

**T.C.**

**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ  
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ  
ENSTİTÜSÜ**

**ULTRA İNCE GEÇİŞ METAL FİLMLERİN  
(PtCo, Py/Cr)KRİSTALOGRAFİK YAPILARI  
VE MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN  
BELİRLENMESİ**

**Mustafa ERKOVAN**

**DOKTORA TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**GEBZE**

**2010**



**T.C.**

**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ**

**MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ  
ENSTİTÜSÜ**

**ULTRA İNCE GEÇİŞ METAL FİLMLERİN  
(PtCo, Py/Cr)KRİSTALOGRAFİK YAPILARI  
VE MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN  
BELİRLENMESİ**

**Mustafa ERKOVAN**

**DOKTORA TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Tez Danışmanı**

**Yrd. Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK**

**GEBZE**

**2010**



## DOKTORA TEZİ JÜRİ ONAY SAYFASI

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun .....tarih ve ...../..... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 28/10/2010 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Mustafa ERKOVAN'ın tez çalışması Fizik Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

### JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Yrd. Doç. Dr. Osman ÖZTÜRK

ÜYE

:Prof. Dr. Bekir AKTAŞ

ÜYE

:Doç.Dr. Mustafa ÖZDEMİR

ÜYE

:Doç.Dr. Bulat RAMEEV

ÜYE

:Yrd. Doç. Dr. Mehmet TARAKÇI

### ONAY

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

İMZA/MÜHÜR

## ÖZET

### TEZİN BAŞLIĞI: ULTRA İNCE GEÇİŞ METAL FİLMLERİN (Py/Cr, PtCo) KRİSTALLOGRAFİK YAPILARI VE MAGNETİK ÖZELLİKLERİNİN BELİRLENMESİ

TEZİN YAZARI: MUSTAFA ERKOVAN

Ultra ince tabakalardan oluşan üçlü Py/Cr/Py katlı manyetik filmler değişen Cr tabakası kalınlığına göre magnetron saçırma ile sentezlenmiştir. Manyetik özellikleri FMR kullanılarak karakterize edilmiştir. Çok katlı manyetik filmlerin üretilmesinde kullanılmak üzere farklı stokimtride  $Pt_xCo_{1-x}$  ikili alaşımlar magnetron saçırma ve e-beam kullanılarak epitaksial ve poli kristal filmler yetiştirilmiştir. Kimyasal ve yapısal karakterizasyonları UHV şartlarında XPS, LEED, ve XPD ile karakterize edilmiştir. Manyetik özellikleri ise FMR ile gözlemlenmiştir.

Çok katlı magnetik filmlerle ilgili olarak gerçekleştirilen çalışmada ferromagnetik tabaka olarak permollay kullanılmasındaki en önemli faktör permollayın soft magnetik malzeme olması ve düşük magnetik alanlarda kolaylıkla yönlendiriliyor olması etkili oldu. Non-magnetik tabaka olarak krom seçilmesi ise büyütülürken kesinlikle topaklama yapmaması ve büyütüldüğü yüzeyi tamamen kapatabiliyor olması etkili oldu. Hazırlanan filmlerde permollay tabaka kalınlıkları birbirinden farklı (20 Å ve 30 Å) olarak seçilerek iki tabakanın farklı rezonans alan değerlerinde rezonansa gitmeleri sağlandı ve ara non-magnetik tabaka krom kalınlığı 4-40 Å aralığında 1 Å' lük adımlarla tarandı ve FMR tekniği ile magnetik özellikleri incelendi ve geliştirilen teorik program yardımıyla hazırlanan yapının tüm magnetik özellikleri ortaya konuldu. Özellikle tabakalar arası exchange parametresi için ara tabaka krom kalınlığına bağlı olarak osilasyon davranışı gözlemlendi. Osilasyon periyodu 11 Å olarak tespit edildi ve 22 Å krom kalınlığında yine aynı davranış yani tabakalar arası etkileşimin anti-ferromagnetik olduğu gözlemlendi. Ara tabaka kalınlığı 30 Å kalınlıktan büyük olduğunda ise artık iki ferromagnetik tabakanın birbiri ile anti-ferromagnetik etkileşim yapmadığı da tespit edildi.

Farklı kimyasal oranlarda hazırlanan PtCo alaşımlarının ilk olarak alaşım oluşturmak için hazırlanması gereken sıcaklığın ince filmlerde, bulk filmlere göre farklı olduğu ortaya konuldu. Yapılan XPS ve FMR çalışmalarının sonucundan ultra ince PtCo için alaşımlandırma sıcaklığının 450 °C olarak tespit edildi. Tek FMR piki 450 °C sıcaklık ve üzerindeki sıcaklıklarda hazırlanan örneklerde gözlemlenmiştir. Düşük sıcaklıklarda ise iki farklı rezonans piki alaşımlandırmanın olmadığını platin ve kobaltın tabaka tabaka büyüdüğüne işaret ve platinin kobaltın magnetik özelliklerine herhangi bir etkinsin olmadığı yani kendi doğasındaki gibi non-magnetik özellik gösterdiğine işaret etmektedir. Platinin kobalt üzerine etkisinin net bir biçimde anlaşılması için farklı kimyasal oranlarda hazırlanan PtCo alaşım filmlerle aynı kalınlıkta bir kobalt film hazırlanmış ve bu filmin FMR ölçümleri referans amaçlı olarak kullanılarak platinin magnetik özelliklere etkisi net olarak ortaya konulmuştur.

PtCo alaşımlarda platinin net bir magnetik moment kazanması ve özellikle platin ve kobalt'ın eşit kimyasal oranlarda alaşımlandırılması epitaksiyel olarak büyütülen  $L1_0$  fazı alaşımlarının yüksek magnetokristalline anizotropiye sahip olmaları ve literatürde yapılan çalışmalarda özellikle kalın olarak hazırlanan ve kristallografik özelliklerin XRD ile çalışılmış olmasından dolayı, bu yapının daha ince kalınlıklarda kristallografik yapının çözülmesinde XRD den çok daha etkili teknik olan XPD ile karakterizasyonu gerçekleştirildi. Yapılan XPD çalışmasında PtCo alaşım malzemenin 1ML' dan daha yukarılara çıkıldıkça ( $\sim 100\text{\AA}$ ) dahi alt taş yapının yüzey latis parametresini koruduğu görülmüştür. Bu özelliği PtCo' ın çok katlı manyetik epitakial film yetiştirilmesinde çok iyi bir ara ferromanyetik katman olacağını göstermiştir.

## SUMMARY

### **THE SUBJECT OF THESIS: CHARACTERIZING CRYSTALLOGRAPHIC STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF ULTRA THIN METAL FILMS (Py/Cr AND PtCo)**

### **AUTHOR NAME: MUSTAFA ERKOVAN**

The ultra-thin Py/Cr/Py trilayer system were investigated as a function of Cr thicknesses by using FMR and dc magnetization measurement techniques. To develop a good FM interlayer candidate for magnetic multilayer films, thin films of  $\text{Pt}_x\text{Co}_{1-x}$  were growth by magnetron sputtering and e-beam deposition technique. The magnetic properties were analyzed by FMR. XPS, XPD and LEED were used to analyze the chemical stoichiometry and structure of alloy films.

The Py/Cr/Py trilayer system was deposited on Si (100) substrates by dc and/or rf-magnetron sputtering technique. The base pressure was  $3 \times 10^{-9}$  mbar. The Cr layer thickness was increased by 0.1 nm from 0.2 nm to 4 nm. The suitable thicknesses of magnetic layers were investigated to observe exchange coupling between ferromagnetic layers through metallic Cr spacer. The FMR measurements were done as a function of angle of external dc field with respect to the film surface. Two strong and well resolved peaks were observed for two main mode of FMR excitation as the field orientations close to film normal. It was observed that the relative positions of the strong and the weak modes were interchanged for particular thickness of Cr as well. It has been found that the relative position depend on nature (sign) of the exchange coupling constant between magnetic layers through Cr spacer. The exchange coupling constant changed sign for every 1.1 nm steps in the spacer thickness.

Thin films of  $\text{Pt}_x\text{Co}_{1-x}$  were growth by magneto sputtering and e-beam techniques in Ultra High Vacuum (UHV) conditions. In general, well defined atomic position is essential to understand the various properties of ultra thin materials. In

this work, XPD results confirmed that  $\text{Pt}_x\text{Co}_{1-x}$  alloys commensurate perfectly to the substrate crystal structures. It was observed that non-magnetic Pt had effect on the magnetization of ferromagnetic Co because of hybridization in alloys, and Pt is acting as paramagnetic component in the PtCo alloys. Meanwhile, growth temperature effected significantly the relation between Co and Pt atoms. It was concluded that the hybridizations occurs over  $450^\circ\text{C}$  of growth temperature.

## TEŞEKKÜR

Deneysel çalışmayı özellikle UHV sistemlerin kullanımı, tasarımı konusunda bana her zaman yardımcı olan, tezimin her aşamasında ilk doktora öğrencisi olma ayrıcalığını bana hissettiren danışman hocam **Yrd. Doç Dr. Osman ÖZTÜRK**' e, doktora girmemden Araştırma Görevlisi olmama kadar ve tezimin magnetizma kısımlarında büyük desteğini gördüğüm hocam ve fizik bölüm başkanı **Prof. Dr. Bekir AKTAŞ**' a, Sputtering kaplama sistemini tüm detayları ile bana öğreten sayın hocam **Yrd. Doç. Dr. Mehmet TARAKÇI** ya ve Ferromagnetik rezonans konusunda benden yardımlarını esirgemeyen sayın hocalarım, **Doç.Dr. Bulat RAMEEV** e ve **Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR**' e sonsuz teşekkürlerimle.

Mesai ve oda arkadaşım **Arş. Gör. Ali Ş. AHSEN**' e, **Uzman Melek TÜRKSOY**' a ve lisans öğrencisi olmasına rağmen laboratuvarımızdaki mekanik işlerde büyük özveriyle çalışan **İsmet GELEN**' e ve son olarak GYTE Fizik bölümü tüm Araştırma Görevlisi arkadaşlarıma da teşekkürlerimi sunuyorum.

Son olarak bana her zaman destek olan **babam, annem** ve eşim **Ayşen ERKOVAN**' a ve kızım **S.Naz ERKOVAN**' a en içten dileklerle teşekkürlerimi sunuyorum.

# İÇİNDEKİLER

|                                                                    |      |
|--------------------------------------------------------------------|------|
| ÖZET                                                               | iv   |
| SUMMARY                                                            | vi   |
| TEŞEKKÜR                                                           | viii |
| İÇİNDEKİLER                                                        | ix   |
| SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ                                     | xii  |
| ŞEKİLLER DİZİNİ                                                    | xv   |
| ÇİZELGELER DİZİNİ                                                  | xxii |
| 1. GİRİŞ                                                           | 1    |
| 1.2 Çalışmanın Motivasyonu                                         | 2    |
| 1.3 Tezin İçeriği                                                  | 3    |
| 2. İNCE FİLM HAZIRLAMA TEKNİKLERİ                                  | 5    |
| 2.1 Sıçratma Tekniği ve Tarihsel Gelişimi                          | 5    |
| 2.1.1 Manyetik Alanda Sıçratma                                     | 7    |
| 2.1.2 Geleneksel Dengeli Manyetik Alanda Sıçratma                  | 9    |
| 2.1.3 Dengesiz Manyetik Alanlar                                    | 10   |
| 2.1.4 Kapalı Alan Dengesiz Manyetik Alanda Sıçratma                | 11   |
| 2.1.5 Darbeli Manyetik Alanda Sıçratma                             | 12   |
| 2.2 E-Beam Tekniği                                                 | 14   |
| 3. FİLM YÜZEY KARAKTERİZASYONU                                     | 15   |
| 3.1 Düşük Enerjili Elektron Difraksiyonu (LEED)                    | 15   |
| 3.2 X-Ray Fotoelektron Difraksiyonu (XPD)                          | 20   |
| 3.2.1. Giriş                                                       | 20   |
| 3.2.2 XPD Teorisi                                                  | 22   |
| 3.3 X Ray Fotoelektron Difraksiyonunun Uygulamaları                | 28   |
| 3.3.1 Tek Kristal Yüzeyler                                         | 28   |
| 3.3.2 Epitaksiyel Tabakalar                                        | 29   |
| 3.3.3 MSCD Programının Tanıtımı                                    | 31   |
| 3.3.3.1 MSCD Paket Programının Kullanımı                           | 31   |
| 3.3.3.2 MSCD Veri Dosyaları                                        | 31   |
| 4. MAGNETİZMA VE FERROMAGNETİK REZONANS                            | 35   |
| 4.1 Ferromagnetizma                                                | 35   |
| 4.1.1 Curie-Weiss Yasası                                           | 35   |
| 4.2 Magnetik Anizotropiler                                         | 36   |
| 4.2.1 Magnetik Anizotropilere Genel Bir Bakış                      | 36   |
| 4.2.2 Magnetokristalline Anizotropi                                | 37   |
| 4.2.3 Şekil Anizotropi                                             | 48   |
| 4.2.4 Magnetoelastik Anizotropi                                    | 51   |
| 4.2.5 Magnetik Yüzey ve Interface Anizotropileri                   | 53   |
| 4.3 Ferromagnetik Rezonans (FMR)                                   | 56   |
| 4.3.1 Miknatıslanmanın Hareket Denklemi                            | 56   |
| 5 ÇOK KATLI MAGNETİK FİMLER                                        | 64   |
| 5.1 Giriş                                                          | 64   |
| 5.2 Çok Katlı Magnetik Yapıların Magnetik Özellikleri              | 68   |
| 5.2.1 Tabakalar Arası Exchange Çiftlenimi                          | 68   |
| 5.2.2 Biquadratik Exchange Çiftlenimi                              | 72   |
| 5.2.3 Anizotropi Enerjisi                                          | 74   |
| 5.2.4 Anizotropi Enerjisinin Magnetik Tabaka Kalınlığına Bağlılığı | 74   |

|                                                                                |     |
|--------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.2.5 Anizotropi Enerjisinin Non-Magnetik Tabaka Kalınlığına Bağlılığı         | 77  |
| 5.3 Dev Magnetodirenç (GMR)                                                    | 77  |
| 5.3.1 Dev Magnetodirenç Etkisinin Fiziksel Kökeni                              | 79  |
| 5.4 Magnetik Çok Katlı Sistemlerde Ferromagnetik Rezonans                      | 81  |
| 5.5 Çok katlı Filmler İçin Teorik Model                                        | 81  |
| 5.5.1 Çok Katlı Filmlerin Magnetik Enerjisi                                    | 81  |
| 5.5.1.1 Zeeman Enerji                                                          | 81  |
| 5.5.1.2 Demagnetizasyon Enerjisi                                               | 83  |
| 5.5.1.3 Ara Katman Değiş-Tokuş Enerjisi (Exchange) Enerjisi                    | 83  |
| 5.5.1.4 Anizotropi Enerjisi                                                    | 85  |
| 5.5.1.5 İki Katlı Magnetik Filmlerin Rezonans Koşulu                           | 86  |
| 5.5.1.6 İki Katlı Magnetik Filmlerde Mikrodalganın Etkisi                      | 90  |
| 5.5.1.7 Bloch Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı                    | 93  |
| 5.5.1.8 Gilbert Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı                  | 95  |
| 6 Çok Katlı Magnetik Filmlerle İlgili Deneysel Sonuçlar                        | 99  |
| 6.1 Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub> /Cr Çok Katlı Magnetik Filmler           | 99  |
| 6.2 Magnetik Ölçümler                                                          | 103 |
| 6.3 Deneysel Bulgular                                                          | 104 |
| 6.4 FMR Spektrumların Simülasyonu                                              | 109 |
| 6.5 Sonuçlar                                                                   | 112 |
| 7 PtCo Alaşımların Özelliklerinin İncelenmesi                                  | 114 |
| 7.1 Pt <sub>x</sub> Co <sub>1-x</sub> Alaşımlar                                | 114 |
| 7.1.1 PtCo ile İlgili Yapısal Bilgiler                                         | 115 |
| 7.1.2 L <sub>10</sub> Fazı Alaşımları                                          | 118 |
| 7.1.3 Kristallografik Açından L <sub>10</sub> Magnetik Malzemeler              | 119 |
| 7.1.4 L <sub>10</sub> Alaşımların Kristallografik İncelemesi                   | 119 |
| 7.1.5 L <sub>10</sub> Yapısında Simetri ve Domain Formasyonlarının Değişimi    | 121 |
| 7.1.6 Kristallografik Domainler                                                | 122 |
| 7.1.7 Ferromagnetik Domainler                                                  | 123 |
| 7.1.8 Magnetik Düzen                                                           | 124 |
| 7.1.9 Curie Sıcaklıkları                                                       | 126 |
| 7.1.10 Atomik Skalada L <sub>10</sub> Miknatısların Özellikleri                | 127 |
| 7.2 PtCo Alaşım İnce Filmler Ve Deneysel Bulgular                              | 130 |
| 7.2.1 Giriş                                                                    | 130 |
| 7.2.2 Kobalt ve Platin' in Kaplama Hızlarının Belirlenmesi                     | 130 |
| 7.2.3 PtCo Alaşımlarının Sıcaklığa Bağlılığının Araştırılması                  | 131 |
| 7.2.4 PtCo Alaşım İnce Filmlerin Hazırlanması                                  | 134 |
| 7.2.5 Kobalt İnce Filmin Hazırlanması                                          | 137 |
| 7.2.6 Magnetik Ölçüm Sonuçları                                                 | 138 |
| 7.3 Sonuçlar                                                                   | 144 |
| 8. Epitaksiyel PtCo Alaşım Filmler ve Kristallografik Karakterizasyonu         | 146 |
| 8.1 Giriş                                                                      | 146 |
| 8.2 PtCo/Pt(111)                                                               | 147 |
| 8.3 Epitaksial İnce film PtCo/Pt (111)-R00                                     | 149 |
| 8.4 E-Beam İle Epitaksiyel L <sub>10</sub> Fazına Sahip PtCo Film Hazırlanması | 155 |
| 8.4.1 E-Beam İçin Kaplama Yerinin Tespiti                                      | 155 |
| 8.4.2 E-Beam İçin Kalınlık Kalibrasyonu                                        | 157 |
| 8.4.3 PtCo Büyütme Parametreleri                                               | 163 |
| 8.5 20 Å -100 Å Kalınlığında Epitaksiyel PtCo/Pt (111)-R30 İnce Film           | 166 |
| 8.6 Sonuç                                                                      | 171 |

|                                |     |
|--------------------------------|-----|
| 9. SONUÇ                       | 173 |
| 9.1 Çok Katlı Manyetik Filmler | 174 |
| 9.2 Alaşım Filmler             | 175 |
| 9.3 Fotoelektron Difraksiyonu  | 176 |
| KAYNAKLAR                      | 177 |
| ÖZGEÇMİŞ                       | 190 |

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

|                    |                                      |
|--------------------|--------------------------------------|
| QCM                | Quartz Crystal Monitoring            |
| APB                | Antifaz Sınır Enerjisi               |
| XPS                | X Ray Fotoelektron Spektroskopisi    |
| XPĐ                | X Ray Fotoelektron Difraksiyonu      |
| LEED               | Düşük Enerji Elektron Difraksiyonu   |
| MSCD               | Çoklu Saçılım Difraksiyon Hesabı     |
| SSC                | Tekli Saçılma Difraksiyon            |
| FMR                | Ferromagnetik Rezonans               |
| EPR                | Elektron Paramagnetik Rezonans       |
| Py                 | Permollay                            |
| Cr                 | Krom                                 |
| DC                 | Doğru Akım                           |
| RF                 | Radyo Frekansı                       |
| OPG                | Out of Plane Geometri                |
| IPG                | In plane Geometri                    |
| VSM                | Vibrating Sample Magnetometry        |
| IMFP               | Elastik Olmayan Ortalama Yol         |
| ASF                | Atomik Hassasiyet Faktörü            |
| $\Phi$             | Azimuthal Açđ                        |
| $\Theta$           | Polar Açđ                            |
| XRD                | X Ray Difraksiyonu                   |
| FCC                | Yüzey Merkezli Kübik Yapı            |
| HCP                | Hekzagonal Sıkı Paket Yapı           |
| $\vec{a}$          | Lattice vektörü                      |
| $\vec{b}$          | Lattice Vektörü                      |
| eV                 | Elektron Volt                        |
| $\gamma(\theta_j)$ | Bağlı Faz Kayması                    |
| R                  | Atomik Konum Vektörü                 |
| R-A yaklaşımı      | Rehr-Alber Yaklaşımı                 |
| $J_{ij}$           | İki Atom Arası Exchange Parametresi  |
| $H_{exch}$         | Heisenberg Değiş Tokuş Hamiltoniyeni |

|                                |                                                        |
|--------------------------------|--------------------------------------------------------|
| $\vec{S}_i$                    | Toplam Magnetik Moment                                 |
| C                              | Curie Sabiti                                           |
| $T_C$                          | Curie Sıcaklığı                                        |
| $E_{crys}$                     | Magnetokristalline Enerji                              |
| $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ | Doğrultman Kosinüsleri                                 |
| $K_i$                          | Magnetokristalline Sabiti                              |
| $\vec{H}_{demag}$              | Demagnetizasyon Alanı                                  |
| $K_{\text{şkl}}^V$             | Şekil anizotropi Sabiti                                |
| $K_{in}$                       | Hacimden Kaynaklanan Anizotropi Parametresi            |
| $K^V$                          | Hacme Bağlı Magnetokristalline Anizotropi Parametresi  |
| $K^S$                          | Yüzeye Bağlı Magnetokristalline Anizotropi Parametresi |
| UHV                            | Ultra Yüksek Vakum                                     |
| $\gamma$                       | Jiromagnetik Oran                                      |
| $\mu_s$                        | Spin Açısall Moment                                    |
| $\vec{P}_s$                    | Spin Açısall Momentum                                  |
| $\vec{P}_j$                    | Toplam Açısall Momentum                                |
| S                              | Spin Kuantum Sayısı                                    |
| L                              | Orbital Kuantum Sayısı                                 |
| J                              | Yörünge Kuantum Sayısı                                 |
| $\vec{H}$                      | Magnetik Alan                                          |
| $A_{12}$                       | Bilineer Çiftlenim Katsayısı                           |
| $B_{12}$                       | Biquadratik Çiftlenim Katsayısı                        |
| RKKY                           | Ruderman-Kittel-Kosuya-Yosida                          |
| $k_f$                          | Fermi Yüzeyindeki Dalga Vektörü                        |
| $\Lambda$                      | Osilasyon Periyodu                                     |
| FM                             | Ferromagnetik Malzeme                                  |
| NM                             | Non-Magnetik Malzeme                                   |
| $e_\theta$                     | Mıknatıslanmanın Polar Bileşeni Birim Vektörü          |
| $e_\varphi$                    | Mıknatıslanmanın Azimuthal Bileşeni Birim Vektörü      |
| $\alpha$                       | Gilbert Tipi Sönüm Sabiti                              |
| $M_s$                          | Doyum Mıknatıslanması                                  |

|                  |                                |
|------------------|--------------------------------|
| $\omega$         | Açısal Frekans                 |
| $H_{eff}$        | Efektif Mıknatıslanma          |
| $E_d$            | Demagnetizasyon Enerjisi       |
| $E_{exc}$        | Exchange Enerjisi              |
| $E_Z$            | Zeeman Enerjisi                |
| GMR              | Dev Magnetodirenç              |
| $K_{eff}^i$      | Anizotropi Enerjisi Sabiti     |
| $R_p$            | Paralel Durumdaki Direnç       |
| $R_{AP}$         | Antiparalel Durumdaki Direnç   |
| $R_{\uparrow}$   | Spin Yukarı Durumu İçin Direnç |
| $R_{\downarrow}$ | Spin Aşağı Durumu İçin Direnç  |
| $\Delta H$       | Magnetik Alan Değişimi         |
| $d$              | Nonmagnetik Tabaka Kalınlığı   |
| Å                | Angström                       |
| MBE              | Moleküler Beam Epitaxy         |
| CVD              | Chemical Vapour Deposition     |
| E-Beam           | Elektron Beam Deposition       |

## ŞEKİLLER DİZİNİ

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               |    |
|-----|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.1 | Sıçratma tekniğinde kullanılan sistemin şematik gösterimi.                                                                                                                                                                                                                                                                    | 6  |
| 2.2 | Dairesel düzenli magnetik alan                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 8  |
| 2.3 | a) Konvansiyonel magnetik alan. b) Dengesiz magnetik alan                                                                                                                                                                                                                                                                     | 10 |
| 2.4 | Çiftli manyetik alan sistemlerinde manyetik alan düzeni                                                                                                                                                                                                                                                                       | 12 |
| 3.1 | Ewald küresi. Burada $\vec{k}$ yüzeye gönderilen elektron dalga vektörüdür(hk) ile de ters örgü çubuklarının her ters ağ noktalarını göstermektedir                                                                                                                                                                           | 17 |
| 3.2 | $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2} R45^\circ)$ üst yapısının şematik gösterimi. Dolu daireler yüzeyde absorbe olan oksijeni, boş daireler ise Pd alttaş malzemeyi göstermektedir. Soldaki resimde bu yüzeyden alınan LEED deseni, sağda ise bu yüzeyin gerçek uzay görüntüsü verilmiştir.                                            | 19 |
| 3.3 | Bazı tipik LEED desenleri (solda), ve LEED desenlerinin elde edildiği yapının gerçek uzay görüntüleri (sağda). Üsteki resimde temiz fcc (111) yüzeyinden alınan LEED resmi ve gerçek uzay görüntüsü. Alttaki resimde ise fcc (111) yüzeyi üzerine yapılan kaplamadan sonra alınan (2x2) LEED deseni ve gerçek uzay görüntüsü. | 20 |
| 3.4 | Dalga vektörünün $\vec{k}_{  }$ bileşenin kristalden sökülen elektronun yüzeye doğru hareketi boyunca korunumu                                                                                                                                                                                                                | 21 |
| 3.5 | GYTE nanoteknoloji laboratuvarında kullanılan XPD deney düzeneğinin şematik gösterimi                                                                                                                                                                                                                                         | 22 |
| 3.6 | X- Ray' ın örnek üzerine düşmesinden sonra sökülen foto elektronların gerçekleştirebileceği saçılmalar.                                                                                                                                                                                                                       | 25 |
| 3.7 | Van Hove grubunca yapılmış CPU zamanının yaklaşımın derecesine göre değişim grafiği.                                                                                                                                                                                                                                          | 27 |
| 4.1 | Doğrultman kosinüslerinin tanımı                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 37 |
| 4.2 | Kübik simetride $K_I > 0$ durumunda enerji yüzeyi için kolay ve                                                                                                                                                                                                                                                               | 44 |

- zor mıknatıslanma eksenleri (bcc Fe için). Kübik simetride  $K_I < 0$  durumunda enerji yüzeyi için kolay ve zor mıknatıslanma eksenleri
- 4.3 Mıknatıslanma eğrileri. (a) bcc-Fe, (b) fcc-Ni ve (c) hcp-Co. 44  
Kolay mıknatıslanma eksenleri Fe için [100], Ni için [111] ve Co için [0001] yönelimleridir. Bu karakterizasyon yapılırken en küçük dış magnetik alana değerinde doyuma giden yönelim en kolay yönelim olarak tanımlanır.
- 4.4 Nikel için magnetokristalline anizotropi sabitleri  $K_I$  ve  $K_2$  için 45  
sıcaklığa bağlı değişimi.
- 4.5 Sol: Unaxial simetri için enerji yüzeyi  $K_I > 0$  durumunda. Kolay 46  
mıknatıslanma eksenini [0001] yönü boyuncadır. Sağ: Unaxial simetri için enerji yüzeyi  $K_I < 0$  durumunda. [0001] yönü zor mıknatıslanma yönüdür artık
- 4.6 Kobalt için magnetokristalline anizotropi sabitlerinin sıcaklıkla 46  
değişimi.
- 4.7 FeCo alaşımının oda sıcaklığında farklı kimyasal oranlar için  $K_I$  ve 47  
 $K_2$  için anizotropi sabitlerinin kobalt oranına bağlı değişimi.
- 4.8 Co/Pd çok katlı sisteminde Co ince film tabakanın kalınlığının 54  
fonksiyonu olarak magnetik anizotropisi. Grafikteki doğrunun eğiminden  $K^V$  belirlenirken, doğrunun kobalt kalınlığının sıfır olduğu nokta birleştirilmesi ile de  $2K^S$  belirlenir.
- 4.9 Au/Co (0001)/Au(111) sisteminin farklı kobalt kalınlıkları için 55  
histerisiz eğrileri. Sol: Film düzlemine dik geometride yapılan ölçümler. Sağ: film düzlemine paralel geometride yapılan ölçümler.
- 4.10 Bir elektronun magnetik momenti  $\vec{m}$ , açısal momentum 57  
 $\vec{P}$  ile  $\mu_0 \vec{m} = -\gamma \vec{P}$  bağıntısı ile bağlıdır, burada  $\gamma$  jiromagnetik orandır ve  $\gamma = \mu_0 |e| / 2 m_e g = 1.0125 \times 10^{-5} \text{ g}$  ile verilir.  
(a) Eğer elektronun sadece spini varsa,  $g \approx 2$ 'dir. (b) Eğer sadece orbital momenti varsa  $g = 1$ 'dir. (c) Her ikisinde sahip olması durumunda ise (4.47) bağıntısıyla hesaplanır.
- 4.11 Mıknatıslanmanın statik magnetik alan içerisindeki hareketi. 60

|      |                                                                                                                                                                                                          |    |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
|      | a) Dampingin olmadığı durumda, mıknatıslanmanın statik magnetik alan etrafında presesyon yapar ve mıknatıslanmanın magnetik alan boyunca bileşeni sabit kalır.                                           |    |
|      | b) Dampingin olduğu durumda, mıknatıslanma vektörü $\vec{a}$ ' da ki dairesel yörüngenin yerine spiral bir yörünge izler ve damping mıknatıslanmayı $\vec{H}$ ' a doğru yaklaştırmak için torku uygular. |    |
| 4.12 | İki damping mekanizması. (1) Direk olarak lattice etki. (2) İlk önce magnonlara ayrılma sonra lattice içine transfer.                                                                                    | 62 |
| 5.1  | Magnetik çok katlı yapıların temel yapısı ve tabakalar arası mümkün etkileşimler.                                                                                                                        | 65 |
| 5.2  | Çok katlı magnetik sistemler ile yay sistemleri arasındaki benzerlik.                                                                                                                                    | 65 |
| 5.3  | a) Mıknatıslanma vektörleri aynı yöndeki hareketi akustik mod.<br>b) Mıknatıslanma vektörleri birbirlerine göre zıt yönde hareketi optik mod.                                                            | 66 |
| 5.4  | a) $30\text{\AA}$ (Py)/ $4\text{\AA}$ Cr/ $20\text{\AA}$ Py ' a ait FMR spekturumu.<br>b) $30\text{\AA}$ (Py)/ $10\text{\AA}$ Cr/ $20\text{\AA}$ Py ' a ait FMR spekturumu                               | 67 |
| 5.5  | $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}/\text{Ru}/\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ sistemi için Ru kalınlığıyla exchange sabitinin değişimi.                                                                          | 68 |
| 5.6  | MOKE magnetometresi kullanılarak (a) Fe(14ML)/Mo(6.3 ML)/Fe(14ML) için ferromagnetik çiftlenimin gözlenmesi. (b) Aynı sistem için Mo kalınlığı 7.6 ML olduğunda gözlenen antiferromagnetik çiftlenim.    | 68 |
| 5.7  | Krom kalınlığına bağlı olarak doyum (solda) mıknatıslanmasını ve magneto dirençin (sağda) değişimi. (Fe/Cr magnetik çok katlı yapısının 4.2 K ' deki davranışı)                                          | 69 |
| 5.8  | Fe ve Cr elektronlarının spin yukarı ve spin aşağı durumlarının interface' e dik durumdaki enerjiye bağlı dalga fonksiyonun gösterimi.                                                                   | 73 |
| 5.9  | $K_{eff}$ değerinin kobalt kalınlığı ile çağrımının Co/Pt sistemi için Co film kalınlığına bağlı değişimi                                                                                                | 75 |
| 5.10 | Manyetik alanın fonksiyonu olarak direnç değişimi çok katlı yapısının 4.2 K ' deki davranışı.                                                                                                            | 78 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |     |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.11 | Dev magnetodirenç mekanizması                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 80  |
| 5.12 | Manyetik ve manyetik olmayan metallerden oluşan üç katlı yapı ve bu yapı için kullanılan koordinat sistemi                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 82  |
| 5.13 | İki katlı filmin mıknatıslanmaları $\overline{M}_1$ ve $\overline{M}_2$ 'nin yönelimi ve kullanılan koordinat sistemi.                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 84  |
| 6.1  | Tek tabaka 10 Å, 20Å, 30 Å kalınlıklarındaki Py filmlerine ait hem paralel hem de dik geometri için FMR spektrumları.                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 102 |
| 6.2  | Si (100) üzerine büyütülen magnetik çok katlı filmlerin sistematiği.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | 103 |
| 6.3  | FMR ölçümlerini sırasında kullanılan geometri.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 104 |
| 6.4  | Py (30Å)/Cr(7Å)/Py (20Å) için deneysel ve simülasyondan elde edilen spektrumlar, dış magnetik alan örneğe hem paralel hem de dik olduğunda.                                                                                                                                                                                                                                                             | 105 |
| 6.5  | Tabakalar arası ferromagnetik (solda) ve anti-ferromagnetik (sağda) çiftlenim için iki örnek. Her bir tabaka için ac mıknatıslanmanın azimuthal (a1 ve b1) ve polar (a2 ve b2) bileşenlerinin dış dc magnetik alanın fonksiyonu olarak, optik ve akustik modların dinamik mıknatıslanma bileşenlerinin gösterimi. Ara tabaka kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklere ait FMR spektrumları (a3 ve b3). | 106 |
| 6.6  | Krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklerin açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi.                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 107 |
| 6.7  | Ara tabaka kalınlığının 10 Å için zor mıknatıslanma ekseninde boyunca histerisiz eğrisi. Ara tabaka krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklere ait hem IPG hem de OPG' deki histerisiz eğrileri.                                                                                                                                                                                                    | 108 |
| 6.8  | Tüm örneklerin teorik model kullanılarak elde edilen tabakalar arası Exchange çiftlenim parametresinin Cr kalınlığına bağlı olarak değişimi                                                                                                                                                                                                                                                             | 112 |
| 7.1  | PtCo faz diyagramı.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 117 |
| 7.2  | Doyum mıknatıslanma ( $M_s$ ) değerine göre magnetokristalline anizotropi enerjileri ( $K_u$ ), ●: L1 <sub>0</sub> düzenli yapısındaki alaşımları, ○: nadir toprak geçiş metal alaşımları, ▲: Co ve Co alaşımları göstermektedir.                                                                                                                                                                       | 118 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |     |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.3  | (a) Bozuk FCC birim hücre yapısı. İki veya daha fazla atomlu alaşımlarda tüm bölgeler eşit doluluk olasılığına sahiptir (b) $L1_0$ yapısının değişen istif yapısı (001) düzleminin.                                                                                                                                                                      | 120 |
| 7.4  | $L1_0$ yapının iki translational domainleri yüksek enerji anti-faz sınırında.                                                                                                                                                                                                                                                                            | 122 |
| 7.5  | Kristal yapı FCC' den $L1_0$ ' a giderken ortaya çıkan üç orientational domainler                                                                                                                                                                                                                                                                        | 123 |
| 7.6  | Magnetik momentlerin [001] boyunca yöneldiği $L1_0$ ferromagnetik kristalinin şematik gösterimi. Sol taraftaki yapıda birim hücrede 4 atom sağ tarafta ise birim hücrede 2 atom vardır. Magnetik momentler ayrıca aşağıya doğru yönelmiş olabilir, bu da şu anlama gelir, iki mümkün ferromagnetik domain olabilir.                                      | 124 |
| 7.7  | Anti-ferromagnetik $L1_0$ kristallerinin şematik gösterimi. (a)Yapı oluşturan elementlerden sadece birinin magnetik momentinin olması durumundaki antiferromagnetik düzen. (b) Her iki elementinde magnetik momenti olması durumundaki antiferromagnetik düzen. (c)Yine her iki elementinde magnetik momenti olması durumundaki antiferromagnetik düzen. | 126 |
| 7.8  | FePd faz diyagramı, hem fcc fazı hem de $L1_0$ fazını için curie sıcaklıkları ölçülmüştür. İç boş kareler fcc fazı için Curie sıcaklıklarını göstermektedir.                                                                                                                                                                                             | 127 |
| 7.9  | $L1_0$ fazındaki PtCo alaşımın kristal yapısı                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 127 |
| 7.10 | Spin yapısının şematik gösterimi.(a) Ferromagnetik, (b) Anti-ferromagnetik. Sadece FM çevrede Pt atomlarının spin momenti vardır.                                                                                                                                                                                                                        | 128 |
| 7.11 | Saf Pt ve saf kobalt' a ait fermi seviyelerinin XPS spektrumu                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 132 |
| 7.12 | Değişik sıcaklıklarda hazırlanan $Pt_{0.4}Co_{0.6}$ için fermi seviyesindeki değişimler.                                                                                                                                                                                                                                                                 | 132 |
| 7.13 | Platin' e ait XPS spektrumları.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 133 |
| 7.14 | (a) $Pt_{0.4}Co_{0.6}$ alaşım ince filme ait XPS spektrumu.<br>(b) Platin' e ait fit edilmiş XPS spektrumu.<br>(c) Kobalt' a ait fit edilmiş XPS spektrumu.                                                                                                                                                                                              | 137 |
| 7.15 | 300 Å kalınlıktaki kobalt ince filme ait dış magnetik alana paralel                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 138 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                  |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
|      | geometrideki FMR spektrumu.                                                                                                                                                                                                                      |     |
| 7.16 | 500 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.4</sub> Co <sub>0.6</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 140 |
| 7.17 | 270 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.4</sub> Co <sub>0.6</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 140 |
| 7.18 | 500 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 142 |
| 7.19 | 270 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 142 |
| 7.20 | 500 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.6</sub> Co <sub>0.4</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 143 |
| 7.21 | 270 °C hazırlanan 300 Å Pt <sub>0.6</sub> Co <sub>0.4</sub> ince filme ait FMR spektrumu.                                                                                                                                                        | 144 |
| 8.1  | a) Kimyasal ve Mekanik parlatma işeminin ardından Pt (111)' den alınan LEED deseni. b)100 Å PtCo filminden 150 eV kullanılarak alınan LEED resmi. Şekilde polar-XPD nin yapıldığı azimuthal referans doğrultularıda gösterilmektedir.            | 149 |
| 8.2  | Hazırlanan PtCo ince filmin yüzeyine ait XPS spektrumu.                                                                                                                                                                                          | 151 |
| 8.3  | Pt4f7 ve Co2p3 piklerin şiddetlerinin polar açığa bağlı nasıl değiştiği gösterilmektedir.                                                                                                                                                        | 151 |
| 8.4  | Pt4f7 ye ait PtCo ince filminden alınan polar-XPD spektrumu. Difraksiyon pikleri 12°, 18°, 26°, 36°, 44° ve 61° de gözlemlenmektedir.                                                                                                            | 152 |
| 8.5  | Co2p3 e ait PtCo ince filminden alınan polar- XPD spektrumu. Difraksiyon pikleri 8°, 26°, 38°, ve 62° de gözlemlenmektedir.                                                                                                                      | 152 |
| 8.6  | Altaş malzeme Pt' dan, PtCo ince filmin hem Pt hem Co bileşeninden ayrı ayrı alınan XPD spektrumları. Siyah çizgi ile gösterilem XPD spektrumu PtCo filminden alınan Pt ve Co elementlerinin oluşturdıkları XPD spektrumlarının süper pozisyonu. | 153 |
| 8.7  | Altaş malzemedan elde edilen XPD spektrumu ile PtCo ince filminden hem Pt hem de Co için elde edilen XPD spektrumlarının süper pozisyonundan elde edilen XPD spektrumları.                                                                       | 154 |
| 8.8  | Platin için yapılan mesafe belirlemek için XPS çalışması.                                                                                                                                                                                        | 156 |
| 8.9  | Kobalt için yapılan mesafe belirlemek için XPS çalışması.                                                                                                                                                                                        | 156 |
| 8.10 | Molibden'e ait ana XPS pikinin her bir kobalt kaplamanın ardından şiddetinin değişimi.                                                                                                                                                           | 158 |
| 8.11 | Her bir adımda kaplanan kobalt değerlerinin zamana bağlı                                                                                                                                                                                         | 159 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                               |     |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
|      | gösterimi.                                                                                                                                                                                                                                                                    |     |
| 8.12 | Platin kaplamalarının ardından molibdenin ana pikinin şiddetindeki değişim.                                                                                                                                                                                                   | 160 |
| 8.13 | Her bir adımda kaplanan platin miktarının zamana bağlı gösterimi.                                                                                                                                                                                                             | 160 |
| 8.14 | İkinci kobalt kalınlık kalibrasyonu için elde edilen kalınlık zaman grafiği.                                                                                                                                                                                                  | 162 |
| 8.15 | Her iki kobalt kalibrasyonunda kullanılan flux değerinin, elde edilen kaplama hızına bağlı grafiği.                                                                                                                                                                           | 163 |
| 8.16 | PtCo alaşımına ait geniş XPS spektrumu.                                                                                                                                                                                                                                       | 164 |
| 8.17 | Platin' e ait dar XPS spektrumu.                                                                                                                                                                                                                                              | 165 |
| 8.18 | Kobalta ait dar XPS spektrumu.                                                                                                                                                                                                                                                | 165 |
| 8.19 | Pt(111) yüzeyinden ve üzerine kaplanan 20, 40, 60, 80, 100 Angströmlük PtCo filmlerinden alınan Polar-XPD sonuçları. Pt4f7 nin XPD deseninde 10°, 20°, 26°, 36°, 44° ve 54° pikleri görülürken, Co2p3 XPD deseninde ise 6°, 18°, 22°, 40°, 44° ve 56°de pikler görülmektedir. | 169 |

## ÇİZELGELER DİZİNİ

| <u>Cizelge</u>                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | <u>Sayfa</u> |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| 4.1 Bazı ferromagnetik malzemelerin Curie Sıcaklıkları                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 36           |
| 4.2 Fe, Ni ve Co için $K_1$ , $K_2$ ve $K_3$ Magnetokristalline anizotropi sabitlerinin $T=4.2\text{ K}$ için büyüklükleri.                                                                                                                                                                                                                     | 43           |
| 4.3 $K_1$ ve $K_2$ ( $10^3\text{ J/m}^3$ )' in oda sıcaklığında Fe ve Co için alaşım oranlarına bağlı magnetokristalline anizotropi sabitleri.                                                                                                                                                                                                  | 48           |
| 4.4 Oda sıcaklığında $K_1$ ve $K_2$ anizotropi sabitlerinin işaretleri FeCo alaşımın Fe ve Co oranına bağlı mıknatıslanma eksenlerine göre değerlendirilmesi.                                                                                                                                                                                   | 48           |
| 4.5 Fe, Ni ve Co için şekil anizotropi değerleri.                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 51           |
| 5.1 Bazı çok katlı magnetik filmler için RKKY modeli kullanılarak elde edilen teorik ve deneysel osilasyon periyotları.                                                                                                                                                                                                                         | 74           |
| 7.1 $P4/mmm$ uzay grubu için bölge simetrisi ve doluluk.                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 121          |
| 7.2 FePd alaşımı için Curie sıcaklıkları ve kristal yapıları.                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 126          |
| 7.3 Ferromagnetik ve anti-ferromagnetik düzen içerisinde Co ve Pt için magnetik momentler.                                                                                                                                                                                                                                                      | 129          |
| 7.4 Platine ait XPS piklerinde gözlemlenen enerji kayma değerleri.                                                                                                                                                                                                                                                                              | 133          |
| 7.5 Tablo 7.5. XPS pikleri kullanılarak geliştirilen alaşım Pt ve Co elementlerinin Stekiometrik oranlarının hesaplanması. Sırası ile $\eta_{Pt4f}=3.59$ ve $\eta_{Co2p}=5.75$ sabitleri Pt4f ve Co2p pikleri için analizör ve x-ışının kaynağının arasındaki açının $54.7^\circ$ kompozisyonu için geçerli ASF (Atomik duyarlılık sabiti) dir. | 136          |
| 7.6 Her iki $Pt_{0.4}Co_{0.6}$ için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.                                                                                                                                                                                                                                                                       | 141          |
| 7.7 Her iki $Pt_{0.5}Co_{0.5}$ için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.                                                                                                                                                                                                                                                                       | 142          |
| 7.8 Her iki $Pt_{0.6}Co_{0.4}$ için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.                                                                                                                                                                                                                                                                       | 143          |
| 8.1 Kobalt kalibrasyonu için kullanılan parametreler.                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 158          |
| 8.2 Platin için kaplama parametreleri.                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 159          |
| 8.3 İkinci kobalt kalınlık kalibrasyonu için kullanılan kaplama parametreleri.                                                                                                                                                                                                                                                                  | 161          |
| 8.4 Platin için kullanılan kaplama parametreleri.                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 163          |
| 8.5 Kobalt için kullanılan kaplama parametreleri.                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 164          |

# 1. GİRİŞ

Ultra ince filmlerin günümüz teknolojik uygulamalarında ulaştığı geniş kullanım alanları, temel araştırmaların da aynı perspektif içerisinde olmasını gerekli kılmıştır. Hem daha iyi fiziksel özelliklere ve hem de daha ucuz maliyetlerle bunu gerçekleştirebilmek içinde geniş konu dağılımı gösteren araştırmalarda pek çok farklı yapıların çalışmasına neden olmaktadır.

Teknolojik anlamda karşılaşılan birçok problemin çözümü için artık klasik tek katlı filmlerin yerine çok katlı magnetik yapılar veya birden fazla elementin karıştırılması ile oluşan yapılar kullanılmaktadır. Çok katlı magnetik yapılar iki magnetik malzemenin arasına bir non-magnetik malzemenin konulması ile oluşan yapılardır. Bu yapılarda gözlemlenen dev magnetodirenç etkisi tek katlı filmlerde gözlenemeyen bir etkidir ve teknolojik olarak spin transistorler, çok hassas magnetik sensörler ve magnetik okuma kafaları gibi birçok teknolojik kullanım alanına sahiptir. Bu yapıların yanı sıra yine uygun şartlar altında istenen fiziksel özelliği ön plana çıkarcak şekilde alaşımlandırılabilen malzemelerde kendilerine kullanım alanları bulabilmektedir ki bunlara en iyi örnek alaşım filmlerdir. Alaşım filmlerde eğer arzu edilen daha iyi magnetik özellik ise elektronik yapıların uygunluğu veya kristallografik yapıların uyumluluğu gibi özellikleri göz önüne alınırken, istenen daha iyi katalitik özellik ise alaşımı oluşturan malzemelerin kimyasal oranları göz önüne alınmaktadır.

Tüm bunların yanı sıra bu yapıların hazırlanma şartlarının kalitesi de yukarıda belirtilen hususlar kadar önem arz etmektedir. Tam bu noktada da günümüzün en popüler kelimelerinden biri olan nanoteknoloji anlam kazanmaktadır; şöyle ki boyutlar küçüldükçe malzemelerin sahip oldukları fiziksel özelliklerinin değişmesi veya malzemelerin girdikleri çevre içerisinde sahip oldukları özellikleri kaybetmesi ve kendi doğasında olmayan bir özelliğe sahip olmasıdır. Bunu iki farklı örnekle açıklayalım. İlk olarak karbondan bahsetmemiz gerekiyor. Karbon makro büyüklüklerde elektriksel olarak yalıtkan iken nano boyutlarda sentezlendiğinde iletken bir yapı ile karşımıza çıkmaktadır. İkinci örneğimiz ise çalışmamızda detaylı bir biçimde de incelenen PtCo alaşımlarda gözlemlenmektedir. Bu yapılarda

doğasında net bir magnetik momente sahip olmayan platin, kobalt ile bir alaşım yaptığında net bir magnetik moment kazanmakta ve saf halindeki durumundan farklı bir kimlikle karşımıza çıkmaktadır. PtCo alaşımlandırmasını uygun alttaş malzeme üzerinde epitaksiyel olarak ve eşit kimyasal oranlarda büyültmesi ile elde edilen yapı ise saf kobaltın sahip olduğu ve bilgi saklama yapılarında hayati öneme sahip magnetokristalline anizotropi parametresini yirmi katına kadar artırmaktadır. Platin ve kobaltın bu yapıyı oluşturmaları sırasında her ikisi de sahip oldukları kristal yapının dışında bir yapıya sahip olmaktadır ve bu yapıda magnetokristalline anizotropi parametresinde bu artışa neden olmaktadır. Ve bu özelliğinden ötürü gelecek nesil magnetik bilgi saklama ortamları için en ideal yapılardan biri olmaktadır. Geleneksel yapılar dışındaki bu yapıların sentezlenme şartları istenen sonuçların elde edilmesi kadar büyük öneme sahiptir, ne kadar iyi hazırlanma şartlarına ulaşırsa o kadar iyi fiziksel sonuçların doğmasına neden olmaktadır. Bu yapılardaki tarihsel gelişmede buna açıkça işaret etmektedir ve yine ultra high vakum sistemlerinin devreye girmesiyle teknolojik gelişmeler arasındaki paralellikte bunu doğrulamaktadır.

## 1.2 Çalışmanın Motivasyonu

Özelikle hazırlanacak epitaksiyel filmlerin kristallografik yapılarının ve yapıyı oluşturan atomların birbirleri ile manyetizma açısından etkileşmesinin modellenmesi hedeflenmekteydi. Kristallografik yapıyı çözümlmek için ülkemizde ilk defa olarak X Ray Fotoelektron Difraksiyonundan faydalanılacak ve Çoklu Saçılma Difraksiyon Hesabı programı ile hem kristal yapı hemde tek tek atomik pozisyonlar belirlenmesi bu çalışmanın ana motivasyonudur. Magnetik karakterizasyon için ise ferromagnetik rezonans tekniği özellikle anizotropilerin araştırılması için kullanılması hedeflendi. Çalışmanın başlığında da verildiği üzere hem kristallografik yapının hem de magnetik açıdan tam tanımlanmasının yapılması için çalışma planlandı.

### 1.3 Tezin İçeriği

Bu alışma yukarıda ortaya konan problemlerin çözümü için GYTE bünyesinde Bu çalışmada geleneksel tek katlı filmlerden, alaşım filmlere ve yine çok katlı magnetik filmlere kadar geniş bir yelpazede örnekler hazırlanmış ve karakterize edilmiştir. Filmlerin hazırlanmasında hem magnetron sputtering kaplama sistemi hem de e-beam kaplama sistemi kullanılmıştır. Hazırlanan filmlerin karakterizasyonu için ise hazırlanan filmin özelliğine göre değişik teknikler kullanılmıştır. Epitaksiyel tek katlı filmlerin kristallografik açıdan tanımlanması için Düşük Enerji Elektron Difraksiyonu (LEED), X-Ray Fotoelektron Difraksiyonu (XPD) gibi yüksek yüzey hassasiyetli teknikler kullanılırken. Magnetik karakterizasyon için yine yüksek hassasiyete sahip ve magnetik anizotropilerin belirlenmesinde en yaygın olarak kullanılan Elektron Rezonans Spektroskopisi (ESR) sistemi kullanılmıştır.

Tezin iskeletini oluşturan, kullanılan hazırlama teknikleri ile karakterizasyon için kullanılan analiz teknikleri ikinci, üçüncü ve dördüncü bölümde detaylı bir biçimde verilmiştir. Beşinci, altıncı, yedinci ve son olarak sekizinci bölümde ise gerçekleştirilen deneyler ve bu deneylerden elde edilen bulgular ortaya konulmakta ve tartışılmaktadır.

Beşinci ve altıncı bölümde çok katlı magnetik yapılarla ilgili olarak literatür özeti ve permollay ve krom kullanılarak hazırlanan çok katlı magnetik yapının bir magnetik karakterizasyonu ve geliştirilen teorik model çerçevesinde bulunan sonuçlar verilmektedir. Hem hazırlanan filmlerin kalitesi bakımından hem de modelleme için kullanılan teorik model açısından literatür için önemli bir yer tutmaktadır.

Yedinci bölümde ise platin ve kobaltın bir araya gelmesi ile oluşan alaşım bir model yapı seçilerek, her iki elementin hangi sıcaklıklarda alaşım yapıp yapmadığı, alaşım öncesindeki özellikleri ile alaşım sonrasında sergiledikleri özellikleri arasındaki farklar ortaya konuldu. Ve hazırlanan değişik kimyasal oranlardan biri olan %50 platin % 50 kobalt oranı için yapılan detaylı literatür taramasının ardından ,

tezimizin bir diğ er temel taşı olan epitaksiyel ultra ince filmlerin kristallografik özelliklerinin belirlenmesi için uygun bir aday olduğu saptanmıştır.

Sekizinci bölümde ise yedinci bölümde belirlenen PtCo alaşım epitaksiyel filmin LEED ve XPD tekniği kullanılarak kristallografik karakterizasyonu yapılmıştır. Bu bölümde yapılan çalışma literatürdeki diğ er çalışmalardan ayıran en önemli fark hazırlanan filmin kalınlığının diğ er çalışmalara göre çok daha ince olması ve kristallografik karakterizasyonunda XPD tekniğinin kullanılıyor olmasıdır.

## 2. İNCE FİLM HAZIRLAMA TEKNİKLERİ

Bu bölümde, manyetik ve kristallografik özelliklerini araştırdığımız ince filmlerin hazırlandığı deney düzenekleri hakkında bilgiler verilecektir. Hazırladığımız çok katlı magnetik filmler sıçratma tekniği ile hazırlanırken epitaksiyel ince filmler hem sıçratma tekniği hem de E-beam tekniği ile hazırlanmıştır. İlk olarak sıçratma tekniği hakkında bilgiler verilecektir.

### 2.1 Sıçratma Tekniği ve Tarihsel Gelişimi

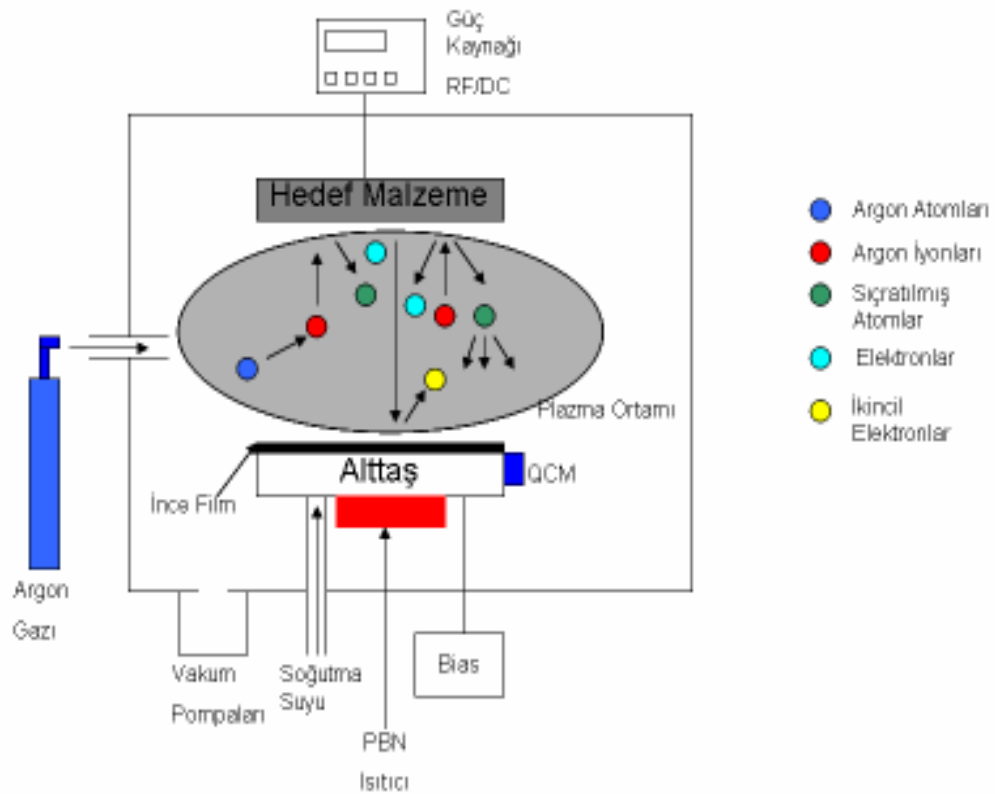
Vakum ortamında katı haldeki hedef malzeme yüzeyinin enerjili iyonlarla bombardıman edilerek hedef malzemenin buharlaştırıldığı bir yöntem olan sıçratma yöntemi, ince film büyütmekte kullanılan çok önemli tekniklerden biridir. Sıçratma ile alttaş malzemenin yüzeyi istenen bir metalle kaplanabildiği gibi, bunun yanı sıra reaktif kaplama adı verilen ve buharlaştırılan malzemenin istenilen bir gazla alttaş malzeme yüzeyinde bileşik oluşturması da sağlanabilir. Bu iki kaplamanın yanı sıra co-sputtering (ortak sıçratma) denen yöntemle de iki hedef malzeme aynı anda aktif hale getirilmekte ve aynı alttaş malzeme üzerine ilk önce ilk hedef malzeme sonra ikinci hedef malzemeden büyütülebilmektedir ve bu şekilde bu işlem defalarca tekrar edilebilmektedir.

Sıçratma sistemi, en basit şekliyle negatif d.c. veya r.f. potansiyel uygulanan hedef malzemeyi tutan aparat ile üzerinde film geliştirilecek alttaş malzeme tutucusunun bulunduğu bir vakum sisteminden oluşur.

Alttaş malzeme tutucusu hedef malzeme ile karşılıklıdır ve topraklanabilir, negatif potansiyel uygulanabilir veya herhangi bir etkiye maruz bırakılmadan kendi haline de bırakılabilir. Aynı zamanda ısıtılabilir veya soğutulabilir. Kaplama öncesinde sistem basıncı  $10^{-8}$  -  $10^{-9}$  mbar seviyeleri arasında değişmektedir. Kaplama sırasında ise sistemin basıncı,  $10^{-3}$  mbar seviyelerindedir. Kaplamanın başlatılması

için plazmanın başlatıldığı bir ortam sağlamak için sıçratma gazı olarak asal gazlar kullanılır. Şekil 2.1. de tipik bir sıçratma sistemi şematik olarak gösterilmiştir[2].

Hedef malzemeye 2-3 kV' luk negatif potansiyel uygulayarak oluşturulan plazmadaki pozitif iyonlar, hedefe malzemeye çarparak momentum değişim mekanizması ile hedef atomlarını yerlerinden çıkarırlar. Hedef malzemenin atomlarının bu şekilde malzemeden sökülmesi sıçratma olarak adlandırılır. Sıçratılan iyonların bazıları alttaş malzemenin yüzeyine ulaşarak orada birikir ve bir film oluşturur. Sıçratma sırasında hedef yüzeyine pozitif yüklü iyonların çarpması ile başka ara etkileşmeler de meydana gelebilir. Örneğin çarpmanın etkisi ile ortaya çıkan ikincil elektronlar, nötr haldeki sıçratma gazı atomlarının ilave iyonizasyonuna neden olabilir.



Şekil 2.1. Sıçratma tekniğinde kullanılan sistemin şematik gösterimi.

Sıçratma ile birçok malzeme başarılı bir şekilde büyütülmesine rağmen, kaplama hızının ve plazma içindeki iyonlaşma etkisinin düşük olması, plazmadan dolayı alttaş malzeme sıcaklığının yükselmesinden dolayı sistemin kullanımında bazı

sınırlamalar ortaya çıkmaktadır. Son yıllarda sıçratma teknolojisindeki gelişmelerin çoğu, manyetik alan kullanılarak yapılmıştır. Bunun nedeni, manyetik alanda sıçratma yöntemi ile yapılan kaplamaların, mikro elektronik, optik, magnetik ve optik diskler, kesici takımlar ve solar kontrol endüstrisi gibi birçok endüstriyel alanda kullanılmasıdır. [2–5]

Sıçratma sistemindeki eksiklikleri gidermek amacıyla sıçratma kaynaklarında bazı değişiklikler yapılmıştır ve bu sayede daha gelişmiş sıçratma sistemleri ortaya çıkarılmıştır.

Bu sistemler gelişim sırasına göre aşağıda verilmiştir.

- (1) Diyot sıçratma sistemi
- (2) Konvansiyonel manyetik alan
- (3) Dengesiz manyetik alan
- (4) Elektron ışın demetli, r.f. veya mikrodalga deşarj kullanan gelişmiş iyonizasyonlu manyetik alan
- (5) Düşük basınçlı manyetik alan
- (6) Yüksek hızlı manyetik alan ve kendi kendine sıçratmalı manyetik alan
- (7) Ferromagnetik malzemeler için sıçratma kaynağı

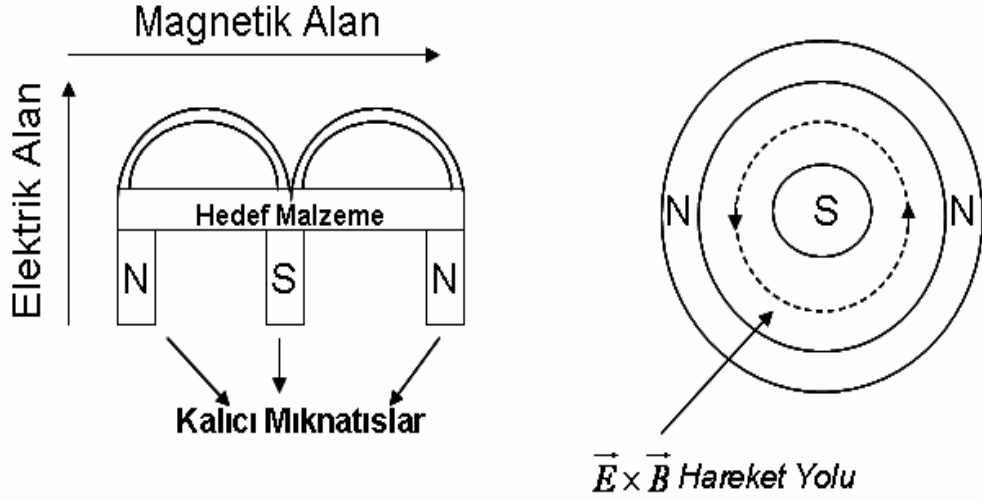
Bu sistemleri biraz daha detaylı incelemek gerekirse; Diyot sıçratma tekniği sıçratma etkisinin zayıf olması nedeniyle çok kullanılmamıştır. Konvansiyonel ve dengesiz manyetik alanda sıçratma sistemlerinde ise manyetik alan ( $\sim 200$  gauss) kullanılır. Bu magnetik alanı elde etmek için kalıcı mıknatıslardan veya elektromıknatıslardan yararlanılır. Gelişmiş iyonizasyonlu manyetik alan ve düşük basınçlı manyetik alan sistemleri, mikrometreden daha büyük kalınlıklarda film hazırlamakta kullanılmıştır ve büyük teknolojik gelişmelere neden olmuşlardır. Çok hızlı manyetik alan ve kendi kendine sıçratmalı magnetik alan sistemleri  $200 \text{ W.cm}^{-2}$  ve üzerindeki çok büyük hedef güç yoğunluklarında çalışırlar [6,7].

### 2.1.1 Manyetik Alanda Sıçratma

Manyetik alanda sıçratma yönteminde hedef malzemesi, su soğutmalı mıknatıs veya elektromıknatıslardan oluşan tutucunun üzerine yerleştirilmiştir. Hedefin merkez eksenini, mıknatısın bir kutbunu oluştururken ikinci kutubu ise, hedefin kenarlarına yerleştirilen mıknatıslar tarafından halka şeklinde oluşturulur.

Mıknatısların bu şekilde dizayn edilmesi ile elektrik ve manyetik alanların hedef malzeme üzerinde birbirine dik olması sağlanmaktadır. Manyetik alanlar dairesel veya dikdörtgen şeklinde düzenlenebilir. Dairesel düzenli manyetik alanlardaki manyetik alanın şekli ve hareket yolu Şekil- 2-2' de gösterilmiştir.

Hareket yolunu ifade eden  $\vec{E} \times \vec{B}$  değerinde,  $\vec{E}$  elektrik alanı ve  $\vec{B}$  ise manyetik alanı ifade etmektedir.  $\vec{E} \times \vec{B}$  Hareket yolu hedef yüzeyine paraleldir ve kapalı halka oluşturmaktadır ve bu sayede iyon bombardımanı ile katot yüzeyinden yayılan ikincil elektronlar, bu bölgede özellikle tutularak iyonizasyonun artmasına ve plazmanın daha yoğun hale gelmesine neden olurlar. [2,8]



Şekil 2.2. Dairesel düzenli magnetik alan.

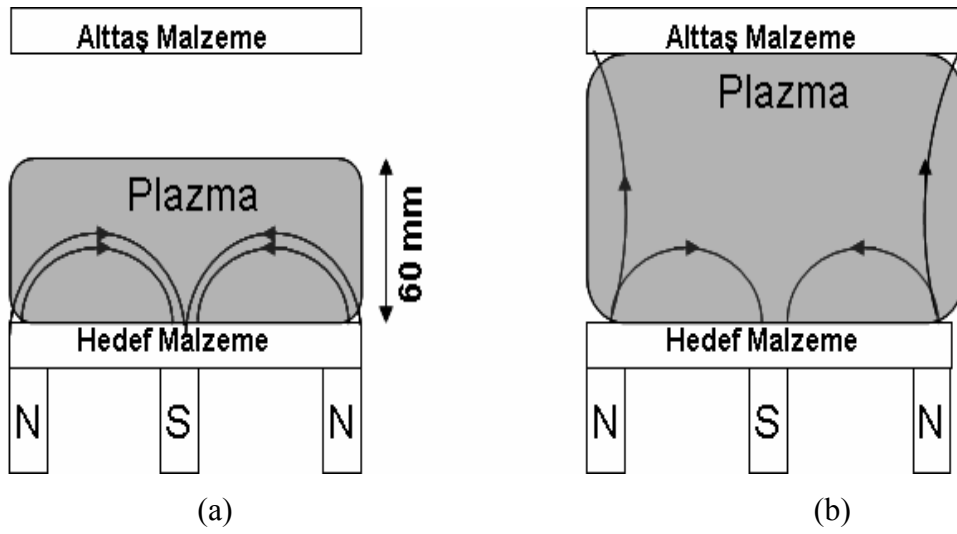
İyonizasyon etkisinin artması ile sıçratma sistemlerinde daha düşük çalışma basınçlarında plazma oluşturabilen manyetik alanlar meydana getirilebilir. Sistemin çalışma basıncının düşürülmesiyle, sıçratılan hedef atomlarının gaz fazındaki saçılması daha az olacağından alttaş malzemeye ulaşan tanecik sayısının artması sağlanır ve bunun sonucunda kaplama hızlarının nispeten daha yüksek olması sağlanır. Pratikte ise kaplama hızını kontrol eden faktörleri şöyle sıralamak mümkündür, **hedef malzemesi, alttaş malzeme-hedef malzeme arasındaki mesafe, hedef malzeme için kullanılan gücün şiddeti, hedef malzemenin alanı ve kaplama sırasında sistemin basıncı** olarak sıralayabiliriz. Manyetik alanda sıçratma yöntemleri, dengeli ve dengesiz manyetik alanda sıçratma adı altında iki genel grupta

toplanır. Her iki yöntemde de temel prensip aynı olmasına rağmen, hedef malzemenin önünde oluşturulan **plazmanın kapanma şeklindeki** farklılık nedeniyle birbirinden ayrılmaktadır.

### 2.1.2 Geleneksel Dengeli Manyetik Alanda Sıçratma

Geleneksel dengeli manyetik alanda sıçratma yönteminde, hedef malzemenin ön kısmında oluşturulan plazma, plazmanın en yoğun olduğu bölgedir ve normal çalışma koşullarında, plazma hedeften itibaren yaklaşık 55 milimetre mesafededir. Yoğun plazma bölgesi içersine yerleştirilen alttaş malzemeler, filmin büyümesi sırasında yeterli miktarda iyon bombardımanına uğradıklarından filmin fiziksel ve kimyasal özellikleri istenildiği gibi değiştirilebilmektedir.

Hazırlanan filmin özelliklerindeki değişimler, yüzeye çarpan iyon enerjisi, kaplama hızı ve alttaş malzemedde ölçülen iyon akım yoğunluğu ile kolayca kontrol edilebilir. Eğer alttaş malzeme plazma bölgesinin dışına yerleştirilirse, bu bölgede plazma yoğunluğu az olacağından (iyon akım yoğunluğu  $1\text{mA}/\text{cm}^2$ ) filmin mikro yapısını ve özelliklerini etkileyen iyon bombardımanı yetersiz olacaktır. (Şekil 2.3 a). Bu nedenle geleneksel dengeli manyetik alanda sıçratma ile büyük ve karmaşık parçalar üzerine çok yoğun ve çok kaliteli kaplamalar yapmak çok zor olacaktır. Ancak bu yöntemde alttaş malzeme plazmadan dolayı fazla ısınmadığından plastikler gibi sıcaklığa hassas malzemeler üzerine de kaplama yapmak mümkündür. [2,8–14].



Şekil- 2.3. a) Konvansiyonel magnetik alan. b) Dengesiz magnetik alan.

### 2.1.3 Dengesiz Manyetik Alanlar

Window ve Savvides [15,16], geleneksel manyetik alan yönteminde kullanılan mıknatısların manyetik alan konfigürasyonunu değiştirmek suretiyle bu yöntemi geliştirmişlerdir. Bu yöntemde, manyetik alanın dış mıknatısları, merkezdeki mıknatısa göre daha kuvvetli seçilerek plazmanın manyetik alan çizgilerini takip etmesi ve alttaş malzemeye kadar yayılması sağlanmıştır (Şekil 2.3 b).

Manyetik alanın dengesini bu şekilde bozarak, plazmanın, hedef malzeme ve alttaş malzeme arasında, manyetik alan yardımıyla kapanması sağlanır. Böyle bir konfigürasyonda, sıçratma için kullanılan iyonların hedef malzemeye çarpmasından sonra ortaya çıkan ikincil elektronlardan çoğunun, manyetik alan çizgileri boyunca hedef malzemedan alttaş malzemeye doğru gitmesini sağlanır. Pozitif iyonlar da elektrostatik çekim kuvvetinden dolayı elektronları takip edeceğinden alttaş malzeme yakınında iyonizasyonun gelişmesi sağlanır ve alttaş malzeme yüzeyindeki iyon bombardımanının artması sağlanır. [2,7,10,11,14,17].

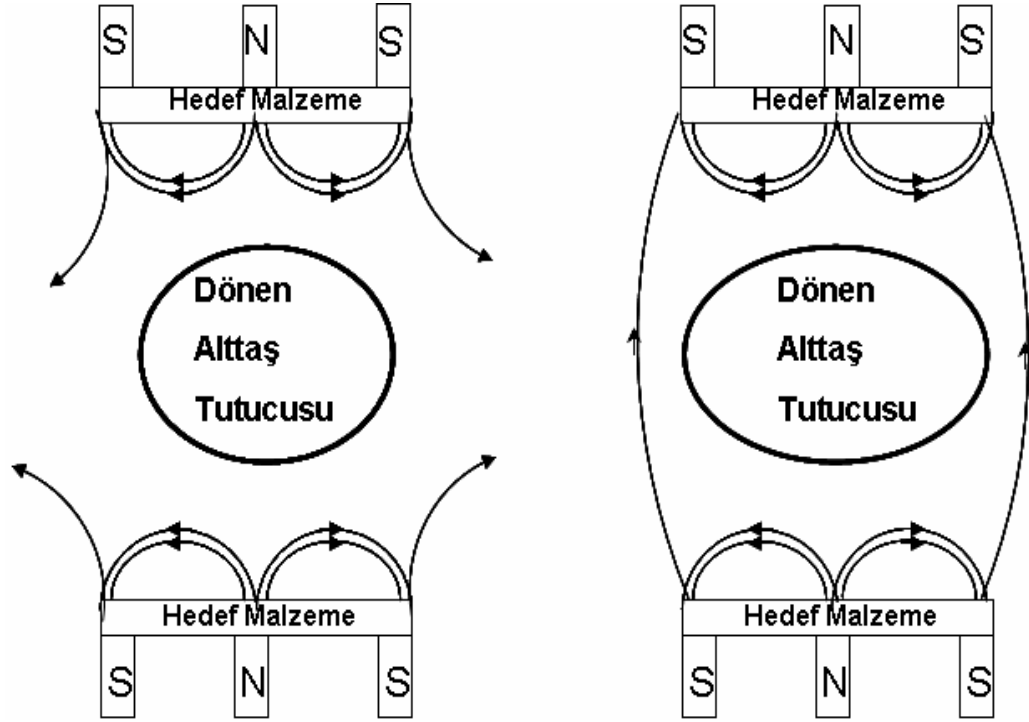
Büyütülen filmin iyon bombardımanını daha fazla arttırabilmek için ilave manyetik alan düzenekleri de kullanılmıştır. Alttaş malzemenin arkasına, merkezi kutuba göre zıt kutuplu mıknatıslar yerleştirilerek ya da elektromıknatıslar kullanılarak veya dış kutupların mukavemetini arttırmak için kuvvetli, nadir toprak mıknatıslar kullanarak iyon enerji akımı arttırılabilir [7,8,14]. Yine de tek mıknatıs kaynağı kullanarak karmaşık şekilli parçalar üzerine uniform kaplama yapmak oldukça zordur. Bu nedenle dairesel filmi büyütme odacığının duvarlarına birden fazla dikdörtgen mıknatıslar monte edilerek, alttaş malzemenin mıknatısların arasında kalması ve böylece kaplamanın homojenliğinin kontrolü sağlanır. Bunun için birden fazla manyetik alan sistemi bir araya getirilerek kapalı alan dengesiz manyetik alanda sıçratma yöntemi geliştirilmiştir [8-10].

#### **2.1.4 Kapalı Alan Dengesiz Manyetik Alanda Sıçratma**

Kapalı alan dengesiz manyetik alan sisteminde, iki veya daha fazla manyetik alan vardır. İki tane dengesiz manyetik alan birbirine ters olacak şekilde, yani aynı kutuplar karşılıklı (ayna görüntüsü) veya zıt kutuplar karşılıklı (kapalı alan) olacak şekilde yerleştirilerek (Şekil 2.4), çiftli manyetik kapalı alan meydana getirilir. Ayna görüntüsü düzeninde, her iki manyetik alan çizgilerinin birbiri ile etkileşmesi şekilden de görüldüğü gibi, yana doğru yayılmaktadır. Böyle bir düzen, çizgileri takip eden ikincil elektronların plazmadan kaçmasına neden olabilir.

Sonuçta alttaş malzeme bölgesinde plazma yoğunluğu düşer ve birikme sırasında iyon bombardımanı azalır. Kapalı alan düzeninde ise, mıknatıslar arasındaki manyetik alan çizgileri, plazma içindeki elektronlar için kapalı bir tuzak oluşturur. Kapalı alan düzeninde elektronların dışarı kaçma ihtimali çok az olduğundan, alt metal bölgesinde yoğun bir plazma elde edilir, bu da büyüyen filmin uğrayacağı iyon bombardımanını arttırır. Çok kaliteli filmler biriktirebilmek, alt metale negatif potansiyel uygulayarak mümkün olur. Sistemdeki iyonizasyonlu ilgili olan alttaş malzemeye uygulanan negatif potansiyel, konvansiyonel iyon kaplama ile karşılaştırıldığında çok düşüktür (yaklaşık 50V) [2,8-10,17].

Manyetik alanda sıçratma yöntemleri içinde en pratik ve çok yönlü olan bu yöntem, büyük ve karmaşık şekilli alttaş malzemeler üzerine yüksek kaplama hızlarında kaliteli metal ve alaşım kaplamanın yanı sıra çok katlı tabakalar oluşturmak, oksit, nitrür ve karbür gibi seramik kaplama yeteneğine de sahiptir [3,8,10,13]. Alttaş malzemeye yüksek iyon akımı gönderebilme ve enerjiyi değiştirebilme yeteneği, dengesiz manyetik alanda sıçratma yöntemini çok yönlü kaplama sistemi yapmıştır. Çok kaliteli metal kaplamalar, kaplama parametrelerini geniş bir aralıkta değiştirerek kolayca biriktirebilir. Ayrıca iletken olmayan alttaş malzemeler üzerine titanyum oksit, indiyum kalay oksit ve silisyum oksit gibi kaplamalar, reaktif sıçratma ile biriktirilebilir [8].



Şekil 2.4. Çiftli manyetik alan sistemlerinde manyetik alan düzeni a)Ayna görüntüsü b)Kapalı alan.

### 2.1.5 Darbeli Manyetik Alanda Sıçratma

Yalıtkan malzemelerin fiziksel buhar biriktirme yöntemi ile kaplanması, r.f. diyot sıçratma kullanılarak hedeften veya argon/oksijen atmosferinde hedeften reaktif olarak yapılabilir. Bu şekilde yapılan kaplamaların kaplama hızının

düşük ve yapısının da amorf olması, onların bazı malzemeleri kaplamasında kullanımını sınırlamıştır. Kapalı alan dengesiz manyetik alanda sıçratma yöntemi ile yalıtkan malzemelerin reaktif kaplanması sırasında birikme hızı mm/saat (metalik kaplamalarda mm/dak) değerine düşmekte ve sıçratma sırasında meydana gelebilecek arkdeşarjları, hedeften makro taneciklerin çıkmasına neden olduğundan hatalı ve homojen olmayan filmler meydana getirmektedir. Geliştirilen darbeli manyetik alanda sıçratma yöntemi, bu problemleri büyük ölçüde ortadan kaldırmıştır. Yalıtkan malzemelerin biriktirilmesi sırasında, manyetik alandeşarjını orta frekanslarda (10-200 kHz) darbeli yaparak yani hedefe, dönüşümlü pozitif ve negatif darbeler uygulayarak,deşarj kararlı yapılabilir ve film içinde hata oluşumu engellenir. Film biriktirme hızı da im/dak değerine yaklaşır.

Darbeli manyetik alanda sıçratma yönteminde, tek manyetik alandeşarjı darbeli ise, sistem tek kutuplu darbeli sıçratma olarak tariflenir. Bu durumda yalıtkan tabakanın yüklenmesi zaman alacağından darbe süresi sınırlıdır, sonuçta ark meydana gelebilir. Eğer iki manyetik alan aynı darbeyi destekleyecek şekilde birleştirilirse, iki kutuplu darbeli sıçratma sistemi gelişir. Böyle bir sistemde, her manyetik alan dönüşümlü olarakdeşarjın anot ve katodu olabileceğinden, periyodik kutup değişimi yalıtkan tabakalarındeşarjını geliştirir, böylece ark oluşumu önlenir. Darbeli d.c. güç kaynaklarının pahalı olması nedeniyle, onların yerine, ark oluşumunu önleyen d.c. güç kaynakları kullanılmıştır. Hedef ile d.c. güç kaynağı arasına yerleştirilen ark önleme birimi, anlık olarak polariteyi ters çevirir ve katot potansiyelinin miktarını azaltır. Hedef potansiyeli pozitif olduğu zaman, elektronlarıdeşarj bölgelerine çeker [2,9,17].

Arnell ve arkadaşları [2,9,19,20], darbeli manyetik alanda sıçratma prosesini kullanarak, reaktif sıçratma prosesi ile alümina filmler yapmaya çalışmışlar ve hatasız, yoğun, stokiyometrik bileşimde, yaklaşık 20000 Mpa civarında mikro sertliğe sahip alümina filmler elde etmişlerdir.

## 2.2 E-Beam Tekniği

Sıçratma tekniğine göre çok daha yavaş hıızlarda 0.01 Angström hassasiyette kontrollü kaplama yapılabilen bir teknik olması bakımından epitaksiyel ince filmlerin hazırlanmasında sıkça kullanılan bir tekniktir. Sistemimiz üzerinde bulunan diğer bir kaplama tekniği olan sıçratma tekniğine göre bazı avantajlara sahiptir bunları kısaca şöyle özetleyebiliriz. Her iki sistemde vakumlu odalara ihtiyaç duymasına rağmen kullandığımız sistemde e-beam kaplama tekniğinin bulunduğu ortamın vakum şartları sıçratma sisteminin vakum şartlarına göre daha düşük vakuma sahiptir. Ayrıca çalıştığımız sıçratma sisteminde kullanılan hedef malzemenin çapının yaklaşık üç in büyüklüğünde olmasından dolayı numune hazırlamak büyük maddi külfete neden olmaktadır bu karşın E-Beam tekniğinde ise (kullanılan aparata bağlı olarak) hedef malzeme olarak çok daha küçük boyutta tel veya parçalar kullanılabiliyor olmasından dolayı maddi külfeti azaltmaktadır. Tüm bunlara ek olarak kullanılan sıçratma tekniğinde en fazla iki hedef malzeme karıştırlarak alaşım yapılabilirken, E-Beam sisteminin hedef malzeme sayısındaki opsiyonuna (sistemimizde l paket) ve aynı anda birçok malzemenin bir arada kaplanmasından dolayı büyük avantaj sağlamaktadır. Bu teknikte ince film hazırlama prosesinin nasıl gerçekleştiği hakkında kısaca bilgi vermek gerekirse; bu teknikte hedef malzeme flaman üzerinden geçirilen akım sayesinde üretilen yüksek enerjili elektronlarla bombardıman edilerek hedef malzemenin buharlaştırılması sağlanır ve bu buharlaşan hedef malzeme alttaş malzeme üzerinde büyütülür. Bu işlem sırasında tüm kaplama sisteminin yüksek sıcaklıklara çıkararak zarar görmemesi için sistem su ile soğutulmaktadır ve sadece hedef malzemenin yüksek sıcaklıklara ulaşmasına izin verilmektedir. E- Beam tekniği ile kaplamalar gerçekleştirmek için kullanılan güç kaynaklarının birçok özelliği vardır bunlardan en önemlisi akı kontrol seçeneğidir, akı kontrolü ile kastedilen yapılan kaplamanın hızıdır ve bunu güç kaynağının ekranından kontrol etmek mümkündür, bu sayede kalınlık kalibrasyonu yapmak mümkündür. Ayrıca buna ek olarak sıçratma tekniğinde olduğu gibi yine bu teknikte de kalınlık kalibrasyonu için kalınlık sensörü Quartz Crystal Monitoring (QCM) kullanılmaktadır.

### 3. FİLM YÜZEY KARAKTERİZASYONU

Geliştirilen epitaksial filmlerin kristal yapılarının belirlenmesinde yüzey elektron temelli LEED (Düşük Enerji Elektron Difraksiyonu), XPD (X Ray Fotoelektron Difraksiyonu) analiz teknikleri kullanıldı. XPD deneylerinden elde edilen sonuçları simüle etmek için geliştirilen MSCD (Multi Scattering Calculated Diffraction) teorik bilgisayar programı kullanılmıştır.

#### 3.1 Düşük Enerjili Elektron Difraksiyonu (LEED)

LEED, yüzey kristal yapısını belirlemekte kullanılan en yaygın analiz tekniğidir, bu teknikte tek kristal yapıya sahip yüzeyden difraksiyona uğrayan elektronlar gözlemlenir. Bu teknikte kinetik enerjisi 0-200 eV arasında olan elektronlar kullanılmaktadır ve bundan dolayı bu teknik düşük enerji elektron difraksiyonu olarak adlandırılır. Prensip olarak hacimsel örneklerini incelemekte kullanılan X-Ray difraksiyonuna benzerdir sadece tek bir fark vardır o da elektronların saçılmaya uğramadan önce örneğin içersine daha fazla nüfuz etmeleridir. Örneğin 100 eV enerjiye sahip elektronların örnek içerisine nüfuz edebilecekleri mesafe yaklaşık bir nanometredir. Bu kısıtlı elektron nüfuz uzunluğu LEED tekniğinin yüzey kristal yapısını belirlemekte ne kadar hassas olduğunu göstermektedir.

Yüzeyden difraksiyona uğrayan elektronları, iki boyutlu dizilmiş kristal bölgelerinden saçılma olarak göz önüne almak mümkündür. Yüzeye gelen elektron dalgasının dalga vektörü

$\vec{k}_0$  ile gösterelim, bu dalga vektörüne ait büyüklük ise,

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \approx 2\pi\sqrt{\frac{E}{150}} \quad (3.1)$$

ile verilmektedir, burada E elektronların elektron volt (eV) cinsinden enerjilerini ve  $k_0$  ise Å<sup>-1</sup> birimindedir. Yüzey atomik diziliminin saçılma bölgeleri  $\vec{a}$  ve  $\vec{b}$  vektörleri

ile tanımlanan iki boyutlu örgü ile gösterilmektedir. Elektron dalgası ile iki boyutlu örgü arasındaki etkileşmeyi açıklamak için yüzey ters örgüsünü kullanmak en elverişli yoldur. Bunu yapmak için, üç boyutlu ters örgü yapısını inşa etmek gerekmektedir bunun içinde ilk olarak ters örgü vektörlerini belirleyerek işe başlayalım,

$$\vec{a}^* = \frac{(2\pi)\vec{b} \times \vec{c}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c})} \quad (3.2)$$

$$\vec{b}^* = \frac{(2\pi)\vec{c} \times \vec{a}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c})} \quad (3.3)$$

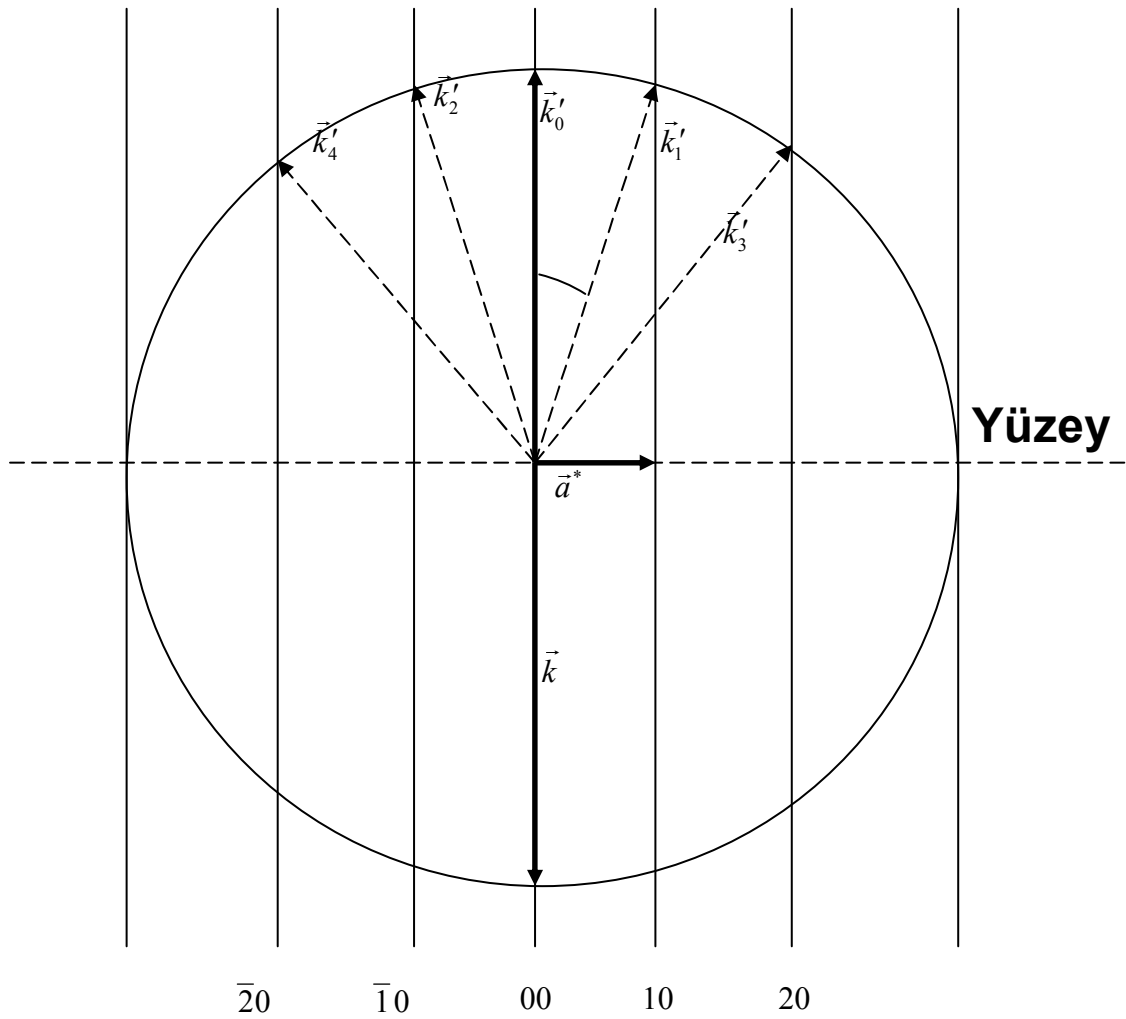
$$\vec{c}^* = \frac{(2\pi)\vec{a} \times \vec{b}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c})} \quad (3.4)$$

Difraksiyona uğrayan ışınlar için yapıcı girişim oluşması için şart, elektron dalga vektöründeki değişimin ters örgü vektörlerine eşit olmasıyla mümkün olur.

$$\vec{k}' - \vec{k}_0 = \vec{G} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^* \quad (3.5)$$

Maksimum bir difraksiyon için şart, Ewald küresi olarak bilinen ve ters örgü vektörlerinin tekrarlanan ötelemesi ile elde edilen birinci ters örgü yapısıdır. Eşitlik 3.5' deki şart göz önünde bulundurularak yarıçapı  $k_0 = 2\pi/\lambda$  olan bir küre çizilir ve ters örgü noktalarından biri bu küre üzerinde nerede olursa olsun bu kürenin yüzeyi boyunca uzanır. Bu tekniği iki boyuta genişletmek için direk örgü vektörü  $\vec{c}$  yaklaşık sonsuz alınır. Buda ters örgü vektörü  $\vec{c}^* \rightarrow 0$  olmasına neden olur. Bu durumda ters örgü üç boyutlu dizi noktaların yerine artık iki boyutlu dizi noktalarından olmuştur ve bir çubuklar serisi oluşturmaktadır.  $\vec{c}^*$  Boyunca birim öteleme  $\vec{c}^* \rightarrow 0$  limitinde bir sürekli çizgi olur. Ewald küresi belirtilen şartlar altındaki çizimi şekil 3.1 ' de gösterildiği gibidir. Difraksiyon ışını, ters örgü çubuklarının küre yüzeyinde örtüşmelerinden dolayı gözlenmektedir. Gerçekte, LEED için saçılma hacmi iki-boyutla sınırlı değildir ve yüzeyde meydana gelen saçılmalardan başka daha aşağıda da bazı elektronlar saçılmaya uğramaktadır, bu yüzden gözlemlenen LEED deseni iki ve üç boyutlu etkileri içermektedir.

Difraksiyon ışını her zaman her ters örgü çubuğuyla alakalıdır, fakat şiddeti elektron enerjisiyle değişmektedir. Elektron enerjisi artarsa, Ewald küresi büyür ve ters örgü çubuklarının uzunlukları boyunca farklı noktalarda örtüşürler. Sonuç olarak difraksiyona uğrayan ışın şiddeti gelen elektronların enerjisi ile değişir. Gelen elektronların enerjisinin artmasıyla gözlemlenen başka etkilerde vardır bunlardan biri, örtüşen çubukların sayısının artması (daha fazla LEED ışını gözlemlenir) ve bir diğeri saçılan ışınların (00) doğrultusu boyunca hareketinde gözlemlenir.

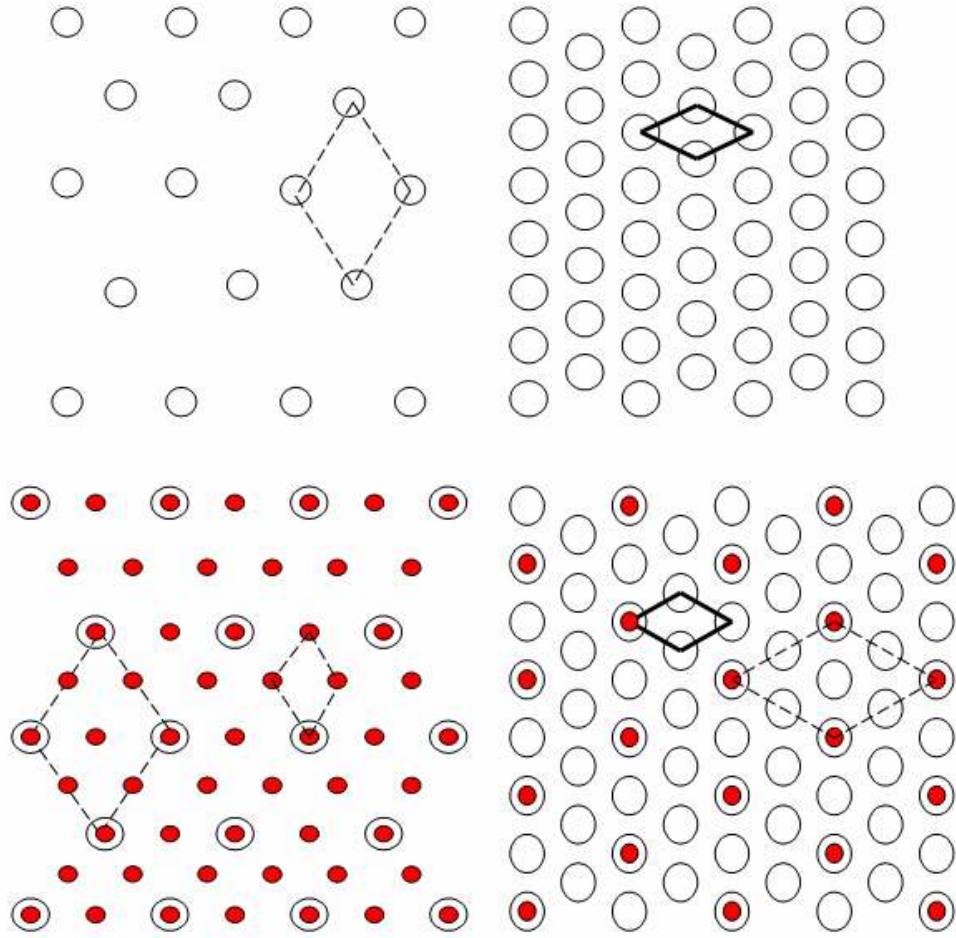


Şekil 3.1 Ewald küresi. Burada  $\vec{k}$  yüzeye gönderilen elektron dalga vektörüdür. (hk) ile de ters örgü çubuklarının her ters ağ noktalarını göstermektedir.

LEED kullanılarak elde edilen yapısal bilgi hem pozisyon hem de gözlemlenen LEED ışınlarının şiddetini içermektedir. Her iki tip bilgiyi de geleneksel LEED sistemi ile gözlemlenmek mümkündür. Bu çalışmada LEED ile ilgili

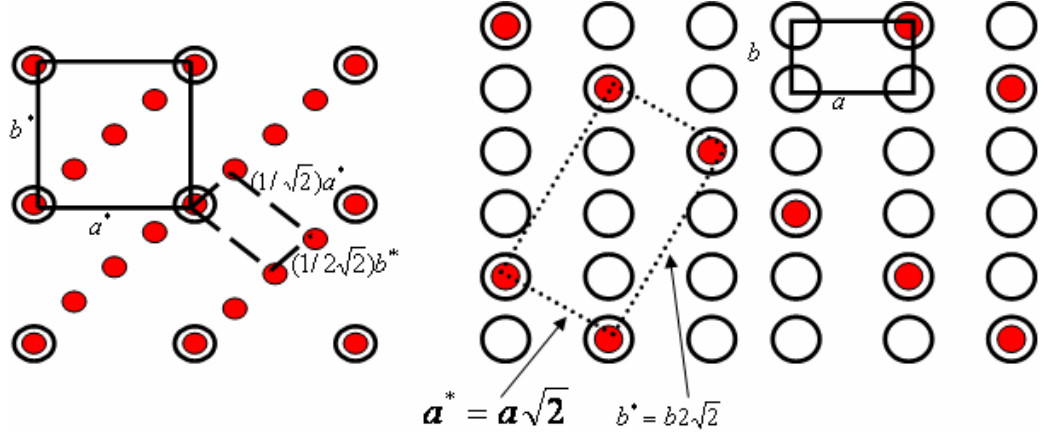
olarak yoğunlaşılacak nokta, LEED difraksiyon desenleri ve desenleri oluşturan difraksiyon noktalarının relativ pozisyonları olacaktır. Momentum uzayında gerçekleşen LEED difraksiyon noktalarının birbirlerine göre relativ aralıklarının ölçülmesi ile gerçek uzayda yüzeyin mesh boyutunun belirlenmesine çalışılmıştır. LEED desenindeki değişim, yüzeyin davranışının fonksiyonu olarak ve özellikle yüzeyde film büyütmenin fonksiyonu olarak alttaki alttaş malzemenin simetrisine göre bize filmin simetrisini belirleme imkânı da sunmaktadır. Buna karşın LEED noktalarının pozisyonları yüzeye yakın bölgelerdeki atomların mutlak pozisyonlarını belirlememize izin vermemektedir, bu deney sistemimizden kaynaklanmaktadır fakat bu konuda LEED kullanarak bilgi edinmek için izlenmesi gereken yöntem ise, LEED ışınlarının şiddetlerinin gelen elektronların enerjilerine bağlı olarak ölçülmesi ile mümkün olmaktadır. Deney sistemimizdeki kısıtlamalardan dolayı biz çalışmamızda atomik pozisyonları belirlemek için LEED yerine fotoelektron difraksiyon tekniğini kullandık, bu teknik ile ilgili detaylı bilgi kısım 3.2’ de verilmiştir.

Son olarak yüzey fiziğinde yüzey yapılarını açıklamak için kullanılan kavramlar hakkında kısa bilgiler verelim. Yüzey yapılarını kimliklendirmede, yüzeyin altındaki hacimsel yapı ile ilgili terimler kullanılmaktadır. Yüzeye paralel alttaş örgü referans ağ olarak alınır ve bu alttaş ağı üzerinde noktalar arasındaki öteleme  $\vec{T} = n\vec{a} + m\vec{b}$  ile verilir. Yüzey ağı için noktalar arasındaki öteleme ise  $\vec{T}_s = n'\vec{a}_s + m'\vec{b}_s$  ile ifade edilir.  $\vec{T}$  ile  $\vec{T}_s$  arasındaki bağlantı basittir ve  $\vec{a}_s = p\vec{a}$  ve  $\vec{b}_s = q\vec{b}$  olarak ifade edilir burada  $p$  ve  $q$  tamsayılarıdır. Basit temiz ve üzerinde herhangi bir yapılandırma olmayan bir yüzey için  $p$  ve  $q$  parametrelerinin her ikisi de eşit ve birdir. Genellikle yüzey fiziğinde yüzey yapısı Wood’s notasyonu kullanılarak açıklanır. Bu notasyon  $M(hkl) p \times q R\alpha - A$  ile gösterilir, burada  $M$  alttaş malzemenin kimyasal türü (hangi element, ya da bileşik olduğu),  $(hkl)$  alttaş malzemeye ait yönelimi gösteren Miller indisleri,  $p$  ve  $q$  alttaş ve yüzeyin bağlı uzunluklarının birim vektörlerini,  $R\alpha$  yüzeyin birim hücresinin alttaş malzemenin birim hücreğine göre açısal yönelimini ve son olarak  $A$  yüzeydeki (alttaş üzerine kaplanan element veya bileşikleri) malzemenin kimyasal türünü belirtmektedir. Örneğin şekil 3.2’ de Pd (100) yüzeyi üzerine oksijen konulmasıyla elde edilen yapıya ait hem gerçek uzaydaki yapısının görünümü hem de buna karşılık gelen LEED deseni (ters örgü) verilmiştir.



Şekil 3.2 ( $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$   $R45^\circ$  üst yapısının şematik gösterimi. Dolu daireler yüzeyde absorbe olan oksijeni, boş daireler ise Pd alttaş malzemeyi göstermektedir. Soldaki resimde bu yüzeyden alınan LEED deseni, sağda ise bu yüzeyin gerçek uzay görüntüsü verilmiştir.

Bu yapıyı tanımlamak için kullanılan notasyon ise  $Pd(100)$  ( $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$   $R45^\circ - O$ ) ile verilir. Yüzeydeki yapı alttaş malzemenin birim hücrelerine göre  $45^\circ$  dönmüş ve örgü parametreleri  $a' = a\sqrt{2}$  ve  $b' = b2\sqrt{2}$  olmuştur. Şekil 3.3.a' da temiz bir fcc (111) yüzeyine ait hem LEED deseni hem de gerçek uzay görünümü ve Şekil 3.3.b' de ise kaplama yapıldıktan sonra  $2 \times 2$  yapıya ait hem LEED deseni hem de gerçek uzay görünümü gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Bazı tipik LEED desenleri (solda), ve LEED desenlerinin elde edildiği yapının gerçek uzay görüntüleri (sağda). Üsteki resimde temiz fcc (111) yüzeyinden alınan LEED resmi ve gerçek uzay görüntüsü. Alttaki resimde ise fcc (111) yüzeyi üzerine yapılan kaplamadan sonra alınan (2x2) LEED deseni ve gerçek uzay görüntüsü.

## 3.2 X-Ray Fotoelektron Difraksiyonu (XPD)

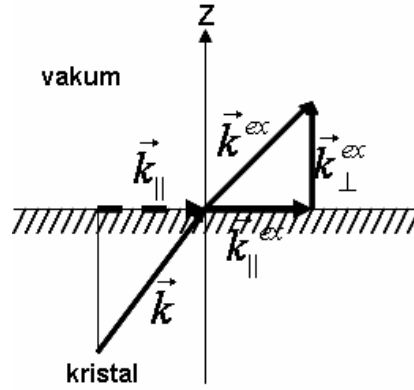
### 3.2.1. Giriş

XPD, çağımızın en büyük devrimlerinden biri olan nanoteknolojinin yüzey karakterizasyonu konusunda karşılaşılabileceği birçok problemi çözümlemeye kullanılabilecek sofistike tekniklerden biridir. XPS ve XPD' nin çözüm getirdiği başlıkları kısaca anlatmak gerekirse bunlardan bazıları; yüzeylerin temel karakteristiklerini belirlemek kompozisyon gibi, yüzeydeki elementlerin kimyasal durumları, yüzey atomların yapısal durumları, yüzeylerin elektronik yapısı vb. XPS ve XPD yüzeyin nanometre biriminde çalışan tekniklerdir, bu teknikleri bu kadar güçlü yapanda bu hassasiyetleridir. Açığa bağlı Fotoelektron spektroskopisi (XPD) çok uzun zamanlardan beri bilinmektedir [21,22]. İlk fotoelektron difraksiyonu tek kristal örnek üzerinde 1970' lerin ortasında yapılmıştır [23-27]. Bugün hem XPD deneyleri hem de fotoelektron difraksiyonu simülasyonu hakkında daha büyük uzmanlığa sahibiz [28-36].

XPD, yüzeyden sökülen fotoelektronların elastik saçılımları üzerine kurulmuştur. Bu teknik ile XPS den elde edilen dar enerji bölgelerindeki

(incelenmesi istenen malzemenin ana piki) açıya bağlı olarak değişiminin analizör tarafından ölçülmesi olarak açıklanabilir. Düşük enerji ve hızlı elektron difraksiyonu yansıması tekniklerin aksine, XPD yüzeydeki atomlarının direk olarak orbit seviyelerinden sökülen elektronları ölçmektedir. XPD' in büyük avantajlarından biride atomların core seviyelerinin bağlanma enerjilerinin farklı olmasından dolayı saçılan fotoelektronların şiddetleri farklı olmaktadır ve bu sayede yüzey atomları hakkında yapısal bilgiler ve ayrıca onların birbirinden ayrı kimyasal farklı durumları hakkında bilgiler elde edilmektedir.

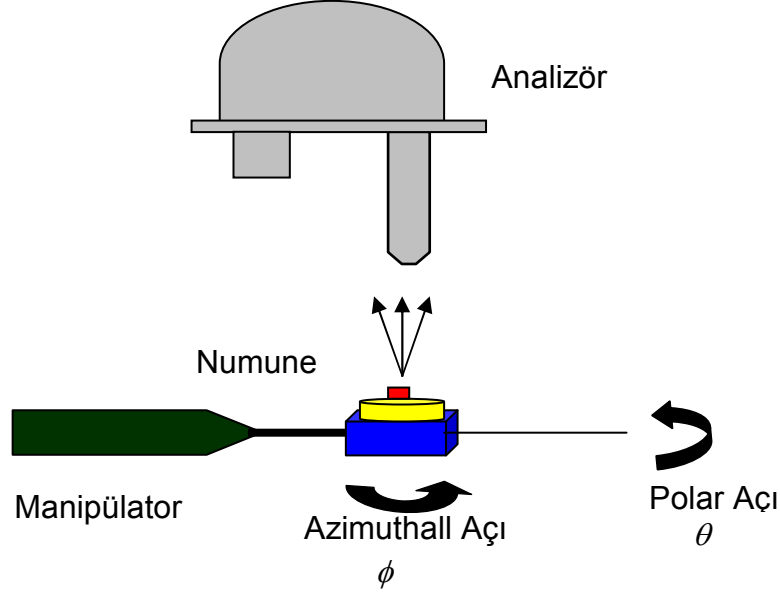
Yüzeyden sökülen fotoelektronların şiddetini fotoelektron emisyonu  $\vec{k}$  ' nın yöneliminin fonksiyonu olarak veya elektronları sökmek için kullanılan enerjinin ( $h\nu$ ) fonksiyonu olarak ölçülebilmektedir. XPD deneyinde  $\vec{k}$  dalga fonksiyonunun sadece  $\vec{k}_{\parallel}$  bileşeni göz önünde bulundurulmaktadır, çünkü sadece bu bileşen korunmaktadır diğer bileşeni olan  $\vec{k}_{\perp}$  korunmamaktadır, şekil 3. 4 de gösterilmiştir [79].



Şekil 3.4. Dalga vektörünün  $\vec{k}_{\parallel}$  bileşenin kristalden sökülen elektronun yüzeye doğru hareketi boyunca korunumu.

Fotoelektron difraksiyonu bu yüzden iki türde mümkündür ya örneği azimuthal  $\phi$  ve polar yönlerde  $\theta$  çevirerek ya da kullanılan X-ray kaynağının enerjisini değiştirerek. İlk zamanlarda, laboratuarlarda sabit enerjili X- Ray kaynağı kullanılarak yapılırken son zamanlarda hızlandırıcılar kullanılarak farklı enerjilerde X-Ray fotoelektron difraksiyonu deneyleri gerçekleştirilmektedir. Bu tekniğin kullanılmasıyla yapılan deneylerde atomlar arasındaki mesafeler hakkında daha kesin

bilgilere ulaşılmaktadır [28,29]. Biz tezimizde XPD tekniği için sabit enerjili X-Ray kaynağı kullanarak örneklerimizi hem polar hem de azimuthal döndürerek deneylerimizi gerçekleştirdik. Şekil 3.5’ de XPD deneylerinin gerçekleştirildiği düzenek gösterilmiştir.



Şekil 3.5 GYTE nanoteknoloji laboratuvarında kullanılan XPD deney düzeneğinin şematik gösterimi.

### 3.2.2 XPD Teorisi

İlk teorik çalışma Liebsch [33] tarafından düşük enerji Elektron Difraksiyonu (LEED) hakkında yapılmıştır. Daha sonra, fotoelektron difraksiyonu için teorik modelleme ilgili çalışmalar gerçekleştirilmiştir [34-43]. Çalışmalarımızda elde ettiğimiz deneysel XPD sonuçların teorik açıklaması için Van Hove ve grubu tarafından geliştirilen çoklu saçılma hesaplama difraksiyon (MSCD) modelini kullandık. Burada ise XPD teorisinin basit bir açıklaması olması bakımından Tek Saçılma Cluster (SSC) [44] modelini kullanarak XPD’ in teorisi hakkında bilgiler vereceğiz. Gerçekte SSC modeli birçok açıdan yetersiz olmasına rağmen XPD’ in basit bir modellemesi olduğundan ve hem de hesaplamalarda sağladığı kolaylıklardan dolayı tercih edilmiştir. Bu modelde core seviyelerden bazı rasgele gelen  $\vec{k}$  dalga vektörlü fotoelektronların şiddeti ölçülür ve bu şiddet için ifade;

$$\Gamma(\vec{k}) \propto \left| \Phi_0(\vec{r}, \beta) + \sum_j \Phi_j(\vec{r}_j, \beta_j, \theta_j) \right|^2 \quad (3.6)$$

şeklindedir. Yayıcı atomdan  $\vec{r}$  kadar uzakta ve X- ray kaynağı ile fotoelektronların dalga vektörleri arasındaki açı  $\beta$  olan bir konumda herhangi bir saçılmaya uğramadan analizöre giden fotoelektronların dalga fonksiyonu  $\Phi_0(\vec{r}, \beta)$ , yayıcı atom üzerindeki küresel dalganın iyonizasyon matris elamanının çarpımıyla orantılıdır.

$$\Phi_0(\vec{r}, \beta) \propto M_{ij} \frac{\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})}{\vec{r}} \quad (3.7)$$

Yayıcıdan uzaklığı  $\vec{r}_j$  olan j. atomdan saçılan fotoelektronun dalga fonksiyonu ise,

$$\Phi_j(\vec{r}_j, \beta_j, \theta_j) \propto \Phi_j(\vec{r}_j, \beta_j) \cdot |f(\theta_j)| \cdot \frac{\exp(i\vec{k} \cdot |\vec{r} - \vec{r}_j| + \gamma(\theta_j))}{|\vec{r} - \vec{r}_j|} \quad (3.8)$$

ile orantılıdır. Bu saçılan dalga merkezi j. atom olan küresel bir dalgayla gösterilir, bu dalganın direk analizöre ulaşan dalgaya göre bağıl faz kayması  $\gamma(\theta_j)$  ile gösterilir. Bu dalga hem j. atomdaki saçılmaya uğramadan analizöre ulaşan fotoelektronların dalga fonksiyonunu hem de kompleks saçılma faktörü  $f(\theta_j)$  büyüklüğü ile modüle edilir. Saçılma faktörünün hesaplamasında ise kısmi-dalga faz kaymasının küçük atom yaklaşımı kullanılır [45].

Eşitlik 3.6, hiçbir saçılmaya uğramadan analizöre direk ulaşan ve saçılmaya uğrayarak analizöre ulaşan fotoelektronların dalga fonksiyonlarının bir karışımını göstermektedir.

XPD prosessinin klasik SSC modelini tamamlamak için, örgü titreşimlerinin ve elastik olmayan sönüm etkilerinin de göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Isısal titreşimler Debye- Waller faktörü olarak modele dâhil edilmiştir [45].

$$w_j(T) = \exp(-\Delta k_j^2 \cdot \overline{D_j(T)})^2 \quad (3.9)$$

Bu ifadede  $\Delta k_j$  ile saçılmaya uğrayan dalga vektöründe meydana gelen değişim,  $D_j(T)$  ile de sıcaklığa bağlı tek boyutta  $j$ . atomun ortalama titreşimsel yer değiştirmesi gösterilmektedir.

Elastik olmayan saçılmanın etkisi basit sönüm faktörü  $\exp(-L/2\lambda)$  yaklaşımı kullanılarak verilir, burada  $L$  yayıcı veya saçıcı atomun yüzeye doğrultusu boyunca olan mesafesini tanımlamaktadır,  $\lambda$  ise fotoelektronların elastik olmayan serbest ortalama yolunu göstermektedir. Bu iki etkiyi içeren durumda eşitlik 3.6 'nın yeni ifadesi şu şekilde ifade edilir,

$$\Gamma(\vec{k}) \propto \left| e^{\frac{L}{2\lambda}} + \sum_j \frac{|f(\theta_j)|}{r_j} W_j e^{\frac{L_j}{2\lambda}} e^{i[\vec{k} \cdot \vec{r}_j (1 - \cos \theta_j + \gamma(\theta_j))]} \right|^2 + \sum_j \frac{|f(\theta_j)|^2}{r_j^2} (1 - W_j^2) e^{\frac{L_j}{\lambda}} \quad (3.10)$$

Bu ifadede  $L$  ve  $L_j$  yayıcıdan ve  $j$ . Saçıcıdan yüzey vektörü boyunca olan mesafeyi ve  $W_{ij}$  Debye- Waller matris elemanının diyagonal olmayan terimlerinin karesinin alınmasıyla mutlak kare düzeltilmesi yapılmaktadır ve işlem ısısal difüzyon saçılması olarak adlandırılmaktadır.

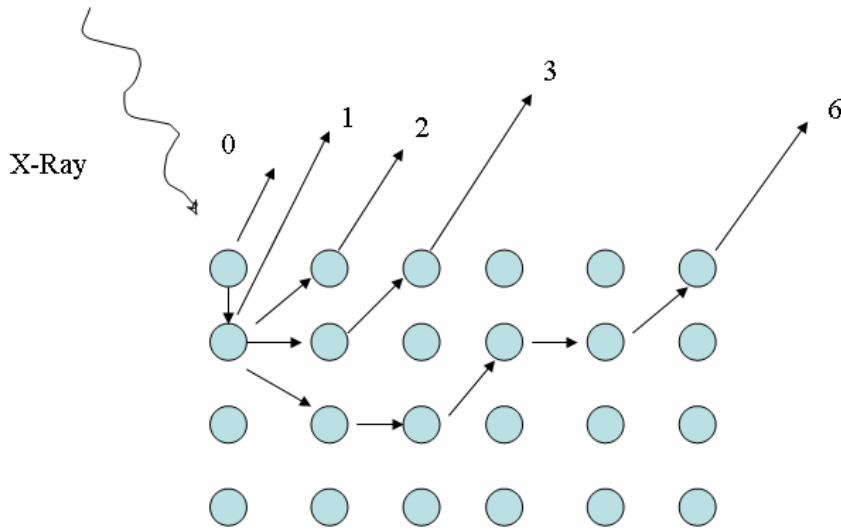
$\Gamma(\vec{k})$ , gerçekte yüzeydeki yüzey bariyer kesişmelerinde ortaya çıkan elektron kırınımı veya büyüklüğü  $V_o$  olan iç potansiyel durumu için daha fazla düzeltme gerekmektedir. Bu bağl olarak yüksek kinetik enerjilerde yaklaşık  $1^\circ$  lik bir kırınımına neden olmaktadır ve XPS' de bu etki göz ardı edilmektedir. Bir dış ilerleme yönü  $\theta$  (numunenin normal yöneliminden ölçülen) deneyden veya teoriden ortaya konunca uygun  $V_o$  iç potansiyeli kullanılarak, iç emisyon açısı  $\theta'$  olacak şekilde aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$\theta' = \cos^{-1} \left\{ \left[ \frac{E_{kin}}{E_{kin} + V_o} \right] \cdot \cos \theta \right\} \quad (3.11)$$

kullanılan SSC modelinin ilerlemesi, teorinin çoklu saçılma etkilerini ve tutarlı karışık hesaplamaları yapması ile mümkün olacaktır. Birçok durumda ve özellikle yüksek kinetik enerjili fotoelektronlar bu çalışmada kullanıldığından, SSC modeli XPD deneyinden elde edilen sonuçları değerlendirmede yeterli olmuştur. Düşük

kinetik enerjilerde birçok basitleştirme ve ön kabuller yapılmaktadır ve buda SSC modelinin deneysel sonuçlarla tutarlı sonuç vermesinde sıkıntılar ortaya koymaktadır. Bu durum özellikle çoklu saçılmalarda önemli olmaya başlamaktadır ve SSC modelinde ekstra düzenlemelere gereksinin duyulmasına yol açmaktadır, bu durumlarla ilgili detaylı bilgiler referans 44’ de bulunabilir.

SSC modelinin burada anlatılmasıyla XPD’ in teorik modelinin en basit haliyle verilmesi hedeflenmiştir. Biz deneysel olarak elde ettiğimiz sonuçlarımızın teorik modellemesinde M.A. Van Hove ve Y. Chen tarafından geliştirilen Çoklu Saçılma Difraksiyon Hesabı (MSCD) kullanılarak geliştirilmiştir. Hesaplamalarda X-ışınları tarafından hedef malzemenin atomlarından sökülen foto elektronların çevrelerindeki diğer atomlardan hiçbir saçılmaya uğramadan analizöre ulaşanlarından etrafındaki atomlardan birinden veya en çok sekiz kez saçılmaya uğrayanına kadar tüm saçılmaların teorik hesaplarını yapabilmektedir, saçılma sayısı programa kullanıcı tarafından girilebilmektedir. XPD deneylerinde gözlemlenebilen saçılmalar şekil 3.6’ da gösterilmiştir.



Şekil 3.6 X- Ray’ ın örnek üzerine düşmesinden sonra sökülen foto elektronların gerçekleştirebileceği saçılmalar.

Bu teorik hesaplamalar bazı parametreler kullanıcının deney sistemin geometrisine göre kullanıcı tarafından belirlenebilmektedir. XPD deneyi için

mümkün iki deneysel düzenek vardır; bunlar sırasıyla **değişken enerjili (k)** X-Ray kaynağı kullanılarak gerçekleştirilen deneylerdir ki bunlar parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarında yapılabilmektedir. İkinci deney düzeneği ise bizim deneylerimizi gerçekleştirdiğimiz düzenek olan sabit enerjili X-ray kaynağı kullanarak yapılan ve numunenin polar ve azimuthal yönlerde döndürülmesi ile gerçekleştirilen XPD deney düzeneğidir. Kullanıcı kendi deney düzeneğine göre uygun olan modu seçerek teorik hesaplamalarını yaptırabilmektedir.

Teorik hesaplarda deneysel düzenek için göz önünde bulundurulması gereken bir diğer önemli seçenekte kullanılan X-ray kaynağının polarizasyon yönünün de deney düzeneğine göre seçilebilmesidir. Çalışılan numune üzerinde difraksiyon deseninin alınacağı “**cluster**” yapısı içinde MSCD programı iki ayrı seçenek sunmaktadır bunlar **yarı elips** olan bir **cluster** şekli veya **dikdörtgen** şeklinde olan bir başka **cluster** yapısıdır. Bu cluster yapıların büyüklüklerinin belirlenmesi de kullanıcının tercihinin bırakılmıştır. Son olarak program teorik hesaplamalardan elde edilen sonuçlarla deneysel sonuçların fiti de gerçekleştirebilmektedir.

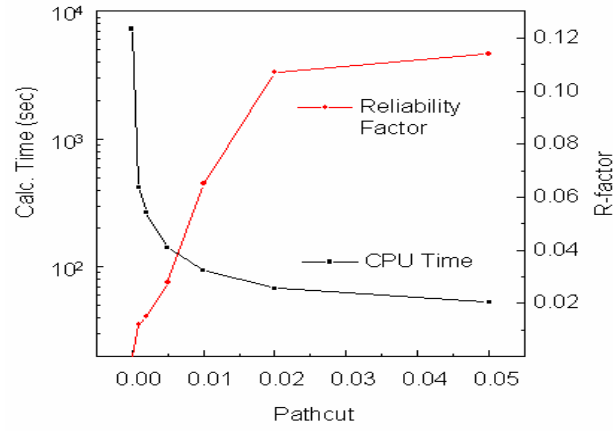
Deneysel ve teorik sonuçların uyumluluğunun göstergesi **uygunluk parametresi** olarak adlandırılan R faktörü de (Reability Factor) iki farklı yaklaşım için program tarafından kullanılmaktadır. Uygunluk faktörü için hangi yaklaşımın kullanılmasını belirleme yetkisini de kullanıcıya bırakmaktadır. Deneysel veriler ile MSCD ile hesaplanan teorik verilerin karşılaştırması için kullanılan uygunluk faktörü

$$R = \sum \frac{(\chi_{ci} - \chi_{ei})^2}{\chi_{ci}^2 - \chi_{ei}^2} \quad (3.12)$$

formülü ile verilmektedir. Ayrıca MSCD programı içerisinde teorik verilerin gerçek verilere yakın sonuca ulaşması için kullanılan diğer uygunluk formülü

$$R = \sum \frac{(I_i(\text{pathcut} = 0) - I_i(\text{pathcut}))^2}{I_i^2(\text{pathcut} = 0) - I_i^2(\text{pathcut})} \quad (3.13)$$

şeklinde verilmektedir [46]. Burada pathcut yapılan hesaplamada yaklaşımlarda belirli mertebeden kesilmesine neden olmaktadır. Böylece deneysel verilere oldukça yakın teorik sonuca ulaşılmasına neden olmaktadır. Program içerisinde yapılan iterasyonların belli bir mertebeden itibaren kesilmesine ama bu arada gerçeğe yakın sonuca da ulaşılması gerekmektedir. Bu ise kullanılan bilgisayarın CPU işletim zamanının uzatmaktadır. Bazı durumlarda haftalık süreler ile programın çalışması gerekmektedir. Yapılacak yaklaşımın cpu zamanı bağlılığını takip eden şekil göstermektedir. Pathcut parametresiyle kullanıcı verilerin uygunluğu ve CPU zamanına kendisi karar verebilme esnekliğine sahip olmaktadır.



Şekil 3.7 Van Hove grubunca yapılmış CPU zamanının yaklaşımın derecesine göre değişim grafiği [46].

MSCD programına veri olarak girilen parametreleri de burada kısaca özetlemek gerekirse bunlar; ilk durum açısal momentumu, sökülen foto elektronların kinetik enerjisi, XPD çalışması yapılacak numunenin yönelimi ((111),(100) v.b ), ve yine çalışan numunenin fiziksel özellikleri örneğin yoğunluğu, örgü sabitleri, kristal yapısı, valans elektron sayısı, debye sıcaklığı ve numenin sıcaklığı gibi özetlenebilir. Yukarıda kısaca anlattığımız parametrelerden programa giriş parametresi olarak numunenin kristal yapısı yaklaşık 100Å (XPS in duyarlılığı olduğu azami derinlik) kalınlığa kadar verilebilmektedir. MSCD programının çalıştırılmasıyla ilgili izlenecek yöntem ve program basamakları ileriki kısımlarda verilecektir. Bunun için ATOMS kristal simülasyon programı kullanılmaktadır.

### 3.3 X Ray Fotoelektron Difraksiyonunun Uygulamaları

#### 3.3.1 Tek Kristal Yüzeyler

Bu kısımda XPD tekniğini kullanarak tek kristal yüzeyler ilgili yapılabilecek uygulamaları inceleyeceğiz. Fotoelektron saçılma şemasında, ileri saçılmanın en büyük şiddetine ulaşması için tüm saçıcıların tek kristal yüzeyinde olması gerekmektedir. İleri saçılma etkisi kullanılarak bazı yapısal problemin çözümü mümkün olabilmektedir. İlk olarak ileri saçılma yaklaşımını göz önüne alalım, bu saçılma şeması ile saçılma şiddetinin maksimum olduğu açı pozisyonu, verilen saçıcı atom, sıkı-paket yönelimi ve kristal içersindeki saçıcı bölgeleri boyunca düzlemlerin kısa-mesafe düzenli geometrisi hakkında bilgilere ulaşılabilir. İleri saçılma yaklaşımının kullanıldığı yapıda eğer aynı kimyasal durumda saçıcı atomlar için eş değer olmayan kısa-mesafe düzenli geometride varsa, genel XPD deseninden ve tüm saçıcıların saçılma şiddetlerinin süper pozisyonundan, tüm sıkı-paket yönelimlerin kümesini ve verilen atom türü için düzlemleri hakkında bilgi almak mümkün olmaktadır. Tek kristal yüzeyin kristallografik yönelimi, XPD' in  $2\pi$  lik fotoelektron şiddetinin dağılımının spektroskopik resim ile karşılaştırılmasıyla belirlenebilir. Bu tek bileşenli yapılar veya tüm saçıcıların aynı tip kısa-mesafe geometriye sahip oldukları yapılarda, kimyasal durumları göz önüne alınmaksızın kolayca yapılabilir. Tek başına bir XPD deseni bile çoklu sistemleri açıklamak için yeterli olmaktadır. Bu yaklaşımı kullanarak literatürde tek kristal için Cu (001), Cu<sub>3</sub>Au(001) [47,48], Ru (0001), Ni (001) [49], Ni (110) [50], ve Ti (0001) [51] çalışmaları yapılmıştır.

İleri saçılma yaklaşımı yalnız başına tek kristal yüzeyin tipi hakkında tam bir bilgiye ulaşılmasına izin vermez, çünkü ileri saçılma yaklaşımı yapısal olarak eşdeğer yapıda farklı tip atomların varlığından veya örgü parametrelerindeki küçük sapmalardan vb etkilerden kaynaklanan saçılma etkilerini ayırt edemez. Deneysel XPD desenlerinin bu yaklaşımla analizi, kısa-mesafe düzenli geometri ve basit yapılar için kompozisyonu ile yüzey tabaka geometrisini tanımlamada yararlı bilgiler sağlamaktadır. Problemlerden biri kısa mesafe düzenli geometride bir yapısal aile fazının farkının tanımlanmasıdır. Örnekler sıkı-paket hekzagonal atomik tabaka olarak büyümekteyken farklı paket yapısında büyüyebilirler. Literatürde tek- bileşen

sıkı paket yapıların epitaksiyel filmlerindeki faz geçişlerini anlamak için birçok çalışma yapılmıştır.

### 3.3.2 Epitaksiyel Tabakalar

Kalınlıkları ikiden yedi tek tabakaya kadar olan epitaksiyel yapılar, XPD deneyi yapmak için oldukça uygundur. Bu kalınlıklarda yayıcı olarak ya büyütülen filmin ya da tek kristal alttaş malzemenin atomları seçilebilir. Deneyde sağlıklı sonuçlara ulaşılabilmesi için hem ileri hem geri saçılma şemasından ileri saçılmanın katkısının göz önüne alınması tavsiye edilir. XPD desenlerinin göz önüne alınmasında birinci ileri saçılma yaklaşımı kullanılabilir. İki veya üç tabakalı filmlerin yapısal gelişimi için, tek saçılma (SSC) simülasyonu yeterlidir, buna karşın daha kalın yani üç veya beş tek tabakadan oluşan epitaksiyel yapılar için, çoklu saçılma etkilerinin hesaba katılması tercih edilir. Epitaksiyel filmlerin XPD tekniği ile yapısal araştırmaları iki kategoriye ayrılır. Birinci ve en geniş grup epitaksiyel tabakalarının yapısal polimorfizimin araştırılmasını ve epitaksiyel büyüme mekanizmalarının belirlenmesini içermektedir. Bu problemler ile genellikle alttaş malzeme ile üzerinde büyütülen malzeme arasındaki ilişkilerin şöyle olduğunda gözlemlenir: metal-metal [52, 53- 64], yarı iletken- yarı iletken [62-64] ve metal-oksit (yalıtkan- yarı iletken) sistemleridir. Filmlerin epitaksiyel büyüme süreçlerindeki yapısal dönüşümleri araştırmanın yanı sıra XPD ile süper örgü dizaynı için gerekli film kompozisyonunun belirlenmesinde ve bu sayede elde edilecek yapının magnetik özellikleri, katalitik ve elektronik taşıma özelliklerinin belirlenmesi gibi pratik uygulamaları da vardır [52, 53- 61]. Bu bahsedilen pratik özelliklerde interface ve ara geçiş pseudomorphic tabakalar önemli rol oynarlar.

XPD' nin epitaksiyel filmlerde, ikinci çözüm sunduğu problem ise epitaksiyel filmin son film yapısının ve birinci yüzey tabakanın durumları hakkında verdiği bilgilerdir. Bu ikinci durum için literatürde yapılan çalışmalar ise;  $\text{VO}_x/\text{TiO}_2$  (110) [65],  $\text{Nb}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_2/\text{TiO}_2$  (110) [66],  $\text{CaO}/\text{CaF}_2$  (111) [67],  $\text{BN}/\text{Ni}(111)$  [68],  $\text{Si}_{1-x}\text{C}_x/\text{Si}(001)$  [59],  $\text{AgCl}/\text{Ag}$  (100) [70] ve  $\text{CuCl}/\text{Cu}(100)$  [71] olarak özetlenebilir.

Fotoelektron difraksiyonu kaplanan tabakanın dış çevreye en yakın olduğu yüzeydeki atomlardan bilgi almak için kullanılan en hassas metotlardan biridir[60]. Kaplamanın ilk adımında ileri saçılma yaklaşımı kullanılarak büyüme mekanizması hakkında bilgiler elde edilir [53- 55, 62- 64]. Daha net bilgiler almak için yapısal XPD' in yanı sıra spektroskopik (UPS, XPS) gibi metodlarında kullanılması gerekmektedir. Literatürde bu konuda detaylı bir çalışma Ag (100) yüzeyi üzerine Mn filmin büyütülmesinin incelemesi ile yapılmıştır [54]. Yapısal çalışmalar ve psedougrowth tabaka ile ilgili olarak da XPD kullanılarak literatürde birçok çalışma gerçekleştirilmiştir bunlardan bazıları; fcc tek kristal/bcc metal Fe/Cu (111) [56, 57], Cr/Cu (001) [58], hcp tek kristal/fcc metal Co/Pt (111) [59], Co/Cu (111) [42,60], Mg/Pd(111) [72] ve son olarak fcc tek kristal/ fcc metal Yb/Al (001) [61]. Kaplamanın ilk başlangıç durumlarında ileri saçılma yaklaşımı kullanılmaktadır, bu yaklaşım kullanılarak sıkı paket biçimde büyüyen yapıları (hcp, fcc) incelemek daha kolaydır, çünkü her iki yapıda yakın çevredeki mümkün yayıcı durumların geometrisinde bazı farklılıklara sahiptir. Saf tek kristal atomları ve kaplanan tabakanın (bir iki monolayer) atomlarının XPD desenlerinin kıyaslaması yapılırsa; son durumun tek kristal yapı üzerindeki durumunu belirlemek mümkündür. Sıkı paket tabakaların kalınlıklarındaki (iki veya daha fazla monolayer) kusurlarından dolayı XPD simülasyonuna ihtiyaç vardır. Bu yüzden psedumorfik tabakaların ve nanotabakaların fcc ve hcp tek kristal üzerinde büyümesi analiz edilebilir [52, 46,72] LEED referans ölçümleri açığa bağlı XPD analiziyle eş zamanlı olarak gerçekleştirilmektedir. Nanotabakaların çalışılmasında LEED çok önemlidir, çünkü LEED ile düzenli süper yapılar ve yapıdaki küçük bozukluklar gözlemlenebilir [80]. Benzer metodolojik yaklaşımlar epitaksiyel filmlerin örgü parametreleri ile geometrik bağıntıları arasında ve tek kristal üzerine büyütülen metal oksit sistemlerde kullanılmıştır. Bunlardan bazıları, CoO/Co (001) [73-75], NiO/Ni (100) [56], V/TiO<sub>2</sub>(110) [77], FeO/Pt(111) [77], TiO/MgO (001) [78]. Bazı ilginç çalışmalarda da XPD metodu en yakın yerel çevrenin analizi için yapılmıştır. XPD yalnızca epitaksiyel tabakaların paketlenme tipini belirlemekte değil ayrıca yukarıda da anlatılanları da yapabilmektedir. Çoklu alaşımlar için de XPD analizi ile hangi tür atomların yüzeyin ilk tabakasında olduğunu hatta atomların adım yapısında mı yoksa yüzeyde merdiven yapısında mı dizildiklerine cevap vermektedir. Açıkçası şunu ifade etmek gerekirse, en yakın çevrenin geometrisinin görünümünden yüzeydeki

yapısal olarak farklılıkları görebilmekteyiz. Bu karakteristik özellikler elektronik, katalitik ve magnetik özellikler için büyük öneme sahiptir.

### 3.3.3 MSCD Programının Tanıtımı

#### 3.3.3.1 MSCD Paket Programının Kullanımı

MSCD, foto elektronların difraksiyon şiddetlerinin açısal değişimini programa girilen veriler doğrultusunda hesaplamak üzere C++ programlama dili kullanarak geliştirilmiş bir bilgisayar programıdır. Programın üzerine kurulduğu çok saçılma yöntemi için Rehr-Albers tarafından geliştirilen matematiksel model referans alınmıştır. Bu saçılmalar esnasında ortaya çıkan elastik olmayan ortalama yol (IMFP) hesapları için ise Tanuma, Powell ve Penn tarafından geliştirilen TPP-2 yöntemi kullanılmıştır. Bunların yanı sıra düzeltilmiş sıcaklık etkisi içinde Sagurton, Bullock ve Fadley tarafından geliştirilen yaklaşım kullanılmıştır. Bu şekilde MSCD programının üzerinde oturduğu matematiksel ve fiziksel durumlar kısaca özetlenmiş olmaktadır.

#### 3.3.3.2 MSCD Veri Dosyaları

MSCD hesaplamalarında kullanıcı için en büyük öneme sahip kısım, veri giriş dosyalarının hazırlanmasıdır. Bu veri giriş dosyaları yapısal olmayan parametreleri ( saçılma modu, fit modu, ilk durum, deney düzeneğinin geometrisi, elastik olmayan ortalama yol hesabı, sıcaklık vb) ve atomların yerlerini belirten yapısal parametreleri içerir.

Yapısal parametreleri tanımlamak için hazırlanan veri dosyasında ilk olarak yüzey yapısını tanımlamak için mantıksal tabakalar tanımlanır. Bir mantıksal tabaka iki boyutlu bir hücredir veya iki boyutlu periyodik sıralanmış bravis lattice' dir. İlkel olmayan fiziksel bir tabaka iki veya daha fazla ilkel mantıksal tabakaya bölünmek zorundadır. Böylece bir mantıksal tabakadaki tüm atomlar konum vektörleri " $\mathbf{R}$ " olan ve formu  $\mathbf{R} = m \mathbf{a}(x,y,z) + n \mathbf{b}(x,y,z) + \mathbf{R}_{\text{tabaka-orjin}}(x,y,z)$  şeklinde olan  $\mathbf{a}$  ve  $\mathbf{b}$  iki boyutlu vektörler,  $m$  ve  $n$  tamsayılar olan katsayılar olmak üzere tanımlanır.  $\mathbf{R}_{\text{tabaka-}}$

orjin ise çalışılan numunenin seçilen orjininin mantıksal tabakaya olan uzaklığını göstermektedir. İki boyutlu vektörlerin seçimi için birçok alternatif vardır, kullanıcı bunu dilediği gibi seçebilir.

Fiziksel tabaka iki çeşit atomdan oluşuyorsa bu fiziksel tabaka mutlaka iki mantıksal tabakaya bölünmelidir. Her mantıksal tabaka sadece bir tür atom içermelidir. Eğer fiziksel tabakadaki atomlar yayıcı (emitter) ise, temel olarak o tabakadaki tüm atomlar periyodiklikten ötürü hepsi yayıcıdır. Fotoelektron difraksiyon şiddeti farklı yayıcılardan bağımsız olduğundan, hesaplamalarımızda sadece birkaç yayıcı atomun farklı komşu atomlardan saçılmalarını inceledik. Fotoelektron difraksiyonu hesaplamalarımızda her mantıksal tabakada bir yayıcı atom olduğunu ve bu atomun o mantıksal tabakanın merkezinde oturduğunu kabul ettik. İlkel fiziksel yayıcı tabakanın birkaç mantıksal tabakaya bölünmesiyle, eğer birden fazla yayıcı göz önüne alınırsa üç boyutta bu yayıcıların komşu atomlarında farklılıkların ortaya çıkmasıyla oluşacak yanlış hesaplamaların önüne geçilmesi hedeflenmiştir.

### 3.3.3.3 Birim Hücre ve Mantıksal Tabakaların Belirlenmesinde ATOMS Programının Kullanılması

MSCD programında yapısal parametrelerinin doğru şekilde yazılması büyük önem taşımaktadır. Özellikle birim hücrenin yukarıda anlatıldığı gibi fiziksel tabakalardan başka mantıksal tabakalara da ayrılması gerekliliği MSCD çalışmalarında ayrıca bir başka programında kullanılmasını zorunlu kılmaktadır. Bizim çalışmalarımızda kullandığımız program **Shape Software** firması tarafından geliştirilen **ATOMS** programıdır. Bu program kristal yapıyı bilgisayar ortamında çizdirerek istediğimiz yönelimdeki görünüşünü inceleyebilme imkânını kullanıcıya sunmaktadır.

ATOMS programında istenen kristal yapının çizilmesi için çizilmesi istenen yapının, öncelikle simetri grubu veya nokta grubunu programın kütüphanesinden seçilmesi ile başlanmaktadır bir sonraki adımda örgü parametrelerini ve atomların oturacakları pozisyonlarını kristallografi kitaplarını kullanarak yapılmaktadır. Kristal

yapının doğru şekilde çizilmesinden sonra deneyimizde çalışacağımız yönelim yönünde kristalimizi yönlendirerek tabaka tabaka keserek ilk yayıcı olarak seçeceğimiz atomun olduğu tabakaya kadar bu işlemi sürdürüyoruz. Yayıcı atomu seçerek orijinimizi de belirlemiş oluyoruz artık tüm uzaklık hesaplarımızı bu orijine göre yapmamız gerekmektedir. Bir üst tabakada çalışmaya başlayabiliriz artık ilk yapacağımız ilk tabaka ile ikinci tabaka arasındaki mesafenin örgü parametreleri cinsinden belirlenmesi olacaktır. Bunun belirlenmesinin ardından bu tabakadaki atomların saçıcı veya yayıcı olmasına göre veya her ikisinin de olma durumu da olabileceğini de göz önüne alarak işlemlerimize devam ediyoruz. Eğer hem saçıcı hem de yayıcı olan bir tabaka ise hem yayıcılar için hem de saçıcılar için iki boyutlu ilkel hücrelerimizi tanımlıyor bu ilkel hücrenin örgü parametreleri yine ana kristalimizin örgü parametreleri cinsinden belirliyoruz. Tanımlanan bu ilkel hücrelerin orijine göre dönme açıları da yine ATOMS programı kullanarak belirleniyor. Anlatılan işlemler tüm kristalin tabaka tabaka incelenmesine kadar devam edecek ve MSCD hesaplarında kullanılacak input dosyaları oluşturulacaktır. Kristal yapının doğru bir şekilde ortaya konulmaması MSCD programından elde edilecek verilerin deneysel sonuçlarla uyuşmamasıyla sonuçlanacağından bu konuda aşırı dikkat gösterilmesi gerekmektedir. Doğal olarak ilk çalıştırmada verilen yapı bulk yapı olmasına rağmen daha sonra deneysel veriler ile MSCD nin çalıştırılmasıyla elde edilen sonuçlar ışığında deneysel XPD sonuçlarına göre girilen yapıda atomik mesafelerde mantıksal yaklaşımlarla değişimlere gidilerek doğru yapı bulunmaya çalışılmaktadır.

### 3.3.3.4 MSCD Hesaplamaları İçin Cluster Seçimi

İdeal yüzey yapısı iki boyutta sonsuz ve son derece karmaşıktır. Fotoelektron difraksiyonunu doğru şekilde betimlemek için, tüm saçıcıların (scatterer) yüzeyin içinde olduğunu kabul etmek gerekmektedir. Pratikte yayıcıdan çok uzakta bulunan saçıcıyı ihmal edebiliriz, böylece sadece birkaç yayıcı ve birkaç saçıcıyı içeren bir sonlu cluster tanımlamış oluruz. Bu kabuller ışığında öyle bir cluster için programın kabul edebileceği ortalama atom sayısı yüz olarak belirlenmektedir.

MSCD programında cluster şekli olarak ya dikdörtgen ya da yarım elipsoit kullanmak mümkündür. Bu yarım elipsoidin profil görünümü yüzeye paralel küçük eksen  $r$  uzunluğunda büyük eksen  $h$  uzunluğunda ve yarı çapı  $r$  olan bir daire olacak şekilde tanımlanmaktadır. Clusterın bu şekilde seçilmesiyle yarım elipsoidin içindeki tüm atomlar difraksiyon hesabında göz önünde bulundurulması sağlanırken, yarım elipsoidin dışında kalanlar ise difraksiyon hesabına katılmamaktadır. Buna karşın daha büyük cluster seçimlerinin daha doğru hesaplar yapılmasını sağlayacağı muhakkaktır fakat burada şunun göz önünde bulundurmak gerekmektedir ki böyle bir seçim daha fazla hesaplama zamanı ve daha üstün özelliklerde bilgisayarlara gereksinim duyulmasına yol açar.

### 3.3.3.5 Yapısal Olmayan Parametreler

Yapısal olmayan input parametreleri ilk core level, çoklu saçılma sayısı, R-A yaklaşım türü, saçılma modu (enerji tarama açıklaması, polar açısı taraması, azimuthal açısı taraması veya hologram v.b ), detektörün yarı açıklık açısı, foton polarizasyon açısı, debye sıcaklığı, her bir atom için yoğunluk, atomik ağırlık ve valans elektron sayıları olarak sıralanabilir. Şuanda kullanılmakta olan versiyon sadece lineer polarize fotonların kaynak olarak kullanıldığı sistemler için yazılmıştır. Foton polarizasyon yönü polar ve azimuthal açılarla açıklanır, teta ve phi. polar ve azimuthal açılar referans yönüne yani deneyin dönme geometrisine göre seçilir. Eğer yüzey normali sabitlenmişse (numune dönmüyor veya sadece azimuthal dönüyorsa), referans yönü yüzey normaline sabitlenir. Eğer yüzey normali sabitlenmemişse, yani döndürülüyorsa, analizör sabitlenmelidir ve referans yönü analizörün sabitlenmiş yönü olarak belirlenmelidir.

## 4. MAGNETİZMA VE FERROMAGNETİK REZONANS

### 4.1 Ferromagnetizma

Herhangi bir manyetik alan olmasa bile kendiliğinden bir mıknatıslanmaya sahip malzemeler ferromagnetik malzemeler olarak adlandırılırlar. [81]. Spinleri klasik olarak aynı yönde yönlendirebilmek için, büyük manyetik alanlara ihtiyaç vardır. Fakat komşu spinler arasında var olan dipolar etkileşmeler yüksek manyetik alan doğurmazlar. Bu nedenle, ferromagnetik malzemelerdeki spinler arası etkileşmeler manyetik kökenli olmaktan çok elektriksel kökenlidir. Spinler arasındaki bu elektriksel kökenli etkileşmeye Değiş-tokuş (Değiş-tokuş) etkileşmesi denir. Ferromagnetik malzemelerdeki kendiliğinden mıknatıslanma; iç manyetik alanlardan kaynaklanır. Heisenberg böyle bir iç alanın komşu atomların çiftlenmemiş elektronlarının spinleri arasındaki kuantum mekaniksel kökenli Değiş-tokuş (Değiş-tokuş) etkileşmelerinden kaynaklandığını göstermiştir. Heisenberg, Değiş-tokuş hamiltoniyeni:

$$H_{exch} = -\sum_{i<j} 2J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (4.1)$$

şeklinde yazılır, burada toplam kristal örgüdeki tüm spin çiftleri üzerinden yapılır. Değiş-tokuş sabiti  $J_{ij}$ ; iki atom arasındaki uzaklığa bağlıdır.

#### 4.1.1 Curie-Weiss Yasası

Ferromagnetik malzemelerin sahip olduğu kendiliğinden mıknatıslanma, her bir ferromagnetik malzeme için farklı bir sıcaklık olan Curie sıcaklığının üzerine çıkıldığında kaybolur. Bu yüzden ferromagnetik malzemeler sadece Curie sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda ferromagnetik düzendedirler. Bazı ferromagnetik malzemelerin Curie sıcaklıkları Tablo 4.1' de verilmiştir [82]. Curie-Weiss yasasına göre paramagnetik fazda manyetik duygunluk (alınanlık);

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_C} \quad (4.2)$$

ile verilir. Burada  $C$ , Curie sabiti;  $T$ , sıcaklık,  $T_C$  Curie sıcaklığını göstermektedir.  $T_C$ 'deki  $C$  paramagnetik ve ferromagnetik durumlar arasındaki geçişi temsil eden sıcaklık değeri olduğu için böyle gösterilmiştir [83].

Tablo 4.1 Bazı ferromagnetik malzemelerin Curie Sıcaklıkları [83].

| Malzeme | Curie Sıcaklığı (K) | Malzeme | Curie Sıcaklığı |
|---------|---------------------|---------|-----------------|
| Fe      | 1043                | Gd      | 292             |
| Co      | 1388                | Dy      | 88              |
| Ni      | 627                 | EuO     | 69              |

## 4.2 Magnetik Anizotropiler

### 4.2.1 Magnetik Anizotropilere Genel Bir Bakış

En önemli magnetik anizotropiler detayları ile bu bölümde tartışılmıştır. Magnetik anizotropilerin detaylı açıklamalarına başlamadan önce bir özet olarak bu magnetik anizotropileri ve neden kaynaklandıklarını kısaca açıklayalım,

Magnetokristalline anizotropi; mıknatıslanmanın, üzerinde çalışılan örneğin kristal yapısına göre değişiklik göstermesi ve özel kristal eksenleri boyunca yönelmesine neden olan anizotropi.

Şekil Anizotropi; mıknatıslanmanın, çalışılan numunenin şeklinden kaynaklanan anizotropi.

Stres Anizotropisi; mıknatıslanmanın, yol açtığı kendiliğinden deformasyon.

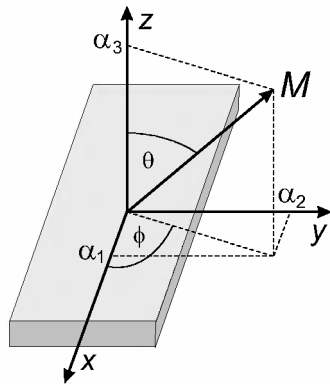
Yüzey ve Interface Anizotropi; yüzeyler ve interface bölgeler genellikle hacimsel yapılarla karşılaştıklarında bazı farklılıklar göstermektedirler ve bu farklılık onların asimetrik çevrelerinden dolayı ortaya çıkmaktadır ve bu bir anizotropi

oluşturmaktadır, bu anizotropi de değişik magnetik özellikler sergilemelerine neden olmaktadır.

#### 4.2.2 Magnetokristalline Anizotropi

En önemli tip anizotropi magnetokristalline anizotropidir, bu anizotropiye elektronların spin orbit çiftlenimleri neden olmaktadır. Elektron orbitalleri kristallografik yapıyla ilişkilidir. Onların spinlerle etkileşimden dolayı tanımlanmış kristallografik eksenler boyunca yönelmeyi tercih ederler. Bu yüzden magnetik malzemelerin mıknatıslanmaları bazı yönlerde yönelmeleri, diğer yönlere göre daha kolay veya daha zor olabilir. Spin orbit etkileşmesi temel fiziksel prensipler kullanılarak hesaplanabilir. Bununla birlikte, fenomenolojik ifadeleri kullanarak da hesaplamalar yapılabilir. Kristal simetrisi göz önüne alınarak yapılan seri açılımından elde edilen ifadedeki katsayılar ile deneysel çalışmalardan da elde edilen sonuçlar arasında uygunluk vardır. Magnetokristalline enerji Exchange enerji ile karşılaştırıldığında daha küçüktür, ama mıknatıslanmanın yönünün belirlenmesinde Exchange enerjinin bir etkisi yokken tüm etki magnetokristalline anizotropidedir. Exchange etkileşimi sadece magnetik momentleri paralel hale getirmede etkindir, mıknatıslanmanın yönelmesiyle ilgilenmez.

Mıknatıslanma vektörünün yönü  $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M}$ , doğrultu kosinüsleri  $\alpha_i$  'ler tarafından verilen koordinat eksenleri ile bağlantılıdır.



Şekil 4.1. Doğrultman kosinüslerinin tanımı.

$\vec{M} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$  (Şekil 4.1)' de verilmiştir.

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \sin \theta \cos \phi \\ \alpha_2 &= \sin \theta \sin \phi \\ \alpha_3 &= \cos \theta\end{aligned}\tag{4.3}$$

bu bağıntılar aşağıdaki şartı sağlarlar;

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1\tag{4.4}$$

ve bu bağıntı aşağıda detaylı hesaplamalarda kullanılacaktır.

Birim hacim başına magnetokristalline enerji  $E_{crys}$ , bileşenleri mıknatıslanma olan seri açılımı olan ile tanımlanır,

$$E_{crys} = E_0 + \sum_i b_i \alpha_i + \sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijk} b_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \Theta(\alpha^5)\tag{4.5}$$

$\Theta(\alpha^5)$  terimi ihmal edilir çünkü beşinci mertebeden  $\alpha$  çok küçüktür ve bu yüzden ihmal edilir. Zıt mıknatıslanmış sistemler için enerji farklı yoktur. Bu yüzden enerji sadece mıknatıslanmanın yönelimine bağlıdır;

$$E(\vec{M}) = E(-\vec{M})\tag{4.6}$$

Veya

$$E(\alpha_i) = E(-\alpha_i)\tag{4.7}$$

Bu son şarttan dolayı  $\alpha_i$ ' lerin tek sayı olan terimleri seri açılımında yoktur ve seri açılımının son hali,

$$E_{crys} = E_0 + \sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l\tag{4.8}$$

Şimdi bu genel ifadenin farklı kristallografik sistemler için ne şekilde kullanılacağını belirlemeye çalışalım.

#### 4.2.2.1 Kübik Sistemlerde Magnetokristalline Anizotropi

$E(\alpha_i) = E(-\alpha_i)$  birbirine eşit olduğundan tüm çapraz terimler  $\alpha_i \alpha_j$  ortadan kalkar,  $i \neq j$  için  $b_{ij} = 0$  olur.  $i = 1, 2, 3$  kübik simetriye sahip sistemlerde ayırt edilemez bu yüzden  $b_{11} = b_{22} = b_{33}$  'dür. Bu kısıtlamalar altında ikinci dereceden terim;

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) = b_{11} \quad (4.9)$$

Denklem (4.5)' deki bağıntı göz önünde bulundurulsa olarak bulunur. Dördüncü mertebeden terim ise,

$$\sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l = b_{1111} (\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) + 6b_{1122} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (4.10)$$

Bulunur, benzer şekilde altıncı mertebeden terim ise,

$$\begin{aligned} \sum_{ijklmn} b_{ijklmn} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l \alpha_m \alpha_n &= b_{111111} (\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6) + 15b_{111122} (\alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^4 \\ &+ \alpha_1^4 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^2) + 90b_{112233} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \end{aligned} \quad (4.11)$$

Şeklinde ifade edilir. Eşitlik (4.4) göz önünde bulundurulmasıyla,

$$1 = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)^2 \quad (4.12)$$

$$= (\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 + 2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2))$$

$$1 = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)^3$$

$$\begin{aligned} &= (\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6 + 6\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + 3(\alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^4 + \alpha_1^4 \alpha_3^2 \\ &+ \alpha_2^2 \alpha_3^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^2)) \end{aligned} \quad (4.13)$$

Eşitlikleri elde edilir. Eşitlik (4.4) ' ün  $\alpha_1^2 \alpha_2^2$  ile çarpılmasıyla,

$$\alpha_1^2 \alpha_2^2 = \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (4.14)$$

Elde edilir ve bu da

$$\alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_2^4 = \alpha_1^2 \alpha_2^2 - \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (4.15)$$

Şeklinde ifade edilir ve enerji yoğunluğunun ifadesi,

$$\begin{aligned} E_{crys}^{Kubik} = & E_0 + b_{11} + b_{1111}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) + 6b_{1122}(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \\ & + b_{111111}(\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6) + 15b_{111122}(\alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^4 \\ & + \alpha_1^4 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^2) + 90b_{112233} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Kübik sistemler için bulunmuş olur. Burada verilen  $K_i$  ( magnetokristalline anizotropi sabitidir)  $b$  katsayılarının fonksiyonlarıdır.

#### 4.2.2.2 Tetragonal Sistemler

Kübik sistemlerde olduğu gibi tetragonal sistemlerde de  $\alpha_i \alpha_j$  çapraz terimlerini içermez. Simetrinin indirgenmesinden dolayı sadece 1 ve 2 numaralı indisler aynıdır. Bu şartlar altında ikinci mertebeden terimin katkısı,

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11} \alpha_1^2 + b_{11} \alpha_2^2 + b_{33} \alpha_3^2 \quad (4.17)$$

Eşitlik (4.4) kullanılarak  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1 - \alpha_3^2$  ;

$$\begin{aligned}\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j &= b_{11} + (b_{33} - b_{11}) \alpha_3^2 \\ &= a_0 + a_1 \alpha_3^2\end{aligned}\quad (4.18)$$

bulunur. Burada  $a_i$  ' ler  $b_{ii}$  ' lerin fonksiyonudurlar. Dördüncü mertebeden terim ise,

$$\begin{aligned}\sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l &= b_{1111} \alpha_1^4 + b_{2222} \alpha_2^4 + b_{3333} \alpha_3^4 + 6b_{1122} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \\ &+ 12b_{1133} (\alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \\ &= b_{1111} (\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + b_{3333} \alpha_3^4 + 6b_{1122} \alpha_1^2 \alpha_2^2 + 12b_{1133} \alpha_3^2 (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)\end{aligned}\quad (4.19)$$

olarak bulunur. Bu ifadeler kullanılarak tetragonal sistem için magnetokristalline enerji yoğunluğu,

$$E_{crys}^{tetra} = K_0 + K_1 \alpha_3^2 + K_2 \alpha_3^4 + K_3 (\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + \dots \quad (4.20)$$

olarak ifade edilir. Burada verilen  $K_i$  ' ler  $b$  katsayılarına bağlı katsayılardır. Eşitlik (4.1 ve 4.3) de verilen doğrultman kosinüslerini  $\alpha_i$  ' ler  $\theta$  ve  $\phi$  cinsinden yukarda ki ifadede yerine yazılırsa,

$$E_{crys}^{tetra} = K_0 + K_1 \cos^2 \theta + K_2 \cos^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta (\sin^4 \phi + \cos^4 \phi) \quad (4.21)$$

$$E_{crys}^{tetra} = K_0' + K_1' \sin^2 \theta + K_2' \sin^4 \theta + K_3' \sin^4 \theta \cos 4\phi \quad (4.22)$$

Tetragonal sistemler için magnetokristalline anizotropi enerji yoğunluğu bu şekilde ifade edilmiş olur. Yukarıdaki ifadenin son terimi kristallografik sistemin fourfold simetriye sahip olduğuna işaret etmektedir.

#### 4.2.2.3 Hekzagonal Sistemler

Benzer hesaplamalar hekzagonal sistemlerin enerji yoğunluğu içinde göz önünde bulundurulursa,

$$E_{crys}^{hekza} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 + K_3(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^3 + K_4(\alpha_1^2 - \alpha_2^2)(\alpha_1^4 - 14\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^4) \quad (4.23)$$

$$E_{crys}^{hekza} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos 6\phi$$

olarak bulunur. Tetragonal ve hekzagonal sistemler için magnetokristalline anizotropi ikinci ve dördüncü mertebeye kadar enerji silindirik simetri ile bağlantılıdır. Bu enerji sadece mıknatıslanma yönü ile z eksenini arasındaki  $\theta$  açısına bağlıdır. Bu yüzden bu sistemler uniaxial simetriye sahiptirler.

Azimuthal açı  $\phi$  anizotropinin basal yüzeyini karakterize etmektedir ve bu yüzden bu mıknatıslanmanın z eksenine dik bir düzlemde dönmesine karşılık gelir ve aynı zamanda  $\cos 4\phi$  ve  $\cos 6\phi$  terimleri sırasıyla tetragonal ve hekzagonal sistemler için fourfold ve sixfold simetriye karşılık gelir.

Genel olarak bulduğumuz sonuçlardan şu çıkarımları yapabiliriz,

1. Magnetokristalline anizotropi parametreleri malzemeden malzemeye göre ve sıcaklığa göre değişmektedir.
2. Tecrübeler  $K_1$  ve  $K_2$  sabitlerinin belirlenmesinin deney ve hesaplamalar arasındaki uyum için yeterli olduğunu ortaya koymuştur.
3. Magnetokristalline anizotropi sabitlerinin oranı ve işaretleri kolay mıknatıslanma eksenini veya tercih edilen yönün belirlenmesinde kullanılır.

#### 4.4.2.4 Kübik Kristaller İçin Magnetokristalline Anizotropi

-  $E_{100}$

$[100]$  yönü  $\theta = 90^\circ$  ve  $\phi = 0^\circ$  ile karakterize edilir. Bu durumda  $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = \alpha_3 = 0$

olarak bulunur.

-  $E_{110}$

$[110]$  yönü  $\theta = 90^\circ$  ve  $\phi = 45^\circ$  ile karakterize edilir. Bu durumda

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \alpha_3 = 0$$

olarak bulunur.

-  $E_{111}$

$[111]$  yönü  $\theta = 54.7^\circ$  ve  $\phi = 45^\circ$  ile karakterize edilir. Bu durumda

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

olarak bulunur.

Kübik sistemler için magnetokristalline anizotropi ifadesi,

$$E_{\text{crys}}^{\text{kubik}} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots$$

Yukarıdaki yönelimler için bulunan doğrultman kosinüsleri kullanılarak,

$$E_{100} = K_0$$

$$E_{110} = K_0 + \frac{1}{4} K_1$$

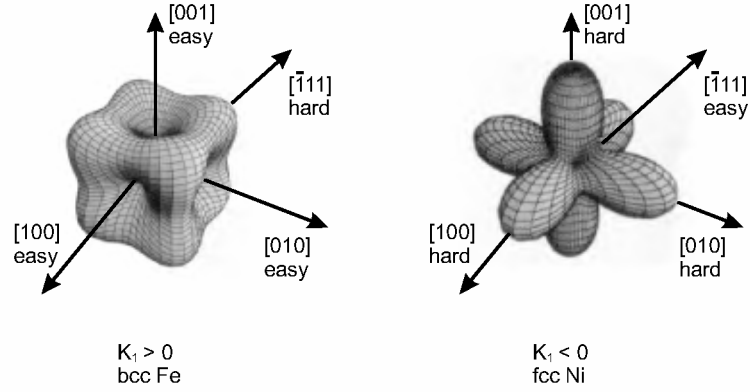
$$(4.24)$$

$$E_{111} = K_0 + \frac{1}{3} K_1 + \frac{1}{27} K_2$$

bulunur. Ferromagnetik kobalt, demir ve nikel için düşük sıcaklıklardaki anizotropi sabitleri Tablo 4.2 ' de verilmiştir.

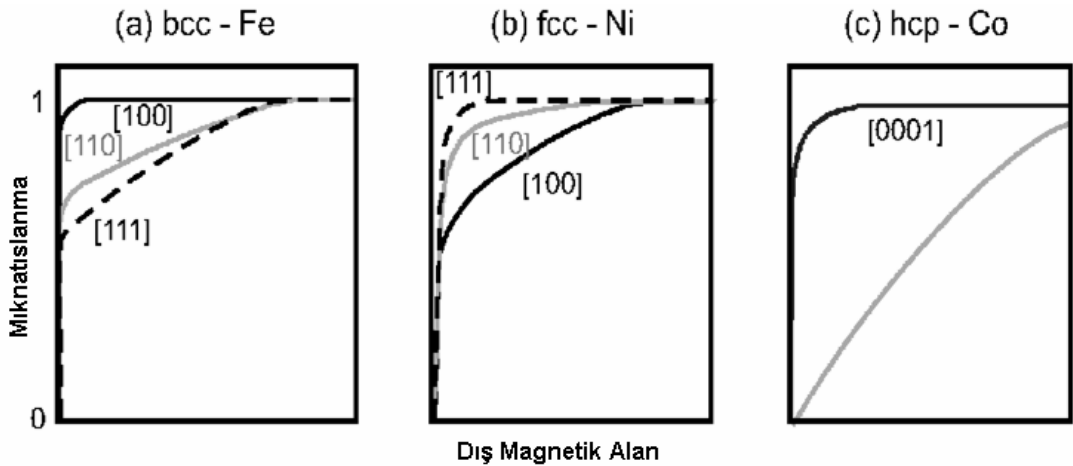
Tablo 4.2. Fe, Ni ve Co için  $K_1$ ,  $K_2$  ve  $K_3$  Magnetokristalline anizotropi sabitlerinin  $T=4.2$  K için büyüklükleri [81].

| Malzeme                   | bcc-Fe         | fcc-Ni          | hcp-Co         |
|---------------------------|----------------|-----------------|----------------|
| $K_1$ (J/m <sup>3</sup> ) | $5,48.10^4$    | $-12,63.10^4$   | $7,66.10^5$    |
| (eV/atom)                 | $4,02.10^{-6}$ | $-8,63.10^{-6}$ | $5,33.10^{-5}$ |
| $K_2$ (J/m <sup>3</sup> ) | $1,96.10^2$    | $5,78.10^4$     | $1,05.10^5$    |
| (eV/atom)                 | $1,44.10^{-8}$ | $3,95.10^{-6}$  | $7,31.10^{-6}$ |
| $K_3$ (J/m <sup>3</sup> ) | $0,9.10^2$     | $3,48.10^3$     | -              |
| (eV/atom)                 | $6,6.10^{-9}$  | $2,38.10^{-7}$  | -              |



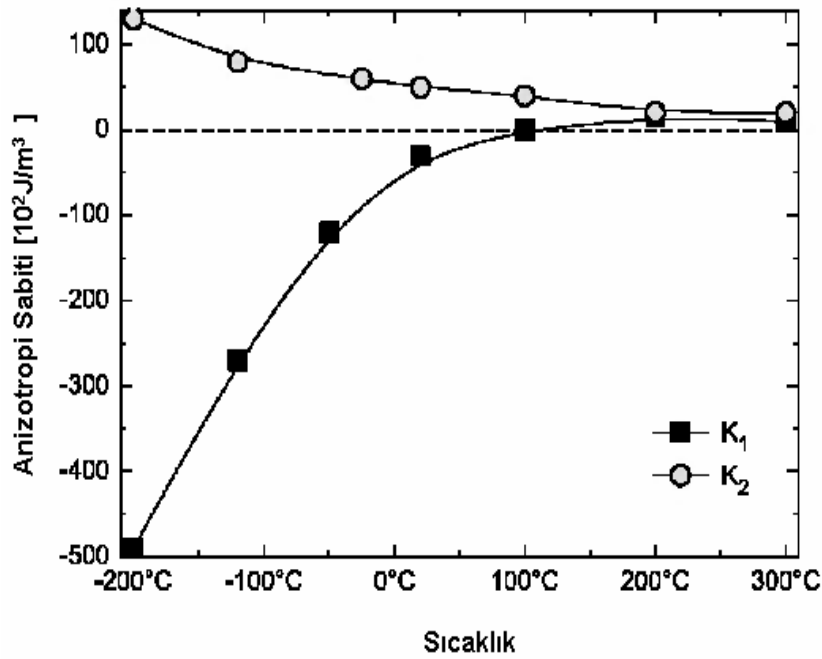
Şekil 4.2. Kübik simetride  $K_1 > 0$  durumunda enerji yüzeyi için kolay ve zor mıknatıslanma eksenleri (bcc Fe için). Kübik simetride  $K_1 < 0$  durumunda enerji yüzeyi için kolay ve zor mıknatıslanma eksenleri (fcc Ni) [81].

$K_1$ , en önemli magnetokristalline anizotropi sabiti göz önüne alarak kübik sistem için bazı değerlendirmeler yaparsak,  $K_1 > 0$  için  $[100]$ - yönelimi kolay mıknatıslanma eksenidir ve  $[111]$ - yönelimi ise zor mıknatıslanma eksenidir, bu yüzden enerjiler arasında  $E_{100} < E_{110} < E_{111}$  bağıntısı vardır. Bunun için bir örnek bcc-Fe için verilmiştir.  $K_1 < 0$  için ise  $[111]$ - yönelimi kolay mıknatıslanma eksenidir ve  $[100]$ - yönelimi ise zor mıknatıslanma eksenidir ve enerjiler arasındaki bağıntı  $E_{111} < E_{110} < E_{100}$  şeklindedir. Bu durum için örnek fcc- Ni için gösterilmiştir. Bu magnetik davranışlar farklı mıknatıslanma eğrileri ile şekil 4.3' de gösterilmiştir.



Şekil 4.3. Miknatıslanma eğrileri. (a) bcc-Fe, (b) fcc-Ni ve (c) hcp-Co. Kolay mıknatıslanma eksenleri Fe için  $[100]$ , Ni için  $[111]$  ve Co için  $[0001]$  yönelimleridir. Bu karakterizasyon yapılırken en küçük dış magnetik alana değerinde doyuma giden yönelim en kolay yönelim olarak tanımlanır [81].

$K_2$  içinde durumu göz önüne alırsak, onunda magnetik özellikler üzerinde bazı etkileri vardır. Eğer  $K_1$  ve  $K_2$  büyüklük olarak aynı mertebede ise  $[110]$ -yönelimi kolay aynı zamanda zor mıknatıslanma eksenidir (çizelge 4.2) Demir için  $K_1/K_2$  oranı yaklaşık 250' dir. Nikel için ise bu oran yaklaşık 2' dir, her iki değerde yaklaşık aynıdır. Bu yüzden anizotropi sabitlerinin sıcaklığa bağlılıkları mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır (Şekil 4.4).  $K_1$  için sıcaklık 400 K' in altında iken işaret değiştirerek negatif değer aldığı gözlenmiştir. Bu yüzden magnetik özellikler mutlaka farklı sıcaklık aralıklarında ölçülmelidir.



Şekil 4.4. Nikel için magnetokristalline anizotropi sabitleri  $K_1$  ve  $K_2$  için sıcaklığa bağlı değişimi [82].

#### 4.2.2.5 Tetragonal ve Hekzagonal Malzemeler İçin Magnetokristalline Anizotropi

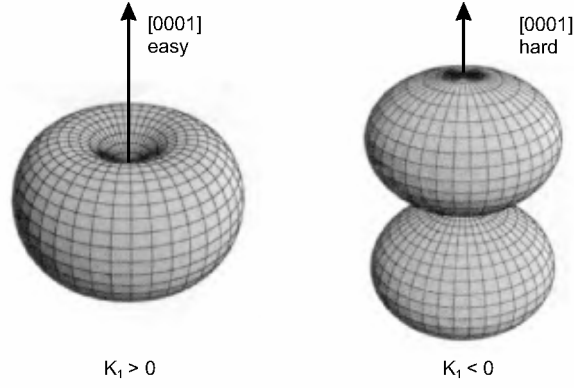
Tetragonal ve hekzagonal malzemeler için birim hacimde magnetokristalline enerji,

$$E_{crys} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$$

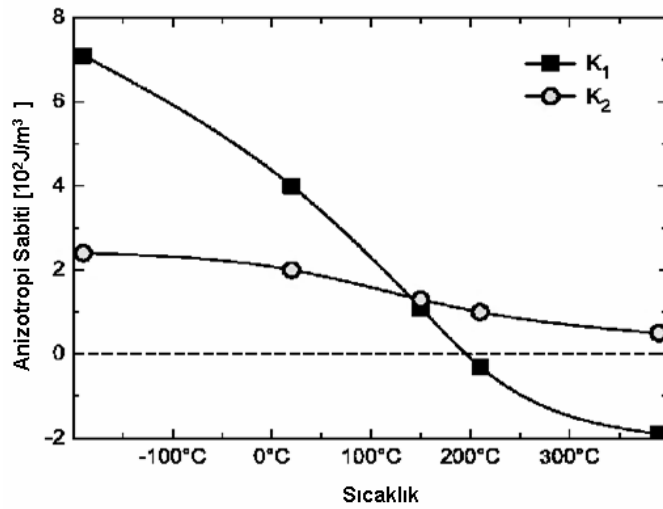
şeklinde verilmekteydi. Pozitif  $K_1 > 0$  ve  $K_2 > 0$  değerleri için  $E_{crys}$  minimum değerini  $\sin \theta = 0$  da alır, c- eksenidir  $[0001]$  kolay mıknatıslanma eksenidir (Şekil 4.5' in sol

tarafı). Eğer magnetokristalline anizotropi sabitlerinin ikisi de  $K_1$  ve  $K_2$  negatif ise minimum enerji  $\sin \theta = 1$  ' da bulunur. Bu durumda kolay mıknatıslanma eksenini  $[0001]$  yüzeyi içersinde uzanmaktadır ve  $[0001]$ - yönelimi artık zor mıknatıslanma eksenini olmuştur (Şekil 4.5' in sağ tarafı).

Eğer anizotropi sabitlerinden biri negatif biri pozitif ise mıknatıslanma bu sefer c- eksenini boyunca  $[0001]$ -düzleminde sürekli bir dönme hareketi yapar ve minimum enerji  $\sin^2 \theta = -K_1/2K_2$  ' de gerçekleşir. Pozitif  $K_1$  ve  $K_2$  için düşük sıcaklıklarda bir örnek kobalt için verilmiştir. (Şekil 4.6) Böylece  $[0001]$  yönelimi kolay mıknatıslanma eksenidir, ve kobalt için  $K_1$  ve  $K_2$ ' in sıcaklığa bağlı davranışı (Şekil 4.6)' da verilmiştir.



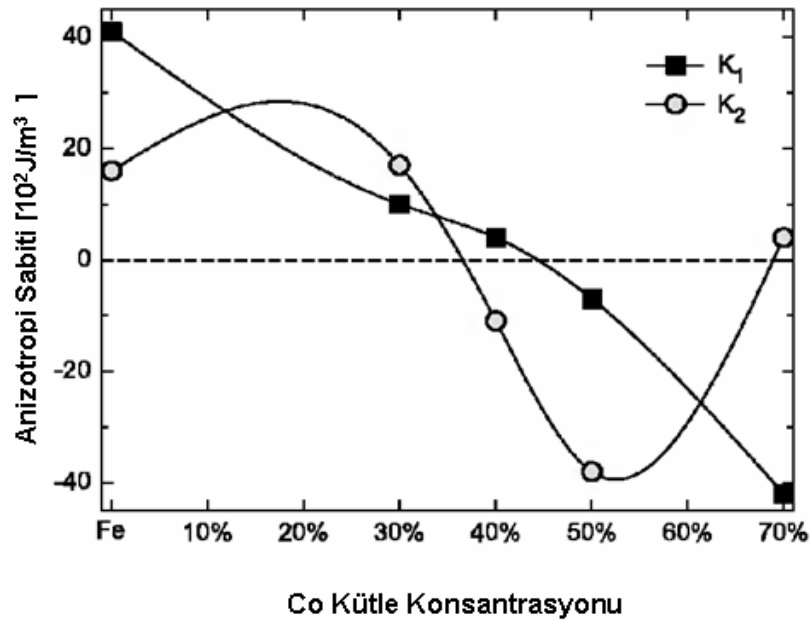
Şekil 4.5. Sol: Uniaxial simetri için enerji yüzeyi  $K_1 > 0$  durumunda. Kolay mıknatıslanma eksenini  $[0001]$  yönü boyuncadır. Sağ: Uniaxial simetri için enerji yüzeyi  $K_1 < 0$  durumunda.  $[0001]$  yönü zor mıknatıslanma yönüdür artık [81].



Şekil 4.6. Kobalt için magnetokristalline anizotropi sabitlerinin sıcaklıkla değişimi [82].

#### 4.2.2.6 Alaşımların Kimyasal Oranlarının Magnetokristalline Anizotropiye Etkileri

Anizotropi sabitleri  $K_i$  ' ler magnetik alaşımların kendilerini oluşturan maddelerin miktarına göre değişimler göstermektedirler. Bu konuda literatürde yapılmış bir çalışma üzerinden anizotropi sabitlerinin nasıl değiştiğini inceleyelim.  $Fe_x Co_{1-x}$  için bu durum (Şekil 4.7)' de gösterilmiştir. Kobalt miktarının artmasıyla  $K_1$  monoton olarak azalmaktadır. Düşük konsantrasyonda  $K_1$  pozitifken, kobalt konsantrasyon oranı yaklaşık %45 olduğunda işaret değiştirmektedir. Diğer anizotropi sabiti  $K_2$ ' in davranışı ise daha karışıktır. Düşük ve yüksek konsantrasyonda  $K_2$  pozitif iken kobalt konsantrasyon oranının %35-%70 arasında olması durumunda ise negatif olmaktadır. Anizotropi sabitlerinin değerleri ve büyüklükleri  $-9K_1/4$  ve  $-9K_2$  belirlenmesi farklı mıknatıslanma yönleri (Tablo 4.3)' de verilmiştir. Bunlar kolay, orta ve zor mıknatıslanma eksenleri Tablo 4.2 yardımıyla kimyasal oranlar kullanılarak verilmiştir. (Tablo 4. 4)



Şekil 4.7. FeCo alaşımının oda sıcaklığında farklı kimyasal oranlar için  $K_1$  ve  $K_2$  için anizotropi sabitlerinin kobalt oranına bağlı değişimi [81].

Tablo 4.3.  $K_1$  ve  $K_2$  ( $10^3 \text{ J/m}^3$ )' in oda sıcaklığında Fe ve Co için alaşım oranlarına bağlı magnetokristalline anizotropi sabitleri [81].

| <i>Co</i> | <i>Fe</i> | $K_1$ | $K_2$ | $-9K_1/4$ | $-9K_2$ |
|-----------|-----------|-------|-------|-----------|---------|
| 0         | 100       | 42.1  | 15    | -95       | -379    |
| 30        | 70        | 10.2  | 16.2  | -23       | -92     |
| 40        | 60        | 4.5   | -11.1 | -10       | -41     |
| 50        | 50        | -6.8  | -38.7 | 15        | 61      |
| 70        | 30        | -43.3 | 5.3   | 97        | 390     |

Tablo 4.4. Oda sıcaklığında  $K_1$  ve  $K_2$  anizotropi sabitlerinin işaretleri FeCo alaşımın Fe ve Co oranına bağlı mıknatıslanma eksenlerine göre değerlendirilmesi [81].

| <i>Co</i> | <i>Fe</i> | $K_1$ | $K_2$             | <i>Kolay</i> | <i>Orta</i> | <i>Zor</i> |
|-----------|-----------|-------|-------------------|--------------|-------------|------------|
| 0         | 100       | +     | +                 | 100          | 110         | 111        |
| 30        | 70        | +     | +                 | 100          | 110         | 111        |
| 40        | 60        | +     | $\approx -9K_1/4$ | 100          | 110/111     | 111=110    |
| 50        | 50        | -     | -                 | 111          | 110         | 100        |
| 70        | 30        | -     | $+, < 9 K_1 /4$   | 111          | 110         | 100        |

### 4.2.3 Şekil Anizotropi

Polikristal örnekler herhangi bir magnetokristalline anizotropiye sahip değildirler. Fakat tüm izotropik davranış şekil eğer küresel ise ortaya çıkar. Eğer örnek küresel değilse kolay mıknatıslanma eksenini için bir veya daha fazla özel yönelim olabilir. Bu olay şekil anizotropi olarak bilinir. Bu olayın nedenini derinlemesine araştırmak için örneğin demagnetizasyon alanını göz önünde bulundurmalıyız.

$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$  bağıntısı sonsuz sistemler içersinde geçerlidir. Sonlu örnekler bir magnetik alan içersine konulduğunda bu örnekler yüzeylerinde kutuplar varmış gibi davranırlar. Bu yüzden örneklerin içersinde dış magnetik alanı zayıflatıcı yönde bir magnetik alan oluşur ve bu iç magnetik alan demagnetizasyon alanı olarak adlandırılır. Aynı elektrik alanın dielektrik malzeme içersinde oluşturduğu elektrik deplasman vektörüne benzer. Örneğin kendi içersinde oluşan bu enerjinin ifadesi,

$$E = -\frac{1}{2} \int \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{demag} dV \quad (4.25)$$

Burada  $\vec{H}_{demag}$  örneğin içersinde demagnetizasyon alanın göstermektedir. Bu hesaplama genel şekiller için daha karmaşıktır. Bu hesap simetrik nesneler için kolay olmaktadır.

Bir elipsoidin sahip olduğu demagnetizasyon alanı aşağıdaki ifade ile verilir,

$$\vec{H}_{demag} = -N\vec{M} \quad (4.26)$$

burada N demagnetizasyon tensörüdür. Bu yüzden bu durum neden olduğu enerji ifadesi,

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} \int \mu_0 \vec{M} N \vec{M} dV \\ &= \frac{1}{2} V \mu_0 \vec{M} N \vec{M} \end{aligned} \quad (4.27)$$

Burada V ile örneğin hacmi tanımlanmıştır. N diagonaldır, eğer a, b ve c elipsoidin yarı eksenlerini gösteriyorsa. Ve bu yüzden bu matrisin izi;

$$trN = 1 \quad (4.28)$$

Mıknatıslanma vektörünün bu yarı eksenlere göre keyfi yönelimi, doğrultman kosinüslerine  $\alpha_a, \alpha_b$  ve  $\alpha_c$  göre belirlenir. Bu tensör şu şekilde verilir,

$$N = \begin{pmatrix} N_a & 0 & 0 \\ 0 & N_b & 0 \\ 0 & 0 & N_c \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

Bu tanımlananın ardından birim hacim başına enerji,

$$E = 1/2 \mu_0 M^2 (N_a \alpha_a^2 + N_b \alpha_b^2 + N_c \alpha_c^2) \quad (4.30)$$

Eğer şekil küre ise N tensörü,

$$N = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

Ve bunun neden olduğu enerji yoğunluğu,

$$\begin{aligned} E &= 1/2 \mu_0 M^2 \cdot 1/3 (\alpha_a^2 + \alpha_b^2 + \alpha_c^2) \\ &= 1/6 \mu_0 M^2 \end{aligned} \quad (4.32)$$

olarak bulunur. Doğrultman kosinüsleri arasındaki eşitlik kullanılmıştır, bu daha öncede magnetokristalline enerji hesaplamalarında tanımlanmıştı. Böylece izotropik bir davranış bulmuş bulunuyoruz, çünkü tüm yönelimler aynı değerde enerjilidir. Bu durum sadece küre için geçerlidir.

Sonsuz uzun bir silindir için şekil anizotropisi hesaplamak istersek  $a = b$  ve  $c = \infty$  olmaktadır ve,

$$N = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.33)$$

Bu durumda stray alan enerji yoğunluğu miktarı,

$$\begin{aligned} E &= 1/2 \mu_0 M^2 \cdot 1/2 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \phi) \\ &= \frac{1}{4} \mu_0 M^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (4.34)$$

Sonsuz geniş ve çok ince plaka için ise, bu durumda  $a = b = \infty$  ve,

$$N = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

Bu durumda, stray alan enerji yoğunluğu miktarı,

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta \quad (4.36)$$

Bu sonuç ince magnetik filmler ve çok katlı magnetik sistemler için önemlidir. (4.36) denklemini aynı zamanda şu şekilde de yazılabilir,

$$E = K_0 + K_{skl}^V \sin^2 \theta \quad (4.37)$$

burada  $K_{skl}^V \alpha - M^2 < 0$  olmak üzere. Bu enerji minimum değerini  $\theta = 0^\circ$  ' de ulaşır.

Bu da şu anlama gelmektedir ki, mıknatıslanma yönü yüzeye paralel olduğunda veya film düzlemi içersinde olduğunda şekil anizotropi daha etkin olmaktadır.

Magnetokristalline anizotropi sabiti ile şekil anizotropi sabitinin bir karşılaştırılmasını yapmak gerekirse (tablo 4.2 ile tablo 4.5)  $K_{skl}^V > K_1$  olduğu görülür. Bu sonuçlar ışığında şekil anizotropi için şunu söyleyebiliriz, in-plane mıknatıslanma da şekil anizotropi magnetokristalline anizotropiye göre daha baskındır.

Tablo 4.5. Fe, Ni ve Co için şekil anizotropi değerleri. [81]

|                          | <b>bcc- Fe</b>        | <b>fcc- Ni</b>        | <b>hcp- Co</b>        |
|--------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| <b>[J/m<sup>3</sup>]</b> | 1.92x10 <sup>6</sup>  | 1.73x10 <sup>5</sup>  | 1.34x10 <sup>6</sup>  |
| <b>[eV/atom]</b>         | 1.41x10 <sup>-4</sup> | 1.28x10 <sup>-5</sup> | 9.31x10 <sup>-5</sup> |

#### 4.2.4 Magnetoelastik Anizotropi

Magnetoelastik anizotropi magnetokristalline anizotropinin gerilme-indüklemesiyle modifikasyonundan başka bir şey değildir. Ultra ince filmlerde gerilmenin ana nedeni film ile alttaş malzeme arasındaki lattice uyumsuzluğu (mismatch) dur, bu uyumsuzluğun büyüklüğü,

$\eta = (a_f - a_s) / a_f$  ile verilir,  $a_f$  ve  $a_s$  sırasıyla film ve alttaş malzemenin lattice parametreleridir. Gerilme durumu film kalınlığına bağlıdır. Gerilmenin magnetokristalline anizotropiyi nasıl etkilediğini analiz etmek için magnetokristalline anizotropi enerjisini gerilmeye göre Taylor serisine açalım,

$$E_K = (E_K)_0 + \sum (\partial E_K / \partial e_{ij})_0 e_{ij} + \dots \quad (4.38)$$

Bir örnek olarak kübik kristal için,

$$(E_K)_0 = K(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (4.39)$$

Ve birinci mertebeden Taylor serisinin terimi şu şekilde yazılır,

$$E_{ME} = B_1(\alpha_1^2 e_{xx} + \alpha_2^2 e_{yy} + \alpha_3^2 e_{zz}) + B_2(\alpha_1 \alpha_2 e_{xy} + \alpha_2 \alpha_3 e_{yz} + \alpha_1 \alpha_3 e_{xz}) \quad (4.40)$$

Burada  $K$  birinci mertebeden kübik magnetokristalline anizotropi sabitidir.  $\alpha_i$ 'ler ise doğrultu kosinüsleridir,  $\varepsilon_{ij}$  ler ise gerilmeleri tanımlamaktadır.  $B_1$  ve  $B_2$  magnetoelastik çiftlenim sabitleridir. Bu sabitler birinci mertebeden kısmi türevle ilişkilidir,

$$\partial E_K / \partial e_{ii} = B_1 \alpha_i^2, \quad \partial E_K / \partial e_{ij} = B_2 \alpha_i \alpha_j$$

Gerilmeler biliniyorsa, gerilme-indükleme modifikasyonu  $E_{ME}$  (4.40) eşitliğine göre kolayca hesaplanır. Yukarda ki sonuçlardan şöyle bir sonuç çıkarılır, yüzeydeki ve interfacedeki atomlar hacimsel atomlardan daha farklı bir çevreye sahiptirler. Bu yüzden magneto-elastik çiftlenim katsayılarına ek olarak yüzey ve interface etkileri de hesaba katılmalıdır. Bu nedenle efektif magnetoelastik çiftlenim sabiti artık şu şekilde yazılır,  $B_{eff} = B_{bulk} + B_s / t$ , burada  $t$  film kalınlığıdır [83,84]. Dipol-dipol etkileşimi serbest enerjiye bir hacim katkısı içerir, indüklenme anizotropi enerjisi tüm atomlar tarafından paylaşılır. Bununla birlikte bir ayrım da magnetokristalline anizotropi için yapılmalıdır, yüzey/interface atomları ve iç atomların gördüğü atomik çevrenin farkından kaynaklanmaktadır. Kübik kristal için, anizotropi enerjisindeki

kare terim yüzeydeki ve interface' teki atomların simetri kırılmasına ait olduğu görülmektedir, buna karşın hacimsel atomlar için daha düşük terimler karşılık gelmektedir. Bu yüzden yüzey/interface magnetokristalline anizotropisi hacimsel olarak sağlanan magnetokristalline anizotropi katkısından daha büyük katkı sağlamaktadır. Hacimsel atomlar ile interfacial atomlar arasındaki bu fark, magnetik anizotropi enerjisi  $K'$  ya yansımaları fenomenolojik olarak ikiye ayrılır bunlardan biri hacim katkısı  $K_v$ , diğeri ise hem  $K_{in}$  ve  $K_s$  içeren kısıdır, burada  $K_{in}$  ve  $K_s$  sırasıyla interface ve yüzey katkılarıdır. Bu dağılımlar arasındaki bağıntı,

$$K = K_{eff} = K_v + \frac{K_s + K_{in}}{t} \quad (4.41)$$

İle verilir, burada  $t$  film kalınlığıdır. Bu bağıntı interface atomları, yüzey atomları ve iç atomlardan kaynaklanan magnetik anizotropi enerjisinin ortalama değerini verir. Bu ifadeyle,  $K$  film kalınlığının açık fonksiyonu olur. Böylece mıknatıslanma için en düşük enerji durumunun, filmin kalınlığıyla değişebileceğinin mümkün olduğu görülebilir. Diğer taraftan, anizotropi katsayıları birçok parametrenin fonksiyonudur, örneğin sıcaklık, kimyasal kompozisyon bunlara için birkaç örnektir.

#### 4.2.5 Magnetik Yüzey ve Interface Anizotropileri

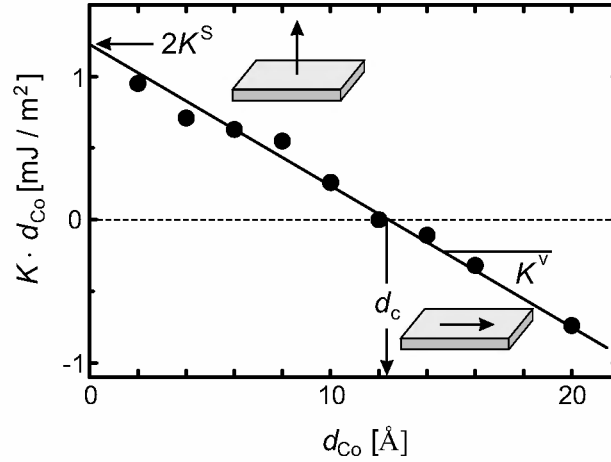
Magnetik yüzey ve interface anizotropileri hacimsel filmlerde ihmal edilir. Fakat düşük boyutlu sistemlerde çalışma yapılırken yüzey ve interface anizotropiler göz önünde bulundurulmaktadır. Interface' de simetrisinin kırılmasından dolayı, anizotropi enerjisi düşük mertebeden  $\alpha$  parametresi içerir, bu üç boyutlu sistemler için kullanılmaz. Bu yüzden her efektif anizotropi sabiti  $K^{eff}$  iki kısma ayrılır, bunlardan biri hacim katkısını diğeri ise yüzey katkısını içerir,

$$K^{eff} = K^v + \frac{2K^s}{d} \quad (4.42)$$

$K^v$  ile hacme bağlı magnetokristalline anizotropi sabiti,  $K^s$  ile yüzeye bağlı magnetokristalline anizotropi sabiti tanımlanır. İkinci terim sistemin kalınlığıyla ters orantılı bir davranış ortaya koyar, bu yüzden bu terim ince filmlerde önemlidir.

Yüzey anizotropinin etkisi anlamak için “spin reorientation transition” olarak adlandırılan olayı göz önüne alalım, (4.39) ‘ i yeniden göz önüne alalım,

$$d.K^{eff} = dK^V + 2K^S \quad (4.43)$$



Şekil 4.8. Co/Pd çok katlı sisteminde Co ince film tabakanın kalınlığının fonksiyonu olarak magnetik anizotropisi. Grafikteki doğrunun eğiminden  $K^V$  belirlenirken, doğrunun kobalt kalınlığının sıfır olduğu nokta birleştirilmesi ile de  $2K^S$  belirlenir [85].

$d.K^{eff}(d)$ ’ in kalınlığa bağlı grafiği bize  $K^V$ ’ yi belirlemede yardımcı olur. Bu eğrinin eğimi,  $2K^S$ ’ in değerinin belirlenmesini sağlar. Literatürde yapılmış bir çalışma üzerinden örneklendirmek gerekirse, yapılan çalışma Pd alttaş malzeme üzerine kalınlığı  $d$  olan ince Co filmler hazırlanmıştır. Şekil anizotropiden dolayı  $K^V$  negatiftir. Bu in-plane mıknatıslanmada negatif eğimden açıkça görülmektedir. Sıfır çakışması pozitif  $K^S$  değerinde ortaya çıkar. Bu da kritik kalınlığa yol açar,

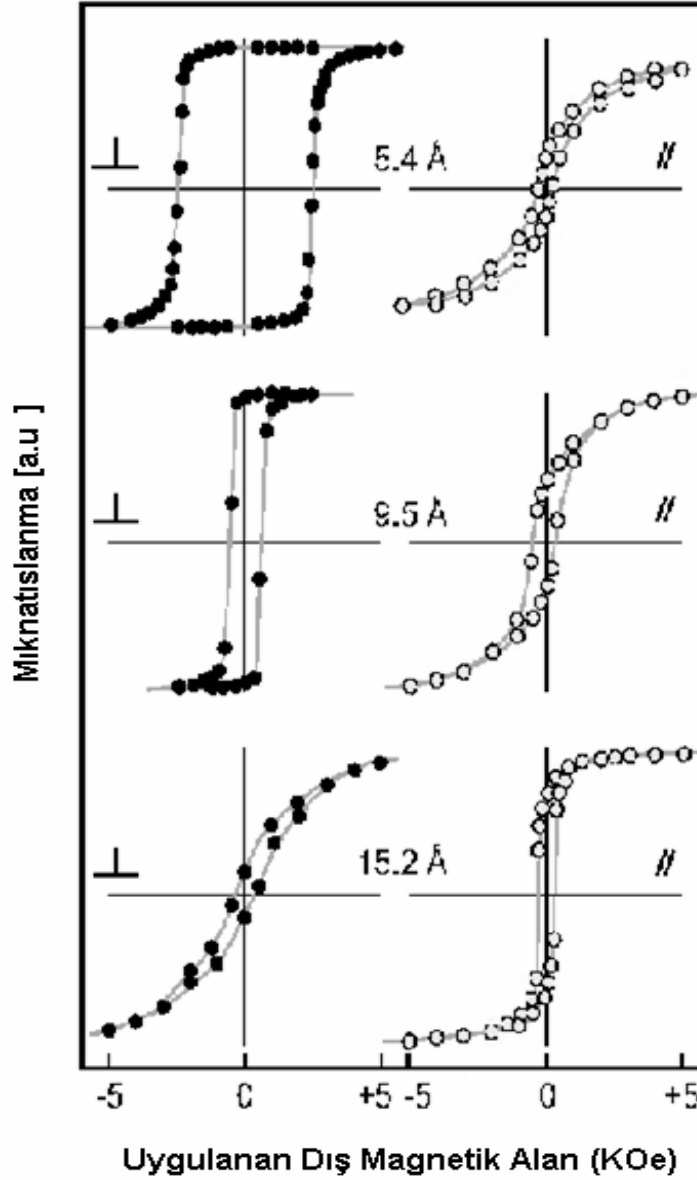
$$d_c = -\frac{2K^S}{K^V} \quad (4.44)$$

$d < d_c$  : dik mıknatıslanma

$d > d_c$  : in-plane mıknatıslanma

Bu sonuçlar ışığında, kalın filmler için mıknatıslanmanın film yüzeyi içersinde olduğu sürece hacim katkısı her zaman etkindir., spin yönelimi değişimi  $d_c$ ’ in altındaki kalınlıklarda yüzey normali boyunca yönelmesinden yüzey katkısı film

kalınlığı azaldıkça artar. Bu davranış literatür de başka bir çalışmada Au/Co(0001)/Au(111) sisteminden alınan farklı kobalt kalınlıkları için sol tarafta (dik geometride), sağ tarafta (paralel geometri) gösterilmiştir. Buradan açıkça görölmektedir ki kolay mıknatıslanma eksen  $d_c = 12 \text{ Å}$  kalınlığın altında film yüzeyine paraleldir.



Şekil 4.9. Au/Co (0001)/Au(111) sisteminin farklı kobalt kalınlıkları için histerisiz eğrileri. Sol: Film düzlemine dik geometride yapılan ölçümler. Sağ: film düzlemine paralel geometride yapılan ölçümler [87].

### 4.3 Ferromagnetik Rezonans (FMR)

FMR, magnetik malzemelerin temel durumlarının anlaşılmasında, özellikle de magnetik anizotropilerinin araştırılmasında kullanılan standart bir tekniktir. Birkaç atomik tabaka kalınlıktaki yapıları bile karakterize etme hassasiyete sahip olmasından dolayı, FMR sistemleri Ultra High Vakum (UHV) sistemlere adapte edilebilmektedir. FMR tekniği ile ince filmlerde, çok katlı magnetik filmlerde ve süper lattice yapılarda magnetik anizotropi, tabakalar arası Exchange etkileşimi ve mıknatıslanmanın durulma zamanı gibi özellikler başarılı bir şekilde belirlenebilmektedir. İlk deneysel ferromagnetik rezonans (FMR) deneyi Griffiths tarafından 1946 yılında gerçekleştirilmiştir. Bu bölümde FMR tekniğine kompakt bir giriş yapılarak mıknatıslanmanın presesyon hareketi hakkında bilgi verilecektir.

#### 4.3.1 Mıknatıslanmanın Hareket Denklemi

Elektronlarının, atomların ve iyonların magnetik momenti  $\vec{m}$  her zaman açısal momentum  $\vec{p}$  ile ilişkilidir ve  $\vec{p}$  sadece bir elektronun spin momenti ya da tek bir orbital momenti veya ikisinin karışımından oluşabilir. Magnetik momentin açısal momentum ile bağıntısı,

$$\mu_0 m = -\gamma \vec{p} \quad (4.45)$$

şeklinde verilir ve burada  $\gamma$  jiromagnetik orandır ve

$$\gamma = \left( \frac{\mu_0 |e|}{2m_e} \right) g = 1.015 \times 10^5 \text{ g} \quad (4.46)$$

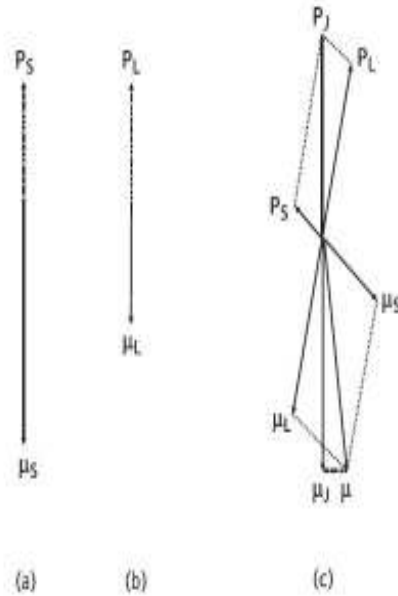
olarak verilir.  $g$  ' de Landau yarıma faktörüdür ve spin momenti için yaklaşık 2, orbital momenti için ise yaklaşık 1' dir. Hem spin hem de orbital momentin olması durumunda her ikisinin toplam magnetik momente katkısı vardır, orbital açısal momentum  $\vec{P}_L$ , spin açısal momentum  $\vec{P}_S$ , orbital moment  $\mu_L$  ve spin açısal

moment  $\mu_s$  toplam açısal momentum  $\vec{P}_J$  etrafında presesyon hareketi yapar. Bu yüzden toplam magnetik moment  $\vec{m}_j$ ,  $\vec{m}_s$  ve  $\vec{m}_l$  in  $\vec{P}_J$  yönündeki bileşenlerinin toplamıdır. Bu durumda g-faktörü şu şekilde verilir,

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4.47)$$

burada  $S, L$  ve  $J$  sırasıyla, spin kuantum sayısı, orbital kuantum sayısı ve yörünge kuantum sayısıdır. Toplam açısal momentum ise şöyle tanımlanır,

$$\begin{aligned} P_s &= \sqrt{S(S+1)}\hbar \\ P_L &= \sqrt{L(L+1)}\hbar \\ P_J &= \sqrt{J(J+1)}\hbar \end{aligned} \quad (4.48)$$



Şekil 4.10. Bir elektronun magnetik momenti  $\vec{m}$ , açısal momentum  $\vec{P}$  ile  $\mu_0 \vec{m} = -\gamma \vec{P}$  bağıntısı ile bağlıdır, burada  $\gamma$  jiromagnetik orandır ve  $\gamma = \mu_0 |e| / 2m_e g = 1.0125 \times 10^5 \text{ g}$  ile verilir. (a) Eğer sadece elektronun spini varsa,  $g \approx 2$ 'dir. (b) Eğer sadece orbital momentini varsa  $g = 1$ 'dir. (c) Her ikisinde de sahip olması durumunda ise (4.47) bağıntısıyla hesaplanır

Bir  $\vec{H}$  magnetik alanının içinde, magnetik momente

$$\vec{L} = \mu_0 m \times \vec{H} \quad (4.49)$$

ile verilen bir tork  $\vec{L}$  etki eder. Açısal momentumun zaman ile değişimi torka eşit olduğundan,

$$\vec{L} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} \quad (4.50)$$

Eşitlik 4.45 kullanılarak,  $\vec{P}$  çekilir ve eşitlik 4.50 de yerine yazılırsa,

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H} \quad (4.51)$$

bulunur. Bu eşitlik tek bir magnetik momentin hareket denklemidir. Eşitlik 4.51 kuantum mekaniği kullanılarak da elde edilebilir.

Ultra ince magnetik filmlerde, film kalınlığı exchange uzunluğu ile karşılaştırıldığında küçüktür ve bu yüzden güçlü exchange etkileşimi tüm magnetik momentleri film boyunca paralel konumda tutar ve bu yüzden film dev bir moment gibi davranır [88]. Bu durumda, mıknatıslanmanın hareket denklemi,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (4.52)$$

Şeklinde olur ve eşitlik 4.52' deki formdadır. Tek fark uygulanan statik magnetik alan  $\vec{H}$  ' in yerine efektif magnetik alanın kullanılmasıdır. Efektif magnetik alan dış magnetik alandan farklı olarak efektif anizotropi alanlarını içerir. Magnetik anizotropinin varlığından dolayı, mıknatıslanma anizotropi enerjisini minimize etmek için kolay yön boyunca yönelmeyi tercih eder. Efektif alan ayrıca homojen olmayan exchange etkileşmesinden dolayı bir terim daha içerir fakat bu ultra ince filmlerde geçerli olan bir durum olmadığından burada tartışılmayacaktır. Genelde efektif alan Helmholtz serbest enerjisi  $F$  ' den türetilir. Magnetik ortam için bu serbest enerji  $dF = -SdT - \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{M}$  ' dir ve buradan,

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} = -\frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial F}{\partial M_x} \hat{i} + \frac{\partial F}{\partial M_y} \hat{j} + \frac{\partial F}{\partial M_z} \hat{k} \right) \quad (4.53)$$

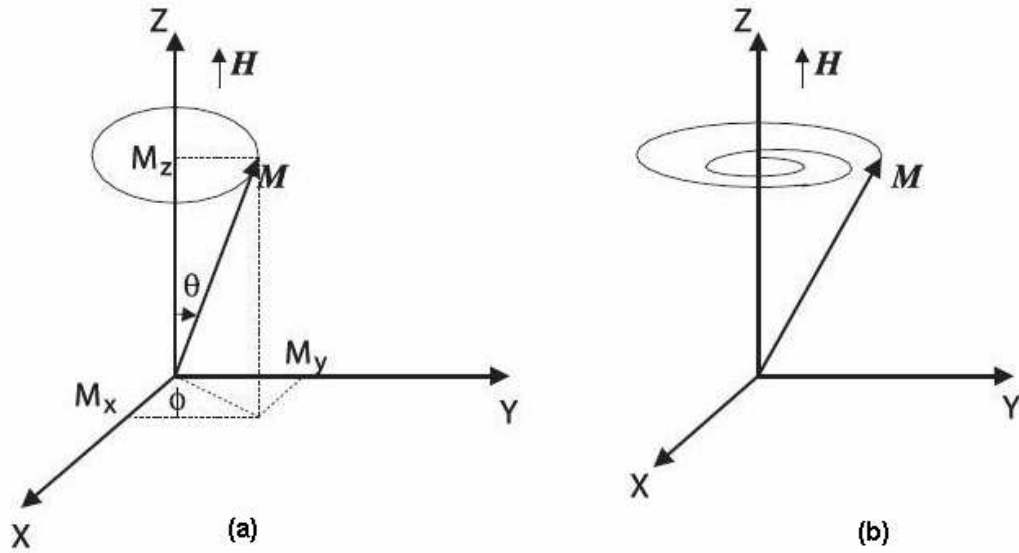
Serbest enerji ifadesinin içerdiği ifadelerden bahsetmek gerekirse bunlar, Zeeman enerjisi  $F_z = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}$ , gelecek kısımlarda detaylı olarak bahsedilecek anizotropi enerjileri (magnetocrystalline, magnetoelastiki, demagnetizasyon, magnetostatik anizotropi enerjileri vb) ve Exchange etkileşim enerjisi  $F_{exch} = -(A/M_s^2) \vec{M}_s \cdot \nabla^2 \vec{M}_s$  (burada  $A$  stiffness (sertlik) katsayısıdır) gibi terimlerdir.

Buradan eşitlik 4.52 için şu sonucu çıkartabiliriz,  $\vec{H}_{eff}$  artık  $\vec{M}$ ’ in fonksiyonu olmaktadır ve bu yüzden eşitlik 4.53 şu andan itibaren artık geçerli değildir. Devam ederek serbest presesyon frekansı için genel ifadeyi serbest enerji ifadesini küresel koordinatlarda (Şekil 4.10) yazılmasıyla elde edilir [86-89].

Efektif alanın kartezyen koordinatlardaki bileşenleri polar koordinatlar  $\theta$  ve  $\phi$  kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned} H_{eff}^x &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial M_x} = -\frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial M_x} + \frac{\partial F}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial M_x} \right) = \frac{\sin \phi}{\mu_0 M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \phi} \\ H_{eff}^y &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial M_y} = -\frac{\cos \phi}{\mu_0 M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \phi} \\ H_{eff}^z &= -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial M_z} = \frac{1}{\mu_0 M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (4.54)$$

Eşitlik 4.52’ deki vektörel denklemin eşitlik 4.54 da yerine yazılmasıyla üç tane skaler denklem elde edildi, bu denklemlerden sadece iki tanesi bağımsızdır üçüncü denklem diğer iki denklemin kullanılmasından elde edilebilir.



Şekil 4.11. Mıknatıslanmanın statik magnetik alan içersindeki hareketi. a) Dampingin olmadığı durumda, mıknatıslanmanın statik magnetik alan etrafında presesyon yapar ve mıknatıslanmanın magnetik alan boyunca bileşeni sabit kalır. b) Dampingin olduğu durumda, mıknatıslanma vektörü a daki dairesel yörüngenin yerine spiral bir yörünge izler ve damping mıknatıslanmayı  $\vec{H}$  ' a doğru yaklaştırmak için torku uygular.

Bu üç skaler denklemden herhangi ikisin göz önüne alınmasıyla, aşağıdaki ifadeler elde edilir,

$$\begin{aligned}\frac{\partial \theta}{\partial t} &= \gamma H_{\phi} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} &= \gamma H_{\theta}\end{aligned}\tag{4.55}$$

Burada

$$\begin{aligned}H_{\theta} &= -\frac{1}{\mu_0 M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} \\ H_{\phi} &= -\frac{1}{\mu_0 M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \phi}\end{aligned}\tag{4.56}$$

İle verilir.

$\vec{M}$ , Mıknatıslanmasının sabit  $(\theta_0, \phi_0)$  yönelimindeki açı ve pozisyonundan çok küçük miktarda  $(\theta_0 + \Delta\theta, \phi_0 + \Delta\phi)$  saptığını varsayalım, bu durumda eşitlik 4.55' in yeni ifadesi;

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Delta\theta)}{\partial t} &= \frac{\partial\theta}{\partial t} = -\gamma \frac{1}{\mu_0 M_s \sin(\theta + \Delta\theta)} \frac{\partial F}{\partial \phi} \\ &= -\gamma \frac{1}{\mu_0 M_s \sin(\theta + \Delta\theta)} \left[ \left( \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} + \left( \Delta\theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \Delta\phi \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \left( \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} + \dots \right] \quad (4.57) \\ &\approx -\gamma \frac{1}{\mu_0 M_s \sin \theta_0} \left[ \Delta\theta \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} + \Delta\phi \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} \right] \end{aligned}$$

Eşitlik 4.57' den sabit mıknatıslanma yönelimi için şart,

$$\left( \frac{\partial F}{\partial \theta} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} = 0 \quad \left( \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} = 0 \quad (4.58)$$

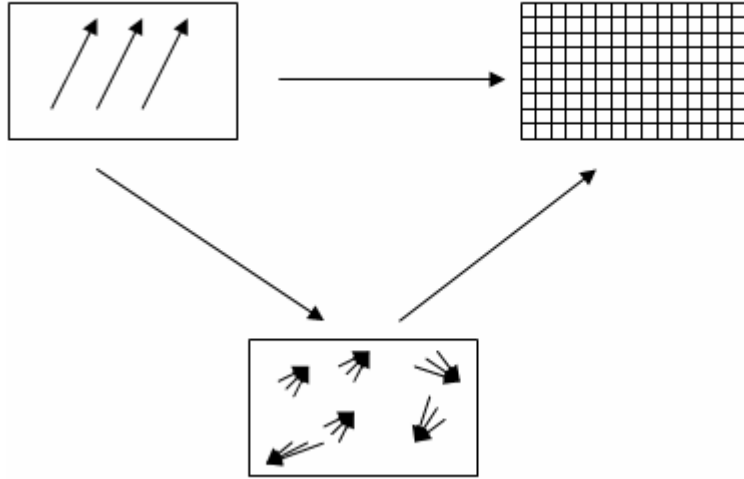
şeklinde ifade edilir. Bu durum için bir kristalin mıknatıslanması  $\vec{M}$  ' in presasyonu kararlı bir yönelim boyuncadır;  $\vec{M}$  ' mıknatıslanmasının kararlı yöneliminden  $(\theta_0, \phi_0)$ , sapması  $\Delta\theta = \Delta\hat{\theta}e^{i\omega t}$  ve  $\Delta\phi = \Delta\hat{\phi}e^{i\omega t}$  ile verilir, bu eşitlik 4.57' de yerine konulur ve aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned} \left( i\omega + \frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin \theta_0} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} \right) \Delta\hat{\theta} + \left( \frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin \theta_0} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} \right) \Delta\hat{\phi} &= 0 \\ \left( -\frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin \theta_0} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} \right) \Delta\hat{\theta} + \left( i\omega - \frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin \theta_0} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)_{(\theta_0, \phi_0)} \right) \Delta\hat{\phi} &= 0 \quad (4.59) \end{aligned}$$

Denklem 4.53 ' den elde edilen benzerlikten denklem 4.59' un çözülebilirlik şartından aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{(\mu_0 M_s \sin \theta_0)} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right)_{(\theta_0, \phi_0)} = 0 \quad (4.60)$$

Denklem 4.60 ile, kristalin mıknatıslanmasının serbest presesyon hareketi için önemli bir ifadeye ulaştık, bu ifadede serbest enerjinin ikinci türevinin denge yönündeki değerlerini kullanıyoruz. Bu ifaden elde edilen frekans Larmor frekansı olarak adlandırılır. Ayrıca damping mekanizması hesaba katılmadığından dolayı serbest presesyon frekansı olarak da adlandırılır. Bu durumda, mıknatıslanma vektörü denge yönünde zamanla değişmeden kalır fakat gerçek magnetik sistemler damping mekanizmasını içerir ve bu yüzden mıknatıslanma vektörü sonuçta denge pozisyonunda relax kalacaktır (Şekil 4.11b). Mıknatıslanmanın damping hareketi magnetik sistemden lattice hareketine magnetoelastik etkileşimlerle ve metalin içindeki iletim elektronlarının spin-orbit çiftlenimiyle enerji transferine neden olur. Bu direk damping mekanizmasıdır. (Şekil 4.12)



Şekil 4.12. İki damping mekanizması. (1) Direk olarak lattice etki. (2) İlk önce magnonlara ayrılma sonra lattice içine transfer.[90]

Ayrıca dampingin bir başka etkisi ile mıknatıslanmanın yarıлма presesyon hareketi de mümkündür ve bu yarıлма enerjisinin sonucunda magnonlar ortaya çıkar. Ortaya çıkan magnonlar sonuçta yok olmaktadır ve sahip oldukları enerjiyi çevreye transfer ederler. Bu mekanizma ise dampingin indirekt mekanizmasıdır. Genellikle damping etkisi fenomenolojik olarak ele alınır ve dispersyon bağıntısına (eşitlik 4.60) eklenir,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (4.61)$$

Eşitlik 4.61 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) denklemi olarak anılır,  $\alpha$  Gilbert damping sabiti olarak tanımlanır, LLG denklemi için literatürde bir başka kullanımda

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{G}{\gamma^2 M_s^2} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (4.62)$$

burada  $G$  gilbert damping katsayısı olarak tanımlanır. Bu terim küçüktür ve genellikle basitleştirme için ihmal edilir, fakat spin dinamiği göz önüne alındığında kullanılmaya başlanır.

## 5 ÇOK KATLI MAGNETİK FİLMLER

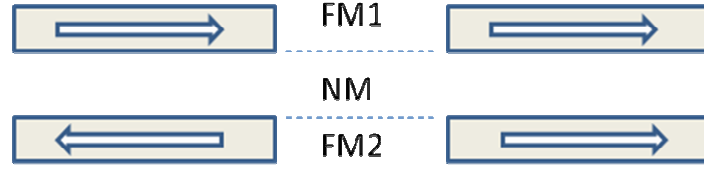
Magnetik çok katlı filmlerin geliştirilmesinde magnetron sputtering tekniği sahip olduğu çok çeşitli kontrol seçenekleri sunmasından dolayı ve bu sayede istenen fiziksel özelliklerinin istenen performansta olmasına yardımcı olmaktadır. Çalışmada kullanılan deney düzeneklerimizin hem hazırlama hem de karakterizasyon konusunda uygunluğunun yanı sıra magnetik çok katlı filmlerin teknolojik uygulamalarının yoğunluğu bu sistemlerin bu çalışmanın bir parçası olmasında önemli etkenlerden biri olmuştur. Tüm bunların yanı sıra bu sistemleri modellemek için geliştirilmiş olduğumuz modelin sadece Ferromagnetik Rezonans sonuçları kullanarak tüm magnetik özelliklerini belirleyebiliyor olmamızda bu sistemlerdeki karakterizasyon konusundaki bir diğer avantajımızı daha ortaya koymaktadır.

### 5.1 Giriş

Ferromagnetik/ non-magnetik çok katlı yapılar 80'li yıllardan beri büyük ilgi ile çalışılmakta olan sistemlerdir. Özellikle vakum sistemlerinde görülen hızlı teknolojik ilerleme ile çok daha kaliteli örnek hazırlama sistemlerin kullanılmaya başlaması bu yapıların çalışmasını daha da kolaylaştırmıştır. Magnetik çok katlı sistemlerin magnetik özelliklerini etkileyen birçok faktörün (yüzey pürüzlülüğü, interface bölge vb.) geliştirilen yüksek vakum sistemleri sayesinde kontrol ediliyor olabilmesi daha kaliteli örneklerin ve daha iyi sonuçların elde edilmesini sağlamıştır. Magnetik çok katlı yapılar birçok büyütme tekniği ile hazırlanabilmektedir, bunlar arasında ön plana çıkanlar ise sputtering tekniği, moleküler beam epitaxy (MBE), kimyasal buharlaştırma (CVD) olarak sıralanabilir.

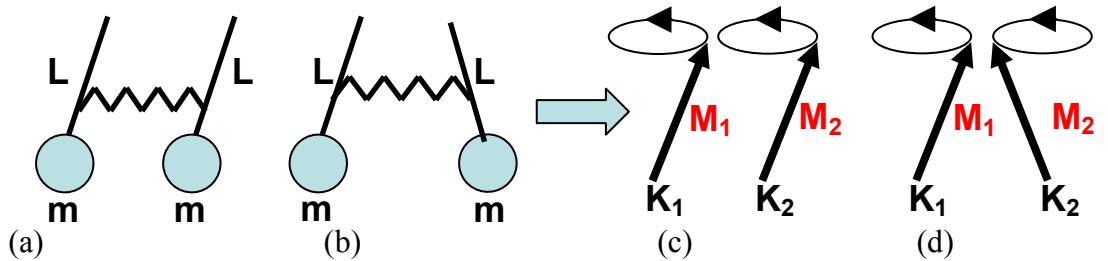
Magnetik çok katlı sistemlerin sahip oldukları kompleks magnetik özelliklerin, elektron temelli olması ve elektronların spin özelliklerinden dolayı pauli dışarlama ilkesi ile sınırlanmasından dolayı kısa ve uzun menzilli etkileşimleri hem klasik hem de kuantum mekaniksel etkileri içermektedir.

Magnetik çok katlı yapılar Şekil 5.1’ de gösterildiği gibi iki ferromagnetik malzeme (Fe, Co, Ni, FeNi vb.) arasına bir non-magnetik malzemenin (Cu, Ag, Au, Pd, Pt vb.) konulmasıyla oluşturulan periyodik yapılardır. Her tabakanın kalınlığı birkaç angströmden bir kaç yüz angströme kadar değişebilir. Magnetik çok katlı yapıların çoğu zaman en üst tabakası korucu tabaka ile kaplanır. Magnetik çok katlı yapıları geleneksel tek tabaka ince filmlerle karşılaştırsak, çok katlı sistemlerin değişken çeşitli magnetik özellikler gösterdiğini söyleyebiliriz, bunlardan bazıları, magneto optik, magneto direnç, magnetik exchange çiftlenimi, mikrodalga özellikleri, magnetik yüzeyde ve interface de anizotropi şeklinde sıralayabiliriz.



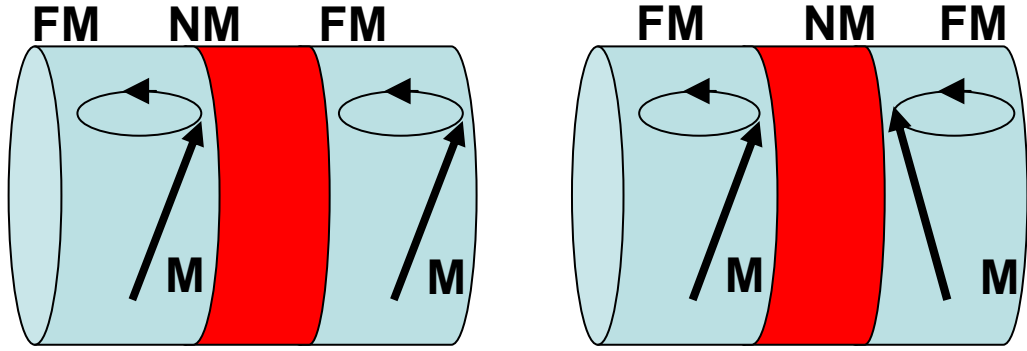
Şekil 5.1. Magnetik çok katlı yapıların temel yapısı ve tabakalar arası mümkün etkileşimler. Anti ferromagnetik etkileşim (solda) ve ferromagnetik etkileşim (sağda).

Çok katlı magnetik sistemlerde magnetik tabakalar arasında gerçekleşen etkileşimleri bir sonraki kısımda tarihsel gelişimi çevresinde inceleyeceğiz fakat burada bir giriş olması açısından; klasik mekanikten bildiğimiz birbirlerine yay sabiti  $k$  olan bir yay ile bağlanmış  $L$  boyunda bir sarkaç sisteminin hareketi ile exchange çiftlenimini tasvir edelim. Böyle bir sistem için iki mümkün hareket vardır bunlardan ilki; iki sarkacında aynı yönde hareket etmesi Şekil 5.2.a da gösterilmiştir. İkinci olası hareket ise farklı yönlerde hareket etmesidir ki bu durumda Şekil 5.2.b’ de gösterilmiştir. Bu durumların mıknatıslanma vektörlerine uygulanması ise yine Şekil 5.2.c ve d’ de gösterilmiştir.



Şekil 5.2. Çok katlı magnetik sistemler ile yay sistemleri arasındaki benzerlik.

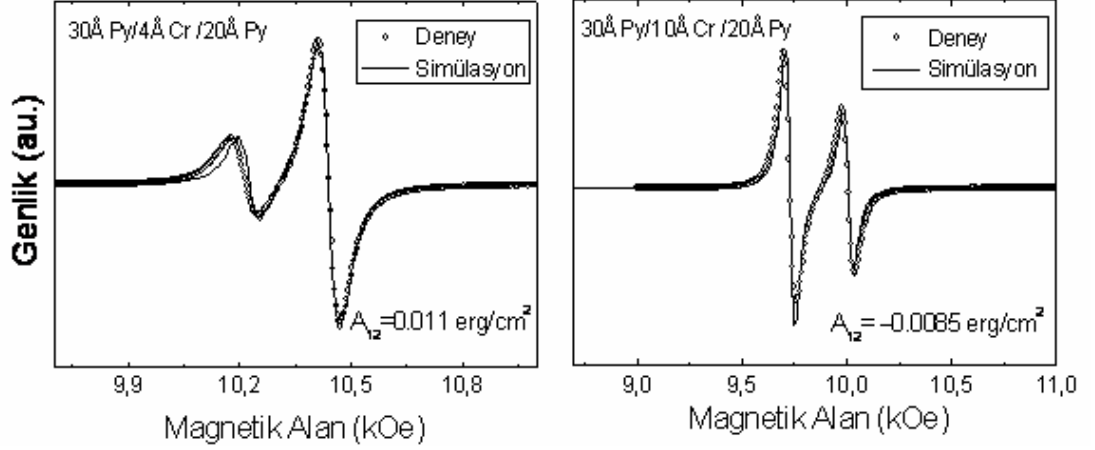
Basit sarkaç sisteminde kütlelerin aynı yönde hareketine akustik modlar denilirken, birbirlerinden farklı yönlerdeki hareketini ise optik modlar denilmektedir. Benzer bir durumda magnetik çok katlı sistemlerde de mıknatıslanma vektörlerinin durumları için kullanılabilir. Şöyle ki eğer her iki tabakanın mıknatıslanma vektörleri hem yön hem de aynı anda aynı konumda olmaları durumu sonucu oluşan modlar akustik modlar olarak adlandırılırken, aynı yönlerde fakat birinin diğerine göre daha geriden gelmesinden kaynaklanan (faz farkından dolayı olan) hareketleri optik modlar olarak adlandırılmaktadır (Şekil 5.3).



Şekil 5.3. a) Mıknatıslanma vektörleri aynı yöndeki hareketi akustik mod. b) Mıknatıslanma vektörleri birbirlerine göre zıt yönde hareketi optik mod.

FMR tekniği kullanarak magnetik çok katlı sistemler incelendiğinde, klasik mekanikten de beklediğimiz üzere var olan farklılık optik mod ile akustik modun rezonans alanları arasında da görülmektedir. Optik modun rezonans alanı beklediği üzere daha düşük alanlarda çıkarken, akustik modun rezonans alanı daha büyük alan değerlerinde çıkmaktadır, fakat bu durum tabakalar arasındaki exchange etkileşimi eğer ferromagnetikse gerçekleşmektedir. Buna karşın eğer tabakalar arasında exchange etkileşimi anti-ferromagnetik ise optik modun rezonans alan değeri akustik modun rezonans alan değerinden daha büyük değerlere ulaşabilmektedir. Ferromagnetik rezonans tekniği kullanılarak tabakalar arasındaki etkileşmeyi çözümlerken modların davranışlarından yararlanılmaktadır. Aşağıdaki Şekil 5.4' de FMR spektrumlarında sırasıyla 30Å Permollay (Py)/4 Å Cr/ 20Å Py için optik mod ve akustik mod tabakalar arasındaki etkileşimin ferromagnetik olduğu durumu göstermektedir, soldaki küçük pik optik modu, sağdaki şiddetli pik ise akustik modu göstermektedir. Buna karşın aradaki non-magnetik tabakanın kalınlığı aynı sistem

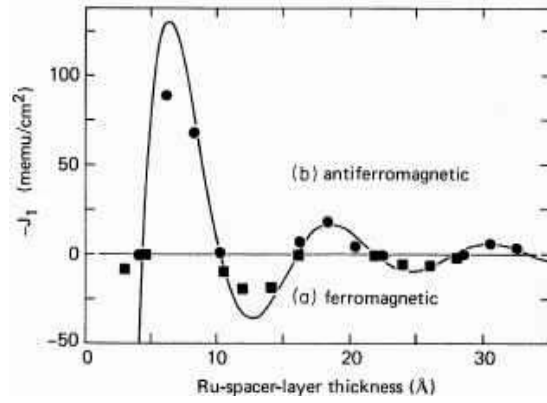
için 10Å olduğunda, tabakalar arasındaki etkileşim artık ferromagnetik değil anti-ferromagnetik olmaktadır ve bu yüzden akustik moda ait pik sola kaymaktadır ve optik moddan daha düşük değerlerde doyuma gitmektedir. Bu iki spektrum FMR tekniği ile tabakalar arasındaki etkileşimin belirlenmesinde nasıl kullanıldığını ortaya koymaktadır.



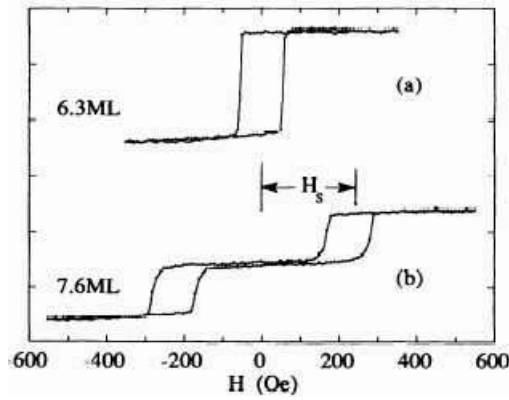
Şekil 5.4. a) 30Å (Py)/4 Å Cr/ 20Å Py ‘ a ait FMR spektrumu. b) 30Å (Py)/10 Å Cr/ 20Å Py ‘ a ait FMR spektrumu [132].

Magnetik çok katlı yapıların tek katlı magnetik yapılara göre birçok farklı özellikleri vardır. Bunlardan en önemlilerinden biri magnetik çok katlı sistemlerin bazılarında görülen büyük magnetodirenç özelliğidir. Dirençteki bu değişim sıfır alan ile büyük alanlar (birkaç kOe) arasında Fe/Cr [98] ve Co/Cu [9] için % 65 civarında gerçekleşmektedir ve bu özellik magnetik okuma ve yazma kafalarında kullanılmaktadır. Mıknatıslanma ve Magneto Optik Kerr Etki (MOKE) ölçümlerine göre bu büyük etki ferromagnetik tabakaların mıknatıslanma vektörlerinin birbirlerine göre antiparalel yönelmeleri durumundaki exchange çiftleniminden kaynaklanmaktadır. Bu etkinin detaylı bir açıklaması ilerleyen kısımlarda verilmiştir. Anlatılan bu özelliğin 1988’ de keşfedilmesinden sonra bu etkiyi bulan P. Grünberg ve A. Fert 2007 yılında Nobel fizik ödülü kazanmışlardır.

Tabakalar arası exchange çiftlenimi osilasyonu birçok magnetik çok katlı sistemde non-magnetik tabakanın kalınlığının fonksiyonu olarak gözlenmektedir.



Şekil 5.5.  $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}/\text{Ru}/\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$  sistemi için Ru kalınlığıyla exchange sabitinin değişimi. [91]



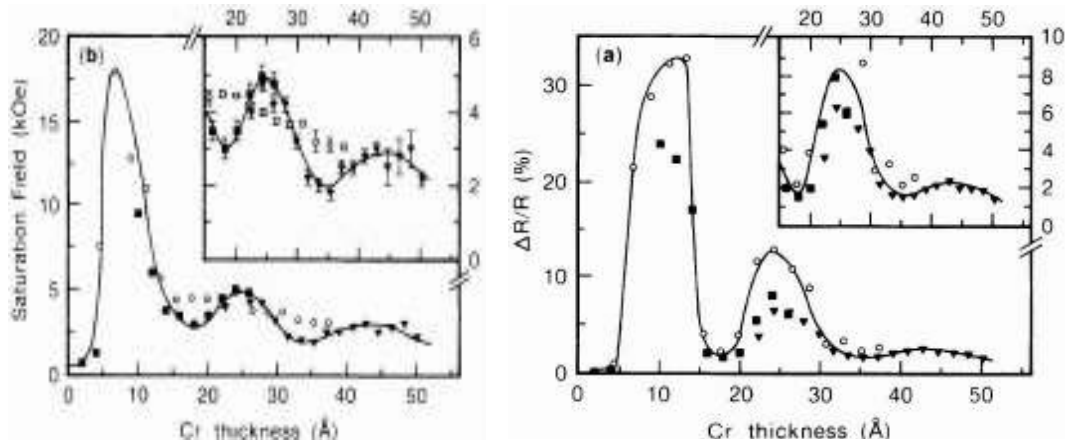
Şekil 5.6. MOKE magnetometresi kullanılarak (a)  $\text{Fe}(14\text{ML})/\text{Mo}(6.3 \text{ ML})/\text{Fe}(14\text{ML})$  için ferromagnetik çiftlenimin gözlenmesi. (b) Aynı sistem için Mo kalınlığı 7.6 ML olduğunda gözlenen antiferromagnetik çiftlenim. [92]

## 5.2 Çok Katlı Magnetik Yapıların Magnetik Özellikleri

### 5.2.1 Tabakalar Arası Exchange Çiftlenimi

Magnetik çok katlı yapıların en önemli özelliği ferromagnetik tabakalar arasındaki non-magnetik ara tabaka üzerinden gerçekleşen exchange etkileşimidir. Bu etki deneysel olarak  $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$  yapısında gözlenmiştir, Fe tabakaları arasındaki Cr kalınlığı 10 Å olduğunda Fe tabakalarının mıknatıslanma vektörleri birbirlerine anti-paralel olmaktadır [91]. Bu gözlemin ardından yapılan çalışmalarda, Fe tabakaları arasındaki anti-paralel çiftlenimin Cr kalınlığına çok duyarlı olduğu bulunmuştur [92], Şekil 5.7' de Cr kalınlığının artmasıyla azalmakta fakat bu davranış periyodik olarak gerçekleşmektedir [93]. Bu sonuçların değerlendirilmesiyle tabakalar arasındaki çiftlenim paralel veya anti-paralel olmasına göre exchange etkileşim sabiti

pozitiften negatife doğru değerler almaktadır [94]. Magnetik exchange çiftleniminin osilasyonu başka birçok çalışmada daha gözlenmiştir, Co/Ru [93,95-98] , Co/Cu [99,102,103], Co/V[104] , Co/Mo[104], Co/Rh [104]. Magnetik çok katlı yapılarda ortaya çıkan bu osilasyonun periyodu birçok parametreye bağlıdır, bunlardan bazıları filmlerin kalitesine, pürüzlülüğüne ve interface bölgesine bağlıdır, fakat kullanılan non-magnetik malzemeye bağlı değildir. Bu sistemler için farklı non-magnetik malzeme kullanılarak hazırlanan birçok örnek de osilasyon periyodu yaklaşık 9- 11 Å arasında olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 5.7. Krom kalınlığına bağlı olarak doyum (solda) mıknatıslanmasının ve magneto dirençin (sağda) değişimi. (Fe/Cr magnetik çok katlı yapısının 4.2 K ‘ deki davranışı) [93].

Magnetik çok katlı yapılarında gözlemlenen exchange çiftlenimini anlamak için birçok model ve hesaplama yapılmıştır. Bu çiftlenimin osilasyon davranışı Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) etkileşimini andırmaktadır. Bu etkileşim ilk olarak non-magnetik metal denizi içersine yerleştirilen magnetik kusurlar arasındaki etkileşimi açıklamak için kullanılmıştır. Non-magnetik metal denizi ve magnetik kusurlardan oluşan bu sistemi seyreltik bir alaşıma benzetirsek, eğer bütün iletkenlik elektronlarının spin yönelimleri magnetik kusurun spin yönelimine paralel yöneldiyse, spin polarize olmuş magnetik kusurun etrafındaki iletkenlik elektronları s-d etkileşimiyle daha düşük magnetik enerjilerde olurlar. Buna karşın iletim elektronlarının spin yönelimi ayrıca Pauli dışarlama ilkesine karşı koyamamakta ve tamamıyla polarize iletim bandı olmasını engellemektedir. Magnetik kusurların arasındaki mesafeye bağlı olarak, iletkenlik elektronları ya aynı yönde çiftlenmekte (elektron spin momentleri magnetik kusur momentine paralel), ya da zıt yönde çiftlenmektedir (elektron spin momentleri magnetik kusur momentine anti-paralel).

Sonuçta, cluster'ın kesin spin düzeni magnetik kusur etrafında şekillenmektedir. İki magnetik kusur çevrelerindeki clusterlar üst üste gelecek kadar birbirlerine yaklaştıklarında, clusterların her birinin spinleri toplam enerjiyi minimize etmek için yeniden yönlenecektirler. Bu iki magnetik kusur  $\vec{S}_i$  ve  $\vec{S}_j$  arasındaki indirekt etkileşim non-magnetik metal denizi tarafından belirlenmektedir,

$$H_{ij} = J(\vec{R}_{ij})\vec{S}_i\vec{S}_j = \int d\vec{q} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{R}_{ij}) f(\vec{q})\vec{S}_i\vec{S}_j \quad (5.1)$$

Fourier dönüşümü ile,  $f(\vec{q})$ , exchange integrali  $J(\vec{R}_{ij})$ :

$$f(\vec{q})\alpha \int dk \frac{f(\varepsilon_k)[1 - f(\varepsilon_{k+q})]}{\varepsilon_k - \varepsilon_{k+q}} \quad (5.2)$$

burada  $R_{ij}$ ,  $\vec{S}_i$  ile  $\vec{S}_j$  arasındaki uzaklık ve  $f(\varepsilon_k)$  ise  $\varepsilon_k$  enerjisindeki Fermi dağılım fonksiyonudur. Serbest elektron modeli ve ikinci mertebeden enerji pertürbasyon yaklaşımı kullanılarak, bu indirekt etkileşim osilasyonu,

$$J(\vec{R}_{ij}) = [2k_F R_{ij} \cos(2k_F R_{ij}) - \sin(2k_F R_{ij})] / R_{ij}^4 \quad (5.3)$$

şeklinde bulunur. Burada  $k_F$  fermi yüzeyindeki dalga vektörüdür. Osilasyon periyodu,  $\Lambda = \pi / k_F$ ,  $q$  dalga vektörleri fermi yüzeyinde iki noktanın anti-paralel hızlarındaki bağlantısının tekilliğinden kaynaklanır.

Yafet, RKKY teorisini magnetik çok katlı sistemlere için genişletti [105]. Seyreltik alaşım sistemleri ile üç boyutlu sistemleri karşılaştırdı, çok katlı yapıları pseudo tek boyutlu sistemler olarak  $\vec{k}$  (veya  $\vec{q}$ ) uzayında değerlendirdi. Yine serbest elektron modelini temel alarak, tabakalar arası exchange çiftleniminin osilasyonunu  $2k_F d \gg 1$  için

$$\approx \sin(2k_F d) / d^2 \quad (5.4)$$

olarak öngördü. Burada “ $d$ ” non-magnetik tabaka kalınlığını göstermektedir. Bu model magnetik çok katlı sistemlerde exchange davranışının osilasyonunu açıklayabilir,  $\Lambda = \pi / k_F$  osilasyon periyodu için deneylerle karşılaştırıldığında çok küçük değerler (yaklaşık 1- 3 Å) vermekteydi. Bu teori ayrıca keskin interfacerleri olan örneklerde gözlemlenen multi-periyodik osilasyonları da açıklamada başarısız olmuştur.

Burno ve Chappert [106], multi-periyodik osilasyonların ara tabaka kalınlığının ve ferromagnetik tabaka içersindeki magnetik moment dağılımının süreksizliğinden kaynaklandığını öne sürdüler. Kristal bir metalin tipik fermi yüzeyi için, hatta serbest elektron yaklaşımını kullanarak, birkaç tane Kohn tekilliği olabilir ve bu da Şekil 5.5’ de gösterildiği gibi exchange çiftlenimin osilasyonunu açıklayabilir. Bu osilasyonun periyodu,  $\Lambda = \pi / q_s$  değeri eğer  $q_s, 2k_F$ ’ den küçük ise RKKY modelinin öngördüğü değerden daha büyük olabilir. Gerçek sistemlerde, tabakalar atomik düzlemler değildirler, kısa periyodik çiftlenim kuvveti normal olarak bastırılmış olabilir ve sadece uzun erimli periyodik osilasyon çiftlenimleri gözlemlenebilir. Bu teori uzun ve kısa periyotlu exchange osilasyonlarını non-magnetik malzeme olarak soy metallerin (Ag, Cu ve Au) kullanıldığı sistemleri iletim elektronları için serbest elektron modelini kullanarak başarılı bir şekilde açıklamıştır.

Birçok non-magnetik ara tabaka için, Cr ve Ru gibi, iletkenlik bantları hem s hem d elektron durumlarının karışımından oluşur. “ $d$ ” elektronları, “ $s$ ” elektronları ile karşılaştırıldığında daha lokalizedirler ve magnetik atomlar tarafından yakalanmışlar veya non-magnetik malzeme için magnetik atomlar yayınlamaktadırlar. Bu yüzden bu sistemlerdeki ferromagnetik tabakalar arasındaki indirekt exchange çiftlenimi, serbest elektronlar tarafından yönetilen exchange çiftlenimine göre daha karmaşıktır. Burno ve Chappert teorisinin en büyük bilinen başarısızlığı Co/Ru ve Fe/Cr magnetik çok katlı sistemlerinde ortaya çıkmıştır, onların teorisine göre tabakalar arasındaki etkileşim her zaman ya sıfır ya da paralel olmalıydı ama deneysel sonuçlardan anti-paralel çiftlenim gözlenmekteydi.

Wang ve Levy [107] tabakalar arası exchange çiftleniminin non-magnetik geçiş metalllerinde interface deki magnetik durumlar ile non-magnetik ara tabakadaki iletkenlik elektronları arasındaki karışımından veya hibridleşme etkisiyle gözlemlendiğini öne sürdüler. Bu etkileşimi iki kısma ayırdılar: bunlardan biri RKKY benzeri etkileşim, bu uzun ve kısa osilasyon üreten paralel yönelmiş sistemler içindi, diğer ise süper exchange idi oda anti paralel çiftlenmiş sistemler için geçerliydi. Tek serbest elektronlu iletkenlik bandı için, ilk terim baskın olmaktadır. Buna karşın eğer iletkenlik bandı boş ise, ilk terim hesaba katılmamakta ve ikinci terim eksponasiyel bir yarılmayla anti-paralel çiftlenimi vermektedir.

### 5.2.2 Biquadratik Exchange Çiftlenimi

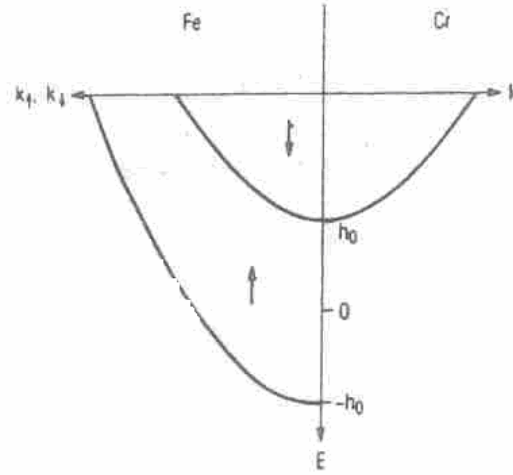
Epitaksiyel Fe/Cr/Fe olarak büyütülmüş yapının mıknatıslanma eğrisini fit etmek için, fenomenolojik olarak yazılmış exchange enerji formunu yazalım[108],

$$E_{ex} = A_{12} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} + B_{12} \left[ 1 - \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

Burada  $\vec{M}_1$  ve  $\vec{M}_2$  sırasıyla birinci ve ikinci tabakanın mıknatıslanma vektörleridir.  $A_{12}$  ve  $B_{12}$  sırasıyla bilineer ve biquadratik katsayılarıdır, genellikle biquadratik terimin etkisi çok küçük olduğu için ihmal edilir. Bazı çalışmalarda sıfırdan farklı biquadratik terim hesaba katılarak işlemler yapılmıştır bunlardan bazıları epitaxy fcc büyütülen malzemeler olarak Fe/Al[109] ve Fe/Ag [110] olarak literatürde bulunmaktadır.

Bilineer terim eşitlik 5.5' in türetilmesinden elde edilmiştir. Biquadratik terim exchange enerjinin  $\cos^2 \theta$  kullanılarak sonsuz açılımındaki ikinci terimdir, burada  $\theta$  iki ferromagnetik tabakanın mıknatıslanma vektörleri arasındaki açıdır. Teoride tabakalar arasındaki Exchange etkileşimi, ikinci ferromagnetik tabakanın torkunun birinci tabakanın spin momentumun zamanla değişimin bir yansımasıdır. Birinci tabakanın spin momentumundaki azalma (veya artma) interfaceden non-magnetik

tabakaya doğru nüfuz eden spin yukarı ve spin aşağı durumlarının olasılığı ile belirlenir. Serbest elektron modelinin spin yarıma modeli kullanılarak elde edilen enerji profili şekil 5.8’ de gösterilmiştir, buradan  $A_{12}$  ve  $B_{12}$  her ikisinin ara tabaka kalınlığıyla osilasyonu ile  $B_{12}$  osilasyon amplitüde  $A_{12}$  ‘ in büyüklüğün yarısı kadar olduğu gözlemlenebilmektedir.



Şekil 5.8. Fe ve Cr elektronlarının spin yukarı ve spin aşağı durumlarının interface’ e dik durumdaki enerjiye bağlı dalga fonksiyonunun gösterimi [108].

Bu değer Slonczewski tarafından başarılı bir şekilde Fe/Cr [108] ve Fe/Al [109] sistemleri için açıklanan değerlerden daha küçüktür. Slonczewski bu büyük biquadratik katkının mikroskobik kaynaklı olmadığını fakat fenomenolojik olarak bilineer çiftlenimin uzaysal dalgalanmasından ortaya çıktığını öne sürmüştür.

Tablo 5.1. Bazı çok katlı magnetik filmler için RKKY modeli kullanılarak elde edilen teorik ve deneysel osilasyon periyotları [106].

| Ara Tabaka | Teori                                | Sistem        | Deney                    |
|------------|--------------------------------------|---------------|--------------------------|
| Cu(111)    | $\Lambda=4.5$ AL                     | Co/Cu/Co(111) | $\Lambda \approx 5$ AL   |
|            |                                      | Co/Cu/Co(111) | $\Lambda \approx 6$ AL   |
|            |                                      | Co/Cu/Co(111) | $\Lambda \approx 4.5$ AL |
|            |                                      | Fe/Cu/Fe(111) | $\Lambda \approx 6$ AL   |
| Cu (111)   | $\Lambda=2.6$ AL<br>$\Lambda=5.9$ AL | Co/Cu/Co(001) | $\Lambda \approx 6$ AL   |
|            |                                      | Co/Cu/Co(001) | $\Lambda \approx 2.6$ AL |
|            |                                      |               | $\Lambda \approx 8$ AL   |
|            |                                      | Co/Cu/Co(001) | $\Lambda \approx 2.7$ AL |
|            |                                      |               | $\Lambda \approx 6.1$ AL |
|            |                                      | Co/Cu/Co(001) | $\Lambda \approx 2.7$ AL |
| Ag (001)   | $\Lambda=2.4$ AL<br>$\Lambda=5.6$ AL |               | $\Lambda \approx 5.6$ AL |
|            |                                      | Fe/Cu/Fe(001) | $\Lambda \approx 7.5$ AL |
|            |                                      | Fe/Ag/Fe(001) | $\Lambda \approx 2.4$ AL |
|            |                                      |               | $\Lambda \approx 5.6$ AL |
| Au (001)   | $\Lambda=2.5$ AL<br>$\Lambda=8.6$ AL | Fe/Au/Fe(001) | $\Lambda \approx 2$ AL   |
|            |                                      |               | $\Lambda \approx 7-8$ AL |

### 5.2.3 Anizotropi Enerjisi

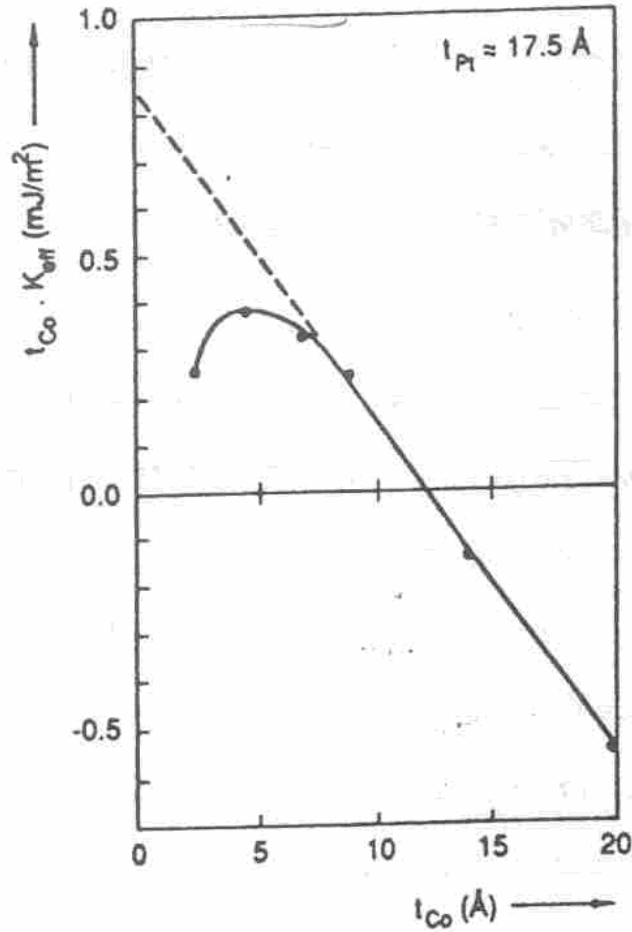
Tek tabaka ferromagnetik ince filmler için (Fe, Co, vb.) mıknatıslanma vektörü demagnetizasyon enerjisini azaltmak için film düzleminde kalmayı tercih eder. Buna karşın Pt/Co ve Co/Pd çok katlı magnetik sistemlerde, eğer Co tabakanın kalınlığı  $10 \text{ \AA}$  [101,102] civarında ise Co tabakaların mıknatıslanma vektörü film normali boyunca uzanır. Magnetik anizotropi enerjisinde var olan bu değişim genellikle çeşitli magnetik çok katlı sistemlerde vardır [97, 103, 104].

### 5.2.4 Anizotropi Enerjisinin Magnetik Tabaka Kalınlığına Bağlılığı

Magnetik çok katlı sistemlerde dik uniaxial anizotropi enerjisi magnetik tabaka kalınlığına karşı oldukça hassastır. Tipik efektif anizotropi enerjisi,  $K_{eff}$  ' in Co kalınlığıyla değişimi,  $t_{Co}$  Pt/Co çok katlı magnetik sistemi için şekil 5.9. da gösterilmiştir. Co kalınlığı  $10 \text{ \AA}$  daha büyük olduğunda, deneysel sonuçlar aşağıdaki bağıntıyı uyarlar,

$$t_{Co} K_{eff} = 2K_s + t_{Co} (K_v - 2\pi M_s^2) \quad (5.6)$$

Bu bağıntı her Pt/Co interface geçişinden  $K_s$  “yüzey” katkısını, hacim katkısını  $K_v$  ‘yi ve demagnetizasyon enerjisi  $2\pi M_s^2$  ‘ i içermektedir. Kritik  $t_{Co}$  kalınlığında, efektif anizotropi enerjisi işaret değiştirir, Co tabakanın kolay mıknatıslanma yönünün in-plane’ den dik yöneline geçtiği önerilir.



Şekil 5.9.  $K_{eff}$  değerinin kobalt kalınlığı ile çağrımının Co/Pt sistemi için Co film kalınlığına bağlı değişimi. [103]

Yüzey anizotropi enerjisi  $K_s$ ’in büyütme yönelimi ile değişmediği fakat hacim katkısının  $K_v$ ’nin ise değiştiği gözlemlenmiştir [105]. Bunun açık nedeni bu katkının hacimsel magnetokristalline anizotropiden kaynaklanıyor olmasıdır, bu durum [111] yönelimine sahip örnekten alınan deneysel verilerle uyum içersindedir. Buna karşın [100] yönelimine sahip örnek için, bu katkının büyüklüğü deneysel gözlemlerden elde edilen sonuçlara göre bir kaç mertebe daha küçüktür. Bu farklılık

magnetoelastik anizotropi enerjisiyle açıklanmaktadır ve bu enerjinin kaynağı olarak lattice yapıları arasındaki uyumsuzluk (mismatch) gösterilmektedir [105,106]. Ayrıca magnetoelastik anizotropi enerjisi şekil 5,9’ da özellikle ince Co tabaka kalınlıkları için görülen düz çizgiden sapmanın nedeni olduğunu bilinmektedir [103]. Dik anizotropisi için katkının geldiği en önemli terim,  $K_s$  yüzey anizotropisidir. İlk olarak Neel ferromagnetik kristaller için yüzeydeki ve interfacedeki yerel simetrisinin azalmasını göz önüne almıştır, yüzey veya interface enerjisinin magnetik katkısı yüzeydeki mıknatıslanmanın yönelimine bağlıdır:

$$\sigma = K_s \cos^2 \theta \quad (5.7)$$

Burada  $\theta$  yüzey normali ile mıknatıslanma vektörü arasındaki açıdır. Neel’ in yaklaşımı dışında magnetik yüzey anizotropi enerjisinin mikroskobik analizi çok katlı magnetik sistemler için yapılmamıştır. Ferromagnetik malzemelerde spin anizotropisinin kaynağı olarak uzun zamandır spin-orbit etkileşimi olduğu ileri sürülmektedir[107]. Bununla birlikte, anizotropi ferromagnetik malzemenin içindeki elektron yapısına çok duyarlı olduğundan, herhangi bir basit yaklaşım kullanılması veya bant yapısı hakkında hatalı bilgiler kullanılması yüzey anizotropi değerinin büyüklüğü ve işareti hakkında yanlış bilgiler edinilmesine neden olabilir [118]. En başarılı teorik hesaplama düzensiz Fe tek tabaka filmin için Gay ve Richter tarafından gerçekleştirilmiştir [119]. Onlar spin-orbit etkileşimini self consistent lokal orbital metodu ile belirledikleri elektronik yapı için küçük bir pertürbasyon terimi olarak almışlar ve Fe tabakasının tercihli yönelimini film düzleminde olacağını tahmin etmişlerdir.

Gay ve Richter’ in ümit verici çalışmalarına rağmen, onların tek tabaka için buldukları sonuçları çok katlı magnetik sistemlere genişletmek oldukça zordu. Birincisi, Gay ve Richter’ in sonuçlarından, Brillouin bölgesini tanımlamak için kullandıkları  $K_{||}$  vektörlerinin fonksiyonlarını kullanılarak yaptıkları hesaplamalarda  $K_{||}$  için büyük değerlerin alınması gerekmektedir. Bu durumda sistem tek tabakadan çok katlı sistemlere geçtiğinde hesaplamalarda bizi kısıtlamalarla karşı karşıya bırakmaktadır. İkinci olarak, magnetik çok katlı sistemler için bir gerçek modele yakın durumlar göz önüne alınırken lattice yapısındaki stress veya genişleme, lattice

dislokasyonu veya interface difüzyonu mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır, çünkü tüm bu etkiler bu sistemler için büyük öneme sahiptirler[102, 116, 120- 122]. Deneysel olarak, bulunan efektif anizotropi enerjisi ve dik histerisiz eğrisi kaplama sıcaklığı, kaplama hızı ve kaplama basıncı gibi hazırlanma parametrelere bağlıdır[116, 120, 121]. Bu büyütme şartları kristalin yapısal kalitesi yani magnetokristalline anizotropisini [120], ve interlayer difüzyonunu yani demagnetizasyon enerjisini [122] ve son olarak alaşımın kompozisyonu [112, 121] etkileyebilir.

### 5.2.5 Anizotropi Enerjisinin Non-Magnetik Tabaka Kalınlığına Bağlılığı

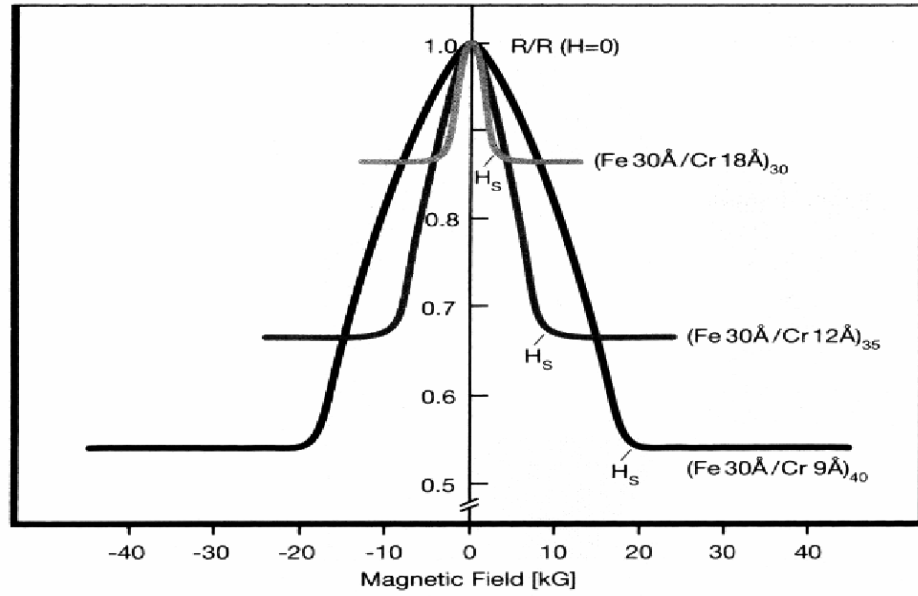
Magnetik çok katlı yapılarda en çok ilgi anizotropi çalışmalarına verilmiş olmasına rağmen, az sayıda çalışmada non-magnetik tabaka kalınlığına bağlı olarak anizotropinin değişimi üzerine yapılmıştır (Pt, Pd vb). Bu çalışmalar [123,124] Co/Pt çok katlı sistemi için, Pt tabakanın  $t_{Pt}$  kalınlığı 8 veya 9 Å' dan küçük olduğunda efektif anizotropi enerjisi Pt kalınlığının artmasıyla artmaktadır. Pt tabaka kalınlığı artıkça, anizotropi enerjisi gitgide doyuma değerine ulaşır. Co/Pt sisteminin yüksek açı X-Ray difraksiyon ölçümlerinden elde edilen sonuçlara göre, Pt kalınlığının artmasıyla anizotropi enerjisinin artması lattice aralığının değişiminden kaynaklanmaktadır, bu yüzden de Co tabaka içersindeki magnetoelastik enerjide değişmiştir.

## 5.3 Dev Magnetodirenç (GMR)

Dev magnetodirenç etkisi 1988 yılında (Fe 3 nm/Cr 0,9 nm)<sub>60</sub> çok katlı sisteminde gözlenmiştir [125]. GMR etkisini gözlemlemeyi ilk kez **Peter Grünberg ve Albert Fert** tarafından birbirlerinden bağımsız olarak 1988 yılında gözlenmiştirler ve bu çalışmalarıyla **2007 yılında Nobel fizik ödülünü** paylaşmışlardır. Bu sistemlerin iki önemli özelliği vardır. Bunlardan birincisi Fe tabakaları arasında Cr kalınlığına bağlı olarak gözlemlenen anti ferromagnetik etkileşimdir. Cr kalınlığının

fonksiyonu olarak Fe tabakalarının mıknatıslanma yönleri herhangi bir dış magnetik alan uygulanmadığında birbirlerine anti paralel olmaktadır. Dışarıdan örnekle aynı düzlemde bir magnetik alan uygulandığında, tabakaların magnetik momentleri dış alan yönünde yönelir ve doyumda tabakaların mıknatıslanma yönleri birbirlerine göre paralel yönelime sahip olurlar.

Bu sistemler üzerinde gözlemlenen ikinci önemli özellik ise Fe tabakalarının mıknatıslanma yönlerine bağlı olarak elektriksel direncin değişmesidir, aşağıdaki grafikte bu değişim gösterilmiştir.



Şekil 5.10. Magnetik alanın fonksiyonu olarak direnç değişimi [125].

İlk dev magnetodirenç etkisinin gözlenmesinden beri, bu etki başka birçok sistemde de gözlenmiştir. Bu sistemlerin genel formu  $B_{TB}/n^*(F_{TF}/NM_{TNM})/C_{TC}$  şeklindedir. Burada B tampon tabakayı (geliştirilmek istenen yapıya göre değişim gösterebilir), n, tekrar edilecek Ferromagnetik (F) ve nonmagnetik metal (NM) tabaka sayısını. F ferromagnetik geçiş metali (Co, Fe, Ni veya onların alaşımı) ve NM ise nonmagnetik metal ve aynı zamanda iyi bir iletken tabakayı (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re, Os, Ir veya asal metalleri Cu, Ag, Au, vb) ve  $t_x$  ince film tabakalarının kalınlığını göstermektedir. (X=B,F, NM, C)

Dev magnetodirençin büyüklüğü kullanılan (F, NM) malzemelere göre ve ince film tabakalarının kalınlığına göre değişmektedir. Magnetik çok katlı sistemlerin

dev magnetodirenç değişimi %0.1 den (V ve Mo nonmagnetik malzeme olarak kullanıldığında) %100 e kadar (Fe/Cr ve Co/Cu) [125–129]değişim gösterebilir. Tüm bu sistemlerde, dev magnetodirenç peş peşe gelen tabakaların mıknatıslanma yönüne bağlı olarak değişmektedir. [125–129]

GMR etkisini belirtmek için iki temel parametre kullanılır. Bunlardan birincisi GMR büyüklüğüdür, bu şu şekilde ifade edilir  $\Delta R / R = (R - R_{sat}) / R_{sat}$  burada  $R_{sat}$  doyum noktasında ki direnç yani tabakların magnetik momentlerinin birbirlerine paralel olduğu anda ölçülen direnç, R ise anti paralel durumda ölçülen direnç değerini göstermektedir. İkincisi ise GMR etkisi gözlemlemek için gerekli olan magnetik alan değişim değeri  $\Delta H$  'dir.

### 5.3.1 Dev Magnetodirenç Etkisinin Fiziksel Kökeni

GMR etkisi aşağıda verilen üç faktörün kombinasyonundan kaynaklanmaktadır,

- Ayrı ayrı tabakaların kalınlığı ( $10^{-9}$  m' in katları ) elektronik ortalama serbest yol ile karşılaştırıldığında küçük olduğunda, elektronlar non magnetik tabakayı aşarak diğer magnetik tabakaya geçebilmeleri.
- Magnetik tabakaların hacmi veya ara yüzlerindeki (interface) elektronların saçılma ara kesitleri elektronların spin yönelimine ve tabakanın yerel mıknatıslanmasına bağlılığı.
- Birbirini takip eden magnetik tabakaların bağlı mıknatıslanma yöneliminin, nonmagnetik ara tabakalar aracılığı ile değiştirilebilmesi.

Bir magnetik çok katlı sistemde,  $([FM \times nm / NM \times nm]_n)$ , FM tabakalarının mıknatıslanma yönelimlerinin paralel olduğu zaman, spin yönelimi yukarı  $\uparrow$  elektronlar daha yapı içerisinde daha büyük ortalama serbest yola sahiptirler ve daha büyük akım taşırlar. Aşağı spin  $\downarrow$  yönelimine sahip elektronlar iletkenliğe daha az katkıda bulunurlar. Eğer tek başlarına tabakaların kalınlığı ortalama serbest yoldan küçük ise, magnetik tabakaların mıknatıslanma vektörleri birbirlerine paralel olduğunda direnç,  $R_p = R_{\uparrow} R_{\downarrow} / (R_{\uparrow} + R_{\downarrow})$  şeklinde bulunur. Burada  $R_{\uparrow}$  ve  $R_{\downarrow}$  magnetik metal içerisinde yukarı spin durumuna sahip  $\uparrow$  elektronların ve  $\downarrow$  aşağı spin

durumuna sahip elektronların direncini göstermektedir. Birbirini takip eden magnetik tabakaların mıknatıslanma yönleri birbirlerine göre anti paralel yönelime sahip olduğunda ise her iki spin yönelimine sahip elektronlarda çok şiddetli saçılmaya mahsur kalacaktır ve böylece elektriksel direnç yüksek değerlere ulaşacaktır. Anti paralel durum için direnç,  $R_{AP} = (R_{\uparrow} + R_{\downarrow})/4$  olarak bulunur. Aşağıdaki şekillerde yukarıda anlatılan durumlar gösterilmiştir[40].

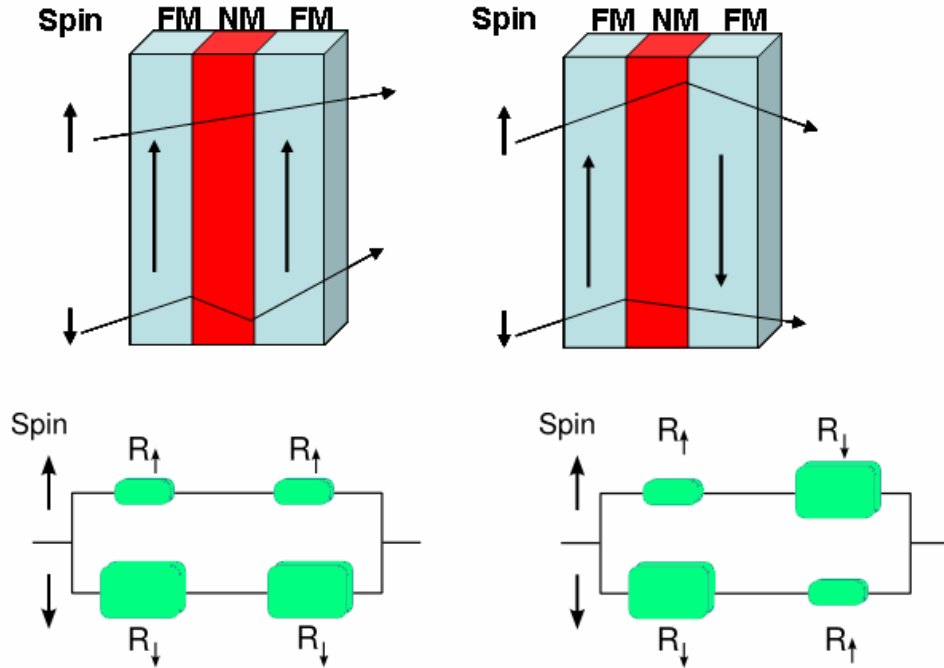
Yukarıda anlatılan durumlar için GMR oranı hesaplamak gerekirse buda şu şekilde ifade edilir,

$$\Delta R = R_{AP} - R_P = \frac{1}{4} \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})} \quad (5.8)$$

olmak üzere

$$\text{GMR Oranı} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{(R_{\uparrow} - R_{\downarrow})^2}{4R_{\uparrow}R_{\downarrow}} \times \%100 \quad (5.9)$$

şeklinde ifade edilir [131].



Şekil 5.11. Dev magnetodirenç mekanizması.

## 5.4 Magnetik Çok Katlı Sistemlerde Ferromagnetik Rezonans

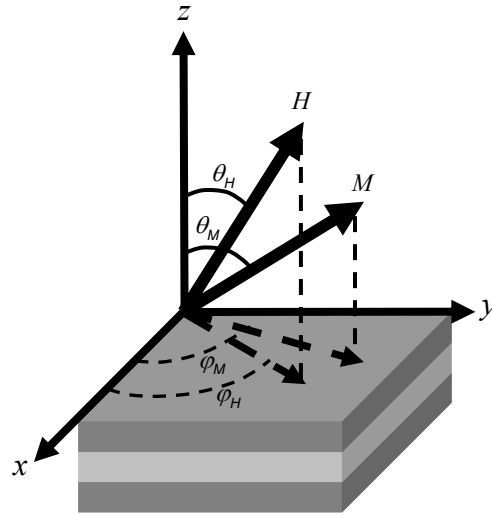
Magnetik çok katlı yapıların magnetik özelliklerinin belirlenmesinde birçok magnetik rezonans tekniği kullanılmaktadır, biz yaptığımız çalışmalarda Ferromagnetik Rezonans tekniği kullanarak karakterizasyon yaptığımızdan bu bölümde FMR' ın magnetik çok katlı sistemlere uygulanmasını inceleyeceğiz. Sadece FMR ile magnetik özelliklerin belirlenmesinde gerçekleştirilen deneylerden elde edilen sonuçlarının yanı sıra tam bir karakterizasyon için teorik modelleme çalışmasının da yapılması gerekmektedir. Bu teorik çalışma sayesinde magnetik çok katlı sistemlerin tam bir çözümlemesi yapılabilmektedir. Bu teorik modelleme için ilk olarak serbest enerji ifadesi tanımlanmalıdır. Bu serbest enerji ifadesi çok katlı sistemler için kullanılan etkileşimlerin neden olduğu enerjileri içermektedir. Bu enerjileri özetlemek gerekirse; zeeman enerjisi, demagnetizasyon enerjisi, iki ferromagnetik tabaka arasındaki exchange enerjisi ve anizotropi enerjileridir. Bu enerjilerin fiziksel kökenleri ve nasıl serbest enerji ifadesi içinde ifade edildikleri aşağıda detaylı bir biçimde açıklanmıştır. Serbest enerji ifadesinin belirlenmesinin ardından mıknatıslanmanın hareket denklemi için üç farklı modelleme çalışması yapılmıştır. Bunlar sırasıyla herhangi bir sönüm terimi içermeyen model, sönüm terimi içermeyen modelin mıknatıslanmanın gerçek hareketini tasvir etmek için yeterli olmayacağından hem Bloch tipi sönüm terimi hem de Gilbert tipi sönüm terimi içeren hareket denklemleri için ayrı ayrı modelleme çalışması yapılmıştır. Modelleme çalışması yapılırken ilk olarak iki ferromagnetik tabaka için model geliştirilmiştir. Bu teorik modelin en güçlü yanı yalnızca FMR sonuçlarını kullanarak sisteme ait birçok magnetik parametreyi tanımlıyor olmasıdır.

## 5.5 Çok katlı Filmler İçin Teorik Model

### 5.5.1 Çok Katlı Filmlerin Magnetik Enerjisi

#### 5.5.1.1 Zeeman Enerji

Magnetik alan içine yerleştirilen bir sistemin, bu magnetik alanla etkileşiminden kaynaklanan enerjisi zeeman enerji olarak bilinir. Zeeman enerjisi malzemenin mıknatıslanması ile magnetik alanın skaler çarpımıdır.



Şekil 5.12. Magnetik ve magnetik olmayan metallere oluşan üç katlı yapı ve bu yapı için kullanılan koordinat sistemi.

Mıknatıslanma  $\overline{M}$  ve  $\overline{H}$  'ın koordinat sistemine göre  $x, y, z$  bileşenlerini:

$$\begin{aligned} M_x &= M \sin \theta_M \cos \varphi_M & H_x &= H \sin \theta_H \cos \varphi_H \\ M_y &= M \sin \theta_M \sin \varphi_M & H_y &= H \sin \theta_H \sin \varphi_H \\ M_z &= M \cos \theta_M & H_z &= H \cos \theta_H \end{aligned} \quad (5.9)$$

şeklinde ifade edersek malzemenin mıknatıslanması  $\overline{M}$  ve malzemeye etkiyen magnetik alan  $\overline{H}$  :

$$\overline{M} = M \left( \sin \theta_M \cos \varphi_M \hat{i} + \sin \theta_M \sin \varphi_M \hat{j} + \cos \theta_M \hat{k} \right) \quad (5.10)$$

$$\overline{H} = H \left( \sin \theta_H \cos \varphi_H \hat{i} + \sin \theta_H \sin \varphi_H \hat{j} + \cos \theta_H \hat{k} \right) \quad (5.11)$$

şeklinde yazılır. Mıknatıslanma ve magnetik alanın skaler çarparsak zeeman enerjisi

$$E_Z = -\overline{M} \cdot \overline{H} = -MH \begin{pmatrix} \sin \theta_H \cos \varphi_H \sin \theta_M \cos \varphi_M \hat{i} \\ + \sin \theta_H \sin \varphi_H \sin \theta_M \sin \varphi_M \hat{j} \\ + \cos \theta_H \cos \theta_M \hat{k} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

şeklinde olur.  $\cos \varphi_H \cos \varphi_M + \sin \varphi_H \sin \varphi_M = \cos(\varphi_H - \varphi_M)$  eşitliğinden, magnetik alan etkisi altındaki ince filmin zeeman enerjisi

$$E_Z = -MH \left[ \sin \theta_H \sin \theta_M \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos \theta_H \cos \theta_M \right] \quad (5.13)$$

biçiminde elde edilir.

### 5.5.1.2 Demagnetizasyon Enerjisi

Malzemenin mıknatıslanmasından kaynaklanan, malzemenin mıknatıslanması ile orantılı ve mıknatıslanmayı azaltacak şekilde ve aynı zamanda malzemenin mıknatıslanmasına ters yönde etki eden iç alana demagnetizasyon alanı denir. Malzemenin şekline bağlı olarak, demagnetizasyon alanı, malzemede magnetostatik enerjiye sebep olur. İnce bir film için, demagnetizasyon enerjisi:

$$E_d = 2\pi M_z^2 = 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta \quad (5.14)$$

biçiminde ifade edilir, burada  $M_z$  film normal boyunca mıknatıslanma vektörünün bileşenidir.

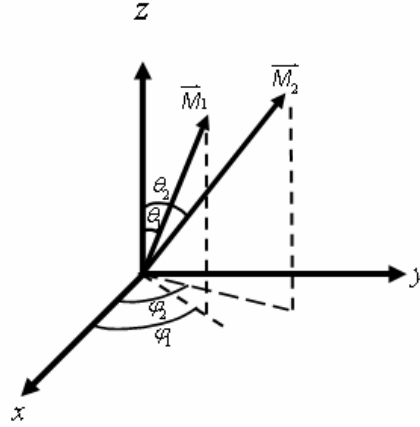
### 5.5.1.3 Ara Katman Değiş-Tokuş Enerjisi (Exchange) Enerjisi

Ara katmanın her iki tarafındaki ferromagnetik katmanların etkileşmesinden kaynaklanan, ara katman Exchange enerjisi birinci ferromagnetik katmanın mıknatıslanması  $\vec{M}_1$  ile ikinci ferromagnetik katmanın mıknatıslanması  $\vec{M}_2$  arasındaki açıya bağlıdır. Çok katlı filmlerin sahip olduğu birim yüzey alanı başına ara katman exchange enerjisi:

$$E_{ex} = A_{12} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} + B_{12} \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} \right)^2 + \dots \quad (5.15)$$

olarak yazılabilir, burada  $A_{12}$ , bilinear exchange katsayısı,  $B_{12}$ , ise bikuadratik exchange katsayısı. Bilineer terim, diğer terimlerden çok büyük olduğu için, bu çalışmada sadece  $A_{12}$  terimi hesaplandı.

Denklem 5.10 'u iki katman için düşünürsek, bu iki katmanın mıknatıslanmalarını Şekil.5. 13'e göre



Şekil 5.13. İki katlı filmin mıknatıslanmaları  $\vec{M}_1$  ve  $\vec{M}_2$ 'nin yönelimi ve kullanılan koordinat sistemi.

$$\begin{aligned}\vec{M}_1 &= M_1 (\sin \theta_1 \cos \varphi_1 \hat{i} + \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \hat{j} + \cos \theta_1 \hat{k}) \\ \vec{M}_2 &= M_2 (\sin \theta_2 \cos \varphi_2 \hat{i} + \sin \theta_2 \sin \varphi_2 \hat{j} + \cos \theta_2 \hat{k})\end{aligned}\quad (5.16)$$

şeklinde yazabiliriz ve her iki katmanın mıknatıslanmalarının skaler çarpımı:

$$\vec{M}_2 \cdot \vec{M}_1 = M_1 M_2 (\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \cos \theta_1 \cos \theta_2) \quad (5.17)$$

olarak yazılır.

Buna göre, iki katlı filmlerde komşu iki katman arasındaki değiş-tokuş enerjisi:

$$E_{ex} = A_{12} [\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \cos \theta_1 \cos \theta_2] \quad (5.18)$$

formunda yazılabilir.

### 5.5.1.4 Anizotropi Enerjisi

M-H eğrilerinin veya histerisiz halkalarının şeklini belirleyen en büyük faktörlerden biri; magnetik anizotropidir. Kristalde mıknatıslanma vektörünü kolay mıknatıslanma yönünde, anizotropi kuvveti tutar. Bu kuvvet üzerinde bir alan uygulayarak iş yaparsak, mıknatıslanma vektörü, kolay mıknatıslanma yönünden kayar. Böylece yapılan bu iş ile kristal üzerinde bir enerji depolanır. Bu enerjiye magnetokristal anizotropi enerjisi denir. Yani, anizotropi enerjisi; bir kristalde mıknatıslanma yönünü, kolay mıknatıslanma yönü olarak bilinen kristal eksenleri boyunca yönelten veya tutan enerjiye anizotropi enerjisi denir. Anizotropi enerjisi, mıknatıslanmanın kristal eksenleri ile yaptığı açının yön kosinüsüne ve anizotropi sabiti  $K$ 'ya bağlıdır. Magnetik anizotropinin kaynağı, spin-yörünge etkileşimidir. Anizotropi enerjisi, spin-yörünge etkileşimini aşmak için gerekli enerjidir [133].

N katlı magnetik filmden oluşan magnetik çok katlı filmlerin anizotropi enerjisi:

$$E = \sum_{i=1}^N t_i K_{eff}^i \cos^2(\theta_i) \quad (5.19)$$

, burada  $t_i$  katmanların kalınlığını,  $K_{eff}^i$  etkili anizotropi katsayısını göstermektedir.

Eşitlik 5.20; hem magnetostatik enerjiyi hem de dik anizotropi enerjisini içermektedir. Magnetostatik enerjinin kaynağı demagnetizasyon alanıdır. Demagnetizasyon alanı ve dik anizotropi enerjisi birbirine

$$K_{eff}^i = 2\pi(M_s^i)^2 - K_p^i \quad (5.20)$$

$$K_p^i = \frac{M_s^i \times H_p^i}{2}$$

şeklindeki gibi bağlıdır. Burada  $K_p$ , dik anizotropi enerjisi;  $H_p$ , magnetik katmanların sahip olduğu anizotropi alanı;  $M_s$ , magnetik katmanların doyum mıknatıslanmasıdır. Dik anizotropi enerjisi ve dolayısıyla etkili anizotropi enerjisinin

değişimi; dik ve paralel konumdaki spektrumun, mıknatıslanma ile orantılı olarak, rezonans alanının değişmesine sebep olur. [132]

### 5.5.1.5 İki Katlı Magnetik Filmlerin Rezonans Koşulu

Ferromagnetik malzemelerin mıknatıslanması, dış magnetik alanın etkisi altında, etkili dış magnetik alanın sebep olduğu torkdan dolayı denge yönü etrafında presesyon yapar. Ferromagnetik malzemelerden oluşan çok katmanlı filmlerde gerçekleşen bu hareketin denklemi:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i} \vec{M}_i \times \vec{H}_i = \frac{1}{t_i} \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times (\nabla_i E) \quad (i = 1, 2) \quad (5.21)$$

şeklindedir. Burada,  $\gamma$  Jiromagnetik oran,  $M$  magnetik ince filmlerin mıknatıslanması,  $\vec{\nabla}E$  sistemin magnetik enerjisinin gradyenti,  $H$  sistem üzerinde etkili olan magnetik alan,  $t$  film kalınlığıdır. Polar koordinatlarda mıknatıslanma:

$$\vec{M} = M_s \hat{e}_r + m_{\theta_i} \hat{e}_{\theta_i} + m_{\phi_i} \hat{e}_{\phi_i} \quad (5.22)$$

şeklindedir.  $M_s$  doyum mıknatıslanması, mıknatıslanmanın  $m_{\theta_i}$  ve  $m_{\phi_i}$  bileşenleri ise, mikrodalgadan kaynaklanan,  $\hat{e}_{\theta_i}$  ve  $\hat{e}_{\phi_i}$  yönleri boyunca, denge yöneliminden mıknatıslanmanın küçük sapmalarıdır. Enerjinin gradyenti polar koordinatlarda:

$$\vec{\nabla}_i E = \vec{\nabla}_{r_i} E \hat{e}_r + \vec{\nabla}_{\theta_i} E \hat{e}_{\theta} + \vec{\nabla}_{\phi_i} E \hat{e}_{\phi} = E_r \hat{e}_r + E_{\theta_i} \hat{e}_{\theta_i} + E_{\phi_i} \hat{e}_{\phi_i} \quad (5.23)$$

şeklindedir. Burada  $E_r = \frac{\partial E_r}{\partial r}$ ,  $E_{\theta_i} = \frac{\partial E_{\theta_i}}{\partial \theta}$ ,  $E_{\phi_i} = \frac{\partial E_{\phi_i}}{\partial \phi}$  şeklinde ifade ediliyor. Denge konumunda, mıknatıslanma zamanla değişmez ve denklem 5.21 yeni şeklini alır:

$$\frac{\overline{M}_i}{M_s} \times \left( \frac{1}{t_i} \nabla_i E \right) = \frac{1}{M_s t_i} \begin{pmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & \hat{e}_\phi \\ M_s & m_{\theta_i} & m_{\phi_i} \\ E_r & E_{\theta_i} & \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

$$= \frac{1}{M_s t_i} \left[ \hat{e}_r \left( m_{\theta_i} \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} - m_{\phi_i} E_{\theta_i} \right) + \hat{e}_\theta \left( m_{\phi_i} E_r - M_s \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} \right) + \hat{e}_\phi \left( M_s E_{\theta_i} - m_{\theta_i} E_r \right) \right] \quad (5.25)$$

Mıknatıslanmanın  $m_\theta$  ve  $m_\phi$  dinamik bileşenleri çok küçük olduğundan bu büyüklükleri içeren terimler ihmal edilirse, çok katlı filmler için mıknatıslanmanın hareket denklemi:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\overline{M}_i}{dt} = \frac{\overline{M}_i}{M_s} \times \left( \frac{1}{t_i} \nabla_i E \right) = \frac{1}{M_s t_i} \left( M_s E_{\theta_i} \hat{e}_{\phi_i} - M_s \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} \hat{e}_{\theta_i} \right) = \frac{1}{t_i} \left( E_{\theta_i} \hat{e}_{\phi_i} - \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} \hat{e}_{\theta_i} \right) \quad (5.26)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\overline{M}_i}{dt} = \frac{1}{t_i} \left( E_{\theta_i} \hat{e}_{\phi_i} - \frac{E_{\phi_i}}{\sin \theta_i} \hat{e}_{\theta_i} \right) \quad (5.27)$$

şeklini alır.

Mikrodalga uygulandığı zaman, mikrodalgadan kaynaklanan torkdan dolayı, mıknatıslanma denge yönünden  $\delta\theta$  ve  $\delta\phi$  kadar sapar. Bu nedenle enerjinin gradyenti mıknatıslanmanın etrafında polar açılarının sonsuz küçük diferansiyellerine göre açılır ve birinci mertebe dışındaki mertebeler ihmal edilip yazılırsa magnetik enerji:

$$E = E_o + \frac{\partial E}{\partial \theta_j} \delta\theta_j + \frac{\partial E}{\partial \phi_j} \delta\phi_j \quad (5.28)$$

ifadesi ile gösterilir. Bu nedenle mıknatıslanmanın hareket denklemi:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} &= \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times \left( \frac{1}{t_i} \nabla_i E \right) = \frac{1}{t_i} \left( E_{\theta_i} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{E_{\varphi_i}}{\sin \theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \right) \\
&= \frac{1}{t_i} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta_i} \left( \frac{\partial E}{\partial \theta_j} \delta \theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} \delta \varphi_j \right) \hat{e}_{\theta_i} - \frac{1}{\sin \theta_i} \frac{\partial}{\partial \varphi_i} \left( \frac{\partial E}{\partial \theta_j} \delta \theta_j + \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} \delta \varphi_j \right) \hat{e}_{\varphi_i} \right] \quad (5.29)
\end{aligned}$$

Açıların diferansiyelleri  $m_{\theta_j} = M_j \delta \theta$   $m_{\varphi_j} = M_j \sin \theta \delta \varphi$  şeklindedir

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times \left( \frac{1}{t_i} \nabla_i E \right) = \frac{1}{t_i} \left( \frac{m_{\theta_j}}{M_j} \frac{\partial}{\partial \theta_j} \frac{\partial E}{\partial \theta_j} \hat{e}_{\theta_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{M_j \sin \theta_j} \frac{\partial}{\partial \theta_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{1}{\sin \theta_i} \frac{m_{\theta_j}}{M_j} \frac{\partial}{\partial \varphi_j} \frac{\partial E}{\partial \theta_j} \hat{e}_{\varphi_i} - \frac{1}{\sin \theta_i \sin \theta_j} \frac{m_{\varphi_j}}{M_j} \frac{\partial}{\partial \varphi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} \right) \quad (5.30)$$

enerjinin ikinci türevlerini  $E_{\theta_i \theta_j} = \frac{\partial}{\partial \theta_i} \frac{\partial E}{\partial \theta_j}$   $E_{\theta_i \varphi_j} = \frac{\partial}{\partial \theta_i} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}$   $E_{\varphi_i \varphi_j} = \frac{\partial}{\partial \varphi_i} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}$  ile ifade edersek, hareket denklemi:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = - \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j \sin \theta_i} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\varphi_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} + \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j} E_{\theta_i \theta_j} \hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_j} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (5.31)$$

şeklindedir. Mıknatıslanmanın radyal bileşenleri, zamandan bağımsızdır. Denklem 5.21' in sağındaki ilk terim mıknatıslanmanın enine bileşenlerine aşağıdaki gibi katkı yapar:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\gamma_i} \frac{dm_{\theta_i}}{dt} \hat{e}_{\theta_i} &= - \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j \sin \theta_i} E_{\theta_j \varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\varphi_j \varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} \\
\frac{1}{\gamma_i} \frac{dm_{\varphi_i}}{dt} \hat{e}_{\varphi_i} &= \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j} E_{\theta_j \theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_j} E_{\theta_j \varphi_i} \hat{e}_{\varphi_i}
\end{aligned} \quad (5.32)$$

Mikrodalganın zamana bağlı  $m_{\theta}$  ve  $m_{\varphi}$  mıknatıslanma bileşenlerini

$$\begin{aligned}
m_{\theta_i} &= m_{\theta_i} e^{-j\omega t} \\
m_{\varphi_i} &= m_{\varphi_i} e^{-j\omega t}
\end{aligned} \quad (5.33)$$

şeklinde düşünülebilir. Bu durumda aralarında magnetik olmayan film ve  $M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarına sahip iki ferromagnetik filmden oluşan film için rezonans koşulu bağıntısı:

$$\begin{aligned}
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_1} &= -\frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\vartheta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin^2\vartheta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\vartheta_1}E_{\vartheta_2\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_1} &= \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\vartheta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_2} &= -\frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin^2\vartheta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_2} &= \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1}E_{\vartheta_1\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\vartheta_1}E_{\vartheta_2\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\vartheta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2}
\end{aligned} \tag{5.34}$$

Denge durumunda  $\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times \left( \frac{1}{t_i} \nabla_i E \right) = 0$  'dır. Bu yüzden,

$E_{\vartheta_i} = \frac{\partial E_{\vartheta_i}}{\partial \vartheta}$ ,  $E_{\varphi_i} = \frac{\partial E_{\varphi_i}}{\partial \varphi}$  dir.  $M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarının denge konumları etrafında

tork denklemini genişleterek ve enine momentlerin zamanla değişiminin  $e^{-i\omega t}$  formunda olduğunu kabul edersek eşitlik 5.34' deki ifadeleri matris formunda yazabiliriz:

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\vartheta_1} & \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_1}}{t_1M_1\sin^2\vartheta_1} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_1}}{t_1M_2\sin\vartheta_1} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2} \\ \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_1}}{t_1M_1} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\vartheta_1} & \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_2}}{t_1M_2} & \frac{E_{\vartheta_1\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\vartheta_2} \\ \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\vartheta_2} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\vartheta_1\sin\vartheta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\vartheta_2} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_2\sin^2\vartheta_2} \\ \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_1} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_1\sin\vartheta_1} & \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_2} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\vartheta_2\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\vartheta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\vartheta_1} \\ m_{\vartheta_1} \\ m_{\vartheta_2} \\ m_{\vartheta_2} \end{pmatrix} = 0 \tag{5.35}$$

### 5.5.1.6 İki Katlı Magnetik Filmlerde Mikrodalganın Etkisi

Magnetik ve magnetik olmayan filmlerden oluşan çok katmanlı ince filmlerdeki mıknatıslanmanın mikrodalganın etkisini de içeren hareket denklemi, denklem 5.21'e göre:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i} \vec{M}_i \times \vec{H}_i + \vec{M}_i \times \vec{h}_i \quad (i = 1, 2)$$

(5.36)

şeklini alır. Denklem 5.36'in sağ tarafındaki mikrodalgadan gelen katkıyı:

$$\begin{aligned} \vec{M} \times \vec{h} &= \begin{pmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_\theta & \hat{e}_\varphi \\ M_r & m_\theta & m_\varphi \\ h_r & h_\theta & h_\varphi \end{pmatrix} = \\ &= \hat{e}_r (m_\theta h_\varphi - m_\varphi h_\theta) + \hat{e}_\theta (m_\varphi h_r - M_r h_\varphi) + \hat{e}_\varphi (M_r h_\theta - m_\theta h_r) \end{aligned}$$

(5.37)

Mikrodalganın mıknatıslanma ve magnetik alan bileşenleri çok küçük olduğundan bu küçük terimlerin birbirleriyle çarpımları ihmal edilirse mikrodalganın mıknatıslanmanın hareket denklemine katkısı:

$$\vec{M}_i \times \vec{h}_i = -M_r h_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} + M_r h_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (5.38)$$

Mikrodalganın denklem 5.36' deki katkısını denklem 5.38 'de yerine koyarsak mikrodalganın da etkisini içeren çok katlı filmler için mıknatıslanma denklemi:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i} \vec{M}_i \times \vec{H}_i - M_r h_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} + M_r h_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (i = 1, 2, \dots, N)$$

(5.39)

Polar koordinatlarda mıknatıslanmanın  $e_\theta$  ve  $e_\varphi$  bileşenlerini ayrı ayrı yazarsak:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\theta_i}}{dt} \hat{e}_{\theta_i} = -\frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j \sin \theta_i} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\varphi_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - M_r h_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} \quad (5.40)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\varphi_i}}{dt} \hat{e}_{\varphi_i} = \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j} E_{\theta_i \theta_j} \hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_j} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} - M_r h_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i}$$

(5.41)

şeklinde ifade edilir. Bu ifadelerin sağ tarafını düzenlersek, magnetik ve magnetik olmayan filmlerden oluşan iki katmanlı ince filmler için her magnetik katmanların mıknatıslanmalarının zamana bağlı  $e_\theta$  ve  $e_\varphi$  bileşenlerinin büyüklükleri:

$$\begin{aligned} \frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_1} &= -\frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} E_{\varphi_1 \varphi_1} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2 \theta_1} E_{\varphi_1 \varphi_1} - \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} E_{\theta_2 \varphi_1} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} E_{\varphi_1 \varphi_2} - M_r h_{\varphi_1} \\ \frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_1} &= \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1} E_{\varphi_1 \varphi_1} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} E_{\varphi_1 \varphi_1} + \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2} E_{\varphi_1 \varphi_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_2} E_{\varphi_1 \varphi_2} + M_r h_{\varphi_1} \\ \frac{i\omega}{\gamma} m_{\theta_2} &= -\frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_2} E_{\varphi_1 \varphi_2} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} E_{\varphi_1 \varphi_2} - \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} E_{\theta_2 \varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} E_{\varphi_2 \varphi_2} - M_r h_{\varphi_2} \\ \frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_2} &= \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1} E_{\varphi_1 \varphi_2} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} E_{\varphi_1 \varphi_2} + \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2} E_{\theta_2 \varphi_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} E_{\theta_2 \varphi_2} + M_r h_{\varphi_2} \end{aligned} \quad (5.42)$$

şeklinde gösterilir.  $M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarının denge konumları etrafındaki hareketinin denklemini, tork denklemini genişleterek ve enine momentlerin zamanla değişiminin  $e^{-i\omega t}$  formunda olduğunu kabul ederek, matris formunda yazabiliriz:

$$\begin{pmatrix}
\frac{i\omega}{\gamma} \frac{E_{q_1 q_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{q_1 q_1}}{t_1 M_1 \sin^2 \theta_1} & \frac{E_{\theta_2 q_1}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} & \frac{E_{q_1 q_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\
\frac{E_{q_1 q_1}}{t_1 M_1} & \frac{E_{q_1 q_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{q_1 q_2}}{t_1 M_2} & \frac{E_{q_1 q_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_2} \\
\frac{E_{q_1 q_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_2} & \frac{E_{q_1 q_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} & \frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} & \frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} \\
\frac{E_{q_1 q_2}}{t_2 M_1} & \frac{E_{\theta_2 q_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2} & \frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
\frac{E_{q_1 q_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\
\frac{E_{q_1 q_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_2} \\
\frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} \\
\frac{i\omega}{\gamma} \frac{E_{\theta_2 q_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
m_{q_1} \\
m_{q_1} \\
m_{q_2} \\
m_{q_2}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
h_{q_1} \\
h_{q_1}^{(543)} \\
h_{q_2} \\
h_{q_2}
\end{pmatrix}
= M_r$$

### 5.5.1.7 Bloch Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı

Çok katlı filmler için Bloch tipi sönüm terimlerini içeren mıknatıslanmanın hareket denklemi, denklem 5.21'in sağına Bloch tipi sönüm terimlerini ekleyerek;

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{1}{t_i} \frac{\vec{M}_i}{M_s} \times (\nabla_i E) - \frac{m_{\theta_i}}{\gamma T_2} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_i}}{\gamma T_2} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (i = 1, 2) \quad (5.44)$$

şeklinde ifade edilir. Magnetik katmanların mıknatıslanmalarının zamana bağlı  $e_{\theta}$  ve  $e_{\varphi}$  bileşenlerinin Bloch tipi sönüm terimlerini de içeren büyüklükleri:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\theta_i}}{dt} \hat{e}_{\theta_i} &= -\frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j \sin \theta_i} E_{\theta\varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\varphi\varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\theta_i}}{\gamma T_2} \hat{e}_{\theta_i} \\ \frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\varphi_i}}{dt} \hat{e}_{\varphi_i} &= \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j} E_{\theta\varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_j} E_{\theta\varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} - \frac{m_{\varphi_i}}{\gamma T_2} \hat{e}_{\varphi_i} \end{aligned} \quad (5.45)$$

şeklindeir. Magnetik olmayan film ve  $M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarına sahip iki ferromagnetik filminden oluşan çok katlı yapı için Bloch tipi sönüm terimlerini içeren rezonans koşulu bağıntısı:

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{\gamma} m_{\theta_1} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} E_{\theta\varphi_1} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2 \theta_1} E_{\varphi\varphi_1} - \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} E_{\theta\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} E_{\varphi\varphi_2} - \frac{1}{\gamma T_2} \\ -\frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_1} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_1 M_1} E_{\theta\varphi_1} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} E_{\varphi\varphi_1} + \frac{m_{\theta_2}}{t_1 M_2} E_{\theta\varphi_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_2} E_{\varphi\varphi_2} - \frac{1}{\gamma T_2} \\ -\frac{i\omega}{\gamma} m_{\theta_2} &= -\frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_2} E_{\theta\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} E_{\varphi\varphi_2} - \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} E_{\theta\varphi_2} - \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} E_{\varphi\varphi_2} - \frac{1}{\gamma T_2} \\ -\frac{i\omega}{\gamma} m_{\varphi_2} &= \frac{m_{\theta_1}}{t_2 M_1} E_{\theta\varphi_2} + \frac{m_{\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} E_{\varphi\varphi_2} + \frac{m_{\theta_2}}{t_2 M_2} E_{\theta\varphi_2} + \frac{m_{\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} E_{\varphi\varphi_2} - \frac{1}{\gamma T_2} \end{aligned} \quad (5.46)$$

$M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarının denge konumları etrafındaki hareketinin denklemini, tork denklemini genişleterek ve enine momentlerin zamanla değişiminin  $e^{-i\omega t}$  formunda olduğunu kabul ederek, denklem 5.46' daki ifadeleri matris formunda yazabiliriz.

$$\begin{pmatrix} \left( -\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} + \frac{1}{\gamma T_2} \right) \frac{E_{\varphi_1\varphi_1}}{t_1 M_j \sin^2 \theta_1} \\ \frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1} \\ \frac{E_{\theta\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} \\ \frac{E_{\theta\varphi_2}}{t_2 M_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} \\ \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_1 M_2} \\ \left( -\frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_1} + \frac{1}{\gamma T_2} \right) \frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_2 M_j \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\ \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\ \frac{E_{\theta\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} \\ \frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} \\ \left( \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} - \frac{1}{\gamma T_2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\theta_1} \\ m_{\varphi_1} \\ m_{\theta_2} \\ m_{\varphi_2} \end{pmatrix} = 0 \quad (5.47)$$

### 5.5.1.8 Gilbert Tipi Sönüm Terimini İçeren Rezonans Bağıntısı

Gilbert tipi sönüm terimlerini içeren mıknatıslanmanın hareket denklemi çok katlı filmler için:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}_i}{dt} = -\frac{1}{t_i} \vec{M}_i \times \vec{H}_i + \frac{\alpha}{M_s} \left( \vec{M}_i \times \frac{d\vec{M}_i}{dt} \right) \quad (i=1,2) \quad (5.48)$$

şeklinindedir. Denklemin sağındaki ikinci ifade Gilbert denklemidir ve  $\alpha$  katsayısı Gilbert sönüm sabitidir. Etkili magnetik alanın sabit olduğu ve Gilbert sabitinin 0 olduğu durumda, mıknatıslanma, magnetik alan etrafında  $\omega = \gamma H_{eff}$  frekansı ile presesyon yapar. Sönüm başladığında yani  $\alpha$ 'nın 0'dan büyük olduğu durumda,  $\frac{1}{\alpha\omega}$  zaman ölçeğinde presesyon spiral hareketi yaparak magnetik alan vektörüne yaklaşır. Polar koordinatlarda mıknatıslanma:

$$\vec{M} = M_s \hat{e}_r + m_{\theta_i} \hat{e}_{\theta_i} + m_{\varphi_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (5.49)$$

şeklinindedir. Eşitlik 5.48'in içerdiği sönüm denklemindeki mıknatıslanmanın zamana bağlı değişimi:

$$\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \frac{dM_s}{dt} \hat{e}_r + \frac{dm_{\theta_i}}{dt} \hat{e}_{\theta_i} + \frac{dm_{\varphi_i}}{dt} \hat{e}_{\varphi_i} = -i\omega m_{\theta_i} \hat{e}_{\theta_i} - i\omega m_{\varphi_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (5.50)$$

Sönüm denklemindeki mıknatıslanma ile mıknatıslanmanın zamana bağlı değişiminin vektörel çarpımı:

$$\left( \vec{M}_i \times \frac{d\vec{M}_i}{dt} \right) = \begin{pmatrix} \hat{e}_r & \hat{e}_{\theta} & \hat{e}_{\varphi} \\ M_s & m_{\theta_i} & m_{\varphi_i} \\ 0 & -i\omega m_{\theta_i} & -i\omega m_{\varphi_i} \end{pmatrix} \quad (5.51)$$

$$\hat{e}_r \left[ -i\omega m_{\theta_i} m_{\varphi_i} + -i\omega m_{\theta_i} m_{\varphi_i} \right] + \hat{e}_{\theta_i} \left[ i\omega M_s m_{\varphi_i} \right] + \hat{e}_{\varphi_i} \left[ -i\omega M_s m_{\theta_i} \right] \quad (5.52)$$

$$\frac{\alpha}{M_s} \left( \overrightarrow{M_i} \times \frac{d\overrightarrow{M_i}}{dt} \right) = \frac{\alpha}{M_s} \cdot \left( -i\omega M_s m_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} - i\omega M_s m_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \right) \quad (5.53)$$

$$= i\omega \alpha m_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} - i\omega \alpha m_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (5.54)$$

şeklindedir. Böylece Gilbert tipi sönüm terimlerini içeren mıknatıslanmanın hareket denklemi çok katlı filmler için:

$$\frac{d\overrightarrow{M_i}}{dt} = \frac{\gamma}{t_i} \overrightarrow{M_i} \times \overrightarrow{H_i} + i\omega \alpha m_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} - i\omega \alpha m_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \quad (i=1,2, \dots, N) \quad (5.55)$$

ile ifade edilir. Magnetik katmanların mıknatıslanmalarının zamana bağlı  $e_{\theta}$  ve  $e_{\varphi}$  bileşenlerinin Gilbert tipi sönüm terimlerini de içeren büyüklükleri:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\theta_i}}{dt} \hat{e}_{\theta_i} &= -\frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j \sin \theta_i} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} - \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_i \sin \theta_j} E_{\varphi_i \varphi_j} \hat{e}_{\theta_i} + \frac{i\omega \alpha}{\gamma} m_{\varphi_i} \hat{e}_{\theta_i} \\ \frac{1}{\gamma} \frac{dm_{\varphi_i}}{dt} \hat{e}_{\varphi_i} &= \frac{m_{\theta_j}}{t_i M_j} E_{\theta_i \theta_j} \hat{e}_{\varphi_i} + \frac{m_{\varphi_j}}{t_i M_j \sin \theta_j} E_{\theta_i \varphi_j} \hat{e}_{\varphi_i} - \frac{i\omega \alpha}{\gamma} m_{\theta_i} \hat{e}_{\varphi_i} \end{aligned} \quad (5.56)$$

Magnetik olmayan ara katman ve  $M_1$  ve  $M_2$  mıknatıslanmalarına sahip iki ferromagnetik filmden oluşan çok katlı yapı için Gilbert tipi sönüm terimlerini içeren rezonans koşulu bağıntısı:

$$\begin{aligned}
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_1} &= -\frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\theta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin^2\theta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\theta_1}E_{\vartheta_2\vartheta_1} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\theta_1\sin\theta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_1} &= \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_1}}{t_1M_1\sin\theta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_1M_2\sin\theta_1}E_{\vartheta_1\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_2} &= -\frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\theta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\theta_1\sin\theta_2}E_{\vartheta_1\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\theta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} - \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin^2\theta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\vartheta_2} \\
-\frac{i\omega}{\gamma}m_{\vartheta_2} &= \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1}E_{\vartheta_1\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_1}}{t_2M_1\sin\theta_1}E_{\vartheta_2\vartheta_1} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma}m_{\vartheta_2} + \frac{m_{\vartheta_2}}{t_2M_2\sin\theta_2}E_{\vartheta_2\vartheta_2}
\end{aligned} \tag{5.57}$$

Bu bağıntıları matris formunda dönüştürürsek Gilbert tipi sönüm denklemini içeren matris aşağıdaki gibidir.

$$\begin{pmatrix}
\frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin^2 \theta_1} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & -\frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_1 M_2 \sin \theta_1} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\
\frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & \frac{i\omega}{\gamma} + \frac{E_{\theta\varphi_1}}{t_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_1 M_2} & \frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_1 M_2 \sin \theta_2} \\
-\frac{E_{\theta\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_2} & -\frac{E_{\varphi_1\varphi_2}}{t_2 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma} - \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} & -\frac{E_{\varphi_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin^2 \theta_2} + \frac{i\omega\alpha}{\gamma} \\
\frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_1}}{t_2 M_1 \sin \theta_1} & \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2} - \frac{i\omega\alpha}{\gamma} & \frac{E_{\theta_2\varphi_2}}{t_2 M_2 \sin \theta_2} + \frac{i\omega}{\gamma}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
m_{\theta_1} \\
m_{\varphi_1} \\
m_{\theta_2} \\
m_{\varphi_2}
\end{pmatrix} = 0 \quad (5.58)$$

## 6 Çok Katlı Magnetik Filmlerle İlgili Deneysel Sonuçlar

### 6.1 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cr}$ Çok Katlı Magnetik Filmler

Magnetik özelliklerini araştırmak için  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  (permollay)(Py)/Cr çok katlı sistemi seçilmiştir. Bu seçimin nedenlerini kısaca açıklamak gerekirse; ferromagnetik malzeme olarak permollay seçilmesi, permollayın soft magnetik malzeme olmasından kaynaklanmaktadır. Soft magnetik malzeme olması bu malzemenin doyuma ulaşmasının daha düşük dış magnetik alan değerlerinde mümkün olması ve dış magnetik alan ile yöneliminin kolaylıkla değiştirilmesinden kaynaklanmaktadır. Bununla beraber ara bölücü non-magnetik tabaka olarak krom seçilmiştir, çünkü kromun üzerine büyütüldüğü yüzeyi tamamıyla kapayabilme özelliği vardır yani yüzey üzerinde topaklanma yapmamaktadır, bu iki ferromagnetik tabakanın birbirleriyle temas etmemeleri için çok önemlidir. Bu özelliklerinin yanı sıra kromun oksitlenmeye karşı direnci de yüksektir, bu özellik magnetik sistemler için büyük önem arz etmektedir çünkü filmlerin vakum ortamından çıkarıldıktan sonra yüzeyi atmosfer ortamında çok kısa zaman dilimlerinde karbon ve oksijen ile kaplanmaktadır ve bu magnetik özellikleri istenmeyen yönde etkilemektedir.

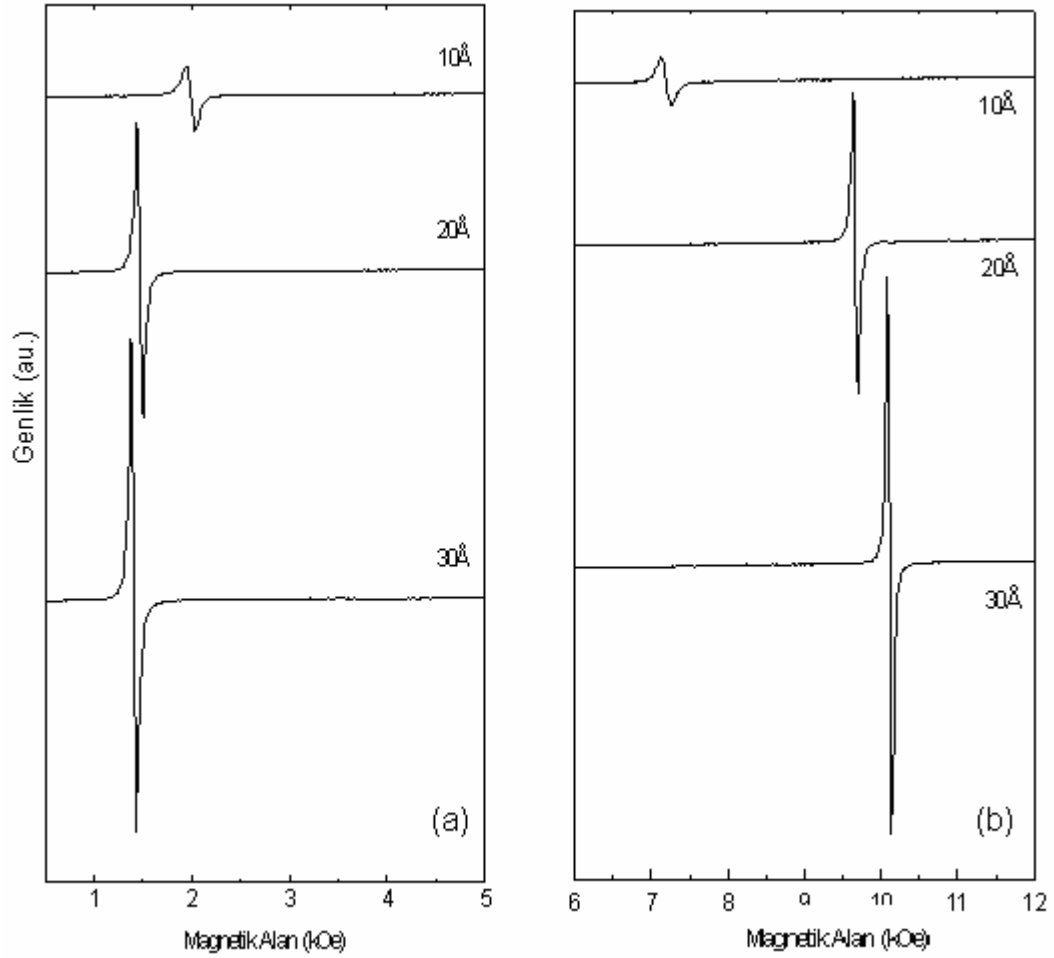
Çalışmada kullanılan örnekler magnetron sputtering sisteminde ultra yüksek vakum şartlarında hazırlanmıştır. Örnekler p-tipi bor katkılanmış doğal okside olmuş (100) yönelimine sahip silisyum alttaş malzeme üzerine büyütülmüştür. Büyütme için bu alttaş malzemenin seçilmesinin özel bir nedeni yoktur çünkü bu çalışmada epitaksiyel büyütme hedeflenmemektedir. Magnetron sputtering sistemine aynı anda on adet örnek yükleme imkânı vardır, bu yüzden çalışılacak örnekler onarlı gruplar halinde sisteme yüklenmektedir ve bu sayede her set örnek için sistemin aynı şartlarda olması sağlanmaktadır. Magnetron sputtering sisteminin kaplama öncesi basıncı  $<3 \times 10^{-8}$  mbar seviyelerindedir, kaplamalar yapılırken bu basınç seviyesi ortama argon gazının ortama girmesinden dolayı  $<1.3-1.6 \times 10^{-3}$  seviyelerinde olmaktadır. Kaplamalar öncesi ve kaplamalar sırasındaki basınç değerleri filmlerin kaliteli hazırlanması için oldukça uygun basınç seviyeleridir. Kaplamalar öncesinde filmlerin üzerinde hazırlanacağı Si alttaş malzemeler beşer dakika boyunca ultra

sonik karıştırıcıda hem etanol hem de metanol içersinde temizleme işlemine tabi tutularak yüzeylerindeki toz ve parçacıklardan arındırılması sağlanmaktadır. Alttaş malzemeler temizleme işleminin ardından sistemin yükleme odacığına yerleştirilir ve yükleme odacığının magnetron sputtering sistemiyle yaklaşık aynı basınç değerlerine ulaşmasına kadar burada bekletilir, bu işlem sistemimiz için yaklaşık on sekiz saat sürmektedir. Yükleme odacığının istenen basınç değerlerine gelmesinin ardından örnekler birer birer magnetron sputtering sistemine aktarılarak burada bulunan PBN ısıtıcı kullanarak vakum ortamında 600 °C sıcaklıkta 1200 saniye boyunca ısıtılma işlemi (annealing) tabii tutulmaktadır. Isıl işlemlerin tamamlanmasının ardından örnekler tekrar yükleme odacığına transfer edilir, bu işlemlerin ardından hemen kaplama işlemlerine başlanmamaktadır. Çünkü bu ısıtma işlemleri sırasında numune tutucu üzerinde önceki kaplamalar kalan veya vakum odacığının duvarlarından sökülen bazı maddelerden dolayı ortamın basıncında bazı yükselmeler gözlenebilir, bu yüzden ısıtılma işlemlerin ardından sistem bir süre sistem dinlendirilir. Sistemin tekrar istenen basınç değerlerine ulaşmasının ardından kaplamalar başlanır. Permollay ve kromun kaplama hızlarının belirlenmesinde farklı yöntemler kullanılmıştır. Krom' un kaplama hızının belirlenmesinde daha önceki bölümde anlatılan platin ve kobaltın kaplama hızının belirlenmesindeki gibi XPS kullanılmıştır. XPS ile elementler için kaplama hızı belirlemede kullanılan oldukça hassas bir tekniktir. Fakat permollay gibi alaşımların kaplama hızlarının belirlenmesinde aynı hassasiyet gözlenememektedir, bunun nedeni ise XPS ile kalınlık belirlemede kullanılan alttaş malzemeye ait elektronların, kaplaması yapılan malzeme içersinde aldıkları serbest yolu ifade eden elastik olmayan ortalama yol değerinin (IMFP), permollay gibi alaşım malzemeler için tanımlanmamış olmasından ileri gelmektedir. Bu durumda permollay için kaplama hızını belirleme işlemi için profilometre kullanılmıştır, bu cihazdan sağlıklı sonuçlar elde edebilmek için farklı sürelerde permollay kaplamaları yapıldı ve her kaplamanın ardından profilometreden kalınlıklar belirlendi ve birim zamanda yapılan kaplama miktarı belirlendi. XPS kullanılarak krom için bulunan kaplama hızı 0,4 Å/sn ve permollay için kaplama hızı profilometre kullanılarak 0,07 Å/sn olarak belirlendi.

Kaplama hızlarının belirlenmesinde kullanılan parametreler permollay için, RF güç kaynağında 20 Watt güç kullanılmış, krom için DC güç kaynağında 30 Watt güç kullanılmıştır. Permollay ve krom içinde alttaş malzeme ile hedef malzeme

arasındaki mesafe 50 milimetre olarak ayarlanmıştır. Kaplamalar sırasında ortama verilen argon gazının akış hızı 2 sscm olarak seçilmiştir, bu akış hızına karşılık sistemin basıncı  $<1.3-1.6 \times 10^{-3}$  seviyelerinde olmaktadır ve oda sıcaklığında kaplamalar gerçekleştirilmektedir.

Kaplama şartlarının belirlenmesinin ardından çalışmada ulaşılması hedeflenen sonuçlara uygun olarak örneklerin kalınlıklarının belirlenmesi aşamasına gelinmiştir. Bu noktada şu prensip göz önünde bulunduruldu, çalışmada hedeflenen nokta iki magnetik tabakanın aradaki non-magnetik tabaka kalınlığıyla nasıl değiştiğini incelemek olduğu için iki ferromagnetik tabakanın rezonans alan değerlerinin birbirlerine olabildiğince yakın olması bu etkileşmenin tam anlamıyla çözümlenmesi için önemlidir. Bu yüzden çok katlı ince filmler hazırlanmadan önce ilk olarak tek tabaka çeşitli permollay ince filmler hazırlandı. Bu filmlerin kalınlıkları 10 Å, 20Å, 30 Å dur. Bu filmlere ait FMR spektrumları aşağıda şekil 6.1’ de verilmiştir

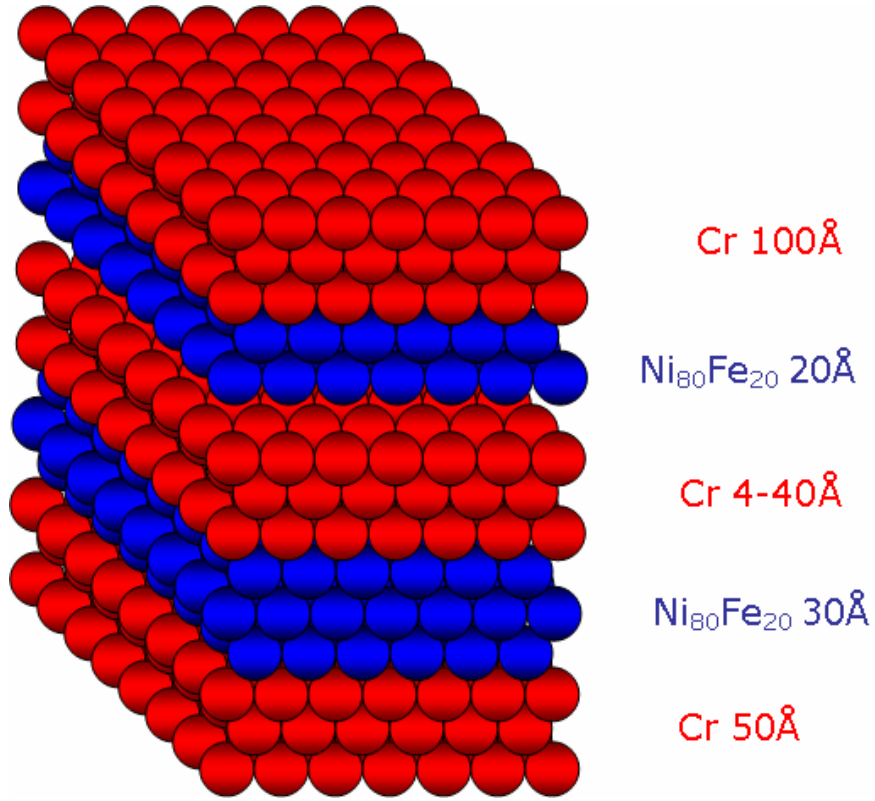


Şekil 6.1. Tek tabaka 10 Å, 20 Å, 30 Å kalınlıklarındaki Py filmlerine ait hem paralel (a) hem de dik geometri (b) için FMR spektrumları.

Bu spektrumlardan görüldüğü gibi 20 Å ve 30 Å kalınlıklarındaki filmlerde hem dik hem de paralel geometride rezonans alan değerleri birbirlerine yakın olması bakımından tabakalar arasındaki etkileşimin incelenmesi için en uygun kalınlıklar olarak tespit edilmiş ve bu çalışmada bu kalınlıkların kullanılmasına karar verilmiştir. Ferromagnetik tabaka kalınlığının belirlenmesinin ardından yapılan literatür çalışması da göz önünde bulundurularak, non-magnetik tabaka kalınlığı 4 Å-40 Å arasında birer angströmlük adımlarla taranmasına karar verildi, ve bu sayede aradaki krom kalınlığına bağlı olarak tabakalar arasındaki exchange etkileşiminin osilasyon hareketinin gözlemlenmesi ve bu osilasyon hareketinin periyodunun belirlenmesi hedeflendi.

Bu çalışmada magnetik özelliklerinin karakterize edilmesi için hazırlanacak filmler aşağıda Şekil 6.2' de gösterilmiştir. Bu yapıdaki alt ve üst tabakadaki krom kaplamaları ile sırasıyla alttaş malzemeden gelen etkileri yok etmek ve her iki

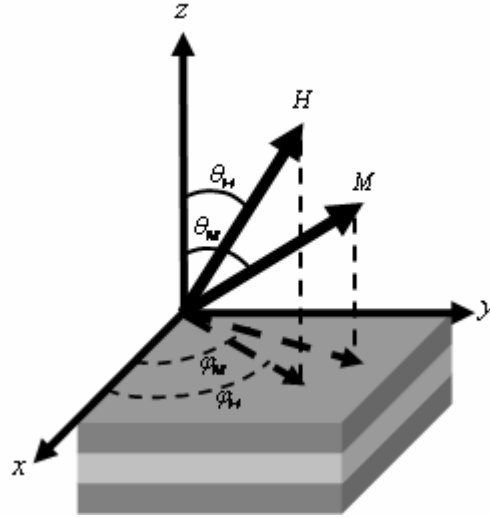
permollay filmin aynı tip malzeme üzerinde büyütülmesi hedeflenirken, en üst tabakadaki krom kaplaması ile hazırlanan filmlerin oksitlenmeye karşı korunması hedeflenmiştir.



Şekil 6.2. Si (100) üzerine büyütülen magnetik çok katlı filmlerin sistematiği.

## 6.2 Magnetik Ölçümler

Hazırlanan filmlerin magnetik karakterizasyonun da Bruker EMX model X-Bant ESR spektrometresi kullanılmıştır, kullanılan mikrodalga frekansı da 9.5 GHz' dir. Ölçümler dışarıdan uygulanan dc alan ile örnek normali arasındaki açının fonksiyonu olarak oda sıcaklığında ölçülmüştür. Örneklerin ölçülmesinde kullanılan koordinat sistemi, denge mıknatıslanma vektörü  $\vec{M}$  ve dışardan uygulanan dc magnetik alan vektörü  $\vec{H}$  şekil 6.3' de gösterilmiştir.

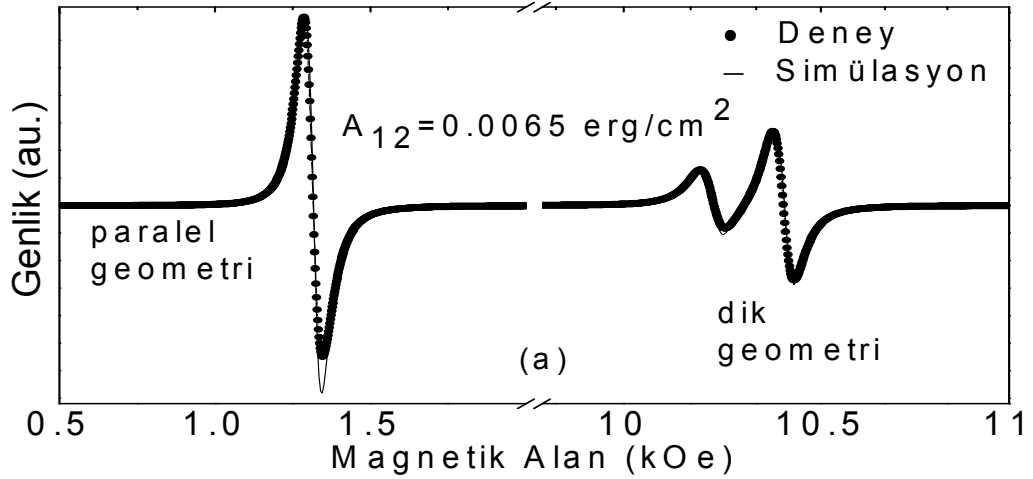


Şekil 6.3. FMR ölçümlerini sırasında kullanılan geometri.

### 6.3 Deneyisel Bulgular

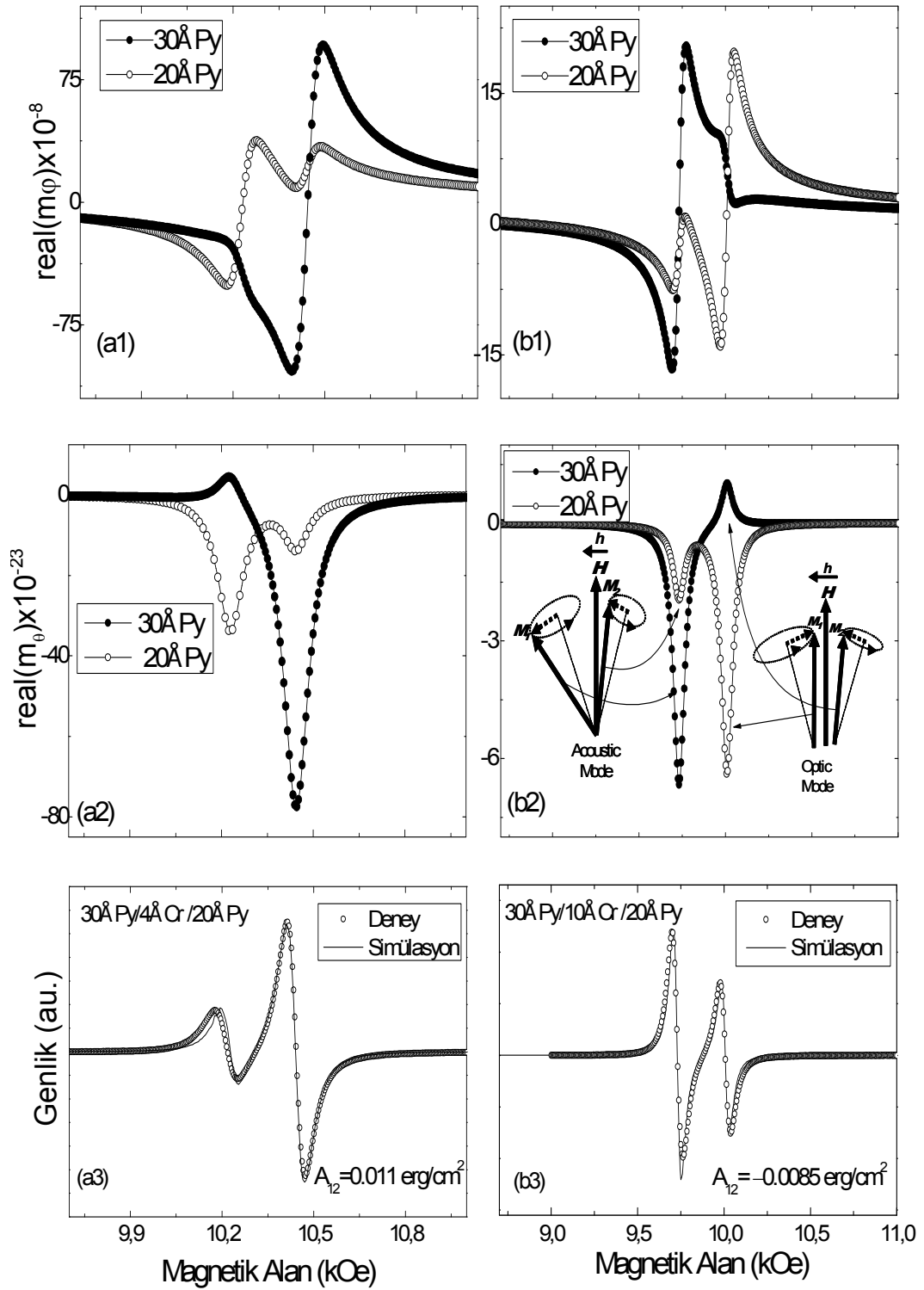
FMR spektrumları dc alanın bağıl oryantasyonuna karşı oldukça hassastır. Ayrıca spektrumlar hem ferromagnetik hem de non-magnetik krom tabakanın kalınlığından açık bir biçimde etkilenmektedir. Birkaç denemenin ardından iki ferromagnetik tabakanın kalınlıkları belirlendi, bu kalınlıklar FMR spektrumlarında tabakalar arası exchange etkileşimini gözlemleyebilmek için birbirinden farklı kalınlık değerlerinde seçildi, fakat kalınlık değerleri birbirlerine yakın olarak seçilmiştir.

Şekil 6.4’ de iki tane FMR spektrumu verilmiştir, bu spektrumlar Py (30Å)/Cr(7Å)/Py (20Å) örneğine aittir bu spektrumda hem in plane geometri (IPG) hem de out of plane geometri (OPG) için sonuçlar gösterilmiştir. Dış alanın örnek düzlemine dik olduğu OPG’ de iki tane uyarılmış FMR modu vardır. Buna karşın dış alanın örnek yüzeyine paralel olduğu durumda (in plane geometry) yalnızca bir tane FMR modu görülmektedir.



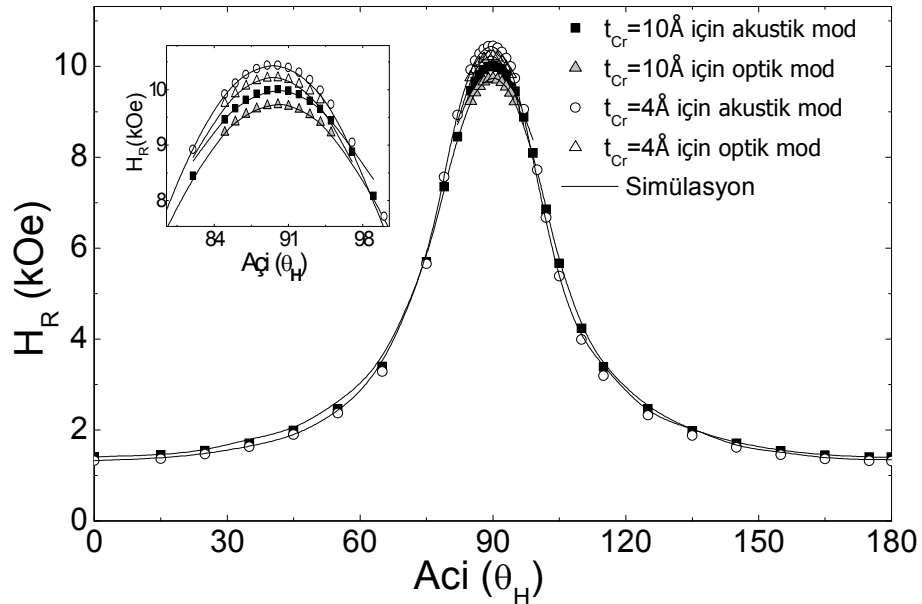
Şekil 6.4. Py (30Å)/Cr(7Å)/Py (20Å) için deneysel ve simülasyondan elde edilen spektrumlar, dış magnetik alan örneğe hem paralel hem de dik olduğunda.

Şekil 6.5 ' de iki farklı örnek için FMR spektrumları verilmiştir, bu spektrumlarda non-magnetik krom tabakanın kalınlığının etkisi gösterilmiştir. Non-magnetik tabaka kalınlığı 4 Å ve 10 Å olduğu bu örneklerde OPG' de iki tane FMR modu görülmektedir. Bu iki modun (optik ve akustik mod) bağıl şiddetleri birbirlerinden farklıdır. Zayıf şiddete sahip olan ve düşük alan değerinde rezonansa ulaşan mod optik mod olarak adlandırılırken, şiddeti büyük olan ve daha yüksek alanda rezonansa ulaşan mod ise akustik mod veya ana mod olarak adlandırılır bu durum ara krom tabaka kalınlığı 4 Å olan örnekte bu şekilde gerçekleşirken, ara tabaka kalınlığındaki durum ise tamamen farklıdır. Ara tabaka kalınlığı 10 Å olduğu örnekte optik mod daha büyük alan değerinde rezonansa ulaşırken, akustik mod daha düşük alan değerinde rezonansa ulaşmaktadır. Modların bu şekilde yer değiştirilmesinin arkasında yatan neden tabakalar arasında etkileşimin değişmesidir, bu etkileşim ilerleyen kısımlarda detaylı bir biçimde tartışılacaktır.



Şekil 6. 5. Tabakalar arası ferromagnetik (solda) ve anti-ferromagnetik (sağda) çiftlenim için iki örnek. Her bir tabaka için ac mıknatıslanmanın azimuthal (a1 and b1) ve polar (a2 and b2) bileşenlerinin dış dc magnetik alanın fonksiyonu olarak, optik ve akustik modların dinamik mıknatıslanma bileşenlerinin gösterimi. Ara tabaka kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklere ait FMR spektrumları (a3 ve b3).

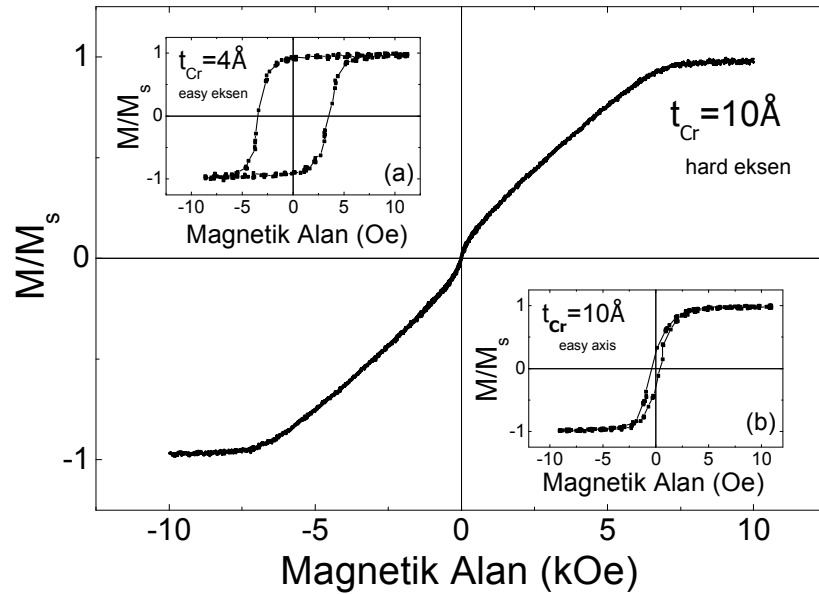
Şekil 6.6' de ise her iki örneğin açığa bağlı rezonans değişimleri verilmiştir. Teorik rezonans değerleri yukarıda anlatılan teorik modelleme yardımıyla belirlenmiştir. Her iki örnek içinde hemen hemen rezonans alan değerleri tüm açılar için aynıdır. Buna karşın krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu filmlerde önemli bir farklılık uygulanan alanın film normaline çok yaklaştığında durumda ortaya çıkmaktadır, krom kalınlığının 4 Å olduğu örneğin rezonans alan değeri krom kalınlığının 10 Å olduğu örneğin rezonans alanından daha büyük değerde ortaya çıkmasıdır. Buradan ara tabaka kalınlığının artması ve azalması durumuyla ilgili olarak şu sonuçları çıkartabiliriz: ara tabaka kalınlığının artmasıyla iki ferromagnetik tabakanın birbirlerinden bağımsız olarak sanki iki ayrı bağımsız tabaka olarak davranması şeklinde açıklamak mümkündür. Buna karşın ara tabaka kalınlığının azalması ile sanki iki tabakanın güçlü bir çiftlenim tarafından bir arada tutularak sanki beraber tek bir kalın tabaka gibi davranıyormuş gibi oldukları söylenir. Çünkü OPG' de ince filmler için uniaxial dik anizotropi kalın tabakalı filmlere kıyasla daha büyüktür; bu da ara tabaka kalınlığının 4 Å olduğu filmde görülen durumu daha net bir biçimde açıklamaktadır. Açısal değişimler karşısında spektrumlarda gözlemlenen büyük değişimler şekil anizotropi (demagnetizasyon alanı)' den kaynaklanmaktadır.



Şekil 6.6 Krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklerin açığa bağlı rezonans alanlarının değişimi.

Ara tabaka krom kalınlığının 11 Å, 22 Å ve 33 Å olduğu kalınlıklar dışındaki tüm kalınlıklarda dış alan yöneliminin film normaline yakın olduğu yönelimlerde yüksek çözünürlükte iki tane rezonans piki görülmektedir. Buna karşın bu iki mod dış alan yöneliminin film düzlemine yaklaştığı durumunda bu iki mod üst üste binerek tek bir mod olarak ortaya çıkmaktadır. Güçlü ve zayıf modların bağlı pozisyonlarında OPG' de bazı kalınlıklarda değişimler gözlenmektedir.

Şekil- 6.7' de ise ara tabaka krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklere ait hem IPG hem de OPG' deki histerisiz eğrileri gösterilmiştir. OPG' de krom kalınlığının 10 Å olduğu örnekte mıknatıslanma yaklaşık 7 kOe' tir ki bu efektif uniaxial anizotropi, demagnetizasyon alanı ve indüklenmiş dik eksenel anizotropi alanını içermektedir. Yine şekil- 6.7' in içerisinde verilen diğer histerisiz eğrileri IPG durumu ara tabaka krom kalınlığının hem 4 Å hem de 10 Å olduğu örnekler için verilmiştir. Krom kalınlığının 4 Å olduğu örnekte histerisiz eğrisi geniş ve kareye benzemektedir ve kalıcı mıknatıslanma değeri doyum mıknatıslanma değerine çok yakındır. Buna karşın krom kalınlığının 10 Å olduğu örnekte ise kalıcı mıknatıslanma değeri doyum mıknatıslanma değerinin yaklaşık beşte biridir ve krom kalınlığının 4 Å olduğu örnekle karşılaştırıldığında mıknatıslanma azar azar doyuma gitmektedir. Benzer bir davranış literatürde yapılan Py/Cr/Py çalışmasında da gözlemlenmiştir [134].



Şekil 6.7 Ara tabaka kalınlığının 10 Å için zor mıknatıslanma eksenini boyunca histerisiz eğrisi. Ara tabaka krom kalınlığının 4 Å ve 10 Å olduğu örneklere ait hem IPG hem de OPG' deki histerisiz eğrileri.

## 6.4 FMR Spektrumların Simülasyonu

Birbiriyle exchange çiftlenimiyle çiftlenmiş  $N$  tane magnetik tabakadan oluşan sisteminin FMR tekniği ile elde edilen deneysel sonuçlarının fit etmek için geliştirdiğimiz program ile ilgili kullanılan teorik modelle ilgili bazı açıklamalar bu kısımda verilecektir. Bu teorik model kullanılarak elde edilecek teorik FMR spektrumları için serbest enerji ifadesi zeeman, demagnetizasyon (şekil anizotropi) ve uniaxial anizotropi enerjisi (uniaxial eksenini film yüzeyi boyuncadır) ifadeleri içermektedir. İndüklenmiş uniaxial enerjisi açıkça magnetik tabaka kalınlığına bağlıdır, özellikle ultra ince filmlerde bu terim bazen demagnetizasyon karşılaştırılacak hale gelebilmektedir. Magnetik tabaka kalınlığının  $5 \text{ \AA}$ ' dan daha ince olduğu kalınlıklarda, mıknatıslanma kolaylıkla doyuma gidemez ve bunda çalışmamızda neden bu kalınlıklarda magnetik tabaka kullandığımızın nedenlerinden biridir. Geliştirilen modelde sönüm terimi olarak hem Gilbert tipi hem de Bloch tipi sönüm terimi kullanmak mümkündür fakat biz Gilbert tip sönüm terimini kullanarak deneysel sonuçları başarılı bir şekilde fit etmeyi başardığımız için bu çalışmada onu kullandık. Bunun yanı sıra magnetik olarak homojen filmler için Gilbert tipi sönüm terimi, magnetik olarak homojen olmayan filmler için Bloch tipi sönüm terimi kullanılmaktadır. Sönüm parametresinin rezonans alan değerine çok küçük etkisi olmasına karşın, rezonans çizgi şeklinin belirlenmesinde kullanılmaktadır.

Şekil- 6.2, 6.4 ve 6.5' de görüldüğü gibi, deneysel ve teorik modelden elde edilen FMR spektrumları arasında iyi bir uyum vardır. Dikkatli bir analiz ile rezonans piklerinin pozisyonunun belirlenmesinde doyum mıknatıslanması, efektif anizotropi ve magnetik tabakalar arasındaki exchange anizotropinin kullanıldığı görülebilir. Gerçekte magnetik olarak eşdeğer olan ferromagnetik tabakalar arasında exchange etkileşiminin rezonans alanına hiçbir etkisi olmayacaktır, ve bu yüzden açıkçası tüm tabakalarda mıknatıslanmanın presesyon uyarılmalarının eş zamanlı olmasından dolayı, tek bir rezonans piki gözlemlenecektir. Bu durumun aksi olarak birbirinden çok az farklı magnetik tabakalardan oluşan sistemlerde ise birbirini takip eden tabakalar arasında exchange etkileşimi FMR eğrilerinde fark edilir farklar ortaya çıkarmaya başlayacaktır. Bu yüzden dış dc alan sabit mikrodalga frekansında tarama yaparken, exchange çiftleniminin olmadığı durum için magnetik tabakalardan birinin mıknatıslanma vektörü belirli bir alan değerinde rezonans şartına yaklaşıırken buna

karşın diğer tabaka rezonans koşulundan hala çok uzaktır, yani komşu tabakaların dinamik mıknatıslanma yönelimleri birbirlerinden farklıdır. Şimdi exchange çiftleniminin devrede olduğu durumu göz önüne alalım, exchange çiftlenimi rezonansa geçmeyen tabakanın mıknatıslanma vektörünü, rezonansa geçmiş olan tabakanın mıknatıslanma vektörüne paralel hale getirmeye çalışacaktır. Bu yüzden de, diğer magnetik tabakalardan kaynaklanan ek bir eylemsizlik torku üretilecek ve bu tork rezonans alan değerini değiştirmeye zorlayacaktır. Benzer olarak, alan taraması ilk rezonans değerinin ötesinde iken, alan taraması çiftlenmemiş ikinci tabakanın rezonans değerine ulaşacaktır. Tekrardan ilk tabaka ile exchange çiftleniminden kaynaklanan, rezonans alanı çiftlenmemiş durumunkinden farklıdır.

Ferromagnetik çiftlenim (anti-ferromagnetik) için, akustik modun rezonans alan değerine göre optik mod daha düşük (daha yüksek) alanda ortaya çıkmaktadır, ölçümler OPG' de gerçekleştirildiğinde. Optik mod ve akustik mod arasındaki alan eksenindeki farkı belirleyen faktörler dış alanın yönelimi, doyum mıknatıslanması, anizotropi alanı ve exchange çiftlenim parametresi olarak açıklayabiliriz. Gerçekte, modlar arasındaki fark genellikle exchange parametresinin mutlak değeri ile artar. Şöyle ki, eğer tabakalar arası exchange çiftlenim sabiti artarsa optik mod akustik moddan uzaklaşır ve iki mod arasındaki bağıl şiddet ile birlikte modlar arasındaki mesafe artar. Tam tersi durumda ise yani exchange çiftlenim sabitinin azalması, optik mod ile akustik modu birbirine yaklaştırır ve modların bağıl şiddetlerini ve aralarındaki mesafenin azalmasına neden olur.

Sonuç olarak magnetik olarak birbirine eş olmayan tabakaların exchange çiftleniminden, FMR deneyinin OPG' deki ölçümleri sonucunda iki mod görülmektedir. Şekil 6.4' de hem krom ara tabaka kalınlığının  $4 \text{ \AA}$  ve  $10 \text{ \AA}$  olduğu örnekler için her tabakanın ac mıknatıslanma bileşenlerini dış dc alanın fonksiyonu olarak ( $a_1$  ve  $b_1$ )' de hesaplanmış gerçek azimuthal değerleri ve ( $a_2$  ve  $b_2$ ) ise polar değerleri gösterilmiştir. Bu bileşenler bize ayrıca ac mıknatıslanmanın dinamik bağıl fazlarının dış dc magnetik alanın fonksiyonu olarak belirleme şansını vermektedir. Şekil 6.4 ( $a_1$  ve  $b_1$ ) ve ( $a_2$  ve  $b_2$ )' den görüldüğü üzere ac mıknatıslanmanın polar ve azimuthal bileşenlerinin gerçek değerleri iki örnek içinde birbirinden farklıdır. Buradan şu sonucu çıkarmak mümkündür, mıknatıslanma vektörü dc mıknatıslanma vektörü etrafında eliptik bir yörüngede presesyon hareketi yapmaktadır.

Her tabakanın mıknatıslanması FMR spektrumunda her bir FMR modunun rezonans absorpsiyonuna katkı sağlar. Uyarılma büyüklüğü ve komşu tabakalarının dc

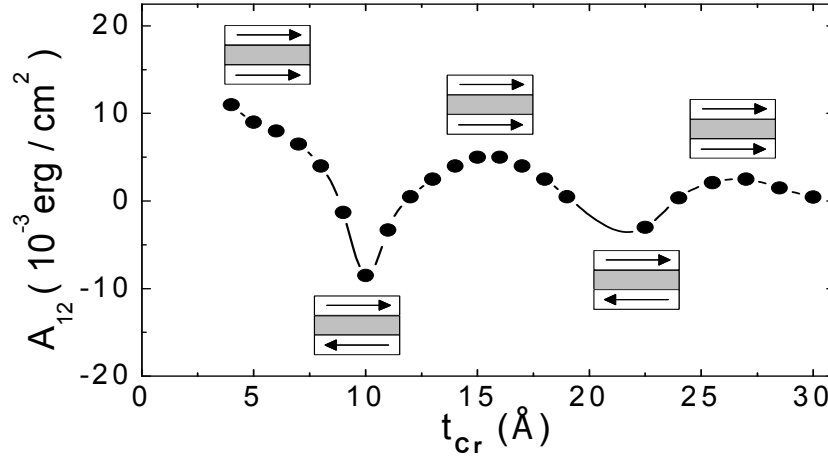
mıknatıslanma presesyon fazı sürekli olarak dc alanda değişmekte olduğundan, iki modun tam rezonans alan değerlerindeki faz farkı ya 0 yada  $\pi$  olmaktadır.

Ortalama magnetik alınganlık ac mıknatıslanmanın transfer bileşenlerinin vektör toplamıyla orantılı olduğundan dolayı, tam rezonans değerlerinde akustik modun şiddeti her zaman optik modun şiddetinden büyük olmaktadır. Optik ve akustik modların bağıl pozisyonları exchange çiftlenim parametreleri  $A_{12}$  ve  $B_{12}'$  in işaretlerine bağlıdır. Başlangıçta da denildiği üzere, bu parametreler bir magnetik tabaka üzerinde komşu magnetik tabakalar tarafından üretilen exchange alanını göstermektedir. Bu parametrelerin bağımsız belirlenmesi için,  $M_1$  ve  $M_2$  bağıl yönelimlerini kontrol edilmesine ihtiyaç vardır. Maalesef, komşu tabakalarının demagnetizasyon enerjileri birbirlerine çok yakındır ve Zeeman enerjisi exchange enerjisi ile karşılaştırıldığında çok büyüktür, komşu tabakaların mıknatıslanma vektörleri FMR rezonans alanında hemen hemen her zaman birbirlerine paraleldir.

Bu yüzden magnetik bir tabaka üzerindeki efektif exchange alanı diğer magnetik tabakalardan kaynaklanmaktadır ve dış magnetik alanın yöneliminden bağımsızdır. Farklı açılarda birbirinden bağımsız olarak her iki exchange parametresini ek bilgiler elde etmeden belirlemek mümkün değildir. Eğer biz her bir magnetik tabakanın birbirlerine göre mıknatıslanmalarını döndürebilmemiz mümkün olsaydı, iki exchange parametresini  $A_{12}$  ve  $B_{12}'$  yi birbirinden bağımsız olarak belirleyebilirdik. Fakat bir tabakanın mıknatıslanmasını sabitleyip ve ikinci tabakanın mıknatıslanmasını döndürmek için dış magnetik alanı azar azar artırarak  $A_{12}$  ve  $B_{12}'$  yi bağımsız olarak belirleyebilirdik bu bizim örneklerimiz için mümkün değildir. Bu yüzden biz deneysel sonuçlara uygun simülasyon yaparken sadece  $A_{12}$  bilineer exchange parametresini kullandık.

Belirlenen tabakalar arası exchange parametreleri,  $A_{12}$ , şekil- 6.8' de non-magnetik tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, exchange parametresinin değişiminde bir osilasyon görülmektedir. Exchange parametresinin mutlak değeri artan non-magnetik kalınlığıyla azalmaktadır. Bununla birlikte tabakalar arası exchange çiftlenim parametresi sabitinin işareti değişmektedir ve osilasyon periyodu yaklaşık 11 Å olmaktadır. Bu sonuç A. Fert ve arkadaşları tarafından verilen teori ile uyum içindedir[134]. Py (20 Å)/Cr(10 Å)/Py(30 Å) sistemi için bizim belirlediğimiz exchange parametresi literatürde verilen elektron beam deposition tekniğiyle hazırlanan (Py/Cr(12 Å))<sub>40</sub> çok katlı sistemi için yapılan çalışmada bulunan değerin yaklaşık yarısı kadardır [134].

Buna karşın bizim belirlediğimiz değer yine literatürde Fe/Cr çok katlı sistemi için bulunan değer yaklaşık yirmide biridir [135]. Tabakalar arası exchange parametresi için bulduğumuz osilasyon periyodunun değeri (Py/Cr(12 Å))<sub>40</sub> için bulunan değere çok yakındır, fakat Fe/Cr için verilen osilasyon değerinden fark edilir şekilde küçüktür [135]. Daha küçük osilasyon periyotları interface pürüzlülüğüne veya iki interface geçiş arasındaki difüzyona dayandırılmaktadır [134].



Şekil 6.8. Tüm örneklerin teorik model kullanılarak elde edilen tabakalar arası Exchange çiftlenim parametresinin Cr kalınlığına bağlı olarak değişimi.

## 6.5 Sonuçlar

Ultra ince Py/Cr/Py üçlü filmler Si (100) alttaş malzeme üzerine magnetron sputtering tekniği ile UHV şartlarda büyütülmüştür. Magnetik özellikleri VSM (Vibrating Sample Magnetometer) ve FMR teknikleri ile belirlenmiştir. Bu çalışmada non-magnetik krom tabaka kalınlığına bağlı olarak (4 – 40 Å) ferromagnetik tabakalar arasındaki exchange çiftlenimi incelenmiştir. Yazılan bilgisayar programı sayesinde tabakalar arasında exchange parametresi belirlenmiştir. Magnetik parametreler tabaka kalınlığına bağlı tam olarak belirlenmiştir. Gerçek çizgi şekilleri, rezonans pozisyonları, farklı FMR modlarının bağıl şiddetleri ve bu modların açısal değişimleri sadece tek tip parametreler  $M_s$  (doyum mıknatıslanması),  $K_p$  (dik anizotropi sabiti),  $A_{12}$  (magnetik tabakalar arası exchange sabiti) ve  $\alpha$  (sönümle parametresi) gibi kullanılarak geliştirilen bilgisayar programı ile simüle edilmiştir. Örneğin rezonans alanlarının açısal değişimini simüle

etmek için  $M_S$  doyum mıknatıslanması ve  $K_P$  dik anizotropi parametreleri kullanılmıştır. Buna karşın optik ve akustik modların bağıl pozisyonları ve özellikle bağıl şiddetleri magnetik tabakalar arasındaki exchange etkileşimi hesaba katılarak belirlenmektedir. Kullanılan sönümleme parametresi de rezonans piklerinin çizgi şekillerinin belirlenmesinde kullanılmaktadır. Açıya bağılı olarak rezonans alanlarındaki değişimler bize birçok parametreyi belirlemekte yardımcı olmaktadır ve bu sayede geliştirilen program ile başarılı bir biçimde fit yapma imkanını vermektedir. Buradan tekrardan şu çıkarımı rahatlık yapmak mümkün olmaktadır ki FMR çok hassas ve birkaç nanometre kalınlıkta tek tabaka veya çok katlı filmleri çalışmak için oldukça güçlü bir tekniktir.

Deneysel sonuçların geliştirilen bilgisayar programı sayesinde elde edilen teorik sonuçlarla fit edilmesi sonucunda, tabakalar arası exchange sabiti ve bu değer non-magnetik tabaka kalınlığına bağılı osilasyon davranışı net bir biçimde ortaya çıkarılmıştır. Py/Cr/Py üçlü sistemi için osilasyon periyodu 11 Å olarak belirlenmiştir. Ferromagnetik tabakalar arası exchange parametresinin değeri Cr kalınlığının artmasıyla azalmaktadır ve krom kalınlığı 30 Å 'dan daha büyük olduğunda belirlenememektedir.

## 7 PtCo Alaşımların Özelliklerinin İncelenmesi

### 7.1 $Pt_xCo_{1-x}$ Alaşımlar

Son zamanlarda magnetik bilgi saklama sistemlerinde köklü gelişmeler meydana gelmektedir. Magnetik bilgi saklama sistemleri için en önemli parametreler tanecik boyutları ve tanecik sınırlarında meydana gelen etkileşimlerdir. Bilgi saklama ortamlarındaki kayıt yoğunluğunda istenen artış magnetik kayıt teknolojisi için devrim anlamında değişiklikler meydana getirmektedir. Alan yoğunluğundaki artış magnetik bitlerin büyüklüğünün azalmasına işaret etmektedir. Yüksek yoğunluktaki kayıt için en önemli çalışmalar ortam gürültüsünü azaltmak üzerine yoğunlaşmaktadır. Tanecikler arası değiş tokuş çiftleşimi ortam gürültüsünü limit duruma götürmeye katkı sağlarken, alan yoğunluğunda kontrol altında tutulmasına yardımcı olmaktadır.[136]

Gürültünün azaltılması sağlamak ve daha yüksek magnetik kayıt yoğunluğu için magnetik olarak birbirinden izole edilmiş 10 nanometreden daha küçük tanecik boyutları tercih edilmektedir. Böyle küçük tanecik boyutlarında ısısal dalgalanmaları ve giderici mıknatıslanma etkilerini azaltmak için çalışılacak sistemlerde yüksek magnetokristalline anisotropiye gereksinim vardır. Sıcaklık kararlılığı da göz önünde de bulundurularak yüksek yoğunlukta magnetik depolamada ulaşılabilecek değerin yaklaşık 20 Gbits/in<sup>2</sup> olacağı düşünülmektedir. Isısal dalgalanmalar tanecik boyutu 10 nanometreden daha küçük olduğunda çok önemli olmaktadır. Magnetik kayıt ortamlarına yazılmış bilgilerin iyi bir şekilde korunmasını sağlamak için, taneciklerin magnetik anizotropisinin 10<sup>7</sup> erg/cm<sup>3</sup> den [146] daha büyük olması gerekmektedir. Bu değere Pt- Co ince filmlerde ulaşmak mümkündür [147]. PtCo alaşım ince filmler sahip oldukları yüksek anizotropi ve giderici alan değerinden dolayı yoğun ilgi gören sistemlerdir. [137]

PtCo alaşım ince filmler magnetik cihazlarda etkin bir biçimde kullanılmaya başlanmıştır, bunlardan bazıları yüksek yoğunluklu magnetik kayıt ortamları ve magnetik bias filmlerde magneto direnç elemanları olarak sıralanabilir. Çok sayıda

birbiriyle etkileşmeyen yüksek magnetik anizotropiye sahip parçacıklardan oluşan bir grup, magnetik olarak zor magnetikler olarak adlandırılır ki buda büyük giderici alan değerine işaret eder.

Magnetik malzemenin kalıcı mıknatıslanmasının zorluğu parçacıkların boyutuna ve parçacıklar arasındaki etkileşmeye bağlıdır bu noktada filmin büyütülmesine bağlı parametreler devreye girmektedir. PtCo alaşım ince filmlerin magnetik özellikleri alttaş malzeme, kaplamanın gerçekleştirildiği sıcaklık ve filmin bileşim oranının fonksiyonu olarak değişiklik göstermektedir [147,148,153]. PtCo alaşım ince filmi kobalt konsantrasyonu bakımından zengin olduğunda yüksek magnetik anizotropi için en uygun aday olmaktadır, kobalt ve platin konsantrasyonun eşit olması durumunda ise mükemmel Magnetokristalline Anizotropiye sahip olmaktadır, Magnetokristalline anizotropinin kaynağı magnetik anizotropiler kısmında detaylı bir biçimde incelenmişti,  $\text{Co}_3\text{Pt}$  alaşım ince film ise Perpendicular Magnetic Anisotropy (PMA) özelliği göstermektedir[138]. PMA ise seçilen alttaş malzemeye göre değişiklik göstermektedir.

PtCo alaşım sistemlerinde platin atomlarının magnetik momentlerinin hassasiyeti, konsantrasyon oranına ve yerel kimyasal çevreye bağlı olarak değişimler göstermektedir. Kobalt konsantrasyonun platin konsantrasyonundan fazla olduğu PtCo alaşım sisteminde sıcaklık 1400 °K civarındayken, sistem ferromagnetik düzende olmasına karşın atomik pozisyonlarda düzensizlik vardır. Düzenli  $\text{Co}_3\text{Pt}$  ( $\text{L}_{12}$ ) fazı 840 °K’ de maksimum düzenlilik formuna sahiptir. [139]

### 7.1.1 PtCo ile İlgili Yapısal Bilgiler

Periyodik tabloda oda sıcaklığında ferromagnetik özellik gösteren üç elementten biri olan kobalt, değişik sıcaklıklarda ve yetiştirildiği alttaş malzemenin kristal yapısına bağlı olarak değişik faz davranışları gösterebilen bir malzemedir. Platin ise doğasında non-magnetik bir malzeme olmasına rağmen ferromagnetik malzemelerle oluşturduğu alaşımlarda magnetik özellik kazanmaktadır. Bu durum özellikle Pt ve Co konsantrasyonun eşit olduğu PtCo’ ın  $\text{L}_{10}$  fazı olarak bilinen

yapıların magnetik özellikleri için ilerleyen kısımlarda daha detaylı bir biçimde tartışılacaktır.

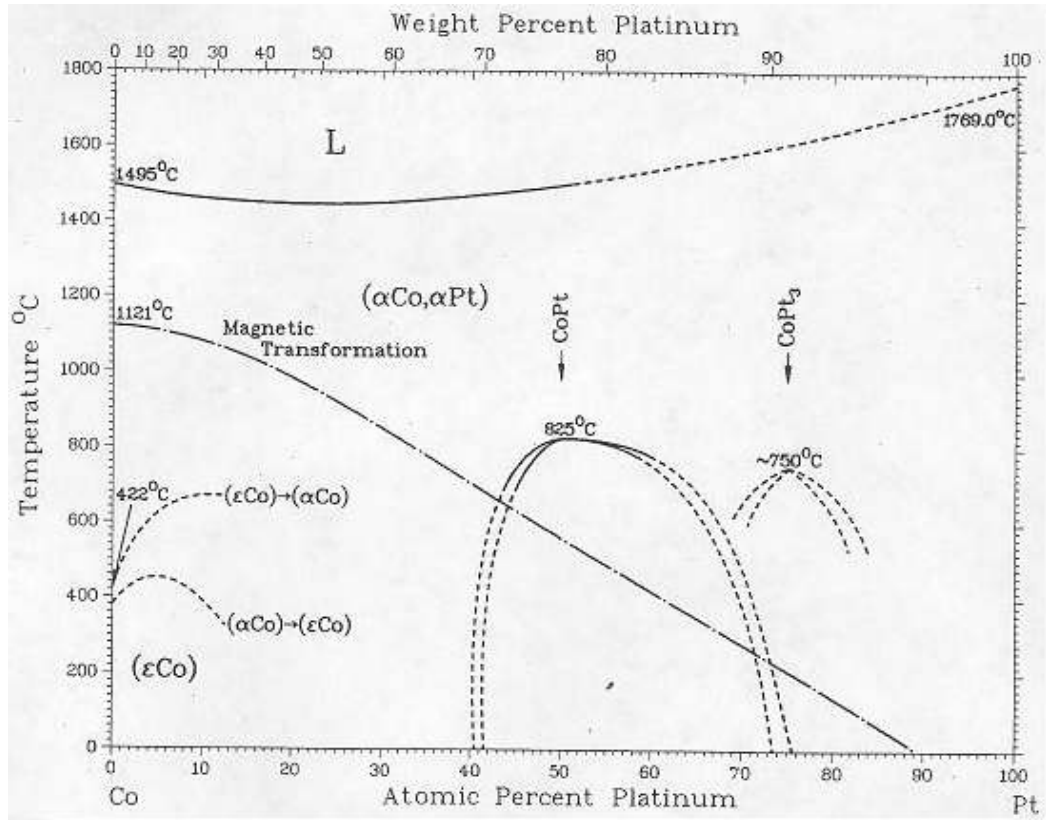
**Kobalt'** in kristal yapısında sıcaklığa bağlı olarak iki kararlı durum söz konusu olmaktadır; bunlardan birincisi 425 °C altında gözlenmekte olan hekzagonal sıkı paket yapı (hcp) ve daha yüksek sıcaklıklarda ortaya çıkan yüzey merkezli yapı (fcc) [140]. Kobalt için üçüncü bir yarı kararlı fazda  $\epsilon$ -Co olarak literatüre Sun ve Marray tarafından geçmiştir[137].  $\epsilon$ -Co kompleks kübik simetriye sahiptir ve Co Chloride' in Lityum Triethyl Borohydride ile indirgenme reaksiyonu sırasında gözlenmiştir[141]. **Kobalt'** in kristal yapısı ile partikül büyüklüğü arasında çok sıkı bir ilişki vardır[142]. Ortalama partikül çapı  $< 200 \text{ Å}$  ise, Co saf yüzey merkezli kübik (fcc)  $\beta$  fazında, eğer çap ortalama  $300 \text{ Å}$  ise Co iki fazın karışımında olmaktadır ki bunlar; sıkı paket yapı (hcp)  $\alpha$  ve (hcp) $\beta$  olarak bulunmuştur. Çap büyüyerek  $400 \text{ Å}$  ulaştığında ise kobaltın büyük bir kısmı (hcp)  $\alpha$ , çok az bir kısmı (hcp)  $\beta$  olan yine karışık bir fazda bulunmaktadır. Kobaltın hem kristal yapısı hem de partikül boyutları film büyütme şartlarından etkilenmektedir. Sputtering sisteminde proses gazının basıncının artması partikül boyutlarını da artırmakta ayrıca Co  $\beta$  fazı yerine  $\alpha$  fazında büyümektedir, ayrıca belirtmek gerekir ki partikül boyutları ve kristal yapı büyütülen alttaş malzemeye de bağlı olarak da farklılık göstermektedir[141].

**Platin** periyodik cetvelin sekizinci grubunda yer alan, yüzey merkezli kübik (fcc) [139] kristal yapıda, oldukça yüksek erime noktasına sahip ve çoğunlukla diğer elementlerle ve iyonlarla reaksiyona girmeyen ayrıca yüksek sertliğe ve yüksek ısısal iletkenliği olan, kimyasal kararlılığa sahip bir elementtir. Platin' in en ilginç özelliklerinden biriside ve literatürde de birçok araştırmaya söz konusu olmuş olan doğasında magnetik bir özelliği olmamasına karşın ferromagnetik malzemelerle oluşturduğu yapılarda magnetik özellik kazanıyor olmasıdır.

**PtCo** alaşımı oluşturulurken Kobalt ve Platin karşılıklı olarak birbirine her oranda karışabilir ve homojen katı çözelti formunda tüm oranlarda bileşik oluşturabilirler[143]. **Şekil 7.1** de Co-Pt için faz diyagramı gösterilmiştir.  $Pt_xCo_{1-x}$

ikili alaşımları kobalt zengini dilim üzerine yapılan çalışmalar oldukça azdır. Yüksek sıcaklıklarda,  $x < 0.25$ ’ den küçük olduğu tüm durumlarda bozulmuş fcc faz kararlı duruma geçmekte. Yine aynı karışım oranlarında oda sıcaklığında ise faz değiştirerek bozulmuş hcp fazına geçmektedir. Alaşımda  $x > 0.25$  olması durumunda oda sıcaklığında bozulmuş fcc fazı gözlenmektedir[143].

PtCo alaşımı eşit miktarda metalik elementlerle karıştırıldığında yüksek sıcaklıklardan 835 °C altına kadar soğutulduğunda faz değişimi gerçekleşmektedir ve yapısı bozulmuş fcc yapıdan düzenli yüzey merkezli tetragonal yapıya (fct) geçmektedir [143].  $L_{10}$  fazının kristallografik özellikleri ve fcc yapıdan fct yapıya geçiş sırasında oluşan tüm değişimler ve bu değişimlerin neden olduğu özellik değişimleri aşağıda detaylı bir şekilde incelenmiştir.

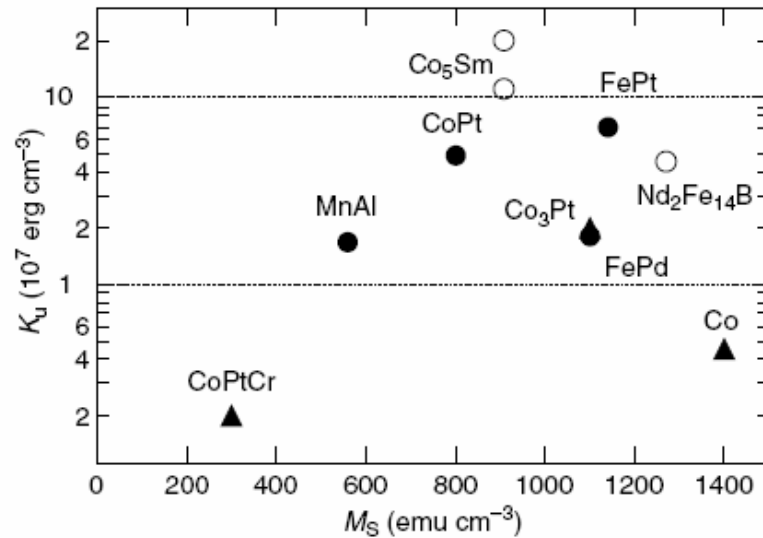


Şekil 7.1. PtCo faz diyagramı[144]

### 7.1.2 L<sub>1</sub> Fazı Alaşımları

L<sub>1</sub> yapısına sahip tetragonal alaşımlar PtCo, PdFe ve PtFe gibi, son zamanlarda giderek artan bir ilgiyle kalıcı mıknatıslar olarak magnetik kayıt teknolojisinde kullanılmaktadır[145-151]. Bunun en önemli nedeni ise sahip oldukları yüksek magnetokristalline anizotropidir, örneğin bu değer L<sub>1</sub> fazı malzemeler için yaklaşık  $10^7$  MJ/m<sup>3</sup> ve bu değer L<sub>1</sub> yapıların doğal süper lattice yapısından kaynaklanmaktadır ve PtCo ilk doğru kalıcı magnetik alaşımdır[152].

L<sub>1</sub> tetragonal alaşımlar genellikle *MT* yapısı olarak adlandırılırlar, burada *M* demir-serisi (3d) geçiş metali ve *T* ise bir 4d veya 5d geçiş metalini göstermektedir. Birçok alaşımda M=Fe veya Co olmak üzere ferromagnetik (FM), buna karşın bazıları da antiferromagnetik (AFM) olabilmektedir [153], L<sub>1</sub> yapılar için bu durumlar ileriki kısımlarlarda detaylı bir biçimde tartışılmıştır. Aşağıdaki grafikte (Şekil 7.2) bazı alaşım yapılar için magnetokristalline anizotropi değerleri doyum mıknatıslanma değerlerine bağlı olarak verilmiştir. Magnetik malzemeler 3d ve 5d (veya 4d) atomlarının eş zamanlı karışımıyla karakterize edilir, 3d tabanlı kalıcı mıknatıslardan, alnikore baryum ferrit gibi ve nadir toprak geçiş metal alaşımlar 4f ve 3d atomlarının etkileşiminden ortaya çıkmaktadır.



Şekil 7.2. Doyum mıknatıslanma ( $M_s$ ) değerine göre magnetokristalline anizotropi enerjileri ( $K_u$ ), ●: L<sub>1</sub> düzenli yapısındaki alaşımları, ○: nadir toprak geçiş metal alaşımları, ▲: Co ve Co alaşımları göstermektedir [153].

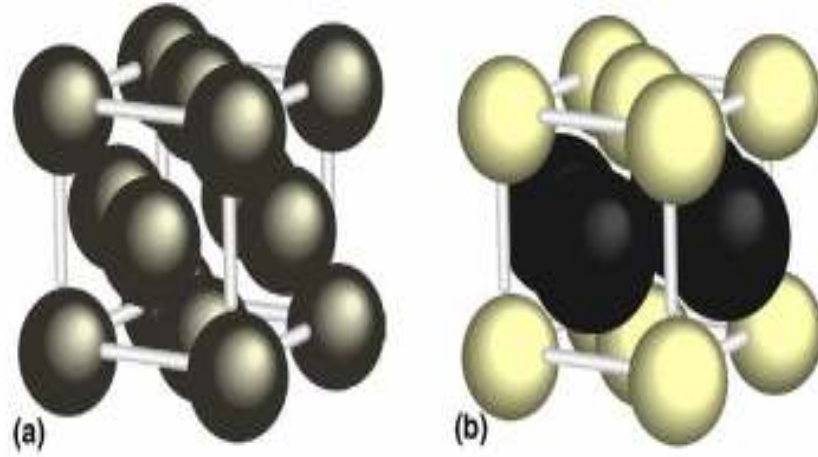
Magnetik  $L1_0$  fazı bileşikleri sahip oldukları yüksek magnetokristalline anizotropinin yanı sıra yüksek doyum mıknatıslanması, iyi aşınma ve basit faz yapısından dolayı yoğun bir şekilde araştırmalara konu olan yapılardır.  $L1_0$  alaşımlarının magnetik özellikleri kompozisyonuna ve kimyasal düzenine bunun yanı sıra sıcaklığa bağlı olarak incelenmektedir.

### 7.1.3 Kristallografik Açıdan $L1_0$ Magnetik Malzemeler

$L1_0$  magnetik malzemeler, büyük magnetokristalline anizotropi enerjisine sahip olduğundan dolayı gelecek nesil ultra yüksek yoğunluklu magnetik kayıt teknolojisinde daha da yaygın bir biçimde kullanılması beklenmektedir[154].  $L1_0$  fazındaki alaşımlar son yirmi yıldır kullanılan kobalt bazlı sıkı paket hexagonal alaşımlardan çok farklıdır, ilk fark kristal yapılarıdır ve kristal yapıları tetragonal ve atomik olarak düzenli yapılardır. Bu kısımda  $L1_0$  yapıların temel kristallografik yapıları tartışılacak.

### 7.1.4 $L1_0$ Alaşımların Kristallografik İncelemesi

Aşağıda gösterilen şekil 7.3 ' de FCC (Yüzey Merkezli Kübik) kristal yapının ve  $L1_0$  yapıların kristallografik yapıları verilmiştir. FCC yapıların tüm yüzey merkezleri ve köşeleri aynı tip atomlar tarafından doldurulmuştur veya bir alaşımın kristal yapısı eğer FCC ise bu durumda da her spesifik bölgenin aynı tip atomlar tarafından doldurulma olasılığı aynı olacaktır.  $L1_0$  yapılar ise FCC kristal yapıdan türetilmektedir ve iki yüzeyi bir tip atom tarafından doldurulurken diğer yüzeyi ve köşeleri ikinci tip bir atom ile doldurulmaktadır. Eğer iki tip atom yapıda rasgele dağılsaydı yapı FCC olacaktı. Bir kristal ailesinden türetilen yapılar o kristal ailesinin düzenli bir üyesidir ve genellikle düşük sıcaklık fazıdır çünkü türetilen yapıların entropisi düzensiz FCC alaşım ailesinin daha düşüktür. Atomik düzen incelendiğinde yapının simetrisi azalmaktadır. FCC kristal yapıdan  $L1_0$  kristal yapıya geçişte hem translation simetrisi hem de nokta grubu simetrisi ikisi birden azalmaktadır.



Şekil 7.3. (a) Bozuk FCC birim hücre yapısı. İki veya daha fazla atomlu alaşımlarda tüm bölgeler eşit doluluk olasılığına sahiptir (b)  $L1_0$  yapısının değişen istif yapısı (001) düzleminin.

$L1_0$  kristal yapıları tanımlamak için birçok yol vardır. Bunlardan bir tanesi Strukturbericht tarafından 20. yüzyılın başlarında hazırlanan “Structure Report” serisinde verilmiştir [155].  $L1_0$  yapılar için verilen prototip yapı CuAu yapısıdır. Bu prototip, hem ilk tanımlanması hem de ilk bulunmasından kaynaklanmaktadır. Pearson’ da Bravis lattice bilgileri ile birim hücre bilgilerinin kombinasyonunu tanımlayarak ve birim hücredeki atom sayısını vererek, bu tanımlardan oluşan bir referans kitabı yazmıştır [156]. Bu referans kitabında Bravis lattice için (  $P$  yi ilkel hücre (primitive),  $F$  ise yüzey merkezli yapı için vb.) şeklinde tanımlamalar yaparken kristal sistemleri için ise (  $c$  kübik,  $t$  tetragonal vb. ) tanımlamaları kullanmıştır. Pearson sembolleri referans alınarak  $L1_0$  yapısı ya  $tP4$  (Şekil 7.3.b) ya da  $tP2$  (eğer birim hücrenin lattice parametreleri için  $c' = c$  ve  $a' = a\sqrt{2}/2$  kullanırsa) olarak tanımlanır.  $L1_0$  kristal yapılar için uzay grubu ise  $P4/mmm'$  dir.  $L1_0$  yapıların en önemli kristallografik özellikleri  $c/a$  oranıdır. Çünkü bu yapı kübik temellidir eğer Şekil 7. 3.a da gösterildiği gibi  $c/a \approx 1$  kullanılırsa. Birçok yapıda  $c/a$  birden küçüktür, TiAl buna bir örnek oluşturmaktadır. Eğer birim hücrede iki atom kullanılıyorsa,  $c/a$  oranı yaklaşık  $\sqrt{2}$ ’ dir. Buradan şu sonucu çıkarabiliriz,  $a$  ve  $c$  değerleri birbirine eşit olsa bile, birim hücrenin simetrisi tetragonaldır, çünkü artık threefold simetrisi yoktur ve sadece fourfold simetrisi vardır. ( $L1_0$  yapılarda  $c$  eksen boyunca). Atomların spesifik bölgelerdeki dizilimi yapının genel simetrisini düşürmektedir.

Kristal yapıların bir diğer önemli özelliği ise yakın komşuların tipi ve sayısıdır.  $L1_0$  yapılarda bozulma küçük olduğundan FCC ailesi yapılardaki gibi  $\langle 110 \rangle$  yönelimi boyunca 12 yakın komşusu varken  $\langle 100 \rangle$  yönelimi boyunca ise 6 yakın komşusu vardır.  $L1_0$  yapılarda, her bir atom sekiz tane zıt yakın komşusu ve dört tane yakın benzer komşu vardır. ( Zıt yakın komşu bağları yakın benzer komşu bağlarından daha biraz küçüktür bunun nedeni ise  $c/a < 1$  olmasıdır.) Her atomun ayrıca altı tane daha sonraki yakın komşusu vardır. Enerji hesaplamaları için ikinci en yakın komşularının tanımlanması gerekmektedir, çünkü ilk komşu sayıları aynı olan başka yapılarda vardır ve bu  $A_2B_2$  yapısıdır ve uzay grubu  $I \frac{4}{a}md$  'dır [157]. Bu yapılar için birim hücredeki atomik pozisyonlar Tablo 7. 1 de verilmiştir.  $P4/mmm$  uzay grubu için  $2(e)$  bölgesi genellikle bütün uzay grubu simetrisine sahip değildir. Buna karşın birim hücrede dört atomun olduğu  $L1_0$  yapılarda, atomların ikisi de  $4/mmm$  bölge simetrisine sahip değildir. Aslında Şekil 7.3.b' de gösterilen yapı hacim (base) merkezli tetragonal bir yapıdır. Bununla birlikte Bravais lattice sayılarını minimum da tutmak için, base merkezli tetragonal hücre ilkel tetragonal hücre olarak yeniden çizilebilir. Bunun kararı Uluslar arası Kristallografi komitesi tarafından verilmiştir.

Tablo 7. 1.  $P4/mmm$  uzay grubu için bölge simetrileri ve doluluk.

| Atomlar | Wyckoff Göst. | Simetri   | x   | y   | Z   |
|---------|---------------|-----------|-----|-----|-----|
| Au      | 1 (a)         | $4/mmm$   | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
|         | 1 (c)         | $4/mmm$   | 0.5 | 0.5 | 0.0 |
| Cu      | 2 (e)         | $mmm$     | 0.0 | 0.5 | 0.5 |
|         |               | $(4/mmm)$ | 0.5 | 0.0 | 0.5 |

### 7.1.5 $L1_0$ Yapısında Simetri ve Domain Formasyonlarının Değişimi

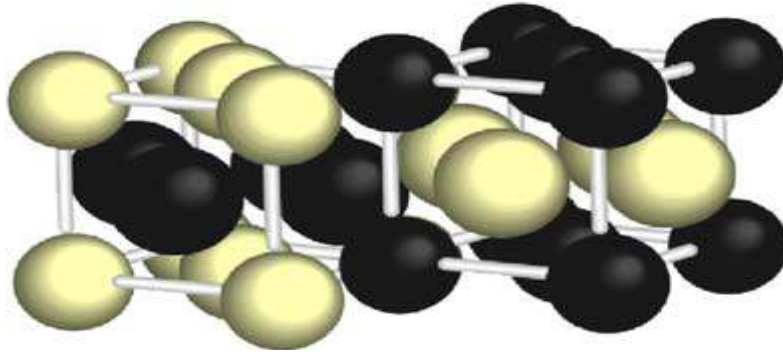
FCC yapıdan düzensiz  $L1_0$  yapısına ve oradan düzenli atomik yapıya dönüşüm prosedürü,

1. Translational domainler (ayrıca anti-faz domain olarak da adlandırılır), bu etki translation simetrisinin düşüklüğünden kaynaklanmaktadır.
2. Orientational domainler, bu etkide nokta simetrisinin düşüklüğünden kaynaklanmaktadır.

## 7.1.6 Kristallografik Domainler

### 7.1.6.1.Öteleme Domainleri

Öteleme simetri, FCC kristal yapıdan  $L1_0$  domain yapısındaki bir yapıya geçerken iki kat azalır. Bu şekil 7.4' de görülmektedir, FCC kristal yapıda her birim hücrede dört tane eşdeğer bölge vardır, fakat  $L1_0$  yapıda iki tane eşdeğer bölge vardır. Bunun anlamı translational simetri yarı yarıya düşmektedir ve FCC kristal yapıdaki atomik düzen kaybolmaktadır. Öteleme simetrideki bu kayıp iki translational veya anti-faz domaini üretmektedir Şekil 7.4' de görüldüğü gibi. Bu domainler arasındaki interface, bu duruma bağlı bir enerjiye sahiptir, bu enerji genellikle anti-faz sınır enerjisi (APB) olarak isimlendirilir. Bu translational domainleri elektron mikroskobu teknikleri ile gözlemlenebilir. Yerel atomik bağlanma APB durumunda bozulmuştur ve bu yüzden yerel magnetokristalline enerji beklendiği üzere tam bu geçiş noktasında değişimler göstermektedir.



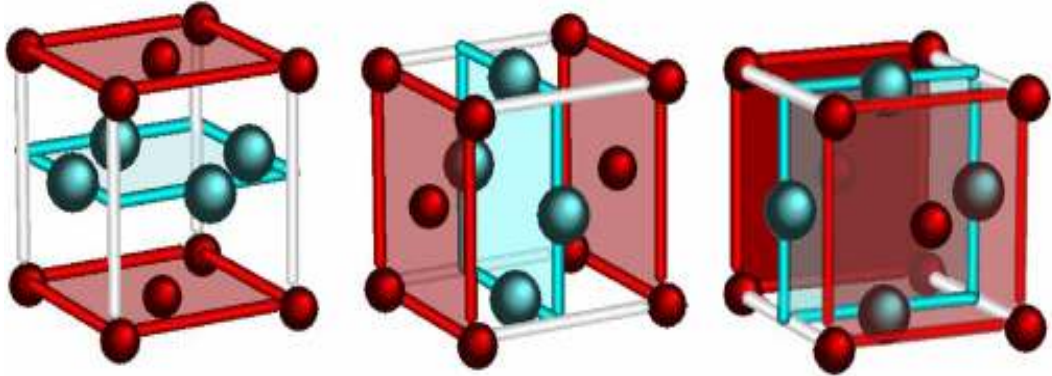
Şekil 7.4.  $L1_0$  yapının iki translational domainleri yüksek enerji anti-faz sınırında.

### 7.1.6.2 Orientational Domainler

Diğer tip yapısal domain veya variant olarak adlandırılan domain ise yapısal düzenin oluşması sırasında simetrisinin azalmasından ortaya çıkar. Kristal yapı fcc

iken üç tane fourfold eksen simetrisi vardır, fakat yapı  $L1_0$  fazında iken sadece bir tane fourfold eksen simetrisi vardır. Bu eksen orijinal küpün herhangi bir  $\langle 100 \rangle$  eksenini boyunca olabilir, bu durumda ortaya çıkan üç tane orientational veya yapısal domainler Şekil 7.5 'de gösterilmiştir. Bu variantların her birisi iki tane translation domainine sahiptirler bu şu anlama gelmektedir ki, yapı fcc' den  $L1_0$ ' a giderken altı tane farklı domain olabilir.

Yine orientational domainler arasındaki sınır yüksek enerjilidir ve ayrıca yerel magnetokristalline anizotropinin değişmesine neden olur. Bu sınırlar yapıda ikiz yüzeyler olarak düşünülebilir, bu ikiz yüzeylerden biri yapının üzerinde bir diğeri ise onun üzerindedir. Bu yüzeyler  $\{101\}$  tipindedir ve fcc fazda ayna düzlemleridir. Bu domainler aynı zamanda merohedral ikizler olarak da adlandırılırlar.



Şekil 7.5. Kristal yapı FCC' den  $L1_0$  a giderken ortaya çıkan üç orientational domainler.

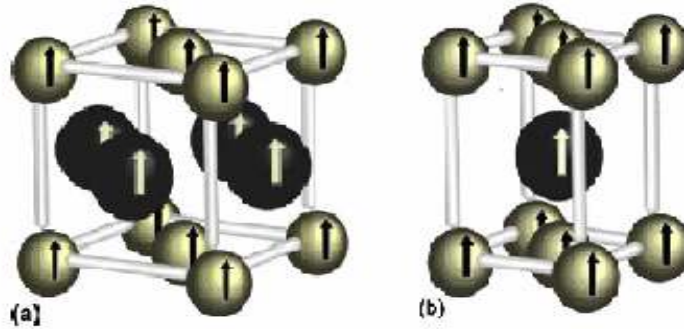
## 7.1.7 Ferromagnetik Domainler

### 7.1.7.1 Ferromagnetik Domainler

Magnetik domain formu magnetik düzenin oluşması sırasında ortaya çıkmaktadır. Magnetik domainlere ayrılmanın nedeni olarak bazı magnetik enerjilerin (magnetostatik, magnetoelsatik vb.) minimize edilmesi olarak

açıklanmaktadır.  $L1_0$  yapısı ferromagnetik fazda olduğu zaman, mıknatıslanma vektörü genellikle kristal yapının  $[001]$  eksenı boyunca uzanmaktadır. Çünkü magnetik alanlar aksenel vektör simetrisine sahiptirler, ( Curie sıcaklık limitinde ( $\infty / mm'$ ) grup notasyonu ile gösterilirler), ferromagnetik kristallerin genel simetrisi  $4 / mm'm'$  ' e düşer, burada  $m'$  ile magnetik ayna düzlemi gösterilmiştir, magnetik fazlar için tersinme zaman simetrisi de göz önünde bulundurulmalıdır [157- 160]. Klasik uzay grupları cinsinden, ferromagnetik  $L1_0$  fazının simetrisi  $P4 / m'$  ' dir, bunun nedeni düşey ayna düzlemleri magnetik yapının düzenlenmesi sırasında ortadan kalkar.

Tetragonal fazda mıknatıslanma vektörü ya  $[001]$  yada  $[00\bar{1}]$  yönelimi yönünce yönelmektedir. (Şekil 7.6) magnetik düzenin ferromagnetik olduğu durumda, yapısal domain başına iki tane mümkün magnetik domain vardır. Her bir yapı başına üç tane yapısal domain, iki tane translational domain ve iki tane ferromagnetik domain düştüğü için toplam on iki tane farklı durum söz konusudur.



Şekil 7.6. Magnetik momentlerin  $[001]$  boyunca yöneldiği  $L1_0$  ferromagnetik kristalinin şematik gösterimi. Sol taraftaki yapıda birim hücrede 4 atom sağ tarafta ise birim hücrede 2 atom vardır. Magnetik momentler ayrıca aşağıya doğru yönelmiş olabilir, bu da şu anlama gelir, iki mümkün ferromagnetik domain olabilir.

### 7.1.8 Magnetik Düzen

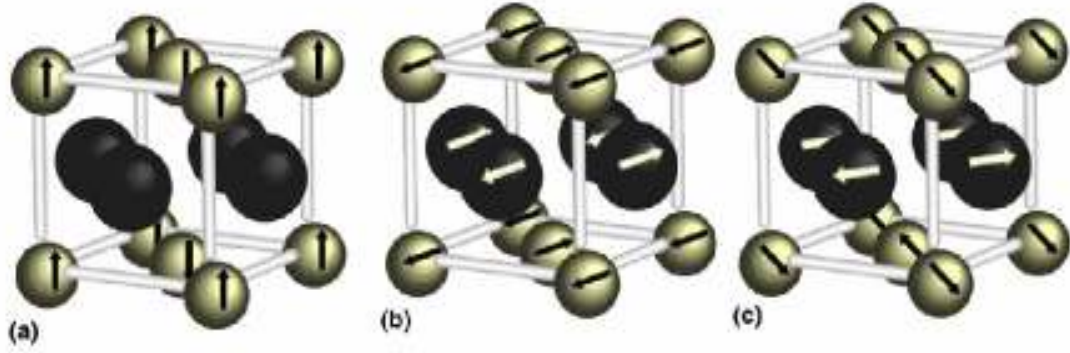
$L1_0$  yapıları için hem ferromagnetik hem de anti-ferromagnetik faz olduğu bilinmektedir[26]. Bu fazlara ek olarak ferrimagnetik fazında olabileceği konusunda da çalışmalar vardır[161]. Ferromagnetik fazın kolay eksenı yapının yüksek simetri eksenı boyuncadır, yani  $[001]$  yönelimindedir. Magnetik simetri açısından bakılınca

paramagnetik  $L1_0$  fazı nokta grubu  $4/mmm1'$  (32 kat magnetik simetri)' den 16 kat magnetik simetri grubu olan  $4/mm'm'$  magnetik simetrisine düşer. Simetrideki bu iki kat düşüşün nedeni unaxial malzemelerde iki magnetik domainin olmasındandır. Spin düzeninin anti-ferromagnetik fazda olması daha zayıf bir olasılıktır.  $L1_0$  yapıların magnetik düzenleri ile ilgili çeşitli mümkün durumlar şekil 7.7' de özetlenmiştir.

Şekil 7.7.a' da, yapıda sadece bir elementin magnetik momente sahip olduğunu varsayalım. Spinler (001) düzleminde yukarı ya da aşağıya yönelmiş olabilirler. Bu göz önüne alınan simetri  $4/mmm$  olarak kalmaktadır, spin yönelimlerine bakıldığında görülmekte olduğu gibi sadece bir tane antiferromagnetik domain vardır. Bununla birlikte, bu durumda magnetik düzenden dolayı kaybolan dönme simetrisinden kaynaklanan iki dönme domaini vardır. Bu domainler çok büyük ara yüzey enerjisine sahiptir, çünkü paralel yönelmiş spinlerin en yakın komşularıdır[162].

Şekil 7.7.b' de ise her iki elementinde bir momente sahip olduğu ve farklı büyüklüklerde olduğu kabul edilmiştir. Bu düzenlemede birim hücrenin spin yönelimi  $[100]$  yöneliminde olmaktadır, (001) düzlemindeki spinlerin iptal olduğu düşünülür. Bu durumda simetriyi  $mm'm'$  'e düşürür. Böylece simetrinin  $4/mmm1'$  den  $mm'm'$  'e düşmesiyle  $L1_0$  fazı paramagnetik düzenden antiferromagnetik düzene geçer. Dört domain artık mümkündür, ikisinin spinleri  $[100]$  yönelimi boyunca, diğer ikisinin spin yönelimleri ise  $[010]$  yönelimi boyunca olur.

Şekil 7.7.c de ise üçüncü mümkün magnetik spin yönelimleri gösterilmiştir, bu durumda spinler yüzey diagonalları boyunca (001) düzleminde yönelmişlerdir. Spinlerin bu yönelimlerinin sonucu şekil 7.7.b' deki ile aynı magnetik nokta grup simetrisine sahiptirler. Buradan şu çıkarım yapılabilir, yakın komşu spinler birbirlerini dipolar etkileşim enerjisi ile yüksek enerjili olarak etkilerler.



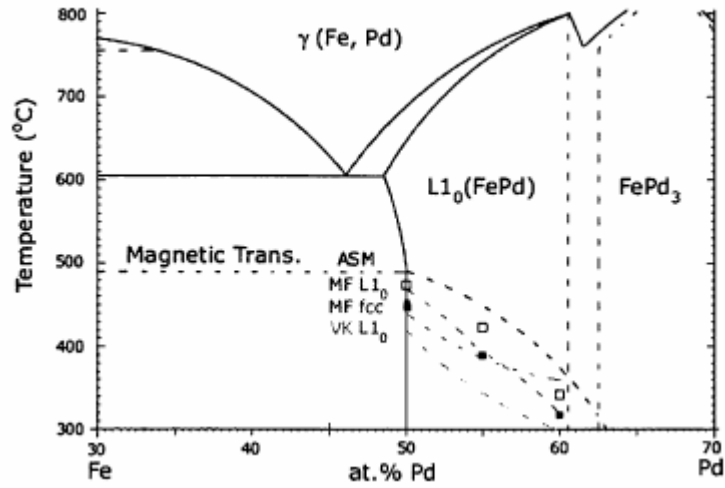
Şekil 7.7. Anti-ferromagnetik L10 kristallerinin şematik gösterimi. (a) Yapı oluşturan elementlerden sadece birinin magnetik momentinin olması durumundaki antiferromagnetik düzen.(b) Her iki elementinde magnetik momenti olması durumundaki antiferromagnetik düzen. (c)Yine her iki elementinde magnetik momenti olması durumundaki antiferromagnetik düzen.

### 7.1.9 Curie Sıcaklıkları

L1<sub>0</sub> alaşımların Curie sıcaklıkları atomik düzenlenme dönüşümleri tarafından belirlenir [163]. Wang ve diğerleri hem düzensiz hem de düzenli FePd alaşımlarının Curie sıcaklıklarını bulmuşlardır, düzensiz (fcc) alaşımlarının sahip oldukları Curie sıcaklıkları düzenli yapının Curie sıcaklığından 30 K kadar daha yüksektir [164]. Yüksek Curie sıcaklığı magnetik spinler arasındaki exchange çiftlenimiyle yakından ilişkilidir. Tablo 7.2 ve şekil 7.8’ de FePd alaşımı için Curie sıcaklığı ölçümleri verilmiştir[165].

Tablo 7.2. FePd alaşımı için Curie sıcaklıkları ve kristal yapıları.

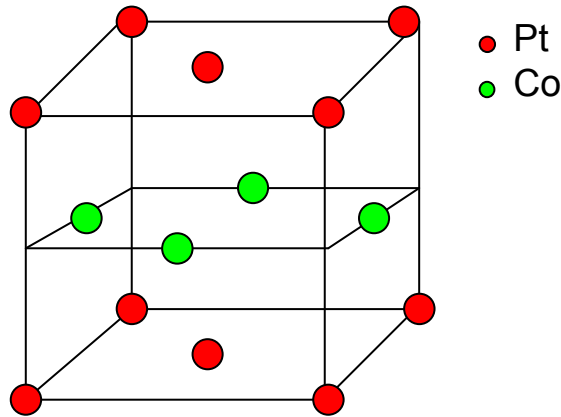
| Kompozisyon     | %50 Pd |     | %55 Pd |     | %60 Pd |     |
|-----------------|--------|-----|--------|-----|--------|-----|
| Faz             | fcc    | L10 | fcc    | L10 | fcc    | L10 |
| Curie Sıcaklığı | 756    | 723 | 703    | 673 | 623    | 593 |



Şekil 7.8. FePd faz diyagramı, hem fcc fazı hem de  $L1_0$  fazı için curie sıcaklıkları ölçülmüştür. İç boş kareler fcc fazı için Curie sıcaklıklarını göstermektedir. İçi dolu kareler ise  $L1_0$  fazı için ölçülmüş Curie sıcaklıklarını göstermektedir. Nokta ile gösterilen eğriler fcc ve  $L1_0$  fazı için ölçülmüş Curie sıcaklıklarını [163, 165,166] ve [157] referanslarından verilen sonuçlardır.

### 7.1.10 Atomik Skalada $L1_0$ Mıknatısların Özellikleri

Şekil 7.9 da, tetragonal  $L1_0$  (PtCo) yapıların kristal yapısı gösterilmektedir. Co atomları (siyah) mıknatıslanma ve Curie sıcaklığının kabul edilebilir bir değerde olmasını sağlamaktayken Pt atomları (beyaz) ise spin-orbit çiftlenimini sağlamakta ve böylece magnetik sonuçların büyük anizotropilere ulaşmasını sağlamaktadır [172-174].

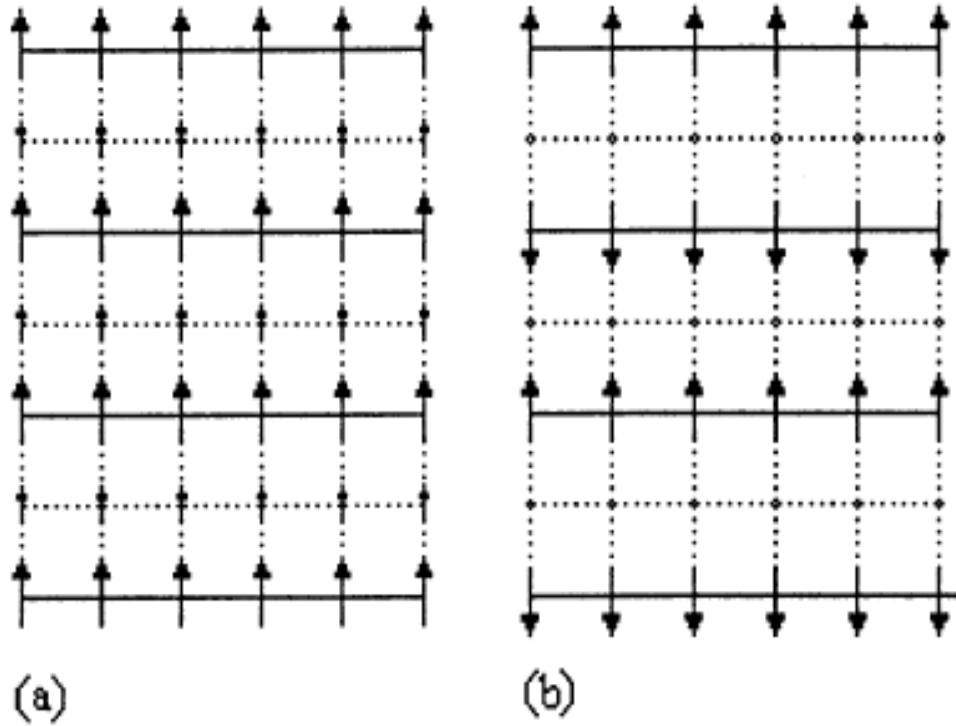


Şekil 7. 9.  $L1_0$  fazındaki PtCo alaşımın kristal yapısı.

Bununla birlikte Pt anizotropisini sağlamak için Pt' in sahip olması gereken iki önemli şart vardır bunlar sırasıyla,

- Pt atomlarının üzerinde bir magnetik moment olmalı ki net spin-orbit etkileşimi sıfırdan farklı olsun
- Yeterince güçlü alt sublat exchange' i olmalı ki Pt momentlerini sonlu sıcaklıklarda sabit tutabilsin.

Gerçekte elementel Pt değiş tokuş-artırma pauli paramagnetliği bir malzemedir ve magnetik momenti yoktur fakat Pt atomları uygun kristal çevre içerisinde kolaylıkla spin-polarize olabilmektedir.



Şekil 7.10. Spin yapısının şematik gösterimi. (a) Ferromagnetik, (b) Anti-ferromagnetik. Sadece FM çevrede Pt atomlarının spin momentleri vardır.

Fiziksel olarak,  $\uparrow$  (spin up) ve  $\downarrow$  (spin down) elektronlar Co atomlarından Pt bölgelerine atlarlar ve küçük Pt momentleri oluşturabilirler. Pt momentleri ve Pt-Co momentlerinin işaretlerini belirlemenin bir yolu tight-binding moment teoremini kullanmak ile mümkündür. Bu teoride hesaplama bant yapısı ve yerel atomik çevre göz önünde bulundurularak yapılır. [175–177]. Bu model göz önünde bulundurularak yapılan çalışmalar magnetik Co atomlarının Pt 5d atomlarını ferromagnetik etkileşimle  $J^* > 0$  spin polarize ettiğini ortaya koymaktadır.

Pt moment skalası  $t/(W - I)$  gibidir burada  $t$ , Pt-Co için en yakın komşular arası atlama integrali,  $W = 1/D(E_F)$  ise Pt band genişliği parametresini göstermektedir ve  $I$  ise Pt atomları arasındaki iç atomik Stoner exchange' i ifade etmektedir. İç ve ara atomik exchange etkileri birinci ve ilk seviyede araştırmak için, Liechtenstein ve arkadaşları [178] tarafından geliştirilen yaklaşım kullanılmıştır. Magnetik moment ve yük dağılımı yoğunluğu içinde kendi içinde tutarlı spin polarize lineer muffin-tin orbital metodu kullanılmıştır [179]. İki farklı bölge  $i$  ve  $j$  arasındaki exchange etkileşimini hesaplamak için, küresel yük ve spin dağılımları ve yerel kuvvet teoremi kullanılmıştır, bu sayede

$$J_{ij} = \frac{1}{4\pi} \sum_{LL'} \text{Im} \int_{-\infty}^{E_f} d\varepsilon \Delta_l^i(\varepsilon) T_{LL'}^{ij\uparrow}(\varepsilon) \Delta_l^i(\varepsilon) T_{LL'}^{ij\downarrow}(\varepsilon) \quad (7.1)$$

Burada  $T_{LL'}^{ij\sigma}(\varepsilon)$ ,  $(i, j)$  bölgelerindeki farklı spin yönelimlerini ( $\sigma = \uparrow, \downarrow$ ) karşılık gelen saçılma path operatörünü göstermektedir ve  $\Delta_l^i(\varepsilon) = t_{i\uparrow}^{-1} - t_{i\downarrow}^{-1}$  tek bölge saçılma matrisinin iki farklı yönelim için farkını göstermektedir.

Birinci-principle hesaplama üzerine fokuslanarak iki spin konfigürasyonu için (Şekil 7.10) hesaplama yapılarak magnetik momentler ve exchange enerjileri belirlenmiştir. Tablo- 7.3' de her bir atom için bu hesaplamalar sonucunda elde edilen spin momentleri verilmiştir.

Tablo 7.3. Ferromagnetik ve anti-ferromagnetik düzen içerisinde Co ve Pt için magnetik momentler.

| Konfigürasyon      | Co moment ( $\mu_B$ ) | Pt moment ( $\mu_B$ ) |
|--------------------|-----------------------|-----------------------|
| Ferromagnetik      | 1.786                 | 0.394                 |
| Anti-ferromagnetik | 1.686                 | 0                     |

Ferromagnetik durumda, Pt momentine d elektronlarının katkısı  $0.466 \mu_B$  ve sp-elektronlarının katkısı ise  $-0,052 \mu_B$  [180]'dir. Co momentleri ise ferromagnetik konfigürasyondan antiferromagnetik konfigürasyona geçildiğinde nerdeyse

değişmemektedir sadece %5.6 'lık bir fark gözlenmektedir. Buna karşılık Pt için ise durum çok farklıdır FM konfigürasyonda sahip olduğu yaklaşık  $0,394 \mu_B$  'lık momentini AFM konfigürasyona geçildiğinde kaybetmektedir. Bu platine komşu kobalt atomlarının zıt momente sahip olmasından kaynaklanmaktadır ve bu yüzden net bir exchange alanı Pt 5d elektronlarına etki etmemektedir ve platin momentini sıfır olmaktadır.

## **7.2 PtCo Alaşım İnce Filmler Ve Deneysel Bulgular**

### **7.2.1 Giriş**

Farklı kimyasal oranlardaki PtCo alaşım ince film yapıların magnetik özelliklerin incelenmesinin hedeflendiği bu çalışmada, iki farklı set örnek hazırlanmıştır. Bu setlerden ilki saf kobalt içeren 300 Angström kalınlığındaki kobalt filmidir ve bu film referans olması için hazırlanmıştır. Bu film referans alınarak 300 Angström kalınlığındaki farklı kimyasal oranlarda hazırlanan PtCo alaşım içersindeki platinin magnetik davranışı hakkında net bir bilgi edinilmesi sağlanacaktır. Literatür özetinde de bahsedildiği üzere platinin doğasında magnetik özellikleri olmamasına karşın, ferromagnetik ortamlarda net bir magnetik momente sahip olması ve magnetik anizotropilere katkı sağlıyor olmasından bizi bu konuyu araştırmaya itmiştir. Bu nedenden dolayı hem saf kobalt hem de farklı kimyasal oranlarda PtCo alaşım ince filmler hazırlanmıştır. Farklı iki tip örnek hazırlanmanın yanı sıra PtCo alaşımlandırmasının gerçekleştiği sıcaklığın belirlenmesi içinde detaylı bir çalışma da gerçekleştirilmiştir.

Bu çalışma tezin temel saç ayaklarından birini oluşturan PtCo epitaksiyel  $L_{10}$  fazında alaşımlar için bir ön çalışma olması açısından ve ayrıca platinin magnetik ortamlardaki davranışının tam bir doğrulamasının yapılabilmesi hedefi doğrultusunda gerçekleştirilmiştir.

### **7.2.2 Kobalt ve Platin' in Kaplama Hızlarının Belirlenmesi**

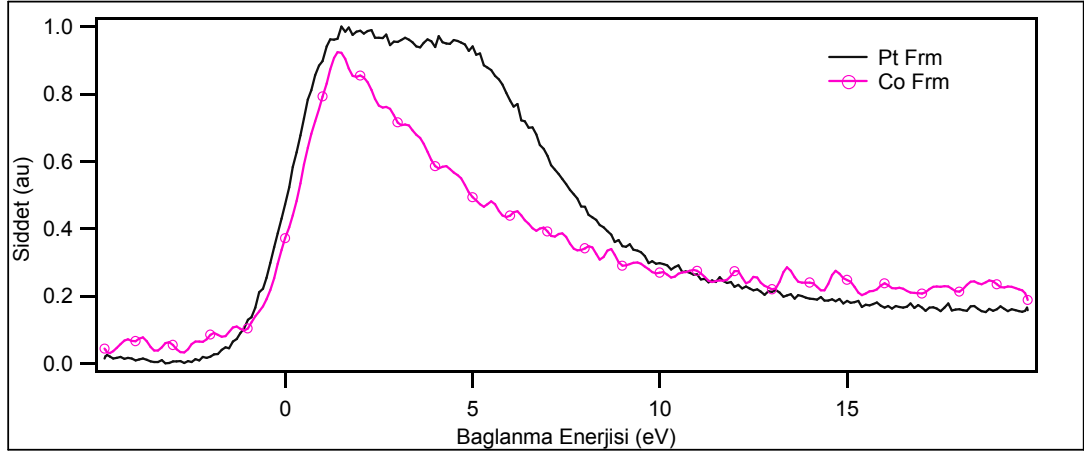
Co ince film ve farklı kimyasal oranlardaki PtCo alaşım ince filmler magnetron sputtering sisteminde büyütülmüştür, PtCo alaşım ince filmlerin

büyütülmesi için co-sputter opsiyonu kullanılmıştır. Sputtering sistemi PtCo tipi alaşım sistemlerin hazırlanması için en uygun kaplama sistemlerinden biridir, alaşım oluşturmak için co-sputtering yapılabilmesi ve alaşım oluşturmak için önemli olan sıcaklık faktörünün sistem içersinde var olması sputtering sisteminin avantajlarıdır. Bunların yanı sıra sputtering sisteminde birçok parametrenin kontrol altında tutuluyor olması, hedef malzeme ile alttaş arasındaki mesafenin ayarlanması, basıncın kontrol edilebiliyor olması gibi parametrelerde bu sistemleri diğer kaplama sistemlerine göre daha ön plana çıkartmaktadır. Tüm bunların yanı sıra sputtering sisteminin vakum seviyesinin ultra yüksek vakum (UHV) seviyelerinde olması da hazırlanan ince filmlerin kalitesini artırmaktadır. Sputtering sisteminde kaplama hızlarını belirlemek için Quartz Crystal Monitoring (QCM) cihazı bulunmaktadır.. QCM cihazı X Ray Fotoelektron Spektroskopisi (XPS) kullanılarak ayrıca kalibrasyonu yapılmaktadır. XPS ile kalınlık kalibrasyonunda temel prensip alttaş malzemenin ana pikinin, alttaş malzeme üzerine çok kısa zaman dilimlerinde kaplama hızının belirlenmek istendiği malzeme kaplamasıyla, şiddetin değişiminin belirlenmesi ile tespit edilmektedir. Kobalt ve platin kaplama hızları XPS kullanılarak yapılmıştır, bu kalibrasyon hesabına ait detaylar referans [181]' de verilmiştir.

### 7.2.3 PtCo Alaşımlarının Sıcaklığa Bağlılığının Araştırılması

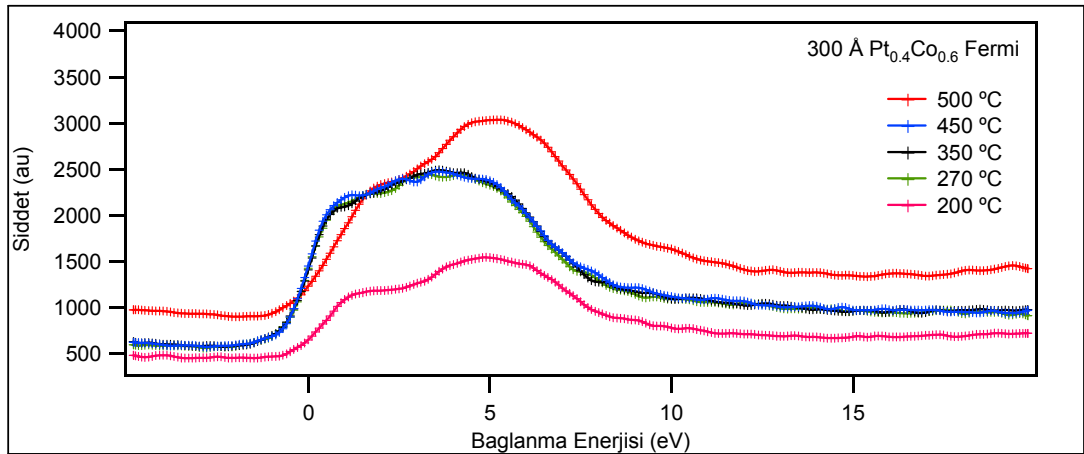
PtCo alaşımlandırma sıcaklık etkisini araştırmak için ilk olarak değişik sıcaklıklarda aynı kimyasal orana sahip ( $Pt_{0.4}Co_{0.6}$ ) alaşımlar hazırlandı ve XPS yardımıyla her bir sıcaklık için platin' e, kobalt' a ve sistemin fermi seviyesine ait dar pencere spektrumları incelendi.

İlk olarak saf platin ve saf kobalt için fermi seviyelerini incelenmesi gerçekleştirildi, aşağıda şekil 7.11' de hem saf platin hem de saf kobalt' a ait fermi seviyeleri gösterilmiştir.



Şekil 7.11. Saf Pt ve saf kobalt' a ait fermi seviyelerinin XPS spektrumu.

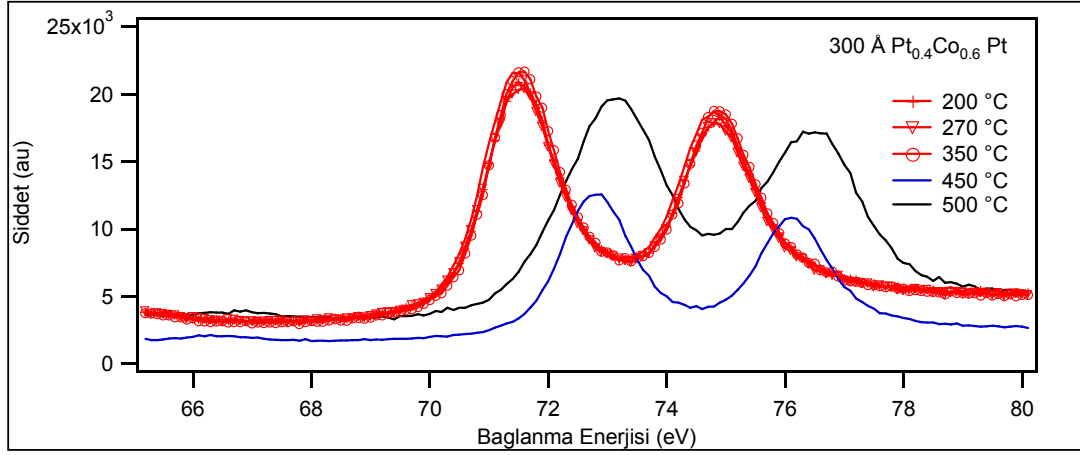
Bu spektrumlardan Pt ve Co için elementel olarak elde edilmiş fermi seviyeleri yani serbest elektronlarının bağlanma enerjisine bağlı olarak dağılımı görülmektedir. Eğer iki element arasında bir alaşımlandırmadan söz edilecekse fermi seviyelerinde bir farklılık gözlenmesi beklenmektedir, çünkü serbest elektronları arasındaki etkileşime bağlı olarak fermi seviyesinde değişiklikler görülecektir ve her ikisi de kendi elementel davranışlarını bir tarafa bırakarak yeni yapı içerisinde yeni bir davranış sergileyeceklerdir. Bu davranışı gözlemlemek için yukarıda da anlatıldığı gibi değişik sıcaklıklarda örnekler hazırlandı, aşağıda şekil 7.12' de farklı sıcaklıklarda hazırlanan  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$  örneklere ait XPS spektrumları görülmektedir.



Şekil 7.12. Değişik sıcaklıklarda hazırlanan  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$  için fermi seviyesindeki değişimler.

Bu grafikten açıkça görülmektedir 450° sıcaklığın altında Pt ve Co için herhangi bir etkileşim söz konusu olmamaktadır, ancak bu sıcaklığın üstündeki sıcaklıklarda Pt ve Co arasında bir etkileşim olmaktadır.

Fermi seviyelerine ait XPS spektrumlarından elde edilen bu sonuçları doğrulamak için başka bir kanıtta platinin dar XPS penceresinde kendini göstermektedir (Şekil 7.13).



Şekil 7.13. Platin' e ait XPS spektrumları.

Platin' e ait XPS spektrumlarında da fermi seviyesine ait XPS spektrumlarındaki benzer sonuçlar görülmektedir, 450°C sıcaklığın altında platine ait XPS spektrumunda herhangi bir kayma gözlenmezken, bu sıcaklık değerinden sonra platine ait XPS spektrumunda enerji değerinde bir kayma görülmektedir. Şekilde verilen Pt XPS spektrumunda sol taraftaki pik  $Pt4f_{7/2}$ ' ye diğer pik ise  $Pt 4f_{5/2}$ ' ye karşılık gelmektedir. Bu piklerin bağlanma enerjileri ve pikler arasındaki enerji farkları Tablo 7.4 de verilmiştir.

Tablo 7.4. Platine ait XPS piklerinde gözlemlenen enerji kayma değerleri.

| Sıcaklık | $Pt4f_{7/2}$ (eV) | $Pt4f_{5/2}$ (eV) | $\Delta E$ (eV) |
|----------|-------------------|-------------------|-----------------|
| 200 °C   | 71.6              | 74.8              | 3.2             |
| 270 °C   | 71.6              | 74.8              | 3.2             |
| 350 °C   | 71.6              | 74.8              | 3.2             |
| 450 °C   | 72.8              | 76.2              | 3.4             |
| 500 °C   | 73.1              | 76.5              | 3.4             |

Tablo 7.4' deki değerlerden görüldüğü üzere platin kobalt ile bir alaşım içersine girdiğinde enerji seviyelerinde de farklar ortaya çıkmakta ve farklı bir spektrum

ortaya çıkmaktadır. Bu konuda bir başka doğrulamada ferromagnetik rezonans deneylerinin sonuçlarının değerlendirildiği kısımda tartışılacaktır. Alaşımın gerçekleştiği filmlerdeki magnetik anizotropiler daha yüksek iken alaşımın olmadığı örneklerde daha düşük alanlarda rezonans değerleri gözlenmekte ve buna ek olarak yapının tabaka tabaka davranması durumunda gözlemlenebilecek bir spektrum kendini göstermektedir.

#### 7.2.4 PtCo Alaşım İnce Filmlerin Hazırlanması

PtCo alaşım ince filmler p- tipi bor ile katkılandırılmış (100) yönelimine sahip doğal okside olmuş silisyum alttaş malzeme üzerinde büyütülmüştür. Bu çalışmalarda bu alttaş malzemenin kullanılmasının herhangi bir özel nedeni yoktur, çünkü hazırlanan filmlerin epitaxy olması hedeflenmemektedir. Silisyum alttaş malzemenin UHV şartlara hazır hale getirilmesi için bir temizleme prosedürüne tabii tutulmaktadır. Bu proses de alttaş malzemeler beşer dakikalık dilimlerde ultra sonik karıştırıcıda sırasıyla ethanol ve methanol içersinde temizlenmektedir. Bu süreçlerden sonra alttaş malzemeler hiçbir şekilde çıplak el teması olmadan seri bir şekilde vakum sisteminin yükleme odasına yerleştirilmektedir. Tam ve tutarlı bir çalışma olabilmesi için çalışılacak numunelerin tamamı bir seferde sisteme yüklenmesi büyük önem arz etmektedir. Yükleme odasının UHV şartlarına ulaşması yaklaşık 15 saatlik bir zaman gerektirmekte olduğundan, yerleştirilen numuneler ancak ertesi gün sputtering sistemine veya analiz sistemine transfer edilebilmektedir. Yükleme odasının vakum tutmasının ardından alttaş malzemeler sputtering sistemine transfer edilerek, burada bulunan PBN ısıtma sistemi ile yüzey kusurlarının minimize edilebilmesi için UHV şartlarında ısıtma işlemi tabii tutulmaktadır. Bu ısıtma işlemi yaklaşık 600 °C sıcaklıkta ve 1800 saniye olarak gerçekleştirilmektedir. Isıtma işleminin ardından numuneler tekrardan yükleme odasına çekilmektedir. Isıtma işlemlerinden dolayı sputtering sisteminin basıncında yükselmeler gözlenmektedir, daha iyi vakum seviyelerinde kaplamaları gerçekleştirmek için ısıtma işleminin ardından bir süre beklenilmektedir. Alaşım ince filmler hazırlamak için istenen oranlara sahip hedef malzemeler kullanılabileceği gibi sputtering sisteminin sahip olduğu co-sputtering özelliğini de kullanmak mümkündür. Her farklı kimyasal oran için hedef malzeme siparişin getireceği mali külfetten dolayı, numuneler co-sputtering tekniği ile hazırlanmıştır. Co-Sputtering tekniği kısaca aynı anda iki hedef

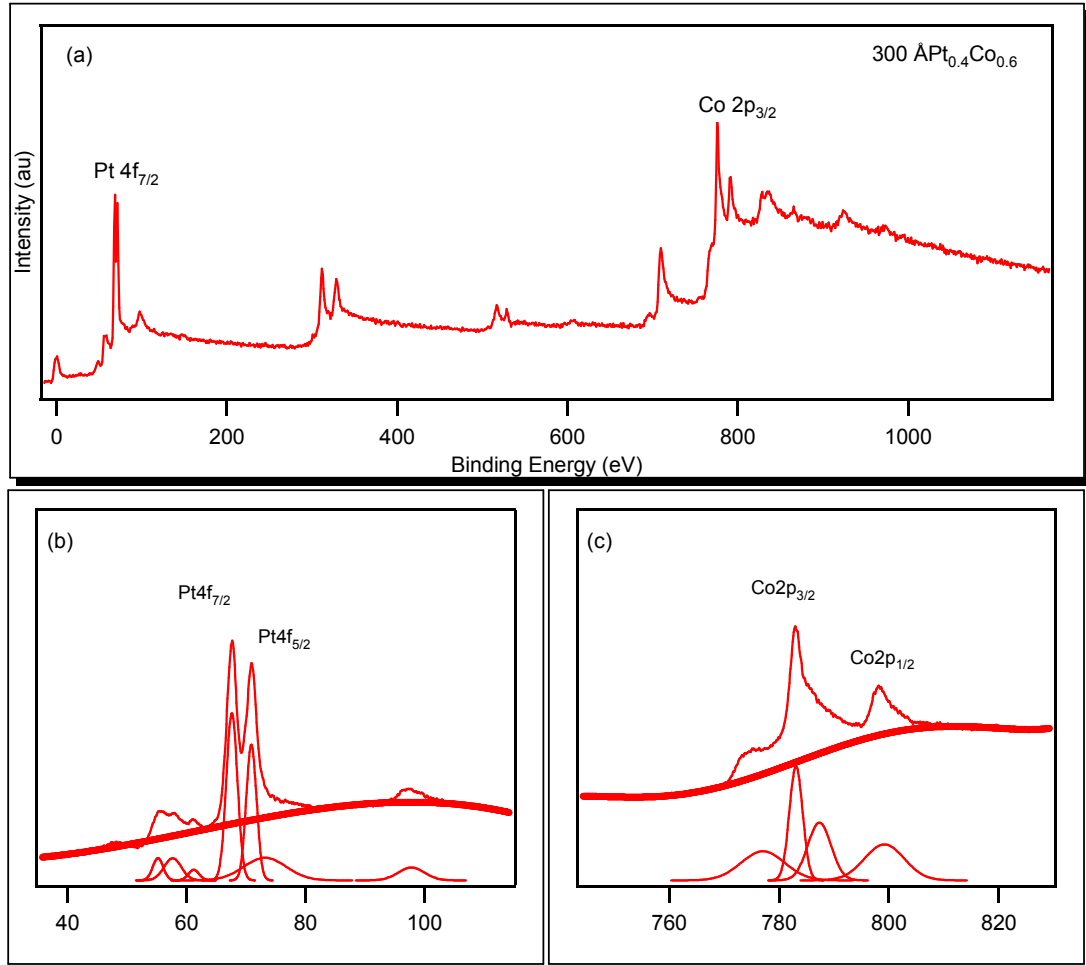
malzemenin kaplama için hazır halde olmasına dayalı bir durumdur ve kaplama öncesinde sisteme tur sayısı girilerek yapılır, sistemimiz için bu tur sayısının en büyük değeri 100 dür. Bizim kaplamaları gerçekleştirdiğimiz sistem için bu bir Radyo Frekans (RF) ve bir Doğru Akım (DC) güç kaynağının aynı anda kaplamaya hazır olması ile mümkün olmaktadır. Co-sputtering kaplamalarda her adımda bir atomik tabaka kalınlığından daha kalın kaplama yapılmamasına dikkat edilmektedir. Alttaş malzemeler ısıtılma işlemin ardından yükleme odasından tekrar basıncı yaklaşık  $>3 \times 10^{-9}$  mbar olan sputtering sistemine transfer edilir. Hazırlanacak ince filmlerin alaşım olmasından dolayı ve yukarıda detaylı bir biçimde anlatıldığı üzere filmler kaplama süresince 450 °C sıcaklıkta tutulmuştur. Kaplamaların gerçekleştirileceği parametreler belirlenirken en düşük güç ve hedef malzeme ile alttaş arasında mesafe olabilecek optimum uzaklık olarak seçilmektedir. Bu şartlar ile hazırlanan filmlerin yüzey morfolojisinin homojenliğinin sağlanması hedeflenmektedir. Tüm bu parametreler göz önünde bulundurulmasıyla, platin için kullanılacak kaplama gücü 2 Watt ve kobalt için ise 20 Watt olarak seçilmiştir. Her iki hedef malzeme için de uzaklık 100 milimetre olarak belirlenmiştir. Kaplamalar sırasında sistem içersine gönderilen argon gazının akışı 2 sscm olarak ayarlanmış ve bu gaz akışına karşılık sistem basıncı yaklaşık  $>1.6 \times 10^{-3}$  mbar seviyelerinde gerçekleşmektedir. Bu şartlar altında üç farklı kimyasal oranda PtCo alaşım ince filmler hazırlanmıştır. Bu filmler sırasıyla  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$ ,  $Pt_{0.5}Co_{0.5}$  ve  $Pt_{0.6}Co_{0.4}$  olarak hazırlanmıştır. Hazırlanan tüm alaşım filmlerin kalınlıkları 300Å olarak hazırlanmıştır. Sputtering sisteminde filmlerin kimyasal oranlarının belirlenmesi için önce yükleme odasına transfer edilmesinin ardından analiz odasına transfer edilmiştir. Analiz sisteminde hazırladığımız değişik oranlardaki PtCo alaşım ince filmlerin stekiometrisini belirlemek için, X Ray Fotoelektron Spektroskopisi (XPS) kullanılmıştır. Alaşım filmlerin stekiometrisini belirlemek için hazırlanan ince filmlerin her birisinden Platin ve Kobalt' a ait en büyük şiddete sahip (sırası ile Pt4f ve Co2p major) ana piklerinin olduğu enerji aralıklarından XPS spektrumu alınmıştır. Alınan spektrumlardan her bir element için, piklerin altında kalan alanların oranı yüzeydeki atomlar arasındaki kimyasal oran ile orantılı olduğu bilinmektedir. Kimyasal stekiometrinin belirlenmesi için gereken sadece uygun “background” fonksiyonu (İntegral fonksiyonu) ve pikler için uygun “voigth” (Lorentz+Gaussian) fonksiyonları kullanılarak pik alanlarının hesaplanarak oranlanmalıdır. Pt4f ve Co2p pikleri arasındaki oran kimyasal stekiometriyle bire bir orantılıdır. Ancak orantılama

işlemi yapılmadan evvel her elementin göstermiş olduğu spektroskopik hassasiyetin farklı olması nedeni ile bu farkın giderilmesi gerekmektedir. Her elementin ve her elementin orbitlerinin foton ile etkileşmesi farklı istatistiğe (cross section) sahiptir. Bu nedenle XPS grafiklerinde Pt ve Co elementlerinin pikleri farklı hassasiyet de gözükür. Bu farkın alınması için ASF (Atomik Hassasiyet Faktörü) çarpanına ihtiyaç vardır. Bunun için hesaplanan alanlar daha sonra Pt4f ve Co2p pikleri için kabul edilmiş atomik duyarlılık faktörleri ile bölünerek alan hesaplarının doğrulanması yapılır.

Igor programı kullanılarak XPS grafiklerindeki pik alanları hesaplanmıştır. Bu hesaplama sırasında background fonksiyonu olarak İntegral fonksiyonu kullanıldı. Her bir elementi simgeleyen pikler içinse en uygun lorentz ve gaussian fonksiyonlarının bir süper pozisyonu olan voight fonksiyonu kullanıldı. Pt4f için fit işlemi yapılırken doublet olan Pt4f<sub>7/2</sub> ile Pt4f<sub>5/2</sub> pikleri arasındaki 6/8 oranı korunarak yapılmıştır. Aynı şekilde Co2p<sub>3/2</sub> ve Co2p<sub>1/2</sub> pikleri arasındaki olması gereken 1/2 alan oranı korunarak fit yapıldı. Fit işlemi sırasında ayrıca ikincil saçılma ve shake up ve shake off etkileri de dikkate alınmıştır. Şekil 7.14 'de Pt<sub>0.4</sub>Co<sub>0.6</sub> için fit prosedürü ve sonuçları görülmektedir. Bu grafiklerden elde edilen alanlar ASF katsayısına bölünerek elde edilen doğrulanmış alan şiddetleri Tablo 7.5 de gösterilmiştir. Tabi ki bu hesaplar XPS in 100Å derinliğe kadar analiz yaptığı göz önünde tutulmalıdır.

Tablo 7.5. XPS pikleri kullanılarak geliştirilen alaşım Pt ve Co elementlerinin Stekiometrik oranlarının hesaplanması. Sırası ile  $\eta_{Pt4f}=3.59$  ve  $\eta_{Co2p}=5.75$  sabitleri Pt4f ve Co2p pikleri için analizör ve x-ışının kaynağının arasındaki açının 54.7° kompozisyonu için geçerli ASF (Atomik duyarlılık sabiti) dir.

|           |                     | Pt <sub>0.6</sub> Co <sub>0.4</sub> | Pt <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub> | Pt <sub>0.4</sub> Co <sub>0.6</sub> |
|-----------|---------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Pik alanı | Pt4f/ $\eta_{Pt4f}$ | 5838                                | 7657.8                              | 6720.33                             |
|           | Co2p/ $\eta_{Co2p}$ | 3861.6                              | 7654.8                              | 10458.769                           |



Şekil 7.14. (a) Pt<sub>0.4</sub>Co<sub>0.6</sub> alaşımlı ince filme ait XPS spektrumu. (b) Platin' e ait fit edilmiş XPS spektrumu. (c) Kobalt' a ait fit edilmiş XPS spektrumu.

### 7.2.5 Kobalt İnce Filmin Hazırlanması

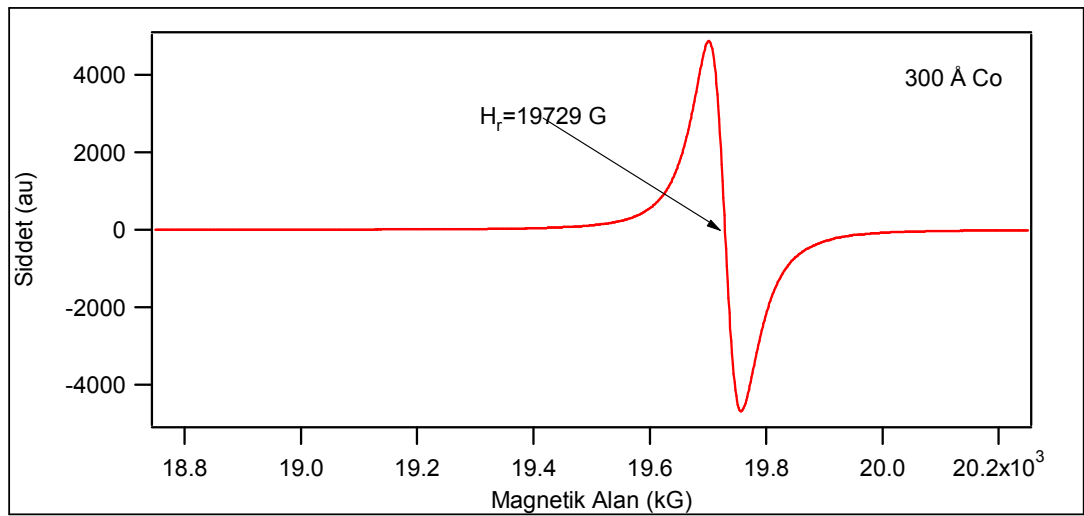
Kobalt ince filmde PtCo alaşımlarda da olduğu gibi aynı alttaş malzeme üzerine büyütülmüştür. Bu sayede her iki filmde alttaştan gelen etkileri birbiriyle özdeş olması sağlanmıştır. PtCo alaşımların hazırlanmasındaki prosedürün aynısı kobalt ince filmler içinde takip edilmiştir. Kısacası aynı şekilde temizleme işlemleri ve ısı işlemlere tabii tutulmuştur. PtCo alaşımlı ince filmlerin hazırlanması sırasında kobalt için kullanılan parametreler kullanılmıştır. Alttaş malzeme ile hedef malzeme arasındaki mesafe 100 mm, kobalt için kullanılan RF güç kaynağının gücü yine 20 Watt olarak seçilmiştir, iki kaplama arasındaki tek fark kobalt filmler hazırlanırken ortamın oda sıcaklığında olmasıdır, çünkü alaşımlarda yapılmadığı için bu sıcaklık

oda sıcaklığında tutulmuştur. Kaplama sırasında kullanılan argon gazının akış hızı yine 2 sscm ve sistemin kaplama öncesi ve kaplama sırasındaki basınç değerleri sırasıyla  $>3 \times 10^{-9}$  mbar ve  $>1.6 \times 10^{-3}$  mbar seviyelerinde ölçülmüştür. Bu şartlar altında 300 Å kalınlığındaki film 9000 saniye sürede hazırlanmıştır.

## 7.2.6 Magnetik Ölçüm Sonuçları

Hazırlanan PtCo ve Co ince filmlerin magnetik karakterizasyonu için ferromagnetik rezonans tekniği kullanıldı. Platin ve kobalt arasında alaşım oluşturdıkları magnetik davranışları ile alaşımlanma olmadığı durumdaki farklar sonuçlara da yansımaktadır ve yukarıda XPS ile elde edilen sonuçlarla uyumluluk görülmektedir.

Bu çalışmadan elde edilen sonuçların tutarlılığını ispatlamak ve platin ferromagnetik ortam içerisindeki davranışını kimliklendirebilmek için hem saf kobalt filmler ve saf kobalt filmlerdeki kobalt miktarına karşılık gelen miktar kadar kobalt içeren PtCo örnekler hazırlanmıştır. Şekil 7.15 de, 300 Å kalınlıktaki kobalt ince filme ait FMR spektrumu verilmiştir.



Şekil 7.15. 300 Å kalınlıktaki kobalt ince filme ait dış magnetik alana paralel geometrideki FMR spektrumu.

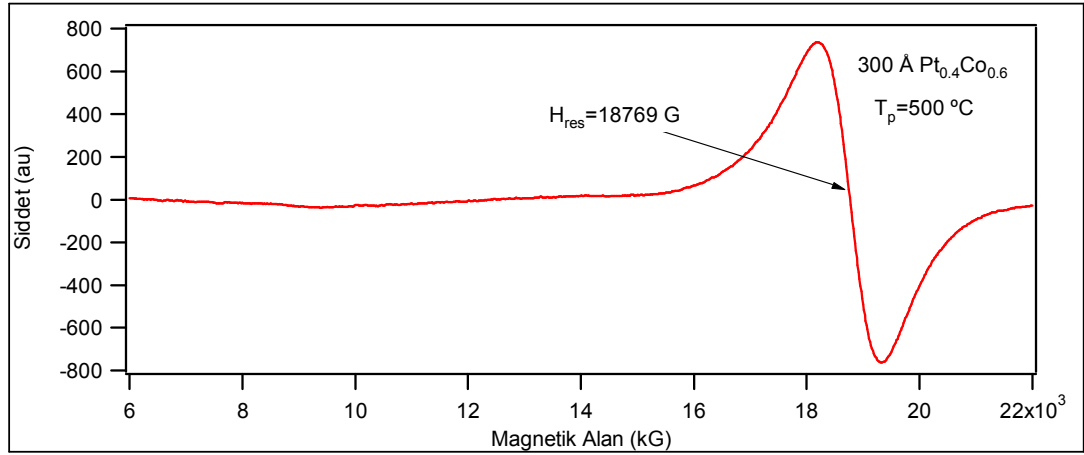
Yukarıda verilen Co FMR spektrumu, PtCo alaşımların magnetik sonuçlarının analizinde referans olacaktır. Bu etkinin tam olarak anlaşılabilmesi için örneklerin her birinin sahip olduğu magnetik moment yoğunluğu değerlendirilecektir. Net magnetik moment yoğunluğunun bulunmasında Eşitlik 7.2 kullanılacaktır. Ve bu hesap sayesinde platinin kobalt üzerine etkisi bu sayede daha net anlaşılacaktır. Yukarıda saf kobalt için bulunan paralel pozisyondaki rezonans alan değeri 19729 gauss olarak bulunmuştur. Bu pozisyondaki rezonans değerine karşılık gelen magnetik moment yoğunluğu

$$H_{//} = H_0 + 4\pi M \quad (7.2)$$

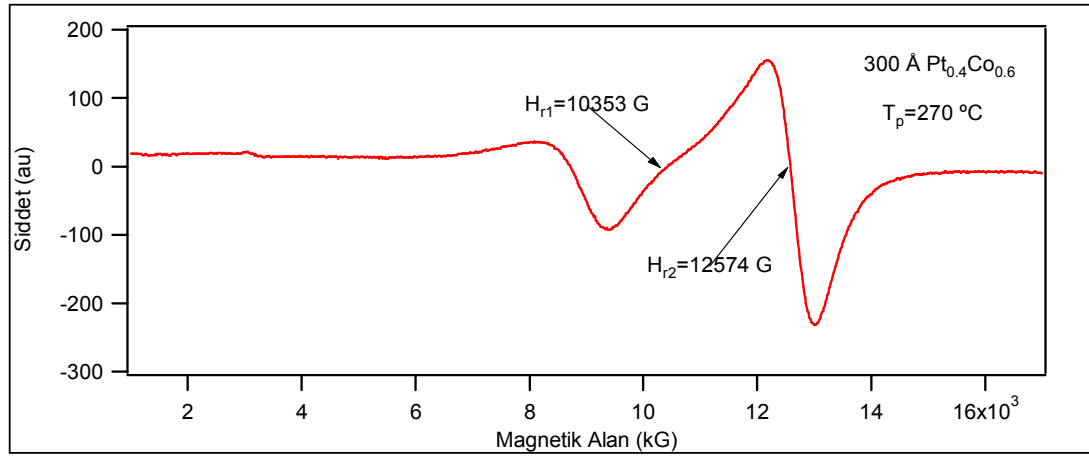
ile formüle edilmektedir. Burada  $H_0$  ( $w/\gamma$ ) ile verilir ve kobalt için değeri 3300 Gauss olarak verilmektedir [181] ve  $4\pi M$  ile de magnetik moment yoğunluğu verilmektedir. Bu formül çerçevesinde 300 Å kobalt ince film için magnetik moment yoğunluğu 16429 gauss olarak bulunur.

$$\begin{aligned} H_{//} &= H_0 + 4\pi M \\ 19729 &= 3300 + 4\pi M \\ 4\pi M &= 19729 - 3300 = 16429G \end{aligned} \quad (7.3)$$

Bu değer referans alınarak PtCo alaşımların magnetik moment yoğunluğunun hesabı yapılacaktır. Bu değerlendirmeler ışığında 300 Å  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$  alaşımı için durumu inceleyelim, bu incelemeyi hem 270 °C sıcaklıkta hazırlanan  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$  için ve 500 °C yapılan sıcaklıkta hazırlanan örnek için kıyaslayalım. Şekil 7.16 ve 7.17 de sırasıyla 500 °C ve 270° C sıcaklıkta hazırlanan örneğe ait FMR spektrumları verilmiştir.



Şekil 7.16. 500 °C hazırlanan 300 Å  $\text{Pt}_{0.4}\text{Co}_{0.6}$  ince filme ait FMR spektrumu.



Şekil 7.17. 270 °C hazırlanan 300 Å  $\text{Pt}_{0.4}\text{Co}_{0.6}$  ince filme ait FMR spektrumu.

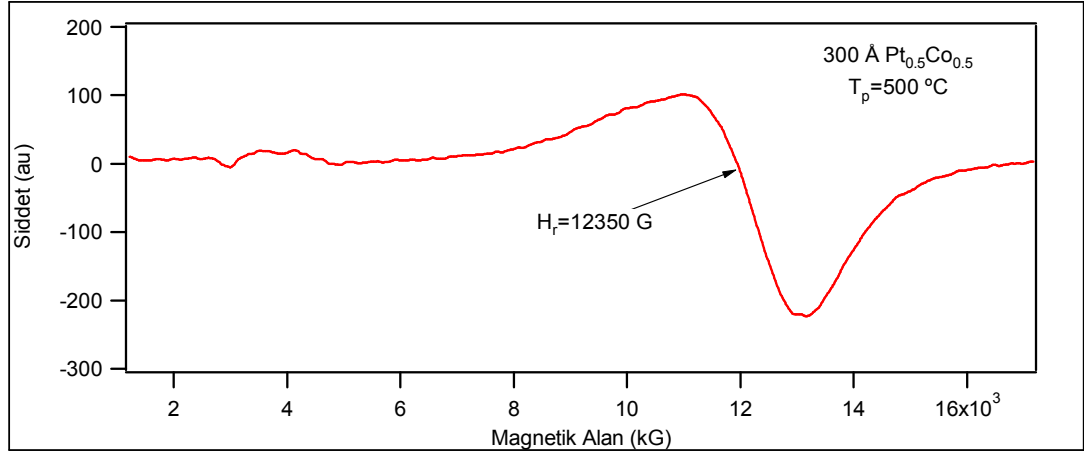
Şekil 7.16 ve Şekil 7.17’ de verilen FMR spektrumlarındaki farklılık hemen göze çarpmaktadır ki, 500°C sıcaklıkta hazırlanan filmde tek bir rezonans piki görünmekteyken, 270 °C sıcaklıkta hazırlanan örnekte ise iki tane rezonans piki görülmektedir. Her iki film için yukarıda eşitlik 7.2 yardımıyla değerlendirilmeleri yapılarak tablo 7.6 da verilmiştir.

Tablo 7.6. Her iki  $Pt_{0.4}Co_{0.6}$  için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.

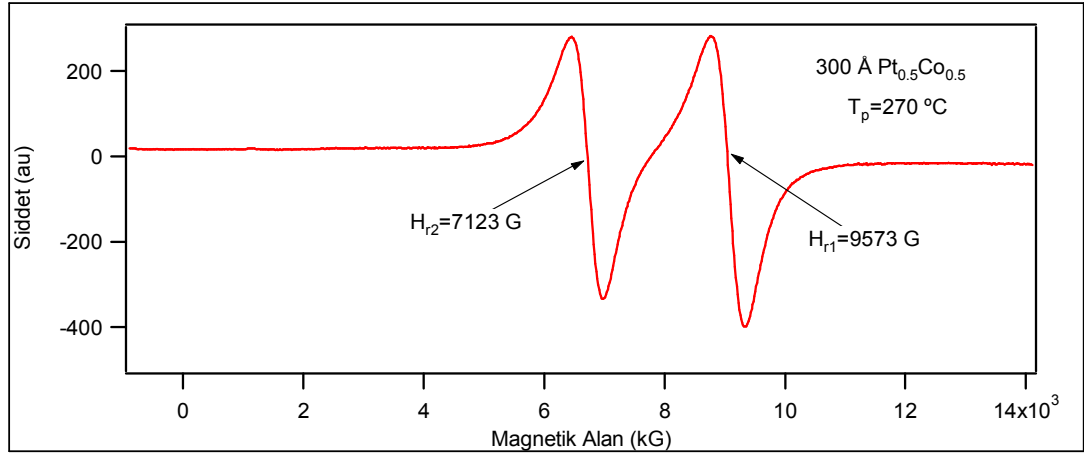
| Örnek                           | Deneysel $H_{//}$<br>(G) | $H_0$<br>(G) | $4\pi M$ | Teorik<br>Beklenen<br>Değer | Fark  |
|---------------------------------|--------------------------|--------------|----------|-----------------------------|-------|
| $Pt_{0.4}Co_{0.6}$<br>(500 °C ) | 18769                    | 3300         | 15469    | 9281                        | +6187 |
| $Pt_{0.4}Co_{0.6}$<br>(270 °C ) | 12574                    | 3300         | 9274     | 9281                        | - 7   |

Tabloda verilen ifadelerden ilk üç sütundaki değerlerden ilki deneysel sonuçlar elde edilmiştir, ikinci sütundaki değer kobalt a ait olan değer ve üçüncü sütundaki değer eşitlik 7.3 yardımıyla bulunan değerdir. Teorik beklenen değer ile ifade edilen yukarıda 300 Å kalınlığındaki kobalt ince filmin referans olarak alınmasından bulunan değerdir. Bu değer hesaplanırken tamamı kobalt film olan bir yapıda gözlemlenen magnetik moment yoğunluğunun %60' ı kobalt olan bir yapıda gözlemlenmesi olası olan değer kastedilmektedir. İlk satırdaki örnekte gerçekten beklenen değerden büyük bir fark ortaya çıkmaktadır bu fark kobaltın saf olduğu duruma göre daha büyüktür ve gerçekten platin kobaltın magnetik özelliklerine pozitif bir katkı sağlamaktadır, ve bu literatürde verilen bilgilerle uyum içersindedir [176-180]. Diğer örnekte ise durum tamamıyla farklıdır ve kobalt sahip olması beklenen değerden daha düşük bir magnetik moment yoğunluğuna sahiptir. Buda göstermektedir ki bu yapıda bir PtCo alaşımından söz etmek mümkün değildir, burada ancak bir clustering yapısı varsa yani hem platin hem de kobalt alttaş malzeme üzerinde topaklanma yaparak büyüyor ve birbirleriyle bir etkileşme içersinde olmadıklarını göstermektedir ve tabii ki buda magnetik sonuçları negatif yönde etkilemektedir.

Benzer sonuçlar  $Pt_{0.5}Co_{0.5}$  için gözlenmektedir (şekil 7.18 ve 7.19). Bu sonuçlara ait sonuçların kıyaslanması tablo- 7.7' de verilmektedir.



Şekil 7.18. 500 °C hazırlanan 300 Å  $\text{Pt}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  ince filme ait FMR spektrumu.



Şekil 7.19. 270 °C hazırlanan 300 Å  $\text{Pt}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  ince filme ait FMR spektrumu.

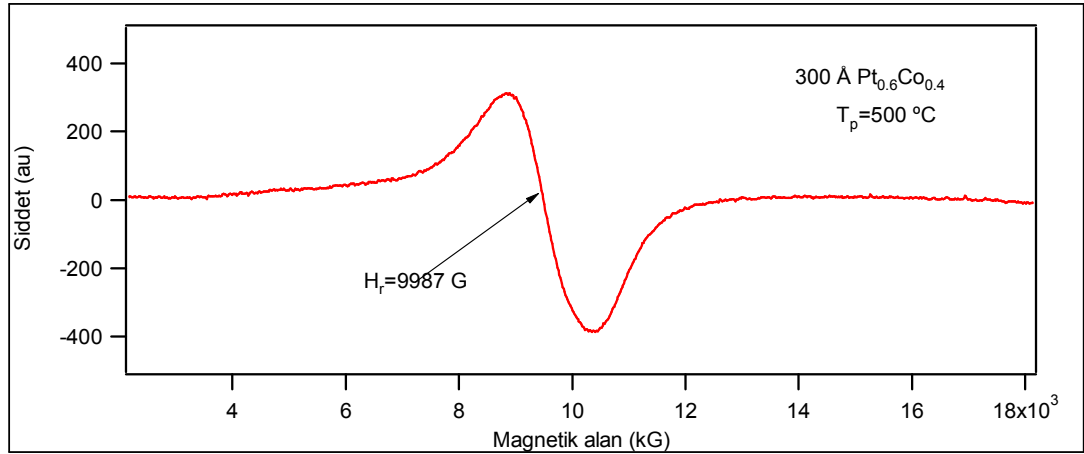
Tablo 7.7. Her iki  $\text{Pt}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.

| Örnek                                        | Deneysel $H_{//}$<br>(G) | $H_0$<br>(G) | $4\pi M$ | Teorik<br>Beklenen<br>Değer | Fark  |
|----------------------------------------------|--------------------------|--------------|----------|-----------------------------|-------|
| $\text{Pt}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$<br>(500 °C) | 12350                    | 3300         | 9050     | 8214                        | +836  |
| $\text{Pt}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$<br>(270 °C) | 9573                     | 3300         | 6273     | 8214                        | -1941 |

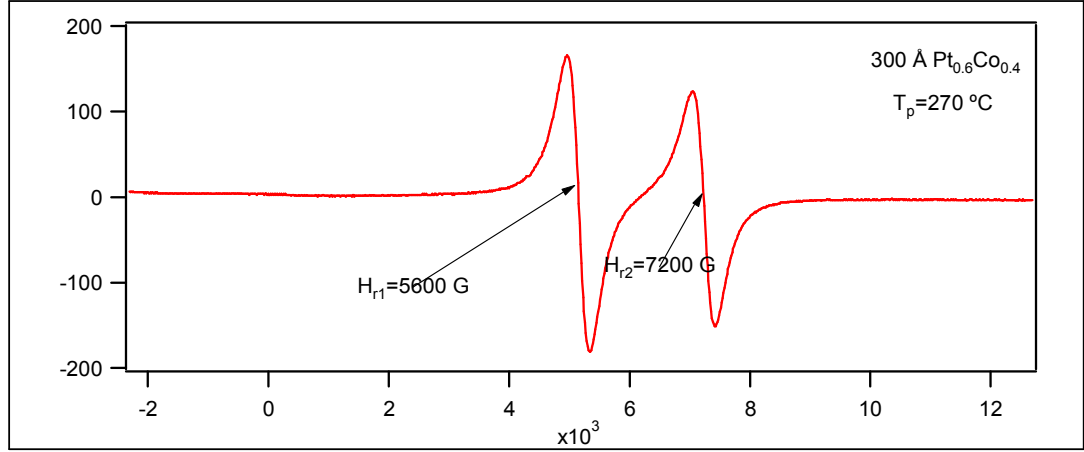
Bu örnekte de diğer örneğe benzer olarak sonuçlar görülmektedir ve yine platin ile kobalt arasında bir alaşım oluşuyorsa magnetik momente yaklaşık 836

Gauss değerinde katkı gelirken, alaşımın olmadığı durumda ise 1941 Gauss değerinde bir kayıp gözlenmektedir.

Bu çalışma kapsamında hazırlanan son örnekte platin zengini olan  $Pt_{0.6}Co_{0.4}$  dir ve bu örnekte de yukarda ki sonuçlarla uygun davranışlar gözlenmektedir. Bu örnekte de yine kobaltın magnetik momentine bir katkı gelmektedir fakay bu katkı diğer örneklerle kıyaslandığında oldukça düşüktür. Şekil 7.20 ve şekil 7.21 iki farklı hazırlanma sıcaklığına karşılık gelen ferromagnetik rezonans spektrumları verilmiştir. Bu kimyasal oran içinde düşük sıcaklıkta hazırlanan örnek için magnetik davranış diğer kimyasal oranlarda gözlenen davranışla uyum içersindedir. Yine platin ile kobalt arasındaki alaşım oluşuyorsa 116 Gauss kadar bir katkı gelirken, alaşımın oluşmadığı durumda ise kayıp çok daha fazla olmakta ve 2671 Gauss' a kadar ulaşmaktadır.



Şekil 7.20. 500 °C hazırlanan 300 Å  $Pt_{0.6}Co_{0.4}$  ince filme ait FMR spektrumu.



Şekil 7.21. 270 °C hazırlanan 300 Å  $\text{Pt}_{0.6}\text{Co}_{0.4}$  ince filme ait FMR spektrumu.

Tablo 7.8. Her iki  $\text{Pt}_{0.6}\text{Co}_{0.4}$  için deneysel ve teorik beklenen sonuçlar.

| Örnek                                        | Deneysel $H_{//}$<br>(G) | $H_0$<br>(G) | $4\pi M$ | Teorik<br>Beklenen<br>Değer | Fark   |
|----------------------------------------------|--------------------------|--------------|----------|-----------------------------|--------|
| $\text{Pt}_{0.6}\text{Co}_{0.4}$<br>(500 °C) | 9987                     | 3300         | 6687     | 6571                        | +116   |
| $\text{Pt}_{0.6}\text{Co}_{0.4}$<br>(270 °C) | 7200                     | 3300         | 3900     | 6571                        | - 2671 |

### 7.3 Sonuçlar

$\text{PtCo}$  alaşımlar için hazırlama sıcaklığının magnetik özelliklere etkisi yapılan bu çalışma ortaya çıkarılmıştır ve bu sonuçlara ulaşmak için hem XPS hem de FMR deneylerinin sonuçları kullanılmıştır. Platin ve kobalt arasında bir alaşım oluşturulamadığı zaman platin gerçek doğasındaki benzer olarak non-magnetik özellik sergilemeye devam etmekte ve ayrıca hem kobalt hem de platin alttaş malzeme üzerinde elde edilen deneysel veriler sonucunda ya topaklama yapmakta yani sürekli bir film oluşturmamaktadır. İkinci bir alternatif büyüme tipi olarak ise örneğin hazırlanması sırasında magnetron sputtering sisteminde co-sputtering sistemi kullanılmasından kaynaklanabilecek olan tabaka tabaka büyüme modunun olabileceği de ihtimalide mümkündür. Bu sonuçlar ışığında ortaya çıkan en önemli

sonuç platin ve kobalt arasında bir alaşımlandırmanın oluşturulması için kesinlikle filmlerin 450 ° C sıcaklıktan daha büyük sıcaklıkta hazırlanması gereklidir.

Bu çalışma ile platin ve kobalt arasındaki alaşımlandırma çalışması yapılması gereken sıcaklığın belirlenmesi yanı sıra magnetron sputtering tekniği ile ikili alaşımların ne kadar başarılı bir biçimde hazırlanabildiği belirlenmiştir. Epitaksiyel  $L_{10} Pt_{0.5}Co_{0.5}$  filmler için ilk aşamayı oluşturması açısından önem arz etmektedir ve çalışmamızın ana hedefi olan kristal yapı ile magnetik özellikler arasındaki ilişkinin aydınlatılması için en iyi model malzemelerden biridir.

## 8. Epitaksiyel PtCo Alaşım Filmler ve Kristallografik Karakterizasyonu

### 8.1 Giriş

Polikristal PtCo alaşım filmlerin magnetik özellikleri geçen bölümde belirlenmişti. Bu bölümde ise platin ile kobaltın eşit kimyasal oranda karışmasıyla oluşan  $L1_0$  fazındaki yapının E-beam tekniği ve magnetron sputtering tekniklerin yardımıyla büyütölmüştür. Her iki teknik ile büyütölen örneklerin XPD tekniği ile kristallografik karakterizasyonu yapılmıştır.

İlk epitaksiyel film geliştirme çalışmaları magnetron sputtering ile “as cut” tek kristal alttaş Pt (111) üzerinde yapılmıştır. “as cut” olarak adlandırılan tek kristal yüzeyinin oldukça kaba olması nedeniyle epitaksiyel film büyütölebilmesi için bazı kimyasal ve mekanik işlemlere tabii tutulmuştur. İlk olarak mekanik parlatmanın ardından elektroliz parlatmaya tabii tutulmuştur. Yapılabilecek en prözsüz hale geldikten sonra UHV şartlarına haiz vakum sistemi içersine alınarak Pt kristal yüzeyi epitaksial film geliştirilme çalışmalarına hazır hale getirilmişdir. Vakum içersinde düzgün LEED resmi alınıncaya kadar bir seri Pt kaplama ve tavlama işemine tabii tutulmuştur. Yapılan bu işlem detayalı bir şekilde [182] numaralı referansta anlatılmıştır. LEED deseni alınmasının ardından Pt(111) yapısı hem XPD deneyi hem de teorik MSCD çalışmalarıyla çok iyi bir şekilde tanımlanmıştır. Yapılan bu çalışma referans [182]’de verilmiştir.

Tanımlanan Pt(111) yüzeyi üzerine tek ultra ince  $L1_0$  fazında PtCo filmi geliştirilmeye çalışılmıştır. Yatıştırılan filmin epitaksial olarak başarılı yetiştiği tanımlandıktan sonra tek kristal yapının üzerine 20 Å- 100 Å kalınlıklarda 20 Å adımlarla PtCo epitaksiyel filmler E- Beam kullanılarak büyütölmüş. Büyütölen bu filmlerin XPD alışması ve teorik MSCD alışmaları yapılmıştır.

## 8.2 PtCo/Pt(111)

Pt(111) yüzeyinin üzerine magnetron sputtering kullanılarak yapılan PtCo çalışmasının sonuçları bu bölümde verilmektedir. Tek kristal bulk Pt (111) kristal yüzeyinin yapısı LEED ve XPD gibi yüksek yüzey hasasiyetli analiz tekniklerinin yardımıyla karakterize edilmiştir. Pt(111) kristal yüzeyinin hazırlanışı ve tanımlanması referans [182] ' de verilmiştir. Yapılan karakterizasyon çalışması ideal epitaksiyel film yetiştirme imkânı sağlamaktadır.

PtCo epitaksiyel ultra ince filmler magnetron sputtering tekniğinde “ardışık” (co-sputtering) tekniği kullanılarak büyütülmüşlerdir. Pt ve Co hedef malzemeleri için “Sputter Gun” ların çalışma parametreleri bir önceki bölümde verilmiştir. Yapılan kalibrasyonlarda, hedef malzemelerin oldukça yavaş, atomik boyuta yakın tanecik boyutlarında ve alttaş üzerine minimum enerji ile kaplama yapılabilmesi için şartlar belirlenmiştir.

Kaplama parametrelerinin belirlenmesinde minimum güç ve optimum uzaklık kullanılmıştır. Bu şartlar filmin epitaksiyel büyütülebilmesi önemlidir. Bu optimum koşullara hem Pt hem de Co için hedef ile alttaş malzeme arasındaki mesafe 100 mm olduğunda ulaşılmaktadır. Buna karşın optimum güç değeri her iki malzeme içinde farklı değerlerde gerçekleşmektedir. Pt için kaplama gücü 2 Watt olmakta iken Co için ise 25 Watt değerinde gerçekleşmektedir. Pt ve Co için bu uzaklık ve güç değerlerinde birim zamandaki kaplama hızları Pt için 0.1 Å /sn, Co için ise 0.3 Å /sn olarak gerçekleşmektedir. PtCo için hedeflenen kimyasal oranın ( $Pt_{0.5}Co_{0.5}$ ) gerçekleştirilebilmesi için PtCo ait faz diyagramı tablosundan yararlanılarak filmlerin hazırlanması sırasında tavlama sıcaklığı 700 °C de tutulmuştur. Kaplamaların gerçekleştirilmesin ardından tavlama sıcaklığı 900 saniye daha aynı sıcaklıkta tutularak, filmlerin kristal yapısının ve yüzey kusurlarının ortadan kalkması hedeflenmiştir. Bu tavlama parametreleri her kaplanan film için aynı şekilde uygulanmıştır.

Yetiştirilen epitaksiyel PtCo filmlerin XPD çalışmaları iki farklı azimuthal yönelimde gerçekleştirilmiştir Daha önceki bölümlerde tanımlandığı gibi Pt (111)

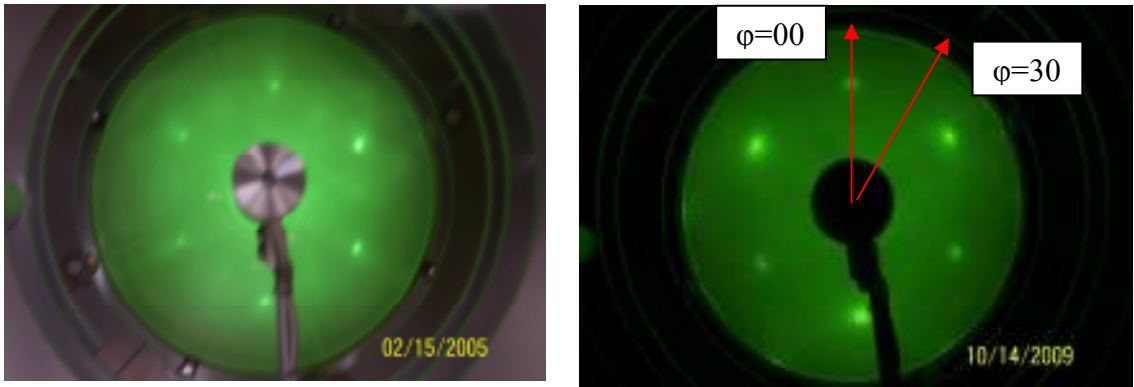
kristalinin üzerine PtCo film yetiştirildikten sonra sırasıyla XPS, LEED ve polar-XPD çalışmaları yapıldı. XPS ile PtCo filmlerin stokimetrisi saptanırken, LEED yüzey simetisine ve azimuthal açı oryantasyonun tanımlanmasında kullanıldı. Ve son olarak da yetiştirilen ultra ince filmlerin, Polar-XPD yardımı ile yapısı karakterize edildi. İlk polar-XPD çalışmasında; tek kristal Pt(111) yüzeyi  $\phi=00^0$  yönüne çevrildikten sonra (8.1 de gösterildiği gibi), PtCo filmi 100 Å kalınlıkta büyütüldü. Daha sonra filmin epitaksiyel olarak yetişip yetişmediği polar-XPD ile kullanılarak saptandı.

Diğer XPD çalışmasında ise; tek kristal Pt(111) yüzeyi  $\phi=30^0$  yönüne çevrildikten sonra farklı kalınlıklarda yetiştirilen PtCo ince filmler için gerçekleştirildi. Bu sefer kalınlığa bağlı epitaksial filmin yapısal gelişimini karakterize edilmeye çalışıldı. Bunun için PtCo ince filmlerin kalınlıkları 20 Å' dan başlayarak 20 Å ' luk adımlarla, 100 Å kadar yetiştirildi. Her yetiştirilen film için sırasıyla XPS, LEED ve XPD çalışması yapıldı.

Literatürden bilmekteyiz ki yetiştirilmek istenen PtCo ın L10 fazı fcc kristal yapıdan farklı olarak FCT (Face Centered Tetragonal) yapısında yetişecektir. Bu nedenle Co ve Pt atomlarının FCT içersinde verecekleri ayrı difraksiyon desenleri bize en azından periyodik bir yapı olup olmadığını ispatlayacaktır. Bunların yanı sıra her ikisinin ayrı ayrı yapacağı difraksiyon desenlerinin süper pozisyonu bize fcc yapının vereceği difraksiyon deseni ile birebir aynı olmamakla birlikte benzeş bir desen (Maksimum difraksiyon açılarının aynı fakat şiddetlerin farklı olması gibi) vermesi beklenilmektedir. Bu nedenle ilk çalışma olarak 100 Å film Pt(111)-R00 oryantasyonu üzerinde yetiştirildi. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar PtCo 'ın FCT kristal yapıya sahip olarak yetiştirdiğini göstermesi üzerine Pt(111)-R30 oryantasyonu üzerinde yapının nasıl oluşacağı ve optimum kalınlığın ne olması gerektiği için farklı kalınlıklarda büyütülerek polar-XPD çalışması yapılmıştır. Yapılan bu iki deneysel çalışmanın sonuçları takip eden bölümler de verilmiştir.

### 8.3 Epitaksial İnce film PtCo/Pt (111)-R00

Bu çalışmada azimuthal olarak  $\varphi=00^\circ$  yönüne çevrilmiş Pt (111) üzerine 100 Å PtCo ince film büyütülmüştür. PtCo ince filmin büyütülmesinin ardından alınan LEED resmi aşağıdaki şekil 8.1a' da 8.1.b' de ise Pt (111)' e ait LEED deseni verilmiştir, PtCo için alınan LEED deseni yapının yüzeyinde fcc yapının oluştuğunu göstermektedir. Pt (111) ve PtCo film yüzeylerinden alınan LEED resimleri için aynı elektron enerjisi (150eV) kullanılmıştır. Elde edilen her iki deseninde örtüşmesi bize yetişen filmin alttaş ile aynı yapıda olduğunu ve en azından aynı yüzey simetrisine sahip olduğunu göstermektedir. Buradan yola çıkarak epitaksiyel büyütmenin olduğu sonucu çıkarılabilir. Ancak polar-XPD kullanılarak derinlemesine çünkü LEED ile sadece yüzeydeki yapı incelenebildiğinden) epitaksial bir yapının oluştuğu ve yetiştirilen film ile alttaş tek kristal yapı arasındaki ilişki karakterize edilmelidir.



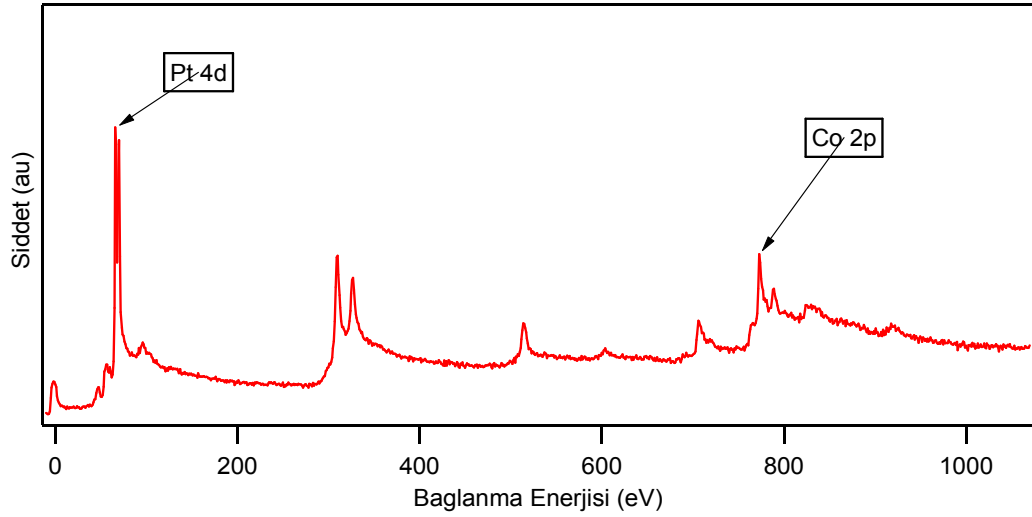
Şekil 8.1. a) Kimyasal ve Mekanik parlatma işeminin ardından Pt (111)' den alınan LEED deseni. b) 100 Å PtCo filminden 150 eV kullanılarak alınan LEED resmi. Şekilde polar-XPD nin yapıldığı azimuthal referans doğrultularıda gösterilmektedir.

Ultra ince epitaksiyel yapının XPD karakterizasyonuna başlanılamadan önce genel bir XPS çalışması yapıldı. Yapılan bu XPS çalışması ile yüzey kirliliği ve elementel kompozisyona bakılmıştır. Alınan bu geniş XPS spektrumun yanı sıra yüzeyde görülen her elementin ana kor pikinden de hassas veri penceresi de

alınmıştır. Bu hassas veri pencereleri PtCo' ın kimyasal oranın belirlenmesinde kullanılmaktadır.

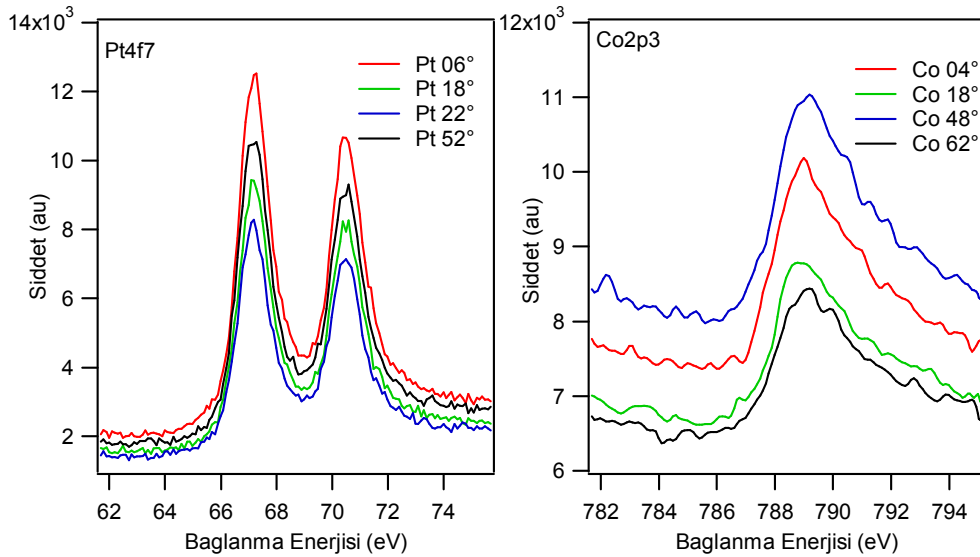
Yetiştirilen PtCo ince film yüzeyinden alınan XPS spektrumu takip eden şekil 8.2' de verilmektedir. Yüksek tarama sayısı kullanılarak yapılan XPS çalışmasında yetiştirilen filmin kimyasal olarak istenen saflıkta ve yetiştirilen filmlerin hedeflendiği gibi  $Pt_{5.5}Co_{5.5}$  karışıma sahip olduğu görülmüştür. Stokimetriyi belirledikten sonra LEED resmine göre istenen azimuthal yöne çevrilmiş numunenin XPD çalışması için XPS analizörü ve numune pozisyonu daha önceden belirlenen parametrelere göre ayarlanarak XPD çalışmasına hazırlanılmıştır.

Analizörün giriş ve elektrostatik lensleri  $1^\circ$  giriş açısına göre ayarlanarak aç tarama hassasiyeti  $0.5^\circ$  'ye kadar indirilerek yüksek aç hassasiyetine göre hazırlanan analizörün numuneye olan mesafesi de tekrar optimize edilmiştir. Zira aç hassasiyetiyle birlikte değişen elektron giriş açısı numunenin optimum mesafesinin değişimine neden olmaktadır. Bunun için Co veya Pt piklerinden herhangi biri kullanılarak mesafe ayarı yapılmıştır. Numunenin analizöre göre olan mesafesi değiştirilerek, Pt veya Co pikinin maksimum şiddeti optimize edilir. Belirlenen optimum mesafenin artırılması veya azaltılması kullanılan XPS pikin şiddetinin mutlak azalmasına neden olur.



Şekil 8.2. Hazırlanan PtCo ince filmin yüzeyine ait XPS spektrumu.

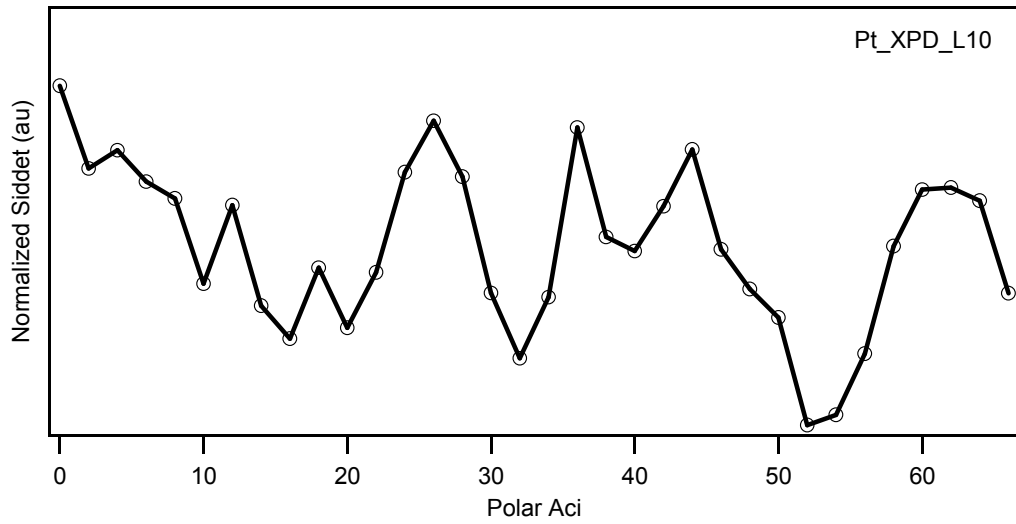
Oryantasyon, pozisyon ve analizör ayarlarının yapılmasının ardından polar-XPd deneyi için z- ekseni etrafında polar açı 0 dereceden 66 dereceye kadar ikişer derecelik adımlarla ile taranarak değişen her iki derecelik adımda Co2p3 ve Pt4f7 piklerine ait yüksek hassasiyet de XPS veri pencereleri alınmıştır. Şekil 8.3’ de belli polar açılara karşılık alınmış ana kor Pt4f7 ve Co2p3 piklerinin şiddetlerinin nasıl değiştiğini göstermektedir.



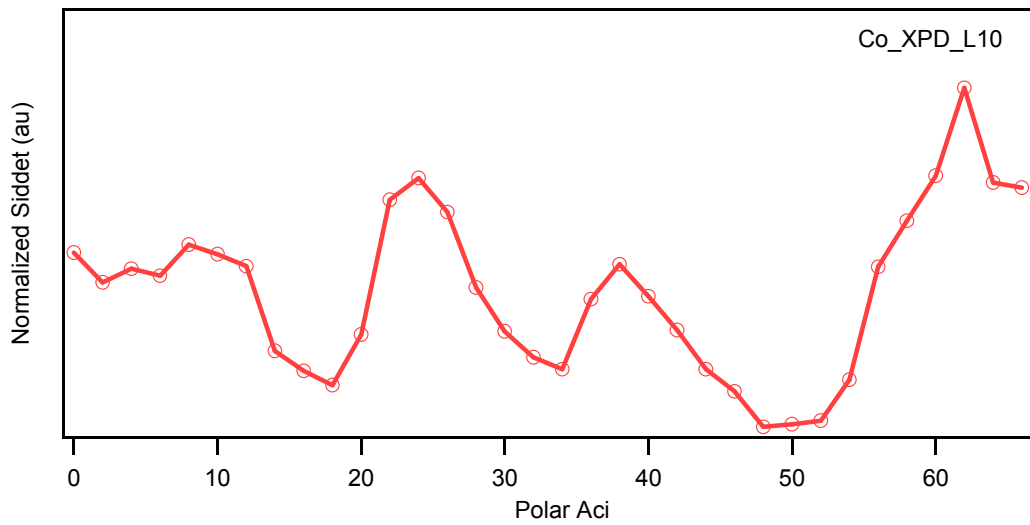
Şekil 8.3. Pt4f7 ve Co2p3 piklerin şiddetlerinin polar açığa bağlı nasıl değiştiği gösterilmektedir.

Bu çalışmada her açığa karşılık gelen XPS piklerinin alanları **Igor** veri işlem programı içerisinde geliştirilen fit programı yardımı hesaplanmaktadır. Bunun için evvela integral tipi background fonksiyonu XPS spektrumundan çıkarılmakta ve bu

işlemin ardından geriye kalan pikin alanı, Voigt tipi fonksiyon ile fit edilerek hesaplanmaktadır. Aynı işlemler her açıya karşılık gelen spektrumlar için dikkatlice yapılmaktadır. Yapılan işlemler her spektrum için aynı olmak zorundadır; eğer olmazsa pik alanların açıya göre değişimini verecek polar-XPD deseni yanıltıcı olur. Şekil 8.4' de ve Şekil 8.5' de sırasıyla platin ve kobalt için yapılan XPD deneylerinden elde edilen spektrumların, deneyin yapıldığı açıya karşılık gelen spektrumun fit edilmesinden bulunan alan değerlerine karşılık gelen açılara bağlı grafikleri gösterilmiştir.



Şekil 8.4. Pt4f7 ye ait PtCo ince filminden alınan polar-XPD spektrumu. Difraksiyon pikleri 12, 18, 26, 36, 44 ve 61 de gözlemlenmektedir.

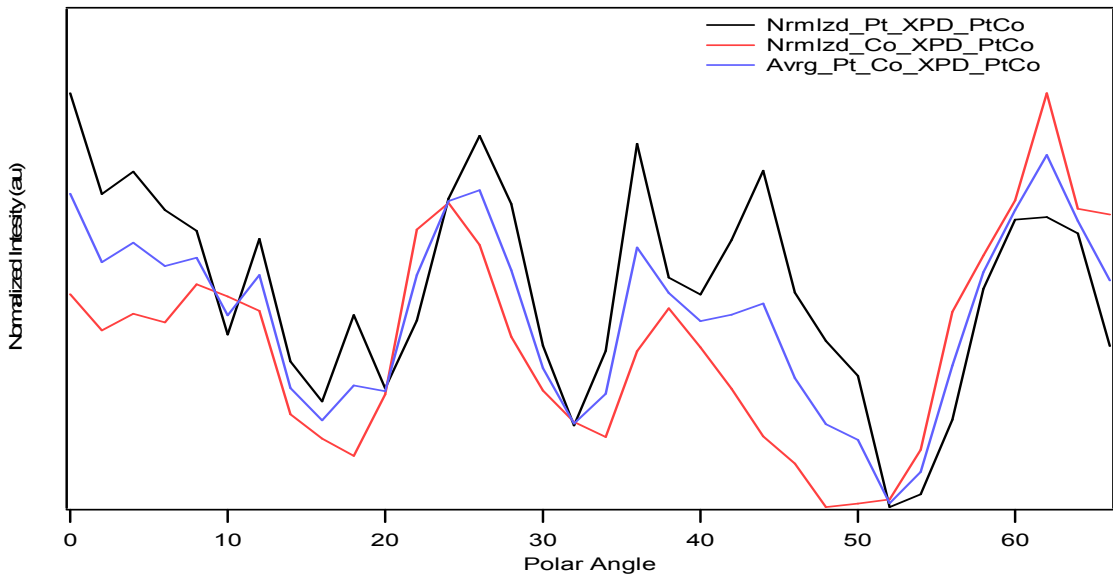


Şekil 8.5. Co2p3 e ait PtCo ince filminden alınan polar- XPD spektrumu. Difraksiyon pikleri 8°, 26°, 38°, ve 62° de gözlemlenmektedir.

Hem Pt hem de Co' ın şiddetlerinin açığa bağlı değişim göstermesi bize hazırlanan filmin bir kristal yapıya sahip olduğunu ispatlamaktadır. Her ne kadar fcc yapısına benzemekle birlikte FCT kristal yapısı fcc yapının aksine c yönündeki mesafe daha kısadır ve bunun yanı sıra Co atomları yanal yüzeylerde yerleşmiştir. fazında FCT kristal.

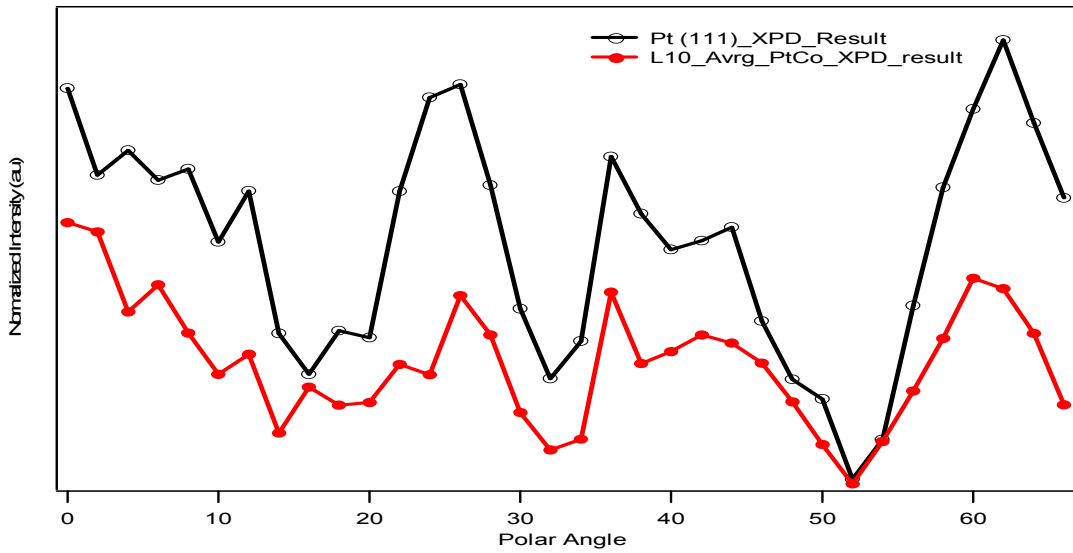
Alttaş olarak kullanılan Pt(111) yüzeyi üzerine yapılan polar-XPD çalışması bize bu yüzeyde iki farklı domain yapısı olduğunu ispatlamıştır [1]. Dolayısıyla yetiştirilen PtCo filmde alttaşın domain yapısından etkilenecektir. Bu durumda direk saf kristal simülasyonu çözüme yardımcı olmayacaktır. Ancak saf Pt(111) yüzeyinden alınan Pt4f7 XPD deseni  $L1_0$  fazından alınacak Pt4f7 ve Co2p3 XPD desenlerinin süperpozisyonuna eşit olması beklenmektedir. Şekil 8.6' da XPD spektrumunda hem  $L1_0$  yapısında büyüttüğümüzü düşündüğümüz PtCo yapısından alınan Pt4f7 ve Co2p3 XPD spektrumlarını ve ayrıca ikisinin üst üste konulmasıyla elde edilen süper pozisyonlarına ait XPD deseni gösterilmektedir.

Bu spektrumlardan da görüldüğü üzere hem Pt hem de Co için XPD spektrumlarının süper pozisyonun oluşturduğu XPD spektrumun da ki piklerde azda olsa bazı bağıl kaymalar gözlemlenmektedir.



Şekil 8.6. Alttaş malzeme Pt' dan, PtCo ince filmin hem Pt hem Co bileşeninden ayrı ayrı alınan XPD spektrumları. Siyah çizgi ile gösterilem XPD spektrumu PtCo filminden alınan Pt ve Co elementlerinin oluşturdukları XPD spektrumlarının süper pozisyonu.

PtCo alaşım ince filmi oluşturan elementlerinin her birinin oluşturduğu toplam XPD spektrumu, alttaş malzemeden elde edilen Pt4f7 kore pikinin vermiş olduğu spektrum ile aynı davranışları göstermektedir. şekil 8.7’de alttaş Pt(111) yüzeyinden Pt4f7 pikinin vermiş olduğu XPD spektrumu ile  $L1_0$  olduğunu düşündüğümüz PtCo yüzeyinden hem Pt hem de Co elementlerinin toplam vermiş oldukları XPD spektrumları karşılaştırılmaktadır. Büyük açılara doğru yaklaştıkça toplam XPD (kırmızı çizgi) spektrumunda negatif yöne doğru bir azalma görülmektedir. Bu azalmanın  $L1_0$  fazının FCT kristal yapısından kaynaklandığını düşünmekteyiz. Buna karşın genişlemenin etkisinin tüm difraksiyon doğrultularında g z kmemesinden dolayı hala tek kristal alttaş etkisinin olduğunu düşünüyoruz. Daha yüksek kalınlıklara çıkıldığında alttaş etkisinin kaybolarak tam bit  $L1_0$  FCT yapının gözlemleneceğini düşünmekteyiz.



şekil 8.7. Alttaş malzemeden elde edilen XPD spektrumu ile PtCo ince filmde hem Pt hem de Co için elde edilen XPD spektrumlarının süper pozisyonundan elde edilen XPD spektrumları.

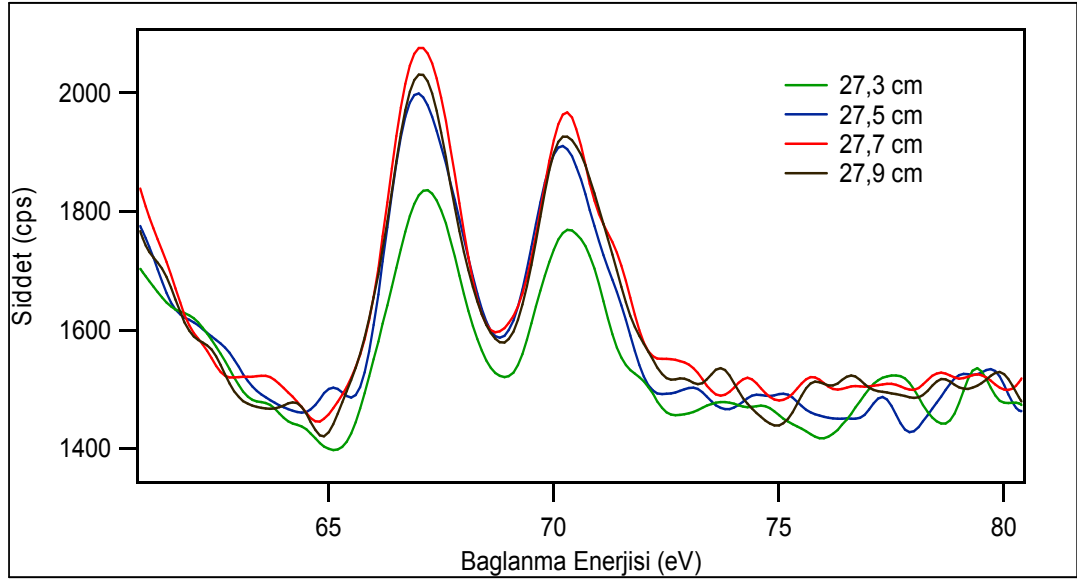
Bu ilk alaşım epitaksial film çalışmasında XPD tekniğinin de yardımıyla PtCo filmi alttaşın etkisiyle  $L1_0$  fazında FCT yapısında yetiştiği gözlemlendi.

## 8.4 E-Beam İle Epitaksiyel L1<sub>0</sub> Fazına Sahip PtCo Film Hazırlanması

L1<sub>0</sub> fazına sahip epitaksiyel PtCo alaşım film magnetron sputtering sistemi dışında ayrıca sistem üzerinde bulunan ve magnetron sputtering tekniğine göre daha hassas kaplama yapabilen E-Beam sisteminde hazırlanmıştır. E Beam sisteminin ilk kez bu çalışma için kullanıyor olmasından dolayı hem kaplamaların yapılacağı pozisyonun belirlenmesi hem de platin ve kobalt için kaplama hızlarının belirlenmesi süreçleri detaylı bir biçimde verilmiştir. Gerekli kalibrasyon işlemlerinin ardından 20 Å ile 100 Å arasında 20 Å' luk adımlar ile Pt (111) alttaş malzeme üzerine büyütülerek LEED ve XPD teknikleri ile karakterizasyon işlemleri yapılmıştır.

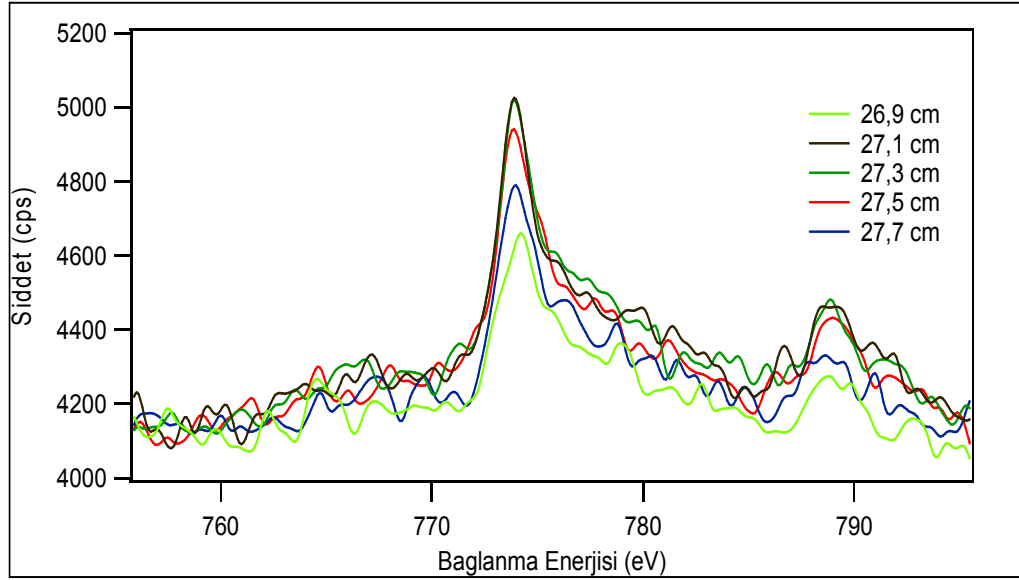
### 8.4.1 E-Beam İçin Kaplama Yerin Tespiti

E-Beam kaplama düzeneğinin sistem üzerinde bulunduğu pozisyonun kaynaklanan ve çözümlenmesi gereken en önemli problemlerden biri gerçekleştirilen kaplamanın pozisyonun tam olarak belirlenmesi problemidir. Bu problemin çözümü için hem kobalt hem de platin için kaplamanın gerçekleştiği pozisyonu tam olarak belirlemek için XPS kullanıldı. Yapılan kaplamaların hemen ardından değişik mesafelerden XPS spektrumları alındı ve alınan XPS spektrumlarından en büyük şiddete sahip olan mesafenin kaplamanın yapıldığı pozisyon olduğu belirlendi. Aşağıdaki XPS spektrumlarında bu durum gösterilmiştir, bu grafiklerde gösterilen mesafe z- ekseninde mesafeyi göstermektedir.



Şekil 8.8. Platin için yapılan mesafe belirlemek için XPS çalışması.

Benzer çalışma kobalt için yapılmıştır ve pozisyonun değişmesine bağlı olarak kobalt için gerçekleşen değişimler Şekil 8.9’ de gösterilmiştir. Bu çalışma sayesinde kaplamaların gerçekleştirileceği pozisyon belirlenmiş olmaktadır.



Şekil 8.9. Kobalt için yapılan mesafe belirlemek için XPS çalışması.

### 8.4.2 E-Beam İçin Kalınlık Kalibrasyonu

Büyütülecek epitaksiyel ultra ince PtCo film için ilk aşama kullanılacak hedef malzemelerin kalınlık kalibrasyonların yapılmasıydı. Kalınlık kalibrasyonu için X Ray Fotoelektron Spektroskopisi tekniği kullanıldı. Hem kobalt hem de platin molibden alttaş malzeme üzerine büyütüldü. Kobaltın kaplama hızının belirlenmesinde aşağıdaki adımlar izlendi;

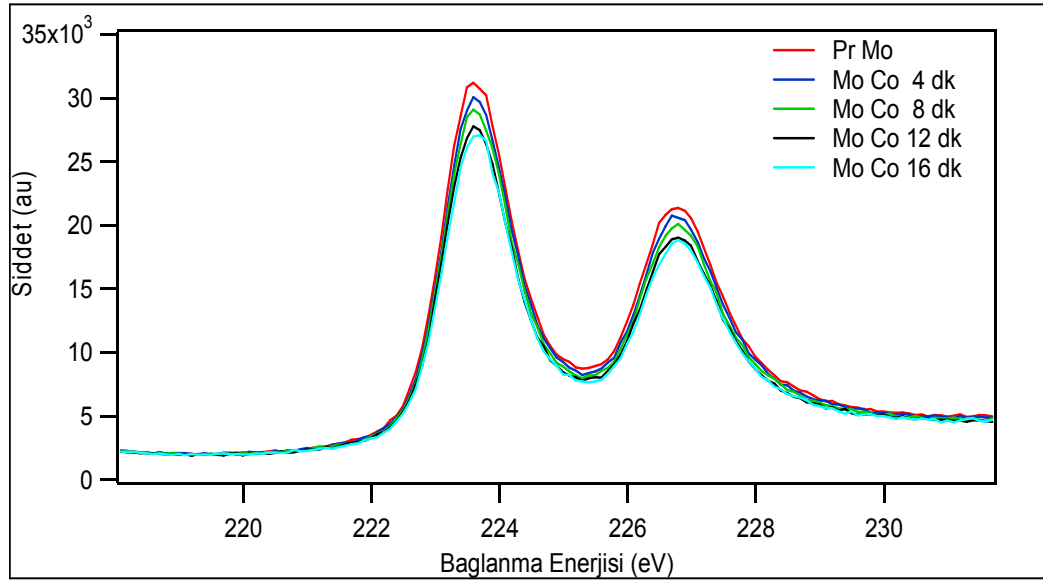
1. Üzerine hiçbir kaplamanın yapılmadı saf molibden alttaş malzemenin XPS spektrumu alındı.
2. Toplam dört adet ayrı ayrı dörder dakikalık kobalt kaplamaları molibden üzerine yapılarak, her adımdan sonra molibdene ait ana pikin değişimi incelendi.(Şekil 8.10).
3. Her kaplamanın ardından molibdenin ana pikinin altında kalan alan hesaplanarak, bu alan değerleri Tanuma-Powel-Penn tarafından geliştirilen ifadede (Eşitlik8.1) kullanılarak kobalt için birim zamandaki kaplama hızı hesaplanmıştır (Şekil 8.11).

$$I_s = I_s(0) \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \quad (8.1)$$

Bu eşitlikte  $I_s$  kobalt kaplamaların ardından molibdene ait ana pikin şiddetinin değerini göstermektedir,  $I_s(0)$  saf molibdenin ana pikinin şiddet değerini,  $d$  yapılan kaplamanın kalınlığını ve son olarak  $\lambda$  ise molibdene ait foto elektronların kobalt içersinde iki inelastik çarpışma arasındaki aldıkları ortalama serbest yolu göstermektedir. Bu değerın hesaplanmasında NIST tarafından geliştirilen IMFP (Inelastic Mean Free Path) Database 1.1 V programı kullanılmıştır. Molibdenin kobalt ile kaplanması ile oluşan yapı için kullanılacak ortalama serbest yol değeri  $\lambda = 12,69 \text{ Å}$  olarak bulunmuştur. Kobalt için kalınlık kalibrasyonu için kullanılan kaplama parametreleri ise aşağıda Tablo 8.1' de verilmiştir.

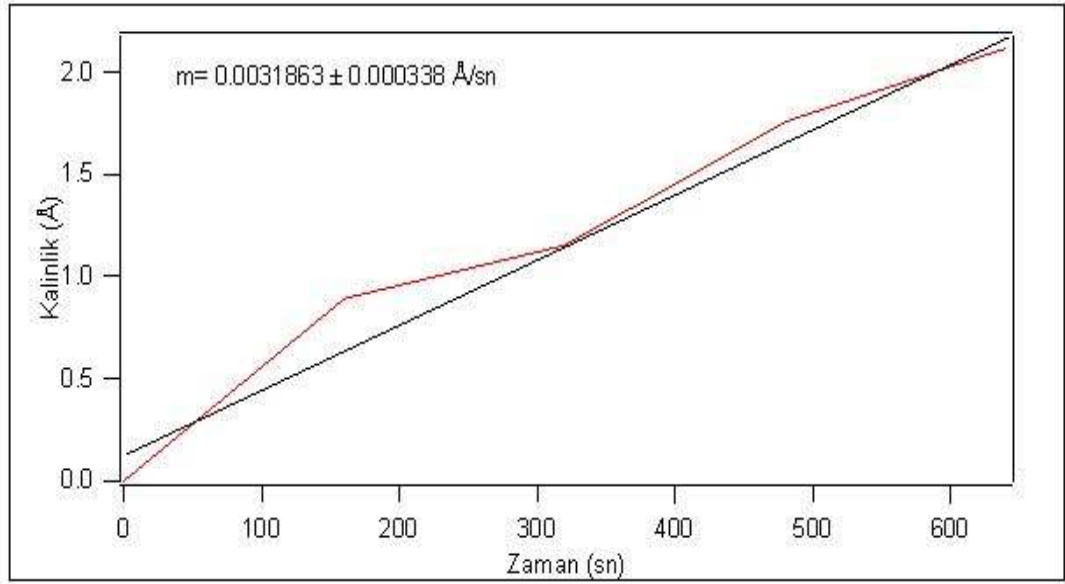
Tablo 8.1. Kobalt kalibrasyonu için kullanılan parametreler.

|                    |         |                     |                            |
|--------------------|---------|---------------------|----------------------------|
| Kullanılan Gerilim | 850 V   | Kap. Öncesi Basınç  | $4,6 \times 10^{-10}$ mbar |
| Emisyon Akımı      | 10,3 mA | Kap. Anında Basınç  | $4,4 \times 10^{-9}$ mbar  |
| Flaman Akımı       | 2 A     | Kap.Öncesi Sıcaklık | 27 °C                      |
| Akı (Flux)         | 21,2 nA | Kap.Anında Sıcaklık | 67 °C                      |



Şekil 8.10. Molibden'e ait ana XPS pikinin her bir kobalt kaplamanın ardından şiddetinin değişimi.

Şekil 8.8' de XPS kullanılarak elde edilen bu spektrumların her birinin altında kalan alan değerlerinin fit edilerek bulunmasının ardından Eşitlik 8.1 de yerine yazılarak her bir adımda ne kadar kobalt kaplama yapıldığı bulunmuştur.



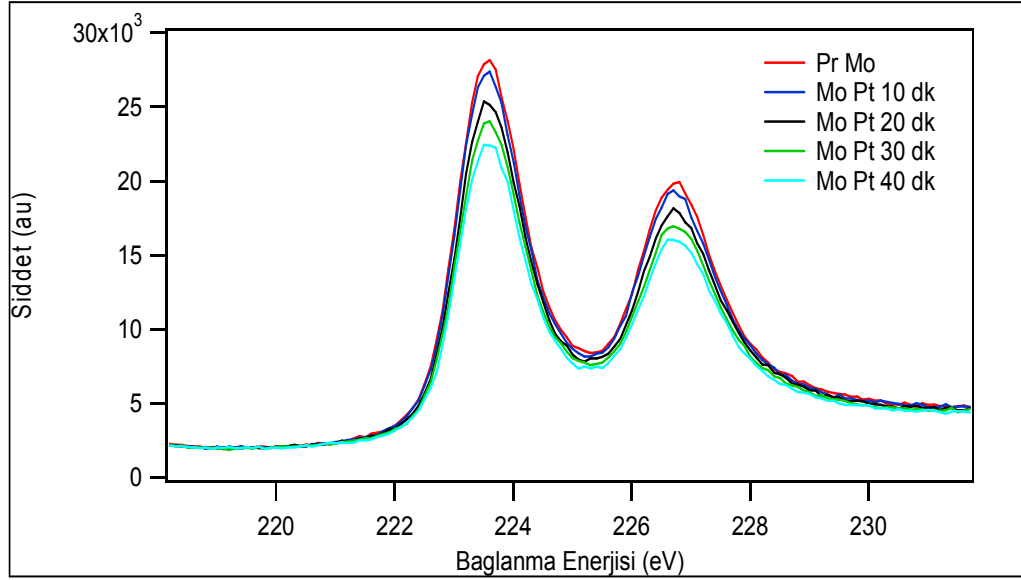
Şekil 8.11. Her bir adımda kaplanan kobalt değerlerinin zamana bağlı gösterimi.

Yukarıda verilen grafiğin fit edilerek eğiminin hesaplanmasıyla, kobalt için kaplama hızı 0,0031863 Å/sn olarak hesaplanmıştır. Hedeflenen çalışma PtCo alaşımlandırma olmasından dolayı ikinci bir kalibrasyon çalışması platin için gerçekleştirilmiştir. Platin içinde yukarıda anlatılan adımlar gerçekleştirilmiştir. Platin için her bir adımda kaplama süresi on dakika olarak yapılmıştır, bunun nedeni platinin erime sıcaklığının kobalta göre daha yüksek olmasındandır. Platin kaplamasında kullanılan parametreler Tablo 8.2’ de verilmiştir.

Tablo 8.2. Platin için kaplama parametreleri.

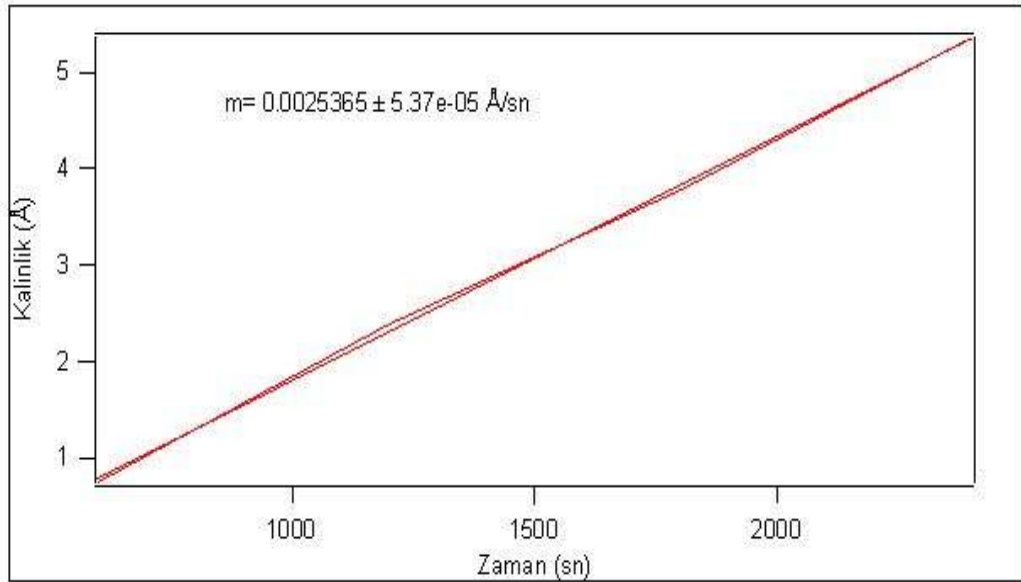
|                    |         |                     |                            |
|--------------------|---------|---------------------|----------------------------|
| Kullanılan Gerilim | 1000 V  | Kap. Öncesi Basınç  | $4,4 \times 10^{-10}$ mbar |
| Emisyon Akımı      | 19,5 mA | Kap.Anında Basınç   | $4,4 \times 10^{-9}$ mbar  |
| Flaman Akımı       | 2,40 A  | Kap.Öncesi Sıcaklık | 40 °C                      |
| Akı (Flux)         | 12,6 nA | Kap.Anında Sıcaklık | 135 °C                     |

Molibden’ e ait foto elektronların platin içersinde alacakları ortalama inelastik yol değeri ise yine NIST tarafından geliştirilen program yardımıyla  $\lambda = 21,27$  Å olarak belirlenmiştir. Kobalta benzer olarak yine platin içinde molibdenin ana pikinin her bir platin kaplamadan sonra şiddetindeki değişim Şekil 8.12 ‘ de verilmiştir.



Şekil 8.12. Platin kaplamalarının ardından molibdenin ana pikinin şiddetindeki değişim.

Yine her bir pikin altında kalan alanların fit edilmesi bulunan değerlerin Eşitlik 8.1 kullanılarak her bir adımda kaplanan platin miktarının belirlendi ve Şekil 8.13 elde edildi.



Şekil 8.13. Her bir adımda kaplanan platin miktarının zamana bağlı gösterimi.

Bu grafiğin eğimi bize platin için kaplama hızı vermektedir ve bu değer  $0,0025365 \text{ Å/sn}$  olarak belirlenmiştir. Bu çalışmalar ışığında kobalt ve platin için

kaplama hızları bulunmuştur, fakat burada çözülmesi gereken başka bir problem daha vardır, E-Beam kullanılarak büyütülmesi hedeflenen epitaksiyel alaşım PtCo filmin eşit kimyasal oranlarda platin ve kobalt içermesi gerekliliğidir. Yukarıda yaptığımız hesaplamalar sonucunda elde ettiğimiz sonuçlar; kobaltın birim zamanda daha hızlı kaplandığını göstermektedir ve hedeflenen kimyasal oranın gerçekleştirilebilmesi için kobaltın kaplama hızının platin ile aynı hıza getirilmesini gerekmektedir. Magnetron sputtering tekniğinde bu sorun hem platinin hem de kobaltın kaplama sürelerinin ayrı ayrı girilebilir olmasından dolayı istenen kimyasal oranlara rahatlıkla ulaşılabilirdi, fakat E-Beam tekniğinde her bir hedef malzeme için bu mümkün değildir. Çünkü her iki hedef malzemenin kapaklarının birlikte aynı anda açılmasından dolayı bu problem ancak her iki hedef malzemenin aynı hızda kaplanması ile aşılabilecektir.

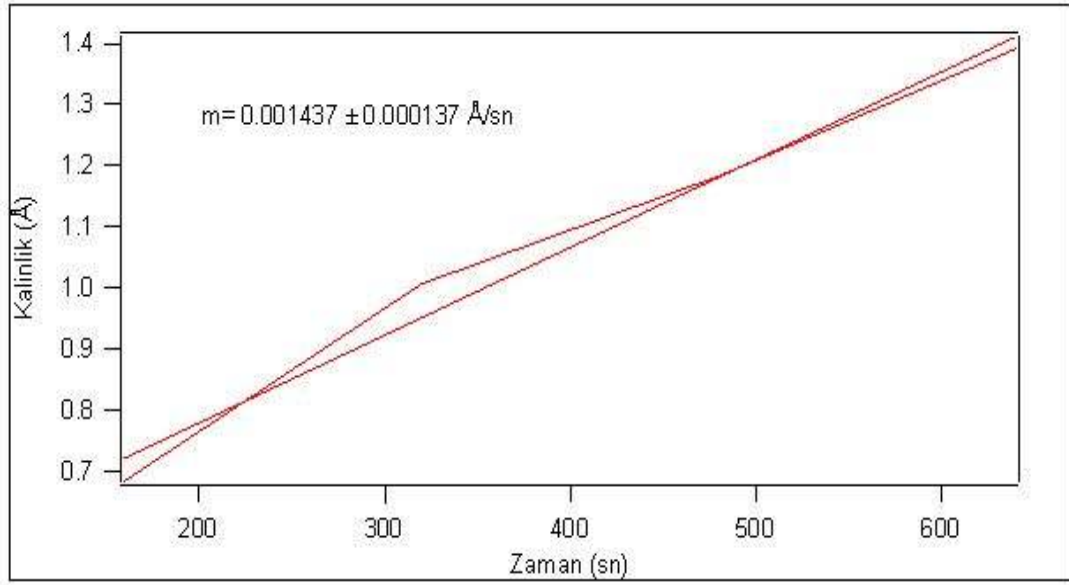
Kaplama hızı problemini aşmak için ise iki yöntem vardır, bunlardan birincisi kalınlık sensörü kullanmak ikincisi ise kobaltın kaplama parametrelerinde değişiklikler yaparak ikinci bir kalınlık kalibrasyonu yapmaktır, bu ikinci kalınlık kalibrasyonunda E-Beam tekniğinde kaplamanın hızında en etkili parametre olan flux (akı) değerinde değişiklik yapmaktır. Biz bu hedefe ulaşmak için ikinci yolu seçtik, çünkü sistemimiz üzerinde bir kalınlık sensörü (sipariş edilmiş olmasına rağmen henüz elimize ulaşmayan) bulunmamasından dolayı bu birazda mecburiyetten olmuştur.

Kalınlık kalibrasyonu içinde flux değerini ilk yaptığımız çalışmadakine göre yarı yarıya düşürerek kalınlık miktarının buna göre nasıl değiştiğini hesapladık. Bu durum için kullandığımız kaplama parametreleri Tablo 8.3' de verilmiştir.

Tablo 8.3. İkinci kobalt kalınlık kalibrasyonu için kullanılan kaplama parametreleri.

|                    |         |                     |                            |
|--------------------|---------|---------------------|----------------------------|
| Kullanılan Gerilim | 810 V   | Kap. Öncesi Basınç  | $4,2 \times 10^{-10}$ mbar |
| Emisyon Akımı      | 10 mA   | Kap.Anında Basınç   | $4,1 \times 10^{-9}$ mbar  |
| Flaman Akımı       | 2 A     | Kap.Öncesi Sıcaklık | 56 °C                      |
| Akı (Flux)         | 10,6 nA | Kap.Anında Sıcaklık | 101 °C                     |

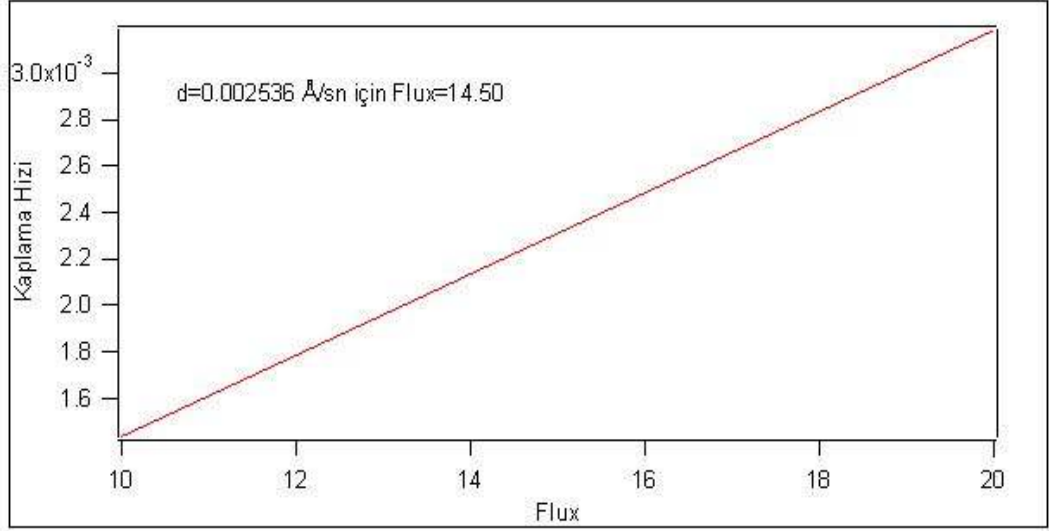
Bu parametreler kullanılarak yapılan kobalt kaplamalarına karşılık elde edilen kalınlık-zaman grafiği Şekil 8.14' de gösterilmiştir.



Şekil 8.14. İkinci kobalt kalınlık kalibrasyonu için elde edilen kalınlık zaman grafiği.

Tablo 8.3' de verilen parametreler için kobaltın kaplama hızı grafiğinin eğiminden  $0,001437 \text{ Å/sn}$  olarak belirlenmiştir.

Kobalt için gerçekleştirilen ikinci kalınlık kalibrasyonunda hedeflendiği gibi flux değerinin yarıya düşmesi sonucu kaplama hızında yaklaşık yarı yarıya bir düşme gözlenmiştir, sonuçları daha tutarlı olması için her iki kaplamada kullanılan flux değerlerinin kaplama hızına bağlı grafiği çizilmiştir (Şekil 8.15). Bu grafik kullanılarak platin için bulunan kaplama hızı değerinin kobalt için hangi flux değerinde ulaşılacağı hesaplanmıştır.



Şekil 8.15. Her iki kobalt kalibrasyonunda kullanılan flux değerinin, elde edilen kaplama hızına bağlı grafiği.

Grafik üzerinde de belirtildiği gibi, kobaltın kaplama hızına eşit olması için kullanılacak flux değeri 14, 5 olarak belirlenmiştir.

### 8.4.3 PtCo Büyütme Parametreleri

PtCo alaşımlandırmasına ait kaplamada kullanılan parameterleri platin ve kobalt için tablo 8.4 ve tablo 8.5’ de verilmiştir.

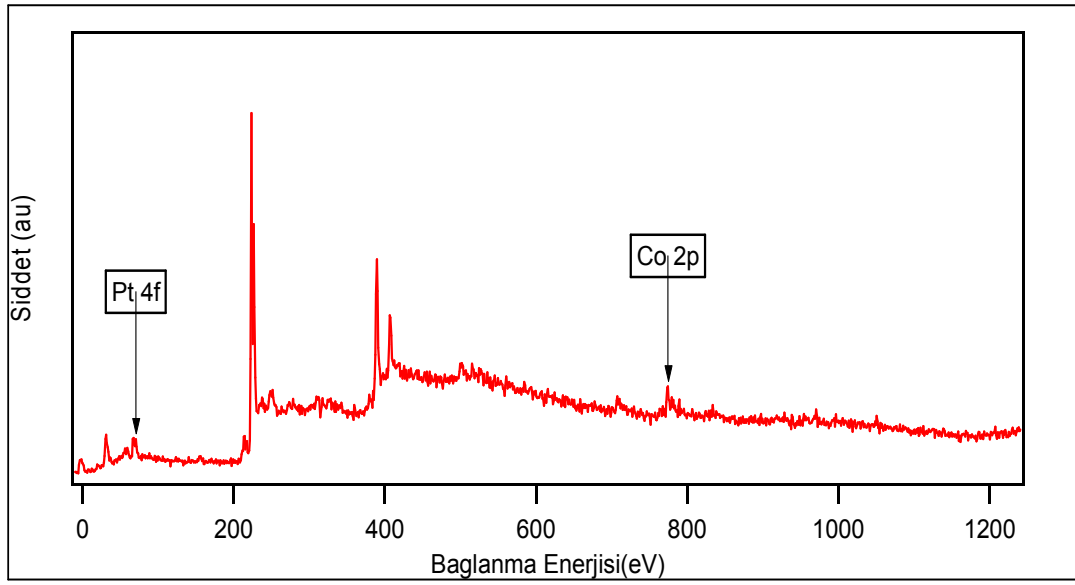
Tablo 8.4. Platin için kullanılan kaplama parametreleri.

|                    |                         |                     |                            |
|--------------------|-------------------------|---------------------|----------------------------|
| Kullanılan Gerilim | 814 V                   | Kap. Öncesi Basınç  | $4,2 \times 10^{-10}$ mbar |
| Emisyon Akımı      | 9.9 mA                  | Kap.Anında Basınç   | $4,1 \times 10^{-9}$ mbar  |
| Flaman Akımı       | 2 A                     | Kap.Öncesi Sıcaklık | 54 °C                      |
| Akı (Flux)         | 14.5 nA( <b>SABİT</b> ) | Kap.Anında Sıcaklık | 140 °C                     |

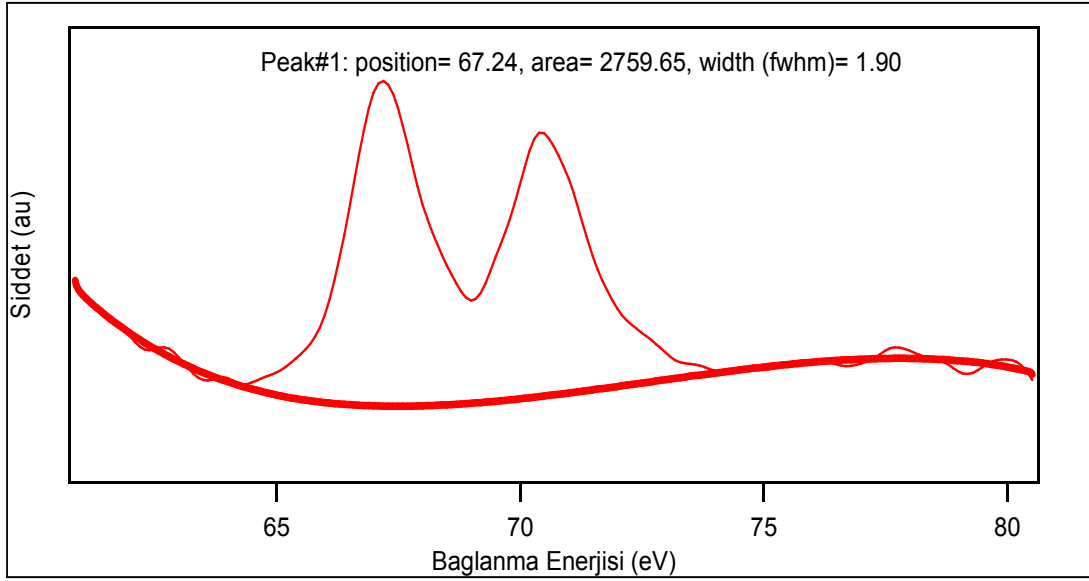
Tablo 8.5. Kobalt için kullanılan kaplama parametreleri.

|                    |          |                     |                            |
|--------------------|----------|---------------------|----------------------------|
| Kullanılan Gerilim | 1000 V   | Kap. Öncesi Basınç  | $4,2 \times 10^{-10}$ mbar |
| Emisyon Akımı      | 21.9 mA  | Kap.Anında Basınç   | $4,1 \times 10^{-9}$ mbar  |
| Flaman Akımı       | 2-2.5 A  | Kap.Öncesi Sıcaklık | 54 °C                      |
| Akı (Flux)         | 17-23 nA | Kap.Anında Sıcaklık | 140 °C                     |

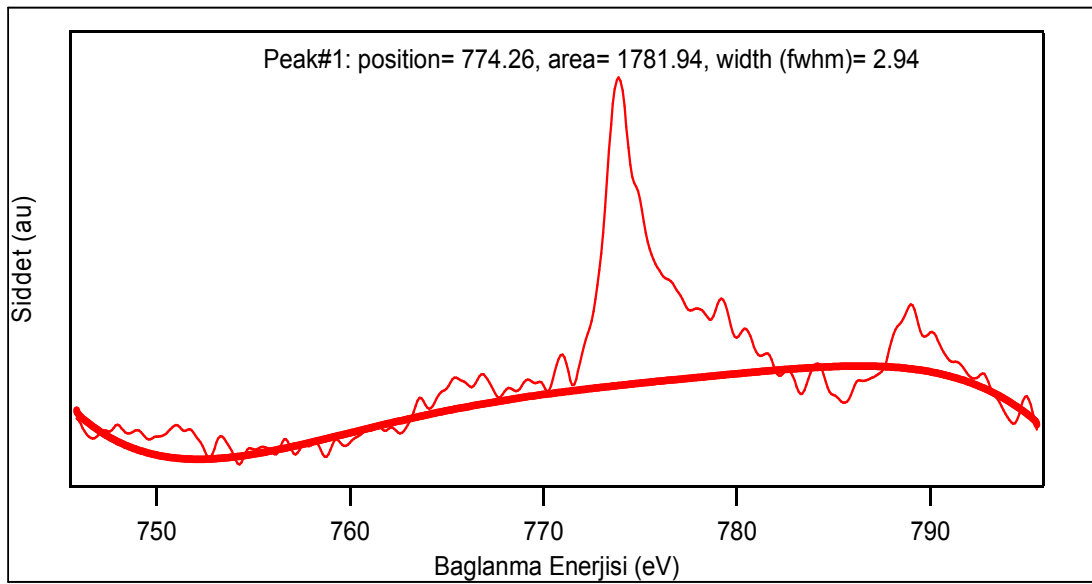
PtCo alaşıma ait geniş XPS spektrumu Şekil 8.12’de verilmiştir Her iki elementin dar XPS spektrumları Şekil 8.16 ve 8.17’ de verilmiştir.



Şekil 8.16. PtCo alaşımına ait geniş XPS spektrumu.



Şekil 8.17. Platin' e ait dar XPS spektrumu.



Şekil 8.18. Kobalta ait dar XPS spektrumu.

Platin ve kobalt için bulunan alan değerlerinden hareketle oluşturulan alaşımın kimyasal oranı hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda önemli noktalardan biride platin ve kobalt için atomik hassasiyet faktörüdür (ASF), bu değer XPS deneyinde kullanılan X-ray kaynağının türüne ve çalışılan elementin hangi core seviyesinden fotoelektronların söküldüğüne bağlı olarak değişmektedir. Biz sistemimizde  $AlK\alpha$ , X Ray kaynağı kullandığımız için platin için ASF faktörü 5.575 ve kobalt için 3.590 olarak verilmektedir. Alaşımdaki platin ve kobalt oranını bulmak

için piklerin altında kalan alan, o element için verilen ASF faktörüne bölünmesi ile elde edilir. Bu alaşımlandırma için alaşımdaki kobalt oranı hedeflendiği gibi %50 ve platin içinde %50 olarak bulunmuştur.

## **8.5 20 Å -100 Å Kalınlığında Epitaksiyel PtCo/Pt (111)-R30 İnce Film**

Bu çalışmada ise azimuthal olarak  $\phi=30^\circ$  döndürülen Pt(111) üzerine 20Å ‘dan başlanarak 100Å’ a kadar 20Å adımlarla beş farklı kalınlıkta PtCo ince filmler E-Beam ile büyütülmüştür. Pt (111) yüzeyinden ve her yetiştirilen PtCo filmin yüzeyinden LEED resimlerinin alınmasına imkân verecek hekzagonal yüzey difraksiyonu oluşmuştur. Alınan her LEED deseninin şekil 8.1. a da verilen ile aynı olmasından dolayı tekrar verilmedi. Bu sonuç bize yetiştirilen yapının en azından iki boyutlu yüzey yapısında değişiklik olmadığını göstermektedir.

Yukarıdaki bölümde de yapılan işlemlerin aynısı burada da tekrarlanmıştır. Yine Pt(111) kristali vakum dışına alınarak yüzey normali etrafında azimuthal yönde  $30^\circ$  döndürülmüştür. Vakum ortamından dışarı çıkarılan numunenin tekrar vakum ortamına girene kadar geçen sürede filmin yüzeyinde oluşan oksijen ve karbon tabaka vakum ortamında Argon İyon sputtering ile temizlenerek ve  $1150^\circ\text{C}$  tavlansak kristal yüzeyi hazırlanmıştır. Bu işlemlerin yapılmaması durumunda yüzeyden LEED difraksiyon deseni ya hiç alınamıyor yada çok silik bir difraksiyon deseni alınmaktadır. Argon sputtering ve tavlama işlemleri sonucunda, LEED desinin alınmasıyla kristal X PD deneyine hazır olmaktadır.

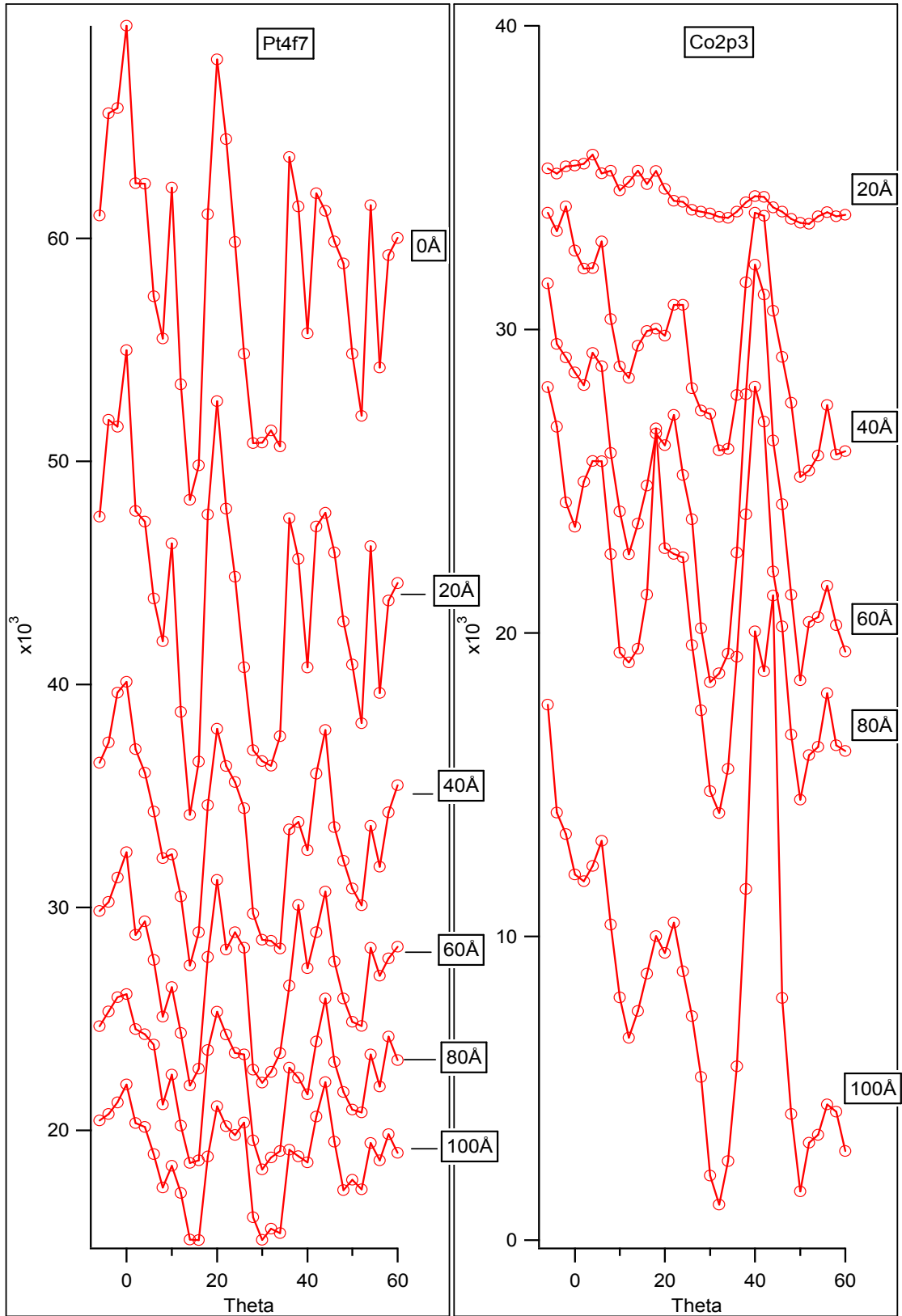
Pt (111) kristalinin  $30^\circ$  döndürüldüğünün LEED resmi ile doğrulanmasının ardından, bu kristal için XPD deneyine geçilmiştir. Alttaş malzeme Pt (111) yüzeyinden Pt ve her kaplamanın ardından film yüzeylerinden hem Pt ve hemde Co’ dan  $0^\circ$ - $66^\circ$  arasında  $2^\circ$ ’lik adımlarla polar tarama yapılmıştır. Bu çalışmada Pt (111) yüzeyi üzerine 20, 40, 60, 80 ve 100’ er Angström kalınlıkta PtCo ince filmler yetiştirilmiştir. Yetiştirilen her filmde Pt ve Co ana piklerin oluşturduğu polar-XPD çalışması yapılmıştır.

Şekil 8.19’ da Pt4f7 ve Co2p3 piklerin, Pt(111)R 30° oryantasyonu üzerinde oluşturulan kristal yüzeyinden başlayarak farklı kalınlıklardaki PtCo filmlerin oluşturdukları polar-XPD spektrumları gösterilmektedir. Pt4f7 pikinin XPS veri penceresi saf kristal yüzeyi ve üzerine kaplanan tüm kalınlıklardan alınmışken; Co2p3 pikinin XPS veri penceresi de 20Å ve üzerindeki film kalınlıklarından polar-XPD desenleri alınmıştır.

Kobaltın verdiği polar-XPD spektrumlarına bakıldığında yapının 100Å civarında doyuma ulaşmaya başladığı görülmektedir. İlk 20 Å kalınlıkta yaklaşık bir veya iki mono tabakaya henüz ulaşmış olan kobalt atomların zayıf difraksiyon verebilen yapı oluşturduğu düşünülmektedir. L1<sub>0</sub> fazında FCT yapısını oluşturan kobalt atomları yan kenarlarda oturmaktadır. Bu durumda tam bir mono layer oluşturması için ancak iki L1<sub>0</sub> fazı içeren FCT hücrenin üst üste gelmesi gerekmektedir. Bu da yaklaşık olarak 9 Å yakındır. Eğer 20Å film koyduğumuzu kabul edersek ki buda yaklaşık iki mono tabakaya karşılık gelmektedir, buda zayıf difraksiyonun nedenidir.

Pt4f7 pikinin Pt(111) yüzeyinden itibaren farklı kalınlıklarda da oluşturduğu polar-XPD spektrumlarında bazı değişiklikler gözlemlenmektedir. Bu etkinin kaynağı saf kristal yüzeyinden gelen Pt difraksiyon etkisinin PtCo’ın Pt atomlarının oluşturduğu difraksiyonu etkilemesinden kaynaklanmaktadır. Altaş Pt atomlarının difraksiyon etkisi ancak 100 Å ve üzerinde kaybolacaktır. XPS in yüzey hassasiyeti de ancak bu kalınlıktan sonra kaybolmaya başlamaktadır. Altaştaki Pt atomlarının XPD etkisi azalmakla birlikte altaşın yetiştirilen film üzerinde etkisi devam edecektir. Burada göz önünde tutulması gereken nokta eğer filmler L1<sub>0</sub> fazında yetiştirilirse yan yüzlerde kaybolan Pt atomlarından dolayı altaşın verdiği Pt Polar-XPD spektrumunda bazı pikler kaybolmalı ya da olası Pt-Co etkileşmesinden dolayı şiddetlerinde azalmalar gözlemlenmelidir. PtCo filminde Co atomları 20Å ‘dan sonra yapı oluşturmaya başladığı görülmekte. İlk başlarda 18°, 40° ve 56°’ye karşılık pikler ortaya çıkmakla birlikte 22° ve 44° derecedeki pikler 40Å dan sonra ortaya çıkıyor ve kalınlık artıca baskınlaşmaktadır. Daha büyük kalınlıklara çıkıldıkça 18° ve 40° ‘deki piklerin kaybolacağı tahmin ediliyor. Zira altaş etkisinin azmasıyla birlikte L1<sub>0</sub> kendi yapısına dönecektir. Aynı şekilde Pt atomlarının yarattığı difraksiyon deseninde de 40 Å dan sonra 20° ve 36° derecedeki piklerin şiddeti azalmaktadır. Bu değişimin PtCo filminin altaş etkisinde L1<sub>0</sub>-FCT yapının oluşturduğuna işaret etmektedir. Pt(111) yüzeyinin XPD çalışmasında 30°’ lik

azimuthal çalışmada görülen piklerin 100Å kalınlıktaki filmde ikişer derece azalmayla gözlemlenmesi FCT kristal yapısından beklenen bir davranıştır çünkü bu yapıda FCC yapıdan farklı olarak c-ekseni boyunca olan azalma vardır ve bu azalmada gerçekten hedeflenen yapının büyütüldüğünün delillerindendir. Bunun yanı sıra platinden elde edilen XPD piklerinden 18° ve 42° 'nin artan kalınlıkla kaybolması da yanıl yüzeylerde platin atomları yerine kobalt atomlarının işgal ediyor olması da hedeflenen yapının büyütüldüğün bir diğer delildir.



Şekil 8.19. Pt(111) yüzeyinden ve üzerine kaplanan 20, 40, 60, 80, 100 Angströmlük PtCo filmlerinden alınan Polar-XPD sonuçları. Pt4f7 nin XPD deseninde  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $26^\circ$ ,  $36^\circ$ ,  $44^\circ$  ve  $54^\circ$  pikleri görülürken, Co2p3 XPD deseninde ise  $6^\circ$ ,  $18^\circ$ ,  $22^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $44^\circ$  ve  $56^\circ$  de pikler görülmektedir.

PtCo gibi alaşım filmlerde oluşacak difraksiyon doğrultuları kaynağı Pt-Pt, Co-Co olduğu gibi tesir kesiti az da olsa Co-Pt difraksiyonunun da gözlenmesi mümkündür. Bazı yapılar da gözlemlenmesi beklenen difraksiyon düzlemleri diğer difraksiyon düzlemlerinden dolayı perdelenmeye maruz kalmaktadır ya da inelastik saçılmalardan dolayı gürültü seviyesinin altında kalabilmektedir, bu sorunların tam olarak açıklanabilmesi tam bir teorik çalışma mümkün olabilmektedir. Bu çalışmada kullanılan alttaş malzemenin ideal olmamasından kaynaklanan sıkıntılar dolayı MSCD çalışmasından elde edilecek sonuçların tam bir analizi bu çalışma için yapılamadı fakat daha sonraki kısımda ideal alttaş malzeme üzerine çalışma yapılarak tam bir modelleme çalışması yapılmıştır. Yine de tüm olumsuzluklara rağmen elde edilen sonuçlar yetiştirilen filmlerin  $L1_0$  fazının FCT(111) yönünde olduğunu ve yapının alttaşın etkisi altında epitaksiyel yetiştiğini göstermek için yeterlidir.

## 8.6 Sonuç

Gerçekleştirilen epitaksial film geliştirme ve karakterizasyon çalışması tamamlanmamış olmakla birlikte, XPD tekniğinin kısa erimli yapısal karakterizasyonun gücünü 1-100Å kalınlık aralığında rakipsiz olduğunu göstermiştir. Özellikle saf Pt(111) kristal yüzeyinin eşdeğer domain yapılarının tanımlanmasında ve onun üzerinde yetiştirilen PtCo alaşım epitaksial filmin 1ML’ dan başlamak üzere yaklaşık 40-50ML’ lık tabakalara kadar oluşan ultra ince filmin oluşumu adım adım başarılı bir şekilde karakterize edilmiştir. Şekil 8.8 de gösterilen Polar-XPD çalışmasında, geliştirilen PtCo filminin kalınlığı artırıldıkça Co ve Pt atomlarından aynı anda alınan diffraksiyon desenleri Pt fcc kristalindeki yan yüzelerde bulunan Pt atomlarının yerine Co atomları oturarak  $L_{10}$  fazında fct yapıyı adım adım nasıl oluştuğu görülebilmektedir. Gelişen PtCo filminin altta Pt(111) aynen tekrarladığını ise şekil 8.19 da açıkça görülmektedir. Co ve Pt atomlarının ayrı ayrı polar-XPD desenleri Pt(111) yüzeyinden alınan Pt atomunun vermiş olduğu XPD deseniyle aynı diffraksiyon özelliklerini vermektedir.

Epitaksial film geliştirmede e-beam tekniği kadar Magnetron Sıçratma kaplama tekniğide başarılı bir şekilde kullanılabilmiştir. E-beam kaplama aparatı dizayn amacı gereği üç farklı hücrendeki hedef malzemeleri aynı anda ikili veya üçlü kaplama yapabilecek kapasitededir. Burda özellikle Pt ve Co atomlarının oluşturduğu  $L_{10}$  fazının katlı yapıda olması ve her iki malzemenin uyum göstermesi de önemlidir. Co atomunun 450 °C üzerinde hcp den fcc yapıya dönmesi bize magnetron sıçratmayla ile epitaksial çalışma sırasında önemli parametrelerden tavlama sıcaklığının 450 °C ve üzerinde çıkabilme imkânı vermiştir. Magnetron Sıçratma sisteminin kaplama “gun” larının kaplanan yüzeye dikey konumlarından dolayı ile PtCo alaşım filmleri yetiştirilirken, Co ve Pt hedef malzemeler yarım monolayerdan çok olmamak üzere ardışık kaplamalar hedeflenen kalınlığa ulaşmaya kadar tekrarlanmaktadır. Ardışık kaplama sırasında numuneler 450 °C ve üzerinde tavlama sıcaklıklarına çıkılarak  $L_{10}$  fazının oluşturulmasına çalışılmıştır. Yapılan XPS, LEED ve XPD çalışması başarıyla epitaksial  $L_{10}$  fazının yetiştirildiği saptanmıştır.

L1<sub>0</sub> fazında oluşturan atomların komşu (Pt-Pt, Pt-Co ve Co-Co gibi) mesafelerinin görelî oryantasyonlarıyla 0.01 hassasiyetinde belirlenebilmesi için tam bir azimuthal ve polar XPD spektrumlarının elde edilmesi gerekmektedir. Bu yönde çalışmalar bu doktora tezinin akabindede devam edecektir. Yapılan çalışma bu tip ultra ince alaşım filmlerinde yapılarının çok hasas bir şekilde karakterize edilebilmesi yönünde bir fizibilite çalışması olmuştur.

## 9. SONUÇ

Hızla gelişen teknolojiye bağlı olarak hazırlanan manyetik filmlerin hem kompozit (çok katlı) ve hemde alaşımlandırılması ile ortaya çıkan farklı etkileşmelerin daha yakından titizlikle araştırılmasını gerektirmektedir. Gittikçe incelen tabakaların ve her geçen gün daha farklı bileşenlerden oluşan yapıların kullanılmaya çalışılmasıyla birlikte daha önce ince film etkisi başlığı altında toplanan tüm etkilerin ayrıca tanımlanması ve daha hassas karakterize edilmesi gerekliliği ortaya çıkmıştır.

Geliştirilen çok katlı tabaklardan oluşan filmlerin ara yüzeylerinde oluşan düzensizlikler manyetik anizotropiyi ihmal edilemeyecek düzeyde etkileyebilmektedir. Nano boyutlarda incelenen ara tabakalarda kullanılan malzemelerin “bulk” özelliklerinden daha farklı davranmaya başlaması diğer bir konu olarak ortaya çıkmaktadır. Bunun yanı sıra alaşım halinde kullanılan bileşenlerin bazen manyetik özelliklerinin kullanılan kimyasal stokimetriye ve filmin kalınlığına göre farklı davranışlar sergileyebilmektedir. Bütün bu etkiler göz önüne alındığında yüksek inceliğe sahip (ultra ince  $\leq 10-20$  Angstrom) filmlerin yapılarının incelenmesinde uzun erimli saçılım tekniklerinin yerine, yapı içerisinde atomların birbirlerine göreli pozüsyonunu belirleyebilecek kısa erimli saçılım analiz tekniklerine ihtiyaç ortaya çıkmaktadır.

Bu çalışmada XPD tekniği elementel bilgiye dayalı difraksiyon deseni veren teknik olarak fizibilite edildi. Özellikle PtCo alaşımlı epitaksial filmlerin karakterizasyonunda kullanıldı. Yapılan çalışmanın sonucunda gerçekten Pt-Pt, Co-Co ve Pt-Co pozüsyonlarını Angstrom hassasiyetinde karakterize edebildiği gibi, doğrudan yapısal parametrelerin hesaplanmasında şüpheye yer vermiyecek bir şekilde kullanılabileceği anlaşılmıştır. Bu çalışmanın tamamlanmamış kısmını XPD ile epitaksial filmlerin tam bir çalışması kalmıştır. Ancak bir sonraki manyetik tek veya çok katlı epitaksial filmlerin çalışmalarına temel olacak sonuçlar elde edilmiştir.

XPS in elementel bilgisine dayalı yapılan XPD nin atomik ve yapısal hassasiyetini tam karşılayabilecek tekniklerden biri olan FMR tekniği yetiştirilen manyetik filmlerin özellikleri karakterize edilmiştir. Yapılan çalışmada XPS inde yardımıyla Magnetron Saçtırmalı ve E-beam kaplama teknikleri ile yüksek hassasiyetde manyetik filmler hazırlanmıştır. Yapılan FMR çalışmalarında çok katlı ve tek katlı filmlerin manyetik ölçümlerinden elde edilen sonuçlardan çok katlı filmlerin manyetik özellikleri ara non manyetik filmlerin Angstrom hassasiyetinde kalınlığına bağlı kontrol edilebilmiştir. Aynı zamanda alaşım manyetik filmlerin içersine katılan non ferromanyetik bileşenlerin kimyasal stokimetrileri aynı şekilde atomik hasasiyetde kontrol edilerek ferrmanyetik özellikler başarıyla kontrol edilmiştir. Elde edilen her üç çalışmanın sonuçları dünya literatüründeki değerler düzeyinde gerçekleşmiştir.

## 9.1 Çok Katlı Manyetik Filmler

İki ferromagnetik malzemenin arasına bir non-magnetik malzemenin konulması ile oluşturulan yapıları geleneksek tek tabaka magnetik filmlerden ayıran en önemli özellik iki ferromagnetik tabaka arasında gözlemlenen exchange etkileşimidir ve bu etkileşim non-magnetik tabaka kalınlığının fonksiyonu olarak değişim göstermektedir ve bir osilasyon hareketi yapmaktadır. Çok katlı magnetik filmlerin sahip olduğu bu exchange etkileşimin spintronikte birçok uygulama alanı vardır. Çok katlı magnetik filmlerle ilgili olarak gerçekleştirilen çalışmada ferromagnetik tabaka olarak permollay kullanıldı bunda en önemli faktör permollayın soft magnetik malzeme olması ve düşük magnetik alanlarda kolaylıkla yönlendiriliyor olması etkili oldu. Non-magnetik tabaka olarak krom seçildi ve bunda da kromun büyürken kesinlikle topaklama yapmaması ve büyütüldüğü yüzeyi tamamen kapatabiliyor olması etkili oldu. Hazırlanan filmlerde permollay tabaka kalınlıkları birbirinden farklı (20 Å ve 30 Å) olarak seçilerek iki tabakanın farklı rezonans alan değerlerinde rezonansa gitmeleri sağlandı ve ara non-magnetik tabaka krom kalınlığı 4-40 Å aralığında 1 Å' lük adımlarla tarandı ve FMR tekniği ile magnetik özellikleri incelendi ve geliştirilen teorik program yardımıyla hazırlanan yapının tüm magnetik özellikleri ortaya konuldu. Özellikle tabakalar arası exchange

parametresi için ara tabaka krom kalınlığına bağılı olarak osilasyon davranışı gözlemlendi. Osilasyon periyodu 11 Å olarak tespit edildi ve 22 Å krom kalınlığında yine aynı davranış yani tabakalar arası etkileşimin anti-ferromagnetik olduğu gözlemlendi. Ara tabaka kalınlığı 30 Å kalınlıktan büyük olduğunda ise artık iki ferromagnetik tabakanın birbiri ile anti-ferromagnetik etkileşim yapmadığı da tespit edildi. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar literatürde yapılan çalışmalardan elde edilen sonuçlar ile uyum içersindedir. Tabakalar arasında gerçekleşen etkileşimin periyodik davranış göstermesi aynı zamanda hazırlanan örneklerin kalitesini ortaya koyması açısından da büyük önem arz etmektedir.

## 9.2 Alaşım Filmler

Farklı kimyasal oranlarda hazırlanan PtCo alaşımların ilk olarak alaşım oluşturmak için hazırlanması gereken sıcaklığın ince filmlerde, bulk filmlere göre farklı olduğu ortaya konuldu. Alaşımlandırmanın oluşup oluşmadığı hem XPS hem de FMR sonuçları ışığında değerlendirildi. Alaşımlandırma oluştuğunda platin ve kobaltın fermi seviyelerinde farklıklar gözlemlendi bunun yanı sıra tek başına platinin ana pikinin davranışında da farklıklar gözlemlendi. Tüm bu veriler ışığında PtCo için alaşımlandırma sıcaklığı 450 °C olarak tespit edildi. FMR sonuçlarında da benzer durum gözlemlendi, 450 °C sıcaklığın altında hazırlanan filmlerde iki farklı rezonans piki gözlemlenirken, 450 °C sıcaklık ve üzerindeki sıcaklıklarda hazırlanan örneklerde ise tek bir rezonans piki gözlemlendi. Bu sonuçlardan şu çıkarım yapılabilir iki farklı rezonans piki alaşımlandırmanın olmadığını platin ve kobaltın tabaka tabaka büyüdüğüne işaret ve platinin kobaltın magnetik özelliklerine herhangi bir etkinsin olmadığı yani kendi doğasındaki gibi non-magnetik özellik gösterdiğine işaret etmektedir. Buna karşın tek rezonans pikinin gözlemlendiği örneklerde ise platinin kobaltın magnetik özelliklerine net bir katkısının olduğu ve artık kendi doğasındaki non-magnetik davranışı bırakarak yapı içersinde net bir magnetik moment kazandığına işaret etmektedir. Platinin kobalt üzerine etkisinin net bir biçimde anlaşılması için farklı kimyasal oranlarda hazırlanan PtCo alaşım filmlerle aynı kalınlıkta bir kobalt film hazırlanmış ve bu filmin FMR ölçümleri referans

amaçlı olarak kullanılarak platinin magnetik özelliklere etkisi net olarak ortaya konulmuştur.

### 9.3 Fotoelektron Difraksiyonu

PtCo alaşımlarda platinin net bir magnetik moment kazanması ve özellikle platin ve kobalt' ın eşit kimyasal oranlarda alaşımlandırılması epitaksiyel olarak büyütülen  $L1_0$  fazı alaşımların sahip olduğu yüksek magnetokristalline anizotropiye sahip olmaları ve literatürde yapılan çalışmalarda özellikle kalın olarak hazırlanan ve kristallografik özelliklerin XRD ile çalışılmış olmasından dolayı, bu yapının daha ince kalınlıklarda ve kalınlıklarda kristallografik yapının çözömlenmesinde en etkili teknik olan XPD ile karakterizasyonu gerçekleştirildi. Yapılan XPD çalışmasında PtCo alaşım malzemenin 1ML dan daha yukarılara çıkıldıkça ( $\sim 100\text{\AA}$ ) dahi alt taş yapının yüzey latis parametresini koruduğı görölmüştür. Aynı zamanda Pt(111) yapıyı tekrarlıyarak yetişdiği görölmüştür. Bu PtCo tın çok katlı manyetik epitakial film yetiştirilmesinde çok iyi bir ara ferromanyetik katman oladcağını göstermiştir.

## KAYNAKLAR

1. M. Urgan, Modern Yüzey İşlemleri Teknolojileri ve Türkiye'deki Gelişmeler, Uluslararası Metalurji ve Malzeme Kongresi, 11-15 Haziran 1977, İstanbul, 333-350,1997.
2. R.D.Arnell, P.J.Kelly, Recent Developments in Magnetron Sputtering Systems,Advances in Surface Engineering, Vol.II: Process Technology, Edited by: P.K.Datta, J.S. Burnell-Gray, 4th International Conference on Advances in Surface Engineering, 14-17th May 1996, 19-30, 1997.
3. B.Window, Recent Advances in Sputter Deposition, Surface and Coatings Technology, 71, 93-97,1995.
4. R.D. Arnell, P.J. Kelly, Recent Advances in Magnetron Sputtering, AEPSE.97, Conference Proceedings.
5. S. Grainger, J. Blunt, Engineering Coatings-Design and Application, Woodhead Publishing Ltd, England, 194-214, 198.
6. J. Musil, Recent Advances in Magnetron Sputtering Technology, Surface and Coatings Technology, 100-101, 280-286, 1998.
7. J. Musil, Low-Pressure Magnetron Sputtering. Vacuum, (50), 3-4, 363-372,1998.
8. P.J. Kelly, The Theory and Applications of Unbalanced Magnetron Sputtering. October 1994.
9. R.D. Arnell, P.J. Kelly, Recent Advances in Magnetron Sputtering, Surface and Coatings Technology, 112, 170-176, 1999.
10. P.J. Kelly, R.D. Arnell. W.Ahmed, Some Recent Applications of Materials Deposited by Unbalanced Magnetron Sputtering, Surface Engineering, 9, (4), 287-291, 1993.

11. R.D. Arnell, Control of Mechanical and Structural Properties of Coatings Deposited Using Unbalanced Magnetrons Surface and Coatings Technology, 59, 105-109, 1993.
12. B. Window, Issues in Magnetron Sputtering of Hard Coatings, Surface and Coatings Technology, 81, 92-98, 1996.
13. K. Lating, J. Hampshire, D. Teer, G. Chester, The Effect of Ion Current Density on the Adhesion and Structure of Coatings Deposited by Magnetron Sputter Ion Plating, Surface and Coatings Technology, 112, 177-180, 1999.
14. D. Monaghan, R. D. Arnell, Novel PVD Films by Unbalanced Magnetron Sputtering, Vacuum, (43), 77-81, 1992.
15. B.Window, N. Savvides, J. Vac. Sci. Technol. A, A4, (2), 453-456, 1986.
16. B.Window, N. Savvides, J. Vac. Sci. Technol. A, A4, (2), 504-508, 1986.
17. W.D. Sproul, Physical Vapor Deposition Tool Coatings, Surface and Coatings Technology, 81, 1-7, 1996.
18. B. Rother, G.Ebersbach, H.M. Gabriel, Substrate-rotation Systems and Productivity of Industrial PVD Processes, Surface and Coatings Technology, 116-119, 694-698, 1999.
19. P.J.Kelly, R.D.Arnell, Control of the Structure and Properties of Aluminum Oxide Coatings Deposited by Pulsed Magnetron Sputtering, J.Vac.Sci.Technol. A17 (3), 945-953, 1999.
20. N. Cansever, Magnetik Alanda Sıçratma Tekniğinden Son Gelişmeler Yıldız Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Dergisi, 2008.
21. V.S. Smentkowsky and J.T. Yates, Surface Sci. 232, 113 (1990).
22. D. Cappus, M. Hassel, E. Neuhaus, M. Heber, F. Rohr and H.J. Freund, Surface Sci. 337, 268 (1994).

23. K. Koike and T. Furukawa, Phys. Rev. Lett. 77, 3921 (1996).
24. H.J. Kim, J. H. Park and E. Vescovo, Phys. Rev. B 61 15284 (2000).
25. Y.J. Kim, Y. Gao and S. Chambers, J. Mater. Res. 13, 358 (1997).
26. F.C. Voogt, T. Fujii, P.J.M Smulders and at all, Phys. Rev. B 60, 11193 (1999)
27. Y. Gao, Y.J. Kim, S. Thevuthasan and at all, J. Appl. Phys. 81, 3253 (1997).
28. Y.J. Kim, Y. Gao and S. Chambers, Surf Sci. 371, 358 (1997)
29. Y. Gao, Y.J.Kim and S.A. Chambers, J. Vac. Sci. Tech. A 15, 332 (1997).
30. A. Barbieri, W. Weiss, M. A. Van Hova and G.A.Somorjai, Surf. Sci. 302, 259 (1994).
31. C.S. Fadley, M. A. Van Hove, Z. Hussian and A.P. Kaduwela, J. Elect. Spectrosc. Rel. Phenom. 75, 273 (1995).
32. J.F.Watts, Vacuum 45, 653 (1994).
33. A. Liebsch, Phys. Rev. Lett.32, 1203, (1974).
34. C.S.Fadley, Prog. Surf. Sci. 16, 275, (1984).
35. P.J. Orders and C.S.Fadley, Phys. Rev. B27, 781, (1983).
36. M.Sagurtan, E.L. Bullock and C.S. Fadley, Phys. Rev. B 30, 7332 (1984).
37. H.C. Poon and S.Y.Tong, Phys. Rev. B 30, 6211 (1984).
38. L. McDonnell, D.P. Woodruff and B.W.Holland, Surf. Sci. 51, 249 (1975).
39. P.A. Lee, Phys. Rev. B 13, 5261 (1976).
40. S. Kono, S.M. Goldberg, N.F.T. Hall and C.S. Fadley, Phys. Rev. Lett. 41, 1831 (1978).
41. T.Fujiyama, J. Phys. Soc. Jpn. 50, 1231, (1981).
42. H.Daimon, H.Ito, S. Shin and Y.Murata, J.Phys. Soc. Jpn. 54, 3488 (1984).
43. J.J.Rehr, R. Albers, C. Natoli and E.A. Stern, Phys.Rev B 34, 4350 (1986).
44. S.A.Chambers, Surf. Sci. Rep. 16, 261 (1992).

45. C.S.Fadley, in Synchrotron Radiation Research, edited by R.Z. Bachrach, Plenum Press, New York, Vol.1, p 421, (1992).
46. [www.ap.cityu.edu.hk/personal-website/VanHove.htm](http://www.ap.cityu.edu.hk/personal-website/VanHove.htm)
47. T. Greber, J. Osterwalder, D. Naumovic, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1947-1950 (1992).
48. D. Naumovic, A. Stuck, T. Greber, et al., *Phys. Rev. B*, **47**, 7462-7479 (1993).
49. C. S. Fadley, S. Thevuthasan, A. P. Kaduwela, et al., *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, **68**, 19-47 (1994).
50. P. Aebi, R. Fasel, D. Naumovic, et al., *Surf. Sci.*, **402-404**, 614-622 (1998).
51. D. P. Frickel, M. V. Kuznetsov, and E. V. Shalaeva, *Phys. Low-Dim. Struct.*, **10/11**, 287-294 (1995).
52. J. Osterwalder, T. Greber, E. Welti, et al., *Prog. Surf. Sci.*, **64**, 65-87 (2000).
53. P. Schieffer, C. Krembel et al., *Surf. Sci.*, **352-354**, 823-827 (1996).
54. P. Schieffer, C. Krembel, M. C. Hanf, and G. Gewinner, *ibid.*, **398**, 332-341 (1998).
55. Y. Huttel, J. Avila, M. C. Asensio, et al., *ibid.*, **402-404**, 609-613 (1998).
56. A. Theobald, O. Schaff, C. J. Hirschmugl, *Phys. Rev. B*, **59**, 2313-2319 (1999).
57. R. Schellenberg, E. Kisker, M. Faust, et al., *ibid.*, **58**, 81-84 (1998).
58. D. Rouyer, C. Krembel, M. C. Hanf, et al., *Surf. Sci.*, **322**, 34-40 (1995).
59. H. Giordano, M. Galeotti, B. Cortigiani, et al., *ibid.*, **352**, 870-874 (1996).
60. C. Rath, J. E. Prieto, S. Muller, et al., *Phys. Rev. B*, **55**, 10791-10799 (1997).
61. R. Fasel, P. Aebi, J. Osterwalder, and L. Schlapbach, *Surf. Sci.*, **394**, 129-143 (1997).
62. D. Aubel, L. Kubler, J. L. Bischoff, *ibid.*, **352-354**, 634-640 (1996).
63. C. Westphal, S. Dreiner, F. Sokeland, *ibid.*, **396**, 87-93 (1998).

64. J. D. Denlinger, E. Rotenberg, U. Hessinger, et al., *Phys. Rev. B*, **51**, 5352-5366 (1995).
65. M. D. Negra, M. Sambi, and G. Granozzi, *ibid.*, **436**, 227-236 (1999).
66. H. Ishii, S. Tanigawa, S. Shiraki, et al., *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, **88**, 545-549 (1998)
67. Y. J. Kim, Y. Gao, and S. A. Chambers, *Appl. Surf. Sci.*, **120**, 250-260 (1997).
68. W. Auwarter, T. J. Kreuyz, T. Greber, and J. Osterwalder, *Surf. Sci.*, **429**, 229-236 (1999).
69. R. Kosugi, S. Sumitani, T. Abukawa, et al., *Surf. Sci.*, **412/413**, 125-131 (1998).
70. B. V. Andryushechkin, K. N. Eltsov, V. M. Shevlyuga, et al., *ibid.*, **421**, 27-32 (1999).
71. M. Galeotti, B. Cortigiani, M. Torrini, et al., *Surf. Sci.*, **349**, 164-168 (1996).
72. A. Fischer, R. Fasel, J. Osterwalder, et al., *ibid.*, **70**, 1493-1496 (1993).
73. A. Borghi, A. di Bona, D. Bisero, *Appl. Surf. Sci.*, **150**, 13-18 (1999).
74. S. Valeri, A. Borghi, G. C. Gazzadi, *Surf. Sci.*, **423**, 346-356 (1999).
75. G. C. Gazzadi, A. Borghi, A. di Bona, and S. Valeri **402-404**, 632-635 (1998).
76. R. S. Saiki, A. P. Kaduwela, et al., *Phys. Rev. B*, **40**, 1586-1592 (1989).
77. Z. Wang, C. Westphal, M. A. Van Hove, et al., *ibid.*, **416**, 68-111 (1998).
78. T. Suzuki and R. Souda, *ibid.*, **445**, 506-511 (2000).
79. H. Lüth, *Surface and Interfaces of Solid Materials*, third edition, Springer, 1997.
80. E. V. Shalaeva and M. V. Kuznetsov, *Journal of Structural Chemistry*. Vol. 44, No. 3, pp. 465-498, 2003.
81. M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism*, Springer, 2008.
82. R.M. Bozorth: *Ferromagnetism* (Wiley, Hoboken 2003)
83. R. Coehoorn: Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu

multilayer systems, Phys. Rev. B44, 9331-9337 (1991)

84. P.J.H. Bloemen, H.W. van Kesteren, H.J.M. Swagten et al: Oscillatory inter-layer exchange coupling in Co/Ru multilayers and bilayers, Phys. Rev. B50, 13505-13514 (1994)

85. F.J.A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen: Magnetic anisotropy of multilayers, J. Magn. Magn. Mater. 93, 562-570 (2002)

86. C. Chappert, P. Bruno: Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films, J. Appl. Phys. 64, 5736-5741 (1988)

87. E. Kneller: Ferromagnetismus (Springer-Verlag, Berlin 1962)

88. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th edition, John Wiley & Sons, inc. New York, (1996)

89. J.R. Hook, H.E. Hall, Solid State Physics, John Wiley & Sons, inc. England, (1974).

90. Jiles D, Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Chapman, hall London, (1994)

91. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky and H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986).

92. J.J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken and G.A. Prinz, Phys. Rev. Lett., 63, 1645 (1989), J. Appl. Phys., 67, 5920 (1990).

93. S.S. Parkin, N. More and K.P. Roche, Phys. Rev. Lett., 64, 2304, (1990).

94. P. Grünberg, S. Demodritov, A. Fuss and J.A. Wolf, J. Appl. Phys., 69, 4789 (1991).

95. Z. Zhang, P.E. Wigen and K. Ounadela, presented at Intermag'93, Stockholm, Sweden, April 13-16, 1993, to be published in IEEE Tran. Magn.

96. J. Fassbender, F. Nortemann, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Hillebrands, G. Güntherodt, and S.S. Parkin, Phys. Rev. B, 46, 5810 (1992).

97. K. Ounadjela, D. Müller, A. Dinia, A. Arbaoui, P. Panissod and G. Suran Phys. Rev. B, 45, 7768 (1992).
- 98 P.J.H. Bloemen, H.W. van Kesteren, H.J.M Swagten and W.J.M de jonge to be published.
99. S.S.Parkin, R. Bhadra and K.P.Roche, Phys. Rev. Lett.,66, 2152 (1991)
100. B. Heinrich, Z. Celinski, J.F. Cochran, W.B. Muir, J. Rudd, Q.M.Zhong, A.S.Arrott, K. Mryte and J. Kirschner, Phys. Rev. Lett., 64, 673 (1990). J. F. Cochran, J. Rudd, W.B. Muir, B. Heinrich and Z. Celinski, Phys. Rev. B. 42, 508 (1990). B. Heinrich, Z. Celinski, K. Mrytle, J.F. Cochran, A.S. Arrott, and J. Kirschner, J. Magn. Magn. Mater., 93, 75 (1991). Z. Celinski and B. Heinrich, J. Magn. Magn. Mater., 99, L25 (1991).
101. W.R. Bennett, W. Schwarzacher and W.F. Egelhoff, Jr.; Phys. Rev. Lett., 65, 3169 (1990).
102. B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A.S. Arrott and K. Mrytle, Phys. Rev. B, 44, 9348 (1991).
103. Z.Q. Qui, J. Pearson and S.D. Bader, Phys. Rev. B, 46, 8659 (1992).
104. S.S.Parkin, Phys. Rev. Lett., 67, 2598 (1991)
105. Y. Yafet, Phys. Rev. B, 36, 3948 (1987).
106. P. Bruno and C. Chappert, Phys. Rev. Lett.,67,1602 (1991).
107. Y. Wang, P.M. Levy and J. L. Fry, Phys. Rev. Lett., 65, 2732 (1990).
108. M. Ruhrig, R. Schafer, A.Hubert, R.Mosler, J.A.Wolf, S. Demokritov and P.Grunberg, Phys. Status Solidi (a), 125, 635 (1991).
109. M.E. Filipkowski, C.J. Gutierrez, J.J.Krebs and G.A.Prinz, J. Appl. Phys.,73, 5963 (1993)
110. Z. Celinski, B. Heinrich and J.F. Cochran, J. Appl. Phys.,73, 5966 (1993).

111. W.B. Zeper, F.J.A.M. Greidanus, P.F. Carcia and C.R.Fincher, J. Appl. Phys. 65, 4971 (1989).
112. P.F.Carcia, J. Appl. Phys.,63, 5066 (1988).
113. C.H. Lee, H. He, F.J. Lameles, W. Vavra, C. Uhler and R. Clarke, Phys. Rev. B, 42, 1066 (1990).
114. H.J.G. Draaisma, W.J.M de Jonge, F.J.A den Broeder, J.Magn. Magn. Mater., 66, 351 (1987).
115. B.N. Engel, C.D. England, R.A. Van Leeuwen, M.H. Wiedmann, J. Appl. Phys., 70, 5873 (1991).
116. S. Hashimoto, Y. Ochiai and K. Aso, J. Appl. Phys., 66 , 4909 (1989).
117. J.H. Van Vleck, Phys. Rev., 52, 1178 (1937).
118. P.Bruno, Phys. Rev. B, 39, 865 (1989).
119. J.G. Gay and R. Cichter, Phys. Rev. Lett., 56, 2728 (1986).
120. C.J. Lin, G.L. Gorman, C.H.Lee, R.F.C. Farrow, E.E. Marinero, H. V. Do, H. Notarys, C.J. Chien, IBM Research Report, Aug., 1990.
121. P. He, W.A. McGahan, J. Woollam, F. Sequeda, T. McDaniel, and H. Do, J. Appl. Phys., 69, 4021 (1991).
122. C. Chappert and P. Bruno, J. Appl. Phys., 64, 5736 (1988).
123. Z. Zang, P. E. Wigen, S.S.Parkin, J. Appl. Phys., 69, 5649 (1991).
124. Z. Zang, P. E. Wigen and T. Suzuki, J. Magn. Soc. Jpn. 17, Suppl. S1, 119, (1993)
125. P. Grunberg, Phys. Rev. Lett. 57,2442 (1986).
126. M.N. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F.Petroff, P. Etienne, G. Creuzot, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472, 1988.

127. E.Fullerton, M.J.Conover, J.E.Mattson, C.H.Sowers, S.D.Bader, Appl. Phys. Lett. 63, (1993) 1699.
128. D.H.Mosca, F.Petroff, A. Fert, P.A.Schroeder, W.P.Pratt, R.Loloe, J.Magn.Magn.Mater. 94 (1991)
129. S.S.P.Parkin, R.Bhadra, K.P.Roche, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2152.
130. B. Dieny, V. S. Speriosu, S.S.P.Parkin, B.A.Gurney, D.R. Wilhoit, D.Mauri, Phys. Rev. B 43, 1297, (1991)
131. E. Du Tremolet Lacheisserie, D. Gignoux-M. Schlenker, Magnetism-Materials& Applications, Springer, 2005.
132. R. Topkaya, M. Erkovan, A. Öztürk, O. Öztürk, M. Özdemir, B Aktaş, Journal of Applied Physics, 2010.
133. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nyugen Van Dau, F. Petroff, Phys. Rev. 61, 21 (1998)
134. Chubing Peng, Chen Dai and Daosheng Dai, J. Appl. Phys. 72, 4250 (1992).
135. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar and S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys. 84, 958 (1998).
136. N. Powers, M.L. Yan, L. Gao, S.H. Liou and D.J. Sellmyer, Magnetic intergranular interaction in nanocomposite CoxPt100-x: C thin films, Journal of Applied Physics, 91(10) (2002) 8641-8643.
137. N. Sharma, G.A. Jones, S.M. Casey, and P.J. Grundy, The microstructure and magnetic properties of Cobalt-rich Co-Pt alloy thin films grown using ion-beam-assisted deposition, Journal of Physics D: Applied Physics, 31(1998) 3020-3027.
138. Y. Yamada, W.P. Van Drent, E.N. Abarra, and T. Suzuki, High perpendicular anisotropy and magneto-optical activities in ordered Co<sub>3</sub>Pt alloy thin films, Journal of Applied Physics, 83(11) (1998) 6527- 6529.

139. J.M. Sanchez, J.L. Moran- Lopez, C. Leroux and M.C. Cadeville, Magnetic properties and chemical ordering in Co-Pt, *Journal of Physics of Condensed Matter* 1 (1989) 491- 496.
140. X. Nie, J.C. Jiang, and E.I. Meletis, Synthesis, structure, and magnetic properties of  $\epsilon$ -Co nanocrystalline thin films and annealing effects, *Journal of Applied Physics*, 93 (8) (2003) 4750- 4755.
141. S. Sun, and C.B. Murray, Synthesis of monodisperse Cobalt nanocrystals and their assembly into magnetic superlattices, *Journal of Applied Physics*, 85 (8) (1999) 4325- 4330.
142. O. Kitakami, H. Sato, Y. Shimada, F. Sato, and M. Tanaka, Size effect on the crystal phase of Cobalt fine particles, *Physical Review B*, 56(21) (1997) 13849- 13853.
143. Ashcroft and Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College, (1976) 2-3.
144. T.B. Massalski, J.J. Murray, L.H. Bennet, H. Baker, *Binary alloy phase diagrams*, volume 1, American Society for Metals, 1986.
145. D. J. Sellmyer, *Nature*, London **420**, 374 ~2002
146. *Cohesion in Metals: Transition Metal Alloys*, edited by F. R. de Boer~North-Holland, Amsterdam, 1988.
147. H. Zeng, R. F. Sabirianov, O. Mryasov, M. L. Yan, K. Cho, and D. J. Sellmyer, *Phys. Rev. B* **66**, 184425, 2002
148. T. Klemmer, D. Hoydick, H. Okumura, B. Zhang, and W. A. Soffa, *Scr.Metall. Mater.* **33**, 1793, 1995.
149. Y. Shhao, M. L. Yan, and D. J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **93**, 8152, 2003.
150. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841, 2003

151. R. Skomski, A. Kashyap, and D. J. Sellmyer, IEEE Trans. Magn. **39**, 2917, 2003.
152. G. Brown, B. Kraczek, A. Janotti, T. C. Schulthess, G. M. Stocks, and D. D. Johnson, Phys. Rev. B **68**, 052405, 2003.
153. D. Weller and A. Moser, Thermal effect limits in ultrahigh-density magnetic recording, IEEE Transactions on magnetics, 35, 4423.
154. Strukturbericht, Zeitschrift für Kristallographie, Kristallgeometrie, Kristallphysik, Kristallchemie. Utrecht : A. Oosthoek; 1913ff
155. Pearson WB. A handbook of lattice spacings and structures of metals and alloys, vol. 2. Oxford: Pergamon Press; 1967. p. 1.
156. Richards MJ, Cahn JW. Acta Metall. 1971;19:1263
157. Opechowski W, Guccione R. Magnetic symmetry. Magnetism a treatise on modern theory and materials, vol. IIA. New York, NY: Academic Press; 1965. p. 105–65.
158. Cracknell AP. Magnetism in crystalline materials. Oxford: Pergamon Press; 1975.
159. Shaskolskaya S. Fundamentals of crystal physics. Moscow: Mir Publishers; 1982. Chapter VIII.
160. Joshua SJ. Symmetry principles and magnetic symmetry in solid state physics. Bristol: Adam Hilger; 1991.
161. D. E. Laughlin, K. Srinivasan, M. Tanase and L. Wang, Crystallographic aspects of L10 magnetic Materials, Scripta Materialia 53, 2005.
162. Landolt–Börnstein: numerical data and functional relationships in science and technology, New Series vol. III 6 eds. Hellwege KH, Hellwege AM, vol. III 19a, 19c, ed. Wijn HPJ. New York: Springer-Verlag; 1988

163. Fallot M. Les alliages du fer avec les metaux de la famille du platine. *Ann Phys* 1938;10,291, 1999.
164. Wang L. Atomic ordering, magnetic domain structure and magnetic properties of L10 type ferromagnets. Phd Thesis, Carnegie Mellon University, Pittsburgh, PA; 2004.
165. Westbrook JH, Fleischer RL. Intermetallic compounds: principles and practice, vol. 1. New York, NY: John Wiley and Sons; 1995
166. Kuprina VV, Grigor\_ev AT. The iron- palladium system. *Russ J. Inorg Chem* 1959; 4:297.
167. R. Skomski, A. Kashyap and J. Zhou, Atomic and micromagnetic aspects of L10 magnetism, *Scripta Materiala* 53, 2005.
168. R. Skomski, A. Kashyap, D. Sellmyer DJ. *IEEE Trans Magn* 2003;39: 2917.
169. R. Skomski R. *Europhys Lett* 1999;48:455.
170. R.Skomski, RF. Sabiryanov, SS Jaswal, *J Appl Phys* 2000;85:5890.
171. R. Skomski and J. M. D. Coey, *Permanent Magnetism*. Bristol, U.K. Institute of Physics, 1999
172. S. Jeong, Y.-N. Hsu, M. E. McHenry, and D. E. Laughlin, “Structure and magnetic properties of L1 CoPt(Ag/MgO,MgO) thin films,” *J. Appl.Phys.*, vol. 87, pp. 6950–6952, 2000
173. K. D. Belashchenko and V. P. Antropov, “Structure of macrodomain walls in polytwinned magnets,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, pp. 8474–8476, 2002.
174. F. Cyrot-Lackmann, “Sur le calcul de la cohésion et de la tension superficielle des métaux de transition par une méthode de liaisons fortes,” *J.Phys. Chem. Solids*, vol. 29, pp. 1235–1243, 1968.

175. A. P. Sutton, *Electronic Structure of Materials*. Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 1993
176. R. Skomski, "Magnetoelectric Néel anisotropies," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, pp. 1207–1209, July 1998.
177. A. I. Liechtenstein, M. I. Katsnelson, V. P. Antropov, and V. A. Gubanov, "Local spin density functional approach to the theory of exchange interactions in ferromagnetic metals and alloys," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 67, pp. 65–74, 1987.
178. O. K. Andersen, "Linear methods in band theory," *Phys. Rev. B*, vol. 12, p. 3060, 1975.
179. R. Skomski, A. Kashyap, and D. J. Sellmyer, Finite-Temperature Anisotropy of PtCo Magnets, *IEEE Transactions On Magnetism*, Vol. 39, No. 5, September 2000.
180. Y. Huang, Y. Zhang, G.C. Hadjipanayis, A. Simopoulos, and D. Weller, Hysteresis behavior of CoPt nanoparticles, *IEEE Transactions on Magnetism*, 38(5) (2002) 2604- 2606.
181. M. Erkovan, Ferromagnetic Resonance Study, *Fizika*, Vol XVI,2, June 2010.
182. D. Tavşan, Yüksek Yüzey Duyarlı Elektron Difraksiyon Teknikleri ile Parlatılmış Tek Kristal Yüzeylerin Karakterizasyon Çalışması, Yüksek Lisans Tezi, Gebze, 2010.

## ÖZGEÇMİŞ

23 Nisan 1976 yılında Üsküdar’ da doğdu. İlk orta eğitimini Üsküdar’ da tamamladıktan sonra 1996–2000 yılları arasında Kocaeli Üniversitesi Fizik bölümündeki lisans eğitimini birincilikle tamamladı. 2001-2004 yılları arasında Yıldız Teknik Üniversitesinde fizik bölümünün de yüksek lisans eğitimini tamamladı, bu süre zarfında milli eğitim bakanlığına bağlı ilkokullarda bilgisayar öğretmenliği görevlerinde bulundu 2004 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsünde doktora eğitimine başladı ve 2005 yılında fizik bölümünde Araştırma Görevliliği görevine atandı ve nanoteknoloji laboratuvarında çalışmaya başladı halen bu görevimi sürdürmektedir.