

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MANYETİK FOTONİK KRİSTALLERDE
NEGATİF KIRILMA İNDİSİ İNCELEMELERİ**

**Ekrem DEMİREL
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GEBZE
2011**

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**MANYETİK FOTONİK KRİSTALLERDE
NEGATİF KIRILMA İNDİSİ İNCELEMELERİ**

**Ekrem DEMİREL
DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
TEZ DANIŞMANI
PROF. DR. BEKİR AKTAŞ**

GEBZE

2011



DOKTORA TEZİ JÜRİ ONAY SAYFASI

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 29.12.2010 tarih ve 2010/43 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 14./01/2011 tarihinde tez savunma sınavı yapılan EKREM DEMİREL'ın tez çalışması FİZİK Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI)

: Prof. Dr. BEKİR AKTAŞ

ÜYE

: Doç. Dr. Mustafa Özdemir

ÜYE

: Doç. Dr. Bulat Rameev

ÜYE

: Doç. Dr. Said Eren San

ÜYE

: Doç. Dr. Yusuf Yerli

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../20... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZ BAŞLIĞI: MANYETİK FOTONİK KRİSTALLERDE NEGATİF KIRILMA İNDİSİ İNCELEMELERİ

TEZİN YAZARI: EKREM DEMİREL

Solak malzemeler son yıllarda yoğun bir şekilde çalışılmaktadır. Bu alandaki çalışmaların çoğu ara-madde yapılarına yoğunlaşmıştır. Solak malzemeler dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresinin ikisinin birlikte negatif olduğu frekans bandında negatif kırılma özelliği gösterirler. Bu güne kadar yapılan ara-madde yapısındaki solak malzemelerin özellikleri manyetik alan, elektrik alan v.b. gibi dış parametrelerle modüle edilebilir değildir.

Bu tez çalışmasında ferromanyetik ince filmlerin ve ferromanyetik tel örgülerden yapılan fotonik kristallerin solaklık özellikleri araştırıldı. Ferromanyetik ince filmlerin negatif manyetik geçirgenlik ve negatif kırılma indisi özellikleri teorik hesaplamalar yapılarak gösterildi. Ferromanyetik tel örgü yapılarının solaklık özellikleri deneysel olarak araştırıldı. Solaklık özellikleri dış manyetik alan uygulanarak modüle edildi. Bu amaçla manyetik özelliğe sahip ve manyetik özelliğe sahip olmayan silindirik ince teller ve ince iletken şeritler kullanarak çok sayıda iki boyutlu makroskopik fotonik kristal örgüler yapıldı. Fotonik kristalin manyetik geçirgenlik parametresinin ferromanyetik rezonans frekansına yakın bir frekans bandında negatif olduğu gösterildi. Böylece, dış statik manyetik alan taranarak ferromanyetik rezonans frekansı ve negatif kırılma indisi frekans aralığı kontrol edildi. Bu amaçla, dikdörtgen ve üçgen şekle sahip iki boyutlu fotonik kristaller yapıldı ve bu yapıların mikrodalga geçirgenlik özellikleri araştırıldı. Ayrıca üçgen şeklindeki fotonik kristalin kırılma açısını belirlemek için açısal ölçümler yapıldı. Mikrodalga geçirgenlik deneylerinde, dış manyetik alan ve mikrodalga frekansı parametrelerinden birisi sabit tutulup diğeri taranmıştır. Yapıdan geçen sinyal kısmi olarak ferromanyetik rezonans soğurulması, kısmi olarak da manyetik geçirgenlik parametresinin ve dielektrik sabitinin reel kısımlarınca belirlenen negatif kırılma indisi tarafından belirlenir. Bazı durumlar için dış manyetik alanın varlığında yapıdan geçen sinyal, dış manyetik alanın yokluğuna göre 10 dB'den fazla artış göstermiştir. FMR rezonansı her zaman enerji soğurarak geçen sinyalin azalmasına neden

olduğundan; dış manyetik alanın varlığında geçen sinyal seviyesindeki artış, manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmının değişimiyle negatif kırılma indisini modüle etmesine bağlanabilir. Ayrıca deneylerde kullanılan fotonik kristalin manyetik geçirgenlik parametresinin sabit frekansta manyetik alana göre değişimi ve sabit manyetik alanda frekansa göre değişimi teorik hesaplarla incelendi. Fotonik kristalin manyetik geçirgenlik parametresinin negatif değer aldığı frekans aralığında geçirgenliğin değiştiği gözlemlendi. Üçgen şeklindeki fotonik kristal için mikrodalga geçirgenliğinin negatif kırılma açısı bölgesinde arttığı gözlemlendi.

Ferromanyetik ince filmlerin negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresi teorik olarak mikrodalga frekans bandında incelendi. Dışarıdan uygulanan manyetik alanın kristal eksenlerine göre yaptığı değişik açılar için manyetik geçirgenlik parametresi incelendi. Kübik manyetik kristal anizotropi parametresine sahip ferromanyetik ince filmler için dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmının negatif olduğu birden fazla manyetik alan aralığı bulundu. Ayrıca düşük manyetik alan bölgesinde negatif manyetik geçirgenlik parametresi sıfır dış statik manyetik alan bölgesine kadar uzanabilir.

SUMMARY

TITLE: NEGATIVE REFRACTION INDEX INVESTIGATIONS IN MAGNETIC PHOTONIC CRYSTALS

AUTHOR: EKREM DEMİREL

Left handed materials have been extensively studied in recent years. Much of interests in this area are focused on metamaterial structures. The left handed materials show negative refraction property in a frequency band where both dielectric permittivity and magnetic permeability are negative. The properties of left handed meta-material structures which were built until now are not modulable by external parameters such as magnetic field, electric field etc.

In this thesis work, the left handed properties of ferromagnetic thin films and photonic crystals made from ferromagnetic wire lattice were investigated. Negative magnetic permeability and negative refractive index property of ferromagnetic thin films were investigated theoretically. Left handed property of ferromagnetic wire lattice was investigated experimentally. The left handed properties were modulated by applying an external magnetic field. For this purpose, two dimensional macroscopic lattices were built by using either or both magnetic and/or non-magnetic cylindrical thin wires and thin conducting stripes. It was shown that the magnetic permeability of photonic crystal can be negative in a frequency band near to ferromagnetic resonance frequency. Therefore, sweeping external static magnetic field, ferromagnetic resonance frequency and hence negative frequency range can be modulated. For this purpose, rectangular and triangular two dimensional photonic crystals was built and microwave transmission through these structures was measured. It was also made some angular measurements to determine the refraction angle of triangular shaped photonic crystal. In the microwave transmission experiments, one of external magnetic field or microwave frequency was kept constant and the other was swept. The transmitted signal was seen to vary partly due to both ferromagnetic resonance absorptions and partly due to negative refractivity which determined by real parts of magnetic permeability and electrical permittivity. For some situations the transmitted signal in the presence of external magnetic field

was increased more than one order of magnitude (**10 dB**) compared to its value recorded without external field. Since the FMR resonance always absorb energy to allow for the transmitted signal less, the increment in the transmitted signal in the presence of the external field can only be attributed to the change of real part of the magnetic permeability modulating negative index of refraction. Some theoretical calculations were also made for the permeability of the photonic crystals used in our experiments as a function of magnetic field in constant frequency and also as a function of frequency in constant magnetic field. The transmission changes were found in a frequency region where the permeability of photonic crystal takes negative value. It was also found that an increase in microwave signal transmission at negative refraction angle region for triangular shaped photonic crystal.

Negative magnetic permeability of ferromagnetic films was studied theoretically in microwave frequency region. The magnetic permeability was analyzed by employing the dynamic equation of motion of magnetization for different directions of the applied magnetic field with respect to crystalline axes. Considering very thin ferromagnetic layer with cubic magneto-crystalline anisotropy energy, it is found that there can be multiple regions of the field value in which the real component of the dynamic permeability becomes negative. In addition, the low-field region for negative permeability can be extended even to the zero external static magnetic field.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmamda öncelikle, benden maddi ve manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen eşim Sema DEMİREL ve kızım Sıdıka Afra DEMİREL'e sonsuz teşekkürler. Her türlü bilgi ve yardımı bana sağlayan, çalışmalarım boyunca ilgi ve desteğini benden esirgemeyen değerli hocam ve danışmanım Prof. Dr. Bekir AKTAŞ' a teşekkürü bir borç bilirim.

Jürimde bulunmayı kabul eden ve yapıcı eleştiri ve katkılarını esirgemeyen Marmara Üniversitesinden Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR ve GYTE'den Doç. Dr. Bulat RAMEEV'e çok teşekkürler ederim.

Bana bu çalışmam esnasında gösterdikleri sabır, anlayış ve desteklerinden ötürü bölümümüzdeki araştırma görevlisi arkadaşlarıma çok teşekkür ederim. Ayrıca tez çalışmam sırasında bana yardımcı olan TÜBİTAK-UEKAE'deki işyeri arkadaşlarıma ve TÜBİTAK-UEKAE'ye çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışması TÜBİTAK tarafından 104T524 nolu proje ile desteklenmiştir. Bu kapsamda TÜBİTAK'a çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZET	V
SUMMARY	VII
TEŞEKKÜR	IX
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	X
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	X
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
ÇİZELGELER DİZİNİ	X
1 GİRİŞ	1
2 TEORİ	6
2.1 Dielektrik Sabiti	6
2.2 Manyetik Geçirgenlik Sabiti	8
2.2.1 Silindirik Nikel Teller:	8
2.2.2 Düzlem Geometrisindeki Mumetal Şeritler	24
3 DENEYSEL YÖNTEM VE ÖRNEK KARAKTERİZASYONU	33
3.1 Deneyleerde Kullanılan Malzemelerin Karakterizasyonu	33
3.2 Deneyleer İçin Hazırlanan Fotonik Kristaller	38
3.3 Deneyle Düzeneği	41
4 DENEYSEL SONUÇLAR	48
4.1 Dikdörtgen Mumetal Fotonik Kristallerde Geçirgenlik Ölçümleri	48
4.1.1 Geçirgenliğin frekans bağımlılığı	48
4.1.2 Geçirgenliğin Sabit Alanda Frekans Bağımlılığı	50
4.1.3 Geçirgenliğin Dış Alan Bağımlılığı	52
4.2 Silindirik Nikel Tellerden Yapılmış Dikdörtgen Fotonik Kristalde Elde Edilen Deneysel Sonuçlar	54
4.2.1 Frekans Bağımlılığı	54
4.2.2 Alan Bağımlılığı	55
4.3 Üçgen Prizma Fotonik Kristalde Negatif Kırılma Açısı Ölçümleri	56
5 FERROMANYETİK İNCE FİMLERDE NEGATİF KIRILMA İNDİSİ	64
5.1 Teori	64
5.2 Numerik Hesaplamalar	67
6 YÜZEY EMPEDANSI	76
6.1 Teori	76
6.2 Numerik Hesaplamalar	80
7 SONUÇLAR	89
KAYNAKLAR	93
ÖZGEÇMİŞ	96

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

LHM	: Solak Malzemeler
THz	: Tera Hertz (10^{12} Hertz)
UV	: Görünür ışık ötesi
GHz	: Giga Hertz (10^9 Hertz)
CMM	: Composite MetaMaterial (Karma Ara-Madde)
FDTD	: Finite Difference Time Domain(Zaman Bölgesi Sınırlı Fark Metodu)
RF	: Radyo Frekans
DC	: Statik, zamanla değişmeyen
AC	:Statik olmayan, frekansa bağlı
FMR	: Ferromanyetik Rezonans
ω_p	: Plazma Frekansı
ϵ	: Dielektrik sabiti
M_s	: Doyum mıknatıslanması
μ	: Manyetik permeabilite (geçirgenlik) sabiti
γ_{damp}	: Sönüm parametresi
c_0	: Serbest uzayda ışık hızı
m_{eff}	: Etkin elektron kütlesi
χ	: Manyetik duyunluk parametresi
ϵ_0	: Serbest uzayın Dielektrik sabiti
μ_0	: Serbest uzayın Manyetik permeabilite (geçirgenlik) sabiti
γ	: gyro-magnetic oran
M	: Manyetizasyon vektörü
τ	: Manyetizasyon vektörü üzerine etki eden tork

K_1	: Kübik Kristal Anizotropi Sabiti
M_0	: Doyum Mıknatıslanması
σ	: Metalin İletkenlik Sabiti
A	: Değiş-tokuş (Exchange) terimi
Z	: Yüzey Empedansı
Z'	: Normalize Edilmiş Birimsiz Yüzey Empedansı
ρ	: Elektriksel zdirenç

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	17
2.2. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	18
2.3. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Mikrodalga frekansı f=10GHz için).	18
2.4. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Mikrodalga frekansı f=10GHz için).	19
2.5. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	21
2.6. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	22
2.7. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).	23
2.8. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).	23
2.9. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	28
2.10. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	29
2.11. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (Mikrodalga frekansı f=10GHz için).	29
2.12. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (Mikrodalga frekansı f=10GHz için).	30
2.13. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	31
2.14. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (B_statik=1kGauss için).	31

2.15. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).	32
2.16. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).	32
3.1. Mumetal histeri eğrisi.	34
3.2. Nikel tellerin Ferromanyetik Rezonans spektrum eğrileri.	35
3.3. FMR deneylerinde kullanılan metalik ve manyetik silindirik tellerin eksenlerine göre DC ve AC elektromanyetik alan vektörlerinin yönelimleri. Solda tellerin perspektif görünümüleri, sağda ise tel eksenine dik kesit alanı çizilmiştir. Üstte (a) statik manyetik alan ve ac elektrik alan vektörleri tel eksenine dik iken ac manyetik alan tel eksenine paraleldir. Alttaki (b) şekilde ise statik manyetik alan ve ac elektrik alan tel eksenine paralel iken ac manyetik alan tel eksenine diktir. Enine kesitte mikro dalganın tellere nüfuz edebildiği etkin derinlik koyu mavi renkli ince dairesel kabuk ile gösterilmiştir.Daire kabuğundaki pembe renkli ince dikdörtgenler ise o yerel bölgedeki spinlerin dış alanlara göre etkin demanyetizasyonu verecek ince manyetik filmleri göstermek için çizilmişlerdir.	37
3.4. Nikel tellerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal.	38
3.5. Nikel tellerden yapılmış dikdörtgen fotonik kristal resmi.	39
3.6. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal.	40
3.7. Mumetal şeritlerden yapılmış dikdörtgen fotonik kristal resmi.	40
3.8. Nikel tellerden oluşmuş üçgen prizma şeklinde fotonik kristal	41
3.9. Deney Düzeneği.	43
3.10. Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu örgü ve alan yönlerini gösteren Test Düzeneği.	44
3.11. Kırılma Açısı Deneyleri Genel Ölçüm Düzeneğinin şematik görünümü.	44
3.12. Nikel telli Fotonik Kristalle Kırılma Açısı Ölçümleri (Statik Manyetik Alansız ortamda).	45
3.13. Nikel telli Fotonik Kristalle Kırılma Açısı Ölçümleri	46
4.1. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmisyona ölçümü (7GHz-12GHz).	49
4.2. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmisyona ölçümü (12GHz-18GHz).	50

- 4.3.** Sabit Dış Statik Manyetik Alan $B=1460$ Gauss için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'ın Frekans Bağımlılığı. 51
- 4.4.** Sabit Mikrodalga Frekansı $f=9.90$ GHz için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı. 52
- 4.5.** Sabit Mikrodalga Frekansı $f=10.29$ GHz için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı. 53
- 4.6.** Nikel tellerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmisyon ölçümü (12GHz-18GHz). 54
- 4.7.** Sabit Mikrodalga Frekansı $f=13.53$ GHz için (a)Nikel tellerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Nikel tellerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı. 55
- 4.8.** Alıcı Anten +40 derecede ölçüm sonucu(12GHz-18GHz). 58
- 4.9.** Alıcı Anten -35 derecede ölçüm sonucu(12GHz-18GHz). 59
- 4.10.** Nikel Telli Üçgen Prizma Fotonik Kristal Kırılma Açısı Ölçümü (Negatif Açılar). 60
- 4.11.** Nikel Telli Üçgen Prizma Fotonik Kristal Kırılma Açısı Ölçümü (Pozitif Açılar). 61
- 4.12.** Alıcı anten -35 derece pozisyonunda iken geçirgenliğin statik manyetik alanla değişimi (B=0-3000Gauss). 62
- 4.13.** Alıcı anten -35 derece pozisyonunda iken geçirgenliğin statik manyetik alanla değişimi (B=3000-10000Gauss). 62
- 5.1.** Manyetik alan, H, manyetizasyon, M vektörleri ve hesaplamalarda kullanılan koordinat sistemi. 65
- 5.2.** Statik manyetik alanın manyetizasyonun kolay eksenine yönünde olduğu durum için presesyon frekansı ω_0 'nun alan bağımlılığı, manyetik geçirgenlik

parametresinin reel (μ_1) ve sanal (μ_2) bileşenleri (Farklı kübik anizotropi parametreleri için (a) $K_1 / M_0 = 400G$ ve (b) $K_1 / M_0 = 1500G$). 69

5.3. Manyetizasyonun zor eksen yönünde uygulanan dış statik manyetik alanın ve değişik anizotropi değerlerinin fonksiyonu olarak hesaplanan presesyon frekansı değerleri. 70

5.4. İki değişik kübik anizotropi parametresi için presesyon frekansının hesaplanmış değerleri, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel ve sanal bileşenleri: (a) tek rezonans durumu (b) çok rezonans durumu. Yatay çizgi dinamik alan frekansını temsil eder. 72

5.5. Değişik kübik anizotropi parametresi değerleri için 9.8GHz mikrodalga frekansında dinamik manyetik alınganlık parametresinin reel bileşenleri 74

5.6. Statik manyetik alanın film düzlemine dik olduğu durumda presesyon frekansının hesaplanmış değerleri, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel ve sanal bileşenleri (a) $\omega / \gamma = 1250G$ ve (b) $\omega / \gamma = 880G$. 75

6.1. Nikel plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda Z' 'in enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi. 81

6.2. Nikel plaka için 10GHz mikrodalga frekansında Z' 'in statik manyetik alan ile değişimi. 82

6.3. Nikel plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda μ 'nün enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi. 83

6.4. Nikel plaka için 10GHz mikrodalga frekansında μ 'nün statik manyetik alan ile değişimi. 84

6.5. Mumetal plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda Z' 'in enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi. 85

6.6. Mumetal plaka için 10GHz mikrodalga frekansında Z' 'in statik manyetik alan ile değişimi. 86

6.7. Mumetal plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda μ 'nün enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi. 87

6.8. Mumetal plaka için 10GHz mikrodalga frekansında μ 'nün statik manyetik alan ile değişimi. 88

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Ferromanyetik Malzemeler İçin Doyum Mıknatıslanması Değerleri.	9
2.2. Genel Şekiller İçin Demanyetizasyon Faktörleri.	11

1 GİRİŞ

Solak malzemeler (Left handed, LHM) ilk olarak Veselago tarafından elektromanyetik teoriye göre olabilecekleri öngörülmüştür [1, 2]. Kırılma indisi dielektrik sabiti ve manyetik alan geçirgenlik parametresinin çarpımına bağlıdır. Dielektrik sabiti ve manyetik alan geçirgenlik parametresinin birlikte negatif olduğu aralıkta kırılma indisi de negatif değer alır. Dielektrik sabiti metallerde plazma frekansının altındaki frekanslarda (elektron denizinin kendi indukledikleri elektrik alan etkisinde) negatif değer alır. Pimenov ve arkadaşları metallerin dielektrik sabitinin sanal kısmının dielektrik sabitinin reel kısmına göre çok büyük olduğunu ve negatif kırılma indisine sahip olmak için manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresinin reel kısmında negatif olması gerektiğini gösterdi [2]. Fakat metallerin manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresi manyetik alanın yokluğunda her zaman negatiftir. Eğer sadece dielektrik sabiti negatif değer alırsa, kırılma indisi sanal değer alacaktır ve elektromanyetik dalgalar metalle etkileşince hızlı bir şekilde zayıflayacaktır. Metallerde plazma frekansı, elektromanyetik spektrumun UV bölgesinde, yani, THz frekansları mertebesinde. Plazma frekansı doğal metallerde çok yüksek olduğu için mikrodalga frekanslarında dielektrik sabiti yüksek negatif değerler alacaktır. Bu nedenle kırılma indisi mikrodalga frekanslarında sanal değer alacaktır ve mutlak değer olarak yüksek değere sahip olacaktır. Bu durum mikrodalga frekanslarında yüksek elektromanyetik soğurmaya neden olacaktır. Pendry, ince metalik telleri periodik şekilde belirli mesafede dizerek oluşturduğu makroskopik fotonik kristallerde etkin plazma frekansının GHz frekanslarına çekilebileceğini gösterdi [3 - 5].

Yukarıda da bahsedildiği gibi, negatif kırılma indisini elde etmek için negatif dielektrik sabitini elde ettiğimiz frekans bandında negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olmamız gerekir. İstenilen frekanslarda, Elektrik permitivitenin negatif olmasına benzer şekilde, iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerin periodik olarak dizilmesinden oluşan yapıda manyetik rezonans frekansına yakın frekanslarda manyetik geçirgenlik parametresinin de negatif olacağı Pendry tarafından önerilmiştir [6]. İnce metal tellerin ve iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerinin birlikte dizilmesinden oluşmuş bir boyutlu ve iki boyutlu yapılarda mikrodalga

geçirgenlik ölçümleri yapılmış ve bu yapıların solak malzeme özelliği gösterdiği deneysel olarak ispatlanmıştır [7, 8]. Daha sonra birim hücrelerinde metal tel ve iç içe geçmiş yarı halka rezonatörler olan yapıyı kullanarak paralel düzlem dalgakılavuzu içinde kırılma açısı ölçümleri yapılmış ve beklenen frekans aralığında kırılma açısının negatif olduğu deneysel olarak gösterilmiştir [9]. İç içe geçmiş yarı halka rezonatörlerden ve metal şeritlerden oluşmuş bu tip yapılara karma ara-madde (composite metamaterial, CMM) yapılar ismi verilmiştir. Bu yapıların serbest uzayda geçirgenlik ve yansıma deneyleri de yapılmıştır ve negatif kırılma indisine sahip olduğu doğrulanmıştır [10].

Daha sonra dielektrik fotonik kristallerde de negatif kırılma özelliği gözlemlenebileceği teorik olarak öne sürülmüştür [11, 12]. Alumina silindirik ve birbirlerine paralel dizili çubuklardan oluşmuş altıgen örgü yapısına sahip iki boyutlu fotonik kristalde negatif kırılma deneysel olarak gözlemlenmiştir [13]. Fakat bu yapıdaki negatif kırılmanın fiziksel temeli yapının dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik parametresinin birlikte negatif değer alması değildir. Dielektrik Fotonik Kristalin eş frekans yüzeyi ile dış ortamdaki elektromanyetik dalganın eş frekans yüzeyleri, dalga vektörünün paralel bileşeninin korunumu prensipine göre eşleştirilmesi negatif kırılmaya sebep verir. Dielektrik fotonik kristallerde gözlemlenen negatif kırılma özelliği aynı örgü yapısındaki metalik fotonik kristallerde de gözlemlenmiştir [14].

Solak malzemeler ve negatif kırılma konusunda son yıllarda teorik ve deneysel olarak çok sayıda çalışma yapılmıştır. Negatif kırılma, geriye doğru Cerenkov ışınması, ters yönde Doppler kayması, dalganın grup hızı ve faz hızının ters yönlerde olması v.b. gibi daha önce gözlemlenmemiş yeni elektromanyetik etkileri getirmektedir. Ayrıca bu etkiyi kullanarak yüzeyinde herhangi bir kıvrıma sahip olmayan süper lenslerin (optik mercek) yapımının mümkün olduğu da anlaşılmıştır. Bu lenslerin en önemli özelliği, normal lenslerde olan kırınım limitinin bu lenslerde olmamasıdır [15]. Yakın zamanda fotonik kristal yapıyı kullanarak optik eksensiz düz lens deneysel olarak gerçekleştirildi [16]. Şu ana kadar yapılan çalışmalar genelde 10GHz'e yakın mikrodalga frekans bölgesinde yoğunlaşmakla birlikte optik frekans bölgesine yakın THz frekanslarında da çalışmalar sürmektedir [17].

Negatif kırılma ilk olarak metal bakır tellerin ve iç içe geçmiş yarık halka rezonatörlerin periodik olarak dizilmesinden oluşmuş periodik yapıda gözlemlenmiştir. Daha sonra yapılan solak malzemeler de genelde bu yapıya benzer olmuştur. İletken yarık halka rezonatörleri ve iletken tel yapılarından oluşmuş karma ara-madde yapılarında, halka rezonatörleri sayesinde, manyetik alan geçirgenlik parametresi belirli frekans bandında negatif olur. Bu frekans bandı, yarık halka rezonatörlerinin yarık genişliği ve halkaları arasındaki uzaklıkla ilgilidir. Bu uzaklıkları değiştirerek negatif manyetik geçirgenlik parametresi frekans bandını değiştirmek mümkündür. Teller arasındaki uzaklığı değiştirerek elektron denizinin etkin plazma frekansını, dolayısıyla makroskopik süper örgü için dielektrik sabitinin negatif olduğu frekans bandının üst limitini değiştirmek mümkündür. Ancak, kullanılan yapı taşlarının geometrik boyut ve fiziksel özellikleri sabitlenip, bu karma ara-madde yapıların örgü parametreleri istenilen negatif frekans aralığına göre tasarlanıp örgü yapıldıktan sonra bu örgünün negatif frekans aralığı artık dış parametrelerle değiştirilemez. Yarık halka rezonatörlerinin yarık genişliğine varaktör, kapasitör ve yariletkenler yerleştirerek karma ara-madde yapıların negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametrelerini kontrol etme çalışmaları yapılmıştır [18 – 21]. Varaktörler kullanarak geniş bir frekans bandında rezonatörlerin ayarlanması deneysel olarak gösterildi [22]. Dış elektrik alan veya manyetik alanı değiştirerek malzemenin negatif kırılma indisi özelliğini ayarlamak çok daha verimli olacaktır. Bu konu hakkında bazı teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır [23 – 33].

Bu tez çalışmasında ferromanyetik özelliğe sahip metalik yapı taşları ile oluşturulmuş fotonik kristalde negatif kırılma özelliği araştırılmıştır. Ferromanyetik malzemeler, dışarıdan uygulanan statik manyetik alan ve bu statik manyetik alana dik, zamana bağlı mikrodalga manyetik alanın etkisiyle ferromanyetik rezonansa girerler. Bu prensip kullanılarak; dışarıdan uygulanan yeterince şiddetli statik manyetik alan altında fotonik kristale gönderilen mikrodalga sinyali, bu malzemenin manyetik momentlerini uyarır ve uygun frekanslarda malzeme ferromanyetik rezonansa girer. Bu rezonansı karakterize eden frekans bağımlı manyetik alınganlığın gerçek bileşeni sanal bileşeninden farklı davranış sergiler. Yani alınganlığın sanal bileşeni sadece pozitif olabilirken, gerçel bileşeni ferromanyetik rezonans frekansının alt ve üst bölgelerinde cebirsel olarak ters işaret alabilir, yani bu parametre pozitiften

negatife geçebilir. Ancak bu işaret değişikliği için rezonansın yeterince dar bir uyarılma eğrisine sahip olması gerekir. Bu durum dinamik mıknatıslanmanın ne kadar hızlı bir şekilde durulacağı ile ilgilidir. O halde mıknatıslanmanın dinamik davranış özelliklerine bağlı olarak, ferromanyetik rezonans bölgesinde bazı malzemeler, negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olabilirler. Diğer yandan, ferromanyetik rezonans frekansı, ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanması, manyetik anizotropi, ve uygulanan dış statik manyetik alan gibi başka parametrelere de bağlıdır. Bu parametrelerden dışarıdan uygulanan statik manyetik alanın şiddetini çok pratik bir biçimde değiştirerek; ferromanyetik malzemenin rezonans frekansını ve dolayısıyla fotonik kristalin negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olduğu frekans aralığını değiştirmek mümkün olur. Bu durum bize kırılma indisini manyetik alanla değiştirebilme ve dolayısıyla istediğimiz frekans aralığında negatif kırılma indisine sahip malzeme yapma şansı verir [34].

Veselago negatif kırılma indisinin olabileceğini önerdiği makalesinde negatif manyetik geçirgenlik parametresini manyetik özelliğe sahip malzemelerle elde edilebileceğini önermiştir [1]. Yani, ferromanyetik parçacıklar içeren karma yapılarla solak malzemelerin yapılabileceği teorik olarak öne sürülmüştür [23]. Benzer birçok yapılar için değişik teorik modeller kullanılarak negatif kırılma özellikleri incelenmiştir [24 - 26]. Ferromanyetik ince filmlerde negatif kırılmanın deneysel olarak gözlenebileceği iddia edilmiştir [27]. Hatta bazı ferromanyetik-süperiletken ince filmlerden oluşan süperörgü (superlattice) yapılarda yapılan deneysel çalışmalarda negatif kırılmanın gözlemlendiği öne sürülmüştür [28]. Pimenov ve arkadaşları ferromanyetik rezonansa yakın dış statik manyetik alan değerlerinde negatif kırılma indisininin olabileceğini 150GHz yakınlarında interferometrik ölçüm tekniklerini kullanarak gösterdi [3].

N. Garcia ve E. V. Ponizovskaia, analitik hesaplar ve FDTD yöntemini birlikte kullanarak, ferromanyetik özelliğe sahip silindirik ince metal tellerden oluşmuş fotonik kristalde statik manyetik alan uygulanarak negatif kırılma gözlemleneceğini öne sürmüşlerdir [32]. Bu konuda yapılan diğer bir çalışmada da benzer yapılar için sadece analitik hesaplara dayalı olarak negatif kırılma indisinin gözlenebileceği rapor edilmiştir [29].

Bu tez çalışmasında söz konusu teorik çalışmalarla ortaya atılan iddiaların deneysel ve teorik olarak doğruluğu araştırılmıştır [34]. Çok değişik süper örgüler üzerinde ve değişik şartlarda ve defalarca dikkatli olarak tekrarlayarak yapılan çok ayrıntılı deneyler sonucunda söz konusu yukarıdaki makalelerde ve literatürde daha sonra yayınlanan birçok makalede yapılan teorik hesaplamalarda önemli birçok etkinin gözden kaçırıldığı, ve teorilerde aşırı yaklaşımlar kullanıldığı farkedildi [30]. Yukarıda bahsedilen hemen tüm teorik çalışmalarda, süper örgü ile tabii kristal örgüler arasında matematiksel bir benzeşim yapılarak, doğal kristaller için geliştirilmiş olan mevcut teorilerin yapay örgülere de doğrudan uygulanabileceği yaklaşımı benimsenmiştir. Fakat, tabii kristallerin yapı taşları olan atomların elektromanyetik alana olan tepkisi ile süper örgülerde kullanılan makroskopik ölçülere sahip metalik yapı taşlarının tepkisinde çok önemli farklar vardır. Bu çalışmada bu duruma da dikkat çekilmiştir.

Bu tez çalışmasında ayrıca ferromanyetik ince filmlerin negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresi ve dolayısıyla negatif kırılma indisi özellikleri teorik olarak incelendi [35]. Kübik anizotropiye sahip ferromanyetik malzemelerin manyetik permeabilitesi dış statik manyetik alanın değişik yönleri için hesaplandı. Dış statik manyetik alanın bazı yönelimleri için negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresinin sıfır dış statik manyetik alanda da elde edilebileceği gösterildi.

2 TEORİ

2.1 Dielektrik Sabiti

Metallerde dielektrik sabiti, plazma frekansının altındaki frekanslarda negatif, plazma frekansının üstündeki frekanslarda pozitif değer alır. Elektron yoğunluğu n olan metalde plazma frekansı

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \quad (2.1)$$

olarak verilir. Elektron denizi bir şekilde dış etki ile uyarıldığında, elektronların yerel yoğunlukları değişir ve bu yoğunluk plazma frekansı ile osilasyon yapmaya başlar. Fakat, bu osilasyon değişik sönümlenme etkilerinden dolayı bir süre sonra sönür. Metallerde dielektrik sabiti, metalin plazma frekansı ve uygulanan elektromanyetik alanın frekansının bir fonksiyonu olarak şu şekilde verilir.

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{damp})} \quad (2.2)$$

Yukarıdaki ifadede γ_{damp} dalganın metal içindeki soğurulmasından kaynaklanan sönüm parametresidir ve plazma frekansına göre çok küçüktür. Metallerdeki elektron yoğunluğu yüksekliği plazma frekansının tera hertz (THz) frekans bölgesinde olmasına sebep olur. Dolayısı ile THz frekanslarının altında dielektrik sabiti negatif olur ve metallerde elektromanyetik dalganın yüzeyden itibaren içeriye doğru ilerlemesi deri etkisi derinliği (skin depth) denen bir parametre ile sınırlı kalır. Plazma frekansının üzerindeki frekanslarda dielektrik sabiti pozitif değer alır ve elektromanyetik dalga malzemenin içinde sinüzoidal dalga biçiminde ilerleyebilir. Ancak bu dalgadan da gene malzeme enerji soğuracağından ilerleyen dalganın genliği giriş derinliği ile sürekli olarak azalır.

Pendry, ince metal telleri belirli mesafe aralığında dizerek oluşturduğu fotonik kristalde etkin plazma frekansını GHz frekans aralığına çekmeyi başardı[4,5].

Yarıçapı r olan metal telleri, örgü parametresi a olacak şekilde iki boyutlu bir yüzeyde birbirlerine paralel olarak dizip fotonik kristal oluşturulduğunda bu yapının plazma frekansı

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)} \quad (2.3)$$

biçiminde bulunur [4, 5]. Burada c_0 : ışığın serbest uzayda hızıdır. Pendry bu formülü çok ince metal teller için geliştirmiştir. Ancak bu formül metal tellerin çapının metalin deri etkisi derinliği (skin depth) parametresinden küçük olduğu yani elektromanyetik dalganın tamamıyla metalin içine girebildiği durum için geçerlidir. Diğer yandan, Maslovski daha kalın teller için yarı-statik model kullanarak dielektrik sabitini:

$$\varepsilon = 1 - \frac{2\pi c_0^2}{\omega^2 a^2 \ln\left(\frac{a^2}{4r(a-r)}\right)} \quad (2.4)$$

ve plazma frekansını

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a^2}{4r(a-r)}\right)} \quad (2.5)$$

olarak tellerin çapı ve birbirlerine uzaklıkları cinsinden ifade etmiştir[36].

Burada elektromanyetik sinyalin dalga boyunun makroskopik boyutlu tellerden yapılan süper örgünün örgü parametresi olan a 'dan yeterince büyük olduğu durumlar için geçerlidir. Yukarıdaki her iki yaklaşımda da süper örgünün etkin plazma frekansı bulunurken, örgünün yapı taşları olan metal çubuklardaki toplam elektron sayısı örgünün boşluk kısımları dahil toplam hacmine bölünerek elde edilen ortalama elektron yoğunluğu dikkate alınmıştır. Bu yaklaşımın ne kadar gerçekçi olduğu ancak deneylerle sınanabilir.

2.2 Manyetik Geçirgenlik Sabiti

Bilindiği gibi elektromanyetik alanın malzeme içindeki davranışı sadece malzemenin iletkenliği ve dielektrik sabiti ile belirlenmez. Dalganın manyetik alan bileşenin malzemenin manyetik özellikleri ile etkileşmesinin de bu davranışta çok önemli bir rolü vardır. Manyetik etkileşme, elektriksel etkileşmeler yanında genellikle zayıf olsa da bu etkileşmenin giderek başat hale geldiği durumlar da vardır. Özellikle manyetik rezonans durumlarında bu etki oldukça güçlü bir şekilde kendini gösterir. Bu etkiyi dikkate sunmak üzere konuyla ilgili birkaç durum ele alınacaktır.

2.2.1 Silindirik Nikel Teller:

Fotonik kristale mikrodalga huni antenlerle uygulanan ve y yönünde ilerleyen düzlemsel mikrodalganın elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin uzay ve zaman bağımlılıkları en genel olarak şu şekilde verilir:

$$E(t) = E_z e^{-jky} e^{j\omega t} \bar{z} \quad (2.6)$$

$$h(t) = h_x e^{-jky} e^{j\omega t} \bar{x} \quad (2.7)$$

Bu dalganın magnetlerle z-ekseni yönünde uygulanan statik manyetik alan $H_{statik} = H_{oz}$ içinde bulunan fotonik kristalle etkileşmesi incelenmelidir. Fotonik kristal, ferromanyetik özelliğe sahip nikel tellerden yapıldığı için nikel teller uygulanan statik manyetik alan ve RF manyetik alanlar nedeniyle ferromanyetik rezonans etkisi gösterecektir. Bu rezonans etkisi genelde

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \bar{M} \times \bar{H} \quad (2.8)$$

biçiminde ifade edilir. Burada γ gyro-magnetik oranı ve μ_0 da boş uzayın manyetik permeabilitesini göstermektedirler. H ise manyetik spinlerin gördüğü etkin alanıdır.

Ferromanyetik rezonans etkisinden dolayı manyetik geçirgenlik parametresi (permeabilite) frekansa ve uygulanan statik manyetik alana göre değişecektir. Gene rezonans durumunda mıknatıslanma vektörü etkin alan etrafında presesyon yaptığından mıknatıslanmanın kendisinin oluşturduğu iç alanlar da zaman bağımlı olacak ve manyetik rezonans frekansını etkileyecektir. Yani yukarıdaki dalga manyetik malzeme içinde önemli oranda değişecektir.

Rezonans denklemi (2.8)'yi (2.7)'de verilen RF manyetik alan ve $\mathbf{H}_{statik} = \mathbf{H}_{oz}$ için çözümlerse mıknatıslanma vektörü bulunabilir. Bilindiği gibi mıknatıslanma vektörü ile manyetik alan arasındaki ifade genelde lineer bir ilişki olup orantı parametresi χ diye bir matris ile verilir. Manyetik duygunluk adını alan bu χ matris dikkate alındığında söz konusu bu ilişki

$$\bar{\mathbf{M}} = [\chi] \bar{\mathbf{H}} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{\mathbf{H}} \quad (2.9)$$

biçiminde yazılır. Bu ifade ile verilen manyetik duygunluk matris elemanları Denklem (2.8)'in çözümünden

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.10)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.11)$$

olarak elde edilir. M_s doyum mıknatıslanması olmak üzere bu ifadedeki semboller aşağıdaki kısaltmaları temsil etmektedirler.

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0 \quad (2.12)$$

$$\omega_m = \mu_0 \gamma M_s \quad (2.13)$$

Bu ifadelerde kullanılan gyromagnetic oran γ , elektron için $1.759 \times 10^{11} C / Kg$ 'dır.

Ayrıca ω_0 ve ω_m , bu sabitlerde çarpıldıktan sonra şu şekilde ifade edilebilirler:

$$\frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\mu_0 \gamma H_0}{2\pi} = \left(\frac{2.8 MHz}{oersted} \right) H_{oz} \quad (2.14)$$

$$\frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{\mu_0 \gamma M_s}{2\pi} = \left(\frac{2.8 MHz}{oersted} \right) (4\pi M_s) \quad (2.15)$$

İlerleyen kısımlardaki hesaplamalarda, Nikel malzemeler için $4\pi M_s = 6095 Gauss$, Mumetal malzemeler için $4\pi M_s = 7351 Gauss$ alınmıştır. Bu değerler, kullanılan malzemelerin deneysel olarak karakterizasyonu yapıldıktan sonra elde edilen deneysel sonuçlardan hesaplanmıştır. Ayrıca bazı ferromanyetik element ve alaşımlar için doyum mıknatıslanması değerleri aşağıda Çizelge 2.1.'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Ferromanyetik Malzemeler İçin Doyum Mıknatıslanması Değerleri

Malzeme	Bileşim(%)	$4\pi M_s$ (Gauss)
Elementler		
Demir (Fe)	100 Fe	21500
Kobalt (Co)	100 Co	17900
Nikel (Ni)	100 Ni	6100
Alaşım ve Bileşikler		
Demir-Silikon	96 Fe, 4 Si	19700
Permalloy	55 Fe, 45 Ni	16000
Mumetal	5 Cu, 2 Cr, 77 Ni, 16 Fe	7500
Permendur	50 Co, 50 Fe	24500

Manyetik duygunluk χ tensoru, \bar{B} 'yi \bar{H} 'e bağlayan manyetik permeabilite tensorunun çıkarımında kullanılır. Manyetik Permeabilite tensorunun formu (2.16)'da verilmiştir.

$$[\mu] = \mu_0 ([U] + [\chi]) = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Matrisin elemanları ise

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (2.17)$$

$$\mu_{21} = -\mu_{12} = -j\mu_0 \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.18)$$

olarak elde edilir.

Yukarıdaki hesaplamalarda dış alanlara tepki olarak oluşan demanyetizasyon alanları hesaba katılmamıştır. Ferromanyetik bir malzemeye statik manyetik alan uygulandığında, malzemenin içinde oluşan iç manyetik alan, dış manyetik alandan farklıdır. Malzemenin geometrisine bağlı olarak yüzeyinde uygulanan sınır koşullarından malzemenin içinde oluşan iç manyetik alan değeri bulunabilir. Malzemenin geometrisi, dış statik manyetik alanın uygulama yönü ve malzemenin manyetizasyonu, malzeme içinde oluşan iç manyetik alan değerini belirler. Eğer malzemeye dışarıdan RF manyetik alanlar da uygulanıyorsa, benzer şekilde malzeme içinde oluşan RF manyetik alanlar, malzeme geometrisine, dış RF manyetik alanın uygulama yönüne ve malzemenin manyetizasyonuna bağlıdır. Bir malzemenin içinde oluşan iç manyetik alanlar, dış manyetik alanlara demanyetizasyon faktörleri ile bağlıdır.

Örnek olarak bir malzemeye dışarıdan z eksen yönünde statik manyetik alan, x ve y eksenleri yönünde RF manyetik alan uygulanırsa malzeme içinde oluşan iç manyetik alanlar (2.19) – (2.21)'de verildiği biçimde dış manyetik alanlara bağlıdır.

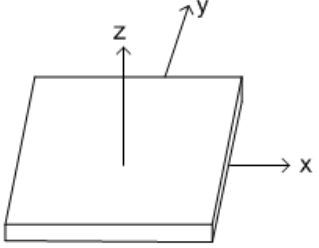
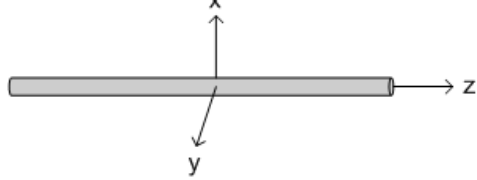
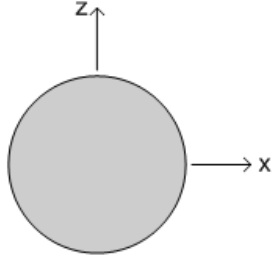
$$H_x = H_{xe} - N_x M_x \quad (2.19)$$

$$H_y = H_{ye} - N_y M_y \quad (2.20)$$

$$H_z = H_a - N_z M_s \quad (2.21)$$

Bu ifadelerde, z yönünde uygulanan statik manyetik alan H_a 'nın ferromanyetik malzemeyi manyetik doyuma götürece kadar şiddetli olduğu kabul edilmiştir. Bu ifadelerde M_x , M_y ve M_z malzemenin x , y ve z yönlerindeki mıknatıslanma değerlerini verir. Malzemenin demanyetizasyon faktörleri N_x , N_y ve N_z olarak verilir ve bu faktörler malzemenin geometrisine bağlıdır. Aşağıda Çizelge 2.2.'de bazı genel şekiller için bu faktörler verilmiştir.

Çizelge 2.2. Genel Şekiller İçin Demanyetizasyon Faktörleri

Şekil	N_x	N_y	N_z
<p>İnce şerit, film veya plaka</p> 	0	0	1
<p>İnce Silindir</p> 	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
<p>Küre</p> 	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$

Nikel tellerden örgü ve kullanılan referans eksen takımının görelî durumları Şekil 3.4.'de verilmiştir. Nikel telin içinde oluşan iç manyetik alan, demanyetizasyon faktörlerini kullanarak uygulanan statik manyetik alan ve RF manyetik alana aşağıda verilen denklemlerdeki gibi bağlıdır [37, 40].

$$H_x = h_x - \frac{1}{2}M_x \quad (2.22)$$

$$H_y = h_y - \frac{1}{2}M_y \quad (2.23)$$

$$H_z = H_{ox} \quad (2.24)$$

Deneyleerde kullanılan RF manyetik alanın polarizasyonu x yönündedir dolayısıyla $h_y = 0$ 'dır, fakat demanyetizasyon faktörlerini kullanarak permeabilite matrisini bulurken bu terimin denklemlerde muhafaza edilmesi gerekir.

Demanyetizasyon faktörleri hesaba katılmadığında (2.9)'daki matris denkleminde $H = H_0$ alınır. Manyetik geçirgenlik parametresinin (permeabilite) matris elemanları (2.17) ve (2.18)'de verildiği şekilde bulunur. Demanyetizasyon faktörleri hesaba katıldığında (2.9)'daki matris denkleminde manyetik alan H için (2.19)-(2.21)'de bileşenleri verilen iç manyetik alan alınmalıdır. Denklem (2.19)-(2.21)'de verilen iç manyetik alanın bileşenleri (2.9)'daki matris denkleminde yerine konursa (2.25) ve (2.26)'da verilen denklemler elde edilir.

$$M_x = \chi_{xx}H_x + \chi_{xy}H_y \quad (2.25)$$

$$M_y = \chi_{yx}H_x + \chi_{yy}H_y \quad (2.26)$$

Bu denklemlerde H_x ve H_y 'nin, uygulanan dış alan ve demanyetizasyon faktörlerine bağlı olan ifadeleri (2.22), (2.23) ve (2.24)'de kullanılırsa, aşağıdaki denklemler (2.27) ve (2.28) elde edilir.

$$M_x = \chi_{xx}\left(h_x - \frac{1}{2}M_x\right) - \chi_{xy}\left(h_y - \frac{1}{2}M_y\right) \quad (2.27)$$

$$M_y = \chi_{yx} \left(h_x - \frac{1}{2} M_x \right) - \chi_{yy} \left(h_y - \frac{1}{2} M_y \right) \quad (2.28)$$

Bu denklemler çözülrse,

$$M_x = \frac{\chi_{xx} + \frac{1}{2} \chi_{xx} \chi_{yy} - \frac{1}{2} \chi_{xy} \chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} h_x + \frac{\chi_{xy}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} h_y \quad (2.29)$$

$$M_y = \frac{\chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} h_x + \frac{\chi_{yy} + \frac{1}{2} \chi_{yy} \chi_{xx} - \frac{1}{2} \chi_{yx} \chi_{xy}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} h_y \quad (2.30)$$

elde edilir. M_x ve M_y , dış RF alana h_x bağımlılığı şu şekilde gösterilebilir.

$$\bar{M} = \bar{\chi}^e h_{rf} \quad (2.31)$$

$\bar{\chi}^e$, aşağıdaki matrise eşittir.

$$\bar{\chi}^e = \begin{bmatrix} \frac{\chi_{xx} + \frac{1}{2} \chi_{xx} \chi_{yy} - \frac{1}{2} \chi_{xy} \chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} & \frac{\chi_{xy}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} & 0 \\ \frac{\chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} & \frac{\chi_{yy} + \frac{1}{2} \chi_{yy} \chi_{xx} - \frac{1}{2} \chi_{yx} \chi_{xy}}{(1 + \frac{1}{2} \chi_{yy})(1 + \frac{1}{2} \chi_{xx}) - \frac{1}{4} \chi_{xy} \chi_{yx}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

\bar{B} 'yi \bar{H} 'e bağlayan (2.33)'deki ifadede, permeabilite tensörü (2.34)'de verildiği şekilde elde edilir.

$$\bar{B} = \mu_0(\bar{M} + \bar{H}) = [\mu]\bar{H} \quad (2.33)$$

$$[\mu] = \mu_0([\chi] + \bar{\chi}^e) \quad (2.34)$$

Böylece manyetik permeabilite tensörü $[\mu]$, (2.35)'de verildiği şekilde elde edilir.

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

Manyetik geçirgenlik parametresi (permeabilite) tensörünün elemanları aşağıda verilmiştir. Denklem (2.10) ve (2.11)'den,

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} \quad (2.36)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} \quad (2.37)$$

olduğu bilindiği için manyetik geçirgenlik parametresi (permeabilite) tensorunun elemanları (2.38) ve (2.39)'da verildiği şekilde bulunur.

$$\mu_{11} = \mu_{22} = \mu_0 \frac{(1 + \frac{1}{2}\chi_{yy})(1 + \frac{1}{2}\chi_{xx}) - \frac{1}{4}\chi_{xy}\chi_{yx} + \chi_{xx} + \frac{1}{2}\chi_{xx}\chi_{yy} - \frac{1}{2}\chi_{xy}\chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2}\chi_{yy})(1 + \frac{1}{2}\chi_{xx}) - \frac{1}{4}\chi_{xy}\chi_{yx}} \quad (2.38)$$

$$\mu_{21} = -\mu_{12} = \mu_0 \frac{\chi_{yx}}{(1 + \frac{1}{2}\chi_{xx})(1 + \frac{1}{2}\chi_{yy}) - \frac{1}{4}\chi_{xy}\chi_{yx}} \quad (2.39)$$

Bu ifadeler tek bir nikel telin manyetik geçirgenlik parametresi (permeabilite) tensorunu verir. Bu tensorun elemanları, manyetik duygunluk matris elemanları χ_{xy} ,

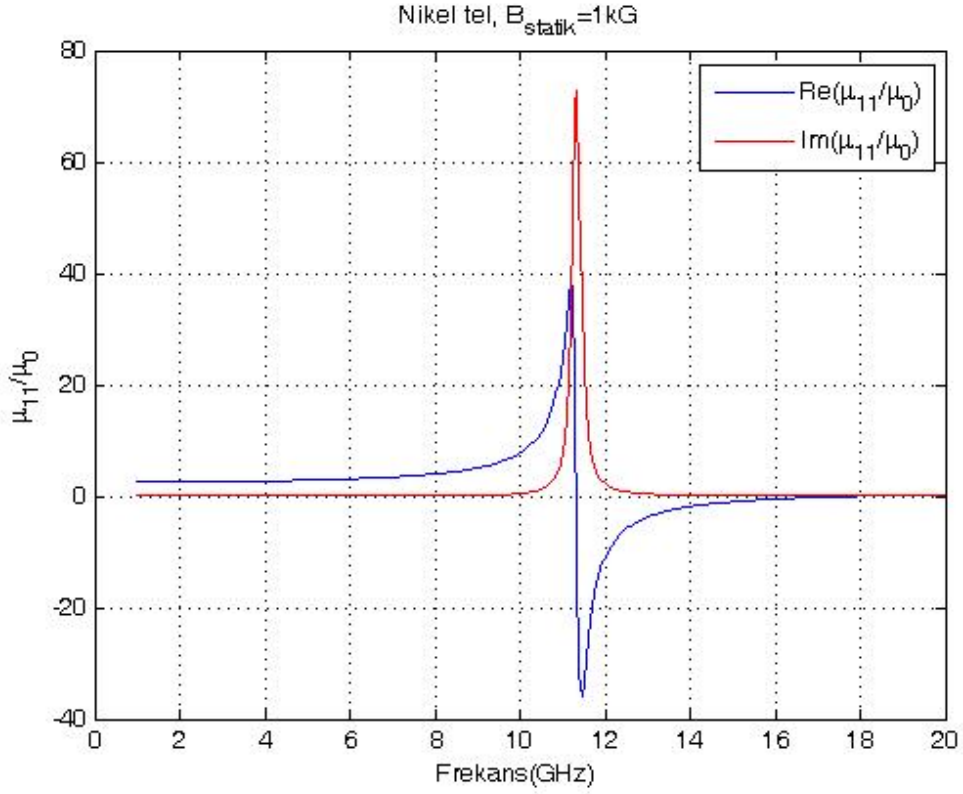
χ_{xx} ve χ_{yy} 'ye bağlıdır ve bu matris elemanları (2.10) ve (2.11)'de verilmiştir. Yalnız bu ifadelerde kayıpları temsil eden sönüm faktörü α , belirtilmemiştir yani sıfır alınmıştır. Sönüm terimi (2.10) ve (2.11)'deki ifadelerde ω_0 yerine $\omega_0 + j\alpha\omega$ yazılarak hesaba katılır. Sönüm faktörü uygulandığında aşağıdaki denklemler (2.40) ve (2.41) elde edilir.

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{(\omega_0 + j\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (2.40)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega\omega_m}{(\omega_0 + j\alpha\omega)^2 - \omega^2} \quad (2.41)$$

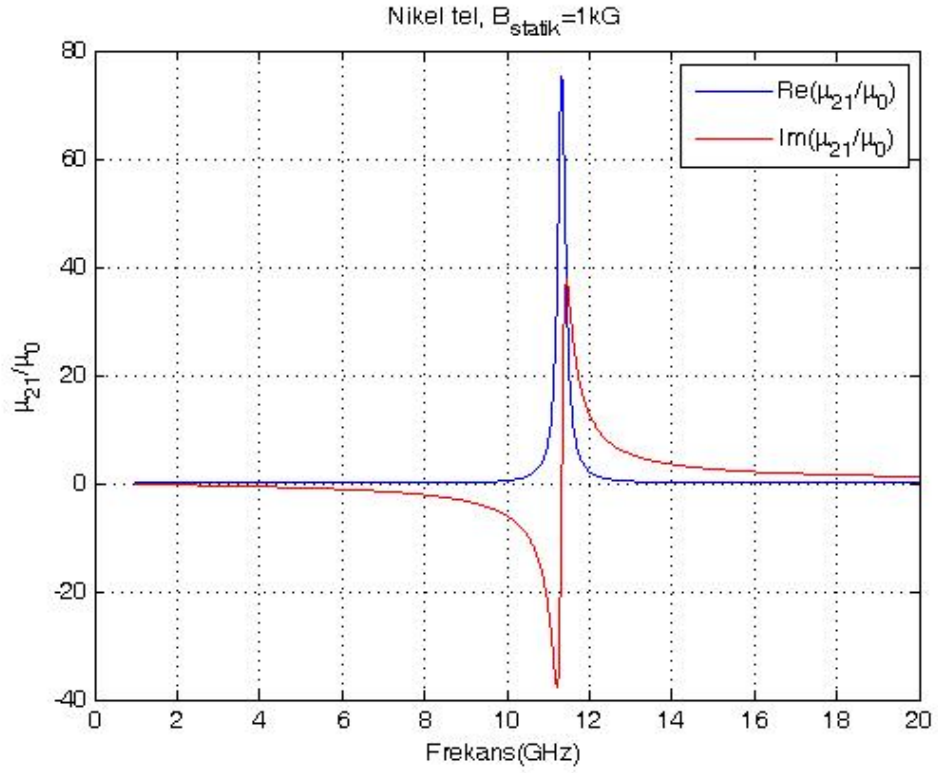
2.2.1.1 Teorik Hesaplamalar:

Bu ifadeler (2.38) ve (2.39)'da kullanıldığında μ_{11} ve μ_{21} , ω_0 , ω_m ve α 'ya bağlı olarak ifade edilir. Bu denklemlerle yapılan teorik hesaplamalarda $\alpha = -0.01$ alınarak, $B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ şiddetinde dış alan içine konulan tek bir nikel telin manyetik permeabilitesinin reel ve sanal bileşenleri (μ_{11} ve μ_{21})'nin frekansa göre değişimi için elde edilen sonuçlar Şekil 2.1. ve Şekil 2.2.'de verilmiştir. Görüldüğü gibi manyetik duygunluğun her iki bileşeni de yaklaşık 11 GHz civarında rezonans davranışı sergilemektedirler. Aslında μ_{11} 'in reel kısmının düşük frekanslarda hep pozitif kaldığı ve rezonans frekansının üzerinde belli bir frekans değerinde işaret değiştirip sınırlı bir frekans bölgesinde negatif kaldığı görülmektedir. Manyetik duygunluğun sanal bileşeni ise soğurulan enerji ile ilgili olduğundan hep pozitif kalır. Diğer önemli bir nokta da rezonans eğrisinin genişliklerinin sönüm parametresi α ile doğru orantılı olarak artıyor olmasıdır.

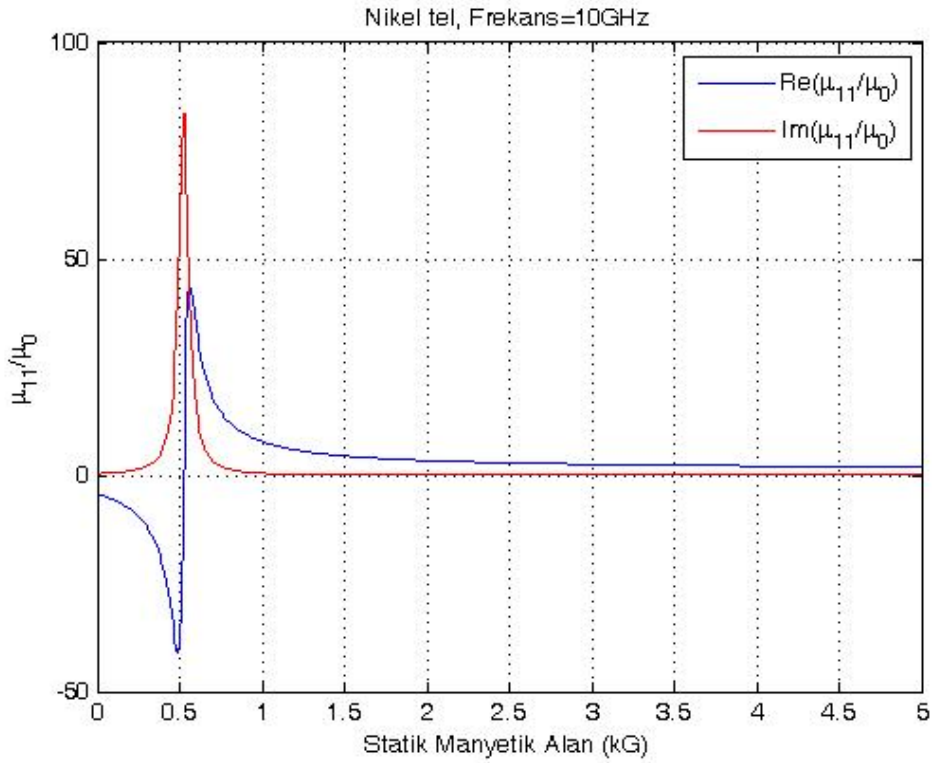


Şekil 2.1. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi ($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).

Aynı α değeri için Şekil 2.3. ve Şekil 2.4.'de tek bir nikel telin μ_{11} ve μ_{21} 'nin statik manyetik alana göre değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi manyetik alınganlık tensörünün her iki elemanı manyetik alana göre de rezonans etkisi göstermektedir. Bu durumda uygulanan mikrodalganın frekansı sabit tutularak dış manyetik alanın değişik değerleri için hesaplamalar yapılmıştır. Burada da manyetik alınganlığın reel bileşeni rezonans frekansının üstünde belli bir değerden sonra işaret değiştirmektedir. Sanal bileşen ise hep pozitif kalmaktadır.

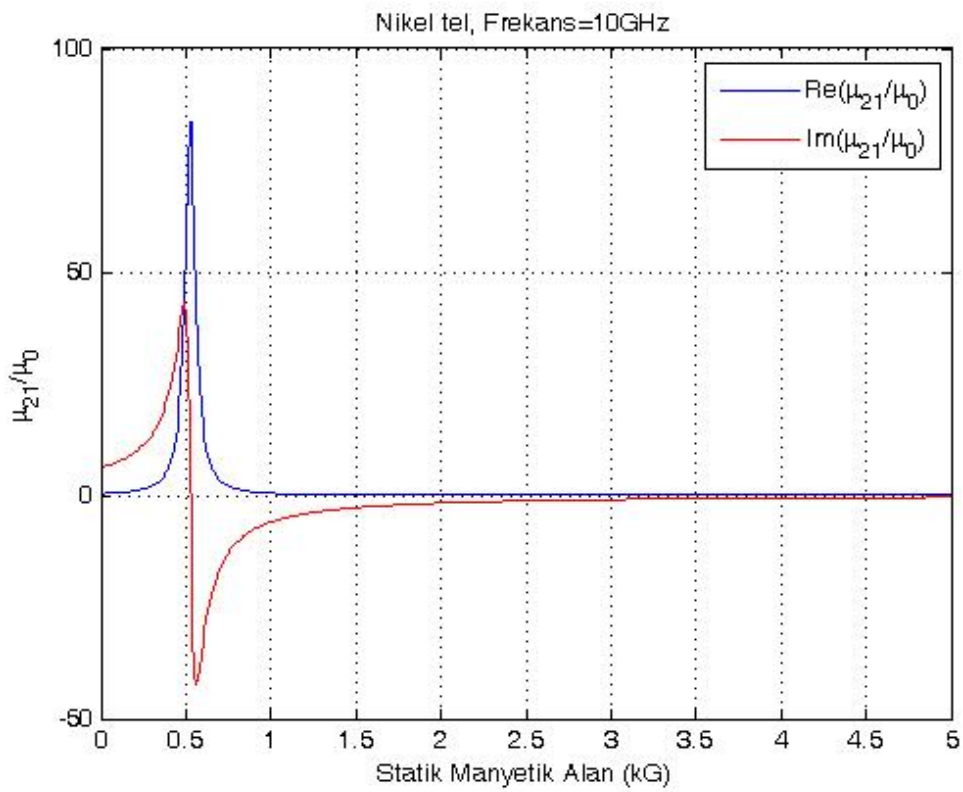


Şekil 2.2. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi ($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).



Şekil 2.3. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Mikrodalga frekansı $f=10\text{GHz}$ için).

Yukarıdaki hesaplamaların tek bir nikel tel için olduğu unutulmamalıdır. Bu tellerden makroskopik bir örgü yapıldığında bu örgüdeki tellerin elektromanyetik alana ortak tepkileri oldukça farklı olur. Çünkü teller arasında çoklu yansımalar bile söz konusu olur. Deneylerde kullanılan nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik parametresi, nikel tellerin toplam hacminin fotonik kristalin toplam hacmine oranına bağlıdır. Çünkü bu yaklaşımda mıknatıslanmaya katkı metalik tellerden gelir. Boş uzayın katkısı sadece boş uzayın izotropik ve frekansa bağımsız geçirgenlik katsayısı kadardır.



Şekil 2.4. Nikel telin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Mikrodalga frekansı $f=10\text{GHz}$ için).

O halde makroskopik örgü yapıldığında makroskopik Maxwell denklemlerinin çözümü için makroskopik ve ortalama fiziksel özellikleri dikkate alınır. O halde Nikel tellerin toplam hacminin fotonik kristalin hacmine oranı V_{oran} ile gösterilirse.

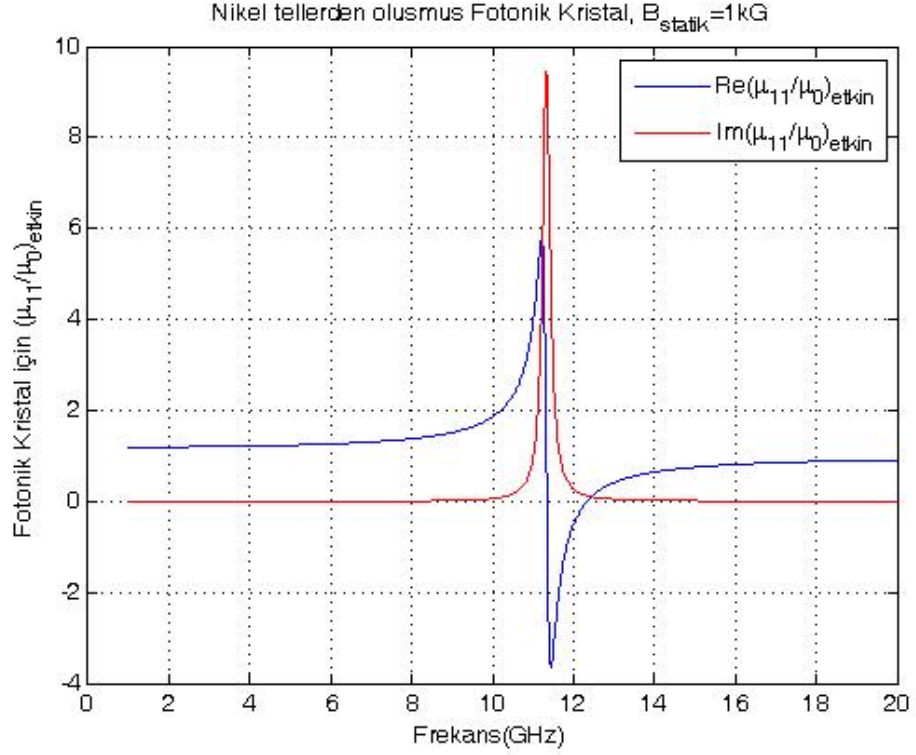
$$\mu_{fotonikkristal} = (1 - V_{oran})\mu_{ortam} + V_{oran}\mu_{mumetal} \quad (2.42)$$

yazılabilir. Deneylerde kullanılan Nikel tellerin çapı 1mm, ve fotonik kristalin örgü parametresi 2.5mm olduğu için $V_{oran} = \pi / 25$ olarak bulunur. Nikel tellerin içinde bulunduğu ortam hava olduğu için $\mu_{ortam} = 1$ alınabilir. Bu durumda yukarıdaki formül kullanılarak fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik parametresi bulunabilir.

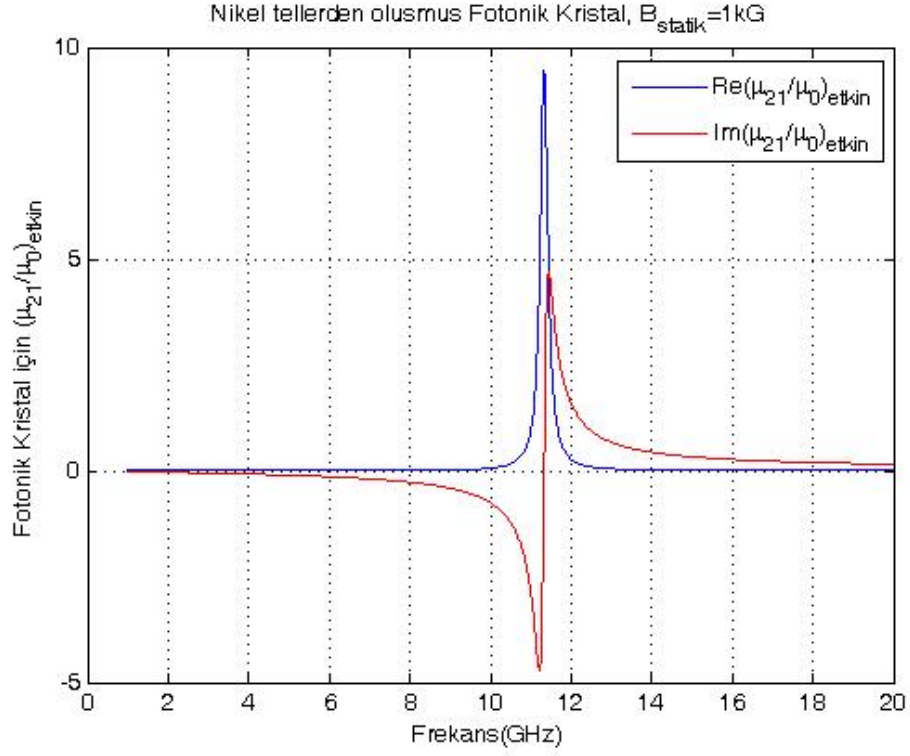
Aşağıda, $B_{statik} = 1kGauss$ için, Şekil 2.5. ve Şekil 2.6.'da nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin hesaplanan etkin μ_{11} ve μ_{21} tensör elemanlarının frekansa göre değişimi verilmiştir. Bu şekillerden elde edilen değerler Şekil 2.1. ve Şekil 2.2.'de verilen değerlerle kıyaslandığında makroskopik örgü için elde edilen değerlerin tek nikel tel için bulunan değerlerden çok küçük olduğu görülür. O nedenle etkin manyetik alınganlığın işaret değiştirdiği frekansın tek telde gözlenen değerden farklı olacağı aşıkardır.

Süper örgü için manyetik alınganlık tensör elemanlarının (μ_{11} ve μ_{21}) sabit bir frekans değerinde DC manyetik alanla değişimi için yapılan hesap sonuçları Şekil 2.7. ve Şekil 2.8.'de sergilenmiştir. Gene tek tel için yapıldığı gibi kristal örgü içinde mikrodalgaın frekansı sabit tutularak manyetik alınganlık tensör elemanlarının uygulanan statik alanla değişimi incelenmiştir. Bu örgüler de gene nikel tellerden oluşmuştur. Şekil 2.7.'de görüldüğü gibi permeabilite tensör elemanının μ_{11} , reel bileşeni (mavi renkli) pozitif 1 değerinden başlayarak frekansla birlikte artmakta, 11 GHz yakınındaki rezonans frekansında azalmaya başlamakta ve negatif değerleri aldıktan sonra küçük bir frekans aralığında değişken olmakla birlikte negatif işaretini korumaktadır. Daha yüksek frekanslara gittikçe bu parametre tekrar artarak pozitif 1 değerine asimtotik olarak yaklaşmaktadır. Mıknatıslanmanın x bileşeni ile uygulanan alternatif manyetik alanın x bileşeni arasındaki ilişkiyi temsil eden manyetik alanın sanal bileşeninin davranışı ise oldukça farklıdır. Rezonans alanlarında bir değişiklik olmamakla birlikte bu bileşenin işareti hep pozitif kalmaktadır. Tek nikel tel için elde edilen değerlerle kıyaslandığında örgü için elde edilen değerlerin rezonanstaki değerlerinin en az bir mertebe daha küçük olduğu görülmektedir. Bu fark örgünün hacminin ne oranda metalik manyetik tellerle doldurulduğu ile ilgilidir.

Ayrıca sönüm terimi ile birlikte eğri genişliği değiştiğinden söz konusu parametrelerin işaret değiştirdikleri frekans aralığı manyetik tellerin cinsi ile de doğrudan ilgili olarak değişmektedir. Bütün bu özellikler kullanılarak değişik frekans ve dış alan bölgelerinde negatif kırılma indisi elde etmek beklenir.

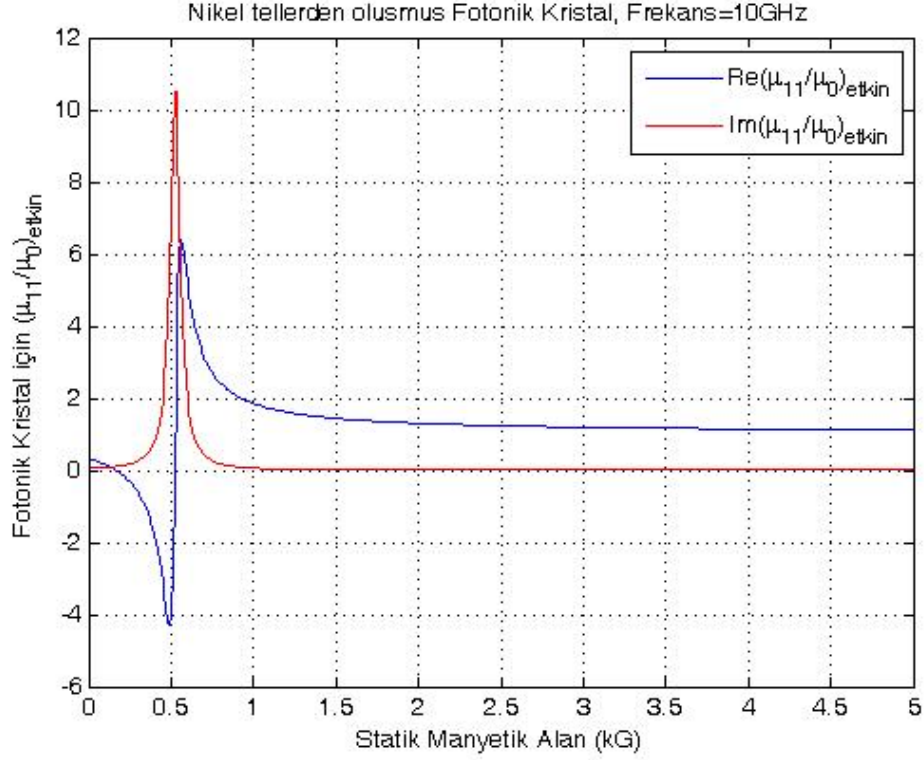


Şekil 2.5. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi ($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).

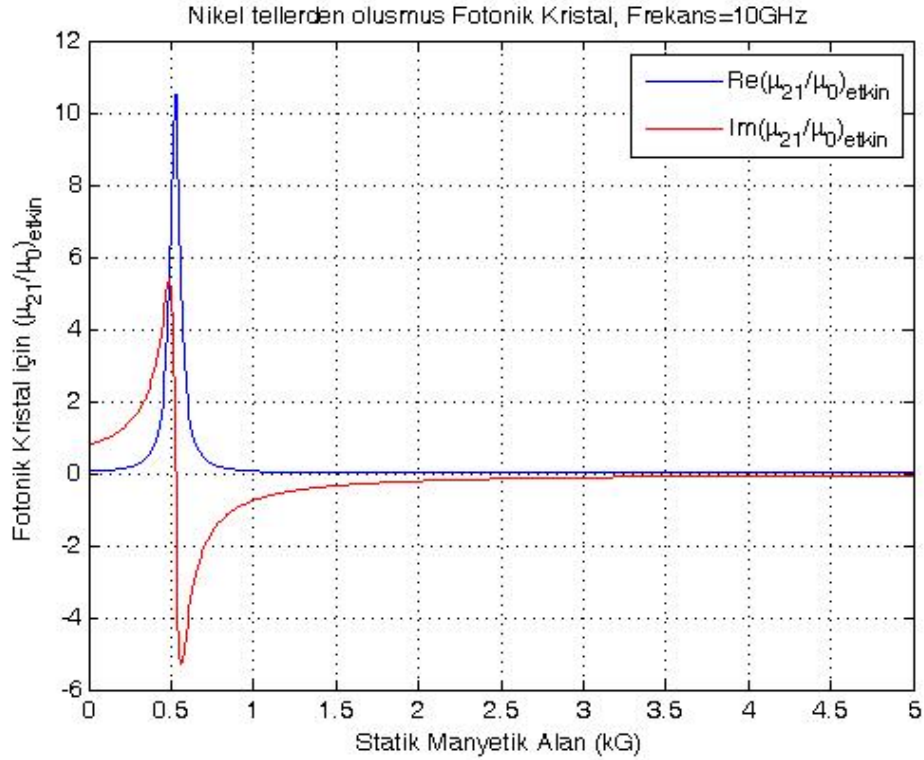


Şekil 2.6. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi ($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).

Mıknatıslanmanın y bileşeni ile manyetik alanın x bileşeni arasındaki ilişkiyi oluşturan manyetik alınganlık bileşeninin μ_{21} , davranışı ise Şekil 2.8.'de verilmiştir. Burada da örgünün parametresinin değeri tek bir telinkine göre en az bir mertebe daha küçük olup rezonans etkisi göstermektedir. Rezonans eğrilerinin genişliği, alınganlık bileşenlerinde hemen hemen aynıdır. Ancak burada işaret değiştiren bu kez reel bileşen olmayıp sanal bileşendir. Aslında buradaki reel bileşen x bileşeni ile ilgili olan sanal bileşene karşı gelmektedir. Çünkü fonksiyonel bağımlılık aynıdır.



Şekil 2.7. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).



Şekil 2.8. Nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).

Daha önce tek manyetik tel için yapıldığı gibi burada da dış alan tel eksenine paralel olarak alınmıştır. Gene alternatif alanın elektrik alan bileşeni tel eksenine paralel ve manyetik alan bileşeni de tel eksenine dik olarak seçilerek teorik hesaplamalar yapılmıştır. Permeabilite tensörünün her iki elemanının μ_{11} , μ_{21} gerçel ve sanal bileşenleri burada da rezonans davranışı göstermektedir. Rezonans alanı yaklaşık 500 Gauss civarındadır ve eğri genişlikleri birbirlerine benzerdir. Dikkat edilmesi gereken bir nokta rezonans frekansı ve rezonans alanları arasında lineer bir orantının olmasıdır. Örgü için elde edilen bu manyetik alınganlık niceliği dielektrik sabiti ile birlikte kullanıldığında süper örgünün negatif kırılma indisine sahip olacak frekans ve dış alan değerleri tahmin edilebilir. Ancak gene unutulmaması gereken bir nokta tüm bu hesaplamaların ideal sistemler için yapılabilecek yaklaşımlar için geçerli olmasıdır. Özellikle metalik malzemelerde mikrodalga sinyali metal tellerin içine homojen bir şekilde nüfuz edemediklerinden mıknatıslanmanın gradiyentinden kaynaklanan spin dalgaları ve rezonans eğrilerinin şekil bozuklukları kaçınılmaz olur.

2.2.2 Düzlem Geometrisindeki Mumetal Şeritler

Nikel tellere uygulandığı gibi mumetal şeritlerde z -yönünde ilerleyen düzlemsel mikrodalga'nın elektrik ve manyetik alan bileşenleri Denklem (2.6) ve (2.7)'deki biçiminde verilebilir. Burada dalga'nın elektrik ve manyetik alan bileşenleri basitlik olsun diye şerit düzleminde ve birbirlerine dik olarak alınabilir. Bu dalga'nın metal içindeki hareketi dışarıdan uygulanan DC manyetik alandan büyük oranda etkilenir. Gene basitlik olsun diye statik DC alanı z -eksenine paralel olarak $H_{statik} = H_{oz}$ biçiminde ve şeritlerin uzun eksenine paralel olarak alınabilir. Bu durumda mumetal şeritler uygun mikrodalga frekansı ve statik manyetik alan şiddetinde ferromanyetik rezonans etkisi gösterirler. Fakat teller silindirik geometriye, şeritler ise düzlem geometrisine sahip oldukları için iki yapının demanyetizasyon faktörleri farklı olduğundan rezonans frekanslarının da farklı olması beklenir. Mumetal şeritlerin içinde oluşan manyetik alan demanyetizasyon faktörleri dikkate alınırsa, mumetal şerit içindeki manyetik alana mıknatıslanmanın katkısı y yönünde olup mıknatıslanmanın y bileşenine zıt yönde olur.

Mıknatıslanmanın dış alandaki davranışı etkin alan etrafında peresasyon hareketi yapmak biçiminde olur ve bu peresasyon Denklem (2.8) ile belirlenir. Mumetal şeritlerin içinde oluşan manyetik alanı ve mıknatıslanma bileşenleri (2.8)'de yerine konulursa manyetizasyonun iç manyetik alana bağımlılığı (2.9)'da verildiği gibi elde edilir. Denklem (2.9)'daki matris denklemi, Manyetizasyon vektörünün bileşenlerini, Mumetal şeritlerin içindeki iç manyetik alanlara bağlayan (2.43) ve (2.44) denklem çifti ile gösterilebilir.

$$M_x = \chi_{xx}H_x + \chi_{xy}H_y \quad (2.43)$$

$$M_y = \chi_{yx}H_x + \chi_{yy}H_y \quad (2.44)$$

Bu denklemlerde H_x ve H_y , uygulanan dış alan ve demanyetizasyon faktörlerine bağlı olan aşağıdaki ifadeleri (2.45), (2.46) ve (2.47) kullanılırsa,

$$H_x = h_x \quad (2.45)$$

$$H_y = h_y - M_y \quad (2.46)$$

$$H_z = H_{oz} \quad (2.47)$$

Aşağıdaki denklemler (2.48) ve (2.49) elde edilir.

$$M_x = \chi_{xx}h_x + \chi_{xy}(h_y - M_y) \quad (2.48)$$

$$M_y = \chi_{yx}h_x + \chi_{yy}(h_y - M_y) \quad (2.49)$$

Bu denklemler çözümlerse Manyetizasyon vektörünün bileşenleri dışarıdan uygulanan RF manyetik alanın bileşenleri cinsinden (2.50) ve (2.51)'de elde edilir.

$$M_x = \frac{\chi_{xx}(1 + \chi_{yy}) - \chi_{xy}\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}}h_x + \frac{\chi_{xy}}{1 + \chi_{yy}}h_y \quad (2.50)$$

$$M_y = \frac{\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}} h_x + \frac{\chi_{yy}}{1 + \chi_{yy}} h_y \quad (2.51)$$

Bu tez çalışmasında yapılan deneylerde RF manyetik alanın polarizasyonu x yönündedir ve dolayısıyla $h_y = 0$ 'dır, fakat demanyetizasyon faktörlerini kullanarak permeabilite matrisini bulurken bu terimin denklemlerde muhafaza edilmesi gerekir. Yukarıdaki ifadelerde kullanılan χ_{xx} , χ_{yy} , χ_{xy} ve χ_{yx} , sönüm parametresinin ihmal edildiği durumda (2.10) ve (2.11), sönüm parametresi hesaba katıldığında (2.40) ve (2.41)'de verilmiştir.

Böylece M_x ve M_y 'nin, dış RF alana h_x bağılılığı şu şekilde gösterilebilir:

$$\bar{M} = \bar{\chi}^e h_{rf} \quad (2.52)$$

$\bar{\chi}^e$, aşağıdaki matris (2.53)'e eşittir.

$$\bar{\chi}^e = \begin{bmatrix} \frac{(1 + \chi_{yy})\chi_{xx} - \chi_{xy}\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}} & \frac{\chi_{xy}}{1 + \chi_{yy}} & 0 \\ \frac{\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}} & \frac{\chi_{yy}}{1 + \chi_{yy}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

Manyetik permeabilite tensörü için (2.34)'de verilen denklemde (2.53) yerine konursa, manyetik permeabilite tensoru $[\mu]$ elde edilir.

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

Manyetik permeabilite tensorunun elemanları aşağıda verilmiştir.

$$\mu_{11} = \mu_0 \frac{(1 + \chi_{yy})(1 + \chi_{xx}) - \chi_{xy}\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}} \quad (2.55)$$

$$\mu_{21} = -\mu_{12} = \mu_0 \frac{\chi_{yx}}{1 + \chi_{yy}} \quad (2.56)$$

$$\mu_{22} = 1 + \frac{\chi_{yy}}{1 + \chi_{yy}} \quad (2.57)$$

Bu ifadeler tek bir mumetal şeritin manyetik permeabilite tensorunu verir. Bu ifadelerde kullanılan χ_{xy} , χ_{yx} , χ_{xx} ve χ_{yy} , sönüm parametresini de içerecek şekilde (2.40) ve (2.41)'de verilmiştir.

2.2.2.1 Teorik Hesaplamalar:

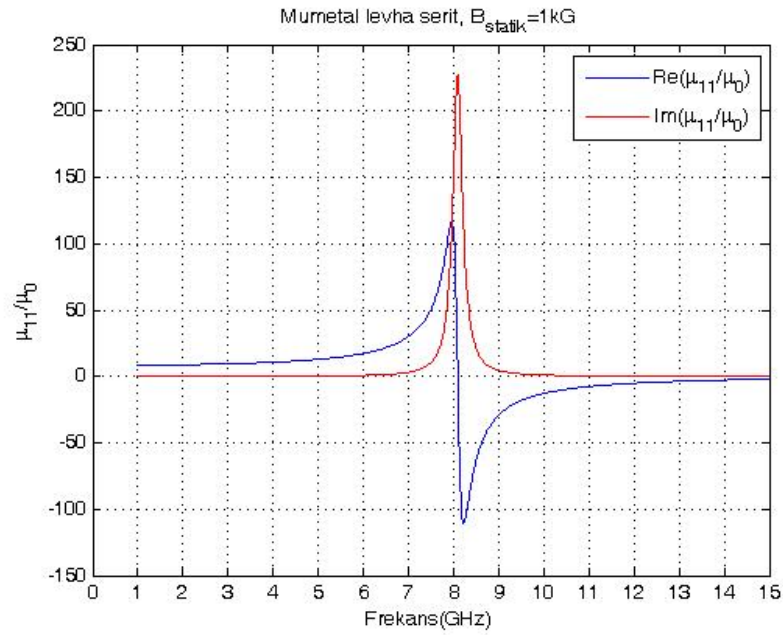
Bu ifadeleri (2.55) ve (2.56)'da kullanarak μ_{11} ve μ_{21} 'yi ω_0 , ω_m ve α 'ya bağlı olarak ifade edilebilir. Bu denklemler kullanılıp, $\alpha = -0.01$ alınarak, $B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ değeri için, tek bir nikel tel için hesaplanan μ_{11} ve μ_{21} parametrelerinin frekansa göre değişimi Şekil 2.9. ve Şekil 2.10.'da verilmiştir. Mumetal şeritler için yapılan hesaplardan elde edilen manyetik alınganlık tensor elemanlarının hem reel ve hem de sanal bileşenlerinin elektromanyetik sinyalin frekansına göre davranışları ile silindirik teller için elde edilen değerlerin frekans bağımlılıkları arasında çok büyük benzerlikler vardır.

Fark edilebilecek anlamlı ve yegane fark, şeritlerin söz konusu yönelimler için silindirik tellere göre manyetik alınganlık değerlerinin daha büyük olmasıdır. O nedenle bu şeritleri kullanarak yapılan süper örgüler için elde edilen negatif kırılma indislerinin silindirik teller kullanılarak yapılan süper örgülere göre daha geniş bir frekans aralığında negatif olması beklenebilir. Bu nitel farkın yanında rezonans frekans değerlerinde de bazı farklar vardır. Bu da gayet doğaldır. Çünkü şeritlerin

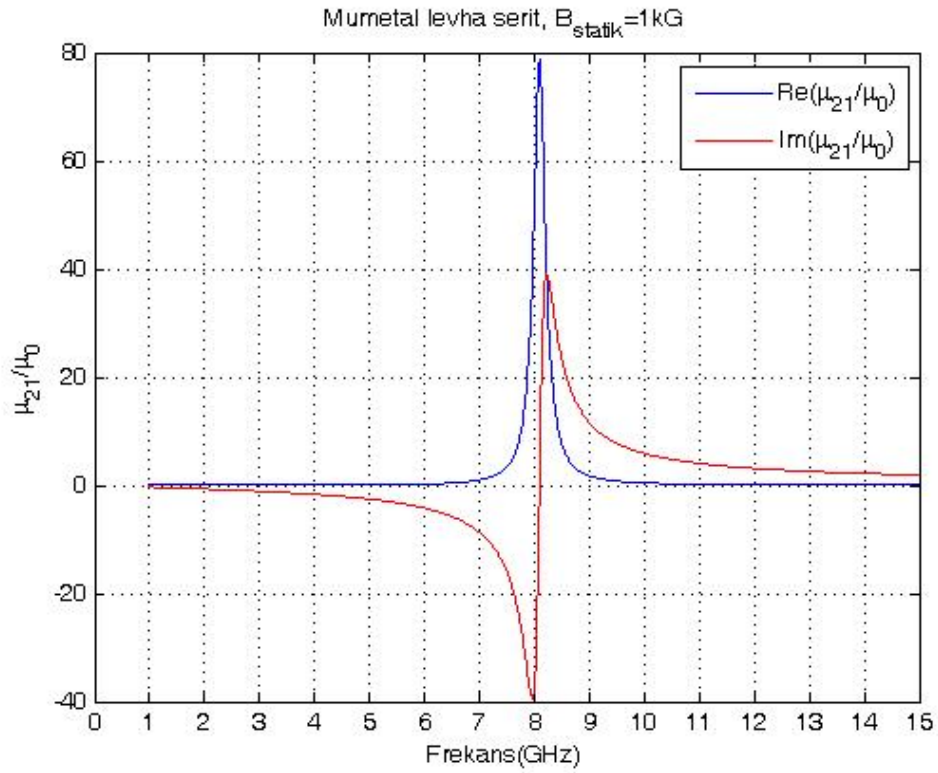
rezonans frekanslarında etkin olan demanyetizasyon faktörü silindirlere göre oldukça farklıdır. Bu durum, rezonans frekanslarının dış alanın tellere göre uygulama açısında da kendisini şiddetli bir şekilde hissettirecektir.

Gene silindirik simetri ile düzlemsel simetrik teller dikkate alındığında, düzlemsel şeritler içinde alanların zamana bağımlı bileşenlerinin çok daha homojen olması beklenir. O nedenle teorik hesaplamalarda sönüm parametresi aynı alınsa da gerçeği en doğru biçimde yansıtan deneysel bulgularda bu inhomojensizlikler rezonans eğrisinde kendilerini hissettireceklerdir. Tam ve kesin hesap yapmak bir çok durumda çok zor ve hatta imkansız olduğundan teoriyi sınamanın tek yolu deneylere başvurmaktır. Bu deneyler aşağıda anlatılacaktır.

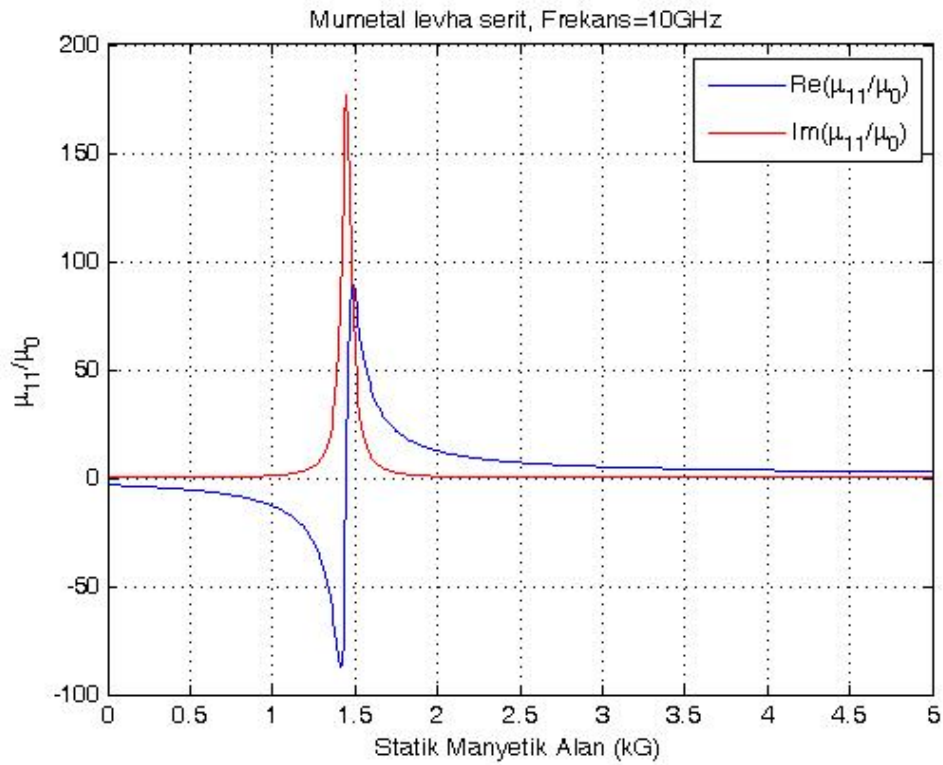
Aynı α değeri için Şekil 2.11. ve Şekil 2.12.'de tek bir mumetal levha şeritin μ_{11} ve μ_{21} 'nin statik manyetik alana göre değişimi verilmiştir.



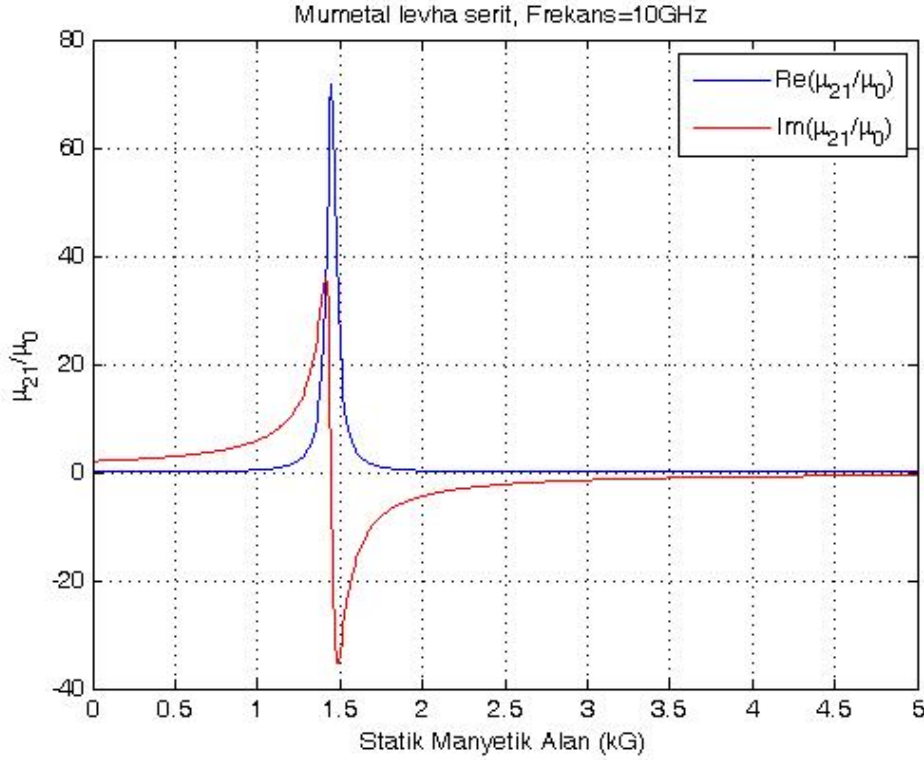
Şekil 2.9. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (B_{statik}=1kGauss için).



Şekil 2.10. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi ($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).

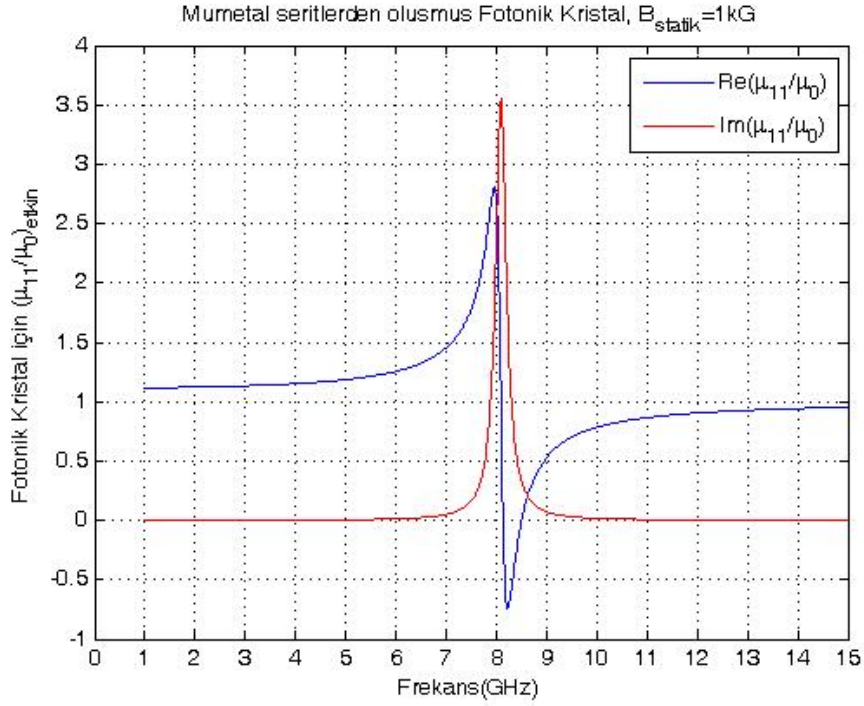


Şekil 2.11. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi (Mikrodalga frekansı $f=10\text{GHz}$ için).

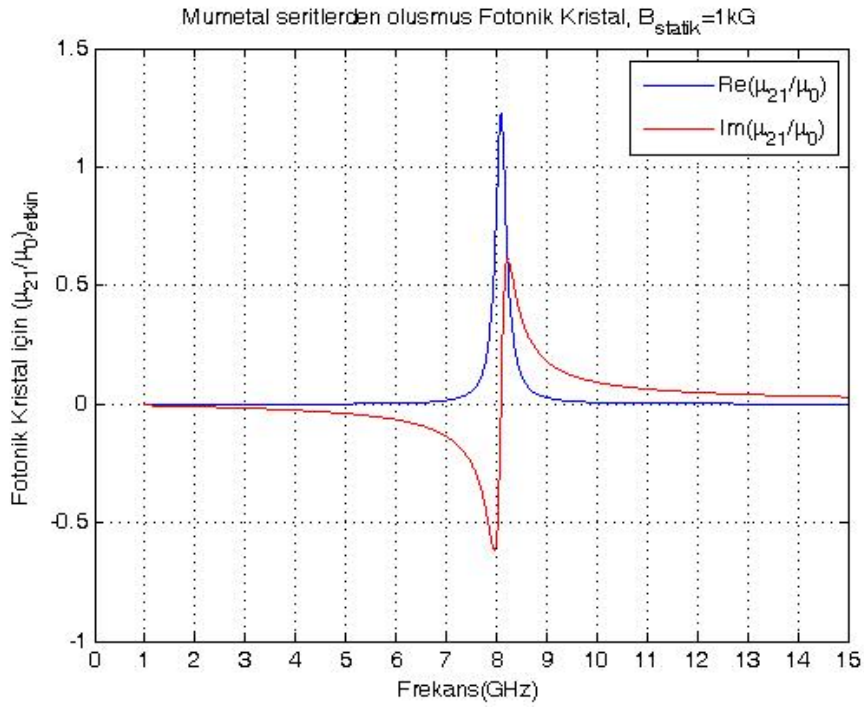


Şekil 2.12. Mumetal levha şeritin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi (Mikrodalga frekansı $f=10\text{GHz}$ için).

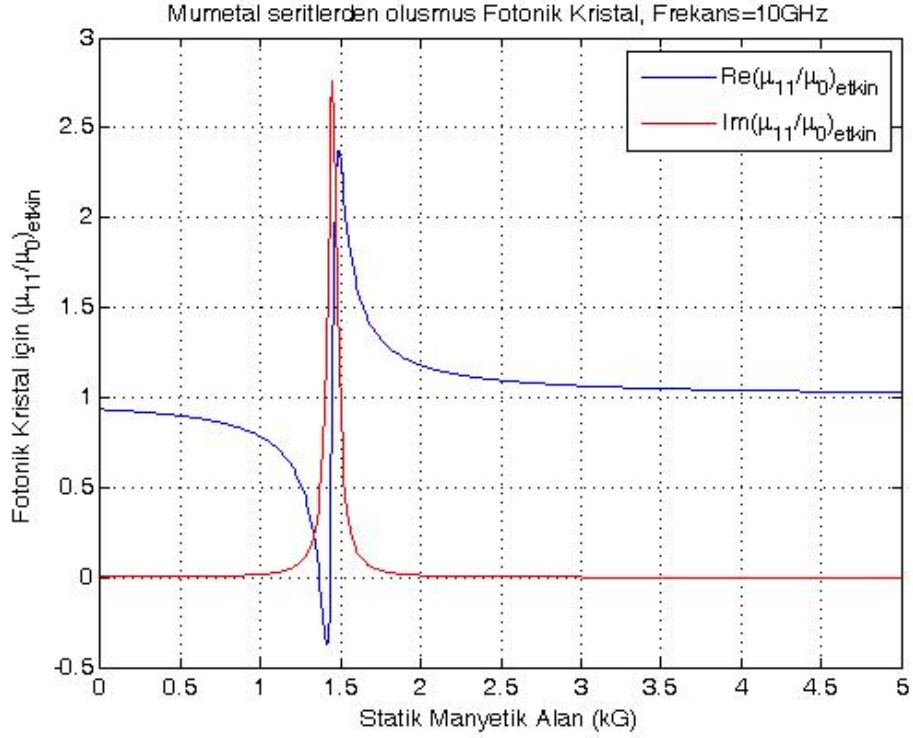
Yukarıdaki şekillerde tek bir mumetal şeritin manyetik geçirgenlik parametresinin frekans ve manyetik alan bağımlılığı incelendi. Deneilerde kullanılan mumetal şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik parametresi, mumetal şeritlerin toplam hacminin fotonik kristalin toplam hacmine oranına bağlıdır. Mumetal şeritlerin toplam hacminin fotonik kristalin hacmine oranı V_{oran} ile gösterilirse fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik parametresi (2.42)'de verildiği şekilde hesaplanır. Mumetal şeritlerin eni 1mm, kalınlığı 0.25mm olduğu için ve fotonik kristalin örgü parametresi 4mm olduğu için $V_{oran} = 1/64$ olarak bulunur. Mumetal şeritlerin içinde bulunduğu ortam cam'ın manyetik geçirgenlik parametresi havaya çok yakın olduğu için $\mu_{ortam} = 1$ alınabilir. Bu durumda (2.42)'deki formül kullanılarak fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik parametresi bulunabilir. Aşağıda, $B_{statik}=1\text{kGauss}$ için, Şekil 2.13. ve Şekil 2.14'de mumetal şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin μ_{11} ve μ_{21} 'nin frekansa göre değişimi verilmiştir. Ayrıca 10 GHz sabit frekansta Şekil 2.15. ve Şekil 2.16.'da mumetal şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin μ_{11} ve μ_{21} 'nin statik manyetik alana göre değişimi verilmiştir.



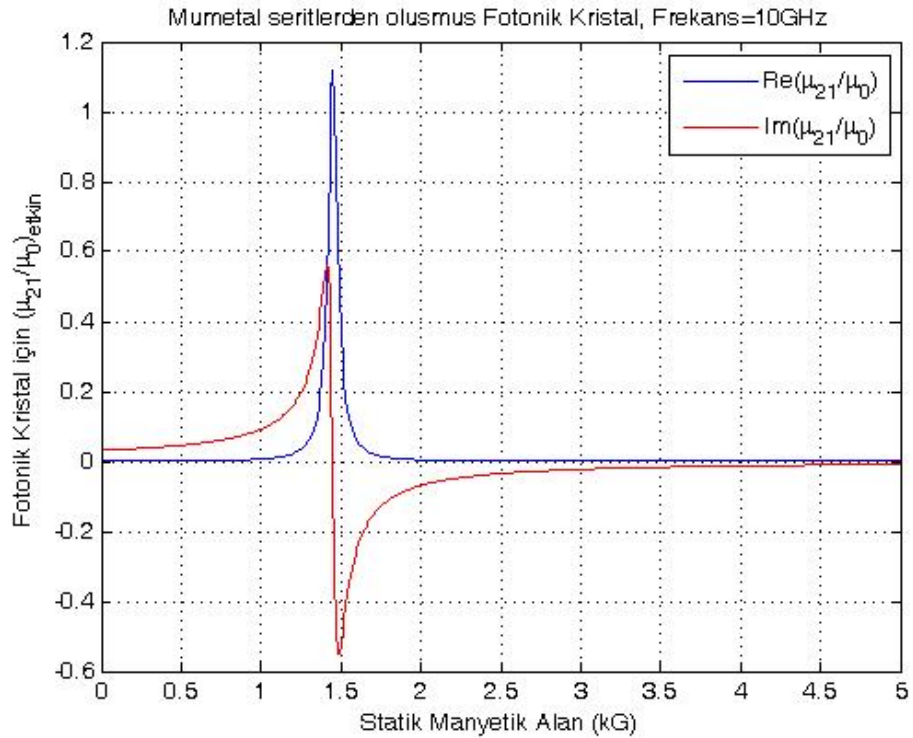
Şekil 2.13. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının frekansa göre değişimi($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).



Şekil 2.14. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının frekansa göre değişimi($B_{\text{statik}}=1\text{kGauss}$ için).



Şekil 2.15. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{11} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).

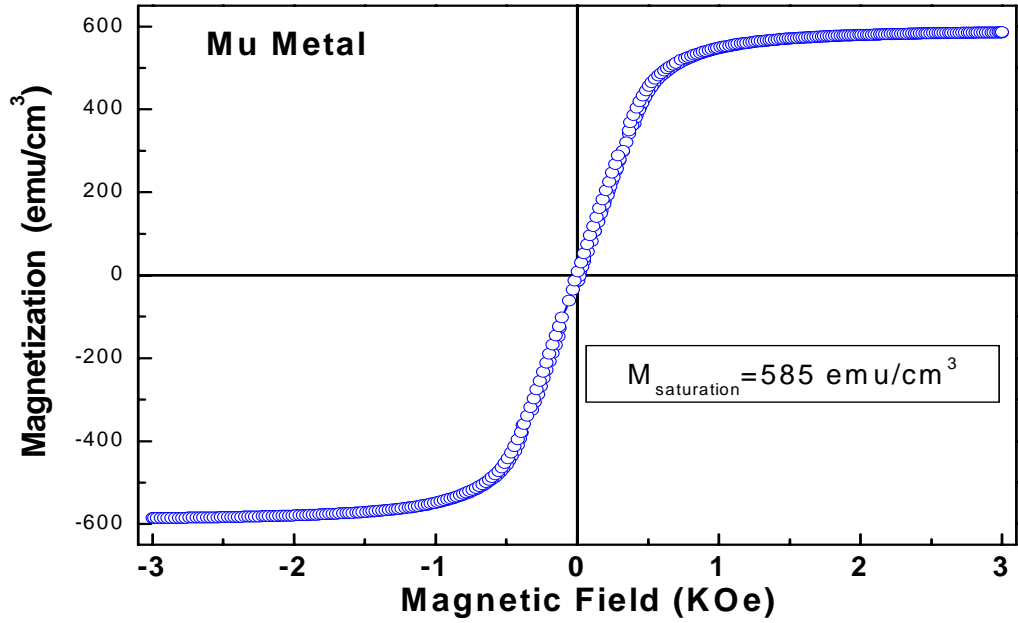


Şekil 2.16. Mumetal levha şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin manyetik permeabilite tensoru μ_{21} elemanının manyetik alana göre değişimi (Frekans=10GHz için).

3 DENEYSEL YÖNTEM VE ÖRNEK KARAKTERİZASYONU

3.1 Deneylerde Kullanılan Malzemelerin Karakterizasyonu

Deneylerde kullanılan mumetal levha ve nikel tellerin manyetik karakterizasyonu yapıldı. Bunun için değişik çaplardaki (0.5-1 mm) tellerden ve şeritlerden kesilen 3 mm boyunda Mumetal levhanın dc mıknatıslanmaları (histeri eğrileri) Quantum Design model fiziksel özellikler ölçüm sistemi (PPMS) kullanılarak ölçüldü ve sonuçlara bir örnek olarak Şekil 3.1.'de verildi. Burada manyetik alan tel eksenine paralel olarak uygulanmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi mıknatıslanmanın doyuma gitmesi sıfır alandan itibaren lineer olarak artması şeklinde olmuştur. Doyum alanı manyetik açıdan yumuşak maddelerden beklenene göre biraz yüksektir. Bu durum şeritin boyuna göre kalınlığının ihmal edilememesi ve şerit düzleminde de demanyetizasyon alanının etkisini göstermesi ile ilgilidir. PPMS için örnek büyüklükleri birkaç mm ile sınırlı olduğundan daha uzun bir örnek kullanma imkanı olmadı.

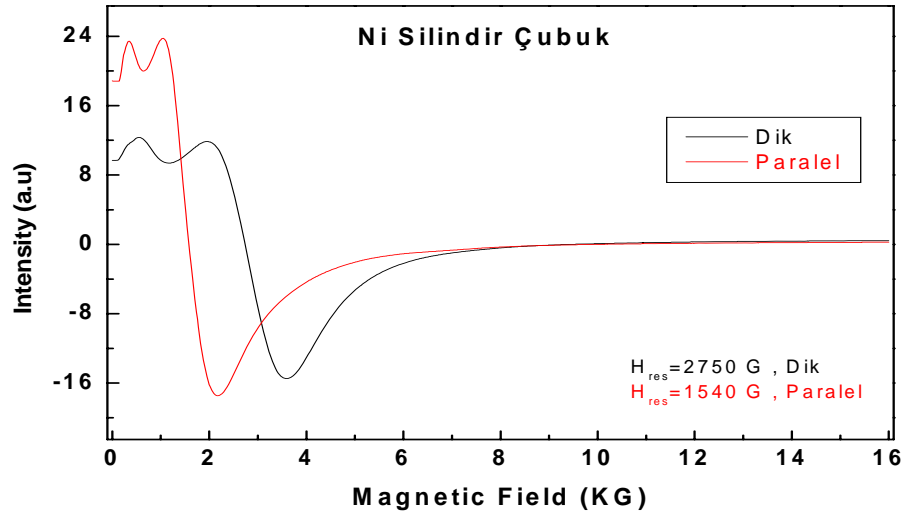


Şekil 3.1. Mumetal histeri eğrisi.

Ancak mıknatıslanmanın uygulanan alanla lineer olarak artması mıknatıslanmanın iç alanla da lineer arttığını ve manyetik anizotropilerin oldukça küçük olduğunu göstermektedir. Mıknatıslanmanın doyum değerleri de mumetalden beklenen düzeydedir. O nedenle mıknatıslanmanın bu doyum değeri ferromanyetik rezonans ifadesinde de kullanılarak yukarıda anlatılan teori kontrol edilmiştir. Sonuçlar ince şeritlerden beklenen ile uyumludur.

Süper örgülerde kullanılan metalik tellerin manyetik karakterizasyonları Ferromanyetik Rezonans tekniği kullanılarak da yapıldı. Bunlara örnek olarak silindirik yapıdaki nikel tellerin üzerinde yapılan FMR deney sonuçları Şekil 3.2.'de verilmiştir. Görüldüğü gibi bu deneyde kullanılan Nikel tel ekseninin statik manyetik alana paralel ve dik durumlarında rezonans denklemleri farklı olduğu için rezonans manyetik alanları da farklıdır. Manyetik alanın silindir eksenine göre hem dik ve hem de paralel durumları için elde edilen rezonans eğrilerinin çok geniş olduğu görülmektedir. Genelde nikel filmler üzerinde yapılan FMR deneylerinde eğri genişlikleri 50 G civarında kalmaktadır. Gilbert sönümlenme (damping) etkisi denen bir etkiden kaynaklanan sönümlenme ilgili eğri genişliği, bu tellerden elde edilen

değerlere göre çok küçüktür. O nedenle burada ortaya çıkan eğri genişlemesinin başka etkilerden kaynaklandığı düşünülmüştür. Bu durum aşağıda tekrar ele alınacaktır. Ayrıca her iki geometrik yönelim için de yüksek alan bölgesinde çıkan temel rezonans tepesinin yanında, hatta hemen sıfır alandan başlamak üzere, düşük alan bölgesinde de gene oldukça geniş ve göreceli olarak zayıf soğurma tepesi de ortaya çıkmaktadır. Bu tepe normal FMR modu değildir.



Şekil 3.2. Nikel tellerin Ferromanyetik Rezonans spektrum eğrileri.

Literatürde verilen teorilerle deneysel sonuçların uyumsuzluğunu daha yakından incelemek için nikel tellerle hazırlanan fotonik kristalle yapılacak deneylerde statik manyetik alan silindirik yapıdaki tellerin uzun eksenine paralel olduğu için önce bu durumdaki rezonans koşulu ele alınacak. Silindirik geometriye sahip yalıtkan örnekler içindeki alanlar homojen olduğunda, dış manyetik alanın silindirin uzun eksenine paralel ve dik olduğu iki ayrı durum için rezonans koşulları sırasıyla

$$\omega_0 = \gamma(H + 2\pi M_z) \quad (7.5)$$

$$\omega_0 = \gamma\sqrt{H(H - 4\pi M_z)} \quad (7.6)$$

biçiminde verilmektedir [37]. Bu rezonans denkleminde ESR spektrometrenin kullandığı frekans $f_0 = 9.53GHz$, nikel için bilinen (PPMS ile ölçülen) manyetizasyon değeri $M=485G$ ve $\gamma = 2\pi \times 2.8MHz/oersted$ değerleri yerine konulursa, paralel ve dik geometri için rezonans alanları sırasıyla $H=356G$ ve $H=7465G$ bulunur. Bu değerler Şekil 3.2.'de paralel ve dik geometriler için verilen FMR eğrisinin temel soğurma tepe noktalarından çok küçüktür. Ancak hesaplanan değer paralel geometri için sıfır alan bölgesinde çıkan geniş ve zayıf tepe noktaları bölgesinde kalmaktadır. Yani bu rezonans ifadelerinin deneyde ortaya çıkan verileri izah etmekten uzak olduğu açıktır.

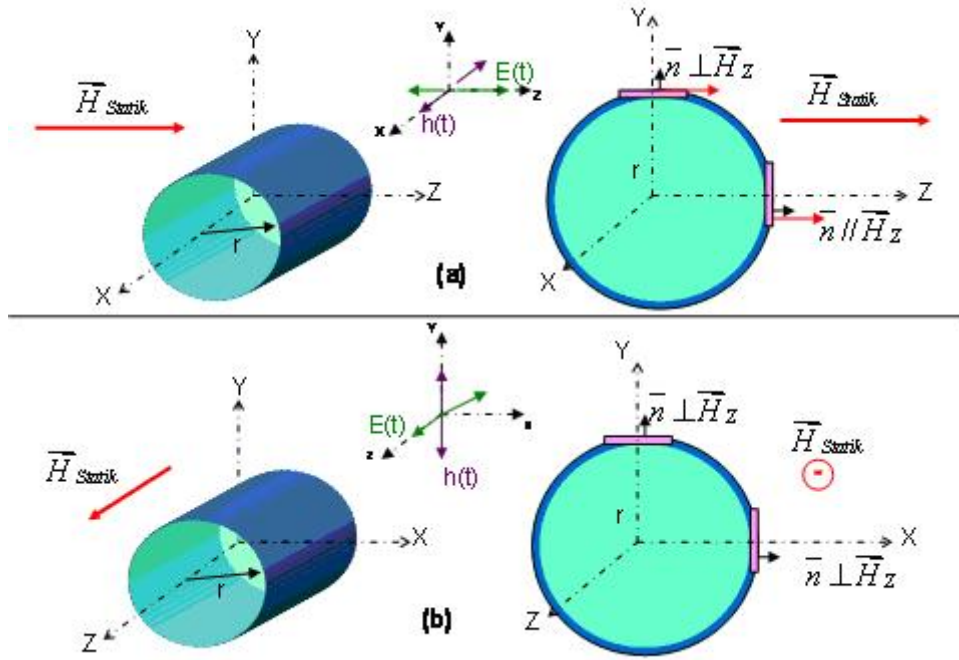
Yukarıdaki ifadelerin yalıtkan manyetik silindirler için kesinlikle geçerli olması gerekir. Ancak teller iletken olduğunda mikrodalga frekanslarındaki sinyalin normal metallerin ancak birkaç mikronluk derinliğine nüfuz edebilecekleri bilinmektedir [38, 39]. Bu durum dinamik mıknatıslanmanın silindirlerin sadece dış yüzeylerine yakın birkaç mikronluk bir bölgede uyarılabilmesine neden olur. Ancak yüzey kısmında dinamik olarak uyarılabilen mıknatıslanmanın göreceği etkin demanyetizasyon alanları (faktörleri) de silindirik simetriden oldukça uzak olması beklenir. Yani silindire sarılı çok ince bir kabuk FMR açısından aktiftir. Kalan bölgelerin FMR a herhangi bir katkısı düşünülemez. O halde model system Şekil 3.3.'de çok ayrıntılı olarak tasvir edildiği gibi, silindirik değil de, silindire sarılmış çok ince bir tabaka olmalıdır. Bu tabaka silindir yüzeyine çok yakından bakıldığında yüzeye yakın bölgedeki spinler için düzlemsel bir tabaka gibi görülür. O nedenle düzlemsel örneklerde statik manyetik alanın düzleme paralel ve dik olduğu durumlardaki rezonans ifadesini ele almak yararlı olacaktır. Bu durumlar için Kittel'in verdiği ifadeler sırasıyla [37] :

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_z)} \quad (7.7)$$

$$\omega_0 = \gamma(H - 4\pi M_z) \quad (7.8)$$

biçimindedir. Bu rezonans denkleminde yukarıdaki parametreler (nikelin mıknatıslanması, gyro-magnetik oran ve spektrometrenin mikrodalga frekansı) yerine konursa $H=1380G$ bulunur. Manyetik alanın nikel tellere paralel olduğu

durum için elde edilen deneysel FMR rezonans sonucunun düzlem örneklerde manyetik alanın düzleme paralel olduğu durumda elde edilen teorik rezonans manyetik alan değerine çok daha yakın olduğu görülür.



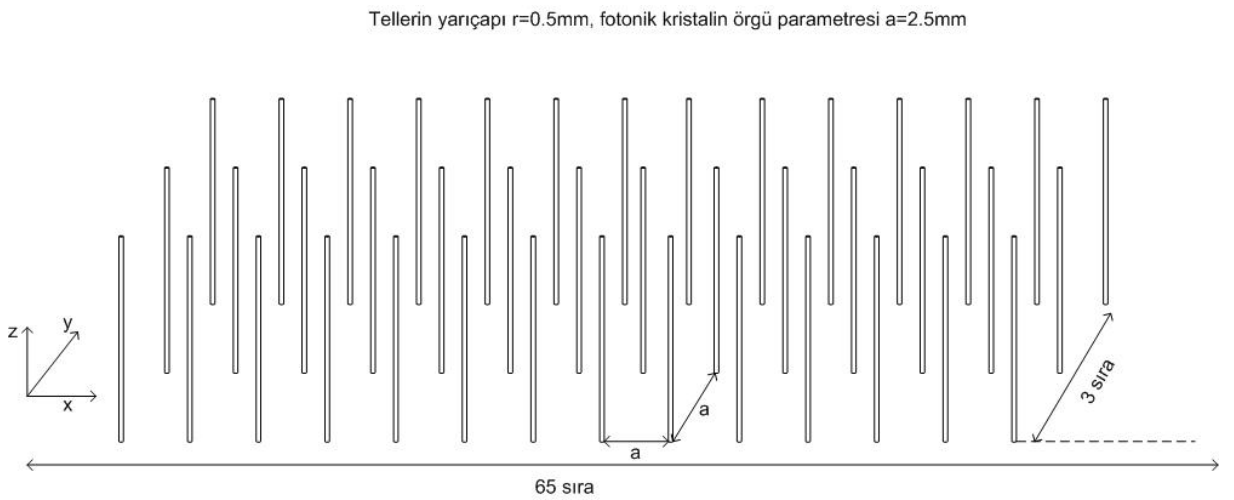
Şekil 3.3. FMR deneylerinde kullanılan metalik ve manyetik silindirik tellerin eksenlerine göre DC ve AC elektromanyetik alan vektörlerinin yönelimleri. Sol tarafta tellerin perspektif görünüşleri, sağta ise tel eksenine dik kesit alanı çizilmiştir. Üstte (a) statik manyetik alan ve ac elektrik alan vektörleri tel eksenine dik iken ac manyetik alan tel eksenine paraleldir. Altta (b) şekilde ise statik manyetik alan ve ac elektrik alan tel eksenine paralel iken ac manyetik alan tel eksenine diktir. Enine kesitte mikro dalganın tellere nüfuz edebildiği etkin derinlik koyu mavi renkli ince dairesel kabuk ile gösterilmiştir. Daire kabuğundaki pembe renkli ince dikdörtgenler ise o yerel bölgedeki spinlerin dış alanlara göre etkin demanyetizasyonu verecek ince manyetik filmleri göstermek için çizilmiştir.

Diğer yandan manyetik alan tel eksenine dik olduğunda elde edilen rezonans alanları her iki modele de terstir. Bu durum mikrodalğanın sadece yüzeyde uygulanabileceği gerçeği ile çelişmez. Çünkü Şekil 3.3.'de görüldüğü gibi dış alan silindir eksenine dik uygulandığında yüzeydeki şerit içinde kalan spinlerin bir kısmı (silindirin üstündeki yatay ve pembe filmde olanlar) bu alanı ince manyetik halka yüzeyine paralelmiş gibi algılamak, silindir çevresinde, eksen etrafında 90 derece öteye gidildiğinde bu spinlerin (silindirin sağ yan yüzeyinde dikey duran film bölgesindeki spinler) gördüğü alan sanki film yüzeyine dikmiş gibi algılanacaktır. Yani silindir çevresindeki yerel dinamik miknatıslanma farklı iç alanlar görürler.

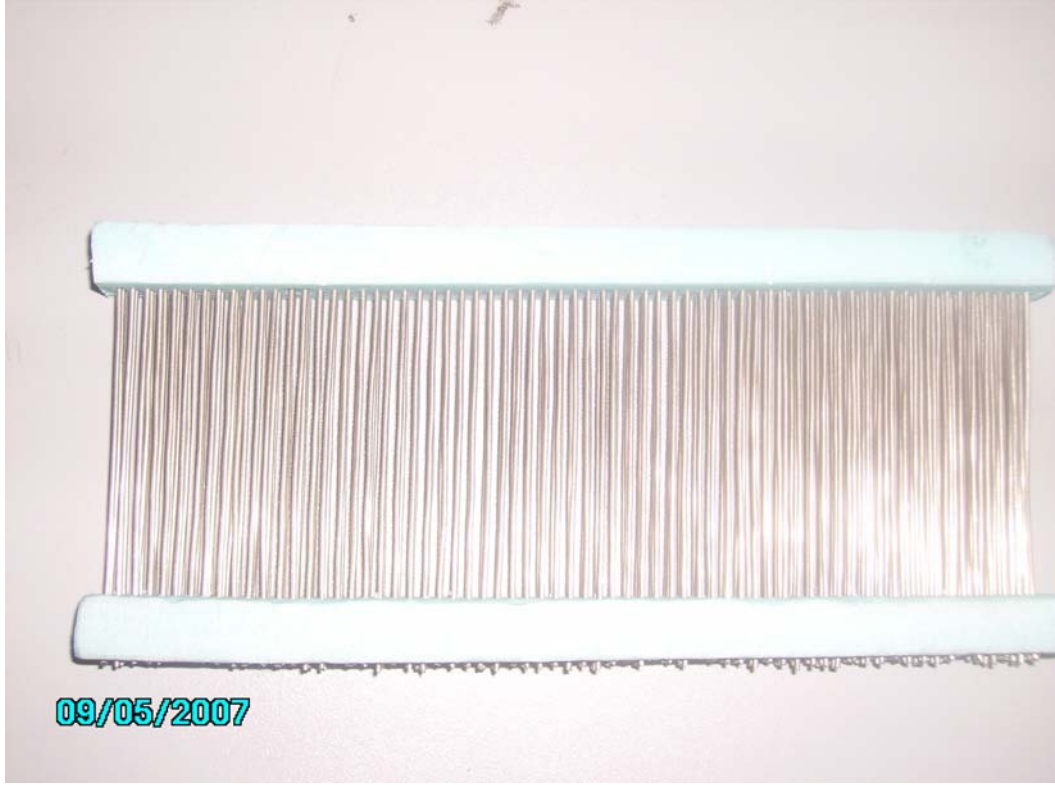
Hatta, yerel mıknatıslanmanın rezonans alanları ince filmlerin dik ve paralel geometrilerine karşı gelen alan değerleri arasında bir dağılım gösterir. Ayrıca dinamik mıknatıslanmanın yüzeyden içeri girdikçe değişimi ve bir gradyente sahip olması dinamik demanyetizasyon alanının da gradyente sahip olması anlamına gelir. Yani etkin iç alan örnekten içeri girildikçe değişir. Bu durum da eğri genişlemesine neden olur. Yukarıda anlatılan bu her iki etkinin çevresel ve derinliksel dağılımının ağırlık faktörleri de dikkate alındığında kalın metalik silindirlerin dik geometrileri için FMR soğurma eğrisinin etkin rezonans alan ve eğri şeklinin ne kadar farklı olması gerektiği anlaşılır.

3.2 Deneyler İçin Hazırlanan Fotonik Kristaller

Deneyler için çok sayıda değişik fotonik kristaller oluşturuldu. Ferromanyetik özelliğe sahip mumetal ve nikel malzemelerden ve manyetik özelliğe sahip olmayan bakırdan fotonik kristaller oluşturuldu. Nikel tellerden oluşturulan iki boyutlu dikdörtgen şeklinde fotonik karesel kristalin örgü parametresi 2.5 mm'dir. Tellerin çapı 1mm, uzunluğu ise 7.5 cm'dir. Fotonik kristal 3x65 birim hücreden oluşmaktadır. Nikel tellerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristalin çizimi ve resmi Şekil 3.4. ve Şekil 3.5.'de verilmiştir.

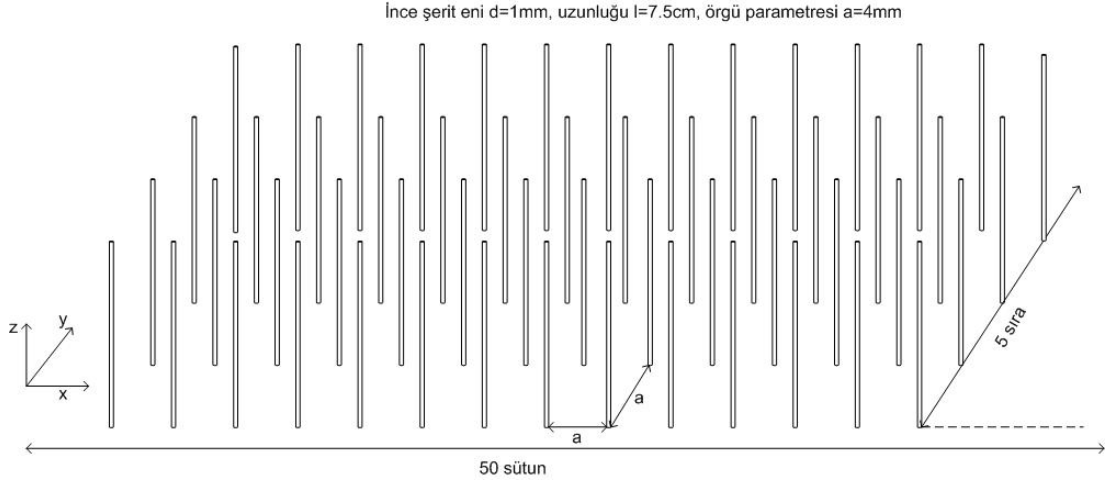


Şekil 3.4. Nikel tellerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal.



Şekil 3.5. Nikel tellerden yapılmış dikdörtgen fotonik kristal resmi.

Mumetal şeritlerden oluşturulan iki boyutlu dikdörtgen şeklinde fotonik kristalin örgü parametresi 4 mm'dir. Şeritlerin eni 1mm, kalınlığı 0.25mm, uzunluğu ise 7.5 cm'dir. Fotonik kristal 5x50 birim hücreden oluşmaktadır. Mumetal şeritler 4mm kalınlığındaki cam yüzeyin üzerine birbirlerine ve cam yüzeyine paralel yapıştırılarak elde edildi. Daha sonra metalik şeritlerle döşeli 4-5 tabaka cam ardarda ve birbirlerine paralel olarak sıralanarak birbirine yapıştırıldı. Böylece metalik teller uzayda oldukça iyi bir şekilde sabitlenerek süper örgü elde edildi. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristalin çizimi ve resmi Şekil 3.6. ve Şekil 3.7.'de verilmiştir. Nikel ve mumetal fotonik kristallerin aynıları bakır tel ve şeritlerle yapıldı.



Şekil 3.6. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal.

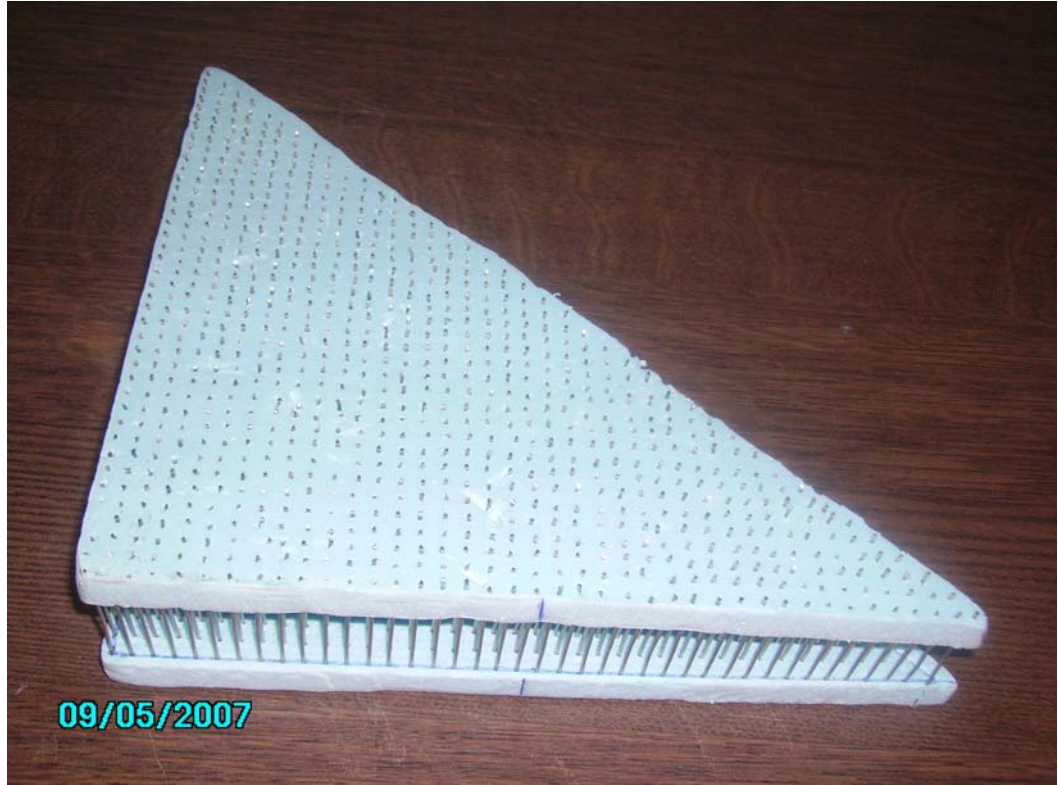


Şekil 3.7. Mumetal şeritlerden yapılmış dikdörtgen fotonik kristal resmi.

Yukarıda birkaç örneği verilen süper örgülerden değişik örgü parametrelili ve değişik tel yapısı (silindir veya şerit) ve değişik malzeme (manyetik özelliğe sahip veya manyetik özelliğe sahip olmayan) kullanılarak birçok süper örgü yapıldı ve bunlar üzerinde mikrodalga geçirgenlik deneyleri yapıldı. Bu deneyler örgünün değişik yönelimleri için değişik manyetik alan değeri ve yönelimleri için tekrarlandı.

Yukarıda verilen dikdörtgen fotonik kristallere benzer kırılma açısını ölçmek için Şekil 3.8.'de verilen nikel tellerden oluşmuş üçgen prizma biçimindeki fotonik kristal yapıldı. Bu fotonik kristal 1mm çapında 4cm uzunluğunda nikel tellerden oluşmuştur ve fotonik kristalin örgü parametresi 5mm'dir. Nikel telli üçgen prizma

fotonik kristal toplam $40 \times 40 / 2 = 800$ birim hücreden oluşmaktadır. Bu fotonik kristalle yapılan kırılma açısı ölçüm düzeneği şematik olarak Şekil 3.11.'de verilmiştir.



Şekil 3.8. Nikel tellerden oluşmuş üçgen prizma şeklinde fotonik kristal.

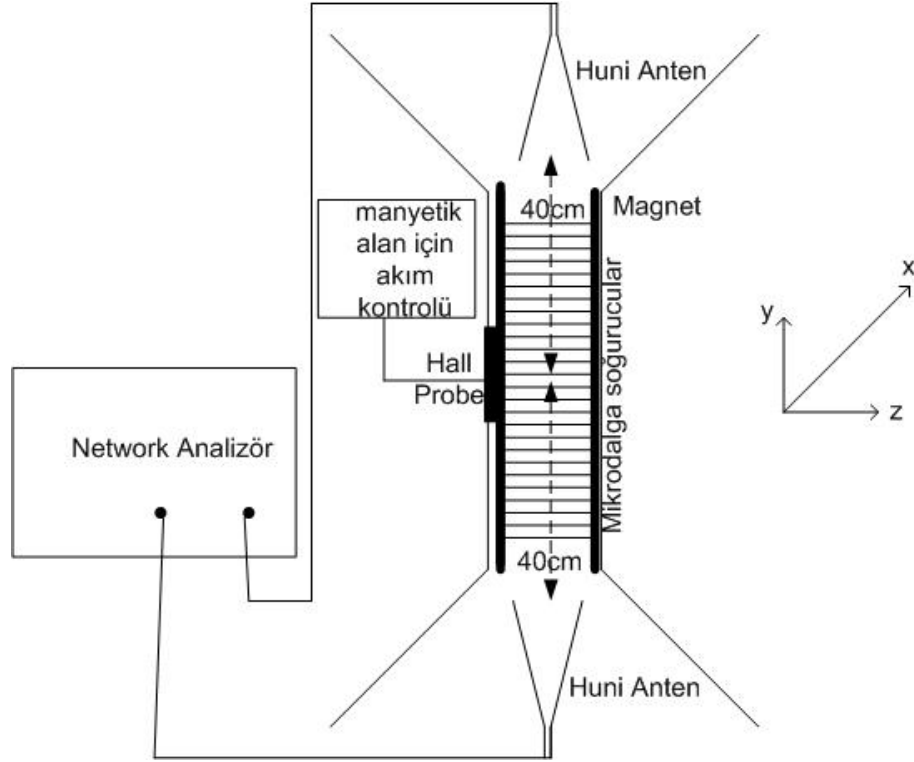
Dikdörtgen fotonik kristaller üzerinde geçirgenlik deneyleri yapılmadan önce antenler karşılıklı olarak kondu ve örneğin her ölçüm durumu için kalibrasyon yapıldı. Daha sonra örnek antenlerin arasına yerleştirildi ve geçirgenlik tekrar ölçüldü. Deneylerde değişik frekans aralıkları için değişik huni antenler kullanıldı.

3.3 Deney Düzeneği

Dışarıdan statik DC manyetik alan uygulanarak yapılan deneylerde kullanılan deney düzeneği Şekil 3.9.'da verilmiştir. Alıcı ve verici antenler network analizörünün alıcı ve verici uçlarına koaksiyel RF kablo ile bağlıdır. Fotonik kristal statik manyetik alanın homojen ve düzgün olduğu magnetin ortasına yerleştirilmiştir. Ayrıca fotonik kristal ve magnetler arasına mikrodalga yutucu malzeme konulmuştur. Bu mikrodalga yutucu malzeme mikrodalganın magnetlerden

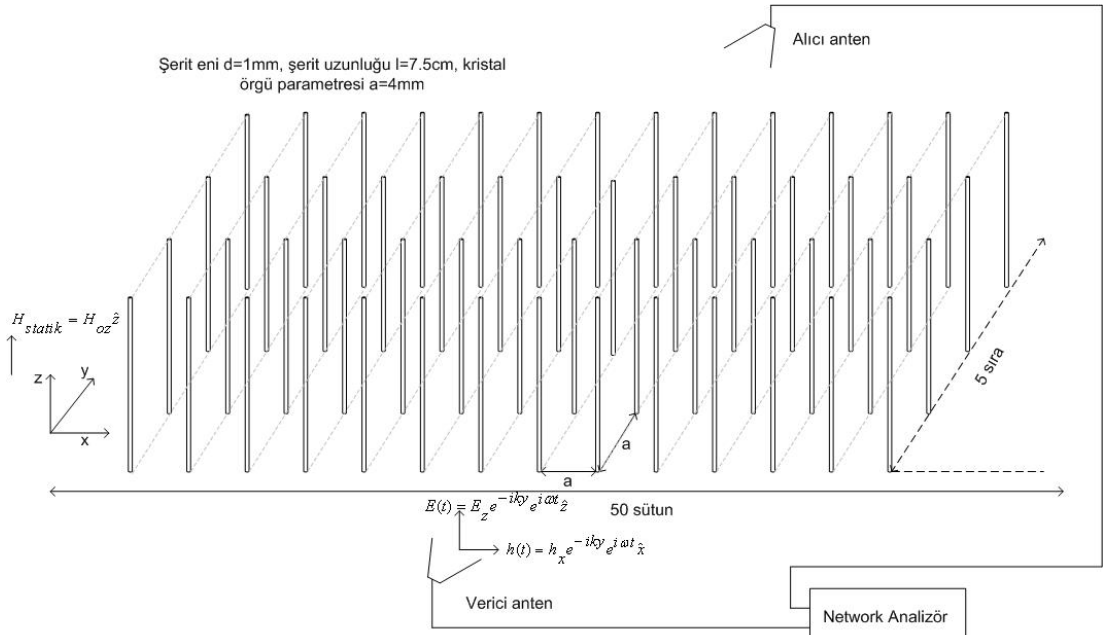
yansımaları ve istenmeyen enterferansları önler. Magnetlerle oluşturulacak statik DC manyetik alan akım kontrol cihazıyla istenen seviyelere ayarlanır ve Hall probe ile statik DC manyetik alanın şiddeti ölçülür. Alıcı ve verici huni antenler fotonik kristalden 40 cm uzaklıklarda yerleştirilmiştir. Bu uzaklık deneyin yapılacağı frekanslarda mikrodalga fotonik kristal yüzeyine ulaştığında düzlem dalga özelliğinde olmasını sağlar. Mikrodalga polarizasyonu elektrik alanın fotonik kristalin yapıtaşları olan silindirik tellere veya düzlemsel şeritlere paralel olacak biçimdedir. Huni antenler $y-z$ düzleminde, verici antenden ışık mikrodalga elektrik alan polarizasyonu z yönündedir. Mikrodalga manyetik alanının polarizasyonu x yönündedir ve magnetlerden üretilen statik manyetik alanın yönü z yönündedir. Bu şekilde magnetlerden üretilen statik manyetik alanın yönü fotonik kristalin yapıtaşları olan silindirik tellere veya düzlemsel şeritlere ve mikrodalga elektrik alanının polarizasyon yönüne paraleldir.

Teori kısmında kabul edilen şartlar deney düzeneğinde gerçekleştirilmiştir. Elektromagnetlerle üretilen statik DC manyetik alan bilgisayar kontrollü akım kaynağıyla ayarlanabilmektedir. Akım kontrollü magnetlerle üretilen manyetik alan ve network analizör tarafından üretilen mikrodalga alanı aynı zamanda açılıp kapatıldı. Sabit manyetik alan ölçümlerinde, magnetler sabit statik manyetik alan şiddetine ayarlandı ve network analizör ile istenen frekans bandında ölçüm yapıldı. Sabit frekans ölçümlerinde, statik manyetik alan belirlenen aralıkta network analizörün ölçüm süresi ile aynı sürede tarandı. Network analizör ölçüm sonucundaki her ölçüm noktası farklı statik DC manyetik alan değerine karşılık gelmektedir. Her ölçüm noktasına karşılık gelen statik manyetik alan değeri maksimum ve minimum statik manyetik alan şiddetleri arasındaki farkın toplam ölçüm nokta sayısına bölümdükten sonra ilgili ölçüm noktasına karşılık gelen rakamla çarpımına eşittir.



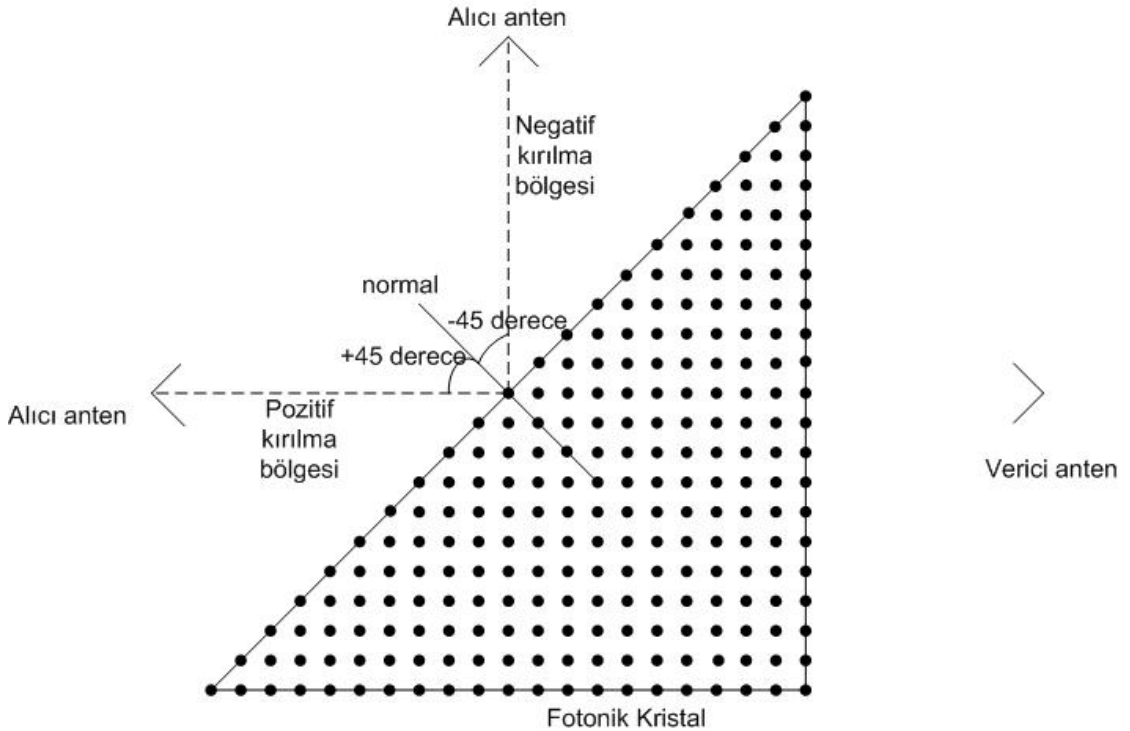
Şekil 3.9. Deney Düzenegi.

Fotonik kristal, alıcı ve verici antenler, elektrik ve manyetik alanlar ve örgünün birim elemanlarını değişik bir perspektifte gösteren deney düzenegi Şekil 3.10.'da verilmiştir. Network analizör, verici antenden verilen sinyal şiddeti ile alıcı antenden alınan sinyal şiddeti arasındaki farkı ölçmeye yarar. Deneyden önce alıcı ve verici antenlere bağlanan koaksiyel kablo uçları birbirlerine bağlanarak kalibrasyon yapılır. Daha sonra bu kablolar alıcı ve verici antenlere bağlanır. Alıcı ve verici antenler arasında fotonik kristalin olmadığı durumda network analizör ile mikrodalga iletim ölçümü yapılır. Alıcı ve verici antenler arasına fotonik kristal yerleştirilerek aynı şekilde ölçüm yapılır. Fotonik kristalin olduğu durumdaki ölçüm sonucu ve fotonik kristalin olmadığı durumdaki ölçüm sonucu arasındaki farktan fotonik kristalin elektromanyetik geçirgenlik parametresi bulunur.



Şekil 3.10. Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu örgü ve alan yönlerini gösteren Test Düzenegi.

Üçgen prizma şeklinde hazırlanan fotonik kristaller ile yapılan kırılma açısı ölçme deneylerinde Şekil 3.11.'de şematik olarak verilen genel ölçüm düzenegi kullanılmıştır. Bu deney düzeneginde verici anten sabit tutulmuştur. Alıcı anten üçgen prizma şeklindeki fotonik kristalin hipotenüs yüzeyinin orta noktası merkez alınarak çizilen yarım daire üzerinde gezdirilerek değişik açılarda ölçüm alınmıştır.



Şekil 3.11. Kırılma Açısı Deneyleri Genel Ölçüm Düzeneginin şematik görünümü.

Kırılma açısı deneylerinde alıcı anten kırılma noktasını merkez alan yarım daire üzerinde 5'er derece hareket ettirilerek ölçümler alınmıştır. Bu ölçüm statik manyetik alansız ortamda ve büyük magnetlerle statik manyetik alanın sağlandığı ortamda ayrı olarak yapıldı. Statik manyetik alansız ortamda yapılan deneyin deney düzeneği Şekil 3.12.'de verilmiştir. Bu durumda manyetik alan kullanılmadığı için deneylerin yapıldığı odada çoklu yansımaların önlenmesi için deney odasının duvarları yansısız madde (Mikrodalga soğurucu) ile kaplanmıştır. Böylece deney sonuçlarının daha sağlıklı olması gözetilmiştir.

Özellikle açısal çalışmaların hassas bir şekilde yapılabilmesi için yatay bir masa üzerinde eksenlenmiş ve süper örgüler üzerine mikrodalga HP model bir network analizörü ile gönderilmiştir. Koaksiyel kablo ile iletilen dalga huni antenler aracılığı ile serbest uzay içinde örnek üzerine yönlendirilmiştir. Alıcı anten fotonik kristalin hipotenüsünün ortası merkez alınan yarım daire üzerinde döndürülerek ölçümler alınmıştır. Yatayda örnek ve alıcı anten ile birlikte aynı düzleme yerleştirilen verici anten ise sabit bir noktaya yerleştirilmiştir. Verici anten fotonik kristalin dik kenarınının tam ortasına yönlendirilmiştir. Böylece örnekten geçen sinyali örnekten çıkarken yaptığı açısal dağılım açının fonksiyonu olarak ölçülebilmektedir.



Şekil 3.12. Nikel telli Fotonik Kristalle Kırılma Açısı Ölçümleri (Statik Manyetik Alansız ortamda).



Şekil 3.13. Nikel telli Fotonik Kristalle Kırılma Açısı Ölçümleri.

Statik manyetik alanın uygulandığı deney düzeneği ise Şekil 3.13.'de verilmiştir. Bu durumda Bruker EMX model spektrometresinin elektromagnetleri kullanılmıştır. Bu magnetler poller arası mesafe 8 cm olduğunda 16 kGauss'luk bir alan üretebilirken poller arası mesafe 4 cm indirildiğinde bu alan 22 kGauss'a kadar çıkabilmektedir. Özellikle yüksek frekans ölçümleri için yüksek alanlara gerek duyulmuştur. Bu magnet yatay düzleme paralel DC manyetik alan üretmekte olup süper kristal örgü düşey düzleme paralel ve magnetin kutuplarına paralel olarak yerleştirilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi verici veya alıcı anten magnetin disk biçimindeki bobinlerinin dairesel çevresi üzerinde hareket edebilecek şekilde geliştirilen bir düzenek üzerine tutturulmuştur. Böylece bir derecelik bir hassasiyetle açısal ölçüm yapma imkanı elde edilmiştir.

Bu şekilde örgü ince paralel iki strafor plaka arasına ve plakalara dik olarak dizilen ince silindirik tellerden oluşmaktadır. Yani manyetik alan tel eksenine paralel olurken mikrodalganın elektrik alan bileşeninin de tel eksenine paralel olması için antenlerin polarizasyon açısı uygun bir biçimde ayarlanmıştır. Mikrodalganın manyetik alanı ise DC manyetik alana ve tel eksenine paralel biçimde seçilmiştir. Böylece hem uygun FMR rezonans şartının elde edilmesi ve hem de iletken teller boyunca elektrik alan nedeniyle osilasyon biçiminde akan ac akımın oluşturduğu

elektron plazmasının plazma frekansının teoride öngörüldüğü gibi ayarlanması sağlanmıştır.

Dikdörtgen nikel ve mumetal fotonik kristallerle yapılan geçirgenlik ölçümlerinde de Şekil 3.13.'deki düzenek, alıcı ve verici antenler karşılıklı birbirlerini en iyi görecek şekilde odaklanarak kullanılmıştır. Ancak magnetik kutupları ve demir çekirdeği ferromanyetik iletken demirden imal edilmiş olduğu için bu deney şartlarında çoklu yansımalar kaçınılmazdır. Bu nedenle magnetin kutupları mikrodalga yutucu malzemelerle kaplanmıştır. Mikrodalga yutucu malzemeler metal magnet kutuplarından kaynaklanan yansımaları azaltsa da tam olarak sıfırlayamaz.

Bu nedenle deney öncesinde uygun kalibrasyon yapıp özellikle arka plan sinyallerinin filtrelenmesi gerekmektedir. Bu amaçla antenlerin arasında fotonik kristalin olmadığı durumda kalibrasyon yapılmış, yani açının fonksiyonu olarak değişik frekans ve manyetik alan değerleri için alıcı antenden elde edilen sinyaller ölçülmüş ve daha sonra fotonik kristal yerleştirilerek geçirgenlik ölçümü yapılmıştır. Böylece fark sinyalin örneğin etkisinden kaynaklandığı kabulü yapılmıştır. Aslında bu kabul bazı durumlarda yetersiz kalabilir. Çünkü fotonik kristal varken fotonik kristalden yansıyan veya geçen sinyallerin tekrar magnetin değişik bölgelerinden çoklu yansımalara uğraması da kaçınılmazdır. Çünkü sınır değerler kısmen de olsa değişmektedir. Ancak bu etkiler ikincil etkiler sınıfına sokulabilir.

4 DENEYSEL SONUÇLAR

4.1 Dikdörtgen Mumetal Fotonik Kristallerde Geçirgenlik Ölçümleri

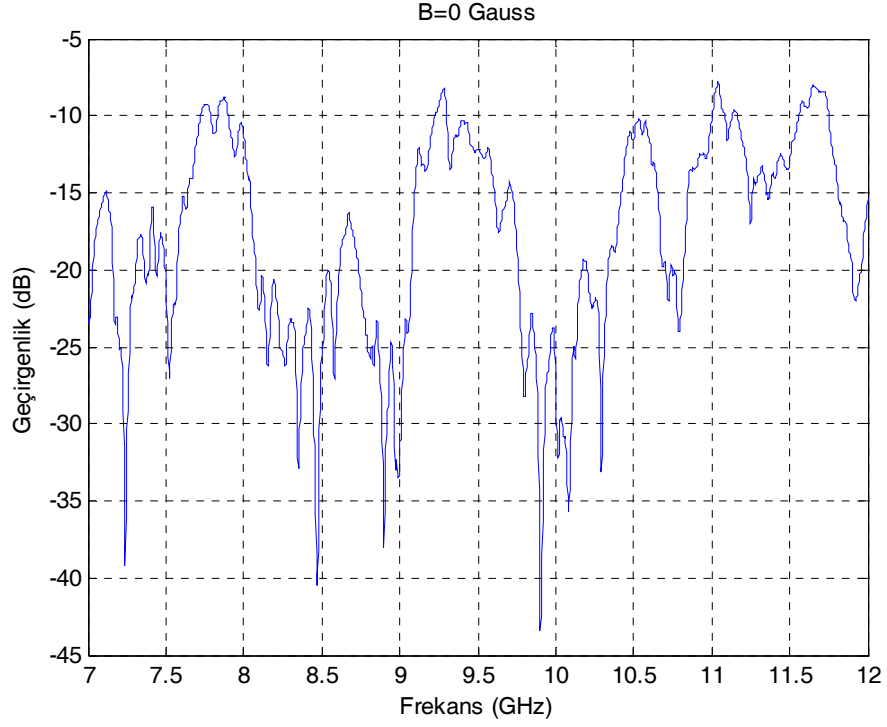
Mumetal şeritlerden oluşturulmuş dikdörtgen fotonik kristalle transmisyon deneyleri yapıldı. Belirli frekanslarda statik manyetik alanın değişimiyle transmisyon şiddetinin değerinin değiştiği gözlemlendi. Karşılaştırma amacıyla bakır şeritler kullanılarak benzer fotonik kristal oluşturuldu. Bakır şeritlerden oluşmuş fotonik kristalde manyetik alanın değişimiyle transmisyon şiddetinde herhangi bir değişimin olmadığı gözlemlendi. Aynı deney nikel ve bakır teller kullanılarak oluşturulmuş fotonik kristallerle de yapıldı. Tel ve şerit geometrilerinde demanyetizasyon faktörleri farklı olduğu için rezonans denklemi farklı değer almaktadır. Buna bağlı olarak manyetik geçirgenlik parametresinin statik manyetik alan ve mikrodalga frekans bağımlılığı farklı olmaktadır.

4.1.1 Geçirgenliğin frekans bağımlılığı

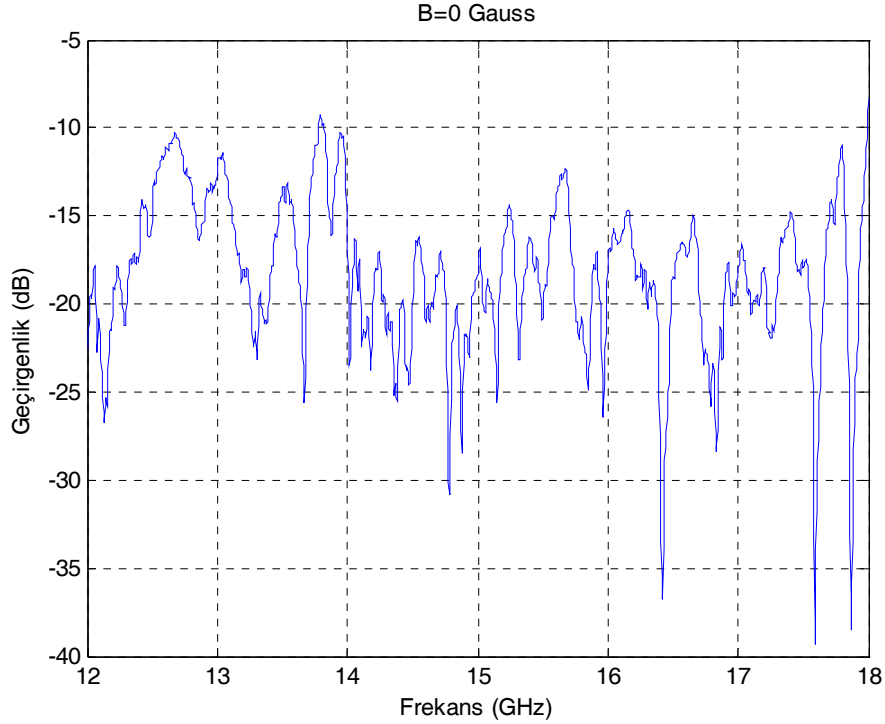
Deneylerde önce geniş frekans aralığında ve sıfır manyetik alanda fotonik kristalden geçirgenlik ölçüldü. Daha sonra elde edilen deney sonucundaki düşük seviyede geçirgenliğin olduğu frekansa network analizörünün frekansı ayarlanıp statik manyetik alan değiştirilerek fotonik kristalin geçirgenliğinin manyetik alanla değişimi incelendi.

Aşağıdaki deney sonuçlarında görüleceği gibi deney sırasında kullanılan frekansa karşılık gelen rezonans manyetik alan etrafında transmisyonda değişim gözlemlendi. Teori bölümünde hesaplanan manyetik geçirgenlik parametresi eğrisi de rezonans manyetik alan etrafında negatif değere sahip olmaktadır. Deneylerde elde edilen sonuçlar rezonans manyetik alan etrafında manyetik geçirgenlik parametresinin negatif olduğunu dolayısı ile fotonik kristalin dielektrik sabitinin de plazma frekansının altında negatif olduğu için bu bölgede negatif kırılma indisine sahip olduğunu gösterir.

Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristalin $B=0$ manyetik alanda iki farklı frekans bandında, 7GHz-12GHz ve 12GHz-18GHz frekans aralıklarında geçirgenlik ölçümleri Şekil 4.1. ve Şekil 4.2.'de verilmiştir.



Şekil 4.1. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmisyon ölçümü (7GHz-12GHz).



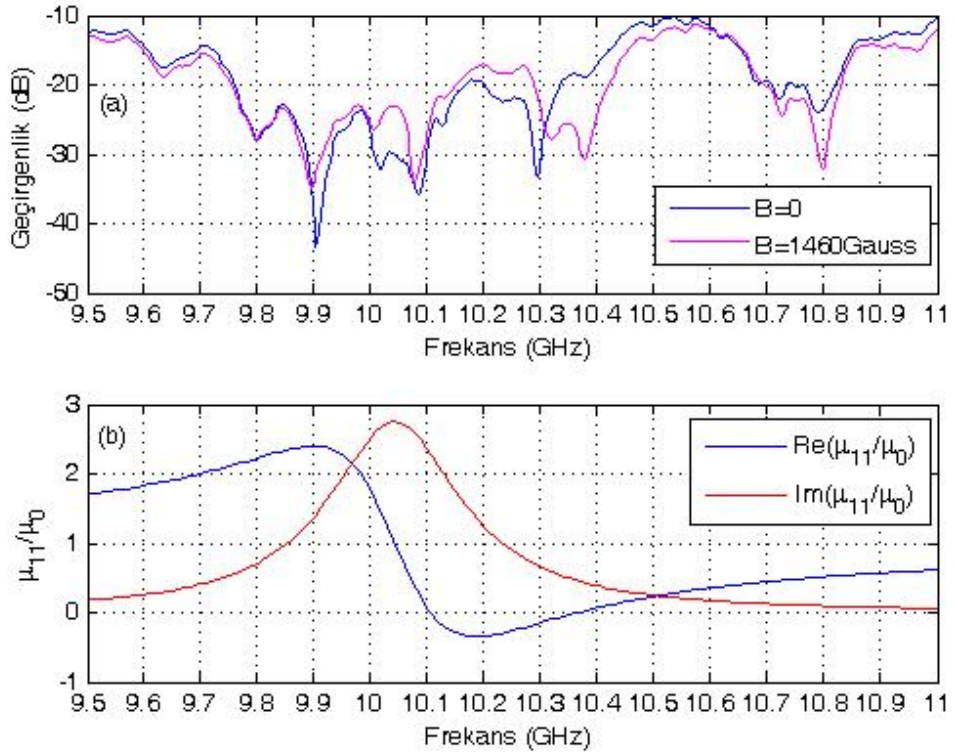
Şekil 4.2. Mumetal şeritlerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmision ölçümü (12GHz-18GHz).

Bu şekillerden de görüldüğü gibi mikrodalga geçirgenliği birçok frekansta rezonans etkisi tepeleri oldukça dar olup şiddetleri bir çizgiden ötekine büyük oranda değişim göstermektedir. Bu rezonans etkisi örgünün ve çevrenin birlikte oluşturdukları geometrik şartlardan, yani geometrik sınır şartlarından kaynaklanan rezonans etkisidir. Bu tür deneylerde çevre şartlarından gelen geometrik rezonans soğurmalarından arınmak için ya tümüyle açık uzayda deney gerçekleştirmek veya çevre yüzeylerin mikrodalga soğurmasının mükemmel olmasını sağlamak gerekir. Her iki durumda deneylerin amaçları dikkate alındığında mümkün değildir. Çünkü yeterince şiddetli dış alan oluşturmak için elektro-mıknatısın kutupları arasındaki dar bölge ile sınırlanmak zorundayız. Bu durumda geniş bir frekans bandında mükemmel mikrodalga soğurucu bulmak ta ayrı bir problemdir.

4.1.2 Geçirgenliğin Sabit Alanda Frekans Bağımlılığı

Manyetik alanının sabit tutulup frekansa göre tarama yapıldığı durumda da manyetik geçirgenlik parametresinin negatif olduğu frekans aralığı ve bu frekans aralığının yakınındaki manyetik alan geçirgenlik parametresinin reel ve imajiner

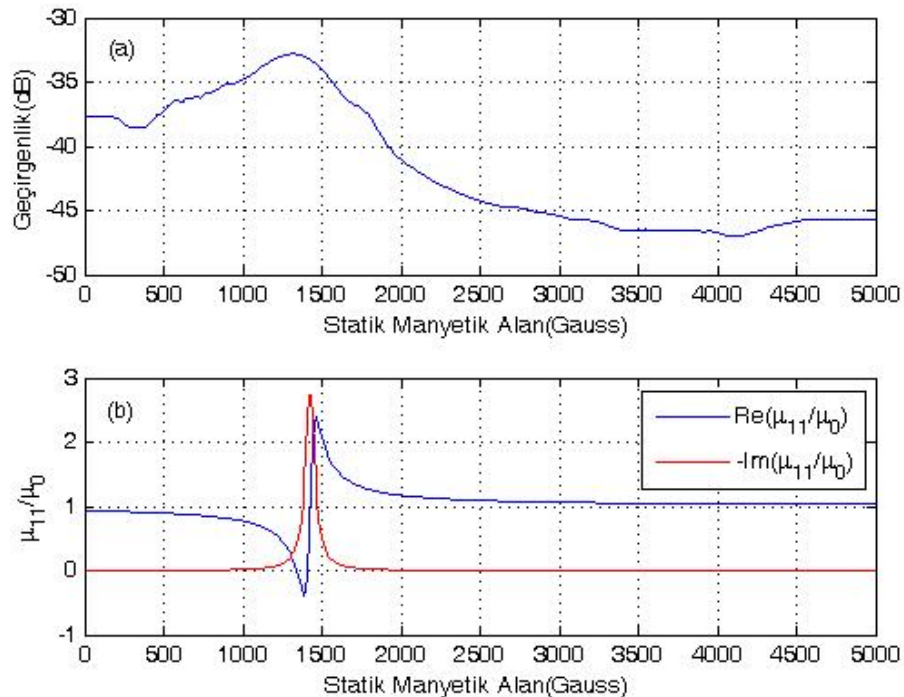
kısımlarının hızlı değiştiği frekanslarda geçirgenlikte değişim olmaktadır. Şekil 4.3.(a)'da statik manyetik alanın $B = 0G$ ve $B = 1460G$ olduğu durumlarda frekansa göre fotonik kristalin mikrodalga geçirgenlik parametresi incelendi. Daha sonra Şekil 4.3.(b)'de statik manyetik alanın $B = 1460G$ değeri için fotonik kristalin etkin manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresinin reel ve imajiner kısımlarının teorik olarak frekansla değişimleri incelendi. Şekil 4.3.(a) ve Şekil 4.3.(b)'den görüleceği gibi fotonik kristalin etkin manyetik alan geçirgenlik parametresinin negatif olduğu frekans aralığında geçirgenlik artmaktadır. Bu frekans aralığında mumetal seritlerden oluşmuş fotonik kristalin etkin dielektrik sabiti de negatif olduğu için fotonik kristalin negatif kırılma indisine sahip olduğu söylenebilir. Manyetik alan geçirgenlik parametresinin negatif olduğu frekans aralığının yakınındaki frekanslarda manyetik alan geçirgenlik parametresinin reel ve imajiner kısımları birlikte frekansla hızlı değişmektedir. Bu frekanslarda da fotonik kristalin geçirgenliğinde değişim görülmektedir.



Şekil 4.3. Sabit Dış Statik Manyetik Alan $B=1460$ Gauss için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'in Frekans Bağımlılığı.

4.1.3 Geçirgenliğin Dış Alan Bağımlılığı

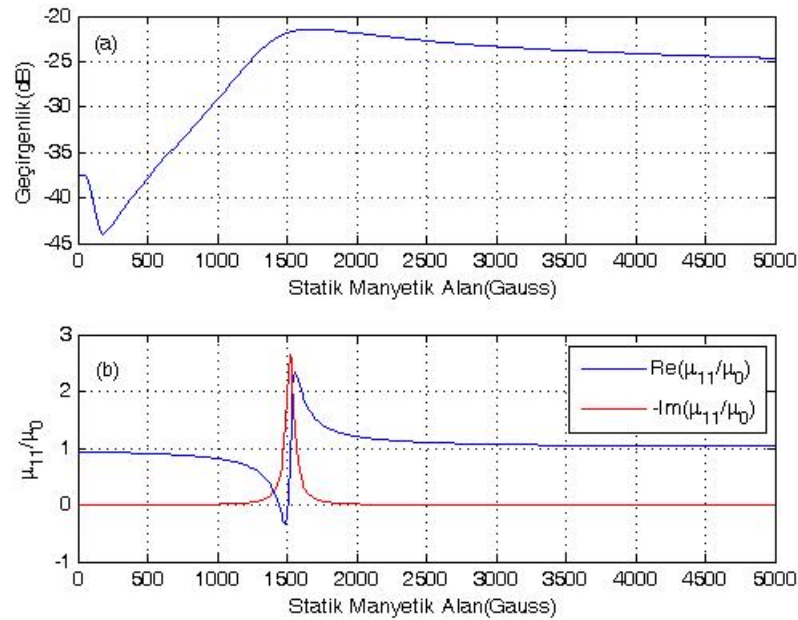
Frekansı $f=9.903125$ GHz’te sabit tutup statik manyetik alanı değiştirildi ve mumetal şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin geçirgenliğinin değişen statik manyetik alanla değişimi incelendi. Sonuç Şekil 4.4.(a)’da verilmiştir. Aynı frekansta teorik olarak fotonik kristalin manyetik geçirgenlik parametresinin statik manyetik alanla değişimi incelendi ve Şekil 4.4.(b)’de verildi. Görüldüğü gibi bu frekans bölgesinde FMR soğurmasının etkisi daha baskın olarak ortaya çıkmaktadır. Şekil 4.4.(a)’ya dikkat edildiğinde geçirgenlik yüksek alanlarda sıfır alandaki değeri ile kıyaslandığında yaklaşık 10 dB yani 10 kat azalmaktadır. Geçirgenlik eğrisi maksimumdan geçmekle birlikte rezonans karakterini giderek kaybetmektedir. Daha doğru bir ifade ile geçirgenlik manyetik rezonans etkisinden etkilenmiş olsa bile eğri çok asimetrik bir görünüm almaktadır. Olayın manyetik rezonansla ilgili olduğu, eğrinin maksimumunun frekansla birlikte giderek yüksek alanlara kaymış olmasından anlaşılmaktadır. Bu durum Şekil 4.4.(a) ile Şekil 4.4.(b)’nin birlikte değerlendirilmesinden açıkça anlaşılır.



Şekil 4.4. Sabit Mikrodalga Frekansı $f=9.90$ GHz için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} ’ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı.

Manyetik alanın etkisinin çok daha belirgin olduğu frekanslar araştırılmaya devam edildi. Bu kez frekans az bir oranda artırılarak ($f=10.29375$ GHz’te sabit tutup) statik manyetik alan değiştirildi ve mumetal şeritlerden oluşmuş fotonik kristalin geçirgenliğinin değişen statik manyetik alanla değişimi tekrar incelendi. Sonuç Şekil 4.5.(a)’da verilmiştir. Aynı frekansta teorik olarak fotonik kristalin manyetik geçirgenlik parametresinin statik manyetik alanla değişimi incelendi ve Şekil 4.5.(b)’de verildi.

Mikrodalga geçirgenliğinin FMR frekansının olduğu alanlarda ortaya çıktığı açıktır. Ancak bu kez geçen mikrodalga sinyalinin sıfır alandaki değerine göre yaklaşık 20 dB yani 100 kat arttığı görülmektedir. Bu çok büyük bir değerdir. Daha önce de bahsedildiği gibi özellikle FMR rezonans bölgesinde FMR (permeabilite) çok büyük oranda değiştiği için bu parametrenin etkisinin süper örgünün ortalama kırılma indisine etkisinin büyük olması beklenir. Özellikle fotonik kristallerde yasak bandlar da ortaya çıktığından band sınırlarına yakın bölgelerde permeabilite dolayısıyla dış alanla birlikte değişen sınır şartları iç yansıma ve girişimlerden büyük oranda etkilenecek bu denli büyük etkilerin gözlenebilmesi sürpriz sayılmamalıdır.



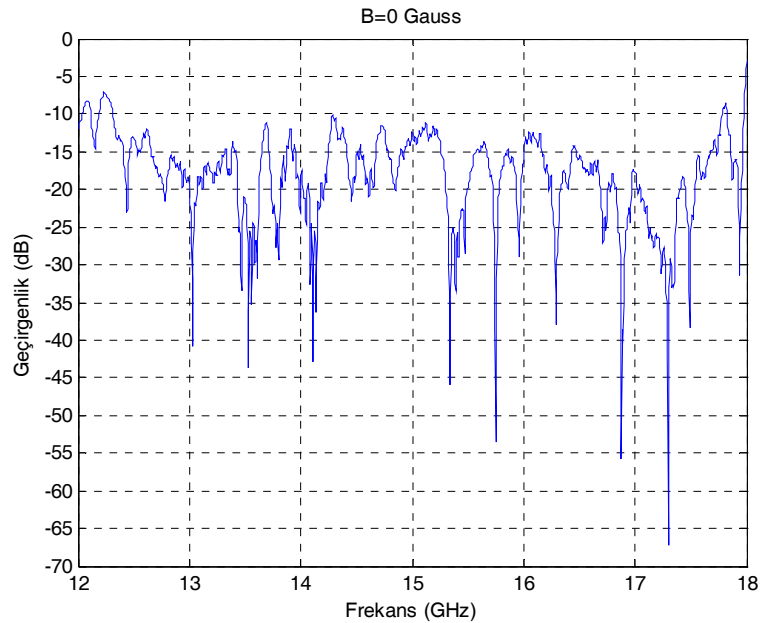
Şekil 4.5. Sabit Mikrodalga Frekansı $f=10.29$ GHz için (a)Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Mumetal şeritlerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} ’ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı.

4.2 Silindirik Nikel Tellerden Yapılmış Dikdörtgen Fotonik Kristalde Elde Edilen Deneysel Sonuçlar

Silindirik nikel teller kullanılarak iki boyutlu karesel bir örgü yapıldı. Silindirik tellerin kalınlıkları 1 mm ve boyları da 7.5 cm kadardır. Ancak bu kez örgü yapılırken örgüye rigidlik kazandırmak için cam plakalara ihtiyaç duyulmamıştır. Telleri örgü halinde tutmak üzere iki ince ve paralel strafor kullanılarak bu plakalar arasına teller paralel olarak döşenmiştir. Böylece elde edilen örgüde metal teller arası boş bırakılarak dielektrik camdan gelebilecek istenmeyen soğurma etkileri bertaraf edilmiştir. Elektro-magnet arasına yerleştirilen bu örgü üzerinde hem dış alanlı ve hem de alansız olarak mikrodalga geçirgenlik deneyleri yapıldı.

4.2.1 Frekans Bağımlılığı

Önce sıfır alanda dikdörtgen fotonik kristalin üzerinde mikrodalga geçirgenlik deneyleri yapıldı. Bunun için gene network analizörün frekansı değişik frekans bölgelerinde tarandı. Bir örnek olsun diye 12GHz-18GHz frekans aralıklarında yapılan geçirgenlik ölçümleri Şekil 4.6.'da verilmiştir.

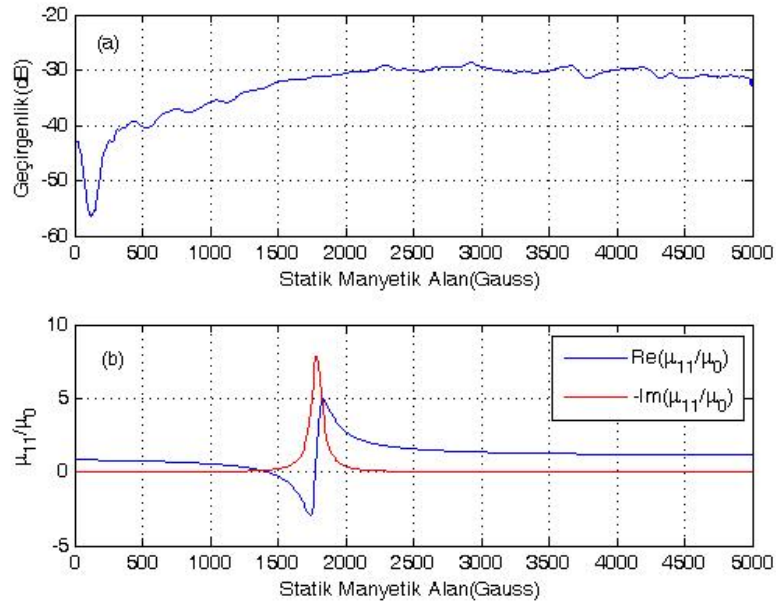


Şekil 4.6. Nikel tellerden oluşmuş dikdörtgen fotonik kristal transmisyon ölçümü (12GHz-18GHz).

Şekilden görüldüğü gibi silindirik nikel tellerden oluşan süper örgünün mikrodalgaya cevap frekansı da çoklu rezonans tepelerinden oluşmaktadır. Bu tepelerin oldukça keskin, dar ve oldukça şiddetli oldukları dikkat çekmektedir. Çünkü geçen sinyalin şiddetindeki 55 dB'e kadar çıkan değişim yaklaşık 100 bin kat değişim demektir. Bu dar ve keskin tepeler örgünün oldukça yüksek simetriye sahip ve kaliteli olduğunun göstergesidir. Çünkü simetrisi çok bozuk olan geometrik yapılar bu denli düzenli ve dar rezonans göstermezler.

4.2.2 Alan Bağımlılığı

Bu kez Şekil 4.6.'da bulunan tepeler üzerinde yoğunlaşarak ayrıntılı çalışma yapıldı. Buna bir örnek olarak frekansı $f=13.53$ GHz'te sabit tutup dış manyetik alan taranarak elde edilen mikrodalga geçirgenlik sonuçları Şekil 4.7.(a)'da verildi. Aynı frekansta fotonik kristalin teorik olarak hesaplanan manyetik geçirgenlik parametrelerinin statik manyetik alanla değişimi incelendi ve elde edilen değerler Şekil 4.7.(b)'de verildi. Aşağıda verilen Şekil 4.7.(a) ve Şekil 4.7.(b) ortak değerlendirildiğinde hemen dikkati çekecek çok önemli bir nokta vardır.



Şekil 4.7. Sabit Mikrodalga Frekansı $f=13.53$ GHz için (a)Nikel tellerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için Mikrodalga Geçirgenlik Ölçüm Sonucu ve (b) Nikel tellerden oluşmuş iki boyutlu Fotonik Kristal için μ_{11} 'ın Sabit Dış Manyetik Alana Bağımlılığı.

Bu da silindirik teller için teoriden hesaplanan FMR parametrelerinin rezonans gösterdiği alan ile mikrodalga geçirgenliğinin bozuk rezonans benzeri bir çukur gösterdiği bölgenin birbirinden çok uzak olmasıdır. Bu durum metalik silindirik tellerin rezonans değerlerinin hesabı için Kittel [37] tarafından verilen ifadenin değiştirilmeden kullanılmayacağı gerçeği ile ilgilidir. Hatırlanacağı gibi, Bölüm 3.1 (Şekil 3.2.)’de yapılan FMR deneylerinin de Kittel tarafından verilen ifade ile uyumlu olmadığı ve beklenenin üzerindeki alanların yanında sıfır alan bölgesinde de FMR soğurması gözlenmişti. Bu durum nikel tellerin iletkenliğinden ötürü mıknatıslanmanın tellerin sadece çok ince bir dış tabaka bölgesinde oluşabileceği ve dolayısıyla dinamik demanyetizasyon faktörünün silindirlerinki ile tam olarak uyuşmayacağı gerçeği ile ilgilidir.

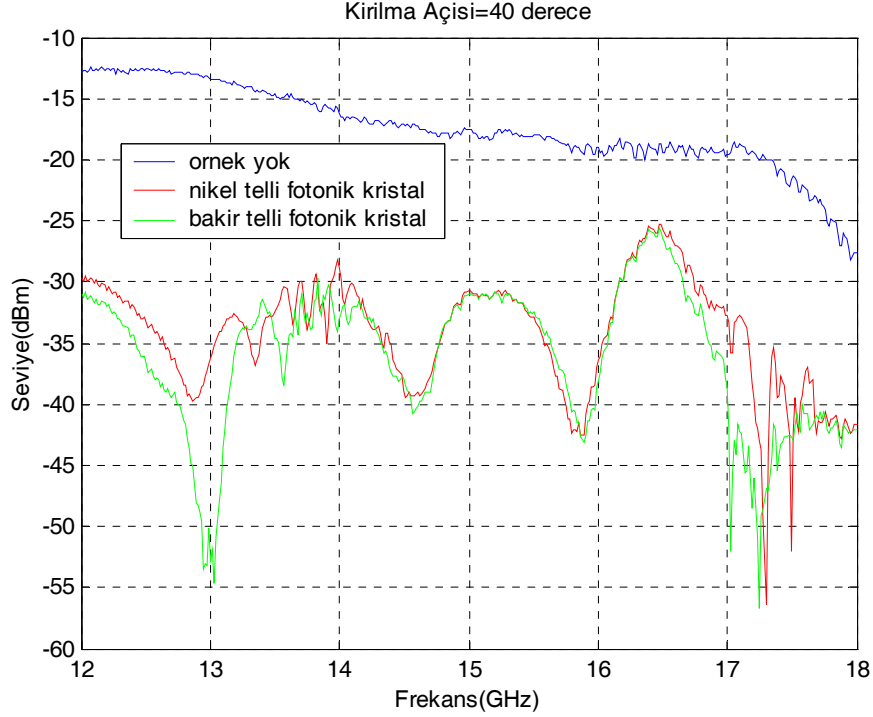
Şekil 4.7.’den görüleceği gibi mikrodalga geçirgenliği silindirik nikel tellerden yapılmış süper örgü için de dış alanla çok büyük değişim göstermektedir. Sıfır alandaki geçirgenlikle kıyaslandığında geçirgenlik alanla önce azalmakta, alanın 100 G değerinde gözlenen küçük FMR rezonansı ile de ilişkili olarak yaklaşık 15 dB lik bir azalma göstermekte ve daha sonra giderek artan geçen sinyal FMR’ın silindirik teller için hesaplanan rezonans alan değerinin hemen üzerindeki alanlarda sıfır alandaki değerine göre yaklaşık 10 dB kadar artış göstermektedir. Bu değer gene 10 katlık bir artışı ifade eder. Mikrodalga geçirgenlik sinyalinin sıfırdan başlayarak yaklaşık 3 kG lık bir alana yayılması ile Şekil 3.2.’de verilen FMR sinyalinin 3 kG lık bir alan bölgesine yayılması arasında da sıkı bir korelasyonun olduğu açıktır. Gene her iki farklı deneyden elde edilen eğrinin simetrik (simetrik) bir rezonans eğrisinden oldukça uzaklaşmış olması da aralarındaki sıkı ilişkinin bir başka göstergesidir.

4.3 Üçgen Prizma Fotonik Kristalde Negatif Kırılma Açısı Ölçümleri

Statik manyetik alanın uygulanmadığı Şekil 3.12.’de verilen düzenele kırılma açısı ölçümleri yapıldı ve manyetik alansız ortamda da negatif açıda gücün Fotonik Kristalin olmadığı bazı durumlara göre artış olduğu gözlemlendi. Karşılaştırma amacıyla aynı kalınlıktaki bakır teller kullanılarak aynı örgü yapısında dizilmiş

fotonik kristalle de ölçüm alınmıştır. Sonuçlar, pozitif kırılma ve negatif kırılma açıları için Şekil 4.8. ve Şekil 4.9.'da verilmiştir. Bu ölçümler serbest uzayda yapılmış ve verici anten fotonik kristalin çok yakınına konmuştur. Böylece verici antenden çıkan elektromanyetik dalga eşkenar dik üçgen şeklindeki fotonik kristalin dik kenarının ortasına direk ulaşmış olur. Fotonik kristalle etkileşen elektromanyetik dalga fotonik kristalin hipotenüs kenarından çıkarken yüzey normaline göre kırılarak çıkar. Fotonik kristalin hipotenüsünün orta noktasını dairenin merkezi kabul ederek yarım daire üzerinde alıcı anteni gezdirerek değişik noktalarda alıcı antende elde edilen elektromanyetik sinyal seviyesi ile verici antenden verilen sinyal seviyesi arasındaki fark kaydedilmiştir. Alıcı antenin hipotenüs normali ile yaptığı açı kırılma açısıdır, Şekil 3.11.'de kırılma açısının +45 derece ve -45 derece olduğu durumlar alıcı antenin değişik pozisyonlarına göre gösterilmiştir.

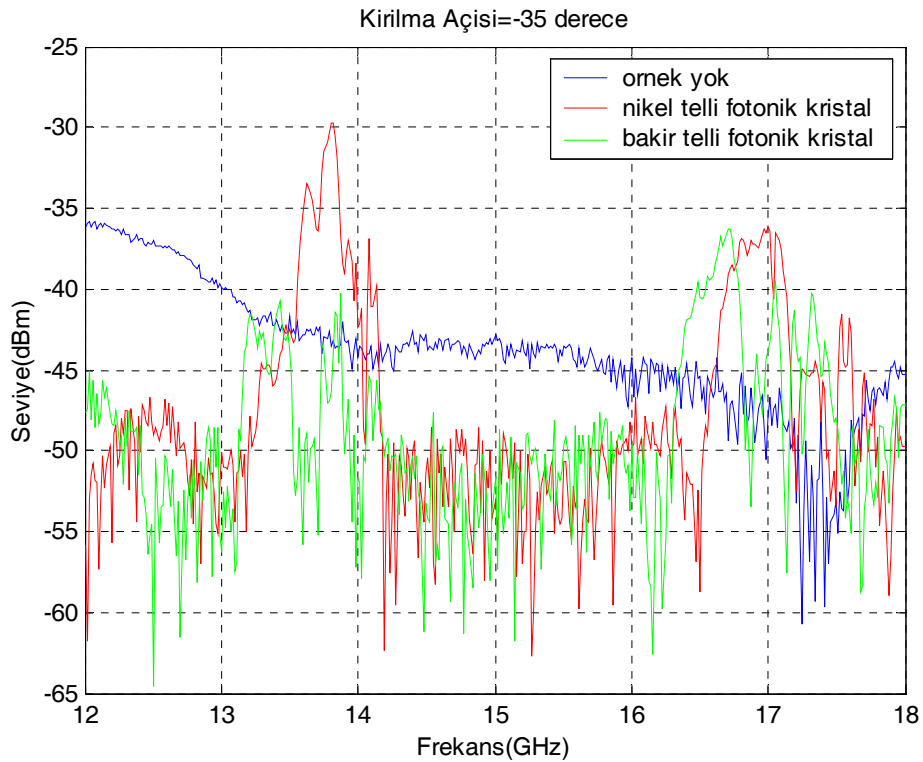
Alıcı antenin, kırılma açısının +40 derece olduğu noktada bulunduğu ve hipotenüsün orta noktasına baktığı durumda alıcının kaydettiği sinyal ve vericiden gelen sinyal arasındaki farkın frekansa göre değişimi Şekil 4.8.'de çizdirilmiştir. Bu şekle dikkat edildiğinde kırılma açısının +40 derece olduğu durumda nikel veya bakır silindirik tellerle yapılmış fotonik kristallerden geçen ve alıcı antene ulaşan sinyal seviyesi, herhangi bir fotonik kristalin olmadığı boş duruma göre daha düşüktür. Frekansın 12GHz'den 18GHz'e kadar olduğu bölgede kırılma açısının +40 derece olduğu durumda nikel tellerden oluşan fotonik kristal ve bakır tellerden oluşan fotonik kristal elektromanyetik sinyali soğurucu veya yansıtıcı özelliği göstermiş ve elektromanyetik sinyali ciddi seviyede düşürerek iletebilmiştir.



Şekil 4.8. Alıcı Anten +40 derecede ölçüm sonucu(12GHz-18GHz).

Aynı ölçümler, kırılma açısının -35 derece olduğu durumda yapıldığında alıcı antene ulaşan sinyal seviyesi Şekil 4.9.'da verildiği gibidir. Nikel ve bakır tellerden oluşan fotonik kristallerden geçerek alıcı antene ulaşan elektromanyetik sinyal seviyesi, herhangi bir fotonik kristalin olmadığı boş duruma göre karşılaştırılmıştır. Frekansın 13.5GHz-14GHz aralığında olduğu bandda, nikel tellerden oluşan fotonik kristalden geçerek alıcı antene ulaşan elektromanyetik sinyal seviyesi, arada herhangi bir fotonik kristalin olmadığı duruma göre yaklaşık 13dB kadar daha fazladır. Aynı frekans bandında bakır tellerden oluşan fotonik kristalden geçerek alıcı antene ulaşan elektromanyetik sinyal seviyesi, arada herhangi bir fotonik kristalin olmadığı boş duruma göre daha azdır. Burada nikel tellerden oluşan fotonik kristal ve bakır tellerden oluşan fotonik kristalin sonuçlarının farklı olması, nikel tellerden oluşan fotonik kristal için alıcı antendeki artışın fotonik kristalin geometrik özelliklerine (tellerin çapı, teller arası uzaklık, fotonik kristalin şekli, v.b.) bağlı olmadığını, fotonik kristalin yapı taşları olan nikel ve bakır tellerin fiziksel malzeme özelliklerinin farklı olmasına bağlı olduğunu gösterir. Nikel teller ferromanyetik özelliğe sahip iken bakır teller ferromanyetik özelliğe sahip değildir. Şekil 4.9.'da görüldüğü gibi alıcı antenin -35 derece kırılma açısı noktasına konduğu durumda, 13.5GHz – 14GHz frekans aralığında ferromanyetik nikel tellerden oluşmuş fotonik

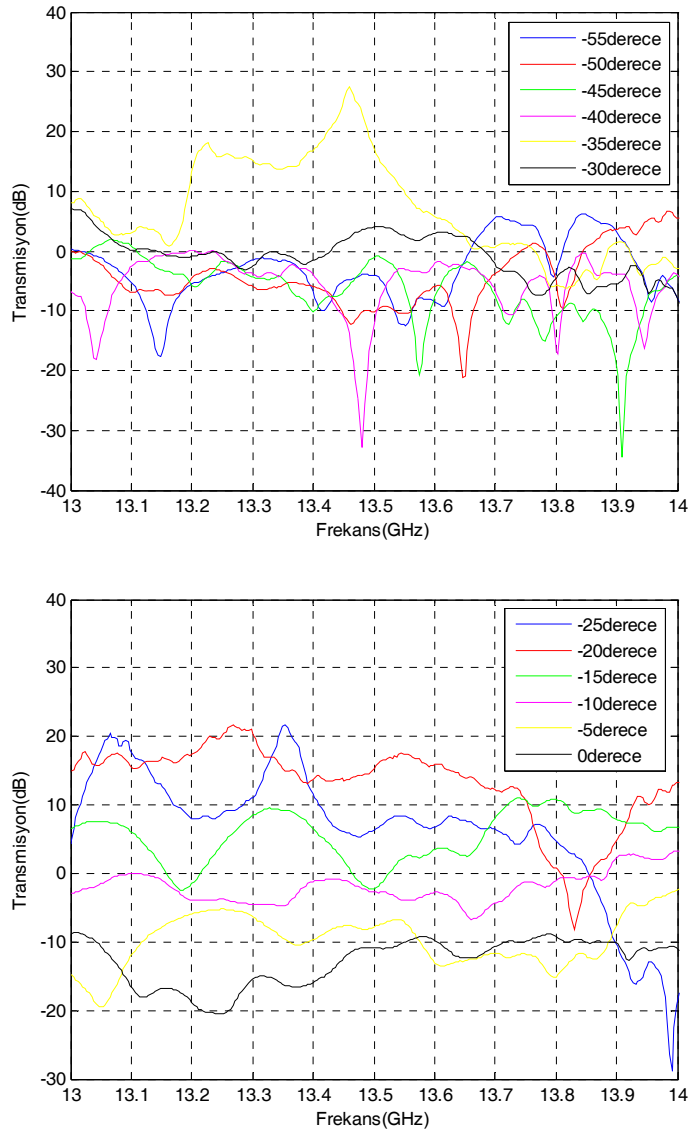
kristal için alıcı antende elde edilen sinyal seviyesi, ferromanyetik özelliğe sahip olmayan bakır tellerden oluşan fotonik kristale göre yaklaşık 15 dB daha fazladır. Kırılma açısının negatif olduğu bu bölgede ferromanyetik tellerden oluşmuş fotonik kristal için belirli bir frekans aralığında elde edilen yüksek geçirgenlik seviyesi, ferromanyetik nikel tellerden oluşmuş fotonik kristalin bu frekans aralığında negatif kırılma indisine sahip olabileceğini gösteriyor. Tezin ilerleyen bölümlerinde ferromanyetik ince filmler için yapılan teorik hesaplamalarda, ferromanyetik özelliğe sahip ince filmlerin kübik eşyönsüzlük (anizotropi) parametresi sebebiyle dış manyetik alanın sıfıra eşit olduğu durumlarda da negatif manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresine dolayısıyla negatif kırılma indisine sahip olabilecekleri gösterildi.



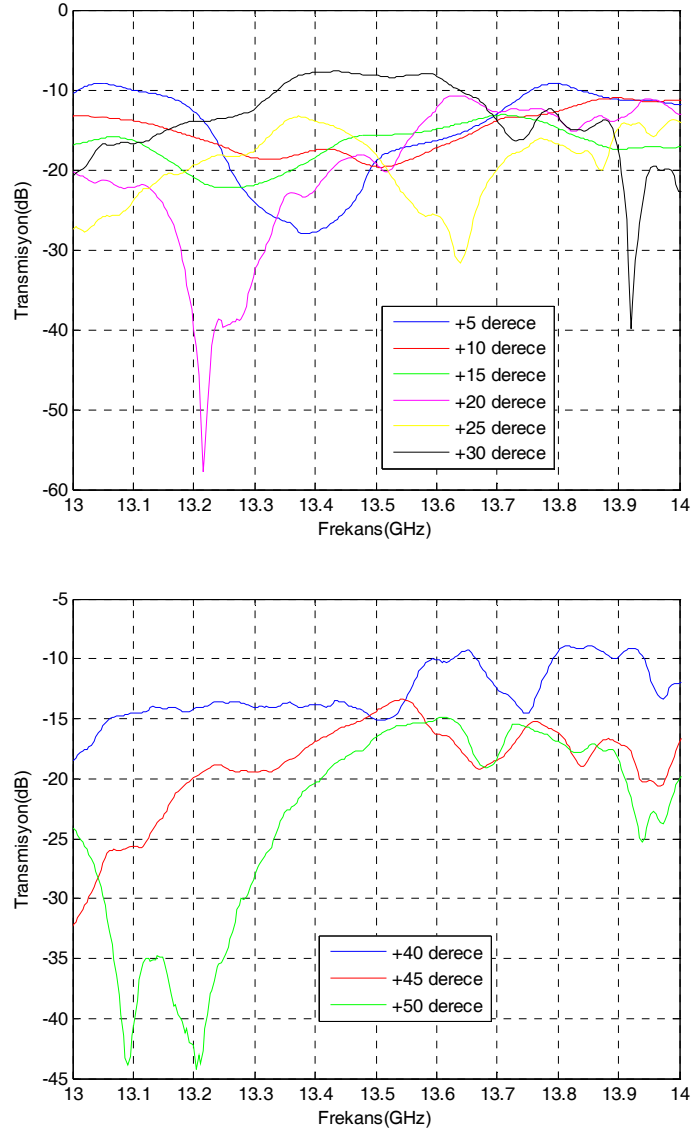
Şekil 4.9. Alıcı Anten -35 derecede ölçüm sonucu(12GHz-18GHz).

Büyük magnetlerle statik manyetik alan uygulayarak yapılan kırılma açısı deneylerinde Şekil 3.13.'de verilen düzenek kullanılmıştır. Bu düzenekte verici anten fotonik kristalden 38 cm, alıcı anten Fotonik Kristalden 24 cm uzaklıkta olacak şekilde yerleştirilmiştir. Fotonik kristalin hipotenüsünün ortasını merkez alan yarım daire üzerinde 5'er derece adımlarla ölçümler alınmıştır. Çıkan sonuçlar negatif açılar için Şekil 4.10.'da, pozitif açılar için Şekil 4.11.'de verilmiştir.

Fotonik Kristal örgüden geçen sinyal Şekil 4.10. ve Şekil 4.11.'den de görüleceği üzere kırılma açısına çok sıkıca bağlıdır. Ölçümler önce dış alan sıfırken yapılmıştır. Alıcı antenin -35 derecede olduğu durumda mikrodalga geçirgenliğinde 13.4586 GHz'de büyük bir artışın olduğu gözlemlendi. Bu sonuç, yansısız oda içinde yaptığımız herhangi bir dış manyetik alanın uygulanmadığı deneyin sonuçları olan Şekil 4.9.'da verilen deney sonuçları ile tutarlılık göstermektedir. Sonuç olarak her iki durumda da dış manyetik alan sıfırdır ve nikel tellerin kübik anizotropi parametresi nedeniyle sıfır dış manyetik alanda negatif manyetik geçirgenlik parametresine dolayısı ile fotonik kristal negatif kırılma indisine sahip olur.

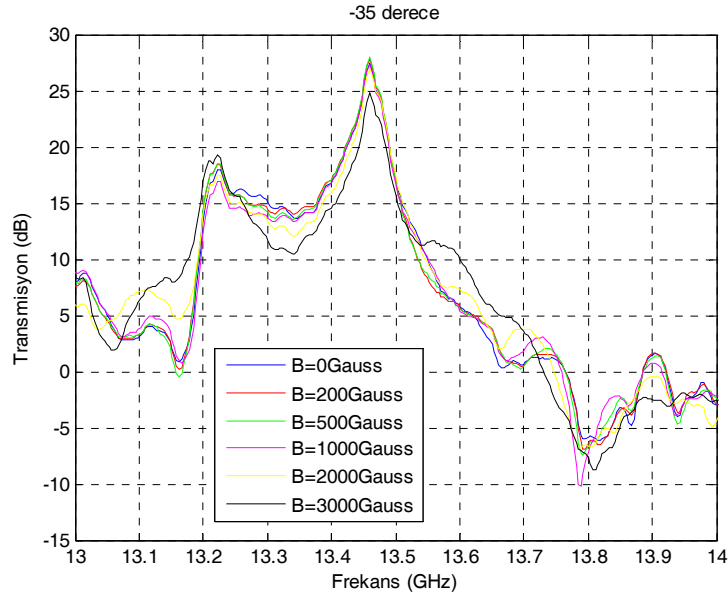


Şekil 4.10. Nikel Telli Üçgen Prizma Fotonik Kristal Kırılma Açısı Ölçümü (Negatif Açılar).

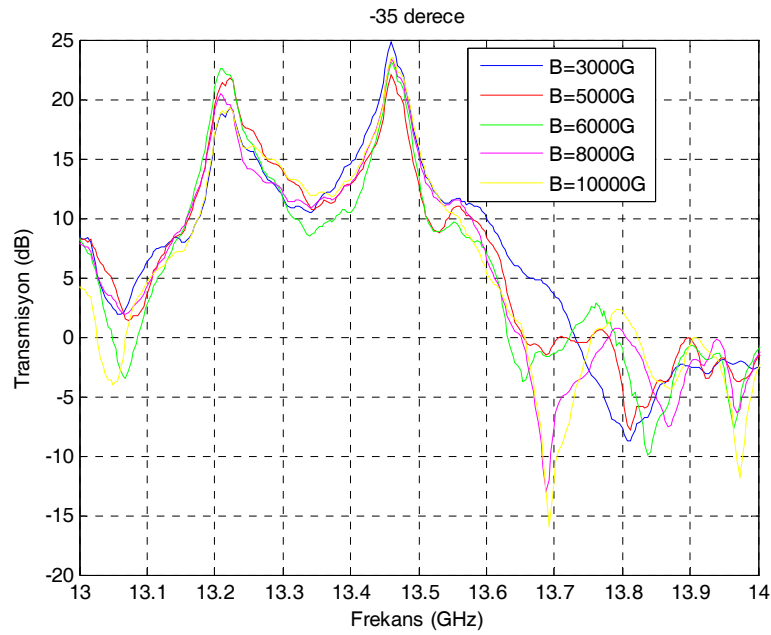


Şekil 4.11. Nikel Telli Üçgen Prizma Fotonik Kristal Kırılma Açısı Ölçümü (Pozitif Açılar).

Dış alanın geçirgenliğin açısız dağılımı üzerindeki etkisini incelemek için elektromagnete değişik şiddette akım sürüldü ve değişik manyetik alanlarda örnekten geçen mikrodalga spektrumu incelendi. Elde edilen sonuçlara birkaç örnek Şekil 4.12. ve Şekil 4.13.'de verilmiştir. Bu durumda açı sabit bir değere ayarlanmış, manyetik alan değişik değerlere sabitlenerek mikrodalga frekansı taranıp geçen sinyalin frekans spektrumu kaydedilmiştir.



Şekil 4.12. Alıcı anten -35 derece pozisyonunda iken geçirgenliğin statik manyetik alanla değişimi (B=0-3000Gauss).



Şekil 4.13. Alıcı anten -35 derece pozisyonunda iken geçirgenliğin statik manyetik alanla değişimi (B=3000-10000Gauss).

Seçilen örnek tamamen aynı kalmasının bir sonucu olarak tüm geometrik ve fiziksel yapı parametreleri sabit tutulmuş olmasına rağmen geçen sinyalin frekans spektrumunun farklı olması sadece dış manyetik alanın etkisi ile ortaya çıkmıştır. Bu alanın şiddetine göre çoklu domen yapısından manyetik malzeme tek domen yapısına doğru gider. Bu ara durumda uyarıcı sinyalden ötürü domen

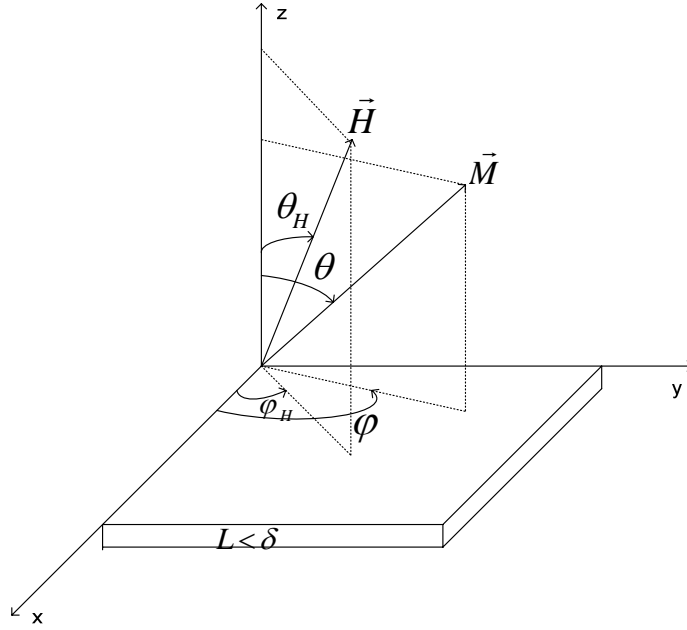
rezonanslar olur. Daha sonra dış alan arttıkça belli alan bölgelerinde ferromanyetik rezonans oluşur. Gene de iç alan dağılımının homojensizliği nedeniyle bu rezonans frekansı da alanla değişir. O nedenle farklı alanlarda spektrumda farklılık ortaya çıkmaktadır. Özellikle 13 GHz in hemen üzerinde ve 13.7 GHz bölgelerinde bu fark oldukça belirgindir. (3kG ile 10 kG da kaydedilen sinyaller mukayese edilirse, 13.7 GHz bölgesinde geçen sinyallerin genliklerindeki farkın dış alana bağlı olarak 20 db, yaklaşık 100 kat olduğu açıkça görülür).

5 FERROMANYETİK İNCE FİLMLERDE NEGATİF KIRILMA İNDİSİ

5.1 Teori

Kırılma indisinin negatif olabilmesi için gelen elektromanyetik dalganın frekansında dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik parametresinin birlikte negatif olması gerekir. Negatif dielektrik sabitini elde etmek kolaydır çünkü metallerin dielektrik sabiti plazma frekansının altındaki frekanslarda negatiftir. Fakat doğal olarak negatif manyetik geçirgenliğe sahip malzemeler düşük sıcaklıklarda dinamik Meissner etkisini gösteren süper iletken malzemelerle sınırlıdır. Fakat ferromanyetik malzemeler, dış statik manyetik alanın ferromanyetik rezonans şartına yakın olduğu bölgede negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olabilirler [34, 35]. Bu çalışmada, kalınlığı, L , elektromanyetik deri kalınlığı δ 'den daha ince olan ferromanyetik ince filmlerde negatif manyetik geçirgenlik parametresine sahip olma şartları araştırıldı.

Doyum manyetizasyonu M_0 olan ince filmin tek kristal eksenine göre genel yönde uygulanan dış statik manyetik alan için hesaplama yapılacaktır. Referans eksenlerin göreceli yönelimleri ve hesaplamalarda kullanılan parametreler vektörel olarak Şekil 5.1.'de verilmiştir. Yana doğru x ve y eksenleri yönünde olan boyutları, kalınlığı L 'ye göre çok büyük olan ince film düşünülecek. Burada θ_H (ve θ) ve φ_H (ve φ), dış statik manyetik alan ve manyetizasyon vektörlerinin polar ve azimuth açılarıdır. Bu nedenle ince film, x ve y yönlerinde sonsuz olarak düşünülecek.



Şekil 5.1. Manyetik alan, H , manyetizasyon, M vektörleri ve hesaplamalarda kullanılan koordinat sistemi.

Manyetizasyon vektörü M 'nin zamana bağlı değişim denklemi aşağıdaki gibi tork denklemiyle verilir.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = (\hat{\tau} + \vec{M} \times \vec{h}) - \frac{\vec{M}_{x,y}}{\gamma T_2} \quad (5.1)$$

Burada γ , gyro-manyetik oran ve τ , M vektörü üzerine dış statik manyetik alan ve manyetik anizotropi alanları nedeniyle oluşan toplam statik torktur. Parantezdeki ikinci terim, ince film düzlemine paralel ve statik manyetik alan yönüne dik olan dış mikrodalga alanı h nedeniyle oluşan dinamik torku gösterir. İnce film düzleminin enine olan manyetizasyon vektörünün relaksasyonu Bloch tipi kabul edilir ve relaksasyon süresi T_2 ile modellenir. Rezonans yarı-yer genişliği 50G olarak hesaplamalarda kullanıldı ve ΔH relaksasyon parametresine $\Delta H = 2/(\gamma T_2) = 50G$ 'da ifade edildiği gibi bağlıdır. Küresel koordinat sisteminde, statik tork aşağıda verildiği gibidir.

$$\hat{\tau} = -\hat{e}_\varphi \frac{\partial E_T}{\partial \theta} + \hat{e}_\theta \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_T}{\partial \varphi} \quad (5.2)$$

$$E_T = E_z + E_d + E_c \quad (5.3)$$

$$E_z = -|M||H|[\sin\theta \sin\theta_H \sin(\varphi - \varphi_H) + \cos\theta \cos\theta_H] \quad (5.4)$$

$$E_d = -2\pi M^2 \alpha_3^2 \quad (5.5)$$

$$E_c = K_1 [(\alpha_1 \alpha_2)^2 + (\alpha_1 \alpha_3)^2 + (\alpha_2 \alpha_3)^2] \quad (5.6)$$

Burada K_1 , kübik kristal anizotropi sabitini ve α_1 , α_2 , α_3 manyetizasyon vektörü M 'nin izdüşüm açılarını verir.

$$\alpha_1 = \sin(\theta) \cos(\varphi) \quad (5.7)$$

$$\alpha_2 = \sin(\theta) \sin(\varphi) \quad (5.8)$$

$$\alpha_3 = \cos(\theta) \quad (5.9)$$

Burada , kübik kristal eksenin bir tanesi, α_3 , ince film düzlemine dik seçilir.

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2}\right) \left(\frac{1}{M_0 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \varphi^2}\right) - \left(\frac{1}{M_0 \sin\theta} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2 + \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \quad (5.10)$$

Dinamik manyetik alınganlık fonksiyonu aşağıdaki formülle tanımlanır:

$$\chi = \frac{m_x}{h_x} = \left(\frac{m_\varphi}{h_\varphi}\right)_{\varphi=\pi/2} = \chi_1 - i\chi_2 \quad (5.11)$$

Dinamik manyetik alınganlık parametresi χ 'in reel χ_1 ve sanal χ_2 bileşenleri şu şekilde verilir[35, 41 - 43]:

$$\chi_1 = \frac{4\pi M_0 \left(\frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2}\right) \left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2\right]}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2\right]^2 + \frac{4\omega^2}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (5.12)$$

$$\chi_2 = \frac{4\pi M_0 \frac{2\omega}{\gamma^2 T_2} \left(\frac{1}{M_0} \frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2} \right)}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \frac{4\omega^2}{\gamma^4 T_2^2}} \quad (5.13)$$

Dinamik alınganlık fonksiyonlarını kullanarak; manyetik alınganlığın reel (μ_1) ve sanal (μ_2) bileşenleri aşağıda verilen ifadelerle bulunur.

$$\mu_1 = \mu_0 (1 + \chi_1) \quad (5.14)$$

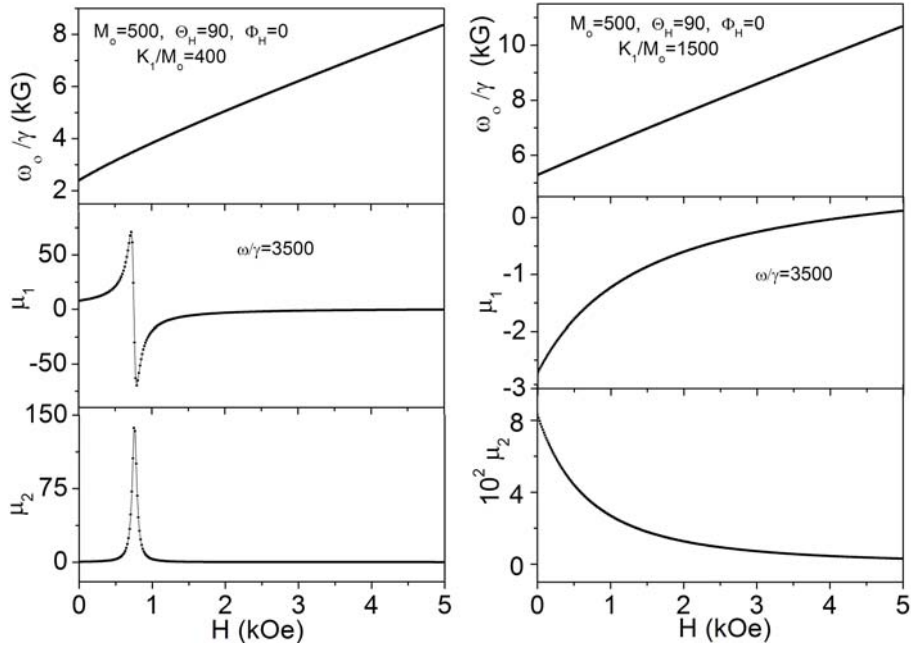
$$\mu_2 = \mu_0 \chi_2 \quad (5.15)$$

Bu ifadelerde kullanılan μ_0 , serbest uzayın manyetik geçirgenlik parametresidir.

5.2 Numerik Hesaplamalar

Değişik deney koşulları için Denklem (5.1)'deki manyetizasyon vektörünün presesyon frekansı ve dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin bileşenleri Denklem (5.2) - Denklem (5.15)'ler kullanılarak hesaplandı. Şekil 5.2., manyetizasyon vektörü M ve manyetik geçirgenlik parametresi μ bileşenlerinin presesyon frekanslarının dış manyetik alan bağımlılığını gösterir. Denklemler (5.10, 5.12, 5.13)'de kullanılan parametre setleri için seçilen değerler, hesaplama sonuçlarını gösteren şekillerde verilmiştir. Dış statik manyetik alan için seçilen polar açılar, ince film düzlemi için manyetizasyon vektörünün kolay yönünü gösterir. Şekil 5.2.'de seçilen parametreler için manyetizasyon vektörünün presesyon frekansı ω_0 , dış statik manyetik alana göre yaklaşık lineer olarak değiştiği görülür. Rezonans frekansı (ω_0 / γ) 'nın alan bağımlılığını kullanarak; belirli frekans değerinde uygulanan dış mikrodalga alanı manyetizasyon vektörünün hesaplanan rezonans alanında rezonansa geldiğini görürüz. Sonuç olarak, manyetik geçirgenlik parametresinin reel ve sanal bileşenleri, μ_1 ve μ_2 , Şekil 5.2.'de gösterilen rezonans eğrilerine sahiptir. Fakat, bu eğrilerin alan bağımlılıkları manyetik parametrelerin değerlerine bağlı olarak dramatik şekilde değişir. Seçilen iki değişik kübik anizotropi parametresi ($K_1 / M_0 = 400G$ ve $K_1 / M_0 = 1500G$) için rezonans frekansının dış statik manyetik alana göre değişiminin genel şekli lineer olsa dahi sabit mikrodalga

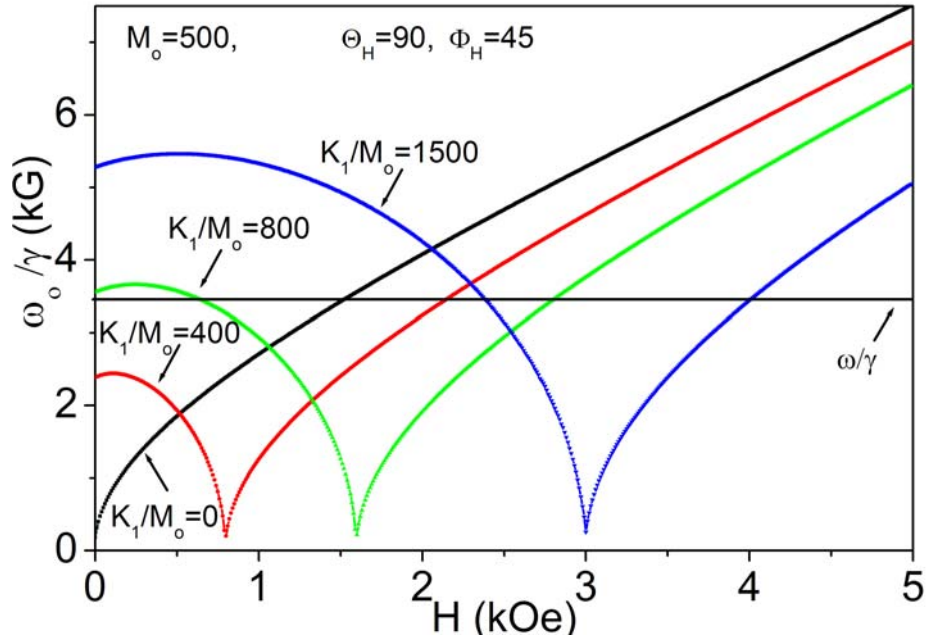
frekansında, örneğin $\omega/\gamma = 3500G$ 'da, manyetik geçirgenlik parametresinin bileşenlerinin dış statik manyetik alan bağımlılığı, Şekil 5.2.(a) ve Şekil 5.2.(b)'de görüldüğü gibi manyetizasyonun kolay yönü için sıkı bir şekilde anizotropi bağımlılığı vardır. Kübik anizotropi parametresi $K_1/M_0 = 1500G$ için dış statik manyetik alanın sıfıra eşit olduğu durumda rezonans frekansı $\omega/\gamma = 3500G$ 'dan büyük olduğu için dış statik manyetik alanın tüm pozitif değerleri için rezonans durumu oluşmaz. Sonuç olarak Şekil 5.2.(b)'de verilen eğrilerin şekline göre görüleceği gibi, teorik rezonans alanı negatif alan bölgesinde oluşur. Şekil 5.2.(a)'da verildiği gibi kübik anizotropi parametresinin yeterince küçük değerleri için ($K_1/M_0 = 400G$), manyetik geçirgenlik parametresinin reel bileşeninin alan bağımlılığı düşük manyetik alanlarda pozitif birim değerle başlar, pozitif maksimum değere sahip olur ve sonra hızlı bir şekilde azalarak negatif minimum değere sahip olur. Şekil 5.2.(a)'da gösterildiği gibi daha sonra yeniden artmaya başlar, sıfır değerinden geçer ve sonra yavaşça pozitif birim değere yaklaşır. Fakat, manyetik geçirgenlik parametresinin sanal bileşeni μ_2 , her zaman pozitif değer alır. Manyetik geçirgenlik parametresi μ 'nün iki bileşeni de aynı statik alan bölgesinde yeterince küçük relaksasyon zamanı T_2 için sert rezonans davranışı gösterir. Fakat, eğer relaksasyon prosesi hızlanırsa; bu rezonans eğrileri yumuşak eğrilere genişleyecektir. Diğer önemli nokta, yüksek kübik anizotropi parametresi ($K_1/M_0 = 1500G$) için manyetik geçirgenlik parametresinin reel bileşeni μ_1 , dış statik manyetik alanın pozitif olduğu geniş bir aralıkta negatif olur. Dışarıdan uygulanan statik manyetik alanın pozitif değerleri Şekil 5.2.(b)'de gösterildiği gibi rezonans alanlarının çok üzerinde olduğu durumda, kübik anizotropi parametresi ($K_1/M_0 = 1500G$) için dış statik manyetik alanın sıfır olduğu durumda bile manyetik geçirgenlik parametresinin sanal bileşeni pozitif değer alır ve dış statik manyetik alan artarken bu değer eksponansiyel olarak azalır. Bu çalışmadaki hesaplamaların tümünde aynı relaksasyon terimleri kullanıldı.



Şekil 5.2. Statik manyetik alanın manyetizasyonun kolay eksenini yönünde olduğu durum için presesyon frekansı ω_0 'nun alan bağımlılığı, manyetik geçirgenlik parametresinin reel (μ_1) ve sanal (μ_2) bileşenleri (Farklı kübik anizotropi parametreleri için (a) $K_1/M_0 = 400G$ ve (b) $K_1/M_0 = 1500G$).

İnce film düzleminde, manyetizasyonun zor yönü boyunca uygulanan dış statik manyetik alanın fonksiyonu olarak hesaplanan, değişik manyetik anizotropi parametreleri için manyetizasyon vektörünün presesyon frekansları Şekil 5.3.'de verilmiştir. Bu şekilden görüldüğü gibi, presesyon frekansının davranışı manyetik anizotropi parametresine sıkı bir şekilde bağlıdır. Hesaplamalarda uygulanan dış statik manyetik alanın örnek düzleminin manyetik olarak zor yönünde olduğu durum ele alındı ve kristalin kübik kristal anizotropiye sahip olduğu kabul edildi. İzotropik durumda (kübik anizotropi parametresi sıfır alınır, $K_1/M_0 = 0$) presesyon frekansı sıfır dış statik manyetik alandaki değeri olan sıfırdan başlayıp önce dış statik manyetik alanın değerinin kareköküyle artar; daha sonra yüksek dış statik manyetik alanlarda lineer olarak artmaya devam eder. Fakat sıfır olmayan kübik anizotropi durumlarında, bu eğri sıfır dış statik manyetik alanda normal bir değerden başlar, dış statik manyetik alan artarken azalmaya başlar ve daha sonra keskin bir minimumu görür ve daha sonra öncelikle lineer olmayan sonra yeterince büyük dış statik manyetik alanlarda lineer bir şekilde artmaya devam eder. Yukarıda belirtildiği gibi, mikrodalga alan frekansı, ω , presesyon frekansı ω_0 'a eşit olduğu zaman

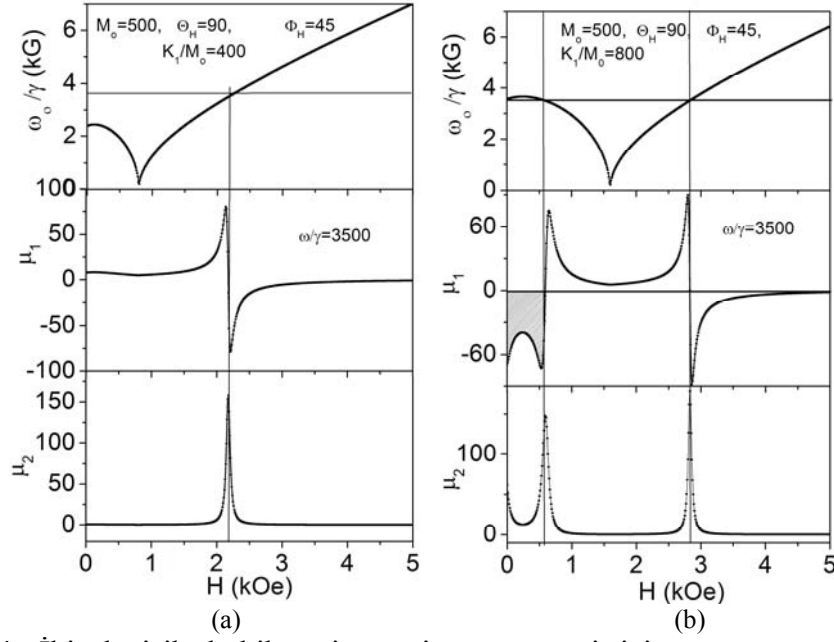
manyetizasyon vektörü için rezonans şartı oluşur. Sonuç olarak rezonans durumunda dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin sanal bileşeni maksimum değerine ulaşır ve reel bileşeni yaklaşık olarak sıfır olur. Şekil 5.3.'de görüldüğü gibi, dış mikrodalganın frekans değerine göre çizilen yatay düz çizgi, presesyon frekans eğrisini anizotropi parametresinin değerine ve dış statik manyetik alan tarama aralıklarına bağlı olarak bir kez, iki kez veya üç kez kesebilir. Mikrodalga frekansı için değişik değerler seçerek; manyetik geçirgenlik parametresinin dış statik manyetik alana göre değişimini gösteren eğriyi mikrodalga frekans değerinden çizilen doğrunun kaç kez kesiştiğine bağlı olarak o kadar rezonans tepesi elde edilir.



Şekil 5.3. Manyetizasyonun zor ekseninde uygulanan dış statik manyetik alanın ve değişik anizotropi değerlerinin fonksiyonu olarak hesaplanan presesyon frekansı değerleri.

Şekil 5.2.'de gösterildiği gibi kübik anizotropi enerjisine sahip ince filmin manyetik olarak kolay yönünde uygulanan statik dış manyetik alan için tek rezonans değeri elde edilebilir. Sanal bileşen her zaman pozitif kalır ve gerçek rezonans alanında maksimum değere sahip olur; reel bileşen ise rezonans alanında işaret değiştirir. Genel olarak, reel bileşen pozitif değerle başlar ve önce yavaşça artar ve sonra alan değeri rezonansa yaklaşırken sert bir şekilde artar ve sonra sert bir şekilde düşer, rezonans alanının etrafında sıfır değerinden geçer ve sonra negatif değere sahip olur, minimum değere ulaşır ve sert bir şekilde artarak pozitif değere tekrar

ulaşır. Yukarıda belirtildiği gibi tek, çift, üçlü tepeler, anizotropi parametresinin büyüklüğüne, uygulanan dış statik manyetik alanın ve mikrodalga alanının yönü ve büyüklüğüne bağlı olarak Şekil 5.4.'de görüldüğü gibi yüksek frekans manyetik geçirgenlik parametresi eğrilerinde gözlemlenebilir. Şekildeki yatay çizgi dinamik alan frekansını belirtir. Küçük anizotropi parametresi değerleri için dış statik manyetik alan ince film düzleminin manyetizasyonunun zor yönünde uygulandığında Şekil 5.4.(a)'da görüldüğü gibi tek rezonans tepesi olur. Fakat, çoklu rezonans durumu dış statik manyetik alan zor eksen yönünde uygulandığında büyük anizotropi parametrelerinde oluşur. Ayrıca, çoklu rezonans durumunda oluşan ikinci tepe yatay eksene göre rezonans noktasının yakınında ters çevrilir, yani manyetik geçirgenlik parametresinin reel bileşeninin küçük ve büyük alan kenarları rezonans alana göre Şekil 5.4.(b)'de görüldüğü gibi işaret değiştirir. Diğer taraftan, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin sanal bileşeni sürekli pozitif kalır ve rezonans noktasında Şekil 5.4.(b)'de gösterildiği gibi tüm deney koşullarında maksimum değerini alır. Bu durum, sanal bileşenin malzemelerin mikrodalga soğurmasını belirlediği gerçeğiyle uyumludur (sanal bileşenin negatif değeri fiziksel değildir). Şekil 5.4.(b)'de görüldüğü gibi dış statik manyetik alanın belirli aralıkta olduğu durumda manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmı (μ_1) negatif bir değer alır ve bu aralık manyetik anizotropi parametresinin uygun seçimiyle genişletilebilir. Negatif μ_1 , mikrodalga alanının uyarılması ve manyetizasyon vektörünün presesyonu arasında 180 derece faz kayması olduğunu vurgular. Sıfır alan yakınında, Şekil 5.4.(b)'de verilen düşük alan bölgesinde μ 'nun reel kısmı negatif olur.

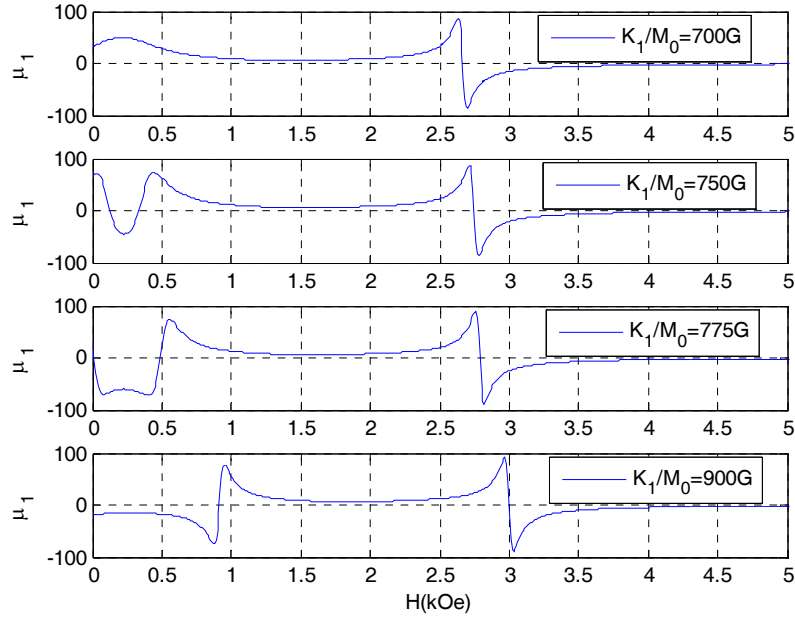


Şekil 5.4. İki değişik kübik anizotropi parametresi için presesyon frekansının hesaplanmış değerleri, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel ve sanal bileşenleri: (a)tek rezonans durumu (b)çok rezonans durumu. Yatay çizgi dinamik alan frekansını temsil eder.

Dielektrik sabiti ve manyetik geçirgenlik parametresinin aynı işarete sahip olması durumunda elektromanyetik dalgalar için iyi bir geçirgenlik sağlanır. Fakat, dielektrik sabiti veya manyetik geçirgenlik parametresinden birisi negatif olur diğeri pozitif kalırsa, elektromanyetik dalgaların geçirgenliği düşük olur. Şekil 5.4.(b)'de görüldüğü gibi çoklu rezonans tepe koşullarında negatif manyetik geçirgenlik parametresi bölgeleri arasında pozitif manyetik geçirgenlik parametresi bandı vardır. Bu sonuç önemlidir. Çünkü, malzeme pozitif dielektrik sabitine sahip olduğunda band geçirgen filtre olarak, negatif dielektrik sabitine sahip olduğunda band geçirmeyen filtre olarak kullanılabilir. Her iki durumda da dış statik manyetik alan, ayarlama parametresi olarak kullanılabilir. Sonuç olarak, malzeme pozitif dielektrik sabitine sahip olup; Şekil 5.4.(b)'deki durum sağlandığında malzeme iki rezonans alanının arasındaki statik manyetik alan aralığında band geçirgen filtre olarak kullanılabilir. Fakat, malzeme negatif dielektrik sabitine sahip olduğunda Şekil 5.4.(b)'de gösterilen rezonans alanları arasındaki statik manyetik alan aralığında, malzeme band geçirmeyen filtre olarak kullanılabilir. Bu özellik, diğer negatif kırılma indisi malzemelerinde bulunmayan uygulama alanıdır. Negatif kırılma indisine sahip malzemelerin uygulama alanları literatürde özetlenmiştir [44, 45]. Yukarıda belirtildiği gibi, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel

kısımının davranışı, anizotropi parametresi K_1/M_0 'a sıkı bir şekilde bağlıdır. Yeterince küçük anizotropi değerleri için, mikrodalga frekans bandında alan bağımlı manyetik geçirgenlik parametresi eğrisinde genellikle tek rezonans tepe noktası gözlemlenir. Anizotropi değeri artarken; rezonansların sayısı iki veya üçe çıkar. Şekil 5.5.'de görüldüğü gibi, $K_1/M_0 = 700G$ için iki iyi çözümlenmiş tepe noktası $9.8GHz$ ($\omega/\gamma = 3500G$)'da gözlemlenir.

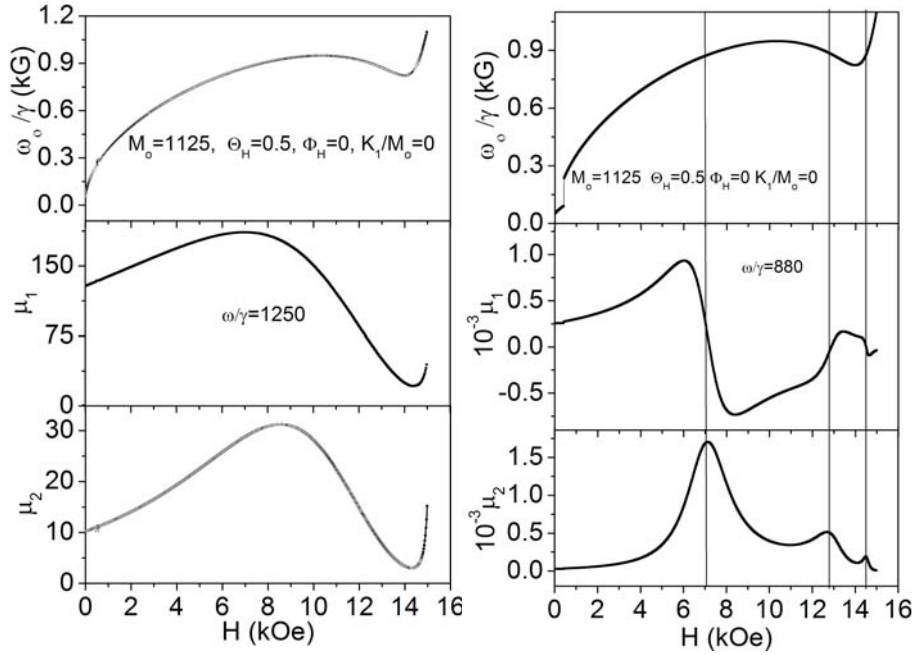
Düşük alan tarafındaki μ_1 için olan eğrinin üzerindeki rezonans tepesi geniş ve her zaman pozitifdir fakat yüksek alan tarafındaki rezonans tepesi daha dar ve eğri üzerindeki rezonans alan noktasına göre antisimetriktir. Sonuç olarak, μ_1 , rezonans alanına kadar pozitif değer alır ve rezonans eğrisinin yüksek alan tarafında işaret değiştirerek negatif değer alır. Fakat, dış statik manyetik alan daha yüksek değerlere çıkartılırken, manyetik geçirgenlik parametresi yatay ekseninden geçer ve yüksek alan değerlerinde pozitif 1 limit değerine yaklaşır. Fakat, anizotropi değeri $700G$ 'un ilerisine az miktar artırılırsa, düşük alan değerlerinde (0 'a yakın) asimetrik rezonans tepesi, iki bozulmuş tepe noktalarına ayrılmaya başlar ve böylece $K_1/M_0 = 750G$ için olan iki tepe arasındaki geniş alan bandında μ_1 negatif olur. Anizotropi değeri daha yüksek değerlere artırılırken, düşük alan değerlerindeki iki rezonans tepesi birbirinden iyice ayrılır; böylece düşük alandaki rezonans tepesi sıfır alana doğru kayar ve sonunda negatif alan bölgesine giderken kaybolur. Sonuç olarak, negatif μ_1 için olan alan aralığı genişler; böylece sıfır alanlardan başlayarak ikinci rezonans alanına kadar μ_1 negatif kalır. Fakat, yüksek alanlardaki üçüncü tepe noktasının simetrik karakteri seçilen $K_1/M_0 = 775G$ ve $K_1/M_0 = 900G$ değerleri için yüksek alanlarda yaklaşık olarak aynı kalır. Manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmının dış statik manyetik alanla değişimini gösteren şekli belirleyen anizotropi parametresinin kritik değeri, Şekil 5.5.'de gösterilen μ_1 eğrileriyle belirlenir.



Şekil 5.5. Değişik kübik anizotropi parametresi değerleri için 9.8GHz mikrodalga frekansında dinamik manyetik alınganlık parametresinin reel bileşenleri.

İnce film düzlemi geometrisi dışı için, dış statik manyetik alan örnek düzleminden film normaline doğru döndürülürken tek rezonans tepesi elde edilir ve eğer manyetokristal anizotropi enerji Şekil 5.6.'daki gibi sıfır seçilirse rezonans alanın değeri mikrodalga frekansı artarken monotonik olarak artar. Fakat, eğer kübik veya eksensel manyeto-kristal anizotropi dahil edilirse, rezonans tepelerinin sayısı artar ve ayrıca rezonans alan değeri anizotropi parametrelerinin ve dış alanın yönüne bağlı olarak değişir. Tüm hesaplamalarımızda manyetizasyon için aynı relaksasyon parametresini kullandığımız unutulmamalıdır. Fakat hesaplanmış rezonans eğrisi rezonans alanın davranışında ve özellikle rezonans eğri genişliğinde dramatik değişiklikler gösterir.

Dış alanın yönü film normaline yaklaştığında, rezonans eğrisi Şekil 5.6.'da gösterildiği gibi genişler. Bu olay şu nedenden dolayı oluşur: Her ne kadar dış alanın yönü değişmese dahi, statik manyetizasyon vektörünün denge yönü dış alanın artan değeriyle sürekli bir şekilde değişir ve alan taraması prosesi sırasında rezonansın daha uzun sürmesine neden olur. Şekil 5.6.(b)'de görülebileceği gibi çoklu tepe durumu anizotropi parametrelerine ve mikrodalga frekanslarına bağlı olarak dikey geometride de ortaya çıkabilir.



Şekil 5.6. Statik manyetik alanın film düzlemine dik olduğu durumda presesyon frekansının hesaplanmış değerleri, dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel ve sanal bileşenleri (a) $\omega/\gamma = 1250G$ ve (b) $\omega/\gamma = 880G$.

Dinamik manyetik geçirgenlik parametresinin reel bileşeninin oldukça ilginç ve önemli özelliklere sahip olduğu gösterildi. Manyetik anizotropi, mikrodalga frekansı, dış alanlar ve film geometrisi arasındaki göreceli yönlere bağlı olarak rezonans konumlarının sayısı artırılabilir. Bu çoklu noktaların spin-dalga rezonansından kaynaklanmadığı açıktır. Spin-dalga rezonansı ayrıca Ferromanyetik Rezonans spektrumu hesabında kullanılabilir. Fakat, spin dalga rezonans tepelerinin göreceli büyüklüğü sıfıra gider, özellikle yüksek seviye modlarda veya yeterince kalın filmlerde spin-dalga rezonans modları iç içe girer. Diğer taraftan çok ince film durumunda yüksek seviye spin dalga rezonans modu uyarılamaz çünkü mikrodalga frekansına göre çok yüksek frekansa ihtiyaç vardır. Bu yüzden hesaplamalarda deneysel olarak gerçekleştirilebilen tekdüze Ferromanyetik rezonans modu kullanıldı. Dış alan taranırken; statik manyetizasyonun denge yönünün rezonans şartını iki kere veya üç kere sağlayabilmesi için sürekli değişimi sonucu ana modun yanında ek modlar çıkabilir. Manyetik geçirgenlik parametresindeki çoklu rezonans durumu sadece alan taraması durumlarında olabileceği unutulmamalıdır. Eğer manyetik alan sabit tutularak frekans taranırsa, sabit dış statik manyetik alanda manyetizasyonun denge yönünde sadece bir rezonans tepesi oluşabilir. Fakat, uygun kristal seçilerek sıfır alan bölgelerinde dahi negatif reel manyetik geçirgenlik parametresi elde edilebilir.

6 YÜZEY EMPEDANSI

6.1 Teori

Elektromanyetik dalganın, ferromanyetik rezonans durumunda olan ferromanyetik metal yapı ile olan etkileşimi Ament ve Rado tarafından incelendi[46]. Ament ve Rado'nun izlediği yolu takip ederek metal ferromanyetik yapılarda sabit statik manyetik alanda gelen enine mikrodalganın frekansına göre manyetik geçirgenlik parametresinin frekansa göre değişimi hesaplandı. Metal ferromanyetik yapılarda manyetik geçirgenlik parametresinin ferromanyetik rezonans etkisi ile negatif değere sahip olduğu ispatlanacaktır.

Doyuma ulaşmış ferromanyetik metallerin içinde mikrodalganın yayılımı, Maxwell denklemleri ve manyetizasyon vektörünün hareket denklemleri ile belirlenir. Manyetizasyon vektörünün hareket denklemi şu şekilde yazılır [46 - 49]:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dM}{dt} = M \times H + \frac{2A}{M_0^2} M \times \nabla^2 M - \frac{\lambda}{\gamma M_0^2} M \times (M \times H) \quad (6.1)$$

Bu denklemde, $\gamma = ge/2mc$, λ sönüm terimi, A değiş-tokuş terimi, M_0 doyum mıknatıslanmasıdır. Manyetizasyon vektörü M , statik manyetik alanın uygulandığı z yönündeki denge konumunun etrafında m_x ve m_y bileşenleriyle bir osilasyon hareketi yapar. Ferromanyetik malzemenin yüzeyi x - z düzlemine paralel alınır ve malzemenin kalınlığı y yönünde sonsuz olduğu kabul edilirse, ferromanyetik malzemenin içindeki mikrodalga $\exp(i\omega t - ky)$ ile orantılıdır çünkü ferromanyetik malzeme içinde mikrodalga y yönünde sönümlenecektir. Maxwell denklemleri ve denklem (6.1) birlikte çözülürse metalin içindeki mikrodalganın dalga vektörünün değeri cinsinden aşağıdaki denklemi elde edilir.

$$K^6 - c_1 K^4 + c_2 K^2 - c_3 = 0 \quad (6.2)$$

Bu denklemdeki katsayılar şu şekilde verilir:

$$c_1 = 1 + 2\eta + i2E\Omega \quad (6.3)$$

$$c_2 = \eta(\eta + 1)(1 + L^2) - \Omega^2 + i\Omega L(1 + 2\eta) + i4E\Omega(1 + \eta) \quad (6.4)$$

$$c_3 = -4E\Omega^2(1 + \eta)L + i2E\Omega[(1 + \eta)^2(1 + L^2) - \Omega^2] \quad (6.5)$$

Bu ifadelerdeki Ω , L , K , η ve E şu şekilde verilir.

$$\Omega = \omega / (4\pi M_0 \gamma) \quad (6.6)$$

$$L = \lambda / (M_0 \gamma) \quad (6.7)$$

$$K = (k / M_0)(A / 2\pi)^{1/2} \quad (6.8)$$

$$\eta = H_z / (4\pi M_0) \quad (6.9)$$

$$E = 4\pi \times 10^{-3} \times A\gamma / (M_0 \rho) \quad (6.10)$$

Yukarıdaki ifade de ρ , elektriksel özdirençtir. Yukarıdaki denklem (6.2)'nin çözümünden 6 farklı dalga vektörü değeri elde edilir. Bu elde edilen 6 dalga vektöründen üç tanesi diğer üç tanenin -1 ile çarpımına eşittir. Bu değerlerden reel kısmı pozitif olan 3 dalga vektörü hesaplamalarda kullanmak üzere alınır. Bu alınan dalga vektörleri metalin içinde yayılan dalganın bileşenlerinin dalga vektörlerini temsil eder. Metal yüzeyindeki sınır koşulları, h_x ve e_z 'in yüzeyde sürekliliği, metalin yüzey empedansı cinsinden ifade edilebilir. Yüzey empedansı, yüzeydeki mikrodalganın yüzeye paralel elektrik alan bileşeninin yüzeye paralel manyetik alan bileşenine oranıdır.

Metalin içindeki mikrodalganın metal yüzeyine paralel manyetik alan bileşenlerinin toplamı metalin dışındaki mikrodalganın metal yüzeyine paralel bileşenine eşittir.

$$\sum_1^3 h_{x_n}^0 = h_x^0 \quad (6.11)$$

Ayrıca Maxwell denklemlerinden $\nabla \times H = (4\pi\sigma/c)E$ kullanılarak (Bu deklemdede yerdeğişim (displacement) akımı, metallerin yüksek iletkenlik σ değerine sahip olması nedeniyle ihmal edilmiştir.) metal yüzeyindeki $\nabla \times H$ hesaplamasından gelen ifade yüzey dışındaki elektrik alan ifadesi ile eşitlenmiştir.

$$\sum_1^3 K_n h_{x_n}^0 = Z' h_x^0 \quad (6.12)$$

Yüzey dışındaki elektrik alan, manyetik alanının yüzey empedansı ile çarpımına eşittir. Bu nedenle denklemin sağ tarafında da manyetik alan bileşeni bulunmaktadır. Yukarıdaki denklem (6.12)'de bulunan Z' ve Z arasında aşağıdaki ilişki vardır.

$$Z' = \frac{2c \times 10^{-3} (2\pi A)^{1/2}}{M_0 \rho} Z \quad (6.13)$$

Manyetizasyon vektörünün osilasyon yapan zamana bağlı bileşenleri içinde sınır değer koşulları yazılabilir.

$$\frac{2A}{M_0} i_z \times \frac{\partial m}{\partial y} + T_{surf} = 0 \quad (6.14)$$

Bu ifadede i_z yüzeye dik birim vektör, T_{surf} manyetik yüzey anizotropisinden kaynaklanan birim yüzey başına düşen torktur. Şu an yapılan hesaplamalarda bu terim ihmal edildi. Bu terim sıfır alındıktan sonra (6.14)'de verilen sınır değer koşulundan, aşağıda (6.15) ve (6.16)'da verilen denklemler elde edilir:

$$\sum_1^3 K_n m_{x_n}^0 = 0 \quad (6.15)$$

$$\sum_1^3 K_n m_{y_n}^0 = 0 \quad (6.16)$$

Bu denklemlerde $m_{x_n}^0$ ve $m_{y_n}^0$ metal yüzeyindeki manyetizasyonun osilasyon yapan bileşenleridir. Bu denklemlerde $m_{x_n}^0$ ve $m_{y_n}^0$, $\nabla \times H$ denklemi ve denklem (6.1)'in x

bileşeni kullanılarak $h_{x_n}^0$ 'e bağlı olarak yazılabilir ve buradan (6.17) ve (6.18)'de verilen ifadeler elde edilir:

$$m_{x_n} = \frac{K_n^2 - 2iE\Omega}{8i\pi E\Omega} h_{x_n} \quad (6.17)$$

$$m_{y_n} = \left\{ \frac{(i\Omega + L\eta)(K_n^2 - 2iE\Omega)}{8i\pi E\Omega(1 + \eta - K_n^2)} - \frac{L}{4\pi(1 + \eta - K_n^2)} \right\} h_{x_n} \quad (6.18)$$

Bu ifadeler, yukarıdaki h_x^0 için olan ifadeler (6.11) ve (6.12) ile birlikte çözülrse aşağıda verilen matris denklemleri elde edilir.

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 & -1 \\ Z' & -K_1 & -K_2 & -K_3 \\ 0 & A_1 & A_2 & -A_3 \\ 0 & B_1 & B_2 & -B_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x^0 \\ h_{x_1}^0 \\ h_{x_2}^0 \\ h_{x_3}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.19)$$

Bu matris denklemindeki matrisin elemanları aşağıda (6.20) ve (6.21)'de verilmiştir.

$$A_n = \frac{(K_n^2 - 2iE\Omega)K_n}{8i\pi E\Omega} \quad (6.20)$$

$$B_n = \frac{[(i\Omega + L\eta)(K_n^2 - 2iE\Omega) - 2iE\Omega L]K_n}{8i\pi E\Omega(1 + \eta - K_n^2)} \quad (6.21)$$

Bu matris denkleminin sıfır olmayan çözümünün olabilmesi için matrisin determinantının sıfıra eşit olması gerekir. Yukarıda (6.19)'da verilen matrisin determinantı sıfıra eşitlenerek, aşağıda (6.22)'de verilen Z' ifadesi elde edilir.

$$Z' = \frac{K_1(B_2A_3 - B_3A_2) + K_2(B_3A_1 - B_1A_3) + K_3(B_1A_2 - B_2A_1)}{(B_2A_3 - B_3A_2) + (B_3A_1 - B_1A_3) + (B_1A_2 - B_2A_1)} \quad (6.22)$$

Bu Z' ifadesinden aşağıdaki Z ifadesi ve metaller için verilen dielektrik sabiti kullanılarak malzeme için manyetik geçirgenlik parametresi elde edilir.

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_{equ}}{\epsilon_{eff}}} \quad (6.23)$$

$$\epsilon_{eff} = \frac{-4\pi i \sigma}{\omega} \quad (6.24)$$

Manyetik geçirgenlik parametresi,

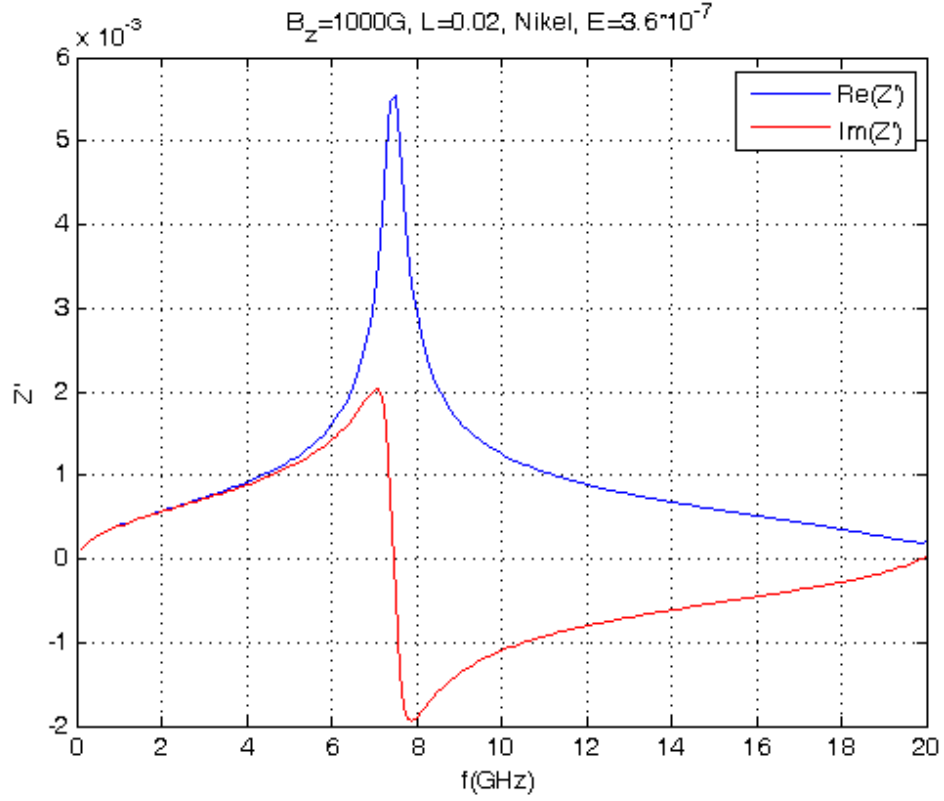
$$\mu_{equ} = -2i \left(\frac{cZ}{\omega \delta} \right)^2 = \frac{-i}{2} \left(\frac{Z'}{\psi} \right)^2 \quad (6.25)$$

olarak verilir. Burada $\psi^2 = \frac{A\omega\sigma}{M_0^2 c^2}$ dir.

6.2 Numerik Hesaplamalar

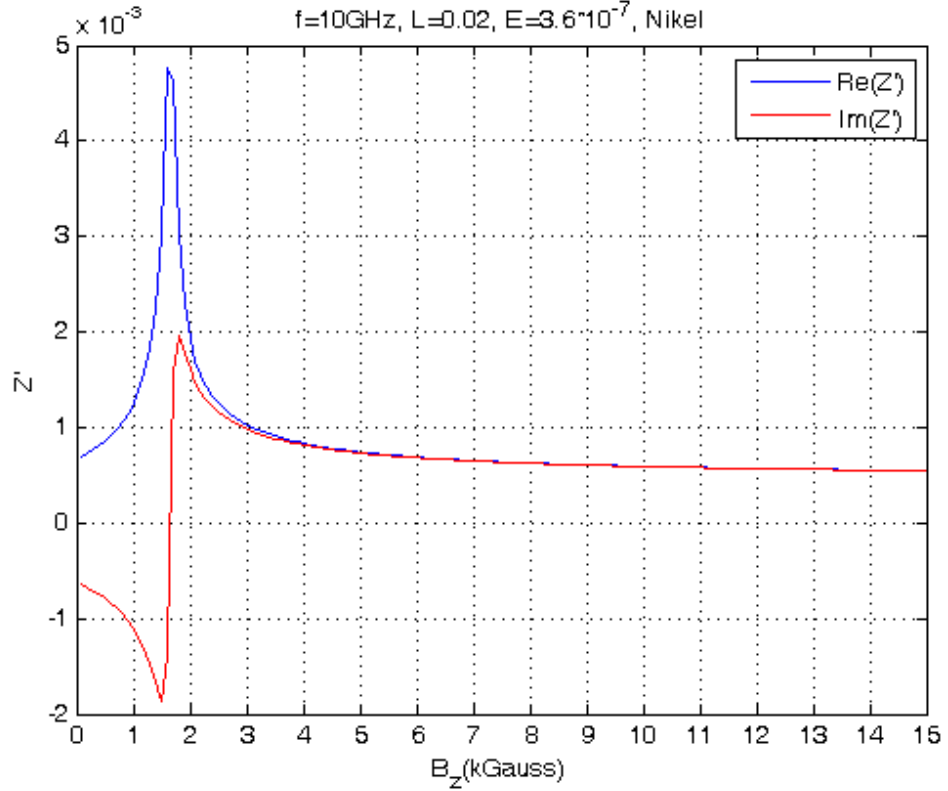
Yukarıdaki denklemleri çözerek ferromanyetik özelliğe sahip nikel metali için sabit manyetik alanda Z' ve μ 'nun örneğe gönderilen mikrodalganın frekansı ile değişimi incelendi. Benzer şekilde mikrodalganın frekansını sabit tutarak, Z' ve μ 'nun uygulanan statik manyetik alan ile değişimi incelendi. Elde edilen sonuçlar aşağıdaki grafiklerde verilmiştir. Grafiklerde manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmının belirli bir bölgede negatif olduğu görülmektedir.

Nikel plaka için 1000G şiddetinde z yönünde uygulanan manyetik alanda Z' reel ve imajiner kısımlarının frekansla değişimleri Şekil 6.1.'de verilmiştir. Reel kısmının tepe değer aldığı, sanal kısmının hızlı değiştiği frekans, Ferromanyetik Rezonansın olduğu frekanstır.



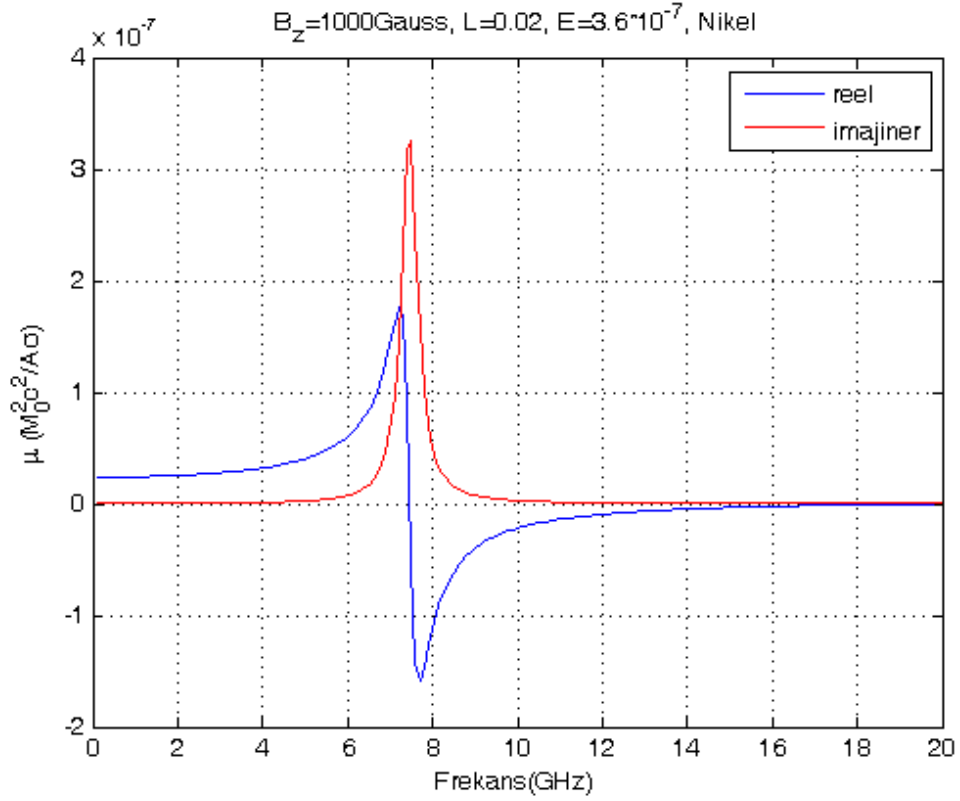
Şekil 6.1. Nikel plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda Z' 'in enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi.

Frekansı sabit tutarak, Z' reel ve imajiner kısımlarının z yönünde uygulanan manyetik alan şiddetine bağlı olarak değişimi hesaplandı ve Şekil 6.2.'de verildi. Reel kısmının tepe değer aldığı, sanal kısmının hızlı değiştiği statik manyetik alan şiddeti, Ferromanyetik Rezonans şartının olduğu statik manyetik alan şiddetidir.



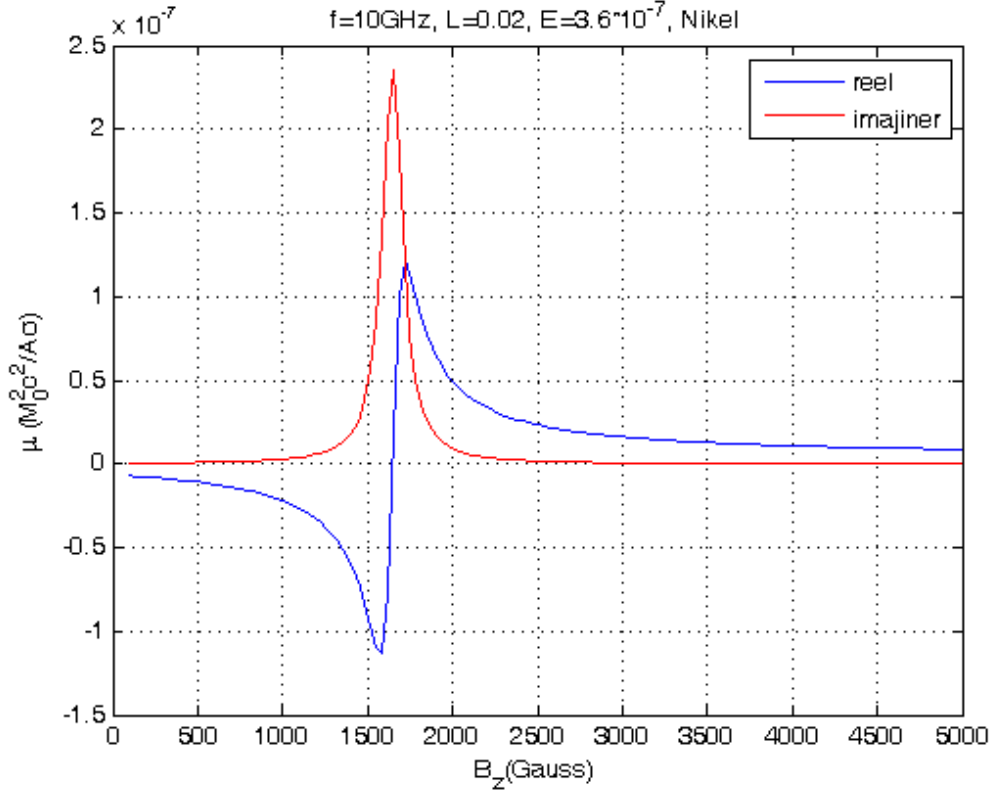
Şekil 6.2. Nikel plaka için 10GHz mikrodalga frekansında Z' 'in statik manyetik alan ile değişimi.

Yüzey empedansı hesabı yapıldıktan sonra Denklem (6.25) kullanılarak manyetik geçirgenlik (permeabilite) parametresi hesaplanmıştır. Manyetik geçirgenlik parametresinin, statik manyetik alanın z yönünde 1000Gauss şiddetinde uygulandığı durumda frekansla değişimi Şekil 6.3.'de verilmiştir. Manyetik geçirgenlik parametresinin frekansla değişimi incelenmek istendiği için, malzemeye bağlı olan sabit değerler ile çarpıldıktan sonra elde edilen değer grafikte çizdirilmiştir. Malzemeye bağlı olan bu sabit değerler sayısal olarak yerine konursa, manyetik geçirgenlik parametresinin frekansla değişimi aynı olacak sadece manyetik geçirgenlik parametresi değerinin sayısal olarak hangi değere sahip olduğu görülebilecektir. Manyetik geçirgenlik parametresinin negatif olduğu frekans aralığı, Şekil 6.3.'de negatif değere sahip olduğu aralıktır.



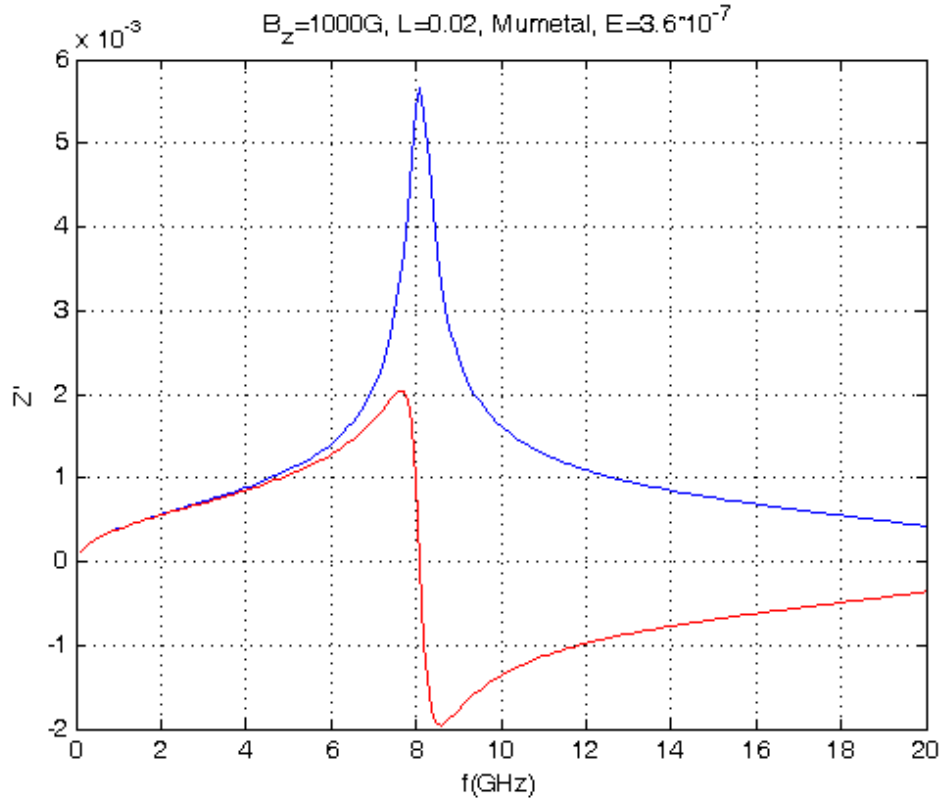
Şekil 6.3. Nikel plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda μ 'nün enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi.

Frekansı sabit tutarak, Manyetik geçirgenlik parametresinin, z yönünde uygulanan statik manyetik alanla değişimi incelendiğinde Şekil 6.4.'de verilen grafik elde edildi. Manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmı, z yönünde uygulanan statik manyetik alanın sıfır olduğu durumdan Ferromanyetik Rezonans durumunun oluştuğu statik manyetik alan şiddetine kadar negatif değer alır. Ferromanyetik Rezonans durumunun oluştuğu statik manyetik alan değerinin etrafında manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmı hızlı bir şekilde negatif maksimum değerden pozitif maksimum değere geçer. Bu bölgede manyetik geçirgenlik parametresinin imajiner kısmı da pozitif maksimum değer alır.



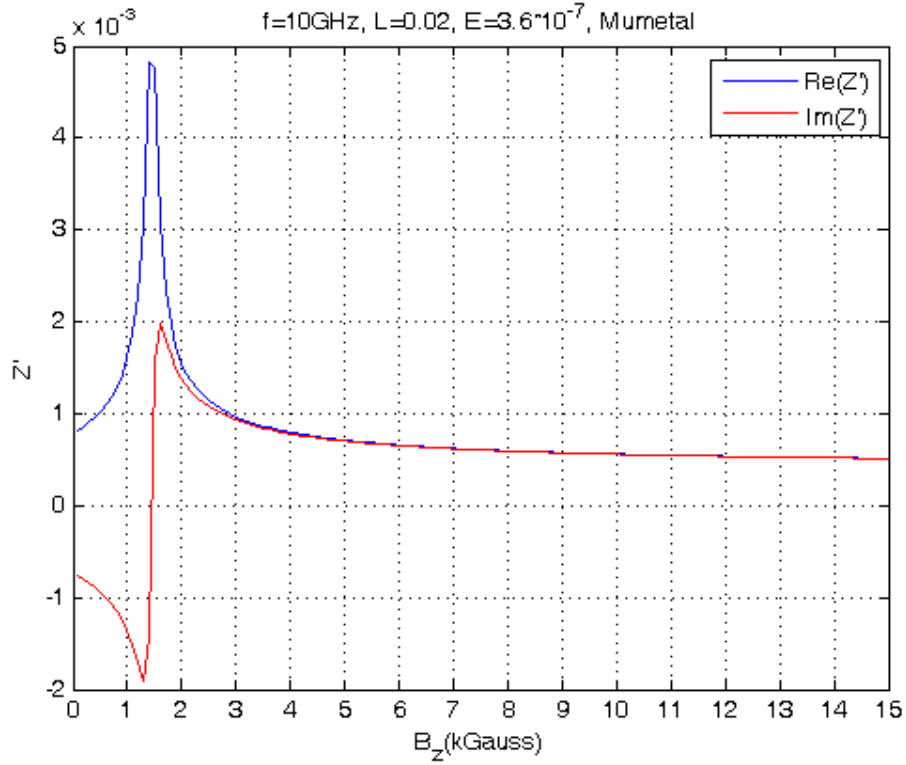
Şekil 6.4. Nikel plaka için 10GHz mikrodalga frekansında μ 'nün statik manyetik alan ile değişimi.

Aynı hesaplamalar Mumetal plaka için yapıldığında Şekil 6.5. – Şekil 6.8.'de verilen sonuçlar elde edildi. Sabit statik manyetik alanda Mumetal için elde edilen yüzey empedansının frekansla değişimini gösteren grafik, Şekil 6.5.'de verilmiştir. Mumetal plaka için elde edilen bu sonuç, Nikel plaka için elde edilen sonuç Şekil 6.1. ile karşılaştırıldığında; Mumetal plaka için gerekli rezonans frekansının Nikel plaka için gerekli rezonans frekansından daha büyük olduğu görülür.



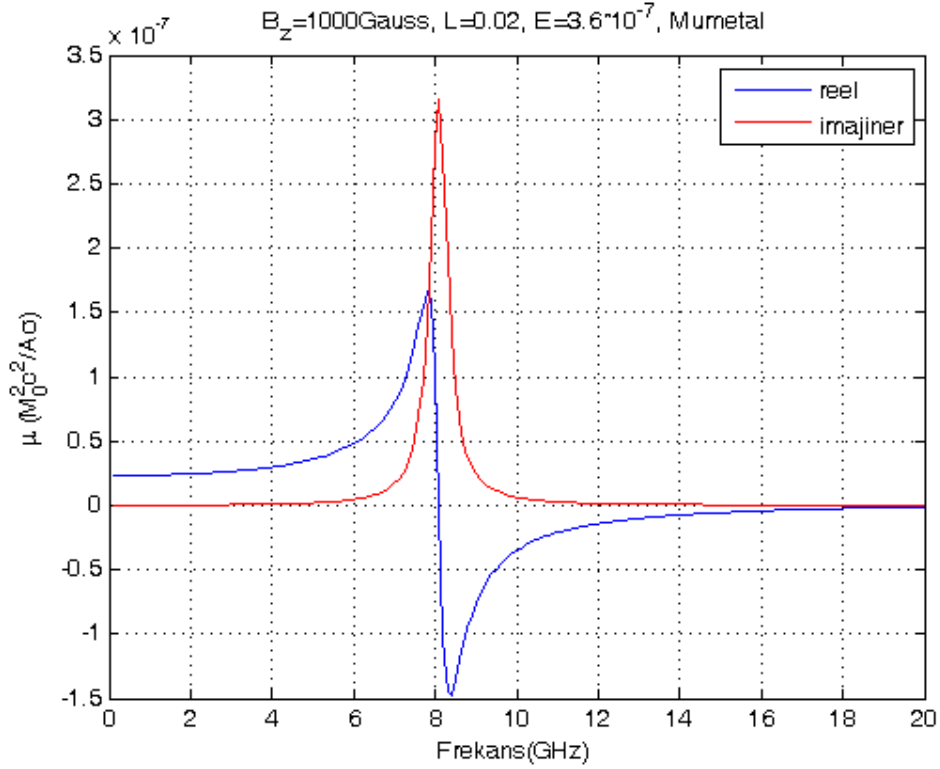
Şekil 6.5. Mumetal plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda Z'' 'in enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi.

Sabit frekansta Mumetal için Z'' 'in uygulanan statik manyetik alanın şiddeti ile değişimi incelendiğinde Şekil 6.6.'da verilen sonuç elde edilmiştir. Sabit frekansta, Mumetal plakanın Ferromanyetik Rezonansa girmesi için gerekli statik manyetik alan, Nikel plakanın Ferromanyetik Rezonansa girmesi için gerekli statik manyetik alandan daha düşüktür.



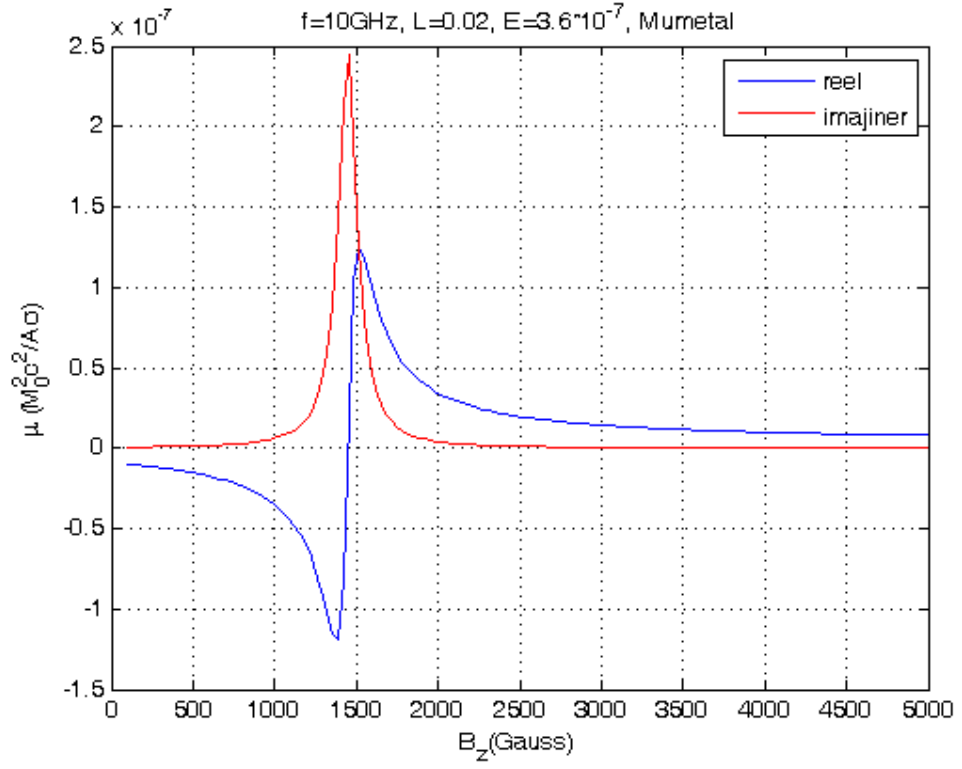
Şekil 6.6. Mumetal plaka için 10GHz mikrodalga frekansında Z' 'in statik manyetik alan ile değişimi.

Yüzey empedansı hesabından sonra Denklem (6.25) kullanılarak manyetik geçirgenlik parametresi, Mumetal plaka için hesaplanmıştır. Statik manyetik alan z yönünde sabit tutularak manyetik geçirgenlik parametresinin frekansla değişimi hesaplanmış ve Şekil 6.7.'de verilmiştir. Sabit statik manyetik alanda Mumetal plaka için gerekli Ferromanyetik Rezonans frekansı Nikel plaka için gerekli Ferromanyetik Rezonans frekansından daha büyüktür.



Şekil 6.7. Mumetal plaka için 1000G sabit statik manyetik alanda μ 'nün enine gönderilen mikrodalga frekansı ile değişimi.

Frekans sabit tutularak statik manyetik alanın fonksiyonu olarak manyetik geçirgenlik parametresi hesaplandığında Şekil 6.8.'de verilen sonuç elde edilir. Sabit frekansta Mumetal plakanın Ferromanyetik Rezonansa girmesi için gerekli statik manyetik alan değeri Nikel plakanın Ferromanyetik Rezonansa girmesi için gerekli statik manyetik alandan daha düşüktür. Ayrıca dışarıdan uygulanan statik manyetik alanın sıfır olduğu durumdan ferromanyetik rezonans için gerekli statik manyetik alan değerinin yakınına kadar manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmı negatif değer alır. Nikel plaka için elde edilen sonuca benzer şekilde Ferromanyetik Rezonans durumunun oluştuğu statik manyetik alan değerinin etrafında manyetik geçirgenlik parametresinin reel kısmı hızlı bir şekilde negatif maksimum değerden pozitif maksimum değere geçer. Aynı bölgede manyetik geçirgenlik parametresinin imajiner kısmı tepe değer alır.



Şekil 6.8. Mumetal plaka için 10GHz mikrodalga frekansında μ 'nün statik manyetik alan ile değişimi.

7 SONUÇLAR

Bu tez kapsamında, deneyler için değişik geometrilerde ve değişik örgü parametrelerine sahip fotonik kristaller hazırlandı. Fotonik kristaller normal iletken, manyetik özelliğe sahip olmayan ve/veya ferromanyetik özelliğe sahip olan tellerden ve şeritlerden yapıldı. Böylece fotonik kristal yapı taşlarının manyetik özelliklerinin örgüden geçen mikrodalga sinyali üzerinde ne gibi etkilerinin olabileceği araştırıldı. Dikdörtgen ve üçgen prizma geometriye sahip fotonik kristallerde geçirgenlik (transmisyon) deneyleri yapıldı. Aynı zamanda üçgen prizma geometriye sahip fotonik kristallerle kırılma açısı ölçümleri yapıldı.

Giriş bölümünde de belirtildiği gibi örgünün etkin manyetik uygunluğu ile etkin dielektrik sabiti değerleri negatif olduğunda negatif kırılma indisi ve dolayısıyla örgüden geçen sinyalin şiddetinde önemli değişimler beklenir. Normal iletkenlerde plazma frekansı THz'ler mertebesinde olduğundan mikrodalga için normal metallerin dielektrik sabitinin negatif olduğu zaten bilinmektedir. Manyetik uygunluğun negatif yapılabilmesi de ancak manyetik rezonans koşullarında sağlanabilir. Bu gerçekler dikkate alınarak özellikle mumetal ve nikel tellerden örgüler yapıldı. Tellerin silindirik ve şerit biçimde olmasının sonuç üzerinde etkisi araştırılarak bu etkilerin tellerin şekline sıkıca bağlı olduğu gözlemlendi.

Özellikle mikrodalga bölgesindeki bir ışını optik bölgedeki ışınlar gibi geometrik optik teorileriyle ele alıp kırılma deneyleri yapmanın ne denli zor olacağı açıktır. Çünkü uzun dalga boylarında saçılma ve girişimlerin dalganın optik ışın gibi davranmasını engeller. Kullanılan fotonik kristalin birim elemanlarının birbirinden uzaklıkları dalgaboyuna göre yeterince küçük seçilmiş ve mikrodalganın fotonik kristalle etkileşmesinde mikrodalganın düzgün (uniform) düzlem dalga olması sağlanmıştır.

Literatürdeki ferromanyetik malzemelerle negatif kırılma indisine sahip yapı üretme fikirleri genelde teorik çalışmalarla sınırlı kalmıştır. Ayrıca bu teorik çalışmalarda bazı önemli hususlar atlanmış veya ihmal edilmiştir. Örneğin, N. Garcia'nın çalışmasında silindirik teller için öngörülen manyetik geçirgenlik

parametresinin çıkarımında kullanılan ferromanyetik rezonans formülünün düzeltilmesi gerekmektedir [32]. Öncelikle manyetik geçirgenlik parametresinin hesabında tellerin silindirik geometrisinden ve uygulanan manyetik alanın yönünden kaynaklanan demanyetizasyon faktörleri kullanılmamıştır. Bunun ötesinde demanyetizasyon faktörlerini hesaba katmadan da yapılan hesaplamalarda bulunan manyetik geçirgenlik parametresi, Garcia'nın makalesindeki manyetik geçirgenlik parametresi için verdiği manyetik geçirgenlik parametresi formülünden farklıdır. Garcia makalesinde manyetik geçirgenlik parametresini

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_m(\omega_0 + \omega - i\alpha\omega)}{\omega^2 - (\omega_0 - i\alpha\omega)^2} \quad (7.1)$$

olarak vermiştir (ω_0 =rezonans frekansı, ω_m =ferromanyetik malzemenin etkin karakteristik frekansı, α =sönüm parametresi). Bu formül düzeltilerek

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_m(\omega_0 - i\alpha\omega)}{\omega^2 - (\omega_0 - i\alpha\omega)^2} \quad (7.2)$$

olarak verilmelidir. Ayrıca bu formül türetilirken kullanılan malzemenin geometrisinden kaynaklanan demanyetizasyon faktörleri hesaba katılmadığı için eksiktir. Bu tez kapsamında yapılan çalışmada manyetik geçirgenlik parametresi, kullanılan malzemelerin geometrileri dikkate alınarak silindirik ve şerit geometrisindeki örnekler için demanyetizasyon faktörleri kullanılarak analitik formüller çıkartıldı, frekansa ve statik manyetik alana bağımlılığı grafik olarak verildi. Bu hesaplamalar, tezin teori bölümünün manyetik geçirgenlik sabiti kısmında ayrıntılı olarak verilmiştir. Ayrıca fotonik kristallerin etkin manyetik geçirgenlik parametresi hesaplanmış ve sabit frekansta manyetik alan bağımlılığı ve sabit statik manyetik alanda frekans bağımlılığı grafiklerde verilmiştir. Deney parametreleri kullanılarak elde edilen teorik hesaplamalarla deney sonuçlarının uyumlu olduğu görülmüştür.

Diğer yandan, Yun-Song Zhou ve arkadaşlarının yazdığı makalede [29] bazı yanlışların olduğu fark edildi. Öncelikle onlar da Garcia'nın yaptığı gibi örnek

geometrisinden kaynaklanan demanyetizasyon faktörlerini manyetik geçirgenlik parametresi tensörünün analitik çıkarımında kullanmamışlardır. Bunun ötesinde bu faktörleri hasaba katmadan yapılan çıkarım sonucu elde edilen manyetik geçirgenlik parametresi tensörünün reel ve imajiner kısımları bu makalede yanlış yazılmıştır. Bu parametrelerin doğru formüllerinin

$$\mu = \frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_m) - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (7.3)$$

$$\kappa = \frac{\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (7.4)$$

olduğu gösterilmiştir [30]. Zhou ve arkadaşlarının yazmış olduğu makalede silindirik demir çubuklar için hesaplamalar yapılmaktadır. Demir için hesaplamalarda kullanılan ve demir çubukları doyuma götürmek için yeterli gördükleri 100 Oersted değerindeki dışarıdan uygulanan statik manyetik alan yeterli değildir. Silindirik demir çubuklar yaklaşık 2 Tesla değerinde doyum mıknatıslanmasına sahiptirler. Zhou ve arkadaşları makalede demir çubuktaki manyetik momentlerin izole elektron spinlerinin dış manyetik alanda presesyon hareketi yapması gibi düşünmüşlerdir. Onların hesapları silindirik demir çubuğun toplam manyetik momentinin büyük ve rigid izole edilmiş manyetik moment gibi davrandığı kabulüne dayanır. Fakat gerçekte telin momenti z eksenini (etkin alan) etrafında presesyon yapmasına rağmen telin fiziksel kütlesi örgüde bulunduğu yerde sabit kalır. Bu nedenle, bu presesyon hareketi, telin kendi üzerinde dinamik demanyetizasyon alanı oluşmasına neden olur. Bilindiği gibi paramanyetik örneklerde tek bir spinin presesyonunda bu dinamik demanyetizasyon alanına gerek yoktur. Bu nedenle Zhou'nun yaklaşımında bu dinamik demanyetizasyon alanını dikkate almamaları büyük eksikliklerdir.

İnce mumetal şeritlerden oluşmuş kristallerde yapılan mikrodalga geçirgenlik sonuçlarının silindiriklerden yapılanlardan farklı olması yukarıda anlatılan duruma ışık tutmaktadır. Şeritlerden yapılan kristallerde, FMR etkisinin şeritler için daha iyi tanımlanabildiği açıktır. Çünkü bu durumda şeritin her bölgesindeki spinler hem dinamik ve hem de statik olarak aynı etkin alanı görürler. Böylece rezonans alanla iyi belirlenmiş ve FMR eğrisinin daha keskin olması sağlanmış olur.

Yukarıda yeterince ayrıntılı olarak tartışılan bütün bu faktörler dikkate alındığında gerçek manyetik süper örgülerde etkin manyetik permeabilite ve dielektrik sabitini dar bir frekans aralığında ve aynı anda negatif yaparak negatif kırılma indisi elde etmenin ne denli kısıtlayıcı şartlara bağlı olduğu görülür. Bu tez çalışmasında ferromanyetik düzlemsel şerit veya silindirik tel geometriye sahip yapıtaşlarıyla oluşturulmuş fotonik kristallerin negatif kırılma indisi özelliği deneysel ve teorik verilerle gösterildi. Negatif kırılma indisi, uygun dış statik manyetik alana, mikrodalga frekans aralığına, polarizasyonuna, fotonik kristali oluşturan yapıtaşlarının geometrisine, ferromanyetik özelliklerine ve diziliş aralığı ve şekline bağlıdır. Dış manyetik alanının yapının sahip olduğu kırılma indisini ayarlamak için dış ayar parametresi olarak kullanılabilceği gösterildi.

KAYNAKLAR

- [1] V. G. Veselago, Sov. Phys. USPEKHI 10, 509, (1968)
- [2] V. G. Veselago, L. Braginsky, V. Shklover and C. Hafner, Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 3, 1, 2006
- [3] A. Pimenov, A. Loidl, K. Gehrke, V. Moshnyaga, and K. Samwer, Phys. Rev. Lett. 98, 197401, (2007)
- [4] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart and I. Youngs, Phys. Rev. Lett. 76, 4773, (1996)
- [5] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, J. Phys.: Condens. Matter 10, 4785, (1998)
- [6] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 47, 2075, (1999)
- [7] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Phys. Rev. Lett. 84, 4184, (2000)
- [8] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Appl. Phys. Lett. 78, 489, (2001)
- [9] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Science 292, 77, (2001)
- [10] M. Bayındır, K. Aydın, E. Özbay, P. Markos, C. M. Soukoulis, Appl. Phys. Lett. 81, 120, (2002)
- [11] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, J. B. Pendry, Phys. Rev. B 65, 201104, (2002)
- [12] S. Foteinopoulou, E. N. Economou, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. 90, 107402, (2003)
- [13] E. Çubukçu, K. Aydın, E. Özbay, S. Foteinopoulou, C. M. Soukoulis, Nature 423, 604 (2003)
- [14] P. Vodo, P. V. Parimi, W. T. Lu, S. Sridhar, R. Wing, Appl. Phys. Lett. 85, 1858, (2004)
- [15] J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. 85, 3966, (2000)
- [16] P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, S. Sridhar, Nature 426, 404, (2003)
- [17] M. Gökkavas, K. Güven, I. Bulu, K. Aydın, R. S. Penciu, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, E. Özbay, Phys. Rev. B. 73, 193103, (2006)

- [18] H. S. Chen, B. I. Wu, L. X. Ran, T. M. Grzegorzczuk, and J. A. Kong, *Appl. Phys. Lett.* 89, 053509 (2006)
- [19] K. Aydin and E. Ozbay, *J. Appl. Phys.* 101, 024911 (2007)
- [20] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis and E. Ozbay, *New Journal of Phys.* 7, 168 (2005)
- [21] A. Degiron, J. J. Mock, and D. R. Smith, *Opt. Express* 15, 1115 (2007)
- [22] D. A. Powell, I. V. Shadrivov and Y. S. Kivshar, *Appl. Phys. Lett.* 91, 144107 (2007)
- [23] S. T. Chui, L. Hu, *Phys. Rev. B* 65, 144407, (2002)
- [24] Y. Huang, L. Gao, *Phys. Lett. A* 318, 592, (2003)
- [25] H. X. Da, C. Xu, Z. Y. Li, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 285, 155, (2005)
- [26] H. X. Da, C. Xu, Z. Y. Li, *Eur. Phys. Journ. B* 45, 347, (2005)
- [27] S. Tomita, M. Hagiwara, T. Kashiwagi, C. Tsuruta, Y. Matsui, M. Fujii, S. Hayashi, *Journ. of Appl. Phys.* 95, 8194, (2004)
- [28] A. Pimenov, A. Loidl, P. Przyslupski, B. Dabrowski, *Phys. Rev. Lett.* 95, 247009, (2005)
- [29] Yun-Song Zhou, Ben-Yuan Gu and Fu-He Wang, *Europhys. Lett.* 75, 737 (2006)
- [30] B. Aktas, *Europhys. Lett.* 77, 64007 (2007)
- [31] H. Zhao, J. Zhao, Q. Zhao, B. Li, L. Kang and Y. Bai, *Appl. Phys. Lett.* 91, 131107 (2007)
- [32] N. Garcia and E. V. Ponizovskaia, *Phys. Rev. E* 71, 046611 (2005)
- [33] J. Chen, D. Tang, B. Zhang, Y. Yang, M. Lu, H. Lu, F. Lu and W. Xu, *J. Appl. Phys.* 102, 023106 (2007)
- [34] E. Demirel, A. C. Başaran, B. Aktaş, *Eur. Phys. J. B* 69, 173 (2009)
- [35] E. Demirel, M. Özdemir, B. Aktaş, *Appl. Magn. Reson.* 36, 69, (2009)
- [36] S. I. Maslovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, *Microwave and Optical Technology Letters* 35, 47, (2002)
- [37] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7th Edition, John Wiley & Sons Inc., (1996)

- [38] F. Yıldız, B. Z. Rameev, S. I. Tarapov, L. R. Tagirov, B. Aktaş, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 247, 222, (2002)
- [39] V. Boucher, D. Menard, *Phys. Rev. B* 81, 174404, (2010)
- [40] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., (1998)
- [41] R. F. Soohoo, *Magnetic Thin Films*, Harper & Row Publishers, (1965)
- [42] M. Özdemir, B. Aktaş, Y. Öner, T. Sato and T. Ando, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 164, 53 (1996)
- [43] B. Aktaş, M. Özdemir, *Physica B* 199, 125 (1994)
- [44] G. V. Eleftheriades, *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 49, 34, 2007
- [45] S. A. Ramakrishna, T. M. Grzegorzcyk, *Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials*, Taylor & Francis Ltd., (2008)
- [46] W. S. Ament, G. T. Rado, *Phys. Rev.* 97, 1558, (1955)
- [47] Z. Frait, H. MacFaden, *Phys. Rev.* 139, 1173, (1965)
- [48] R. W. Teale, F. Pelegrini, *Journal of Physics F: Met. Phys.* 16, 621, (1986)
- [49] B. Aktaş, Y. Öner, *Journal of Physics Condens. Matter* 5, 5443, (1993)

ÖZGEÇMİŞ

Ekrem DEMİREL 20.12.1975 yılında Manisa ilinin Akhisar ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Manisa'da tamamladı. 1997 yılında Bilkent Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden Lisans derecesi ile mezun oldu. 1999 yılında Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümünden Yüksek Lisans derecesini aldı. 2002-2003 Eğitim-Öğretim yılı bahar döneminde Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında doktora programına başladı.