

**ATOM NUMARASI $21 \leq Z \leq 71$ ARASINDA OLAN
NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN VE OKSİTLİ
BİLEŞİKLERİNİN ETKİN ATOM NUMARALARININ
GAMA İŞINLARININ SAÇILMASI VE
SOĞURULMASINDAN FAYDALANILARAK
BULUNMASI VE K X-İŞİNİ ŞİDDET ORANLARINA
KİMYASAL ETKİNİN ARAŞTIRILMASI**

Ahmet TURŞUCU

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Doç. Dr. Demet DEMİR
2012
Her Hakkı Saklıdır**

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

ATOM NUMARASI $21 \leq Z \leq 71$ ARASINDA OLAN NADİR
TOPRAK ELEMENTLERİNİN VE OKSİTLİ BİLEŞİKLERİNİN
ETKİN ATOM NUMARALARININ GAMA IŞINLARININ
SAÇILMASI VE SOĞURULMASINDAN FAYDALANILARAK
BULUNMASI VE K X-IŞINI ŞİDDET ORANLARINA KİMYASAL
ETKİNİN ARAŞTIRILMASI

Ahmet TURŞUCU

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM
2012

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

ATOM NUMARASI $21 \leq Z \leq 71$ ARASINDA OLAN NADİR TOPRAK ELEMENTLER VE
OKSİTLİ BİLEŞİKLERİNİN ETKİN ATOM NUMARALARININ GAMA
IŞINLARININ SAÇILMASI VE SOĞURULMASINDAN FAYDALANILARAK
BULUNMASI

Doç. Dr. Demet DEMİR danışmanlığında, Ahmet TURŞUCU tarafından hazırlanan bu çalışma 12/11/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından. Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora tezi olarak **oybirliği/oy çokluğu (.../...)** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Doç.Dr. Paşa YALÇIN

İmza : 

Üye : Prof.Dr. Yusuf ŞAHİN

İmza : 

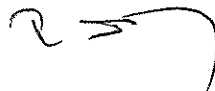
Üye : Doç.Dr. Demet DEMİR

İmza : 

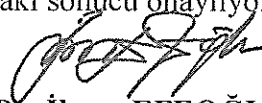
Üye : Doç.Dr. Ali GÜROL

İmza : 

Üye : Yrd.Doç.Dr. Tuba ÖZNÜLÜER

İmza : 

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum


Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Doktora Tezi

ATOM NUMARASI $21 \leq Z \leq 71$ ARASINDA OLAN NADİR TOPRAK
ELEMENTLERİNİN VE OKSİTLİ BİLEŞİKLERİNİN ETKİN ATOM
NUMARALARININ GAMA IŞINLARININ SAÇILMASI VE
SOĞURULMASINDAN FAYDALANILARAK BULUNMASI VE K X-IŞINI
ŞİDDET ORANLARINA KİMYASAL ETKİNİN ARAŞTIRILMASI

Ahmet TURŞUCU

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Demet DEMİR

Bu çalışma üç kısımdan oluşmaktadır. Bu kısımlardan ilki lantanit elementlerinin oksitli bileşiklerinden saçılma metodu ile etkin atom numaralarının bulunması ile ilgilidir. Etkin atom numaralarının bu yöntemle elde edilmesi için öncelikle saf elementlerin saçılma spektrumları kullanılarak bir kalibrasyon eğrisi oluşturulmuştur. Oluşturulan kalibrasyon eğrisi üzerinde lantanit bileşiklerine ait Compton/koherent değerleri kullanılarak etkin atom numaraları bulunmuştur. İkinci kısımda etkin atom numarasının bulunmasında soğurma tekniği kullanılmıştır. Bu yolla aynı zamanda bileşiklere ait kütle soğurma katsayıları da bulunmuştur. Soğurma işleminde radyoaktif kaynak olarak ^{241}Am test kaynağı kullanılmıştır. Bu çalışmanın üçüncü kısmında ise çeşitli elementlere ait bileşiklerde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki araştırılmıştır.

2012, 71 sayfa

Anahtar Kelimeler: Kütle soğurma katsayısı, atomik tesir kesiti, elektronik tesir kesiti, etkin atom numarası, elektron yoğunluğu, K_{β}/K_{α} x-ışını şiddet oranı.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

DETERMINATION of EFFECTIVE ATOMIC NUMBERS of RARE EARTHS ELEMENTS and RARE EARTH COMPOUNDS BETWEEN ATOMIC NUMBER $21 \leq Z \leq 71$ with X-RAY ABSORPTION AND SCATTERING TECHNIQUE AND INVESTIGATION of CHEMICAL EFFECT on K X-RAY INTENSITY RATIOS

Ahmet TURŞUCU

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Demet DEMİR

This study consists of three parts. The first of these sections related to determining the effective atomic numbers of rare earth oxide compounds with scattering technique. To obtain effective atomic number in this way a calibration curve was created using primarily scattering spectra of pure elements. The effective atomic numbers were found using Compton/coherent values of rare earth compounds on the created calibration curve. In the second part, absorption technique which is another method used to determine the effective atomic number was used. In this way, at the same time the mass absorption coefficients of the compounds were also found. In the absorption process ^{241}Am test source was used as a radioactive source. The third part of this study, the chemical effect on K_β/K_α intensity ratios of some pure elements was investigated.

2012, 71 pages

Keywords: Mass attenuation coefficient, atomic cross section, electronic cross section, effective atomic number, electron density, K_β/K_α x-ray intensity ratio.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır. Bu çalışmanın planlanması ve yürütülmesinde tecrübelerini ve kıymetli bilgilerini esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Doç. Dr. Demet DEMİR'E en içten şükranlarımı arz ederim.

Çalışmalarım sırasında yapmış oldukları katkılardan dolayı kıymetli hocalarım Sayın Prof. Dr. Elif BOYDAŐ, Sayın Doç. Dr. Ali GÜROL ve Sayın Yrd. Doç. Tuba ÖZNÜLÜER'e teşekkür ederim.

Bu çalışmada hazırlanan bazı numuneler ve laboratuvar malzemeleri için; Mr. Prof. Dr. Wolf WEYRICH ve Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e ve tüm Fizik Bölümü elemanlarına ve çalışma arkadaşlarıma sağlamış oldukları kolaylıklardan dolayı teşekkür ederim.

Laboratuvar çalışmalarım süresince benden desteğini esirgemeyen Sayın Pınar ÖNDER ve tüm çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Teşvik ve desteklerinden dolayı değerli aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ahmet TURŞUCU

Kasım 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	11
2.1. Nadir Toprak Elementlerinin Özellikleri	11
2.2. Lântanit Büzülmesi	13
2.3. X-Işınları	15
2.3.1. Karakteristik X-Işınları	17
2.3.2. Sürekli X-ışınları	18
2.4. Gama ve X-ışınlarının Madde ile Etkileşmesi	22
2.4.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması	22
2.4.1.a. Karışım kuralı ve bileşikler için kütle soğurma katsayısı	24
2.4.2. Elektromanyetik radyasyonun saçılması	25
2.4.2.a. Koherent saçılma	25
2.4.2.b. İnkohherent saçılma	25
2.5. Moseley Kanunu	27
2.5. Tesir Kesiti	29
2.6. Etkin Atom Numarası ve Önemi	32
3. MATERYAL ve YÖNTEM	33
3.1. Deney Sistemi	33
3.1.1. HPGe dedektörün çalışma prensibi	33
3.2. HPGe Dedektörün Karakteristik Özellikleri	35
3.3. Sayma Sistemi	36
3.3.1. Güç kaynağı	37
3.3.2. Ön yükseltici	38

3.3.3. Yükseltici	38
3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC).....	38
3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)	39
3.4. Numune Odası	39
3.5. Numunelerin Hazırlanması	40
3.6. Etkin Atom Numarasının Saçılma Metodu ile Ölçülmesi	42
3.7. Etkin Atom Numarası ve Etkin Elektron Yoğunluğunun Kütle Soğurma Metodu ile Ölçülmesi	47
3.8. Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçülmesi	46
3.9. X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi	42
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA	51
4.1. Saf Elementlerin Saçılma Tepelerinden Elde Edilen Kalibrasyon Eğrisi.....	51
4.2. Saçılma Metodundan Elde Edilen Etkin Atom Numaraları.....	54
4.3. Soğurma Metodu ile Lantanit Bileşiklerinin Kütle Soğurma Katsayıları, Etkin Atom Numaraları ve Elektron Yoğunluklarının Belirlenmesi	55
4.4.1. Seryum bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları	57
4.4.2. Bakır bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları	58
4.4.3. Kalay bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları	59
5. SONUÇ	60
5.1. Saçılma Metodundan Elde Edilen Etkin Atom Numaraları.....	60
5.2. Soğurma Metodu ile Lantanit Bileşiklerinin Kütle Soğurma Katsayıları, Etkin Atom Numaraları ve Elektron Yoğunluklarının Belirlenmesi	61
5.3. Ce, Sn ve Cu Bileşiklerinde K_{β}/K_{α} Şiddet Oranlarına Kimyasal Etkinin İncelenmesi.....	62
KAYNAKLAR.....	65
ÖZGEÇMİŞ.....	71

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

σ	Tesir kesiti
c	Işık hızı
$d\sigma/d\Omega$	Diferansiyel tesir kesiti
$d\sigma_{KN}(\theta)/d\Omega$	Klein-Nishina tesir kesiti
e	Elektron yükü
$EDXRF$	Enerji ayrımlı X-ışını floresans spektrometresi
h	Planck sabiti
$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	Düzeltilmiş K X-ışını şiddet oranı
m_o	Elektronun durgun kütlesi
N	Avogadro sayısı
N_e	Elektron yoğunluğu/etkin elektron sayısı
$N_{K\beta}/N_{K\alpha}$	Düzeltilmemiş K X-ışını şiddet oranı
$S(x,Z)$	İnkoherent saçılma faktörü
t	Numune kalınlığı (gr/cm^2)
XRF	X-ışını flöresans
Z_e	Etkin atom numarası
β	Öz-soğurma düzeltme parametresi
μ_e	Numuneden yayımlanan fotonlar için kütle azaltma katsayısı
μ_i	Numuneye gelen fotonlar için kütle azaltma katsayısı
μ_m	Kütle soğurma katsayısı
σ_e	Toplam elektron tesir kesiti
σ_t	Toplam atomik tesir kesiti

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Periyodik cetvel.....	13
Şekil 2.2. X-ışını polarizasyonunu gösteren Barkla deneyi.	16
Şekil 2.3. Sürekli X-ışını oluşum mekanizması.	19
Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik <i>K</i> tabakası X-ışınları.	21
Şekil 2.5. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşimi.	22
Şekil 2.6. Samaryumun kütle soğurma katsayılarının enerji ile değişimi.	24
Şekil 2.7. Compton saçılması.	26
Şekil 2.8. Bazı spektral çizgiler için Moseley çizimi.	28
Şekil 2.9. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki ve tesir kesitinin geometrik yorumu.	30
Şekil 3.1. Dedektör kristali ile foton etkileşimi.	35
Şekil 3.2. Sayma sistemi	37
Şekil 3.3. Numune odası (a=6,5 cm, b=6,3 cm, c=13,5 cm, d=11 cm ve e=5 cm).	40
Şekil 3.4. Soğurma deney geometrisi(a=2,5 cm, b=2,5 cm).	40
Şekil 4.1. Ag'ün Compton ve koherent tepeleri.	52
Şekil 4.2. Pb'nin Compton ve koherent tepeleri.	52
Şekil 4.3. Fe'nin Compton ve koherent tepeleri.	52
Şekil 4.4. Saf elementlerin saçılma tepeleri oranından elde edilen kalibrasyon eğrisi. .	53
Şekil 4.5. Seryum ve bileşiklerinden elde edilen spektrumların karşılaştırılması.	58

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Lântanitler	11
Çizelge 2.2. Sc^{+3} , Y^{+3} , La^{+3} ve Ln^{+3} iyonlarının iyonik yarıçapları.	14
Çizelge 2.3. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri	21
Çizelge 3.1. Farklı yarıiletken dedektörlerin karakteristik özellikleri.	36
Çizelge 3.2. Tez çalışmasında kullanılan numunelerin özellikleri.....	41
Çizelge 4.1. Saçılma metodu ile hesaplanmış etkin atom numaraları ve teorik değerler.	54
Çizelge 4.2. Sc_2O_3 numunesinin deneysel etkin atom numaralarının rölatif standart sapması (RSD)..	54
Çizelge 4.3. Y_2O_3 için 59,54 keV enerjili gama tepesi altında kalan alanların rölatif standart sapması (RSD).....	55
Çizelge 4.4. Oksitli bileşiklerin etkin atom numarası ve elektron yoğunluklarını teorik ve deneysel değerleri.....	56
Çizelge 4.5. Oksitli bileşiklerin atomik kütle soğurma katsayısı, toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri.....	56
Çizelge 4.6. Seryum ve bileşiklerine ait K x-ışını şiddet oranları.....	57
Çizelge 4.7. Bakır ve Bileşiklerine ait K x-ışını Şiddet Oranları.	59
Çizelge 4.8. Kalay ve Bileşiklerine ait K x-ışını Şiddet Oranları.	59

1. GİRİŞ

Karakteristik X-ışınları, bir iç tabaka elektronunun sökülmesi ve bunu takip eden süreçte elektronun yüksek enerjili bir seviyeden düşük enerjili bir seviyeye geçmesi ile üretilen bir elektromanyetik dalga türüdür. Monokromatik bir X-ışını demeti madde üzerine düştüğünde radyografik analizlerin temeli olan soğurma olayı, X-ışını kırınımının temeli olan saçılma olayı ve XRF spektrometrisinin temeli olan floresans olayı meydana gelmektedir.

X-ışınları 1895 yılında Wilhelm Röntgen tarafından keşfedilmiştir ve o yıllarda X-ışını soğurulmasının atom numarasına bağlı özelliği hızlı bir şekilde belirlenerek medikal tanı alanında kullanılmıştır. Günümüzde X-ışını soğurma ve yayınlanma süreçleri, çok çeşitli materyallerin incelenmesinde ve birçok analitik teknikte kullanılmaktadır. Bu analitik tekniklerden birisi olan EDXRF tekniği ile Periyodik Tabloda Na'dan U'a kadar olan tüm elementlerin kalitatif analizlerini yapmak mümkündür.

Hedef numuneyi bombardıman eden foton veya parçacıklardan birisi yeterli derecede kinetik enerjiye sahipse, atomik tabakalardan K tabakasındaki bir elektronu atomun diğer tabakalarından birine veya atomun dışına (sonsuz uzağa) atabilir. Böylece atom uyarılmış; yani daha yüksek enerjili bir duruma geçmiştir. Geçiş müsaadesi olan daha dış yörüngelerdeki elektronlardan biri hemen K tabakasındaki boşluğu doldurur. Bu işlem neticesinde enerji yayınlanır ve atom tekrar eski haline dönmüş olur. Yayınlanan radyasyona "karakteristik radyasyon" denir. Bu yayınlanan enerji hemen hemen iki yörünge arasındaki enerji farkına eşittir. Bunlara karakteristik X-ışınları denmesinin sebebi her elementin K , L , M , ... tabakaları arasındaki enerji seviyelerinin oldukça farklı olmasından, ya da bir başka deyişle, bunların o atoma has (parmak izleri gibi) belirleyici özellik göstermesindedir. Bu şekilde K kabuğu uyarılmış bir elementten, K spektrumunu, L kabuğu uyarıldığında ise L spektrumunu yayınlamaktadır. K X-ışını spektrumunun $K\alpha$ ve $K\beta$ olmak üzere iki ana çizgisi vardır. K spektrumundaki α çizgisi, büyük dalgaboyuna ve yüksek şiddete sahiptir. $K\alpha$ ve $K\beta$ çizgileri $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ ve $K\beta_1$, $K\beta_2$ (spin çiftleri) olarak isimlendirilen çok yakın dalgaboylarında çiftler içerir. $K\alpha_1$ ve $K\alpha_2$

arasındaki dalgaboyu farkı yaklaşık olarak $0,004 \text{ \AA}$ dur ve hatta $K\beta_1$ ve $K\beta_2$ çizgileri arasındaki fark bundan daha azdır (yaklaşık $0,0007 \text{ \AA}$). Bu çiftler genel olarak yaygın spektrometrelerle ayrılamazlar ve tek çizgi olarak görülürler.

Farklı elementlerin X-ışını şiddet oranlarının belirlenmesi atomik, moleküler ve radyasyon fiziğinde, jeoloji, tıbbi fizik ve elemental analizin olduğu diğer araştırma alanlarında da önemlidir. $K\beta/K\alpha$ şiddet oranları ile ilgili çeşitli deneysel ve teorik çalışmalar literatürde mevcuttur (Büyükkasap 1997; Baydaş *et al.* 1998-1999; Söğüt *et al.* 2001-2002; Tıraşoğlu ve Tekbıyık 2005; Porikli ve Kurucu 2008; Porikli *et al.* 2008-2011-2012; Cengiz *et al.* 2010; Han *et al.* 2010; Baydaş ve Öz 2011; Kumar ve Puri 2011). Bu çalışmalarda farklı radyoaktif kaynaklar, uyarma enerjileri, uyarma geometrileri, farklı elementler ve bunların farklı bileşikleri kullanılarak şiddet oranları hesaplanmış, şiddet oranları üzerinde kimyasal etki incelenmiştir.

Kumar ve Puri (2011); HgI_2 , $\text{Hg}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2$ bileşiklerinde ve saf Hg için L_i ($i=1-3$) alt kabuklarında X-ışını şiddet oranlarına kimyasal etkiyi incelediler. Çalışmaları sonucunda ilgili X-ışını şiddet oranlarına kullanılan numunenin oksidasyon derecesi ve merkez atoma bağlı ligandların karakteristiğinin etkili olduğunu gözlemladiler. Söğüt *et al.* (2001); Mo, Ag, Cd, Ba, La ve Ce elementlerinin bazı bileşiklerinde $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarına kimyasal bağ yapısının etkisini incelediler. Söğüt *et al.* (2002); Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu ve Zn bileşiklerinde $K\beta/K\alpha$ şiddet oranlarına kimyasal etkiyi incelediler. Kimyasal bağ tipinin, merkez atoma bağlanmış ligandların karakteristik yapılarının, valans elektronlarının, kristal yapılarının X-ışını şiddet oranlarına etki ettiğini gözlemladiler. Büyükkasap (1997); Hg, Bi ve Pb bileşiklerinde L X-ışını floresans tesir kesitlerine kimyasal etkiyi inceledi. Floresans tesir kesitlerinde meydana gelen değişimin ilgili elementlerin dolmamış orbital bulundurmalarına ve bundan kaynaklanan Coster-Kronig geçişlerine bağlı olduğu sonucuna vardı. Aynı zamanda farklı bileşiklerde gözlemlenen farklı bağlanma şekilleri ve buna bağlı olarak farklı bağ enerjilerinin de floresans tesir kesitlerine etki ettiğini gözlemledi. Baydaş ve Öz (2011) WDXRF tekniğini kullanarak bazı demir bileşiklerinde $K\alpha$ ve $K\beta_{1,3}$ yayınlanma çizgilerine kimyasal etkiyi incelediler. Çalışma sonucunda bileşiklerde ana atom olan

Fe'in oksidasyon derecesinin yayınlanma çizgilerinin şiddet oranlarında etkili olduğunu gözlemladiler. Baydaş *et al.* (1998) Ba, La ve Ce elementlerinin bazı bileşiklerini kullanarak L_{α} ve L_{β} X-ışını şiddet oranlarına kimyasal etkiyi incelediler. Baydaş *et al.* (1999) Ba, La ve Ce'un bazı bileşikleri için L X-ışını flöresans tesir kesitlerine kimyasal etkiyi incelediler. Porikli (2012); Dy, Ho ve Er elementlerinin bazı bileşiklerinde L X-ışını şiddet oranlarına kimyasal etkiyi inceledi. L X-ışını şiddet oranlarına, merkez atoma bağlanan ligandların kimyasal yapısının ve merkez atomla oluşturdukları yapıların etkili olduğunu gözlemledi. Ayrıca, Dy ve Er için bulunan kimyasal etkinin Ho için bulunan etkiden daha küçük olduğunu tespit etti. Porikli (2011); La, Ce ve Pr elementlerinin bazı bileşiklerinde L X-ışını şiddet oranlarına ve ilgili çizgi yapılarına kimyasal etkiyi inceledi. Bu çalışma sonucunda, FWHM değerlerinin ve elde edilen spektral çizgilerin, numunelerin oksidasyon derecesine ve ligandlarla yaptıkları bağ sonucunda moleküler yapıda meydana gelen değişimlere karşı hassas oldukları tespit edildi. Han *et al.* (2010); atom numarası $40 \leq Z \leq 53$ arasında değişen bazı elementlerin bazı bileşiklerinde L X-ışını flöresans tesir kesitlerini, ^{55}Fe radyoaktif kaynağından yayınlanan 5,96 keV'lik fotonları kullanarak incelediler. Artan atom numarası ile birlikte ilgili elementlerin L X-ışını flöresans tesir kesitlerinin arttığını gözlemladiler. Porikli *et al.* (2008); K_{β}/K_{α} şiddet oranı ile spektral çizgi şekillerine kimyasal yapının ve manyetik alanın etkilerini incelediler. Bu çalışma sonucunda uygulanan dış manyetik alan ile atomik parametrelerin simetrik olarak değiştiğini gözlemladiler. Porikli ve Kurucu (2008); bazı nikel ve kobalt bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranı üzerine 0,6 T ve 1,2 T değerlerindeki dış manyetik alan ile kimyasal yapının etkilerini incelediler. Manyetik alanın K_{β}/K_{α} şiddet oranları üzerine yaklaşık %12'lik bir değişime sebep olduğunu buldular. Cengiz *et al.* (2010); altın bileşiklerinde K ve L X-ışını flöresans parametrelerinin değişimi üzerine yaptıkları çalışmada, merkez atoma bağlı ligandların valans elektron dağılımını etkilediğini gözlemladiler. Ligandların valans elektron yoğunluğuna etki etmesi sonucunda ise L X-ışını şiddet oranlarının da bu yönde etkilendiğini tespit ettiler. Tıraşoğlu ve Tekbiyık (2005); kalsiyum ve potasyum bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etkiyi incelediler. Atomun liganlarla olan etkileşimiyle oluşan bileşiğin iyonik, kovalent veya metalik olmasının şiddet oranlarını etkilediğini gözlemladiler.

İncelenmek amacıyla deney düzeneğine yerleştirilen numune üzerine yöneltilmiş bir radyasyon kaynağından yayınlanan elektromanyetik dalgalar, madde atomlarıyla çeşitli etkileşimler sonucunda enerjisinin ya tamamını ya da bir kısmını kaybeder. Kullanılan numune ister saf ister bileşik olsun, etkileşime giren radyasyon tipi ve enerjisi için kütle soğurma katsayısı (μ_m) bir karakteristik özellik anlamı taşımaktadır. Elementler ve bileşikler için ayırt edici bir özellik olan kütle soğurma katsayısı, temel fizikte, ziraat, endüstri, eczacılık, radyasyon dozimetrisi, biyoloji, nükleer ve radyasyon fiziğinde oldukça önemli olan bir parametredir. Kütle soğurma katsayısını etkileyen faktörler maddenin yoğunluğu ve radyasyon kaynağının enerjisidir. Bu faktörler dikkate alınarak kütle soğurma katsayısının belirlendiği önemli çalışmalar literatürde mevcuttur (Baltaş *et al.* 2007; Sidhu *et al.* 2012; Morabad ve Kerur 2010; Çevik *et al.* 2010; Rettschlag *et al.* 2007; Angelona *et al.* 2001; Tamura *et al.* 2002; Turgut *et al.* 2002 ve 2005; Seven *et al.* 2004; Kerur *et al.* 2009; Sharanabasappa *et al.* 2010; İçelli ve Erzeneoğlu 2004; Gerward 1981 ve Millar 1974). Bu çalışmalarda farklı ışın enerjilerinde incelenen element ve bileşiklerin teorik ve deneysel kütle soğurma katsayılarının belirlendiği gözlenmektedir.

Baltaş *et al.* (2007); farklı oranlarda Ar gazı basıncı altında katılaştırdıkları toz (powder) ve bulk haldeki MgB₂ süper iletkeninin X-ışını kırınım desenlerini, kütle yoğunlukları ve kütle soğurma katsayılarını kullanarak incelediler. Sidhu *et al.* (2012); dozimetrik öneme sahip anilin (C₆H₅NH₂), siklohegzan (C₆H₁₂), gliserin (C₃H₅(OH)₃), butil alkol (N-(C₄H₉OH)), dimetil sülfoksit (C₂H₆OS), metil-etil-keton (C₄H₈O), ksilen (C₈H₁₀), asetofenon (C₈H₈O) ve trietil amin (C₆H₁₅N) bileşiklerinin kütle soğurma katsayılarını 100 mCi'lik ²⁴¹Am radyoaktif kaynağından yayınlanan 59,54 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak hesapladılar. Morabad ve Kerur (2010); Cu, Rb, Mo, Ag ve Ba elementlerinden yayınlanan karakteristik X-ışınlarını ikincil kaynak kullanarak, bazı şifalı bitkilerin meyveleri, yaprakları, kökleri ve tohumlarının kütle soğurma katsayılarını hesapladılar. Çevik *et al.* (2010); Türkiye'de kullanılmakta olan mermer yapı malzemelerinin doğal radyoaktiflik doz hesaplamasını yaparak bu malzemelerin kütle soğurma katsayılarını belirlediler. Rettschlag *et al.* (2007); plütonyum elementinin kütle soğurma katsayısının enerji ile değişimini 60 keV'den 2615 keV'e kadar değişen

enerji aralıklarında incelediler. Bu çalışma sonucunda deneysel olarak düşük enerji aralığında (59,54–80 keV) teorik değerlerden daha yüksek sonuçlar elde ediliyorken, 244-778 keV enerji aralığında teorik değerlerle uyumlu sonuçlara ulaşılar. Angelona *et al.* (2001); sağlık fiziği alanında yaptığı çalışmada organik bileşiklerden olan Triafol BN ($C_3H_4O_2$)_n, Triafol TN ($C_{12}H_{18}O_7$)_n, Kapton ($C_{44}H_{20}O_{10}$)_n ve Melinex ($C_{10}H_8N_4O_4$)_n'in 13-40 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayılarını hesapladılar. Tamura *et al.* (2002); bir kristalden elde edilen parametrik X-ışınlarını¹ kullanarak Nb, Zr ve Mo elementlerinin *K* kabuğu soğurma kıyısına yakın enerjilerde soğurma katsayılarını hesapladılar. Yapılan bu çalışmada parametrik X-ışınlarının rölativistik elektronların silikon gibi kristal maddelerin ara tabakaları boyunca ilerlemesi sonucunda elde edilmesi düşüncesinden faydalandılar. Turgut *et al.* (2002); tarafından yapılan çalışmada, Co ve Mn elementleri ile Co₂O₃, CoCl₂.6H₂O, CoSO₄, CoSO₄.7H₂O, MnCO₃, KMnO₄, MnCl₂.2H₂O ve MnCl₂.4H₂O bileşiklerinin 4,508-11,210 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayıları belirlendi. Bu çalışmada ikincil kaynak enerjisi oluşturmak amacıyla Ti, Co, Ni, Cu, Zn, As ve Se elementleri hedef olarak seçilmiştir. Turgut *et al.* (2005); tarafından yapılan bir diğer çalışmada ise FeF₃, Fe₂O₃, FeCl₂.4H₂O ve FeCl₃2NH₄Cl.H₂O bileşiklerinin kütle soğurma katsayıları ikincil kaynak metodunu kullanarak 4,508-17,443 keV enerji aralığında hesaplandı. Seven *et al.* (2004); Co, Cu ve Ni elementlerinden oluşan CoCu ile CoCuNi alaşımlarının kütle soğurma katsayılarını farklı enerjilerde (11,88; 13,93; 17,59; 21,09 ve 26,00 keV) hesapladılar. Bu çalışma sonucunda kaynaktan gelen foton enerjisinin yüksek olduğu değerlerde, deneysel ve teorik verilerin uyum içinde olduğu, ancak düşük enerjilerde, özellikle soğurma kıyısına yakın enerjilerde, teorik değerlerden farklı sonuçların elde edildiği gözlemlendi. Kerur *et al.* (2009); monosakkarit ve disakkaritlerin kütle soğurma katsayılarını farklı kaynak enerjilerinde (8,136; 13,596; 17,781; 22,581 ve 32,890 keV) hesapladılar. Sharanabasappa *et al.* (2010); Mg, Ni, Cu, Mo ve Ta ile biyolojik içerikli numuneler için farklı enerjilerde kütle soğurma katsayılarını hesapladılar. Ayrıca farklı kalınlıklardaki numunelerde ölçümler alarak, kütle soğurma katsayısının belirlenmesi deneylerinde kullanılacak olan numuneler için ideal bir kütle kalınlığı aralığı belirlediler ($0,02 \leq T \leq 0,5$). İçelli ve Erzeneoğlu (2004); bazı vanadyum ve nikel bileşiklerinde

*X-ışını kırınımına yol açan fotonlar parametrik x-ışını olarak adlandırılmaktadır.

15,746 keV ile 40,930 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayılarını hesapladılar. Gerward (1981) saf silikon kristalleri için kütle soğurma katsayısını hesapladı. Bu çalışmada kristalleri [111] doğrultusunda büyüterek, kaynak olarak seçtiği Cu ve Mo elementlerinin $K_{\alpha 1}$ ve $K_{\beta 1}$ enerjilerini kullandı. Millar (1974); atom numarası $8 \leq Z \leq 16$ arasında olan elementlerin 4-25 keV enerji aralığındaki enerjileri kullanarak kütle soğurma katsayılarını hesapladı. Literatürdeki bu çalışmalar bir numune içerisinde ilerleyen radyasyonun soğrulan miktarı hakkında bilgi vermektedir.

X- ve γ -ışınlarının madde ile etkileşmeleri sonucunda meydana gelen soğurma ve saçılma olayları maddenin atom numarası ve yoğunluğu ile doğrudan ilişkilidir. Bileşik halindeki materyaller için soğurulma ve saçılma olayları aynı zamanda etkin atom numarası (Z_{etkin}) ile de ilgilidir. Etkin atom numarası, kullanılan numunenin karışım, bileşik ya da alaşım formunda olması durumunda bilinmesi gereken bir parametredir. Doğru etkin atom numarası verileri, medikal fizik, radyografi, radyasyon biyolojisi ve radyasyon dozimetri alanında yapılan çalışmalarda gerekli olmaktadır. Etkin atom numarasının belirlenmesinde takip edilebilecek iki yöntem bulunmaktadır. Bu yöntemlerden ilki kütle soğurma katsayılarının belirlenmesi ile ilgilidir. Kütle soğurma katsayılarını kullanarak etkin atom numarasının belirlendiği çalışmalar literatürde mevcuttur (Ün ve Şahin 2011; Bastuğ *et al.* 2010; Sidhu *et al.* 2012; Murty *et al.* 1999; White 1977; Gill *et al.* 1998; Han ve Demir 2009; Han *et al.* 2009-2012; Kaewkhao 2008; Nair *et al.* 2006; Medhat 2011; Kurudirek *et al.* 2010; Polat *et al.* 2011; Prasad *et al.* 1998; Manohara *et al.* 2008; Gowda *et al.* 2005; Shivaramu ve Ramprasath 2000; Shivaramu *et al.* 2001; Mukaide *et al.* 2011; Cevik *et al.* 2008; Murty *et al.* 2000).

Ün ve Şahin (2011); PbO, barite, colemanite, tincal ve ulexite numuneleri için 80,1; 302,9; 356,0; 661,7 ve 1250,0 keV enerjilerinde etkin atom numarası, etkin elektron numarası, toplam atomik tesir kesiti, toplam elektronik tesir kesiti, ortalama serbest yol ve kerma değerlerini teorik ve deneysel olarak hesapladılar. Bu çalışmada bahsedilen parametrelerin belirlenmesinde kütle soğurma katsayılarını kullanılmıştır. Bastuğ *et al.* (2010); PbO ile $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ ve $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ ile $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ karışımlarında PbO, $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ ve $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ miktarlarını değiştirerek etkin atom numarasını 25,0-

58,0 keV enerji aralığında belirlediler. Sidhu *et al.* (2012) anilin ($C_6H_5NH_2$), siklohegzan (C_6H_{12}), gliserin ($C_3H_5(OH)_3$), butil alkol ($N-(C_4H_9OH)$), dimetil sülfoksit (C_2H_6OS), metil-etil-keton (C_4H_8O), ksilen (C_8H_{10}), acetophenone (C_8H_8O) ve trietil amin ($C_6H_{15}N$) gibi düşük atom numaralı ve dozimetrik öneme sahip olan bileşiklerde 59,54 keV foton enerjisini kullanarak etkin atom numarasını belirlediler. Murty *et al.* (1999); foton tesir kesitinin atom numarasına bağlılığını incelemek için doku benzeri materyaller üzerinde çalıştılar. Doku benzeri materyallerin 13-60 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayılarını belirleyerek etkin atom numaralarını hesapladılar. White (1977); foton ve elektron etkileşimlerinin atom numarasına bağlılığı üzerine önemli bir çalışma yapmıştır. Bu çalışmada biyolojik dokular ve bunların bileşenleri üzerine sonuçlar elde edilmiştir. White, foton etkileşimlerinde tüm azaltma ve enerji soğurma tesir kesitlerini dikkate alarak atom numarasına bağlı olan tablolar hazırlamıştır. Gill *et al.* (1998); ilk kez kaya ve cam numunelerin etkin atom numarasını belirlediler. Han ve Demir (2009); Ti, Ni ve Ti_xNi_{1-x} ($x=0,7; 0,6; 0,5; 0,4$ ve $0,3$) alaşımları için 22,1; 25,0; 59,5 ve 88,0 keV enerji değerlerinde etkin atom numarası, etkin elektron sayısı, toplam atomik ve elektronik tesir kesitlerini teorik ve deneysel olarak belirlediler. Deneysel çalışmada ^{109}Cd ve ^{241}Am radyoaktif kaynaklar kullanıldı. Han *et al.* (2012); toplam etkileşim tesir kesiti için yeni, güvenilir ve pratik bir yol önererek 3d geçiş metallere olan Ti, Cr, Fe, Co, Ni ve Cu elementlerinden oluşan alaşımların etkin atom numaralarını yarı deneysel metotla elde ettiler. Kaewkhao (2008); Cu/Zn alaşımlarının kütle soğurma katsayılarını, toplam etkileşim tesir kesitlerini, etkin atom numarasını, etkin elektron yoğunluğunu ve ortalama serbest yollarını karışım kuralını kullanarak 356, 511, 662, 835 ve 1275 keV enerjili fotonlarla belirlediler. Manohara *et al.* (2008); bazı yağlı asitlerde ve karbonhidratlarda kerma değerlerini, etkin elektron yoğunluklarını ve etkin atom numaralarını 1 keV-100 GeV enerji aralığında belirlediler. Gowda *et al.* (2005); bazı aminoasitler (glisine, alanine, serine, valine, threonine, leucine, isoleucine, aspartic asit, lysine, glutamic asit, histidine, phenylalanine, arginine, tyrosine, tryptophane) ve şekerler (arabinose, ribose, glucose, galactose, mannose, fructose, rhamnose, maltose, melibiose, melezitose ve raffinose) için 30,8; 35,0; 81,0, 145; 276,4; 302,9; 356; 383,9; 661,6; 1173 ve 1332,5 keV enerjilerinde etkin atom numarası ve elektron yoğunluklarını belirlediler. Mukaide *et al.* (2011); düşük atom numaralı elementler olan H, C, N ve O içeren biyolojik

numunelerde etkin atom numarasını tarama tipli X-ışını görüntüleme sistemi kullanarak 1-10 keV enerji aralığında belirlediler. Murty *et al.* (2000) farklı karışım oranlı W/Cu alaşımlarında etkin atom numaralarını 59,5-383,8 keV enerji aralığında belirlediler.

Etkin atom numarasını belirlemek için kullanılan bir diğer yöntem saçılma (Compton ve koherent) şiddetlerinin oranıdır. Bu yöntemde, dedektör verimi ve öz soğurma düzeltmesi faktörlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Saçılma şiddetlerinin oranıyla etkin atom numarasının belirlendiği çalışmalar literatürde mevcuttur (Singh *et al.* 2007a, 2007b, 2010; Antoniassi *et al.* 2011; İçelli 2006; Duvauchelle *et al.* 1999; Kumar ve Umesh 2011; Kumar *et al.* 2010).

Singh *et al.* (2007a); 20 mCi aktifliğe sahip ^{141}Ce radyoaktif kaynağından yayınlanan 145 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak saçılma açısının 70° olduğu deney geometrisi ile atom numarası $6 \leq Z \leq 64$ aralığında olan elementler için X-ışını spektrumlarını elde ettiler. Spektrumlarda Compton ve koherent saçılan fotonların oluşturduğu tepelerinin altında kalan alanları oranlayarak etkin atom numarasını hesapladılar. Singh *et al.* (2007b); saçılma açısının 50° olduğu deney geometrisinde akrilik ve bakalit numuneleri için ^{203}Hg kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili fotonları kullanarak etkin atom numaralarını belirlediler. Singh *et al.* (2010); bir diğer çalışmalarında ise bileşik yapıları bilinen bazı nadir toprak elementlerinin etkin atom numaralarını belirlediler. Bu amaçla atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ aralığında olan elementlerden 59,54 keV enerjili fotonları 90° lik saçılmaya uğratarak X-ışını spektrumlarını elde ettiler. Bu spektrumda Compton ve koherent saçılan fotonların oluşturduğu tepelerin altında kalan alanları belirleyerek numune için öz soğurma düzeltmesi, dedektör için fotopik verim düzeltmesi ve hava için öz soğurma düzeltmesi yaptılar. Atom numarasına karşılık Compton ve koherent tepelerin alanlarının oranının çizildiği grafikte fit eğrisinin belirlenmesiyle etkin atom numarasını belirlediler. Antoniassi *et al.* (2011); yaptıkları çalışmada normal (adipose ve fibroglandular), iyi huylu (fibroadenoma) ve kötü huylu (ductal carcinoma) göğüs dokularında etkin atom numaralarının değişimini incelediler. Etkin atom numaralarını belirlerken bahsedilen saçılma tepelerinin oranlarından faydalandılar. Bunun için X-ışını tüpünde elde

edilen 17.44 keV enerjili X-ışınlarını ve 90°'lik saçılma açısını kullandılar. Her göğüs dokusu için farklı etkin atom numarasının elde edilmesini numunelerdeki C ve H atomlarının elemental yoğunluk farklarıyla açıkladılar. İçelli (2006); Sb₂O₃, BaO, La₂O₃, CeO₂ ve Nd₂O₃ bileşiklerinde Compton ve koherent tepelerinin oranından faydalanarak etkin atom numarasını belirledi. Bu çalışmada İçelli, 59,54 keV enerjili fotonları 60°'lik açıda saçılmaya uğratarak X-ışını spektrumlarını elde etmiştir. Duvauchelle *et al.* (1999); suda homojen olarak çözünebilen 8 tuzdan 80 sıvı numune hazırladılar. Bu sıvı numuneler içerisinde alüminyum, potasyum, demir, kalsiyum, bakır, çinko, iyot ve gadolinyum elementleri bulunmaktaydı. Bu numuneler için EDXRF spektrometresinde Compton ve koherent saçılan fotonların oluşturduğu tepelerin alanları oranından faydalanarak etkin atom numaralarını belirlediler. Kumar ve Umesh (2011); saçılma açısını 50°-100° aralığında seçerek Klein-Nishina saçılma tesir kesitini teorik olarak elde edilmesine dayalı olarak 280-1150 keV enerji aralığında hesapladı. Ayrıca bu çalışmada kullanılan kompozit materyallerin etkin atom numaralarını Compton saçılmasıyla bulunması için yeni bir yöntem geliştirdiler. Atom numarası $1 \leq Z \leq 56$ olan elementleri içeren bileşiklerin etkin atom numaralarını üç farklı saçılma açısında (60°, 80°, 100°) ve üç farklı kaynak enerjisinde (279,1; 661,6 ve 1115,5 keV) belirlediler. Kullandıkları bu metot farklı inorganik bileşiklerin etkin atom numaralarını belirlemede uygun sonuçlar verdi. Kumar ve Umesh her üç enerjide farklı bileşiklerden elde ettikleri etkin atom numaralarının ilginç bir şekilde ilgili bileşiklerdeki toplam elektron sayısı ile aynı olduğunu sonucuna ulaştılar. Kumar *et al.* (2010); H, C, N ve O içeren bileşikler için 280-1150 keV enerji aralığında etkin atom numarasını hesapladılar. Bu çalışma için Be, C, Mg, Al, Ca ve Ti elementlerinden 60°, 80° ve 100° saçılma açılarında Compton saçılma deneyi gerçekleştirdiler. Çalışmaları sonucunda kullandıkları radyoaktif kaynak enerjisinin etkin atom numarasının belirlenmesinde çok önemli bir parametre olduğu sonucuna vardılar.

Atom numarası 21 olan skandiyum ile atom numarası 71 olan lutesyum arasında yer alan 17 element nadir toprak elementleri olarak bilinmektedir. Nadir toprak elementleri ham petrolün rafinasyonunda katalizör olarak, cam ve seramik sanayisinde renklendirici, parlatici olarak ve metalurjide süper alaşımlar elde etmek için

kullanılmaktadır. Sürekli mıknatısların üretiminde sentetik kristal lazerlerde ve oksijen sensörlerinde, kullanılmakta olan bu elementler ve oksitli bileşikleri bu tez çalışmasında etkin atom numaralarının iki farklı yöntemle belirlenmesi ve karşılaştırılmasının yapılması amacıyla kullanılmıştır. Etkin atom numaralarının belirlenmesi için literatürde mevcut olan çalışmalar incelendiğinde soğurma ve saçılma yöntemlerinin bir arada kullanıldığı çalışmalara rastlanmamıştır.

Tez çalışması üç aşamada tamamlanmıştır. Etkin atom numaralarının gama ışınları saçılmasından istifade ile bulunması için öncelikle atom numarası $4 \leq Z \leq 82$ aralığında olan saf elementler temin edilerek bir kalibrasyon eğrisi hazırlanmıştır. Bu eğri; Be, C, Al, Si, Ca, Ti, V, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Ag, Cd, In, Sn, Ta, Au, Pb, Er, Gd, Dy ve Yb elementlerinin atom numaralarına karşılık Compton ve koherent şiddet oranlarının çizilmesinden ibarettir. Bu çalışmanın yapılmasında hazırlanan deney geometrisinde uyarıcı kaynak olarak 5 Ci'lik ^{241}Am halka kaynak ve dedektör olarak HPGe dedektör kullanılmıştır. Saçılma açısı 160° dereceye ayarlanmıştır. Aynı deney geometrisinde nadir toprak elementlerinin oksitli bileşiklerinin (Sc_2O_3 , Y_2O_3 , La_2O_3 , Ce_2O_3 , Pr_2O_3 , Nd_2O_3 , Sm_2O_3 , Eu_2O_3 , Gd_2O_3 , Tb_4O_7 , Ho_2O_3 , Er_2O_3 , Tm_2O_3 , Yb_2O_3 , Lu_2O_3) Compton ve koherent tepelerinin şiddet oranları elde edilerek, hazırlanan kalibrasyon eğrisi yardımıyla etkin atom numaraları tespit edilmiştir. Tez çalışmasının ikinci aşamasında ise nadir toprak elementlerinin etkin atom numaralarını bulmak için soğurma yöntemi kullanılmıştır. Her iki yöntemle elde edilen veriler birbirleriyle karşılaştırılmıştır.

Çalışmanın üçüncü aşamasında; bakır, kalay ve seryum elementlerinin bazı bileşiklerinde K_β/K_α şiddet oranlarına kimyasal etki incelenmiştir. Bakır, kalay ve seryum bileşiklerinden yapılan pelletlerden, 5 Ci'lik ^{241}Am halka kaynak ve HPGe dedektör kullanılarak spektrumlar elde edilmiştir. Karakteristik X-ışını tepelerinde meydana gelen kayma ve şiddet değişikliği kayıt edilerek hesaplamalar yapılmıştır. Deney sonucunda elde edilen bulgular, daha önce yapılmış çalışmalar ve teorik değerler ile karşılaştırmalı olarak tablolarda sunulmuştur.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Nadir Toprak Elementlerinin Özellikleri

Lântanitler grubunu meydana getiren elementlerle, sembolleri ve en muhtemel elektron konfigürasyonları Çizelge 2.1.'de verilmiştir. Elementlerin, nötral atomlarının elektron konfigürasyonlarından belli olduğu gibi lântanitlerin hepsinde en çok rastlanan yükseltgenme basamağı +3'dür. Bu yükseltgenme basamağı, 6s seviyesinden 2 elektron ve 5d seviyesinden 1 elektron verilmesiyle (varsa) veya 6s seviyesinden 2 elektron ve 4f seviyesinden 1 elektron (5d seviyesinde elektron yoksa) verilmesiyle oluşur.

Çizelge 2.1. Lântanitler

Element	Sembol	Atom numarası	Mümkün olan elektron konfigürasyonu	Yükseltgenme basamağı
Lantanyum	La	57	2,8,18,18,5s ² 5p ⁶ 5d ¹ 6s ²	+3
Seryum	Ce	58	...4f ² 6s ²	+3, +4
Prasedyum	Pr	59	...4f ³ 6s ²	+3, +4
Neodmiyum	Nd	60	...4f ⁴ 6s ²	+3
Prometyum	Pm	61	...4f ⁵ 6s ²	+3
Samaryum	Sm	62	...4f ⁶ 6s ²	+2
Europyum	Eu	63	...4f ⁷ 6s ²	+2,+3
Gadolinyum	Gd	64	...4f ⁷ 5d ¹ 6s ²	+2,+3
Terbiyum	Tb	65	...4f ⁹ 6s ²	+3
Disprosiyum	Dy	66	...4f ¹⁰ 6s ²	+3, +4
Holmiyum	Ho	67	...4f ¹¹ 6s ²	+3
Erbiyum	Er	68	...4f ¹² 6s ²	+3
Thulyum	Tm	69	...4f ¹³ 6s ²	+3
Ytterbiyum	Yb	70	...4f ¹⁴ 6s ²	+3
Lutesyum	Lu	71	...4f ¹⁴ 5d ¹ 6s ²	+3

Kararlı olmayan prometyum hariç, bütün lântanitler doğada bir arada bulunurlar. İçinde en çok buldukları filiz, karışık bir fosfat filizi olan monazittir. Lântanitler grup olarak

çok az bulunurlar. En bol olan seryumdur, seryum yer kabuğunda ağırlıkça milyonda 3 oranında bulunur. Kimyasal özelliklerinin benzer olmaları nedeniyle lantanitleri birbirlerinden ayırmak çok güçtür. Ayırma işlemi, tekrar tekrar yapılan fraksiyonlu kristallendirmeye veya son zamanlarda bulunan iyon değiştirme tekniğiyle yapılabilmektedir. Her iki yöntemin temel esası, +3 yüklü iyonların yarıçapları arasındaki çok küçük farktan ileri gelen çözünme, kompleks teşkil etme ve hidratlaşma özelliklerine dayanmaktadır. Elementten elemente iyon yarıçapı La^{+3} da $1,06 \text{ \AA}$ ile başlar ve Lu^{+3} de $0,85 \text{ \AA}$ ile sona erer. Lantandan lutesyuma doğru gidildikçe iyonların yarıçapları yaklaşık olarak $0,02 \text{ \AA}$ oranında küçülür. Böyle bir yarıçap küçülmesine “Lantanit büzülmesi” denir. Lantanit büzülmesinin nedeni, 4f alt tabakasının adım adım dolmasına paralel olarak çekirdek yükünün artmasındandır. Lantanit büzülmesi, lantanitlerin ayırımlarına imkân sağladığından dolayı önemlidir. Ayrıca, lantanit serisinden sonra ve önce gelen elementlerin kimyasal özelliklerinin belirlenmesinde de önemli rol oynamaktadır. Örneğin, zirkonyumun atom numarası 40, hafniyumun ise 72 olmasına rağmen kimyasal özellikleri birbirlerine çok yakındır. Çünkü lantanit büzülmesi, periyodik sistemde düşey gruplarda daima görülen yarıçap büyümesini durdurmuş ve dolayısı ile atom numarası 72 olan hafniyum atom yarıçapını, atom numarası kendisinininkinden çok küçük olan zirkonyumun atom yarıçapına yaklaştırmıştır.

Lantanitler gri renkli, yumuşak ve elektriği iyi ileten metallerdir. Örneğin lantanyumun iletkenliği $1,7 \times 10^4 / \text{ohm.cm}^{-1}$ dir. Suyla ve hava oksijeniyle şiddetli reaksiyon gösterir. 4f alt tabakaları dolmamış elementler olduklarından, lantanitlerin bileşikleri genellikle paramanyetik özellik gösterirler. f elektronları, d elektronlarından farklı olarak spin manyetik momentine ek olarak orbital manyetik momentine de sahiptirler. f elektronlarının manyetik momentleri bu iki momentin toplamıdır. Orbital manyetik momentinin hesaplanması oldukça güçtür. Bu manyetik moment $Gd^{+3}(4f^7)$ için sıfır ve $Ho^{+3}(4f^0)$ için 5,7 Bohr’dur. Diğer bir ifadeyle, manyetik momentin sadece spinden ileri geldiği kabul edilerek kullanılan formül, d elektronları için iyi neticeler vermesine rağmen, f elektronlu lantanitlerde hiç de iyi neticeler vermez. Bunun sebebi, d elektronlarının ligandlarla etkileşime girmesi ve dolayısı ile dışarıdan uygulanan

manyetik alanla yönlenmeleri, buna karşılık iyonlarda daha derinlerde bulunan f elektronlarının ligandlarla kolaylıkla etkileşime girmemeleridir.

2.2. Lântanit Büzülmesi

Şekil 2.1.'de görülen periyodik cetvelde, bir grupta aşağı doğru inildikçe fazladan dolu olan elektron kabuklarından dolayı kovalent ve iyonik yarıçapın azaldığı gözlemlenir. Aynı zamanda bir periyot boyunca soldan sağa doğru gidildiğinde de kovalent ve iyonik yarıçapın azaldığı gözlemlenir. Bu durum, fazladan orbital elektronlarının nükleer yükü tam olarak perdeleyememesinden kaynaklanmaktadır. Perdelenmenin az olmasından dolayı da elektronlar nükleer yüke göre daha çok çekilirler. Elektronların perdeleme etkisi $s > p > d > f$ düzenine göre değişir. Bir elementten diğerine büzülme miktarı oldukça küçüktür. Ce'dan Lu'a kadar olan 14 lântanit elementi üzerindeki etki yaklaşık olarak $0,2 \text{ \AA}$ kadardır ve bu etki "Lântanit büzülmesi" olarak bilinir.

H																		He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne	
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
Cs	Ba		Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
Fr	Ra		Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt										
			La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	
			Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	

Şekil 2.1. Periyodik cetvel.

Ce'dan Lu'a kadar olan tüm lântanit elementlerinin sertliği, erime ve kaynama noktaları artmaktadır. Bu durum, atomlar arası etkileşimin, boyutun küçülmesine bağlı olarak artmasından kaynaklanmaktadır.

Bir iyonun özelliği boyutuna ve yüküne bağlıdır. Ln^{+3} ($\text{Ln} = \text{La}, \text{Ce}, \text{Pr}, \dots$) lântanit iyonları diğer elementlere göre çok düşük değerlerde değişim göstermektedir. Ayrıca, yükleri ve kimyasal özellikleri oldukça benzerdir. Lu^{+3} iyonu en küçük iyon olduğu için en ağır hidrattır. Lântanitler çok fazla bileşik formunda bulunmamasına rağmen, Lu^{+3} en küçük iyon olduğu için Lu^{+3} formundaki bileşikler çok kuvvetlidirler. La^{+3} ve Ce^{+3} en büyük iyon olduklarından $\text{La}(\text{OH})_3$ ve $\text{Ce}(\text{OH})_3$ bileşikleri çok kuvvetli bazlardır.

Çizelge 2.2. Sc^{+3} , Y^{+3} , La^{+3} ve Ln^{+3} iyonlarının iyonik yarıçapları (Å).

Sc														
0,745														
Y														
0,900														
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
1,032	1,02	0,99	0,983	0,97	0,958	0,947	0,938	0,923	0,912	0,901	0,890	0,880	0,868	0,861

Lântanit büzülmesi, Y'den önce geçiş serisindeki son 4 elementin yarıçapının azalmasına neden olur. Özellikle Dy^{+3} ve Ho^{+3} olmak üzere oldukça hafif lântanit iyonlarının boyutu, Y^{+3} ile benzer olduğundan kimyasal özellikleri de oldukça benzerdir. Bu durumun bir sonucu olarak bu serideki elementleri birbirlerinden ayırmak oldukça zordur. Büzülmeden dolayı, 3d geçiş serisini takip eden lântanit serisi boyunca boyut beklenenden dikkate değer ölçüde daha küçüktür.

Ln_2O_3 gibi lântanitlerin ikili bileşikleri, tipik koordinasyon sayısı 7 (veya 6 ve 7'nin karışımı) olan Ln^{+3} iyonlarından dolayı oldukça karmaşık bir yapıya sahiptir. Bununla ilgili birkaç yapı A-, B- ve C- Ln_2O_3 olarak ifade edilebilir ve oksitlerin birçoğu sıcaklığın değişmesiyle yapılar arasında geçişler sonucunda polimorfiktir.

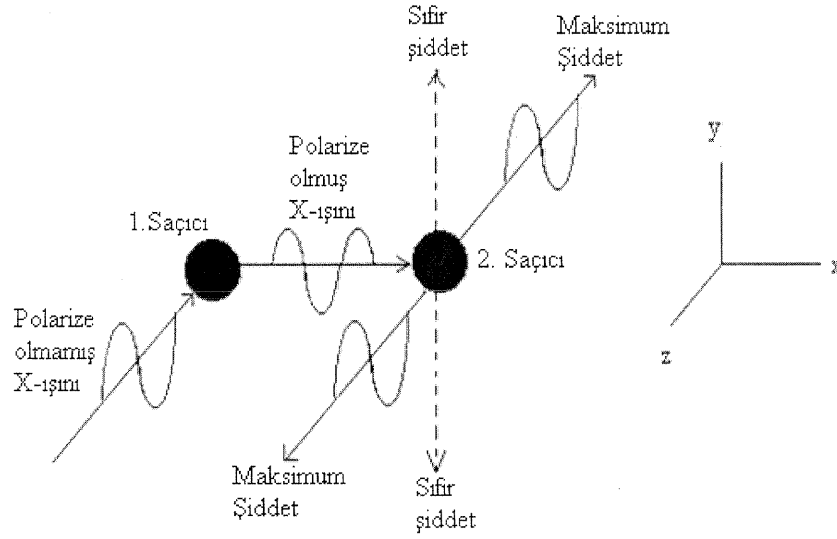
Koordinasyon geometrileri lântanit iyonlarının yarıçaplarıyla belirlenir. Yapılarda ortalama katyon koordinasyon sayısı, azalan iyonik yarıçap ile azalır. Örneğin La_2O_3 içindeki La^{+3} iyonunun koordinasyon sayısı 7'dir ve Lu_2O_3 içindeki Lu^{+3} iyonunun koordinasyon sayısı 6'dır.

2.3. X-Işımları

Wilhelm Conrad Röntgen 1895’de madde üzerine düşen hızlı elektronların, bilinmeyen tabiatlı son derece girici ışımalar meydana getirdiğini gözlemiştir. Mahiyetleri tam olarak bilinmediği için X-ışınları diye adlandırılan bu ışınların giricilik ve şiddetlerinin başlangıçtaki elektronların hızlarıyla doğru orantılı olduğu yani elektronlar ne kadar hızlı ise oluşan X-ışınlarının da o kadar girici ve şiddetli olduğu tespit edilmiştir. Bir madde üzerine düşen ışık etkisiyle maddeden elektron sökülmesi temeline dayanan fotoelektrik olay, fotonların elektronlara enerji aktarabileceğini ve bu enerjiyi soğuran elektronların serbest kalarak harekete geçebileceğini göstermiştir. X-ışınlarının keşfi ile bu olayın tersinin de mümkün olabileceği yani hareketli bir elektronun kinetik enerjisinin tümünün veya bir kısmının bir fotona dönüşebileceği anlaşılmıştır.

Elektromanyetik kuram, ivmeli bir elektrik yükünün elektromanyetik dalga yayımlamasını öngörür. Aniden durdurulan hızlı bir elektron da tabii ki ivmeli hareket yapar, dolayısıyla elektronun durdurulmasıyla oluşan X-ışınları da elektromanyetik dalgalardır. Bu elektromanyetik dalgaların yani X-ışınlarının elektrik ve manyetik alanlar içinde bir sapmaya uğramadan doğru yollar boyunca ilerlediği, saydam olmayan maddeler içinden kolayca geçtiği, fosforlu maddelerin parlamasına yol açtığı ve fotoğraf plakalarına etki ettiği, keşiflerinden kısa süre sonra bulunmuştu. X-ışınlarının dalga tabiatı ilk kez 1906’da, bunların polarizasyonunu göstermeyi başaran Barkla tarafından ortaya konulmuştur. Barkla’nın deney düzeneği Şekil 2.2’de verilmiştir. Barkla’nın deneyi, X-ışınlarının elektromanyetik dalgalar olduğu kabulü altında çözümlenebilir. Deneyde -z yönünde kutuplanmamış (polarize olmamış) bir X-ışını demeti soldaki küçük bir karbon blok üzerine düşer. Bu ışınlar karbon tarafından saçılır. Bu demektir ki, karbon atomları içerisindeki elektronlar X-ışınlarının elektrik vektörleri tarafından titreşime geçirilir ve sonra yeniden ışımaya yaparlar. Bir elektromanyetik dalgadaki elektrik alan vektörü dalganın yayılma doğrultusuna dik olduğundan, ilk X-ışınları yalnızca x-y düzlemi içinde kalan elektrik alan vektörleri ihtiva eder. + x yönünde saçılan X-ışını, yalnızca y doğrultusunda elektrik vektörüne sahip olabilir ve bu nedenle düzlem polarize olmuştur. Bu polarizasyonu göstermek için, ışının yolu üzerine sağdaki

gibi bir başka karbon blok konur. Bu bloktaki elektronlar, y doğrultusunda titreşmekle kısıtlanmıştır ve bu nedenle, yalnızca x-z düzlemi içinde yayılan X-ışınları ışıır, y doğrultusunda ışıma olmaz. Saçılan X-ışınlarının x-z düzlemi dışında gözlenemeyişi X-ışınlarının dalga özelliğini doğrular.



Şekil 2.2. X-ışını polarizasyonunu gösteren Barkla deneyi.

X-ışınlarının dalgaboylarını ölçmek için bir kırınım deneyinin ideal olacağı düşünülmüştü. Bir kırınım deneyinde doyurucu sonuçlar alabilmek için kırınım ağındaki iki komşu çizgi arasındaki mesafenin ışığın dalgaboyu ile aynı mertebede olması gerekir. Fakat X-ışınları için önerilen dalgaboyları çok küçük olduğu için X-ışınlarının gerektirdiği dar aralıklarla kırınım ağı yapmak o dönem için mevcut sistemlerle mümkün değildi. 1912'de Max Von Laue X-ışınları için önerilen dalgaboylarının bir kristalde birbirine komşu iki atom arasındaki uzaklıkla kıyaslanabileceğini ileri sürdü ve örgüleri üç boyutlu bir kırınım ağı gibi davranacak olan kristallerin X-ışınlarını kırınımına uğratmak için kullanılmasını önerdi. Daha sonra yapılan deneylerde X-ışınlarının dalga tabiatı başarıyla gösterildi. X-ışınlarının dalgaboyları $1,3 \times 10^{-11}$ - $4,8 \times 10^{-11}$ m aralığındadır. Sınıflandırma amacı ile, bugün dalgaboyları yaklaşık 10^{-12} - 10^{-8} m aralığında olan elektromanyetik ışımlar X-ışınları

olarak dikkate alınmaktadır. Görünür ışığa kıyasla 10^{-4} kat daha küçük dalgaboyuna sahip olan X-ışınları, görünür ışıktan 10^4 kat daha enerjiktirler.

Elektromanyetik yayımlama kaynağına göre yapılan sınıflandırmada göre gama ışınlarından radyo dalgalarına kadar yayılmış sürekli ışımaya dizisine elektromanyetik spektrum denir. Elektromanyetik ışımaların fiziksel özellikleri bütün spektrumda aynıdır. Aynı hız ve aynı elektromanyetik tabiata sahip olan bu ışımalar arasındaki fark dalgaboylarıdır (frekanslarıdır). X-ışınları, nitelik itibariyle sürekli X-ışınları ve karakteristik (veya çizgi) X-ışınları olmak üzere iki grupta incelenebilir.

2.3.1. Karakteristik X-Işınları

Bir atomda elektronlar atomun merkezinde bulunan çekirdek etrafında yörünge olarak adlandırılan enerji katmanlarında dolanırlar. Her bir elektronun hızından kaynaklanan bir kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığına bağlı olarak da sahip olduğu bir potansiyel enerjisi vardır. Bu nedenle enerji düzeylerinde hareket eden elektronların kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamına eşit olan enerjilerinden söz etmek mümkündür. Elektronların sahip oldukları enerji iç tabakalardan dış tabakalara doğru gidildikçe artar. Bu sayede çekirdek çevresindeki elektronlar yüksek hızlarla dönmelerine rağmen konumlarını muhafaza ederler. Bu elektronların uzaysal konumları herhangi bir enerji etkisi ile bozulursa iç tabakalara veya dış tabakalara doğru elektron geçişleri olur. 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 enerji farkı bir X-ışını fotonu olarak yayımlanır. Bu foton yayımlandığı malzemeye has özellikler taşıdığı için o elementin karakteristik X-ışını olarak adlandırılır.

Atomlar, elektron yörüngeleri arasındaki enerji farkına eşit enerjiyi soğurarak veya yayımlayarak kuantum mekaniği ile açıklanabilen izinli yörüngeler arasında geçişler yapabilirler. Atomun enerji soğurarak üst seviyelere çıkması uyarma (excitation), uyarılmış elektronun enerji yayımlayarak temel hale geçmesi ise uyarılmışlıktan

kurtulma (de-excitation) olarak adlandırılır. Uyarılmışlıktan kurtulma tek bir basamakta olabileceği gibi birkaç basamakta da olabilir ve her bir geçişte seviyeler arası enerji farkına eşit değerde enerji taşıyan bir foton (karakteristik X-ışını) yayımlanır. Bunlar spektrumda karakteristik çizgiler denilen K_{α} , K_{β} , L_{α} , L_{β} , L_{γ} , M_{α} , M_{β} , ... çizgilerini oluştururlar. Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan X-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC gösterimleri Çizelge 2.3’de verilmiştir.

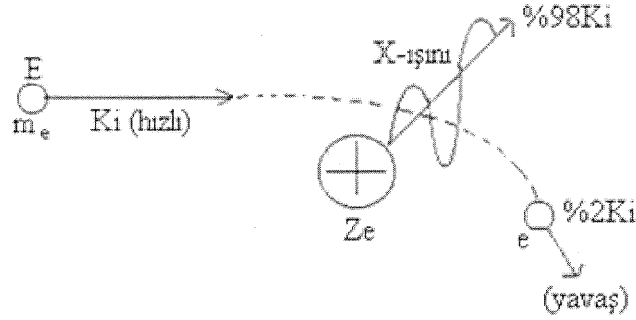
Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğu şayet L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun K_{α} çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk M kabuğundaki bir elektron tarafından doldurulursa K_{β} çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. 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 boşluğu M , N , ... kabuklarındaki elektronlarla doldurulması esnasında L , L_{α} , L_{β} , ..., M kabuğu için M_{α} , M_{β} , M_{γ} , ... ve N kabuğu için N_{α} , N_{β} , ... çizgileri kısaca L , M ve N serileri ortaya çıkmış olur. İlgili elektron geçişleri sonucunda K tabakasından yayımlanan karakteristik X-ışınları şekil 2.4’de verilmiştir.

2.3.2. Sürekli X-ışınları

Sürekli X-ışınları; elektronlar, protonlar veya α parçacıkları gibi yüksek enerjili, yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri bir başka deyişle nükleer saçılmalarla hedef içerisinde adım-adım yavaşlatılmaları sonucu meydana gelirler. Sürekli X-ışınlarının oluşumu şekil 2.3’de şematik olarak gösterilmiştir.

Bu etkileşmede yüklü parçacığın ışıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bremsstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumu olarak isimlendirilir. Sürekli X-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışımaya karşılık gelmektedir. Bu nedenle

sürekli X-ışınlarına beyaz X-ışınları da denir. Sürekli X-ışını emisyonu, klasik elektromanyetik teoriye göre şöyle açıklanabilir. İvmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışımda bulunurlar. Yüksek enerjili elektronlar bir hedefe çarptıkları zaman bu elektronların enerjilerinin %1'i sürekli X-ışınlarının oluşmasına yol açar. Sürekli X-ışınlarının üretilmesinde X-ışını tüpleri temel kaynaktır.



Şekil 2.3. Sürekli X-ışını oluşum mekanizması.

Hedefe (bir X-ışını tüpünde anoda) çarpan elektronlardan çok az bir kısmı enerjilerini bir defada ve tümüyle bir X-ışını fotonu olarak yayımlayabilir. Bu elektronlar maksimum frekanslı (minimum dalgaboylu) ışımları oluştururlar. Minimum dalgaboyu (λ_{min}) hedef üzerine gelen elektronun tüm kinetik enerjisini ($E = eV_o$) tek bir fotona vermesine karşılık geldiğine göre ve $E_x = hc / \lambda_{min}$ yayımlanan X-ışınının enerjisi olmak üzere, λ_{min} için;

$$\frac{hc}{\lambda_{min}} = eV_o \Rightarrow \lambda_{min} = \frac{hc}{eV_o} \quad (2.1)$$

yazılabilir. Bir X-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. Burada, h Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg·s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_o ise tüpe uygulanan potansiyeldir. Kısa dalgaboyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasındaki bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

Sürekli ışınım ihtimali (p); $p\alpha q^2 Z^2 T / M_0^2$ ifadesi ile verilir. Burada, q elektron yükü cinsinden parçacığın yükü, Z hedef maddesinin atom numarası, T parçacığın kinetik enerjisi ve M_0 ise parçacığın durgun kütesidir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütesine göre daha büyük kütleyle sahip olduklarından nispeten daha az ışır. Bu nedenle protonların meydana getirdiği sürekli X-ışını spektrumunun şiddeti elektronların meydana getirdiğinden dört milyon kez daha küçüktür. Bir X-ışını tüpünde toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır. Bir X-ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu λ_{\min} ve λ_{\max} ile karakterize edilir. Kısa dalga boyu limiti λ_{\min} 'in altında radyasyon gözlenmez. Maksimum şiddetin dalgaboyu λ_{\max} yaklaşık olarak λ_{\min} 'in $3/2$ 'si kadardır ($\lambda_{\max} \approx \lambda_{\min} 3/2$). Sürekli X-ışınları için şiddet dağılımı;

$$I(\lambda)d\lambda = KiZ \left[\frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.2)$$

ifadesi ile verilir. Kramer formülü olarak bilinen bu ifadede; K orantı katsayısı ve i akımdır. Bu ifadeden görüldüğü gibi şiddet dağılımı tüp akımı ve atom numarası ile orantılıdır.

Şekil 2.4. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K tabakası X-ışınları.

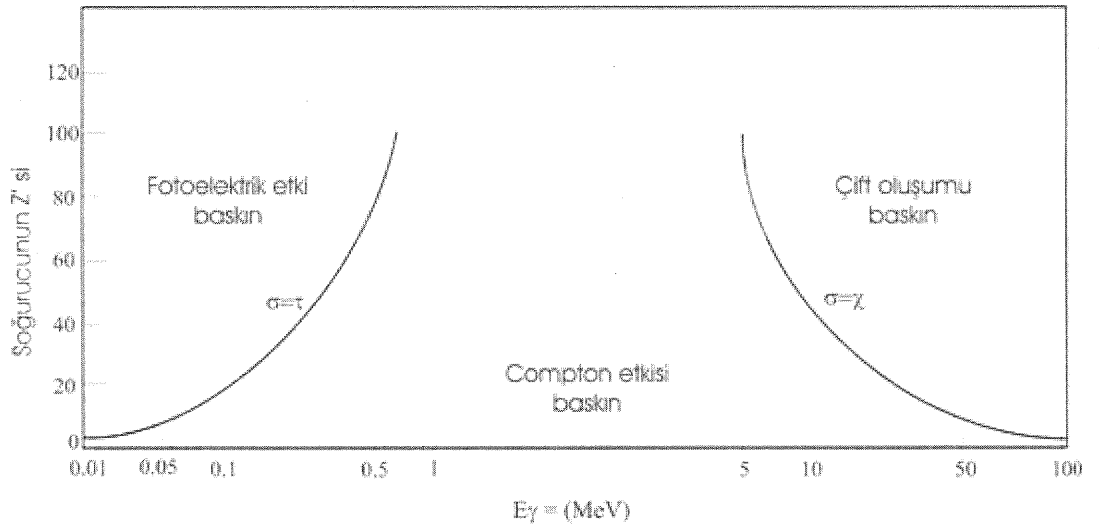
Relatif şiddet	K Kayısı								Kuantum Sayısı	Dolu Orbital-lerdeki Elektron Sayısı	Durum			
	<1	10	<1	27	13	100	50	n			l	j	Optik Gösterim	X-ışını Gösterimi
									5	2	5/2	6	5 ² D _{5/2}	OV
									5	2	3/2	4	5 ² D _{3/2}	OIV
									5	1	3/2	4	5 ² P _{3/2}	OIII
									5	1	1/2	2	5 ² P _{1/2}	OII
									5	0	1/2	2	5 ² S _{1/2}	OI
									(18O)					
									4	3	7/2	8	4 ² F _{7/2}	NVII
									4	3	5/2	6	4 ² F _{5/2}	NVI
									4	2	5/2	6	4 ² D _{5/2}	NV
									4	2	3/2	4	4 ² D _{3/2}	NIV
									4	1	3/2	4	4 ² P _{3/2}	NIII
									4	1	1/2	2	4 ² P _{1/2}	NI
									4	0	1/2	2	4 ² S _{1/2}	NI
									(32N)					
									3	2	5/2	6	3 ² D _{5/2}	MV
									3	2	3/2	4	3 ² D _{3/2}	MIV
									3	1	3/2	4	3 ² P _{3/2}	MIII
									3	1	1/2	2	3 ² P _{1/2}	MII
									3	0	1/2	2	3 ² S _{1/2}	MI
									(18M)					
									2	1	3/2	4	2 ² P _{3/2}	LIII
									2	1	1/2	2	2 ² P _{1/2}	LII
									2	0	1/2	2	2 ² S _{1/2}	LI
									(8L)					
									1	0	1/2	2	1 ² S _{1/2}	K
												Çekirdek		

Çizelge 2.3. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K-L_3$	$L\alpha_1$	L_3-M_3	$L\gamma_1$	L_2-N_4	$M\alpha_1$	M_3-N_7
$K\alpha_2$	$K-L_2$	$L\alpha_2$	L_3-M_4	$L\gamma_2$	L_1-N_2	$M\alpha_2$	M_3-N_6
$K\beta_1$	$K-M_3$	$L\beta_1$	L_2-M_4	$L\gamma_3$	L_1-N_3	$M\beta$	M_4-N_6
$K\beta_2$	$K-N_3$	$L\beta_2$	L_3-N_3	$L\gamma_4$	L_1-O_3	$M\gamma$	M_3-N_3
$K\beta_3$	$K-N_2$	$L\beta_3$	L_1-M_3	$L\gamma_4'$	L_1-O_2	$M\zeta_1$	M_3-N_3
$K\beta_3'$	$K-M_2$	$L\beta_4$	L_1-M_2	$L\gamma_5$	L_2-N_1	$M\zeta_2$	M_4-N_2
$K\beta_4$	$K-N_3$	$L\beta_5$	$L_3-O_{4,5}$	$L\gamma_6$	L_2-O_4		
$K\beta_4'$	$K-N_4$	$L\beta_6$	L_3-N_1	$L\gamma_6'$	L_2-O_1		
$K\beta_5$	$K-M_3$	$L\beta_7$	L_3-O_1	$L\gamma_6''$	L_2-N_6		
$K\beta_5'$	$K-M_4$	$L\beta_8$	L_1-M_3	$L\eta$	L_2-M_1		
		$L\beta_{10}$	L_1-M_4	$L\ell$	L_3-M_1		
		$L\beta_{15}$	L_3-N_4				
		$L\beta_{17}$	L_2-M_3				

2.4. Gama ve X-ışınlarının Madde ile Etkileşmesi

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda Şekil 2.5’de gösterilen olaylar meydana gelir. Bunlar, saçılma (Compton saçılması ve koherent saçılma), çift oluşumu ve fotoelektrik olaydır. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Fotoelektrik olay 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında etkin iken, saçılma olayı 0,1 MeV ve 0,5 MeV arasında daha etkindir. Çift oluşumu olayı ise 1,02 MeV’den başlar ve artan foton enerjisi ile artar.



Şekil 2.5. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşimi.

2.4.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması

Elektromanyetik radyasyonun soğurulmasının temel özelliği, belli bir kalınlıktaki maddeden geçerken radyasyon şiddetinde görülen azalmadır. Radyasyonun şiddetinde meydana gelen azalma Beer-Lambert yasasına göre soğurucu malzemenin t kalınlığı ile orantılıdır. Başlangıçtaki şiddeti I_0 olan elektromanyetik radyasyonun bir soğurucu tabakasından geçtikten sonraki I şiddeti

$$dI = -\mu I dt \Rightarrow I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.3)$$

ile verilir. Lineer soğurma katsayısı olan μ (cm^{-1}); birim yüzeyde, birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tarif edilir ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. (2.3) ifadesinden μ için

$$\mu = \frac{\ln(I/I_0)}{t} \quad (2.4)$$

yazılabilir. Lineer soğurma katsayısı μ 'nün soğurucu maddenin yoğunluğuna oranı birim zamanda birim kütle başına soğurulma olarak tanımlanır. Kütle soğurma katsayısı ($\mu_m = \mu / \rho$)

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(I/I_0)}{t\rho} \quad (2.5)$$

ifadesi ile verilir. Kütle soğurma katsayısı μ/ρ 'nun değeri soğurucu materyalin fiziksel özelliğine bağlı olmadığından dolayı lineer soğurma katsayısı μ 'den çok daha önemlidir. Kütle soğurma katsayısı direkt olarak soğurucu materyalin tabiatını yansıtır. Bu nedenle lineer soğurma katsayısından kütle soğurma katsayısını ölçmek çok daha uygundur.

Bir tabakada fotoelektrik olay meydana getirebilen minimum foton enerjisine o elementin o tabakasına ait soğurma kıyısı denir. Samaryumun soğurma kıyıları ve kütle soğurma katsayılarının enerjinin fonksiyonu olarak değişimi Şekil 2,6' da verilmiştir.

2.4.2. Elektromanyetik radyasyonun saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılma, saçılan ışının enerjisine göre elastik ve elastik olmayan saçılma olarak iki grupta inceleyebiliriz. Faz ilişkileri dikkate alındığında bu saçılma olayları koherent ve inkoherent saçılma olarak da isimlendirilebilir.

2.4.2.a. Koherent saçılma

Koherent saçılma genellikle elastik veya Rayleigh saçılmasıyla eşdeğer anlamda kullanılır. Düşük foton enerjilerinde ve yüksek atom numaralı elementlerde daha çok görülür. Koherent saçılma (bağlı elektrondan rezonans saçılma), fotonun atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve büyük Z 'li ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir. Koherent saçılmada gelen fotonların enerji ve fazlarında saçılmadan sonra herhangi bir değişiklik meydana gelmez. Gelen fotonla saçılan fotonun dalgaboyları aynıdır. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur ve bu toplam kareseldir. Koherent saçılmanın en çok görülen şekli olan Rayleigh saçılmanın tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır. Fotonlar atomik elektronlardan Rayleigh saçılmaya uğradıktan sonra hedef atom değişime uğramadan kalır (Hubbell and Overbo 1979).

2.4.2.b. İnkoherent saçılma

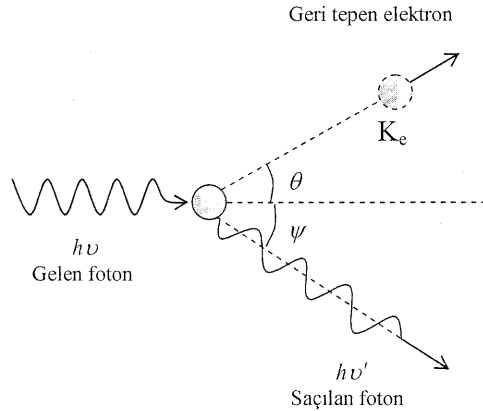
Saçılma olayında gelen foton ile saçılan fotonun enerjileri arasında bir fark meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkoherent saçılma denir. En çok gözlemlenen inkoherent saçılma şekli Compton saçılmasıdır. Compton saçılması, yüksek enerjili bir fotonun genellikle durgun ve serbest kabul edilen bir elektrondan veya bağlanma enerjisi gelen foton enerjisine kıyasla küçük olan bağlı bir elektrondan enerji kaybı ile saçılması

olarak bilinir. Compton saçılması özellikle valans elektronlarına hassastır. Bu sebepten dolayı Compton saçılması fiziksel ve kimyasal sistemler hakkında faydalı bilgiler elde etmek için kullanılmaktadır. Gama ışınları bir hedeften Compton saçıldığında, saçılmış ışınım hedef elektronlarının hareketliliğinden dolayı Doppler genişlemesine uğrar. Genişlemiş çizgi şeklinin analizi olan "Compton Profile" metodu saçıcı elektronlarının momentum dağılımları hakkında bilgi sağlamaktadır (Dumond 1929).

Şekil 2.7'de görüldüğü gibi $h\nu$ enerjili bir foton durgun kütlesi m_0 olan bir serbest elektron ile çarpıştığı zaman etkileşme, fotonun $h\nu'$ ($h\nu' < h\nu$) enerjisi ve ilk doğrultusu ile ψ açısı yapacak şekilde saçılması, elektronun ise K_e kinetik enerjisi ve θ açısı ile saçılması şeklinde olur. Bir elektrondan fotonun Compton saçılmasında dalgaboyundaki değişim

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\psi) \quad (2.7)$$

ifadesiyle verilir. Burada $\Delta\lambda$ Compton kayması olarak bilinir. (2.7) ifadesinde h/m_0c terimi, değeri $\lambda_c = 0,02426 \text{ \AA}$ olan Compton dalgaboyudur.



Şekil 2.7. Compton saçılması.

Saçılan foton enerjisi (E_1); gelen foton enerjisi (E_0) ve saçılma açısı (ψ) cinsinden

$$E_1 = \frac{E_0}{\left[1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \psi)\right]} \quad (2.8)$$

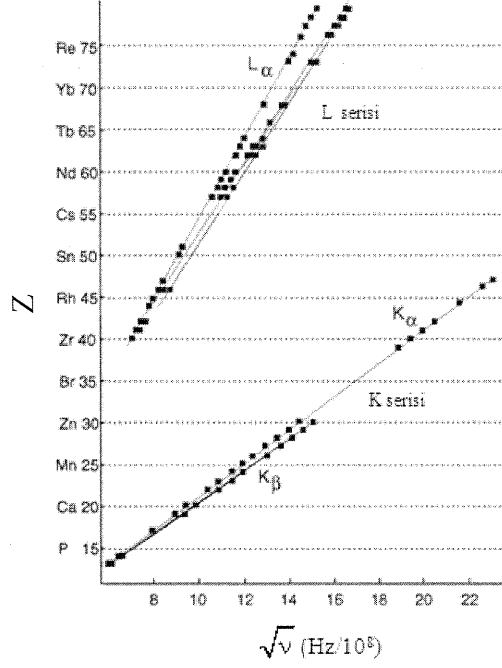
şeklinde yazılabilir. Burada $m_0 c^2 = 0,511$ MeV olan elektronun durgun kütle enerjisidir.

2.5. Moseley Kanunu

Moseley 1913'te alüminyumdan altına kadar 39 elementin çizgisel spektrumunu araştırdı ve spektrumların tümünün dikkate değer bir biçimde birbirlerine benzer olduğunu belirledi. Çoğu durumlarda spektrum, K ve L serileri olmak üzere iki çizgi grubundan ibaretti. Belirli bir element için L çizgileri K çizgilerinden daha düşük frekansta oluşmakta ve daha ağır elementler için diğer seriler daha düşük frekanslarda görülmekte idi. Moseley her serinin n . çizgisinin ν_n frekansının hedef elementin Z atom numarası ile değiştiğini gözlemledi ve Z 'ye karşı ν_n grafiğini çizerek,

$$\sqrt{\nu_n} = \sqrt{\frac{c}{\lambda}} = k(Z - \sigma) \quad (2.9)$$

ifadesini elde etti. (2.9) bağıntısı bir doğru denklemdir ve bütün X-ışını serileri için geçerlidir. Moseley kanununa göre bazı spektral çizgiler için atom numarası ile frekans arasındaki ilişki Şekil 2.8'de gösterilmiştir.



Şekil 2.8. Bazı spektral çizgiler için Moseley çizimi.

Bir X-ışını tüpünde ışınım yüksek enerjili elektronlarla bombardıman edilen bir hedeften yayınlanır. Moseley hedef atomlar yüksek enerjili elektronlarla bombardıman edildiğinde iç (yani sıkı bağlı) elektronların koparıldığını ileri sürdü.

X-ışınları atomun iç elektron düzeylerinden birinde bu şekilde oluşturulan bir boşluk daha üst düzeydeki az sıkı bağlı bir elektron tarafından doldurulurken yayınlanırlar. Fakat boşluğun olduğu düzeyde veya daha alt düzeylerde bulunan elektronlar, boşluğu doldurmak için harekete geçen elektron ile çekirdek arasındaki çekim kuvvetinin küçülmesine neden olurlar. Çekirdeğin bir yörünge elektronuna uyguladığı çekimi, bu elektron ile çekirdek arasında kalan diğer elektronlar nedeniyle azaltan bu etkiye perdeleme denir. Perdeleme nedeniyle çekirdek kendi yükünden beklenen etkiyi göstermez ve sanki yükü bir miktar azalmış gibi davranır. Bu yük etkin yük ($Z - \sigma$) olarak adlandırılır. Burada σ perdeleme sabitidir.

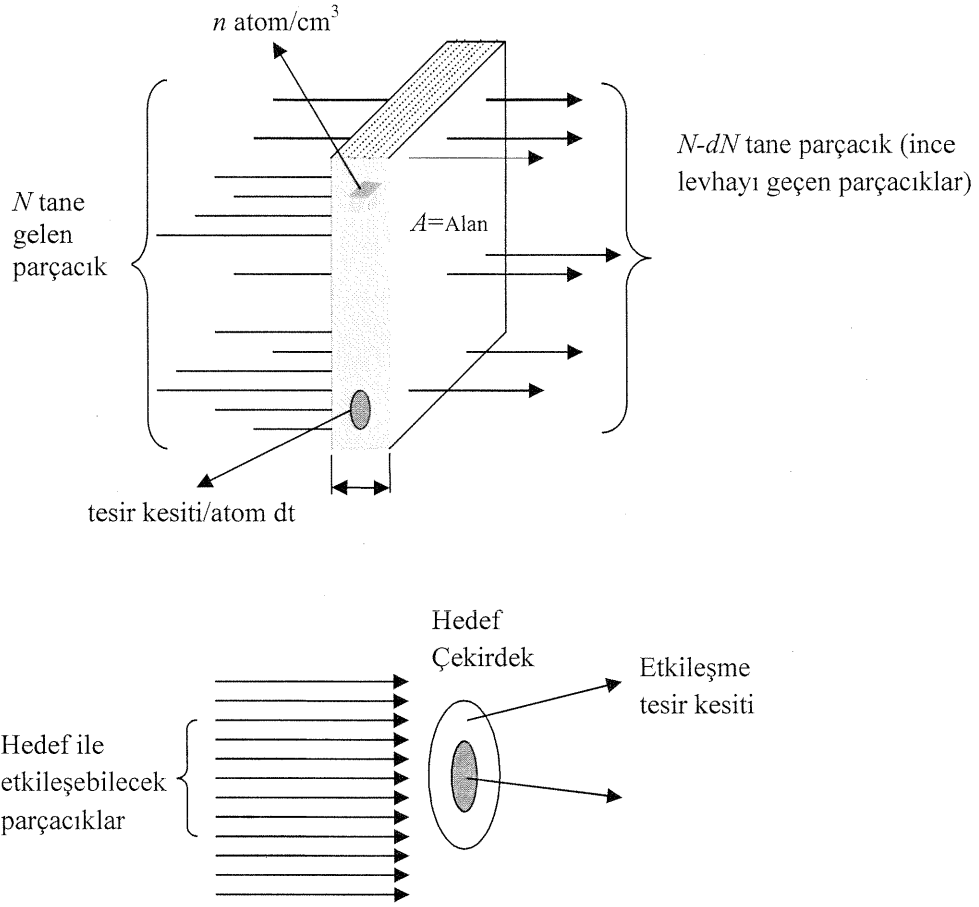
Moseley, Bohr teorisinden hareketle tüm elementler için çizgi ışımaya frekansının karekökünün merkezi etkin yükün bir başka deyişle atom numarasının lineer fonksiyonu

olduğunu göstermiş oldu. Buna göre doğrusal değişim eğrisinden yararlanarak çizgi spektrumunun frekansını ölçmek suretiyle ilgili elementin atom numarasını belirlemek mümkündür. Moseley kanunu elementlerin türlerini tayin etmede kullanılan nitel (kalitatif) analizlerin temelini oluşturur.

2.5. Tesir Kesiti

Bir işlemin gerçekleşme ihtimalini tanımlayan tesir kesiti kavramı bir olay için deneysel olarak ölçülebilen değerler ile onun teorik olarak hesaplanabilen değerlerin karşılaştırılabilmesine imkân tanınması nedeniyle, atomik olayların ayrıntılı olarak incelenebilmesini sağlar. Tesir kesiti, foton ile madde arasındaki etkileşmenin türüne göre isimlendirilir. Örneğin foton madde tarafından soğuruluyorsa soğurma tesir kesiti, madde tarafından saçılmaya uğratılıyorsa saçılma tesir kesiti ifadeleri kullanılır.

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir foton demetini düşünelim. Bu foton demeti ince levhadan geçerken atomlardan birine çok yaklaşmışsa, bu atom tarafından fotonun yutulma ya da saçılma ihtimali vardır. σ 'nın bir atomu kuşatan etkin alan olduğunu varsayalım. Eğer gelen foton bu alana düşerse, foton bu alanla etkileşme yapacaktır. Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atomu olsun (Şekil 2.9). Levha o kadar ince olsun ki, hiçbir atom öteki atom üzerine binmesin ve böylece her atomun gelen fotonla aynı ölçüde etkileşme ihtimali olsun. Eğer maddenin birim hacminde n tane atom varsa $A dt$ hacminde $nA dt$ tane atom bulunur. Birim yüzeye düşen atom sayısı ise ndt olur. Bir atomun işlem gördüğü etkin alan σ ise ndt sayıda atomun işlem gördüğü etkin alan $n\sigma dt$ olur. Buna göre toplam etkin alan $nA\sigma dt$ ile verilir.



Şekil 2.9. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki ve tesir kesitinin geometrik yorumu.

Toplam etkin alan, madde üzerine gelen fotonun maddeyle etkileşmesi sonucu herhangi bir olayın meydana geldiği alandır. Toplam etkin alanın toplam yüzey alanına oranına etkin alan kesri denir. Etkin alan kesri F ile gösterilirse;

$$F = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Toplam yüzey alanı}} = \frac{nA\sigma dt}{A}$$

$$F = n\sigma dt$$

(2.10)

olur. Bu nicelik I şiddetindeki şuanın ince levhadan geçerken şiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Buna göre şiddetteki dI değişimi;

$$dI = -(n\sigma dt)I \quad (2.11)$$

ifadesi ile verilir. İfadedeki (-) işareti t kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağını gösterir. Bu ifadeden hareketle

$$I = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.12)$$

elde edilir. Gelen şuanın başlangıçtaki şiddeti I_0 , şuanın t kalınlığındaki malzemeyi geçtikten sonraki şiddeti ise I 'dir. Şuadaki parçacık sayısı şuanın şiddeti ile orantılı olduğundan (2. 12) ifadesi parçacıkların sayısı cinsinden

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.13)$$

şeklinde yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısını, N ise t kalınlığındaki levhayı geçen parçacıkların sayısını göstermektedir. Eğer $n\sigma t \ll 1$ ise bu durum hem levhanın geometrik olarak çok ince olmasını hem de σ 'nın çok küçük olmasını ifade eder. Buna göre; $e^{n\sigma t} \approx 1$ ise $e^{-n\sigma t} \approx 1 - n\sigma t$ yazılabilir ve (2. 13) ifadesi;

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (2.14)$$

şeklini alır. Böylece t kalınlığını geçerken herhangi bir işleme uğrayan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı N_s için

$$N_s = N_0 - N = N_0 - N_0(1 - n\sigma t)$$

$$N_s = N_0 n \sigma t \quad (2.15)$$

yazılabilir. Buradan da σ için,

$$\sigma = \frac{N_s}{N_0 n \sigma t} \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir. Tesir kesiti diye adlandırılan ve ilgilenilen olayın meydana gelme ihtimaliyetinin bir ölçüsü olan σ nın birimi barn'dır ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). σ alan boyutundadır ve ilgilenilen olayın tabiatına göre hedefin birim yüzey alanından küçük veya büyük olabilir.

2.6. Etkin Atom Numarası ve Önemi

Şayet numune bir karışım, bileşik ya da alaşım formunda ise etkin atom numarası (Z_{etkin}) olarak bilinen bir parametrenin tayin edilmesi gereklidir. Etkin atom numaraları üzerine güvenilir veriler, radyasyon biyolojisinde, medikal fizik, radyografi ve radyasyon dozimetri gibi hesaplamalarda ve diğer pek çok alanda gereklidir. Etkin atom numarası materyallerin X- ya da γ -ışını soğurma kesirlerinin anlamını ortaya çıkarmak için ölçülmesi gereken önemli bir parametredir (Murty *et al.* 1999). Bu parametre, son yıllarda teknik ve mühendislik uygulamalarda da kullanılmaya başlanmıştır. Polimerler ve alaşımların bilim, teknoloji, nükleer endüstri ve endüstrinin diğer alanlarında ve uzay araştırma programları gibi pek çok alanda artan bir kullanımından dolayı, polimer ve alaşımlara eşdeğer ve onları temsil eden etkin atom numarasının tayini daha da önem kazanmaktadır (Nayak *et al.* 2001). Bu parametre ölçülürken numune ile etkileşen gama ışınlarının etkileşme türü de önemlidir. Fotoelektrik, Compton ile Koherent saçılma ve çift oluşum gibi her bir işlem türü için kısmi etkin atom numarası parametresi tanımlanır. Kullanılan enerji ve numune durumuna göre, bu etkileşme türlerinin toplam etkin atom numarası parametresindeki katkıları da değişim gösterebilir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Deney Sistemi

3.1.1. HPGe dedektörün çalışma prensibi

Katılarda iyonlaşma enerjisi, bant aralıklarıyla doğru orantılıdır. İletkenlerde yasak enerji aralığı küçük, yalıtkanlarda ise büyüktür. Yarı iletkenlerin düşük sıcaklıklarda iyi bir yalıtkan davranışı göstermesinden istifade ile yapılmış olan katıhal sayaçları ikincil X-ışınlarını ölçmek için yaygın olarak kullanılırlar. Karakteristik X-ışınlarının hem düşük enerji bölgesinde yer almalarından hem de enerjilerinin birbirlerine çok yakın olmasından dolayı bunların şiddetleri ölçülürken rezolüsyonu ve dedektör verimi çok iyi olan yarıiletken dedektörler tercih edilir. Son yıllarda Si-PIN, HgI₂, Si-DRIFT, CdTe gibi yüksek rezolüsyonlu yarıiletken dedektörler yapılmasına rağmen, Si(Li), Ge(Li) ve HPGe gibi yarıiletken kristal dedektörler uygun şekil ve soğurma şartlarına sahip olmalarından dolayı daha yaygın olarak kullanılmaktadır.

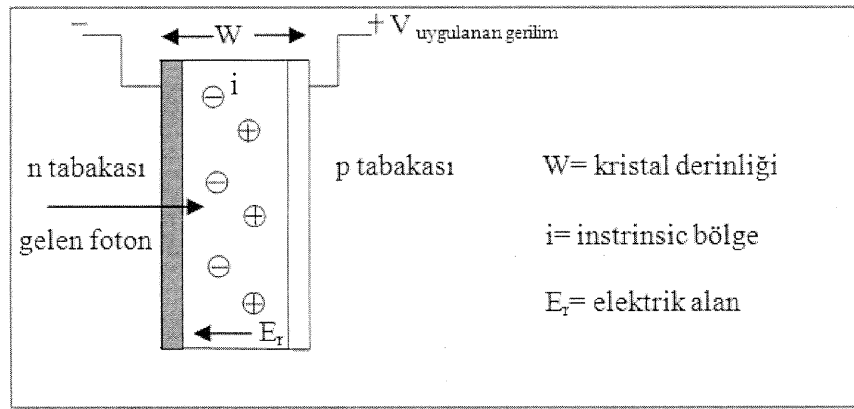
HPGe dedektörün en önemli iki fiziksel özelliği; kalınlığı ve alanıdır. Soğurma verimliliği dedektör kalınlığı arttıkça artar. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verim ise dedektör alanı arttıkça artar, ancak bu rezolüsyonu azaltır. Katıhal dedektöre gelen fotonlar altın elektrot ve ölü tabakayı geçerek deplasyon bölgesinde bulunan Ge atomlarını uyarır. Böylece, + ve – iyon çiftleri meydana gelmiş olur. Bu işlem sırasında fotonlar enerjilerinin büyük bir kısmını fotoelektronlara aktarırlar. Bu fotoelektronlar enerjileri bitinceye kadar yolları üzerinde elektron-hol çiftleri oluştururlar. Uygulanan ters beslem (-1500V) nedeniyle meydana gelen elektrik alan elektron–hol çiftlerini toplar. Ters beslem nedeniyle elektronlar n-tipi, boşluklar (holler) p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektöre gelen foton enerjisi ile orantılı sayıda elektron–hol çifti oluşur. Sayaç maddesinin seçiminde elektro-hol çifti veriminin büyük olması, yani elektron hol çifti başına düşen enerjinin küçük olması tercih edilir. Aynı fotonun meydana getirdiği + ve – yükler çeşitli etkileşmelerden sonra tekrar birleşebilirler ki bu

olaya rekombinasyon denir. Katihal sayaçlarında sayaç içi bir amplifikasyon olmadığından bu sayaçlarda alçak gürültü ve yüksek kazançlı ön amplifikatöre ihtiyaç vardır. Bu iş için genellikle FET (field effect transistor) kullanılmaktadır. FET toplanan yükü akım pulslarına dönüştürmektedir. Dedektör elementi ve dedektör kapasitansındaki sızıntı akımı sistemin gürültüsüne ve rezolüsyonun düşmesine neden olur. Sızıntı akımından kaynaklanan gürültü sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) ihmal edilebilir bir dereceye düşmektedir. Mikrofonik gürültü üretilmesi de rezolüsyon genişlemesinin önemli bir kaynağıdır. FET'in sıvı azot sıcaklığında ve dedektöre yakın tutulması mikrofonikleri azaltmaktadır. Dedektörün sıvı azot içerisinde tutulması katı materyal içindeki termal olarak uyarılmış taşıyıcılardan kaynaklanan elektriksel gürültüyü de minimuma indirir.

HPGe dedektör, diyotları arasına uygulanan ters gerilimle çalışır. Radyasyon dedektörün hassas hacminde soğurulduğundan, soğurulan foton enerjisi ile orantılı olarak elektrik sinyaline çevrilir. Üretilen bu elektrik sinyali dedektöre yakın olan ön yükselticiye gelir. Oradan ana yükselticiye ve sonra çok kanallı analizöre ulaşır. Buraya gelen sinyal; elektronik gürültü, yük taşıyıcılarda istatistiksel dalgalanma ve tamamlanmamış yük toplanmasından dolayı genişletilmiş çizgi spektrumunu oluşturur. Temel sayma (background) radyasyonu spektrumun altında kalır. Spektrumda temel sayma bölgesinin çoğu, dedektöre gelen fotonların Compton saçılmasından bazen de dedektörü çevreleyen materyalden kaynaklanır. Kaynağın içindeki radyasyon kirliliği de spektruma olumsuz yönde katkı sağlar. Birçok dedektörde dıştaki aktif olmayan kontak tabakanın güçlü soğurmasından dolayı radyasyon miktarı beklenenin altındadır. Enerji rezolüsyonu, pik/Compton oranı, dedeksiyon verimi, pencere kalınlığı, temel sayma (background) seviyesi ve dedektör-kaynak mesafesi radyoaktif kaynaktan gelen radyasyonun spektrumunu etkiler.

Yarıiletken dedektörlerin bütün yük taşıyıcılarını durdurmak için sıvı azot sıcaklığında tutulmasına ek olarak, kristalinin de vakuma alınması gerekir. Ön yükselticiler küçük sinyal akımını daha geniş sinyal pulsuna dönüştürmek için ana yükselticiye düşük dirençli (50 ohm) kablolarla bağlanır. Dirençli geri beslemeli (resistive feedback (RFB))

ve optik pulslu geri beslemeli (pulsed optical feedback (POFB)) olmak üzere iki farklı ön yükseltici vardır. RFB ön yükselticiler puls şekillendirme çıkışına sahiptirler ve bu yüzden genel amaçlı dedektörlerde kullanılır. POFB ön yükselticiler ise düşük enerji bölgesindeki yüksek rezolüsyonlu spektrometrelerde kullanılırlar. Bütün POFB ön yükselticilerin ön kısmının (FED ve LED) dedektöre yakın olması ve soğuk tutulması gerekir. Şekil 3.1’de dedektör kristaline ulaşan fotonun, yarıiletken tabaka ile etkileşimi görülmektedir.



Şekil 3.1. Dedektör kristali ile foton etkileşimi.

3.2. HPGe Dedektörün Karakteristik Özellikleri

Germanyum dedektörün nemden korunması için vakum odasında ve kaçak akımları kabul edilebilir bir seviyede tutulması için de sıvı azot sıcaklığında bulunması gerekir. Dedektör kristali ultra saf germanyum kristalden veya lityum sürüklenmiş germanyum kristalden de olabilir. Ön yükseltici, elektronik gürültüyü önlemek için dedektör kristali yakınlarında yer alır.

Coaxial (eş eksenli), planar (düzlemsel) ve well type (kuyu tipi) gibi farklı germanyum dedektör tipleri vardır. Farklı dedektör tiplerinde gama ve X-ışınları için dedektör verimi, enerji aralığı ve enerji rezolüsyonu farklıdır. Coaxial p-tipi germanyum dedektörler gama ışınları için kullanılır ve enerji aralığı 100 keV'den yaklaşık 10 MeV'e kadardır. Bu dedektörler düşük enerjili gama ve X-ışınları için tercih edilmezler. Çünkü

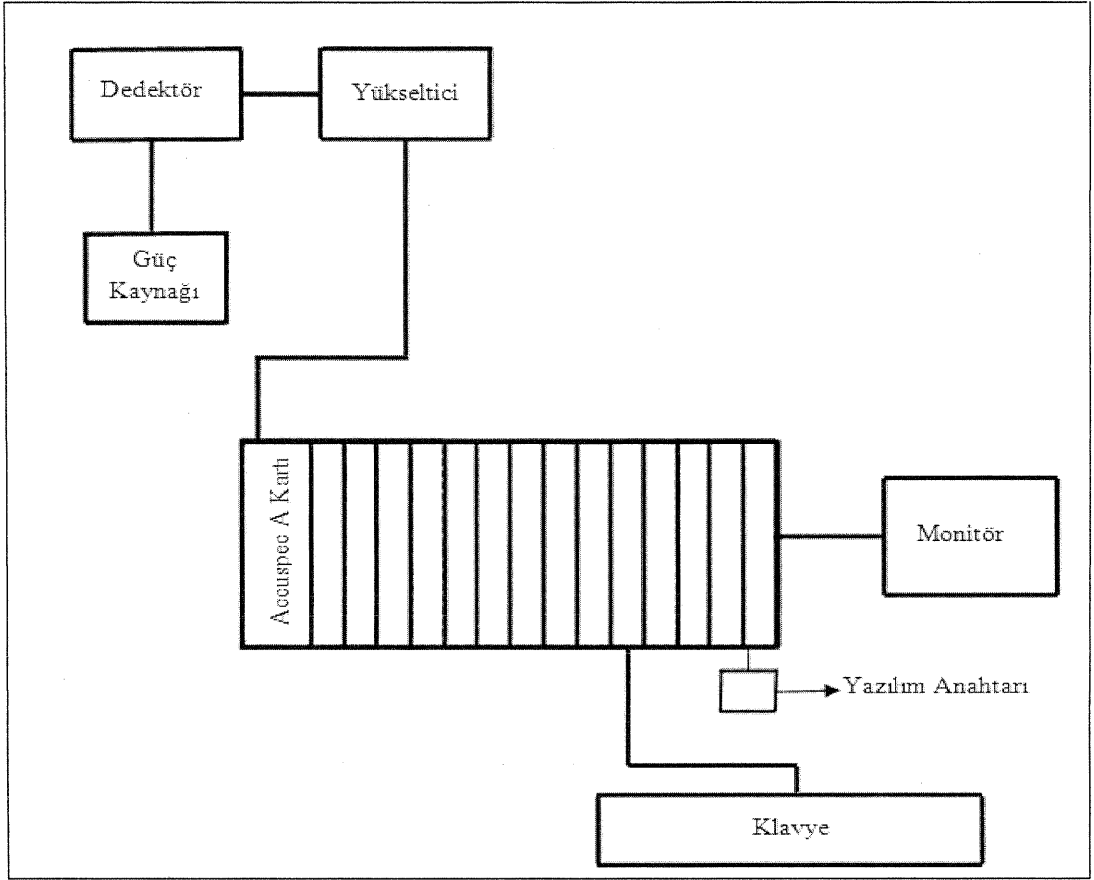
yüksek enerjili gama ışınları dedektörün alüminyum penceresiyle dedektörün aktif hacmine geçebilmelidir. X-ışını spektroskopisinde, n-tipi ve planar dedektörler kullanılabilir. Çünkü bu dedektörler ince berilyum pencereden yapılmıştır. Düşük enerjilerde dedektör verimi kesit alanı ve pencere kalınlığının bir fonksiyonu iken, yüksek enerjilerde dedektör veriminin az veya çok olması dedektörün aktif hacmi ile doğrudan bağlantılıdır. Farklı yarı iletken dedektörlerin karakteristik özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Farklı yarıiletken dedektörlerin karakteristik özellikleri.

Dedektör	Be Pencere Kalınlığı (μm)	Foton Enerji Aralığı	Rezolüsyon (FWHM)
Si(Li)	0,1	1-60 keV	5,9 keV’de 160-200 eV
Ge(Li)	300-1000	50 keV-10 MeV	1,33 MeV’de 1,8-22 eV
p-tipi HPGe	300-6000	50 keV-10 MeV	1,33 MeV’de 1,8-22 eV
n-tipi HPGe	0,1	3 keV-10 MeV	1,33 MeV’de 1,8-22 eV

3.3. Sayma Sistemi

Şekil 3.2’de görüldüğü gibi sayma sistemi, üzerinde ön yükseltici bulunduran bir dedektör, ikincil bir yükseltici, analog sayısal dönüştürücü ve çok kanallı analizör özelliklerini ihtiva eden bir bilgisayar bileşeni (AccuSpec A), sistemin yönetimini sağlayan ve spektrumların değerlendirilmesinde kullanılan \square Genie 2000 \square programının yüklü olduğu bir bilgisayardan oluşmaktadır. Yönetici programın çalışmasını sağlamak amacıyla da bilgisayar üzerinde arayüz oluşturan sistem tamamlayıcı yazılım anahtarı (dongle) bulunmaktadır.



Şekil 3.2. Sayma sistemi.

Kullandığımız sayma sisteminde bilgisayar üzerinden sadece MCA (multi channel analyzer) programı kontrol edilmektedir. Diğer sistem bileşenleri ise manuel olarak kontrol edilmektedir.

3.3.1. Güç kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine yüksek gerilim uygulanmalıdır. En iyi çalışma gerilimi deneyde kullanılan dedektöre ait kullanım bilgilerinin iyi bir analizi sonucunda dedektöre ve sistem bileşenlerine zarar vermeyecek düzeyde olacak şekilde belirlenir. Bu çalışmada kullanılan HPGe dedektöre -1500 V gerilim uygulanmıştır. Gerilimin dedektöre uygulanması ve dedektörün kapatılması ise kademeli olarak yapılarak oluşabilecek hasarlardan dedektörün korunması sağlanmıştır.

3.3.2. Ön yükseltici

Modern yarıiletken dedektör sistemleri genellikle yüke hassas bir ön yükseltici ile birlikte kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle alan etkili tranzistör olan ön yükselticinin girişi dedektör gibi sıvı azot sıcaklığında tutulur. Ön yükselticinin verimli bir şekilde çalışmasını sağlamak için FET'in sıcaklığı dedektörün sıcaklığından biraz daha fazla olabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yükü voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuş ise, fotonun enerjisi ile orantılı olmalıdır.

3.3.3. Yükseltici

Bir yükselticinin birinci görevi; ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek, ikinci görevi ise; pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işleme uygun bir hale getirmektir. Kullanıcı, puls genişliğini belirleyen şekillendirme zaman sabitinin (shaping time) seçimine dikkat etmelidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Çünkü sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin rastgele daha fazla toplanmasına neden olur (Debertin ve Helmer 1988).

3.3.4. Analog sayısal dönüştürücü (ADC)

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) görevi yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle (dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle) orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları lineer yükselticide büyütüldükten sonra ADC'ye gönderilirler. ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilir ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili karakteristik X-ışınları bir tepe (pik)

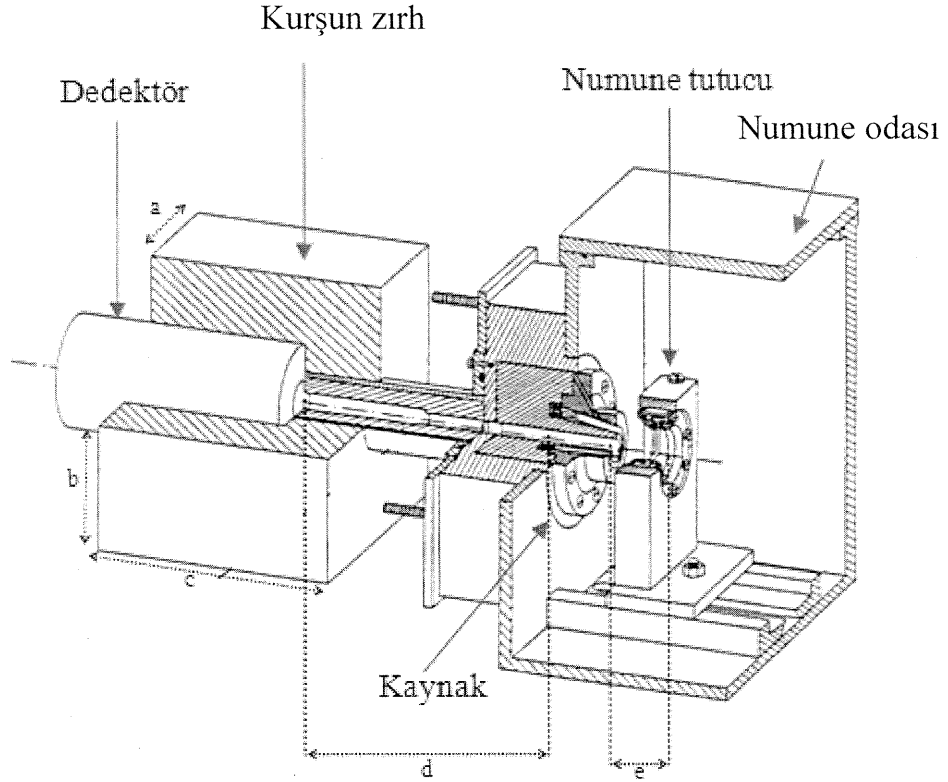
oluştururlar. Bu pikler bir araya geldiğinde enerjiye veya dalgaboyuna karşı şiddet desenleri oluştururlar ki bu desene X-ışını spektrumu denir.

3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)

Çok kanallı analizör (multi channel analyzer, MCA) sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Her kanal kalibrasyon işlemiyle belirlenmiş olan belli bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi için düşük şiddetli radyoaktif kaynaklar kullanılmasıyla deney süresince kullanılacak yükseltici ayarları belirlenmiştir ve bu ayarlar deney sonuna kadar sabit tutulur. Bu tez çalışmasında, MCA için Genie-2000 programında 1024 kanal seçilmiştir. Genie-2000 programından alınan spektrumlar, MATLAB 7.0 programında yazılan ve Genie-2000 programının formatına göre elde edilmiş ham verileri bir text dosyası formatına çeviren program vasıtasıyla gerekli dönüşüm yapılarak, Microcal Origin 7.5 Demo version programında çizdirilmiştir. Bu program kullanılarak piklerin enerjileri ve net alanları belirlenmiştir.

3.4. Numune Odası

Deney sisteminde kullanılan elektronik cihazlar spektrumları elde etmemizi sağlarken, numunelerin bulunduğu özel oda hava ortamından bu spektrumlar üzerine gelen etkileri azaltmada ve mümkün olan en iyi spektrumun elde edilmesinde yardımcı olmaktadır. Aynı zamanda deney süresince kullanılan radyoaktif kaynak araştırmacıya zarar vermeyecek şekilde bu numune odasında zırlanmış bir şekilde korunmaktadır. Numune odasının içerisinde karakteristik X-ışınlarının elde edilmesi için şiddeti 5 Ci olan ²⁴¹Am radyoizotop halka kaynak kullanılmıştır. Bu çalışmada kullanılan numune odası ve deney geometrisi Şekil 3.3'de verilmiştir. Ölçümlerin alınması süresince sistem şartlarının değiştirilmemesine dikkat edilmiştir.



Şekil 3.3. Numune odası (a=6,5 cm, b=6,3 cm, c=13,5 cm, d=11 cm ve e=5 cm).

3.5. Numunelerin Hazırlanması

Numunelerin hazırlanmasında homojen bir dağılım elde etmek için özen gösterilmiştir. Deneyde kullanılan nadir toprak elementlerinin nem kapma özellikleri olduğu için her numune çalışma gününde hazırlanmıştır. Hazırlanan numunelerin mümkün olduğunca ince olması hedeflenmiştir. Böylece, elde ettiğimiz saçılma spektrumunda numuneden gelen çoklu saçılma etkileri en aza indirilmiş olmaktadır. Bu şekilde numunelerin en ideal şartlarda deneyde kullanılması sağlanmıştır. Kullanılan her numunenin yaklaşık olarak aynı kütleyle sahip olması amaçlanmış ve buna özen gösterilmiştir. Hassas terazide tartılan numunelerin tümü 10 tonluk basıç altında preslenerek 0,65 cm yarıçaplı pelletler haline getirilmiştir. Pellet haline getirilen numunelerin kütleleri 10^{-5} gram hassasiyete sahip bir terazi ile tekrar tartılmıştır. Tez çalışmasında kullanılan numuneler ve özellikleri ilgili bilgiler Çizelge 3.2’de verilmiştir.

Çizelge 3.2. Tez çalışmasında kullanılan numunelerin özellikleri.

Atom numarası	Element	Kimyasal Formül	Numune Formu	Kütle Kalınlığı (g/cm ²)	Saflığı (%)
4	Be		Foil	0,4625	99,99
6	C		Tablet	0,0397	99,99
13	Al		Foil	0,0351	99,99
14	Si		Foil	0,0513	99,99
20	Ca		Tablet	0,2298	99,99
21	Sc	Sc ₂ O ₃	Tablet	0,1538	99,99
22	Ti		Foil	0,0572	99,99
23	V		Tablet	0,3095	99,99
26	Fe		Foil	0,0786	99,99
27	Co		Foil	0,0222	99,99
29	Cu		Foil	0,4465	99,99
30	Zn		Foil	0,3565	99,99
39	Y	Y ₂ O ₃	Foil	0,5831	99,99
40	Zr		Foil	0,1633	99,99
41	Nb		Foil	0,2143	99,99
42	Mo		Foil	0,3322	99,99
44	Ru		Tablet	0,1262	99,99
45	Rh		Foil	0,0311	99,99
46	Pd		Foil	0,3035	99,99
47	Ag		Foil	0,1045	99,99
48	Cd		Foil	0,8645	99,99
50	Sn		Foil	0,3983	99,99
57	La	La ₂ O ₃	Tablet	0,4157	99,99
58	Ce	CeO ₃	Tablet	0,2727	99,99
59	Pr	Pr ₂ O ₃	Tablet	0,2274	99,99
60	Nd	Nd ₂ O ₃	Tablet	0,2544	99,99
62	Sm	Sm ₂ O ₃	Tablet	0,2632	99,99
63	Eu	Eu ₂ O ₃	Tablet	0,2283	99,99
64	Gd	Gd ₂ O ₃	Tablet	0,3238	99,99
65	Tb	Tb ₂ O ₃	Tablet	0,2372	99,99
66	Dy	Dy ₂ O ₃	Tablet	0,2385	99,99
67	Ho	Ho ₂ O ₃	Tablet	0,2342	99,99
68	Er	Er ₂ O ₃	Tablet	0,2333	99,99
69	Tm	Tm ₂ O ₃	Tablet	0,1843	99,99
70	Yb	Yb ₂ O ₃	Tablet	0,2536	99,99
71	Lu	Lu ₂ O ₃	Tablet	0,1959	99,99
73	Ta		Foil	0,3338	99,99
79	Au		Foil	1,937	99,99
82	Pb		Foil	0,5671	99,99

3.6. Etkin Atom Numarasının Saçılma Metodu ile Ölçülmesi

Çoklu yapıya sahip materyallerde etkin atom numarasının belirlenmesinde hem soğurma metodu hem de saçılma metodu verimli bir şekilde kullanılmaktadır. Saçılma metodunda etkin atom numaraları belirlenecek materyallerin bolluk miktarlarının büyük bir önemi bulunmamaktadır. Çalışılan materyallerin yalnızca bileşenleri dikkate alınarak tahribatsız bir şekilde etkin atom numarasının belirlenmesi mümkündür.

Saçılma metodu ile etkin atom numarası belirlenmesinde, kullanılan materyallerin Compton ve koherent tepeleri altında kalan alanlardan faydalanılmaktadır. Etkin atom numarasını belirlemek için, önceden saçılma spektrumları alınan saf elementler kullanılarak oluşturulan kalibrasyon eğrisinden faydalanılır. Saçılma tepeleri altında kalan alanlar için gerekli soğurma düzeltmeleri (hava ve numune) yapılır. Saçılma metodu kullanılarak etkin atom numarasının elde edilmesi, soğurma metoduna bir alternatif olarak görünmektedir. Ancak kullanılan numunelerin mevcut kalınlığı saçılma spektrumunda çoklu saçılmalardan kaynaklanan katkıyı artırır. Bu katkı göz önünde bulundurularak bu tez çalışmasında mümkün olduğunca ince numuneler kullanılmıştır.

X- ve γ -ışınlarının atomdan koherent saçılmaları gelen ve saçılan fotonun enerjisinde bir değişimin olmamasının sonucudur. Serbest elektronlardan meydana gelen koherent saçılma Thomson saçılması olarak ifade edilirken bağlı elektronlardan meydana gelen koherent saçılma Rayleigh saçılması olarak ifade edilir. Rayleigh saçılma tesir kesitinin Thomson saçılma tesir kesitine oranı atomik form faktörü olarak bilinir ve

$$|f(q, Z)|^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} \quad (3.1)$$

ifadesi ile verilir. Burada $(d\sigma/d\Omega)_R$ ve $(d\sigma/d\Omega)_{Th}$ terimleri sırasıyla atom başına Rayleigh ve Thomson saçılma tesir kesitleridir. $f(q, Z)$ form faktörü terimlerdeki q ve Z momentum transferi ve atom numarasının bir fonksiyonudur. Momentum transferinin küçük olduğu durumlarda Rayleigh saçılması baskın olmaktadır (büyük

açılarda veya düşük enerjilerde) ve tesir kesiti Z^2 ile orantılı olmaktadır. Böylece Rayleigh saçılmasının düşük foton enerjilerinde, küçük saçılma açılarında ve yüksek atom numaralarında baskın olduğu görülmektedir.

İnkoherent saçılmada saçılan fotonun enerjisi değişmektedir. Fotonun enerjisinde meydana gelen bu değişimin büyüklüğü saçılma açısıyla ve uyarıcı foton enerjisiyle ilişkilidir. Serbest elektronlardan meydana gelen inkoherent saçılmaya Compton saçılması (Klein-Nishina) ve bağlı elektronlardan meydana gelen saçılmaya ise atomik Compton saçılması denilmektedir. Atomik Compton saçılması, Klein-Nishina inkoherent saçılma fonksiyonu kullanılarak

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{aC} = S(q, Z)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} \quad (3.2)$$

ifadesiyle hesaplanmaktadır. Burada $S(q, Z)$ inkoherent saçılma fonksiyonudur ve $(d\sigma/d\Omega)_{KN}$ ise polarize olmayan elektron başına Klein-Nishina saçılma tesir kesitidir. Polarize olmayan elektron için bu ifade;

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{K.N.} = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{E}{E_0}\right)^2\left(\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \sin^2 \theta\right) \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Bu ifadede E ve E_0 saçılan ve gelen fotonun enerjilerini, $r_0 (= 2.8179 \times 10^{-15} m)$ ise elektronun yarıçapını temsil etmektedir. Momentum transferinin büyük değerlerinde inkoherent saçılma fonksiyonu atomik elektronların sayısına eşit olmaktadır ve momentum transferi sıfıra yaklaştığında, $S(q, z)$ 'de sıfıra yaklaşmaktadır. Bu durumda Rayleigh saçılma tesir kesitinin Compton saçılma tesir kesitine oranı

$$R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{aC} \propto \frac{|f(q, Z)|^2}{S(q, Z)} \quad (3.4)$$

ifadesiyle verilir. Rayleigh saçılmasının Compton saçılmasına oranını temsil eden R ilgilenilen elemental bölgede atom numarası ile orantılıdır.

Molekül ağırlığı ve elemental bileşimi bilinen bir materyal için Compton tepesinin koherent tepesine oranı, atomik form faktörü ve inkoherent saçılma fonksiyonunun ağırlıklı atomik yüzdeleri kullanılarak hesaplanabilir

$$R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ac} \propto \frac{\sum_{j=1}^n a_j^{at} |f(q, Z_j)|^2}{\sum_{j=1}^n a_j^{at} S(q, Z_j)} \quad (3.5)$$

Burada a_j^{at} , atomik yüzde W_j ve atomik kütle A_j kullanarak,

$$a_j^{at} = \frac{(W_j/A_j)}{\sum_j (W_j/A_j)} \quad (3.6)$$

ifadesiyle hesaplanabilir. Bir materyalin etkin atom numarası atomik tesir kesitinin toplam elektronik tesir kesitine oranıyla elde edilmektedir. Aynı zamanda etkin atom numarası

$$Z_{etkin} = \sqrt[2.94]{f_1 \times (Z_1)^{2.94} + f_2 \times (Z_2)^{2.94} + \dots} \quad (3.7)$$

ifadesiyle de belirlenebilir. Bu arada f_n terimi, materyal içindeki her element için özel olan toplam elektron sayısının kesrini, Z_n ise her elementin atom numarasını temsil etmektedir.

Koherent saçılma atom numarasından faydalanarak materyal hakkında bilgi veriyorken, Compton saçılması fiziksel ve elektronik yoğunluk hakkında bilgi verir. Koherent ve Compton saçılma şiddetlerinin oranı saçıcı ortamın etkin atom numarasına bağlıdır. Bu

oran kullanılarak birbirine yakın atom numaralı materyaller ayırt edilebilir. Bu çalışmada atom numarası $4 \leq Z \leq 82$ olan yüksek saflıktaki foiller kullanılarak bir kalibrasyon eğrisi hazırlanmıştır. Kalibrasyon eğrisi için Be, C, Si, Sc, Fe, Mo, Ru, Rh, Pd, Sn, Ta, Pb ve Au elementleri kullanılmıştır. Foil numuneler için saçılma spektrumları alınarak saçılma tepeleri altında kalan alanlar belirlenmiştir. Numuneden saçılan koherent ve Compton tepeleri için

$$N_{gerçek} = \frac{N_{gözlenen}}{\varepsilon_{\gamma} \beta_{\gamma t} \beta_{\gamma a}} \quad (3.8)$$

düzeltilmesi yapılmıştır. Burada $N_{göz}$ Compton (veya koherent) tepesi alanı, $\beta_{\gamma a}$ dedektör ile numune arasında kalan havanın soğurma faktörü, $\beta_{\gamma t}$ numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörü ve ε_{γ} dedektörün Compton (veya koherent) tepesi için fotopik verimini ifade etmektedir. Dolayısıyla koherent ve Compton tepelerinin şiddet oranı

$$\frac{d\sigma_{(coh)}}{d\sigma_{(Comp.)}} = \frac{N_{gözlenen(coh.)} \beta_{\gamma t(Comp.)} \beta_{\gamma a(Comp.)} \varepsilon_{\gamma(Comp.)}}{N_{gözlenen(Comp.)} \beta_{\gamma t(coh.)} \beta_{\gamma a(coh.)} \varepsilon_{\gamma(coh.)}} \quad (3.9)$$

ifadesiyle verilir.

Bu çalışmada kalibrasyon eğrisi, saf elementlerin atom numaralarına karşılık koherent ve Compton saçılma tepelerinin altında kalan alan değerlerinin oranlarının belirlenmesiyle elde edilmektedir. İncelenecek materyalin etkin atom numarası ise, materyalin koherent ve Compton saçılma şiddet oranının deney sisteminden belirlenmesi ve kalibrasyon eğrisinin fit denkleminin kullanılmasıyla kolaylıkla bulunabilecektir.

3.7. Etkin Atom Numarası ve Etkin Elektron Yoğunluğunun Kütle Soğurma Metodu ile Ölçülmesi

Kimyasal bir materyal için toplam atomik tesir kesiti (σ_t) kütle soğurma katsayısı ölçülerek belirlenebilir. σ_t ve μ_m arasında

$$\sigma_t = \frac{\mu_m N}{N_A} \quad (3.10)$$

ifadesi yazılabilir (Wang *et al.* 1995). Burada N atomik kütleyi ve N_A Avogadro sayısını göstermektedir. İlgilenilen element için toplam elektronik tesir kesiti (σ_e)

$$\sigma_e = \frac{1}{N_A} \sum \frac{f_i N_i}{Z_i} (\mu_m)_i = \frac{\sigma_t}{Z_e} \quad (3.11)$$

ifadesinden hesaplanabilir (Singh *et al.* 2002). Burada $f_i, f_1 + f_2 + f_3 + \dots + f_n = 1$ olacak şekilde i . elementin kısmi bolluğudur. Z_i ise i . elementin atom numarasıdır. (3.10) ve (3.11) ifadelerinden görüldüğü üzere σ_t ve σ_e ile etkin atom numarası (Z_e) arasında;

$$Z_e = \frac{\sigma_t}{\sigma_e} \quad (3.12)$$

ilişkisi mevcuttur (Singh *et al.* 2002). Buradan hareketle etkin elektron yoğunluğu N_e için;

$$N_e = \frac{N_A}{N} Z_e \sum n_i = \frac{\mu_m}{\sigma_e} \quad (3.13)$$

ifadesi yazılabilir. Bu tez çalışmasında incelenen numuneler için toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri (σ_t ve σ_e), etkin atom numaraları ve elektron sayıları (Z_{etkin} ve

N_e) ölçülen kütle soğurma katsayıları (μ_m) kullanılarak, (3.10-13) denklemlerinden elde edilmiştir.

3.8. Kütle Soğurma Katsayılarının Ölçülmesi

Farklı materyal ve enerjiler için kütle soğurma katsayılarının belirlenmesinde Lambert-Beer ifadesinden faydalanılır:

$$I = I_o e^{-\mu_m t} \quad (3.14)$$

Burada I_o madde üzerine gelen fotonların soğurulma olmadan önceki şiddetini ve I maddeden soğurulduktan sonra geçen fotonların şiddetini gösterir. $\mu_m = \mu/\rho$ (cm^2/g) kütle soğurma katsayısı ve t (g/cm^2) numunenin kütle kalınlığı (birim alan başına kütle) dir. Buna göre μ_m için

$$\mu_m = \frac{\ln(I/I_o)}{t} \quad (3.15)$$

ifadesi yazılabilir. Çok elementli bir materyal için toplam kütle soğurma katsayısı her bir elementin kütle soğurma katsayılarının karışım kuralına göre toplamıdır.

$$\mu_m = \sum_i \omega_i (\mu_m)_i \quad (3.16)$$

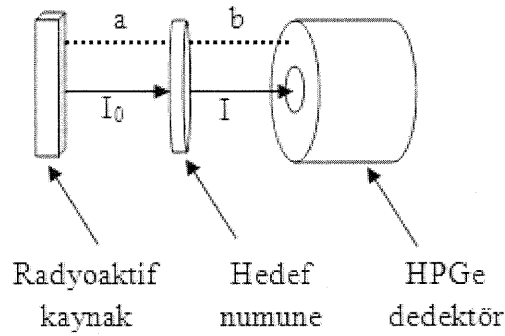
Burada ω_i i . elementin ağırlık kesri, $(\mu_m)_i$ ise i . elementin kütle soğurma katsayısıdır.

Çok elementli bir materyal için ağırlık kesri;

$$\omega_i = \frac{n_i A_i}{\sum_j n_j A_j} \quad (3.17)$$

ifadesi ile verilebilir. Burada A_i i . elementin atom numarası ve n_i materyaldeki sayısıdır. İlgilenilen materyallerin belli enerjilerdeki X- veya γ - ışınları için kütle soğurma katsayıları Berger and Hubbell (1987/1999) 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) programı kullanılarak bulunabilir. Bu program tüm element, bileşik ve karışımlar için standart ve seçilen enerjilerde kısmî ve toplam kütle soğurma katsayılarını hesaplamak için karışım kuralını kullanır.

Bu tez çalışmasında kullanılan soğurma deney geometrisi Şekil 3,4'de görülmektedir.



Şekil 3.4. Soğurma deney geometrisi ($a=2,5$ cm, $b=2,5$ cm).

3.9. X-Işını Şiddet Oranlarının Ölçülmesi

K tabakasının fotoiyonizasyonu ile oluşan boşlukların doldurulması sonucu yayımlanan karakteristik K X-ışınları için şiddet, K tabakasına ait atomik parametreler kullanılarak teorik olarak

$$I_{K_i} = I_K(E) \omega_K F_{K_i} \quad i = \alpha, \beta \quad (3.18)$$

ifadesinden belirlenebilir. Burada $I_K(E)$ elementin K tabakası için E uyarma enerjisinde X-ışını şiddeti (Scofield 1973) ve ω_K K tabakası flöresans verimidir (Hubbell 1994). F_{K_i} ise K_i X-ışınları için kısmi emisyon hızı olup K_α ve K_β X-ışınları için

$$F_{K_\alpha} = [1 + (I_{K_\beta} / I_{K_\alpha})]^{-1} \quad \text{ve} \quad F_{K_\beta} = [1 + (I_{K_\alpha} / I_{K_\beta})]^{-1} \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilirler. $I_{K_\beta} / I_{K_\alpha}$ değerleri Scofield (1973)'in tablosundan alınmıştır.

XRF tekniğinde herhangi bir karakteristik K_i X-ışını çizgi şiddeti deneysel olarak;

$$I_{K_i} = N_{K_i} [I_0 G \varepsilon_{K_i} \beta t]^{-1} \quad (3.20)$$

ifadesi ile belirlenebilir. Burada N_{K_i} ilgilenilen tepenin (pikin) altındaki net sayım, I_0 uyarıcı radyasyonun şiddeti, G geometri faktörü, ε_{K_i} K_i X-ışını grubu için dedektör verimi ve t numunenin kütle kalınlığı (g/cm^2) dir. β uyarıcı fotonlar ve yayımlanan K X-ışını fotonları için öz soğurma düzeltme faktörüdür ve

$$\beta_{K_i} = \frac{1 - \exp[-(\mu_i / \cos\theta_1 + \mu_e / \cos\theta_2)t]}{(\mu_i / \cos\theta_1 + \mu_e / \cos\theta_2)t} \quad (3.21)$$

ifadesi ile hesaplanır. Burada μ_i ve μ_e sırasıyla uyarıcı fotonlar ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için kütle soğurma katsayılarıdır (cm^2/g). θ_1 ve θ_2 ise sırası ile uyarıcı fotonların ve yayımlanan X-ışınlarının çalışılan geometride numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılarıdır. Bu çalışmada $\theta_1=167,5^\circ$ ve $\theta_2=0^\circ$ dir. μ_i ve μ_e değerleri WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programı kullanılarak hesaplanabilir. (3.21) ifadesinde yer alan I_0 , G ve ε 'nin ayrı ayrı ölçülmesi veya hesaplanması oldukça zor ve zaman alıcıdır. Fakat bunların çarpımı olan $I_0 G \varepsilon$, ilgili enerji bölgesinde çizgileri olan

çeşitli elementlerin K X-ışınlarının şiddetlerini ölçmek suretiyle belirlenebilir. Bu ölçüler asıl ölçülerin alındığı deney geometrisi ve ortam şartları muhafaza edilerek alınmalıdır. (3.21) ifadesinden hareketle

$$I_0 G \varepsilon_{K_i} = N_{K_\alpha} [I_{K_\alpha} \beta t]^{-1} \quad (3.22)$$

yazılabilir. I_{K_α} 'nın değerleri (3.22) ifadesinde farklı uyarma enerjileri için kullanılırsa, herhangi bir enerji için $I_0 G \varepsilon$ değeri belirlenebilir. Bu değerler uyarma enerjisi E 'nin bir fonksiyonu olarak çizilirse, bu grafikten asıl ölçülerde kullanılan uyarıcı foton enerjisindeki $I_0 G \varepsilon$ değeri bulunabilir. Esasen $I_0 G \varepsilon$ enerjinin bir fonksiyonu olarak

$$E_{K_\alpha}^3 \log(I_0 G \varepsilon) = A_0 + A_1 \cdot E_{K_\alpha}^1 + A_2 \cdot E_{K_\alpha}^2 + A_3 \cdot E_{K_\alpha}^3 + A_4 \cdot E_{K_\alpha}^4 \quad (3.23)$$

bağıntısına fit edilebilir. İstenilen enerjideki $I_0 G \varepsilon$ değeri buradan kolaylıkla elde edilebilir. Burada E_{K_α} K_α X-ışını enerjisi ve A_0, A_1, A_2, A_3 ve A_4 en küçük kareler metoduyla bulunan sabitlerdir. Bu şekilde bulunan fit edilmiş değerlerle deneysel değerler arasındaki fark %2'den küçüktür. Aslında bu farkın önemli bir kısmı K veya K_α tepesinin tek enerjili tepe olmamasından, dolayısıyla enerji için hesaplanan ortalama değerlerin enerjiiyi tam temsil etmemesinden kaynaklanmaktadır (Demir 2005).

Buna göre $I_{K_\beta} / I_{K_\alpha}$ K X-ışını şiddet oranları için (3.20) ifadesinden hareketle;

$$\frac{I_{K_\beta}}{I_{K_\alpha}} = \frac{N_{K_\beta}}{N_{K_\alpha}} \frac{\beta_{K_\alpha}}{\beta_{K_\beta}} \frac{\varepsilon_{K_\alpha}}{\varepsilon_{K_\beta}} \quad (3.24)$$

eşitliği yazılabilir. Burada N_{K_β} ve N_{K_α} ilgili piklerinin altındaki net sayımlar, β_{K_β} ve β_{K_α} numunenin ilgilenilen çizgileri için öz soğurma düzeltme katsayılarıdır. ε_{K_α} ve ε_{K_β} ise ilgili K X-ışınları için dedektör verimleridir.

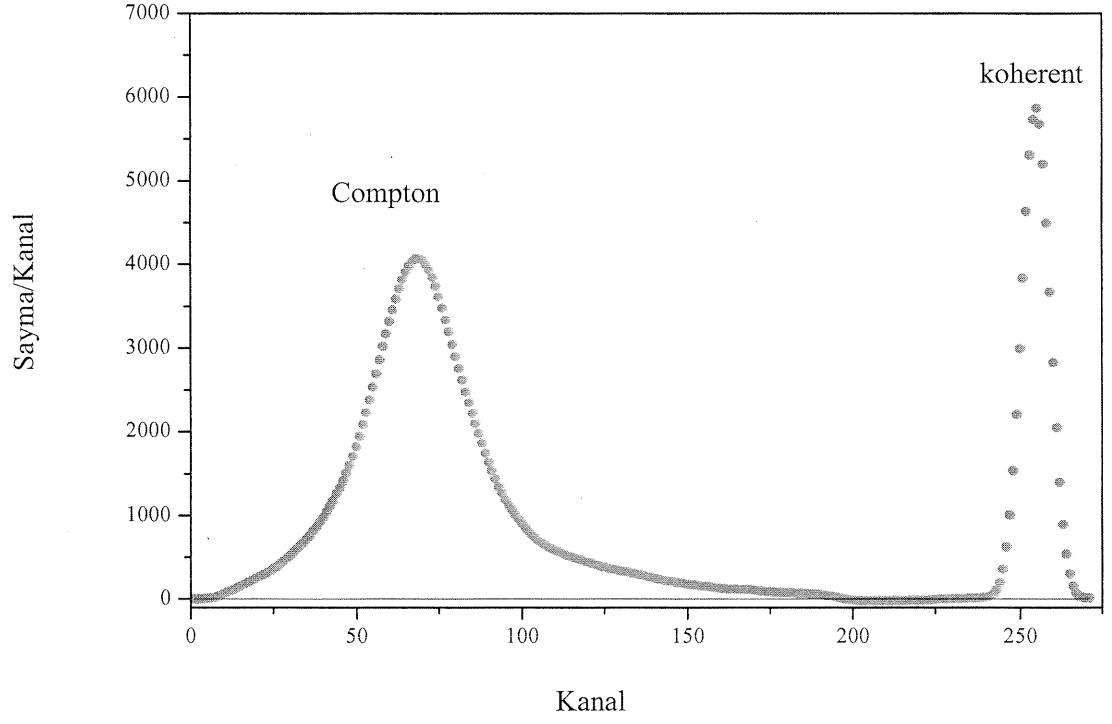
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Bu tez çalışması üç aşamadan oluşmaktadır. Çalışmanın ilk kısmında kullanılan nadir toprak elementlerinin bileşiklerine ait etkin atom numaralarını tespit etmek amacıyla bir kalibrasyon eğrisi oluşturulmuştur. Bu amaçla $4 \leq Z \leq 82$ aralığında değişen elementler kullanılmıştır. Elementlerin spektrumundan Compton ve koherent saçılma tepelerinin altında kalan alan değerleri elde edilerek gerekli numune ve hava soğurma düzeltmeleri yapıldıktan sonra kalibrasyon eğrisi oluşturulmuştur. Bu eğriye ait fit denklemini kullanarak bileşiklerin etkin atom numaraları hesaplanmıştır. Etkin atom numarasını tespit etmek için çalışmanın ikinci aşamasında ise soğurma deneyi gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, etkin atom numaraları için gerekli teorik hesaplamalar yapılmıştır. Çalışmanın son aşamasında ise üç farklı elementin çeşitli bileşikleri için K_{β}/K_{α} şiddet oranları tespit edilmiştir.

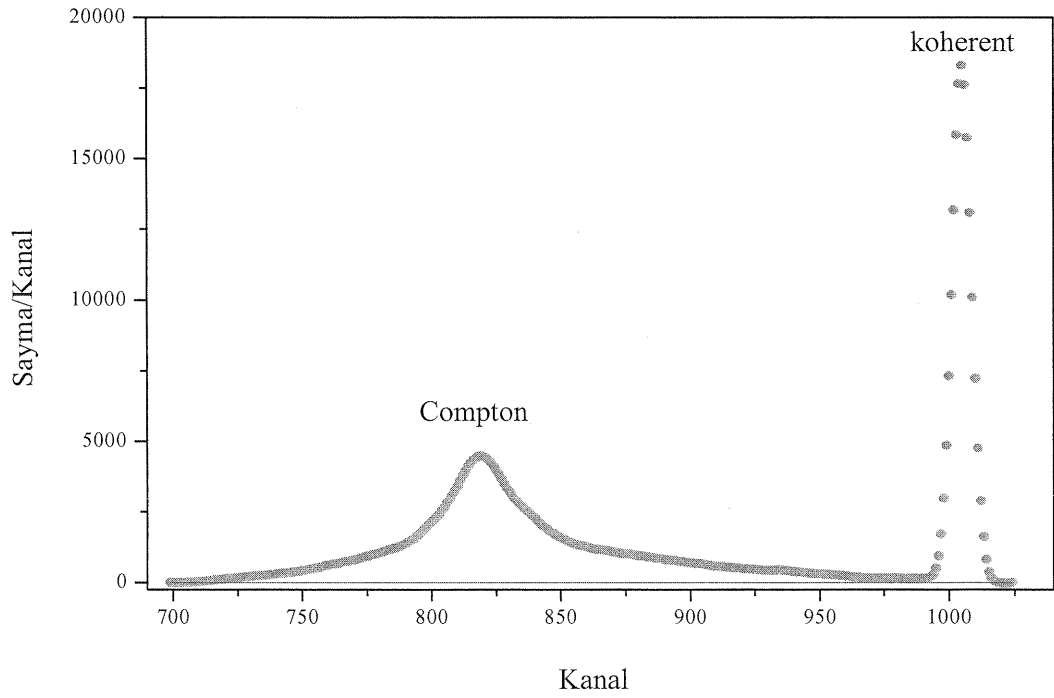
Çalışmanın ilk kısmında elde edilen bulgular 4.1-2 başlıkları altında verilmiştir. İkinci kısımda elde edilen bulgular 4.3 başlığı altında verilmiştir. Üçüncü kısımda elde edilen bulgular ise 4.4.6 başlığı altında verilmiştir.

4.1. Saf Elementlerin Saçılma Tepelerinden Elde Edilen Kalibrasyon Eğrisi

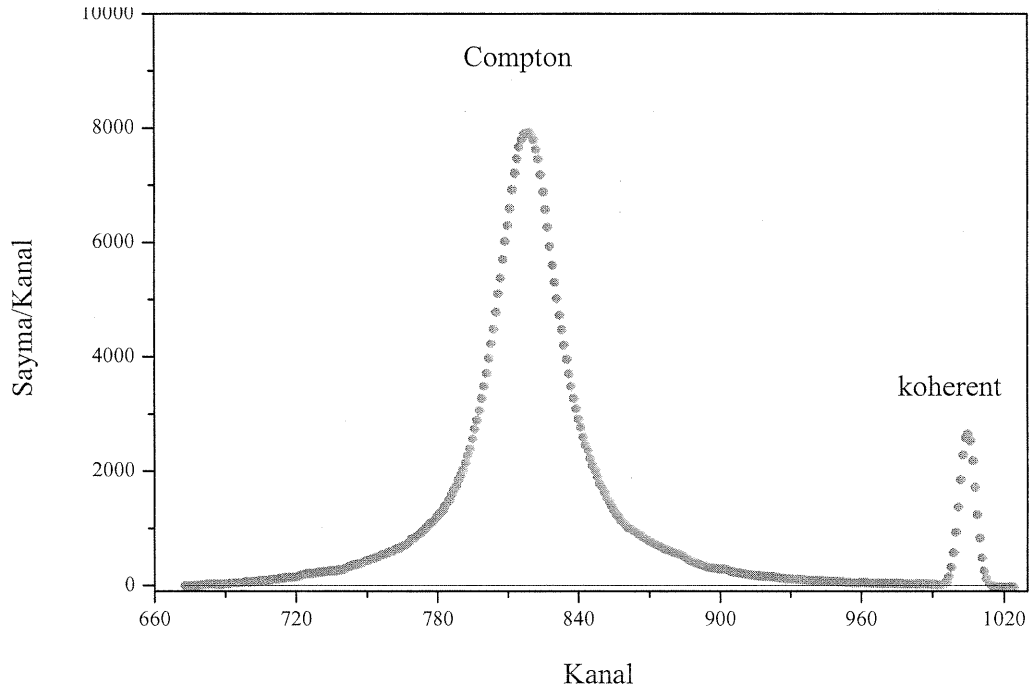
Saf elementlerden elde edilmiş olan saçılma spektrumları Şekil 4.1-3 ve yapılan hesaplamalar neticesinde çizilen kalibrasyon eğrisi Şekil 4.4'de görülmektedir. Kalibrasyon eğrisi Compton/koherent saçılma şiddet oranının atom numarasına karşı çizilmesinden elde edilmiştir. Oksitli bileşiklerin Compton ve koherent tepelerinin gerekli soğurma düzeltmeleri yapıldıktan sonra birbirlerine oranlanmasıyla elde edilen değerlerin kalibrasyon denkleminde kullanılmasıyla bu bileşiklerin etkin atom numarası elde edilir. Şekil 4.4'de görülen kalibrasyon denklemi dördüncü dereceden bir eğriye fit edilmiştir.



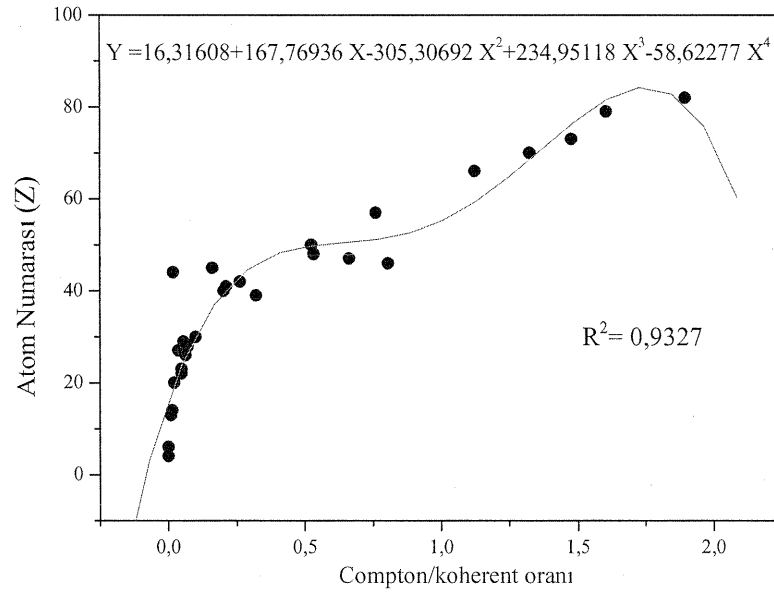
Şekil 4.1. Ag'ün Compton ve koherent tepeleri.



Şekil 4.2. Pb'un Compton ve koherent tepeleri.



Şekil 4.3. Fe'nin Compton ve koherent tepeleri.



Şekil 4.4. Saf elementlerin saçılma tepeleri oranından elde edilen kalibrasyon eğrisi.

4.2. Saçılma Metodundan Elde Edilen Etkin Atom Numaraları

Bu kesimde, 4.1 başlığı altında anlatılan yöntemle oluşturulan kalibrasyon denklemi kullanılarak lantanit bileşikleri için etkin atom numarasının hesaplaması yapılmıştır. Saçılma metodundan hesaplanan deneysel etkin atom numaraları WinXCOM programında hesaplanan teorik değerler ile karşılaştırmalı olarak Çizelge 4.1'de verilmiştir. Saçılma metodundan elde edilen etkin atom numaralarının güvenilirliğini tespit etmek için beş Sc_2O_3 numunesi hazırlanarak aynı deneysel şartlar altında spektrumları alındı. Spektrumdaki Compton ve koherent tepeler altında kalan alanlar belirlenerek etkin atom numaraları belirlendi. Ayrıca bir tane Sc_2O_3 numunesinin ard arda 5 defa spektrumu alındı. Bu spektrumlardan faydalanarak etkin atom numaralarının rölatif standart sapması hesaplandı. Hesaplanan etkin atom numaralarının rölatif standart sapması Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Saçılma metodu ile hesaplanmış etkin atom numaraları ve teorik değerler.

Bileşikler	Compton/koherent Değeri	Deneysel Etkin Atom Numarası	Teorik Etkin Atom Numarası	Etkin Atom Numarasında % Hata
Sc_2O_3	0,01	21,79±0,67	17,42	25,09
Y_2O_3	0,22	35,47±1,10	36,96	4,031
La_2O_3	0,85	49,87±2,25	55,79	10,61
CeO_2	0,79	51,33±2,82	54,19	5,278
Pr_2O_3	0,94	51,42±1,83	57,85	11,12
Nd_2O_3	1,00	52,43±2,08	58,86	10,92
Sm_2O_3	1,03	57,23±2,40	60,91	6,042
Eu_2O_3	0,98	54,53±2,83	61,89	11,89
Gd_2O_3	1,01	55,51±2,38	62,77	11,57
Tb_4O_7	1,29	67,17±3,63	69,43	3,255
Dy_2O_3	1,31	58,45±2,10	64,88	9,910
Ho_2O_3	1,38	71,36±3,07	71,33	0,0421
Er_2O_3	1,21	62,56±3,00	67,19	6,891
Tm_2O_3	0,84	51,83±2,33	58,35	11,17
Yb_2O_3	1,27	59,96±2,76	65,77	8,834
Lu_2O_3	1,29	64,05±3,07	66,93	4,303

Çizelge 4.2. Sc₂O₃ numunesinin deneysel etkin atom numaralarının rölatif standart sapması (RSD).

Numune	5 numune / 1 ölçüm RSD (%)	1 numune / 5 ölçüm RSD (%)
Sc ₂ O ₃	0,84	0,32

4.3. Soğurma Metodu ile Lântanit Bileşiklerinin Kütle Soğurma Katsayıları, Etkin Atom Numaraları ve Elektron Yoğunluklarının Belirlenmesi

Çalışmanın bu kesiminde; lântanitlerin oksitli bileşiklerinin 59,54 keV'lik foton enerjisinde kütle soğurma katsayıları (μ_m) deneysel olarak belirlenmiş, ayrıca WinXCOM programında karışım kuralı kullanılarak teorik olarak da hesaplanmışlardır. Ölçülen μ_m değerleri kullanılarak bileşikler için ilgili foton enerjisinde toplam atomik tesir kesiti (σ_t), toplam elektronik tesir kesitleri (σ_e), etkin atom numaraları (Z_e) ve etkin elektron yoğunlukları (N_e) deneysel ve teorik olarak hesaplanmıştır. Teorik ve deneysel değerler Çizelge 4.3 ve 4.4'de verilmiştir.

Soğurma metodundan elde edilen deneysel sonuçların güvenilirliğini tespit etmek için beş Y₂O₃ numunesi hazırlanarak aynı deneysel şartlar altında gama tepesinin alanları belirlendi. Ayrıca bir tane Y₂O₃ numunesinin ard arda 5 defa spektrumu alındı. 59,54 keV enerjili gama tepesinin altında kalan alanların rölatif standart sapmaları belirlenerek Çizelge 4.5 oluşturuldu.

Çizelge 4.5. Y₂O₃ için 59,54 keV enerjili gama tepesi altında kalan alanların rölatif standart sapması (RSD).

Numune	5 numune / 1 ölçüm RSD (%)	1 numune / 5 ölçüm RSD (%)
Y ₂ O ₃	0,90	0,31

Çizelge 4.4. Oksitli bileşiklerin etkin atom numarası ve elektron yoğunluklarını teorik ve deneysel değerleri.

Bileşikler	Etkin Atom Numarası		Etkin Elektron Yoğunluğu (10^{23} elektron/g)	
	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel
Sc ₂ O ₃	17,42	16,58±0,797	0,255169	0,242902±1,227
Y ₂ O ₃	36,96	35,22±1,663	5,04077	4,80268±2,381
La ₂ O ₃	55,79	53,11±2,557	4,55065	4,33151±2,191
Ce ₂ O ₃	56,81	54,13±0,056	56,8562	56,7963±5,987
Pr ₂ O ₃	57,85	54,51±3,142	4,37483	4,12268±2,521
Nd ₂ O ₃	58,86	56,12±2,614	4,70213	4,48303±2,191
Sm ₂ O ₃	60,91	57,97±2,797	4,56699	4,34666±2,203
Eu ₂ O ₃	61,89	59,98±1,859	6,71476	6,50662±2,081
Gd ₂ O ₃	62,77	61,01±1,709	6,55867	6,37494±1,837
Tb ₄ O ₇	69,43	66,91±2,434	6,16771	5,94331±2,244
Dy ₂ O ₃	64,88	61,85±2,887	19,0265	18,1383±8,882
Ho ₂ O ₃	71,33	69,25±2,022	7,07546	6,86887±2,066
Er ₂ O ₃	67,21	65,38±1,773	21,0906	20,5185±5,721
Tm ₂ O ₃	58,35	54,48±3,614	4,72441	4,41096±3,134
Yb ₂ O ₃	65,77	63,12±2,544	1,18589	1,13809±4,781
Lu ₂ O ₃	66,93	65,58±1,321	1,60362	1,57132±3,229

Çizelge 4.5. Oksitli bileşiklerin atomik kütle soğurma katsayısı, toplam atomik ve elektronik tesir kesitleri.

Bileşikler	Atomik Kütle	Kütle Soğurma Katsayısı (cm ² /g)		Toplam Atomik Tesir Kesiti (x10 ⁻²² barn/molekül)	Toplam Elektronik Tesir Kesiti (x10 ⁻²⁴ barn/molekül)
		Teorik	Deneysel		
Sc ₂ O ₃	27,582	0,527	0,501±0,008	0,223	1,39
Y ₂ O ₃	45,162	2,85	2,71±0,322	2,04	5,79
La ₂ O ₃	65,162	7,83	7,45±0,306	8,07	0,152
Ce ₂ O ₃	65,646	7,88	7,87±0,283	8,58	0,159
Pr ₂ O ₃	65,963	8,73	8,23±0,332	9,01	0,165
Nd ₂ O ₃	67,296	9,06	8,64±0,359	9,66	0,172
Sm ₂ O ₃	69,744	9,77	9,29±0,058	10,8	0,186
Eu ₂ O ₃	70,385	9,21	9,88±0,402	11,6	0,193
Gd ₂ O ₃	72,501	10,4	10,1±0,474	12,2	0,199
Tb ₄ O ₇	67,972	12,7	12,2±0,024	13,8	0,207
Dy ₂ O ₃	74,601	11,2	10,6±0,449	13,2	0,214
Ho ₂ O ₃	75,572	11,7	11,3±0,445	14,3	0,206
Er ₂ O ₃	76,503	12,2	11,8±0,675	15,1	0,231
Tm ₂ O ₃	77,173	10,9	10,2±0,109	13,1	0,239
Yb ₂ O ₃	78,821	2,84	2,73±0,128	3,57	5,65
Lu ₂ O ₃	79,586	2,98	2,92±0,498	3,86	5,89

4.4.1. Seryum bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları

Çalışmanın üçüncü aşamasında, üç farklı elementin (Ce, Sn ve Cu) bazı bileşiklerinden elde edilen karakteristik tepelerin şiddet oranlarına kimyasal etki araştırılmıştır.

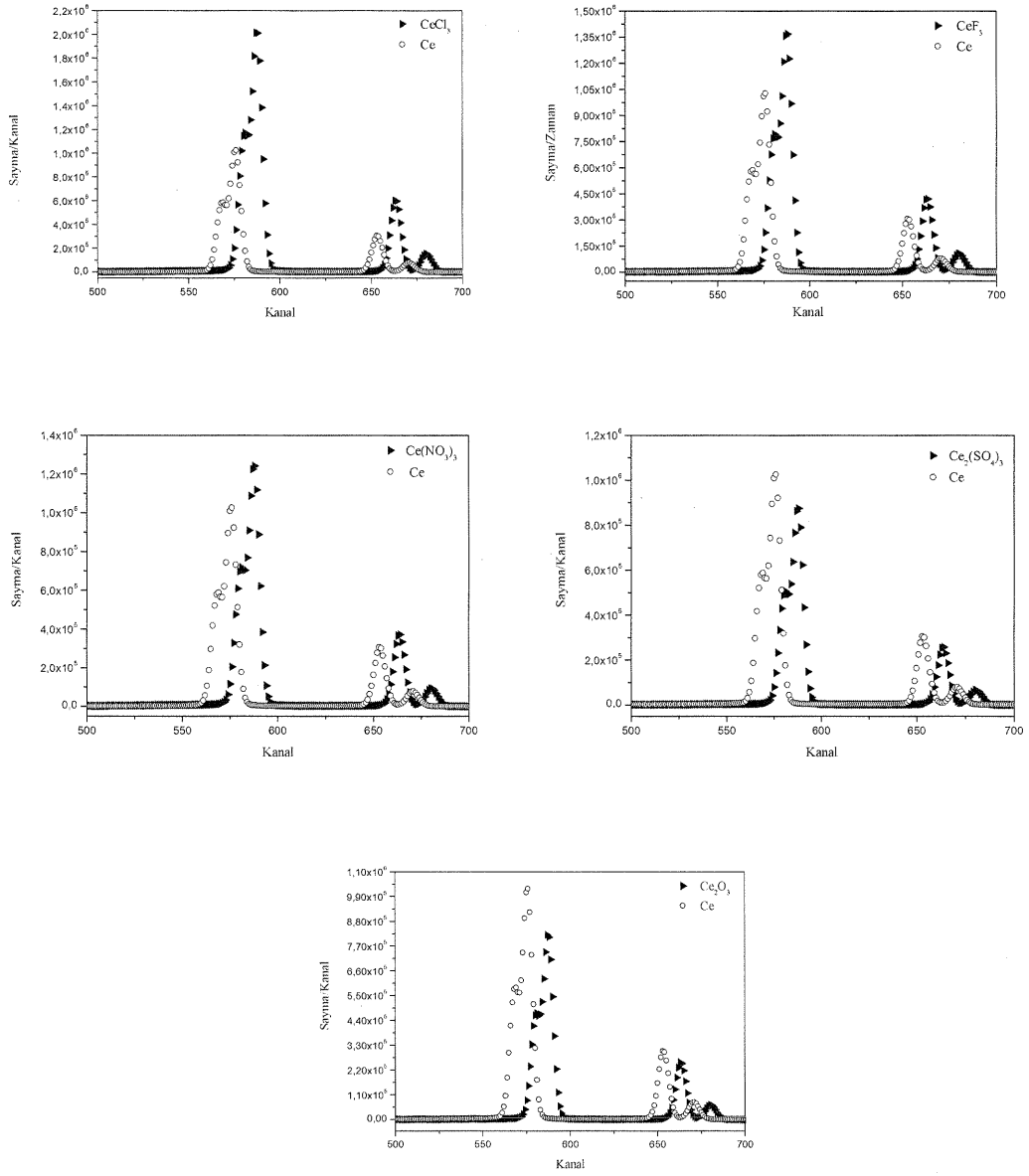
Seryum elementi ve bazı bileşikleri için yapılan deneylerde, kimyasal yapının X-ışını şiddet oranları üzerinde bir etkiye sahip olduğunu gözlemlenmiştir. X-ışını şiddet oranlarında meydana gelen değişimi ilgili numunelerden aldığımız spektrumların karşılaştırılmasıyla da gözlemlenmek mümkündür. Bileşiklere ait spektrumlar ile saf numune için elde ettiğimiz spektrumlar Şekil 4.5’de verilmiştir. Şiddet oranlarının deneysel, teorik ve literatürden elde edilen değerler ile karşılaştırması Çizelge 4.6.’da verilmiştir.

Çizelge 4.6. Seryum ve bileşiklerine ait K X-ışını şiddet oranları.

Element ve Bileşikleri	Deneysel	Teorik	Diğer Deneysel
Ce	0.2316±0.0052	0.2316*	-
CeCl ₃	0.2347±0.0073	-	0.4728**
CeF ₃	0.2418±0.0059	-	-
Ce(NO ₃) ₃	0.2339±0.0076	-	0.5047**
Ce ₂ (SO ₄) ₃	0.2319±0.0061	-	-
Ce ₂ O ₃	0.2443±0.0082	-	0.4592**

* Scofield 1974(a)

** Sögüt *et al.* (2001)



Şekil 4.5. Seryum ve bileşiklerinden elde edilen spektrumların karşılaştırılması.

4.4.2. Bakır bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları

Bakır bileşiklerinin K X-ışını şiddet oranları üzerine kimyasal yapının etkisi incelenerek elde edilen sonuçlar teorik ve literatürden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Bakır bileşikleri için şiddet oranı değerleri Çizelge 4.7’de verilmiştir.

Çizelge 4.7. Bakır ve bileşiklerine ait K X-ışını şiddet oranları.

Element ve Bileşikleri	Deneysel	Teorik	Diğer Deneysel
Cu	-	0.1249*	-
CuSO ₄	0,1297±0,0049	-	-
CuS	0,1287±0,0039	-	-
Cu ₅ Si	0,1301±0,0054	-	-
CuI	0,1255±0,0006	-	-
CuSeO ₄ .5H ₂ O	0,1297±0,0049	-	-
H ₄ CuO ₅ Se	0,1285±0,0037	-	-
CuTe ₂	0,1275±0,0027	-	-
Cu ₃ N	0,1292±0,0045	-	-

*Scofield 1974(a).

4.4.3. Kalay bileşiklerinde K_p/K_a şiddet oranlarına kimyasal etki bulguları

Kalay bileşiklerinin K X-ışını şiddet oranları üzerine kimyasal yapının etkisini incelemek için Br₂Sn, SnI₂, SeSn, SnF₂, SnSO₄, SnCl₂, SnO ve SnS bileşikleri kullanılmıştır. Bu bileşiklerin deneysel şiddet oranları teorik ve deneysel değerler ile birlikte Çizelge 4.8’de verilmiştir.

Çizelge 4.8. Kalay ve bileşiklerine ait K X-ışını şiddet oranları.

Element ve Bileşikleri	Deneysel	Teorik	Diğer Deneysel
Sn	-	0,2061*	-
Br ₂ Sn	0,2168± 0,0113	-	-
SnI ₂	0,2074±0,0013	-	-
SeSn	0,2465±0,0483	-	-
SnF ₂	0,2351 ±0,0331	-	-
SnSO ₄	0,2350±0,0329	-	-
SnO	0,2363±0,0346	-	-
SnS	0,2064±0,0003	-	-
Br ₂ Sn	0,2168± 0,0113	-	-
SnI ₂	0,2074±0,0013	-	-

*Scofield 1974(a).

5. SONUÇ

5.1. Saçılma Metodundan Elde Edilen Etkin Atom Numaraları

Bu çalışmanın birinci aşamasında, atom numarası $4 \leq Z \leq 82$ arasında değişen saf elementler kullanılarak saçılma spektrumları elde edilmiştir. Elde edilen saçılma spektrumlarına gerekli hava ve numune soğurma düzeltmeleri uygulandıktan sonra (3.9) denklemi kullanılarak Compton/koherent saçılma şiddet oranları bulunmuştur. Daha sonra Compton/koherent saçılma şiddet oranlarının atom numarasına karşı çizilmesiyle bir kalibrasyon eğrisi hazırlanmıştır. Bu eğrinin hazırlanmasındaki amaç, etkin atom numarası bilinmeyen bileşiklere ait saçılma şiddetlerinin oranlarından yola çıkılarak etkin atom numaralarını kalibrasyon eğrisinden belirlemektir. Kalibrasyon eğrisi hazırlandıktan sonra etkin atom numarası bilinmeyen oksitli bileşiklerden saçılma spektrumları elde edilmiş ve yine (3.9) denklemi kullanılarak Compton/koherent şiddet oranı değerleri elde edilmiştir. Bulunan Compton/koherent şiddet oranı değerleri kalibrasyon denkleminde kullanılarak etkin atom numaraları bulunmuştur.

Saçılma metodu ile deneysel etkin atom numaralarının hesaplamada yapılan toplam hata, saçılma tepelerinin altındaki alanların değerlendirilmesinden (% 2,20-4,1), kütle kalınlığı ölçümünden (% 1,05-2,1), dedektörün Compton ve koherent tepesi için fotopik verimin ölçümünden (% 1,2-3,1), numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktöründen (% 0,95-1,2) ve dedektör ile numune arasında kalan havanın soğurma faktöründen (% 1,1-1,8) kaynaklanmaktadır. Bu durumda deneysel değerleri etkileyen toplam hata % 3,08-5,96'dır. Saçılma tepelerinin altında kalan alanları değerlendirilmesinde uygun fit fonksiyonunun belirlenememesi hataya sebep olmuştur.

Saçılma metodundan faydalanarak elde edilen etkin atom numaralarının güvenilirliğini test etmek için yapılan tekrarlı ölçümler ve sonuçlarının verildiği Çizelge 4.2'den görüldüğü üzere aynı deneysel şartlarda hazırlanan 5 numune kullanılarak elde edilen RSD (relative standard deviation) değerleri aynı numuneden 5 kez ölçülmesinden elde edilen RSD değerlerinden büyüktür. Bu spektrometrenin hassasiyetinin oldukça iyi

olduğunu göstermektedir. Elde edilen sonuçlar aynı zamanda numune hazırlama şartları, aletsel ve sayma istatistiğinden kaynaklanan belirsizlikleri de içermektedir. Çizelge 4,2'den görüldüğü üzere numune hazırlamadaki belirsizlik de kabul edilebilir seviyededir.

Saçılma spektrumlarının değerlendirilmesiyle elde edilen Compton ve koherent tepesi şiddet oranları atom numarasına göre 4. dereceden bir denkleme fit edilmiştir. Bu denklem $Y=16,31608+167,76936x-305,30692x^2+234,95118x^3-58,62277x^4$ şeklindedir. Denklemi kullanarak ulaşılan etkin atom numarası değerleri literatür değerleri ile karşılaştırılmıştır. Singh *et al.* (2010) Pr_2O_3 , Eu_2O_3 , Lu_2O_3 , La_2O_3 , Gd_2O_3 , Tb_2O_3 , Dy_2O_3 bileşikleri için elde ettikleri atom numaraları ile bu tez çalışmasından elde edilen sonuçlar birbirine % 0,771-4,46 oranında yakın olduğu gözlemlenmiştir. Deneysel olarak elde edilen değerler ile teorik etkin atom numaraları arasındaki uyum ise % 6,18-9,58 arasındadır.

5.2. Soğurma Metodu ile Lântanit Bileşiklerinin Kütle Soğurma Katsayısı, Etkin Atom Numaraları ve Elektron Yoğunluklarının Belirlenmesi

Çalışmanın ikinci aşamasında oksitli lântanit bileşiklerinin etkin atom numaralarını belirlemek amacıyla soğurma tekniği kullanılmıştır. Soğurma geometrisinde radyoaktif kaynağın gama tepesinin altında kalan alanın belirlenmesinden faydalanılarak etkin atom numarası, elektron yoğunluğu ve atomik ile elektronik tesir kesitleri elde edilmiştir.

Soğurma metodu ile deneysel kütle soğurma katsayıları, etkin atom numaraları ve elektron yoğunluklarının hesaplamada yapılan toplam hata gama tepesinin altında kalan alanların belirlenmesinden (% 2,4-3,8), numune kütle kalınlığından (% 1,65-2,9) ve istatistik hatadan (% 1) kaynaklanır. Deneysel parametreleri etkileyen toplam hata % 3,08-4,88 aralığındadır.

Soğurma metodu ölçümlerinin güvenilirliğini test etmek için yapılan çoklu ölçümler ve hesaplanan RSD değerleri Çizelge 4,5’de verilmiştir. Aynı deneysel şartlarda hazırlanan 5 numune kullanılarak elde edilen RSD değerleri beklendiği gibi aynı zamanda 5 kez ölçümünden elde edilen RSD değerlerinden büyüktür. Sonuçlar tüm soğurma ölçümlerinde kullanılan spektrometrenin hassasiyetinin çok iyi olduğunu hem de numune hazırlamadan kaynaklanan belirsizliğin makul bir seviyede olduğunu göstermektedir.

Ayrıca, soğurma metodu ile elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik olarak karışım kuralı dikkate alınarak WinXCOM programından hesaplanmıştır. Etkin atom numarası, elektron yoğunluğu, elektronik tesir kesiti ve toplam atomik tesir kesiti, teorik kütle soğurma katsayılarından yola çıkılarak hesaplanmıştır. Yapılan teorik ve deneysel hesaplamalar karşılaştırıldığında ise bulunan değerlerin birbirleriyle % 4,176 oranında uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Tez çalışmasında etkin atom numarasını belirlemede iki farklı yöntem kullanılmış ve bu farklı yöntemlerin güvenilirlikleri karşılaştırılmıştır. Soğurma yönteminden elde edilen sonuçlar saçılma yönteminden elde edilen sonuçlara göre teorik değerlere daha yakındır. Ancak, hata değerleri makul seviyelerde olması itibariyle her iki yöntemin de etkin atom numarası belirleme kullanılacak güvenilir yöntemler olduğu yapılan deneylerle desteklenmiştir.

5.3. Ce, Sn ve Cu Bileşiklerinde K_{β}/K_{α} Şiddet Oranlarına Kimyasal Etkinin İncelenmesi

Kimyasal etki maddenin durumuna bağlı olarak, analitin X-ışını çizgisinin enerjisinin mutlak ve rölatif şiddetinde bazı değişiklikler meydana getirir. Kimyasal etki, her ana grup elementi için farklıdır ve kısmen doldurulmuş değerlik orbitalleri ile çiftlenmemiş d elektronlarının sayısı ile ilgilidir.

Kimyasal yapının değişmesi K_{β}/K_{α} şiddet oranını değiştirir. K_{β}/K_{α} şiddet oranı, değerliğin artmasıyla artar. K X-ışını şiddeti değerlik elektronlarının sayısıyla yani elektron yoğunluğuyla ilgilidir. Ortalama bağ uzunluğu, değerliğin artmasıyla azalır. Bağ uzunluğunun azalmasıyla birlikte metal ligand etkileşmeleri artacak ve K 'ların sayısında bir yükselme olacaktır. 3p seviyesinin yoğunluğunun değişmemesinden dolayı, metalin 3p dalga fonksiyonundaki değişim çok az olacak ve geğiş ihtimali de hemen hemen aynı kalacaktır.

Çalışmanın üçüncü aşamasında, bazı elementlere ait bileşiklerde K_{β}/K_{α} şiddet oranının değişimi incelenmiştir. şiddet oranlarında meydana gelen değişim, ana elemente ait teorik ve literatürde mevcut olan değerler ile karşılaştırmalı olarak Çizelgeler 4. bölümde sunulmuştur.

Ce, Sn ve Cu bileşiklerinde K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etkiyi belirlemek için yapılan deneylerde hesaplamalara etkiyen toplam hata, X-ışını tepelerinin altında kalan alanların belirlenmesinden (% 1,00-2,00), $I_oG\varepsilon$ çarpanından (% 1,00-1,50), kalınlık ölçümünden ve soğurma düzeltme faktöründen (% 0,2-1,20) kaynaklanır. Dolayısıyla toplam hata % 2,12-3,46 aralığındadır.

Gama ve X-ışınlarının saçılması ve soğurulması elementin atom numarası ve yoğunluğu ile ilgilidir. Bir bileşikte, bileşiği oluşturan elementler tek başlarına bileşiğin atom numarasını temsil edemezler. Bileşik veya alaşım gibi kompozit materyaller için bu işlemler etkin atom numarası ile ilgilidirler. Bu tez çalışmasında lântanit elementlerinin oksitli bileşiklerinin etkin atom numaraları soğurma ve saçılma spektrumlarının değerlendirilmesine dayalı olan metotlarla belirlenmiştir. Çalışma, kullanılan bileşiklerin etkin atom numaraları ve elektron yoğunluklarını belirlemek için kütle soğurma katsayılarının saçılma yöntemiyle elde edilen değerlere göre daha kullanışlı ve duyarlı bir parametre olduğunu göstermektedir. Bu çalışmanın sonuçları farklı kompozisyonlardaki lântanit bileşiklerinin atom ve elektron sayılarının, kütle soğurma katsayılarının nasıl değiştiğinin daha iyi anlaşılmasına imkân sağlamaktadır. Lântanitlerin oksitli bileşikleri için kütle soğurma katsayısı, toplam atomik ve elektronik

tesir kesitleri, etkin atom numaraları ve elektron yoğunluklarının karşılaştırmalı olarak iki yöntemle belirlendiği böyle bir araştırma literatürde mevcut değildir.

KAYNAKLAR

- Angelone, M., Esposito, A., Chiti, M., Gentile, A., 2001. Measurement of mass attenuation coefficients for four mixtures using X-rays from 13 keV up to 40 keV. *Radiat. Phys. Chem.*, 61, 547-548.
- Antoniassi, M., Conceicao, A.L.C., Poletti, M.E., 2011. Study of effective atomic number of breast tissues determined using the elastic to inelastic scattering ratio, *Nucl. Instr. and Meth. A.*, 652, 739-743.
- Baltaş, H., Çelik, S., Çevik, U., Yanmaz, E., 2007, Measurement of mass attenuation coefficients and effective atomic numbers for MgB₂ superconductor using X-ray energies. *Radiation Measurements*, 42, 55– 60
- Bastug, A., Gurol, A., Icelli O., Sahin, Y., 2010. Effective atomic numbers of some composite mixtures including borax, *Annals of Nuclear Energy*, 37, 927-933.
- Berger, M. J., Hubbell, J.H., 1987,1999,(XCOM) Photon cross-section on a personal computer (version 1.2), NBSIR 87, 3597, National Bureau of Standarts, Gaithersburg, MD, USA; version 3.1, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/>.
- Büyükkasap, E., 1997. Chemical effect on *L* x-ray fluorescence cross-section of Hg, Pb and Bi compounds, *Spec. Chem. Acta B.* 52,1167-1171.
- Baydaş, E., 1999. Chemical effects on *L* x-ray fluorescence cross-sections of Ba, La and Ce compounds, *Radiat. Phys. Chem.*, 54, 217-221.
- Cevik, U., Bacaksiz, E., Damla, N., Celik, A., 2008. Effective atomic numbers and electron densities for CdSe and CdTe semiconductors, *Radiation Measurements*, 43, 1437-1442.
- Cevik, U., Damla, N., Kobya, A., I., Celik, A., Kara, A., 2010. Radiation dose estimation and masss attenuation coefficients of marble used in Turkey. *Annals of Nuclear Energy*, 37, 1705-1711.
- Cengiz, E., Tıraşoğlu, E., Aylıkçı, V., Apaydın, G., 2010. The investigation on *K* and *L* x-ray fluorescence parameters of gold compounds, *Radiat. Phys. Chem.*, 79, 809-815.
- Debertin, K. and Hemler, R. G. 1988. *Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, Elsevier Science Publishers, 94-97, New York, U.S.A.
- Demir, D., 2005. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi,Erzurum (Yayımlanmamış).
- Duvauchelle, P., Peix, G., Babot D., 1999. Effective atomic number in the Rayleigh to Compton scattering ratio, *Nucl. Instr. and Meth. B.*, 155, 221-228.
- El-Kateb, A.H., Rizk, R.A.M., Abdul-Kader A.M., 2000. Determination of atomic cross-sections and effective atomic numbers for some alloys, *Annals of Nuclear Energy*, 27, 1333-1343.
- Gerward, L., 1981. Analytical approximations for X-ray attenuation coefficients, *Nuclear Instruments and Methods*, 181, 11-14.
- Gerward, L., Guilbert, N., Bjorn, J. K., Levring, H., 2001. X-ray absorption in matter, Reengineering XCOM, *Radiation Physics and Chemistry*, 60, 23-24.
- Gill, H., Kaur, G., Singh, K., Kumar, V., Singh, J., 1998. Study of effective atomic numbers in some glasses and rocks. *Radiat. Phys. Chem.*, 51, 671-672.

- Govinda Nayak, N., Vijaya, M.G., Siddappa K., 2001. Effective atomic numbers of some polymers and other materials for photoelectric process at 59.54 keV, *Radiat. Phys. Chem.*, 61, 559-561.
- Gowda, S., Krishnaveni, S., Gowda, R., 2005. Studies on effective atomic numbers and electron densities in amino acids and sugars in the energy range 30–1333 keV, *Nucl. Instr. and Meth. B.*, 239, 361-369.
- Guru Prasad, S., Parthasaradhi, K., Bloomer, W.D., 1998. Effective atomic numbers for photoabsorption in alloys in the energy region of absorption edges, *Radiat. Phys. Chem.*, 53, 449-453
- Han, I., Demir, L., Sahin, M., 2009. Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for some natural minerals, *Radiat. Phys. Chem.*, 78, 760-764.
- Han, I., Aygun, M., Demir, L., Sahin, Y., 2012. Determination of effective atomic numbers for 3d transition metal alloys with a new semi-empirical approach, *Annals of Nuclear Energy* 39, 56-61.
- Han, I., Demir, L., 2009. Mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers of Ti and Ni alloys, *Radiation Measurements*, 44, 289-294.
- Han, I., Demir, L., Sahin, M., 2009. Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers for some natural minerals, *Radiat. Phys. Chem.*, 78, 760-764.
- Han, I., Demir, L., 2009. Studies on effective atomic numbers, electron densities from mass attenuation coefficients in Ti_xCo_{1-x} and Co_xCu_{1-x} alloys, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 267, 3505-3510.
- Hubbell, J.H., Overbo, I.J., 1979. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross-section, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 8, 69-105.
- Hubbell, J.H., Trehan, P.N., Singh N., Chand B., Mehta D., Garg M.L., Garg R.R., Singh S., Puri S., 1994. A Review, Bibliography and tabulation of K, L 174 and higher atomic shell X-ray fluorescence yields, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 23, (2), 339–364.
- İçelli, O., Erzeneoğlu, S.Z., 2004. Effective atomic numbers of some vanadium and nickel compounds for total photon interactions using transmission experiments, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 85, 115-124.
- İçelli, O., Erzeneoğlu, S.Z., 2004. The mass attenuation coefficients in some vanadium and nickel compounds, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 88, 519-524.
- İçelli, O., Erzeneoğlu, S.Z., Karahan, İ.H., Çankaya, G., 2005. Effective atomic numbers for CoCuNi alloys using transmission experiments, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 91, 485-491.
- İçelli, O., 2006. Practical method for experimental effective atomic number in the coherent to Compton scattering ratio, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 101, 151-158.
- Kaewkhao, J., Laopaiboon, J., Chewpraditkul, W., 2008. Determination of effective atomic numbers and effective electron densities for Cu/Zn alloy, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 109, 1260-1265.
- Kaliman, Z., Orlic, N., Jelovica, I., 2007. Calculations of effective atomic number, *Nucl. Instr. and Meth. A.*, 580, 40-42.

- Karunakaran Nair, K., Ramachandran, N., Abdullah, K.K., Varier, K.M., 2006. Simulated mixed absorbers and effective atomic numbers for γ attenuation, Indian Academy of Sciences, 67, 501-506.
- Kerur, B.R., Thontadarya, S.R., Hanumaiah, B., 1994. Anomalous X-ray attenuation coefficients around the absorption edges using Mn Ka and Cu Ka x-rays. Appl. Radiat. Isot. 45, 159-163.
- Kerur, B.R., Manjula, V.T., Lagare, M.T., Kumar, S.A., 2009. Mass attenuation coefficient of saccharides for X-rays in the energy range from 8 keV to 32 keV, Radion Measurements, 44, 63-67.
- Kiran Kumar, T., Venkata Reddy, K., 1997. Effective atomic numbers for materials of dosimetric interest, Radiat. Phys. Chem., 50, 545-553.
- Kumar, S.P., Umesh, T.K., 2010. Effective atomic number of composite materials for Compton effect in the gamma ray region 280-1115 keV, Appl. Rad. and Isot., 68, 2443-2447.
- Kumar, S.P., Manjunathaguru, V., Umesh, T.K., 2010, Effective atomic numbers of some H-, C-, N- and O-based composite materials derived from differential incoherent scattering cross-sections, Pramana – J. Phys., 74, 555-562.
- Kumar, S.P., Umesh, T.K., 2011. Experimental measurement of effective atomic number of composite materials for Compton effect in the γ -ray region 280-1115 keV by a new method, Pramana – J. Phys., 77, 335-344.
- Kurudirek, M., Aygun, M., Erzeneoğlu, S.Z., 2010. Chemical composition, effective atomic number and electron density study of trommel sieve waste (TSW), Portland cement, lime, pointing and their admixtures with TSW in different proportions, Appl. Rad. and Isot., 68, 1006-1011.
- Manjunathaguru, V., Umesh, T.K., 2006. Effective atomic numbers and electron densities of some biologically important compounds containing H, C, N and O in the energy range 145-1330 keV, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 39, 3969-3981.
- Manjunathaguru, V., Umesh, T.K., 2007. Total interaction cross sections and effective atomic numbers of some biologically important compounds containing H, C, N and O in the energy range 6.4-136 keV, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 40, 3707-3718.
- Manohara, S.R., Hanagodimath, S.M., Thind, K.S., Gerward, L., 2010. The effective atomic number revisited in the light of modern photon-interaction cross-section databases, Appl. Rad. and Isot., 68, 784-787.
- Manohara, S.R., Hanagodimath, S.M., Thind, K.S., Gerward, L., 2008. On the effective atomic number and electron density: A comprehensive set of formulas for all types of materials and energies above 1 keV, Nucl. Instr. and Meth. B., 266, 3609-3612.
- Manohara, S.R., Hanagodimath, S.M., 2007. Effective atomic numbers for photon energy absorption of essential amino acids in the energy range 1 keV to 20 MeV, Nucl. Instr. and Meth. B., 264, 9-14.
- Manohara, S.R., Hanagodimath, S.M., Gerward, L., 2008. Studies on effective atomic number, electron density and kerma for some fatty acids and carbohydrates, Phys. Med. Biol. 53, 377-386.

- Medhat, M.E., 2011. Studies on effective atomic numbers and electron densities in different solid state track detectors in the energy range 1 keV–100 GeV, *Annals of Nuclear Energy*, 38, 1252-1263.
- Millar, R.H., Greening, J.R., 1974. Experimental X-ray mass attenuation coefficients for materials of low atomic number in the energy range 4 to 25 keV. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 7, 2332-2344.
- Morabad, R., B., Kerur, B., R., 2010. Mass attenuation coefficients of X-rays in different medicinal plants, *Appl. Rad. and Isot.*, 68, 271-274.
- Mukaide, T., Watanabe, M., Takada, K., Lida, A., Fukuda, K., Noma, T., 2011. Quantitative effective atomic number imaging using simultaneous x-ray absorption and phase shift measurement, *Applied Physics Letters*, 98, 111902.
- Murty, C.R., Rao, A.S.N., Rao, G.K., 1999. Z-dependence of photon interactions in simulated materials, *Appl. Radiat. Isot.* 51, 335-339.
- Murty, V.R.K., Winkoun, D.P., Devan K.R.S., 2000. Effective atomic numbers for W/Cu alloy using transmission experiments, *Appl. Rad. and Isot.*, 53, 945-948.
- Nayak, N.G., Vijaya, M.G., Siddappa, K., 2001. Effective atomic numbers of some polymers and other materials for photoelectric process at 59.54 keV, *Radiat Phys Chem*, 61, 559–561.
- Ohya, K., 2003. Comparative study of target atomic number dependence of ion induced and electron induced secondary electron emission, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 206, 52-56.
- Polat, R., İçelli, O., 2010. Measurement of the effective atomic numbers of compounds with cerium near to the absorption edge, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 615, 201-210.
- Polat, R., Yalçın, Z., İçelli, O., 2011. The absorption jump factor of effective atomic number and electronic density for some barium compounds, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 629, 185-191.
- Porikli, S., 2012. Chemical shift and intensity ratio values of dyspersium, holmium and erbium *L* x-ray emission lines. *Radiat. Phys. Chem.*, 81, 113-117.
- Radhakrishna Murthy, C., Nageswara Rao, A.S., Krishna Rao, G., 1999. Z-dependence of photon interactions in simulated materials, *Appl. Rad. and Isot.*, 51, 335-339.
- Rettschlag, M., Berndt, R., Mortreau, P., 2007. Measurement of photon mass attenuation coefficients of plutonium from 60 to 2615 keV, *Nucl. Instr. and Meth. B.*, 581, 765-771.
- Seven, S., Karahan, İ., H., Bakkalorlu, Ö., F., 2004. The measurement of total mass attenuation coefficients of CoCuNi alloys, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 83, 237–242.
- Scofield, J.H., 1973. Theoretical photoionization cross section from 1 to 1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory (UCRL), vol. 51326.
- Scofield, J. H., 1974(a). Exchange corrections of *K* X-ray emission rates. *Phys. Rev. A* 9, 1041-1047.
- Sharanabasappa, B.R., Kerur, Anilkumar, S., Hanumaiah, B., 2010. Determination of X-ray mass attenuation coefficients using HPGe detector, *Appl. Rad. and Isot.*, 68, 76-83.
- Shivaramu, Ramprasath, V., 2000. Effective atomic numbers for photon energy absorption and energy dependence of some thermoluminescent dosimetric compounds, *Nucl. Instr. and Meth. B.*, 168, 294-304.

- Shivaramu, Vijayakumar, R., Rajasekaran, L., Ramamurthy, N., 2001. Effective atomic numbers for photon energy absorption of some low-Z substances of dosimetric interest, *Radiat. Phys. Chem.*, 62, 371-377.
- Sing, K., Sing, H., Sharma, V., Nathuram, R., Khanna, A., Kumar, R., Bhatti, S. S. and Sahota, H. S., 2002. Gamma-ray attenuation coefficients in bismuth borate glasses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 194, 1-6.
- Sidhu, S., B., Dhaliwal, A.S., Mann, K.S. Kahlon K.S., 2012. Study of mass attenuation coefficients, effective atomic numbers and electron densities for some low Z compounds of dosimetry interest at 59.54 keV incident photon energy, *Annals of Nuclear Energy*, 42, 153-157.
- Singh, M.P., Sandhu B.S., Singh, B., 2007. Measurement of effective atomic number of composite materials using scattering of γ -rays, *Nucl. Instr. and Meth. A.*, 580, 50-53.
- Singh, M.P., Sandhu, B.S., Singh, B., 2007. Measurement of the effective atomic number of composite materials using Rayleigh to Compton scattering of 279 keV gamma rays, *Phys. Scr.*, 76, 281-286.
- Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S., 2009. Investigations of multiple scattering of 320 keV rays: a new technique for assigning effective atomic number to composite material, *Phys. Scr.*, 79, 035101 (8pp).
- Singh, M.P., Sharma, A., Singh, B., Sandhu, B.S., 2010. A non-destructive technique for assigning effective atomic number to scientific samples by scattering of 59.54 keV gamma photons, *Nucl. Instr. and Meth. A.*, 619, 63-66.
- Söğüt, Ö., Seven, S., Baydaş, E., Büyükkasap, E., Küçükönder, A., 2001. Chemical effects on K_{β}/K_{α} x-ray intensity ratios of Mo, Ag, Cd, Ba, La, Ce compounds and total mass attenuation coefficients of Fe and Cu, *Spec. Chem. Acta B*. 56, 1367-1374.
- Tamura, M., Tadashi, A., Yohei, A., Jiro, I., Koichi, S., Fumiyuki, F., Homma, A., Sawamura, T., Masakuni, N., 2002. Measurement of mass attenuation coefficients around the K absorption edge by parametric X-rays, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 484, 642-649.
- Tıraşoğlu, E., Tekbıyık, A., 2005. Influence of chemical effect on the K_{β}/K_{α} x-ray intensity ratios for calcium and potassium compounds, *Spec. Chem Acta B*, 60, 549-553.
- Turgut, Ü., Şimşek, O., Büyükkasap, E., Ertuğrul, M., 2002. X-ray attenuation coefficients at different energies and the validity of the mixture rule for compounds around the absorption edge. *Spectrochimica Acta Part B* 57, 261–266.
- Turgut, Ü., Büyükkasap, E., Şimşek, O., Ertuğrul, M., 2005, X-ray attenuation coefficients of Fe compounds in the K -edge region at different energies and the validity of the mixture rule. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 92, 143–151.
- Un, A., Sahin, Y., 2011. Determination of mass attenuation coefficients, effective atomic and electron numbers, mean free paths and kermas for PbO, barite and some boron ores, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 269, 1506-1511.

- Wang, D. C., Ping, L. A., Yang, H., 1995. Measurement of the mass attenuation coefficients for SiH₄ and Si. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 95, 161-165.
- White, D.R., 1977. An Analysis of the Z-dependence of Photon and Electron Interactions, *Phys. Med. Biol.*, 22, 219-228.

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında Konya/ILGIN'da doğan Ahmet TURŞUCU orta ve lise öğrenimini Ereğli Anadolu Lisesinde tamamladı. 2003 yılında girdiği Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünden 2007 yılında mezun oldu. 2008 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda Doktora'ya başladı. Doktora çalışmasını "Atom Numarası $21 \leq Z \leq 71$ Arasında Olan Nadir Toprak Elementler ve Oksitli Bileşiklerinin Etkin Atom Numaralarının Gama Işınlarnın Saçılması ve Soğurulmasından Faydalanılarak Bulunması" isimli tezle Kasım 2012'de tamamladı.