

T.C.  
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

KUANTUM DÖNÜŞÜM UYGULAMALARI İÇİN OPTİK VE  
MİKRODALGA SİSTEMLERİNDE YTTRIUM IRON GARNET  
İLE FOTON-MAGNON ETKİLEŞİMİ

EREN DOĞAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

DANIŞMAN: DOÇ. DR. ERDEM DEMİRCİ

OCAK 2026

**T.C.**  
**GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

**KUANTUM DÖNÜŞÜM UYGULAMALARI İÇİN OPTİK  
VE MİKRODALGA SİSTEMLERİNDE YTTRIUM IRON  
GARNET İLE FOTON-MAGNON ETKİLEŞİMİ**

**EREN DOĞAN**

**YÜKSEK LİSANS**  
**FİZİK ANABİLİM DALI**

DANIŞMAN: DOÇ. DR. ERDEM DEMİRCİ  
II. DANIŞMAN: PROF. DR. BULAT RAMİ

**OCAK 2026**

**T.C.**  
**GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY**  
**GRADUATE SCHOOL**

**PHOTON-MAGNON INTERACTIONS IN OPTICAL  
AND MICROWAVE SYSTEMS WITH YTTRIUM IRON  
GARNET FOR QUANTUM TRANSDUCTION**

**EREN DOĞAN**

**A THESIS OF MASTER OF SCIENCE**  
**DEPARTMENT OF PHYSICS**

**ADVISOR: ASSOC. PROF. DR. ERDEM DEMİRCİ**  
**Co-ADVISOR: PROF. DR. BULAT RAMİ**

**JANUARY 2026**

## YÜKSEKLİSANS JÜRİ ONAY FORMU

GTÜ Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Yönetim Kurulunun 06/01/2026 tarih ve 2026/02 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 12/01/2026 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Eren DOĞAN'ın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

### JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Doç. Dr. Erdem DEMİRCİ

ÜYE

: Prof. Dr. Bulat RAMİ

ÜYE

: Prof. Dr. Sergiy TARAPOV

ÜYE

: Doç. Dr. Caner DEĞER

ÜYE

: Dr. Öğr. Üyesi Kamil ÇINAR

### ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Yönetim Kurulunun

...../...../..... tarih ve ...../..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR



*Aileme*

## ÖZET

Kuantum bilgi teknolojilerinin küresel ölçekte uygulanabilmesi farklı fiziksel platformların birlikte çalışmasına bağlıdır. Ancak bu entegrasyonun önünde temel bir engel bulunmaktadır. Süperiletken kuantum işlemciler mikrodalga frekanslarında çalışırken, iletişim ağları optik frekansları kullanmaktadır. Bu iki frekans aralığı iletim özellikleri bakımından birbirinden tamamen farklıdır. Mikrodalga sinyalleri iletim sırasında yüksek kayıplara uğrar. Ayrıca oda sıcaklığındaki termal gürültüden ciddi şekilde etkilenirler. Buna karşın optik sinyaller uzun mesafelerde bile bozulmadan iletebilir. Bu nedenle iki rejim arasında bilgi aktarımı sağlayacak "kuantum dönüşüm" mekanizmaları gereklidir. Bu tez çalışmasında, Yttrium Iron Garnet (YIG) küreleri ve düzlemsel rezonatörler kullanılarak bir dönüşüm sistemi geliştirilmiştir.

Çalışmanın ilk bölümünde mikrodalga teorisi, saçılma parametreleri, rezonatör fiziği ve magnon dinamiği gibi temel kavramlar ayrıntılı olarak ele alınmış, Landau–Lifshitz–Gilbert denklemi ve Kittel formülü çerçevesinde YIG malzemesindeki manyetik rezonans mekanizmaları açıklanmıştır. Ardından foton–magnon etkileşimi Hamiltonyen formalizmi kullanılarak modellenmiş ve güçlü etkileşim rejiminin oluşum koşulları tartışılmıştır.

Deneyisel kısımda, düzlemsel mikrodalga rezonatörler olarak tek halkalı Split Ring Resonator (SRR) yapıları tasarlanmış ve elektromanyetik özellikleri CST Studio Suite yazılımı kullanılarak simüle edilmiştir. Farklı dielektrik özelliklere sahip Rogers RO5870 ve RO3010 PCB üzerinde çalışan, 5 GHz ve 6 GHz frekanslarında rezonansa sahip SRR tasarımları geliştirilmiştir. Tasarlanan yapılar fotolitografi ve kimyasal aşındırma yöntemleriyle üretilmiş ve Vektör Ağ Analizörü (VNA) kullanılarak karakterize edilmiştir. YIG küreleri ile gerçekleştirilen ölçümlerde, foton–magnon etkileşimine özgü kaçınılan geçiş (avoided crossing) davranışı gözlemlenmiş ve etkileşim parametreleri belirlenmiştir.

Son aşamada 1550 nm dalga boyuna sahip ayarlanabilir lazer kaynağı ve yüksek hızlı fotodetektörlerin entegre edildiği hibrit bir deney düzeneği kurularak mikrodalga sinyallerinin optik fotonlara dönüşüm süreçleri detaylıca incelenmiştir. Farklı parametrelerle yürütülen sistematik ölçümler neticesinde optik ve manyetik modlar arasındaki eşleşmenin optimize edilmesiyle en yüksek dönüşüm verimliliğinin 300  $\mu\text{m}$  çapındaki YIG küresi kullanıldığında elde edildiği tespit edilmiştir. Bu deneyisel bulgular geleneksel hacimsel kaviteelerin aksine düzlemsel rezonatörlerin sunduğu kompakt geometrik yapı, litografik üretim kolaylığı ve çip üstü entegrasyon potansiyeli gibi kritik avantajları somut bir şekilde ortaya koymaktadır. Sonuç olarak, bu tez geliştirilen düzlemsel SRR tabanlı hibrit sistemlerin geleceğin ölçeklenebilir kuantum ağlarında ihtiyaç duyulan yüksek verimli kuantum arayüzleri için güçlü ve uygulanabilir bir alternatif olduğunu deneyisel olarak kanıtlamaktadır.

**Anahtar Kelimeler:** Kuantum Dönüşüm, Kuantum Hibrit Sistem, Optik, Mikrodalga, YIG, Mikrodalga Rezonatör, Split Ring Rezonatör, Foton-Magnon Etkileşimi

## ABSTRACT

The global implementation of quantum information technologies relies on the interoperability of different physical platforms. However, a fundamental obstacle hinders this integration. Superconducting quantum processors operate at microwave frequencies, whereas communication networks utilize optical frequencies. These two frequency ranges exhibit disparate transmission characteristics. Microwave signals experience high attenuation during transmission. Furthermore, they are severely susceptible to thermal noise at room temperature. In contrast, optical signals can be transmitted with negligible degradation even over long distances. Therefore, "quantum transduction" mechanisms to facilitate information transfer between the two regimes are essential. In this thesis, a transduction system has been developed using Yttrium Iron Garnet (YIG) spheres and planar resonators.

In the initial section of the study, fundamental concepts such as microwave theory, scattering parameters, resonator physics, and magnon dynamics are comprehensively examined; and magnetic resonance mechanisms within the YIG material are elucidated within the framework of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation and the Kittel formula. Subsequently, the photon–magnon interaction is modeled employing the Hamiltonian formalism, and the conditions for the realization of the strong coupling regime are investigated.

In the experimental phase, single-ring Split Ring Resonator (SRR) structures were designed as planar microwave resonators, and their electromagnetic properties were simulated via CST Studio Suite software. SRR configurations resonant at 5 GHz and 6 GHz were developed, implemented on Rogers RO5870 and RO3010 substrates characterized by distinct dielectric constants. The designed structures were fabricated employing photolithography and chemical etching techniques and characterized using a Vector Network Analyzer. Measurements conducted with YIG spheres revealed the avoided crossing phenomenon characteristic of photon–magnon interaction, enabling the extraction of coupling parameters.

At the final stage, a hybrid experimental setup incorporating a tunable laser source operating at 1550 nm wavelength and high-speed photodetectors was established, and the transduction processes of microwave signals to optical photons were comprehensively examined. As a result of systematic measurements conducted with different parameters, it was determined that the maximal transduction efficiency was obtained when using a 300  $\mu\text{m}$  diameter YIG sphere, by optimizing the coupling between optical and magnetic modes. These experimental findings concretely reveal the critical advantages offered by planar resonators, such as compact geometric structure, ease of lithographic fabrication, and potential for on-chip integration, in contrast to traditional volumetric cavities. Consequently, this thesis experimentally validates that the developed planar SRR-based hybrid systems are a robust and viable alternative for high-efficiency quantum interfaces requisite for future scalable quantum networks.

**Keywords:** Quantum Transduction, Cavity Magnonics, Hybrid System, Optic, Microwave, YIG, Microwave Resonator, Split Ring Resonator, Photon-Magnon Interactions

## TEŞEKKÜR

Lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca NQR/NMR laboratuvarında çalışma imkânı sağlayan, Kuantum Optik Laboratuvarı'nın kurulmasında maddi ve manevi destek veren, anlayışı ve tecrübesiyle yol gösteren danışmanım Prof. Dr. Bulat RAMİ'ye teşekkür ederim.

Laboratuvarda bilgilerini ve tecrübelerini paylaşan hocalarım Doç. Dr. Georgy MOZZHUKHIN, Prof. Dr. Sergiy TARAPOV, Doç. Dr. Cengiz OKAY ve Doç. Dr. Erdem DEMİRCİ'ye teşekkür ederim. Lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca tüm süreçlerdeki destekleri ve değerli katkılarından ötürü Prof. Dr. Mevlüt KARABULUTA'a teşekkürlerimi sunarım. Projelerde yaşadığımız sorunlara birlikte çözüm aradığım, çalışkanlığını örnek aldığım çalışma arkadaşım Dr. Ayşe MARAŞLI'ya desteklerinden dolayı teşekkür ederim. Çay molalarım eşlik eden Hacer İPEK'e teşekkür ederim.

Bana hayat veren ve hayatım boyunca üzerimdeki emeğini eksik etmeyen en değerlim annem Sakine DOĞAN'a, aldığım kararlarda amasız fakatsız destek veren babam Mahmut DOĞAN'a ve her daim desteğini esirgemeyen ablam Ezgi DOĞAN TAŞ'a saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Hayatıma girdiği günden beri hayatımı güzelleştiren, varlığıyla yaşadığım bütün sorunları katlanır hale getiren, özlemim, sevgilim Eda DAĞSUYU'na en içten sevgilerimi sunarım.

# İÇİNDEKİLER

|                                                             | <u>Sayfa</u> |
|-------------------------------------------------------------|--------------|
| ÖZET                                                        | vi           |
| ABSTRACT                                                    | vii          |
| TEŞEKKÜR                                                    | viii         |
| İÇİNDEKİLER                                                 | ix           |
| SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ                              | xi           |
| ŞEKİLLER DİZİNİ                                             | xii          |
| TABLolar/ÇİZELGELER DİZİNİ                                  | xiii         |
| <br>                                                        |              |
| 1.GİRİŞ                                                     | 14           |
| 2.TEORİ                                                     | 17           |
| 2.1 Mikrodalga                                              | 17           |
| 2.2 Saçılma Parametreleri                                   | 18           |
| 2.2.1 Güç Dalgaları ve S-Matrisi Tanımı                     | 19           |
| 2.2.2 İki Portlu Ağlar İçin S-Parametreleri Analizi         | 20           |
| 2.2.3 S-Parametreleri ve Güç Korunumu                       | 20           |
| 2.2.4 S-Parametrelerinin Ölçümü                             | 21           |
| 2.3 Mikrodalga Rezonatör                                    | 21           |
| 2.3.1 Split Ring Resonator (SRR – Yarık Halka Rezonatörü)   | 22           |
| 2.3.2 Yapısal Özellikleri ve Geometrisi                     | 22           |
| 2.3.3 Çalışma Prensibi ve Eşdeğer Devre Modeli              | 23           |
| 2.3.4 Kalite Faktörü                                        | 24           |
| 2.4 Magnon                                                  | 24           |
| 2.4.1 Hareket Denklemi                                      | 25           |
| 2.4.2 Manyetik Moment Üzerine Etkiyen Tork                  | 27           |
| 2.4.3 Manyetizasyon ve Manyetik Duyarlılık                  | 28           |
| 2.4.4 Manyetizasyonun Larmor Denklemi ile İlişkisi          | 28           |
| 2.4.5 Kittel Modu                                           | 29           |
| 2.4.6 Kittel Formülünün Türetilmesi ve Açıklanması          | 29           |
| 2.4.7 Yüksek Dereceli Walker Modları ve Sınıflandırma       | 31           |
| 2.5 Yttrium Iron Garnet (YIG)                               | 32           |
| 2.5.1 Kristal Yapısı ve Manyetik Kökeni                     | 32           |
| 2.5.2. Fiziksel ve Manyetik Özellikler                      | 34           |
| 2.6 Foton – Magnon Etkileşimi                               | 34           |
| 2.6.1 Teorik Temeller ve Etkileşim Mekanizmaları            | 35           |
| 2.7 Kuantum Dönüşüm (Quantum Transduction)                  | 37           |
| 2.7.1 Dönüşüm Mekanizması                                   | 37           |
| 2.7.2 Sistemin Hamiltonyen Formalizasyonu                   | 39           |
| 2.7.3 Dönüşüm Verimliliği ( $\eta t$ ) ve Kooperativite (C) | 41           |
| 3.TASARIM, SİMÜLASYON VE ÜRETİM                             | 43           |
| 3.1 Giriş                                                   | 43           |
| 3.2 Temel SRR Geometrisi ve Parametreler                    | 44           |
| 3.2.1 PCB Malzemeleri: RO5870 ve RO3010                     | 44           |
| 3.3 $H_{rf}$ Manyetik Alan ve SRR Etkileşimi                | 45           |
| 3.3.1 SRR Tasarımları ve Alan Analizi                       | 47           |
| 3.4 Üretim                                                  | 49           |

|                                                          |    |
|----------------------------------------------------------|----|
| 3.4.1 Heidelberg DWL 66FS ile Fotomaske Üretimi          | 49 |
| 3.4.2 Fotorezist Kaplama ve Yüzey Hazırlığı              | 49 |
| 3.4.3 Mask Aligner ile Pozlama İşlemi                    | 50 |
| 3.4.4 Kimyasal Aşındırma                                 | 51 |
| 4.DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE ÖLÇÜMLER                        | 53 |
| 4.1 Foton – Magnon Etkileşimi ve SRR seçimi              | 53 |
| 4.1.1 Foton – Magnon Etkileşimi                          | 55 |
| 4.2 Mikrodalgadan Optiğe Dönüşüm                         | 58 |
| 5.SONUÇLAR ve TARTIŞMA                                   | 63 |
| 5.1 Teorik Analiz Modeli                                 | 63 |
| 5.2 Rezonatör ve Etkileşim Parametrelerinin Belirlenmesi | 64 |
| 5.3 Mikrodalga-Optik Dönüşüm Verimliliği                 | 65 |
| 5.4 Tartışma                                             | 67 |
| KAYNAKLAR                                                | 71 |
| ÖZGEÇMİŞ                                                 | 76 |
| TEZ METNİNDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR                | 77 |

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

|            |                                                  |
|------------|--------------------------------------------------|
| YIG        | : Yttrium Iron Garnet                            |
| FMR        | : Ferromanyetik Rezonans                         |
| HWP        | : Half Wave Plate (Yarım Dalga Plaka)            |
| IPA        | : Isopropyl Alcohol (İzopropil Alkol)            |
| LLG        | : Landau-Lifshitz-Gilbert                        |
| PCB        | : Printed Circuit Board (Baskı Devre Kartı)      |
| SRR        | : Split Ring Resonator (Yarık Halkalı Rezonatör) |
| UV         | : Ultraviolet (Ultraviyole)                      |
| VNA        | : Vector Network Analyzer (Vektör Ağ Analizörü)  |
| $\vec{E}$  | : Elektrik alan şiddetini                        |
| $\vec{H}$  | : Manyetik alan şiddetini                        |
| $\vec{D}$  | : Elektrik akı yoğunluğunu                       |
| $\vec{B}$  | : Manyetik akı yoğunluğunu                       |
| $\alpha$   | : Gilbert sönümlleme sabiti                      |
| $C$        | : Kooperativite                                  |
| $\delta_K$ | : Optik-magnon eşleşme oranı                     |
| $\epsilon$ | : Ortamın elektriksel geçirgenliği               |
| $f$        | : Frekans                                        |
| $g$        | : Foton-magnon etkileşim sabiti                  |
| $H_{eff}$  | : Efektif manyetik alan                          |
| $H_{rf}$   | : Mikrodalga manyetik alanı                      |
| $\hbar$    | : İndirgenmiş Planck sabiti                      |
| $\eta_t$   | : Dönüşüm verimliliği                            |
| $\gamma$   | : Jiromanyetik oran                              |
| $\gamma_m$ | : Magnon sönümlleme oranı                        |
| $\kappa_e$ | : Dış eşleşme (kayıp) oranı                      |
| $\kappa_t$ | : Toplam kayıp oranı                             |
| $L$        | : Endüktans                                      |
| $M$        | : Manyetizasyon vektörü                          |
| $M_s$      | : Doygunluk manyetizasyonu                       |
| $\mu$      | : Manyetik geçirgenlik                           |
| $N$        | : Spin sayısı                                    |
| $\omega$   | : Açısal frekans                                 |
| $\omega_c$ | : Kavite rezonans frekansı                       |
| $\omega_m$ | : Magnon rezonans frekansı                       |
| $\Omega_0$ | : Optik alan frekansı                            |
| $Q$        | : Kalite Faktörü                                 |
| $S_{ij}$   | : Saçılma parametreleri                          |
| $T_c$      | : Curie sıcaklığı                                |
| $V_m$      | : Manyetostatik mod hacmi                        |
| $\chi$     | : Manyetik duyarlılık                            |

## ŞEKİLLER DİZİNİ

|                                                                                                                                                                                                           | <b>Sayfa</b> |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| <b>Şekil 2.1:</b> Klasik Split Ring Resonator.                                                                                                                                                            | 23           |
| <b>Şekil 2.2:</b> a) LC devresi b) Yarık Halka Rezonatörü (SRR)                                                                                                                                           | 23           |
| <b>Şekil 2.3:</b> Statik manyetik alanda akım döngüsü.                                                                                                                                                    | 25           |
| <b>Şekil 2.4:</b> Larmor presesyonu çizimi.                                                                                                                                                               | 27           |
| <b>Şekil 2.5:</b> Kittel modu ve spin dalga modu.                                                                                                                                                         | 29           |
| <b>Şekil 2.6:</b> Landau-Lifshitz-Gilbert denkleminin şematik gösterimi.                                                                                                                                  | 30           |
| <b>Şekil 2.7:</b> Statik manyetik alana dik bir YIG küresinde belirli manyetostatik modların uzaysal manyetizasyonu.                                                                                      | 31           |
| <b>Şekil 2.8:</b> YIG'de katyonların işgal ettiği 3 farklı bölgenin şematik diyagramları.                                                                                                                 | 33           |
| <b>Şekil 2.9:</b> Mikrodalgadan optiğe dönüşüm modeli.                                                                                                                                                    | 38           |
| <b>Şekil 3.1:</b> Geometrik parametreler.                                                                                                                                                                 | 44           |
| <b>Şekil 3.2:</b> a) Halkanın içerisinde kırmızı bölge ile görülen $H_{rf}$ oluşan manyetik alan. b) Yarık içerisinde kırmızı bölge ile görülen $E_{rf}$ oluşan elektrik alan.                            | 46           |
| <b>Şekil 3.3:</b> Modifiye SRR tasarımı.                                                                                                                                                                  | 47           |
| <b>Şekil 3.4:</b> Modifiye tasarımın lokalize manyetik alanı.                                                                                                                                             | 48           |
| <b>Şekil 3.5:</b> R03010 GHz klasik ve modifiye SRR ölçüleri.                                                                                                                                             | 48           |
| <b>Şekil 3.6:</b> a) Üretim sonunda maske ölçüleri. b) Fotomaske.                                                                                                                                         | 48           |
| <b>Şekil 3.7:</b> Fotorezist ile kaplanmış RO5870 PCB                                                                                                                                                     | 50           |
| <b>Şekil 3.8:</b> Development işlemi sonrası RO5870 PCB                                                                                                                                                   | 51           |
| <b>Şekil 3.9:</b> Ölçüm için hazır hale getirilmiş RO5870 PCB                                                                                                                                             | 52           |
| <b>Şekil 4.1:</b> Modifiye R03010 5 GHz rezonatörün $S_{21}$ grafiği.                                                                                                                                     | 54           |
| <b>Şekil 4.2:</b> Mikrodalga foton-magnon etkileşiminin ölçüm yöntemi.                                                                                                                                    | 55           |
| <b>Şekil 4.3:</b> Labview programı ön panel ekran görüntüsü.                                                                                                                                              | 56           |
| <b>Şekil 4.4:</b> $ S_{11} ^2$ parametresi için frekansa ve manyetik alana göre 2 boyutlu renk haritası.                                                                                                  | 57           |
| <b>Şekil 4.5:</b> Mikrodalga – Optik dönüşüm deney düzeneği.                                                                                                                                              | 58           |
| <b>Şekil 4.6:</b> a) Optik Foton – Magnon etkileşimi b) Mikrodalga Foton – Magnon etkileşimi.                                                                                                             | 59           |
| <b>Şekil 4.7:</b> YIG ile SRR arasındaki mesafe.                                                                                                                                                          | 60           |
| <b>Şekil 4.8:</b> Mesafeye bağlı $ S_{31} ^2$ – manyetik alan ölçümü. a) $0 \mu m$ , b) $250 \mu m$ , c) $500 \mu m$ , d) $750 \mu m$                                                                     | 50           |
| <b>Şekil 4.9:</b> Mesafeye bağlı $ S_{11} ^2$ – manyetik alan ölçümü. a) $0 \mu m$ , b) $250 \mu m$ , c) $500 \mu m$ , d) $750 \mu m$                                                                     | 61           |
| <b>Şekil 4.10:</b> $250 \mu m$ mesafe ile farklı çaplardaki YIG kürelerin $ S_{31} ^2$ – manyetik alan ölçümü. Küre çapları sırasıyla a) $500 \mu m$ , b) $600 \mu m$ , c) $700 \mu m$ , d) $800 \mu m$ . | 62           |
| <b>Şekil 4.11:</b> $250 \mu m$ mesafe ile farklı çaplardaki YIG kürelerin $ S_{11} ^2$ – manyetik alan ölçümü. Küre çapları sırasıyla a) $500 \mu m$ , b) $600 \mu m$ , c) $700 \mu m$ , d) $800 \mu m$ . | 62           |
| <b>Şekil 5.1:</b> R03010 5 GHz M rezonatörün deneysel grafiği ve fit grafiği.                                                                                                                             | 64           |
| <b>Şekil 5.2:</b> Foton – Magnon etkileşiminin deneysel ve fit grafiği.                                                                                                                                   | 64           |
| <b>Şekil 5.3:</b> Verimliliğin küre çapı ve mesafeyle olan ilişkisi.                                                                                                                                      | 66           |
| <b>Şekil 5.4:</b> Etkileşim kuvveti ve verimliliğin küre çapına göre değişimi.                                                                                                                            | 68           |
| <b>Şekil 5.5:</b> Optik eşleşme gücü $\delta_K$ 'nin mesafe ve küre çapı ile ilişkisi.                                                                                                                    | 69           |

## TABLÖLAR DİZİNİ

|                                                                                      | <b><u>Sayfa</u></b> |
|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| <b>Tablo 3.1:</b> RO5870'in temel özellikleri.                                       | 44                  |
| <b>Tablo 3.2:</b> RO3010'in temel özellikleri.                                       | 45                  |
| <b>Tablo 4.1:</b> Üretilen rezonatörlerin frekansları ve deneysel karşılaştırılması. | 54                  |
| <b>Tablo 4.2:</b> Üretilen rezonatörlerin kalite faktörleri.                         | 55                  |
| <b>Tablo 4.3:</b> 8 farklı rezonatörün ile YIG küre arasındaki etkileşim kuvvetleri. | 57                  |
| <b>Tablo 5.1:</b> Mesafeye ve küre çapına göre verimlilik sonuçları.                 | 66                  |

# 1. GİRİŞ

Kuantum bilgi teknolojileri, son yirmi yıl içerisinde hem temel fizik hem de uygulamalı mühendislik açısından büyük bir ivme kazanmıştır. Kuantum hesaplama, kuantum haberleşme [1, 2] ve kuantum algılama [3, 4] gibi alanlarda elde edilen ilerlemeler, bilgiyi klasik bitler yerine kuantum bitleri aracılığıyla işleyebilen sistemlerin geliştirilmesini mümkün kılmıştır. Ancak, bu sistemlerin ürettiği kuantum bilgisinin uzak mesafelere iletilmesi, mikrodalga frekansların (GHz) yüksek termal gürültüye maruz kalması ve iletim hatlarındaki kayıplar nedeniyle büyük bir zorluk teşkil etmektedir. Buna karşılık, optik frekanslardaki (THz) fotonlar [5], oda sıcaklığında dahi termal gürültüden etkilenmemeleri ve fiber optik kablolar üzerinden kayıpsız iletilebilmeleri sayesinde ideal bilgi taşıyıcılarıdır. Bu nedenle, mikrodalga ve optik frekans rejimleri arasında kuantum bilginin kayıpsız veya minimum kayıpla dönüştürülmesini sağlayan kuantum dönüşüm (quantum transduction) mekanizmaları, kuantum teknolojilerinin bütünleşmesi açısından kritik bir öneme sahiptir [6]. Kuantum dönüşüm, yalnızca klasik sinyallerin frekans çevrilmesi anlamına gelmez; aynı zamanda dönüşüm sürecinin kuantum koheransını [7], faz bilgisini ve dolanıklık gibi kuantum özelliklerini koruyabilmesi gerekmektedir [8]. Ancak, bu iki frekans rejimi arasında doğrudan etkileşim sağlamak, aradaki büyük enerji farkı nedeniyle oldukça verimsizdir.

Literatürde kuantum dönüşüm için çeşitli fiziksel yaklaşımlar önerilmiştir. Elektro-optik kristaller üzerinden gerçekleştirilen doğrudan mikrodalga–optik dönüşüm [9], optomekanik sistemler aracılığıyla fononların ara mod olarak kullanıldığı hibrit yapılar ve piezoelektrik temelli yaklaşımlar bu yöntemler arasında sayılabilir [10-13]. Bununla birlikte, bu yöntemlerin büyük bir kısmı ya zayıf etkileşim katsayıları, ya karmaşık çok-modlu dinamikler ya da düşük dönüşüm verimlilikleri nedeniyle pratik uygulamalarda sınırlı kalmaktadır. Dolayısıyla, her iki frekansla da güçlü bir şekilde etkileşime girebilecek bir aracı sisteme ihtiyaç vardır. Son yıllarda, manyetik malzemelerdeki kolektif spin uyarılmaları olan "magnonları" kullanan "Kavite Magnoniği" (Cavity Magnonics) yaklaşımı, bu problem için en umut verici çözümlerden biri olarak öne çıkmaktadır [14].

Magnon tabanlı sistemlerde en yaygın kullanılan malzeme Yttrium Iron Garnet (YIG)'tir. YIG, son derece düşük manyetik sönümlere katsayısına ve dar ferromanyetik rezonans çizgi genişliğine sahip ferrimanyetik bir yalıtkandır. Magnonların en büyük avantajı, hem mikrodalga manyetik alanlarıyla manyetik dipol etkileşimi üzerinden hem de optik alanlarla Faraday veya Kerr etkisi üzerinden doğal ve güçlü bir etkileşime girebilmeleridir [15]. Özellikle küresel YIG numunelerinde gözlemlenen Kittel modu, tüm spinlerin faz uyumlu biçimde presesyon yaptığı tekdüze bir magnon modu olarak, kuantum dönüşüm çalışmalarında merkezi bir rol oynamaktadır. Ayrıca YIG, yüksek spin yoğunluğu sayesinde kolektif güçlenme etkisi yaratarak, mikrodalga fotonları ile magnonlar arasında "Güçlü Etkileşim" (Strong Coupling) rejimine ulaşılmasını mümkün kılar. Optik açıdan da 1550 nm dalga boyunda şeffaf olması, onu hibrit sistemlerde kullanılmasında büyük bir avantaj sağlar [16, 17].

Magnonların mikrodalga fotonlarıyla güçlü bir şekilde etkileşime girmesi için, uygun bir mikrodalga rezonatör yapısına ihtiyaç vardır. Bu noktada, düzlemsel (planar) mikrodalga rezonatörler, özellikle de "Yarık Halkalı Rezonatör" (Split Ring Resonator-SRR) yapıları hem tasarım esnekliği hem de üretim kolaylığı açısından önemli avantajlar sunmaktadır. SRR'lar, geometrik parametreleri aracılığıyla rezonans frekansı ve alan dağılımı hassas biçimde kontrol edilebilen, kompakt ve yüksek alan yoğunlukları oluşturabilen rezonatörlerdir. Rezonans durumunda SRR üzerinde oluşan mikrodalga alan, rezonatörün belirli bölgelerinde güçlü manyetik alan lokalizasyonlarına yol açar. Bu alan lokalizasyon, YIG gibi manyetik malzemelerle olan etkileşimi artırmak ve dolayısıyla dönüşüm verimliliğini yükseltmek açısından kritik öneme sahiptir.

Bu tezin temel amacı, mikrodalga-optik kuantum dönüşüm uygulamalarında kullanılmak üzere, YIG küreleri ile güçlü etkileşim kurabilen, yüksek verimli düzlemsel rezonatörler geliştirmek ve deneysel olarak incelemektir. Bu amaç doğrultusunda, öncelikle mikrodalga teorisi, saçılma parametreleri, rezonatör fiziği ve magnon dinamiği ayrıntılı biçimde ele alınmış; ardından YIG malzemesinin fiziksel, manyetik ve optik özellikleri incelenmiştir. Çalışma kapsamında, standart SRR geometrisi üzerinde manyetik alan lokalizasyonunu artıracak modifikasyonlar yapılmış ve bu tasarımların performansı incelenmiştir. Öncelikle 5 GHz ve 6 GHz frekanslarında çalışan, Rogers RO5870 ve RO3010 dielektrik malzemeleri üzerine

kurulu SRR yapıları tasarlanmıştır. CST Studio Suite kullanılarak yapılan simülasyonlarla, modifiye edilen geometrilerin manyetik alanı nasıl lokalize ettiği ve rezonans frekansına etkileri analiz edilmiştir. Tasarlanan rezonatörler Heidelberg lazer litografi sistemi kullanılarak maske üretimi ve kimyasal aşındırma süreçleriyle üretilmiştir. Üretim kalitesinin rezonatör performansı üzerindeki kritik etkisi gözlemlenmiştir.

Üretimi tamamlanan rezonatörler ile 300-1000  $\mu m$  arasında farklı çaplardaki YIG küreler arasındaki etkileşim, Vektör Ağ Analizörü (VNA) ile ölçülmüştür. Kaçınılan Geçiş (Avoided Crossing) fenomeni gözlemlenerek foton-magnon etkileşim kuvvetleri ( $g$ ) deneysel olarak belirlenmiştir. Özellikle RO3010 tabanlı modifiye SRR'lerin en yüksek etkileşim kuvvetini sağladığı tespit edilmiştir. Son aşamada ise seçilen rezonatör ve YIG sistemi, 1550 nm lazer, polarizasyon optikler ve fotodetektör içeren bir deney düzeneğine entegre edilmiştir. Mikrodalga sinyallerinin optik fotonlara dönüşümü deneysel olarak gerçekleştirilmiş, dönüşüm verimliliği ( $\eta_t$ ) ve kooperativite ( $C$ ) parametreleri hesaplanmıştır.

Bu tez, teorik modellemeden başlayıp, tasarım, üretim ve ileri seviye mikrodalga/optik ölçümlere kadar uzanan bütünsel bir yaklaşımla, "Kavite Magnoniği" tabanlı kuantum arayüzlerin geliştirilmesine özgün bir katkı sunmaktadır. Elde edilen bulgular, düzlemsel rezonatörlerin, 3D kavitelere kıyasla ölçeklenebilir kuantum ağları için güçlü bir alternatif olduğunu göstermektedir. Çalışmanın yapısı beş ana bölümden oluşmakta olup; mikrodalga teorisi ve magnonik etkileşimlerin temelleri, modifiye SRR tasarımlarının simülasyon ve üretim süreçleri, üretilen rezonatörlerin karakterizasyonu ile mikrodalga-optik dönüşüm deney sonuçları ve son olarak elde edilen verilerin literatür ışığında değerlendirilmesi sırasıyla sunulmaktadır.

Terminoloji Hakkında Not: Bu tez çalışmasında ele alınan konuların (Kavite Magnoniği, Kuantum Dönüşüm vb.) literatürü ağırlıklı olarak İngilizce olduğundan ve bazı teknik terimlerin (örneğin; *Strong Coupling*, *Avoided Crossing*) tam Türkçe karşılıklarının anlam kaybına yol açabilmesi nedeniyle, bilimsel bütünlüğü korumak adına bu terimlerin orijinal literatürdeki kullanımları tercih edilmiştir.

## 2. TEORİ

### 2.1 Mikrodalga

Mikrodalga, elektromanyetik spektrumun radyo dalgaları ile kızılötesi radyasyon arasında kalan, modern teknolojinin, iletişimin, algılama sistemlerinin ve kuantum fiziği araştırmalarının temelini oluşturan, 300 MHz ile 300 GHz frekans aralığındaki elektromanyetik dalgalardır [18, 19]. Bu frekans aralığı, boşluktaki dalga boyu yaklaşık olarak 1 mm ile 1 m aralığına karşılık gelir. Mikrodalgalar, iyonlaştırıcı olmayan radyasyon sınıfına girer. Foton enerjileri yaklaşık  $10^{-5}$  eV ile  $10^{-3}$  eV aralığındadır [20]. Bu enerji seviyesi atomların iyonizasyonu veya kimyasal bağların kırılması için yetersiz olmakla birlikte moleküler rotasyon ve titreşim modlarını ya da spin presesyonunu uyatabilmektedir. Elektromanyetik teorelin temelı olan Maxwell denklemleri ile tanımlanan mikrodalgalar, hem elektrıksel  $\vec{E}$  hem de manyetik  $\vec{H}$  alan bileşenlerine sahiptir ve bu iki bileşen yayılma yönüne dik olarak uzayda ilerler.

Mikrodalgalar, klasik elektrodinamik çerçevesinde James Clerk Maxwell tarafından formüle edilen ve elektromanyetik alanların zaman ve uzaydaki değişimini gösteren dört temel denklem ile ifade edilir. Maxwell Denklemlerinin madde içerisindeki diferansiyel formları aşağıdaki gibidir:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = J_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Burada  $\vec{E}$  elektrik alan şiddetini (V/m),  $\vec{H}$  manyetik alan şiddetini (A/m),  $\vec{D}$  elektrik akı yoğunluğunu ( $C/m^2$ ),  $\vec{B}$  manyetik akı yoğunluğunu (T veya  $Wb/m^2$ ),  $J_f$  serbest akım yoğunluğunu ( $A/m^2$ ) temsil eder. Bu vektör alanları, ortamın elektrıksel

geçirgenliği ( $\epsilon$ ) ve manyetik geçirgenliği ( $\mu$ ) ile birbirine bağlıdır.  $D = \epsilon E$  ve  $B = \mu H$ .

Maxwell denklemleri birleştirildiğinde, mikrodalga sinyallerinin uzayda nasıl yayıldığını gösteren Helmholtz dalga denklemi elde edilir. Elektrik alan ve manyetik alan için bu denklemler şu şekildedir:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

Bu denklem, mikrodalgaın elektrik ve manyetik alanların bileşenlerinin maddenin içinde ışık hızına yakın bir hızda dalga formunda yayıldığını gösterir. Harmonik zaman değişimi ( $\sim e^{-i\omega t}$ ) kabulü altında, bir mikrodalga sinyali için düzlem dalga çözümü denklem 2.7'deki gibidir:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.7)$$

Burada  $\vec{E}_0$  genlik vektörü,  $\omega$  açısal frekans ve  $k$  dalga sayısıdır ( $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ ).

Elektromanyetik dalgalar foton adı verilen enerji paketlerinden oluşur. Bir mikrodalga fotonunun enerjisi  $E$ , Planck sabiti  $h$  ve frekans  $f$  ile orantılıdır:

$$E = hf = \hbar\omega \quad (2.8)$$

Burada  $\hbar$ , indirgenmiş Planck sabiti ve  $\omega$  ise açısal frekanstır.

## 2.2 Saçılma Parametreleri

Yüksek frekanslı elektromanyetik sistemlerin ve mikrodalga devrelerinin analizi, düşük frekanslı devre teorisinden farklı yaklaşımlar gerektirir. Yüksek frekanslı mikrodalga teorisinde sinyalin dalga boyunun bir devrenin fiziksel boyutlarına yaklaştığı veya daha küçük olduğu durumlarda voltaj ve akım telin üzerindeki konuma göre değişmesi incelenirken, düşük frekanslı devre teorisinde voltaj ve akım tel boyunca anlık olarak değişmez kabul edilir. Bu nedenle, mikrodalga mühendisliğinde sistemlerin karakterizasyonu için güç dalgalarına dayalı olan Saçılma Parametreleri

(S-parametre) matrisi kullanılır. S-parametreleri, doğrusal bir ağın giriş ve çıkış portlarındaki gelen ve yansıyan güç dalgaları arasındaki ilişkiyi tanımlar.

Tez kapsamında saçılma parametreleri (S-parametreleri), yüksek frekanslı mikrodalga devrelerinde akım ve gerilim ölçümü pratik olmadığından, sistemin güç dalgaları üzerinden karakterize edilmesini sağladığı için temel öneme sahiptir. Bu parametreler, ağın giriş ve çıkışlarındaki güç ilişkisini tanımlayarak sistemin kayıplı olup olmadığının analiz edilmesine ve rezonatör performansını belirleyen Kalite Faktörü'nün (Q) hesaplanmasına olanak tanır. Ayrıca çalışmada, mikrodalga iletim  $S_{21}$  ve yansıma  $S_{11}$  katsayılarının ölçülmesi, foton-magnon etkileşiminin başarısını gösteren "Normal Mod Yarılması" veya "Kaçınılan Geçiş" fenomeninin tespit edilmesinde kritik bir rol oynar.

### 2.2.1 Güç Dalgaları ve S-Matrisi Tanımı

N-portlu bir mikrodalga ağı ele alındığında, her bir porttan ağı giren ve ağıdan çıkan normalize edilmiş güç dalgaları tanımlanabilir [21].  $i$ . port için gelen dalga  $a_i$  ve yansıyan veya saçılan dalga  $b_i$  olmak üzere, bu dalgalar porttaki toplam gerilim ( $V_i$ ) ve akım ( $I_i$ ) ile karakteristik empedans ( $Z_0$ ) cinsinden denklem 2.9 ve 2.10'deki gibi ifade edilir:

$$a_i = \frac{V_i + Z_0 I_i}{2\sqrt{Z_0}} \quad (2.9)$$

$$b_i = \frac{V_i - Z_0 I_i}{2\sqrt{Z_0}} \quad (2.10)$$

Burada  $|a_i|^2$  porta giren gücü,  $|b_i|^2$  ise  $i$ . porttan çıkan veya yansıyan gücü temsil eder. Bu tanımlamalar ışığında, N-portlu bir ağ için saçılma matrisi  $[S]$ , gelen dalga vektörü  $[a]$  ile yansıyan dalga vektörü  $[b]$  arasındaki lineer ilişkiyi kurar [22];

$$[b] = [S][a] \quad (2.11)$$

Bu ifade matris formunda açıkça yazıldığında;

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & S_{N2} & \cdots & S_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

elde edilir. Burada  $S_{ij}$  elemanı fiziksel olarak şu anlama gelir:

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \Big|_{a_k=0, k \neq j} \quad (2.13)$$

Eşitlik 2.13,  $S_{ij}$  parametresinin,  $j$ . porttan bir sinyal gönderildiğinde ( $a_j$ ) ve diğer tüm portlar karakteristik empedansla sonlandırılarak yansısız hale getirildiğinde ( $a_k = 0$ ),  $i$ . porttan ölçülen çıkış sinyalinin ( $b_i$ ) giriş sinyaline oranı olduğunu belirtir.

### 2.2.2 İki Portlu Ağlar İçin S-Parametreleri Analizi

Çoğu mikrodalga bileşeni, filtreler, amplifikatörler ve antenler iki portlu ağlar olarak modellenebilir. İki portlu bir sistem için S-matrisi  $2 \times 2$  boyutundadır ve aşağıdaki temel parametreleri içerir:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$S_{11}$  giriş portu yansıma katsayısı,  $S_{22}$  çıkış portu yansıma katsayısı,  $S_{21}$ , iletim katsayısı (ileri yönlü kazanç),  $S_{12}$  ters yönlü iletim katsayısıdır (geri kazanç). Örneğin Port 2 kusursuz sonlandırıldığında, yani  $a_2 = 0$  iken  $S_{11}$  matematiksel olarak aşağıdaki gibidir;

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{\text{Port 1'den Yansıyan Dalga}}{\text{Port 1'e Giren Dalga}} \quad (2.15)$$

### 2.2.3 S-Parametreleri ve Güç Korunumu

S-parametreleri kullanılarak bir ağın kayıplı mı yoksa kayıpsız mı olduğu analiz edilebilir. Kayıpsız bir ağda, sisteme giren toplam güç, sistemden çıkan toplam güce eşit olmalıdır. İki portlu kayıpsız bir ağ için Üniterlik Koşulu (Unitary Condition) gereği şu eşitlikler sağlanmalıdır:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1 \quad (2.16)$$

$$|S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 = 1 \quad (2.17)$$

Eğer  $|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 < 1$  ise, aradaki fark ağ içerisindeki ohmik kayıplara veya radyasyon kayıplarına harcanmıştır. Rezonatör tasarımlarında, rezonans bölgesinde güçlü alan yoğunlaşması nedeniyle kayıplar artabilir ve bu durum S-parametreleri üzerinden doğrulanabilir.

#### 2.2.4 S-Parametrelerinin Ölçümü

S-parametreleri genellikle Vektör Ağ Analizörü (Vector Network Analyzer - VNA) adı verilen cihazlarla ölçülür. Ölçüm sırasında cihaz her bir porta kontrollü bir giriş sinyali gönderir ve diğer portlardan dönen cevapları ölçer. Ölçümlerde kullanılan teknikler arasında kalibrasyon yöntemleri de önemli yer tutar. SOLT (Short-Open-Load-Through), TRL (Through-Reflect-Line) ve LRM (Line-Reflect-Match) yöntemleri, hataların giderilmesi ve doğru S-parametre verilerinin elde edilmesi için gereklidir [23, 24].

### 2.3 Mikrodalga Rezonatör

Mikrodalga rezonatörler, belirli bir frekanstaki veya dar bir frekans banttaki elektromanyetik enerjiyi hapsetmek, depolamak ve rezonansa getirmek için tasarlanmış yapılardır. Frekans seçicilik, faz referansı ve dar bantlı filtreleme gibi işlevleri nedeniyle haberleşme, radar, ölçüm cihazları, kuantum bilgi işlem ve sensör teknolojilerinde yaygın olarak kullanılırlar.

Mikrodalga rezonatörlerin temel çalışma prensibi, elektrik ve manyetik alan enerjisinin yapı içerisinde salınım yaparak depolanmasına dayanır. İdeal bir rezonatörde enerji kaybı olmaz, ancak pratikte iletken kayıpları, dielektrik kayıpları ve ısıma kayıpları nedeniyle enerji zamanla sönümlenir.

Rezonatörler, rezonans frekansındaki mikrodalgayı Kalite Faktörü (Q) oranında arttırıp içerisine konulan malzemeyi rezonatörün elektrik alanı veya manyetik alanı ile etkileşime girmesini sağlar. Bu etkileşim ile malzeme alakalı bilgiler edinilebilir.

Mikrodalga rezonatörler yapılarına ve çalışma prensiplerine göre çeşitli kategorilere ayrılır. En yaygın olarak kullanılan rezonatörler; kavite rezonatörleri, dielektrik rezonatörler, süperiletken mikrodalga rezonatörler, planar (düzlemsel) rezonatörlerdir.

Tez kapsamında Düzlemsel Rezonatörler grubuna ait olan Split Ring Resonator (SRR) (Yarık Halkalı Rezonatör) kullanılmıştır.

### **2.3.1 Split Ring Resonator (SRR – Yarık Halkalı Rezonatör)**

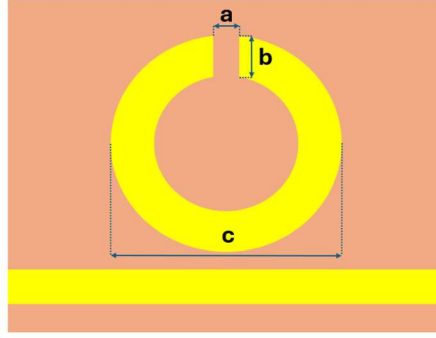
SRR, metamateryallerin temel bileşeni olarak kabul edilen yapay olarak üretilen ve elektromanyetik özelliklerini kontrol etmek için tasarlanan bir rezonatör yapısıdır. 1999 yılında Prof. John Pendry tarafından teorik olarak tanıtılan bu yapılar, elektromanyetik dalgalarla etkileşim göstererek doğal malzemelerde bulunmayan özellikleri sergileme kabiliyetine sahiptir [25-34].

Bu yapılar mikrodalga mühendisliğinden terahertz uygulamalarına, anten tasarımından sensör teknolojilerine kadar geniş bir uygulama alanına sahiptir. SRR'lerin altında yatan fiziksel ilkeler ve rezonans mekanizmaları, elektromanyetik dalgalarla etkileşim kurabilmeleri sayesinde modern haberleşme ve algılama sistemlerinin geliştirilmesinde kritik bir öneme sahiptir.

### **2.3.2 Yapısal Özellikleri ve Geometrisi**

SRR, metalik halka ve bu halkada oluşturulan yarıktan (split) oluşur ve bunlar dielektrik bir alttaş üzerine işlenmişlerdir. Halka üzerindeki kesik veya kesikler yapının temel işlevsel özelliğini belirleyen en önemli unsurdur. Yarık bölge, sistemin kapasitif davranışını belirlerken, halkaların geri kalan metalik kısmı ise endüktif özellik gösterir.

SRR'lerin rezonans frekansı ve diğer elektromanyetik özellikleri, geometrik parametreleri tarafından belirlenmiştir. Bu parametrelerin birkaçı Şekil 2.1'de görüldüğü üzere temel bir SRR için  $a$  yarık genişliği,  $b$  halka kalınlığıdır,  $c$  halka çapıdır.



**Şekil 2.1:** Klasik Split Ring Resonator

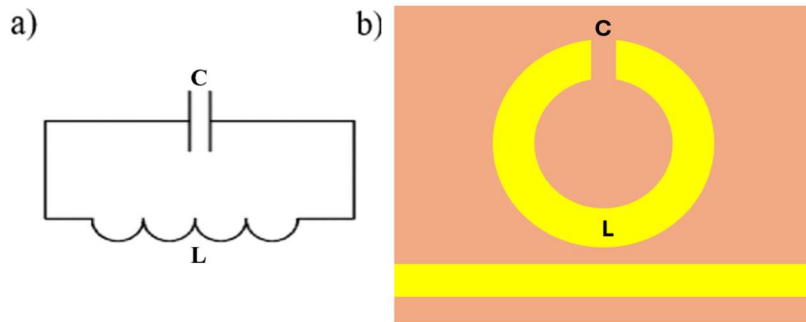
Rezonatör performansı büyük ölçüde Kalite Faktörü (Q) ile karakterize edilir ve S-parametreleri üzerinden analiz edilir.

### 2.3.3 Çalışma Prensibi ve Eşdeğer Devre Modeli

SRR'lar, temelde bir rezonans (LC) devresi gibi davranır. SRR'i oluşturan metal halka, üzerlerinden akım geçtiğinde bir manyetik alan oluşturur. Bu durum, halkada endüktansa (L) neden olur. Metalik halka endüktans oluştururken, halkayı kesen yarık bölgeler kapasitans (C) meydana getirir. Bu iki elemanın birleşimi sonucunda rezonans frekansı şu şekilde ifade edilebilir:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.18)$$

Bu rezonans frekansı SRR'ın elektromanyetik dalgalar ile etkileşime gireceği özgün frekans bölgesini belirler. SRR'ın en büyük avantajı, rezonans frekansının yapının geometrik parametreleri olan halka yarıçapı, yarık genişliği, halkalar arası mesafeye bağlı olarak ayarlanabilmesidir. Bu sayede milimetre boyutundaki bir yapı ile istenilen mikrodalga frekanslarında rezonans değeri elde edilebilir.



**Şekil 2.2:** a) LC devresi b) Yarık Halka Rezonatörü (SRR)

### 2.3.4 Kalite Faktörü ( $Q$ - Faktör)

Kalite Faktörü ( $Q$ ), bir mikrodalga rezonatörünün performansını belirleyen enerji depolama kapasitesinin enerji kaybına oranını ifade eden boyutsuz bir parametredir. Fiziksel olarak  $Q$  faktör rezonatörün seçiciliğini gösterir. Yüksek  $Q$  faktör değeri daha keskin bir frekans tepkisi ve daha düşük enerji kaybı anlamına gelir.

Genel tanım olarak  $Q$ , bir periyotluk sürede depolanan maksimum enerjinin, harcanan enerjiye oranı ile ilişkilidir ve şu temel denklemle ifade edilir:

$$Q = 2\pi \frac{\text{Rezonatörde Depolanan Ortalama Enerji}}{\text{Bir Periyotta Harcanan Enerji}} \quad (2.19)$$

Spektrum açısından:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.20)$$

## 2.4 Magnon

Manyetizma, elektronların spin ve yörünge açısal momentumlarına bağlı manyetik momentlerinden kaynaklanır. Klasik elektromanyetizmada manyetik alanlar elektrik akımları ve zamana bağlı elektrik alanlar tarafından üretilirken, katı hâlinde gözlenen manyetik özelliklerin temelinde elektronların spin ve yörünge manyetik momentleri ile elektronlar arasındaki değiş-tokuş etkileşimleri yer alır. Bu nedenle bir madde dış manyetik alana maruz bırakıldığında, elektronların manyetik momentleri manyetik alan ile etkileşir ve malzemenin mikroskobik yapısına bağlı olarak diamanyetik, paramanyetik veya ferromanyetik gibi farklı makroskopik manyetik tepkiler ortaya çıkar.

Manyetik malzemeler içinde ferromanyetik malzemeler özel bir sınıf oluştururlar. Tipik olarak ferromanyetik malzemelerde, elektronlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmesi, komşu spinler enerji bakımından en düşük duruma karşılık gelecek şekilde paralel hizalanmayı tercih eder. Bu etkileşme, belirli bir kritik sıcaklığın (Curie sıcaklığı- $T_c$ ) altında, dış bir manyetik alan uygulanmaksızın, malzeme içinde kendiliğinden manyetizasyonun (spontaneous magnetization) ortaya çıkmasına neden olur. Her bir manyetik bölge (Magnetic domain) içerisinde spinlerin hizalanması

sonucu makroskopik bir manyetik moment oluşur. Ancak dış manyetik alan yokluğunda domen yapılarının vektörel toplamı karşıt yönelimleri nedeniyle net manyetik momenti sıfır yapacağından dolayı mıknatıslanma sergilenmez.

Rasgele hizalanmış spin topluluğu küçük bir uyarılma aldığında spin açısal momentumun kolektif bir dalgası oluşur, bu duruma magnon denir. Bir başka deyişle magnon, manyetik olarak düzenlenmiş (ferromanyetik, antiferromanyetik veya ferrimanyetik) bir malzemedeki kolektif spin uyarımlarının (spin dalgalarının) kuantize edilmiş halidir. Kristal örgüsündeki atomların titreşimlerinin kuantize edilmiş hali olan fononlara veya elektromanyetik dalgaların kuantası olan fotonlara benzer şekilde, magnonlar da spin sisteminin temel uyarılma birimleridir [35].

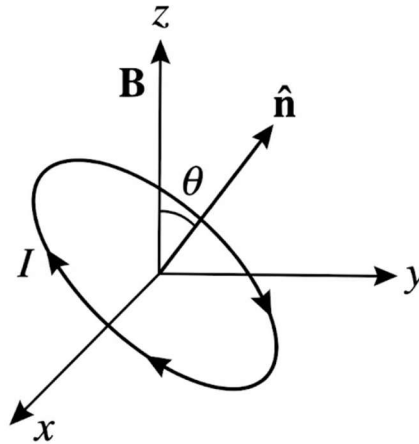
Magnon fiziğini anlayabilmek için önce tek bir yüklü parçacığın manyetik alan içerisindeki dinamiğini anlamak gerekir. Bu nedenle temel nokta, manyetik moment, akım döngüsü, açısal momentum ve bunların ilişkileridir.

#### 2.4.1 Hareket Denklemi

Klasik elektromanyetizma bize kapalı bir akım döngüsünün bir manyetik dipol momentine sahip olduğunu söyler [36]. Bir döngüde akan akım  $I$  ve döngünün alanı  $A$  ise manyetik moment:

$$\mu = IA\hat{n} \quad (2.21)$$

Burada ( $\hat{n}$ ) yüzeye dik birim vektör.



Şekil 2.3: Statik manyetik alanda akım döngüsü.

Bir elektron yörüngede dairesel bir hareketle dönüyorsa, bu hareket bir akım üretir. Elektron negatif yüklü olduğundan akım yönü elektronun dönüş yönünün tersidir. Elektronun dairesel yörünge üzerindeki hızı  $v$ , yarıçap  $R$  ise çevrim süresi:

$$T = \frac{2\pi R}{v} \quad (2.22)$$

Akım:

$$I = \frac{q}{T} = \frac{qv}{2\pi R} \quad (2.23)$$

Döngü alanı:

$$A = \pi R^2 \quad (2.24)$$

Dolayısıyla manyetik moment:

$$\mu = IA = \frac{qv}{2\pi R} (\pi R^2) = \frac{1}{2} qvR \quad (2.25)$$

Yörüngesel açısal momentum:

$$L = m_e v R \quad (2.26)$$

Dolayısıyla:

$$\mu = \frac{q}{2m_e} L \quad (2.27)$$

Bu oran, yani:

$$\gamma_L = \frac{\mu}{L} = \frac{q}{2m_e} \quad (2.28)$$

klasik yörüngesel jiromanyetik orandır.

Elektronun intrinsik spini klasik bir dönme hareketi değildir. Dirac denklemi elektronun spinine karşılık gelen manyetik momentin, orbital momentin iki katı büyük olduğunu gösterir [37]:

$$\gamma_S = \frac{q}{m_e} \quad (2.29)$$

Dolayısıyla:

$$\left| \frac{\gamma_S}{2\pi} \right| \approx 28 \text{ GHz/T} \quad (2.30)$$

### 2.4.2 Manyetik Moment Üzerine Etkiyen Tork

Bir manyetik dipol momenti  $\mu$ , manyetik alan  $B$  içerisinde bir tork hisseder:

$$\tau = \mu \times B \quad (2.31)$$

Bu, momentin alan etrafında dönme eğiliminde olduğunu gösterir.

Açısal momentumun zamana göre türevi torktur:

$$\frac{dJ}{dt} = \tau \quad (2.32)$$

Dolayısıyla:

$$\frac{dJ}{dt} = \mu \times B \quad (2.33)$$

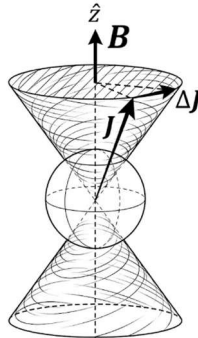
Manyetik moment ile açısal momentum arasındaki ilişki:

$$\mu = \gamma J \quad (2.34)$$

Dolayısıyla:

$$\frac{dJ}{dt} = \gamma J \times B \quad (2.35)$$

Bu, manyetik momentin alan çevresinde dönmesine neden olan temel denklem olup, Larmor salınımının başlangıç noktasıdır.



Şekil 2.4: Larmor presesyonu çizimi.

### 2.4.3 Manyetizasyon ve Manyetik Duyarlılık

Bir malzemenin makroskopik manyetik tepkisi manyetizasyon vektörü  $M$  ile tanımlanır:

$$M = M_0 + \bar{\chi} H \quad (2.36)$$

Burada  $M_0$  dış alan olmadan malzemenin sahip olduğu anlık manyetizasyonu,  $\bar{\chi}$  manyetik duyarlılık tensörü,  $H$  uygulanan manyetik alandır. Bir manyetik momentin dinamik davranışı şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma \mu \times B \quad (2.37)$$

Bu denklem bize manyetik moment, manyetik alan yönünde dönmediğini, alan doğrultusu boyunca sabit kaldığını ve alan etrafında bir frekansla salınım yaptığını söyler. Bu frekans:

$$\omega_L = |\gamma B| \quad (2.38)$$

Bu olaya Larmor salınımı denir.

### 2.4.4 Manyetizasyonun Larmor Denklemi ile İlişkisi

Tek bir elektron yerine bir malzemedeki binlerce elektronun kolektif davranışını tanımlamak için:

$$M = n\gamma J \quad (2.39)$$

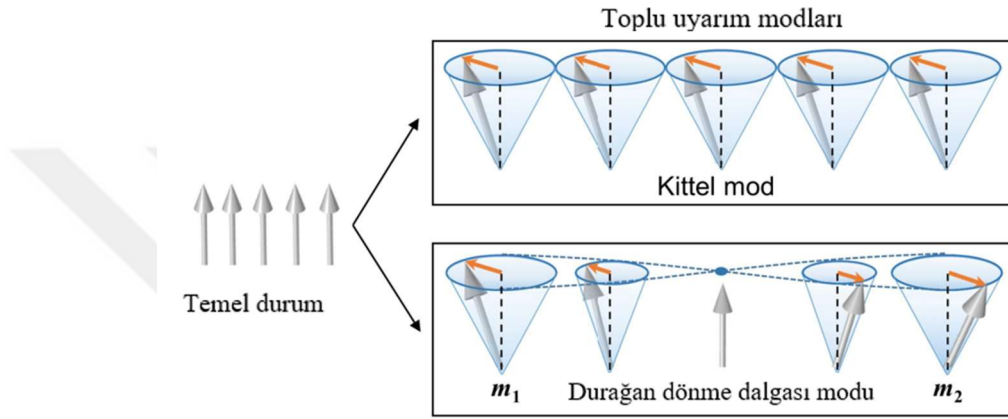
Burada  $n$  hacim başına düşen spin sayısıdır. Tek parçacık denklemini manyetizasyona uygularsak:

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \mu_0 M \times H \quad (2.40)$$

Bu denklem, manyetizasyon vektörünün zamana bağlı değişimini tanımlar ve Landau-Lifshitz dinamiklerinin temelini oluşturur.

### 2.4.5 Kittel Modu

Kittel modu, spin dalgalarının en basit hali, yani tek tip presesyon (uniform precession) modu olarak adlandırılır. Bu mod için dalga vektörü  $k = 0$ 'dır. Bu, malzemedeki tüm spinlerin pozisyonundan bağımsız olarak uzamsal faz farkı olmaksızın faz içinde birlikte presesyon yaptığı anlamına gelir. Kittel modu, spin dalgası uyarımının en düşük enerjili veya temel modudur. Ferromanyetik Rezonans (FMR) bağlamında kullanılır ve genellikle FMR modu olarak da adlandırılır.



Şekil 2.5: Kittel modu ve spin dalga modu [38].

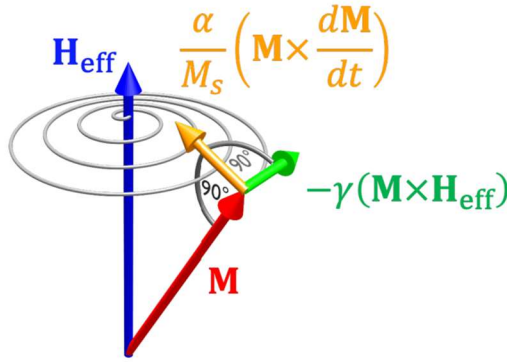
Kolektif spin uyarılmalarının en temel hali olan Kittel modu, küçük presesyon açısı varsayımı altında sistemin lineer bir harmonik osilatör karakteristiği sergilemesine izin verir. Bu durum, makroskobik ölçekteki malzemenin tek bir manyetik moment gibi davranması esasına dayanan makrospin yaklaşımının temelini oluşturur. Bu yaklaşıma makrospin yaklaşımı denir, çünkü tüm manyetik malzeme tek bir dev spin gibi temsil edilebilir.

### 2.4.6 Kittel Formülünün Türetilmesi ve Açıklanması

Kittel [39], 1948 yılında ferromanyetik malzemelerde uniform manyetizasyon dinamiğini inceleyerek bu modun rezonans frekansı tanımlayan bir formülasyon geliştirmiştir. Kittel denklemi olarak bilinen formül, manyetizasyon dinamiğini belirleyen etkin manyetik alanın bileşenlerini açık biçimde içerir ve özellikle numunenin şeklinden kaynaklanan demanyetizasyon alanlarının etkilerini hesaba katar. Manyetizasyonun dinamiği, genellikle Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi ile başlar [40-42];

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (2.41)$$

Denklem 2.41'de  $-\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$  terimindeki manyetizasyon vektörü  $\mathbf{M}$ 'in, efektif manyetik alan  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  etrafında dönmesini sağlayan torktur. Bu hareket enerji kaybı olmadan sonsuza kadar sürer. İkinci terimi ise manyetizasyonun zamanla enerji kaybederek denge konumuna (manyetik alan yönüne) doğru spiral çizerek yaklaşmasını sağlar.  $\mathbf{M}$  manyetizasyon vektörü,  $\gamma$  jiromanyetik oran,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  etkin manyetik alan ve  $\alpha$  Gilbert sönüm katsayısıdır.



**Şekil 2.6:** Landau-Lifshitz-Gilbert denkleminin şematik gösterimi [43].

Sönüm terimi ( $\alpha$ ) ihmal edilip, küçük presesyon varsayımı yapılarak LLG denkleminin lineerleştirilmesiyle Kittel formülü elde edilir.  $\mathbf{M}$  manyetizasyonun etrafındaki salınımları için, rezonans frekansı ( $\omega_0$ ) numunenin şekil anizotropisini tanımlayan demanyetizasyon faktörleri ( $N_i$ ) cinsinden ifade edilir. Manyetizasyonun eksenini boyunca doygun olduğu varsayılırsa,  $H_0$  statik manyetik alan altında rezonans frekansı genel olarak şu şekilde verilir:

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 \sqrt{[H_0 + (N_x - N_z)M_s][H_0 + (N_y - N_z)M_s]} \quad (2.42)$$

Küresel Numune için demanyetizasyon faktörleri eşittir  $N_x = N_y = N_z = 1/3$ . Bu durumda, manyetizasyon alanlarının etkisi birbirini götürür ve formül, Larmor presesyonuna dönüşür:

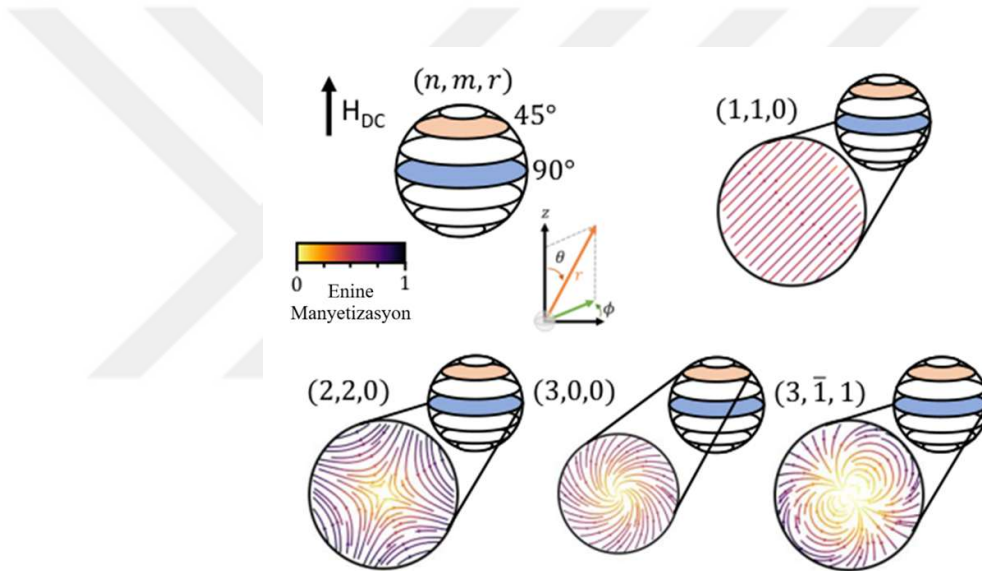
$$\omega_{res} = \gamma \mu_0 H_0 \quad (2.43)$$

İnce film ve düzlem içi (In-Plane) için manyetizasyon, dış manyetik alan numune düzlemine paralel uygulanır. Demanyetizasyon faktörleri yaklaşık olarak  $N_x \approx 0, N_y \approx 0, N_z \approx 1$  alınır. Formül aşağıdaki gibi basitleşir:

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 \sqrt{H_0(H_0 + M_s)} \quad (2.44)$$

### 2.4.7 Yüksek Dereceli Walker Modları ve Sınıflandırma

Kittel modu en basit mod olmasına rağmen, küresel numuneler (özellikle YIG küreler) deneysel olarak uyarıldığında, RF manyetik alanının numune boyunca uzamsal varyasyonu nedeniyle daha yüksek dereceli manyetostatik modlar [44] ve Walker modları gözlemlenir [45].



**Şekil 2.7:** Statik manyetik alana dik bir YIG küresinde belirli manyetostatik modların uzaysal manyetizasyonu [37].

Bir ferromanyetik küre için Walker denkleminin çözümleri, küresel koordinatlar  $(r, \theta, \phi)$  kullanılarak, Asosiy Legendre Polinomları ( $P_n^m$ ) cinsinden ifade edilir [46, 47]. Her bir mod, üç tam sayı indisi  $(n, m, r)$  ile etiketlenir [48]:

$$P_n^m(x) = \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^n n!} \frac{d^{n+m}}{dx^{n+m}} (x^2-1)^n \quad (2.44)$$

$n$  modun karmaşıklığını belirleyen ana kuantum sayısıdır. Genellikle manyetizasyonun küre yüzeyindeki lokalizasyonunu ve varyasyonunu tanımlar.  $n \geq 1$  olmalıdır.  $m$  (Azimuthal Mod Sayısı) manyetizasyonun, manyetik alan eksen (z-ekseni) etrafındaki azimutal ( $\phi$ ) yönündeki değişimini tanımlar.  $r$  radyal yöndeki

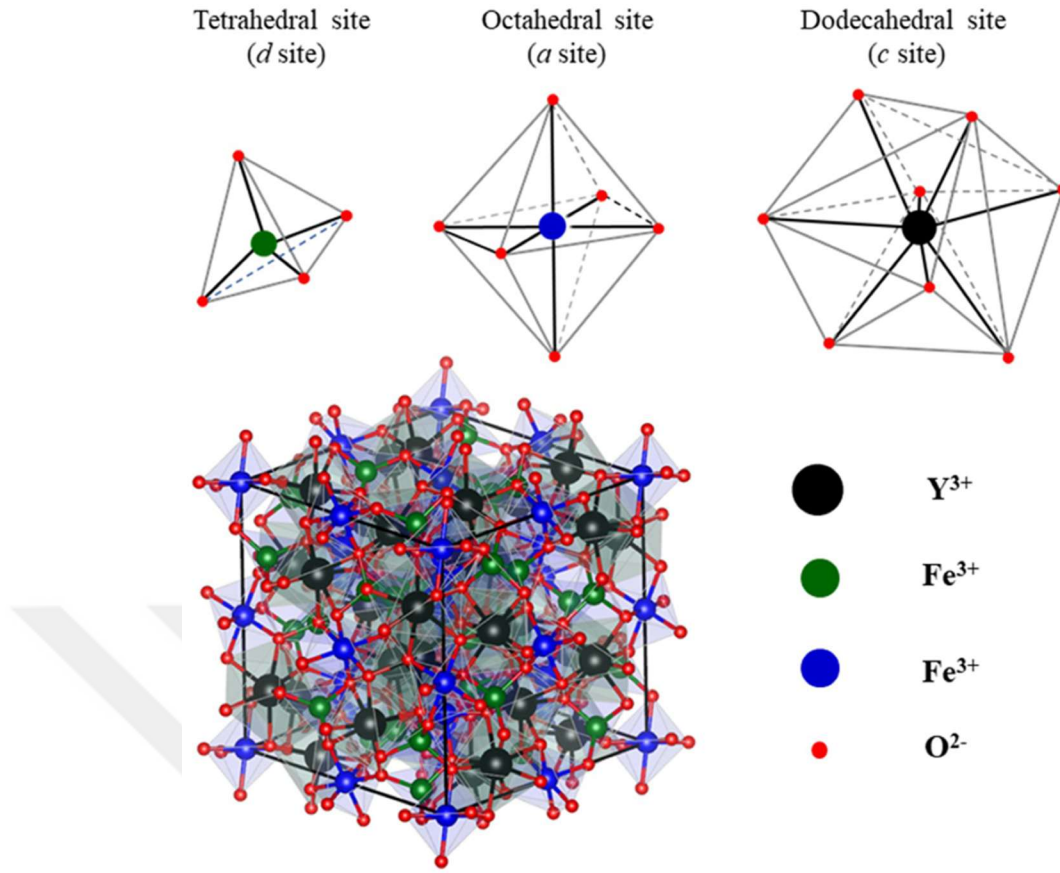
düğüm sayısını veya çözümün kök numarasını belirtir ( $r \geq 0$ ). Genellikle  $r = 0$  olan temel modlar en güçlü şekilde gözlemlenir. Bazı kaynaklarda bu indis ihmal edilerek modlar sadece olarak anılır, çünkü en düşük dereceli radyal mod ( $r = 0$ ) baskındır [49, 50].

## 2.5 Yttrium Iron Garnet (YIG)

Yttrium Iron Garnet, kimyasal formülü  $Y_3Fe_5O_{12}$  olan, modern mikrodalga mühendisliği, manyeto-optik uygulamalar, spintronik ve kuantum bilgi işleme teknolojileri için en önemli ferrimanyetik yalıtkan malzemedir. Nadir toprak elementlerinden biri olan İtiryum (Y), geçiş metali olan Demir (Fe) ve Oksijen (O) atomlarından oluşur. Elektriği iletmez, yalıtandır ancak manyetik özellikleri çok güçlüdür. Bu özellik, onu metal manyetik malzemelerden ayırır ve yüksek frekanslarda ısınmadan çalışabilmesini sağlar. YIG kristalinin en önemli özelliği, mikrodalga sinyallerini üzerinden geçirirken sinyalin gücünü neredeyse hiç soğurmaması ve zayıflatmamasıdır. Bu alanda bilinen en düşük kayıplı manyetik malzemedir. YIG küresine dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında, belirli bir frekansta rezonansa girmeye başlar. Manyetik alanın şiddetini değiştirerek bu frekansı çok hassas bir şekilde ve çok geniş bir aralıkta kontrol edilebilir. Sinyalleri çok keskin ve net bir şekilde filtreleyebilir. Gürültüyü engelleme yeteneği çok yüksektir. Işık, manyetik bir alanın etkisi altındaki YIG kristalinden geçerken polarizasyon yönünü değiştirir.

### 2.5.1 Kristal Yapısı ve Manyetik Kökeni

YIG, doğada bulunmayan, yapay olarak üretilen bir seramik oksittir. Kristal yapısı kübiktir ve uzay grubu  $Ia3d$  olarak tanımlanır. Birim hücresi oldukça karmaşık ve büyüktür; yaklaşık 12.376 Å'luk bir kafes sabitine ( $a$ ) sahiptir ve birim hücre başına 8 formül birimi ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) barındırır ve toplamda 160 atom bulundurulur.



**Şekil 2.8:** YIG'de katyonların işgal ettiği 3 farklı bölgenin şematik diyagramları [51].

**Alt Kafesler ve İyonik Dağılım:** YIG'in ferrimanyetik özelliği, yapısındaki demir (Fe<sup>3+</sup>) iyonlarının kristalografik yerleşiminden kaynaklanır. YIG yapısında katyonların yerleştiği üç farklı alt kafes bulunur [51].

**a) Dodekahedral (c-bölgesi):** Bu bölgeye manyetik olmayan İtiryum (Y<sup>3+</sup>) iyonları yerleşir. İtiryum diyamanyetiktir ve malzemenin net manyetik momentine doğrudan bir katkısı yoktur, ancak kafes parametresini belirlemede rol oynar

**b) Oktahedral (a-bölgesi):** Bu bölgeye Fe<sup>3+</sup> iyonları yerleşir. Bir formül biriminde 2 adet Fe<sup>3+</sup> iyonu bu pozisyondadır.

**c) Tetrahedral (d-bölgesi):** Bu bölgeye de Fe<sup>3+</sup> iyonları yerleşir. Bir formül biriminde 3 adet Fe<sup>3+</sup> iyonu bu pozisyondadır.

### 2.5.2. Fiziksel ve Manyetik Özellikler

**Sönümlleme (Damping) ve Çizgi Genişliği:** Ferromanyetik rezonans deneylerinde, YIG bilinen en dar rezonans çizgisine sahip malzemedir. FMR çizgi genişliği ( $\Delta H$ ), malzemenin kalitesine, yüzey pürüzsüzlüğüne ve safsızlıklarına bağlı olarak değişir. Yüksek kaliteli, parlatılmış tek kristal YIG kürelerinde çizgi genişliği 0.3 Oe (Oersted) değerinin altına inebilir, bu da yaklaşık olarak 35 A/m değerine karşılık gelir. İnce filmlerde ise bu değer tipik olarak 0.5 - 5 Oe arasındadır. Manyetik enerji kaybını ifade eden Gilbert sönümlleme sabiti ( $\alpha$ ), YIG için son derece düşüktür ve tipik olarak  $3 \times 10^{-5}$  ile  $10^{-4}$  mertebesinde. Bu düşük sönümlleme, spin dalgalarının malzeme içinde santimetre mertebesinde mesafeler boyunca sönümlenmeden yayılabilmesine olanak tanır [52].

**Curie Sıcaklığı:** YIG'in ferrimanyetik düzeni, Curie sıcaklığı ( $T_c$ ) olarak bilinen kritik bir sıcaklığa kadar korunur. YIG için bu sıcaklık yaklaşık 550-560 K (277–287°C) civarındadır [51]. Bu sıcaklığın üzerinde malzeme paramanyetik hale gelir ve manyetik düzen bozulur.

**Optik Özellikler:** YIG, görünür bölgede opak olmasına rağmen, kızılötesi (IR) bölgede, özellikle optik iletişimde kullanılan 1310 nm ve 1550 nm dalga boylarında oldukça şeffaftır [14]. Bu dalga boylarında %75'in üzerinde geçirgenliğe sahip olabilir. Ayrıca, YIG yüksek bir Verdet sabitine sahiptir, bu da onun güçlü bir Faraday etkisi göstermesini sağlar [15]. Bu özellik, optik izolatörler ve sirkülatörler gibi manyeto-optik cihazların yapımında kritiktir [53].

### 2.6 Foton – Magnon Etkileşimi

Foton-magnon etkileşimi, modern Kavite Spintroniği (Cavity Spintronics) ve Optomagnonik alanlarının temelini oluşturan, elektromanyetik alan fotonları ile manyetik düzenli malzemelerdeki magnonlar arasındaki kuantum mekaniksel ve elektrodinamik etkileşimi ifade eder. Bu etkileşim mikrodalga frekanslarında gerçekleştiğinde genellikle manyetik dipol etkileşimi üzerinden optik frekanslarda ve üzeri gerçekleştiğinde ise Faraday veya Kerr etkisi üzerinden gerçekleşir.[16, 17, 35, 45, 48, 54-60]

### 2.6.1 Teorik Temeller ve Etkileşim Mekanizmaları

Foton-magnon etkileşimi, esasen iki farklı bozonik modun (harmonik osilatörün) birbirine bağlanması problemidir. Bir yanda elektromanyetik rezonatörde hapsedilmiş fotonlar, diğer yanda ferromanyetik bir malzemede (YIG) oluşan spin dalgaları bulunur [61]. Sistem, Tavis-Cummings veya lineerize edilmiş Jaynes-Cummings modeli ile kuantum mekaniksel olarak tasvir edilir. Toplam Hamiltonian ( $\hat{H}$ ) şu terimlerden oluşur [17]:

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{m}^\dagger \hat{m} + g(\hat{a}^\dagger \hat{m} + \hat{a} \hat{m}^\dagger) \quad (2.45)$$

Burada  $\hat{a}^\dagger \hat{a}$  kavite fotonu yaratma (yok etme) operatörü,  $\hat{m}^\dagger \hat{m}$  magnon yaratma (yok etme) operatörüdür,  $\omega_c$  kavitenin geometrik yapısı ve boyutları tarafından belirlenen elektromanyetik (EM) durağan dalga özfrekansıdır.  $\omega_m$  statik manyetik alana ve mod özelliklerine (simetrisine) bağlı magnon modunun rezonans frekansıdır ve  $g$  kavite EM modu ile magnon modu arasındaki etkileşimin gücünü belirleyen çiftlenim sabitidir. Bu parametrenin büyüklüğü, sistemin kuramsal analiz açısından önemli olan rejimleri belirler. Bu rejimler sırayla zayıf etkileşim (weak coupling), güçlü etkileşim (strong coupling), ultra güçlü etkileşim (ultra strong coupling) ve derinden güçlü etkileşim (deep strong coupling) rejimine girip giremeyeceğini belirler. Bu tezde daha sonra deneysel sonuçların analizinde görüleceği gibi sadece güçlü etkileşim rejimi ele alınacaktır. Çiftlenim sabiti  $g$ 'nin spin sayısına ( $N$ ) bağlılığıdır. Tek bir spinin foton ile etkileşimi ( $g_0$ ) çok zayıftır. Ancak, Kittel modunda  $N$  adet spin makroskopik bir spin gibi koherent hareket eder. Bu durumda efektif çiftlenim sabiti şu şekilde ölçeklenir:

$$g = g_0 \sqrt{N} \quad (2.46)$$

YIG gibi malzemelerde spin yoğunluğu çok yüksektir. Bu sayede, 1 mm çaplı bir YIG küresinde  $N \approx 10^{19}$  spin bulunur ve bu da milihertz (mHz) seviyesindeki tek spin ile kavite etkileşimini, çok yüksek kalite faktörüne sahip süperiletken kavite modları için magnonlar ile çiftlenim gücünü gigahertz seviyesine çıkararak sistemin güçlü ve hatta ultra güçlü etkileşim rejimine girmesini sağlayabilir.

Denklem 2.45 kurulan sistemdeki toplam uyarılma sayısı  $\hat{N}_{exc} = \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{m}^\dagger \hat{m}$  korunur. Bu korunum yasası, Hilbert uzayını alt uzaylara bölmemize izin verir. Bizim için en

önemli alt uzay, tek bir uyarılmanın olduğu durumdur. Bu alt uzaydaki baz vektörlerini şu şekilde tanımlanabilir:

- $|1, 0\rangle$ : Kavitede 1 foton var, magnon uyarılmamış (Saf foton durumu).
- $|0, 1\rangle$ : Kavitede foton yok, 1 magnon uyarılmış (Saf magnon durumu).

Bu baz setinde  $[|1,0\rangle, |0,1\rangle]^T$ , sistemin Hamiltoniyeni  $2 \times 2$  bir matris olarak yazılabilir:

$$H_{matris} = \begin{pmatrix} \omega_c & g \\ g & \omega_m \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Bu matrisin köşegen terimleri, sistemlerin etkileşimsiz kendi enerjilerini temsil eder. Köşegen dışı  $g$  terimleri ise iki mod arasındaki geçişi temsil eder. Sistemin yeni rezonans frekanslarını yani hibrit modları bulmak için, bu matrisin özdeğerlerini ( $\omega_{\pm}$ ) bulmamız gerekir. Bunun için karakteristik denklemi çözülür:

$$\det(H_{matris} - \omega I) = 0 \quad (2.48)$$

Burada  $I$  birim matristir. Denklem şu hale gelir:

$$\det \begin{pmatrix} \omega_c - \omega & g \\ g & \omega_m - \omega \end{pmatrix} = 0 \quad (2.49)$$

Determinant açılırsa:

$$(\omega_c - \omega)(\omega_m - \omega) - g^2 = 0 \quad (2.50)$$

Parantezleri açıp  $\omega$  değişkenine göre ikinci dereceden bir denklem elde edilir:

$$\omega^2 - (\omega_c + \omega_m)\omega + (\omega_c\omega_m - g^2) = 0 \quad (2.51)$$

Bu kuadratik denklemin köklerini bulmak için standart diskriminant formülünü

$\left(\omega_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}\right)$  uygulanır:

$$\omega_{\pm} = \frac{(\omega_c + \omega_m) \pm \sqrt{(\omega_c + \omega_m)^2 - 4(\omega_c\omega_m - g^2)}}{2} \quad (2.52)$$

Karekök içindeki ifadeyi düzenler ve matematiksel bir özdeşlik olan  $(A + B)^2 - 4AB = (A - B)^2$  dönüşümünü kullanılırsa:

$$(\omega_c + \omega_m)^2 - 4\omega_c\omega_m + 4g^2 = (\omega_c - \omega_m)^2 + 4g^2 \quad (2.53)$$

Bu ifadeyi yerine koyulduğunda, eşitlik 2.54'teki nihai hibrit frekans formülüne ulaşılır:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c + \omega_m}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_c - \omega_m}{2}\right)^2 + g^2} \quad (2.54)$$

Sistem rezonansa girdiğinde  $\omega_c \approx \omega_m$  foton ve magnon artık bağımsız parçacıklar olarak davranmazlar. Birbirlerine karışarak "Kavite Magnon Polaritonu" adı verilen yeni hibrit yarı-parçacıkları oluştururlar. Denklem 2.54 hibrit modların frekanslarını ( $\omega_{\pm}$ ) veren özdeğer denklemdir. Tek portlu bir sistemde yansımaya katsayısı ( $S_{11}$ ) şu formülle ifade edilir [15]:

$$S_{11}(\omega) = 1 - \frac{i2\kappa_e}{\omega - \omega_c + i\kappa_t - \frac{g^2}{(\omega - \omega_m) + i\gamma_m}} \quad (2.55)$$

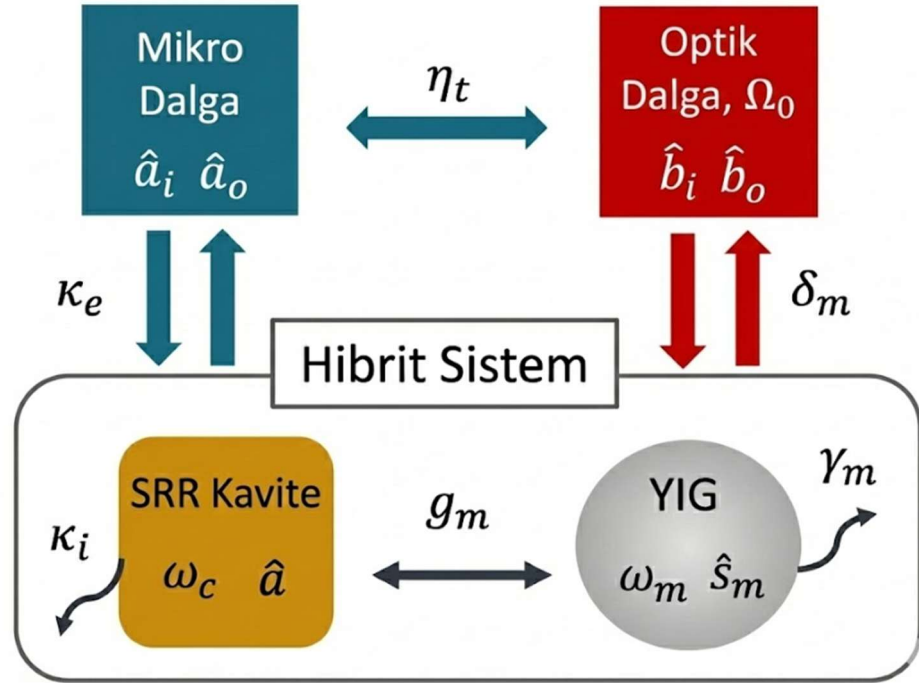
Bu formül sistemin fiziksel parametrelerini doğrudan deneysel veriden çekmek için kullanılır.  $i(\omega - \omega_c) + \dots$  terimi, kavitenin kendi rezonans profilini oluşturur.  $\omega = \omega_c$  olduğunda bu terim küçülür ve yansımaya azalır.  $\frac{g^2}{(\omega - \omega_m) + i\gamma_m}$  terimi magnonun varlığının kavite üzerindeki etkisidir. Buna magnon öz enerjisi denir. Rezonans noktasında ( $\omega \approx \omega_m$ ) maksimuma ulaşır ve kavitenin spektrumunda yarılmaya (splitting) neden olur.

## 2.7 Kuantum Dönüşüm (Quantum Transduction)

### 2.7.1 Dönüşüm Mekanizması

Dönüşüm mekanizması, iki aşamalı bir süreçtir ve "Kavite Elektro-Magnoniği" ile "Optomagnonik" prensiplerinin birleşimine dayanır. İlk adım mikrodalga ile magnon arasında gerçekleşir. Bu süreçte SRR ve YIG malzemesi katkı verir. İkinci adım ise

magnon ile optik foton arasında gerçekleşir. Bu süreçte ise YIG ile optik foton katkı sağlar.



Şekil 2.9 Mikrodalgadan optiğe dönüşüm modeli [15].

**Mikrodalga → Magnon:** Mikrodalga fotonunun bir koaksiyel kablo üzerinden kaviteye girmesiyle başlar. Kavitenin rezonans frekansı ( $\omega_c$ ), uygulanan harici bir statik manyetik alan ( $B_0$ ) ile YIG küresinin magnon frekansına ( $\omega_m$ ) eşitlenir. Bu rezonans durumunda, kavite içindeki mikrodalga manyetik alanı ( $H_{rf}$ ) YIG küresindeki elektron spinlerine bir tork uygular. Bu rezonans durumunda kavite içindeki mikrodalga manyetik alanı ( $H_{rf}$ ) YIG küresindeki elektron spinlerine bir tork uygular. Bu etkileşim Manyetik Dipol Etkileşimi yoluyla gerçekleşir. YIG küresindeki milyarlarca spin ( $N \approx 10^{19}$ ) dış alanın etkisiyle aynı fazda dönmeye başlar (Kittel modu). Bu kolektif hareket tek bir spinin etkisini  $\sqrt{N}$  kat artırarak, mikrodalga fotonunun enerjisinin magnon enerjisine dönüşmesini sağlar. Eğer sistem "güçlü etkileşim" (strong coupling) rejimindeyse, enerji kaybolmadan önce foton ve magnon arasında defalarca gidip gelebilir, bu da yüksek verimlilik için ön şarttır [52].

**Magnon → Optik:** İkinci aşamada oluşturulan magnonlar optik bir sinyale dönüştürülür. YIG kristali NIR bölgesinde 1310 - 1550 nm dalga boylarında şeffaftır [62]. Kristale güçlü bir lazer ışığı gönderilir. Kristal içinde presesyon yapan

manyetizasyon vektörü (magnon), ortamın dielektrik geçirgenlik tensörünü periyodik olarak modüle eder. Bu Faraday Etkisi veya manyeto-optik saçılma olarak bilinir. Gelen optik foton (pompa frekansı  $\Omega_0$ ), bir magnon ile etkileşime girer. Bu etkileşim sonucunda, optik fotonun frekansı, magnonun frekansı ( $\omega_m$ ) kadar kayar. Sonuçta,  $\Omega_{out} = \Omega_0 \pm \omega_m$  frekanslarında "yan bantlar" oluşur. Bu yan bantlar, mikrodalga sinyalinin bilgisini taşıyan optik fotonlardır.

### 2.7.2 Sistemin Hamiltonyen Formalizasyonu

Mikrodalga-optik dönüşüm sürecini tam olarak açıklamak için sistemin toplam Hamiltonyenini ( $\hat{H}_t$ ) yazılması gerekir. Bu Hamiltonyen, mikrodalga kavitesi, magnon modları, optik alanlar ve bunların birbirleriyle olan etkileşimlerini içerir. Toplam Hamiltonyen üç ana bileşene ayrılabilir [14, 15]:

$$\hat{H}_t = \hat{H}_c + \hat{H}_s + \hat{H}_0 \quad (2.56)$$

Denklem 2.56'da  $\hat{H}_c$  dış mikrodalga sürücü alanı ile kavite arasındaki etkileşimi,  $\hat{H}_s$  sistemin (kavite ve magnonlar) iç dinamiklerini ve  $\hat{H}_0$  ise magnonlar ile optik alan arasındaki etkileşimi temsil eder.

**Mikrodalga Sürücü Hamiltonyeni ( $\hat{H}_c$ ):** Sisteme dışarıdan bir mikrodalga sinyali uygulandığında bu sinyal kaviteye  $\kappa_e$  dış eşleşme oranı (external coupling rate) ile girer. Dönen dalga yaklaşımı (Rotating Wave Approximation-RWA) altında, dışarıdan gelen mikrodalga alanı ( $\hat{a}_i$ ) ile kavite modu ( $\hat{a}$ ) arasındaki etkileşim Hamiltonyeni şöyledir:

$$\hat{H}_c = -i\hbar\sqrt{2\kappa_e}[\hat{a}^\dagger\hat{a}_i(t) - \hat{a}_i^\dagger(t)\hat{a}] \quad (2.57)$$

Bu terim, dış dünyadan gelen mikrodalga fotonlarının kaviteye girmesini ve kaviteden dışarıya sızmasını matematiksel olarak modeller.

**Sistem Hamiltonyeni ( $\hat{H}_s$ ):** Mikrodalga kavite modu ile YIG küresindeki magnon modları arasındaki etkileşimi tanımlar. Mikrodalga kavitesi rezonans frekansı  $\omega_c$  olan tek bir mod olarak modellendiğinde kavitenin enerjisi  $\hbar\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a}$  ile verilir. Burada  $\hat{a}$  ve  $\hat{a}^\dagger$  sırasıyla mikrodalga fotonu yok etme ve yaratma operatörleridir. Magnon modları için, spin operatörlerini bozonik operatörlere dönüştüren Holstein-Primakoff

dönüşümü kullanılır. Düşük uyarılma limitinde yani toplam spin sayısına kıyasla çok az sayıda magnonun uyarıldığı durumda,  $\langle \hat{S}^\dagger \hat{S} \rangle \ll 2S$ , kollektif spin operatörleri  $\hat{S}^+$  ve  $\hat{S}^-$  şu şekilde doğrusallaştırılabilir:

$$\hat{S}_+^m \approx \sqrt{2S^m} \hat{S}_m, \quad \hat{S}_-^m \approx \sqrt{2S^m} \hat{S}_m^\dagger, \quad \hat{S}_z^m = \hat{S}_m^\dagger \hat{S}_m - S^m \quad (2.58)$$

Bu dönüşüm kullanılarak, hem Kittel modu ( $K$ ) hem de yüksek dereceli manyetostatik modlar ( $M$ ) için Sistem Hamiltoniyeni şu formu alır:

$$\hat{H}_s = \hbar\omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_K \hat{S}_K^\dagger \hat{S}_K + \hbar g_K (\hat{a}^\dagger \hat{S}_K + \hat{a} \hat{S}_K^\dagger) \quad (2.59)$$

Burada dikkat edilmesi gereken en kritik parametreler  $g_K$  ve  $g_M$  eşleşme sabitleridir.  $g_K$ , Kittel modu ile kavite fotonları arasındaki etkileşim gücünü belirtir ve YIG küresindeki toplam spin sayısının  $N$  karekökü ile orantılıdır ( $g_K \propto \sqrt{N}$ ). Bu durum kollektif güçlenme olarak bilinir ve kuantum dönüşümünün verimliliği için temel bir mekanizmadır.

**Optik Etkileşim Hamiltoniyeni ( $\hat{H}_0$ ):** Dönüşümün diğer ayağı olan optik etkileşim manyeto-optik Faraday etkisi üzerinden gerçekleşir. Faraday etkisi, manyetik bir ortamdan geçen ışığın polarizasyon düzleminin, ortamın dış manyetik alan nedeniyle miknatıslanmasına bağlı olarak dönmesidir. Kuantum mekaniksel olarak bu, magnonların optik fotonlarla saçılması olarak yorumlanır.

YIG küresine gönderilen lazer ışığı (optik alan), magnon modları ile parametrik bir etkileşime girer. Bu etkileşim, Stokes ve anti-Stokes saçılma süreçlerini içerir. Optik alanın  $\Omega_0$  frekansında titreştiği varsayıldığında, optik foton modu ( $\hat{b}_i$ ) ile magnon modları arasındaki etkileşim Hamiltoniyeni şu şekilde verilir:

$$\hat{H}_0 = -i\hbar\sqrt{2\delta_K}(\hat{S}_K + \hat{S}_K^\dagger) \left[ \hat{b}_i(t)e^{i\Omega_0 t} - \hat{b}_i^\dagger(t)e^{-i\Omega_0 t} \right] \quad (2.60)$$

Burada  $\delta_K$  ve  $\delta_M$  sırasıyla Kittel modu ve yüksek dereceli manyetostatik modlar için optik-magnon eşleşme oranlarını (coupling rates) temsil eder. Bu parametre ( $\delta$ ), malzemenin Verdet sabiti, spin yoğunluğu ve optik güç ile ilişkilidir. Özellikle  $\delta_K$ , dönüşüm verimliliğini sınırlayan en temel faktörlerden biridir ve genellikle mikrodalga eşleşme sabiti  $g_K$ 'dan çok daha küçüktür.

Sistemin mikrodalga karakterizasyonu genellikle iletim ( $S_{21}$ ) veya yansıma ( $S_{11}$ ) katsayıları ile yapılır. Mikrodalga portundan gönderilen sinyalin ne kadarının sistemle etkileşime girip geri döndüğünü veya iletildiğini gösterir. Teorik olarak ( $S_{21}$ ) şu şekilde türetilir:

$$S_{21}(\omega) = -i \frac{2\kappa_e}{\omega - \omega_m + iK_t - \sum_m g_m^2 \chi_m} \quad (2.61)$$

$$\chi_m(\omega) = [\omega - \omega_m + i\gamma_m]^{-1} \quad (2.62)$$

Bu formüldeki payda, sistemin rezonans yapısını belirler. Magnon frekansı ( $\omega_m$ ) ile kavite frekansı ( $\omega_c$ ) birbirine yaklaştığında, paydadaki terimler etkileşime girer ve Normal Mod Yarılması (Normal-Mode Splitting) veya Kaçınılan Geçiş" (Avoided Crossing) adı verilen fenomen gözlemlenir. Bu magnonlar ve kavite fotonlarının güçlü bir şekilde eşleştiğinin ( $g > \kappa, \gamma$ ) en belirgin kanıtıdır.

### 2.7.3 Dönüşüm Verimliliği ( $\eta_t$ ) ve Kooperativite (C)

Toplam foton dönüşüm verimliliği ( $\eta_t$ ), saçılma parametresinin karesi ile orantılıdır:  $\eta_t = |S_{31}|^2$ . Rezonans durumunda ( $\omega = \omega_c = \omega_K$ ), bu verimlilik Kooperativite (C) adı verilen boyutsuz bir parametre cinsinden ifade edilebilir. Kooperativite, eşleşme gücünün kayıp oranlarına kıyasla ne kadar baskın olduğunu gösterir:

$$C_K = \frac{g_K^2}{\kappa_t \gamma_K} \quad (2.63)$$

Kittel modu için rezonans durumunda dönüşüm verimliliği saçılma parametresinin şu şekilde verilir:

$$S_{31,K}(\omega) = -2\sqrt{\beta_K \delta_K \kappa_e} \frac{g_K \chi_K \chi_c}{1 - g_K^2 \chi_K \chi_c} \quad (2.64)$$

$\beta_K$  amplifikasyon faktörüdür (amplification factor). Rezonans durumunda yaklaşık dönüşüm verimliliği şu basitleştirilmiş formüle indirgenebilir:

$$\eta_t \approx \left( \frac{2\sqrt{\delta_K \kappa_e} C_K}{g_K (1 + C_K)} \right)^2 \quad (2.65)$$

Bu denklem verimliliğin artırılması için  $C_K$ 'nın (dolayısıyla  $g_K$ 'nın) artırılması gerektiğini ancak aynı zamanda optik eşleşme oranı  $\delta_K$ 'nin de kritik bir sınırlayıcı olduğunu açıkça göstermektedir [15].



## 3. TASARIM, SİMÜLASYON VE ÜRETİM

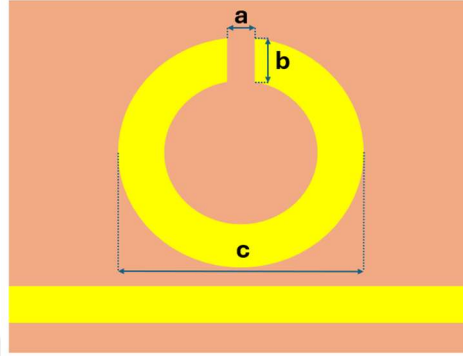
### 3.1 Giriş

Bu bölümde, tek halkalı ve tek yarıklı bir SRR yapısının tasarımı, elektromanyetik özelliklerinin analizi,  $H_{rf}$  manyetik alanın dağılımı ve lokalizasyonuna ilişkin simülasyonlar ile bu yapının üretim süreçleri ayrıntılı olarak ele alınmaktadır. Çalışmanın temel motivasyon noktası, SRR yapılarının elektro-manyetik rezonans özelliklerinin, özellikle de yüksek frekanslı radyo frekansı manyetik alan ( $H_{rf}$ ) bileşeninin tasarım üzerinden kontrol edilebileceğini ve manipüle edilebileceğini ortaya koymaktır.  $H_{rf}$  manyetik alanın SRR üzerinde lokalize edilmesi, ferromanyetik rezonans (FMR) gibi uygulamalar açısından kritik öneme sahiptir. Özellikle, manyetik rezonans malzemesi olarak sıklıkla kullanılan YIG kürelerinin SRR yapılarıyla güçlü şekilde etkileşebilmesi için SRR'ın oluşturduğu  $H_{rf}$  alanının belirli bir bölgede yoğunlaştırılması gerekir. Bu lokalizasyonun doğru gerçekleştirilmesi, YIG küresi ile rezonatör arasındaki  $g$  etkileşim kuvveti parametresinin artırılması ve dolayısıyla hibrit sistemin koherent dinamiklerinin güçlendirilmesi açısından belirleyicidir [15].

Bu amaç doğrultusunda, tez kapsamında öncelikle klasik tek halkalı–tek yarıklı SRR geometrisi ele alınmış daha sonra bu SRR üzerinde çeşitli geometrik modifikasyonlar yapılarak  $H_{rf}$  alanının belirli bir uzaysal bölgede daha yüksek bir şiddetle lokalize edilmesi hedeflenmiştir. Yapılan değişikliklerin SRR'ın rezonans frekansı üzerindeki etkileri CST Studio Suite 2024 ortamında gerçekleştirilen üç-boyutlu elektromanyetik simülasyonlarla ayrıntılı biçimde incelenmiştir. Simülasyonlarda farklı dielektrik özelliklere sahip iki ticari PCB (Printed Circuit Board) olan Rogers RO5870 ve Rogers RO3010 kullanılmıştır. Bu iki malzemenin dielektrik sabitleri farklı olduğu için SRR'ın rezonans frekansı ve alan profilleri üzerinde belirgin etkiler beklenmektedir. Bu çerçevede 5 GHz ve 6 GHz çalışma frekansları için hem RO5870 hem de RO3010 üzerine yerleştirilmiş SRR tasarımları oluşturulmuş hem eski tasarımlar hem de yeni modifiye edilmiş tasarımlar karşılaştırılmıştır. Her frekans ve her malzeme için iki farklı SRR oluşturulduğundan toplamda 8 farklı SRR yapısı değerlendirilmiştir.

### 3.2 Temel SRR Geometrisi ve Parametreler

Tek yarıklı tek halkalı SRR'ın temel geometrisi, dairesel bir halka ve bu halka üzerindeki bir yarıktan oluşmaktadır. SRR, genellikle bir dielektrik substrat üzerine yerleştirilmiş bakır bir yapıdır. 3 temel geometrik parametre vardır. Bunlar  $a$  yarık genişliği,  $b$  halka kalınlığı,  $c$  halka çapıdır.



Şekil 3.1: Geometrik parametreler

Rezonans frekansı, bu parametrelerin hepsine bağlıdır. Ortalama yarıçap arttıkça endüktans artmakta ve rezonans frekansı düşmektedir. Yarık genişliği azaldıkça kapasitans artmakta ve rezonans frekansı düşmektedir.

#### 3.2.1 PCB Malzemeleri: RO5870 ve RO3010

PCB malzemesi seçimi, SRR performansını etkileyen kritik bir parametredir. Bu çalışmada, Rogers Corporation tarafından üretilen iki farklı yüksek frekans laminat malzemesi kullanılmıştır: RO5870 ve RO3010. Bu malzemelerin elektriksel ve mekanik özellikleri aşağıda detaylandırılmıştır.

**RO5870:** Bu malzeme hidrokarbon seramik dolgulu bir laminattır. Düşük dielektrik sabiti ve düşük kayıp faktörü ile karakterize edilmektedir. RO5870'in temel özellikleri Tablo 3.1 gösterilmiştir.

Tablo 3.1: RO5870'in temel özellikleri

|                                  |                           |
|----------------------------------|---------------------------|
| Dielektrik sabiti                | 10 GHz'de $2.33 \pm 0.02$ |
| Kayıp tanjantı ( $\tan \delta$ ) | 10 GHz'de 0.0012          |
| Kalınlık toleransı               | $\pm 0.076$ mm            |
| Bakır kaplama                    | 35 $\mu$ m                |
| Isıl genleşme katsayısı          | 16 ppm/ $^{\circ}$ C      |

RO5870'in düşük dielektrik sabiti, elektromanyetik dalgaların daha hızlı yayılmasını sağlamakta ve bu da daha büyük fiziksel boyutlara karşılık gelen elektriksel boyutlar elde edilmesine olanak vermektedir. Düşük kayıp tanjantı ise, yüksek kalite faktörlü rezonatörlerin tasarımını mümkün kılmaktadır.

**RO3010:** Bu malzeme, PTFE (Politetrafloroetilen) ve seramik dolgulu bir laminattır. RO5870'e kıyasla daha yüksek dielektrik sabitine sahiptir. RO3010'in temel özellikleri Tablo 3.2 gösterilmiştir.

**Tablo 3.2:** RO3010'in temel özellikleri

|                                  |                           |
|----------------------------------|---------------------------|
| Dielektrik sabiti                | 10 GHz'de $10.2 \pm 0.25$ |
| Kayıp tanjantı ( $\tan \delta$ ) | 10 GHz'de 0.0022          |
| Kalınlık toleransı               | $\pm 0.076$ mm            |
| Bakır kaplama                    | 35 $\mu$ m                |
| Isıl genleşme katsayısı          | 17 ppm/°C                 |

RO3010'in yüksek dielektrik sabiti, elektromanyetik dalgaların daha yavaş yayılmasına neden olmakta ve bu da daha küçük fiziksel boyutlarda rezonatörlerin tasarımını mümkün kılmaktadır. Ancak, daha yüksek kayıp tanjantı, kalite faktörünü olumsuz etkilemektedir.

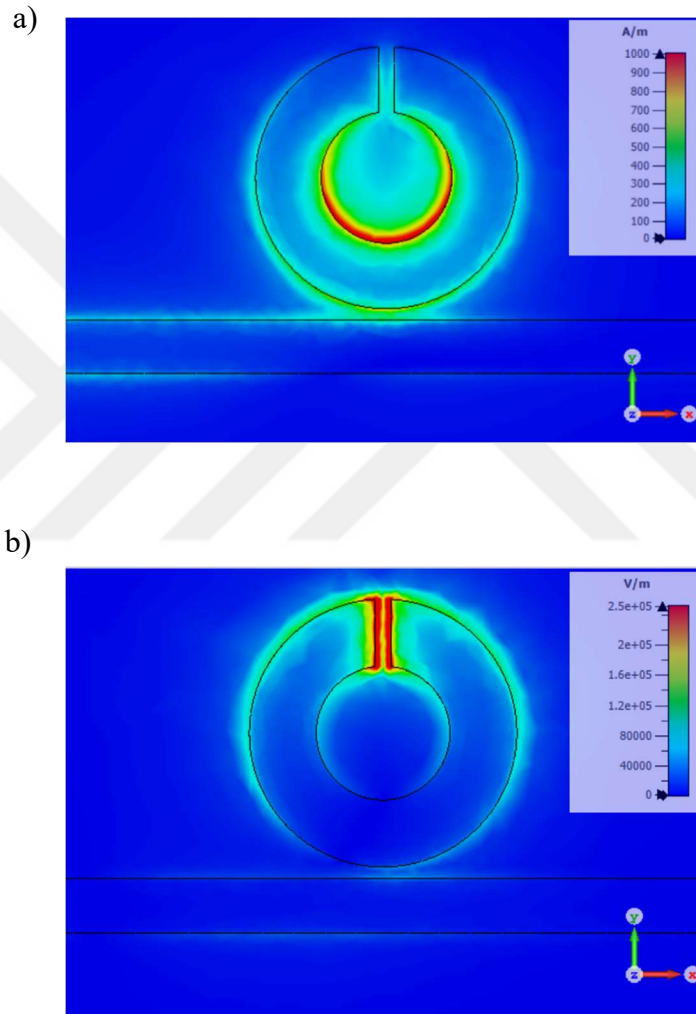
Her iki malzemenin farklı dielektrik sabitlerine sahip olması, SRR tasarımında farklı geometrik parametrelerin kullanılmasını gerektirmektedir. Aynı rezonans frekansı için, RO3010 PCB üzerindeki SRR boyutları, RO5870 PCB üzerindeki SRR boyutlarından daha küçük olacaktır.

### 3.3 $H_{rf}$ Manyetik Alan ve SRR Etkileşimi

Elektromanyetik analizler 3 boyutlu elektromanyetik simülasyon yazılımı CST Studio Suite kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Zaman alanı ve frekans alanı çözücülerini bünyesinde barındıran bu yazılım, karmaşık geometrik yapıların yüksek frekanslı davranışlarını modellemek için endüstri standardı olarak kabul edilmektedir. Yazılım Maxwell denklemlerinin sayısal çözümü için başta Sonlu İntegrasyon Tekniği (Finite Integration Technique - FIT) olmak üzere Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM) ve İletim Hattı Matris Yöntemi (TLM) gibi farklı çözücü modüllerini tek bir arayüzde sunmaktadır. Çalışmada önerilen tasarımın S-parametreleri, yüzey akım dağılımları ve

verimlilik değerleri yazılımın sağladığı gelişmiş optimizasyon algoritmaları ve parametrik tarama özellikleri kullanılarak elde edilmiştir.

SRR'ın rezonans sırasında ürettiğı  $H_{rf}$  manyetik alanı SRR yüzeyinde belirli bölgelere yayılır. Rezonans frekansında SRR'da halka boyunca akım akışı meydana gelir. Bu akım nedeniyle halkanın iç alt bölgesinde manyetik alan ve yarık bölgesinde elektrik alan meydana gelir. Şekil 3.2'de RO5870 5 Ghz SRR için elektrik alan ve manyetik alan gösterilmiştir.



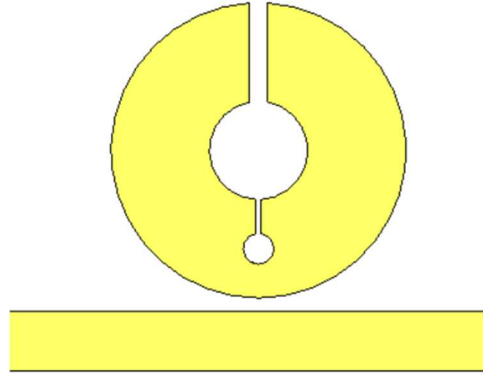
**Şekil 3.2:** a) Halkanın içerisinde kırmızı bölge ile görülen  $H_{rf}$  oluşan manyetik alan.  
b) Yarık içerisinde kırmızı bölge ile görülen  $E_{rf}$  oluşan elektrik alan.

YIG malzemesi manyetik bir malzeme olduğu için SRR'da  $H_{rf}$  oluşan ile etkileşime girer.

### 3.3.1 SRR Tasarımları ve Alan Analizi

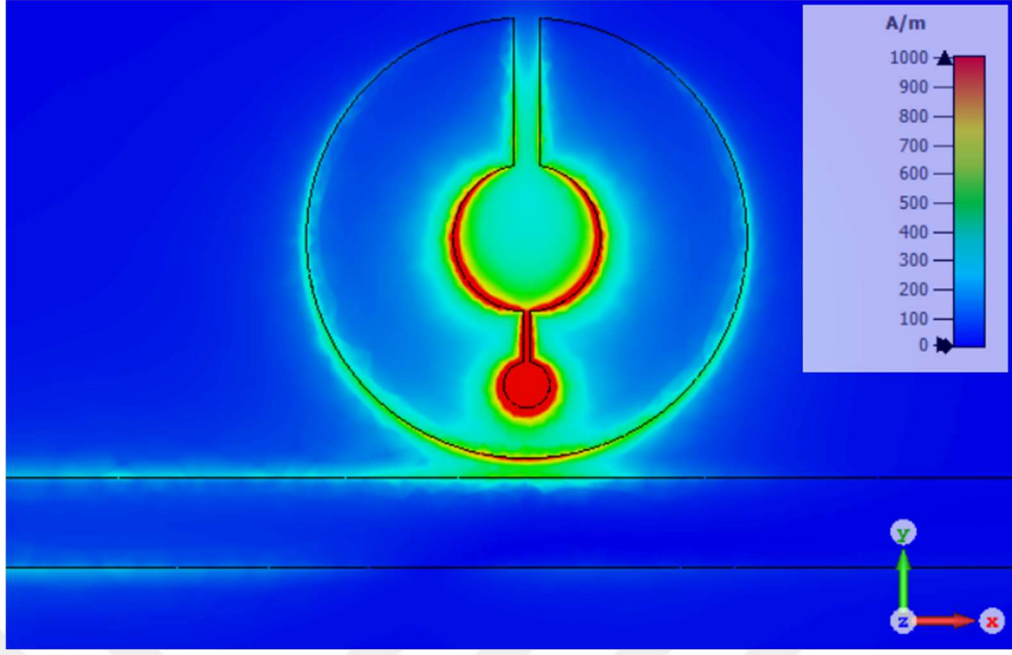
SRR yapıları sundukları tasarım esnekliği ve yüksek hassasiyetleri sayesinde bilimsel uygulama alanlarında çok yönlü bir platform olarak kullanılabilmektedir. Bu yapılar ince film tabakaların manyetik karakterizasyonundan bulk malzemelerin dielektrik özelliklerinin belirlenmesine, hatta akışkanların kimyasal [29] ve biyolojik [28] analizlerine kadar farklı fazdaki maddelerin incelenmesi için etkin birer sensör düzeneği işlevi görürler. Özellikle rezonans frekansının ve elektromanyetik alan dağılımının geometrik parametreler aracılığıyla hassas bir şekilde manipüle edilebilmesi SRR'ları farklı malzeme türleriyle güçlü etkileşimler kurmak üzere optimize edilebilir bir araç haline getirmektedir.

Dönüşüm mekanizmasında çapları  $300\ \mu m$ 'den başlayarak  $1000\ \mu m$ 'ye kadar uzanan YIG küreler kullanılacaktır. Dönüşüm verimliliğini arttırmak için  $H_{rf}$  manyetik alanını YIG kürelerine maksimum derecede maruz bırakmak gerekmektedir. Fakat yapılan simülasyonlarda klasik SRR'larda manyetik alan SRR'ın yüzeyine geniş bir alana yayıldığı gözlemlenmiştir. Manyetik alanın lokalize edilmesi yani sınırlı bir alana sıkıştırılması  $g$  etkileşim kuvvetini artıracığı düşüncesiyle yeni tasarım denemeleri gerçekleştirilmiştir. Çeşitli optimizasyon çalışmalarının ardından, 5 GHz rezonatör için Şekil 3.3'te gösterilen tasarım geliştirilmiştir.



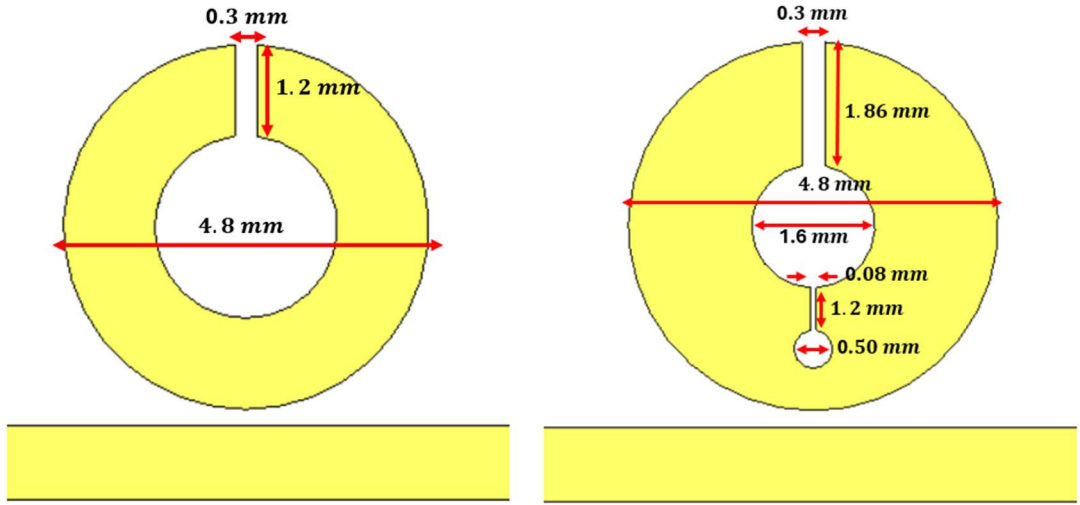
**Şekil 3.3:** Modifiye SRR tasarımı

Şekil 3.3'teki tasarımın en önemli noktası ring ortasında oluşturulan halka şeklindeki boşluk  $H_{rf}$  manyetik alanını lokalize etmesi ve maksimum seviyede oluşturmasıdır. Yapılan simülasyonlarda halkada oluşan manyetik alan neredeyse homojen ve uzun süreli kaldığı gözlemlenmiştir.



**Şekil 3.4:** Modifiye tasarımın lokalize manyetik alanı.

Klasik SRR üzerinde yapılan bu değişiklik rezonatörün boyutlarını da değiştirmiştir. Klasik SRR ile modifiye SRR ölçüleri Şekil 3.5’te verilmiştir.



**Şekil 3.5:** R03010 Ghz klasik ve modifiye SRR ölçüleri

Benzer şekilde SRR tasarımları 5 Ghz ve 6 Ghz frekanslarında RO5870 ve RO3010 için de yapılmıştır.

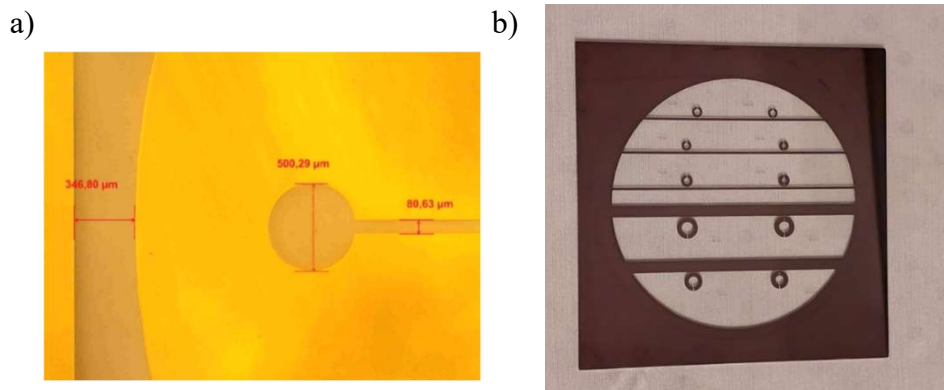
### 3.4 Üretim

Üretim kalitesi SRR'ların elektromanyetik performansını doğrudan etkilemekte özellikle rezonans frekansı, kalite faktörü ve manyetik alan dağılımı gibi parametreler üretim toleranslarına karşı oldukça hassas tepki vermektedir. Bu bölümde Heidelberg DWL 66fs maske yazdırma sistemi kullanılarak fotomaske üretimi, fotorezist kaplama, maske hizalayıcı ile pozlama ve HCl - Hidrojen Peroksit kimyasal aşındırma yöntemleriyle SRR üretim sürecinin detayları anlatılacaktır.

#### 3.4.1 Heidelberg DWL 66FS ile Fotomaske Üretimi

Litografi sürecinin ilk ve en kritik adımı CST Studio Suite ortamında simüle edilen SRR'ların ölçülerinin fiziksel bir maskeye dönüştürülmesidir. Bu işlem için Gebze Teknik Üniversitesi Fizik Bölümünde bulunan Heidelberg Instruments DWL 66FS lazer litografi sistemi kullanılmıştır.

DWL 66FS maskesiz bir doğrudan yazım sistemi olmasına rağmen bu çalışmada seri üretim tutarlılığını simüle etmek ve tekrarlanabilirliği artırmak amacıyla sistem öncelikle yüksek çözünürlüklü bir krom-cam fotomaske oluşturmak için kullanılmıştır. Sistemin sahip olduğu gelişmiş optik kafa ve otomatik odaklama yeteneği özellikle  $80\ \mu\text{m}$  seviyesindeki detayların maske üzerine kusursuz aktarılmasını sağlamıştır.



Şekil 3.6: a) Üretim sonunda maske ölçüleri. b) Fotomaske

#### 3.4.2 Fotorezist Kaplama ve Yüzey Hazırlığı

Maske üretiminin ardından Rogers RO5870 ve RO3010 PCB levhaları işleme alınmıştır. Üretim kalitesini artırmak için yüzey temizliği büyük önem taşır. Bakır

yüzeyindeki en ufak bir oksidasyon veya yağ kalıntısı fotorezistin yapışmasını engelleyerek yetersiz aşınmasına veya devre yollarının kalkmasına neden olabilir. Yüzey hazırlama işlemi 3 aşamadan oluşur:

- a) **Temizlik:** PCB yüzeyleri sırasıyla aseton, izopropil alkol (IPA) ve deiyonize su (DI Water) ile temizlenmiş ve yüksek saflıkta azot tabancası ile kurutulmuştur.
- b) **Fotorezist Uygulaması:** Temizlenen bakır kaplı PCB yüzeylere, pozitif fotorezist olarak AZ 1518 pozitif fotorezist ile Spin Coater yöntemi kullanılarak kaplama yapılmıştır.
- c) **Soft-Bake:** Kaplamanın ardından levhalar rezist içerisindeki solventin uçurulması ve UV pozlamaya hazır hale getirilmesi için PCB'ler 110°C sıcaklıkta 55 saniye boyunca tavlama işlemine maruz bırakılmıştır.



**Şekil 3.7:** Fotorezist ile kaplanmış RO5870 PCB

### 3.4.3 Maske Hizalayıcı ile Pozlama İşlemi

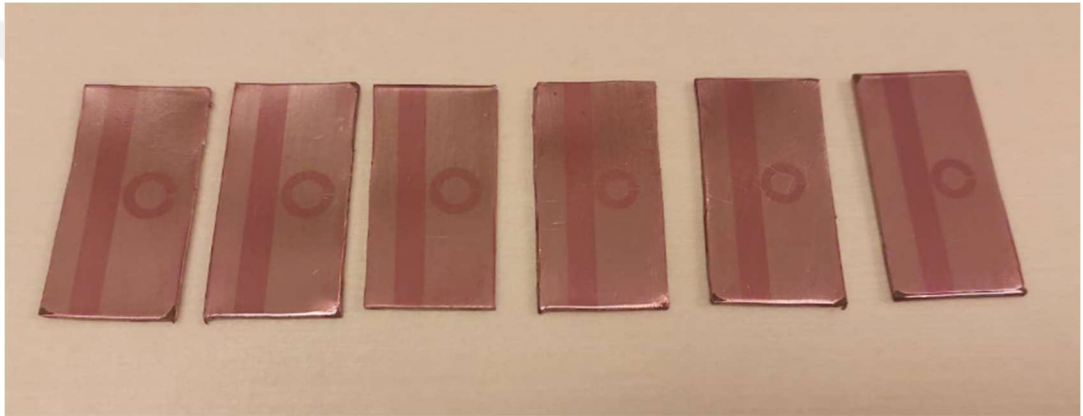
Maske hizalayıcı sisteminin çalışma prensibi maskeden geçen UV ışığının fotorezist üzerine düşürülmesi ve kimyasal reaksiyon başlatmasına dayanmaktadır. Pozitif fotorezistlerde UV ışığına maruz kalan bölgelerdeki inhibitör moleküller parçalanmakta ve bu bölgeler geliştiricide çözünür hale gelmektedir. 3 aşamadan oluşmaktadır.

**Hizalama:** SRR yapısının levha üzerindeki konumu özellikle ölçüm aşamasında kullanılacak konnektörlerin lehimleneceği noktalar açısından önemlidir. Maske MJB4

Mask Aligner – SUSS hizalayıcı ile mikrometre hassasiyetindeki vidalar yardımıyla PCB'yi maske üzerinde bulunan desene hizalama işlemidir.

**Pozlama:** Hizalanan yapı yüksek yoğunluklu Ultraviyole (UV) ışığa maruz bırakılmasıdır. Pozitif fotorezist kullanıldığı için maskenin şeffaf kısımlarından (SRR'ın bakır olması istenmeyen, aşındırılacak bölgeleri) geçen UV ışığı altındaki fotorezistin polimer zincirlerini kırarak kimyasal yapısını değiştirmiştir.

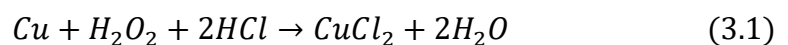
**Geliştirme (Development):** Pozlama sonrası, pozlanmış bölgelerin uzaklaştırılması için development işlemi gereklidir. Bu işlem ile SRR desenini oluşturan bölgeler ise sertleşmiş fotorezist ile korunmaya devam etmiştir.



**Şekil 3.8:** Development işlemi sonrası RO5870 PCB

#### 3.4.4 Kimyasal Aşındırma

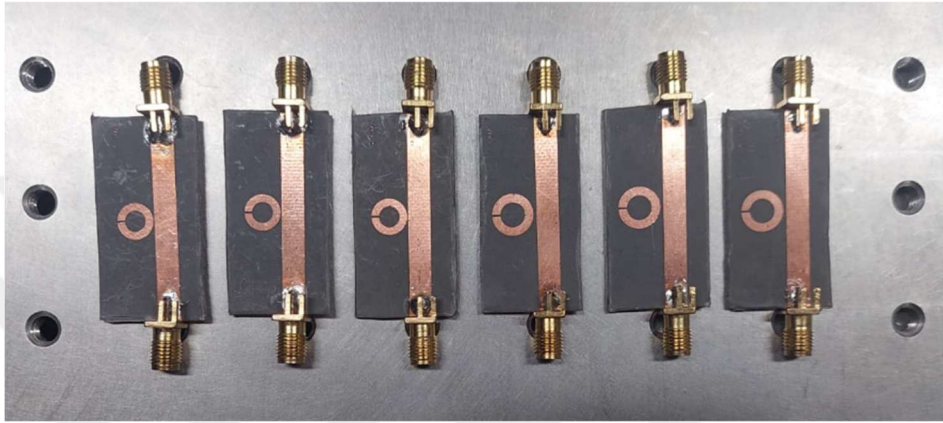
Fotorezist ile korunmayan bakır alanların dielektrik malzemeden uzaklaştırılması için kimyasal aşındırma yöntemi kullanılmıştır. Bu çalışmada aşındırıcı olarak Hidroklorik Asit (HCl) ve Hidrojen Peroksit ( $H_2O_2$ ) karışımı tercih edilmiştir. Bu kimyasal karışımın seçilme nedeni endüstriyel standarttaki Demir-3 Klorür ( $FeCl_3$ ) çözeltisine göre uygun oranlarda karıştırıldığında daha kontrollü bir aşındırma hızı sunması ve reaksiyonun gözlemlenebilirliğinin daha kolay olmasıdır. Kimyasal reaksiyon temel olarak şu şekilde gerçekleşir:



Karışım egzotermik bir reaksiyon oluşturduğundan çözelti sıcaklığının aşırı yükselmesi aşındırma hızını kontrolsüz şekilde artırabilir. Bu durum fotorezistin

altındaki bakırın yanlardan yenmesi sorununa yol açar. SRR yarık genişliğinin simülasyonla birebir örtüşmesi için aşındırma süresi önemlidir. 2 ölçek su, 1 ölçek  $HCl$  0.5 ölçek  $H_2O_2$  ile çözelti oluşturulmuştur. İstenmeyen bakır yüzeyler çözünene kadar PCB çözeltide bekletilmiştir.

İstenmeyen bakır tamamen temizlendiğinde, PCB derhal bol su ile yıkanarak reaksiyon durdurulmuştur. Son olarak SRR desenini koruyan fotorezist tabakası aseton ile temizlemiş ve saf bakır SRR yapısı ortaya çıkarılmıştır.



**Şekil 3.9:** Ölçüm için hazır hale getirilmiş RO5870 PCB

Şekil 3.9’da R05870 PCB’ne ait 5 Ghz ve 6 Ghz rezonatörleri üretilmiştir. İşlemlerde hiçbir değişiklik olmadan R03010 PCB’leri için de SRR üretimi yapılmıştır.

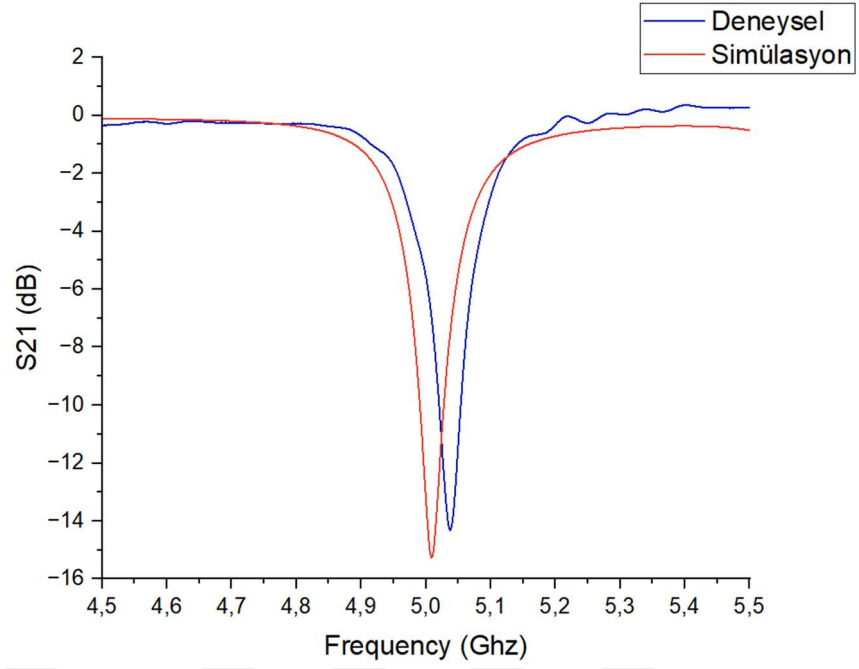
## 4. DENEYSEL ÇALIŞMALAR VE ÖLÇÜMLER

Önceki bölümlerde detaylı olarak tasarımı, simülasyonu ve üretimi gerçekleştirilen Split Ring Rezonatör yapılarının deneysel karakterizasyonu, teorik modellerin ve simülasyon sonuçlarının doğrulanması açısından hayati öneme sahiptir. Bu bölümde üretimi tamamlanan sekiz farklı SRR'ların kapsamlı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Yüksek dereceli magnon modların az olması sebebiyle 0.3 mm çapındaki YIG küre kullanarak etkileşim kuvvetleri ölçülmüş ve optimum performans gösteren SRR seçilmiştir.

Seçimi tamamlanan SRR dönüşüm mekanizmasına eklenerek mikrodalgadan optiğe dönüşüm gerçekleştirilmiştir. Maksimum dönüşüm verimliliğinin tespiti için sırasıyla 300  $\mu m$ , 400  $\mu m$ , 500  $\mu m$ , 600  $\mu m$ , 700  $\mu m$ , 800  $\mu m$ , 900  $\mu m$  ve 1000  $\mu m$  çaplarında YIG küreler sistematik ölçümler gerçekleştirilmiştir.

### 4.1 Foton – Magnon Etkileşimi ve SRR seçimi

Üretim sonrası ölçülen rezonans frekansları CST simülasyon sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Aşındırma toleranslarının neden olduğu mikrometrik sapmalar ve konnektör bağlantılarında oluşan kayıplar nedeniyle ölçülen frekanslarda genellikle birkaç on megahertzlik kaymalar gözlemlenmiştir. Ancak bu sapmalar genel tasarım amacını bozmayacak sınırlar içinde kalmıştır. Şekil 4.1'de modifiye RO3010 5 Ghz rezonatörün  $S_{21}$  simülasyon ve deneysel verileri çizdirilmiştir.



**Şekil 4.1:** Modifiye RO3010 5 GHz rezonatörün  $S_{21}$  grafiği.

Üretilen bütün rezonatörlerin simülasyon ve deneysel rezonans frekansları Tablo 4.1 de verilmiştir. İsimlendirilmede kullanılan M, modifiye edilmiş yani yeni tasarım olan rezonatörleri temsil etmektedir.

**Tablo 4.1:** Üretilen rezonatörlerin frekansları ve deneysel karşılaştırılması.

| Rezonatör      | Simülasyon (GHz) | Deneysel (GHz) | Yüzdelik Fark (%) |
|----------------|------------------|----------------|-------------------|
| RO5870 5 GHz   | 5                | 5,057          | 1,14              |
| RO5870 5 GHz M | 5                | 5,045          | 0,9               |
| RO5870 6 GHz   | 6                | 6,068          | 1,13              |
| RO5870 6 GHz M | 6                | 6,06           | 0,92              |
| RO3010 5 GHz   | 5                | 5,05           | 0,96              |
| RO3010 5 GHz M | 5                | 5,04           | 0,74              |
| RO3010 6 GHz   | 6                | 6,06           | 1                 |
| RO3010 6 GHz M | 6                | 6,05           | 0,83              |

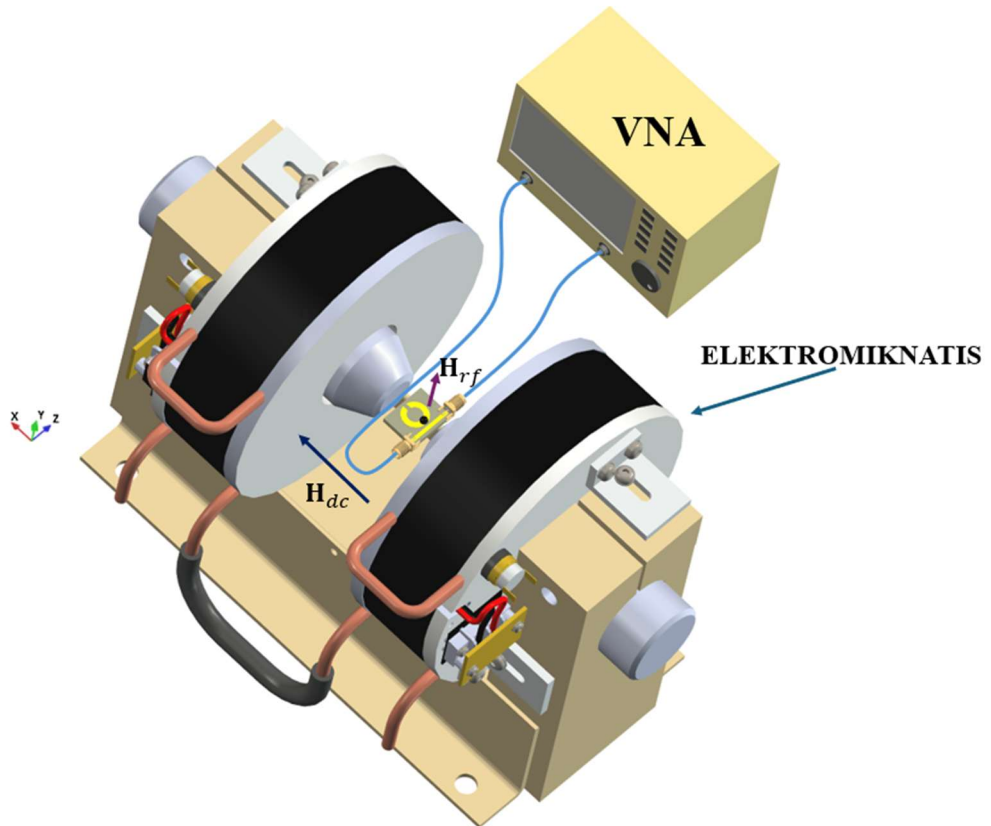
Ayrıca rezonatörlerin Kalite Faktörü (Q) Denklem 2.20 kullanılarak sonuçları Tablo 4.2’de gösterildiği gibi hesaplanmıştır.

**Tablo 4.2:** Üretilen rezonatörlerin kalite faktörleri.

| SRR            | Simülasyon<br>Q Faktör | Deneysel<br>Q Faktör |
|----------------|------------------------|----------------------|
| RO5870 5 GHz   | 111                    | 98                   |
| RO5870 5 GHz M | 88                     | 94                   |
| RO5870 6 GHz   | 80                     | 86                   |
| RO5870 6 GHz M | 82                     | 81                   |
| RO3010 5 GHz   | 44                     | 52                   |
| RO3010 5 GHz M | 42                     | 53                   |
| RO3010 6 GHz   | 39                     | 47                   |
| RO3010 6 GHz M | 38                     | 42                   |

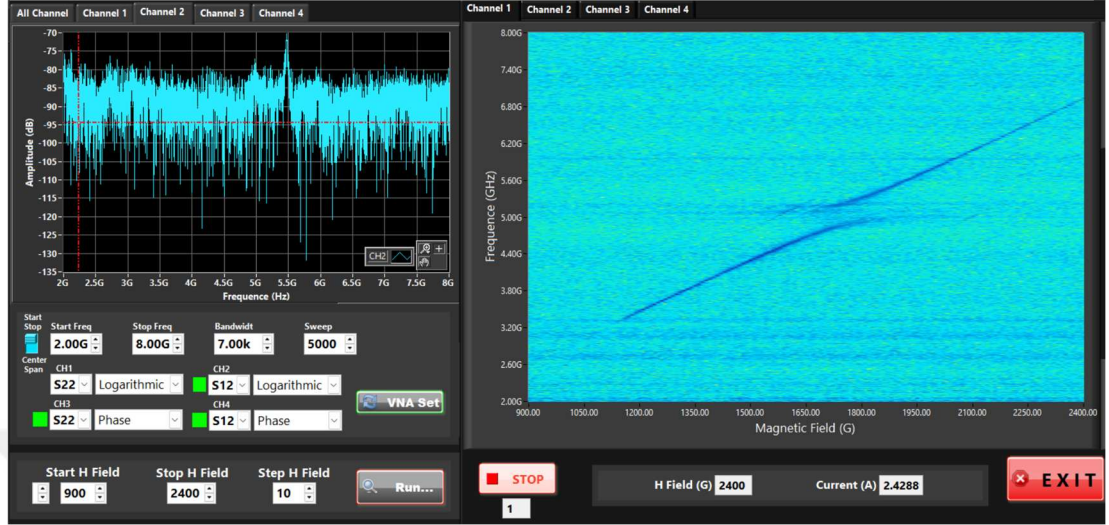
#### 4.1.1 Foton – Magnon Etkileşimi

Etkileşim kuvveti  $g'$ 'nin ölçümü Şekil 4.2'de gösterildiği üzere YIG küreler SRR'ın maksimum  $H_{rf}$  alanına sahip olan yere rezonatör yüzeyi ile YIG arasında herhangi bir mesafe olmadan konularak ölçülür. Dış manyetik alan ile YIG küresinde Kittel mod oluşturulur ve rezonatörde oluşturulan mikrodalga modu ile Kittel mod (magnon) etkileşime girer.



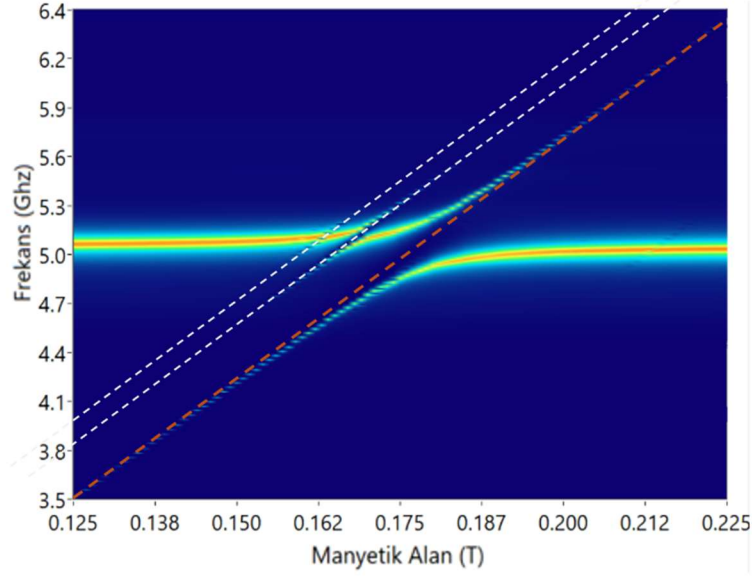
**Şekil 4.2:** Mikrodalga foton-magnon etkileşiminin ölçüm yöntemi.

Ölçümler Labview 2012 programı ile VNA ve Elektromıknatıs kontrolünü yapabilen, alınan verileri grafik hale getirebilen bir program yazılarak yapılmıştır. Şekil 4.3'te yazılan programın ön panel ekran görüntüsü verilmiştir.



Şekil 4.3: Labview programı ön panel ekran görüntüsü.

Ölçüm elektromıknatısın manyetik alanı belirli aralıklar ile artırılarak yapılır. Rezonans frekansına yakın bölgelerde dış manyetik alandan ( $H_{dc}$ ) kaynaklı YIG içerisinde oluşan Kittel mod ve yüksek dereceden modlar, SRR tarafından oluşturulan mikrodalga fotonlar ile etkileşime girer. VNA'da rezonans modu ile magnon modun birbirine eşit dip veya tepe noktalarının arasındaki mesafe etkileşim kuvveti  $2g$ 'yi verir. Her dış manyetik alana karşılık gelen ölçüm verileri bir araya getirilir ise Şekil 4.4'de görülen boşluklar görünür. Bu boşluklar, literatürde 'kaçınılan geçiş' (avoided crossing) olarak adlandırılır. Benzer şekilde bu boşlukların mesafesi  $2g$ 'yi verir. Kırmızı kesikli çizgi ile gösterilen etkileşim Kittel modun kavite modu ile girdiği etkileşimi gösterirken, beyaz kesikli çizgi ile gösterilen etkileşim yüksek dereceden magnon modlarının kavite modu ile etkileşimini göstermektedir. Yani büyük boşluk Kittel mod, küçük boşluklar ise yüksek derece magnon modlarının kavite modu ile etkileşmesinden kaynaklanmaktadır.



**Şekil 4.4:**  $|S_{11}|^2$  parametresi için frekansa ve manyetik alana göre 2 boyutlu renk haritası. Şeklin ortasında mikrodalga foton – magnon etkileşiminden dolayı kaçınılan geçiş boşlukları ortaya çıkmaktadır.

8 farklı rezonatör için bu ölçümler  $300 \mu\text{m}$  çapındaki küre ile yapılmıştır. Etkileşim kuvveti  $g$  Tablo 4.3’ de verilmiştir.

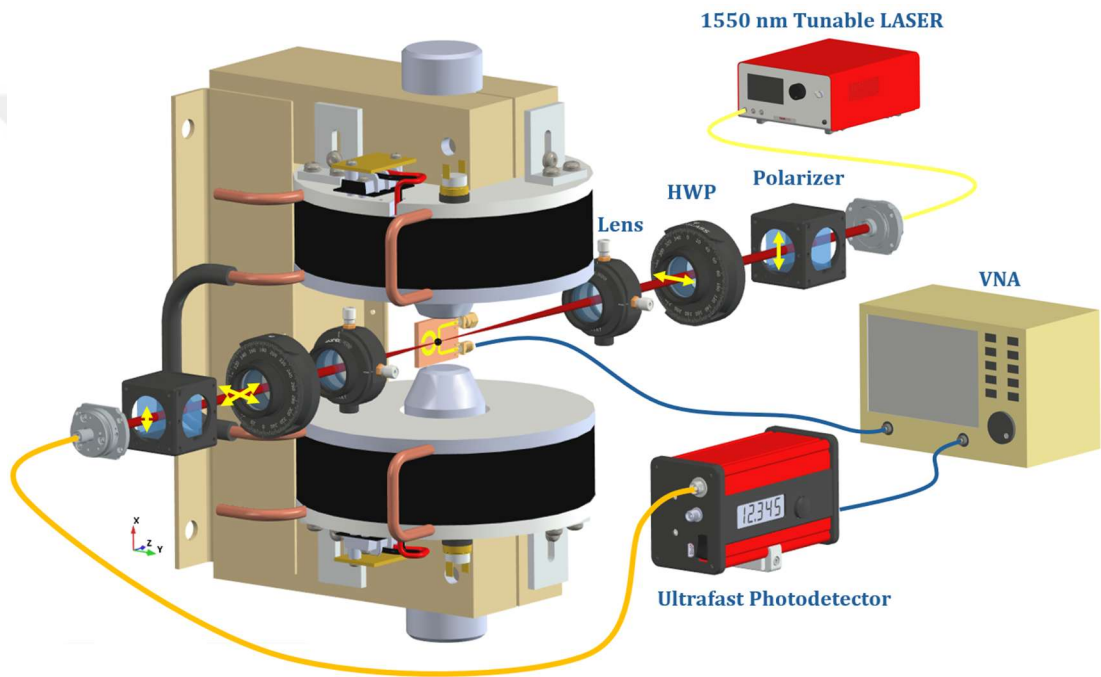
**Tablo 4.3:** 8 farklı rezonatörün ile YIG küre arasındaki etkileşim kuvvetleri.

| Rezonatör      | Etkileşim kuvveti<br>$g$<br>(MHz) |
|----------------|-----------------------------------|
| RO5870 5 GHz   | 73                                |
| RO5870 5 GHz M | 128                               |
| RO5870 6 GHz   | 74                                |
| RO5870 6 GHz M | 151                               |
| RO3010 5 GHz   | 117                               |
| RO3010 5 GHz M | 205                               |
| RO3010 6 GHz   | 136                               |
| RO3010 6 GHz M | 242                               |

Tablo 4.3’teki verilere göre etkileşim kuvveti en fazla RO3010 SRR’da görülmektedir. Foton – Magnon etkileşimlerinde etkileşim kuvvetinin büyük olması mikrodalgadan optiğe olan dönüşümde dönüşüm verimliliğini arttıracak için büyük  $g$ ’ye sahip RO3010 seçilmesi uygun görülmüştür. Ayrıca kullanılan elektromıknatısın ayarlanabilir merkez manyetik alanı yaklaşık olarak 0.17 Tesladır. Rezonatörün 5 GHz olması manyeto statik modların takip edilmesini kolaylaştıracağı için mikrodalgadan optiğe dönüşümünde kullanılmak üzere modifiye RO3010 5 GHz M rezonatör seçilmiştir.

## 4.2 Mikrodalgadan Optiğe Dönüşüm

Mikrodalgadan optiğe dönüşüm mekanizması Şekil 4.5'te gösterilmiştir. Sistem bileşenleri olarak Fiberlast ayarlanabilir 1550 nm lazer, kolimatör, polarizatör, yarım dalga plaka (HWP), düzlem dış bükey (plano konveks) lens, RXM25BF - Multimode Ultrafast Photodetector ve E8364B VNA kullanılmıştır. GMW 3470 Elektromıknatis güç kaynağı olarak da Kepco BOP 20-50MG kullanılmıştır. VNA ve güç kaynağı, LabVIEW 2012 programla diliyle yazılan bir yazılım ile kontrol edilmiştir.

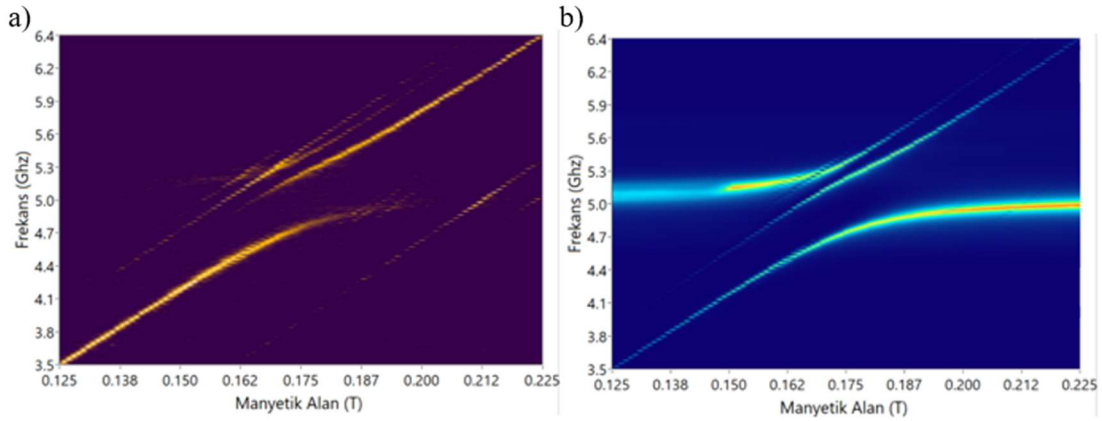


Şekil 4.5: Mikrodalga – Optik dönüşüm deney düzeneği.

Lazerden çıkan optik ışın polarizör ile x ve y ekseninde lineer polarize edilir. Polarize fotonlar HWP kullanılarak polarizasyonun açısı belirlenebilir. y doğrultusundaki polarize fotonlar plano konveks lens ile YIG küresine odaklanır. SRR oluşturduğu mikrodalga (RF) alanın etkisiyle YIG içerisinde  $H_{dc}$  manyetik alana paralel olan manyetik momentler  $H_{dc}$  manyetik alan yönü etrafında presesyon yapmaya başlar. Lazer demeti ilerleme yönünde oluşan AC mıknatıslanma ile etkileşime giren optik fotonların Faraday etkisiyle polarizasyon açıları AC frekansı ile modüle olur. YIG'den geçen optik fotonlar plano konveks lens ile toplanarak doğrusal bir lazer demeti haline getirilir. SRR tarafından etkilenen yani modüle olan ışın demeti ile modüle olamayan ışın demeti polarizör ile ayrılır. Modüle ışın kolimatör ile toplanarak fiber

hattı ile ultrahızlı fotodetektör'e (Ultrafast Photodetector) iletilir. Fotodetektör optik fotonları elektrik sinyallerine dönüştürülür ve VNA ile mikrodalga modülasyon frekansındaki sinyali  $S_{31}$  parametresi olarak ölçümü yapılır.

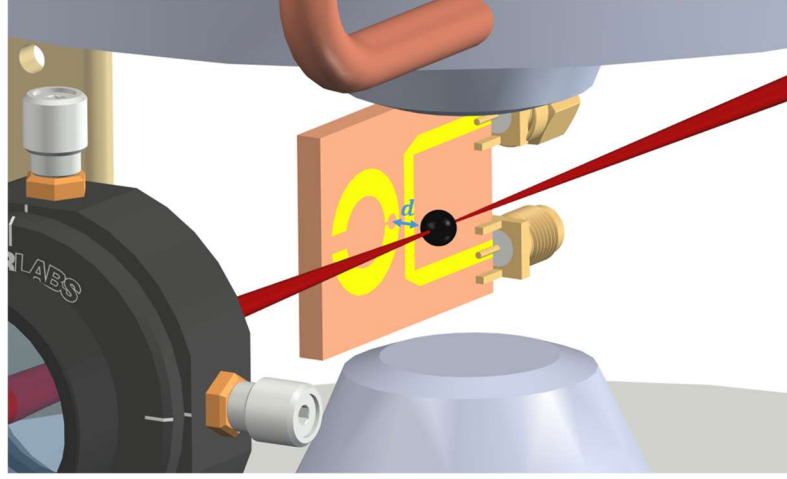
VNA'dan alınan  $S_{11}$  ile  $S_{31}$  verileri ile uygulanan dış manyetik alan bilgisiyle birlikte yoğunluk haritası çıkartılır.  $S_{11}$  grafiği foton-magnon hibritleşmesini gösterirken,  $S_{31}$  grafiği mikrodalgadan kaynaklı modüle edilen yani mikrodalga bilgisini içeren optik foton-magnon etkileşimini gösterir. Şekil 4.6'da 500  $\mu m$  çapındaki kürenin sırasıyla statik manyetik alana karşılık gelen  $|S_{31}|^2$  ve  $|S_{11}|^2$  verileri çizilmiştir.



**Şekil 4.6:** a) Optik foton – Magnon etkileşimi b) Mikrodalga Foton – Magnon etkileşimi.

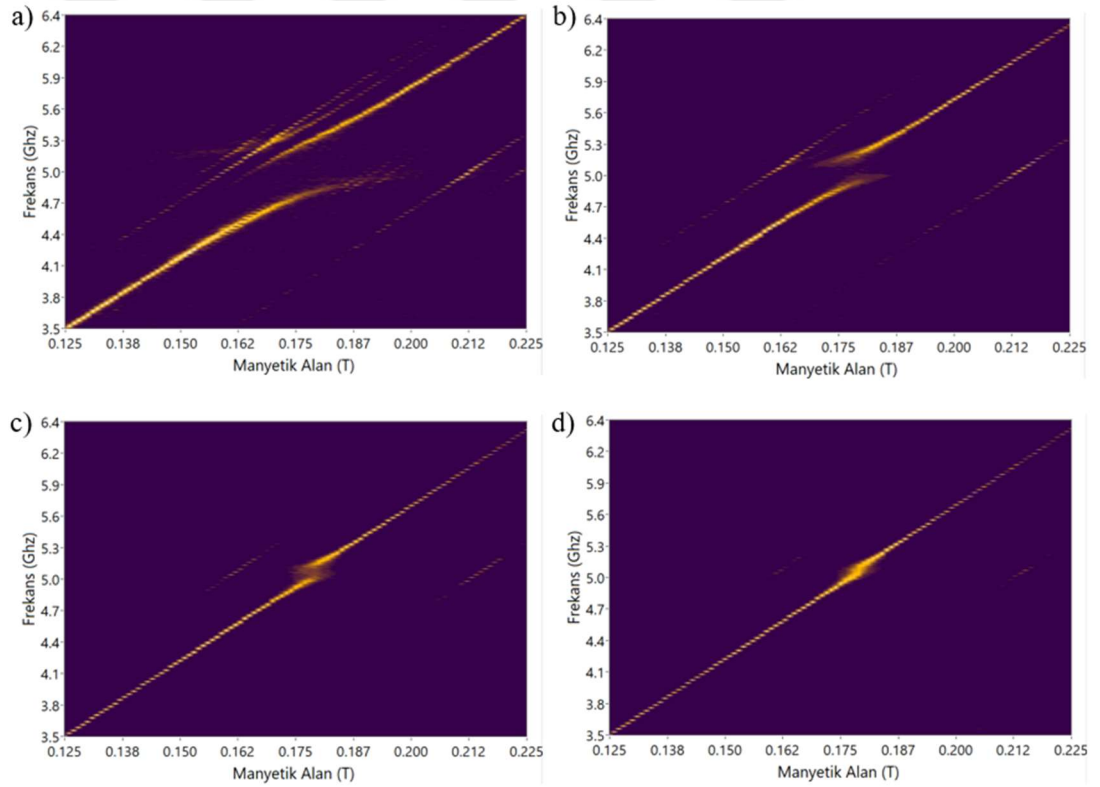
Şekil 4.6'daki manyetik alana karşılık gelen  $|S_{31}|^2$  ve  $|S_{11}|^2$  grafikleri mikrodalgadan optiğe dönüşümün gerçekleştiğini gösteren, Kittel modunun hem mikrodalga foton-magnon hem de optik foton-magnon ile etkileşime girdiğini gösteren grafiklerdir. Dış manyetik alanın değişimi ile değişen kittel modunun frekansı, optik ve mikrodalga bandında aynı frekansı değişimi meydana getirir. Yani iki grafikte kittel modunun frekansı birbiri ile örtüştüğü gözlemlenir.

Ayrıca ölçümler Şekil 4.7'de gösterildiği gibi YIG küre ile rezonatör arasına mesafesiz olmak üzere 250  $\mu m$ , 500  $\mu m$ , 750  $\mu m$  mesafe konularak spektrum ölçümleri yapılmıştır.



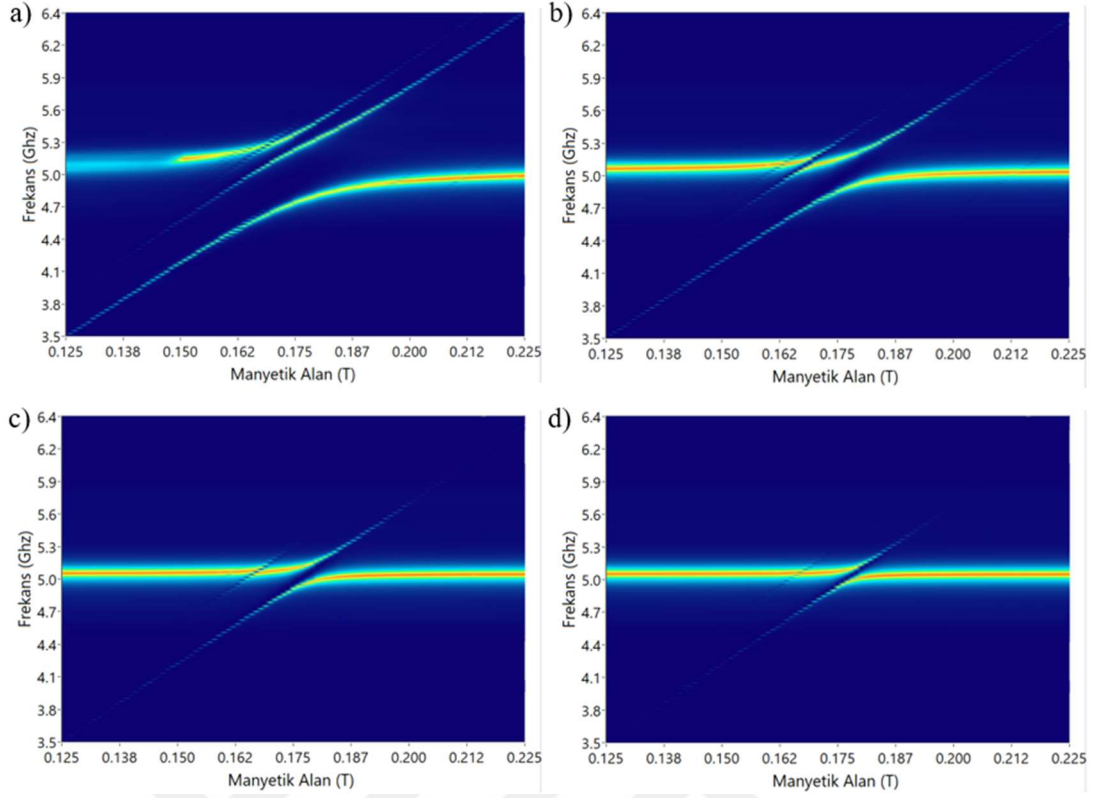
**Şekil 4.7:** YIG ile SRR arasındaki mesafe.

Şekil 4.8 ve 4.9’da gösterildiği gibi  $500\ \mu\text{m}$  çapındaki YIG kürenin mesafe ile ilişkisi  $|S_{31}|^2 - H_{dc}$  ve  $|S_{11}|^2 - H_{dc}$  olacak şekilde çizilmiştir.



**Şekil 4.8:** Mesafeye bağlı  $|S_{31}|^2$  – manyetik alan ölçümü.  
a)  $0\ \mu\text{m}$ , b)  $250\ \mu\text{m}$ , c)  $500\ \mu\text{m}$ , d)  $750\ \mu\text{m}$

Şekil 4.8’de SRR ile YIG küresinin arasındaki mesafe arttıkça yüksek dereceden modların kaybolduğu optik fotonların Kittel modu ile etkileşimin devam ettiği gözlemlenmektedir.  $H_{rf}$  manyetik alanının SRR yüzeyinde daha yoğun olduğu ve yüksek dereceden magnonların uyarımına katkı sağladığı gözlemlenmiştir.

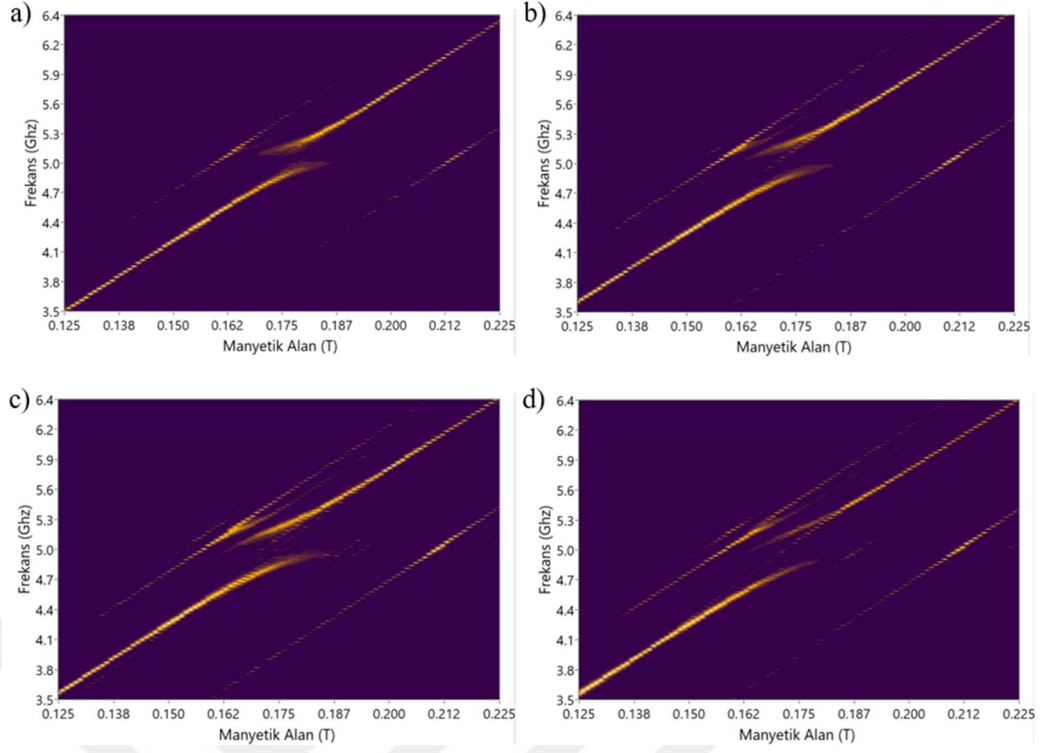


**Şekil 4.9:** Mesafeye bağlı  $|S_{11}|^2$  – manyetik alan ölçümü.  
a)  $0 \mu m$ , b)  $250 \mu m$ , c)  $500 \mu m$ , d)  $750 \mu m$ .

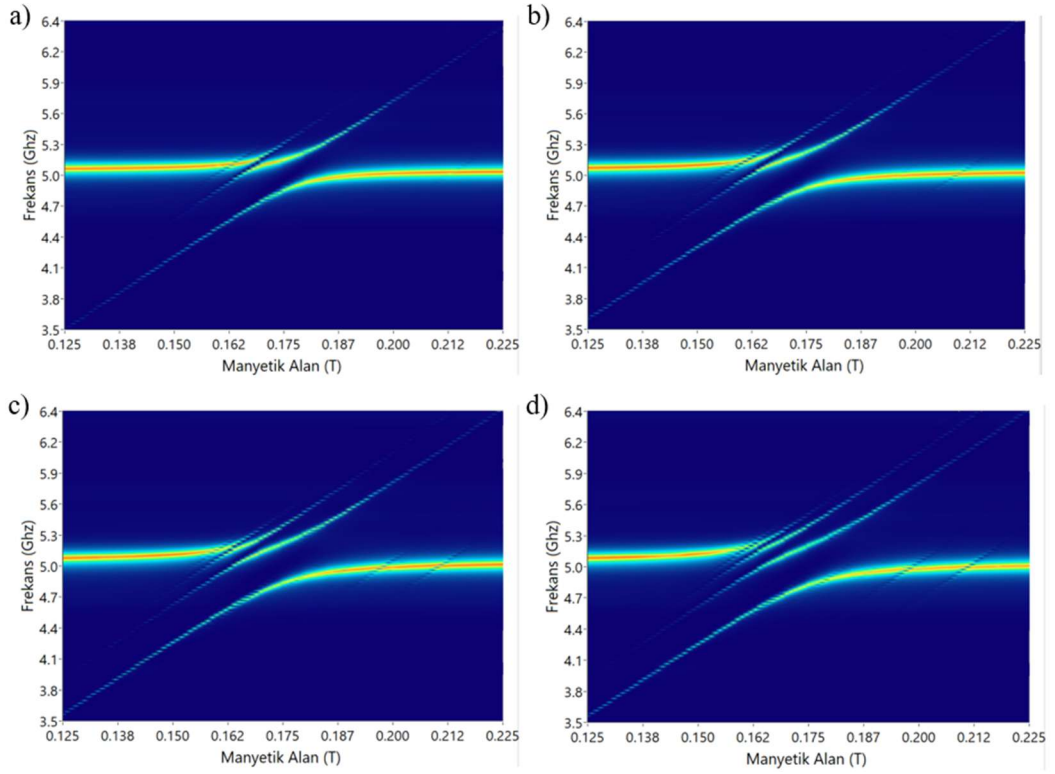
Benzer şekilde Şekil 4.9’da SRR ile YIG küresinin arasındaki mesafe arttıkça yüksek dereceden modların kaybolduğu mikrodalga fotonların Kittel modu ile etkileşimine devam ettiği gözlemlenmektedir.

Şekil 4.10 ve 4.11’de  $250 \mu m$  mesafe ile sırasıyla  $500 \mu m$ ,  $600 \mu m$ ,  $700 \mu m$ ,  $800 \mu m$  çaplarındaki YIG küreler ile  $|S_{31}|^2 - H_{dc}$  ve  $|S_{11}|^2 - H_{dc}$  grafikleri elde edilmiştir.

Şekil 4.9 ve Şekil 4.10’da görüldüğü üzere  $250 \mu m$  mesafede yapılan boyutları birbirinden farklı YIG küreler ile yapılan ölçümlerde kürelerin çapı arttıkça etkileşim kuvvetinin arttığı gözlemlenmiştir. Benzer şekilde küre çapı arttıkça etkileşime giren yüksek dereceden magnon modların da arttığı gözlemlenmiştir.



**Şekil 4.10:** 250  $\mu m$  mesafe ile farklı çaplardaki YIG kürelerin  $|S_{31}|^2$ –manyetik alan ölçümü. Küre çapları sırasıyla;  
a) 500  $\mu m$ , b) 600  $\mu m$ , c) 700  $\mu m$ , d) 800  $\mu m$ .



**Şekil 4.11:** 250  $\mu m$  mesafe ile farklı çaplardaki YIG kürelerin  $|S_{11}|^2$  – manyetik alan ölçümü. Küre çapları sırasıyla;  
a) 500  $\mu m$ , b) 600  $\mu m$ , c) 700  $\mu m$ , d) 800  $\mu m$ .

## 5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde üretilen düzlemsel rezonatörler ve YIG küreleri ile gerçekleştirilen mikrodalga-optik dönüşüm deneylerinin sonuçları sunulmuştur. Elde edilen veriler teorik modeller çerçevesinde analiz edilmiş ve literatürdeki benzer çalışmalarla özellikle 3D kavite sistemleri ile karşılaştırılarak sistemin performansı değerlendirilmiştir [14, 15].

### 5.1 Teorik Analiz Modeli

Dönüşüm verimliliği 2016 yılında R. Hisatomi [14] ile 2020 yıldan Yong Sup Ihn [15] ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışmaların makalelerin teorik temelleri baz alınarak hesaplanmıştır.

Sistemin dinamikleri giriş-çıkış teorisi kullanılarak incelendiğinde çoklu magnon modlarını içeren iletim katsayısı  $S_{21}$  şu şekilde ifade edilmektedir:

$$S_{21}(\omega) = -i \frac{2\kappa_e}{\omega - \omega_c + i\kappa_t - \sum_m g_m^2 \chi_m(\omega)} \quad (5.1)$$

$$S_{11}(\omega) = 1 - \frac{i2\kappa_e}{\omega - \omega_c + i\kappa_t - \sum_m g_m^2 \chi_m(\omega)} \quad (5.2)$$

Bu denklem  $\omega$  mikrodalga frekansını,  $\omega_c$  kovuğun rezonans frekansını,  $\kappa_e$  dış etkileşim kayıp oranını ve  $\kappa_t$  ise kavitenin toplam kayıp oranını ( $\kappa_t = \kappa_e + \kappa_i$ ) temsil etmektedir. Denklemdeki  $\chi_m(\omega)$  magnon modunun duyarlılık fonksiyonudur ve Denklem 5.2 ile tanımlanmıştır:

$$\chi_m(\omega) = [\omega - \omega_m + i\gamma_m]^{-1} \quad (5.3)$$

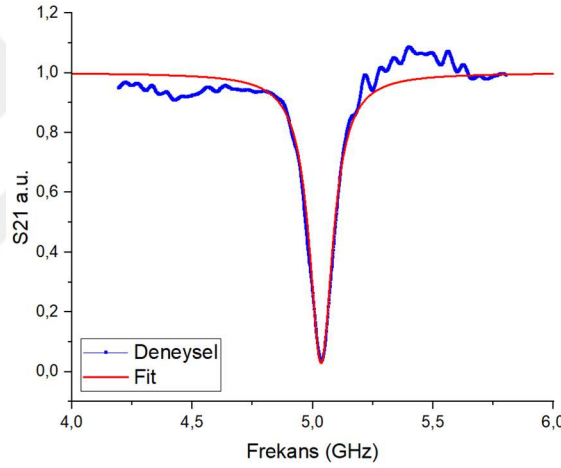
Burada  $\omega_m$  magnon modunun açısıl frekansını,  $\gamma_m$  ise magnon sönümlenme oranını göstermektedir. Bu teorik model deneysel iletim spektrumuna ( $S_{21}$ ) fit yapılarak Kittel modu için magnon-kavite etkileşim kuvveti ( $g_K$ ) ve sönümlenme oranı ( $\gamma_K$ ) gibi kritik sistem parametrelerinin elde edilmesini sağlar.

## 5.2 Rezonatör ve Etkileşim Parametrelerinin Belirlenmesi

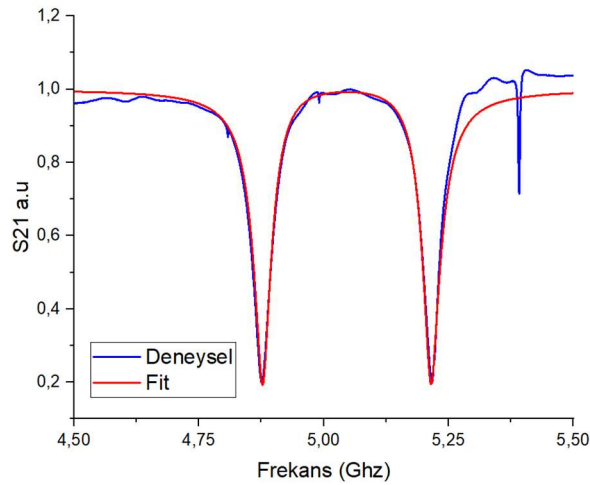
Dönüşüm verimliliği hesaplamalarında kullanılan temel kavite parametreleri  $\kappa_t$  ve  $\kappa_e$  boş rezonatörden alınan  $S_{21}$  ölçümlerinin Denklem 5.4 fonksiyonuna fit edilmesiyle bulunmuştur:

$$S_{21}(\omega) = -i \frac{2\kappa_e}{\omega - \omega_c + i\kappa_t} \quad (5.4)$$

Denklem 5.4 formülünü kullanarak Şekil 5.1 deki gösterildiği gibi fit yapılır ve  $\kappa_e = 35 \text{ Mhz}$ ,  $\kappa_t = 59 \text{ Mhz}$  ve  $\omega_c = 5,034 \text{ Ghz}$  bulunur. Benzer şekilde  $g_K$  ve  $\gamma_K$  değerlerini bulmak için Denklem 5.1' deki formül ile Şekil 5.2 de fit işlemi gerçekleştirilir.



Şekil 5.1: RO3010 5 GHz M rezonatörünün deneysel grafiği ve fit grafiği.



Şekil 5.2: Foton – Magnon etkileşiminin deneysel ve fit grafiği.

### 5.3 Mikrodalga-Optik Dönüşüm Verimliliği

Mikrodalga alanından elde edilen parametrelerin yanı sıra dönüşüm verimliliğini belirleyen en kritik faktörlerden biri optik foton ile Kittel modu arasındaki etkileşim oranıdır  $\delta_K$ . Bu oran, sistemin geometrik yapısına, manyetik özelliklerine ve uygulanan lazer gücüne bağlı olarak aşağıdaki gibi türetilmiştir:

$$\delta_K = \frac{G_K^2 l^2}{16V_m} n_K \frac{P_0}{\hbar\Omega_0} \quad (5.4)$$

Denklem parametreleri  $P_0 = 52 \text{ mW}$  giriş lazer gücü,  $\Omega_0$  Optik alanın frekansı,  $l$  YIG küresinin çapı,  $n_K$  Kittel modu için spin yoğunluğu,  $V_m$  Manyetostatik mod hacmi,  $G_K$  Verdet sabiti ile ilişkili katsayıdır ( $G_K = 4\mathcal{V}/n_K$ ).

Kooperativite parametresi ( $C_K$ ), bir kittel modunun mikrodalga kavite moduna ne kadar verimli bir şekilde bağlandığını gösterir ve şu formülle tanımlanır:

$$C_K = \frac{g_K^2}{\kappa_t \gamma_K} \quad (5.5)$$

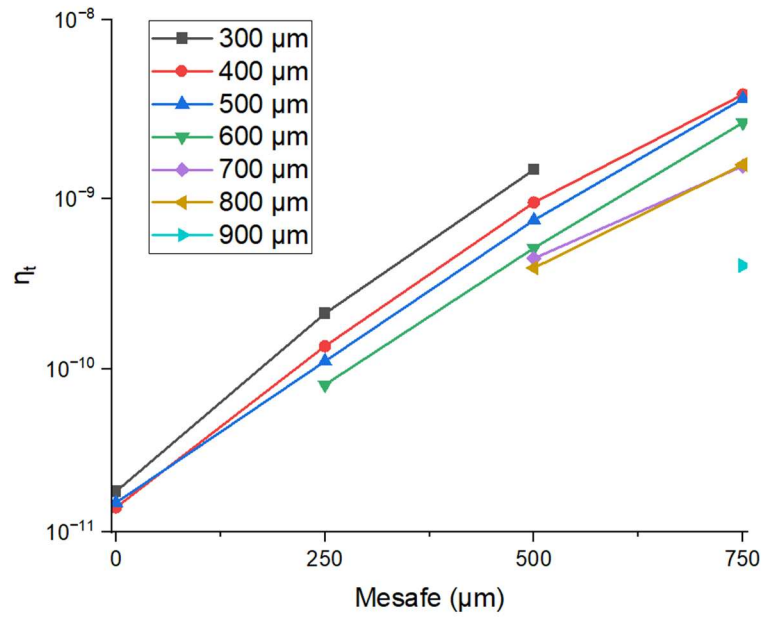
Elde edilen mikrodalga ve optik parametreler ışığında, rezonans koşulları altında ( $\omega - \omega_c = \omega - \omega_K = 0$ ), mikrodalga fotonunun optik fotona dönüşüm verimliliği ( $\eta_t$ ), Kittel modu için şu şekilde ifade edilir:

$$\eta_t = \left( \frac{2\sqrt{\delta_K \kappa_e C_K}}{g_K(1 + C_K)} \right)^2 \quad (5.6)$$

**Tablo 5.1:** Mesafeye ve küre çapına göre verimlilik sonuçları.

| Mesafe ( $\mu m$ ) | Küre çapı ( $\mu m$ ) | $g_K$ (MHz) | $\gamma_K$ (MHz) | $C_K$ | $\delta_K$ (Hz)       | $\eta_t$              |
|--------------------|-----------------------|-------------|------------------|-------|-----------------------|-----------------------|
| 0                  | 300                   | 176         | 18               | 16,76 | $2,16 \times 10^{-2}$ | $1,8 \times 10^{-11}$ |
| 250                | 300                   | 92          | 11               | 7,56  | $7,96 \times 10^{-2}$ | $2,1 \times 10^{-10}$ |
| 500                | 300                   | 50          | 11               | 2,28  | $2,64 \times 10^{-1}$ | $1,47 \times 10^{-9}$ |
| 0                  | 400                   | 217         | 20               | 22,42 | $2,53 \times 10^{-2}$ | $1,4 \times 10^{-11}$ |
| 250                | 400                   | 121         | 13               | 10,68 | $8,20 \times 10^{-2}$ | $1,4 \times 10^{-10}$ |
| 500                | 400                   | 70          | 11               | 4,42  | $2,42 \times 10^{-1}$ | $9,5 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 400                   | 44          | 10               | 1,79  | $6,22 \times 10^{-1}$ | $3,9 \times 10^{-9}$  |
| 0                  | 500                   | 240         | 19               | 29,08 | $3,24 \times 10^{-2}$ | $1,5 \times 10^{-11}$ |
| 250                | 500                   | 143         | 14               | 13,85 | $9,06 \times 10^{-2}$ | $1,1 \times 10^{-10}$ |
| 500                | 500                   | 82          | 17               | 3,9   | $2,76 \times 10^{-1}$ | $7,5 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 500                   | 53          | 10               | 2,88  | $6,54 \times 10^{-1}$ | $3,7 \times 10^{-9}$  |
| 250                | 600                   | 170         | 20               | 13,8  | $9,24 \times 10^{-2}$ | $8,1 \times 10^{-11}$ |
| 500                | 600                   | 106         | 10               | 11,38 | $2,38 \times 10^{-1}$ | $5,2 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 600                   | 69          | 6                | 7,69  | $5,64 \times 10^{-1}$ | $2,7 \times 10^{-9}$  |
| 500                | 700                   | 119         | 12               | 11,4  | $2,59 \times 10^{-1}$ | $4,5 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 700                   | 89          | 7                | 10,61 | $4,63 \times 10^{-1}$ | $1,6 \times 10^{-9}$  |
| 500                | 800                   | 130         | 17               | 9,79  | $2,81 \times 10^{-1}$ | $3,9 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 800                   | 92          | 10               | 8,5   | $5,66 \times 10^{-1}$ | $1,6 \times 10^{-9}$  |
| 500                | 900                   | 137         | 19               | 9,45  | $3,23 \times 10^{-1}$ | $4,1 \times 10^{-10}$ |
| 750                | 1000                  | 100         | 11               | 9,01  | $7,43 \times 10^{-1}$ | $1,7 \times 10^{-9}$  |

Tablo 5.1 incelendiğinde, en yüksek dönüşüm verimliliğinin 500  $\mu m$  mesafede, 300  $\mu m$  çapındaki YIG küresi ile elde edildiği  $\eta_t = 1,47 \times 10^{-9}$  görülmektedir.

**Şekil 5.3:** Verimliliğin küre çapı ve mesafeyle olan ilişkisi.

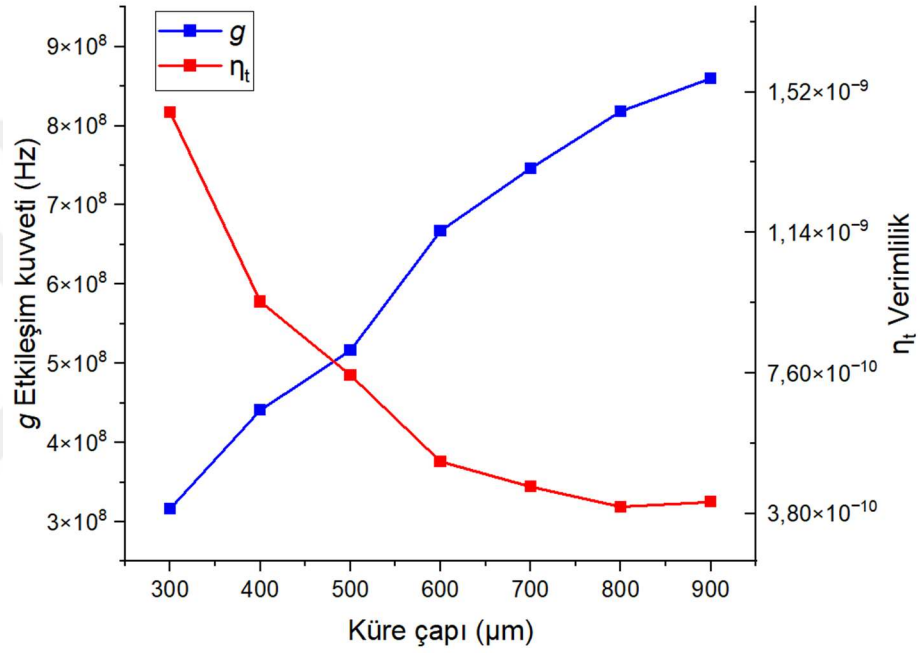
Şekil 5.3’de verimliliğin küre çapı ve mesafeyle olan ilişkisi verilmiştir. Küre çapı arttıkça verimliliğin düştüğü mesafenin artışıyla da verimliliğin arttığı gözlemlenmiştir.

## 5.4 Tartışma

Bu çalışmada tasarlanan ve karakterize edilen düzlemsel Split Ring Rezonatör tabanlı hibrit kuantum dönüşüm sistemi literatürde standart olarak kabul gören üç boyutlu (3D) dikdörtgen mikrodalga kaviteleri ile karşılaştırıldığında, elektromanyetik alan dağılımı ve etkileşim dinamiği açısından temel fiziksel avantajlar ortaya koymaktadır. Referans alınan çalışmalardan Hisatomi ve ark. (2016),  $21 \times 19 \times 3 \text{ mm}^3$  boyutlarında bir 3D kavite kullanarak  $\sim 10^{-10}$  mertebesinde bir dönüşüm verimliliği rapor ederken, Ihn ve ark. (2020),  $20 \times 20 \times 4 \text{ mm}^3$  hacmindeki benzer bir rezonatör yapısıyla  $\sim 1.02 \times 10^{-11}$  seviyesinde bir verimlilik elde etmiştir. Bu tez çalışmasında ise  $300 \text{ }\mu\text{m}$  çapındaki YIG küresi ile optimize edilmiş düzlemsel SRR yapısı kullanılarak, söz konusu literatür değerlerinin üzerinde,  $\eta_t \approx 1.47 \times 10^{-9}$  seviyesinde bir verimlilik değerine ulaşılmıştır.

Gözlemlenen bu verimlilik artışının teorik temeli, foton-magnon etkileşim kuvvetinin  $g$ , rezonatörün mod hacmi ( $V_{mod}$ ) ile olan ters orantılı ilişkisine  $g \propto 1/\sqrt{V_{mod}}$  dayanmaktadır. Hacimsel kaviteler, yüksek Kalite Faktörüne ( $Q$ ) sahip olmalarına rağmen, elektromanyetik enerjiyi santimetre mertebesindeki büyük bir hacme yaydıkları için, milimetrik veya mikrometrik boyutlardaki manyetik numunelerle etkileşimde düşük bir "doluluk oranı" (filling factor) sergilerler. Buna karşın bu çalışmada kullanılan düzlemsel SRR mimarisi mikrodalga manyetik alanını  $H_{rf}$  rezonatörün indüktif halka bölgesindeki  $500 \text{ }\mu\text{m}$  çapındaki boşluk tasarım sayesinde son derece dar bir uzaysal bölgeye hapsetmektedir. CST simülasyonları ve deneysel ölçümlerle doğrulanan bu yüksek manyetik alan lokalizasyonu birim hacim başına düşen foton enerjisi yoğunluğunu arttırarak sınırlı sayıdaki spin ile kavite fotonları arasındaki koherent enerji transferini güçlendirmektedir. Sonuç olarak SRR, sundukları yüksek alan lokalizasyonu ve litografik üretim teknikleriyle çip-üstü (on-chip) entegrasyona uygunlukları sayesinde hacimsel kavitelere kıyasla ölçeklenebilir kuantum ağları için fiziksel olarak daha verimli ve uygulanabilir bir altyapı sunmaktadır.

YIG küresinin geometrik boyutlarının mikrodalga-optik kuantum dönüşüm verimliliği  $\eta_t$  üzerindeki belirleyici rolünü nicel verilerle ortaya koymuştur. Şekil 5.3'te ve Tablo 5.1'de sunulan ölçüm sonuçları incelendiğinde, küre çapının  $300 \mu m$ 'den  $1000 \mu m$ 'ye çıkarılmasıyla mikrodalga-magnon etkileşim kuvvetinin  $g_K$  beklendiği üzere arttığı ancak toplam dönüşüm verimliliğinin sistematik bir düşüş eğilimine girdiği tespit edilmiştir. Bu gözlem İhn ve ark. [15] tarafından rapor edilen teorik ve deneysel bulgularla tam bir uyum içerisinde ve iki temel fiziksel mekanizma ile açıklanmaktadır.

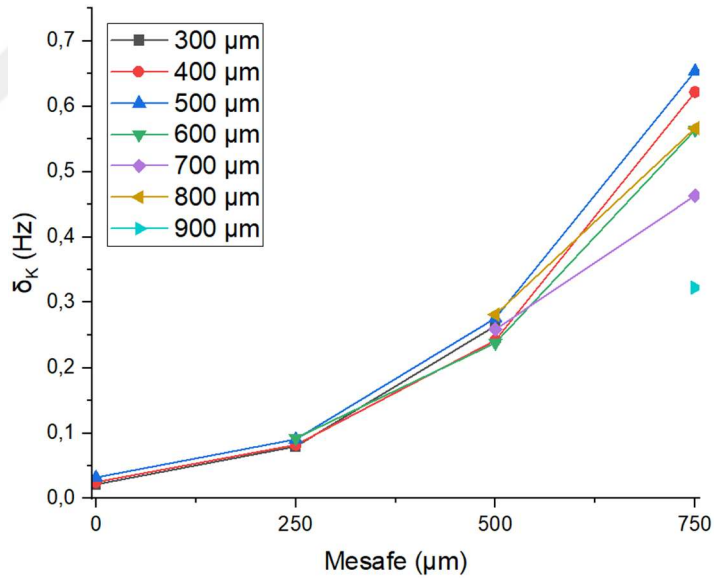


**Şekil 5.4:** Etkileşim kuvveti ve verimliliğin küre çapına göre değişimi.

Birinci ve baskın mekanizma sistemin kooperativite  $C_K$  parametresinin verimlilik fonksiyonu üzerindeki non-lineer etkisidir. Makroskobik spin yaklaşımına göre etkileşim kuvveti toplam spin sayısının kareköküyle ölçeklenir  $g_K \propto \sqrt{N}$ , bu da hacimle birlikte kooperativitenin karesel artışına yol açar. Teorik olarak verimlilik, kooperativite ile doğru orantılı gibi görünse de denklem yapısı gereği  $\eta_t \propto \frac{C_K}{(1+C_K)^2}$  belirli bir noktadan sonra davranış değişmektedir. YIG malzemesi çok yüksek spin yoğunluğuna sahip olduğu için sistem hızla 'güçlü etkileşim rejimine'  $C_K \gg 1$  girmektedir. Bu rejimde kooperativite değeri o kadar büyür ki denklemin paydasındaki karesel ifade  $C_K^2$  paydaki doğrusal ifadeye  $C_K$  baskın gelmeye başlar. Matematiksel olarak bu durum verimliliğin  $1/C_K$  oranında azalmasına, yani sistemin kendi kendini

sönümlemesine yol açar. Şekil 5.4'te görüleceği üzere etkileşim kuvvetini aşırı artırmak verimliliği artırmak yerine ters teperek düşürmektedir. İşte bu nedenle, 300  $\mu\text{m}$  çapındaki küre, kooperativitenin yeterince yüksek olduğu ancak verimliliği düşürecek kadar aşırı yüksek olmadığı sönümleme etkisinin en az hissedildiği en ideal çalışma noktası olarak öne çıkmaktadır.

İkinci kritik faktör ise optik ve manyetik mod hacimleri arasındaki ilişkidir. Şekil 5.4'te görüleceği üzere Optik-Magnon etkileşim oranı  $\delta_K$ , manyetostatik mod hacmi ile ters orantılıdır  $\delta_K \propto 1/V_m$ . Küre hacminin büyümesi foton ve magnon modları arasındaki enerji yoğunluğu etkileşimini zayıflatarak optik eşleşme katsayısını düşürmektedir [14]. Ayrıca büyük hacimli kürelerde spektrumda belirginleşen yüksek dereceli Walker modları, temel Kittel modunun enerjisini parazitik olarak dağıtarak modlar arası karışmaya (mode mixing) neden olmakta ve sinyal saflığını bozmaktadır. Bu nedenlerle mikroskobik boyutlardaki YIG kürelerinin kullanılması hem optomagnonik etkileşim yoğunluğunun artırılması hem de mod seçiciliğinin korunması açısından kuantum dönüşüm uygulamaları için uygun olduğu görülmüştür.



**Şekil 5.5:** Optik eşleşme gücü  $\delta_K$ 'nın mesafe ve küre çapı ile ilişkisi.

Bu tez çalışmasında düzlemsel SRR ve YIG küresi kullanılarak  $\sim 10^{-9}$  mertebesinde mikrodalga-optik dönüşüm verimliliği elde edilmiştir. Ancak Tablo 5.1'deki veriler incelendiğinde sistemin pratik kuantum ağlarında kullanımı için gerekli verimlilik seviyelerinin önündeki temel engelin, optik fotonlar ile magnonlar arasındaki zayıf etkileşim  $\delta_K$  olduğu görülmektedir. Şekil 5.5'deki deneysel sonuçlar, mikrodalga

tarafında YIG'in yüksek spin yoğunluğu sayesinde yüzlerce MHz seviyesinde güçlü bir eşleşme  $g_K$  sağlandığını buna karşın optik tarafta eşleşme oranının  $hz$  mertebesinde kaldığını göstermektedir. Hisatomi ve ark. tarafından da belirtildiği üzere, mevcut deney düzeneğinde ışığın manyetik ortamdan "tek geçişli" (single-pass) etkileşimi, manyeto-optik modülasyon verimini sınırlamaktadır.

Gelecek çalışmalarda bu darboğazı aşmak ve dönüşüm verimliliğini artırmak için iki temel strateji öngörülmektedir. Sisteme bir optik kavite Whispering Gallery Modes (WGM) entegrasyonudur. YIG küresinin aynı zamanda yüksek kaliteli bir optik rezonatör olarak çalıştırılması, fotonların malzeme içerisindeki etkileşim süresini uzatarak optik eşleşme oranını  $\delta_K$  artıracaktır. Mikrodalga, magnon ve optik modların eşzamanlı rezonansa girdiği "üçlü rezonans" koşulunun sağlanmasıyla, verimliliğin teorik olarak  $10^{-3}$  seviyelerine taşınması mümkündür [14, 15].

## KAYNAKLAR

- [1] H.J. Kimble, "The quantum internet", *Nature*, 453 (2008) 1023-1030.
- [2] J.I. Cirac, P. Zoller, H.J. Kimble, H. Mabuchi, "Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network", *Physical Review Letters*, 78 (1997) 3221.
- [3] B. Julsgaard, C. Grezes, P. Bertet, K. Mølmer, "Quantum memory for microwave photons in an inhomogeneously broadened spin ensemble", *Physical review letters*, 110 (2013) 250503.
- [4] M. Wallquist, K. Hammerer, P. Rabl, M. Lukin, P. Zoller, "Hybrid quantum devices and quantum engineering", *Physica Scripta*, 2009 (2009) 014001.
- [5] J. Walowski, M. Münzenberg, "Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics", *Journal of Applied Physics*, 120 (2016).
- [6] J. Huang, P. Kumar, "Observation of quantum frequency conversion", in: *International Quantum Electronics Conference*, Optica Publishing Group, 1992, pp. FrF1.
- [7] B. Abdo, K. Sliwa, F. Schackert, N. Bergeal, M. Hatridge, L. Frunzio, A.D. Stone, M. Devoret, "Full coherent frequency conversion between two propagating microwave modes", *Physical review letters*, 110 (2013) 173902.
- [8] F. Lecocq, J.B. Clark, R.W. Simmonds, J. Aumentado, J.D. Teufel, "Mechanically mediated microwave frequency conversion in the quantum regime", *Physical review letters*, 116 (2016) 043601.
- [9] M. Soltani, M. Zhang, C. Ryan, G.J. Ribeill, C. Wang, M. Loncar, "Efficient quantum microwave-to-optical conversion using electro-optic nanophotonic coupled resonators", *Physical Review A*, 96 (2017) 043808.
- [10] K. Stannigel, P. Rabl, A.S. Sørensen, P. Zoller, M.D. Lukin, "Optomechanical transducers for long-distance quantum communication", *Physical review letters*, 105 (2010) 220501.
- [11] R.W. Andrews, R.W. Peterson, T.P. Purdy, K. Cicak, R.W. Simmonds, C.A. Regal, K.W. Lehnert, "Bidirectional and efficient conversion between microwave and optical light", *Nature physics*, 10 (2014) 321-326.
- [12] S. Barzanjeh, M. Abdi, G.J. Milburn, P. Tombesi, D. Vitali, "Reversible optical-to-microwave quantum interface", *Physical Review Letters*, 109 (2012) 130503.
- [13] Y.-D. Wang, A.A. Clerk, "Using interference for high fidelity quantum state transfer in optomechanics", *Physical review letters*, 108 (2012) 153603.

- [14] R. Hisatomi, A. Osada, Y. Tabuchi, T. Ishikawa, A. Noguchi, R. Yamazaki, K. Usami, Y. Nakamura, "Bidirectional conversion between microwave and light via ferromagnetic magnons", *Physical Review B*, 93 (2016) 174427.
- [15] Y.S. Ihn, S.-Y. Lee, D. Kim, S.H. Yim, Z. Kim, "Coherent multimode conversion from microwave to optical wave via a magnon-cavity hybrid system", *Physical Review B*, 102 (2020) 064418.
- [16] Y. Tabuchi, S. Ishino, T. Ishikawa, R. Yamazaki, K. Usami, Y. Nakamura, "Hybridizing ferromagnetic magnons and microwave photons in the quantum limit", *arXiv preprint arXiv:1405.1913*, (2014).
- [17] X. Zhang, C.-L. Zou, L. Jiang, H.X. Tang, "Strongly coupled magnons and cavity microwave photons", *Physical review letters*, 113 (2014) 156401.
- [18] D.M. Pozar, "Microwave engineering: theory and techniques", John wiley & sons, 2021.
- [19] V.J. Urick, K.J. Williams, J.D. McKinney, "Fundamentals of microwave photonics", John Wiley & Sons, 2015.
- [20] S.L. Dexheimer, "Terahertz spectroscopy: principles and applications", CRC press, 2017.
- [21] J.-S.G. Hong, M.J. Lancaster, "Microstrip filters for RF/microwave applications", John Wiley & Sons, 2004.
- [22] P. Sánchez-Lotero, J. Palacios, "Critical fields for vortex expulsion from narrow superconducting strips", *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 75 (2007) 214505.
- [23] A. Rumiantsev, N. Ridler, "VNA calibration", *IEEE Microwave magazine*, 9 (2008) 86-99.
- [24] T. Reveyard, S. Hernández, S. Mons, E. Ngoya, "SOLT and SOLR calibration methods using a single multiport "thru" standard connection", in: 2020 95th ARFTG Microwave Measurement Conference (ARFTG), IEEE, 2020, pp. 1-4.
- [25] B. Sauviac, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov, "Double split-ring resonators: Analytical modeling and numerical simulations", *Electromagnetics*, 24 (2004) 317-338.
- [26] D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Physical review letters*, 84 (2000) 4184.
- [27] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena", *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 47 (1999) 2075-2084.

- [28] K.J. Dehning, M. Hitzemann, A. Gossmann, S. Zimmermann, "Split-ring resonator based sensor for the detection of amino acids in liquids", *Sensors*, 23 (2023) 645.
- [29] A. Buragohain, G.S. Das, Y. Beria, A.J.A. Al-Gburi, P.P. Kalita, T. Doloi, "Highly sensitive differential hexagonal split ring resonator sensor for material characterization", *Sensors and Actuators A: Physical*, 363 (2023) 114704.
- [30] T. Reinecke, J.-G. Walter, T. Kobelt, A. Ahrens, T. Scheper, S. Zimmermann, "Design and evaluation of split-ring resonators for aptamer-based biosensors", *Journal of Sensors and Sensor Systems*, 7 (2018) 101-111.
- [31] R. Bojanic, V. Milosevic, B. Jekanovic, F. Medina-Mena, F. Mesa, "Enhanced modelling of split-ring resonators couplings in printed circuits", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 62 (2014) 1605-1615.
- [32] J. Muñoz-Enano, P. Vélez, M. Gil, F. Martín, "Planar microwave resonant sensors: A review and recent developments", *Applied Sciences*, 10 (2020) 2615.
- [33] I. Royo, R. Fernández-García, I. Gil, "Microwave resonators for wearable sensors design: a systematic review", *Sensors*, 23 (2023) 9103.
- [34] J.D. Baena, J. Bonache, F. Martín, R.M. Sillero, F. Falcone, T. Lopetegi, M.A. Laso, J. García-García, I. Gil, M.F. Portillo, "Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines", *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 53 (2005) 1451-1461.
- [35] B.Z. Rameshti, S.V. Kusminskiy, J.A. Haigh, K. Usami, D. Lachance-Quirion, Y. Nakamura, C.-M. Hu, H.X. Tang, G.E. Bauer, Y.M. Blanter, "Cavity magnonics", *Physics Reports*, 979 (2022) 1-61.
- [36] J.C. Maxwell, "A treatise on electricity and magnetism", Clarendon Press google schola, 2 (1873) 3408-3425.
- [37] C. Potts, "Cavity Magnomechanics: Dynamical Backaction", (2022).
- [38] Q. Chen, Z. Huang, B. Fang, R. Li, Y. Xiao, H. Lai, Q. Guo, W. Lv, L. Wang, S. Dong, "Long-distance coupling of standing spin waves mediated by a charge current", *Physical Review B*, 110 (2024) 224427.
- [39] C. Kittel, "On the theory of ferromagnetic resonance absorption", *Physical review*, 73 (1948) 155.
- [40] D. Menard, R. Barklie, "Electron Paramagnetic and Ferromagnetic Resonance", in: *Handbook of Magnetism and Magnetic Materials*, Springer, 2021, pp. 1297-1331.
- [41] D.D. Stancil, A. Prabhakar, "Spin waves", Springer, 2009.

- [42] N. Lambert, J. Haigh, A. Ferguson, "Identification of spin wave modes in yttrium iron garnet strongly coupled to a co-axial cavity", *Journal of Applied Physics*, 117 (2015).
- [43] M.T. Kaffash, "Emergent Spin Dynamics in Magnetic Nanostructures and Magnonic Hybrid Systems", University of Delaware, 2024.
- [44] L.R. Walker, "Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance", *Physical Review*, 105 (1957) 390.
- [45] H. Yuan, Y. Cao, A. Kamra, R.A. Duine, P. Yan, "Quantum magnonics: When magnon spintronics meets quantum information science", *Physics Reports*, 965 (2022) 1-74.
- [46] C.G. Montgomery, R.H. Dicke, E.M. Purcell, "Principles of microwave circuits", 1st, 1987.
- [47] E. Almpanis, G.P. Zouros, N. Papanikolaou, "Spherical optomagnonic resonators", in: *Optomagnonic Structures: Novel Architectures for Simultaneous Control of Light and Spin Waves*, World Scientific, 2021, pp. 243-297.
- [48] R. Morris, A. Van Loo, S. Kosen, A. Karenowska, "Strong coupling of magnons in a YIG sphere to photons in a planar superconducting resonator in the quantum limit", *Scientific Reports*, 7 (2017) 11511.
- [49] J. Nemerich, "Contribution of the two-magnon process to magnetostatic-mode relaxation", *Physical Review*, 136 (1964) A1657.
- [50] G. Wiese, "Parametric excitation of spherical modes in ferromagnetic spheres by perpendicular and parallel pumping", *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 82 (1991) 453-463.
- [51] B. Bhoi, S.-K. Kim, "Photon-magnon coupling: historical perspective, status, and future directions", *Solid State Physics*, 70 (2019) 1-77.
- [52] A. Osada, R. Hisatomi, A. Noguchi, Y. Tabuchi, R. Yamazaki, K. Usami, M. Sadgrove, R. Yalla, M. Nomura, Y. Nakamura, "Cavity optomagnonics with spin-orbit coupled photons", *Physical review letters*, 116 (2016) 223601.
- [53] X. YANG, J. LAN, Z. WEI, R. SU, Y. LI, Z. WANG, Y. LIU, C. HE, X. LONG, "High quality and large size yttrium iron garnet crystal grown by top seeded solution growth technique", *无机材料学报*, 38 (2023).
- [54] B. Bhoi, T. Cliff, I. Maksymov, M. Kostylev, R. Aiyar, N. Venkataramani, S. Prasad, R. Stamps, "Study of photon–magnon coupling in a YIG-film split-ring resonant system", *Journal of Applied Physics*, 116 (2014).
- [55] B. Bhoi, B. Kim, J. Kim, Y.-J. Cho, S.-K. Kim, "Robust magnon-photon coupling in a planar-geometry hybrid of inverted split-ring resonator and YIG film", *Scientific reports*, 7 (2017) 11930.

- [56] M. Harder, L. Bai, C. Match, J. Sirker, C. Hu, "Study of the cavity-magnon-polariton transmission line shape", *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 59 (2016) 117511.
- [57] M. Harder, C.-M. Hu, "Cavity spintronics: An early review of recent progress in the study of magnon–photon level repulsion", *Solid State Physics*, 69 (2018) 47-121.
- [58] A. Girich, S. Nedukh, S. Polevoy, K. Sova, S. Tarapov, A. Vakula, "Enhancement of the microwave photon-magnon coupling strength for a planar fabricated resonator", *Scientific Reports*, 13 (2023) 924.
- [59] M.T. Kaffash, D. Wagle, A. Rai, T. Meyer, J.Q. Xiao, M.B. Jungfleisch, "Direct probing of strong magnon–photon coupling in a planar geometry", *Quantum Science and Technology*, 8 (2022) 01LT02.
- [60] S. Verma, A. Maurya, R. Singh, B. Bhoi, "Control of photon-magnon coupling in a planar hybrid configuration", *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 37 (2024) 1163-1171.
- [61] Z. Ma, Y. Zhang, W. Guo, Z. Yue, "Strong photon–magnon coupling at microwave and millimeter-wave frequencies in planar hybrid circuits", *Applied Physics Letters*, 121 (2022).
- [62] A. Ikesue, Y. Aung, R. Yasuhara, Y. Iwamoto, "Giant Faraday rotation in heavily ce-doped YIG bulk ceramics", *Journal of the European Ceramic Society*, 40 (2020) 6073-6078.

## ÖZGEÇMİŞ

Eren DOĞAN, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde başladığı lisans eğitimini Gebze Teknik Üniversitesi Temel Bilimler Fakültesi Fizik Bölümü'nde tamamlamıştır. 2023 yılında Gebze Teknik Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başlamıştır. Bu süreçte Kuantum Optik laboratuvarının kurulmasına öncülük etmiş NQR/NMR ve Kuantum Radar projelerine katkı vermiştir.



## TEZ METNİNDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

Eren D., Erdem D., Bulat R., (2025), “Investigation of Photon–Magnon Interaction with YIG Sphere in Microwave Resonators and Coupling Strength Analysis”, 9th GTU Graduate Research Symposium, 55, Kocaeli, Türkiye, 26-27 May 2025

