T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ANTEN VE TOPLAYICI SİSTEMLERDE METAMATERYALLERİN KULLANILMASI

BİLAL TÜTÜNCÜ

DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK VE HABERLEŞME MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
HABERLEŞME PROGRAMI

DANIŞMAN
DOÇ. DR. HAMİD TORPİ

İSTANBUL, 2018

T.C.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ANTEN VE TOPLAYICI SİSTEMLERDE METAMATERYALLERİN KULLANILMASI

Bilal TÜTÜNCÜ tarafından hazırlanan tez çalışması 23.03.2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Hamid TORPİ

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Hamid TORPİ

Yıldız Teknik Üniversitesi _____

Yrd. Doç. Dr. Hakan Paşa PARTAL

Yıldız Teknik Üniversitesi _____

Prof. Dr. S. Taha İMECİ

İstanbul Ticaret Üniversitesi _____

Doç. Dr. Fikret TOKAN

Yıldız Teknik Üniversitesi _____

Prof. Dr. Sedef KENT

İstanbul Teknik Üniversitesi _____

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmamda maddi ve manevi desteklerini gördüğüm, pozitif enerjisi ile hep bana şevk veren, her türlü bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan ve çalışmamın tüm aşamalarında değerli katkılarını ve yardımlarını hiç esirgemeyen danışman hocam Doç. Dr. Hamid TORPİ'ye,

Tez jürimde bulunmayı kabul eden ve değerli fikir ve önerilerinden faydalandığım Prof. Dr. Şahabettin Taha İMECİ ve Yrd. Doç. Dr. Hakan Paşa PARTAL'a,

Deneyimleri ve ufkumu açan düşünceleriyle çalışmamı zenginleştiren değerli arkadaşlarım Öğr. Gör. Bülent URUL ve Öğr. Gör. Hüseyin AYDOĞMUŞ'a,

Hayatım boyunca olduğu gibi, bu çalışmam süresince de en büyük destekçim ve dualarıyla manevi kuvvet olan anneme, babama ve eşime

Çok teşekkür ederim

Mart, 2018

Bilal TÜTÜNCÜ

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ vii

KISALTMA LİSTESİ viii

ŞEKİL LİSTESİ ix

ÇİZELGE LİSTESİ xii

ÖZET xiii

ABSTRACT xv

BÖLÜM 1

GİRİŞ 1

1.1 Literatür Özeti 1
1.2 Tezin Amacı 3
1.3 Hipotez 3

BÖLÜM 2

METAMATERYAL TEORİSİ 5

2.1 Negatif Dielektrik Sabiti 8
2.2 Negatif Manyetik Geçirgenlik 10
2.3 Negatif Kırılma İndisi 12
2.3.1 İlk MM Denemesi 14
2.4 MM Çeşitleri ve Kullanım Alanları 15
2.4.1 Tekli Negatif MM'ler (SNG) 15
2.4.2 Çiftli Negatif MM'ler (DNG) 16
2.4.2.1 Mikrodalga MM'ler 16
2.4.2.2 TeraHertz MM'ler 16
2.4.2.3 Fotonik MM'ler 17

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM 19

3.1 Simülasyon İçin Nümerik Yöntemler 19
3.1.1 Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM) 20
3.1.2 Zaman Domeninde Sonlu Farklar Metodu (FDTD) 21
3.1.3 Sonlu İntegrasyon Yöntemi (FIT) 22
3.2 CST MWS ve Çalışma Prensibi 24
3.3 Ortam Parametrelerinin Elde Edilmesi 28
3.3.1 Nicholson-Ross-Weir (NRW) Metodu 28
3.3.2 Robust Metodu 29
3.4 Birim Hücre Yapıların Periyodik Olarak Analizi 31
3.4.1 Floquet Teoremi 31

BÖLÜM 4

Ku BAND BİRİM HÜCRE MM TASARIM VE OPTİMİZASYONU 34

4.1 SRR Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi 36
4.1.1 Yarık Genişliğinin (a) Etkisi 37
4.1.2 Halkalar Arası Boşluğun (b) Etkisi 39
4.1.3 Alttaş Kalınlığının Etkisi 40
4.1.4 SRR Yapının Ortam Parametreleri 41
4.2 Omega MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi 44
4.2.1 Yarık Genişliğinin (a) Etkisi 46
4.2.2 İletken Eninin Etkisi 47
4.2.3 Omega MM Yapının Ortam Parametreleri 49
4.3 Üçgen MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi 52
4.3.1 Simetrik Üçgen Yapı 52
4.3.2 İçiçe Düz Üçgen Yapı 56
4.3.3 İç İçe Ters Üçgen Yapı 60
4.4 Simetrik Halka MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi 63
4.5 Yeni Avro Tip MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi 65

BÖLÜM 5

MM'LERİN LENS OLARAK KULLANIMI 70

5.1 Ku Band Referans MYA Modelleme, Simülasyon ve Ölçümü 71
5.1.1 MYA'in Besleme ve Empedans Uyumlaması 72
5.1.2 MYA'in Simülasyon ve Ölçümleri 75
5.2 MM Birim Hücrelerin Periyodik Lens Katmanı Olarak Tasarımı 79
5.2.1 SRR Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı 80
5.2.1.1 Birim Hücre Sayısının Lens Katmanındaki Dağılımı ve Üretimi 80
5.2.1.2 Lens Katmanının Referans MYA'e Optimum Uzaklığının Tesbiti 83
5.2.1.3 SRR Lens Katmanının Farklı Açılarla Kullanımı 85
5.2.1.4 Optimum Değerler İçin SRR Lens Katmanı Simülasyon ve Ölçümler 87
5.2.1.5 İki kat SRR Lens Katman Kullanımı 89
5.2.2 Omega MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı 90
5.2.3 Üçgen MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı 92

5.2.4 Simetrik Halka MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı 94
5.2.5 Yeni Avro Tip MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı 96
5.3 Ka Band ofset parabolik reflektör anten için MM lens kullanımı……98

BÖLÜM 6

SONUÇ VE ÖNERİLER 101

KAYNAKLAR……105

EK-A

ORTAM PARAMETRELERİ İÇİN KULLANILAN MATLAB KODLARI..... 111

ÖZGEÇMİŞ..... 113

SİMGE LİSTESİ

ϵ	Dielektrik sabiti
μ	Manyetik Geçirgenlik
w_p	Plazma Frekansı
λ	Dalga boyu
δ	Kayıp Tanjantı
n_{eff}	Etkin elektron yoğunluğu
m_{eff}	Etkin elektron kütlesi
n	Kırılma indisi
k	Dalga vektörü
E	Elektrik alan
H	Manyetik alan
S	Poyintig vektörü
B	Manyetik akı
Γ	Yansıma katsayısı
T	İletim katsayısı
σ	iletkenlik
v	Faz hızı
z	Empedans

KISALTMA LİSTESİ

CST	Computer Simulation Technology (Bilgisayar simülasyon teknolojisi)
DNG	Çift negatif Ortam
DPS	Çift Pozitif Ortam
ENG	Epsilon Negatif Ortam
EM	Elektromanyetik
FDTD	Finite Difference Time Domain (Zaman domeninde sonlu farklar)
FEM	Finite Element method (Sonlu elemanlar metodu)
FIT	Finite Integration Technique (Sonlu integrasyon tekniği)
HFSS	High Frequency Structure Simulator (Yüksek Frekans Yapı Benzetimi)
LHM	Sol elli ortam
MM	Metamateryal
MNG	Mu Negatif Ortam
MYA	Mikroşerit Yama Anten
PEC	Perfect Electric Conductor (Mükemmel elektrik iletken)
PMC	Perfect Magnetic Conductor (Mükemmel manyetik iletken)
RHM	Sağ elli ortam
SRR	Split Ring Resonator (yarık halka rezanatör)

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2. 1 ε - μ şeması. Bu grafikte, ε = $\varepsilon_0 \varepsilon_r$ ve μ = $\mu_0 \mu_r$ 6
Şekil 2. 2 Sağ-elli ortamda (RHM) ve sol-elli ortamda (LHM) E, H, Poynting vektörü S, dalga vektörü k'nın yönelimleri [1] 8
Şekil 2. 3 İnce tellerle gerçeklenen plazma ortam 9
Şekil 2. 4 Tasarlanan ilk SRR birim hücre ve periodik dizilimi [3] 11
Şekil 2. 5 İki farklı ortam (RHM ve LHM) için krılma ve yansıma durumları 13
Şekil 2. 6 LHM ortama gelen dalganın odaklanma şeması [1] 14
Şekil 2. 7 Smith ve Shelby tarafından tasarlanan ilk 1D (solda) ve 2D(sağda) MM yapılar. 15
Şekil 3. 1 Kademeli bir Yee ızgara planı [48] 22
Şekil 3. 2 En küçük dalgaboyuna göre ağ hücre örneklemesi [51] 26
Şekil 3. 3 Simülasyon için bir kürenin örgülenmesi: a)PBA b) merdiven yaklaşımı [51] ..27
Şekil 3. 4 MSS tekniği ile örneklenmiş ağ yapısı [51] 28
Şekil 3. 5 Periyodik yüzey 32
Şekil 4. 1 MM Simülasyon düzeneği 36
Şekil 4. 2 SRR yapının şekli ve prototipi 37
Şekil 4. 3 SRR yapıda yarık genişliğinin frekansa etkisi 38
Şekil 4. 4 SRR yapıda halkalar arası genişliğin etkisi 40
Şekil 4. 5 SRR yapıda alttaş kalınlığın etkisi 41
Şekil 4. 6 SRR yapının S_{11} grafiği 42
Şekil 4. 7 SRR yapının ϵ grafiği 43
Şekil 4. 8 SRR yapının μ grafiği 44
Şekil 4. 9 Omega yapının eşdeğer devresi 45
Şekil 4. 10 Omega yapının şekli ve prototipi 45
Şekil 4. 11 Omega yapıda dört farklı yarık mesafesi için S_{11} grafiği 46
Şekil 4. 12 Omega yapıda dört farklı iletken kalınlığı için S_{11} grafiği 48
Şekil 4. 13 Omega birim hücre yapının 12 GHz rezonans için parametre listesi 50
Şekil 4. 14 Omega yapının S_{11} grafiği 50
Şekil 4. 15 Omega Yapının ϵ grafiği 51
Şekil 4. 16 Omega Yapının μ grafiği 51
Şekil 4. 17 Simetrik Üçgen yapının şekli 53
Şekil 4. 18 Simetrik Üçgen yapının S_{11} grafiği 54

Şekil 4. 19 Simetrik Üçgen yapının ϵ grafiği 55
Şekil 4. 20 Simetrik Üçgen yapının μ grafiği 55
Şekil 4. 21 İç içe düz üçgen yapının şekli 57
Şekil 4. 22 İç içe düz üçgen yapının S_{11} grafiği 58
Şekil 4. 23 İç içe düz üçgen yapının ϵ grafiği 59
Şekil 4. 24 İçiçe düz üçgen yapının μ grafiği 59
Şekil 4. 25 İçiçe ters üçgen yapının şekli ve prototipi 60
Şekil 4. 26 İçiçe ters üçgen yapının S_{11} grafiği 61
Şekil 4. 27 İçiçe ters üçgen yapının ϵ grafiği 62
Şekil 4. 28 İçiçe ters üçgen yapının μ grafiği 62
Şekil 4. 29 Simetrik halka yapının şekli ve prototipi 63
Şekil 4. 30 Simetrik halka yapının S_{11} grafiği 64
Şekil 4. 31 Simetrik halka yapının ϵ grafiği 64
Şekil 4. 32 Simetrik halka yapının μ grafiği 65
Şekil 4. 33 Avro tip yeni MM yapının şekli ve Prototipi 66
Şekil 4. 34 Avro tip MM yapının S_{11} grafiği 67
Şekil 4. 35 Avro tip rezanatör yapının ϵ grafiği 68
Şekil 4. 36 Avro tip MM yapının μ grafiği 68
Şekil 5.1 Referans MYA'nin besleme hat genişliğinin hesabı 73
Şekil 5.2 Referans MYA modeli 74
Şekil 5. 3 MYA besleme port boyutunun hesabı 74
Şekil 5. 4 MYA prototipi 75
Şekil 5. 5 MYA için ölçüm düzeneği 76
Şekil 5. 6 Referans MYA S_{11} eğrisi 77
Şekil 5.7 Referans MYA'nın CST'de a) 12 GHz uzak alan örüntüsü b) Simülasyon düzeneği 78
Şekil 5. 8 Referans MYA'nın uzak alan yönlendirici kazanç örüntüsü (12GHz) 79
Şekil 5. 9 SRR birim hücre dağılımına göre MYA+SRR ışıma örüntüleri 81
Şekil 5. 10 Üretilen MM lens katman prototipleri 82
Şekil 5. 11 MM antenlerin baskı devre makinası ile üretimi 83
Şekil 5. 12 SRR Lens katmanının MYA'e uzaklığının 4 farklı durumu için ışıma örüntüleri 84
Şekil 5. 13 SRR lens katmanının açıya göre ölçüm düzeneği 85
Şekil 5. 14 MYA+ SRR lens katmanının açıya göre 12 GHz'de ışıma örüntüleri 86
Şekil 5. 15 MYA+SRR yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz) 88
Şekil 5. 16 MYA+SRR S_{11} eğrisi 88
Şekil 5. 17 İki kat SRR lens katmanı kullanım düzeneği 89
Şekil 5. 18 MYA+Omega MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz) 91
Şekil 5. 19 MYA+Omega MM S_{11} eğrisi 91
Şekil 5. 20 MYA+Üçgen MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz) 93
Şekil 5. 21 MYA+Üçgen MM S_{11} eğrisi 93
Şekil 5. 22 MYA+Simetrik halka MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz) 95
Şekil 5. 23 MYA+Simetrik halka MM S_{11} eğrisi 95
Şekil 5. 24 MYA+Avro tip MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz) 97
Şekil 5. 25 MYA+Avro tip MM S_{11} eğrisi 97

Şekil 5. 26 Ofset parabolik reflektör anten ve metalens kullanımı simülasyon düzeni…99
Şekil 5. 27 MM lens kullanmadan ofset besleme horn yönlendirici kazanç örüntüsü . 100
Şekil 5. 28 MM lens ile ofset besleme horn yönlendirici kazanç örüntüsü 100
Şekil 6.1 MYA'in MM lens katmanları ile elde edilen ışıma örüntüleri (12GHz)..... 103

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 4. 1 Omega yapıda yarık mesafesinin etkisi.....47
Çizelge 4. 2 Omega yapıda iletken kalınlığının etkisi.....49
Çizelge 5. 1 MYA iletim bandı için ölçüm ve simülasyon sonuçları.....77
Çizelge 5. 2 MYA uzak alan ölçüm ve simülasyon sonuçları.....79
Çizelge 5. 3 SRR birim hücre dağılımının MYA yönlendirici kazancına etkisi.....81
Çizelge 5. 4 SRR Lens katmanının MYA'e uzaklığının etkisinin analizi.....84
Çizelge 5. 5 MYA+SRR lens katmamının gelen dalaga ile yaptığı 4 farklı açı için sonuçlar.....86
Çizelge 5. 6 SRR lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim.....89
Çizelge 5. 7 İki katman SRR lens kullanım sonuçları..... 90
Çizelge 5. 8 Omega MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim.....92
Çizelge 5. 9 Üçgen MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim.....94
Çizelge 5. 10 Simetrik halka MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim.....96
Çizelge 5. 11 Avro tip MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim.....98
Çizelge 6.1 MYA ve MM lens katmaları ile yönlendirici kazancı ve HPBW sonuçları....104

ÖZET

ANTEN VE TOPLAYICI SİSTEMLERDE METAMATERYALLERİN KULLANILMASI

Bilal TÜTÜNCÜ

Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Hamid TORPİ

Kablosuz haberleşme ve mobil iletişim sistemlerinde sıklıkla kullanılan mikroşerit yama antenlerin yönlendirici kazancını artırmak için kullanılan en klasik yöntem dizi anten tasarlamaktır. Fakat bu yöntemin temel iki dezavantajı; elemanlar arası kuplaj ve her elemanı ayrı besleme problemidir. Bu tez çalışması, Ku Bandında (12 GHz) mikroşerit yama antenin yönlendirici kazancını iyileştirmek için ayrı bir üsttaş metamateryal lens katmanı kullanmayı önermektedir. Bunun için öncelikle Ku-Bandında çalışan bir mikroşerit yama anten tasarlandı. Daha sonra lens olarak kullanılacak metamateryallerin birim hücre yapıları Ku bantta metamateryal karakteristiği gösterecek şekilde tasarlandı ve ölçeklendirildi. Ayrıca birim hücre metamateryal yapılardaki endüktif ve kapasitif etkiye sebebiyet veren geometrik ayrıntıların iletim bandına etkisi incelendi. Birim hücre yapıların ortam parametrelerinin her ikisininde (ϵ,μ) Ku bantta negatif olduğunu doğrulamak için Robust metodu kullanılarak MATLAB'da eğrileri çizdirildi. Daha sonra elde edilen bu birim hücre metamateryal yapıları periyodik lens katmanına dönüştürmek için dielektrik katmanda en uygun dağılım kombinasyonu, referans antene optimum

uzaklığı ve gelen dalga ile yapacağı en uygun açı değerleri tespit edildi ve her beş farklı metamateryal lens bu değerlere göre kullanıldı. Simülasyon ve tasarımlar CST'de, üretim ve laboratuvar ölçümleri ise Yıldız Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme bölümü RF ve Mikrodalga Laboratuvarında gerçekleştirildi. Ölçüm sonuçlarının bilgisayar simülasyonlarıyla yakın olduğu ve her iki durumda da referans anten yönlendirici kazancında iyileştirme olduğu gözlemlenmiştir. Ayrıca, anten yönlendirici kazancındaki artım ile paralel olarak HPBW'de de azalma olduğu tespit edilmiştir.

Son olarak 29.75 GHz Ka band verici frekansında çalışan bir parabolik reflektör anten tasarlandı ve beslemesi için bir ofset horn anten kullanılarak simülasyonu yapıldı ve yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü çizdirildi. Daha sonra aynı frekans bölgesinde DNG özelliği gösterecek şekilde omega yapıda bir MM lens katmanı tasarlanarak horn antenin iç kısmında kullanıldı ve uzak alan ışıma örüntüsü tekrar çizdirildi. Simülasyon sonuçlarına göre MM lens kullanınca besleme horn antenin yönlendirici kazancında +3.7 dB'lik bir artış ve HPBW'de ise 4.3° bir daralma gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Metamateryal, Mikroşerit Anten, DNG, LHM, Yönlendirici Kazancı

ABSTRACT

USE OF METAMATERIALS ON ANTENNAS AND REFLECTORS

Bilal TÜTÜNCÜ

Department of Electronics and Communications Engineering

PhD. Thesis

Adviser: Assoc. Prof. Dr. Hamid TORPİ

The common classical method that is used to improve the directivity gain of microstrip patch antennas, which are frequently used in wireless and mobile communication systems, is to design the array antennas. But the main two disadvantages of this method are; coupling between each element and the feeding of each antenna. This thesis proposes using of a separate superstrate metamaterial lens layer to enhance the directivity gain of the microstrip patch antenna in the Ku Band (12 GHz). Initially, a microstrip patch antenna is designed at Ku-Band. Later, the unit cell structures of the metamaterials are designed and scaled to show the metamaterial characterization in the Ku band. Furthermore, the geometric details on the unit cells of the metamaterials leading to the inductive and capacitive effects, is investigated. Є and μ curves of the unit cells are plotted in MATLAB by utilizing the Robust method to verify that both media parameters (ϵ,μ) are negative at Ku band. In order to convert the unit cell metamaterial structures into a periodic lens layer, the optimal distribution in the dielectric layer, the optimum distance to the reference antenna and the optimum angle with the incident wave are determined and the five different metamaterial lenses are used according to these values. Simulations and designs are carried out in CST, and production and

laboratory measurements are carried out in the RF and Microwave Laboratory of Electronics and Communication Department at Yıldız Technical University. It has been observed that the measurement results are close to computer simulations and that in both cases there is an improvement in the reference antenna directivity gain. In addition, parallel to the increase in the directivity gain of the reference antenna, the HPBW is also found to be decreasing as an evidence of increase in the directivity.

Finally, an offset horn feed parabolic reflector antenna operating at 29.75 GHz Ka band transmitter frequency, is designed, simulated and the directivity radiation pattern is plotted. Then an omega MM lens layer is designed to show DNG characteristic in the same frequency range and used inside the horn antenna and the far field radiation pattern was replotted. According to the simulation results, when the MM lens is used, an increase of +3.7 dB in the directivity and a 4.3 ° decrease in the HPBW of the feed horn antenna, is observed.

Keywords: Metamaterial, Microstrip antenna, DNG, LHM, Directivity gain

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1 Literatür Özeti

Elektromanyetik dalgalar; iletişim, görüntüleme, algılama gibi uygulamalar ve ışık kaynakları, optik fiberler, lensler ve antenler gibi birçok cihazlar için temel kavram olduğu için günlük hayatımızda kilit rol oynamaktadır. İşte bu uygulama ve cihazlar ile ilgili çalışmalara yön veren elektromanyetik dalgalar ve malzemeler arasındaki etkileşimdir. İletim, yansıma, kırılma ve kırınım, dalgalar ve malzemeler arasındaki etkileşimden kaynaklanan birçok etkiler arasındadır. Bir malzemenin veya ortamın elektromanyetik dalgaya verdiği tepki olan ortam parametreleri dielektrik sabiti ϵ ve manyetik geçirgenlik μ olarak adlandırılır. Bunlar sıradan malzemelerde pozitif değerdedirler. Bunların negatif değerleri ise yapının bileşeniyle değil şekliye oynanarak elde edilebilir ki bunlara metamateryal (MM) denmektedir. "Meta" ifadesi Yunancadan gelen, "ötesi" anlamında bir kelimedir. MM'leri çok ilginç yapan, elektromanyetik parametrelerin teorik sınırlar içinde, negatif değerler de dâhil olmak üzere istenen herhangi bir değere sahip olabilecek şekilde uyarlanabilmesidir. Bu yapıların bu sıra dışı özellikleri, temel malzeme özelliklerinden değil, yeni tasarlanan yapılarından kaynaklanmaktadır. Bu maddelerin getirdiği yenilikler bilimsel birçok uygulamanın altyapısında yeni geliştirmelere neden olmuş ve bilim adamlarına özellikle ışık ve elektromanyetik dalgalarla ilgilenen bilim insanlarına farklı bir bakış açısı kazandırmıştır.

İlk olarak eşzamanlı negatif ϵ ve negatif μ'nün bir malzemede bulunma olasılığı Rus bilim adamı Vesalago tarafından teorik olarak 1968'de ortaya atılmıştır [1]. Fakat bu fikir gizli bir define gibi yaklaşık kırk yıl sadece bir hayal olarak kalmıştır. 90'lı yıllarda Pendry ve

arkadaşları tarafından negatif dielektrik geçirgenliğin ince metal tellerle [2], negatif manyetik geçirgenliğin ise Yarık Halka Rezonatör (SRR-Split Ring Resonator) adı verilen bir yapı ile suni olarak mümkün olduğu gösterilmiştir [3].

2000 yılında D. R. Smith, Pendry'nin yaptığı çalışmalardan esinlenerek**,** daha önce Pendry tarafından gerçeklenmiş olan ince metaller ve çembersel halka rezonatörler ile elde ettiği yapıları tek boyutlu birleştirmiştir [4]. Smith bu çalışmada çembersel halka rezonatörlerinin önüne ince metaller yerleştirmiş ve daha sonra bu yapıyı boyutlandırarak eş zamanlı bir şekilde belirli frekans aralıklarında negatif dielektrik sabiti ve negatif manyetik geçirgenliğin sağlanabileceğini söylemiştir.

Shelby ve arkadaşları 2001 yılında, iki boyutlu olarak MM yapısını ortaya çıkarmıştır ve negatif -ε ve negatif -μ olayını yani negatif kırılmayı deneysel olarak ta kanıtlamıştır [5]. Shelby oluşturduğu deney düzeneği ile 18.43°'lik gelme açısıyla 10.5 GHz bir mikrodalga ışın demeti uygulamıştır. Teflondan yapılmış malzemenin 1.4 kırılma indisi yani 27°'lik pozitif kırılma açısıyla çıkış yaptığı mikrodalga detektörüyle tespit edilmiştir. Daha sonra aynı ışın demeti ince metal-halkalı rezonatör üzerinde denenmiş ve -2.7'lik bir kırılma yani -61°'lik bir çıkış açısı gözlenmiştir. Bu olay, denenen ince metal ve çembersel ayrık halkalı rezonatör yapının sol-elli bir MM olduğunu göstermiştir.

2003 yılında Ziolkowski yeni bir tasarım çalışması yaparak düzlemsel MM yapıları oluşturmuştur. Bu yapıları HFSS (High Frequency Structure Simulator-Yüksek Frekans Yapı Benzetimi) ve FDTD (sonlu farklar zaman domeni) hesaplamalarını kullanarak test etmiş ve bu yapılarla manyetik geçirgenlik ve dielektrik sabitinin her ikisinin de kararlı rezonans bölgelerine sahip oldukları ve negatif özellik sergilediklerini ortaya koymuştur [6].

2005 yılında, L. Ran ve ark. , fiziksel bir test düzeneği kurmuş ve bu düzenekle simetrik halka MM, ohm şeklindeki rezonatör yapı ve omega tipi MM yapıların bazı metotlarla negatif elektrik ve negatif manyetik geçirgenlik sergilediklerini deneysel olarak göstermişlerdir. Bu deney ile negatif manyetik geçirgenlik için AHR yapıya alternatif olarak farklı yapılar da kullanılacağı gösterilmiştir [7].

Daha sonraki yıllarda MM'lerin bu sıra dışı özelliklerinden faydalanılarak birçok alanda kullanılmaya başlanmıştır. Örneğin anten performans iyileştirme, anti radar sistemleri, EM koruma sistemleri, SAR ölçümleri, güneş pilleri, nanoteknoloji, tıbbi görüntüleme cihazları, RF enerji hasatı, süper lens, görünmezlik pelerini ve daha birçok farklı alanda başarılı çalışmalar gerçekleştirilmiştir [8]. Ayrıca MM'lerin geometrik olarak ölçeklendirilebilir olması geniş bir çalışma frekans aralığı da sunmaktadır, bundan dolayı çok geniş bir alanda çok farklı boyutlardaki yapılarla çalışmalar süregelmiştir.

1.2 Tezin Amacı

Bilindiği üzere elektromanyetik dalgalar yayılarak ilerlemekte ve bu olay dalganın alınmasında kazanç kaybına yol açmaktadır. Elektromanyetik dalga yayılarak ilerlemek yerine, odaklanarak ilerletilebilinirse dalganın yönlülük noktasında artış sağlanacak ve dolayısıyla bu şekilde kazanç yönlülüğe bağlı olarak artacaktır [9]. Bu olay matemateryal yapılar sayesinde, faklı anten ve lens tasarımlarıyla elde edilebilmektedir.

Mikrodalga mühendisliğinde anten tasarımları büyük önem arz eden konu başlıkları içerisinde yer almaktadır. Antenlerin performansının iyileştirilmesi üzerine literatürde çok sayıda çalışmaya rastlamak mümkündür. Antenlerin boyutlarının küçültülmesi tasarımcılar açısından büyük önem taşımaktadır. Çünkü farklı uygulama alanlarında kullanılabilecek olan bu antenlerin etkili ve küçük profilli olması yani yüksek kazancın düşük anten boyutlarında elde edilmesi oldukça önemlidir. Bu amaçla son dönemlerde MM'lerin anten yapıları ile beraber kullanıldığı görülmektedir.

MM yapılar anten performansını arttırmak amacıyla anten alttaşlarında [10], direk anten geometrisi üzerinde [11] veya antenin hemen ön tarafında lens olarak kullanılmaktadır [12]. Bu tezin amacı, antenlerin yönlülüğünün arttırılması ve kazanç değerlerinin yükseltilmesi için MM'lerin ayrı bir lens katmanı olarak kullanılmasıdır.

1.3 Hipotez

Bu tez çalışmasında Ku bant Mikroşerit Yama Antenin (MYA) yönlendirici kazancını artırmak için dört yaygın MM yapı ve yeni tasarladığımız avro tip MM yapısı kullanıldı. Bunun için öncelikle Ku-Band rezonans frekansında bir mikroşerit yama anten tasarlandı.

Daha sonra lens olarak kullanılacak metamateryallerin birim hücre yapıları Ku bantta metamateryal karakteristiği gösterecek şekilde tasarlandı ve ölçeklendirildi. Ayrıca birim hücre metamateryal yapılardaki endüktif ve kapasitif etkiye sebebiyet veren geometrik ayrıntıların iletim bandına etkisi incelendi. Birim hücre yapıların ortam parametrelerinin her ikisinin de Ku bantta negatif olduğunu doğrulamak için Robust metodu kullanılarak MATLAB'da eğrileri çizdirildi. Daha sonra elde edilen bu birim hücre metamateryal yapıları periyodik lens katmanına dönüştürmek için dielektrik katmanda en uygun dağılım kombinasyonu, referans antene optimum uzaklığı ve gelen dalga ile yapacağı en uygun açı değerleri tespit edildi ve her beş farklı metamateryal lens katmanı bu değerlere göre kullanıldı. Simülasyon ve ölçüm sonuçları ayrı ayrı elde edildi ve her iki durumda da referans anten yönlendirici kazancında iyileştirme olduğu gözlemlendi. Anten yönlendirici kazancındaki artım ile paralel olarak HPBW'de de daralma olduğu tespit edildi. Ayrıca son olarak ofset horn besleme bir parabolik reflektör anten yönlendirici kazancının MM lens katmanı kullanılarak artırılabileceği de bu tez çalışmasında gösterilmiştir.

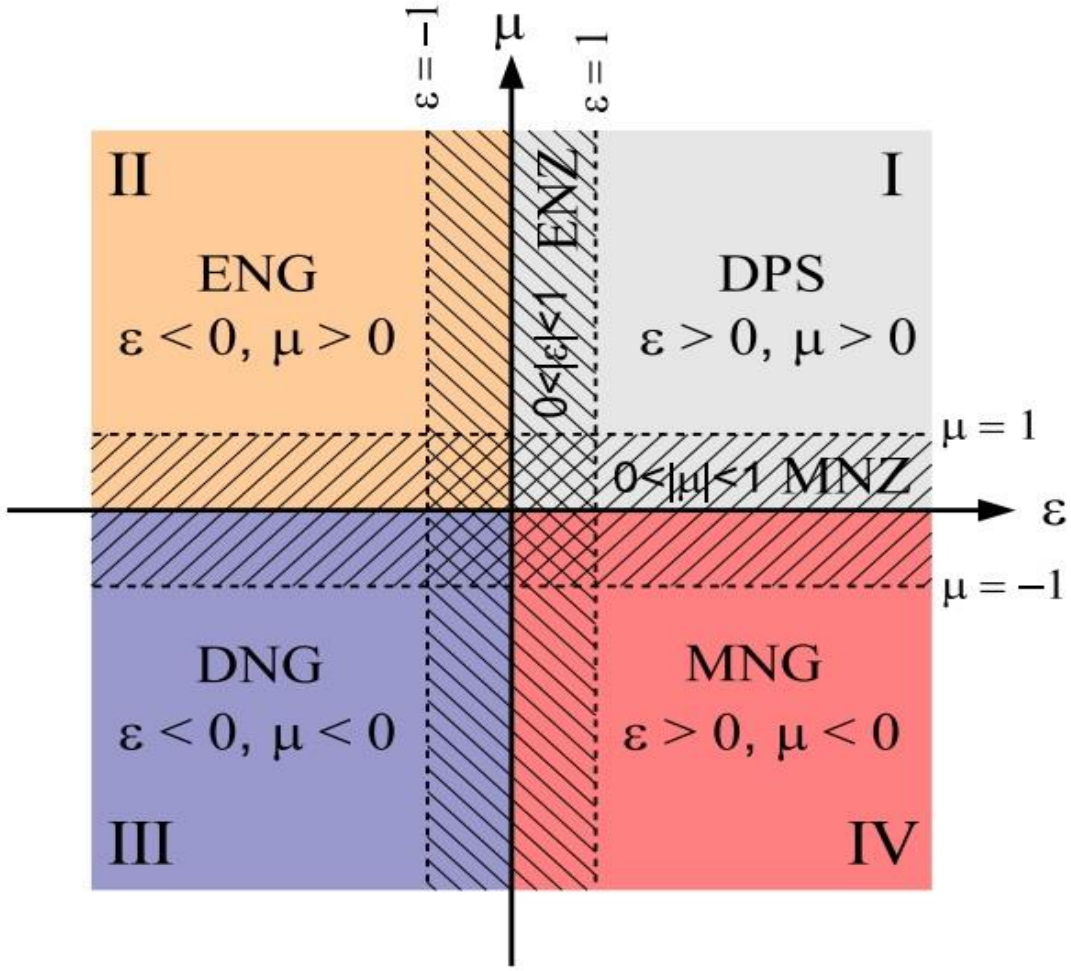
BÖLÜM 2

METAMATERYAL TEORİSİ

Doğal malzemelerin çoğu, pozitif dielektrik sabiti ϵ ve pozitif manyetik geçirgenlik μ'ye sahiptir ve bu ortamlar çift pozitif ortam DPS (Double Positive) olarak adlandırılmıştır. 1967'de Vesalago yaptığı teorik çalışmada bu parametrelerin her ikisininde negatif olma durumlarının analizini yapmış ve bu durumda poyinting vektörünün faz hızı ile ters yönde olacağını göstermiştir. Bu nedenle standart ortamlar için kullanılan sağ-el kuralı bu ortamlar için sol-el kuralıyla tanımlanabileceğinden bu tür yapılar sol-el MM'ler olarak isimlendirilmiştir (LHM-Left-Handed Metamaterial). LHM yapılarda kırılma indisi negatif olduğundan Snell yasası tersine işlemekte ve malzemede ters dopler etkisi oluşmaktadır [1]. Temel malzeme parametreleri olan ϵ ve μ' nün kırılma indisi "n" ile ilişkili eşitliği aşağıdaki gibidir;

$$n = \pm\sqrt{\epsilon_r . \mu_r} \tag{2.1}$$

Burada ε_r ve μ_r sırasıyla bağıl dielektrik ve bağıl manyetik geçirgenlik sabitleridir ki bunlarında serbest uzay dielektrik sabiti ve serbest uzay manyetik geçirgenliği ile ilişkileri sırasıyla $\varepsilon_0 = \varepsilon/\varepsilon_r \approx 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m ve $\mu_0 = \mu/\mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m olarak tanımlıdır. Dolayısıyla ε ve μ sabitlerinin işaret kombinasyonlarına bağlı olarak dört muhtemel bölge tanımlanır. ε_0 ve μ_0 pozitif temel sabitler olduğundan, $\epsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ve $\mu = \mu_0\mu_r$ 'daki negatif değerler sırasıyla ε_r ve μ_r bağıl parametrelerinin işaretinden kaynaklanmaktadır. Şekil 2.1'de (ε, μ) dört işaret kombinasyonundan kaynaklanan olası materyali temsil eden bir ε-μ diyagramı gösterilmiştir [13].



Şekil 2. 1 ε - μ şeması. Bu grafikte, $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ ve $\mu = \mu_0 \mu_r$

Elektromanyetik dalgalar, yalnızca ε ve μ değerlerinin her ikisinin pozitif (çift pozitif, DPS veya sağ-elli ortam, RHM) veya her ikisinin de negatif (çift negatif, DNG veya sol-elli ortam, LHM) olduğu I and III. ortamlarda yayılırlar. ε <0 (epsilon negatif, ENG) ve μ <0 (mu negatif, MNG) olarak adlandırılan II ve IV bölgelerinde dalgalar yayılmaz tamamı yansır ve sönümlüdür. Çünkü kırılma indisi bu bölgelerde sanal kısımdan ibarettir [13].

Şemadaki taralı alanlar ise ϵ ve μ' nün mutlak değerlerinin 0 ila 1 arasında değer aldığı bölgelerdir. Bu bölgeler ise epsilon-sıfıra yakın ENZ (epsilon-near-zero $0 < |\varepsilon| < 1$) ve mu-sıfıra-yakın MNZ (mu-near-zero $0 < |\mu| < 1$) olarak tanımlanmaktadır. Ve bu taralı alanlarla ilgili birçok çalışma yapılıp bu bölgede çalışan antenler tasarlanmıştır.

Çift negatif malzemeler (DNG) veya diğer adıyla metamateryaller aynı anda ε <0 ve μ <0 değerleri almaları ile karakterize edilirler. Bu olay, Maxwell formüllerindeki alan denklemlerini de etkiler. Fazör gösteriminde Poyinting vektörünün genel bir tanımı, $e^{+j\omega t}$ zaman bağımlılığı ve e^{-jkr} uzay bağımlılığı varsayıldığında, eşitlik (2.2) 'deki gibidir [14]:

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{E}x\vec{H}* \tag{2.2}$$

Elektrik alan $\vec{E}$ ve manyetik alan $\vec{H}$ ise şu şekilde tanımlıdır;

$$\nabla x\vec{E} = -jw\mu\vec{H} \tag{2.3}$$
$$\nabla x\vec{H} = jw\epsilon\vec{E}$$

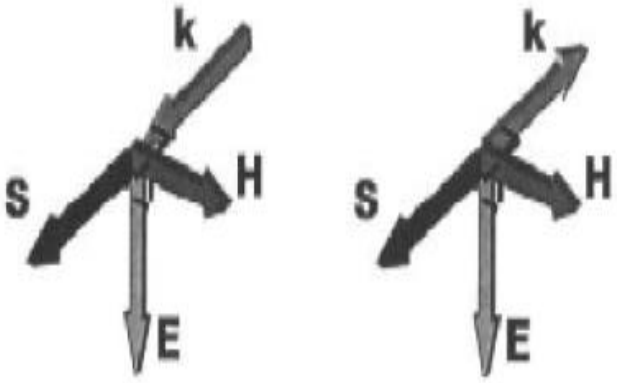
Bu nedenle, ε>0 ve μ>0 olan izotropik ve homojen bir ortam için elektrik alan $\vec{E}$,manyetik alan $\vec{H}$ ve yayılım vektörü $\vec{k}$ sağ-el kuralının (RHM) tanım kökeni olan bir üçlü oluşturur ve $\vec{k} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$ olarak tanımlanır [15].

Bununla beraber ε<0 ve μ<0 olan bir ortam düşünüldüğünde (2.3) eşitliği; $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{k}$ sol-el üçlüsü (LHM) olarak aşağıdaki şekilde yeniden yazılacaktır;

$$\nabla x\vec{E} = -jw(-\mu)\vec{H} \quad \Rightarrow \quad \nabla x\vec{E} = -jw\mu(-\vec{H}) \tag{2.4}$$

$$\nabla x\vec{H} = jw(-\epsilon)\,\vec{E} \quad \Rightarrow \quad \nabla x(-\vec{H}) = jw\epsilon\vec{E} \tag{2.5}$$

Standart sağ-elli ortamında (RHM) poyinting vektörü $\vec{S}$, dalga vektörü $\vec{k}$ ile aynı yönde iken sol-elli ortamda (LHM) birbirlerine ters yönde olacağından enerji ve dalga cepheleri de zıt yönlerdedir ve $\vec{k} \perp \vec{E} \perp (-\vec{H})$ yani - $\vec{k} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$ olarak yeniden tanımlanır [1]. Şekil 2.2 de RHM ve LHM ortamlarında alan vektörlerinin yönelimleri gösterilmiştir.

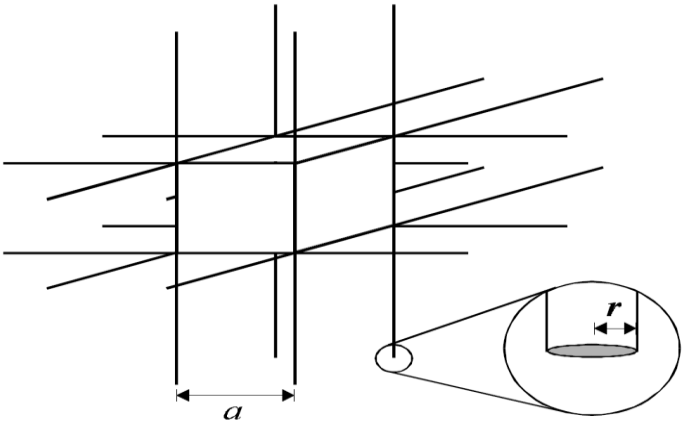


Şekil 2. 2 Sağ-elli ortamda (RHM) ve sol-elli ortamda (LHM) $\vec{E}$, $\vec{H}$, Poyinting vektörü $\vec{S}$, dalga vektörü $\vec{k}$'nın yönelimleri [1]

2.1 Negatif Dielektrik Sabiti

Metallerde elektronların salınımından kaynaklanan bir plazma ortamının dielektrik sabitinin reel kısmı, plazma frekansı olarak adlandırılan belirli bir frekansta negatiftir ve sanal kısmı ise çok küçüktür. Metaller için görünür ışık ve morötesi ışık frekanslarında, plazma frekansının bir sonucu olarak negatif dielektrik geçirgenlik baskındır ve bu da optik frekanslarda görülür. Fakat mikrodalga ve yakın kızılötesi frekanslarında dağılma başladığından dielektrik sabiti neredeyse tamamen sanal kısmından oluşur ve dolayısıyla ϵ'nun reel kısmının negatifliğini elde etmek nispeten daha zordur. Başka bir deyişle, metallerin düşük frekans bölgesinde negatif reel dielektrik sabiti yoktur. Bu nedenle metalik yapılarda, mikrodalga rejiminde dielektrik sabitinin baskın reel kısmının negatifliğini elde etmek için bazı çalışmalar yapılmıştır.

1996 yılında Pendry ve vd. ince tel dizilerini kullanarak bir çalışma yapmış ve bu çalışmada düşük frekans değerlerinde negatif dielektrik katsayısını sağlamak için, Şekil 2.3 de görüldüğü üzere boşluğa ince tel şeklinde metaller yerleştirmiştir [2].



Şekil 2. 3 İnce tellerle gerçeklenen plazma ortam

Dielektrik katsayısının yapay olarak negatif olmasını sağlamak için plazma frekansını etkileyen elektronlar metal tellere sıkıştırılmıştır. Bu durumda ortam içerisindeki birim hücrede ki elektron sayısı azaltılmıştır ve buna bağlı olarak eşitlik (2.6)'dan anlaşılacağı gibi plazma frekansı daha düşük değerlere çekilmiştir. Ve dolayısıyla eşitlik (2.7)'den de anlaşılacağı gibi plazma frekansından küçük frekans değerlerinde de ϵ negatif olacaktır [2].

$$w_p{}^2 = \frac{neff.e^2}{\epsilon o.meff} = \frac{2\pi.c^2}{a^2.\ln\frac{a}{r}} \tag{2.6}$$

$\epsilon_{metal} = 1 - (\omega_p / \omega)^2$ (2.7)

Burada w_p plazma frekansını, n_{eff} etkin elektron yoğunluğunu, m_{eff} etkin elektron kütlesini göstermektedir. 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 endüktans etki doğuracaktır. Dolayısıyla etkin elektron kütlesi plazma frekansı ile ters orantılı olduğundan düşecektir. Ayrıca eşitlik (2.6)'dan görüleceği gibi plazma frekansı ince tellerin geometrik yapılarına ve ölçülerine de bağlıdır ve tellerin yarıçapı ve teller arası mesafe dalga boyundan yeterince küçük olacak şekilde periyodik yapı tasarlandığından bu ortam artık etkin ortam olarak değerlendirilir dolayısıyla ortam parametrelerinin etkin değerleri değerlendirmeye alınır.

Yine Pendry, J. B**.** 1998'de 20 mikron yarıçapında ince altın kaplama tungsten tellerini 200 mm aralıklı polistren levhalar üzerine paralel olarak yerleştirerek oluşturduğu yapıyı gerçeklemiş ve bu şekilde negatif dielektrik sabiti elde edileceğini göstermiştir [16], [17]. Burada incelenen yapı, sadece tel boyu yönünde elektrik alan varsa negatif dielektrik özelliği gösterecektir, yani yön bağımlıdır. Ortamın izotropik özellik göstermesi için her üç yön boyunca metal teller dizilmiştir.

2.2 Negatif Manyetik Geçirgenlik

Negatif manyetik geçirgenliğe sahip bir malzemenin tasarlanması, negatif dielektrik geçirgenliğe sahip olanın tasarımından daha zordur. Elektrik alan kaynağı temelde elektronlar olduğu için elektronların yoğunluk ve kütle davranışları yapay olarak değiştirilip negatif dielektrik elde edilebileceği bir önceki bölümde anlatıldı fakat doğada bir manyetik yük kaynağı olmaması, negatif manyetik geçirgenlik gösteren materyallerin elde edilmesini oldukça zor kılmaktadır.

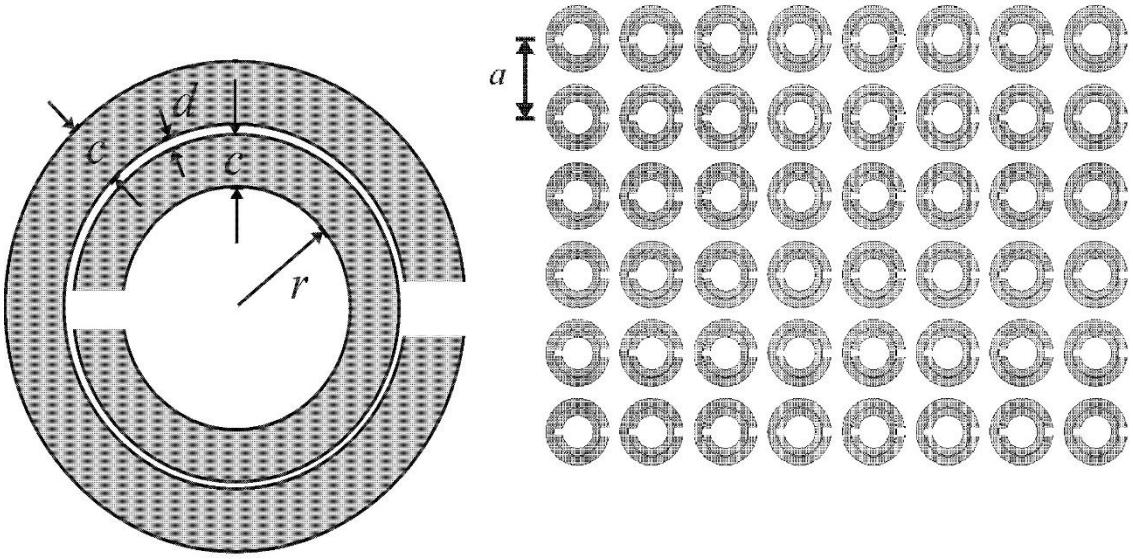
Doğal malzemelerin manyetik tepkisi mikrodalga frekanslarında güçlü olmadığından, atomun veya moleküllerin manyetik momenti etkili bir şekilde kullanılamaz. Dolayısıyla, yapay olarak elde edilecek güçlü bir manyetik dipol moment etkisine ihtiyaç vardır. Diğer bir deyişle negatif manyetik geçirgenlik elde etmek için, malzemelerin manyetik özelliklerini genişletmek gerekir.

İlk olarak 1999'da Pendry bir elektromanyetik alana yeterince güçlü manyetik tepki veren periyodik olarak düzenlenmiş çeşitli rezonatör yapıları önerdi [3]. Bunlardan biri ve en yaygın kullanılanı kısaca SRR olarak da isimlendirilen ayrık halka rezonatörlerdir. SRR yapıda iki tane iç içe geçmiş iletken yarık halka vardır. Bunların yarıkları birbirine ters yöndedir (Şekil 2.4). Bu yarıklar aynı zamanda SRR'nın kendi çapından daha büyük bir dalga boyunda rezonansa gelmesini sağlar. Yani halkalar arasındaki boşluk ve her iki yarık rezonans frekansının düşmesine yardımcı olacak şekilde bir kapasitans etki doğurur. İletkenlerin halka şeklinde olmasıda sisteme endüktans etkisi sağlayarak rezonansı etkiler.

SRR'lerin rezonans davranışı, manyetik plazma frekansının (ω_{mp}) yakınında oldukça yüksek pozitif ve yüksek negatif manyetik geçirgenlik değerlerine neden olan kapasitif

ve endüktif elemanlardan (boşluklar, yarıklar ve halkalar) kaynaklanmaktadır. Halkalardaki yarıklar ve halkalar arasındaki boşluk tarafından sisteme verilen kapasitans, rezonansa girmek için metalik halkalar tarafından sisteme verilen endüktans ile birlikte çalışır [3].

Tasarlanan bu SRR birim hücre rezonatörler, aralarında güçlü bir manyetik kuplaj oluşacak şekilde periyodik bir ortamda birleştirilince, bu kompozit yapının manyetik tepkisi artacak ve güçlü manyetik tepki de dar bir rezonans bandı üzerinde negatif geçirgenliğe neden olacaktır.



Şekil 2. 4 Tasarlanan ilk SRR birim hücre ve periyodik dizilimi [3]

Şekil 2.4 ‘deki yapının ölçüleri ile manyetik plazma frekansının ilişkili bağıntısı ise eşitlik (2.8)’de tanımlıdır.

$$w_{mp} = \sqrt{\frac{3.d.c^2}{\left(1-\frac{\pi.r^2}{a^2}\right)\pi^2.r^3}} \tag{2.8}$$

Birim hücre SRR’ın en büyük ölçüsü ve birim hücreler arası mesafe dalga boyundan yeterince küçük olacak şekilde periyodik yapı tasarlandığından bu ortam artık etkin ortam olarak değerlendirilir ve ortam parametreleri etkin değerler olarak

değerlendirmeye alınır. Diğer bir deyişle SRR'ların periyodik dizilimi, reel kısmı negatif etkin manyetik geçirgenliğe sahip etkin homojen bir materyal gibi davranır.

Pendry bu çalışmasında rezonans frekansının bu yapıların ölçeklendirilmesiyle aynı oranda değiştiğini gözlemlemiş ve ölçüleri iki katına çıkardığında rezonans frekansının yarılandığını tespit etmiştir [3]. Biz de bu tez çalışmasında buradan yola çıkarak çalıştığımız MM yapılarında, benzetim programı kullanarak rezonans frekansı için ölçeklendirme ve optimizasyonunu yaptık.

2.3 Negatif Kırılma İndisi

Kırılma olayı bir elektromanyetik dalganın bir ortamdan diğerine geçerken ortamların dalganın elektrik ve manyetik bileşenlerine verdikleri farklı tepkilerinden dolayı gerçekleşen bir olaydır ve eşitlik (2.9)'daki Snell yasası ile tanımlanmıştır [18]:

$$n_1 . \mathrm{Sin}\Theta_1 = n_2 . \mathrm{Sin}\Theta_2 \quad (2.9)$$

LHM ortamlarında eşitlik (2.1)'den de anlaşılacağı gibi kırılma indisi n negatif olacağından Snell yasası bu ortamlar için eşitlik (2.10)'daki gibi olacaktır.

$$|n_1| . \mathrm{Sin}\Theta_1 = -|n_2| . \mathrm{Sin}\Theta_2 = |n_2| . \mathrm{Sin}(-\Theta_2) \quad (2.10)$$

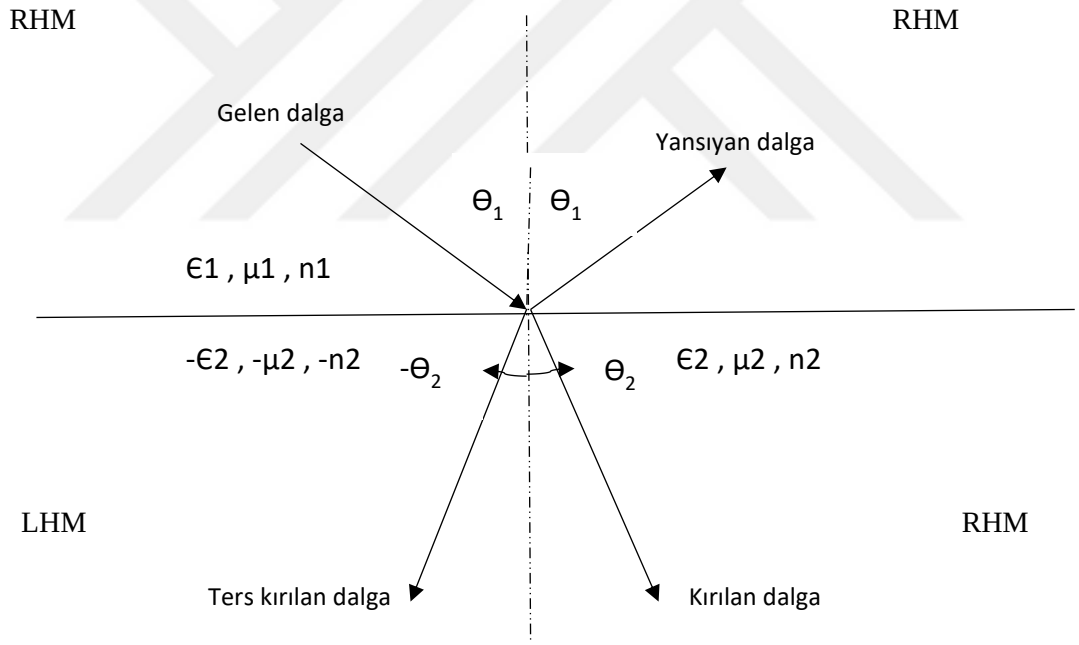
Ayrıca eşitlik (2.1) den yola çıkarak LHM ortamındaki kırılma indisi denklem (2.11)'deki gibi de ifade edilebilir [19].

$$n_2 = \sqrt{\epsilon_{r2} . \mu_{r2}} = \sqrt{e^{j\pi} |\epsilon_{r2}| . e^{j\pi} |\mu_{r2}|} = -\sqrt{|\epsilon_{r2}| . |\mu_{r2}|} \quad (2.11)$$

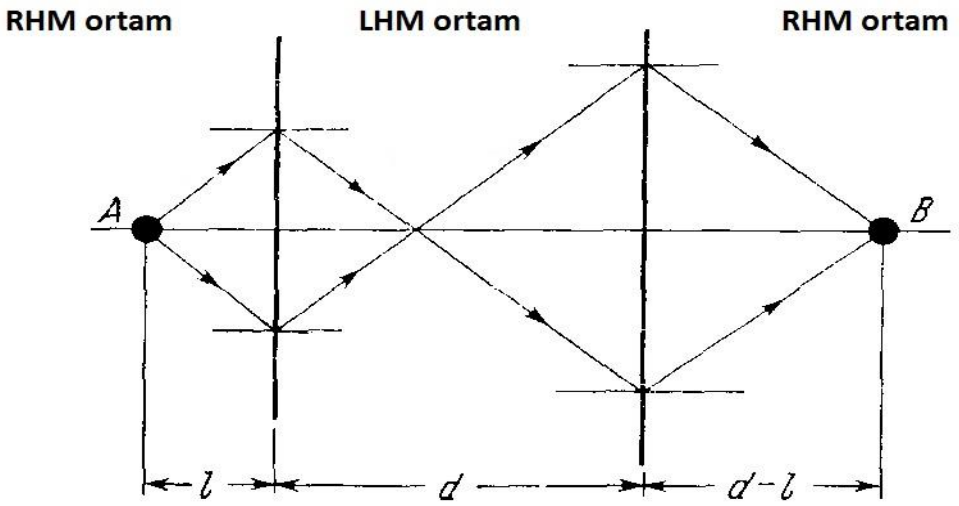
Bu ortamlarda (LHM) kırılma açısı ters olacağından normal ile yapacağı açı değişerek şekil 2.5' deki gibi normalin tersine kırılarak ilerleyecektir. Ortam içerisinde dalga vektörü ters dönmesine rağmen enerji akış yönü aynı kalmaktadır, yani faz vektörü ile enerji akışı ters yöndedir. Bu tarz malzemelerin ayrıca ters doppler ve ters Vavilov-Cerenkov (bir çeşit EM ışıma) etkisi oluşturacağını da ilk olarak Veselego ortaya atmıştır [1]. Ters kırılma Şekil 2.6' da gözüktüğü gibi gelen dalganın belirli bir noktaya odaklanarak ilerlemesine neden olur. Her iki ortam arasında empadans uyumu, yansımanın olmaması için gerekli koşuldur. Bir LHM ortamının dielektrik sabiti ϵ ve manyetik geçirgenliği μ, her ikisi de -1'e eşitse ve kaynak da ikinci ortama yeterince yakınsa hiçbir yansıma olmayacaktır. Yani

ikinci ortamın kırılma indisi -1 olduğunda yansıma olmayacaktır. Görünmezlik pelerini çalışmalarının temelinde, MM'ler ile kırılma indisinin -1 değerine çekilmesinin mümkün olması gerçeği yatmaktadır [20], [21].

Dalga boyunun dayattığı olağan kısıtlamalar olmaksızın mükemmel bir odaklanma, negatif kırılma indisli malzemeleri ile başarılabilir. MM'lerin dalgaboyu altında çalışması ve odaklanma yapması süperlens çalışmaları için de ilham kaynağı olmuştur [22], [23]. Bununla beraber uydu haberleşmesi gibi anten yönselliğinin çok önemli olduğu alanlarda, MM'lerin bu özelliği çok önem arz etmektedir. Bizde bu tez çalışmamızda Sol-elli (LHM) malzemelerin yani MM'lerin bu eşsiz davranışlarını antenlerin önünde düz bir lens olarak kullanıp anten yönlendirici kazancındaki iyileşmeyi nümerik ve deneysel olarak test ettik.



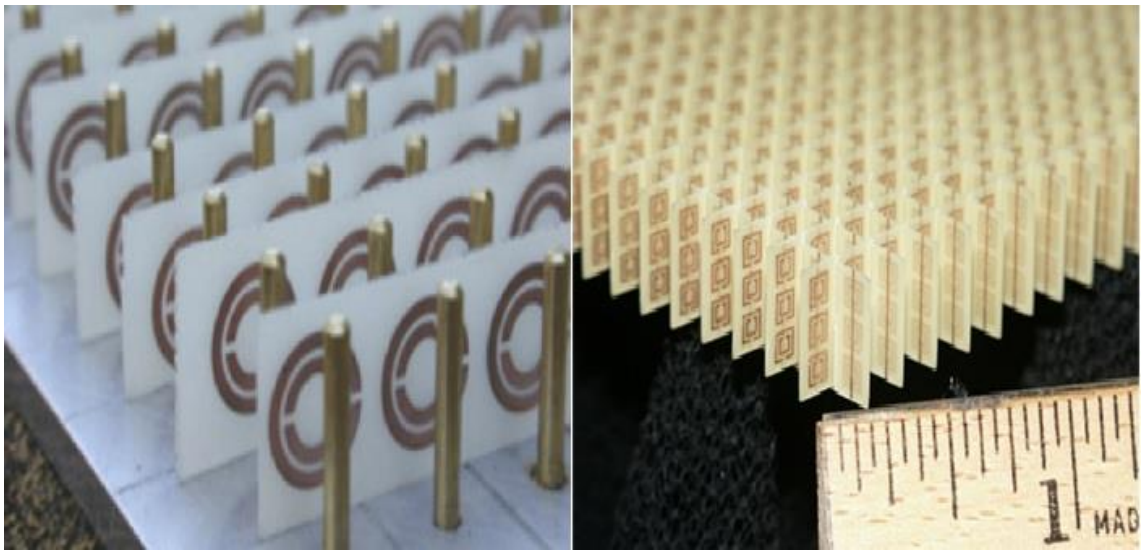
Şekil 2. 5 İki farklı ortam (RHM ve LHM) için kırılma ve yansıma durumları



Şekil 2. 6 LHM ortama gelen dalganın odaklanma şeması [1]

2.3.1 İlk MM Denemesi

2000 yılında D. R. Smith, Pendry'nin yaptığı çalışmalardan esinlenerek, daha önce Pendry tarafından gerçeklenmiş olan ince metaller ve çembersel halka rezonatörler ile elde ettiği yapıları tek boyutlu birleştirmiştir [4]. Smith bu çalışmada çembersel halka rezonatörlerinin önüne ince metaller yerleştirmiş ve daha sonra bu yapıyı boyutlandırarak eş zamanlı bir şekilde belirli frekans aralıklarında negatif dielektrik sabiti ve negatif manyetik geçirgenliğin sağlanabileceğini söylemiştir. Metal şerit yardımı ile elde edilen negatif dielektrik sabitinin frekansı ile negatif manyetik geçirgenliğin frekansı birbiriyle çakıştığında çift negatif yani negatif indisli ortam yani MM ortam elde edilmektedir. Daha sonra Shelby 2001 yılında, iki boyutlu olarak MM yapısını ortaya çıkarmıştır ve negatif -ε ve negatif -μ olayını yani negatif kırılmayı deneysel olarak da kanıtlamıştır (Şekil 2.7). Shelby oluşturduğu deney düzeneği ile de iki boyutlu MM'in negatif indisliğini de kanıtlamıştır [5].



Şekil 2. 7 Smith ve Shelby tarafından tasarlanan ilk 1D (solda) ve 2D(sağda) MM yapılar.

2002 yılında Bayındır, ince bakır tellerin ve SRR yapıların periyodik olarak düzenlenmesinden meydana gelen kompozit bir MM oluşturmuştur. Bu yapı daha önceden elde edilen iki ayrık metal kare halkadan oluşmaktadır. Bayındır ve arkadaşlarının üzerinde çalıştığı bu kompozit MM'lerin, elde edilen deneysel ve teorik sonuçlara göre iletim geçirme kuşağına sahip olduğu ve sol-elli MM özellik gösterdiği görülmüştür [24].

2.4 MM Çeşitleri ve Kullanım Alanları

MM'lerin sınıflandırılması çok farklı açıdan değerlendirilerek yapılabilir. Mesela geometrik şekillerine göre sınıflandırılacak olursa bakışımlı, bakışımsız, kiral, düzlemsel veya etki alanlarına göre ele alınarak çeşitlendirilse sismik, akustik ve elektromanyetik MM'ler olarak sınıflandırılabilir. Ayrıca ortam parametrelerinin (ϵ, μ) işaretlerine göre Şekil 2.1 de görülen 4 farklı bölgenin (DNG, ENG, MNG, DPS) 3 ünü (DNG, ENG, MNG) MM olarak değerlendirip o şekilde sınıflandırmanın yapıldığı da literatürde görülmektedir [25]. Özet bir şeklide sınıflandıracak olursak;

2.4.1 Tekli Negatif MM'ler (SNG)

Tekli negatif (SNG) MM'lerde, hem dielektrik hem de manyetik geçirgenlik negatiftir, fakat her ikisi de negatif değildir. Yani ya ϵ negatiftir (ENG) ya da μ negatiftir (MNG). Bu

bölgedeki materyallerde dalganın sönümlü olması radyasyon emilimi gerektiren çalışmalar için ilgi odağı olmuştur. Örneğin özgül emilim oranı SAR' ın düşürülmesi, EM koruyucular, enerji hasatı ve dizi yama antenlerde kuplaj izolesi gibi.

Elektromanyetik dalgalar SNG ortamında sönümlü olmasına rağmen, ikili veya üçlü katmanlar üretilerek, komple tünel oluşturma gibi olağandışı özelliklere yol açar. ENG / MNG / ENG, ENG / DPS / MNG, DPS / ENG / DPS ve ENG / DPS / ENG şeklinde kombinasyonlar ile çeşitli katmanlar oluşturularak elektromanyetik tünelleme çalışmaları da SNG ile ilgili çalışmalar arasındadır [26], [27].

2.4.2 Çiftli Negatif MM'ler (DNG)

Daha önceki bölümlerde anlatıldığı gibi her iki ortam parametresinin de (ϵ, μ) negatif olduğu durumlarda gelen dalganın ters kırılma olayı gerçekleşir ki bunun sağladığı avantajlar birçok çalışmada kullanılmıştır. Şimdiye kadar yapılan MM çalışmaları elektromanyetik spektrumdaki frekans bölgelerine göre 3 farklı bölgeyi kapsamaktadır.

2.4.2.1 Mikrodalga MM'ler

Mikrodalga 300 MHz ve 300 GHz arasındaki frekansları kapsar ki bu aralıktaki yapılar 100 cm ile 1 mm boyutlarındadır. Bu band'da ki çalışmalar daha çok kablosuz haberleşmede kullanılan birçok çeşit anten ve radar sistemlerini kapsamaktadır. Özellikle odaklanmaya sebep olması nedeniyle anten yönselliğini ve buna bağlı olarak anten kazancını artırmaya yönelik çalışmalar süregelmektedir [28]. Bu tez çalışmasında MM'lerin bu kazanımı Ku band'daki mikroşerit yama antenlerde (MYA) nümerik ve deneysel olarak test edilmiştir.

2.4.2.2 TeraHertz MM'ler

Sadece mikrodalga ve radyo dalgalarında değil aynı zamanda THz seviyelerinde de çalışmalar ve üretimler yapılmıştır [29]. Terahertz MM'ler, THz frekanslarıyla etkileşime giren ve halen gelişmekte olan yapay malzemelerin birleşimidir. Bu bandda tasarlanan yapılar mikrometre seviyelerindedir. Bu MM'lerin üretimi foto-litografi yöntemi ile yapılmaktadır [30].

MM'ler frekans ayarlanabilir olduğundan, dolayısıyla mikrodalgadan THz bölgesine kolayca ölçeklenebilirler. Bu bandda en çok kullanılan rezonatör yapı yine SRR'dır. Birçok malzeme doğal olarak THz radyasyonuna cevap vermediğinden, bu aralıkta çalışan uygulamalı teknolojilerin gerçeklenmesi için bu bandda çalışacak elektromanyetik cihazların yapay olarak tasarlanması gereklidir. Bunlar yönlendirilmiş ışık kaynakları, lensler, modülatörler ve sensörler gibi cihazlardır. TeraHertz MM cihazları, ayarlanabilir uzak-kızılötesi filtreler, optik anahtarlama modülatörleri ve abzorbe edici olarak laboratuvarda gösterilmiştir [31]. Diğer bir kısım THz MM aygıtlar ise şimdilik, kompakt boşluklar, uyarlanabilir optik ve lensler, ayarlanabilir aynalar, izolatörler ve dönüştürücülerdir.

Araştırmacılar, doğal ve suni manyetik materyalleri birleştiren hibrid yapıların veya yapay manyetik (paramanyetik) yapıların terahertz cihazlarında önemli bir rol oynayabileceğine inanıyorlar. Son yıllarda ki çalışmalarla, kamu sağlığı, biyotıp, savunma, iletişim ve kalite kontrol gibi alanların bazı uygulamalarında diğer dalgaboylarının sınırlı kaldığı fakat THz frekans uygulamaları ile aşılabileceği görülmektedir. Örneğin bu frekans bandı; plastik bir kabın içinden geçerek içeriğinin görüntüsünü alma, insan cilt dokusuna birkaç milimetre zarar vermeden nüfuz etme, elbiseden geçerek saklanmış nesneleri tespit etme, terörle mücadele için yeni yaklaşımlar olarak kimyasal ve biyolojik etkenlerin saptanması gibi alanlarda başarı göstermektedir. İşte Terahertz MM'ler, uygun THz frekanslarında etkileşim kurduklarından, THz bandını kullanan bu tarz uygulamalar için de bir çözüm olarak görülmektedir [32], [33], [34].

2.4.2.3 Fotonik MM'ler

Optik frekanslarda etkileşime girebilmek için tasarlanan MM'lerdir. Görünür ışık nanometreler seviyesindedir. Bu yüzden mikrodalga veya THz MM'lere göre üretimi çok daha zordur ve elektron demet litografisi yöntemi ile üretimler gerçekleştirilmiştir [35].

Optik lens uygulamalarının en büyük sıkıntısı kırınım sınırıdır. Alışılmış kırılma sınırlarının aksine sınırsız bir görüntü çözünürlüğünü elde etmek MM ile tasarlanan süper lensler ile mümkündür. $\varepsilon = -1$ ve $\mu = -1$ olan bir negatif kırılma indisine sahip materyal sadece gelen dalgaları değil, aynı zamanda kaynaktan çıkar çıkmaz

sönümlenmeye yüz tutan sönümlü dalga bileşenlerini de odaklayabilir. Böylece 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 [36].

Yakın bir zamanda Harvard üniversitesinde yapılan bir çalışma ile ışığın dalgaboyundan daha küçük MM lens üretilerek ışığı maksimum düzeyde bir noktada toplamayı başarmışlardır. Böylece daha fazla çözünürlük için daha büyük camlı lenslere olan ihtiyaç MM'ler ile aşılmıştır. MM'in farklı dizilimleriyle ışığın farklı renklerinin odaklanması başarılmıştır. Bu süper lens şimdilik sadece kırmızı, yeşil ve mor renklerde test edilmiştir [37], [38].

Fotonik MM'ler ile ilgili bir diğer çalışma alanı da görünmezlik pelerinidir. Bilindiği gibi görme olayı cisimden göze yansıyan ışık dalgalarının varlığından kaynaklanmaktadır. Eğer bu yansıyan ışık dalgalarının cismin etrafını dolaşıp diğer tarafına geçmesi sağlanırsa cisim görünmez olacaktır. Çünkü onu görünür kılan yansıyan ışık farklı açıdan yoluna devam edip yansıma değil ters kırılma yani bir çeşit kırınım gerçekleşeceğinden görme merkezi olan göze cisimden ışık ulaşmayacaktır. Buda ancak etkin bir ortamın (elbise, pelerin) kırılma indisini ışığın dalga boylarındaki bir seviyede değiştirmek ile olur ki fotonik metamateryaller tam olarak bunu yapmaktadır [39].

BÖLÜM 3

MATERYAL VE YÖNTEM

MM rezonatör yapıların temel rezonans davranışları LC rezonans devresi gibi modellendiği için rezonans frekansları yapıdaki kapasitif ve endüktif etkilerin değişimine çok hassastır [40]. Endüktif ve kapasitif etkiler de yapının ölçülerine ve şekline göre değişim arz edeceğinden yapıların ölçeklendirilmesi, tasarımı ve etkin ortam parametrelerinin (ϵ, μ) hangi frekansta hangi değerleri aldığı test edilirken hassas ölçümler gerekmektedir. Tasarlanan MM yapının hem modellenmesi hem de ortam parametrelerinin her ikisinin değerini ölçüp veren herhangi bir program olmadığı için modelleme ve ortam parametrelerinin hesabı ayrı ayrı programlarla gerçekleştirildi. Deneysel çalışmalar için ise Vektör Network Analizörü ve bunlara bağlı mikrodalga horn antenler kullanılmıştır.

Komplike MM yapıların modellenmesi ve simülasyonunun yapılarak saçılma parametrelerinin elde edilmesi, Ansoft HFSS (High Frequency Structure Simulator) ve CST MWS (Computer Simulation Technology Microwave Studio) gibi ticari tam dalga elektromanyetik 3D çözücü programlar kullanılarak doğru ve etkili bir şekilde yapılabilir. En yaygın olarak kullanılan bu iki program hesaplamaları yaparken bu bölümde anlatılacak olan farklı nümerik yöntemleri kullanırlar.

3.1 Simülasyon İçin Nümerik Yöntemler

İzotropik, doğrusal ve dağınık olmayan ortamlar için analitik (Kartezyen) çözümler ile sonuçlar elde edilebilir fakat bu tarz çözümler yalnızca basit geometriler için uygundur

ve karmaşık geometrilere uygulanamaz. Ortogonal olmayan kavisli arayüzler gibi karmaşık nesneler için ise nümerik tekniklere dayalı yaklaşımların kullanılması gerekir. Nümerik yöntemler çoğunlukla Maxwell denklemlerini çözmek ve bir simülasyon alanındaki elektrik ve manyetik alanları belirlemek için kullanılır. Maxwell denklemleri aslında hiperbolik kısmi diferansiyel denklemler kümesidir [41].

Maxwell denklemlerini çözen en iyi bilinen nümerik metotlar üç temel alanda kategorize edilebilir: Hacim ve yüzey integral denklem yöntemleri, diferansiyel denklem yöntemleri ve modal yöntemler [42]. Her 3 kategori çeşitli teknikler içermektedir, ancak bu tez çalışmasında anten ve elektromanyetik problemlerinin modellenmesi ve çözümü için en çok kullanılan diferansiyel denklem yöntemlerini inceledik ve kullandık. Bu yöntemde 3 temel teknik metot kullanılmaktadır:

3.1.1 Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM)

Bu yöntem (FEM-Finite Element method) sorunu çözmek için, büyük bir problemi sonlu elemanlar olarak adlandırılan küçük ve basit parçalara ayırır. Sonlu elemanlar, basit geometrik alt alanların parçalı polinom fonksiyonlarını kullanarak inşa edilir. Bunlar, iki boyutlu bir alan için dikdörtgenler ve üçgenler olabilir ve üç boyutlu bir çözüm içinse dört yüzlü (tetrahedral), altı yüzlü (Hexahedral) ve prizma şeklinde olabilir. Yani geometrik olarak karmaşık olan yapılar geometrik olarak basit yapılara dönüştürülerek çözüm de basitleştirilmiş olur [43].

Bu sonlu elemanları modelleyen basit denklemler daha sonra, tüm problemi modelleyen daha büyük bir denklem sisteminde birleştirilir. Çünkü sürekli ortamın alt bölgeleri de aynı karakteristik özellikleri gösteren bölgeler olduğundan, bu bölgelere ait alan denklem takımları birleştirildiğinde bütün sistemi ifade eden denklem takımı elde edilir. Denklem takımının çözümü ile sürekli ortamdaki alan değişkenleri sayısal olarak elde edilir. Bu yöntemin en büyük avantajı, yapılandırılmamış bir ızgaraya dayandığı ve dolayısıyla süreksiz ortam parametreleriyle eğrisel geometrilerin modellenmesi için çok yüksek bir geometrik esneklik sağlamasıdır [43].

HFSS, elektromanyetik yapılar için ticari bir sonlu elemanlar yöntemi (FEM) çözücüsüdür ve modelleme diğer programlara nisbeten daha kolaydır.

3.1.2 Zaman Domeninde Sonlu Farklar Metodu (FDTD)

Maxwell denklemlerini diferansiyel formda çözmek için en popüler yöntemlerden biri, de Yee tarafından geliştirilen FDTD'dir. O zamandan beri, bu yöntem daha geniş bir uygulama yelpazesine genişletilmiş ve başarıyla uygulanmıştır. Bu yöntem, Maxwell denkleminin tüm uzaysal ve zamansal kısmi türevlerine sonlu fark ifadeleri ile yaklaşmaktadır [44].

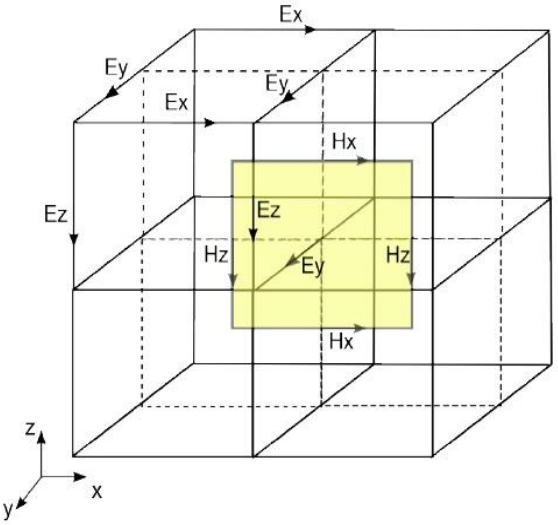
Yee algoritmasındaki orijinal (kafes şeklindeki) ızgaralar, elektrik alanının ve manyetik bileşenlerin kademeli olarak düzenlendiği yapılandırılmış hücrelerin bulunduğu bir kartezyen ızgaradır. Bu algoritma, hem elektrik alanlar hem de manyetik alanlar için eşleştirilmiş Maxwell denklemlerini çözer [45]. Örnekler arası örtüşmeyi önlemek ve gerekli doğruluk, hassasiyet için ızgara mesafeleri (Δx, Δy, Δz) problemdeki en küçük dalgaboyuna göre seçilir. Seçilecek maksimum zaman aralığı (Δt) ise nümerik algoritmanın kararlılığını doğrulamak için Δt ile Δx, Δy, Δz arasındaki ilişkiyi ifade eden CFL (Courant–Friedrich–Levy) koşuluna göre belirlenir [46]. Z yönünde yayılan, 1D düzlemsel enine EM dalga (E_x H_y) için Maxwell denklemleri ve CFL koşulu şöyledir [47]:

$$\frac{\partial \mathrm{Ex}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathrm{Hy}}{\epsilon_r \epsilon_0 \partial z}, \qquad \frac{\partial Hy}{\partial t} = -\frac{\partial Ex}{\mu_0 \partial z} \tag{3.1}$$

$$\Delta \mathrm{t} \leq \frac{\Delta \mathrm{z}}{v} \quad , \quad CFL = \frac{v \Delta \mathrm{t}}{\Delta \mathrm{z}} \tag{3.2}$$

Burada v ortamın faz hızdır.

Alan bileşenleri, Şekil 3.1'de gösterilen üç boyutlu kademeli ızgarada görülmektedir. Bu düzenleme Ampere ve Faraday yasasını temsil eder ve her biri dolaşımdaki dört $\vec{E}$ bileşeni ile çevrili olan dört dolaşımdaki $\vec{H}$ bileşenini gösterir. Ayrıca, teğetsel elektrik ve manyetik alan bileşenlerin sürekliliği, herhangi bir ızgara çizgisine paralel farklı ortamların arayüzünde korunmaktadır [45].



Şekil 3. 1 Kademeli bir Yee ızgara planı [48]

Bu yöntemin FEM'e göre bir avantajı, matris içermeyen bir teknik olması ve yinelemeli (iteratif) bir çözücü gerektirmemesidir. FDTD algoritmasının bir diğer avantajı da verimli ve kolay uygulanmasına olanak tanıyan basitliğidir. Ayrıca FDTD'nin formülasyonu paralel hesaplama uygulamasını kolaylaştırmaktadır. Paralel hesaplama birçok üç boyutlu simülasyonda önemli bir faktördür ve büyük problemleri çözmek için hızlı ve yüksek performanslı bir teknik sunar. Simülasyon alanı MPI (Message Passing Interface) paralel hesaplama yöntemini kullanarak eşit ebatlara sahip alt alanlara ayrılmıştır. Her alt alan bir paralel hesaplayıcıya gönderilir ve EM simülasyonları aynı anda gerçekleştirilir, böylece toplam hesaplama zamanı azaltılmış olur [48].

FDTD yöntemi, basit geometrili problemler için kullanıldığında çok iyi sonuçlar vermektedir fakat birçok elektromanyetik dalga problemi, düzlemsel olmayan arayüzlere sahip alanlar içerir. Karmaşık şekilleri modellemede standart FDTD algoritmasının dezavantajı, merdiven yaklaşımıdır. Merdiven yaklaşımı kullanılarak modellenen düz eğrileri olan yapılar simülasyona önemli bir sayısal hata getirir. Ayrıca hücre boyutları modelde belirlenen en küçük dalga boyundan daha küçük alındığı için çok büyük bir hesap uzayını netice verir ve buda hesaplama süresini uzatır [49].

3.1.3 Sonlu İntegrasyon Yöntemi (FIT)

Sonlu integrasyon tekniği (FIT) ilk kez 1977'de tanıtılmış ve o zamandan beri farklı elektromanyetik dalga problemlerini çözmek için uygulanagelmiştir. FIT'nin ayrıklaştırma yöntemi, homojen ortamlar için FDTD yöntemine benzer. Fakat FIT, integral formda Maxwell denklemlerinin tümünü hem frekans hem zaman domeninde çift ızgara sistemiyle elektrik alan gücünün ve manyetik akı yoğunluğunun altı vektör bileşeninin tümünde kullanır ve böylelikle bu teknik, farklı ortamlar arasındaki arayüzleri daha doğru bir yaklaşımla ele alır. FIT ve FDTD yöntemi arasındaki en büyük fark, malzeme parametrelerinin hesaplanmasının, FDTD algoritmasında olduğu gibi malzeme verilerinin ızgara noktalarında tanımlanmasından ziyade ızgaralı hücrelerin yüzey integrallerinin hesaplanarak gerçekleştirilmesidir. FIT, Maxwell'in denklemlerini zaman ve uzayda ayrıklaştırır. İntegral formdaki Maxwell denklemleri ve doğrusal ve kayıplı ortamdaki sonlu fark ayrıklığı;

$$\frac{\partial}{\partial t}\iint_{Ap} \epsilon(R)\vec{\overline{E}}(R,t)\, d\vec{A} = \oint_{\partial Ap} \vec{\overline{H}}(R,t) d\vec{R} - \iint_{Ap} \sigma(R)\vec{\overline{E}}(R,t)\, d\vec{A} \qquad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\iint_{Ap*} \mu(R)\vec{\overline{H}}(R,t)\, \overrightarrow{A^*} = -\oint_{\partial Ap*} \vec{\overline{E}}(R,t) d\vec{R} - \iint_{Ap*} \sigma^*(R)\vec{\overline{H}}(R,t)\, d\,\overrightarrow{A^*} \quad (3.4)$$

olarak tanımlanır [48] ve bu şekilde elektrik ve manyetik alanlar için integral formda Maxwell denklemlerinin tümü Yee kafes hücre yapısının tümünde uygulanır.

Burada $\vec{\overline{E}}(R,t)$, $\vec{\overline{H}}(R,t)$ sırasıyla kompleks elektrik ve kompleks manyetik alan büyüklüklerini temsil eder. σ elektriksel iletkenliği, σ^* ise manyetik iletkenliği ifade eder. Herhangi bir noktadaki dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik ise sırasıyla $\epsilon = \epsilon_0.\epsilon_r$ ve $\mu = \mu_0.\mu_r$ şeklindedir [48].

Bu yöntemde geometrik modellemede esnektir ve kavisli sınırları ve karmaşık şekilleri daha kesin bir şekilde işlemektedir. FIT, basit uygulama ve verimli paralel hesaplama gibi FDTD yöntemiyle aynı avantajların çoğuna sahip olmakla beraber bazı FDTD dezavantajlarını da telafi eder. Maxwell denklemleri için sonlu hacim tipi ayrıklaştırma yöntemi, Faraday yasasını her ayrık hücre ve tüm alan üzerinde sağlar ve bu bağlamda, FIT, homojen olmayan bir ortamda da tüm ayrı alanların korunum özelliklerini

kanıtlamaya imkân tanır. FDTD yöntemindeki gibi, FIT tekniğinin en yaygın dezavantajı karmaşık ve ortogonal olmayan yapılar ayrıklaştırıldığında çözümü zorlaşan Yee kartezyen ağının kullanımıdır. Ayrıca FDTD gibi, FIT'in açık formülasyonunun en büyük dezavantajlarından biri de, zaman adımının CFL koşuluna bağlı olan ızgara boyutuna bağımlılığıdır. Buna bir örnek çok küçük hücre boyutlarının da önem arz ettiği optik MM'lerin basımı için gerekli simülasyon çalışmalarıdır. Bu durumda, zaman adımı önemli ölçüde azalır, bu da daha yüksek bir simülasyon süresi ile sonuçlanır. Fakat mikrodalga seviyelerindeki çalışmalar için FEM tekniğine göre çok daha hızlıdır [48].

3.2 CST MWS ve Çalışma Prensibi

CST MWS sonlu integrasyon yöntemini (FIT-Finite Integration Technique) kullanan bir 3D simülasyon yazılım programıdır. MM yapılar gibi etkin ortamlar için alternatiflerine oranla daha hızlı ve güvenilir çözüm ürettiği için bu tez çalışmasında CST MWS simülatörünü tercih ettik. CST, elektromanyetik tasarım ve analiz için mikrodalga rejiminde daha doğru, verimli hesaplama çözümleri sunar ve ayrıca geniş frekans aralıklarında çalışan cihazların tasarımı ve optimizasyonu için en uygun yöntem için olanak sağlar [50].

CST hesaplama alanını ayrıklaştırmak için ağ örgüleme (meshing) yöntemi kullanır. Ayrıklaştırılmış formda, her bir ağ hücresi, elektrik ve manyetik alanların hesaplandığı alanın en küçük hacmini temsil eder. Ayrıklaştırma için kullandığımız ağ hücreleri ne kadar çok olursa, alan gradyanları daha doğru yakalanacaktır fakat toplam ağ hücrelerinin sayısı, toplam simülasyon süresinde doğrudan etkisi olacağı için dikkatsizce arttırılmamalıdır. Bu yüzden belirli bir ağ örgüleme tekniğinin seçimi sıklıkla hız, doğruluk ve bellek gereksinimleri arasındaki dengelere göre belirlenir ve böylelikle iyi seçilmiş ağ tipi, simülasyon hızı ve doğruluk arasında iyi bir denge sağlar. Bu bağlamda, zaman domenindeki ağ örgüleme, sonlu elemanlara (FEM) dayanan diğer mevcut teknikler karşısında bir takım avantajlar sunmakta ve simülasyon hızı ve doğruluğu arasında iyi bir uzlaşma sağlamak için daha fazla esneklik içermektedir [51].

Bu tez çalışmasında CST simülasyon programının genel amaçlı üç boyut çözümleyicilerinden transient çözücü (transient solver) kullanılmıştır. Bu çözücü,

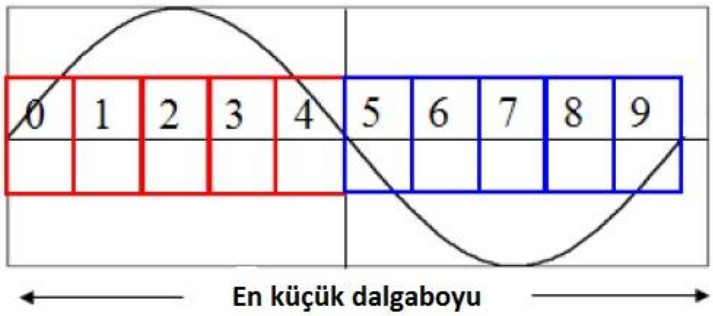
tasarlanan geometriyi altı yüzeyli ağ (Hexahedral mesh) yapısına böler ve yapı içerisinden bir zaman sinyali yayarak inceler. CST MWS bir kaç farklı domende simülasyon için terih seçeneği sunar. Yüksek frekans ölçümlerinde zaman domeni daha hızlı ve güvenilir kabul edildiği için bu tez çalışmasında ölçümler bu domende yapıldı. Zaman domeninde bir simülasyon, modelimizi içeren hesaplama alanını uyararak başlar ve uyarma ayrık port (voltaj, akım veya güç kaynağı), bir dalga kılavuzu portu veya bir düzlem dalga vasıtasıyla uygulanır. Uyarı sinyali gauss darbe tipi zaman domeni sinyalidir. CST MWS'de uyarma sinyalinin genliği kullanıcı tarafından belirtilen frekans aralığı tarafından verilen spektrali kapsayacak şekilde otomatik olarak ayarlanır. Uyarı sinyali verildikten sonra, zaman domeni sinyali sayısal olarak hesaplama hacmi boyunca yayılır ve dolayısıyla çeşitli kayıp mekanizmalarından dolayı enerji içeriği bozulur. Toplam enerjinin bir kısmı kayıplı etkenler tarafından harcanırken bir kısmı da yayılır ve enerjideki bozulma belli bir seviyeye ulaşınca simülasyon durdurulur. Enerjinin bozulma hızı, çoğu modelin kendisine has olan çeşitli mekanizmalara bağlıdır (kayıp miktarı, Q faktörü, vb.). Sinyalin hesaplama alanında yayıldığı hız, zaman-adımı adı verilen süreyle belirlenir. Sinyalin ilerlemesi ne kadar hızlı olursa hesap alanını doldurması ve kayıplı ortamlarla karşılaşması da o kadar hızlı olacağından buna bağlı olarak sinyalin enerjisindeki bozulma dahada hızlanacağından simülasyon süresi de azalır. Bu nedenle, büyük bir zaman adımının avantajlı olacağı açıktır; ancak, zaman adımı, eşitlik (3.5)'deki Courant kararlılık koşulunu yerine getirecek kadar küçük olması gerektiği için, keyfi olarak arttırılamaz [52].

$$\Delta t_{max} \leq \frac{1}{v_{\,max}} \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]^{-1/2} \tag{3.5}$$

Burda $v_{\,max}$ malzeme özelliklerine göre tanımlı olan maksimum faz hızıdır. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ ise problemdeki en küçük dalgaboyuna göre seçili ağ hücre boyutlarıdır. Eşit üniform bir ağ örgüsü için bu denklemin analizi, izin verilen maksimum zaman adımının ağ boyutuna göre belirlendiğini ortaya koymaktadır yani ağ hücre boyutu ne kadar küçükse, zaman adımı o kadar az olmalıdır. Bu nedenle, zaman adımı en üst düzeye çıkarmak için, en küçük ağ hücresi mümkün olduğunca büyük seçilmelidir. Değişken ebatlı bir ağ için, izin verilen maksimum zaman adımı genellikle hesaplama modelinde en küçük boyuta sahip

ağ hücresi tarafından belirlenir. En küçük ağ hücresinin boyutunu belirleyen sınırlayıcı faktör ise modelin hassas örneklenmesi gereken kritik alanlardaki en küçük özellikli bölgelerdir[51].

Bununla beraber en küçük ağ hücre boyutuna ek olarak, en büyük ağ hücre boyutunun seçimi de simülasyon hızı ve doğruluğu için önemlidir. Tüm önceki analizlere göre, ağ hücreleri ne kadar büyük olursa, simülasyon hızı açısından, daha iyi olduğu açıktır fakat her frekans bileşeni ağ örgüsünde farklı noktalarda farklı hızda yayıldığından dolayı sayısal dağılım ile kısıtlı olan ağ hücre boyutu keyfi olarak yükseltilemez. Bu etkiyi en aza indirgemek ve ağın tüm frekanslar için eşit davrandığından emin olmak için en kısa dalga boyu, dalga boyu başına en az 10 ağ hücre düşecek şekilde uzamsal olarak örneklenmelidir (Şekil 3.2).

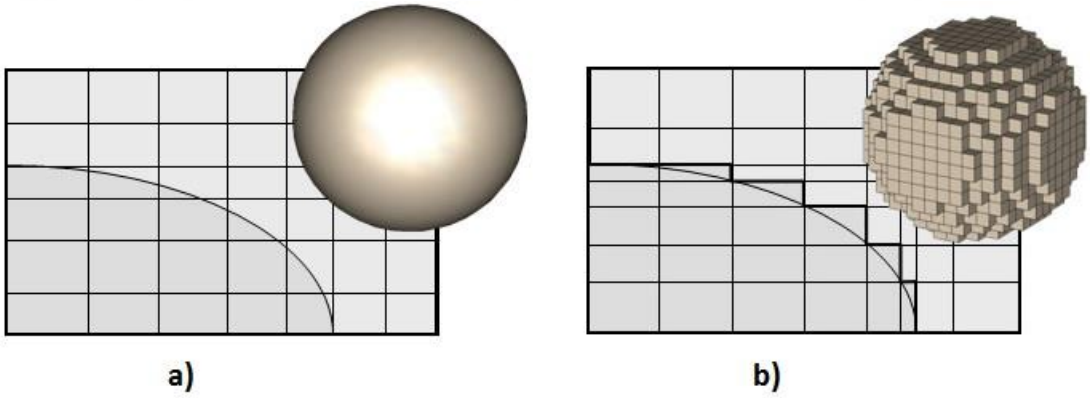


Şekil 3. 2 En küçük dalgaboyuna göre ağ hücre örneklemesi [51]

Toplam ağ hücre sayısı simülasyon hızı ve doğruluğu için de önemlidir. Toplam ağ hücre sayısı hesaplama alanını ayrıklaştırmak için kaç ağ hücresinin gerektiğini belirleyen min / max hücre boyutunun bir sonucudur ve doğrudan kontrol edilemez. Sabit min / max hücre boyutu için, toplam ağ hücrelerinin sayısı, hesaplama alanının elektriksel boyutu ile belirlenir. CST MWS da "ağ özellikleri" sekmesinde "dalga boyu başına ağ hücre sayısı" ayarı en kısa dalga boyunun (en yüksek frekans) uzamsal örneklemesi için ağ hücrelerinin sayısını belirtir; ve en az 10 olarak önerilir [51].

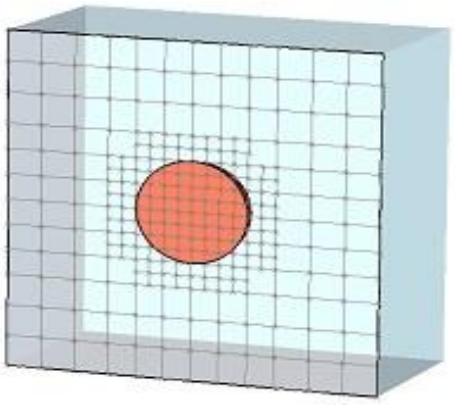
CST MWS'nun en büyük avantajlarından biride tam sınır yaklaşımıdır (PBA-Perfect Boundary Approximation). PBA teknolojisinin sonlu integrasyon tekniğine (FIT) girmesiyle CST önemli bir avantaj daha elde etmiştir. Standart FDTD merdiven ızgara yöntemi, çok sayıda ağ hücreleri için oldukça verimli olmasına rağmen, keyfi

şekillendirilmiş yapıların geometrik yaklaşımı söz konusu olduğunda büyük dezavantajlara sahiptir. İşte PBA özellikle, merdiven yaklaşımı ile tipik olarak oluşan geometrik basitleştirmeleri önlemeye yardımcı olur. PBA sayesinde elde edilen geometrik hassaslık, daha az geçişler ile düzgün geniş bant yakınsamasını sağlar ve ayrıca her bir ağ hücresinde Maxwell denklemlerinin sayısal çözümü için gerekli olan integrasyon rotasını, FDTD'nin merdiven yaklaşımının aksine hücrenin kendisinin kenarlarında ve yüzlerinde değil, hücre içindeki nesnenin geometrisine uyacak şekilde seçilebilir kılar. Bu şekilde simüle edilen yapı ve elektromanyetik alanlar altı yüzlü (Hexahedral) bir ağa eşlenebilir. Bu, Şekil 3.3'de görüldüğü gibi kübik ağ hücreler içindeki kavisli yüzeyler için bile çok iyi bir yaklaşım sağlar [51].



Şekil 3. 3 Simülasyon için bir kürenin örgülenmesi: a)PBA b) merdiven yaklaşımı [51]

CST MWS'ya ait bir diğer tescilli yeni teknoloji ise çok-düzeyli ızgaralama şema tekniğidir (Multilevel Subgridding Scheme™ -MSS). MSS, Şekil 3.4' de görüldüğü gibi yalnızca modelin kritik bölgelerinde çok yoğun bir ağın oluşturulmasını sağlar ve böylelikle toplam ağ hücre sayısını düşürür [51]. Fakat bu tekniğin bazı dezavantajlarıda olduğu için bu özelliğin kullanımı kullanıcının takdirine bırakılmıştır. MSS kullanımının tam olarak önerildiği tipik bir uygulama, bu tez çalışmasında olduğu gibi büyük hesaplama alanlarındaki küçük antenlerin simülasyonudur.



Şekil 3. 4 MSS tekniği ile örneklenmiş ağ yapısı [51]

3.3 Ortam Parametrelerinin Elde Edilmesi

Herhangi bir uygulama için kullanılacak MM'in elektromanyetik özelliklerine ilişkin önceden bilgi sahibi olunması tasarım prosedürünü hızlandıracaktır. MM yapıları daha iyi karakterize edip kullanılacağı uygulamaya göre etkin olarak modellenmesi için manyetik geçirgenlik ve dielektrik sabitlerinin dikkatlice elde edilmesi zorunluluğu vardır. Ortam parametreleri (ϵ ve μ) hesabında bugüne kadar bilinen yöntemler, bir MM birim hücre katmanına uygulanan dalganın "s" saçılma parametrelerinden hesaplanan kırılma indisi "n" ve ortam empedansı "z"'i kullanır ve daha sonra μ = n.z'den ve ϵ = n / z'den doğrudan hesaplanır. Fakat birim hücrenin tabaka kalınlığı (yığın özelliklerini gösteren) tam olarak tahmin edilemediğinde veya yansıma S_{11} ve iletim S_{21} verilerinin büyüklüğü çok küçük olduğu bazı durumlarda bu yöntemlerin başarısız olabileceği bilinmektedir [40].

CST programı yardımı ile elde edilen S parametrelerinden ortam parametrelerini (ϵ ve μ) elde etmek için birkaç farklı yöntem vardır. Nicholson-Ross-Weir (NRW) ve Robust Metodu en çok kullanılan iki yöntemdir.

3.3.1 Nicholson-Ross-Weir (NRW) Metodu

NRW, kompleks elektromanyetik parametrelerin tahmin edilmesini sağlayan bir denklem sistemi geliştirmek için S_{11} ve S_{21} değerlerini birleştirir. Bu yaklaşım aşağıdaki eşitlikleri kullanarak ortam parametrelerini elde eder [53], [54];

$$K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}^2} \tag{3.6}$$

Daha sonra yansıma ve iletim katsayıları (Γ,T) için eşitlik (3.6) kullanılır;

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1} \ , \quad T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11+}S_{21}).\Gamma} \tag{3.7}$$

Yansıma ve iletim katsayılarının hesaplanmasından sonra ϵ ve μ değerleri aşağıdaki şekilde elde edilir;

$$\epsilon = \left(\frac{\lambda_0.\ln\left(\frac{1}{T}\right)}{j.2\pi.d}\right)\left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}\right) \tag{3.8}$$

$$\mu = \left(\frac{\lambda_0.\ln\left(\frac{1}{T}\right)}{j.2\pi.d}\right)\left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma}\right) \tag{3.9}$$

Eşitlik (3.8) ve (3.9)'daki "d" test edilen materyaldeki birim hücrenin en büyük boyutudur [53].

NRW yönteminin avantajları ile beraber bazı dezavantajları da vardır. Tekrarlanan (iteratif) bir teknik olmadığı için diğer metotlara göre hızlıdır ve ayrıca dalga kılavuzlarına ve koaksiyel hatlara uygulanabilir bir metottur. TEM modundan uzak frekanslar için iyi çalışır ancak düşük kayıplı materyaller için rezonansa yakın bölgelerde hassasiyeti kaybeder ve bu yüzden düşük kayıp malzemeler için uygun değildir. Ayrıca bir buçuk dalga boyunun katlarına karşılık gelen frekanslarda ıraksak olmasından dolayı kısa örnekler kullanma zorunluluğu vardır [55].

3.3.2 Robust Metodu

Bu çalışmada daha hızlı olmasada daha güvenilir olmasından dolayı Robust Metodunu tercih ettik. Bu yöntemde de, test edilen malzemenin ortam parametreleri ϵ ve μ'yü çıkarmak için malzemenin kırılma indisi ve empedansı kullanılır. Bu metot kısaca aşağıdaki maddeler takip edilerek Matlab'da kodlanıp uygulandı [56], [57], [58];

1. CST programı yardımı ile tasarlanan MM birim hücre yapının S parametreleri elde edilerek farklı bir Excel dosyasına çıkartılıp kaydedildi. İlgili frekans değerleri için S_{11} ve S_{21} tablodan alındı.

2. Matlab'da bir matris tanımlanarak; 1. Sütun için frekans, 2. Sütun için S_{11} reel, 3. Sütun S_{11} imajiner, 4. Sütun için S_{21} reel ve 5.sütun için S_{21} imajiner olarak gösterildi. Aynı sırayla Excel dosyasının sütunlarına S değerleri yerleştirildi.

```
f =  A(:, 1)*1e9;

s11= A(:,2)+j*A(:,3);

s21= A(:,4)+j*A(:,5);
```

3. Matlab'da "ϵ_0" , "μ_0" ve "d" değerleri ayrı olarak tanımlandı. (d= birim hücre uzunluğu kırılma indisi n'i hesaplamada kullanıldı.)

```
d=3e-3;

mu0 = pi*4e-7;

eps0 = 8.85e-12;

mu = mu0;

eps = eps0;
```

4. Dalga sabiti $k_{0=}2\pi f/\sqrt{\mu.\epsilon}$ formulü girilerek hesaplatıldı.

```
K0 = 2*pi.*f*sqrt(mu*eps);
```

5. Daha sonra kırılma indisi "n" ve empedans "z" robust metodunun öngördüğü aşağıdaki eşitliklerle hesaplatıldı;

$$Z = \pm\sqrt{\frac{(1+\mathrm{S}_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-\mathrm{S}_{11})^2 - S_{21}^2}} \tag{3.10}$$

$$e^{jnk_0d} = \frac{\mathrm{S}_{21}}{1 - \mathrm{S}_{11}\dfrac{z-1}{z+1}} \tag{3.11}$$

$$n = \frac{1}{k_0 d}\left\{\left[\ln\left(e^{jnk_0d}\right)\right]'' - j\left[\ln\left(e^{jnk_0d}\right)\right]'\right\} \tag{3.12}$$

Burada (.) ‘ reel kısmı, (.) “ ise imajiner kısmı ifade eder. S parametreleri excel dosyasında, karşılık geldiği frekansın reel ve imajiner kısmı ayrı ayrı sütunlar kaydedildi

```
tmp=(z-1)./(z+1);

exp=s21./(1-s11.*tmp);

n=(imag(log(exp))-1i.*real(log(exp))).(k0*d);

z=((((1+s11).^2)-s21.^2)./(((1-s11).^2)-s21.^2)).^0.5;
```

6. Son olarak ϵ = n/z’den ve μ = n.z’den doğrudan hesaplanıp Matlab yardımıyla çizdirildi.

Ortam parametrelerinin eğrilerini çizdirmek için kullanılan Matlab kodları bu tez çalışmasının EK-A kısmında verilmiştir.

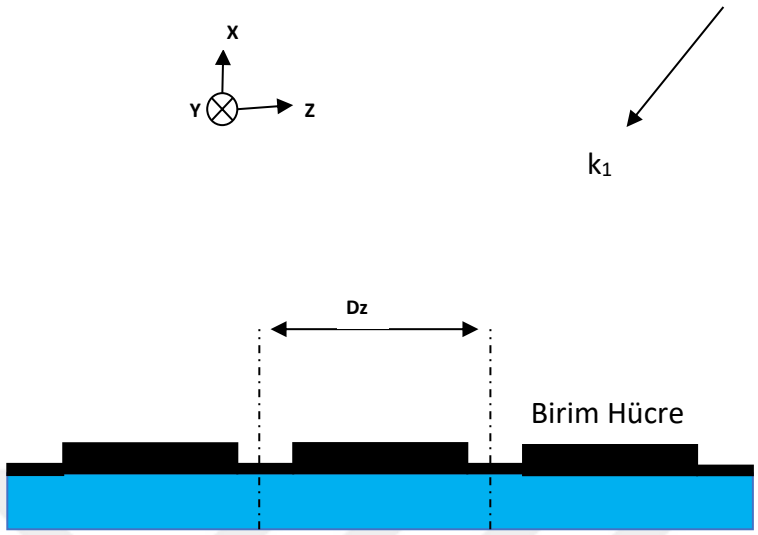
3.4 Birim Hücre Yapıların Periyodik Olarak Analizi

Frekans Seçici Yüzeyler (FSY) veya MM’ler gibi periyodik olarak tekrarlanan yapıların analizleri için tam periyodik yapının tek bir birim hücresi dikkate alınır. Periyodik bir yapının yalnızca bir birim hücresinin incelenmesi, temelleri Floquet teoremine dayanan ve bu alandaki çalışmalarda sık kullanılan standart bir uygulamadır [59]. Hesaplamaların kolay yapılabilmesi için dalgaların zamanla değişimi e^{-jwt} olarak alınır. MM periyodik yapının üzerine gelen dalga monokromatik ve düzlemseldir. Periyodik yapının üstündeki ve altındaki alanlar sonsuz genişlikte özellikleri zamanla değişmeyen, izotropik, homojen ve kayıpsız ortam olarak kabul edilir.

3.4.1 Floquet Teoremi

Aralarında belirli bir periyod kadar uzaklık olan sonsuz sayıda birim hücreden meydana gelen periyodik yapılarda, bir kesitteki alanın (Elektrik veya Manyetik) diğer kesitteki alan değerinden farkı bir kompleks sabit kadardır. Periyodik yapıların analizini oldukça kolaylaştıran Floquet Teoremi ’ne göre x-y düzleminde iki yönlü sınırsız periyodikliğe sahip yapılar için her bir elemanın sahip olduğu x ve y yönündeki düzlemsel dalgalar yayılım katsayıları haricinde aynıdır. Yani bir birim hücrenin herhangi bir noktasındaki alan ile başka bir birim hücrenin aynı noktasındaki (önceki birim hücrede alınan noktaya

göre x ve y doğrultusunda bir periyodun tam katına karşılık gelen nokta) alan, yayılım katsayısı dışında aynıdır.



Şekil 3. 5 Periyodik yüzey

Şekil 3.5'de görülen periyodik yüzeyde alan (Elektrik veya Manyetik) ifadesi aşağıdaki eşitlikte belirtildiği gibidir;

$$F(x, z + Dz) = F(x, z).\, e^{-\gamma z.Dz} \tag{3.13}$$

Burada "γ_z" ve "Dz" sırasıyla Floquet sabiti ve birim hücrenin periyodudur. *F(x,z)* fonksiyonundan Eşitlik 3.14'deki gibi bir R(x,z) fonksiyonu tanımlanırsa elde edilen fonksiyonun periyodik olduğu Eşitlik 3.15'de görüldüğü şekilde kanıtlanabilmektedir.

$$R(x, z) = F(x, z).\, e^{\gamma z.Z} \tag{3.14}$$

$$R(x, z + Dz) = F(x, z + Dz).\, e^{\gamma z(Z+Dz)} = F(x, z).\, e^{-\gamma z.Dz}.\, e^{\gamma z.Z}.\, e^{\gamma z.Dz} = R(x, z) \tag{3.15}$$

$R(x, z)$ fonksiyonu periyodik olduğu için Fourier serisine Eşitlik (3.16)'da görüldüğü şekilde açılabilir;

$$R(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(\mathrm{x}).\, e^{-\frac{j.2\pi.n.z}{Dz}} \tag{3.16}$$

Burada G_n Fourier katsayısını ifade etmektedir. Eşitlik 3.14'den yararlanarak periyodik yüzeyler üzerinde ki alan ifadesi (E veya M) Eşitlik 3.17'deki şekilde ifade edilebilir.

$$F(x,z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(\mathrm{x}).\, e^{-(\Upsilon z + j.2\pi.n/Dz).Z} \tag{3.17}$$

Şekil 3.5'deki periyodik yüzeyin alt ve üst her iki bölgelerinin kayıpsız olduğu kabul edilirse Floquet sabiti "Υz" sanaldır ve

$$\Upsilon\mathrm{z} = \mathrm{j}.\,\beta\mathrm{z} \tag{3.18}$$

şeklinde yazılabilir. "βz" reel bir sabittir. Alan ifadesi F(E veya H) aşağıdaki şekli alır;

$$F(x,z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(\mathrm{x}).\, e^{-j(\beta\mathrm{z}+2\pi.n/Dz).Z} \tag{3.19}$$

Eşitlik 3.19'da "F" alanının "x" yönünde nasıl değiştiği bilinmediği için bu değişim "*Gn*" katsayısı içinde ifade edilmiştir ve "F" alanı sonsuz sayıdaki düzlemsel dalganın toplamından oluşmaktadır. Düzlemsel dalgaların yayılma sabitleri aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\beta zn = \beta z + \frac{2\pi n}{Dz} \tag{3.20}$$

$$F(x,z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(\mathrm{x}).\, e^{-j(\beta\mathrm{z}+2\pi.n/Dz).Z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(\mathrm{x}).\, e^{-j.\beta zn.Z} \tag{3.21}$$

Gelen düzlemsel dalganın "Fg" (Eg veya Hg) alan ifadesi Eşitlik 3.22'deki gibi yazılabilir;

$$Fg = Ag.\, e^{j.\mathrm{kxg.x}}.\, e^{-j.\mathrm{kzg.z}} \tag{3.22}$$

Burada "Ag" gelen dalganın fazörüdür ve "kxg" ve "kzg" sırasıyla gelen dalganın "x" ve "z" yönlerindeki dalga numaralarıdır. Eşitlik 3.21 periyodik yüzeylerin hem üst hem de alt bölgesi için geçerli olan genel bir ifadedir. İletilen, yansıyan ve saçılan dalgaların "z" ekseni boyunca değişim niceliğini ifade etmektedir. Eşitlik 3.21 ve 3.22 karşılaştırıldığında kzg=βz olduğu görülmektedir [60].

BÖLÜM 4

K_U BAND BİRİM HÜCRE MM TASARIM VE OPTİMİZASYONU

K_u bandında bir referans antenin performans iyileştirmesi için lens olarak kullanılacak MM yapıların fabrikasyonundan önce ölçeklendirilmesi önem arz etmektedir. Çünkü MM'lerin ortam parametreleri frekansa göre değiştiğinden hangi frekans aralığında MM özellik gösterdiğinin tespiti için birçok deneme gereklidir ve bu denemelerin yapının fiziksel baskısı yapılarak gerçekleştirilmesi çok zor ve maliyetli olacağından bunun bir simülasyon ve modelleme programı ile önceden yapılması gerekir. Bu bölümde, düzlemsel MM birim hücre tasarımı, simülasyonu ve karakterizasyonu sırasında dikkate alınması gereken önemli kavramlar inceledi. Modelleme, ölçeklendirme ve simülasyon CST STUDIO SUITE programı ile yapıldı ve programın genel amaçlı üç boyut çözümleyicilerinden transient çözücü (transient solver) kullanıldı. Bu çözücü, tasarlanan geometriyi Hexahedral mesh (altı yüzeyli ağ) yapıda böler ve yapı içerisinden bir zaman sinyali yayarak inceler. Burada kullanılan ağ yapısı eğri geometrilere sahip olmayan karmaşık yapıların incelenmesi için çok güvenilir ve etkili bir yöntemdir (Mocker vd, 2015).

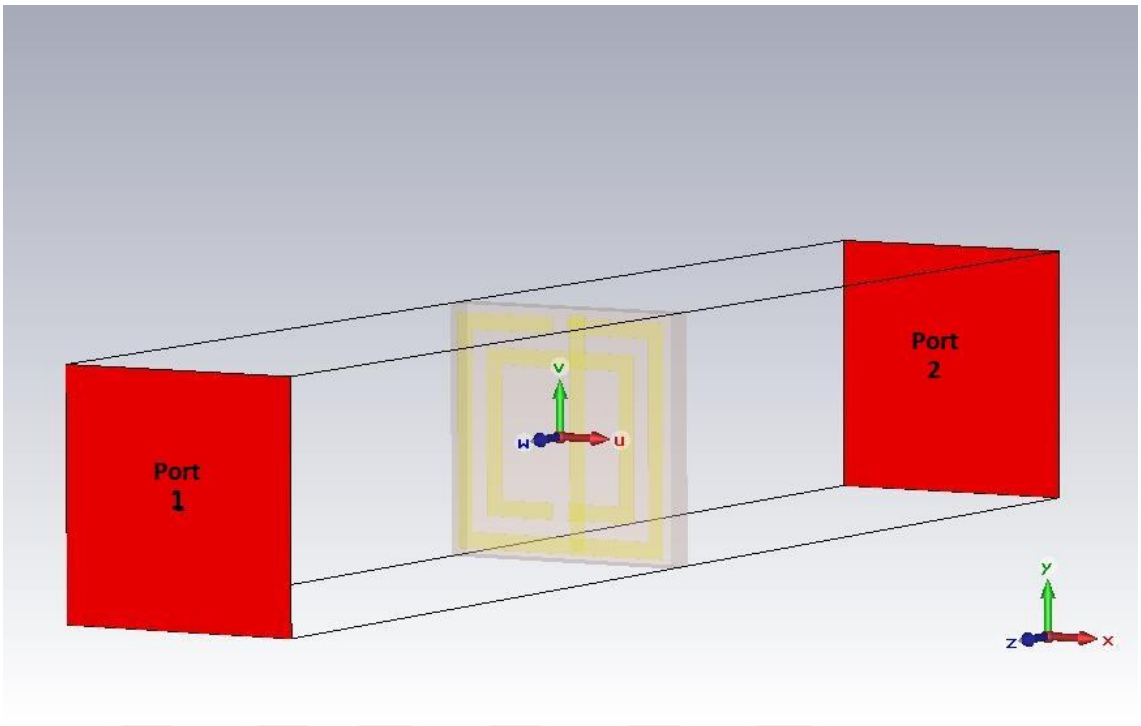
Simülasyonun kurulumu, Z-ekseninde yayılım yapan bir dalga kılavuzu ortamında yerleştirilen materyale benzer şekildedir. Programın sınır koşulları ayarları (boundary conditions) X-ekseni boyunca mükemmel elektrik iletken (PEC) sınırı ve Y-ekseni boyunca mükemmel manyetik iletken (PMC) sınırı olacak şekilde ayarlandı. Bu sınır şartları nedeniyle malzemeye TEM dalgası uyarılmış oldu [61].

Yüksek frekans ölçümlerinde, (daha hızlı olduğundan) zaman domeni, en çok tercih edilen yöntem olduğu için ölçümler bu domende yapıldı. Simülasyon kurulumu, serbest alan dielektrik ölçüm tertibatına benzer şekilde tasarlandı (Şekil 4.1). Serbest alan modeli, materyalin, aralarında boş alan bulunan iki ışıma elemanı arasına yerleştirilmesi şeklindedir. Bu alan modeli (free space model) TEM modunda elektromanyetik yayılım gerektirir. Bunun için serbest alan koşulu için MM'in içindeki elektromanyetik dalgalar TEM modunda uyarıldı [62].

Z yönünde ilerleyen TEM modunu elde etmek için; elektrik alanın X yönünde ve manyetik alanın ise Y yönünde olması gerekir [51]. Simülasyon programında sınır koşulları penceresinden bu ayarlandı. Metamateryali çevreleyen boşluk vakum olarak alındı.

Ayrıca doğru sonuç için programın hesaplamayı yapacağı örgü özellikleri çok önemlidir (Bölüm 3). Örgü için belirlenmiş sabit bir kural yoktur ve dolayısıyla test edilecek frekans bölgesine ve yapının şekline göre bağımsız yapılandırılması gerekir. O yüzden ayarlar kısmında "mesh properties" sekmesinde dalga boyu 10 hücreye bölünerek hesaplama yapıldı. Daha hassas bir ölçüm için daha fazla hücreye bölünerek yapılması durumunda hesaplama süresi artacaktır. Optimize edilmiş bir ağ ayarına ulaşmak için birkaç denemeye ihtiyaç vardır [51].

Ayrıca iletim ve yansıma hesabı için her birim hücre MM'in çevre uzunluğunun 6 katı mesafe uzaklığına iki adet dalga kılavuzu portu yerleştirildi.



Şekil 4. 1 MM simülasyon düzeneği

Aşağıdaki MM yapılar CST Studio'da tasarlanıp geometrik yapılarındaki bazı kritik ölçülerin, alttaşın ve kapasitif ve endüktif etkiye sebep olan ayrıntıların iletim bandına etkileri tek tek incelendi. Parametre tarayıcı (paremeter sweep) kullanılarak S_{11} eğrileri ayrı ayrı çizdirilerek Ku band için en ideal birim hücre yapı elde edilmeye çalışıldı.

1. Kare yarık rezanatör (SRR-Split Ring Resonator)

2. Omega MM

3. Simetrik Halka MM

4. Üçgen MM

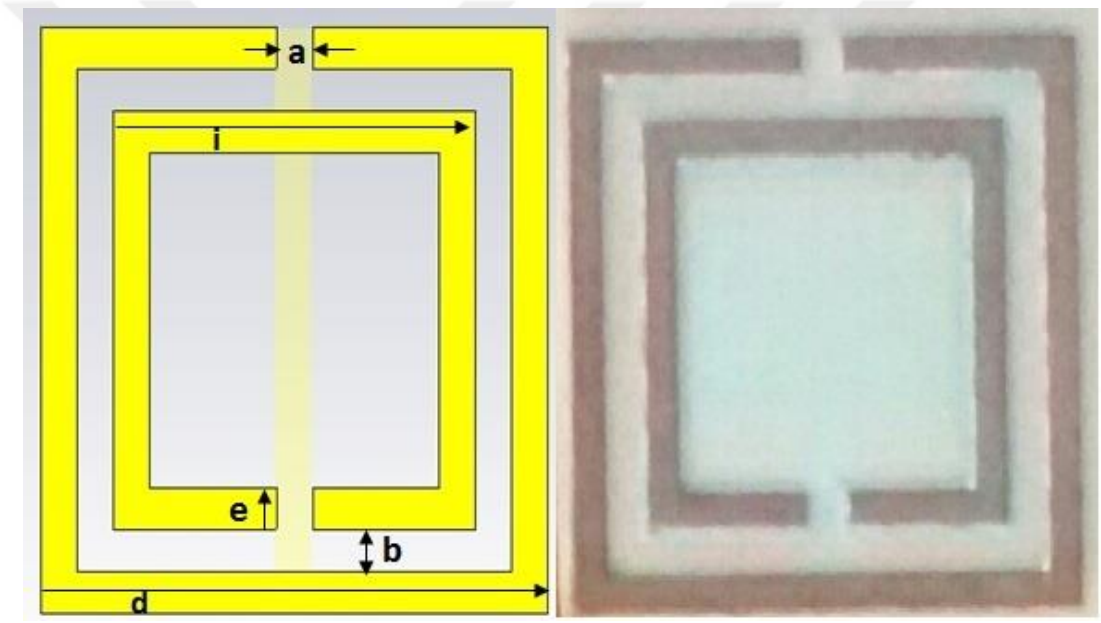
5. Yeni Avro tip MM

4.1 SRR Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi

SRR (Split Ring Resonator) yapıları güçlü manyetik rezonatörlerdir ve uyarılan elektromanyetik dalganın belirli bant genişliklerinde hem elektriksel hem de manyetik tepki verirler. Bu yapıların manyetik rezonans karakteristikleri çok dar bantta geçerlidir ve ancak uygun polarizasyon ile uyarıldıklarında gelen dalganın manyetik bileşenine cevap vermektedirler [3]. Ayrıca, periyodik olarak düzenlenmiş SRR dizisinin, SRR

yapısının manyetik rezonans frekansına (w_m) yakın frekanslar için negatif manyetik geçirgenliği (-μ) sergilediği gösterilmiştir [34],[63],[64].

SRR'lerin manyetik ve elektriksel rezonanslarını inceleyen literatürde çeşitli analitik modeller bulunmaktadır. Tek bir SRR'yi bir L-C devresi sistemi olarak modellemek mümkündür. SRR sisteminin toplam kapasitansı esasen iki temel unsurdan kaynaklıdır; biri, yarıklar ve diğeri konsantrik halkalar arasındaki boşluklar. Endüktans ise iletken halkalar ve iç ve dış halkalar arasındaki boşluktan kaynaklanır [65]. Bu bölümde, Şekil 4.2'de görülen SRR yapının yarık genişliği (a), halkalar arasındaki boşluk (b) ve alttaş kalınlığı gibi geometrik parametreleri ve bunların manyetik rezonans, geri dönüş kaybı ve bantgenişiliği üzerindeki etkilerini inceleyeceğiz.



Şekil 4. 2 SRR yapının şekli ve prototipi

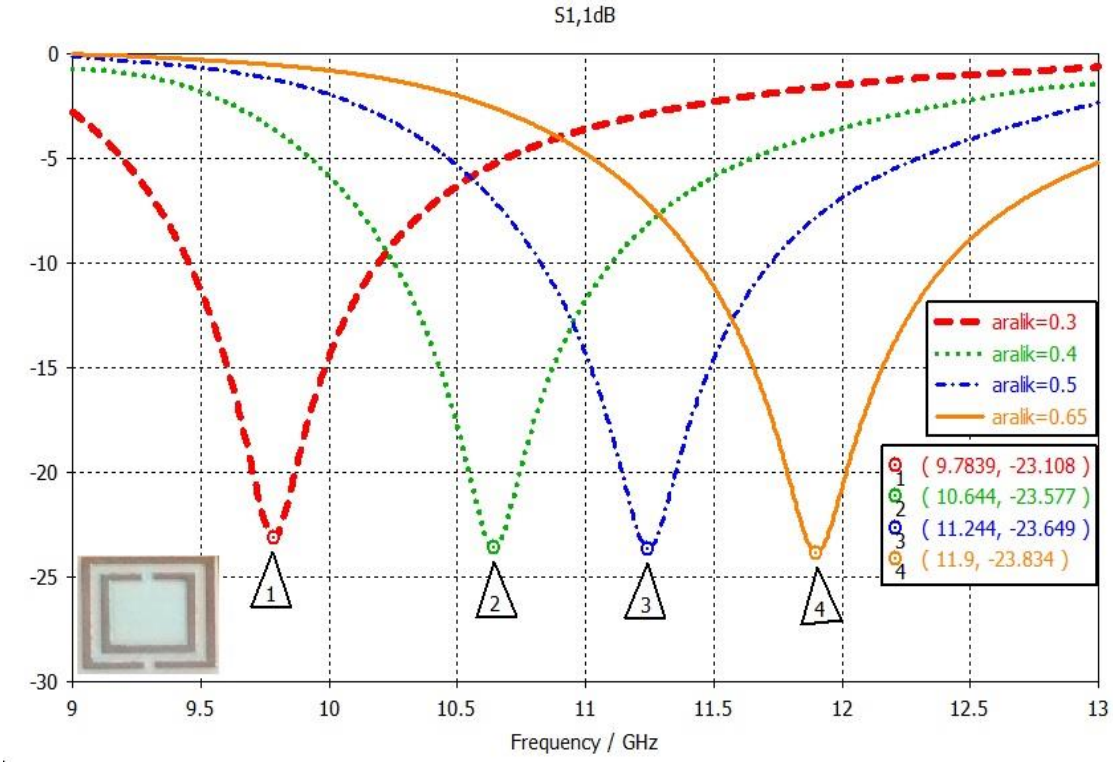
4.1.1 Yarık Genişliğinin (a) Etkisi

Birim hücre SRR yapının şematik görünümü Şekil 4.2 'de verilmiştir. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı(www.rogerscorp.com). Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6mm x 6mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir.

İlk olarak bu parametrelerden b=0.4 mm, d=5.6 mm, e=0.35mm ve i=4 mm değerlerinde sabit tutuldu ve halkalar arası yarık genişliği "a" ise dört farklı değer alacak şekilde

değiştirilerek her farklı genişlik için simülasyon yapıldı. Böylelikle yarık genişliğinin frekansa etkisi incelenmiş oldu. Şekil 4.3 ‘de farklı yarık genişliklerine (a = 0.3, 0.4, 0.5 ve 0.65 mm) sahip dört SRR yapısının iletim spektrumu (S_{11}) görülmektedir. Tüm SRR yapıları için belli frekans aralıklarında iletim bandında bir derinlik vardır ve bu derinlik yarık genişliği “a” ile orantılı olarak çok az da olsa artmıştır ve bant genişliği hemen hemen hiç değişmemiştir. Fakat yarık genişliği arttıkça rezonans frekansı belirgin bir fark ile üst frekanslara doğru kaymıştır.

Yarık boşluğu paralel plaka kapasitör gibi davranır. Yarık genişliğini arttırdığımız için, yarıklardan kaynaklanan kapasitans azalacak ve bu da sistemin toplam kapasitesini düşürecektir (C=ϵ.A/d ⇨ d↑C↓). SRR'nin L-C rezonans modeli, sistemin kapasitansı azaldığında rezonans frekansının artacağını belirtir (fr=1/2π$\sqrt{LC}$ ⇨ C↓ fr↑). Zaten SRR'ların önceden geliştirilmiş analitik modelleri sistemin kapasitesinin azaltılması rezonans frekansını artıracağını öngörmektedir [65].

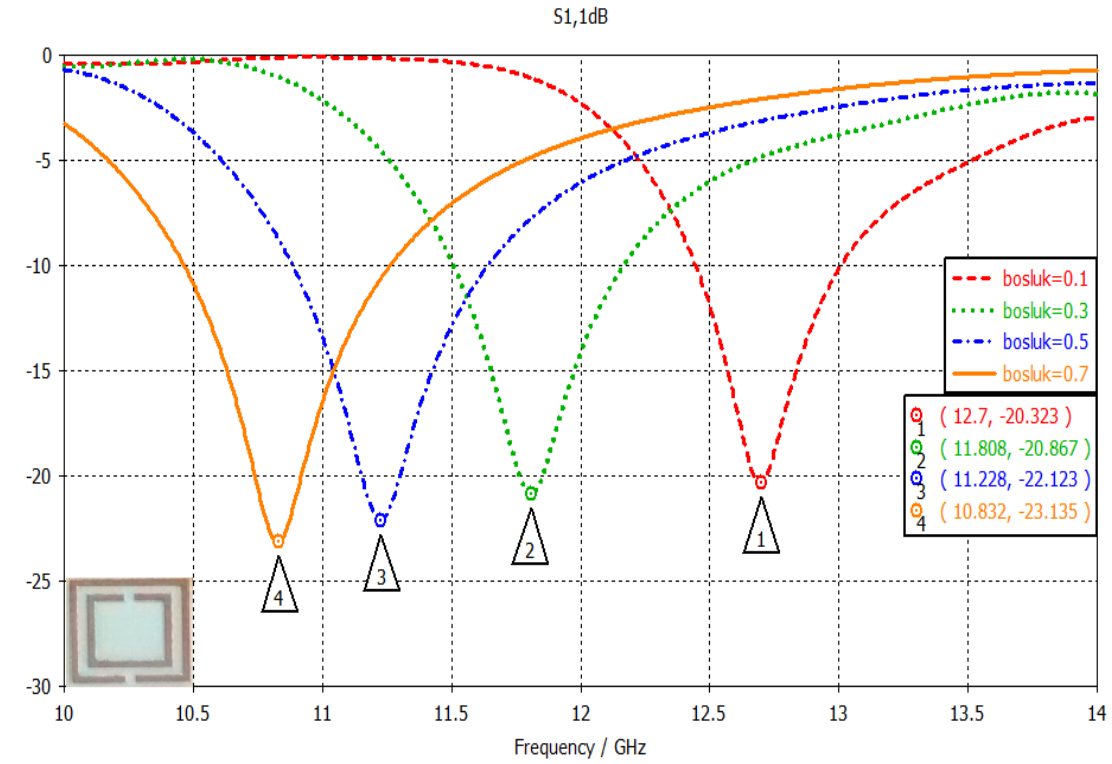


Şekil 4.3 SRR yapıda yarık genişliğinin frekansa etkisi

4.1.2 Halkalar Arası Boşluğun (b) Etkisi

Bu bölümde, SRR'ın iç ve dış konsantrik halkaları arasındaki boşluk mesafesinin manyetik rezonansa etkisi incelendi. Yapısındaki halka, yarık ve boşluklar ile oluşturulan kapasitif ve endüktif etkiden dolayı tek bir SRR birim hücresi bile manyetik rezonansa bağlı olarak EM dalgasına karşı güçlü bir tepki verir. Böylece ölçeklendirme yaklaşımını kullanarak, SRR yapısının tek bir birim hücresinin manyetik rezonansını tanımlamak mümkündür ve yapının iletim tayfındaki bir derinlik, SRR'lerin manyetik rezonans cevabına atfedilebilir[65].

Halkalar arası boşluğun geri dönüş kaybına ve bant genişliğine etkisini incelemek için halkalar arası boşluk parametresi "b" 0.2 mm değerinde artırılarak b=0.1, 0.3, 0.5, 0.7 mm olarak 4 farklı değerde alındı. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B olarak tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir. Alttaş uzunluğu 6 mm'de sabitlendi ve SRR parametrelerinden a=0.4 mm, e=0.35mm ve i=4 mm değerlerinde sabit tutuldu. Dış halka uzunluğu "d" ise 5 mm, 5.2 mm, 5.4 mm ve 5.6 mm olmak üzere 4 farklı değerde alınarak halkalar arası boşluk her basamakta 0.2 mm değerinde değiştirilmiş oldu. Şekil 4.4 de görüldüğü gibi halkalar arasındaki boşluktan kaynaklanan karşılıklı kapasitans boşluk mesafesi arttıkça iletken uzunluğu dolayısıyla yüzey alan da artacağından artar (C = ϵ.A/d ⇨ A↑C↑) ve dolayısıyla manyetik rezonans frekansıda azalır (fr=1/2π$\sqrt{LC}$ ⇨ C↑ fr↓). Ayrıca, halkalar arasındaki karşılıklı endüktans boşluk mesafesi arttıkça iletken uzunluğu artacağından artar ve buda rezonans frekansında düşmesine katkıda bulunur (fr=1/2π$\sqrt{LC}$ ⇨ L↑ fr↓).



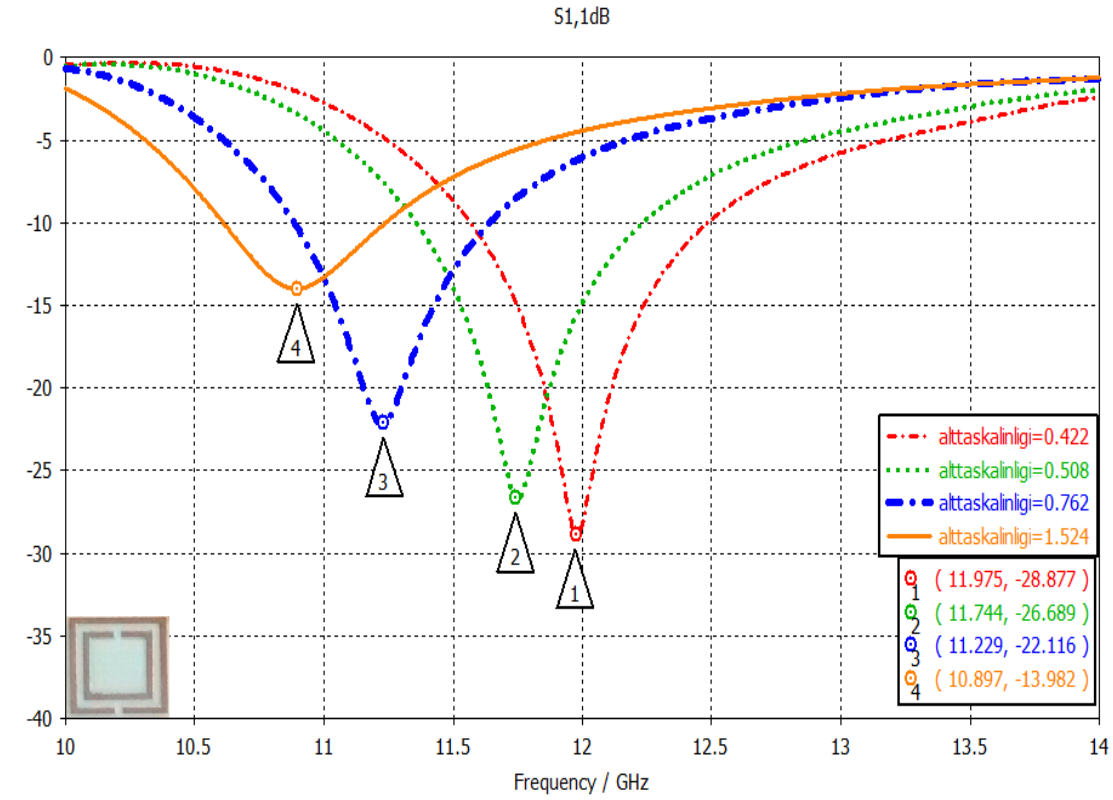
Şekil 4. 4 SRR yapıda halkalar arası genişliğin etkisi

Şekil 4.3 ile Şekil 4.4 karşılaştırıldığında halkalar arası boşluğun rezonans frekansına etkisi, yarık genişliğinin etkisinden daha fazladır çünkü halkalar arası yüzey yarık yüzeyinden çok daha fazla yer kaplamaktadır. Ayrıca halkalar arası boşluk değişince halkaların uzunluğu da değiştiğinden yapıdaki endüktif etkiyi doğrudan etkiler ve buda iletim bandına daha çok etki eder. Yapıda boşluk mesafesi 0.7 mm iken yüzey alan en yüksek değeri alacak ve dolayısıyla endüktif etki en yüksek seviyede olacaktır buda yapının en yüksek manyetik cevabı vereceği ölçüdür. O yüzden bant genişliği ve geri dönüş kaybındaki derinlik halkalar arası boşluk arttıkça belirli bir oranda artmıştır.

4.1.3 Alttaş Kalınlığının Etkisi

MM'lerin rezonans cevabı dielektrik katsayısı ile doğrudan alakalıdır. Dolayısıyla kullanılan alttaşın dielektrik katsayısının değişimi eşitlik (2.7)'den de anlaşılacağı gibi yapının plazma frekansını değiştireceğinden rezonans frekansını etkileyecektir. Her ne kadar eşitlik (2.6) ve (2.8) dielektrik katsayısının rezonans frekansı ile olan orantısını verse de MM'lerin alttaş kalınlığının rezonans frekansı ve bant genişliğini nasıl

etkilediğini doğrudan anlatan bir eşitlik yoktur. Bu bölümde SRR yapının alttaşı olarak kullanılan Rogers 4350B malzemesinin piyasada üretimde olan dört farklı kalınlık değerleri için (0.422 mm, 0.508 mm, 0.762 mm,1.524 mm) rezonans değerleri ve bant genişliği simülasyon yöntemi ile incelendi. Ayrıca SRR yapının diğer parametre değerleri a=0.4 mm, b=0.3 mm, d=5.4 mm, e=0.4 mm ve i=4 mm olarak sabit tutuldu. Şekil 4.5'de görüldüğü gibi alttaş kalınlığı arttıkça rezonans frekansı alt değerlere doğru kayarken bant genişliği de azalmıştır. Alttaş kalınlığı 0.422 mm iken bantgenişliği 917 MHz iken kalınlık yaklaşık 1.1 mm artırılıp 1.524 mm alındığında ise bantgenişliği 289 MHz düşerek 628 MHz olmuştur. Ayrıca alttaş kalınlığı inceldikçe geri dönüş kaybında -14.895 dB'lik bir iyileşme gerçekleşmiştir.

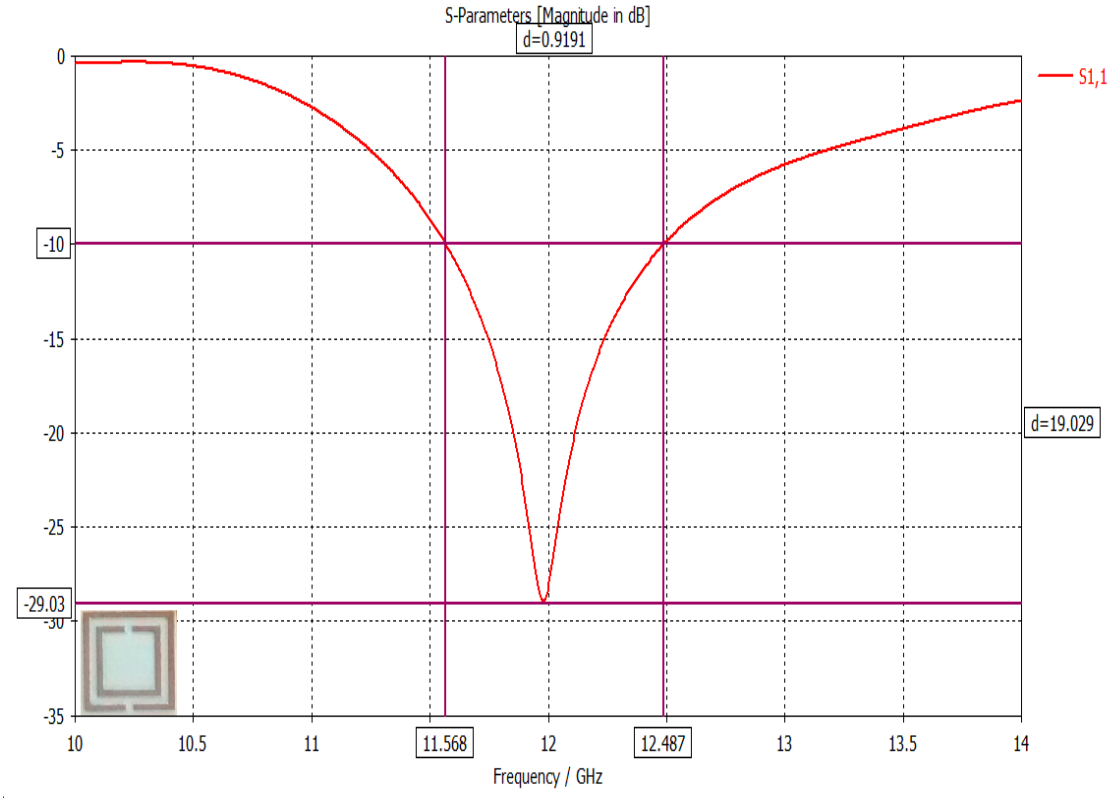


Şekil 4. 5 SRR yapıda alttaş kalınlığın etkisi

4.1.4 SRR Yapının Ortam Parametreleri

CST'de "parameter sweep" sekmesi kullanılarak belirli ölçülerde denemesi yapılan SRR yapının rezonans frekansını 12 GHz'a ayarlamak için modellemede alttaş olarak dielektrik sabiti 3.48 ve kalınlığı 0.762 mm olan Rogers 4350B tanımlandı. Yapının ön

tarafındaki kare dış halkanın uzunluğu d=5.6 mm, iç halkanın uzunluğu i=4 mm, yarık mesafesi ve halkalar arası boşluk a=b=0.4 mm olarak alındı. Yapının sırt tarafındaki iletken şeridin uzunluğu 5.6 mm ve genişliği ise 0.4 mm alındı. Daha sonra S_{11} grafiği çizdirildi. Şekil 4.6'da görüldüğü gibi iletim bandı 11.568 MHz ile 12.487 GHz arasında ve bantgenişliği 920 MHz'dir. Bu frekanslarda yapının MM özeliği gösterip göstermediğinin tespiti için bu ölçülerdeki yapının S parametreleri alınıp ayrı bir excel dosyasına kaydedildi.

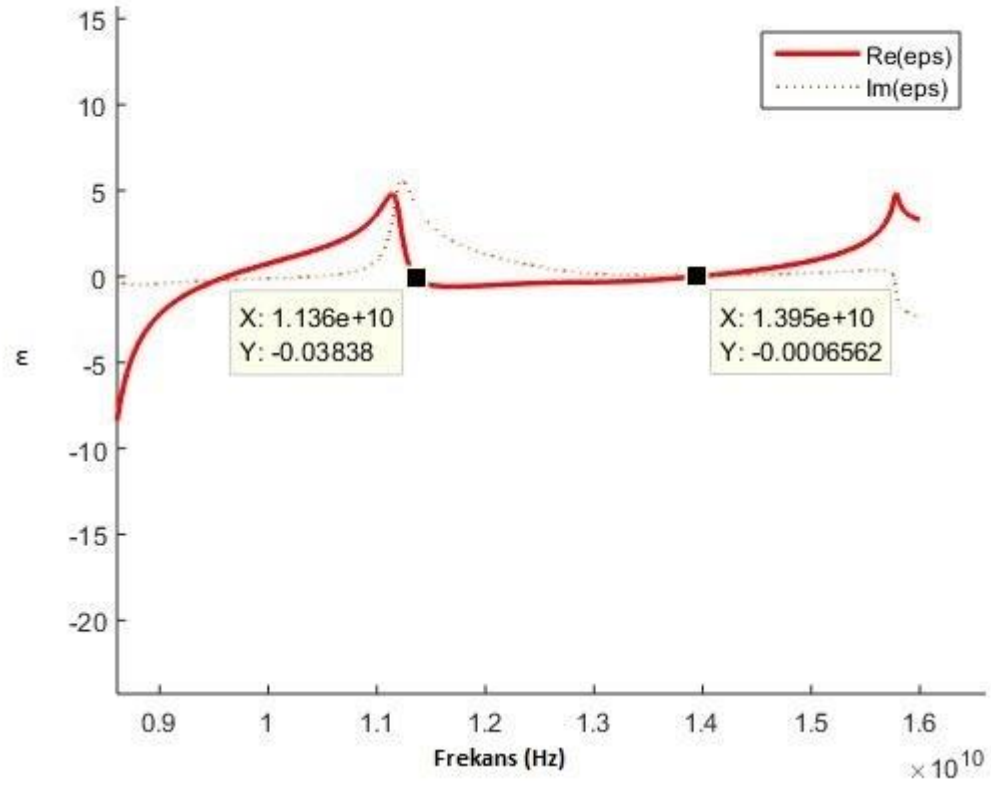


Şekil 4. 6 SRR yapının S_{11} grafiği

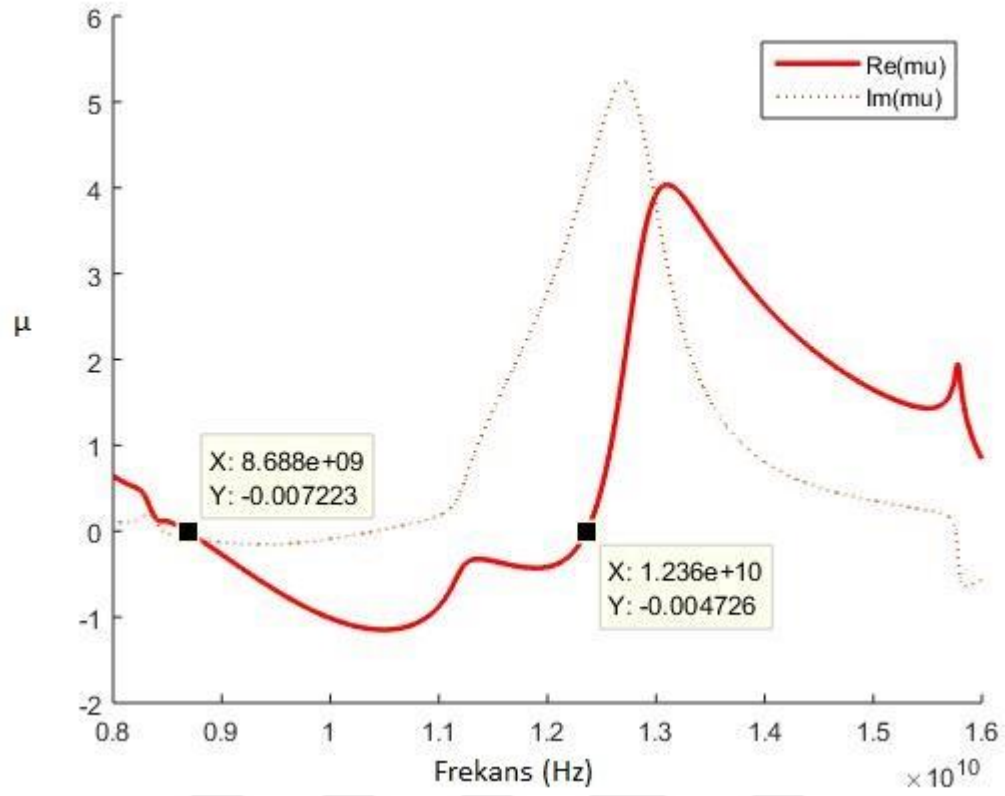
SRR yapının ortam parametrelerinin her ikisinin de aynı frekansta negatif değerler aldığı durumların incelenmesi için bu tezin 3. bölümünde anlatılan Robust metodu kullanıldı ve sonuçlar MATLAB'da çizdirildi. Şekil 4.7'de SRR yapının dielektrik katsayısının reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 11.36 GHz ile 13.95 GHz arasındaki bölgede ϵ'un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Şekil 4.8'de ise SRR yapının manyetik geçirgenliğinin reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 8.69 GHz ile 12.36 GHz arasındaki bölgede μ'un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Her iki parametrenin reel

kısmının negatif değerler aldığı frekans aralığı ise 11.36 GHz ile 12.36 GHz arasıdır ve bu bölge SRR yapının iletim bandının 11.57 GHz ve üzerindeki kısmını kapsamaktadır.

Bu bölümde, SRR yapının DNG olup olmadığını araştırdık, dolayısıyla elektromanyetik dalgaların iletilen kısmı ile ilgilendik. Böylece iletilen dalganın "kayıp enerjisini" temsil eden imajiner kısmı [66] ihmal edildi.



Şekil 4. 7 SRR yapının ϵ grafiği



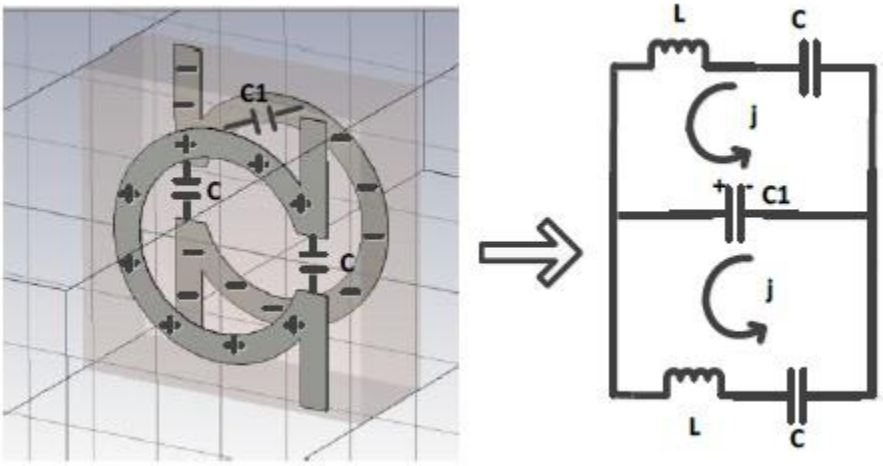
Şekil 4. 8 SRR yapının μ grafiği

4.2 Omega MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi

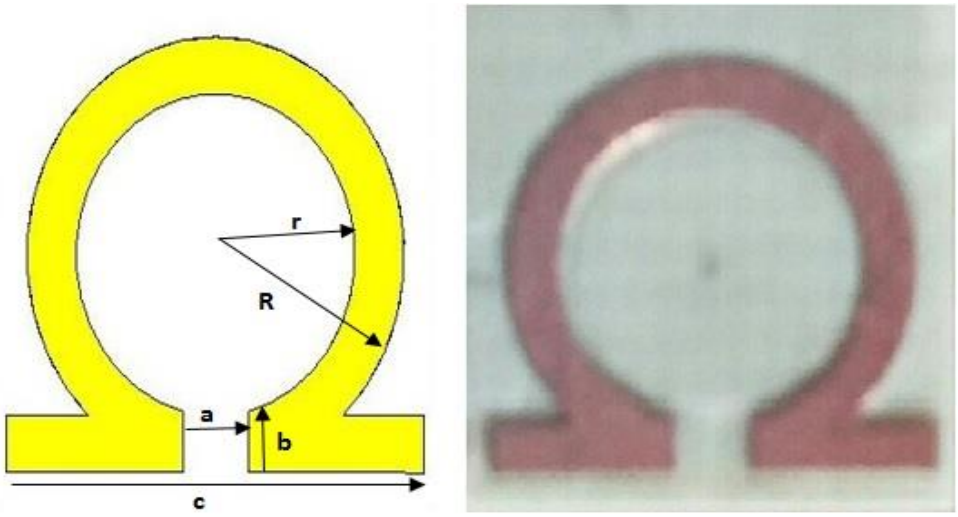
Omega MM yapı; literatürde daha çok C ve X band için tasarlanan yeni tip bir MM yapıdır. Biz bu çalışmada Ku band için bir omega yapı tasarlayıp etkin ortam parametrelerini inceledik. Dielektrik bir alttaşın ön tarafında bakır iletkenden bir omega yapı ve bu yapının x eksenine göre 180° simetrisi alttaşın sırt tarafında yerleştirilerek elde edilir. Omega yapıları yuvarlak halka ve arada kapasitif etkiye sebep olan yarık sebebiyle güçlü manyetik rezonatörlerdir ve uyarılan elektromanyetik dalganın belirli bant genişliklerinde hem elektriksel hem de manyetik tepki verirler. Bu yapıların manyetik rezonans karakteristikleri çok dar bantta geçerlidir ve ancak uygun polarizasyon ile uyarıldıklarında gelen dalganın manyetik bileşenine cevap vermektedirler. Ayrıca, periyodik olarak düzenlenmiş omega dizisinin, birim hücre yapısının manyetik rezonans frekansına (w_m) yakın frekanslar için negatif manyetik geçirgenliği (-μ) sergilediği gösterilmiştir [67].

Tek bir omega yapıyı bir L-C devresi sistemi olarak modellemek mümkündür. Şekil 4.9'da eşdeğer devresi verilen omega MM yapısının toplam kapasitansı esasen iki temel unsurdan kaynaklıdır; biri, yuvarlak halka ve diğeri halkanın tabanındaki yarık. Endüktans etki ise iletken halkadan kaynaklanır [68].

Bu bölümde, Şekil 4.10'da görülen omega yapının yarık genişliği (a) ve iletken eninin (R-r=b) manyetik rezonans, geri dönüş kaybı ve bantgenişiliği üzerindeki etkilerini inceleyeceğiz. Daha sonra ortam parametrelerini elde ederek yapının DNG olduğu iletim bölgelerini tespit edeceğiz.



Şekil 4. 9 Omega yapının eşdeğer devresi

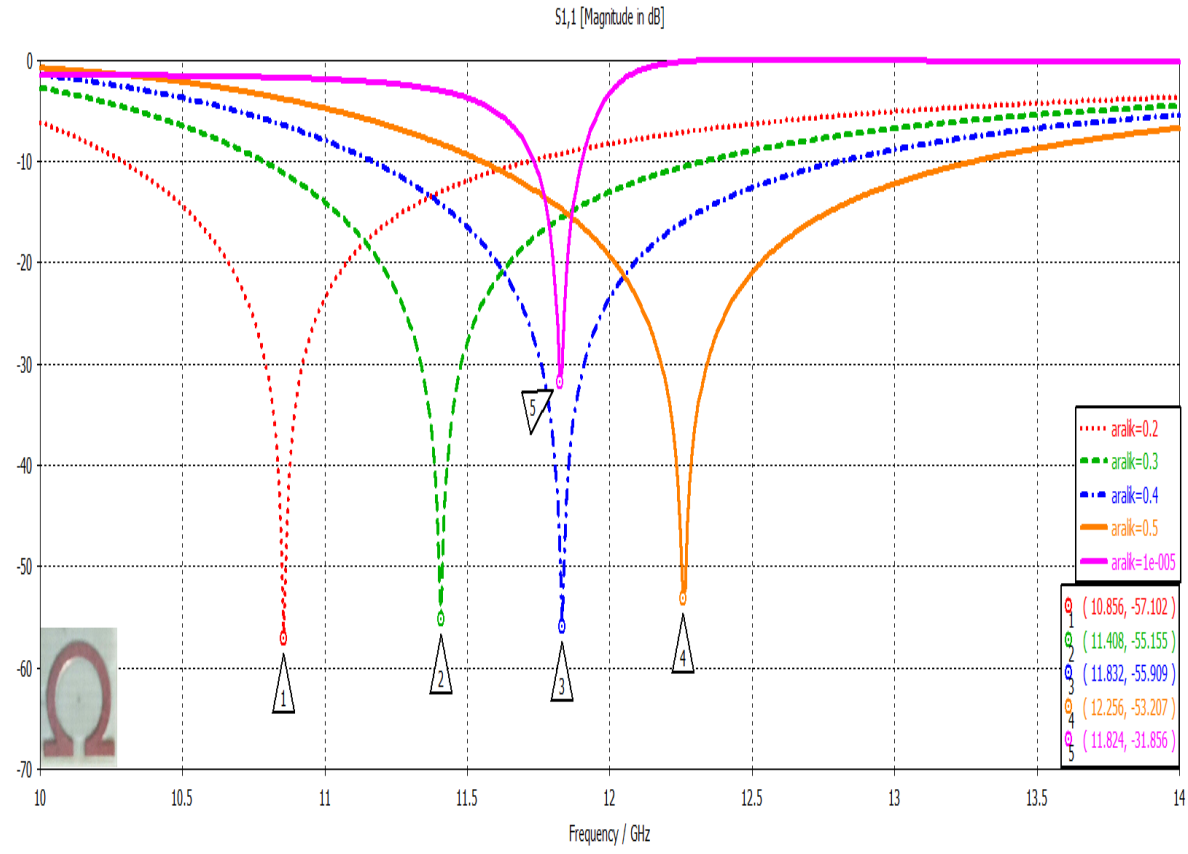


Şekil 4. 10 Omega yapının şekli ve prototipi

Birim hücre omega yapının şematik görünümü Şekil 4.10 'da verilmiştir. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6mm x 6mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir.

4.2.1 Yarık Genişliğinin (a) Etkisi

Omega birim hücre yapıdaki yarık mesafesinin rezonans frekansına ve bant genişliğine etkisini incelemek için iç yarıçapı r=1.8 mm, dış yarıçapı R=2.5 mm, ayak genişliği b=0.4 mm, ayak uzunluğu c=5.2 mm'de sabit tutularak yarık mesafesi ilk olarak sıfır alındı daha sonra 0.1 mm aralıklarla değiştirilerek 5 farklı değer için S_{11} geri dönüş kaybı eğrileri çizdirildi (Şekil 4.11).



Şekil 4. 11 Omega yapıda dört farklı yarık mesafesi için S_{11} grafiği

Tablo 4.1'de 0, 0.2, 0.3, 0.4 ve 0.5 mm değerler için geri dönüş kaybı, rezonans frekansı ve bant genişliği değerleri görülmektedir.

Çizelge 4. 1 Omega yapıda yarık mesafesinin etkisi

Yarık mesafesi (a)	Rezonans Fr.	Bant genişliği	Geri dönüş Kaybı
0 mm	11.82 GHz	167 MHz	-31.86 dB
0.2 mm	10.86 GHz	1.42 GHz	-57.1 dB
0.3 mm	11.41 GHz	1.54 GHz	-55.16 dB
0.4 mm	11.83 GHz	1.63 GHz	-55.90 dB
0.5 mm	12.26 GHz	1.72 GHz	-53.21 dB

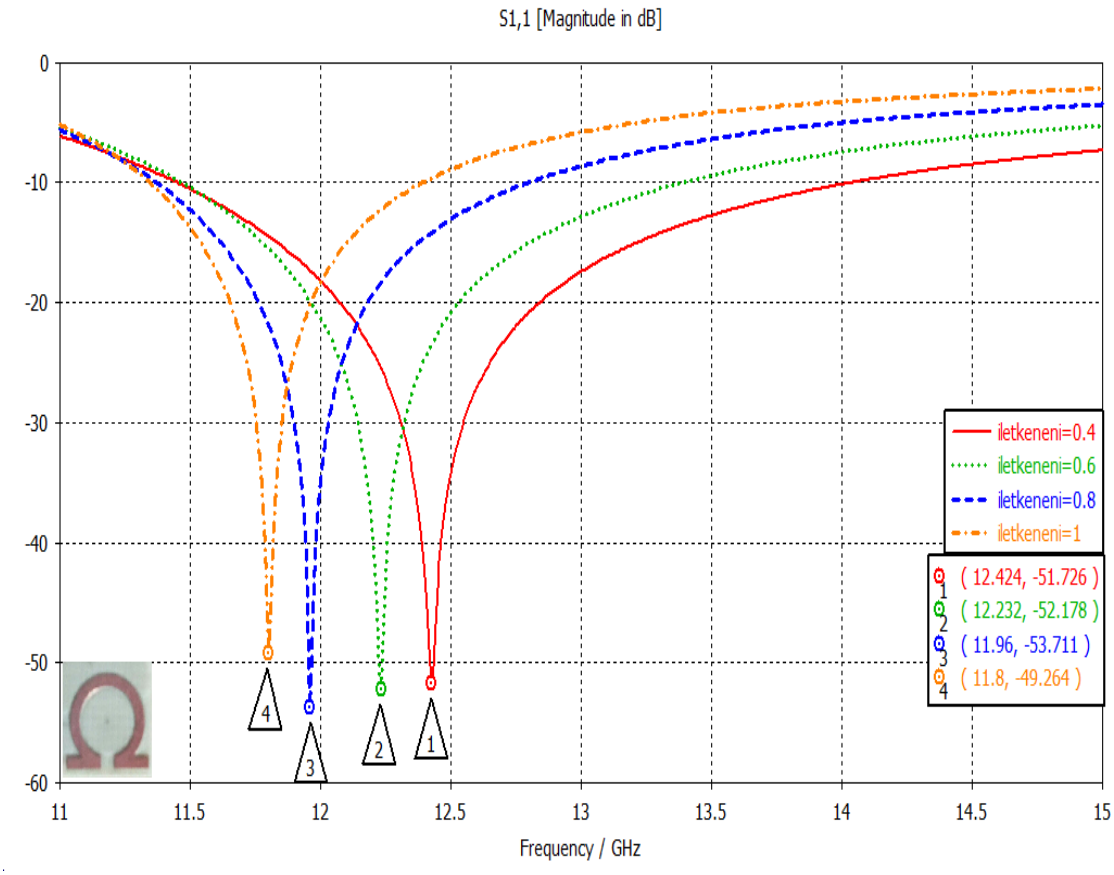
Omega yapıdaki yarık manyetik rezonansta önemli bir rol oynadığından, bu aralığı kapatmak manyetik rezonansı ortadan kaldıracak ancak elektrik rezonansı hala mevcut kalacaktır ve kapalı durumda 11.82 GHz'deki derinlik bu elektrik rezonansı nedeniyledir. Fakat manyetik rezonansın kalkması hem geri dönüş kaybındaki derinliği düşürecek hem de bant genişliğini ciddi manada azaltacaktır. Çizelge 4.1 ve Şekil 4.11'de görüldüğü gibi yarık varken geniş band özelliği gösterirken yarık kaldırılınca iletim bandı dar banda yani yaklaşık 1/10'a düşmüştür.

Aralık mesafesi 0.1 mm arttıkça sistemin toplam kapasitesi azalmış dolayısıyla rezonans frekansı artmıştır. Bant genişliği ise her adımda yaklaşık olarak 100 MHz artmıştır.

4.2.2 İletken Eninin Etkisi

Yama antenlerin (dolayısıyla bu antenlerde kullanılan iletkenin) boyutları çalışma frekansındaki dalga boyunun belirli katları ile sınırlıdır fakat MM'lerde bu sınır çok daha küçük oranlara çekilebilmektedir [22]. Omega yapıdaki iletken eninin rezonans frekansına ve bant genişliğine etkisini incelemek için ayak uzunluğu c=5.2 mm ve yarık aralığı a=0.4 mm de sabit tutuldu. Dış yarıçapı R ve iç yarıçapı r arasındaki fark ile yapının tabanındaki ayak genişliği b eşit olacak şekilde (b=R-r) 0.2 mm aralıklarla değiştirilerek 4

farklı değer için S_{11} geri dönüş kaybı eğrileri çizdirildi (Şekil 4.12). İlk etapta R=2.2 mm r=1.8 mm alındı.



Şekil 4. 12 Omega yapıda dört farklı iletken kalınlığı için S_{11} grafiği

Çizelge 4.12'de 0.4, 0.6, 0.8 ve 1 mm iletken eni için omega yapının geri dönüş kaybı, rezonans frekansı ve bant genişliği değerleri görülmektedir. Beklendiği gibi iletken eni azaldıkça rezonans frekansı belirli bir oranda (~200 MHz) üst frekanslara doğru kayarken bantgenişliği de önemli oranda(~500 MHz) artmıştır.

Çizelge 4. 2 Omega yapıda iletken kalınlığının etkisi

İletken eni	Rezonans Frekansı	Bant genişliği	Geri dönüş kaybı
0.4 mm	12.42 GHz	2.59 GHz	-51.73 dB
0.6 mm	12.23 GHz	1.95 GHz	-52.18 dB
0.8 mm	11.96 GHz	1.42 GHz	-53.71 dB
1 mm	11.8 GHz	1.05 GHz	-49.26 dB

Omega yapının en büyük uzunluğu olan taban ayak uzunluğunun (c = 5.2 mm) 12.42 GHz'de (λ=24 mm) manyetik rezonans için ~0.2 λ'dan düşük olduğu görülmektedir. Bu nedenle, yeni dalga boyu altındaki manyetik rezonans cihazları tasarlamak için önemli fırsatlar açan alt dalga boylu SRR yapılarında olduğu gibi bu omega yapıları ile de başarılabilir. Dolayısıyla, omega tip MM'ler sadece negatif kırılmaya ulaşma için değil aynı zamanda alt dalga boylarında da rezonansı sağlamak için tasarlanıp kullanılabilir.

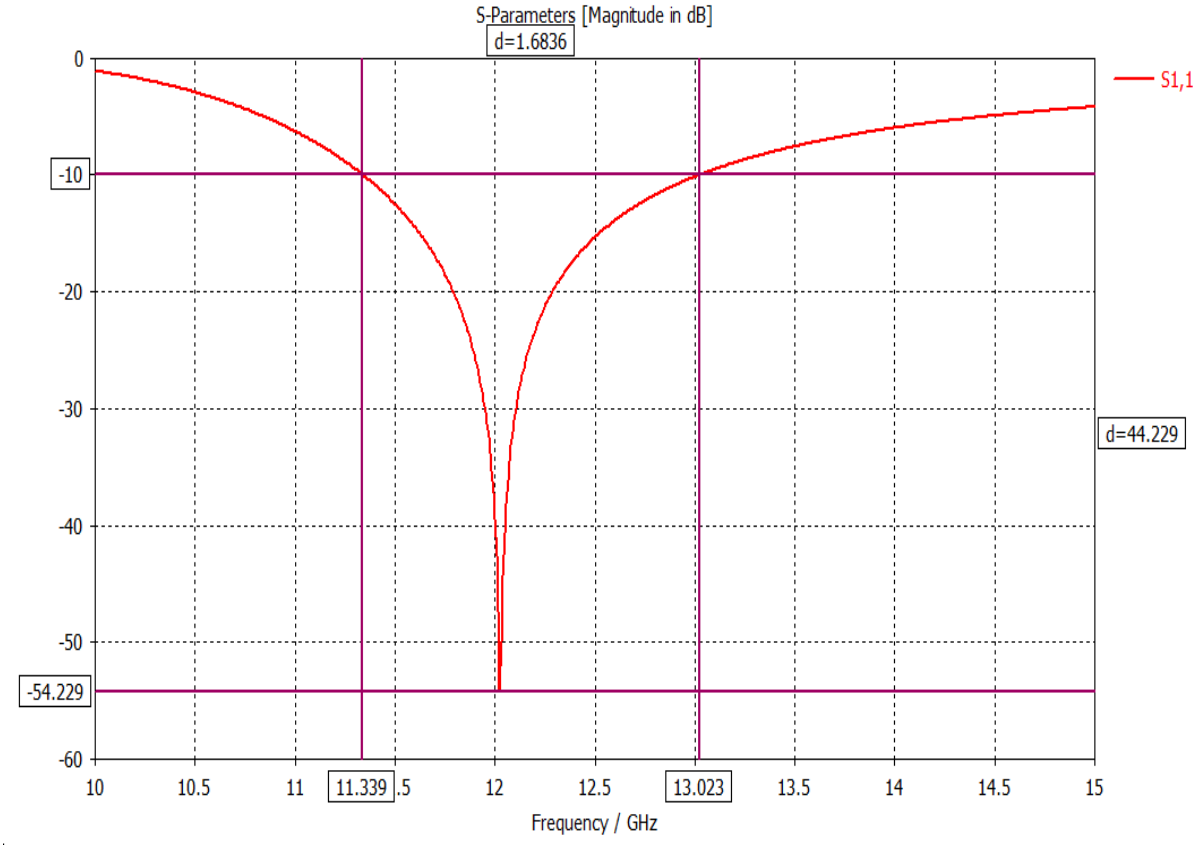
4.2.3 Omega MM Yapının Ortam Parametreleri

CST Simülasyon programında parametre listesinde bir "k" çarpanı tanımlanarak rezonans frekansını 12 GHz'e yakın alana çekmek için birkaç deneme yapıldı. En optimum değerler mm cinsinden şekil 4.11' görülmektedir. S_{11} grafiği ise şekil 4.12'de görüldüğü gibidir. Kullanılan alttaş Rogers 4350B'dir (dielektrik katsayısı 3.48 ve kayıp tanjantı 0.0037).

Parameter List

Name	Expression	Value	Description	Type
dış	= 1.15*k	2.53	dış yarıçap	Undefined
iç	= 0.85*k	1.87	iç yarıçap	Undefined
aralık	= 0.2*k	0.44		Undefined
subkal	= 0.762	0.762	alttaş kalınlığı	Undefined
subcevre	= 3	3	alttaş çevre uzunluğu	Undefined
bakirkal	= 0.035	0.035	iletken kalınlığı	Undefined
k	= 2.20	2.2	çarpan	Undefined
<new variable>				

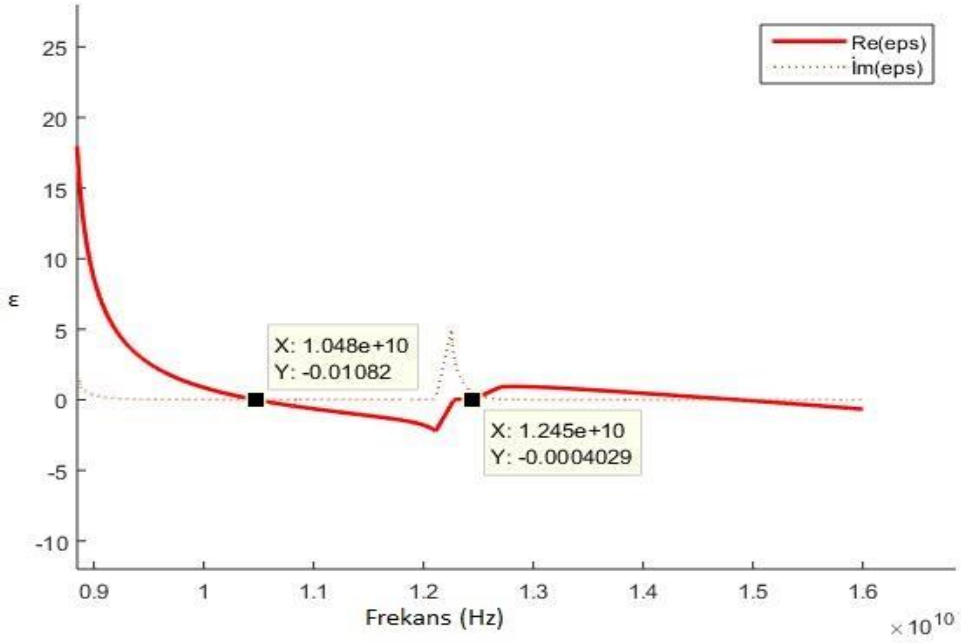
Şekil 4. 13 Omega birim hücre yapının 12 GHz rezonans için parametre listesi



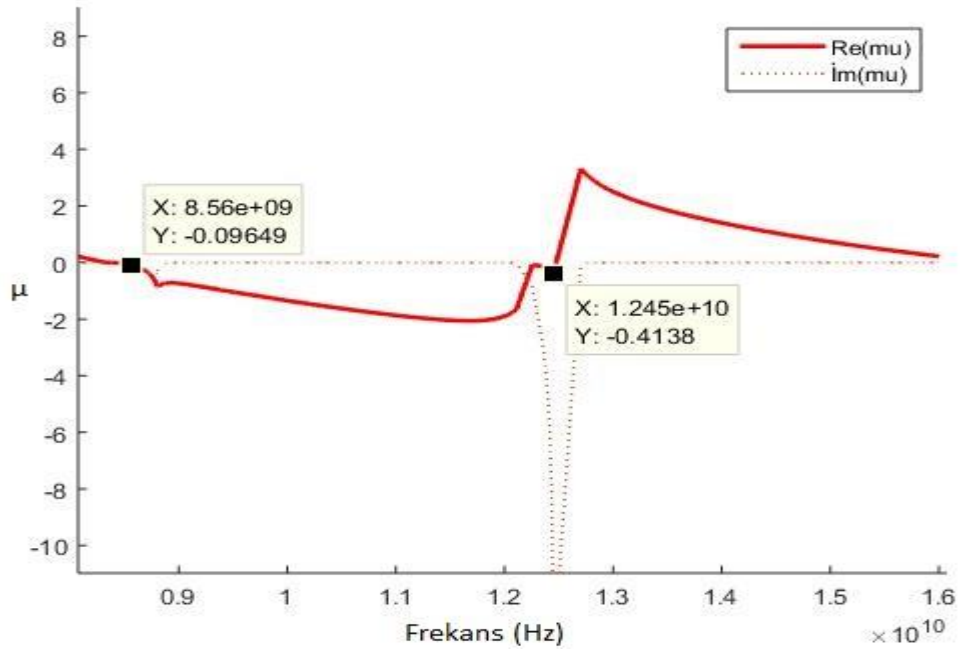
Şekil 4. 14 Omega yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.13'de boyut parametreleri verilen omega yapının iletim bandı şekil 4.14 görüldüğü gibi 11.34 GHz ile 13.02 GHz frekansları arasındadır. Bant genişliği 1.68 GHz'dir. Tasarladığımız bu yapının bu frekans aralığında DNG özelliği gösterdiği bölgeyi bulmak için ϵ ve μ grafiklerini çizdirmek gerekir ve bunun için S_{11} ve S_{21} 'in reel ve imajiner

kısımları ilgili oldukları frekansa göre ayrı bir Excel dosyasına kaydedildi ve önceki bölümlerde anlatılan Robust metodu kullanılarak ortam parametre grafikleri çizdirildi.



Şekil 4. 15 Omega Yapının ϵ grafiği



Şekil 4. 16 Omega yapının μ grafiği

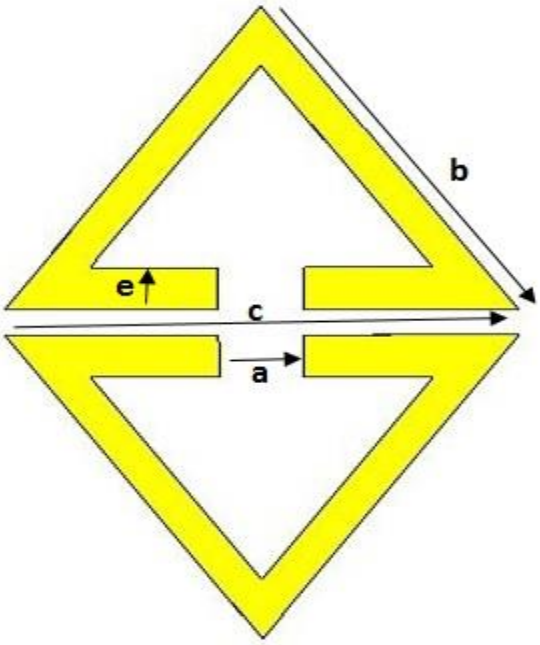
Şekil 4.15’de omega yapının dielektrik katsayısının reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 10.48 GHz ile 12.45 GHz arasındaki bölgede ϵ’un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Şekil 4.16’da ise yapının manyetik geçirgenliğinin reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 8.56 GHz ile 12.45 GHz arasındaki bölgede μ’un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Dolayısıyla her iki parametrenin reel kısmının negatif değerler aldığı frekans aralığı ise 10.48 GHz ile 12.45 GHz arasıdır ve bu bölge iletim bandının bütününü kapsamaktadır. Yani 12 GHz frekansın üst ve alt bölgelerinde MM özelliği göstermektedir.

4.3 Üçgen MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi

Literatürde belirli frekans aralıklarında DNG özellik gösteren birçok rezanatör yapı tanıtılmıştır ve üçgen şekilli yapılar da bunlardandır [69], [70] ancak 12 GHz için ilk olarak bu tez çalışmasında farklı şekilde biçimlendirilip ölçeklendirilmiştir. Bu bölümde, iki ikizkenar üçgen birbirine farklı konumlarda kullanılarak tasarlanan üç farklı üçgen rezanatör yapı incelenmiştir.

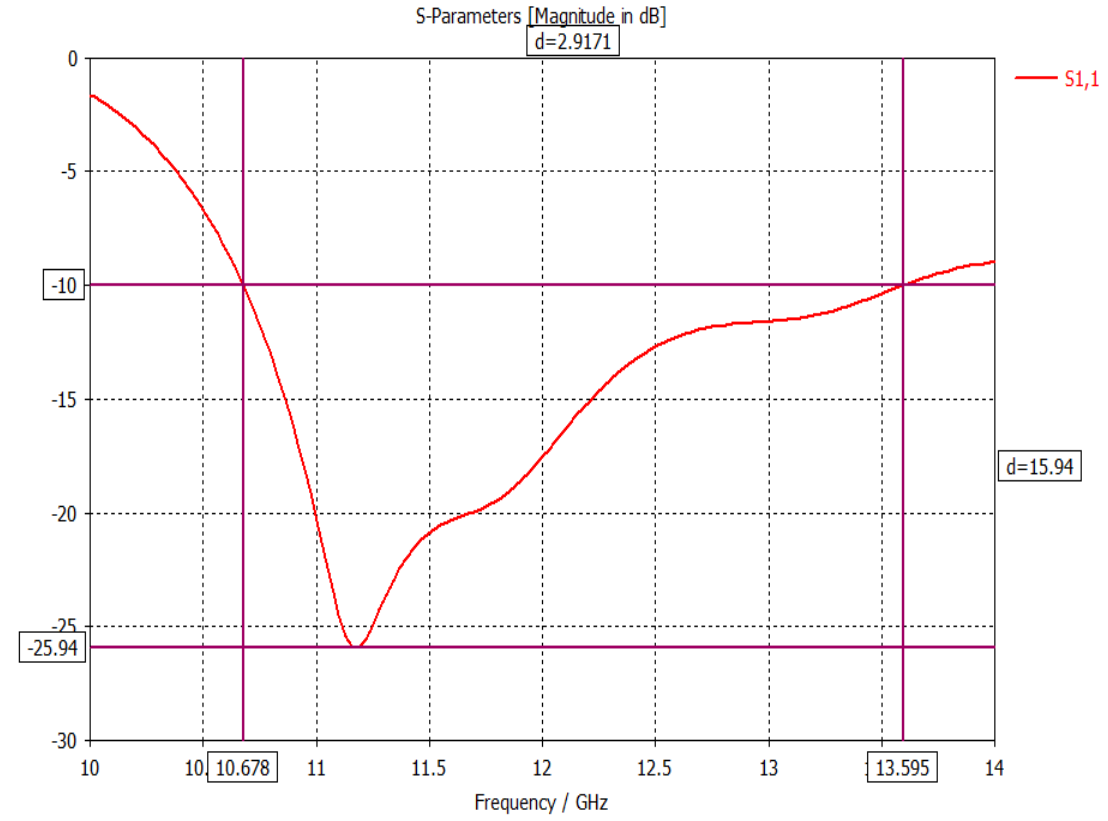
4.3.1 Simetrik Üçgen Yapı

Bu yapıda dielektrik alttaşın ön tarafında aynı ölçülerdeki iki ikizkenar üçgenin birbirine -y- eksenine göre simetriği vardır. Üçgenlerin tabanında kapasitif etki için birer yarık vardır. Sırt tarafında ise alttaş boyunca uzanan iletken bir şerit bulunur. Birim hücre simetrik üçgen yapının ön taraftan şematik görünümü Şekil 4.17 'de verilmiştir.



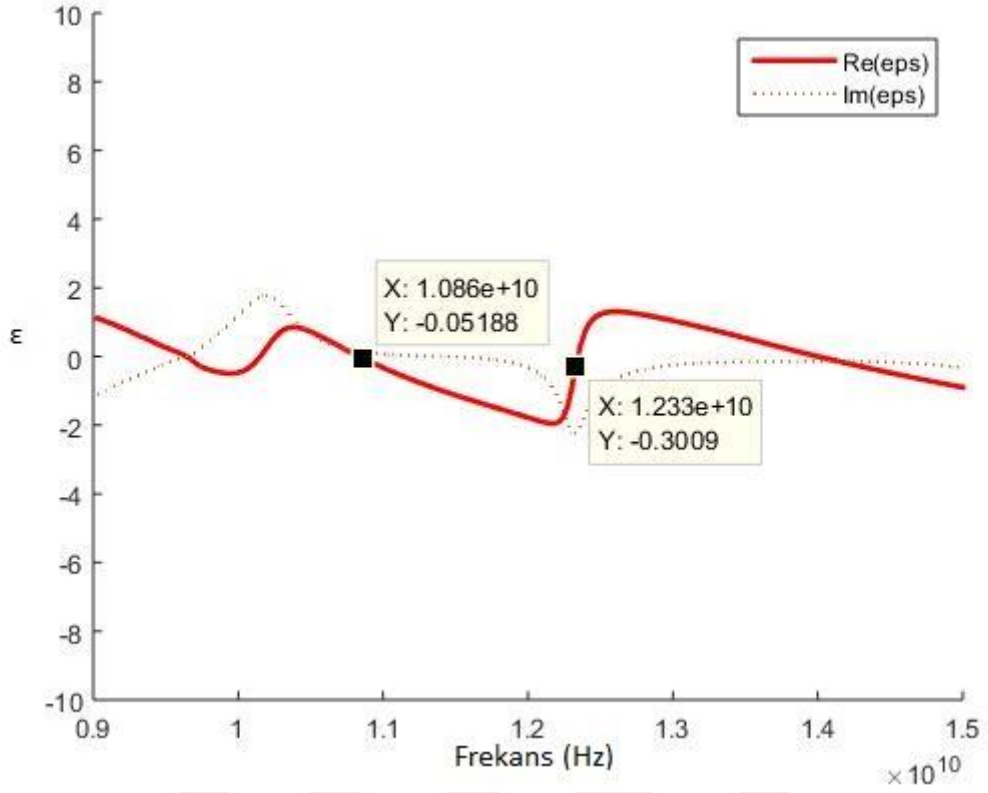
Şekil 4. 17 Simetrik üçgen yapının şekli

Yapının iletim bandını 12 GHz'e yakın bölgelere çekmek için CST'de parametre listesinde bir "k" çarpanı tanımlayarak ölçeklendirme denemeleri yapıldı. İkizkenarların uzunluğu b=5 mm, taban uzunluğu c=6 mm, yarık mesafesi a=0.4 mm ve iletken eni e=0.67 mm olarak en optimum değerler elde edildi. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 9 mm x 9 mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir. Bant genişliği ve ortam parametrelerini elde etmek için S_{11} grafiği çizdirildi.

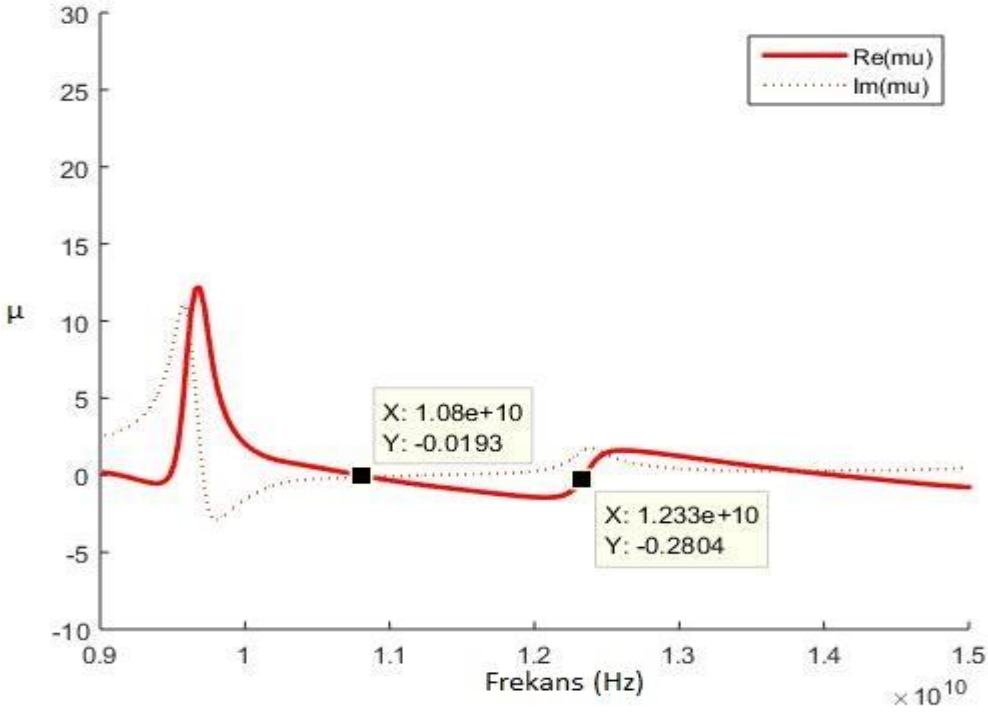


Şekil 4. 18 Simetrik üçgen yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.18'de görüldüğü gibi ölçüleri yukarda verilen simetrik üçgen yapının 10.68 GHz ile 13.59 GHz arasında 2.92 GHz'lik bir bant genişliği var. Bu frekans aralığında DNG özelliğinin incelenmesi için S_{11} ve S_{21} parametrelerinin reel ve imajiner kısımları ayrı ayrı alınıp ϵ ve μ grafikleri çizdirildi.



Şekil 4. 19 Simetrik üçgen yapının ϵ grafiği



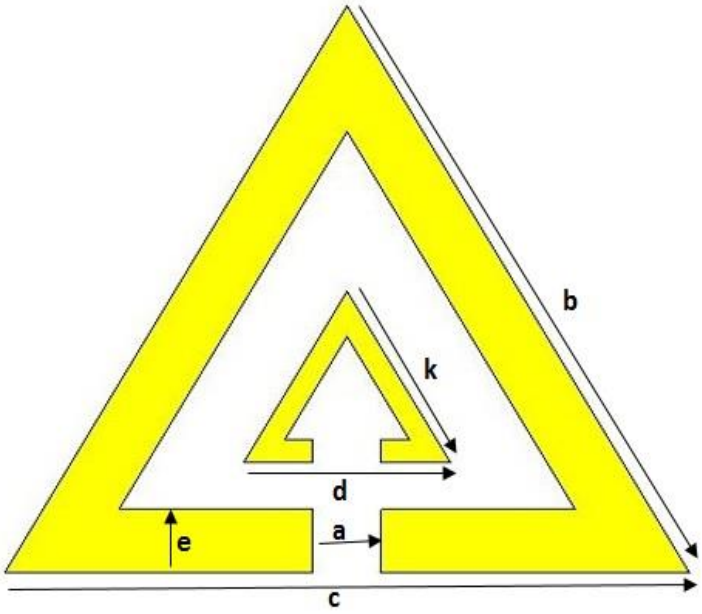
Şekil 4. 20 Simetrik üçgen yapının μ grafiği

Şekil 4.19'da simetrik üçgen yapının dielektrik katsayısının reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 10.86 GHz ile 12.33 GHz arasındaki bölgede ϵ'un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Şekil 4.20'de ise yapının manyetik geçirgenliğinin reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 10.8 GHz ile 12.33 GHz arasındaki bölgede μ'un reel kısmı negatif değerler almaktadır. Dolayısıyla her iki parametrenin reel kısmının negatif değerler aldığı frekans aralığı ise 10.8 GHz ile 12.33 GHz arasıdır ki bu bölge şekil 4.18de görüldüğü gibi iletim bandı içeresindedir.

Dikkat edilmelidir ki simetrik üçgen birim hücre yapının iletim bandını 12 GHz bölgesine çekmek için alttaş boyutlarını omega ve SRR yapıda kullandığımız alttaş boyutundan 3 mm daha büyük seçmek zorundayız. Yani diğer iki yapıda 6mm x 6mm olan alttaş boyutu burada 9mm x 9mm olarak alındı. Fakat bu bölümde ölçeklendirmesini yaptığımız birim hücre yapıları bir sonraki bölümlerde periyodik bir yapıya çevirip referans bir yama anten için lens olarak kullanacağımızdan birim hücre yapı ne kadar küçük olursa lens yapıdaki MM birim hücre sayısı artacaktır ve buda performans iyileştirmesinde olumlu etki yapacaktır. Dolayısıyla rezonans frekans aralığını istediğimiz bölgeye çekerken birim hücre yapısını mümkün mertebe küçük seçmemiz gerekmektedir.

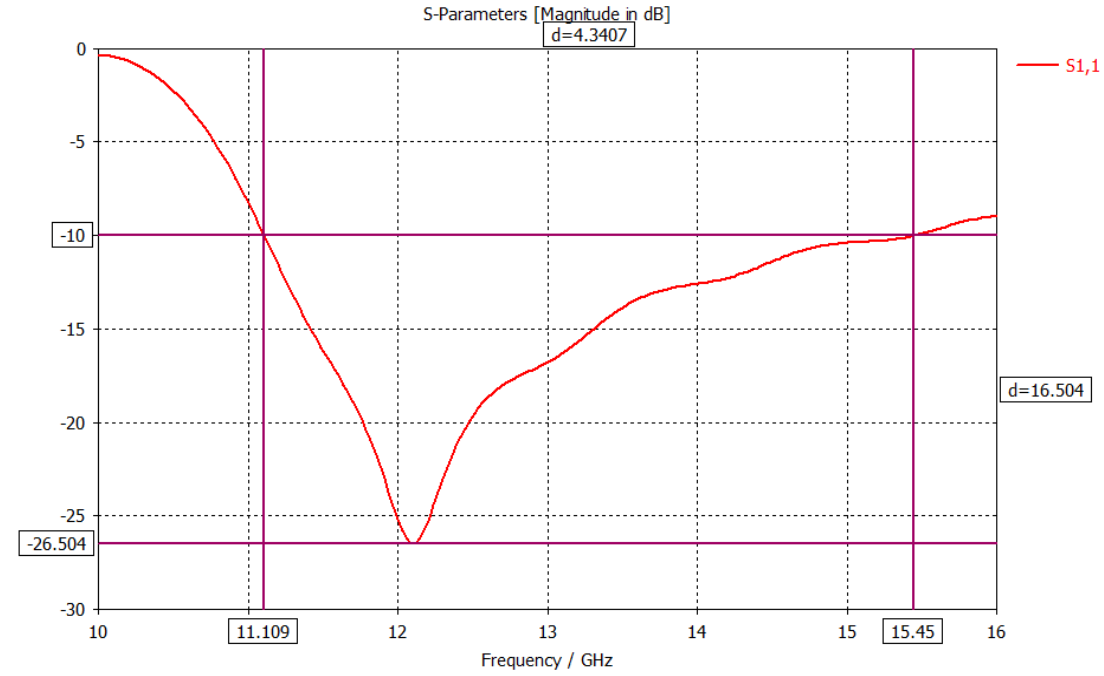
4.3.2 İç İçe Düz Üçgen Yapı

Eş boyutlardaki iki ikizkenar üçgenden birinin boyutlarını belli oranda küçülterek büyük üçgenin içine aynı düzlemde yerleştirerek elde edilir. Üçgenlerin tabanında aynı genişlikte birer yarık vardır. Yapının sırt tarafında ise alttaş boyunca uzanan iletken bir şerit bulunur. Birim hücre iç içe düz üçgen yapının ön taraftan şematik görünümü Şekil 4.21 'de verilmiştir. Üçgenler bir biri ile aynı yönde olduğu için üçgenlerde yarıklara doğru akan akım da aynı yönde olacaktır. Dolayısıyla yüklerde aynı istikamette seyredecektir ve iki üçgenin birbiri ile zıt kutuplaşmasından dolayı ortaya çıkacak herhangi bir kapasitif etki de olmayacaktır. Yani yapıdaki kapasitif etki sadece yarıklardan kaynaklıdır.



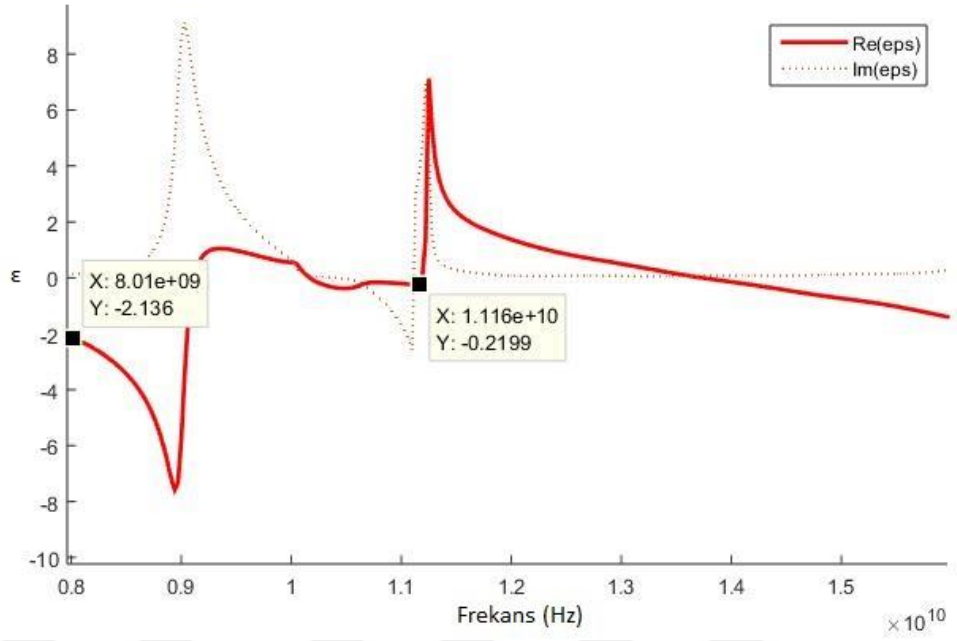
Şekil 4. 21 İç içe düz üçgen yapının şekli

CST'de parametre listesinde bir "k" çarpanı tanımlayarak ölçeklendirme denemeleri yapıldı. Çalışma frekans bölgemiz olan Ku band için elde edilen en optimum boyutlar şu şekildedir; dış üçgende ikizkenarların uzunluğu b=5 mm, taban uzunluğu c=4.5 mm, yarık mesafesi a=0.45 mm ve iletken eni e=0.5 mm. İç üçgende ikizkenarların uzunluğu k=1.53 mm, taban uzunluğu d=1.36 mm, yarık mesafesi dış üçgeninki ile aynı a=0.45 mm ve iletken eni ise dış üçgeninkinin 1/3'ü kadar e/3=0.16 mm olarak alındı. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6 mm x 6 mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir. Bant genişliği ve ortam parametrelerini elde etmek için S_{11} grafiği çizdirildi (Şekil 4.22).

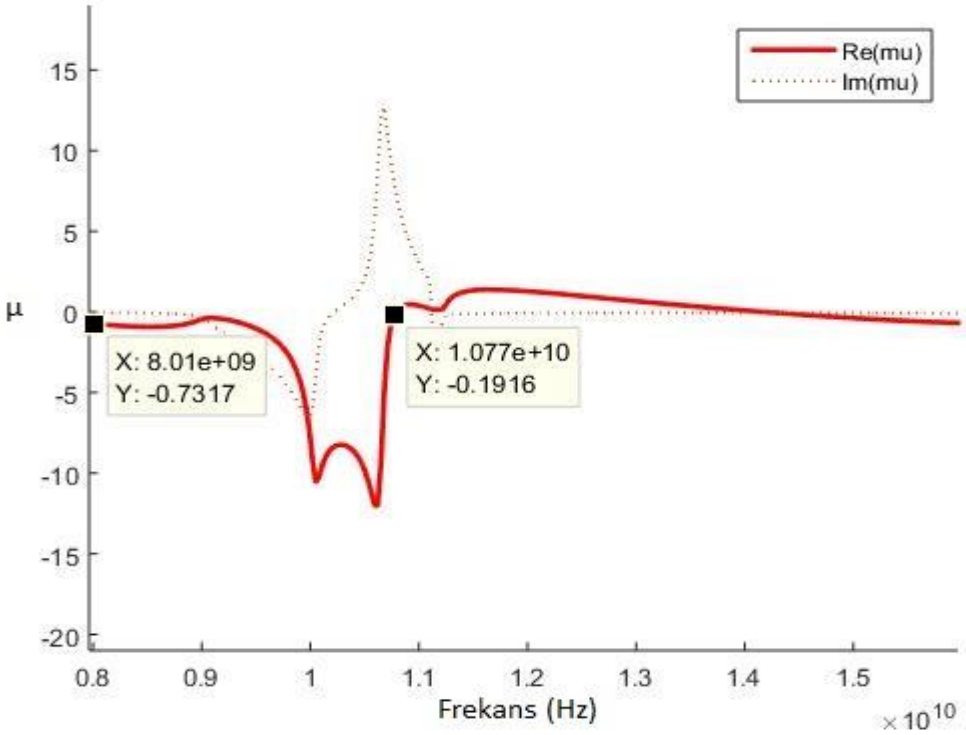


Şekil 4. 22 İç içe düz üçgen yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.22'de görüldüğü gibi ölçüleri yukarda verilen iç içe düz üçgen yapının 11.11 GHz ile 15.45 GHz arasında 4.34 GHz'lik bir bant genişliği var. Bu yapı simetrik üçgen yapıya göre çok daha geniş bir iletim bant aralığı sergilemektedir. Geri dönüş kaybındaki derinlik ise iki yapıda da hemen hemen aynıdır. Yapının DNG özelliğinin incelenmesi için S_{11} ve S_{21} parametrelerinin reel ve imajiner kısımları ayrı ayrı alınıp ϵ ve μ grafikleri çizdirildi.



Şekil 4. 23 İç içe düz üçgen yapının ϵ grafiği



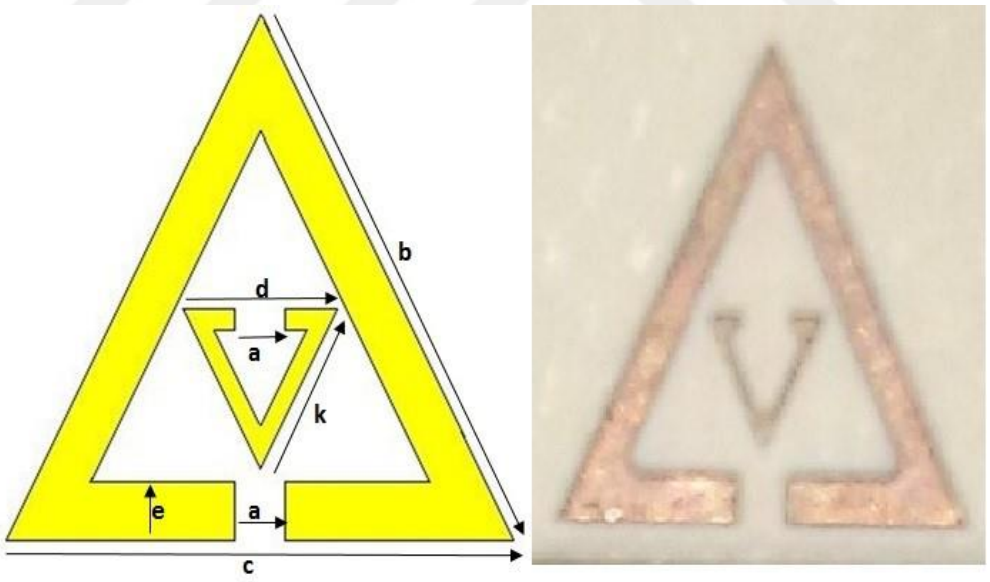
Şekil 4. 24 İç içe düz üçgen yapının μ grafiği

Şekil 4.23'da iç içe düz üçgen yapının dielektrik katsayısının reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 8 GHz ile 11.12 GHz arasındaki bölgede ϵ'un reel kısmı negatif

değerler almaktadır. Şekil 4.24'de ise yapının manyetik geçirgenliğinin reel ve imajiner kısımlarının grafiği görülmektedir. 8 GHz ile 10.77 GHz arasındaki bölgede μ'un reel kısmı negatif değerler almaktadır ve her iki parametrenin reel kısmının negatif değerler aldığı ortak frekans aralığı ise 8 GHz ile 10.77 GHz arasıdır ki bu bölge şekil 4.22'de görüldüğü gibi iletim bandı dışındadır. Dolayısıyla bu MM yapı Ku bantta DNG özelliği sergilemediği için bu bantta lens olarak kullanımı uygun değildir.

4.3.3 İç İçe Ters Üçgen Yapı

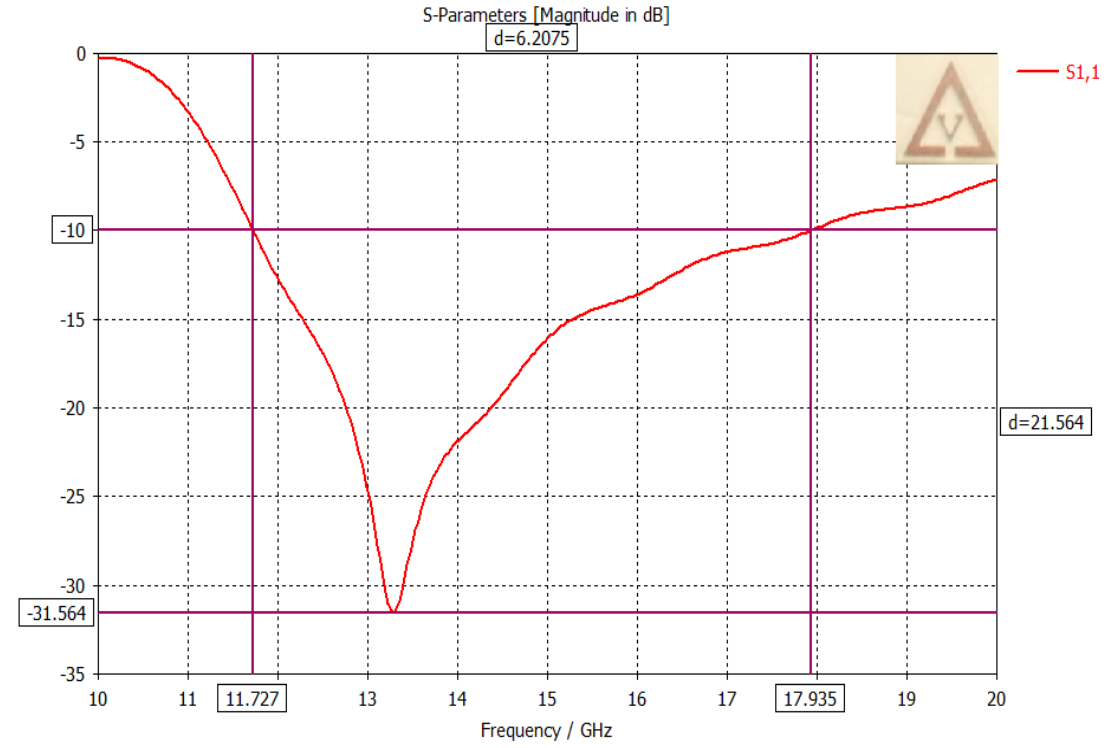
Şekil 4.25'da görüldüğü gibi yapının ön tarafında birbirine simetrik olan iki iç içe geçmiş üçgen ve arka tarafta ise negatif dielektrik geçirgenlik için alttaş boyunca uzanan iletken bir şerit bulunur. Üçgenlerin tabanında aynı genişlikte kapasitif etki için birer yarık vardır. Üçgenler bir biri ile ters yönde olduğu için üçgenlerde yarıklara doğru akan akımlar da ters yönde olacaktır. Dolayısıyla yüklerde zıt istikamette seyredecektir ve iki üçgenin birbiri ile zıt kutuplaşması sisteme ikinci bir kapasitif etki daha sağlayacaktır.



Şekil 4. 25 İç içe ters üçgen yapının şekli ve prototipi

CST parametre listesinde bir "m" çarpanı tanımlanarak ölçeklendirme denemeleri yapıldı. Ku band için elde edilen en optimum boyutlar şu şekildedir; dış üçgende ikizkenarların uzunluğu b=4.47 mm, taban uzunluğu c=3 mm, yarık mesafesi a=0.4 mm

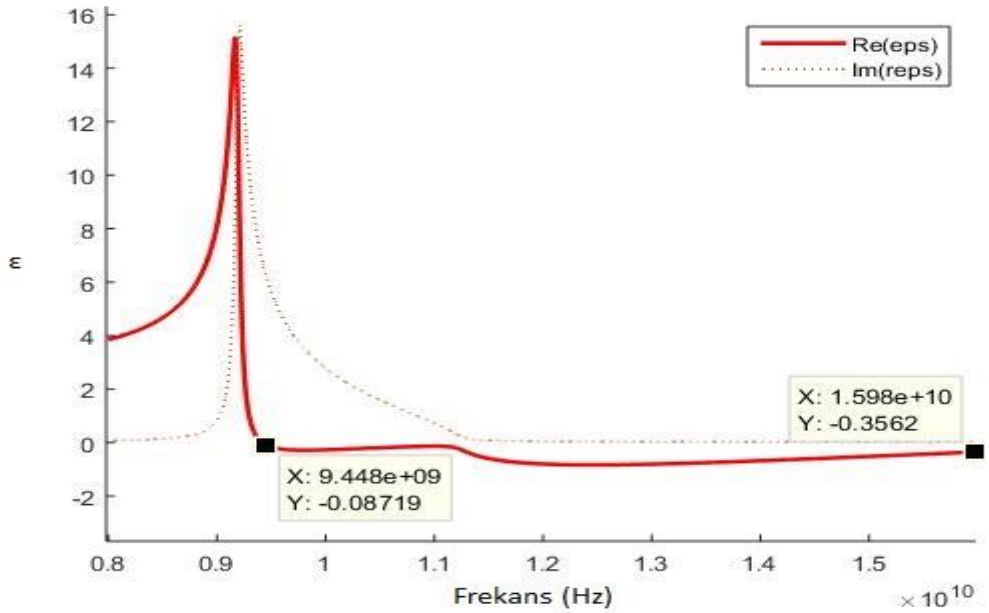
ve iletken eni e=0.44 mm. İç üçgende ikizkenarların uzunluğu k=1.36 mm, taban uzunluğu d=1.21 mm, yarık mesafesi dış üçgeninki ile aynı ve iletken eni ise dış üçgeninkinin 1/3'ü kadar e/3=0.15 mm olarak alındı. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6 mm x 6 mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir. Bant genişliği ve ortam parametrelerini elde etmek için S_{11} grafiği çizdirildi (Şekil 4.26).



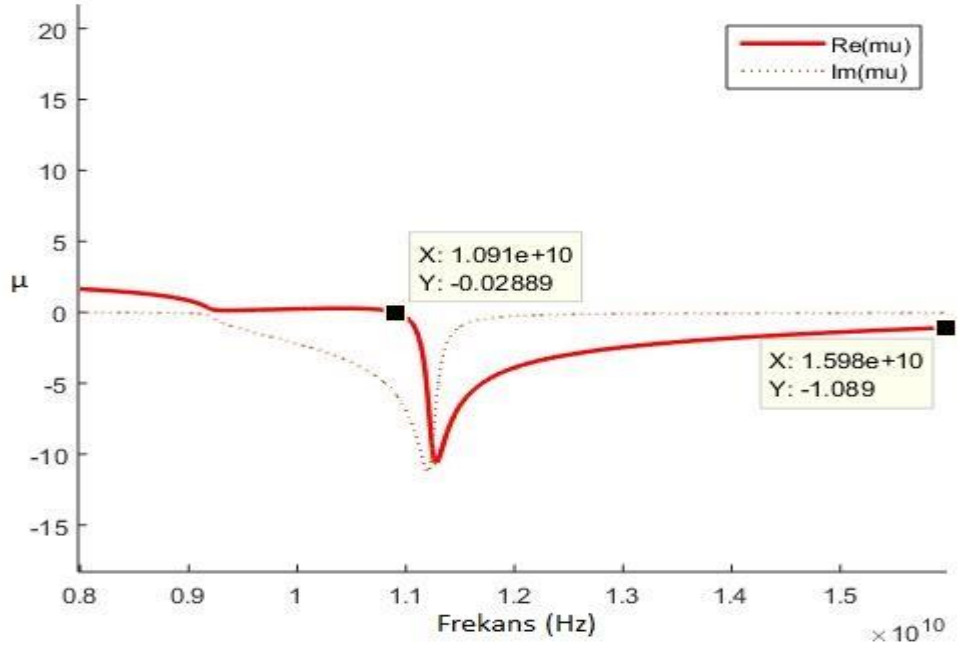
Şekil 4. 26 İç içe ters üçgen yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.26'de görüldüğü gibi ölçüleri yukarda verilen iç içe ters üçgen yapının iletim bandı 11.73 GHz ile 17.935 GHz arasındadır ve bant genişliği ise 6.21 GHz'dir. Bu yapı simetrik üçgen ve içiçe düz üçgen yapıların her ikisine göre çok daha geniş bir iletim bant aralığı sergilemektedir. Geri dönüş kaybındaki derinlik ise diğer iki yapıdakinden daha derindir yani yansıma daha azdır. Buda iç içe ters üçgenin yapısında diğerlerine göre daha fazla kapasitif etki olmasından kaynaklıdır.

Daha sonra DNG özelliğinin incelenmesi için S_{11} ve S_{21} parametrelerinin reel ve imajiner kısımları ayrı ayrı alınıp ϵ ve μ grafikleri çizdirildi.



Şekil 4. 27 İç içe ters üçgen yapının ϵ grafiği



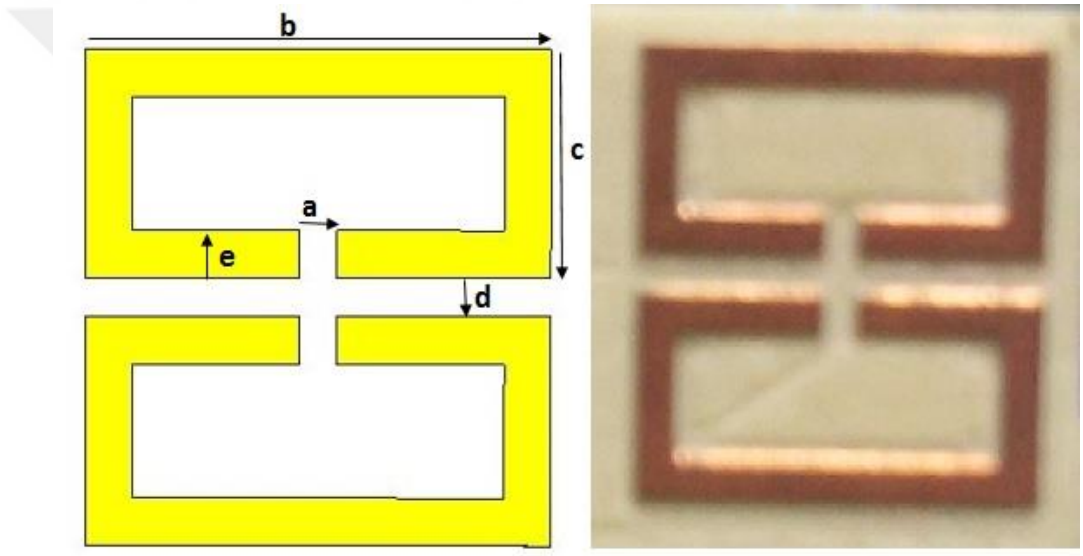
Şekil 4. 28 İç içe ters üçgen yapının μ grafiği

Şekil 4.27 ve şekil 4.28'de iç içe ters üçgen yapının ϵ ve μ grafikleri görülmektedir. Her iki parametrenin de negatif olduğu bölge 10.91 GHz ile 16 GHz arasındaki geniş bir bölgedir ki bu bölge şekil 4.26'da görüldüğü gibi iletim bandının büyük bir kısmını kapsamaktadır. Diğer iki üçgen yapıya göre daha geniş bir bölgede Ku bant için DNG özelliği

sergilediğinden periyodik yapıya dönüştürülüp lens olarak kullanılmak için fabrikasyonda bu yapı tercih edildi.

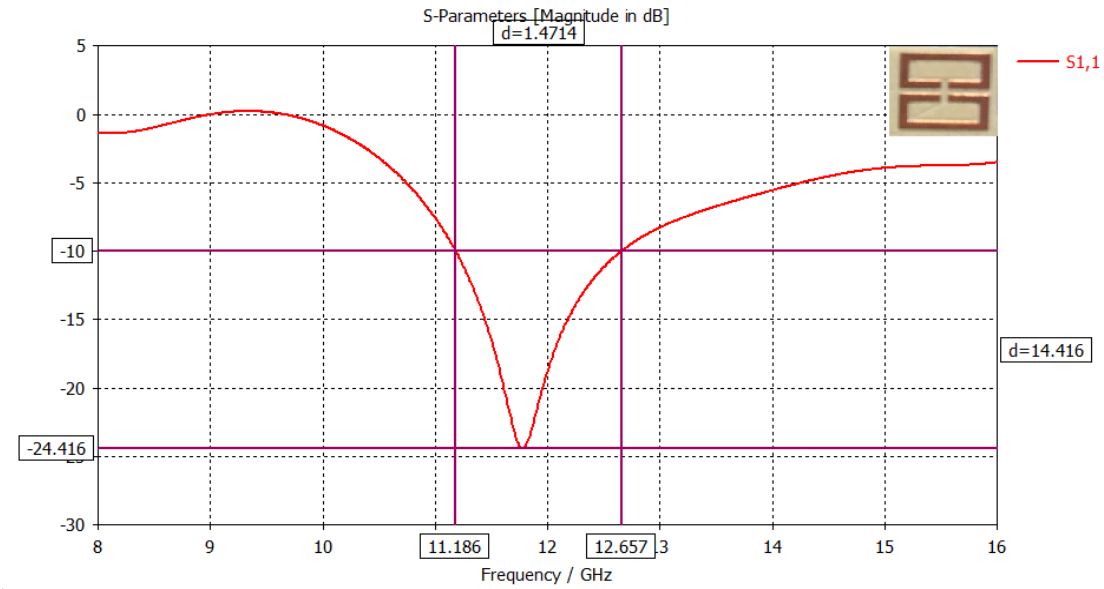
4.4 Simetrik Halka MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi

Bu MM, dielektrik bir alttaşın ön tarafında bakır iletkenden x ekseni boyunca bir birine simetrik iki eş dikdörtgen yarık halka ile sırt tarafında alttaş boyunca "y" düzleminde uzanan bir bakır iletkenden oluşur. Şekil 4.29'da görülen yapıda dielektrik alttaş malzeme olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6 mm x 6 mm'dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm'dir.



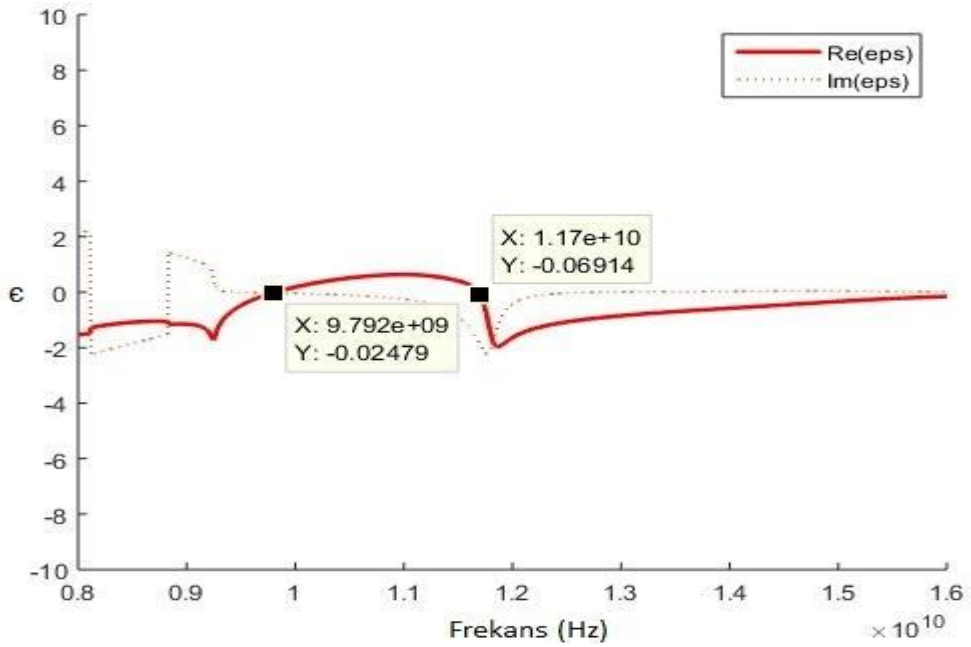
Şekil 4. 29 Simetrik halka yapının şekli ve prototipi

Yapının modellemesi yapıldıktan sonra iletim bandını Ku banda çekmek için birkaç ölçeklendirme yapılarak dikdörtgenin uzun kenarı b=5 mm, kısa kenarı c=2.4 mm, yarık mesafesi a=0.4 mm, iletken eni e=0.5 mm ve iki simetrik halka arası boşluk d=0.4 mm olarak alındı. Sırt taraftaki iletken çubuğun uzunluğu ve genişliği sırasıyla 4 mm ve 0.3 mm'dir. Bant genişliği ve ortam parametrelerini elde etmek için S_{11} grafiği çizdirildi (Şekil 4.30).

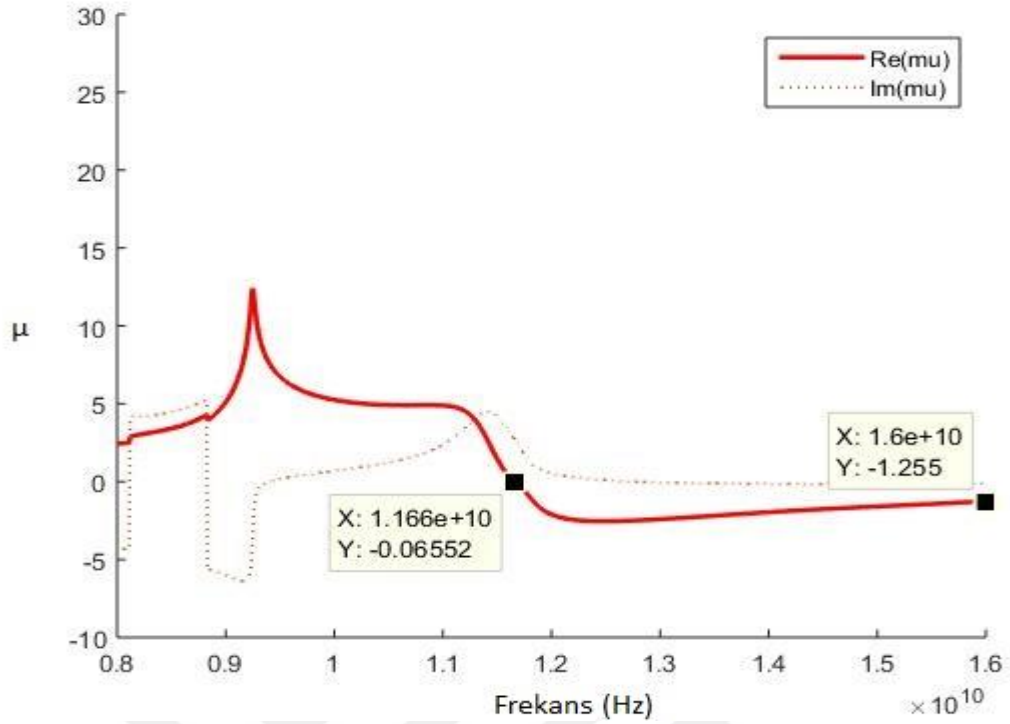


Şekil 4. 30 Simetrik halka yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.30'da görüldüğü gibi ölçüleri yukarda verilen simetrik halka yapının iletim bandı 11.19 GHz ile 12.66 GHz arasındadır ve bant genişliği ise 1.47 GHz'dir. Geri dönüş kaybının uç noktası – 24.42 dB'dir. Şimdiye kadar incelenen diğer üç yapıya göre bant genişliği nisbeten daha azdır. Fakat bizim için esas olan ne kadar geniş bir alanda DNG özelliği gösterdiğidir. Bunun tespiti için ϵ ve μ grafikleri ayrı ayrı çizdirildi.



Şekil 4. 31 Simetrik halka yapının ϵ grafiği



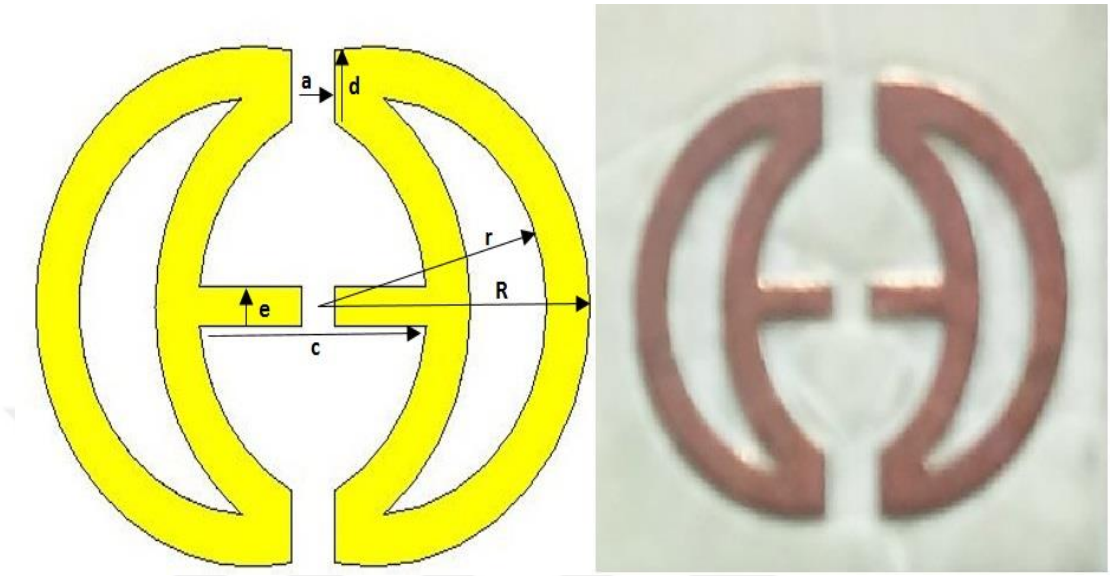
Şekil 4. 32 Simetrik halka yapının μ grafiği

Şekil 4.31 de ϵ'nun negatif değerler aldığı iki farklı bölge görülmektedir. Birinci bölge yaklaşık 8 GHz'den 9.79 GHz'e kadar olan kısım ve diğer negatif olan bölge ise 11.7 GHz'in üst bölgeleridir. Şekil 4.32'de ise μ'nün sadece 11.66 GHz ve üzeri bölgede negatif olduğu görülmektedir. Dolayısıyla 8 GHz ile 9.79 GHz arasındaki bölge ENG bölgedir ki dalganın sönümlendiği ve büyük kısmının abzorbe edildiği bölgedir. Bu tez çalışmasında amaçladığımız anten performansını iyileştirmek için gerekli olan odaklamayı yapmak ve bunun içinde DNG özellik gösteren bölgeyi bulmaktır. Dolayısıyla bu yapıda her iki parametrenin de negatif olduğu DNG bölge ise 11.7 GHz ile yaklaşık 17 GHz'e kadar olan kısımdır. Yani çalışma bandımız olan Ku bantta DNG özelliği göstermektedir.

4.5 Yeni Avro Tip MM Yapının Tasarım ve Ölçeklendirilmesi

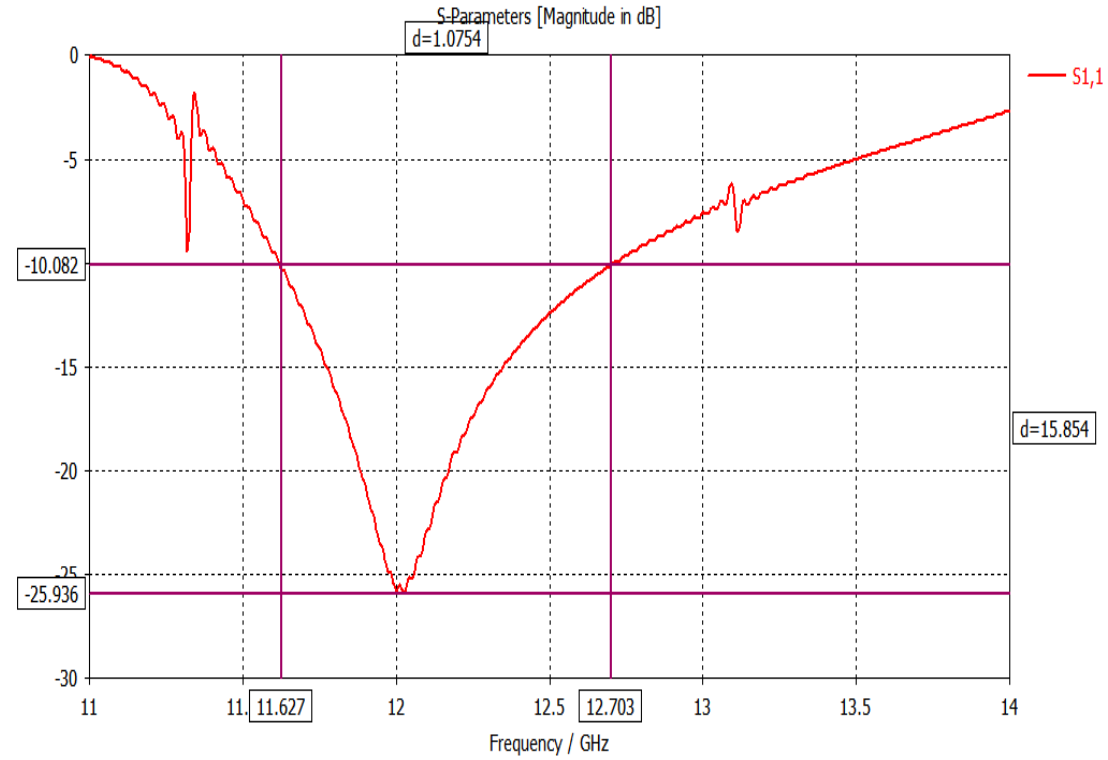
Bundan önce tasarladığımız dört farklı birim hücre MM yapılar literatürde farklı bant aralıkları için incelenmiş ve biz de bu çalışmamızda Ku bant için tasarım ve ölçeklendirilmesini yaptık. Bu bölümde ise yeni tasarlanmış bir Ku bant MM yapıyı ele alacağız. Bu yeni yapıda birbirine "y" eksenine göre simetrik iki hilal ve bu iki hilal

arasında kapasitif etkiyi arttırmak için yarık bir iletken şerit vardır. Sırt tarafında ise diğer yapılarda olduğu gibi “y “ ekseni boyunca uzanan bir iletken şerit vardır (Şekil 4.33).



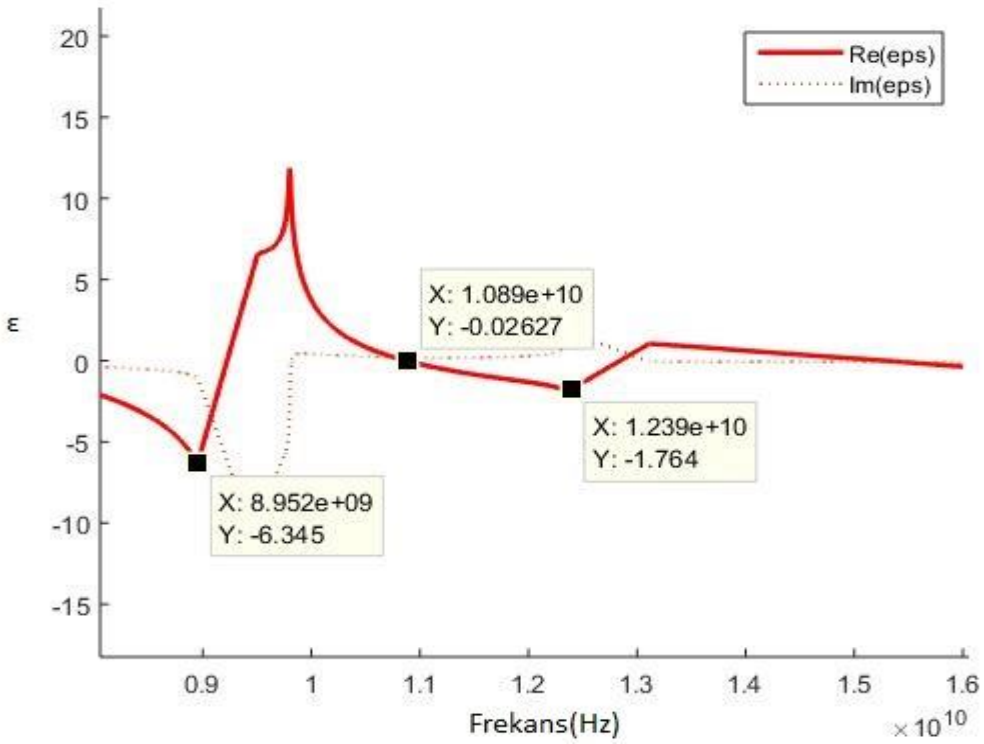
Şekil 4. 33 Avro tip yeni MM yapının şekli ve Prototipi

Bu yapı birbirine eş iki dairenin üst üste bindirilip sonra birinin belirli bir ölçüde sağ tarafa kaydırılmasıyla elde edilmiştir. Dairenin iç yarıçapı r=1.66 mm ve dış yarıçapı R=2 mm’dir. Tam merkezdeki iletken çubuğun uzunluğu c=2.3 mm, eni “e”ve yarık mesafesi “a” birbirine eşit olarak a=e 0.33 mm’dir. Alt ve üst taraftaki yarıkların mesafesi de aynı ölçüde olup enleri ise d= 0.55 mm’dir. Arka taraftaki şerit uzunluğu ve genişliği ise sırasıyla 4 mm ve 0.3 mm'dir. Dielektrik alttaş olarak Rogers RO4350B tanımlandı. Dielektrik katsayısı 3.48, kayıp tanjantı 0.0037 ve kalınlık ise 0.762 mm alındı. Altaş boyutu 6 mm x 6 mm’dir. İletken kısım olarak kullanılan bakır kalınlığı ise 0.035 mm’dir. Bant genişliği ve ortam parametrelerini elde etmek için S_{11} grafiği çizdirildi (Şekil 4.34).

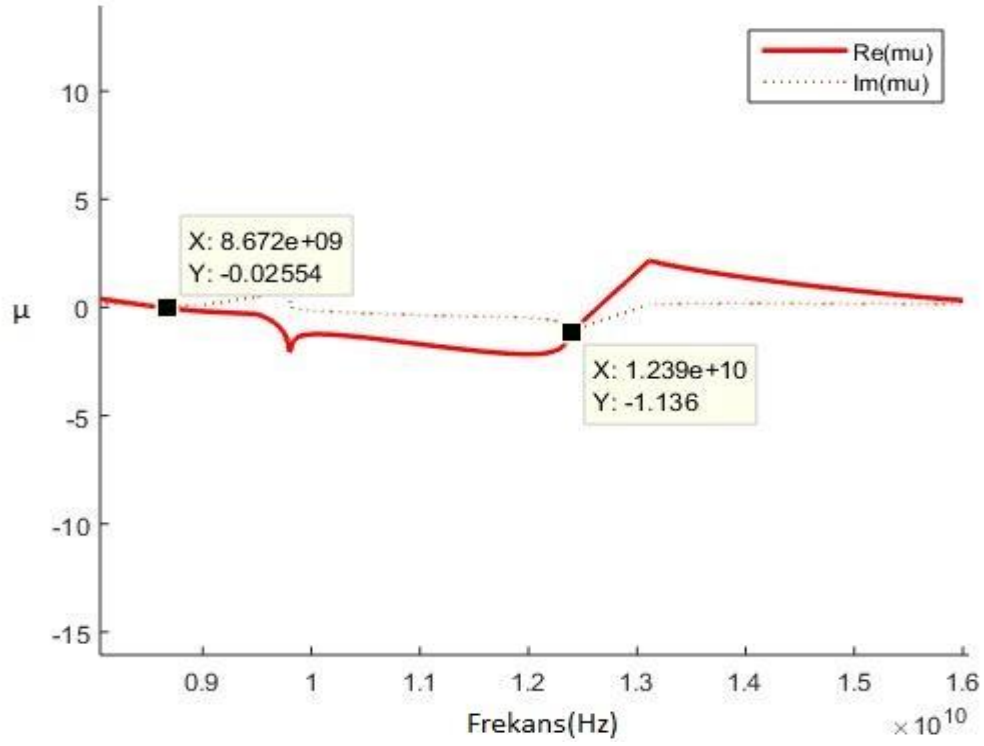


Şekil 4. 34 Avro tip MM yapının S_{11} grafiği

Şekil 4.34' de bu yapının Ku band bölgesinde iletimde olduğu ve 1.08 GHz'lik bir bant genişliğine sahip olduğu görülmektedir. Diğer dört yapı ile kıyaslandığında en dar iletim bandı bu rezanatör yapıdadır ancak geri dönüş kaybı en uç kısımda diğerleri ile hemen hemen aynı değerdedir(~-25 dB). Bu yapının iletim bandı içerisinde hangi frekans aralıklarında DNG olduğunu incelemek için ϵ ve μ grafikleri çizdirildi.



Şekil 4. 35 Avro tip rezanatör yapının ϵ grafiği



Şekil 4. 36 Avro tip MM yapının μ grafiği

Şekil 4.35’de ϵ’nun negatif değerler aldığı iki farklı bölge görülmektedir. Birinci bölge 8.95 GHz’den düşük frekanslarda ve diğer negatif olan bölge ise 10.89 GHz ile 12.39 GHz arasındaki bölgedir. Şekil 4.36’da ise μ’nün 8.67 GHz ile 12.39 GHz arasındaki bölgede negatif olduğu görülmektedir. Dolayısıyla bu yapıda her iki parametrenin de negatif olduğu iki farklı DNG bölge vardır. Birincisi 8.67 GHz ile 8.95 GHz arasında kalan bölge diğeri ise 10.89 GHz ile 12.39 GHz’e kadar olan kısımdır. Dolayısıyla bu yapı çalışma bandımız olan Ku bandının belirli bir kısmında DNG özelliği göstermektedir.

BÖLÜM 5

MM'LERİN LENS OLARAK KULLANIMI

MYA'ler uydu ve mobil haberleşme gibi kablosuz iletişim sistemlerinde çok önemli rol oynamaktadır. MYA'lerin diğer antenlere kıyasla bazı avantajları yanında bazı dezavantajları da vardır.

Başlıca avantajları;

- Kolay ve ucuz üretim,
- Düşük profil,
- Çoklu bant anten tasarım kolaylığı,
- MMIC (Mikrodalga Monolitik Entegre Devre tasarımı) ile uyumluğu,
- Polarizasyon çeşitliliği ve farklı noktalardan beslenebilir olması,
- Besleme hatları ve eşleştirilen ağlar ile aynı anda üretilebilir olması gibi bazı kriterler sayılabilir.

Başlıca dezavantajları ise;

- Dar bant genişliği
- Düşük kazanç
- Düşük yönlendirici kazancıdır [71].

Bu dezavantajları çözmek için birçok farklı tasarımlar kullanılmıştır. Örneğin düşük kazanç ve düşük güç sorunlarının üstesinden gelmek için seri halde tasarlanmış dizi antenler kullanılmıştır. Ancak bu yöntemin iki ana dezavantajı her bir antenin beslenmesinden ve ayrıca her bir eleman arasındaki kuplajdan ileri gelmektedir. Dizi MYA'lerde ki bu iki dezavantajın ortadan kaldırılması için uygun bir model, odaklama yaparak kaybı en aza indirgeyecek ayrı bir üsttaş lens yapı kullanmaktır.

1968 senesinde Rus bilim adamı Vesalago'nun negatif kırılma indisi ile EM dalganın ters kırılacağını ortaya atması ve 2001 senesinde Shelby ve arkadaşları bu teoriden yola çıkarak bunun ilk başarılı deneyini yapmasının akabinde bu ters kırılmanın birçok alanda uygulanabilirliği gösterilmiştir (Bölüm 2.4). Ters kırılmanın EM dalgalarda odaklanmaya sebep olması (Bölüm 2.3) MM'lerin, anten yönlendirici kazancını iyileştirmek için yeni bir çalışma alanı açmıştır. Bu kullanım alanlarından biride MYA'lerdir.

Bu bölümde Ku Band bir referans MYA tasarlanıp bu antenin yönlendirici kazancını artırmak için Bölüm 4'de Ku band için MM özellik gösterecek şekilde tasarım ve optimizasyonu yapılan 5 farklı MM birim hücrelerin periyodik düz katman bir lens yapıya dönüştürülerek kullanımı gösterildi. Bu 5 farklı metamateryal lens yapılarının MYA performansı üzerindeki etkileri Ku bantta karşılaştırıldı. Ayrıca kullanılan bu 5 farklı lens katmanlarının referans MYA'e uzaklığı, kullanılan birim hücre dağılımı ve kullanılan katman sayısının etkileri gibi alternatifler ayrı ayrı değerlendirildi.

5.1 Ku Band Referans MYA Modelleme, Simülasyon ve Ölçümü

Bu bölümde, bir önceki bölümde Ku bantta MM özelliği gösterecek şekilde tasarlanan birim hücre MM'lerin yine aynı bantta bir MYA'nin yönlendirici kazancını iyileştirilmesindeki etkisi gösterilecektir. Bunun için Ku bantta iletimde olacak bir referans MYA'nın tasarlanması ve uzak alan yönlendirici kazanç örüntüsünün çizilmesi gerekir.

MYA'lerin rezonans frekanslarının ayarlanması için literatürde sunulan birçok çalışma ve algoritma vardır [71]. Biz bu çalışmada klasik formülleri tercih ederek CST'de birkaç deney ile sonuca ulaştık. Dielektrik alttaş olarak, Rogers RO4350B (www.rogerscorp.com) tercih edildi. Bağıl dielektrik sabiti ϵ_r=3.48, kayıp tanjantı (tanδ)

= 0.0037 ve kalınlığı h=0.762 mm'dir. Bu dielektrik malzeme 0.0035 mm kalınlığında bir bakır tabaka ile kaplıdır ve istenilen yama ebatlarına göre baskı devre (PCB) tekniği ile aşındırılarak üretimi yapılır. Dikdörtgen MYA'in yama genişliği (Wp), yama uzunluğu (Lp) ve etkin dielektrik sabiti ε_{reff} değerleri, eşitlik (5.1), (5.2), (5.3) ve (5.4) ile hesaplandı [72].

$$\mathrm{Wp} = \frac{1}{2\mathrm{f_r}\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}\sqrt{\frac{2}{\epsilon_\mathrm{r}+1}} = \frac{\nu_0}{2\mathrm{f_r}}\sqrt{\frac{2}{\epsilon_\mathrm{r}+1}} \tag{5.1}$$

$$Lp = \frac{\lambda}{2} - \Delta L = \frac{1}{2\mathrm{f_r}\sqrt{\epsilon_{\mathrm{reff}}}\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} - 2\Delta L \tag{5.2}$$

Ve normalize uzantı ΔL;

$$\Delta L = 0.412\,h\,\frac{(\epsilon_{\mathrm{reff}}+0.3)\,(\frac{\mathrm{Wp}}{h}+0.264)}{(\epsilon_{\mathrm{reff}}-0.258)\,(\frac{\mathrm{Wp}}{h}+0.8)} \tag{5.3}$$

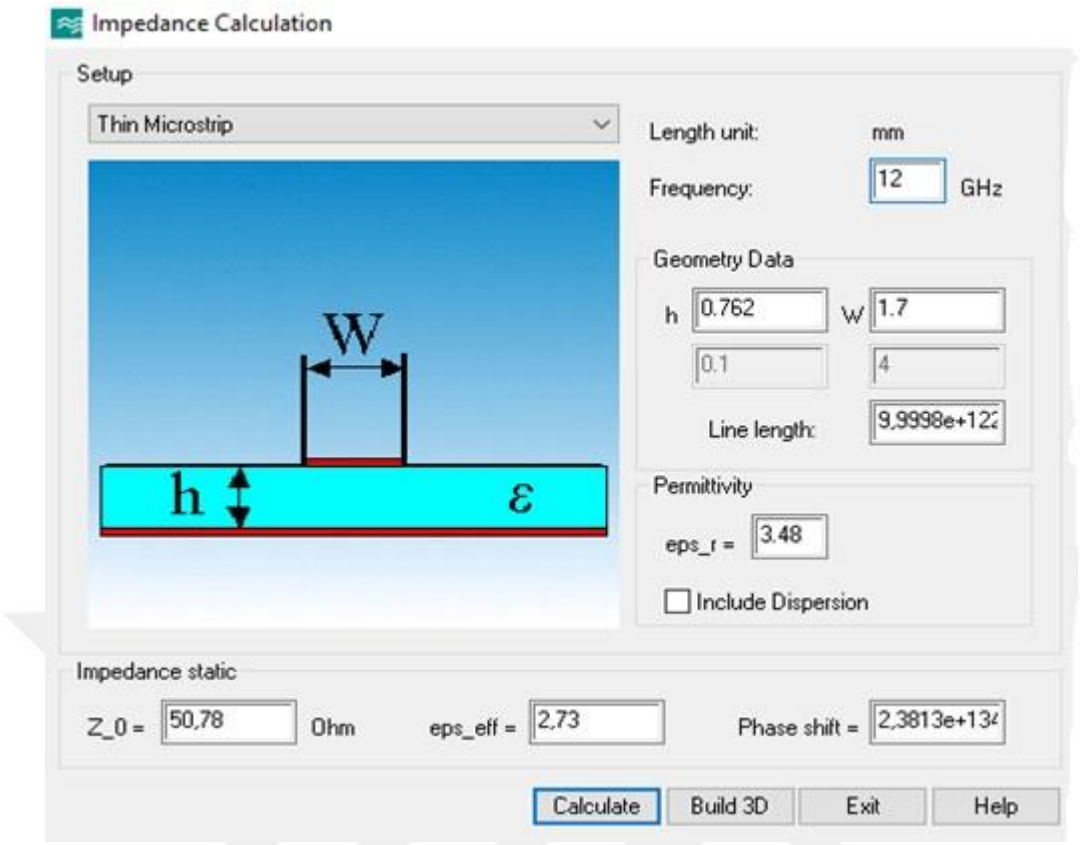
Wp / h> 1 için etkin dielektrik sabiti;

$$\epsilon_{\mathrm{reff}} = \frac{\epsilon_\mathrm{r}+1}{2} + \frac{\epsilon_\mathrm{r}-1}{2}\,[1+12\frac{h}{\mathrm{Wp}}]^{-1/2} \tag{5.4}$$

Alttaş kalınlığı h = 0.762 mm, serbest uzay ışık hızı ν_0 = 3.10^8 m / sn ve rezonans frekansı fr = 12 GHz için; yama genişliği Wp= 8.35 mm ve yama uzunluğu Lp= 6.38 mm olarak hesaplandı. Alttaş dielektrik tabakanın genişliği W=2.Wp ve uzunluğu L=2.Lp olarak alındı.

5.1.1 MYA'in Besleme ve Empedans Uyumlaması

Besleme hattı genişliği "wf", Şekil 5.1'de gösterildiği gibi giriş empedans değerini yaklaşık olarak 50 Ω'a ayarlamak için CST STUDIO'nun "makrolar" menüsündeki "empedansı hesapla" özelliği ile 1.7 mm olarak hesaplandı.

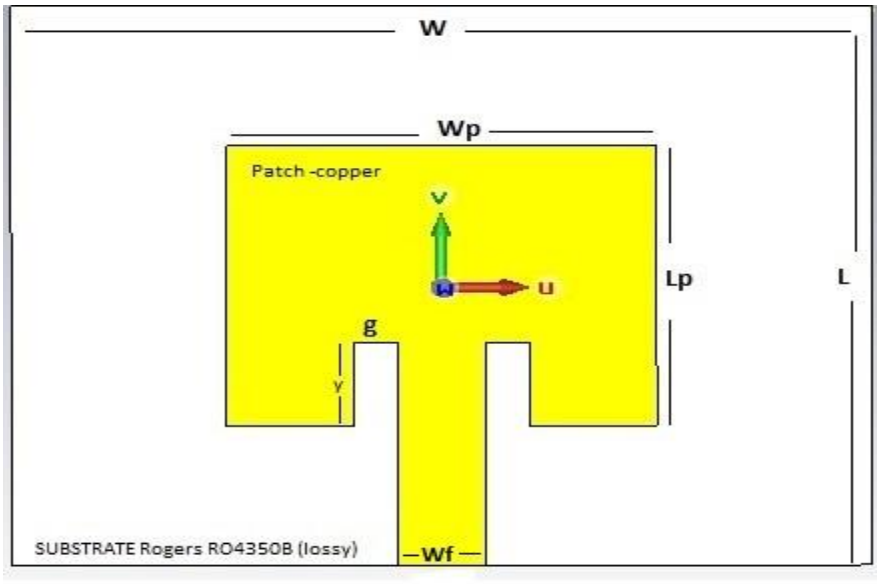


Şekil 5. 1 Referans MYA'nin besleme hat genişliğinin hesabı

MYA empedans eşleştirmesi için birkaç farklı yöntem vardır [72]. Bu çalışmada iki paralel yarık modeli kullanılmıştır. Yamaya giden besleme hattı uzantısını ("y") bulmak için [73] 'den elde edilen Eşitlik 5.5 kullanılmıştır.

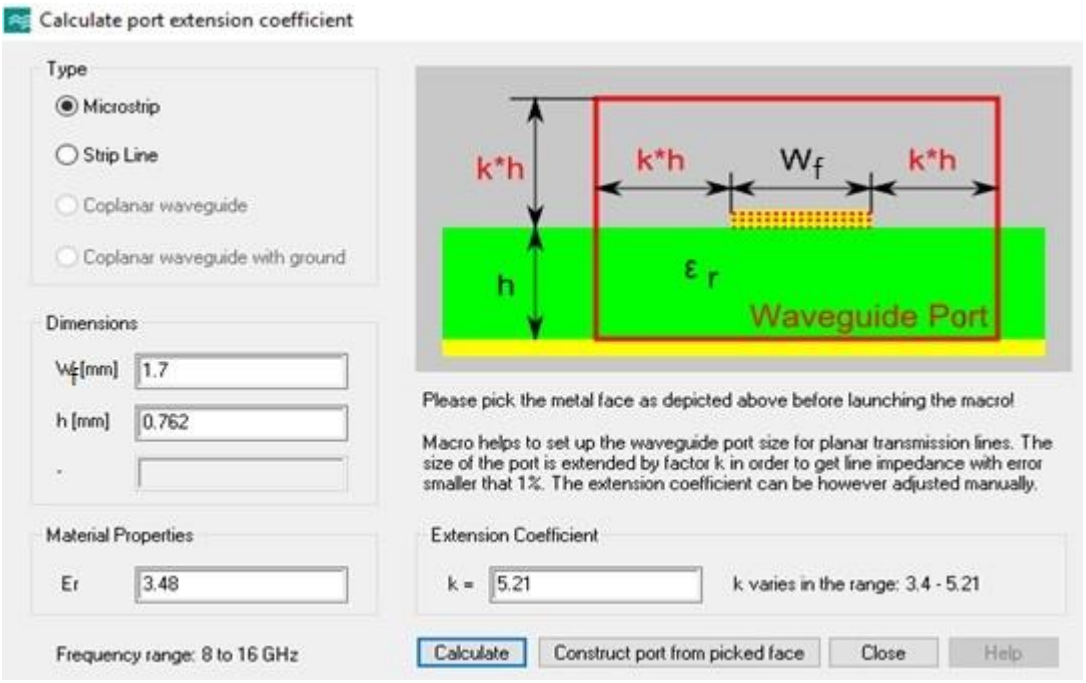
$$y = 10^{-4}\{0.001699\epsilon_r{}^7 + 0.13761\epsilon_r{}^6 - 6.1783\epsilon_r{}^5 + 93.187\epsilon_r{}^4 - 682.69\epsilon_r{}^3 + 2561.9\epsilon_r{}^2 - 4043\epsilon_r + 6697\} \quad (5.5)$$

Bu eşitlikten y= 1.91 mm olarak hesaplandı ve paralel yarık boşluğu g ise, wf'nin yarısı olarak alındı (g = wf / 2 = 0.85 mm) [72]. Referans MYA anten şekli Şekil 5.2'de gösterilmektedir.



Şekil 5. 2 Referans MYA modeli

Referans MYA'i uyarmak için besleme hattının hemen altına yerleştirilen bir dalga kılavuzu portu kullanılmıştır. CST Studio'daki "Makrolar" bileşeni, Şekil 5.3'te gösterildiği gibi düzlemsel iletim hatları için dalga kılavuzu bağlantı noktası boyutunu ayarlamaya yardımcı olur. Besleme hattın empedansını % 1'den daha küçük bir hata ile elde etmek için, bağlantı noktasının büyüklüğü 'k' faktörü ile genişletilir.



Şekil 5. 3 MYA besleme port boyutunun hesabı

5.1.2 MYA'in Simülasyon ve Ölçümleri

CST'de frekans domeni, zaman domeni gibi birkaç çözüm tekniği vardır. Yüksek frekans ölçümlerinde hızlı olması ve bazı avantajlarından dolayı zaman domeni çözücüsü kullanılarak simülasyonlar yaptırıldı [74]. Sınır koşulları, her yönde "açık (alan ekle)-open (add space)" olarak ayarlandı. Bu seçenek anten problemleri için önerilir ve uzak alan hesaplamaları için ekstra alan ekler. Sınır düzleminin arkasındaki alanı "boş alan" kabul eder ve bu, elektromanyetik alanların bu sınırlarda hemen hemen hiçbir yansıma olmadan emilmesini sağlar [51].

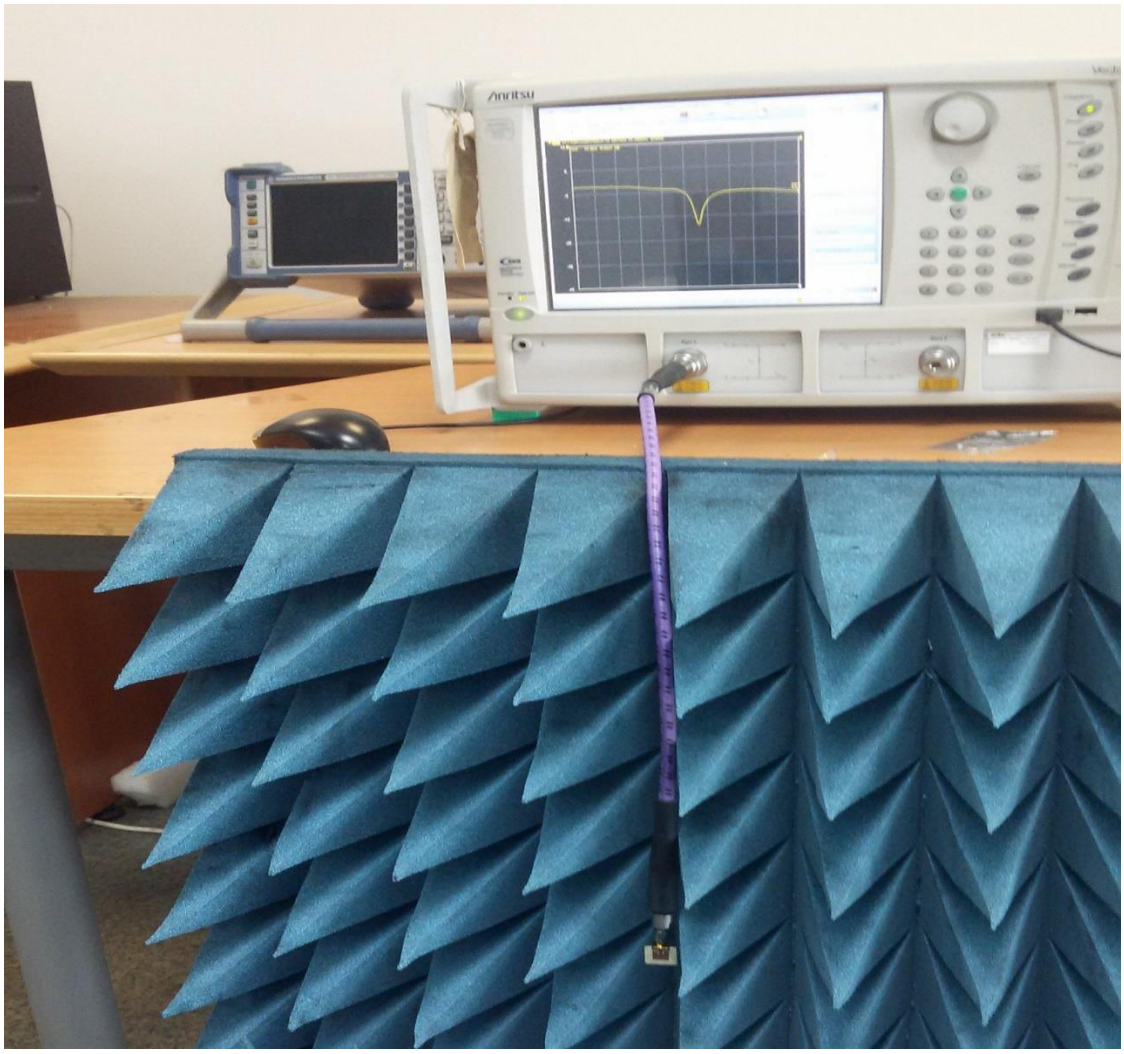
CST'de modellemesi yapılan ve iletim bandı Ku bant için ayarlanan MYA elde edilen ölçülerde baskı devre tekniği kullanılarak Yıldız Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Bölümü RF ve Mikrodalga Laboratuvarında üretildi (Şekil 5.4). Baskı devre makinası olarak LPKF ProtoMat S103 kullanıldı. Uyarım portu olarak SMA (SubMiniature version A) konektör kullanıldı. SMA konektörler, yarı hassas koaksiyal RF konektörleridir ve vidalı kuplaj mekanizmasına sahip koaksiyal kablo için minimal bir konektör arabirimi olarak geliştirilmiştir [71].



Şekil 5. 4 MYA prototipi

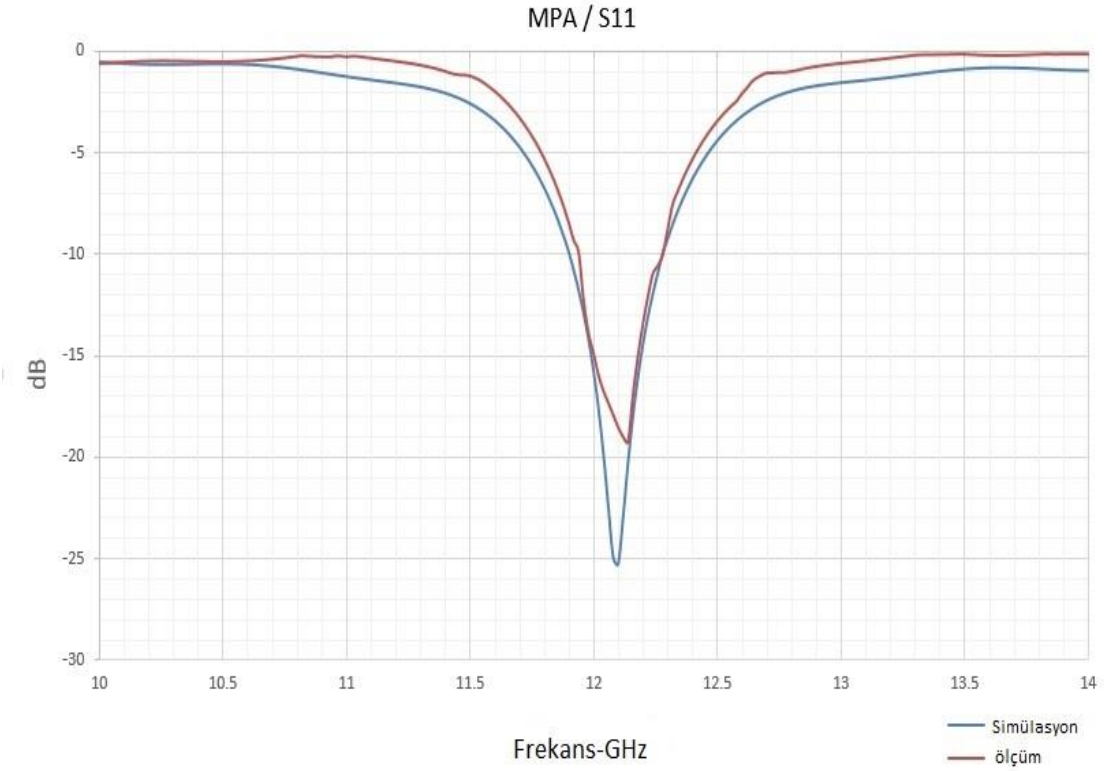
Laboratuvar ölçümleri ise RF ve Mikrodalga Laboratuvarında iki eş horn anten (A-INFO LB-8180- NF) ve 10 MHz ile 40 GHz arası ölçüm yapabilen Anritsu MS4644A vektör

network analizör kullanılarak gerçekleştirildi. S_{11} için ölçüm düzeneği şekil 5.5 de görülmektedir.



Şekil 5. 5 MYA için ölçüm düzeneği

S_{11} geri dönüş kaybı eğrisi Şekil 5.6'te gösterildiği gibi simülasyon ve ölçüm değerleri ayrı ayrı elde edilerek çizdirildi ve çizelge 5.1'de tablo olarak kaydedildi. Ölçüm sonuçları simülasyon sonuçlarından biraz farklıdır. Bu farkın ortam kaybı ve imalat hatalarına bağlı olduğu tahmin edilmektedir.

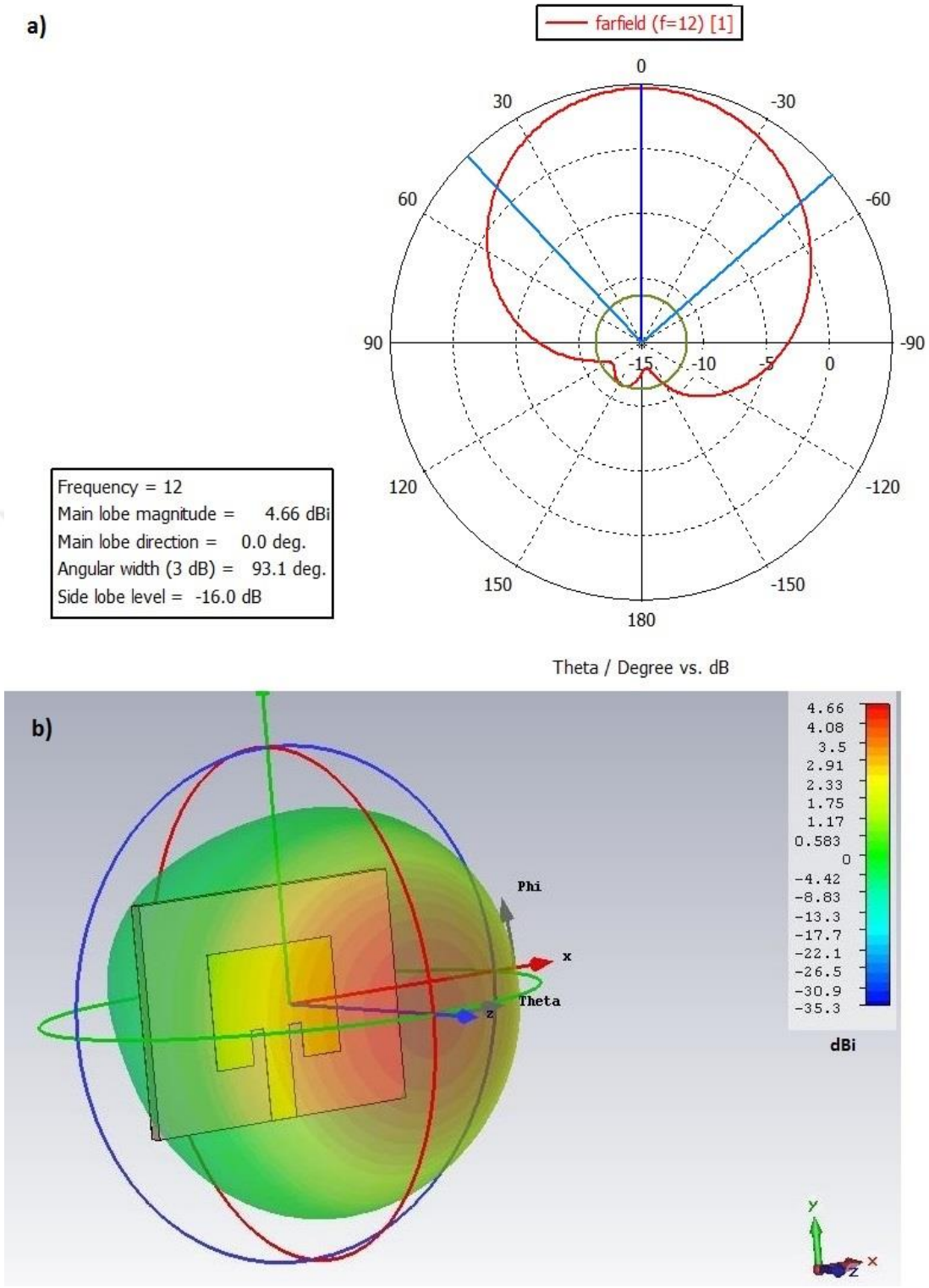


Şekil 5. 6 Referans MYA S_{11} eğrisi

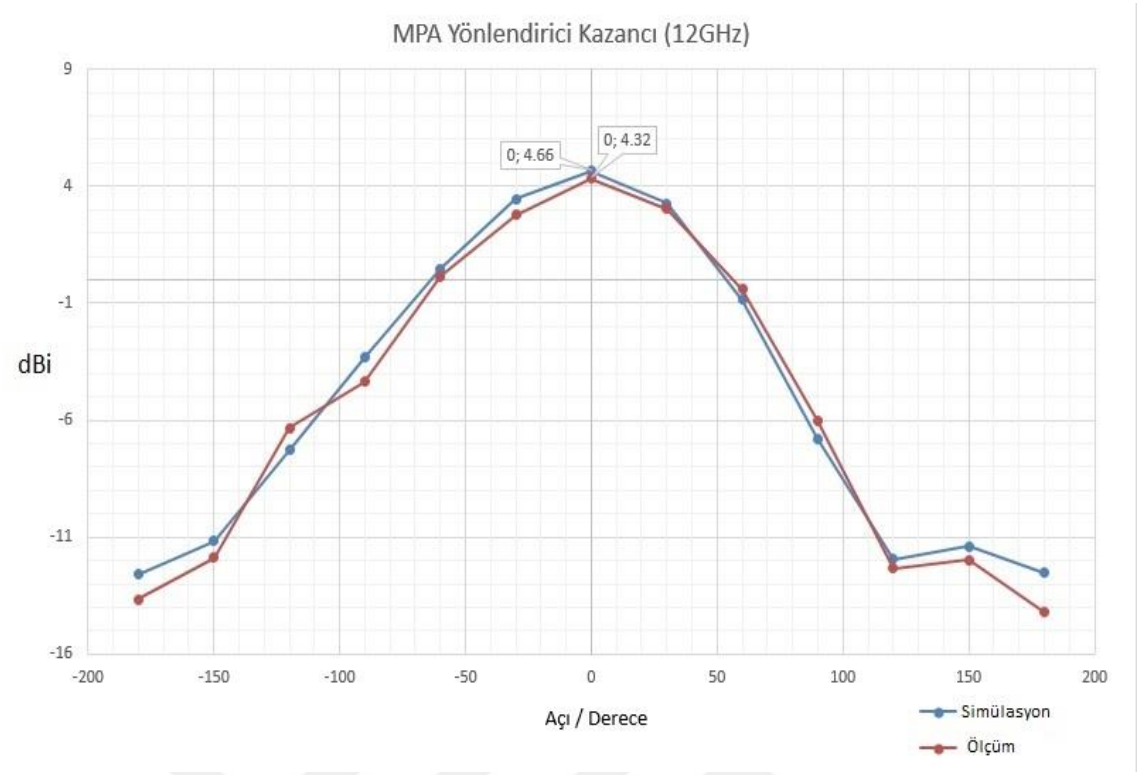
Çizelge 5. 1 MYA iletim bandı için ölçüm ve simülasyon sonuçları

MYA	Alt kesim Fr. GHz	Üst kesim Fr. GHz	Merkez Fr. GHz	Merkez Fr. Geri dönüş kaybı	Bant Genişliği MHz
Simülasyon	11.92	12.26	12.08	-24.92 dB	340
Ölçüm	11.96	12.28	12.14	-19.27 dB	320

Daha sonra MYA'nın 12 GHz'de uzak alan yönlendirici kazanç örüntüsü simülasyon ve ölçüm olarak ayrı ayrı elde edilip ortak bir grafik olarak Excelde çizdirildi. Şekil 5.7'de CST simülasyon görüntüsü ve Şekil 5.8'de ve çizelge 5.2'de simülasyon ve ölçüm sonuçları görülmektedir.



Şekil 5. 7 Referans MYA'nın CST'de a) 12 GHz uzak alan örüntüsü b) simülasyon düzeneği



Şekil 5. 8 Referans MYA'nın uzak alan yönlendirici kazanç örüntüsü (12GHz)

Çizelge 5. 2 MYA uzak alan ölçüm ve simülasyon sonuçları

MYA	Yönlendirici kazancı tepe değeri	Yarım güç Huzme Genişliği (HPBW)	Açı-θ
Simülasyon	4.66 dBi		0°
Ölçüm	4.32 dBi	93.1°	0°

5.2 MM Birim Hücrelerin Periyodik Lens Katmanı Olarak Tasarımı

Bölüm 3'de anlatıldığı gibi periyodik olarak tekrarlanan yapıların analizleri için tam periyodik yapının tek bir birim hücresi dikkate alınır [59]. Bölüm 4'de etkin ortam parametreleri 12 GHz'de negatif olarak ayarlanıp DNG olduğu doğrulanan MM birim hücreleri, referans anten olarak tasarlanan MYA'in radyasyon doğrultusunda bir lens olarak kullanıp önemli bir kazanç artımı elde etmek için, periyodik bir yapıya dönüştürmek gereklidir. MM birim hücreler MYA ile aynı frekans bandında (Ku) olmalarına rağmen MM birim hücreler referans antenin yaklaşık yarısı boyutlarındandır ve bu da MM'lerin dalga boyu altında çalışabilme özelliğinden kaynaklıdır. Dolayısıyla

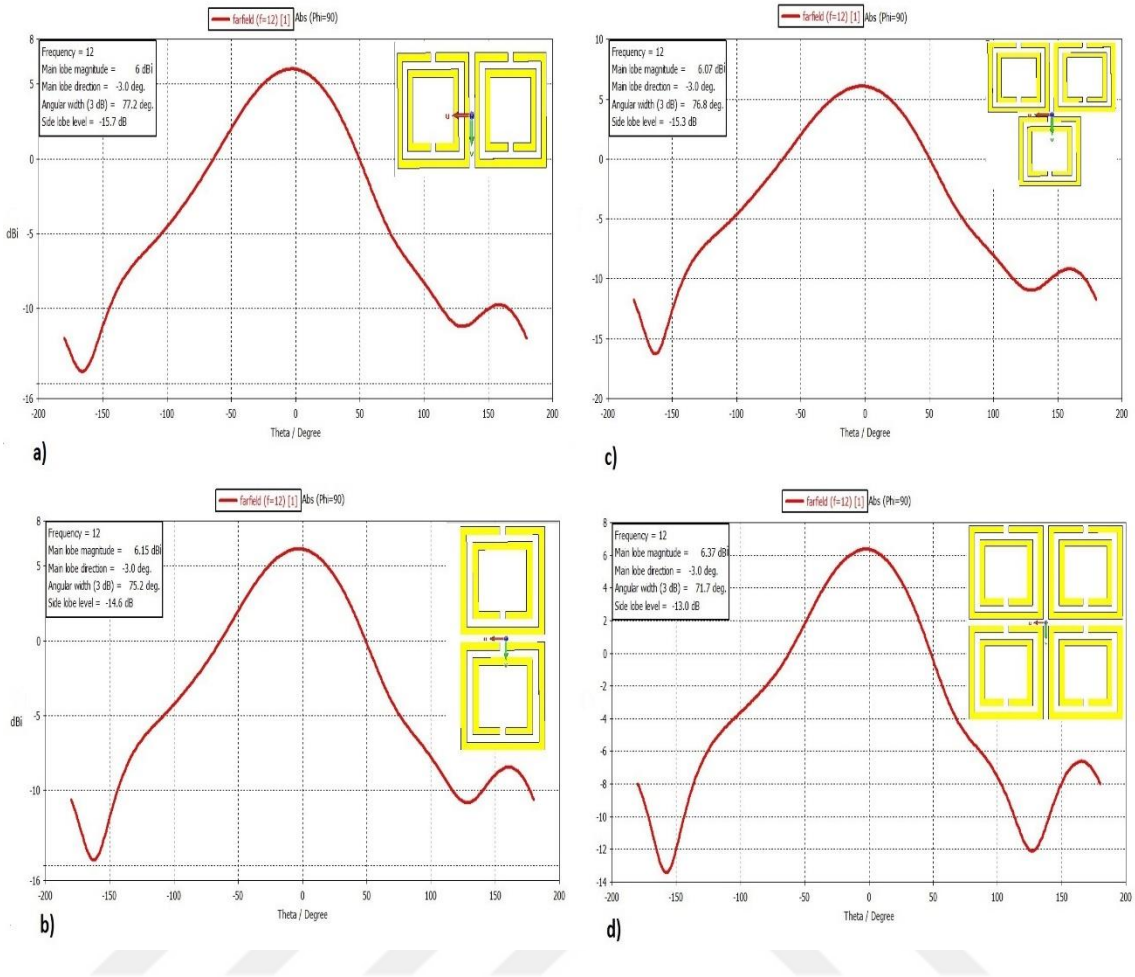
lens olarak düz katmanda kullanılacak birim hücre sayısı birden fazla olabilecektir. Fakat periyodik yapıya dönüştürürken birim hücre MM'lerin Bölüm 4'de tasarlanan boyutlarında sabit tutmak zorundayız çünkü boyutlarda yapılacak bir değişiklik yapının iletim bandında ve ortam parametrelerinde kaymaya sebep olur ki buda MM özelliğini bozacaktır.

5.2.1 SRR Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı

Anten performansını artırmak için yapılan çalışmalarda anten boyutlarını artırmak çok istenen bir durum değildir ve bu yüzden birim hücre MM'leri periyodik yapıya dönüştürürken kullanacağımız lens katman boyutunun MYA'in zemin plaka boyutu ile yama boyutları arasında kalmasına dikkat edildi ve böylelikle birim hücre sayısını belirli sınırlarda tuttuk. Bu koşullarda Ku band için tasarladığımız MM birim hücre sayısı için ihtimaller 2,3 ve 4'dür. Bununla beraber MM'lerin lens katmanı üzerinde dağılım kombinasyonu da ayrı bir etkendir. Bu olası durumlar, tasarlanan MM'lerden sadece SRR yapıda denenip en optimum sonuç elde edilerek diğer 4 farklı MM'ler içinde ayrıca denemeler yapılmayarak sadece bu sonuç kullanılmıştır. Ayrıca referans antene olan uzaklık ve gelen dalganın lens katmanı ile yaptığı açıda bu şekilde sadece SRR yapı için denenip elde edilen en uygun sonuçlar diğer MM'ler için de kullanıldı.

5.2.1.1 Birim Hücre Sayısının Lens Katmanındaki Dağılımı ve Üretimi

Referans MYA ile SRR lens katmanı arası mesafe yarım dalga boyu $\lambda_0/2$ = 12.5 mm alınıp birim hücre sayısı ve dağılımı 4 farklı durum için tek katman kullanılarak analiz edildi ve sonuçlar Şekil 5.9 ve Çizelge 5.3'te verildi. En uygun sonuç 4 adet birim hücrenin 2x2 şeklinde dağılımıyla elde edildiği görülmektedir. Ayrıca yönselliğin arttığına bir kanıt yarım güç huzme genişliğinin (HPBW) daralmasıdır. Çizelge 5.3'de de görüldüğü gibi en dar HPBW 71.7° açı ile yine 2x2 dağılımındadır.



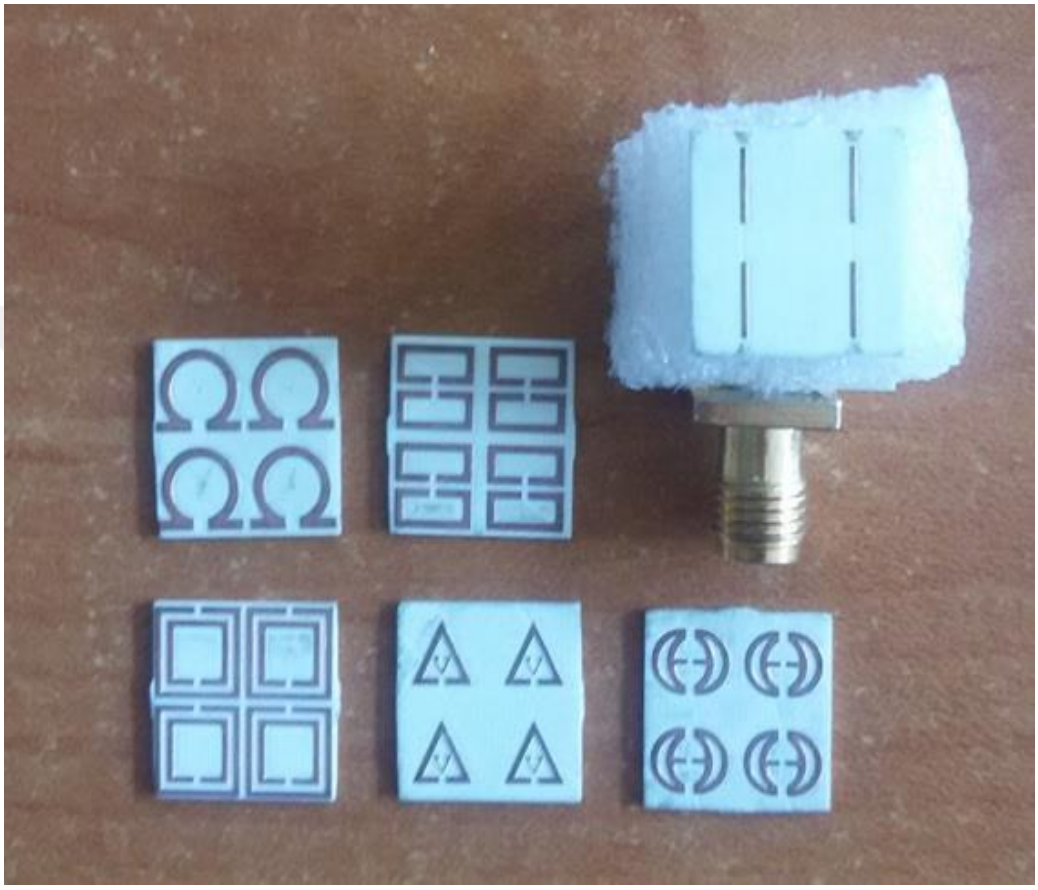
Şekil 5. 9 SRR birim hücre dağılımına göre MYA+SRR ışıma örüntüleri

a)1x1 X-Düzlemi b)1x1 Y-Düzlemi c)2x1 d)2x2

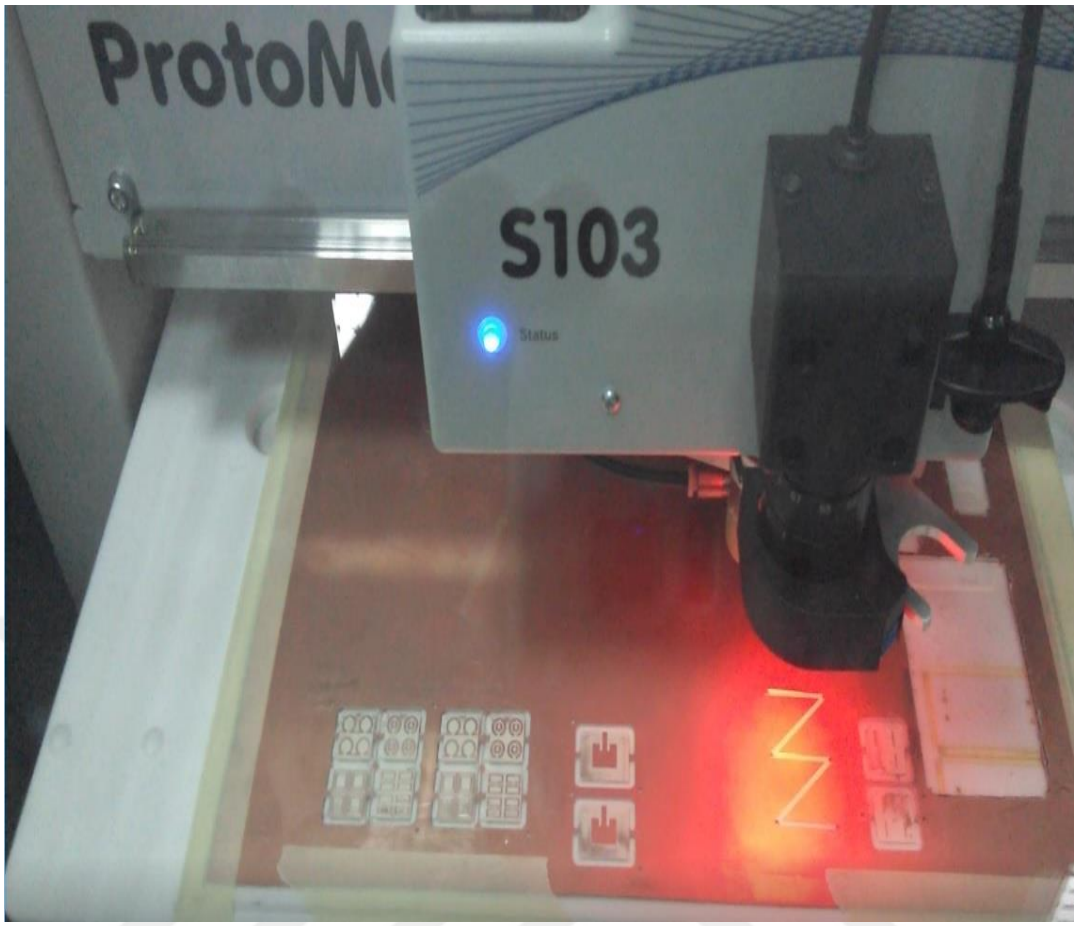
Çizelge 5. 3 SRR birim hücre dağılımının MYA yönlendirici kazancına etkisi

SRR dağılımı	MYA+SRR Yönlendirici kazancı	Ana Lob Açı	HPBW
1x1 X- düzlemi	6 dBi	-3°	77.2°
1x1 Y- düzlemi	6.15 dBi	-3°	75.2°
2x1	6.07 dBi	-3°	76.8°
2x2	6.36 dBi	-3°	71.7°

Bu sonuçlardan yola çıkarak tasarladığımız Ku band referans MYA için lens katmanında en uygun birim hücre MM dağılımının 2x2 olduğu görüldü. Dolayısıyla kullanacağımız 5 farklı MM lens katmanlarının üretimi de bu dağılıma göre yapıldı (Şekil 5.10). Üretimler baskı devre tekniği kullanılarak gerçekleştirildi ve baskı devre makinası olarak LPKF ProtoMat S103 kullanıldı (Şekil 5.11).



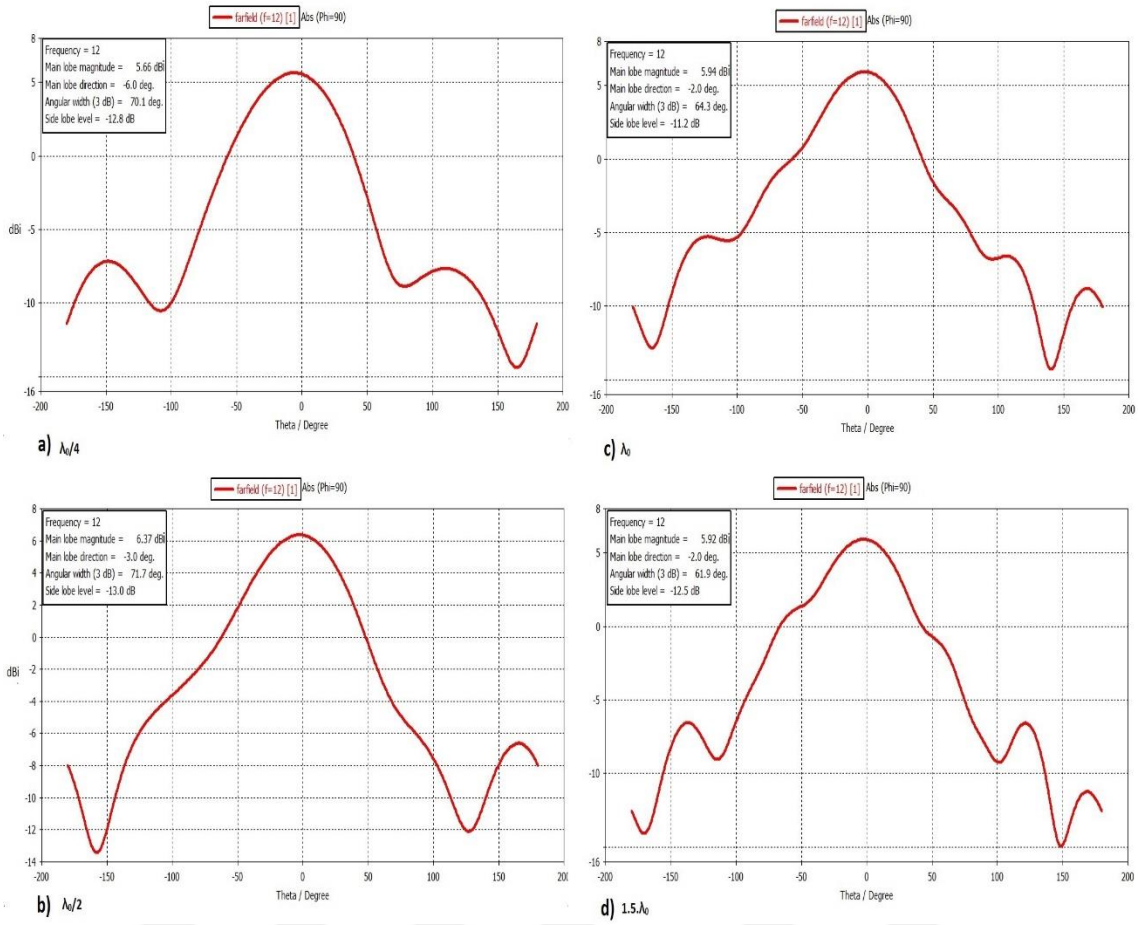
Şekil 5. 10 Üretilen MM lens katman prototipleri



Şekil 5. 11 MM antenlerin baskı devre makinası ile üretimi

5.2.1.2 Lens Katmanının Referans MYA'e Optimum Uzaklığının Tespiti

Kullanılacak MM lens katmanının referans antene olan en uygun mesafesinin tespiti için; çeyrek dalga boyu $\lambda_0/4$=6.25 mm, yarım dalga boyu $\lambda_0/2$=12.5 mm, tam dalga boyu λ_0=25 mm ve 1.5 dalga boyu 1.5*λ_0=37.5 mm olmak üzere dört farklı durum analizi yapılıp simülasyon sonuçları Şekil 5.12'de verildi. Ayrıca sonuçlar Çizelge 5.4 karşılaştırmalı olarak görülmektedir. Yönlendirici kazancının iyileştirilmesinde en optimum sonuç 6.36 dBi ile yarım dalga boyu ($\lambda_0/2$=12.5 mm) mesafede elde edildiği görülmektedir.



Şekil 5. 12 SRR Lens katmanının MYA'e uzaklığının 4 farklı durumu için ışıma örüntüleri

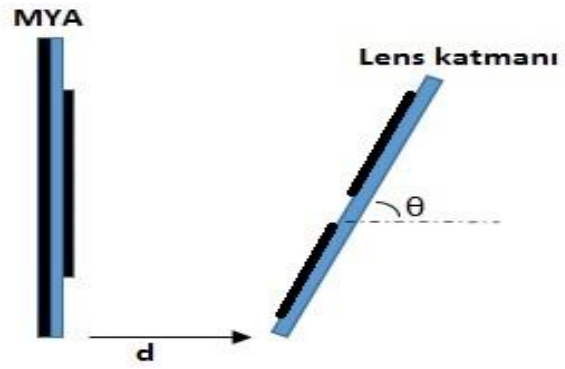
a) $\lambda_0/4$ b) $\lambda_0/2$ c) λ_0 d) $1.5*\lambda_0$

Çizelge 5. 4 SRR Lens katmanının MYA'e uzaklığının etkisinin analizi

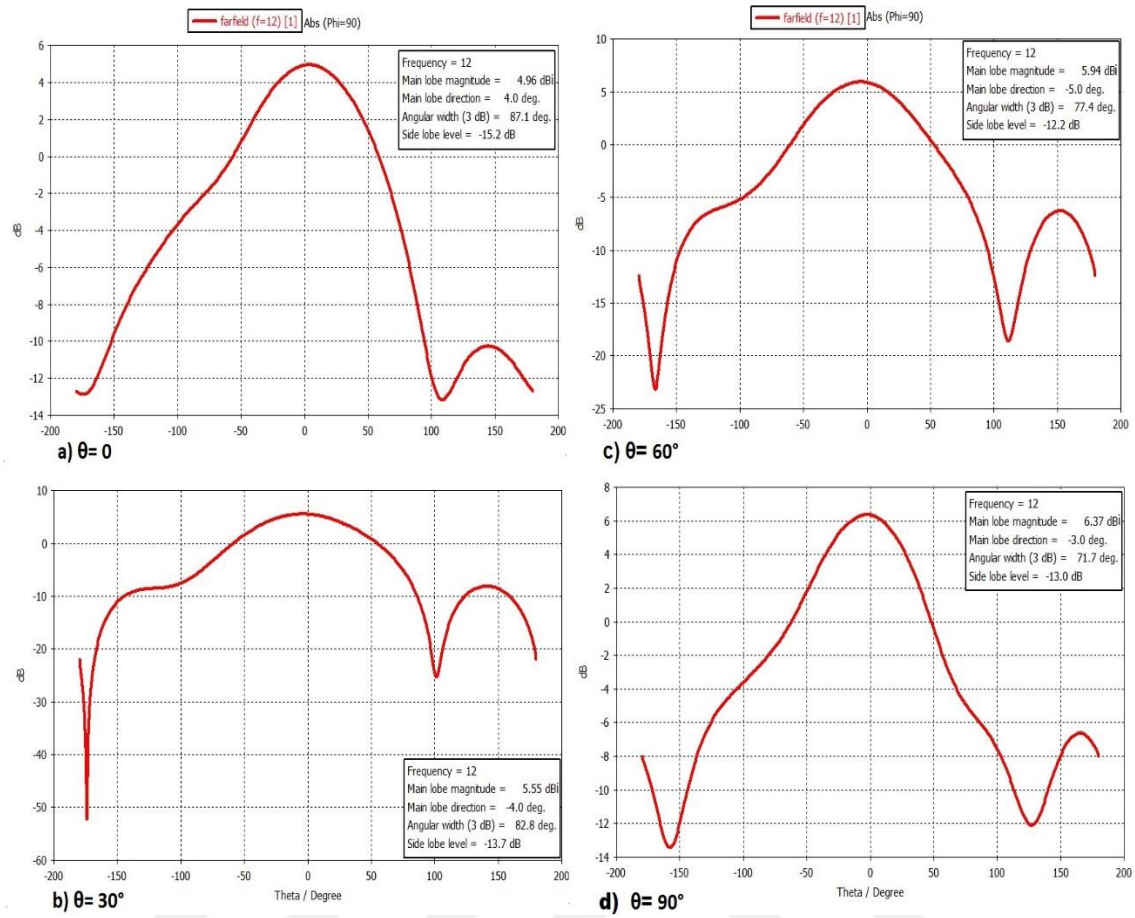
MYA ile SRR lens arası Uzaklık	MYA+SRR Yönlendirici kazancı tepe değeri	Ana Lob Açı	HPBW
$\lambda_0/4$=~6 mm	5.66 dBi	-6°	70.1°
$\lambda_0/2$=12.5 mm	6.36 dBi	-3°	71.7°
λ_0=25 mm	5.94 dBi	-2°	64.3°
$1.5*\lambda_0$=37.5mm	5.92 dBi	-2°	61.9°

5.2.1.3 SRR Lens Katmanının Farklı Açılarla Kullanımı

Şekil 5.13'de gözüken ölçüm düzeneğinde d= $\lambda_0/2$=12.5 mm'de sabit tutularak lens katmanının merkez noktasının gelen dalga ile yatayda yaptığı 4 farklı açı (θ) için 12 GHz'de ışıma örüntüleri şekil 5.14'deki gibi elde edildi ve çizelge 5.5'de görüldüğü gibi en optimum değer yine 6.36 dBi ile θ=90°de olduğu görüldü. Ayrıca HPBW için en uygun değer 71.7° ile yine θ=90°'dedir.



Şekil 5. 13 SRR lens katmanının açıya göre ölçüm düzeneği



Şekil 5. 14 MYA+ SRR lens katmanının açıya göre 12 GHz'de ışıma örüntüleri

Çizelge 5. 5 MYA+SRR lens katmanının gelen dalga ile yaptığı 4 farklı açı için sonuçlar

d	Gelen dalga ile lens katmanının yatay düzlemde yaptığı açı θ	MYA+SRR Yönlendirici kazancı tepe değeri	HPBW
$\lambda_0/2$=12.5 mm	0°	4.96 dBi	87.1°
$\lambda_0/2$=12.5 mm	30°	5.55 dBi	82.8°
$\lambda_0/2$=12.5 mm	60°	5.97 dBi	77.4°
$\lambda_0/2$=12.5 mm	90°	6.36 dBi	71.7°

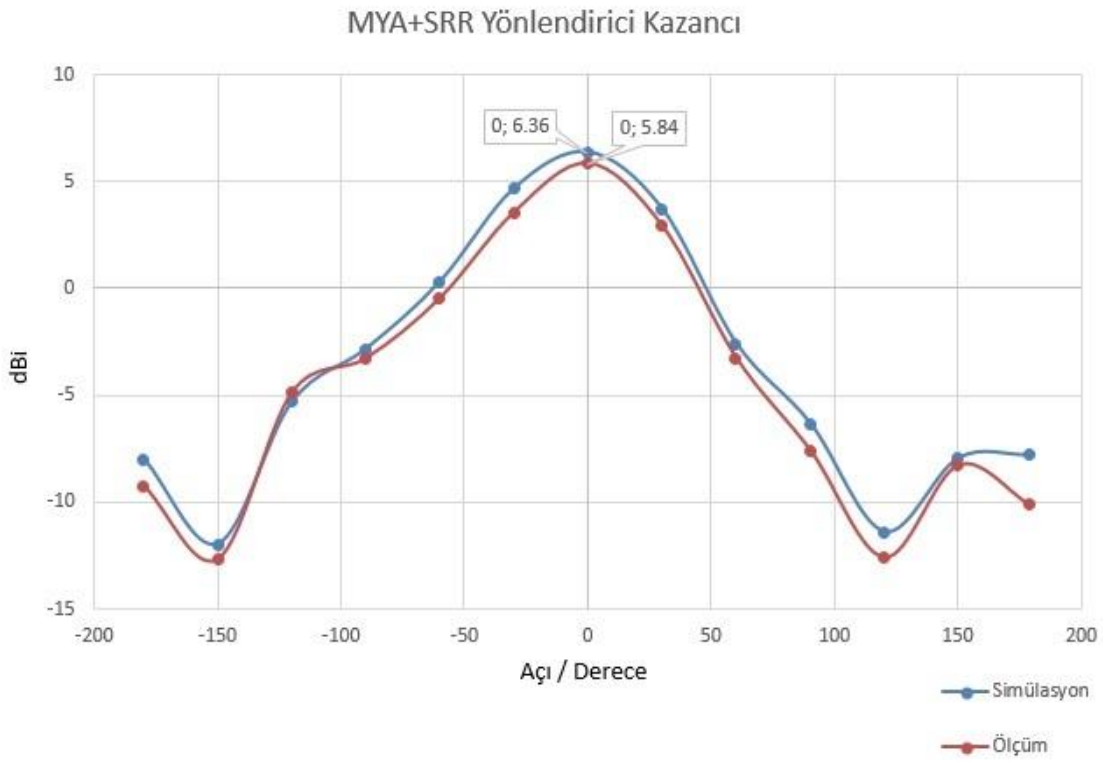
5.2.1.4 Optimum Değerler İçin SRR Lens Katmanı Simülasyon ve Ölçümleri

Buraya kadar yapılan çalışmalarda MYA'nin yönlendirici kazancında iyileştirme için kullanılacak lens katmanında elde edilen en uygun değerler;

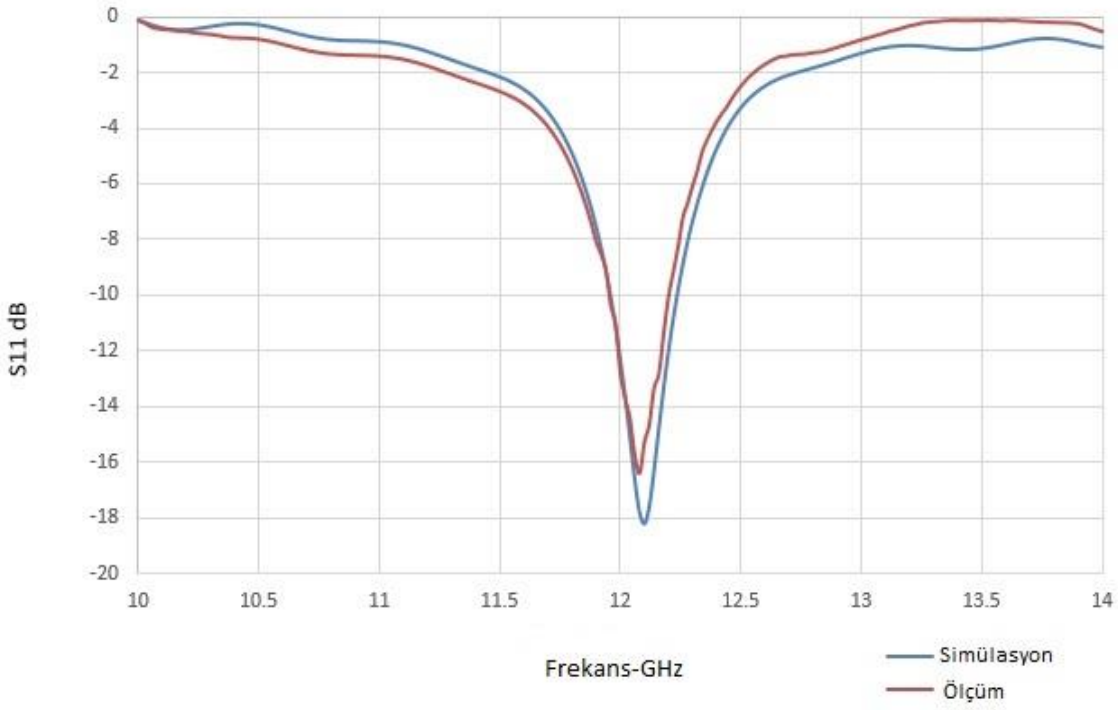
- birim hücre dağılımı için 2x2,
- referans antene uzaklığı için d= $\lambda_0/2$=12.5 mm ve
- gelen dalga ile yatayda yaptığı açı için ise θ=90° olduğu görüldü.

CST programında simülasyonlar ile elde edilen bu optimum değerler baz alınarak Yıldız Teknik Üniversitesi Elektronik ve Haberleşme Bölümü RF ve mikrodalga laboratuvarında ölçümler yapıldı. Ölçüm için iki eş horn anten (A-INFO LB-8180- NF) ve 10 MHz ile 40 GHz arası ölçüm yapabilen Anritsu MS4644A vektör network analizör kullanıldı. 12 GHz'de yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü şekil 5.15'de görüldüğü gibi simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre çizdirildi ve Şekil 5.16'da ise S_{11} eğrisi verildi. Çizelge 5.6'da ise SRR lens katmanı kullanılarak elde edilen sonuçlar ile daha önce lens katmanı kullanmadan MYA ile elde edilen sonuçlar karşılaştırmalı olarak verildi. Yönlendirici kazancında iyileşme görüldüğü gibi bant genişliğinde ise beklendiği gibi düşme olmuştur. Aynı zamanda HPBW'deki daralma yönlendirici kazancındaki iyileşmenin de bir kanıtıdır.

Ölçüm sonuçları simülasyon sonuçlarından azda olsa biraz farklıdır. Bu farkın ortam kaybı ve imalat hatalarına bağlı olduğu tahmin edilmektedir.



Şekil 5. 15 MYA+SRR yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz)



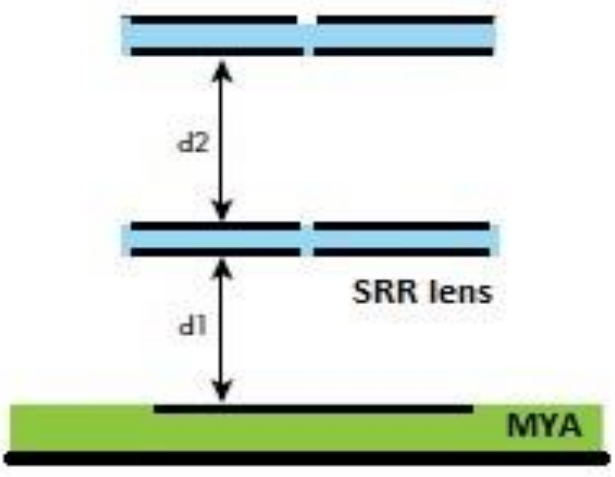
Şekil 5. 16 MYA+SRR S_{11} eğrisi

Çizelge 5. 6 SRR lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim

İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	Bant Genişliği MHz	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	340	93 °
	Ölçüm	4.32	320	
MYA+SRR	Simülasyon	6.36	260	72 °
	ölçüm	5.84	240	
Değişim	Simülasyon	+1.7 dB	-80	-21
	Ölçüm	+1.52 dB	-80	

5.2.1.5 İki Kat SRR Lens Katman Kullanımı

Bu bölümde, referans antene olan en uygun uzaklık yarım dalga boyu $\lambda_0/2$=12.5 mm ve en uygun birim hücre dağılımı ise 2x2 olarak tespit edilen lens katmanını iki kat olarak kullanmanın etkisini inceledik (Şekil 5.17). İkinci lens katmanı, birinci katmana çeyrek dalga boyu $\lambda_0/4$=6.25 mm, yarım dalga boyu $\lambda_0/2$=12.5 mm, tam dalga boyu λ_0=25 mm uzaklığa yerleştirilip üç ayrı durum için ölçüm ve simülasyon sonuçları elde edildi. Çizelge 5.7'de yönlendirici kazançlarının tepe değerleri karşılaştırmalı olarak verildi.



Şekil 5. 17 İki kat SRR lens katmanı kullanım düzeneği

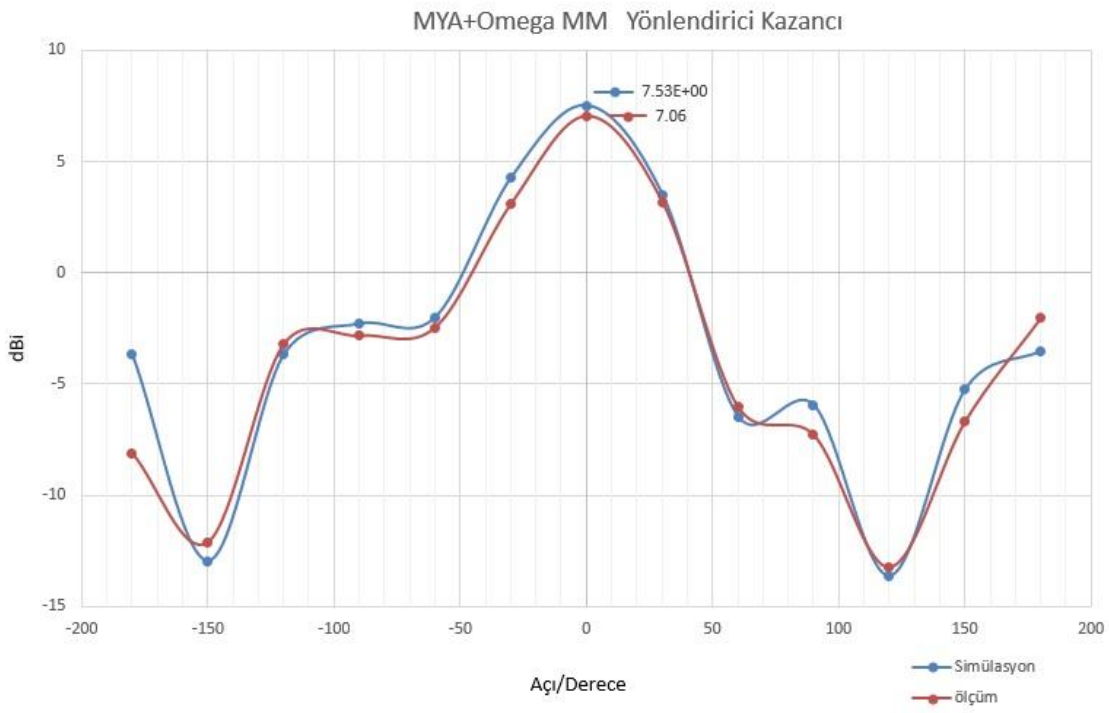
Çizelge 5. 7 İki katman SRR lens kullanım sonuçları

d1	d2	MYA+2 tane SRR lens Yönlendirici kazancı tepe değeri	
		Simülasyon	Ölçüm
$\lambda_0/2$=12.5 mm	λ_0=25 mm	6.85 dBi	6.32 dBi
$\lambda_0/2$=12.5 mm	$\lambda_0/2$=12.5 mm	6.64 dBi	6.08 dBi
$\lambda_0/2$=12.5 mm	$\lambda_0/4$=~6 mm	7.68 dBi	7.42 dBi

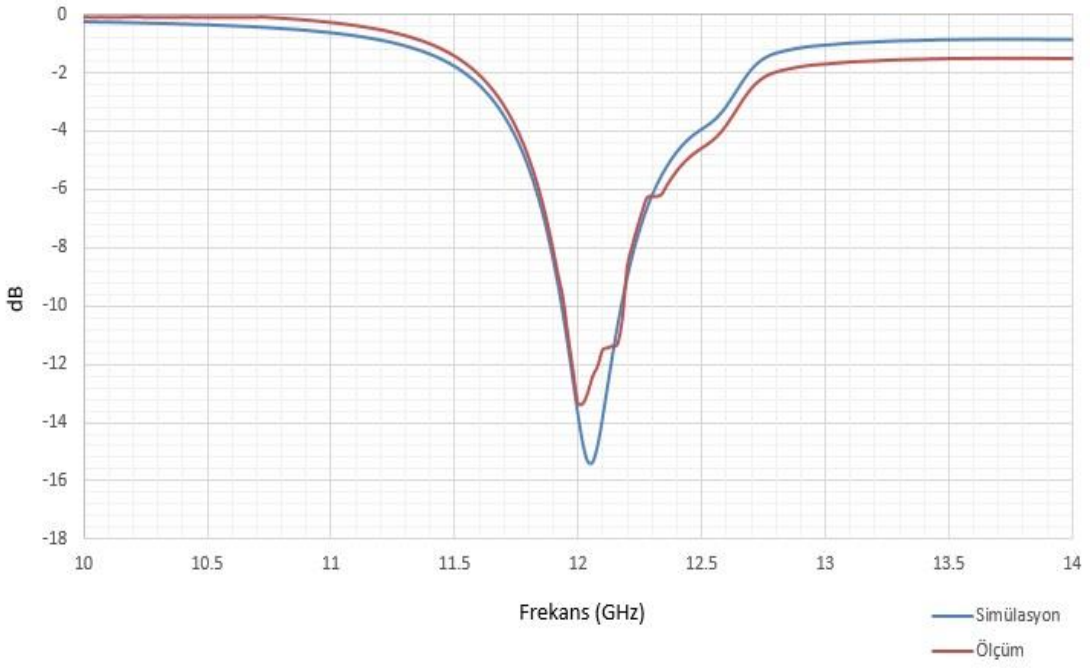
Referans anten ile birinci katman arası en optimum mesafe bir önceki bölümde yarım dalga boyu olarak tespit edilmişti ve bu bölümde ise iki katman kullanıldığında Çizelge 5.7'den görüldüğü gibi ikinci katmanın birinci katmana en uygun mesafesi çeyrek dalga boyundadır ($\lambda_0/4$=6 mm). MYA'in yönlendirici kazancı iki veya daha fazla lens tabakası kullanarak daha da artırılabileceği görülmektedir, ancak bu durumda anten sisteminin boyutu artacağından bu durum istenmemektedir.

5.2.2 Omega MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı

Ku Band MYA'in yönlendirici kazancını iyileştirmek için kullanılacak MM lens katmanının referans antene olan en uygun uzaklığı ($\lambda_0/2$=12.5 mm) ve gelen dalga ile yatayda yapacağı en optimum açı değeri (θ=90°) gibi kriterler için yapılan test sonuçları omega yapı için de uygulanarak 12 GHz'de yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü şekil 5.18'de görüldüğü gibi simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre çizdirildi ve Şekil 5.19'da ise S_{11} eğrisi verildi. Çizelge 5.8'de ise Omega MM lens katmanı kullanılarak elde edilen sonuçlar ile daha önce lens katmanı kullanmadan MYA için elde edilen sonuçlar karşılaştırmalı olarak verildi.



Şekil 5. 18 MYA+Omega MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz)



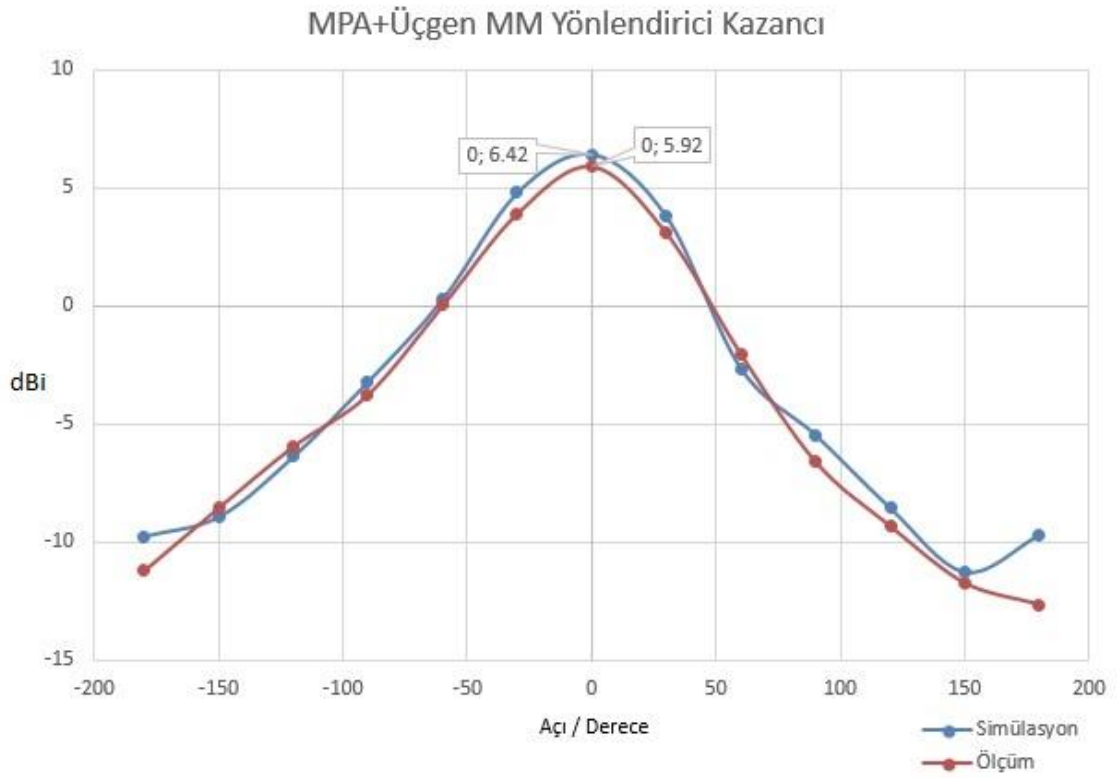
Şekil 5. 19 MYA+Omega MM S_{11} eğrisi

Çizelge 5. 8 Omega MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim

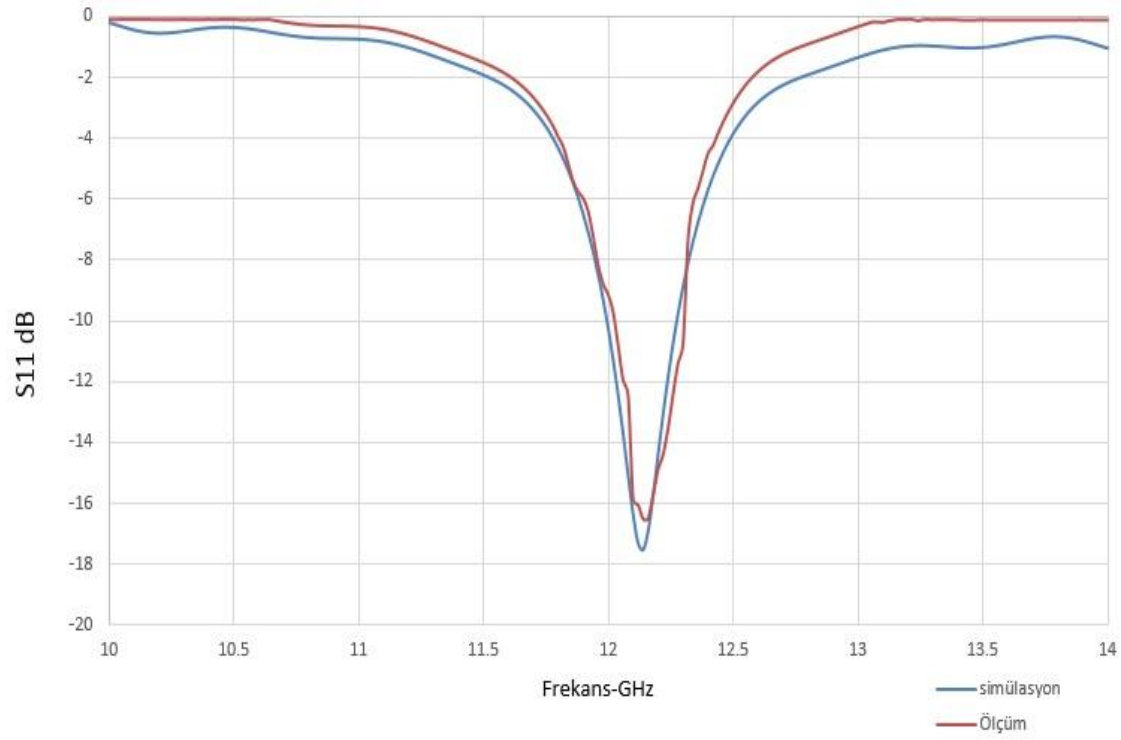
İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	Bant Genişliği MHz	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	340	93 °
	Ölçüm	4.32	320	
MYA+Omega MM	Simülasyon	7.53	220	59°
	ölçüm	7.06	220	
Değişim	Simülasyon	+2.87 dB	-120	-34°
	Ölçüm	+2.74 dB	-100	

5.2.3 Üçgen MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı

MM lens katmanının referans antene olan en uygun uzaklığı $\lambda_0/2$=12.5 mm ve gelen dalga ile yatayda yapacağı en optimum açı değeri θ=90° gibi kriterler için yapılan test sonuçları üçgen yapı için de uygulanarak 12 GHz'de yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü şekil 5.20'de görüldüğü gibi simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre çizdirildi ve Şekil 5.21'de ise S_{11} eğrisi verildi. Çizelge 5.9'da ise Üçgen MM lens katmanı kullanılarak elde edilen sonuçlar ile daha önce lens katmanı kullanmadan MYA için elde edilen sonuçlar karşılaştırmalı olarak verildi.



Şekil 5. 20 MYA+Üçgen MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz)



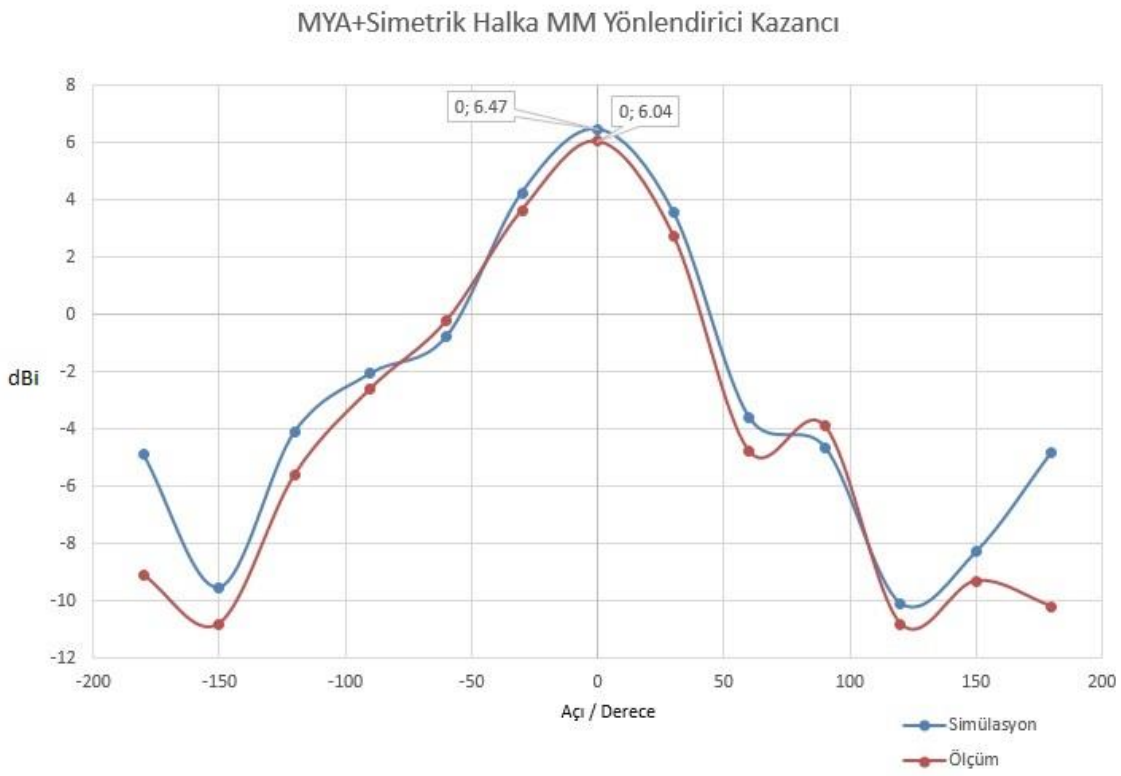
Şekil 5. 21 MYA+Üçgen MM S_{11} eğrisi

Çizelge 5. 9 Üçgen MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim

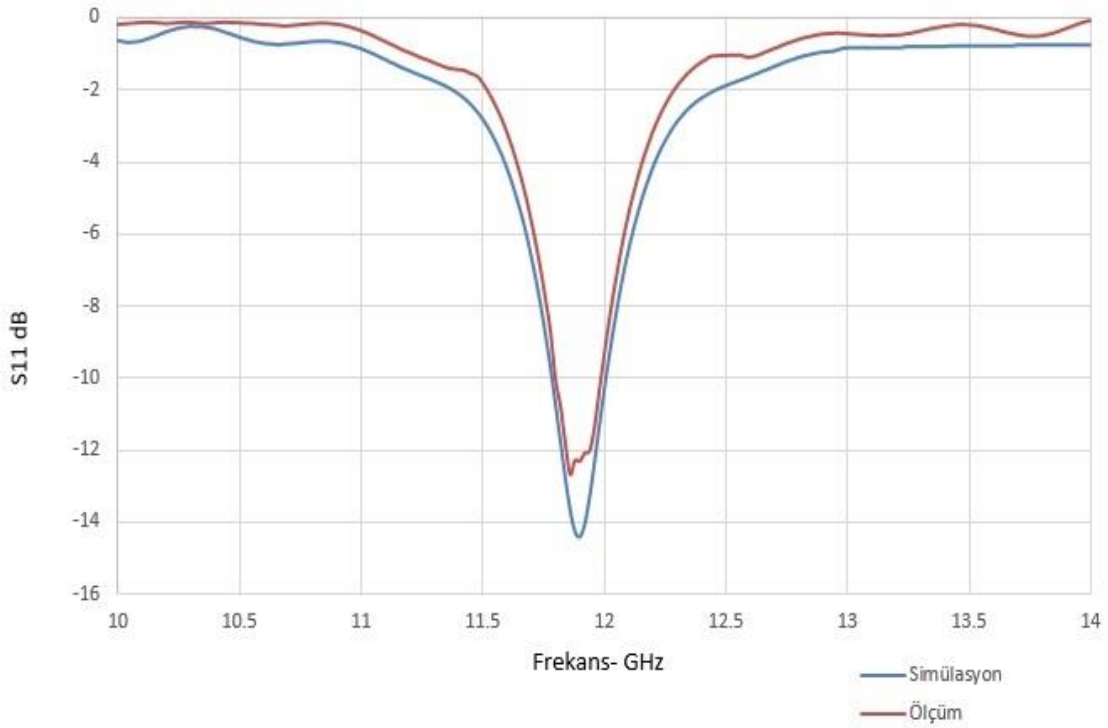
İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	Bant Genişliği MHz	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	340	93 °
	Ölçüm	4.32	320	
MYA+Üçgen MM	Simülasyon	6.42	260	72°
	ölçüm	5.92	260	
Değişim	Simülasyon	+1.76 dB	-80	-21°
	Ölçüm	+1.6 dB	-60	

5.2.4 Simetrik Halka MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı

Ayrı ayrı lens katmanı olarak kullanılan aynı alttaş boyutlarındaki MM periyodik yapıları birbiriyle makul bir kıyaslama yapabilmek için, lens katmanının referans antene uzaklığı $\lambda_0/2$=12.5 mm ve gelen dalga ile yatayda yapacağı açı değeri θ=90°'de yine sabit tutularak simetrik halka MM için de ölçümler yapıldı. 12 GHz'de yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü şekil 5.22'de görüldüğü gibi simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre çizdirildi ve Şekil 5.23'de ise S_{11} eğrisi verildi. Çizelge 5.10'da ise Simetrik halka MM lens katmanı kullanılarak elde edilen sonuçlar ile daha önce lens katmanı kullanmadan MYA için elde edilen sonuçlar karşılaştırmalı olarak verildi.



Şekil 5. 22 MYA+Simetrik halka MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz)



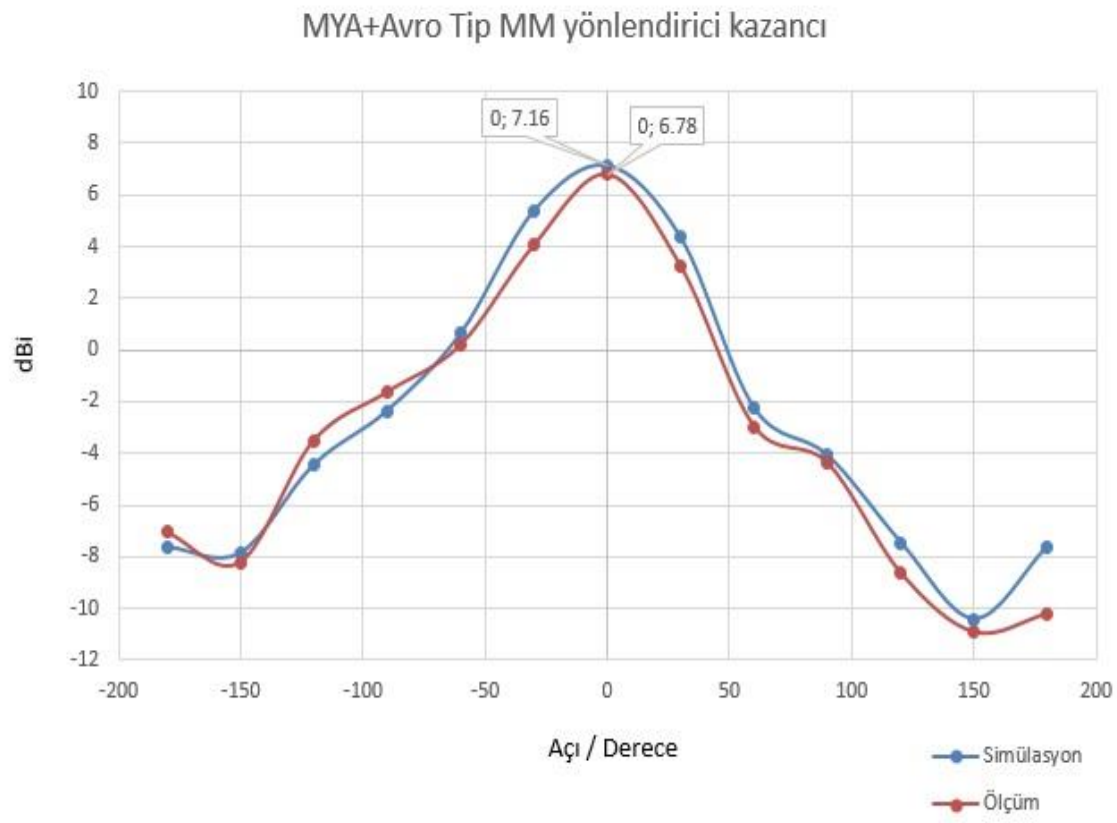
Şekil 5. 23 MYA+Simetrik halka MM S_{11} eğrisi

Çizelge 5. 10 Simetrik halka MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim

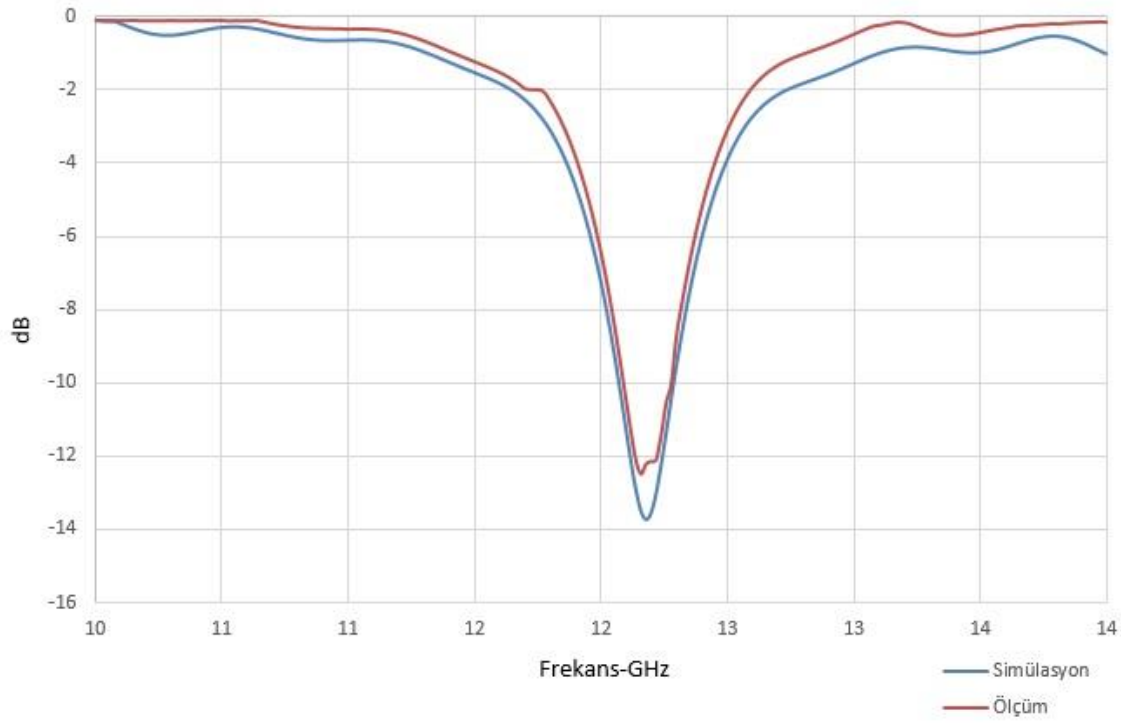
İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	Bant Genişliği MHz	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	340	93°
	Ölçüm	4.32	320	
MYA+Simetrik halka	Simülasyon	6.47	200	66°
	ölçüm	6.04	180	
Değişim	Simülasyon	+1.81 dB	-140	-27°
	Ölçüm	+1.72 dB	-140	

5.2.5 Yeni Avro Tip MM Yapının Lens Katmanı Olarak Kullanımı

Buraya kadar MYA performans artırımı için kullanılan MM yapılar literatürde farklı iletim bantları için üzerinde çalışılmış yapılardır. Biz ise bu MM yapıları Ku band için tasarlayıp kullandık. Bu bölümde ise bizim Ku band için yeni tasarladığımız avro tip MM yapı referans antenin yarım dalga boyu uzaklığında yerleştirilip 12 GHz'de yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü şekil 5.24'de görüldüğü gibi simülasyon ve ölçüm sonuçlarına göre çizdirildi ve Şekil 5.25'de ise S_{11} eğrisi verildi. Çizelge 5.11'de ise yeni avro tip MM lens katmanı kullanılarak elde edilen sonuçlar ile daha önce lens katmanı kullanmadan MYA için elde edilen sonuçlar karşılaştırmalı olarak verildi. Yönlendirici kazancında iyileşme görüldüğü gibi bant genişliğinde ise beklendiği gibi düşme olmuştur. Aynı zamanda HPBW'deki daralma yönlendirici kazancındaki iyileşmenin de bir kanıtıdır.



Şekil 5. 24 MYA+Avro tip MM yönlendirici kazancı ışıma örüntüsü (12 GHz)



Şekil 5. 25 MYA+Avro tip MM S_{11} eğrisi

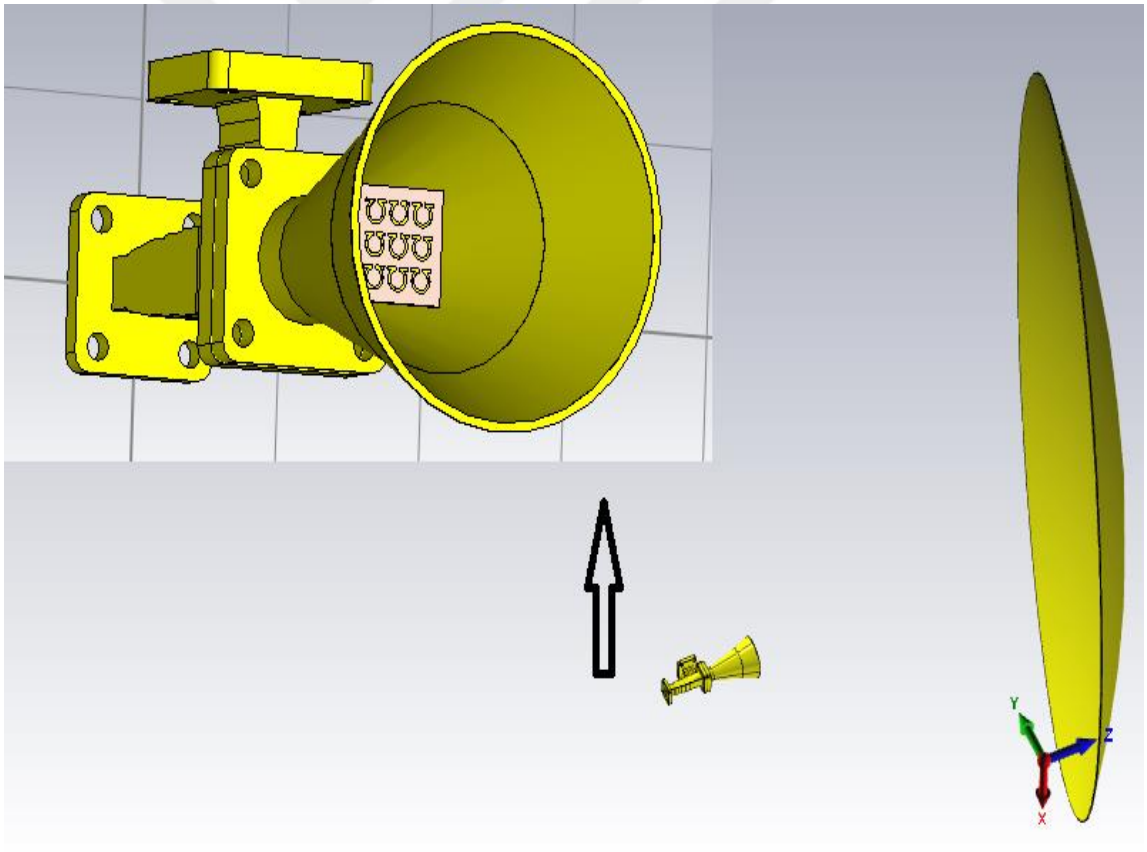
Çizelge 5.11 Avro tip MM lens ile MYA'in yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişim

İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	Bant Genişliği MHz	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	340	93 °
	Ölçüm	4.32	320	
MYA+Avro tip MM	Simülasyon	7.16	200	69°
	ölçüm	6.78	180	
Değişim	Simülasyon	+2.5 dB	-140	-24°
	Ölçüm	+2.46 dB	-140	

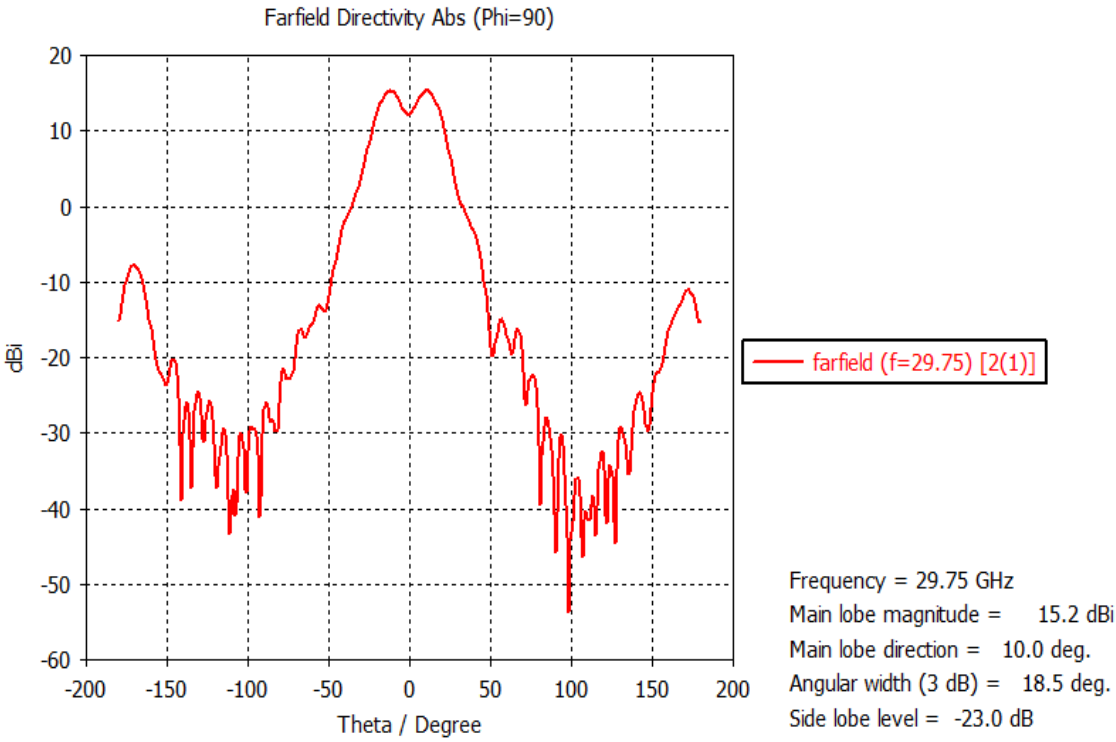
5.3 Ka Band Ofset Parabolik Reflektör Anten İçin MM Lens Kullanımı

Uydu haberleşme sitemlerinde kullanılan parabolik reflektör antenler, bir parabolün kendi ekseni etrafında döndürülmesiyle oluşturulan bir reflektör yüzeyin odaktan herhangi bir antenden beslenmesi sonucu oluşan mikrodalga anten çeşididir. Parabolik antenlerde besleme horn anteninin doğrudan ana ışıma yönünde bulunması bir gölgeleme sorunu oluşturmaktadır. Bir normal parabolik reflektör antende, besleme anteni ve bunu taşıyan elemanlar yansıtıcıya gelen elektromanyetik dalgaları kısmen engellerler. Bir ofset besleme antende ise besleme için kullanılan horn anten ana ışıma yönünün belirli bir miktarda dışında teğet olarak konumlandırılır ve antenin ışıma doğrultusunda herhangi bir engel kalmadığı için EM dalgaların bu parçalara çarpıp saçılması nedeniyle oluşacak antenin ışıma paterninde ve yan lob seviyesinde ilave olumsuz bir etkisi olmaz. Standart simetrik yüzeye sahip odaktan beslene parabolik reflektör antenin orijinal yüzeyine göre besleme horn anteni parabolik yansıtıcının üst bölümüne doğru ışıma yapar ve yansıtıcının alt bölümü ise kullanılmaz. Ayrıca bu besleme horn anteninin ışıma örüntüsünün dar olması yansıtıcıdan gelen ışıma ile çakışmayı engeller ve dolayısıyla besleme horn antenin yönlendirici kazancının yüksek değerlerde olması avantaj sağlayacaktır.

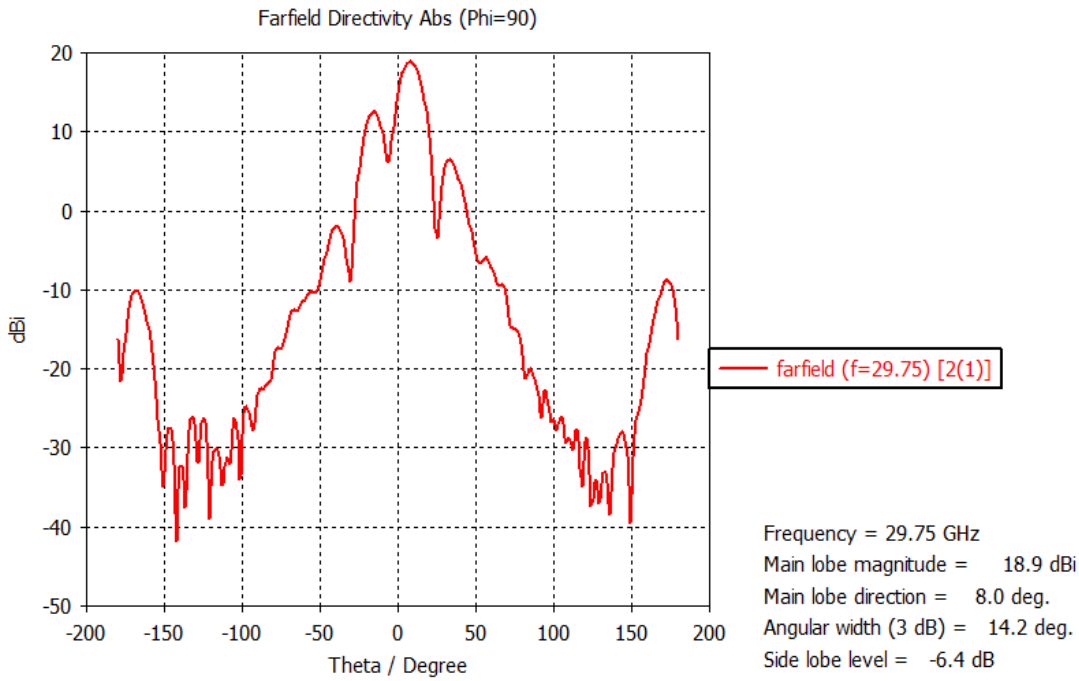
Bu bölümde, Ka band ofset parabolik reflektör anten beslemesi için kullanılan bir horn antenin yönlendirici kazanç iyileştirmesi için MM lens kullanımı gösterildi. Bunun için ilk olarak şekil 5.26'da görüldüğü gibi 29.75 GHz Ka band verici frekansında çalışan bir parabolik reflektör anten tasarlandı ve simülasyonu yapılarak yönlendirici kazanç örüntüsü şekil 5.27'deki gibi çizdirildi. Daha sonra omega yapıdaki MM birim hücre 29.75 GHz frekans aralığında MM karakteristiği gösterecek şekilde ölçeklendirilip periyodik yapıya dönüştürüldü ve şekil 5.26'da görüldüğü gibi 3x3 birim hücreden oluşan MM lens katmanı besleme hornunun içine yerleştirilerek yönlendirici kazanç örüntüsü şekil 5.28'de görüldüğü gibi çizdirildi. Elde edilen simülasyon sonuçlarına göre besleme horn antenin yönlendirici kazancı ilk etapta 15.2 dBi iken, MM lens katmanı kullanınca yaklaşık +3.7 dB'lik bir artış ile 18.9 dBi'a çıkmıştır ve buna paralel olarak HPBW 18.5° den 14.2° ye daralmıştır.



Şekil 5.26 Ofset parabolik reflektör anten ve metalens kullanımı simülasyon düzeni



Şekil 5. 27 MM lens kullanmadan ofset besleme horn yönlendirici kazanç örüntüsü



Şekil 5. 28 MM lens ile ofset besleme horn yönlendirici kazanç örüntüsü

BÖLÜM 6

SONUÇ VE ÖNERİLER

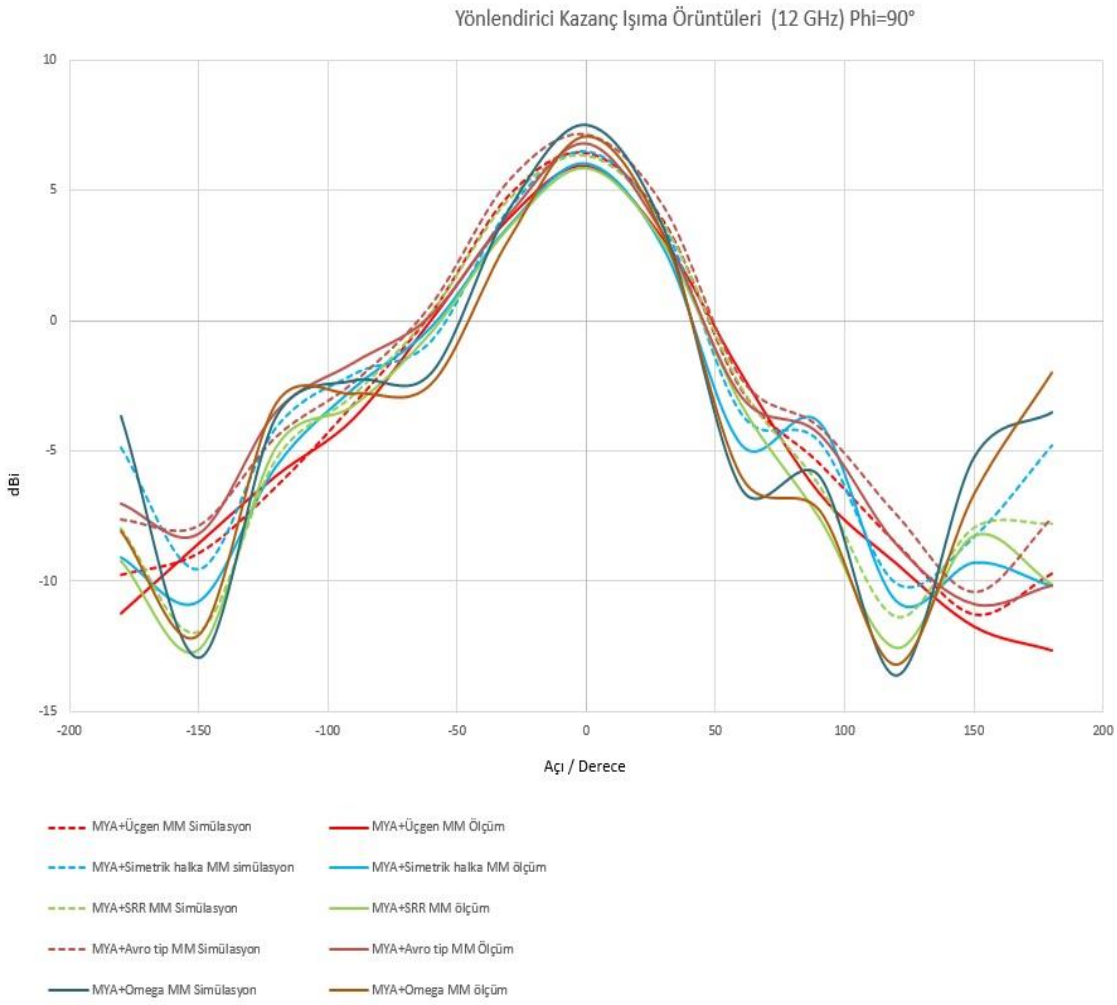
Bu tezin amacı, metamateryal olgusunu, mikrodalga frekanslarındaki mikroşerit anten uygulamaları ile anlamaktır. Nümerik yöntemler kullanılarak negatif manyetik geçirgenlik ve negatif dielektrik sabitinin doğrulanması gerçekleştirildi. Bu her iki parametrenin aynı frekansta negatif olmasıyla gerçekleşen odaklama olayı aynı rezonans frekansındaki mikroşerit antenin yönlendirici kazancını artırarak doğrulandı.

İlk olarak bir Ku band MYA tasarlanıp aynı bantta MM karakteristiği gösterecek şekilde beş farklı birim hücre yapısı modellendi. Bu beş farklı birim hücre MM'lerden dördü daha önce literatürde farklı iletim bantları için kullanılan MM yapılardır. Diğer yapı ise Ku band için yeni tasarladığımız bir MM yapıdır. MM yapılar CST Studio'da tasarlanıp geometrik yapılarındaki bazı kritik ölçülerin, alttaşın ve kapasitif ve endüktif etkiye sebep olan ayrıntıların iletim bandına etkileri tek tek incelendi. Parametre tarayıcı (parameter sweep) kullanılarak S_{11} eğrileri ayrı ayrı çizdirilerek Ku band için en ideal birim hücre yapı elde edilmeye çalışıldı. Daha sonra bu birim hücre MM'leri periyodik yapıya dönüştürürken kullanacağımız lens katman boyutunun MYA'in zemin plaka boyutu ile yama boyutları arasında kalmasına dikkat edildi ve böylelikle birim hücre sayısı belirli sınırlarda tutuldu. Bu koşullarda lens katmanındaki Ku band için tasarladığımız MM birim hücre sayısı için ihtimaller 2,3 ve 4'dür. Bununla beraber birim hücre MM'lerin lens katmanı üzerinde dağılım kombinasyonu da ayrı bir etkendir. Bu olası durumlar, tasarlanan MM'lerden sadece SRR yapıda denenip en optimum sonuç elde edilerek diğer

4 farklı MM'ler içinde ayrıca denemeler yapılmayarak sadece bu sonuçlar kullanıldı. Ayrıca referans antene olan uzaklık ve gelen dalganın lens katmanı ile yaptığı açıda bu şekilde sadece SRR yapı için denenip elde edilen en uygun sonuçlar diğer MM'ler için de kullanıldı.

Elde edilecek sonuçlar ile makul bir kıyaslama yapılabilmesi için Bölüm 4'te ayrı ayrı ölçeklendirilmesi ve modellenmesi yapılan her bir birim hücre MM için aynı özellikte ve boyutlarda alttaş kullanılmıştı. Şekil 6.1 referans MYA'in, beş farklı MM lens katmanı kullanılarak 12 GHz için elde edilen uzak alan radyasyon örüntülerini göstermektedir. MYA yönlendirici kazancı, HPBW ve bant genişliğindeki değişiklikler ise Çizelge 6.1'de kıyaslamalı olarak verilmiştir. Görüldüğü gibi, en çok yönlendirici kazanç artışı ölçüm sonuçlarına göre 2.74 dB artışla omega MM yapıdadır. İkinci olarak 2.46 dB artış ile yeni tasarladığımız Avro tip MM ile elde edilmiştir. MM'lerin rezonans davranışı, çok yüksek pozitif ve negatif manyetik geçirgenlik değerlerine neden olan geometrilerindeki kapasitif ve endüktif elemanlardan (oyuklar, yarıklar ve halkalar) kaynaklanmaktadır. Omega ve Avro tip MM geometrisinin, aynı alan boyutlarında diğerlerinden daha fazla kapasitif ve endüktif öğeleri vardır ve dolayısıyla, bu ikisiyle MYA'in yönlendirmesinin diğerlerinden daha fazla olmasının sebebi bu olduğunu söyleyebiliriz.

Son olarak 29.75 GHz Ka band verici frekansında çalışan parabolik reflektör anten tasarlanıp beslemesi için bir ofset horn anten kullanılarak simülasyonu yapıldı ve yönlendirici kazanç ışıma örüntüsü çizdirildi. Daha sonra aynı frekans bölgesinde DNG özelliği gösterecek şekilde omega yapıda bir MM lens katmanı tasarlanarak horn antenin iç kısmında kullanıldı ve uzak alan ışıma örüntüsü tekrar çizdirildi. Simülasyon sonuçlarına göre MM lens kullanınca yönlendirici kazancında +3.7 dB'lik bir artış ile HPBW'de 4.3° bir daralma gözlemlendi.



Şekil 6.1 MYA'in MM lens katmanları ile elde edilen ışıma örüntüleri (12GHz)

Çizelge 6.1 MYA ve MM lens katmaları ile yönlendirici kazancı ve HPBW sonuçları.

İsim		Yönlendirici Kazancı (dBi)	HPBW	Değişim	
				Yönlendirici Kazancı (dBi)	HPBW
MYA	Simülasyon	4.66	93 °		
	Ölçüm	4.32			
MYA+SRR MM	Simülasyon	6.36	72°	+1.70	-21°
	ölçüm	5.84		+1.52	
MYA+ Omega MM	Simülasyon	7.53	59°	+2.87	-34°
	ölçüm	7.06		+2.74	
MYA+Üçgen MM	Simülasyon	6.42	72°	+1.76	-21°
	ölçüm	5.92		+1.60	
MYA+Simetrik halka MM	Simülasyon	6.47	66°	+1.81	-27°
	ölçüm	6.04		+1.72	
MYA+Avro tip MM	Simülasyon	7.16	69°	+2.51	-24°
	ölçüm	6.78		+2.46	

KAYNAKLAR

[1] Veselago, V.G., (1968). "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of and μ", Soviet physics uspekhi, 10 (4): 509.

[2] Pendry, J. B., Holden, A.J. ve Robbins D.J., (1996). "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures", Phys Rev Lett, 76 (25): 4773-4776.

[3] Pendry, J. B., Holden, A.J. ve Robbins D.J., (1999). "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", IEEE transactions on microwave theory and techniques, 47 (11): 2075 2084.

[4] Smith, D. R., Padilla, V.J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C. ve Schultz, S., (2000). "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", Phys Rev Lett, 84 (18): 4184-4187.

[5] Shelby, R. A., Smith, D.R. ve Schultz S., (2001). "Experimental verification of a negative index of refraction", Science, 292 (5514): 77-79.

[6] Ziolkowski, R. W. (2003). "Design, fabrication, and testing of double negative metamaterials", IEEE Transactions on antennas and Propagation, 51 (7): 1516-1529.

[7] Ran, L.-X., Huang-Fu, J.T., Chen, H. ve Zhang X.M., (2005). "Experimental study on several left- handed matamaterials", Progress In Electromagnetics Research, 51: 249-279.

[8] Cui, T. J., Smith, D.R. ve Liu, R.P., (2010). Metamaterials, Springer, Boston.

[9] Pendry, J. B. (2000). "Negative refraction makes a perfect lens", Phys Rev Lett, 85 (18): 3966-3969.

[10] Mookiah, P. ve Dandekar, K.R., (2009). "Metamaterial-substrate antenna array for MIMO communication system", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 57 (10): 3283-3292.

[11] Xiong, H., Jing-Song, H., Ming-Tao, T. ve Bing, L., (2014). "Compact microstrip antenna with metamaterial for wideband applications", Turkish Journal of Electrical Engineering and Computer Science, 21 (2): 2233-2238.

[12] Ramaccia, D., Scattone, F. ve Bilotti, F., (2013). "Broadband compact horn antennas by using EPS-ENZ metamaterial lens", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 61 (6): 2929-2937.

[13] Engheta, N. ve R. W. Ziolkowski (2006). Metamaterials: physics and engineering explorations, John Wiley & Sons, Arizona.

[14] Sihvola, A. ve Tretyakov, S., (2007). "Metamaterials with extreme material parameters", Journal of Communications Technology and Electronics, 52 (9): 986-990.

[15] Smith, D. R. ve Kroll, N., (2000). " Negative refractive index in left-handed materials", Physical review letters, 85 (14): 2933-2938.

[16] Pendry, J. B. ve Holden, A.J., (1998). "Low frequency plasmons in thin-wire structures", Journal of Physics: Condensed Matter, 10 (22): 4785.

[17] Pendry, J. B., (2016). "Low frequency plasmons in thin-wire structures: a commentary", Journal of Physics: Condensed Matter, 28 (48): 481002.

[18] Shirley, J. W., (1951). "An early experimental determination of Snell's law", American Journal of Physics, 19 (9): 507-508.

[19] Shelby, R. A., (2004). " A chiral route to negative refraction", Science, 306 (5700): 1353-1355.

[20] Ergin, T., Stenger, N. ve Brenner, P., (2010). "Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths." Science, 328 (5976): 337-339.

[21] Schurig, D., Mock, J.J., Justice B.J., Cummer S.A., Pendry, J.B., Star, A.F. ve Smith, D.R., (2006). "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies", Science, 314 (5801): 977-980.

[22] Casse, B., Lu, W.T., Huang, Y.J., Gültepe, E., Menon, L. ve Sridhar, S., (2010). "Super-resolution imaging using a three-dimensional metamaterials nanolens", Applied Physics Letters, 96 (2): 023114.

[23] Smolyaninov, I. I., Hung, Y.J. ve Davis ,C.C., (2007). "Magnifying superlens in the visible frequency range", Science, 315 (5819): 1699-1701.

[24] Bayindir, M., Aydın, K., Özbay, E., Markos, P. ve Soukoulis, C.M., (2002). "Transmission properties of composite metamaterials in free space", Applied Physics Letters, 81 (1): 120-122.

[25] Mendhe, S. E. ve Kosta, Y.P., (2011). "Metamaterial properties and applications", International Journal of Information Technology and Knowledge Management, 4 (1): 85-89.

[26] Alù, A. ve Engheta, N., (2004). "Guided modes in a waveguide filled with a pair of single-negative (SNG), double-negative (DNG), and/or double-positive (DPS) layers", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 52 (1): 199-210.

[27] Cojocaru, E., (2011). "Electromagnetic tunneling in lossless trilayer stacks containing single-negative metamaterials", Progress In Electromagnetics Research, 113: 227-249.

[28] Ziolkowski, R. W. ve Kipple, A. D., (2003). "Application of double negative materials to increase the power radiated by electrically small antennas", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 51 (10): 2626-2640

[29] Wen, Q.-Y., (2009). "Dual band terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization", Applied Physics Letters, 95 (24): 241111.

[30] Chen, Z., Han, N.R., Pan, Z.Y.,Gong, Y.D. ve Chong, T.C., (2011). "Tunable resonance enhancement of multi-layer terahertz metamaterials fabricated by parallel laser micro-lens array lithography on flexible substrates", Optical Materials Express, 1 (2): 151-157.

[31] Tao, H., Landy, N.I., Bingham, C.M., Zhang, X.,Averitt, R.D. ve Padilla, V.J., (2008). "A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization", Optics express, 16 (10): 7181-7188.

[32] Chen, T., (2012). "Metamaterials application in sensing", Sensors, 12 (3): 2742-2765.

[33] Chen, H.T., Padilla, V.J. ve Cich, M., (2009). "A metamaterial solid-state terahertz phase modulator", Nature photonics, 3 (3): 148.

[34] Han, J. ve Lakhtakia, A., (2008). "Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability", Optics express, 16 (19): 14390-14396.

[35] Noginov, M. A. ve Podolskiy, V.A., (2011). Tutorials in metamaterials, Third Edition, CRC press, Florida.

[36] Rogers, E. T., Lindberg, J. ve Roy, T., (2012). "A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging" Nature materials, 11 (5): 432.

[37] Aieta, F., Kats, M. A. ve Genevet, P., (2015). “Achromatic metasurfaces enable multi-wavelength flat optical components: Demonstration of a dispersion-less beam deflector”, Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2015 Conference on IEEE, 10-15 May 2015, San Jose, CA, USA.

[38] Aieta, F., Kats, M.A. ve Genevet, P., (2015). “Achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation”, Photonics Conference (IPC) IEEE, 4-8 Oct. 2015, Reston, VA, USA.

[39] Ni, X., Wong, Z.J., Mrejen, M., Wang, Y. ve Zhang, X.,(2015). "An ultrathin invisibility skin cloak for visible light", Science, 349 (6254): 1310-1314.

[40] Sihvola, A., (2007). "Metamaterials in electromagnetics", Metamaterials, 1(1): 2-11.

[41] Friedrichs, K. O., (1954). "Symmetric hyperbolic linear differential equations", Communications on pure and applied Mathematics, 7 (2): 345-392.

[42] Garg, R., (2008). Analytical and computational methods in electromagnetics, Artech house, Massachusetts, US.

[43] Jin, J.-M., (2015). The finite element method in electromagnetics, John Wiley & Sons, New Jersey, US.

[44] Sullivan, D. M., (2013). Electromagnetic simulation using the FDTD method, John Wiley & Sons, New Jersey,US.

[45] Vazquez, J. ve Parini, C., (1999). "Discrete Green's function formulation of FDTD method for electromagnetic modelling", Electronics Letters, 35 (7): 554-555.

[46] Ahmed, I., Khoo, E.H. ve Li, E., (2013). "Efficient modeling and simulation of graphene devices with the LOD-FDTD method", IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 23 (6): 306-308.

[47] Chang, C. ve Sarris, C.D., (2013). "A spatially filtered finite-difference time-domain scheme with controllable stability beyond the CFL limit: Theory and applications", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 61 (1): 351-359.

[48] Rahimi, Z., (2011). The finite integration technique (FIT) and the application in lithography simulations, Ph.D. Thesis, Friedrich Alexander University, Erlangen.

[49] Çiydem, M. ve Sencer, K., (2014). "Zaman-Uzayda Sonlu Farklar Yöntemin Dezavantajları İçin Geometrik Optik Yöntemlerin Kullanımı", Gazi Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Dergisi, 29 (1): 121-129.

[50] CST, CST tutorial, www.cst.com/Content/Articles/article991/CST-2015_MWJ-Product-Feature.pdf , 27 kasım 2017.

[51] CST, CST tutorial, https://www.cst.com/, 27 kasım 2017.

[52] Zheng, F., Chen, Z. ve Zhang, J., (1999). "A finite-difference time-domain method without the Courant stability conditions", IEEE Microwave and Guided wave letters, 9 (11): 441-443.

[53] Luukkonen, O., Maslovski, S.I. ve Tretyakov, S.A., (2011). "A stepwise Nicolson–Ross–Weir-based material parameter extraction method", IEEE antennas and wireless propagation letters, 10: 1295-1298.

[54] Boughriet, A.-H., Legrand, C. ve Chapoton, A., (1997). "Noniterative stable transmission/reflection method for low-loss material complex permittivity determination", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 45(1): 52-57.

[55] Rothwell, E. J. ve Frasch, J.L., (2016). "Analysis of the Nicolson-Ross-Weir Method for characterizing the electromagnetic properties of engineered materials." Progress In Electromagnetics Research 157: 31-47.

[56] Chen, X., Grzegorczyk, T.M., Wu, B.I., Pacheco, J. ve Kong, J.A., (2004). "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials", Physical Review E, 70(1): 016608.

[57] Chen, H., Zhang, J., Bai, Y., Luo, Y., Ran, L., Jiang, Q. ve Kong, J.A., (2006). "Experimental retrieval of the effective parameters of metamaterials based on a waveguide method", Optics express, 14 (26): 12944-12949.

[58] Smith, D. R., Vier, D.C., Kroll, N. ve Schultz, S., (2000). "Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial", Applied Physics Letters, 77 (14): 2246-2248.

[59] Eleftheriades, G. V. ve Balmain, K. G., (2005). Negative-refraction metamaterials: fundamental principles and applications, Second Edition, John Wiley & Sons, New Jersey, US.

[60] Döken, B., (2017). Amaca Uygun Olarak Yansıma ve İletim Karekteristikleri Değiştirilebilen Yapısal Yüzey Malzemesi Tasarımı, Doktora Tezi, İtü Bilişim Enstitüsü, İstanbul.

[61] Katiyar, P. R. ve Mahadi, W.,(2013). "A comparative study on metamaterial for antenna in space application", IEEE International Conference on Space Science and Communication (IconSpace), 1-3 July 2013, Melaka, Malaysia.

[62] Kalender, G., Seçmen , M. ve Zoral, E.Y., (2015). "Metamaterial characteristics of dielectric resonator arrays in rectangular waveguide and free space", IEEE 23th Signal Processing and Communications Applications Conference (SIU), 16-19 May 2015, Malatya.

[63] Aydin, K., Güven, K., Katsarakis, N. ve Soukoulis, C.M., (2004). "Effect of disorder on magnetic resonance band gap of split-ring resonator structures", Optics express, 12(24): 5896-5901.

[64] Küçüksari, Ö., (2014). Novel multi-band metamaterials in microwave region with applications in antennas, PhD Thesis, Middle East Technical University, Graduate School of science, Ankara

[65] Aydın, K., (2008). Characterization and applications of negative-index metamaterials, PhD Thesis, Bilkent University, Graduate School of engineering and science, Ankara.

[66] Çakir, M., Koçkal, N.U., Özen, S., Kocakuşak, A. ve Helhel, S., (2017). "Investigation of electromagnetic shielding and absorbing capabilities of cementitious composites with waste metallic chips", Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, 51 (1): 31-42.

[67] Labidi, M., Salhi, R. ve Choubani, F., (2017). "A design of metamaterial multi-band bowtie antenna based on omega-shaped resonator", Applied Physics A, 123(5): 313.

[68] Wang, Y.H., Jin, R.C., Li, J. ve Dong, Z.G., (2018). "Enhanced asymmetric transmissions attributed to the cavity coupling hybrid resonance in a continuous omega-shaped metamaterial", Optics express, 26 (3): 3508-3517.

[69] Bakır, M., Karaaslan, M., Dinçer, F. ve Sabah, C., (2017). "Metamaterial characterization by applying different boundary conditions on triangular split

ring resonator type metamaterials", International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, 30(5): 71-78.

[70] Sabah, C., (2010). "Tunable metamaterial design composed of triangular split ring resonator and wire strip for S-and C-microwave bands", Progress In Electromagnetics Research, 22: 341-357.

[71] Waterhouse, R. (2013). Microstrip patch antennas: a designer's guide, Second Edition, Springer Science & Business Media, Berlin.

[72] Balanis, C. A. (2011). Modern antenna handbook, Sixth Edition, John Wiley & Sons, Newyork.

[73] Ramesh, M. (2003). "Design formula for inset fed microstrip patch antenna", Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMOe), 3 (3): 5-10.

[74] Wu, B.I., Wang, W., Pacheco, J., Chen, X., Grzegorczyk, T.M. ve Kong, J.A., (2005). "A study of using metamaterials as antenna substrate to enhance gain" Progress In Electromagnetics Research, 51: 295-328.

ORTAM PARAMETRELERİ İÇİN KULLANILAN MATLAB KODLARI

```
function mueff = bilal(file_name,syf)

[A, B, C] = xlsread(file_name, syf);

f=A(:, 1)*1e9;
d=6e-3                  %alttaş uzunlugu
s11 = A(:,2)+j*A(:,3); %s11 = veri(:,2)+j*veri(:,3);
s21 = A(:,4)+j*A(:,5); %s21 = veri(:,4)+j*veri(:,5);

mu0 = pi*4e-7;
eps0 = 8.85e-12;
mu = mu0;
eps = eps0;

k = 2*pi.*f*sqrt(mu*eps);                                    %eşitlik.1
z=sqrt((((1+s11).^2)-s21.^2)./(((1-s11).^2)-s21.^2));        %eşitlik.2
tmp=(z-1)./(z+1);                                            %eşitlik.3
exp=s21./(1-s11.*tmp);                                       %eşitlik.4
n=(imag(log(exp)+2*pi)-1i.*real(log(exp)))./(k*d);           %eşitlik.5

%n=(1/k*d)*acos((1./(2.*s21)).*(1-s11.^2-s21.^2));%(farklı bir yöntem)

mueff = z.*n;                                                %eşitlik.6
epseff = n./z;                                               %eşitlik.7

figure1 = figure('PaperSize',[20.98 29.68],'Name','mueff');
hold on
ylim ([-20,10])
plot(f,real(mueff),'LineWidth',2,'Color',[1 0 0])
plot(f,imag(mueff),'LineWidth',1,'LineStyle',':')

figure1 = figure('PaperSize',[20.98 29.68],'Name','epseff');
hold on
ylim([-20 20])
plot(f,real(epseff),'LineWidth',2,'Color',[1 0 0])
```

```
plot(f,imag(epseff),'LineWidth',1,'LineStyle',':')


figure
hold on
plot(f,20*log10(abs(s11)))
plot(f,20*log10(abs(s21)))

 figure2= figure('PaperSize',[20.98 29.68],'Name','n-indis');
 hold on
 ylim ([-10,10])
  plot(f,real(n),'LineWidth',2,'Color',[1 0 0])
  plot(f,imag(n),'LineWidth',1,'LineStyle',':')

figure1 = figure('Name','eps eff and mueff');
hold on
plot(f,real(mueff),'LineWidth',2,'Color',[1 0 0])

plot(f,real(epseff),'LineWidth',2,'Color',[2 0 0])


 figure2= figure('PaperSize',[20.98 29.68],'Name','z-İMP');
 hold on
  plot(f,real(z),'LineWidth',2,'Color',[1 0 0])


--------------------------------------------------------------------------

clear all;
close all;
clc
srr = bilal('C:\Users\bilal.tutuncu\Desktop\Tik-3\OMEGA tekli 12
GHz\omega s','Sayfa1');
```

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Bilal TÜTÜNCÜ

Doğum Tarihi ve Yeri : 07.10.1978 - BİTLİS

Yabancı Dili : İNGİLİZCE

E-posta : bilal1334@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Elektrik-Elektronik	İnönü Üniversitesi	2012
Lisans	Elektronik ve Haberleşme	Süleyman Demirel Ün.	2003

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2010-Devam	Sağlık Bakanlığı	Mühendis
2009-2010	Bingöl Üniversitesi	Öğretim Görevlisi

YAYINLARI

Makale

1. Bilal Tütüncü, Hamid Torpi, Bülent Urul, "A comparative study on different types of metamaterials for enhancement of microstrip patch antenna directivity at Ku-band (12 GHz)" Turkish Journal Of Electrical Engineering & Computer Sciences, DOI: 10.3906/elk-1711-50.

Bildiri

1. Bilal Tütüncü ve Hamid Torpi, "Omega-shaped metamaterial lens design for microstrip patch antenna performance optimization at 12 GHz" ELECO 2017 10th International Conference on Electrical and Electronics Engineering, Bursa, November 30-December 2, 2017.

2. Bilal Tütüncü, Hamid Torpi, Ş.Taha İmeci " Metamaterial superstrate design for MPA" CMTEEF, International University of Sarajevo, 2018

3. Bilal Tütüncü, Hamid Torpi, Ş.Taha İmeci "Ku Band Triangular Metamaterial Unit Cell Design" CMTEEF, International University of Sarajevo, 2018