



**BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN
ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN TE_3 ,
 TM_3 MODU İLE EĞİK AÇILI DURUMDA GELEN
DALGA İÇİN ELDE EDİLMESİ**

Ömer Faruk AYDEMİR

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK
Yüksek Lisans Tezi
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalı
2022
(Her hakkı saklıdır.)

T.C
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

**BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN TE_3 , TM_3 MODU İLE EĞİK AÇILI DURUMDA GELEN DALGA
İÇİN ELDE EDİLMESİ**

(Determination of the Constitutive Parameters of Bianisotropic Metamaterial For TE_3 and
 TM_3 Modes With Oblique Incidence)

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ömer Faruk AYDEMİR

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK

Erzurum
Temmuz 2022



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Graduate School of Natural and
Applied Sciences

T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü
TEZ KABUL VE ONAY TUTANAĞI

**Bianizotropik Metamalzemelerin Elektromanyetik Özelliklerinin TE₃, TM₃
Modu ile Eğik Açılı Durumda Gelen Dalga için
Elde Edilmesi**

Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK danışmanlığında, Ömer Faruk AYDEMİR tarafından hazırlanan bu çalışma, 30/06/2022 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı Elektromanyetik Alanlar ve Mikrodalga Tekniği Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak oybirliği (3/3) ile kabul edilmiştir.

Jüri Başkanı:	Prof.Dr. Uğur Cem HASAR GAZİANTEP ÜNİVERSİTESİ	Aslı Islak İmzalıdır
Danışman:	Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ	Aslı Islak İmzalıdır
Jüri Üyesi:	Dr. Öğr. Üyesi Miraç Dilruba GEYİKOĞLU ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ	Aslı Islak İmzalıdır

Enstitü Yürütme
Kurulunun .../.../.... tarih
ve sayılı kararı.

Bu tezin Atatürk Üniversitesi Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili maddelerinde belirtilen şartları yerine getirdiğini onaylarım.

Prof.Dr. Saltuk Buğrahan CEYHUN

Enstitü Müdürü

Aslı Islak İmzalıdır

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.

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Graduate School of Natural and
Applied Sciences

T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ REKTÖRLÜĞÜ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ

ETİK BİLDİRİM VE İNTİHAL BEYAN FORMU

Yüksek Lisans Tezi olarak *Dr. Öğr. Üyesi Gökhan Öztürk* danışmanlığında sunulan “*Bianizotropik Metamalzemelerin Elektromanyetik Özelliklerinin TE3, TM3 Modu İle Eğik Açılı Durumda Gelen Dalga İçin Elde Edilmesi*” başlıklı çalışmanın tarafımızdan bilimsel etik ilkelere uyularak yazıldığını, yararlanılan eserlerin kaynakçada gösterildiğini, Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından belirlenmiş olan Turnitin Programı benzerlik oranlarının aşılmadığını ve aşağıdaki oranlarda olduğunu beyan ederiz.

Tez Bölümleri	Tezin Benzerlik Oranı (%)	Maksimum Oran (%)
Giriş	1	30
Kuramsal Temeller	0	30
Materyal ve Metot	2	35
Araştırma Bulguları ve Tartışma	0	20
Sonuçlar ve Öneriler	0	20
Tezin Geneli	2	25

Not: Yedi kelimeye kadar benzerlikler ile Başlık, Kaynakça, İçindekiler, Teşekkür, Dizin ve Ekler kısımları tarama dışı bırakılabilir. Yukarıdaki azami benzerlik oranları yanında tek bir kaynaktan olan benzerlik oranlarının %5'den büyük olmaması gerekir.

Sunulan bilgilerin doğru olduğunu, aksi halde doğacak hukuki sorumlulukları kabul ettiğimizi beyan ederiz.

Tez Yazarı (Öğrenci)	Tez Danışmanı
Ömer Faruk AYDEMİR	Dr. Öğr. Üyesi Gökhan Öztürk
29.6.2022	29.6.2022
İmza: Aslı Islak İmzalıdır	İmza: Aslı Islak İmzalıdır

* Tez ile ilgili YÖKTEZ’de yayınlamasına ilişkin bir engelleme var ise aşağıdaki alanı doldurunuz.

☐ Tezle ilgili patent başvurusu yapılması / patent alma sürecinin devam etmesi sebebiyle Enstitü Yönetim Kurulunun/.../.... tarih ve sayılı kararı ile teze erişim 2 (iki) yıl süreyle engellenmiştir.

☐ Enstitü Yönetim Kurulunun/.../.... tarih ve sayılı kararı ile teze erişim 6 (altı) ay süreyle engellenmiştir.

TEŞEKKÜR

Sunmuş olduğum yüksek lisans tezi, Atatürk Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK 'ün yöneticiliğinde hazırlanmıştır. Bu çalışmanın her aşamasında her türlü desteğini, katkısını ve sabrını esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK 'e en içten duygularıyla teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresince görüş, öneri ve yardımları için tüm Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü elemanlarına ve bu süreçte desteğini esirgemeyen eşime ve aileme de teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Ömer Faruk AYDEMİR



ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

BİANİZOTROPİK METAMALZEMELERİN ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN TE₃, TM₃ MODU İLE EĞİK AÇILI DURUMDA GELEN DALGA İÇİN ELDE EDİLMESİ

Ömer Faruk AYDEMİR

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Gökhan ÖZTÜRK

Amaç: Bu çalışmada, düzlem elektromanyetik dalganın TE₃ ve TM₃ modlarının bianizotropik metamalzemeye eğik açılı olarak gönderilmesiyle, bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özelliklerinin (etkin yapıcı parametreleri) belirlenmesi amaçlanmıştır.

Yöntem: Bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özellikleri (etkin yapıcı parametreleri) saçılım parametrelerine bağlı olarak analitik olarak elde edilmiştir. Matlab programı kullanılarak analitik olarak elde edilen parametreler Lorentz modeli ile oluşturulan değerleri ile kıyaslanmıştır ve belirli frekans aralığında grafikleri çizdirilmiştir.

Bulgular: Referans çalışma ile elde edilen sonuçlar ile aynı sonuçlar elde edilmiştir. TE₃ ve TM₃ modları ile Bianizotropik metamalzemeye ait beş adet elektromanyetik özellik elde edilmiştir.

Sonuç: Düzlem elektromanyetik dalganın eğik açıda bianizotropik metamalzemeye gönderilmesi tek yönlü ölçüm ile malzemeye ait daha fazla sayıda elektromanyetik özelliklerin (etkin yapıcı parametreleri) elde edilebileceği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Bianizotropik Metamalzeme, Saçılım Parametreleri, elektromanyetik özellikler, TE₃ ve TM₃ modları.

Temmuz 2022, 73 sayfa

ABSTRACT

MASTER'S THESIS

DETERMINATION OF THE CONSTITUTIVE PARAMETERS OF BIANISOTROPIC METAMATERIAL FOR TE₃ AND TM₃ MODES WITH OBLIQUE INCIDENCE

Ömer Faruk AYDEMİR

Supervisor: Asst. Prof. Gökhan ÖZTÜRK

Purpose: In this study, it is aimed to determine the electromagnetic properties (effective constitutive parameters) of the bianisotropic metamaterial by sending the TE₃ and TM₃ modes of the plane electromagnetic wave to the bianisotropic metamaterial at an oblique angle.

Method: The electromagnetic properties (the effective constitutive parameters) of the bianisotropic metamaterial were obtained analytically depending on the scattering parameters. In the Matlab program, the analytically obtained parameters were compared with the values created by the Lorentz model and their graphs were drawn in a certain frequency range.

Findings: The same results were obtained as those obtained in the reference study. By sending TE₃ and TM₃ modes at oblique angle, five electromagnetic properties (effective constructive parameters) of bianisotropic metamaterial were obtained.

Results: According to the results obtained, it has been determined that sending the plane electromagnetic wave to the metamaterial at an oblique angle allows to obtain more electromagnetic properties of the metamaterial in one direction measurement.

Keywords: Bianisotropic Metamaterials, Scattering Parameters, TE₃ and TM₃ Modes.

July 2022, 73 pages

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY TUTANAĞI.....	i
ETİK BİLDİRİM VE İNTİHAL BEYAN FORMU	i
TEŞEKKÜR	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
TABLolar DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	viii
GİRİŞ.....	1
KURAMSAL TEMELLER.....	4
Kırılma İndisi	4
Metamalzemeler ve Metamalzemelerin Sınıflandırılması	4
Lorentz Ortam Modeli.....	5
MATERYAL ve METOT	6
Bianizotropik Malzeme için alan ifadelerinin elde edilmesi.....	7
Sınır Şartları ve Saçılım Parametreleri.....	10
Malzeme Özelliklerinin Elde Edilmesi	26
TE3 ve TM3 Mod Eğik Açılı ile Gelen Dalga için Bianizotropik Metamalzeme Ortamında Alan İfadelerinin Elde Edilmesi.....	26
Maxwell denklemleri ve Alan eşitliklerinin elde edilmesi	27
Dispersiyon İlişkisi ve Kırılma İndisinin Elde Edilmesi.....	32
Ortamın Her bir Katmanı İçin Alan İfadelerinin Belirlenmesi	36
Eğik Açılı Durum İçin Dalga Empedansları İfadelerinin Elde Edilmesi.....	41
Sınır Şartlarının Uygulanması.....	45
S Parametrelerine Bağlı Olarak Yayılım Faktörü, Öz Empedans ve Yansıma Parametrelerinin Elde Edilmesi.....	57
Kırılma İndislerine ve Öz Empedansa Bağlı Olarak Elektromanyetik Özelliklerin Belirlenmesi	61
ARAŞTIRMA BULGULARI	66
TARTIŞMA ve SONUÇ	70
KAYNAKLAR.....	71
ÖZGEÇMİŞ.....	73

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo 1. TE ₃ ve TM ₃ Modu İçin İlerleme Yönündeki Alan İfadeleri, Kırılma İndisi, Dalga Sayısı ve İlerleme Yönü Dalga Empedansı Değerleri.....	10
Tablo 2. Normal Gelme Açılı Durum İçin TE ₃ Moduna Ait Ortamlardaki Alan İfadeleri.....	14
Tablo 3. Normal Gelme Açılı Durum İçin TM ₃ Moduna Ait Ortamlardaki Alan İfadeleri.....	14
Tablo 4. Normal Açılı Gelme Durumunda TE ₃ ve TM ₃ Modları İçin Empedans ve Normalize Empedans Değerleri	18
Tablo 5. Normal Gelme Açılı Durumunda TE ₃ ve TM ₃ Modları İçin Sınır Şartları Eşitlikleri .	20
Tablo 6. TE ₃ Modu ve TM ₃ Modu İçin Elektrik ve Manyetik Alan Bileşenleri	31
Tablo 7. TE ₃ ve TM ₃ Modlarına Ait Dispersiyon İlişkisi ve Kırılma İndisi İfadeleri	35
Tablo 8. Eğik Açılı Gelme Durumunda TE ₃ Modu İçin Ortamlardaki Alan İfadeleri	40
Tablo 9. Eğik Açılı Gelme Durumunda TM ₃ Modu İçin Ortamlardaki Alan İfadeleri	40
Tablo 10. Eğik Açılı Durum İçin TE ₃ ve TM ₃ Modlarında Ortamlardaki İleri ve Geri Yöndeki Empedans İfadeleri.....	42
Tablo 11. Eğik Açılı Gelme Durumu İçin TE ₃ ve TM ₃ Modlarına Ait Sınır Şartları İfadeleri	47
Tablo 12. Eğik Açılı Gelme Durumu İçin TE ₃ ve TM ₃ Modları İçin Saçılım Parametreleri İfadeleri	56
Tablo 13. S Parametrelerine Bağlı Olarak Yayılım Faktörü (T), Öz Empedans ve Yansıma Parametreleri	60
Tablo 14. Kırılma İndisi ve öz Empedansa Bağlı Malzemenin Elektromanyetik Özellikleri .	65

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Metamalzemelerin ϵ ve μ 'ye göre sınıflandırılması.....	4
Şekil 2. Normale dik gelen dalga için bianizotropik malzemenin özelliklerinin analitik olarak incelenmesi.....	6
Şekil 3. Saçılım parametrelerinin gösterimi ve malzeme ortamı	11
Şekil 4. a) TE3 modunun eğik açı ile malzemeye gelişinin gösterimi. b) TM3 modunun eğik açı ile malzemeye gelişinin gösterimi.	26
Şekil 5. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen ϵ_x 'in gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	67
Şekil 6. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen ϵ_y gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	67
Şekil 7. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_x gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b).....	67
Şekil 8. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_y gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b).....	68
Şekil 9. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_z gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b).....	68
Şekil 10. TE3 modunda $\theta_1 = 0^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	68
Şekil 11. TE3 modunda $\theta_1 = 20^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	69
Şekil 12. TM3 modunda $\theta_1 = 0^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	69
Şekil 13. TM3 modunda $\theta_1 = 20^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)	69

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

ϵ_0	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği
ϵ_r	Bağıl elektriksel geçirgenlik
ϵ_x	x yönünde bağıl elektriksel geçirgenlik
ϵ_y	y yönünde bağıl elektriksel geçirgenlik
ϵ_z	z yönünde bağıl elektriksel geçirgenlik
μ_0	Boş uzayın manyetik geçirgenliği
μ_x	x yönünde bağıl manyetik geçirgenlik
μ_y	y yönünde bağıl manyetik geçirgenlik
μ_z	z yönünde bağıl manyetik geçirgenlik
S	Saçılım parametresi
S_{11}	1.ortamdan geri yansıyan saçılım parametresi
S_{12}	1.ortamdan 2.ortama iletilen saçılım parametresi
S_{21}	2.ortamdan 1.ortama iletilen saçılım parametresi
S_{22}	2.ortamdan geri yansıyan saçılım parametreleri
$\vec{E}$	Elektrik alan şiddeti vektörü
$\vec{E}_x$	x yönündeki elektrik alan şiddeti vektörü
$\vec{E}_y$	y yönündeki elektrik alan şiddeti vektörü
$\vec{E}_z$	z yönündeki elektrik alan şiddeti vektörü
$\vec{H}$	Manyetik alan şiddeti vektörü
$\vec{H}_x$	x yönündeki manyetik alan şiddeti vektörü
$\vec{H}_y$	y yönündeki manyetik alan şiddeti vektörü
$\vec{H}_z$	z yönündeki manyetik alan şiddeti vektörü
η_0	Boşluğun karakteristik empedansı
η_r	Malzemenin karakteristik empedansı
n	Kırılma indisi
k	Dalga numarası
k_0	Boş uzayın dalga numarası
k_{eff}	Metamalzemenin dalga numarası ξ_0^2
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



GİRİŞ

Metamalzemeler negatif kırılma indisine, yüksek rezonansa sahip olmaları ve periyodik veya periyodik olmayan basit üretimleri gibi üstün özellikleri ile dikkat çekmektedirler. Metamalzemeler doğada kendiliğinden bulunan bir malzeme değildir. Yapay olarak üretilen özel malzemelerdir ve birçok çeşidi bulunur. Bağlı elektriksel geçirgenlik ve bağlı manyetik geçirgenliğe göre sınıflandırma yapıldığında en dikkat çeken durum aynı anda hem bağlı elektriksel geçirgenliğin (ϵ_r) hem de bağlı manyetik geçirgenliğin (μ_r) negatif olduğu durumdur. Bu durumdaki malzemelere sol elli metamalzeme denir. Sol elli metamalzemeler de, dalga yayılması poyinting vektörüne göre zıt yönde olur. Sol elli metamalzeme Veselago tarafından ilk kez teorik olarak elde edilmiştir (Veselago, 1967). Bu çalışmadan ilham alan Pendry deneysel olarak ilk kez sonsuz uzunlukta iletken teller ile negatif elektriksel geçirgenlik elde etmiştir (Pendry *et al.* 1998). Ayrıca bir yıl sonra başka bir çalışmada negatif manyetik geçirgenlik için de split ring resanator (SRR) yapılarını kullanmıştır (Pendry *et al.* 1999). Bu iki çalışmayı tek bir yapıda birleştirerek (sonsuz uzunluktaki iletken ile SRR yapısını birleştirerek) deneysel olarak ilk kez sol elli metamalzeme yapısı Smith tarafından gerçekleştirilmiştir (Smith *et al.* 2002).

Metamalzemelerin rezonans bölgesindeki üstünlüklerinden dolayı, güneş enerjisi toplama (Wang *et al.* 2015), mikrodalga frekans bölgesinde görünmezlik (Schuring *et al.* 2006), antenler (Ziolkowski *et al.* 2006), optik (Kundtz *et al.* 2010), mükemmel soğurucu malzeme (Landy *et al.* 2008), enerji hasatlama uygulamaları (Chen *et al.* 2011), sensörler (Huang *et al.* 2011), kablosuz güç iletimi (Cho *et al.* 2018), tıbbi görüntüleme cihazların görüntüleme verimliliğini artırma (Freire *et al.* 2008) gibi uygulamalarda kullanılmaktadır.

Metamalzemelerin elektromanyetik cevabı üç temel faktöre bağlıdır. Bunlar manyetik dipol, elektrik dipol ve elektrik ve manyetik alan kublajlarıdır. Gelen elektromanyetik dalganın metamalzeme ile etkileşimden ötürü metalik yüzeyi üzerinde yüzey akımları oluşur. Bu durumda manyetik dipol oluşur. Ayrıca metamalzemenin kenar ve köşelerinde yük birikmesinden ötürü zıt kutuplu yük yoğunlukları oluşur bu da elektrik dipol oluşmasına yol açar (Hasar *et al.* 2017). Metamalzemelerin elektromanyetik cevapları genellikle bağlı elektrik geçirgenliğe (ϵ_r), bağlı manyetik geçirgenliğe (μ_r), chirality parametresine (κ), dalga empedansına veya kırılma indisine bağlıdır (Hasar *et al.* 2018).

Gelen dalganın etkileşimine ve malzeme yapısına bağlı olarak ortamlar sınıflandırılabilir. Bunlar homojen bianizotropik ortam, izotropik chiral-tip ortam, anizotropik

chiral-tip ortam, pseudochiral-tip ortam, omega-tip ortam, pseudochiral omega-tip ortam ve genel reciprocal bianizotropik tip ortamdır (Hasar *et al.* 2021). Metamalzemeler, gelen dalga ile etkileşimine bağlı olarak bu ortamların davranışını gösterebilirler. Metamalzeme bianizotropik ortam davranışı göstermesi durumunda, bianizotropik metamalzeme olarak adlandırılabilir. Bianizotropik metamalzemeler dört farklı katagoride sınıflandırılabilirler. Bunlar tellegen, omega, chiral ve moving media dır (Hasar *et al.* 2021). Omega tip bianizotropik metamalzemeler iletimde geniş durdurma bant aralığına sahip olmaları ve ileri ve geri empedansların farklı olmasından dolayı diğer bianizotropik metamalzemelerden farklıdır (Li *et al.* 2009). Bianizotropik metamalzemler için dalga vektörü sadece elektrik (ϵ) ve manyetik geçirgenliğine (μ) bağlı değildir aynı zamanda magnetoelektrik kublaj katsayısına (ξ) da bağlıdır (Tretyakov *et al.* 2007). Dolayısıyla bianizotropik metamalzemenin elektromanyetik özelliğini elde etmek için elektrik (ϵ) ve manyetik geçirgenliğinin (μ) yanı sıra magnetoelektrik kublaj katsayısının (ξ) da elde edilmesi önemlidir (Li *et al.* 2009).

Üretim, tasarım ve etkin şekilde kullanım da elektromanyetik özellikler belirleyici rol üstlenirler. Bu sebepten metamalzemelerin elektromanyetik özelliklerinin elde edilmesi çok önemlidir. Elektromanyetik karakterizasyon ile metamalzemenin elektromanyetik özellikleri elde edilir. Elektromanyetik karakterizasyon için birçok teknik kullanılmaktadır. Homojenizasyon tekniği, alanların ortalaması, yaklaşık analitik modeli ve ölçülen/benzetimi edilen saçılım parametreleri (S parametreler) tekniği bu tekniklerden bazılarıdır (Hasar *et al.* 2015). Alanların ortalaması tekniğinde, metamalzemedeki elektromanyetik alanların oranı nümerik olarak hesaplanır. Bu işlem nümerik hesaplar için kolay olmasına karşın, deneysel uygulamalarda zordur (Popa and Cummer 2005). Yaklaşık analitik model ile metamalzemenin etkin parametrelerinin kestirimi yapılır. Bu model kompozit bileşenlerin geometrik yapısından malzemenin fiziksel özellikleri hakkında bilgi verir fakat kompleks yapılar için zordur (Marques *et al.* 2002). En sık kullanılan teknik ise S-parametreler tekniğidir. Bu teknik Smith *et al.* tarafından öne sürülmüştür (Smith *et al.* 2002). S parametreler tekniği hem sayısal hem de deneysel ölçümler için uygulanabilir. Smith *et al.* (2002), normal açı ile gelen elektromanyetik dalga için, transfer matrsi simülasyonu kullanarak sonlu uzunlukta bir tel ile SRR yapılarını kullanarak tasarladıkları metamalzemeye ait yansıma ve iletim katsayılarını elde etmiş ve bu yansıma ve iletim katsayılarını kullanarak metamalzemenin elektromanyetik özelliklerini bulmuşlardır. Smith *et al.* (2005), homojen olmayan metamalzemenin elektromanyetik özelliğini S parametreler tekniği ile normal açı ile gönderdikleri elektromanyetik dalga için elde etmişlerdir. Menzel ve ark (2008), S- parametreler tekniği ile eğik açılı gelme durumu için, tasarladıkları metamalzemenin elektromanyetik parametrelerinden birini elde etmişlerdir. Li *et al.* (2009), analitik olarak bianizotropik metamalzemenin etkin

parametrelerini elde etmişlerdir. Ayrıca normal kompozit metamlzeme ile bianizotropik metamlzemenin arasındaki farklılıkları da göstermişlerdir. Cohen *et al.* (2015) sayısal simülasyon yazılımı yardımıyla ve eğik açılı gelme durumu için pseudochiral omega tip metamlzemenin tüm etkin parametrelerini S-parametreler tekniği ile elde etmişlerdir. Ozturk *et al.* (2021), eğik açılı gelme durumu için omega tip bianizotropik metamlzemenin tüm etki parametrelerini S parametreler tekniği ile elde etmişlerdir. Çalışmalarındaki temel özellik literatürde ilk kez sadece iki mod ile (TE_2 ve TM_2) ve sadece S parametreler tekniği ile tek tabakalı metamlzemenin yedi parametresini (diagonal elektrik ve manyetik geçirgenlik tensörleri ve kublaj faktörü) elde etmeleridir. Hasar *et al.* (2018), çok tabakalı metamlzemeye ait elektromanyetik özellikleri S- parametreler tekniği ile elde etmişleridir. Bu çalışmadaki homojen olmayan metamlzeme yapısı farklı isotropik ve bianizotropik metamlzemelerden (SRR, SRR-tel, omega ve omega-tel) oluşmaktadır. Chen *et. al*, 2005 çalışmasında normal açılı gelme durumunda üç yönlü ölçüm (x, y ve z) ve dört farklı mod (TE_1 , TE_2 , TE_3 ve TM_1) kullanarak elektromanyetik özellikler (ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z , μ_x , μ_y , μ_z ve ζ_0) elde edilmiştir.

Bu tez çalışmasında, eğik açılı gelme durumu için TE_3 ve TM_3 modları ile bianizotropik metamlzeme için S-parametreler tekniği ile etkin parametreler elde edilmiştir. Bu elektromanyetik dalgaların malzeme sınırları boyunca sınır şartları uygulanarak saçılım parametreleri empedanslar cinsinden elde edilir. Bu empedanslar malzemenin elektromanyetik özelliklerini barındırdığı için saçılım parametreleri bize malzemenin elektromanyetik özellikleri hakkında bilgi verir.

Bu tez çalışmasının nihai hedefi, Chen *et. al* 2005 deki çalışmalarında normal açılı gelme durumu için 3 yönlü ölçüm ve dört mod (TE_1 , TE_2 , TE_3 ve TM_1) ile yedi elektromanyetik özellik elde (ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z , μ_x , μ_y , μ_z ve ζ_0) edilmişken, aynı bianizotropik metamlzeme için literatürde olmayan TE_3 ve TM_3 modlarının eğik açılı olarak gönderilerek sadece tek yönde ölçüm (y) ve iki mod (TE_3 ve TM_3) ile beş farklı elektromanyetik özelliklerinin (ϵ_x , ϵ_y , μ_x , μ_y ve μ_z) elde edilmesidir.

KURAMSAL TEMELLER

Kırılma İndisi

Bir ortamın elektriksel geçirgenliği, ortamın elektrik alana karşı nasıl davranış göstereceğini belirlerken, manyetik geçirgenlik ise ortamın manyetik alan için nasıl davranış göstereceğini belirler.

Ortamın kırılma indisi, ortamın elektrik ve manyetik geçirgenliğine bağlıdır. Elektromanyetik dalganın ortam içerisinde nasıl davranış göstereceğini (hızını, ilerleme yönü ve doğrultusunu vb.) belirler. Homojen dispersif olmayan izotropik malzemeler için kırılma indisi,

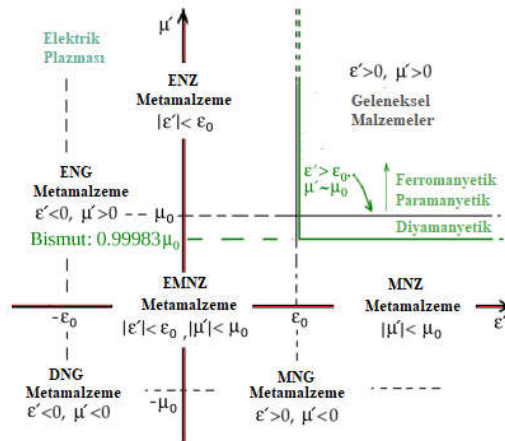
$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1)$$

Dispersif ortamın frekansa bağlı kırılma indisi ise,

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)\mu_r(\omega)} \quad (2)$$

Metamalzemeler ve Metamalzemelerin Sınıflandırılması

Doğada bulunan malzemeler için ϵ_r ve μ_r değerleri pozitifdir. Metamalzeme olarak adlandırılan malzemelerin ϵ_r ve μ_r değerler negatiftir. ϵ_r ve μ_r 'nin negatif değerlere sahip olması hem kırılma indisinin negatif olmasına hem de elektromanyetik dalganın güç vektörü ($\vec{S}$) ile dalga vektörünün ($\vec{k}$) zıt yönlü olmasına sebep olur. Dolayısıyla dalganın enerji yayılımı dalganın ilerleyişine göre zıt yönde olur. Bu özellikler ile metamalzeme doğada gözlemlenmeyen davranışlar sergiler. Metamalzeme ϵ ve μ değerleri için sınıflandırılabilirler. Şekil 1. de gösterilmiştir.



Şekil 1. Metamalzemelerin ϵ ve μ 'ye göre sınıflandırılması (Barroso, Malpica 2020)

ϵ ve μ değerlerinin herhangi birinin veya her ikisinin sıfırdan küçük olması durumuna göre metamalzemeler sınıflandırılırlar. ϵ negatif, μ pozitif ise negatif ϵ metamalzeme (ENG – ϵ negative), ϵ pozitif μ negatif ise negatif μ metamalzeme (MNG - μ negative), $|\epsilon| < \epsilon_0$ ise ϵ sıfır yakın metamalzeme (ENZ- ϵ near zero), $|\mu| < \mu_0$ ise μ sıfır yakın metamalzeme (MNZ- μ near zero), aynı anda hem $|\epsilon| < \epsilon_0$ hem de $|\mu| < \mu_0$ ise ϵ - μ sıfır yakın metamalzeme (EMNZ - ϵ - μ near zero) dir. Bu sınıflandırmada en dikkat çeken metamalzeme hem ϵ 'nın hem de μ 'nün negatif olduğu sol elli metamalzeme veya DNG (Double negative) metamalzemelerdir. Sol elli metamalzeme hariç diğer tür metamalzemelerde dalga sönümlenmesi olur. Sol elli metamalzemedeki sola ilerleyen dalga durumu gözlemlenir.

Lorentz Ortam Modeli

DNG metamalzemelerin analitik olarak elde etmek için Lorentz ortam modeli kullanılabilir. bu model ile DNG metamalzemelerin ortam parametrelerinin (elektrik ve manyetik geçirgenlik) dispersif bileşenleri elde edilebilir (Öztürk G., 2018). Lorentz ortam modeli için bağlı elektrik ve manyetik geçirgenlik ifadeleri sırasıyla denklem (3) ve denklem (4) de gösterilmiştir.

$$\epsilon(f) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{f_{ep}^2 - f_{eo}^2}{f^2 - f_{ep}^2 + j\delta_e f} \right) \quad (3)$$

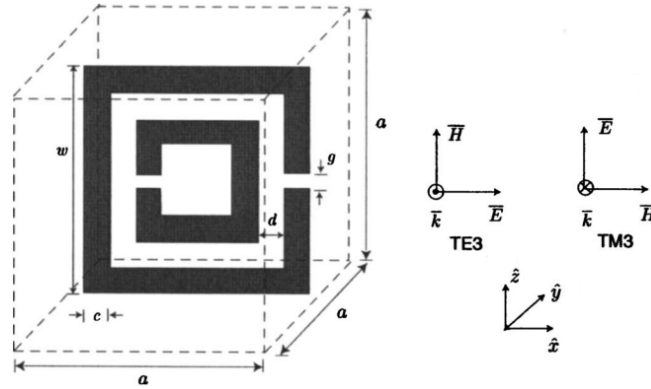
$$\mu(f) = \mu_0 \left(1 - \frac{f_{mp}^2 - f_{mo}^2}{f^2 - f_{mp}^2 + j\delta_m f} \right) \quad (4)$$

Burada, 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 gösterir.

MATERYAL ve METOT

Bu tez çalışmasının ilk kısmında normal açılı gelme durumu için TE_3 ve TM_3 modlarında analitik olarak elde edilen elektromanyetik özellikler *Chen. et al, 2005* çalışması referans alınarak yapılmıştır. *Chen. et al, 2005* çalışmasında sonuçların analitik olarak nasıl elde edildiği gösterilmemiştir. İkinci kısımda, literatürde olmayan TE_3 ve TM_3 modlarının eğik açılı gelme durumu için elektromanyetik özellikler S-parametreler metodu ile teorik olarak elde edilmiştir. Son kısımda ise elde edilen elektromanyetik özellikler Lorentz ortam modeli ile kuramsal olarak oluşturulan değerler ile kıyaslanmıştır.

Bu tezde materyal olarak *Chen. et al, 2005* çalışmasındaki birim hücre metamalzeme referans alınmıştır (Şekil 2). Bu metamalzeme tek katlı iç içe iki döngüden oluşan SRR bianizotropik metamalzemedir. Metamalzemenin birim hücresi bir kenarı 5,25 mm olan bir küptür. Bu birim hücredeki SRR yapının parametreleri $g=d=0,125$ mm, $c=0,25$ mm ve $w=3,75$ mm. SRR yapının bulunduğu ortam boş uzaydır. Ayrıca bu SRR yapısına gönderilen elektromanyetik dalga modları TE_3 ve TM_3 'dür. TE_3 modunda elektrik alan x doğrultusunda salınım yapmaktadır. Manyetik alan z doğrultusunda salınım yapmaktadır. Dalga -y yönünde ilerlemektedir. TM_3 modunda elektrik alan ve manyetik alan salınımları sırasıyla z ve x doğrultularında iken dalga +y yönünde ilerlemektedir.



Şekil 2. Normale dik gelen dalga için bianizotropik malzemenin özelliklerinin analitik olarak incelenmesi (*Chen. et al, 2005*)

Chen. et al, 2005 çalışması referans alınmıştır. Bu çalışmaya göre, normale dik gelen TE_3 modunun ve normale dik gelen TM_3 modunun Bu geliş durumu ve modlara göre bianisotropik malzemenin özellikleri analitik olarak elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar referans çalışma ile doğrulanmıştır.

Bianizotropik Malzeme için alan ifadelerinin elde edilmesi

Kayıpsız ve kaynaksız ortam için Maxwell denklemleri elde edilir. Maxwell denklemleri $e^{+i\omega t}$ zamanda harmonik bağımlılık olduğu kabul edilerek aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -i\omega \vec{B}(\vec{r}) \quad (5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = +i\omega \vec{D}(\vec{r}) \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ev} \quad (7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (8)$$

Bianisotropik ortam için $\vec{D}$ ve $\vec{B}$ aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -j\xi_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\xi_0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = -j\omega(\mu_0 \mu_x H_x) \quad (11)$$

Yukarıdaki $\vec{D}$ ve $\vec{B}$ vektörleri Maxwell denklemlerinde yerlerine yazılarak, Maxwell denklemleri açılır.

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = -j\omega \left(\mu_0 \mu_y H_y + \frac{j\xi_0}{c} E_z \right) \quad (12)$$

$$\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -j\omega(\mu_0 \mu_z H_z) \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) = j\omega(\varepsilon_0 \varepsilon_x E_x) \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right) = j\omega(\varepsilon_0 \varepsilon_y E_y) \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = j\omega\left(\varepsilon_0 \varepsilon_z E_z - \frac{j\xi_0}{c} H_y\right) \quad (16)$$

Elde edilen bu genel ifadeler kullanılarak TE3 ve TM3 modları için elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri elde edilir.

Maxwell denklemleri TE3 elektromanyetik dalga modu için yeniden düzenlenir. TE3 modunda dalga y yönünde ilerlediği için sadece y yönünde bir değişim ($\frac{\partial}{\partial y} \neq 0$) olacaktır. Elektrik alan x yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın y ve z bileşenleri sıfırdır ($E_x \neq 0$, $E_y = 0$ ve $E_z = 0$). Manyetik alan z yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın x ve y bileşenleri sıfırdır ($H_x = 0, H_y = 0, H_z \neq 0$).

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = j\omega(\mu_0 \mu_z H_z) \quad (17)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y}\right) = j\omega(\varepsilon_0 \varepsilon_x E_x) \quad (18)$$

Yukarıda gösterildiği üzere TE3 için Maxwell Denklemleri elde edilir.

Aynı şekilde TM3 modu içinde Maxwell Denklemleri yeniden düzenlenir. TM3 modunda dalga y yönünde ilerlediği için sadece y yönünde bir değişim ($\frac{\partial}{\partial y} \neq 0$) olacaktır. Elektrik alan z yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın x ve y bileşenleri sıfırdır ($E_x = 0$, $E_y = 0$ ve $E_z \neq 0$). Manyetik alan x yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın y ve z bileşenleri sıfırdır ($H_x \neq 0, H_y = 0, H_z = 0$). Böylece,

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y}\right) = -j\omega(\mu_0\mu_x H_x) \quad (19)$$

$$0 = -j\omega\left(\mu_0\mu_y H_y + \frac{j\xi_0}{c} E_z\right) \quad (20)$$

$$\left(-\frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = j\omega\left(\varepsilon_0\varepsilon_z E_z - \frac{j\xi_0}{c} H_y\right) \quad (21)$$

TM3 için Maxwell denklemleri elde edilir.

TE3 ve TM3 modları için ayrı ayrı elde edilen bu Maxwell denklemlerini kullanarak TE3 ve TM3 modları için dalga denklemleri ve çözümleri elde edilir.

TE3 modu için hem dalga denklemi (22) hem de çözümü (23) aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mu_z \varepsilon_x E_x \quad (22)$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mu_z \varepsilon_x \quad (23)$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (24)$$

TE3 için $k_x = k_y = 0, k_z \neq 0$ 'dir. TE3 modunun dalga denklemi çözümü denklem (25)'de ifade edilmiştir.

$$E_x = \hat{x} (E_0^- e^{jk_y y} + E_0^+ e^{-jk_y y}) \quad (25)$$

TM3 modu için dalga denklemi hem de çözümü yazılır.

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = \left[-\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mu_x \varepsilon_z + \frac{\omega^2 \xi_0^2 \mu_x}{c^2 \mu_y} \right] E_z \quad (26)$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mu_z \varepsilon_x - \frac{\omega^2 \xi_0^2 \mu_x}{c^2 \mu_y} \quad (27)$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (28)$$

TM3 için $k_x = k_z = 0, k_y \neq 0$ 'dir. TM3 modunun dalga denklemi çözümü,

$$E_z = \hat{z}(E_0^- e^{+jk_y y} + E_0^+ e^{-jk_y y}) \quad (29)$$

Bundan sonraki aşamada TE3 ve TM3 modları için kırılma indisi, dalga sayısı ve ilerleme yönündeki empedanslar bulunmuştur. Bu aşamada elde edilen ifadeler Tablo 1' de gösterilmiştir.

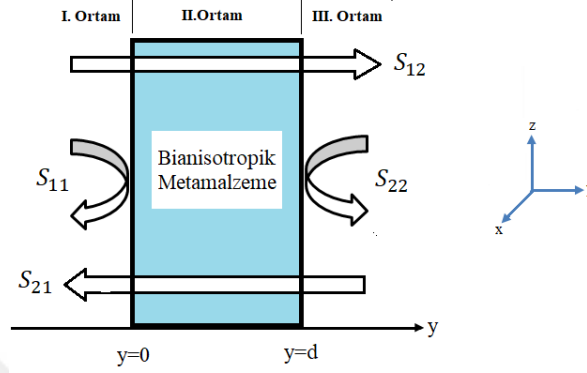
Tablo 1. TE₃ ve TM₃ Modu İçin İlerleme Yönündeki Alan İfadeleri, Kırılma İndisi, Dalga Sayısı ve İlerleme Yönü Dalga Empedansı Değerleri

	TE ₃ MODU	TM ₃ MODU
İlerleme Yönündeki Alan İfadeleri	$E_x = \hat{x}(E_0^+ e^{-jk_y y})$ $H_z = -\frac{k_y}{\omega \mu_0 \mu_z} E_x$	$E_z = \hat{z}(E_0^+ e^{-jk_y y})$ $H_x = \frac{k_y}{\omega \mu_0 \mu_x} E_z$
Dalga Sayısı (k)	$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ $k^2 = k_y^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mu_z \epsilon_x$ $k_y = k_0 \sqrt{\mu_z \epsilon_x}$	$k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$ $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mu_x \epsilon_z - \frac{\omega^2 \mu_x}{c^2 \mu_y} \xi_0$ $k^2 = k_y^2 = k_0^2 (\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y})$ $k_y = k_0 \sqrt{(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y})}$
Kırılma İndisi (n)	$k = nk_0$ $n = \sqrt{\mu_z \epsilon_x}$	$k = nk_0$ $n = \sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)}$
İlerleme Yönü Dalga Empedansı (Z_w^+)	$Z_w^+ = \left \frac{E_x}{H_z} \right = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_z}{\epsilon_x}}$	$Z_w^+ = \left \frac{E_z}{H_x} \right = \eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)}}$

Sınır Şartları ve Saçılım Parametreleri

Malzemenin elektromanyetik dalgaya karşı vereceği karakteristik cevabı bulmak için saçılım parametreleri kullanılabilir. Malzemeye gönderilen elektromanyetik dalga malzemedan

saçılır ve malzemeye iletilir. Saçılan ve iletilen elektromanyetik dalgaların elektrik ve manyetik alan bileşenlerinden ileri ve geri empedanslara, bu empedanslardan da saçılım parametrelerine ulaşılır. Malzemenin anizotropik veya bianizotropik olması saçılım parametrelerinin yansıma (S_{11} ve S_{22}) ve iletim (S_{12} ve S_{21}) parametrelerinin birbirine eşit olup olmayacağını belirler. Anizotropik malzeme için $S_{11} = S_{22}$ iken, bianizotropik malzeme için $S_{11} \neq S_{22}$ olur. Şekil 3.1 iki port arasına yerleştirilen metamalzeme ve saçılım parametrelerinin yönünü göstermektedir.



Şekil 3. Saçılım parametrelerinin gösterimi ve malzeme ortamı

I., II. ve III. ortamlar için alan ifadeleri elde edilmiştir. I. ortam ve III. ortam boş uzay, II. ortam bianisotropik metamalzemedir.

TE3 ve TM3 modları için ortamlardaki toplam elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri elde edilmiştir. TE3 için I. ortamda metamalzemeye gelen ve yansıyan elektrik ve manyetik alan ifadeleri Maxwell denklemleri kullanılarak denklem (32) ve denklem (33)'de gösterildiği gibi elde edilmiştir. $\vec{E}_i$, ilerleyen dalganın elektrik alan bileşeni, $\vec{E}_r$, yansıyan dalganın elektrik alan bileşeni ve $\vec{E}_1$, I. ortamdaki toplam elektrik alanı temsil etmektedir. $\vec{H}_1$, I. ortamdaki toplam manyetik alanı temsil eder.

$$\vec{E}_i = \hat{x}(\vec{E}_{ix}e^{-jk_0y}) \quad (30)$$

$$\vec{E}_r = \hat{x}(\vec{E}_{rx}e^{+jk_0y}) \quad (31)$$

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_i + \vec{E}_r \quad (32)$$

$$\vec{E}_1 = \hat{x}(E_{ix}e^{-jk_0y} + E_{rx}e^{+jk_0y}) \quad (33)$$

$$\vec{H}_1 = \hat{z} \frac{1}{\eta_0} (-E_{ix} e^{-jk_0 y} + E_{rx} e^{+jk_0 y}) \quad (34)$$

Aynı şekilde II. Ortam (bianizotropik metamalzeme) için gelen ve yansıyan elektrik ve manyetik alan ifadeleri elde edilmiştir ve sırasıyla denklem (38) ve (39) de gösterilmiştir.

$$\vec{E}_{is} = \hat{x} (\vec{E}_{isx} e^{-jk_y y}) \quad (35)$$

$$\vec{E}_{rs} = \hat{x} (\vec{E}_{rsx} e^{+jk_y y}) \quad (36)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{is} + \vec{E}_{rs} \quad (37)$$

$$\vec{E}_2 = \hat{x} (E_{isx} e^{-jk_y y} + E_{rsx} e^{+jk_y y}) \quad (38)$$

$$\vec{H}_2 = \hat{z} \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0 \sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} e^{-jk_y y} + E_{rsx} e^{+jk_y y}) \quad (39)$$

III. Ortamda (boş uzay) metamalzemedan çıkan dalganın elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri ortamdaki toplam elektrik alan ve manyetik alanı oluşturur. Toplam elektrik ve manyetik alan ifadeleri sırasıyla denklem (41) ve (42) de gösterilmiştir.

$$\vec{E}_t = \hat{x} (\vec{E}_{tx} e^{-jk_0 y}) \quad (40)$$

$$\vec{E}_3 = \vec{E}_t, \quad \vec{E}_3 = \hat{x} (E_{tx} e^{-jk_0 y}) \quad (41)$$

$$\vec{H}_3 = \hat{z} \frac{1}{\eta_0} (-E_{tx} e^{-jk_0 y}) \quad (42)$$

Yukarıda TE3 modu için yapılan ortamlardaki toplam alan ifadelerinin elde edilme işleminin aynısı TM3 modu için de yapılmıştır. I. ortamdaki elektrik ve manyetik alan bileşenleri aşağıda denklem (45) ve denklem (46)' da gösterildiği şekilde elde edilmiştir.

$$\vec{E}_i = \hat{z} (\vec{E}_{iz} e^{-jk_0 y}) \quad (43)$$

$$\vec{E}_r = \hat{z}(\vec{E}_{rz}e^{+jk_0y}) \quad (44)$$

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_i + \vec{E}_r, \quad \vec{E}_1 = \hat{z}(E_{iz}e^{-jk_0y} + E_{rz}e^{+jk_0y}) \quad (45)$$

$$\vec{H}_1 = \hat{x} \frac{1}{\eta_0} (-E_{iz}e^{-jk_0y} + E_{rz}e^{+jk_0y}) \quad (46)$$

II. Ortamdaki elektrik ve manyetik alan bileşenleri sırasıyla denklem (49) ve denklem (50) gösterildiği şekilde elde edilmiştir.

$$\vec{E}_{is} = \hat{z}(\vec{E}_{isz}e^{-jk_yy}) \quad (47)$$

$$\vec{E}_{rs} = \hat{z}(\vec{E}_{rsz}e^{+jk_yy}) \quad (48)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{is} + \vec{E}_{rs}, \quad \vec{E}_2 = \hat{z}(E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy}) \quad (49)$$

$$\vec{H}_2 = \hat{x} \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0 \sqrt{\mu_x}} (-E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy}) \quad (50)$$

Son olarak TM3 modu için III. Ortamdaki metamalzemedeki çıkan dalganın elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri elde edilmiştir.

$$\vec{E}_t = \hat{z}(\vec{E}_{tz}e^{-jk_0y}) \quad (51)$$

$$\vec{E}_3 = \vec{E}_t, \quad \vec{E}_3 = \hat{z}(E_{tz}e^{-jk_0y}) \quad (52)$$

$$\vec{H}_3 = \hat{x} \frac{1}{\eta_0} (-E_{tz}e^{-jk_0y}) \quad (53)$$

Özet olarak üç ortamdaki toplam elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri hem TE3 hem de TM3 modları için sırasıyla Tablo 2' de ve Tablo 3' de gösterilmiştir.

Tablo 2. Normal Gelme Açılı Durum İçin TE3 Moduna Ait Ortamlardaki Alan İfadeleri

TE3 modu için alan ifadeleri	
I. Ortam (Boş Uzay)	$\vec{E}_1 = \hat{x}(E_{ix}e^{-jk_0y} + E_{rx}e^{+jk_0y})$ $\vec{H}_1 = \hat{z}\frac{1}{\eta_0}(-E_{ix}e^{-jk_0y} + E_{rx}e^{+jk_0y})$
II. Ortam (Bianisotropik Metamalzeme)	$\vec{E}_2 = \hat{x}(E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy})$ $\vec{H}_2 = \hat{z}\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy})$
III. Ortam (Boş Uzay)	$\vec{E}_3 = \hat{x}(E_{tx}e^{-jk_0y})$ $\vec{H}_3 = \hat{z}\frac{1}{\eta_0}(-E_{tx}e^{-jk_0y})$

Tablo 3. Normal Gelme Açılı Durum İçin TM3 Moduna Ait Ortamlardaki Alan İfadeleri

TM3 modu için alan ifadeleri	
I. Ortam (Boş Uzay)	$\vec{E}_1 = \hat{z}(E_{iz}e^{-jk_0y} + E_{rz}e^{+jk_0y})$ $\vec{H}_1 = \hat{x}\frac{1}{\eta_0}(-E_{iz}e^{-jk_0y} + E_{rz}e^{+jk_0y})$
II. Ortam (Bianisotropik Metamalzeme)	$\vec{E}_2 = \hat{z}(E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy})$ $\vec{H}_2 = \hat{x}\frac{\sqrt{\left(\epsilon_z\mu_x - \xi_0^2\frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0\sqrt{\mu_x}}(-E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy})$
III. Ortam (Boş Uzay)	$\vec{E}_3 = \hat{z}(E_{tz}e^{-jk_0y})$ $\vec{H}_3 = \hat{x}\frac{1}{\eta_0}(-E_{tz}e^{-jk_0y})$

Ortamlardaki alan ifadeleri elde edildikten sonra her bir ortamdaki alan ifadeleri kullanılarak dalga empedansları ve normalize dalga empedansları elde edilmiştir.

TE3 modu için ilerleme yönündeki (+y) dalga empedansları denklem (54), denklem (55) ve denklem (56)'da belirtilen ifadelerdir.

$$Z_{1,TE3}^{+y} = \left| \frac{E_{1,x}^+}{H_{1,z}^+} \right| = \left| \frac{E_{ix} e^{-jk_0 y}}{\frac{1}{\eta_0} E_{ix} e^{-jk_0 y}} \right| = \eta_0 \quad (54)$$

$$Z_{2,TE3}^{+y} = \left| \frac{E_{2,x}^+}{H_{2,z}^+} \right| = \left| \frac{E_{isx} e^{-jk_y y}}{\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0 \sqrt{\mu_z}} E_{isx} e^{-jk_y y}} \right| = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0 \sqrt{\mu_z}} = \eta_0 \frac{\mu_z}{n} \quad (55)$$

$$Z_{3,TE3}^{+y} = \left| \frac{E_{3,x}^+}{H_{3,z}^+} \right| = \left| \frac{E_{tx} e^{-jk_0 y}}{\frac{1}{\eta_0} E_{tx} e^{-jk_0 y}} \right| = \eta_0 \quad (56)$$

TE3 modunun geri yönündeki (-y) empedans ifadeleri ilerleme yönündeki empedans ifadelerine eşittir ve denklem (57), denklem (58) ve denklem (59) da gösterildiği gibidir.

$$Z_{1,TE3}^{-y} = Z_{1,TE3}^{+y} = \eta_0 \quad (57)$$

$$Z_{2,TE3}^{-y} = Z_{2,TE3}^{+y} = \eta_0 \frac{\mu_z}{n} \quad (58)$$

$$Z_{3,TE3}^{-y} = Z_{3,TE3}^{+y} = \eta_0 \quad (59)$$

Yukarıda işlemler TM3 modu için de yapılmıştır. TM3 modunun ilerleme yönündeki dalga empedansları aşağıda gösterilmiştir.

$$Z_{1,TM3}^{+y} = \left| \frac{E_{1,z}^+}{H_{1,x}^+} \right| = \left| \frac{E_{iz} e^{-jk_0 y}}{-\frac{1}{\eta_0} E_{iz} e^{-jk_0 y}} \right| = \eta_0 \quad (60)$$

$$Z_{2,TM3}^{+y} = \left| \frac{E_{2,z}^+}{H_{2,x}^+} \right| = \left| \frac{E_{isz} e^{-jk_y y}}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)} - \frac{1}{\eta_0 \mu_x} E_{isz} e^{-jk_y y}} \right| = \eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)}} \quad (61)$$

$$Z_{3,TM3}^{+y} = \left| \frac{E_{3,z}^+}{H_{3,x}^+} \right| = \left| \frac{E_{tz} e^{-jk_0 y}}{\frac{1}{\eta_0} E_{tz} e^{-jk_0 y}} \right| = \eta_0 \quad (62)$$

TM3 modu için ilerleme yönün tersi yöndeki empedansları ilerleme yönündeki empedanlarına eşittir.

$$Z_{1,TM3}^{-y} = Z_{1,TM3}^{+y} = \eta_0 \quad (63)$$

$$Z_{2,TM3}^{-y} = Z_{2,TM3}^{+y} = \eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)}} \quad (64)$$

$$Z_{3,TM3}^{-y} = Z_{3,TM3}^{+y} = \eta_0 \quad (65)$$

TE3 ve TM3 modları için normalize dalga empedansları aşağıda belirtilen eşitliklerde gösterilmiştir. TE3 modu için normalize dalga empedansları ($Z_{1,TE3}^+$, $Z_{2,TE3}^+$, $Z_{1,TE3}^-$, $Z_{2,TE3}^-$) aşağıda gösterildiği gibidir.

$$Z_{1,TE3}^+ = \frac{Z_{2,TE3}^+}{Z_{1,TE3}^+} = \frac{\eta_0 \frac{\mu_z}{n}}{\eta_0} = \frac{\mu_z}{n} \quad (66)$$

$$Z_{2,TE3}^+ = \frac{Z_{3,TE3}^+}{Z_{2,TE3}^+} = \frac{\eta_0}{\eta_0 \frac{\mu_z}{n}} = \frac{n}{\mu_z} \quad (67)$$

$$Z_{1,TE3}^- = \frac{Z_{2,TE3}^-}{Z_{1,TE3}^-} = \frac{\eta_0 \frac{\mu_z}{n}}{\eta_0} = \frac{\mu_z}{n} \quad (68)$$

$$z_{2,TE3}^- = \frac{Z_{3,TE3}^-}{Z_{2,TE3}^-} = \frac{\eta_0}{\eta_0 \frac{\mu_z}{n}} = \frac{n}{\mu_z} \quad (69)$$

TM3 modu için normalize dalga empedansları ($z_{1,TM3}^+$, $z_{2,TM3}^+$, $z_{1,TM3}^-$, $z_{2,TM3}^-$) aşağıda gösterilmektedir.

$$z_{1,TM3}^+ = \frac{Z_{2,TM3}^+}{Z_{1,TM3}^+} = \frac{\eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}}{\eta_0} = \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}} \quad (70)$$

$$z_{2,TM3}^+ = \frac{Z_{3,TM3}^+}{Z_{2,TM3}^+} = \frac{\eta_0}{\eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}} = \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\mu_x} \quad (71)$$

$$z_{1,TM3}^- = \frac{Z_{2,TM3}^-}{Z_{1,TM3}^-} = \frac{\eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}}{\eta_0} = \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}} \quad (72)$$

$$z_{2,TM3}^- = \frac{Z_{3,TM3}^-}{Z_{2,TM3}^-} = \frac{\eta_0}{\eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}} = \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\mu_x} \quad (73)$$

TE3 ve TM3 modlarının normal açılı gelme durumundaki tüm empedanslar Tablo 4’de gösterilmiştir.

Tablo 4. Normal Açılı Gelme Durumunda TE3 ve TM3 Modları İçin Empedans ve Normalize Empedans Değerleri

	TE3 modu	TM3 modu
Empedanslar	$Z_{1,TE3}^{+y} = Z_{1,TE3}^{-y} = \eta_0$	$Z_{1,TM3}^{+y} = Z_{1,TM3}^{-y} = \eta_0$
	$Z_{2,TE3}^{+y} = Z_{2,TE3}^{-y} = \eta_0 \frac{\mu_z}{n}$	$Z_{2,TM3}^{+y} = Z_{2,TM3}^{-y} = \eta_0 \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}$
	$Z_{3,TE3}^{+y} = Z_{3,TE3}^{-y} = \eta_0$	$Z_{3,TM3}^{+y} = Z_{3,TM3}^{-y} = \eta_0$
Normalize Empedanslar	$z_{1,TE3}^{+} = z_{1,TE3}^{-} = \frac{\mu_z}{n}$	$z_{1,TM3}^{+} = z_{1,TM3}^{-} = \frac{\mu_x}{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}$
	$z_{2,TE3}^{+} = z_{2,TE3}^{-} = \frac{n}{\mu_z}$	$z_{2,TM3}^{+} = z_{2,TM3}^{-} = \frac{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\mu_x}$

Ortamlardaki toplam elektrik ve manyetik alan ifadeleri, empedanslar ve normalize empedanslar bulunduktan sonra bianizotropik malzemenin sınırlarında elektrik ve manyetik alan için sınır şartları eşitlikleri elde edilmiştir.

Normal açılı gelme durumunda TE3 modu için sınır şartları eşitlikleri elde edilmiştir.

$$\vec{E}_{1,tan}(y=0) = \vec{E}_{2,tan}(y=0) \quad (74)$$

$$E_{ix}e^{-jk_0y} + E_{rx}e^{+jk_0y} = E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy} \quad (75)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (76)$$

$$\vec{E}_{2,tan}(y=d) = \vec{E}_{3,tan}(y=d) \quad (77)$$

$$E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy} = E_{tx}e^{-jk_0y} \quad (78)$$

$$E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd} = E_{tx}e^{-jk_0d} \quad (79)$$

TE3 modu için manyetik alan ifadelerinin sınır şartları eşitlikleri de elde edilmiştir.

$$\vec{H}_{1,tan}(y=0) = \vec{H}_{2,tan}(y=0) \quad (80)$$

$$\frac{1}{\eta_0}(-E_{ix}e^{-jk_0y} + E_{rx}e^{+jk_0y}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy}) \quad (81)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx} + E_{rsx}) \quad (82)$$

$$\vec{H}_{2,tan}(y = d) = \vec{H}_{3,tan}(y = d) \quad (83)$$

$$\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx}e^{-jk_yy} + E_{rsx}e^{+jk_yy}) = \frac{1}{\eta_0}(-E_{tx}e^{+jk_0y}) \quad (84)$$

$$\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd}) = \frac{1}{\eta_0}(-E_{tx}e^{+jk_0d}) \quad (85)$$

TM3 modu için normal geliş açılı durumda sınır şartları eşitlikleri aşağıdaki gibidir.

$$\vec{E}_{1,tan}(y = 0) = \vec{E}_{2,tan}(y = 0) \quad (86)$$

$$\vec{E}_{iz}e^{-jk_0y} + \vec{E}_{rz}e^{+jk_0y} = \vec{E}_{isz}e^{-jk_yy} + \vec{E}_{rsz}e^{+jk_yy} \quad (87)$$

$$E_{iz} + E_{rz} = E_{isz} + E_{rsz} \quad (88)$$

$$\vec{E}_{2,tan}(y = d) = \vec{E}_{3,tan}(y = d) \quad (89)$$

$$E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy} = E_{tz}e^{-jk_0y} \quad (90)$$

$$E_{isz}e^{-jk_yd} + E_{rsz}e^{+jk_yd} = E_{tz}e^{-jk_0d} \quad (91)$$

TM3 modu için manyetik alan ifadelerinin sınır şartları eşitlikleri aşağıda gösterilmiştir.

$$\vec{H}_{1,tan}(y = 0) = \vec{H}_{2,tan}(y = 0) \quad (92)$$

$$\frac{1}{\eta_0}(-E_{iz}e^{-jk_0y} + E_{rz}e^{+jk_0y}) = \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z\mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0\sqrt{\mu_x}}(-E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy}) \quad (93)$$

$$\frac{1}{\eta_0}(-E_{iz} + E_{rz}) = \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z\mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0\sqrt{\mu_x}}(-E_{isz} + E_{rsz}) \quad (94)$$

$$\vec{H}_{2,tan}(y = d) = \vec{H}_{3,tan}(y = d) \quad (95)$$

$$\frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z\mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0\sqrt{\mu_x}}(-E_{isz}e^{-jk_yy} + E_{rsz}e^{+jk_yy}) = \frac{1}{\eta_0}(-E_{tz}e^{-jk_0y}) \quad (96)$$

$$\frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z\mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\sqrt{\mu_x}}(-E_{isz}e^{-jk_yd} + E_{rsz}e^{+jk_yd}) = (-E_{tz}e^{-jk_0d}) \quad (97)$$

TE3 ve TM3 için sınır şartları eşitlikleri çizelge 3.1.4. de gösterilmiştir.

Tablo 5. Normal Gelme Açılı Durumda TE3 ve TM3 Modları İçin Sınır Şartları Eşitlikleri

TE3 Modu	
Sınır şartı y=0	Elektrik alan,
	$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx}$
	Manyetik alan,
	$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\varepsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx} + E_{rsx})$
Sınır şartı y=d	Elektrik alan,
	$E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd} = E_{tx}e^{-jk_0d}$
	Manyetik alan,
	$\frac{\sqrt{\varepsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd}) = \frac{1}{\eta_0}(-E_{tx}e^{+jk_0d})$

Tablo 5. (Devamı)

TM3 Modu	
	Elektrik alan,
	$E_{iz} + E_{rz} = E_{isz} + E_{rsz}$
Sınır şartı	Manyetik alan,
y=0	$\frac{1}{\eta_0}(-E_{iz} + E_{rz}) = \frac{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\eta_0 \sqrt{\mu_x}} (-E_{isz} + E_{rsz})$
	Elektrik alan,
	$E_{isz} e^{-jk_y d} + E_{rsz} e^{+jk_y d} = E_{tz} e^{-jk_0 d}$
Sınır şartı	Manyetik alan,
y=d	$\frac{\sqrt{\left(\epsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y}\right)}}{\sqrt{\mu_x}} (-E_{isz} e^{-jk_y d} + E_{rsz} e^{+jk_y d}) = (-E_{tz} e^{-jk_0 d})$

Sınır şartlarını elde ettikten sonra sınır şartlarındaki alan ifadeleri kullanılarak saçılım parametreleri elde edilir.

TE3 modu için saçılım parametreleri aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

y=d sınırındaki elektrik alan ve manyetik alan sınır şartları oranı yazılmıştır.

$$\frac{E_{isx} e^{-jk_y d} + E_{rsx} e^{+jk_y d}}{\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0 \sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} e^{-jk_y d} + E_{rsx} e^{+jk_y d})} = \frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{\frac{1}{\eta_0} (-E_{tx} e^{+jk_0 d})} \quad (98)$$

$$E_{isx} e^{-jk_y d} + E_{rsx} e^{+jk_y d} = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (E_{isx} e^{-jk_y d} - E_{rsx} e^{+jk_y d}) \quad (99)$$

$$E_{rsx} e^{+jk_y d} \left(1 + \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}}\right) = E_{isx} e^{-jk_y d} \left(\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} - 1\right) \quad (100)$$

$$E_{rsx} = E_{isx} \frac{\left(\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} - 1\right)}{\left(1 + \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}}\right)} e^{-2jk_y d} \quad (101)$$

$$z = \frac{\mu_z}{n} = \frac{\mu_z}{\sqrt{\mu_z \epsilon_x}} = \frac{\sqrt{\mu_z}}{\sqrt{\epsilon_x}}, \quad \frac{1}{z} = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} \text{ ve } T = e^{-jk_y d} \text{ olmak üzere,}$$

$$E_{rsx} = E_{isx} \frac{\left(\frac{1}{z} - 1\right)}{\left(1 + \frac{1}{z}\right)} T^2 \quad (102)$$

$$E_{rsx} = -E_{isx} \Gamma T^2 \quad (103)$$

elde edilir. Burada $\Gamma = \frac{z-1}{z+1}$ 'dir. E_{rsx} 'i bulduktan sonra $y=0$ sınırındaki alan ifadelerini kullanarak $\frac{E_{rx}}{E_{ix}}$ oranı elde edilmiştir. Bu oran S_{11} saçılım parametresine eşittir.

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (104)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + (-E_{isx} \Gamma T^2) = E_{isx} (1 - \Gamma T^2) \quad (105)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} + E_{rsx}) \quad (106)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} + -E_{isx} \Gamma T^2) = -\frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2) \quad (107)$$

$$2E_{rx} = E_{isx} (1 - \Gamma T^2) - \frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2) \quad (108)$$

$$2E_{ix} = E_{isx} (1 - \Gamma T^2) + \frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2) \quad (109)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{E_{isx} (1 - \Gamma T^2) - \frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2)}{E_{isx} (1 - \Gamma T^2) + \frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2)} = \frac{z(1 - \Gamma T^2) - (1 + \Gamma T^2)}{z(1 - \Gamma T^2) + (1 + \Gamma T^2)} \quad (110)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{z - z\Gamma T^2 - 1 - \Gamma T^2}{z - z\Gamma T^2 + 1 + \Gamma T^2} = \frac{(z-1) - (z+1)\Gamma T^2}{(z+1) - (z-1)\Gamma T^2} = \frac{\frac{(z-1)}{(z+1)} - \Gamma T^2}{\frac{(z+1)}{(z+1)} - \Gamma T^2 \frac{(z-1)}{(z+1)}} \quad (111)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma - \Gamma T^2}{1 - \Gamma^2 T^2} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (112)$$

$$S_{11}^{TE3} = \frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (113)$$

TE3 modunun S_{21} saçılma parametresinin elde edilmesi için sınır şartlarındaki alan ifadelerini kullanarak $\frac{E_{tx}e^{-jk_0d}}{E_{ix}}$ oranı bulunmuştur.

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (114)$$

$$E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} - E_{ix} \quad (115)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}}(-E_{isx} + E_{rsx}) = -\frac{1}{z}E_{isx} + \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (116)$$

$$(-E_{ix} + E_{isx} + E_{rsx} - E_{ix}) = -\frac{1}{z}E_{isx} + \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (117)$$

$$(2E_{ix} - E_{isx} - E_{rsx}) = \frac{1}{z}E_{isx} - \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (118)$$

$$(2zE_{ix} - zE_{isx} - zE_{rsx}) = E_{isx} - E_{rsx} \quad (119)$$

$$E_{rsx}(1 - z) = E_{isx}(1 + z) - 2zE_{ix} \quad (120)$$

$$E_{rsx} = -\frac{(z + 1)}{(z - 1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z - 1)}E_{ix} \quad (121)$$

Denklem (79) in her iki tarafı e^{-jk_yd} ile çarpılırsa ve E_{rsx} yerine konursa,

$$(E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd})e^{-jk_yd} = (E_{tx}e^{-jk_0d})e^{-jk_yd} \quad (122)$$

$$(E_{isx}e^{-2jk_yd} + E_{rsx}) = E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (123)$$

$$(E_{isx}e^{-2jk_yd} + (-\frac{(z+1)}{(z-1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix})) = E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (124)$$

$$E_{isx} \left(e^{-2jk_yd} - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) = -\frac{2z}{(z-1)}E_{ix} + E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (125)$$

Aynı şekilde denklem (85) in de her iki tarafı e^{-jk_yd} ile çarpılırsa ve E_{rsx} yerine konulursa,

$$\left(\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\eta_0\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx}e^{-jk_yd} + E_{rsx}e^{+jk_yd}) \right) e^{-jk_yd} = \left(\frac{1}{\eta_0} (-E_{tx}e^{-jk_0d}) \right) e^{-jk_yd} \quad (126)$$

$$\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx}e^{-2jk_yd} + E_{rsx}) = -E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (127)$$

$$\frac{1}{z} \left(-E_{isx}e^{-2jk_yd} + \left(-\frac{(z+1)}{(z-1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix} \right) \right) = -E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (128)$$

$$E_{isx} \left(e^{-2jk_yd} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) - \frac{2z}{(z-1)}E_{ix} = zE_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} \quad (129)$$

$$E_{isx} \left(e^{-2jk_yd} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) = zE_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix} \quad (130)$$

Denklem (125) ile denklem (130) oranlanırsa denklem (131) de gösterilen ifade elde edilir.

$$\frac{E_{isx} \left(e^{-2jk_yd} - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)}{E_{isx} \left(e^{-2jk_yd} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)} = \frac{-\frac{2z}{(z-1)}E_{ix} + E_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd}}{zE_{tx}e^{-jk_0d}e^{-jk_yd} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix}} \quad (131)$$

$\Gamma = \frac{(z-1)}{(z+1)}$ ve $T = e^{-jk_yd}$ idi. Böylece,

$$\frac{E_{isx} \left(T^2 - \frac{1}{\Gamma} \right)}{E_{isx} \left(T^2 + \frac{1}{\Gamma} \right)} = \frac{-\frac{2z}{(z-1)} E_{ix} + E_{tx} e^{-jk_0 d} T}{z E_{tx} e^{-jk_0 d} T + \frac{2z}{(z-1)} E_{ix}} \quad (132)$$

$$\frac{(\Gamma T^2 - 1)}{(\Gamma T^2 + 1)} = \frac{-2z E_{ix} + (z-1) E_{tx} e^{-jk_0 d} T}{z(z-1) E_{tx} e^{-jk_0 d} T + 2z E_{ix}} \quad (133)$$

$$\begin{aligned} (\Gamma T^2 - 1) [z(z-1) E_{tx} e^{-jk_0 d} T + 2z E_{ix}] \\ = (\Gamma T^2 + 1) [-2z E_{ix} + (z-1) E_{tx} e^{-jk_0 d} T] \end{aligned} \quad (134)$$

$$\begin{aligned} (E_{tx} e^{-jk_0 d}) ((\Gamma T^2 - 1) z(z-1) T - (\Gamma T^2 + 1) (z-1) T) \\ = -(E_{ix}) ((\Gamma T^2 - 1) 2z + (\Gamma T^2 + 1) 2z) \end{aligned} \quad (135)$$

$$\frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{E_{ix}} = \frac{-(\Gamma T^2 - 1) 2z - (\Gamma T^2 + 1) 2z}{(\Gamma T^2 - 1) z(z-1) T - (\Gamma T^2 + 1) (z-1) T} \quad (136)$$

$$\frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{E_{ix}} = \frac{-4z \Gamma T^2}{\Gamma T^2 (z-1) T (z-1) - T (z-1) (z+1)} \quad (137)$$

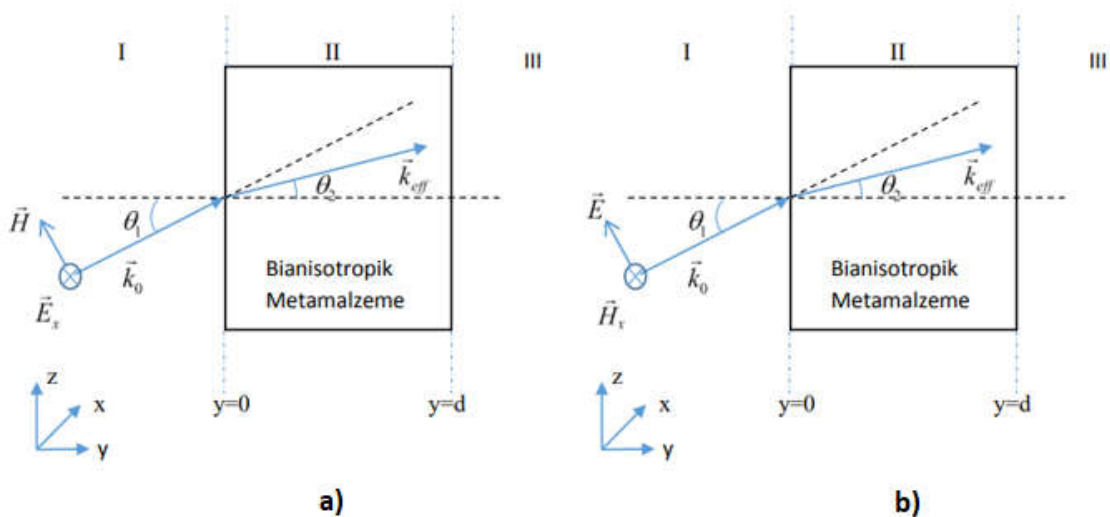
$$\frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma T (-4z T)}{\Gamma T \left(T (z-1) T (z-1) - \frac{(z+1)}{(z-1)} (z-1) (z+1) \right)} \quad (138)$$

$$\frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{E_{ix}} = \frac{-4z T}{T^2 (z-1)^2 - (z+1)^2} \quad (139)$$

$$\frac{E_{tx} e^{-jk_0 d}}{E_{ix}} = \frac{\frac{4z}{(z+1)^2} T}{\left(1 - \frac{(z-1)^2}{(z+1)^2} T^2 \right)} = \frac{(1 - \Gamma^2) T}{(1 - \Gamma^2 T^2)} \quad (140)$$

elde edilir. Böylece S_{21}^{TE3} ,

<



Maxwell denklemleri ve Alan eşitliklerinin elde edilmesi

Maxwell denklemleri kaynaksız ve kayıpsız ortam için aşağıda gösterilmiştir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \vec{B}(\vec{r}) \quad (144)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = +j\omega \vec{D}(\vec{r}) \quad (145)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{ev} = 0 \quad (146)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (147)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -j\xi_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (148)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{1}{c} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j\xi_0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (149)$$

Maxwell denklemleri açılarak aşağıda gösterilmiştir.

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = -j\omega(\mu_0 \mu_x H_x) \quad (150)$$

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = -j\omega \left(\mu_0 \mu_y H_y + \frac{j\xi_0}{c} E_z \right) \quad (151)$$

$$\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = -j\omega(\mu_0 \mu_z H_z) \quad (152)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = j\omega(\epsilon_0 \epsilon_x E_x) \quad (153)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) = j\omega(\epsilon_0 \epsilon_y E_y) \quad (154)$$

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) = j\omega \left(\varepsilon_0 \varepsilon_z E_z - \frac{j\xi_0}{c} H_y\right) \quad (155)$$

Elde edilen bu genel ifadeler kullanılarak TE3 ve TM3 modları için elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri elde edilir.

Maxwell denklemlerinin TE3 elektromanyetik dalga modları için yeniden düzenlenir. Eğik açılı gelme durumunda TE3 modunda dalga y-z düzleminde yayılır ve hem y yönünde hem de z yönünde değişim $\left(\frac{\partial}{\partial y} \neq 0 \text{ ve } \frac{\partial}{\partial z} \neq 0\right)$ olacaktır. Elektrik alan x yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın y ve z bileşenleri sıfırdır $(E_x \neq 0, E_y = 0 \text{ ve } E_z = 0)$. Manyetik alan ise y-z düzleminde salınım yaptığı için manyetik alanın y ve z bileşenleri sıfırdan farklıdır $(H_x = 0, H_y \neq 0, H_z \neq 0)$. Bu şartlar için Maxwell denklemleri TE3 modu için elde edilmiştir ve denklem (156), denklem (157), denklem (158) ve denklem (159) da gösterilmiştir.

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial z}\right) = -j\omega\mu_0\mu_y H_y \quad (156)$$

$$\left(-\frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = -j\omega(\mu_0\mu_z H_z) \quad (157)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) = j\omega(\varepsilon_0 \varepsilon_x E_x) \quad (158)$$

$$0 = j\omega \left(-\frac{j\xi_0}{c} H_y\right) \quad (159)$$

Yukarıdaki eşitlikler kullanarak elektrik alan, manyetik alan ve dalga denklemi eşitlikleri elde edilmiştir.

Denklem (156) ve denklem (157) den manyetik alanın y ve z yönündeki bileşenlerinin eşitlikleri elde edilmiştir.

$$H_y = -\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_y} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (160)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (161)$$

Denklem (161) ve denklem (160) denklem (158) da yerlerine yazılarak dalga denklemi elde edilmiştir.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_y} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) = j\omega(\varepsilon_0\varepsilon_x E_x) \quad (162)$$

$$\left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_y} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \right) = j\omega(\varepsilon_0\varepsilon_x E_x) \quad (163)$$

Dalga denklemi denklem (163) de gösterilmiştir. Bu dalga denkleminin çözümü olan elektrik alanın x yönündeki bileşeni denklem (164) dır.

$$\vec{E}_x = \hat{x} E_0 e^{-j(k_y y + k_z z)} \quad (164)$$

Elektrik alan bileşeni denklem (160) ve denklem (161) da yerine yazılarak manyetik alan bileşenleri elde edilir.

$$\vec{H}_y = \hat{y} \frac{k_z}{\omega\mu_0\mu_y} E_x \quad (165)$$

$$\vec{H}_z = -\hat{z} \frac{k_y}{\omega\mu_0\mu_z} E_x \quad (166)$$

Aynı şekilde TM3 modu için alan ifadeleri elde edilmiştir. Öncelikle Maxwell ifadeleri TM3 modu için tekrar düzenlenir.

Eğik açılı gelme durumunda TM3 modunda dalga y-z düzleminde yayılır ve hem y yönünde hem de z yönünde değişim $\left(\frac{\partial}{\partial y} \neq 0 \text{ ve } \frac{\partial}{\partial z} \neq 0 \right)$ olacaktır. Elektrik alan y ve z yönünde salınım yaptığı için elektrik alanın y ve z bileşenleri sıfırdan farklıdır $(E_x = 0, E_y \neq 0, E_z \neq 0)$. Manyetik alan ise sadece x yönünde salınım yapmaktadır $(H_x \neq 0, H_y = 0, H_z = 0)$. Bu şartlar için Maxwell denklemleri TM3 modu için elde edilmiştir ve aşağıda gösterilmiştir.

$$\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = -j\omega(\mu_0\mu_x H_x) \quad (171)$$

$$0 = -j\omega \left(\mu_0 \mu_y H_y + \frac{j\xi_0}{c} E_z \right) \quad (172)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y E_y \quad (173)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = -j\omega \left(\varepsilon_0 \varepsilon_z E_z - \frac{j\xi_0}{c} H_y \right) \quad (174)$$

denklem (172) den H_y yalnız bırakılır.

$$H_y = \frac{k_0 \xi_0}{j\omega \mu_0 \mu_y} E_z \quad (175)$$

denklem (174) ifadesi düzenlenir ve E_z yalnız bırakılır.

$$-\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} + k_0 \xi_0 H_y \right) = E_z \quad (176)$$

denklem (175)'daki H_y denklem (176) de yerine yazılır.

$$-\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} + k_0 \xi_0 \frac{k_0 \xi_0}{j\omega \mu_0 \mu_y} E_z \right) = E_z \quad (177)$$

$$E_z \left(1 - \frac{\xi_0^2}{\varepsilon_z \mu_y} \right) = -\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (178)$$

$$E_z = -\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (179)$$

Denklem (179) deki E_z ve denklem (173) deki E_y ifadeleri denklem (171) da yerlerine yazılarak dalga denklemi elde edilir.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) = -j\omega (\mu_0 \mu_x H_x) \quad (180)$$

$$\left(\frac{\varepsilon_z \mu_y}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z (\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right) = j\omega (\mu_0 \mu_x H_x) \quad (181)$$

TM₃ modu için dalga denklemi denklem (181) da gösterilmiştir. Dalga denkleminin çözümü x yönündeki manyetik alan bileşenidir ve denklem (182) de gösterilmiştir.

$$\vec{H}_x = \hat{x} H_0 e^{-j(k_y y + k_z z)} \quad (182)$$

Manyetik alan bileşeni denklem (173) ve denklem (174) da yerine yazılarak elektrik alan bileşenleri elde edilir.

$$\vec{E}_y = -\hat{y} \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} H_x \quad (183)$$

$$\vec{E}_z = \hat{z} \frac{k_y}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} H_x \quad (184)$$

Aşağıdaki tablo 6 da eğik açılı gelme durumu için TE₃ ve TM₃ ait elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin eşitlikleri gösterilmiştir.

Tablo 6. TE₃ Modu ve TM₃ Modu İçin Elektrik ve Manyetik Alan Bileşenleri

	TE ₃ Modu	TM ₃ Modu
Elektrik Alan İfadeleri	$\vec{E}_x = \hat{x} E_0 e^{-j(k_y y + k_z z)}$	$\vec{E}_y = -\hat{y} \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} H_x$ $\vec{E}_z = \hat{z} \frac{k_y}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z} H_x$
Manyetik Alan İfadeleri	$\vec{H}_y = \hat{y} \frac{k_z}{\omega \mu_0 \mu_y} E_x$ $\vec{H}_z = -\hat{z} \frac{k_y}{\omega \mu_0 \mu_z} E_x$	$\vec{H}_x = \hat{x} H_0 e^{-j(k_y y + k_z z)}$

Dispersiyon İlişkisi ve Kırılma İndisinin Elde Edilmesi

Dalga denklemi kullanılarak dispersiyon ilişkisi ve kırılma indisi elde edilir. Denklem (164) denklem (163) de yerine yazılır.

$$\left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \frac{\partial^2 (E_0 e^{-j(k_y y + k_z z)})}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_y} \frac{\partial^2 (E_0 e^{-j(k_y y + k_z z)})}{\partial z^2} \right) = j\omega(\varepsilon_0 \varepsilon_x E_0 e^{-j(k_y y + k_z z)}) \quad (185)$$

$$\frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} (-jk_y)^2 + \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_y} (-jk_z)^2 = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x \quad (186)$$

Her iki taraf $j\omega\mu_0$ ile çarpılır.

$$\frac{j\omega\mu_0}{j\omega\mu_0\mu_z} (-jk_y)^2 + \frac{j\omega\mu_0}{j\omega\mu_0\mu_y} (-jk_z)^2 = (j\omega\mu_0)j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x \quad (187)$$

$$\frac{1}{\mu_z} (-jk_y)^2 + \frac{1}{\mu_y} (-jk_z)^2 = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_x \quad (188)$$

$$\frac{k_y^2}{\mu_z} + \frac{k_z^2}{\mu_y} = k_0^2\varepsilon_x \quad (189)$$

TE3 için dispersiyon ilişkisi denklem (189) de gösterilmiştir.

Kırılma indisi ile dalga sayısı arasındaki genel ilişki denklem (190) de gösterildiği şekildedir.

$$k_{eff} = k_0 n_{eff} \quad (190)$$

Burada k_{eff} ortamın etkin dalga sayısı, k_0 boşluk ortamındaki dalga sayısı, n_{eff} malzemenin etki kırılma indisi. Dalga malzemeye eğik açı ile geldiği için dalga sayısı vektörü iki bileşenlidir.

$$k_z = k_{eff} \sin\theta_2 \quad (191)$$

$$k_y = k_{eff} \cos\theta_2 \quad (192)$$

Denklem (189) de k_z ve k_y yerlerine yazılır.

$$\mu_y k_{eff}^2 \cos^2 \theta_2 + \mu_z k_{eff}^2 \sin^2 \theta_2 = k_0^2 \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (193)$$

$$\mu_y k_{eff}^2 (1 - \sin^2 \theta_2) + \mu_z k_{eff}^2 \sin^2 \theta_2 = k_0^2 \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (194)$$

$$\mu_y (k_0 n_{eff})^2 (1 - \sin^2 \theta_2) + \mu_z (k_0 n_{eff})^2 \sin^2 \theta_2 = k_0^2 \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (195)$$

$$\mu_y n_{eff}^2 (1 - \sin^2 \theta_2) + \mu_z n_{eff}^2 \sin^2 \theta_2 = \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (196)$$

$$\mu_y n_{eff}^2 - \mu_y n_{eff}^2 \sin^2 \theta_2 + \mu_z n_{eff}^2 \sin^2 \theta_2 = \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (197)$$

$$n_0 \sin \theta_1 = n_{eff} \sin \theta_2 \quad (198)$$

$$\sin \theta_1 = n_{eff} \sin \theta_2 \quad (199)$$

$$\sin \theta_2 = \frac{\sin \theta_1}{n_{eff}} \quad (200)$$

Denklem (200) denklem (197) de yerine yazılır.

$$\mu_y n_{eff}^2 - \mu_y n_{eff}^2 \left(\frac{\sin \theta_1}{n_{eff}} \right)^2 + \mu_z n_{eff}^2 \left(\frac{\sin \theta_1}{n_{eff}} \right)^2 = \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (201)$$

$$\mu_y n_{eff}^2 - \mu_y (\sin \theta_1)^2 + \mu_z (\sin \theta_1)^2 = \mu_y \mu_z \varepsilon_x \quad (202)$$

$$n_{eff}^2 = (\sin \theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y} \right) + \mu_z \varepsilon_x \quad (203)$$

$$n_{eff} = \sqrt{(\sin \theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y} \right) + \mu_z \varepsilon_x} \quad (204)$$

TM3 modu için dispersiyon ilişkisi elde edilir.

$$\left(\frac{\varepsilon_z \mu_y}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z (\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right) = j\omega (\mu_0 \mu_x H_x) \quad (205)$$

denklem (205) da H_x çözümü yerine yazılır.

$$\left(\frac{\varepsilon_z \mu_y}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_z (\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \frac{\partial^2 (H_0 e^{-j(k_y y + k_z z)})}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} \frac{\partial^2 (H_0 e^{-j(k_y y + k_z z)})}{\partial z^2} \right) = j\omega (\mu_0 \mu_x (H_0 e^{-j(k_y y + k_z z)})) \quad (206)$$

$$-\frac{\mu_y}{j\omega \varepsilon_0 (\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (-jk_y)^2 - \frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_y} (-jk_z)^2 = -j\omega \mu_0 \mu_x \quad (207)$$

Her iki taraf $j\omega \varepsilon_0$ ile çarpılır.

$$-\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (-jk_y)^2 - \frac{1}{\varepsilon_y} (-jk_z)^2 = k_0^2 \mu_x \quad (208)$$

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} k_y^2 + \frac{1}{\varepsilon_y} k_z^2 = \mu_x k_0^2 \quad (209)$$

Denklem (209) TM_3 modu için dispersiyon ilişkisini gösteren eşitliktir.

Kırılma indisi eşitliğinin elde edilmesi TE_3 modu için yapılan işlemler ile aynıdır.

$$k_{eff} = n_{eff} k_0 \quad (210)$$

$$k_z = k_{eff} \sin \theta_2 = n_{eff} k_0 \sin \theta_2 \quad (211)$$

$$k_y = k_{eff} \cos \theta_2 = n_{eff} k_0 \cos \theta_2 \quad (212)$$

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (n_{eff} k_0 \cos \theta_2)^2 + \frac{1}{\varepsilon_y} (n_{eff} k_0 \sin \theta_2)^2 = \mu_x k_0^2 \quad (213)$$

Snell yasasına göre $\sin \theta_1$ elde edilir.

$$n_1 \sin \theta_1 = n_{eff} \sin \theta_2 \quad (214)$$

$$\sin \theta_1 = n_{eff} \sin \theta_2 \quad (215)$$

Denklem (215) ifadesindeki $\sin \theta_1$ denklem (213) de yerine yazılır.

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (n_{eff})^2 (1 - \sin^2 \theta_2) + \frac{1}{\varepsilon_y} (\sin \theta_1)^2 = \mu_x \quad (216)$$

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (n_{eff}^2 - \sin^2 \theta_1) + \frac{1}{\varepsilon_y} (\sin \theta_1)^2 = \mu_x \quad (217)$$

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (n_{eff})^2 - \frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (\sin^2 \theta_1) + \frac{1}{\varepsilon_y} (\sin \theta_1)^2 = \mu_x \quad (218)$$

$$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} (n_{eff})^2 = \sin^2 \theta_1 \left(\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} - \frac{1}{\varepsilon_y} \right) + \mu_x \quad (219)$$

$$n_{eff} = \sqrt{\sin^2 \theta_1 \left(\left(\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} - \frac{1}{\varepsilon_y} \right) + \mu_x \right) \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \quad (220)$$

$$n_{eff} = \sqrt{\sin^2 \theta_1 + \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) \left(\mu_x - \frac{\sin^2 \theta_1}{\varepsilon_y} \right)} \quad (221)$$

Denklem (221) eğik açı ile malzemeye gelen TM₃ modlu elektromanyetik dalga için elde edilmiş kırılma indisi eşitliğidir. Tablo 8 TE₃ ve TM₃ modlarına ait dispersiyon ilişkisi ve kırılma indisi ifadelerini gösterir.

Tablo 7. TE₃ ve TM₃ Modlarına Ait Dispersiyon İlişkisi ve Kırılma İndisi İfadeleri

	TE ₃ Modu	TM ₃ Modu
Dispersiyon İlişkisi	$\frac{k_y^2}{\mu_z} + \frac{k_z^2}{\mu_y} = k_0^2 \varepsilon_x$	$\frac{\mu_y}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} k_y^2 + \frac{1}{\varepsilon_y} k_z^2 = \mu_x k_0^2$
Kırılma İndisi	$n_{eff} = \sqrt{(\sin \theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y} \right) + \mu_z \varepsilon_x}$	$n_{eff} = \sqrt{\sin^2 \theta_1 + \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) \left(\mu_x - \frac{\sin^2 \theta_1}{\varepsilon_y} \right)}$

Ortaman Her bir Katmanı İçin Alan İfadelerinin Belirlenmesi

Bu kısımda hem TE₃ hem de TM₃ modları için ortamlardaki elektrik ve manyetik alan bileşenleri ayrı ayrı elde edilmiştir.

TE₃ modunda malzemeye gelen dalganın elektrik alan bileşeni aşağıda denklem (3.68) de gösterilmiştir.

$$\vec{E}_i = \hat{x}(\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}) \quad (222)$$

$$\vec{E}_r = \hat{x}(\vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (223)$$

Birinci ortamdaki toplam elektrik alan ifadesi denklem (3.71) dır.

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_i + \vec{E}_r \quad (224)$$

$$\vec{E}_1 = \hat{x}(\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (225)$$

$$H_1 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_1}{\partial y} \right) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial (\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})}{\partial y} \quad (226)$$

$$H_1 = \frac{E_{ix}(-jk_0)\cos\theta_1}{j\omega\mu_0} e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \frac{E_{rx}(jk_0)\cos\theta_1}{j\omega\mu_0} e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)} \quad (227)$$

$$\vec{H}_1 = \hat{z} \frac{\cos\theta_1}{\eta_0} (-\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (228)$$

İkinci ortam içinde toplam elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri aşağıda denklem (3.78) ve denklem (3.81) de gösterilmiştir.

$$\vec{E}_{is} = \hat{x}(\vec{E}_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)}) \quad (229)$$

$$\vec{E}_{rs} = \hat{x}(\vec{E}_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}) \quad (230)$$

Toplam elektrik alan ifadesi,

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{is} + \vec{E}_{rs} \quad (231)$$

$$\vec{E}_2 = \hat{x}(\vec{E}_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \vec{E}_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}) \quad (232)$$

$$H_2 = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \left(\frac{\partial E_2}{\partial z} \right) = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_z} \frac{\partial (\vec{E}_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \vec{E}_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})}{\partial z} \quad (233)$$

$$H_2 = \frac{E_{isx}(-jk_{eff})\cos\theta_2}{j\omega\mu_0\mu_z} e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \frac{E_{rsx}(jk_{eff})\cos\theta_2}{j\omega\mu_0\mu_z} e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)} \quad (234)$$

$$\vec{H}_2 = \hat{z} \frac{n_{eff}\cos\theta_2}{\eta_0\mu_z} (-\vec{E}_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \vec{E}_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}) \quad (235)$$

Üçüncü ortamdaki toplam elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri aşağıda denklem (238) ve denklem (241) de gösterilmiştir.

$$\vec{E}_t = \hat{x}(\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}) \quad (236)$$

$$\vec{E}_3 = \vec{E}_t \quad (237)$$

$$\vec{E}_3 = \hat{x}(\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}) \quad (238)$$

$$H_3 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_3}{\partial z} \right) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial (\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})}{\partial z} \quad (239)$$

$$H_3 = \frac{E_{tx}(-jk_0)\cos\theta_1}{j\omega\mu_0} e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} \quad (240)$$

$$\vec{H}_3 = -\hat{z} \frac{\cos\theta_1}{\eta_0} (\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}) \quad (241)$$

TM₃ modu içinde her bir ortama ait toplam alan ifadeleri elde edilir.

Birinci ortamdaki toplam elektrik ve manyetik alan ifadeleri denklem ve denklem de gösterilmiştir.

$$\vec{H}_i = \hat{x}(H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}) \quad (242)$$

$$\vec{H}_r = \hat{x}(H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (243)$$

$$\vec{H}_1 = \vec{H}_i + \vec{H}_r \quad (244)$$

$$\vec{H}_1 = \hat{x}(H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (245)$$

$$E_1 = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0}\left(\frac{\partial H_1}{\partial y}\right) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\frac{\partial(H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})}{\partial y} \quad (246)$$

$$E_1 = \frac{H_{ix}(-jk_0)\cos\theta_1}{j\omega\epsilon_0}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \frac{H_{rx}(jk_0)\cos\theta_1}{j\omega\epsilon_0}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)} \quad (247)$$

$$\vec{E}_1 = \hat{z}\eta_0\cos\theta_1(-H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}) \quad (248)$$

$$\vec{H}_{is} = \hat{x}(H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)}) \quad (249)$$

$$\vec{H}_{rs} = \hat{x}(H_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}) \quad (250)$$

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_{is} + \vec{H}_{rs} \quad (251)$$

$$\vec{H}_2 = \hat{x}(H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + H_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}) \quad (252)$$

$$E_2 = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}\left(\frac{\partial H_2}{\partial y}\right) \quad (253)$$

$$E_2 = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}\frac{\partial(H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + H_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})}{\partial y} \quad (254)$$

$$E_2 = \frac{H_{isx}(-jk_0 n_{eff}) \cos \theta_2}{j\omega \epsilon_0} e^{-jk_{eff}(z \sin \theta_2 + y \cos \theta_2)} + \frac{H_{rsx}(jk_0 n_{eff}) \cos \theta_2}{j\omega \epsilon_0} e^{-jk_{eff}(z \sin \theta_2 - y \cos \theta_2)} \quad (255)$$

$$\vec{E}_2 = \hat{z} \frac{n_{eff} \eta_0 \cos \theta_2}{\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} (-H_{isx} e^{-jk_{eff}(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)} + H_{rsx} e^{-jk_{eff}(z \sin \theta_1 - y \cos \theta_1)}) \quad (256)$$

$$\vec{H}_t = \hat{x} (H_{tx} e^{-jk_0(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)}) \quad (257)$$

$$\vec{H}_3 = \vec{H}_t \quad (258)$$

$$\vec{H}_3 = \hat{x} (H_{tx} e^{-jk_0(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)}) \quad (259)$$

$$E_3 = -\frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left(\frac{\partial H_3}{\partial y} \right) \quad (260)$$

$$E_3 = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \frac{\partial (H_{tx} e^{-jk_0(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)})}{\partial y} \quad (261)$$

$$E_3 = \frac{H_{tx}(-jk_0) \cos \theta_1}{j\omega \epsilon_0} e^{-jk_0(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)} \quad (262)$$

$$\vec{E}_3 = -\hat{z} \eta_0 \cos \theta_1 (H_{isx} e^{-jk_{eff}(z \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)}) \quad (263)$$

Bu kısımda TE₃ modu ve TM₃ modu için elde edilen ortamlardaki alan ifadeleri sırasıyla Tablo 8 ve Tablo 9 da gösterilmiştir.

Tablo 8. Eğik Açılı Gelme Durumuda TE₃ Modu İçin Ortamlardaki Alan İfadeleri

TE ₃ Modu	
Birinci Ortam	$\vec{E}_1 = \hat{x}(\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})$ $\vec{H}_1 = \hat{z}\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(-\vec{E}_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + \vec{E}_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})$
İkinci Ortam (Bianistropik Metamalzeme)	$\vec{E}_2 = \hat{x}(\vec{E}_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \vec{E}_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})$ $\vec{H}_2 = \hat{z}\frac{n_{\text{eff}}\cos\theta_2}{\eta_0\mu_z}(-\vec{E}_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + \vec{E}_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})$
Üçüncü Ortam	$\vec{E}_3 = \hat{x}(\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})$ $\vec{H}_3 = -\hat{z}\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(\vec{E}_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})$

Tablo 9. Eğik Açılı Gelme Durumuda TM₃ Modu İçin Ortamlardaki Alan İfadeleri

TM ₃ Modu	
Birinci Ortam	$\vec{E}_1 = \hat{z}\eta_0\cos\theta_1(-H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})$ $\vec{H}_1 = \hat{x}(H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})$
İkinci Ortam (Bianistropik Metamalzeme)	$\vec{E}_2 = \hat{z}\frac{n_{\text{eff}}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}(-H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} + H_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})$ $\vec{H}_2 = \hat{x}(H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + H_{rsx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})$
Üçüncü Ortam	$\vec{E}_3 = -\hat{z}\eta_0\cos\theta_1(H_{isx}e^{-jk_{\text{eff}}(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})$ $\vec{H}_3 = \hat{x}(H_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})$

Eğik Açılı Durum İçin Dalga Empedansları İfadelerinin Elde Edilmesi

Birinci, ikinci ve üçüncü ortamlarda her iki mod için +y ve -y yönlerindeki dalga empedansları yazılır.

TE₃ modu için empedans ifadeleri aşağıda gösterilmiştir.

$$Z_{1,TE3}^+ = -\frac{E_i^+}{H_t^+} = -\frac{E_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}}{\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(-E_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})} = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1} \quad (264)$$

$$Z_{1,TE3}^- = \frac{E_r^-}{H_r^-} = \frac{E_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}}{\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(E_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)})} = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1} \quad (265)$$

$$Z_{2,TE3}^+ = -\frac{E_{is}^+}{H_{is}^+} = -\frac{E_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)}}{\frac{n_{eff}\cos\theta_2}{\eta_0\mu_z}(-E_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)})} = \frac{\eta_0\mu_z}{n_{eff}\cos\theta_2} \quad (266)$$

$$Z_{2,TE3}^- = \frac{E_{rs}^-}{H_{rs}^-} = \frac{E_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)}}{\frac{n_{eff}\cos\theta_2}{\eta_0\mu_z}(E_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})} = \frac{\eta_0\mu_z}{n_{eff}\cos\theta_2} \quad (267)$$

$$Z_{3,TE3}^+ = \frac{E_t^+}{H_t^+} = -\frac{E_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}}{-\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(E_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)})} = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1} \quad (268)$$

TM₃ modu için empedans ifadeleri aşağıda gösterilmiştir.

$$Z_{1,TM3}^+ = -\frac{E_i^+}{H_i^+} = -\frac{-\eta_0\cos\theta_1 H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}}{H_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}} = \eta_0\cos\theta_1 \quad (269)$$

$$Z_{1,TM3}^- = \frac{E_r^-}{H_r^-} = \frac{\eta_0\cos\theta_1 H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}}{H_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1-y\cos\theta_1)}} = \eta_0\cos\theta_1 \quad (270)$$

$$Z_{2,TM3}^+ = -\frac{E_{is}^+}{H_{is}^+} = -\frac{\frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}(-H_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)})}{H_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)}} = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \quad (271)$$

$$Z_{2,TM3}^- = \frac{E_{rs}^-}{H_{rs}^-} = \frac{\frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} H_{rsx} e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2 - y\cos\theta_2)}}{H_{rsx} e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2 - y\cos\theta_2)}} = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \quad (272)$$

$$Z_{3,TM3}^+ = \frac{E_t^+}{H_t^+} = -\frac{\eta_0\cos\theta_1(-H_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_1 + y\cos\theta_1)})}{H_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_1 + y\cos\theta_1)}} = \eta_0\cos\theta_1 \quad (273)$$

Tablo 10. Eğik Açılı Durum İçin TE₃ ve TM₃ Modlarında Ortamlardaki İleri ve Geri Yöndeki Empedans İfadeleri

TE ₃ Modu		
Birinci Ortam	$Z_{1,TE3}^+ = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1}$	$Z_{1,TE3}^- = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1}$
İkinci Ortam	$Z_{2,TE3}^+ = \frac{\eta_0\mu_z}{n_{eff}\cos\theta_2}$	$Z_{2,TE3}^- = \frac{\eta_0\mu_z}{n_{eff}\cos\theta_2}$
Üçüncü Ortam	$Z_{3,TE3}^+ = \frac{\eta_0}{\cos\theta_1}$	
TM ₃ Modu		
Birinci Ortam	$Z_{1,TM3}^+ = \eta_0\cos\theta_1$	$Z_{1,TM3}^- = \eta_0\cos\theta_1$
İkinci Ortam	$Z_{2,TM3}^+ = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}$	$Z_{2,TM3}^- = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}$
Üçüncü Ortam	$Z_{3,TM3}^+ = \eta_0\cos\theta_1$	

Yukarıdaki empedans ifadelerinden hem TE₃ hem de TM₃ modları için ikinci ortamın normalize dalga empedans ifadeleri elde edilmiştir.

TE₃ modu için normalize dalga empedans ifadeleri denklem

$$Z_{2,TE3}^+ = Z^+ = \frac{Z_{2,TE3}^+}{Z_{1,TE3}^+} = \frac{\frac{\eta_0 \mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2}}{\frac{\eta_0}{\cos \theta_1}} = \frac{\mu_z \cos \theta_1}{n_{eff} \cos \theta_2} \quad (274)$$

$$Z_{2,TE3}^- = Z^- = \frac{Z_{2,TE3}^-}{Z_{1,TE3}^-} = \frac{\frac{\eta_0 \mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2}}{\frac{\eta_0}{\cos \theta_1}} = \frac{\mu_z \cos \theta_1}{n_{eff} \cos \theta_2} \quad (275)$$

$$Z_{TE3} = Z^+ = Z^- \quad (276)$$

$$\eta_{TE3} = \frac{\eta^-}{\eta_0} = \frac{Z_{2,TE3}^+}{\eta_0} = \frac{Z_{2,TE3}^-}{\eta_0} = \frac{\frac{\eta_0 \mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2}}{\eta_0} = \frac{\mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2} \quad (277)$$

$$Z_{TE3} = Z^+ = Z^- = \frac{\mu_z \cos \theta_1}{n_{eff} \cos \theta_2} = \eta_{TE3} \cos \theta_1 \quad (278)$$

$$\Gamma^{TE3} = \frac{Z^\pm - 1}{Z^\pm + 1} = \frac{Z_{TE3} - 1}{Z_{TE3} + 1} = \frac{\eta_{TE3} \cos \theta_1 - 1}{\eta_{TE3} \cos \theta_1 + 1} \quad (279)$$

Denklem (277) in her iki tarafının karesi alınır.

$$(\eta_{TE3})^2 = \left(\frac{\mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2} \right)^2 \quad (280)$$

$$(\eta_{TE3})^2 = \left(\frac{\mu_z}{n_{eff} \cos \theta_2} \right)^2 = \frac{\mu_z^2}{\eta_{eff}^2 (1 - \sin^2 \theta_2)} = \frac{\mu_z^2}{(\eta_{eff}^2 - \sin^2 \theta_1)} \quad (281)$$

$$(\eta_{TE3})^2 = \frac{\mu_z^2}{\left(\left((\sin \theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y} \right) + \mu_z \varepsilon_x \right) - \sin^2 \theta_1 \right)} \quad (282)$$

$$\eta_{TE3} = \sqrt{\frac{\mu_z}{\left(\varepsilon_x - \sin^2 \theta_1 \frac{1}{\mu_y} \right)}} \quad (283)$$

TM₃ modu için normalize dalga empedans ifadeleri denklem

$$z_{2,TM3}^+ = z^+ = \frac{Z_{2,TM3}^+}{Z_{1,TM3}^+} = \frac{\frac{n_{eff}\eta_0 \cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}}{\eta_0 \cos\theta_1} = \frac{n_{eff}}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \quad (284)$$

$$z_{2,TM3}^- = z^- = \frac{Z_{2,TM3}^-}{Z_{1,TM3}^-} = \frac{\frac{n_{eff}\eta_0 \cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}}{\eta_0 \cos\theta_1} = \frac{n_{eff}}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} \quad (285)$$

$$z_{TM3} = z^+ = z^- = \frac{n_{eff}}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} \quad (286)$$

$$\eta_{TM3} = \frac{\eta^-}{\eta_0} = \frac{Z_{2,TM3}^+}{\eta_0} = \frac{Z_{2,TM3}^-}{\eta_0} = \frac{\frac{n_{eff}\eta_0 \cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}}{\eta_0} = \frac{n_{eff} \cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \quad (287)$$

$$\eta_{TM3} = \frac{n_{eff} \cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} = \frac{n_{eff} \mu_y \cos\theta_2}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \quad (288)$$

$$\Gamma^{TM3} = \frac{z^\pm - 1}{z^\pm + 1} = \frac{z_{TM3} - 1}{z_{TM3} + 1} = \frac{\frac{n_{eff}}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} - 1}{\frac{n_{eff}}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} + 1} = \frac{\frac{\eta_{TM3}}{\cos\theta_1} - 1}{\frac{\eta_{TM3}}{\cos\theta_1} + 1} \quad (289)$$

Denklem (288) in her iki tarafının karesi alınır.

$$(\eta_{TM3})^2 = \left(\frac{n_{eff} \mu_y \cos\theta_2}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \right)^2 \quad (290)$$

$$(\eta_{TM3})^2 = \left(\frac{n_{eff} \mu_y \cos\theta_2}{(\varepsilon_z \mu_y - \xi_0^2)} \right)^2 = \frac{\mu_z^2}{\eta_{eff}^2 (1 - \sin^2\theta_2)} = \frac{\mu_z^2}{(\eta_{eff}^2 - \sin^2\theta_1)} \quad (291)$$

$$(\eta_{TM3})^2 = \frac{\mu_z^2}{\left(\left((\sin\theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y} \right) + \mu_z \varepsilon_x \right) - \sin^2\theta_1 \right)} \quad (292)$$

$$\eta_{TM3} = \sqrt{\frac{\mu_z}{\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y} \right)}} \quad (293)$$

Sınır Şartlarının Uygulanması

TE₃ ve TM₃ modları için ortamlardaki toplam elektrik alan ve manyetik alan ifadeleri elde edilmiştir. TE₃ için I. ortamda metamatlamzemeye gelen ve yansıyan elektrik ve manyetik alan ifadeleri Maxwell denklemleri kullanılarak elde edilmiştir. $\vec{E}_i$, ilerleyen dalganın elektrik alan bileşeni, $\vec{E}_r$, yansıyan dalganın elektrik alan bileşeni ve $\vec{E}_1$, I. ortamdaki toplam elektrik alanı temsil etmektedir. $\vec{H}_1$, I. ortamdaki toplam manyetik alanı temsil eder.

z=0 da, elektrik ve manyetik alan vektörlerinin teğetsel bileşenleri sürekli olmak zorundadır.

$$\vec{E}_{1,tan}(y=0) = \vec{E}_{2,tan}(y=0) \quad (294)$$

$$E_{ix}e^{-jk_0(z\sin\theta_1)} + E_{rx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1)} = E_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2)} + E_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2)} \quad (295)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (296)$$

$$\vec{H}_{1,tan}(z=0) = \vec{H}_{2,tan}(z=0) \quad (297)$$

$$\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{(n_{eff}\cos\theta_2)}{\eta_0\mu_z}(-E_{isx} + E_{rsx}) \quad (298)$$

$$\frac{1}{z_1}(E_{ix} - E_{rx}) = \frac{1}{z_w}(E_{isx} - E_{rsx}) \quad (299)$$

$$\vec{E}_{2,tan}(z=d) = \vec{E}_{3,tan}(z=d) \quad (300)$$

$$E_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + E_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)} = E_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} \quad (301)$$

$$E_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + E_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)} = E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} \quad (302)$$

$$\vec{H}_{2,tan}(z = d) = \vec{H}_{3,tan}(z = d) \quad (303)$$

$$\frac{(n_{eff}\cos\theta_2)}{\eta_0\mu_z}(-E_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + E_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}) = -\frac{\cos\theta_1}{\eta_0}E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} \quad (304)$$

Eğik açılı durumda, TM₃ modu için sınır şartlarının uygulanmıştır.

$$\vec{E}_{1,tan}(y = 0) = \vec{E}_{2,tan}(y = 0) \quad (305)$$

$$\eta_0\cos\theta_1(H_{ix} - H_{rx}) = \frac{\eta_0n_{eff}\cos\theta_2}{\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}(H_{isx} - H_{rsx}) \quad (306)$$

$$\vec{H}_{1,tan}(y = 0) = \vec{H}_{2,tan}(y = 0) \quad (307)$$

$$H_{ix} + H_{rx} = H_{isx} + H_{rsx} \quad (308)$$

$$\frac{1}{\eta_0\cos\theta_1}(E_{ix} - E_{rx}) = \frac{1}{\frac{\eta_0n_{eff}\cos\theta_2}{\left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}}(E_{isx} - E_{rsx}) \quad (309)$$

$$\frac{1}{Z_1}(E_{ix} - E_{rx}) = \frac{1}{Z_w}(E_{isx} - E_{rsx}) \quad (310)$$

Aynı şekilde z=d sınırı için aynı işlemler yapılır.

$$\vec{E}_{2,tan}(y = d) = \vec{E}_{3,tan}(y = d) \quad (311)$$

$$E_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} + E_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)} = E_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)} \quad (312)$$

$$E_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + E_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)} = E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} \quad (313)$$

$$\vec{H}_{2,tan}(y = d) = \vec{H}_{3,tan}(y = d) \quad (314)$$

$$\frac{1}{\eta_0 n_{eff} \cos \theta_2} (-E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}) = -\frac{1}{\eta_0 \cos \theta_1} E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} \quad (315)$$

$$\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)$$

Tablo 11. Eğik Açılı Gelme Durumu İçin TE₃ ve TM₃ Modlarına Ait Sınır Şartları İfadeleri

TE ₃ modu	
	Elektrik alan,
Sınır şartı	$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx}$
y=0	Manyetik alan,
	$\frac{\cos \theta_1}{\eta_0} (-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{(n_{eff} \cos \theta_2)}{\eta_0 \mu_z} (-E_{isx} + E_{rsx})$
	Elektrik alan,
Sınır şartı	$E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} = E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}$
y=d	Manyetik alan,
	$\frac{(n_{eff} \cos \theta_2)}{\eta_0 \mu_z} (-E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}) = -\frac{\cos \theta_1}{\eta_0} E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}$
TM ₃ modu	
	Elektrik alan,
Sınır şartı	$E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} = E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}$
y=0	Manyetik alan,
	$\frac{1}{\eta_0} (-E_{iz} + E_{rz}) = \frac{\sqrt{\left(\varepsilon_z \mu_x - \xi_0^2 \frac{\mu_x}{\mu_y} \right)}}{\eta_0 \sqrt{\mu_x}} (-E_{isz} + E_{rsz})$
	Elektrik alan,
Sınır şartı	$E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} = E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}$
y=d	Manyetik alan,
	$\frac{1}{\eta_0 n_{eff} \cos \theta_2} (-E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}) = -\frac{1}{\eta_0 \cos \theta_1} E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}$
	$\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)$

Sınır şartları ifadeleri kullanılarak hem TE3 hem de TM3 modları için ayrı ayrı saçılım parametreleri elde edilmiştir.

TE3 modu için denklem (313) ve denklem (315) taraf tarafa bölünür. $Z_w = \frac{\eta_0 \mu_z}{(n_{eff} \cos \theta_2)}$ ve $Z_1 = \frac{\eta_0}{\cos \theta_1}$ dir.

$$\frac{E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}}{\frac{1}{Z_w} (-E_{rsx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)})} = \frac{E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}}{-\frac{1}{Z_1} E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}} \quad (316)$$

$z = \frac{Z_w}{Z_1}$ dir.

$$E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} + E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)} = \frac{1}{z} (E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} - E_{rsx} e^{jk_{eff}(d \cos \theta_2)}) \quad (317)$$

$$E_{rsx} e^{+jk_{eff}(d \cos \theta_2)} (1 + \frac{1}{z}) = E_{isx} e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)} (\frac{1}{z} - 1) \quad (318)$$

$$E_{rsx} = E_{isx} \frac{(\frac{1}{z} - 1)}{(1 + \frac{1}{z})} e^{-2jk_{eff}(d \cos \theta_2)} \quad (319)$$

$T = e^{-jk_{eff}(d \cos \theta_2)}$ ve $\Gamma = \frac{z-1}{z+1}$ olmak üzere, E_{isx} ile E_{rsx} arasındaki ilişki aşağıda denklem (320) de gösterildiği gibidir.

$$E_{rsx} = -E_{isx} \Gamma T^2 \quad (320)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (321)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + (-E_{isx} \Gamma T^2) = E_{isx} (1 - \Gamma T^2) \quad (322)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} + E_{rsx}) \quad (323)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\mu_z}} (-E_{isx} + -E_{isx} \Gamma T^2) = -\frac{1}{z} E_{isx} (1 + \Gamma T^2) \quad (324)$$

$$2E_{rx} = E_{isx}(1 - \Gamma T^2) - \frac{1}{z} E_{isx}(1 + \Gamma T^2) \quad (325)$$

$$2E_{ix} = E_{isx}(1 - \Gamma T^2) + \frac{1}{z} E_{isx}(1 + \Gamma T^2) \quad (326)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{E_{isx}(1 - \Gamma T^2) - \frac{1}{z} E_{isx}(1 + \Gamma T^2)}{E_{isx}(1 - \Gamma T^2) + \frac{1}{z} E_{isx}(1 + \Gamma T^2)} = \frac{z(1 - \Gamma T^2) - (1 + \Gamma T^2)}{z(1 - \Gamma T^2) + (1 + \Gamma T^2)} \quad (327)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{z - z\Gamma T^2 - 1 - \Gamma T^2}{z - z\Gamma T^2 + 1 + \Gamma T^2} = \frac{(z - 1) - (z + 1)\Gamma T^2}{(z + 1) - (z - 1)\Gamma T^2} = \frac{\frac{(z - 1)}{(z + 1)} - \Gamma T^2}{\frac{(z + 1)}{(z + 1)} - \Gamma T^2 \frac{(z - 1)}{(z + 1)}} \quad (328)$$

$$\frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma - \Gamma T^2}{1 - \Gamma^2 T^2} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (329)$$

$$S_{11}^{TE3} = \frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2} \quad (330)$$

$$E_{ix} + E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} \quad (331)$$

$$E_{rx} = E_{isx} + E_{rsx} - E_{ix} \quad (332)$$

$$(-E_{ix} + E_{rx}) = \frac{1}{z}(-E_{isx} + E_{rsx}) = -\frac{1}{z}E_{isx} + \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (333)$$

$$(-E_{ix} + E_{isx} + E_{rsx} - E_{ix}) = -\frac{1}{z}E_{isx} + \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (334)$$

$$(2E_{ix} - E_{isx} - E_{rsx}) = \frac{1}{z}E_{isx} - \frac{1}{z}E_{rsx} \quad (335)$$

$$(2zE_{ix} - zE_{isx} - zE_{rsx}) = E_{isx} - E_{rsx} \quad (336)$$

$$E_{rsx}(1 - z) = E_{isx}(1 + z) - 2zE_{ix} \quad (337)$$

$$E_{rsx} = -\frac{(z + 1)}{(z - 1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z - 1)}E_{ix} \quad (338)$$

Denklem (313) in her iki tarafı $e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)}$ ile çarpılırsa ve E_{rsx} yerine konursa,

$$(E_{isx}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} + E_{rsx}e^{+jk_{eff}(dcos\theta_2)})e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} = (E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)})e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (339)$$

$$(E_{isx}e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + E_{rsx}) = E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (340)$$

$$\begin{aligned} (E_{isx}e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + (-\frac{(z + 1)}{(z - 1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z - 1)}E_{ix})) \\ = E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \end{aligned} \quad (341)$$

$$E_{isx}\left(e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} - \frac{(z + 1)}{(z - 1)}\right) = -\frac{2z}{(z - 1)}E_{ix} + E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (342)$$

Aynı şekilde Denklem (313) in de her iki tarafı $e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)}$ ile çarpılırsa ve E_{rsx} yerine konursa,

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{Z_w}(-E_{isx}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} + E_{rsx}e^{+jk_{eff}(dcos\theta_2)})\right)e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \\ = \left(\frac{1}{Z_1}(-E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)})\right)e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \end{aligned} \quad (343)$$

$$\frac{1}{Z}(-E_{isx}e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + E_{rsx}) = -E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (344)$$

$$\frac{1}{Z}\left(-E_{isx}e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \left(-\frac{(z + 1)}{(z - 1)}E_{isx} + \frac{2z}{(z - 1)}E_{ix}\right)\right) = -E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (345)$$

$$E_{isx}\left(e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \frac{(z + 1)}{(z - 1)}\right) - \frac{2z}{(z - 1)}E_{ix} = ZE_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} \quad (346)$$

$$E_{isx} \left(e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) = zE_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix} \quad (347)$$

Denklem (342) ile denklem (343) oranlanırsa,

$$\frac{E_{isx} \left(e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)}{E_{isx} \left(e^{-2jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)} = \frac{-\frac{2z}{(z-1)}E_{ix} + E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)}}{zE_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)} + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix}} \quad (348)$$

$\Gamma = \frac{(z-1)}{(z+1)}$ ve $T = e^{-jk_{eff}(dcos\theta_2)}$ idi. Böylece,

$$\frac{E_{isx} \left(T^2 - \frac{1}{\Gamma} \right)}{E_{isx} \left(T^2 + \frac{1}{\Gamma} \right)} = \frac{-\frac{2z}{(z-1)}E_{ix} + E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T}{zE_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T + \frac{2z}{(z-1)}E_{ix}} \quad (349)$$

$$\frac{(\Gamma T^2 - 1)}{(\Gamma T^2 + 1)} = \frac{-2zE_{ix} + (z-1)E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T}{z(z-1)E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T + 2zE_{ix}} \quad (350)$$

$$\begin{aligned} & (\Gamma T^2 - 1)[z(z-1)E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T + 2zE_{ix}] \\ &= (\Gamma T^2 + 1)[-2zE_{ix} + (z-1)E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}T] \end{aligned} \quad (351)$$

$$\begin{aligned} & (E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)})(\Gamma T^2 - 1)z(z-1)T - (\Gamma T^2 + 1)(z-1)T \\ &= -(E_{ix})(\Gamma T^2 - 1)2z + (\Gamma T^2 + 1)2z \end{aligned} \quad (352)$$

$$\frac{E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{-(\Gamma T^2 - 1)2z - (\Gamma T^2 + 1)2z}{(\Gamma T^2 - 1)z(z-1)T - (\Gamma T^2 + 1)(z-1)T} \quad (353)$$

$$\frac{E_{tx}e^{-jk_0(dcos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{-4z\Gamma T^2}{\Gamma T^2(z-1)T(z-1) - T(z-1)(z+1)} \quad (354)$$

$$\frac{E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma T(-4zT)}{\Gamma T\left(T(z-1)T(z-1) - \frac{(z+1)}{(z-1)}(z-1)(z+1)\right)} \quad (355)$$

$$\frac{E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{-4zT}{T^2(z-1)^2 - (z+1)^2} \quad (356)$$

$$\frac{E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{\frac{4z}{(z+1)^2}T}{\left(1 - \frac{(z-1)^2}{(z+1)^2}T^2\right)} = \frac{(1-\Gamma^2)T}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (357)$$

elde edilir. Böylece S_{21}^{TE3} ,

$$S_{21}^{TE3} = \frac{E_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{(1-\Gamma^2)T}{(1-\Gamma^2T^2)} \quad (358)$$

TM₃ modu için saçılım parametreleri de aynı şekilde elde edilmiştir.

$$\begin{aligned} & \frac{H_{isy}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsy}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}}{\frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}(H_{isx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2+y\cos\theta_2)} - H_{rsx}e^{-jk_{eff}(z\sin\theta_2-y\cos\theta_2)})} \\ &= \frac{H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{\eta_0\cos\theta_1 H_{tx}e^{-jk_0(z\sin\theta_1+y\cos\theta_1)}} \end{aligned} \quad (359)$$

$z=0$ ve $y=d$ sınır şartı için denklem (359) aşağıdaki şekilde olur.

$$\frac{H_{isy}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsy}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}}{\frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}(H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)})} = \frac{H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{\eta_0\cos\theta_1 H_{tx}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}} \quad (360)$$

$$Z_w = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}, Z_1 = \eta_0\cos\theta_1 \text{ ve } z = \frac{Z_w}{Z_1} \text{ olmak üzere,}$$

$$\frac{H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}}{Z_w(H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)})} = \frac{1}{Z_1} \quad (361)$$

$$H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)} = z(H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}) \quad (362)$$

$$H_{rsx}e^{jk_{eff}(d\cos\theta_2)}(1+z) = H_{isx}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)}(z-1) \quad (363)$$

$$H_{rsx} = H_{isx} \frac{z-1}{z+1} e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (364)$$

$T = e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)}$ ve $\Gamma = \frac{z-1}{z+1}$ olmak üzere,

$$H_{rsx} = H_{isx} \Gamma T^2 \quad (365)$$

Denklem (365) aşağıdaki denklem (366) da yerine yazılır.

$$H_{ix} + H_{rx} = H_{isx} + H_{rsx} \quad (366)$$

$$H_{ix} + H_{rx} = H_{isx} + H_{isx} \Gamma T^2 \quad (367)$$

$$H_{ix} - H_{rx} = \frac{n_{eff}\eta_0\cos\theta_2}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)} (H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2) \quad (368)$$

$$H_{ix} - H_{rx} = z(H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2) \quad (369)$$

Denklem (367) ile denklem (369) taraf tarafa toplanır ve H_{ix} elde edilir.

$$2H_{ix} = (H_{isx} + H_{isx} \Gamma T^2) + z(H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2) \quad (370)$$

Aynı şekilde denklem(367) ve denklem (369) kullanılarak H_{rx} elde edilir.

$$2H_{rx} = (H_{isx} + H_{isx} \Gamma T^2) - z(H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2) \quad (371)$$

Denklem (371) ile denklem (370) oranlanır.

$$\frac{H_{rx}}{H_{ix}} = \frac{(H_{isx} + H_{isx} \Gamma T^2) - z(H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2)}{(H_{isx} + H_{isx} \Gamma T^2) + z(H_{isx} - H_{isx} \Gamma T^2)} \quad (372)$$

$$\frac{H_{rx}}{H_{ix}} = \frac{(1 + \Gamma T^2) - z(1 - \Gamma T^2)}{(1 + \Gamma T^2) + z(1 - \Gamma T^2)} = \frac{1 + \Gamma T^2 - z + z\Gamma T^2}{1 + \Gamma T^2 + z - z\Gamma T^2} = \frac{(z - 1) - (1 + z)\Gamma T^2}{(1 + z) - (z - 1)\Gamma T^2} \quad (373)$$

$$\frac{H_{rx}}{H_{ix}} = \frac{\left(\frac{z-1}{z+1}\right) - \Gamma T^2}{-1 + \left(\frac{z-1}{z+1}\right)\Gamma T^2} = \frac{\Gamma - \Gamma T^2}{-1 + \Gamma^2 T^2} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{-1 + \Gamma^2 T^2} \quad (374)$$

Böylece TM3 modu için S_{11}^{TM3} saçılım parametresi elde edilmiştir.

$$S_{11}^{TM3} = \frac{H_{rx}}{H_{ix}} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{-1 + \Gamma^2 T^2} \quad (375)$$

S_{21}^{TM3} parametresi de aynı yöntemle elde edilmiştir.

$$H_{iy} + H_{ry} = H_{isy} + H_{rsy} \quad (376)$$

$$H_{ry} = H_{isy} + H_{rsy} - H_{iy} \quad (377)$$

$$H_{iy} - H_{ry} = z(H_{isy} - H_{rsy}) \quad (378)$$

$$H_{iy} - (H_{isy} + H_{rsy} - H_{iy}) = z(H_{isy} - H_{rsy}) \quad (379)$$

$$H_{rsy}(z - 1) = (z + 1)H_{isy} - 2H_{iy} \quad (380)$$

$$H_{rsy} = \frac{-2H_{iy}}{(z - 1)} - \frac{(z + 1)}{(z - 1)}H_{isy} \quad (381)$$

denklem () her iki tarafı $e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)}$ ile çarpılır.

$$(H_{isy}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsy}e^{+jk_{eff}(d\cos\theta_2)})e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} = (H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)})e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (382)$$

$$(H_{isy}e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + H_{rsy}) = H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (383)$$

$$H_{rsy} = H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - H_{isy}e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (384)$$

Denklem (3.124) de elde edilen H_{rsy} denklem (381) de yerine koyulur.

$$H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - H_{isy}e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} = \frac{-2H_{iy}}{(z-1)} - \frac{(z+1)}{(z-1)}H_{isy} \quad (385)$$

$$H_{isy} \left(e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) = \frac{2}{(z-1)}H_{iy} + H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (386)$$

$$z(H_{isy}e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)}) - z(H_{rsy}) = H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (387)$$

Denklem (387) de H_{rsy} ifadesi yerine denklem (380) yerine yazılır.

$$z(H_{isy}e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)}) - z \left(\frac{(z+1)}{(z-1)}H_{isy} - \frac{2}{(z-1)}H_{iy} \right) = H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} \quad (388)$$

$$H_{isy}z \left(e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) = H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - 2z \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy} \quad (389)$$

denklem (386) ile denklem (389) taraf tarafa oranlanır.

$$\frac{\left(e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)}{z \left(e^{-2jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)} = \frac{\frac{2}{(z-1)}H_{iy} + H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)}}{H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}e^{-jk_{eff}(d\cos\theta_2)} - 2z \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy}} \quad (390)$$

$$\frac{\left(T^2 + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)}{z \left(T^2 - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right)} = \frac{\frac{2}{(z-1)}H_{iy} + TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)}}{TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} - 2z \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy}} \quad (391)$$

$$\begin{aligned} & \left(T^2 + \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) \left(TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} - 2z \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy} \right) \\ &= z \left(T^2 - \frac{(z+1)}{(z-1)} \right) \left(\frac{2}{(z-1)}H_{iy} + TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} \right) \end{aligned} \quad (392)$$

$$\begin{aligned} & T^3H_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} - T^22z \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy} + \frac{(z+1)}{(z-1)}TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} - 2z \frac{(z+1)}{(z-1)} \left(\frac{1}{z-1} \right) H_{iy} = \\ & zT^2 \frac{2}{(z-1)}H_{iy} + zT^3TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} - z \frac{(z+1)}{(z-1)} \frac{2}{(z-1)}H_{iy} + z \frac{(z+1)}{(z-1)}TH_{ty}e^{-jk_0(d\cos\theta_1)} \end{aligned} \quad (393)$$

$$T^3 H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} (1 - z) - 2T^2 \left(\frac{z+1}{z-1} \right) H_{iy} + \left(\frac{z+1}{z-1} \right) T H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} (1 - z) = 0 \quad (394)$$

$$H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)} [(z-1)(z-1)T^2 - (z+1)(z+1)] = -2T(z+1)H_{iy} \quad (395)$$

$$\frac{H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}}{H_{iy}} = \frac{\frac{-2(z+1)}{(z-1)(z-1)} T}{\left[T^2 - \frac{(z+1)(z+1)}{(z-1)(z-1)} \right]} \quad (396)$$

$$S_{21}^{TM3} = \frac{H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}}{H_{iy}} = \frac{(1 - \Gamma^2)T}{(1 - \Gamma^2 T^2)} \quad (397)$$

Tablo 12. Eğik Açılı Gelme Durumu İçin TE₃ ve TM₃ Modları İçin Saçılım Parametreleri İfadeleri

	TE ₃ Modu	TM ₃ Modu
	$S_{11}^{TE3} = \frac{E_{rx}}{E_{ix}} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{1 - \Gamma^2 T^2}$	$S_{11}^{TM3} = \frac{H_{rx}}{H_{ix}} = \frac{\Gamma(1 - T^2)}{-1 + \Gamma^2 T^2}$
Saçılım parametreleri	$S_{21}^{TE3} = \frac{E_{tx} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}}{E_{ix}} = \frac{(1 - \Gamma^2)T}{(1 - \Gamma^2 T^2)}$	$S_{21}^{TM3} = \frac{H_{ty} e^{-jk_0(d \cos \theta_1)}}{H_{iy}} = \frac{(1 - \Gamma^2)T}{(1 - \Gamma^2 T^2)}$

S Parametrelerine Bağlı Olarak Yayılım Faktörü, Öz Empedans ve Yansıma Parametrelerin Elde Edilmesi

Önceden elde edilen S_{11} ve S_{22} denklem (398) de gösterildiği gibi oranlanır.

$$\frac{S_{11}}{S_{22}} = \frac{\frac{\Gamma_1(1-T^2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)}}{\frac{\Gamma_2(1-T^2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)}} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \quad (398)$$

Denklem (398) den Γ_2 aşağıdaki şekilde yazılır.

$$\Gamma_2 = \frac{S_{22}}{S_{11}} \Gamma_1 \text{ denklem} \quad (399)$$

S_{11} ifadesindeki Γ_2 yerine denklem (399) deki ifade yazılır.

$$S_{11} = \frac{\Gamma_1(1-T^2)}{(1-\Gamma_1\frac{S_{22}}{S_{11}}\Gamma_1T^2)} = \frac{S_{11}\Gamma_1(1-T^2)}{(S_{11}-\Gamma_1^2S_{22}T^2)} \quad (400)$$

Denklem (3) de içler dışlar çarpı yapılır ve S_{11} yalnız bırakılır.

$$S_{11} = \Gamma_1(1-T^2) + \Gamma_1^2S_{22}T^2 \quad (401)$$

aynı şekilde S_{12} ifadesindeki Γ_2 yerine denklem (399) deki eşitlik yazılır.

sonra denklem (402) de S_{11} yerine denklem (401) deki eşitlik yazılır.

$$S_{12} = \frac{T(1-\Gamma_1\Gamma_2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)} = \frac{T(1-\Gamma_1\frac{S_{22}}{S_{11}}\Gamma_1)}{(1-\Gamma_1\frac{S_{22}}{S_{11}}\Gamma_1T^2)} = \frac{T(S_{11}-\Gamma_1^2S_{22})}{(S_{11}-\Gamma_1^2S_{22}T^2)} \quad (402)$$

$$S_{12} = \frac{T(S_{11}-\Gamma_1^2S_{22})}{(S_{11}-\Gamma_1^2S_{22}T^2)} = \frac{T((\Gamma_1(1-T^2) + \Gamma_1^2S_{22}T^2) - \Gamma_1^2S_{22})}{((\Gamma_1(1-T^2) + \Gamma_1^2S_{22}T^2) - \Gamma_1^2S_{22}T^2)} \quad (403)$$

$$S_{12} = \frac{T((\Gamma_1-\Gamma_1^2S_{22})(1-T^2))}{\Gamma_1(1-T^2)} = \frac{T(\Gamma_1-\Gamma_1^2S_{22})}{\Gamma_1} \quad (404)$$

Denklem (404) den yayılım faktörü (T) yalnız bırakılır ve hem TE₃ hem TM₃ için ifadeleri elde edilir.

$$T = \frac{S_{12}}{(1-S_{11}\Gamma_1)} \quad (405)$$

$$T^{TE3} = \frac{S_{12}^{TE3}}{(1-S_{11}^{TE3}\Gamma^{TE3})} \quad (406)$$

$$T^{TM3} = \frac{S_{12}^{TM3}}{(1-S_{11}^{TM3}\Gamma^{TM3})} \quad (407)$$

Bundan sonraki işlemlerde dalga öz empedansı (η) S parametrelerine bağlı olarak elde edilmiştir. Faktörü (T) eşitliği denklem (405) ve yansıma parametresi eşitliği (Γ_2) denklem (399) S_{12} ifadesinde yerine yazılır.

$$S_{12} = \frac{T(1-\Gamma_1\Gamma_2)}{(1-\Gamma_1\Gamma_2T^2)} = \frac{\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)}(1-\Gamma_1\frac{S_{22}\Gamma_1}{S_{11}})}{(1-\Gamma_1\frac{S_{22}\Gamma_1}{S_{11}}(\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)})^2)} \quad (408)$$

denklem (408) de içler dışlar çarpımı yapılır.

$$(S_{11} - S_{22}\Gamma_1^2 \left(\frac{S_{12}}{(1-S_{22}\Gamma_1)} \right)^2) = \frac{1}{(1-S_{22}\Gamma_1)} (S_{11} - \Gamma_1^2 S_{22}) \quad (409)$$

$$(S_{11}(1-S_{22}\Gamma_1)^2 - S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2)(1-S_{22}\Gamma_1) = (S_{11} - \Gamma_1 S_{22}\Gamma_1)(1-S_{22}\Gamma_1)^2 \quad (410)$$

$$S_{11}(1+S_{22}^2\Gamma_1^2 - 2S_{22}\Gamma_1) - S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2 = S_{11} - S_{11}S_{22}\Gamma_1 - \Gamma_1^2 S_{22} + \Gamma_1^3 S_{22}^2 \quad (411)$$

$$(S_{11} + S_{11}S_{22}^2\Gamma_1^2 - 2S_{11}S_{22}\Gamma_1) - S_{22}\Gamma_1^2 S_{12}^2 = S_{11} - S_{11}S_{22}\Gamma_1 - \Gamma_1^2 S_{22} + \Gamma_1^2 S_{22}^2 \quad (412)$$

$$\Gamma_1^3 S_{22}^2 + \Gamma_1^2 (S_{11}S_{22}^2 - S_{22}S_{12}^2 - S_{22}) + \Gamma_1 (2S_{11}S_{22} - S_{11}S_{22}) = 0 \quad (413)$$

$$\Gamma_1^3 S_{22}^2 + \Gamma_1^2 (S_{11}S_{22}^2 - S_{22}S_{12}^2 - S_{22}) + \Gamma_1 (S_{11}S_{22}) = 0 \quad (414)$$

$$\Gamma_1^2 S_{22} + \Gamma_1 (S_{11}S_{22} - S_{12}^2 - 1) + (S_{11}) = 0 \quad (415)$$

Denklem (416) da Γ_1 'nin normalize empedanslarına bağlı olduğu eşitlik yazılır.

$$\left(\frac{z^+ - 1}{z^+ + 1} \right)^2 S_{22} + \left(\frac{z^+ - 1}{z^+ + 1} \right) (S_{11}S_{22} - S_{12}^2 - 1) + (S_{11}) = 0 \quad (416)$$

$$(z^+ - 1)^2 S_{22} + (z^+ + 1)(z^+ - 1)(S_{11}S_{22} - S_{12}^2 - 1) + (z^+ + 1)^2 (S_{11}) = 0 \quad (417)$$

$$(z^+)^2 S_{22} - 2(z^+) S_{22} + S_{22} + (z^+)^2 S_{11} S_{22} - (z^+)^2 S_{12}^2 - (z^+)^2 - S_{11} S_{22} + S_{12}^2 + 1 + (z^+)^2 S_{11} + 2(z^+) S_{11} + S_{11} = 0 \quad (418)$$

$$(z^+)^2 (S_{22}^2 + S_{11} S_{22}^2 - S_{12}^2 + S_{11} - 1) + (z^+) (2S_{11} - 2S_{22}) + (1 + S_{22} + S_{11} S_{22} + S_{12}^2 + S_{11}) = 0 \quad (419)$$

$$(z^+)^2 (S_{22} (S_{11} + 1) + (S_{11} + 1) - S_{12}^2) + (z^+) 2(S_{11} - S_{22}) + ((1 + S_{22}) + S_{11} (1 + S_{22}) - S_{12}^2) = 0 \quad (420)$$

$$(z^+)^2 ((S_{11} + 1)(S_{22} + 1) - S_{12}^2) + (z^+) 2(S_{11} - S_{22}) + ((1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2) = 0 \quad (421)$$

Denklem (421) için iki bilinmeyenli denklem çözümü yapılarak z^+ elde edilir (Öztürk, 2018).

$$\Lambda_1 = S_{12}^2 - (1 - S_{11})(1 - S_{22}) \quad (422)$$

$$\Lambda_2 = 2(S_{11} - S_{22}) \quad (423)$$

$$\Lambda_3 = (1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}^2 \quad (424)$$

$$z^+ = \frac{-\Lambda_2 \pm \sqrt{\Lambda_2^2 - 4\Lambda_1\Lambda_3}}{2\Lambda_1} \quad (425)$$

$$z = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - (S_{21})^2}{(1 - S_{11})^2 - (S_{21})^2}} \quad (426)$$

denklem (426)'dan öz empedans değeri elde edilir ve TE3 ve TM3 için öz empedanslar sırasıyla denklem (427) ve denklem (428) de gösterilmiştir.

$$\eta_{TE3} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11}^{TE3})^2 - (S_{21}^{TE3})^2}{(1 - S_{11}^{TE3})^2 - (S_{21}^{TE3})^2}} \frac{1}{\cos(\theta_1)} \quad z_{TE3}^{\pm} = \eta_{TE3} \cos(\theta_1) \quad (427)$$

$$\eta_{TM3} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11}^{TM3})^2 - (S_{21}^{TM3})^2}{(1 - S_{11}^{TM3})^2 - (S_{21}^{TM3})^2}} \cos(\theta_1) \quad z_{TM3}^{\pm} = \frac{\eta_{TM3}}{\cos(\theta_1)} \quad (428)$$

Yayılm faktörü $T = e^{-jk_{eff}d\cos(\theta_2)}$ ifadesi ve $k_{eff} = nk_0$ kullanılarak kırılma indisi ifadesi elde edilir. T ifadesinin her iki tarafından ln fonksiyonu uygulanır.

$$\ln(T) = \ln(e^{-jk_{eff}d\cos(\theta_2)}) \quad (429)$$

$$\ln(T) = -jnk_0d\cos(\theta_2) \quad (430)$$

denklem (430) deki ifadenin her iki tarafının karesi alınır.

$$\ln(T)^2 = (-jnk_0d)^2(1 - \sin^2(\theta_1)) \quad (431)$$

elde edilir. buradan kırılma indisi (n),

$$n = \sqrt{\frac{(\ln T)^2}{(-jk_0d)^2} + \sin^2(\theta_1)} \quad (432)$$

elde edilir. Buraya kadar yapılan işlemler neticesinde elde edilen ifadeler tablo 15 de gösterilmiştir.

Tablo 13. S Parametrelerine Bağlı Olarak Yayılm Faktörü (T), Öz Empedans ve Yansıma Parametreleri

	TE ₃ modu	TM ₃ modu
Yayılm Faktörü (T)	$T^{TE3} = \frac{S_{12}^{TE3}}{(1 - S_{11}^{TE3} \Gamma^{TE3})}$	$T^{TM3} = \frac{S_{12}^{TM3}}{(1 - S_{11}^{TM3} \Gamma^{TM3})}$
Öz empedans (η)	$\eta_{TE3} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11}^{TE3})^2 - (S_{21}^{TE3})^2}{(1 - S_{11}^{TE3})^2 - (S_{21}^{TE3})^2}} \frac{1}{\cos(\theta_1)}$	$\eta_{TM3} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11}^{TM3})^2 - (S_{21}^{TM3})^2}{(1 - S_{11}^{TM3})^2 - (S_{21}^{TM3})^2}} \cos(\theta_1)$
Kırılma indisi (n)	$n_{TE3} = \sqrt{\frac{(\ln T^{TE3})^2}{(-jk_0d)^2} + \sin^2(\theta_1)}$	$n_{TM3} = \sqrt{\frac{(\ln T^{TM3})^2}{(-jk_0d)^2} + \sin^2(\theta_1)}$

Kırılma İndislerine ve Öz Empedansa Bağlı Olarak Elektromanyetik Özelliklerin Belirlenmesi

Bu kısımda bianizotropik metamateryalin elektromanyetik özellikleri ($\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z, \mu_x, \mu_y, \mu_z$) kırılma indisine (n) ve öz empedansa (η) ifadeleri kullanılarak elde edilmiştir. Amaç elektromanyetik özelliklerinin de S parametreler cinsinden elde edilmesidir.

$\theta_1=0^\circ$ için η_{TE3} ile n_{TE3} oranlanırsa,

$$n_{TE3} = \sqrt{(\sin\theta_1)^2 \left(1 - \frac{\mu_z}{\mu_y}\right) + \mu_z \epsilon_x} = \sqrt{\mu_z \epsilon_x} \quad (433)$$

$$\eta_{TE3} = \sqrt{\frac{\mu_z}{\left(\epsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)}} = \sqrt{\frac{\mu_z}{\epsilon_x}} \quad (434)$$

$$\frac{n_{TE3}}{\eta_{TE3}} = \frac{\sqrt{\mu_z \epsilon_x}}{\sqrt{\frac{\mu_z}{\epsilon_x}}} = \sqrt{\epsilon_x} \quad (435)$$

$$\epsilon_x = \sqrt{\frac{n_{TE3}}{\eta_{TE3}}} \quad (436)$$

olarak elde edilir. Aynı şekilde $\theta_1=0^\circ$ için η_{TE3} ile n_{TE3} çarpılırsa,

$$(n_{TE3})(\eta_{TE3}) = \sqrt{\mu_z \epsilon_x} \sqrt{\frac{\mu_z}{\epsilon_x}} = \sqrt{\mu_z} \quad (437)$$

$$\mu_z = \sqrt{n_{TE3} \eta_{TE3}} \quad (438)$$

elde edilir. $\theta_1=0^\circ$ için η_{TM3} ile n_{TM3} çarpılırsa μ_x elde edilir.

$$\eta_{TM3} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_y \mu_x - \sin^2\theta_1}{\epsilon_y \left(\epsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \right)} \quad (439)$$

$$n_{TM3} = \sqrt{\sin^2\theta_1 + \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)\left(\frac{\sin^2\theta_1}{\varepsilon_y} + \mu_x\right)} \quad (440)$$

$$n_{TM3}\eta_{TM3} = \sqrt{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)(\mu_x)} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_y\mu_x}{\varepsilon_y\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y}\right)}\right)} \quad (441)$$

$$n_{TM3}\eta_{TM3} = \sqrt{\frac{\varepsilon_y\mu_x^2}{\varepsilon_y}} \quad (442)$$

$$\mu_x = \sqrt{n_{TM3}\eta_{TM3}} \quad (443)$$

μ_y 'yi bulmak için önce η_{TE3} ile $\eta_{TE3|\theta=0^\circ}$ çarpımının karesi alınır. Daha sonra $\eta_{TE3|\theta=0^\circ}$ ve η_{TE3} kareleri farkı alınıp her iki eşitlik oranlanır.

$$(\eta_{TE3}\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2 = \left(\sqrt{\frac{\mu_z}{\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)}} \sqrt{\frac{\mu_z}{\varepsilon_x}}\right)^2 = \frac{\mu_z^2}{\varepsilon_x\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)} \quad (444)$$

$$(\eta_{TE3})^2 - (\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2 = \left(\sqrt{\frac{\mu_z}{\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)}}\right)^2 - \left(\sqrt{\frac{\mu_z}{\varepsilon_x}}\right)^2 = \frac{\mu_z \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}}{\varepsilon_x\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)} \quad (445)$$

$$\frac{(\eta_{TE3}\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2}{(\eta_{TE3})^2 - (\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2} = \frac{\frac{\mu_z^2}{\varepsilon_x\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)}}{\frac{\mu_z \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}}{\varepsilon_x\left(\varepsilon_x - \sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}\right)}} = \frac{\mu_z}{\sin^2\theta_1 \frac{1}{\mu_y}} \quad (446)$$

$$\frac{(\eta_{TE3})^2 - (\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2}{(\eta_{TE3}\eta_{TE3|\theta=0^\circ})^2} = \frac{\frac{\mu_z \sin^2 \theta_1 \frac{1}{\mu_y}}{\varepsilon_x \left(\varepsilon_x - \sin^2 \theta_1 \frac{1}{\mu_y} \right)}}{\frac{\mu_z^2}{\varepsilon_x \left(\varepsilon_x - \sin^2 \theta_1 \frac{1}{\mu_y} \right)}} = \frac{\sin^2 \theta_1 \frac{1}{\mu_y}}{\mu_z} \quad (447)$$

denklem (447) de Sadeleştirmeler yapılarak μ_y elde edilir.

$$\mu_y = \frac{\sin^2 \theta_1}{\mu_z} \frac{1}{\left(\frac{1}{\eta_{TE3|\theta=0^\circ}} \right)^2 - \left(\frac{1}{\eta_{TE3}} \right)^2} \quad (448)$$

Aşağıda ε_y empedanslar cinsinden elde edilmiştir.

$$\eta_{TM3|\theta=0^\circ} = \sqrt{\frac{\varepsilon_y \mu_x}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)}} \quad (449)$$

$$\eta_{TM3} = \sqrt{\frac{\varepsilon_y \mu_x - \sin^2 \theta_1}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)}} \quad (450)$$

Denklem (449) ve denklem (450) nin kareleri alınır. Daha sonra $\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2 - \eta_{TM3}^2$ fark ifadesi yazılır.

$$\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2 - \eta_{TM3}^2 = \frac{\varepsilon_y \mu_x}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} - \frac{\varepsilon_y \mu_x - \sin^2 \theta_1}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \quad (451)$$

$$\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2 - \eta_{TM3}^2 = \frac{\sin^2 \theta_1}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \quad (452)$$

Denklem (449) 'in karesinin denklem (452)'e oranının ifadesi yazılır.

$$\frac{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2}{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2 - \eta_{TM3}^2} = \frac{\varepsilon_y \mu_x}{\sin^2 \theta_1} \quad (453)$$

Denklem (453) deki ifadede ε_y yalnız bırakılır.

$$\varepsilon_y = \frac{\sin^2 \theta_1}{\mu_x} \left(\frac{1}{1 - \frac{\eta_{TM3}^2}{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2}} \right) \quad (454)$$

Böylece ε_y ifadesi elde edilmiş olur. Son olarak ε_z ifadesi elde edilir.

$$n_{eff|\theta=0^\circ}^{TM3} = \sqrt{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) (\mu_x)} \quad (455)$$

$$\eta_{TM3|\theta=0^\circ} = \sqrt{\frac{\varepsilon_y \mu_x}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)}} \quad (456)$$

Denklem (1) denklem (2) ifadelerin kareleri alınır.

$$(n_{eff|\theta=0^\circ}^{TM3})^2 = \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) \mu_x \quad (457)$$

$$(\eta_{TM3|\theta=0^\circ})^2 = \frac{\varepsilon_y \mu_x}{\varepsilon_y \left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)} \quad (458)$$

Denklem (457) ile denklem (458) oranlanır.

$$\frac{(n_{eff|\theta=0^\circ}^{TM3})^2}{(\eta_{TM3|\theta=0^\circ})^2} = \frac{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) \mu_x}{\frac{\mu_x}{\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right)}} = \left(\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) \right)^2 \quad (459)$$

Denklem (459) den ε_z için ifade elde edilir.

$$\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) = \frac{n_{eff|\theta=0^\circ}^{TM3}}{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}} \quad (460)$$

Buraya kadar elde edilen elektromanyetik özellikler Tablo 16'da gösterilmiştir.

Tablo 14. Kırılma İndisi ve öz Empedansa Bağlı Malzemenin Elektromanyetik Özellikleri

$$\varepsilon_x = \sqrt{\frac{n_{TE3}}{\eta_{TE3}}}$$

$$\varepsilon_y = \frac{\sin^2 \theta_1}{\mu_x} \left(\frac{1}{1 - \frac{\eta_{TM3}^2}{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}^2}} \right)$$

$$\left(\varepsilon_z - \frac{\xi_0^2}{\mu_y} \right) = \frac{n_{TM3|\theta=0^\circ}}{\eta_{TM3|\theta=0^\circ}}$$

$$\mu_x = \sqrt{n_{TM3} \eta_{TM3}}$$

$$\mu_y = \frac{\sin^2 \theta_1}{\mu_z} \frac{1}{\left(\frac{1}{\eta_{TE3|\theta=0^\circ}} \right)^2 - \left(\frac{1}{\eta_{TE3}} \right)^2}$$

$$\mu_z = \sqrt{n_{TE3} \eta_{TE3}}$$

ARAŞTIRMA BULGULARI

TE₃ ve TM₃ modlarının eğik açılı gelme durumu için malzemenin yedi elektromanyetik özelliği ($\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z, \mu_x, \mu_y, \mu_z$ ve ζ_0) S-parametreler metodu ile teorik olarak çıkarılmıştır. Bu elektromanyetik özelliklerden beş tanesi ($\epsilon_x, \epsilon_y, \mu_x, \mu_y$ ve μ_z) doğrudan hesaplanmıştır. Diğer iki özellik (ϵ_z ve ζ_0) analitik yöntemler ile bulunabilir şekilde elde edilmiştir.

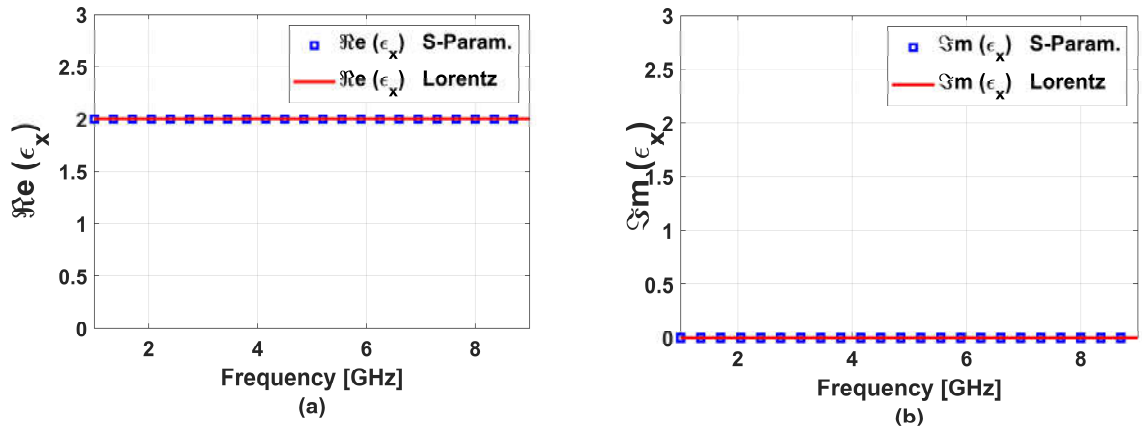
Önce S-parametrelerine bağlı olarak yayılım faktörü (T^{TE3}, T^{TM3}), öz empedans (η_{TE3}, η_{TM3}) ve kırılma indisleri (n_{TE3}, n_{TM3}) elde edilmiştir (Tablo 15). Daha sonra öz empedanslara ve kırılma indislerine bağlı olarak etkin yapıcı parametreler elde edilmiştir. Tablo 16 da öz empedanslara ve kırılma indislerine bağlı olarak elde edilen etkin yapıcı parametreler gösterilmiştir. Elde edilen elektromanyetik özelliklerin doğruluğunu göstermek için Lorentz ortam modeli kullanılarak kuramsal ortam oluşturulmuştur.

Her bir niceliğin frekansa karşı grafikleri hem S-parametreler metodu ile edilmiş ifadelerine göre hem de Lorentz ortam modeline göre çizdirilmiştir. Frekans aralığı 1- 9 GHz olarak belirlenmişti. Bu aralık mikrodalga bölgenin L,S ve C bandı bölgelerini kapsar.

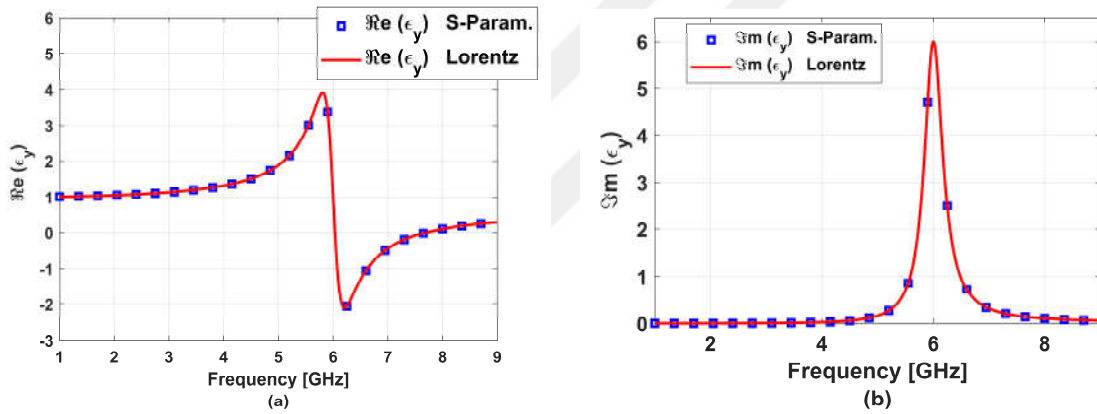
S-parametreler yöntemi ile çizdirilen grafikler ile Lorentz ortam modeli kullanılarak çizdirilen grafikler üst üste gelmiştir. Ayrıca tüm etki parametrelerin hem gerçek hem de sanal kısımlarının grafikleri ayrı ayrı çizdirilmiştir. Eğik açılı gelme durumu için çizdirilen grafiklerde gelme açısı 20° olarak belirlenmiştir. Normal açılı gelme durumu için açı 0°'dir. Grafiklerden, ϵ_y ve μ_y haricindeki tüm etkin parametrelerin gerçek kısımları belirlenen frekans aralığında pozitif ve 1 değerinde, sanal kısımları 0 değerindedir. ϵ_y 'nin grafikleri değerlendirildiğinde gerçel kısmı pozitif 1 değerinde iken yaklaşık 6 GHz civarında rezonansa girdiği görülür. ϵ_y 'nin sanal kısmı sıfırdır fakat rezonans bölgesinde pozitif değer almıştır. μ_y 'nin de ϵ_y 'ye benzer davranış gösterdiği görülür.

Kırılma indisi grafikleri incelendiğinde normal açılı gelme durumunda TE3 modunda malzemenin, gerçek kısmı pozitif sanal kısmı sıfır olan kırılma indisi değerine sahip olduğu görülür. Aynı şekilde normal açılı gelme durumu için TM3 modunda malzemenin kırılma indisinin hem gerçek kısmı hem sanal kısmı sıfır iken 5 GHz civarında rezonans davranış göstermeye başladığı görülür. Eğik açılı gelme durumunda TE3 modu için malzemenin kırılma indisinin gerçek kısmı 6.5 GHz civarında rezonanstadır. Kırılma indisinin sanal kısmı da yine aynı frekans değerinde rezonanstadır. Rezonans bölgesi dışında ise gerçek kısmı pozitif sanal

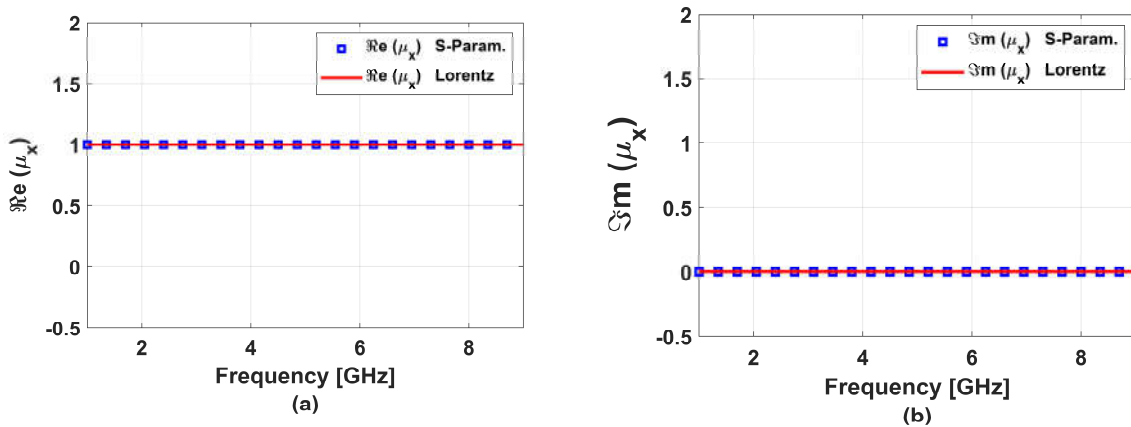
kısmı sıfırdır. Eğik açılı durumda TM3 için malzemenin kırılma indisi normal açılı durumdaki gibi aynı frekans değerlerinde benzer davranış göstermiştir. Rezonans frekansından küçük değerlerinde gerçek kısım pozitif ve sanal kısım sıfırdır.



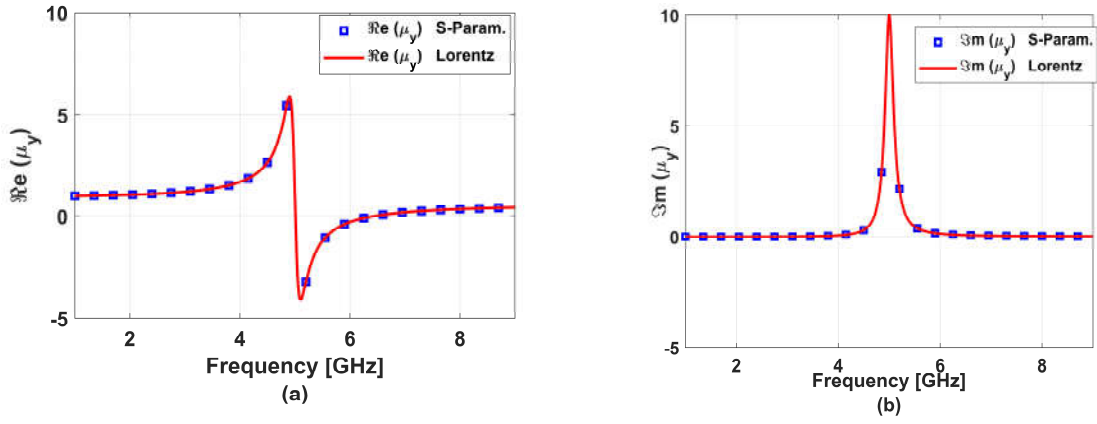
Şekil 5. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen ϵ_x 'in gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



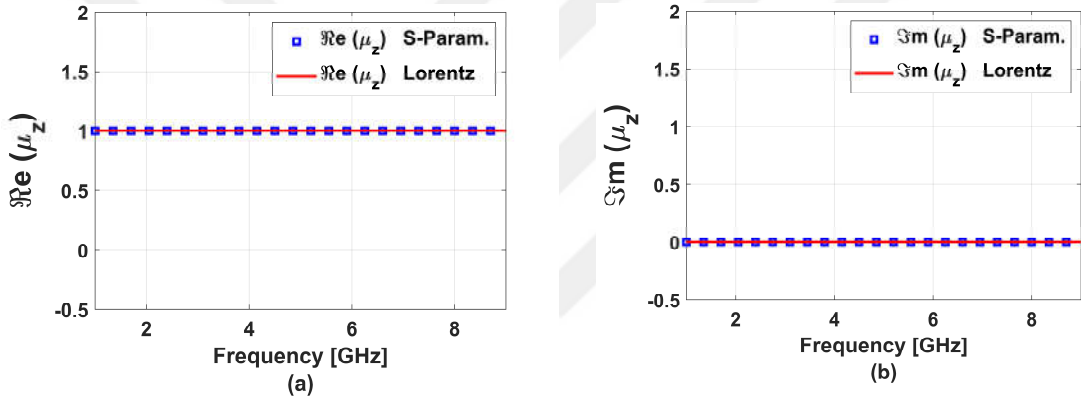
Şekil 6. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen ϵ_y gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



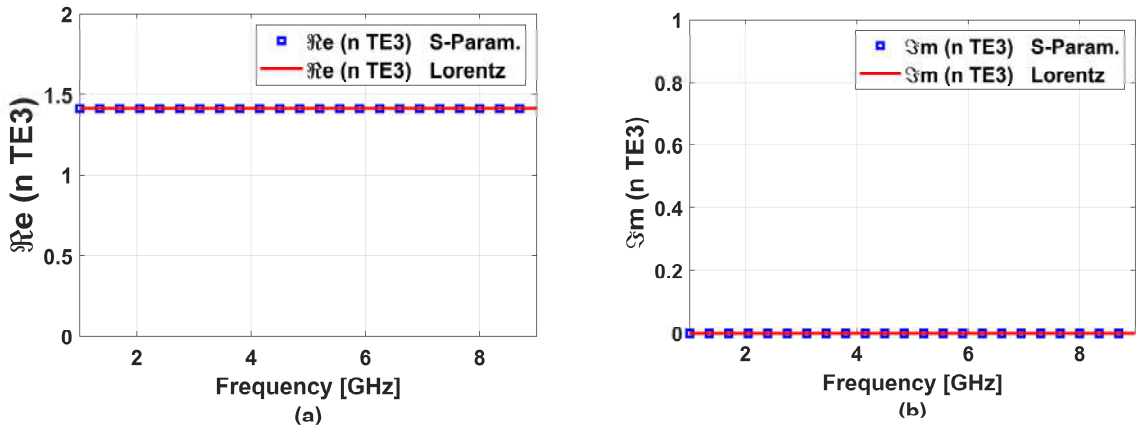
Şekil 7. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_x gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



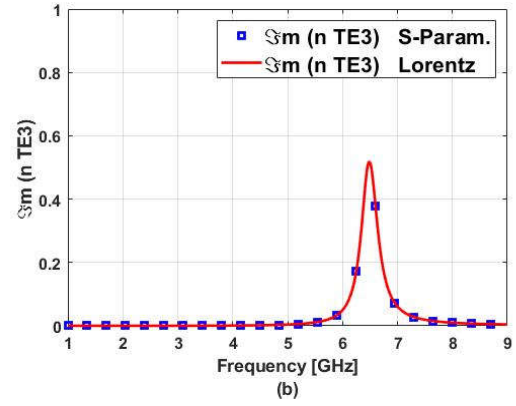
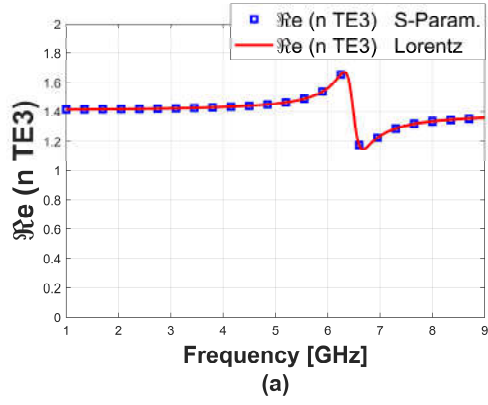
Şekil 8. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_y gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



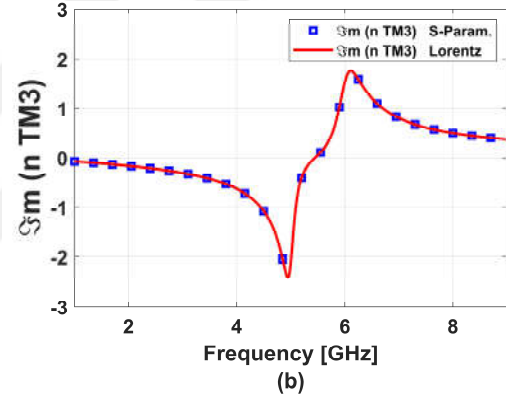
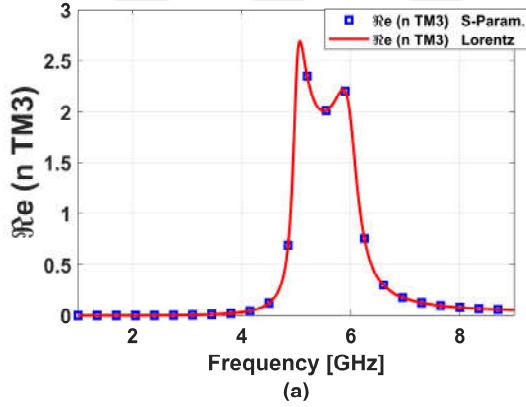
Şekil 9. S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen μ_z gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



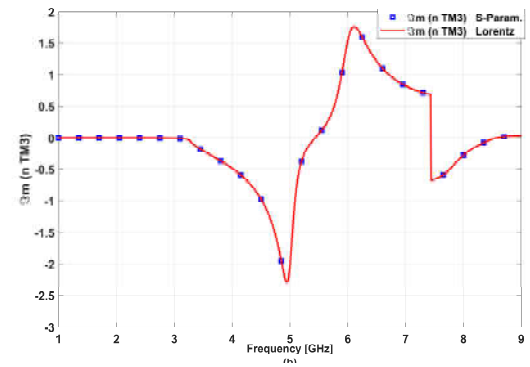
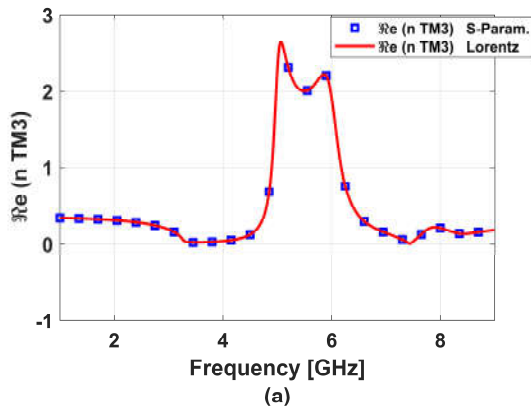
Şekil 10. TE3 modunda $\theta_1 = 0^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



Şekil 11. TE3 modunda $\theta_1 = 20^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



Şekil 12. TM3 modunda $\theta_1 = 0^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)



Şekil 13. TM3 modunda $\theta_1 = 20^\circ$ gelme açılı durum için S-parametreler metodu ve Lorentz modeli ile elde edilen kırılma indisinin gerçel kısmının grafiği (a) ve sanal kısmının grafiği (b)

TARTIŞMA ve SONUÇ

Chen et al. (2005) çalışmasında TE_1 , TE_2 , TE_3 ve TM_1 modları normal açıda SRR bianisotropik metamalzeye gönderilerek ve S-parametreler yöntemi ile malzemenin yedi elektromanyetik özellik (ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z , μ_x , μ_y , μ_z ve ζ_0) elde edilmiştir. Chen et al. (2005) TE_2 ve TM_1 modunda optimizasyon yöntemi ile malzemeye ait üç elektromanyetik özellik (ϵ_z , μ_z ve ζ_0) elde etmiştir. TE_1 modunda ϵ_y ve μ_x ayrıca TE_3 modunda ϵ_x ve μ_z parametreleri elde edilmiştir.

Bu tez çalışmasında ise sadece iki mod (TE_3 ve TM_3) kullanarak beş elektromanyetik özellik (ϵ_x , ϵ_y , μ_x , μ_y ve μ_z) doğrudan elde edilmiş ve iki elektromanyetik özellik (ϵ_z ve ζ_0) de analitik olarak hesaplanabileceği gösterilmiştir. Bu tez çalışmasının literatürde yapılan çalışmalardan farkı TE_3 ve TM_3 modalarını bianisotropik metamalzemeye eğik açıda gönderilmesi ile tek yönlü (y) ölçümde daha fazla sayıda malzemeye ait elektromanyetik özelliklerin elde edilmiş olmasıdır.

KAYNAKLAR

- Alù, A., Bilotti, F., Engheta, N. and Vegni, L., 2007. Subwavelength, compact, resonant patch antennas loaded with metamaterials. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 55 (1), 13-25.
- Barroso, R. and Malpica, W., 2020. An Overview of Electromagnetic Metamaterials. *IEEE Latin America Transactions*, 18 (11), 1862-1873.
- Chen, X., Wu, B.-I., Kong, J. A. and Grzegorzczak T. M., Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials. *Physical Review E*, 71 (046610) 1-9.
- Chen, Z., Guo, B., Yang, Y. and Cheng, C., Metamaterials-based enhanced energy harvesting: A review. *Physica B* 438 1-8.
- Chen, X., Grzegorzczak, T.M., Wu, B.-I., Pacheco, J. and Kong, J. A., 2004. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials. *Physical Review E*, 70 (016608) 1-7.
- Cho, Y., Lee, S., Kim, D.-H., Kim, H., Song, C., Kong, S., Park, J., Seo, C. and Kim, J., 2018. Thin Hybrid Metamaterial Slab With Negative and Zero Permeability for High Efficiency and Low Electromagnetic Field in Wireless Power Transfer Systems. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 60 (4), 1001-1009.
- Cohen, D. and Shavit, R., 2015. Bi-anisotropic Metamaterials Effective Constitutive Parameters Extraction Using Oblique Incidence S-Parameters Method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63 (5), 2071-2078.
- Freire, M. J., Marques, R. and Jelinek L., 2008. Experimental demonstration of a metamaterial lens for magnetic resonance imaging. *Applied Physics Letters*, 93 (231108), 1-3.
- Hasar, U.C., Barroso, J.J., Buldu, G., Bute, M., Kaya Y., Karacali, T. and Ertuğrul, 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 (4), 1-11.
- Hasar, U.C., Buldu, G., Kaya, Y. and Öztürk G., 2018. Determination of Effective Constitutive Parameters of Inhomogeneous Metamaterials With Bianisotropy. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 66 (8), 3734-3744.
- Hasar, U.C., Muratoğlu A., Bute, M., Barroso J.J. and Ertuğrul, M., 2017. Effective Constitutive Parameters Retrieval Method for Bianisotropic Metamaterials Using Waveguide Measurements. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 65 (5), 1488-1497.
- Karaaslan, M. and Bakir, M., 2014. Chiral Metamaterial Based Multifunctional Sensor Applications. *Progress In Electromagnetics Research*, 149, 55-67.
- Landy, N.I., Sajuyigbe, S., Mock, J.J., Smith, D.R. and Padilla, W.J., 2008. Perfect metamaterial absorber. *Physical Review Letters*, 100 (20), 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) 1-7.
- Marque's, R., Medina, F. and Rafii-El-Idrissi R., 2002. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials. *Physical Review B*, 65 (144440) 1-6.

- Öztürk, G., Hasar U.C., Bute, M. and Ertuğrul, M., 2021. Determination of Constitutive Parameters of Strong-Coupled Bianisotropic Metamaterials Using Oblique Incidence Scattering Parameters. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 69 (2), 918-927.
- Öztürk, G., 2018. Homojen ve homojen olmayan bianizotropik metamatizemelerin elektromanyetik özelliklerinin İncelenmesi. Doktora Tezi , In: Fen Bilimleri Enstitüsü. Atatürk Üniversitesi, Erzurum.
- Pendry, J.B., 2000. Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, 85 (18), 3966-3969.
- Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J. and Stewart, W.J., 1998. Low frequency plasmons in thin-wire structures. *J. Phys.: Condens. 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 on Microwave Theory and Techniques*, 47(11), 2075-2084.
- Popa, B. I. and Cummer, S. A., 2005. Determining the effective electromagnetic properties of negative-refractive-index metamaterials from internal fields. *Physical Review B*, 72 (165102), 1-5.
- Smith, D. R. and Schultz, S., 2002. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review B*, 65 (195104), 1-5.
- Smith, D. R. and Schultz, S., 2002. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients. *Physical Review B*, 65 (195104), 1-5.
- Smith, D. R., Vier, D. C., Koschny, T. and Soukoulis C. M., 2005. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Physical Review E*, 71 (036617) 1-11.
- Smith, D.R., 2000. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters*, 84(18), 4184-4187.
- Sun, K., Fan, R., Zhang, X., Zhang, Z., Shi, Z., Wang, N., Xie, P., Wang, Z., Fan, G., Liu, H., Liu, C., Li, T., Yan C., and Guo, Z., 2018. An overview of metamaterials and their achievements in wireless power transfer. *Journal of Materials Chemistry C*, 6 (1) 2925-2943.
- Veselago, V., Braginsky, L., Shklover, V. and Hafner, C., 2006. Negative Refractive Index Materials. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 3 (1), 1-30.
- Veselago, V.G., 1968. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 509-514.
- Wang, B., Koschny, T. and Soukoulis, C.M., 2009. Wide-angle and polarization-independent chiral metamaterial absorber. *Physical Review B*, 80 (033108), 1-4.
- Yang, J.J., Huang, M., Tang, H., Zeng, J. and Dong L., 2012. Metamaterial Sensors. *International Journal of Antennas and Propagation*. 2013 (637270) 1-16.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı:	Ömer Faruk AYDEMİR
Doğum tarihi:	
Doğum Yeri:	
Uyruğu:	
Adres:	
Tel:	
E-mail:	
Eğitim	
Lise:	Erzurum Mehmet Akif Ersoy Lisesi
Lisans:	Atatürk Üniversitesi, Fen Fakültesi Fizik bölümü (2009) Atatürk Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği bölümü (2016)
Yüksek lisans:	Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Atom ve Molekul Fiziği Anabilim Dalı (2012)
Yabancı Dil Bilgisi	
İngilizce:	İyi
Üye Olunan Mesleki Kuruluşlar	
	Elektrik Mühendisleri Odası
Tezden Üretilmiş Yayınlar	