

**X VE GAMA IŞINI TEPELERİNİN VE ÇOKLU
SAÇILMALARIN NUMUNE KALINLIĞINA
VE ORTALAMA ATOM NUMARASINA GÖRE
DEĞİŞİMİ**

Zeynep UZUNOĞLU

**Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı
Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN
2014
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**X VE GAMA IŞINI TEPELERİNİN VE ÇOKLU SAÇILMALARIN
NUMUNE KALINLIĞINA VE ORTALAMA ATOM NUMARASINA
GÖRE DEĞİŞİMİ**

Zeynep UZUNOĞLU

**FİZİK ANABİLİM DALI
Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı**

**ERZURUM
2014**

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

X VE GAMA İŞİNİ TEPELERİNİN VE ÇOKLU SAÇILMALARIN NUMUNE KALINLIĞINA VE ORTALAMA ATOM NUMARASINA GÖRE DEĞİŞİMİ

Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN danışmanlığında, Zeynep UZUNOĞLU tarafından hazırlanan bu çalışma 23/06/2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı – Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı'nda Doktora tezi olarak **oybirliği/oy çokluğu (5./5.)** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

İmza

Üye : Prof. Dr. Demet YILMAZ

İmza

Üye : Prof. Dr. Ali GÜROL

İmza

Üye : Doç. Dr. Müdahir ÖZGÜL

İmza

Üye : Doç. Dr. İbrahim HAN

İmza

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu 03.../07/2014 tarih ve 27.../226... nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

ÖZET

Doktora Tezi

X VE GAMA IŞINI TEPELERİNİN VE ÇOKLU SAÇILMALARIN NUMUNE KALINLIĞINA VE ORTALAMA ATOM NUMARASINA GÖRE DEĞİŞİMİ

Zeynep UZUNOĞLU

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

Bu çalışmada, 5 Ci'lik ²⁴¹Am halka kaynak ve HPGe dedektör kullanılarak 168°'lik saçılma açısında i) farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerinin Compton, koherent saçılma ve belirlenen karakteristik *K* ve *L* x-ışını tepelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir, ii) farklı kalınlıklardaki PbO ve HgO numunelerden elde edilen spektrumlarda farklı enerjili tepeler arasındaki temel sayma (background) bölgelerinin şiddet değişimi incelenmiştir, iii) toplam kütle aynı kalmak şartıyla, ortalama atom numaraları farklı olan selülozlu PbO ve HgO numuneleri hazırlanarak, saçılma (Compton ve koherent) ve karakteristik tepelerin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir, iv) şiddet oranlarının PbO ve HgO'nun ağırlıklı konsantrasyonu ve matrisin ortalama atom numarasıyla değişimi incelenmiştir, v) farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerin satürasyon kalınlığı belirlenerek ortalama serbest yollar hesaplanmıştır. Ayrıca, çoklu saçılma kesri ve albedo sayısı, enerjisi ve dozu hesaplanarak, bu niceliklerin numune kalınlığıyla değişimi incelenmiştir.

2014, 101 sayfa

Anahtar Kelimeler: Çoklu saçılma, satürasyon kalınlığı, ortalama serbest yol, çoklu saçılma kesri, albedo sayısı, albedo enerjisi, albedo dozu, şiddet oranı.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

VARIATION of X and GAMMA RAY PEAKS and MULTIPLE SCATTERING VERSUS to THICKNESSES and MEAN ATOMIC NUMBERS of the SAMPLES

Zeynep UZUNOĞLU

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Discipline of Atomic and Molecular Physics

Supervisor: Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

In this study, using 5 Ci ^{241}Am annular radioactive source and HPGe detector at a scattering angle of 168° i) the variation of intensity of Compton, coherent scattering and some K and L x-ray peaks acquired from PbO and HgO targets in various thickness were investigated, ii) the changes of intensity in the regions between different energy peaks in spectra obtained from PbO and HgO targets in various thickness were examined, iii) the variation of the intensities of the scattering (Compton and coherent) and characteristic peaks versus to mean atomic number were investigated by using the samples having the same weight and prepared by adding the cellulose to the PbO and HgO, iv) the variation of intensity ratios with concentration of the analyte and the mean atomic number of matrix were examined, v) the mean free paths were calculated by determining the saturation thickness of PbO and HgO samples with different thickness. The multiple scattering fraction, the number albedo, the energy albedo, the dose albedo and their variations versus to sample thickness were also investigated for the mentioned samples.

2014, 101 pages

Keywords: multiple scattering, saturation thickness, mean free path, multiple scattering fraction, number albedo, energy albedo, dose albedo, intensity ratio.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alıŐma Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümü'nde hazırlanmıştır. ÇalıŐmaların planlanması ve yürütülmesinde bilgi, deneyim ve tecrübeleriyle her zaman yanımda olan çok değerli hocam Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e en içten Őükranlarımı arz ederim.

ÇalıŐmalarım süresince yardım, bilgi ve destekleriyle her zaman yanımda olan çok değerli hocalarım Sayın Prof. Dr. Demet YILMAZ ve Sayın Prof. Dr. Ali GÜROL'a teşekkür ederim.

ÇalıŐmalarımı bađıŐladıđı laboratuvarında yaptığım için ve ayrıca sahip olduğu deneyimleri benimle paylaŐtıđı için Sayın Prof. Dr. Dr. H.c. Wolf WEYRICH'e, sađlamıŐ oldukları kolaylıklardan dolayı Fizik Bölümü elemanlarına ve çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

TeŐvik ve destekleri ile her zaman yanımda olan çok değerli aileme de sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Zeynep UZUNOğLU

Haziran, 2014

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	10
2.1. X-Işınları ve Kullanım Alanları.....	10
2.1.1. Sürekli x-ışınları.....	11
2.1.2. Karakteristik x-ışınları.....	13
2.2. X- ve γ -Işınlarının Madde ile Etkileşmesi.....	15
2.2.1. Koherent saçılma.....	16
2.2.2. İnkohherent saçılma.....	17
2.3. Kütle Soğurma Katsayısı ve Karışım Kuralı.....	19
2.4. Çoklu Saçılmalar.....	20
2.5. Ortalama Serbest Yol.....	22
2.6. Çoklu Saçılma Kesri.....	24
2.7. Albedo Sayısı, Enerjisi, Dozu.....	24
2.8. Katı Açısı.....	26
2.9. Tesir Kesiti.....	28
2.10. Kritik (Sonsuz) Kalınlık.....	31
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	33
3.1. Deney Sistemi.....	33
3.1.1. Yarıiletken dedektörler ve sayma işlemi.....	33
3.1.2. HPGe dedektörlü ölçüm sistemi.....	37
3.1.3. Numune odası.....	39
3.2. Numunelerin Hazırlanması.....	40
3.2.1. Sonsuz kalınlığa göre hazırlanan numuneler.....	40

3.2.2. Ortalama atom numarasına göre hazırlanan numuneler	41
3.3. HPGe Dedektörün Fotopik Verimi.....	43
3.3.1. <i>K</i> kabuğu x-ışını üretim tesir kesitinin hesaplanması.....	43
3.3.2. Öz soğurma düzeltme faktörünün hesaplanması.....	44
3.3.3. $I_0G\epsilon$ 'nin hesaplanması.....	45
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	47
4.1. Numune Kalınlığı ile Karakteristik ve Saçılma Tepelerinin Şiddetlerindeki Değişimin İncelenmesi	47
4.2. Temel Sayma Bölgelerindeki Şiddetlerin Numune Kalınlığı ile Değişiminin İncelenmesi.....	54
4.3. Karakteristik X-ışını ve Saçılma Tepelerinin Şiddetlerinin Ortalama Atom Numarası ile Değişiminin İncelenmesi	64
4.4. Şiddet Oranlarının PbO ve HgO Konsantrasyonu ve Matrisin Ortalama Atom Numarasıyla Değişimi.....	70
4.5. HPGe Dedektörünün Fotopik Verimi ve Çoklu Saçılmaları İçeren Çeşitli Parametrelerin Hesaplanması	81
4.5.1. HPGe dedektörün fotopik veriminin hesaplanması.....	81
4.5.2. Satürasyon kalınlığı ve ortalama serbest yolun hesaplanması	82
4.5.3. Çoklu saçılma kesrinin hesaplanması.....	85
4.5.4. Albedo sayısı, enerjisi ve dozunun hesaplanması	87
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	90
KAYNAKLAR	98
ÖZGEÇMİŞ	102

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

a	Atom veya molekül çapı
A	Dedektörün alanı
A_D	Albedo dozu
A_E	Albedo enerjisi
A_N	Albedo sayısı
c	Işık hızı
C_N	Numunenin (PbO veya HgO) kütle konsantrasyonu
C_S	Selülozun kütle konsantrasyonu
d	İzotropik nokta kaynak ile dedektör arasındaki mesafe
$d\Omega$	Katı açısı
e	Elektronun yükü
E	Gelen fotonların enerjisi
E_x	Yayımlanan x-ışınının enerjisi
E_{bs}	Geri saçılan fotonların enerjisi
E_g	Yasak enerji aralığı
E_k	Elektronun kinetik enerjisi
F	Etkin alan kesri
F_{K_i}	K_i x-ışınları için x-ışını yayınlama kesri
G	Geometri faktörü
h	Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg.s)
$h\nu$	Gelen fotonun enerjisi
$h\nu'$	Saçılan fotonun enerjisi
i	Emisyon akımı
m_n	Numunenin (PbO veya HgO) kütlesi
m_o	Elektronun durgun kütlesi
$m_o c^2$	Elektronun durgun kütle enerjisi
m_s	Selülozun kütlesi
M_m	Çoklu saçılmaların sayısı
M_s	Tekli saçılmaların sayısı

n	Atom veya molekül yoğunluğu
N_0	Levhaya gelen parçacık sayısı
N_{bs}	Numuneden geri saçılan fotonların sayısı
N_{K_i}	Birim zamanda ölçülen karakteristik K_i x-ışını şiddeti
N_{pp}	Fotopiki meydana getiren fotonların sayısı
N_s	Etkileşmeye giren parçacıkların sayısı
p	Sürekli ışına ihtimali
q	Parçacık yükü
R_d	Dedektör kristalinin yarıçapı
R_s	Numunenin yarıçapı
t	Numune kalınlığı
t_{sat}	Satürasyon kalınlığı
T	Parçacığın kinetik enerjisi
V_0	X-ışını tüpüne uygulanan yüksek gerilim
W_i	Materyal içindeki elementin ağırlık kesri
Z	Hedef maddenin atom numarası
\bar{Z}	Ortalama atom numarası
\bar{Z}_N	Numunenin ortalama atom numarası
\bar{Z}_S	Selülozun ortalama atom numarası
\bar{Z}_{SN}	Selülozlu numunenin ortalama atom numarası
β	Öz soğurma düzeltme faktörü
ε_{K_i}	K_i x-ışını fotonu için dedektör verimi
$\varepsilon(E_{bs})$	Geri saçılma enerjisi için dedektörün fotopik verimi
$\varepsilon(E_{pp})$	Gelen foton enerjisi için dedektörün fotopik verimi
θ_1	Uyarıcı fotonların numune yüzeyinin normali ile yaptığı açı
θ_2	Yayınlanan x-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptığı açı
λ	Ortalama serbest yol
λ'	Saçılan fotonun dalgaboyu
λ_{min}	Kısa dalgaboyu sınırı
λ_{max}	Maksimum şiddetin dalgaboyu

$\Delta\lambda$	Compton kayması
μ	Lineer soğurma katsayısı
μ_i	Uyarıcı fotonlar için kütle soğurma katsayıları
μ_e	Yayımlanan karakteristik x-ışınları için kütle soğurma katsayıları
μ/ρ	Toplam kütle soğurma katsayısı
$(\mu/\rho)_i$	Materyal içindeki <i>i</i> . elementin kütle soğurma katsayısı
$\mu_a(E)$	Gelen foton enerjisi için havanın kütle soğurma katsayısı
$\mu_a(E_{bs})$	Saçılan fotonların enerjisi için havanın kütle soğurma katsayısı
ρ	Soğurucu maddenin yoğunluğu
ρt	Numunenin kütle kalınlığı
σ	Tesir kesiti
Ψ	Fotonun saçılma açısı
w_K	K tabakası flöresans verimi

Kısaltmalar

ADC	Analog sayısal dönüştürücü
CT	Bilgisayarlı x-ışın tomografisi
EDXRF	Enerji ayrımlı x-ışını flöresans spektrometresi
FET	Alan etkili transistör
MCA	Çok kanallı analizör
MRI	Magnetik rezonans görüntüleme
MSF	Çoklu saçılma kesri
PET	Pozitron yayılım tomografisi
RSD	Rölatif standart sapma
SPECT	Tek foton tomografisi
WDXRF	Dalgaboyu ayrımlı x-ışını flöresans spektrometresi
XRF	X-ışını flöresans
RFB	Dirençli geri beslemeli ön yükseltici
POFB	Optik pulslu geri beslemeli ön yükseltici

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Bir elektronun hedefle etkileşerek sürekli x-ışınlarının oluşumuna katkısı ...	11
Şekil 2.2. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K tabakası x-ışınları.....	15
Şekil 2.3. Compton olayı.	18
Şekil 2.4. Numune üzerine gelen fotonun numuneden tekli ve ikili saçılması.....	21
Şekil 2.5. Tekli ve çoklu saçılmaların atomik boyutlarda şematik olarak gösterimi.	22
Şekil 2.6. Ortalama serbest yolun şematik gösterimi.....	23
Şekil 2.7. İzotropik bir kaynaktan yayımlanan ve dedektöre ulaşan fotonların oluşturduğu katı açısı.	26
Şekil 2.8. Katı açısı hesaplanmasında kullanılan parametreler.	28
Şekil 2.9. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki.....	29
Şekil 2.10. Kritik kalınlık.	31
Şekil 3.1. Düzlemsel HPGe dedektörün Ge kristalinin fotonla etkileşimi.	34
Şekil 3.2. Pulsların yüksekliklerine göre gruplandırılması.....	37
Şekil 3.3. Pulsların yüksekliklerine göre farklı kanallara yerleştirilerek pik oluşturulması. İlk pik Şekil 3.2'deki gruplandırmaya göre çizilmiştir.....	37
Şekil 3.4. Sayma sisteminin şematik gösterimi.	38
Şekil 3.5. Dedektör zırhı ve numune odası (a=6,5 cm, b=6,3 cm, c=13,5 cm, d=11 cm, e=4,4 cm).....	39
Şekil 4.1. 0,099 cm kalınlıklı PbO numunesinden elde edilen spektrum	48
Şekil 4.2. 0,049 cm kalınlıklı HgO numunesinden elde edilen spektrum.....	48
Şekil 4.3. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $\bar{E}_{L\beta} = 12,616$ keV enerjili L β tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	49
Şekil 4.4. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden saçılan $E_{Compton} = 48,392$ keV enerjili Compton tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	49
Şekil 4.5. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden saçılan $E_{Koherent} = 59,54$ keV enerjili koherent tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	50

Şekil 4.6. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha 2} = 72,804$ keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim	50
Şekil 4.7. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha 1} = 74,969$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim	51
Şekil 4.8. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $\bar{E}_{L\beta} = 11,850$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	51
Şekil 4.9. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden saçılan $E_{Compton} = 48,392$ keV enerjili Compton tepelerinin şiddetlerindeki değişim.	52
Şekil 4.10. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden saçılan $E_{Koherent} = 59,54$ keV enerjili koherent tepelerinin şiddetlerindeki değişim	52
Şekil 4.11. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha 2} = 68,895$ keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	53
Şekil 4.12. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha 1} = 70,819$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.....	53
Şekil 4.13. PbO numunesinden elde edilen enerji spektrumunda incelenen temel sayma bölgeleri	55
Şekil 4.14. HgO numunesinden elde edilen enerji spektrumunda incelenen temel sayma bölgeleri	55
Şekil 4.15. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 1. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	56
Şekil 4.16. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 2. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	57
Şekil 4.17. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 3. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	57
Şekil 4.18. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 4. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	58
Şekil 4.19. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 5. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	58
Şekil 4.20. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 6. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	59

Şekil 4.21. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 7. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	59
Şekil 4.22. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 8. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	60
Şekil 4.23. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 1. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	60
Şekil 4.24. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 2. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	61
Şekil 4.25. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 3. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	61
Şekil 4.26. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 4. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	62
Şekil 4.27. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 5. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	62
Şekil 4.28. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 6. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	63
Şekil 4.29. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 7. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	63
Şekil 4.30. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 8. bölgede numune kalınlığı ile değişimi	64
Şekil 4.31. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $\bar{E}_{L\beta} = 12,616$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	65
Şekil 4.32. Selülozlu PbO numunelerden elde edilen $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV enerjili Compton saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	65
Şekil 4.33. Selülozlu PbO numunelerde $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili koherent saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.	66
Şekil 4.34. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $E_{K\alpha 2} = 72,804$ keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	66
Şekil 4.35. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $E_{K\alpha 1} = 74,969$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	67

Şekil 4.36. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $\bar{E}_{L\beta} = 11,850$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	67
Şekil 4.37. Selülozlu HgO numunelerden elde edilen $E_{Compton} = 48,392$ keV enerjili Compton saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	68
Şekil 4.38. Selülozlu HgO numunelerden elde edilen $E_{Koherent} = 59,54$ keV enerjili koherent saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	68
Şekil 4.39. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $E_{K\alpha 2} = 68,895$ keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	69
Şekil 4.40. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $E_{K\alpha 1} = 70,819$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi	69
Şekil 4.41. PbO numunelerinde Pb'nin 12,616 keV enerjili $L\beta$ tepeleri kullanılarak hesaplanan şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.....	71
Şekil 4.42. PbO numunelerinde koherent tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.....	72
Şekil 4.43. PbO numunelerinde Pb'nin 72,804 keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi	72
Şekil 4.44. PbO numunelerinde Pb'nin 74,969 keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi	73
Şekil 4.45. HgO numunelerinde Hg'nin 11,850 keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi	73
Şekil 4.46. HgO numunelerinde koherent tepelerin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi.....	74
Şekil 4.47. HgO numunelerinde Hg'nin 68,895 keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi	74
Şekil 4.48. HgO numunelerinde Hg'nin 70,819 keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi	75
Şekil 4.49. PbO numunelerinde $I_{L\beta}/I_{Compton Background}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	76

Şekil 4.50. PbO numunelerinde $I_{\text{Koherent}}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	77
Şekil 4.51. PbO numunelerinde $I_{\text{K}\alpha 2}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	77
Şekil 4.52. PbO numunelerinde $I_{\text{K}\alpha 1}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	78
Şekil 4.53. HgO numunelerinde $I_{\text{L}\beta}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	78
Şekil 4.54. HgO numunelerinde $I_{\text{Koherent}}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	79
Şekil 4.55. HgO numunelerinde $I_{\text{K}\alpha 2}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	79
Şekil 4.56. HgO numunelerinde $I_{\text{K}\alpha 1}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.....	80
Şekil 4.57. HPGe dedektör için $I_0 G \varepsilon_K$ 'nin enerji ile değişimi.....	82
Şekil 4.58. PbO numuneler için 1800 s'lik sayımlarla satürasyon kalınlığının belirlenmesi	83
Şekil 4.59. HgO numuneler için 1800 s'lik sayımlarla satürasyon kalınlığının belirlenmesi	83
Şekil 4.60. PbO için ortalama serbest yolun numune kalınlığı ile değişimi.....	84
Şekil 4.61. HgO için ortalama serbest yolun numune kalınlığı ile değişimi	85
Şekil 4.62. Farklı kalınlıklı PbO numunelerin farklı enerjili tepeleri için çoklu saçılma kesrinin değişimi	86
Şekil 4.63. Farklı kalınlıklı HgO numunelerin farklı enerjili tepeleri için çoklu saçılma kesrinin değişimi	87
Şekil 4.64. Farklı kalınlıklı HgO numuneler için A_N , A_E ve A_D 'nin değişimi.....	89
Şekil 4.65. Selülozlu HgO numuneler için A_N , A_E ve A_D 'nin ortalama atom numaraları ile değişimi.....	89

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri.	14
Çizelge 3.1. PbO içeren selülozlu numunelerin teorik kütle soğurma katsayıları ve ortalama atom numaraları.	42
Çizelge 3.2. HgO içeren selülozlu numunelerin teorik kütle soğurma katsayıları ve ortalama atom numaraları.	43
Çizelge 4.1. Karakteristik, Compton ve koherent tepelerin şiddetlerindeki rölatif standart sapmalar (RSD).....	54
Çizelge 4.2. PbO ve HgO numuneleri için incelenen temel sayma bölgelerinin kanal aralıkları	56
Çizelge 4.3. Selülozlu PbO ve HgO numuneleri için belirlenen karakteristik, Compton ve koherent tepelerin şiddetlerindeki rölatif standart sapmalar (RSD).....	70
Çizelge 4.4. Farklı yöntemler kullanılarak farklı şiddet oranları için hesaplanan PbO konsantrasyonları ve hata yüzdeleri.....	76
Çizelge 4.5. Farklı yöntemler kullanılarak farklı şiddet oranları için hesaplanan HgO konsantrasyonları ve hata yüzdeleri.....	76
Çizelge 4.6. Farklı şiddet oranları için hesaplanan selülozlu PbO ve HgO matrislerinin \bar{Z} 'sı ile hazırlanan selülozlu numunenin \bar{Z}_{SV} 'sının karşılaştırılması.....	80
Çizelge 4.7. Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerin satürasyon kalınlığı ve ortalama serbest yol değerleri	85
Çizelge 4.8. Farklı kalınlıklı PbO numunelerin albedolarının değişimi	88
Çizelge 4.9. Farklı kalınlıklı HgO numunelerin albedolarının değişimi	88

1. GİRİŞ

Gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkının olduğu saçılmalara inkoherent saçılma denilmektedir. Saçılma esnasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı serbest ya da atomun zayıf bağlı elektronlarına transfer edilir. Meydana gelen enerji kaybından dolayı saçılan fotonların enerjisi gelen fotonların enerjisinden daha az veya dalgaboyu daha uzun olur. En çok gözlemlenen inkoherent saçılma şekli Compton saçılması olduğu için, inkoherent saçılma çoğu kez Compton saçılması olarak anılır. Compton saçılması, yüksek enerjili bir fotonun genellikle durgun ve serbest kabul edilen bir elektrondan veya bağlanma enerjisi gelen foton enerjisine kıyasla küçük olan bağlı bir elektrondan enerji kaybederek saçılması olayıdır (Demir 2005). Compton saçılmasından elde edilen veriler tıp, endüstriyel radyografi ve x-ışını kristolografisinde yaygın kullanım alanlarına sahiptir (Kornberg *et al.* 1998).

Compton saçılması ile valans bandındaki elektronik yük dağılımı ve kimyasal bağlar hakkında detaylı bilgiler elde edilebilir (Rerat and Licharat 1996). Compton saçılmasında saçılan fotonun enerjisi saçılma açısına, gelen fotonun enerjisine ve elektron hareketinden kaynaklanan (dolayısıyla elektron momentumunun bir fonksiyonu olan) Doppler genişlemesine bağlıdır. Saçılma vektörü boyunca, bağlı hedef elektronlarının elektronik momentum dağılımları hakkında bilgi veren ve zayıf bağlı valans elektronlarının momentum dağılımlarına hassas olan bu genişlemiş çizgi şeklinin (Compton profile) analizine dayanan birçok çalışma yapılmaktadır (Cooper 1985; Sharma *et al.* 1996). Örneğin, yüksek momentum transferi sağlayan bir Compton saçılmasında, momentumun hemen hemen tamamı hedef elektron tarafından soğurulur ve böylece elektron yüksek enerjili sürekli bir seviyeye geçer. Compton saçılması ile bu seviyedeki tüm elektronların momentum dağılımları incelendiğinden, hem yayımlanan elektron hem de saçılan fotonun spektrumu ile atomik seviyenin özellikleri hakkında bilgi elde edilebilir.

X-ışını spektrumları incelendiğinde Compton tepesinin özellikle düşük enerjili bölgesinde geniş bir kuyruklanmanın meydana geldiği gözlemlenmektedir. Bu kuyruklanma bölgesi esas itibariyle havadan, dedektörden, numune kolimatörlerinden saçılmalar ve numunede meydana gelen çoklu saçılmalarla kaynaklanmaktadır. Foton numune içerisinde bir kez saçılma yaparak tekli saçılma (single scattering) meydana getirebileceği gibi, birden fazla saçılarak çoklu saçılmalar (multiple scattering) da meydana getirebilir. Çoklu saçılmalar ve onların geniş enerji dağılımına sahip olan enerji bölgeleri, fotondan numuneye çok fazla momentum aktarıldığının bir göstergesidir (Hamouda and Alabyad 2010). Saçılan fotonun enerjisi saçılma açısına bağlı olduğundan, numunede farklı yük merkezlerinden meydana gelen çoklu saçılmalar için ortalama bir saçma merkezi belirlenebilir.

Saçılan fotonun açısal dağılımı ile tekli ve çoklu Compton saçılmalarının ihtimaliyetleri, numune geometrisi ve foton-elektron etkileşimlerinin detayları göz önünde bulundurularak x ve gama ışını spektroskopisinde önemli olan çeşitli analizler yapılmaktadır. Ayrıca EGS4, GEANT4, MCNP, ETRAN, MARTHA ve CYLTRAN gibi Monte Carlo simülasyon tekniklerini kullanan bilgisayar programları ile saçılan fotonların enerjileri ve en verimli deney geometrisi teorik olarak belirlenebilmektedir (Byun *et al.* 2004). Çoklu saçılmalar spektrum analizlerini zorlaştırmaktadır. Çoklu saçılmaları deneysel yöntemlerle minimize etmek için saçılma açısı, kolimasyon (kaynak ve dedektör), foton enerjisi, numune kalınlığı ve yoğunluğu gibi parametrelerin göz önüne alınmasını gerektirir. Yukarıda bahsedilen simülasyon programları yardımıyla bu parametreler program içerisinde belirlenerek simülasyonlardan elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması ile en verimli deney geometrisi ve modellenmesi tespit edilebilir.

Brunetti *et al.* (2004) yaptıkları çalışmada, Compton saçılmasında fotondan elektrona enerjinin aktarılması ihtimaliyetini, elektron başına Compton saçılma tesir kesiti ile hesapladılar. Felsteiner and Pattison (1976), titanyumdan hazırladıkları farklı kalınlıklardaki polikristal numuneleri 59,54 keV enerjili fotonlar ile bombardıman ederek saçılan fotonları Ge(Li) dedektörü kullanarak saydılar. Hem deneysel hem de

Monte Carlo (MC) simülasyonları ile çoklu saçılma etkilerini inceleyerek düşük enerjili x-ışını ölçümlerinde çoklu saçılmaların ihmal edilebileceğini ortaya koydular. Tanner and Epstein (1976a) tekli ve çoklu Compton saçılma ihtimaliyetleri ve saçılan fotonların açılma dağılımını numune geometrisinin etkilerini de dikkate alarak analiz ettiler. Tanner and Epstein (1976b) fotonların çoklu saçılmaları sonucu elde edilen enerji profillerini, açılma dağılımları ve toplam saçılma ihtimaliyetlerini MC simülasyon tekniğini kullanarak hesapladılar. Barrea *et al.* (1998) element ve bileşik haldeki foil numuneleri kullanarak soğurma ve saçılma geometrileri için numune kalınlığıyla flüoresans şiddetini değişimini inceleyip, ince numunelerin kütle kalınlığını belirlediler. Barnea *et al.* (1995) 90° ve 120°'lik saçılma açıları için alüminyum, pirinç ve kalay numunelerinden 662 keV enerjili gama fotonlarının çoklu saçılma dağılımını belirleyerek elde ettikleri deneysel sonuçları, kendi deney sistemleri için geliştirdikleri simülasyon sonuçlarıyla karşılaştırdılar. Yaptıkları çalışmada numuneye gelen fotonun enerjisinin artmasıyla, saçılma ihtimalinin ileri saçılan foton için geri saçılan fotona göre daha büyük olacağını, böylece daha yüksek enerjili fotonların tekli saçılma ihtimalinin azalması, ikili ya da çoklu saçılma ihtimalinin artacağını ve saçılma mertebesinin artmasıyla da daha yüksek mertebeden saçılmaların analizinin zorlaşacağını tespit ettiler.

Cooper *et al.* (2004) yaptıkları çalışmada çoklu saçılmaların, saçılan fotonun polarizasyonuna bağlı olduğunu düşünerek, çoklu saçılma şiddetinin tekli saçılma şiddetine oranının polarizasyon derecesine bağlı olduğunu MC simülasyonu ile ortaya koydular. Bu çalışmada çoklu saçılmaların simülasyonunu yaparken sadece ikili saçılmaları dikkate aldılar. Fajardo *et al.* (1998), soğurma ve saçılma geometrilerinde 30 keV'den büyük foton enerjilerini kullanarak, polarize x-ışınlarının farklı kalınlıklı numunelerden Compton saçılması deneyini gerçekleştirdiler. Bu çalışmada çoklu saçılmalar için deneysel veriler ile simülasyon sonuçlarını karşılaştırdılar. Çoklu saçılmaların ince numunelerin kullanılmasıyla azaldığını, ancak numune kalınlığının azalmasıyla da dedektöre giden sinyalin azalacağını tespit ettiler. Öyle ki, toplam sinyalin yaklaşık %1-20'sinin çoklu saçılmardan kaynaklandığını belirlediler. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar, x-ışını analizlerinde çoklu saçılma etkisi için düzeltme yapılması gerektiğini ortaya koymaktadır.

Felsteiner *et al.* (1974) γ -ışınlarını kullanarak gerçekleştirdikleri Compton saçılması deneyinde çoklu saçılan fotonların spektral dağılımını ve toplam şiddetini hesaplamak için MC simülasyon tekniğini kullandılar. Yaptıkları çalışmada çoklu saçılmaların ince numunelerle minimize edilebileceği düşüncesinden hareketle, Hartree-Fock yaklaşımını kullanarak farklı kalınlıklardaki su numuneleri için Compton profillerini karşılaştırdılar. Fotonların farklı kalınlıktaki numunelerden Compton saçılmasında, küçük saçılma açıları için Compton tepesinin daha geniş ve saçılma açısı 180° 'ye yaklaştıkça tepenin daha dar olduğunu gözlemladiler. Bu çalışmada saçılma mertebesi arttıkça açığa bağımlılığın azaldığı ve şiddette de azalmanın meydana geldiğini, böylece deneysel profillerin numune kalınlığı ile önemli ölçüde değiştiği ve ölçülen profillerin çoklu saçılmalardan dolayı numune kalınlığına bağlı olduğu sonuçlarına ulaşılmıştır. Hamouda and Alabyad (2010), 90° 'lik saçılma açısında demir ve tungsten numuneleri 662 keV enerjili foton yayan ^{137}Cs kaynak kullanarak uyardılar. Çoklu saçılmaların etkisini MC simülasyonları ile karşılaştırmalı olarak analiz ettiler. Çoklu saçılma şiddetinin ortalama atom numarasının bir fonksiyonu olarak değiştiğini, numunenin ortalama atom numarasının artmasıyla satürasyon kalınlığının azaldığını belirlediler.

Singh *et al.* (2009), kompozit malzemeler kullanarak etkin atom numarasını belirlediler. Bu çalışmada farklı kalınlık ile farklı atom numarasına sahip numunelerden 320 keV enerjili γ -fotonlarının çoklu saçılmalarını NaI(Tl) dedektörü kullanarak deneysel olarak incelediler. Yaptıkları deneyde etkin atom numarasının, farklı kalınlıktaki numunelerden çoklu olarak saçılan γ -fotonlarının satürasyon derinliği üzerine etkisini belirleyerek, MC hesaplamaları ile deney sonuçlarını desteklediler. Medhat (2012) ve Singh and Badiger (2012), atom numarasının bir fonksiyonu olarak satürasyon kalınlığının belirlenmesiyle, numunelerin etkin atom numarasının belirlenebileceğini ve elde edilen sonuçların MC hesaplamaları ile karşılaştırılabileceğini ortaya koydular. Paramesh *et al.* (1983), Al, Cu, Fe ve Pb numunelerinden Compton saçılması deneyinde, gelen fotonun numuneden çıkmadan önce numune içerisinde çok sayıda saçılmaya maruz kaldığı düşüncesinden yola çıkarak, 120° 'lik saçılma açısında uyarıcı kaynak olarak 662 keV enerjili foton yayınlayan ^{137}Cs 'u kullanarak numunelerin

satürasyon derinliğini çoklu saçılma şiddetinden tekli saçılma şiddetini çıkararak ölçtüler.

Gelen fotonun enerjisi arttıkça, satürasyon derinliği de artar. Artan numune kalınlığıyla sinyal/gürültü oranı azalır ve Compton saçılma tepesi civarında artan enerji ile satüre olur. Fotonların çoklu saçılmaları Compton tepesinin sol yamacında kamburlaşma olarak ortaya çıkar. Eğer çoklu saçılma olaylarının katkısı ihmal edilirse temel saymada (background), Compton profillerinin tepe yüksekliğinin %10'undan daha fazla hata meydana gelir (Singh *et al.* 2009). Çoklu saçılma spektrumundaki enerji dağılımı tekli saçılma dağılımına göre daha geniş olup, tekli saçılma dağılımından asla tamamen ayrılmaz. Numunedeki saçılma merkezlerinin sayısı arttıkça, saçılmış fotonların enerjisindeki azalma devam eder. Saçılma spektrumunu çoklu saçılma etkilerinden arındırmak için, numune kalınlığının bir fonksiyonu olarak farklı malzemelerden çoklu saçılan fotonların şiddet ve enerji dağılımlarının doğru olarak ölçülmesi gerekir. Çoklu saçılmaların enerji dağılımları ve şiddeti, deney geometrisi ve numune üzerine gelen ışınların özelliklerine de bağlıdır. Çoklu saçılmanın da olduğu spektrumdan tekli saçılan fotonların spektrumu çıkarılarak çoklu saçılmaların katkısı bulunabilir. Deney geometrisi oluşturulurken gama ışını dedektörü, dedektör kolimatörü ve kaynak kolimatörünün merkezi ile numunenin merkezinin aynı doğru üzerinde olması da çoklu saçılma katkısı belirlenirken çok dikkat edilmesi gereken bir husustur.

Nghiep *et al.* (2013) farklı kalınlıklı C, Al, Fe, Cu, Ag, Pb ve paslanmaz çelik numunelerinden 662 keV enerjili γ -fotonlarının saçılması deneyinde lineer saçılma ihtimalini hesaplayarak, materyallerin karakterizasyonu hakkında bilgi elde edilebileceğini ve artan numune kalınlığıyla saçılma olaylarının sayısının da eksponansiyel olarak artarak belli bir numune kalınlığı değerinde satürasyona ulaşacağını ortaya koydular. Singh *et al.* (2008) soğurma ve saçılma geometrilerinde numune kalınlığının bir fonksiyonu olarak saf element ve ikili alaşımlardan 662 keV enerjili γ -fotonlarının çoklu saçılmalarının enerji, şiddet ve açısız dağılımlarını NaI(Tl) dedektörü kullanarak, deneysel olarak araştırdılar. Artan numune kalınlığı ile çoklu saçılmaların sayısının da arttığını ve artan atom numarasıyla satürasyon kalınlığının

azaldığını buldular. Bunlara ilâve olarak, numune üzerine gelen fotonun enerjisindeki artışla satürasyon derinliğinin arttığını, artan numune kalınlığıyla sinyal/gürültü oranının azaldığını ve çoklu saçılma kesrinin (MSF) de arttığını ortaya koydular (Paramesh *et al.* 1983; Singh *et al.* 2006a). Düşük atom numaralı elementler için satürasyon kalınlığı 1 m.f.p (ortalama serbest yol)'den daha fazla ve yüksek atom numaralı elementler için bu değerden daha azdır. Demek ki, numunenin atom numarası arttıkça çoklu saçılma ihtimali ve satürasyon derinliği azalır (Singh *et al.* 2006b). Singh *et al.* (2007a), NaI(Tl) dedektörü kullanarak 0,279 MeV enerjili fotonların lehimden Compton saçılması sonucunda elde ettikleri spektrum analizlerinden çoklu saçılma olaylarının sayısının satürasyona uğradığı optimum kalınlığı (satürasyon derinliğini) ölçerek, numunenin atom numarasının artmasıyla satürasyon derinliğinin azaldığını ve artan atom numarasıyla ikili saçılmaların azaldığını gözlemlediler. Ayrıca Singh *et al.* (2007b), HPGe dedektörü kullanarak 90°'lik saçılma açısında farklı kalınlıklardaki çinko numunelerden çoklu olarak saçılan 662 keV enerjili fotonların enerji ve şiddet dağılımları üzerine yaptıkları deneysel çalışmada, çoklu saçılmaların miktarını çoklu saçılma kesri (MSF) adı verilen bir faktörle hesaplayarak çok ince numunelerde tekli saçılmaların, kalın numunelerde ise çoklu saçılmaların sayısının fazla olduğu sonucuna vardılar.

Singh *et al.* (2006c) çalışmalarında sabit kaynak-numune ve numune-dedektör mesafesinde dedektör kolimatörü ve numune boyutu gibi geometrik parametrelerin çoklu saçılmalar üzerine etkisini araştırdılar. Bu çalışmada 90°'lik saçılma açısında silindirik alüminyum numunelerden 662 keV'lik γ -fotonlarının çoklu saçılmaları silindirik bir NaI(Tl) dedektörü kullanılarak ölçüldü. İnce numuneler için çoklu saçılma ihtimali kalın numunelerinkine nazaran daha düşük olup, kolimatör boyutu ve numune çapının artmasıyla da çoklu saçılmaların sayısının arttığı gözlemlendi. Çoklu saçılmaların belli bir satürasyon kalınlığından sonra artmamasının nedeni, bu kalınlıktan sonraki kalınlıktan gelecek olan fotonların numune içerisinde soğurulmasından kaynaklanmaktadır. Dedektör kolimatörünün çapı arttıkça çoklu saçılma sayısı arttığı için sinyal/gürültü oranı azalır. Bu yüzden sinyal/gürültü oranını artırmak için, küçük çaplı dedektör kolimatörleri kullanılarak çoklu saçılmaların ya da temel saymanın

(background) azaltılması gerekir. Shengli *et al.* (2000), 120°'lik geri saçılma (backscattering) açısında beton duvardan 662 keV enerjili γ -ışınlarının saçılmalarını gerçekleştirerek EGS4 programıyla yürütülen Monte Carlo simülasyonu ile deneyi desteklediler. Ravindraswami *et al.* (2013), farklı kalınlıklı Al, Cu, Fe ve cam numunelerden saçılan 662 keV enerjili γ -fotonlarının çoklu saçılma deneyini gerçekleştirerek, saçılan fotonların oluşturduğu tepeleri NaI(Tl) dedektörü kullanarak incelediler. Artan atom numarasıyla satürasyon kalınlığının azaldığını gözlemlediler.

Bir yüzeyin yansıtma özelliği olan foton albedosu; yüzeye gelen birincil fotonların şiddetinin (akış hızının), yüzeyden saçılan fotonların şiddetine (akış hızına) oranıdır. Yansımada fotonların sadece yüzeydeki elektron ve çekirdeklerle etkileşerek saçılması değil, numune içerisindeki elektron ve çekirdeklerle etkileşerek saçılması da söz konusudur (Markovic *et al.* 2005). Markovic *et al.* (2007) su, alüminyum ve demir kullanılarak yapılan zırh malzemelerinden fotonun yansımalarını Monte Carlo simülasyonu ile araştırdılar. Daha sonra elde ettikleri sonuçları MCNP-4C, FOTELP-2K3 ve PENELOPE-2005 gibi farklı Monte Carlo simülasyon programlarını kullanarak elde ettikleri sonuçlarla karşılaştırdılar. Ljubenov and Simović (2011) MCNP kodunu kullanarak Monte Carlo simülasyonlarıyla su, beton, alüminyum, demir ve bakır numuneleri için foton yansımalarını araştırdılar. Gelen fotonun enerjisi ile toplam albedo sayısının değişimini incelediler ve numunenin yoğunluğu arttıkça foton yansımalarının azaldığını buldular. Hayward and Hubbell (1954) su, alüminyum, bakır, kalay ve kurşun numunelerinden saçılan 1 MeV enerjili fotonların albedo sayısını belirlemek için Monte Carlo metodunu kullanarak, farklı gelme açıları için artan atom numarasıyla albedo sayısının azalacağı sonucuna vardılar. Biswas *et al.* (1980) Sn numunesi için 145 keV (^{141}Ce), 279 keV (^{203}Hg), 662 keV (^{137}Cs) ve 1250 keV (^{60}Co) enerjili fotonlar ve Pb numunesi için 662 keV ile 1250 keV enerjili fotonları kullanarak albedo sayısını hesapladılar. Yapılan çalışmada artan numune kalınlığıyla albedo sayısının arttığı ve satürasyon kalınlığından itibaren sabit kaldığı sonucuna vardılar.

Sabharwal *et al.* (2008) alüminyum numuneden çoklu olarak geri saçılan γ -fotonlarının şiddet dağılımı üzerine numune kalınlığının etkisini incelediler. 279, 320, 511 ve 662

keV enerjili fotonlar ve 180°'lik saçılma açısında NaI(Tl) dedektörü ile geri saçılan fotonları dedekte ettiler. Bu çalışmada numune üzerine gelen γ -fotonlarının enerjisi arttıkça çoklu olarak geri saçılan γ -fotonları için satürasyon kalınlığının azaldığı bulundu. Sabharwal *et al.* (2009) numunenin atom numarasının ve numune kalınlığının bir fonksiyonu olarak element ve alaşımlardan çoklu geri saçılan 1,12 MeV enerjili γ -fotonlarının enerji ve şiddet dağılımını inceleyerek satürasyon kalınlığının artan atom numarasıyla eksponansiyel olarak e^{-Z} ile azaldığını belirlediler. Bu çalışmada ayrıca, çoklu saçılmaların satürasyona uğradığı kalınlıkla, albedo sayısı ve enerjisinin önce arttığını sonra sabit kaldığını gözlemlediler. Sabharwal *et al.* (2011a), NaI(Tl) dedektörü ile C, Al, Cu, Sn gibi farklı atom numaralarına sahip numuneler için albedo sayısı, enerji ve dozunun numune kalınlığı ve farklı foton enerjileri ile değişimini incelediler. C ve Al gibi hafif elementler için albedo sayısının satürasyona uğradığı numune kalınlığının, Cu ve Sn gibi elementlerinkinden daha yüksek bir değere sahip olduğunu gözlemlediler. Bu, atom numarasının artmasıyla fotoelektrik soğurma ihtimalinin de artacağı ve dolayısıyla çoklu saçılma ihtimalinin azalacağından kaynaklanır. Gelen fotonun enerjisi düşükse, fotonlar numune içerisine daha az nüfuz eder ve bu durumda fotonların geri saçılarak numune dışına çıkma ihtimali artar. Enerji albedosunun artan atom numarasıyla (yaklaşık Z^{-2}) ile azalacağı tespit edilmiştir. Sabharwal *et al.* (2011b) tarafından yapılan bir diğer çalışmada, numune kalınlığının artmasıyla saçma merkezinin sayısının ve dolayısıyla çoklu saçılmaların sayısının da arttığını ve ayrıca γ -fotonlarının numune içerisinde soğurulma ihtimalinin de artacağını tespit ettiler. Gelen γ -fotonlarının enerjisindeki artışla, çoklu geri saçılmalar için ölçülen satürasyon kalınlığının azalacağı (dolayısıyla, ortalama serbest yol da azalır) Sabharwal *et al.* (2011c) tarafından ortaya konulmuştur.

Bu tez çalışması, Prof. Dr. Wolf WEYRICH Yüksek Enerji Spektroskopisi Laboratuvarı'nda, uyarıcı kaynağın 5 Ci'lik ^{241}Am halka kaynak, dedektörün HPGe ve saçılma açısının 168° olduğu bir deney geometrisinde gerçekleştirilmiştir. Beş aşamada tamamlanan bu tez çalışmasının ilk kısmında, pellet haline getirilen farklı kalınlıklardaki kurşun (II) oksit (PbO) ve civa (II) oksit (HgO) numuneleri kullanılarak,

numune kalınlığının bir fonksiyonu olarak Compton, koherent ve belirlenen karakteristik K, L x-ışını tepelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir.

Çalışmanın ikinci kısmında, farklı kalınlıklardaki PbO ve HgO numunelerden elde edilen spektrumlarda çeşitli tepeler (saçılma ve karakteristik) arasında yer alan temel sayma (background) bölgelerinin değişimi incelenmiştir. Çoklu saçılmaları da içerdiği düşünülerek yapılan çalışmanın bu kısmı literatürde yer almamaktadır.

Çalışmanın üçüncü kısmında, toplam kütle aynı kalmak üzere PbO (veya HgO) ile selüloz $(C_6H_{10}O_5)_n$ kullanılarak ortalama atom numaraları farklı olan numuneler hazırlanmıştır. Değişen ortalama atom numaralarının bir foksiyonu olarak saçılma (Compton ve koherent) ve karakteristik tepelerin şiddetlerinin değişimi incelenmiştir.

Çalışmanın dördüncü kısmında, üçüncü kısımda bahsedilen numuneler kullanılarak şiddet oranlarının PbO ve HgO moleküllerinin ağırlıklı konsantrasyonu ve matrisin ortalama atom numarasıyla değişimi incelenmiştir.

Çalışmanın beşinci kısmında ise $23 \leq Z \leq 82$ aralığındaki V, Co, Zn, Y, Cd, Ba, Dy, Lu, Hg ve Pb elementleri kullanılarak HPGe dedektörünün fotopik verimi hesaplanmıştır. Daha sonra kullanılan deney geometrisi için katı açısı belirlenerek albedo (yansıma katsayıları) sayısı, enerjisi ve dozu hesaplanmıştır. Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numuneleri için elde edilen spektrumlardaki 59,54 keV enerjili tepeler kullanılarak satürasyon kalınlığı belirlenmiş ve ortalama serbest yol hesaplanmıştır. Ayrıca, çoklu saçılma kesri (MSF) de hesaplanarak, MSF'nin kalınlıkla değişimi incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar tablo ve grafiklerle verilerek, daha önce yapılmış çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. X-Işınları ve Kullanım Alanları

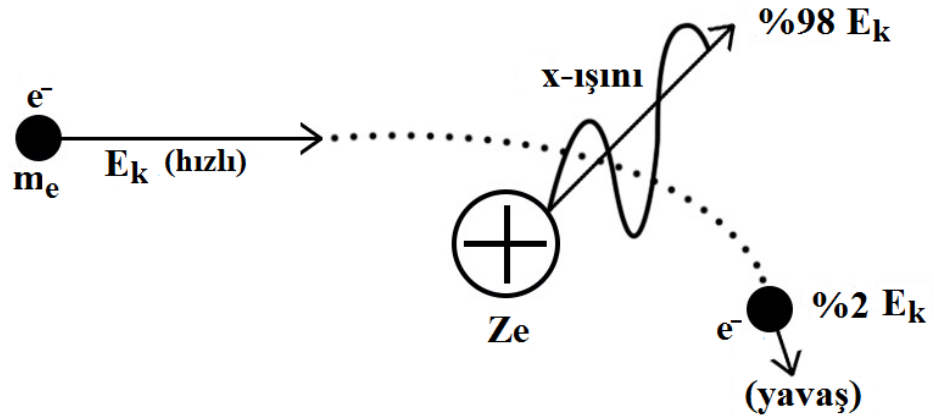
Wilhelm Conrad Röntgen tarafından 1895 yılında keşfedilen x-ışınları, dalgalı boyu $1,3 \times 10^{-11}$ m ile $4,8 \times 10^{-11}$ m aralığında olan, elektrik ve manyetik alan içerisinde doğrular boyunca ilerleyen, saydam olmayan malzemelerden kolayca geçebilen, fotoğraf plakalarında iz bırakan ve fosfor gibi ışıltayabilen maddelerin ışıltamasına neden olan elektromanyetik dalgalarıdır. Dalgalı boyu nispeten küçük ve giricilik dereceleri fazla olan x-ışınlarına "sert x-ışını", dalgalı boyu nispeten büyük ve giricilik dereceleri az olan x-ışınlarına ise "yumuşak x-ışını" denir. Kristalografide $0,5-2,5 \text{ \AA}$ (yumuşak), radyolojide $0,5-1 \text{ \AA}$ (sert) dalgalı boyundaki x-ışınları kullanılır. Dalgalı boyu yaklaşık $10^{-12}-10^{-8}$ m ($0,01-100 \text{ \AA}$) aralığında olan elektromanyetik ışıltılar sınıflandırılırken, x-ışınları olarak dikkate alınmaktadır. Ancak, bu sınırlar kesin değildir; kısa dalgalı boyu ucu gama ışınlarıyla, uzun dalgalı boyu ucu ise morötesi ışıkla karışır. X-ışınlarının frekansı görünür ışığın frekansından ortalama 1000 kat daha büyük olup, bunlar görünür ışıktan ortalama 1000 kat daha yüksek enerjiye sahiptirler.

Günümüzde x-ışınları tıp, tarım, sanayi, yer bilimleri, elektrik üretimi, gıda muhafazası, endüstri, arkeoloji, eczacılık, kriminoloji gibi birçok alanda yaygın olarak kullanılmaktadır. Parçacık hızlandırıcıları, kontrol sistemleri ve dedektör sistemleri gibi başlangıçta fizik araştırmaları için geliştirilmiş olan x-ışınları kimya ve moleküler biyolojideki temel araştırmaların yanısıra son yıllarda magnetik rezonans görüntüleme (MRI), bilgisayarlı x-ışın tomografisi (CT), tek foton tomografisi (SPECT) ve pozitron yayılım tomografisi (PET) gibi sağlık alanındaki görüntüleme aletleri ve teknikleri ile tıp alanında önemli gelişmelere katkıda bulunmaktadır (Ulu 2008).

X-ışınları, menşe itibarıyla sürekli x-ışınları ve karakteristik (veya çizgi) x-ışınları olmak üzere iki grupta incelenmektedir.

2.1.1. Sürekli x-ışınları

Sürekli x-ışınları, yüksek enerjili yüklü parçacıkların (elektron, proton veya α -parçacıkları gibi) ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri veya nükleer saçılmalarla hedef içerisinde adım adım yavaşlatılmaları sonucu meydana gelir. Şekil 2.1'de sürekli x-ışınlarının oluşumu şematik olarak gösterilmiştir. Bu etkileşimde yüklü parçacığın ışıdığı enerji, sürekli spektrumu veya Bremsstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumunu oluşturur. Sürekli x-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kaplarlar. Sürekli x-ışınlarına beyaz x-ışınları da denir (Markowicz 1993).



Şekil 2.1. Bir elektronun hedefle etkileşerek sürekli x-ışınlarının oluşumuna katkısı.

Klasik elektromanyetik teoriye göre, ivmeli hareket eden yüklerin elektromanyetik ışıyımada bulunması sonucu sürekli x-ışınları yayımlanır. Yüksek enerjili elektronlar bir hedefe çarptıklarında, bu elektronların enerjilerinin %1'i sürekli x-ışınlarının oluşmasına yol açar. Sürekli x-ışınlarının üretilmesinde x-ışını tüpleri temel kaynaktır. Hedefe (örneğin, x-ışını tüpündeki anoda) çarpan elektronlardan çok az bir kısmı enerjilerini bir defada ve tümüyle bir x-ışını fotonu olarak yayımlayabilir. Bu elektronlar maksimum frekanslı ve minimum dalgaboylu ışımları oluştururlar. Minimum dalgaboyu (λ_{min}) hedef üzerine gelen elektronun tüm kinetik enerjisini ($E = eV_0$) tek bir foton olarak vermesine karşılık geldiğine göre, $E_x = hc/\lambda_{min}$ yayımlanan x-ışınının enerjisi olmak üzere,

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

yazılabilir. Bir x-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli x-ışını spektrumunu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen λ_{min} kısa dalgaboyu sınırıyla karakterize edilir. (2.1) denkleminde h Planck sabiti ($6,62 \times 10^{-27}$ erg.s), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_o ise x-ışını tüpüne uygulanan yüksek gerilimdir. Kısa dalgaboyu sınırı ile uygulanan potansiyel arasında (2.1) denklemi ile verilen bu ilişki Duane-Hunt kanunu olarak bilinir.

Elektron yükü cinsinden parçacığın yükü q , hedef maddesinin atom numarası Z , parçacığın kinetik enerjisi T ve parçacığın durgun kütlesi m_0 olmak üzere sürekli ışımaya ihtimali $p \propto q^2 Z^2 T / m_0^2$ ifadesi ile verilir. Protonlar ve ağır parçacıklar elektron kütlesine göre daha büyük kütleyle sahip oldukları için, daha az ışımaya yaparlar. Bu nedenle protonların meydana getirdiği sürekli x-ışını spektrumunun şiddeti, elektronların meydana getirdiğinden dört milyon kat daha küçüktür.

X-ışını tüpünde toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır. Elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli x-ışını spektrumu λ_{min} ve λ_{max} ile karakterize edilir. Kısa dalgaboyu limiti λ_{min} 'in altında radyasyon gözlemlenmez. Maksimum şiddetin dalgaboyu λ_{max} yaklaşık olarak λ_{min} 'in 3/2 katı kadardır. ($\lambda_{max} \approx 3\lambda_{min}/2$). Sürekli x-ışınları için şiddet dağılımı,

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

ifadesi ile verilir. K orantı katsayısı ve i tüp akımı olmak üzere, (2.2) denklemi Kramer formülü olarak bilinir. Bu ifadeden şiddet dağılımının, emisyon akımı (i) ve atom numarası (Z) ile orantılı olduğu görülmektedir.

2.1.2. Karakteristik x-ışınları

Klasik düşünceye göre bir atoma ait elektronlar, atomun merkezindeki çekirdek etrafındaki yörüngelerde dolanırlar. Bu elektronların hızından kaynaklanan bir kinetik enerjisi ve çekirdekten uzaklığına bağlı olarak sahip olduğu bir potansiyel enerjisi vardır. Çekirdek çevresindeki elektronlar yüksek hızlarla dönmelerine rağmen yörüngelerini muhafaza ederler. Elektronların uzaysal durumları herhangi bir enerji etkisi ile bozulabilir. Atomun herhangi bir iç tabakasından bir elektron söküldüğünde yerinde kalan boşluk, üst tabakadaki elektronlar tarafından belli geçiş kurallarına ve enerjinin minimumluğu prensibine uygun olarak doldurulur ve bu tabakalar arasındaki enerji farkı kadar enerjiye sahip bir x-ışını fotonu yayımlanır. Karakteristik x-ışını olarak adlandırılan bu foton, yayımlandığı malzemeye has özellikler taşır.

Atomun elektronlarının enerji soğurarak üst seviyelere çıkması olayına uyarma (excitation), uyarılmış elektronların enerji yayımlayarak temel hale geçmesi olayına ise uyarılmışlıktan kurtulma (de-excitation) denir. Elektronlar yörüngeler arasındaki enerji farkına eşit enerjiyi soğurarak veya yayımlayarak, kuantum mekaniği ile açıklanabilen yörüngeler arasında izinli geçişler yapabilirler. Bir atom uyarılmış durumdan tek bir foton yayımlayarak kurtulabileceği gibi, kademeli olarak birkaç foton yayımlayarak da kurtulabilir. Her bir geçişte seviyeler arası enerji farkına eşit değerde enerji taşıyan bir foton (karakteristik x-ışını) yayımlanır. Bunlar spektrumda karakteristik çizgiler olarak isimlendirilen $K\alpha$, $K\beta$, $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$, $M\alpha$, $M\beta$, ... çizgilerini oluştururlar.

Herhangi bir tabaka veya alt tabakadaki bir boşluk üst tabakalardan bir elektron ile doldurulduğu zaman yayımlanan x-ışınlarının Siegbahn ve IUPAC gösterimleri Çizelge 2.1'de verilmiştir.

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

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K-L_3$	$L\alpha_1$	L_3-M_5	$L\gamma_1$	L_2-N_4	$M\alpha_1$	M_5-N_7
$K\alpha_2$	$K-L_2$	$L\alpha_2$	L_3-M_4	$L\gamma_2$	L_1-N_2	$M\alpha_2$	M_5-N_6
$K\beta_1$	$K-M_3$	$L\beta_1$	L_2-M_4	$L\gamma_3$	L_1-N_3	$M\beta$	M_4-N_6
$K\beta_{2'}$	$K-N_3$	$L\beta_2$	L_3-N_5	$L\gamma_4$	L_1-O_3	$M\gamma$	M_3-N_5
$K\beta_{2''}$	$K-N_2$	$L\beta_3$	L_1-M_3	$L\gamma_{4'}$	L_1-O_2	$M\xi_1$	M_5-N_3
$K\beta_3$	$K-M_2$	$L\beta_4$	L_1-M_2	$L\gamma_5$	L_2-N_1	$M\xi_2$	M_4-N_2
$K\beta_{4'}$	$K-N_5$	$L\beta_5$	$L_3-O_{4,5}$	$L\gamma_6$	L_2-O_4		
$K\beta_{4''}$	$K-N_4$	$L\beta_6$	L_3-N_1	$L\gamma_8$	L_2-O_1		
$K\beta_{5'}$	$K-M_5$	$L\beta_7$	L_3-O_1	$L\gamma_{8'}$	L_2-N_6		
$K\beta_{5''}$	$K-M_4$	$L\beta_9$	L_1-M_5	$L\eta$	L_2-M_1		
		$L\beta_{10}$	L_1-M_4	Ll	L_3-M_1		
		$L\beta_{15}$	L_3-N_4				
		$L\beta_{17}$	L_2-M_3				

Bir atomun K kabuğunda meydana getirilen elektron boşluğunu L kabuğunda bulunan bir elektron tarafından doldurulacak olursa, böyle bir elektron geçişi sonucunda yayımlanan fotonun frekansı, karakteristik spektrumunun $K\alpha$ çizgisine karşılık gelir. K kabuğundaki boşluk bazı M ve daha üst kabuklardaki bir elektron tarafından doldurulursa $K\beta$ çizgisine karşılık gelen fotonlar yayımlanır. Hedef üzerine çarpan elektronlar L, M, N, \dots kabuklarından birinden de bir elektron sökebilir. Bu durumda K kabuğundakine benzer olarak L kabuğunda meydana gelen boşluğun M, N, \dots kabuklarındaki elektronlarla doldurulması sırasında $Ll, L\alpha, L\beta, \dots, M$ kabuğu için $M\alpha, M\beta, M\gamma, \dots$ ve N kabuğu için $N\alpha, N\beta, \dots$ çizgileri kısaca L, M ve N serileri ortaya çıkmış olur. İlgili elektron geçişleri sonucunda K tabakasından yayımlanan karakteristik x-ışınları Şekil 2.2'de gösterilmiştir.

Kıyıl/çizgi	Relatif şiddet								Kuantum Sayısı			Dolu Orbitaldeki Elektron Sayısı	Durum	
	K kıyısı	β_4	β_2	β_5	β_1	β_3	α_1	α_2	n	l	j		Optik Gösterim	X-ışını Gösterimi
									5	2	5/2	6	$5^2D_{3/2}$	OV
									5	2	3/2	4	$5^2D_{1/2}$	OIV
									5	1	3/2	4	$5^2P_{3/2}$	OIII
									5	1	1/2	2	$5^2P_{1/2}$	OII
									5	0	1/2	2	$5^2S_{1/2}$	OI
												(18Q)		
									4	3	7/2	8	$4^2F_{7/2}$	NVII
									4	3	5/2	6	$4^2F_{5/2}$	NVI
									4	2	5/2	6	$4^2D_{3/2}$	NV
									4	2	3/2	4	$4^2D_{1/2}$	NIV
									4	1	3/2	4	$4^2P_{3/2}$	NIII
									4	1	1/2	2	$4^2P_{1/2}$	NI
									4	0	1/2	2	$4^2S_{1/2}$	NI
												(32N)		
									3	2	5/2	6	$3^2D_{3/2}$	MV
									3	2	3/2	4	$3^2D_{1/2}$	MIV
									3	1	3/2	4	$3^2P_{3/2}$	MIII
									3	1	1/2	2	$3^2P_{1/2}$	MII
									3	0	1/2	2	$3^2S_{1/2}$	MI
												(18M)		
									2	1	3/2	4	$2^2P_{3/2}$	LIII
									2	1	1/2	2	$2^2P_{1/2}$	LII
									2	0	1/2	2	$2^2S_{1/2}$	LI
												(8L)		
									1	0	1/2	2	$1^2S_{1/2}$	K
														Çekirdek

Şekil 2.2. Bir atomda ilgili elektron geçişleri sonucu yayımlanan karakteristik K tabakası x-ışınları.

2.2. X- ve γ -Işınlarnın Madde ile Etkileşmesi

Gama ışınları kısa dalgaboylu (10^{-10} - 10^{-14} m), yüksek enerjili ve gericilik özelliği fazla olan elektromanyetik radyasyonlardır. Alfa veya beta bozunmaları veya nükleer reaksiyonlar sonucu, ürün çekirdek uyarılmış enerji seviyesinde kalabilir. Bu durumdaki bir çekirdek büyük bir ihtimalle foton yayımlayarak daha düşük enerjili seviyelere, seçim kurallarına göre geçer. Bu geçiş esnasında çekirdekten yayımlanan fotona γ -ışını denir.

γ -ışınlarının madde ile etkileşmesi sonucu, her bir etkileşme için ya tam bir soğurulma ya da saçılma meydana gelir. Herhangi bir madde üzerine elektromanyetik radyasyonun

gönderilmesi sonucu fotonlar bağlı atomik elektronlarla, serbest elektronlarla, çekirdek veya elektronların Coulomb alanıyla, nükleonlarla veya bütün çekirdekle etkileşebilirler ya da hiçbir etkileşme yaşamadan geçebilirler.

Enerjisi 10 MeV'e kadar olan etkileşmeler çoğunlukla aşağıdaki olaylardan herhangi birisi ile sonuçlanır (Adams and Dams 1970).

1. Fotoelektrik olay: 0,01 MeV'den 0,5 MeV'e kadar olan düşük enerjilerde baskındır. Bu olay sonucunda, foton bağlı bir elektrona bütün enerjisini verir. Enerjinin bir kısmı elektronun atomla olan bağını koparmada kullanılırken, geriye kalan kısmı ise elektrona kinetik enerji olarak aktarılır.
2. Compton saçılması: Foton serbest ya da serbest olarak kabul edilebilecek bağlı bir elektrondan enerji kaybederek farklı bir doğrultuda saçılır. Bu olay 0,5 MeV'den 1,022 MeV'a kadar enerjilerde baskındır.
3. Çift oluşumu: Gelen fotonun enerjisi 1,022 MeV'den daha büyükse bu olay meydana gelir. Yüklü bir parçacık veya foton, bir elektronun ve bir pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamına ($2m_0c^2 = 1,022 \text{ MeV}$) eşit bir kinetik enerjiye sahip olursa bir elektron pozitron çifti oluşabilir. Artan enerji ile bu olayın meydana gelme ihtimali artar. Eğer foton enerjisi 2,044 MeV'den büyük olursa elektronun Coulomb alanında da çift oluşumu meydana gelebilir.

2.2.1. Koherent saçılma

Elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılan koherent saçılma, fotonun atoma sıkı bağlı elektronları tarafından saçılmasına denir. Koherent saçılmada gelen fotonların enerji ve fazlarında saçılmadan sonra herhangi bir değişiklik olmadığı için, gelen fotonla saçılan fotonun dalgaboyları aynıdır. Gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, eğer elektron atomdan sökülecek kadar enerji alamazsa bu olay meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve büyük atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelir. Atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile hesaplanır. Fotonlar

atomik elektronlardan Rayleigh saçılmaya uğradıktan sonra hedef atom değişime uğramadan kalır (Hubbell and Overbo 1979). Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılması da koherent saçılma olarak bilinir. Rayleigh saçılma elektrondan, diğerleri ise çekirdekten saçılma olaylarıdır.

2.2.2. İnkohherent saçılma

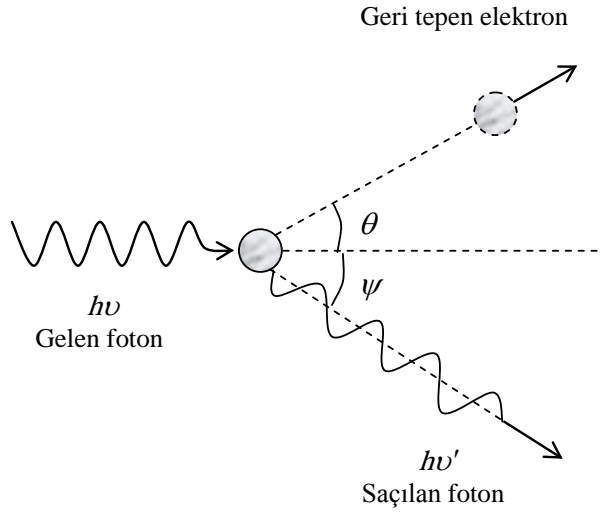
Gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkının olduğu saçılmalara inkohherent saçılma denilmektedir. Saçılma esnasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı serbest ya da atoma nispeten zayıf bağlı elektronlara transfer edilir. Bu enerji kaybı nedeniyle saçılan fotonların dalgaboyları gelen fotonların dalgaboyundan daha uzun veya enerjisi daha azdır. Gelen ve saçılan fotonların dalgaboyları arasında faz ilişkisi yoktur. En çok gözlemlenen inkohherent saçılma şekli Compton saçılması olduğu için inkohherent saçılma çoğu kez Compton saçılması olarak anılır.

Compton saçılmasından elde edilen veriler tıp, endüstriyel radyografi ve x-ışını kristolografisinde yaygın kullanım alanlarına sahiptir. Ayrıca fotonların atom, molekül ve katılardan Compton saçılması ile valans bandındaki elektronik dağılım ve kimyasal bağlar hakkında detaylı bilgiler de elde edilebilir (Rerat and Licharat 1996). Saçılan fotonun enerjisi saçılma açısına, gelen fotonun enerjisine ve elektron hareketinden kaynaklanan (dolayısıyla da elektron momentumunun bir fonksiyonu olan) Doppler genişlemesine bağlıdır.

Şekil 2.3'de görüldüğü gibi $h\nu$ enerjili bir foton, durgun kütlesi m_0 olan bir serbest elektron ile çarpıştığı zaman, fotonun $h\nu'$ enerjisi ile ve ilk doğrultusu ile ψ açısı yapacak şekilde saçılması, elektronun ise E_k kinetik enerjisi ve θ açısı ile saçılması şeklinde bir etkileşme meydana gelir. Bu şekilde bir saçılma için $h\nu' < h\nu$ olmalıdır. Gelen fotonun enerjisi E_0 ve saçılma açısı ψ olmak üzere saçılan fotonun enerjisi E_1 için,

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \psi)} \quad (2.3)$$

bağıntısı yazılabilir. (2.3) denklemindeki $m_0 c^2$ elektronun durgun kütle enerjisi olup, değeri 511 keV'dir.



Şekil 2.3. Compton olayı.

Bir elektrondan fotonun Compton saçılması sırasında dalgaboyundaki değişim ise,

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \psi) \quad (2.4)$$

denklemleri ile ifade edilir. Bu ifadede $\Delta \lambda$ Compton kayması olarak bilinir. Compton kayması, durgun elektronlar tarafından saçılma sonucunda meydana gelen kayıp enerjiden kaynaklanmaktadır. Sistemdeki elektronların hareketi Compton dalgaboyu civarında, saçılan elektronların enerji dağılımlarının Doppler genişlemesine neden olur. Bu, elektronların çarpışmadan önceki momentum dağılımlarının bir göstergesidir. (2.4) denklemindeki $h/m_0 c$ terimi ise, değeri $0,02426 \text{ \AA}$ olan Compton dalgaboyunu ifade eder. (2.3) denklemleri ile verilen inelastik saçılma bağıntısından açıkça görüleceği üzere,

saçılan fotonun enerjisi saçılma açısına bağlı olduğundan farklı noktalardan saçılmalar farklı enerjili Compton fotonları verecektir. Dolayısıyla saçılma tepesine karşılık gelen nokta veya tepe merkezi kullanılarak ortalama bir saçma merkezi belirlenebilir.

2.3. Kütle Soğurma Katsayısı ve Karışım Kuralı

Elektromanyetik radyasyon belli kalınlıktaki bir numuneyi geçerken şiddetinde azalma meydana gelir. Elektromanyetik radyasyonun şiddetindeki bu azalmayı ifade eden kanun "Beer-Lambert kanunu" (Lambert kanunu veya Beer kanunu) olarak bilinir. Bu kanun, bir numune üzerine gelen elektromanyetik radyasyonun başlangıçtaki şiddeti I_0 ve t kalınlığındaki numunede soğurulduktan sonraki şiddeti I olmak üzere,

$$dI = -\mu I dt \Rightarrow I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.5)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde μ , lineer soğurma katsayısıdır ve birimi cm^{-1} 'dir. Birim kalınlık başına düşen enerji soğurma kesrinin bir ölçüsü olarak ifade edilen ve gelen fotonun enerjisine bağlı olan lineer soğurma katsayısı,

$$\mu = \frac{\ln(I/I_0)}{t} \quad (2.6)$$

ile verilmektedir. Birim alanda birim kütle başına soğurulma ise kütle soğurma katsayısı olarak tanımlanır. Soğurucu maddenin yoğunluğu ρ olmak üzere, cm^2/g birimindeki kütle soğurma katsayısı,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(I/I_0)}{t\rho} \quad (2.7)$$

ifadesi ile verilir. Soğurucu materyalin tabiatını yansıtan kütle soğurma katsayısı, soğurucu materyalin fiziksel özelliğine bağlı olmadığı için lineer soğurma katsayısından çok daha kullanışlıdır.

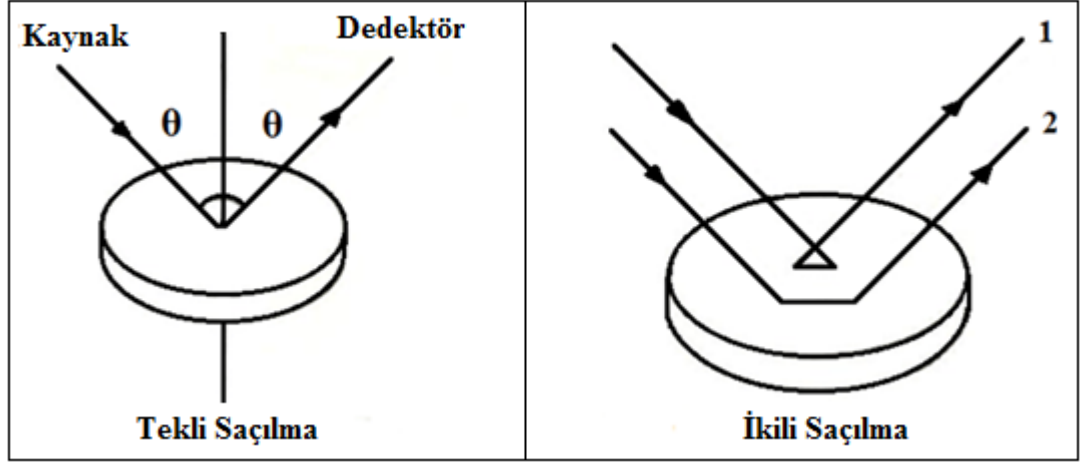
Bileşik, karışım ya da elemental kesri bilinmeyen materyallere ait toplam kütle soğurma katsayıları hesaplanırken, "karışım kuralı" kullanılır. Bu kurala göre, toplam kütle soğurma katsayısı, materyal içerisinde ağırlık kesri (W_i) bilinen elementlerin kütle soğurma katsayıları $(\mu/\rho)_i$ da dikkate alınarak,

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i W_i (\mu/\rho)_i \quad (2.8)$$

denklemleri ile hesaplanır. Hesaplama yapılırken, materyal içindeki elementler tek tek ve birbirinden bağımsız kabul edilir (Kerur *et al.* 1994).

2.4. Çoklu Saçılmalar

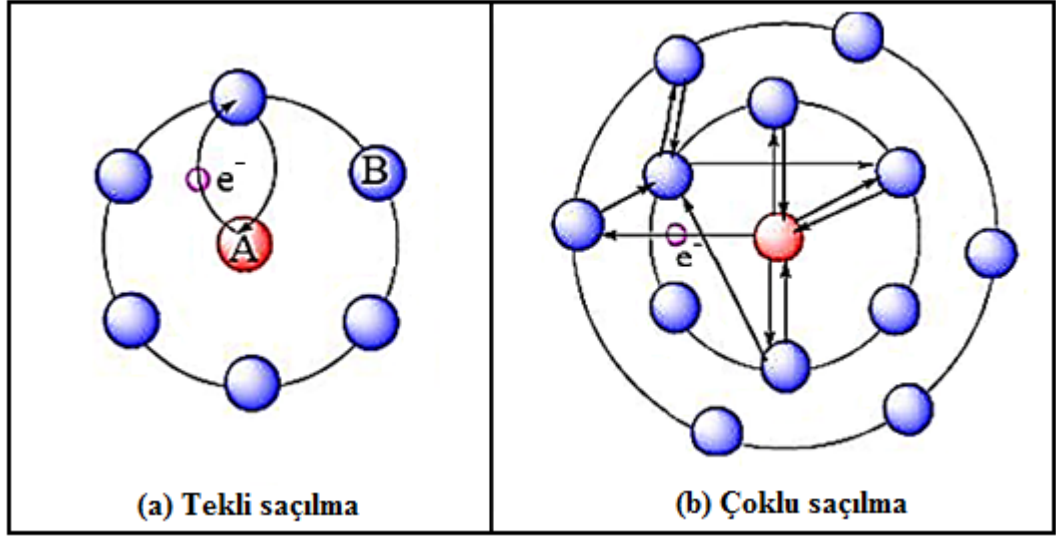
Numune üzerine gelen fotonun numuneden sadece bir kere saçılmasına fotonun tekli saçılması, numune içerisinde birden fazla sayıda saçılmaya uğramasına ise fotonun çoklu saçılması adı verilir. Tekli saçılma, katılar ve moleküllerde komşu atomlar arasındaki uzaklıklar, atom numarası ve yapıları hakkında bilgi verir. Çoklu saçılmalar ikili, üçlü ve daha fazla sayıda olabilir. Şekil 2.4'de kaynaktan çıkan fotonun numune içerisinde bir atom ile etkileşerek meydana getirdiği tekli saçılma ve numune içerisinde iki atom ile etkileşerek meydana getirdiği ikili saçılma görülmektedir. Ayrıca bu ikili saçılmanın da 1 ve 2 ile gösterildiği gibi iki farklı şekilde meydana gelebileceği de görülmektedir.



Şekil 2.4. Numune üzerine gelen fotonun numuneden tekli ve ikili saçılması.

Numune üzerine elektronlar gönderildiğinde, bu elektronlar numune içinden geçerken enerji kaybetmenin yanı sıra, yolları boyunca çok küçük açılarla saçılmaya da uğrarlar. Bu saçılmalar madde içerisindeki atomların Coulomb alanından kaynaklanır ve elastik olarak ele alınır. Bu durumda parçacığın enerjisi her bir saçılmada sabittir, değişen sadece doğrultusudur. Seçilen ortamın kalınlığı, elektron geçerken birçok (esnek) etkileşmeye maruz kalacak kadar kalınsa, etkileşmelerin birbirinden bağımsız olduğu kabul edilebilir ve böylece elektronların açısal dağılımı hata teorisi ile incelenebilir (Koray 2010).

Numune üzerine düşen fotonun enerjisi büyükse, oluşan fotoelektronların kinetik enerjisi de büyük olur. Baskın olan saçılma şekli ise en yakın komşu atomlar tarafından meydana getirilen tekli saçılmalardır. Tekli saçılma sürecinde bir fotoelektronun aldığı ortalama yol, atomlar arasındaki uzaklığın yaklaşık iki katına eşittir. Maddedeki bölgesel yapıların ayrıntılı olarak incelenebilmesi için çoklu saçılmaların göz önüne alınması gerekir (Özkendir 2006; Bozduman 2008). Şekil 2.5'de görüldüğü gibi tekli saçılmalarda, uyarılan atomun elektronu komşu atomlardan sadece biriyle etkileşirken çoklu saçılmalarda uyarılan atomun elektronu çok sayıda komşu atomla etkileşmeye girer.

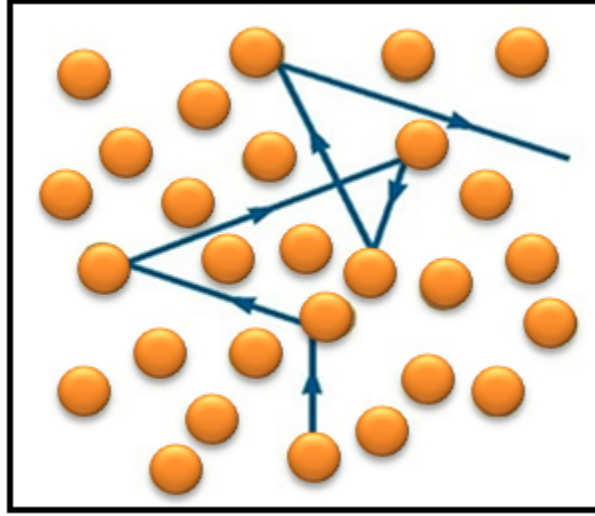


Şekil 2.5. Tekli ve çoklu saçılmaların atomik boyutlarda şematik olarak gösterimi.

Saçılma açısı, kolimasyon, kullanılan radyoaktif kaynak enerjisi, numune kalınlığı ve yoğunluğu gibi parametrelerin etkin olduğu çoklu saçılmalar x- ve γ -ışını spektroskopisinde dedektörlerin verebileceği en iyi enerji veya momentum çözünürlüğünü kısıtladığı için bazı olumsuzluklara neden olabilir. Compton saçılmasından ve karakteristik tepelerden elde edilen verilerin uygulama alanları (tıp, askeri, endüstri, vb.) göz önüne alındığında, çoklu saçılmalara neden olan etkilerin en aza indirilmesine yönelik araştırmalar çalışılmaya değerdir.

2.5. Ortalama Serbest Yol

Bir ortamdaki atom, molekül, elektron ve benzeri bir parçacığın veya bir fotonun herhangi bir etkileşmeye uğramadan gittiği yol (soğurulmaya veya saçılmaya uğramadan önce alabileceği ortalama mesafe) ortalama serbest yol olarak tanımlanır ve λ ile gösterilir. Kapalı bir hacim içerisindeki yoğunluk ne kadar fazla ise çarpışmalar o kadar fazla olmaktadır. Deneylerde ortalama serbest yol çok önemli bir kavramdır. Vakum ortamında gerçekleştirilen deneylerde gaz atom veya molekülleriyle yapılan çarpışmalar ortadan kaldırılarak ortalama serbest yol artırılabilir. Şekil 2.6'da ortalama serbest yol şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.6. Ortalama serbest yolun şematik gösterimi.

Ortalama serbest yol kinetik teori kullanılarak bulunabilir. a atom veya molekül çapı, n atom veya molekül yoğunluğu olmak üzere ortalama serbest yol,

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi a^2 n} \quad (2.9)$$

denklemleri ile ifade edilir. Ortalama serbest yol ortamdaki atom veya molekül yoğunluğu ile ters orantılıdır. Gama ışını radyografisinde ortalama serbest yol, bir fotonun hedef maddenin atomlarıyla çarpışmaları arasında alacağı ortalama mesafe olarak tanımlanır. Ortalama serbest yol, μ lineer soğurma katsayısı ve ρ maddenin yoğunluğu olmak üzere,

$$\lambda = ((\mu/\rho)\rho)^{-1} = \mu^{-1} \quad (2.10)$$

ile ifade edilir ve gelen foton enerjisine ve maddenin yapısına bağlıdır.

2.6. Çoklu Saçılma Kesri

Numune kalınlığı arttıkça x-ışını spektrumunda Compton tepesinin özellikle düşük enerjili kısmında çoklu saçılmalardan dolayı bir yükselme meydana gelir. Çoklu saçılmaların miktarını belirleyebilmek için de "çoklu saçılma kesri" adı verilen bir parametre kullanılır. Artan numune kalınlığı ile sinyal/gürültü oranı azalır ve çoklu saçılma kesri (MSF) de artar. M_m çoklu saçılmaların sayısı ve M_s tekli saçılmaların sayısı olmak üzere çoklu saçılma kesri,

$$MSF = \frac{M_m}{M_m + M_s} \quad (2.11)$$

ifadesi ile verilir (Singh *et al.* 2006a; Singh *et al.* 2007a; Singh *et al.* 2007b; Singh *et al.* 2008; Singh *et al.* 2009).

2.7. Albedo Sayısı, Enerjisi, Dozu

Yüzeğe gelen birincil fotonların şiddetinin, yüzeyden saçılan fotonların şiddetine oranı olan albedo, yüzeyin yansıtma gücü (özelliği) hakkında bilgi veren bir kavramdır. Ancak, fotonların yüzeyden saçılmasının yanısıra numune içerisinde saçılmalara uğraması da söz konusudur (Markovic *et al.* 2005). Numunenin yoğunluğu ve atom numarası arttıkça foton yansımaları azalır. Atom numarasının artmasıyla fotoelektrik soğurma ihtimali de artar ve dolayısıyla çoklu saçılma ihtimali azalır. Gelen fotonun enerjisi düşükse, fotonlar numune içerisine daha az nüfuz eder ve fotonların geri saçılarak numune dışına çıkma ihtimali (dolayısıyla albedo) artar.

Albedo, astronomide de yaygınca kullanılan bir parametredir. Beyaz bir bulut, üzerine düşen ışığın büyük bölümünü yansıttığı için albedosu büyük; deniz, yüzeyi üzerine düşen ışığın büyük bölümünü soğurduğu ve sadece çok küçük bir bölümünü yansıttığı için albedosu küçüktür. Dünya yüzeyindeki kar ve kum en yüksek albedo oranına sahip

olan cisimler arasındadır. Yeni sürülmüş nemli topraklar ve ormanlık alanlar ise en düşük albedo değerlerine sahiptir. Eğer cisim üzerine gelen ışığın tamamını yansıtıyorsa cismin albedosu 1, tamamını soğuruyor ya da hiç yansıtıyorsa cismin albedosu 0 ve yarısını yansıtıyorsa cismin albedosu 0,5 olarak kabul edilir. En çok bilinen albedolar sayı, enerji ve doz albedolarıdır.

Albedo sayısı, numuneden yansıyan (saçılan) foton sayısının, numune üzerine gelen fotonların sayısına oranı olarak hesaplanır ve A_N ile gösterilir:

$$A_N = \left[\frac{N_{bs} / \varepsilon(E_{bs})}{N_{pp} / \varepsilon(E_{pp}) (1/d\Omega) (1/2)} \right] \quad (2.12)$$

Bu denklemde N_{bs} numuneden geri saçılan fotonların sayısı (Compton tepesi altında kalan alan), N_{pp} fotopiki meydana getiren fotonların sayısı (koherent tepe altında kalan alan), $\varepsilon(E_{bs})$ geri saçılma enerjisi için dedektörün fotopik verimi ve $\varepsilon(E_{pp})$ gelen foton enerjisi için dedektörün fotopik verimidir. Bu ifadede $d\Omega$ katı açısı ve 1/2 ise radyoaktif kaynaktan yayımlanan gama fotonlarının yarısı numune üzerine geldiğinden tekrarı önlemek için kullanılan bir çarpandır.

Gelen foton enerjisinde numuneden çıkan fotonların kesri olan albedo enerjisi A_E ile gösterilip

$$A_E = \left[\frac{E_{bs}}{E} \right] A_N \quad (2.13)$$

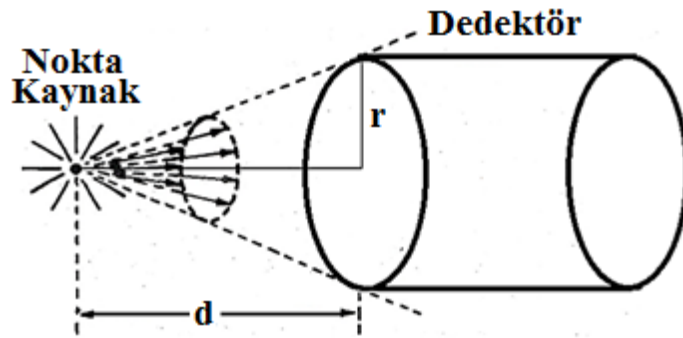
denklemleri ile ifade edilir. Bu denklemde E_{bs} geri saçılan fotonların enerjisi, E gelen fotonların enerjisi ve A_N ise albedo sayısıdır. Albedo dozu ise A_D ile gösterilir ve farklı foton enerjilerine dedektörün cevabını içerir:

$$A_D = A_E \left[\frac{\mu_a(E_{bs})}{\mu_a(E)} \right] \quad (2.14)$$

(2.14) denkleminde A_E albedo enerjisi, $\mu_a(E_{bs})$ saçılan fotonların enerjisi için havanın kütle soğurma katsayısı ve $\mu_a(E)$ ise gelen foton enerjisi için havanın kütle soğurma katsayısıdır (Sabharwal *et al.* 2011a; Sabharwal *et al.* 2011b).

2.8. Katı Açı

Katı açı, bir yüzey parçasının gözlemci merkezli bir birim yarıçaplı küre yüzeyi üzerine izdüşümüdür. Öyleki, bir cismin bu noktadan bakan gözlemciye ne kadar büyüklükte görüldüğünün bir ölçüsüdür. Şekil 2.7'de gösterildiği gibi dedektörden belli bir d mesafesi kadar uzaklıkta bulunan izotropik bir nokta kaynaktan çıkan ve dedektöre giden fotonların kesri katı açı ile belirlenir. Başka bir deyişle, katı açı dedektöre ulaşan fotonların sayısının radyoaktif kaynaktan çıkan fotonların sayısına oranıdır (Tsoulfanidis 1995). Katı açı genellikle Ω ile gösterilir ve birimi steradyandır.



Şekil 2.7. İzotropik bir kaynaktan yayımlanan ve dedektöre ulaşan fotonların oluşturduğu katı açı.

Dedektörün alanı A ve nokta kaynak ile dedektör arasındaki mesafe d olmak üzere katı açı,

$$\Omega = \int d\Omega = \int \frac{\cos \theta}{d^2} dA = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right) \quad (2.15)$$

ifadesi ile verilir.

Şekil 2.8'de görüldüğü gibi merkezleri aynı eksen üzerinde bulunan dairesel bir yüzeye sahip dedektör ile ona paralel bir kaynaktan oluşan deney geometrisinde katı açığı belirlemek için öncelikle geometri faktörü hesaplanır (Conway 2006; Pommé and Paepen 2007; Spasova *et al.* 2007; Pommé and Sibbens 2008; Tsoulfanidis 1995). Numune ile dedektörün Be penceresi arasındaki mesafe d , kaynağın yarıçapı R_s ve dedektör kristalinin yarıçapı R_d olmak üzere geometri faktörü,

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{R_d}{R_s} \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n \frac{\sin^2 \varphi}{\sqrt{x - \cos \varphi} (\sqrt{y} + \sqrt{x - \cos \varphi})} \quad (2.16)$$

ifadesi ile verilir. Geometri faktörü kullanılarak katı açığı,

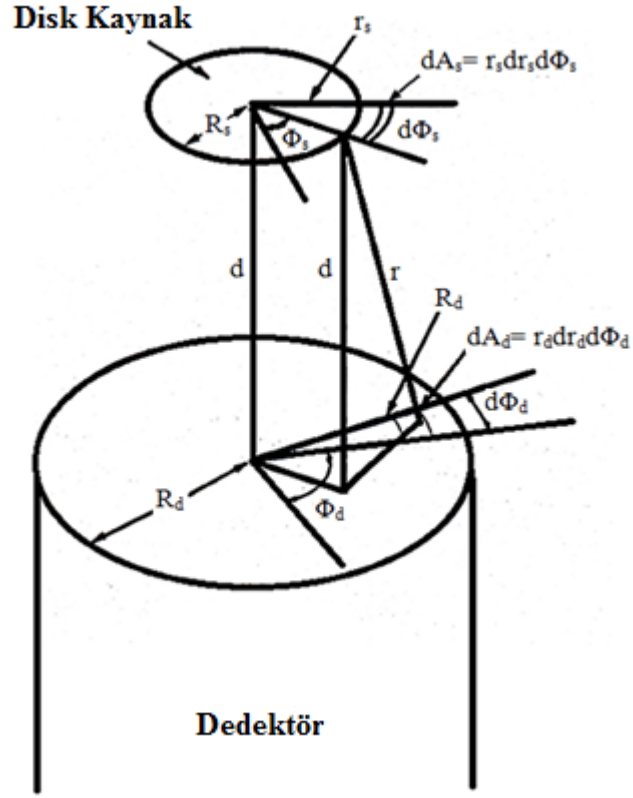
$$\Omega = \frac{2\pi}{n} \frac{R_d}{R_s} \sum_{i=1}^n \frac{\sin^2 \varphi}{\sqrt{x - \cos \varphi} (\sqrt{y} + \sqrt{x - \cos \varphi})} \quad (2.17)$$

ifadesinden hesaplanır. (2.17) denkleminde ki x ve y ,

$$x = \frac{R_s^2 + R_d^2 + d^2}{2R_s R_d} \quad (2.18)$$

$$y = \frac{d^2}{2R_s R_d} \quad (2.19)$$

ile verilir. Kaynak ve dedektör arasındaki uzaklığın değişmesi ile katı açı değişeceğinden, geometrik verim de değişir. Bu yüzden deneyler yapılırken aynı mesafelerin korunmasına özenle dikkat edilmesi gerekir.

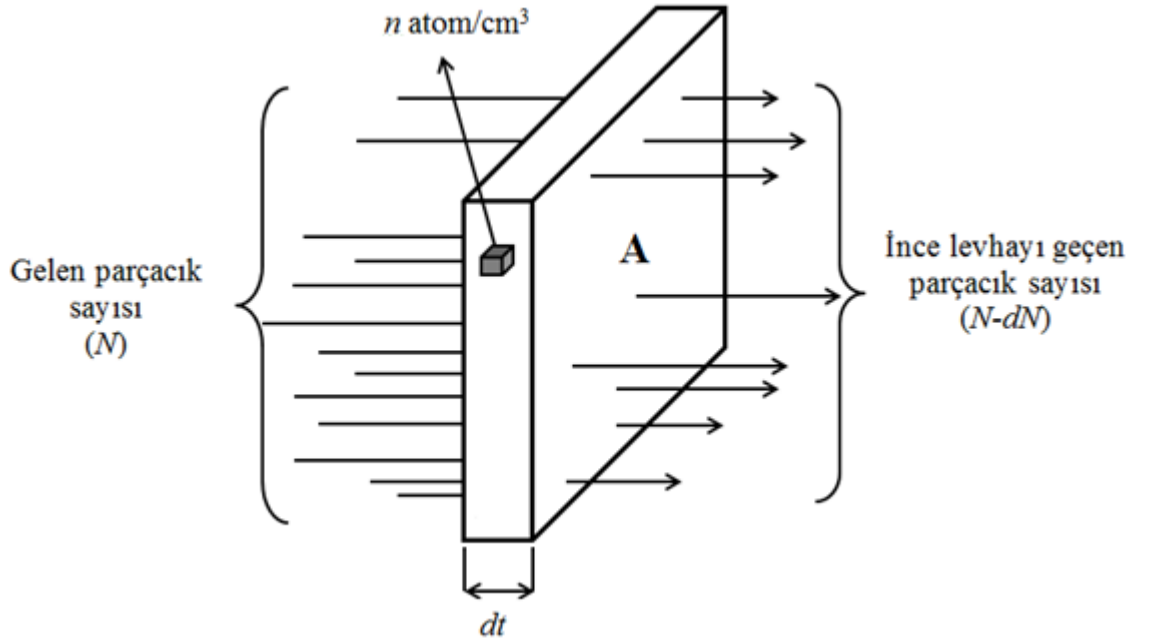


Şekil 2.8. Katı açı hesaplanmasında kullanılan parametreler.

2.9. Tesir Kesiti

Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür ve birimi barn'dır ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Bu nicelik, radyasyonun madde ile etkileşmesine bağlı olarak soğurma veya saçılma tesir kesiti ifadeleri olarak kullanılabilir. Reaktör zırhlamada, enerji taşıma ve depolamada, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında, atomların yapısını incelemeye, yaş tayini yapmada, ilaç sanayisinde ve atomik parametrelerin (flöresans verim, sıçrama oranı, seviye ömrü vb.) belirlenmesinde tesir kesitlerine ihtiyaç duyulmaktadır (Tuzluca 2007).

Her bir atomun gelen fotonla aynı ölçüde etkileşme ihtimaline sahip olacağı kadar ince bir levhayı gözönüne alalım. Bu levhanın yüzey alanı A ve kalınlığı dt olsun (Şekil 2.9). Levhanın birim hacmindeki atom sayısı n ise levhanın hacmi $A dt$ ve bu hacimdeki toplam atom sayısı da $nA dt$ 'dir. Dolayısıyla, birim yüzeye düşen atom sayısı ndt olur. Bir atomu kuşatan etkin alanın σ olduğu düşünüldüğünde, ndt sayıda atomun etkin alanı $n\sigma dt$ 'dir. Buna göre, levhadaki bütün atomların toplam etkin alanı (etkileşme tesir kesiti) $nA\sigma dt$ olur.



Şekil 2.9. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki.

Gelen fotonun maddeyle etkileşmesi sonucu herhangi bir olayın meydana geldiği alan, toplam etkin alandır. Etkin alan kesri ise, toplam etkin alanın toplam yüzey alanına oranıdır. Etkin alan kesri F ile gösterilir ve,

$$F = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Toplam yüzey alanı}} = \frac{nA\sigma dt}{A} = n\sigma dt \quad (2.20)$$

denklemleri ile ifade edilir. Bu nicelik, levha üzerine gelen fotonların I şiddetinde meydana gelen değişiklik kesri,

$$\frac{dI}{I} = -(n\sigma dt) \quad (2.21)$$

denklemleri ile verilir. Buradaki negatif işaret, artan kalınlık (t) ile şiddetin (I) azalacağı anlamına gelir. Gelen foton şüasının başlangıçtaki şiddeti I_0 ve t kalınlığındaki levhayı geçtikten sonraki şiddeti I olmak üzere,

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

ifadesi yazılabilir. Bu ifade, ince levhaya gelen parçacıkların sayısı N_0 ve t kalınlığındaki levhayı geçen parçacıkların sayısı N olmak üzere,

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.23)$$

şeklinde de yazılabilir. $n\sigma t \ll 1$ durumu, levhanın geometrik olarak çok ince ve σ 'nın çok küçük olduğunu ifade eder. Eğer $e^{-n\sigma t} \ll 1$ ise, $e^{-n\sigma t}$ ifadesi yerine $(1 - n\sigma t)$ ifadesi yazılabilir ve bu durumda (2.23) ifadesi,

$$N = N_0(1 - n\sigma t) \quad (2.24)$$

şeklinde yazılır. Böylece t kalınlığını geçerken herhangi bir etkileşmeye giren parçacıkların sayısı N_s için,

$$N_s = N_0 - N = N_0 - N_0(1 - n\sigma t) = N_0 n\sigma t \quad (2.25)$$

ifadesi yazılabilir. Bu denklem kullanılarak σ tesir kesiti için,

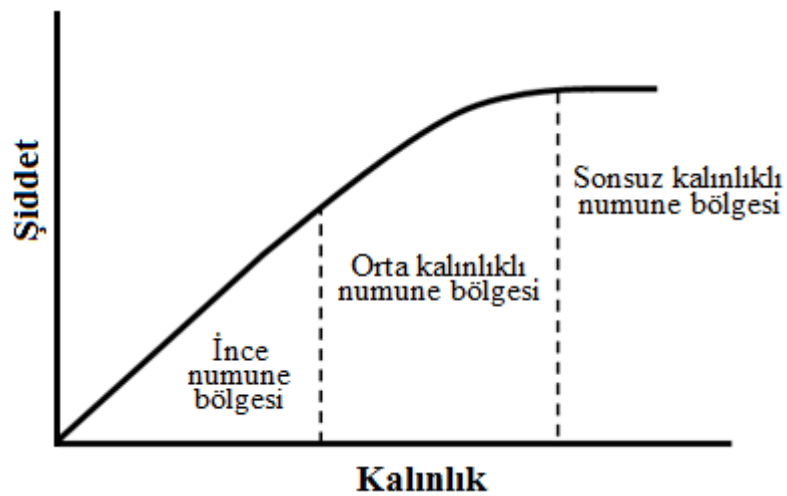
$$\sigma = \frac{N_s}{N_0 n t} \quad (2.26)$$

elde edilir. Tesir kesiti ne kadar büyükse, birim zamanda gerçekleşen etkileşme sayısı da o kadar fazladır (Turşucu 2012; Gökçe 2013).

2.10. Kritik (Sonsuz) Kalınlık

İnce kalınlıklı numunelerde şiddet kalınlıkla lineer olarak artarken, orta kalınlıklı numunelerde şiddet artan kalınlıkla lineer olarak artmamaktadır. Çünkü hem birincil fotonlar için hem de ikincil x-ışınları için azaltma etkisi numune kalınlığı arttıkça artmaktadır. Bu nedenle numune yüzeyinden daha derinlere inildikçe, birincil foton şiddeti zayıflayacak ve dolayısıyla derin bölgelerde az sayıda ikincil fotonlar üretilecektir. Bu bölgelerde üretilen ikincil x-ışınlarının enerjileri birincil fotonlarından daha düşük olduğundan, bunların yüzeye çıkma ihtimali daha da küçük olur. İkincil x-ışınlarının numune yüzeyine çıkamadıkları kabul edilen en küçük kalınlığa kritik kalınlık denir. Kalınlığın daha büyük değerlerinde şiddette önemli bir artış meydana gelmez (Bertin 1975).

Şekil 2.10'da görüldüğü gibi kritik kalınlıktan sonraki bölgede, ikincil x-ışınları yüzeye ulaşamadıkları için, numune kalınlığının artmasının şiddete önemli bir katkısı olmaz.



Şekil 2.10. Kritik kalınlık.

Kalınlığı t olan bir numuneden yayımlanan I şiddeti,

$$I_t = kI_0(\csc \phi) \int_0^t \exp\left[-\overline{(\mu/\rho)}\rho t\right] dt = \frac{kI_0(\csc \phi) \left[1 - \exp-\overline{(\mu/\rho)}\rho t\right]}{\overline{(\mu/\rho)}\rho} \quad (2.27)$$

şeklinde yazılabilir. Kritik kalınlıkta $t = \infty$ alınırsa,

$$I_\infty = \frac{kI_0(\csc \phi)}{\overline{(\mu/\rho)}\rho} \quad (2.28)$$

ve

$$I_t / I_\infty = \left[1 - \exp-\overline{(\mu/\rho)}\rho t\right] \quad (2.29)$$

veya

$$\log_e \left[1 - \frac{I_t}{I_\infty}\right] = \left[-\overline{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)}\rho t\right] \quad (2.30)$$

denklemini elde edilir.

Kritik kalınlık ($I_t / I_\infty = 1$ şartını sağlayan) hesaplamak için, (2.30) denkleminde $I_t / I_\infty = 0,999$ alınarak bulunur. Bu denklemde (μ/ρ) kütle soğurma katsayısı olup, ρt ise numunenin kütle kalınlığıdır.

Kritik kalınlık, ikincil x-ışınlarının enerjisine ve incelenen numunenin muhtevasına bağlı olarak farklı numuneler ve analitler için farklıdır. Kritik kalınlıktan daha az kalınlığa sahip numuneler için kalınlık artarken, soğurma etkileri saçılan birincil x-ışınlarına göre yayınlanan analit çizgi şiddeti için daha hızlı artar. Dolayısıyla kritik kalınlığa yaklaşırken hassasiyet azalır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Deney Sistemi

3.1.1. Yarıiletken dedektörler ve sayma işlemi

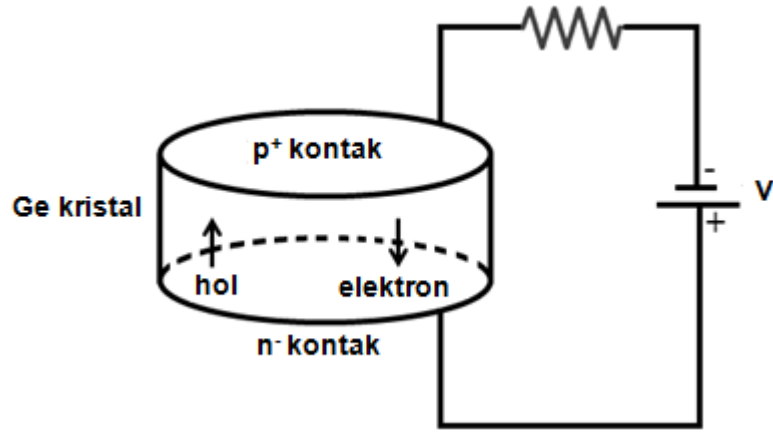
Elektronik olarak ölçülebilir pulsların üretilmesi için, yeteri kadar elektron ve iyonun oluşturulup toplanması gerekir. Bunun için, gönderilen radyasyon ile atomdan çok sayıda elektronun koparılması ve bunların dedektörün elektrotlarında toplanmasına ihtiyaç vardır. Çok miktarda yük oluşturulması, radyasyonun türüne, şiddetine ve enerjisine bağlı olduğu gibi iyonlaşan atom veya moleküllerin cinsine de bağlıdır. Oluşturulan zıt işaretli yüklerin kolayca yeniden birleşmelerinin önemli ölçüde önlenmesi ancak yalıtkan bir malzeme ile sağlanabilir. Sayma işleminde çok önemli olan bu iki özelliği de sağlayabilen yarıiletken malzemeler, dedektör yapımında tercih edilmektedir. Yarıiletken dedektörlerin yapımında genellikle silisyum (Si), germanyum (Ge), civa iyodür (HgI), kadmiyum tellür (CdTe) ve kadmiyum çinko tellür (CdZnTe) gibi yarıiletken malzemeler kullanılmaktadır.

Katılarda elektronların davranışı bant teorisi ile açıklanmaktadır. Bu teoriye göre, değerlik elektronları ile tamamen dolu olan valans bandı, iletkenliği sağlayan elektronların bulunduğu iletkenlik bandı ve valans bandı ile iletkenlik bandı arasında da yasak enerji aralığı (E_g) denilen bir bölge (boşluk bandı, deplasyon bölgesi) bulunmaktadır. Yasak enerji aralığının büyüklüğü yalıtkanlarla yarıiletkenler arasındaki farkı belirler ve bu aralık yalıtkanlarda 5 eV'tan daha büyük olup, yarıiletkenlerde 1 eV civarındadır (Olçay 2007). En çok kullanılan yarıiletkenlerden olan Ge için yasak enerji aralığı 0,67 eV iken Si için bu aralık 1,12 eV'tur.

Saf germanyum kristalinde cm^3 başına yaklaşık 10^{10} tane safsızlık (kirlilik) atomu bulunmaktadır. Bu kristalden yapılmış dedektörlere, yüksek saflıktaki dedektörler adı verilmektedir (HPGe dedektörü gibi). Yüksek saflıktaki germanyum dedektörlerinin en

önemli özelliği, diğer dedektörlere göre daha iyi enerji çözünürlüğüne sahip olmalarıdır. Ayrıca normal bir germanyumda bir elektron-boşluk çifti oluşturabilmek için verilmesi gereken eşik voltajı, normal yarıiletken dedektörlere göre oldukça düşüktür. Bu durum daha düşük enerjili gama ışınlarının ölçülmesinin yanında, sayım kapasitesinin artmasını da sağlamaktadır.

Şekil 3.1'de düzlemsel HPGe dedektörün Ge kristalinin fotonla etkileşimi gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Düzlemsel HPGe dedektörün Ge kristalinin fotonla etkileşimi.

Bir foton dedektör kristali ile etkileştiğinde, gelen foton kristalin valans bandındaki elektronlarını iletkenlik bandına uyarır. Valans bandındaki bir elektronun iletkenlik bandına geçebilmesi için, enerjisinin en az yasak enerji aralığınınınine eşit olması gerekir. Altın elektrot ve ölü tabakayı geçerek deplasyon bölgesine (yasak enerji aralığına) gelen fotonlar enerjileri bitinceye kadar elektron-hol (elektron-boşluk) çiftleri oluştururlar. Ölü tabaka, fotonların deplasyon bölgesine ulaşmadan enerji kaybına uğradıkları veya soğuruldukları bir bölgedir ve bu bölgenin sayıma hiçbir katkısı yoktur. Radyasyonun iyonlaştırma etkisiyle dedektör kristalinde oluşan yüklerin elektrotlarda toplanmasını sağlamak, deplasyon bölgesinin genişliğini artırmak ve böylece fotonun etkileşim alanını genişletmek amacıyla, dedektörler ters beslemde

uygulanan yüksek voltajla çalıştırılırlar. Sayıma katkı veren kısmına dedektörün aktif hacmi denilmektedir.

Dedektör kristalinin hava ile termal etkileşimini önlemek için, dedektör ünitesi vakumlu bir kriyostat içerisinde tutulur. Buna ilâve olarak, bant aralığı küçük olan Ge gibi kristallerde azınlık taşıyıcılarının neden olduğu sızıntı akımından kaynaklanan elektronik gürültüyü azaltmak, Li katkılanmış kristalin kullanıldığı dedektörlerde ise oda sıcaklığında dahi Li atomlarının sürüklenmeye devam etmesini önlemek için dedektörler daima düşük sıcaklıklarda, meselâ sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmalıdır. Bunun için dedektör kristalleri, içerisinde sıvı azot bulunan bir devar kabına yerleştirilir. Dış ortamdan gelebilecek kirlilikleri ve hasarı önlemek için, foton geçişinin olacağı kısım genellikle Be pencere ile kapatılır. Berilyumun tercih edilme nedenleri, erime noktasının yüksek olması (1287°C), normal sıcaklıklarda hava ile oksitlenmemesi, basınç farkına dayanıklı bir metal olması ve atom numarasının küçük olmasından dolayı x-ışınları için geçirgenliğinin yüksek olmasıdır.

Dedektöre uygulanan yüksek potansiyelden dolayı meydana gelen elektrik alan vasıtasıyla p ve n tipi bölgelerde bulunan Au elektrotlarda toplanan yükler süpürülerek alan etkili transistör (FET) vasıtasıyla akım pulsuna dönüştürülür. İletkenliği sağlayacak olan elektronların sayısı ve dolayısıyla oluşan pulsun genliği gelen fotonun enerjisi ile orantılıdır. Dedektör kristaline yakın bir yerde bulunan FET de sıvı azot sıcaklığında tutularak mikrofonik denilen elektronik gürültünün az olması sağlanır.

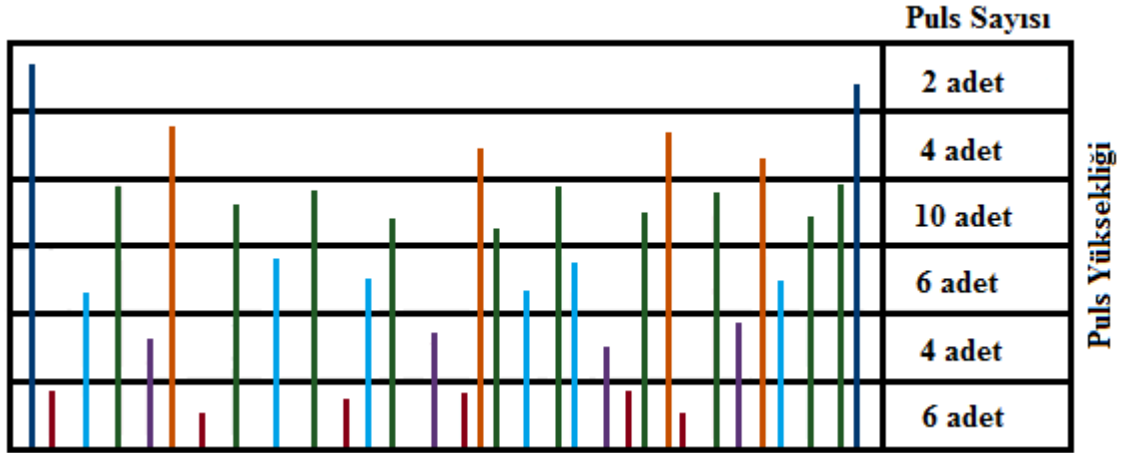
Ön yükseltici (preamplifier), kendisine gelen akım pulsunu potansiyel (voltaj) pulsuna dönüştürür. Buradan çıkan pulsların yükseklik ve genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile orantılı olmalıdır. Yükseltici ise, ön yükselticiden gelen voltaj pulsunun yüksekliğini analizi yapılabilecek kadar yükseltir ve en iyi enerji ayırımını yapabilecek şekillendirmeyi sağlar.

Ön yükselticiler küçük sinyal akımını daha geniş sinyal pulsuna dönüştürmek için ana yükselticiye düşük dirençli (50 ohm) kablolarla bağlanır. Dirençli geri beslemeli

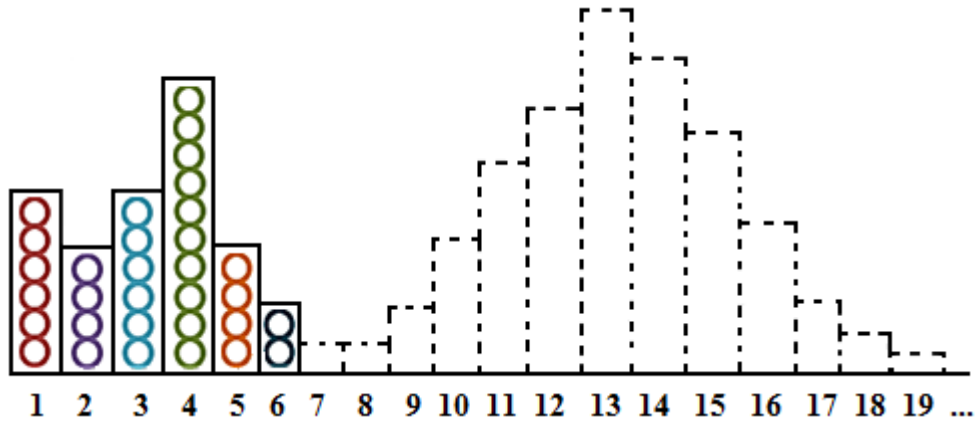
(resistive feed-back (RFB)) ve optik pulslu geri beslemeli (pulsed optical feed-back (POFB)) olmak üzere iki farklı ön yükseltici vardır. RFB ön yükselticiler puls şekillendirme çıkışına sahip oldukları için genel amaçlı dedektörlerde kullanılır. POFB ön yükselticiler ise düşük enerji bölgesindeki yüksek rezolüsyonlu spektrometrelerde kullanılırlar. Bütün POFB ön yükselticilerin ön kısmının (FED ve LED) dedektöre yakın olması ve soğuk tutulması gerekir.

Yükseltici üzerinde unipolar ve bipolar olmak üzere iki tane çıkış bulunmaktadır. Unipolar çıkış kullanıldığında ya tamamen pozitif ya da tamamen negatif bir sinyal elde edilir. Bipolar çıkış kullanıldığında ise sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahip olur. Genellikle unipolar çıkış tercih edilerek daha iyi sinyal/gürültü oranı elde edilebilir. Puls şeklini belirleyen şekillenme zamanı (shaping time) da yükseltici üzerinde bulunmaktadır. Şekillenme zamanının uzun tutulması, spektrumdaki piklerin daha iyi ayrılmasını sağlayacak, yani rezolüsyonu iyileştirecektir, fakat sayma hızını azaltacaktır (Aylıkçı 2006).

Analog sayısal dönüştürücü (Analog Digital Converter-ADC), yükselticiden gelen pulsları (sinyalleri) sayısal hale dönüştürür. Çok kanallı analizör (Multi Channel Analyzer, MCA) ise, sayısal hale getirilmiş pulsları genlikleri ile orantılı olarak uygun kanallara yerleştirerek bilgisayarın hafızasına kaydedilmesini sağlar. Şekil 3.2'de pulsların yüksekliğine göre sıralanışı gösterilmektedir. Her kanal belli bir puls yüksekliğine veya enerjiye karşılık gelir ve sayım süresince gelen pulsların birikmesiyle tepeler (pikler) oluşur (Şekil 3.3). Bu piklerin bir araya gelerek enerji ve kanala karşı oluşturdukları şiddet desenine spektrum adı verilir.



Şekil 3.2. Pulsların yüksekliklerine göre gruplandırılması.

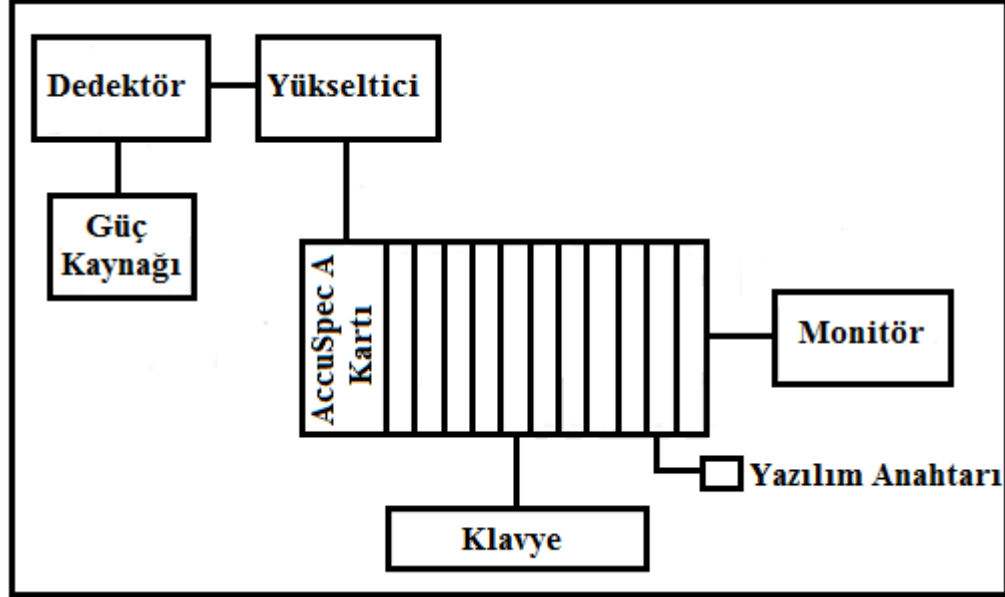


Şekil 3.3. Pulsların yüksekliklerine göre farklı kanallara yerleştirilerek pik oluşturulması. İlk pik Şekil 3.2'deki gruplandırmaya göre çizilmiştir.

3.1.2. HPGe dedektörlü ölçüm sistemi

HPGe dedektörün kullanıldığı bu tez çalışmasında analizör için 4096 kanal seçilmiştir. Yapılan ölçümlerde "Accuspec A" denilen, üzerinde çok kanallı analizörü barındıran harici bir kart bilgisayara yerleştirilerek spektrumlar elde edilmiştir ve elde edilen spektrumların değerlendirilmesinde Genie-2000 programından faydalanılmıştır. Sayma işlemi için gerekli olan sistem bileşenleri Şekil 3.4'de şematik olarak gösterilmiştir. Kullandığımız sayma sisteminde sadece MCA programı bilgisayar üzerinden, güç

kaynağı ve yükseltici ise manuel olarak kontrol edilmiştir. Başlangıçta belirlenen bu ayarlar deney süresince sabit tutulmuştur.



Şekil 3.4. Sayma sisteminin şematik gösterimi.

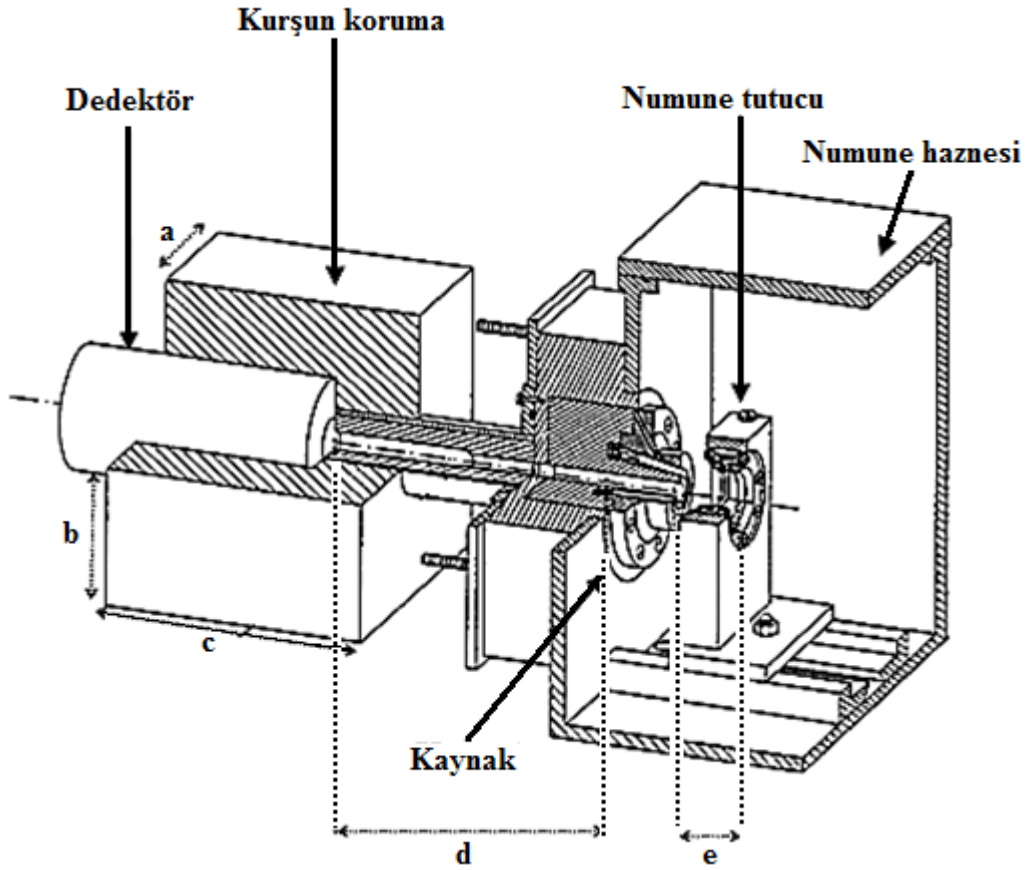
Genie-2000 programının formatına (CNF uzantılı) göre elde edilmiş olan ham veriler, MATLAB 7.0 programında yazılan ve CNF uzantılı dosyayı bir text-dosyası formatına çeviren bir program vasıtasıyla gerekli dönüşüm yapılarak, Microcal Origin 7.5 (Demo version) programında çizdirilmiştir. Bu program kullanılarak piklerin enerjileri ve net alanları belirlenmiştir.

Dedektör kristali, dedektörün aktif hacmi, Be pencere ve besleme gerilimi gibi ihtiyaç duyulan bilgiler için üretici firma (DSG, Detector Systems GmbH) tarafından hazırlanan katalogdan yararlanılmıştır.

HPGe dedektör için aktif çap 16 mm, aktif alan 200 mm², dedektörün hassas derinliği (aktif kalınlık) 10 mm, pencereden uzaklık (Ge kristal ile Be pencere arasındaki uzaklık) 5 mm, Be pencere kalınlığı 0,12 mm, besleme gerilimi -1500 V, rezolüsyon 5,9 ve 122 keV'de sırasıyla 182 ve 488 eV'dur.

3.1.3. Numune odası

Bu tez çalışmasında incelenen numuneler, numune odası olarak adlandırılan bir hazne içerisinde bulunan numune tutucuya yerleştirilmiştir. Numune odası, deneyin gerçekleştiği alanı küçülterek havadan veya dış ortandan kaynaklanan soğurulma ve saçılma etkilerini azaltmak amacıyla kullanılmıştır. Deney sistemi şematik olarak Şekil 3.5'de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Dedektör zırhı ve numune odası (a=6,5 cm, b=6,3 cm, c=13,5 cm, d=11 cm, e=4,4 cm).

Numune odasında bulunan 5 Ci'lik ^{241}Am halka kaynak konik bir kurşun kolimatör içerisine yerleştirilmiştir. Bu tez çalışmasında incelenen numuneler için spektrumların elde edilme süreleri 1800 s olarak seçilmiştir.

3.2. Numunelerin Hazırlanması

3.2.1. Sonsuz kalınlığa göre hazırlanan numuneler

Sonsuz kalınlık, $I_t/I_\infty = 0,999$ alınarak (2.30) denkleminde hesaplanmıştır. Bu denklemden kütle soğurma katsayılarının elde edilmesi için WinXCOM programı kullanılmıştır. İlgilenilen materyalin belli enerjilerdeki x- veya γ -ışınları için kütle soğurma katsayıları, ilk versiyonu Berger and Hubbell (1987\1999) tarafından 1987 yılında hazırlanan ve daha sonra 1999 yılında 3.01 versiyonu düzenlenen XCOM programının Windows altında çalışan versiyonu olan WinXCOM (Gerward *et al.* 2001) programı ile bulunmuştur. Bu program tüm element, bileşik ve karışımlar için standart ve seçilen enerjilerde kısmî ve toplam kütle soğurma katsayılarını hesaplamak için karışım kuralını kullanır. 59,54 keV enerjili fotonlar için PbO ve HgO'nin kütle soğurma katsayıları sırasıyla 4,77 cm²/g ve 4,44 cm²/g'dır. PbO ve HgO'nin sonsuz kütle kalınlıkları sırasıyla 1,448 g/cm² ve 1,556 g/cm² olarak hesaplanmıştır. Numuneler hazırlanırken, kütle kalınlığının yapılabilecek en ince pellet numunenin kalınlığı ile hesaplanan sonsuz kütle kalınlığı arasında eşit aralıklı olarak dağılım göstermesine özen gösterilmiştir.

Numuneler hazırlanırken toz halindeki PbO ve HgO 10⁻⁵ gram hassasiyete sahip terazi kullanılarak tartılmış ve içerisine selüloz eklenerek mikserde 5 dakika karıştırılmıştır. Böylece toz numunelerin homojen bir dağılım göstermesi sağlanmıştır. Daha sonra numuneler 5 tonluk basınç altında preslenerek 0,65 cm yarıçapında pelletler haline getirilmiştir.

Kalınlığa bağlı olarak çoklu saçılmaların değişimini incelemek için, PbO kullanılarak 2,13 g'dan 0,06 g'a kadar eşit kütle kalınlık aralıklı 13 adet numune hazırlanmıştır. Ayrıca bu numuneler içerisinden rastgele seçilen bir kalınlığa sahip numuneden 10 tane hazırlanarak bunlar istatistik amaçlı ölçümlerde kullanılmıştır.

HgO kullanılarak hazırlanan numunelere, numune kütlesinin %25'i kadar selüloz ilâve edilmiştir. 2,19 g'dan 0,04 g'a kadar eşit kütle kalınlık aralıklı 15 adet numune hazırlanmıştır. İstatistiksel hesaplamalar için, rastgele seçilen bir kalınlığa sahip HgO numunesinden 10 tane daha hazırlanmıştır.

3.2.2. Ortalama atom numarasına göre hazırlanan numuneler

PbO ve HgO'dan hazırlanan numunelerin ortalama atom numarasını değiştirmek için selüloz kullanılmıştır. Kullanılan bileşikteki toplam atom sayısı n , bileşik içerisinde bulunan i . türden atomların sayısı n_i ve atom numarası Z_i olmak üzere bir bileşiğin ortalama atom numarası,

$$\bar{Z} = \frac{\sum_i n_i Z_i}{n} \quad (3.1)$$

ifadesi ile verilir. Selülozun ortalama atom numarası 4,095, PbO'nun ortalama atom numarası 45,0 ve HgO'nun ortalama atom numarası ise 44,0'dır. Selüloz katılarak hazırlanan numunelerin ortalama atom numarası,

$$\bar{Z}_{SN} = \left[\%C_S \times \bar{Z}_S \right] + \left[\%C_N \times \bar{Z}_N \right] \quad (3.2)$$

ifadesi ile hesaplanabilir. Bu denklemdeki \bar{Z}_{SN} selülozlu numunenin ortalama atom numarası, $\%C_S$ selülozun kütle konsantrasyonu, $\%C_N$ numunenin (PbO veya HgO) kütle konsantrasyonu, \bar{Z}_S ve \bar{Z}_N ise sırasıyla selüloz ve numunenin ortalama atom numaralarıdır.

Numuneler hazırlanırken önce rastgele bir kütle miktarı belirlenmiştir (PbO içeren numuneler için 0,30 g ve HgO içeren numuneler için 0,50 g). İlk numune sadece selülozdan hazırlanmıştır. Sonra selülozun kütlece miktarı 0,025 g azaltılıp, PbO (veya HgO)'in miktarı ise 0,025 g'lık ilavelerle giderek artırılmıştır. Son numune ise selüloz

içermeyen numunedir. Selülozlu numunelerde, numune (PbO veya HgO) ve selülozun kütle konsantrasyonu (%),

$$\%C_{N(S)} = \frac{m_{N(S)}}{m_N + m_S} \quad (3.3)$$

ifadesi ile hesaplanmıştır. Burada m_N numunenin (PbO veya HgO) kütlesi ve m_S selülozun kütlesidir.

Hazırlanan numunelerin 59,54 keV'lik foton enerjisi için kütle soğurma katsayıları WinXCOM programında karışım kuralı kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Çizelge 3.1 ve 3.2'de sırasıyla PbO ve HgO ile hazırlanan selülozlu numuneler için teorik kütle soğurma katsayıları ve ortalama atom numaraları verilmiştir. Çizelgelerden görüldüğü gibi, artan ortalama atom numarası ile kütle soğurma katsayısı da artmaktadır.

Çizelge 3.1. PbO içeren selülozlu numunelerin teorik kütle soğurma katsayıları ve ortalama atom numaraları.

Numune numarası	PbO (%)	C ₆ H ₁₀ O ₅ (%)	μ_m (cm ² /g)	\bar{Z}
1	0,000	1,000	0,193	4,095
2	0,084	0,916	0,578	7,534
3	0,169	0,831	0,966	11,002
4	0,250	0,750	1,340	14,308
5	0,335	0,665	1,720	17,794
6	0,417	0,583	2,100	21,135
7	0,500	0,500	2,480	24,551
8	0,584	0,416	2,860	27,963
9	0,666	0,334	3,240	31,327
10	0,750	0,250	3,620	34,763
11	0,832	0,168	4,000	38,108
12	0,915	0,085	4,380	41,539
13	1,000	0,000	4,770	45,000

Çizelge 3.2. HgO içeren selülozlu numunelerin teorik kütle soğurma katsayıları ve ortalama atom numaraları.

Numune numarası	HgO (%)	C ₆ H ₁₀ O ₅ (%)	μ_m (cm ² /g)	\bar{Z}
1	1,000	0,000	4,440	44,000
2	0,922	0,078	4,110	40,889
3	0,845	0,155	3,780	37,829
4	0,768	0,232	3,450	34,760
5	0,692	0,308	3,130	31,696
6	0,615	0,385	2,800	28,647
7	0,538	0,462	2,480	25,574
8	0,462	0,538	2,150	22,525
9	0,385	0,615	1,830	19,445
10	0,308	0,692	1,500	16,381
11	0,232	0,768	1,180	13,338
12	0,155	0,865	0,849	10,339
13	0,078	0,922	0,523	7,192
14	0,000	1,000	0,193	4,095

3.3. HPGe Dedektörün Fotopik Verimi

3.3.1. K kabuğu x-ışını üretim tesir kesitinin hesaplanması

Karakteristik x-ışını şiddeti, ilgili elementin tesir kesitine, o x-ışınının flöresans verimine, uyarıcı radyasyonun şiddetine, elementin numune içindeki miktarına (konsantrasyon), geometrik faktöre, öz soğurma faktörüne ve x-ışınlarının sayıldığı dedektörün verimliliğine bağlıdır. Buna göre, herhangi bir karakteristik K_i XRF üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{K_i} = \frac{I_{K_i}}{I_0 G \varepsilon_{K_i} \beta t} \quad i = [\alpha_{1,2}, \beta_{1,2}] \quad (3.4)$$

ifadesi ile deneysel olarak hesaplanabilir. (3.4) denklemindeki I_{K_i} birim zamanda ölçülen karakteristik K_i x-ışını şiddeti (ilgilenilen tepenin altındaki net sayım), I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyonun şiddeti), G kaynak-

numune ve numune dedektör konumuna bağlı geometri faktörü, ε_{K_i} K_i x-ışını fotonu için dedektör verimi ve t numunenin kütle kalınlığı (g/cm^2)'dir. β uyarıcı fotonlar ve yayımlanan K x-ışını fotonları için öz soğurma düzeltme faktörüdür.

K tabakası soğurma kıyasından büyük enerjilere sahip fotonlarla uyarılan elementlerin K tabakasının fotoiyonizasyonu sonucu oluşan boşlukların doldurulmasıyla yayınlanan karakteristik x-ışınlarının σ_{K_i} $i = (\alpha, \beta)$ XRF tesir kesitleri K tabakasına ait parametreler kullanılarak,

$$\sigma_{K_i} = \sigma_K(E) w_K F_{K_i} \quad i = \alpha, \beta \quad (3.5)$$

denklemleriyle teorik olarak hesaplanabilir. Burada fotoiyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_K(E)$) Scofield (1973)'in tablolarından, K tabakası flöresans verimi (w_K) Krause (1979)'un tablolarından ve K_i x-ışınları için x-ışını yayınlama kesirleri (F_{K_i}) için $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ ve $I_{K\alpha}/I_{K\beta}$ K x-ışını şiddet oranları ise Scofield (1974)'ün tablolarından alınmıştır. K_α ve K_β x-ışınları için kısmi emisyon hızları,

$$F_{K\alpha} = \left(1 + I_{K\beta}/I_{K\alpha}\right)^{-1} \quad \text{ve} \quad F_{K\beta} = \left(1 + I_{K\alpha}/I_{K\beta}\right)^{-1} \quad (3.6)$$

ifadesi ile verilir.

3.3.2. Öz soğurma düzeltme faktörünün hesaplanması

Ölçülen x veya γ -ışını şiddeti, yayımlanan x veya γ -ışını şiddetinden daha az olmaktadır. Soğurulmadan kaynaklanan etkinin giderilmesi için ihtiyaç duyulan öz soğurma düzeltme faktörü,

$$\beta_{ki} = \frac{1 - \exp[-(\mu_i/\cos\theta_1 + \mu_e/\cos\theta_2)t]}{(\mu_i/\cos\theta_1 + \mu_e/\cos\theta_2)t} \quad (3.7)$$

ifadesi ile hesaplanır. Bu denklemde μ_i uyarıcı fotonlar ve μ_e yayımlanan karakteristik x-ışınları için kütle soğurma katsayılarıdır (cm²/g). θ_1 uyarıcı fotonların ve θ_2 ise yayımlanan x-ışınlarının çalışılan geometride numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılardır. Bu çalışmada $\theta_1 = 168^\circ$ ve $\theta_2 = 0^\circ$ 'dir. μ_i ve μ_e değerleri WinXCOM programı kullanılarak hesaplanabilir. Öz soğurma düzeltme faktörü numune, hava ve dedektörün soğurmaları gözönüne alınarak belirlenmiştir. Be pencere kalınlığı 0,12 mm ve havanın kalınlığı ise numune ile Be pencere arasındaki uzaklık olup 15,4 cm'dir.

3.3.3. $I_0G\varepsilon$ 'nin hesaplanması

I_0 , G ve ε_{K_i} 'nin ayrı ayrı ölçülmesi veya hesaplanması oldukça zor ve zaman alıcıdır. Fakat bunların çarpımı olan $I_0G\varepsilon_{K_i}$, ilgili enerji bölgesinde çizgileri olan çeşitli elementlerin K x-ışınlarının şiddetlerini ölçmek suretiyle kolayca belirlenebilir. Bu ölçüler çalışılan deney geometrisinde ve ortam şartlarında alınmalıdır. Bu çalışmada $I_0G\varepsilon_{K_i}$ değeri V, Co, Zn, Y, Cd, Ba, Dy, Lu, Hg ve Pb elementlerinin uyarılması sonucunda elde edilen K_α veya K_β x-ışınlarının ortalama enerjileri kullanılarak,

$$I_0G\varepsilon_{K_i} = \frac{I_{K_i}}{\sigma_{K_i}\beta t} \quad (3.8)$$

denklemini ile hesaplanır. Ortalama K_α ve K_β enerjileri için Storm and Israel (1970) tablolarından faydalanılmıştır. Karakteristik x-ışını enerjilerinin bir fonksiyonu olarak çizilen $I_0G\varepsilon$ grafiği,

$$E_{K_i}^3 \log(I_0G\varepsilon_{K_i}) = A_0 + A_1E_{K_i}^1 + A_2E_{K_i}^2 + A_3E_{K_i}^3 + A_4E_{K_i}^4 \quad (3.9)$$

bağıntısına fit edilebilir. İstenilen enerjideki $I_0 G \varepsilon_{K_i}$ değeri buradan kolaylıkla elde edilebilir. Burada E_{K_i} , K_i x-ışını enerjisi ve A_0 , A_1 , A_2 , A_3 ve A_4 en küçük kareler metodundan bulunabilecek sabitlerdir. Bu şekilde bulunan fit edilmiş değerlerle deneysel değerler arasındaki fark %2'den küçüktür. Aslında bu farkın önemli bir kısmı, enerji için hesaplanan ortalama değerlerin enerjiyi tam temsil etmemesinden kaynaklanmaktadır (Rao *et al.* 1993; Demir 2005).

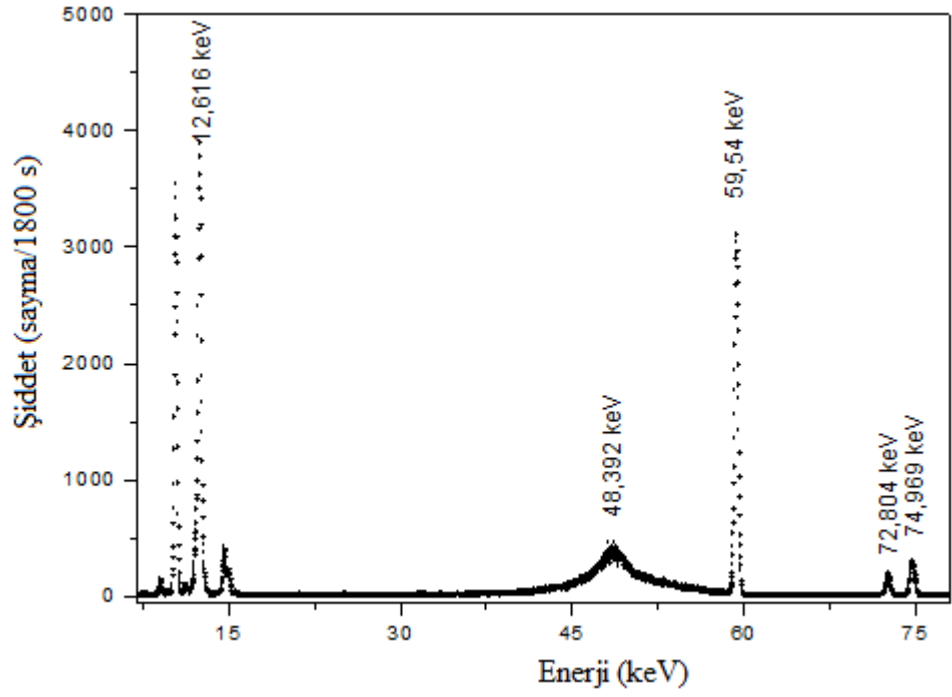
Deneylerde kullanılan V, Co, Zn, Y, Cd, Ba, Dy, Lu, Hg ve Pb numunelerin kütle kalınlıkları sırasıyla; 0,173, 0,174, 0,168, 0,176, 0,174, 0,170, 0,166, 0,179, 0,184 ve 0,178 g/cm²'dir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

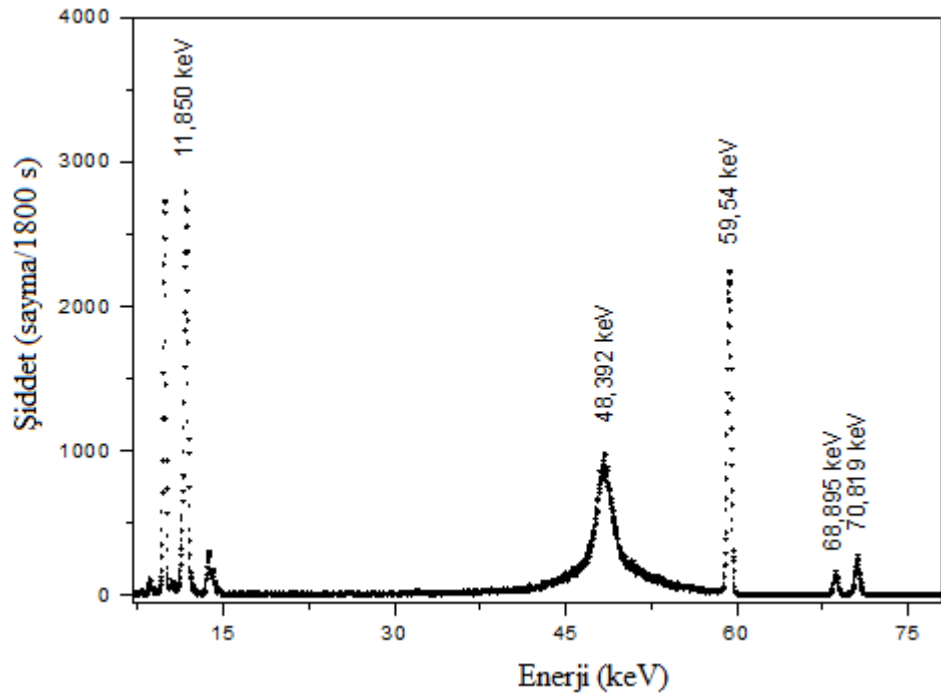
4.1. Numune Kalınlığı ile Karakteristik ve Saçılma Tepelerinin Şiddetlerindeki Değişimin İncelenmesi

Tez çalışmasının bu kısmında, farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerinin karakteristik K ve L x-ışını tepeleri ile Compton ve koherent tepelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir. PbO numuneleri için sırasıyla $\bar{E}_{L\beta} = 12,616$ keV, $E_{K\alpha 2} = 72,804$ keV ve $E_{K\alpha 1} = 74,969$ keV enerjili tepeler ve HgO numuneleri için $\bar{E}_{L\beta} = 11,850$ keV, $E_{K\alpha 2} = 68,895$ keV ve $E_{K\alpha 1} = 70,819$ keV enerjili tepeler gözönünde bulundurulmuştur. Ayrıca spektrumdaki $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV ve $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili saçılma tepeleri de analiz edilmiştir.

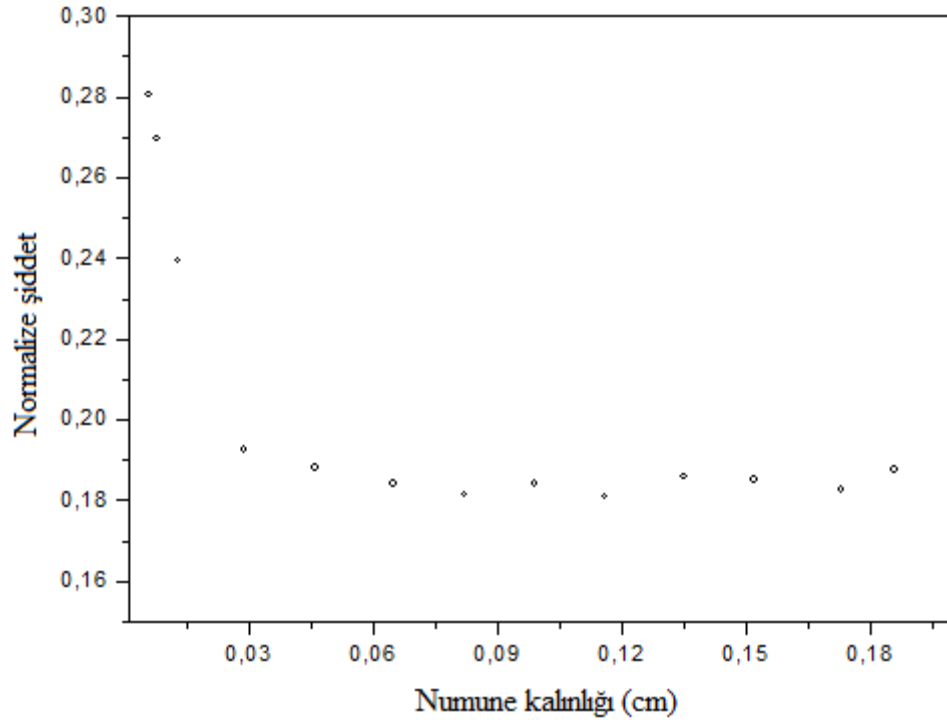
Şekil 4.1'de 0,099 cm kalınlıklı PbO numunesinden ve Şekil 4.2'de 0,049 cm kalınlıklı HgO numunesinden elde edilen spektrumlarda ilgilenilen karakteristik ve saçılma tepeleri gösterilmiştir. Bu tepelerin altındaki alanlar (şiddet) Origin 7.5 programı kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen şiddetler PbO numuneleri için 386-4096 kanal aralığındaki toplam saymaya ve HgO numuneleri için 319-4096 kanal aralığındaki toplam saymaya bölünerek normalize edilmiştir. Numune kalınlığının artmasıyla karakteristik, Compton ve koherent tepelerinin normalize şiddetlerinin de arttığı, belli bir kalınlık değerinden itibaren değişimin gözlemlenmediği ve saturasyonun meydana geldiği PbO numuneleri için Şekil 4.3-4.7 ve HgO numuneleri için Şekil 4.8-4.12'den görülmektedir.



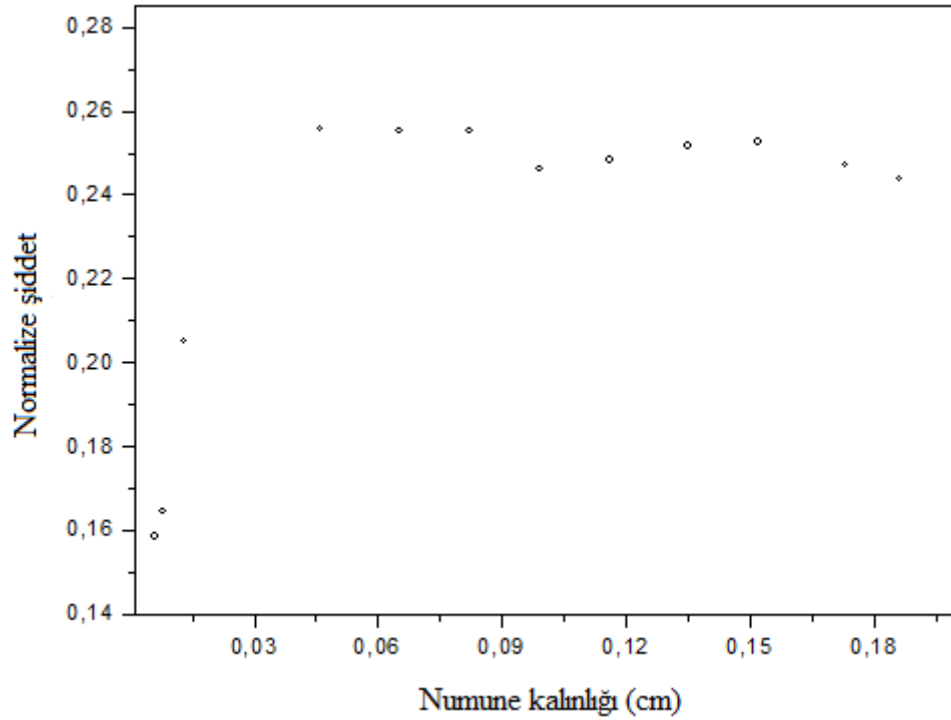
Şekil 4.1. 0,099 cm kalınlıklı PbO numunesinden elde edilen spektrum.



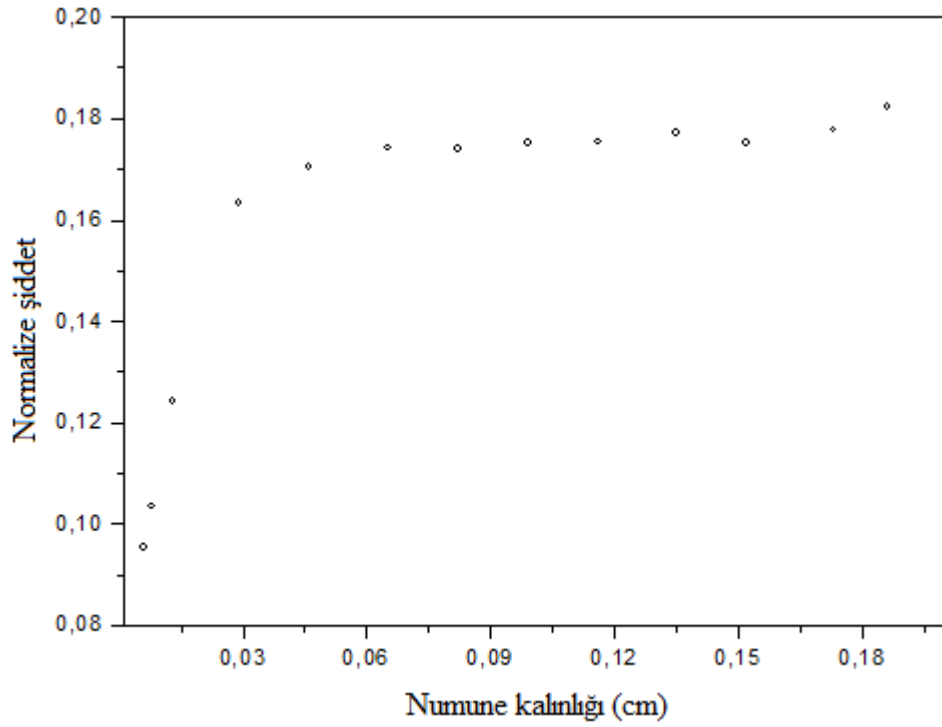
Şekil 4.2. 0,049 cm kalınlıklı HgO numunesinden elde edilen spektrum.



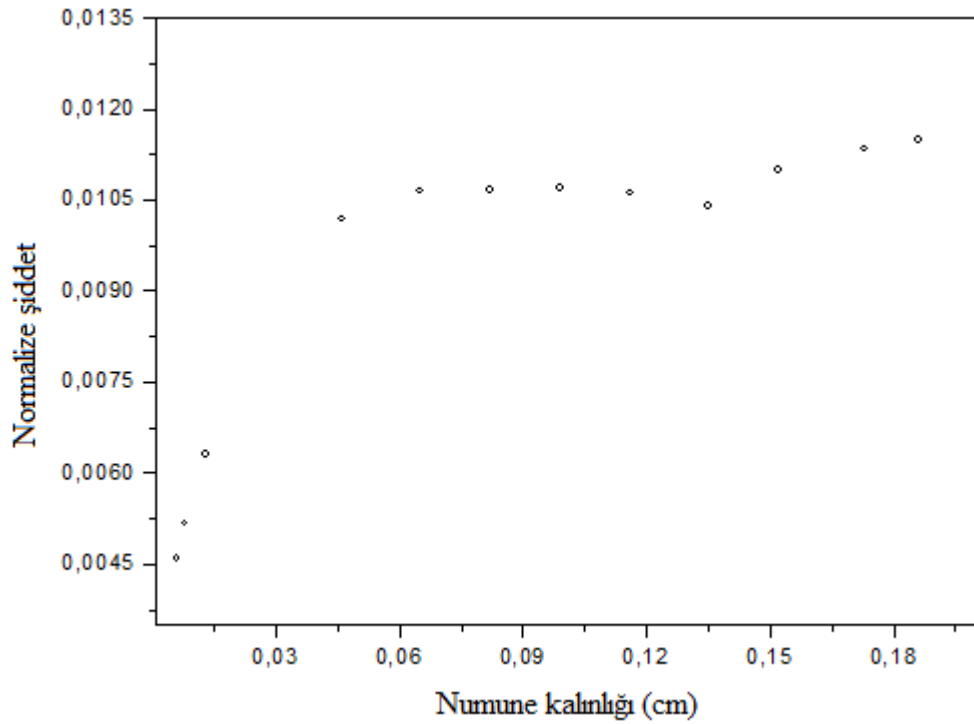
Şekil 4.3. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $\bar{E}_{L\beta} = 12,616$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



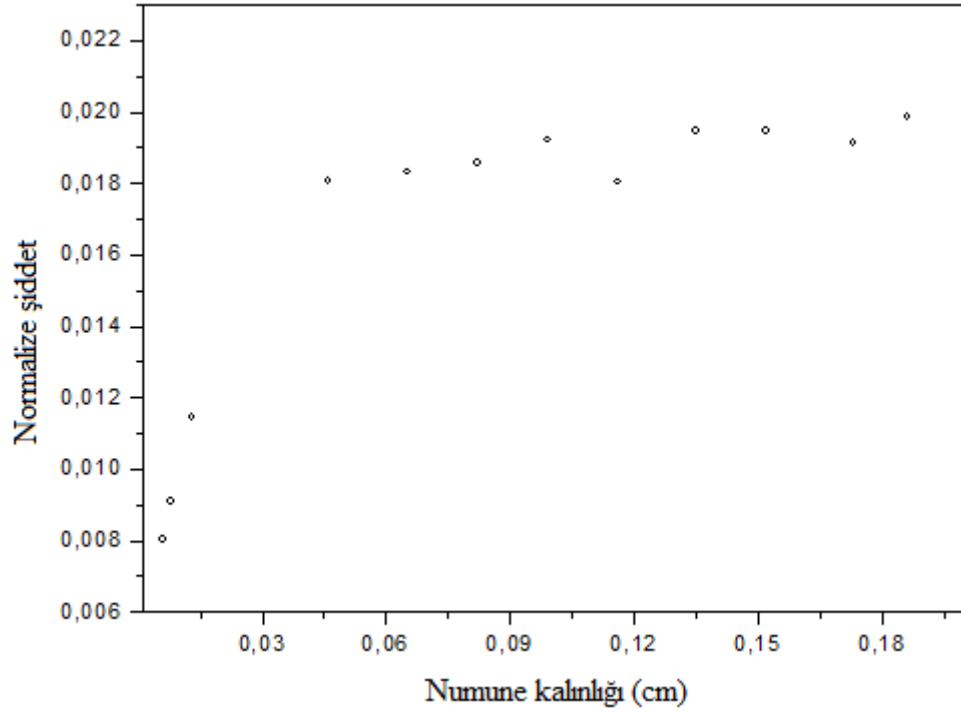
Şekil 4.4. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden saçılan $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV enerjili Compton tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



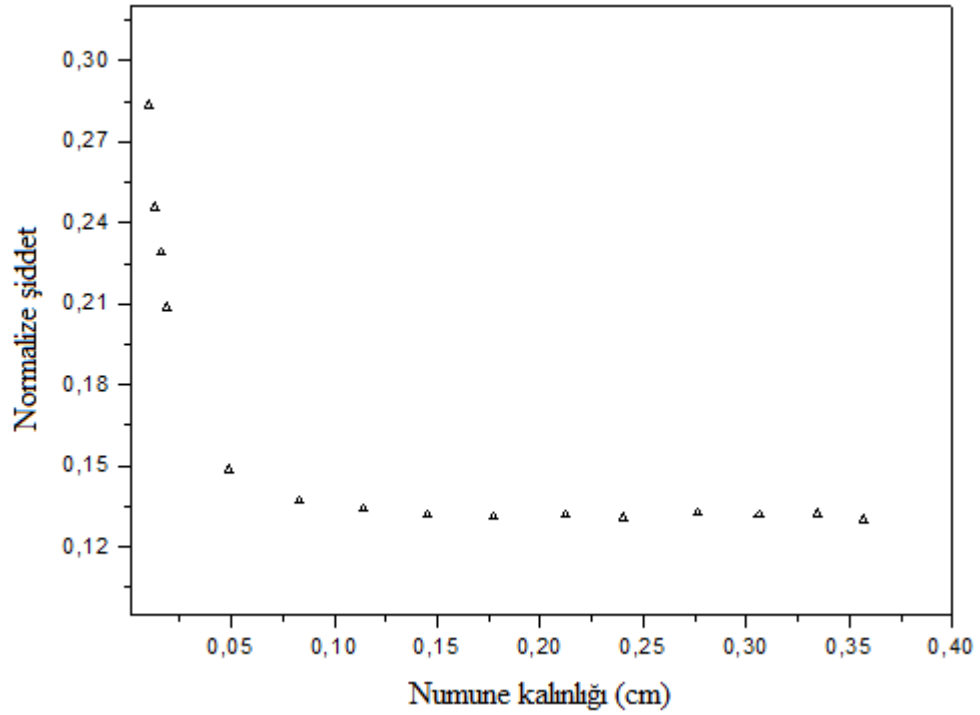
Şekil 4.5. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden saçılan $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili koherent tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



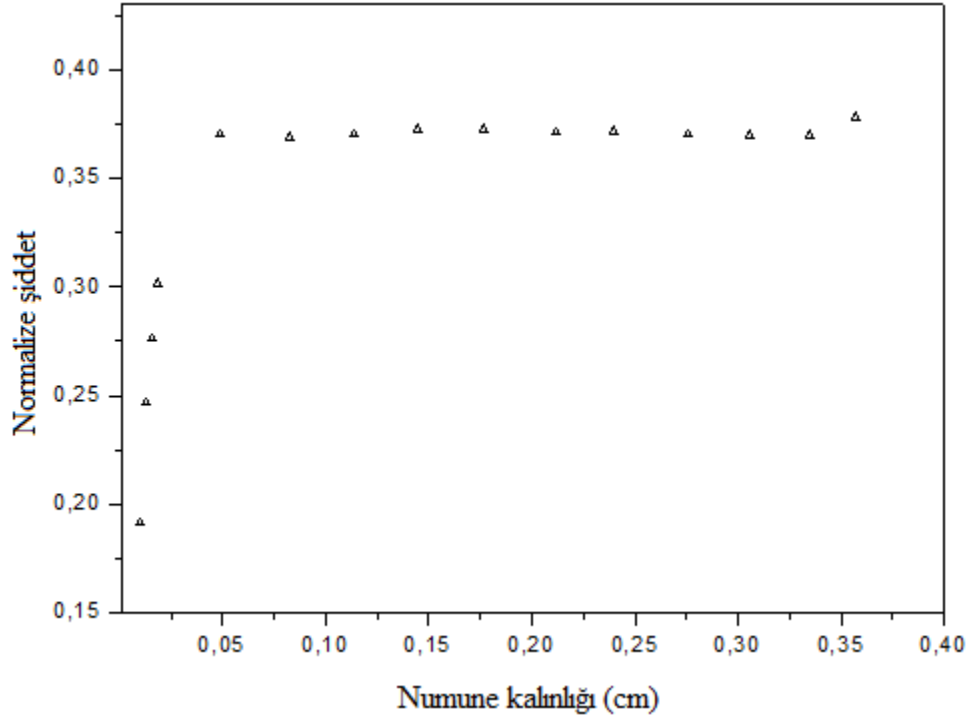
Şekil 4.6. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $E_{\text{K}\alpha 2} = 72,804$ keV enerjili $\text{K}\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



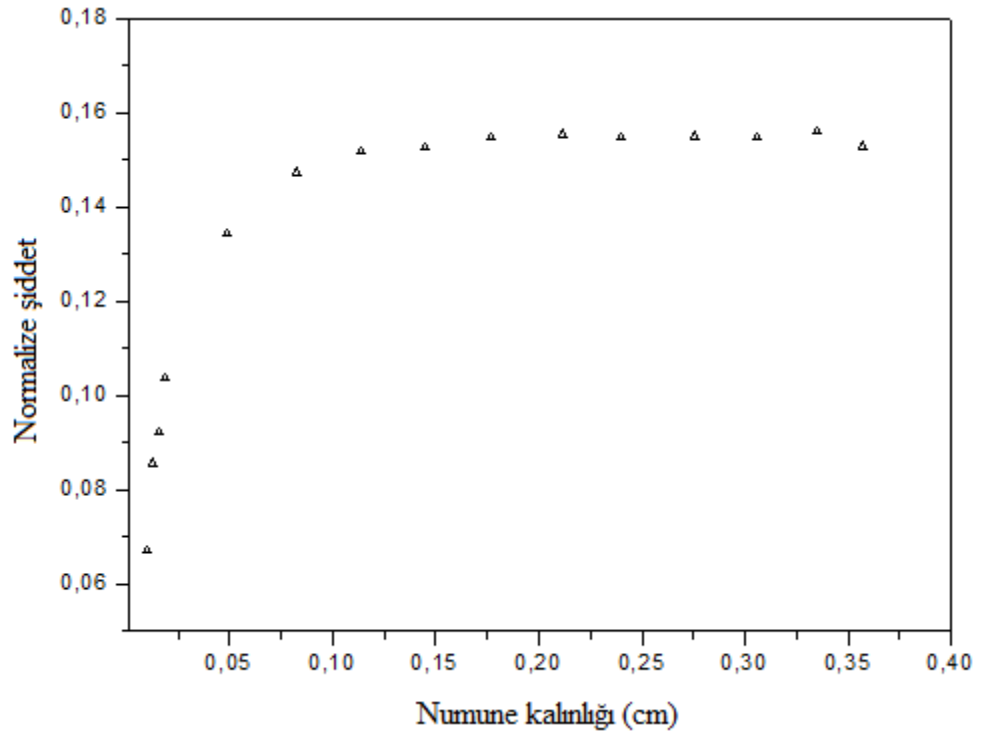
Şekil 4.7. Farklı kalınlıklı PbO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha 1} = 74,969$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



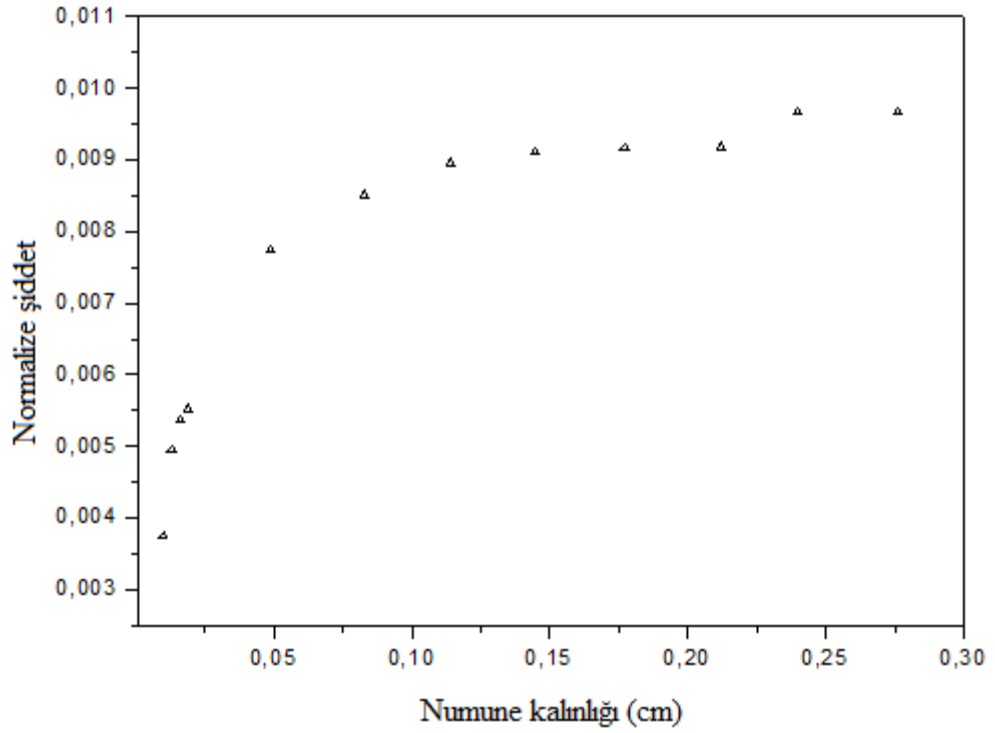
Şekil 4.8. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $\bar{E}_{L\beta} = 11,850$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



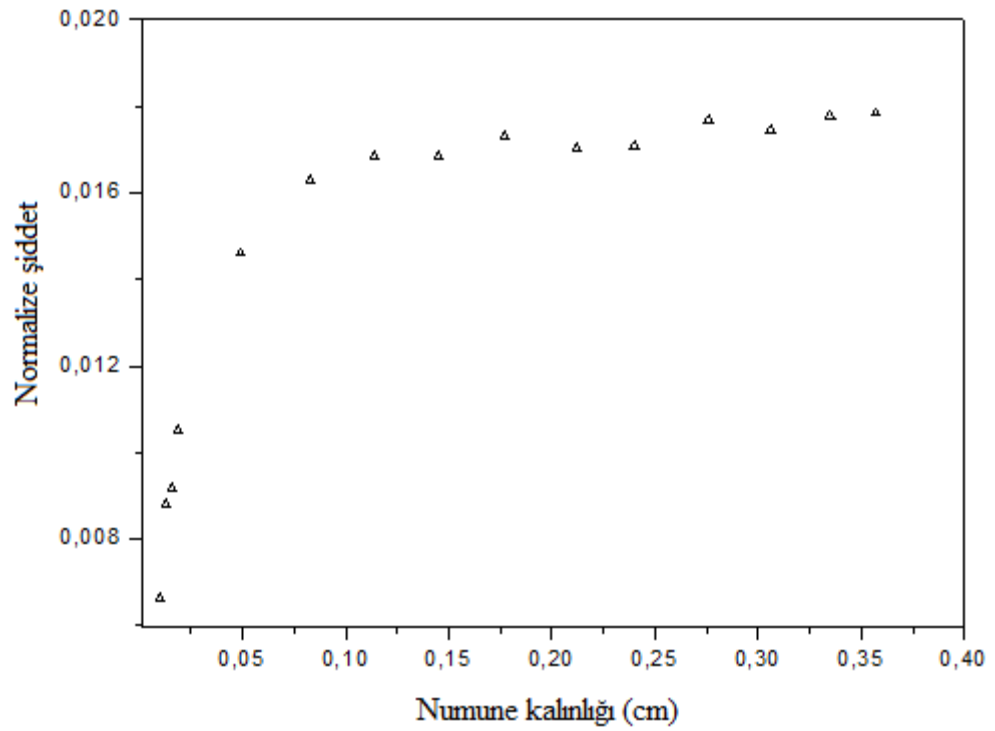
Şekil 4.9. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden saçılan $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV enerjili Compton tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



Şekil 4.10. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden saçılan $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili koherent tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



Şekil 4.11. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha_2} = 68,895$ keV enerjili $K\alpha_2$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.



Şekil 4.12. Farklı kalınlıklı HgO numunelerden yayımlanan $E_{K\alpha_1} = 70,819$ keV enerjili $K\alpha_1$ tepelerinin şiddetlerindeki değişim.

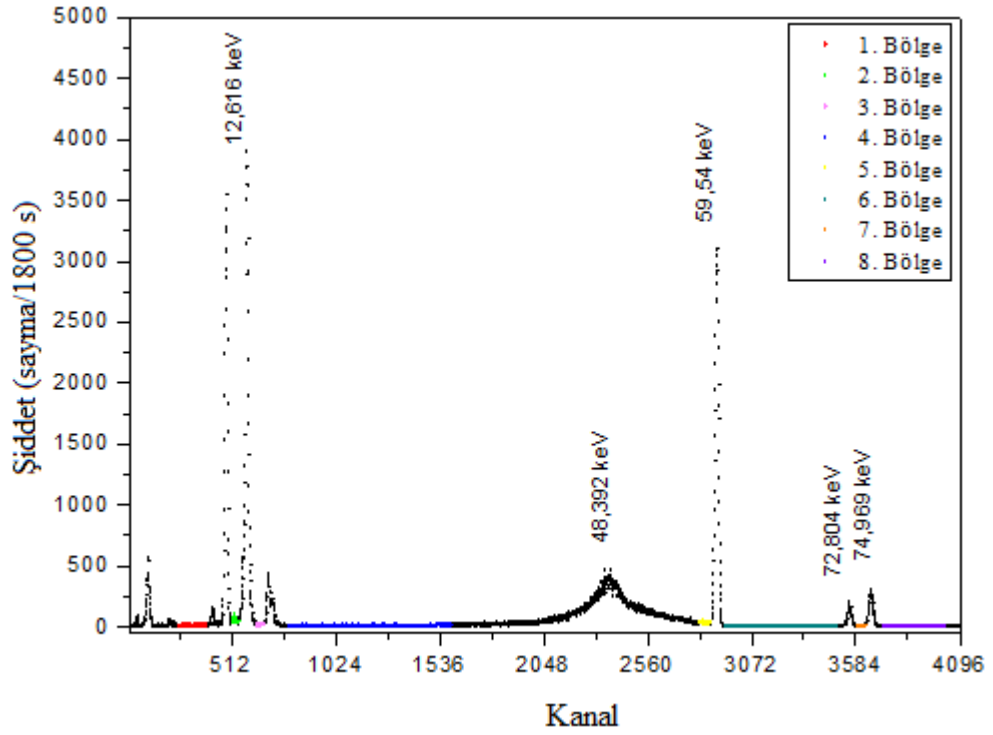
Deney sisteminden ve numune hazırlamadan kaynaklanan hataları tespit etmek için, aynı kalınlıklı (0,044 cm) 10 tane PbO ve aynı kalınlıklı (0,051 cm) 10 tane HgO numunesi hazırlanarak aynı deneysel şartlarda spektrumları elde edildi. PbO ve HgO spektrumlarında bu tez çalışması için belirlenen enerjilerdeki tepelerin net alanları belirlenerek şiddetteki rölatif standart sapmalar hesaplandı. Ayrıca 1 tane PbO ve 1 tane HgO numunesi için ard arda 10'ar defa spektrum alınarak belirlenen tepelerin net alanları bulundu. Şiddetlerdeki rölatif standart sapmalar (RSD) Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Karakteristik, Compton ve koherent tepelerin şiddetlerindeki rölatif standart sapmalar (RSD).

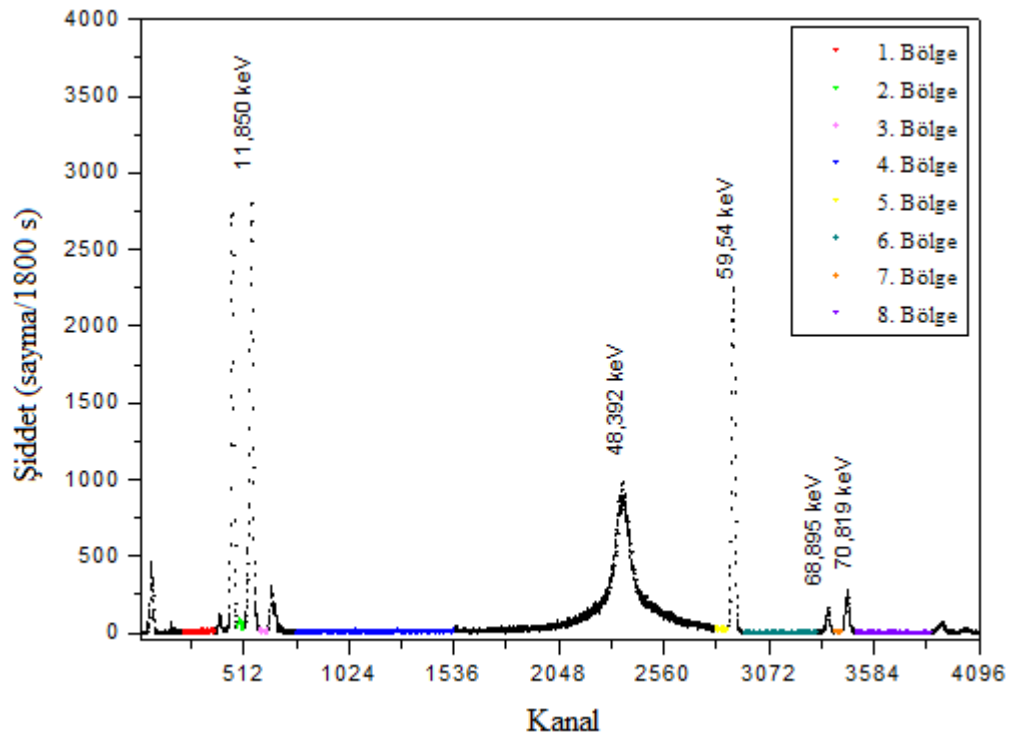
Numune	Tepe Enerjisi (keV)	10 numuneden birer ölçüm RSD	1 numuneden onar ölçüm RSD
PbO	12,616	0,01192	0,00547
	48,392	0,02033	0,00993
	59,540	0,01496	0,00393
	72,804	0,03669	0,01992
	74,969	0,03435	0,01042
HgO	11,850	0,01622	0,00398
	48,392	0,01666	0,00723
	59,540	0,01539	0,00531
	68,895	0,03486	0,03320
	70,819	0,02344	0,01545

4.2. Temel Sayma Bölgelerindeki Şiddetlerin Numune Kalınlığı ile Değişiminin İncelenmesi

Tez çalışmasının bu kesiminde, farklı kalınlıklardaki PbO ve HgO numunelerden elde edilen enerji spektrumlarındaki çeşitli karakteristik ve saçılma tepelerinin arasında yer alan temel sayma (background) bölgelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir. PbO ve HgO numuneler için incelenen bölgeler sırasıyla Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'de verilmiştir. Bu bölgelerin kanal aralıkları ise Çizelge 4.2'de verilmiştir. Çoklu saçılmaları ihtiva eden bu bölgelerin şiddetlerindeki değişimler, numune kalınlığına bağlı olarak PbO için Şekil 4.15-4.22'de ve HgO için Şekil 4.23-4.30'da verilmiştir.



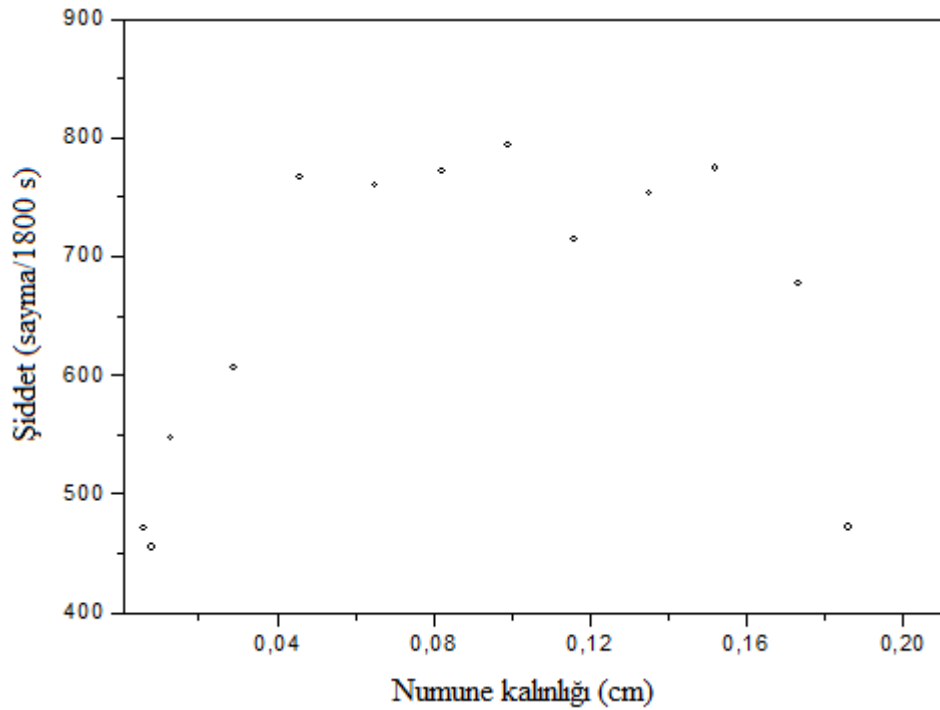
Şekil 4.13. PbO numunesinden elde edilen enerji spektrumunda incelenen temel sayma bölgeleri.



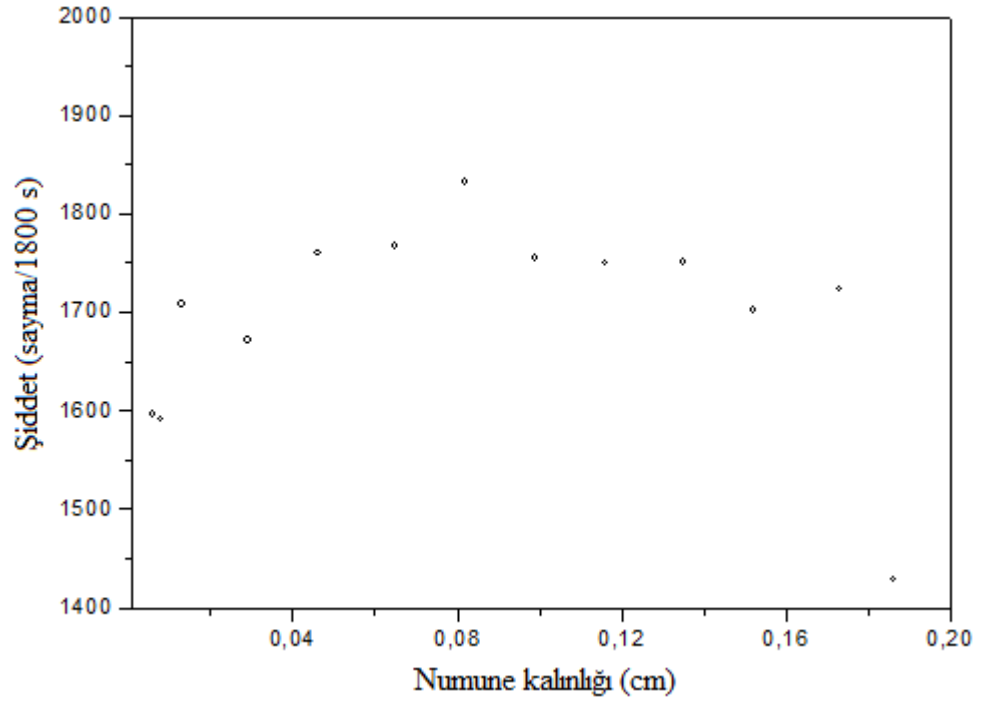
Şekil 4.14. HgO numunesinden elde edilen enerji spektrumunda incelenen temel sayma bölgeleri.

Çizelge 4.2. PbO ve HgO numuneleri için incelenen temel sayma bölgelerinin kanal aralıkları.

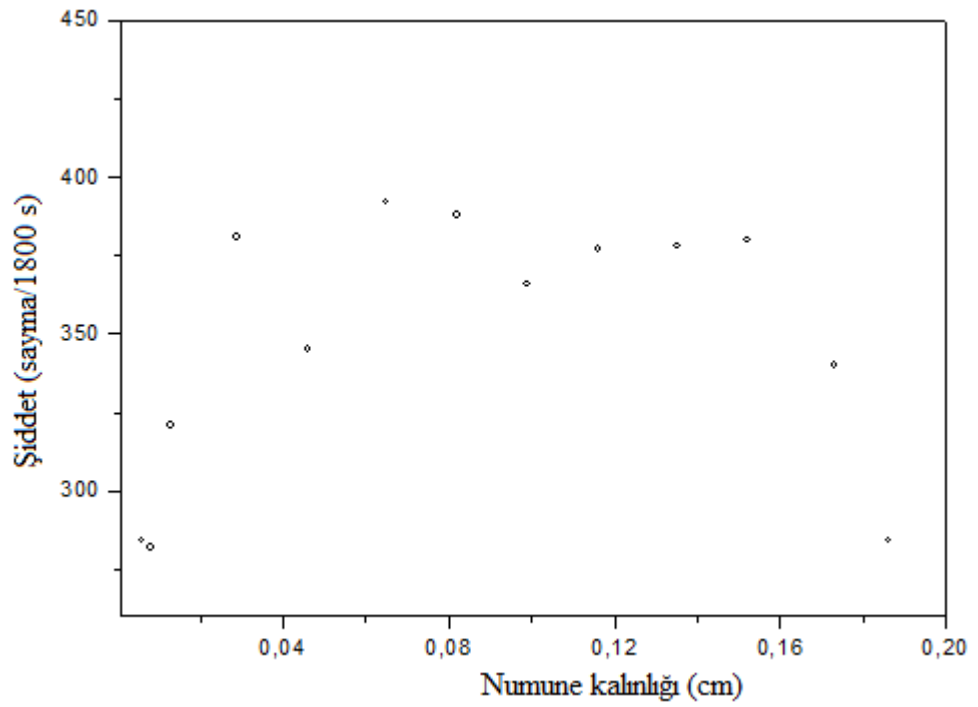
İncelenen Bölgeler	PbO	HgO
	Kanal Aralığı	Kanal Aralığı
1	259-395	223-377
2	522-552	486-520
3	641-674	597-633
4	796-1601	775-1540
5	2824-2875	2818-2877
6	2945-3503	2952-3312
7	3594-3635	3399-3433
8	3723-4027	3502-3865



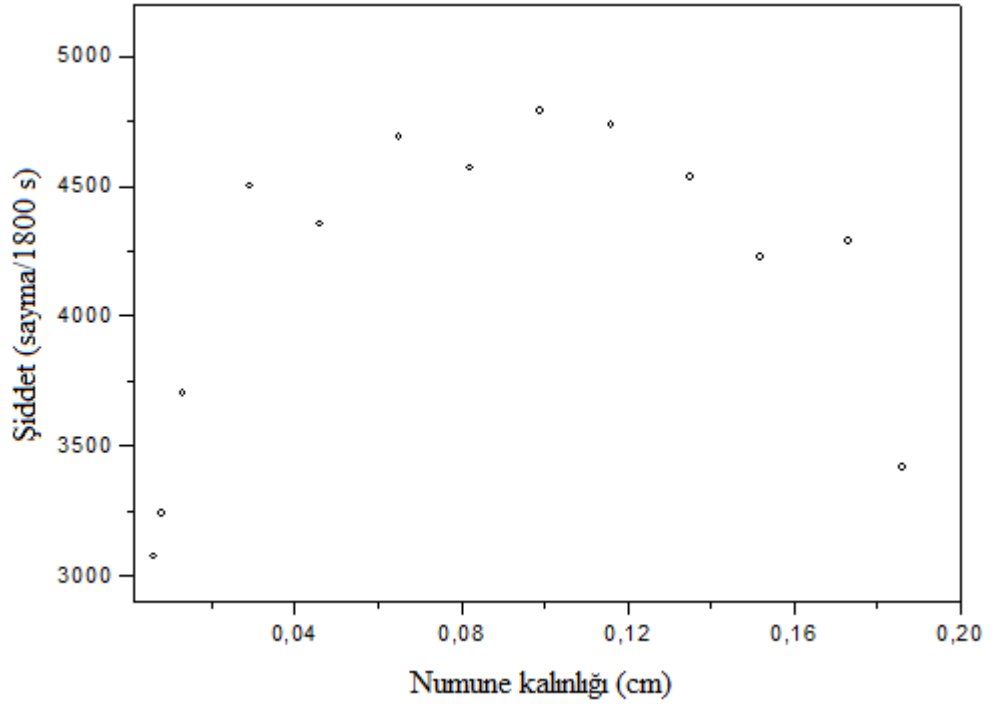
Şekil 4.15. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 1. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



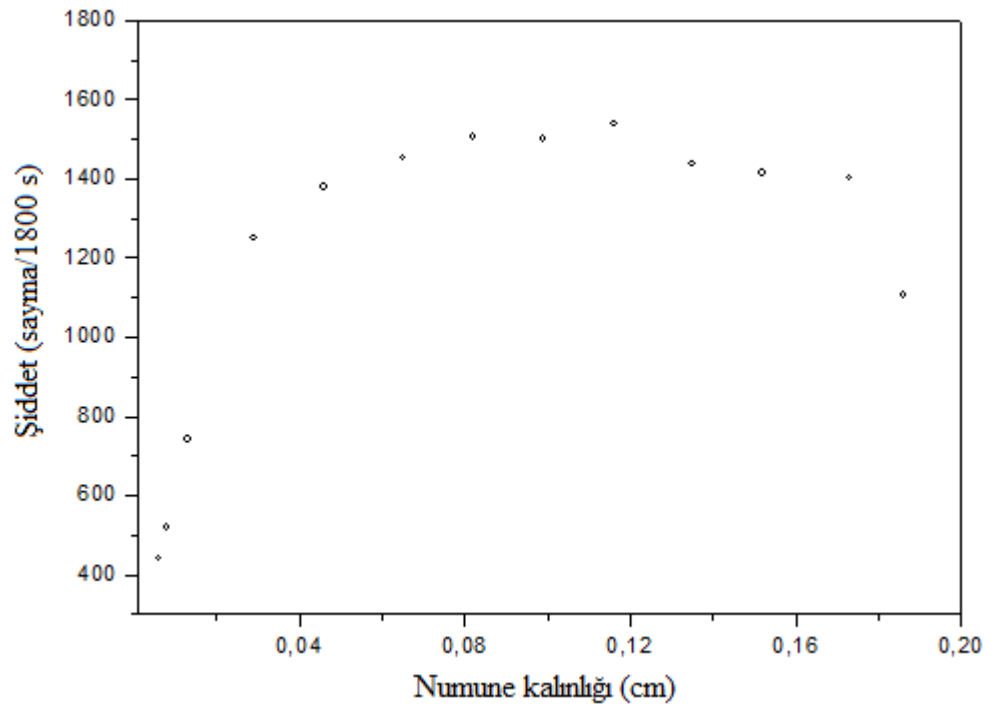
Şekil 4.16. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 2. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



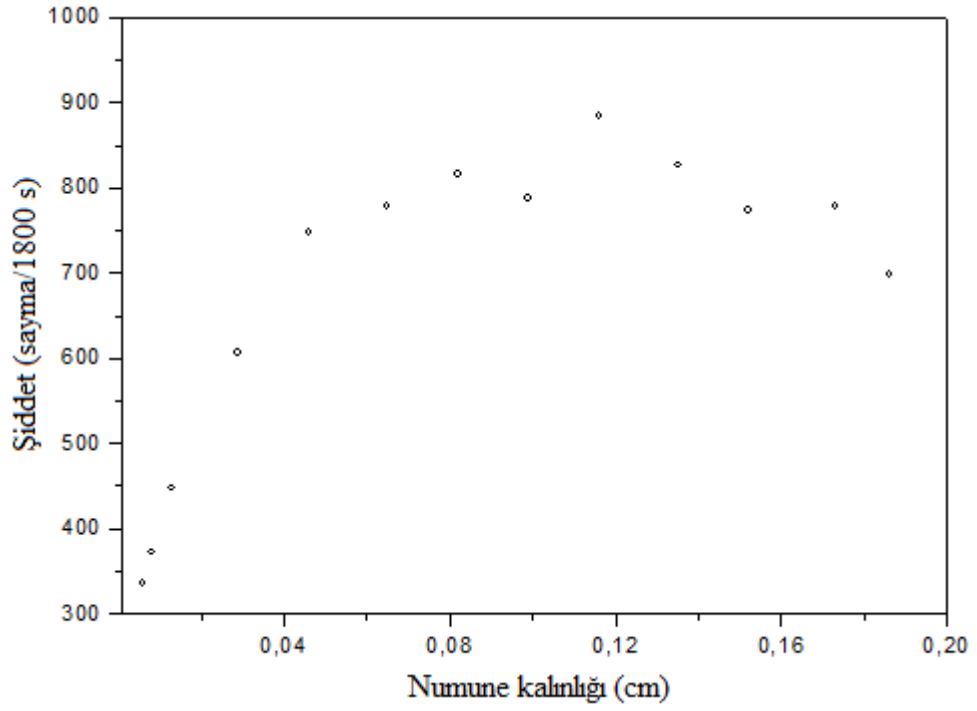
Şekil 4.17. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 3. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



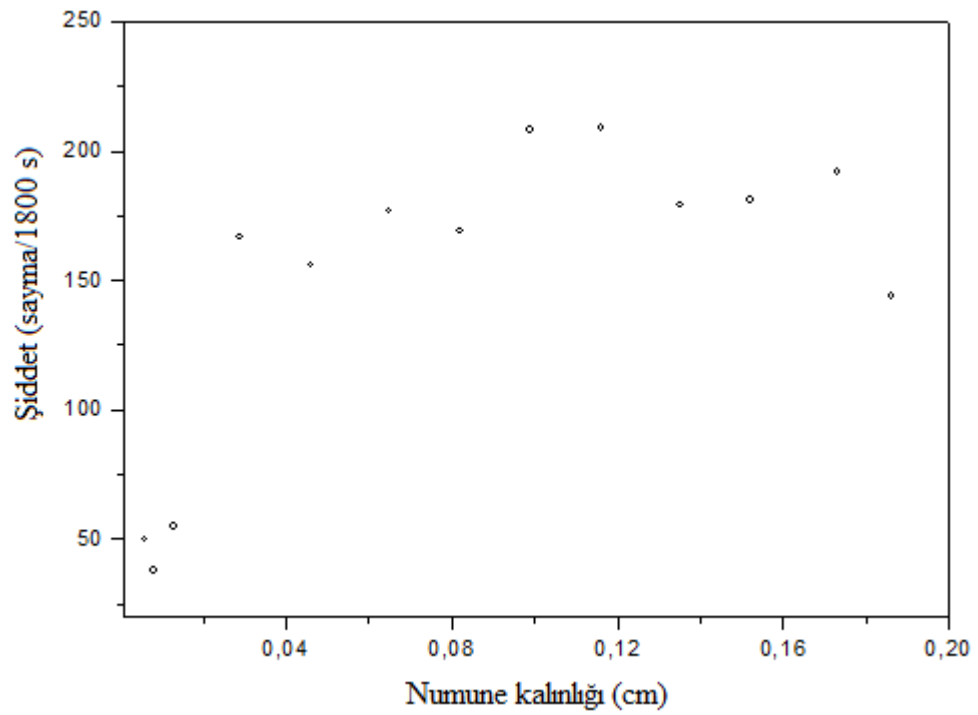
Şekil 4.18. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 4. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



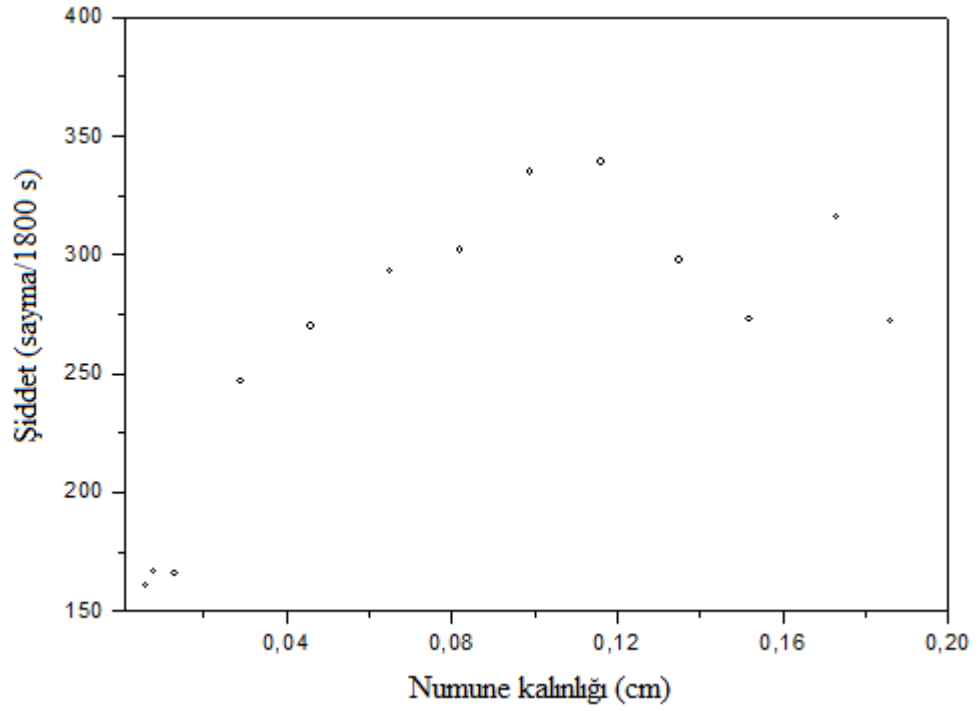
Şekil 4.19. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 5. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



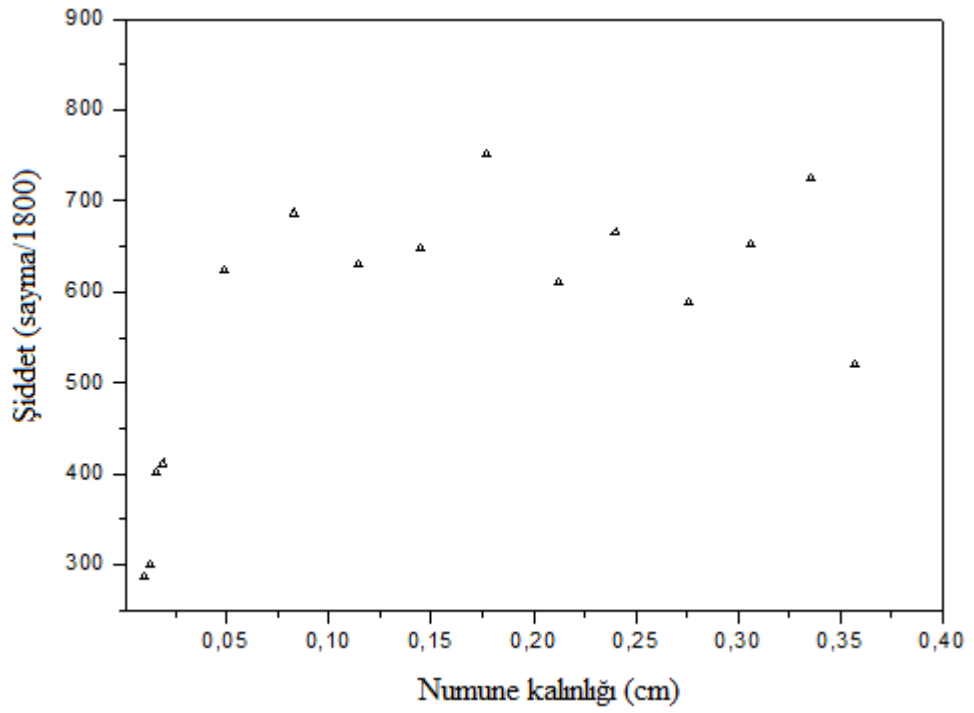
Şekil 4.20. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 6. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



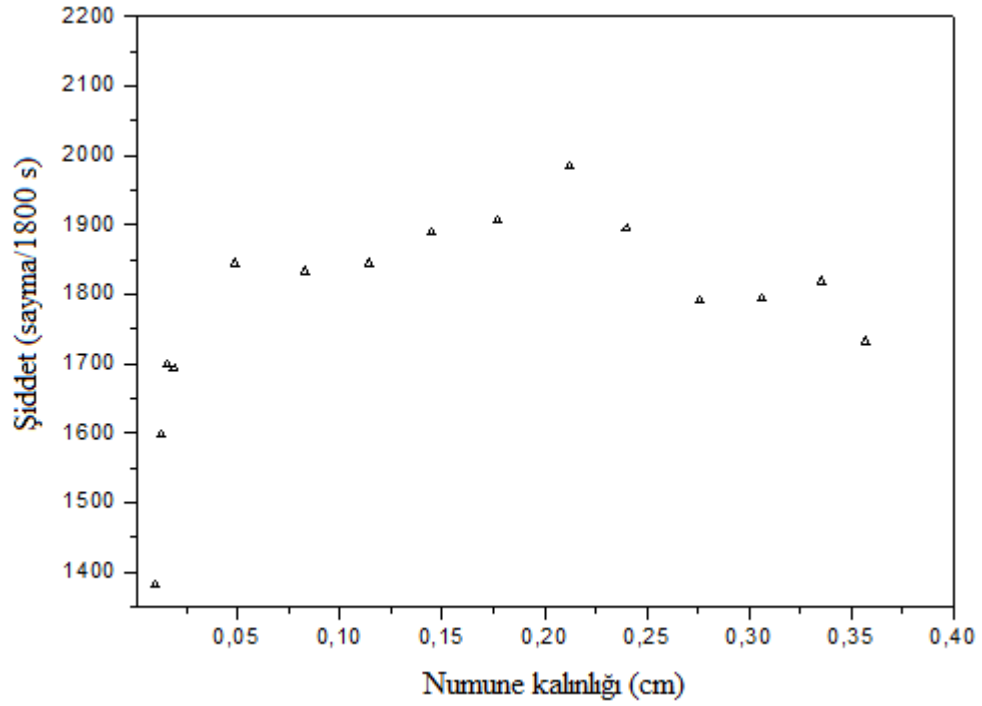
Şekil 4.21. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 7. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



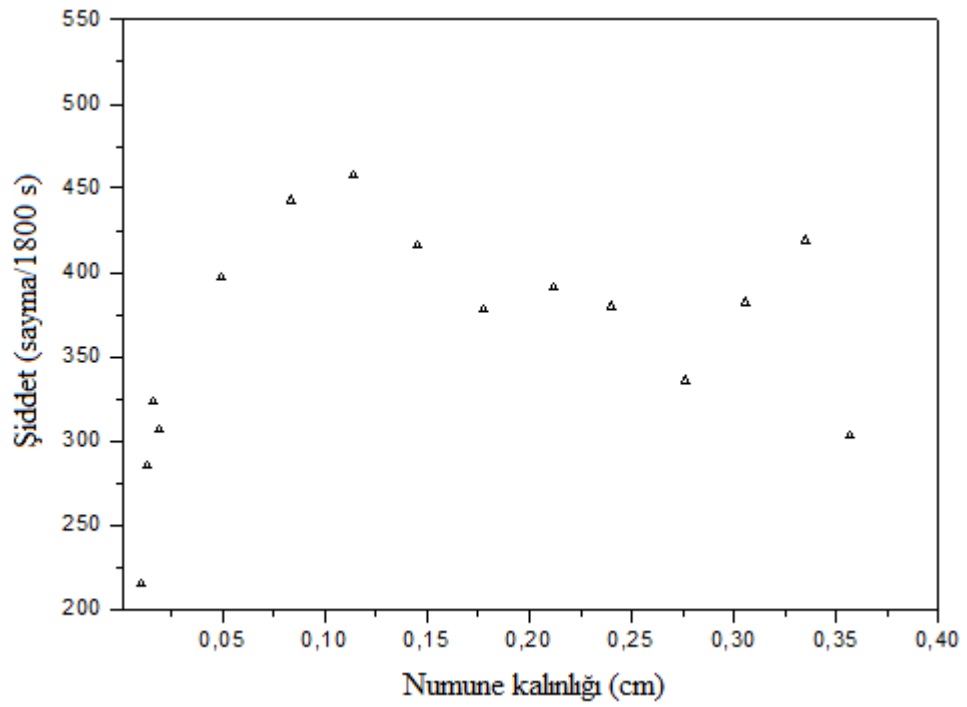
Şekil 4.22. PbO numuneleri için temel sayma şiddetinin 8. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



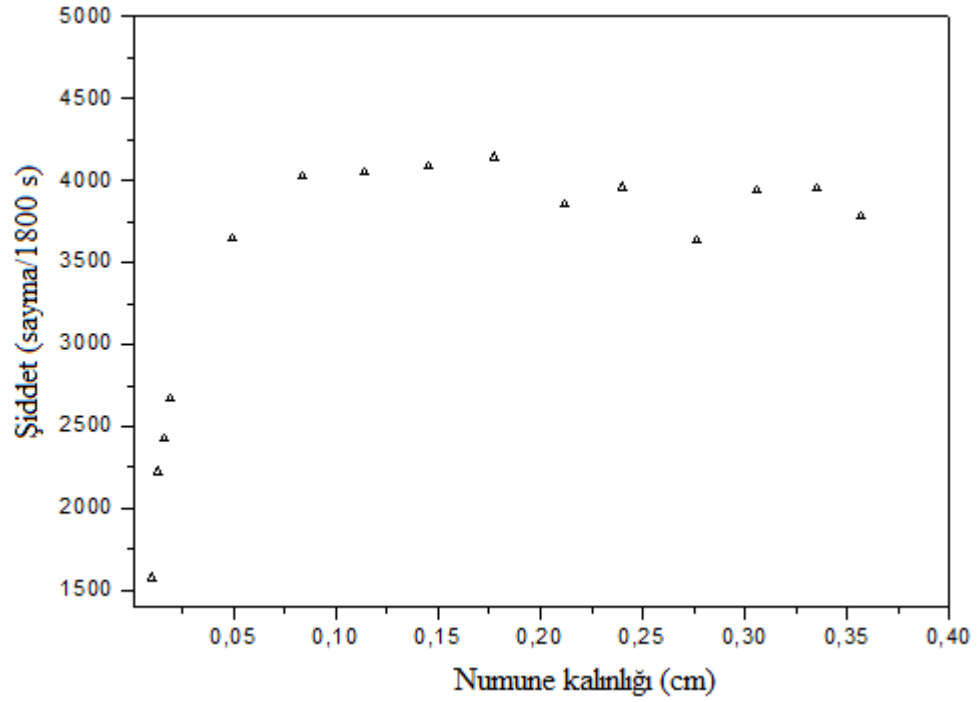
Şekil 4.23. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 1. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



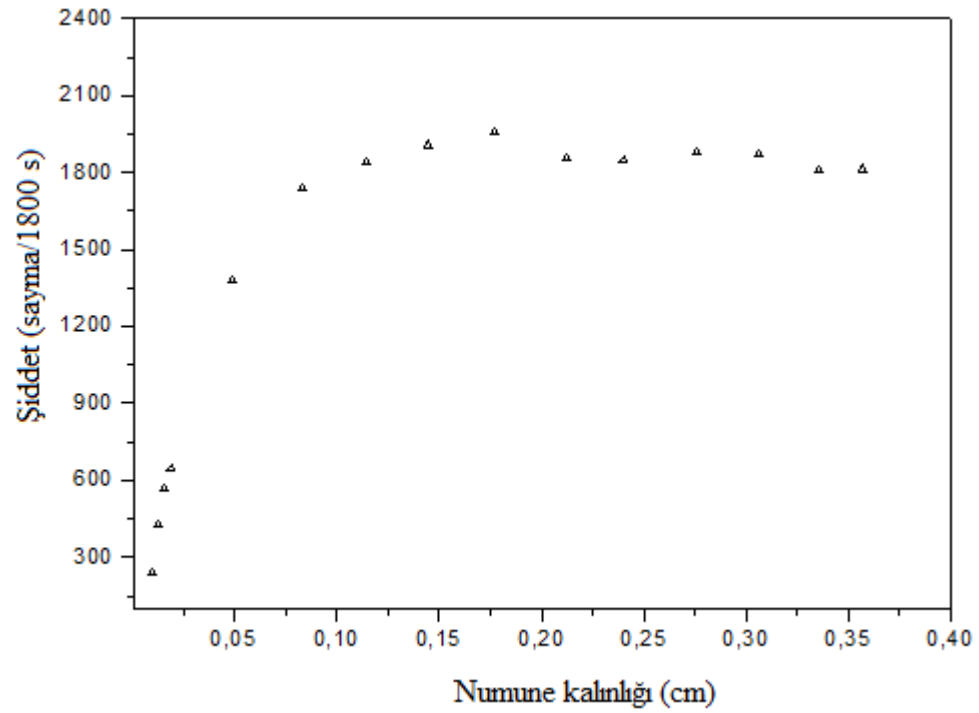
Şekil 4.24. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 2. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



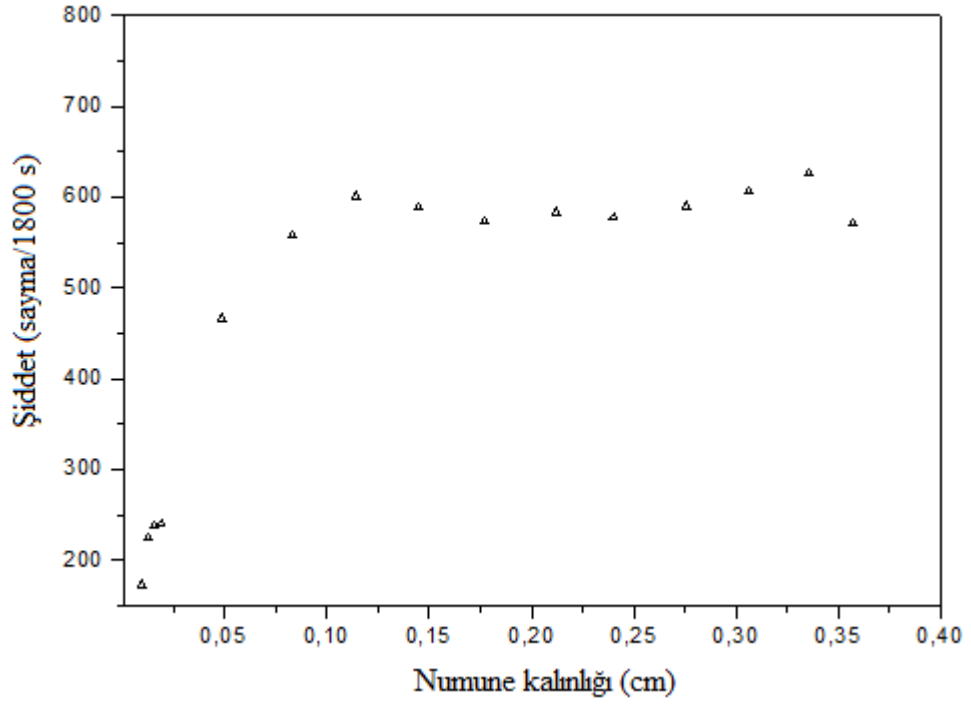
Şekil 4.25. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 3. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



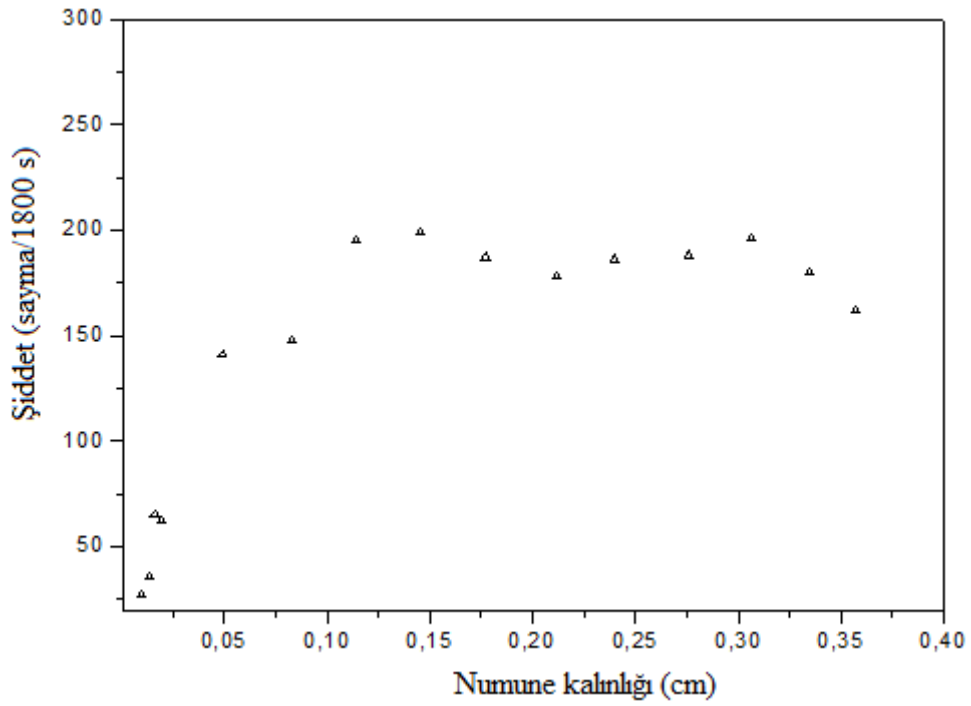
Şekil 4.26. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 4. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



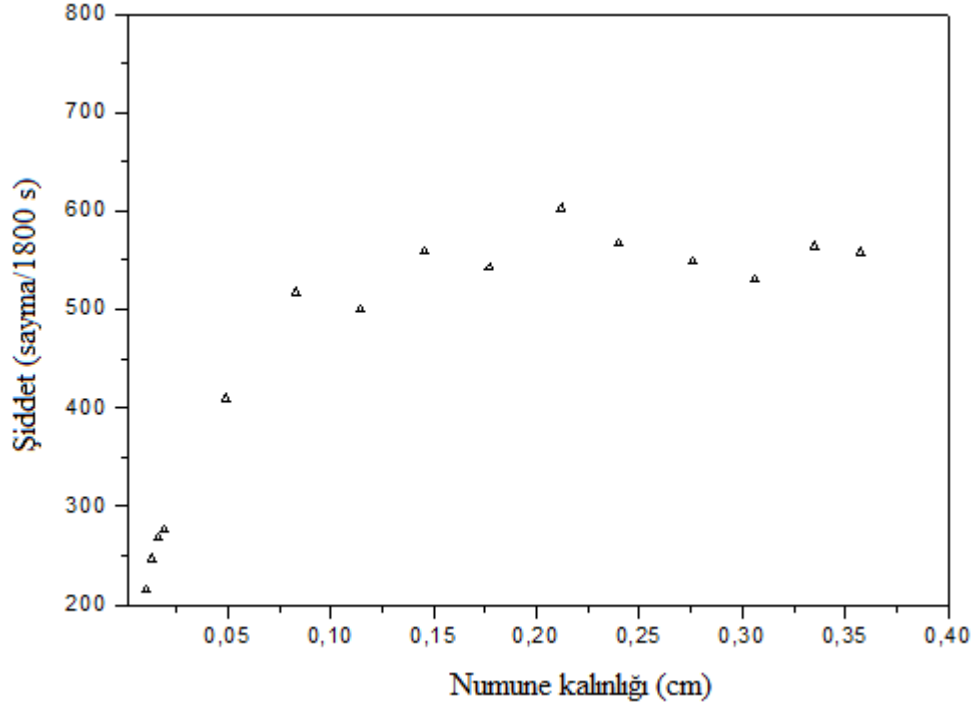
Şekil 4.27. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 5. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



Şekil 4.28. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 6. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.



Şekil 4.29. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 7. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.

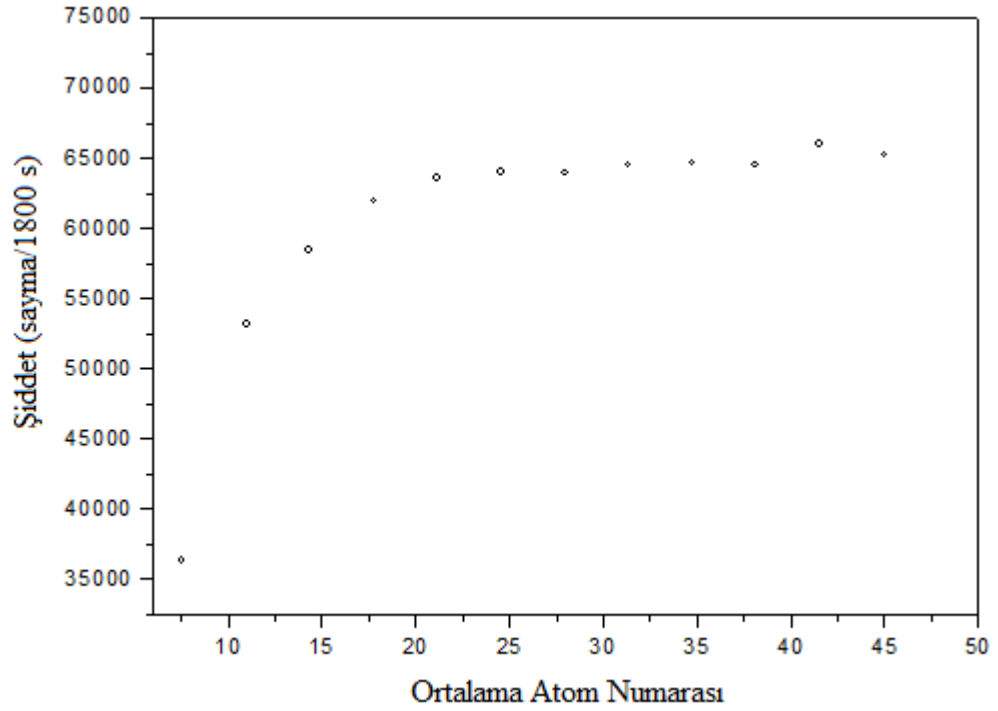


Şekil 4.30. HgO numuneleri için temel sayma şiddetinin 8. bölgede numune kalınlığı ile değişimi.

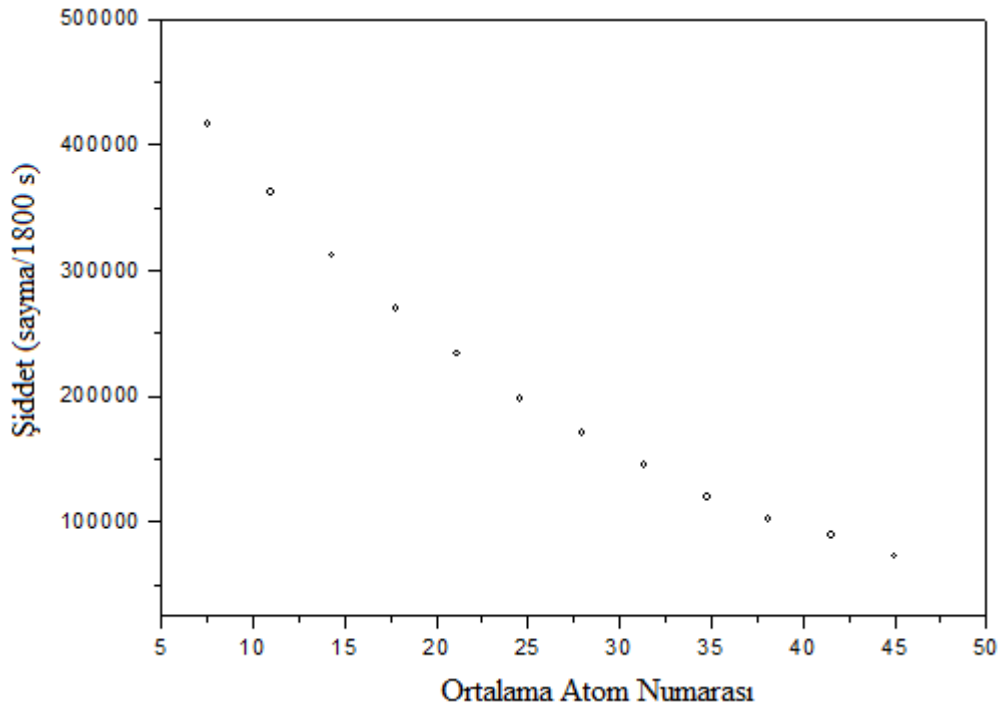
4.3. Karakteristik X-ışını ve Saçılma Tepelerinin Şiddetlerinin Ortalama Atom Numarası ile Değişiminin İncelenmesi

Çalışmanın bu kısmında farklı ortalama atom numaralı numuneler elde etmek için, toplam kütle aynı kalmak şartıyla PbO ve HgO'e selüloz karıştırılarak yeni numuneler hazırlanmıştır. Değişen ortalama atom numaralarının foksiyonu olarak karakteristik ve saçılma (Compton ve koherent) tepelerin şiddetlerinin değişimi incelenmiştir. Bu değişimler PbO numuneleri için Şekil 4.31-4.35'de ve HgO numuneleri için Şekil 4.36-4.40'da verilmiştir.

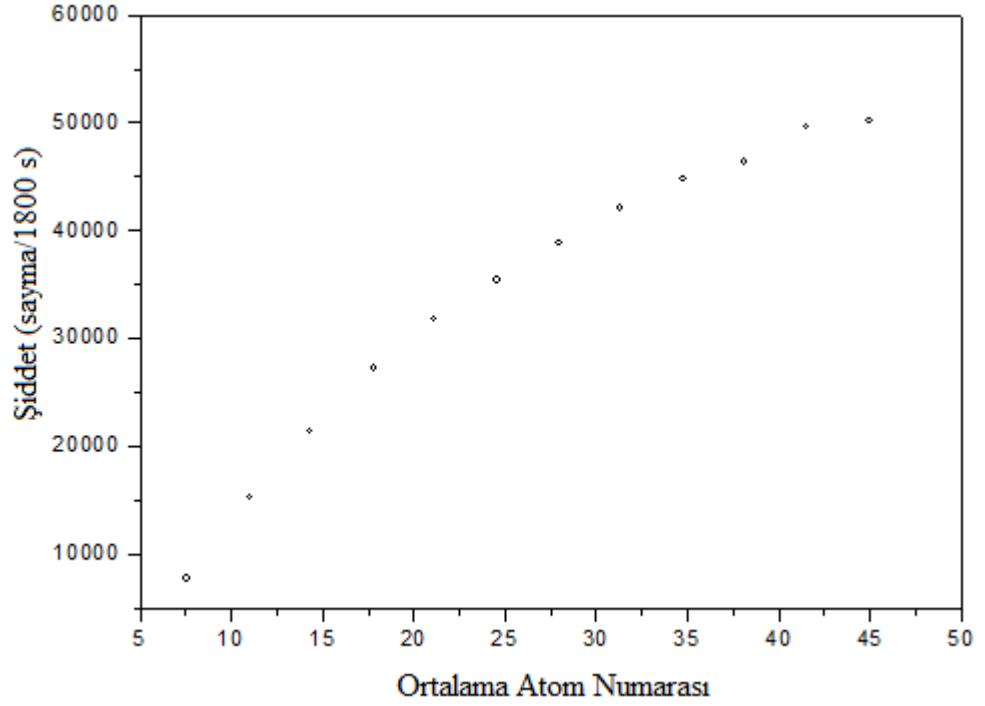
Şekil 4.31-4.40'dan görüldüğü gibi, hem PbO hem de HgO numuneleri için ortalama atom numarası arttıkça karakteristik ve koherent tepelerin şiddetlerinde artma ve Compton tepelerin şiddetlerinde ise azalma meydana gelmektedir.



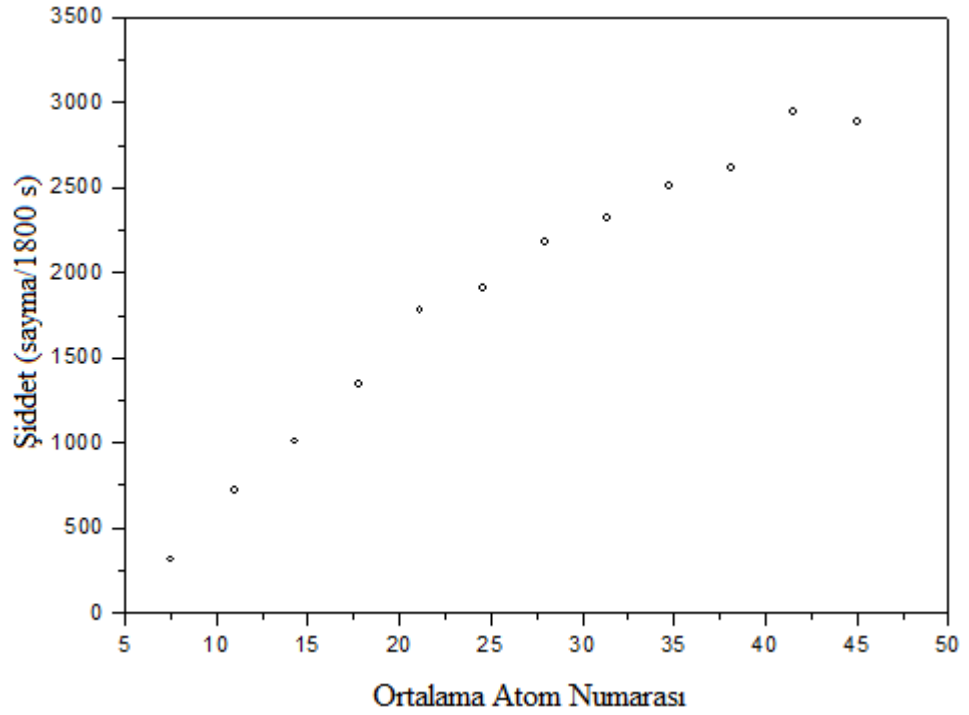
Şekil 4.31. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $\bar{E}_{L\beta} = 12,616$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



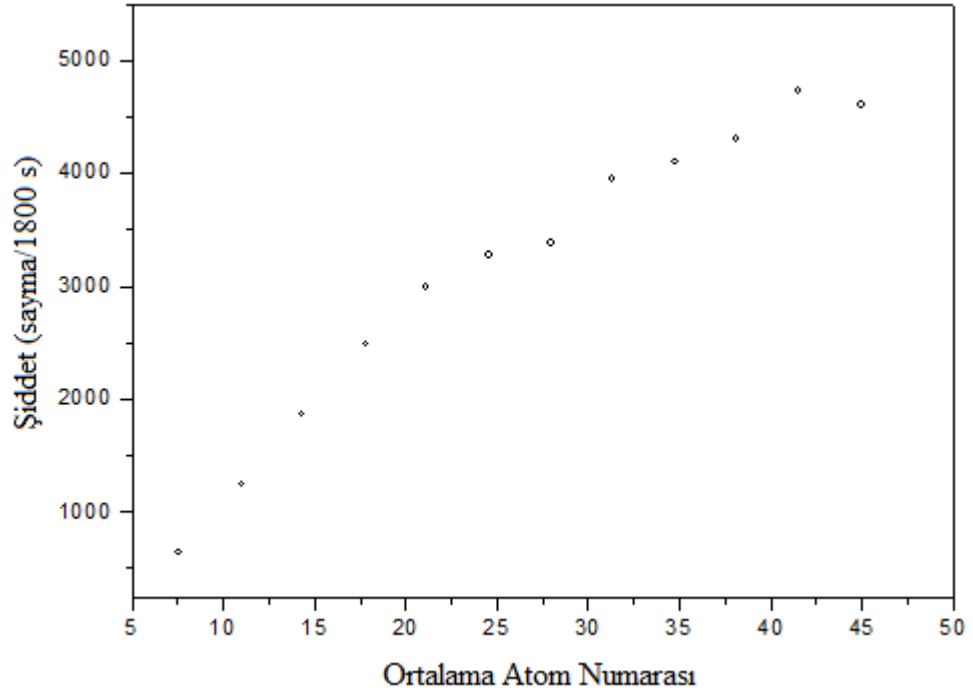
Şekil 4.32. Selülozlu PbO numunelerden elde edilen $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV enerjili Compton saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



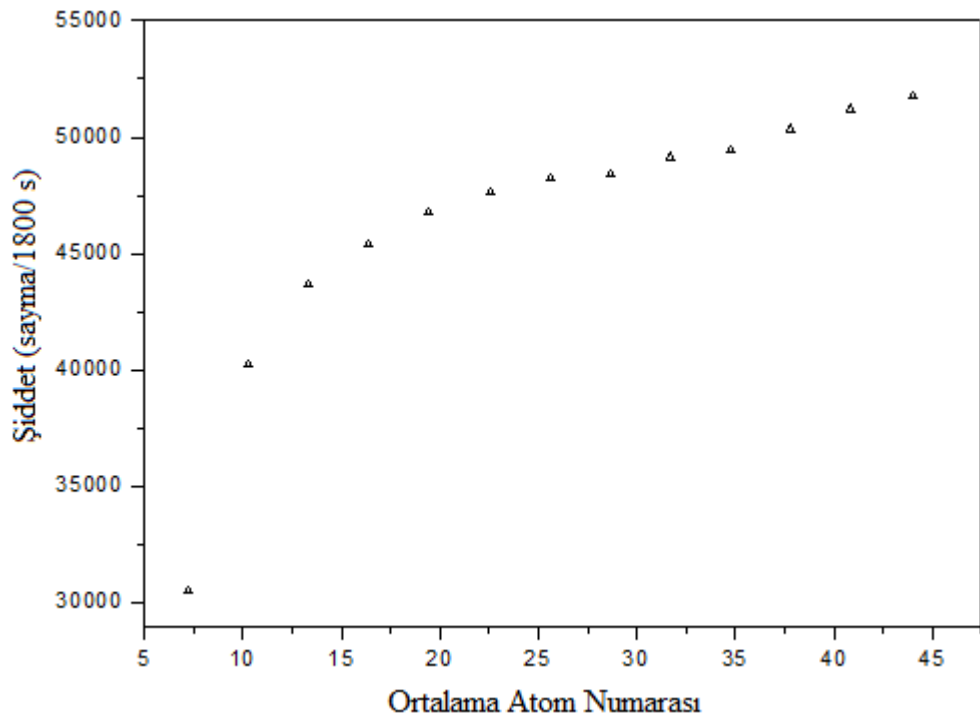
Şekil 4.33. Selülozlu PbO numunelerde $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili koherent saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



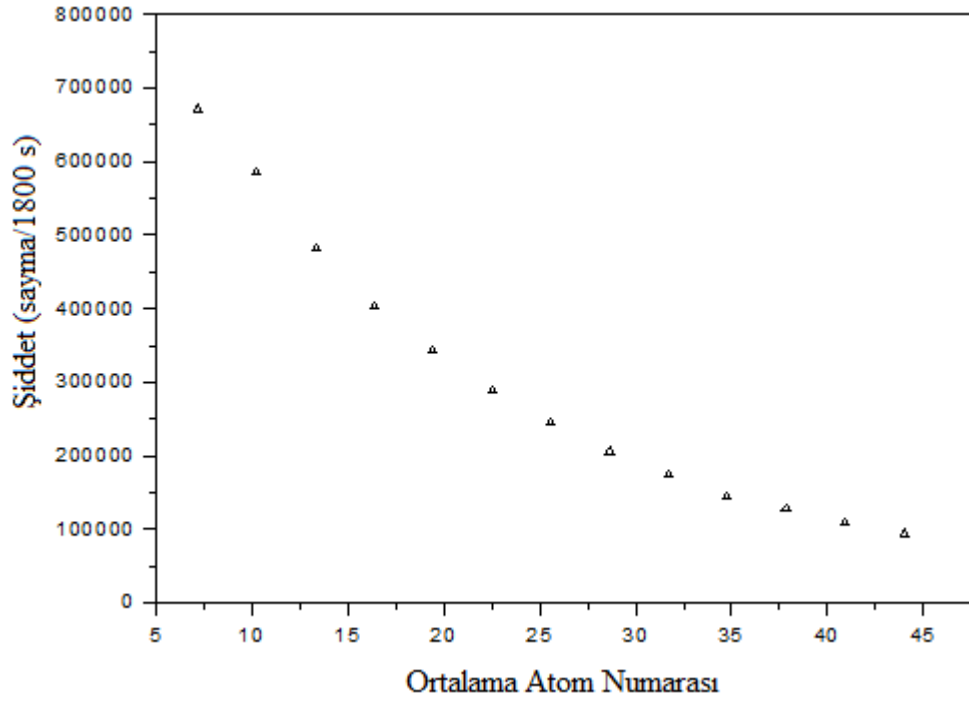
Şekil 4.34. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $E_{\text{K}\alpha 2} = 72,804$ keV enerjili $\text{K}\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



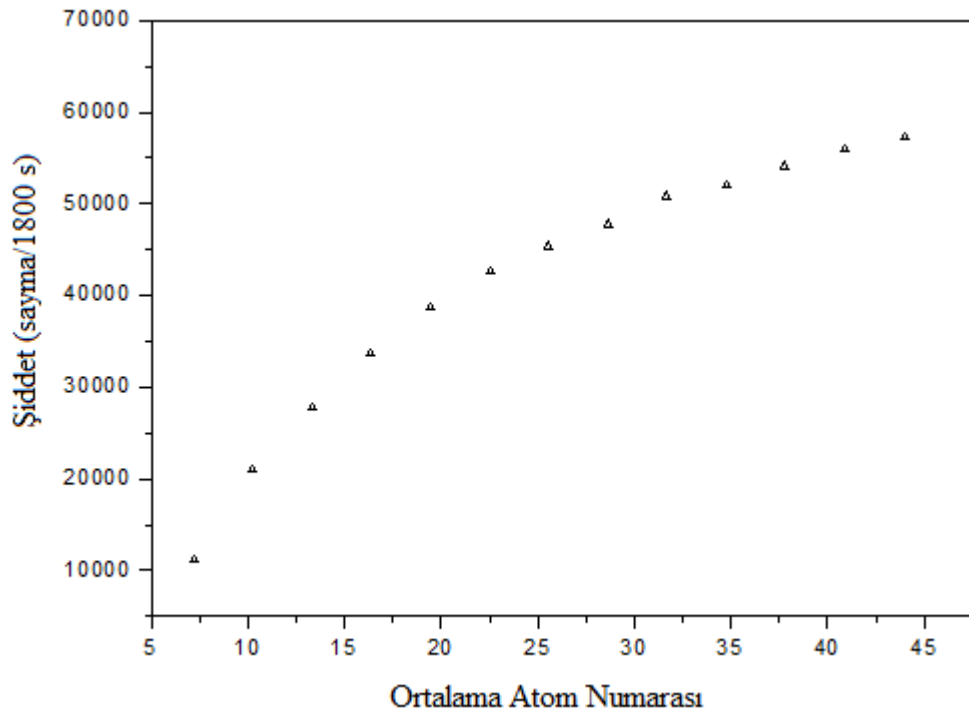
Şekil 4.35. Selülozlu PbO numunelerde Pb'nin $E_{K\alpha 1} = 74,969$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



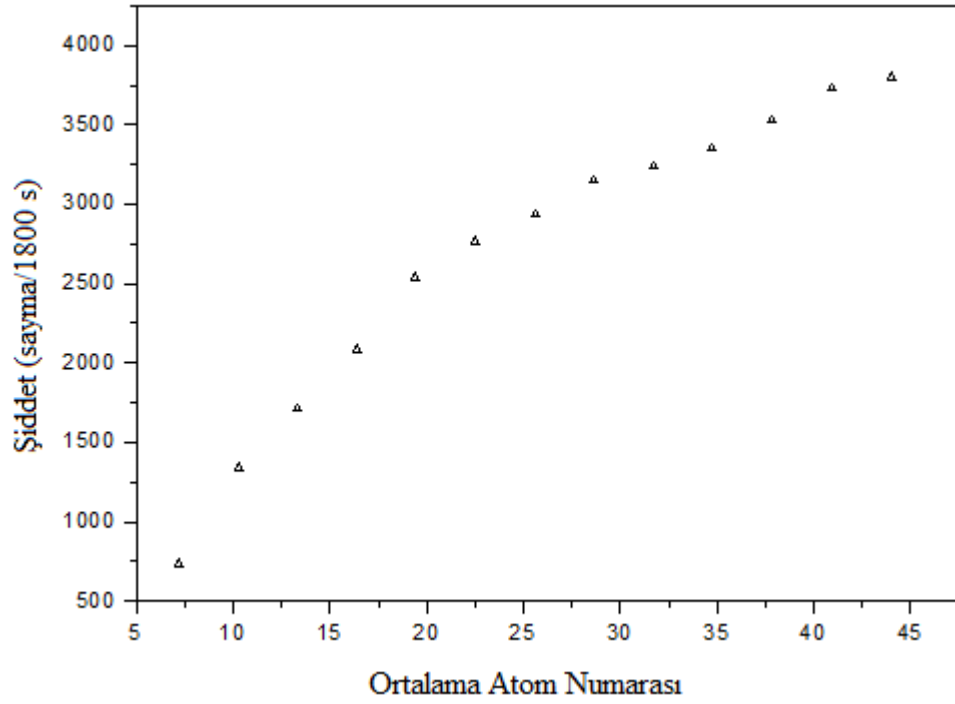
Şekil 4.36. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $\bar{E}_{L\beta} = 11,850$ keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



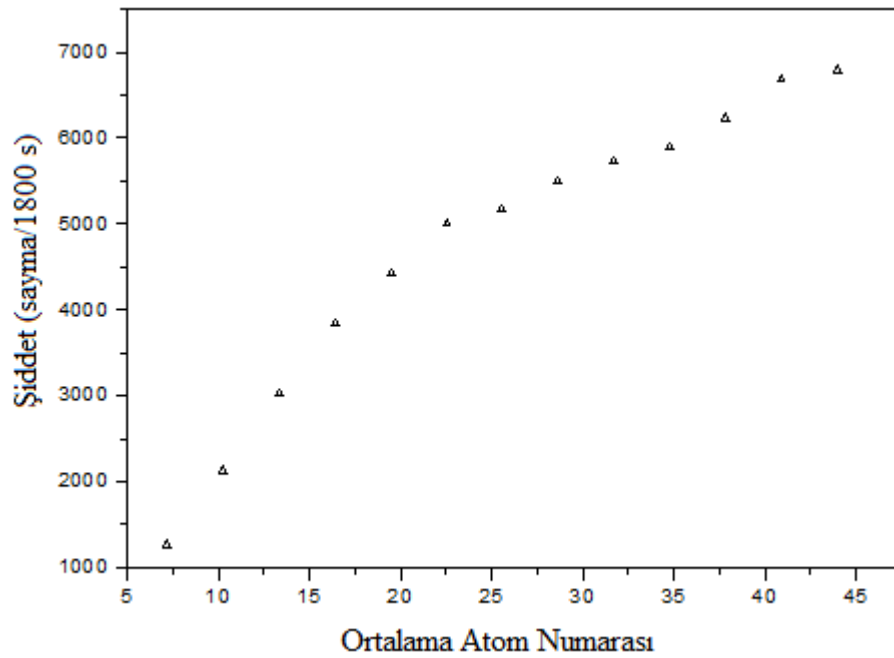
Şekil 4.37. Selülozlu HgO numunelerden elde edilen $E_{\text{Compton}} = 48,392$ keV enerjili Compton saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.38. Selülozlu HgO numunelerden elde edilen $E_{\text{Koherent}} = 59,54$ keV enerjili koherent saçılma tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.39. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $E_{K\alpha 2} = 68,895$ keV enerjili $K\alpha 2$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.



Şekil 4.40. Selülozlu HgO numunelerde Hg'nin $E_{K\alpha 1} = 70,819$ keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimi.

Karakteristik ve saçılma tepelerin şiddetlerinin ortalama atom numarası ile değişimini incelemek amacıyla gerçekleştirilen deneylerde, numune hazırlama ve deney sistemlerinden kaynaklanan hataları belirlemek için çoklu ölçümler yapılmıştır. %50 ağırlık konsantrasyonlu olacak şekilde selüloz katılarak hazırlanmış olan 10 tane PbO ve benzer şekilde %31 selüloz katılarak hazırlanan 10 tane HgO numunesinin aynı deneysel şartlarda spektrumları alınmıştır. Belli enerjilerdeki tepelerin net alanları belirlenerek, şiddetteki rölatif standart sapmalar hesaplanmıştır. Ayrıca, %50 selüloz konsantrasyonlu 1 tane PbO ve %31 selüloz konsantrasyonlu 1 tane HgO numunesinin ard arda 10'ar defa spektrumları alınmıştır. Daha sonra tepelerin net alanları belirlenip, şiddetlerdeki rölatif standart sapmalar hesaplanarak Çizelge 4.3'de verilmiştir.

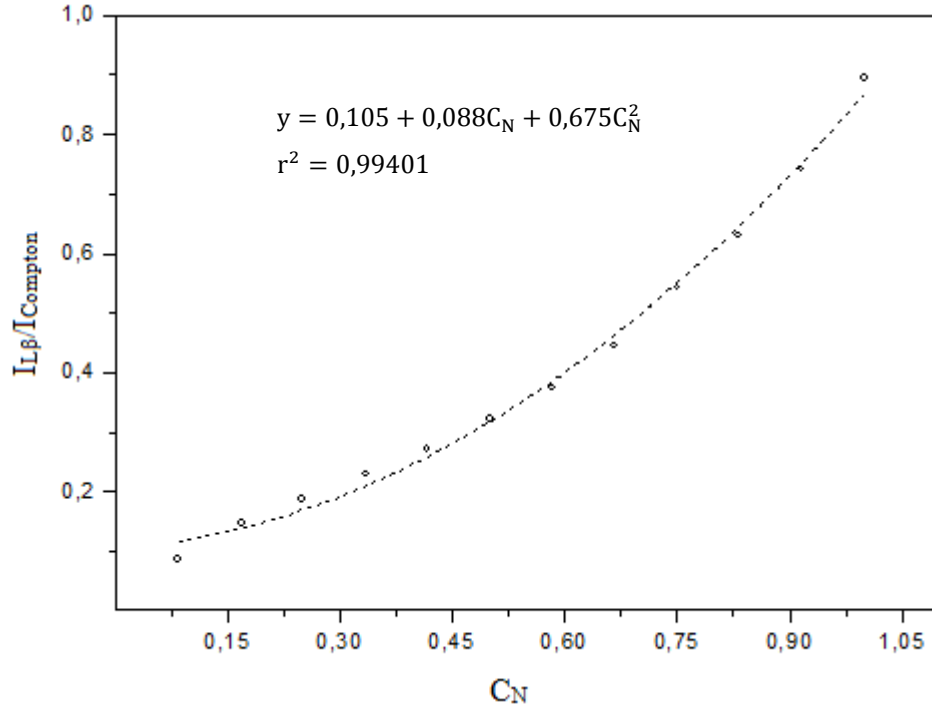
Çizelge 4.3. Selülozlu PbO ve HgO numuneleri için belirlenen karakteristik, Compton ve koherent tepelerin şiddetlerindeki rölatif standart sapmalar (RSD).

Numune	Tepe Enerjisi (keV)	10 numunedan birer ölçüm RSD	1 numunedan onar ölçüm RSD
PbO	12,616	0,00873	0,00415
	48,392	0,00554	0,00293
	59,540	0,01020	0,00451
	72,804	0,03121	0,02492
	74,969	0,02848	0,03042
HgO	11,850	0,00908	0,00666
	48,392	0,00891	0,00374
	59,540	0,01173	0,00628
	68,895	0,03466	0,03087
	70,819	0,01696	0,01522

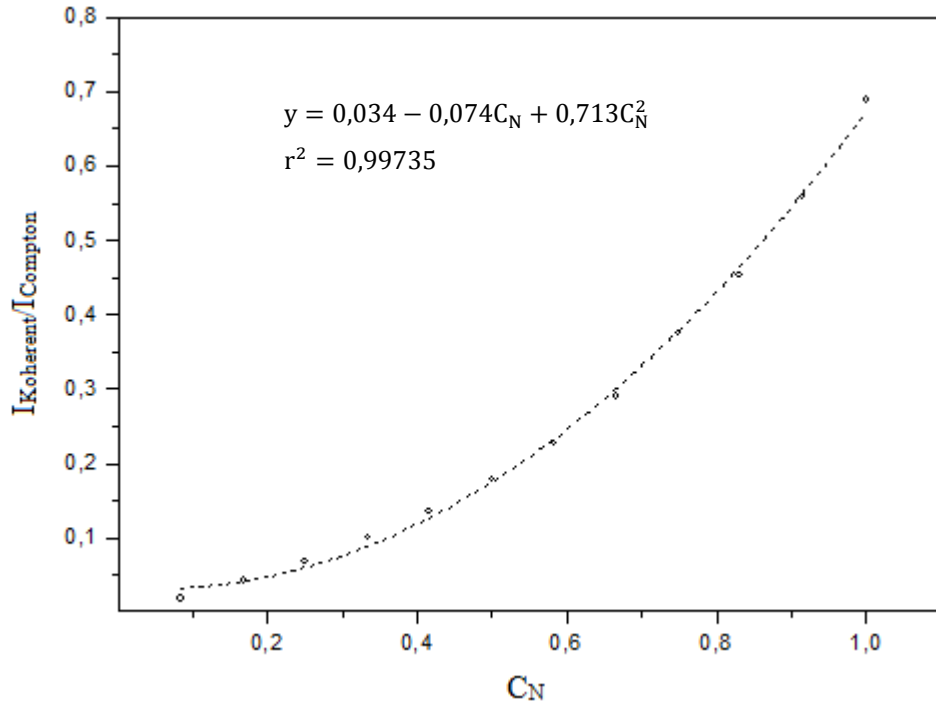
4.4. Şiddet Oranlarının PbO ve HgO Konsantrasyonu ve Matrisin Ortalama Atom Numarasıyla Değişimi

Çalışmanın bu kısmında, Çizelge 3.1 ve 3.2'de verilen PbO ve HgO içeren selülozlu numuneler kullanılmıştır. Bu numuneler için elde edilen spektrumlarda karakteristik ve saçılma tepelerinin altında kalan net alanlar hesaplanmıştır. Karakteristik ve koherent tepelerin altında kalan alanların Compton tepeleri altında kalan alanlara oranının PbO

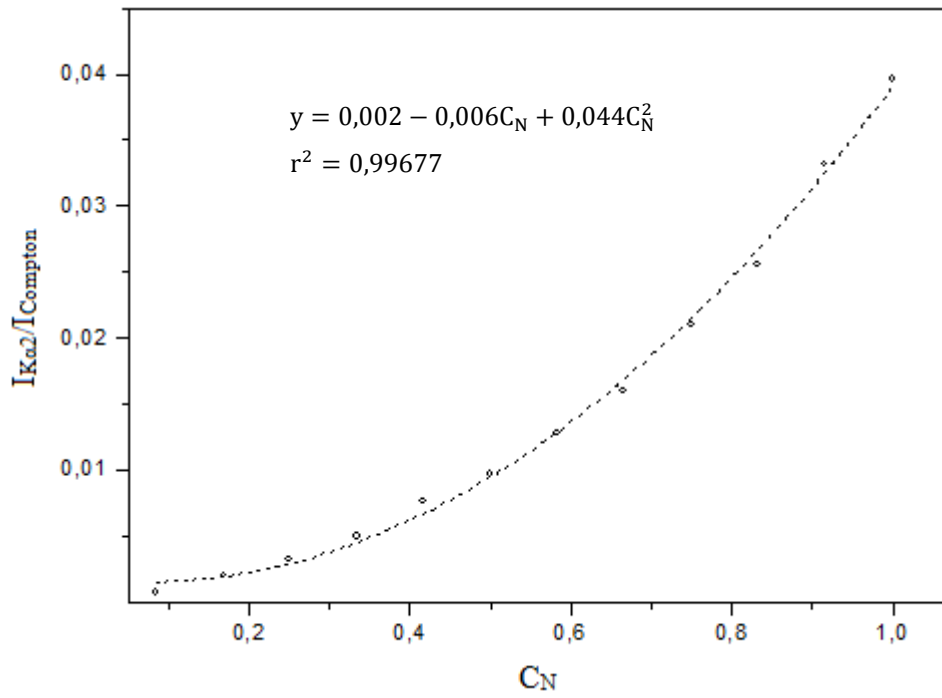
ve HgO konsantrasyonu ile değişimi PbO numuneleri için Şekil 4.41-4.44'te ve HgO numuneleri için Şekil 4.45-4.48'de verilmiştir.



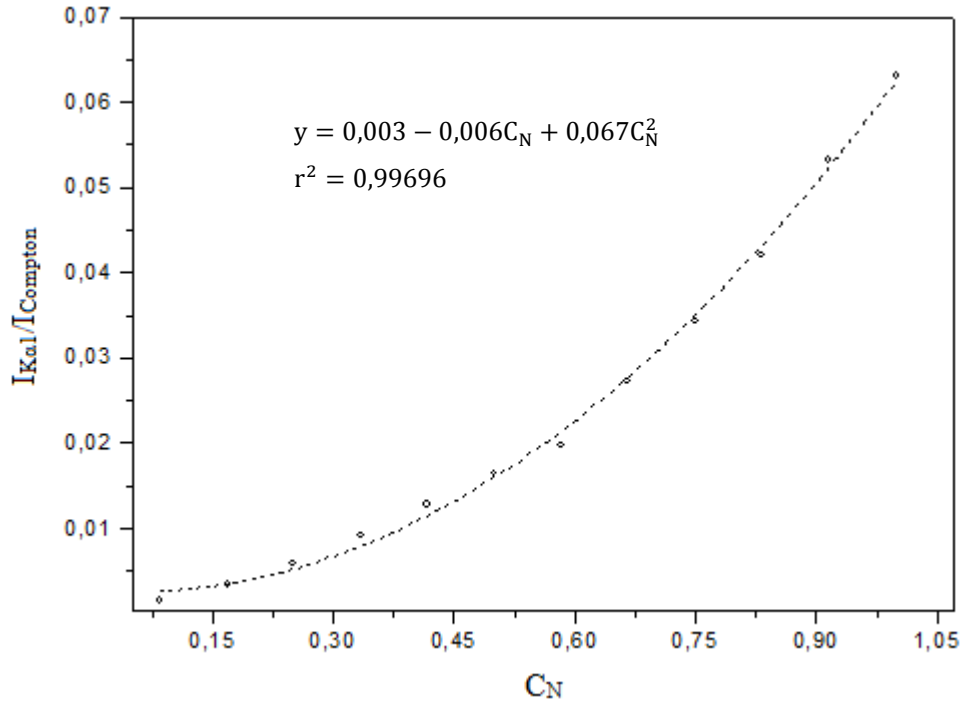
Şekil 4.41. PbO numunelerinde Pb'nin 12,616 keV enerjili $L\beta$ tepeleri kullanılarak hesaplanan şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.



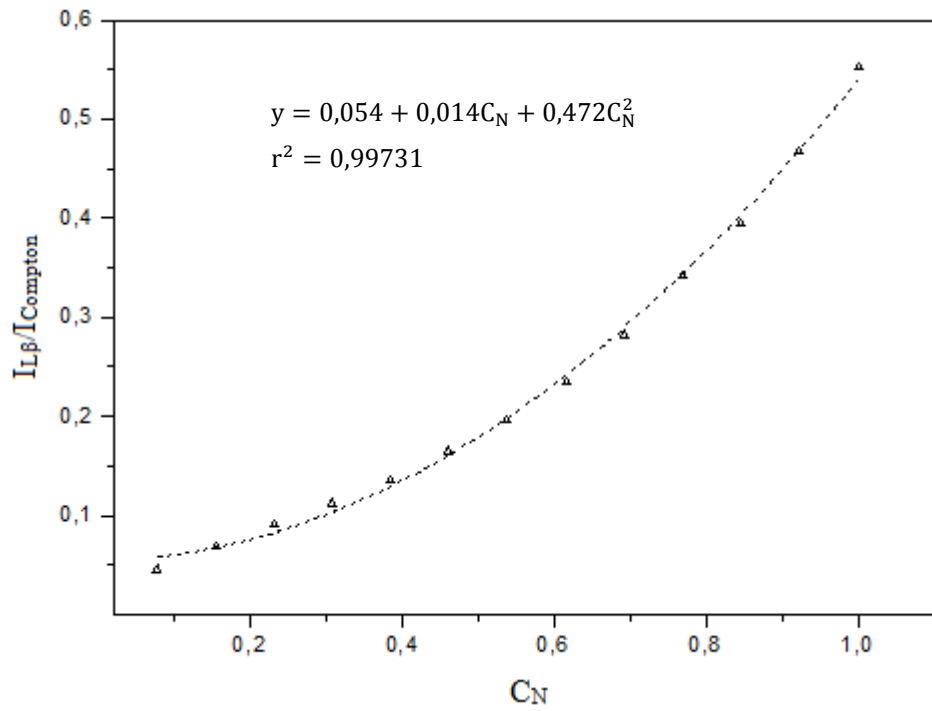
Şekil 4.42. PbO numunelerinde koherent tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.



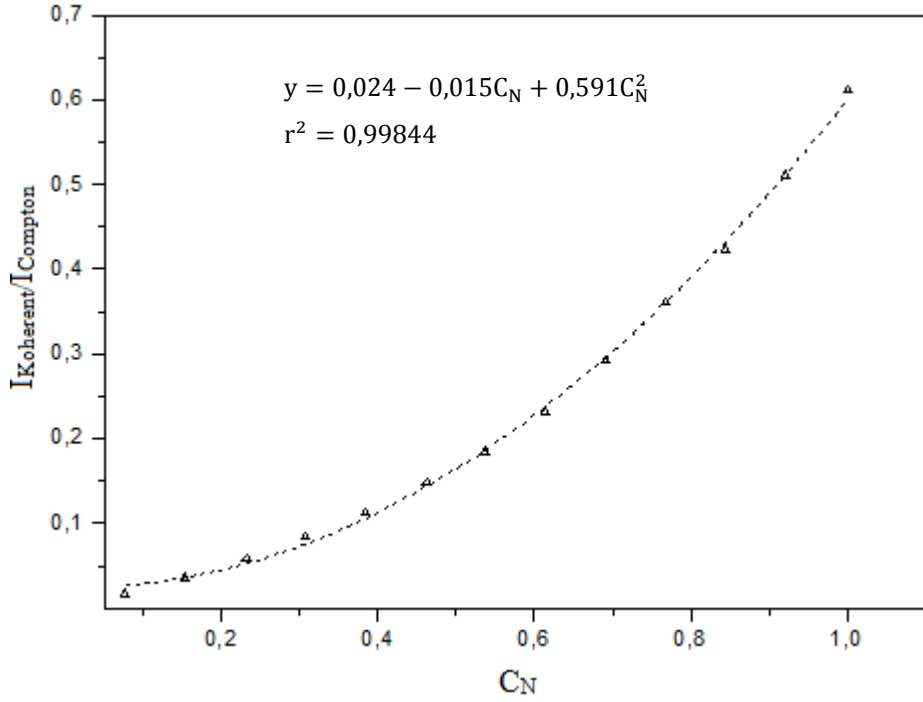
Şekil 4.43. PbO numunelerinde Pb'nin 72,804 keV enerjili $K\alpha_2$ tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.



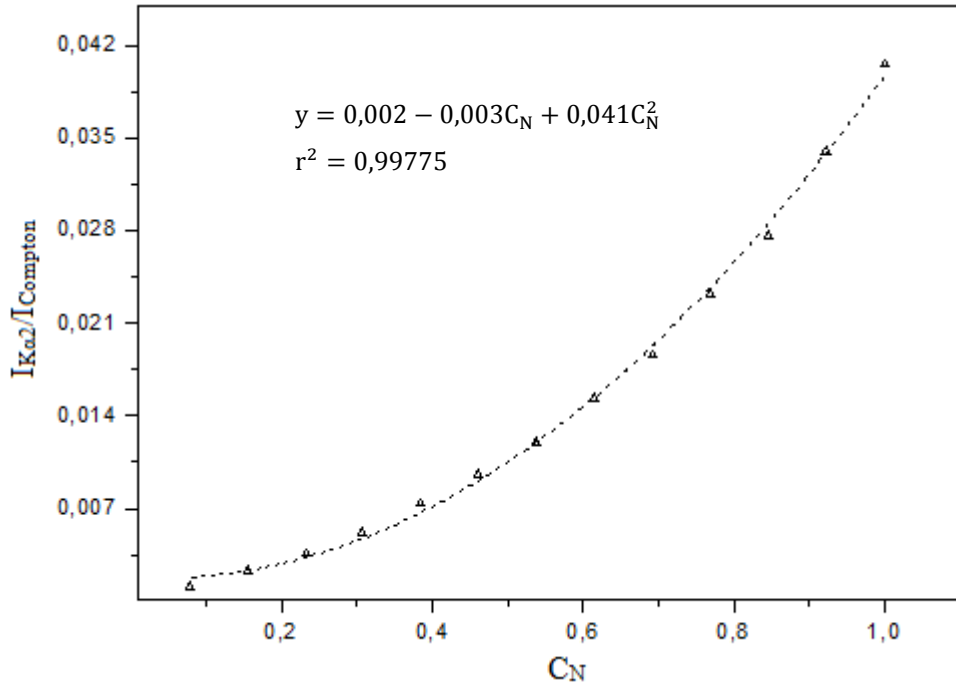
Şekil 4.44. PbO numunelerinde Pb'nin 74,969 keV enerjili $K\alpha 1$ tepelerinin şiddet oranlarının PbO konsantrasyonları ile değişimi.



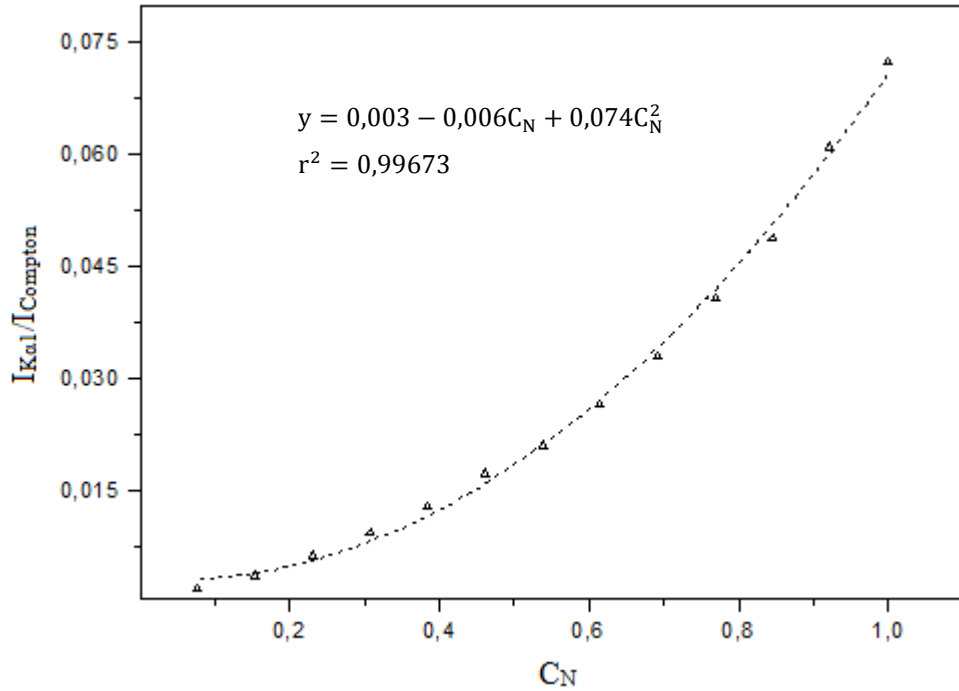
Şekil 4.45. HgO numunelerinde Hg'nin 11,850 keV enerjili $L\beta$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi.



Şekil 4.46. HgO numunelerinde koherent tepelerin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi.



Şekil 4.47. HgO numunelerinde Hg'nin 68,895 keV enerjili $K\alpha_2$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi.



Şekil 4.48. HgO numunelerinde Hg'nin 70,819 keV enerjili $K\alpha_1$ tepelerinin şiddet oranlarının HgO konsantrasyonları ile değişimi.

Şiddet oranlarının PbO ve HgO konsantrasyonu ile değişiminin incelenmesinden elde edilen kalibrasyon denklemlerinin kantitatif analiz yapılmasında kullanılabilirliğini incelemek için rastgele konsantrasyonlarda hazırlanan selülozlu PbO ve HgO numunelerin, EDXRF sisteminde spektrumları alınarak, farklı enerjili tepelerin şiddet oranları belirlenmiştir. Daha sonra, bilinmeyen PbO ve HgO konsantrasyonları (C_{EDXRF}) fit denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. Çizelge 4.4'te farklı şiddet oranları kullanılarak hesaplanan C_{EDXRF} konsantrasyonları verilmiştir.

Ayrıca, aynı numuneler için WDXRF (dalgaboyu ayrımlı XRF) sistemi kullanılarak PbO ve HgO analitlerinin konsantrasyonları (C_{WDXRF}) belirlenmiştir. Hazırlanan numunelerin bilinen konsantrasyonları (bileşik formülünden hesaplanan), EDXRF sistemi kullanılarak bulunan PbO konsantrasyonları ve WDXRF sistemi kullanılarak bulunan PbO konsantrasyonları ile hesaplanan hata yüzdeleri ($\Delta C = (|C_N - C_{EDXRF}|/C_N) \times 100$, $\Delta C' = (|C_N - C_{WDXRF}|/C_N) \times 100$) Çizelge 4.4'te ve HgO için Çizelge 4.5'te verilmiştir.

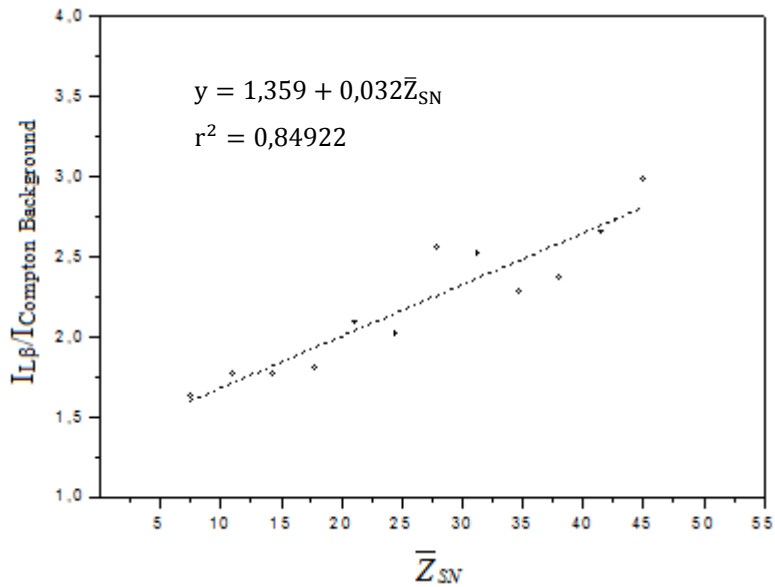
Çizelge 4.4. Farklı yöntemler kullanılarak farklı şiddet oranları için hesaplanan PbO konsantrasyonları ve hata yüzdeleri.

PbO	Şiddet oranları	C_{EDXRF}	C_{WDXRF}	C_N	ΔC	ΔC^i
	$I_{L\beta}/I_{Compton}$	68,6	69,8	72,9	5,90	4,25
	$I_{Koherent}/I_{Compton}$	74,2			1,78	
	$I_{K\alpha 2}/I_{Compton}$	76,6			5,08	
	$I_{K\alpha 1}/I_{Compton}$	75,9			4,12	

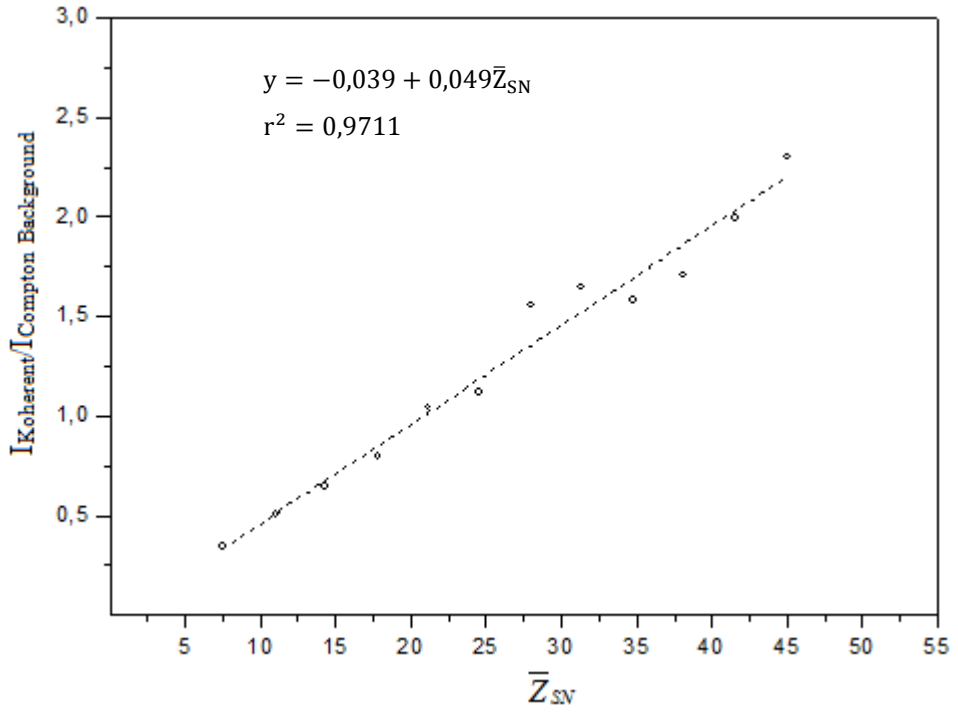
Çizelge 4.5. Farklı yöntemler kullanılarak farklı şiddet oranları için hesaplanan HgO konsantrasyonları ve hata yüzdeleri.

HgO	Şiddet oranları	C_{EDXRF}	C_{WDXRF}	C_N	ΔC	ΔC^i
	$I_{L\beta}/I_{Compton}$	72,7	70,1	72,1	0,83	2,77
	$I_{Koherent}/I_{Compton}$	74,2			2,91	
	$I_{K\alpha 2}/I_{Compton}$	71,3			1,11	
	$I_{K\alpha 1}/I_{Compton}$	73,1			1,39	

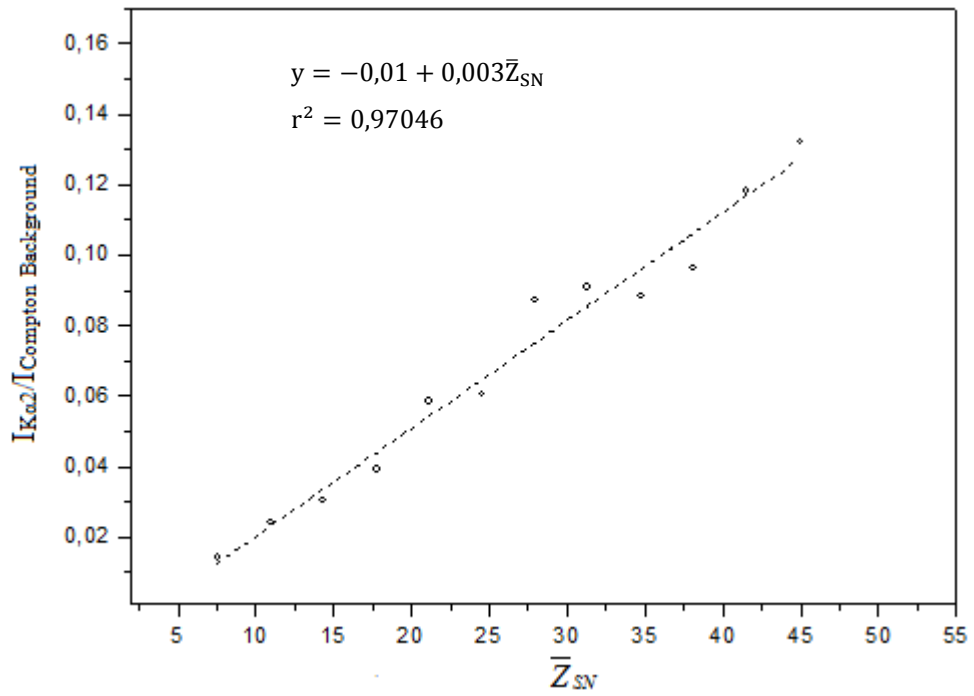
Karakteristik ve koherent tepelerin altında kalan net alanların Compton tepesi altında kalan temel saymaya (background) bölünerek elde edilen şiddet oranlarının, matrislerin ortalama atom numaralarıyla değişimi PbO numuneler için Şekil 4.49-4.52'de ve HgO numuneler için ise Şekil 4.53-4.56'da verilmiştir.



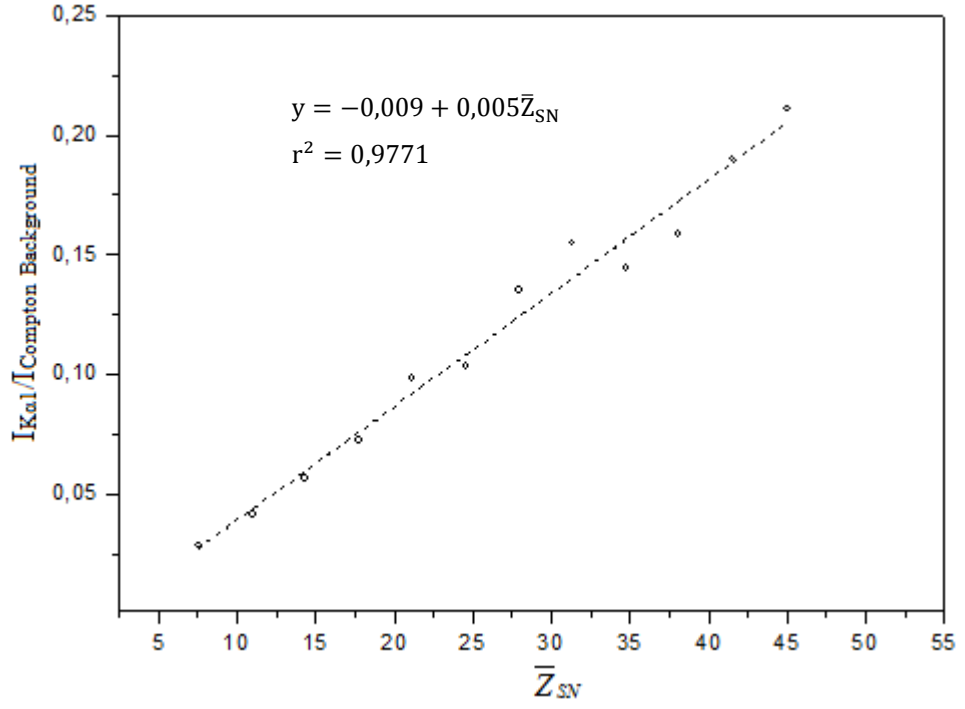
Şekil 4.49. PbO numunelerinde $I_{L\beta}/I_{Compton\ Background}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



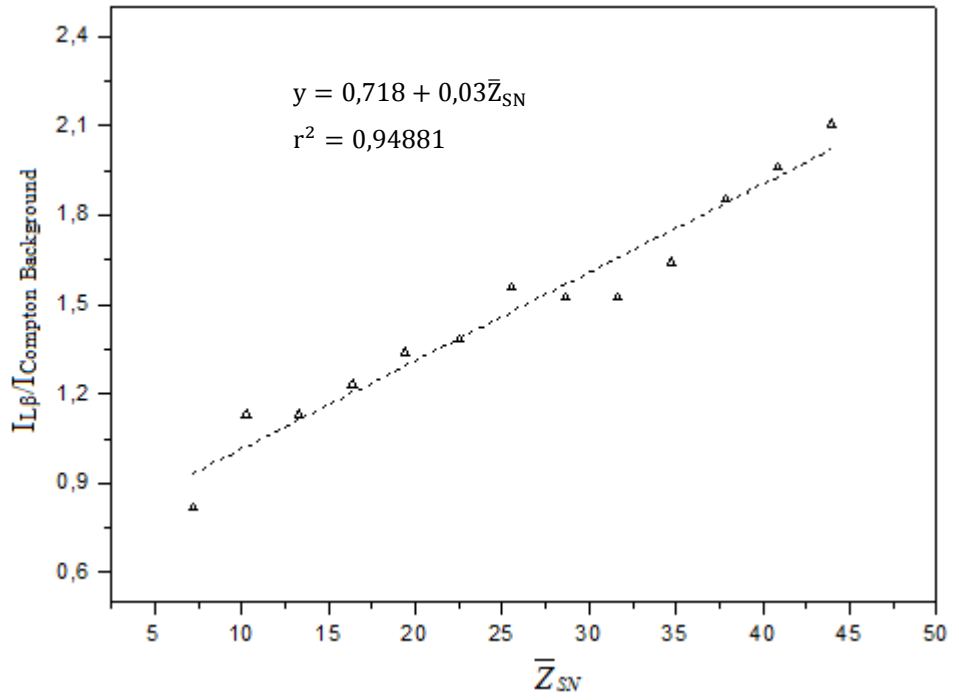
Şekil 4.50. PbO numunelerinde $I_{\text{Koherent}}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



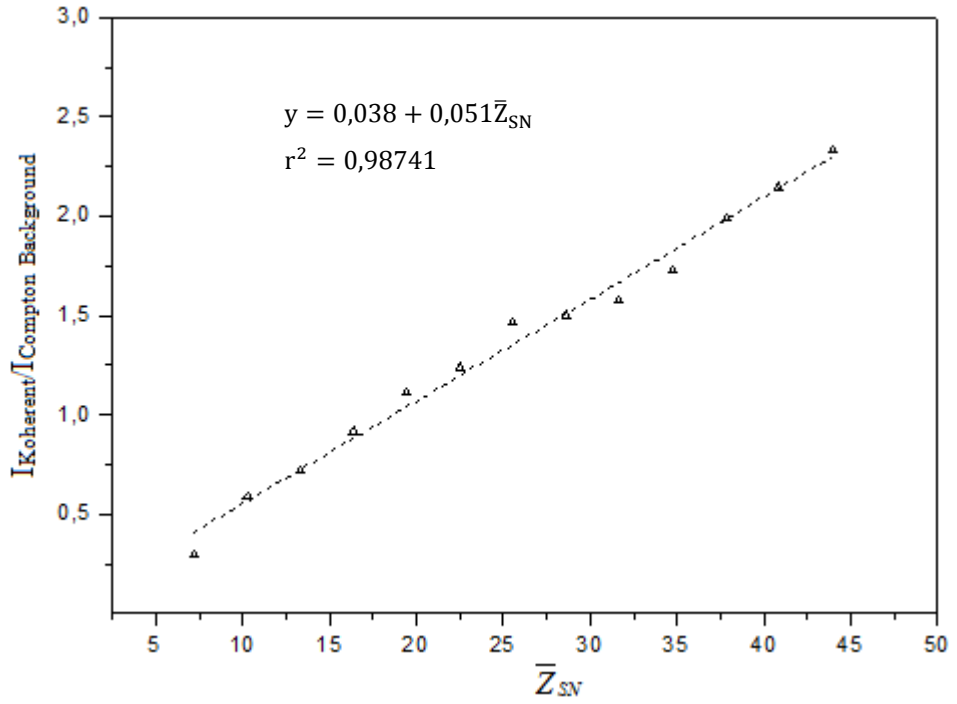
Şekil 4.51. PbO numunelerinde $I_{\text{K}\alpha 2}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



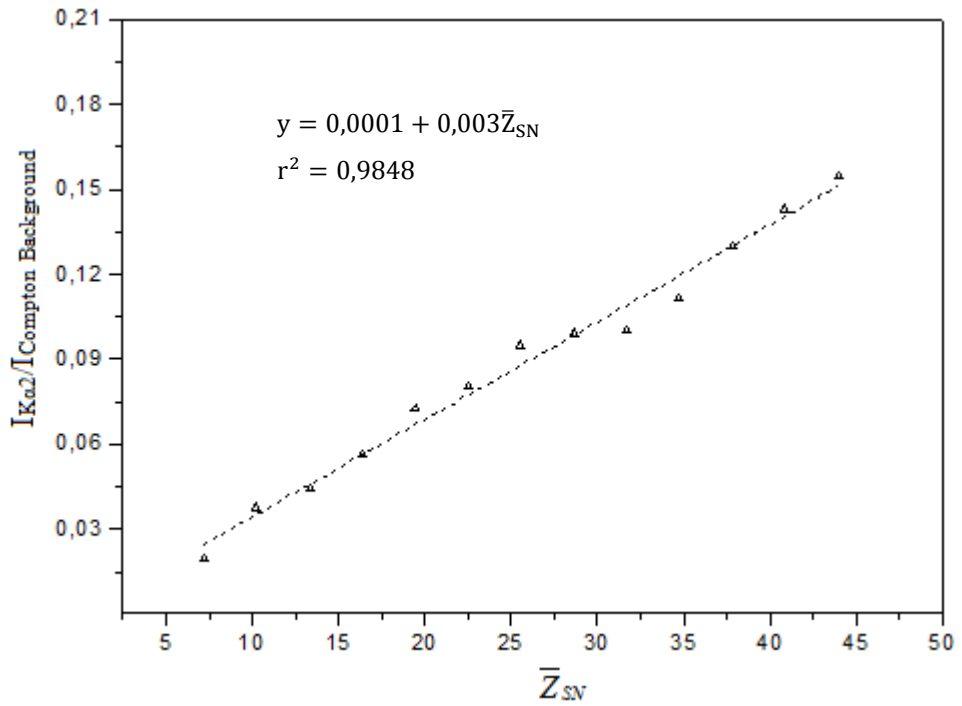
Şekil 4.52. PbO numunelerinde $I_{K\alpha}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



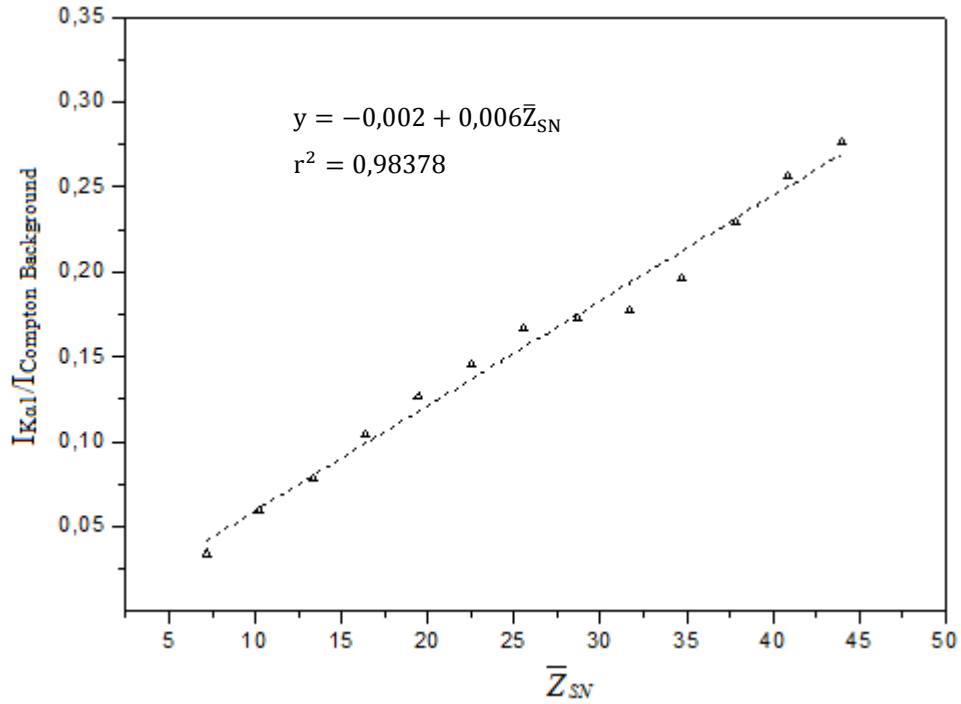
Şekil 4.53. HgO numunelerinde $I_{L\beta}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



Şekil 4.54. HgO numunelerinde $I_{\text{Koherent}}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



Şekil 4.55. HgO numunelerinde $I_{\text{Ka2}}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.



Şekil 4.56. HgO numunelerinde $I_{K\alpha 1}/I_{\text{Compton Background}}$ 'un matrisin ortalama atom numaralarıyla değişimi.

EDXRF cihazında farklı konsantrasyonlarda hazırlanan selülozlu PbO ve HgO numunelerden elde edilen spektrumlardaki farklı enerjili pikler ve Compton temel sayması (background) kullanılarak şiddet oranları ortalama atom numarasına karşı çizilmiş ve fit denklemleri elde edilmiştir. Daha sonra, bilinmeyen bir matrisin ortalama atom numarası bu fit denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. Çizelge 4.6'da sırasıyla selülozlu PbO ve HgO matrislerinin farklı şiddet oranları için hesaplanan ortalama atom numaraları, teorik olarak hesaplanan ortalama atom numaraları karşılaştırmalı olarak verilmiştir.

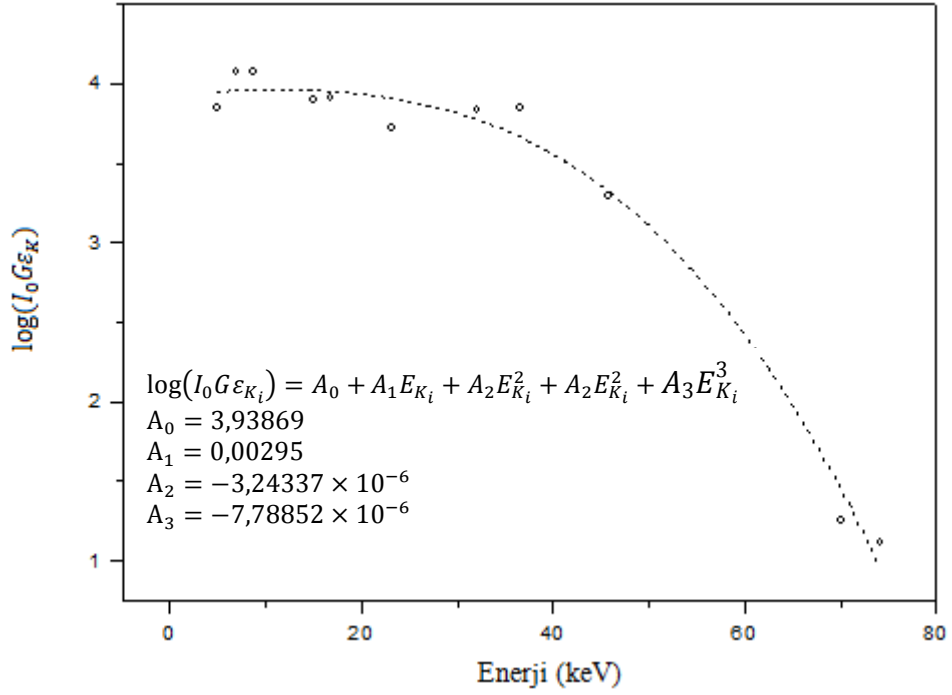
Çizelge 4.6. Farklı şiddet oranları için hesaplanan selülozlu PbO ve HgO matrislerinin \bar{Z} 'sı ile hazırlanan selülozlu numunenin \bar{Z}_{SN} 'sının karşılaştırılması.

Şiddet oranları		\bar{Z}	\bar{Z}_{SN}		\bar{Z}	\bar{Z}_{SN}
$I_{L\beta}/I_{\text{Compton Background}}$	PbO	37,403	33,93	HgO	27,716	32,857
$I_{\text{Koherent}}/I_{\text{Compton Background}}$		40,209			32,052	
$I_{K\alpha 2}/I_{\text{Compton Background}}$		44,320			34,063	
$I_{K\alpha 1}/I_{\text{Compton Background}}$		41,034			31,722	

4.5. HPGe Dedektörünün Fotopik Verimi ve Çoklu Saçılmaları İçeren Çeşitli Parametrelerin Hesaplanması

4.5.1. HPGe dedektörün fotopik veriminin hesaplanması

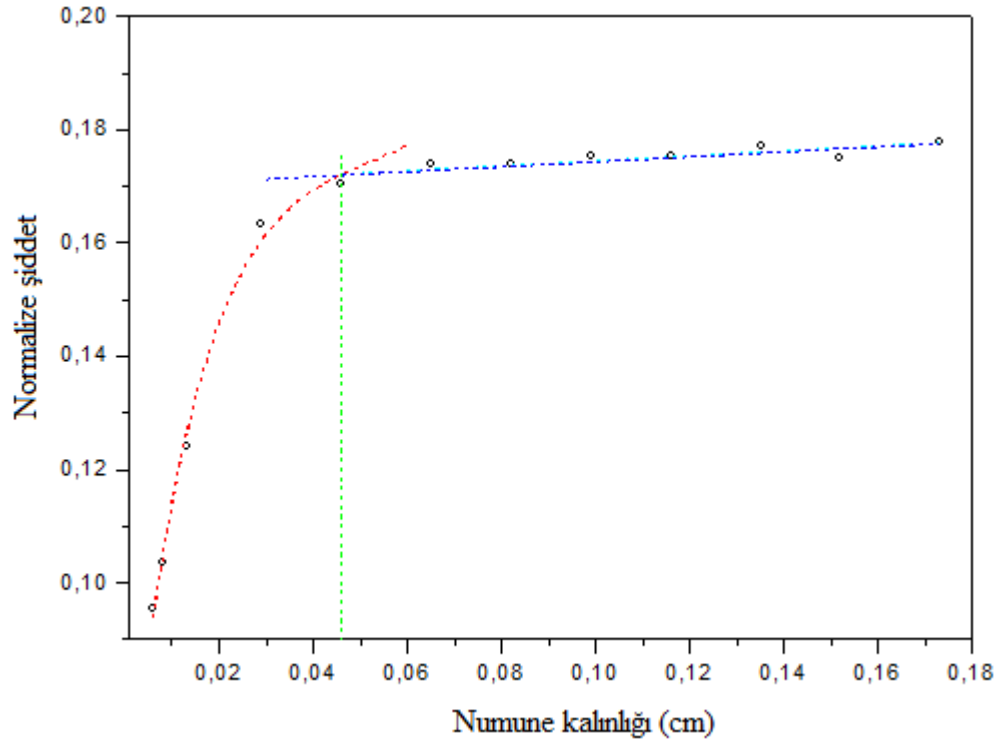
HPGe dedektörün fotopik verimi $23 \leq Z \leq 82$ aralığındaki V, Co, Zn, Y, Cd, Ba, Dy, Lu, Hg ve Pb elementleri kullanılarak hesaplanmıştır. Bu elementlerden hazırlanan numunelerin kütle kalınlıkları (3.3.3) kesiminde verilmiştir. Deneylerde ölçüm süresi 7200 s olarak belirlenmiştir. Kullanılan elementlerin K_α ve K_β enerjilerine ait tepeler altında kalan net alanlar Origin 7.5 (Demo version) programı kullanılarak hesaplanmıştır. HPGe dedektörü için $I_0 G \varepsilon_{K_i}$ değeri (3.9) denkleminde kullanılarak belirlenmiştir. Karakteristik x-ışını enerjilerinin bir fonksiyonu olarak çizilen $I_0 G \varepsilon_{K_i}$ Şekil 4.57'de verilmiştir. Bu grafik 3. dereceden bir polinoma fit edilmiştir ve bu fit denklemi de şekil üzerinde verilmiştir. Böylece, Şekil 4.57'de verilen fit denkleminde istenilen enerjideki $I_0 G \varepsilon_{K_i}$ değeri kolaylıkla elde edilebilir. E_{K_i} , K_i x-ışını enerjisi ve A_0 , A_1 , A_2 , A_3 ise en küçük kareler metodundan bulunan sabitlerdir.



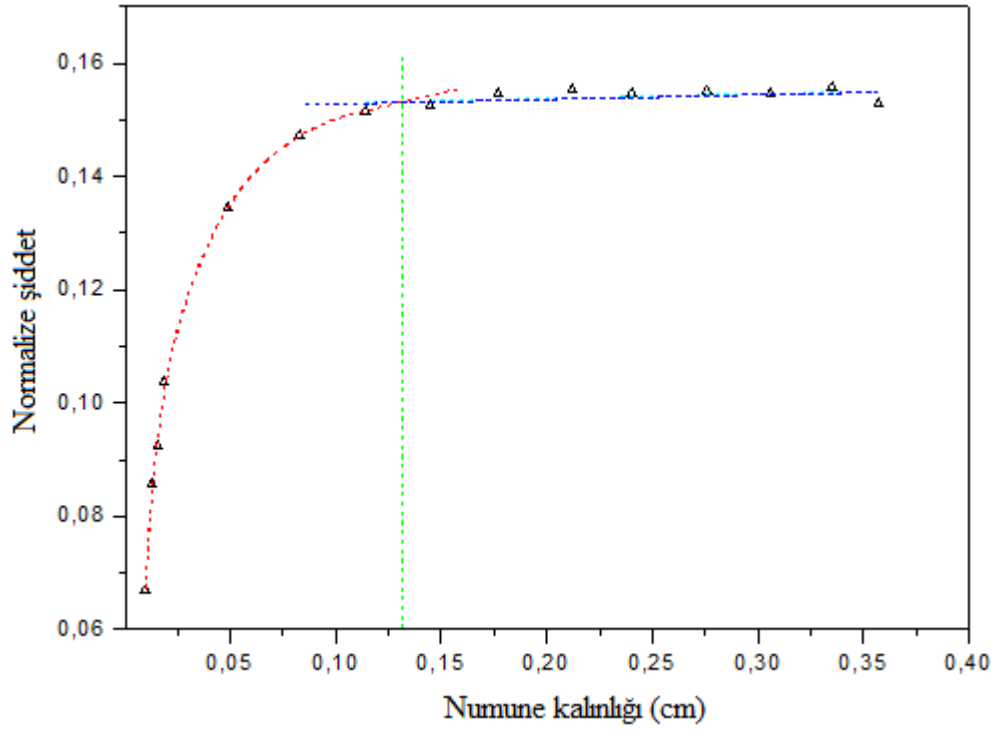
Şekil 4.57. HPGe dedektör için $I_0 G \varepsilon_K$ 'nın enerji ile değişimi.

4.5.2. Satürasyon kalınlığı ve ortalama serbest yolun hesaplanması

Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerden 59,54 keV enerjili γ -ışınlarının saçılmasından elde edilen koherent tepelerin şiddetleri PbO numuneleri için 386-4096 kanal aralığında elde edilen toplam saymaya ve HgO numuneleri için 319-4096 kanal aralığında elde edilen toplam saymaya bölünerek normalize edilmiştir. Kalınlığa karşı çizilen normalize edilmiş şiddet grafiklerinde, şiddette artışın olduğu bölgeler eksponansiyel fonksiyona ve şiddetin sabit (yaklaşık) kaldığı bölgeler ise lineer polinoma fit edilmiştir. Eksponansiyel fit fonksiyonu ekstrapole edilmiş ve lineer fonksiyonun da 0,999'u hesaplanarak yeniden bir fit doğrusu elde edilmiştir. Daha sonra eksponansiyel fit eğrisi ile bu doğrunun kesişim noktası tespit edilerek, satürasyon kalınlığı belirlenmiştir. Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerinin satürasyon kalınlıklarının bulunması için numune kalınlığı ile normalize şiddet değişimini gösteren, bu numunelere ait grafikler ve fit eğrileri sırasıyla Şekil 4.58 ve Şekil 4.59'da verilmiştir.



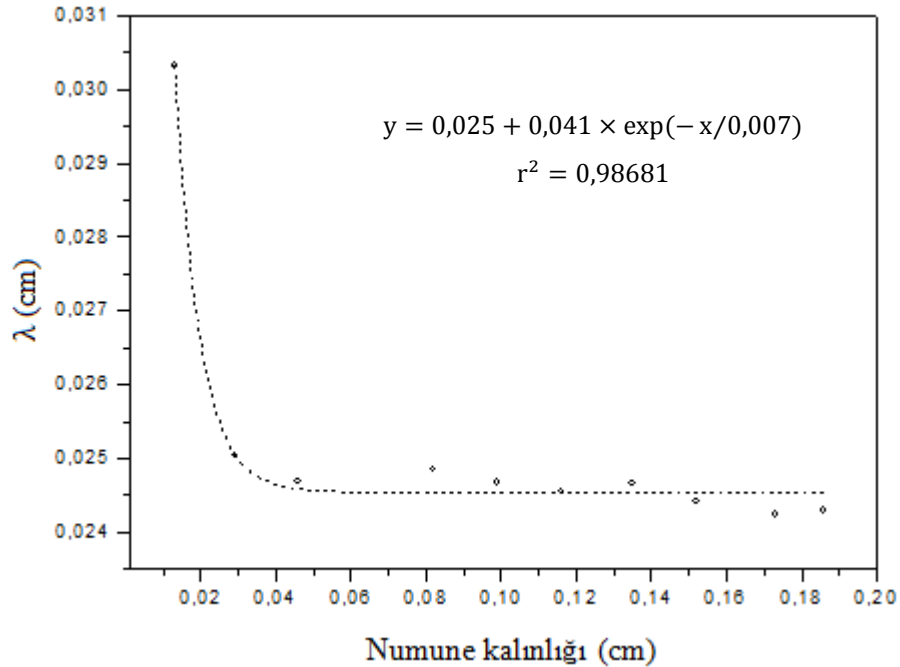
Şekil 4.58. PbO numuneler için 1800 s'lik sayımlarla saturasyon kalınlığının belirlenmesi.



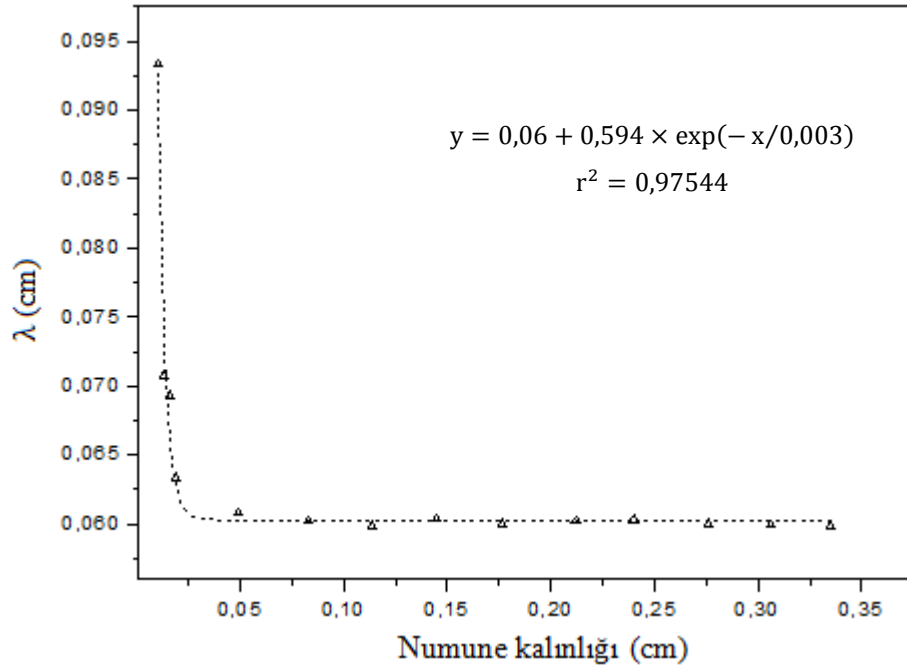
Şekil 4.59. HgO numuneler için 1800 s'lik sayımlarla saturasyon kalınlığının belirlenmesi.

Şekil 4.58'deki eğrinin denklemi $y = 0,177 - 0,126 \times \exp(-x/0,014)$ ve korelasyon katsayısı $r^2=0,99222$ olarak, doğrunun denklemi ise $y = 0,170 + 0,044x$ ve korelasyon katsayısı $r^2=1$ olan olarak bulunmuştur. Şekil 4.59'da verilen eğrinin denklemi $y = 0,155 - 0,066 \times \exp(-(-x - 0,009)/0,033) - 0,028 \times \exp(-(-x - 0,009)/0,004)$ ve korelasyon katsayısı $r^2=0,98979$ olarak, doğrunun denklemi ise $y = 0,152 + 0,008x$ ve korelasyon katsayısı $r^2=1$ olarak belirlenmiştir.

59,54 keV'lik foton enerjisi için farklı kalınlıklı numunelerin kütle soğurma katsayıları WinXCOM programında karışım kuralı kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Daha sonra (2.10) denklemi kullanılarak ortalama serbest yol (m.f.p, λ) cm biriminde hesaplanmıştır. Satürasyon kalınlığına karşılık gelen m.f.p değerleri, farklı kalınlıklı PbO ve HgO numuneler için sırasıyla Şekil 4.60 ve Şekil 4.61'de verilen fit denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.60. PbO için ortalama serbest yolun numune kalınlığı ile değişimi.



Şekil 4.61. HgO için ortalama serbest yolun numune kalınlığı ile değişimi.

59,54 keV enerjili fotonlar için saturasyon kalınlığı (t_{sat}), ortalama serbest yol değerlerine bölünerek, ortalama serbest yol m.f.p cinsinden hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Çizelge 4.8'de verilmiştir.

Çizelge 4.7. Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerin saturasyon kalınlığı ve ortalama serbest yol değerleri.

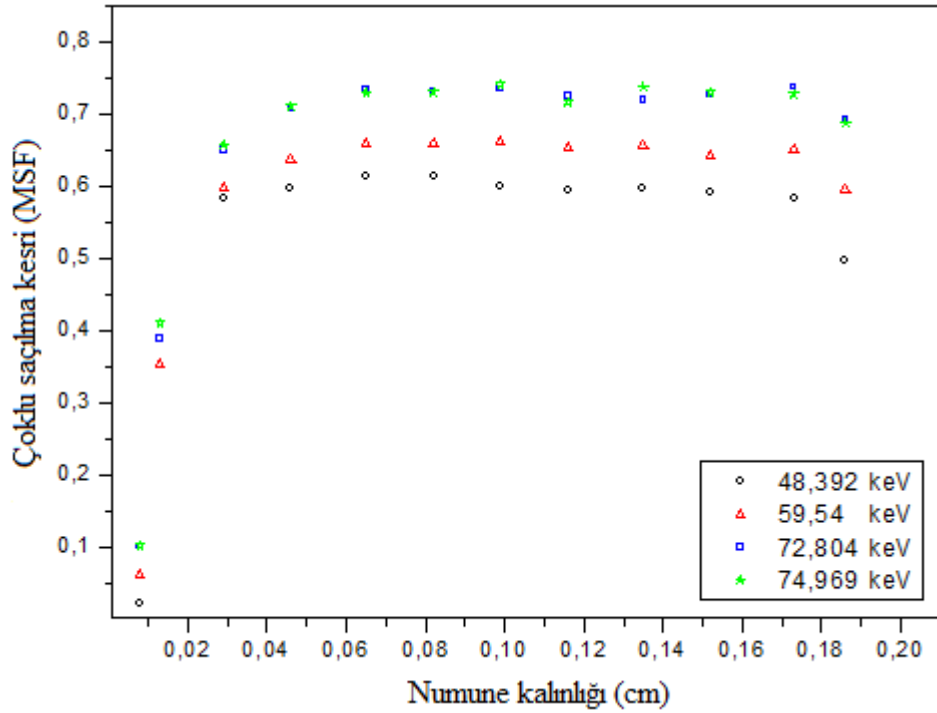
Numune	Enerji (keV)	λ (m.f.p) (cm)	Ölçülen saturasyon kalınlığı	
			t_{sat} (cm cinsinden)	t_{sat}/λ (m.f.p cinsinden)
PbO	59,54	0,0251	0,0457	1,8207
HgO	59,54	0,06	0,1305	2,175

4.5.3. Çoklu saçılma kesrinin hesaplanması

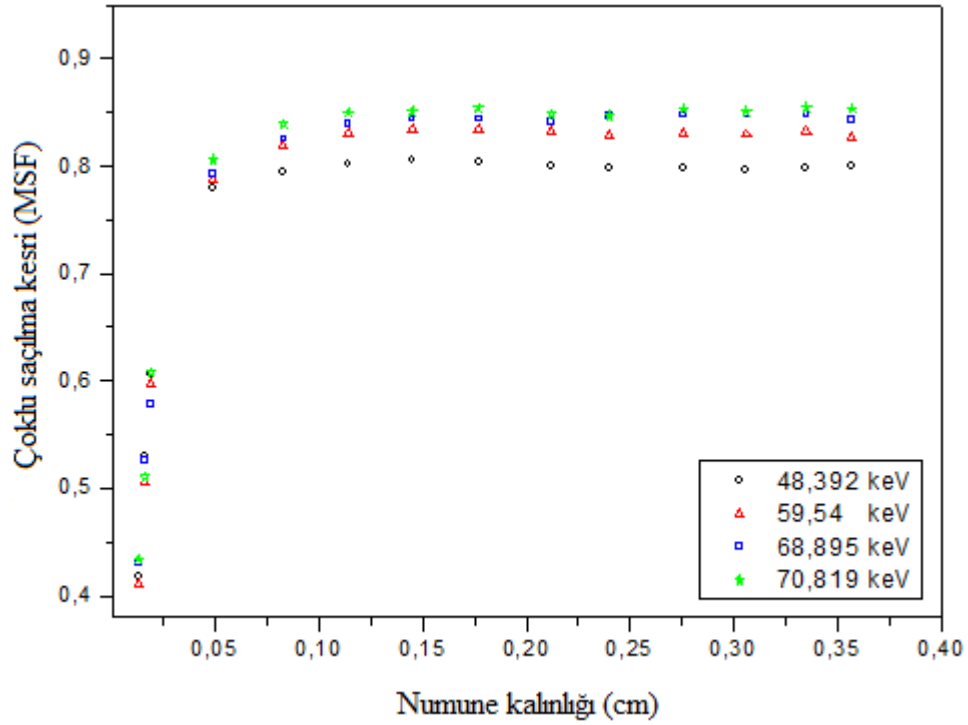
Farklı kalınlıklı numunelerin çoklu saçılma kesrini bulmak için, öncelikle numune varken elde edilen spektrumdan numunesiz spektrum çıkarılarak temel sayma (background) bertaraf edilir. Hazırlanan en ince numuneden elde edilen spektrumdaki

tepelerin şiddetinin tekli saçılma sayısını (M_s) verdiği kabul edilerek, diğer kalınlıklardaki numunelerden elde edilen spektrumların herbirinden tekli saçılma spektrumu çıkarılır ve belirlenen tepeler için çoklu saçılma sayısı (M_m) elde edilir (Singh *et al.* 2006a). Daha sonra belirlenen tepe enerjileri için (2.11) denklemi kullanılarak çoklu saçılma kesri (MSF) hesaplanır.

Farklı kalınlıklı PbO numuneler için 48,392 keV, 59,54 keV, 72,804 keV ve 74,969 keV enerjili tepelerin çoklu saçılma kesirlerindeki değişim Şekil 4.62'de verilmiştir. Ayrıca farklı kalınlıklı HgO numuneler için 48,392 keV, 59,54 keV, 68,895 keV ve 70,819 keV enerjili tepelerin çoklu saçılma kesirlerindeki değişim de Şekil 4.63'de verilmiştir.



Şekil 4.62. Farklı kalınlıklı PbO numunelerinin farklı enerjili tepeleri için çoklu saçılma kesrinin değişimi.



Şekil 4.63. Farklı kalınlıklı HgO numunelerin farklı enerjili tepeleri için çoklu saçılma kesrinin değişimi.

4.5.4. Albedo sayısı, enerjisi ve dozunun hesaplanması

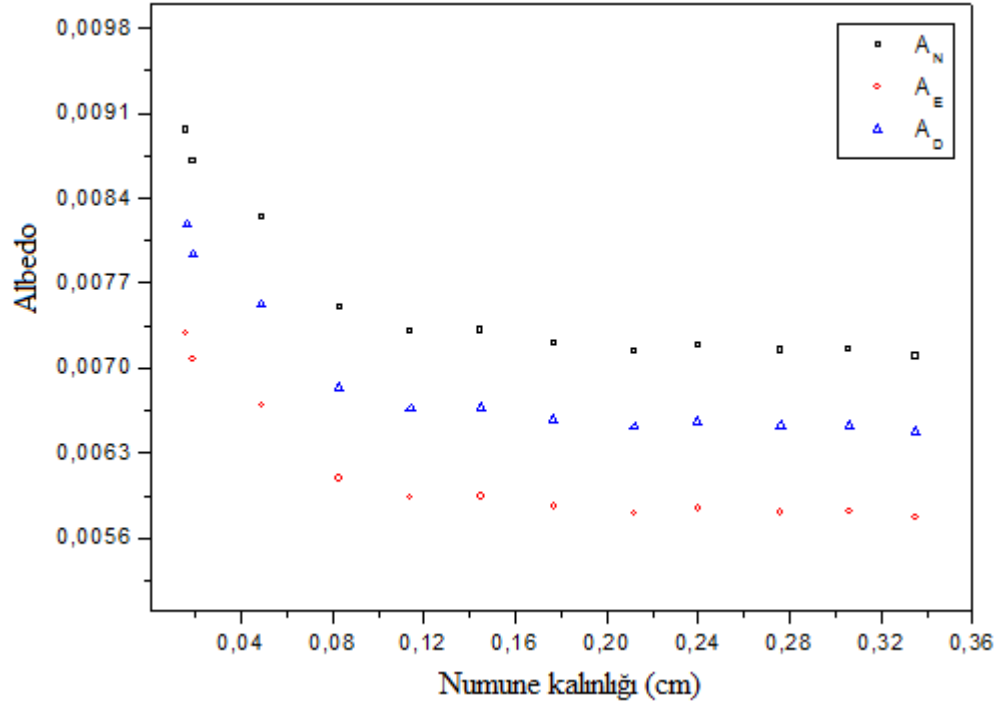
PbO ve HgO numunelerin albedo sayısı (A_N), albedo enerjisi (A_E) ve albedo dozunun (A_D) belirlenmesi için öncelikle kullanılan deney geometrisi için (2.17) denkleminde yararlanılarak katı açı hesaplanmıştır. Daha sonra (2.12) denklemi kullanılarak albedo sayısı, (2.13) denklemi kullanılarak albedo enerjisi ve (2.14) denklemi kullanılarak albedo dozu hesaplanmıştır. 59,54 keV'lik gelen foton enerjisi için elde edilen sonuçlar farklı kalınlıklı PbO ve HgO numuneler için sırasıyla Çizelge 4.9'da ve Çizelge 4.10'da verilmiştir. Farklı kalınlıklı HgO numunelerinin albedo sayı, enerji ve dozundaki değişimler Şekil 4.64'de ve selülozlu HgO numunelerinin ortalama atom numaralarıyla albedo sayı, enerji ve dozundaki değişimler ise Şekil 4.65'de verilmiştir.

Çizelge 4.8. Farklı kalınlıklı PbO numunelerin albedolarının değişimi.

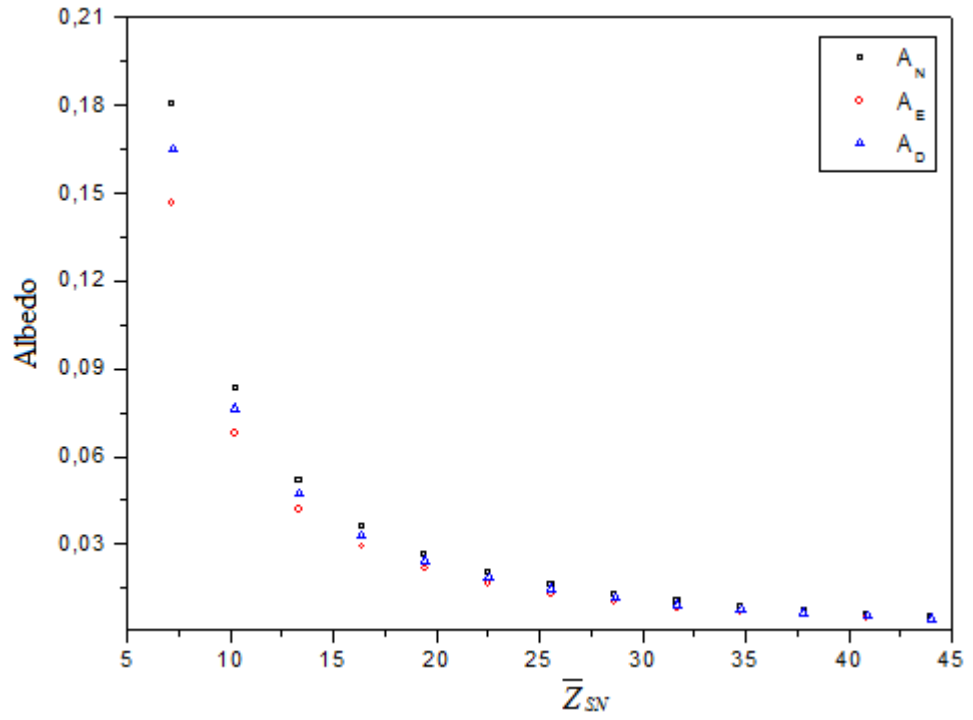
Numune kalınlığı (cm)	59,54 keV için		
	A_N	A_E	A_D
0,006	0,00496	0,00403	0,00359
0,008	0,00476	0,00387	0,00344
0,013	0,00494	0,00402	0,00358
0,029	0,00480	0,00390	0,00348
0,046	0,00449	0,00365	0,00325
0,065	0,00439	0,00356	0,00317
0,082	0,00439	0,00357	0,00318
0,099	0,00420	0,00342	0,00304
0,116	0,00423	0,00344	0,00306
0,135	0,00425	0,00345	0,00308
0,152	0,00432	0,00351	0,00312
0,173	0,00416	0,00338	0,00301
0,186	0,00400	0,00325	0,00290

Çizelge 4.9. Farklı kalınlıklı HgO numunelerin albedolarının değişimi.

Numune kalınlığı (cm)	59,54 keV için		
	A_N	A_E	A_D
0,010	0,00852	0,00693	0,00778
0,013	0,00862	0,00701	0,00787
0,016	0,00896	0,00728	0,00818
0,019	0,00870	0,00707	0,00794
0,049	0,00824	0,00670	0,00752
0,083	0,00750	0,00609	0,00684
0,114	0,00730	0,00594	0,00667
0,145	0,00731	0,00594	0,00667
0,177	0,00721	0,00586	0,00658
0,212	0,00714	0,00580	0,00652
0,240	0,00719	0,00584	0,00656
0,276	0,00715	0,00581	0,00652
0,306	0,00715	0,00582	0,00653
0,335	0,00710	0,00577	0,00648
0,357	0,00740	0,00602	0,00676



Şekil 4.64. Farklı kalınlıklı HgO numuneler için A_N , A_E ve A_D 'nin değişimi.



Şekil 4.65. Selülozlu HgO numuneler için A_N , A_E ve A_D 'nin ortalama atom numaraları ile değişimi.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu tez çalışmasında incelemek üzere PbO ve HgO bileşikleri seçilmiştir. Bilgisayarlı tomografi, anjiyografi, mammografi, taş kırma sistemleri, röntgen, nükleer tıp, radyografi ve radyoterapi gibi şeffaf pencere gerektiren birçok yerde kullanılan radyasyon camları PbO bileşiğinden yapılmaktadır. Korozyona dayanıklılığı bakımından PbO boyalar çelik konstrüksiyonlarda kullanılmaktadır. Ayrıca, nükleer santrallerde, akromatik merceklerde, kırılma indisi yüksek olan kristal camların üretiminde ve ses yalıtımında da PbO bileşiği kullanılmaktadır. HgO ise önemli bir boyar madde ve kimyasal reaksiyonlar için önemli bir katalizördür.

Bu tez çalışmasının ilk kısmında, farklı kalınlıklardaki PbO ve HgO numuneleri kullanılarak, Compton, koherent ve belirlenen karakteristik *K* ve *L* x-ışını tepelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir. PbO için Şekil 4.3-4.7 ve HgO için Şekil 4.8-4.12'den görüldüğü üzere numune kalınlığı arttıkça karakteristik, Compton ve koherent tepelerin şiddetleri de artmaktadır. Belli bir kalınlık değerinden itibaren şiddette değişim gözlemlenmemekte; yani saturasyon meydana gelmektedir.

Tez çalışmasının ilk kısmında elde edilen deneysel sonuçların güvenilirliğini tespit etmek için, 10 tane PbO ve 10 tane HgO numunesi hazırlanarak aynı deneysel şartlar altında ölçümler alınmıştır. PbO ve HgO için incelenen enerjilerdeki tepelerin net alanları belirlenerek şiddetteki rölatif standart sapmalar (RSD) hesaplanmıştır. Ayrıca, 1 tane PbO ve 1 tane HgO numunesi için ard arda 10'ar defa ölçümler alınmıştır. Daha sonra, tepelerin net alanları belirlenerek şiddetlerdeki rölatif standart sapmalar hesaplanıp Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelge 4.1'den görüldüğü üzere, 10 numune hazırlanarak yapılan ölçümlerden elde edilen RSD değerleri, tek numunenin 10 defa ölçülmesinden elde edilen RSD değerlerinden büyüktür. Bu sonuçlar kullanılan EDXRF sisteminin hassasiyetinin oldukça iyi olduğunu, ayrıca numune hazırlama ve sayma istatistiğinden kaynaklanan belirsizliğin ise kabul edilebilir bir seviyede olduğunu göstermektedir.

Çalışmanın ikinci kısmında, farklı kalınlıklardaki PbO ve HgO numunelerinden elde edilen spektrumlardaki çeşitli (saçılma ve karakteristik) tepeler arasında kalan temel sayma (background) bölgelerinin şiddetlerindeki değişim incelenmiştir. Bu bölgeler, PbO ve HgO numuneler için sırasıyla Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'de gösterilmiştir. Farklı renklerle işaretlenen bu bölgelerin kanal aralıkları ise Çizelge 4.2'de verilmiştir. Numune kalınlığına bağlı olarak, çoklu saçılmaları ihtiva eden bu bölgelerin şiddetlerindeki değişimler PbO için Şekil 4.15-4.22'de ve HgO için Şekil 4.23-4.30'da verilmiştir. Şekil 4.15-4.30'dan görüldüğü üzere, değişen numune kalınlığıyla temel sayma bölgelerindeki şiddet değişimleri, tepelerin (saçılma, karakteristik) şiddet değişimleri ile benzer olarak önce artmakta, daha sonra belli kalınlık değerlerinden itibaren satürasyona uğramaktadır. Özellikle spektrumun yüksek enerjili kısımlarındaki bölgelerde (4, 5, 6, 7 ve 8. bölgelerde) bu etki daha belirgin olarak görülmektedir. Çoklu saçılmaları da kapsayan bu temel sayma bölgelerinin şiddetle değişiminin incelendiği böyle bir çalışmaya yapılan literatür araştırmasında rastlanmamıştır.

Çalışmanın üçüncü kısmında, farklı ortalama atom numarasına sahip numunelerin farklı enerjili tepelerinin şiddetlerindeki değişimler incelenmiştir. Bunun için atom numarası farklı olan elementleri kullanmak yerine, toplam numune kütlesi aynı kalmak üzere (ki bu, numunelerin kütle kalınlığını aynı kılar) PbO ve HgO, selüloz ($C_6H_{10}O_5$) ile karıştırılarak ortalama atom numaraları farklı olan numuneler hazırlanmıştır. Değişen ortalama atom numaraları ile saçılma (Compton ve koherent) ve karakteristik tepelerin şiddetlerindeki değişimler PbO numuneleri için Şekil 4.31-4.35'de ve HgO numuneler için Şekil 4.36-4.40'da verilmiştir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi, hem PbO hem de HgO numuneleri için ortalama atom numarası arttıkça karakteristik ve koherent tepelerin şiddetlerinde artma ve Compton tepelerin şiddetlerinde ise azalma meydana gelmektedir. Bu durum, düşük atom numaralı elementler için Compton saçılmasının ve yüksek atom numaralı elementler için ise koherent saçılmanın daha baskın olduğu sonucunu doğrulamaktadır. Çalışmanın bu kısmında yapılan çoklu ölçümler sonucu hazırlanan Çizelge 4.3'den görüldüğü üzere, EDXRF sistemi ortalama atom numarasının belirlenmesinde oldukça hassas sonuçlar vermektedir.

Çalışmanın dördüncü kısmında PbO ve HgO moleküllerinin ağırlık konsantrasyonu ile şiddet oranı değişiminden elde edilecek kalibrasyon grafiklerinin kantitatif analiz yapabilmede güvenilirliği incelenmiştir. Bu amaçla Çizelge 3.1 ve 3.2'de verilen PbO ve HgO moleküllerini içeren selülozlu numuneler hazırlanmıştır. Numunelerin EDXRF spektrumları elde edilmiştir. Spektrumlarda karakteristik ve koherent tepelerin altında kalan net alanlar hesaplanmıştır. Daha sonra, bu alanların Compton tepeleri altında kalan net alanlara bölünmesiyle şiddet oranları elde edilmiştir. Şiddet oranlarının konsantrasyonla değişimi, PbO numuneler için Şekil 4.41-4.44'te ve HgO numuneler için Şekil 4.45-4.48'de verilmiştir. Çizilen herbir kalibrasyon grafiği için en uygun fit denklemi ile korelasyon katsayısı bulunmuştur. Kalibrasyon grafiklerinden bulunacak olan fit denklemleri sayesinde, moleküler konsantrasyonu bilinmeyen bir numunenin EDXRF sisteminde alınan spektrumundan şiddet oranlarının hesaplanmasıyla kantitatif analiz yapmak mümkündür. Çizelge 4.4 ve Çizelge 4.5'den görüldüğü üzere hazırlanan numunelerin bilinen moleküler konsantrasyonları ile EDXRF sistemi ile elde edilen kalibrasyon denklemlerinden bulunan konsantrasyonlar, PbO ve HgO'dan hazırlanan numuneler için sırasıyla %94,102-98,217 ve %97,087-99,168 uyumludur. Ayrıca bu konsantrasyonlar WDXRF sisteminden elde edilen konsantrasyonlarla, PbO ve HgO numuneleri için sırasıyla %95,748 ve %97,226 uyumludur. Bu sonuçlar karakteristik ve koherent tepelerin altında kalan net alanların, Compton tepeleri altında kalan net alanlara oranlanmasıyla elde edilen şiddet oranı kalibrasyon grafiklerinin kantitatif analiz yapabilmede güvenilirliğini ortaya koymaktadır. Bu kantitatif analiz metodu ile elde edilen sonuçların WDXRF sistemi ile karşılaştırıldığı bir başka çalışmaya literatürde rastlanmamıştır.

Çalışmanın dördüncü kısmında ayrıca çeşitli şiddet oranlarının ortalama atom numarasına karşı çizilmesiyle hazırlanacak olan kalibrasyon grafiklerinden, kantitatif analiz yapmanın mümkünlüğü araştırılmıştır (Bertin 1975). Bu amaçla, EDXRF sisteminde rastgele konsantrasyonlarda hazırlanan selülozlu PbO ve HgO numunelerinin spektrumları alınmıştır. Bu spektrumlardan karakteristik ve koherent tepelerin altında kalan net alanların, Compton tepesi altında kalan temel saymaya bölünmesiyle şiddet oranları elde edilmiştir. Çeşitli şiddet oranlarının matrislerin

ortalama atom numaralarıyla değişimi PbO numuneler için Şekil 4.49-4.52'de ve HgO numuneler için ise Şekil 4.53-4.56'da verilmiştir. Herbir kalibrasyon grafiği için fit denklemleri elde edilmiştir. Ortalama atom numarası teorik olarak hesaplanan selülozlu PbO ve HgO numunelerinin EDXRF sisteminde spektrumları alınarak, çeşitli tepeler için şiddet oranları belirlenmiştir. Bu şiddet oranları Şekil 4.49-4.56'daki kalibrasyon denklemlerinde kullanılarak numunelerin ortalama atom numaraları bulunmuştur. Çizelge 4.6'dan görüldüğü üzere, bilinen ve bulunan ortalama atom numaraları birbirleriyle PbO için %69,378-89,764 uyumlu ve HgO için %84,353-96,546 uyumludur. Bu sonuç karakteristik ve koherent tepe şiddetinin Compton tepesi altında kalan temel saymaya oranlanmasıyla elde edilen şiddet oranlarının kalitatif analiz yapabilmede mümkünlüğünü ortaya koymaktadır. Literatürde ortalama atom numarasının saçılmış tepelerin şiddet oranlarından bulunabileceği birçok çalışmaya rastlanmaktadır. Literatürdeki çalışmalardan farklı olarak bu çalışma, herhangi bir tepe şiddetinin, Compton saçılma tepesinin background sayımına normalizasyonunun kalitatif analize getireceği katkı ile literatür araştırmalarına fayda sağlayacaktır.

Bu tez çalışmasında çeşitli parametreler arasındaki değişimin incelenmesi için çizilen grafiklerde (Şekil 4.41-4.61) hesaplanan korelasyon katsayılarının öneminin belirlenmesi için t-testi uygulanmıştır. Hesaplanan test istatistiği değerleri, kritik t değerlerinden büyük olduğu için elde edilen korelasyon katsayılarının %5 önem seviyesinde önemli olduğu, yani ilgili grafiklerde değişkenler arasında önemli bir ilişkinin olduğu sonucuna varılmıştır.

Bir fotonun hedef maddenin atomları arasında çarpışmadan gidebileceği ortalama yol olarak tanımlanan ortalama serbest yol (m.f.p) PbO ve HgO numuneleri için hesaplanmıştır. Farklı kalınlıklı PbO ve HgO numunelerinin 59,54 keV enerjili tepelerinin şiddetleri normalize edilmiştir. Daha sonra normalize şiddetler kullanılarak çizilen Şekil 4.58 ve Şekil 4.59'dan PbO ve HgO numuneler için satürasyon kalınlığı, sırasıyla 0,0457 cm ve 0,1305 cm olarak bulunmuştur. Numunelerin 59,54 keV'lik foton enerjisi için kütle soğurma katsayıları WinXCOM programı kullanılarak teorik olarak hesaplanmış ve (2.10) denklemi kullanılarak ortalama serbest yol cm biriminde

hesaplanmıştır. Değişen numune kalınlığıyla ortalama serbest yolun değişimi PbO ve HgO için sırasıyla Şekil 4.60 ve Şekil 4.61'de verilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi, numune kalınlığı arttıkça ortalama serbest yol exponansiyel olarak azalmakta ve satürasyon kalınlığından itibaren yaklaşık olarak sabit kalmaktadır. Örneğin, PbO'dan hazırlanan 0,013 cm kalınlıklı numune için hesaplanan m.f.p değeri 0,03031 cm iken, 0,135 cm kalınlıklı numune için hesaplanan m.f.p değeri 0,02466 cm'dir. HgO'dan hazırlanan 0,01 cm ve 0,335 cm kalınlıklı numuneler için m.f.p değerleri ise sırasıyla 0,09332 cm ve 0,0599 cm'dir. Elde edilen bu sonuçlar numunenin kalınlığının artmasıyla, atom ve molekül sayısının (dolayısıyla yoğunluğun) da artacağını ve böylece onlar arasındaki çarpışmaların artıp, aralarındaki mesafenin kısalmasıyla ortalama serbest yolun azalacağını ortaya koymaktadır. Satürasyon kalınlığına karşılık gelen m.f.p değerleri ise Şekil 4.60 ve Şekil 4.61'deki fit denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. PbO ve HgO için 59,54 keV enerjideki satürasyon kalınlığı (t_{sat}), m.f.p değerlerine bölünerek ortalama serbest yol birimsiz olarak hesaplanmış ve Çizelge 4.8'de verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü gibi, ortalama atom numarası daha büyük olan PbO için hesaplanan ortalama serbest yol (0,0251 cm), HgO için hesaplanan ortalama serbest yoldan (0,06 cm) daha küçüktür. Elde edilen bu sonuç, artan atom numarası ile ortalama serbest yolun azalacağı yönündeki literatür bilgisi ile de uyumludur (Sabharwal *et al.* 2011c). Ayrıca, bu çalışmada elde edilen sonuçları literatürdeki araştırma sonuçları ile karşılaştırmak için bu çalışmada ortalama serbest yol hem cm biriminde hem de birimsiz olarak verilmiştir (Sabharwal *et al.* 2009; Sabharwal *et al.* 2011c). Ortalama serbest yol, ortamdaki atom veya molekül yoğunluğu ile ters orantılı olduğu için belli bir hacim içerisindeki yoğunluk arttıkça atom veya moleküller arasındaki çarpışma da artar. Dolayısıyla, gaz atom veya molekülleriyle yapılan çarpışmaları ortadan kaldırmak ve ortalama serbest yol için daha doğru sonuçlar elde edebilmek maksadıyla deneylerin vakum ortamında gerçekleştirilmesi çalışmanın optimizasyonu için gereklidir.

Çoklu saçılmaların Compton, koherent ve karakteristik tepelerin şiddeti üzerine etkileri "çoklu saçılma kesri" olarak isimlendirilen bir parametre ile hesaplanmıştır. Bunun için önce tekli saçılma sayısı (M_s), sonra çoklu saçılma sayısı (M_m) elde edilmiş ve (2.11)

denklemleri kullanılarak çoklu saçılma kesri (MSF) hesaplanmıştır (Singh *et al.* 2006). Farklı kalınlıklı PbO numuneler için 48,392 keV, 59,54 keV, 72,804 keV ve 74,969 keV enerjili tepelerin çoklu saçılma kesirlerindeki değişim Şekil 4.62'de verilmiştir. Farklı kalınlıklı HgO numunelerin 48,392 keV, 59,54 keV, 68,895 keV ve 70,819 keV enerjili tepelerinin çoklu saçılma kesirlerindeki değişim ise Şekil 4.63'de verilmiştir. Şekil 4.62 ve Şekil 4.64'den görüldüğü üzere, hem PbO hem de HgO için bütün tepe enerjileri için çoklu saçılma kesri önce artmakta, sonra belli bir kalınlık değerinden itibaren satüre olmaktadır. Ayrıca bu grafiklerden aynı numunenin farklı enerjili tepeleri için artan karakteristik tepe enerjileriyle çoklu saçılma kesrinin de arttığı gözlemlenmiştir. Farklı tepe enerjileri kullanılarak hesaplanan çoklu saçılma kesri, ortalama atom numarası büyük olan PbO için HgO'dan daha küçüktür. Örneğin, 48,392 keV'lik enerjili tepe için hesaplanan çoklu saçılma kesri PbO için yaklaşık olarak 0,02-0,58 aralığında değişirken, HgO için 0,42-0,8 aralığında değişmektedir. Bu sonuç, artan atom numarasıyla çoklu saçılma kesrinin ve saturasyon derinliğinin azaldığını göstermektedir. Çoklu saçılma kesri için yapılan bu karşılaştırmalara literatür araştırmalarında rastlanmamıştır.

PbO'nun radyasyon camları yapımında ve HgO'nun boyar madde olarak kullanım alanına sahip olmalarından dolayı, yüzeyin yansıtma gücü hakkında bilgi veren albedo sayısı, enerjisi ve dozunun hesaplanması önemlidir. Bu amaçla öncelikle, kullanılan deney geometrisi için (2.17) denklemi ile katı açı hesaplanmıştır. Daha sonra $23 \leq Z \leq 82$ aralığındaki V, Co, Zn, Y, Cd, Ba, Dy, Lu, Hg ve Pb elementleri EDXRF sisteminde incelenerek, bu elementlerin K_α ve K_β enerjili tepeleri altında kalan net alanları Origin 7.5 Demo programı ile hesaplanmıştır. Çalışılan geometride uyarıcı fotonların ve yayınlanan x-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılar sırasıyla 168° ve 0° 'dir. Numune, hava ve Be pencere için öz soğurma düzeltmeleri de yapılarak $I_0 G \varepsilon_{K_i}$ hesaplanmıştır. Şekil 4.57'de verilen grafiğin 3. dereceden fit denklemi kullanılarak, 59,54 keV'lik gelen foton enerjisi için $\varepsilon(E_{pp})$ ve 48,392 keV'lik geri saçılma enerjisi için $\varepsilon(E_{bs})$ verimleri hesaplanmıştır. Şekil 4.57'den görüldüğü üzere, HPGe dedektör düşük enerjilerde oldukça verimlidir. 59,54 keV'lik foton enerjisi için albedo sayısı,

enerjisi ve dozu sırasıyla (2.12), (2.13) ve (2.14) denklemleri kullanılarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlar farklı kalınlıklı PbO numuneler için Çizelge 4.9'da ve HgO numuneler için ise Çizelge 4.10'da verilmiştir. Bu çizelgelerden elde edilen sonuçlar incelendiğinde, numune kalınlığının artmasıyla albedo sayı, enerji ve dozunun azaldığı görülmüştür. HgO numunelerinde A_N , A_E , ve A_D 'nin kalınlıkla değişiminin verildiği Şekil 4.64'den görüldüğü üzere, bu nicelikler satürasyon kalınlığına (0,1305 cm) kadar artan numune kalınlığı ile eksponansiyel olarak azalmaktadır. Bu kalınlık değerinden itibaren albedolarda herhangi bir değişim gözlemlenmemiştir. Selülozlu HgO numunelerin ortalama atom numaraları arttıkça, A_N , A_E , ve A_D 'nin eksponansiyel olarak azaldığı Şekil 4.65'den görülmektedir. Şekil 4.65'den düşük ortalama atom numaraları için A_N , A_E , ve A_D arasındaki farkın, yüksek ortalama atom numaralarına kıyasla daha büyük olduğu görülmektedir. Örneğin, ortalama atom numarası 7,192 olan numune için hesaplanan A_N , A_E , ve A_D değerleri sırasıyla 0,18064, 0,14682 ve 0,16487 iken, ortalama atom numarası 44 olan numune için 0,00489, 0,00398 ve 0,00447'dir. Atom numarasındaki artışla albedoların azalmasının nedeni, elektron yoğunluğunun artmasıdır. Ayrıca, atom numarasının artmasıyla fotoelektrik soğurma ihtimali artar ve dolayısıyla çoklu saçılma ihtimali azalır. Gelen fotonun enerjisi düşükse, fotonlar numune içerisine daha az nüfuz eder ve fotonların geri saçılarak numune dışına çıkma ihtimali artar. Bu ise albedo parametresini artırır. Albedo özellikle iklim ve hava tahmini için klimatolojide, gezegenlerin yüzey analizlerinin yapılması için astronomide, güneş enerjisi kullanımı için güneş panellerinde ve ayrıca binaların çatı ve yalıtımı gibi ticari amaçlı birçok alanda kullanılmakta olan fiziksel parametredir. Bu tez çalışmasında bir tek enerji (59,54 keV) için hesaplanan albedo parametrelerinin, farklı foton enerjileri için de belirlenmesi faydalı olacaktır.

Bu tez çalışmasında incelenen karakteristik ve saçılma tepelerinin altında kalan alanların değerlendirilmesinden kaynaklanan hata %0,45-%0,47, kütle kalınlığı hesaplanmasından kaynaklanan hata %1,33-%1,38 ve öz soğurma düzeltmesinden kaynaklanan hata %0,6-%2 aralığındadır. Deneysel parametreleri etkileyen toplam hata %1,53-%2,53 aralığındadır.

PbO ve HgO'nun kullanım alanları ve bu tez çalışmasından elde edilen sonuçlar dikkate alındığında, incelenen fiziksel parametrelerin (satürasyon kalınlığı, ortalama serbest yol, kalitatif ve kantitatif analiz, çoklu saçılma kesri, albedo sayısı, enerjisi ve dozu) literatüre de önemli katkılar sağlayacağı açıktır.

KAYNAKLAR

- Adams, F., Dams, R., 1970. Applied Gamma Ray Spectrometry, Pergamon Press, 8, Oxford, U.K.
- Aylıkçı, V., 2006. Hf elementi bileşiklerinin x-ışını flüoresans parametreleri üzerine kimyasal etki. Yüksek lisans tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Barnea, G., Dick, C.E., Ginzburg, A., Navon, E., Seltzer, S.M., 1995. A study of multiple scattering background in Compton scatter imaging. NDT & E International, 28 (3), 155-162.
- Barrea, R.A., Bengió, S., Derosa, P.A., Mainardi, R.T., 1998. Absolute mass thickness determination of thin samples by X-ray fluorescence analysis. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 143 (4), 561-568.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., 1987, 1999, (XCOM) Photon cross-section on a personal computer (version 1.2), NBSIR 87, 3597, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, USA; version 3.1, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/>.
- Bertin, E.P., 1975. Principles and practice of x-ray spectrometric analysis, Second edition, Plenum Pres, New York, London.
- Biswas, M., Sinha, A.K., Roy, S.C., 1980. Measurement of number albedo of backscattered photons for tin and lead. Journal of Nuclear Science and Technology, 17 (7), 559-561.
- Bozduman, A., 2008. Kobalt ince filmlerinin x-ışını soğurma spektroskopisi ile incelenmesi. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Brunetti, A., Cesareo, R., Rao, D.V., Golosio, B., 2004. Geometrical factor influence on Compton profile measurement for biological samples. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A., 526 (3), 584-592.
- Byun, S.H., Prestwich, W.V., Chin, K., McNeill, F.E., Chettle, D.R., 2004. Efficiency calibration and coincidence summing correction for a 4π NaI(Tl) detector array. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 535 (3), 674-685.
- Conway, J.T., 2006. Generalizations of Ruby's formula for the geometric efficiency of a parallel-disk source and detector system. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 562 (1), 146-153.
- Cooper, M.J., 1985. Compton Scattering and Electron Momentum Determination. Rep. Prog. Phys., 48 (4), 415-481.
- Cooper, M., Mijnaerends, P., Shiotani, N., Sakai, N., Bansil, A., 2004. X-Ray Compton Scattering. OUP Oxford, 394, USA.
- Demir, D., 2005. Dış elektrik ve manyetik alanların Compton saçılması ile K ve L x-ışınlarının açılmal dağılımına etkisinin incelenmesi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Fajardo, P., Honkimäki, V., Buslaps, T., Suortti, P., 1998. Experimental validation of multiple scattering calculations with high energy X-ray photons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 134 (3-4), 337-345.

- Felsteiner, J., Pattison, P., Cooper, M., 1974. Effect of multiple scattering on experimental Compton profiles: A Monte Carlo calculation. *Philosophical Magazine*, 30 (3), 537- 548.
- Felsteiner, J. and Pattison, P., 1976. Multiple scattering and the Compton profile of titanium. *Physical Review B*, 13 (6), 2702-2704.
- Gerward, L., Guilbert, N., Bjorn, J.K., Levring, H., 2001. X-ray absorption in matter, Reengineering XCOM, *Radiation Physics and Chemistry*, 60, 23-24.
- Gökçe, A.A., 2013. Alfalarla oluşturulan ve alfa yayımlanan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ve uygulama alanlarının araştırılması. Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Hamouda, S.A., Alabyad, A.M., 2010. Multiple scattering correction for high gamma-ray compton experiments. *Materials Science and Engineering*, 13 (1), 1-5.
- Hayward, E., and Hubbell, J., 1954. The albedo of various materials for 1 MeV photons. *Phys. Rev.* 93 (5), 955-956.
- Hubbell, J.H., Overbo, I.J., 1979. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross-section, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 8, 69-105.
- Kerur, B.R., Thontadarya, S.R., Hanumaiah, B., 1994. Anomalous X-ray attenuation coefficients around the absorption edges using Mn Ka and Cu Ka x-rays. *Appl. Radiat. Isot.*, 45, 159-163.
- Koray, A., 2010. Elektronların çoklu saçılmalar sonunda açılal dağılımlarının incelenmesi. Doktora Tezi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Zonguldak.
- Kornberg, M.A., Rodriquez, V.D., Miraglia, J.E., 1998. Double-Ionization Compton Profile of Two-Electron System, *Phys. Rev. A*, 57 (6), 4490-4496.
- Krause, M.O., 1979. Atomic Radiative and Radiationless Yields for K and L Shells. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 8, 307-327.
- Ljubenov, V.L., Simović, R.D., 2011. Universal dependence of the total number albedo of photons on the mean number of photon scatterings. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 26 (3), 249-253.
- Markovic, S., Ljubenov, V., Simovic, R., 2005. A semi empirical formula for the angular differential number albedo of low-energy photons. *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 20 (2), 28-34.
- Markovic, S., Simovic, R., Ljubenov, V., Ilic, R., 2007. Spectral albedo of photons of initial energies below 100 keV. *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 22 (1), 40-47.
- Markowicz, A.A. and Grieken, R.V., 1993. *Handbook of X-Ray Spectrometry: Methods and Techniques*. Marcel Dekker, Inc., 704 p, Newyork, U. S.
- Medhat, M.E., 2012. Study of the mass attenuation coefficients and effective atomic numbers in some gemstones. *J. Radioanal Nucl. Chem.*, 293 (2), 555-564.
- Nghiep, T.D., Khai, N.T., Cong, N.T., Minh, D.T.N., 2013. Characterization of a material by probability of linear scattering using effect of target thickness, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 295 (2), 1039-1042.
- Olçay, İ., 2007. Radyasyon dedeksiyonunda kullanılan yarı-iletken dedektör tipleri, özellikleri ve kullanım alanları. Yüksek Lisans Tezi, Niğde Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Niğde.

- Özkendir, O.M., 2006. MnS, ZnO ve SnO₂ ince filmlerin elektronik yapısının x-ışını soğurma spektroskopisi ile incelenmesi. Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Paramesh, L., Venkataramaiah, L., Gopala, K., Sanjeeviah, H., 1983. Z-dependence of saturation depth for multiple scattering of 662 keV photons from thick samples. Nucl. Instrum. Methods, 206 (1-2), 327-330.
- Pommé, S., Paepen, Jan., 2007. A series expansion of Conway's generalised solid-angle formulas. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 579 (1), 272-274.
- Pommé, S., Sibbens, G., 2008. Alpha-particle Counting and Spectrometry in a Primary Standardization Laboratory. Acta Chimica Slovenica, 55 (1), 111-119.
- Rao, D.V., Cesaro, R., Gigante, G.E., 1993. Measurements Of $L\alpha$, $L\beta$ and $L\gamma$ X-Ray Fluorescence Cross Section in Heavy Elements Excited By 36.62, 43.69, 48.30, 50.20 and 53.50 Kev Photons. X-Ray Spectrom, 22, 401-405.
- Ravindraswami, K., Kiran, K.U., Eshwarappa, K. M., Somashekarappa, H. M., 2013. Experimental observations of Z-dependence of saturation thickness of 662 keV gamma rays in metals and glasses. Indian Journal of Physics, 87 (11), 1141-1147.
- Rerat M., Licharat A., 1996. Compton Profiles of The Isoelectronic BeO and BN Molecules an Abinitio Study. Chem. Phys. Letter., 263 (6), 767-774.
- Sabharwal, A.D., Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S., 2008. Response function of NaI(Tl) detectors and multiple backscattering of gamma rays in aluminium. Appl Radiat Isot., 66 (10), 1467-73.
- Sabharwal, A.D., Singh, S., Singh, B., Sandhu, B.S., 2011a. Albedo factors of 279, 320, 511 and 662 keV backscattered gamma photons. Radiation Effects and Defects in Solids, 166 (6), 451-458.
- Sabharwal, A.D., Sandhu, B.S., Singh, B., 2011b. Multiple backscattering on monoelemental materials and albedo factors of 279, 320, 511 and 662 keV gamma photons. Physica Scripta., 83 (2), 1-7.
- Sabharwal, A.D., Sandhu, B.S., Singh, B., 2011c. Investigations of energy dependence of saturation thickness of multiply backscattered gamma photons in elements and alloys - an inverse matrix approach. Journal of Physics: Conference Series, 312 (5), 1-6.
- Sabharwal, A.D., Singh, B., Sandhu, B.S., 2009. Investigations of multiple backscattering and albedos of 1.12 MeV gamma photons in elements and alloys. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 267 (1), 151-156.
- Scofield, J.H., 1973. Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV. Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL-51326 (unpublished).
- Scofield, J.H., 1974. Relativistic Hartree-Slater Values for K and L X-Ray Emission Rates. Atom. Data Nucl. Data, 14, 121-137.
- Sharma, B.K., Sharma, M.D., Joshi, K.B., Ahuja, B.L., Pandya, R.K., 1996. A Compton Profile Study of Polycrystalline Rhenium. Physica Status Solidi, 196 (2), 347-355.
- Shengli, N., Jun, Z., Liuxing, H., 2000. EGS4 simulation of Compton scattering for nondestructive testing. KEK proceedings 200-20, Tsukuba, Japan, 216-223.

- Singh, G., Singh, M., Sandhu, B.S., Singh, B., 2008. Experimental investigations of multiple scattering of 662 keV gamma photons in elements and binary alloys. *Applied Radiation and Isotopes*, 66 (8), 1151-1159.
- Singh, M., Singh, G., Singh, B., Sandhu, B.S., 2006a. Energy and intensity distributions of multiple Compton scattering of 0.279-, 0.662- and 1.12-MeV γ rays. *Phys. Rev. A*, 74 (4), 042714 (1-9).
- Singh, G., Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S., 2006b. Experimental observation of Z-dependence of saturation depth of 0.662MeV multiple scattered gamma rays. *Nucl. Instrum. Methods B*, 251 (1), 73–78.
- Singh, M., Singh, G., Sandhu B.S., Singh, B., 2006c. Effect of detector collimator and sample thickness on 0.662 MeV multiple Compton-scattered gamma rays. *Applied Radiation and Isotopes*, 64 (3), 373-378.
- Singh, M., Singh, G., Singh, B., Sandhu, B.S., 2007a. Energy and intensity distributions of 0.279MeV multiple Compton-scattered photons in soldering material. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 580 (1), 54-57.
- Singh, G., Singh, M., Sandhu, B.S., Singh, B., 2007b. Experimental investigation of multiple scattering of 662 keV gamma rays in zinc at 90°. *Radiation Physics and Chemistry*, 76 (5), 750-758.
- Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S., 2009. Investigations of multiple scattering of 320 keV γ rays: a new technique for assigning effective atomic number to composite material. *Physica Scripta*, 79 (3), 1-8.
- Singh, V.P., Badiger, N.M., 2012. Effective atomic numbers, electron densities and tissue equivalence of some gases and mixtures for dosimetry of radiation detectors. *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 27 (2), 117-124.
- Spasova, Y., Pomme, S., Benedik, L., Wätjen, U., 2007. Uncertainty Budget for ^{226}Ra Activity Concentration in Water by Alpha Spectrometry. *Acta Chimica Slovenica*, 54 (4), 854-858.
- Storm, E. and Israel, H.I., 1970. Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100. *Nucl. Data Tables*, A7, 565-681.
- Tanner, A.C., Epstein, I.R., 1976a. Multiple scattering in the Compton effect. I. Analytic treatment of angular distributions and total scattering probabilities. *Phys. Rev. A*, 13 (6), 335-348.
- Tanner, A.C., Epstein, I.R., 1976b. Multiple scattering in the Compton effect. III. Monte Carlo calculation. *Phys. Rev. A*, 14 (1), 328-340.
- Tsoufanidis, N., 1995. *Measurement and Detection of Radiation*. Taylor & Francis Ltd., 614p, Washington, ABD.
- Turşucu, A., 2012. Atom numarası $21 \leq Z \leq 71$ arasında olan nadir toprak elementlerinin ve oksitli bileşiklerinin etkin atom numaralarının gama ışınlarının saçılması ve soğurulmasından faydalanılarak bulunması ve K x-ışını şiddet oranlarına kimyasal etkinin araştırılması. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum (yayımlanmamış).
- Tuzluca, F., 2007. Bazı elementlerin L tabakasından M ve N tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin ölçülmesi. Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş.
- Ulu, M.O., 2008. Parçacık dedektörlerinin tıpta kullanımı. Yüksek Lisans Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Erzurum'da doğan Zeynep UZUNOĞLU ilk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 2002 yılında başladığı Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden 2006 yılında birincilikle mezun oldu. 2006 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Atom ve Molekül Fiziği Anabilim Dalı'nda başladığı Yüksek Lisans eğitimini "Uniform ve heterojen etkileşimli protein spesifik modellerin katlanma kinetiğine etkileri" isimli teze Temmuz 2009'da tamamladı. 2009 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Atom ve Molekül Fiziği Anabilim Dalı'nda başladığı Doktora eğitimini "X ve gama ışını tepelerinin ve çoklu saçılmaların numune kalınlığına ve ortalama atom numarasına göre değişimi" isimli teze Haziran 2014'te tamamladı.