2}{j\omega\mu_0\mu_x}, \end{aligned} \quad (3.73)$$

$$\mu_z(-jk_z)^2 + \mu_x(-jk_x)^2 = -k_0^2\mu_x\mu_z\varepsilon_y + k_0^2\xi_0^2\mu_z, \quad (3.74)$$

$$-\mu_z(k_z)^2 - \mu_x(k_x)^2 = -k_0^2\mu_x\mu_z\varepsilon_y + k_0^2\xi_0^2\mu_z, \quad (3.75)$$

$$\mu_z(k_z^{TE})^2 + \mu_x(k_x^{TE})^2 = k_0^2(\mu_x\mu_z\varepsilon_y - \xi_0^2\mu_z), \quad (3.76)$$

olarak elde edilir. TM modu için ise denklem (3.69) kullanılarak dalga denklemlerinden dispersiyon eşitliği aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x} \left(-\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_z} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right) \right) \\ & = -j\omega\mu_0\mu_y H_y, \end{aligned} \quad (3.77)$$

$$\left(-\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_z} \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \right) \right) = -j\omega\mu_0\mu_y H_y, \quad (3.78)$$

$\bar{H}_i = \bar{y}e^{-k_x x - k_z z}$ olmak üzere;

$$\left(-\frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_x}(-jk_z)^2 - \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_z}((-jk_x)^2) \right) = -j\omega\mu_0\mu_y, \quad (3.79)$$

$$\left(-\epsilon_z(-jk_z)^2 - \epsilon_x((-jk_x)^2) \right) = k_0^2\epsilon_x\epsilon_z\mu_y, \quad (3.80)$$

$$\left(\epsilon_z(k_z)^2 + \epsilon_x(k_x)^2 \right) = k_0^2\epsilon_x\epsilon_z\mu_y, \quad (3.81)$$

olarak elde edilmiştir. Bu denklemde k_x^{TE} , k_z^{TE} ve k_x^{TM} , k_z^{TM} bianizotropik ortamda düzlemsel dalga yayılımının dalga vektör bileşenleridir. Maxwell eşitliklerine bianizotropik yüzeylerin $z=0$ ve $z=d$ noktalarında sınır şartları uygulanarak, $x-z$ düzlemine gelen dalga için Snell kanunları oluşturulur ($k_z = k_{eff} \cos \theta_2$, $k_x = k_{eff} \sin \theta_2$; $n \sin \theta_2 = \sin \theta_1$). TE modu için dispersiyon eşitliği kullanılarak n kırılma indisi aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\mu_z (nk_0 \cos \theta_2)^2 + \mu_x (nk_0 \sin \theta_2)^2 = k_0^2 (\mu_x \mu_z \epsilon_y - \xi_0^2 \mu_z), \quad (3.82)$$

$$\mu_z (n^2 - \sin^2 \theta_1) + \mu_x (\sin \theta_1)^2 = (\mu_x \mu_z \epsilon_y - \xi_0^2 \mu_z), \quad (3.83)$$

$$(n^2 - \sin^2 \theta_1) + \frac{\mu_x}{\mu_z} (\sin \theta_1)^2 = \mu_x \epsilon_y - \xi_0^2, \quad (3.84)$$

$$n^2 = \mu_x \epsilon_y - \xi_0^2 + \sin^2 \theta_1 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \sin^2 \theta_1, \quad (3.85)$$

$$n = \sqrt{\mu_x \epsilon_y - \xi_0^2 + \sin^2 \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \right)}, \quad (3.86)$$

TM modu için dispersiyon eşitliği kullanılarak n kırılma indisi aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\left(\varepsilon_z (nk_0 \cos \theta_2)^2 + \varepsilon_x (nk_0 \sin \theta_2)^2 \right) = k_0^2 \varepsilon_x \varepsilon_z \mu_y, \quad (3.87)$$

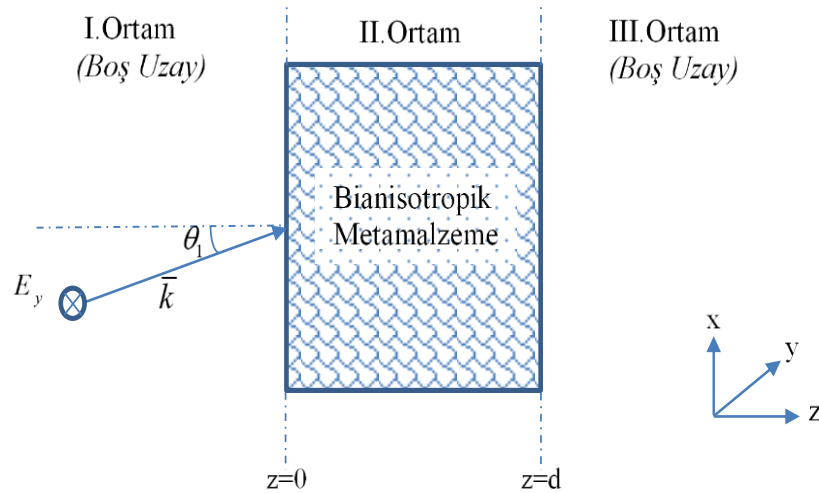
$$\left(\varepsilon_z \left(n^2 - (\sin \theta_1)^2 \right) + \varepsilon_x (\sin \theta_1)^2 \right) = \varepsilon_x \varepsilon_z \mu_y, \quad (3.88)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon_x \mu_y + \left(1 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} \right) \sin^2 \theta_1}, \quad (3.89)$$

Bianizotrop malzemenin kırılma indisi, geliş açısı θ_1 , TE ve TM polarizasyonun dalga numarasıyla türetilerek denklem (3.86) ve (3.89) gibi elde edilmiştir. θ_1 sifıra gittiğinde denklemler normal açı ile gelen dalga durumu için elde edilen denklemlerle aynı olacaktır.

3.2.3. Ortamın herbir katmanı için alan ifadelerinin belirlenmesi

İncelenen problemde Şekil 3.7’de görüldüğü gibi I. ortamdan II. ortama doğru TE modda eğik açı ile gelen ve II.ortamdan I.ortama geri yansıyan, yani I. ortamdaki toplam alan ifadeleri aşağıdaki gibidir.



Şekil 3.7. Bianizotropik metamalzemeye eğik açı ile gelen dalga için problemin tanımlanması

$$\bar{E}_l = \bar{E}_i + \bar{E}_r = \bar{y}E_{iy}e^{-jk_0(x\sin\theta_1+z\cos\theta_1)} + \bar{y}E_{ry}e^{-jk_0(x\sin\theta_1-z\cos\theta_1)}, \quad (3.90)$$

Burada *i* alt indisi iletilen dalgalar için, *r* alt indisi yansıyan dalgalar için ve roma rakamıyla yazılan alt indisler kaçınıcı ortam için denklemlerin yazıldığı ifade etmek için kullanılmıştır. Maxwell denklemleri boş uzay olan birinci ortam için uygulanarak manyetik alan bileşenleri ile birlikte aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{H}_l = \bar{x} \left[\begin{array}{c} -\frac{k_0 \cos \theta_1}{\omega \mu_0} E_{iy} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{-jk_0 z \cos \theta_1} \\ + \frac{k_0 \cos \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ry} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{jk_0 z \cos \theta_1} \end{array} \right] + \bar{z} \left[\begin{array}{c} \frac{k_0 \sin \theta_1}{\omega \mu_0} E_{iy} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{-jk_0 z \cos \theta_1} \\ + \frac{k_0 \sin \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ry} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{jk_0 z \cos \theta_1} \end{array} \right], \quad (3.91)$$

$$\bar{H}_l = \bar{x} \left[-\frac{E_{iy}}{Z_i^\pm} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{-jk_0 z \cos \theta_1} + \frac{\cos \theta_1}{Z_i^\pm} E_{ry} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{jk_0 z \cos \theta_1} \right] + \bar{z} \left[\frac{\sin \theta_1}{Z_0} E_{iy} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{-jk_0 z \cos \theta_1} + \frac{\sin \theta_1}{Z_0} E_{ry} e^{-jk_0 x \sin \theta_1} e^{jk_0 z \cos \theta_1} \right], \quad (3.92)$$

Benzer mantıkla bianizotropik metamalzeme içerisinde elektrik ve manyetik alan ifadeleri, gelen ve yansıyan alanlar cinsinden aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{E}_{II} = \bar{E}^i + \bar{E}^r = \bar{y}E_{isy}e^{-jk_{eff}(x\sin\theta_2+z\cos\theta_2)} + \bar{y}E_{rsy}e^{-jk_{eff}(x\sin\theta_2-z\cos\theta_2)}, \quad (3.93)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_{II} = \bar{x} & \left[\begin{array}{l} E_{isy} \left(-\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ + E_{rsy} \left(\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right] + \\ & \bar{z} \left[\frac{1}{\omega \mu_0 \mu_x} \left(\begin{array}{l} E_{isy} (k_{eff} \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ + E_{rsy} (k_{eff} \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.94)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_{II} = \bar{x} & \left[\begin{array}{l} -\frac{E_{isy}}{Z_u^+} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ + \frac{E_{rsy}}{Z_u^-} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right] + \\ & \bar{z} \left[\frac{1}{Z_0 \mu_x} \left(\begin{array}{l} E_{isy} (n_{eff} \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ + E_{rsy} (n_{eff} \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.95)$$

Metamalzemededen boş uzaya iletilen yani üçüncü ortama iletilen elektrik ve manyetik alanlar aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{E}_{III} = \bar{y} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)}, \quad (3.96)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_{III} = \bar{x} & \left[-\frac{k_0 \cos \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right] \\ + \bar{z} & \left[\frac{k_0 \sin \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right], \end{aligned} \quad (3.97)$$

$$\bar{H}_{III} = \bar{x} \left[-\frac{E_{ty}}{Z_t^\pm} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right] + \bar{z} \left[\frac{\sin \theta_1}{Z_0} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right], \quad (3.98)$$

TM modu için elektrik ve manyetik alan ifadelerimiz birinci ortamda yani boş uzayda yansıyan ve iletilen dalga cinsinden aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{H}_I = \bar{y} \left(H_{iy} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} + H_{ry} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \right), \quad (3.99)$$

$$\bar{E}_I = \bar{x} \left[\begin{array}{c} (Z_o \cos \theta_1) H_{iy} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \\ -(Z_o \cos \theta_1) H_{ry} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \end{array} \right] - \bar{z} \left[\begin{array}{c} \frac{H_{iy}}{\omega \epsilon_0} (Z_o \sin \theta_1) H_{iy} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \\ + (Z_o \sin \theta_1) H_{ry} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \end{array} \right], \quad (3.100)$$

TM modu için bianizotropik metamalzeme içerisinde elektrik ve manyetik alan ifadeleri, gelen ve yansıyan alanlar cinsinden aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{H}_{II} = \bar{y} \left(H_{isy} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} + H_{rsy} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \right) \quad (3.101)$$

$$\bar{E}_{II} = \bar{x} \left[\begin{array}{c} H_{isy} Z_{II}^{TM} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ -H_{rsy} Z_{II}^{TM} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right] - \bar{z} \left[\begin{array}{c} H_{isy} (Z_0 \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)} \\ + H_{rsy} (Z_0 \sin \theta_2) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)} \end{array} \right], \quad (3.102)$$

TM modu için metamalzemedeki boş uzaya iletilen yani üçüncü ortama iletilen elektrik ve manyetik alanlar aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\bar{H}_{III} = \bar{y} H_{ty} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)}, \quad (3.103)$$

$$\bar{E}_{III} = \bar{x} \left[Z_0 \cos \theta_1 H_{ty} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right] + \bar{z} \left[-Z_0 \sin \theta_1 H_{ty} e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \right], \quad (3.104)$$

3.2.4. Normalized edilmiş dalga empedansları

Bianizotropik malzemenin ileri yönlü z^+ ve geri yönlü z^- dalga empedansları $z^+ \neq z^-$ birbirinden farklıdır. Bu durum yansıma saçılma parametrelerinin birbirinden farklı olması $S_{11} \neq S_{22}$ ve iletim saçılma parametrelerinin aynı olması $S_{12} = S_{21}$ sonucunu da beraber getirmiştir. Dalga empedansı elektrik alanın, manyetik alana oranı $Z = E / H$ olarak elde edilir (Balanis 2012). Her bir ortam için bu oranlar yapılarak dalga empedansları elde edilmiştir. $c = \omega / k_0 = 1 / \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ ve kullanılarak TE modu için dalga empedansları aşağıdaki gibi elde edildi.

$$Z_{TE}^{+z} \Big|_I = \frac{\omega \mu_0}{k_0 \cos \theta_1} = \frac{Z_0}{\cos \theta_1}, \quad (3.105)$$

$$\begin{aligned} Z_{TE}^{+z} \Big|_{II} &= -\frac{E_{II,y}^+}{H_{II,x}^+} = -\frac{E_{isy} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)}}{E_{isy} \left(\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2)}} \\ &= \frac{\omega \mu_0 \mu_x}{k_{eff} \cos \theta_2 + jk_0 \xi_0} = \frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 + j \xi_0}, \end{aligned} \quad (3.106)$$

$$\begin{aligned} Z_{TE}^{-z} \Big|_{II} &= \frac{E_{II,y}^-}{H_{II,x}^-} = \frac{E_{rsy} e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)}}{E_{rsy} \left(\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - z \cos \theta_2)}} \\ &= \frac{\omega \mu_0 \mu_x}{k_{eff} \cos \theta_2 - jk_0 \xi_0} = \frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 - j \xi_0}, \end{aligned} \quad (3.107)$$

$$\begin{aligned} Z_{TE}^{+z} \Big|_{III} &= -\frac{E_{III,y}^+}{H_{III,x}^+} = -\frac{E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)}}{-\frac{k_0 \cos \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)}} \\ &= \frac{\omega \mu_0}{k_0 \cos \theta_1} = \frac{Z_0}{\cos \theta_1}, \end{aligned} \quad (3.108)$$

Normalize edilmiş dalga empedansı ise $z_{I,II,III}^{\pm}$, ortamın ileri ve geri yönlü dalga empedansının $Z_{I,II,III}^{\pm}$, boşluğun dalga empedansı Z_0 'a oranlanması ile elde edilmiştir. Metamalzemenin normalize edilmiş ileri ve geri yönlü dalga empedansları aşağıda gösterildiği gibi elde edildi.

$$z_{TE}^{-z}|_{II} = z^{-} = \frac{Z_{TE}^{-z}|_{II}}{Z_{TE}^{-z}|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 + j \xi_0}}{\frac{Z_0}{\cos \theta_1}} = \frac{\mu_x \cos \theta_1}{n \cos \theta_2 - j \xi_0}, \quad (3.109)$$

$$z_{TE}^{+z}|_{II} = z^{+} = \frac{Z_{TE}^{+z}|_{II}}{Z_{TE}^{+z}|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 - j \xi_0}}{\frac{Z_0}{\cos \theta_1}} = \frac{\mu_x \cos \theta_1}{n \cos \theta_2 + j \xi_0}, \quad (3.110)$$

η özempedans olmak üzere, normalize edilmiş özempedans $\eta^{\pm} = Z_{TE}^{\pm z}|_{II} / Z_0$ ile elde edilir.

$$\eta_{TE}^{\pm} = \frac{\eta^{\pm}}{\eta_0} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 \pm j \xi_0}}{Z_0} = \frac{\mu_x}{n \cos \theta_2 \pm j \xi_0}, \quad (3.111)$$

$$z_{TE}^{\pm} = \frac{Z_{TE}^{\pm z}|_{II}}{Z_{TE}^{\pm z}|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 \mu_x}{n \cos \theta_2 \pm j \xi_0}}{\frac{Z_0}{\cos \theta_1}} = \frac{\mu_x}{n \cos \theta_2 \pm j \xi_0} \cos \theta_1 = \eta_{TE}^{\pm} \cos \theta_1, \quad (3.112)$$

$$\Gamma_{1,2}^{TE} = \frac{z_{TE}^{+-} - 1}{z_{TE}^{+-} - 1 - 1} = \frac{\eta_{TE}^{+-} \cos \theta_1 - 1}{\eta_{TE}^{+-} \cos \theta_1 + 1}, \quad (3.113)$$

TM modu için benzer şekilde dalga empedansları aşağıdaki gibi elde edildi.

$$z_{TM}^{\pm z} \Big|_{II} = z^{\pm} = \frac{Z_{TM}^{\pm z} \Big|_{II}}{Z_{TM}^{\pm z} \Big|_{I}} = \frac{\frac{Z_0 n \cos \theta_2}{\epsilon_x}}{Z_0 \cos \theta_1} = \frac{n \cos \theta_2}{\epsilon_x \cos \theta_1}, \quad (3.114)$$

$$\Gamma_{1,2}^{TM} = \frac{z_{TM} - 1}{z_{TM} + 1} = \frac{\eta_{TM} / \cos \theta_1 - 1}{\eta_{TM} / \cos \theta_1 + 1}, \quad (3.115)$$

$$\eta_{TM} = \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{Z_{II, TM}^{\pm}}{Z_0} = \frac{\frac{Z_0 n \cos \theta_2}{\epsilon_x}}{Z_0} = \frac{n \cos \theta_2}{\epsilon_x}, \quad (3.116)$$

Denklem (3.113) de $\theta_1 \rightarrow 0$ giderse, yansıma parametreleri normal açılı durum için elde edilen formüllere benzer hale gelecektir. Benzer işlem (3.112)'de yapılırsa ileri ve geri yönlü dalga empedansı normal açılı durum için elde edilen formüllerle birebir aynı olacaktır. Denklem (3.111)'de $A = n \cos \theta_2$ dönüşümü yapılarak Snell kanunu uygulanarak ($n \sin \theta_2 = \sin \theta_1$), η_{TE}^{\pm} nin değeri aşağıdaki gibi elde edildi.

$$A = n \cos \theta_2, \quad (3.117)$$

$$A^2 = n^2 \cos^2 \theta_2 = n^2 (1 - \sin^2 \theta_2) = (n^2 - \sin^2 \theta_1), \quad (3.118)$$

$$\begin{aligned} A^2 &= \mu_x \epsilon_y - \xi_0^2 + \sin^2 \theta_1 \left(1 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \right) - \sin^2 \theta_1 \\ &= \mu_x \epsilon_y - \xi_0^2 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \sin^2 \theta_1, \end{aligned} \quad (3.119)$$

$$A = \sqrt{\mu_x \epsilon_y - \xi_0^2 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \sin^2 \theta_1}, \quad (3.120)$$

$$\eta_{TE}^{\pm} = \left(\frac{\mu_x}{\sqrt{\mu_x \varepsilon_y - \xi_0^2 - \frac{\mu_x}{\mu_z} \sin^2 \theta_1 \pm j \xi_0}} \right), \quad (3.121)$$

Benzer şekilde TM modu için, η_{TM} 'nin değeri aşağıdaki gibi elde edildi.

$$\left(\eta^{TM}\right)^2 = \frac{k_0^2 n^2 \cos^2 \theta_2}{k_0^2 \varepsilon_x^2} = \frac{(n^2 - n^2 \sin^2 \theta_2)}{\varepsilon_x^2}, \quad (3.122)$$

$$\left(\eta^{TM}\right)^2 = \frac{\left(\varepsilon_x \mu_y + \left(1 - \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}\right) \sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_1 \right)}{\varepsilon_x^2}, \quad (3.123)$$

$$\eta^{TM} = \sqrt{\frac{\left(\mu_y - \frac{1}{\varepsilon_z} \sin^2 \theta_1 \right)}{\varepsilon_x}}, \quad (3.124)$$

3.2.5. Sınır şartlarının uygulanması

Elektrik ve manyetik alan vektörlerinin teğetsel bileşenleri sınır yüzeylerinde sürekli olmak zorundadır. Sınır bölgelerinde alan ifadeleri yazılırken Snell yasası uygulanarak $k_0 \sin \theta_1 = k_{eff} \sin \theta_2$, denklemler sadeleştirilmiştir. TE modu için;

$$\bar{E}_{I,\tan}(z=0) = \bar{E}_{II,\tan}(z=0), \quad (3.125)$$

$$E_{iy} + E_{ry} = E_{isy} + E_{rsy}, \quad (3.126)$$

$$\bar{H}_I(z=0) = \bar{H}_{II}(z=0), \quad (3.127)$$

$$\frac{E_{iy}}{Z_I} - \frac{E_{ry}}{Z_I} = \frac{E_{isy}}{Z_{II}^+} - \frac{E_{rsy}}{Z_{II}^-}, \quad (3.128)$$

$$E_{iy} - E_{ry} = \frac{E_{isy}}{z^+} - \frac{E_{rsy}}{z^-}, \quad (3.129)$$

olarak elde edildi. Benzer mantıkla, sınır şartları $z=d$ için uygulanıp bir dizi ara işlemler yapıldıktan sonra denklemlerimiz aşağıdaki gibi elde edildi.

$$\bar{E}_{II,\tan}(z=d) = \bar{E}_{III,\tan}(z=d), \quad (3.130)$$

$$E_{isy} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} + E_{rsy} e^{jk_{eff}d \cos \theta_2} = E_{ty} e^{-jk_0d \cos \theta_1}, \quad (3.131)$$

$$\bar{H}_{II}(z=d) = \bar{H}_{III}(z=d), \quad (3.132)$$

$$\begin{aligned} & \left[E_{isy} \left(-\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 + d \cos \theta_2)} \right. \\ & \left. + E_{rsy} \left(\frac{k_{eff} \cos \theta_2}{\omega \mu_0 \mu_x} - \frac{jk_0 \xi_0}{\omega \mu_0 \mu_x} \right) e^{-jk_{eff}(x \sin \theta_2 - d \cos \theta_2)} \right] \\ & = \left[-\frac{k_0 \cos \theta_1}{\omega \mu_0} E_{ty} e^{-jk_0(x \sin \theta_1 + d \cos \theta_1)} \right], \end{aligned} \quad (3.133)$$

$$\left[\left(\frac{1}{z^+} E_{isy} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} - \frac{1}{z^-} E_{rsy} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} \right) \right] = E_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}, \quad (3.134)$$

TM modu için sınır şartları aynı şekilde uygulanıp,

$$\bar{H}_{I,\tan}(z=0) = \bar{H}_{II,\tan}(z=0), \quad (3.135)$$

$$H_{iy} + H_{ry} = H_{isy} + H_{rsy}, \quad (3.136)$$

$$\bar{E}_I(z=0) = \bar{E}_{II}(z=0), \quad (3.137)$$

$$(H_{iy} - H_{ry}) = z_{TM} (H_{isy} - H_{rsy}), \quad (3.138)$$

$$\bar{H}_{II,\tan}(z=d) = \bar{H}_{III,\tan}(z=d), \quad (3.139)$$

$$H_{isy} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} + H_{rsy} e^{jk_{eff}d \cos \theta_2} = H_{iy} e^{-jk_0d \cos \theta_1}, \quad (3.140)$$

$$\bar{E}_{II}(z=d) = \bar{E}_{III}(z=d), \quad (3.141)$$

$$z_{TM} \left(H_{isy} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} - H_{rsy} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} \right) = H_{iy} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}, \quad (3.142)$$

olarak elde edildi.

3.2.6. Yansıma ve iletim parametrelerinin elde edilmesi

Saçılım parametrelerini belirlemek için, sınır şartları ile elde edilen denklemler kullanılmıştır. Denklem (3.131) ve (3.134) taraf tarafa oranlarsa,

$$\frac{E_{isy} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} + E_{rsy} e^{jk_{eff}d \cos \theta_2}}{\left[\left(\frac{1}{z^+} E_{isy} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} - \frac{1}{z^-} E_{rsy} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} \right) \right]} = \frac{E_{iy} e^{-jk_0d \cos \theta_1}}{E_{iy} e^{-jk_0d \cos \theta_1}}, \quad (3.143)$$

$$E_{isy} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} + E_{rsy} e^{jk_{eff}d \cos \theta_2} = \frac{E_{isy} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)}}{z^+} - \frac{E_{rsy} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}}{z^-}, \quad (3.144)$$

$$E_{rsy} = E_{isy} \frac{1 - z^+}{\frac{z^+}{z^- + 1}} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} = E_{isy} \frac{1 - z^+}{z^+} \frac{z^-}{z^- + 1} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2}, \quad (3.145)$$

$$\begin{aligned}
E_{r_{sy}} &= E_{isy} \frac{1-z^+}{z^+} \frac{z^-}{z^-+1} \frac{z^- - 1}{z^+ + 1} \frac{z^+ + 1}{z^- - 1} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} \\
&= -E_{isy} \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \\
T &= e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} \quad \Gamma_1 = \frac{z^+ - 1}{z^+ + 1} \quad \Gamma_2 = \frac{z^- - 1}{z^- + 1},
\end{aligned} \tag{3.146}$$

olarak elde edilir. Denklem (3.146), (3.126) ve (3.129) kullanılarak,

$$\begin{aligned}
(E_{iy} + E_{ry}) &= E_{isy} + \left(-E_{isy} \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \right) \\
&= E_{isy} \left(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \right),
\end{aligned} \tag{3.147}$$

$$\begin{aligned}
E_{iy} - E_{ry} &= \frac{E_{isy}}{z^+} - \frac{1}{z^-} \left(-E_{isy} \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \right) \\
&= E_{isy} \left(\frac{1}{z^+} + \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{1}{z^+} \frac{(z^+ + 1)}{(z^- - 1)} \right),
\end{aligned} \tag{3.148}$$

olarak elde edilir. Denklem (3.147) ve (3.148) taraf tarafa toplanıp çıkartılırsa E_{iy} ve E_{ry} elde edilir. Bu ifadeler elde edildikten sonra taraf tarafa oranlanmıştır. Bu sonuç ile yansıma parametreleri aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\begin{aligned}
2E_{ry} &= E_{isy} \left(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \right) \\
&- E_{isy} \left(\frac{1}{z^+} + \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{1}{z^+} \frac{(z^+ + 1)}{(z^- - 1)} \right),
\end{aligned} \tag{3.149}$$

$$\begin{aligned}
2E_{iy} &= E_{isy} \left(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} \right) \\
&+ E_{isy} \left(\frac{1}{z^+} + \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{1}{z^+} \frac{(z^+ + 1)}{(z^- - 1)} \right),
\end{aligned} \tag{3.150}$$

$$\frac{E_{ry}}{E_{iy}} = \frac{\left(1 - \frac{1}{z^+} - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{1}{z^+} \frac{(z^+ + 1)}{(z^- - 1)}\right)}{\left(1 + \frac{1}{z^+} - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{z^- (z^+ + 1)}{z^+ (z^- - 1)} + \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \frac{1}{z^+} \frac{(z^+ + 1)}{(z^- - 1)}\right)}, \quad (3.151)$$

$$\frac{E_{ry}}{E_{iy}} = \frac{\left(\frac{(z^+ - 1)(z^- - 1)}{(z^+ + 1)(z^- + 1)} - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2\right)}{\left(\frac{(z^+ + 1)(z^- - 1)}{(z^+ + 1)(z^- + 1)} - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2 \left(\frac{(z^+ + 1)(z^- - 1)}{(z^+ + 1)(z^- + 1)}\right)\right)} \quad (3.152)$$

$$= \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 (1 - T^2)}{\Gamma_2 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2},$$

$$S_{11}^{TE} = \frac{E_{ry}}{E_{iy}} = \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 (1 - T^2)}{\Gamma_2 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2} = \frac{\Gamma_1 (1 - T^2)}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2}, \quad (3.153)$$

S_{11}^{TE} elde edildikten sonra S_{12}^{TE} 'nin elde edilmesi için denklem (3.126)'de E_{ry} yalnız bırakılır,

$$E_{ry} = E_{isy} + E_{rsy} - E_{iy}, \quad (3.154)$$

ve denklem (3.154), denklem (3.129)'te yerine konulursa,

$$\left(E_{iy} - (E_{isy} + E_{rsy} - E_{iy})\right) = \left(\frac{1}{z^+} E_{isy} - \frac{1}{z^-} E_{rsy}\right), \quad (3.155)$$

$$\left(2E_{iy} - E_{isy} - E_{rsy}\right) = \left(\frac{1}{z^+} E_{isy} - \frac{1}{z^-} E_{rsy}\right), \quad (3.156)$$

$$E_{rsy} = 2 \left(\frac{z^-}{z^- - 1}\right) E_{iy} - \left(\frac{z^-}{z^+}\right) \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1}\right) E_{isy}, \quad (3.157)$$

olarak elde edilir. Denklem (3.131)'ün her iki tarafı da $e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}$ ile çarpılır,

$$E_{isy} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} + E_{rsy} = E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}, \quad (3.158)$$

$$E_{rsy} = E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} - E_{isy} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2}, \quad (3.159)$$

ve denklem (3.159)'da denklem (3.157) konulursa,

$$\begin{aligned} & 2 \left(\frac{z^-}{z^- - 1} \right) E_{iy} - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) E_{isy} \\ &= E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2} - E_{isy} e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2}, \end{aligned} \quad (3.160)$$

$$\begin{aligned} & E_{isy} \left(e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) \right) \\ &= -2 \left(\frac{z^-}{z^- - 1} \right) E_{iy} + E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}, \end{aligned} \quad (3.161)$$

olarak elde edilir. Denklem (3.134)'ün her iki tarafı $e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)}$ ile çarpılıp E_{rsy} ifadesinin yerine denklem (3.157) konulur,

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{1}{z^+} E_{isy} e^{-2jk_{eff}(d \cos \theta_2)} - \frac{1}{z^-} \left(2 \left(\frac{z^-}{z^- - 1} \right) E_{iy} - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) E_{isy} \right) \right) \right] \\ &= E_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)}, \end{aligned} \quad (3.162)$$

$$\begin{aligned}
& E_{isy} \left(e^{-2jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) \right) \\
&= z^+ E_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + 2z^+ \left(\frac{1}{z^- - 1} \right) E_{iy},
\end{aligned} \tag{3.163}$$

ve denklem (3.161) ve denklem (3.163) taraf tarafa oranlınırsa,

$$\begin{aligned}
& \frac{\left(e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) \right)}{\left(e^{-2jk_{eff}d \cos \theta_2} + \left(\frac{z^+ + 1}{z^- - 1} \right) \right)} \\
&= \frac{-2 \left(\frac{z^-}{z^- - 1} \right) E_{iy} + E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}}{2z^+ \left(\frac{1}{z^- - 1} \right) E_{iy} + z^+ E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}},
\end{aligned} \tag{3.164}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\left(T^2(z^- - 1) - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) (z^+ + 1) \right)}{\left(T^2(z^- - 1) + (z^+ + 1) \right)} \\
&= \frac{-2(z^-) E_{iy} + T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1}}{2z^+ E_{iy} + z^+ T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1}},
\end{aligned} \tag{3.165}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\left(T^2(z^- - 1) - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) (z^+ + 1) \right)}{\left(T^2(z^- - 1) + (z^+ + 1) \right)} \\
&= \frac{-2(z^-) E_{iy} + T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1}}{2z^+ E_{iy} + z^+ T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1}},
\end{aligned} \tag{3.166}$$

$$\begin{aligned}
& \left[T^2(z^- - 1) - \left(\frac{z^-}{z^+} \right) (z^+ + 1) \right] \left[2z^+ E_{iy} + z^+ T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} \right] \\
&= \left[T^2(z^- - 1) + (z^+ + 1) \right] \left[-2(z^-) E_{iy} + T(z^- - 1) E_{ty} e^{-jk_0 d \cos \theta_1} \right],
\end{aligned} \tag{3.167}$$

$$\begin{aligned}
& 2z^+T^2(z^- - 1)E_{iy} + T^3(z^- - 1)^2 z^+ E_{iy} e^{-jk_o d} \\
& - 2(z^-)(z^+ + 1)E_{iy} - (z^-)(z^+ + 1)(z^- - 1)TE_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& = -2T^2(z^- - 1)z^- E_{iy} + T^3(z^- - 1)^2 E_{iy} e^{-jk_o d} \\
& - 2(z^-)(z^+ + 1)E_{iy} + (z^+ + 1)(z^- - 1)TE_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1},
\end{aligned} \tag{3.168}$$

$$\begin{aligned}
& 2z^+T^2(z^- - 1)E_{iy} + T^3(z^- - 1)^2 z^+ E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& - (z^-)(z^+ + 1)(z^- - 1)TE_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& = -2T^2(z^- - 1)z^- E_{iy} + T^3(z^- - 1)^2 E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& + (z^+ + 1)(z^- - 1)TE_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1},
\end{aligned} \tag{3.169}$$

$$\begin{aligned}
& 2(z^- - 1)(z^+ + z^-)T^2 E_{iy} + (z^+ - 1)(z^- - 1)^2 T^3 E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& - (z^- + 1)(z^+ + 1)(z^- - 1)TE_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} = 0,
\end{aligned} \tag{3.170}$$

$$\begin{aligned}
& 2(z^+ + z^-)TE_{iy} + (z^+ - 1)(z^- - 1)T^2 E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \\
& - (z^- + 1)(z^+ + 1)E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} = 0,
\end{aligned} \tag{3.171}$$

$$\begin{aligned}
& E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1} \left[(z^+ - 1)(z^- - 1)T^2 - (z^- + 1)(z^+ + 1) \right] \\
& = -2(z^+ + z^-)TE_{iy},
\end{aligned} \tag{3.172}$$

$$\begin{aligned}
\frac{E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1}}{E_{iy}} &= \frac{-2(z^+ + z^-) T}{(z^+ - 1)(z^- - 1)} \left[T^2 - \frac{(z^- + 1)(z^+ + 1)}{(z^+ - 1)(z^- - 1)} \right] \\
&= \frac{-2\left(\left(z^+ z^- - z^+ z^- + 1 - 1\right) + z^+ + z^-\right) T}{(z^+ - 1)(z^- - 1)} \left[T^2 - \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right] \\
&= \frac{\left(\frac{(z^+ - 1)(z^- - 1) - (z^+ + 1)(z^- + 1)}{(z^+ - 1)(z^- - 1)} \right) T}{\left[T^2 - \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right]},
\end{aligned} \tag{3.173}$$

$$S_{12}^{TE} = \frac{E_{iy} e^{-jk_o d \cos \theta_1}}{E_{iy}} = \frac{\left(1 - \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right) T}{\left(T^2 - \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2} \right)} = \frac{T(1 - \Gamma_1 \Gamma_2)}{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2)}, \tag{3.174}$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde, serbest uzay olan üçüncü ortamdan metamalzemeye TE modu ile eğik açıyla gönderdiğimiz elektromanyetik dalga, üçüncü ve ikinci ortamda yansıyan ve iletilen dalgalar, birinci ortamda ise iletilen dalgalar oluşacaktır. Her bir ortam için alan ifadeleri yazılarak $z = d$ ve $z = 0$ sınırlarında, sınır şartları elektrik alan ve manyetik alanın teğetsel bileşenlerinin x ve y yönlerinde sürekli olması şartıyla uygulanır. Elde edilen denklemlerden S_{22} ve S_{21} aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$S_{21}^{TE} = \frac{T(1 - \Gamma_1 \Gamma_2)}{(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2)}, \tag{3.175}$$

$$S_{22}^{TE} = \frac{\Gamma_2(1 - T^2)}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 T^2}, \tag{3.176}$$

Bu sonuçlarla TE mod için $S_{21}^{TE} = S_{12}^{TE}$ ve $S_{11}^{TE} \neq S_{22}^{TE}$ koşullarının sağlanması bianizotrop durum özelliğinin gereğidir. TM modu için sınır şartlarından elde edilen denklemler kullanılarak saçılım parametreleri aşağıdaki gibi bulunmuştur.

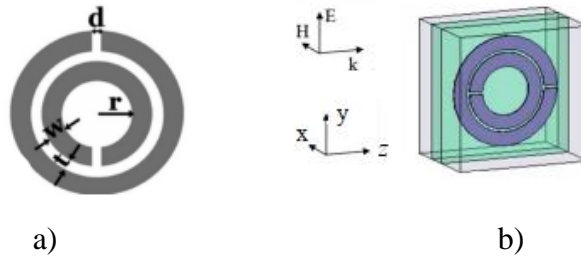
$$S_{11}^{TM} = S_{22}^{TM} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2T^2}, \quad (3.177)$$

$$S_{21}^{TM} = S_{12}^{TM} = \frac{T(1-\Gamma^2)}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad \Gamma = \frac{z-1}{z+1}, \quad (3.178)$$

Denklem (3.177) ve (3.178) bize TM mod yayılımında aynı malzemenin anizotrop malzeme davranışında olduğunu gösterir.

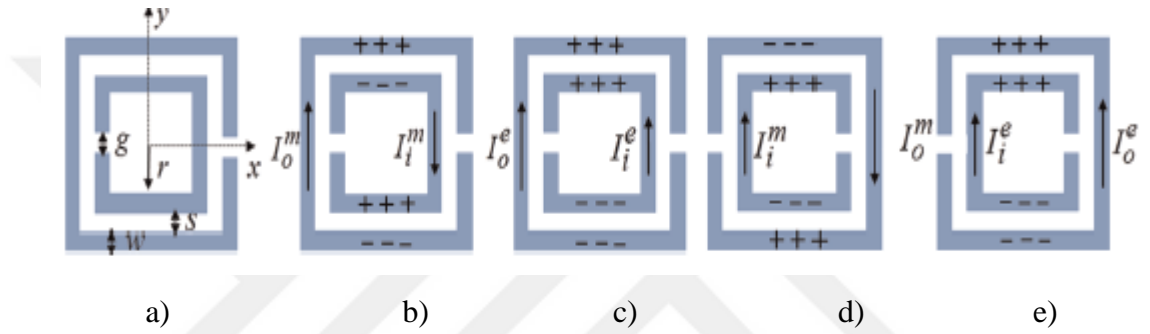
3.3. Materyal

Tezde materyal olarak iç içe iki döngüden oluşan çift katlı SRR bianizotropik metamalzeme kullanılmıştır. Şekil 3.8 referans olarak alınan birim hücre metamalzemenin şematik halini göstermektedir. Bu SRR malzeme amaçlanan eğik açılı durum için amaçlanan problem çözümünde kübik hücrenin boyutları $a_x = 6.5mm$, $a_y = 8.8mm$, $a_z = 8.8mm$ ve $w = 0.9mm$, $t = d = 0.2mm$, $r = 1.6mm$ alınarak benzetim yapılmıştır. Bianizotropik malzeme, anizotropik malzemenin geometrisi değiştirilerek sağlanabilir (Li *et al.* 2009).



Şekil 3.8. Çift katlı dairesel SRR metamalzemenin şematik gösterimi b) Çift katlı dairesel SRR metamalzemenin üç boyutlu görüntüsü (Li *et al.* 2009).

Bianizotropik malzemelerde, metamatzemeye gelen elektrik ve manyetik alanlar malzeme üzerinde elektriksel ve manyetik etkiden dolayı elektrik ve manyetik akımlarının oluşmasını sağlar. Akan akımlar SRR halkalarının üzerinde elektron birikimine sebebiyet verecektir. Dolayısıyla SRR metamatzeme üzerinde oluşan + ve - yükler elektrik ve manyetik dipoller oluşturarak kuplaj oluşumu sağlamaktadır. Şekil 3.9.a, SRR metamatzemenin geometrisi değiştirilerek yüzey yüklerinin ve akımlarının nasıl değiştiğini göstermektedir.



Şekil 3.9. Yüzeyde biriken yüzey yükleri ve döngüsel akımlar için kare SRR rezonatörün şematik konfigürasyonu (Hasar and Barroso 2015).

Şekil 3.9.a'daki SRR yapıları metamatzemenin yüzeyine +x yönünde normal açıyla gelen elektromanyetik dalga +y yönünde elektrik alan ile polarize edilirse, Şekil 3.9.c'deki gibi elektriksel akım oluşacak ve dolayısıyla yüzey yükleri oluşacaktır. Dalga z yönünde manyetik alana maruz bırakılırsa manyetik akım ve yüzey yükleri de Şekil 3.9. b'de gösterildiği gibi olacaktır. + ve - yüklerin oluşturduğu dipol kuplaj etkisi oluşturacak ve bianizotrop malzeme türür SRR yapıları metamatzeme için sağlanmış olacaktır. Şekil 3.9. d ve e aynı metamatzemenin 180 derece döndürülmüş hali için akım ve dipol oluşumunu göstermektedir. Bu durum için aynı yönde elektrik ve manyetik alan gönderildiği takdirde benzer şekilde fakat negatif bir kuplaj oluşumu gerçekleşecektir (Hasar end Barroso 2015).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve SONUÇLAR

Problemimizin çözümü için teorik araştırma bulguları materyal ve yöntem kısmında verildi. Teorik bulgular kısmında bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edildi. Analitik çözüm, elde edilen teorik bulguların Matlab yazılımı vasıtasıyla malzemenin elektromanyetik parametrelerinin doğru elde edildiğini ispatlamak içindir. Analitik çözüm için saçılım parametreleri Lorentz Modeli ile bianizotropik metamalzeme temsili oluşturularak fonksiyonel olarak üretildi. Tezde önerilen problemin analitik çözümü referans olarak alınan (Cohen and Shavit 2015) çalışmadaki analitik çözüm ile kıyaslanarak doğrulandı. Daha sonra CST stüdyo benzetim programı kullanılarak güçlü kuplaja sahip bianizotropik metamalzemenin saçılım parametreleri TE ve TM modlarında malzemeye değişik açılar ile gelen dalgalar için elde edildi. Normal açı ile gelen elektromanyetik dalga ile saçılım parametreleri elde edilip, bu parametreler yardımı ile dispersif bianizotrop metamalzemenin elektromanyetik parametreleri frekansa bağlı olarak bulunabilmektedir (Hasar *et al.* 2017). Bu problemin daha karmaşık hali olan eğik açılı durum için bianizotropik malzemenin parametrelerinin elde edilmesi ise zayıf kuplaj etkisi için çözülmüştür (Cohen and Shavit 2015). Bu çalışma ile güçlü kuplaja sahip bianizotropik metamalzemelerin eğik açılı durum ile elektromanyetik özellikleri belirlenip elde edilen sonuçlar Li ve arkadaşlarının yapmış olduğu (2009) çalışma ile kıyaslandı. Ayrıca homojen bianizotropik metamalzemeler kaskat bağlanarak homojen olmayan bianizotropik metamalzemeler elde edildi. Elde edilen homojen olmayan bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri saçılım parametreleri yöntemi kullanılarak incelendi.

4.1. Analitik Yöntem

Bu kısımda TE ve TM modu için $S_{11}^{TE/TM}$, $S_{12}^{TE/TM}$, $S_{21}^{TE/TM}$, $S_{22}^{TE/TM}$ parametrelerine bağlı olarak $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z, \mu_x, \mu_y, \mu_z, \xi_0$ 'ın nasıl elde edildiği anlatılacaktır.

4.1.1. Dalga empedanslarının elde edilmesi

TE mod dalga yayılımı için ileri ve geri yönlü dalga empedansı için formülasyon denklemlerle aşağıdaki gibi elde edildi.

$$S_{12} = \frac{\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)}(S_{11}-\Gamma_1^2 S_{22})}{\left(S_{11}-S_{22}\Gamma_1^2\left(\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)}\right)^2\right)}, \quad (4.1)$$

Denklem (4.1) içler dışlar çarpımı yapılarak düzenlenirse,

$$\left(S_{11}-S_{22}\Gamma_1^2\left(\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)}\right)^2\right) = \frac{(S_{11}-\Gamma_1^2 S_{22})}{(1-S_{22}\Gamma_1)}, \quad (4.2)$$

$$\left(\frac{(1-S_{22}\Gamma_1)^2 S_{11}}{(1-S_{22}\Gamma_1)^2} - \frac{S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2}{(1-S_{22}\Gamma_1)^2}\right) = \frac{(S_{11}-\Gamma_1^2 S_{22})}{(1-S_{22}\Gamma_1)}, \quad (4.3)$$

$$\left(\frac{(1-S_{22}\Gamma_1)^2 S_{11}-S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2}{(1-S_{22}\Gamma_1)^2}\right) = \frac{(S_{11}-\Gamma_1^2 S_{22})}{(1-S_{22}\Gamma_1)}, \quad (4.4)$$

olarak elde edilir. Denklem (4.4)'te içler dışlar çarpımı yapılırsa,

$$(1-S_{22}\Gamma_1)^2 S_{11}-S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2 = (S_{11}-\Gamma_1^2 S_{22})(1-S_{22}\Gamma_1), \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} & S_{11}(1+S_{22}^2\Gamma_1^2-2S_{22}\Gamma_1)-S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2 \\ & = S_{11}-S_{11}S_{22}\Gamma_1-\Gamma_1^2 S_{22}+ \Gamma_1^3 S_{22}^2, \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} & (S_{11} + S_{11}S_{22}^2\Gamma_1^2 - 2S_{11}S_{22}\Gamma_1) - S_{22}\Gamma_1^2S_{12}^2 \\ & = S_{11} - S_{11}S_{22}\Gamma_1 - \Gamma_1^2S_{22} + \Gamma_1^3S_{22}^2, \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\Gamma_1^3S_{22}^2 + \Gamma_1^2(S_{22}S_{12}^2 - S_{22} - S_{11}S_{22}^2) + \Gamma_1(2S_{11}S_{22} - S_{11}S_{22}) = 0, \quad (4.8)$$

$$\Gamma_1^2S_{22}^2 + \Gamma_1(S_{22}S_{12}^2 - S_{22} - S_{11}S_{22}^2) + (S_{11}S_{22}) = 0, \quad (4.9)$$

$$\Gamma_1^2S_{22} + \Gamma_1(S_{12}^2 - 1 - S_{11}S_{22}) + (S_{11}) = 0, \quad (4.10)$$

olarak elde edilir. Denklem (4.10)'da Γ_1 ifadesinin yerine z^+ 'ya bağlı ifadesi yerine konulup denklemimizi tekrar yazarsak,

$$\left(\frac{z^+ - 1}{z^+ + 1}\right)^2 S_{22} + \left(\frac{(z^+)^2 - 1}{(z^+ + 1)^2}\right)(S_{12}^2 - 1 - S_{11}S_{22}) + \frac{(z^+ - 1)^2}{(z^+ + 1)^2}(S_{11}) = 0, \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} & \left((z^+)^2 - 2z^+ + 1\right)S_{22} + \left((z^+)^2 - 1\right)(S_{12}^2 - 1 - S_{11}S_{22}) \\ & + \left((z^+)^2 + 2z^+ + 1\right)(S_{11}) = 0, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} & \left((z^+)^2 S_{22} - 2z^+ S_{22} + S_{22}\right) \\ & + \left((z^+)^2 S_{12}^2 - (z^+)^2 - (z^+)^2 S_{11}S_{22} - S_{12}^2 + 1 + S_{11}S_{22}\right) \\ & + (z^+)^2 S_{11} + 2z^+ S_{11} + S_{11} = 0, \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} & (z^+)^2 (S_{12}^2 - (1 - S_{11})(1 - S_{22})) \\ & + z^+ 2(S_{11} - S_{22}) + ((1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2) = 0, \end{aligned} \quad (4.14)$$

Olarak elde edilir. Burada denklem (4.14) z^+ 'ya bağlı iki bilinmeyenli bir denklem haline dönüşecektir. İki bilinmeyenli denklem çözümü yapılarak z^+ , Hasar ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışma ile benzer fakat açıya bağlı olarak elde edildi (Hasar *et al.* 2013).

$$\Lambda_1 = S_{21}^2 - (1 - S_{11})(1 - S_{22}), \quad (4.15)$$

$$\Lambda_2 = 2(S_{11} - S_{22}), \quad (4.16)$$

$$\Lambda_3 = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{21}^2, \quad (4.17)$$

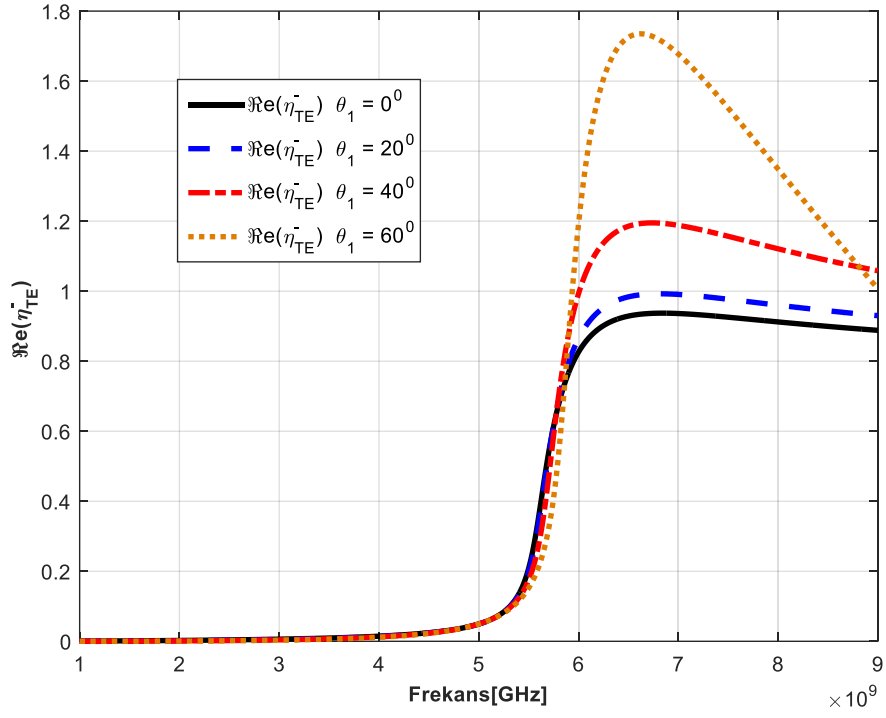
$$\Lambda_4 = \frac{S_{11} + S_{22}}{S_{11} - S_{22}}, \quad (4.18)$$

$$\eta_{TE}^+ = \frac{\left(-\Lambda_2 \pm \sqrt{\Lambda_2^2 - 4\Lambda_1\Lambda_3}\right)}{2\Lambda_1} \frac{1}{\cos \theta_1} \quad z^+ = \eta_{TE}^+ \cos \theta_1, \quad (4.19)$$

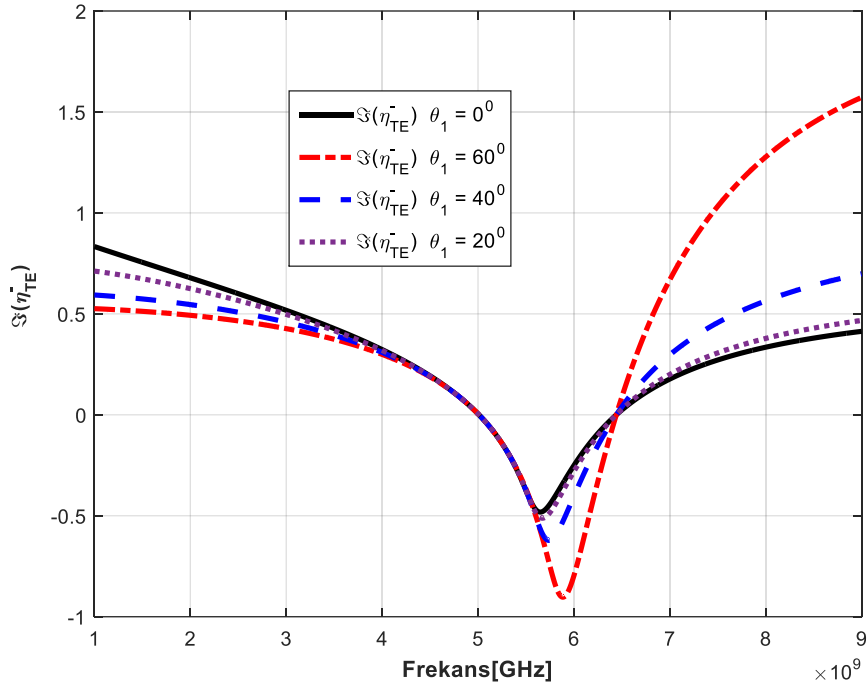
$$\eta_{TE}^- = \frac{\left(\Lambda_4 \eta_{TE}^+ \cos \theta_1 + 1\right)}{\left(\eta_{TE}^+ \cos \theta_1 + \Lambda_4\right)} \frac{1}{\cos \theta_1} \quad z^- = \eta_{TE}^- \cos \theta_1, \quad (4.20)$$

Benzer şekilde dalga denklemleri TM modu için denklem (4.14)'de $z^\pm = z$ indirgenip aşağıdaki gibi elde edildi. Analitik sonuç için 1-9 GHz frekans aralığında dalga empedansları **EK 1**'de yazılan Matlab programı ile aşağıdaki gibi bulundu.

$$\eta^{TM} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - (S_{21})^2}{(1 - S_{11})^2 - (S_{21})^2}} \sec \theta_1 \quad z = \eta^{TM} \cos \theta_1, \quad (4.21)$$



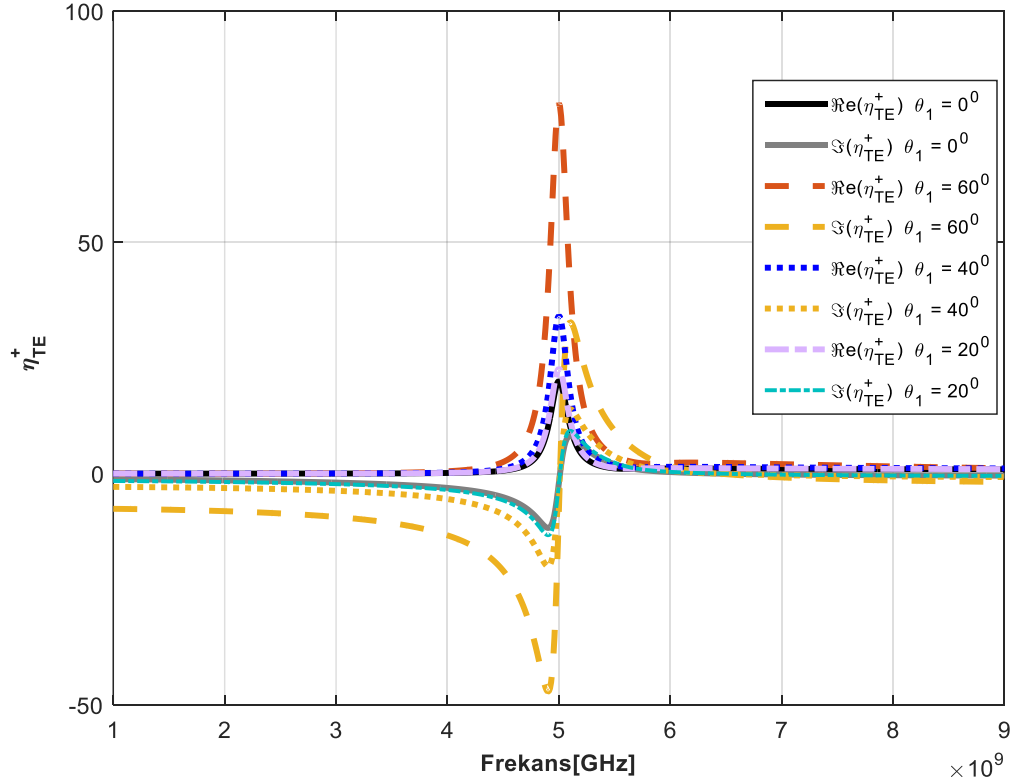
a)



b)

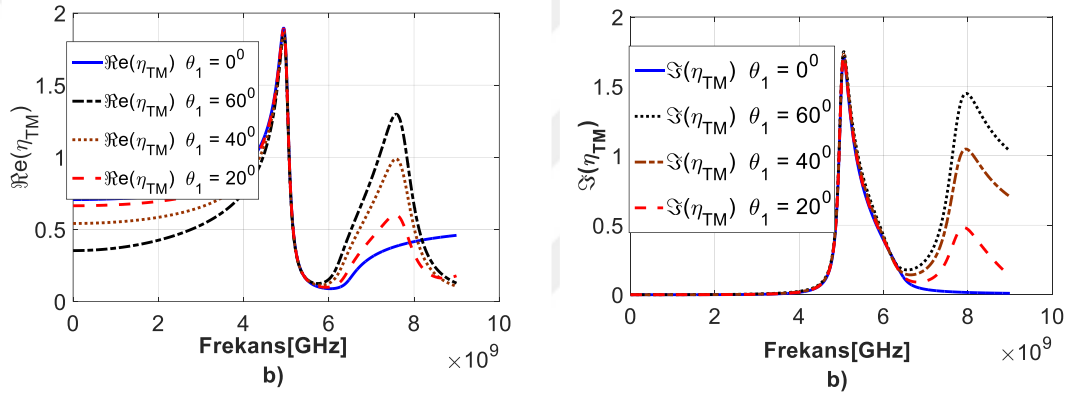
Şekil 4.1. TE modu için 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açılarlarına bağlı olarak geri yönlü dalga empedansı η_{TE}^- 'nin a) reel b) imajiner kısımları

Şekil 4.1 TE modu ile homojen bianizotropik metamalzemeye çeşitli açılarda gelen dalga durumu için, amaçlanan model uygulanarak elde edilen metamalzeme içerisindeki geri yönlü dalga empedanslarını göstermektedir. Metamalzeme boyutu $d = 15.75mm$ seçilerek 1-9 GHz aralığında analitik model ile geri yönlü dalga empedanslarının reel ve sanal kısımları elde edilmiştir. Şekil 4.1.a'da görüldüğü gibi geri yönlü dalga empedanslarının reel kısımları tüm açı değerleri için sıfırdan büyük çıkmıştır. Bu durum pasif malzeme durum şartlarını sağladığını göstermektedir. Ayrıca rezonans bölgesi frekansından daha büyük frekans değerleri için geri yönlü dalga empedansının reel ve sanal kısımlarının genliği 0^0 'den daha büyük açılarda açı arttıkça 0^0 için elde edilen sonuçlardan giderek uzaklaştığı gözlemlenmektedir.



Şekil 4.2. TE modu için 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açılılarına bağlı olarak ileri yönlü dalga empedansı η_{TE}^+ 'nin reel ve imajiner kısımları

Şekil 4.2 TE modu ile homojen bianizotropik metamalzemeye çeşitli açılarda gelen dalga durumu için, amaçlanan model uygulanarak elde edilen metamalzeme içerisindeki ileri yönlü dalga empedanslarının sanal ve reel kısımlarını göstermektedir. Metamalzeme boyutu $d = 15.75mm$ seçilerek 0-9 GHz aralığında analitik model ile ileri yönlü dalga empedanslarının sonuçları elde edilmiştir. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi ileri yönlü dalga empedanslarının reel kısımları tüm açı değerleri için sıfırdan büyük çıkmıştır. Bu durum pasif malzeme durum şartlarını sağladığını göstermektedir. Ayrıca açı büyüdükçe rezonan bölgesi dışındaki uyum, rezonans bölgesine nispeten daha fazladır.



Şekil 4.3. TM modu için 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açılarına bağlı olarak dalga empedansı η_{TM} 'nin a) reel b) sanal kısımları

Şekil 4.1 ve 4.2’de $d = 15.75mm$ kalınlığındaki bianizotropik metamalzeme için TE modunda ileri ve geri yönlü dalga empedanslarının 0° , 20° , 40° ve 60° için analitik sonuçlarını göstermektedir. Bu mod için malzeme bianizotropik özellik gösterdiği için ileri ve geri yönlü dalga empedansları farklılıklar göstermiştir. Şekil 4.3’de $d = 15.75mm$ kalınlığındaki bianizotropik metamalzemeye TM modunda çeşitli geliş açıları ile gelen dalgalar için dalga empedanslarını göstermektedir. Geliş açısı değiştikçe empedansta kayma oluşumu açık bir şekilde gözlemlenmiştir. Her iki modda da pasif ortam sınır şartları olan $(\eta^{TE/TM})' \geq 0$ sağlanmıştır.

4.1.2. Yayılım faktörü

Yayılım faktörü, salınımın bir ölçütüdür. Frekans ve malzeme boyutu arttıkça salınım da artacağı için kararlılık azalacaktır. Salınım arttıkça kol indeks seçme zorluğu da artacağı için, literatürde yapılan çoğu çalışmada malzeme boyutu küçük seçilerek kolaylık oluşturulmuştur. Yayılım faktörü T , TE modu için aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{S_{11}}{S_{22}} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{\Gamma_2(1-T^2)} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2}, \quad (4.22)$$

$$\Gamma_2 = \frac{S_{22}}{S_{11}} \Gamma_1, \quad (4.23)$$

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{\left(1 - \Gamma_1 \frac{S_{22}}{S_{11}} \Gamma_1 T^2\right)} = \frac{S_{11} \Gamma_1 (1-T^2)}{(S_{11} - S_{22} \Gamma_1^2 T^2)}, \quad (4.24)$$

$$(S_{11} - S_{22} \Gamma_1^2 T^2) = \Gamma_1 (1-T^2), \quad (4.25)$$

$$S_{11} = \Gamma_1 (1-T^2) + S_{22} \Gamma_1^2 T^2, \quad (4.26)$$

$$S_{12} = \frac{T \left(1 - \Gamma_1 \frac{S_{22}}{S_{11}} \Gamma_1\right)}{\left(1 - \Gamma_1 \frac{S_{22}}{S_{11}} \Gamma_1 T^2\right)} = \frac{T (S_{11} - \Gamma_1^2 S_{22})}{(S_{11} - S_{22} \Gamma_1^2 T^2)}, \quad (4.27)$$

Denklem (4.26), denklem (4.27)'de yerine konularak,

$$S_{12} = \frac{T(\Gamma_2(1-T^2) + S_{11}\Gamma_2^2T^2 - S_{11}\Gamma_2^2)}{(\Gamma_2(1-T^2) + S_{11}\Gamma_2^2T^2 - S_{11}\Gamma_2^2)}, \quad (4.28)$$

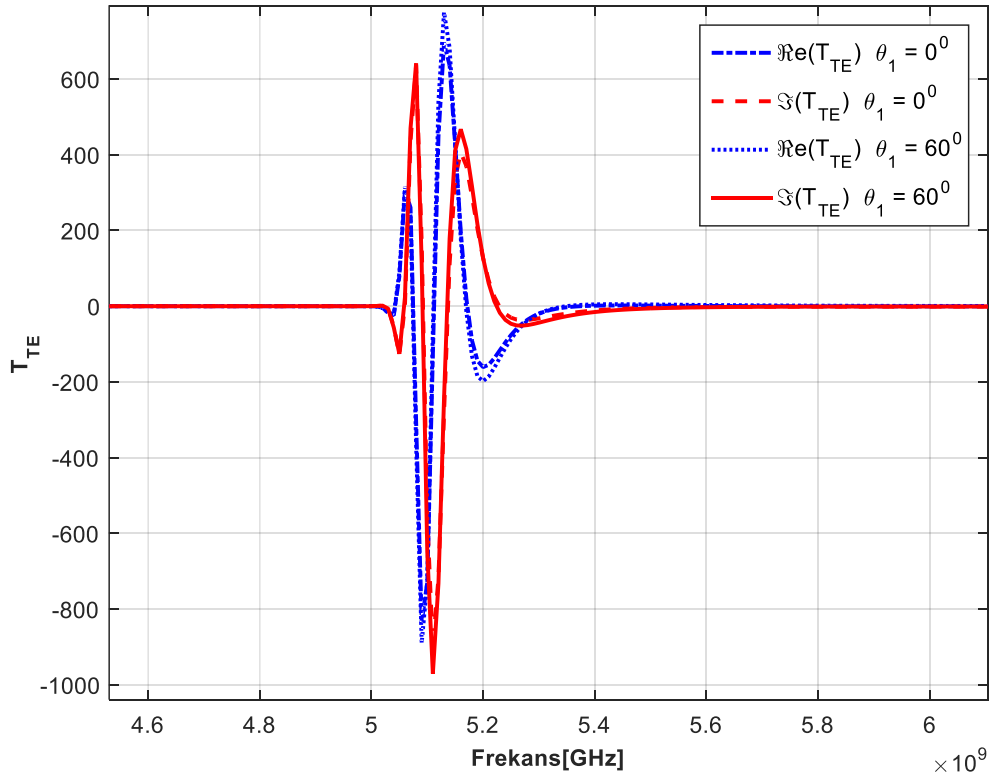
$$S_{12} = \frac{T(\Gamma_2(1-T^2) - S_{11}\Gamma_2^2(1-T^2))}{(\Gamma_2(1-T^2))} = \frac{T(\Gamma_2 - S_{11}\Gamma_2^2)}{\Gamma_2}, \quad (4.29)$$

$$T^{TE} = \frac{S_{12}}{(1 - S_{11}\Gamma_2)}, \quad (4.30)$$

olarak elde edilir. Benzer işlemler TM modu için yapılarak bu mod için yansımaya faktörü,

$$T^{TM} = \frac{S_{12}^{TM}}{(1 - S_{11}^{TM}\Gamma)}, \quad (4.31)$$

olarak elde edilir. Analitik sonuç için 4.5-6.5 GHz frekans aralığında yayılım faktörleri TE mod için **EK 1**'de yazılan Matlab programı ile aşağıdaki gibi elde edilmiştir. Şekil 4.4, 20° ve 60° için salınım faktörünün reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Açı büyüdükçe salınımın genliğinin azaltığı görülmektedir.



Şekil 4.4. TE modu için 0° ve 60° geliş açıları için yayılım faktörünün reel ve sanal kısmı

4.1.3. Kırılma indisi ve elektromanyetik özelliklerin çıkartılması

Kırılma indisi n , TE ve TM modun her ikisi için de $T = e^{-jk_{eff}d \cos \theta_2}$ ifadesinde $k_{eff} = nk_0$ olarak yazılıp, eşitliğin her iki tarafına \ln fonksiyonu uygulanarak aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\ln(T) = \ln\left(e^{-jnk_0d \cos \theta_2}\right), \quad (4.32)$$

$$[\ln |T|]^2 = (-jnk_0d)^2 (1 - \sin^2 \theta_1), \quad \text{Snell Kanunu} \quad (4.33)$$

$$n = \sqrt{\left(\frac{\ln(T)}{-jk_0 d}\right)^2 + \sin^2 \theta_1}, \quad (4.34)$$

$$n^{TE/TM} = \sqrt{\left(\frac{\ln |T| + j(\theta^{TE/TM} + 2\pi m)}{-jk_0 d}\right)^2 + \sin^2 \theta_1}, \quad (4.35)$$

$$m = \dots -2, -1, 0, 1, 2 \dots$$

Görüldüğü üzere eşitlikler geliş açısı θ_1 'e bağlıdır ve $\theta_1 = 0$ olduğu zaman denklemler normal açılı geliş için çıkarılan denklemlere indirgenmektedir. Denklem (4.35)'de elde edilen kırılma indisi, m (kol indeks)'e bağlı olarak çıkmaktadır. Doğru kol indeks seçimi sonsuz sınır şartlarını sağlayan pasif malzeme oluşturmamıza olanak verecektir. Böyle bir pasif malzeme için malzeme aşağıdaki şartı sağlamalıdır.

$$(n)'' \leq 0, \quad (4.36)$$

Burada $(n)''$, sanal kısmı ifade etmektedir. TE mod eğik açılı durum için bianizotropik metamatmalzemenin elektromanyetik parametreleri olan μ_x , μ_z , ε_y ve ξ_0 denklem (3.86) ve (3.121) kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\mu_x = \frac{\sqrt{(n^{TE})^2 - \sin^2 \theta_1}}{\frac{1}{\eta_{TE}^+} - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\eta_{TE}^+} - \frac{1}{\eta_{TE}^-} \right)_{\theta_1=0}}, \quad (4.37)$$

$$\xi_0 = \frac{\mu_x}{2j} \left(\frac{1}{\eta_{TE}^+} - \frac{1}{\eta_{TE}^-} \right), \quad (4.38)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{\mu_x} \left(\left(\frac{\mu_x}{\left(\eta_{TE}^- \right)_{\theta_1=0}} + j\xi_0 \right)^2 + \xi_0^2 \right), \quad (4.39)$$

Elde edilen bu parametreler, kırılma indisi formülündeki kol indeks bilinmediği için belirsizdir. Kol indeks probleminin çözülmesi için birçok metot geliştirilmiştir. Biz problemimiz kolaylaştırmak kırılma indisi ve normalize edilmiş dalga denklemleri kullanarak x-z düzlemine dik parametrelerin oluşturduğu ikişerli denklemlerin eşitliğinden faydalanacağız.

$$\mu_z^{(1)} = \frac{4 \sin^2 \theta_1}{\mu_x} \frac{1}{\left(\frac{1}{\eta_{TE}^+} + \frac{1}{\eta_{TE}^-} \right)_{\theta_1=0}^2 - \left(\frac{1}{\eta_{TE}^+} - \frac{1}{\eta_{TE}^-} \right)^2}, \quad (4.40)$$

$$\mu_z^{(2)} = \frac{\mu_x \sin^2 \theta_1}{\left(\sin^2 \theta_1 - \left(n^{TE} \right)^2 + \left(n^{TE} \right)_{\theta_1=0}^2 \right)}, \quad (4.41)$$

Elde edilen formüllerden de anlaşılacağı gibi η_{TE}^\pm tam olarak bilinmesine rağmen n^{TE} tam olarak ne olduğu belirsizdir. Dolayısıyla $\varepsilon_y, \mu_x, \mu_z, \xi_0$ hala belirsizdir. Denklem (4.40) ve (4.41)'ı sağlayan kol indekslerin aynı olduğu kabulü ile kol indekslerimiz seçilecektir. Dik bileşen olan μ_z 'nin iki set denklemi, denklem (4.40) ve (4.41) eşitlenerek doğru kol indeksler elde edilerek bu belirsizlik ortadan kaldırılmıştır.

$$\mu_z^{(1)}(m) = \mu_z^{(2)}(m), \quad (4.42)$$

Benzer şekilde TM mod eğik açılı durum için bianizotropik metamatmalzemenin elektromanyetik parametreleri olan $\varepsilon_x, \varepsilon_z$, ve μ_y denklem (3.89) ve (3.124) kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

$$\varepsilon_x = \left(n^{TM} / \eta^{TM} \right)_{\theta_1=0}, \quad (4.43)$$

$$\mu_y = \left(n^{TM} \eta^{TM} \right)_{\theta_1=0}, \quad (4.44)$$

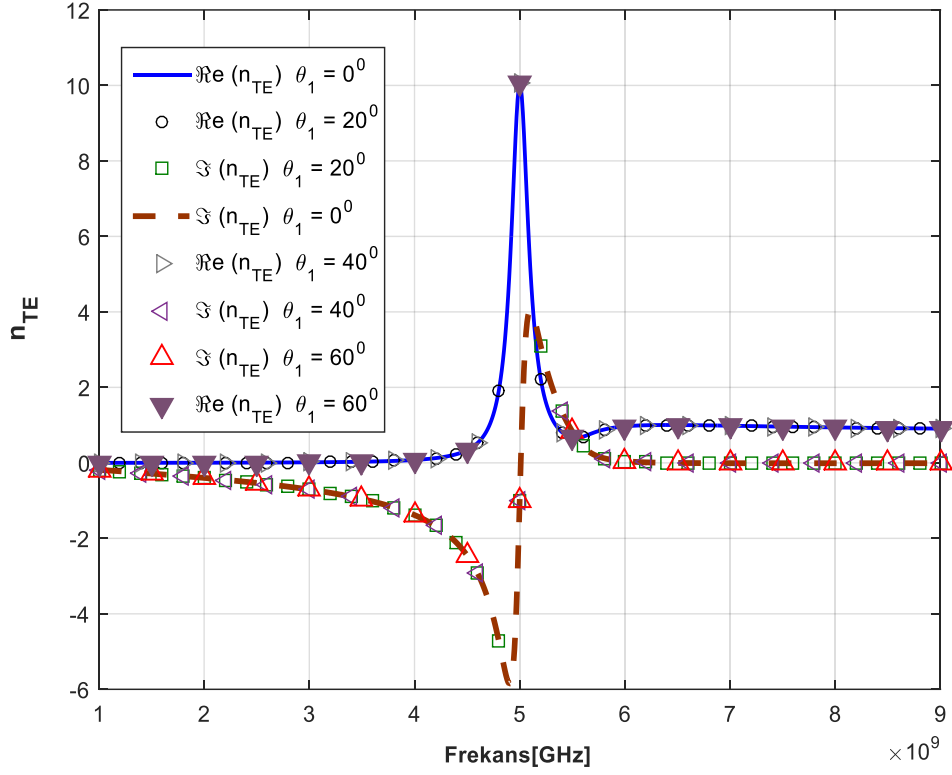
$$\varepsilon_z^{(1)} = \varepsilon_x \sin^2 \theta_1 / \left(\sin^2 \theta_1 - \left(n^{TM} \right)^2 + \left(\eta^{TM} \right)_{\theta_1=0}^2 \right), \quad (4.45)$$

$$\varepsilon_z^{(2)} = \sin^2 \theta_1 / \left(\left(n^{TM} \eta^{TM} \right)_{\theta_1=0}^2 + \varepsilon_x \left(\eta^{TM} \right)^2 \right), \quad (4.46)$$

Dik bileşen ε_z 'nin iki set denklemi eşitlenerek doğru kol indeksler elde edilerek belirsizlik ortadan kaldırılmıştır.

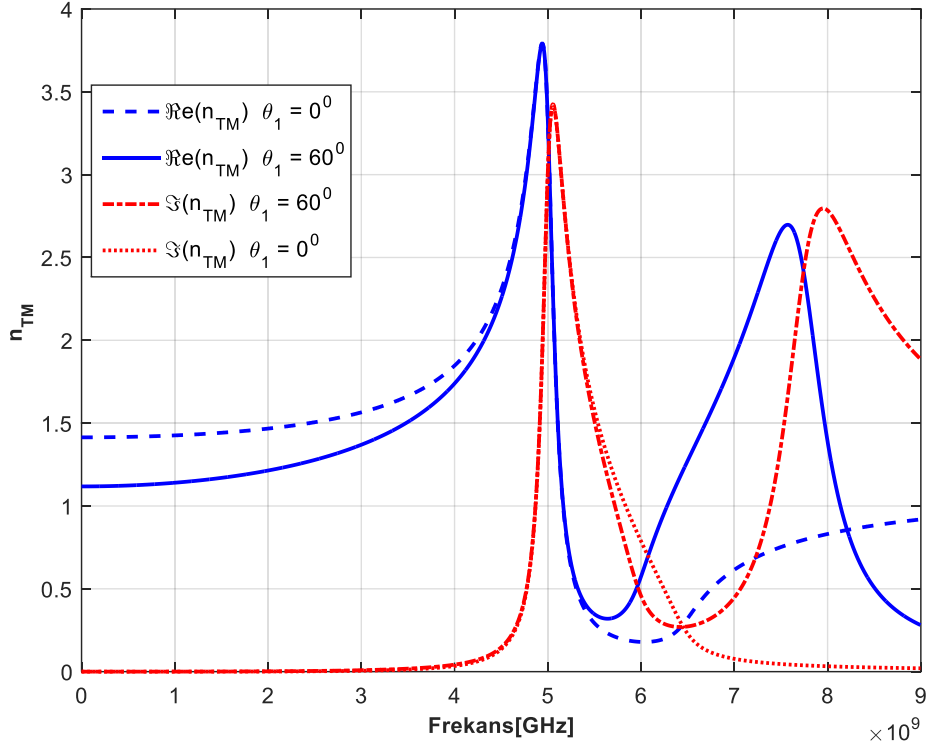
$$\varepsilon_z^{(1)}(\theta) = \varepsilon_z^{(2)}(\theta), \quad (4.47)$$

Analitik sonuç için 1-9 GHz frekans aralığında TE ve TM mod için kırılma indislerinin reel ve sanal kısımları **EK 1 ve EK 2**'de yazılan Matlab programı ile aşağıdaki gibi elde edilmiştir.



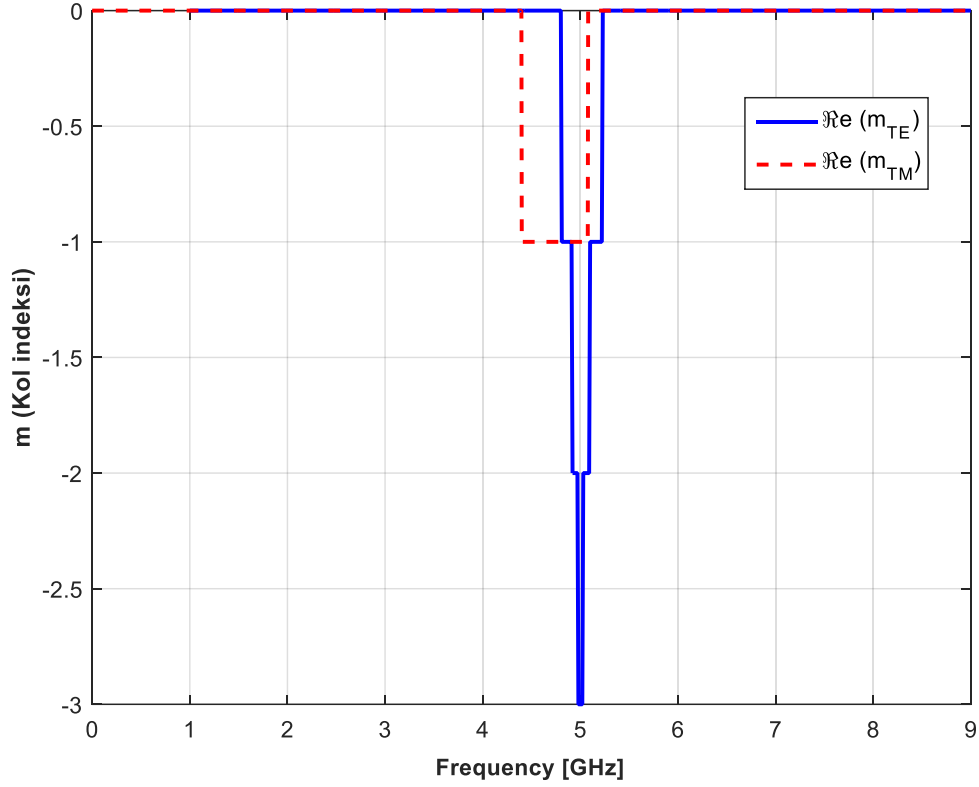
Şekil 4.5. TE modu ile 0° , 20° , 40° ve 60° ile geliş açıları için kırılma indislerinin reel ve sanal kısımları

Şekil 4.5'te amaçlanan analitik metot ile TE modda 0° , 20° , 40° ve 60° açı ile bianizotropik metalmalzemeye gelen dalga durumu için elde edilen kırılma indisinin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Tüm açı değerleri için kırılma indisinin reel ve sanal kısımları birebir aynı elde edilmiştir.



Şekil 4.6. TM modu ile 0° ve 60° ile geliş açıları için kırılma indislerinin reel ve sanal kısımları

Şekil 4.6 amaçlanan analitik metot ile TM modda 0° ve 60° açı ile $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki bianizotropik metamalzemeye gelen dalga durumu için elde edilen kırılma indisinin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.6'da gözlemlendiği gibi açı değerleri arttıkça kırılma indisinin reel ve sanal kısımları 0° ile gelen dalga durumu için elde edilen sonuçlardan rezonans bölgesi dışında sapma yapmaktadır.

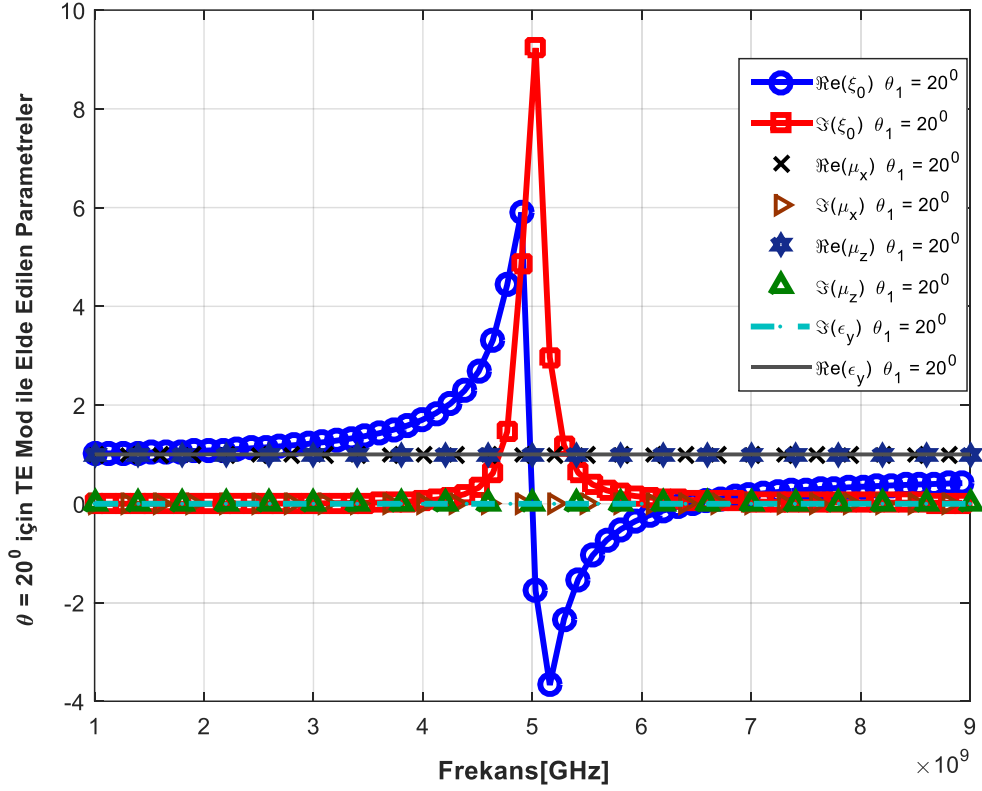


Şekil 4.7. TE ve TM modu ile 20° geniş açısıyla gelen dalga için elde edilen elektromanyetik özelliklerde seçilen kol indeksleri

Şekil 4.7 analitik model ile amaçlanan metot kullanılarak $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki bianizotropik metamalzeme TE ve TM modda eğik açı ile gelen dalga durumu için gerçekleştirilen çözümde kullanılan kol indekslerinin 0-9 GHz aralığında aldığı değerleri göstermektedir. Şekil 4.7’de gözlemlendiği rezonan bölgesi dışında kol indeksleri sıfır bölgesinde gezerken, ani değişimin ve salınımın maksimum olduğu rezonans bölgesinde kol indeksleri farklı değerler almaktadır. Doğru kol indeksler seçildikten sonra TE modu için yapılan çözümleme ile $\varepsilon_y, \mu_x, \mu_z, \xi_0$ ve TM modu için yapılan çözümleme ile $\varepsilon_x, \varepsilon_z, \mu_y$ analitik olarak elde edilmiştir.

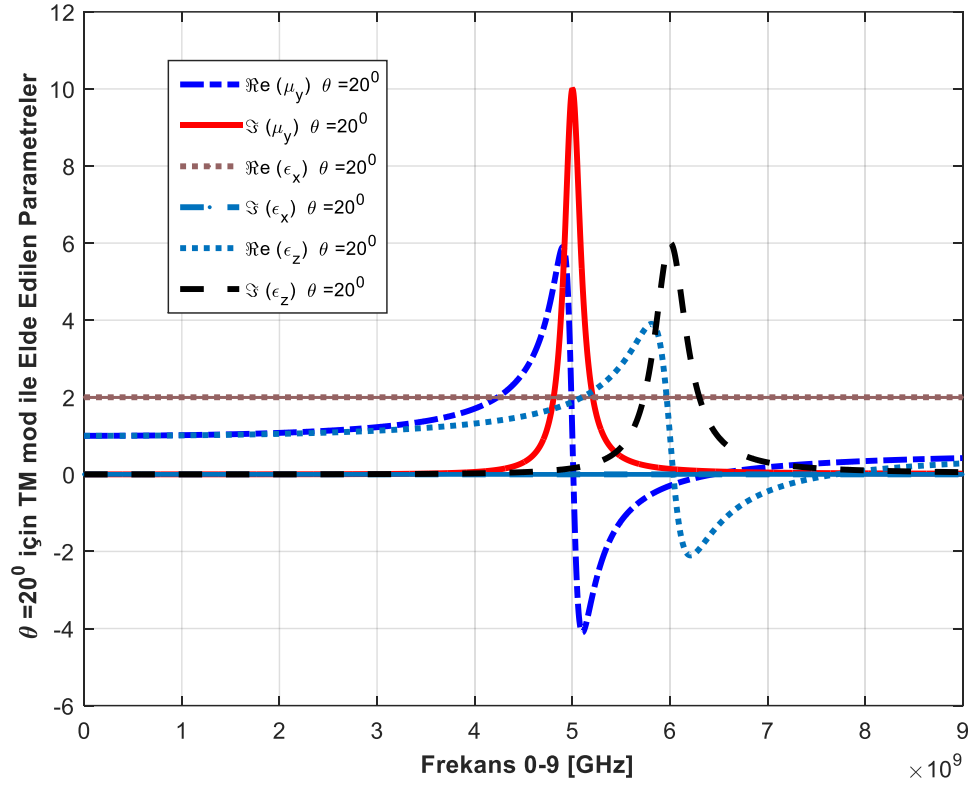
TE modu için yapılan çözümleme ile homojen bianizotropik metamalzeme 20° açı ile gelen düzlemsel dalga durumu için amaçlanan problemin çözümü, elde edilen analitik model kullanılarak $\varepsilon_y, \mu_x, \mu_z$ ve ξ_0 ’ın reel ve sanal kısımları Şekil 4.8’de gözlemlendiği gibi tam olarak elde edilmiştir. Sonuçlar analitik model için referans alınan

Cohen ve arkadaşlarının (2017) yaptığı çalışmada elde ettiği sonuçlar ile birebir uyum içindedir.



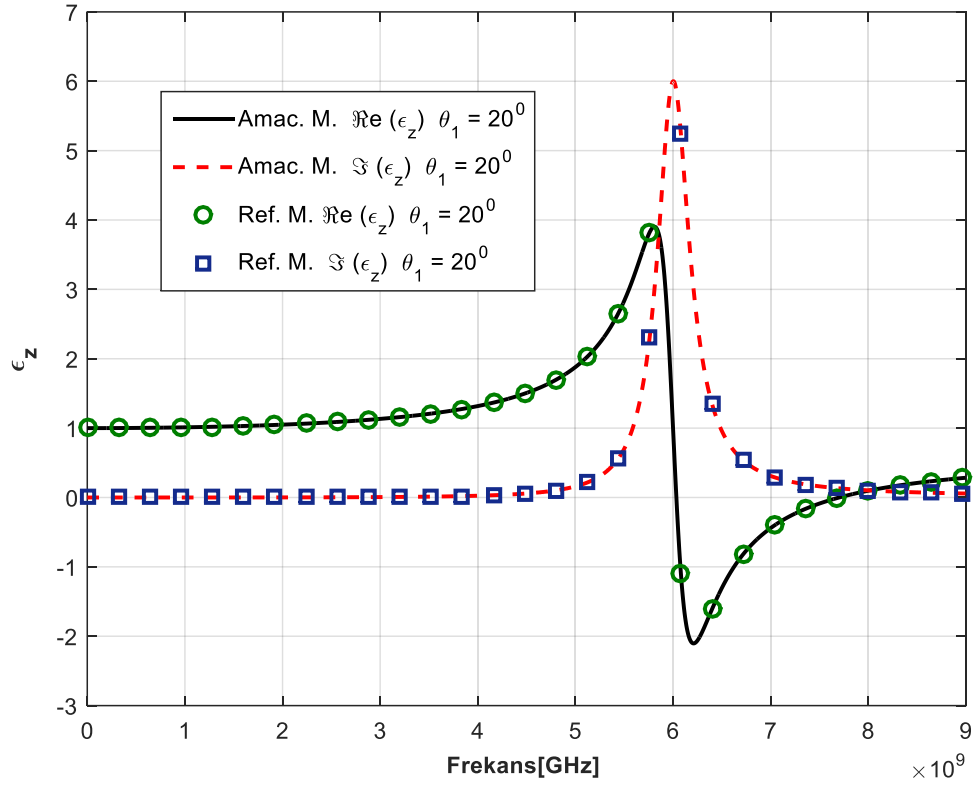
Şekil 4.8. TE modu ile 20° geliş açısı için $\epsilon_y, \mu_x, \mu_z, \xi_0$

TM modu için yapılan çözümlerle homojen bianizotropik metamalzemeye 20° açı ile gelen düzlemsel dalga durumu için amaçlanan problemin çözümü, elde edilen analitik analitik model kullanılarak ϵ_x, ϵ_z ve μ_y 'nin reel ve sanal kısımları, Şekil 4.9'da gözlemlendiği gibi tam olarak elde edilmiştir. Sonuçlar analitik model için referans alınan Cohen ve arkadaşlarının (2017) yaptığı çalışmada elde ettiği sonuçlar ile birebir uyum içindedir.



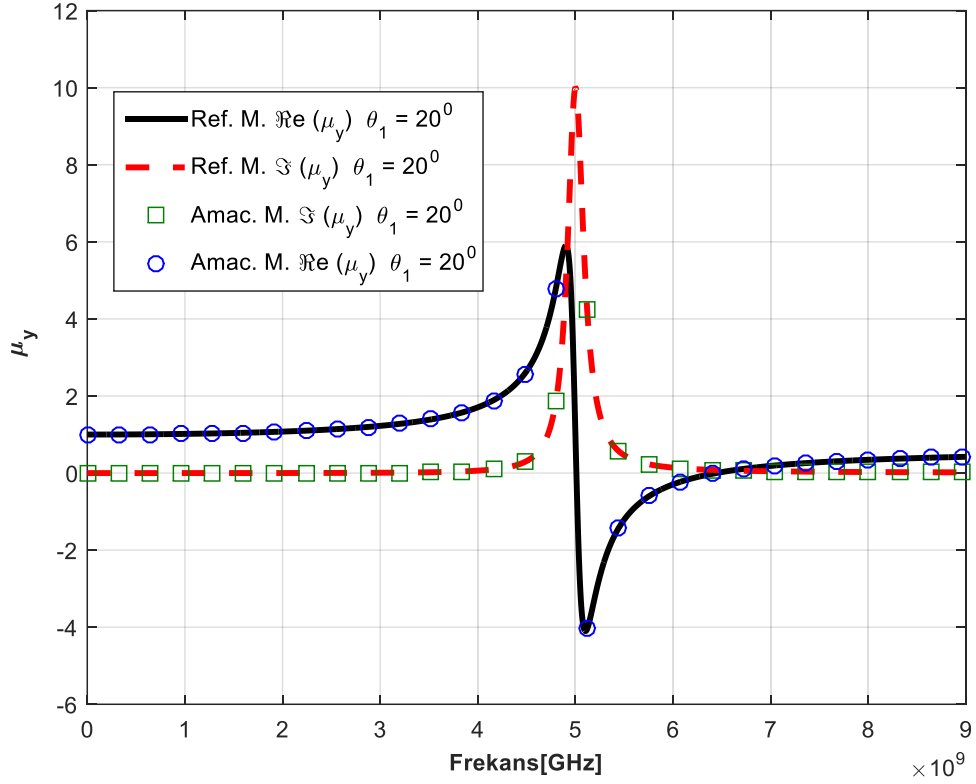
Şekil 4.9. TM modu için 20° geliş açısı için $\epsilon_x, \epsilon_z, \mu_y$

Elde edilen sonuçlar referans olarak alınan Cohen ve Shavit'in çalışması ile karşılaştırıldığında sonuçların tam benzerlik gösterdiği gözlemlenmiştir. Ayrıca 7 bilinmeyen özellikten 5 tanesi analitik, ϵ_y, ξ_0 ise nümerik olarak elde edilmiştir. Bizim çalışmamızda güçlü kuplaj etkisi elde edilip, yalnızca x-z düzleminde yapılan ölçümlerle bianizotropik malzemenin 7 bilinmeyen parametresi tek yönlü ölçümlerle elde edilmiştir. Analitik sonuç için 0-9 GHz frekans aralığında TE ve TM mod için elektromanyetik özellik çıkarımı **EK 1** ve **EK 2**'de yazılan Matlab programı ile aşağıdaki gibi elde edilmiştir.



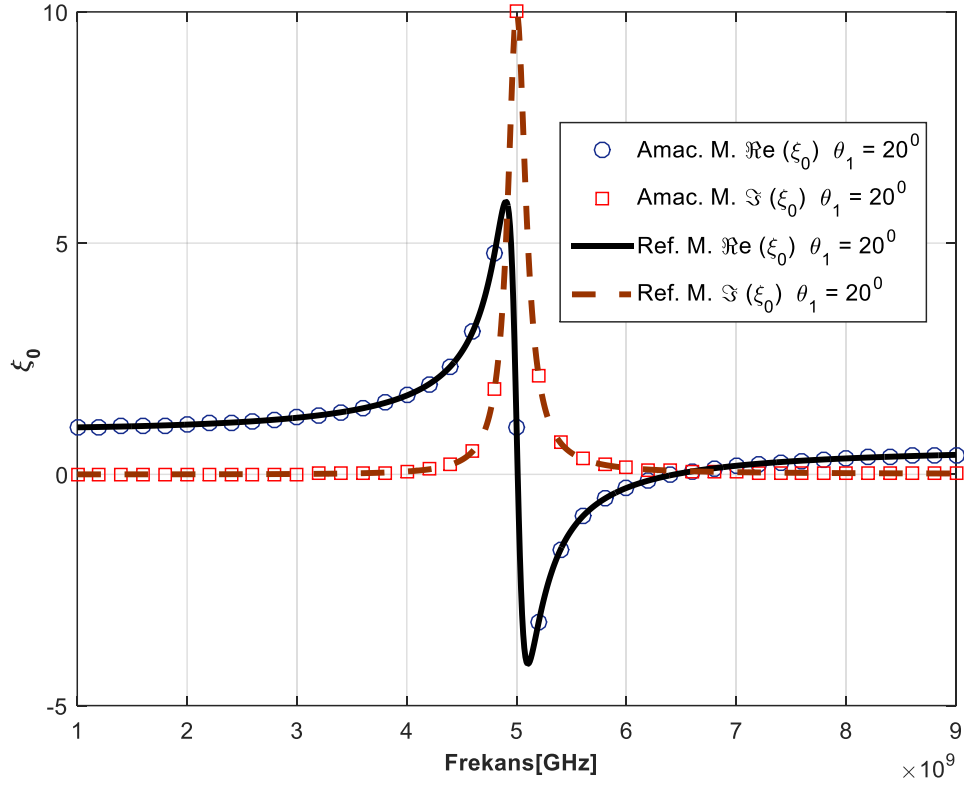
Şekil 4.10. TM moduyla 20° geliş açısı için ϵ_z 'nin referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.10, 20° eğik açı ile TM modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.45) veya (4.46) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen ϵ_z 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen ϵ_z 'nin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.10'da gözlemlendiği gibi amaçlanan metot ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.



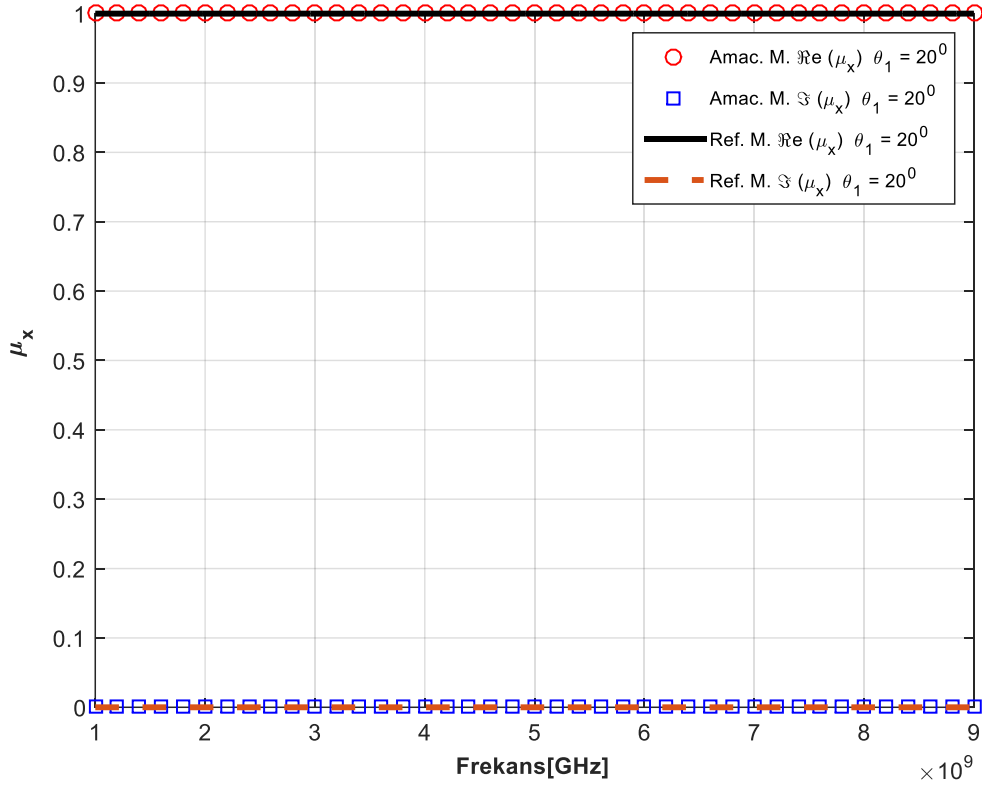
Şekil 4.11. TM moduyla 20° geliş açısı için μ_y 'nin referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.11, 20° eğik açı ile TM modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamatzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.44) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen μ_y 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen μ_y 'nin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.11'de gözlemlendiği gibi amaçlanan metot ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.



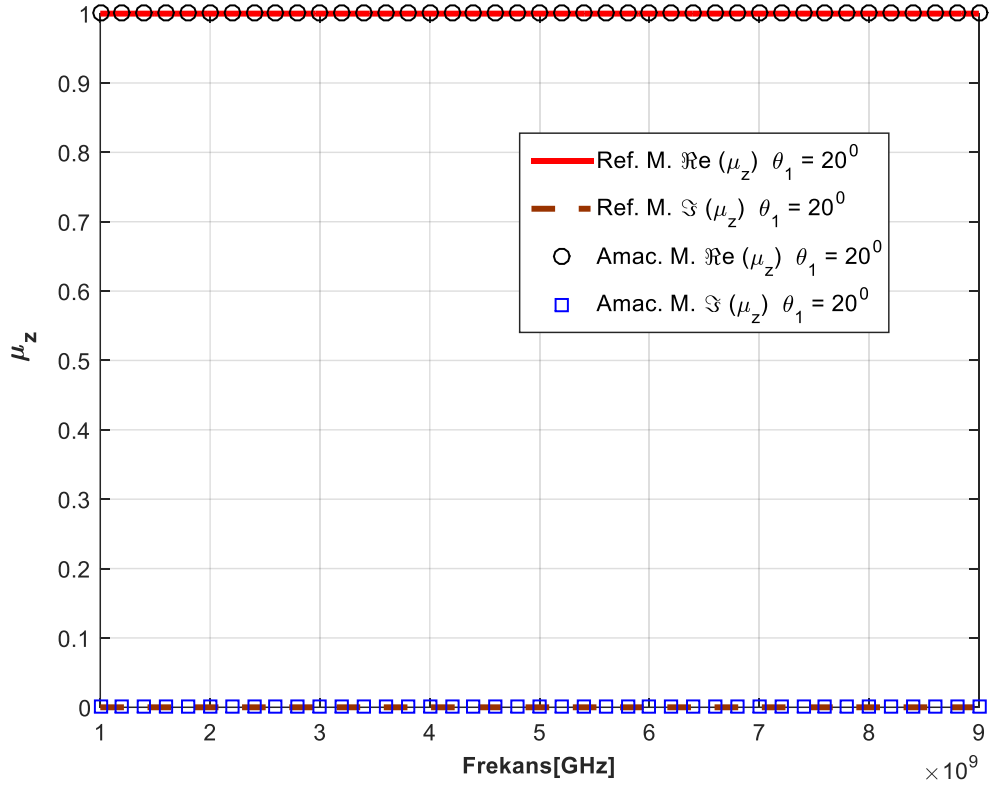
Şekil 4.12. TE moduyla 20° geliş açısı için ξ_0 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.12, 20° eğik açı ile TE modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.38) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen ξ_0 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen ξ_0 'nin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.12'de gözlemlendiği gibi amaçlanan metot ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.



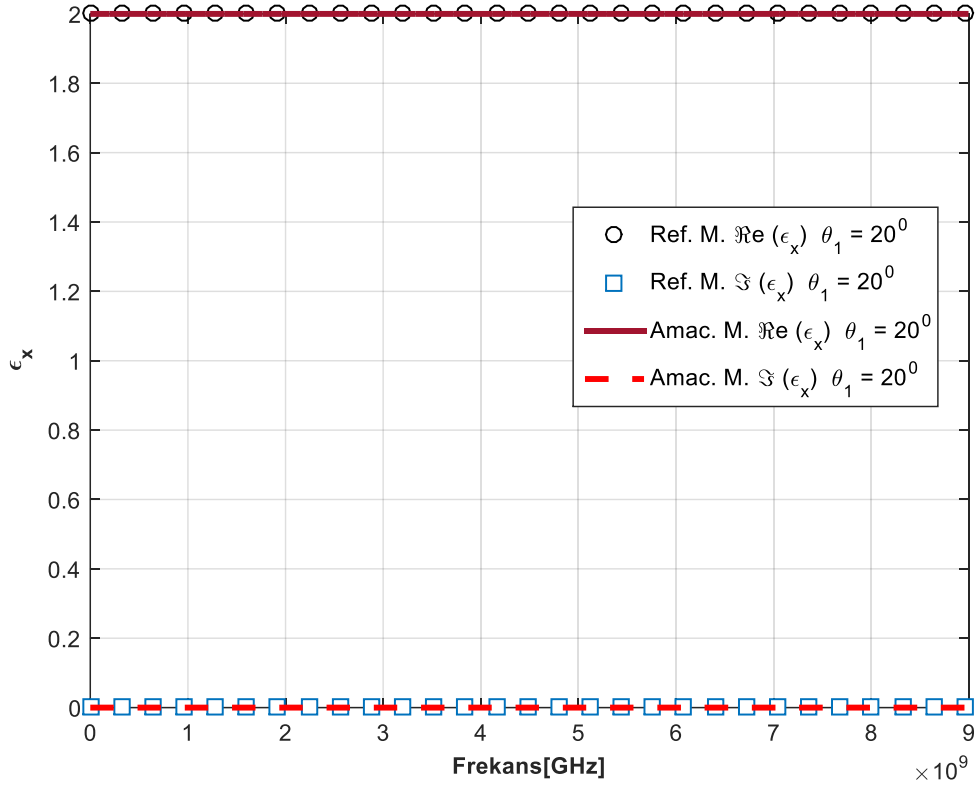
Şekil 4.13. 20° geliş açısı için μ_x 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.13, 20° eğik açı ile TE modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.37) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen μ_x 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen μ_x 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.13'de gözlemlendiği gibi amaçlanan metot ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.



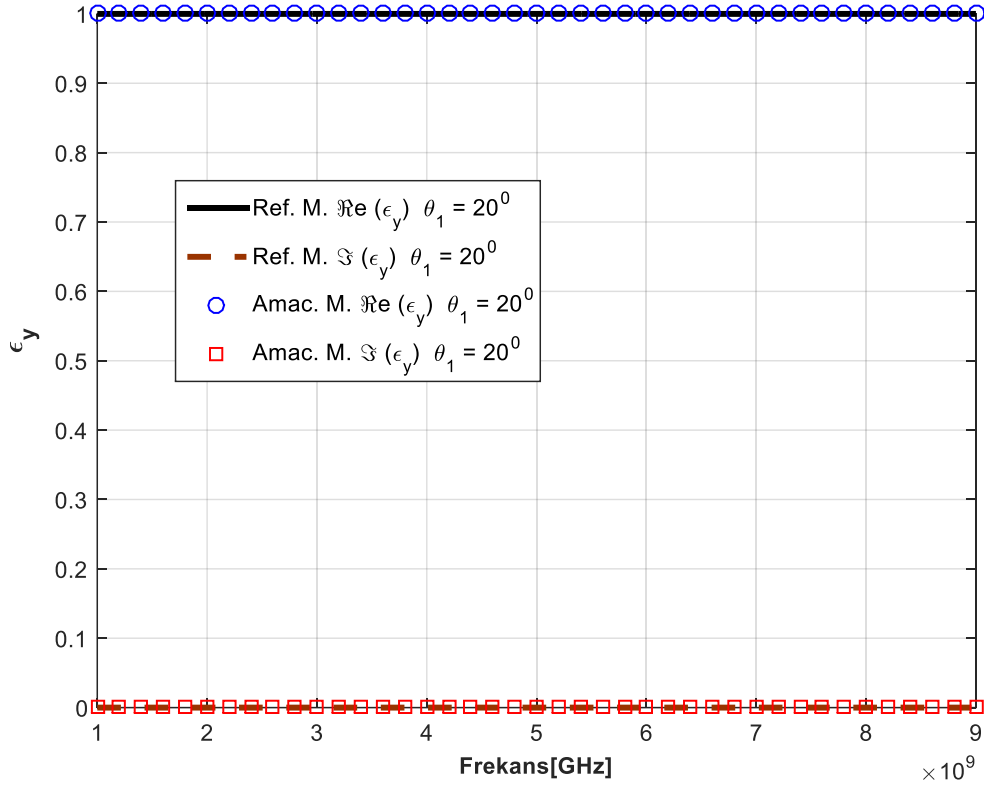
Şekil 4.14. 20° geliş açısı için μ_z 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.14, 20° eğik açı ile TE modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.40) veya (4.41) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen μ_z 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen μ_z 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.14'de gözlemlendiği gibi amaçlanan metod ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.



Şekil 4.15. 20° geliş açısı için ϵ_x 'in referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.15, 20° eğik açı ile TM modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.43) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen ϵ_x 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen ϵ_x 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.15'de gözlemlendiği gibi amaçlanan metot ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.

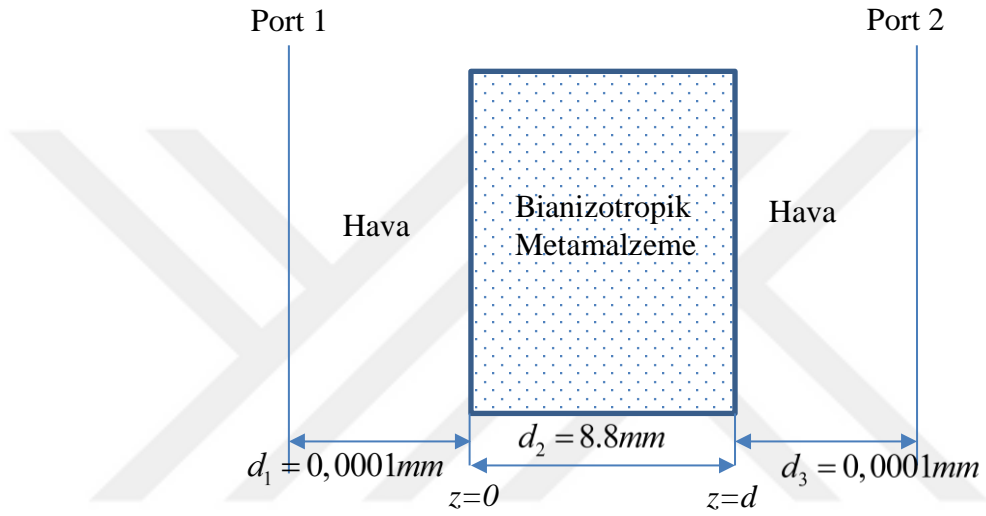


Şekil 4.16. 20° geliş açısı için ϵ_y 'nin referans ve amaçlanan metoda göre sonuçları

Şekil 4.16, 20° eğik açı ile TE modda $d=15\text{mm}$ kalınlığındaki homojen bianizotropik metamalzemeye gelen düzgün düzlemsel dalga durumu için denklem (4.39) kullanılarak Matlab programı yardımı ile 0-9 GHz aralığında analitik olarak çözülen ϵ_y 'nin reel ve sanal kısımlarını ve referans olarak alınan Cohen ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile elde edilen ϵ_y 'nin reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekil 4.16'da gözlemlendiği gibi amaçlanan metod ile yapılan analitik çözüm, referans alınan çalışma ile birebir uyum içerisindedir.

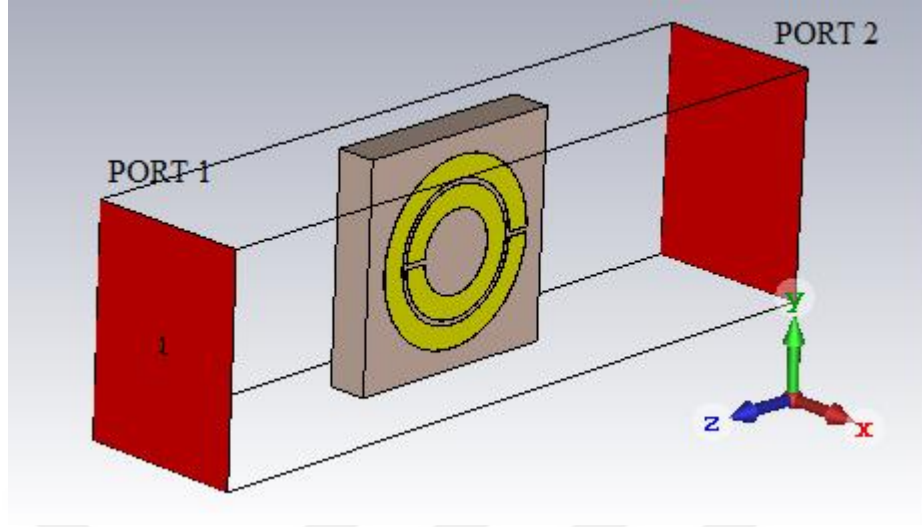
4.1.4. CST Kullanılarak saçılım parametrelerinin elde edilmesi

Analitik olarak elde edilen saçılım parametreleri CST yardımıyla tekrar elde edilip sonuçlar kıyaslanacaktır. Problem modeli karşılıklı 2 port arasında konan bianizotropik malzeme ile aşağıdaki gibi gösterilebilir.



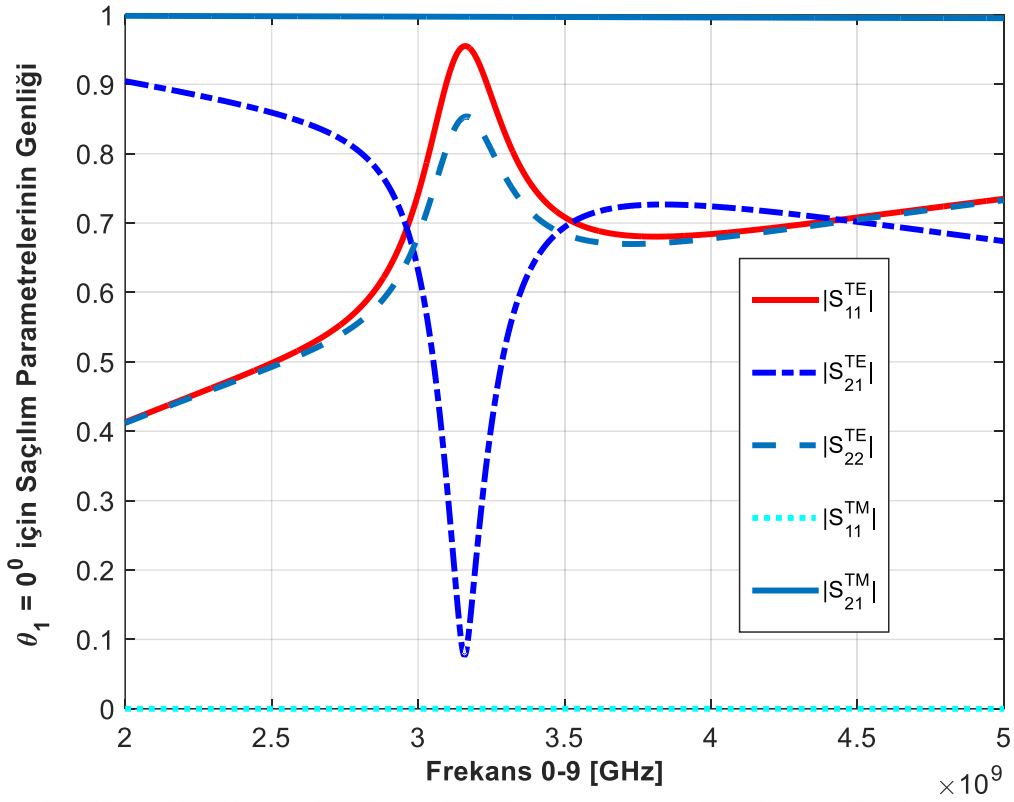
Şekil 4.17. Bir hücre SRR ile Saçılım parametrelerinin elde edilebilmesi için CST senaryosu

Şekil 3.1’de belirtilen durum birim hücreli SRR yapısı için modelleme CST programı yardımı ile Şekil 4.17’deki gibi modellenmiştir.



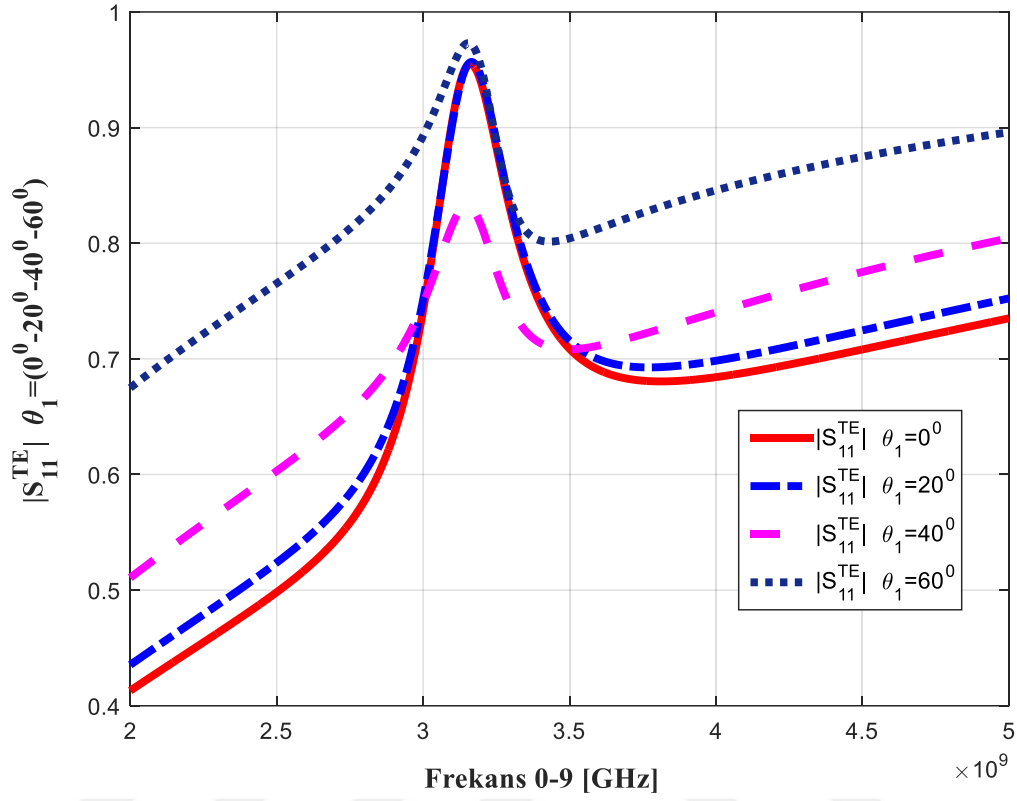
Şekil 4.18. SRR birim hücre ile Saçılım parametrelerinin elde edilebilmesi için CST senaryosu

CST programı ile amaçlanan yöntem için kullanılacak güçlü bir kuplaja sahip malzeme ortamı Şekil 4.18'deki gibi tasarlanmıştır. Güçlü kuplaj etkisinin sağlanabilmesi için elektrik alan y yönünde, manyetik alan x yönünde olacak şekilde düzlemsel dalga programda düzenlenmiştir. Saçılım parametrelerinin elde edilmesi amacıyla z yönünde ilerleyen dalga için iki adet port şeklindeki gibi z yönünde yerleştirilmiştir. Eğik açı ile dalga ilerleyişi için frekans mod çözücü kullanılarak x-z yönünde istenilen açılarda düzlemsel dalga gönderimi sağlanmıştır. Sınır şartları unit cell seçilerek 2-5 GHz aralığı için 1001 benzeşim sonucu elde edilmiştir. Şekil 4.19 TE ve TM modda bianizotropik metamateryale yüzeyine dik gelen açı durumu için CST stüdyosu kullanılarak elde edilen saçılım parametrelerini göstermektedir. TE mod için portlar arasına yerleştirilen metamateryalin geometrisi ve metamateryale uygulanan elektrik ve manyetik alan şiddeti, metamateryalin güçlü bianizotropik özellik göstermesini sağlamıştır. Dolayısıyla bianizotropik yapı gereği S_{11} ve S_{22} saçılım parametreleri bu mod için birbirinden farklı çıkmıştır. TM mod için aynı geometriye sahip metamateryale, portlar tarafından gönderilen elektrik ve manyetik alan şiddetinin yönlerinin değişmesiyle anizotropik özellik göstermektedir. Anizotropik yapı gereği S_{11} ve S_{22} saçılım parametreleri TM mod için birbirine eşit çıkmıştır ve sadece S_{11} parametresi Şekil 4.19'da gösterilmiştir.



Şekil 4.19. Birim hücre SRR ile 0° geliş açısı yani normal açı için CST'den elde edilen Saçılım parametrelerinin genliği

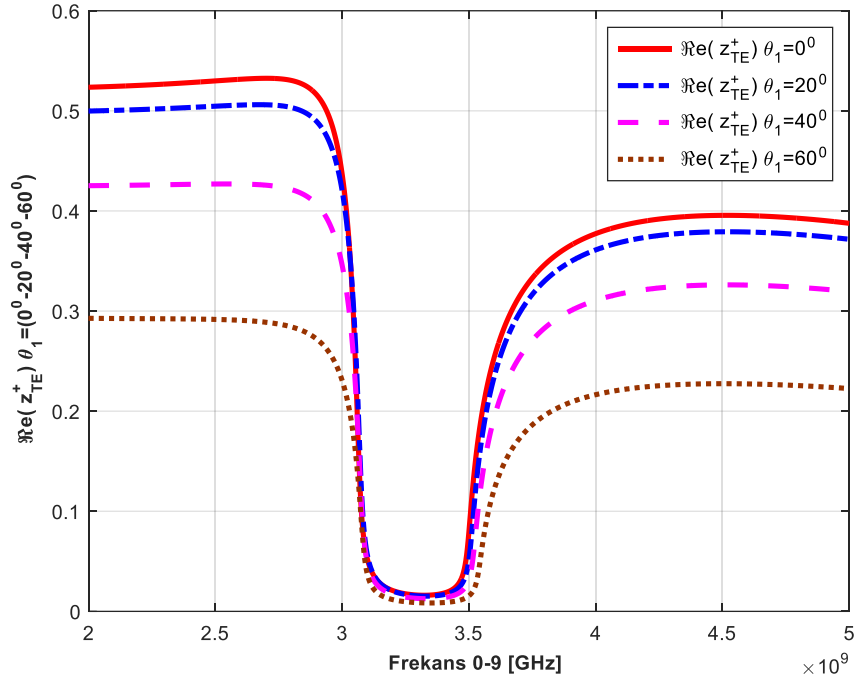
Şekil 4.19, 0° açı ile TE ve TM modda gelen dalga için CST programından elde edilen simülasyon sonuçlarını göstermektedir. Şekil 4.19'da görüldüğü gibi yansıma parametreleri frekans arttıkça sıfır bölgesinden bir bölgesine doğru artmakta, iletim parametresi ise tersine davranış gösterip bir bölgesinden frekans arttıkça giderek sıfıra doğru azalmaktadır. Yansıma ve iletim parametreleri, malzemenin maksimum enerji ile depolandığı rezonans frekans aralığı olan yaklaşık 2.9-3.6 GHz aralığında ise çok hızlı değişim göstermiştir. Bu frekans aralığında iletim saçılım parametresi minimum olurken, yansıma saçılım parametreleri maksimum değere çıkmıştır. Şekil 4.20 birim hücre SRR bianizotropik metamalzemeye TE mod ile 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açılarıyla gelen dalga için CST'den elde edilen S_{11} yansıma saçılım parametrelerinin genliğini göstermektedir. Metamalzemeye gelen dalganın geliş açısı arttıkça, S_{11} yansıma saçılım parametrelerinin genlik aralığı azalmaktadır.



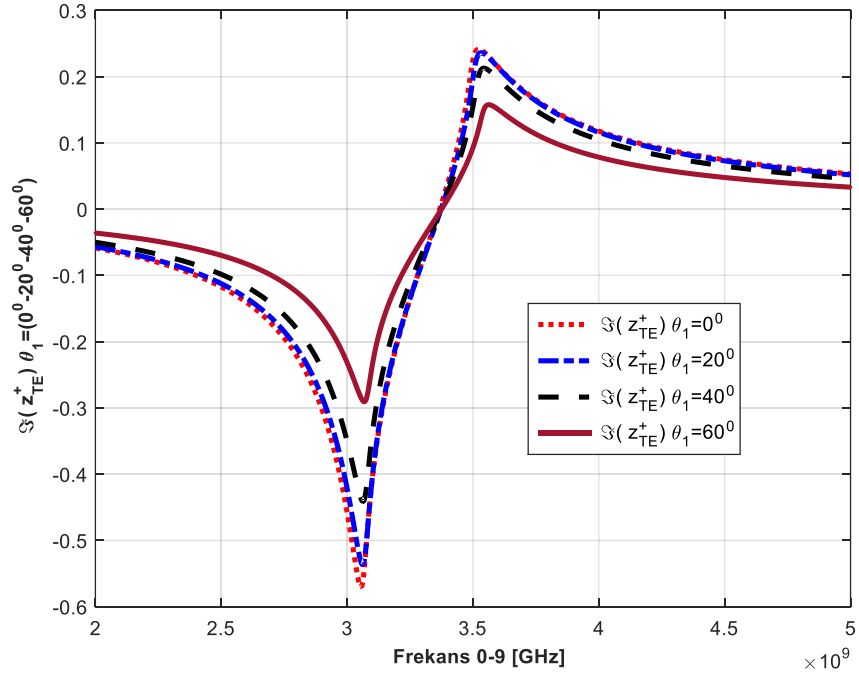
Şekil 4.20. Birim hücre SRR ile 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerinin genliği

Şekil 4.19'da görüleceği gibi TE mod ile bianizotropik malzeme için elde edilmesi beklenen birbirinden farklı üç saçılım parametresi S_{11} , S_{21} ve S_{22} elde edilmiştir. Bu modda elektromanyetik alan şiddeti y yönünde ve manyetik alan şiddeti x-z yönünde seçilerek güçlü kuplaj oluşumu sağlanmıştır. Sonuçlar anizotrop yapıdan farklı olarak $S_{11} \neq S_{22}$ ve ileri ve geri dalga empedansları $\eta^+ \neq \eta^-$ olarak elde edimlerle bianizotrop yapının doğru bir şekilde simülasyon ortamında gerçekleştirildiğini göstermektedir. Yansıma saçılım parametrelerinin farklılığı, amaçlanan yöntem için Şekil 4.18'de gösterildiği gibi iki port arasına konan metalmalzemeden dolayı kaynaklanmaktadır. Saçılım parametrelerinin farklı olması ileri ve geri dalga empedanslarının denklem (3.153) ve (3.174) ile çözümünü elde edilen yansıma parametrelerinin içerisinde bulunan ve birbirine değer olarak eşit olmayan Γ_1 ve Γ_2 'den kaynaklanmaktadır. Çünkü bu ifadeler denklem

(3.146)'da gösterildiği gibi doğrudan ileri ve geri dalga empedanslarına bağlıdır. Bianizotropik metamalzemenin antisimetrik konulmasıyla yansıma parametrelerinin farklı çıkmasına karşın, iletim parametrelerinin aynı olması reciprocity teoremiyle alakalıdır. Kaynak ve ölçüm cihazı yer değiştirdiği zaman ölçüm değişmemekte yani iletim parametreleri aynı kalmaktadır. TM mod için manyetik alan y yönünde, elektrik alan x-z yönünde polarize edilmiştir. Manyetik alan çizgilerinin SRR yapıları malzemeyi paralel kesmesi ve elektrik alan çizgilerinin SRR malzemeyi dik kesmesi, bu modda metamalzeme üzerinde elektrik ve manyetik akımların geçmemesine sebebiyet verecektir. Sonuç olarak portlardan gönderilen dalgalar doğrudan karşı porta iletilecek ve Şekil 4.19'da elde edildiği gibi yansıma parametreleri genlik değeri yaklaşık olarak sıfır bölgesi civarında olurken iletim parametreleri bir civarında olacaktır. Şekil 4.21 ve 4.22 TE modda $0^{\circ} - 60^{\circ}$ arasında 4 farklı açı değerleri için CST yardımıyla 2-5 GHz frekans aralığında benzeşim sonuçları kullanılarak her bir açı değeri için elde edilen ileri dalga empedanslarının reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Öncelikle şekil 4.21'de ilk olarak bahsedilmesi gereken husus tüm açılar için ileri dalga empedanslarının reel kısımlarının sıfırdan büyük olmasıdır. Bu durum bianizotropik metamalzemenin pasif ortam şartlarını sağladığını, yani enerji tüketen malzeme gibi davrandığını göstermektedir. Bu enerji tüketiminin, malzemenin maksimum enerji depoladığı rezonans bölgesinde direncin azalması ile azaldığı gözlemlenmektedir. Malzemenin ileri yönlü dalga empedansı, rezonans boyunca enerji artışı sonucu malzemenin iletkenliğinin artması ile azalmaktadır. İkinci olarak yaklaşık rezonans frekans aralığı olan 2.9-3.6 GHz aralığında tüm açılar için ileri yönlü dalga empedansı yüksek bir uyum içindeyken, rezonans dışında açı arttıkça ileri yönlü dalga empedansının reel ve sanal kısımları azalmıştır. Elde edilen sonuçlar referans olarak alınan Li ve arkadaşları tarafından yapılan (2009) çalışma sonuçları ile örtüşmektedir.

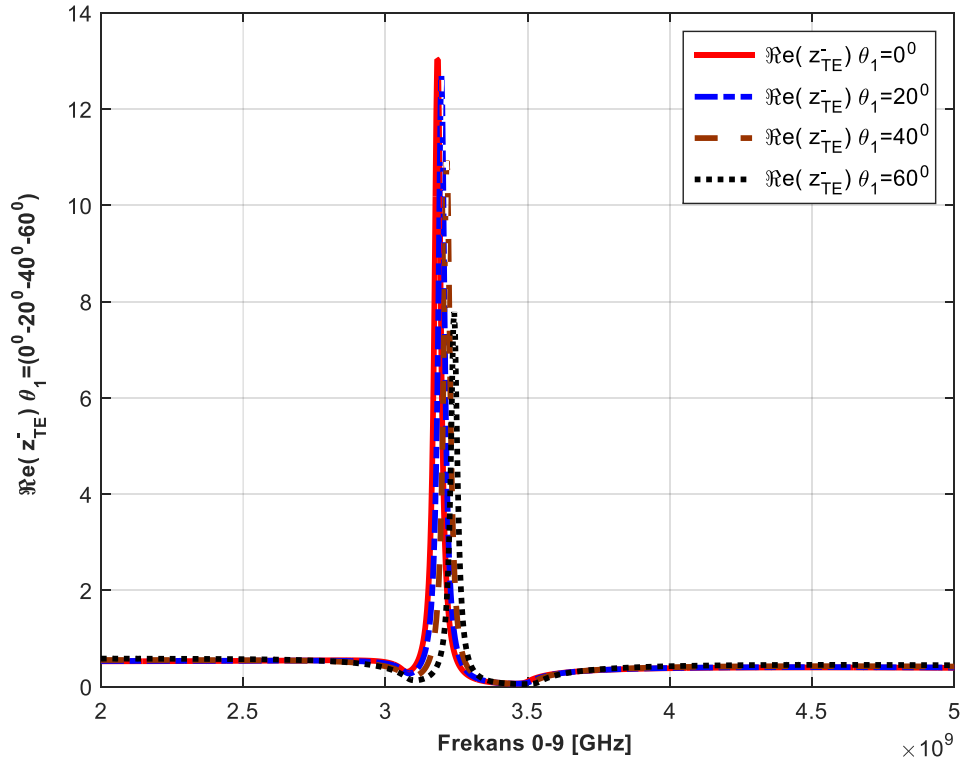


Şekil 4.21. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ileri dalga empedanslarının reel kısımları

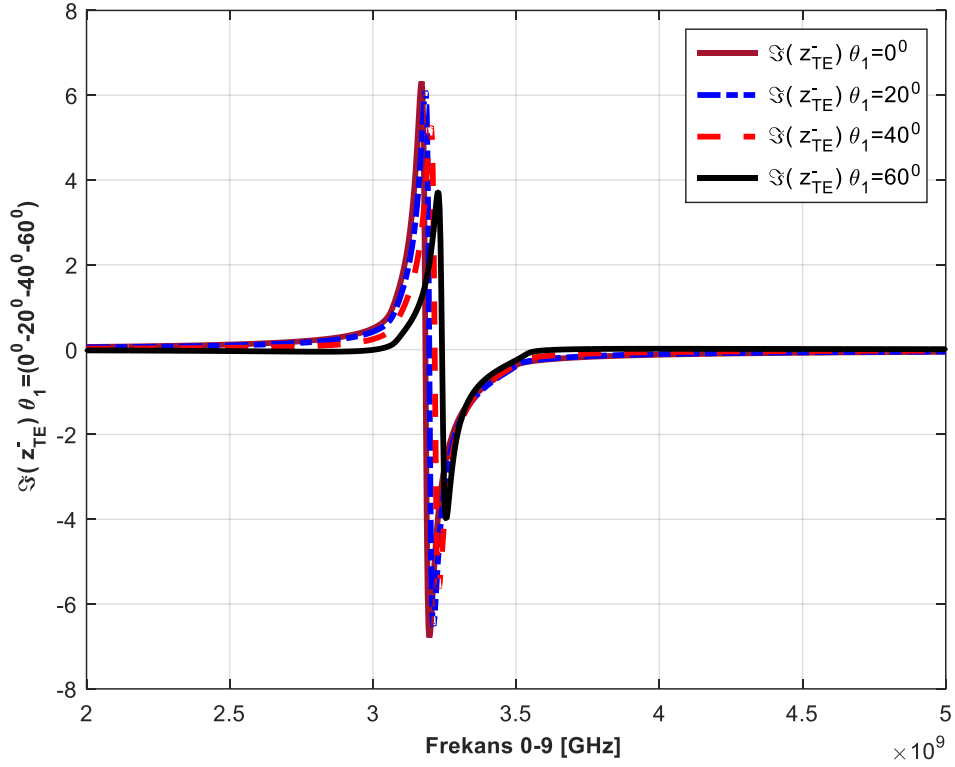


Şekil 4.22. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ileri dalga empedanslarının sanal kısımları

Şekil 4.23 ve 4.24 TM modda $0^{\circ} - 60^{\circ}$ arasında 4 farklı açı değerleri için CST yardımıyla 2-5 GHz frekans aralığında 1001 benzeşim sonucu kullanılarak her bir açı değeri için elde edilen geri dalga empedanslarının reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Öncelikle Şekil 4.23'te ilk olarak bahsedilmesi gereken husus tüm açılar için geri dalga empedanslarının reel kısımlarının sıfırdan büyük olmasıdır. Bu durum bianizotropik metalmalzemenin pasif ortam şartlarını sağladığını, yani enerji tüketen malzeme gibi davrandığını göstermektedir. Bu enerji tüketiminin, malzemenin maksimum enerji depoladığı rezonans bölgesinde direncin artması ile arttığı gözlemlenmektedir. Yaklaşık rezonans frekans aralığı olan 2.9-3.6 GHz aralığı dışında tüm açılar için geri yönlü dalga empedansı yüksek bir uyum içindeyken, rezonans bölgesinde açı arttıkça geri yönlü dalga empedansının reel ve sanal kısımlarının genliği azalmıştır ve rezonans frekansında sapma göstermiştir. Elde edilen sonuçlar referans olarak alınan Li ve arkadaşları tarafından yapılan (2009) çalışma sonuçları ile örtüşmektedir.



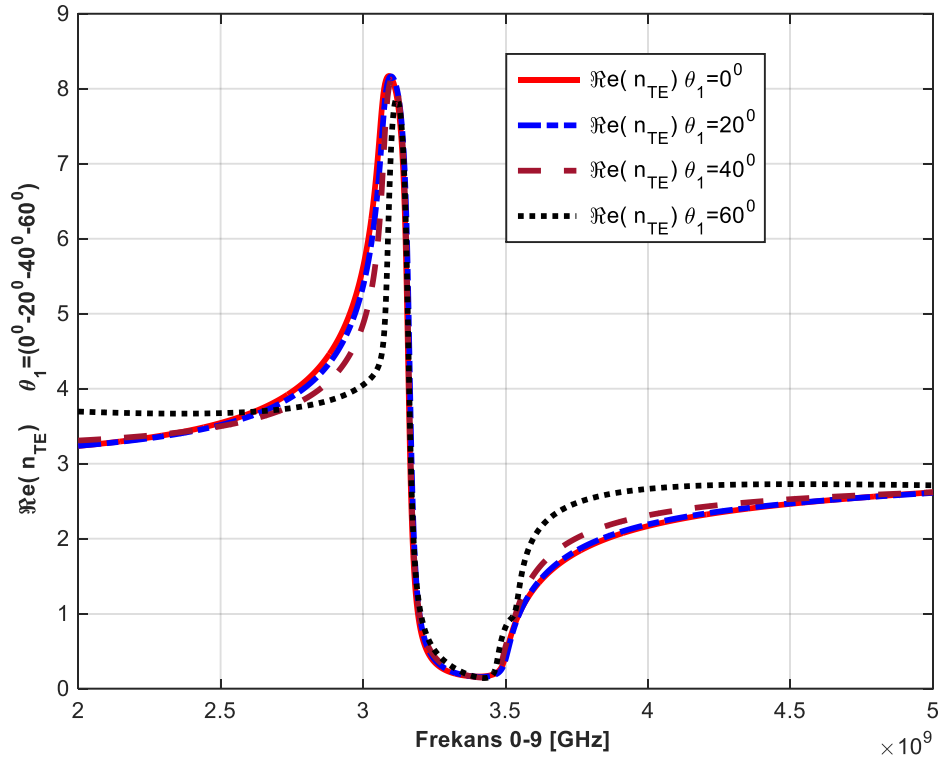
Şekil 4.23. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen geri dalga empedanslarının reel kısımları



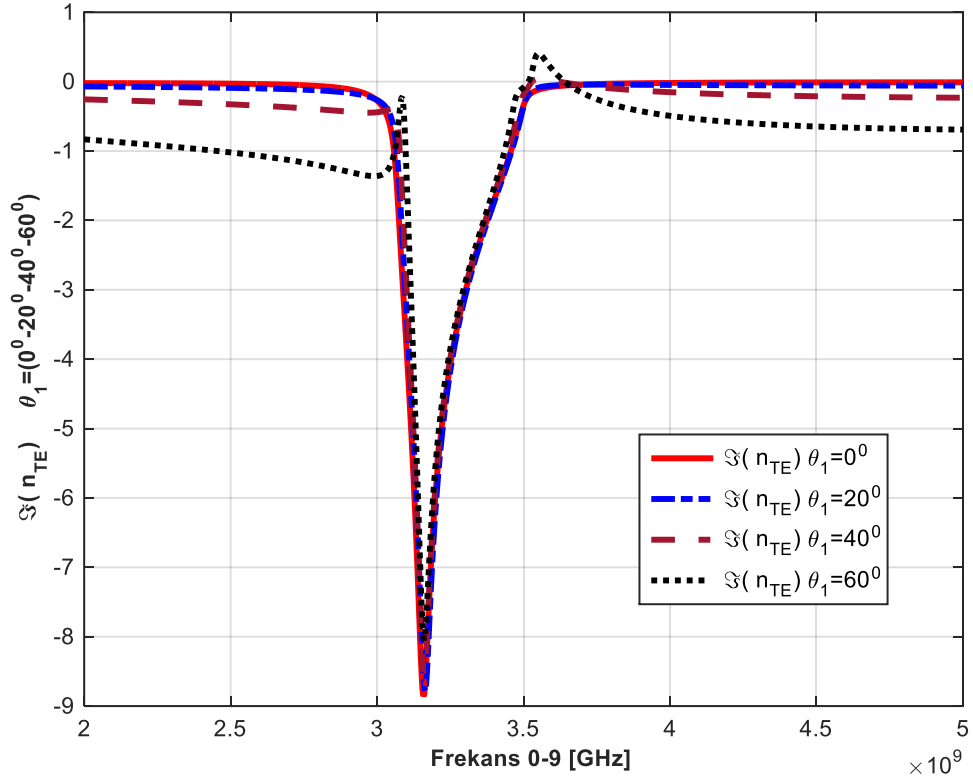
Şekil 4.24. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen geri dalga empedanslarının sanal kısımları

SRR yapıları için elde edilen dalganın empedansları kompleks bileşenlere sahiptir. Amaçlanan problem için SRR yapıları için bianizotropik metamateryalin ileri ve geri dalga empedanslarının reel ve sanal kısımları Şekil 4.21, 4.22, 4.23 ve 4.24'de analitik olarak CST ile saçılım parametrelerinin benzeşimleri ve amaçlanan analitik yöntem kullanılarak Matlab yardımı ile elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar için kodlar **EK-3**'te verilmiştir. İleri ve geri yönlü dalga empedanslarının reel kısımları nedensellik ilkesi gereği sıfırdan büyük çıkmıştır. SRR yapıları yarı statik analiz için basit R-L-C devreleri ile eşdeğer devre benzetimi yapılabilir. Dolayısıyla bu yapıların empedansı böyle bir devre için elde edildiği gibi kompleks olacaktır. Pasif ortam şartı için yani R-L-C devre benzetimi yapılarak enerji tüketen eleman omik direnç olacaktır. Ayrıca bobin ve kondansatörler elektrik ve manyetik alan cinsinden enerji depolayan elemanlar olacaktır. SRR yapıları için metamateryalin kompleks empedansının reel kısmı dirence tekabül eden kısmı gibi düşünülürse, pasif ortam şartları için reel kısmının sıfırdan büyük olması beklenmektedir. Ayrıca Şekil 4.21'de ileri dalga empedanslarının reel kısımları 0° ve 20°

için rezonans bölgesinde ve dışında neredeyse birebir bir eşleşme göstermiştir. 40° ve 60° ile gelen dalga durumu için genlikte azalma yönlü bir sapma gözlemlenmiştir. Bu açılar için rezonans bölgesinde yani 2.9-3.6 GHz aralığında değişim çok az iken, rezonans dışında farklılık belirgin bir şekildedir. Bu farklılık, elektromanyetik özelliklerin çıkarımında etkin bir rol oynayan dalga empedanslarının bu açılar için rezonans civarında daha düzgün bir sonuç elde edinimi ile sonuçlanmıştır. Şekil 4.23 ve 4.24’de verilen geri yönlü normalize dalga empedansı için benzer durum söz konusu olduğu için, amaçlanan yöntem ile elektromanyetik özelliklerin çıkarımında benzer sonuçlar doğuracaktır.



Şekil 4.25. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen kırılma indislerinin reel kısımları

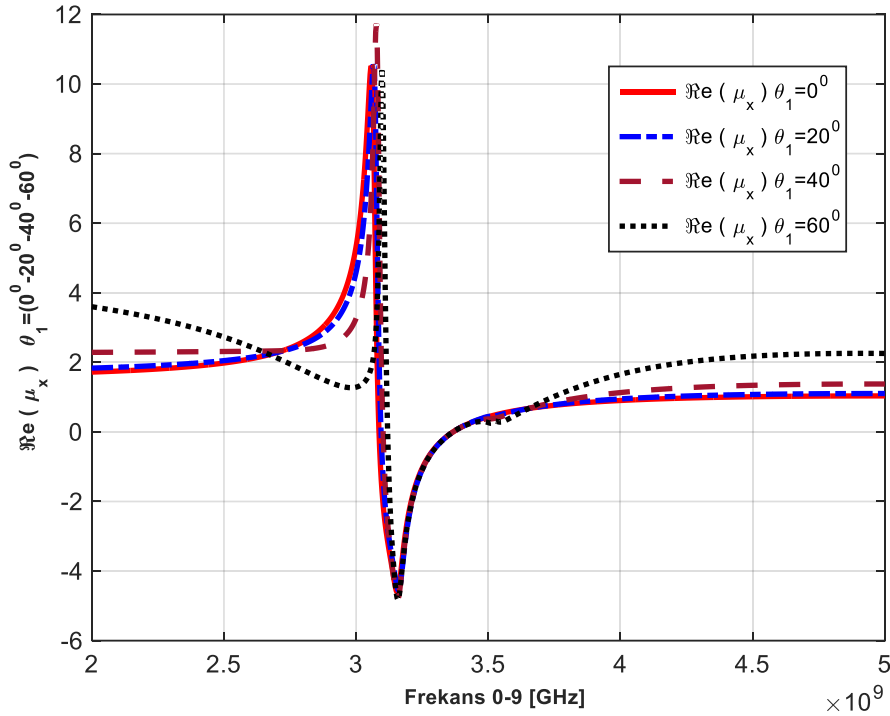


Şekil 4.26. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen kırılma indislerinin sanal kısımları

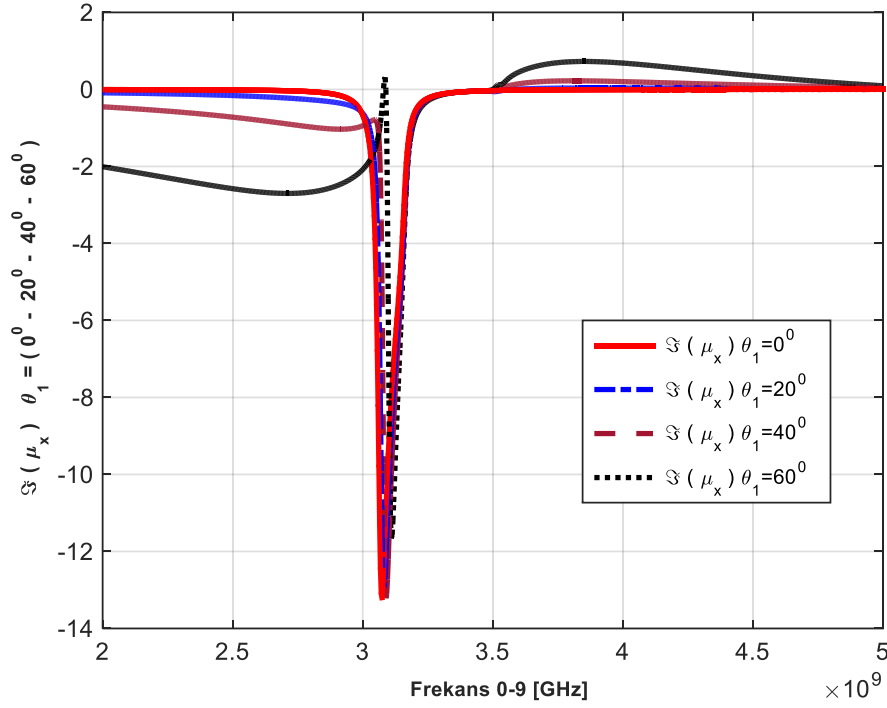
TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST programında 2-5 GHz frekans aralığında 1001 adet benzeşimli saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen kırılma indislerinin reel ve sanal kısımlarını şekil 4.25 ve 4.26 grafiksel olarak göstermektedir. Kırılma indisinin pasif ortam şartları gereği imajiner kısmı sıfırdan küçük olmalıdır. Aksi bir durum için yayılma faktörü içerisinde sönümlenen dalga oluşumu gerçekleşir. Nedensellik ilkesine uygun bir şekilde tüm açılar için kırılma indisinin imajiner kısımları sıfırın altında beklenildiği gibi elde edilmiştir. Kırılma indisinin reel ve imajiner kısımları açı büyüdükçe genlik değerinde kayma ile farklılık göstermektedir. 0° ve 20° geliş açıları için tüm frekans değerlerinde güzel bir uyum sağlanmışken 40° geliş açısı için rezonansa yani 2.9-3.6 GHz frekans aralığı dışında bir miktar sapma gözlemlenmiştir. 60° geliş açısıyla kırılma indisi için rezonastaki uyum, rezonans frekansı dışına göre çok daha iyi gözükmektedir. Bu açı değerindeki kırılma indisinin değerindeki farklılık, amaçlanan analitik model ile elektromanyetik özelliklerin elde edilmesini doğrudan etkilemektedir ve sonuçlar açının sıfır olduğu duruma göre farklı

olarak çıkmaktadır. Elde edilen sonuçlar referans olarak alınan Li ve arkadaşları tarafından yapılan (2009) çalışma sonuçları ile örtüşmektedir.

Şekil 4.27 ve 4.28 TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için 2-5 GHz frekans aralığında CST'den elde edilen 1001 benzeşim sonucu ile oluşan saçılım parametrelerine, amaçlanan analitik yöntem uygulanarak elde edilen μ_x 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Elde edilen sonuçlar için Matlab programında yazılan kodlar **EK-3**'te gösterilmiştir. Elde edilen sonuçlar normal açılı durum ile gelen dalga için elde edilen elektromanyetik özelliklerin çıkarıldığı ve referans olarak alınan Li ve arkadaşlarının (2009) elde ettiği sonuçlara uymaktadır. Açı değeri arttıkça rezonans bölgesi olan 2.9-3.6 GHz aralığı dışında oluşan sapmalar, empedans ve kırılma indislerinde açı artışı ile rezonans dışındaki bölgelerde oluşan sapmalardan kaynaklanmaktadır. Bu sapma 60^0 geliş açısı için en belirgin haldedir.

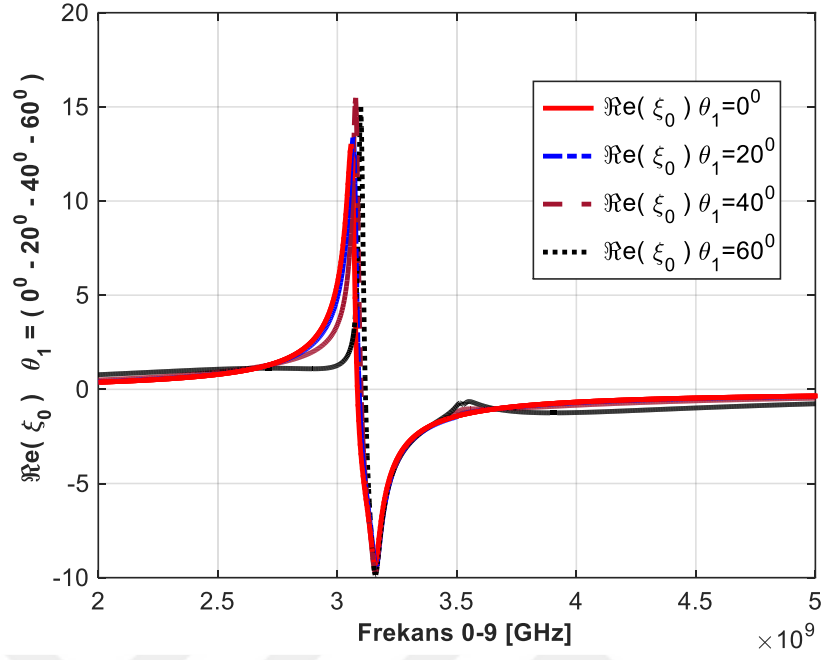


Şekil 4.27. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_x 'in reel kısımları

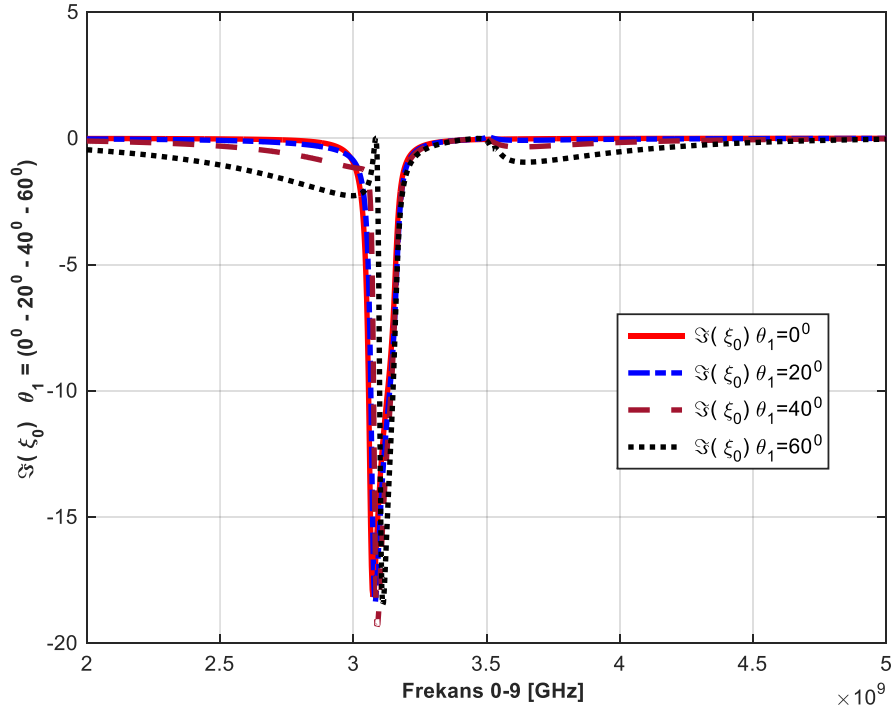


Şekil 4.28. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_x 'in sanal kısımları

Şekil 4.29 ve 4.30 TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için 2-5 GHz frekans aralığında CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak amaçlanan analitik yöntem uygulanarak elde edilen ξ_0 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Elde edilen sonuçlar için Matlab programında yazılan kodlar **EK-3**'te gösterilmiştir. Sonuçlar, normal açılı durum ile gelen dalga için elektromanyetik özelliklerin çıkarıldığı ve referans olarak alınan Li ve arkadaşlarının (2009) elde ettiği sonuçlara uymaktadır. Açı değeri arttıkça rezonans bölgesi olan 2.9-3.6 GHz frekans aralığı bölgesinde sapmalar artmaktadır.

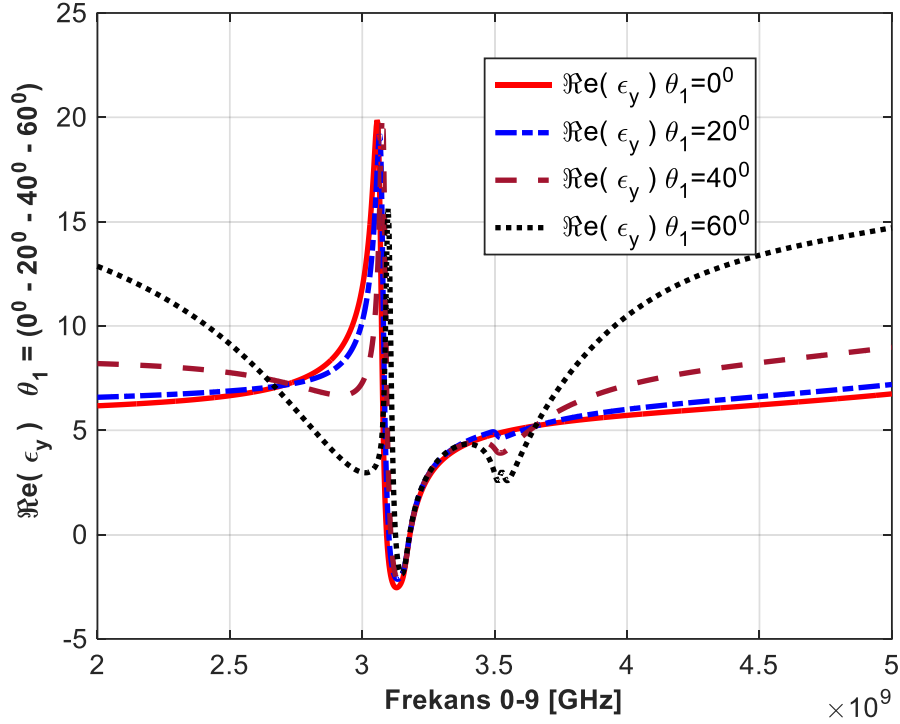


Şekil 4.29. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ξ_0 'ın reel kısımları

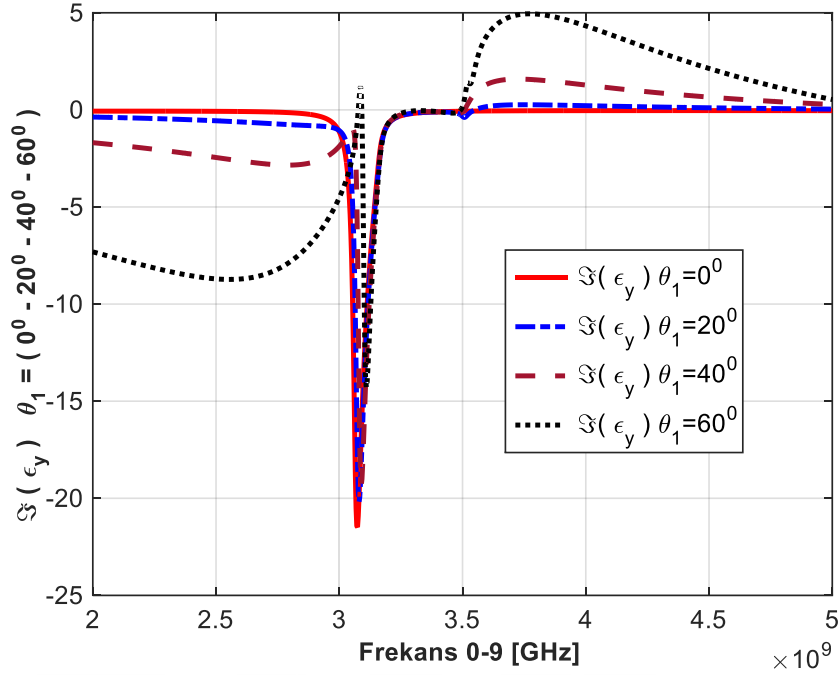


Şekil 4.30. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ξ_0 'ın sanal kısımları

Şekil 4.31 ve 4.32 TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için 2-5 GHz frekans aralığında CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak amaçlanan analitik yöntem uygulanarak elde edilen ϵ_y 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Elde edilen sonuçlar için Matlab programında yazılan kodlar **EK-3**'te gösterilmiştir. Sonuçlar, normal açılı durum ile gelen dalga için elektromanyetik özelliklerin çıkarıldığı ve referans olarak alınan Li ve arkadaşlarının (2009) elde ettiği sonuçlara uymaktadır. Açı değeri arttıkça, rezonans bölgesi olan 2.9-3.6 GHz frekans aralığı dışındaki diğer frekans bölgelerinde sapmalar artmaktadır.

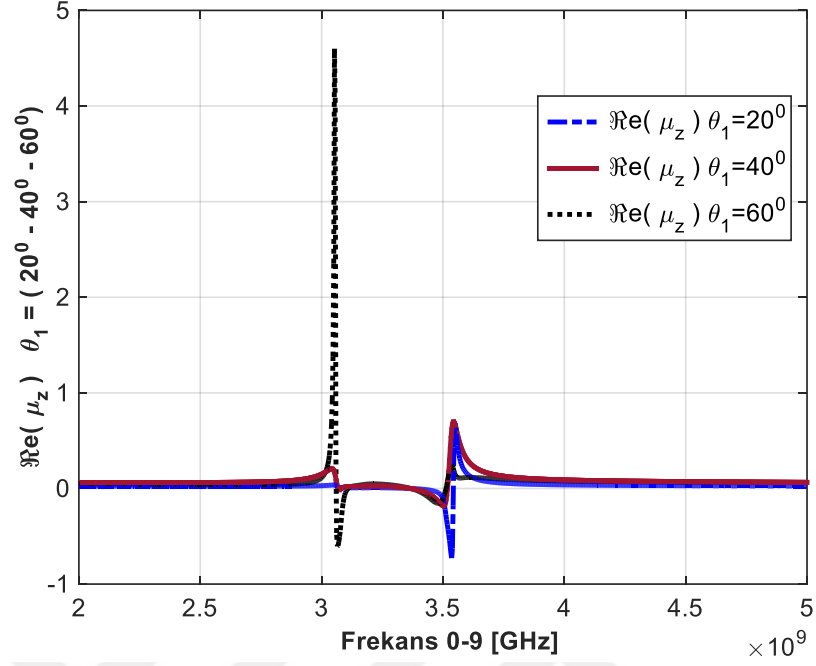


Şekil 4.31. TE mod ile birim hücre SRR'a 0° , 20° , 40° ve 60° geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ϵ_y 'in reel kısımları

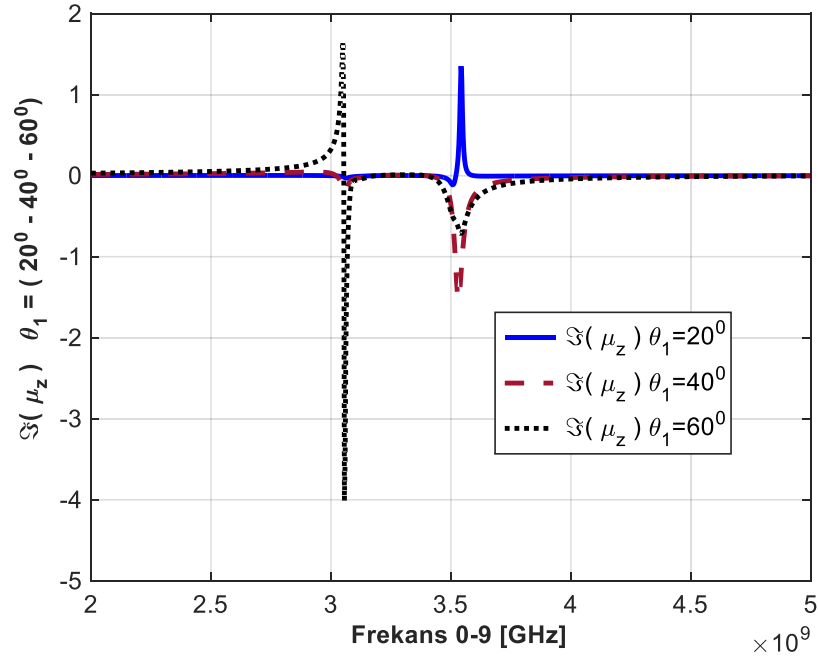


Şekil 4.32. TE mod ile birim hücre SRR'a 0^0 , 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen ϵ_y 'in sanal kısımları

Şekil 4.33 ve 4.34 TE mod ile birim hücre SRR'a 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için 2-5 GHz frekans aralığında CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak amaçlanan analitik yöntem uygulanarak elde edilen μ_z 'in reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Elde edilen sonuçlar için Matlab programında yazılan kodlar **EK-3**'te gösterilmiştir. Açı değeri arttıkça, z yönünde malzeme ile elektromanyetik alan etkileşimi arttığı için, malzemenin karakteristik özelliği daha belirgin hale gelmektedir.



Şekil 4.33. TE mod ile birim hücre SRR'a 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_z 'in reel kısımları

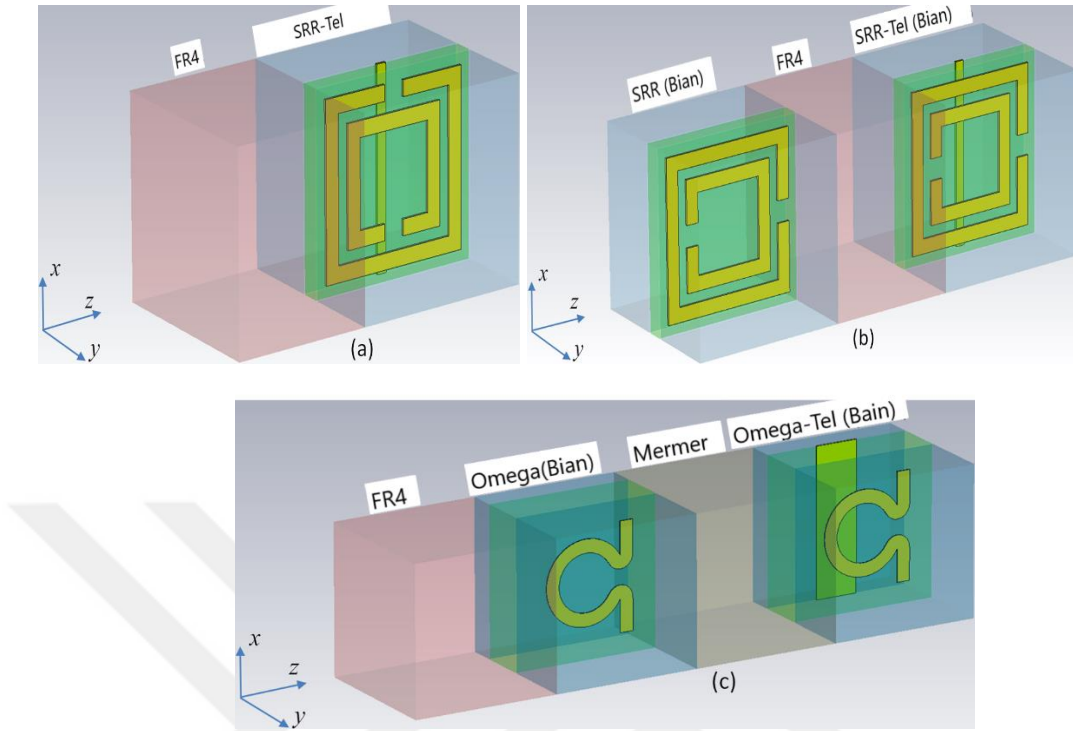


Şekil 4.34. TE mod ile birim hücre SRR'a 20^0 , 40^0 ve 60^0 geliş açıları için CST'den elde edilen saçılım parametrelerine bağlı olarak elde edilen μ_z 'in sanal kısımları

Elde edilen sonuçlar normal açılı durum ile gelen dalga için elde edilen elektromanyetik özelliklerin çıkarıldığı referans olarak alınan Li ve arkadaşlarının (2009) elde ettiği sonuçlara uymaktadır. Açı değeri arttıkça rezonans bölgesi olan 2.9-3.6 GHz aralığı dışında empedans ve kırılma indislerinde oluşan sapmalardan kaynaklanmaktadır. Bu sapma 60^0 geliş açısı için en belirgin haldedir. Dalga empedanslarının ve kırılma indisinin rezonans frekansı aralığındaki değerlerinin normal açılı durum için rezonans bölgesindeki değerler ile uyumlu olması, rezonans bölgesinde sonuçların daha doğru çıkmasını sağlamıştır. Ayrıca rezonans ve dışı frekans aralığındaki bu sapmalar simülasyon hatalarından da kaynaklandığı düşünülmektedir. Amaçlanan yöntem ile güçlü bianizotropinin varlığında elektromanyetik özellikler tek yönlü ölçümlerle, tüm bilinmeyen parametreler elde edilmiştir. TM modu için saçılım parametreleri sabit olduğu için elde edilecek elektromanyetik özellikler de herhangi bir rezonans aralığı olmaksızın sabit elde edilecektir. Dolayısıyla bu parametelerin sonuçları sabit olduğu için grafiklerde verilmeye gerek duyulmamıştır.

4.2. Homojen Olmayan Bianizotropik Metamalzemeler İçin Elektromanyetik Özelliklerin İncelenmesi

Bu kısımda ilk olarak önerilen metot, Shi ve arkadaşları tarafından (2017) homojen olmayan izotropik metamalzemeler için gerçekleştirilen ve referans alınan çalışma ile karşılaştırıldı. Bu amaçla farklı SRR, SST-tel, omega ve omega-tel metamalzemeler kullanıldı. Daha sonra gürültü ve iterasyon etkisi ele alındı. Şekil 4.34 bahsedilen metamalzemeler için CST programında hazırlanan yapıları göstermektedir.



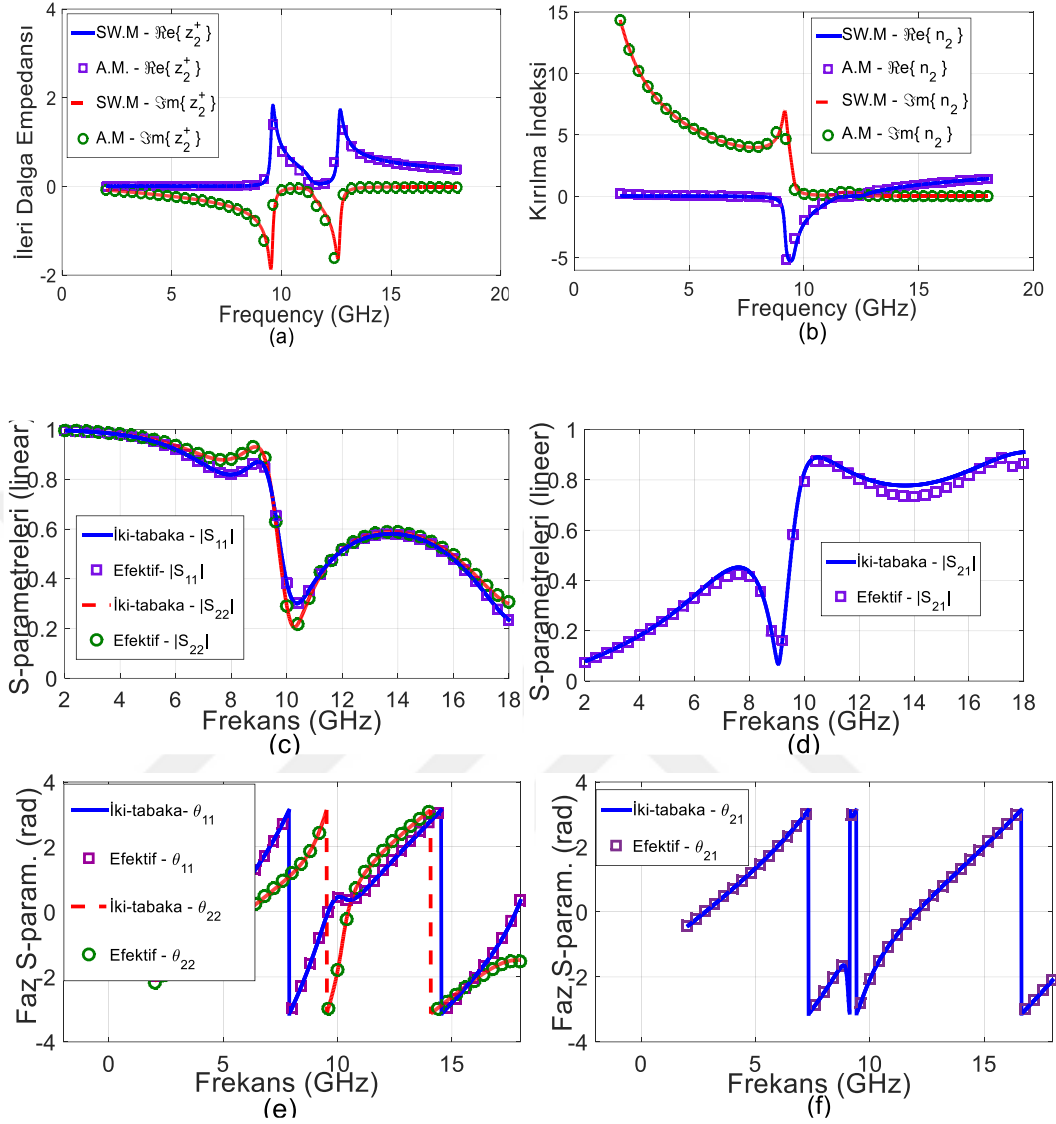
Şekil 4.35. CST simülasyon programı tarafından analiz edilen homojen olmayan yapıların geometrisi a) SRR-tel metamalzeme ve FR4 ile oluşan iki tabakalı yapı b) SRR bianizotropik metamalzeme, SRR-tel bianizotropik metamalzeme ve FR4 malzemesinden oluşan üç tabakalı yapı c) FR4, omega-tel SRR bianizotropik metamalzeme, mermer ve omega SRR bianizotropik metamalzemedan oluşan dört tabakalı yapı

Şekil 4.35'te gösterildiği gibi homojen olmayan saçılım parametrelerini elde etmek için zaman uzayında çözücü ile CST programı kullanıldı. Homojen olmayan yapının elektromanyetik özelliklerinin elde edilmesi için iki dalga klavuzu portu xy düzleminde $z=0$ ve $z=d_1+d_2+\dots+d_m$ 'ye yerleştirildi. Mükemmel elektrik ve manyetik iletkenler sırasıyla yz ve xz düzlemine yerleştirildiği, $+x$ yönünde polarize edilmiş elektromanyetik dalganın $+z$ yönünde dalga yayılımı yaptığı kabul edildi. CST programının adapte olabilen ızgaralama (meshing) özelliği, CST'nin optimum bir ızgaralama yapması için kullanıldı. Frekans aralığı 2-18 GHz olarak ayarlandı.

İlk olarak Şekil 4.35.a'da gösterilen $d_1=2mm$ kalınlığındaki FR4 ve SRR-tel metamalzemedan oluşan iki tabakalı yapı ele alındı. Bu homojen olmayan yapının boyutları referans alınan Shi ve arkadaşları tarafından yapılan (2017) çalışma ile aynı

seçilerek sonuçlar kıyaslandı. SRR yapı için hücre boyutu $d_2 = 2,5mm$ seçildi. SRR yapı kalınlığı $0,25mm$, $\epsilon_{r1} = 4.4(1 + j0,02)$ ve $\mu_{r1} = 1$ olan alttaş ile tutturuldu. SRR yapı için dış halka $2,2mm$, halkalara arası mesafe $0,15mm$, her bir halkanın genişliği $0,2mm$ ve halkaların açıklıkları $0,15mm$ olarak seçildi. Ayrıca SRR'ın tutturulduğu alttaşın arkasına x yönünde $0.2mm$ genişliğinde tel tutturuldu. Bakır malzemenin kalınlığı $35\mu m$ seçildi.

Şekil 4.35.a'da gösterilen iki tabakalı homojen olmayan yapıda hesaplama uzayını ayrıklaştırmak için $N_{max} = 3$ alınarak 127,968 hexahedral hücre kullanıldı ve materyal ve yöntem kısmında verilen adımlar uygulanarak SRR-tel metamalzemenin elektromanyetik özellikleri önerilen problem için elde edildi. Literatürde bu özellikler, farklı elde edim yöntemleri kullanılarak (Smith *et al.* 2002; Chen *et al.* 2004; Li *et al.* 2009; Hasar *et al.* 2013) elde edilmiştir. Farklılık olması açısından kırılma indisi ve ileri dalga empedansı sonuçları Hasar ve arkadaşlarının (2013) yaptığı çalışma olan Stepwise metodu ile kıyaslandı. Homojen olmayan yapının saçılım parametreleri, Hasar ve arkadaşlarının (2014) yaptığı transfer matriks metodu ile kıyaslandı.

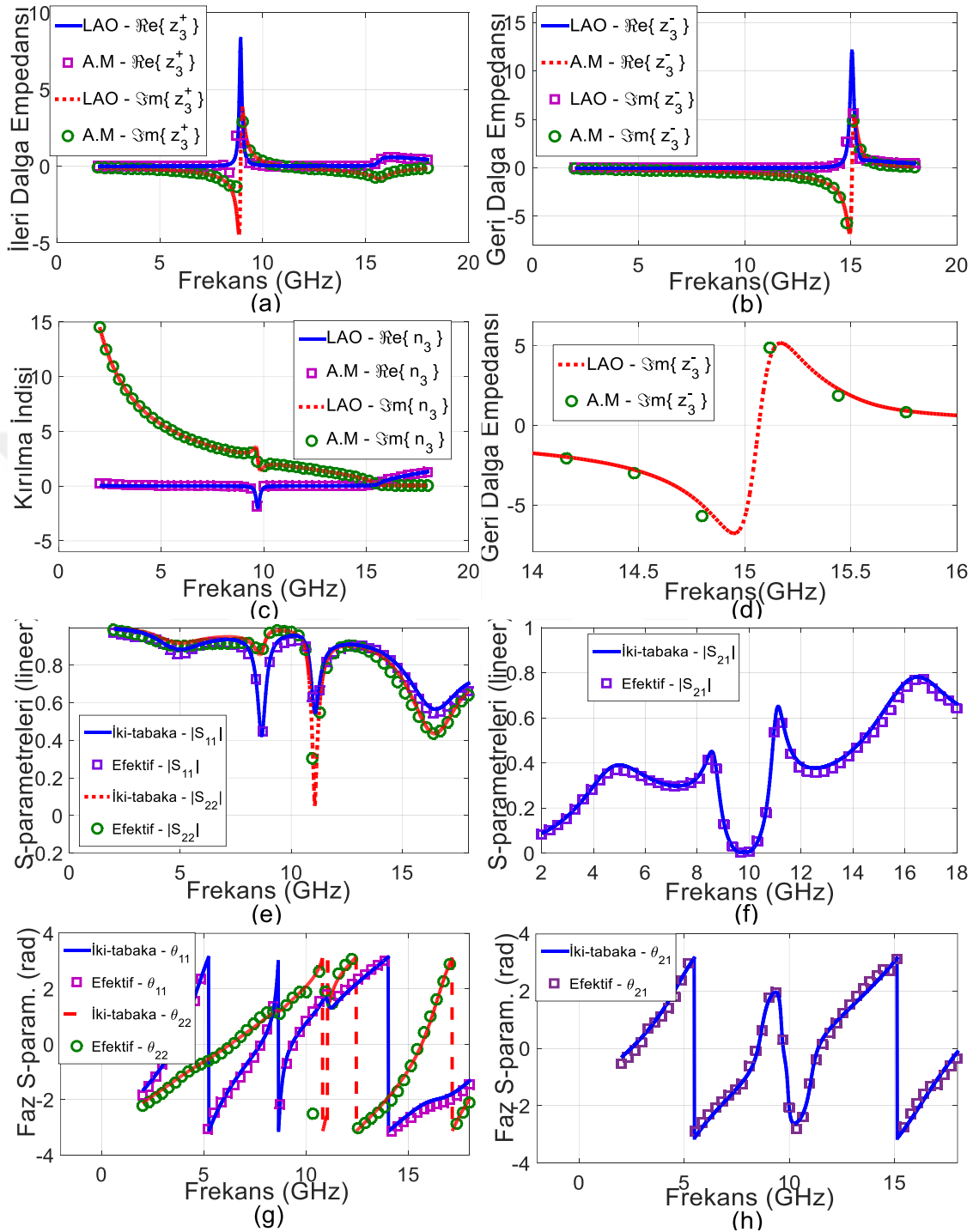


Şekil 4.36. Şekilde SW.M Stepwise metodunu, A.M. amaçlanan metodu ve Efektif ise TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının saçılım parametrelerini göstermektedir. a) SRR-tel metamalzeme ve FR4 ile oluşan iki tabakalı homojen olmayan yapı için anizotropik metamalzemenin ileri dalga empedansını b) SRR-tel metamalzeme ve FR4 ile oluşan iki tabakalı homojen olmayan yapı için anizotropik metamalzemenin kırılma indeksini c) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in genliğini d) Homojen olmayan yapı için S_{21} 'in genliğini e) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in fazını f) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in fazını d) Homojen olmayan yapı için S_{21} 'in fazını göstermektedir.

Şekil 4.36 homojen olmayan iki tabakalı bianizotropik yapıda bulunan anizotropik metamalzemenin ileri dalga empedansını, kırılma indisini, saçılım parametrelerinin genliğini ve fazlarını göstermektedir. Şekil 4.36.a ve b'de normalize edilmiş ileri ve geri

dalga empedansları z_2^+ , z_2^- ve kırılma indisi n_2 hem amaçlanan model ile hem de stepwise metot ile elde edilip karşılaştırıldı. Sonuçların büyük oranda uyduğu gözükmemektedir. Küçük farklılıkların varlığı ise iki ana sebepten dolayı kaynaklandığı düşünülmektedir. İlk faktör Shi ve arkadaşlarının (2017) çalışmalarında bahsettiği gibi homojen olmayan yapılar arasında oluşan ve malzemenin elektromanyetik özelliklerini değiştirebilecek bağlantıdan kaynaklanabilir. İkinci faktör yakın alan sınır etkilerinin sonucu olarak konumsal etkiler olabilir. Şekil 4.35.c-f ise amaçlanan metot ile TMM için elde edilen saçılım parametrelerinin faz ve genliğini göstermektedir. Sonuçlar büyük bir uyum içerisindedir.

İkinci örnek olarak şekil 4.35.b’de gösterilen $d_1 = 2mm$ kalınlığında FR4, $d_2 = 2,5mm$ kalınlığında bianizotropik SRR $d_3 = 2,5mm$ kalınlığında bianizotropik SRR-tel yapısı ile oluşturulmuş üç tabakalı homojen olmayan yapı incelendi. Bianizotropik yapıda meydana gelen kuplaj gereği ileri ve geri yönlü dalga empedansları eşit olmayacaktır. Referans olarak Li ve Ozbay’ın (2009) yapmış oldukları çalışma esas alındı Şekil 4.37 üç tabakalı homojen olmayan bianizotropik yapı içerisinde 3. tabakanın ileri ve geri dalga empedansları, kırılma indisleri ve yapının saçılım parametreleri verilmiştir.

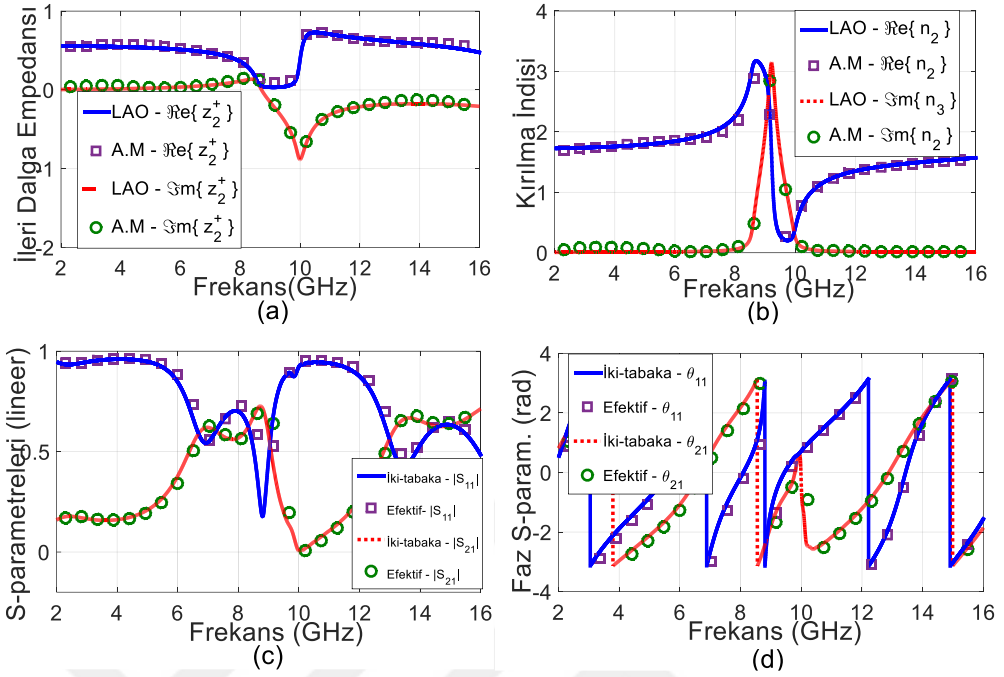


Şekil 4.37. Şekilde A.M. amaçlanan metodu, LAO referans olarak alınan Li ve Ozbay'ın yaptığı (2009) çalışmayı ve Efektif ise TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının efektif saçılım parametrelerini göstermektedir. Bianizotropik SRR, Bianizotropik SRR-tel metamalzeme ve FR4 ile oluşan üç tabakalı homojen olmayan yapı için a) Üçüncü katmandaki bianizotropik metamalzemenin ileri dalga empedansını b) Geri dalga empedansını c) Kırılma indeksini d) Geri dalga empedansına yakınlştırılmış frekans aralığını e) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in genliğini f) Homojen olmayan yapı için S_{21} 'in genliğini g) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in fazını h) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{22} 'in fazını göstermektedir.

Şekil 4.35.b'de gösterilen üç tabakalı homojen olmayan yapıda hesaplama uzayını ayırklaştırmak için $N_{\max} = 3$ alınarak 153,216 hexahedral hücre kullanıldı ve materyal ve yöntem kısmında verilen adımlar uygulanarak SRR-tel metamalzemenin elektromanyetik özellikleri önerilen problem için elde edildi. Önerilen problem ile amaçlanan metodun doğruluğunun kıyaslanması için referans olarak Li ve Ozbay'ın (2009) yaptığı çalışma şekil 4.37'de LAO olarak gösterilmiştir. Şekil 4.37.a-d'de 3. tabaka için ileri ve geri dalga empedansları ile kırılma indeksi amaçlanan metot ile referans metot sonuçları ile birlikte verilmiştir. Şekil 4.37.a ve b'de görüldüğü gibi normalize edilmiş dalga empedansları z_3^+ ve z_3^- tüm frekans bandı boyunca birbirinden farklıdır. Bu incelenen tabaka için bianizotropik özellikten kaynaklanmaktadır. Ayrıca normalize edilmiş dalga empedansları z_3^+ ve z_3^- ile kırılma indeksi n_3 , $|S_{11}|$ 'in minimuma gittiği $f \cong 8.67$ GHz ve n_3 'ün sıfıra yaklaştığı $f \cong 14.4$ GHz değerleri dışında kalan frekans değerlerinde hem LAO ile gösterilen referans metot hemde amaçlanan metot sonuçlarının tüm frekans bandı boyunca büyük bir uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Şekil 4.37.d ile geri yönlü normalize edilmiş dalga empedansının sanal kısmı 14-16 GHz boyunca, amaçlanan metot ile referans alınan metot bazı farklılıklarla göstermektedir. Örneğin geri yönlü normalize edilmiş dalga empedansı $f = 14.8$ GHz frekans değerinde amaçlanan metot ve referans metot ile sırasıyla -5.14 ve -5.70 değerlerine ulaşmıştır. Bu durum yaklaşık yüzde onluk bir farklılığı göstermektedir. Bianizotropik metamalzemeler arasındaki bağlantı (coupling) ve sınır etkileri amaçlanan model ile referans model arasında bu farklılıkları oluşturduğu düşünülmektedir. Ayrıca üç seviyeli homojen olmayan bianizotropik yapı için saçılım parametreleri analiz edildi ve transfer matris model (TMM) ile efektif parametrelerden tekrardan oluşturulan (Hasar *et al.* 2014) saçılım parametreleri ile kıyaslandı. Bu metot şekil 4.37'de 'efektif' olarak gösterildi. Sonuçlar şekil 4.37.e-h arasında gösterildi. Amaçlanan metot ile homojen olmayan bianizotropik yapının tekrar inşa edilen saçılım parametreleri özellikle $f \cong 8.67$ GHz ve $f \cong 11.07$ GHz rezonans frekansı civarında simüle edilen efektif saçılım parametrelerinden farklılık göstermektedir. Bu farklılık üç tabakadan oluşan homojen olmayan bianizotropik yapıda iki tabakadan oluşan homojen olmayan yapıya göre daha büyüktür. Bunun sebebi üç

tabakalı yapıda bianizotropik metamalzemede elektrik ve manyetik alan arasında oluşan kuplajdır.

Son olarak amaçlanan metodu test etmek için 4.35.c'de gösterilen dört farklı yapıdan oluşan homojen olmayan bianizotropik metamalzeme incelendi. Bu yapıda $d_1 = 5mm$ kalınlığında FR4, omega yapılı SRR bianizotropik metamalzeme, elektromanyetik özellikleri sırasıyla $\epsilon_{r3} = 2.71(1 + j0.08)$, $\mu_{r3} = 1$ olan $d_3 = 5mm$ kalınlığında PVC ve omega yapılı SRR-tel bianizotropik metamalzeme kullanıldı. Omega şekilli bianizotropik metamalzeme hücrenin yarıçapı $1.19 mm$, genişliği $0.45 mm$ ve kuyruk uzunluğu $1.8 mm$ olarak seçildi. Omega yapılı SRR-tel bianizotropik metamalzeme için alttaşa $1.6 mm$ uzunluğunda ve $1.44 mm$ genişliğinde bakır metal tel bağlandı. Ayrıca bakır materyalin iç kalınlığı $35 \mu m$ seçildi. Her iki omega SRR ve SRR-tel bianizotropik metamalzeme kalınlığı $d_2 = d_4 = 5mm$ olan küp içerisine yerleştirildi. Bianizotropik özellik göstermesi için manyetik alan yüzey normaline dik, elektrik alan ise paralel olacak şekilde ayarladı. Dört tabakalı homojen olmayan yapıda hesaplama uzayını ayrıklaştırmak için $N_{max} = 3$ alınarak 632,016 hexahedral hücre kullanıldı ve materyal ve yöntem kısmında verilen adımlar uygulanarak SRR-tel metamalzemenin elektromanyetik özellikleri önerilen problem için elde edildi. Önerilen problem ile amaçlanan metodun doğruluğunun kıyaslanması için referans olarak Li ve Ozbay'ın (2009) yaptığı çalışma şekil 4.38'de LAO olarak gösterilmiştir. Şekil 4.38.a-d'de 4. tabaka için ileri dalga empedansı, kırılma indisi ve saçılım parametreleri amaçlanan metot ile referans metodların sonuçları ile birlikte verilmiştir.



Şekil 4.38. Şekilde A.M. amaçlanan metodu, LAO referans olarak alınan Li ve Ozbay'ın yaptığı (2009) çalışmayı ve Efektif ise TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının efektif saçılım parametrelerini göstermektedir. FR4, omega yapılı SRR bianizotropik metamalzeme, PVC ve omega yapılı SRR-tel bianizotropik metamalzemededen oluşan dört tabakalı homojen olmayan yapı için a) İkinci katmandaki bianizotropik metamalzemenin ileri dalga empedansını b) İkinci katmandaki bianizotropik metamalzemenin kırılma indeksini c) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{21} 'in genliğini d) Homojen olmayan yapı için S_{11} ve S_{21} 'in fazını göstermektedir.

Şekil 4.38.a ve b de görüldüğü gibi dört seviyeli homojen olmayan bianizotropik metamalzemedede hem omega yapılı SRR bianizotropik metamalzemenin normalize edilmiş ileri yönlü dalga empedansı z_2^+ hemde kırılma indisi n_2 için amaçlanan model ile elde ettiğimiz sonuçlar ve referans alınan (Li and Ozbay 2009) çalışmadaki sonuçlar büyük bir benzerlik göstermektedir. Ayrıca dört seviyeli homojen olmayan bianizotropik yapının saçılım parametreleri amaçlanan model için kısmi olarak elde edildi ve nümerik model ile ardışıl formüller kullanılarak hesaplandı. Ayrıca TMM transfer matrisi metodu ile elde edilen bütün yapının efektif saçılım parametreleri (Hasar *et al.* 2014) hesaplandı. Kıyaslama için şekil 4.38.c ve d'de gösterildi. Sonuçlar büyük bir benzerlik göstermektedir.

5. SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada ilk olarak güçlü kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özelliklerinin çıkartılması için yeni bir metot geliştirilmesi amaçlandı. Bu amaçla homojen bianizotropik metamalzemeye eğik açıyla gelen dalga için saçılım parametrelerinin elde edilmesi amaçlandı ve bu saçılım parametreleri kullanılarak homojen bianizotropik metamalzemenin tüm bilinmeyen elektromanyetik malzeme parametreleri olan $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z, \mu_x, \mu_y, \mu_z$ ve ξ_0 tam doğrulukla elde edildi. Amaçlanan model ile güçlü kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzemeye TE ve TM modlarında eğik açıyla gelen dalgalar için saçılım parametreleri metodu kullanılarak analitik metot oluşturuldu. Yapılan çalışma ile literatürde daha önce yapılan zayıf kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin saçılım parametreleri ile analiz edildiği referans yöntem (Cohen and Shavit 2015) kıyaslandı ve sonuçların analitik modelde birebir örtüştüğü görüldü. Daha sonra CST mikrodalga stüdyosu programında güçlü kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzeme tasarlandı ve simülasyon programında portlar yerleştirilerek saçılım parametreleri portlardan TE ve TM modlarıyla eğik açılı durum ile dalga yayılımı için elde edildi. Elde edilen saçılım parametreleri amaçlanan problemin çözümü için elde edilen nümerik sonuçlara uygulanarak güçlü kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri CST mikrodalga stüdyo programı ile bir benzetim yapılarak elde edildi. Sonuçlar güçlü kuplaja sahip homojen bianizotropik metamalzeme yüzeyine dik gelen dalga durumu (geliş açısı 0^0) için yapılan (Li and Ozbay 2009) referans çalışma ile kıyaslandı. Amaçlanan problemin çözümünde eğik açılar $20^0, 40^0$ ve 60^0 olarak ayarlandı. Elde edilen sonuçlarda açı arttıkça elde edilen elektromanyetik özelliklerin uyumunun azaldığı görüldü. Ek olarak 60^0 geliş açısı için elde edilen elektromanyetik özelliklerde farklılığın daha farkedilir olduğu gözlemlendi. Amaçlanan çalışma referans alınan çalışmadan (Cohen and Shavit 2015) üç farklı üstünlük göstermektedir. Birincisi, eğik açılı durum ile homojen bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri referans çalışmada olduğu gibi sadece zayıf kuplaj durumu için değil ayrıca güçlü kuplaj durumu için de edilebilmektedir. İkincisi, referans makale ile homojen bianizotropik

metamalzemenin elektromanyetik özellikleri çift yönlü ölçümler yapılarak elde edilirken, amaçlanan model ile tek yönlü ölçümler ile tüm parametreler elde edildi. Üçüncüsü ise referans model ile elde edilen elektromanyetik malzeme parametrelerinin bazıları açıdan bağımsız olmasına karşın, amaçlanan metot ile açıdan bağımsız elektromanyetik malzeme parametre sayısı azaltıldı. Sonuçlar elde edilirken kayıplı malzemeler arasında yüksek dereceli frekans bileşenlerinin malzeme ile etkileşimi ile oluşan sınır etkileri ve konumsal etkileşim ihmal edildi.

Bu çalışmada ayrıca sümüle edilen saçılım parametreleri kullanılarak homojen olmayan bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin doğru bir şekilde belirlenmesi için ardışıl bir metot geliştirildi. Amaçlanan metodun doğruluğu ve geçerliliği için, üç farklı homojen olmayan yapı dikkate alınarak simülasyon analizi yapıldı. Amaçlanan metot, literatürde sadece homojen olmayan izotropik metamalzemeler için elektromanyetik özelliklerin incelenmesine olanak tanıyan çalışmaya (Shi *et al.* 2017) ek olarak, homojen olmayan bianizotropik metamalzemelerin de kırılma indisi ve dalga empedansı gibi elektromanyetik özelliklerinin incelenmesine olanak sağladı. Ayrıca amaçlanan metot ile homojen olmayan bianizotropik metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin elde edilmesi için en uygun metodun saçılım parametreleri metodu olduğunu görüldü.

KAYNAKLAR

- Akçelik H.,2016. Geniş bantlı metalmalzeme tabanlı mikroşerit anten yapıların tasarım, optimizasyon, fabrikasyon ve ölçümleri.Yüksel Lisans Tezi, Kara Harp Okulu Komutanlığı Savunma Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Balanis, C. A., 2012. Advanced engineering electromagnetics. Wiley, ISBN 978-0-470-58948-9
- Bingham, C.M., Tao, H., Liu, X., Averitt, R.D., Zhang, X. and Padilla, W.J., 2008. Planar wallpaper group metamaterials for novel terahertz applications. Optics Express, 16, 18565-18575.
- Bulu, I., Caglayan, H. and Ozbay, E., 2005. Experimental demonstration of labyrinth-based left-handed metamaterials. Optics Express, 13, 10238-10247.
- Chen, X., Grzegorzcyk, T.M., Wu, B.I., Pacheco Jr, J. and Kong, J.A., 2004. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials. Physical Review E, 70, 016608.
- Chen, X., Wu, B.I., Kong, J.A. and Grzegorzcyk, T.M., 2005. Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials. Physical Review E, 71, 046610.
- Chew, W. C., 1995. Waves and fields in inhomogenous Media. New York, NY: IEEE Press.
- Cohen, D. and Shavit, R., 2015. Bi-anisotropic metamaterials effective constitutive parameters extraction using oblique incidence s-parameters method. IEEE Trans. On Antenn. And Prop., 63, 2071-2078.
- Coloz C, and Itah T., 2006. Electromagnetic Metamaterials:Transmission Line Theory and Microwave Applications. Hoboken, New Jersey.
- Driscoll T., Basov D. N., Padilla W. J., Mock J. J., and D. R. Smith, 2007. Electromagnetic characterization of planar metamaterials by oblique angle spectroscopic measurements. Phys. Rev. B, 75, 115114.
- Dolling, G., Enkrich, C., Wegener, M., Soukoulis, C. M. and Linden, S., 2006. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial. Science, 312, 892-894.
- García-García, J., Martín, F., Baena, J.D., Marques, R. and Jelinek, L., 2005. On the resonances and polarizabilities of split ring resonators. Journal of Applied Physics, 98, 033103.
- Gay-Balmaz, P. and Martin, O.J., 2002. Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators. Journal of Applied Physics, 92, 2929-2936.
- Hasar, U. C., Barroso, J. J., Sabah, C., Kaya, Y. and Ertugrul, M., 2013. Stepwise technique for accurate and unique retrieval of electromagnetic properties of bianisotropic metamaterials. J. Opt. Soc. Amer. B, 30, 1058–1068.
- Hasar, U. C., Bute, M., Barroso, J. J., Sabah, C., Kaya, Y. and Ertugrul, M., 2014. Power analysis of multilayer structures composed of conventional materials and bi-anisotropic metamaterial slaps. J. Opt. Soc. Amer. B, 31, 939–947.
- Hasar, U.C., Barroso, J.J., Buldu, G., Bute, M., Kaya, Y., Karacali, T. and Ertugrul, M. 2015. Reference-plane-invariant effective thickness and electromagnetic property

- determination of isotropic metamaterials involving boundary effects. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21, 301-311.
- Karaaslan, M. and Bakir, M., 2014. Chiral metamaterial based multifunctional sensor applications. *Progress In Electromagnetics Research*, 149, 55-67.
- Koschny, T., Markoš, P., Economou, E.N., Smith, D.R., Vier, D.C. and Soukoulis, C.M., 2005. Impact of inherent periodic structure on effective medium description of left-handed and related metamaterials. *Physical Review B*, 71, 245105.
- Koschny, T., Markoš, P., Smith, D. R. and Soukoulis, C.M., 2003. Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials. *Physical Review E*, 68, 065602.
- Landau, L.D., 1984. *Electrodynamics of continuous Media*. 2nd edition, Landau and Lifshitz Course of Theoretical Physics.
- Landy, N.I., Sajuyigbe, S., Mock, J.J., Smith, D.R. and Padilla, W.J. 2008. Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*, 100, 207402.
- Li, Z., Aydin, K. and Ozbay, E., 2009. Determination of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review E*, 79, 026610.
- Liu, R., Degiron, A., Mock, J.J., and Smith, D.R., 2007. Negative index material composed of electric and magnetic resonators. *Applied Physics Letters*, 90, 263504.
- Menzel, C., Rockstuhl, C., Paul, T., Lederer, F. and Pertsch, T., 2008. Retrieving effective parameters for metamaterials at oblique incidence. *Phys. Rev. B*, 77, 195328.
- Marqués, R., Medina, F. and Rafii-El-Idrissi, R., 2002. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials. *Physical Review B*, 65, 144440.
- Maslovski, S.I., Ikonen, P.M., Kolmakov, I., Tretyakov, S. A. and Kaunisto, M. 2005. Artificial magnetic materials based on the new magnetic particle: Metasolenoid. *Progress In Electromagnetics Research*, 54, 61-81.
- Padilla, W.J., Taylor, A.J., Highstrete, C., Lee, M. and Averitt, R.D. 2006. Dynamical electric and magnetic metamaterial response at terahertz frequencies. *Physical Review Letters*, 96, 107401.
- Pendry, J., 2001. New electromagnetic materials emphasise the negative. *Physics World*, 14, 1-5.
- Pendry, J.B. and Smith D.R., 2004. Reversing light with negative refraction. *Physics Today*, 57, 37-43.
- Pendry, J.B., 2000. Negative refraction makes a perfect lens. *Physical Review Letters*, 85, 3966.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J. and Stewart, W.J., 1998. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 10, 4785-4809.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J. and Stewart, W.J., 1999. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions Microwave Theory Techniques*, 47, 2075-2080.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Stewart, W.J. and Youngs I., 1996. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Physical Review Letters*, 76, 4773-4776.
- Popa, B.I. and Cummer, S.A., 2005. Determining the effective electromagnetic properties of negative-refractive-index metamaterials from internal fields. *Physical Review*, 72, 165102.

- Schurig, D., Mock, J. J. and Smith, D.R., 2006. Electric-field-coupled resonators for negative permittivity metamaterials. *Applied Physics Letters*, 88, 041109.
- Schurig, D., Mock, J.J., Justice, B.J., Cummer, S.A., Pendry, J.B., Starr, A.F. and Smith, D.R., 2006. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. *Science*, 314, 977-980.
- Shamonina, E., 2008. Slow waves in magnetic metamaterials: History, fundamentals and applications. *Physica Status Solidi*, 245, 1471-1482.
- Shelby, R.A., Smith, D.R. and Schultz, S., 2001. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292, 77-79.
- Shi, Y., Li, Z. Y., Li, K., Li, L. and Liang C. H., 2017. A retrieval method of effective electromagnetic parameters for inhomogeneous metamaterials. *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, 65, 1160–1178.
- Smierzchalski, M. and Mahdjoubi, K., 2013. A novel approach for the characterization of bi-anisotropic metamaterials using oblique incidence. in *Proc. 7th Int. Congr. Adv. Electromagn. Mater. Microw. Opt.*, 16, 511–513.
- Smith, D.R., Padilla, W.J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C. and Schultz, S., 2000a. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters*, 84, 4184.
- Smith, D.R., Schultz, S., Markoš, P. and Soukoulis, C.M., 2002. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review B*, 65, 195104.
- Smith, D.R., Vier, D.C., Koschny, T. and Soukoulis, C.M., 2005. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Physical Review E*, 71, 036617.
- Smith, D.R., Vier, D.C., Kroll, N. and Schultz, S. 2000b. Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial. *Applied Physics Letters*, 77, 2246-2248.
- Simovski, C. R., 2009. Material parameters of metamaterials (a review), *Phys. Opt.*, 107, 726–753.
- Tao, H., Strikwerda, A.C., Fan, K., Bingham, C.M., Padilla, W.J., Zhang, X. and Averitt, R.D., 2008. Terahertz metamaterials on free-standing highly-flexible polyimide substrates. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41, 232004.
- Tao, H., Strikwerda, A.C., Fan, K., Padilla, W.J., Zhang, X. and Averitt, R.D., 2009. Reconfigurable terahertz metamaterials. *Physical Review Letters*, 103, 147401.
- Veselago, V.G., 1967. Electrodynamics of Compounds with Simultaneously Negative ϵ and μ Values. *Usp. Fiz. Nauk*, 92, 517-526.
- Veselago, V.G., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10, 509–514.
- Wu, B.I., Wang, W., Pacheco, J., Chen, X., Grzegorzczak, T.M. and Kong, J.A., 2005. A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain. *Progress In Electromagnetics Research*, 51, 295-328.
- Zarifi, D., Soleimani, M. and Abdolali, A., 2014. Electromagnetic characterization of biaxial bianisotropic media using the state space approach. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 62, (3), 1538–1542.
- Ziolkowski, R.W. and Heyman, E., 2001. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability. *Physical Review E*, 64 (5), 056625.

Driscoll T., Basov D. N., Padilla W. J., Mock J. J., and D. R. Smith, 2007.
Electromagnetic characterization of planar metamaterials by oblique angle
spectroscopic measurements. Phys. Rev. B, 75, 115114.



ÖZGEÇMİŞ

Gökhan ÖZTÜRK 1984 yılında Erzurum’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Erzurum’da tamamladı. 2004-2009 yılları arasında Fırat Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği bölümünde lisans derecesini aldı. 2009-2014 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Fakültesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalı Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalında yüksek lisans eğitimini tamamladı. 2010-2012 yılları arasında Iğdır Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Telekomünikasyon bilim dalında araştırma görevlisi olarak çalıştı. 2012 yılında Kafkas Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim dalında araştırma görevlisi olarak göreve başladı. 2012-2018 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümüne YÖK 2547 nolu kanununun 35. Maddesi gereğince kadro aktarımıyla araştırma görevlisi olarak atandı. 2018 yılında Kafkas Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümüne tekrar araştırma görevlisi olarak atandı ve halen bu görevi sürdürmektedir.