

PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Cr, Fe, Cu ve Zn GEÇİŞ ELEMENTLERİN OLUŞTURDUĞU BAZI
BİLEŞİKLERİN K KABUĞU FLORESANS PARAMETRELERİ
ÜZERİNE KİMYASAL ETKİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Emre GÜMÜŞ**

Anabilim Dalı : Fizik

Programı : Atom ve Molekül Fiziği

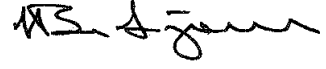
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Hasan ERDOĞAN

HAZİRAN 2011

YÜKSEK LİSANS TEZ ONAY FORMU

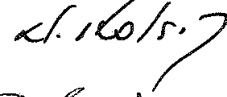
Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 091401003 nolu öğrencisi Emre GÜMÜŞ tarafından hazırlanan “Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K kabuğu floresans parametreleri üzerine kimyasal etki” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Hasan ERDOĞAN (PAÜ)

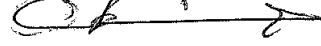


(Jüri Başkanı)


Jüri Üyesi : Prof. Dr. Nuri KOLSUZ (PAÜ)



Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa TEMİZ (PAÜ)



Pamukkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 17.06.2011 tarih ve 17/37... sayılı kararıyla onaylanmıştır.


Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü
Prof. Dr. Nuri KOLSUZ

Bu tezin tasarımı, hazırlanması, yürütülmesi, araştırmalarının yapılması ve bulgularının analizlerinde bilimsel etiğe ve akademik kurallara özenle riayet edildiğini; bu çalışmanın doğrudan birincil ürünü olmayan bulguların, verilerin ve materyallerin bilimsel etiğe uygun olarak kaynak gösterildiğini ve alıntı yapılan çalışmalara atfedildiğine beyan ederim.

İmza :



Öğrenci Adı Soyadı : Emre GÜMÜŞ

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmanın gerçekleşmesinde değerli görüş ve yardımlarını esirgemeyen çok değerli hocam ve danışmanım Prof. Dr. Hasan ERDOĞAN'a en içten teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Yapmış olduğum bu çalışmanın ölçümleri, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği laboratuvarında gerçekleştirildi.

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği laboratuvarında çalışmalarım boyunca ilgilerini ve desteklerini benden esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU'na ve Arş. Gör. Volkan AYLIKCI'ya teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca deney numunelerini sağlayan Erzurum, Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Kimya Bölümü hocalarından Prof. Dr. Abdullah MENZEK ve Prof. Dr. Hasan SEÇEN hocalarıma ve Denizli, Pamukkale Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Kimya Bölümü hocalarından Doç Dr. Mehmet KARAKUŞ hocama teşekkürü bir borç bilirim.

Benim bu gün bulunduğum yerde olmamda sonsuz katkıları olan başta annem ve babam olmak üzere tüm aileme sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Haziran 2011

Emre GÜMÜŞ

İÇİNDEKİLER

Sayfa No:

ÖZET	vii
SUMMARY	viii
TABLO LİSTESİ.....	ix
ŞEKİL LİSTESİ.....	x
SEMBOLLER DİZİNİ	xi
1. GİRİŞ	1
2. TEORİK BİLGİLER	5
2.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi	5
2.1.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması.....	6
2.1.1.1. Fotoelektrik olay	6
2.1.1.1.1. Auger olayı.....	8
2.1.2. Elektromanyetik radyasyonun saçılması	8
2.1.2.1. Koherent saçılma.....	8
2.1.2.1.1. Rayleigh saçılması.....	9
2.1.2.1.2. Delbruck saçılması	9
2.1.2.1.3. Thomson saçılması	9
2.1.2.1.4. Nükleer rezonans saçılması	10
2.1.2.2. İnkohorent saçılma	10
2.1.2.2.1. Compton saçılması	10
2.1.2.2.2. Nükleer saçılma.....	11
2.1.2.2.3. Raman saçılması.....	11
2.1.3. Çift oluşum	11
2.2. Soğurma Katsayıları	13
2.2.1. Lineer soğurma katsayısı	13
2.2.2. Molar soğurma katsayısı.....	14
2.2.3. Atomik soğurma katsayısı	14
2.2.4. Kütle soğurma katsayısı	15
2.2.4.1. Karışımlar ve bileşikler için kütle soğurma katsayısı	17
2.3. Soğurma Kıyıları	17
2.4. Karakteristik X-ışınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri.....	18
2.5. Karakteristik X-ışını Şiddet Oranları Üzerine Kimyasal Etkiler	22
2.6. Floresans Tesir Kesiti ve Floresans Verim Üzerine Kimyasal Etkiler.....	23
2.7. ²⁴¹ Am Radyoizotop Kaynağı	24
2.8. Geçiş Metallerinin Genel Özellikleri.....	25
2.8.1. Geçiş metallerinin manyetik özellikleri	27
2.9. Tesir Kesiti.....	27
3. YAPILAN ÇALIŞMALAR	29
3.1. Foton Dedektörlerinin Genel Karakteristikleri	29
3.1.1. Yarıiletken dedektörler.....	30
3.1.2. Yarıiletken dedektörlerin fiziksel özellikleri	31
3.2. Rezolüsyon (Ayırma Gücü)	34
3.3. Sayma Sistemi	39

3.3.1. Yüksek voltaj kaynağı.....	39
3.3.2. Ön yükseltici.....	40
3.3.3. Yükseltici.....	40
3.3.4. Analog dijital dönüştürücü	41
3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)	41
3.4. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi.....	41
3.4.1. Koherent pik	42
3.4.2. İnkohherent (Compton) pik	42
3.4.3. Karakteristik x-ışını pikleri.....	43
3.4.4. Auger pikleri	43
3.4.5. Üst üste binme (pile-up) pikleri	43
3.4.6. Kaçak (escape) pik	44
3.4.7. Satellite pikleri	44
3.5. Dedektör Verimi.....	44
3.5.1. Dedektör verimliliğinin ölçülmesi	45
3.5.2. I ₀ Ge'nin tayini.....	47
3.5.3. Ultra-LEGe dedektörünün çeşitli enerjilerdeki verim eğrilerinin tayini.....	48
3.6. Numunelerin Kütle Azaltma Katsayıları ve Soğurma Düzeltme Faktörleri	49
3.7. Numunelerin Hazırlanması	53
3.8. Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması ve Karakteristik X-ışınlarının Sayılması.....	55
3.9. Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi.....	56
3.10. K X-ışını Şiddet Oranları, Floresans Verimleri, Floresans Tesir Kesitleri ve Çizgi Genişliklerinin Hesaplanması	57
4. BULGULAR.....	59
4.1. Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-ışınları ve Spektrumları.....	59
4.2. K X-ışını Şiddet Oranları, Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verim Değerleri.....	59
5. SONUÇLAR.....	64
6. ÖNERİLER.....	66
KAYNAKLAR.....	67

ÖZET

Cr, Fe, Cu ve Zn GEÇİŞ ELEMENTLERİN OLUŞTURDUĞU BAZI BİLEŞİKLERİN K KABUĞU FLORESANS PARAMETRELERİ ÜZERİNE KİMYASAL ETKİ

Bu çalışmada Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşikler için K_{β}/K_{α} X-ışını şiddet oranı, σ_{Ki} ($i= \alpha, \beta$) floresans tesir kesitleri ve ω_K floresans verimleri üzerine kimyasal etkiler araştırılmıştır.

Numuneler ^{241}Am radyoizotop halka kaynağından yayımlanan 59,5 keV enerjili γ -ışınları ile uyarıldı ve numunelerden yayımlanan karakteristik K X-ışınları, rezolüsyonu 5,9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGe dedektörü ile sayıldı.

Şiddet oranlarının, K tabakası floresans verimleri ve tesir kesitlerinin kimyasal yapıdan etkilendiği tespit edilmiştir.

Elde edilen değerler diğer araştırmacıların teorik ve deneysel değerleri ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: X-Işını Floresans Spektrometri, Şiddet Oranı, Floresans Tesir Kesiti, Floresans Verim

SUMMARY

CHEMICAL EFFECT ON THE K SHELL X-RAY FLUORESCENCE PARAMETERS OF Cr, Fe, Cu ve Zn TRANSITION ELEMENTS SOME COMPOUNDS

In this study, K_{β}/K_{α} X-rays intensity ratios, K shell fluorescence cross-sections and over the fluorescence yields investigated in chemical effects for some compounds which have been Cr, Fe, Cu ve Zn transition elements.

The samples were excited by 59,5 keV γ -rays emitted from ^{241}Am radioisotope source and K X-rays emitted from samples were counted by means of Ultra-LEGe detector which has the resolution 150 eV at 5,9 keV.

It was determined intensity ratios, K shell fluorescence cross-sections and fluorescence yields are affected by chemical structure.

Measured results are comparatively given with the theoretical and experimental results of the other researchers.

Key Words : X-Ray Fluorescence Spektrometry, İntensity Ratio, Flourescence Cross-Section, Flourescence Yield.

TABLO LİSTESİ

Sayfa No:

2.1 : X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri	21
3.1 : Yaygın olarak kullanılan dedektörler için gerekli yüksek voltaj değerleri ...	40
3.2 : 59,543 keV'de foton yayımlayan ²⁴¹ Am kaynağı için I ₀ Gε ve alt değerleri .	48
3.3 : ²⁴¹ Am kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri	51
3.4 : Numunelerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve K _α soğurma düzeltmesi (β) faktörleri	52
3.5 : Numunelerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve K _β soğurma düzeltmesi (β) faktörleri	53
3.6 : ²⁴¹ Am kaynağı ile dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri	54
3.7 : K X-ışını şiddet oranı, K tabakasının fluoresans tesir kesiti, K tabakasının fluoresans veriminin ölçülmesi için kullanılan numuneler ve özellikleri	55
4.1 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K _α tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması	60
4.2 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K _β tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması	61
4.3 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin fluoresans verim değerlerinin karşılaştırılması	62
4.4 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K _β /K _α şiddet oranı değerlerinin karşılaştırılması	63
5.1 : Deneysel hata kaynağı ve miktarları	65

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No:

2.1 : Fotoelektrik, Compton ve Çift oluşumu olaylarının baskın olduğu bölgeler(Krane 2001)	6
2.2 : Fotoelektrik olay; a) etkileşmeden önce b) etkileşmeden sonra	7
2.3 : Auger Olayı	8
2.4 : Compton Olayı.....	11
2.5 : Çift oluşumu	12
2.6 : (a) Pozitronyum Atomunun Oluşması (b) Pozitronyum Atomunun Yok Olması	13
2.7 : Uranyum için X ışını Soğurma Eğrisi	18
2.8 : X-ışınlarının oluşumu	20
2.9 : Am-241 elementinin deneysel bozunma şeması (Beling, Newton ve Rose, 1952).....	25
3.1 : Düzlem Ge(Li) dedektör	33
3.2 : Düzlem p-tipi yüksek saflıkta Ge dedektör	34
3.3 : Dedektörlerin ayırma güçleri.....	36
3.4 : Dedektör ve bölümleri.....	38
3.5 : X-ışınları fluoresans ölçüm sistemi diyagramı	39
3.6 : İdeal bir X-ışını spektrumu.....	42
3.7 : ²⁴¹ Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I ₀ Ge'nin enerji ile değişimi	49
3.8 : X-ışınları fluoresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi	56
4.1 : C ₃₂ H ₄₀ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂ bileşiğinin K X-ışını spektrumları	59

SEMBOLLER DİZİNİ

Bq	: Bekerel
Ci	: Curie
c	: Işık hızı ($2,997 \times 10^8$ m/s)
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
eV	: Elektron Volt ($1,6 \times 10^{-19}$ J.)
E	: Gelen fotonun enerjisi
E_b	: K tabakasının bağlanma enerjisi
E_e	: K tabakasından sökülen elektronun enerjisi
E_γ	: Gelen fotonun enerjisi
E'	: Çıkan fotonun enerjisi
F	: Fono faktörü
FET	: Alan etkili transistör
FWHM	: Bir pulsun yarı maksimumdaki tam genişliği
$F(x,Z)$: Atomik form faktörü
F_{ij}	: X-ışınlarının yayımlanma kesri
G	: Geometrik faktör
h	: Planc sabiti ($6,62 \times 10^{-34}$ J.S)
I	: Geçen ışının şiddeti
I_0	: Gelen ışının şiddeti
I_{K_i}/I_{K_j}	: K X-ışını şiddet oranları ($i=\alpha, \beta$)
MCA	: Çok kanallı analizör
mi	: Numune içindeki analitik madde miktarı
m_0	: Durgun kütle
N	: Karakteristik X-ışını şiddeti
N_{Kx}	: Karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleri
\vec{P}	: Dipol moment
P_E	: Kaynağın bozunma hızı
R	: Dedektör rezölasyonu
r_e	: Klasik elektron çapı
t	: Maddenin kalınlığı
V	: Ortalama genişlik
Z	: Atom numarası
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	: Kütle soğurma katsayısı
ϕ/ρ	: Fotoelektrik kütle soğurma katsayısı
κ/ρ	: Çift oluşum kütle soğurma katsayısı
Φ	: Koherent saçılma açısı
σ_R	: Atom başına toplam koherent saçılma tesir kesiti
σ_K	: K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti
$\sigma_K(E)$: Toplam K kabuğu X-ışını iyonizasyon tesir kesiti
σ_C	: İnkoherent saçılma tesir kesiti
σ_C^Z	: Z atom numaralı element için tesir kesiti
$\sigma(x,Z)$: Atomik saçılma tesir kesiti
σ/ρ	: Saçılma kütle soğurma katsayısı
ω_K	: K tabakasına ait floresans verim

W	: Yarı maksimumdaki puls genişliği
x	: Kalınlık (cm)
ε	:Elektron-boşluk çifti oluşturmak için gerekli enerji
ε_1	:İntiristik verim
$\varepsilon(E)$:E enerjili bir foton için dedektör verimi
Ω_0	:Katı açısı
$\beta(E)$:E enerjisinde yayımlanan ışınlar için soğurma düzeltmesi faktörü
ρD	:Birim alan başına düşen madde miktarı
τ	:Fotoelektrik soğurma katasayı
λ	:Gelen fotonun dalga boyu
λ'	:Saçılan fotonun dalga boyu
ρ	:Yoğunluk (g/cm^3)

1. GİRİŞ

Atomların yapılarını belirlemede spektroskopi yöntemleri kullanılır. Bu yöntemlerin en önemlilerinden birisi X-ışını spektroskopisi olarak bilinmektedir. Bu spektroskopinin temel teknikleri, genellikle X-ışınlarının soğurulması, saçılması ya da yayımlanması esasına dayanmaktadır. Atomların üzerine düşürülen foton, proton, elektron veya iyon demetlerinin atom tarafından soğurulması ve yayımlanması esnasında iç yörüngelerinden bir elektron sökebilir. Bunun sonucunda atomda elektronlar yeniden düzenlenir ve bazı kabuklarda boşluklar meydana gelir. K kabuğunda meydana gelen bir boşluk, ya L kabuğundan ya da M, N ve O kabuklarından geçişler ile doldurulabilir. Bu geçişler sırasında karakteristik X-ışınları yayımlanır. Karakteristik X-ışınlarının her elementte farklı özellik göstermesi sebebiyle atomik parametre ölçümlerinde farklılıklar arz edecektir. Elementlere ait atomik parametrelerin, özellikle de tesir kesiti parametresinin ($\sigma_{K,L}$) doğru olarak tespit edilmesi, başta atom ve molekül fiziği, medikal fizik ve XRF yöntemi kullanılarak örneklerin kalitatif ve kantitatif analizlerinde oldukça önemlidir. Ayrıca, elementlerin K, L ve M kabuklarına ait fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verim değerlerinin bilinmesi; bilimsel araştırmalarda özellikle nükleer santrallerde ve diğer nükleer tesislerde radyasyondan korunma, radyoaktif maddelerin muhafazası, uzay çalışmalarında, hatta cep telefonlarının kullanımı ve üretilmesinde kullanılmaktadır. Bununla birlikte atom ve moleküllerde elektron ve kütle yoğunluğu, kütle soğurma katsayısı azalması gibi sabitlerin elde edilmesinde ve buna benzer birçok alanda kullanılmaktadır (Apaydın, 2006).

Bir moleküldeki atomun enerji seviyeleri ve elektronik geçişleri üzerine kimyasal etkiler, genellikle atomdan yayımlanan karakteristik X-ışını şiddetindeki değişime göre yorumlanmaktadır (Brunner vd., 1982). Kimyasal etki, valans elektronlarının, iç kabuk enerji seviyeleri üzerindeki etkisi vasıtasıyla karakteristik X-ışını spektrumları üzerinde değişikliğe sebep olmaktadır. Bağa giren atomun bir valans elektronun atomdan uzaklaşması perdeleme etkisinde bir azalmaya sebep olur,

bunun sonucunda geriye kalan elektronlar atoma daha sıkı bağlanırlar ve enerji seviyelerinde içeriye doğru bir kayma meydana gelir. Atomun en iç kabukları bile bu durumdan etkilenmektedir. Bu değişim seviyeler arasındaki elektronik geçişlerde dolayısıyla karakteristik X-ışını spektrumları üzerinde önemli değişiklikleri ortaya çıkarmaktadır. Kimyasal etki, kısmen doldurulmuş değerlik orbitalleri ve valans elektronlarının sayısı ile ilgili olduğu için en fazla 3d gurubu elementlerinde çalışılmış ve gözlenmiştir (Brunner vd.,1982; Mukoyama vd., 1986; Arndt vd., 1982; Küçükönder vd., 1993; Chang vd., 1994; Raj vd., 1998; Raj vd., 2000; Mukoyama vd., 2000; Söğüt vd., 2002) .

3d gurubu elementlerinin fiziksel ve kimyasal özelliklerindeki farklılıklar valans bandının elektronik yapısındaki değişim ile doğrudan ilişkilidir (Pawlowski vd.,2002). Geçiş elementlerinin valans bandının elektronik yapısının araştırılmasında K_{β}/K_{α} X-ışını şiddet oranı kullanışlı ve hassas olan fiziksel bir parametredir (Raj, 2002). X-ışını şiddet oranlarındaki değişimlerden yola çıkarak elementlerin valans bandı elektronik yapısındaki değişimler incelenebilir.

K kabuğuna ait X-ışını floresans parametereleri, özellikle tesir kesiti ve floresans verim ifadeleri, farklı dedektör, uyarıcı ve yöntem kullanılmak suretiyle günümüze kadar pek çok araştırmacı tarafından yapılmıştır. X-ışını spektroskopisi alanındaki bazı araştırmacıların çalışmalarına bakarsak; Gowda ve Sanjeevaiah, (1973,1974) bir kuyu tipi sintilasyon sayacı yardımıyla Cu, Zr, Ag, Sn Ta, Au ve Pb elementleri için K kabuğu fotoelektrik tesir kesitlerini 145 (60 mCi-¹⁴¹Ce), 279,1 (20 mCi-²⁰³Hg) ve 411,8 (100 mCi-¹⁹⁸Au) keV'lik gama ışınları altında ölçmüşlerdir. Çalışmalarında hemen hemen 4π ye yakın bir geometri seçmişler ve arkaplan spektrum düzeltmesi yapabilmek için fotoelektrik katkısı az olan alüminyum elementinin piklerinden faydalanmışlardır. Allawadhi ve Sood, (1975) $33 \leq Z \leq 74$ arası atom numaralı bazı elementlerde 37 ve 74 keV'lik enerjili hem gama hemde X-ışınlarını kullanarak, Ranganathaiah, vd., (1979) $50 \leq Z \leq 92$ arasındaki bazı elementlerde 514 keV, 661,6 keV, 765,8 keV ve 1115,5 keV'lik enerjiler yardımıyla K kabuğu fotoelektrik tesir kesitlerinin deneysel değerlerini bir NaI(Tl) detektörü kullanarak bulmuşlardır. Prakhya vd., (1986) ¹⁷⁰Tm kaynağından yayımlanan 84,26 keV'lik gama ışınları ve HPGe detektör kullanarak, Tb, Ho, Er ve Pt elementlerinin K kabuğu fotoelektrik tesir kesitlerini ölçmüşlerdir. Kumar vd.,

(1986) $34 \leq Z \leq 46$ arası atom numaralı bazı elementlerin K kabuğu fotoelektrik tesir kesitlerini, NaI(Tl) detektörü kullanarak ölçmüşlerdir. Çalışmada ^{241}Am kaynağıyla Sn foyili uyarılmış, bundan yayımlanan 26 keV'lik Sn'nin K X-ışınları enerjisi kullanılmıştır. Pious vd., (1992) Fe, Cu, Zn, Ge ve Mo elementlerinin toplam K kabuğu floresans verim değerlerini, 59,5 (300 mCi- ^{241}Am) keV'lik gama ışınları ve bir Xe doldurulmuş gazlı sayaç ile ölçmüşlerdir. Balarishna vd., (1994) bazı nadir toprak elementleri ve ağır elementlerin K kabuğu floresans verimlerini 59,5 ve 279,2 keV'lik gama ışınları yardımıyla, bir HPGe dedektörü kullanarak ölçmüşlerdir. Horakeri vd., (1997,1998) floresans verim hesaplamak için numuneden gelen K X-ışını sayısını K kabuğundaki boşluk sayısına bölerek elde ettiği denklemi kullanmıştır. Bu yöntemle, 27–662 keV arası enerji ve NaI(Tl) detektörü kullanarak $59 \leq Z \leq 83$ arası atom numaralı elementlerde floresans verim değerleri hesapladı. Bhan vd., (1981) yaptığı çalışmada $11 \leq Z \leq 69$ aralığındaki bazı elementlerin K X-ışını floresans tesir kesitlerini, ^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{125}I ve ^{241}Am radyoaktif kaynaklarını kullanarak ölçmüştür. Budak vd., (1999) $44 \leq Z \leq 68$ ve Karabulut, vd., (1999), $26 \leq Z \leq 42$ element bölgesinde K_{α} ve K_{β} floresans tesir kesitlerini 59,5 keV'lik gama fotonlar ve Si(Li) detektör kullanarak ölçmüşlerdir. Baraldi vd., (2000) Gd, Dy ve Er elementlerinin K fotoelektrik emisyon tesir kesitlerini ($\omega_K \tau_K$), 59,54 keV'lik fotonlar ile uyararak ve bir Ge detektörü kullanarak hesaplamışlardır. Durak ve Özdemir (2001a), Özdemir vd., (2002), Şimşek vd., (2002a,b), Söğüt vd., (2003) çalışmalarında 59,5 keV'lik fotonlar ile periyodik tablodaki bazı elementleri uyararak, Si(Li) ve Ge(Li) detektörleri yardımıyla K kabuğuna ait floresans tesir kesitlerini ve floresans verimlerini ölçmüşlerdir. Ertuğrul (2003), $57 \leq Z \leq 68$ arasındaki bazı elementlerin K, L ve üst tabaka fotoiyonizasyon tesir kesitini ölçmüştür. Bunun için 59,5 keV'lik fotonlar ve Si(Li) detektörü kullanmıştır. Gudennavar vd., (2003a,b) aynı yıl yaptığı iki çalışmada; $30 \leq Z \leq 50$ ve $62 \leq Z \leq 82$ bölgesindeki elementlerin K kabuğu floresans parametrelerini ölçmüşlerdir. Bu ölçümler için 2π geometrisinde, 122 keV (^{57}Co), 22,6 ve 88 keV (^{109}Cd), 32,6 keV Ba K x-ışınları (^{137}Cs) ve 59,5 keV (^{241}Am) enerjili gama kaynaklarını ve bir NaI(Tl) detektörünü kullanmışlardır.

X-ışını spektroskopisinde, elementlere ait karakteristik x-ışını şiddet oranları, floresans tesir kesitleri, floresans verimler ve Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri çalışmalarının çoğunda, elementlerin farklı kimyasal bileşikleri için bulunan değerler, serbest atomlara ait teorik değerlerle karşılaştırılmalı olarak verilmiş ve kimyasal etkiler dikkate alınmamıştır. K X-ışınları ile ilgili olarak, K_{β}/K_{α} şiddet oranlarına kimyasal etki çalışılmış (Mukoyama vd., 1986; Arndt vd., 1982; Küçükönder vd., 1993) ve sonuçları bileşiklerin simetrisine, oksidasyon sayısına ve atomun perdeleme etkisine göre yorumlanmıştır (Mukoyama vd., 1986). Ayrıca K_{β}/K_{α} X-ışını şiddet oranlarına kimyasal etki bazı araştırmacılar tarafından incelenmiş ve sonuçlar değerlik durumundaki elektronların bağ ve konfigürasyonlarındaki değişimlere göre yorumlamışlardır (Küçükönder vd., 1993; Küçükönder vd., 1993; Küçükönder vd., 1993). K X-ışınlarını deneysel olarak çalışan araştırmacılar numunelerini uyararak için çeşitli metotlar kullanmışlardır. Numuneler X-ışını tüpüyle, γ -ışınlarıyla, α -parçacıklarıyla, elektronlarla, protonlarla ve ağır iyonlarla bombardıman edilerek K tabakası karakteristik X-ışınları ölçülmüştür (Söğüt, 1995).

Şiddet oranlarındaki değişim elementlerin farklı elektronik konfigürasyonu için hesaplanan teorik sonuçlar kullanılarak yorumlanmıştır (Raj vd., 1999).

Bazı araştırmacılar da uyarıcı olarak radyoaktif kaynak yerine proton/elektron hızlandırıcılar ve SEM kullanarak K X-ışını tesir kesitlerini, şiddet oranlarını ve auger geçiş ihtimaliyetini ölçmüşlerdir (Singh vd., 1991; Fazinic vd., 1996; Cipolla, 1999; Hajivaliei vd., 2000; Zhou vd., 2001).

Bu çalışmamızda Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerinin bazı bileşikleri için K_{β}/K_{α} x-ışını şiddet oranı, σ_{Ki} ($i = \alpha, \beta$) tesir kesitleri ve ω_K floresans verim değerleri üzerine kimyasal etkiler incelenmiştir.

Numunelerden yayımlanan karakteristik X-ışınlarının sayılmasında rezolüsyonu 5,9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGe katihal dedektörü kullanılmıştır. Ultra-LEGe dedektörü için 59,5 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{241}Am radyoaktif kaynağı kullanılarak verim eğrisi tespit edilmiştir.

2. TEORİK BİLGİLER

2.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

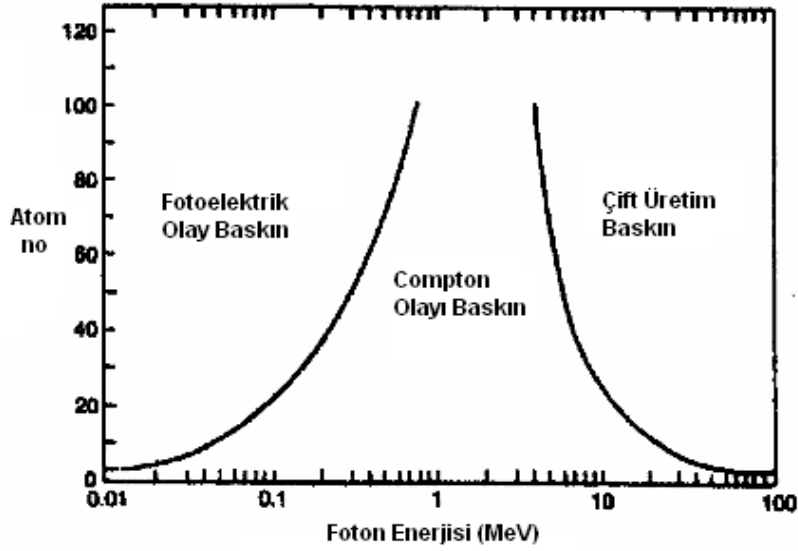
Elektromanyetik radyasyon bir madde üzerine düşürüldüğünde, madde içine giren ışın, atomların bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşir. Bu etkileşmelerin sonucunda iki temel olay meydana gelir. Bunlardan birincisi, elektromanyetik radyasyonun enerjisinin bir kısmını kaybetmesiyle oluşan (inkoherent, compton) veya hiç kaybetmeden oluşan (koherent) saçılma olayı, diğeri ise elektromanyetik radyasyonun tamamen soğurulmasıyla meydana gelen fotoelektrik olay ve çift oluşumdur. Şekil 2.1'de fotoelektrik, compton ve çift oluşumu olaylarının baskın olduğu bölgeler gösterilmektedir.

Bir radyasyon demeti x kalınlığındaki bir maddeden geçirilirse, gelen demet ve madde arasındaki etkileşmelerin kompleks bir sonucu olarak, çıkan radyasyon demetinin şiddetinde azalma olduğu gözlenir. Madde ile gelen demet arasında gerçekleşen soğurulma ve saçılma olayları için hedef materyalin kalınlığı ile atom numarasının değeri de önemli bir etkendir. Soğurucu materyal belli bir kalınlıktan daha ince olduğunda, bütün parçacıklar soğurucu materyali geçer ancak soğurucu materyal belli bir kalınlıktan daha büyük ise parçacıklar bütün enerjisini kaybeder ve soğurucu materyalden çıkamaz.

Şiddeti I_0 olan gama ışınlarının x (cm) kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonraki şiddeti;

$$I = I_0 \exp(-\mu \rho x) \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada μ (cm^2/g) toplam kütle soğurma katsayısı, ρ (g/cm^3) ise yoğunluktur.



Şekil 2.1 : Fotoelektrik, Compton ve Çift oluşumu olaylarının baskın olduğu bölgeler(Krane 2001)

2.1.1. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması

Madde içerisine giren bir foton, madde atomunun bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşirler. Elektromanyetik radyasyonun soğurulması çeşitli olaylar sonucu gözlenmekle beraber bu olayların en baskın olanları fotoelektrik olay, saçılma (Compton, Koherent) olayı ve çift oluşumdur. Bu olayların meydana gelme ihtimaliyeti foton enerjisi ile değişmektedir. Fotoelektrik olay 0,001 MeV ile 0,5 MeV arasında daha etkindir. Saçılma olayı 0,1 MeV'den 0,5 MeV arasında gerçekleşir. Çift oluşum olayı ise 1,02 MeV'den başlar ve artan foton enerjisi ile artar.

2.1.1.1. Fotoelektrik olay

$h\nu$ enerjili bir fotonun, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olayı, serbest hale geçen elektrona da foto elektron denilir (Şekil 2.2 (a),(b)). Bu olay sırasında fotonun enerjisini tamamen soğuran elektronun kazandığı kinetik enerji,

$$K_e = h\nu - E_b \quad (2.2)$$

bağıntısı ile verilir. Burada K_e elektronun kazandığı kinetik enerji, $h\nu$ gelen fotonun enerjisi ve E_b ise elektronun bağlanma enerjisidir. Serbest haldeki bir elektronda

enerji ve momentumun ikisi birden korunumlu olmayacağından, böyle bir elektronun foton soğurması mümkün değildir. Fakat bağlı elektronlarda durum böyle değildir. Atom geri tepme ve böylece momentumun korunması sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük olduğundan geri tepme enerjisi çok küçüktür ve bu yüzden de kinetik enerji ifadesi ihmal edilmiştir (Şahin, 1999).

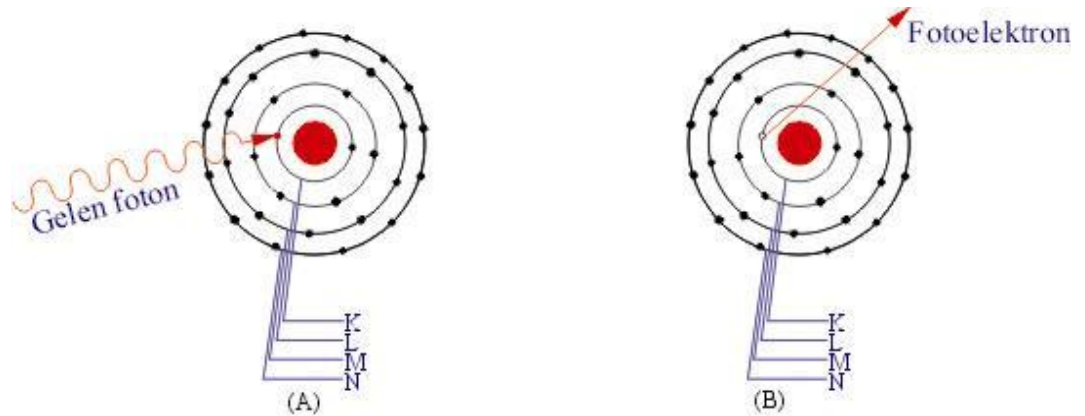
Düşük atom numaralı (Z) elementlerin bağlanma enerjileri de düşük olduğundan Fotoelektrik etki bahsedilen fotonlar için güçsüz kalır. Z arttıkça bağlanma enerjisi de artar ve böylece fotoelektrik etki de artar.

Her ne kadar etkileşme tesir kesiti basit bir analitik ifadeyle açıklanamasa da, fotonun E_γ enerjisine ve malzemenin Z atom numarasına bağlılığı yaklaşık olarak

$$\tau = \text{sabit} \cdot Z^{4,5} E_\gamma^{-3} \quad (2.3)$$

ifadesiyle tanımlanabilir.

Fotoelektrik olayı atomun çevresinde tüm yörüngelerde meydana gelebilir. Foton enerjisinin yüksek olduğu durumlarda bu olayın iç yörüngelerde olma olasılığı artmaktadır. Buna göre fotoelektrik olayı, düşük enerjilerde dış, yüksek enerjilerde ise iç yörüngelerde meydana gelmektedir. Foton enerjisi herhangi bir yörüngenin bağ enerjisine eşit olduğu durumda etkileşme o yörüngede yoğunluk kazanmaktadır (Özden,1977).

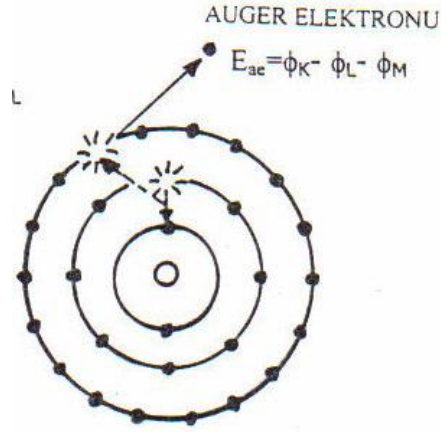


Şekil 2.2 : Fotoelektrik olay; a) etkileşmeden önce b) etkileşmeden sonra

2.1.1.1. Auger olayı

İç yörüngelerden uyarılan bir atomda meydana gelen bir boşluk üst tabakalardan elektron geçişi ile doldurulur ve atom daha düşük enerji seviyesine geçer. Bu sırada ortaya çıkan enerji, bir dış yörüngedeki elektrona sökmek için kullanılırsa, ışımaz bir geçiş yapar ve fazla enerjisini dışarı atar (Şekil 2.3). Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denilir (Dyson, 1988).

Auger olayı, elektronları daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğurulduğu atom numarası düşük olan elementlerde daha yaygın görülür. Bu nedenden dolayı bu olay L serisi için K serisinden, M serisi için de L serisinden daha baskındır (Broyles,C.D., 1953, Burhop , 1952).



Şekil 2.3 : Auger Olayı

2.1.2. Elektromanyetik radyasyonun saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılma, gelen ve saçılan ışının enerjisine göre koherent ve inkoherent olarak iki şekilde gruplandırılır.

2.1.2.1. Koherent saçılma

Koherent saçılma, fotonların atomdan, enerjilerinde bir değişiklik olmadan saçılması olarak tarif edilir. Elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılabilir. Bu saçılmada gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan

radasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur. Bu saçılma, Rayleigh, Delbruck, Thomson ve Nükleer Rezonans saçılmaları olarak sınıflandırılır.

2.1.2.1.1. Rayleigh saçılması

Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve yüksek atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir(Pirene, 1946).

Bu saçılmada gelen fotonun enerjisi, 0,1- 0,5 MeV arasında olması gereklidir (Vangrieken and Markowicz, 1992).

Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir.

Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orjinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanabilir.

2.1.2.1.2. Delbruck saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma da denilmektedir. Delbruck saçılması fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Bu olayda çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin yok olması enerji ve faz bakımından, gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana getirir. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok net olarak gözlenememektedir.

2.1.2.1.3. Thomson saçılması

Klasik olarak bir tek yük sistemi gibi düşünülen çekirdek, gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir.

2.1.2.1.4. Nükleer rezonans saçılması

Bu saçılma olayı, fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulması ile uyarılır. Daha sonra bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması (deeksitasyonu) takip eder.

2.1.2.2. İnkohorent saçılma

İnkohorent saçılmada gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkı vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu saçılmada fazlar arasında bir bağlantı yoktur. Bu sebeple de saçılan dalgalar arasında bir girişim gözlenemez. Bu durumda atom tarafından saçılan ısının toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak elde edilir. İnkohorent saçılma, Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç çeşittir.

2.1.2.2.1. Compton saçılması

Işığın kuantum teorisi, durgun kütlelerinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının dikkate alınmasını gerektirir.

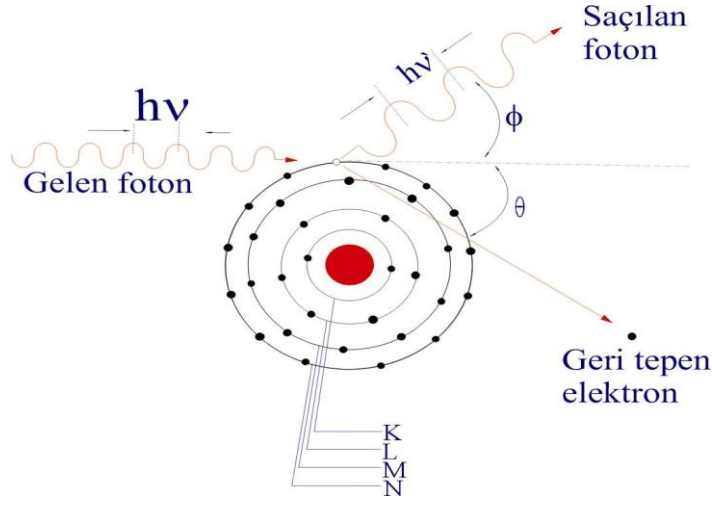
Compton olayı bir γ -ışınının çok zayıf olarak bağlı bir elektron ile çarpışmasıdır. Gelen foton, kendisine kıyasla çok zayıf bağlı veya serbest bir elektron ile çarpışarak enerjisinin bir kısmını kaybeder ve geliş doğrultusundan sapar. Bu sırada gelen fotonla etkileşen elektron yörüngesinden koparılarak belli bir açıyla saçılır. Compton olayı Şekil 2.4'te gösterilmiştir.

Bu olayda λ gelen fotonun, λ' ise saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere gelen fotonun dalga boyunda eşitlik (2.4) ile verilen değişim görülür;

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) \quad (2.4)$$

Burada m_0 elektronun durgun kütlesi, ϕ fotonun saçılma açısı, c ışık hızı, h ise Planck sabitidir. Eşitlik (2.4) ' te de görüldüğü gibi dalga boyundaki değişim gelen fotonun λ dalga boyundan bağımsızdır. h/m_0c büyüklüğüne elektronun Compton

dalga boyu denir ve değeri $0,024 \text{ \AA}$ ' dur. O halde dalga boyundaki en büyük değişme $\phi=180^\circ$ için $0,048 \text{ \AA}$ değerinde olacaktır.



Şekil 2.4 : Compton Olayı

2.1.2.2.2. Nükleer saçılma

Bu saçılma inkoherent saçılma olarak da adlandırılabilir. Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılmanın toplam inkoherent saçılmadaki hissesi oldukça azdır (Şahin, 1999).

2.1.2.2.3. Raman saçılması

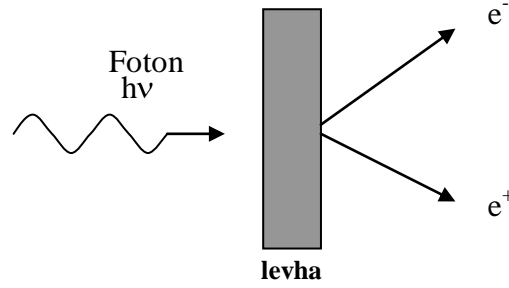
Fotonun moleküller tarafından soğurulması olayıdır. Bu saçılmada, fotunu soğuran molekül, soğurmadan önce uyarılmış bir durumda değilse, gelen fotonun daha az enerjiye sahip bir foton yayımlar. Fakat molekül uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise o zaman daha fazla enerjiye sahip bir foton yayımlar.

2.1.3. Çift oluşum

Fotonların enerjilerini kaybettikleri olaylardan biriside çift oluşumdur. Çift oluşumu, bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Elektron ile pozitronun kütleleri ve yükleri eşit fakat yükleri zıt işaretlidir.

Bir elektronun veya pozitronun durgun kütle enerjisi $m_0 c^2 = 0.51 \text{ MeV}$ 'dir. Bu nedenle çift oluşumu olayının olabilmesi için foton enerjisinin en az $1,02 \text{ MeV}$ olması gerekir.

Bu olay meydana gelirken hiçbir korunum ilkesi bozulmaz. Hem yük, hem çizgisel momentum, hem de toplam enerji korunur. Momentumun korunumu prensibi ağır parçacığın varlığını gerektirir. Hafif çekirdeklerin alanlarında da çift oluşum mümkündür; fakat, böyle durumlarda eşik enerjisi daha yüksektir(Şahin, Y., 1999). Çift oluşumu bir çekirdek etrafında veya yüklü bir parçacık etrafında meydana gelebilir (Siegbahn, 1974).



Şekil 2.5 : Çift oluşumu

Enerjinin korunumundan;

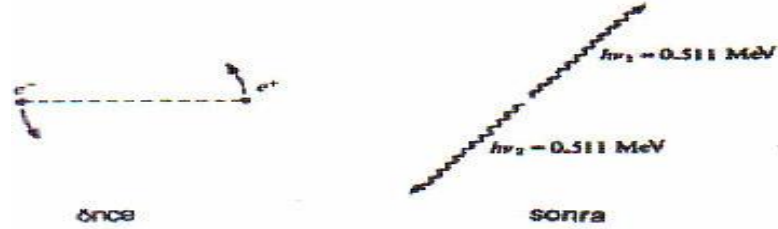
$$h\nu = 2 m_0 c^2 + E_+ + E_- + E_{mlc} \quad (2.5)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_+ , E_- ve E_{mlc} sırasıyla pozitronun, elektronun ve geri tepen çekirdeğin kinetik enerjileri, $2 m_0 c^2$ ise elektronun ve pozitronun durgun kütleleri toplamına eşit enerjidir. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan, kinetik enerjinin çok az bir kısmını alır ve bu yüzden E_{mlc} ihmal edilir. Böylece (2.5) eşitliği

$$h\nu = 2 m_0 c^2 + E_+ + E_- \quad (2.6)$$

Şeklinde olur ve bu da çift oluşum için eşik enerjisinin $2 m_0 c^2$ veya 1,02 MeV olduğunu gösterir (Şahin, Y., 1999). Bu da $\lambda = 0,012 \text{ \AA}$ dalga boyuna karşılık gelmektedir. $2 m_0 c^2$ 'den daha büyük bir enerjiye sahip olan bir foton, bir elektronu negatif enerjili durumdan pozitif enerjili bir duruma yükseltebilir. Bu, pozitif enerji durumunda gözlenebilir bir parçacık gibi hareket eden bir boşluk (hole) meydana getirir. Bu boşluk bir pozitrona karşılık gelmektedir. Böylece bir elektron-pozitron çifti meydana gelmiş olur. Bir pozitron meydana geldiği zaman, sahip olduğu kinetik enerjisini etrafındaki atomlarla çarpışmak suretiyle kaybeder. Önemli ölçüde yavaşladıktan sonra, ortamın elektronlarından biri ile pozitronyum atomu olarak

adlandırılan bir cins atom oluşturabilir. Bu atom, protonun yerine pozitronun geçtiği bir hidrojen atomuna benzer. Şekil 2.6 (b) 'de görüldüğü gibi enerji ve momentum korunumundan,



Şekil 2.6 : (a) Pozitronyum Atomunun Oluşması (b) Pozitronyum Atomunun Yok Olması

$$h \nu_1 = h \nu_2 \quad (2.7)$$

$$h \nu_1 / c = h \nu_2 / c \quad (2.8)$$

$$h \nu_1 = h \nu_2 = m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV} \quad (2.9)$$

bulunur. Böylece pozitronların bulunduğu yerde, 0,511 MeV ' lik fotonlar oluşur ve zıt yönlerde yayılırlar. Çift oluşum, Einstein'ın enerjinin maddeye dönüşümü kuramına bir örnek teşkil etmektedir($E = mc^2$).

Zıt iki yüke sahip elektron ve pozitron, yan yana geldiklerinde yok olarak enerjilerini bir ısınım şeklinde dışarıya atarlar. Bu olay maddenin enerjiye dönüşümü olarak düşünülebilir (Bertin, 1975).

2.2. Soğurma Katsayıları

2.2.1. Lineer soğurma katsayısı

Soğurma olayı ilk kez Röntgen tarafından izah edilmiştir. Buna göre, I_0 şiddetli bir fotonun (x-ışını, γ -ışını, vs.) soğurucu bir maddenin dx kalınlığında ince bir tabakasından geçerken şiddetinde dI kadar bir azalma olur ve bu azalma soğurucunun kalınlığı ile orantılıdır.

$$dI \propto -I dx$$

$$dI = -\mu I dx \quad (2.10)$$

$$\frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx \quad (2.11)$$

Burada μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısıdır ve birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesri olarak tanımlanır. Lineer soğurma katsayısı, soğurucunun atom numarasına (Z) ve gelen fotonun enerjisine bağlıdır. Denklem (2.11)'in sonlu bir x kalınlığı üzerinden integralini alırsak,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^x \mu dx \quad (2.12)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu x \quad (2.13)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.14)$$

Lambert Beer yasası olarak bilinen ifade elde edilir. Buradan da lineer soğurma katsayısı,

$$\mu = x^{-1} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2.15)$$

olarak bulunur.

2.2.2. Molar soğurma katsayısı

Mol başına düşen soğurma molar soğurma katsayısını vermektedir ve aşağıda verilen denklemle ifade edilir.

$$\mu_{mol} = \mu_m \cdot A \quad \text{cm}^2 / \text{mol} \quad (2.16)$$

Buradaki A (gr/mol) atomik ağırlıktır (Bertin, 1975).

2.2.3. Atomik soğurma katsayısı

Atom başına soğurmayı veren ifadeye ise atomik soğurma katsayısı denir. Kütle soğurma katsayısı ile bir tek atomun kütesinin çarpımı bu ifadeyi vermektedir.

$$\mu_a = \mu_m \left(\frac{A}{N_0}\right) = \mu / n \quad (\text{cm}^2 / \text{atom}) \quad (2.17)$$

Burada N_0 Avagadro sayısı ($6,02 \cdot 10^{23}$), n birim hacimdeki atom sayısıdır (Bertin, 1975).

2.2.4. Kütle soğurma katsayısı

Fotonların soğurulmasında soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da soğurmanın bir ölçüsüdür. Örneğin sıvı cıvanın 1 mm uzunluğunda X-ışınının soğurulması, buhar halindeki cıvadaki (aynı mesafe için) soğurulmadan çok daha büyüktür. Bu nedenle soğurucu maddeyi onun yoğunluğundan bağımsız olan kütle soğurma katsayısı ile belirtmek daha faydalı olur. Denklem (2.14)'ü yeniden düzenlersek,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot \rho x} \quad (2.18)$$

şeklinde olur. Burada μ/ρ kütle soğurma katsayısı (cm^2/gr) olarak adlandırılırken, ρx ifadesi ise soğurucunun d (gr/cm^2) yüzey yoğunluğudur. Bu ifadeleri denklem (2.18) 'de yerine yazarsak,

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho) \cdot d} \quad (2.19)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (2.19)'u yeniden düzenlersek, kütle soğurma katsayısı için,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2.20)$$

ifadesini elde etmiş oluruz. Çeşitli deneysel düzenlemeler ve tekniklerden (μ/ρ) elde edilebilir. Özellikle kristolografide ve dalgaboyu değişiminde son zamanlarda x-ışını kristolografisi soğurma projesinin uluslararası birliğinin üyesi olarak Hubell ve Creagh tarafından uygulandı ve değerlendirildi (Creagh ve Hubbell 1987, Creagh ve Hubbell 1990). Bu kristolografi için uluslararası tablolarda yeni tablolara yol gösterdi (Creagh ve Hubbell 1992). Hemde (μ/ρ) ölçümlerinin şimdiki hali tarafından son zamanlarda yeniden incelendi (Gerward 1993). Ölçülmüş verilerin günün ihtiyaçlarına uygun hale getirilmiş bir bibliyografisi Hubell tarafından verilmektedir (Hubell 1994).

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_{top} \frac{N_A}{UA} \quad (2.21)$$

N_A Avogadro sayısı ($6,022045 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), U atomik kütle birimi (bir atomun C^{12} çekirdeğinin kütesinin $1/12$ 'sidir), A hedef atomun atomik kütlesi ile ilgili büyüklük ve σ_{top} fotonla bir etkileşme için toplam tesir kesitidir. Toplam tesir kesiti başlıca foton etkileşmelerinden gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir.

$$\sigma_{top} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{phn}. \quad (2.22)$$

Burada σ_{pe} ; atomik ışık etkisi tesir kesiti, σ_{coh} ve σ_{incoh} ; koherent (Rayleigh) ve inkoharent (Compton) saçılma tesir kesiti, her biri söylendiği sıraya göre σ_{pair} ve σ_{trip} çekirdeklerin ve atomik elektronların alanlarında elektron-pozitron oluşumu için tesir kesitleridir, σ_{phn} fotonükler tesir kesitidir.

Atomik çekirdekler tarafından fotonun fotonükler soğurması, fotonlarla veya daha çok nötronlarla birinin dışarı atılmasında en iyi sonuç verir. Bu etkileşme hedef çekirdeğe düşen dev rezonans bölgesini kapsayan 5 ve 40 MeV arasında herhangi bir yerde meydana gelen oldukça dar bir enerji bölgesinde toplam foton etkileşme tesir kesiti için %5-10 kadar katkıda bulunabilir. Bu etkileşmenin etkileri toplam soğurma katsayısı ölçümlerinde gözlenebilir.

$Z=1$ ' den $Z=92$ ' ye kadar olan elementler için ve foton enerjileri 1 keV ' den 20 MeV'e kadar olan elementler için sonuçlar bulunabilir (Hubbel ve Seltzer 1995). Bu sonuçlar aşağıdaki eşitlik (2.23) ile hesaplanmıştır.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{UA} \left(\sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} \right) \quad (2.23)$$

Ayrıca kütle soğurma katsayısı lineer soğurma katsayısının soğurucunun özgül ağırlığına bölümüne eşittir. Gelen radyasyonun şiddetindeki azalmadan bahsettiğimizde radyasyonun zayıflaması veya zayıflatılması, etkileştiği maddede terk edilen enerjiden bahsettiğimizde de soğurulma terimi kullanılır.

2.2.4.1. Karışımlar ve bileşikler için kütle soğurma katsayısı

Birçok karışım ve bileşik için (μ/ρ) kütle soğurma katsayısı eşitlik (2.24) ile hesaplanır.

$$\frac{\mu}{\rho} = \omega_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (2.24)$$

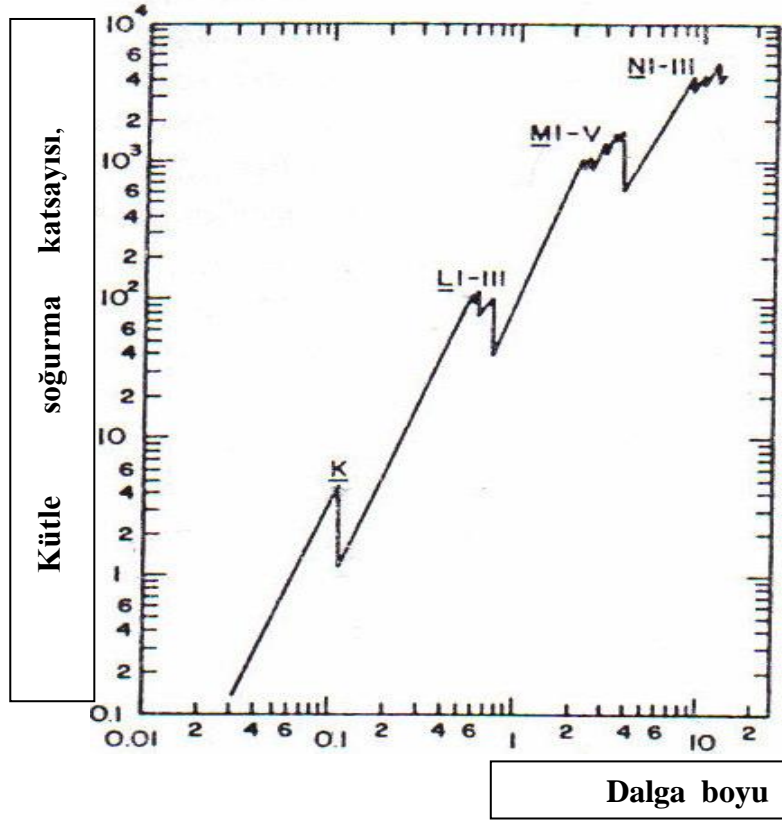
Burada ω_i i. atomik yapının ağırlığı ile ilgili değerdir. $(\mu/\rho)_i$ değerleri Hubell ve Seltzer'den alınmıştır (Hubbel ve Seltzer 1995).

2.3. Soğurma Kıyıları

Bir elementin atomundaki herhangi bir orbitalinden elektron koparabilecek en küçük enerjili veya en büyük dalga boylu fotonun enerjisi, atomun o enerji seviyesinin soğurma kıyısıdır (Bertin, 1975). Soğurma kıyısı bir elementin tabakalarındaki elektronların bağlanma enerjisine karşılık gelir. Soğurma dalga boyu, atomun belli bir tabakasındaki bir elektronun soğurma kıyısının dalga boyundan daha kısadır (Jenkins, 1974).

Her atomun, farklı uyarma potansiyellerine sahip olduğundan, birden çok soğurma kıyısı vardır. Bir atomun her kabuğunda $(2n-1)$ tane alt kabuk bulunmaktadır. K kabuğunda bir alt kabuk olduğundan bir soğurma kıyısı vardır ve $K(\lambda_{Kab})$ olarak adlandırılır. L tabakasının üç alt tabakası olup $L(\lambda_{LIab}, \lambda_{LIIab}, \lambda_{LIIIab})$ olan üç soğurma kıyısı ve M tabakasının beş alt tabakası olup $M(\lambda_{MIab}, \lambda_{MIIab}, \lambda_{MIIIab}, \lambda_{MIVab}, \lambda_{MVab})$ olan beş soğurma kıyısı mevcuttur. Her elementte çekirdeğe yakın tabakalara gidildikçe soğurma kıyısı dalga boyunda azalma görülür ($\lambda_{Kab} < \lambda_{LIab} < \lambda_{LIIab} < \lambda_{LIIIab} < \lambda_{MIab} < \lambda_{MIIab} < \lambda_{MIIIab} < \lambda_{MIVab} < \lambda_{MVab}$).

K kabuğundan bir elektron koparabilmek için yeterli enerjiye sahip bir X ışını fotonu aynı zamanda L ve M kabuklarının birinden de elektron koparabilir. Dalga boyu λ_{LIab} ve λ_{LIIab} arasında olan bir foton ilgili elementin L_{II} , L_{III} , M ve N kabuklarından elektron koparabilir fakat L_I veya K kabuğundan koparamaz. Şekil 2.7'de Uranyuma ait X ışını soğurma eğrisi gösterilmiştir (Bertin, 1975).



Şekil 2.7 : Uranyum için X ışını Soğurma Eğrisi

Bu eğri dalga boyunun azalmasıyla kütle soğurma katsayısının da azaldığını gösterir.

Şekilde'de görüldüğü gibi foton enerjisinin bağlanma enerjisine eşit olduğu yerlerde yani elektron koparabilecek dalga boylarında ani düşmeler olmaktadır. Bu düşmeler soğurma kıyısını gösterir. Soğurma kıyısı dalga boyu atom numarası ile ters, gönderilen fotonun dalga boyu ile doğru orantı göstermektedir (Jenkins, 1981).

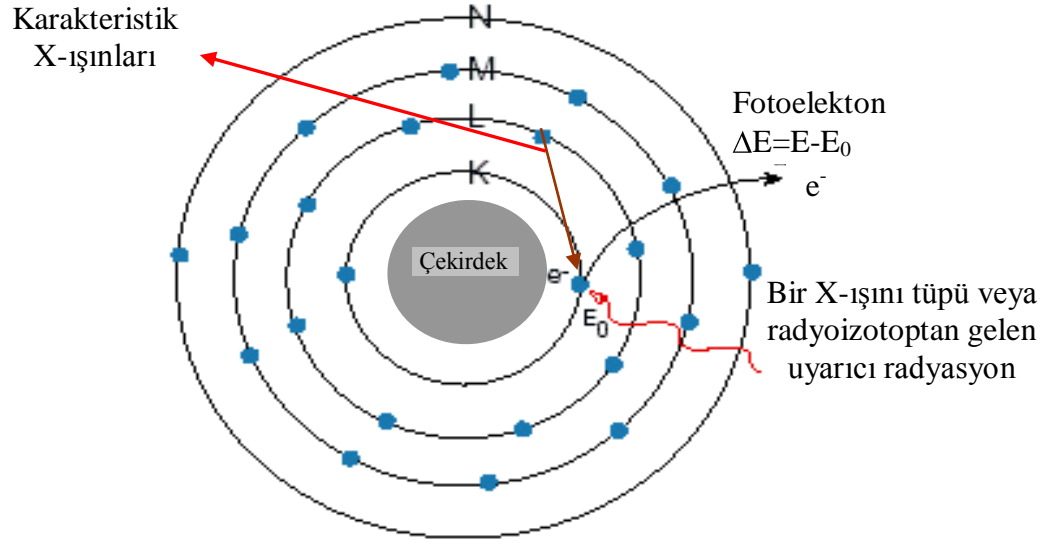
2.4. Karakteristik X-ışınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

Elektromanyetik spektrumda x-ışınları bölgesi, yüksek frekanslı gama ışınları bölgesiyle düşük frekanslı ultraviyole ışınları bölgesi arasında bulunur ve frekansı yaklaşık 10^{18} Hz civarındadır. x-ışınları oldukça kısa dalga boylu, yüksek frekanslı ve yüksek enerjili ışınlardır ve bu özelliklerinden dolayı, kurşun muhafaza hariç, birçok materyale nüfuz edebilir. X-ışınları, yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomlardaki farklı seviyeler arasında elektron geçişlerinden

meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların bir hedefe gönderilerek bu hedef madde içinde adım adım yavaşlatılmasıyla oluşan x-ışınlarına, sürekli x-ışınları veya Bremsstrahlung ışınları adı verilmektedir. Sürekli x-ışını spektrumu veren olaylara örnek olarak iç dönüşüm elektronları, β ışınları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronlarını verebiliriz.

Bir atom K,L,M,... olarak adlandırılan ana kabuklara ayrılmıştır ve bu ana kabuklar K kabuğu hariç hemen hemen aynı aralıklı seviyelerle alt kabuklara ayrılmıştır. Bu şekilde elektronlar mümkün en düşük uygun enerji seviyelerinde bulunurlar. Yani atom temel haldedir. Elektromanyetik radyasyonla, materyalden geçen yüklü parçacıkla veya nükleer işlemlerle enerji atomun bir veya daha çok elektronuna transfer edilebilir ve uyarılmış bir duruma yükselir. Elektron ne kadar güçlü bir şekilde atoma bağlıysa, onu uyarmak için o kadar büyük bir enerji transferi gereklidir. K kabuğunda oluşan bir boşluğa üst kabuktan bir elektron geçişi, atomun enerjisini azaltabilir ve böylece temel hal durumuna geri dönmeye yardım eder. Esas itibariyle bu atom, bağımsız bir elektronun K kabuğuna transfer edildiği bir geçişle temel hale geri döner. Ancak, böyle bir doğrudan yeniden uyarma çok muhtemel değildir. Daha yaygın bir bozunma şekli, ardaşık yeniden uyarılmış geçişleridir. Bu geçişlerin her birinde, iki atomik seviyenin enerji farkına yaklaşık olarak eşit bir enerjiyle bir x-ışını yayımı meydana gelir (yayım sürecinde enerji ve momentum korunması gerektiğinden, küçük bir miktar enerji geri tepen atoma aktarılabilir).

Bir atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde meydana gelen boşluk L, M, N,... üst tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasındaki elektronlar tarafından doldurulursa oluşan karakteristik X-ışını $K\alpha$, diğer üst tabaka elektronları tarafından doldurulursa oluşan karakteristik X-ışınına $K\beta$ x-ışını adı verilir. L karakteristik x-ışını çizgileride buna benzer olarak meydana gelir. Şekil 2.8’de atomun bağlı iç yörünge elektronlarının dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluğun daha dış kabuklardaki elektronlarca doldurulmasıyla karakteristik X-ışınlarının oluşumu gösterilmiştir. K kabuğunda oluşan bir boşluğun diğer üst kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulmasıyla yayımlanan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 2.1’de gösterilmiştir (Jerkins vd., 1991).



Şekil 2.8 : X-ışınlarının oluşumu

Tablo 2.1 : X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K_{\alpha 1}$	K-L _{III}	$L_{\beta 17}$	L _{II} -M _{III}
$K_{\alpha 2}$	K-L _{II}	$L_{\gamma 1}$	L _{II} -N _{IV}
$K_{\beta 1}$	K-M _{III}	$L_{\gamma 2}$	L _I -N _{II}
$K_{\beta 2}'$	K-N _{III}	$L_{\gamma 3}$	L _I -N _{III}
$K_{\beta 2}''$	K-N _{II}	$L_{\gamma 4}$	L _I -O _{III}
$K_{\beta 3}$	K-M _{II}	$L_{\gamma 4}'$	L _I -O _{II}
$K_{\beta 4}'$	K-N _V	$L_{\gamma 5}$	L _{II} -N _I
$K_{\beta 4}''$	K-N _{IV}	$L_{\gamma 6}$	L _{II} -O _{IV}
$K_{\beta 5}'$	K-M _V	$L_{\gamma 8}$	L _{II} -O _I
$K_{\beta 5}''$	K-M _{IV}	$L_{\gamma 8}'$	L _{II} -O ₆
$K_{\beta 5}'''$	K-N _{III}	$L_{\gamma 13}$	L _I -P _{II}
L_1	L _{III} -M _I	$L_{\gamma 13}'$	L _I -P _{III}
$L_{\alpha 1}$	L _{III} -M _V	L_{η}	L _{II} -M _I
$L_{\alpha 2}$	L _{III} -M _{IV}	L_{λ}	L _{III} -M _I
$L_{\beta 1}$	L _{II} -M _{IV}	L_{ς}	L _{III} -M _{III}
$L_{\beta 2}$	L _{III} -N _V	L_{τ}	L _{III} -M _{II}
$L_{\beta 3}$	L _I -M _{III}	L_{υ}	L _{II} -N _{IV}
$L_{\beta 4}$	L _I -M _{II}	L_{ν}	L _{II} -N _{VI}
$L_{\beta 5}$	L _{III} -O _{IV,V}	$M_{\alpha 1}$	M _V -N _{VII}
$L_{\beta 6}$	L _{III} -N _I	$M_{\alpha 2}$	M _V -N _{VI}
$L_{\beta 7}$	L _{III} -O _I	M_{β}	M _{IV} -N _{VI}
$L_{\beta 7}'$	L _{III} -N _{VI,VII}	M_{γ}	M _{III} -N _V
$L_{\beta 9}$	L _I -M _V	$M_{\xi 1}$	M _V -N _{III}
$L_{\beta 10}$	L _I -M _{IV}	$M_{\xi 2}$	M _{IV} -N _{II}
$L_{\beta 15}$	L _{III} -N _{VI}		

2.5. Karakteristik X-Işını Şiddet Oranları Üzerine Kimyasal Etkiler

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

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

Molekül içerisinde bulunan bir atomdan yayımlanan karakteristik X-ışını spektrumu atomun kimyasal durumuna bağlıdır (Yamoto vd., 1986). Kimyasal etki, maddenin kimyasal durumuna bağlı olarak X-ışını çizgisinin enerjisinde ve X-ışını çizgisinin mutlak ve relatif şiddetinde bazı değişiklikler meydana getirir ve bu etki her ana grup elementi için farklıdır. Genellikle; kimyasal etkiler, bileşiğin kimyasal bağının durumuna ve valans elektronlarına göre yorumlanmaktadır. Yapılan bir çok çalışmada, karakteristik X-ışını yayımlanmasının, elementin fiziksel durumuna yada kimyasal bağlanmasına bağlı olduğu görülmüştür. Maddenin moleküler bağı, kimyasal ve kristal yapısı karakteristik X-ışını yayımlama ve soğurma ihtimallerini etkiler (Yamoto vd., 1986). Kimyasal etkiler, özellikle geçiş metallerinin simetrik yapılarına çok hassastır. Buna ek olarak atomun elektronegatiflik etkisi, ligandların yapısı ve merkezi yayımlayıcı atomların etrafındaki ligandların dağılımı atomun simetri durumunu etkileyerek karakteristik x-ışınlarının yayımlanma ihtimaliyetlerini değiştirir. Bir atomun kimyasal bağına katılması, onun elektron yoğunluğunda bir değişime neden olur ve değerlik elektronunun yoğunluğu önemli derecede değişir. Moleküllerdeki elektronların birbirlerine yakınlığına ve bağın tipine bağlı olarak elektron yoğunluğu artar veya azalır. İç seviyelerin enerjileri ve dolayısıyla x-ışınlarının enerjileri elektron yoğunluğuna kuvvetli olarak bağlıdır.

Elementlerin değerlik tabakalarından, i orbitallere geçişlerinden ortaya çıkan K_{β} x-ışını spektrumlarında, satellite çizgi şiddetinin % 15-20 kadar olduğu gözlemlenmiştir. Satellite piklerinin farklılığı tamamen ligandların bir fonksiyonu olarak gözükmemektedir. Moleküler orbital teoriye göre ligandlar genellikle ya tetrahedral (T_h) yada oktahedral (O_h) atom yaklaşıklığında düzenlenerek, enerji seviye diyagramlarının şekli basitleştirilmiştir.

Karakteristik L x-ışını şiddet oranı üzerine kimyasal etkiler, K x-ışını şiddet oranı kimyasal etkilerden daha büyüktür (Lihara vd., 1993). Ancak bu oranların her ikisinde de sistematik bir ilişki yoktur. Dış yörünge orbitallerinden, i yörünge orbitallerin değerlik elektronlarının geçişlerinden en fazla L_{γ} x-ışını yayımlanma ihtimali etkilenmektedir. Ayrıca n baş kuantum sayısı büyüdükçe, enerji seviyeleri arasındaki fark azaldığından, değerlik elektronlarının bulunduğu seviyelere yakın diğer seviyelerde, bu geçişlerden etkilenir. Bunun için, değerlik elektronlarının geçişleri az da olsa L_{α} ve L_{β} x-ışını yayımlanma ihtimalini de etkiler. Bundan dolayı karakteristik L x-ışını şiddet oranları üzerine kimyasal etkiler daha karmaşık ve zordur (Söğüt, 1995).

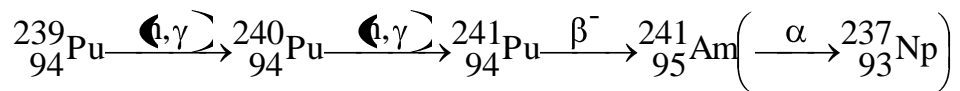
2.6. Floresans Tesir Kesiti ve Floresans Verim Üzerine Kimyasal Etkiler

Floresans verim atomun tabaka veya alt tabakasında herhangi bir yolla oluşturulan bir boşluğun ışımalı ya da ışımsız geçişle doldurulması ihtimalidir. Floresans verim değerleri, radyoizotopların standardizasyonunda, radyasyon sayımının planında, sayaçların kalibre edilmesinde ve birçok uygulamalı mühendislik alanlarında bilinmesi çok önemlidir. X-ışını floresans metodu kalite ve miktar analizlerinin tahribatsız olarak yapılmasını mümkün kıldığından geniş bir uygulama alanı vardır. Bu yöntemle yapılan numune analizlerinde, eser element tayininde, kimyasal analizlerde ve tıbbi araştırmalardaki analizler gibi birçok araştırma alanlarında floresans verimin bilinmesi gereklidir. Floresans tesir kesiti ise, x-ışını üretim ihtimali ile orantılı olan bir büyüklüktür. Tesir kesitinin net olarak bilinmesi, reaktör zırlama, endüstriyel radiografi, tıbbi fizikte, enerji taşıma ve depolama konularında ve radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında önemli bir faktördür. Karakteristik x-ışını tesir kesiti, her element için ayrı uyarıcı radyasyon tipi ve enerjisinde ayırt edici bir özelliktir. Karakteristik X-ışını tesir kesitinin

deneysel olarak hesaplanması, atomların yapısı, yaş tayini ve miktar analizleri gibi birçok alanlarda kullanılır. Farklı moleküller farklı enerjilere sahiptir ve bunların enerjileri ligandların ve merkez atomlarının arasındaki bağ mesafeleri hakkında bize bilgi verir. Bundan dolayı, L_{α} , L_{β} ve L_{γ} floresans tesir kesitleri değişen bağ enerjileriyle değişir (Jitschin vd., 1995). L, M, N, O ve P kabuklarının orbital enerji seviyelerinin artan n baş kuantum sayısı ile birbirlerine daha da yaklaşması, dış enerji seviyelerini kimyasal çevre daha hassas yapar. Kristal alan teorisine göre dış enerji seviyeleri ligandlar tarafından güçlü olarak etkilenir. Bu etkiler, L_{α} , L_{β} ve L_{γ} X-ışını geçişlerinde önemli rol oynarlar (Söğüt, 1995; Söğüt, 2000). Kimyasal bağ oluşumuna valans elektronlarının katılması elektronik perdeleme ve daha dış kabukların bağ enerjilerinde bir değişime neden olur. Bundan dolayı, daha dış L kabuğu elektronları bağ enerjileri kimyasal çevre tarafından güçlü olarak etkilenir. Dış L kabuğu elektronlarının farklı bileşiklerde farklı bağ enerjilerine sahip olduğu için, bu elektronların sökülme ihtimalinde farklı olacak ve ortalama L kabuğu floresans verimi (ω_L) farklı bileşikler için farklı değerler alacaktır (Kylli, 1999).

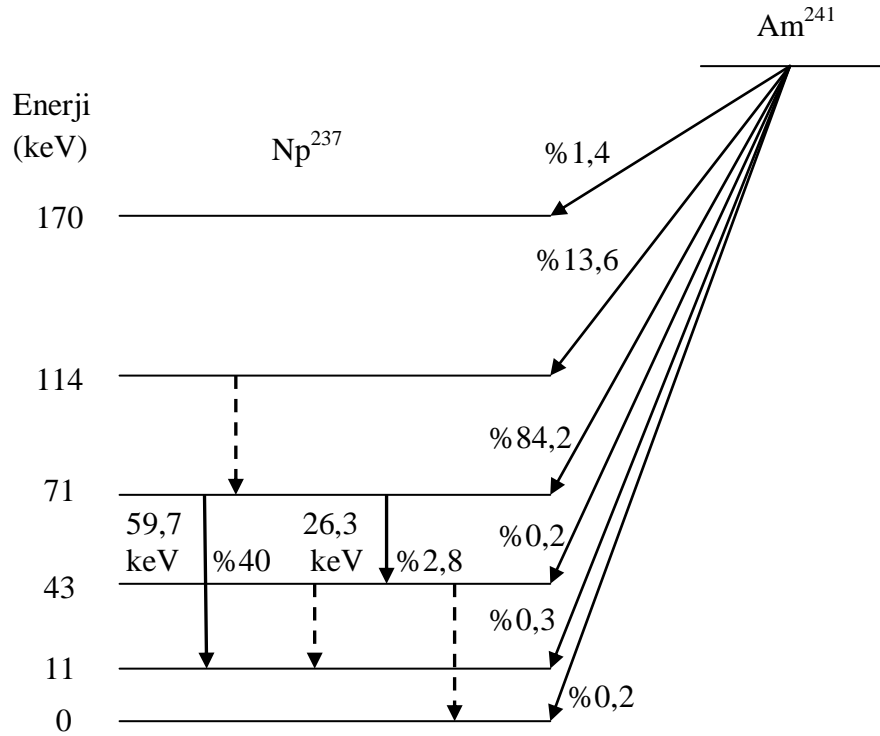
2.7. ^{241}Am Radyoizotop Kaynağı

Am-241 radyoizotopu, Pu-239 'un ardışık nötron yakalama reaksiyonlarından oluşan Pu-241 'in beta bozunumundan sonra meydana gelmektedir. Ardışık nötron yakalama ve β bozunumundan oluşan ürünler;



şeklinde dir. Bu radyoaktif çekirdek yapay olarak üretilen kararsız bir izotoptur ve yarılanma süresi yaklaşık 432 yıldır. Daha sonra Am-241 elementi α bozunumuna uğrayarak neptünyum radyoaktif çekirdeğine dönüşür ve kararlı bizmut oluşana kadar bozunma süreci devam eder. Neptünyum ile başlayıp bizmuta kadar devam eden bozunma süreci neptünyum serisi olarak adlandırılır. Nötron yakalama, atomik çekirdeğin bir veya daha fazla nötronla çarpıştığı nükleer bir reaksiyon çeşididir ve ağır bir çekirdek oluşturmak için bir araya gelirler. Nötronlar elektriksel yükü olmadığı için, yüklü parçacıklara göre çekirdeğin içine kolaylıkla girer. β^- bozunumunda zayıf etkileşme bir nötronu, bir protona dönüştürürken bir elektron ve

bir tane antinötrino yayımlanır. Alfa bozunumu ise bir atomik çekirdeğin bir alfa parçacığı yayımladığı bozunma çeşididir ve alfa bozunumuna uğrayan çekirdeğin atom numarası 2 ve kütle numarası 4 azalır. Gama bozunumunda da bir çekirdek yüksek enerji durumundan düşük enerji durumuna elektromanyetik radyasyon yayımlayarak geçer ve çekirdeğin içindeki protonların ve nötronların sayısı değişmez. Şekil 2.9 Am-241 radyoizotopunun Np-237 izotopuna dönüşümünü göstermektedir.



Şekil 2.9 : Am-241 elementinin deneysel bozunma şeması (Beling, Newton ve Rose, 1952)

2.8. Geçiş Metallerinin Genel Özellikleri

Geçiş metalleri periyodik tablonun d bloku olarak adlandırılan bölgesinde yer alır. Bu metallerin en çok rastlanan değerliklerinde kısmen dolu d yörüngeleri mevcuttur. Birinci sıra geçiş metalleri $[Ar]3d^n4s^2$ şeklinde ve ağır geçiş metalleri olarak adlandırılan ikinci ve üçüncü sıra geçiş metalleri de sırasıyla $[Kr]4d^n5s^2$ ve $[Xe]4f^{14}5d^n6s^2$ şeklinde genel elektron dizilişine sahiptir. İkinci ve üçüncü sıra geçiş metallerinin atomlaşma enerjileri birinci sıra elementlere oranla daha yüksektir. Bundan dolayı metallerde atomlar arası etkileşim daha kuvvetli olmalıdır. Birinci sıra

geçiş metallere göre ikinci ve üçüncü sıra metallerinin bileşiklerinde metaller arası bağlara daha sık rastlanır.

Bazı karakteristik özellikleri bakımından geçiş metalleri temel grup elementlerinden ayrılır. Geçiş metallerinin hepsi çoğunlukla birden fazla farklı değerlikte bulunabilir. Bileşikleri genellikle renklidir ve bileşiklerinin çoğu paramanyetiktir. Metal iyonları değişik molekül veya iyonlarla kompleks bileşikler veya iyonlar oluşturabilir. Geçiş metallerinin kendisi veya bileşikleri çoğunlukla katalitik etki gösterir.

Geçiş metallerinin sahip olabilecekleri değerliklerin çeşitli olması d yörüngesinde bulunan elektronları verebilmelerinden ileri gelmektedir. Geçiş metallerinin her sırası periyodik tabloda incelendiğinde sıraların orta bölgesinde yer alan geçiş metallerinin çok daha fazla sayıda değişik değerliklere sahip olabildiği görülmektedir. Değerlik ile ilgili başka bir önemli husus ise ikinci ve üçüncü sıra geçiş metallerinde yüksek değerliklerin daha kararlı olması şeklindedir. İkinci ve üçüncü sıra geçiş metallerinin düşük değerlikli bileşiklerinde genellikle metal-metal bağları vardır.

Geçiş metallerinin hidratlatmış iyonları genellikle renklidir ancak d^0 ve d^{10} yapısındaki iyonları renksizdir. Geçiş metallere ait bileşiklerin renkli olması d orbitallerindeki elektron geçişinden ileri geldiği söylenebilir. Elektron geçişlerine ait enerji ışık spektrumunun görünür bölgesinde (720-400nm) ise bileşikler renkli olarak görülür. Elektron geçişleri iki türdür. Bunlardan birincisinde metale ait d orbitallerinin birindeki elektron, metalin diğer bir d orbitaline geçer. Böyle geçişlere d-d geçişi adı verilir. d-d geçişlerinde atomdan atoma elektron geçişi söz konusu değildir. İkinci tür elektron geçişleri ise yük aktarım geçişleri olarak adlandırılır. Bu geçişler de iki çeşittir. Birincisinde metal ağırlıklı bir orbitalden ligand ağırlıklı bir orbitale elektron geçişi olur. Diğerinde ise ligand ağırlıklı bir orbitalden metal ağırlıklı bir orbitale elektron geçişi vardır. Bu durumda atomdan atoma yük geçişi söz konusu olduğundan dolayı bu geçişler yük aktarım geçişleri olarak adlandırılır. Yük aktarım geçişlerinde atomların başlangıç ve son hallerindeki yüklerinde önemli ölçüde değişiklik oluşur. Yük aktarım geçişleri izinli geçişler olduğu için olasılığı fazladır ve buna karşılık olan ışık soğurması çok şiddetlidir. Ancak d-d geçişleri

geçişleri ise genellikle yasaklı geçişlerdir. Bu yüzden de ışık soğurması zayıftır. Kaba bir yaklaşım yapıldığında d-d geçişleri soluk renklere ve yük aktarım geçişleri ise belirgin renklerin oluşumuna neden olur.

2.8.1. Geçiş metallerinin manyetik özellikleri

Eksi yüklü bir parçacık olan elektron spin hareketinden dolayı bir manyetik momente sahiptir. Elektronun spininden ileri gelen manyetik moment dış manyetik alandan etkileneceği için elektronların orbitallere dağılımı maddenin manyetik özelliğini belirler. Pauli ilkesine göre bir orbitalde iki elektron karşıt spinli olarak yer alacağından çiftlenmiş elektronların spin manyetik momentlerinin yönleri birbirine göre zıttır ve birbirinin etkisini yok ederler. Orbitallerinde çiftlenmemiş elektronları bulunan maddeler paramanyetik, bütün elektronları orbitallerde çiftlenmiş olarak bulunan maddeler ise diyamanyetikdir. Paramanyetik maddeler manyetik kuvvet çizgilerini çeker ve diyamanyetik maddeler manyetik kuvvet çizgilerini iter. Kristal yapıda yinelenen paramanyetik atomların çiftlenmemiş elektronları paralel spinli olarak yönelirse, birbirine paralel olan spin manyetik moment vektörlerinin bileşkesinden çok kuvvetli bir manyetik alan oluşur. Böyle maddelere ferromanyetik madde denir. Kristal yapıda olan paramanyetik atomlar, spin manyetik momentleri birbirinin etkisini yok edecek şekilde dizilmişlerse bu tür maddeler antiferromanyetikdir. Geçiş metallerinin kısmen dolu d orbitallerindeki elektronlar bu özelliklere sahip maddelerin oluşmasını sağlar. Bir geçiş metaline ait bileşiğin manyetik özelliğinin bilinmesi, maddenin yapısı hakkında bilgi verir (Tunalı ve Özkar, 2005).

2.9. Tesir Kesiti

Tesir kesiti verilen bir olayın meydana gelme ihtimaliyetinin ölçüsüdür. Bu nicelik deneysel olarak ölçülebilir bir nicelik olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesini mümkün kılar.

A yüzeyine ve t kalınlığına sahip ince bir levhanın birim hacminde n tane atom varsa ve herhangi bir olayın meydana gelmesiyle orantılı olarak atomu kuşatan etkin alan σ ise, maddede işlem gören yüzey $A.n.t.\sigma$ olur. $n.\sigma.t=f$ etkinalan kesri adını alır

ve levha üzerine düşürülen radyasyonun levhadan geçerkenki şiddetindeki değişimin kesrini temsil eder. Madde üzerine gelen N radyasyondan N_s tanesi s türündeki olayı gerçekleştiriyorsa tesir kesiti klasik olarak,

$$\sigma = \frac{N_s}{n.N.t} \quad (2.25)$$

ifadesiyle verilir (Çolak, 1992).

3. YAPILAN ÇALIŞMALAR

3.1. Foton Dedektörlerinin Genel Karakteristikleri

Foton dedektörlerinin ölçüm sırasındaki çalışma aşamaları birbirine benzemektedir. X-ışını floresans spektroskopisinde kullanılan dedektörlerin çoğu (gaz dedektörleri, NaI(Tl) sintilatörleri, Ge(Li), HpGe, Ultra-LEGe ve Si(Li) yarıiletken dedektörleri) aynı zamanda elektronları ve ağır yüklü parçacıkları saymakta da kullanılır. Bu dedektörlerin çalışması

- a) Fotoelektrik soğurma, Compton saçılması veya çift oluşumu olaylarıyla foton enerjisinin, elektronların ve pozitronların kinetik enerjisine dönüşümü.
- b) Elektronlarla uyarma sonucunda, uyarılmış moleküler seviyelerin, elektron-delik çiftlerinin veya elektron-iyon çiftlerinin oluşumu.
- c) Moleküler seviyelerin yeniden uyarılma ile yayımlanan fotonların veya yük taşıyıcılarının ölçümü ve toplanması.

alanlarını içerir.

Bir kaynaktan yayımlanan bir foton spektrumu genellikle her biri tek enerjili olan foton grupları tarafından oluşturulur. Bir dedektör bu tür bir çizgi spektrumunu çizgi ve sürekli spektrumun bir bileşenine dönüştürecektir. Çizgi spektrumları gözlenebildiği sürece, bu çizgi spektrumları fotonların gerçek şiddetlerini ve enerjilerini belirlemede kullanılabilir. Ancak tek enerjili foton gurubu için pik üretmede dedektörün kabiliyeti pik genişliği ve pik verimi ile karakterize edilir. Genişlik genellikle keV biriminde FWHM (yarı maksimumdaki tam genişlik) olarak tanımlanır ve aynı zamanda rezolüsyon (ayırma gücü) olarak da adlandırılır. Dedektörün pik verimi, tüm foton enerjisi soğurulduğunda uygun pikteki (tam enerji piki) sayıların sayısının, o enerjide kaynaktan yayımlanan fotonları sayısına oranıdır. Hem pik genişliği ve hem de pik verimi foton enerjisinin bir fonksiyonudur.

Fotoelektrik soğurma, Compton saçılması veya çift oluşumu olaylarıyla foton enerjisinin, elektronların ve pozitronların kinetik enerjisine dönüşümünde, dedektör materyalinin yoğunluğu, atom numarası ve hacmi önemlidir. Eğer materyal düşük yoğunluk, düşük atom numarası ve küçük hacimdeyse, dedektöre gelen fotonun etkileşme ihtimaliyeti düşük olacak ve şayet dedektörle gelen foton arasında bir

etkileşme olursa fotonun tüm enerjisinin dedektörde soğurulma ihtimaliyeti de düşük olacaktır. Bu yüzden bir çizgi spektrumunu ölçmek için böyle bir dedektörün kullanımı düşük enerjili fotonlarla sınırlandırılabilir. Yüksek enerjili fotonlar için tek enerjili çizgi spektrumları gözlenmeyebilir. Bunun yerine sadece sürekli bir spektrum gözlenir. Bundan dolayı, böyle bir dedektör gelen fotonları saymak için kullanışlı olabilir ancak bir enerji spektrumunun değerini ölçmede sınırlı kalacaktır.

3.1.1. Yarıiletken dedektörler

Yarıiletken dedektörler esasen iyonizasyon odaları gibi çalışan katı hal cihazlardır. Bu tür dedektörlerde yük taşıyıcıları, gaz dedektörlerinde olduğu gibi elektronlar ve iyonlar değil, elektronlar ve deliklerdir. Yarıiletken dedektörler gaz dedektörlerine kıyasla bazı avantajlara sahiptirler fakat bu dedektörlerin kristalleri NaI(Tl) dedektörlerinkinden daha düşük atom numarasına sahiptirler ve boyut bakımından daha da küçüktürler. Bu sebeple, fotoelektrik soğurma, Compton saçılması veya çift oluşumu olaylarıyla foton enerjisinin, elektronların ve pozitronların kinetik enerjisine dönüşümü işlemine göre bu dedektörler, NaI(Tl) dedektörlerine göre bazı dezavantajlara sahiptirler. Si ve Ge yarıiletken dedektörleri kendi aralarında karşılaştırılırsa germanyumun hem atom numarası hem de yoğunluğu silisyumun atom numarası ve yoğunluğundan daha büyük olduğu için daha fazla avantaja sahiptir.

Işıktan ziyade yükün topladığı bu dedektörler için en önemli nicelik kaç tane elektron-delik çifti veya yük taşıyıcısının oluşacağıdır. Bu işlemde istatistiksel değişimler meydana gelebilir ve oluşan elektron-delik çiftlerinin sayısı ne kadar büyükse bu değişim o kadar sabit kalacaktır. Yani tek enerjili radyasyondan gelen çizgi spektrumlarının genişliği daha dar olacaktır.

Gazlı sayıcılar ile yarıiletken dedektörler arasındaki en büyük fark, bir yük taşıyıcı çifti oluşturmak için gerekli ortalama enerjidir. Bu enerji gazlı dedektörler için yaklaşık 30 eV, yarıiletken dedektörler için ise yaklaşık 3 eV'tur. Bu değerlerden yarıiletken kristallerden oluşan dedektörlerde çok daha az istatistiksel genişlemeyle piklere sahip olacağı söylenebilir (Debertin ve Helmer, 1988).

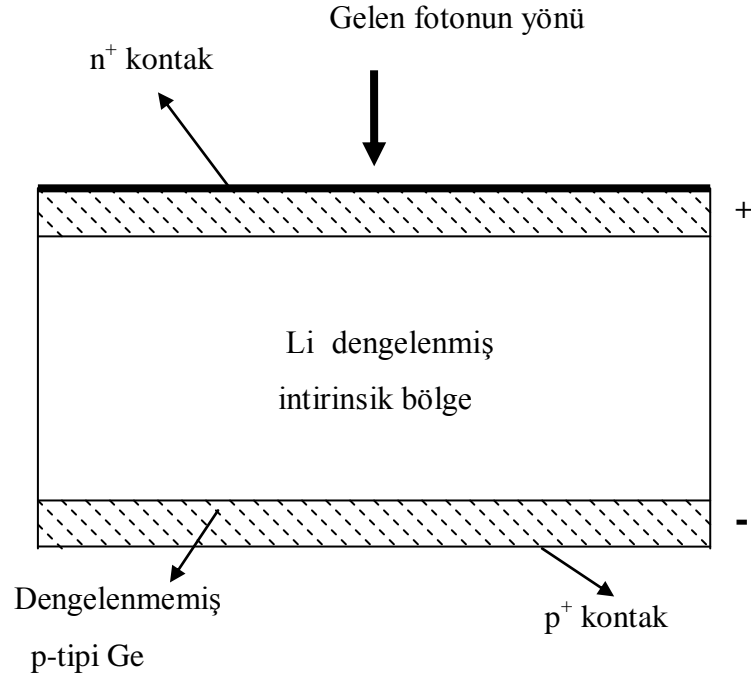
3.1.2. Yarıiletken dedektörlerin fiziksel özellikleri

Silisyum ve germanyum gibi yarıiletken malzemelerin bir tek kristalinde tanımlanan atomik elektron durumları, bütün olarak kristalin karakteristiği olan enerji bantlarına genişletilebilir. Herhangi bir uyarma yokken, en dış yörüngede bulunan elektronlar valans bandı olarak adlandırılan bir enerji bandında bulunurlar. Sonraki yüksek durum, yasak enerji aralığı olarak bilinen bir enerjiyle valans bandından ayrılan iletim bandına bağlıdır. Eğer safsızlıklar mevcut değilse, yasak enerji aralığı izin verilmeyen durumları içermez. Bir elektron, en az yasak bant aralığınınıkinine eşit olan bir enerjinin ona verilmesiyle, valans bandından iletim bandına geçebilir. İletim bandındaki elektron, uygulanan dış elektrik alanın etkisi altında hareket etmek için serbesttir ve bir elektrotta toplanabilir. Elektronun uyarılması sonucunda oluşturulan boşluk veya delik, elektronun yönüne zıt olan bir elektrik alanın yardımıyla hareket eder. Elektronların ve deliklerin hareket mekanizmaları farklı olduğu için, kristalin içinde hareket eden iki yükün hızı yani mobiliteleri farklı olacaktır.

Bir foton kristalle etkileştiği zaman valans bandında bulunan elektronlar gelen fotonlarla etkileşerek iletim bandına uyarılırlar. Bu birincil elektronlar, eğer yeterince enerjik ise, ilave ikincil elektronlar oluşabilir. Bu ardışık işlemler boyunca birincil elektron enerjisi, aygıtın elektrotlarında toplanmak için serbest olan birçok elektron-delik çifti üretiminde tüketilir. Bu yükü toplamak için yaklaşık 1000 V/ cm'lik bir elektrik alan gereklidir. Her bir dedektör için farklı bir besleme voltajı olabilir. Bu voltaj, bir voltaj düşmesi ihtimalini minimum yapmak için yeterince küçük, iyi bir yük toplanmasını ve dolayısıyla iyi bir pik şekillenimi sağlamak için yeterince büyük seçilir.

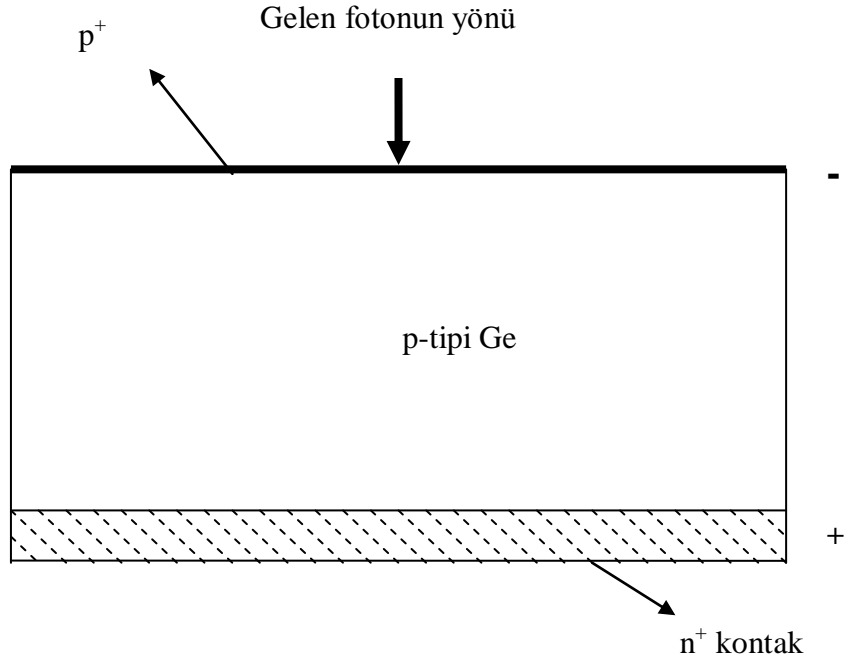
Pratikte yarıiletken kristal malzeme, kusursuz yani tamamen saf olmadığından foton dedektörlerinin işlemesi daha karışıktır. Üç değerlik elektronu bulunan bor, alüminyum, galyum ve indiyum gibi elementlerin safsızlık etkisi, kristal yapının içine serbest deliklerin girmesidir. Bu tür safsızlıklar elektronları alabildiğinden akseptör (alıcı) safsızlıkları olarak adlandırılır. Aynı şekilde fosfor, arsenik, antimon gibi beş değerlikli elektronlara sahip safsızlıklar serbest elektronları yapıya sokar. Bunlar ise elektron verebildiğinden donör (verici) safsızlığı olarak adlandırılır. Böyle bir

kristale uygulanan elektrik alanı, bu deliklerin veya elektronların varlığına dayanan bir elektrik akımıyla sonuçlanır. Bu akımdaki istatistiksel değişimler, foton etkileşmeleri için pulsların dedekte edilebildiği seviyenin altında bir gürültü seviyesine neden olur. Yarıiletken dedektörler ilk üretildiği zamanlarda, akseptör safsızlıklarından kaynaklanan gürültü seviyesi herhangi bir fotondan meydana gelen pulsların görülmesini tamamen engelleyebilirdi. Bu kararlı durum akımını kabul edilebilir bir seviyeye indirmek için kristalin içinde serbest yük taşıyıcılarından yoksun bir intrinsik bölge oluşturmak gerekiyordu. Bu germanyum materyaline lityum iyonlarının sürüklenmesiyle yapıldı. Lityum, p-tipi kristalin üst yüzeyine bırakıldı ve germanyum kristalinin hacminin tamamına sürüklendi. Arayer donör safsızlığı olan lityum, bir intrinsik bölge oluşturmasıyla akseptör safsızlıklarını dengeler. Bu Ge(Li) dedektörü olarak adlandırılır. Bu tür bir düzlem dedektörün yapısı Şekil 3.1 'de gösterilmektedir. Üst yüzeyde bulunan fazla lityum bir elektrik kontağı gibi görev yapan n^+ tabaka ile sonuçlanır ve karşı yüzeyde dengelenmemiş ince bir tabaka kalır. Böyle bir dedektörde lityum oda sıcaklığında sürüklenmeye devam edecektir. Dedektörün bu özelliğinden dolayı, nakliye süreci de dâhil olmak üzere, daima soğuk (genellikle sıvı azot sıcaklığı) saklanmalıdır.



Şekil 3.1 : Düzlem Ge(Li) dedektör

Yeterince saf olan germanyum metali için intirinsik bölge doğrudan oluşturulabilir. Bu yapı p-tipi germanyumun bir yüzeyine lityum buharlaştırılmasıyla elde edilir ve kısa bir zaman için germanyumun içine difüz edilmesine izin verilir. Bu n^+ -p kavşağına uygulanan bir ters besleme, bir intirinsik bölge oluşturmak için her iki yüzeydeki kavşaktan çoğunluk taşıyıcılarını iter. Serbest taşıyıcıların gerileme işlemi, yüklü atomlar tarafından indüklenen elektrostatik alanın uygulanan dış elektrik potansiyelden kaynaklanan alanı dengeleyene kadar kavşağın her iki tarafında da devam eder. Elektron-delik çiftinin oluşturduğu bölgenin kalınlığı uygulanan alan ve materyaldeki safsızlık konsantrasyonu ile ilgilidir. Şekil 3.2’de gösterilen bu dedektör, intrinsik veya yüksek saflıkta Ge dedektörü olarak adlandırılır ve bu dedektörler Ge(Li) dedektörünün aksine oda sıcaklığında saklanabilir.



Şekil 3.2 : Düzlem p-tipi yüksek saflıkta Ge dedektör

Foton etkileşmeleriyle iletim bandına uyarılan elektronlara ilave olarak, burada termal olarak uyarılan elektronlar da vardır. Uyarmanın bu şekli istatistiksel gürültü (temel sayma) meydana getirir. Bu gürültüyü azaltmak için yarıiletken foton dedektörleri düşük sıcaklarda çalıştırılmalıdır. Bu işlemin mümkün olduğu en yüksek sıcaklık, kristal safsızlıklarının ve kusurlarının çokluğu ve tipine bağlıdır ve pratik işlem sıcaklığı sıvı azot sıcaklığıdır (Debertin ve Helmer, 1988).

3.2. Rezolüsyon (Ayrırma Gücü)

Yük oluşma işleminin istatistiği, her bir dedektörün kendisine ait özellikleri ve buna ek olarak yük toplama işleminin tamamlanabilirliği, elektronik gürültü gibi faktörler dedektörün ayırma gücünü veya pik genişliğini (FWHM) etkiler. Pik genişliğine yük oluşma işleminin istatistiğinden olan katkı her bir dedektör materyaline özgüdür. Tek kristal germanyumda bant genişliği 77 K'de 0,67 eV'tur. Ge kristalinde serbest elektron-delik çifti oluşturmak için $e=2,96$ eV'luk bir ortalama enerji gerekmektedir. Bu Si için $e=3,76$ eV'tur. Ekstra enerji örgü fononlarının oluşumunda harcanır. Çiftlerin ortalama sayısı $N=E_{\gamma}/e$ olsa da, farklı uyarma tipleri arasındaki foton enerjisinin bölünmesi, çiftlerin sayısında istatistik dağılıma neden olur. Böylece pulsların genliklerinin istatistiksel bir dağılımı dedektör hacminde

tamamen soğurulan tek enerjili foton grupları tarafından üretilir. Eğer her bir çift bağımsız olarak oluşturulursa, Poisson istatistiği uygulanabilir ve N'nin dağılımının standart sapması $N^{1/2}$ olur. Buna karşın elektron-delik çiftlerinin oluşum istatistiği Poisson değildir. Fano tarafından sunulan teoriye göre çiftlerin sayısında gözlenen ortalama karekök sapma $(F.N)^{1/2}$ olarak tanımlanır. Burada F fano faktörüdür. Bu ifadeden gözlenen pik genişliğine katkı aşağıdaki gibi olur.

$$w_i = 2,355(F \cdot E_\gamma \cdot e)^{1/2} \quad (3.1)$$

Fano faktörü her bir dedektör materyali için ölçülmelidir ve bu faktör materyalin kendine has özelliğidir. Germanyum ve silisyum için Fano faktörü sırasıyla 0,06 ve 0,08'dir. Yarıiletken dedektörlerde iyi bir rezolüsyon elde etmek için F'nin değerinin 1'den küçük olması gerekmektedir. Pik genişliğine bu katkı $E_\gamma^{1/2}$ ile artar. Pik genişliğine bir sonraki katkı birincil olarak yük taşıyıcılarının kaybına bağlıdır ve her bir dedektörün karakteristiğidir. Serbest elektronlar ve deliklerin eksik toplanmasından sorumlu olan en önemli işlem yük tuzaklanmasıdır. Bir yük taşıyıcı, safsızlıklar ve kristal kusurlarıyla enerji aralığına giren durumların birine yakalandığında tuzaklanma meydana gelir ve ayrıca uyarma tuzaklanmış yükün serbest kalması için gereklidir ve böylece yükün toplanmasına izin verir. Bir yük taşıyıcısının tuzaklanması, tuzak durumun enerjisinin, kristal ve standart soğutma metodunun karakteristiği ile sabittir. Elektrik alan ise besleme voltajı ile ilgilidir ve besleme voltajı ayarlanabilir bir büyüklüktür. Artan voltaj yük toplanmayı iyileştirdiğinden, dedektör normal olarak maksimum voltaj yakınlarına ayarlanabilir. Yük taşıyıcılarının her bir tipinin yakalanabildiği, hem akseptör hem de donör tuzakları kristalin içinde mevcuttur.

Toplam pik genişliğinin karesi

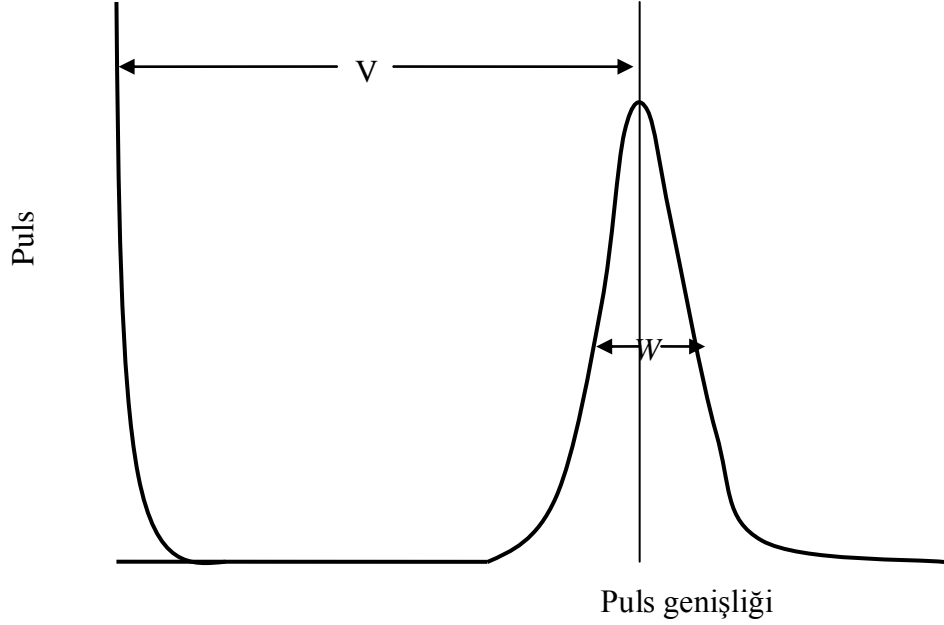
$$w^2 = w_i^2 + w_x^2 + w_e^2 \quad (3.2)$$

ile verilir. Burada w_i her bir dedektör materyaline özgü olan ve yük oluşma istatistiğinden gelen katkıdır. w_x tuzaklanma gibi dedektör etkilerinden gelen katkıdır. w_e elektronik devrelerden gelen katkıdır. Bu üç terimin her biri Gaussian dağılıma sahiptir.

Şekil 3.3'te gösterildiği gibi dedektörün rezolüsyonu R,

$$R = \frac{W}{V} \quad (3.3)$$

şeklinde verilir. Bu bağıntıda W yarı maksimumdaki puls genişliği ve V ise ortalama genişliktir.



Şekil 3.3 : Dedektörlerin ayırma güçleri

Pikin yarı maksimumdaki tam genişliği ise;

$$FWHM = W \times E \quad (3.4)$$

şeklinde verilmektedir. Rezolüsyonu en iyi olan dedektörler yarı iletken dedektörlerdir. Yarı iletken dedektörlerde en çok Si ve Ge dedektörleri kullanılmaktadır.

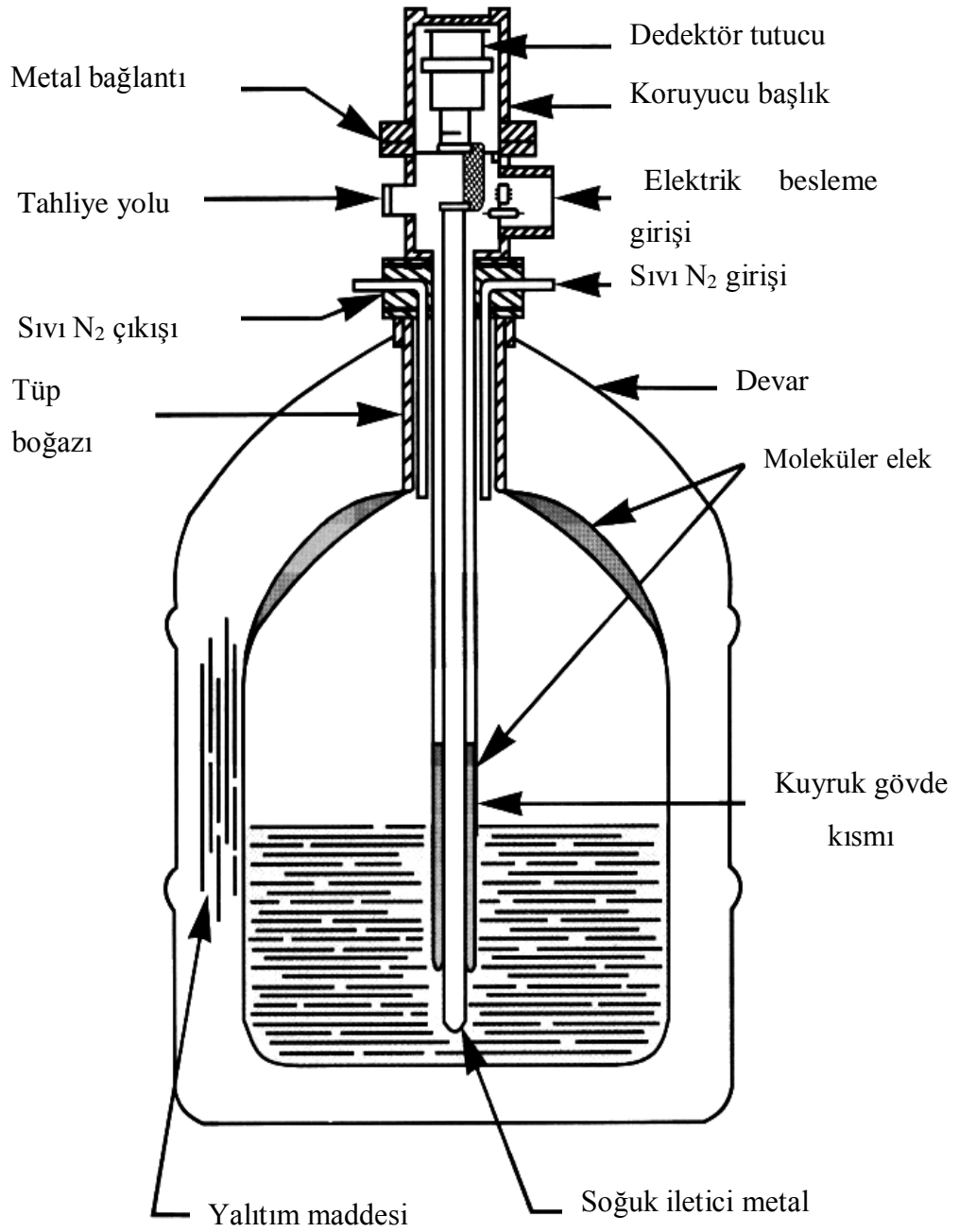
Yapılan bu çalışmada, karakteristik x-ışınlarının şiddetleri ölçülmüştür. İncelenen element ve bileşiklerine ait spektrumlar Ultra-LEGe dedektörü ve buna bağlı elektronik sistem kullanılarak elde edilmiştir. Bu dedektörler yaklaşık 200 eV'tan 500–600 keV'a kadar olan enerji bölgesini kapsamaktadır. Dedektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız dedektörün aktif alanı 30 mm² ve kalınlığı 5 mm'dir. Dedektör en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196 °C) tutulmalıdır. Bunun için dedektör, 30 lt

sıvı azot alabilecek bir devar kabına yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmelerini önlemek için 30 mikron kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır.

Sayacın aktif bölgesine E enerjili bir foton düştüğü zaman germanyum atomları iyonlaşır. Foton enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir ve fotoelektron enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-delik çifti meydana getirerek dedektör içinde hareket eder.

Ultra-LEGe dedektöre yaklaşık 500 voltluk ters besleme gerilimi uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-delik çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler.

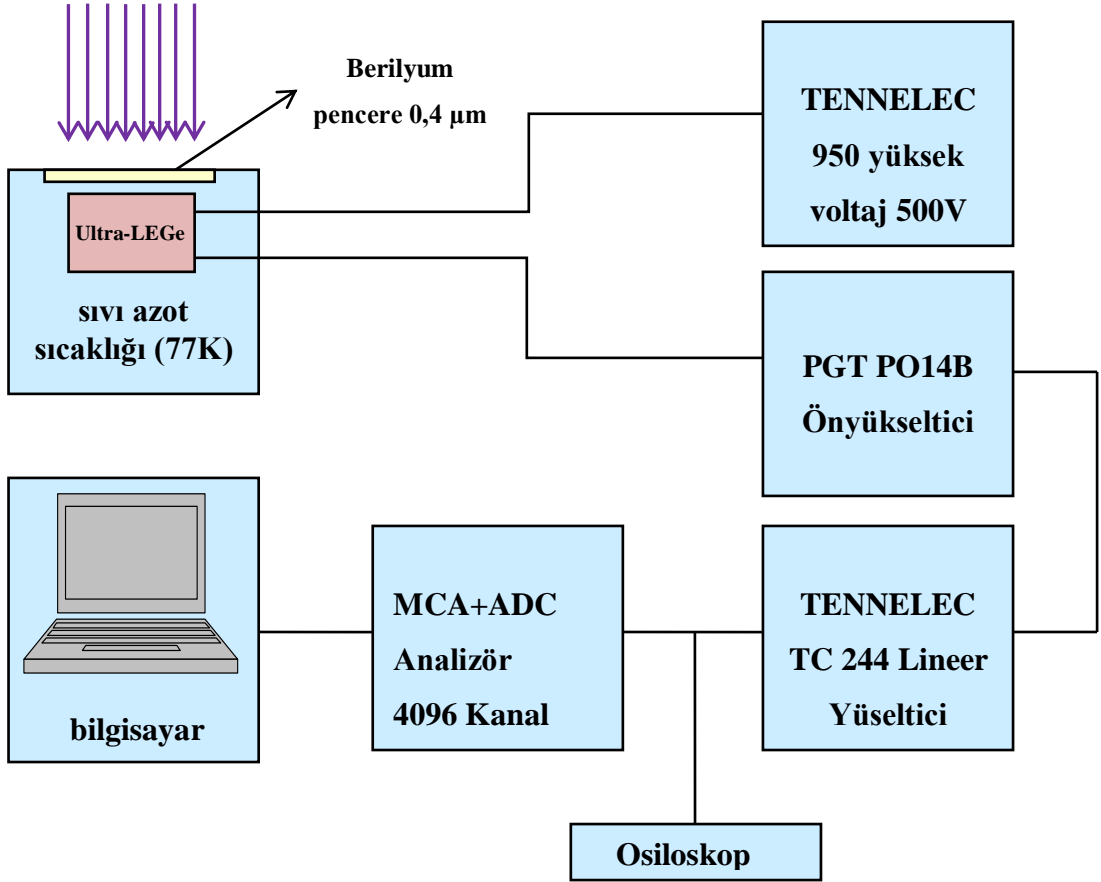
p-tipi ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik düzenek aracılığıyla potansiyel puls, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Dedektör şekil 3.4'te görüldüğü gibi sıvı azot kabının içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece dedektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur (Debertin ve Helmer, 1988).



Şekil 3.4 : Dedektör ve bölümleri

3.3. Sayma Sistemi

Bir dedektör, ön yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağı sayma sistemini oluşturmaktadır. Şekil 3.5 sayma sisteminin şematik gösterimini vermektedir.



Şekil 3.5 : X-ışınları floresans ölçüm sistemi diyagramı

3.3.1. Yüksek voltaj kaynağı

Yüksek voltaj kaynağı, dedektörün çalışması için gerekli olan negatif veya pozitif voltajı sağlar. Dedektörlerin birçoğu yüksek pozitif voltaja gereksinim duyar. Bilinen dedektörler için tipik yüksek voltaj değerleri Tablo-3.1’de verilmektedir. Yüksek voltaj kaynağı, giriş voltajının değişebilmesine rağmen çıkış voltajının çok az değişeceği bir biçimde ayarlanır (Tsoulfanidis, 1995).

Tablo 3.1 : Yaygın olarak kullanılan dedektörler için gerekli yüksek voltaj değerleri

Dedektör	Yüksek voltaj (YV)
İyonizasyon Odaları	YV <1000
OrantılıSayaçlar	500< YV<1500
Geiger-Müller sayaçları	500< YV<1500
Li sürüklenmiş yarıiletken dedektörler	100< YV<3000

3.3.2. Ön yükseltici

Ön yükselticinin temel görevi, dedektörün çıkışı ile sayma sisteminin geri kalan kısmı arasında en iyi bağlantıyı sağlamaktır. Aynı zamanda ön yükseltici, sinyali değiştirebilen gürültü kaynaklarını minimum yapmak için de kullanılır.

Dedektörden çıkan sinyal milivolt mertebesindedir ve çok zayıftır. Sinyal kaydedilmeden önce binlerce kez büyütülmelidir. Bunun yapılabilmesi için sayma sisteminde ön yükselticilere ihtiyaç duyulur. Herhangi bir sinyalin bir kablo içinden iletimi, sinyali belirli bir miktar azaltır. Dedektörün çıkışındaki sinyal zayıf olursa, iletime eşlik eden elektronik gürültüde kaybolabilir. Elektronik gürültüde sinyalin kaybolmasını önlemek için ön yükseltici mümkün olduğu kadar dedektörün yakınlıklarına yerleştirilir. Bundan dolayı ön yükselticinin girişi dedektörle aynı şekilde soğutulur. Ön yükseltici sinyale şekil verir yani dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür ve yükseltici ile dedektörün empedansını eşleyerek sinyalin zayıflamasını azaltır (Tsoulfanidis, 1995).

3.3.3. Yükseltici

Bir yükselticinin esas iki görevi vardır ve bu görevler şu şekilde sıralanır.

- Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt ederek sayılma için uygun seviyelerine yükseltmek.
- Pulsarı, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir biçime getirmek.

Çıkış puls genliği modern sistemler için 2 V'tan 10 V'a kadar değişmektedir. Amplifikatörlerin çoğu hem unipolar çıkış (sinyalin ilk kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatif) hem de bipolar (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahip) çıkış ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı tercih edilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen "shaping time" sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi ayırma gücü genellikle, 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 2.000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılacaksa daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

3.3.4. Analog dijital dönüştürücü

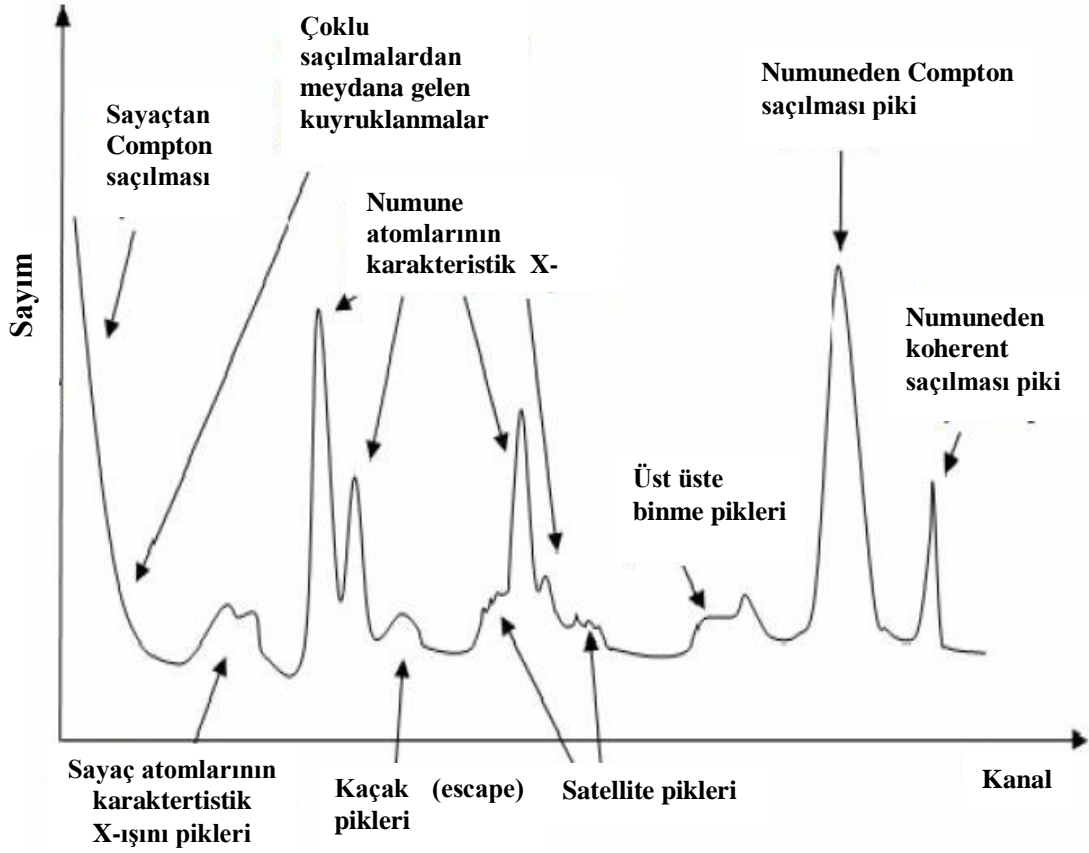
Sayma sisteminde analog dijital dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliği ve dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işlem analogu sayısala dönüştürme işlemi olarak adlandırılır. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı, analizörün hafızasında biriktirilir ve sonuç olarak bu, bilinen bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır.

3.3.5. Çok kanallı analizör (MCA)

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirerek bilgisayar hafızasında kaydeder. Esasında, her bir kanal depolama yapmak 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 kaynaklar kullanılarak ölçüme başlamadan önce yapılır.

3.4. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi

X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen numunenin karakteristik X-ışını pikleri dışında başka pikler de gözlenebilir. Bu pikler şekil 3.6'da gösterilmiştir ve oluşumları aşağıdaki gibi gruplandırılabilir.



Şekil 3.6 : İdeal bir X-ışını spektrumu

3.4.1. Koherent pik

Uygun bir geometride uyarıcı kaynaktan çıkan primer fotonların doğrudan sayacı görmeleri önlenemesine 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 saçılmasının neticesinde meydana gelmektedir.

3.4.2. İnkohorent (Compton) pik

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerjisini kaybeden fotonlara ait bu pik koherent pikinin düşük enerji bölgesinde meydana gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının bir veya birkaç kez Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler.

Numune ve sayaçtaki saçılmalardan 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.

3.4.3. Karakteristik x-ışını pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayımlanan 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 yayımlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve dedektör maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

3.4.4. Auger pikleri

Uyarılmış bir atomun yayımladığı karakteristik x-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklarından elektronlar sökebilir. Sökülen bu elektronlara Auger elektronları denir ve bunların oluşturacağı pik soğurulan X-ışını pikinin düşük enerji bölgesinde yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha çok meydana gelir.

3.4.5. Üst üste binme (pile-up) pikleri

İki foton aynı anda veya elektronik sistemin pik ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sistem bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsün büyüklüğü onu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklükleri toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst üste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür. Tamamlanmamış yük toplanması ve üst üste binme etkileri keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına neden olur.

3.4.6. Kaçak (escape) pik

Sayaca gelen herhangi bir foton, atomun iç kabuklarından bir elektron söküncü bu fotoelektron, elektron-hole çifti meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik x-ışını da yayımlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bir yerlerde olursa bu karakteristik ışını başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar. Kaçak pik alanının asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

3.4.7. Satellite pikleri

Auger olayının bir başka sonucu da geride kalan iki kez 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_{α} fotonunun yayımlandığı, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının gerçekleştiğini düşünelim. Böylece L kabuğunda iki elektron boşluğu oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında gerçekleşmez. Primer ya da sekonder fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir x-ışını halinin yarı ömrü $\sim 10^{-16}$ sn gibi çok kısa ve uyarıcı şüadaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez iyonlaşmış halde bulunma durumu hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayımlanan çizgilerin dalga boylarından biraz farklıdır. Bu tür çizgiler satellite (non-diagram) çizgileri olarak adlandırılmaktadır (Kaya, 2006).

3.5. Dedektör Verimi

Enerji ayrımlı x-ışını fluoresans sisteminde yapılan çalışmalarda dedektör verimi bilinmelidir. Dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, dedektöre gelen fotonların sayısına oranı veya dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi dedektör verimi olarak adlandırılır.

Kalibre edilmiş kaynaklar dedektör verimliliğinin tespit edilmesi için gereklidir. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlanma olasılıkları bilinmelidir. Dedektör verimini etkileyen faktörler; kolimatör faktörü, dedektör maddesi, dedektörün hassas bölgesi, imalat faktörü ve kıyılardan kaçmalar şeklinde sıralanabilir.

3.5.1. Dedektör verimliliğinin ölçülmesi

Dedektör veriminin tayini için genellikle nokta kaynaklar kullanılır. Kaynağın şekli farklı olduğunda, kaynaktan homojen olarak foton yayımlanmayacağı için bu durum dedektörün verimini etkiler. Bu yüzden kaynağın en çok fotonları yaydığı bölgesi dedektörün ortasına gelecek şekilde yerleştirilmeli ve kaynak sabitleştirilmelidir.

Bir dedektörün bir enerjideki verimi, dedektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda dedektöre gelen ve sayılan fotonların sayısı bilinerek tayin edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır.

Kullanılan kaynağın verim tayini yapılırken şiddet (I);

$$I = I_0 \exp(-\lambda t) \quad (3.5)$$

bağıntısı ile bulunur. Burada I_0 kaynağın şiddeti, λ bozunma sabiti ve t ise kaynağın imalatından ölçüm alınmaya kadar geçen süredir. Kaynaktan çıkan fotonlar farklı enerjilerde ise yayımlanan fotonların her enerjideki yayımlanma oranı tespit edilmelidir. Tespit edilen enerjideki yayımlanan foton sayısı (I_{Ex}),

$$I_{Ex} = [I_0 \exp(-\lambda t)] \cdot W_{Ex} \quad (3.6)$$

bağıntısıyla verilmektedir. Burada W_{Ex} , E_x enerjisinde yayımlanan fotonların kesridir. (3.5) denkleminde bulunan şiddet, 360° 'lik geometrik sayımda olduğundan dedektörün bu enerjideki verimi

$$E_{fEx} = \frac{I_d}{I_{Ex}} \quad (3.7)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte I_d , dedektörün ilgili enerjide saydığı fotonların sayısıdır. Deneysel olarak E enerjisindeki fotopik verimliliği,

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 TRP_E} \quad (3.8)$$

ile hesaplanabilir. Burada N_E , T zamanı içinde dedektörde sayılan fotonların sayısı, R ve P_E ise sırasıyla kaynağın bozunma hızı ve E enerjili fotonun kaynaktan yayımlanma olasılığıdır. Sayma için etkin katı açısı Ω_0 ise,

$$\Omega_0 = \frac{\pi r^2}{(d+Z)^2} \quad (3.9)$$

denklemleriyle verilebilir. Mutlak verimlilik tayininde katı açısı düzeltilmesi yoktur ve bu yüzden mutlak verimlilik

$$\varepsilon(E) = \frac{N_E}{TRP_E} \quad (3.10)$$

biçiminde yazılabilir.

Bağıl verimliliğin tayini, kaynaktan gelebilecek hataları ortadan kaldırmak için daha uygun yöntemdir. Dedektör yapısının bozulması, dedektör verimini zamanla değiştireceği de dikkate alınmalıdır. Ultra-LEGe dedektörünün verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki sınıflandırma yapılabilir.

- a) **Mutlak verimlilik:** Sayaçta sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak sayaç uzaklığına bağlıdır.
- b) **İntrinsik verimlilik:** Sayacın intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- c) **Bağıl verimlilik:** Herhangi bir enerjideki sayaç verimliliğinin diğer enerjilerdeki sayaç verimliliğine oranı olarak tanımlanır.
- d) **Fotopik (Sayma) verimliliği:** Sayaçta, ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimaliyetidir.
- e) **Radyal verimlilik:** Herhangi bir enerjide sayaç verimliliğinin sayaç yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder (Ertuğral, 2004).

3.5.2. $I_0G\varepsilon$ 'nin tayini

Sayılan karakteristik X-ışını şiddeti, uyarıcı radyasyonun şiddetine, geometrik faktörüne, X-ışınlarının sayıldığı dedektörün verimliliğine, elementin miktarına, numune ve hava içerisindeki soğurma faktörüne ve ilgili elementin tesir kesitine bağlıdır. Böylece;

$$N = I_0 \cdot G \cdot \varepsilon \cdot m_i \cdot \beta \cdot \sigma \quad (3.11)$$

yazılabilir. Bu eşitlikte N, birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, I_0 birim zamanda numuneye gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti), G kaynak-numune ve numune-dedektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör, ε X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi, σ fotoelektrik tesir kesiti ve β soğurma düzeltmesi faktörüdür. m_i ise numune içindeki analitik madde miktarı olup,

$$m_i = m \cdot w_i \quad (3.12)$$

eşitliğinden hesaplanmaktadır. Burada m, numunenin toplam kütesini, w_i ise analitin yoğunluğunu temsil etmektedir.

$I_0G\varepsilon$ değeri çeşitli aralıktaki elementlerin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait karakteristik K X-ışınları yardımıyla ölçülmüştür. Deney süresince I_0G çarpanını sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir. $I_0G\varepsilon_K$ değerinin tayininde

$$IG\varepsilon_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\beta_{Ki} \cdot m_i \cdot \sigma_{Ki}} \quad [i = \alpha, \beta] \quad (3.13)$$

ifadesinden yararlanılmıştır. σ_{Ki} tesir kesiti ise;

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K \cdot \omega_K \cdot f_{Ki} \quad (3.14)$$

eşitliğine göre teorik olarak hesaplanmıştır. Bu eşitlikte σ_K , K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in (Scofield, 1973) tablosundan alınmıştır. ω_{Ki} , K tabakası için fluoresans verim olup Krause'nin (Krause, 1979) tablosundan ve f_{Ki} ($i = \alpha, \beta$) ise K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyetleri olup Broll'un makalesinden alınmıştır (Broll, 1986).

3.5.3. Ultra-LEGe dedektörünün çeşitli enerjilerdeki verim eğrilerinin tayini

Dedektör verimi deney geometrisi ile değiştiğinden her deneysel çalışma için dedektör verimi tayini yapılması gerekir. Böylece dedektör verimi yardımıyla şiddet oranları, fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verimlerin değerleri bulunabilir.

Yapmış olduğumuz bu çalışmada 59,543 keV enerjili foton yayımlayan ²⁴¹Am radyoaktif halka kaynağı için dedektör verimi I₀Ge ve alt değerleri Tablo 3.2’de verilmektedir.

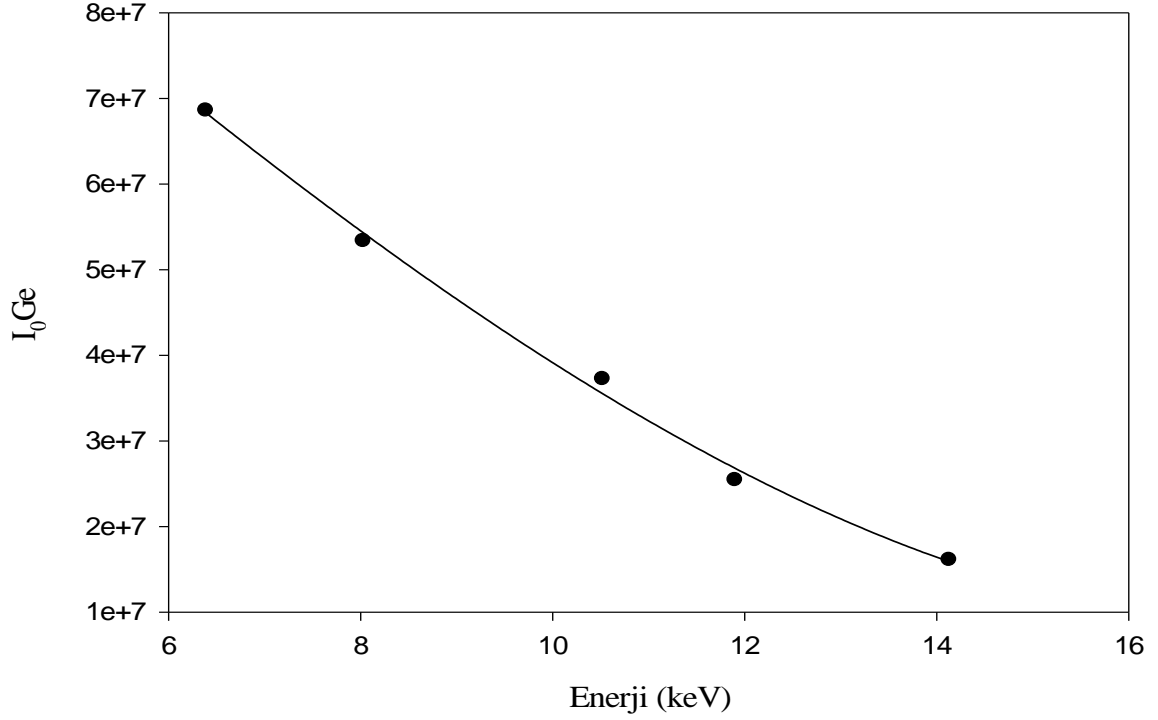
²⁴¹Am radyoaktif kaynağının kullanılmasıyla elde edilen I₀Ge değerlerinin ortalama karakteristik K X-ışını enerjilerine karşı elde edilen grafik Şekil 3.7’de verilmiştir. Bununla birlikte bu grafiğin regrasyonu sonucu elde edilen Fit denklemleri, aşağıdaki denklem kullanılarak I₀Ge enerjinin bir fonksiyonu olacak şekilde deneysel verilere uygun hale getirilerek aynı şekil üzerinde gösterilmiştir.

$$I_0Ge = A_0 + B_1E_x + B_2E_x^2 + B_3E_x^3 + B_4E_x^4 + B_5E_x^5 + \dots \quad (3.15)$$

Bu denklemdeki E_x, K_i (i=α, β) X-ışınlarının enerjileri olup A₀, B₁, B₂, B₃, B₄, B₅ katsayıları ise sabit değerlerdir.

Tablo 3.2 : 59,543 keV’de foton yayımlayan ²⁴¹Am kaynağı için I₀Ge ve alt değerleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	m _i (gr/cm ²) Ana. Mad. Miktarı	σ _K (59,543 keV) Fotoelektrik Tesir Kesiti (cm ² /gr)	ω _k Floresans Verim	f _{Ki} K _α Yay. İht.	σ _{Ki} Tesir Kesiti (cm ² /gr)	I ₀ GeK _α
26	Fe	Fe	0,028950	0,89984	0,355	0,892	0,2849	68609364
29	Cu	Cu ₂ O	0,008810	1,24093	0,454	0,892	0,5025	53364851
33	As	As ₂ O ₃	0,011520	1,77312	0,575	0,878	0,8951	37256954
35	Br	KBr	0,007500	2,09990	0,628	0,870	1,1473	25449503
38	Sr	SrCO ₃	0,006730	2,64124	0,696	0,859	1,5791	16136738
40	Zr	ZrC	0,007910	3,09076	0,734	0,854	1,9373	35225556
42	Mo	Mo	0,011800	3,53978	0,767	0,847	2,2996	59277710
44	Ru	Ru	0,011520	4,00171	0,796	0,842	2,6820	65649111
48	Cd	Cd	0,007560	4,96200	0,842	0,833	3,4802	46075215
50	Sn	Sn	0,007980	5,44550	0,860	0,829	3,8823	47733702
52	Te	Te	0,013330	5,83185	0,875	0,824	4,2047	56089334
59	Pr	Pr ₃ O ₄	0,008810	8,17854	0,914	0,810	6,0549	38555136
62	Sm	Sm ₂ O ₃	0,009300	9,01814	0,926	0,806	6,7307	43894269
64	Gd	Gd ₂ O ₃	0,008810	9,52347	0,932	0,805	7,1450	48253055



Şekil 3.7 : ²⁴¹Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen I₀Ge'nin enerji ile değişimi

3.6. Numunelerin Kütle Azaltma Katsayıları ve Soğurma Düzeltme Faktörleri

Numunelerin uyarılmasıyla meydana gelen karakteristik x-ışınları numune içinden geçerken numunedeki atomlar tarafından soğurulmaktadır. Bu nedenle dedektör tarafından ölçülen X-ışını şiddeti yayımlanandan farklı olacaktır. Şiddet ölçümlerine dayanan bütün çalışmalarda bu fark, ölçülen X-ışını şiddetinin soğurma düzeltmesi faktörüne bölünmesiyle ortadan kalkmaktadır. Yayımlanan ve ölçülen X-ışını şiddeti arasında,

$$N_{\text{ölç}} = N_{\text{yay}} \cdot \beta \quad (3.16)$$

biçiminde bir ilişki olmalıdır. Bu eşitlikte β , soğurma faktörü olup enerjiye, numune atomlarına, X-ışınlarının numuneye geliş ve çıkış açıları ile numune kalınlığına bağlıdır. Dolayısıyla numuneden yayımlanan karakteristik X-ışınlarını bulmak için ölçülen X-ışını şiddeti β soğurma faktörüne bölünmelidir. Bu nedenle β 'ya soğurma düzeltmesi faktörü denir ve;

$$\beta_{(i)} = \frac{1 - \exp\left[-\left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{\cos\theta_1} + \frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{\cos\theta_2}\right)\rho D\right]}{\left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{\cos\theta_1} + \frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{\cos\theta_2}\right)\rho D} \quad (i=K,L) \quad (3.17)$$

olarak verilmektedir. Bu eşitlikte, sırasıyla $(\mu/\rho)_{(\gamma)}$ ve $(\mu/\rho)_{(i)}$ kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için numunenin toplam kütle azaltma katsayılarıdır. θ_1 ve θ_2 sırasıyla kaynaktan gelen radyasyonun ve yayımlanan karakteristik x-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptıkları ortalama açılarıdır. Yaptığımız çalışmada kullanılan deney geometrisine göre θ_1 geliş açıları sabit tutularak 45^0 ve numuneden çıkan X-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptığı açı 90^0 alınmıştır. Birim alan başına düşen madde miktarı ρD (g/cm^2) ise tartılan numune miktarının numune alanına bölünmesiyle ve

$$\mu/\rho = \sum w_i \left(\mu/\rho\right)_i \quad (3.18)$$

bağıntısı ile bulunur. Bu ifadede w_i , i. elementin ağırlık yüzdesi, $\left(\mu/\rho\right)_i$ ise i. elementin E enerjisindeki kütle azaltma katsayısıdır.

Elementlerin ilgili enerjilerindeki toplam kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasında Berger ve Hubbel tarafından (Berger vd., 1998) geliştirilen XCOM bilgisayar programı kullanılmıştır. 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. XCOM hem standart hem de kullanıma bağlı olarak istenilen enerjide, tesir kesiti ve kütle azaltma katsayılarını verir. Ayrıca fotoelektrik, koherent ile inkoherent saçılma ve çift oluşum gibi kısmi kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasını da içerir.

Bu çalışmamızda dedektör verimi, şiddet oranları, X-ışını fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verimlerinin ölçülmesinde β soğurma düzeltmesi faktörü her bir bileşik ve enerji için ayrı ayrı hesaplandı. Dedektör verimi için hesaplanan kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar Tablo 3.3'te verilmiştir. Aynı zamanda Tablo 3.4, 3.5 'te şiddet oranları, fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verimleri ölçülecek numunelere ait kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar verilmiştir.

Tablo 3.3 : ²⁴¹Am kaynağı kullanılarak dedektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	E ₀ için (MeV)	E _{Kα} için		$\beta_{K\alpha}$
			$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm ² /gr)	E _{Kα} (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm ² /gr)	
26	Fe	Fe	1,23	0,006396	71,4	0,415372
29	Cu	Cu ₂ O	1,47	0,008037	47,4	0,810474
33	As	As ₂ O ₃	1,75	0,010525	28,3	0,841838
35	Br	KBr	1,96	0,011900	36,4	0,866406
38	Sr	SrCO ₃	2,02	0,014130	15,3	0,941227
40	Zr	ZrC	3,40	0,015732	19,2	0,910613
42	Mo	Mo	4,36	0,017425	18,9	0,865370
44	Ru	Ru	4,92	0,019213	16,7	0,874971
48	Cd	Cd	6,10	0,023077	13	0,922233
50	Sn	Sn	6,70	0,025156	11,6	0,920089
52	Te	Te	7,19	0,027471	9,96	0,876504
59	Pr	Pr ₃ O ₄	8,87	0,036023	6,40	0,920504
62	Sm	Sm ₂ O ₃	9,77	0,040124	5,48	0,914826
64	Gd	Gd ₂ O ₃	10,40	0,042983	5	0,917415

Tablo 3.4 : Numunelerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve K_{α} soğurma düzeltmesi (β) faktörleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	E_0 için (MeV)	$E_{K\alpha}$ için		$\beta_{K\alpha}$
			$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
29	Cu	$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,837	0,0080411	65,5	0,829285934
29	Cu	CuCl_2	1,01	0,0080411	80,4	0,856113643
29	Cu	CuO	1,34	0,0080411	43,7	0,852381375
29	Cu	$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	0,572	0,0080411	21,3	0,87459504
29	Cu	CuBr_2	2,35	0,0080411	78,4	0,733984717
29	Cu	CuCl	1,21	0,0080411	71,2	0,636226133
29	Cu	$\text{Cu}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	0,651	0,0080411	22,2	0,911909634
24	Cr	$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,339	0,005411	102	0,647486311
24	Cr	$[\text{CrCl}_2(\text{H}_2\text{O})_4] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,455	0,005411	132	0,726686574
24	Cr	Cr_2O_3	0,734	0,005411	71,4	0,871141812
24	Cr	$\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	0,231	0,005411	18,1	0,874447142
26	Fe	$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,368	0,005411	26,9	0,888476289
26	Fe	$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	0,58	0,0064	98,5	0,641876745
26	Fe	$\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,515	0,0064	35,4	0,942677078
26	Fe	FeS	0,932	0,0064	110	0,506581346
26	Fe	$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,475	0,0064	63,6	0,855220253
26	Fe	$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	0,432	0,0064	49,3	0,847959698
30	Zn	$\text{C}_{48}\text{H}_{64}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,415	0,0086312	28,7	0,994164244
30	Zn	$\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,461	0,0086312	33,9	0,994834082
30	Zn	$\text{C}_{40}\text{H}_{56}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,436	0,0086312	31	0,995271536

Tablo 3.5 : Numunelerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve K_{β} soğurma düzeltmesi (β) faktörleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	E_0 için (MeV)	$E_{K\beta}$ için		$\beta_{K\beta}$
			$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\beta}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
29	Cu	$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,837	0,0089053	49,3	0,86687011
29	Cu	CuCl_2	1,01	0,0089053	60,4	0,888544149
29	Cu	CuO	1,34	0,0089053	33	0,884210822
29	Cu	$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	0,572	0,0089053	16	0,902618738
29	Cu	CuBr_2	2,35	0,0089053	59,3	0,786485265
29	Cu	CuCl	1,21	0,0089053	53,6	0,704456556
29	Cu	$\text{Cu}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	0,651	0,0089053	16,7	0,931879328
24	Cr	$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,339	0,005947	78,8	0,709896168
24	Cr	$[\text{CrCl}_2(\text{H}_2\text{O})_4] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,455	0,005947	102	0,778517375
24	Cr	Cr_2O_3	0,734	0,005947	54,8	0,89858966
24	Cr	$\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	0,231	0,005947	13,6	0,903043867
26	Fe	$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,368	0,005947	20,23	0,913990152
26	Fe	$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	0,58	0,007059	75,06	0,707807807
26	Fe	$\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,515	0,007059	26,8	0,95591153
26	Fe	FeS	0,932	0,007059	83,6	0,584914337
26	Fe	$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,475	0,007059	48,2	0,887178564
26	Fe	$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	0,432	0,007059	37,19	0,881798363
30	Zn	$\text{C}_{48}\text{H}_{64}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,415	0,009572	21,4	0,995614299
30	Zn	$\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,461	0,009572	25,25	0,996123764
30	Zn	$\text{C}_{40}\text{H}_{56}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,436	0,009572	23,07	0,996454477

3.7. Numunelerin Hazırlanması

İncelemek istediğimiz numuneler toz olarak temin edilmiş mylar film üzerine $1,44 \text{ cm}^2$ 'lik bir alana mümkün olduğunca homojen olarak dağıtılarak radyoaktif kaynaklarla uyarılmak ve meydana gelen karakteristik X-ışınlarının sayılması için deney geometrisine yerleştirilmişlerdir. Bu numunelerin kütlelerinin tartılması için 10^{-4} hassasiyete sahip Sartorius Bp 110 s terazisi kullanılmıştır.

Çalışmamızda ^{241}Am kaynağı için dedektör verimi hesaplanmıştır. ^{241}Am kaynağı ile dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 3.6'da verilmiştir.

Bununla birlikte çalışmamızın temelini oluşturan K X-ışını şiddet oranları, K tabakasının fluoresans tesir kesiti, K tabakasının fluoresans veriminin ölçülmesi için kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 3.7'de verilmiştir.

Tablo 3.6 : ²⁴¹Am kaynağı ile dedektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Formülü	Cinsi	Kütlesi (gr)	Alanı (cm ²)	Saflığı (%)
26	Fe	Fe	Toz	0,0417	1,44	99,00
29	Cu	Cu ₂ O	Toz	0,0127	1,44	99,00
33	As	As ₂ O ₃	Toz	0,0166	1,44	99,00
35	Br	KBr	Toz	0,0108	1,44	99,00
38	Sr	SrCO ₃	Toz	0,0097	1,44	99,00
40	Zr	ZrC	Toz	0,0114	1,44	99,00
42	Mo	Mo	Toz	0,0170	1,44	99,00
44	Ru	Ru	Toz	0,0166	1,44	99,90
48	Cd	Cd	Toz	0,0109	1,44	99,50
50	Sn	Sn	Toz	0,0115	1,44	99,00
52	Te	Te	Toz	0,0192	1,44	99,80
59	Pr	Pr ₃ O ₄	Toz	0,0127	1,44	99,00
62	Sm	Sm ₂ O ₃	Toz	0,0134	1,44	99,00
64	Gd	Gd ₂ O ₃	Toz	0,0127	1,44	99,90

Tablo 3.7 : K X-ışını şiddet oranı, K tabakasının fluoresans tesir kesiti, K tabakasının fluoresans veriminin ölçülmesi için kullanılan numuneler ve özellikleri

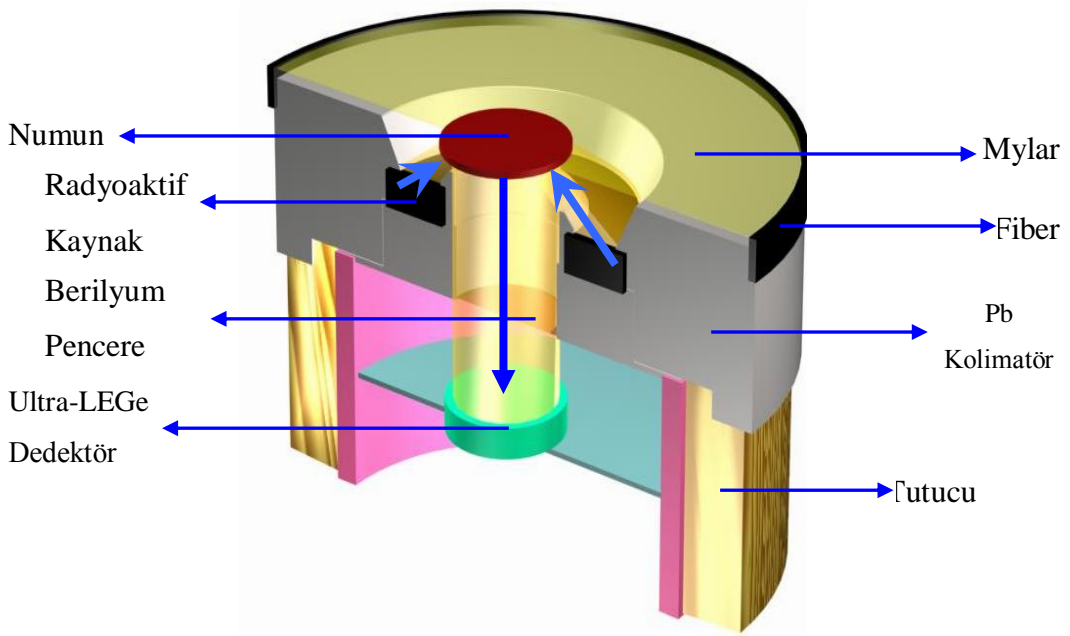
Kimyasal Formülü	Cinsi	Kütlesi(gr)	Alanı	Bileşik İçinde Bulunma Yüzdesi
$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0058	1,44	%37,2743 Cu
CuCl_2	Toz	0,0039	1,44	%47,2632 Cu
CuO	Toz	0,0072	1,44	%79,8865 Cu
$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0124	1,44	%26,302 Cu
CuBr_2	Toz	0,008	1,44	%28,4508 Cu
CuCl	Toz	0,0135	1,44	%64,1887 Cu
$\text{Cu}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0081	1,44	%31,8286 Cu
$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0092	1,44	%10,4116 Cr
$[\text{CrCl}_2(\text{H}_2\text{O})_4] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0051	1,44	%22,5098 Cr
Cr_2O_3	Toz	0,0039	1,44	%68,4202 Cr
$\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0149	1,44	%00,8382 Cr
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0088	1,44	%16,6695 Fe
$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0097	1,44	%28,0901 Fe
$\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0033	1,44	%31,0438 Fe
FeS	Toz	0,014	1,44	%63,5253 Fe
$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,005	1,44	%22,7965 Fe
$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	Toz	0,0068	1,44	%20,0876 Fe
$\text{C}_{48}\text{H}_{64}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	Toz	0,0004	1,44	%10,2153 Zn
$\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	Toz	0,0003	1,44	%12,2929 Zn
$\text{C}_{40}\text{H}_{56}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	Toz	0,0003	1,44	%11,1200 Zn

3.8. Deney Geometrisi, Numunelerin Uyarılması ve Karakteristik X-ışınlarının Sayılması

Deney geometrisi, ölçümü iki şekilde etkileyebilir. Birincisi, kaynak ve dedektör arasındaki ortam bazı parçacıkları saçabilir ve soğurabilir. İkincisi kaynağın ve dedektörün şekli, boyutu, kaynak ve dedektör arasındaki uzaklık dedektöre gelecek olan parçacıkların oranını belirler (Tsoulfanidis, 1995).

Numuneler deneye hazır hale getirildikten sonra, 50 mCi'lik ^{241}Am halka kaynağından yayımlanan 59,5 keV enerjili fotonlarla uyarılmışlardır. Radyoizotop halka kaynak seçilirken, kaynağın enerjisinin, numunenin K tabakası soğurma kıyısından büyük olmasına ve aynı zamanda numuneden yayımlanan karakteristik K X-ışınlarının, spektrumun temiz bölgelerine düşmesine dikkat edilmiştir.

Karakteristik X ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5,9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGe dedektörü kullanılmıştır. Şekil 3.8'de ölçümlerin alındığı X-ışını floresans (EDXRF) sistemi için deney geometrisi gösterilmektedir.



Şekil 3.8 : X-ışınları floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi

3.9. Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi

X-ışını floresans spektroskopisinde numunelerin uyarılması sonucu meydana gelen karakteristik x-ışınları spektrumlarının pik şiddetlerinin doğru ölçümü oldukça önemlidir. İncelenen numunede ilgilenilen elementin karakteristik piklerinden başka, satellite pikler, kaçak pikler, üst üste binme pikleri, çoklu saçılmalardan meydana gelen kuyruklanmalar ve sayaç atomlarının karakteristik x-ışını gibi pikler spektrumda ortaya çıkabilmektedir. Bu nedenle, numuneye ait gerçek karakteristik

pikler ayırt edilmelidir. Piklerin analizi, grafik ve veri analizleri için hazırlanan yazılım programı aracılığıyla gerçekleştirilmiştir.

Deneyin yapıldığı süre içinde analizi yapılan spektrumlarda, her kanalda net bir sayım elde edebilmek için, numuneli ve numunesiz spektrumlar alınmıştır. Net spektrumlar, numuneli spektrumlardan numunesiz spektrumların çıkartılmasıyla elde edilmiş ve bu işlem numunenin her bir gurubu için tekrarlanmıştır. Bileşikleri oluşturan Cu, Cr, Fe ve Zn elementler için, ²⁴¹Am radyoaktif halka kaynağının kullanılmasıyla elde edilen K X-ışını spektrumları ise bir sonraki bölümde yer almaktadır.

3.10. K X-ışını Şiddet Oranları, Floresans Verimleri, Floresans Tesir Kesitleri ve Çizgi Genişliklerinin Hesaplanması

Bir elemente ait karakteristik X-ışını şiddeti genel olarak,

$$I = \frac{N}{\epsilon\beta} \quad (3.19)$$

denklemini ile ifade edilebilir. Bu denklemde N, söz konusu olan karakteristik X-ışınına ait pikin net alanı, ϵ , karakteristik x-ışını enerjisinde dedektör verimi ve β aynı enerjide numuneye ait soğurma düzeltmesi faktörüdür. Denklem 3.19'da verilen şiddet ifadesinden yola çıkılarak K-X ışını şiddet oranları deneysel olarak hesaplanmasında 3.20 denklemi kullanılmıştır.

$$\frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}} = \frac{N_{K\beta}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\epsilon_{K\alpha}}{\epsilon_{K\beta}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{K\beta}} \quad (3.20)$$

Bu bağıntılarda N_{Ki} ($i = \alpha, \beta$) karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleridir. β_{Ki} ($i = \alpha, \beta$), karakteristik X-ışınları için soğurma düzeltmesi faktörü olup denklem (3.17) 'den hesaplanmıştır. ϵ_{Ki} ($i = \alpha, \beta$) ise karakteristik x-ışınları için dedektör verimliliği olup $I_0G\epsilon$ 'nin enerjisinin bir fonksiyonu olarak elde edilen fit denkleminde ilgili enerji yerine konularak elde edilmiştir.

K tabakası floresans verim ve floresans tesir kesiti verilerinin değerlendirilmesinde,

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K \cdot \omega_K \cdot f_{Ki} \quad (i = \alpha, \beta) \quad (3.21)$$

$$\sigma_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{I_0 G \epsilon_{Ki} \beta_{Ki} t_i} \quad (i = \alpha, \beta) \quad (3.22)$$

$$\omega_K = \frac{N_{Ki}}{I_0 G \epsilon_{Ki} \sigma_K^P \beta_{Ki} t_i} = \frac{\sum \sigma_{Ki}}{\sigma_K^P} \quad (i = \alpha, \beta) \quad (3.23)$$

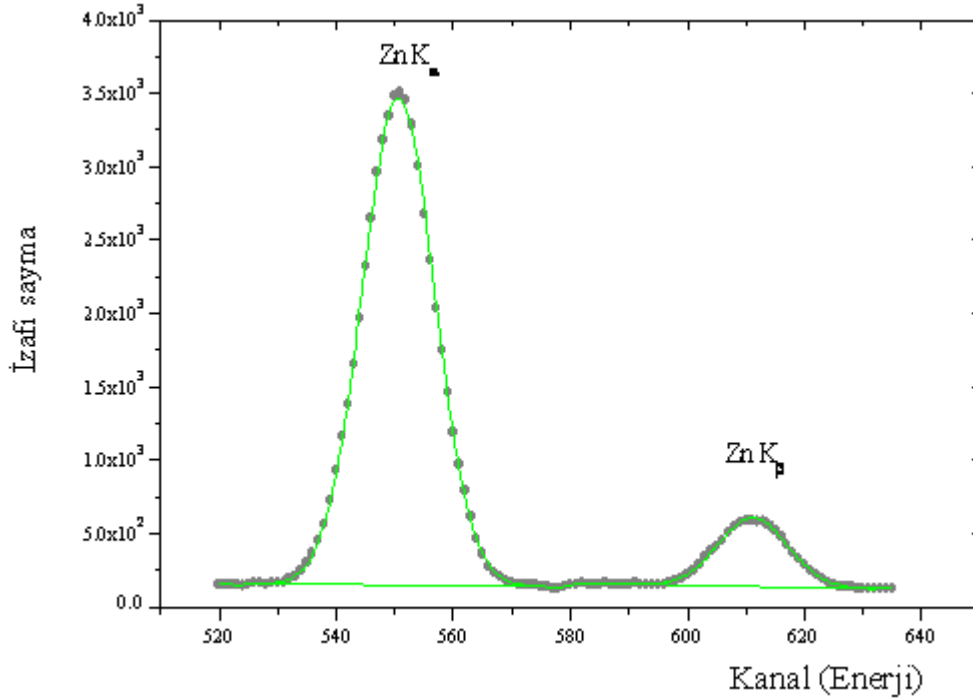
denklemlerinden yararlanılmıştır. Denklem 3.23'de σ_K^P , K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Scofield'in (Scofield, 1973) tablosundan alınmıştır. (3.21) bağıntısındaki ω_K , K tabakası için fluoresans verim olup Krause'nin (Krause, 1979) tablosundan, f_{Ki} ($i = \alpha, \beta$) K tabakasından K_α veya K_β x-ışını yayımlanma ihtimaliyeti olup Broll'un makalesinden alınmıştır (Broll, 1986). N_{Ki} , ilgili enerjideki piklerin net alanları; I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti; G geometrik faktör; ϵ_{Ki} , K x-ışınlarının enerjisinde dedektör verimi; β_{Ki} soğurma düzeltmesi faktörü; ω_K , K tabakasının deneysel fluoresans verimi ve t_i (g.cm^{-1}) numunenin kalınlığıdır.

4. BULGULAR

4.1. Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-Işınları ve Spektrumları

Deneye hazır hale getirilen numunelerin, şiddet oranları, fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verimlerinin hesaplanması için 59,5 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{241}Am radyoaktif halka kaynağından çıkan ışınlarla numuneler uyarılmış ve 5000 saniyelik gerçek sayma zamanı ile sayıldılar. Numunelerin uyarılması sonucu meydana gelen K X-ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği 5,9 keV'de 150 eV olan Ultra-LEGe dedektörü kullanılmıştır.

Sayılan X-ışınlarından $\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$ bileşiği örnek olarak Şekil 4.1'de verilmiştir.



Şekil 4.1 : $\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$ bileşiğinin K X-ışını spektrumları

4.2. K X-ışını Şiddet Oranları, Floresans Tesir Kesitleri ve Floresans Verim Değerleri

Yapılan çalışmada Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşikler için K x-ışını şiddet oranları, fluoresans tesir kesitleri ve fluoresans verim değerleri deneysel olarak 59,5 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am radyoaktif halka kaynağı kullanılarak ölçülmüştür.

Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşikler için deneysel olarak bulunan K X-ışını şiddet oranları, fluoresans verim ve fluoresans tesir kesitleri ise Tablo 4.1, 4.2, 4.3 ve 4.4’de teorik değerlerle karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

Tablo 4.1 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K_{α} tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	$\sigma_{K_{\alpha}}$ Deneysel (gr/cm ²)	$\sigma_{K_{\alpha}}$ Teorik (gr/cm ²)
29	Cu	CuCl ₂ .2H ₂ O	0,52118933	0,503623316
29	Cu	CuCl ₂	0,47860953	0,503623316
29	Cu	CuO	0,51598088	0,503623316
29	Cu	Cu(NO ₃) ₂ .3H ₂ O	0,51822789	0,503623316
29	Cu	CuBr ₂	0,52235356	0,503623316
29	Cu	CuCl	0,48020931	0,503623316
29	Cu	Cu(CH ₃ COO) ₂ .H ₂ O	0,47996268	0,503623316
24	Cr	KCr(SO ₄) ₂ .12H ₂ O	0,17482419	0,178659682
24	Cr	[CrCl ₂ (H ₂ O) ₄].2H ₂ O	0,18394288	0,178659682
24	Cr	Cr ₂ O ₃	0,18517365	0,178659682
24	Cr	Cr(NO ₃) ₃ .9H ₂ O	0,17262627	0,178659682
26	Fe	C ₆ H ₅ FeO ₇ .5H ₂ O	0,28167345	0,285569078
26	Fe	FeCl ₂ .4H ₂ O	0,27079782	0,285569078
26	Fe	FeC ₂ O ₄ .2H ₂ O	0,27691678	0,285569078
26	Fe	FeS	0,29661205	0,285569078
26	Fe	Fe ₂ (SO ₄) ₃ .5H ₂ O	0,27260267	0,285569078
26	Fe	FeSO ₄ .7H ₂ O	0,29690034	0,285569078
30	Zn	C ₄₈ H ₆₄ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,62170045	0,600278716
30	Zn	C ₃₂ H ₄₀ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,62831751	0,600278716
30	Zn	C ₄₀ H ₅₆ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,61314578	0,600278716

Tablo 4.2 : Cr, Fe, Cu ve Zn geiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K_{β} tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	$\sigma_{K\beta}$ Deneysel (gr/cm ²)	$\sigma_{K\beta}$ Teorik (gr/cm ²)
29	Cu	CuCl ₂ .2H ₂ O	0,047958708	0,060976814
29	Cu	CuCl ₂	0,043949525	0,060976814
29	Cu	CuO	0,051469218	0,060976814
29	Cu	Cu(NO ₃) ₂ .3H ₂ O	0,048119001	0,060976814
29	Cu	CuBr ₂	0,070101649	0,060976814
29	Cu	CuCl	0,045440672	0,060976814
29	Cu	Cu(CH ₃ COO) ₂ .H ₂ O	0,04294666	0,060976814
24	Cr	KCr(SO ₄) ₂ .12H ₂ O	0,016461628	0,020960074
24	Cr	[CrCl ₂ (H ₂ O) ₄].2H ₂ O	0,015463207	0,020960074
24	Cr	Cr ₂ O ₃	0,017935332	0,020960074
24	Cr	Cr(NO ₃) ₃ .9H ₂ O	0,018430348	0,020960074
26	Fe	C ₆ H ₅ FeO ₇ .5H ₂ O	0,027946404	0,034575628
26	Fe	FeCl ₂ .4H ₂ O	0,024635241	0,034575628
26	Fe	FeC ₂ O ₄ .2H ₂ O	0,024944635	0,034575628
26	Fe	FeS	0,025373321	0,034575628
26	Fe	Fe ₂ (SO ₄) ₃ .5H ₂ O	0,024557508	0,034575628
26	Fe	FeSO ₄ .7H ₂ O	0,029224482	0,034575628
30	Zn	C ₄₈ H ₆₄ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,056328171	0,074191751
30	Zn	C ₃₂ H ₄₀ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,061284714	0,074191751
30	Zn	C ₄₀ H ₅₆ O ₈ P ₄ S ₈ Zn ₂	0,058051142	0,074191751

Tablo 4.3 : Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin fluoresans verim değerlerinin karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	ω_K Deneysel (barns/atom)	ω_K Teorik (barns/atom)
29	Cu	$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,457657031	0,454
29	Cu	CuCl_2	0,420194431	0,454
29	Cu	CuO	0,456291651	0,454
29	Cu	$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	0,455404578	0,454
29	Cu	CuBr_2	0,476398546	0,454
29	Cu	CuCl	0,42267988	0,454
29	Cu	$\text{Cu}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	0,420476062	0,454
24	Cr	$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,29645688	0,309372913
24	Cr	$[\text{CrCl}_2(\text{H}_2\text{O})_4] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,309041731	0,309372913
24	Cr	Cr_2O_3	0,314780593	0,309372913
24	Cr	$\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	0,296101667	0,309372913
26	Fe	$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,319610537	0,330474983
26	Fe	$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	0,304965936	0,330474983
26	Fe	$\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,311601682	0,330474983
26	Fe	FeS	0,332374996	0,330474983
26	Fe	$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,306748802	0,330474983
26	Fe	$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	0,336648037	0,330474983
30	Zn	$\text{C}_{48}\text{H}_{64}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,488563915	0,486
30	Zn	$\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,496903448	0,486
30	Zn	$\text{C}_{40}\text{H}_{56}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,48364116	0,486

Tablo 4.4 : Cr, Fe, Cu ve Zn geiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K_{β}/K_{α} şiddet oranı değerlerinin karşılaştırılması

Z	Element	Kimyasal Formülü	K_{β}/K_{α} Deneysel	K_{β}/K_{α} Teorik
29	Cu	$\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,092017819	0,1216
29	Cu	CuCl_2	0,091827509	0,1216
29	Cu	CuO	0,099750251	0,1216
29	Cu	$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	0,092852977	0,1216
29	Cu	CuBr_2	0,134203438	0,1216
29	Cu	CuCl	0,094626794	0,1216
29	Cu	$\text{Cu}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	0,089479167	0,1216
24	Cr	$\text{KCr}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	0,094161044	0,1153
24	Cr	$[\text{CrCl}_2(\text{H}_2\text{O})_4] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,084065276	0,1153
24	Cr	Cr_2O_3	0,096856813	0,1153
24	Cr	$\text{Cr}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	0,106764446	0,1153
26	Fe	$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,099215609	0,1208
26	Fe	$\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	0,090972824	0,1208
26	Fe	$\text{FeC}_2\text{O}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	0,090079914	0,1208
26	Fe	FeS	0,085543811	0,1208
26	Fe	$\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0,090085353	0,1208
26	Fe	$\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	0,098431969	0,1208
30	Zn	$\text{C}_{48}\text{H}_{64}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,090603388	0,1241
30	Zn	$\text{C}_{32}\text{H}_{40}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,097537803	0,1241
30	Zn	$\text{C}_{40}\text{H}_{56}\text{O}_8\text{P}_4\text{S}_8\text{Zn}_2$	0,094677562	0,1241

5. SONUÇLAR

Yapılan bu çalışmada, Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K kabuğu fluoresans tesir kesitleri, fluoresans verimleri, K_{β}/K_{α} x-ışını şiddet oranlarının belirlenmesi ile bunlar üzerine kimyasal etki olup olmadığı araştırılmıştır. İncelenen x-ışını fluoresans parametrelerine ait deneysel değerler teorik değerlerle karşılaştırmalı olarak Tablo 4.1-4.4 'te verilmiştir.

Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K x-ışını fluoresans tesir kesitleri 3.10^4 'daki [3.21] bağıntısına göre teorik olarak hesaplandı. Deneysel veriler kullanılarak hesaplanan değerler ile teorik olarak hesapladığımız değerler karşılaştırıldı. Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K x-ışını fluoresans tesir kesitleri için deneysel olarak hesaplanan değerler ile teorik değerler arasında $\sigma_{K\alpha}$, Cu bileşikleri için %3,6-5,2, Cr bileşikleri için %3,495-3,52, Fe bileşikleri için %3,8-5,5, Zn bileşikleri için %2,1-4,7, $\sigma_{K\beta}$, Cu bileşikleri için %13,1-42,0, Cr bileşikleri için %13,7-35,6, Fe bileşikleri için %18,3-40,8, Zn bileşikleri için %21,1-31,7, fark bulunmaktadır. Ayrıca K x-ışını fluoresans verim için deneysel veriler kullanılarak hesaplanan değerler ile teorik olarak hesapladığımız değerler karşılaştırıldı. Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin ω_K değerleri için deneysel değerler ile teorik değer arasında Cu bileşikleri için %4,7-8,0, Cr bileşikleri için %1,7-4,5, Fe bileşikleri için %1,8-8,4, Zn bileşikleri için %0,5-2,2, fark bulunmaktadır. K x-ışını şiddet oranları için teorik değerleri ile deneysel verileri kullanarak yaptığımız hesaplar sonucunda elde ettiğimiz sonuçların karşılaştırılmasıyla K_{β}/K_{α} , Cu bileşikleri için %9,4-35,9, Cr bileşikleri için %8,0-37,2, Fe bileşikleri için %21,8-41,2, Zn bileşikleri için %27,2-37,0 fark bulunduğu görülmektedir. K x-ışını şiddet oranlarının deneysel sonuçlarına bakıldığında, kimyasal etkinin çok küçük olduğundan dolayı ihmal edilebileceğini görmekteyiz. Çünkü 5d elementlerinin valans bandı 5d, 6s ve 6p elektronlarından meydana gelmektedir ve daha alt kabuklarda meydana gelen geçişlere kimyasal etki ihmal edilebilecek kadar küçük olmaktadır. K tabakası fluoresans tesir kesitlerine ve verimlerine bakıldığında genel olarak K tabakası fluoresans tesir kesiti üzerine kimyasal etki fluoresans verim üzerine kimyasal etkiden daha fazladır. Çünkü fluoresans verim uyarılmış atomun karakteristik x-ışını

yayımlama ihtimali iken; floresans tesir kesiti, hem atomun uyarılmasının hem de karakteristik x-ışını yayımlama ihtimalinin bir ölçüsüdür. Dolayısıyla floresans tesir kesitinin kimyasal yapıdan daha fazla etkilenmesini bekleyebiliriz.

Bütün bunlara ek olarak yapı farklılığının da göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Merkez atom ile ligand bileşik meydana getirirken bunların bağ yapan orbitalleri arasında meydana gelen etkileşmeler (örnek olarak spin-spin etkileşmesi) meydana gelir ve bu etkileşmelerin sonucunda orbitallerin alt kabuklarının enerji seviyelerinde kaymalar meydana gelir. Enerji seviyelerinde meydana gelen kaymalar bu orbitallerden olan geçişleri önemli ölçüde etkileyecektir. Yapısı farklı olan bileşiklerde merkez atom ile ligand arasındaki etkileşmelerinde farklı olmasını bekleyebiliriz. Bileşiklerimizde kristal örgü yapısı farklı olanların deneysel değerleri arasındaki fark örgü yapısı aynı olan bileşiklere göre daha fazladır. Yapısı aynı olan bileşiklerin deneysel değerleri arasında ise küçük bir fark göze çarpmaktadır. Bu farkın nedenini ise yapısı aynı olan bileşiklerde bağa katılan ligandların etkisi olarak açıklayabiliriz.

Çalışmamızda deneysel ölçümlerde tüm hatanın %5–9 arasında olduğunu öngörmekteyiz. Bu hataların K x-ışını parametrelerinin ölçülen değerlerinde farklılıklar meydana getirdiği düşünülmektedir. Bu hata parametrelerinin nereden geldiği ve miktarları Tablo 5.1’de verilmiştir. Bu sistematik hataları minimuma indirebilmek için çalışılan bileşiklerin sayımları tekrarlanmıştır.

Tablo 5.1 : Deneysel hata kaynağı ve miktarları

Nicelik	Hatanın kaynağı	Hata %
N_{K_i,L_i} (i= α,β)	Pik sayımı	≤ 4
$I_0 G \epsilon_{K_i,L_i}$	İfadede bulunan parametrelerden gelen hatalar	≤ 4
β	Saçılan ve soğrulan foton enerjilerinde soğurma düzeltmesi hatası	≤ 3
m_i	Numune ağırlığı ve kalınlığından kaynaklanan hatalar	≤ 2

Çalışmamızda, özellikle numunelerin hava hassasiyeti olması ve numunelerin büyük tanecikli olması nedeniyle sayım için numunelerin hazırlanması esnasında da bazı güçlüklerle karşılaşmıştır.

6. ÖNERİLER

Bu tezde ^{241}Am radyoizotop kaynağı kullanılarak Cr, Fe, Cu ve Zn geçiş elementlerin oluşturduğu bazı bileşiklerin K tabakalarının uyarılmasıyla K tabakası fluoresans tesir kesiti, verimi, K X-ışını şiddet oranı deneysel ve teorik olarak ölçülmüş ve bu parametreler üzerine kimyasal etkinin varlığı araştırılmıştır.

Aynı radyoizotop kaynak kullanılarak aynı bileşikler için L, M tabakası fluoresans tesir kesiti, verimi ve L, M X-ışını şiddet oranı deneysel ve teorik olarak ölçülebilir. Farklı enerjiye sahip radyoizotop kaynaklar kullanılarak K, L ve M tabakası için enerjiye bağlı fluoresans tesir kesiti, verimi ve X-ışını şiddet oranları ölçülebilir. Bunun yanı sıra aynı bileşikler için M tabakasına boşluk geçişi ihtimaliyeti üzerine kimyasal etki çalışılabilir.

Bu konudaki çalışmaların XRF tekniğinde gelişen analizör ve dedektör teknolojisine paralel olarak yinelenmesini tavsiye etmekteyiz.

KAYNAKLAR

- Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1975. K- Shell Photoelectric Cross Sections for Intermediate Z elements at 37 and 73 keV, Phys. Rev. A., 11, 1928-1932.
- Apaydın, G., 2006. $65 \leq Z \leq 92$ Bölgesinde Bazı Elementlerin K ve L X-ışını Floresans Parametrelerinin Ölçülmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Arndt, E., Brunner, G. ve Hartman, E., 1982. $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratios for X-ray Production in 3d Elements by Photoionization and Electron Capture, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 15, 887-889
- Aylıkçı V., 2006. Hf Elemanı Bileşiklerinin X-ışını Floresans Parametreleri Üzerine Kimyasal Etki, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Balakrishna K.M., Nayak, N.G., Lingappa, N., Siddappa, K., 1994. K Fluorescence Yield Measurements in Rare Earth and Heavy Elements, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 27, 715-720.
- Baraldi, C., Casnati, E., Tartari, A., Di Domenico, G., 2000. Measurement of x-ray Emission from Gd, Dy, and Er Stimulated by 59.54 keV photons, Phys. Rev. A., 61, 032714.
- Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Coursey, J. S. ve Zucker, D. S., 1998. XCOM: Photon Cross Sections Database, NIST Standart Reference Database, 8, (XGAM)
- Bertin, E., 1975. Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis.
- Bhan, C., Chaturvedi, S.N. ve Nath, N., 1981. Measurement of K X-ray Fluorescence Cross-Sections, X-Ray Spectrom., 10, 128-130.
- Broll, N., 1986. Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis, X-Ray Spect., 15, 271-285.
- Brunner, G., Nagel, M., Hartman, E. ve Arndt, E., 1982. Chemical Sensitivity of the $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratio for 3d Elements, At. Mol. Opt. Phys., 15, 4517-4522
- Budak, G., Karbulut, A., Demir, L., Şahin, Y., 1999. Measurement of $K\alpha$ and $K\beta$ Fluorescence Cross Sections for Elements in the range $44 \leq Z \leq 68$ at 59.5 keV, Phys. Rev. A., 60, 2015-2017.
- Chang, C. N., Chen, C. T., Yen, C. C., Wu, Y. H., Su, C. W. ve Chiou, S. K., 1994. The Vanadium $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratios of Some Vanadium Compounds, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 27, 5251-5256
- Cipolla, S.J., 1999. K X-ray Production Cross Sections, $K\beta/K\alpha$ Ratios and Radiative Auger Ratios for Protons Impacting Low-Z Elements, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 422, 546-550.
- Creagh, D.C., Hubbell, J.H., (1992), X-ray Absorption (or Attenuation) Coefficients, Sec. 4.2.4. in *International Tables for Crystallography*, Vol. C, A.J.C., Wilson, ed. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 189-206.

- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., (1987), Problems Associated with The Measurement of X-ray Attenuation Coefficients. I. Silicon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A **43**, 102-112.
- Cregah, D.C., Hubbell, J.H., (1990), Problems Associated with The Measurement of X-ray Attenuation Coefficients. II. Carbon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A **46**, 402-408
- Çolak, S., Zr ve Nb'a ait K Tabakası Floresans Tesir Kesitlerinin Enerji ile Değişiminin Araştırılması, Y. Lisans Tezi, Atatürk Üni. Fen Bil. Enst., Erzurum, 1992.
- Debertin, K. ve Helmer, R. G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishes, New York, U.S.A., 1-100.
- Dözen C., Ocak 2006 Kahramanmaraş, M tabakası X ışınları üretim tesir kesitlerinin hesaplanması
- Durak, R. ve Özdemir, Y., 2001a. Measurement of K Shell Fluorescence Cross Sections and Yields of 14 Elements in the Atomic Number range $25 \leq Z \leq 47$ Using Photoionization, Radiat. Phys. Chem., **61**, 19-25.
- Ertuğrul, M., 2003. Measurement of K, L and Higher Shell Photoionisation Cross-Sections at 59.5 keV, Anal. Chim. Acta, **491**, 239-244.
- Ertuğral, B., 2004. K Tabakasından L Tabakasına Boşluk Geçiş İhtimaliyetinin Ölçülmesi ve Hesaplanması, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Fazinic, S., Tadic, T., Bogdanovic, I., Jaksic, M., Orlic, I. ve Valkovic, V., 1996. K shell Ionization of V, Cr, Mn, Co, Ni and Cu by 5-12 MeV, Nucl. Instr. and Meth. B, **114**, 232-236.
- Gerward, L., (1993), X-ray Attenuation Coefficients: Current State of Knowledge and Availability. Radiat. Phys. Chem. **41**, 783-789.
- Gudennavar, S.B., Badiger, N.M., Thontadarya, S.R., Hanumaiah, B., 2003a. K-Shell Fluorescence Parameters of Medium Z Elements, Radiat. Phys. Chem., **68**, 721-726.
- Gudennavar, S.B., Badiger, N.M., Thontadarya, S.R., Hanumaiah, B., 2003b. A Method for Measuring K-Shell Fluorescence Parameters in a 2π Geometrical Configuration, Radiat. Phys. Chem., **68**, 745-750.
- Hajivaliei, M., Puri, S., Garg, M.L., Mehta, D., Kumar, A., Chamoli, S.K., Avasthi, D.K., Mandal, A., Nandi, T.K., Singh, K.P., Singh, N. ve Govil, I.M., 2000. K and L X-ray production cross sections and intensity ratios of rare earth elements for proton impact in the energy range 20-25 MeV, Nucl. Instr. and Meth. B, **160**, 203-215.
- Horakeri, L.D., Hanumaiah B., Thontadarya S.R., 1997. Method for the Determination of K Shell Fluorescence Yields, X Ray Spectrom., **26**, 69-74.
- Horakeri, L.D., Hanumaiah B., Thontadarya S.R., 1998. K Shell Fluorescence Yields of Medium and Heavy Elements Using a Simple Method, X Ray Spectrom., **27**, 344-348.

- Hubbel, J.H., Seltzer, S.M., Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficient 1keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional substances of Dosimetric Interest, NISTIR 5632, Gatenestburg, 1995.
- Hubell, J.H., (1994), Bibliography of Photon Total Cross Section (Attenuation Coefficient) Measurements 10 eV to 13.5 GeV, 1907-1993, NISTR 5437.
- Jerkins, R., Manne, R., Robin, R. ve Senemaud, C., 1991. Nomenclature, Symbols, Units and Their Usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-ray Spectroscopy, X-Ray Spect., 20, 149.
- Jitschin, W., Stotzel, R., Papp, T., Sarkar, M. ve Doolen, G. D., 1995. Coster-Kronig Yields of the ^{54}Xe L Subshells Measured Through Synchrotron Photoionization, Phys. Rev. A, 52, 2, 977-983.
- Karabulut, A., Budak, G., Demir, L. ve Şahin, Y., 1999. $K\alpha$ and $K\beta$ X-ray Fluorescence Cross Sections in the Atomic Region $26 \leq Z \leq 42$ Excited by 59.5 keV Photons, Nucl. Instr. and Meth. B, 155, 369-372.
- Kaya, N., 2006. $69 \leq Z \leq 76$ Atom Numaralı Elementlerin K Tabakası Soğurma-Sıçrama Faktörlerinin Tayini, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Krause, M.O. ve Oliver, J.H., 1979. Natural Widths of Atomic K and L Levels, K X-Ray Lines and Several KLL Auger Lines, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 8, 329-338.
- Kumar, S., Singh, N., Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1986. K- Shell Photoelectric Cross Sections for Intermediate Z Elements at 26 keV, Phys. Rev. A, 34, 1571.2
- Küçükönder, A., Şahin, Y. ve Büyükkasap, E., 1993. Dependence of the $K\beta/K\alpha$ Intensity Ratio on the Oxidation State, J. of Radio. and Nucl. Chem., 170, 125-132.
- Küçükönder, A., Şahin, Y. ve Büyükkasap, E., 1993. The Effect of the Chemical Environment on The $K\beta/K\alpha$ Intensity Ratio, IL Nuovo Cimento, 15D, 1295-1300.
- Küçükönder, A., Şahin, Y., Büyükkasap, E. ve Kopya, A., 1993. Chemical Effect on $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratios in Coordination Compounds of Some 3d Elements, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 26, 101-105
- Kylli, T., Karvonen, J., Aksela, H., Kivimaki, A., Aksela, S., Camilloni, R., Avaldi, L., Coreno, M., de Simone, M., Richter, R., Prince, K. C. ve Stranges, S., 1999. L_1 - $L_{2,3}$ M Coster-Kronig Transitions in Argon, Phys. Rev. A, 59, 4071.
- Lihara, J., Omori, T., Yoshihara, K. ve Ishii, K., 1993. Chemical Effects in Chromium L X-rays, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B75, 32-24.
- Mukoyama, T., Taniguchi, K. ve Adachi, H., 1986. Chemical Effect on $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratios, Physical Review B, 34, 3710-3716.
- Mukoyama, T., Taniguchi, K. ve Adachi, H., 2000. Variation of $K\beta/K\alpha$ X-ray Intensity Ratios in 3d Elements, X-Ray Spectrom., 29, 426-429.

- Özdemir, Y., Durak, R., Öz, E., 2002. K Shell X-ray Production Cross- Sections and Fluorescence Yields in Some Medium Z Elements, Radiat. Phys. Chem., 65, 199-204.
- Pawłowski, F., Polasik, M., Raj, S., Padhi, H.C. ve Basa, D.K., 2002. Valence Electronic Structure of Ti, Cr, Fe and Co in some alloys from K_{β} -to- K_{α} X-Ray Intensity Ratio Studies, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 195, 367-373.
- Pious, J.K., Balakrishna K.M., Lingappa, N., Siddappa, K., 1992. Total K Fluorescence Yields for Fe, Cu, Zn, Ge and Mo, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 25, 1155-11160.
- Prakhya, R.S., Prathasaradhi, K., Lakshminarayana, V., Narasimham, K.L., 1986. Measurement of K- Shell Photoelectric Cross Sections by the Indirect method, Phys. Rev. A., 33, 2440-2443.
- Raj, S., Padhi, H. C. ve Polasik, M., 1998. Influence of Chemical Effect on K_{β}/K_{α} X-ray Intensity Ratios of Ti, V, Cr and Fe in TiC, VC, CrB, CrB₂ and FeB, Nucl. Instrum. Methods B, 145, 485-491.
- Raj, S., Padhi, H.C. ve Polasik, M., 1999. Influence of Alloying Effect on K_{β}/K_{α} X-Ray Intensity Ratios of V and Ni in V_xNi_{1-x} Alloys, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 155, 143-152.
- Raj, S., Padhi, H. C. ve Polasik, M., 2000. Influence of Chemical Effect on K_{β}/K_{α} X-ray Intensity Ratios of Cr, Mn and Co in CrSe, MnSe MnS and CoS, Nucl. Instrum. Methods B, 160, 443-448.
- Raj, S., Padhi, H.C., Palit, P., Basa, D.K., Polasik, M. ve Pawłowski, F., 2002. Relative K X-Ray Intensity Studies of The Valence Electronic Structure of 3d Transition Metals, Physical Review B, 65, 193105
- Ranganathaiah, C., Gowda, R. ve Sanjeevaiah, B., 1979. K-shell Photoionisation Cross Sections for 514, 661.6, 765.8 and 1115.5 keV Gamma Rays, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 12, 1965-1971.
- Scofield, J. H., 1973. Theoretical Photoionization Cross Sections from 1 to 1500 keV, Lawrence Livermore Laboratory (UCRL), No: 513626.
- Scofield, J. H., 1973. Exchange Corrections of K X-ray Emission Rates, Physical Review A, 9, 1041-1049.
- Scofield, J. H., 1974. Relativistic Hartree-Slater Values for K and L Shell X-ray Emission Rates, At. Data and Nucl. Data Tab., 14, 121-137.
- Siegbahn, K., 1974. Alpha-Beta and Gamma-Ray Spect., North-Holland Publishing Company, 1, 38-39.
- Singh, D., Verma, H.R. ve Khurana, C.S., 1991. Measurements of K shell Ionization Cross Sections of Br, Rb Y Using Low Energy Protons, Pramana J. Phys., 37, 437-444.
- Söğüt, Ö., 1995. K ve L X-ışını Şiddet oranları üzerine Kimyasal Etkiler, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, (Yayımlanmamış).

- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E. ve Erdoğan, H., 2002. Chemical Effect Variation of K_{β}/K_{α} X-ray Intensity Ratios in 3d Elements, Radiation Physics and Chemistry, 64, 343-348.
- Söğüt, Ö., Küçükönder, A., Büyükkasap, E., Küçükönder, E., Durdu, B.G. ve Çam, H., 2003. Measurement of K Shell Fluorescence Yields for Br and I Compounds Using Radioisotope XRF, J. Quant. Spectrosc. RA, 76, 17-21.
- Şahin, Y., 1999. Çekirdek Fiziginin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, Erzurum, 340 s.
- Şimşek, Ö., Yılmaz, S., Karagöz, D. ve Ertuğrul, M., 2002b. Measurement of K shell fluorescence cross sections and K shell fluorescence yields for the atomic region $22 \leq Z \leq 64$ by 59.5 keV photons, J. Radio. Nucl. Chem., 253, 143-147.
- Şimşek, Ö., Ertuğrul, M., Karagöz, D., Budak, G., Karabulut, A., Yılmaz, S., Doğan, O., Turgut, Ü., Söğüt, Ö., Polat, R. ve Gürol, A., 2002a. K Shell Fluorescence Yields for Elements with $33 \leq Z \leq 53$ Using 59.5 keV photons, Radiat. Phys. Chem., 65, 27-31.
- Şimşek, Ö., Yılmaz, S., Karagöz, D. ve Ertuğrul, M., 2002b. Measurement of K shell fluorescence cross sections and K shell fluorescence yields for the atomic region $22 \leq Z \leq 64$ by 59.5 keV photons, J. Radio. Nucl. Chem., 253, 143-147.
- Tsoufanidis, N., 1995. Measurement and Detection of Radiation, Taylor&Francis, London, U.K., 157-158.
- Tunalı, N. K. ve Özkar, S., 1999. Anorganik Kimya, 4. Baskı, Gazi Kitabevi Tic. Ltd. Şti., Ankara.
- Van Grieken, R.E, Markowicz, A.A., 1992. *Handbook of x-ray spectrometry*
- Yamoto, I., Kaji, H. ve Yoshihara, K., 1986. Studies on Chemical Effects on X-ray Intensity Ratios of K_{β}/K_{α} in Nuclear Decay of Technetium Nuclides ^{99m}Tc , ^{97m}Tc , and ^{95m}Tc , J. Chem. Phys., 84, 1, 522-526.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: Emre GÜMÜŞ

Doğum Yeri ve Tarihi: ÖMERLİ, 24.09.1986

Adres: 1660 Sok. No: 65 Kat: 4 Emek Mah. Bayraklı/İZMİR

Lisans Üniversitesi: Karadeniz Teknik Üniversitesi