

**ERZİNCAN ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**MIKNATISLANMANIN X-IŞINI FLÖRESANS TESİR  
KESİTLERİNE ETKİSİ**

**Mehmet TERZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI  
ATOM FİZİĞİ BİLİM DALI**

**ERZİNCAN  
2011**

**Her Hakkı Saklıdır**

Doç.Dr.Paşa YALÇIN danışmanlığında, Mehmet TERZİ tarafından hazırlanan bu çalışma 08/02/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Atom Fiziği Anabilim Dalı Fizik Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

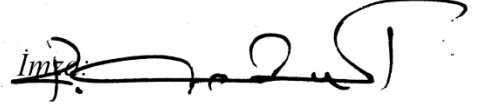
Başkan : Doç.Dr. Ali GÜROL

İmza: 

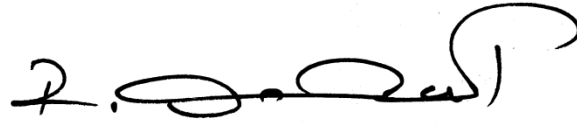
Üye : Doç.Dr. Paşa YALÇIN

İmza: 

Üye : Doç.Dr. Recep POLAT

İmza: 

Yukarıdaki sonucu onaylarım.



Doç.Dr.Recep POLAT

Enstitü Müdürü

**ÖZET**

Yüksek Lisans Tezi

Mıknatıslanmanın X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Etkisi

Mehmet TERZİ

Erzincan Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Paşa YALÇIN

Yardımcı Danışman: Doç. Dr. Ali GÜROL

Bir atomun iç yörüngelerindeki bir elektron koparıldığı veya üst yörüngelere çıkarıldığı zaman iç yörüngede oluşan boşluk üst seviyelerden bir elektron geçişiyle doldurulur. Bu esnada o atomun karakteristik x-ışınlarından biri ( $K_{\alpha}, K_{\beta}, L_{\alpha}, L_{\beta}, L_{\gamma}, \dots$ ) yayınlanır. Böyle bir X-ışınının yayınlanma ihtimaliyetinin bir ölçüsü olarak x-ışını flöresans tesir kesitleri tanımlanır.

X-ışınları floresans tesir kesitleri atom, molekül ve radyasyon fiziğinde, malzeme biliminde, çevre biliminde, ziraatta, adli tıpta, sağlık fiziğinde, dozimetre hesaplamalarında, kanser tedavisinde, X-ışını emisyon teknikleri ile elemental analiz tekniklerinde ve nükleer fizik araştırmalarında kullanılmaktadır. Günümüze kadar X-ışını flöresans tesir kesitleri ve onların açısal dağılımları ile ilgili pek çok çalışma yapılmasına rağmen mıknatıslanmış bir numunenin tesir kesitlerinde meydana gelen değişim ve onların anizotropisi hakkında herhangi bir çalışma yapılmamıştır.

Biz oda sıcaklığında ferromanyetik özellik gösteren Fe ve Co'ı 1 tesla şiddetinde bir dış manyetik alan içinde 300 s mıknatıslandıktan sonra, onların tesir kesitlerinde meydana gelen değişimi farklı yayınlanma açılarında ölçtük. Bulduğumuz sonuçlar özellikle Fe'in mıknatıslanmasının onun K X-ışını flöresans tesir kesitlerini arttırdığı ve mıknatıslanmamış Fe K X-ışınlarında anizotropiye rastlanmamasına rağmen mıknatıslanmış Fe için K X-ışınlarının flöresans tesir kesitlerinin anizotropik olduğunu göstermektedir.

**2011, 70 Sayfa****Anahtar Kelimeler:** Açısal dağılım, Mıknatıslanma, Tesir Kesiti, XRF, X-Işınları

**ABSTRACT**

Master Thesis

**The Effect of Magnetization on X- Ray Fluorescence Cross Sections**

Mehmet TERZİ

Erzincan University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Paşa YALÇIN

Co Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Ali Gürol

As soon as an electron moving in an inner shell of atom is removed or raised to the upper shell, the hole occurred in this shell is filled with an electron transition from upper levels. At this moment, one of the characteristic X-rays of that atom ( $K\alpha$ ,  $K\beta$ ,  $L\alpha$ ,  $L\beta$ ,  $L\gamma$ ...) is emitted. X-ray fluorescence (XRF) cross sections are described as a measure of the emitting probability of X-rays.

X-ray fluorescence cross-sections are widely used in atomic, molecular and radiation physics, materials science, environmental science, agriculture, forensic medicine, health physics, dosimeter calculations for cancer therapy, X-ray emission techniques of elemental analysis and nuclear physics researches. Although many researches have been carried out on X-ray fluorescence cross-sections and their angular distributions, no study on the change on cross sections of a magnetized sample and their anisotropy has been carried out up to now.

After Fe and Co samples which ferromagnetic characteristics at room temperature have magnetized in an external magnetic field, ~1 tesla we measured the changes of the cross sections from different emitting angles. We have found that the magnetization increases the X-ray fluorescence cross sections of Fe. Furthermore, although K X-rays don't have anisotropy, it is seen that K X-ray fluorescence cross-sections for magnetized Fe are anisotropic.

**2011, 70 pages****Keywords:** Angular Distribution, Magnetization, Cross Section, XRF, X-Rays

## TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tezi olarak hazırladığım çalışmanın teorik kısmı Erzincan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde, deneysel kısmı ise Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde hazırlanmıştır. Bu tezin oluşmasında ve çalışmamın her aşamasında beni destekleyen, bilgilerini benimle paylaşan ve yönlendiren danışman hocam Doç. Dr. Paşa YALÇIN'a ve Yardımcı Danışmanım Doç. Dr. Ali GÜROL'a sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalarımı yapabilmem için bana kapılarını sonuna kadar açan Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümüne, bölüm başkanı Prof. Dr. Abdülmecit Türüt'e ve Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e teşekkürü bir borç bilirim.

Beni yetiştiren ve öğrenim hayatım boyunca destekleyen aileme minnettarım.

Son olarak hayatımın her alanında beni daha iyiyi yapmaya teşvik eden ve desteğini bir an olsun esirgemeyen hayat arkadaşşıma sonsuz teşekkürler.

Mehmet TERZİ

Şubat 2011

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALARLİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	ix
TABLolar LİSTESİ.....	x
<b>1.GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
<b>2. KURAMSAL TEMELLER.....</b>	<b>5</b>
2.1. Gama ve X-ışınlarının Madde ile Etkileşmesi .....	5
2.1.1. Fotoelektrik Olayı .....	7
2.1.2. Çift Oluşumu Olayı .....	8
2.1.3. Koherent Saçılma.....	9
2.1.4. İnkohherent Saçılma.....	9
2.1.5. Compton Saçılması .....	10
2.2. Kütle Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kıyıları.....	12
2.3. Karakteristik X-ışınlarının Oluşumu .....	14
2.4. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi .....	15
2.5. Katı Açısı .....	18
2.6. Maddenin Manyetik Özellikleri .....	21
2.6.1. Atomların Manyetik Özellikleri.....	24
2.6.1.1. Diyamanyetizma .....	28
2.6.1.2. Paramanyetizma .....	30
2.6.1.3. Ferromanyetizma.....	30
2.6.1.4. Antiferromanyetizma .....	35
2.6.1.5. Ferrimanyetizma .....	36
2.7. $K$ X-Işını Floresans Tesir Kesitleri .....	36
<b>3. MATERYAL ve YÖNTEM.....</b>	<b>40</b>
3.1. Deney Sistemi .....	40
3.1.1. HPGe Dedektörlerinin Çalışma Prensipleri .....	40

3.1.2. Sayma Sistemi .....	42
3.1.2.a. Yüksek Voltaj Kaynağı .....	43
3.1.2.b. Ön Yükseltici .....	44
3.1.2.c. Yükseltici .....	44
3.1.2.ç. Analog Sayısal Dönüştürücü .....	45
3.1.2.d. Çok Kanallı Analizör (MCA).....	45
3.2. Numunelerin Hazırlanması ve Özellikleri .....	45
3.3. Deney Geometrisi.....	47
3.3.1. Numunelerin Miknatıslanması .....	47
3.3.2. Tesir Kesitlerinin Hesaplanması.....	47
<b>4.BULGULAR VE TARTIŞMA.....</b>	<b>50</b>
4.1. $I_o G \epsilon$ Hesaplanması.....	50
4.2. Miknatıslanmış Fe ve Co elementlerinin K X-ışını tesir kesitlerinin ( $\sigma_{K\alpha}$ ve $\sigma_{K\beta}$ ).....	50
<b>5.SONUÇ VE ÖNERİLER.....</b>	<b>60</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>60</b>
ÖZGEÇMİŞ.....	61

## SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR LİSTESİ

### Simgeler

$\vec{B}$	Manyetik alan
$B_e$	Etkin manyetik alan
$\beta$	Öz-soğurma düzeltmesi
$C$	Curie sabiti
$c$	Işık hızı
$d\sigma_{KN}$	Klein-Nishina diferansiyel saçılma tesir kesiti
$d\Omega$	Katı açısı
$e$	Elektronun yükü
$\varepsilon$	Dedektör kristalindeki elektrik alanı
$\varepsilon_{Ki}$	$K_i$ ( $i = \alpha, \beta, \beta_{1,3,5}, \beta_{2,4}$ ) X-ışını grubu için dedektör verimi
$\eta_{KL_i}$	$K$ tabakasından $L_i$ ( $i = 1, 2, 3$ ) alttabakasına boşluk geçiş ihtimaliyeti
$F_{K\alpha}$	$K\alpha$ X-ışınlarının kısmi emisyon hızı
$F_{K\beta}$	$K\beta$ X-ışınlarının kısmi emisyon hızı
$F(x,Z)$	Atomik form faktörü
$\varphi$	Dedektör kristalindeki elektrik potansiyeli
$G$	Geometri faktörü
$g_\ell$	Lande $g$ çarpanı veya jiromanyetik oran
$g_s$	Spin Lande $g$ çarpanı veya spin jiromanyetik oranı
$h$	Planck sabiti
$\hbar$	Planck sabitinin $2\pi$ 'e bölümü
$I$	$I_0$ şiddetindeki bir monokromatik X-ışını veya $\gamma$ -ışını demetinin $t$ kalınlıklı numuneyi geçtikten sonraki şiddeti
$I_{Ki}$	$i$ . $K$ X-ışını grubunun şiddeti ( $i = \alpha, \beta, \beta_{1,3,5}, \beta_{2,4}$ )
$I_{K\beta} / I_{K\alpha}$	$K$ X-ışını şiddet oranı



$I_0$	Monokromatik paralel X-ışını veya $\gamma$ -ışını demetinin şiddeti
$I_b$	Bağlanma enerjisi
$K_e$	Atomdan kopan elektronun kinetik enerjisi
$\vec{L}$	Elektronun yörünge açısal momentumu
$\nu$	Fotonun veya elektromanyetik dalganın frekansı
$m_0$	Elektronun durgun kütlesi
$\chi$	Çift oluşumu soğurma katsayısı
$\chi_m$	Manyetik alınganlık
$M$	Mıknatıslanma
$\mu$	Numunenin kütle soğurma katsayısı
$\mu_B$	Bohr manyetonu
$\mu_{emit}$	Numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınları için kütle azaltma katsayısı
$\mu_{inc}$	Gelen fotonlar için numunenin kütle azaltma katsayısı
$\mu_\ell$	Yörünge manyetik dipol moment
$\mu_m$	Kütle soğurma katsayısı
$\mu_S$	Spin manyetik dipol moment
$Q$	Etkin yük
$\rho$	Dedektör kristalinin yük yoğunluğu
$\vec{S}$	Spin açısal momentumu
$S(x,Z)$	İnkoherent saçılma fonksiyonu
$\sigma$	Compton soğurma katsayısı
$\sigma_K(E)$	$E$ uyarma enerjisinde $K$ tabakası floresans tesir kesiti
$\sigma_K^f$	$K$ tabakası fotoelektrik tesir kesiti
$\sigma_{coh}$	Koherent saçılma tesir kesiti
$\sigma_T$	Thomson saçılma tesir kesiti
$T$	Mutlak sıcaklık
$T_C$	Compton olayında geri tepen elektronun kinetik enerjisi

$T_f$	Curie sıcaklığı
$T_m$	Compton olayında saçılan fotonunu minimum enerjisi
$T_+$	Çift oluşumu olayında pozitronun kinetik enerjisi
$T_-$	Çift oluşumu olayında elektronun kinetik enerjisi
$t$	Numune kalınlığı
$\tau$	Fotoelektrik soğurma katsayısı
$\theta_1$	Numune yüzeyi ile fotonların gelme doğrultusu arasındaki açı
$\theta_2$	Numuneden yayınlanan karakteristik X-ışınlarının dedektöre gelme doğrultusu ile numune yüzeyi arasındaki açı
$\omega_k$	K alt tabaka için flöresans verim
$\Gamma_{K_i}$	K tabakası emisyon hızı ( $i = 1, \frac{2}{1,2}, \frac{4}{1,2,3,4}, \frac{5}{1,2}$ )

### Kısaltmalar

ADC	Analog sayısal çevirici (Analog Digital Converter)
$M$	Mıknatıslanma
MCA	Çok kanallı analizör (Multi Channel Analyzer)
XE	X-ışını emisyonu
XRF	X-ışını flöresans

## TABLO DİZİNİ

	Sayfa
Tablo 2.1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski [Siegbahn] ve yeni [IUPAC] gösterimleri .....	17
Tablo 2.2. Manyetik Sistemlerin Özellikleri .....	29
Tablo 3.1. Numunelerin Özellikleri .....	46
Tablo 4.1. $I_0 G \epsilon$ faktörü için fit katsayıları .....	50
Tablo 4.2.a. Mıknatıslanmamış Durumda Fe $K_\alpha$ .....	52
Tablo 4.2.b. Alana dik mıknatıslanmış Durumda Fe $K_\alpha$ .....	52
Tablo 4.2.c. Alana paralel mıknatıslanmış Durumda Fe $K_\alpha$ .....	52
Tablo 4.3.a. Mıknatıslanmamış Durumda Fe $K_\beta$ .....	53
Tablo 4.3.b. Alana dik mıknatıslanmış Durumda Fe $K_\beta$ .....	53
Tablo 4.3.c. Alana paralel mıknatıslanmış Durumda Fe $K_\beta$ .....	53
Tablo 4.4.a. Mıknatıslanmamış Durumda Co $K_\alpha$ .....	54
Tablo 4.4.b. Alana dik mıknatıslanmış Durumda Co $K_\alpha$ .....	54
Tablo 4.4.c. Alana paralel mıknatıslanmış Durumda Co $K_\alpha$ .....	54
Tablo 4.5.a. Mıknatıslanmamış Durumda Co $K_\beta$ .....	55
Tablo 4.5.b. Alana dik mıknatıslanmamış Durumda Co $K_\beta$ .....	55
Tablo 4.5.c. Alana paralel mıknatıslanmamış Durumda Co $K_\beta$ .....	55

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1. Fotoelektrik olayı.....	7
Şekil 2.2. Çift Oluşum Olayı.....	8
Şekil 2.3. Compton olayı.....	11
Şekil 2.4. Soğurma Kıyıları.....	14
Şekil 2.5. X-ışını flöresans olayı.....	16
Şekil 2.6. $\theta$ ile $\theta + d\theta$ arasındaki katı açı elemanı.....	18
Şekil 2.7. Katı açının tanımlanması.....	18
Şekil 2.8. $d\Omega$ katı açı hesap elemanları.....	19
Şekil 2.9. a-b Serbest e'un E alanı ve e'un açısal momentumu ve dipol momenti.....	23
Şekil 2.10. Dönen bir elektronun zıt yönlerde oluşan açısal momentumu ve manyetik momenti.....	24
Şekil 2.11. Malzeme içinde görülen manyetik domainler.....	31
Şekil 3.1. Yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörün temel yapısı.....	41
Şekil 3.2. Sayma Sisteminin Şematik Görünümü.....	43
Şekil 3.3. Numunelerin Mıknatıslanması.....	47
Şekil 3.4. Deney Geometrisi.....	48
Şekil 3.5. Fe ve Co, K X-ışını spektrumları.....	49
Şekil 4.1. $I_0G\varepsilon$ değerlerinin enerjiye bağlı değişimleri.....	51
Şekil 4.2. Fe $\sigma_{K\alpha}$ değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.....	56
Şekil 4.3. Fe $\sigma_{K\beta}$ değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.....	57
Şekil 4.4. Co $\sigma_{K\alpha}$ değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.....	58
Şekil 4.5. Co $\sigma_{K\beta}$ değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.....	59

## 1.GİRİŞ

Bir atomun yüklü parçacıklarla bombardıman edilmesi, elektromanyetik radyasyonla enerji aktarımı veya nükleer proseslerle (K veya L elektronu yakalanması veya dâhili dönüşüm ile) atomun iç tabakalarında bir elektron boşluğu oluşturulduğunda; üst seviyelerdeki elektronun boşluk oluşturulmuş seviyeye dışarıya enerji salarak geçişi (ışımali), Auger olayı ve Coster Kronig geçişler (ışımasız) ile bozunmasına de-excitation denir. Atomik enerji seviyeleri arasında meydana gelen ışımali geçişler sonrası oluşan spektrumlar atomun bir foton yayınlama ihtimalinin onun sadece ışıma yapmadan önceki ilk kuantum durumuna değil aynı zamanda ışıma yaptıktan sonraki son kuantum durumuna da bağlı olduğundan, bu seviyeler hakkında önemli bilgiler vermektedir (Demir, 2005a).

Doğadaki bütün maddelerin manyetik yapısı hakkında genel bilgi elde etmek için, bu maddelerin mıknatıslanmasını ve manyetik alınganlıklarını ölçmek gerekir. Bazı manyetik maddelerin manyetik davranışları basit yöntemlerle gözlenebilirken bazılarının manyetik davranışlarını gözleyebilmek için yardımcı araç ve gereçlere ihtiyaç duyulur.(Emen,2005a)

Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşmesinde; soğurma, saçılma ya da herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen şuadaki parçacıkların hedef çekirdeklere çarptıkları zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade edebilmemiz gerekmektedir. Bu amaçla da gelen şuanın şiddetindeki azalmayı hesaplayabilmemiz için tesir kesiti ( $\sigma$ ) kavramını tanımlamak gerekmektedir. Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen parçacıkla (veya fotonla), hedef numunedeki her bir parçacığın ilgilenilen herhangi bir olayı meydana getirme ihtimalinin bir ölçüsüdür (İçelli, 2000).

Etkileşen sistemlerde elektronik yük dağılımının yeniden düzenlenmesinden dolayı alignment (hizalanma veya yük bulutunun deformasyonu) ve orientation (net açısıl momentum veya dolanım) parametrelerine göre karakterize edilen yörüngeğin dolanım ve anizotropik yük dağılım özellikleri "etkin" atomik büyüklükle alakalı olan daha kapsamlı tesir kesiti hesaplamalarında dikkate alınmalıdır (Burgdörfer and

Dube, 1985). Boşluk hizalanmasının incelenmesi ile tesir kesiti ölçümlerinden elde edilmesi imkânsız olan iyonizasyon prosesleri (Trautmann and Baur, 1989) ve atomik tabakalar arasındaki geçişler sonucunda yayımlanan ışınımın ilk ve son seviyeler arasındaki atomik yük dağılımının simetrisinin değişimini yansıttığından dolayı, iç tabaka elektronunun dalga fonksiyonları hakkında bilgi edinilebilir (Wille and Hippler 1986).

Yüklü parçacıklarla (protonlar, ağır iyonlar gibi) açısal momentumu  $\frac{1}{2}$  olan seviyede bir boşluk oluşturduğunda bu boşluğun doldurulması ile yayınlanan X-ışınları ve Auger elektronları izotropik dağılıma sahiptirler. Oluşan boşluk açısal momentumu  $\frac{1}{2}$ 'den büyük bir seviyede ise, iyonlar yeniden yönelirler ve yayınlanan Auger elektronları ve karakteristik X-ışınları anizotropiye sahiptir (Santra et al., 2007a).

Ancak, fotonla uyarılma durumunda, bu durum çok belirgin değildir. 1960'da, Cooper ve Zare (1960) fotonla uyarılmış iyonların yönelmeyeceklerini ve bu yüzden yayınlanan Auger elektronlarının ve karakteristik X-ışınlarının izotropik olacağını teorik olarak gösterdi. Onların aksine Flügge et al. (1972) açısal momentumu  $\frac{1}{2}$ 'den büyük olan seviyelere geçişlerden yayınlanan Auger elektronlarının ve karakteristik X-ışınlarının anizotropiye sahip olacağını öngördüler. Daha sonra, onun teorik öngörüsü Jacop (1972), Oh and Pratt (1974), Scofield (1976) Berezhko et al. (1978), Kleiman and Lohmann (2003) ve Kleiman ve Becker (2005)'ün teorik çalışmalarıyla desteklenmiştir. (Santra et al., 2007b).

Caldwel ve Zare (1977) Cd'un foton-indüklü yönelimi ile ilgili ilk deneysel çalışmayı gerçekleştirdi. Daha sonra gerçekleştirilen pekçok deneyde (Southworth et al. 1981, Southworth et al. 1983, Kämmerlink et al. 1992, Snell et al. 2000, Meyer et al. 2001 ve O'Keeff et al. 2003), ya Auger elektronlarının açısal dağılımı ya da yayınlanan radyasyonun kutuplanma derecesi ölçülerek iyon yönelimleri araştırıldı. Bütün bu deneyler fotoiyonizasyondan sonra iyonların küçük miktarda yöneldiğini doğrulamaktadır.

Günümüzde, yayınlanan karakteristik X-ışınlarının yönelimleri hakkında ki deneysel sonuçlar hala tartışmaya açıktır. Farklı araştırma gruplarının sonuçları birbiriyle çelişmektedir. Böyle ölçümlerin ilki Kahlon et al. (1990a) tarafından gerçekleştirilmiştir. Kahlon Pb ve U'dan yayınlanan karakteristik L X-ışınlarında şiddetli bir anizotropi gözlemiştir. Daha sonra yaptıkları deneylerde Kahlon et al. (1990b, 1991a ve 1991b) Th, U ve Au'dan yayınlanan karakteristik X-ışınları için şiddetli bir anizotropi olduğunu belirledi. Ertuğrul et al. (1995, 1996), Ertuğrul (1996), Sharma ve Allawadhi (1999), Demir et al. (2000), Seven ve Koçak (2001, 2002), Demir *et al.* (2003) ve Seven (2004) yaptıkları deneylerle karakteristik X-ışınlarının şiddetli biçimde anizotropik olduklarını gösterdi. Ancak Papp ve Campbell (1992), Yamaoka et al. (2002, 2003) ve Küst et al. (2003) fotonla uyarılmış atomlardan yayınlanan X-ışınlarının zayıf anizotropiye sahip olduklarını gösterdi.

Bu araştırmacıların aksine, Puri et al. (1999), Mehta et al. (1999), Kumar et al. (1999, 2001), Tartari et al. (2003) ve Santra et al. (2007) fotonla uyarılmış atomlardan yayınlanan karakteristik X-ışınlarının anizotropiye sahip olmadıklarını buldular. Yani onların sonuçları Cooper ve Zare (1969) teorisini desteklemektedir.

Anizotropi X-Işını flöresans tesir kesiti, floresans verim ve şiddet oranları vs. ölçümlerini de etkileyebilir. Çünkü bireysel çizgi şiddeti ölçümleri radyasyonun polarizasyon ölçüm değerlerine bağlıdır ve iyon, parçacık veya foton enerjisi ile değişir. Bu nedenle X-ışını şiddet ölçümlerinden atomik parametrelerin elde edilmesinde bu etki göz önüne alınmalıdır.

Bir dış manyetik alan içindeki atom, manyetik momentlerinden dolayı manyetik alan ile etkileşir. Bir manyetik alanın manyetik dipol moment üzerine uyguladığı tork nedeniyle, bir yerleşim potansiyel enerjisi ortaya çıkar (Solymar and Walsh 2003). Atomik ışımanın atomdaki elektrik yüklerinin titreşim veya geçiş hareketinden kaynaklanmasından dolayı ışıyan atomun manyetik veya elektrik alanda bulunması halinde yörüngenin şekli, yayımlanan foton enerjileri, spektral çizgi genişlikleri, geçiş hızları ve seviye ömürleri gibi bazı atomik parametrelerde değişikliklerin

olması mümkündür (Şahin ve Kurucu 2005). Bu ise, özellikle yörünge şekli sabit olmayan manyetik alt seviyelere geçişlerde yayımlanan karakteristik tepelerin şiddetlerinin dış alanda değişmesi anlamına gelir (Demir, 2005b).

Günümüze kadar, elementlerin karakteristik XRF tesir kesitlerinin açısal dağılımı ile ilgili pek çok çalışma yapılmasına rağmen, mıknatıslanmış bir numuneden yayımlanan X-ışınlarının açısal dağılımı ile ilgili literatürde herhangi bir çalışma mevcut değildir. Bu çalışmada oda sıcaklığında mıknatıslanmış ferromanyetik Fe ve Co'ın K XRF tesir kesitlerinin açısal dağılımı araştırılmıştır.



## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. $\gamma$ ve X-ışınlarının Madde ile Etkileşmesi

Maddeyle  $\gamma$ -ışınlarının etkileşmesi her bir etkileşme için ya tam bir soğurulmaya ya da saçılmaya neden olur. Maddeyle elektromanyetik radyasyonun etkileşmesini tanımlamak için fotonların,

- i. Bağlı atomik elektronlarla,
- ii. Serbest elektronlarla,
- iii. Çekirdeğin veya elektronların Coulomb alanıyla,
- iv. Çekirdeklerle (sadece nükleonlar ile veya bütün çekirdekle),

etkileştiğini söyleyebiliriz. Bu etkileşmelerin aşağıdaki üç olaydan birine neden olduğunu söyleyebiliriz:

1. Bir fotonun tamamen soğurulması,
2. Elastik saçılma,
3. İnelâstik saçılma.

10 MeV'e kadar olan enerjilerde etkileşmelerin çoğunluğu aşağıdaki olaylardan birisi ile sonuçlanır (Adams and Dams, 1970):

1. Düşük enerjilerde fotoelektrik olayı baskındır (0,01 MeV' den 0,5 MeV' e kadar). Bir foton bağlı bir elektrona bütün enerjisini verir. Elektron bu enerjinin bir kısmını atomla olan bağını koparmada kullanırken geriye kalan kısmı ise elektrona kinetik enerji olarak aktarılır.
2. Foton serbest ya da serbest olarak kabul edilebilecek bir elektrondan enerji kaybederek farklı bir doğrultuda saçılır. Bu olay; foton, elektronun bağlanma enerjisinden çok büyük enerjiye sahip ise ve elektron serbest ve durgun kabul

edilebilirse meydana gelir. Bu olaya Compton olayı denir ve 1,022 MeV'a kadar baskındır.

3. Gelen fotonun enerjisi 1,022 MeV'den daha büyükse çift oluşumu olayı baskın olur. Yüklü bir parçacık veya foton, bir elektronun ve bir pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamına eşit bir kinetik enerji sahip olursa bir elektron pozitron çifti oluşabilir ( $2m_0c^2 = 1,022MeV$ ).

Meydana gelme ihtimali daha az ve ilgilendiğimiz enerji aralığında daha az öneme sahip olan diğer etkileşmelerden bazıları şunlardır: Bağlı elektronlardan Rayleigh saçılması ve serbest elektronlardan Thomson saçılması'dır. Bu saçılmalarda foton enerji kaybetmez, sadece doğrultusunda bir değişim meydana gelir. Yani atom ne iyonlaşır ne de uyarılır. Foton sadece atomik elektronlarla değil atomun çekirdeği ile de etkileşebilir. Örneğin nükleer rezonans saçılma ve Delbrück saçılması gibi. Nükleer rezonans saçılmada foton enerjisinin tamamını çekirdeğe aktarır ve çekirdek uyarılmış durumda kalır. Delbrück saçılmasında foton çekirdeğin Coulomb potansiyel alanı ile etkileşebilir. Bu etkileşmelerin etkisi birçok durumda ihmal edilebilecek kadar küçüktür.

Sonuç itibariyle genelleme yapacak olursak X veya  $\gamma$  ışınlarının maddeyle etkileşimi şu şekillerde gerçekleşebilir.

#### A. $\gamma$ -ışınlarının Soğurulması

- i. Fotoelektrik olay,
- ii. Çift oluşumu olayı,

#### B. $\gamma$ -ışınlarının Saçılması

- a) Koharent Saçılma;
  - i. Nükleer Thomson saçılması,
  - ii. Rayleigh saçılması,
  - iii. Delbrück saçılması,
  - iv. Nükleer rezonans saçılma.
- b) İnkoharent Saçılma;
  - i. Compton saçılması,

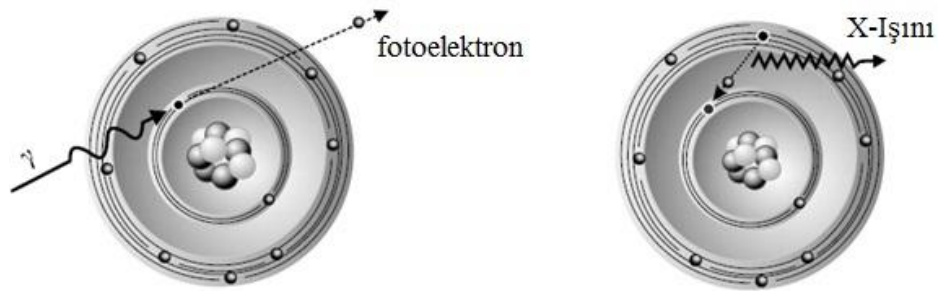
- ii. Nükleer saçılma,
- iii. Raman saçılması.

### 2.1.1. Fotoelektrik Olayı

$h\nu$  enerjili bir fotonun, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olayı, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Bu işlem sırasında foton tamamen soğurulur ve bağı kırarak koparan elektronun kinetik enerjisi,

$$K_e = h\nu - I_b \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada  $I_b$  yörünge elektronunun bağlanma enerjisidir. Serbest bir elektronun fotoelektrik olayını meydana getirmesi imkânsızdır. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Hâlbuki elektron bağlı ise geri teper ve böylece enerji korunmuş olur.



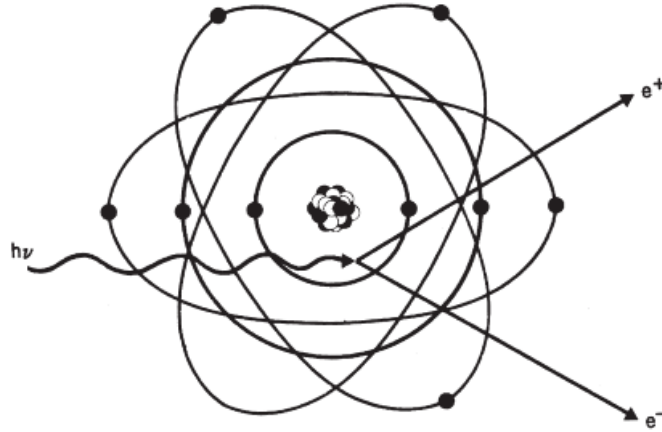
**Şekil 2.1.** Fotoelektrik olay

Birincil fotonların enerjisi, elektronun  $K$ ,  $L$  ve  $M$  yörüngelerine ait bağlanma enerjisine eşit enerjilerde, fotoelektrik etkileşme ihtimaliyetinde keskin bir süreksizlik olmaktadır. Enerjik olarak mümkün olmasına rağmen, fotoelektrik etkileşmelerin yaklaşık %80'i  $K$  tabakasında gerçekleşmekte ve kalan %20'nin büyük bir kısmı  $L$  tabakasında meydana gelmektedir.

Sonuç olarak, fotoelektrik olay düşük enerjili fotonların ağır elementler tarafından soğurulmasında baskın olmaktadır (Gürol, 2005a).

### 2.1.3. Çift Oluşum

Çift oluşumu olayının meydana gelebilmesi için eşik enerjisi  $2m_0c^2$  yani 1,02 MeV olmalıdır. Bazen 1,02 MeV'den daha büyük enerjili bir foton, yüksek atom numaralı bir elementin çekirdeğinin yakınından geçerken yok olur ve bir elektron pozitron çifti meydana gelir (Şekil 2.2). Momentumun korunumu prensibi ağır bir parçacığın varlığını gerektirir. Hafif parçacıklarla da çift oluşması mümkündür. Fakat bu durumda olayın gerçekleşmesi için gereken eşik enerjisi artar.



Şekil 2.2. Çift Oluşum Olayı

Bu olayda soğurulan enerji, oluşan çiftin toplam enerjisine eşittir:

$$h\nu = (T_- + m_0c^2) + (T_+ + m_0c^2) \quad (2.2)$$

Burada  $h\nu$  gelen fotonun enerjisi  $T_-$  ve  $T_+$  sırasıyla elektron ve pozitronun kinetik enerjileri,  $m_0c^2$  ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

Çift oluşum hole teorisi ile izah edilebilir. Dirac'a göre, bir serbest elektronun enerjisi  $+m_0c^2$ 'den daha büyük veya  $-m_0c^2$ 'den daha küçüktür. Bu iki limit arasında elektronların mümkün durumları yoktur. Dirac teorisine göre,  $2m_0c^2$ 'den daha büyük bir enerjiye sahip olan bir foton, bir elektronu negatif enerjili bir durumdan pozitif enerjili bir duruma yükseltebilir. Bu, pozitif enerji durumunda gözlenebilir bir elektron ile negatif enerji durumunda Dirac deliği denilen ve pozitif yüklü bir parçacık gibi hareket eden bir boşluk (hole) meydana getirir. Bu boşluk bir pozitrona karşılık gelmektedir. Böylece bir elektron-pozitron çifti meydana gelmiş olur (Arya, 1999).

#### 2.1.4. Koharent Saçılma

Gelen fotonla saçılan foton arasında, enerji farkı olmadan meydana gelen saçılmaya koharent saçılma denir. Koharent saçılmada, gelen ve saçılan ısın aynı fazdadır. Bu durum, enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden daha düşük enerjili fotonların elektron üzerinden saçılmasıyla da oluşur. Koharent saçılma; Thomson, Delbrück, Rayleigh ve Nükleer Rezonans Saçılma olarak sınıflandırılabilir.  $F(x,Z)$  atomik form faktörü ve  $\sigma_T$  Thomson saçılma tesir kesiti olmak üzere, atom başına koharent saçılma tesir kesiti;

$$\sigma_{coh} = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_T [F(x,Z)]^2 \quad (2.3)$$

$$= \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^1 (1 + \cos \theta) [F(x,Z)]^2 d(\cos \theta)$$

şeklinde ifade edilebilir.

#### 2.1.5. İnkoherent Saçılma

Gelen fotonla saçılan foton arasında enerji farkı meydana gelen saçılmalara inkoherent saçılma denir. Gelen ve saçılan fotonların fazları farklıdır.  $S(x,Z)$

inkoherent saçılma fonksiyonu ve  $d\sigma_{KN}(\Phi)$  Klein- Nishina diferansiyel saçılma tesir kesiti olmak üzere, toplam inkoherent saçılma tesir kesiti,

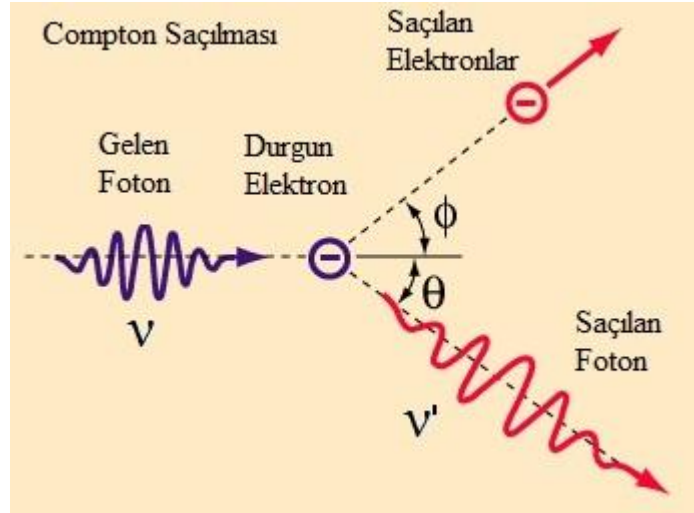
$$\sigma_{\text{incoh}} = \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_{KN}(\phi) S(x, Z) \quad (2.4)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir. İnkohherent saçılma; Compton, Nükleer ve Raman saçılması olarak bilinir.

### 2.1.6. Compton Olayı

Compton saçılması, gelen fotonun çok zayıf olarak bağlı ya da serbest bir elektronla inkoherent çarpışmasıdır. Gelen ve saçılan fotonlar arasında bir enerji farkı vardır. Yani, gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak bulunur. Kısaca Compton olayı, fotondan elde edilen enerji yanında atomik bağlanma enerjisinin ihmal edildiği durumlarda, bir fotonun başlangıçta durgun ve serbest olan veya olduğu kabul edilen bir elektrondan inkoherent olarak saçılması olarak bilinir. Compton saçılmasına uğrayan foton enerjisinin bir kısmını kaybeder ve doğrultu değiştirir. Bu olay düşük atom numaralı elementlerde ve yüksek enerjilerde daha sık olarak görülür. Compton olayı, ışığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren olaylardan biridir. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda meydana gelir.

Şekil 2.3'de görüldüğü gibi  $h\nu$  enerjili bir foton durgun kütlesi  $m_0$  olan bir serbest elektron ile çarpıştığı zaman etkileşme, fotonun  $h\nu'$  ( $h\nu' < h\nu$ ) enerjisiyle ilk doğrultusu ile  $\theta$  açısı yapacak şekilde saçılması, elektronun ise  $K_e$  enerjisi ve  $\phi$  açısı ile saçılması şeklinde olur.



Şekil 2.3. Compton olayı

Momentumun ve enerjinin korunumu kanununa göre saçılan fotonun enerjisi

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\theta)} \quad (2.5)$$

olarak verilir. Burada  $m_0$  elektronun durgun kütlesi ve  $m_0c^2$  (0,511 MeV) elektronun durgun kütle enerjisidir.

Geri tepen elektronun  $T$  kinetik enerjisi, gelen fotonun enerjisi ile saçılan fotonun enerjilerinin farkına eşittir ve  $\alpha = E/m_0c^2$  olmak üzere,

$$T_c = \frac{\alpha E(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.6)$$

ile verilir. Saçılan fotonun minimum enerjisi için ise  $\theta = 180^\circ$ 'de

$$T_m = \frac{E}{1 + \frac{1}{2\alpha}} = \frac{E}{1 + \frac{1}{2} \frac{m_0c^2}{E}} \quad (2.7)$$

ifadesi yazılabilir.

Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemedir.  $\phi$  ve  $\theta$  arasındaki bağıntı

$$\cot \phi = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.8)$$

olarak verilir (Adams and Dams, 1975).

Burada E gelen foton enerjisi,  $\alpha = \frac{1}{137}$  olup ince yapı sabitidir. Compton saçılmasının meydana gelme ihtimaliyeti hesaplarında, serbest ve durgun elektronlardan saçılmayı inceleyen Klein-Nishina teorisi kullanılır.

## 2.2. Kütle Soğurma Katsayısı ve Soğurma Kıyıları

Bir ışın demeti bir soğurucuyu geçerken şiddeti azalır. Azalan şiddetin derecesi saçılmaya ve çeşitli soğurma işlemlerine bağlıdır. Bu işlemlerin detayına girmeksizin Lambert kanunu, aynı soğurucu madde içinde eşit yollarda radyasyonun eşit miktarlarda soğurulacağını söyler.  $\mu$  maddeyi geçen ışın demetindeki lineer soğurma katsayısı olarak tanımlanmıştır. Bu lineer soğurma katsayısı yukarıda bahsedilen üç olayda (Compton, fotoelektrik ve çift oluşum) demetin şiddetinde azalmaya sebep olduğu için ayrı ayrı soğurma katsayılarının toplamına eşittir ve

$$\mu = \tau + \sigma + \chi \quad (2.9)$$

şeklinde verilir. Burada  $\tau$  fotoelektrik soğurma katsayısı,  $\sigma$  Compton soğurma katsayısı ve  $\chi$  çift oluşumu soğurma katsayısıdır.



$I = I_0 e^{-\mu x}$  denklemindeki niceliklerden  $\mu$  hariç hepsi ölçülebilir. Böyle ölçümler  $\mu$ 'nün materyalin haline (katı, sıvı ve gaz) bağlı olduğunu gösterir. Bu yüzden materyalin özel bir fazına bağlı olmayan kütle soğurma katsayısını  $\mu_m$ 'yi tanımlamak faydalı olur. Lineer soğurma katsayısının yoğunluğa oranı kütle soğurma katsayısı olarak adlandırılır ve üç olayın kütle soğurma katsayılarının toplamı olarak yazılır.

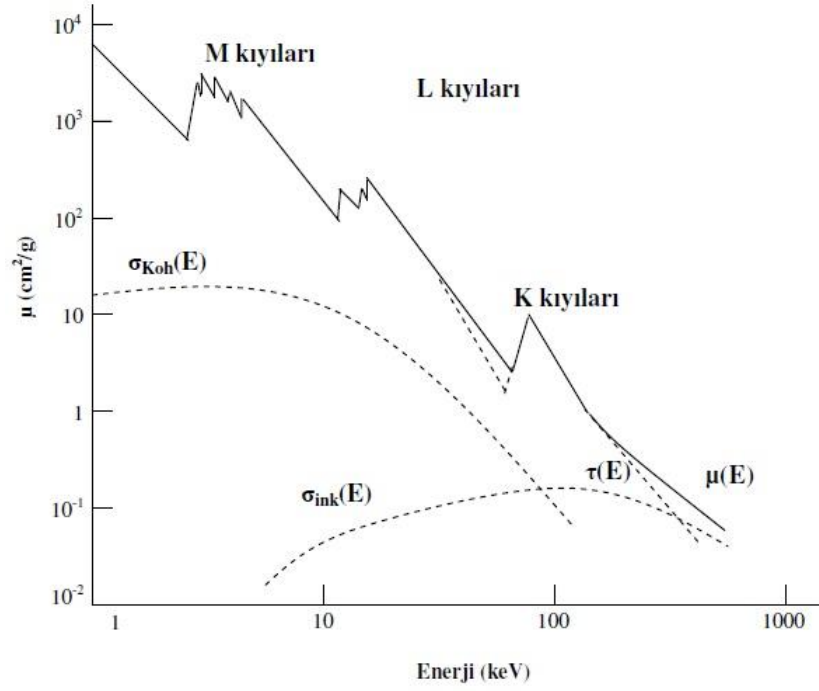
$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\chi}{\rho} \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $\tau/\rho$  fotoelektrik kütle soğurma katsayısı;  $\sigma/\rho$  Compton kütle soğurma katsayısı ve  $\chi/\rho$  ise çift oluşumu kütle soğurma katsayısıdır ve  $\text{cm}^2/\text{g}$  birimindedirler (Agarwal, 1989).

Toplam fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, atomdaki bütün kabukları kapsadığından, her bir kabuğun kütle soğurma katsayılarının toplamı olarak yazılabilir.

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_E = \sum_i \left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i} \quad (2.11)$$

Burada  $\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{E,i}$   $i$ .elektron seviyesinin ( $i = K, L_1, L_2, L_3, \dots$ )  $E$  enerjili foton için fotoelektrik kütle soğurma katsayısıdır. Fotoelektrik etkileşme ihtimali, gelen fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça artmaktadır. Bu sebeple gelen X-ışınlarının enerjisi elektronların bağlanma enerjisine eşit olduğunda X-ışınlarının soğurulması en fazladır. Bir tabakada fotoelektrik olay meydana getirebilen minimum foton enerjisine o elementin o tabakasına ait soğurma kıyısı denir. Soğurma kıyıları ve kütle soğurma katsayılarının enerjiye bağlı değişimi şematik olarak Şekil 2.4'de görülmektedir.



Şekil 2.4. Soğurma Kıyıları

### 2.3. Karakteristik X-ışınlarının Oluşumu

Herhangi bir yolla atomun iç tabaka elektronlarından biri veya birkaçı söküldüğü zaman atom uyarılmış olur. Bu uyarma değişik metotlarla olabilir. Atomda meydana gelen boşluk diğer üst tabaka elektronları tarafından  $10^{-12}$  -  $10^{-14}$  saniye içerisinde doldurulur. Bu esnada enerji düzeyleri arasındaki fark karakteristik X-ışını olarak yayımlanır.

X-ışını oluşumu esasen iki şekilde meydana gelmektedir:

1. Yüksek hızlı yüklü parçacıkların durdurulması veya yavaşlatılması ile yayımlanan X-ışınları sürekli X-ışınları olarak adlandırılırlar ve bunlar X-ışını spektrumlarında sürekli bir bölge oluştururlar
2. Atomun herhangi bir iç tabakasından sökülen elektronun yerinde kalan boşluk, üst tabakadaki elektronlar tarafından belli geçiş kurallarına ve enerjinin minimumluğu prensibine uygun olarak doldurulur. Böyle bir doldurma sırasında yayımlanan fotona

o elementin karakteristik X-ışınları denir. Bunlar spektrumda karakteristik çizgiler denilen  $K\alpha, K\beta, L\ell, L\alpha, L\beta, L\eta, L\gamma, M\alpha, M\beta \dots$  çizgilerini oluştururlar.

Farklı atomlar farklı sayıda elektrona sahip ve bu geçişlerden yayımlanan foton enerjisi, esasen tüm elektronların sayısına ve durumuna bağlıdır. Çünkü her bir elektron bir etkin merkezi yükün tesiri altında bulunmakta, ancak bu etkin yükün değeri söz konusu elektronla çekirdek arasındaki elektronların sayısı ile değişmektedir. Etkin yükün bu şekilde değişiminden meydana gelen azalmasına perdeleme etkisi denilmektedir. Moseley, Bohr teorisinden hareketle tüm elementler için çizgi ışımaya frekansının karekökünün merkezi etkin yükün, bir başka deyişle atom numarasının lineer fonksiyonu olarak değiştiğini ve bu değişimin

$$\nu(K_\alpha) = \frac{3}{4} \frac{2\pi^2 m e^2 Q^2}{h^3} \quad (2.12)$$

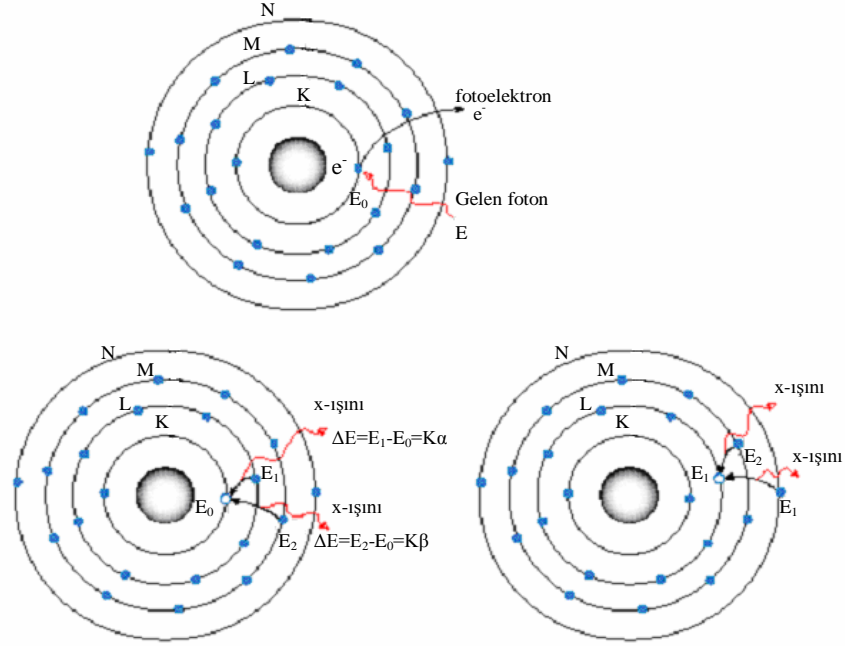
ile verilebileceğini gösterdi. Burada  $h$  Planck sabiti,  $m$  ve  $e$  elektronun kütlesi ve yükü,  $Q$  ise etkin yüküdür (Gürol, 2005b).

#### 2.4. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi bir atomda  $K, L, M, \dots$  gibi iç tabakaların elektronları daha üst tabakalara uyarılırsa veya herhangi bir olayla (elektron, proton,  $\alpha$ -parçacığı, yeterli enerjiye sahip  $\gamma$ -ışını veya X-ışınlarıyla) iç tabakada elektron boşluğu meydana getirilip, üst tabakalardan buraya elektron geçerse, enerji farkı karakteristik X-ışını olarak yayımlanır.

Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu şayet  $L$  kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun  $K\alpha$  çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk M kabuğundaki bir elektron tarafından

doldurulursa  $K\beta$  çizgisi,  $N$  kabuğundaki elektronlardan biri tarafından doldurulursa  $K\gamma$  çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır.



Şekil 2.5. X-ışını floresans olayı

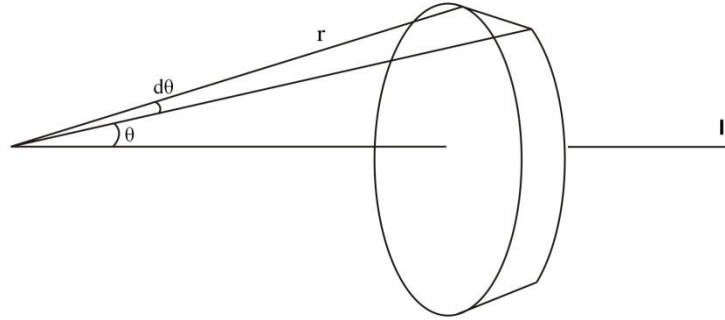
Şayet hedef metali üzerine çarpan elektronların enerjileri  $K$  kabuğundan elektron sökecek kadar büyük değilse,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ , ... kabuklarından birinden bir elektron sökülebilir ve bu kez  $K$  kabuğuna benzer olarak  $L$  kabuğunda meydana gelen boşluğun  $M$ ,  $N$ , ... kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında  $L\ell$ ,  $L\alpha$ ,  $L\beta$ ,  $L\gamma$  ışınları,  $M$  kabuğu için  $M\alpha$ ,  $M\beta$ ,  $M\gamma$ , ... ve  $N$  kabuğu için  $N\alpha$ ,  $N\beta$ ,  $N\gamma$ , ... çizgileri kısaca  $L$ ,  $M$  ve  $N$  serileri ortaya çıkmış olur. Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan X-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry) gösterimleri Tablo 2.1'de verilmektedir.

**Tablo 2.1.** X-ışını diyagram çizgilerinin eski [Siegbahn] ve yeni [IUPAC] gösterimleri.

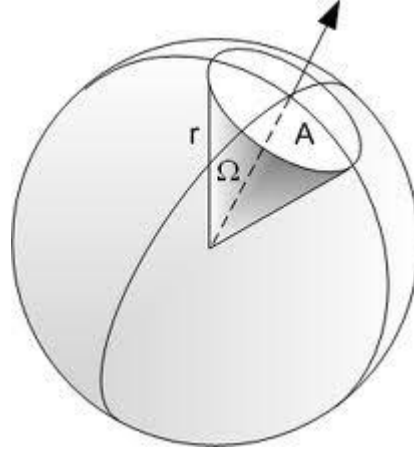
Siegbahn				IUPAC			
$K\alpha_1$	$K-L_3$	$K\alpha_2$	$K-L_2$	$K\beta_1$	$K-M_3$	$K\beta_2'$	$K-N_3$
$K\beta_2''$	$K-N_2$	$K\beta_3$	$K-M_2$	$K\beta_4'$	$K-N_5$	$K\beta_4''$	$K-N_4$
$K\beta_5'$	$K-M_5$	$K\beta_5''$	$K-M_4$				

## 2.5. Katı Açı

$d\Omega$  katı açı elemanı (Şekil 2.6) yarım açısı  $\theta + d\theta$  arasında olan bir koni ile merkezi bu koninin tepe noktasında bulunan bir kürenin kesişmesi sonucu ortaya çıkan (Şekil 2.7) kesit alanın küre yarıçapının karesine bölünmesiyle bulunur (Tipler, 1978).



**Şekil 2.6.**  $\theta$  ile  $\theta + d\theta$  arasındaki katı açı elemanı (Kurucu, 1990a)



Şekil 2.7. Katı açının tanımlanması

$$\sin \theta = \frac{a}{r} \Rightarrow a = r \cdot \sin \theta \quad (2.13)$$

$$d\theta \text{ açısının gördüğü yay uzunluğu} = r \cdot d\theta \quad (2.14)$$

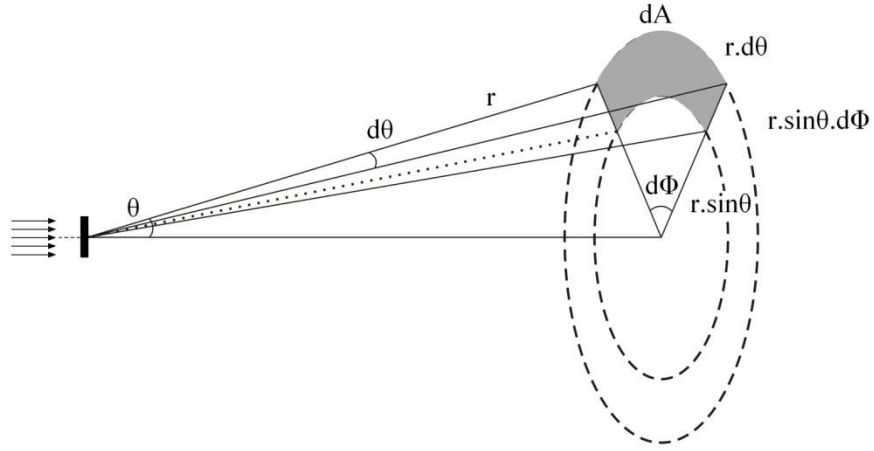
$$\text{Kesit Alanı} = 2\pi r \cdot d\theta = 2\pi r^2 \sin \theta d\theta \quad (2.15)$$

şeklinde olacaktır. O halde  $d\Omega$  katı açı ifadesi,

$$d\Omega = \frac{\text{kesitalanı}}{r^2} = \frac{2\pi r^2 \sin \theta d\theta}{r^2} = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.16)$$

ile kolaylıkla hesaplanabilir.

$d\Omega$  katı açısı için daha iyi bir ifade ancak  $\Phi$ 'ye de bağımlı olacak şekilde bulunabilir (Şekil 2.8).



**Şekil 2.8.**  $d\Omega$  katı açı hesap elemanları (Kurucu, 1990b)

Saçılma olayını gözlemek amacıyla kullanılan bir dedektör (saptayıcı), kutupsal koordinatları  $r = (r, \theta, \phi)$  olan bir noktaya konulmuş olsun. Genellikle her dedektörün etkin bir kesit alanı vardır. Bu etkin alana  $dA$  dersek bunun gördüğü katı açı,

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{(r.d\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.17)$$

bağıntısıyla verilir. Parçacıkların sürekli olarak aynı yönde ve aynı enerjide gönderildiği düşünülürse, saçılma sonucu parçacıklar da her yönde kararlı bir şekilde saçılacaklardır.

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.18)$$

Katı açı kesri ise;

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.19)$$

ile verilmektedir.

Herhangi bir etkileşimde diferansiyel saçılma tesir kesiti,  $\theta$  doğrultusundaki  $d\Omega$  katı açısı içine saçılan parçacık (veya foton) sayısının gelen parçacık (veya foton) sayısına oranıdır. Diğer bir ifadeyle, diferansiyel saçılma tesir kesiti gelen bir parçacığın veya ışının birim katı açı başına saçılma ihtimalinin bir ölçüsüdür. Diferansiyel saçılma tesir kesitinin bütün katı açı boyunca integrali, toplam saçılma tesir kesitini verir. Yani,

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.20)$$

olur.

## 2.6. Maddenin Manyetik Özellikleri

Manyetik alan, elektrik yüklerinin hareketi sonucunda ortaya çıkan bir etkidir. Bir maddenin en küçük parçası olan atomlarda negatif yüklü olan elektronlar, çekirdek etrafında yörüngesel bir hareket yaptıkları gibi, kendi eksenleri etrafında da bir dönme hareketi yaparlar.

Elektrik akımının yüklü parçacıkların hareketi sonucunda meydana gelmesi sebebiyle bu hareketlere, bir çeşit mikroskobik akımlar gözüyle bakılabileceği ve tabii ve yapay mıknatısların manyetik özellikler göstermesinde etkin oldukları ilk kez Ampere tarafından ileri sürülmüştür. Manyetik etkilerin, söz konusu bu mikroskobik akımlardan ileri geldiği savı, günümüzde de artık kesinlik kazanmıştır. Bu sava göre yüklü parçacıklar hareket halinde ise ortamda bir değişiklik meydana gelir. İşte akım taşıyan bir bobinin ya da bir mıknatısın bulunduğu ortamda manyetik kuvvet olarak ortaya çıkan bu değişiklik, manyetik alan olarak adlandırılır. Manyetik alan; doğrultusu, yönü ve şiddeti ile belirlenen vektörel bir büyüklüktür. Her hangi bir ortamdaki manyetik alan, kuvvet çizgileri ya da manyetik akı çizgileri ile gösterilir. Kuvvet çizgileri, N kutbundan çıkıp S kutbuna girerek kapalı bir yol oluşturur.



Mıknatıslarda olduğu gibi kuvvet çizgilerinin aktığı bobin ucu N, çıktığı uç ise S kutbunu gösterir.

Manyetik alan oluşturulmasında üç değişik yol söz konusudur. Bunlar; elektrik akımı, daimi mıknatısları kullanma ve elektrik alanın değişimidir. Hareketli yükler ve akım şekilleri boşlukta değil de bazı maddelerden meydana gelen ortamda bulunurlarsa, bunların oluşturdukları manyetik alan boşluğa göre çok az farklı olacaktır. Genelde herhangi bir akım ilmeği manyetik alana ve buna karşılık gelen manyetik momente sahiptir. Benzer şekilde bir maddedeki manyetik momentler, iç atomik akımlardan kaynaklanırlar. Bu akımların, elektronların çekirdek etrafında ve çekirdekdeki protonların birbirleri etrafında dolanımlarından ileri geldikleri söylenir. Elektronlardan kaynaklanan manyetik momentler, daha açık olarak elektronun net manyetik momenti elektronun yörüngesel hareketiyle, spin denen iç özelliğinin birleşiminden meydana gelir. Bu manyetik dipol momentlerinin aralarındaki karşılıklı etkileşim kuvvetleri ve dış manyetik alan etkileşimleri, manyetik maddeyi anlayabilmek bakımından önemlidir. Paramanyetik ve ferromanyetik maddeler sürekli dipol momentli atomlara sahiptir. Diyamanyetik maddelerin atomları ise sürekli dipol momente sahip değildir.

Elektrikte birbirine eşit ve zıt iki yük bir dipol momenti oluştururlar. Manyetizmada ise manyetik monopolden söz edilemez. N ve S kutbu olan bir çubuk mıknatısı ne kadar küçük parçalara bölersek bölelim, sonunda elde edilecek elemanter parçada iki kutuplu olmayı muhafaza edecektir. Böyle bir yapı manyetik dipol momenti adı verilen  $\mu$  ile tanımlanır. Halka şeklindeki elektrik, kısa solenoidler, çubuk şeklindeki mıknatıslar, kendilerinden belli bir uzaklıkta bir manyetik dipole özdeş etki göstermektedirler ki buna manyetik dipol denilmektedir. Bir dipolün kutuplarının yerini manyetik alan içinde tayin edebiliriz Manyetik dipol'ün değerini de, yine dipolün bir manyetik alanda dönmesinde oluşan momentten yararlanarak kolaylıkla hesaplayabiliriz. Buna göre,

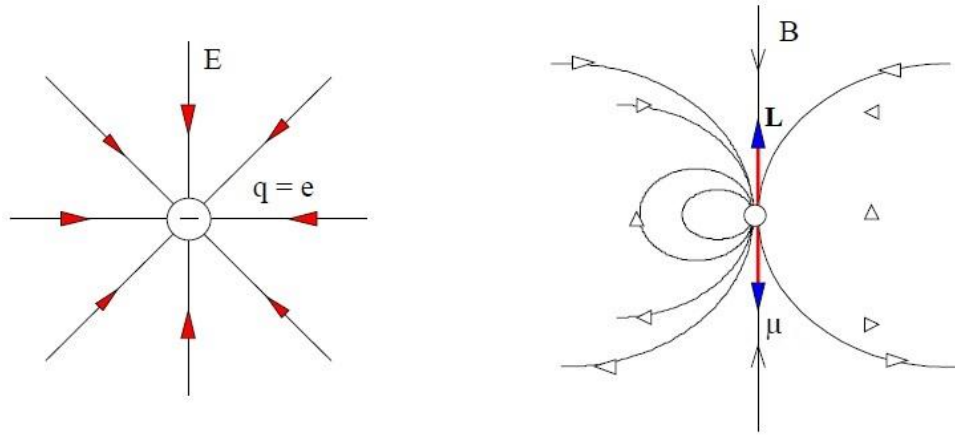
$$\tau = \mu \times B \quad (2.21)$$

bağıntısından  $\mu$  tayin edilir. Bir manyetik dipolün oluşturduğu manyetik alan,

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi r^3} \quad (2.22)$$

bağıntısıyla verilir (Halliday and Resnick, 1991).

Durgun fakat kendi üzerinde bir topaç gibi dönen bir elektron aynı zamanda küçük bir mıknatıs gibi davranmak ve bu spin hareketi yüzünden bir manyetik momente sahip olmak zorundadır. Kendi eksenini etrafında dönen bir elektronun kendine özgü bir açısal momentumu  $L$  ve bunun hareketine ilişkin manyetik dipol momentini  $\mu$  vardır (Şekil 2.9.b). Bununla birlikte elektronun şekli ve taşıdığı yükün dağılımı ile ilgili kesin hiçbir şey bilinmemektedir. Serbest elektronun bir elektrik alanı ( $E$ ) vardır (Şekil 2.9.a).



**Şekil 2.9.a.** Serbest elektronun E elektrik alanı

**b.** Elektronun açısal momentumu ve dipol momentini

Maddelerin mıknatıslanması, birim hacimdeki atomlara ait manyetik momentlerin uygulanan dış manyetik alanla aynı doğrultulu hale gelmeleri olarak tanımlanır.  $B=0$  olduğunda mıknatıslanma sıfırdır ve bu durum bütün dipollerin rastgele yönelmiş olmalarına karşılık gelir. Çok büyük manyetik alanlarda veya çok düşük

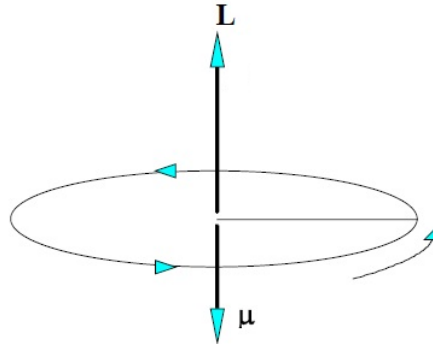
sıcaklıklarda, mıknatıslanma maksimum veya doyum değerine ulaşır. Bu durumda, tüm manyetik dipol momentler alan doğrultusunda yönelmişler demektir (Morrish, 1965a). Deneysel olarak bazı şartlar altında, paramanyetik bir maddenin mıknatıslanmasının manyetik alanla doğru, sıcaklıkla ters orantılı olduğu gözlenmiştir. Bu mıknatıslanmanın P. Curie tarafından denel bazlı olarak önerilen değeri,

$$M = C \frac{B}{T} \quad (2.23)$$

dir. Bu bağıntıya Curie yasası denilmekte ve burada T ortamın mutlak sıcaklık eşiğindeki değerini, C’de Curie sabitini göstermektedir. Bu bağıntı B/T nin 0,4 değerine kadar denel değerlerle oldukça uyum içindedir. Bundan daha büyük değerler ait değişimleri incelemek için devreye modern kuantum fiziği girer.

### 2.6.1. Atomların manyetik Özellikleri

Klasik atom modeline göre elektron ağır bir çekirdek etrafında r yarıçaplı bir yörüngede v hızıyla dolanmaktadır (Şekil 2.10). Bu klasik teori kuantum fiziğinin önerdiği teori ile uyum içindedir. elektron çekirdek etrafında  $2\pi r$  lik (devrenin çevre uzunluğu) yolu T (periyot) zamanda dolarsın, bu elektronun bu devrede bir dolanımda oluşturacağı akım,



**Şekil 2.10.** Bir çember üzerinde dönen bir elektron zıt yönlerde açısal momentuma ve manyetik moment’e sahiptir (Serway, 1996).

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e\omega}{2\pi} = \frac{ev}{2\pi} \quad (2.24)$$

olacaktır. Bu akım ilmeğinin manyetik momenti,  $S = \pi r^2$  ve  $\mu = IS$  bağıntılarından

$$\mu = IS = \left( \frac{ev}{2\pi r} \right) \pi r^2 = \frac{1}{2} evr \quad (2.25)$$

olacaktır. Elektronun açısal momentumunun büyüklüğü  $L = mVr$  olduğundan (2.24) bağıntısı

$$\mu = \left( \frac{e}{2m} \right) L \quad (2.26)$$

şeklinde de yazılır. (2.25) bağıntısına göre yörüngesel manyetik moment yörüngesel açısal momentumla orantılıdır. Elektron negatif yüklü olduğundan  $\mu$  ve  $L$  vektörleri ters yönlüdürler ve yörünge düzlemine diktirler (Şekil 2.10). Kuantum fiziğine göre  $h$  Planck sabiti olmak üzere ( $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \times 10^{-34} \text{ j.sn}$ ), yörünge açısal momentumu her zaman kesikli (kuantumlu) ve her zaman  $\hbar$ 'ın tam katları şeklindedir. Daha açık olarak,

$$L = 0, \hbar, 2\hbar, 3\hbar \quad (2.27)$$

dır. Manyetik momentin sıfır olmayan en küçük değeri (2.26) bağıntısına göre

$$\mu = \frac{e}{2m} \hbar \quad (2.28)$$

şeklinde olacaktır.

Tüm maddelerin elektronları olduğu halde onların sadece belirli bir kısmının manyetik özellik gösterdiği geriye kalanların ise neden manyetik özellik göstermedikleri sorusu aklımıza gelebilir. Maddelerin çoğundaki atomda bir elektronun manyetik momentinin yine aynı atomun ters yönde dönen başka bir elektronun elektronunun manyetik momentiyle dengelenerek etkisiz hale getirilmesi sonucu madde manyetik olamaz. Sonuç olarak maddelerin çoğunun elektronlarının yörüngesel hareketlerinin oluşturduğu manyetik etkisi ya sıfırdır ya da çok çok küçüktür. Elektron spin özelliğinden dolayı manyetik momente katkıda bulunur. Kuantum mekaniğine göre spin özelliği dönen bir elektronun bir akım ilmeği oluşturması ve dolayısıyla manyetik moment oluşturmasından meydana gelir.

Maddelerin manyetik özellikleri madde atomlarının sahip olduğu manyetik dipol momentler ile açıklanabilir. Atomun sahip olduğu manyetik dipol momentin kaynağını,  $+Ze$  yüklü pozitif bir çekirdekten  $r$  uzaklıktaki bir yörüngede dolanan elektronlarını inceleyerek açıklayabiliriz. Elektron yörünge üzerinde bir akım ilmeği oluşturur ve bu akım ilmeğinin oluşturduğu yörünge açılal momentumundan kaynaklanan yörünge manyetik dipol momentini,

$$\vec{\mu}_\ell = -\frac{g_\ell \mu_B}{\hbar} \vec{L} \quad (2.29)$$

şeklinde verilir. Bu denklemdaki (-) işareti  $\vec{\mu}_\ell$  ve  $\vec{L}$ 'nin ters yönlü olduğunu gösterir. Burada  $g_\ell$  Lande  $g$  çarpanı veya jromanyetik oran olup değeri 1'dir,  $\hbar$  Planck sabiti,  $\vec{L}$  elektronun yörünge açılal momentumu ve  $\mu_B$

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \times 10^{-27} \text{ J/T} \quad (2.30)$$

ile verilen **Bohr manyetonudur**. Burada  $e$  elektronun yükü,  $m_e$  elektronun kütlesi'dir. Elektronun spin hareketinden kaynaklanan spin manyetik dipol momentini

$$\vec{\mu}_s = -\frac{g_s \mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (2.31)$$

ile verilir. Burada  $\vec{S}$  spin açısal momentumu ve  $g_s$  spin Lande  $g$  çarpanı veya spin jromanyetik oranı olup yapılan deneyler değerinin 2 olduğunu göstermektedir. Elektronun toplam manyetik dipol momenti, bu iki momentin toplamıdır. Yani,

$$\vec{\mu} = -\mu_B \frac{(g_l \vec{L} + g_s \vec{S})}{\hbar}$$

olur (Bransden ve Joachin 1999). Çok elektronlu atomların manyetik momenti ise

$$\mu = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \mu_B = g_J \sqrt{J(J+1)} \mu_B \quad (2.32)$$

burada Lande  $g$  çarpanı  $g_j$

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

ile verilir. Eğer böyle bir sistem üzerine düzgün ve sabit bir  $\vec{B}$  dış manyetik alan uygularsak dipol üzerine

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B} = \mu H \sin \theta \hat{n} \quad (2.33)$$

ile verilen bir tork etki eder. Burada  $\theta$  dipol moment ile alan doğrultusu arasındaki açı ve  $\hat{n}$ ,  $\vec{\tau}$  vektörüyle aynı yöndeki birim vektördür. Torkun etkisi ile manyetik dipol minimum enerjiye sahip olacağı konuma yönelecektir. Bir  $\vec{B}$  dış manyetik alanında yer alan,  $\vec{\mu}$  manyetik dipol momentli bir sistem

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.34)$$

yerleşim potansiyel enerjisine sahip olacaktır. Bunun neticesinde atomik enerji seviyelerinde değişimler oluşur. Bu değişime uğramış seviyeler arasındaki geçişlerden yayımlanan foton enerjileri de değişir (Aygün ve Zengin 1994).

Bir atom elektronik yapısına bağlı olarak sürekli bir manyetik dipol momente sahip olabilir veya olmayabilir. O halde, maddeleri, madde atomlarının sahip oldukları manyetik dipol momentlerine göre beş ana başlık altında inceleyebiliriz (Morrish 1965b).

### 2.6.1.1. Diyamanyetizma

Atomları sürekli manyetik dipol momente sahip olmayan maddelere diyamanyetik maddeler denir. Ancak gümüş, bizmut gibi diyamanyetik maddelerin üzerine bir  $\vec{H}$  dış manyetik alanı uygulandığı zaman bu alana zıt yönde zayıf bir manyetik dipol moment oluşur. Yani  $\vec{B}$  dış manyetik alan manyetik dipol moment oluşturacak biçimde madde atomları ile etkileşir.

Diyamanyetizmayı açıklayabilmek için çekirdeğin etrafında aynı yörüngede aynı hızla fakat zıt yönlerde dolanan iki elektron düşünelim. Elektronlar çekirdekle etkileşmelerinden kaynaklanan bir elektrostatik kuvvetin etkisiyle bu dairesel yörüngede hareket ederler. İki elektronun manyetik dipol momentleri aynı büyüklükte ve birbirine zıt yönlü olduğu için birbirlerini yok ederler ve atomun net manyetik dipol momenti sıfır olur. Dış manyetik alan  $\vec{B}$  uygulandığında elektronlar üzerine  $q\vec{v} \times \vec{B}$  ile verilen ek bir kuvvet etki eder. Bu kuvvetten dolayı elektronlar üzerine etki eden merkezci kuvvetlerin eşitliği bozulur. Sonuçta, manyetik dipol momentleri alana paralel fakat zıt yönlü olan elektronun hızı artarken, aynı yönlü olan elektronun hızı azalır. Dolayısıyla, elektronların manyetik dipol momentleri birbirini tamamen yok edemez ve madde manyetik alana zıt yönde net bir dipol moment kazanır (Gürol, 2005ç).

Bütün madde atomları yörüngelerinde dolanan elektronlara sahip oldukları için diyamanyetizma her maddede meydana gelebilir. Ama diyamanyetizmanın etkisi diğer manyetik etkilere göre çok zayıftır (Serway, 1996b).

Süper iletkenler belli bir kritik sıcaklığın altında sıfır elektriksel direnç gösterirler. Süperiletkenlerin bazıları süperiletken konuma geçtiklerinde diamanyetik özellik gösterirler. Bu konumdaki süperiletken kendine uygulanan dış alan içindeki manyetik akı sıfır oluncaya kadar manyetik akıyı dışarı atar. İşte bu akıyı dışarı atma olayına Meissner olayı adı verilir.

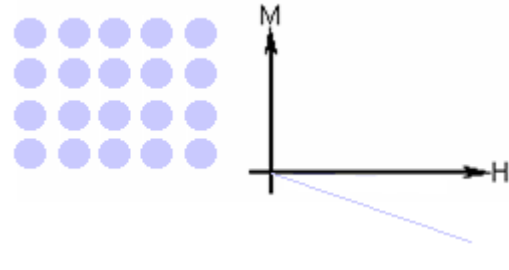
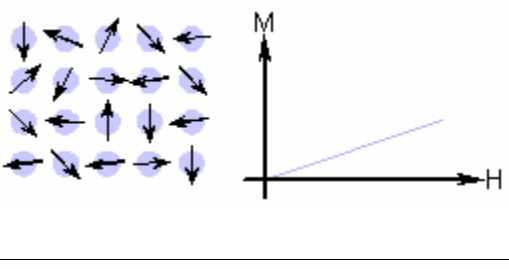
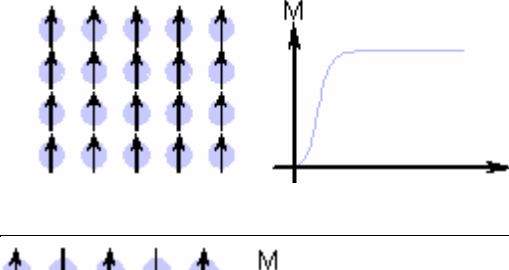
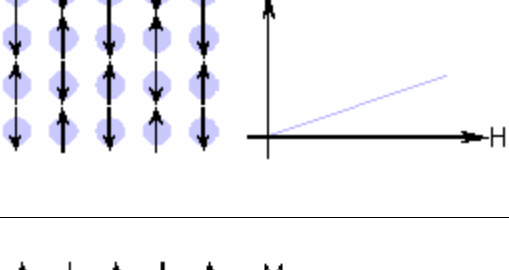
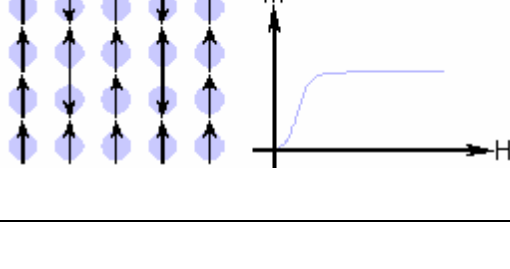
Diamanyetik maddelerin mıknatıslanmaları çok zayıf ve mıknatıslanmasında mıknatıslayıcı alanla zıt yönlüdür. Bu maddeler kuvvetli bir mıknatıs tarafından hafifçe itilirler. Bakır, gümüş, kurşun, antimon, bizmut v.b. metaller, bütün yarımetaller ve organik maddelerin çoğu diamanyetiklerdir. Çubuk halinde böyle bir madde manyetik alan içine salınırsa, çubuk, büyük eksen manyetik alana dik oluncaya kadar bir moment etkisinde kalır. Bu madde atomlarının daimi bir manyetik momenti yoktur fakat bunların atomlarında dış bir manyetik alan etkisi manyetik bir dipol momenti oluşturulabilir.

### **2.6.1.2. Paramanyetizma**

Paramanyetizmada, maddenin atomları veya molekülleri uygulanan manyetik alan doğrultusunda yönelebilen net bir yörünge veya spin manyetik dipol momentine sahiptir. Paramanyetizma, eşlenmemiş elektronlara sahip bütün atom ve moleküllerde meydana gelir. Örneğin, serbest atomlar, serbest radikaller, boş elektron tabakalarına sahip iyonlar içeren geçiş metallerinin bileşikler gibi. Ayrıca iletkenlik elektronlarının spinleri ile ilgili spin manyetik dipol momentinin bir sonucu olarak metallerde de meydana gelir (Gürol,2005d).



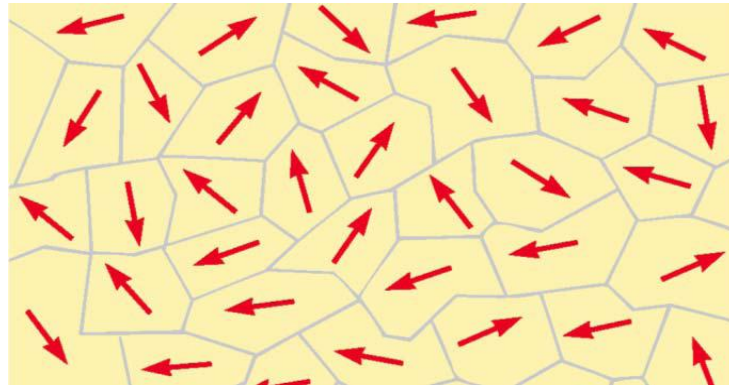
**Tablo 2.2.** Manyetik Sistemlerin Özellikleri (Emen, 2005b)

<i>Manyetizma Türü</i>	<i>Duygunluk</i>	<i>Atomik / Manyetik Davranış</i>
Diyamanyetizma	Küçük ve negatif	
Paramanyetizma	Küçük ve pozitif	
Ferromanyetizma	Büyük ve pozitif	
Antiferromanyetizma	Küçük ve pozitif	
Ferrimanyetizma	Büyük ve pozitif	

### 2.6.1.3. Ferromanyetizma

Demir, kobalt, nikel, gadolinyum ve dysprosium oldukça manyetik maddelerdir ve bunlara ferromanyetik madde denir. Ferromanyetik maddeler devamlı (sürekli)

mıknatısların yapımında kullanılırlar. Bunlar zayıf bir manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik dipollere sahiptirler. Bu manyetik dipoller bir kere paralel hale getirildikten sonra dış alan ortamdaki kaldırılabilir bile madde mıknatıslanmış olarak kalır. Bu sürekli yönelme komşu manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşimden kaynaklanır. Bu etkileşimin anlaşılabilmesi kuantum mekaniğiyle ifade edilir. Bu tür maddeler bir manyetik alan içinde alan yönünde ve çok şiddetli olarak mıknatıslanırlar. Ferromanyetik maddeler bir mıknatısça kuvvetli olarak çekilirler ve çubuk şeklinde iseler asıldıklarında, çubuğun uzun eksenini alan doğrultusuna paralel oluncaya kadar bir moment etkisinde kalırlar. Bu maddelerin manyetik momentleri, termik etkilere rağmen dış manyetik alanla üst üste gelirler. Eğer maddenin sıcaklığı, Curie sıcaklığı adı verilen değerden daha yukarıya çıkarılırsa bu üst üste gelme bozulur ve madde ferromanyetik halden diamanyetik hale gelir. Demir için Curie sıcaklığı  $1043^{\circ}\text{K} = 770^{\circ}\text{C}$ 'dir. Ferromanyetizma atom ve iyonların kendine özgü bir özelliği değil, komşu atom ve iyonların yapısal kurgu içinde etkileşim biçimlerinden kaynaklanır. Ferromanyetik bir madde bir solenoidin veya halka sarımının içine sokularak, bunların içinde ferromanyetik madde yokken ki (Boşluk veya hava) halinden çok daha büyük değerlerde B değerleri elde edilir.



**Şekil 2.11.** Malzeme içinde görülen manyetik domainler (Çöktüren, 2008).

Eğer momentler paralel hale getirildikten sonra, dış alan kaldırılabilir bile ferromanyetik malzeme mıknatıslanmış olarak kalacaktır. Bu sürekli yönelim, komşu olan manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşimden kaynaklanmaktadır. Ferromanyetik

maddeler ısı enerjisi ile ya da dış manyetik alanın oluşturduğu manyetik enerji ile mıknatıslık kazanmaktadır. Bu etkileşim sonucunda Şekil 2.11’de görüldüğü gibi ferromanyetik maddeler içinde manyetik momentleri aynı yönde oluşan atomlardan oluşan bölgeler meydana gelir ve bu bölgelere manyetik domain olarak adlandırılır (Serway, 1996c).

Bir ferromanyetik madde, güçlü bir şekilde eşlenmiş (coupled) atomik dipol momentlerinin paralel yönelme eğilimine sahip bir malzeme olarak tanımlanır. Sonuç olarak, kendiliğinden bir mıknatıslanma böyle maddelerde oluşur; yani bir manyetik alanın yokluğunda bile net bir manyetik moment vardır. Ferromanyetik bir maddenin sıcaklığı Curie sıcaklığı olarak adlandırılan bir kritik sıcaklık  $T_f$ ’in üstünde ise kendiliğinden mıknatıslanma yok olur. Çünkü bu sıcaklık veya daha büyük sıcaklıklarda madde atomlarının veya moleküllerinin sahip olduğu kinetik enerji mıknatıslanmayı ortadan kaldıracak büyüklüktedir. Bu durumda madde, Curie-Weiss kanunu ile yaklaşık olarak verilen

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad (2.35)$$

alınanlıkla paramanyetik özellik gösterir. Doğada bulunan sadece birkaç madde ferromanyetik özellik gösterir. Bunlar Fe, Co, Ni, Gd ve Dy elementlerini, bu elementlerin birbirleriyle ve başka elementlerle olan bileşikleri veya alaşımları ve ferromanyetik elementlerden herhangi birini içermeyen birkaç bileşiği içerir. Ferromanyetik maddelerin büyük çoğunluğu metaller veya alaşımlar olmasına rağmen  $\text{La}_{1-\delta}\text{Ca}_\delta\text{MnO}_3$  ( $0,2 < \delta < 0,4$ ),  $\text{CrBr}_3$ ,  $\text{EuO}$ ,  $\text{EuS}$ ,  $\text{EuI}_2$ ,  $\text{EuSe}$  ve  $\text{Eu}_2\text{SiO}_4$  gibi birkaç iyonik bileşik de ferromanyetiktir.

Kendiliğinden mıknatıslanma özelliklerine rağmen dış bir manyetik alanın yokluğunda ferromanyetik maddelerin net bir manyetik dipol momentinin olmadığı iyi bilinir. Bununla birlikte, küçük bir dış manyetik alan uygulandığında paramanyetik bir maddenin ürettiğinden çok daha büyük bir manyetik moment üretir. Weiss, bu sonuçları açıklayabilmek için domain olarak adlandırılan küçük bölgelerin

varlığını öne sürdü ki bu bölgelerin her biri kendiliğinden mıknatıslanır. O zaman bütün maddenin manyetik momenti her bir domain'in manyetik dipol momentlerinin vektörel toplamıdır. Nispeten küçük bir dış manyetik alanın uygulanması domain düzenlenmesini değiştirir ve bundan dolayı fark edilebilir net bir mıknatıslanma oluşur.

Bu konuların ortaya çıkması ferromanyetizma çalışmalarının iki ana kısma bölünmesini uygun hale getirir. Birincisi tek bir domain içinde kendiliğinden mıknatıslanmanın kaynağı ve özellikleriyle yakından ilgilidir. Bu saha, daha çok konunun atomik ve mikroskobik özellikleriyle ilgilidir. İkincisi ise uygulanan bir dış manyetik alan içinde bir maddenin mıknatıslanma davranışıyla yakından ilgilidir. Genelde numuneler birçok domainden oluşur; yine de belli koşullar altında tek bir domainden de ibaret olabilir. O halde bu saha ferromanyetik malzemelerin bulk veya makroskopik özellikleriyle ilgilidir (Morrish 1965c).

Deneysel olarak, bir ferromanyetik maddenin mıknatıslandığı zaman boyutlarında bir değişme olduğu bulundu. 1842'de ilk kez Joule tarafından gözlenen bu konu manyetositriksin (magnetostriction) olarak adlandırılır. Onun varlığı mıknatıslanma ve zor (strain) arasında bir etkileşmenin var olduğunu ima eder. Bu manyetoelastik etkileşme bir basıncın uygulanmasının mıknatıslanmayı değiştireceğini de ima eder (Morrish 1965d).

Ferromanyetik maddelerde mıknatıslanma işleminin yorumlanması iki alakalı mekanizmayı göz önünde bulundurmaya gerektirir. Bunlardan birincisi domain sınırlarını dış alanın etkisi altında istenilen biçimde yönelmiş domainlerin sayısını yönelmemiş olanların sayısını azaltarak arttıracak şekilde düzenler. İkincisi mekanizma alan doğrultusunda bir domainin içerisindeki momentlerin dönmesiyle ilgilidir. Bu genellikle domain rotasyonu olarak adlandırılır.

Bir manyetik alan  $H$ 'de birim hacim başına manyetik moment  $m$  olan tipik bir domain'in birim hacmindeki enerjisini ele alalım. Şayet farklı domainlerdeki mıknatıslanma arasında ilişki varsa o zaman;

$$E = -\mu_0 m(H + \alpha M) \quad (2.36)$$

olur. Burada  $\alpha$  domainler arasındaki bağlanmayı temsil eden bir ortalama alan parametresidir ve deneysel olarak belirlenmelidir. Bu eşitlik;

$$E = -mB_e \quad (2.37)$$

olarak da ifade edilebilir. Burada  $B_e$  etkin alanı;

$$B_e = \mu_0(H + \alpha M) \quad (2.38)$$

ile verilir. Böyle bir etkin alan Callen *et al.* (1977) tarafından kullanılmıştır. Ortalama alan parametresi  $\alpha$  iki durumda da farklı olmasına rağmen, etkin alanın Weiss alanına benzer olduğu görülebilir.

Maxwell-Boltzman istatistiğini uygulama ve  $4\pi$  katı açısı boyunca integralleme,  $\alpha = 0$  durumunda Langevin eşitliğini verir ve  $\alpha \neq 0$  durumunda bulk manyetizasyon için düzeltilmiş Langevin denklemini verir (Jiles and Atherton, 1983).

$$M = M_s \left[ \coth \left( \frac{\mu_0 m(H + \alpha M)}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_0 M(H + \alpha M)} \right] = f \left( \frac{B_e}{\mu_0 a} \right) \quad (2.39)$$

burada  $a = \frac{k_B T}{\mu_0 m}$  'dir.

O halde;

$$M = M_s \left[ \coth \left( \frac{(H + \alpha M)}{a} \right) - \frac{a}{(H + \alpha M)} \right] = f \left( \frac{B_e}{\mu_0 a} \right) \quad (2.40)$$

şekline dönüşür.

Langevin denklemi paramanyetikler için oldukça uyumlu sonuçlar vermesine rağmen ferromanyetik bir maddenin davranışını iyi bir şekilde tanımlayamaz. Çünkü bu model sınırlı bölgedeki hareket pinning yerleri tarafından engellendiğindeki durum gibi manyetik olmayı engelleyen değişim ihtimaliyetini ihmal eder. Onun yerine onlar termodinamik dengeye ulaşmıncaya kadar sınırlı bölge içindeki hareketlerinde mükemmel kristal veya sadece ideal bir durum içinde bulunurlar.

Bu duruma örnek olarak Cullity (1972) tarafından tanımlandığı gibi DC alanı üzerine AC alanı uygulayarak yapay bir örnek oluşturulabilir. Bu ideal bir manyetik eğri verir. Aynı zamanda Langevin modifiye edilmiş eşitliği ile tanımlanan tanımlanan anhisteris eğri olarak da bilinir. Bu durumda pinning konumları belirlenmiş olur ve mıknatıslanmanın son değeri pinninglerin bulunmadığı DC alanı ile belirlenmiş olur.

Başlangıçta bir ferromanyetiğin ilk mıknatıslanma eğrisi daima aşağı doğru uzanır. Bununla birlikte daha büyük alanlarda asimptotik olarak anhisteriğe yaklaşır. Mıknatıslanma yüzünden yüksek alan bölgesi (2.39) eşitliği ile oldukça iyi tanımlanır (Jiles and Atherton, 1984).

#### **2.6.1.4. Antiferromanyetizma**

Komşu atomik manyetik dipol momentler gruplar içerisinde paralel yönelebilirler. Eğer komşu atomik manyetik dipol momentler zıt yönlü paralel yönelmişlerse ve grupların atomik manyetik dipol momentleri eşitse maddeye antiferromanyetik madde denir. Morrish (1965)'e göre Nèel (1932) ilk olarak antiferromanyetik bir maddeyi birinin spinin diğerinin spinine zıt yönlü paralel olan iki alt örgüden oluşmuş olduğunu düşünmüştür. Materyallerin net manyetik dipol momentlerinin sıfır olabilmesi için iki alt örgünün manyetik dipol momentlerinin eşit olduğunu düşündü. Nèel'in ilk kuramı, antiferromanyetik teriminin ikiden daha fazla alt örgüye ve üç açılı, spiral veya eğilmiş spin hallerine sahip maddeleri içerecek şekilde genişletildiği için bu tür maddeler sıfırdan farklı küçük bir manyetik momente sahip olabilirler. Antiferromanyetizma Nèel sıcaklığı olarak adlandırılan belli bir sıcaklığın altında meydana gelir. Nèel sıcaklığının üstünde madde paramanyetikdir. MnO, FeO,

CoO, NiO, MnS, MnF<sub>2</sub>, FeF<sub>2</sub>, Co F<sub>2</sub>, Ni F<sub>2</sub>, MnO<sub>2</sub> gibi maddeler antiferromanyetik özellik gösterirler (Morrish, 1965e).

### 2.6.1.5. Ferrimanyetizma

Bir ferrimanyetik madde belli bir sıcaklığın altında güçlü bir şekilde eşlenmiş komşu atomik manyetik dipol momentlerin paralel olmayan düzeninden kaynaklanan bir kendiliğinden mıknatıslanmaya sahip olan bir madde olarak tanımlanır. Bir başka deyişle, eğer komşu atomik manyetik dipol momentler zıt yönlü paralel yönelmişlerse ve büyüklükleri birbirinden farklı ise maddeye ferrimanyetik madde denir. Ferrimanyetizma, antiferromanyetizmanın özel bir hali gibi düşünülebilir. Ferrimanyetik maddenin düşünülen ilk şekli, birinin manyetik dipol momentinin diğerinkine zıt yönlü paralel olma yönelimine sahip iki alt örgünün oluşturduğu bir maddedir. Alt örgülerin mıknatıslanmaları eşit olmadığı zaman net bir manyetik dipol moment olacaktır. Antiferromanyetizma için olduğu gibi, ferrimanyetizma düşüncesi de ikiden daha fazla alt örgüye ve üçlü veya spiral düzenler gibi diğer tip spinlere sahip maddeleri içerecek şekilde genişletilmiştir. Bu durumda da ortaya ferrimanyetik maddeler ile küçük bir manyetik dipol momente sahip antiferromanyetik maddeler arasındaki ayırıcı noktanın ne olduğu sorusu çıkar. Genellikle, fark edilebilir teriminin hassas tanımı verilmemesine rağmen bir ferrimanyetik numunenin hissedilebilir net bir mıknatıslanmaya sahip olduğu farz edilir (Morrish 1965d).

### 2.7. K Tabakası X-Işını Floresans Tesir Kesitleri

K tabakası soğurma kıyasından büyük enerjilere sahip fotonlarla uyarılan elementlerin K tabakasının fotoiyonizasyonu sonucu oluşan boşlukların doldurulmasıyla yayınlanan karakteristik x-ışınlarının  $\sigma_{Ki}$  ( $i = \alpha, \beta$ ) XRF tesir kesiti K tabakasına ait fiziksel parametreler kullanarak teorik olarak hesaplanabilir (Puri et al. 1995):

$$\sigma_{K_i} = \sigma_K(E) \omega_K F_{K_i} \quad (2.41)$$

burada  $\sigma_K$  elementin  $E$  uyarma enerjisindeki  $K$  tabakası fotoelektrik tesir kesiti (Scofield 1973),  $\omega_K$   $K$  tabakası foresans verimi (Hubbel 1989) ve  $F_{K_i}$   $K_i$  x-ışını grubunun kısmi emisyon hızı olup  $K\alpha$  ve  $K\beta$  x-ışınları için

$$\begin{aligned} F_{K\alpha} &= \left[1 + (I_{K\beta} / I_{K\alpha})\right]^{-1} \\ F_{K\beta} &= \left[1 + (I_{K\alpha} / I_{K\beta})\right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.42)$$

olarak tanımlanır. Burada  $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$   $K$  X-ışını şiddet oranı olup değerleri Scofield (1974)'in tablolarından alınmıştır. İyi ayırma gücüne sahip spektrometreler ile büyük atom numaralı elementlerin spektrumlarında  $K\beta$  tepeleri,  $K\beta$  tepesini oluşturan geçişlerin enerjileri (Deslattes et al. 2003) ve spektrometrenin ayırma gücü dikkate alınarak iki gruba ( $K\beta_{1,3,5}$  ve  $K\beta_{2,4}$ ) ayrılabilir. Bu iki grup X-ışınının XRF tesir kesitini (2.10) denklemini kullanarak hesaplarken kısmi emisyon hızları

$$\begin{aligned} F_{K\beta_{1,3,5}} &= \frac{\Gamma_{K\beta_1}(K - M_{III}) + \Gamma_{K\beta_3}(K - M_{II}) + \Gamma_{K\beta_5}(K - M_{V,IV})}{\Gamma_K} \\ F_{K\beta_{2,4}} &= \frac{\Gamma_{K_2}(K - N_{II,III}) + \Gamma_{K\beta_4}(K - N_{V,IV}, O_{II,III})}{\Gamma_K} \end{aligned} \quad (2.43)$$

ile verilir. Burada  $\Gamma_K$  toplam  $K$  tabakası emisyon hızı,  $\Gamma_{K_i}$  ( $i=1, \frac{2}{1,2}, 3, \frac{4}{1,2,3,4}, \frac{5}{1,2}$ ) uygun  $K$  tabakası X-ışınının emisyon hızıdır.  $K$  tabakasına ait XRF tesir kesitleri deneysel olarak

$$\sigma_{K_i} = \frac{I_{K_i}}{I_0 G \varepsilon_{K_i} \beta t} \quad (2.44)$$



denklemleri ile hesaplanabilir. Burada  $I_{K_i}$  ( $i = \alpha, \beta, \beta_{1,3,5}, \beta_{2,4}$ )  $i$ .  $K$  X-ışını grubunun şiddeti,  $I_0$  gelen radyasyonun şiddeti,  $G$  geometri faktörü,  $\varepsilon_{K_i}$   $K_i$  X-ışını grubu için detektör verimi ve  $\beta$  gelen fotonlar ile yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numunede soğurulmalarını hesaba katan öz-soğurma düzeltmesi faktörüdür.  $\beta$ ;

$$\beta = \frac{1 - \exp[-h_z(E_i)t]}{h_z(E_i)} \quad (2.45)$$

Burada

$$h_z(E_i) = \left[ \frac{\mu_{inc}}{\sin(\theta_1)} + \frac{\mu_{emit}}{\sin(\theta_2)} \right] \quad (2.46)$$

ile verilir.  $\mu_{inc}$  ve  $\mu_{emit}$  sırasıyla gelen fotonların ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının kütle azaltma katsayılarıdır ki bu değerler Berger ve Hubbell (1987 ve 1999) tarafından ilk versiyonu 1987 yılında hazırlanan ve 1999 yılında 3.01 versiyonu düzenlenen XCOM programının Windows altında çalışan versiyonu olan WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programından alınmıştır.  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  numune yüzeyi ile gelen fotonların ve yayımlanan karakteristik X-ışınları arasındaki açılar ve  $t$  numunenin kalınlığı olup  $\text{g/cm}^2$  olarak verilir. Böylece  $I_0 G \varepsilon_{K_i}$  biliniyorsa X-ışını floresans tesir kesitleri kolaylıkla hesaplanabilir. Bununla birlikte; gelen foton akısı, geometrik faktör ve X-ışını detektörünün mutlak verimi ile ilgili terimleri içeren  $I_0 G \varepsilon_{K_i}$  faktörünün değerini belirlemek için; aynı geometride ilgilenilen enerji aralığını temsil edecek karakteristik  $K\alpha$  X-ışını enerjisine sahip elementlerin karakteristik X-ışınlarının şiddeti ölçülerek

$$I_0 G \varepsilon_{K\alpha} = \frac{I_{K\alpha}}{\sigma_{K\alpha} \beta_{K\alpha} t} \quad (2.47)$$

denkleminde tespit edilebilir. Burada  $I_{K\alpha}$ ,  $\beta_{K\alpha}$  ve  $\varepsilon_{K\alpha}$ , denklem (2.39)'deki ile aynı anlamdadır.  $\sigma_{K\alpha}$  XRF tesir kesitinin teorik değerleri denklem (2.36)'den hesaplanır (Gürol, 2005e).

Bulunan sonuçlar

$$E_{K\alpha}^3 \log(I_0 G \varepsilon_{K\alpha}) = A_0 + A_1 E_{K\alpha} + A_2 E_{K\alpha}^2 + A_3 E_{K\alpha}^3 + A_4 E_{K\alpha}^4 \quad (2.48)$$

şeklinde bir fonksiyona fit edilebilir (Rao et al. 1993). İstenilen enerjideki  $I_0 G \varepsilon_{K\alpha}$  değeri buradan kolaylıkla tespit edilebilir.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

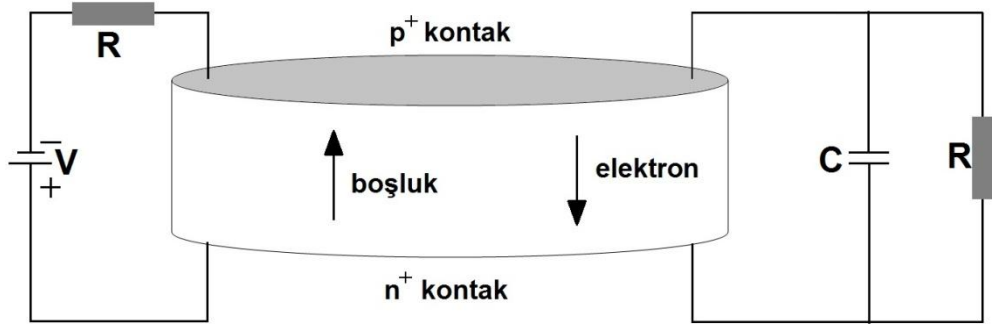
#### 3.1. Deney Sistemi

##### 3.1.1. HPGe Dedektörlerinin Özellikleri

Bir elektron çifti meydana gelmesi için gereken enerji yarı iletkenlerde Ge için 2,3 eV ve Si için 3,8 eV, gaz iyonizasyon odalarında 30 eV ve sintilasyon dedektörlerinde 300 eV civarındadır. Enerjisi 1-60 keV arasında olan fotonlar Si(Li) dedektörleriyle, 5 keV ile 10 MeV arasında olanlar ise Ge(Li) veya saf Ge (HPGe) dedektörleriyle ölçülmektedir. Her üç dedektör de sıvı azot sıcaklığında (77 °K) çalışmaktadır. Çünkü Si(Li) ve Ge(Li) kristallerindeki Li atomlarının yüksek sıcaklıklarda çok hareketlidir. (Özger, 2005). HPGe dedektörleri küçük yasak enerji aralığına sahip olduklarından ( $\approx 0,7 eV$ ) oda sıcaklığında büyük ısı kaynaklı kaçak akım oluşacağı için çalıştırılmazlar. Bunun yerine kaçak akımını azaltmak için germanyum dedektörleri ilgili gürültünün en iyi enerji çözünürlüğünü bozmayacağı noktaya kadar soğutulmalıdır. Si(Li) ve Ge(Li) dedektörleri çalıştırılmadıkları durumlarda da yapılarının bozulmaması için sıvı azotun kaynama sıcaklığında tutulmalıdır. Ancak aynı durum HPGe dedektörleri için gerekli değildir. Bu farklılık HPGe dedektörlerini diğerlerinden üstün kılan önemli özelliklerden biridir.

Yarı iletken dedektörler, negatif yük (elektron) veya pozitif yük (hole) taşıyıcıları fazla olan n veya p tipi bir malzemenin bir kısmı  $p^+$  ve  $n^+$  tipi olacak şekilde bir katkı malzemesi difüze edilerek elde edilir (Şekil 3.1). Ters besleme altında dedektörde, elektronlardan ve hollerden arınmış bir hassas bölge oluşur. Dedektör veriminin yüksek olması için derin bir hassas bölge, derin hassas bölge elde etmek için de oldukça saf madde gerekir. Bir foton, eklem içinden geçtikçe, bir elektron, valans bandından iletkenlik bandına yükseltilir ve elektron-hol çifti üretilmiş olur. İçerideki elektrik alan, elektronları kontağın pozitif, hole'ü ise negatif tarafına doğru sürükler. Levhalara ulaşan yükler eğer dedektör puls modunda çalıştırılıyorsa kristale bağlı bir RC devresinde yer alan kondansatörde depolanır. Kristalden gelen elektron akımı durduğunda, yani dedektör kristalinde bir fotonun oluşturduğu tüm yük

tükendiğinde kondansatörde biriken yük dış devre elemanlarına bir potansiyel pulsu olarak gönderilir.



**Şekil 3.1.** Yüksek saflıkta Germanyum (HPGe) dedektörün temel yapısı.

Yarı iletken dedektörlerin bir çeşidi olan HPGe dedektörlerinde safsızlık atomlarının oranı düşük ve direnç yüksek olduğundan dolayı çözme gücü çok yüksektir. HPGe dedektörlerinin diğer bir avantajı da besleme gerilimi uygulanmadığı zaman oda sıcaklığında tutulabilir olmasıdır. Bunun yanında çalışırken sıvı azot sıcaklığında tutulma gerekliliği ve düşük verim göstermesi ise dezavantajları arasında sayılabilir.

HPGe dedektörde  $3 \text{ cm}^3$  kristalde yaklaşık olarak  $10^{10}$  safsızlık atomu vardır. Bu tip yarıiletken dedektörlerde elektron ve hole oranı yaklaşık bir'dir. Bu tip kristaller, içerisinde yapay safsızlıkların bulunmadığı bir çeşit yarı iletkendir.

Çalışmamızda 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 210 eV olan bir HPGe dedektörü kullanılmıştır. Bu dedektörün kristal kalınlığı 10 mm ve aktif alanı  $200 \text{ mm}^2$ 'dir. Shaping time  $10 \mu\text{s}$  olarak ayarlanmıştır. Sayaç kristali ve FET 30 litrelik bir sıvı azot kabında (dewar) yaklaşık sıvı azot kaynama sıcaklığında tutulmuştur. Dedektör kristali dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için  $25 \mu\text{m}$  kalınlığında berilyum pencere ile korunmuştur. E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde Germanyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisiyle orantılı biçimde fotoelektronlar oluşturur. HPGe dedektörüne -1500 voltluk (DC) ters besleme potansiyeli uygulanır. Bu potansiyelin oluşturduğu elektrik

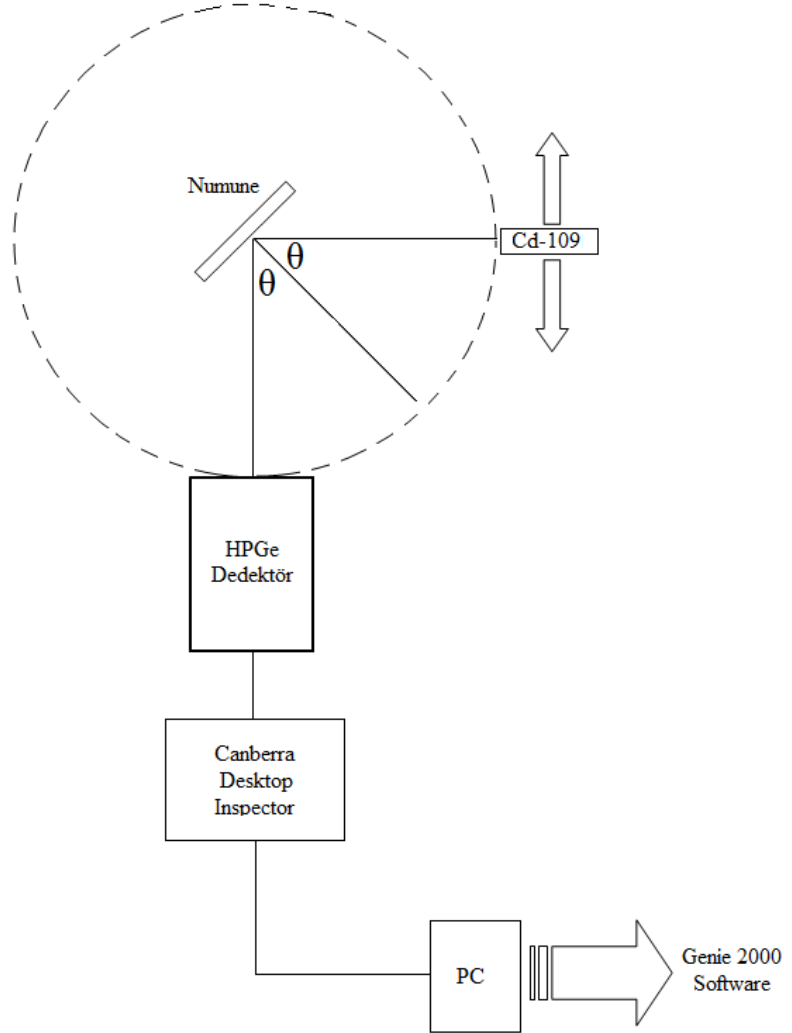
alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-boşluk çifti oluşur. Elektrik alan vasıtasıyla p-tipi bölge yüzeyinde toplanan ve süpürülen yük bir FET devresine sahip bir ön amplifikatörde potansiyel pulsuna dönüştürülür. Ana amplifikatörde büyütülen potansiyel pulsu analog dijital dönüştürücüde etiketlenerek puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala kaydedilir.

### **3.1.2. Sayma Sistemi**

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi sayma sistemi bir dedektör (ön yükseltici ile birlikte) yükseltici, analog sayısal dönüştürücü (ADC), bir yüksek voltaj kaynağından oluşur. Ayrıca yüksek voltaj güç kaynağını tanıyan ve özelliklerini düzenleyen çok kanallı analizör sistemin tüm birimlerini yöneten, spektrumları alan ve değerlendirmede kullanılan “Genie 2000” programının yüklü olduğu bir bilgisayar ve bilgisayar ile sistemin diğer birimleri ile arayüz görevi yapan bir dangıldan (Software Key) oluşmaktadır. Burada yüksek voltaj güç kaynağı, amplifikatör ve ADC’ nin koşulları bir Genie 2000 isimli bir bilgisayar programı ile kontrol edilmektedir. “Genie 2000” aynı zamanda çok kanallı analizör görevi yapmakta, spektrum almada ve değerlendirmede de kullanılmaktadır.

#### **3.1.2.a. Yüksek Voltaj Kaynağı**

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmalıdır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan büyük bir dedektör için 4000 V’un üzerine kadar değişebilir. (Debertin and Helmer 1988a). Dedektör üzerine uygulanacak gerilim maksimum -1500V’a kadar ayarlanmış ve çalışmalarımız süresince bu gerilim uygulanmıştır.



**Şekil 3.2** Sayma Sisteminin Şematik Görünümü

### 3.1.2.b. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile bir yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot kaynama sıcaklığında muhafaza edilir. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı

sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ve eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuş ise fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır (Debertin and Helmer 1988b).

### 3.1.2.c. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

1. Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek
2. Pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işlemi uygun bir şekle sokmak.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (yani sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (yani sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen "shaping time" sabitidir. Sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için bir spektrumdaki pikler için en iyi rezülasyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin daha fazla rastgele toplanmasına neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem  $2000 \text{ s}^{-1}$ 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Debertin and Helmer 1988c).

### 3.1.2.ç. Analog Sayısal Dönüştürücü (ADC)

ADC' nin amacı yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Kısaca bu işlem, analogu sayısal dönüşürme işlemidir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında birikir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak

ekrana aktarılır (Debertin and Helmer 1988ç). Dekstop Inspector, yüksek voltaj kaynağı, yükseltici ve ADC'yi içeren tümleşik bir NIM aletidir.

### **3.1.2.d. Çok Kanallı Analizör (MCA)**

Çok kanallı bir analizör sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her kanal depolamak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibrasyon işlemiyle belirlenmiş olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi ölçümlere başlamadan önce standart kaynaklarla ve uygun enerjideki elementlerin karakteristik pikleriyle yapılmalıdır (Williams 1987). Genie 2K programı ile hem Dekstop Inspector hem de MCA kontrol edilmektedir.

### **3.2.Numunelerin hazırlanması ve Özellikleri**

Toz numuneler, bir Backman Pres makinesi kullanılarak 10 tonluk basınç altında 13 mm çapında tabletlere dönüştürülmüştür. Oluşturulan tabletlerin dayanıklı hale getirilmesi için içlerine selüloz ( $C_6H_{10}O_5$ ) katılmış ve mikserde 5 dk karıştırılarak dağılımının homojen olması sağlanmıştır. Kullanılan toz numuneler ve katılan selüloz miktarları Tablo 3.1'de verilmiştir.



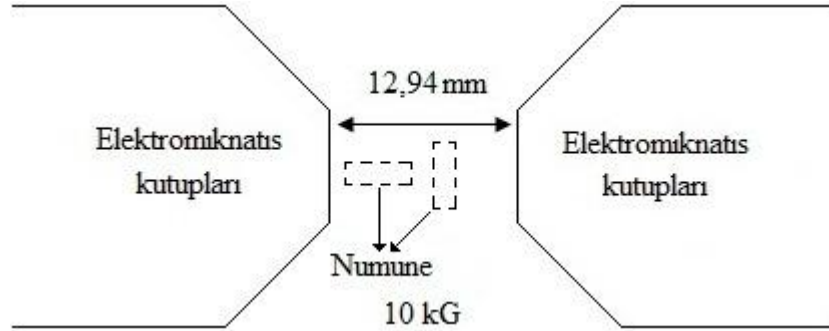
**Tablo 3.1.** Numunelerin Özellikleri.

Numune	$m_{numune}$ (g)	$m_{selüloz}$ (g)	Mıknatıslanma biçimi	Numune Biçimi	Safılık
<b>Co</b>	1,0010E+00	2,0760E-02	Alana Dik	Toz	%99,90
<b>Co</b>	1,0017E+00	2,0120E-02	Alana Paralel	Toz	%99,90
<b>Co</b>	1,0013E+00	2,0630E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,90
<b>Fe</b>	1,0064E+05	2,0390E-02	Alana Dik	Toz	%99,00
<b>Fe</b>	1,0025E+00	2,0820E-02	Alana Paralel	Toz	%99,00
<b>Fe</b>	1,0033E+00	2,0620E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,00
<b>TiO<sub>2</sub></b>	1,0010E+00	2,0000E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,90
<b>Ni</b>	1,0022E+00	2,0280E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,00
<b>Cu</b>	1,0020E+00	2,0540E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,00
<b>Mn</b>	1,0001E+00	2,0190E-02	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,99
<b>Zn</b>	1,0000E+00	1,9970E-01	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,90
<b>KBr</b>	1,0016E+00	0,0000E+00	Mıknatıslanmamış	Toz	%99,99

### 3.3. Deney Geometrisi

#### 3.3.1. Numunelerin Mıknatıslanması

Hazırlanan demir ve kobalt numuneleri önce mıknatıslanmamış şekilde kaynak önüne konularak ölçümler alınmış, ardından uygulanan manyetik alana dik ve paralel yerleştirilerek demir ve kobalt için yayınlanan K X-ışınları ölçülmüştür. Fe ve Co tablet numuneler kutupları arasında 12,94 mm mesafe bulunan 1T (10 kG) büyüklüğündeki manyetik alanda 300 sn boyunca mıknatıslanmıştır



Şekil 3.3. Numunelerin Mıknatıslanması

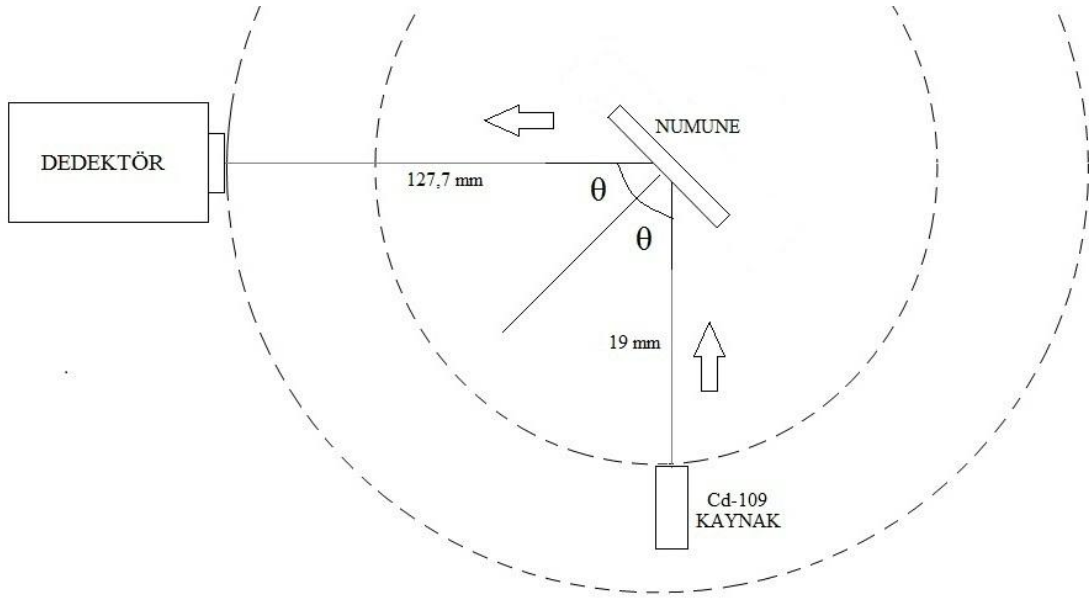
#### 3.3.2. Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Manyetik alan içinde ferromanyetik elementlerin tesir kesiti ölçümleri Şekil 3.4'te görülen geometri kurularak yapıldı.

Ölçümler ferromanyetik Fe ve Co için alındı. Elde edilen değerler için Genie 2000 programında dedektör ayarlarında MCA 2048 kanal olarak seçilmiştir. <sup>241</sup>Am test kaynağı ve bazı elementlerin K X-ışınlarının enerjileri kullanılarak kalibrasyon işlemi yapılmıştır. Kalibrasyon denklemi;

$$\text{Enerji (keV)} = 27,033 \times \text{Kanal} - 18,378$$

şeklindedir. Numuneler 40 mCi'lik  $^{109}\text{Cd}$  radyoizotop kaynaktan yayınlanan gümüşün K X-ışınları ile uyarılmıştır. Numune yüzeyine göre fotonların gelme açısı sırasıyla  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  olarak değiştirilmiştir. Ferromanyetik numuneler üzerine uygulanan manyetik alan, kutuplar arası mesafe 12,94 mm olduğunda F. W. Bell Gauss/Teslameter (Model 5080) ile 1 tesla (10 kG) olarak ölçülmüştür.

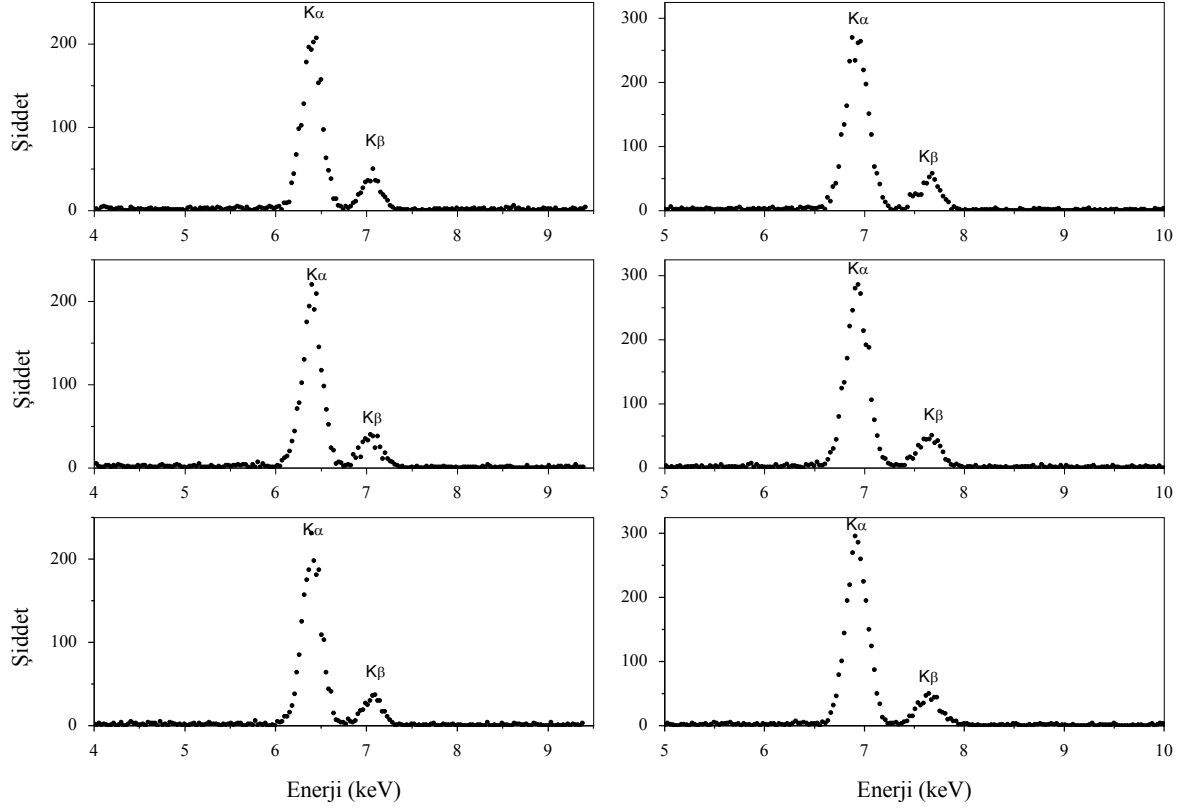


**Şekil 3.4.** Deney Geometrisi.

Her bir numune için 3000 s süren ölçümler üçer kere alınmış, numuneler her ölçümün başında aynı şiddetli manyetik alanlarda mıknatıslanmıştır. Aynı koşullarda  $\text{TiO}_2$  ve  $\text{KBr}$  bileşikleriyle Ni, Cu, Mn ve Zn elementleri kullanılarak  $I_0G\varepsilon$  faktörü hesaplanmıştır.

Dedektörün üzerine, F. W. Bell Gauss/Teslameter (Model 5080) ile yapılan ölçümler neticesinde, mıknatıslanmış numunedeki herhangi bir manyetik alanın etki etmediği saptanmıştır.

K X-ışını spektrumlarından bazıları Şekil 3.5'te görülebilir.



Şekil 3.5. Fe ve Co, K X-ışını spektrumları (gelme açısı  $\theta = 30^\circ$ )

## 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

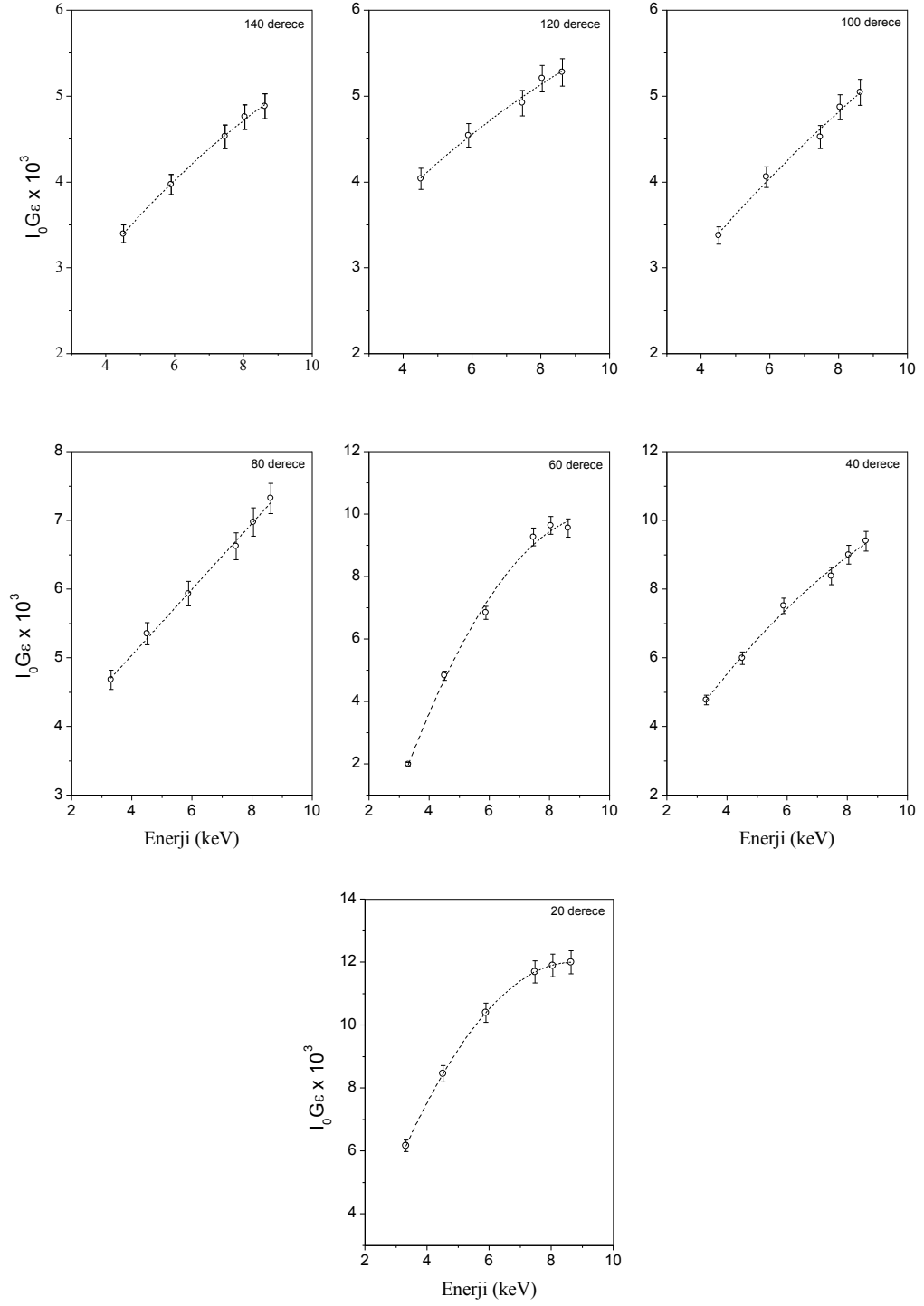
### 4.1. $I_0G\epsilon$ hesaplamaları

Tablo 3.1’de verilen numuneler 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 derecelik gelme açılarıyla kaynak önüne yerleştirilerek  $I_0G\epsilon$  değerleri ölçüldü.  $I_0G\epsilon$  faktörünü hesaplamak için yayınlanma açılarına göre fit katsayıları Tablo.4.1’de verilmiştir.

**Tablo 4.1.**  $I_0G\epsilon$  faktörü için fit katsayıları

AÇI(derece)	A (1 / keV <sup>2</sup> )	A <sup>1</sup> (1 / keV)	A <sup>0</sup>	R <sup>2</sup>
140	-19,8870	625,96	975,14	0,99880
120	-13,5110	479,82	2156,20	0,99090
100	-12,1340	556,60	1135,40	0,99160
80	-4,6151	425,00	3263,70	0,99710
60	-196,1000	3805,30	8459,90	0,99470
40	-50,7130	1463,00	481,06	0,99530
20	-199,9000	3483,10	3171,50	0,09996

$I_0G\epsilon$  değerlerinin enerjiye bağlı grafikleri Şekil 4.1’de verilmiştir



Şekil 4.1.  $I_0 G_{\epsilon}$  değerlerinin enerjiye bağlı değişimleri

Ölçülen piklerin değerleri kullanılarak Fe K $\alpha$  ve K $\beta$  değerleri ile Co K $\alpha$  ve K $\beta$  X-ışını floresans tesir kesitleri hesaplandı ve Tablo 4.2-4.5’de gösterildi.

**Tablo 4.2.a.** Miknatıslanmamış durumda Fe  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Fe K alfa				
AÇI	MIKNATISLANMAMIŞ			Ortalama $\pm$ Hata
	I.Ölçüm $\pm$ Hata	II. Ölçüm $\pm$ Hata	III. Ölçüm $\pm$ Hata	
140	509 $\pm$ 25,5	515 $\pm$ 25,8	505 $\pm$ 25,3	510 $\pm$ 25,5
120	436 $\pm$ 21,8	449 $\pm$ 22,5	429 $\pm$ 21,5	438 $\pm$ 21,9
100	453 $\pm$ 22,7	609 $\pm$ 30,5	591 $\pm$ 29,6	551 $\pm$ 27,6
80	489 $\pm$ 24,5	499 $\pm$ 25,0	501 $\pm$ 25,1	496 $\pm$ 24,8
60	441 $\pm$ 22,1	462 $\pm$ 23,1	449 $\pm$ 22,5	451 $\pm$ 22,5
40	582 $\pm$ 29,1	584 $\pm$ 29,2	601 $\pm$ 30,1	589 $\pm$ 29,5
20	402 $\pm$ 20,1	411 $\pm$ 20,6	397 $\pm$ 19,9	403 $\pm$ 20,2

**Tablo 4.2.b.** Alana dik miknatıslanmış durumda Fe  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Fe K alfa				
AÇI	ALANA DİK MIKNATISLANMIŞ			Ortalama $\pm$ Hata $\times 10^3$
	I.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	II.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	III.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	
140	3,03 $\pm$ 0,152	3,00 $\pm$ 0,156	3,02 $\pm$ 0,151	3,020 $\pm$ 0,151
120	2,85 $\pm$ 0,143	2,58 $\pm$ 0,129	2,50 $\pm$ 0,125	2,640 $\pm$ 0,132
100	5,32 $\pm$ 0,226	0,530 $\pm$ 0,027	0,450 $\pm$ 0,022	0,504 $\pm$ 0,025
80	0,50 $\pm$ 0,250	0,498 $\pm$ 0,025	0,504 $\pm$ 0,025	0,501 $\pm$ 0,025
60	2,85 $\pm$ 0,143	2,70 $\pm$ 0,135	2,70 $\pm$ 0,135	2,750 $\pm$ 0,138
40	2,79 $\pm$ 0,140	2,84 $\pm$ 0,142	2,89 $\pm$ 0,145	2,840 $\pm$ 0,142
20	2,08 $\pm$ 0,140	2,28 $\pm$ 0,114	2,11 $\pm$ 0,216	2,160 $\pm$ 0,108

**Tablo 4.2.c.** Alana paralel miknatıslanmış durumda Fe  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Fe K alfa				
AÇI	ALANA PARALEL MIKNATISLANMIŞ			Ortalama $\pm$ Hata $\times 10^3$
	I.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	II.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	III.Ölçüm $\pm$ Hata $\times 10^3$	
140	3,01 $\pm$ 0,151	3,01 $\pm$ 0,151	2,93 $\pm$ 0,147	2,980 $\pm$ 0,149
120	2,59 $\pm$ 0,132	2,45 $\pm$ 0,123	2,58 $\pm$ 0,129	2,540 $\pm$ 0,127
100	0,519 $\pm$ 0,026	0,529 $\pm$ 0,026	0,605 $\pm$ 0,303	5,510 $\pm$ 0,028
80	0,487 $\pm$ 0,024	0,476 $\pm$ 0,024	0,493 $\pm$ 0,025	4,850 $\pm$ 0,024
60	2,86 $\pm$ 0,143	2,87 $\pm$ 0,144	2,84 $\pm$ 0,142	2,860 $\pm$ 0,143
40	3,05 $\pm$ 0,153	2,87 $\pm$ 0,144	3,00 $\pm$ 0,150	2,970 $\pm$ 0,149
20	1,89 $\pm$ 0,095	1,79 $\pm$ 0,090	1,98 $\pm$ 0,099	1,890 $\pm$ 0,094

**Tablo 4.3.a.** Miknatıslanmamış durumda Fe  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

Fe K beta				
AÇI	MIKNATISLANMAMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	72,7 ± 3,64	59,8 ± 2,99	66,4 ± 3,32	66,3 ± 3,32
120	58,0 ± 2,90	52,2 ± 2,61	57,4 ± 2,87	55,9 ± 2,79
100	35,0 ± 1,75	74,0 ± 3,70	64,6 ± 3,23	57,9 ± 2,89
80	47,2 ± 2,36	48,1 ± 2,41	48,3 ± 2,42	47,9 ± 2,39
60	40,8 ± 2,04	42,7 ± 2,14	41,4 ± 2,07	41,6 ± 2,08
40	55,3 ± 2,77	55,6 ± 2,78	57,2 ± 2,86	56,0 ± 2,80
20	49,3 ± 2,47	39,6 ± 1,98	42,6 ± 2,13	43,8 ± 2,19

**Tablo 4.3.b.** Alana dik miknatıslanmış durumda Fe  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

Fe K beta				
AÇI	ALANA DİK MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm±Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	125 ± 6,25	134 ± 6,70	125 ± 6,25	128 ± 6,40
120	112 ± 5,60	111 ± 5,55	81,4 ± 4,07	101 ± 5,07
100	64,5 ± 3,23	64,8 ± 3,24	44,8 ± 2,24	58,0 ± 2,90
80	48,3 ± 2,42	48,0 ± 2,40	48,6 ± 2,43	48,3 ± 2,42
60	84,1 ± 4,21	79,8 ± 3,99	79,8 ± 3,99	81,2 ± 4,06
40	84,9 ± 4,25	86,2 ± 4,31	88,0 ± 4,40	86,4 ± 4,32
20	81,1 ± 4,06	89,1 ± 4,46	82,3 ± 4,12	84,2 ± 4,21

**Tablo 4.3.c.** Alana paralel miknatıslanmış durumda Fe  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

Fe K beta				
AÇI	ALANA PARALEL MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm±Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	127 ± 6,35	121 ± 6,05	128 ± 6,40	125 ± 6,27
120	91,4 ± 4,57	95,5 ± 4,78	111 ± 5,55	99,3 ± 4,97
100	69,1 ± 3,46	60,1 ± 3,01	75,3 ± 3,77	68,2 ± 3,41
80	47,0 ± 2,35	45,9 ± 2,30	47,5 ± 2,38	46,8 ± 2,34
60	84,4 ± 4,22	84,9 ± 4,25	83,8 ± 4,19	84,4 ± 4,22
40	92,7 ± 4,64	87,0 ± 4,35	91,4 ± 4,57	90,4 ± 4,52
20	74,2 ± 3,71	69,9 ± 3,50	77,3 ± 3,87	73,8 ± 3,69



**Tablo 4.4.a.** Miknatislanmamış durumda Co  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Co K alfa				
AÇI	MIKNATISLANMAMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	668 ± 33,4	626 ± 31,3	634 ± 31,70	643 ± 32,1
120	539 ± 27,0	535 ± 26,8	543 ± 27,2	539 ± 27,0
100	583 ± 29,2	571 ± 28,6	548 ± 27,4	567 ± 28,4
80	610 ± 30,5	601 ± 30,1	610 ± 30,5	607 ± 30,4
60	607 ± 30,4	616 ± 30,8	617 ± 30,9	613 ± 30,7
40	635 ± 31,8	625 ± 31,3	615 ± 30,8	625 ± 31,3
20	572 ± 28,6	583 ± 29,2	574 ± 28,7	576 ± 28,8

**Tablo 4.4.b.** Alana dik miknatislanmış durumda Co  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Co K alfa				
AÇI	ALANA DIK MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	745 ± 37,3	724 ± 36,2	753 ± 37,7	741 ± 37,0
120	650 ± 32,5	638 ± 31,9	652 ± 32,6	647 ± 32,3
100	670 ± 33,5	671 ± 33,6	669 ± 33,5	670 ± 33,5
80	611 ± 30,6	602 ± 30,1	609 ± 30,5	607 ± 30,4
60	727 ± 36,4	697 ± 34,9	675 ± 33,8	700 ± 35,0
40	741 ± 37,1	790 ± 39,5	713 ± 35,7	748 ± 37,4
20	708 ± 35,4	659 ± 33,0	690 ± 34,5	686 ± 34,3

**Tablo 4.4.c .** Alana paralel miknatislanmış durumda Co  $\sigma_{K\alpha}$  (barns / atom. sr).

Co K alfa				
AÇI	ALANA PARALEL MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	614 ± 30,7	614 ± 30,7	618 ± 30,9	615 ± 30,8
120	646 ± 32,3	650 ± 32,5	683 ± 34,2	660 ± 33,0
100	670 ± 33,5	669 ± 33,5	660 ± 33,0	666 ± 33,3
80	593 ± 29,7	605 ± 30,3	574 ± 28,7	591 ± 29,5
60	712 ± 35,6	679 ± 34,0	657 ± 32,9	683 ± 34,1
40	729 ± 36,5	734 ± 36,7	694 ± 34,7	719 ± 36,0
20	673 ± 33,7	680 ± 34,0	713 ± 35,7	689 ± 34,4

**Tablo 4.5.a.** Miknatislanmamış durumda Co  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

Co K beta				
AÇI	MIKNATISLANMAMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	66,8 ± 3,34	80,0 ± 4,00	78,6 ± 3,93	75,1 ± 3,76
120	54,6 ± 2,73	54,1 ± 2,71	55,0 ± 2,75	54,6 ± 2,73
100	58,0 ± 2,90	65,8 ± 3,29	65,1 ± 3,26	63,0 ± 3,15
80	60,2 ± 3,01	59,3 ± 2,97	60,2 ± 3,01	59,9 ± 3,00
60	58,5 ± 2,93	59,4 ± 2,97	59,5 ± 2,98	59,1 ± 2,96
40	66,6 ± 3,33	67,6 ± 3,38	63,4 ± 3,17	65,9 ± 3,29
20	69,0 ± 3,45	65,3 ± 3,27	66,1 ± 3,31	66,8 ± 3,34

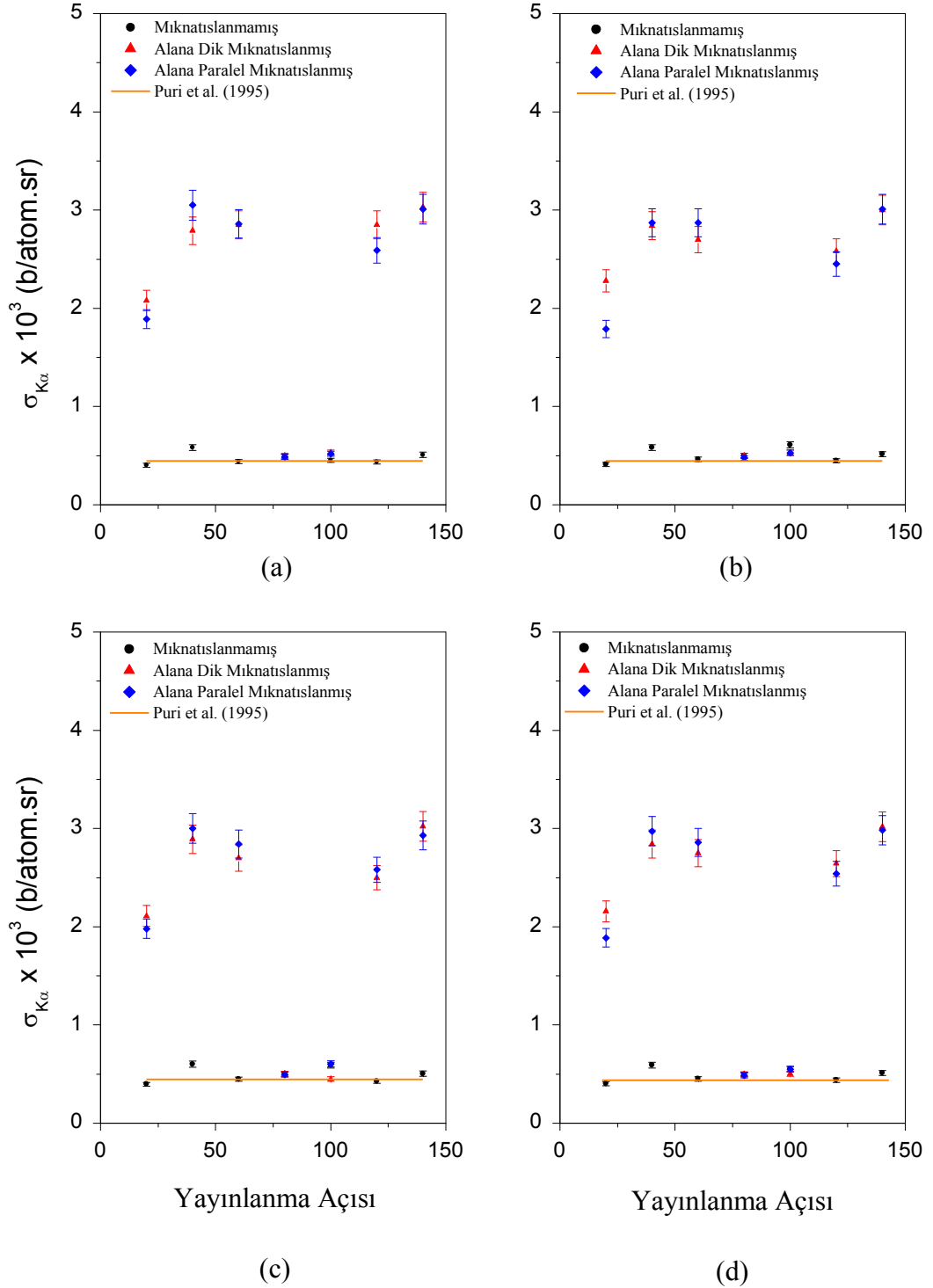
**Tablo 4.5.b.** Alana dik miknatislanmış durumda Co  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

Co K beta				
AÇI	ALANA DIK MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm ± Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	86,8 ± 4,34	83,7 ± 4,19	78,8 ± 3,94	83,1 ± 4,16
120	57,8 ± 2,89	56,6 ± 2,83	57,9 ± 2,90	57,4 ± 2,87
100	77,2 ± 3,86	82,8 ± 4,14	80,3 ± 4,02	80,1 ± 4,01
80	60,3 ± 3,02	59,5 ± 2,98	60,2 ± 3,01	60,0 ± 3,00
60	61,4 ± 3,07	58,9 ± 2,95	57,0 ± 2,85	59,1 ± 2,96
40	63,6 ± 3,18	67,8 ± 3,39	66,3 ± 3,32	65,9 ± 3,30
20	67,5 ± 3,38	66,5 ± 3,33	69,3 ± 3,47	67,8 ± 3,39

**Tablo 4.5.c.** Alana dik miknatislanmış durumda Co  $\sigma_{K\beta}$  (barns / atom. sr).

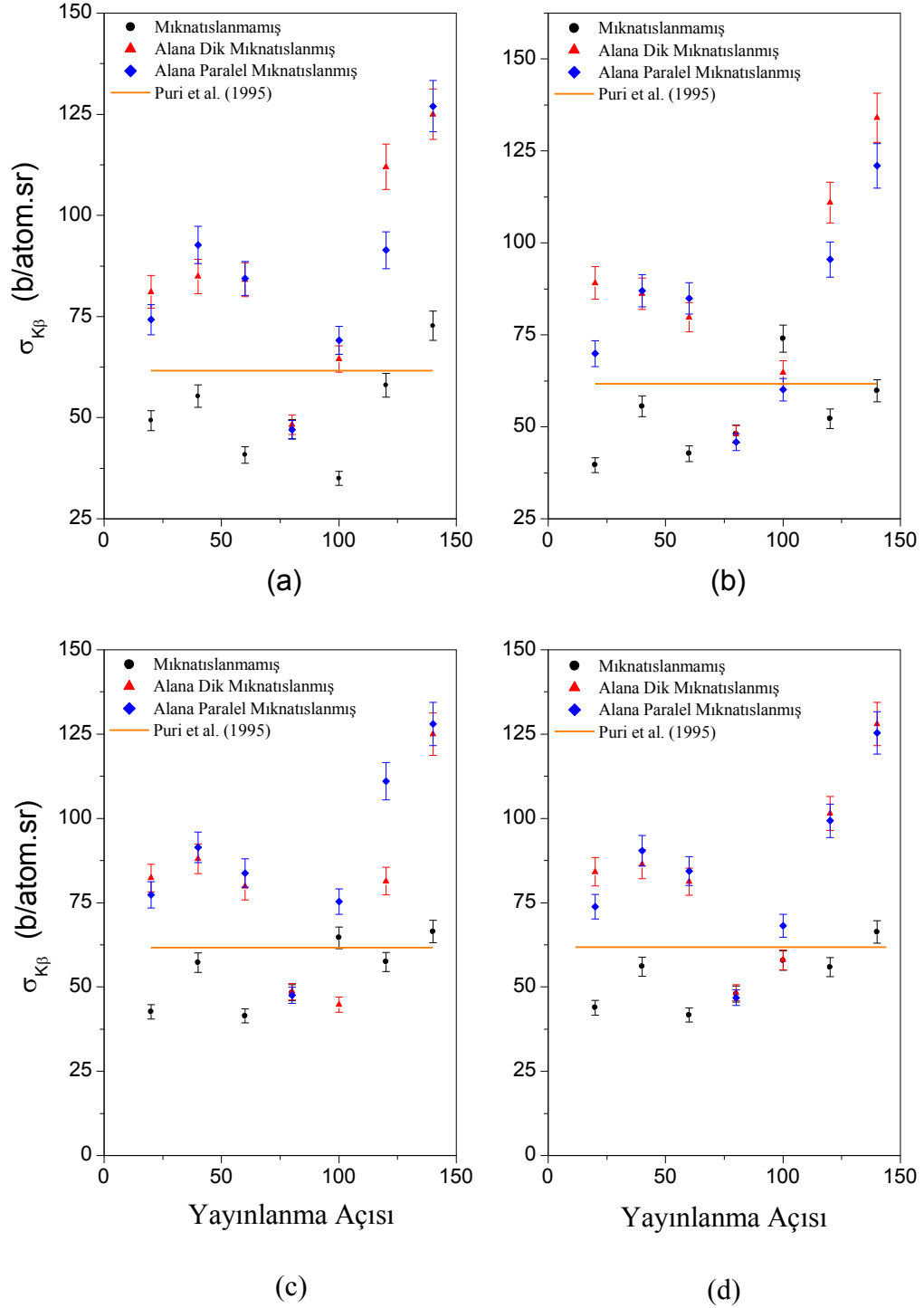
Co K beta				
AÇI	ALANA PARALEL MIKNATISLANMIŞ			Ortalama±Hata
	I.Ölçüm±Hata	II.Ölçüm±Hata	III. Ölçüm±Hata	
140	64,3 ± 3,22	61,7 ± 3,09	70,5 ± 3,53	65,5 ± 3,28
120	57,5 ± 2,88	57,7 ± 2,89	60,7 ± 3,04	58,6 ± 2,29
100	78,5 ± 3,93	91,6 ± 4,58	79,7 ± 3,99	83,3 ± 4,16
80	58,6 ± 2,93	59,7 ± 2,99	56,7 ± 2,84	58,3 ± 2,92
60	60,1 ± 3,01	57,4 ± 2,87	55,6 ± 2,78	57,7 ± 2,89
40	62,7 ± 3,14	63,1 ± 3,16	59,7 ± 2,99	61,8 ± 3,09
20	67,0 ± 3,35	65,0 ± 3,25	61,3 ± 3,07	64,4 ± 3,22

Hesaplanan tesir kesitlerinin açığa bağlı değişimleri Şekil 4.2 - 4.5'te sunulmuştur.



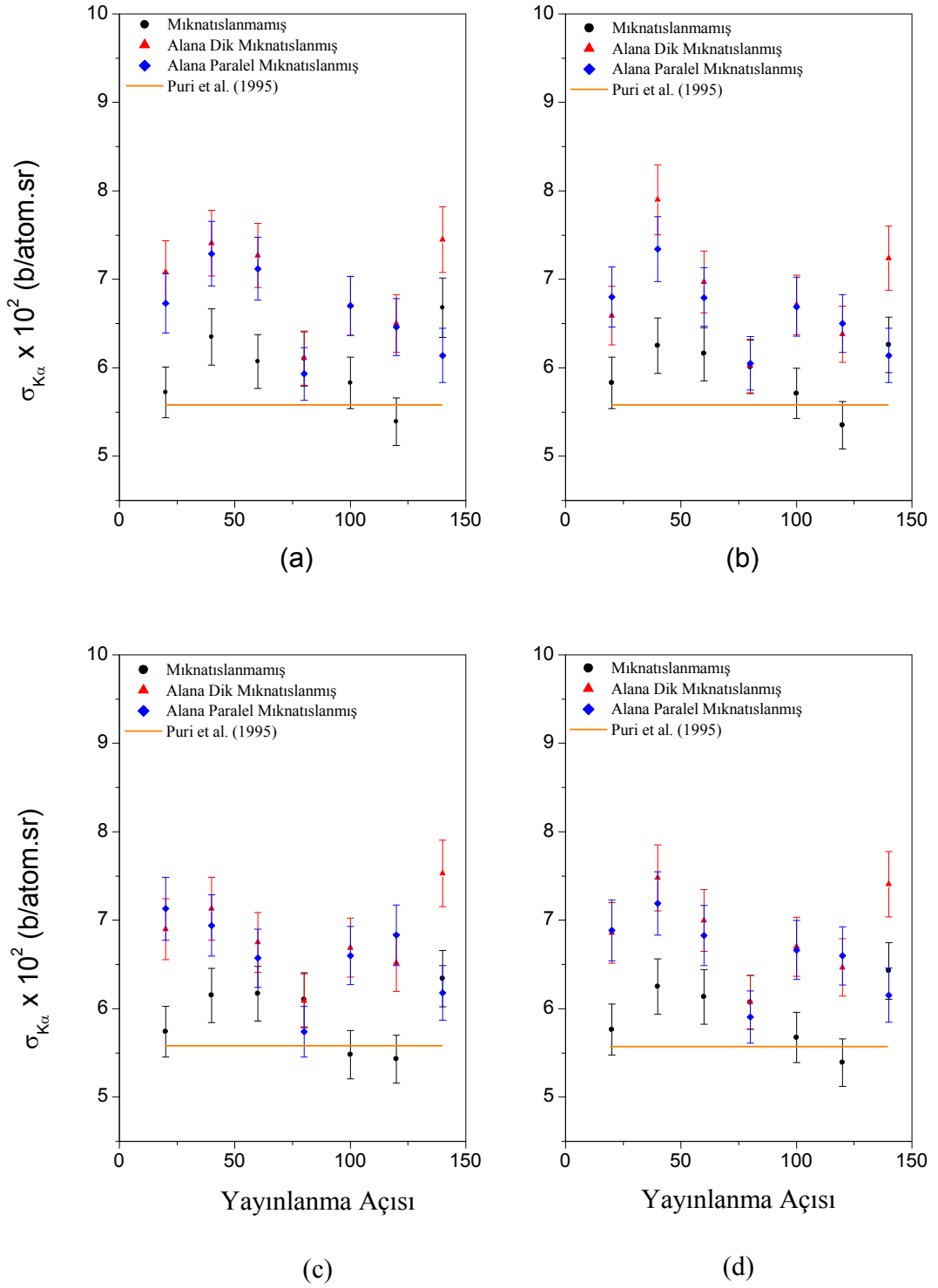
Şekil 4.2 Fe  $\sigma_{K\alpha}$  XRF tesir kesiti değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.

a) Birinci ölçüm b) İkinci ölçüm c) Üçüncü ölçüm d) Üç ölçümün ortalaması



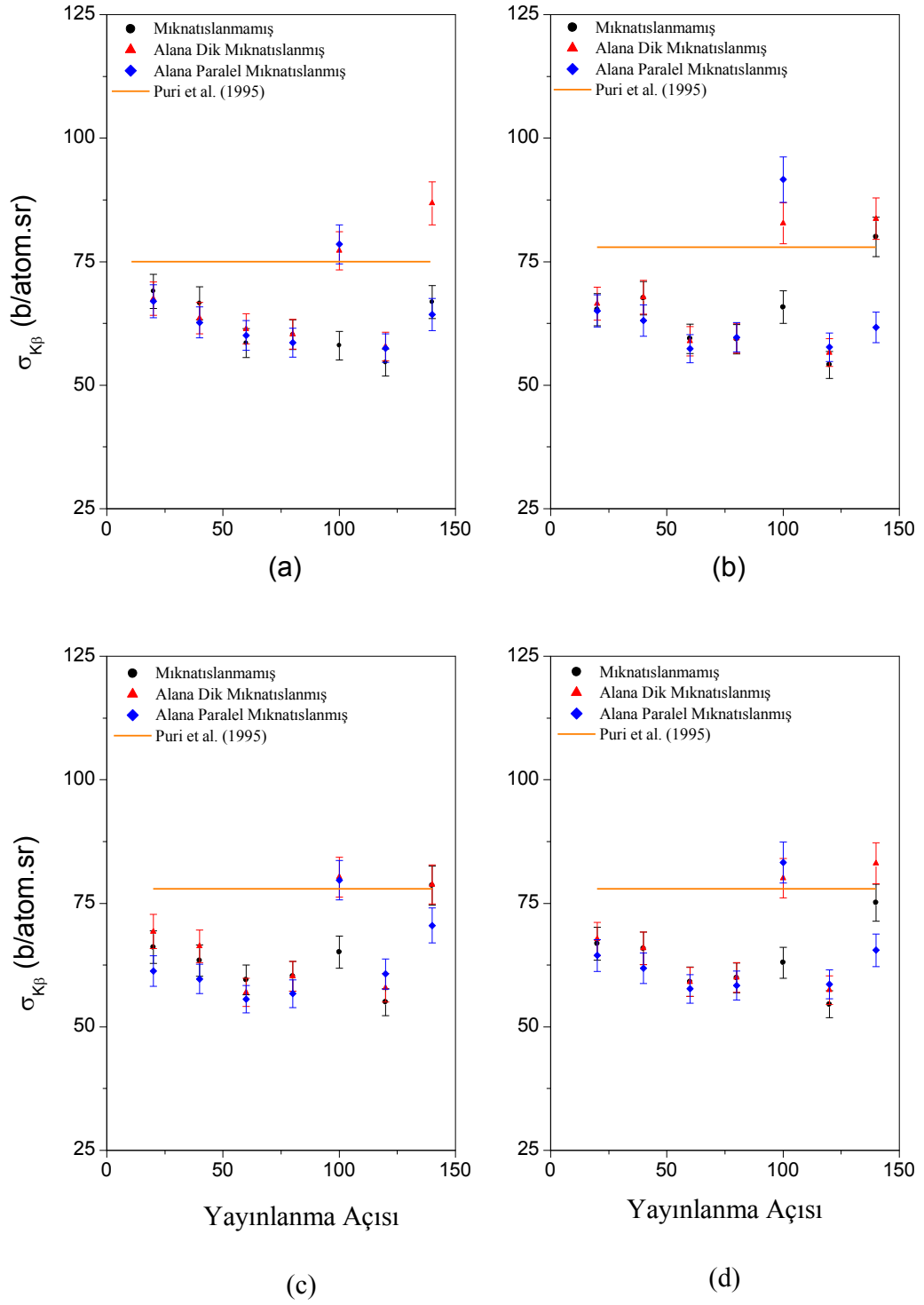
**şekil 4.3.** Fe  $\sigma_{K\beta}$  XRF tesir kesiti değerlerinin yayınlama aınsa bağlı değişimleri.

a) Birinci olum b) İkinci olum c) Üüncü olum d) Ü olümün ortalaması



Şekil 4.4. Co  $\sigma_{K\alpha}$  XRF tesir kesiti değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.

a) Birinci ölçüm b) İkinci ölçüm c) Üçüncü ölçüm d) Üç ölçümün ortalaması



Şekil 4.4. Co  $\sigma_{K\beta}$  XRF tesir kesiti değerlerinin yayınlama açısına bağlı değişimleri.

a) Birinci ölçüm b) İkinci ölçüm c) Üçüncü ölçüm d) Üç ölçümün ortalaması

## 5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Fotonla iyonlaştırılmış atomlardan yayınlanan karakteristik K X-ışınlarının izotropik olması gerektiğini hem Cooper ve Zare (1969) hem de Flügge et al. (1972) çalışmalarında teorik olarak belirlediler. Çünkü iyonlaşmadan sonra, oluşan iyonların herhangi bir yönelimi söz konusu değildir. Ayrıca açısal momentumu  $\frac{1}{2}$ 'den büyük olan  $L_{III}$  alttabakasına geçişlerden yayınlanan L X-ışınlarının anizotropisi konusunda hem bu teorilerin hem de deneysel çalışmaların birbirleriyle çelişkileri mevcuttur. Ancak bu çelişkiye rağmen X-ışınlarının anizotropisinin kaynağının iyonların yönelimi olduğu bilinen bir gerçektir ve hala araştırmacıların üzerinde çalıştıkları bir konudur.

Dış manyetik alan içine yerleştirilmiş bir ferromanyetik atomun sahip olduğu manyetik moment ile dış manyetik alan arasında kuvvetli bir etkileşim vardır ve dipoller dış manyetik alana paralel yönelmekte yani mıknatıslanmaktadır. Dış manyetik alandan çıkarıldıktan sonra bile ferromanyetik elementler mıknatıslıklarını uzun süre muhafaza etmektedirler. Yani mıknatıslanmış bir elementin atomik dipollerinin hepsi belli bir doğrultuda yönelmiş olarak kalır ve bu sebeple etraflarında bir manyetik alan oluştururlar.

Mıknatıslanmamış ve Alana dik ve paralel mıknatıslanmış Fe ve Co numuneler için farklı yayınlanma açılarında hesaplanan  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  değerleri Tablo 4.2-4-5'de sunulmuştur. Hesaplanan değerlerdeki maksimum hatanın %5'den daha küçük olduğu belirlenmiştir. Bu hataların  $I_0G\epsilon$  faktörünün ölçülmesinden ~%3, öz-soğurma düzeltmesinden ~%2, numune kalınlığının hesaplanmasından ~%1, numune homojenliğinden ve rastgele hatalardan ~%2 ve pik alanlarının belirlenmesinden ~%2 kaynaklandığı belirlenmiştir.

Şekil 4.2'de görüldüğü gibi Fe'in  $\sigma_{K\alpha}$  sonuçlarında mıknatıslanmış Fe numunelerin yayınladığı K X-ışınlarının, mıknatıslanmamış Fe numunelerinin yayınladığı K X-ışınlarındaki gibi izotropik bir dağılıma sahip olmamaktadır. Öyle ki tesir kesitlerinin

mıknatıslanmamış tesir kesitlerine oranı  $\sim 6$ 'ya kadar ulaşmaktadır. Ancak X-ışınlarının yayınlanma açısı  $80^\circ$  ve  $100^\circ$  olduğunda mıknatıslanmış ve mıknatıslanmamış Fe numunelerin  $\sigma_{K\alpha}$  değerlerinin hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Bu tesir-kesitleri Puri et al. (1995)'nin teorik değerleri ile kıyaslandığında mıknatıslanmamış numuneler için  $\sigma_{K\alpha}$  değerlerindeki değişimlerin hata sınırları içinde kaldığı görülmektedir.

Şekil 4.3'de görüldüğü gibi Fe'in  $\sigma_{K\beta}$  değerinden hareketle mıknatıslanmış Fe numunelerin yayınladığı K X-ışınlarının, mıknatıslanmamış K X-ışınlarında ki gibi izotropik bir dağılıma sahip değildir. Fe  $\sigma_{K\alpha}$  tesir kesitlerine benzer olarak, Fe  $\sigma_{K\beta}$  için mıknatıslanmış tesir kesitlerinin mıknatıslanmamış tesir kesitlerine oranı  $\sim 2$ 'ye ulaşmaktadır. Ancak X-ışınlarının yayınlanma açısı  $80^\circ$  ve  $100^\circ$  olduğunda mıknatıslanmış ve mıknatıslanmamış Fe numunelerin  $\sigma_{K\beta}$  değerlerinin hemen hemen aynı olduğu görülmektedir. Bu tesir-kesitleri Puri et al. (1995)'nin teorik değerleri ile kıyaslandığında ise mıknatıslanmamış numuneler için  $\sigma_{K\beta}$  değerlerindeki değişimlerin de hata sınırları içinde kalmaktadır. Mıknatıslanmış tesir-kesitlerinin ölçülen değerlerinin mıknatıslanmamış Fe için hesaplanan tesir kesitlerine ve Puri et al. (1995)'nin teorik değerlerine göre değişmektedir.

Şekil 4.3 ve 4.4'te Co için  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  değerleri görülmektedir. Mıknatıslanmış numunelerin tesir kesitlerinin mıknatıslanmamış numuneleri tesir kesitlerine oranlarının  $\sim 1$  olduğu açıkça görülmektedir. Ancak mıknatıslanmamış tesir kesitleri teorilerin öngördüğü gibi izotropik bir dağılıma sahipken mıknatıslanmış numunelerin tesir-kesitleri çok çok zayıf bir anizotropiye sahiptir. Mıknatıslanmamış  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  değerlerinin Puri et al. (1995)'nin teorik değerlerine göre değişimleri hata sınırları içerisinde yer almaktadır. Yine de mıknatıslanmış  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  değerlerinin Fe için olduğu kadar şiddetli olmasa bile zayıf bir anizotropiye sahip olduğu söylenebilir.



Mıknatıslanmış Fe ve Co numunelerin manyetik momentleri zaten yönelime sahip oldukları için fotonla uyarıldıklarında yayınlanan X-ışınlarının anizotropiye sahip olması Cooper ve Zare (1969) ve Flügge et al. (1972)'nin teorik çalışmalarıyla bir çelişkiye sahip gibi görünse de X-ışınlarının, anizotropisinin kaynağı iyonların yönelimi olduğu için beklenen bir durumdur. Ayrıca Fe'in dış manyetik alanla şiddetli bir etkileşime sahip olması ve mıknatıslanmasını en uzun süre muhafaza eden ferromanyetik element olması nedeniyle Fe'in  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  tesir-kesitlerindeki şiddetli anizotropide beklenen bir durumdur.

Sonuç olarak mıknatıslanmış Fe ve Co'nun  $\sigma_{K\alpha}$  ve  $\sigma_{K\beta}$  değerlerindeki anizotropi, X-ışınlarının anizotropisinin kaynağı fotonla uyarıldıktan sonra oluşan iyonların yönelimleri olduğu için, beklenen bir durumdur. Ancak yine de bizim bulduğumuz sonuçların anlamlandırılabilmesi için daha fazla deneysel çalışmalar ve mıknatıslanmış numunelerde atomların yönelimlerini belirleyen teorik çalışmalarla desteklenmeye ihtiyaç vardır.

## KAYNAKLAR

Adams, F. and Dams, R., Applied Gamma Ray Spectrometry, *Pergamon Press*,8, Oxford, U.K., (1970a).

Adams, F. and Dams, R., Applied Gamma Ray Spectrometry, *Pergamon Press*,18-20, Oxford, U.K., (1970b).

Agarwal, B. K., X- Ray Spectroscopy: An Introduction, *Springer- Verlag Berlin Heidelberg*, 144, New York, USA., (1989)

Arya, A. P.(Çeviren: Yusuf Şahin), *Çekirdek Fiziğinin Esasları*, *Aktif Yayınevi*,368, Erzurum, Türkiye, (1999).

Aygün, E. ve Zengin, M., *Kuantum Fiziği. Bilim Yayınları*, 186, Ankara, 1995

Berezhko, E.G., Kabachnik, N.M. and Rostovsky V.S., Potential-barrier effects in inner-shell photoionisation and their influence on the anisotropy of x-rays and Auger electrons, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol. 11, No. 10, (1978)

Berger M. J. and Hubell J. H., (1987), 1999 XCOM: Photon cross Sections on a personal computer (version 1.2), NBSIR85-3597, *National Bureau of Standards*, Gaithersburg, MD, USA; 3.1 versiyonu için bakınız: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/>.

Bransden, B. H. and Joachin, C. J. (Çevirenler: F. Köksal ve H. Gümüş), Atom ve Molekül Fiziği. Bilim Yayıncılık, Ankara, 40, ( 1999)

Burgdörfer, J. and Dube, L. J., Coherence, alignment and orientation in ion-atom collisions. *Nucl. Instrum. Meth.*,B10 (11), 198-203 (1985)

Caldwell C. D., Zare R.N., Alignment of Cd atoms by photoionization, *Physical Review A*, Volume 16-1 (1977)

Callen, E., Liu, Y.J., Cullen, J.R., Initial magnetization, remanence, and coercivity of the random anisotropy amorphous Ferromagnet, *Physical Review B*, Volume 16, Number 1, (1977)

Cooper, J. and Zare, R.N., , *Atomic Collision*, New York, Vol. XIC, p. 3171. (1960)

Cooper, J. and Zare, R.N., *Atomic Collision Processes*, Gordon and Breach, New York (1969)

Çöktüren, E., Ferromanyetik Filmlerde Oluşan Yüzey manyetik Anizotropisinin Nümerik çözümlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Edirne, 11, (2008)

Debertin K. and Helmer, R. G., 1988a. Gamma and X-Ray Spectrometry With

Semiconductor Detectors, *Elsevier Science Publishers*, 94, New York, U.S.A..

Debertin K. and Helmer, R. G., 1988b. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, *Elsevier Science Publishers*, 94-96. New York, U.S.A..

Debertin K. and Helmer, R. G., 1988c. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, *Elsevier Science Publishers*, 97, New York, , U.S.A..

Debertin K. and Helmer, R. G., 1988ç. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, *Elsevier Science Publishers*, 100, New York, U.S.A..

Demir D., Dış Elektrik ve Manyetik Alanların Compton Saçılması İle K ve L X-ışınlarının Açısal Dağılımına Etkisinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 2, (2005)

Demir D., Dış Elektrik ve Manyetik Alanların Compton Saçılması İle K ve L X-ışınlarının Açısal Dağılımına Etkisinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 3, (2005)

Demir, L., Şahin, M., Kurucu, Y., Karabulut, A. and Şahin, Y., Angular dependence of Ll, L, L and L X-ray differential and fluorescence cross-sections for Er, Ta, W, Au, Hg and Tl, *Radiat. Phys. Chem.* 67, 605, (2003)

Demir, L., Şahin, M., Söğüt, Ö. and Şahin, Y., .Measurements of angular dependence of photon-induced differential cross-sections of M X-rays from Pt, Au and Hg at 5.96 keV, *Radiat. Phys. Chem.* 59, 355 (2000)

Deslattes, R. D., Kessler, E. G. Jr., Indelicato, P., de Billy, L., Lindroth, E., Anton, J., X-ray transition energies: New approach to a comprehensive evaluation, *Rev. Mod. Phys.* 75, 35-99. (2003)

Emen F., +3 Değerli Demir ve Nikel İyonları İçeren  $\text{LiFe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_2$  Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, 1, (2005),

Emen F., +3 Değerli Demir ve Nikel İyonları İçeren  $\text{LiFe}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_2$  Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, 4, (2005)

Ertuğrul, M., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., Kopya, A.L. and Erdoğan, H., Anisotropy of L-shell X-rays in Au and Hg Excited by 59,5 keV Photons, *Nuovo*

**Cimento Soc. Ital. Fisica** D-Condensed Matter Atomic Moleculer and Chemical Physics Fluids Plasmas Biophysics A 17, 993 (1995)

Ertuğrul, M., Büyükkasap and Erdoğan, H., Experimental investigation of the angular dependence of photon-induced differential cross-sections of L X-rays from U, Th and Bi at 59.5 keV, **Nuovo Cimento Soc. Ital. Fisica** D-Condensed Matter Atomic Moleculer and Chemical Physics Fluids Plasmas Biophysics A 18, 671 (1996)

Ertuğrul, M., Measurements of cross-sections and Coster-Kronig transition effect on L subshell X-rays of some heavy elements in the atomic range  $79 < Z < 92$  at 59.5 keV, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B**, 119, 345 (1996)

Flügge, S., Melhorn, W., Schmidt, V., Angular distribution of Auger electrons following photoionization, **Phys. Rev. Lett.**, 29(1), 7-9, (1972)

Gerward L., Guilbert N., Bjørn Jensen K., Levring H., X-ray absorption in matter, Reengineering XCOM, **Radiat. Phys. Chem.** 60, 23-24, (2001)

Gürol A., “Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Erzurum, 12, (2005a)

Gürol A., “Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 15, (2005b)

Gürol A., “Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 17, (2005c)

Gürol A., “Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 24, (2005ç)

Gürol A., “Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Flöresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi, Doktora Tezi, **Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 25, (2005d)

Halliday, D. And Resnick R., (Çeviri:Prof.Dr.Cengiz Yalçın), Fiziğin Temelleri Elektrik 2, **Arkadaş yayıncılık**, Ankara, 226, (1991)

Hubbell, J. H., 1989. Bibliography and Current status of K, L, and higher shell fluorescence yields for computations of photon energy-absorption coefficients, U.S. **Department of Commerce, National Institute of Standarts and Technology Center of Radiation Research Gaithersburg**, MD 20899, NISTIR-89-4144.

İçelli O., Farklı elementlerde koherent saçılma diferansiyel tesir kesitinin ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 5, (1998)

Jacobs, V.L., Theory of atomic photoionization measurements, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol. 5,(1972)

Jiles D.C., Atherton D.L., Ferromagnetic Hysteresis , *IEEE Transactions On Magnetics*, Vol Mag-19, No:5, 2183-2185, (1983)

Jiles D.C., Atherton D.L., Theory of the magnetisation process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect, *Journal of Physics*, 17, 1265-1281, (1984)

Kahlon, K.S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K.L. and Sood, B.S.,  $L_3$  - subshell vacancy state alignment in photon-atom collisions, *Physical Review A*, Volume 44, Number 7, (1991)

Kahlon, K. S.,Shatendra,K., Allawadhi, K. L. And Sood, B.S., Experimental investigation of angular dependence of photon induced L-shell X-ray emission intensity, *Pramana Journal of Physics*, Vol 35, 105-114, (1990)

Kahlon, K. S., Aulakh, H. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, B.S., Experimental investigation of alignment of the  $L_3$  subshell vacancy state produced after photoionisation in lead by 59.57 keV photons *J. Phys. B* 23, 2733, (1990)

Kahlon, K. S., Aulakh, H. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L. and Sood, S., Measurements of angular distribution and polarization of photon-induced fluorescent X rays in thorium and uranium, *Phys. Rev. A*, Vol 43, 1455 (1991)

Kämmerling, B., Hausmann, A., Laüger,J. and Schmidt, V., 2p Photoionization in Magnesium, *J.Phys. B* 25, 4773, (1992)

Kämmerling, B., Krässig, B., Schwarzkopf, O., Ribeiro, J. P. and Schmidt, V., Auger decay parameters  $\alpha_2$  for krypton  $M_{4,5}-N_1N_{2,3}$ transitions, *J. Phys. B*, Vol 25, L5, (1992)

Kleiman, U. and Lohmann, B, Photoionization of closed-shell atoms: Hartree–Fock calculations of orientation and alignment, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* 131–132, 29 , (2003)

Kleiman, U., Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Takeshima, N., Kawatsura, K., Mizumaki M., Kabachnik, N.M., Mukoyama, T., Angular distribution of Au and Pb L X rays following photoionization by synchrotron radiation , *Phys. Rev. A*, Vol 65, 627131-627138, (2002)

- Kleiman, U. and Becker, U, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, 142, 45, (2005)
- Kumar, A., Puri, S., Mehta, D., Garg, M. L. and Singh, N., Angular dependence of L X-ray emission in Pb following photoionization at 22.6 and 59.5 keV, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Vol 32, 3701-3709, (1999)
- Kurucu, Y., 53,5 keV Enerjili Gama Işınları Kullanılarak Al, Sn, ve Ta'da Atom başına Toplam Compton Saçılması Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Farklı Açılarda Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 45, (1990a)
- Kurucu, Y., 53,5 keV Enerjili Gama Işınları Kullanılarak Al, Sn, ve Ta'da Atom başına Toplam Compton Saçılması Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Farklı Açılarda Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Erzurum, 45, (1990b)
- Küst,H., Kleiman, U. and Mehlhorn, W., Alignment after Xe L3 photoionization by synchrotron radiation, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, Vol 36, 2073-2082, (2003)
- Mehta, D., Puri, S., Singh, N., Garg, M. L. and Trehan, P. N., Angular dependence of L X-ray production cross sections in uranium at 22.6-keV and 59.5-keV photon energies, *Phys. Rev. A*, Vol 59, 2723, (1999)
- Meyer, M., Marquette, A., Grum-Grzhimailo, A. N., Kleiman, U. and Lohmann, V, Polarization analysis of fluorescence probing the alignment of Xe<sup>+</sup> ions in the resonant Auger decay of the Xe\* 4d5/2<sup>-1</sup>6p photo excited state, *Phys. Rev. A*, Vol 64,022703, (2001)
- Morrish, A. H., The Physical Principles of Magnetism, *John Wiley & Sons*, 4, New York, U.S.A. 1965a.
- Morrish, A. H., The Physical Principles of Magnetism, *John Wiley & Sons*, 46, New York, U.S.A., 1965b.
- Morrish, A. H., The Physical Principles of Magnetism, *John Wiley & Sons*, 432, New York, U.S.A., 1965c.
- Morrish, A. H., The Physical Principles of Magnetism, *John Wiley & Sons*, 486, New York, U.S.A., 1965d.
- Morrish, A. H., The Physical Principles of Magnetism, *John Wiley & Sons*, 321, New York, U.S.A., 1965e.
- Nèel, L., 1932. *Ann. Phys. (Paris)*, 17, 64.

- Papp, T. and Campbell, J.L, Non-statistical population of magnetic substates of the Erbium  $L_3$  subshell in photoionization, *J. Phys. B*, Vol 25, 3765 (1992)
- Puri, S., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Singh, N., Trehan, P. N., K and L shell X-ray fluorescence cross sections, *Atom. Data. Nucl. Data* 61, 289-311, (1995)
- Puri, S., Mehta, D., Singh, N., Trehan, P. N., The  $1,5 L\gamma$ ,  $2,3,(6) L\gamma$ ,  $4 L\gamma$  and  $L\alpha$  X ray fluorescence cross sections for the elements with  $71 \leq Z \leq 83$  at 22.6 keV, *Phys. Rev. A*, Vol 54, 617-623, (1996)
- Rao, D. V., Cesaro, R., and Gigante, G. E., 1993. Measurements of  $Ll$ ,  $L\alpha$ ,  $L\beta$  and  $L\gamma$  x ray fluorescence cross sections in heavy elements excited by 36.62, 43.69, 48.30, 50.20 and 53.50 keV photons, *X-Ray Spectrom.* 22, 401-405.
- Santra, S., Mitra, D., Sarkar, M. and Bhattacharya, D., Angular distribution of Au and U L X rays induced by 22.6-keV photons, *Physical Review A*, 75, 022901 (2007)
- Santra, S., Mitra, D., Sarkar, M. and Bhattacharya, D., Angular distribution of Au and U L X rays induced by 22,6-keV photons, *Physical Review A*, 75, 022901 (2007)
- Scofield, J.H., Angular-Dependence of fluorescent X-rays, *Phys. Rev. A*, Vol 14, 1418-1420, (1976)
- Scofield, J. H., 1974, *Atom. Data Nucl. Data* 14, 121-137.
- Scofield, J. H., 1973. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV, *Lawrence Livermore Laboratory* Report No. UCRL-51326 (unpublished).
- Serway, R. A. (Çeviri Editörü: Kemal Çolakoğlu), Fen ve Mühendislikler için Fizik, Modern Fizik İlaveli. *Palme Yayıncılık*, s.852, Ankara, (1996a)
- Serway, R. A. (Çeviri Editörü: Kemal Çolakoğlu), Fen ve Mühendislikler için Fizik, Modern Fizik İlaveli. *Palme Yayıncılık*, s.860, Ankara, (1996b)
- Serway, R. A. (Çeviri Editörü: Kemal Çolakoğlu), Fen ve Mühendislikler için Fizik, Modern Fizik İlaveli. *Palme Yayıncılık*, s.857, Ankara, (1996c)
- Sharma, J.K., and Allawadhi K.L., Angular distribution of L-beta X-rays from decay of L-3 subshell vacancies in uranium and thorium following photoionization, *J. Phys. B: At. Mol. Opt.*, Vol 32, 2343-2349, (1999)
- Snell, G., Kukk, E., Langer, B. and Berrah, N, Angular distribution measurements of the xenon  $N_{4,5}O_{2,3}O_{2,3}$  Auger electrons: Determination of alignment and intrinsic parameters, *Phys. Rev. A* 61, (2000)

Southworth, S.H., Kobrin, P.H., Truesdale, C. M., Lindle, D., Owaki, S. and Shirley, D. A., Photoelectron and Auger-electron Aysmmetries-Alignment of Xe+2D5/2 By Photo-ionization, *Phys. Rev. A* , Vol 24, 2257-2260, (1981)

Southworth, S., Becker, U, Truesdale, C. M., Kobrin, P. H. , Lindle, D.W., Owaki,S., and Shirley, D. A., Electron Spectroscopy Study Of Inner-Shell Photo-excitation and Ionization Of Xe, *Phys. Rev. A*, Vol 28, 261-279, (1983)

Şahin, Y. ve Kurucu, Y., Atom Fiziği, *Pegem A Yayıncılık*, Erzurum, 248. (2005)

Trautmann, D. and Baur, G., Theory of alignment of atoms following ion-atom collisions, *Nucl. Instrum. Meth. B*, Vol 40(41), 345-349, (1989)

Tipler, P.A., Modern Physics, (1978)

Özger A.G., Ceyhan, Yumurtalık Ve Pozantı Bölgelerinin Doğal Radyoaktivite Düzeylerinin belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, 48, (2005)

Kumar et al. J. Phys. B: At. Mol. Opt. **34**, 613 (2001)

Wille, U. and Hippler, R., Mechanisms of inner-shell vacancy production in slow ion-atom collisions. *Physics Reports*, Vol 132, 203-260, (1986)

Oh, S.D. and Pratt, R.H., dependence of Atomic photoeffect on a bound-electron magnetic substate, *Phys. Rev. A*, Vol 10, 1198-1203, (1974)

O’Keeff, P., Aloise, S., Meyer, M. and Grum-Grzhimailo, A.N., Circular polarization of ion fluorescence completing the analysis of resonant Xe\* 4d(-1)(5/2)6p Auger decay., *Phys. Rev. Lett.* 90, (2003)

Puri, S., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Singh, N., Trehan, P. N., K and L shell X-ray fluorescence cross sections, *Atom. Data. Nucl. Data* 61, 289-311, 1995.

Puri, S., Mehta, D., Shahi, J. S. Garg, M. L., Singh, N. and Trehan, P. N., Photon-induced L X-ray production differential cross sections in thorium at 22.6 keV, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B, Vol 152, 19, (1999)

Tartari, A., Baraldi, C., Casnati, E., Re, A. D., Fernandez, J. E. and Taioli, S., On the angular dependence of L x-ray production cross sections following photoionization at an energy of 59.54 keV, *J. Phys. B*, Vol 36, 843-851, (2003)

Solyman, L. and Walsh, D., Electrical Properties of Materials, *Oxford Uni. Pres.*, 239, (2003)



Seven, S. and Koçak, K., Angular dependence of L x-ray production cross sections in seven elements from Yb to Pt at a photon energy of 59.5 keV, *J. Phys. B*, Vol 34, 2021-2030, (2001)

Seven, S. and Koçak, K., Angular dependence of L x-ray production cross-section in seven elements from Au to U at 59,5 keV photon energy, *X-Ray Spectrom.*, Vol 31, 75-83, (2002)

Seven, S., Measurement of angular distribution of fluorescent X-rays and L subshell fluorescence yields in thorium and uranium, *Radiat. Phys. Chem.*, Vol 69, 451-460, (2004)

Williams, K. L., 1987. An Introduction to X-Ray Spectrometry: *X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe Analysis*, Allen&Unwin, 112, London, U. K., (1987)

Yamaoka, H., Oura, M., Takahiro, K., Morikawa, T., Ito, S., Mizumaki, M., Semenov, Cherepkov, N., Kabachnik, N. M. and Mukoyama, T., Alignment following Au L<sub>3</sub> photoionization by synchrotron radiation, *J. Phys. B*, Vol 36, 3889-3897, (2003)

## **ÖZGEÇMİŞ**

1977 yılında Erzurum'da doğdu. İlkokul, Ortaokul ve Lise öğrenimini Erzincan da tamamladıktan sonra 1995 yılında Atatürk Üniversitesi Fen- Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünde üniversite eğitimine başladı. Mezuniyetinden sonra askerlik görevini yaptı ve 2002 yılında Milli Eğitim Bakanlığında fizik öğretmeni olarak göreve başladı. Halen aynı görevi devam ettirmektedir.