

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

Muharrem KARAASLAN

NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ META-MALZEMELERİN ELDE EDİLMESİ

FİZİK ANABİLİM DALI

ADANA, 2009

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ META-MALZEMELERİN ELDE
EDİLMESİ**

Muharrem KARAASLAN

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

**Bu tez 9./9/2009 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği /
Oyçokluğu İle Kabul Edilmiştir.**

İmza.....
Yrd.Doç Dr.Faruk KARADAĞ
DANIŞMAN

İmza.....
Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU
ÜYE

İmza.....
Yrd.Doç Dr. M. Zeki KURT
ÜYE

İmza.....
Prof.Dr Emirullah MEHMETOV
ÜYE

İmza.....
Doç.Dr. Mustafa TOPAKSU
ÜYE

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No:

Prof. Dr Aziz ERTUNÇ
Enstitü Müdürü
İmza ve Mühür

**Bu Çalışma Çukurova Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
Tarafından Desteklenmiştir.**

Proje No:.....

● **Not:** Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

DOKTORA TEZİ

**NEGATİF KIRILMA İNDİSLİ META-MALZEMELERİN ELDE
EDİLMESİ**

Muharrem KARAASLAN

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Yrd. Doç Dr. Faruk KARADAĞ

Yıl: 2009, Sayfa: 117

Jüri:Yrd. Doç. Dr. Faruk KARADAĞ
Prof.Dr. Emirullah MEHMETOV
Yrd. Doç.Dr. M.Zeki KURT
Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU
Doç.Dr. Mustafa TOPAKSU

Bu tezde, FEM metodu tabanlı HFSS simülatörü kullanılarak farklı geometrik şekillerdeki MEİ özelliğine sahip birim elemanlardan oluşan yapay ortamların mikrodalga frekans aralığında elektriksel (ϵ) ve manyetik (μ) özelliklerinin negatif olması sağlanmıştır. Ortamı oluşturan birim hücrelerin ebatlarının ortamın elektromanyetik özelliklerine etkileri incelenmiştir. Veriler saçılma parametreleri (S_{ij}) cinsinden elde edilmiş, bu parametrelerden çıkartma sureti ile elde edilen dielektrik ve manyetik katsayılarında yerlerine konularak ortam parametreleri hesaplanmıştır. Manyetik etkinin artırılabilmesi için AHR yapıların değişik kısımlarına farklı kapasite değerlerindeki kondansatörler yerleştirilerek sonuçları gözlenmiştir. Düzlemsel ve düzlemsel olmayan şekilde tasarlanan yapıların elektromanyetik özelliklerini temsil eden dielektrik katsayı ve manyetik geçirgenliklerinin eş zamanlı negatif olması sağlanmıştır. Yapay olarak elde edilen bu malzemeler kullanılarak negatif kırılma ($-|n|$) ve negatif faz hızı ($-|v_p|$) sağlanabileceği gözlenmiştir. Dikdörtgensel bir dalga kılavuzu içerisine yerleştirilmiş manyetik metamalzeme kullanılarak ortamın manyetik özelliğinin negatif olması sağlanmış, böylece dalga kılavuzunun kesim frekansının altında iletim yapması ve dalga kılavuzu ebatlarının azaltılması mümkün olmuştur.

Anahtar Kelimeler: Metamalzeme, Negatif Kırılma, Dalgakılavuzu Minyatürizasyon

ABSTRACT

PhD THESIS

REALIZATION OF NEGATIVE REFRACTIVE INDEX META-MATERIALS

MUHARREM KARAASLAN

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor : Assistant Prof.Dr. Faruk Karadağ

Year: 2009 , **Pages:** 117

Jury : Assist. Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
Prof.Dr. Emirullah MEHMETOV
Assist. Prof. Dr. M.Zeki KURT
Prof. Dr. Sadullah SAKALLIOĞLU
Assoc. Prof. Dr. Mustafa TOPAKSU

In this thesis, using Finite Element Method based structure simulator HFSS, artificial media composed of different type of inclusions which are assigned as PEC provided negative electric and magnetic properties in microwave frequency region. Effects of unit cell dimensions on electromagnetic parameters are investigated. The results are obtained in terms of scattering parameters and by extraction the permittivity (ϵ) and permeability (μ) of artificial media have been founded. Increase of diamagnetic effect has been provided by placing different value lumped capacitance to splits and spaces of SRRs. The permittivity and permeability of artificially designed planar and non planar type of media have been realized negative value, simultaneously. It is observed that this type of media shows negative refraction ($-|n|$) and negative phase velocity ($-|v_p|$). Using TSSRR type inclusions in a rectangular waveguide, it has been achieved to transmit below cutoff frequency and so it has been made possible to decrease dimensions of waveguide.

Key Words: Metamaterial, Negative Refraction, Waveguide Miniaturization

TEŞEKKÜR

Doktora çalışmamda destek ve katkılarını esirgemeyen değerli danışmanım Yrd. Doç. Dr. Faruk Karadağ ve Yrd. Doç. Dr. M.Zeki Kurt'a çok teşekkür ederim.

Çalışmalarımın başlangıcında beni değerli katkıları ile yönlendiren ve bilimsel çalışma mantığını kazanmama yardımcı olan Prof. Dr. Emirullah Mehmetov' a teşekkür ederim.

Ayrıca meta-malzemelerle alakalı bir takım deneyleri yapmamda yardımcı olan Hakan Paruldar'a teşekkür ederim.

Maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen eşim Elif'e ve kızım Aysel'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER	SAYFA
ÖZ.....	I
ABSTRACT.....	II
TEŞEKKÜR.....	III
İÇİNDEKİLER.....	IV
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
1.GİRİŞ.....	1
1.1.Etkin Ortam Teorisi.....	2
1.2. Negatif Kırılma İndisli Materyaller.....	4
1.3. Negatif Dielektrik Sabitli Ortamlar.....	4
1.4. Negatif Manyetik Geçirgenlik Sabitli Materyaller.....	8
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	13
2.1. Negatif Kırınım İndisli Materyaller (NKİ)	13
2.2. NKİ Ortamların Frekans Bağımlılığı ve Enerji Yoğunluğu.....	14
2.3. NKİ Ortamda EM alanların İlerlemesi.....	17
2.4. Ters Dalga Vektörünün Etkileri	18
2.5. Geri Dalgalı Yapılar ve İletim Hatları	23
2.6. Mükemmel Lensler.....	26
2.7. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu.....	28
3. MATERYAL VE METOD.....	30
3.1. Sonlu Elemanlar Metodu (FEM).....	30
3.2.Yüksek Frekans Yapı Simülatörü ve Özellikleri.....	34
3.3. Dielektrik ve Manyetik Geçirgenlik Katsayısının Elde Edilmesi.....	36

3.4. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu.....	42
3.2.3. Dalga Kılavuzunun İletim Hattı Modeli.....	50
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	56
4.1. Negatif Faz Hızı ve Odaklama.....	56
4.2. Negatif Kırılma.....	59
4.3. Etkin Elektriksel Tepkinin Gözlenmesi.....	61
4.4. Etkin Manyetik Tepkinin Gözlenmesi.....	65
4.5. Negatif Kırılma İndisli Ortam - Kompleks Ortam.....	70
4.6. JC Yapının Ebatlarının İletim ve Yansıma Üzerine Etkileri.....	76
4.7. KOR Yapının Ebatlarının İletim ve Yansıma Katsayıları Üzerine Etkileri...80	
4.8. Düzlemsel Yapının Elektromanyetik Parametreleri.....	83
4.9. Manyetik Elemanlarda Ayarlanabilir Rezonans Frekans Sağlamak.....	89
4.10. İSAHR Yapı Kullanarak Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu.....	94
4.11. Dikdörtgen Dalga Kılavuzu Ebatlarının Azaltılmasına Yönelik Ölçümler..98	
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	107
KAYNAKLAR.....	110
ÖZGEÇMİŞ.....	117

SİMGELER VE KISALTMALAR

EM	Elektromanyetik
FEM	Sonlu Elemanlar Metodu
PEC	Mükemmel Elektrik İletken
PMC	Mükemmel Manyetik İletken
AHR	Ayrık Halka Rezonatörü
NKI	Negatif Kırılma İndisi
OTR	Omega Tipi Rezonatör
PKI	Pozitif Kırılma İndisi
TEM	Enine Elektromanyetik Alan
S	Saçılma Parametreleri
<i>n</i>	Kırılma İndisi
<i>c</i>	Işık Hızı
ε	Dielektrik Katsayısı
μ	Manyetik Geçirgenlik
<i>k</i>	Dalga Vektörü
η	Ortam Elektromanyetik Empedansı
w_p	Plazma Frekansı
λ	Dalga Boyu
f_c	Kesim Frekansı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. Ortam elektromanyetik parametreleri ve EM alanların ortam içinde ilerlemesi.....	4
Şekil 1.2. İnce tel yapıların oluşturduğu plazma ortam.....	6
Şekil 1.3. Farklı metal yapıların oluşturduğu etkin diamanyetik yapılar.....	9
Şekil 2.1. Farklı özellikli etkin ortamların ölçüm sonuçları.....	14
Şekil 2.2. Sağ el ve sol el ortam içerisinde Vavilov Cherenkov radyasyonu	19
Şekil 2.3. Sağ el ve sol el ortamda Goos-Hanchen Olayı.....	20
Şekil 2.4. NKI ortam kullanılarak elde edilmiş dış bükey ve iç bükey lensler.....	22
Şekil 2.5. NKI ortamın iletim hattı olarak gösterimi	23
Şekil 2.6. L-C NKI iletim hattı modelinin frekans – dalga numarası ilişkisi.....	25
Şekil 2.7. Negatif kırılma indisli metamalzeme ile mükemmel lens yapı.....	28
Şekil 2.8. Uzunluğu $l=36\text{mm}$ dikdörtgen dalga kılavuzu için iletim sabiti.....	29
Şekil 3.1. Dalga kılavuzu uygulamasında kullanılan yapının sonlu elemanları.....	31
Şekil 3.2. Boşluğa yerleştirilmiş bir ortamın iletim ve yansıma Parametreleri.....	37
Şekil 3.3. AHR metamalzeme yerleştirilmiş dikdörtgen dalga kılavuzu.....	43
Şekil 3.4. Dikdörtgen dalga kılavuzunun iletim hattı modeli.....	51
Şekil 3.5. Dikdörtgen dalga kılavuzunun TE durumu için eşdeğer devresi.....	51
Şekil 3.6. Manyetik bir malzeme ile doldurulmuş dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi.....	52
Şekil 3.7. Enine ve boyuna yönlerde permeabilite pozitif ve frekans, kesim frekansı değerinden küçük olduğu durumda dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi.....	54
Şekil 3.8. Enine yönde permeabilite negatif - boyuna yönlerde permeabilite pozitif frekans, kesim frekansı değerinden küçük olduğu durumda dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi.....	55
Şekil 4.1. NKI ortam içeren düzlem bir lenste çift odaklama etkisi.....	56
Şekil 4.2. Etkin ortam simülasyonu için kullanılan düz lens yapı.....	57
Şekil 4.3. Faz değişmesi durumunda elektrik alan büyüklüğünün ortam içerisinde dağılımı.....	58

Şekil 4.4. Negatif kırılma olayının NKI-PKI ortam arayüzünde gözlenmesi.....	60
Şekil 4.5. JC yapının yansıma-iletim parametreleri.....	62
Şekil 4.6. JC Yapının 13,5 GHz değerindeki elektriksel tepkisi	63
Şekil 4.7. AHR yapı ve elektriksel temsili.....	66
Şekil 4.8. Birim KOR hücre ve ebatları.....	67
Şekil 4.9. KOR yapının iletim ve yansıma tepkileri (S11-S21).....	68
Şekil 4.10. Kapalı KOR yapının iletim ve yansıma tepkileri.....	69
Şekil 4.11. Yansıma katsayısının büyüklüğü ve yansıma açısı.....	70
Şekil 4.12. JC ve KOR Yapı.....	71
Şekil 4.13. JC-KOR düzlemsel olmayan kompozit yapının iletim ve yansıma özellikleri.....	73
Şekil 4.14. JC-KOR düzlemsel yapının iletim ve yansıma özellikleri.....	74
Şekil 4.15. JC düzlemsel yapının iletim ve yansıma özellikleri.....	75
Şekil 4.16. KOR düzlemsel yapının iletim ve yansıma özellikleri.....	75
Şekil 4.17. JC yapının değişken olarak tanımlanan farklı uzunlukları.....	77
Şekil 4.18. Birim KOR hücre ve değişken olarak atanan uzunluklar.....	81
Şekil 4.19. Düzlemsel olarak tasarlanan KOR-JC yapı a. yandan görünüşü b. üstten görünüşü.....	83
Şekil 4.20. JC yapının EM tepkileri a. S parametreleri b. Dielektrik katsayısı.....	86
Şekil 4.21. KOR Yapının EM tepkisini gösteren S parametreleri.....	87
Şekil 4.22. KOR yapının manyetik geçirgenlik katsayısı.....	87
Şekil 4.23. AHR Yapının yansıma ve iletim özelliklerini gösteren S Parametreleri.....	89
Şekil 4.24. AHR yapıda dış halkaya kondansatör yerleştirilmesi durumunda S21 parametresi.....	91
Şekil 4.25. AHR yapıda iç halkaya kondansatör yerleştirilmesi durumunda S parametresi.....	92
Şekil 4.26. AHR yapıda halkalar arasındaki boşluğa kondansatör yerleştirilmesi durumunda S21 parametresi.....	93
Şekil 4.27. AHR yapının dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki görünüşü.....	95
Şekil 4.28. Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki EM alanların yansıması.....	97

Şekil 4.29. Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki EM alanların yansıma faz değişikliği.....	97
Şekil 4.30. Ölçümlerde kullanılan Network Analiz Cihazı ve ölçümün yapıldığı yankısız oda.....	98
Şekil 4.31. X-C band dalga kılavuzlarının birbirlerine eklenmiş halinin blok şeması	99
Şekil 4.32. İçerisine manyetik metamalzeme yerleştirilmiş dalga kılavuzu yapı.....	99
Şekil 4.33. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 10 tane AHR içeren manyetik meta malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi.....	101
Şekil 4.34. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 11 tane AHR içeren manyetik meta malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi.....	102
Şekil 4.35. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 12 tane AHR içeren manyetik meta malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi.....	103
Şekil 4.36. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 13 tane AHR içeren manyetik meta malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi.....	104
Şekil 4.37. Açık uçlu dalga kılavuzu için aynı ve zıt polar özellikli elektrik alan.....	105
Şekil 4.38. Açık uçlu dalga kılavuzu için aynı ve zıt polar özellikli manyetik alan.....	106

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1. RH-LH ortamlar için alan bileşenlerinin ilişkisi.....	17
Çizelge 1.2. RH-LH Ortamların elektromanyetik özelliklerinin Karşılaştırılması.....	18
Çizelge 4.1. Kapasitif kol bileşeninin kalınlığına bağlı olarak plazma frekansının ve epsilon negatif aralığının değişmesi.....	77
Çizelge 4.2. Kapasitif kol bileşeninin uzunluğuna bağlı olarak plazma frekansının ve epsilon negatif aralığının değişmesi	78
Çizelge 4.3. Kapasitif kol uzunluğunun plazma frekansı ve epsilon negatif aralığı üzerine etkisi.....	79
Çizelge 4.4. Kapasitif kol genişliğinin plazma frekansı ve epsilon negatif aralığı üzerine etkisi.....	79
Çizelge 4.5. Kapasitif kol aralığının oluşturduğu manyetik etki frekansı.....	81
Çizelge 4.6. Kapasitif kol uzunluğunun oluşturduğu manyetik etki.....	82
Çizelge 4.7. Kapasitif kol kalınlığının oluşturduğu manyetik etki.....	83

1. GİRİŞ

Optikte, bir malzemenin kırılma indisi, optik yoğunluğunun ölçüsüdür ve ışığın boşluktaki hızı (c) ile elektromanyetik düzlem dalganın ortam içerisindeki hızına (v) bağlı olarak şu şekilde tanımlanır;

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.1)$$

Maxwell denklemleri kullanılarak kırılma indisi;

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (1.2)$$

şeklinde manyetik geçirgenlik (μ) ve dielektrik katsayısı (ϵ) ile orantılı olarak elde edilebilir. Pek çok optik malzemede ortamın elektromanyetik özelliklerini belirleyen bu parametreler pozitif olduğundan, kırılma indisi $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ şeklinde pozitif bir değer alır. Kırılma indisinin, kayıpları açıklamak için kompleks bir ifade şeklinde belirtilmesi, hatta yön bağımlı malzemeleri tanımlarken bir tensör olarak ifade edilmesi gerekirken, işaretinin negatif olabileceği hiç sorgulanmamıştır. 1967 yılında, Veselago, her iki elektromanyetik parametrenin belirli bir frekans aralığında negatif olması durumunda, ortamın negatif kırılma indisine sahip olacağını ortaya koymuştur. Veselago, farazi olan bu ortam için, terslenmiş kırılma Snell kanununu, ters Doppler etkisini ve zıt Cerenkov yayılımlarını ortaya koymasına rağmen, bu çalışması, doğada böyle bir ortam olmadığından uzun yıllar ilgi görmemiştir. Fakat son birkaç yıl içerisinde, ortamın elektromanyetik özelliklerini negatif olarak elde etmek için ortaya konulan teorik çalışmalar (Pendry ve Ark., 1996; Pendry ve Ark., 1999) deneysel olarak gerçekleştirilmiş (Smith ve Ark. 2000; Shelby ve Ark., 2001) ve tüm bu çalışmalarda Veselago'nun farazi bir ortam için ortaya koyduğu sonuçlar hayata geçirilmiştir. Pendry tarafından ortaya konulan mükemmel lens elde etme düşüncesi, bu tip bir ortam üzerine bilim adamlarının ilgisini çekmeyi başarmıştır (Pendry, 2000b).

1.1. Etkin Ortam Teorisi:

Dielektrik sabiti (ϵ) ve manyetik geçirgenlik katsayısı (μ), uygulanan elektrik ve manyetik alanlara karşı homojen bir ortamın tepkisini karakterize eden sabitlerdir. Bunlar makroskobik parametrelerdir, çünkü yeterince uzun zaman ve yeterince büyük hacimler için ölçülmüştürler.

Bütün bu parametreler, dış alanlar tarafından etkilenen atomik veya moleküler osilatörlerin frekansa bağlı olarak makroskopik ölçümlerinin ortalamalarıdır. Bu fikir homojen olmayan daha büyük hacimler içinde ortaya konulabilir, mesela ortam içerisindeki homojenliği bozan yapılar, uygulanacak elektromanyetik alanların dalga boyundan çok küçük fakat atom ve moleküllerden büyük ise “etkin ortam teorisi” geçerli olabilecektir. Bu özellikteki yapılar metamalzeme olarak adlandırılmaktadırlar (Pendry, 2004; Shen ve ark, 2002) ve uygulanan elektromanyetik alanlara karşı tepkisi, tıpkı homojen materyallerde olduğu gibi ϵ ve μ parametrelerine bağlı olarak ifade edilebilecektirler. *

Metamalzemeler, yapay olarak üretilen fotonik materyallerden farklıdır, bu tip yapılarda, periyodik dielektrik saçıcılardan Bragg saçılması sonucunda bant boşluğu yada duran bant aralığı oluşmaktadır (Yen ve ark, 2004; O’Brien ve ark, 2002; O’Brien ve ark, 2004). Fotonik kristallerde periyodik yapıların boyutları dalgaboyu ile kıyaslanabilecek seviyede olduğundan homojenlikten söz etmek mümkün değildir. Metamalzemelerde ise periyodiklik ön planda değildir ve bütün özellikler tek bir saçıcının rezonansına bağlıdır.

Pek çok malzeme, radyo frekansından ultraviyole frekanslara kadar, iyi bir elektrik tepkisi ortaya koymasına rağmen, manyetik tepkileri mikrodalga frekansı ile sınırlıdır. Manyetik polarizasyon ya eşlenmemiş elektron spinlerinden ya da orbital elektron akımlarından oluştuğundan, bu etkenlerin topluca etkilenmesi düşük frekanslarda olma eğilimindedir. Fakat yapay olarak mikro ve nano seviyede malzemeler üretilebilmesi, birkaç hertz değerinden (Pendry ve ark., 2002) radyo frekansını (Pendry ve ark., 1999; Wiltshire ve ark., 2001; Wiltshire ve ark., 2003), mikrodalga (Pendry ve ark., 1999; Smith ve ark., 2000; Parazzoli ve ark., 2003) ve terahertz frekanslarını da içeren (Yen ve ark., 2004; O’Brien ve ark., 2002)

ve kızılötesi frekanslara (O'Brien ve ark.,2004) kadar uzanan, manyetik özelliğe sahip metamalzeme üretilebilmesinin önünü açmıştır. Bu durumda istenen frekans değerinde negatif manyetik özelliğe sahip yapay malzemelerin üretilebilmesi söz konusu olabilmektedir.

Düzlem harmonik bir dalga için Maxwell eşitlikleri ele alınacak olursa;

$$\vec{k} \times \vec{E} = w\mu\vec{H} \quad (1.3.a)$$

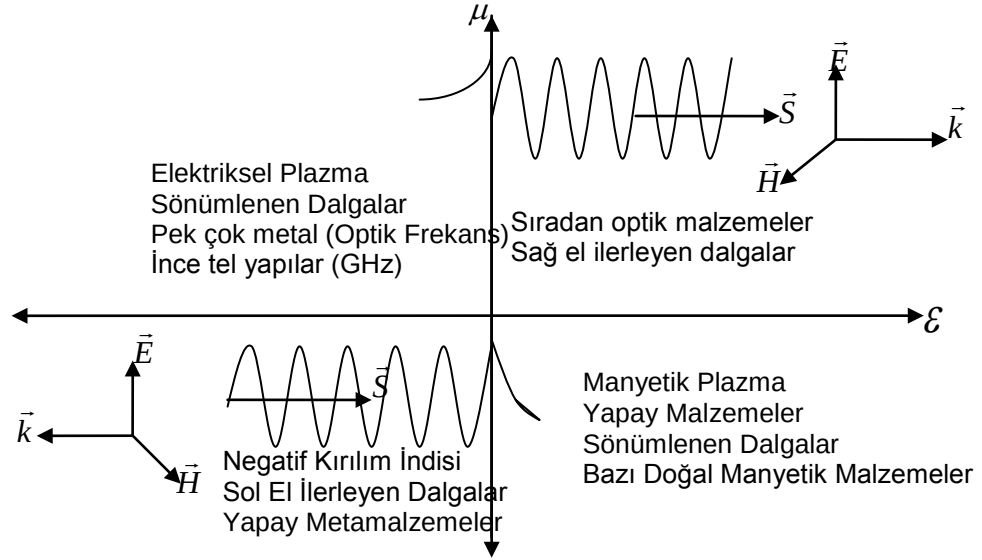
$$\vec{k} \times \vec{H} = -w\varepsilon\vec{E} \quad (1.3.b)$$

Burada $\vec{E}$ elektrik alanı, $\vec{H}$ manyetik alanı ve $\vec{k}$ dalga vektörünü temsil etmektedir. Eğer her iki parametresi (ε, μ) negatif olan bir ortam farz edilip sanal kısımları çok küçük alınıp ihmal edilirse; ortam içerisinde $\vec{E}, \vec{H}$ ve $\vec{k}$ dalga bileşenleri sol el kuralına uygun üçlü bileşen şeklinde hareket edeceklerdir. Bu özelliğinden dolayı, böyle bir ortam solak malzeme olarak adlandırılmaktadır.

Dalga vektörü ile ortamın kırılma indisi arasındaki ilişki kullanılırsa;

$$\vec{k} = \frac{nw}{c}\hat{n} \quad (1.4)$$

kırılma indisinin de negatif olduğu gözlenebilir. Burada w açısal frekansı temsil etmektedir. Bu tip bir ortamda dalganın zıt faz hızı ile ilerleyebileceği anlaşılmaktadır. Ayrıca poynting vektör ($\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$) ile faz vektörünün ($\vec{k}$) zıt yönde hareket ettiği görülmektedir. Şekil1.1'de $\varepsilon - \mu$ parametreleri için dört farklı bölgenin elektromanyetik özellikleri belirtilmiştir. Birinci bölgede (üçüncü bölgede) her iki parametre pozitifdir (negatiftir), EM dalgalar ilerler ve sağ el kuralına (sol el kuralına) uyarlar. İkinci (dördüncü) bölgede ise dielektrik katsayısı negatif (pozitif) ve manyetik geçirgenlik katsayısı pozitifdir (negatiftir), parametreler zıt işaretli olduğundan EM sönümlenecektir.



Şekil 1.1.Ortam elektromanyetik parametreleri ve EM alanların ortam içerisinde ilerlemesi

1.2. Negatif Kırılma İndisli Materyaller:

Bir ortamın elektromanyetik özelliklerini belirleyen $\epsilon - \mu$ parametrelerinin eş zamanlı olarak negatif özellik gösterdiği doğal bir yapının olmaması, Veselago (1968)'nin yaptığı çalışmanın öneminin anlaşılmasını geciktirmiştir. Pendry'nin, negatif manyetik geçirgenlik katsayısı (1996) ve negatif dielektrik katsayısı (1999) gösteren yapay malzeme üretme düşüncesi, mikroskopik boyutlarda yapı üretme teknolojisini kullanarak, çeşitli dalga boylarında negatif özelliklere sahip malzeme üretme ile sonuçlanmıştır. Bütün Negatif Kırılma İndis (NKİ)'li metamalzemelerin tamamı negatif ϵ, μ özelliklerine sahip iki ayrı yapı kullanılarak üretilmektedir.

1.3. Negatif Dielektrik Sabitli Ortamlar:

Optik frekanslarda, pek çok metal serbest elektronlardan dolayı negatif dielektrik sabitine sahiptir. Plazma frekansından düşük frekanslarda, negatif dielektrik katsayısının sebebi elektronların bu birlikte osilasyonudur.

ω_0 açısal frekansına sahip zamanla değişen bir elektromanyetik dalga içerisindeki bir elektronun hareket denklemi;

$$m\ddot{r} + m\gamma\dot{r} = -eEe^{-j\omega_0 t} \quad (1.5)$$

şeklinde olsun. Burada m elektronun kütlesi r konumu ve γ kayıpları ifade etmektedir. Bu metal için dielektrik sabiti;

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (1.6)$$

olarak elde edilecektir. Bu denklemde;

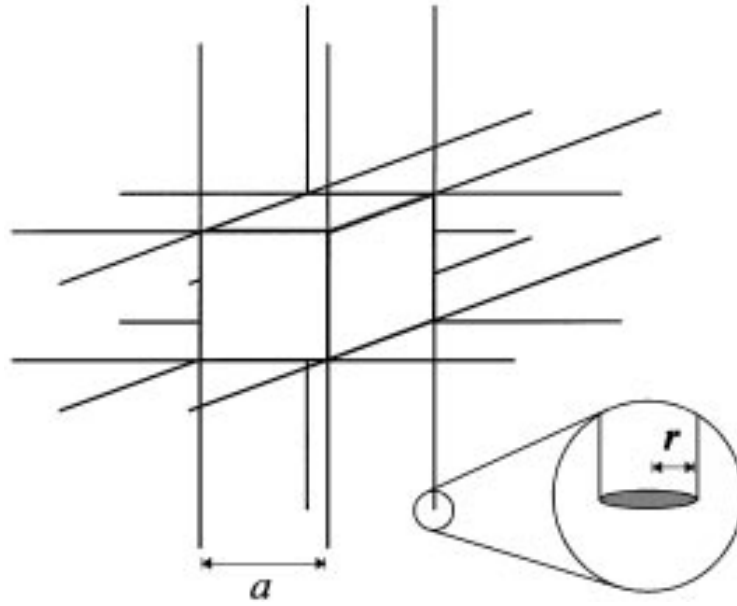
$$\omega_p = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \quad (1.7)$$

plazma frekansını temsil eder ve ortamdaki elektron sayısı (n), boşluğun dielektrik katsayısı (ε_0) ile elektron kütlesine (m) bağlıdır. Buradan plazma frekansından düşük frekanslarda ortamın dielektrik sabitinin negatif olduğu anlaşılmaktadır (Jackson,1999;Born ve ark.,1989).

Pek çok metal için, plazma frekansı ultraviyole aralığındadır ve kayıplar (γ) plazma frekansına göre çok küçüktür (Raether, 1980). Bundan dolayı, optik frekans aralığında dielektrik sabiti negatif olan pek çok metal bulunmaktadır. Bununla beraber kayıpların fazla olduğu pek çok metal vardır ve bunlarda dielektrik katsayısının negatif olduğu daha düşük frekanslara indirmek mümkün görülmemektedir. Çünkü kayıplar çok büyük olmakta ve plazma şeklinde hareketten

söz edilememektedir. Metal-dielektrik kompozitler, zengin elektrodinamik özelliklerinden dolayı, büyük ilgi çekmiştir (Sarychev, 2000). Örnek olarak rastgele düzenlenmiş uzun iletken çubuklardan oluşan kompozit yapılarda, düşük konsantrasyonda bile çok yüksek dielektrik sabiti gözlenmiştir (Lagarkov ve ark.,1996).

Pendry (1996,1998) ve Sievenpiper (1996) birbirlerinden bağımsız olarak, metal tel yapılar kullanarak düşük frekans değerleri için duran bant aralığı elde etmişlerdir. Pendry'nin dizayn ettiği metamateryalde çok ince teller kullanılmış ve birim hücre, dalgaboyundan çok küçük seçilmiştir. Düşük frekanslardaki duran bant aralığı, etkin negatif dielektrik katsayısını temsil etmekte ve mikrodalga aralığında bile negatif dielektrik katsayısını mümkün kılmaktadır. Böylece düşük frekans değerlerinde negatif dielektrik katsayısını sağlamak, boşluğa metaller yerleştirerek gerçekleştirilebilmektedir.



Şekil 1.2.İnce tel yapıların oluşturduğu plazma ortam (Pendry, 1996)

Dielektrik katsayısının yapay olarak negatif olmasını sağlamak için kullanılan yapılardan biri şekilde görülmektedir (Şekil1.2). Bu yapıda plazma frekansını

etkileyen elektronlar metal tellere sıkıştırılmıştır. Bu durumda ortam içerisindeki birim hücrede ki elektron sayısı azaltılmıştır;

$$n_{etkin} = \frac{\pi r^2}{a^2} n \quad (1.8)$$

Burada “a” birim hücrenin bir kenarını, “r” ise metal çubuğun yarıçapını temsil etmektedir. Oluşturulan yapıda, ince tellerin meydana getirdiği endüktans çok büyük olacak ve bu teller üzerinden akan akımı değiştirmek çok kolay olmayacaktır. Bu durumda yük taşıyıcıları olan elektronlar sanki daha büyük kütleye sahipmiş gibi davranacaklardır. Çünkü tellerde oluşan akımın etrafında oluşturduğu manyetik alan kendi üzerinde öz indüktans etki doğuracaktır. Bu etkilerden dolayı elektronun etkin kütlesi;

$$m_{etkin} = \frac{\mu_0 \pi r^2 n e^2}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right) \quad (1.9)$$

şeklinde elde edilecektir. Bu durumda tel yapı için plazma frekansının ortamın makroskopik özelliklerine bağlı olarak ifade edilmesi;

$$\omega_p = \frac{2\pi^2}{a^2 \ln(a/r)} \quad (1.10)$$

eşitliği ile mümkün olacaktır. Alüminyumdan yapılmış 1 mikrometre yarıçapında ve aralarındaki uzaklık 10mm olan tellerden oluşan yapay ortamın etkin kütlesi, bir protonun kütlesinin 15 katı kadar olduğu hesaplanmış ve plazma frekansı 2GHz olarak mikrodalga seviyesine çekilmiş olduğu gözlenmiştir (Pendry,1998). Bu ortamda eğer metal tellerin yarı çapı, dalgaboyu ve birim hücre ebatlarına göre çok küçük ise, dielektrik sabiti;

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{w_p^2}{w^2} \quad (1.11)$$

olacaktır. Burada incelenen yapı, sadece tel boyu yönünde elektrik alan varsa negatif dielektrik özelliği gösterecektir, yani yön bağımlıdır. Ortamın isotropik özellik göstermesi için her üç yön boyunca metal teller dizilmiştir (Pendry ve ark.,1998).

Yoğun tel ortam, yapay empedans yüzeyleri elde etmek için uzun süre elektrik mühendisleri tarafından çalışılmıştır (Rotman, 1962; King ve ark., 1983). Fakat bu çalışmalarda dalgaboyu, tel çapları ve birim hücre ebatları ile kıyaslanabilecek şekilde alınmıştır (Brown, 1960). İletim hatları modeli için dielektrik katsayısı;

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{(ka)^2} \left\{ \cos^{-1} \left[\cos(ka) + \frac{\pi}{ka \ln(a/(2\pi r))} \sin(ka) \right] \right\}^2 \quad (1.12)$$

olarak dalga vektörü (k) ve birim uzunluğa (a) bağlı olarak elde edilmiştir ve bu değer çok ince teller için düşük frekanslarda elde edilen metamalzeme terimlerine çok benzemektedir (Maslovski ve ark., 2002).

1.4. Negatif Manyetik Geçirgenlik Sabitli Materyaller:

Pek çok materyalde manyetik özellik yüksek frekanslara gidildikçe azalmaktadır. Dolayısı ile mikrodalga ve ötesinde negatif manyetik özellik elde edebilmek için doğada bilinen malzemeler kullanılamaz. Landau ve ark. (1984) atomik orbital akımlardan dolayı oluşan manyetik özelliğin optik frekanslarda neden ihmal edilmesi gerektiğine değinmişlerdir. Nanometalik yapılarda endüklenen reel ve deplasman akım dağılımlarının manyetik momentinin etkin bir manyetik etki oluşturduğu gözlenmiştir.

Çoğu materyal lenz kanunundan dolayı diamanyetik olma eğilimindedir. Etkin manyetik alan oluşturmak için metalik silindir teller kullanıldığında, manyetik alan eğer silindirlerin ekseni doğrultusunda ise, silindirlerin ekseni boyunca osilasyon

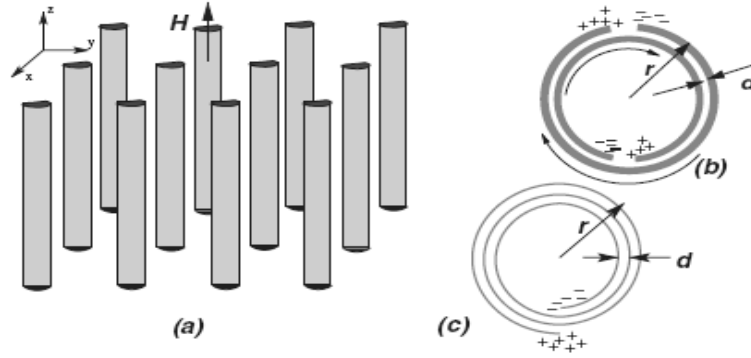
yapan manyetik alan, dairesel bir yüzey akımı oluşturur ve uygulanan manyetik alanın tersi yönünde bir manyetik etki üretecektir. Bu ortam içerisinde oluşacak etkin manyetik geçirgenlik katsayısı;

$$\mu_{etkin} = 1 - \frac{\pi r^2 / a^2}{1 + i 2 \rho / (\mu_0 w r)} \quad (1.13)$$

şeklindedir. Burada r yarıçapı, a birim hücre ebatını, μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliğini, w uygulanan frekansı ve ρ kayıpları temsil etmektedir. Bundan dolayı manyetik geçirgenlik katsayısının reel kısmı daima 1 değerinden düşük ve 0 değerinden büyüktür (Shelby ve ark.,2001).

Silindirlerden oluşan yapıda indüklenen akımlar, manyetik monopoller gibi davranmaktadır, fakat sistem sadece endüktif etkiye sahiptir. Sisteme kapasitif elementler ekleyerek çok daha etkin bir tepki oluşturulabilecektir (Pendry ve ark., 1999). Bunun için silindir geometrili metalik yapıların aralarında boşluk bırakılması önerilmiştir. Buda, şu sıralar en çok kullanılmakta olan ayırık halka rezonatörlerinin (AHR) ortaya çıkmasına neden olmuştur. AHR yapıları, negatif manyetik geçirgenlik katsayısı gösteren pek çok metamalzemenin temel elemanlarıdır. (Smith ve ark, 2000; Shelby ve ark, 2001; Parazzoli ve ark, 2003; Yen ve ark, 2004; Padilla ve ark, 2004; Gay-Balmaz, 2002a; Gay-Balmaz, 2002b; Hsu ve ark., 2004). AHR yapılarda manyetik alan endüktans boyunca rezonansa uğrayan bir LC devresi indükler, sonuçta da dispersif özelliğe sahip etkin bir manyetik geçirgenlik katsayısı elde edilebilir (şekil 1.3.);

$$\mu_{etkin} = 1 + \frac{f w^2}{w_0^2 - w^2 - i \Gamma w} \quad (1.14)$$



Şekil 1.3. Farklı metal yapıların oluşturduğu etkin diamanyetik yapılar(Pendry, 1999)

Burada $f = \frac{\pi r^2}{a^2}$ ifadesi ortamın doluluk hacmidir. Γ ifadesi kayıpları tanımlamaktadır. Rezonans frekansı olan w_0 değeri ise;

$$w_0 = \left(\frac{3d}{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \pi^2 r^3} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

şeklinde elde edilebilir.

Resonant frekanstan büyük frekans değerlerinde ortamın manyetik geçirgenlik katsayısı, manyetik plazma frekansı (w_m) değerine kadar negatif olarak kalacaktır.

$$w_m = \left(\frac{3d}{(1-f)\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \pi^2 r^3} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

AHR yapıların içerisine konulduğu dielektrik malzemenin dielektrik katsayısı rezonans frekans değerini değiştirmek için kullanılmıştır (Markos ve ark.,2002). Rezonans frekans ve negatif manyetik geçirgenlik parametrelerini; bant aralığı,

halkanın endüktansı (alanı) ve kapasitansını değiştirerek (boşluk genişliği yada kapasitif boşluktaki materyalin dielektrik katsayısını değiştirerek), istenilen frekans değerine getirmek mümkündür. Rezonans aralığının düşük frekans tarafında etkin manyetik geçirgenlik katsayısının çok büyük olduğu gözlenmiş, dolayısı ile etkin AHR yapının çok büyük yüzey empedansına sahip olması gerektiği ortaya konulmuştur. Bu tip büyük yüzey empedansları kapasitif olarak yüklenmiş yapay malzemeler kullanılarak da elde edilebilmektedir (Sievenpiper ve ark., 1999; Broas ve ark., 2001).

AHR ortamda dispersiyonu görebilmek için, ortam içerisine giren dalganın dalga vektörü ile frekansı arasındaki dispersiyon bağımlılığını göstermek gerekmektedir. Ortamın frekans bağımlılığının var olduğu ispatlanmış ve rezonant frekansı ile manyetik plazma frekansı arasındaki bant boşluğunun manyetik geçirgenlik katsayısının negatif olmasından kaynaklandığı sonucu çıkarılmıştır (Enoch ve ark., 1999). Bu bant boşluğunda ortama giren dalgaların sönümlendiği gözlenmiş ve sistemde indüklenen akımların oluşturduğu manyetik dipollerin varlığını ortaya koymuştur (Gralak ve ark., 1999).

Daha düşük radyo frekansları için, halkanın (endüktansı) ebatlarını artırmak yerine sistemin kapasitansı daha büyük yapılabilir, yani boşluk ebatları değiştirilebilir. Bu etkin ortam fikrinin geçerliliğini arttırır. Bu amaç için birbirlerinden ayrılmış silindir şeklinde metal yapraklar kullanılmış, akım döngüsü metal yapraklar arasındaki boşluk boyunca oluşan fark kapasitansı üzerinden devresini tamamlamıştır (Pendry ve ark., 1999). Bu tip bir yapı için manyetik geçirgenlik katsayısı;

$$\mu_{etkin} = 1 - \frac{\pi r^2 / a^2}{1 - (dc^2 / 2\pi^2 r^3 (N-1)w^2) + i(2\rho / \mu_0 r w (N-1))} \quad (1.17)$$

şeklindedir. Buradaki N ifadesi yapıdaki bobin sayısını, d ise iç içe silindirlerin arasındaki uzaklığı belirtmektedir. Bu sistemde, AHR yapının manyetik geçirgenlik katsayısına benzer bir eşitliğe sahiptir fakat yapının daha büyük kapasitansa sahip olmasından dolayı rezonant frekansı çok daha düşük frekans değerlerine inmiştir. Bu

tip bir yapının, rezonansın daha düşük frekans değerlerinde, etkin manyetik geçirgenlik katsayısının çok daha büyük değerde olduğu frekans bölgelerinde, manyetik akı tüpleri olarak, manyetik rezonans görüntülemeye kullanımı üzerinde çalışılmıştır (Wiltshire ve ark, 2001; Wiltshire ve ark, 2003).

Maxwell eşitliklerinden bilinmektedir ki, ilgilenilen yapıları daha yüksek frekans değerlerinde kullanabilmek için yapıların ebatlarını düşürmek gerekmektedir. Örnek olarak daha önce mikrodalga aralığında kullanılan AHR yapılar daha düşük ebatlar kullanılarak terahertz frekansında kullanımı sağlanabilmiştir (Yen ve ark, 2004). Bununla beraber kızılötesi ve optik frekans değerlerinde bu etkiyi elde etmedeki problem AHR yapıları oluşturan metallerin mükemmel iletken şeklinde davranmaması ve elektromanyetik alanların metallerin içerisine nüfus edebilmesidir. Dolayısı ile daha yüksek frekanslarda çalışma yaparken metallerin dispersif doğası göz önünde bulundurulmalıdır. Bir diğer problem daha düşük ebatlarda malzeme üretimindeki teknik imkansızlıktır. Terahertz frekans aralığında manyetik geçirgenlik katsayısını negatif yapmak için tek halkalı 2 ayrıklı yapı kullanılmıştır (O'Brien ve ark, 2002). Net kapasitansı düşürmek için daha fazla kapasitif boşluk ekleyerek ve içerisine gömüldüğü ortamın dielektrik katsayısını değiştirerek, dört ayrıklı AHR yapılardan oluşan ortamın mikrometre dalgaboyunda negatif manyetik geçirgenlik katsayısı elde edilmiştir (O'Brien ve ark, 2004; Hsu ve ark, 2004). Ayrıca AHR yapılar uygun büyüklükte üretilerek kızılötesi frekansında negatif manyetizma elde edilmiştir (Panoiu ve ark, 2003). Dielektrik ortam içerisine periyodik olarak yerleştirilen paralel metal çubuk çiftleri kullanarak kızıl ötesi frekansında negatif manyetik özelliği elde edilmiştir (Panina ve ark., 2003).

Aslında rezonans manyetik ortamların tamamı kapasitans ve endüktans içerirler. Tek bir ayrıktan oluşan AHR ortam (Panina ve ark., 2002; Hrabar ve ark., 2002; Shamonina ve ark., 2002), OTR (omega tipi rezonatörler) (Simovski ve ark., 2002), iki halkalı yapılarda her bir halkada tek ayrıklı rezonatörler (Shamonin ve ark., 2004) gibi pek çok rezonant manyetik ortamlar oluşturulmuştur. Tüm bu yapılarda elektriksel polarlanmayı minimumda tutmaya çalışılmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Negatif Kırılma İndisli Materyaller (NKİ):

Aynı frekans aralığında hem negatif dielektrik katsayısı hem de negatif manyetik geçirgenliğe sahip ortamlara negatif kırılma indisli (NKİ) ortamlar adı verilmiştir. Smith ve ark. (2000) ince tel yapılar ve AHR yapıların periyodik olarak dizildiği yapay malzemenin, negatif bir kırılma indisi gösterdiğini ortaya koymuştur. Nümerik çalışmalarda bir AHR ortam içerisine ince tel yapılar yerleştirilmiş, elektrik alan teller boyunca ve manyetik alan AHR yapılara normal şekilde geldiği durum için, negatif manyetik geçirgenlik aralığında elektromanyetik alanların iletildiği gözlenmiştir (Shelby ve ark., 2001).

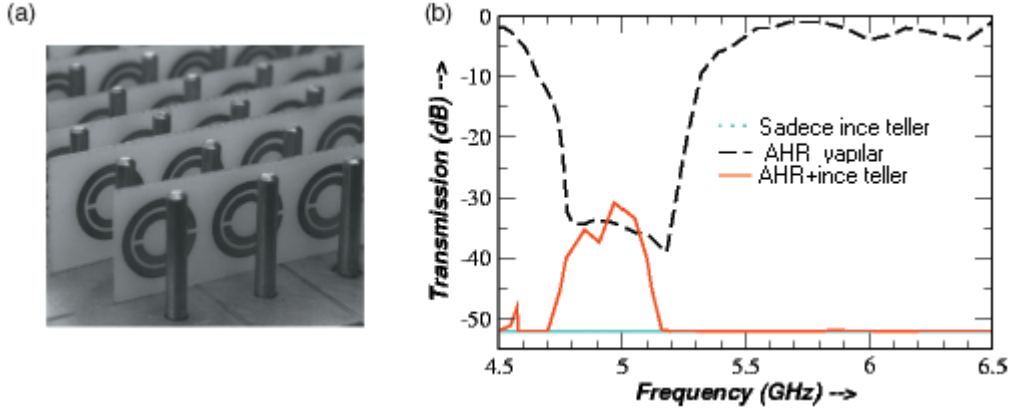
Birleştirilmiş bu ortam için dispersiyon eşitliği;

$$k^2 = \frac{\epsilon \mu w^2}{c^2} = \frac{(w^2 - w_p^2)(w^2 - w_m^2)}{c^2(w^2 - w_0^2)} \quad (2.1)$$

şeklinde. Burada w_p elektrik plazma frekansını, w_m manyetik plazma frekansını ve w_0 manyetik rezonans frekansı temsil etmektedir. Eğer plazma frekansı maksimum değerinde ise manyetik bant boşluğunda bir iletim gözlenecektir (Şekil2.1.). Bu frekans aralığında $\epsilon < 0$ ve $\mu < 0$ olması, ortamın NKİ olduğunun göstergesidir. Prizma şeklindeki NKİ yapı ve teflon yapıya mikrodalga frekansındaki elektromanyetik alanların gönderilmesi sonucunda teflon prizmada normalin diğer tarafına kırılma olduğu gözlenmesine rağmen, NKİ yapıda elektromanyetik alanların normalin aynı tarafına doğru kırıldığı gözlenmiştir. Bu deneyler serbest uzayda da yapılmış ve hesaplamalara uygun şekilde negatif kırılma etkisi gözlenmiştir (Parazzoli ve ark., 2003; Li ve ark., 2003).

NKİ özelliğinin gözlendiği farklı geometrik yapılar incelenmiştir. OTR-Omega tipi rezonatör- şeklinde ki yapılar uygun şekilde yerleştirildiğinde bakışsımsızlık özelliklerinden dolayı hem elektriksel etki hem de manyetik etki oluşturulabilmektedir (Simovski ve ark., 2003). NKİ ortam oluşturmak için paralel

çift metal çubuklarda kullanılmıştır (Panina ve ark., 2002). Farklı AHR yapıların hem elektrik hem de manyetik etki oluşturduğu gözlenmiştir (Huang ve ark., 2004).



Şekil 2.1. Farklı özellikli etkin ortamların ölçüm sonuçları (Smith, 2000)

2.2. NKI Ortamların Frekans Bağımlılığı ve Enerji Yoğunluğu:

İlerleme sabitinin, frekansın lineer olmayan fonksiyonu olduğu, dolayısı ile grup hızının frekans bağımlı olduğu ortama dispersif ortam adı verilir ve bu ortamlarda modüle edilmiş sinyaller bozulmaya uğrarlar. Daha fiziksel ve temel bir anlatımla, dispersif ortamda elektromanyetik alanların ortam içerisindeki etkileri zamana bağlı olarak değil, kümülatif bir etki ile belirlenir. Ortam içerisindeki alanlar zamana bağlı olarak şu şekilde yazılabilir;

$$\begin{bmatrix} \vec{D}(\vec{r}, t) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^t \begin{bmatrix} \varepsilon(t-t_0) & 0 \\ 0 & \mu(t-t_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t_0) \\ \vec{H}(\vec{r}, t_0) \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Kaynaksız bir ortamda, belirli bir kütledeki birim hacim başına enerji değişim miktarı;

$$\nabla \cdot \vec{S} = - \left[\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] \quad (2.3)$$

şeklindedir. Burada $\vec{S}$, Poynting vektörü olarak bilinmektedir. w_0 frekans merkezli harmonik alanlar için bütün alan ifadelerini zamana bağlı olarak en genel şu şekilde ifade edilebilir;

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{S}(\vec{r})e^{jw_0t}] = \text{Re}[\vec{S}] = \frac{\vec{S} + \vec{S}^*}{2} \quad S = \vec{S}(t)e^{jw_0t} \quad (2.4)$$

Tüm alanlar bu şekilde yazılıp (2.3.) denkleminde yerleştirildiğinde;

$$\nabla \cdot \vec{S} = -\frac{1}{4} \left[\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}^*}{\partial t} + \vec{E}^* \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t} + H^* \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] \quad (2.5)$$

olur. Manyetik akı yoğunluğu ve elektrik akı yoğunluğunun zamana göre türevini alabilmek için önce bu alanlar Fourier serisine açılırsa;

$$\vec{D} = \vec{D}(t)e^{jw_0t} = \sum_{w'} \varepsilon(w_0 + w') \vec{E}_{w'} e^{j(w_0 + w')t} \quad f(w) = jw\varepsilon(w) \quad (2.6)$$

$f(w)$ ifadesi Taylor serisine açılıp elektrik akı yoğunluğunun zamana göre türevi alınır;

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sum_{w'} [f(w_0) \vec{E}_{w'} e^{j(w_0 + w')t} + \dot{f}(w_0) w' \vec{E}_{w'} e^{j(w_0 + w')t}] \quad (2.7)$$

$$= jw\varepsilon(w) \vec{E} + \left[\frac{d(w\varepsilon)}{dw} \right] \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} e^{jw_0t} \quad (2.8)$$

ve benzer olarak manyetik akı yoğunluğu;

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = j\omega\mu(w)\vec{H} + \left[\frac{d(w\mu)}{dw} \right] \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} e^{j\omega t} \quad (2.9)$$

şeklinde olacaktır. (2.8.) ve (2.9.) eşitlikleri (2.3.) eşitliğinde yerine konulup, ortalama değeri alındığında ;

$$\vec{W} = -\int \nabla \cdot \vec{S} dt = \frac{1}{4} \left[\frac{d(w\varepsilon)}{d(w)} \vec{E}^2 + \frac{d(w\mu)}{d(w)} \vec{H}^2 \right] \quad (2.10)$$

olarak elde edilecektir (O'Brien ve ark.,2004; Jackson, 1999). Eğer dispersiyon yoksa,

$$\vec{W} = \frac{\varepsilon \vec{E}^2 + \mu \vec{H}^2}{4} \quad (2.11)$$

olarak elde edilecektir, bu da hacimde depolanan elektrik ve manyetik enerjinin toplamına eşittir. Entropy koşuluna göre bu enerjinin daima sıfırdan büyük olması gerektiğinden;

$$\frac{d(w\varepsilon)}{d(w)} > 0 \quad , \quad \frac{d(w\mu)}{d(w)} > 0 \quad (2.12)$$

olmalıdır. Bu koşula göre dispersif olmayan ortamlarda dielektrik katsayısı (ve manyetik geçirgenlik katsayısının) s zamanlı olarak negatif olmaları fiziksel olarak mümkün olmamasına rağmen, dispersif ortamlarda mümkün olduğu görülmektedir. Bunun için belirli bir frekans aralığında bu parametreler negatifken, spektrumun diğer kısmında pozitif olup, kompanzasyonu sağlamaktadır (Veselago, 1968). Bu durumdan dolayı da NKI ortamların dispersif olması şarttır.

2.3. NKI Ortamda EM Alanların İlerlemesi:

Solak (NKI) malzemelerde ϵ ve μ φ zamanlı olarak negatiftirler. Bu çift negatif özelliğinden dolayı, ortam içerisine giren elektromanyetik dalgaların faz ve grup hızlarının zıt yönde ilerlediği gözlenmiştir (Veselago,1968). Bu özelliğin ispatı Maxwell denklemleri kullanılarak yapılabilmektedir;

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13.a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.13.b)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e \quad (2.13.c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.13.d)$$

Alanları zamana göre değişen ($e^{j\omega t}$) harmonik dalgalar olarak farz edilirse, her bir alanı,

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{S}(\vec{r})e^{j\omega t}] \quad (2.14)$$

şeklinde zamana bağımlı olarak yazıp konum ve zamana göre düzenlenirse dalga vektörü ($\vec{k}$), elektrik alan ($\vec{E}$) ve manyetik alan ($\vec{H}$) arasındaki ilişki farklı ortamlar için aynı olmayacaktır (çizelge1.1.).

Çizelge 1.1. Sağ el- Sol El ortamlar için alan bileşenlerinin ilişkisi

Sağ el ortam için	Sol El ortam için
$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \mu \vec{H}$	$\vec{k} \times \vec{E} = -\omega \mu \vec{H}$
$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon \vec{E}$	$\vec{k} \times \vec{H} = \omega \epsilon \vec{E}$

NKI ortam içerisinde, bu üç dalga bileşeni sol el kuralına uyan bir grup oluşturacaktır. NKI ortamda dalga vektörünün yönü RH ortam içerisindeki ile zıt yönde olduğundan faz hızı ve kırılma indisi buna bağlı olarak negatif olacaktır. Faz hızının negatif olmasına rağmen, grup hızı ve Poynting vektörü pozitif olacaktır (Çizelge1.2.). Dolayısı ile poynting vektörü ve grup hızı aynı işaretli ve aynı yönde olurken faz hızı, dalga vektörü, kırılma indisi zıt işaretli olacaktır.

Çizelge 1.2. RH-LH Ortamların elektromanyetik özelliklerinin karşılaştırılması

Ortam Tipi	$\vec{k}$	$n = \frac{\vec{k}c}{w}$	$v_p = \frac{w}{ \vec{k} } \vec{k}$	$v_g = \nabla_{\vec{k}} w$	$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^*$
RH	+	+	+	+	+
LH	-	-	-	+	+

2.4. Ters Dalga Vektörünün Etkileri:

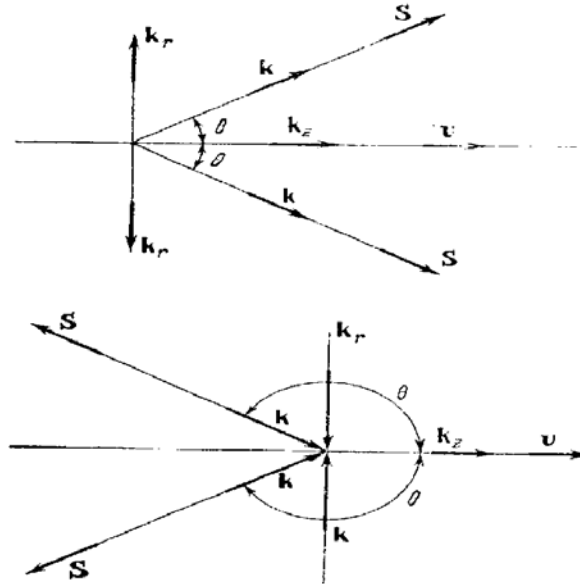
Dalga vektörünün NKI ortamda terslenmesi sonucunda pek çok yeni olay gözlenmiştir. Pozitif ve negatif kırılma indisli ortamların arayüzeyinde dalgaların kırılmasındaki bu farklılık yeni bir takım sonuçlar doğurmuştur. Ortam içerisinde dalga vektörü ters dönmesine rağmen enerji akış yönü aynı kalmaktadır, yani faz vektörü ile enerji akışı ters yöndedir (Veselago,1967). Snell kanunu bu ortam içerisinde değişmiş ve negatif kırılma indisinden dolayı negatif kırılma açısı gözlenmiştir. Bu ortam içerisinde görülen kırılma olayı isotropik ortamlarda görülen çok temel Snell kanununu değiştirmiştir (Shelby ve ark, 2001; Parazzoli ve ark, 2003). Bir isotropik ortam içerisinde ortam ne kadar sık olursa olsun dalga normalin diğer tarafına geçecek normalin geliş tarafında bulunmayacaktır. Yansıma açısında ise değişme olmayacaktır. Bu durumun doğrudan bir sonucu olarak kırılma indisi $n=-1$ olan dilim şeklindeki bir ortam dışarıdan gelen bir dalgayı odaklama özelliğine sahip olabilecektir (Veselago, 1967). Bu tip bir yapı kendine has bir şekilde kaynak ile görüntü arasında faz farkını kaldıracaktır (Pendry, 2000a). Böylece NKI ortam içerisinde negatif bir faz artışı olacaktır.

NKI ortamda v hızı ile hareket eden bir kaynaktan w açısal frekansı ile yayılan enerjinin bir dedektör ile ölçümü sırasında;

$$w' = \gamma(w + \vec{k} \cdot \vec{v}) \quad (2.15)$$

olacaktır, burada γ relativistik faktörüdür. NKI ortamda kaynağın hareketi yönündeki yayılma, kaynaktan yayılan frekanstan küçük olacaktır. Bu normal bir ortamda elde edilen olayın tersidir (Veselago, 1967) ve ters Doppler etkisi olayından da sorumlu olan ters faz hızıdır.

Bir ortam içerisinde relativistik hızla geçen yüklü bir parçacık, eğer ortam içerisinde ışık hızından daha hızlı ilerliyorsa koni şeklinde bir açı ile Cerenkov yayılımı yapacaktır. Bu koninin açısı normal ortamlarda dar bir açıdır, fakat ters faz açısından dolayı NKI ortamda geniş açılı olmaktadır (Şekil2.2.). Gerçekte NKI materyallerde dispersiyondan dolayı farklı frekanslar için ileri ve geri yönlerde Cerenkov yayılımı olacaktır (Lu ve ark., 2003). Cerenkov yayılımı için bu değişmiş koni, fotonik kristallerde numerik olarak gösterilmiştir.

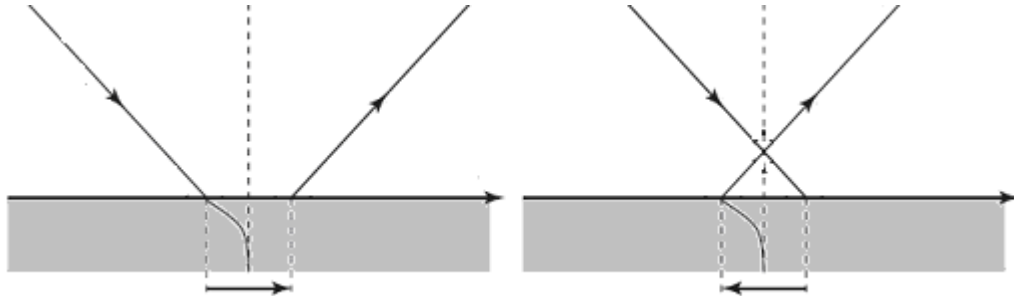


Şekil 2.2. Sağ el (a) ve sol el (b) ortam içerisinde Vavilov Cherenkov radyasyonu (Veselago, 1968)

Bilindiği gibi optik olarak sık olan bir ortamdan, seyrek olan bir ortama ışık yada elektromanyetik alan geçerken, kritik açı vardır , bu açıdan büyük açılarda yoğun ortamda dalga sönümlenecek ve tüm dalga geldiği ortama yansıyacaktır (Şekil2.3.). Bu yansıma durumunda dalganın ortam içerisine giriş ve yansıma yerleri arasında bir kayma gözlenecektir (Goos ve ark., 1947). Negatif faz hızından dolayı, eğer ikinci ortam NKI özelliğinde ise Goos Hanchen kaymasının negatif olduğu gözlenmiştir (Kong ve ark., 2002; Berman, 2002; Lakhtakia, 2002a; Lakhtakia, 2002b; Ziolkowski, 2003). Geliş ve yansıma arasındaki kayma miktarı;

$$\delta_{gh} = -\frac{\partial \Phi_r}{\partial k_{x1}} \quad (2.16)$$

olarak elde edilmiştir (Artman, 1948). Burada kayma miktarının faz kayması ile dalga vektörünün paralel bileşenine bağlı olduğu görülmektedir (Lakhtakia, 2004; Berman, 2002).



Şekil 2.3. Sağ el (a) ve sol el (b) ortamda Goos-Hanchen Olayı (Caloz, 2005)

Fresnel eşitliklerinin NKI ortam içerisinde nasıl etkileneceği de önemli bir konu olmuştur. Paralel ve dik polarizasyonlar için iletim ve yansıma sabitleri;

$$R_p = \frac{\epsilon_{r1}k_{2z} - \epsilon_{r2}k_{1z}}{\epsilon_{r1}k_{2z} + \epsilon_{r2}k_{1z}} \quad T_p = \frac{2(\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}\mu_{r2} / \mu_{r1})k_{1z}}{\epsilon_{r1}k_{2z} + \epsilon_{r2}k_{1z}} \quad (2.17.a)$$

$$R_d = \frac{\mu_{r2}k_{1z} - \mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} \quad T_d = \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} \quad (2.17.b)$$

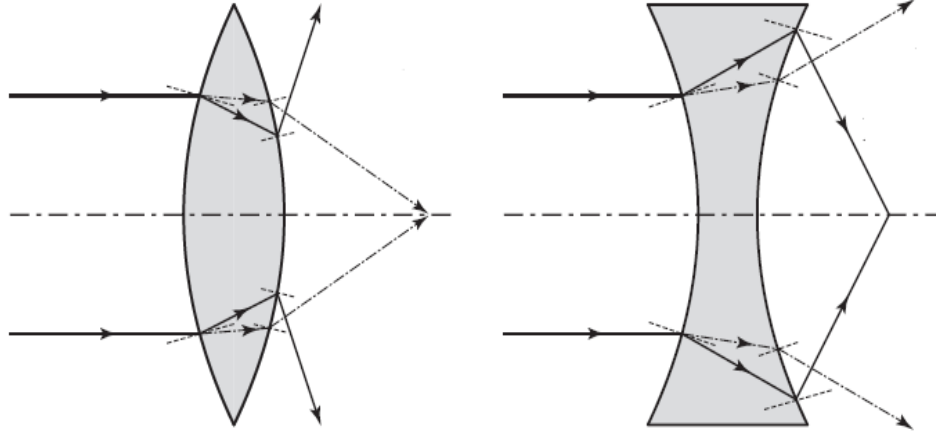
şeklindedir. Burada η_i ortamın elektromanyetik alanlara gösterdiği empedansı temsil etmektedir ve ortamın dielektrik katsayısı ile manyetik geçirgenlik katsayısına bağlıdır;

$$\eta_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} \quad (2.18)$$

Bu eşitlikler tüm ortamlar için geçerlidir. NKI ortam içinde $k_{z2} = -|k_{z2}|$, $\varepsilon_{r2} = -|\varepsilon_{r2}|$ ve $\mu_{r2} = -|\mu_{r2}|$ olduğundan fresnel eşitliklerinin büyüklüğü PKI-NKI ortam arayüzeyinde aynı kaldığı görülebilir. Bu sabitlerin büyüklüğünün aynı olmasının nedeni elektromanyetik alanların sadece teğet bileşenlerine bağlı olmalarıdır. Ortamların özelliklerine bağlı olmaksızın teğet bileşenlerin aynı kaldığı bilinmektedir. Paralel polarizasyon iletim sabiti haricindeki diğer sabitlerde faz değişikliğide olmamaktadır, paralel polarizasyon için iletim sabitinde ise terslenmektedir.

Kırılma indisi, ε ve μ sabitlerinin çarpımına bağlı ve Snell kanunu ile iletim açısını belirlerken, empedans değeri aynı sabitlerin oranına bağlıdır ve yansıma-iletim miktarını belirler. Bundan dolayı Fresnel sabitleri eşleme parametreleridir. Dolayısı ile mükemmel odaklama yapılabilmesi için sadece kırılma indislerinin eşit olması yetmez aynı zamanda yansımayı engellemek ve tam iletim sağlayabilmek için ortamların empedansıda eşit olmalıdır. Bu durumda ε ve μ sabitlerinin hem çarpımının hemde oranının eşit olabilmesi için her iki parametreninde her iki ortam için eşit olmaları gerekmektedir.

Negatif kırılma olayından doğan bir diğer fiziksel farklılık NKI ortamlar kullanılarak elde edilen iç bükey ve dış bükey lenslerin PKI ortamlarda gösterdiği ıraksama ve yakınsama özelliklerinin terslenmesidir (Schurig ve ark., 2003a; Schurig ve ark., 2003b). NKI ortam kullanılarak üretilen iç bükey lens ıraksama yerine yakınsama yapmaktadır, dış bükey lensde ise ıraksama gözlenmektedir (Şekil2.4.). Bu şekilde eğri bir geometriyi yapay bir ortamda elde etmek zor olduğundan yapı merdiven basamakları şeklinde üretilmiştir (Smith ve ark., 2003).

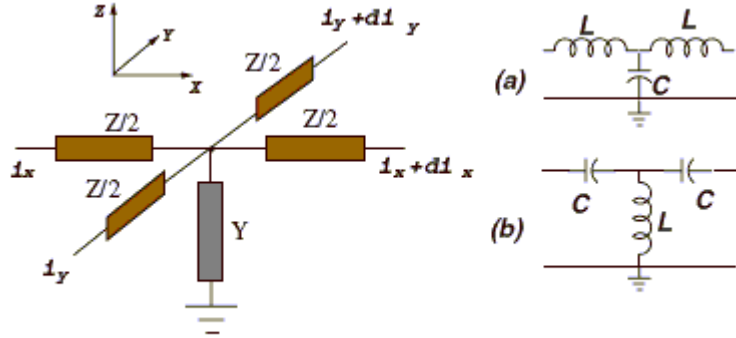


Şekil 2.4. NKI ortam kullanılarak elde edilmiş dış -iç bükey lensler (Caloz, 2005)

PKI lensler ile NKI lenslerin yerdeğiştirilmesindeki potansiyel faydalardan bir tanesi olarak, ince bir lensdeki odak uzaklığındaki değişiklik verilebilir (Born ve ark., 2002). İnce bir lensin odak uzaklığı;

$$f = \frac{R}{|n-1|} \quad (2.19)$$

Burada R lensin yüzeyinin yarıçapıdır. Bu eşitlikte de görüldüğü gibi, $n=-1$ kırılma indisine sahip NKI ortamın R değeri, $n=3$ kırılma indisine sahip PKI ortamın ki ile aynıdır. Aynı indis büyüklüğüne sahip NKI ve PKI ortamlardan NKI ortamın odak uzaklığı çok daha küçük olacaktır, dolayısı ile daha sıkı bir mercek elde edilmiş olur. Bir diğer gözlem ise, $n=1$ olan ince bir mercek odaklama yapamayacaktır, çünkü odak uzaklığı sonsuz olacaktır. Aynı optik yoğunluklu ($n=-1$) NKI ortam ise $f = R/2$ odak noktasında odaklama yapacaktır.



Şekil 2.5. NKI ortamın iletim hattı olarak gösterimi (Eleftheriades, 2002)

2.5. Geri Dalgalı Yapılar Ve İletim Hatları:

NKI elde etmek için bir diğer yaklaşım, iletim hatları teorisine dayanmaktadır (Liu ve ark., 2002; Eleftheriades ve ark., 2002; Grbic ve ark., 2002). Bu modelde, dielektrik ve manyetik materyaller L-C devreleri kullanılarak modellenenmektedir. Radyo dalgalarında, bu yapılar parçalı elemanlar kullanılarak başarılabılır. Bu tip bir iletim hattı yapısının bir, iki (şekil.2.5) ve üç boyutlu olarak incelemeleri yapılmıştır. Sistemdeki her birim hücre seri empedans(Z) ve paralel admitans(Y) içermektedir (Şekil 2.5). Bir birim hücreye odaklanıldığında potansiyel ve akım eşitlikleri şu şekilde yazılabilir;

$$\frac{\partial V}{\partial r_i} = Z I_{r_i} \quad \sum_{i=1}^2 \frac{\partial I}{\partial r_i} = Y V \quad (2.20)$$

Burada V ve I pozisyon bağımlı voltaj ve akımı, Z empedansı ve Y admitansı temsil etmektedir. r_1 ifadesi x ve r_2 ifadesi y değerini göstermektedir. Burada voltaj ifadesi akımlar ihmal edilecek şekilde düzenlenirse Helmholtz denklemi elde edilebilmektedir;

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \beta^2 V = 0 \quad (2.21)$$

Enine elektrik alan gelmesi (TE) durumu için maxwell denklemleri elde edilip voltaj yerine elektrik alan, akım yerinede manyetik alan bileşenleri yerleştirildiğinde, eşdeğer empedans parametreleri;

$$Z = -iw\mu \quad Z' = Y = \frac{1}{-iw\epsilon} \quad (2.22)$$

olarak elde edilirler.

Eğer $Z = iwL$ ve $Z' = 1/iwC$ olarak seçilirse (buradaki L birim uzunluktaki indüktansı, C ise kapasitansı belirtmektedir); İlerleme sabiti;

$$\beta = w\sqrt{LC} = w\sqrt{\epsilon\mu} \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Bu yapı için faz hızı;

$$v_\phi = w/\beta = 1/\sqrt{LC} = 1/\sqrt{\epsilon\mu} \quad (2.24)$$

ve grup hızı;

$$v_g = \partial w / \partial \beta \quad (2.25)$$

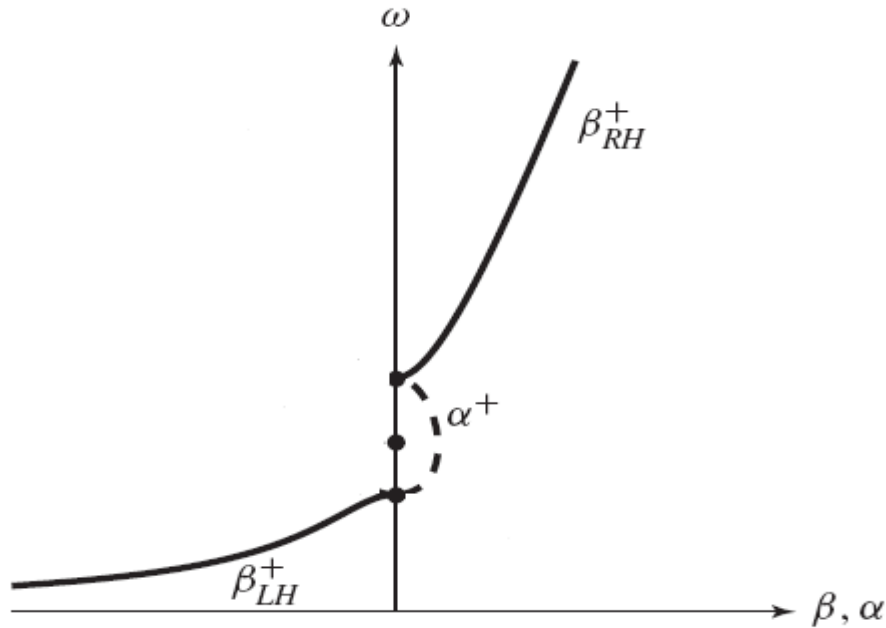
şeklindedir. Normal bir ortamda faz ve grup hızları aynı yöndedirler. NKI ortamda ise;

$$Z = 1/iwC \text{ ve } Z' = Y = iwL \quad (2.26)$$

olduğundan (şekil 2.5.b) ilerleme sabiti;

$$\beta = -\frac{1}{w\sqrt{LC}} \quad \text{ve} \quad v_\phi = -w^2\sqrt{LC} \quad (2.27)$$

şeklindedir. Grup hızı ise $v_g = w^2\sqrt{LC}$ olduğundan bu ortam içerisinde geri yönlü dalga gözlenecektir yani faz hızı ile grup hızı zıt yönlerde olacaktır (şekil 2.6.). Burada aslında solak ortam durumunda w eksenine göre β_{LH}^+ grafiğinin simetriği de seçeneklerden bir tanesidir yalnız frekans artarken dalga numarasının β değeri azaldığından grup hızı negatif çıkacağından β_{LH}^+ grafiğinin seçilmesi gerekecektir. Bu durumda da grup hızı pozitif olmasına rağmen faz hızı negatif olacaktır. Dolayısı ile ortam solak olduğu durumda yani C-L iletim hattı modelinde pozitif grup hızı, negatif faz hızı ve negatif β değeri gözlenmesi beklenmektedir.



Şekil 2.6 L-C NKI iletim hattı modelinin frekans – dalga numarası ilişkisi

Homojen bir ortam sağlanabilmesi için periyodik yapının birim hücresinin gelen dalga boyundan çok küçük olması gerekmektedir. Bu tip geri yönlü dalga yapılar NKI ortamların bütün özelliklerini göstermektedir.

2.6. Mükemmel Lensler

Negatif kırılımın en çok tartışılan sonuçlarından bir tanesi, alışılmış kırılma limitlerinin aksine limitsiz bir görüntü çözünürlüğü olan mükemmel lenslerdir (Pendry,2000b). $\varepsilon = -1$ ve $\mu = -1$ olan bir NKI materyal sadece gelen dalgaları odaklamak ile kalmayacak, aynı zamanda kaynaktan çıkar çıkmaz sönümlenmeye yüz tutan sönümlü dalga bileşenlerini de odaklayacaktır. $Z=0$ düzleminde duran bir yapıya dik gelen bir elektrik alan için serbest uzayda dalga vektörü;

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\omega^2}{c^2} = k_0^2 \quad (2.28)$$

şeklinde olacaktır. $k_x > k_0$ ve $k_y > k_0$ durumlarında dalga kaynaktan uzaklaştıkça üstel olarak genliği azalacak ve sönümlenecektir. Bunlar kaynağın radyasyonunun yakın alan bileşenleridir ve $1/k_{x,y} < \lambda/2\pi$ sönümlenme uzaklığına sahiptirler. Alışılmış görüntüleme sistemlerinde bu bileşenler asla ortaya çıkarılamazlar. Bundan dolayı kaynağın hızlı değişen özellikleri ile ilgili bilgiler kaybolmaktadır. Görüntüye katkısı olan en büyük propagasyon yapan dalga vektörü k_0 'dır dolayısı ile görüntüdeki minimum dalga boyu λ olacaktır.

Dielektrik katsayısı $\varepsilon = -1$ ve manyetik geçirgenlik katsayısı $\mu = -1$ olan yapı üzerinde yapılan teorik çalışmalarda, Frensel eşitlikleri ve Taylor serisi kullanılarak ortamın iletim ve yansıma katsayıları;

$$\begin{aligned} T &= \frac{t_{21}t_{32}e^{ik_z d}}{1 - r_{12}r_{21}e^{2ik_z d}} \\ R &= \frac{r_{21} + r_{32}e^{2ik_z d}}{1 - r_{12}r_{21}e^{2ik_z d}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

şeklinde bulunmuştur.

Dalga vektörünün z bileşenleri;

$$k_{z1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_+ \mu_+ w^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.30)$$

$$k_{z2} = \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_- \mu_- w^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.31)$$

k_{z2} dalga vektörünün bileşenlerini NKI ortamda alınması gerektiği gibi alınmalıdır. Propagasyon yapan dalgalar için negatif ve sönümlenen dalgalar için pozitif olarak alınmalıdır.

Eğer NKI ortamda $\varepsilon_- = \varepsilon_+ = -1$ ve $\mu_- = \mu_+ = -1$ alınırsa ilerlen dalgalar için; $k_{z2} = -k_{z1}$ olarak elde edilmiş ve bu durumda eşlenmiş empedanslardan dolayı tam bir iletim sağlanmış olacak ve yansıma olmayacaktır.

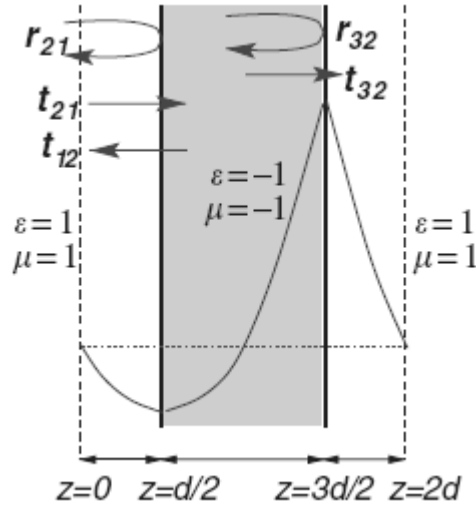
$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} T = e^{-ik_{z1}d} \quad \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} R = 0 \quad (2.31)$$

Buradan anlaşılmaktadır ki kaynak noktasından görüntü noktasına kadar faz farkı olmamaktadır.

NKI ortam içerisinde zayıflayan dalga durumunda ise;

$$\lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} T = e^{k_z d} \quad \lim_{\substack{\varepsilon \rightarrow -1 \\ \mu \rightarrow -1}} R = 0 \quad (2.32)$$

olacaktır. Burada görülmektedir ki NKI dilim sönümlenecek dalgayı, serbest uzaydaki ile aynı oranda yükselterek çıkarmaktadır (şekil 2.7.). Buda bu yapı ile sadece ilerleyen dalgalar için tam-kayıpsız iletim değil, aynı zamanda sönümlenen dalgalar için yükseltilerek çıkmayı sağlayan mükemmel bir lens yapısının teorik olarak ortaya konulabileceğini göstermektedir.



Şekil2.7.Negatif kırılma indisli metamalzeme ile mükemmel lens yapı (Ramakrishna, 2005)

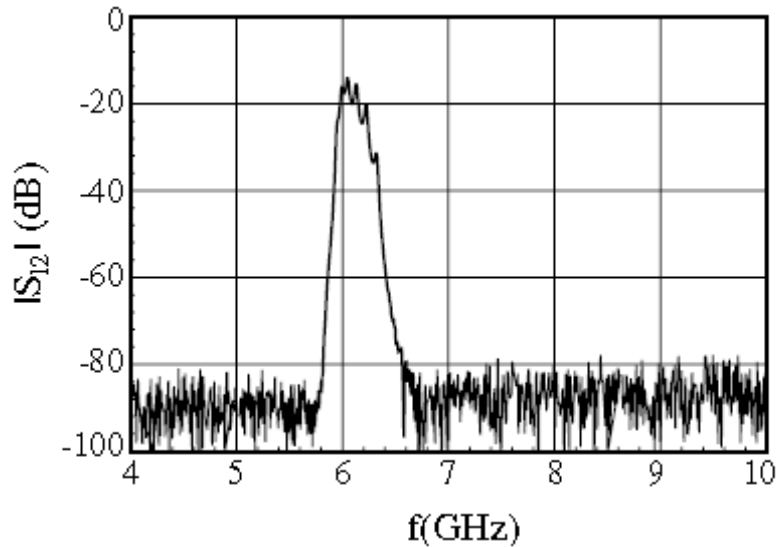
2.7. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu:

Metamateryallerin potansiyel kullanım alanlarından bir diğeri de dalga kılavuzlarının enine boyutlarının küçültülebilmeleridir. Dairesel ve dikdörtgen şeklindeki dalga kılavuzlarında EM dalgaların ilerlemesi için matematiksel eşitlikler daha önce elde edilmiştir (Sarychev ve ark., 2000). Dikdörtgen şeklinde ki bir dalga kılavuzu pek çok mikro dalga uygulamasında kılavuzlama elemanı olarak kullanılmıştır. Düzlemsel kılavuzlama elemanlarının dalga kılavuzlarını pek çok uygulamada geri bırakmasına rağmen hala kaçınılmaz oldukları yerler vardır. Örnek olarak büyük bir anten dizisi için bir kaynak şebekesi verilebilir. Ayrıca çoklu frekans anten dizilerinde yayınlayıcı eleman olarak dalga kılavuzlarının kullanılması çok önemli ve vazgeçilmez bir uygulamadır. Bu tip düzeneklerde pek çok açık uçlu yayınlayıcılar bulunabilir ve bunlar farklı frekans bant aralıklarında çalışırlar ve tamamı tek bir sınırlı bölgeye sığdırılmak isteneceğinden dalga kılavuzlarının fiziksel ebatları çok önemli bir parametre olmakta ve olabildiğince küçültülmek istenmektedir.

Temel elektromanyetikten dalga kılavuzunun enine boyutlarının dalga boyunun en az yarısına eşit olması gerektiği bilinmektedir. Ancak bu durumda EM dalgaların dalga kılavuzu içerisinde ilerlemesi için gerekli olan sınır şartları

sağlanmış olacaktır. Dalga kılavuzlarının minyatürizasyonu için klasik yol dielektrik dolgu malzemesinin kullanılmasıdır. Bu durumda enine ebatlar ve kesim frekansı bağıl dielektrik katsayısının karekökü ile ters orantılı olarak azalacaktır. Fakat yüksek dielektrik katsayılı malzemelerin kayıplarında genel olarak yüksek olması bu şekilde bir minimizasyonda bir sorun olarak karşımıza çıkmaktadır (Balanis, 1989).

Son yıllarda dalga kılavuzlarının minyatürizasyonu için pek çok yeni çalışmalar ortaya konulmuştur. Yapay PMC yapılar dalga kılavuzu duvarlarında kullanılarak TEM dalgaların ilerlemesi sağlanmıştır (Fei-Ran ve ark., 1999). Bunun yanında metalmalzemelerde ki gelişmelere paralel olarak, bu konuda da gelişmeler başlamıştır. AHR yapı kullanılarak oluşturulan yön bağımlı ve tek yönlü ortam vasıtası ile dalga kılavuzunun kesim frekansının altında ki bir değerde iletim sağlanmıştır (Marques ve ark., 2002; Harbar ve ark., 2005). AHR yapı kullanılarak elde edilen bu ortam içerisinde kesim frekansının altında TE modunda ki EM alan için iletim sağlanması ile birlikte, bu iletimin geri dalga ilerlemesi gösterdiği de teorik ve pratik olarak ispat edilmiştir (Şekil 2.8.). Burada da görüldüğü gibi dalga kılavuzu iletimi 6GHz değeri için gerekli olan ebatlardan daha küçük ebatlarda iletme geçmiştir (dalga kılavuzu eni 6mm).



Şekil 2.8. Uzunluğu $l=36\text{mm}$ olan dikdörtgen dalga kılavuzu için iletim sabiti (Marques, 2002)

3. MATERYAL ve METOD

3.1. Sonlu Elemanlar Metodu (FEM)

Sonlu elemanlar metodu (FEM) yapısal analizlerde kullanılmaya başlanmasına rağmen elektromanyetik uygulamaları da son zamanlarda oldukça yaygınlaşmıştır. Dalga kılavuzları, elektrik makineleri, yarı iletken cihazlar, mikro şeritler ve biyolojik nesneler tarafından EM dalgaların emilimi (SAR) gibi pek çok uygulamada kullanılmaktadır. İotropik ortamların incelenmesi için kullanıldığı gibi isotropik olmayan yapılarında incelenmesinde sıklıkla başvurulmaktadır.

Sonlu farklar metodu ve moment metodu aslında tanımsal olarak daha kolay olmasına ve programa aktarılması daha basit olmasına rağmen özellikle kompleks geometrilerin ve isotropik olmayan ortamların incelenmesinde FEM, daha doğru sonuçlar veren sayısal bir tekniktir. Metodun sistematik genelliğinden dolayı pek çok farklı alanlarda kullanılmak üzere yazılımlar yapılması mümkün olmuştur. Bundan dolayı her hangi bir disiplin için kullanılmak üzere tasarlanan bir FEM yazılımı ufak bir değişiklikle yada hiç bir değişiklik yapılmadan farklı bir disipline aktarılabilmiştir.

Her hangi bir problemin sonlu elemanlar metodu kullanılarak analizi için şu adımlar izlenmektedir;

- i. Çözüm bölgesini sonlu sayıda alt bölgeye ve alt elemanlara ayırmak
- ii. Tek bir eleman için eşitliklerin elde edilmesi
- iii. Çözüm bölgesindeki bütün elemanlar için elde edilen denklemlerin birleştirilmesi
- iv. Eşitlik sisteminin çözülmesi

Homojen olmayan skaler Helmholtz denklemi en genel hali ile;

$$\nabla^2 \Phi + k^2 \Phi = g \quad (3.1)$$

Bu eşitliğin çözümü sınır koşullarını sağlayarak;

$$I(\Phi) = \frac{1}{2} \iint \left[|\nabla \Phi|^2 - k^2 \Phi^2 + 2\Phi g \right] da \quad (3.2)$$

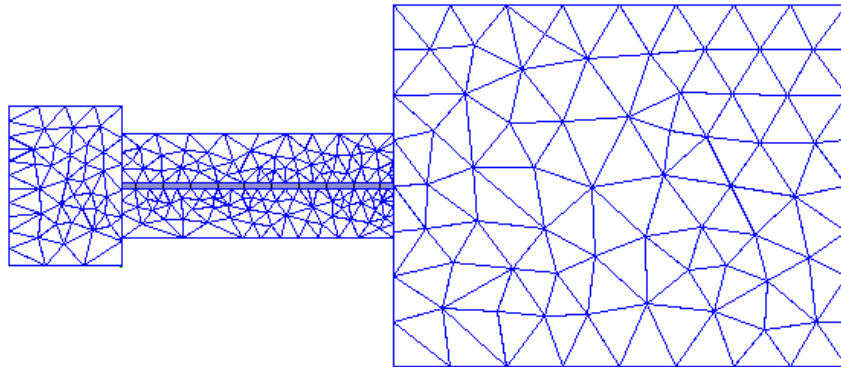
fonksiyonunu minimuma indirmektir. Bu eşitlik üç farklı şekilde daha basit hal alacaktır;

- i. $k=0=g$ Laplace eşitliği
- ii. $k=0$ poisson eşitliği
- iii. $g=0$ homojen skaler Helmholtz eşitliği

En basit olarak Laplace eşitliğinin çözümünde;

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.3)$$

halini alacaktır. Laplace eşitliğini her hangi 2D yada 3D bir yapı için çözülmesinde ilk yapılacak işlem yapının uygun geometrili elemanlara bölünmesidir. Burada dikkat edilmesi gereken kısım çözüm süresini uzatmamak ve olabildiğince fazla sayıda eleman kullanmaktır. Yapıların sonlu sayıda elemanlara bölünmesi içinde ayrı paket programlar kullanılabilmektedir. Genel olarak çözümün kolaylaşabilmesi için kullanılan elemanlar aynı geometride seçilmesi tercih edilmektedir (Şekil3.1).



Şekil 3.1. Dalga kılavuzu uygulamasında kullanılan yapının sonlu elemanları

Herhangi bir s elemanı için yaklaşık bir potansiyel değeri aranıp elemanlar arası sınırdaki bu potansiyeller sürekli olacağından dolayı bütün elemanlar için elde edilen potansiyel eşitlikler ilişkilendirilecektir. Bütün yapı için potansiyel;

$$V(x, y) = \sum_s^N V_s(x, y) \quad (3.4)$$

İki boyutlu bir yapı analizi için en genel temsil üçgen ya da dikdörtgen şeklindedir ve bunların polinom olarak temsili;

$$V_s(x, y) = a + bx + cy, \quad V_s(x, y) = a + bx + cy + dxy \quad (3.5)$$

şeklindedir. Burada sabitler hesaplanacaktır. Eleman potansiyeli ait olduğu eleman içerisinde sıfırdan farklı, dışında ise sıfır değerinde olacaktır. Potansiyel bulunduğundan sonra elektrik alan değeri gradyan işlemi kullanılarak bulunabilir. Üçgen olarak tanımlanan birim elemanların her biri içerisinde ki her hangi bir nokta için potansiyel değeri, köşe noktaların potansiyellerine ve eleman şekil fonksiyonuna (α) bağlı olarak ifade edilebilir;

$$V_s = \sum_{i=1}^3 \alpha_i(x, y) V_{si}, \quad \alpha_i = \frac{1}{2A} [(x_j y_k - x_k y_j) + (y_j - y_k)x - (x_k - x_j)y] \quad (3.6)$$

Burada A birim elemanın alanını temsil etmektedir. Laplace eşitliği birim uzunluk başına düşen enerji ile bağlanılırsa;

$$W_s = \frac{1}{2} \int \epsilon |E_s|^2 da = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \epsilon V_{si} \left[\int \nabla \alpha_i \cdot \nabla \alpha_j da \right] V_{sj} \quad (3.7)$$

olur. Burada

$$\int \nabla \alpha_i \cdot \nabla \alpha_j da = C_{ij}^s \quad (3.8)$$

eleman matris sabiti olarak ifade edilir. Her bir eleman için tanımlı lokal matris sabitleri elde edildikten sonra, bütün yapı için global matris sabitleri, lokal matris sabitlerine bağlı olarak elde edilir. Global matris sabitleri elde edildikten sonra bütün elemanları içeren enerji matrisi;

$$W = \sum_{s=1}^S W_s = \frac{1}{2} \varepsilon [V]^t [C] [V] \quad (3.9)$$

Laplace eşitliğinin toplam enerjinin çözüm bölgesinde minimum olması durumunda geçerli olacağından enerjinin bütün noktalardaki potansiyele göre kısmi türevinin sıfır olması gerekir;

$$\frac{\partial W}{\partial V_1} = \frac{\partial W}{\partial V_2} = \frac{\partial W}{\partial V_3} = \frac{\partial W}{\partial V_4} = \dots = \frac{\partial W}{\partial V_n} = 0 \quad (3.10)$$

Bu eşitlik kullanılarak bütün elemanlardaki bütün noktaların değeri elde edilir;

$$V_k = -\frac{1}{C_{kk}} \sum_{i=1, i \neq k}^n V_i C_{ki} \quad (3.11)$$

Burada bilinen nokta potansiyelleri yerlerine konularak bilinmeyenler elde edilecektir. Bilinmeyen potansiyel değerlerini elde etmek için öncelikle bilinmeyen potansiyel değerlerine sıfır yada ortalama bir değer verilecektir. Bu değerler ve bilinen değerler yerlerine konularak iterasyon şeklinde üst üste elde edilen iki değer birbirine çok yakın çıkana kadar devam ettirilecek ve en son değer sonuç olarak kabul edilecektir.

3.2. Yüksek Frekans Yapı Simülatörü (HFSS) ve Özellikleri

Elektromanyetik yapıların analizini elde edebilmek için tanımlanan tekniklerden pek çoğu kompleks olabilir ve pek çok durumda tam bir sonuç elde edilemeyebilir. Ansoft yüksek frekans yapı simülatörü (HFSS) bir yapının elektromanyetik davranışlarını hesaplamak için kullanılan interaktif bir yazılım paketidir ve S parametrelerini, temel elektromanyetik alan değerlerini ve açık sınır problemlerini, yakın ve uzak alan yayılımlarını, karakteristik giriş empedansı ve propagasyon sabitini, genellenmiş S parametrelerini ve belirli giriş empedansları için normalize edilmiş S parametrelerini, öz modları ve ya rezonans değerlerini elde etmek için kullanılan yüksek frekans ve yüksek hızlı üç boyutlu elektromanyetik alan simülatörüdür. IC paketlemede, PCB bağlantılarında, antenlerde, RF/mikrodalga elemanlarda ve biyomedikal cihazlarda gerçeğe çok yakın sonuçlar vermesinden dolayı tercih edilmektedir. EM simülatör çok katmanlı yapılarda tam dalga ve yayılım etkilerini karakterize edebilmektedir. Bu çalışmamızda HFSS kullanarak elektromanyetik meta-malzemeler üretilecek ve üretilen bu yapıların sonuçları simüle edilecektir. Ayrıca dikdörtgen dalga kılavuzu içerisinde oluşturulacak yapı durumu için simülasyonlar yapılacaktır.

HFSS programında yüksek frekans ve yüksek hızla yapıların elektriksel davranışlarını hesaplamak için sonlu elemanlar metodu (FEM) kullanılır. HFSS ile S, Y ve Z parametrelerini, yakın ve uzak alan değerlerini, iletim yolları kayıplarını empedans uyumsuzluğundan dolayı oluşacak yansıma kayıplarını ve radyasyonu gözlemlemek mümkündür.

HFSS simülatörü haritalama adı verilen bir işleme tabi tutarak bütün yapıyı sonlu sayıda üçgenlere, dikdörtgenlere veya tetrahedralara böler. Çözümün doğruluğu birim elemanların ebatlarına bağlıdır. Daha detaylı bölünmesi ve daha çok sayıda birim hücreye ayrıştırılması sonucunda çözüm daha doğru olacaktır. Elementlerin ebatları ile hesaplama kaynakları arasında bir ilişki vardır. Büyük bir yapı için daha hassas haritalama daha fazla element demektir ve bu durumda daha büyük bir hafıza ve işlem kapasitesine gerek duyulacaktır. Bundan dolayı birim elemanın büyüklüğüne dikkat etmek gerekecektir çünkü daha net sonuç elde etmeye

çalışırken eldeki kaynakları da aşmamak gerekmektedir. Kaba bir sonuç elde etmek için, haritadaki birim hücre ebadı uygulanan frekans aralığındaki en yüksek frekans durumundaki dalga boyunun çeyrek değerinden küçük seçilmektedir. Birim hücre ebatlarını optimize edebilmek için, HFSS çözüm frekansındaki en büyük hatanın olduğu alandaki birim hücreleri yeniden yapılandırır.

İlk iterasyonda HFSS ilk haritaya göre bir çözüm üretir ve sonucu kullanıcı tanımlı çözüm doğruluğu ile kıyaslar. Eğer hata toleransı karşılanmamış ise kritik bölgelerde haritayı yeniler ve yeni bir sonuç üretir. Hata toleransı kullanıcı tanımlı değere yakınsadığında HFSS haritalandırmayı bitirir ve daha önceden belirlenen sonuçlar elde edilir. Verilen iterasyon sonucunda hata tolerans değerine yakınsanmamışsa çözümünden çıkar ve hata mesajı verir.

Tüm bu haritalandırmada yenilemeler çözüm frekansına göre yapılmaktadır. Bunun ile ilgili bir diğer alternatif, çözüm araştırılacak frekans aralığındaki en yüksek frekans değeri için sabit yoğunluklu bir birim hücre tanımlamaktır. Bu frekansın seçilme nedeni en küçük dalga boyuna sahip olacak olması ve daha net sonuçlar üretmesidir. Bu tip bir tercih ile üretilen haritalandırma sonucunda daha düzgün ve doğru sonuçlar elde edilecektir ve ekstra simülasyona gerek kalmadan sabit büyüklükteki birim hücre ile bütün frekans değerleri için sonuç elde edilecektir. Yapının haritalandırılması otomatik ve ya kullanıcı tanımlı olabileceği gibi daha önceden yapılmış bir haritalandırmanın da adapte edilmesi olasıdır.

Oluşturulacak yapılar programın kütüphanesinde olan malzemelerden seçilebileceği gibi isotropik yada isotropik olmayan şeklinde kullanıcı tarafından da tanıtması mümkündür. Ayrıca B-H eğrisini tanımlamak sureti ile manyetik malzeme oluşturulup elektromanyetik analizlerinin yapılması mümkündür. Analizler esnasında elektrik ve manyetik alan vektörlerinin ortam içerisinde 2D ve 3D yayılması gözlenebilir. Ayrıca radyasyon yüzeyi olarak tanımlanan ortamlardan EM alanların yayılımı ile ilgili olarak her hangi bir yöndeki kazanç değerleri, zayıflama gibi verilerin de elde edilmesi için ayarlar yapılabilir.

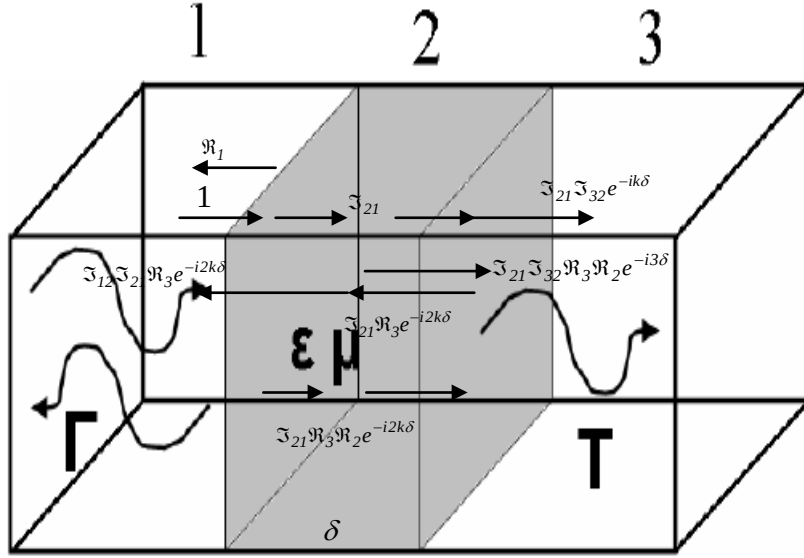
Tasarlanan yapı içerisindeki her hangi bir büyüklüğe bağlı olarak farklı verilerdeki değişikliklerin gözlenmesi optimizasyon ayarlarının yapılması ile mümkündür. Belirlenecek herhangi bir değer aralığını karşılayacak ebatların

belirlenmesi için optimizasyon yapmak ve bu değerler için gerekli olan büyüklükleri elde etmek mümkündür.

Anten, dalga kılavuzu, konektör, frekans seçici yüzeyler (FSS), entegre bir devre dizaynı yapılması ve bu yapıların açısall yayılımları ve değişikliklerinin gözlenebilmesi sağlanabilir. Açısall değişiklikleri kullanıcı tanımlı olarak ayarlanması mümkündür. Ayrıca bu tip yapılar farklı çizim programları (Cadence, Mentor Graphics, Synopsys, Zuken ve CAD ile tasarlanıp DXF, GDSII, Pro/E, Catia, STEP ve IGES uzantısı ile kaydedilebilir) ile tasarlanıp HFSS içerisine aktarılması sağlanabilmektedir. Elde edilen S parametrelerinin farklı devre analiz programlarında (Ansoft Designer®, DesignerSI™, Nexxim® veya diğer SPICE/RF) devre temsilleri elde edilebilir. Nanometre ebatlarında istenilen geometride parçacıklar tasarlanıp terahertz (THz) frekans değerlerine kadar incelemeleri yapılması mümkündür.

3.3. Dielektrik ve Manyetik Geçirgenlik Katsayısının Elde Edilmesi

Elektromanyetik özellikleri, dielektrik katsayısı ve manyetik geçirgenliği, bilinmeyen bir malzemenin nümerik metodlar kullanılarak elde edilen S parametrelerinden ortamın makroskopik özelliklerinin çıkarılması mümkündür (Nicolson, 1970). Ölçülen S parametreleri ile ortam parametreleri arasındaki bağıntıyı kurabilmek için birim gelen alan durumunda hava-ortam ara yüzlerinden sonsuz yansıma durumu için çözüm elde edilmesi gerekmektedir. Sol taraftan gönderildiği farz edilen elektromanyetik alan ilk ara yüzeye geldiğinde $\mathcal{R}_1$ büyüklüğünde bir yansıma gösterecek ve kalan miktar ($\mathcal{T}_{12}$) kadar da ortam içerisinde δ mesafe ilerledikten sonra ikinci ara yüzeye çarpacaktır (Şekil 3.2.). Buradan üçüncü ortama iletilen miktar $\mathcal{T}_{12}\mathcal{T}_{23}e^{-ik\delta}$ kadar olacak, yansıyan miktarı ise $\mathcal{T}_{12}\mathcal{R}_2e^{-ik\delta}$ olacaktır. Yansıyan kısım ara yüzeyi δ mesafe ilerleyerek yeniden geçecek ve yine bir kısmı iletilirken diğer kısmı yansımaya uğrayacaktır. Birinci ara yüzden yansımaların toplamı dalga kılavuzunun giriş yansıma sabitine ($\mathcal{R}_{giriş}$) eşittir.



Şekil 3.2. Boşluğa yerleştirilmiş bir ortamın iletim ve yansımaya parametreleri

Bu durumda giriş yansımaya katsayısı ($\mathfrak{R}_{giriş}$);

$$\mathfrak{R}_{giriş} = \mathfrak{R}_1 + \mathfrak{T}_{12}\mathfrak{T}_{21}\mathfrak{R}_2e^{-2ik\delta} + \mathfrak{T}_{12}\mathfrak{T}_{21}\mathfrak{R}_2^2\mathfrak{R}_3e^{-4ik\delta} + \mathfrak{T}_{12}\mathfrak{T}_{21}\mathfrak{R}_2^3\mathfrak{R}_3^2e^{-6ik\delta} + \dots \quad (3.12)$$

ya da

$$\mathfrak{R}_{giriş} = \mathfrak{R}_1 + \mathfrak{T}_{12}\mathfrak{T}_{21}\mathfrak{R}_2e^{-2ik\delta} \sum_{\xi=0}^{\infty} \mathfrak{R}_2^{\xi}\mathfrak{R}_3^{\xi}e^{-2ik\xi} \quad (3.13)$$

olarak elde edilir. Toplam sembolü içerisindeki değer ξ sonsuza giderken yakınsayacaktır ve toplam yansımaya değerini gösteren giriş yansımaya katsayısı;

$$\mathfrak{R}_{giriş} = \mathfrak{R}_1 + \frac{\mathfrak{T}_{12}\mathfrak{T}_{21}\mathfrak{R}_3e^{-2ik\delta}}{1 - \mathfrak{R}_2\mathfrak{R}_3e^{-2ik\delta}} \quad (3.14)$$

değerine eşit olacaktır. Burada $\Re_{giriş}$ değeri S_{11} parametresine eşittir. $\Re_2$ ve $\Re_3$ yansıma katsayılarının her ikisi de iç ortamdan dış ortama geçiş durumundaki yansıma olduğundan bu katsayılar birbirine eşit olacaktır. $\Re_1$ ise bunların tam tersi olduğundan büyüklük olarak eşit fakat işaret olarak zıt olacaktır. Bunu dik ve paralel polarizasyon için elde edilmiş Frensel eşitliklerinden anlamak mümkündür;

$$R_p = \frac{\epsilon_{r1}k_{2z} - \epsilon_{r2}k_{1z}}{\epsilon_{r1}k_{2z} + \epsilon_{r2}k_{1z}} \quad T_p = \frac{2(\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}\mu_{r2} / \mu_{r1})k_{1z}}{\epsilon_{r1}k_{2z} + \epsilon_{r2}k_{1z}} \quad (3.15.a)$$

$$R_d = \frac{\mu_{r2}k_{1z} - \mu_{r1}k_{2z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} \quad T_d = \frac{2\mu_{r2}k_{1z}}{\mu_{r2}k_{1z} + \mu_{r1}k_{2z}} \quad (3.15.b)$$

$$\Re_1 = -\Re_2 = -\Re_3 \quad (3.15.c)$$

İletim katsayılarını da yansıma katsayıları cinsinden yazıp (3.14) denkleminde yerleştirilirse toplam geri yansımayı ifade eden saçılma parametresi (S_{11});

$$S_{11} = \Re_{giriş} = \frac{\Re_1(1 - e^{-2ik\delta})}{1 - \Re_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.16)$$

sayısal olarak elde edilmiş ve S_{11} parametresi ortam ile ilişkilendirilmiş olur.

Benzer şekilde toplam iletim katsayısı da;

$$\Im_{toplam} = \frac{\Im_{21}\Im_{32}e^{-ik\delta}}{1 - \Re_2\Re_3e^{-2ik\delta}} \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. İletim katsayıları yine yansıma katsayılarına bağlı olarak yazılıp düzenlenirse;

$$S_{21} = \mathfrak{S}_{TOPLAM} = \frac{e^{-ik\delta}(1 - \mathfrak{R}_1^2)}{(1 - \mathfrak{R}_1^2 e^{-2ik\delta})} \quad (3.18)$$

şeklinde S_{21} değeri ortam özelliklerini içeren değerler ile ilişkilendirilebilecektir. Burada artık numerik olarak elde edilen S parametreleri iki bilinmeyene bağlı olarak elde edilmiş olmaktadır ve her ikisi de ortamın elektrik ve manyetik özellikleri bilinmesi halinde elde edilebilecektir. Bu iki bilinmeyenin değerlerini hesaplamak için S parametrelerini birbiri ile toplam ve fark şeklinde yazıp;

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{21} \\ S_{11} \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

$$A = X_1 X_2 = S_{21}^2 - S_{11}^2 = \frac{e^{-2ik\delta} - \mathfrak{R}_1^2}{1 - \mathfrak{R}_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.20)$$

$$B = X_1 - X_2 = 2S_{11} = \frac{2\mathfrak{R}_1(1 - e^{-2ik\delta})}{1 - \mathfrak{R}_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.21)$$

$$C = X_1 + X_2 = 2S_{21} = \frac{2e^{ik\delta}(1 - \mathfrak{R}_1^2)}{1 - \mathfrak{R}_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.22)$$

olarak tanımlanırsa;

$$D = \frac{1 - A}{B} = \frac{1 + \mathfrak{R}_1^2}{2\mathfrak{R}_1} \quad (3.23)$$

sadece ilk yansıma katsayısına bağlı bir değişken elde edilmiş olacaktır. Bu ifadeden $\mathfrak{R}_1$ katsayısı sadece S parametrelerine bağlı değişken olarak düzenlenebilecektir;

$$\mathfrak{R}_1 = D \mp \sqrt{D^2 - 1} \quad (3.24)$$

Bu eşitlikte $\Re_1$ 'in değeri fiziksel bir mana ifade edebilmesi için bu değer büyükliğünün 1'den küçük olması gerekmektedir ($|\Re_1| \leq 1$).

S parametreleri cinsinden yazılması gereken diğer bir değişken ise ortamın elektromanyetik özelliklerini içeren dalga vektörüdür. Dalga vektörünü bulabilmek için;

$$E = \frac{1+A}{C} = \frac{1+e^{2ik\delta}}{2e^{ik\delta}} \quad (3.25)$$

ifadesinden;

$$\wp = e^{ik\delta} = E \mp \sqrt{E^2 - 1} \quad (3.26)$$

olarak elde edilecektir. Burada da dalga vektörü S parametrelerine bağlı olarak elde edilmiştir. Bu durumda dalga vektörü, S parametrelerinin elde edilmesi durumunda bulunabilecektir. Dalga vektörü;

$$ik\delta = \ln \wp \Rightarrow k = \frac{\ln \wp}{i\delta} \quad (3.27)$$

$$k = k_0 n = k_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (3.28)$$

olduğundan ortamın kırılma indisi;

$$\sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \frac{\ln \wp}{ik_0 \delta} \quad (3.29)$$

ortamın empedansı ise;

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} = \frac{1 + \Re_1}{1 - \Re_1} \quad (3.30)$$

dır. (3.29.) ve (3.30.) eşitliklerinin düzenlenmesi ile ortamın dielektrik katsayısı ve manyetik geçirgenlik katsayısı S parametrelerine bağlı olarak şu şekilde bulunur;

$$\mu_r = \frac{1 + \Re_1}{1 - \Re_1} \frac{\ln \wp}{ik_0 \delta} \quad (3.31)$$

$$\varepsilon_r = \frac{1 - \Re_1}{1 + \Re_1} \frac{\ln \wp}{ik_0 \delta} \quad (3.32)$$

Bu değerleri kısaltmak için iletim ve yansıma ifadelerinin düzenlenmesi gerekmektedir. Bunun için denklem (3.19)'da X_1 ifadesinde S_{11} ve S_{21} değerleri denklem (3.16) ve (3.18)'den alınıp yerine konulursa;

$$S_{11} + S_{21} = \frac{\Re_1(1 - e^{-2ik\delta})}{1 - \Re_1^2 e^{-2ik\delta}} + \frac{e^{-ik\delta}(1 - \Re_1^2)}{1 - \Re_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.33)$$

$$S_{21} - S_{11} = \frac{e^{-ik\delta}(1 - \Re_1^2)}{1 - \Re_1^2 e^{-2ik\delta}} - \frac{\Re_1(1 - e^{-2ik\delta})}{1 - \Re_1^2 e^{-2ik\delta}} \quad (3.34)$$

Denklem (3.33) ve (3.34) 'de düzenleme yapılırsa;

$$\frac{S_{11} + S_{21} - \Re_1}{1 - \Re_1(S_{11} + S_{21})} = e^{-ik\delta} \quad \text{ve} \quad \frac{e^{-ik\delta} + S_{11} - S_{21}}{1 - e^{-ik\delta}(S_{21} - S_{11})} = \Re_1 \quad (3.35)$$

elde edilir. Bu iki eşitlik ve denklem (3.30) kullanılarak;

$$1 - e^{-ik\delta} = \frac{(1 - S_{11} - S_{21})(1 + \Re_1)}{1 - \Re_1(S_{11} + S_{21})}; \frac{\mu_r}{\varepsilon_r} = \left[\frac{(1 + e^{-ik\delta})(1 + S_{11} - S_{21})}{(1 - e^{-ik\delta})(1 - S_{11} + S_{21})} \right]^2 \quad (3.36)$$

Metamateryal yapının elektriksel kalınlığı çok büyük kabul edilmezse;

$$e^{-ik\delta} = 1 - ik\delta \quad (3.37.a)$$

değerine eşit olacaktır. (3.31), (3.32), (3.34) ve (3.35) eşitlikleri kullanılarak;

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_r \\ \mu_r \end{bmatrix} \cong \frac{2c}{iw\delta} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (1 - (S_{11} + S_{21})) / (1 + (S_{11} + S_{21})) \\ (1 + S_{11} - S_{21}) / (1 - S_{11} + S_{21}) \end{bmatrix} \quad (3.37.b)$$

sadece S parametrelerine (S_{11} , S_{21}) ve ortamın ebatlarına (δ) bağlı olarak yaklaşık şekilde yazılabilmektedir.

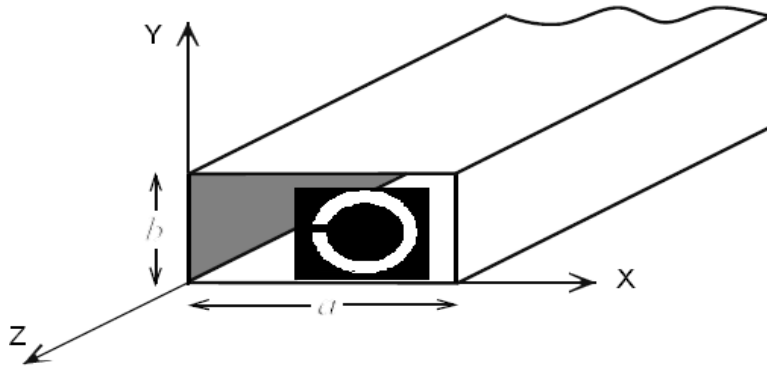
3.4. Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu

Dikdörtgen dalga kılavuzları mikrodalga, radar ve anten teknolojilerinde uzun zamandır kullanılmakta olan temel mikrodalga elemanlarıdır. Pek çok uygulamada mikrostrip gibi düzlemsel kılavuzlama elemanları dalga kılavuzunun yerini almış olsa da dalga kılavuzlarının, özellikle anten teknolojilerinde hala kaçınılmaz olduğu yerler vardır. Dalga kılavuzlarının fiziksel ebatları önemli bir parametredir ve minyatürizasyonda bunların küçültülmesi gerekmektedir. Temel elektromanyetik bilgilerden, dalga kılavuzunun propagasyon yapabilmesi yani sınır koşullarının sağlanabilmesi için enine ebatların dalga boyunun yarısına eşit yada büyük olması gerekmektedir. Ancak bu durumda dalga kılavuzu boyunca EM dalgaların ilerlemesi için gerekli sınır koşulları sağlanmış olacaktır.

Dalga kılavuzu minyatürizasyonu için en genel yol kılavuz içerisine dielektrik malzeme yerleştirerek, dalga boyunda $1/\sqrt{\varepsilon_r}$ oranında azaltma yapmaktır. Böylece minimum enine ebatlar da aynı oranda düşürülebilir. Fakat yüksek dielektrik

katsayılı yalıtkan malzemelerin düşük kayıplı olmaması bu yaklaşımı oldukça sınırlandırmaktadır. Burada AHR ile doldurulmuş bir dalga kılavuzunun kesim frekansından daha düşük frekanslarda propagasyonu isbat edilecektir. AHR yapılar enine negatif manyetik tepki oluşturmak için kullanılmaktadır.

Kare kesitli bir dalga kılavuzu ele alınacak olursa bu dalga kılavuzunun içerisinde z eksenini boyunca AHR'ler ile bir sıra doldurulduğu farz edilsin (Şekil 3.3.). AHR'ler yan duvarlara paralel ve simetri eksenini boyunca yerleştirilmiş olsun. İki komşu AHR arasında ki uzaklık dalga kılavuzu genişliği kadar ve bu değerinde dalga boyundan çok kısa olduğu kabul edilsin. Çünkü ancak bu sayede homojen bir yapı elde edilip etkin ortam teorisi kullanılabilir ve dalga kılavuzu içerisinde ki ortam kübik bir birim hücre olarak düşünülebilir. Elde edilen yapı AHR'nin isotropik olmayan dizilişinden dolayı yön bağımlıdır.



Şekil 3.3. AHR metamalzeme yerleştirilmiş dikdörtgen dalga kılavuzu

Ortam içerisine uygulanan EM alanın TE modunda olduğu kabul edilirse, yani boyuna elektrik alan bileşeni bulunmazsa, bu alan iki ayrı düzlem dalga bileşeni şeklinde incelenebilir. Dalga'nın ortam içerisinde ilerleyebilmesi için dalga kılavuzu duvarlarında oldukça iyi bir yansıma yapması gerekir ve propagasyon zig-zag şeklinde hareketle olur.

Poynting vektörünün enine bileşenini elektrik alan vektörü ve manyetik alan vektörünün boyuna bileşeni H_z oluşturur. Enine olan bu bileşen dalga kılavuzu duvarlarından toplam yansıma yapar ve bu yönde duran dalga oluşturur. Böylece

dalga kılavuzu duvarlarında sınır şartları sağlanmış olur. Dalga kılavuzu boyunca enerjinin ilerlemesini sağlayan poynting vektörün boyuna bileşeni P_l , manyetik alanın enine bileşeni H_t ve elektrik alan tarafından oluşturulur.

AHR yapılar kapasitif yüklü halka antenler gibi farz edilebilir. Eğer bu antenler rezonans frekansın üstünde çalışırsa, lokal saçılan alan ile gelen alanın faz uyumu bozulacak ve sonuçta lokal manyetik alan gelen alandan daha düşük olacaktır. Yani negatif bir polarizasyon söz konusu olacaktır.

Halka antende akan akım halkaya dik olan manyetik alan bileşeni tarafından indüklenmektedir. Dalga kılavuzu içerisinde ki manyetik alanın boyuna bileşeni AHR'ye paraleldir ve bundan dolayı boyuna bir manyetik indüklenme söz konusu olmayacaktır. Dolayısı ile boyuna yöndeki bağıl permeabilite μ_b daima pozitif ve yaklaşık olarak boşluğun permeabilite değerine eşittir ($\mu_b = 1$). Aynı şekilde y yönünde de manyetik bir tepki olmadığından bu yönde de permeabilite boşluğunkine eşit olacaktır ($\mu_y = 1$). Bu durumda $\mu_y = \mu_z = 1$ olacaktır.

Manyetik alanın AHR'lerin merkezi yönünde ki x bileşeni AHR'ye dik olduğundan dolayı akım indükleyecek ve x yönünde negatif bir permeabilite gözlenecektir. Sonuçta ortam tek eksenli yön bağımlı permeabilite değeri gösterecektir.

$$\bar{\mu} = \mu_0 \mu = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_e & 0 & 0 \\ 0 & \mu_b & 0 \\ 0 & 0 & \mu_b \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Dalga kılavuzu içerisinde maxwell eşitlikleri sağlanacağından dolayı zamanla değişen alan durumunda;

$$\begin{bmatrix} \vec{\nabla} X \vec{E} \\ \vec{\nabla} X \vec{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\omega\mu_0\mu_r & 0 \\ 0 & j\omega\epsilon_0\epsilon_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{H} \\ \vec{E} \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

eşitlikleri kullanılarak elektrik alan vektörü için dalga denklemi;

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 \epsilon_r \vec{E} = 0 \quad (3.38.a)$$

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon} (\nabla \times \vec{H}) - k_0^2 \mu_r \vec{H} = 0 \quad (3.38.b)$$

olarak elde edilir. Dalga kılavuzu içerisinde z yönünde ilerleme olduğundan elektrik alan ve manyetik alan değerleri;

$$\vec{E}(x, y, z) = e(x, y)e^{-\gamma z} \quad (3.39.a)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = h(x, y)e^{-\gamma z} \quad (3.39.b)$$

olacaktır. Burada γ ifadesi dalga kılavuzu ilerleme sabitini göstermektedir ve dalga kılavuzu zayıflama sabiti ve faz sabiti ile;

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3.40)$$

olarak bağlıdır. TE gelen durumunda dalga denklemi;

$$\nabla^2 \vec{H}_z + k^2 \vec{H}_z = 0 \quad (3.41)$$

olacaktır. Bu ifade dikdörtgen koordinatlara göre yazılırsa;

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + k^2 H_z = 0 \quad (3.42)$$

halini alacaktır. Değişken ayırma tekniği kullanılarak manyetik alanın z bileşeni;

$$H_z(x, y, z) = (A \sin k_x x + B \cos k_x x)(C \sin k_y y + D \cos k_y y)e^{-\gamma z} \quad (3.43)$$

şeklinde elde edilecektir. Bilinmeyen sabitleri elde edebilmek için sınır koşulları;

$$E_y(0, y, z) = E_y(a, y, z) = 0 \quad E_x(x, 0, z) = E_x(x, b, z) = 0 \quad (3.44)$$

olarak dalga denkleminde kullanılmalıdır. Bu durumda elektrik alanın enine bileşenleri;

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{-j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ &= \frac{-j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} (A \sin k_x x + B \cos k_x x)(C \cos k_y y - D \sin k_y y)e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (3.45.a)$$

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ &= \frac{j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} (A \cos k_x x - B \sin k_x x)(C \sin k_y y + D \cos k_y y)e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (3.45.b)$$

olarak elde edilir. Sınır koşulları uygulanarak;

$$\begin{aligned} E_x(x, 0, z) = 0 &\Rightarrow C = 0; E_y(0, y, z) = 0 \Rightarrow D = 0 \\ E_x(x, b, z) = 0 &\Rightarrow k_y b = n\pi; E_y(a, y, z) = 0 \Rightarrow k_x a = m\pi \end{aligned} \quad (3.46)$$

sabitler elde edilir. Bu ifadeler ile birlikte B ve D sabitleride H_0 sabitinin içerisinde tanımlanırsa manyetik alanın boyuna bileşeni ;

$$H_z(x, y, z) = H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-\gamma z} \quad (3.47)$$

halini alır. Dalga kılavuzunun TE modu için enine alan bileşenleri;

$$E_x = \frac{-j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} H_0 \frac{n\pi}{b} \frac{\cos m\pi x}{a} \frac{\sin n\pi y}{b} e^{-\gamma z} \quad (3.48.a)$$

$$E_y = \frac{j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{-j\omega\mu}{k_x^2 + k_y^2} H_0 \frac{m\pi}{a} \frac{\sin m\pi x}{a} \frac{\cos n\pi y}{b} e^{-\gamma z} \quad (3.48.b)$$

olarak elde edilir. Elektrik alanın sadece y bileşeni var olduğu farz edilirse;

$$\vec{E}_{te} = E_0 \sin(k_x x) \cos(k_y y) e^{-jk_z z} \hat{y} \quad (3.49)$$

Burada E_0 genlik sabitini temsil eder, k_x ve k_z ise enine ve boyuna yönlerde dalga vektörü bileşenlerini göstermektedir. Elektrik alan değeri dalga denkleminde (3.48) yerine yerleştirilirse;

$$\frac{k_x^2}{\mu_b} + \frac{k_y^2}{\mu_b} + \frac{k_z^2}{\mu_e} = \epsilon_r k_0^2 \quad (3.50)$$

dalga vektörlerine bağlı dalga denklemi elde edilir. Buradan kolaylıkla boyuna ilerleme faktörü;

$$k_z = \pm \sqrt{\epsilon\mu_e(k_0^2 - \frac{k_x^2}{\epsilon\mu_b} - \frac{k_y^2}{\epsilon\mu_b})} \quad (3.51)$$

olarak elde edilir. Bu denklem daima iki kökü olduğundan k_z ilerleme faktörü için 2 farklı çözüm olacaktır. Fiziksel olarak anlamlı bir çözüm için kayıplı genel durumun analiz edilmesi gerekmektedir. Bu durumda ortamın elektromanyetik özelliklerini gösteren her iki parametrenin de kompleks olarak tanımlanması gerekmektedir;

$$\begin{bmatrix} \varepsilon \\ \mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon' & \varepsilon'' \\ \mu' & \mu'' \end{bmatrix} \cdot [1 \quad -j]^T \quad (3.52)$$

Bu parametreler yerlerine yerleştirildiğinde ilerleme yönünde ki dalga vektörünün iki farklı çözümü şu şekilde olacaktır;

$$k_{zi} = |k_z| e^{j\kappa/2} = \beta_{zi} - j\alpha_{zi} \quad -\pi < \kappa < \pi \quad (3.53)$$

$$k_{z2} = |k_z| e^{j\kappa/2 + j\pi} = \beta_{z2} - j\alpha_{z2} \quad (3.54)$$

Burada β faz faktörünü α ise zayıflama sabitini temsil etmektedir. Çözüm denklemlerinden zayıflama sabitinin pozitif olduğu seçenek tercih edilecektir, çünkü çözümün fiziksel bir anlam ifade edebilmesi için kayıplı ortamda kaynaktan uzaklaştıkça enerjinin azalarak gitmesi gerekmektedir, negatif seçilmesi durumunda ise dalga kaynaktan uzaklaştıkça artıyormuş gibi fiziksel olarak anlamsız bir sonuç çıkmaktadır. Seçilen zayıflama sabitine (α) bağlı olarak β_z ve k_z değerleri belirlenecektir. Dalga vektörü için fiziksel olarak manalı bir sonuç β_z ve k_z arasındaki $\kappa/2$ açısına bakılarak belirlenmelidir. Açık eğer kompleks düzlemin altında ise yani 1. yada 2. bölgede ise zayıflama sabiti pozitif demektir.

Ortamın sadece enine manyetik tepkisi kayıplıdır ve parametreleri;

$$\mu_e = \mu_e' - j\mu_e'' \quad \mu_z = \mu_b \text{ ve } \varepsilon_{x,y,z} = \varepsilon \quad (3.55)$$

şeklinde ise ve y yönünde dalga vektörünün bileşeni yoksa, dalga vektörünün karesi;

$$k_z^2 = \varepsilon(\mu_e' - j\mu_e'')(k_0^2 - \frac{k_x^2}{\varepsilon\mu_b}) \quad (3.56)$$

olacaktır. Eğer ortam kayıplı değil ise sanal kısım sıfır olacak ve dalga vektörü;

$$k_{z1} = k_0 \sqrt{\varepsilon \mu'_e [1 - (\frac{f_k}{f})^2]} \quad (3.57)$$

$$k_{z2} = -k_0 \sqrt{\varepsilon \mu'_e [1 - (\frac{f_k}{f})^2]} \quad (3.58)$$

$$f_k = \frac{nc}{2a\sqrt{\varepsilon \mu_b}} \quad (3.59)$$

Burada f , EM alanın frekansını, $nc/2a$ boş dalga kılavuzunun kesim frekansını f_k ise dolu dalga kılavuzunun kesim frekansını temsil etmektedir.

i.Sıradan bir dalga kılavuzu ele alınacak olursa; ($\varepsilon > 0, \mu'_e > 0, \mu''_e > 0, \mu_b > 0$) bu durumda;

$$k_z^2 = \varepsilon(\mu'_e - j\mu''_e)(k_0^2 - \frac{k_x^2}{\varepsilon \mu_b}) \quad (3.60)$$

i1.denkleminde $f > f_k$ ise, başka bir deyişle ($k_0^2 > \frac{k_x^2}{\varepsilon \mu_b}$) ise;

κ açısı kompleks düzlemin dördüncü bölgesinde kalacak ($0 < \kappa < \pi/2$), $\kappa/2$ açısında aynı bölgede kalacağından zayıflama sabiti pozitif olacaktır. Ortamı kayıpsız kabul ettiğimizde ise dalga vektörü pozitif olacaktır.

i2.Uygulanan EM alanın frekansı, kesim frekansından küçük ise, yani kesim frekansının altında ise ($f < f_k$);

κ açısı 2. bölgede yer alacağından fiziksel olarak bir mana ifade etmeyecektir ve doğru sonuç $\kappa/2 + \pi$ ile 3. bölgede yer alacaktır. Kayıpsız durum için dalga vektörü (3.57) eşitliğinde ki gibi olacaktır. Bu eşitlik sanal bir değere sahip olacağından ($f < f_k$) dalga kılavuzu boyunca bir ilerleme olmayacaktır. Bu durumda dalga kılavuzu yüksek geçiren filtre özelliği göstermektedir.

ii. Dalga kılavuzu eğer negatif kırılma indisine sahip bir ortam ile doldurulmuş ise ($\varepsilon < 0, \mu'_e < 0, \mu''_e > 0, \mu_b < 0$) frekansa bağımlılığı şu şekilde ifade edebiliriz;

ii1. Eğer $f > f_k$ ise κ açısı 1. bölgede olacak fiziksel çözüm ise 3. bölgeyi alacağız $\kappa/2 + \pi$. Burada $\beta_z < 0$ olduğundan propagasyon geri tarafa doğru olacaktır.

ii2. Eğer $f < f_k$ ise κ açısı 3. bölgede olacağından kayıpsız alırsak (3.58) eşitliği kullanılacaktır. Bu durumda dalga vektörü sanal olacağından kesim frekansının altında iletim olmayacağından dalga kılavuzu yine yüksek geçiren filtre özelliği gösterecektir.

iii. Dalga kılavuzu negatif enine manyetik geçirgenliğe sahip tek eksenli materyal ile doldurulduğunda da çok farklı bir durum ortaya çıkmaktadır. Ortam kayıplı olarak düşünüldüğünde;

iii1. Kesim frekansının üzerinde ($f > f_k$) κ açısı 3. bölge de olduğundan (3.53) eşitliği kullanılır. Ortamı kayıpsız kabul ettiğimizde ilerleme sabiti (3.58) eşitliğinde ki gibi olacaktır. Burada dalga vektörü sanal olduğundan iletim olmayacaktır.

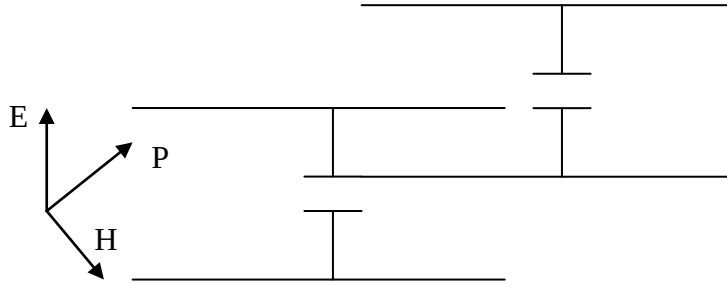
iii2. Kesim frekansının altında ise aç 1. bölgede olacağından kayıplı durumda (3.54) eşitliği kullanılacaktır. Kayıpsız durumda ise (3.58) eşitliği kullanılacaktır. Fakat şimdi kesim frekansının altında propagasyon mümkün görülmekte $\beta_{z2} < 0$ olduğundan negatif yönde olmaktadır. Buradan anlaşılmaktadır ki bütün TE modlar için kesim frekansının altında iletim mümkündür.

Dolayısı ile negatif enine permeabiliteye sahip tek eksenli yön bağımlı manyetik materyallerle dolu dalga kılavuzu düşük geçiren özellik gösterir ve davranışı normal bir dalga kılavuzu ile zıttır.

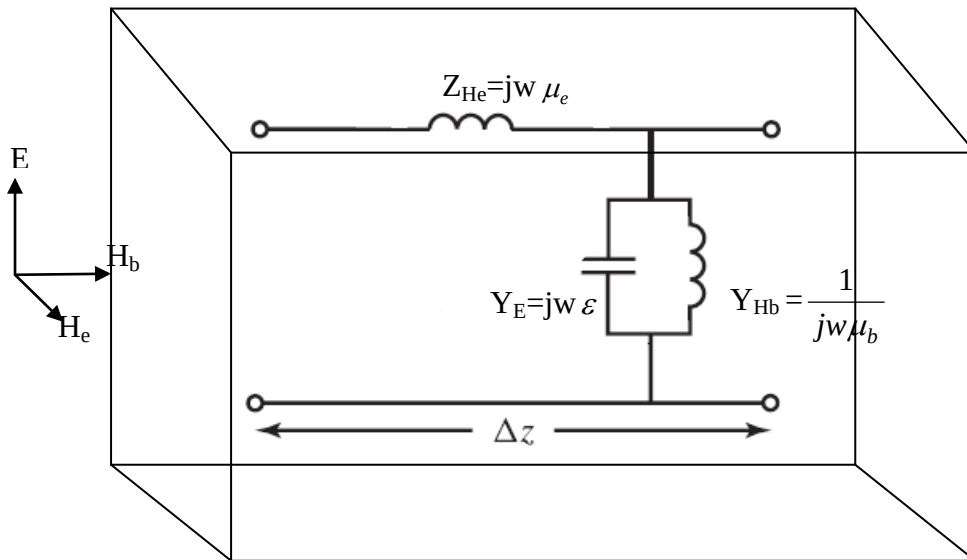
3.5. Dalga Kılavuzunun İletim Hattı Modeli

Tek eksenli negatif permeabiliteye sahip materyallerle doldurulmuş dalga kılavuzunda ilerleme, iletim hattı modeli kullanılarak basit bir şekilde anlatılabilir. Sonuca daha kolay ulaşabilmek için dolgu malzemesi kayıpsız kabul edilebilir. Dikdörtgen dalga kılavuzunu sonsuz sayıda kısa devre edilmiş C-L yüklü iki telli TEM iletim hattı gibi düşünülebilir (Şekil 3.4.). Ana iki tel iletim hattı seri endüktans

ve paralel kapasitans ile modellenebilir. Ana hattın kapasitansı dolgu materyalinin permitivitesini temsil eder (Şekil3.5.).



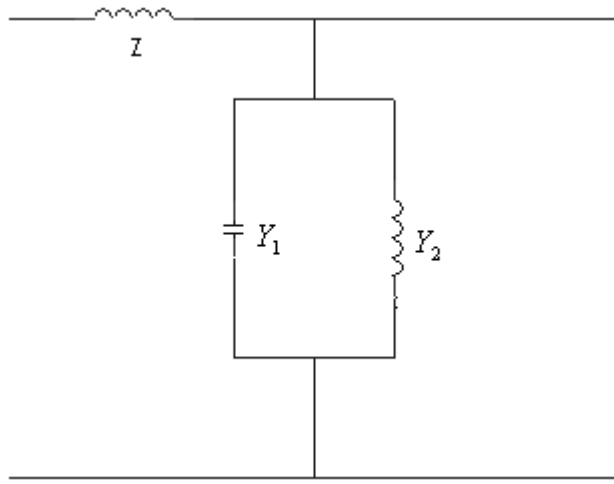
Şekil 3.4. Dikdörgen dalga kılavuzunun iletim hattı modeli



Şekil 3.5. Dikdörtgen dalga kılavuzunun TE durumu için eşdeğer devresi

Dalga kılavuzu boyunca enerji akışı düşünülecek olursa, (bu da poynting vektörün boyuna bileşenini gösterir), bu boyuna akış manyetik alan vektörü H_e 'den kaynaklanmaktadır, ve bundan dolayı enine permeabilite endüktansın varlığından da sorumludur. Yük üzerinden enerji akışı sıfır olmayan boyuna manyetik alan vektörü H_b ile ilişkilidir ve dolayısı ile boyuna permeabilite seri endüktans yükünden sorumludur.

Bu durumda kısa devre edilmiş yükün giriş empedansı paralel tank devresi olarak modellenebilir. Bu durumda Şekil 3.5.'deki gibi tek eksenli manyetik materyalle doldurulmuş dalga kılavuzunun eşdeğer devresi elde edilir. Şekil 3.6.'da ki eşdeğer devrede Z dalga kılavuzunun birim uzunluk başına düşen empedansı göstermektedir. Y_1 ve Y_2 paralel admitansı ifade eder ve a dalga kılavuzunun enine boyutunu gösterir.



Şekil 3.6. Manyetik bir malzeme ile doldurulmuş dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi

Bu durumda tek eksenli yön bağımlı manyetik materyal ile doldurulmuş dalga kılavuzunun dalga empedansı;

$$Z_D = \pm \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad (3.49)$$

şeklinde elde edilir.

$$Z_D = \mp \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_e}{j\omega\epsilon + \frac{1}{j\omega\mu_b}(\frac{\pi}{a})^2}} \quad (3.50)$$

Empedans ve admitans değerleri yerine yazılıp $jw\varepsilon_0$ ortak parantezine alınırsa;

$$Z_D = \sqrt{\frac{jw\mu_0\mu_{er}}{jw\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{1}{w^2\mu_0\mu_b}(\frac{\pi}{a})^2)}} = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{1}{w^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_r\mu_{br}}(\frac{\pi}{a})^2)}} \quad (3.51)$$

$$\sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{c^2}{(2\pi f)^2\varepsilon_r\mu_{br}}(\frac{\pi}{a})^2)}} = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{c^2}{(2\pi f)^2\varepsilon_r\mu_{br}}(\frac{\pi}{a})^2)}} \quad (3.52)$$

$f_{k0} = \frac{c}{2a}$ olduğundan dolayı;

$$\sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{1}{f^2\varepsilon_r\mu_{br}}(\frac{c}{2a})^2)}} = \sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-\frac{1}{\varepsilon_r\mu_{br}}(\frac{f_{k0}}{f})^2)}} \quad (3.53)$$

$f_k = \frac{f_{k0}}{\sqrt{\mu_{br}\varepsilon_r}}$ şeklinde ifade edilirse;

$$= \sqrt{\frac{\mu_0\mu_{er}}{\varepsilon_0\varepsilon_r(1-(\frac{f_k}{f})^2)}} \quad (3.54)$$

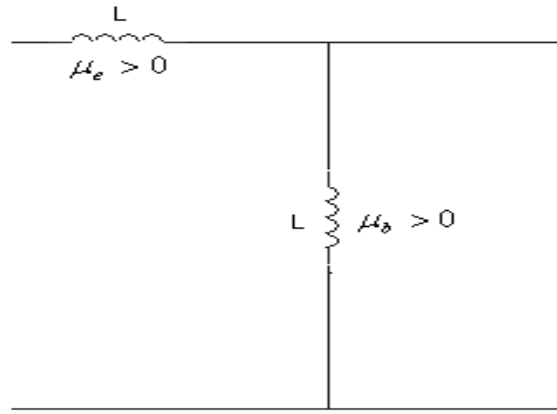
şeklinde yazılabilir.

Bu ifade elde edildikten sonra dalga kılavuzlarının farklı durumları için iletim hattı temsili kullanılarak açıklama yapmak kolaylaşacaktır.

1. Eğer ortam EM parametreleri pozitif ise ($\varepsilon > 0, \mu > 0$); seri reaktans frekanstan bağımsız olarak daima pozitif olacaktır,
- a. Kesim frekansının altında ($f < f_k$) yükler- L-C'den oluşan birim hücre- dalga boyunun çeyrek katından daha kısa olacaktır ve Y2 endüktif karakter gösterecektir. Paralel kapasitans ve paralel endüktanstan oluşan tank devresi de kesim frekansının altında çalışacak ve toplam paralel admitans endüktif

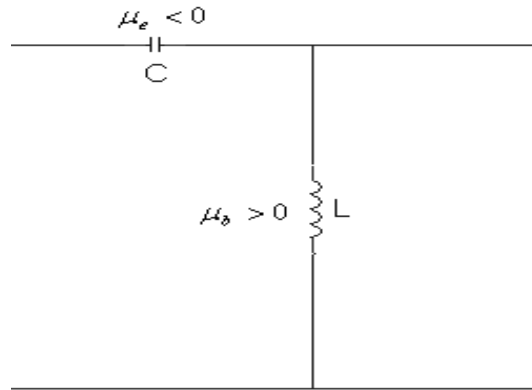
değer gösterecektir. Bu durumda Z/Y oranı negatif olacak ve dalga empedansı sanal olup propagasyona izin vermeyecektir. Dalga kılavuzunda seri empedans ve endüktif karaktere sahip paralel admitanslı iletim hattı gibi (L-L) davranacaktır(Şekil 3.7.). Bu tip bir hat EM dalgaların propagasyonunu desteklemez.

- b. Rezonans frekans değerinin üzerinde, tank devresinin admitansı kapasitif davranış gösterecek ve Z/Y oranı pozitif reel bir sayı olacağından dalga empedansıda pozitif bir değer alacaktır. İletim hattı seri endüktans ve paralel kapasitansa sahip L-C devresi gibi davranacağından propagasyon sırasında bilinen ilerleyen dalgalar şeklinde mümkün olacaktır.



Şekil 3.7.Enine ve boyuna yönlerde permeabilite pozitif ve frekans, kesim frekansından küçük olduğu durumda dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi

2. Tek eksenli yön bağımlı malzeme ile doldurulma durumunda $\mu_{er} < 0$ olduğundan Z negatif endüktans gibi davranacaktır.
- a. Kesim frekansının altında $\mu_{er} < 0$ 'nin negatif işareti Y 'nin negatif işaretini kompanse edecektir. Bu durumda dalga empedansı pozitif bir reel sayı olacak ve propagasyon mümkün olacaktır. Kesim frekansının altında her hangi bir sabit frekansta Z 'nin seri negatif endüktansı kapasitans olarak düşünülebilir. Bu durumda eş değer devre seri kapasitans ve paralel endüktans (C-L) halini alacaktır (Şekil 3.8.). Bu tip bir iletim hattı backward dalgaların iletimini destekleyecektir.

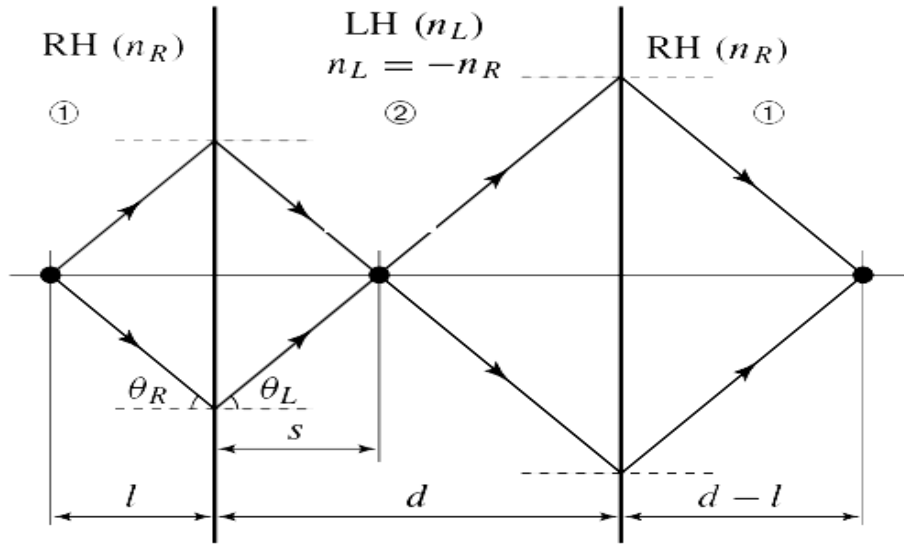


Şekil 3.8. Enine yönde permeabilite negatif - boyuna yönlerde permeabilite pozitif frekans, kesim frekansı değerinden küçük olduğu durumda dalga kılavuzunun eşdeğer iletim hattı devresi

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Negatif Faz Hızı ve Odaklama

Herhangi bir ortamın elektromanyetik (EM) özelliklerini temsil eden temel parametreler olan dielektrik (ϵ) ve manyetik geçirgenlik (μ) katsayılarının eş zamanlı negatif olduğu varsayılarak oluşturulacak ortamın negatif kırılma, negatif faz hızı ve odaklama gibi bir takım anormal özellikler göstereceği teorik olarak ortaya konulmuştur (Veselago, 1967). Sağ el ortam (RH) içerisine yerleştirilmiş sol el (LH) ortam kullanılarak odaklama yapılabileceği Snell kanununun en temel sonucudur (Şekil 4.1).



Şekil.4.1 NKI ortam içeren düzlem bir lenste çift odaklama etkisi (Calos, 2005)

Ortam parametreleri, genelde kayıpları ifade eden sanal kısımlar içerdiğinden kırılma indisi hesaplanırken üstel olarak yazılmaktadır.

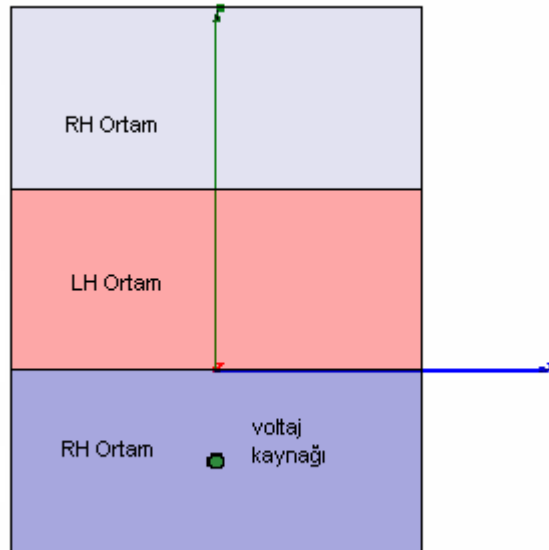
$$n^2 = \epsilon\mu = |\epsilon|e^{i\nu}|\mu|e^{i\varphi}e^{2m\pi i} \quad \pi/2 < \nu, \varphi < \pi \quad (4.1)$$

$$n = \sqrt{|\epsilon||\mu|}e^{i(\nu+\varphi+2m\pi)/2} \quad (4.2)$$

Eğer ε ve μ değerlerinin sanal kısımları yoksa bir diğer ifade ile $\nu, \varphi = 180^\circ$ ise bu durumda;

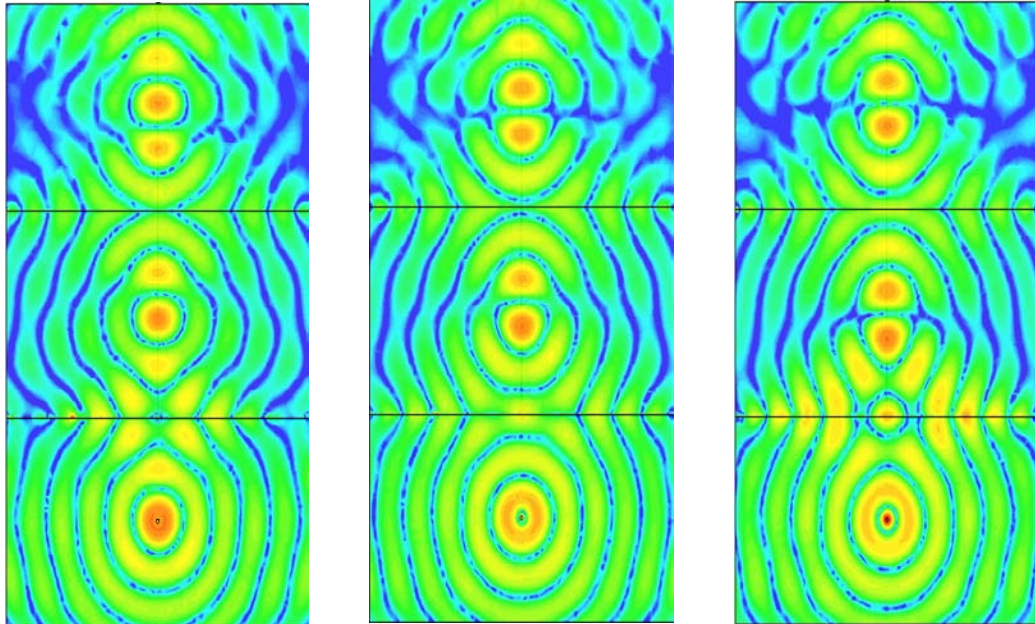
$$n = -\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (4.3)$$

olacaktır. Burada sonlu elemanlar metodu (FEM) tabanlı HFSS (High Frequency Structure Simulator Yüksek Frekans Yapı Simülatörü) programı kullanılarak negatif kırılma gibi özelliklerin varlığı etkin ortamda ispatlanacaktır. Bütün yapı iki farklı ortamdan oluşmaktadır. Bunlardan biri RH özelliğine sahip Rogers RT/Duroid malzemedir ve parametreleri $\varepsilon = 10.2$ ve $\mu = 1$ değerindedir. Dolayısı ile kırılma indisi $n=3,2$ olacaktır. NKI olarak da bu malzemenin negatif indisli olanı tanıtılmıştır ($n=-3,2$) (Şekil 4.2.). Yani tüm parametreleri negatif olan farazi bir yapı tanımlanmıştır. Doğada bu özelliğe sahip reel bir malzeme olmadığından bu ortamın HFSS programı kullanılarak tanıtılması gerekmektedir. Sol el özellikli yapı sağ el özellikli yapı içerisine yerleştirilmiştir (Şekil4.2.). Bu sayede iki farklı bölgede görüntü oluşması -odaklanma- sağlanabilecektir.



Şekil 4.2. Etkin ortam simülasyonu için kullanılan düzlem lens yapısı

Burada RHM içerisine silindirik EM dalgalar üreten bir voltaj kaynağı yerleştirilmiştir. Bu kaynak tıpkı koaksiyel mil gibi çalışmaktadır. Her iki ortamın -z eksenini boyunca uzayan yüzeyleri radyasyon yüzeyi olarak tanımlanmıştır, yani buradan dalgalar propagasyona devam edecektir. Kaynaktan çıkan elektrik alanının frekansı X bant aralığındadır. Belirlenen bu frekans değerinden dolayı üretilen yapının ebatları santimetre büyüklüğündedir. şekil 4.3’de voltaj kaynağından yayılan elektrik alanının büyüklüğünün x-y eksenindeki dağılımını görülmektedir. Kaynaktan çıkan elektrik alanının solak ortam içerisinde odaklandığı aynı şekilde de diğer RH ortamda da odaklanma gerçekleştiği görülür. Nümerik tekniklerle elde edilen bu sonuç teorik yaklaşım ile tam olarak uyuşmaktadır. 3 farklı ortam içerisinde elektrik alanının zamana göre değişimini gözlemlemek ve ortam içerisinde faz hızının nasıl olduğunu görebilmek için faz değişikliğine göre simülasyonu yapıldığında RH ortam içerisinde faz hızı pozitif olmasına rağmen solak ortam içerisinde negatif olduğu gözlemlenmiştir. Faz hızının bu ortam içerisinde negatif olması beklenen bir durumdur çünkü ortam içerisinde dalga vektörü de negatiftir.



şekil 4.3. Faz değişmesi durumunda elektrik alan büyüklüğünün ortam içerisinde dağılımını

4.2. Negatif Kırılma:

LH ortamların en önemli özelliklerinden biri negatif kırılma indisidir. Bu bölümde LH ortam ile ortak bir ara yüzeye sahip RH ortam durumunda LH yapının negatif kırılma indisinin sonuçları gözlemlenecektir. Her iki ortamı homojen olarak kabul edip RH ortam içerisinde kalan, gelen (i) ve yansıyan (r) alanlar ve LH ortama geçen iletilen (t) dalgalar sırası ile $E_i e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}}$, $E_r e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}}$, $E_t e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}}$ olsun. Bu durumda $z=0$ noktasında sınır koşulları kullanılarak z eksenine teğet alan bileşenleri arasındaki ilişki;

$$E_{i,teğ} e^{-j(k_{ix}x+k_{iy}y)} + E_{r,teğ} e^{-j(k_{rx}x+k_{ry}y)} = E_{t,teğ} e^{-j(k_{tx}x+k_{ty}y)} \quad (4.4)$$

Bu eşitliğin $z=0$ noktasındaki bütün x ve y değerlerini sağlayabilmesi için;

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx} = k_x \quad (4.5.a.)$$

$$k_{iy} = k_{ry} = k_{ty} = k_y \quad (4.5.b.)$$

olmalıdır. Bu durumda;

$$k_{ix} = k_i \sin \theta_i = k_{tx} = k_t \sin \theta_t \quad (4.6)$$

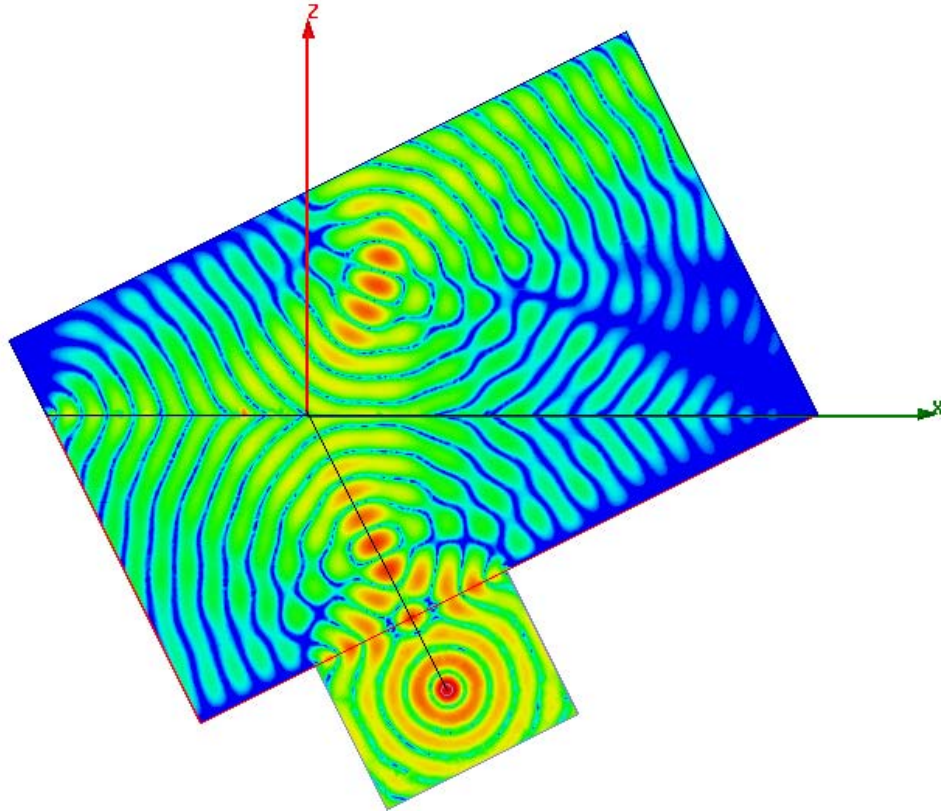
Burada iki farklı ortamda dalga vektörleri;

$$k_i = \frac{w\sqrt{\epsilon_{r1}\mu_{r1}}}{c} = \frac{wn_1}{c} \quad k_t = \frac{w\sqrt{\epsilon_{r2}\mu_{r2}}}{c} = \frac{wn_2}{c} \quad (4.7)$$

olduğundan;

$$s_1 |n_1| \sin \theta_i = s_2 |n_2| \sin \theta_t \quad (4.8)$$

şeklinde olacaktır. Burada s değerleri el simetrisini göstermektedir. Sağ el ortamlar için $+1$, sol el ortam için ise -1 olmaktadır. Dolayısı ile sağ el - sol el ara yüzeyinde kırılma negatif açı ile olması gerekmektedir. Negatif kırılmanın varlığını gösterebilmek için 3 bölgeli bir yapı kullanılmıştır (Şekil 4.4.). Birinci bölge sağ el özelliğine sahip olan Rogers RT/Duroid malzemedir ve $\varepsilon = 10.2$, $\mu = 1$ değerindedir. Kaynak bu bölgeden X bandında sinyal yaymaktadır. Bütün bölgelerin dışa açılan kısımları radyasyon yüzeyi olarak tanımlanmıştır. 2. bölge solak ortamdır ($\varepsilon = -10.2$, $\mu = -1$) ve beklendiği gibi sol elli ortamdan sağ el ortama (3. bölgeye) geçerken negatif kırılma gözlemlenmektedir, yani iletilen dalga normalin diğer tarafına geçememiştir.



Şekil 4.4. Negatif kırılma olayının NKI-PKI ortam arayüzünde gözlenmesi

4.3. Etkin Elektriksel Tepkinin Gözlenmesi:

Metallerin optik ve kızıl ötesi frekans aralıklarında negatif dielektrik özellik gösterdiği ve plazma şeklinde davrandıkları bilinmektedir. Gelen elektrik alanının etkisi ile metallerde bulunan serbest elektronlar elektrik alanının tersi yönünde kutuplanır ve negatif dielektrik özelliği gösterirler. Plazma benzeri davranışı gösterdiği frekans değerlerinin mikrodalga frekans seviyesine indirilebilmesi için birim hücre içerisindeki elektron sayısını azaltmak yada elektronların kütlesini arttırmak gerekmektedir;

$$w_p = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (4.9)$$

Bunun için metal yapılar çubuk şeklinde dizilerek birim hücre içerisinde elektron sayısı azaltılmaya çalışılmış (Pendry ve ark.,1996; Pendry ve ark.,1999), aynı zamanda bu ince teller üzerinde elektron akışından dolayı oluşan akımın, çevresinde oluşturduğu manyetik alanın kendi üzerinde oluşturacağı öz indüktans etkisinden dolayı elektronların kütlesi de artmış olacaktır, bu durumda plazma frekansı değerini aşağı çekmek mümkün olmuştur.

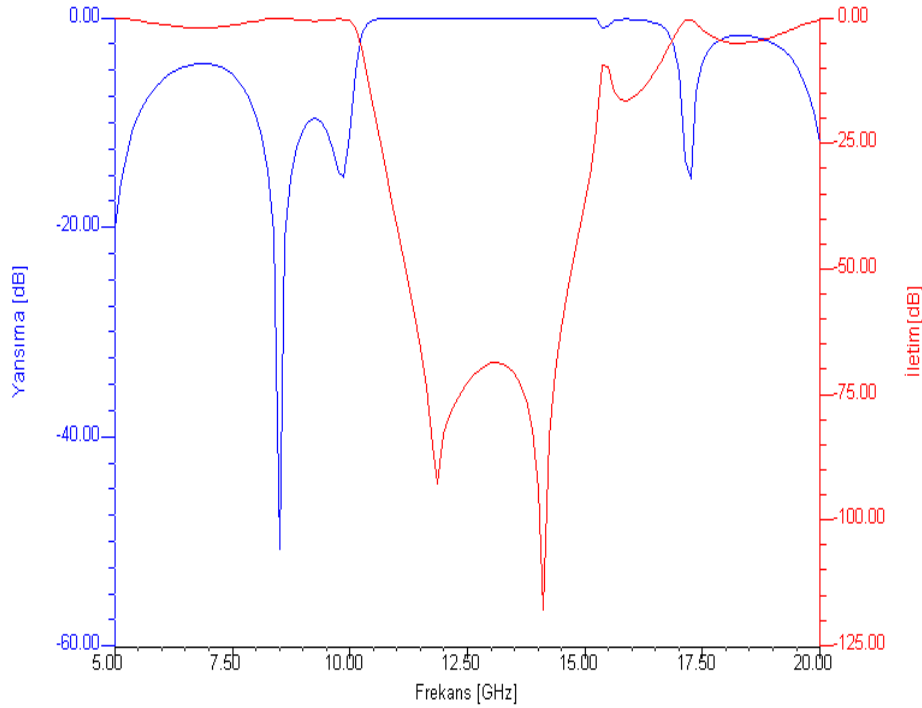
Farklı geometrik özelliğe sahip periyodik yapılar düşük frekans değerlerinde elektrik plazma özelliği elde etmek için kullanılmıştır. Bu yapılara örnek olarak sürekli yada süreksiz tellerin oluşturduğu etkin ortamlar verilebilir. Daha önce frekans seçici yüzey (FSS) olarak kullanılan tek katmanlı periyodik elemanların bir çoğu ebatları azaltılarak etkin ortam dizaynında kullanılabilir. Bu çalışmada etkin ortamı oluşturan metal geometrik birim hücreler isa haçı (JC) şeklinde dizayn edilmiştir. Bu yapının tercih edilme nedeni geometrideki ekstra boyutların katmış olduğu ve dielektrik katsayısını ayarlama da kullanılan parametredir. Ayrıca bu yapı iki farklı yön için simetrik olduğundan tercih edilmiştir. Bu yönlerin hangisinden EM sinyal uygulanırsa uygulansın aynı tepkiyi verecektir. Daha önce bu yapının oluşturduğu periyodik düzenekler frekans seçici yüzey üretiminde ve yapay dielektrik uygulamalarında kullanılmıştır (Wu,1995; Munk,2000).

İsa haçı (JC) geometrisi için elde edilen formüller uygun şekilde değiştirilerek bu yapının rezonans frekans değeri elde edilmeye çalışılmıştır. Yapılan tahminler, elektriksel tepkinin elde edilebilmesi için hat genişlikleri, kapasitif uzunlukları ve periyodikliği içermektedir. Bu ilk tahminlerden sonra HFSS programı ile optimizasyon yapılarak JC yapının rezonans ebatları elde edilmiştir (Şekil4.6).

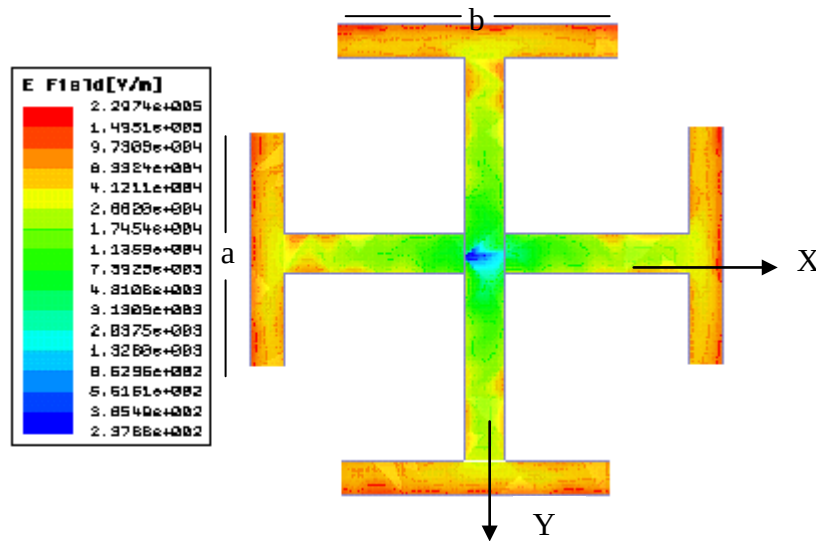
Yapay ortam olarak Flame Retardant-4 (FR-4) ($\epsilon_r = 4.7$; $\mu_r = 1$) dielektrik malzemenin içerisine JC yapılar x-y eksenine paralel ve z eksenine boyunca periyodik bir şekilde dizilerek elde edilmiştir (şekil 4.6.). JC yapının bütün et kalınlıkları $\ell = 1/4$ mm boyutundadır. JC'nin karşılıklı kapasitif uzunluklarının (b) ve bu paralel uzantıları birleştiren metal kısmın (a) ölçüsü 12ℓ olarak belirlenmiştir. Metal çubuklar hesaplama kolaylığı için mükemmel elektrik iletken (PEC) olarak tespit edilmiştir. JC yapıların içerisinde tanımlandığı dielektrik ortamın ebatları $x=20\ell$, $y=16\ell$ ve $z=165\ell$ boyutundadır. Her bir JC arasında 15ℓ boşluk bırakılmıştır.

Bu ortam bir dalga kılavuzu içerisine yerleştirilmiş olup, elektrik alan z eksenine dik olarak düzenlenmiş JC yapının kapasitif özellik gösteren iki kısmını birleştiren metal çubuğa paralel olarak uygulanmıştır. Ortamın periyodik özelliğini sağlayabilmek için, dalga kılavuzunun elektrik alanına dik olan düzlemleri PEC olarak ve diğer iki düzlemi ise mükemmel manyetik iletken (PMC) olarak tanımlanmıştır. JC yapıdan z eksenine boyunca 10 tane yerleştirilmiştir. Burada birim olarak milimetrenin kullanılma nedeni baskı devre PCB tasarımında genelde tercih edilmesidir. Oluşturulan yapay ortam baskı devre teknikleri kullanılarak elde edilebilecektir. Burada dalga kılavuzunun her iki uç noktasından tanımlanmış olan girişlerden uygulanan elektromanyetik alan dielektrik ortama dik olarak gelmektedir. Bütün JC yapılar sonsuz incelikte kabul edilip PEC olarak tanıtılmıştır. Bunun nedeni kullanılan programda var olan kapasite ile sonuca ulaşılabilmesidir (4GB RAM). Çalışma frekansı F bandı (4,9 GHz- 7,05 GHz) ile Ku bandı (12,4 GHz- 18GHz) aralığında seçilmiş ve bu frekans aralığında, metal parçacıkların boyu dalga boyunun değerinden oldukça küçük alınmıştır ($\lambda/5 - \lambda/20$ arasında). Bu şekilde etkin ortam oluşturmak mümkün olmuştur. Sadece JC yapının oluşturduğu etkin ortamın EM alana karşı tepkisi, yani yansıma ve iletimi Şekil 4.5.'de görüldüğü gibi olmuştur. JC yapı negatif kırılma indisine sahip olacak şekilde dizayn edilmesi

düşünülen yapay ortamda dielektrik katsayısını negatif yapabilmek için kullanılmıştır. Daha sonra manyetik tepki veren değişik geometrili yapay malzemelerde ortam içerisine yerleştirilerek manyetik geçirgenlik negatif yapılacaktır. Eğer her iki parametre boşluğun elektrik ve manyetik özelliğini belirleyen parametreler ile büyüklük olarak eşitlenebilirse yansız kırılma elde edilebilecektir.



Şekil 4.5. JC yapının yansıma-iletim parametreleri



Şekil 4.6. JC Yapının 13,5 GHz değerindeki elektriksel tepkisi

Elde edilen sonuçlarda 10.50 - 16.50 GHz frekans aralığında tamamen yansıma gözlenmiştir ayrıca iletiminde çok düşük kaldığı açıktır. Eklenecek manyetik özellikli yapıların permeabilitesi bu frekans aralığında negatif yapılabilirse yine bu frekans değerleri içerisinde negatif kırılma özelliği gözlenebilecektir. Burada S11 parametresi normal gelen durumundaki yansımayı ve S21 parametresi ise dalga kılavuzunun bir girişinden diğer girişine iletilen miktarı desibel cinsinden göstermektedir. Bu parametreler normal gelen durumunda ortamın elektrik ve manyetik özelliklerine ve ortamın kalınlığına bağlı olarak 3.16 ve 3.18 eşitliklerinden R_t ifadesi yerine yerleştirilerek elde edilebilir;

$$S_{11} = \frac{\frac{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} - \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})}{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})} (1 - e^{-j2\beta z})}{1 - \left(\frac{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} - \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})}{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})} \right)^2 e^{-j2\beta z}} \quad (4.10)$$

$$S_{21} = \frac{e^{-j\beta z} \left(1 - \left[\frac{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} - \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})}{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})} \right]^2 \right)}{1 - e^{-j2\beta z} \left[\frac{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} - \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})}{(\sqrt{\mu_1 \varepsilon_2} + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_1})} \right]^2} \quad (4.11)$$

Bu eşitlikte 1 indisli ortam parametreleri (μ_1, ε_1) dalgakılavuzu içerisinde kalan boşluğu, 2 indisli ortam parametreleri (μ_2, ε_2) ise oluşturulan yapay ortamı temsil etmektedir. Bu tam yansımanın nedeni JC yapıların oluşturduğu etkin ortamın bu frekans aralığında elektriksel tepkisinden kaynaklanmaktadır, bir diğer deyişle negatif dielektrik katsayısına sahip olmasından dolayı olmuştur. Şekil 4.6.'da tam yansımanın gözlemlendiği frekans aralığındaki her hangi bir frekans değeri olan 13.5GHz değeri için tek bir JC üzerinde elektrik alan tepkisi gözlemlenmiştir. Enerjinin özellikle kapasitif paralel kollarda ve bu ikisini birleştiren metal yapıda birikmesi elektriksel dipol etkisini göstermektedir. Dalga boyundan çok daha küçük

boyutlarda ki JC yapılardan oluşan sistem etkin ortam özelliği gösterecektir ($< \lambda / 8$).

$$\varepsilon(w) = 1 - \frac{w_p^2}{w(w + i\gamma)} \quad (4.12)$$

Plazma frekansının altında dielektrik katsayısı negatif olduğundan tam yansıma gösterecektir. Burada plazma frekansının başlangıç değeri 16.5GHz olarak görülmektedir. Kayıpları temsil eden γ değeri ile uygulanan frekansın kıyaslanabileceği frekans değeri şekilde de görüldüğü gibi 10.5GHz değerindedir. Bu frekans değerinin altında plazma özelliği kaybolduğu görülmektedir yani tam yansıma artık yoktur.

4.4. Etkin Manyetik Tepkinin Gözlenmesi:

Doğada bulunan bir kısım malzemelerin elektromanyetik dalgalara karşı elektriksel tepkisi var olduğu gibi, manyetik tepkileride görülmektedir, fakat bu tepki çoğu zaman mikrodalga frekans değerlerine bile ulaşamamaktadır. Dolayısı ile eş zamanlı manyetik ve elektriksel tepkinin doğal bir malzemedeki gözlenmesi normal şartlarda imkansızdır. Negatif kırılma indisi elde edebilmek için, daha öncede söylendiği gibi, oluşturulacak yapay malzemenin eş zamanlı olarak belirli frekans aralığında hem elektriksel tepki hem de manyetik tepki göstermesi gerekmektedir. Ayrıca bu etkiyi oluşturacak farklı geometrik özellikli yapay malzemelerin birbirine etkileri minimuma indirgenmelidir. Yani elektriksel etki gösteren yapı manyetik özellik göstermemelidir yada minimum olmalıdır.

Burada manyetik tepki oluşturacak farklı yapıların, bir diğer ifade ile manyetik dipol momenti özelliğinde ve dalga boyundan çok daha küçük ebattaki yapıların etkin ortamda elektromanyetik alan tepkileri incelenecektir. Manyetik dipol momenti özelliği elde etmek için farklı geometrik özellikli rezonatörler kullanılacak ve bunların farklılıkları üzerinde durulacaktır. Bunlar, ayırık halka rezonatörler (AHR), tek ayırık halka rezonatörler (TAHR) ve kapasitif özellikli rezonatörler

(KOR) şeklindedir. Bütün bunların hepsinde Maxwell denklemlerine göre, değişken manyetik alanın rezonatörlerde oluşturduğu elektrik alandan dolayı ;

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4.13)$$

dairesel halkalarda akım oluşacak ve bu birim rezonatörlerdeki endüktif (metal kısımdan dolayı) ve kapasitif (ayrık kısımdan dolayı) değerlerin eşit olduğu durumda, oluşacak maksimum akımın kendisini oluşturan manyetik alana ters yönde manyetik dipol moment gibi davranacaktır .

$$\nabla \times H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} + J_E \quad (4.14)$$

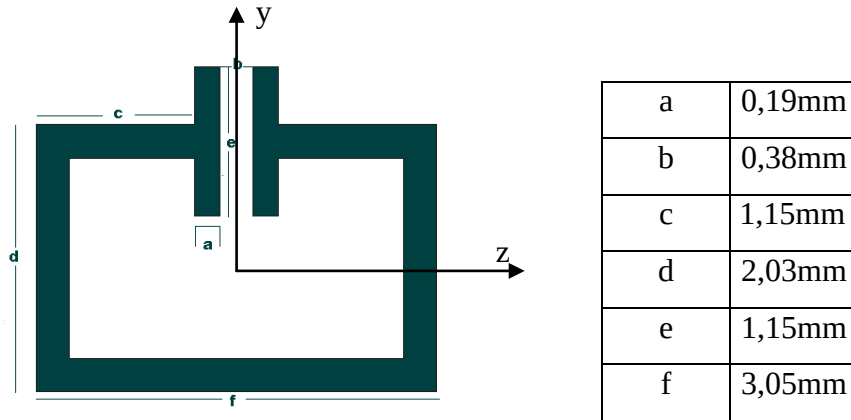
Manyetik tepki oluşabilmesi için uygulanacak elektromanyetik alanın manyetik alan bileşeninin rezonatör yapıların merkez eksenini doğrultusunda olması gerekmektedir (Şekil.4.7.). Eğer manyetik alan merkez eksen yönünde olmazsa manyetik tepkinin elde edilmesi mümkün olmayacaktır.



Şekil 4.7. AHR yapı ve elektriksel temsili

Burada manyetik tepkiyi oluşturabilmek için KOR yapı kullanılmıştır (Şekil 4.8). KOR yapının her bir birim hücresinin ebatları milimetre cinsinden verilmiştir. Çünkü bu yapı PCB tasarım yöntemi ile elde edilebilmekte ve PCB teknolojisinde de bu birim çok kullanılmaktadır. KOR yapının elektriksel devre temsili TAHR ile aynıdır, fakat KOR yapının kapasite değeri daha fazladır ve kapasiteyi arttırmak için

ekstra bir uzunluk olan “e” yeni bir parametre olarak kullanılabilir. AHR yapının elektriksel gösterimi ise bunlardan daha karmaşıktır. KOR yapı y-z eksenine paralel olarak yerleştirilmiş ve $\vec{H}$ merkez eksene dik şekilde gönderilmiştir. Birim KOR hücreden x eksenı boyunca EM alana karşı yapının tepkisi değışmeyecek sayıda kullanılmıştır. Periyodik yapı, dalga kılavuzu içerisindeki Flame Retardant-4 (FR-4) ($\epsilon_r = 47; \mu_r = 1$) dielektrik malzemenin içerisinde ortalananak biçimde yerleştirilmiştir. Dielektrik malzemenin uzunluğu 41,25mm’dir. Dalga kılavuzunun manyetik alana dik olan y-z bileşenleri PMC olarak ve elektrik alana dik bileşenleri olan x-z kenarları da PEC olarak tanımlanmıştır. Bu şekilde yapının tüm eksenler boyunca periyodikliği sağlanmış ve elektromanyetik alana karşı tepkisi gözlenmiştir. KOR yapıların her biri PEC olarak tanımlanmıştır ve sonsuz inceliktedirler. Ancak bu sayede simülasyon sonuçlanması mümkün olabilmekmiştir.

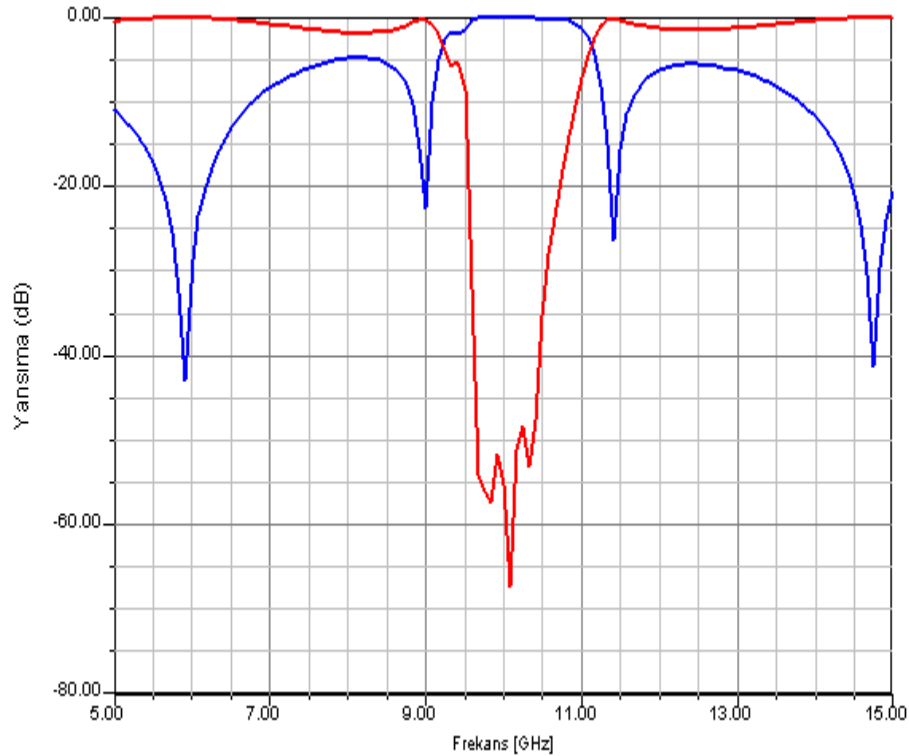


Şekil 4.8.Birim KOR hücre ve ebatları

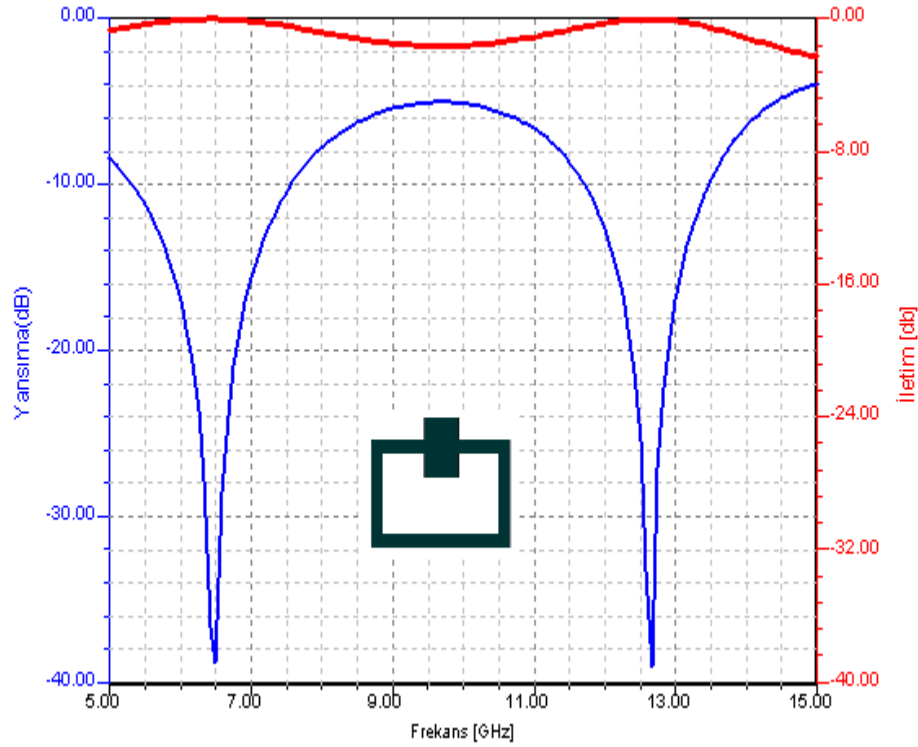
Periyodik KOR yapının oluşturduğu ortamın, daha önce manyetik tepki elde etmek için kullanılan AHR yapılara göre üretilmesi daha kolaydır, çünkü AHR yapılar gibi iç içe iki halka ile değil tek bir yapıdan oluşmaktadır. Dalga kılavuzunun her iki uç noktasında, x-y eksenı boyunca olan bileşenleri dalga girişı (wave port) olarak tanımlanmış ve EM alan bu dalga girişlerinden düzleme dik olarak gönderilmiştir. Yani elektromanyetik alanlar ortam içerisine TEM dalgalar halinde uygulanmıştır. Frekans aralığı C - X ve Ku bantlarını içerecek şekilde seçilmiştir. Çözüm frekans değeri olarak da 20GHz tercih edilmiştir, frekans değerin

arttırılması durumunda çözüm için kullanılacak birim eleman olan “tetrahedra” sayısı artacaktır bu durumda daha doğru sonuçlar elde edilmesi mümkün olacaktır. Simülasyonda elde edilen veriler S parametreleri cinsinden ifade edilmiştir. S11 parametresi yansımayı ve S21 parametresi iletimi göstermektedir.

Yapının EM alana gösterdiği yansıma ve iletim özellikleri Şekil 4.9’da görülmektedir. 9,5GHz-11,0GHz frekansları arasında tam yansıma ($S_{11}=1$) görülmektedir, ayrıca bu frekanslarda iletimde çok düşüktür. Bu yansımanın sebebi KOR yapıdaki endüktif ve kapasitif özelliklerin oluşturduğu rezonanstan dolayı maksimum akım dolaşımından kaynaklanmaktadır. Kapasitif özelliği oluşturan “b” değeri sıfıra indirildiğinde, yani boşluk tamamen kaldırıldığında, aynı frekans değerleri arasında (5GHz-15GHz) yapılan simülasyonda tam yansımanın tamamen ortadan kalktığı görülmektedir (Şekil 4.10). Çünkü bu tam yansımanın nedeni elektriksel değil manyetik etkiden kaynaklanmaktadır.



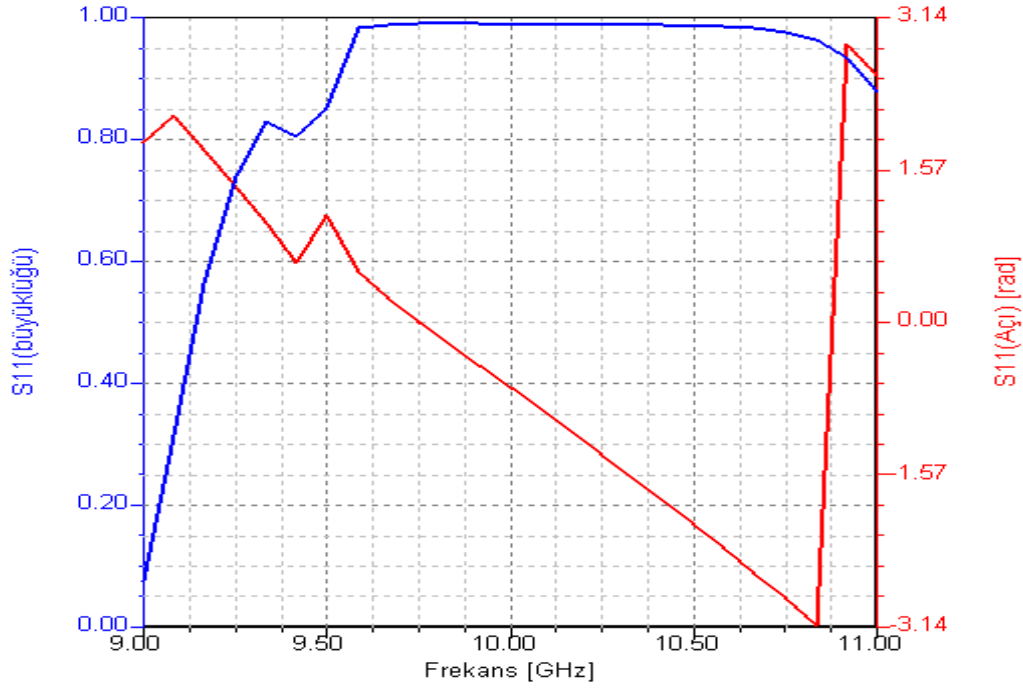
Şekil 4.9.KOR yapının iletim ve yansıma tepkileri (S11-S21)



Şekil 4.10.Kapalı KOR yapının iletim ve yansım tepkileri

Yansım bant aralığı uygulanan elektrik alanın etkisinden dolayı olsaydı, çok küçük olan “b” aralığının iptal edilmesinin pek fazla bir etkisi olmayacaktı. KOR yapıda “b” ve “e” değerleri kapasitenin belirlenmesinde temel faktörlerdir. Bunların kapasite değeri ve rezonans frekans üzerine etkilerine daha sonra değinilecektir.

Oluşturulan yapay ortam içerisinde -z eksenini boyunca periyodik olarak dizilmiş 10 tane manyetik yapay KOR birim hücresi kullanılmıştır. Bu yapı daha sonra negatif kırılma indisi oluşturmak için JC yapı ile birlikte kullanılacaktır. Diğer bir önemli veri rezonans frekans aralığında, yani tam yansım görüldüğü aralıkta ($S_{11}=0$ dB), yansım faz açısının 9,75 GHz değerinde sıfır olmasıdır. Bu özellikten dolayı bu yapının oluşturduğu etkin ortamın anten uygulamalarında faz farkı olmaksızın tam yansım gerçekleştirebilecek PMC (AMC) olarak kullanılabileceğini göstermektedir, çünkü hem tam yansım görülmekte hem de faz farkı olmamaktadır (şekil 4.11.).



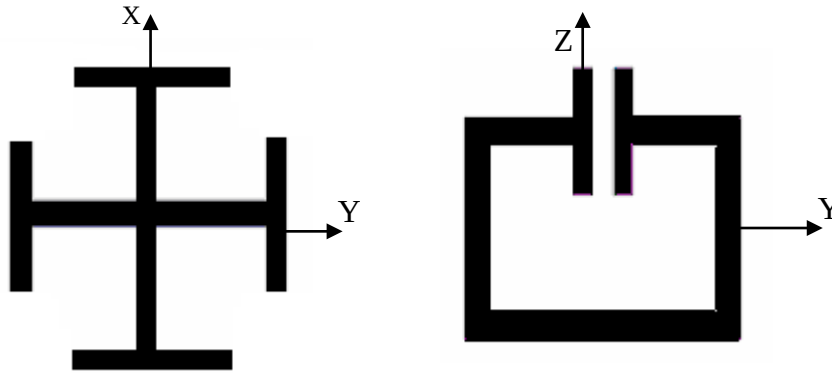
Şekil 4.11. Yansıma katsayısının büyüklüğü ve yansıma açısı

4.5. Negatif Kırılma İndisli Ortam - Kompleks Ortam:

Daha öncede değinildiği gibi negatif kırılma indisine sahip olan doğal bir ortam bulunmamaktadır. Doğada bulunan bir kısım malzemeler farklı frekans aralıklarında negatif dielektrik özelliği (optik frekans değerlerinde metaller) ve negatif manyetik özelliği (mikrodalga aralığından daha düşük frekans değerlerinde ferroelektrikler) göstermelerine rağmen, eş zamanlı olarak her iki parametrenin negatif olduğu doğal bir malzeme bulunmamaktadır, dolayısı ile negatif kırılma indisli doğal bir yapıdan da söz edilememektedir. Negatif kırılma özelliğini elde edebilmek için çok farklı çalışmalar yapılmıştır (Pendry ve ark.,1996; Pendry ve ark.,1999; Smith ve ark.,2000). Sürekli ince metal tellerden oluşan yapay ortam elektriksel tepkiyi elde edebilmek için kullanılırken, periyodik AHR yapılar manyetik rezonans etkisini elde edebilmek için kullanılmıştır. Bu iki yapının birleştirilmesi durumunda elde edilen komposit yapı negatif kırılma indisi göstermiş ve iletim sağlanabilmiştir.

Negatif kırılma özelliğini elde edebilmek için daha önceki kısımlarda kullandığımız JC ve KOR yapılar burada birlikte kullanılmıştır. JC yapılar elektriksel tepkiyi oluşturmak için kullanılırken, KOR yapılar manyetik tepkiyi elde edebilmek için kullanılmıştır. KOR ve JC yapıların her ikisi de mükemmel elektrik iletken olarak sonsuz incelikte tanıtılmıştır yani iki boyutlu olarak tasarlanmışlardır. Sadece KOR (JC) yapının tepkisinin gözlenebilmesi için JC (KOR) yapı tamamen dielektrik ortam içerisinden çıkarılabileceği gibi, JC (KOR) yapının PEC olarak tanımlanmasının iptal edilmeside yeterlidir, yani PEC tanımları kaldırılmalıdır. Burada JC-KOR komposit yapının daha önce eş zamanlı olarak negatif olduğu frekans aralığında yansıma ve iletim tepkilerine bakılacaktır.

Burada da daha önce olduğu gibi dielektrik katsayısı $\epsilon_r = 4.7$ olan Flame Retardant-4 (FR-4) dielektrik malzemenin içerisine yerleştirilmiş olarak tanımlanmış y-z eksenine paralel olarak konulmuş KOR yapılar ve x-y eksenine paralel, z eksenini boyunca periyodik olarak yerleştirilmiş JC yapılar bulunmaktadır. Bunlar dielektrik ortamın yüzeyi boyunca yerleştirilebileceği gibi içerisine de konulabilir. Bu diziliş düzlem-olmayan bir bütün oluşturmuştur, yani KOR yapılar ile JC yapılar farklı düzlemlerdir. Bu tip bir diziliş şeklinin tercih edilmesinin nedeni JC ve KOR yapıların arasındaki etkileşimi minimuma indirebilmektir.



Şekil 4.12.JC ve KOR Yapı

Dielektrik yapı ve JC-KOR kompozit yapı dalga kılavuzu içerisinde tanımlanmıştır. Dalga kılavuzunun x-y eksenine paralel olan kenarları dalga girişi (wave port) olarak atanmıştır. Enine elektromanyetik alan (TEM) olarak gönderilen dalganın elektrik alan bileşeni JC yapının kapasitif kenarlarını birleştiren kısma paraleldir (y yönünde), manyetik alan bileşeni ise KOR yapının merkez eksenine paralel olacak şekilde, z eksenine boyuncadır. Dalga vektörünün yönü ise z eksenine paralel olacak şekildedir.

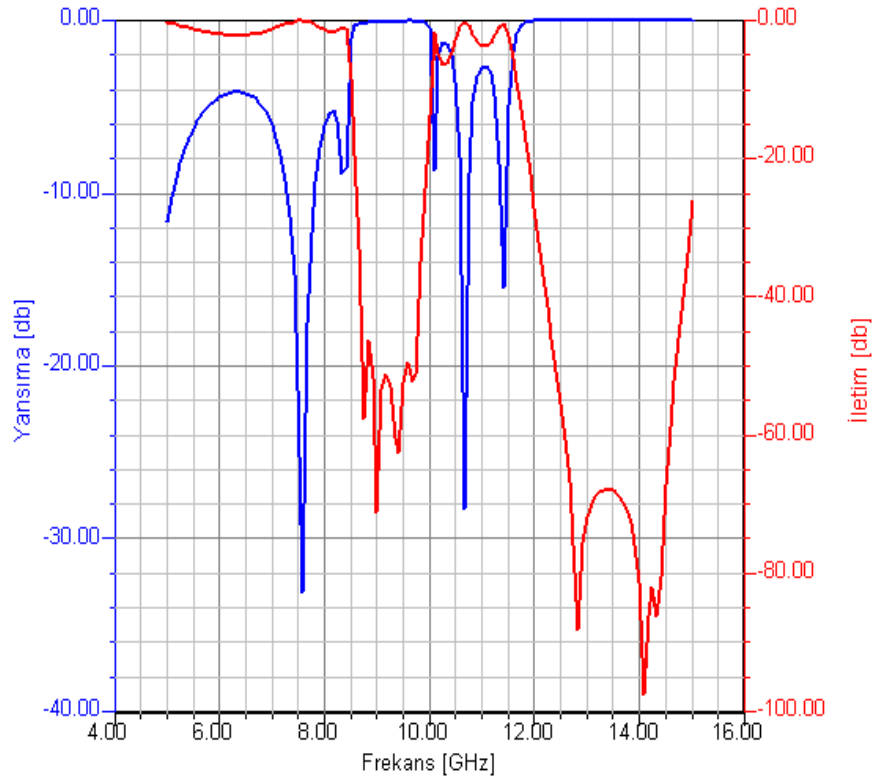
Dalga kılavuzunun y-z eksenine paralel olan kenarları PMC, x-z eksenine paralel kenarları ise PEC olarak tanımlanmıştır. Bu şekilde yapının periyodikliği x-y eksenine boyunca da sağlanmış olacaktır. Çalışma frekans aralığı yine C - X ve Ku bantlarını içerecek şekilde seçilmiştir. Veriler S parametreleri cinsinden elde edilmiştir. Yapay ortamı oluşturmak için kullanılan JC ve KOR yapının ebatları daha önceki kısımlarda kullanılan ebatlarla aynı seçilmiştir. Bu sayede elde edilen verilerin daha önce sadece JC ve sadece KOR yapı ile kıyaslanması mümkün olmuştur.

JC yapının negatif dielektrik özellik gösterdiği frekans aralığı 10GHz değerinin üzerindedir. KOR yapının negatif manyetik özellik gösterdiği frekans aralığı da 9,5GHz-11GHz şeklindedir. Bütün yapının tepkisine bakıldığında ise 10GHz-11,45GHz değerleri arasında 3 tam iletimin söz konusu olduğu dar bant frekans değerleri gözlenmektedir (şekil 4.13.). Bu frekans aralığında tam iletim olması her iki parametrenin eş zamanlı negatif olmasından kaynaklanmaktadır ve bu frekans değerleri için negatif kırılma özelliğini göstermektedir. Burada her iki yapının düzlemsel olarak yerleştirilmemesine rağmen birbirlerini etkiledikleri açıktır. Eğer etkileme olmasaydı her iki yapının da tamamen yansıma gösterdiği aralık olan 9,5GHz - 11GHz aralığının tamamında iletimde olması gerekmekeydi. Ayrıca bu aralıkta tam iletimin sağlandığı frekans değerleri için, metamateryal yapının hava ile empedans uyumunun sağlanmış olduğunu göstermektedir.

Düzlemsel olmayan bir JC -KOR kompozit yapının laboratuvar ortamında elde edilmesi oldukça zordur, çünkü birden çok baskı devre plakentinin işlenmesi ve birbiri içerisine girecek şekilde dizayn edilmesi gerekecektir. Çalışma frekansı mikrodalga aralığında olduğundan üretim ölçüleri milimetre ve daha küçük ebatlarda olması

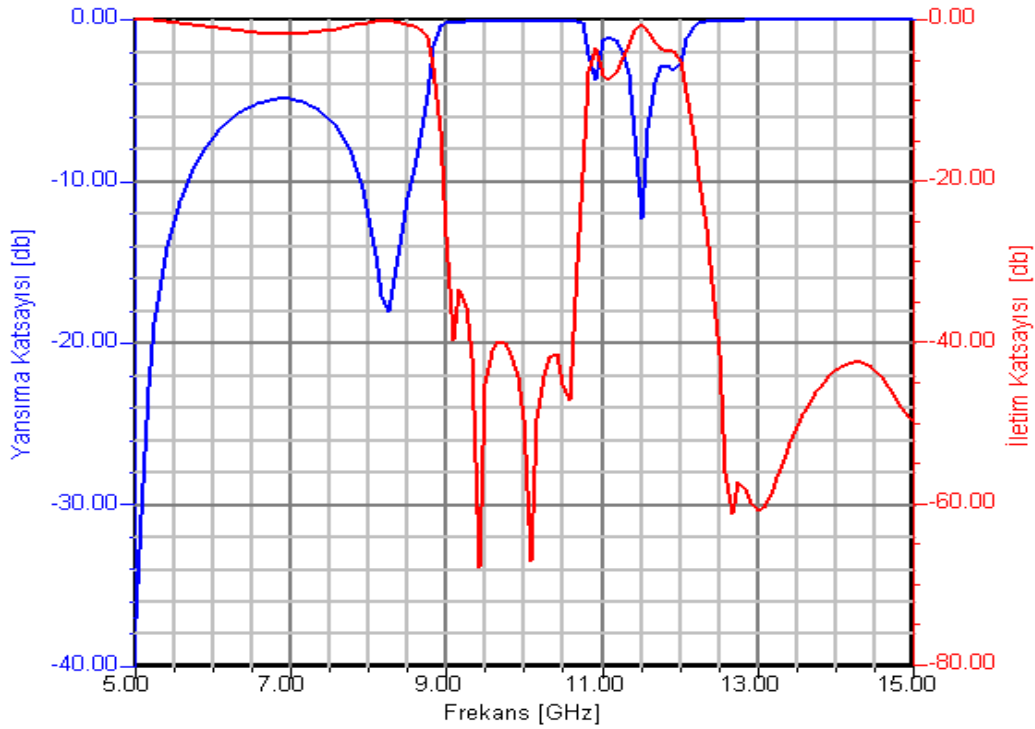
gerekmektedir. Bu sorunu giderebilmek amacı ile tek bir plaket üzerinde tüm JC ve KOR yapıları düzlemsel şekilde elde edip, oluşan yapının sadece JC, sadece KOR ve bütün yapı için iletim-yansımaya özelliklerini incelemek mümkündür. Bu durumda oluşturulan bütün yapı simetrik olduğundan dolayı çözüm aşaması daha kısa sürecektir.

Kullanılacak yapılar daha önce olduğu gibi dalga kılavuzu içerisine yerleştirilmiş ve -z eksenini boyunca paralel olarak düzlem halinde dizilmiştir. Kullanılan JC yapıların ebatları öncekiler ile aynı olmasına rağmen KOR birim elemanlarının ebatları iki JC arasına girebilecek şekilde -y eksenindeki ölçüsü 0,81 oranında azaltılmıştır ayrıca JC yapının sadece tek yönlü cevap veren kısmı kullanılmıştır. Dalga kılavuzunun her iki girişinde tanımlanan portlardan gönderilen elektrik alan -y yönünde, manyetik alan ise KOR yapıların merkezinin yönü olan -x yönünde uygulanmıştır. Dalga kılavuzunun X-Y (Y-Z) duvarlarında mükemmel elektrik (manyetik) iletken özelliği tanımlanmıştır.

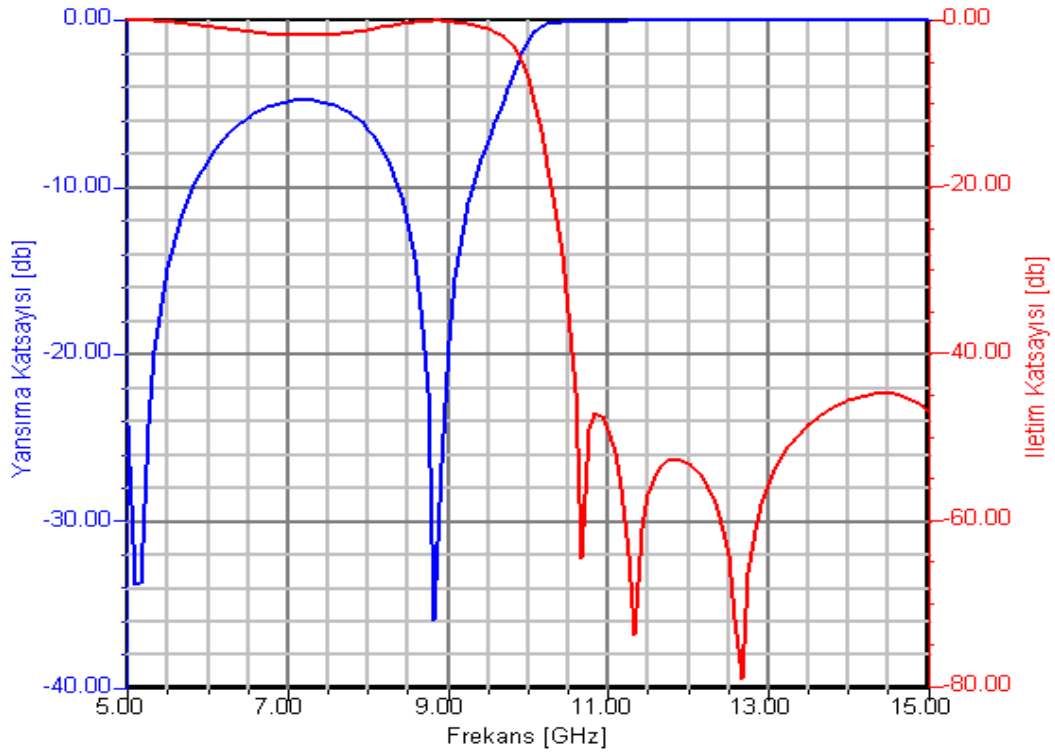


Şekil 4.13. JC -KOR düzlemsel olmayan kompozit yapının iletim ve yansımaya özellikleri

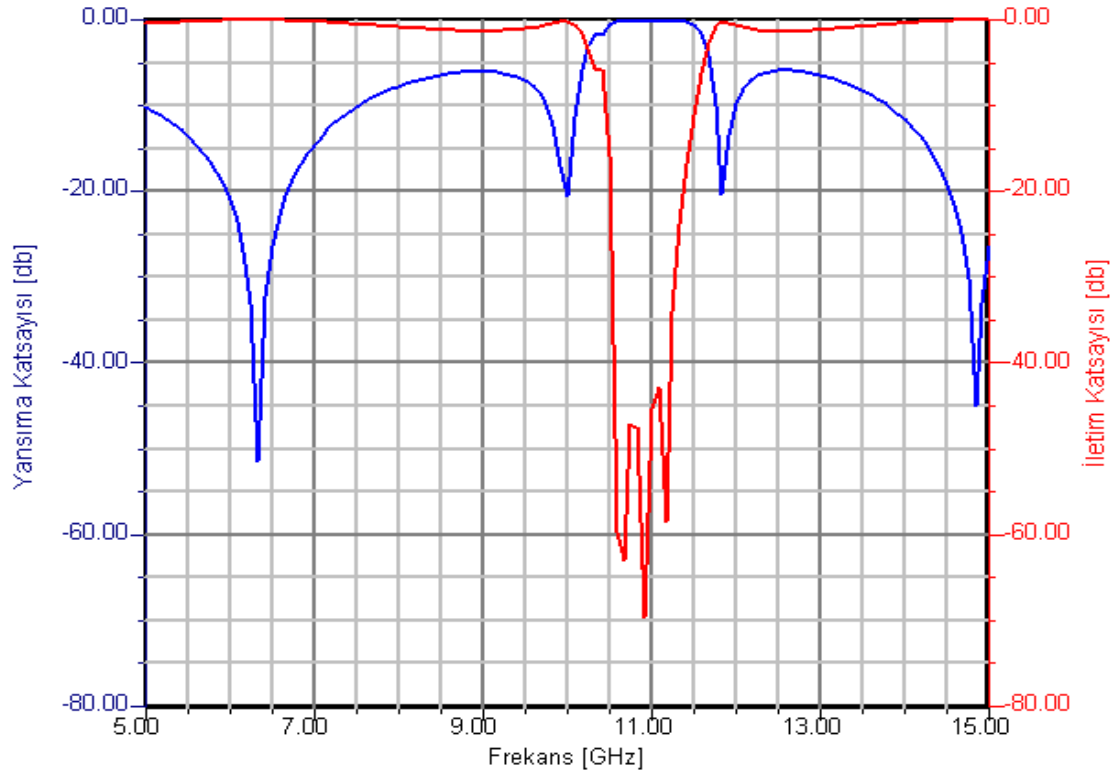
KOR-JC yapının oluşturduğu yapay ortam 11,5GHz frekans değerinde tam iletim göstermektedir. Yani bu frekans değerinde boşluk ile yapay ortam empedansları uyum halindedir (Şekil4.14). Aynı ortamda JC yapı 10GHz frekans değeri üzerinde plazma davranışı gösterirken (Şekil 4.15) KOR yapının rezonans özelliğini 10,5GHz-11,5GHz frekans aralığında gözlenmektedir (Şekil 4.16). JC (KOR) yapının plazma frekans davranışı elde edilirken, KOR (JC) birim hücrelere atanmış olan PEC özelliği kaldırılmıştır. Buradan da anlaşılmaktadır ki elde edilmesi daha kolay olan düzlemsel diziliş kullanılarak oluşturulan yapılar kullanarak da negatif kırılma indisine sahip yapay ortam elde edilebilmektedir, fakat bu yapılarda etkileşim düzlemsel olmayan yapılara nazaran daha fazla olmaktadır. Bu etkileşimi azaltmak için aynı yönde ve düzlemsel yapı ile aynı ebatlarda bir sıra JC yapı ardından da KOR yapı kullanılarak başarılabılır.



Şekil 4.14. JC-KOR düzlemsel yapının iletim ve yansımaya özellikleri



Şekil 4.15. JC düzlemsel yapının iletim ve yansıma özellikleri



Şekil.4.16 KOR düzlemsel yapının iletim ve yansıma özellikleri

4.6. JC Yapının Ebatlarının İletim ve Yansıma Üzerine Etkileri:

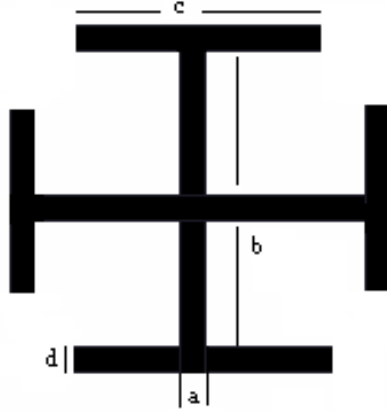
Metallerin plazma özelliği kullanılarak negatif dielektrik katsayılı ortam elde etmek ve bu ortamdan NKI ortam oluşturmak için yada etkin elektriksel tepki veren yapay ortam oluşturup başka bir ortam ile rezonansa geçip varolan bir takım alıcı verici antenlerde reaktif kayıpları azaltarak kazancı artırma çalışmalarında kullanılmaları çok yaygın olan uygulamalardandır (Ziolkowski,2006).

Genel olarak bu uygulamalarda birim hücrelerde sürekli tellerin kullanılması ile karşılaşılmaktadır. Dielektrik katsayısını etkileyen faktörlerden bir tanesi tellerin yarıçapıdır ve uygulanan elektrik alana tepki verecek olan elektronların birim hücredeki yoğunluğunu belirler, bir diğeri ise teller arasındaki mesafedir, bu da tellerin öz endüktansını belirleyen parametredir. Bu parametrelerin etkilerinin tam olarak anlaşılabilmesi için yapının devre modellemesinin yapılması en uygun yöntemdir.

Burada kullanılan JC parçacıklar da kuvvetli dielektrik özelliği gösterebilen yapılardır. Bu yapılar daha önce İsa haçı şeklinde frekans seçici yüzeylerde kullanılan yapılardır, sadece tek yönlü elektrik alanlara karşı elektrik dipol özelliği göstermesi isteniyorsa tek yöndeki kısmı kullanılabilir, fakat iki farklı polarizasyon yönüne de tepki vermesi isteniyorsa aynı yapı kullanılmak zorunda kalınacaktır (JC).

Elektriksel tepkiyi etkileyecek tel yapılardan daha fazla parametreye sahip olduklarından JC geometrili yapılar tercih edilmiştir. Burada JC metal parçaların her bir parametresinin ortamın elektriksel tepkisi üzerindeki etkisi araştırılacaktır. Her bir parametre için HFSS programında optimizasyon sağlanmak sureti ile belirli aralıklarda elektriksel tepkilerin incelenmesi yoluna gidilecektir. Daha öncede kullanıldığı gibi dielektrik ortam içerisine yerleştirilmiş JC yapılara dalga giriş portlarından dik olarak gönderilen elektromanyetik alanlara karşı saçılmaları gözlenmiştir. Ortam tanımlamaları ve dalga kılavuzu özellikleri daha önce tanımlandığı gibidir. Burada JC birim elemanın iki kapasitif kolunu birleştiren elemanın eni $-a$ ve boyu $-b$ olarak adlandırılmıştır. Kapasitif uzantıların boyu $-c$ ve

eni -d şeklindedir (Şekil 4.17.). Bu uzantılar belirli aralıklarda değiştirilerek oluşturulan ortamın iletim ve yansıma özellikleri üzerine etkileri incelenmiştir.



Şekil 4.17. JC yapının değişken olarak tanımlanan farklı uzunlukları

JC yapının kapasitif kollarını birleştiren ara kısmının kalınlığını (a) 3mil -10 mil aralığında değiştirilerek S11 yansıma parametresinden plazma frekansının değişimi gözlenmiştir. Kalınlık değeri arttıkça plazma frekans değeri artmaktadır, bunun nedeni kalınlık arttıkça endüktif etkinin azalmasına bağlıdır, çünkü daha ince elektron taşıyan yapı daha büyük endüktans değerine sahiptir.

Çizelge 4.1. Kapasitif kol bileşeninin kalınlığına bağlı olarak plazma frekansının ve epsilon negatif aralığının değişmesi

Kalınlık(a)(mil)	Plazma Frekansı(wp)(GHz)	Epsilon Negatif Aralığı(GHz)
3	14,33	9,83-14,33
4	14,75	10,16-14,75
5	14,83	10,75-14,83
6	15	10,83-15
7	15,11	10,91-15,11
8	15,25	11,02-15,25
9	15,40	11,08-15,40
10	15,55	11,25-15,55

Birim hücrede optimizasyon yapılan bir diğer değişkende iki kapasitif çubuğu birleştiren ara elemanın uzunluğudur (b). Burada birim hücrenin orta noktasının merkez alındığından dolayı bu uzunluğun yarısındaki değişikliğe göre plazma frekansının değişimleri ve elektriksel tepkinin aralığı gözlenmiştir. Uzunluğun artması durumunda plazma frekansı değerinin azaldığı gözlemlenmektedir. Bunun nedeni plazma frekansını belirleyen etkin kütlenin artmasıdır, yani endüktif etkiden dolayı elektron kütlesinin değişmesidir. Ayrıca yapının R-L-C devresi olarak elektriksel temsili düşünülürse endüktif etki artacağından plazma frekans değeri azalacaktır.

Çizelge 4.2. Kapasitif kol bileşeninin uzunluğuna bağlı olarak plazma frekansının ve epsilon negatif aralığının değişmesi

Uzunluk(b)	Plazma Frekansı(wp)(GHz)	Epsilon Negatif Aralığı(GHz)
55	11,75	11,75->15
57	11,41	11,41->15
59	11	11->15
61	10,33	10,33->15
63	9,91	9,91-14,83
65	8	8-13,83

Diğer değişkenler ise birim hücre elemanın (JC) kapasitif kısımları ile ilgili olan değişkenlerdir. Burada kapasitif uzunluk (c) ve genişlik (d) artarken plazma frekansının bir diğer deyişle yansıma parametresinin (S11) azaldığı gözlenmiştir. Bunun nedeni kapasitif özelliğe sahip alanın her iki durumda da artmasıdır. Kapasitif uzunluğun yarı değeri 60mil değerinden 70mil değerine çıkarken plazma frekansının değeri 10,75GHz değerinden 9,67GHz değerine düşmektedir negatif dielektrik özelliği gösterdiği aralıkta 15GHz değerinden 14,58GHz değerine inmektedir. Kapasitif kolların genişliği (d) 6mil ile 18mil aralığında değişirken 11,67GHz değerinden 6,5GHz değerine kadar inmektedir, negatif dielektrik özelliği gösterdiği aralık ise 11,67GHz->15GHz aralığından 6,5GHz-13GHz aralığına inmektedir.

Çizelge 4.3. Kapasitif kol uzunluğunun plazma frekansı ve epsilon negatif aralığı üzerine etkisi

Kapasitif Kol Uzunluğu(c)	Plazma Frekansı(wp)(GHz)	Epsilon Negatif Aralığı
60	15,25	10,75-15,25
62	15,12	10,5-15,12
64	14,91	10,08-14,91
66	14,83	10-14,83
68	14,75	9,92-14,75
70	14,58	9,67-14,58

Çizelge 4.4. Kapasitif kol genişliğinin plazma frekansı ve epsilon negatif aralığı üzerine etkisi

Kapasitif Kol Genişliği(d)	Plazma Frekansı(wp)(GHz)	Epsilon Negatif Aralığı
6	16,55	11,67 -16,55
8	16,11	11,42 – 16,11
10	15,72	10,75 – 15,72
12	14,83	9,75 -14,83
14	14,66	9,42 -14,66
16	14,08	8,67 -14,08
18	13	6,58 - 13

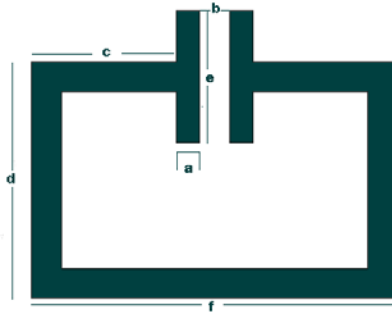
4.7. KOR Yapının Ebatlarının İletim ve Yansıma Katsayıları Üzerine Etkileri:

KOR yapının ebatlarının ortamın etkin özelliği üzerinde etkilerini inceleyebilmek için daha önce olduğu gibi bir dalga kılavuzu içerisine KOR yapılardan etkin ortam oluşturacak şekilde periyodik olarak yerleştirilmiştir. Ortam dielektrik özellikte olup dielektrik katsayısı $\epsilon_r = 4,7$ değerinde olan Flame Retardant-4 (FR-4) olan malzeme kullanılmıştır. Burada da yapı üzerine gelen dalga olarak TEM dalga kullanılmış ve manyetik alanın yönü KOR yapıların merkezinin yönü ile aynı seçilmiştir (x yönünde). Ortam içerisinde JC yapılar bulunmasına rağmen PEC özellikleri iptal edildiğinden sonuca bir etkileri olmamaktadır. KOR yapının kapasitif özellik gösteren kollarının arası, kol ebatları ve endüktif (self) özellik gösteren halka uzunlukları değiştirilerek etkin ortamın saçılma parametreleri (S11-S21) üzerinde etkileri incelenmiştir. KOR yapıda kapasitif özellik gösteren kollar arası uzaklık (b) arttıkça rezonans frekansının arttığı gözlemlenmiştir, rezonans frekans değerinin başladığı aralık çok az değişmesine rağmen, bittiği değerden daha yüksek frekans değerlerine kayma eğilimi açık şekilde gözlenmektedir (Çizelge4.5). Bunun nedeni kollar arası aralığın (b) artmasının kapasiteyi azaltmasından kaynaklanmaktadır. Kapasitif kollar arasındaki uzaklık ile kapasite değeri ters orantılıdır. Bu durumda yapının L-C devresi şeklindeki devre temsilinde kapasite değerinin kollar arası uzaklığın artmasına bağlı olarak azalması rezonans frekans değerlerini ters orantılı olarak arttırmıştır.

İki kapasitif kol arasındaki uzaklık (b) 26 mil değerinde iken rezonans aralığı 9,5-10,5GHz frekans aralığındadır. Bu rezonansın sebebi yapının oluşturduğu manyetik etkiden kaynaklanmaktadır. Bu yapının oluşturduğu etkin ortamın permeabilitesi de negatif olacaktır. Çünkü rezonans aralığı manyetik etkiden kaynaklanmaktadır. Bu kol aralığını tamamen kapayarak daha önce gösterilmişti. Kapasitif kol aralığı artarken sadece rezonans frekans değeri değil rezonans aralığı da artmıştır. Kolların arası 26 mil uzaklığında iken bant aralığı 1GHz değerindedir. Kol aralığı 32mil değerine çıktığında ise rezonans bant aralığının %25 oranında arttığı gözlenmiştir (Çizelge4.5).

Çizelge 4.5. Kapasitif kol aralığının oluşturduğu manyetik etki frekans aralığı

Kapasitif Kol Aralığı(b) (mil)	Manyetik Etki Aralığı (GHz)
26	9,5-10,50
28	9,50-10,58
30	9,55-10,66
32	9,58-10,83



Şekil.4.18.Birim KOR hücre ve değişken olarak atanan uzunluklar

Bir diğer değişken ise kapasitif aralığı oluşturan kolların uzunluğudur (e) . Kapasitif elemanı oluşturan kolun uzunluğu kapasitif alanın ebatları ile doğru orantılı olarak değiştiğinden kapasite değeri de kol uzunluğunun artması ile artmaktadır. Kapasite değerinin artması L-C devresi şeklinde temsil edilen yapının rezonans değerinin azalmasına neden olacaktır. Çünkü rezonans frekansı değeri L ve C değerlerinin her ikisinin değerinin karekökü ile ters orantılıdır (Çizelge4.6).

Kol uzunluğu 12,5-22,5 mil aralığında değişirken yansıma parametresine dolayısı ile manyetik etkiden kaynaklanan rezonans aralığına bakıldığında azalma gözlenmiştir (Çizelge 4.6.). Kol uzunluğu 12,5mil değeri için rezonans frekans 10GHz değerinden başlamış ve yapı yeniden iletme 11,33GHz frekansından sonra geçmeye başlamıştır. Bu aralıkta manyetik rezonans, yani $\mu < 0$ sağlanmıştır. Bunu da daha sonra S parametrelerinden çıkaracağımız permeabilite değeri için elde edilen

grafikten görülebilecektir. Kol uzunluğu 22,5 mil değerine geldiğinde ise rezonans frekansı 9,16 GHz değerine kadar inmiştir. Yani kol uzunluğunun da rezonans frekansını değiştirmede önemli bir parametre olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.6. Kapasitif kol uzunluğunun oluşturduğu manyetik etki

Kapasitif Kol Uzunluğu(mil)	Manyetik Etki Aralığı (GHz)
12,5	10-11,33
13,5	9,91-11,16
14,5	9,83-11,08
15,5	9,75-10,91
16,5	9,66-10,83
17,5	9,58-10,66
18,5	9,5-10,58
19,5	9,41-10,50
20,5	9,33-10,33
21,5	9,25-10,25
22,5	9,16-10,16

Ortamın manyetik özelliğini etkileyen bir diğer değişken ise kapasitif aralığı oluşturan kolların kalınlığıdır (a). Bu etkiyi gözleyebilmek için her iki kol arasındaki uzaklık sabit tutularak kol kalınlıkları arttırılmıştır. Kalınlık değeri ile kapasiteyi oluşturan alan doğru orantılıdır ve dolayısı ile kapasite değeri doğru orantılı olduğundan dolayı yapının gösterdiği kapasitif özellik artacaktır. KOR yapının devre temsili L-C şeklinde olduğundan rezonans frekansı kapasite değeri ile ilişkili ve ters orantılı şekilde azalması gerekmektedir. Burada kol kalınlıkları 5-12 mil arasında değişirken S11 saçılma parametresi bir diğer ifade ile yapının geometrisinden dolayı söylenebilecek manyetik rezonans aralığı gözlenmiştir. Kol kalınlığı 5 mil olduğunda permeabilitenin negatif olduğu aralık 10,08-11,33 GHz değerindedir. Kalınlık arttıkça rezonans aralığı başlama frekansı değeri %15 azalma göstermiş ve 8,58 GHz değerine inmiştir. Dolayısı ile kol kalınlık ebatları da manyetik etki aralığı üzerinde daha önce tahmin edildiği gibi ters orantılı bir etkiye sahiptir. Ayrıca manyetik etki

aralığında kol kalınlığı artarken daralma meydana gelmiştir. Bunun nedeni kol kalınlığı artarken kollar arasındaki aralığın azalmasıdır, çünkü kol başlama noktası sabit tutularak kalınlık arttırılmıştır, bu durumda kollar arasında azalma olmuştur. Aralığın azalması rezonans frekans değerini azaltacağından dolayı manyetik etki aralığı üzerinde bu şekilde bir etki yapmıştır.

Çizelge 4.7. Kapasitif kol kalınlığının oluşturduğu manyetik etki

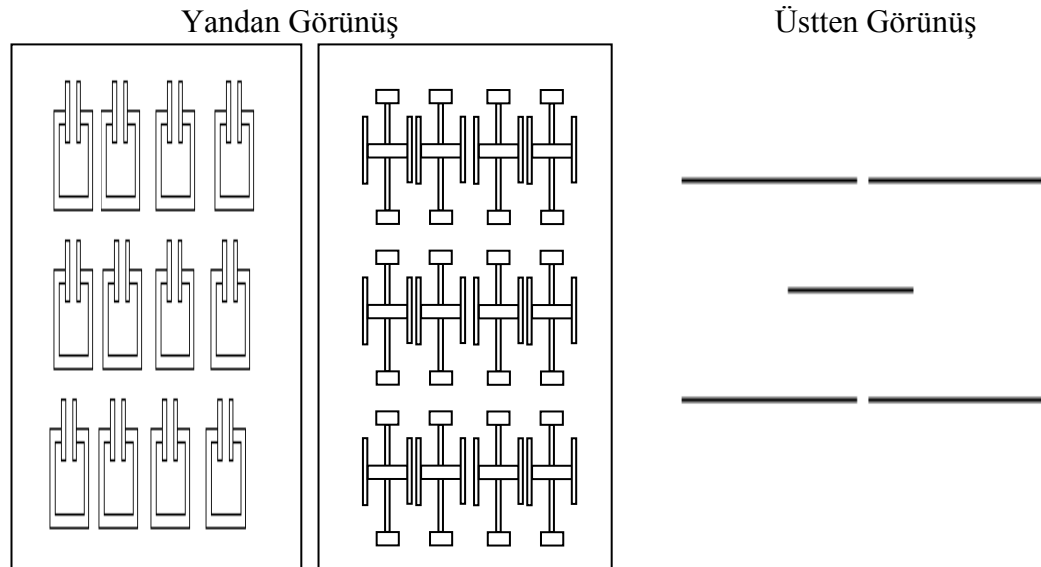
Kapasitif Kol Kalınlığı(mil)	Manyetik Etki Aralığı (GHz)
5	10,08-11,33
6	9,91-11,08
7	9,66-10,83
8	9,5-10,58
9	9,33-10,33
10	9,08-10
11	8,83-9,66
12	8,58-9,33

4.8. Düzlemsel Yapının Elektromanyetik Parametreleri:

S parametreleri kullanılarak her hangi bir yapay ortamın EM özelliklerini temsil eden makroskobik parametrelerin elde edilmesi için eşitliklerin çıkarılması daha önce Bölüm 3.2.1. 'de yapılmıştı. Burada elde edilen eşitlikler kullanılarak oluşturulacak yeni ortamın S parametrelerine bağlı olarak dielektrik ve manyetik geçirgenlik katsayıları belirlenecektir. Yapıyı oluşturan birim JC ve KOR elemanlar aynı düzlemde olduğunda etkileşim artacağından dolayı bir sıra JC eleman yerleştirilirken diğer sıra KOR elemanlar yerleştirilerek S parametreleri elde edilecektir, bu tür bir yapının simülasyon sırasında çözülmesi de aralarında ki etkileşim azaltılmış olacağından daha kısa bir zaman alacaktır. PEC ve PMC olarak tanımlanan duvarlardan dolayı yapı simetri özelliğini kaybetmeyecektir. Burada da daha önce olduğu gibi EM alanın normal gelen durumu için veriler elde edilecektir. Yapılar

daha önceki çalışmalarda olduğu gibi FR4 dielektrik malzeme içerisinde tanımlanmış ve bu yapıda bir bütün olarak dalga kılavuzu içerisine yerleştirilmiştir. Dalga girişleri dalga kılavuzunun her iki tarafından ayrı ayrı atanmış ve çözümleme frekans aralığı olarak 5-15 GHz seçilmiştir.

Öncelikle ortam içerisinde bulunan KOR yapıların PEC özellikleri iptal edilerek ortamda sadece JC yapıların olduğu varsayılmıştır. JC yapıların ebatları şu şekildedir; serbest ortamda 10GHz frekanstaki dalga boyu için, her iki kapasitif kolun uzunluğu ve bu iki kolu birleştiren uzunluk için $\lambda/10$ olarak tanımlanmıştır. Kalınlık ise $\lambda/120$ olarak alınmıştır. KOR yapının ebatları ise; alt kenarının uzunluğu $\lambda/10$, yan kenarlarının uzunluğu $\lambda/12$, et kalınlığı $\lambda/120$ olarak alınmıştır. Bu değerlerin tamamı dalga boyundan çok küçük olduğundan etkin ortamdan ve etkin ortam parametrelerinden söz etmek mümkün olmuştur. Yapının şekil 4.19.b’de görüldüğü gibi simetrik davranması için içerisinde tanımlandığı dalga kılavuzu duvarları PEC ve PMC olarak tanımlananmıştır. Birim hücrede JC ve KOR yapıların düzlemsel olarak tanımlanması birbirleri ile etkileşimi azaltırken çözümü kolaylaştırmaktadır. Aynı zamanda yapının bu şekilde üretilmesi düzlemsel olduğu için daha kolay ve ucuzdur.



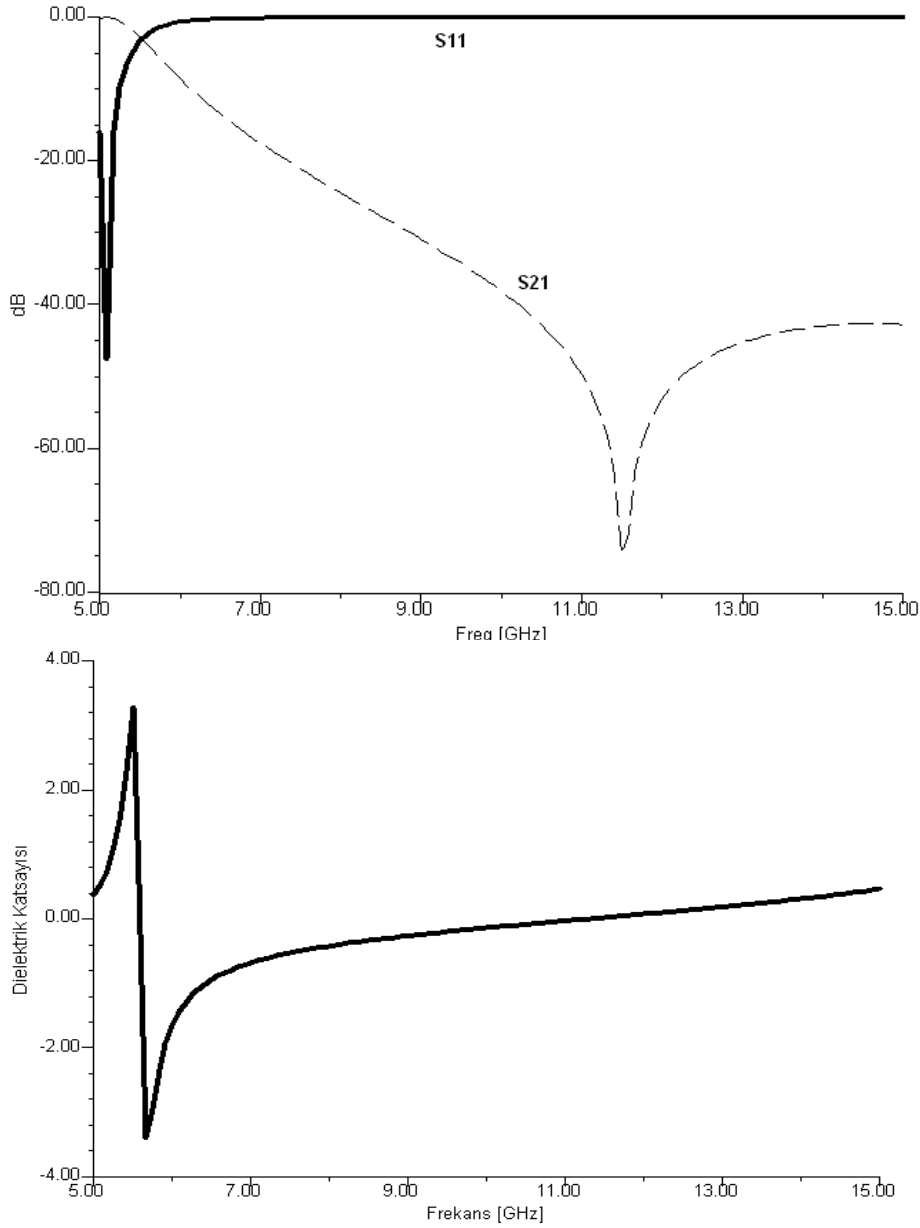
Şekil 4.19. Düzlemsel olarak tasarlanan KOR-JC yapı a. yandan görünüşü b. üstten görünüşü

Düzlemsel şekilde tanımlanan yapının sadece JC'den oluşan kısmı için iletim ve yansıma parametreleri şekil 4.20.a'da görülmektedir. Yapı 5,5 GHz değerinden daha büyük frekanslarda tam yansıma göstermiştir ayrıca bu değerden sonra iletimde çok düşüktür. Dolayısı ile negatif dielektrik katsayısından söz edilebilmesi mümkün görülmektedir. Aynı frekans aralığı için S parametreleri kullanılarak elde edilen dielektrik katsayısı;

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_r \\ \mu_r \end{bmatrix} \cong \frac{2}{jk_0 \delta} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 - \aleph_1)/(1 + \aleph_1) \\ (1 - \aleph_2)/(1 + \aleph_2) \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

$$\begin{bmatrix} \aleph_1 \\ \aleph_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{21} \\ S_{11} \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

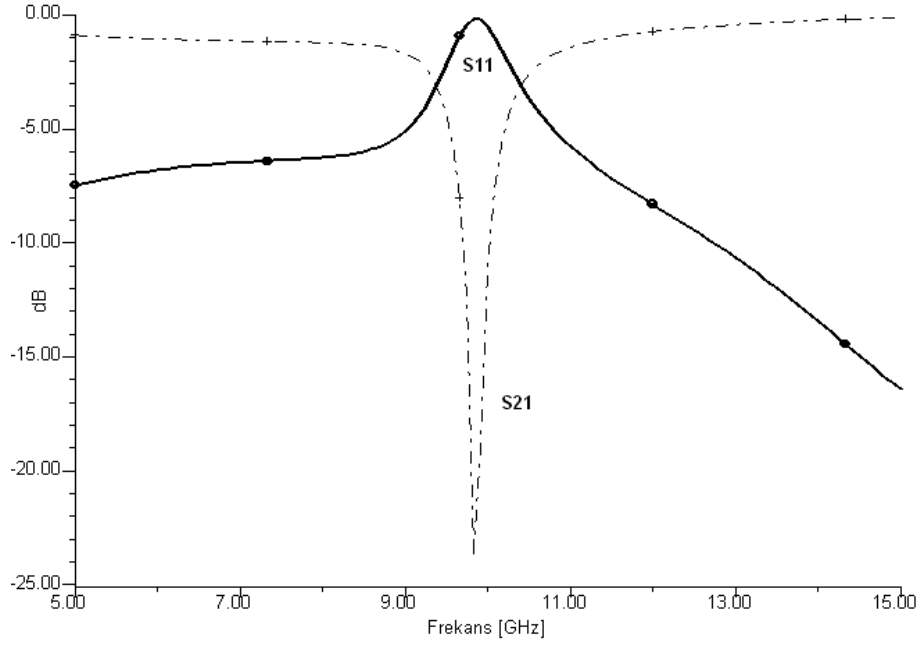
tanımlanarak bulunabilir. Bu tanımlamalar yapılarak elde edilen dispersif dielektrik katsayısının frekansa göre değişmesi şekil 4.20.b'de görülmektedir. 5,5 GHz değerinden itibaren elektriksel tepki gözlenmeye başlanmıştır, yani dielektrik katsayısı negatiftir.



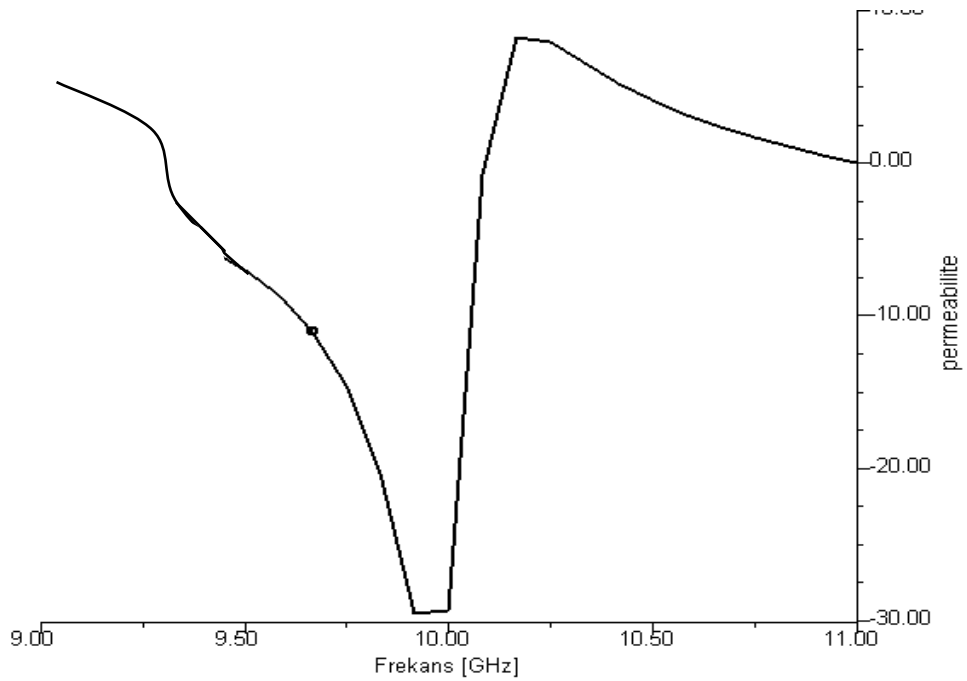
Şekil 4.20.JC yapının EM tepkileri a. S parametreleri b. Dielektrik katsayısı

Sadece KOR elementlerden oluşan yapının elde edilebilmesi için ise JC yapıların PEC özellikleri iptal edilebilir yada tamamen silinebilir. KOR yapının 10 GHz frekans değeri civarında rezonans özelliği gösterdiği ve tam yansımanın olduğu gözlemlenmektedir (şekil 4.21.a). Rezonans özelliği gösterdiği frekans aralığı olan 9,5-10,5 GHz değerleri arasında saçılma parametrelerinden çıkarılan manyetik

tepkiyi gösteren permeabilite eşitliği tanıtılıp işleme konulduğunda negatif permeabilite gözlemlenmektedir (şekil4.21.b).



Şekil 4.21.KOR Yapının EM tepkisini gösteren S parametreleri



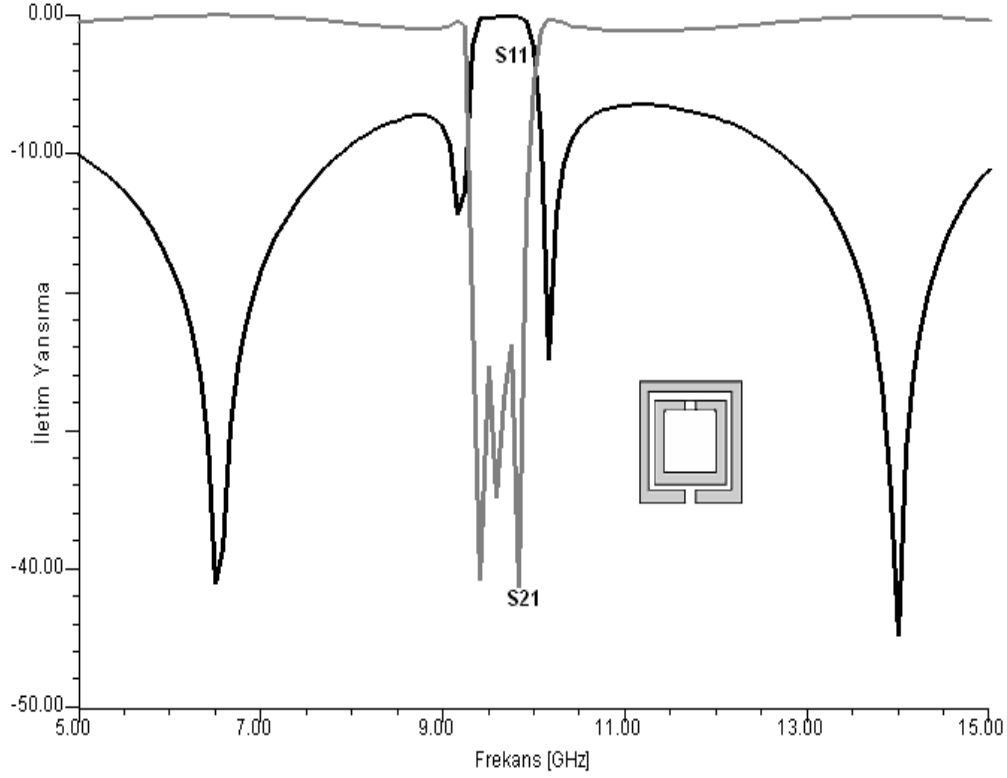
Şekil 4.22.KOR yapının manyetik geçirgenlik katsayısı

4.9. Manyetik Elemanlarda Ayarlanabilir Rezonans Frekans Sağlamak

Düzlem olmayan NKI ortam elde edilirken kullanılan birim elemanlardan KOR yapılar her ne kadar manyetik rezonans özelliği oluşturmak amacı ile bulunsun da, yapının elektriksel olarak simetrik olmamasından dolayı JC yapılar ve birbirleri ile etkileşime girebilmektedirler. Aslında tek bir ayırık halkadan oluşan periyodik yapı bile manyetik rezonans özelliği gösteriyor olmasına rağmen genelde ters olarak iç içe yerleştirilmiş iki ayırık halka kullanılma sebebi bu elektriksel etkiyi minimuma indirmek ve zıt yönde elektron birikmesinden dolayı bu boşlukta oluşan kapasite değerini arttırarak net kapasite özelliğini genişletmektir.

İç içe oluşturulan bu halkalarda zıt yönde oluşacak yük dağılımı ortam içerisindeki farklı noktalarda oluşturacakları elektriksel etkileri yani magnetoelektrik etki birbirini yok edecektir. Bu özelliği arttırabilmek amacı ile halkalar iç içe olarak değil de aynı ebatlarda fakat ayırık tarafları zıt yönlerde bakacak şekilde üretilip birbirine çok yakın olarak yerleştirilmişlerdir. Ayırık halka rezonatörlerinin bir diğer avantajı da iki halka arasında oluşan büyük kapasite değeridir. Gerçekten bu kapasite her bir halkanın ayırık kısmında oluşan kapasite değerinden oldukça fazladır ve rezonans frekansını etkileyen önemli faktörlerden biridir.

NKI ortamın iletim bant frekansı daha çok manyetik rezonatörler tarafından belirlenir, çünkü rezonans aralıkları elektriksel tepki aralığına bir başka deyişle plazma aralığına göre oldukça küçüktür. Bu durumda MR yapıların ω_m frekansları rezonatörlerin ebatları ile ilgilenilmeden bir şekilde kontrol edilerek NKI bant aralığı istenen frekans değerine taşınabilecektir. MR olarak kullanılan AHR yapıların ω_m frekansını değiştirme AHR yapının indüktans ve kapasitans değerlerini değiştirilerek başarılabılır. Burada AHR yapıların üç farklı bölgesinde bulunan boşluklara yerleştirilecek kapasite değerleri ile ω_m frekansının nasıl değiştiği gözlenecektir.



Şekil 4.23.AHR Yapının yansıma ve iletim özelliklerini gösteren S Parametreleri

AHR yapı şekilde görüldüğü gibi iç içe iki ayrı karelerden oluşmaktadır (şekil 4.23.). Dış halkanın uzunluğu 100mil ve kalınlığı 10 mildir. İç halkanın uzunluğu 70 mil ve kalınlığı da 10mildir. İç ve dış halka arasındaki uzaklık 5 mildir. Gerçekleştirilmesi mümkün olsaydı bunların eş olması ideal olacaktı. Bu yapı dielektrik katsayısı $\epsilon_r = 4,7$ olan Flame Retardant-4 (FR-4) ($\epsilon_r = 4,7; \mu_r = 1$) malzeme içerisinde tanımlanmış ve sonuçlar bir dalga kılavuzu şeklinde dizayn edilmiş yapı içerisinde simüle edilmiştir. Her bir AHR yapı y-z eksenine paralel, z eksenı boyunca periyodik olarak yerleştirilmiştir ve elemanlar arasındaki uzaklık 40mil olarak belirlenmiştir. Tüm eksenler boyunca periyodikliği sağlamak amacı ile dalga kılavuzunun -x eksenine dik olan duvarları PMC olarak tanımlanmıştır. Birim elemanlar PMC duvarlardan 30 mil uzaklığa yerleştirilmiştir.

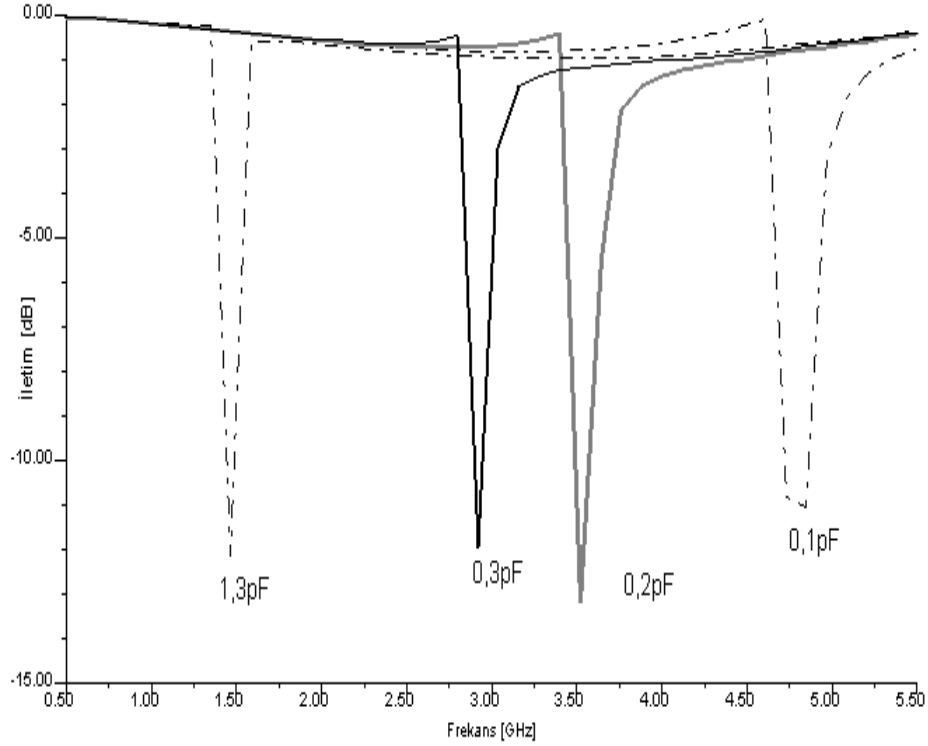
Dalga kılavuzu olarak tanımlanan yapının iki giriş ucuna dalga girişleri (waveport) atanmış, gelen elektromanyetik dalganın TEM olması durumunda S

parametreleri cinsinden iletim (S21) ve yansıma (S11) özellikleri incelenmiştir. Yakın alan etkileşimini azaltabilmek için dalga girişleri ile dielektrik ortam arasında yeterli uzaklık korunmuştur, böylece kaynak ile ortam arasında ki uzaklık arttırıldığında iletim ve yansıma özelliklerinde önemli bir değişme olmadığı gözlenmiştir. Yani sönümlü dalgaların ulaşamayacağı uzaklık tercih edilmiştir. Bu TEM dalgada manyetik alanın yönü AHR yapıların merkez eksenine dik olacak şekilde -x yönündedir. Her bir AHR eleman 2 boyutlu ve PEC olarak tanımlanmıştır ve kayıplar ihmal edilmiştir, ancak bu şekilde varolan bilgisayar konfigürasyonu ile sonuca ulaşılabilmektedir. Bu şekilde tanımlama sonucunda 5-15 GHz frekans aralığı için yapılan simülasyonlarda bir sonuca ulaşılabilmektedir.

AHR yapının iç ve dış halkada bulunan ayrıık kısımlarına ve iki halka arasındaki boşluğa reel kapasitif elamanlar tanımlanarak, kondansatör değerine göre optimizasyon sağlanacaktır. AHR yapıların aslında LC devreler şeklinde modellenmesi mümkündür, metal halka bobin davranışı gösterirken, sistemin toplam kapasitansı iki ana kısımdan oluşur. Bunlardan ilki iki halka arasındaki aralık, diğeri ise iç ve dış halkalardaki boşluktur.

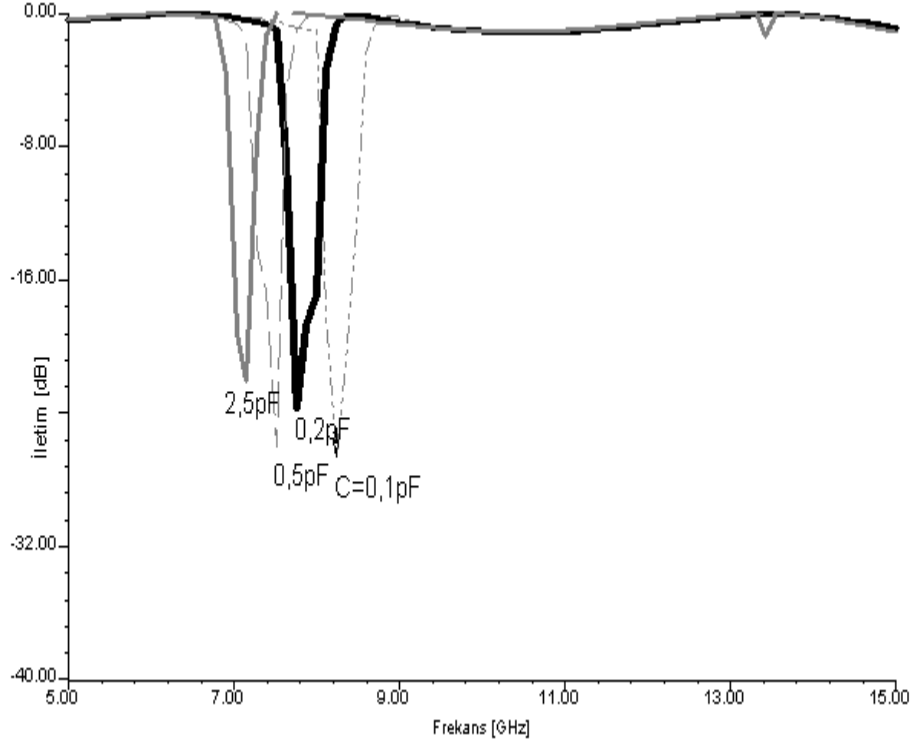
Burada rezonans davranışı düzlem olmayan periyodik AHR yapının frekans tepkisi gözlenerek elde edilecektir. Manyetik rezonans halkalarda ki ayrııklar ve bu halkalar arasında ki boşluk tarafından oluşturulur. Herhangi bir kapasitans eklemeksizin yapılan simülasyonlarda AHR periyodik yapının manyetik rezonans frekans değeri 10GHz civarındadır (Şekil 4.23.).

İlk kapasite değeri dış halkada ki boşluğa yerleştirilmiştir. Kullanılan kapasite değeri pikofarad cinsinden belirlenmiştir. Farklı kapasite değerleri için frekans değişimine göre rezonans değerinin daha düşük frekanslara kaydığını gözlemlenmiştir. Eklenen kapasite değeri 0,1pF olduğunda rezonans değeri 4,8GHz değerinde iken, kapasite değeri 1,3pF değerine arttırıldığında rezonans frekans değeri 1,5GHz değerine düşmüştür. Burada dış halkaya 1,3pF değerinde bir kapasitör ekleyerek 1,5 GHz değerinde manyetik rezonans sağlanması önemlidir. Çünkü serbest uzayda 1,5GHz frekansında dalga boyu 200mm'dir. Bu değerde kullanılan AHR yapının ebatlarından oldukça büyüktür. $\lambda/80$ ebatlarında ki alt dalga boyu AHR elemanlar kullanılarak manyetik rezonans sağlanmıştır (Şekil4.24).



Şekil 4.24.AHR yapıda dış halkaya kondansatör yerleştirilmesi durumunda s21 parametresi

İkinci kapasite değeri iki ayrı halka arasındaki boşluk bölgeye yerleştirilmiştir. İncelenen frekans değeri 5-15GHz aralığındadır. Yerleştirilen kapasite değeri 0,1pF iken rezonans frekans değeri 8,23GHz civarındadır. 0,2pF'lık bir kondansatör yerleştirildiğinde rezonans frekans 7,75GHz değerine düşmüştür. Kondansatör arttıkça rezonans frekansın daha da azaldığı görülmüş ve en son olarak yerleştirilen 2,5pF'lık kapasite değeri için 7GHz seviyesine kadar düşmüştür. Görüldüğü gibi ayrı halkalar arasında ki boşluk kısmına yerleştirilen kapasite değerinde oynama yapılarak rezonans frekans ayarlanmakta fakat bu dış halkadaki boşluğa yerleştirilen kadar düşük frekans değerlerine indirilememektedir, hatta en az etkileyen kapasite değişikliği buradadır (şekil4.25).

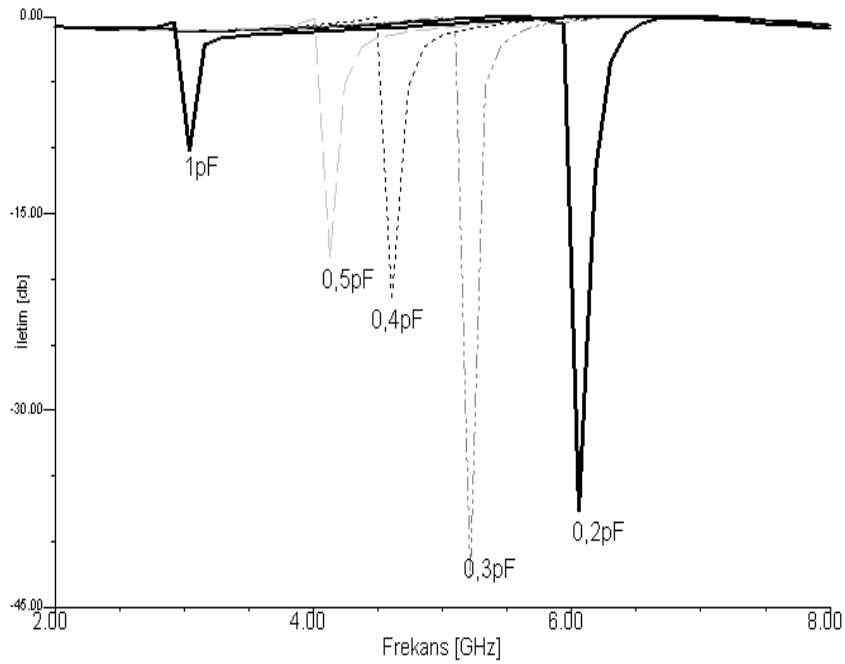


Şekil 4.25.AHR yapıda halkalar arasındaki boşluğa kondansatör yerleştirilmesi durumunda S21 parametresi

Son kapasite eklenen kısım ise iç halkanın ayrık kısmıdır. Bu aralığa 0,1pF’den başlayarak 1pF değerine kadar değişen kapasite değerleri için 10 GHz frekansa kadar iletim katsayısında ki (S21) değişiklikler gözlemlenmiştir. Kullanılan kondansatör değeri 0,1pF iken manyetik rezonans frekansı 7,4GHz civarındadır. 0,2pF kullanıldığında bu değer 6GHz değerine gerilemiştir. Kullanılan kapasite değeri 1pF olduğunda ise 3GHz’e kadar gerilemiştir. Fakat dış halkaya yerleştirilmiş kapasite değeri kadar düşük frekans değerlerine indirilememektedir. Bunun nedeni iç halkanın rezonansını oluşturan endüktif değerinin dış halkanın endüktif değerinden az olmasıdır. Kapasite değeri arttıkça dB cinsinden iletim miktarı da -10 dB değerine kadar gerilemektedir (şekil4.26).

Sonuç olarak NKI ortam elde edilebilmesinde manyetik rezonans oluşturmak için kullanılan AHR yapının rezonans değerini daha düşük frekans değerlerine indirmek mümkün görülmektedir. Kondansatör yerleştirilerek yapılabilecek bu

kontrol için en uygun yer dış halka olup rezonans frekans değeri 1,5GHz seviyesine kadar indirilebilmiştir. Bu frekans değeri de oldukça düşük bir değerdir. Ayrıca halkalar arasındaki bölgeye yerleştirilen kondansatörlerin diğer bölgelere göre daha az etkin olduğu gözlenmektedir. Bunun nedeni şu şekilde açıklanabilir; halkaları sağ ve sol olarak iki ayrı kısım şeklinde düşünürsek, bu iki kısım birbirine seridir ve ayrık kısma yerleştirilen kondansatörde endüktif özellikli halkanın metal kısmına seri bağlı olduğundan oldukça etkili olacaktır. Halkaların arasına yerleştirilecek kondansatör ise bu yarımlardan birine paralel olacağından kapasite değerlerinin artması diğer durumlar kadar etkili olmayacaktır. Bunu devre temsili ile anlamak daha kolay olacaktır.



Şekil 4.26.AHR yapıda iç halkaya kondansatör yerleştirilmesi durumunda s21 parametresi

4.10. İSAHR Yapı Kullanarak Dalga Kılavuzu Minyatürizasyonu

Dalga kılavuzlarının kesim frekansı altındaki değerler için iletim sağlaması enine ebatlarının azaltılmasına yönelik önemli bir adımdır. Dalga kılavuzlarının düzlemsel yapılara göre dezavantajları üç boyutlu büyük ve dalga boyu ile limitli ebatlarıdır. Her hangi bir dielektrik dolgu malzemesi olmayan dikdörtgen dalga kılavuzlarının kesim frekansı;

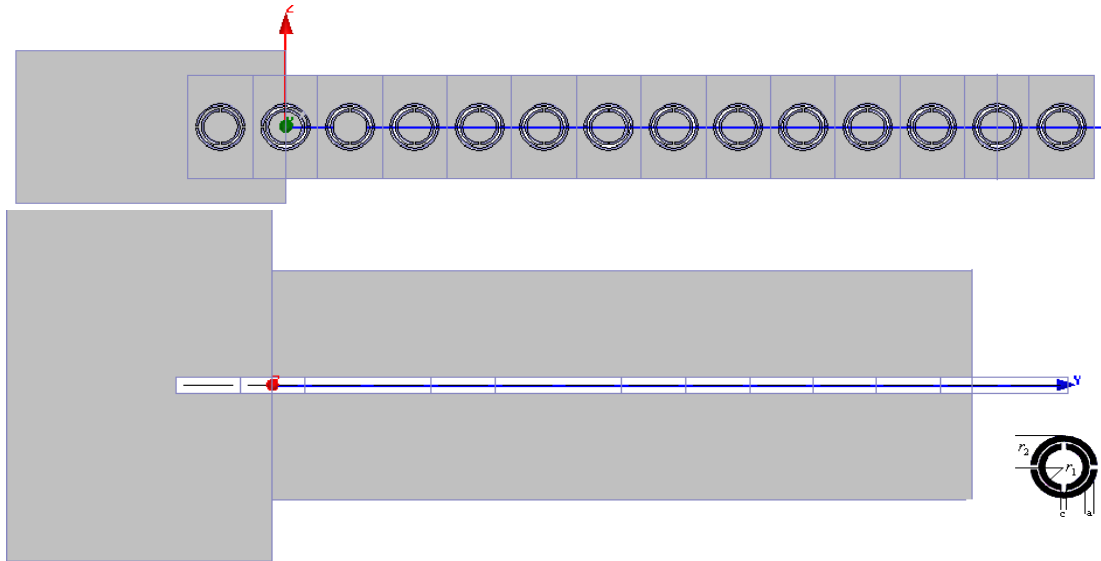
$$\lambda_{kesim} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (4.16)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada a ve b dalga kılavuzunun enine ebatlarını m ve n ise hesaplanacak modları göstermektedir. Kesim frekansının daha düşük değerlere indirilmesinin dielektrik dolgu malzemesi kullanılmaksızın belirli şartlarda mümkün olduğu analitik olarak hesaplanmıştı (Bölüm 3.3.). Bunlardan bir tanesi ortamın enine bileşenlerinden manyetik alan yönünde enine bir negatif permeabilite tanımlamaktır. Bu durumda dalga kılavuzunun kesim frekansının altında iletim sağlayabileceği teorik olarak gösterilmiştir. Bunun doğruluğunu yine dalga kılavuzu içerisine yerleştirilecek isotropik olmayan İSAHR (iki simetrik ayrıık halka resonatör) yapılar kullanılarak ispatlanacaktır (Şekil 4.27.).

İSAHR yapıların içerisine yerleştirileceği dalga kılavuzu X bant dalga kılavuzudur ve bilindiği gibi X bant dalga kılavuzlarının kesim frekansı 6,56 GHz değerindedir ve bu frekans değerinin altında iletim sağlayamaz. X bant dalga kılavuzunun beslendiği dalga kılavuzu ise C bant dalga kılavuzudur ve kesim frekans değeri 4,3 GHz seviyesindedir. Buradan gönderilecek 4,3GHz-10GHz frekans aralığındaki EM alana karşı İSAHR yapı yerleştirilmiş X bant dalga kılavuzunun tepkisi incelenmiştir.

X bant dalga kılavuzunun içerisine yerleştirilen İSAHR yapı 60 mil kalınlığındaki Flame Retardant-4 (FR-4) plaket içerisinde tanımlanmıştır ve dielektrik katsayısı $\epsilon_r = 4,7$; $\mu_r = 1$ değerindedir. X bant dalga kılavuzunun ebatları

900mil*3700mil*400mil değerindedir. C bant dalga kılavuzunun ebatları ise 1340mil*985mil *590mil olarak belirlenmiştir. İSAHR yapının ebatları ise dış çap 200mil (r_2), iç çap 150 mil (r_1), ayrılcık kapasite kısmının değeri 30 mil(c) ve et kalınlığı 20 mil (a) olarak seçilmiştir. Halkalar arasındaki boşlukta 10 mil olarak ayarlanmıştır (şekil 4.27.). İSAHR yapıdan 16 tane kullanılmış ve bunlardan bir kısmı C bant dalga kılavuzu içerisinde bir kısmı da X bant dalga kılavuzunun radyasyon yapan diğer kısmına taşıyılarak daha iyi etkileşme ve daha iyi radyasyon yapılması sağlanmıştır (şekil 4.27.). İSAHR yapının içerisine yerleştirildiği dielektrik birim hücrenin ebatları da 60mil*235mil*400mil değerindedir ve İSAHR birim elemanlar tam orta noktasına yerleştirilmiştir. İSAHR yapılar kalınlık verilmemiştir yani iki boyutlu olarak tanımlanmış ve PEC özelliği atanmak sureti ile simülasyonun ideal şartlarda sonlanması sağlanmıştır. X bant dalga kılavuzunun bir tarafı radyasyon yüzeyi olarak atanmıştır ve buradan EM alanların yayılımı gözlenmiştir. Ayrıca her iki dalga kılavuzunun yanal kenarlarında simülasyonun varolan konfigürasyonla sonlanabilmesi için kalınlık tanımlanmamış ve PEC olarak atanmıştır, bu şekilde bir yaklaşım olmadan dalga kılavuzlarının normal kalınlık değerleri ile çalışılması hem daha uzun zaman alacak ve çoğu zaman varolan konfigürasyonla sonlanamayacaktır. C bant dalga kılavuzunun kapalı olan tarafı dalga girişi olarak tanımlanmış ve elektromanyetik alan buradan ortam içerisine gönderilmiştir, açık olan tarafta diğer dalga kılavuzuna giriş sağlanmıştır.

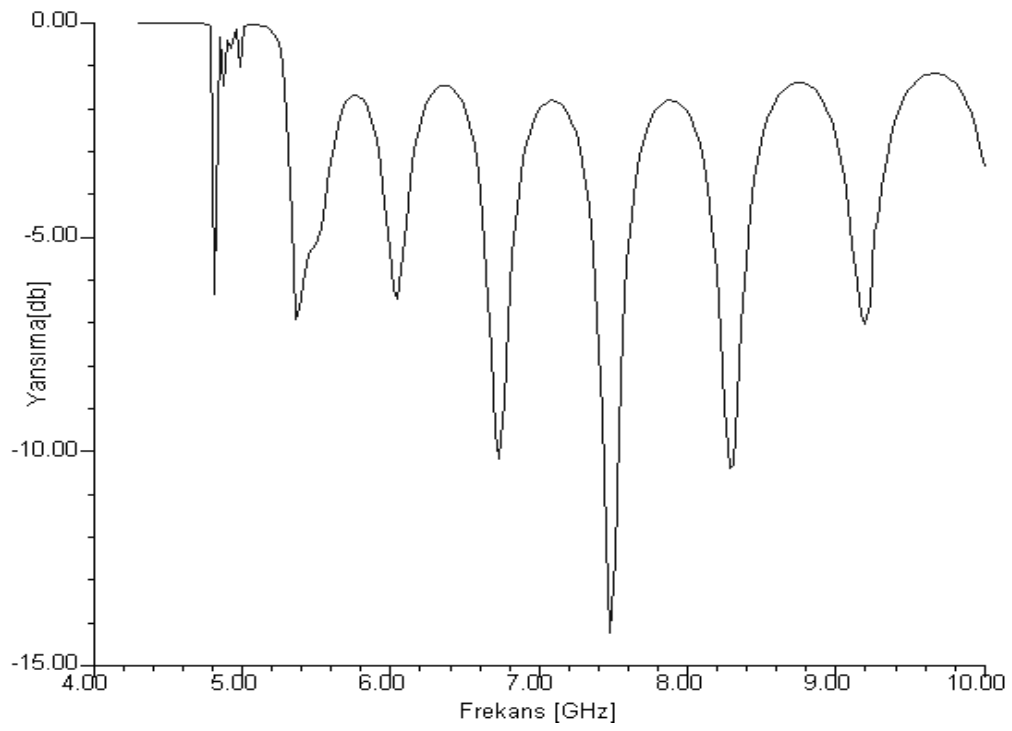


Şekil 4.27.AHR yapının dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki görünüşü

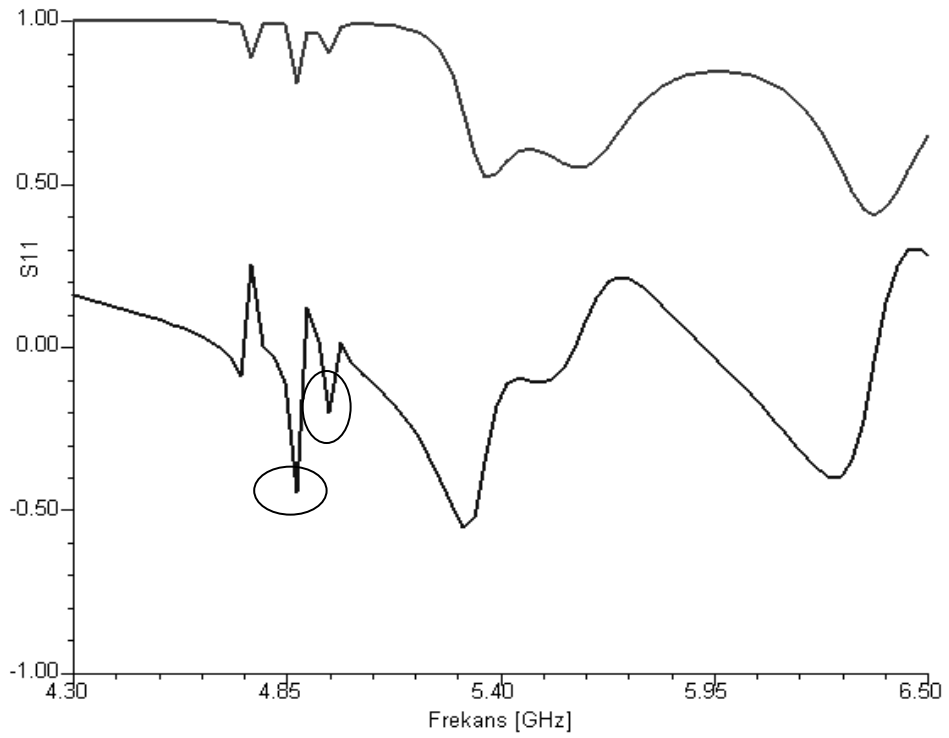
Simülasyon da çözüm frekansı olarak sonuçları elde edilen en yüksek frekans olan 10GHz seçilmiştir, bu şekilde boyutları en küçük sonlu elemanlar ile çözüm yapılması sağlanmıştır çünkü sonuç elde edilen frekans aralığında ki en yüksek frekans değeri 10GHz olarak belirlenmiştir.

C bant dalga kılavuzunun kesim frekansından başlanarak 10GHz değerine kadar uygulanan EM alan durumunda ortamın tepkisi şekilde görülmektedir (şekil 4.28.). İSAHR yapı yerleştirilmesi ile X bant dalga kılavuzunun tepkisi 6,56 GHz seviyesinden 4,8 GHz değerine kadar inmiştir. Bu frekans değerinde iletim bant aralığı düşük dahi olsa iletim sağlandığı görülmektedir, yani dalga kılavuzunun ebatlarında %35 oranında minimizasyonun, düşük bir bant aralığında olsa bile, gerçekleştirilmesi mümkün görülmektedir. Bilindiği gibi dalga kılavuzu içerisine yerleştirilen dielektrik malzemeninde aslında bu sonuca etkisi beklenmektedir. Çünkü daha önceki çalışmalardan, sadece dielektrik malzeme yerleştirilerek dalga kılavuzunun ebatlarının küçültülmesi mümkün olduğu bilinmektedir. Bunu gözlemlemek için İSAHR yapılar ortam içerisinde MEİ özelliği kaldırılarak yada MEİ özelliği iptal edilerek yapılan simülasyonlarda 6,1 GHz değerine kadar bir etkisi olmadığı bu değerden sonrada çok düşük seviyede iletim sağlandığı gözlemlenmiştir. Manyetik rezonans özelliğini daha düşük frekanslara indirebilmek için ayırık halkadaki kapasite değeri arttırılması yolu ile rezonans frekans değeri aşağı çekilerek dalga kılavuzunun iletme geçtiği frekans değeri de düşürülmesi mümkün görülmektedir (Bölüm 4.8.) .

Dalga kılavuzunun kesim frekansı değerinin altında iletimin olması elbette geri yönlü dalga varlığının tam olarak ispatı değildir. Dalga kılavuzunun iletimde olduğu aralık için yansıma katsayısının genlik ve fazına bakıldığında dalganın faz açısının negatif bölgede olduğu görülmektedir, buda geri yönlü dalganın varlığının ispatıdır (şekil 4.29.). Yansımanın (S11) azaldığı durumlarda yani iletimin belirdiği değerlerde faz yansımalarındaki negatiflik negatif faz hızını göstermektedir.



Şekil 4.28.Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki EM alanların yansıması

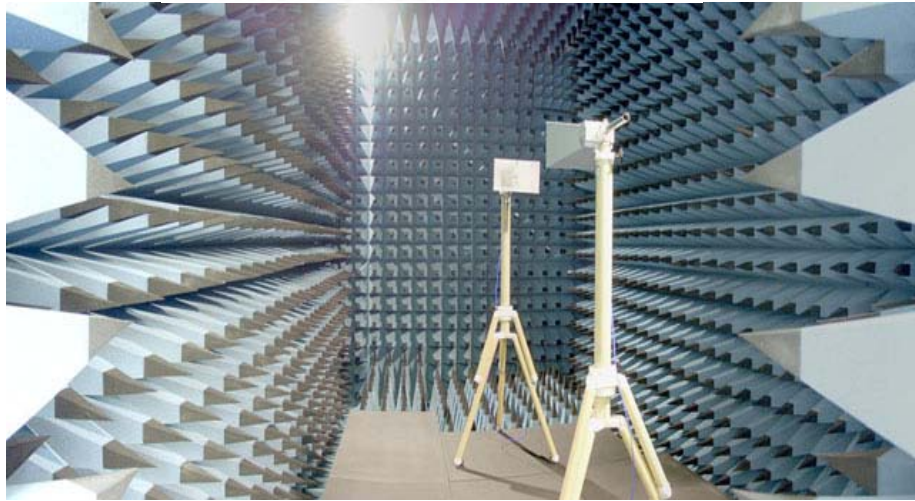


Şekil 4.29.Dikdörtgen dalga kılavuzu içerisindeki EM alanların yansıma faz değişikliği

4.11. Dikdörtgen Dalga Kılavuzu Ebatlarının Azaltılmasına Yönelik Ölçümler

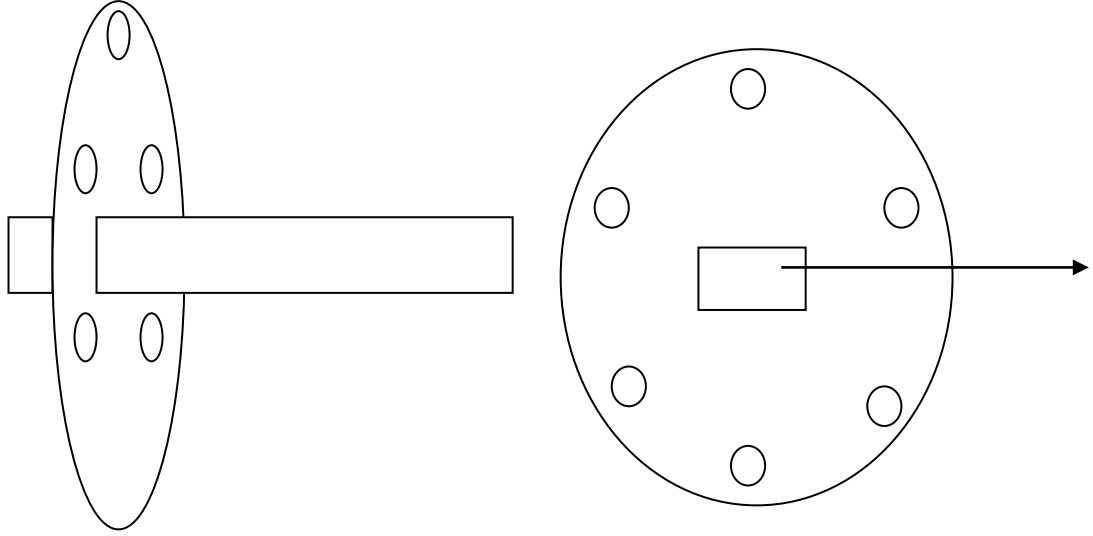
Dalga kılavuzunda kesim frekansının altında iletimin gözlenebilmesi, dolayısı ile ebatlarının azaltılması ile ilgili yorum yapılabilmesi için bir dalga kılavuzundan (C bant dalga kılavuzu) diğerinin normal şartlarda iletmesi söz konusu olmayan, daha düşük frekanstan başlanarak EM dalganın uygulanması ve daha düşük ebatlara sahip diğer dalga kılavuzuna (X bant dalga kılavuzu) ulaşan, bundan geri yansıyan ve yayılan EM dalgaların incelenmesi gerekmektedir.

Nümerik olarak ele alınan dalga kılavuzu minyatürizasyonun deneysel olarak araştırılması için öncelikle iki farklı dalga kılavuzuna ihtiyaç vardır. Bunlardan birincisi sinyalin uygulandığı C bant dalga kılavuzudur. Bu dalga kılavuzunun ebatları 1340mil*985mil *590mil şeklindedir ve sinyal girişi HP8362B vektör analiz cihazından SMA kablo ile yapılmıştır (Şekil 4.30.). 1340 mil - 590mil dalga kılavuzunun enine ebatlarıdır, 985 mil ise boyuna ebatlarıdır.



Şekil 4.30. Ölçümlerde kullanılan Network Analiz Cihazı ve ölçümün yapıldığı yankısız oda

Bu dalga kılavuzundan 5GHz-7,5GHz frekansları arasında sinyaller gönderilerek geri yansıma ve radyasyon değerlerine bakılacaktır. Deneyin yapıldığı ortam yankısız oda olarak ideal koşullara yakın seçilmiştir. C bant dalga kılavuzu 900mil*3700mil*400mil ebatlarında ki X – bant dalga kılavuzuna mekanik olarak eklenmiştir (şekil 4.31- şekil 4.32.).



Şekil 4.31. X-C band dalga kılavuzlarının birbirlerine eklenmiş halinin blok şeması

Şekil 4.32. İçerisine manyetik meta malzeme yerleştirilmiş dalga kılavuzu yapı

Dalga kılavuzu içerisine yerleştirilen yapay manyetik malzeme çift taraflı baskı devre plaketi FR4 (Flame Retardant 4- dielektrik katsayısı 4.70, dielektrik malzeme kalınlığı 1,25mm) üzerine pozitif 20 tekniği ile yapılmıştır. Burada tek taraflı olarak dizayn edilmiş İSAHR şeklindeki yapıların geometrik özellikleri sayesinde elektriksel etkileşim en aza indirgenmiştir. Her bir birim elemanın yerleştirildiği alan 235mil genişliğindedir. İSAHR yapının ebatları HFSS’de test edilmiş yapının değerleri ile aynıdır. Burada yapay manyetik yapı tek eksenli olarak dizayn edilmiş ve sadece X bant dalga kılavuzu içerisine ortalanarak yerleştirilmiştir. Ölçüm esnasında yapay manyetik metamalzemenin hareket etmesini engellemek amacı ile dalga kılavuzu içerisinde kenarlara sabitlenmiştir.

Burada kullanılan X bant dalga kılavuzunun kesim frekansının yaklaşık olarak 6,56 GHz olması gerekmektedir. Farklı sayıda İSAHR’dan oluşan PCB yapı yerleştirilerek iletimdeki değişiklikler gözlenmiştir. İlk yerleştirilen PCB devresinde toplam 10 adet AHR bulunmaktadır ve yapının tamamı dalga kılavuzunun içerisinde kalmıştır. Başlangıç ve bitiş frekansları burada da 5GHz-7,5GHz arasında değişirken geri yansımaya değeri S11 parametresi olarak elde edilmiştir (Şekil 4.33.).

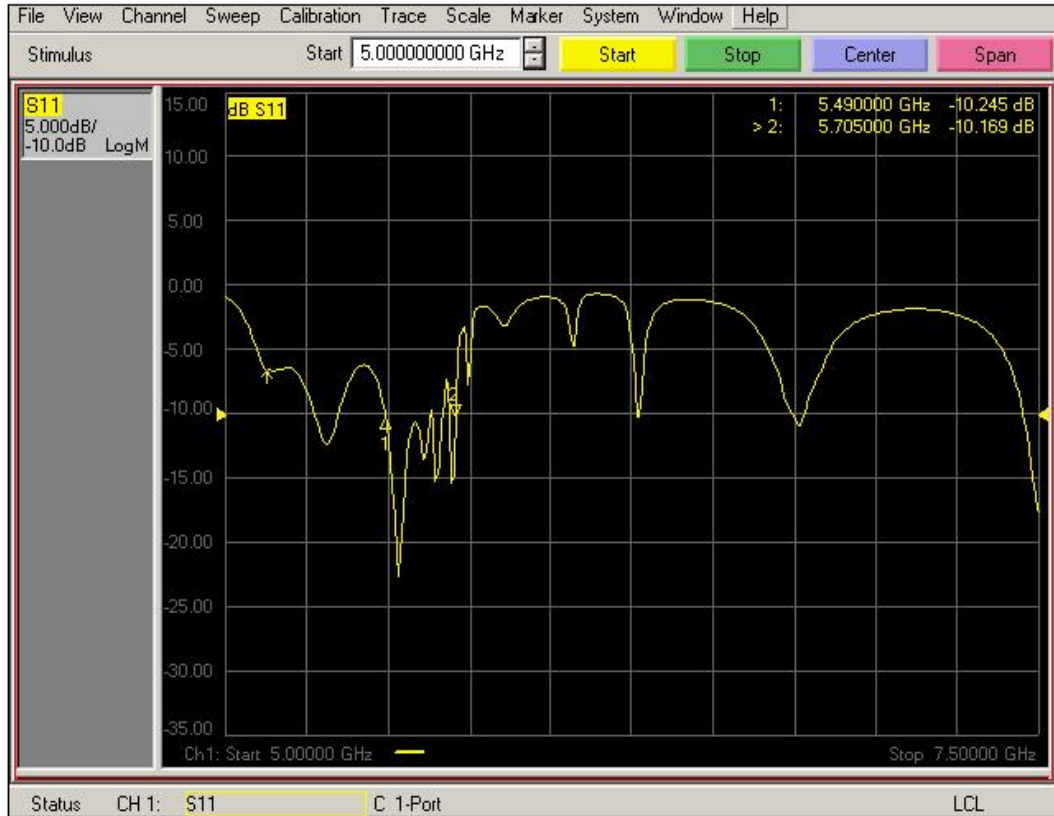


Şekil 4.33. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 10 tane AHR içeren manyetik meta-malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi

En az yansımanın olduğu ilk frekans değeri 5,54GHz ve yansıma değeri -19,5dB, bir sonraki ise 5,6675GHz değerinde ve -19dB olarak gözlenmektedir. Bu değerler kullanılan dalga kılavuzunun kesim frekansından yaklaşık 1GHz aşağıdadır. Bu frekans değerleri için yansıma oldukça düşük olduğundan iletimin ona göre iyi bir değerde olduğu düşünülmektedir. Bunu anlamanın en iyi yolu bu yapının radyasyonunun incelenmesidir. Bu sayede dalga kılavuzunun enine ebatlarında yaklaşık %15 azaltma yapmak mümkün görülmektedir. Bu iletim değerleri için dalga boyundan oldukça düşük değerlerde İSAHR yapılar kullanılmıştır (dalga boyunun onda biri kadar). Dolayısı ile etkin ortam teorisine uyulduğu görülmektedir ve ortamda manyetik geçirgenliğin etkin ortam teorisi ile açıklanması doğal olacaktır.

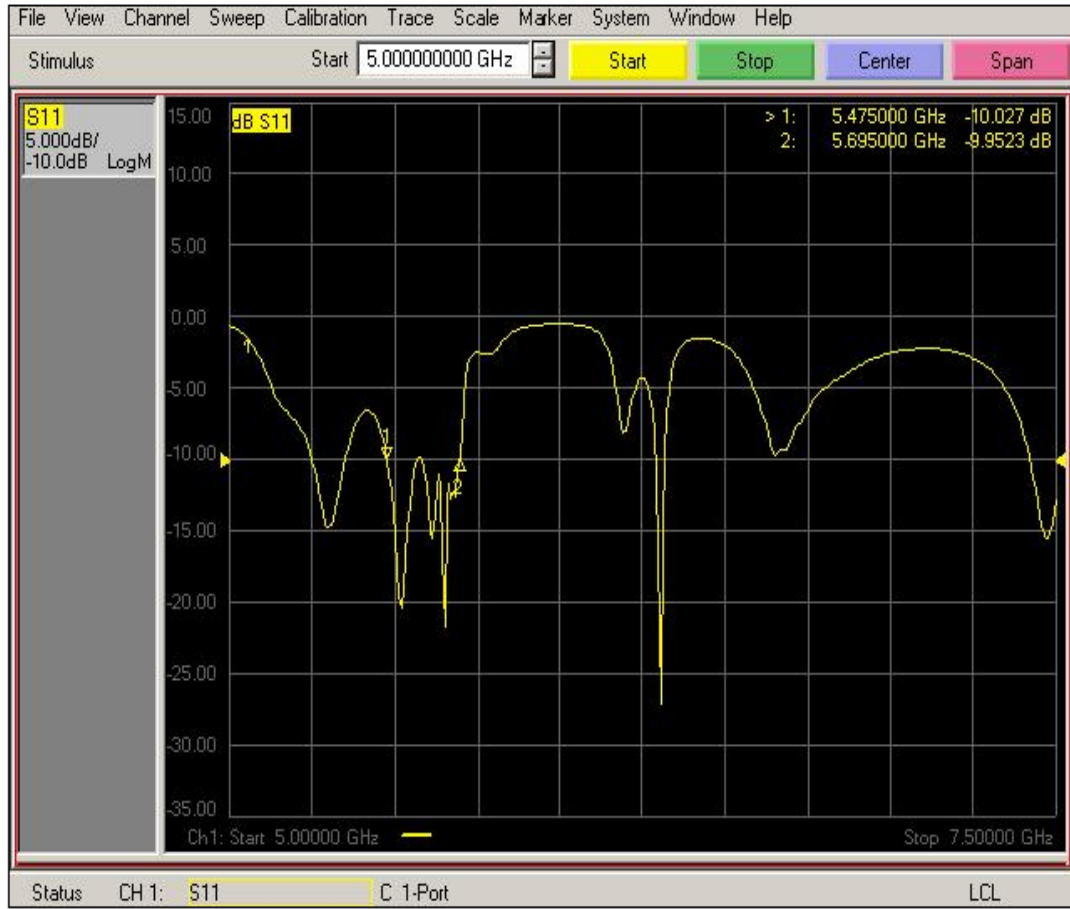
Bir diğer ölçüm için PCB üzerinde 11 adet AHR yerleştirilmiş manyetik meta malzeme dalga kılavuzu içerisine yerleştirilmiştir (Şekil 4.34.). Bu yapıda da PCB üzerindeki İSAHR birim hücre ebatları aynı seçilmiştir. Bütün PCB uzunluğu dalga kılavuzunun ebatlarından fazla olduğundan bir kısmı dalga kılavuzunun dışında

kalmıştır. Bu durumda yansıma miktarı da azalmıştır. Birinci çok düşük yansıma 5,49 GHz değerinde meydana gelmiş ve bu değerde yansıma miktarı -22dB değerine kadar azalmıştır. Dolayısı ile daha düşük frekans seviyesinde daha az yansıma, bir başka deyişle daha iyi bir iletim ve radyasyon sağlanmış olmaktadır. Bunun sebebi X bant dalga kılavuzunun bağlı olduğu diğer ortamlarla empedans uyumunun artırılmış olmasıdır.

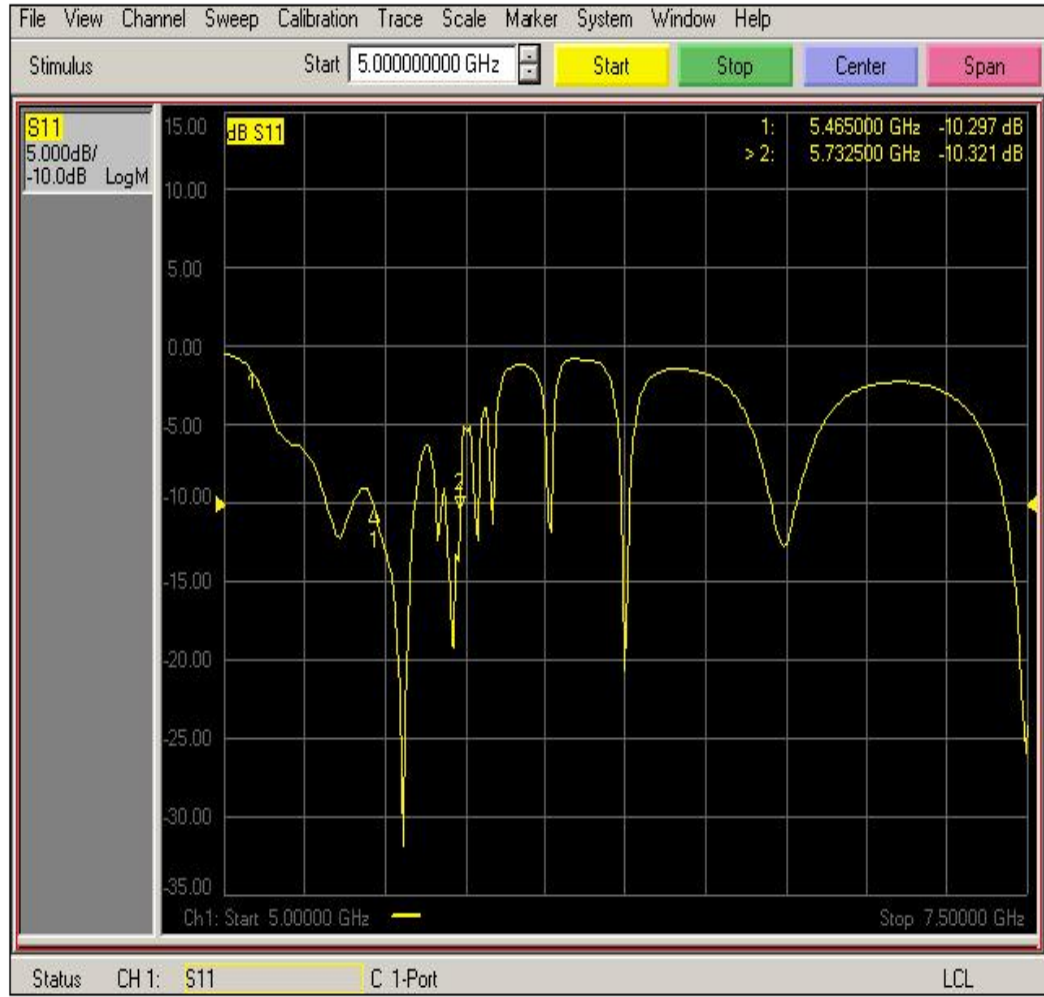


Şekil 4.34. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 11 tane AHR içeren manyetik meta-malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi

X bant dalga kılavuzunun C bant dalga kılavuzu ve yayılım yaptığı ortam ile empedans uyumunu arttırmak amacı ile dalga kılavuzu dışına taşan İSAHR sayısı artırılmış ve daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Hem minimum S11 değerleri hem de bu değerlere karşılık gelen frekans değerleri azalmıştır (şekil 4.35., şekil 4.36.).

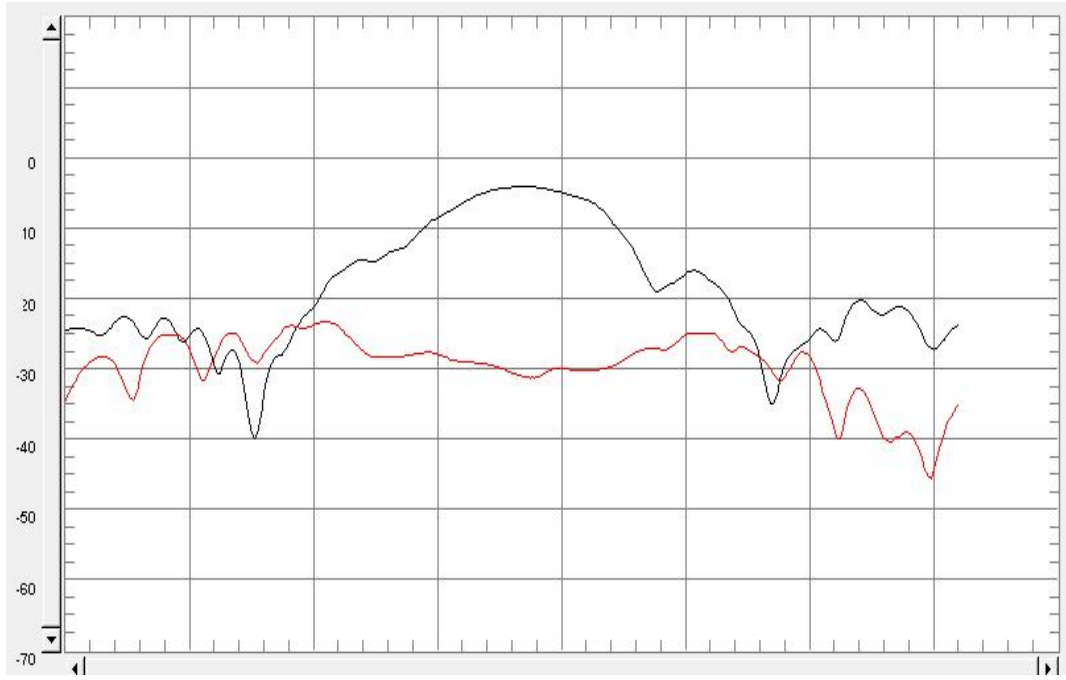


Şekil 4.35. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 12 tane AHR içeren manyetik meta-malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi

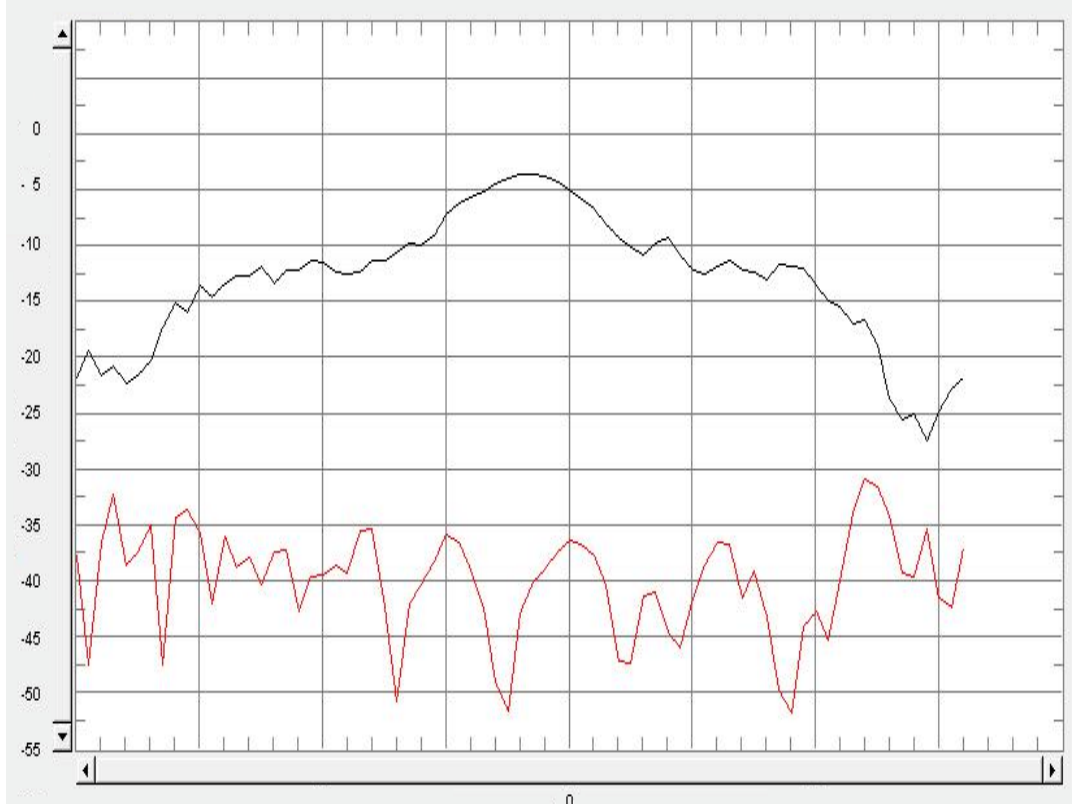


Şekil 4.36. Dikdörtgen dalga kılavuzunun içerisine 13 tane AHR içeren manyetik meta-malzeme yerleştirilmesi durumunda yansıma değerlerinin frekansa göre değişimi

Bu yapıların yansıma özelliklerini temsil eden S11 parametrelerinin yanında dalga yayılımları da yapının istenen özelliklere sahip olup olmadığına karar vermekte önemlidir. Bunun için yine yankısız ortam içerisinde ortamın radyasyonunun farklı açılarda değerlere karşı gelen iletim karakteristikleri incelenmiştir. Dalga kılavuzundan yayılan elektrik ve manyetik alanlarının aynı polar özellikli iletimleri özellikle sıfır derecede oldukça iyi olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.37., Şekil 4.38.). Sıfır derece için -10dB değerinin üzerinde oldukça iyi bir iletim vardır. Zıt polar özellikleri ise oldukça düşüktür buda istenen bir durumdur çünkü üretilen yapının manyetik özellik göstermesine rağmen istenmeyen elektrik özelliği İSAHR yapı ile minimuma indirilmiş olduğu görülmektedir.



Şekil 4.37. Açık uçlu dalga kılavuzu için aynı ve zıt polar özellikli elektrik alan



Şekil 4.38. Açık uçlu dalga kılavuzu için aynı ve zıt polar özellikli manyetik alan

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında negatif kırılma indisli meta-malzeme dizayn edebilmek için iki farklı özellikli yapay malzeme kullanılmıştır. Bu yapılardan JC negatif dielektrik özellikli, KOR ise negatif manyetik özelliğe sahip etkin ortam elde etmek için tasarlanmıştır.

Yapıların S –saçılma parametreleri sonlu elemanlar metodu tabanlı HFSS programı yardımı ile elde edildiğinden, ilk olarak elektromanyetik özelliklerinin ve ortam parametrelerinin, S parametreleri kullanılarak nasıl elde edileceği çıkarılmıştır (Bölüm 3.2.1.). Pozitif kırılma indisine sahip iki ortam arasına yapay malzemeler kullanılmadan oluşturulmuş negatif kırılma indisli yapı farazi olarak tanımlanarak oluşturulan yapının düzlem lens olarak davrandığı, odaklamayı başardığı ve teoride gösterildiği şekilde faz hızının negatif olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.3.). Benzer bir tanımlama yaparak pozitif kırılma indisine sahip bir ortamdan, negatif kırılma özelliğine sahip başka bir ortama geçerken negatif kırılma olayı görülmüştür (Şekil 4.4.). Bu özelliklerin yapay olarak dizayn edilecek meta-malzemelerde gözlenebileceğini ispatlayabilmek için öncelikle JC yapı kullanılarak S parametreleri elde edilmiştir. Dalga boyu ebatlarından çok daha düşük frekans değerleri için tam yansıma ($S_{11}=1$) gözlenmiştir (Şekil 4.5.). Dolayısı ile etkin ortam özelliğinden bahsedilebilmiş ve ortamın dielektrik katsayısının (ϵ), S parametrelerine bağlı olarak çıkarılması ile mikrodalga frekans aralığında negatif olduğu gösterilmiştir (Şekil 4.20.). Aynı şekilde yapay olarak dizayn edilen KOR yapı kullanılarak oluşturulan etkin ortamın saçılma parametrelerinin de (S_{11} - S_{21}) mikrodalga frekans aralığında negatif olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.9.). Bu saçılma parametrelerinin negatif olma nedeninin manyetik etkilerden kaynaklandığı kapasitif özellik gösteren ara boşluğun kapatılarak yeniden elde edilen S parametrelerinin önceki durumla aynı özellik de olmaması ile ispat edilmiştir (Şekil 4.20.). S parametrelerine bağlı olarak elde edilen manyetik geçirgenlik katsayısının da dielektrik katsayısı ile aynı frekans aralığında negatif olduğu elde edilmiştir (Şekil 4.22.). Bu iki farklı geometrik özellikli yapının ayrı ayrı negatif dielektrik ve negatif manyetik özellik gösterdikleri anlaşıldıktan sonra, bu iki yapının aynı ortamda periyodik olarak dizilmesi ile negatif

kırılma indisli yapı elde edilmiştir (Şekil 4.13.). Daha önce her ikisinin ayrı ayrı tam yansıma yaptıkları frekans aralığında dar bant aralıklı iletim değerleri gözlenmiştir. Bu kompozit yapının düzlemsel ve düzlemsel olmayan her iki durum için iletim ve yansıma özellikleri elde edilmiş ve düzlemsel yapılarda JC-KOR yapılar arasında ki etkileşimin daha fazla olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.13- Şekil 4.14.).

Negatif dielektrik özelliğine sahip JC yapının ebatlarının saçılma parametreleri üzerine etkileri incelenmiştir. JC yapının kapasitif kollarını birleştiren ara kısmının kalınlığı değiştirilmesi ile S11 yansıma parametresi incelenerek plazma frekansının arttığı gözlenmiştir (Çizelge 4.1.). Kapasitif uzunluk ve genişlik arttığı durumda ise plazma frekansının bir diğer deyişle yansıma parametresinin (S11) azaldığı gözlenmiştir (Çizelge 4.2.- Çizelge 4.3.).

Negatif manyetik özellik gösteren KOR yapının ebatlarının da rezonans frekansa etkisi incelenmiştir. Kapasitif özellik gösteren kollar arası uzaklık arttıkça rezonans frekansının arttığı, rezonans frekans değerinin başladığı aralığın az değişmesine rağmen, bittiği değerden daha yüksek frekans değerlerine kayma eğiliminde olduğu gözlenmiştir (Çizelge 4.5.). Kapasitif elemanı oluşturan kolun uzunluğu kapasitif alanın ebatları ile doğru orantılı olarak değiştiğinden kapasite değeri de kol uzunluğunun artması ile artmış dolayısı ile rezonans frekans değeri azalmıştır (Çizelge 4.6.). Kapasitif aralığı oluşturan kolların kalınlığı ile kapasite değeri doğru orantılı olduğu için rezonans frekansın ters orantılı olarak azaldığı gözlenmiştir (Çizelge 4.7.). JC ve KOR yapıdan oluşan düzlemsel yapının dielektrik katsayısı ve manyetik geçirgenlik katsayılarının negatif olduğu ispat edilmiştir (Şekil 4.20- Şekil 4.22.).

Manyetik rezonans elde etmek için yaygınlıkla kullanılan AHR rezonatörlerin göstermiş olduğu rezonans değerlerini, yapının ebatlarını değiştirmeden istenilen frekans değerlerine ayarlamak için değişik kısımlarına ek kapasite konulmuştur. Dış halkada ki boşluğa yerleştirilen pikofarad (pF) değerlerindeki kondansatör ile $\lambda/80$ ebatlarında ki alt dalga boyu AHR elemanlar kullanılarak manyetik rezonans sağlanmıştır (Şekil 4.24.). Ayırık halkalar arasında ki boşluk kısmına ve iç halkaya yerleştirilen kapasite değerinde oynama yapılarak da rezonans frekans değeri ayarlanabilmekte fakat bu dış halkadaki boşluğa yerleştirilen kapasite durumu kadar

düşük frekans değerlerine indirilememekte olduğu gözlenmiştir (Şekil 4.25.-Şekil 4.26.).

Tüm bu çalışmalardan sonra dalga kılavuzlarının ebatlarının dielektrik ortam kullanılmaksızın negatif manyetik geçirgen özelliğine sahip bir ortam oluşturarak azaltılabileceği teorik olarak ispatlanmıştır (denklem 3.49.- bölüm 3.4.). Bu çalışma numerik olarak dizayn edilen dalga kılavuzunun içerisine yerleştirilen İSAHR yapı ile desteklenmiştir (Şekil 4.28.- Şekil 4.29.). Ayrıca AHR yapı PCB baskı devre dizayn teknikleri ile üretilmiş ve dalga kılavuzu içerisine yerleştirilerek yansıma özellikleri ve yaptığı EM alan yayılımı gözlenmiştir (Şekil 4.30- Şekil 4.31.-Şekil 4.32.). Dalga kılavuzunun kesim frekansından daha düşük frekans değerleri için iletim gözlenmiştir, dolayısı ile alt dalga boyunda iletim söz konusu olabilmektedir. Ayrıca dalga kılavuzu ebatlarında 15%'lik bir azaltma ispatlanmıştır (Şekil 4.33.). Buda şu andaki dalga kılavuzu tekniği için bir meydan okumadır.

İleriki çalışmalarda, negatif kırılma özelliğine sahip metamalzemeler kullanılarak pek çok yenilik elde etmek mümkün görülmektedir. Bir cisim etrafına yerleştirilecek değişik dalgaboylarındaki metamalzeme ile optik frekans aralığı dahil olmak üzere o cisim görünmez kılma yada radara yakalanmama bunlardan sadece bir tanesidir. Alt dalga boylarının da gözlenebildiği mükemmel lens, düzlem süper lensler kullanarak maksimum miktarda güneş ışığı odaklama yaparak geri dönüşebilir enerji uygulamaları gibi pek çok yeni çalışma akademisyenleri ve araştırmacıları beklemektedir.

KAYNAKLAR

- ARTMAN, K., 1948. Measurement of Permeability Tensor in Ferrites. *Ann. Phys. Lpz.*, 2: 87-90.
- BALANIS, C. A., 1989. *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York.
- BERMAN, P. R., 2002. Goos-Hänchen Shift in Negatively Refractive Media. *Phys. Rev. E*, 66:1–3.
- BORN, M. and WOLF, E., 1989. *Principles of Optics*, Oxford.
- BORN, M., and WOLF, F., 2002. *Principles of Optics*, Cambridge.
- BROAS, R. F. J., SIEVENPIPER, D. and YABLONOVITCH, E., 2001. A High-Impedance Ground Plane Applied to a Cellphone Handset Geometry. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 49: 1262.
- BROWN, J., 1960. Artificial Dielectrics. *Prog. Dielectr.*, 2: 195.
- CALOZ, C., 2005. *Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications*. New York.
- ELEFThERIADES, G. V., IYER, A. K., and KREMER, P. C., 2002. Planar Negative Refractive Index Media Using Periodically L-C Loaded Transmission Lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 50: 2702.
- ENOCH, S., TAYEB, G., and MAYSTRE, D., 1999. Numerical Evidence Of Ultrarefractive Optics in Photonic Crystals. *Opt. Commun.*, 161: 171-176.
- FEI-RAN, Y., KUANG-PING, P., YONGXI, J. and ITOH, T. A., 1999. Novel TEM Waveguide Using Uniplanar Compact Photonic-Bandgap (UC-PBG) Structure. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 47: 2092–2098.
- GAY-BALMAZ, P. and MARTIN, O. J. F., 2002. Electromagnetic Resonances in Individual and Coupled Split-Ring Resonators. *J. Appl. Phys.*, 92: 2929.
- GAY-BALMAZ, P. and MARTIN, O. J. F., 2002. Efficient Isotropic Magnetic Resonators, *Appl. Phys. Lett.*, 81: 939.
- GOOS, F. and HÄNCHEN, H., 1947. Ein Neuer und Fundamentalere Versuch Zur Totalreflexion. *Ann. Phys. Lpz.*, 1: 333-346.
- GRALAK, B., ENOCH, S., and TAYEB, G., 2000. Anomalous Refractive Properties of Photonic Crystals *J. Opt. Soc. Am.*, 17: 1012-1020.

- GRBIC, A. and ELEFTHERIADES, G. V., 2002. Experimental Verification of Backward-Wave Radiation from a Negative Refractive Index Metamaterial. *J. Appl. Phys.*, 92: 5930.
- HRABAR, S., ERES, Z. and BARTOLIC, J., 2002. Capacitively Loaded Loop as Basic Element of Negative. Permeability Meta Material. *Proc.Eur.Microwave Conf.*, 327–330.
- HRABAR, S., BARTOLIC, J, SIPUS, Z, 2005. Waveguide Miniaturization Using Uniaxial Negative Permeability Metamaterial, *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*, 53:192-195.
- HSU, A. C., CHENG, Y. K., CHEN, K. H., CHERN, J. L., WU, S. C., CHEN, C. F., CHANG, H., LIEN, Y. H. and SHY, J. T., 2004. Far-Infrared Resonance in Split Ring Resonators. *Japan. J. Appl. Phys.* 43: 176-179.
- HUANG, Y. C., HSU, Y. J., LIH, J. S., and CHERN, J. L., 2004. Transmission Characteristics of Deformed Split-Ring Resonators *Japan. J. Appl. Phys.*, 43: 190-193.
- JACKSON, J. D., 1999. *Classical Electrodynamics*. Singapore.
- KONG, J. A., WU, B. I. and ZHANG, Y., 2002. Lateral Displacement of a Gaussian Beam Reflected from a Grounded Slab With Negative Permittivity and Negative Permeability. *Appl. Phys. Lett.*, 80: 2084-2086.
- KING, R. J., THIEL, D. V. and PARK, K. S., 1983. Physics of Negative Refractive Index Materials. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 31: 471-519.
- LAKHTAKIA, A., 2002. On Planewave Remittances and Goos-Hänchen Shifts of Planar Slabs with Negative Real Permittivity and Permeability. *Electromagnetics*, 23: 71.
- _____, 2002. On Perfect Lenses And Nihilicity. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 23: 339 - 343.
- _____, 2004. Positive and Negative Goos-H"Anchen Shifts and Negative Phase-Velocity Mediums (Alias Left-Handed Materials). *Int. J. Electron. Commun.*, 58: 229–231.

- LAGARKOV, A. N. and SARYCHEV, A. K., 1996. Electromagnetic Properties of Composites Containing Elongated Conducting Inclusions. *Phys. Rev. B*, 53: 6318.
- LANDAU, L. D., LIFSCHITZ, E. M. and PITAEVSKII, L. P., 1984. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford.
- LI, K., MCLEAN, S. J., GREGOR, R. B., PARAZZOLI, C. G. and TANIELIAN, M. H., 2003. Free-Space Focused-Beam Characterization of Left-Handed Materials. *Appl. Phys. Lett.*, 82: 2535.
- LIU, L., CALOZ, C., CHANG, C. C. and ITOH, T., 2002. Forward Coupling Phenomenon Between Artificial Left-Handed Transmission Lines *J. Appl. Phys.* 92: 5560
- LU, J., GRZEGORCZYK, T. M., ZHANG, Y., PACHECO, J., WU, B., KONG, J. A. and CHEN M, 2003. Cerenkov Radiation in Materials with Negative Permittivity and Permeability. *Opt. Express*, 11: 723-734.
- MARKOS, P. and SOUKOULIS, C. M., 2002. Transmission Studies of the Left-handed Materials *Phys. Rev. B*, 65: 033401.
- MARQUES, R., MARTEL, J., MESA, F., and MEDINA, M., 2002. Left-Handed-Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded Metallic Waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 183: 901–904.
- MASLOVSKY, S. I., TRETYAKOV, S. A. and BELOV, P. Aa, 2002. Strong Spatial Dispersion in Wire Media in the Very Large Wavelength Limit Microwave. *Opt. Tech. Lett.*, 35: 47
- MATITSINE S. M., HOCK, K. M., LIU, L., GAN, Y. B., LAGARKOV, A. N. and ROZANOV, K. N., 2003. Shift of Resonance Frequency of Long Conducting Fibers Embedded in a Composite. *J. Appl. Phys.* 94: 1146.
- MUNK, B. A., 2000. *Frequency Selective Surfaces*. New York.
- NICOLSON, A. M. and ROSS, G. F., 1970. Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time Domain Techniques. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-19, pp. 377–382.

- O'BRIEN, S. and PENDRY, J. B. 2002. Magnetic Activity at Infrared Frequencies in Structured Metallic Photonic Crystals. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14: 6383.
- O'BRIEN, S., MACPEAKE, D., RAMAKRISHNA, S. A. and PENDRY, J. B., 2004. Near-Infrared Photonic Band Gaps and Nonlinear Effects In Negative Magnetic Metamaterials. *Phys. Rev. B*, 69: 241101.
- PANINA, L. V., GRIGORENKO, A. N. and MAKHNOVSKIY, D. P., 2002. Optomagnetic Composite Medium With Conducting Nanoelements . *Phys. Rev. B*, 66: 155411.
- PANOIU, N. C. and OSGOOD, R. M., 2003. Numerical Investigation of Negative Refractive Index Metamaterials at Infrared and Optical Frequencies. *Opt. Commun. A*, 223: 331.
- PARAZZOLI, C. G., GREGOR, R. B., LI, K., KONTENBAH, B. E. C. and TANIELIAN, M. H., 2003. Experimental Verification and Simulation of Negative Index of Refraction Using Snell's Law. *Phys. Rev. Lett.*, 90: 107401.
- PENDRY, J. B., HOLDEN, A. J., STEWART, W. J. and YOUNGS, I., 1996. Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures. *Phys. Rev. Lett.* 76: 4773-4776.
- PENDRY, J. B., HOLDEN A. J., ROBBINS, D. J., and STEWARD, W. J., 1998. Low Frequency Plasmons in Thin-Wire Structures. *J. Phys. Condens. Matter*, 10: 4785.
- PENDRY, J. B., HOLDEN, A. J., ROBBINS, D. J., and STEWART, W. J., 1999. Magnetism From Conductors And Enhanced Nonlinear Phenomena. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 47: 2075-2080.
- PENDRY, J. B., 1996. Calculating Photonic Band Structure. *J. Phys.: Condens. Matter*, 8: 1085.
- _____, 2000 a. Light Runs Backwards in Time. *Phys. World*, 13: 27.
- _____, 2000 b. Negative Refraction Makes Perfect Lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85: 3966.
- PENDRY, J. B. and O'BRIEN, S., 2002. Very-Low-Frequency Plasma. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14: 7409.
- PENDRY, J. B., 2004. Negative Refraction. *Contemp. Phys.*, 45: 191.

- RAETHER, H., 1980. Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons. (Berlin: Springer)
- RAMAKRISHNA, S.A., 2005. Physics Of Negative Refractive Index Materials, Rep. Prog. Phys. 68: 493.
- ROTMAN, W., 1962. Plasma Simulation By Artificial Dielectrics and Parallel-Plate Media. IRE Trans. Antennas Propagat., 10: 82.
- SARYCHEV, A. K., and SHALAEV, V. M., 2000. Electromagnetic Field Fluctuation And Optical Nonlinearities In Metal-Dielectric Composites. Phys. Rep., 335: 275.
- SCHURIG, D. and SMITH, D. R., 2003. Universal Description of Spherical Aberration Free Lenses Composed of Positive or Negative Index Media, Phys. Rev. E, Eprint Physics, 0307088.
- SCHURIG, D. and SMITH, D. R., 2003. Negative Index Lens Aberrations. Phys. Rev. E, Eprint Physics, 0403147.
- SHAMONIN, M., SHAMONINA, E., KALININ, V. and SOLYMAR, L., 2004. Resonant Frequencies Of A Split-Ring Resonator: Analytical Solutions and Numerical Simulations. J. Appl. Phys., 95: 3778.
- SHAMONINA, E., KALININ, V. A., RINGHOFER, K. H. and SOLYMAR, L., 2002. Magnetoinductive Waves In One, Two, and Three Dimensions. J. Appl. Phys., 92: 6252.
- SHELBY, R. A., SMITH, D. R. and SCHULTZ, S., 2001. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. Science, 292: 77.
- SHELBY, R. A., SMITH D. R., NEMAT-NASSER, S. C. and SCHULTZ, S., 2001. Microwave Transmission Through a Two-Dimensional, Isotropic, Left-Handed Metamaterial. Appl. Phys. Lett., 78: 489.
- SHEN, J. T. and PLATZMANN, P. M., 2002. Near Field Imaging With Negative Dielectric Constant Lenses. Appl. Phys. Lett., 80: 3286.
- SIEVENPIPER, D. F., SICKMILLER, M. E. and YABLONOVITCH, E., 1996. 3D Wire Mesh Photonic Crystals. Phys. Rev. Lett., 76: 2480.
- SIEVENPIPER, D., ZHANG, L., BRAOS, R. F. J., ALEX'OPOLOUS, N. G., and YABLONOVITCH, E., 1999. High-Impedance Electromagnetic Surfaces

- With A Forbidden Frequency Band. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 47: 2059.
- SIMOVSKY, C. R. and HE, S. 2003. Frequency Range and Explicit Expressions for Negative Permittivity and Permeability for An Isotropic Medium Formed by a Lattice of Perfectly Conducting Omega-Particles. Phys. Lett. A, 311: 254.
- SMITH, D. R., PADILLA, W. J., VIER, D. C., NEMAT-NASSER, S. C., and SCHULTZ, S., 2000. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. Phys. Rev. Lett., 84: 4184.
- SMITH, D. R., and PENDRY, J. B., 2003. Reversing Light: Negative Refraction. Physics Today, 4: 1-8.
- VESELAGO, V. G., 1967. The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ , Usp. Fiz. Nauk, 92: 517.
- _____, 1968. The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ ,. Sov. Phys.—Usp., 10: 509.
- WILTSHIRE, M. C. K., PENDRY, J. B., YOUNG, I. R., LARKMAN, D. J., GILDERDALE, D. J. and HAJNAL, J. V., 2001. Microstructured Magnetic Materials for RF Flux Guides in Magnetic Resonance Imaging. Science, 291: 848.
- WILTSHIRE, M. C. K., HAJNAL, J. V., PENDRY, J. B., and EDWARDS, D. J., 2003. Metamaterial Endoscope For Magnetic Field Transfer: Near Field Imaging With Magnetic Wires. Opt. Express, 11: 709.
- WU, T. K., 1995. Frequency Selective Surface and Grid Array. New York.
- YABLONOVITCH, E., 1987. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. Phys. Rev. Lett., 58: 2059.
- YABLONOVITCH, E., 1993. Photonic Band-Gap Crystals. J. Phys.: Condens. Matter, 5: 2443.
- YEN, T. J., PADILLA, W. J., FANG, N., VIER, D. C., SMITH, D. R., PENDRY, J. B., BASOV, D. N. and ZHANG, X., 2004. Infrared Spectroscopy and Ellipsometry of Magnetic Metamaterials. Science, 303: 1494.

- ZIOLKOWSKI, R. W., 2003. Metamaterial-Based Source and Scattering Enhancements: From Microwave to Optical Frequencies. *Opto-Electronics Review*, 14: 167-177.
- _____, 2003. Propagation in and Scattering from a Matched Metamaterial Having a Zero Index of Refraction. *Opt. Express*, 11: 662.

ÖZGEÇMİŞ

1975 yılında Adana’da doğdu. İlkokul öğrenimini 1987’de Mehmet Akif İlkokulunda, orta öğrenimini 1990 yılında Atatürk Ortaokulunda ve lise öğrenimini 1993 yılında Çukurova Elektrik ATL’sinde tamamladı. Aynı yıl Gaziantep Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliğini kazandı. 1999 yılında Elektrik Elektronik Mühendisi olarak mezun oldu. Bir yıl aradana sonra 2000 yılında Mustafa Kemal Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliğinde araştırma görevlisi olarak yüksek lisansa başladı. 2003 yılında Yüksek mühendis olarak yüksek lisansı bitirip aynı yıl Çukurova Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde doktora başladı.