

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

EDXRF TEKNİĞİ KULLANILARAK BAZI ELEMENTLERİN
K TABAKASI SOĞURMA-SIÇRAMA FAKTÖRLERİ ve SIÇRAMA-
ORANLARININ TAYİNİ

Recep POLAT

121422

FİZİK ANABİLİM DALI

**TC. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

ERZURUM

2002

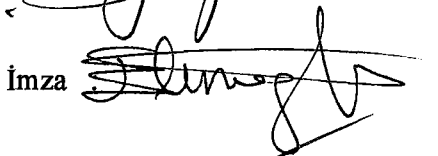
Her hakkı saklıdır

Doç. Dr. Gökhan BUDAK..... danışmanlığında, Recep POLAT... tarafından hazırlanan bu çalışma 11/12/2002 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

İmza : 

Üye : Doç. Dr. Engin TRAŞOĞLU

İmza : 

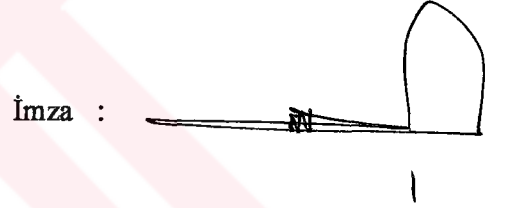
Üye : Doç. Dr. Gökhan BUDAK

İmza : 

Üye : Doç. Dr. Abdulhalik KARABULUT

İmza : 

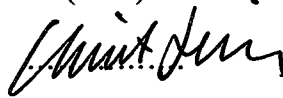
Üye : Doç. Dr. Oğuz DOĞAN

İmza : 

**TC. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

Yukarıdaki sonucu onaylarım

(İmza)



Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

EDXRF TEKNİĞİ KULLANILARAK BAZI ELEMENTLERİN K TABAKASI
SOĞURMA SIÇRAMA-FAKTÖRLERİ ve SIÇRAMA-ORANLARININ TAYİNİ

Recep POLAT

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Gökhan BUDAK

Çalışmamızın birinci bölümünde $\text{CeCl}_3 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, Pr_2O_3 , NdO , Sm_2O_3 , $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, Tb_4O_7 , bileşikleri kullanılarak bu bileşiklerdeki Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Tb elementleri ve saf Gd, Dy, Ho ve Er elementleri için hesaplanan kütle azaltma katsayıları kullanılarak soğurma sıçrama-faktörleri ve sıçrama oranları hem deneysel hem de teorik olarak elde edildi. Mevcut bileşik ve elementler için ikincil kaynak olarak Al elementinden Compton saçılmaya uğrayan gamma ışınları kullanıldı. Bu gamma ışınları ideal bir transmisyon geometrisi kullanılarak soğurucular üzerine gönderildi.

Çalışmanın ikinci kısmında, aynı geometri kullanıldı. Ancak bu geometride ikincil uyarıcılar olarak Nd ve Sm kullanılmıştır. Ba ve La soğurucuları üzerine gönderilen ışınlar Nd ve Sm'nin karakteristik x-ışınlarıdır. Her iki geometride de soğurma kıyısı yakınlarında kütle azaltma katsayıları, soğurma sıçrama-faktörü ve sıçrama oranları hesaplandı.

Çalışmamızın üçüncü kısmında literatür özetinden de anlaşılacağı üzere, özellikle soğurma kıyısı yakınlarında karışım kuralının geçerliliğiyle ilgili tereddütleri doğrulamak istedik.

Yapılan literatür çalışmalarında , mevcut bileşik ve elementler için diğer araştırmacılar tarafından yapılmış deneysel çalışma olmadığından, elde ettiğimiz deneysel ölçüleri karşılaştırma imkanı olmamıştır. Bu sebeple, mevcut çalışmada sunulan değerler ilk deneysel ölçüleri teşkil etmektedir.

2002, 78 sayfa

Anahtar Kelimeler: X-ışını floresans, kütle azaltma katsayısı, sıçrama-faktörü, sıçrama-oranı, karışım kuralı

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

DETERMINATION OF K-SHELL ABSORPTION JUMP-FACTOR and JUMP RATIOS OF SOME ELEMENTS USING EDXRF TECHNIQUE

Recep POLAT

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Gökhan BUDAK

In the first section of this study, absorption jump-factor and jump-ratios have been determined for both theoretically and experimentally by using total mass attenuation coefficients calculating Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Tb elements being $\text{CeCl}_3 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, Pr_2O_3 , NdO , Sm_2O_3 , $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, Tb_4O_7 compounds and pure Gd, Dy, Ho, Er. Gamma rays being Compton scattering from Al element as secondary target have been used to send on absorber in an ideal transmission geometry.

In the second section of the study, same geometry has been used but Nd and Sm compounds have been used as secondary target in this geometry. The rays incoming on Ba and La absorbers are the characteristic x-rays of Nd and Sm elements. Total mass attenuation coefficients, Jump-factor and Jump-ratio have been calculated especially in absorption edge.

In the third section of the study, as seen from literature abstract, we want to confirm suspicions concerning with validity of mixture rule in absorption edges.

We couldn't compare with obtained results because there isn't any study by other researchers in our literature scanning. So, values given in present study are constitute first experimental data.

2002, 78 pages

Keyword: X-ray fluorescence, mass attenuation coefficients, jump-factor, jump-ratio, mixture rule

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde yapılmıştır.

Bu çalışmada bana her türlü kolaylığı sağlayan ve desteklerini esirgemeyen çok değerli hocam Sayın Doç. Dr. Gökhan BUDAK'a en içten duygularla teşekkür ederim.

Fizik Bölümünde gerekli yardımı ve ilgiyi esirgemeyen başta Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN olmak üzere, Sayın Doç. Dr. Abdulhalik KARABULUT'a, Sayın Arş. Gör. Ali GÜROL'a, ve Fizik Bölümünün bütün çalışanlarına,

Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Bölümünün değerli öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a,

çalışmalarım süresince her türlü kolaylığı sağlayan başta Erzincan Eğitim Fakültesi Dekanlığına, akademik ve idari personeline,

ayrıca, başta eşim olmak üzere aileme ve arkadaşlarıma, göstermiş oldukları destek ve teşvikten dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Recep POLAT

Kasım 2002

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1. X-ışınlarının madde ile etkileşmesi.....	4
2.1.1 Elektromagnetik radyasyonun soğurulması.....	5
2.1.1.1 Fotoelektrik etki ve flöresans ışıması.....	5
2.1.1.2 Çift oluşumu ve yok olması.....	9
2.1.2 Elektromagnetik radyasyonun saçılması.....	11
2.1.2.1 Koherent saçılma.....	11
2.1.2.2 İnkoherent saçılma.....	12
2.1.2.3 Compton saçılması.....	13
2.1.3 Azaltma katsayıları.....	16
2.1.3.1 Lineer azaltma katsayısı.....	16
2.1.3.2 Kütle azaltma katsayısı.....	17
2.1.3.3 Atomik azaltma katsayısı.....	19
2.1.3.4 Molar azaltma katsayısı.....	19
2.2 μ/ρ , λ ve Z arasındaki ilişki.....	19
2.3 Soğurma kıyıları.....	23
2.4 Karakteristik x-ışınlarının oluşumu ve enerji seviyeleri.....	32
2.5 Işımalı geçişler.....	35
2.6 Flöresans verim ve coster-kronig geçişler.....	35
2.7 Öje olayı.....	39
2.8 X-ışını spektrumlarını incelenmesi.....	41
2.8.1 Koherent pikler.....	41

2.8.2 Compton pikleri.....	42
2.8.3 Karakteristik x-ışını pikleri.....	42
2.8.4 Öje (Auger) pikleri.....	42
2.8.5 Üst-üste binme (pile-up) pikleri.....	43
2.8.6 Kaçak (escape) pikleri.....	43
2.8.7 Satellite çizgileri.....	44
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	45
3.1 Si(Li) dedektörlerinin çalışma prensibi.....	45
3.2 Sayma sistemi.....	47
3.2.1 Yüksek voltaj kaynağı.....	47
3.2.2 Ön yükseltici.....	48
3.2.3 Yükseltici.....	48
3.2.4 Analog-dijital dönüştürücü.....	49
3.2.5 Çok kanallı analizör.....	49
3.3 Dedektör verimi.....	49
3.4 Numunelerin Hazırlanması.....	51
4. ARAŞTIRMA ve BULGULAR.....	52
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	73
KAYNAKLAR.....	77

SİMGELER DİZİNİ

$\bar{a}_x$	Ortalama öje verimi
δ	Sıçrama-farkı
σ_γ	Çift oluşum tesir kesiti
τ/ρ	Fotoelektrik azaltma katsayısı
π/ρ	Çift oluşum katsayısı
μ/ρ	Kütle azaltma katsayısı
σ/ρ	Saçılma azaltma katsayısı
σ_0	İnce yapı sabiti
σ_{ink}	Atoma ait toplam inkoherent-saçılma tesir kesiti
ω_i^x	X tabakasının i alt tabakasına ait flöresans verim
ω_K	K tabakasına ait flöresans verim
Φ_K	K tabakasındaki elektronun bağlanma enerjisi
σ_{koh}	Koherent saçılma tesir kesiti
ϵ_R	Relatif sayma verimi
A	Atom ağırlığı
C_E	Birim zamanda dedektörde sayılan fotonların enerjisi
D	Standart kaynağın parçalanma hızı
λ	Dalgaboyu
E_K	K tabakasından sökülen elektronun kinetik enerjisi
$F(x, Z)$	Atomik form faktörü
$G(E)$	Geometrik faktör
$h\nu$	Foton enerjisi
I_x	X tabakasından yayımlanmış karakteristik x-ışını fotonlarının sayısı
j	Toplam açısal momentum kuantum sayısı
J_K	Soğurma sıçrama-faktörü
K, L, M	Spektral seriler

l	Yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı
μ	Lineer azaltma katsayısı
m_0c^2	Elektronun durgun kütle enerjisi
N	Avogadro sayısı
N_E	Kaynakta bozunma başına E enerjisinde yayımlanmış foton kesri
N_i^x	X tabakasının i alt tabakasındaki ana boşlukların rölatif sayısı
N_K	K tabakasında boşluk meydana gelme hızı
n_x	X tabakasında meydana gelen boşluk sayısı
r_K, r_{LIII}	K ve L_{III} soğurma kıyılarındaki soğurma-sıçrama oranı
s	Spin kuantum sayısı
$S(x, Z)$	İnkoherent saçılma fonksiyonu
θ	Saçılma açısı
Γ	Toplam seviye genişliği
W	Hedefin ağırlık kesri
XRS	X-ışını spektroskopisi
ρ	Yoğunluk
Z	Atom numarası

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Soğurucu ortamın atomlarıyla x-ışınlarının etkileşimi sonucu meydana gelen prosesler.....	5
Şekil 2.2. Fotoelektrik olay.....	6
Şekil 2.3. K, L ve M flöresans verimleri.....	8
Şekil 2.4. Çift oluşum.....	9
Şekil 2.5. Koherent saçılma.....	11
Şekil 2.6. Compton olayı.....	14
Şekil.2.7. dt kalınlığında ince soğurucu bir ortamdan geçen x-ışını şuasının şiddetindeki azalma.....	18
Şekil 2.8. Tipik x-ışını soğurma eğrileri.....	21
Şekil 2.9. Bakır, çinko, alüminyum ve kurşunun x-ışınları soğurma eğrileri.....	22
Şekil.2.10.Süreksizlikler K, L _I , L _{II} ,...soğurma kıyılarını göstermektedir.....	23
Şekil.2.11. Herhangi bir dalga boyu için kütle azaltma katsayıları, daha uzun dalga boylarının tüm soğurma kıyılarındaki fotoelektrik işlemlerin bileşenlerinin toplamıdır.....	26
Şekil 2.12. K, L _{III} ve M _V soğurma kıyılarının dalgaboyları.....	27
Şekil 2.13. Soğurma kıyısı sıçrama-oranı ve sıçrama-farkı.....	29
Şekil 2.14. Elementlerin K soğurma kıyılarını gösteren x-ışınları soğurma eğrileri.....	30
Şekil 2.15. Elementlerin L soğurma kıyılarını gösteren x-ışınları soğurma eğrileri.....	31
Şekil 2.16. Atomda elektron geçişlerinin ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi.....	34
Şekil 2.17. Flöresans olayı ve coster kronig geçişleri.....	38
Şekil 2.18. Öje olayı.....	40
Şekil 2.19. İdeal bi x-ışını spektrumu.....	41
Şekil 3.1. Yarı iletken dedektörün şematik gösterimi.....	46
Şekil 3.2. Sayma sistemi.....	47
Şekil 3.3. Transmisyon geometrisi.....	57
Şekil 3.4.a Ba için saçıcı Nd'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	61
Şekil 3.4.b Ba'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	61
Şekil 3.5.a La için saçıcı Sm'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler.....	62
Şekil 3.5.b La'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	62
Şekil 3.6.a Ce için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	63
Şekil 3.6.b Ce'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	63
Şekil 3.7.a Pr için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	64
Şekil 3.7.b Pr'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	64

Şekil 3.8.a Nd için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	65
Şekil 3.8.b Nd'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	65
Şekil 3.9.a Sm için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	66
Şekil 3.9.b Sm'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	66
Şekil 3.10.a Eu için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	67
Şekil 3.10.b Eu'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	67
Şekil 3.11.a Gd için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	68
Şekil 3.11.b Gd'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	68
Şekil 3.12.a Tb için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	69
Şekil 3.12.b Tb'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	69
Şekil 3.13.a Dy için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	70
Şekil 3.13.b Dy'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	70
Şekil 3.14.a Ho için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	71
Şekil 3.14.b Ho'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	71
Şekil 3.15.a Er için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu.....	72
Şekil 3.15.b Er'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları.....	72

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. X-ışını diyagram ve non-diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri	33
Çizelge 3.1. Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri.....	52
Çizelge 3.2. Hesaplamalarda kullanılan WinXcom programının bilgisayar ekranındaki görüntüsü.....	53
Çizelge 3.3. Origin programından bir kesit.....	54
Çizelge 3.4. Deneysel ve teorik soğurma sıçrama-faktörü (J_K) değerlerinin mukayesesi.....	58
Çizelge 3.5. Deneysel ve teorik sıçrama-oranı (r_K) değerlerinin mukayesesi.....	59



1. GİRİŞ

X-ışını spektroskopisi (XRS) çalışmalarında kullanılan teknikler, genellikle x-ışınlarının soğurulması ya da yayılması esasına dayanmaktadır. Monokromatik bir radyasyon demeti, bir maddeden geçirildiğinde, şiddetinde bir azalma olduğu gözlenir. Madde içerisine giren radyasyon, madde atomları ile çeşitli etkileşimler yaparak enerjisini kısmen ya da tamamen kaybeder. Hedef materyal ister bileşik ister element formunda olsun radyasyon tipi ve enerjisi için kütle azaltma katsayıları ve bu katsayılardan elde edilen soğurma sıçrama-faktörü (jump-factor) ve sıçrama-oranları (jump-ratio) ayırt edici bir özelliktir. Kütle azaltma katsayıları, soğurma sıçrama-faktörü ve sıçrama oranı deneysel olarak ölçülebilen bir nicelik olduğundan mikroskopik fizik sahasındaki bir çok olayın hesaplanmasında ve bir çok alandaki bazı değişimlerin incelenmesinde büyük bir öneme sahiptir. Belirtilen özelliklerin bilinmesi bilimsel araştırmalarda, endüstriyel radyografide, tıbbi fizikte enerji taşıma ve depolamada, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında ve diğer alanlardaki bazı değişimlerin incelenmesine imkan sağlar. Ayrıca, elementlerin özelliklerinin deneysel olarak bulunması, atomların yapısı, yaş tayini, tahribatsız miktar analizleri ve ilaç sanayi ve bilgisayar tomografi gibi birçok uygulama alanında kullanılmaktadır.

Bu çalışmanın amacı, bazı element ve bileşiklerin kütle azaltma katsayıları, soğurma sıçrama-faktörleri ve sıçrama-oranlarının deneysel bir metotla ölçülmesi esasına dayanmaktadır. Verilecek literatür taraması ve özetinden de anlaşılacağı üzere çalışılan element ve bileşikler için kütle azaltma katsayısı, sıçrama-faktörü ve sıçrama-oranları belirtilen element ve bileşikler için ilk defa ölçülmüş deneysel verileri oluşturmaktadır. Bu bağlamda çalışma, orjinal bir nitelik taşımaktadır. Kütle azaltma katsayısı; radyasyonun, birim kütledeki azalma ihtimalinin bir ölçüsü olarak bilinir. Çalışmamızda, özet kısmında bileşiklerdeki belirtilen elementler için kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasında, karışım (mixture) kuralı olarak bilinen bir metot kullanılmıştır. Bu metot bileşik içerisindeki atomları lokalize kabul ederek birbirleriyle etkileşmediklerini kabul eder.

Yapılan çalışmada, kullandığımız bileşiklerdeki elementler için kütle azaltma katsayısı hesaplamalarımızı Karışım kuralına göre yaptık. Mevcut bileşikler için teorik hesaplamalar, karışım kuralını temel alan ve Windows ortamında Gerward (1993) tarafından oluşturulan WinXcom programı ile yapıldı. Çalışmamızın kapsamı içerisinde karışım kuralının geçerliliği de test edilmiştir. Literatürde saf element ve bileşikler için soğurma kıyıları civarında meydana gelen soğurma sıçrama-faktörü ve sıçrama-oranlarıyla ilgili deneysel verilere rastlanmamıştır. Bunun temel nedeni, soğurma tekniği kullanılarak uygun bir metodun geliştirilememesidir. Bu çalışmada ortaya konulan diğer önemli bir etken, literatürde araştırmacılar tarafından özellikle lantanit grubuna ait elementlerle ilgili sıçrama-faktörleri ve sıçrama-oranlarının ölçülmemesidir. Bu çalışma lantanit grubuna ait elementler de çalışılarak literatüre yeni değerler kazandırmak da amaçlanmıştır.

Saloman *et al.* (1988) tarafından sunulan bir görüşe göre, elementlerin x-ışını kütle azaltma katsayılarının teorik değerleri ile deneysel olarak ölçülen değerlerin geçerliliğinin test edilmesi gerekliliği vardır. Gerward (1993) özellikle bu noktadaki eksikliği işaret etmiştir. Manninen *et al.* (1988), Mason (1978)'un bir çalışmasından esinlenerek, çizgi şekillerini belirlemek için geniş bir çizginin daraltılması metodunda inkohherent olarak saçılmış tek enerjili çizginin geniş bir enerji dağılımını ortaya koymasının avantajını gözönüne alarak soğurma-sıçrama oranını ölçmek için basit ve güvenilir bir metot geliştirdi. Ouspeh *et al.* (1982) tarafından da tavsiye edilen soğurma kıyısının her iki kenarındaki çizgileri baz alarak radyoaktif bir kaynak vasıtasıyla soğurma sıçrama-oranı ölçmek uygun bir metottur. Bazı araştırmacılar çeşitli elementlere ait, kütle azaltma katsayılarını Singh *et al* (1989) ve Kerur *et al.*(1993), fotoelektrik tesir kesitlerini Kurucu vd (1994) ve Erzeneoğlu vd (1995) farklı enerjiler için deneysel olarak ölçmüşlerdir. Bu farklılıkları araştırmak için, yeni geliştirilmiş, yüksek ayırma gücüne ve sayma verimine sahip olan dedektörler ile belirtilen parametrelerin yeniden ölçülmesi gerekmektedir. Düşük enerjiler için, kolime edilmiş x-ışını tüpleri ve siklotron kaynakları oldukça yaygın kullanılmaktadır (Parthasaradhi *et al.* 1988). Bununla beraber, yüksek enerjilerde genellikle radyoaktif kaynaklar kullanılmaktadır (Canada *et al.* 1977, Ouspeh *et al.* 1982). Bu kaynakların sınırlı olmasına rağmen, diğer bazı metotlar, Poehn *et al.* (1985) ve Ayala *et al.* (1996) atom

numarası büyük olan elementler için sıçrama oranlarının ölçülmesine imkan vermektedir. Bazı araştırmacılar, kimyasal etkileri dikkate alarak çeşitli elementlere ve onların bileşiklerine ait kütle azaltma katsayılarını Kerur *et al.* (1991) ve Kerur *et al.* (1994), fotoelektrik tesir kesitlerini Chandra *et al.* (1989) ve Büyükkasap, E., (1998), deneysel olarak ölçmüşlerdir. Yapılan bu ölçümlerde numuneleri uyarmak için x-ışını tüpü, farklı enerjili radyoizotop kaynaklar ve ikincil uyarıcılar kullanılmış ve elde edilen değerler çizelgeler halinde verilmiştir (Hubbell *et al.* 1994, Saloman *et al.* 1988). Bazı araştırmacılar da μ/p 'nın hesaplanmasında önemli parametrelerden biri olan fotoelektrik tesir kesitlerini farklı enerjiler için teorik olarak hesaplamış ve çizelgeler halinde sunmuşlardır (Storm *et al.* 1970, Hubbell *et al.* 1995). Angelone *et al.* (2001), Karbon ve Kurşun arasındaki seçilen 22 farklı saf element için 13-50 keV'lik enerji aralığında kütle azaltma katsayılarını deneysel ve teorik olarak hesaplamışlardır. Roy *et al.* (1997), ağır elementlerin soğurma kıyılarına yakın olan 43 ve 59,5 keV foton enerjilerinde atom numarası $41 \leq Z \leq 92$ arasında seçilen saf elementler için kütle azaltma katsayılarını ölçerek fotoelektrik tesir kesitlerini tayin etmişlerdir. Budak vd (1999), atom numarası $40 \leq Z \leq 52$ arasında seçilen Nb, Mo, Ag, In, Sn ve Te saf elementleri için öncelikle toplam kütle azaltma katsayılarını, toplam ve fotoelektrik saçılma tesir kesitlerini farklı bir metotla ölçmüşlerdir.

Çalışmamızın birinci kısmında; transmisyon geometrisi kullanılmak suretiyle Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Tb elementleri ve Gd (foil), Dy (foil), Ho (foil) ile Er (foil) saf elementleri soğurucu olarak kullanıldı. Burada ikincil uyarıcı olarak alüminyumdan Compton saçılmaya uğrayan fotonların enerjisi kullanıldı.

Çalışmamızın ikinci kısmında; aynı geometride Ba ve La elementleri soğurucu olarak kullanılmış ve mevcut bu soğuruculardan sırasıyla, NdO ve Sm₂O₃ bileşiklerindeki Nd ve Sm elementlerinin karakteristik x-ışınları kullanılmıştır. Numunelerin uyarılmasında ²⁴¹Am halka kaynaktan, yayımlanan γ -ışınları primer şua olarak kullanılmıştır. Elde edilen değerler hesaplanan teorik değerlerle karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. X-ışınlarının Madde ile Etkileşmesi

Bir x-ışını şuaşı maddeyi geçerken x-ışını fotonları ve ortamın fotonları arasındaki etkileşmelerin kompleks bir sonucu olarak şiddetinde bir azalma veya zayıflama olur. Böyle soğurma etkileri X-Ray Flöresans (XRF) analizlerinde büyük öneme sahiptir. Soğurulmaların derecesi numune kompozisyonunun bir derecesidir ve genellikle numunelere ve standartlara göre farklılık gösterecektir. Bu nedenle soğurma olayını iyi anlamak ve soğurma etkilerini düzeltmek gerekir.

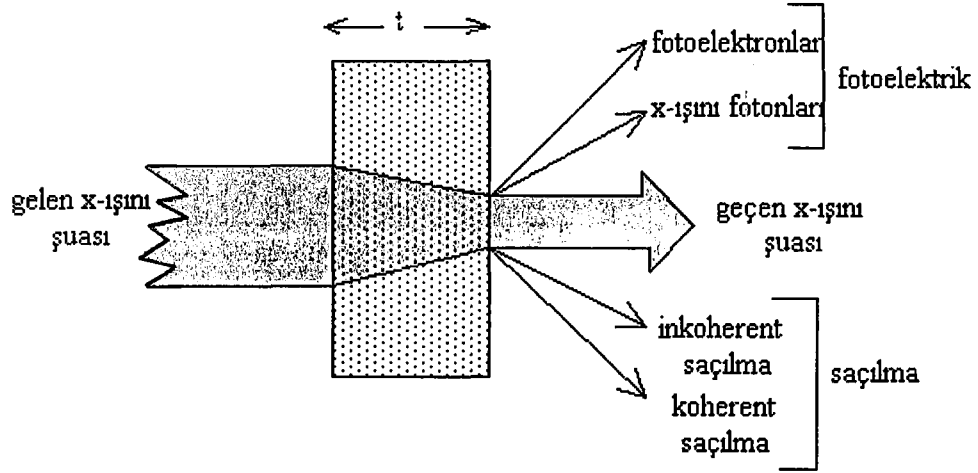
X-ışınları madde ile etkileştiğinde ya

- i- fotoelektron yayınlanması (ya da öje elektronları)
- ii- soğurucu atomların karakteristik x-ışınlarının yayınlanması (yani ikincil flöresans)

şeklinde fotoelektrik olarak soğurulabilirler. Ya da

- i- koherent
- ii- inkoherent olarak saçılabilirler.

Genel olarak, x-ışınlarının madde ile etkileşmesini soğurma ve saçılma olarak iki grup altında toplayabiliriz.



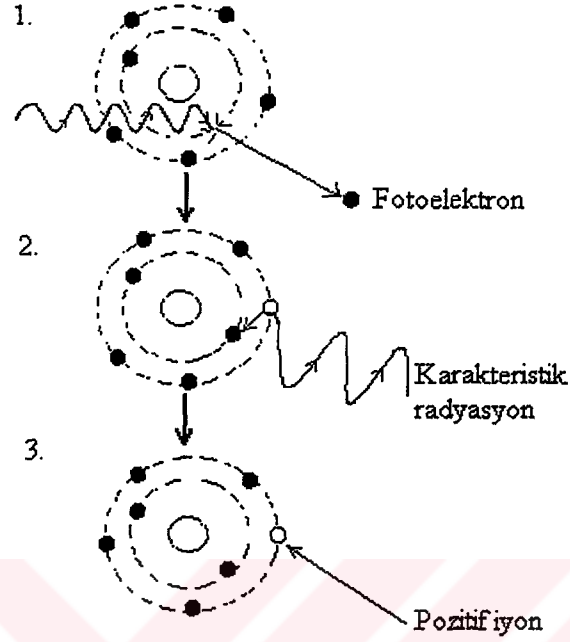
Şekil 2.1. Soğurucu ortamın atomlarıyla x-ışınlarının etkileşimi sonucu meydana gelen prosesler

2.1.1. Elektromagnetik radyasyonun soğurulması

Elektromagnetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelmesi ihtimali gelen foton enerjisiyle değişmektedir. Fotoelektrik olayı 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında daha etkindir. Çift oluşum olayı ise 1,02 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi ile meydana gelme ihtimali artar.

2.1.1.1 Fotoelektrik etki ve flöresans ışıması

Fotoelektrik soğurma, dedektör kristalinin ilk elektronları ile gelen gama ışınlarının etkileşmesi sonucu olur. Bu etkileşim sırasında gama ışınının bütün enerjisi kaybolur fakat bu enerji tamamen ikincil elektronlara kinetik enerji olarak aktarılmaz. Bir kısmı elektronu uyarmak için kullanılır. Fotoelektrik soğurmadan sonra bu sınır enerjiye yakın enerjide x-ışınları yayınlanır. Bu x-ışınlarının soğurulması ve ikincil elektronların kinetik enerjilerine dönüşmeleri bir anlamda kayıp enerjiyi geri çağırmak olacaktır.



Şekil 2.2. Fotoelektrik olay

Teorik olarak artık fotonların enerjisinin bir kısmı, geri tepen atomların kinetik enerjisine geçer ancak bu ihmal edilebilir. Diğer yandan, geri tepen atom tarafından taşınan momentum önemlidir. Bu sayede momentumun serbest bir elektron tarafından fotoelektrik etki ile dönüştürülemeyeceği gösterilebilir. Bu yüzden fotoelektrik etki için kullanılacak elektronların atoma bağlılığı şarttır.

K tabakasından sökülen bir elektronun kinetik enerjisi,

$$E_K = E - \Phi_K \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada E, gelen fotonun enerjisi, Φ_K ise K tabakasındaki elektronun bağlanma enerjisidir. Fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimali o kadar büyüktür. Fotonun enerjisi, bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimali azalır.

İyonizasyon enerjisiyle karşılaştırıldığında, çok daha yüksek enerjili olan fotonlar için elektron, göreceli olarak çok zayıf bağlı olacağından, fotoelektrik etki neredeyse imkansızdır. Buradan bağlanma enerjisindeki maksimumdan sonra fotoelektrik ışıyım fotonun enerjisinin artmasıyla hızlı bir düşüşe geçer. Düşük atom numaralı (Z) elementlerin bağlanma enerjileri de düşük olduğundan fotoelektrik etki burada bahsettiğimiz fotonlar için güçsüz kalır. Z arttıkça bağlanma enerjisi de artar ve böylece fotoelektrik etki de artar. Çok sıkı bağlı olduklarından K kabuğundaki elektronlar fotoelektrik etki için en önemli olanlardır.

K tabakasında oluşturulan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki yörünge arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik x-ışını olarak adlandırılır. Oluşan karakteristik x-ışını fotonu, atomu her zaman terk etmez. Bu foton atomun dış tabakalarındaki elektronlardan birisi tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger (öje) olayı sökülen elektrona da öje elektronu denir.

Herhangi bir tabakada oluşturulan bir boşluğun, karakteristik x-ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaline o tabakaya ait flöresans verim, öje elektronu yayımlanarak doldurulması ihtimaline de o tabakaya ait öje verimi denir. Flöresans verim artan atom numarasıyla artarken öje verimi azalır.

Öje olayından dolayı, verilen bir seride çizgiler ilgili yörüngede meydana getirilen boşluk sayısından beklenen kadar şiddetli değildir. K flöresans verim veya K karakteristik foton verimi w_K , K serisinde birim zamanda yayımlanan bütün çizgilere ait foton sayısının, aynı zamanda K kabuğunda meydana gelen boşluk sayısına oranıdır. O halde,

$$w_K = \frac{\sum (n_K)_i}{N_K} = \frac{n_{Ka_1} + n_{Ka_2} + n_{K\beta_1} + \dots}{N_K} \quad (2.2)$$

N_K : K kabuğunda boşluk meydana gelme hızı.

$(n_K)_i$ ise spektral çizgi frekansının yayımlanma hızıdır.

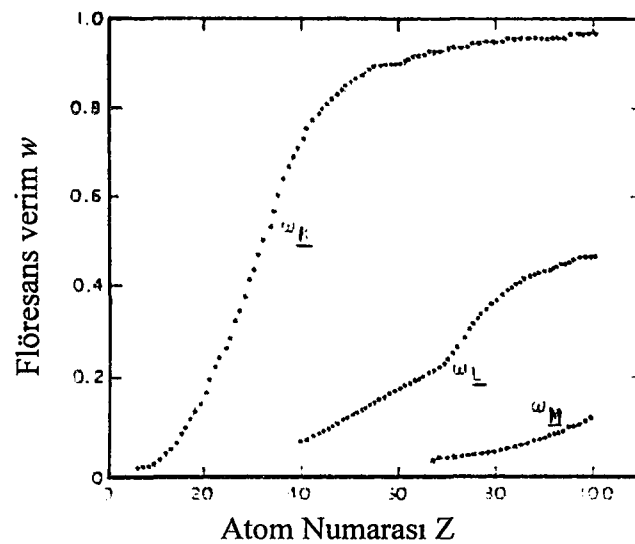
w_L ve w_M 'de benzer şekilde tanımlanır. Öje verimi veya öje elektron verimi, öje elektronu sayısının aynı zamanda meydana gelen boşluk sayısına oranı olup $1-w$ 'ya eşittir. Bu iki olayın meydana gelme ihtimalleri toplamı bire eşittir. Öje olayı olmasaydı w_K daima bir olurdu. Flöresans verimi yaklaşık olarak

$$w = \frac{Z^4}{(A + Z^4)} \quad (2.3)$$

ile verilmektedir. Burada Z atom numarası, A ise K ve L x-ışınları için karşılıklı olarak yaklaşık 10^6 ve 10^8 değerinde sabittir. Daha uygun bir ifade,

$$\left(\frac{w}{1-w} \right)^{1/4} = A + BZ + CZ^3 \quad (2.4)$$

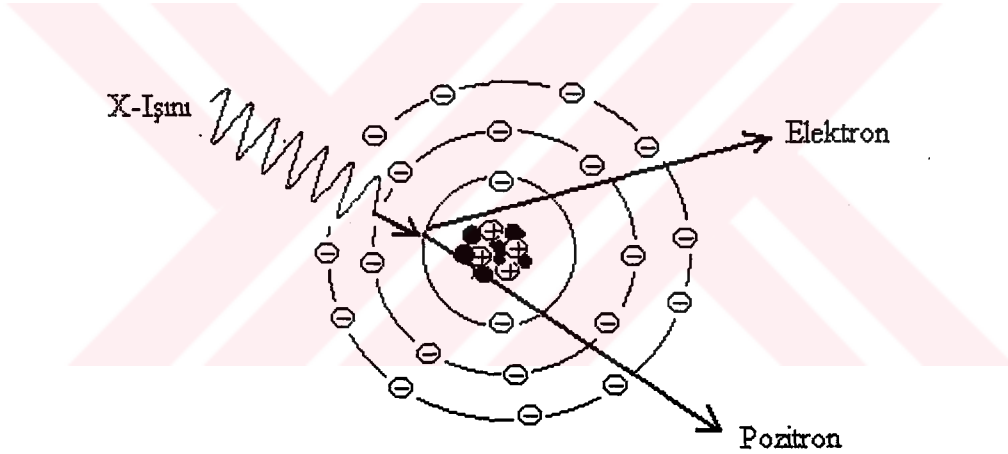
şeklindedir. Burada A, B ve C flöresans serilerden herbiri için farklı değerleri bulunabilen sabitlerdir.



Şekil 2.3. K, L ve M flöresans verimleri

2.1.1.2 Çift Oluşumu ve yok olması

Çift oluşum işlevinde gelen gama ışını çekirdeğin yakınında elektron-pozitron çifti üretecek şekilde yok olur. Gama ışınının bu olaydan sonra ortaya çıkan enerjisi, üretilen elektron-pozitron çiftinin kinetik enerjisi olur. Daha sonra pozitron, elektronla çarpışarak birbirlerini yok eder ve iki tane 0,511 MeV'lik gama ışını üretirler. Bunlarda enerjilerinin tamamını ya da bir kısmını dedektör kristalin içinde Compton saçılması ve/veya fotoelektron soğurması ile kaybederler. Bundan dolayı çift oluşumu yoluyla etkileşen orijinal gama ışını enerjisinin tamamını ya da tamamından 1,02 MeV'lik daha az enerjili ikinci parçacıklara aktarabilir.



Şekil 2.4. Çift oluşumu

Çift oluşumun,

$$2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

gibi bir enerji eşiği vardır. Etkileşim bu enerjinin altında gerçekleşmez. Fotoelektrik etki gibi çift oluşum da boş uzayda gerçekleşmez. Momentumun korunumundan dolayı, ancak yüklü bir parçacığın elektrik alanında olmalıdır. Böylece yüklü parçacık momentumun bir kısmını alabilir. Bu alanı atomik elektronlar da çekirdekler de sağlayabilir. Eğer elektronlar kullanılırsa, geri tepen enerji fazla olur ve böyle bir işlem

için sınır da ikiye katlanır. Atomik elektronlar sebebiyle üretilen çiftler Z 'ye bağlı olarak artarlar. Ancak bizim incelediğimiz enerji aralığında bu işlem çekirdek ile yapılırsa çift üretimi Z^2 ile artar. Yüksek enerjili fotonlar için iyi bir yaklaşım Z 'yi Z^2 'ye eklemek ve atomik elektronları da ışın içine katmaktır. Daha düşük enerjilerde bu olmaz. Çünkü çekirdek ile elektronun eşik enerjileri farklıdır.

Çift oluşumu tesir kesiti,

$$\sigma_p = \sigma_0 \cdot Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z)^{-1/3} - \frac{2}{27} \right] \quad (2.6)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada ,

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 5,796 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \quad (2.7)$$

değerinde bir sabittir (Siegbahn, 1974). Görüldüğü gibi çift oluşumu tesir kesiti Z^2 ile orantılı olarak değişmektedir.

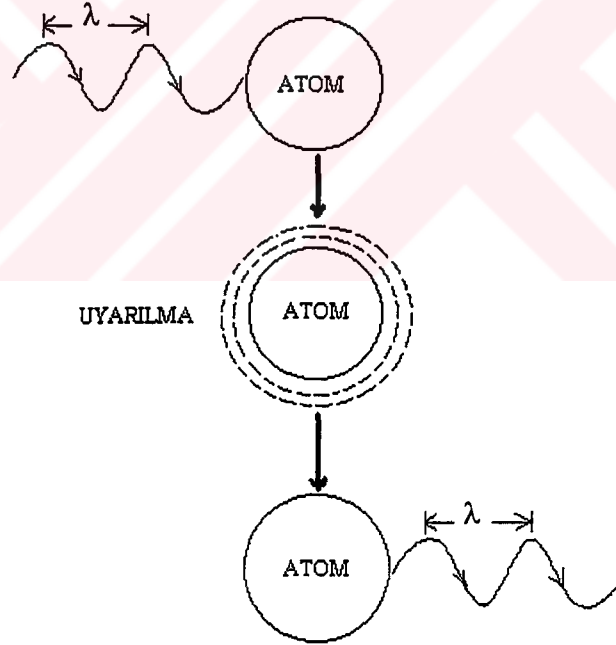
Ancak bilindiği gibi elektronları tam etkileştikleri anda ya da onları etkileşmeden ölçmek imkansızdır. Bu yüzden ikincil elektronlara ne olduğu önemlidir. Elektron maddeden geçerken her biri, açıda küçük değişiklikler yaratabilecek olan bir çok Coulomb kuvvetine maruz kalır. Soğurucu bir madde içinde elektronun durdurulmasıyla gelen fotonun bütün enerjisinin ölçülmesi konusunda sadece elektron ve pozitronun soğurulmasının yeterli olmayacağını bilmek gerekir, eğer tam bir enerji değeri elde edilmek isteniyorsa bunlara ek olarak ikinci Bremsstrahlung ışınlamından oluşan enerji kaybı pozitronun yok olmasından sonra ortaya çıkan iki 0,511 MeV'luk fotonların da hesaba katılması gerekir. Enerjiyi belirlemek için kullanılacak alternatif bir yol ise elektronların Coulomb saçılmasındaki açılarını ölçmektir.

2.1.2. Elektromagnetik radyasyonun saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılmayı, saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent saçılma olarak iki grupta toplayabiliriz.

2.1.2.1. Koherent saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı olmadan meydana gelen saçılmaya koherent saçılma denir. Bu saçılmada gelen foton ile saçılan foton arasında bir korelasyon mevcuttur.



Şekil 2.5. Koherent saçılma

- 10 keV'in altındaki düşük enerjili x-ışınları, madde ile klasik saçılma şeklinde etkileşirler.
- Gelen foton hedef atomunu uyarır ve elektronları vibrasyona uğratar.
- Uyarılan elektron fazla enerjisini aynı dalga boyu ve enerjide foton olarak salar.

- Sonuçta herhangi bir enerji transferi ya da iyonizasyon gözlenmez, sadece radyasyonun yönü değişmiş olur.

Atom başına koherent saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_{koh} = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_T(\theta) [F(x, Z)]^2 \quad (2.8)$$

$$= \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2 \theta) [F(x, Z)]^2 d(\cos \theta) \quad (2.9)$$

ile verilmektedir (Hubbel, J. H., Veigele, W. J. 1975). Burada σ_T , toplam Thomson saçılma tesir kesiti; θ saçılma açısı; $F(x, Z)$, atomik form faktörü, x ise dalga boyu ve açığa bağlı bir parametredir.

Koherent saçılma, Thomson, Delbrück, Rayleigh, ve Nükleer Rezonans saçılmaları olarak sınıflandırılabilir.

2.1.2.2. İnkoherent saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkoherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalgaboyları ve fazları birbirinden farklıdır.

Atoma ait toplam saçılma tesir kesiti

$$\sigma_{ink} = \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} d\sigma_{KN}(\theta) S(x, Z) \quad (2.10)$$

ile verilir (Hubbel, J. H., Veigele, W. J. 1975). Burada $d\sigma_{KN}(\theta)S(x,Z)$, Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti $S(x,Z)$ ise inkoherent saçılma fonksiyonudur.

İnkoherent saçılma olarak bilinen üç tip saçılma vardır. Bunlar Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılmasıdır. Bunların arasında en etkin olanı Compton saçılmasıdır.

2.1.2.3. Compton saçılması

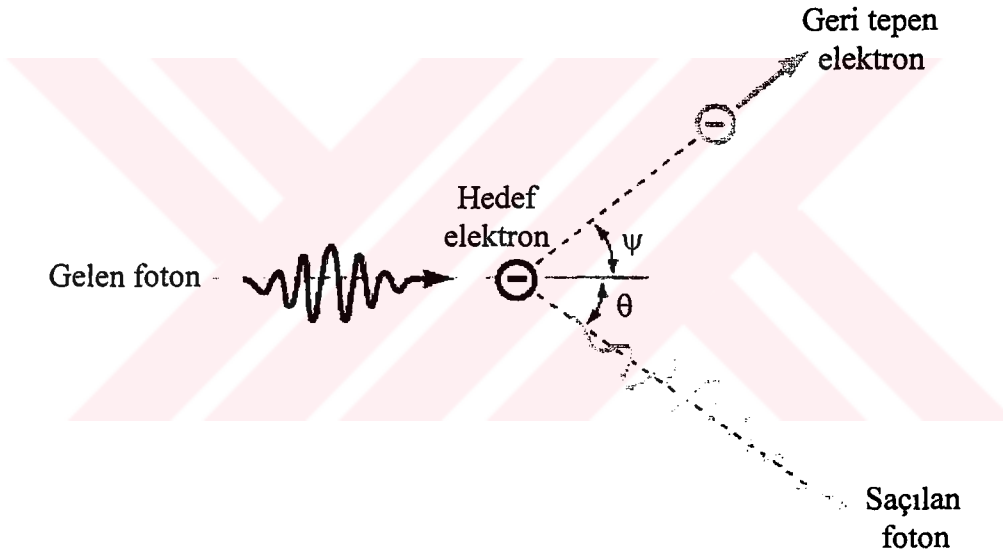
Compton saçılması, gelen fotonun çok zayıf olarak bağlı yada serbest bir elektronla inkoherent çarpışmasıdır. Gelen ve saçılan fotonlar arasında bir enerji farkı vardır. Yani, gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak bulunur. Kısaca Compton olayı, fotondan elde edilen enerji yanında atomik bağlanma enerjisinin ihmal edildiği durumlarda, bir fotonun başlangıçta durgun ve serbest olan veya olduğu kabul edilen bir elektrondan inkoherent olarak saçılması olarak bilinir.

- Compton saçılmasında atomdan sökülen elektrona Compton elektronu denir.
- Elektronun boşalan yeri dış yörüngedeki bir başka elektron tarafından doldurulurken karakteristik radyasyon ortaya çıkar.
- Başlangıç fotonu elektron tarafından saptırılır ve başka bir yöne saçılan radyasyon olarak yoluna devam eder.
- Etkileşim iyon çifti meydana getirir.
- Fotonda kalan enerjiyi iki faktör belirler; biri başlangıç enerjisi, diğeri ise sapma açısıdır.
- Dar açılı sapmada foton başlangıç enerjisini hemen hemen korur, diğer durumda da enerjinin büyük kısmını kaybetmez.

Compton saçılmanın oluşma ihtimali şöyle sıralanabilir.

1. Compton saçılmasında yayınlanan fotonun dalgaboyu ile hedefin atom numarası arasında bir ilişki mevcut değildir.
2. Bu etkileşim hedefin yoğunluğu ve radyasyonun enerjisi ile ilgilidir.
3. Foton enerjisi artıkça Compton saçılma ihtimali azalmaktadır.

Şekil 2.6'da görüldüğü gibi $h\nu$ enerjili bir foton durgun kütlesi m_0 olan bir serbest elektron ile çarpıştığı zaman etkileşme, fotonun $h\nu'$ ($h\nu' < h\nu$) enerjisiyle ilk doğrultusu ile ψ açısı yapacak şekilde saçılması, elektronun ise K_e enerjisi ve θ açısı ile saçılması şeklinde olur.



Şekil 2.6. Compton olayı

Momentumun ve enerjinin korunumu kanununa göre saçılan fotonun enerjisi

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0 c^2} \right) (1 - \cos \theta)} \quad (2.11)$$

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

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

$$T = \frac{\alpha E(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.12)$$

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

$$T_m = \frac{E}{1 + \frac{1}{2\alpha}} = \frac{E}{1 + \frac{1}{2} \frac{m_0c^2}{E}} \quad (2.13)$$

ifadesi yazılabilir.

Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemedir. θ ve ψ arasındaki bağıntı

$$\cot\theta = (1 + \alpha)\tan\frac{\psi}{2} \quad (2.14)$$

ifadesi ile verilir. Burada E , gelen fotonun enerjisi ve $\alpha = E/m_0c^2$ 'dir. m_0 , elektronun durgun kütlesi ve m_0c^2 ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

Geri tepen elektronun kinetik enerjisi şu ifade ile verilir.

$$E'_k = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (2.15)$$

Görüldüğü gibi maksimum enerji kaybı geriye doğru saçılmada olur (örneğin $\theta = 180^\circ$). $E \gg 1$ (örneğin $\gg 0.511$ MeV) için son enerji, gelen enerjiden bağımsız olarak, $1/2$ 'den

çok uzak değildir (örneğin 0,255 MeV). Ayrıca genellikle fotonun tek bir Compton etkileşmesiyle enerjisinin tamamını kaybetmeyeceğini de unutmamak gerekir.

2.1.3. Azaltma katsayıları

2.1.3.1. Lineer Azaltma Katsayısı

Bir fotonun (x-ışını, gamma ışını, bremsstrahlung, vs.) belli bir enerjide bir Z atom numaralı madde tabakasından geçerken soğurulma veya saçılmaya uğrama olasılığı, lineer azaltma katsayısı μ (cm^{-1}) cinsinden nicel olarak ifade edilebilir. μ , maddenin değişebilen yoğunluğu ρ (g/cm^3)'e bağlı olduğundan, büyüklüğü genellikle yoğunluğa bağımlılığın bertaraf edildiği μ/ρ (cm^2/g) kütle azaltma katsayısı ile ifade edilir.

Soğurucu bir madde, dt kalınlığında sonsuz ince bir tabakasını gözönüne alalım. I_0 şiddetinde monokromatik x-ışını şuarı dt kalınlığını geçerken dI kadar azaldığını farzedelim. dI şiddetindeki azalma dt soğurucu kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI \propto -I dt \quad (2.16)$$

$$dI = -\mu I dt \quad (2.17)$$

Burada $\mu(\text{cm}^{-1})$, lineer azaltma katsayısı olarak adlandırılan ve birim yüzeyde birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesrine denir. Ya da birim yüzeye gelen enerjinin birim kalınlıkta azaltılma kesri olarak tanımlanan orantı katsayısıdır. Bu nicelik, atom numarasına (Z) ve foton enerjisine (E) bağlıdır. Bağlıdaki negatif işaret kalınlık arttıkça şiddetin azalacağını ifade etmektedir. μ fotoelektrik ve saçılma işlemlerinin etkilerini içerir.

$$\mu = \tau + \sigma \quad (2.18)$$

$$\text{Buradan} \quad dI/I = -\mu \cdot dt \quad (2.19)$$

İfadesinin sonlu t kalınlığı üzerinden integral alınarak

$$\ln I \int_{I_0}^I = -\mu t \int_t^0 \quad (2.20)$$

$\ln I = -\mu t + c$ olur ve $c = \ln I_0$ alınır

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu t \quad (2.21)$$

ya da

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.22)$$

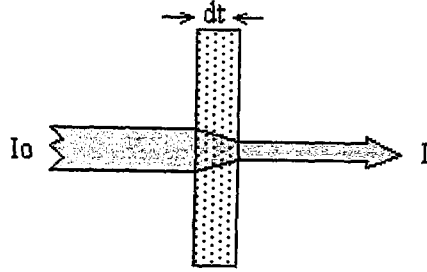
“Lambert Beer” kanunu olarak bilinen ifade elde edilir.

2.1.3.2. Kütle azaltma katsayısı

Azaltılmanın derecesi verilen bir sistemin yol uzunluğuna bağlı olduğu gibi azaltıcı ortamın yoğunluğuna da bağlıdır. Örneğin sıvı cıvanın 1mm uzunluktaki azaltılması aynı uzunlukta gaz cıvanın azaltılmasından daha büyüktür. Bu nedenle, azaltıcının kalınlığını ifade etmek için kütle azaltma katsayısını yoğunluk ve lineer kalınlık olarak yani ρt gibi ifade etmek çok daha uygundur. Kütle azaltma katsayısı birim alanda birim kütle başına düşen azaltmayı yada alınan enerji kesrini verir. Bu tanıma göre azaltma denkleminin aşağıdaki gibidir.

$$I = (I_t) = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho t} \quad (2.23)$$

Kütle azaltma katsayısı μ/ρ (cm^2/g), kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Sadece dalga boyu (enerji) ve atom numarasının bir fonksiyonudur. Ayrıca μ/ρ , bileşikler, çözeltiler ve karışımlar için muhtevaya ait değerlerden hesaplanabilirler. Bu durumda μ/ρ ; bileşiği teşkil eden elemanların azaltma



Şekil.2.7. dt kalınlığında ince soğurucu bir ortamdan geçen x-ışını şuasının şiddetindeki azalma

katsayılarının ağırlıklı ortalamalarıdır. Hedefin ağırlık kesirleri $W_1, W_2, \dots$ ise bunlara karşılık $\mu_1/\rho_1, \mu_2/\rho_2, \dots$ hesap edilirse toplam kütle azaltma katsayısı;

$$\mu/\rho = W_1(\mu/\rho)_1 + W_2(\mu/\rho)_2 + \dots \quad (2.24)$$

ile bulunabilir.

X-ışınlarının toplam azaltma katsayıları hesaplanırken ışınların sadece yutulup soğurulmasından değil maddeyi geçerken saçılmadan ve çift yaratılmadan dolayı şiddetlerindeki azalmalar da dikkate alınmalıdır.

$$\mu/\rho = (\tau/\rho) + (\sigma/\rho) + (\pi/\rho) \quad (2.25)$$

μ/ρ , toplam azaltma katsayısını; τ/ρ , fotoelektrik azaltma katsayısını; σ/ρ , saçılma azaltma katsayısını ve π/ρ ise çift oluşum katsayısını ifade eder.

2.1.3.3. Atomik azaltma katsayısı

Birim alanda atom başına düşen azaltmayı verir.

$$\mu_a = (\mu/\rho)(A/N) = \mu/n \text{ (cm}^2\text{/atom)} \quad (2.26)$$

Burada A, atom ağırlığı, N Avogadro sayısı, $n = N/\rho A$ 'dır.

Atomik azaltma katsayısı, kütle azaltma katsayısı cinsinden,

$$\mu_a = \mu_k(M/N) \text{ (cm}^2\text{/mol)}$$

şeklinde verilir. Atomik azaltma katsayısı şuanın bir atom ile etkileşme ihtimalinin bir ölçüsüdür.

2.1.3.4. Molar azaltma katsayısı

Birim alanda mol başına düşen azaltmadır.

$$\mu_{\text{mol}} = (\mu/\rho)M \text{ (cm}^2\text{/mol)} \quad (2.27)$$

Burada M elementin atomik kütlesidir.

2.2 μ/ρ , λ ve Z Arasındaki İlişki

Kütle azaltma katsayısı maddenin bir özelliğidir. Herhangi bir dalga boyunda her madde ve her dalga boyu için farklıdır. Herhangi bir element için azaltma ve dalga boyu arasındaki ilişki, dalga boyuna karşı kütle azaltma katsayısının logaritmik olarak çizilen bir eğri ile en iyi şekilde ifade edilir. Verilen bir dalgaboyunda, $(\mu/\rho)_Z$; element ne kadar büyük olursa azaltma gücü o oranda büyüyeceği için Z ile artacaktır. Verilen bir element için $(\mu/\rho)_\lambda$; dalgaboyu uzadıkça x-ışınları enerjileri ve giricilikleri azalacağı

için dalgaboyuyla artacaktır. Şekil 2.8 ve 2.9 bir kaç element için x-ışınları azaltma eğrilerini gösterir ve bu azaltma eğrileri yukarda söylediklerimizi teyit eder, ayrıca soğurma kıyılarının uzağında anlam kazanır.

Kalayın (μ/ρ) 'su kalayın soğurma kıyısına kadar $(\lambda_{Sn \text{ Kabs}})$ dalga boyuyla düzenli olarak artar ve bu noktada keskin bir şekilde düştükten sonra tekrar düzenli bir şekilde artma eğilimi gösterir. Kurşunun soğurma kıyısının $(\lambda_{Pb \text{ Kabs}})$ altında (μ/ρ) kalay örneğinde olduğu gibi atom numarasıyla artar. Ancak, kurşun L_{III} alt tabaka soğurma kıyısının $(\lambda_{Pb \text{ LIIIabs}})$ hemen üstünde Bakır ve Çinkonun azaltması Kalay ve Kurşundan daha büyüktür ve bu noktada Kalay ve Kurşun artık bir azaltma meydana getirmez. (μ/ρ) uzun dalga boylarında tedrici olarak azalır. Kütle azaltma katsayısı, atom numarası ve dalga boyuna bağlı olarak basit bir şekilde tahmin edilemez.

Toplam soğurmayı oluşturan, fotoelektrik soğurma, saçılma ve çift oluşum gibi üç olaydan bahsedebiliriz. X-ışınları dalgaboyu aralığında çift oluşum gözlenmez ve fotoelektrik soğurma saçılmadan daha baskındır. Sonuç olarak μ/ρ , yaygın bir şekilde fotoelektrik soğurma τ/ρ ile de ifade edilebilir. τ/ρ katsayısı, atomik seviyelerin her birinde oluşan fotoelektrik etkileşmelerin meydana getirdiği bir serinin toplamıdır.

$$(\tau/\rho)_\lambda = \sum (\tau/\rho)_{\lambda,i} = (\tau/\rho)_{\lambda,K} + (\tau/\rho)_{\lambda,L_I} + (\tau/\rho)_{\lambda,L_{II}} + (\tau/\rho)_{\lambda,L_{III}} + (\tau/\rho)_{\lambda,M_I} + \dots \quad (2.28)$$

$(\tau/\rho)_\lambda$; dalgaboyunda fotoelektrik kütle azaltma katsayısıdır ve $(\tau/\rho)_{\lambda,i}$ i. seviyedeki elektronlar için dalgaboyundaki fotoelektrik kütle azaltma katsayısıdır. Dalgaboyunun artması τ/ρ 'da keskin bir düşüşe sebep olur. Soğurma kıyıları arasındaki ifade

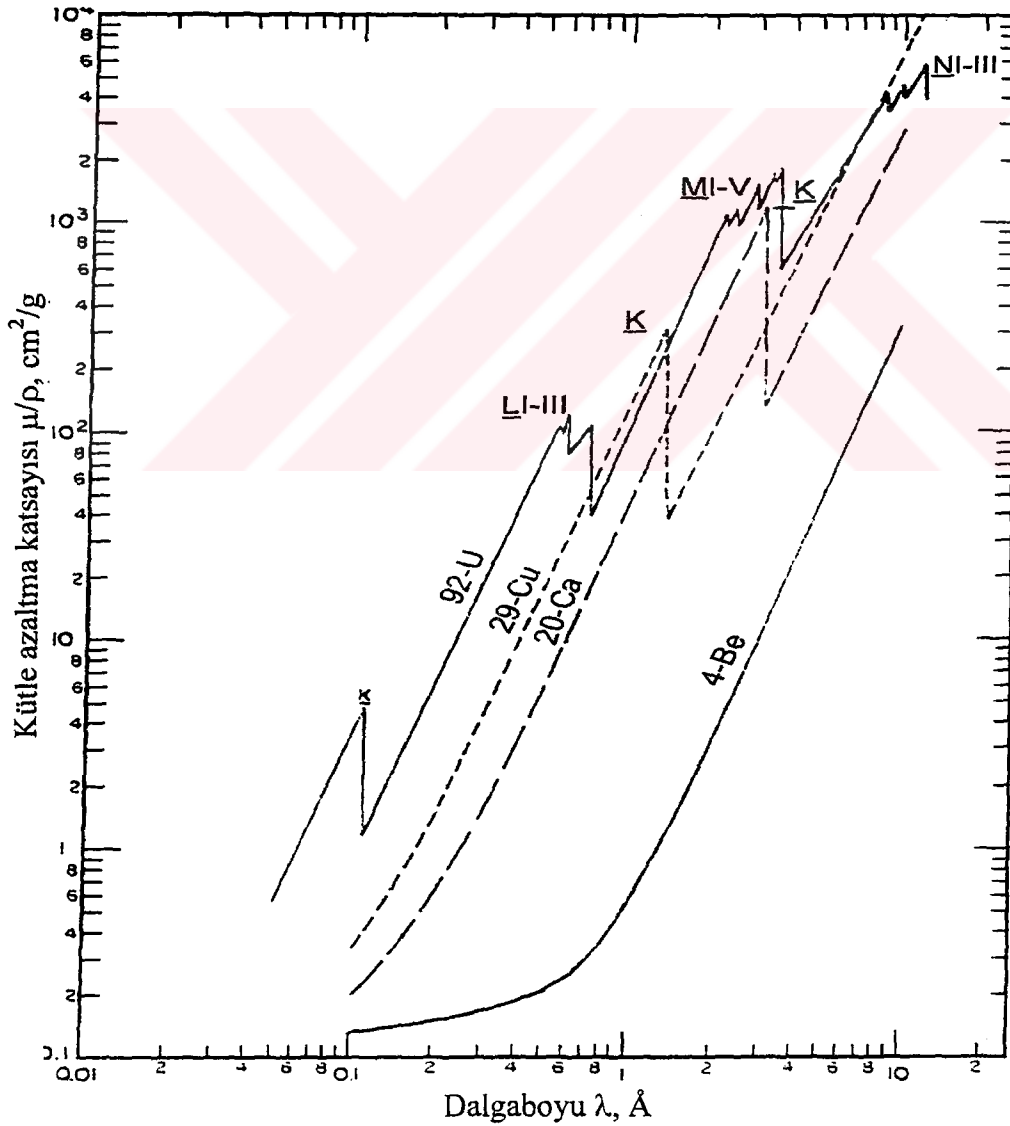
$$\tau/\rho = K' (N/A) Z^4 \lambda_{cm}^3 \quad (2.29)$$

ile gösterilir. Burada K' her bir soğurma kıyısındaki değişiklikleri gösteren bir sabittir. N Avogadro sayısı (atom/mol), A atom ağırlığıdır (g/mol), Z atom numarası, λ

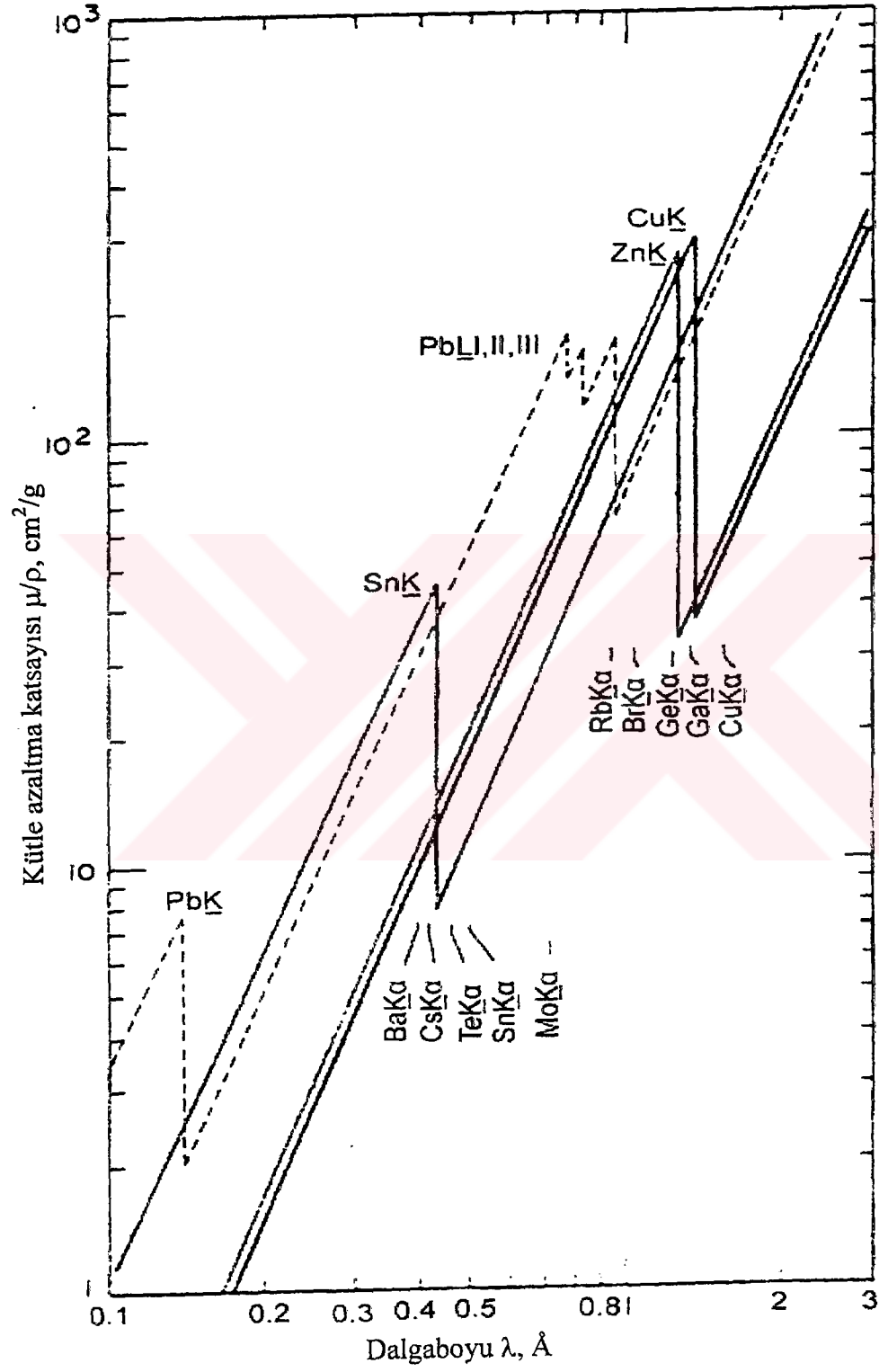
dalgaboyudur. O halde N/A , gram başına atom ağırlığıdır. Verilen herhangi bir madde için N/A sabittir ve K' ile birleştirilebilir. Bu haliyle Bragg-Pierce kanunu,

$$\mu/\rho = KZ^4\lambda^3_{\text{cm}} \quad (2.30)$$

ifadesi ile verilir. K her soğurma kıyısında değişir ve her soğurma kıyısı için ayırt edici bir özelliktir. Böylelikle λ 'ya karşı μ/ρ grafiği logaritmik olarak çizildiğinde, kıyılar arasındaki eğrinin kısımları ($K, L, M, \dots$) lineerdir ve birbirlerine paraleldir.



Şekil 2.8. Tipik x-ışını soğurma eğrileri



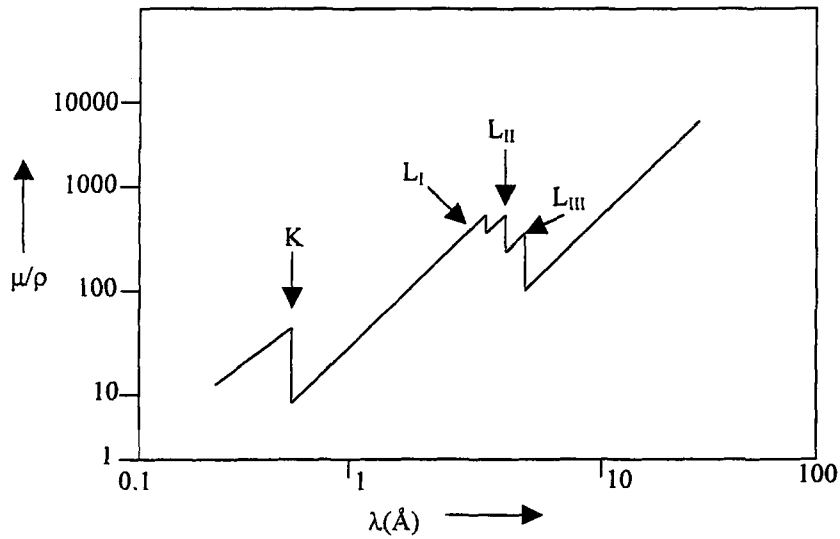
Şekil 2.9. Bakır, çinko, alüminyum ve kurşunun x-ışınları soğurma eğrileri

2.3. Soğurma Kıyıları

Herhangi bir element veya bileşiğin kütle soğurma katsayısı, soğurulan x-ışınlarının enerjileri veya dalga boylarıyla değişir. Eğer μ seçilen herhangi bir soğurucu için dalga boyuna karşı grafiği çizilirse beklenildiği gibi daha uzun veya yumuşak dalga boyuna doğru genel bir artış gösterecektir. Bunun yanısıra değişim sürekli değildir ve bunun yerine soğurma kıyısı olarak adlandırılan seri halde ani süreksizlikler ortaya çıkar.

Şekil 2.10'da görüldüğü gibi bir elementin x-ışını soğurma katsayısı, genellikle dalga boyu azaldıkça azalır. Bununla beraber bu eğride keskin düzensizlikler vardır, ki bunlar kritik soğurma kıyıları veya kritik soğurma dalga boyları olabilir ve ikincil uyarmalar da önemlidir.

Bir atomda verilen bir seviyeden elektron sökebilmek için gerekli maksimum dalga boyu (minimum foton enerjisi) o elementin o seviyedeki soğurma kıyısı olarak bilinir. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı çekirdeğe yaklaştıkça azalır.



Şekil.2.10. İşaret edilen süreksizlikler soğurma kıyılarıdır. Her biri K, L_I, L_{II},... spektral serilerinde kritik bir uyarma potansiyeline karşılık gelir

Kıyılar arasında kütle soğurma katsayıları yaklaşık olarak dalgaboyuyla aşağıdaki ifadeye göre değişir.

$$\mu = K\lambda^u Z^v \quad (2.31)$$

Burada K, u ve v sabitlerdir. K'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir, u ve v, λ ve Z'nin bir dereceye kadar fonksiyonlarıdır ama yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür. Bu genel açıklamaya bir kaç deneysel türetilen deneysel dönüşümler eklenmiştir. Bunlardan en uygun olanı Dr. Keith Norrish (1969) tarafından

$$\mu = (A+BZ+CZ^2)^3 \lambda^n \quad (2.32)$$

yapılan şeklidir. Burada A, B, C ve n değerleri her bir soğurma kıyısında değişir ve n'de Z'nin değişen bir fonksiyonudur.

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boylu x-ışını radyasyonu ya da çok kısa mesafelerde tam olarak azaltılmış olan çok ağır soğurucular için direkt ölçmek zor ya da imkansızdır. Bundan dolayı soğurma katsayılarını hesaplamak için deneysel ölçümlerin daha uygun olduğu bölgeden ekstrapolasyon yapmak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kıyıları ve bu elementlerin karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K, L, M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır ve karşılıklı ilişki K, L_I, L_{II}, L_{III}, M_I,... gibi tanımlanmış olan kıyıya izin verir. Dolayısıyla elementin K soğurma kıyısı daima bu elementin K β_2 emisyonundan daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Soğurma kıyısına karşılık gelen enerjiler bu özel spektral seriler için tam olarak kritik uyarma potansiyeline karşılık gelir. Açıkça soğurma kıyısı enerjileri, her bir geçiş seviyesi için elektronların bağlanma enerjilerine eşittirler.

Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma işlemleriyle fazlaca soğurulmuş olacaklardır. Halbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmayı sağlayacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve fazlaca soğurulamayacaklardır.

Karakteristik emisyon çizgisini uyarmak için bir foton, uygun soğurma kıyısına eşit veya daha büyük bir enerjiye sahip olmalıdır. Mesela 1,79 Å dalga boyuna sahip CoK α , FeK α 'dan daha büyük dalga boyuna sahip olmasına rağmen (1,94 Å) uyaramayabilir. Bunun anlamı Fe' nin K soğurma kıyısı 1,74 Å'dur ve CoK α 'dan daha büyük bir enerjiye sahiptir. Dikkat edilmesi gereken şey herhangi özel bir dalga boyunun soğurması, saçılma (σ) ve fotoelektrik (τ) bileşenlerinin toplamı olduğudur. Saçılma bileşeni göreceli olarak sabit ve genellikle küçük olmasına rağmen her biri dalga boyuyla değişir.

Eğer saçılma bileşeni sonuçta ihmal edilirse, soğurma eğrisi her bir soğurma kıyısından dolayı fotoelektrik soğurmanın ilave etkilerinden oluştuğu şekil 2.6.'da olduğu gibi görülebilir.

K kıyısından daha kısa dalga boylarında

$$\tau_{\text{toplaml}} = \tau_K + (\tau_{LI} + \tau_{LII} + \tau_{LIII}) + (\tau_{MI} + \tau_{MII} + \dots) + \dots \quad (2.33)$$

yukarda ifade edildiği gibidir.

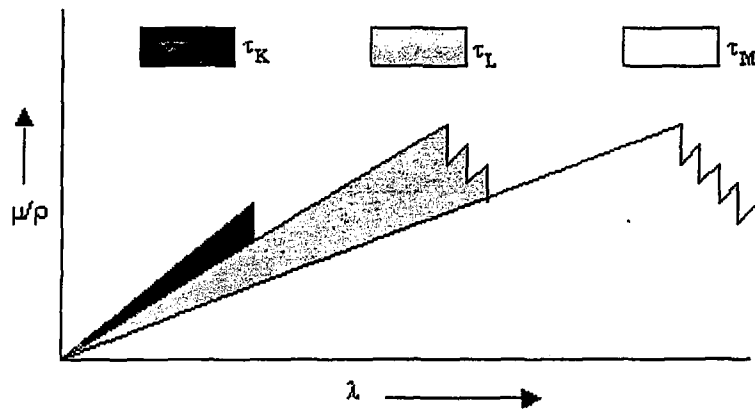
K kıyısı daha düşük enerji veya daha uzun dalga boyuna doğru giderse τ_K bileşeni yok olur. Kıyının diğer tarafındaki ani soğurma oranı r_K ve r_{LIII} ,

$$r_K = \frac{\tau_K + \tau_L + \tau_M + \dots}{\tau_L + \tau_M + \dots} \quad (2.34 a)$$

$$r_{LIII} = \frac{\tau_{LIII} + \tau_{MI} + \tau_{MII} + \dots}{\tau_{MI} + \tau_{MII} + \dots} \quad (2.34 b)$$

ile verilir ve soğurma kıyısı soğurma sıçrama-oranı (jump-ratio) olarak adlandırılır. Bu durum K ve L_{III} soğurma kıyıları içindir.

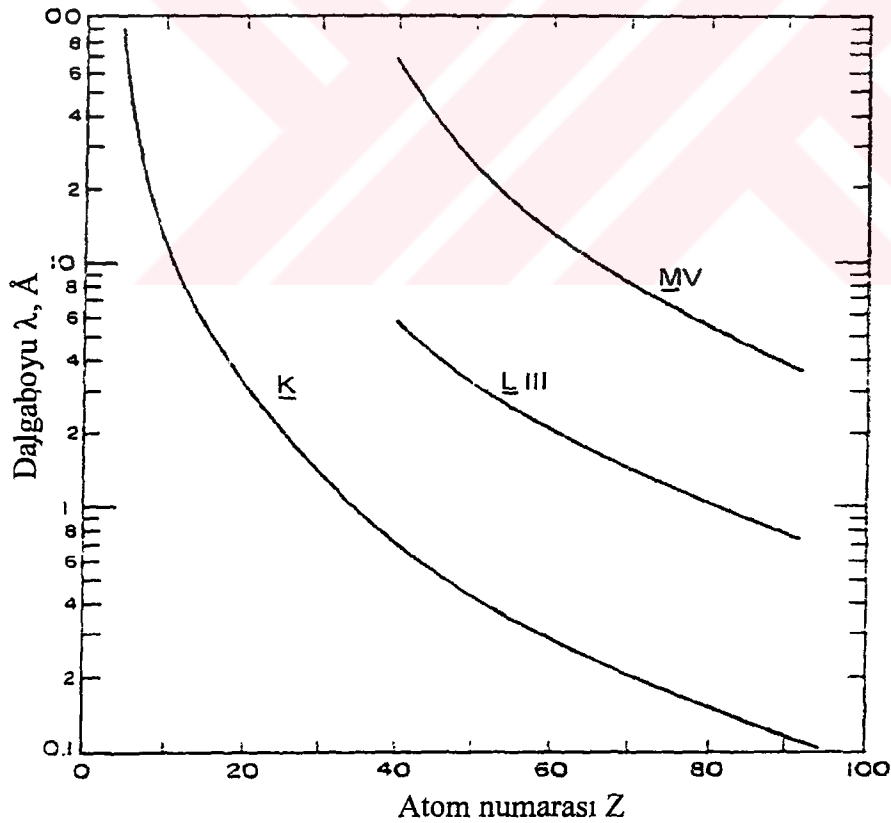
Herhangi bir saf element için, bir (K,L,M,...) tabakasına tekabül eden soğurma sıçrama-oranı toplam birincil iyonizasyonu belirler. Burada toplam birincil iyonizasyonun kesri o tabakanın iyonizasyonudur. Örneğin, Silisyum (Si) r_K soğurma sıçrama-oranı yaklaşık olarak 13'tür. K tabakası iyonizasyonunu veren toplam Si iyonizasyonunun kesri $(r_K - 1)/r_K$ oranıyla verilir. Yani, Si için $(13-1)/13$ ya da 0,92 dir. Bu aslında, Si'nin toplam fotoelektrik iyonizasyonlarının yaklaşık %92'sinin K tabakasının iyonizasyonu olduğu anlamına gelir.



Şekil.2.11. Herhangi bir dalga boyu için kütle azaltma katsayıları, daha uzun dalga boylarının tüm soğurma kıyılarındaki fotoelektrik işlemlerin bileşenlerinin toplamıdır. Soğurucunun K kıyısından daha kısa dalga boylarında toplam azaltma, K, L, M,... soğurmalarının toplamıdır

Soğurma kıyıları veya kritik soğurma dalga boyları yukarda tartışıldı ancak bir kaç detay eklemek gerekirse; materyalimiz bir bileşikten oluşuyorsa, bileşikteki her bir elementin soğurma kıyıları toplamı bileşik için toplam soğurma kıyısı olarak göz önüne alınabilir. Şekil.2.12; atom numarasının bir fonksiyonu olarak K, L_{III} ve M_V kıyılarının dalga boylarını gösterir.

Soğurma kıyısı sıçrama-oranları r ve sıçrama farkları δ herhangi bir atomik enerji seviyesi tarafından toplam soğurulmuş x-ışını radyasyonunun kesrinin bir ölçüsüdür. Örneğin K ve L_{III} sıçrama-oranları 2.34 a ve 2.34 b denklemleriyle ifade edilir. K ve L_{III} sıçrama farkları ise aşağıda sırasıyla verilen denklemlerde pay ve payda arasındaki fark ile ifade edilir.



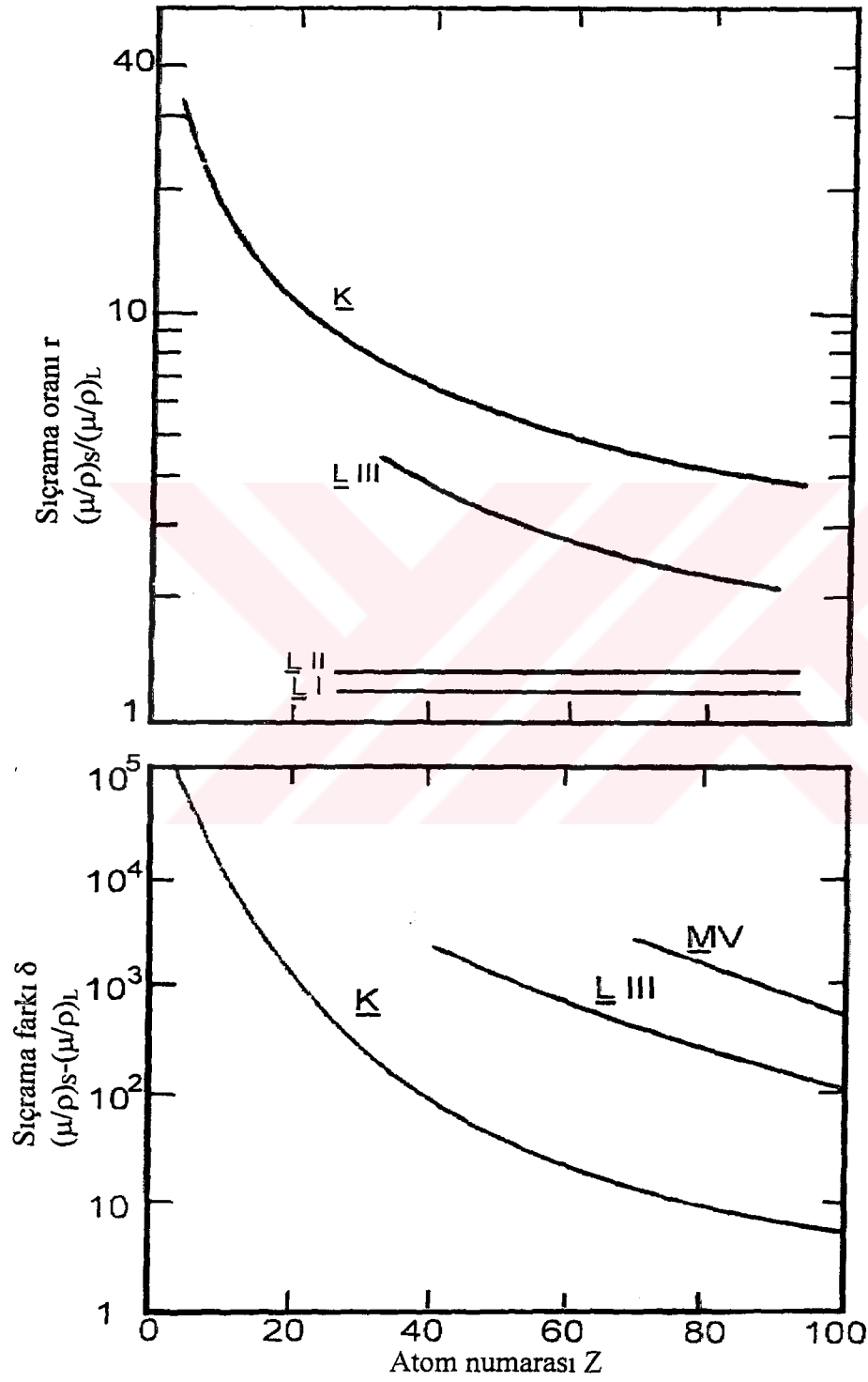
Şekil 2.12. K, L_{III} ve M_V soğurma kıyılarının dalgaboyları

$$r = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L} \quad (2.35 \text{ a})$$

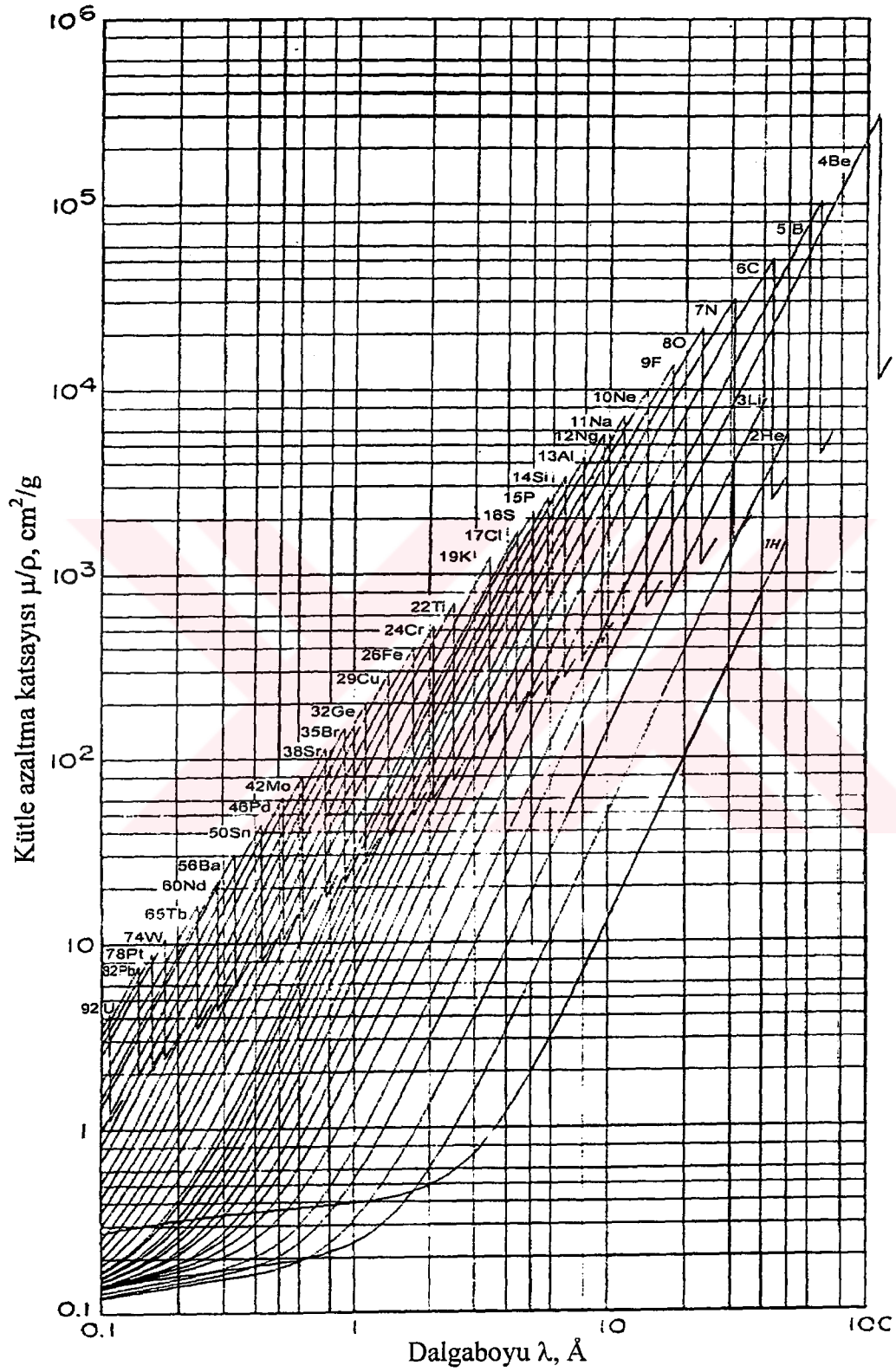
$$\delta = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L \quad (2.35 \text{ b})$$

Daha basit olarak, S ve L; sırasıyla soğurma kiyısının kısa ve uzun dalga boyuna tekabül eder. Yani (μ/ρ) 'nun maksimum ve minimum değerleri olarak da söylenebilir. Fotoiyonizasyonun toplam sayısının gerçek kesrinin K tabakasında oluştuğu kabul edilirse bu aşağıdaki denklemlerle ifade edilebilir.

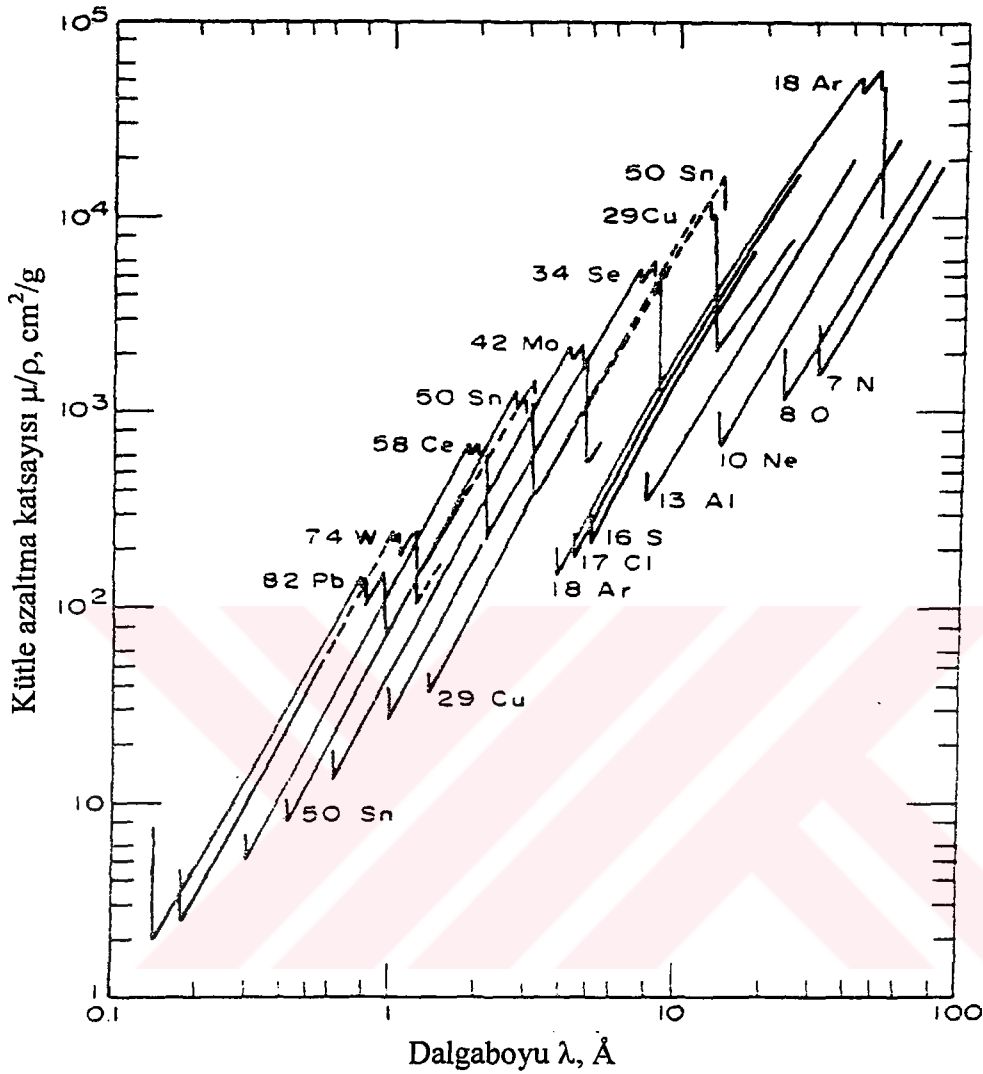
$$J_K = \frac{\left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L\right]}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S} = 1 - \left(\frac{1}{r_K}\right) = \frac{(r_K - 1)}{r_K} \quad (2.36)$$



Şekil 2.13. Soğurma kıyısı sıçrama-oranı ve sıçrama-farkı



Şekil 2.14 Elementlerin K soğurma kıyılarını gösteren x-ışınları soğurma eğrileri



Şekil 2.15. Elementlerin L soğurma kıyılarını gösteren x-ışınları soğurma eğrileri

Şekil 2.13 atom numarasının bir fonksiyonu olarak çeşitli soğurma-sıçrama oranları (r) ve soğurma-sıçrama farklarını (δ) gösterir. Birçok elementin K ve L kıyılarını gösteren soğurma eğrileri şekil 2.14 ve şekil 2.15'deki gibidir.

Mc Master *et al.*(1969); bütün uygun elementlerin K, L_I , L_{II} ve L_{III} kıyıları için $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_S$

ve $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_L$ değerlerini teorik olarak hesapladı. Ayrıca atom numarası 61 ve üstündeki

elementler için M ve alt tabakalarını da hesapladı. Bütün kıyıları için δ değerleri, M kıyıları içinse r değerleri bu soğurma katsayılarından hesaplanabilir.

2.4. Karakteristik X-Işınlarnn Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

Bir atomdan herhangi bir yolla elektron sökülürse atom iyonlaştırılmış olur. Bu iyonlaşma genellikle; hızlandırılmış elektronlarla, proton, nötron ve α -parçacıklarıyla, x-ışını tüpünden yayımlanan x-ışınları ile, radyoizotop kaynak tarafından yayımlanan fotonlarla ve sekonder x-ışınları ile meydana getirilir.

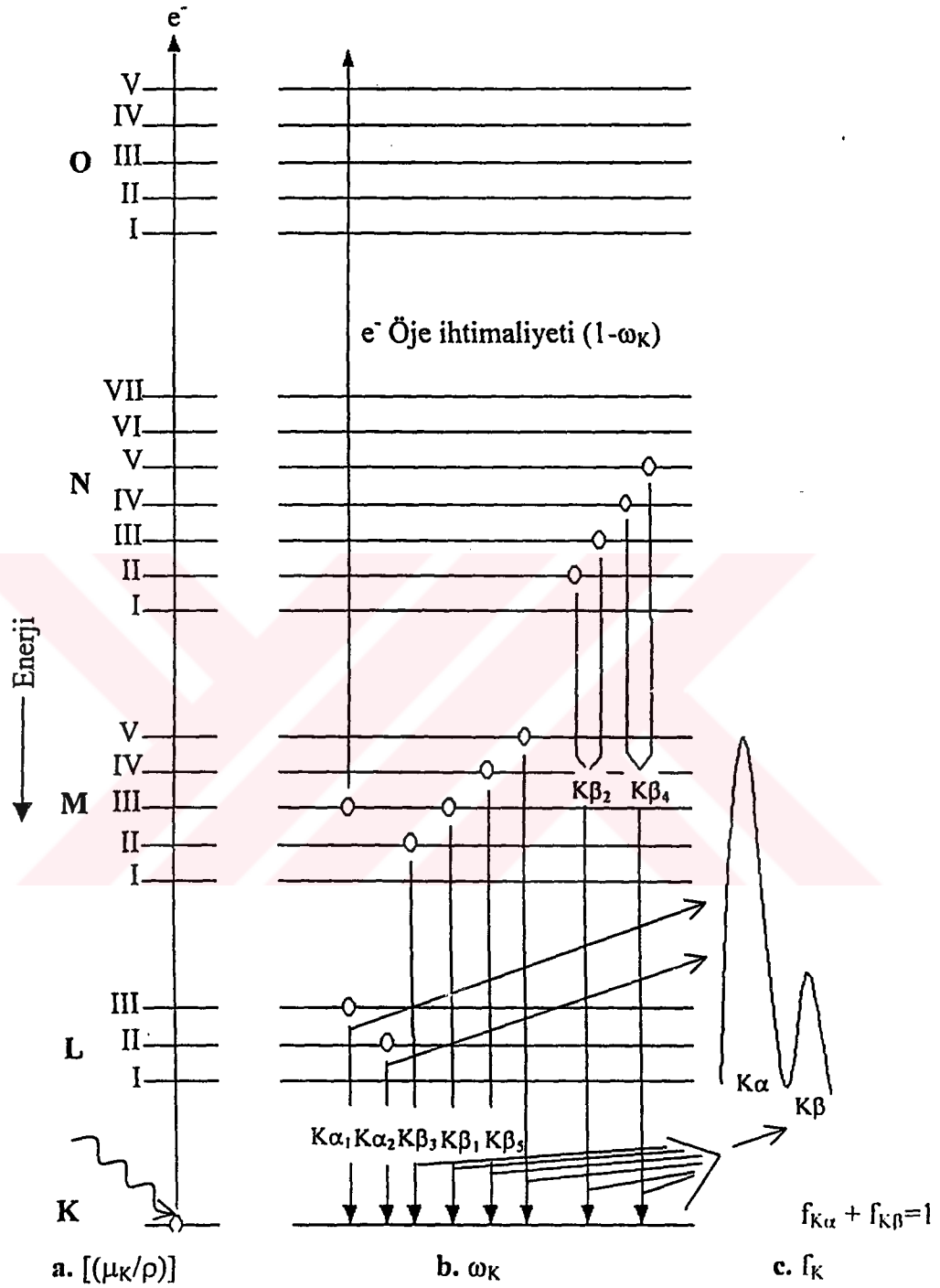
Atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine yaklaşık 10^{-8} saniye içerisinde üst tabakalardan bir elektron geçişi olacaktır. Bu geçişi müteakip bir foton yayımlanacaktır. Bu flöresans olayıdır. Bu şekilde iç tabakada meydana getirilen boşluk geçişi sonucu yayımlanan fotonlara “karakteristik fotonlar” veya “karakteristik x-ışınları” denir. Bu işlem neticesinde enerji yayımlanır ve atom tekrar eski haline dönmüş olur. Bu yayımlanan enerji iki yörünge arasındaki enerji farkına eşittir. Bunlara karakteristik x-ışınları denmesinin sebebi her elementin K, L, M,... tabakaları arasındaki enerji seviyelerinin oldukça farklı olmasından yada bir başka deyişle bunların o atoma has (parmak izleri gibi) belirleyici özellik göstermesindendir. Bu durum şekil 2.16’da şematik olarak gösterilmiştir. Ayrıca çizelge 1’de de Siegbahn gösterimleri verilmiştir.

Bir foton tarafından, atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde, oluşan boşluk L, M, N,... tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik x-ışını $K\alpha$, diğer üst tabakalardaki elektronlar tarafından doldurulursa meydana gelen karakteristik x-ışınları $K\beta$, $K\gamma$,... olarak adlandırılır.

Çizelge 2.1. X-ışını diyagram ve non-diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri

Siegbahn Gös.	IUPAC Gös.	Siegbahn Gös.	IUPAC Gös.
$K\alpha_1$	K-L ₃	*L β_{17}	L ₂ -M ₃
$K\alpha_2$	K-L ₂	L γ_1	L ₂ -N ₄
*K α_3	K-L ₁	L γ_2	L ₁ -N ₂
K β_1	K-M ₃	L γ_3	L ₁ -N ₃
K β'_2	K-N ₃	L γ_4	L ₁ -O ₃
K β''_2	K-N ₂	L γ'_4	L ₁ -O ₂
K β_3	K-M ₂	*L $\gamma'_{2,3}$	L ₁ -N _{4,5}
*K β'_4	K-N ₅	*L γ_{11}	L ₁ -N ₅
*K β''_4	K-N ₄	L γ_5	L ₂ -N ₁
*K β_{4x}	K-N ₄	L γ_6	L ₂ -O ₄
*K β'_5	K-M ₅	L γ_8	L ₂ -O ₁
*K β''_5	K-M ₄	L γ'_8	L ₂ -N ₆
L α_1	L ₃ -M ₅	L η	L ₂ -M ₁
L α_2	L ₃ -M ₄	LI	L ₃ -M ₁
L β_1	L ₂ -M ₄	*L s	L ₃ -M ₃
L β_2	L ₃ -N ₅	*L t	L ₂ -M ₂
L β_3	L ₁ -M ₃	*L u	L ₃ -N _{5,6}
L β_4	L ₁ -M ₂	*L v	L ₂ -N _{6,7}
L β_5	L ₃ -O _{4,5}	M α_1	M ₅ -N ₇
L β_6	L ₃ -N ₁	M α_2	M ₅ -N ₆
L β_7	L ₃ -O ₁	M β	M ₄ -N ₆
L β'_7	L ₃ -N _{6,7}	M γ	M ₃ -N ₅
*L β_9	L ₁ -M ₅	M ξ_1	M ₅ -N ₃
*L β_{10}	L ₁ -M ₄	M ξ_2	M ₄ -N ₂
L β_{15}	L ₃ -N ₄	Mm	M ₁ -N ₂

* Gözlenen yasak çizgiler



Şekil 2.16. Atomda elektron geçişlerinin ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi

2.5 Işımalı Geçişler

Çekirdeğe yakın bir tabakada meydana getirilen bir boşluk daha dış tabakalardaki elektronlarla doldurulur. Bu geçiş sırasında yayımlanan enerji karakteristik x-ışını şeklindedir (Şahin 1979). Uyarılmış durumda olan atom, iç tabakalardaki boşluğu dış tabakalardaki bir elektronun doldurması ile orijinal durumuna yani temel hale dönebilir. Atomdan elektron sökülmesiyle meydana gelen boşluk rasgele elektronlar tarafından doldurulmaz. Tabakalar arası geçişler bir takım kurallara göre olmaktadır. Bu kurallara seçim kuralları denir. Ancak seçim kurallarına uyan geçişlerle atom temel hale geçebilir. Atomdaki her bir elektronun durumu dört kuantum sayısı ile belirlenebilir. Bunlardan baş kuantum sayısı n , $1, 2, 3, \dots, \infty$ tam sayı değerlerini alır ve spektroskopik gösterimle $n=1$ K seviyesine, $n=2$ ise L seviyesine karşılık gelmektedir. l yörünge açısal momentum kuantum sayısı, 0 'dan $n-1$ 'e kadar tüm tam sayı değerlerini alabilir. m_l yörünge magnetik kuantum sayısı, 0 dahil $-l$ den $+l$ ye kadar tüm tam sayı değerlerini alabilir. s spin kuantum sayısı, $\pm 1/2$ değerlerini alabilir. Ayrıca, bir elektronun toplam açısal momentumu j , l ve s 'nin çeşitli kombinasyonlarından bulunabilir. Seçim kurallarına ($\Delta n \neq 0$, $\Delta l = \pm 1$ ve $\Delta j = 0, \pm 1$, $0 \rightarrow 0$ hariç) uyan geçişlere normal veya diyagram geçişleri ve bu geçişler sonucu meydana gelen çizgilere normal veya diyagram çizgiler denir. X-ışını spektrumlarında gözlenen flöresans çizgilerin çoğu normal çizgiler iken seçim kaidelerine uymayan çizgilerde gözlenmektedir. Bu çizgilere yasaklanmış çizgiler denir (Bertin 1975).

2.6. Flöresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri

Atomun tabaka veya alt tabaka verimi, tabaka veya alt tabakada herhangi bir yolla meydana getirilmiş bir boşluğun karakteristik x-ışını yayımlayarak doldurulması ihtimalidir. Atomda bir boşluk meydana getirilmiş ise o atom uyarılmış haldedir. Uyarılmış halin ortalama ömrü τ ise, halin tabii çizgi genişlemesine göre toplam seviye genişliği, belirsizlik ilkesine göre, $\Gamma = h/\tau$ ile verilir. Ayrıca Γ_R , ışımalı kısmi genişliği (geçiş hızlarının toplamı) ve Γ , toplam seviye genişliği olmak üzere ω flöresans verimi,

$$\omega = \frac{\Gamma_R}{\Gamma} \quad (2.37)$$

ile verilir. Bir atomda herhangi bir yolla K tabakasında oluşturulan bir boşluğun karakteristik x-ışını yayımlayarak doldurulması ihtimaline K tabakasına ait flöresans verim denir ve

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (2.38)$$

ile verilir. Burada I_K , numuneden yayımlanmış K x-ışınlarının toplam sayısı ve n_K , K tabakasında meydana gelen boşlukların sayısıdır. Daha yüksek atomik tabakaların ortalama flöresans verimlerinin tarifi iki sebepten dolayı daha karmaşıktır (Erdoğan, 1976).

1- K tabakasının dışındaki tabakalar birden fazla alt tabakadan meydana gelmiştir. Ortalama flöresans verimi tabakaların iyonize ediliş şekillerine bağlıdır. Çünkü farklı iyonizasyon metotları farklı boşluk dağılımlarını ortaya çıkarır. Bu nedenle ortalama flöresans verim ancak belli boşluk dağılımları için tarif edilebilir.

2- Ayrıca alt tabakalara sahip tabakalarda Coster-Kronig geçişleri söz konusudur. Bu geçişler, aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasında elektron veya boşluk geçişleridir.

Herhangi bir yolla x tabakasının x_i alt tabakasında meydana getirilmiş bir boşluğun daha yüksek x_j alt tabakasına geçme ihtimali f_{ij}^x ile gösterilir. Mesela, f_{12}^x Coster-Kronig geçişi $2P_{1/2}$ (L_2 alt tabakası)' den $2S_{1/2}$ (L_1 alt tabakası)'ye bir elektronun geçiş ihtimalidir. Coster-Kronig geçişleri ışımalı ve ışımasız olmak üzere iki kısımdan ibarettir. Bunlar $f_{ij}^{x'}$ in ışımalı bir kısım olan $f_{ij}^{x'}(R)$ ve $f_{ij}^{x'}$ in ışımasız kısmı olan $f_{ij}^{x'}(A)$ dır. $f_{ij}^{x'}(R) \ll f_{ij}^{x'}(A)$ dır ve x tabakasının i ve j alt tabakalarındaki Coster-Kronig geçişi,

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x(R) + f_{ij}^x(A) \quad (2.39)$$

ile verilmektedir (Erdoğan 1976). Coster-Kronig geçişlerin olmaması durumunda x tabakası için ortalama flöresans verim,

$$\bar{\omega}_x = \sum_{i=1}^k N_i^x \omega_i^x \quad (2.40)$$

olarak yazılabilir. Burada N_i^x , x tabakasının i. alt tabakasındaki ana (başlangıçta elektron sökülmesi ile meydana gelen) boşlukların rölatif sayısı ω_i^x , x tabakasının i. alt tabakasına ait flöresans verim olup $N_i^x \omega_i^x$, i. alt tabakadan bir ışın yayımlanması ihtimalidir. Ayrıca denklemde,

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum_{i=1}^k n_i^x} \quad \text{ve} \quad \sum_{i=1}^k N_i^x = 1 \quad (2.41)$$

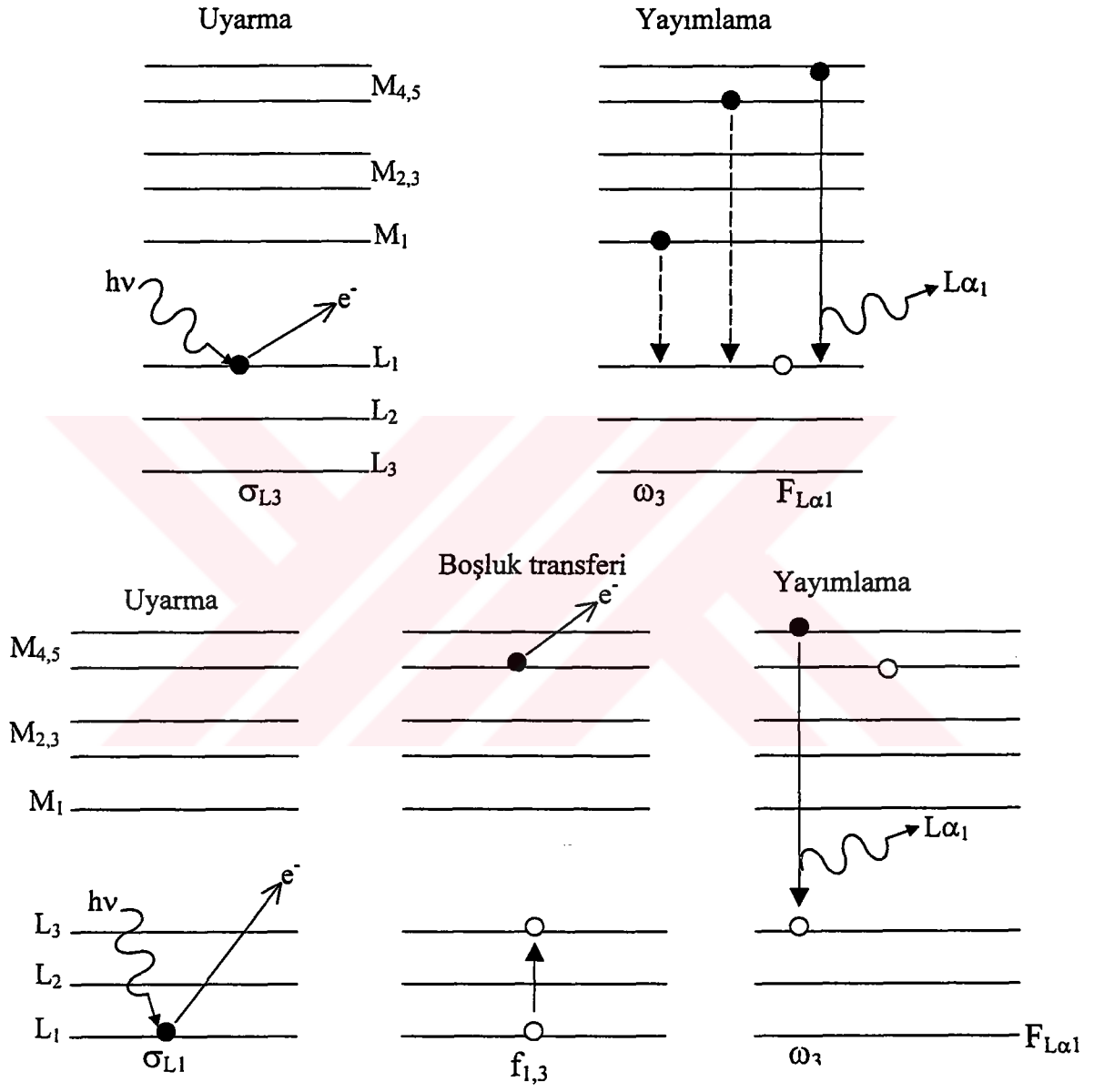
dir. Denklem (2.40) ve (2.41)'deki toplamalar, x tabakasının bütün alt tabakaları üzerindedir. x tabakası boşluklarının (bütün alt tabakalarda) toplam sayısı,

$$n_x = \sum_{i=1}^k n_i^x \quad (2.42)$$

ile gösterilir. Bu durumda x tabakası ortalama flöresans verimi,

$$\bar{\omega} = \frac{I_x}{n_x} \quad (2.43)$$

şeklinde verilir. Burada I_x , yayımlanmış karakteristik x-ışını fotonlarının sayısıdır.



Şekil 2.17. Floresans olayı ve coster-kronig geçişleri

2.7. Öje (Auger) Olayı

Atomlarda herhangi bir yolla meydana getirilen bir boşluk diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımalı olarak doldurulabildiği gibi ışımasız olarak da doldurulabilir. Öje olayında yayımlanan ışın atomun üst tabaka elektronlarından birini daha söker ve böylece atom iki kere iyonlaşmış duruma geçer. Bu olay bir iç dönüşüm olayı olup sökülen elektrona öje elektronu denir.

Herhangi bir x tabakasının x_i tabakasına ait öje verimi bu alt tabakada meydana getirilmiş bir boşluğun diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımasız geçiş ile doldurulması ihtimali olarak tarif edilir ve a_i^x şeklinde gösterilir. Buna göre öje verimi, Flöresans verim ve Coster-Kronig verimleri arasında,

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (2.44)$$

ile verilen bir bağıntı vardır (Erdoğan 1976). Bu olayın meydana gelişi şematik olarak şekil 2.19' de gösterilmiştir. (2.44) bağıntısı K tabakası için,

$$\omega_k + a_k = 1 \quad (2.45)$$

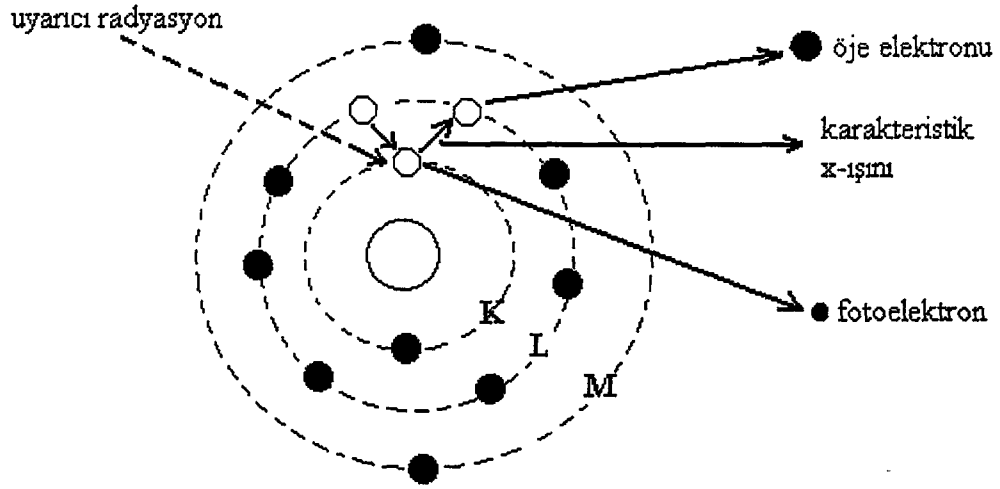
şeklinde yazılır. Herhangi bir tabakaya ait ortalama öje verimi ($\bar{a}_x$),

$$\bar{a}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (2.46)$$

şeklindedir. Burada V_i^x belli bir boşluk dağılımı için bir tabakanın ortalama flöresans verimi ($\bar{\omega}_x$) ile ortalama öje verimi ($\bar{a}_x$) arasındaki bağıntı

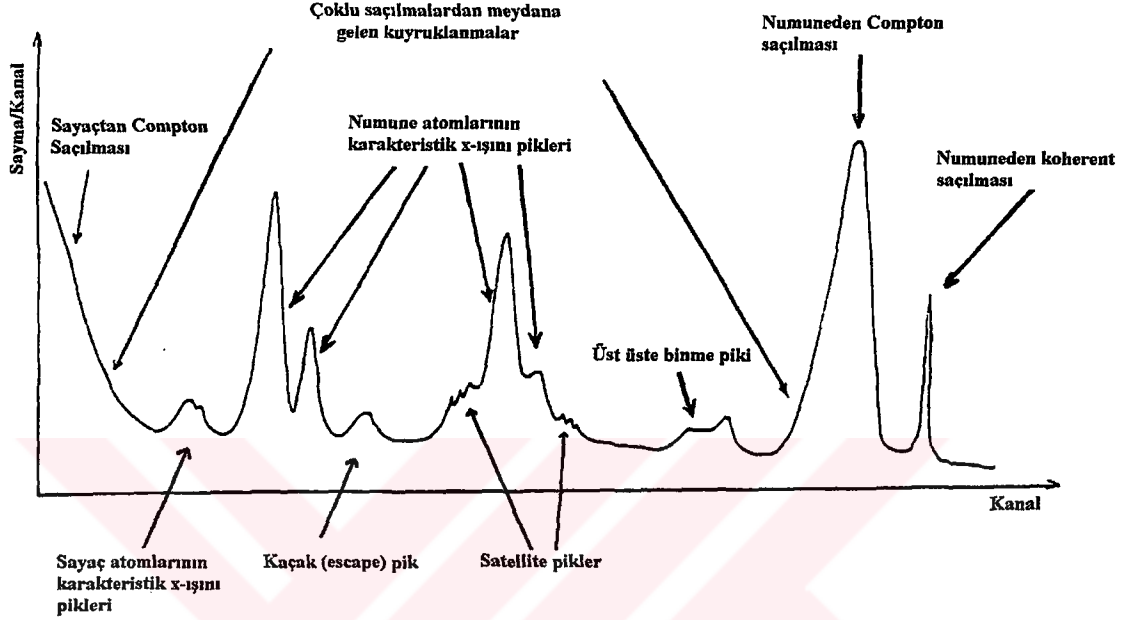
$$\bar{\omega}_x + \bar{a}_x = 1 \quad (2.47)$$

şeklindedir (Erdoğan 1976).



Şekil 2.18. Öje olayı

2.8. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 2.19. İdeal bir x-ışını spektrumu

Şekil 2.19'de görüldüğü gibi x-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen elementin karakteristik piklerinden başka pikler de meydana gelebilir. Bunları şu şekilde gruplandırabiliriz (Bertin 1975).

2.8.1 Koherent pikler

Uygun bir deney geometrisiyle uyarıcı kaynaktan çıkan primer fotonların doğrudan doğruya sayacı görmeleri önlenbilmesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

2.8.2 Compton pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden Compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerji kaybeden fotonlara ait pik koherent saçılma pikinin düşük enerjili bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik x-ışınlarının da bir veya birkaç Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalar ve sayaçtaki tuzaklanmalardan dolayı gerek Compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Yine sayaç içi Compton'lardan, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa bir temel sayma meydana gelir.

2.8.3 Karakteristik x-ışını pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayınlanan karakteristik x-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik x-ışını pikleri enerjilerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen x-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayınlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve dedektör maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

2.8.4 Öje (Auger) pikleri

Uyarılmış bir atomun yayınladığı karakteristik x-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklarından elektron sökebilir. Numunenin öje elektronlarının spektrumu soğurulan x-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma

enerjisi ile bağılı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha çok meydana gelir (Bertin 1975).

2.8.5 Üst üste binme (Pile-Up) pikleri

İki atom aynı anda veya elektronik sistemin puls ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsun büyüklüğünü bunu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklüklerinin toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür. Tamamlanmış yük toplanması ve üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

Üst üste binme etkilerini azaltmak için ölçümler, düşük sayma hızlarında (10^3 sayım/saniye) ve düşük ölü zamanlarda (%2'den daha az) yapılmalıdır. (Dojo 1974).

2.8.6 Kaçak (Escape) pikler

Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

Sayaca gelen herhangi bir foton sayaç atomunun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çiftleri meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik x-ışını da yayınlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bölgelerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili bir foton olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

2.8.7 Satellite çizgileri

Öje olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş, bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu, ve bu esnada $K\alpha$ fotonunun yayınlandığını, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla öje olayının vuku bulduğunu düşünelim. Böylece L kabuğunda iki boşluk oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece öje olayında meydana gelmez. Primer yada sekonder fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir x-ışını halinin yarı ömrünün $\sim 10^{-16}$ saniye gibi çok kısa ve uyarıcı şüadaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boylarından birazcık farklıdır. Bu tür çizgiler Satellite veya non-diyagram çizgileri olarak adlandırılmaktadır.

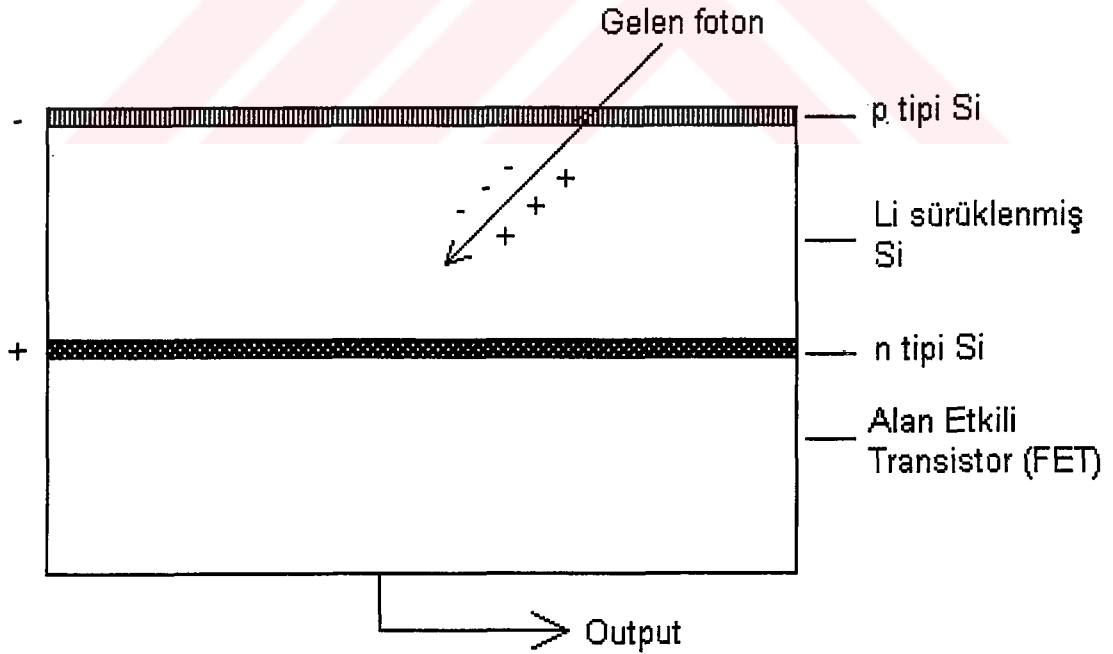
3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Si(Li) Dedektörlerinin Çalışma Prensibi

Karakteristik x-ışınları, hem enerjileri birbirine yakın hem de, genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, bu enerji bölgesinde dedektör verimi ve ayırma gücü çok iyi olan yarı iletken dedektörler tercih edilmektedir. X-ışını şiddet ölçümlerinde en önemli gelişmelerden birini Si(Li), Ge(Li), HPGe gibi yüksek rezölüsyona sahip yarı iletken katıhal dedektörlerinin yapılması teşkil eder. Lityum sürüklenmiş katıhal dedektörü pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgeye sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi germanyuma veya silisyuma uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilir. Dedektör yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Dedeksiyon işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Bu ölü tabaka genellikle üretim işlemlerine atfedilir. Goulding (1977), bu tabakanın kalınlığı için başka yerlerde daha kalın ölü tabakaların varlığının (örneğin Wood *et al.* (1971) tarafından 1,89 μm) bildirilmesine rağmen, yaklaşık olarak 0,3 μm 'lik bir limit kalınlığın bu tabakayı temsil edeceğini önerdi. Şekil 3.1 de görülen dedektörün, en önemli iki fiziksel özelliği, kalınlığı ve alanıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verim, dedektör alanı arttıkça artar. Ancak bu, ayırma gücünü (rezölüsyonu) azaltır. Soğurma verimliliği de dedektör kalınlığı arttıkça artar.

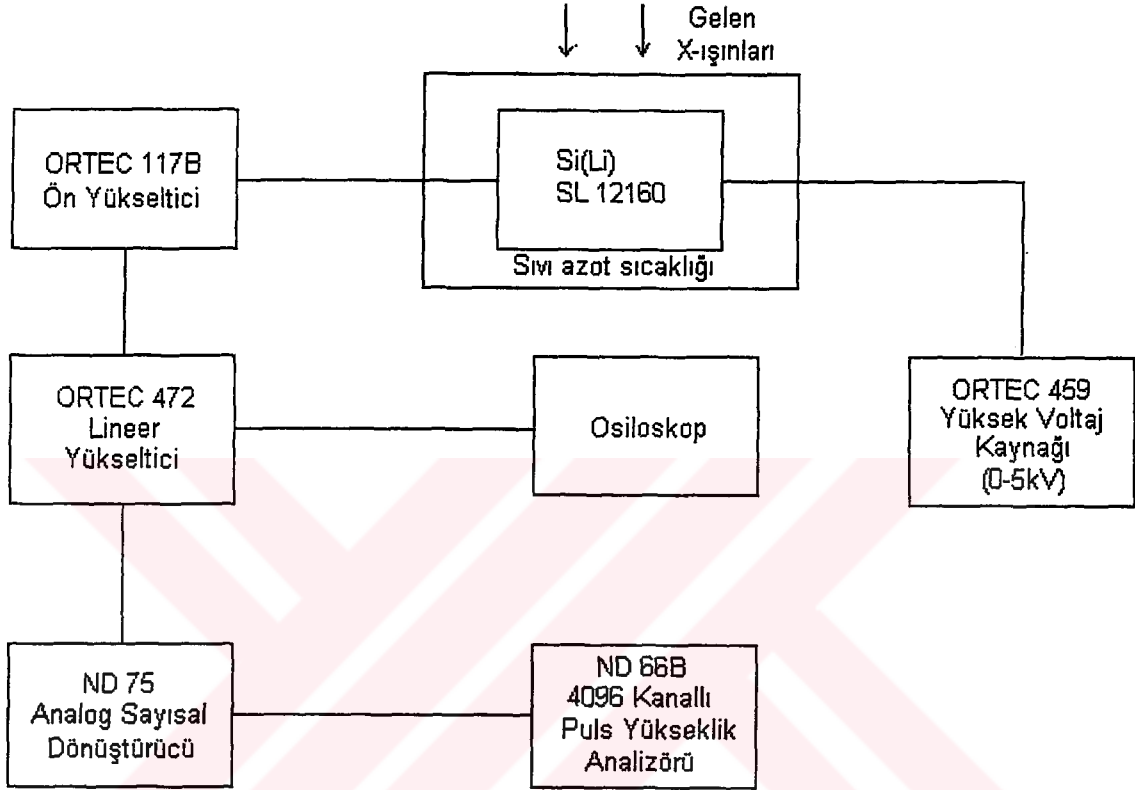
Kullanacağımız Si(Li) dedektörün aktif alanı 12 mm² ve kalınlığı 3 mm'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 Å kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Altın tabakanın kalınlığı üretim sırasında kontrol edilir. Ancak buharlaştırılmış tabakalar çoğu kez düzgün değildir ve bu yüzden düzgün buharlaştırılmış bir tabakayı temel alan hesaplamalar ile uyuşmayan bir zayıflatma üretir (Barfoot 1984). Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistor) 30 lt sıvı azot alabilecek bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için

25 μm kalınlığında bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Berilyum pencerenin ortalama kalınlığı üretici firma tarafından verilmesine rağmen düzgünlük sağlanamaz (Barfoot 1984). Enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron-hole çifti oluşturarak dedektör kristali içinde hareket ederler. Si(Li) dedektörüne yaklaşık 500 voltluk (DC) ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-hole çifti oluşur. p- ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala atanır.



Şekil 3.1. Yarı iletken dedektörün şematik gösterimi

3.2 Sayma Sistemi



Şekil 3. 2. Sayma sistemi

Şekil 3.2’de sayma sistemini oluşturan elemanların görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.

3.2.1 Yüksek voltaj kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmalıdır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan büyük bir dedektör için 4000V’un üstüne kadar değişebilir (Debertin and Helmer 1988a).

3.2.2 Ön yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile bir yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü minimize etmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot kaynama sıcaklığında muhafaza edilir. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile orantılı olmalıdır, ve eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır (Debertin and Helmer 1988b).

3.2.3 Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

- Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt edilme ve sayılma için uygun voltaj seviyelerine yükseltme, ve
- Pulsları, puls genliği ve x-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmak.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2V'tan 10V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (yani, sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (yani, sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen "shaping time" sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezülasyon genellikle o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rasgele

toplanmaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem $2.000s^{-1}$ 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Debertin and Helmer 1988c).

3.2.4 Analog dijital dönüştürücü

Analog Sayısal Dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işleme de analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında biriktirilir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin and Helmer 1988d).

3.2.5 Çok kanallı analizör

Bir çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte, her bir kanal depolamak için kullanılan bir kutudur ve x-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklarla ölçüme başlamadan önce yapılmalıdır (Williams, 1987).

3.3. Dedektör verimi

X-ışını spektroskopik çalışmalarında, dedektör veriminin bilinmesi ve verim eğrisinin belirlenmesi gerekmektedir. Dedektör verimliliği aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir (Ertuğrul, 1994):

- a) Fotopik (sayma) verimi: Dedektörde, ilgili enerjide, sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- b) Mutlak verim: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak dedektör uzaklığına bağlıdır.

- c) Bağıl verim: Herhangi bir enerjideki dedektör verimliliğinin, diğer enerjideki dedektör verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d) İntristik verim: Dedektörün intristik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- e) Radyal verim: Herhangi bir enerjide, dedektör verimliliğinin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Enerjisi E olan bir foton için yarı iletken dedektörün sayma verimi

$$\varepsilon_E = \varepsilon_R G(E) \quad (3.1)$$

ile verilir. Burada $G(E)$ geometri faktörüdür. ε_R ise rölatif sayma verimidir ve gerçek verim ile çeşitli düzeltme faktörlerinin çarpımı olarak

$$\varepsilon_R = \varepsilon_A f_a f_{Au} f_d f_e f_c \varepsilon_s \quad (3.2)$$

şeklinde verilir (Cohen, 1980). Burada ε_A tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen dedektörün hassas hacminin intristik verimidir. Ayrıca f_a , dedektör yüzeyinin dışında bulunan maddelerdeki soğurma için düzeltme faktörü, f_{Au} , altın elektrotlardaki soğurma için düzeltme faktörü, f_d altın elektrot ve hassas hacim arasında bulunan ölü tabakadaki soğurma için düzeltme faktörü, f_c kolimasyon etkileri için düzeltme faktörü ve f_e 'de hassas hacimden kaçan silisyuma ait karakteristik x-ışınları için düzeltme faktörüdür. ε_s ise toplam yük toplanması verimidir.

Bir dedektörün bir enerjideki sayma verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelip sayılan fotonların sayısını bilmekle de tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır. Sayma verimi

$$\varepsilon_E = \frac{C_E}{(N_E D)} \quad (3.3)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada C_E , E enerjisinde birim zamanda kaynaktan gelip dedektörde sayılan fotonların sayısı, N_E kaynakta bozunma başına E enerjisinde yayımlanmış fotonların kesri (yayımlanma ihtimali) ve D standart kaynağın parçalanma hızıdır (Ertuğrul 1994, Budak 1999).

3.4. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada Ba(toz), La(toz), Ce(toz), Pr(toz), Nd(toz), Sm(toz), Eu(toz), Gd(foil), Tb(toz), Dy(foil), Ho(foil), Er(foil) elementleri kullanılmıştır. Toz numuneler değirmende öğütüldükten sonra en küçük parçacık büyüklüğünü elde etmek için 400 Mesh'lik elekten eilenmiş ve daha sonra toz numuneler 1,3 cm çapında preslenerek tabletler haline getirilmişlerdir. Foil numunelerin çapları değişmektedir. Bu numunelerin kütleleri, 10^{-5} g hassasiyete sahip Metler H-10 terazisi kullanılmak suretiyle tespit edilmiştir. İlk iki numune için ikincil kaynak (saçıcı) olarak Al elementi kullanılmayıp, Ba elementi için soğurma kuyusu enerjine tekabül eden Nd elementi, La elementi için de Sm elementi kullanılmıştır. Diğer numuneler için ikincil kaynak (saçıcı) olarak Al (foil) kullanılmıştır. Kullandığımız numunelerin özellikleri çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Çalışmada kullanılan numunelerin özellikleri

Kimyasal Formül	Cinsi	Parçacık Büyüklüğü (Mesh)	Ağırlığı (g)	Çapı (cm)	Saflığı (%)
Ba $[\text{Ba}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2]$	Toz	400<	0,365	1,3	%99,99
La $[\text{La}_2\text{O}_3]$	Toz	400<	0,151	1,3	%99,99
Ce $[\text{CeCl}_3 \cdot 7\text{H}_2\text{O}]$	Toz	400<	0,344	1,3	%99
Pr $[\text{Pr}_2\text{O}_3]$	Toz	400<	0,370	1,3	%99,99
Nd $[\text{NdO}]$	Toz	400<	0,169	1,3	%99,99
Sm $[\text{Sm}_2\text{O}_3]$	Toz	400<	0,339	1,3	%99,99
Eu $[\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$	Toz	400<	0,264	1,3	%99,99
Gd	Foil	-	0,066	1,1	%99,99
Tb $[\text{Tb}_4\text{O}_7]$	Toz	400<	0,344	1,3	%99,98
Dy	Foil	-	0,288	1,3	%99,99
Ho	Foil	-	0,218	1,3	%99,99
Er	Foil	-	0,100	1,145	%99,99

4. ARAŞTIRMA ve BULGULAR

X-ışınları veya gama ışınlarının saçılma ve soğurulması ile ilgili veriler bilim, mühendislik ve tıbbi uygulamalar için gereklidir (Hubbell 1999a). Mevcut Çizelgeler genellikle seçilmiş elementlerle, sınırlı sayıdaki bileşik ve karışımlarla ilgili tesir kesitlerini içerir. Çizelge değerlerini kullanarak el yordamıyla yapılan hesaplamalara bir alternatif olarak, bilgisayar programı kullanarak element, karışım ve bileşikler için tesir kesiti ve azaltma katsayılarının hesaplanması daha tercih edilir olmuştur. Bu amaçla Berger ve Hubbell tarafından (1987) geliştirilen XCOM bilgisayar programı kullanılmaktadır. Bu programın veri tabanı, 1-100 GeV enerji aralığında karışım, bileşik veya herhangi bir element için tesir kesiti ve kütle azaltma katsayılarını hesaplamak için kullanılır.

Çizelge 3.2. Hesaplamalarda kullanılan WinXcom programının bilgisayar ekranındaki görüntüsü

Cross Sections and Attenuation Coefficients [b(arn) = 10 ⁻²⁴ cm ²]						
Substance Definition List	Energy (MeV)	Coherent (b/atom)	InCoherent (b/atom)	Photo Electric (b/atom)	PAIR Nuclear (b/atom)	PAIR Electron (b/atom)
Mo (Molybdenum)						
Tc (Technetium)						
Ru (Ruthenium)						
Rh (Rhodium)						
Pd (Palladium)	4,785E-002	1,24E+002	2,67E+001	9,78E+002	0	
Ag (Silver)	4,791E-002	1,24E+002	2,67E+001	9,75E+002	0	
Cd (Cadmium)	4,797E-002	1,24E+002	2,67E+001	9,71E+002	0	
In (Indium)	4,803E-002	1,23E+002	2,68E+001	9,68E+002	0	
Sn (Tin)	4,809E-002	1,23E+002	2,68E+001	9,65E+002	0	
Sb (Antimony)	4,815E-002	1,23E+002	2,68E+001	9,61E+002	0	
Te (Tellurium)	4,820E-002	1,23E+002	2,68E+001	9,58E+002	0	
I (Iodine)	4,826E-002	1,22E+002	2,68E+001	9,55E+002	0	
Xe (Xenon)	4,832E-002	1,22E+002	2,68E+001	9,52E+002	0	
Cs (Cesium)	4,838E-002	1,22E+002	2,68E+001	9,48E+002	0	
Ba (Barium)	4,844E-002	1,22E+002	2,68E+001	9,45E+002	0	
La (Lanthanum)	4,849E-002	1,22E+002	2,68E+001	9,42E+002	0	
Ce (Cerium)	4,855E-002	1,21E+002	2,68E+001	9,39E+002	0	
Pr (Praseodymium)	4,861E-002	1,21E+002	2,68E+001	9,36E+002	0	
Nd (Neodymium)	4,867E-002	1,21E+002	2,68E+001	9,33E+002	0	
Pm (Promethium)	4,873E-002	1,21E+002	2,68E+001	9,29E+002	0	
Sm (Samarium)	4,879E-002	1,20E+002	2,68E+001	9,26E+002	0	
Eu (Europium)	4,884E-002	1,20E+002	2,68E+001	9,24E+002	0	
Gd (Gadolinium)	4,890E-002	1,20E+002	2,68E+001	9,20E+002	0	
Tb (Terbium)	4,896E-002	1,20E+002	2,68E+001	9,17E+002	0	
Dy (Dysprosium)						
Ho (Holmium)						
Er (Erbium)						
Tm (Thulium)						

XCOM hem standart enerjide hem de kullanıma bağlı olarak istenilen enerjide, tesir kesiti ve azaltma katsayılarını verir. Ayrıca fotoelektrik, koherent ile inkoherent saçılma ve çift oluşum gibi kısmi tesir kesitleri ve kısmi kütle azaltma katsayılarının hesaplamalarını da içerir.

XCOM programında tesir kesitleri ve azaltma katsayılarıyla ilgili hesaplamalar için oluşturulan veri tabanı DOS altında çalıştığından bu durum kullanıcılar için kolaylık sağlamadığı düşünülerek Windows altında çalışan WinXcom programı geliştirildi.

1- WinXcom'un ayrıcalıkları içinde, kullanıcıya sunulan materyal tanımlama listesinden seçilen elementlere ait tanımlama bilgilerinin kaydedilmesi vardır. Ayrıca bu durum bileşik ve karışımlar için de geçerlidir. Bu listede atom numarası 1-100 arasındaki bütün elementler mevcuttur.

2- WinXcom, standart XCOM enerji aralığı ve kullanıcı tarafından seçilen enerji aralığında da tesir kesitleri ve azaltma katsayılarını verir.

3- XCOM programıyla yapılan tesir kesitleri ve azaltma katsayılarıyla ilgili verileri Excel, Origin gibi programlarda verileri değerlendirmek için uygun olmadığından, verileri el ile taşımak kullanıcı açısından zaman alıcı ve pratik bir kullanım değildi. Bu aşamada WinXcom kullanıcılar için daha pratik bir yaklaşımla ASCII koduyla verileri değerlendirmek için diğer programlara bir köprü kurulabilmiş ve veriler rahatlıkla taşınabilir hale gelmiştir.

Origin 3.5 programı, bilimsel grafik ve veri analizleri için bir yazılım programıdır. Bu program, mevcut verilerin analizi ve grafikleri büyük bir öneme sahip olduğu için bilim adamlarına oldukça kapsamlı bir çözüm sunar. Yaptığımız çalışmada, bu program kullanılarak grafik ve veri analizleri değerlendirilmiştir. Programın bir kesiti, çizelge 3.3' te sunulmuştur.

Çizelge 3.3. Origin programından bir kesit

Microcal Origin - C:\OLCU\SONPIK\T1\AG1 - [Data1]										
	Kanal	Enerji[Y]	Agasii[Y]	Agbos[Y]	I.I0[Y]	I0.I[Y]	Katsayi[Y]	Teorik[Y]	t2[Y]	
479	479	24,87316	29014	266048	0,10906	9,16964	11,75888	10,2	-	
480	480	24,92096	38866	354142	0,10975	9,11187	11,78339	10,1	-	
481	481	24,96876	47851	438964	0,10901	9,17356	11,82525	10,1	-	
482	482	25,01656	56412	517712	0,10896	9,17734	11,97112	10	-	
483	483	25,06437	63881	583984	0,10939	9,14175	11,93697	9,99	-	
484	484	25,11217	70788	639510	0,11069	9,03416	11,97342	9,94	-	
485	485	25,15997	74127	671075	0,11046	9,05304	11,97565	9,89	-	
486	486	25,20777	73246	660024	0,11097	9,01106	11,95466	9,84	-	
487	487	25,25557	65999	593404	0,11122	8,99111	11,8907	9,78	-	
488	488	25,30338	53859	478770	0,11249	8,88932	11,90198	9,74	-	
489	489	25,35118	38355	342821	0,11188	8,9381	11,87687	9,69	-	
490	490	25,39898	24147	216873	0,11134	8,98136	12,86489	9,64	-	
491	491	25,44678	13401	120684	0,11104	9,0056	13,80339	9,59	-	
492	492	25,49458	6514	61151	0,10652	9,38763	14,83295	9,55	-	
493	493	25,54239	2798	28746	0,09734	10,27377	17,85904	55,3	-	
494	494	25,59019	1146	14074	0,08143	12,28098	23,87359	55	-	
495	495	25,63799	430	7698	0,05586	17,90233	29,09804	54,7	-	
496	496	25,68579	163	5352	0,03046	32,83436	36,58534	54,4	-	
497	497	25,73359	91	4275	0,02129	46,97802	43,54944	54,2	-	
498	498	25,7814	64	3748	0,01708	58,5625	45,58548	54	-	
499	499	25,8292	61	3454	0,01766	56,62295	47,97371	53,7	-	
500	500	25,877	75	3207	0,02339	42,76	44,6362	53,4	-	
501	501	25,9248	62	3103	0,01998	50,04839	46,50678	53,2	-	
502	502	25,9726	49	2873	0,01706	58,63265	48,38823	53	-	
503	503	26,02041	66	2942	0,02243	44,57576	45,13047	52,7	-	
504	504	26,06821	47	2887	0,01628	61,42553	48,9413	52,5	-	
505	505	26,11601	47	2776	0,01693	59,06383	48,47531	52,2	-	
506	506	26,16381	59	2741	0,02152	46,45763	45,62193	52	-	
507	507	26,21161	45	2707	0,01662	60,15556	48,69299	51,7	-	

Ölçümlerin alınmasında kullanılan ve ikincil uyarma metoduna uygun olarak hazırlanan deney geometrisi şekil 3.3' de verilmiştir. İkincil uyarıcı numune, 100 mCi'lik ^{241}Am radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59,54 keV'lik gamma ışınları ile uyarılmıştır. Al'u ikincil uyarıcı seçmemizi nedeni, Al'dan gelen karakteristik fotonların enerjisi numunenin K tabakası elektronları tarafından soğurulmasına uygun olmasındandır.

İkincil uyarıcıdan Compton saçılmasına uğrayan x-ışınları uygun bir kolimatör kullanılmak suretiyle paralel bir demet halinde soğurucular üzerine kolime edilmiştir. Aynı zamanda, soğurucudan küçük açılardaki istenmeyen saçılmaları en aza indirmek için sayaç ile soğurucu arasına uygun bir kolimatör yerleştirilmiştir.

Önce soğurucu numuneler olmadan, ikincil uyarıcıdan Compton saçılmasına uğrayan x-ışınları belli bir süre sayılmıştır. Daha sonra aynı süre için, ikincil uyarıcı numune ile sayaç arasına soğurucu numuneler yerleştirildikten sonra sayımlar alınmıştır.

Kütle azaltma katsayıları "Lambert Beer" denkleminde faydalanılarak aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = -\frac{1}{t} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$$

Burada, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$; kütle azaltma katsayısı, t numune kalınlığı, $\left(\frac{I}{I_0}\right)$ ise geçen şuanın gelen şuaya oranı olup kısaca soğurulma kesri olarak da söylenebilir. Bu ifadelerden faydalanılarak kütle azaltma katsayıları hesaplandı. Ardından soğurma kıyısı yakınlarında oluşan keskin süreksizliklerden faydalanılarak soğurma-faktörleri ve soğurma-sıçrama oranları hesaplandı.

Mesela K tabakasında vuku bulan fotoiyonizasyonun toplam kesri,

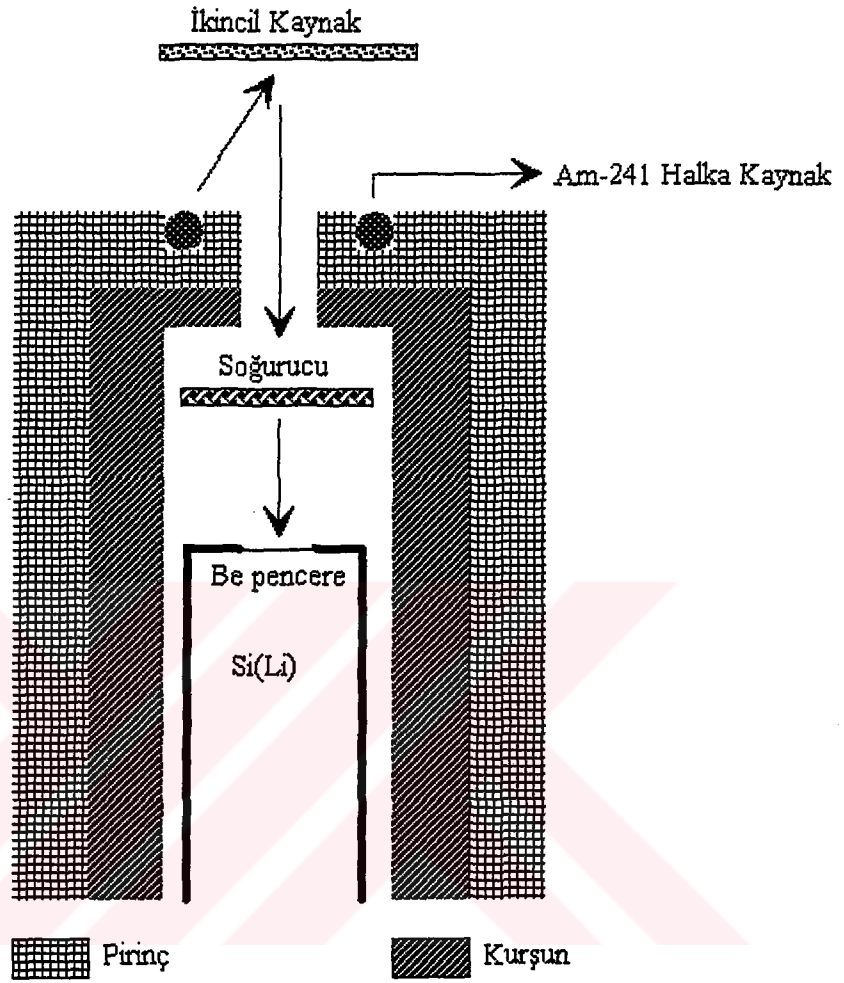
$$J_K = 1 - \frac{1}{r_K} = \frac{r_K - 1}{r_K}$$

ifadesi ile verilir. Burada $r_K = \frac{\mu_+}{\mu_-}$ olduğunu ve sırasıyla $\mu_+ = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+$, soğurma kıyısının üst kenarı, $\mu_- = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-$, soğurma kıyısının alt kenarı olması kaydıyla K tabakası için sıçrama-faktörü (J_K) aşağıdaki denklemden hesaplanır.

$$J_K = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+ - \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_-}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_+}$$

Söz konusu elementler için amaçlanan sıçrama-faktörü (Jump-Factor) ölçümleri yukarda anlatılan transmisyon geometrisi kullanılmak suretiyle deneysel olarak ölçülmüştür. Sıçrama-faktörleri ve sıçrama-oranlarının deneysel değerleri ile hesaplanan Hubbell ve Seltzer, N. Broll, McMaster, WinXCom, M. Ertuğrul, G. Budak, teorik ve fit değerleriyle çizelge 3.4 ve 3.5’de karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Karakteristik x-ışınlarının sayılmasında sayaç olarak rezolüsyonu 5,9 keV’de 160 eV olan Si(Li) katıhal sayacı kullanılmıştır. Elde edilen pulslar önce ORTEC 117 B ön amplifikatöründe ve daha sonra ORTEC 472 lineer amplifikatöründe büyütülerek NUCLEAR DATA firmasınca imal edilmiş 4096 kanallı ND66B çok kanallı puls yükseklik analizörünün 1024 kanalında kaydedilmiştir. Elde edilen spektrumların çizilmesinde ise EPSON LX-810 printer-plotter kullanılmıştır. Deney sisteminin blok diyagramı şekil 3.3’te, kullanılan elementlerin soğuruculu ve soğurucusuz spektrumları ve sıçrama şekilleri çizelge 3.4 ve 3.5’den hemen sonra verilmiştir.



Şekil 3.3. Transmisyon geometrisi

Çizelge 3.4. Sıçrama-faktörü (J_K) değerlerinin deneysel ve teorik(T) mukayesesi

Element ve bileşik	Deneysel	T ^a	T ^b	T ^c	T ^d	T ^e	T ^f
Ba [Ba(C ₂ H ₃ O ₂) ₂]	0,708±0,010	0,811	0,808	0,828	0,811		
La [La ₂ O ₃]	0,790±0,022	0,809	0,815	0,835	0,809		
Ce [CeCl ₃ 7H ₂ O]	0,800±0,016	0,807	0,810	0,830	0,807	0,840	
Pr [Pr ₂ O ₃]	0,775±0,021	0,805	0,807	0,828	0,805		0,825
Nd [NdO]	0,813±0,025	0,804	0,811	0,833	0,803	0,810	
Pm	0,800*	0,802	0,830	0,831	0,801		0,826
Sm [Sm ₂ O ₃]	0,790±0,019	0,799	0,804	0,827	0,799		0,813
Eu [EuCl ₃ 6H ₂ O]	0,794±0,019	0,797	0,800	0,824	0,797		0,820
Gd	0,794±0,019	0,795	0,802	0,827	0,795		0,824
Tb [Tb ₄ O ₇]	0,730±0,028	0,793	0,793	0,819	0,793		0,814
Dy	0,700±0,015	0,791	0,791	0,818	0,791		0,813
Ho	0,823±0,039	0,788	0,786	0,812	0,788		0,805
Er	0,752±0,016	0,786	0,791	0,818	0,786		0,817

^a WinXcom (2001)^b McMaster (1969)^c N. Broll (1986)^d Hubbel ve Seltzer (1995)^e M. Ertugrul vd (2002)^f G. Budak vd (baskıda)

*Pm elementi için fit değeri

Çizelge 3.5. Sıçrama-oranı (r_K) değerlerinin deneysel ve teorik(T) mukayesesi

Element ve bileşik	Deneysel	T ^a	T ^b	T ^c	T ^d	T ^e	T ^f
Ba [Ba(C ₂ H ₃ O ₂) ₂]	3,371	5,29	5,208	5,813	5,291		
La [La ₂ O ₃]	5,467	5,23	5,128	6,060	5,235		
Ce [CeCl ₃ 7H ₂ O]	5,023	5,18	5,263	5,882	5,181	6,25	
Pr [Pr ₂ O ₃]	4,464	5,128	5,181	5,813	5,128		5,714
Nd [NdO]	5,355	5,102	5,291	5,988	5,076	5,263	
Pm	5*	5,050	5,882	5,917	5,025		5,747
Sm [Sm ₂ O ₃]	4,697	4,975	5,102	5,780	4,975		5,347
Eu [EuCl ₃ 6H ₂ O]	4,859	4,854	5	5,681	4,926		5,555
Gd	4,846	4,878	5,050	5,780	4,878		5,681
Tb [Tb ₄ O ₇]	5,185	4,830	4,830	5,524	4,830		5,376
Dy	3,327	4,784	4,784	5,494	4,784		5,47
Ho	5,653	4,716	4,672	5,319	4,716		5,28
Er	4,032	4,672	4,784	5,494	4,672		5,464

^a WinXcom (2001)^b McMaster (1969)^c N. Broll (1986)^d Hubbel ve Seltzer (1995)^e M. Ertugrul vd (2002)^f G. Budak vd (baskıda)

*Pm elementi için fit değeri

Yukarıdaki numunelerden Pm, elimizde mevcut olmadığından Pm elementine ait veriler diğer elementlerin değerleri fit edilerek hesaplanmıştır. Fit denklemi aşağıdaki gibidir:

$$Y=A_0+A_1x+A_2x^2+A_3x^3+...$$

$$A_0=-5,3694239$$

$$R=0,75734$$

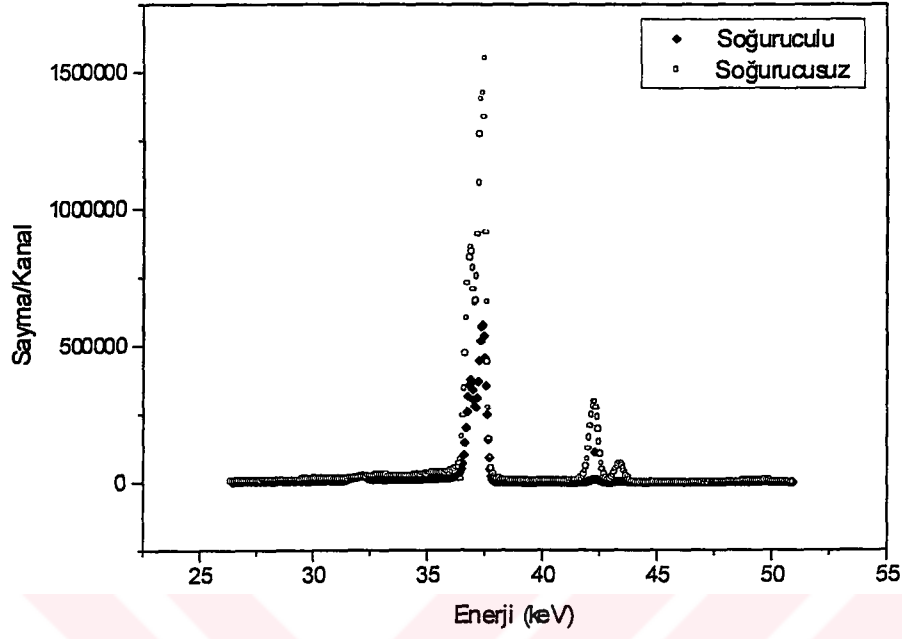
$$A_1=0,19890110$$

$$R^2=0,57356$$

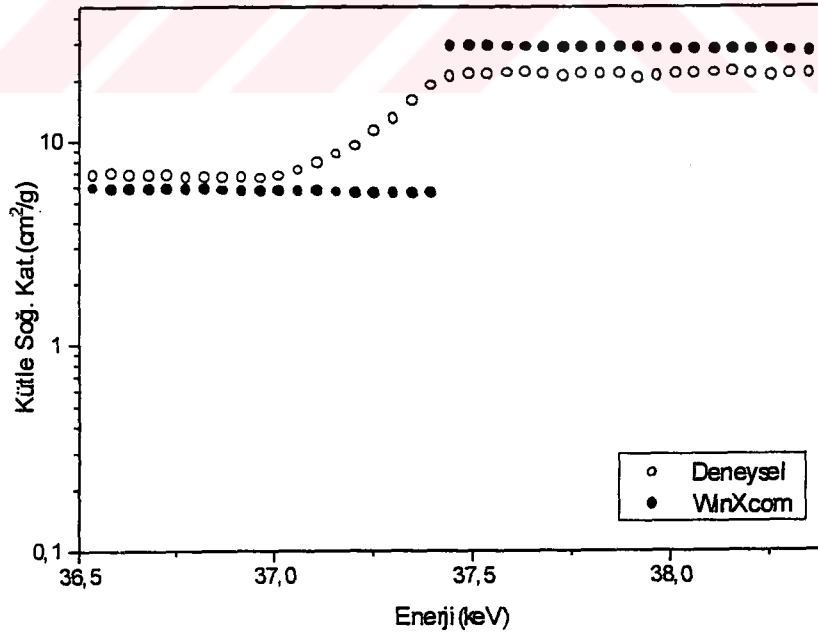
$$A_2=-0,0016024543$$

$$SD=0,0269$$

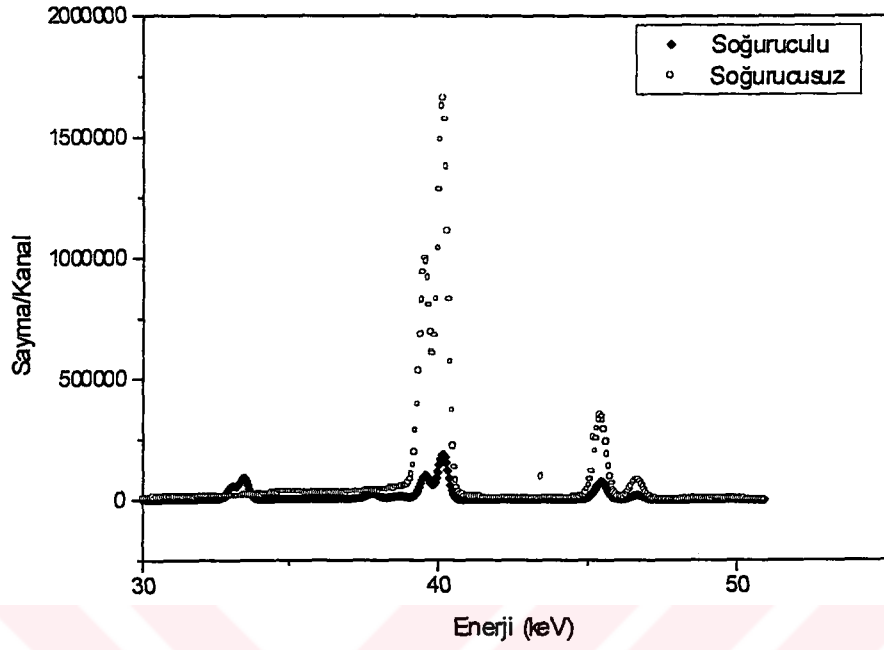




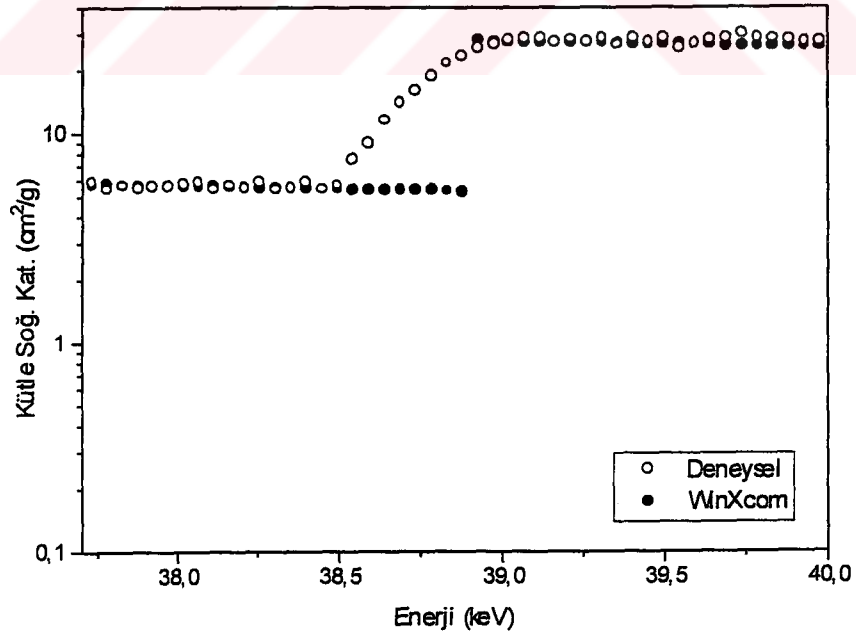
Şekil 3.4.a Ba için saçıcı Nd'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



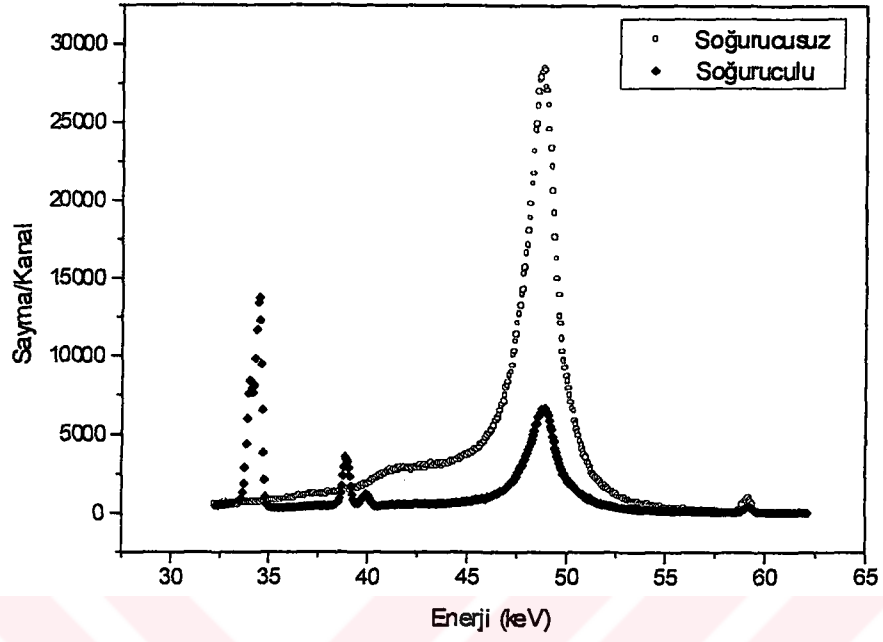
Şekil 3.4.b Ba'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



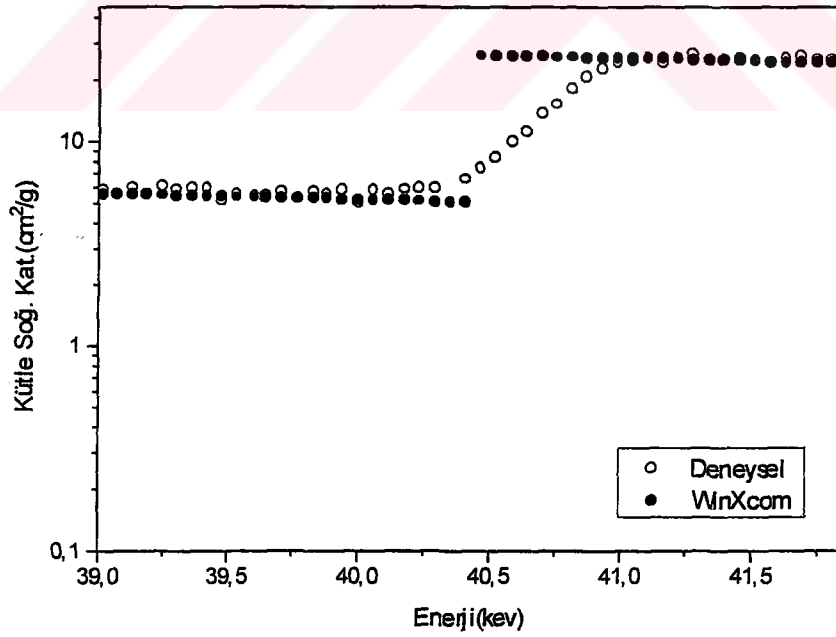
Şekil 3.5.a La için saçıcı Sm'den alınan soğuruculu ve soğurucusuz karakteristik pikler



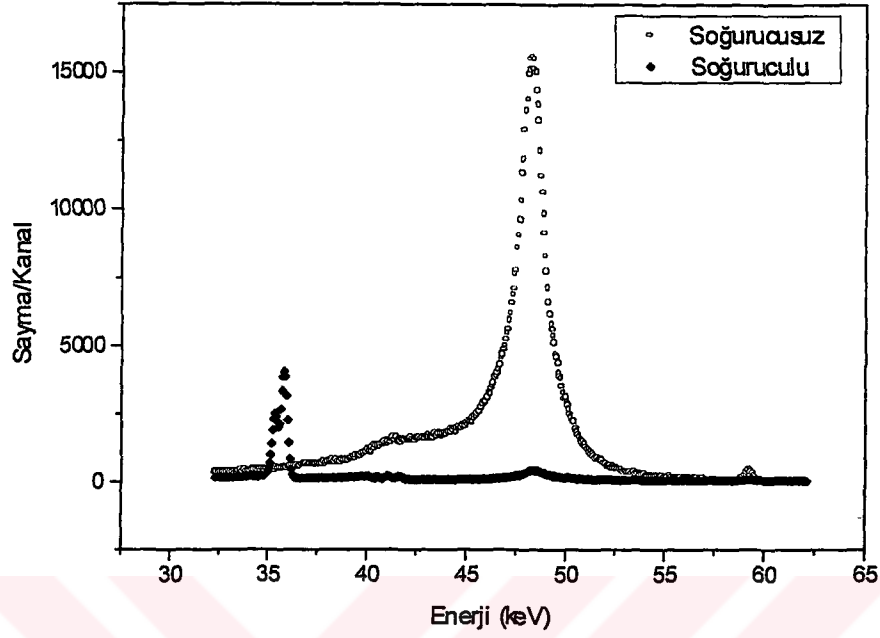
Şekil 3.5.b La'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



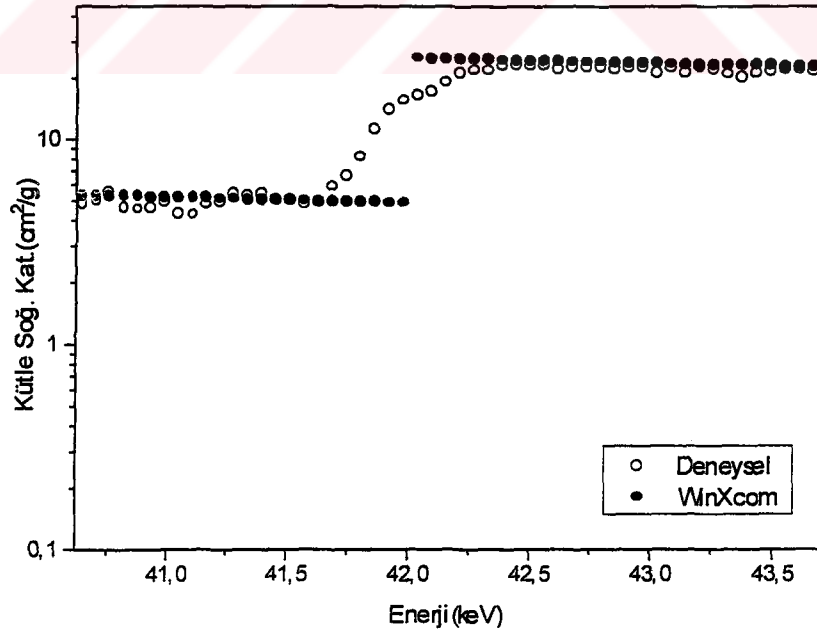
Şekil 3.6.a Ce için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



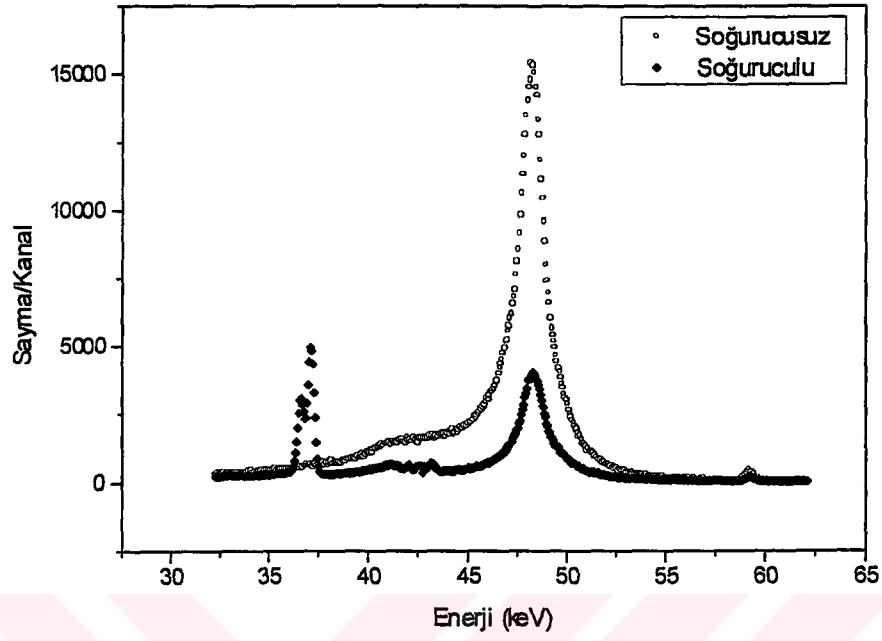
Şekil 3.6.b Ce'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



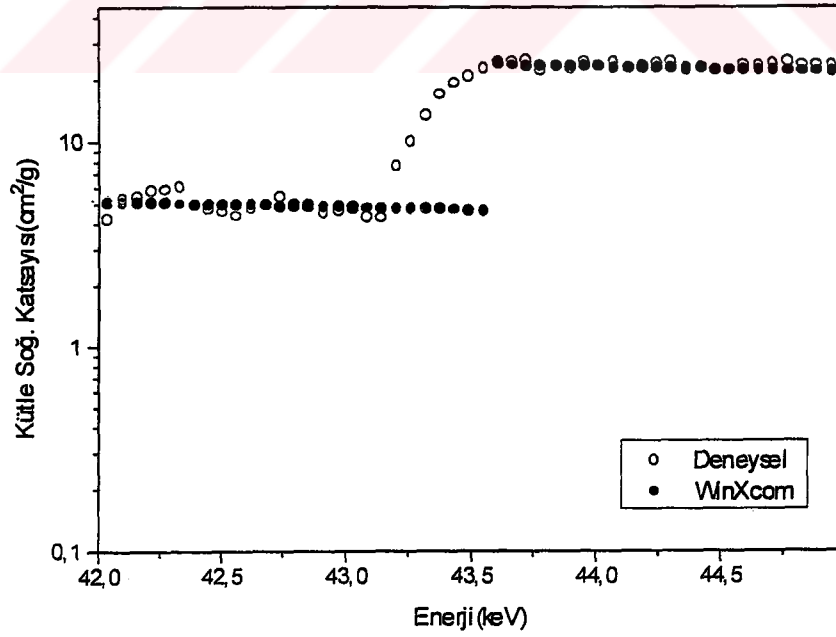
Şekil 3.7.a Pr için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



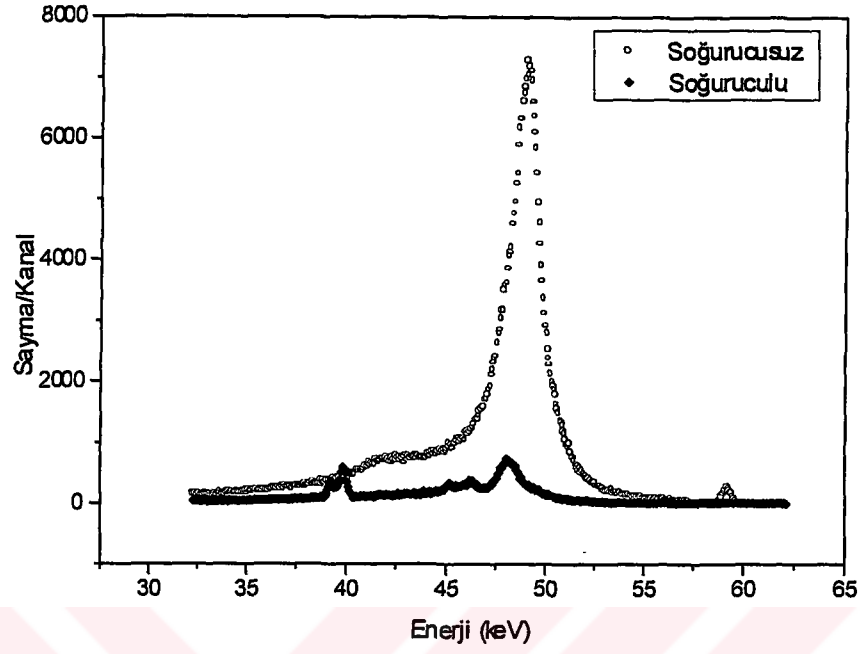
Şekil 3.7.b Pr'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



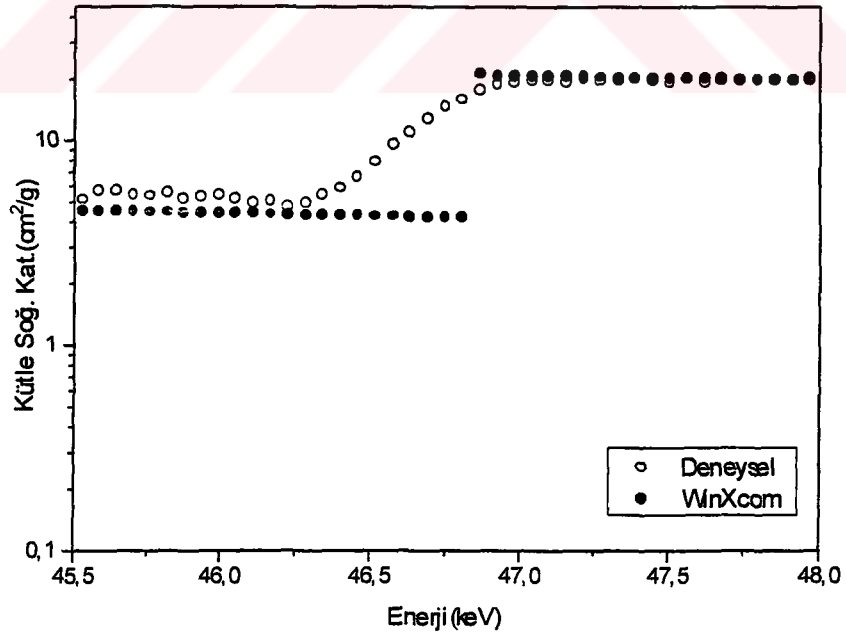
Şekil 3.8.a Nd için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



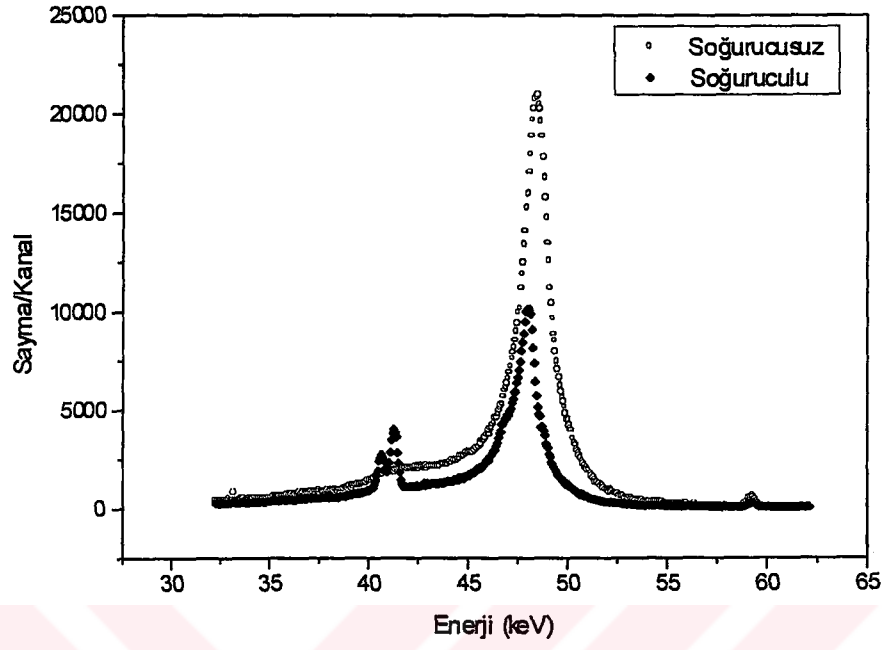
Şekil 3.8.b Nd'nin K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



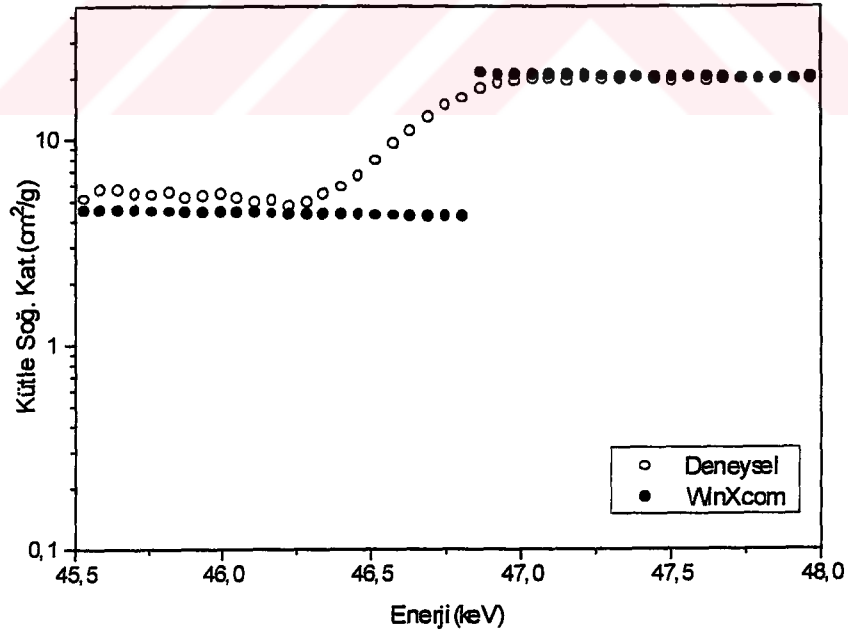
Şekil 3.9.a Sm için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



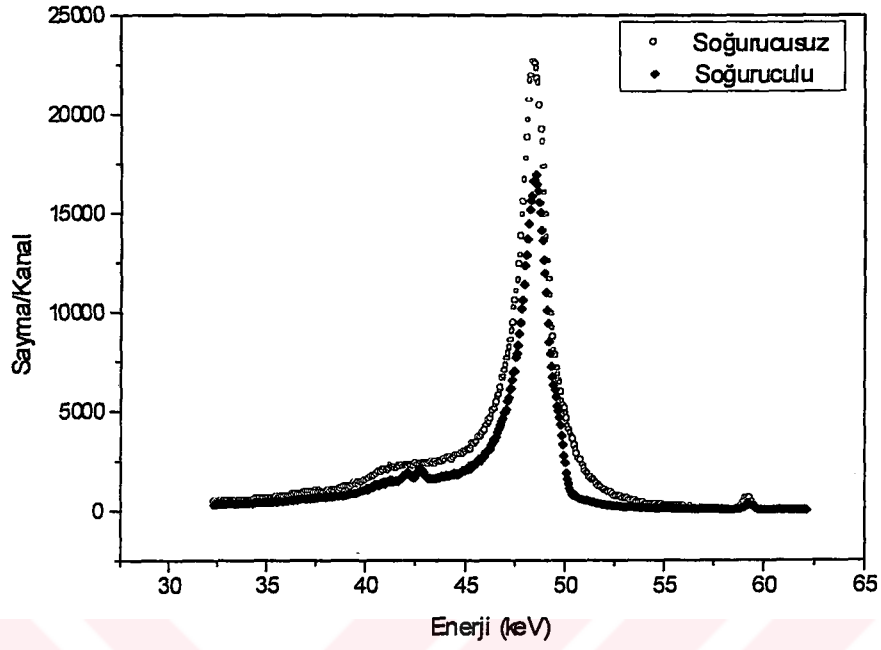
Şekil 3.9.b Sm'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



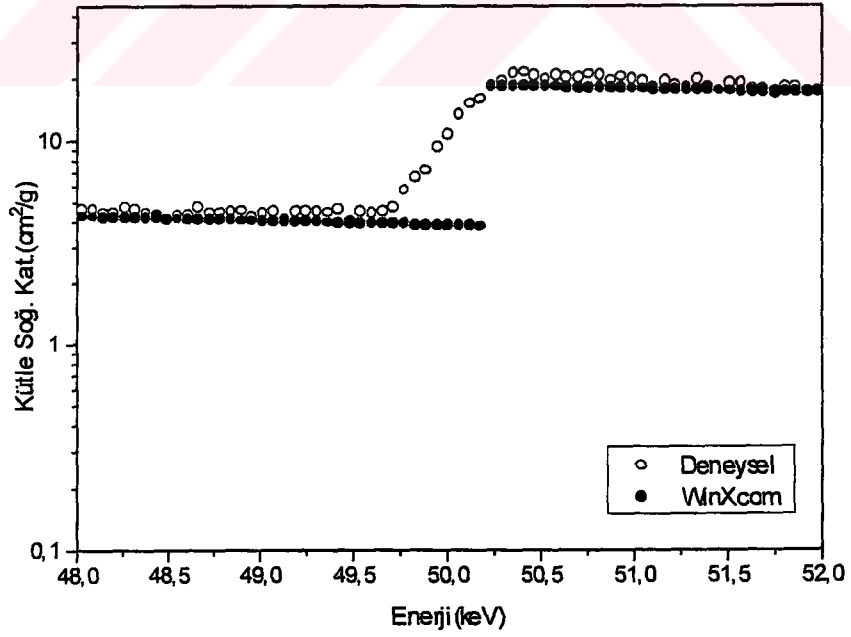
Şekil 3.10.a Eu için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



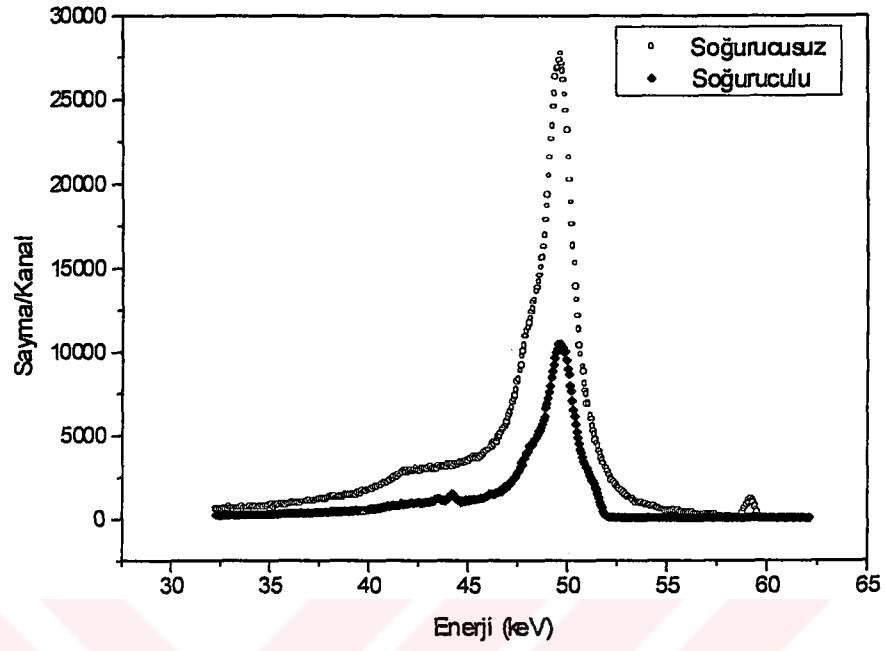
Şekil 3.10.b Eu'un K kıyası yakınında x-ışını azaltma katsayıları



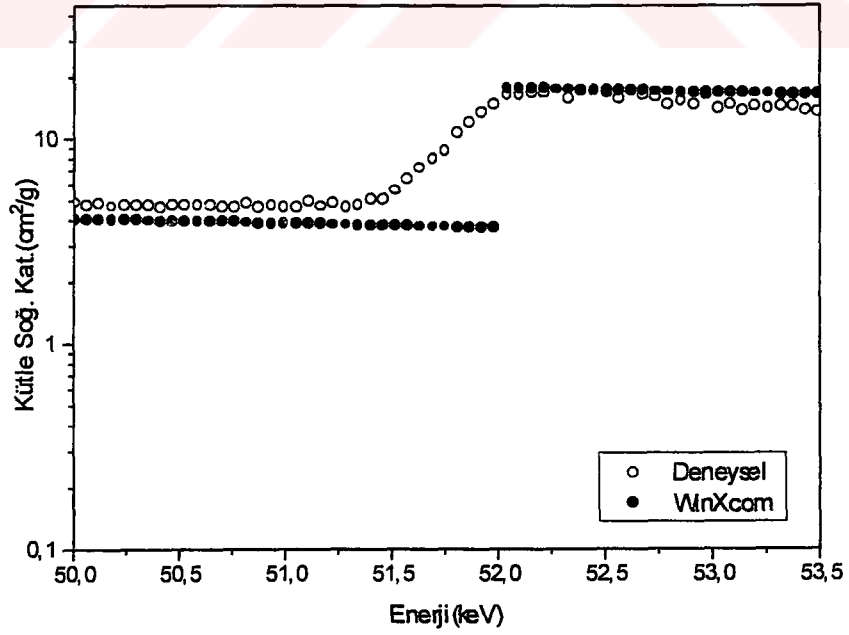
Şekil 3.11.a Gd için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



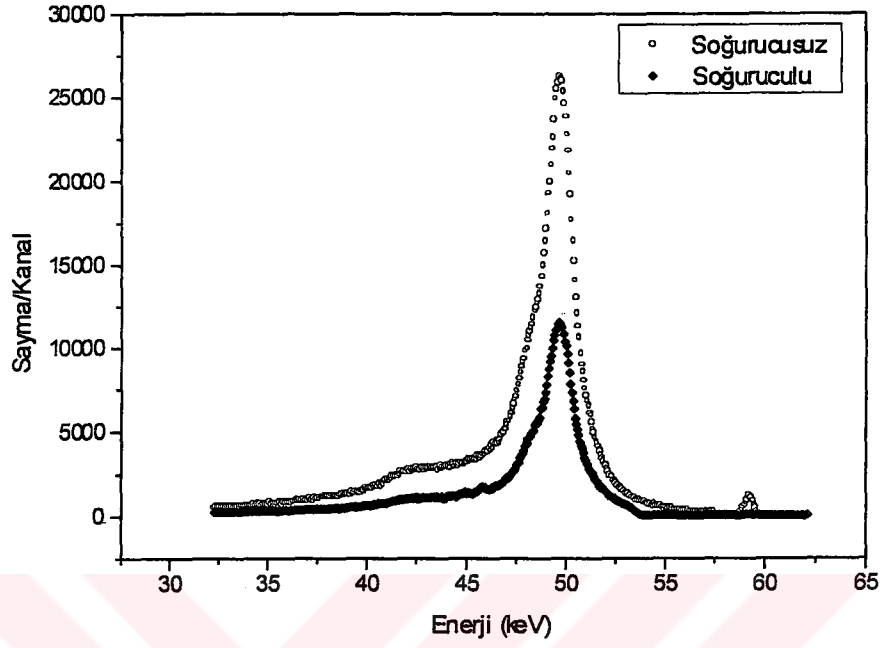
Şekil 3.11.b Gd'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



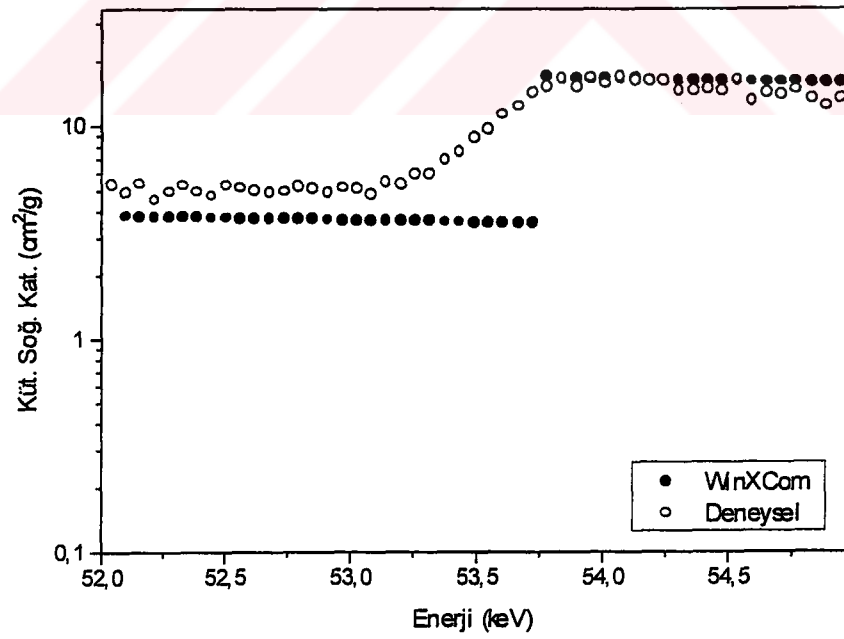
Şekil 3.12.a Tb için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



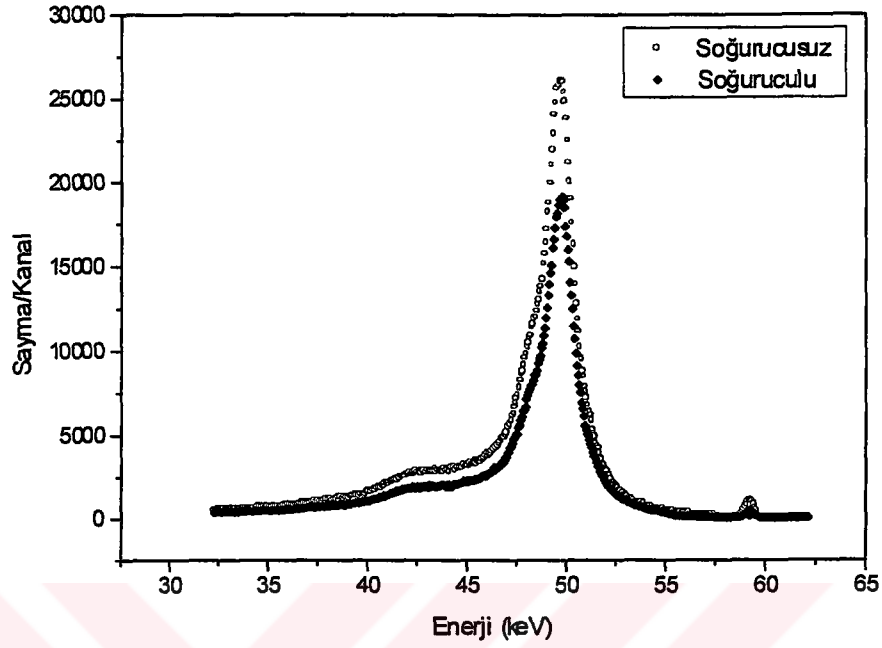
Şekil 3.12.b Tb'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



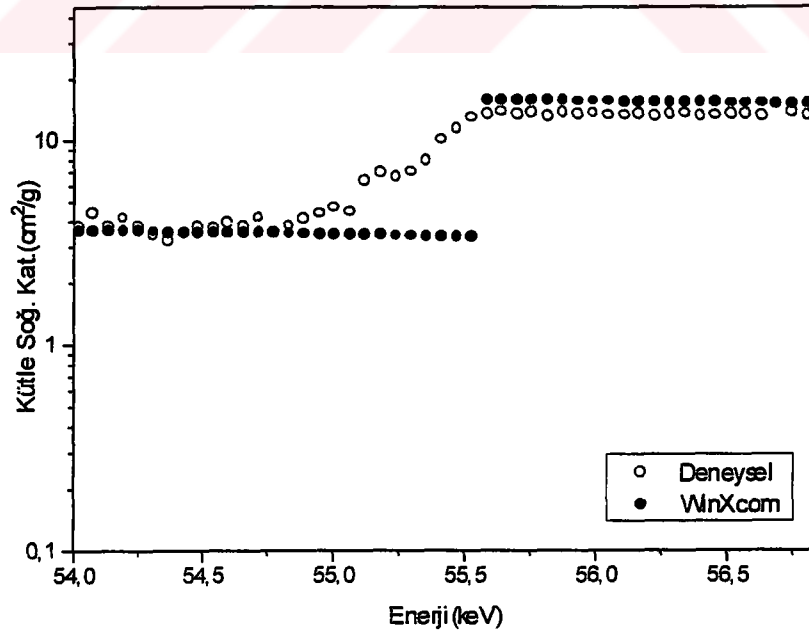
Şekil 3.13.a Dy için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



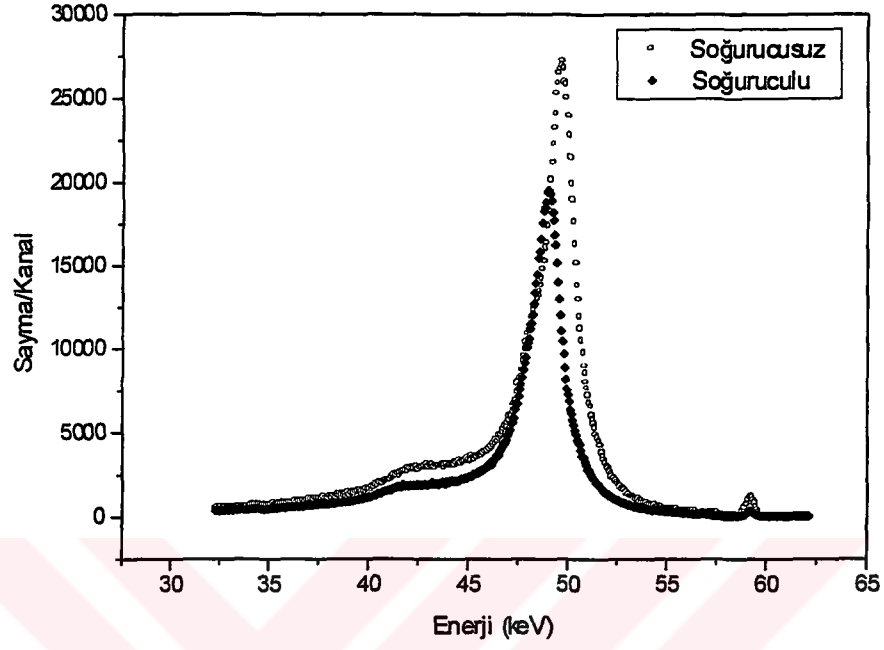
Şekil 3.13.b Dy'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları



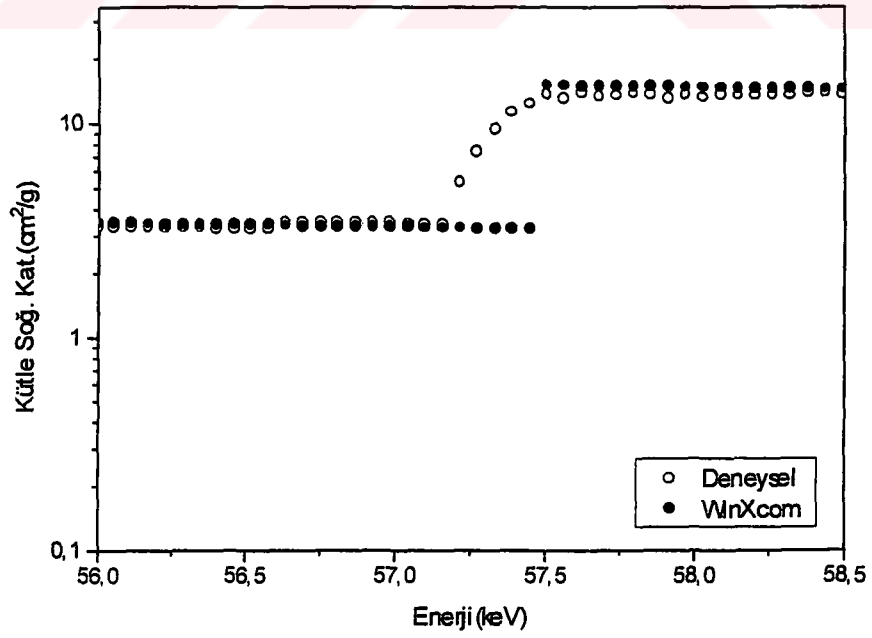
Şekil 3.14.a Ho için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



Şekil 3.14.b Ho'un K kıyası yakınında x-ışını azaltma katsayıları



Şekil 3.15.a Er için soğuruculu ve soğurucusuz ölçülen Compton spektrumu



Şekil 3.15.b Er'un K kıyısı yakınında x-ışını azaltma katsayıları

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Gelen foton enerjisine karşı toplam azaltma tesir kesitlerinin grafiği çizildiğinde karakteristik bir dişli yapının oluştuğu gözlenir. Bu yapıda, soğurma kıyıları olarak bilinen keskin süreksizlikler oluşur. Bu da K, L, M,... tabakalarındaki elektronların iyonizasyon enerjisiyle gelen enerjinin uyumlu olması halinde görülür. Bu keskin süreksizlikler, göz önüne alınan tabakada enerjik olarak mümkün fotoelektrik etkileşim meydana geldiği için ortaya çıkar.

K, L, M,... kıyılarındaki fotoelektrik tesir kesiti, teorik bir yaklaşıma gerek kalmaksızın soğurma-sıçrama oranlarından elde edilebilir. Alt ve üst kıyı değerleri arasındaki fark herhangi bir tesir kesitine gerek kalmadan gözönüne alınan tabakanın fotoelektrik tesir kesitini doğrudan verir. Bu durum kıyılarda fotoelektrik tesir kesitini ölçmenin kolay bir yoludur. Alt ve üst kıyı değerleri arasındaki oran sıçrama-oranı olarak adlandırılır ve bu oran fotoelektrik tesir kesitinin bir ölçüsüdür.

Göz önüne alınan enerji bölgesi, elementlerin K kıyısının hem altındaki hem de üstündeki enerjileri kapsar. Böylece nadir toprak elementlerinin K sıçrama-faktörlerini ve sıçrama-oranlarını hesaplamak için toplam azaltma tesir kesiti ölçümlerinden faydalanmak mümkündür.

Çizelge 3.1’de belirtilen elementlerin belirtilen enerjide K kıyısı yakınındaki kütle azaltma katsayıları ölçülerek soğurma sıçrama faktörü ve soğurma sıçrama oranı hesaplanmıştır. Deneysel değerlerle teorik değerler karşılaştırmalı olarak çizelge 3.4-5’te verilmiştir.

Çizelgeden de görüldüğü gibi, elde ettiğimiz deneysel değerler ile Hubbell ve Seltzer (1995)’in teorik değerleri arasındaki rölatif farklar; Ba için %12,7, La için %0,98, Ce için %0,86, Pr için %3,60, Nd için %1,12, Sm için %1,13, Eu için %0,25, Gd (foil) için %0,12, Tb için %1,765, Dy (foil) için %11,5, Ho (foil) için %4,44, ve Er (foil) için de %4,32 olarak gözlenmiştir.

Gözlenen rölatif farklar arasındaki Ba ve Dy değerleri diğerlerine göre oldukça büyüktür. Ba'daki rölatif farkın büyük olması, saçıcı olarak kullandığımız Nd'den gelen karakteristik K x-ışınlarının enerjisinin Ba'un soğurma kıyısının enerjisine çok yakın olmasından kaynaklanmaktadır. Aynı durum Dy elementi için de geçerlidir. 59,5 keV'lik gamma ışınlarının Al elementinden Compton saçılmaya uğrayarak Dy'nin soğurma kıyısına düşmesi rölatif farkı artırmaktadır. ΔE değeri küçüldükçe, yani gelen fotonun enerjisi K soğurma kıyısına yaklaştıkça, deneysel olarak ölçülen μ/ρ değerinin karışım kuralına göre hesaplanan teori ile uyumsuzluğun arttığı, dolayısıyla bu uyumsuzluğun soğurma sıçrama-faktörü ve sıçrama-oranını olumsuz olarak etkilediği çizelge 3.4 ve 3.5'ten açıkça görülmektedir.

Bileşiklerin kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasında kullanılan karışım kuralı, molekülü oluşturan atomlar arasındaki kimyasal etkileşimleri dikkate almaz. Bileşik içindeki atomlar izole değildir; yani bileşik içerisindeki atomlar birbirinden bağımsız olmayıp, diğer atomlarla etkileşmektedirler. Bu etkileşimler teorik olarak hesaplanan kütle azaltma katsayılarında ihmal edilir. Şöyle ki, bileşik içerisindeki her bir elementin ağırlık kesrince toplam kütle azaltma katsayıları toplama eklendiği için μ/ρ değerleri hesaplanmasında kimyasal etki gibi önemli bir durumun dikkate alınmaması deneysel ve teorik değerler arasındaki uyumsuzluğun baş sorumlusu olarak düşünülebilir. Ayrıca, bileşikler için kullandığımız karışım kuralından sapmalar özellikle soğurma kıyısı yakınlarında daha belirgin olarak ortaya çıkmıştır. Bu durum bazı araştırmacılar tarafından da teyit edilmiştir (Turgut vd 2002, Söğüt vd 2001). Bazı bileşikler ile saf elementler arasındaki bu uyumsuzluk bileşikler için kullanılan karışım kuralından kaynaklanabilir. Ancak Murty *et al.* (2000), Tungsten ve Bakırdan oluşan bir alaşım için yapılan deneysel toplam kütle azaltma katsayılarının karışım kuralını temel alan teorik hesaplamalarla karşılaştırıldığında karışım kuralının geçerliliğini teyit etmişlerdir. Mevcut element ve bileşiklerde K soğurma kıyısı civarı enerjiler ile K soğurma kıyısından büyük veya soğurma kıyısından biraz daha küçük enerjilerde elde edilen deneysel ve teorik değerler arasındaki uyumsuzluğun, ince yapıdan [extended x-ray absorption fine structure (EXAFS)] kaynaklandığı kanaatindeyiz. Bu durum literatürde

de bazı araştırmacılar tarafından da teyit edilmiştir [Sommerfeld (1920), Azaroff (1974), Del-Grande (1980), Hubbell, (1999)].

Çalışmamızda hatalar ve yüzdeleri; sırasıyla, fotopik alanının değerlendirilmesinden gelen hata $<2,5\%$, numune kalınlıkları tayininden gelen hata $<1\%$, geometrik faktörden gelen hata $<2\%$ olarak tayin edilmiştir.



KAYNAKLAR

- Angelone, M., Bubba, T., Esposito, A., (2001), Appl. Radiat. and Isot. 55, 505-511.
- Ayala, A. P. and Minardi, R. T., (1996), Radiat. Phys. Chem., 47, 177-181.
- Barfoot, J. M., Mitchell, I. V., Avaldi, L. and Escbach, H.L., (1984), Nucl. Inst. and Meth. B5, 534-544.
- Bertin, E. P., (1975), Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis, Plenum Press, New York-London (2nd ed.).
- Bertin, E. P., (1975), Principles and practice of x-ray spectrometric analysis, Plenum Press, New York, (2. Ed)., 252.
- Broll, N., (1986), Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis Theory and Practice of the Fundamental Coefficient Method. X-Ray Spectrom. 15, 271-285.
- Budak, G., Karabulut, A., Şimşek, Ö., Ertuğrul, M., (1999), Nucl. Inst. and Meth B 149, 379-382.
- Budak, G., Karabulut, A., Ertuğrul, M., Radiation Measurement, Determination of K shell absorption jump-factor for some elements using EDXRF technique.(accepted)
- Büyükkasap, E., (1998), Acta Phys. Polonica., A93, 701-705.
- Chandra, L. S., Suresh, B. K., Prakash, K. V. and Krishna, R. D V., (1989), Can. J. Phys., 67, 139.
- Canada, T. R., Bearse R. C. and Tape, J. W., (1977), An accurate determination of the plutonium K-edge energy using gamma-ray attenuation, Nucl. Instrum. Meth., 142, 609.
- Cohen, D. D., (1980), Nucl. Inst. and Meth., 178, 481-490.
- Debertin, K and Helmer, R. G., (1988a), Gamma and x-ray spectrometry with semiconductor dedectors, Elsevier Science Publishers, New York, 94.
- Debertin, K and Helmer, R. G., (1988b), Gamma and x-ray spectrometry with semiconductor dedectors, Elsevier Science Publishers, New York, 94-96.
- Debertin, K and Helmer, R. G., (1988c), Gamma and x-ray spectrometry with semiconductor dedectors, Elsevier Science Publishers, New York, 97.
- Debertin, K and Helmer, R. G., (1988d), Gamma and x-ray spectrometry with semiconductor dedectors, Elsevier Science Publishers, New York, 100.
- Dojo, M., (1974), Nucl. Inst. and Meth. 115, 426.
- Erdoğan, H., (1976), Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Temel Bilimler Yüksek Okulu, (yayınlanmamış) Erzurum.
- Ertuğrul, M., (1994), Si(Li) dedektörü ile karakteristik x-ışınlarının açısal dağılımlarının, polarizasyonlarının, tesir kesitlerinin ve şiddet oranlarının ölçülmesi, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü Erzurum, 19-20 (yayınlanmamış) Erzurum.
- Ertugrul, M., Karabulut. A and Budak. G, (2002), Measurement of the K shell absorption jump factor of some elements, Radiation Physics and Chemistry., 64, 1-3.
- Erzeneoğlu, S., Durak. R., Kurucu, Y. and Şahin, Y., (1995), Tr. J. of Phys., 19, 752-757.

- Gerward, L., (1993), X-ray attenuation coefficients: current state of knowledge and availability, *Radiat. Phys. Chem.*, 41,783.
- Gerward, L., Guilbert, N., Bjorn Jensen and Levring, H., (2001), X-ray absorption in matter. Reengineering XCOM, *Radiation Physics and Chemistry.*, 60, 23-24.
- Goulding, F.S., (1977), *Nucl. Inst. and Meth.* 142, 213.
- Hubbell, J. H., Viegele, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T. and Howerton, R. J., (1975), *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 4, 3.
- Hubbell, J. H., Gerstenberg H. M and Saloman E. B., (1986), Bibliography of foton total cross section (attenuation coefficients) measurements 10 eV to 13.5 GeV NBSIR 86-3461.
- Hubbell, J. H., Sighn, N., Chand, B., Trehan, P. N., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Sighn, S. and Puri, S., (1994), *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 23,2.
- Hubbell, J. H. and Seltzer, S.M., (1995), NISTIR-5632.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. and Hanumaiah B., (1991), *Appl. Radiat. Isot.*, 42, 571-575.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. and Hanumaiah B., (1993), *X-Ray Spectrom.*, 21, 133-1575.
- Kerur, B. R., Thonturadya, S. R. and Hanumaiah B., (1994), *Appl. Radiat. Isot.*, 45, 159-163.
- Kurucu, Y., (1993), Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (yayınlanmamış) Erzurum.
- Kurucu, Y., Erzenoğlu, S., Şahin, Y. and Durak, R., (1994), *II Nuovo Cimento*, 16, 555-559.
- McMaster, W. H., Kerr Del Grande N., Mallett, J. H. and Hubbell, J. H., (1969), *Compilation of X-Ray Cross Sections UCRL-50174 Sec.II. Rev.1*
- Mannien, S., Hmalainen, K. and Paakkari, T., (1988), Determination of Fermi Momentum Using Compton Scattering. An Undergraduate Experiment, *Am. J. Phys.*, 56, 928.
- Mason, G. R., (1978), The Application of The Absorption-Edge Technique to Broadened Pionic X-Ray Lines, *Nucl. Instrum. Meth.*, 153, 121.
- Murty, V.R.K., Winkoun, D.P., Devan, K.R.S., (2000), *Appl. Radiat. and. Isot.* 53, 945-948.
- Norrish, K. and Hutton, J. T., (1969), An accurate x-ray spectrographic method for the analysis of a wide range of geological samples. *Geochemicaat Cosmochimicia Acta* 33, 431.
- Ouspeh, P. J., Hoskins, K. D., Bermen, J. I. and Bolander, A., (1982), Moseley's law., *Am. J. Phys.*, 50, 275.
- Parthasaradhi, K., Esposito, A., Molibio, S. and Pelliccioni, M., (1988), Photon cross-sections near the x-ray absorption edges of Ti, Ni, Pt and Au, *Phys. Rev. A*, 38, 1608
- Poehn, C., Wernisch, J. and Henke, W., (1985), Least-Squares Fits of Fundamental Parameters for Quantitative X-Ray Analysis as a Function of Z ($11 \leq Z \leq 83$) and E ($1 \text{ keV} \leq E \leq 50 \text{ keV}$), *X-Ray Spectrom.* 14, 3.
- Roy, B., Chatterjee, K., Roy, SC., Bhattacharya, N., Choudhury, N., (1997), *Appl. Radiat. And. Isot.* 48, 785-788.
- Saloman, E. B., Hubbell, J. H. and Scofield, J. H., (1988), *Atomic Data and Nuclear Data Tables.*, 38, 1-197.

- Siegbahn, K., (1974), Alpha-Beta and Gamma-Ray Spect, North-Holland Publishing Company., 1, 38-39.
- Singh, N., Aulakh, H. S., Allawadhi, K. L. and Sood, B. S., (1989), J. Phys., 33, 505-511.
- Söğüt, Ö., Seven, S., Baydaş, E., Büyükkasap, E., and Küçükönder, A., (2001), Spectrochim. Acta. Part.B. 56, 1367-1374
- Storm, E. and Israel, I., (1970), Nuclear Data A7, 565-681.
- Şahin, Y., (1979), Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yayınlanmamış) Erzurum.
- Turgut, Ü., Şimşek, Ö., Büyükkasap, E. and Ertuğrul, M., (2002), Spectrochim. Acta Part.B57, 261-266.
- Williams, K. L., (1987), An introduction to x-ray spectrometryx-ray fluorescence and electron microprobe analysis, Allen and Unwin. London, 112.
- Wood, R. E., Rao, P. V., Puckett, O.H and Palms, J. M., (1971), Nucl. Inst. and Meth. 94, 245.



ÖZGEÇMİŞ

1967 yılında Erzurum'un Hınıs ilçesinde doğdu. İlk orta ve lise öğrenimini Aşkale'de tamamladı. 1984 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünü kazandı ve aynı bölümden 1989 yılında mezun oldu. Dört yıl öğretmenlik yaptıktan sonra 1996 yılında Erzincan Eğitim Fakültesinde göreve başladı ve hala görevine devam etmekte. Evli ve bir çocuk babası.

