KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI SAF METALLER İÇİN K_β/K_α ŞİDDET ORANI VE FLORESANS TESİR KESİTLERİNİN TAYİNİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Selim KAYA

OCAK 2007
TRABZON

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

BAZI SAF METALLER İÇİN K_β/K_α ŞİDDET ORANI VE FLORESANS TESİR KESİTLERİNİN TAYİNİ

Selim KAYA

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
"Yüksek Lisans (Fizik)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 15.01.2007
Tezin Savunma Tarihi : 31.01.2007

Tez Danışmanı	**: Doç. Dr. Uğur ÇEVİK**
Jüri Üyesi	**:Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA**
Jüri Üyesi	**:Prof. Dr. Rıza ABBASOĞLU**

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2007

ÖNSÖZ

Süper Si(Li) yarıiletken detektörü kullanılarak $20 \leq Z \leq 83$ element aralığındaki bazı metaller için K_β/K_α şiddet oranı ve floresans tesir kesitlerinin hesaplandığı bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak gerçekleştirildi.

Deneysel çalışmalar, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği Araştırma laboratuarında yapıldı.

Yüksek Lisans tez çalışmalarımda deneysel ve teorik bilgi yönünden yararlandığım, öğrenciliğimin her aşamasında hem maddi hem manevi desteğini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Uğur ÇEVİK'e en içten dileklerimle teşekkür ederim.

Fizik bölümü Atom ve Molekül Fiziği laboratuarında çalışmalarım boyunca ilgilerini ve desteklerini esirgemeyen K.T.Ü. Fizik Bölümü Başkanı Sayın Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA'ya en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca yardımlarından ve desteklerinden dolayı Dr. Hasan BALTAŞ başta olmak üzere Yrd. Doç. Dr. Birol ERTUĞRAL'a, Araş. Gör. Bahadır KOZ'a, Araş. Gör. Salih Mustafa KARABIDAK'a ve Araş. Gör. Necati KAYA 'ya teşekkürlerimi sunarım.

Bugünlere gelmemde en büyük pay sahibi olan, maddi ve manevi destekleriyle sürekli olarak yanımda olan aileme en içten saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Selim KAYA

Trabzon 2007

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ II

İÇİNDEKİLER III

ÖZET VI

SUMMARY VII

ŞEKİLLER DİZİNİ VIII

TABLOLAR DİZİNİ X

SEMBOLLER DİZİNİ XII

1. GENEL BİLGİLER 1

1.1. Giriş 1

1.2. Elektromanyetik Spektrumlar 2

1.2.1. Elektromanyetik Dalgaların Spektrumu 2

1.2.1.1. Radyo Dalgaları 4

1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa Dalgaboylu Radyo Dalgaları) 4

1.2.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları) 4

1.2.1.4. Görünür Dalgalar 4

1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar 5

1.2.1.6. X-Işınları 5

1.2.1.7. Gama (γ) Işınları 5

1.2.1.8. Kozmik Işınlar 5

1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi 6

1.3.1. Fotoelektrik Olayı 7

1.3.2. Saçılma 9

1.3.2.1. İnkoharent Saçılma 9
1.3.2.1.1. Compton Saçılması 10
1.3.2.1.2. Nükleer Saçılma 12
1.3.2.1.3. Raman Saçılması 12
1.3.2.2. Koharent Saçılma 12
1.3.3. Çift Oluşumu 13
1.4. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri 14
1.5. Detektörler 17
1.5.1. Detektörlerin Gelişimi 17
1.5.2. Foton Detektörlerinin Genel Özellikleri 20
1.5.3. Yarıiletken Detektörler 22
1.6. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi 28
1.6.1. Koharent Saçılma Pikleri 28
1.6.2. İnkoharent (Compton) Pikleri 29
1.6.3. Karakteristik X-Işını Pikleri 29
1.6.4. Auger Pikleri 29
1.6.5. Üst Üste Binme (Pile-Up) Pikleri 30
1.6.6. Kaçak (Escape) Pikler 30
1.6.7. Satellite (Uydu) Pikleri 30
1.7. Atomun Uyarılması 31
1.7.1. Radyoizotop Kaynaklar 31
1.8. Tesir Kesiti ve Şiddet Oranı 35
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR 39
2.1. Numunelerin Uyarılması 39
2.2. Sayma Sistemi 40
2.2.1. Yüksek Voltaj Kaynağı 40
2.2.2. Ön Yükseltici 41

2.2.3. Yükseltici 41
2.2.4. Analog Sayısal Dönüştürücü 42
2.2.5. Çok Kanallı Analizör 42
2.3. Detektör Verimi 42
2.3.1. Detektör Verimliliğinin Belirlenmesi 42
2.3.2. $I_0G\varepsilon$'nin Tayini 44
2.3.3. Soğurma Düzeltme Faktörü 46
2.4. Numunelerin Hazırlanması 47
2.5. Kullanılan Deney Geometrisi ve Karakteristik X- Işınlarının Sayılması 50
2.6. Spektrumlar ve Verilerin Değerlendirilmesi 52
3. BULGULAR VE TARTIŞMA 55
3.1. Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-ışınları ve Spektrumları 55
3.2. Numunelerin Kütle Azaltma Katsayıları ve Soğurma Düzeltmesi Faktörleri 60
3.3. Süper Si(Li) Detektörünün Çeşitli Enerjilerindeki Verimlilik Eğrilerinin Tayini 60
3.4. K_β/K_α Şiddet Oranları 67
3.5. K Tabakası X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması 71
3.5.1. Teorik Olarak K X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması 71
3.5.2. Deneysel Olarak K X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması 75
4. SONUÇLAR 83
5. ÖNERİLER 87
6. KAYNAKLAR 88
ÖZGEÇMİŞ 91

ÖZET

Bu çalışmada, K tabakası X-ışını floresans tesir kesitleri Ca, Cr, Fe, Co, Cu, Zn, Ga, Se, Y, Mo, Cd, In, Sn, Te, Ba, Ta, W ve Bi gibi bazı saf metaller için teorik ve deneysel olarak belirlendi. Teorik olarak K tabakası floresans tesir kesiti fotoelektrik tesir kesiti ve, floresans verimin çarpımı olarak ve tablo edilmiş bu parametrelerin değerlerinden hesaplandı. Deneysel metotta, Ca numunesi 5,96 keV'lik Mn-K_α X-ışınları yayınlayan 50 mCi'lik ^{55}Fe radyoaktif kaynak, Cr, Fe, Co, Cu, Zn, Ga, Se, Y, Mo, Cd, In, Sn, Te, ve Ba elementleri 59,5 keV'lik gama ışınları yayınlayan 50 mCi'lik ^{241}Am radyoaktif kaynak tarafından ve Ta, W ve Bi elementleri ise 123,6 keV'lik gama ışınları yayınlayan 25 mCi'lik ^{57}Co radyoaktif kaynak tarafından uyarıldı. Farklı numunelerden yayınlanan karakteristik K X-ışınları 5,96 keV'de 0,150 keV'lik ayırma gücüne sahip süper Si(Li) detektör kullanılarak belirlendi. Ayrıca, bu elementler için $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları da çalışıldı. Elde edilen deneysel K x-ışını floresans tesir kesitleri ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları değerleri ile teorik değerlerin uyum içinde olduğu gözlendi.

Anahtar Kelimeler: Floresans tesir kesiti, Şiddet oranı, EDXRF, Süper Si(Li) detektör

SUMMARY

Measurement of K-shell fluorescence cross-sections and intensity ratios for the some pure metals at 5.96 59.5 and 123.6 keV

In this study, K-shell X-ray fluorescence cross-sections for the some pure metals such as Ca, Cr, Fe, Co, Cu. Zn, Ga, Se, Y, Mo, Cd, In, Sn, Te, Ba, Ta, W and Bi have been theoretically and experimentally determined. The K X-ray fluorescence cross section was defined theoretically as the product of photoelectric cross-section and fluorescence yield, and has been calculated from tabulated values of these parameters. In the experimental method, Ca was excited by 5.96 keV Mn-K_α X-ray from 50 mCi ^{55}Fe radioactive source, Cr, Fe, Co, Cu, Zn, Ga, Se, Y, Mo, Cd, In, Sn, Te, and Ba metals were excited by 59.5 keV γ ray from 50 mCi ^{241}Am radioactive source and Ta, W and Bi targets were excited by 123.6 keV γ ray from 25 mCi ^{57}Co radioactive source. The characteristic K X-rays emitted from different samples were detected by using a super Si(Li) detector having a resolution of 0.150 keV at 5.9 keV. In addition, the $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ intensity ratios for these metals were studied. The obtained experimental values of the K-shell X-ray fluorescence cross-sections and the $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ intensity ratios have been compared with theoretical values and good agreement was observed between them.

Key Words: Fluorescence cross-sections, Intensity ratios, EDXRF, Super Si(Li) Detector

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonlar ve çeşitleri ... 3
Şekil 2. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi ... 7
Şekil 3. Fotoelektrik olayı ... 8
Şekil 4. Compton olayı ... 10
Şekil 5. Çift oluşumu ... 13
Şekil 6. Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremstrahlung ışınlarının üretilmesi ... 14
Şekil 7. Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi ... 15
Şekil 8. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi ... 17
Şekil 9. Detektörlerin ayırma güçleri ... 23
Şekil 10. Tipik bir yarıiletken detektörün şematik gösterimi ... 26
Şekil 11. Kriyostat ve bölümleri ... 27
Şekil 12. İdeal bir X-ışını spektrumu ... 28
Şekil 13. Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri ... 33
Şekil 14. İnce bir levha üzerine gelen ışın demeti ... 36
Şekil 15. Sayma sisteminin şematik gösterimi ... 40
Şekil 16. X-ışını floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi ... 51
Şekil 17. X-ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü ... 52
Şekil 18. Ta elementinin K X-ışını spektrumu ... 53
Şekil 19. Ca elementinin K X-ışını spektrumu ... 55
Şekil 20. Cr elementinin K X-ışını spektrumu ... 56
Şekil 21. Fe elementinin K X-ışını spektrumu ... 56
Şekil 22. Cu elementinin K X-ışını spektrumu ... 57
Şekil 23. Ga elementinin K X-ışını spektrumu ... 57
Şekil 24. Mo elementinin K X-ışını spektrumu ... 58
Şekil 25. In elementinin K X-ışını spektrumu ... 58
Şekil 26. Ta elementinin K ve L X-ışını spektrumları ... 59
Şekil 27. Bi elementinin K ve L X-ışını spektrumları ... 59

Şekil 28. Süper Si(Li) detektörü için Fe-55 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi 62
Şekil 29. Süper Si(Li) detektörü için Am-241 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi 64
Şekil 30. Süper Si(Li) detektörü için Co-57 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi 66
Şekil 31. IK_β/IK_α şiddet oranının atom numarasına (Z) göre değişimi 71
Şekil 32. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi 81
Şekil 33. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi 81
Şekil 34. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi 82
Şekil 35. X-Işını spektrumu üreten elektron geçişleri 85

TABLOLAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri ... 16

Tablo 2. Detektör çeşitleri ve enerji ayırma gücü ... 23

Tablo 3. Si ve Ge yarıiletkenlerinin bazı özellikleri ... 25

Tablo 4. Radyasyon tipleri ve özellikleri ... 32

Tablo 5. XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri ... 34

Tablo 6. Kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri ... 39

Tablo 7. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri ... 47

Tablo 8. ^{241}Am kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri ... 48

Tablo 9. ^{57}Co kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri ... 49

Tablo 10. Ölçümlerde kullanılan numuneler ve özellikleri ... 50

Tablo 11. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri ... 61

Tablo 12. 5,96 keV'de foton yayımlayan ^{55}Fe kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri ... 62

Tablo 13. ^{241}Am kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri ... 63

Tablo 14. 59,54 keV'de foton yayımlayan ^{241}Am kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri ... 64

Tablo 15. ^{57}Co kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri ... 65

Tablo 16. 123,60 keV'de foton yayımlayan ^{57}Co kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri ... 66

Tablo 17. $20 \leq Z \leq 83$ aralığındaki bazı metallerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β) ... 68

Tablo 18. $N_{K\beta}$, $N_{K\alpha}$, $\beta_{K\alpha}$, $\beta_{K\beta}$, $\varepsilon_{K\alpha}$, $\varepsilon_{K\beta}$ ve deneysel olarak bulunan $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ değerleri ... 69

Tablo 19. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesinde 18 metal için deneysel olarak bulunan $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının teorik ve deneysel değerleri ile karşılaştırılması ... 70

Tablo 20. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitleri ... 72

Tablo 21. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitleri ... 73

Tablo 22. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri ... 74

Tablo 23. Floresans tesir kesiti hesabında kullanılan numuneler ve özellikleri 76

Tablo 24. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitleri 77

Tablo 25. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitleri 78

Tablo 26. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan$\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri 79

Tablo 27. 20≤Z≤83 bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$, $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri 80

Tablo 28. Ölçümlerde kullanılan metallerin elektronik konfigürasyonları, elektron geçişleri ve IK_{β}/IK_{α} şiddet oranları 84

SEMBOLLER DİZİNİ

c : Işık hızı

dx : Levhanın kalınlığı

dΩ : Katı açı

e : Elektronun yükü

E_b : Bağlanma enerjisi

E_{fe} : Sökülen fotoelektronun enerjisi

E_K : Kinetik enerji

f_{Ki} : K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyeti

FWHM: Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği

G : Geometrik faktör

h : Planck sabiti

I : Soğurulup geçen fotonun şiddeti

I_0 : Gelen fotonun şiddeti

K_{ab} : K tabakası soğurma kıyısı

K_β/K_α : K X-ışını şiddet oranları

m : Kütle

M : Atomik ağırlık

m_i : Alan başına analitik madde miktarı

m_0 : Elektronun durgun kütlesi

n : Atom sayısı

N : Demetin içindeki parçacık sayısı

N_A : Avagadro sayısı

N_{Kx} : Karakteristik X-ışınlarının detektörde ölçülen şiddetleri

P_E : Kaynağın bozunma hızı

q : Elektriksel yük

R : detektör rezülosyonu

S : Detektörün kristali ile ilgili ifade

t : Zaman

T : Ölçüm Zamanı

$T_{1/2}$: Radyoizotop için yarı ömür süresi

V : Ortalama genişlik

v : Hız

W : Yarı maksimumdaki puls genişliği

W_{Ex} : E_x enerjisinde yayınlanan fotonların kesri

w_i : Materyal içindeki elementin ağırlık kesri

Z : Atom numarası

β : Soğurma düzeltme faktörü

ε : X-ışınları enerjisindeki detektör verimi

γ : Gama fotonu

λ : Dalgaboyu

μ : Lineer soğurma katsayısı

μ/ρ : Kütle soğurma katsayısı

ρ : Yoğunluk

ρD : Birim alan başına madde miktarı

σ_K : K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti

σ_T : Thomson tesir kesiti

θ : Fotonun saçılma açısı

ϕ : Birim zamanda uyarılan fotonların sayısı

ν : Frekans

ω_{Ki} : K tabakası için floresans verim

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Atomların yapısı en doğru şekilde, her hangi bir yolla atomun yaydığı veya soğurduğu ışınım enerjileri gözlemlenerek ve incelenerek anlaşılabilir. Elektronların atomlardaki düzenlenişi hakkında en iyi bilgiler, onların verdiği spektrumun incelenmesi sonucu elde edilmiştir. Atomlardan çeşitli yollarla sökülen iç tabaka elektronlarının yerini atomdaki diğer elektronlar, ışımalı ve ışımasız geçiş yaparak doldururlar.

Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaliyetinin bir ölçüsüdür. Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen bir ifade olduğundan birçok fiziksel olayın ayrıntılı olarak incelenmesine olanak sağlar. X-ışınları floresans tesir kesitleri değerlerinin deneysel olarak doğru ölçülmesi, atom, molekül, radyasyon, sağlık fiziği ve EDXRF tekniği kullanılarak materyallerin yıkıcı olmayan element analizinde geniş bir şekilde kullanılmasından dolayı önemlidir.

Krause vd., (1978) K ve L X-ışınları floresans tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamıştır. Fakat deneysel olarak X-ışınları floresans tesir kesitleri ile ilgili fazla çalışma bulunmamaktadır. Son yıllarda X-ışını floresans tesir kesitlerinin ölçülmesi için birçok girişim yapıldı. ^{109}Cd ve ^{125}I radyoizotop kaynaklarından yayınlanan uyarma enerjilerinde $18 \leq Z \leq 48$ bölgesindeki 10 element için K tabakası için tesir kesitleri Bahn vd., (1993) tarafından belirledi. $20 \leq Z \leq 56$ bölgesindeki elementler için 5,9 keV'den 59,54 keV'e kadar on uyarma enerjisinde Kα ve Kβ tesir kesitleri ölçüldü (Garg vd., 1985). K X-ışını floresans tesir kesitlerinin düşük uyarma enerjilerinde düşük atom numaralı elementler için bazı ölçümleri rapor edildi (Al-nasr vd., 1987; Rani vd., 1988; Rao vd., 1993). Hubbell ve arkadaşları tarafından çoğu son deneysel değerleri toparlandı (Hubbell vd., 1994). K tabakası floresans tesir kesitleri son zamanlarda da birçok araştırmacı tarafından ölçülmeye devam etmektedir (Durak vd., 1998; Budak vd., 1999; Şahin vd., 2005).

$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının ölçülmesi atomik modellere dayanan teorik tahminler ile karşılaştırıldığından önemlidir. Böylece, bu modellerin geçerliliğinin test edilme olasılığı vardır. K_α, L tabakasından K tabakasına geçişlerden kaynaklanmaktadır. K_β ise, M, N, O, vd. tabakalardan K tabakasına geçişlerden kaynaklanır. Son yıllarda, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranı

üzerine çeşitli araştırmalar vardır. Rao ve arkadaşları, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının 3d elementlerinde uyarmaya bağlı olduğunu gösterdiler (Rao vd., 1986). Fakat yüksek atom numaralı elementler için bu tür bir bağıntı bulunmadı. Dhal ve Padhi 59,5 keV'lik γ-ışını kullanarak Mn elementinden Sb elementine kadar bağıl K X-ışını şiddetlerini araştırdılar (Dhal ve Padhi, 1994). Ertuğrul ve arkadaşları tarafından 59,5 keV'de $22 \leq Z \leq 69$ bölgesindeki elementler için $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları ölçülmüştür (Ertuğrul vd., 2001) . Ertuğrul ve Şimşek, Tm, Yb, Lu, Ta, W, Re, Au, Hg, Tl, Pb, Bi, Th ve U elementlerinin K X-ışını bağıl şiddet oranlarını belirlediler (Ertuğrul ve Şimşek., 2002). Ertuğral ve arkadaşları (2006) sırasıyla ^{55}Fe, ^{241}Am, ^{57}Co kaynaklarından 5,9, 59,54 ve 123,6 keV'lik fotonlar kullanarak S elementinden U elementine kadar bazı elementler için $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ X-ışını şiddet oranları ölçümünü rapor etmiştir (Ertuğral vd., 2006).

Bu çalışmamızda, K_α, K_β ve K X-ışını floresans tesir kesitleri ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları Ca'dan Bi'a kadar 18 metal için ölçüldü. Numuneler ^{55}Fe, ^{241}Am ve ^{57}Co kaynaklarından çıkan 5,9, 59,54 ve 123,6 keV'lik fotonlar kullanarak uyarıldı. Elde edilen sonuçlar mevcut deneysel ve teorik değerlerle karşılaştırıldı.

1.2. Elektromanyetik Spektrumlar

Işığın renklerinin dalga boylarına göre dizilişi anlamında kullanılan spektrum, en genel manada, parçacık ve fotonların enerjilerine, frekanslarına, dalga boylarına veya saçılma açılarına göre şiddet dağılımlarının oluşturduğu desenler olarak tanımlanır.

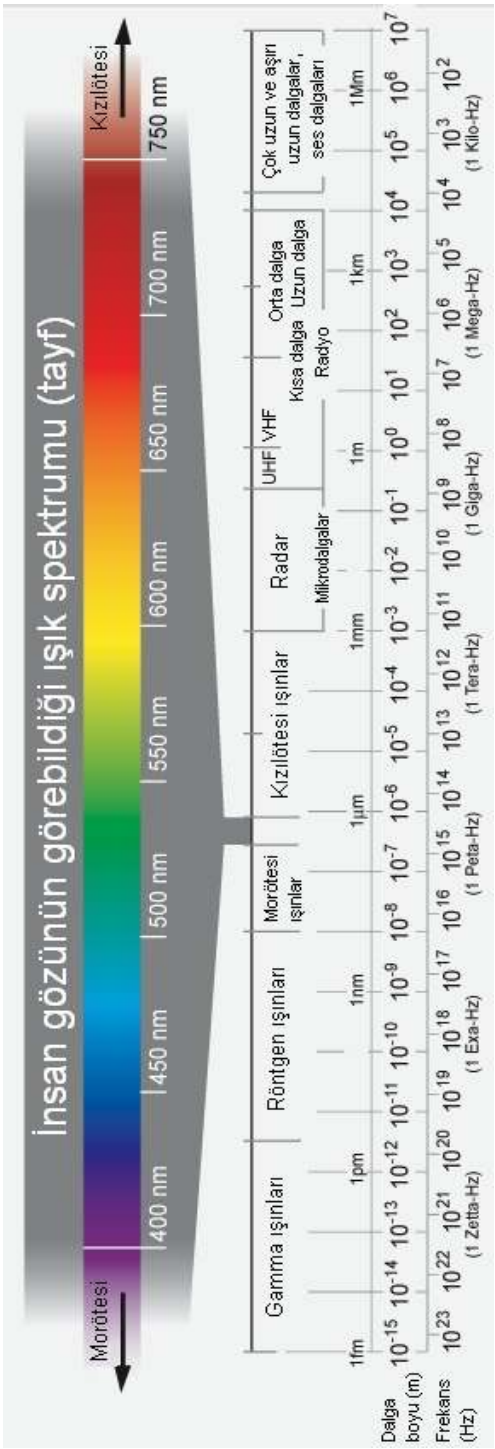
1.2.1. Elektromanyetik Dalgaların Spektrumu

Bütün elektromanyetik dalgalar boşlukta ışık hızı (c) ile yayıldıklarından frekansları (ν) ve dalgaboyları (λ) birbirlerine

$$c = \lambda\nu \tag{1}$$

ifadesi ile bağlıdır. Bütün radyasyon şekilleri ivmeli yükler tarafından oluşturulduğundan bir dalgaboyu çeşidi ile bitişiğindekinin arasında keskin bir ayırım bulunmamaktadır. Elektromanyetik spektrumu gösteren elektromanyetik dalgaların çeşitli tipleri dalgaboyları

ve frekanslarına göre Şekil 1'de verilmiştir. Dalga tiplerine verilen isimler, basitçe, dalganın içinde bulunduğu spektrum bölgesini tanımlamaya uygun olarak verilmişlerdir.



Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonlar ve çeşitleri

1.2.1.1. Radyo Dalgaları

Bu tür dalgalar, iletken tellerden geçen ivmeli yüklerin sonucudur. Dalga boyları birkaç mm'den 10 km'ye kadar değişen dalgalardır. LC titreşkenleri gibi elektronik cihazlar vasıtasıyla meydana gelirler. Radyo dalgaları; mikrodalgalar, TV ve FM, kısa, orta ve uzun dalga olarak çeşitli bölgelere ayrılırlar.

1.2.1.2. Mikrodalgalar (Kısa Dalgaboylu Radyo Dalgaları)

1 mm ile 30 cm arasında değişen dalga boylarına sahiptirler ve elektronik cihazlarla meydana getirilirler. Kısa dalga boylu radyo olduklarından dolayı, havacılıkta kullanılan radar sistemleri ile maddenin atomik ve molekül parametrelerinin incelenmesi için çok uygundur. Mikrodalga fırınlar, bu dalgaların evimizdeki ilginç uygulamasını temsil eder.

1.2.1.3. Kızıl Ötesi Dalgalar (Isı Dalgaları)

1 mm'den görünür ışığın en uzun dalga boyu olan 7×10^{-7} m'ye kadar değişen dalga boylarına sahiptirler. Sıcak cisimler ve moleküller tarafından oluşturulan bu dalgalar, çoğu maddeler tarafından kolayca soğurulurlar. Bir maddenin soğurduğu kızılötesi enerjisi ısı şeklinde kendini gösterir. Çünkü madde tarafından soğurulan bu enerji vasıtası ile atomların titreşim ve öteleme hareketleri artar, dolayısıyla da maddede bir ısı artması meydana gelir. Kızıl ötesi radyasyonun, fizik tedavi, kızılötesi fotoğrafçılığı ve titreşim spektroskopisini içeren pratik ve bilimsel uygulamaları vardır.

1.2.1.4. Görünür Dalgalar

Elektromanyetik dalgaların en bilinen şekli, insan gözünün görebildiği spektrum kısmı olarak tanımlanabilir. Işık, atom ve moleküllerdeki elektronların yeniden düzenlenmeleri ile oluşur. Görünür ışığın çeşitli dalga boyları, mordan ($\lambda\approx4\times10^{-7}$ m) kırmızıya kadar ($\lambda\approx7\times10^{-7}$ m) değişen renklerle sınıflandırılır. Gözün duyarlılığı dalga boyunun bir fonksiyonudur. Duyarlılık $5{,}6\times10^{-7}$ m (sarı-yeşil) civarındaki bir dalga boyunda maksimum olmaktadır.

1.2.1.5. Morötesi (Ultraviyole) Dalgalar

4×10^{-7} m ile 6×10^{-8} m arasındaki dalga boyu aralığını kapsar. Morötesi ışınlar güneş yanıklarının başlıca nedenidir. Güneşten gelen mor ötesi ışının çoğu, üst atmosferdeki veya stratosferdeki moleküller tarafından yutulur. Böylece büyük miktarlardaki morötesi ışınların insanlar üzerinde zararlı etkiler yapması engellenmiş olur. Stratosferin önemli bir bileşeni, morötesi radyasyonun oksijenle tepkimeye girmesi sonucunda oluşan ozon (O_3)'dur. Bu tabaka öldürücü yüksek enerjili morötesi radyasyonu ısıya dönüştürür ve sonuçta stratosfer tabakası ısınır.

1.2.1.6. X-Işınları

10^{-8} m ile 10^{-13} m aralığında dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. X-ışınlarının en genel kaynağı, bir metal hedefi bombardımanı esnasında yüksek enerjili elektronların yavaşlamasıdır. X-ışınları tıpta bir tanı aracı olarak ve belirli kanser türlerinin tedavisinde kullanılır. Aynı zamanda kristal yapının incelenmesinde de kullanılırlar.

1.2.1.7. Gama (γ) Işınları

Radyoaktif çekirdekler tarafından (^{60}Co ve ^{137}Cs gibi) ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayılan elektromanyetik dalgalardır. Dalga boyları 10^{-10} m ile 10^{-14} m arasındadır. Bu ışınlar yüksek derecede girginlik özelliğine sahiptirler. Bu nedenle canlı dokular tarafından soğurulduğunda ciddi zararlar oluştururlar. Tedbir olarak bu tür radyasyonun yanında çalışanlar, kalın kurşun tabaka benzeri iyi soğurucu maddelerle korunmalıdır.

1.2.1.8. Kozmik Işınlar

Enerjileri oldukça büyük ve girginliği yüksek olan ışınlardır. Uzaydan atmosfere her saniyede, yaklaşık 10^9 eV enerjili ve hemen hepsi proton olan 2×10^8 civarında kozmik ışın parçacıkları gelir. Bunlar atmosferdeki azot ve oksijen gibi atomlarla etkileşerek ikincil parçacıklar meydana getirirler. Uzaydan gelen kozmik ışın parçacıklarının hemen hepsi deniz seviyesinde kaybolur. Yeryüzündeki kozmik ışın dozu ikincil parçacıklardan meydana gelir. Çok enerjik protonlar atmosfere girdiğinde müyon, elektron, foton ve bazı

nötronların bulunduğu yüz milyonlarca parçacıklı bir sağanak hâsıl ederler. Kozmik ışınlardan korunmak için kalın beton duvarlı yapılar gerekir.

1.3. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Elektromanyetik radyasyon, bir madde üzerine düşürülecek olursa, madde içerisine giren radyasyon, atomların serbest elektronları, bağlı elektronları, çekirdeği ile birlikte çekirdeğin ve elektronların Coulomb alanıyla etkileşmeler yapar.

Bir elektromanyetik radyasyon demeti x kalınlığındaki bir maddeden geçirilecek olursa demetin şiddetinde bir azalma olduğu gözlenir. Madde ile gelen demet arasındaki etkileşmeler hedef materyalin atom numarası ve kalınlığına bağlıdır. Soğurucu materyal belli bir kalınlıktan ince olduğunda, bütün parçacıklar soğurucu materyali geçer. Eğer soğurucu materyal belli bir kalınlıktan fazla ise parçacıklar bütün enerjilerini kaybeder ve soğurucu materyalden çıkamaz.

dx kalınlığındaki bir madde üzerine gelen I şiddetindeki demetin şiddetindeki azalma,

$$dI = -\mu.I.\mathrm{dx} \tag{2}$$

ile verilmektedir. Burada μ (cm^{-1}), lineer soğurma katsayısı olup birim uzunluk başına düşen soğurulma ihtimalinin bir ölçüsü olarak ifade edilmektedir.

Aynı zamanda μ, X veya γ-ışınlarının etkileştiği madde ve ışının enerjisine bağlıdır. (2) bağıntısındaki eksi işareti kalınlık artıkça şiddetin artacağını ifade etmektedir. Madde üzerine I_0 şiddetinde bir ışın demeti düşürüldüğünde, maddeyi geçen ışın şiddeti

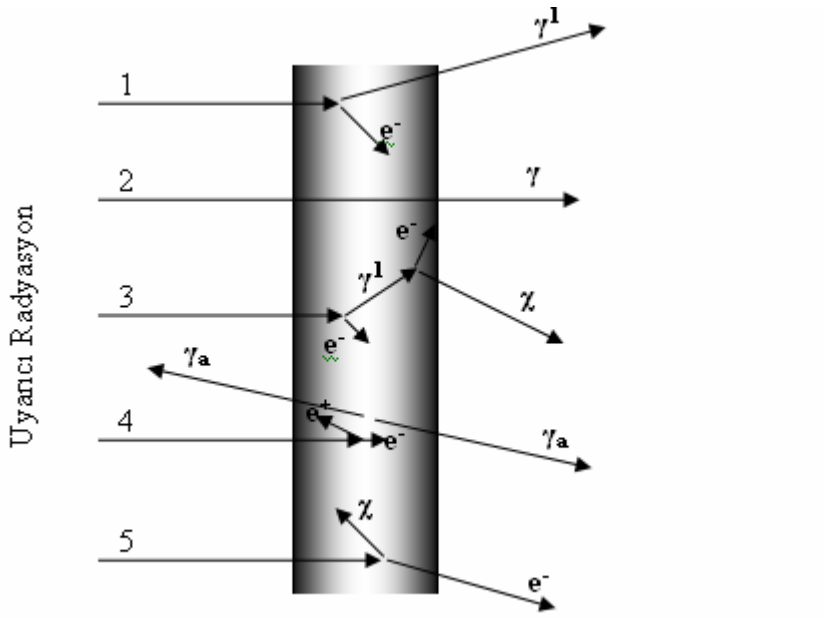
$$I(x) = I_0 e^{\left[-\int_0^x \mu(x).dx\right]} \tag{3}$$

olarak verilir. Eğer madde homojen ise (3) bağıntısı,

$$I(x) = I_0 e^{-\mu.x} \tag{4}$$

şeklini alır. Bu ifadeye Lambert-Beer kanunu denir. Bu kanun bize birim kalınlıktaki maddeyi geçen elektromanyetik radyasyon demetinin şiddetindeki azalmanın soğurucu materyalin kalınlığıyla üstel olarak azalacağını gösterir.

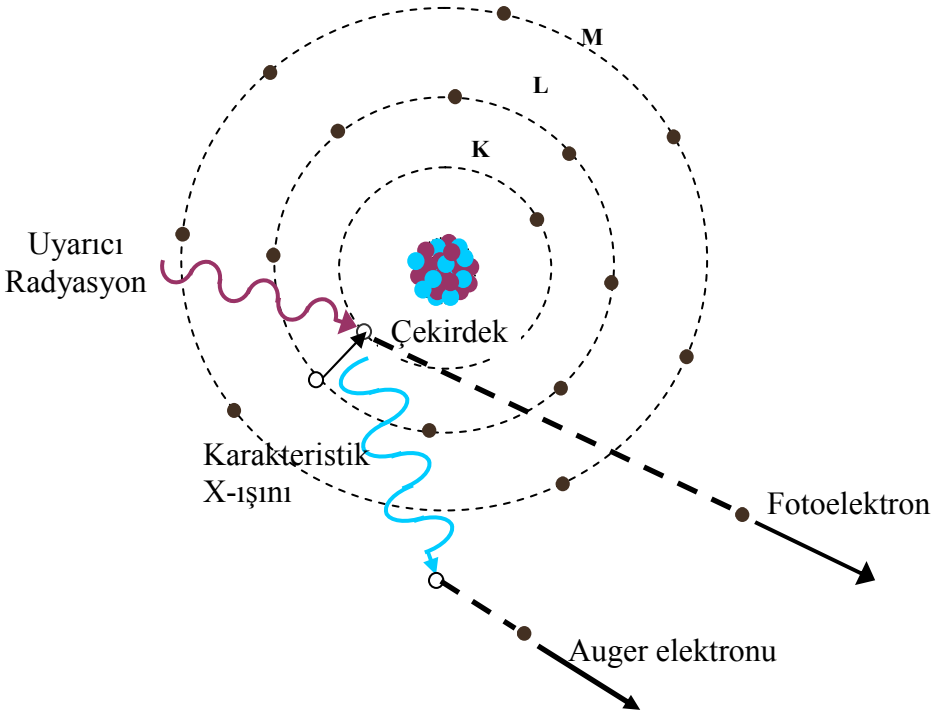
Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucunda Şekil 2'de gösterilen olaylar meydana gelir. Bunlar, Compton saçılması (1), Koharent saçılma (2), Compton saçılmasından sonra saçılan fotonun fotoelektrik etkisiyle X-ışınları oluşumu (3), Çift oluşumu (4) ve Fotoelektrik olaydır (5).



Şekil 2. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi

1.3.1. Fotoelektrik Olayı

Enerjisi, atoma bağlı bir elektronun bağlanma enerjisinden büyük olan bir foton, bağlı bir elektronla etkileşirse, elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, sökülen elektrona da fotoelektron denir.



Şekil 3. Fotoelektrik olayı

Şekil 3'te, K tabakasındaki elektronlardan birinin sökülmesiyle sonuçlanan bir fotoelektrik olay gösterilmiştir. Bu tabakadan sökülen elektronun kinetik enerjisi E_{fe},

$$E_{fe} = E - E_b \tag{5}$$

şeklinde ifade edilir. Burada E gelen fotonun enerjisi, E_b elektronun K tabakasına bağlanma enerjisidir. Fotonun enerjisi bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimaliyeti o kadar büyüktür. Foton enerjisi bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayının meydana gelme olasılığı azalır.

K tabakası için fotoelektrik tesir kesiti,

$$\frac{\sigma_K}{\sigma_T} = \frac{64*137^3}{Z^2}\left[\frac{K_{ab}}{E}\right]^{7/2} \tag{6}$$

ile verilmiştir. Burada K_{ab}, K tabakası soğurma kıyısı, σ_T Thomson tesir kesiti ve Z ise atom numarasıdır.

Fotoelektrik olay sonucu elektronun söküldüğü tabakada bir boşluk oluşur. Atom kararsız hale gelir. Oluşan bu boşluk atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu durum sonucunda, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar bir enerjiye sahip bir foton yayınlanır ve bu foton karakteristik X ışını olarak adlandırılır. Bu karakteristik X ışını fotonunun atomu terk etmeyip bazen atomun dış tabakalarındaki elektronları tarafından soğurulmasına Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir.

Herhangi bir tabakadaki boşluğun karakteristik X ışını yayımlanarak doldurulması ihtimaliyetine o tabakaya ait floresans verim, Auger elektronu yayımlayarak doldurulması ihtimaliyetine o tabakaya ait Auger verimi denir. Atom numarası küçük olan elementler için Auger elektronu yayınlanma ihtimaliyeti, atom numarası büyük olan elementlere göre yüksektir. Bu olayın sebebi atom numarası küçük olan elementlerde iç kabuklar arası elektron geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kıyılarına, atom numarası büyük olanlara göre daha yakın olmasıdır (Demir, 1991). Sonuç olarak floresans verim atom numarası arttıkça artar, Auger verimi azalır.

1.3.2. Saçılma

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşimi sonucu gerçekleşen olaylardan biri olan saçılmayı genel olarak koharent ve inkoharent saçılma olarak iki başlık altında inceleyebiliriz.

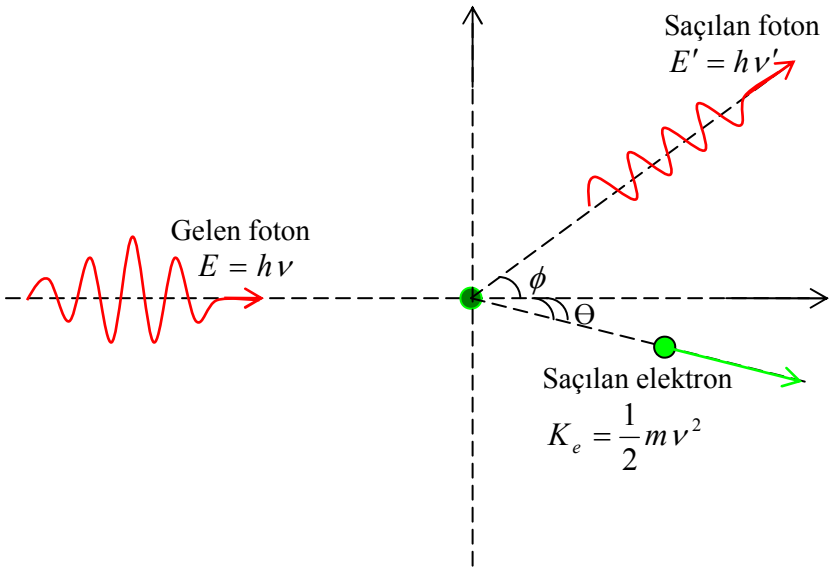
1.3.2.1. İnkoharent Saçılma

İnkoharent saçılmada gelen ve saçılan fotonların enerjileri arasında bir fark vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. İnkoharent saçılma olarak bilinen üç tip saçılma vardır. Bunlar Compton saçılması, nükleer saçılma ve Raman saçılmasıdır. Bunlar arasında en baskın olan Compton saçılmasıdır.

1.3.2.1.1. Compton Saçılması

Compton olayı, ışığın tanecikli karakterini vurgulayan olaylardan birisidir. Işığın kuantum teorisi, durgun kütlesinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu durum, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının olmasını gerektirir (Şekil 4).

Compton olayı, bir fotonun atomun çekirdeğine çok zayıf bağlı olan bir elektronla çarpışması olayıdır. Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarındaki elektronlarla ilgiliyken, Compton olayı daha çok dış tabaka elektronları ile ilgilidir. Bir başka deyişle Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.



Şekil 4. Compton olayı

Compton olayının teorisi, özel rölativite teorisinin sonuçları ile enerji ve momentumun korunumu kanunları kullanılarak oluşturulmuştur. Oluşturulan bu teorinin sonucunda fotonun dalga boyundaki değişim için

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\phi) \tag{7}$$

ifadesi elde edilmiştir. Burada m_0 elektronun durgun kütlesi, ϕ fotonun saçılma açısı, c ışık hızı ve h ise Planck sabitidir. Ayrıca bu denklemdeki $\frac{h}{m_0 c}$ ifadesi Compton dalga boyu olarak adlandırılır ve değeri 0,024 Å'dur. Denklem (7)'den de görüleceği üzere Compton saçılmasında dalga boyundaki değişim sadece fotonun saçılma açısı ϕ'ye bağlıdır. Enerjiler arasındaki ilişki

$$E' = \frac{E}{1+\alpha(1-\cos\phi)} \tag{8}$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise,

$$K = \frac{\alpha E(1-\cos\phi)}{1+\alpha(1-\cos\phi)} \tag{9}$$

ile verilir. Burada E gelen fotonun enerjisi olup $\alpha=E/m_0c^2$ ince yapı sabitidir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan θ ve ϕ arasındaki bağıntı ise,

$$\cot\phi = (1+\alpha)\tan\frac{\theta}{2} \tag{10}$$

ifadesi ile verilir. Burada θ, geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır.

Fotoelektrik olay genellikle K ve L tabakalarına ait elektronlarda baskın olmasına rağmen, Compton olayı dış tabaka elektronlarında daha baskındır. Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.

1.3.2.1.2. Nükleer Saçılma

İnkoharent saçılma olarak ta gözlenen nükleer saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu oluşur. Bu saçılmanın inkoharent katkısı oldukça küçüktür.

1.3.2.1.3. Raman Saçılması

Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak da düşünülmektedir. Birinci adımda *hv* enerjili bir foton soğurulur ve atom bir *a* durumundan *n* durumuna uyarılır. İkinci adımda, atom *hv′* enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış *n* durumundan son *b* durumuna döner. Atomun son durumu başlangıçtaki durumundan farklı ise saçılma koharent değildir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir.

1.3.2.2. Koharent Saçılma

Koharent saçılma, gelen fotonun atomun bağlı elektronları tarafından saçılmasıdır. Koharent saçılmada atom uyarılmamış ve iyonize olmamıştır. Bu olayda gelen fotonla saçılan fotonların dalga boyları aynı olup aralarında faz ilişkisi vardır. Atom tarafından saçılan radyasyonun şiddetini bulmak için her bir bağlı elektron tarafından saçılan radyasyonun genlikleri toplamı alınır.

Koharent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, nükleer rezonans saçılma ve nükleer Thomson saçılmasıdır (Erzenoğlu., 1990).

Rayleigh saçılması, 0,1 MeV ve daha düşük enerjilerde fotonların atoma bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Rayleigh saçılmasından sonra hedef atom değişmeden kalır. Rayleigh saçılmasının meydana gelme ihtimaliyeti, düşük foton enerjilerinde ve atom numarası büyük elementlerde daha fazladır.

Delbrück saçılmaya elastik nükleer saçılmada denir. Bu saçılma fotonun çekirdeğinin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır.

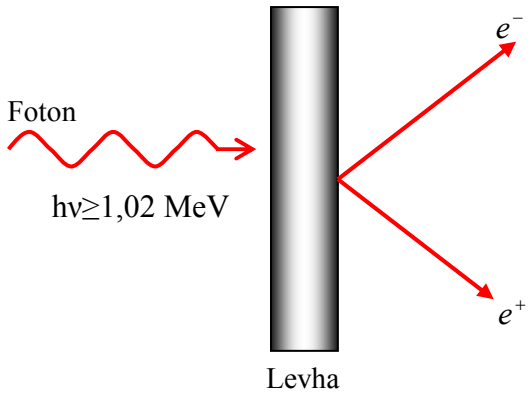
Nükleer rezonans saçılma fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu saçılmada çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan temel hale dönmesi takip eder. Nükleer saçılma tesir kesiti atom numarası ile ilişkilidir.

Nükleer Thomson saçılması tamamen gelen fotonla çekirdek arasında meydana gelir. Bu saçılmada bir tek yük sistemi olarak düşünülen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki küçüktür.

1.3.3. Çift Oluşumu

Fotonların enerjilerini kaybettikleri olaylardan birisi de çift oluşumudur. Çift oluşumu bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Elektron ile pozitronun kütleleri ve yükleri eşit fakat yüklerinin zıt olduğu göz önüne alınırsa bir proton veya bir elektronun durgun enerjisi m_0c^2=0,511 MeV'dir. Çift oluşumu olayının olabilmesi için foton enerjisinin en az 1,02 MeV olması gerekir. Bu olay meydana gelirken hiçbir korunum ilkesi bozulmaz. Hem yük, hem çizgisel momentum, hem de toplam enerji korunur. Momentumun korunumu prensibi ağır parçacığın varlığını gerektirir. Hafif çekirdeklerin alanlarında da çift oluşum mümkündür; fakat böyle durumlarda eşik enerjisi daha yüksektir (Şahin, Y., 1999). Çift oluşumu bir çekirdek etrafında veya yüklü bir parçacık etrafında meydana gelebilir (Siegbahn, 1974). Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektronla bir pozitrona dönüşmesi olayıdır.

$$\gamma \text{ fotonu} \rightarrow e^+ + e^- \qquad (11)$$

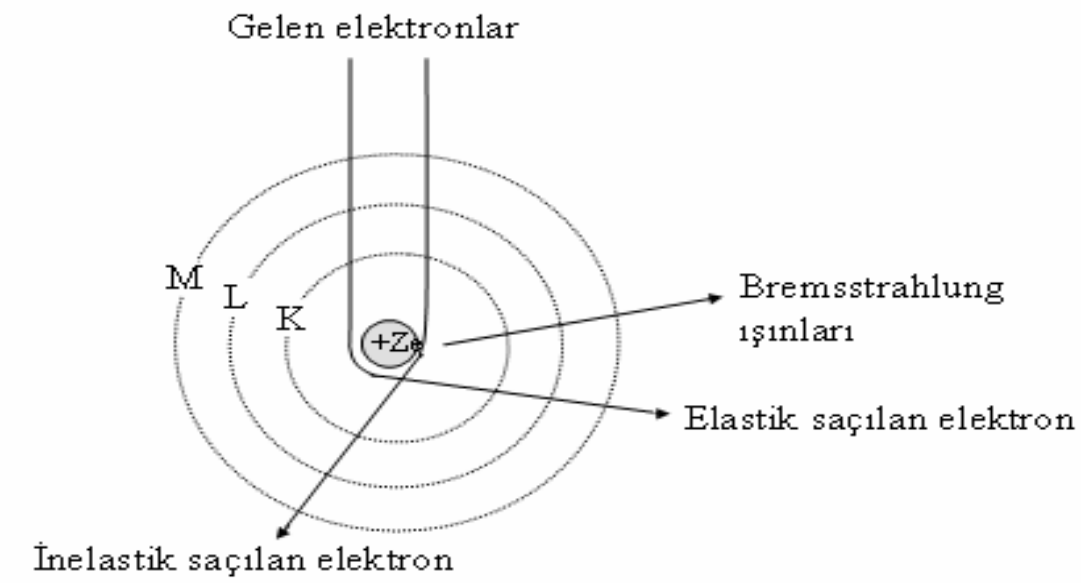


Şekil 5. Çift oluşumu

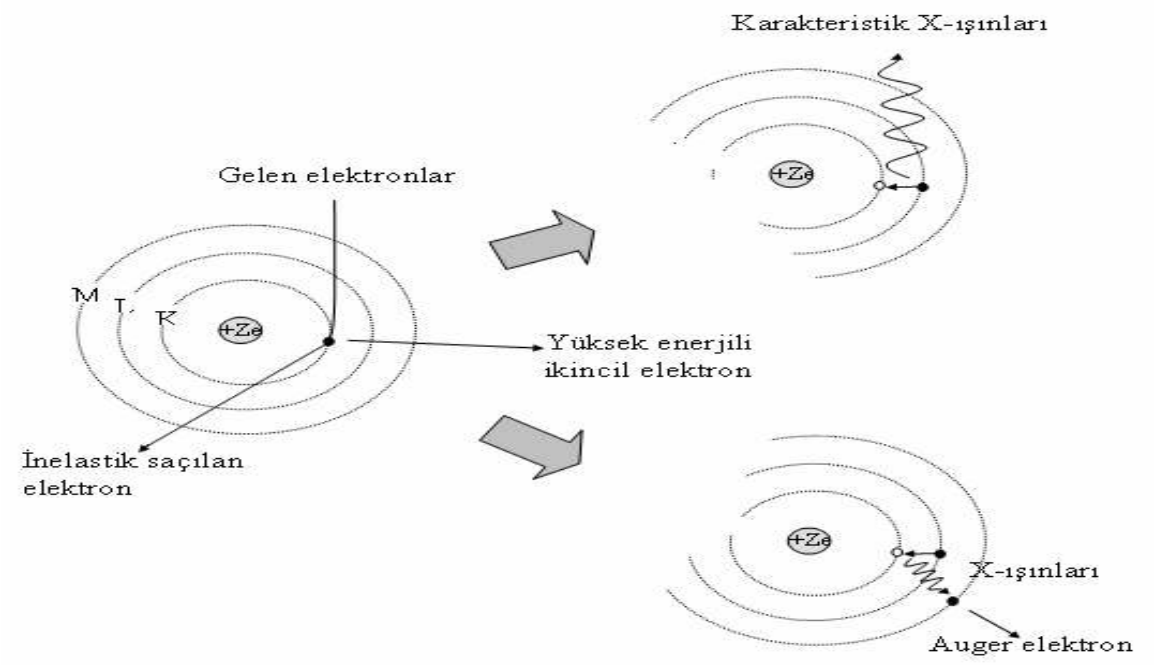
1.4. Karakteristik X-Işınlarının Oluşumu ve Enerji Seviyeleri

X-ışınları 10^{-3} – 10^{2} Å aralığında kısa dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. Bunlar yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomun iç yörüngelerinde oluşan boşluklara elektron geçişlerinden meydana gelirler. Yüksek enerjili elektronların madde içersinde adım adım yavaşlaması neticesinde meydana gelen X-ışınlarına, sürekli X-ışınları veya Bremstrahlung ışınları adı verilmektedir. β ışınları, iç dönüşüm elektronları, Compton geri tepme elektronları ve Auger elektronları sürekli X-ışını spektrumu verirler.

Atomun bağlı iç yörünge elektronları, hızlandırılmış elektronlarla, protonlarla, nötron ve α-parçacıklarıyla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile radyoizotop kaynak tarafından yayımlanan fotonlarla ve ikincil X-ışınları gibi uyarıcılarla dış yörüngelere uyarılması neticesinde çekirdeğe yakın bir kabukta meydana gelen boşluk daha dış kabuklardaki elektronlarca 10^{-12} -10^{-14} saniye içersinde doldurulur. Bu geçişten bir foton yayınlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişlerinden yayınlanan bu fotona, o elementin karakteristik X-ışını fotonu veya karakteristik X-ışını adı verilmektedir. Şekil 6'da pozitif yüklü çekirdek tarafından elektronların elastik ve inelastik saçılmaya uğratılması ve Bremstrahlung ışınlarının üretilmesi, Şekil 7'de ise karakteristik X-ışınlarının üretilmesi ve Auger elektronunun meydana gelmesi gösterilmiştir.



Şekil 6. Elektronların elastik ve inelastik saçılması ve Bremstrahlung ışınlarının üretilmesi



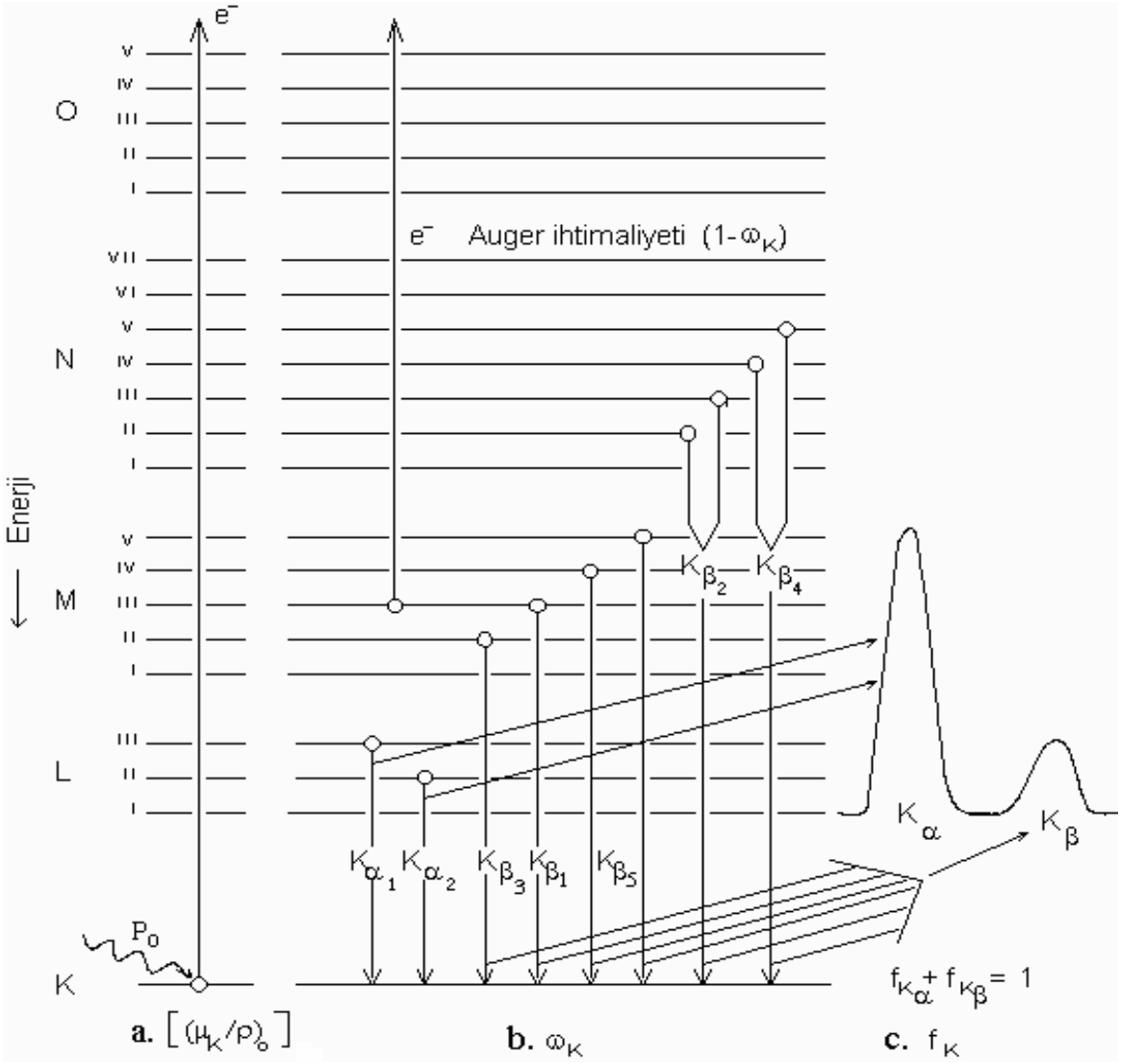
Şekil 7. Karakteristik X-ışınlarının ve Auger elektronunun meydana gelmesi

Bir foton tarafından, atomun K tabakasından bir elektron söküldüğünde meydana gelen boşluk L, M, N,… üst tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu boşluk L tabakasından doldurulursa meydana gelen karakteristik X-ışını K_α, diğer üst tabaka elektronları tarafından doldurulursa K_β X-ışını olarak adlandırılır. L karakteristik çizgileri de benzer şekilde meydana gelir. K kabuğundaki boşluk diğer kabukların alt kabuklarındaki elektronlar tarafından doldurulduğunda yayımlanan fotonlar Siegbahn ve International Union of Applied and Pure Chemistry (IUAPC) gösterimlerine göre Tablo 1' de gösterilmiştir (Jenkins vd., 1991).

Şekil 8'de ise atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik X-ışını yayımlanması şematik olarak gösterilmiştir. Burada, (a) soğurulmayı, (b) karakteristik X-ışını yayımlanma ihtimaliyetini, (c) herhangi bir karakteristik X-ışını çizgisinin yayımlanma yüzdesini temsil etmektedir.

Tablo 1. X-ışını diyagram çizgilerinin eski (Siegbahn) ve yeni (IUPAC) gösterimleri

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K_{\alpha 1}$	$K\text{-}L_{III}$	$L_{\beta 17}$	$L_{II}\text{-}M_{III}$
$K_{\alpha 2}$	$K\text{-}L_{II}$	$L_{\gamma 1}$	$L_{II}\text{-}N_{IV}$
$K_{\beta 1}$	$K\text{-}M_{III}$	$L_{\gamma 2}$	$L_{I}\text{-}N_{II}$
$K_{\beta 2}'$	$K\text{-}N_{III}$	$L_{\gamma 3}$	$L_{I}\text{-}N_{III}$
$K_{\beta 2}''$	$K\text{-}N_{II}$	$L_{\gamma 4}$	$L_{I}\text{-}O_{III}$
$K_{\beta 3}$	$K\text{-}M_{II}$	$L_{\gamma 4'}$	$L_{I}\text{-}O_{II}$
$K_{\beta 4}'$	$K\text{-}N_{V}$	$L_{\gamma 5}$	$L_{II}\text{-}N_{I}$
$K_{\beta 4}''$	$K\text{-}N_{IV}$	$L_{\gamma 6}$	$L_{II}\text{-}O_{IV}$
$K_{\beta 5}'$	$K\text{-}M_{V}$	$L_{\gamma 8}$	$L_{II}\text{-}O_{I}$
$K_{\beta 5}''$	$K\text{-}M_{IV}$	$L_{\gamma 8}'$	$L_{II}\text{-}O_{6}$
$K_{\beta 5}'''$	$K\text{-}N_{III}$	$L_{\gamma 13}$	$L_{I}\text{-}P_{II}$
L_{l}	$L_{III}\text{-}M_{I}$	$L_{\gamma 13}'$	$L_{I}\text{-}P_{III}$
$L_{\alpha 1}$	$L_{III}\text{-}M_{V}$	L_{η}	$L_{II}\text{-}M_{I}$
$L_{\alpha 2}$	$L_{III}\text{-}M_{IV}$	L_{λ}	$L_{III}\text{-}M_{I}$
$L_{\beta 1}$	$L_{II}\text{-}M_{IV}$	L_{S}	$L_{III}\text{-}M_{III}$
$L_{\beta 2}$	$L_{III}\text{-}N_{V}$	L_{t}	$L_{III}\text{-}M_{II}$
$L_{\beta 3}$	$L_{I}\text{-}M_{III}$	L_{U}	$L_{II}\text{-}N_{IV}$
$L_{\beta 4}$	$L_{I}\text{-}M_{II}$	L_{v}	$L_{II}\text{-}N_{VI}$
$L_{\beta 5}$	$L_{III}\text{-}O_{IV,V}$	$M_{\alpha 1}$	$M_{V}\text{-}N_{VII}$
$L_{\beta 6}$	$L_{III}\text{-}N_{I}$	$M_{\alpha 2}$	$M_{V}\text{-}N_{VI}$
$L_{\beta 7}$	$L_{III}\text{-}O_{I}$	M_{β}	$M_{IV}\text{-}N_{VI}$
$L_{\beta 7}'$	$L_{III}\text{-}N_{VI\text{-}VII}$	M_{γ}	$M_{III}\text{-}N_{V}$
$L_{\beta 9}$	$L_{I}\text{-}M_{V}$	$M_{\xi 1}$	$M_{V}\text{-}N_{III}$
$L_{\beta 10}$	$L_{I}\text{-}M_{IV}$	$M_{\xi 2}$	$M_{IV}\text{-}N_{II}$
$L_{\beta 15}$	$L_{III}\text{-}N_{IV}$		



Şekil 8. Atomlarda elektron geçişleri ve karakteristik x-ışını yayımlanmasının şematik olarak gösterimi

1.5. Detektörler

1.5.1. Detektörlerin Gelişimi

X-ışınlarının ölçümü, 1895 yılında Röntgen'in boşalma tüpü yakınındaki bazı maddelerin boşalma sırasında ışıdığını görmesiyle başladı. X-ışınlarının ölçümü için yapılan ilk detektörler, fotoğraf plakaları ve gaz dolu iyonizasyon odaları gibi floresans teknikleri içermekteydi. Bu radyasyonların kısa dalga boyu yüzünden, radyasyonun

dağılımını ve dolayısıyla dalga boylarını belirlemek için optik spektroskopide kullanılan yöntemler, sadece 0,1 nm mertebesindeki dalga boylarını belirlemede başarılı oldu. Buna karşın Bragg, bu dalga boyundaki radyasyonların kırınımını, yüksek saflıktaki doğal bir kristalin düzlemlerini kullanarak keşfetti. Bragg kırınımı olarak bilinen bu yöntemle, hem sürekli kısmı hem de kesikli çizgi yapısını içeren spektrumlar gözlendi.

γ- ışınlarıyla ilgili çalışmalar da bu dönemde ilerledi. 1896 yılında Becquerel, bir fotoğraf plağının yakınında yayılan radyasyonun kazara dedeksiyonuyla doğal radyoaktiviteyi keşfetti. 1900'de Villard, daha önceden bilinen α ve β ışınları gibi, yolları manyetik alanda bükülmeyen ve α parçacıkları gibi kolaylıkla durdurulamayan bu doğal radyoaktiviteden yayılan radyasyonların bir bileşenini keşfetti. Bu yeni bileşen γ ışınları olarak adlandırıldı.

Fotoğraf plakasıyla X ve γ ışınlarının ilk gözleminden sonra, bu ölçüm alanındaki ilerlemeler 1908'de Rutherford ve Geiger ile başlayan gaz-dolu sayaçların değişik tiplerinin geliştirilmesiyle başladı. Fotoğraf dedeksiyonu yöntemiyle kıyaslandığında bu sayıcılar, radyasyonun varlığını tayin etmekle beraber deneyciye mevcut radyasyonun daha kantitatif bir ölçümünü yapma imkânı verdi. Orantılı sayıcılar, birincil olarak fotoelektrik etkiyle etkileşecek kadar yeterince düşük enerjiye sahip γ ve X ışınlarının enerji spektrumlarını elde etmemize izin verir. Burada bu etkileşmeyle üretilen ikincil elektronlar gazın içinde tamamen durdurulabilir. Buna karşın, bu detektörler sadece sayıcıda oluşan olayların sayısını ölçmek için kullanılır.

1948'de Hofstadter'in NaI(Tl) detektörünü keşfiyle γ ve X ışınlarının kantitatif ölçümünde büyük bir aşama kaydedilmiş oldu (Hofstadter., 1948). Bu detektörler ile geniş enerji aralıklarına sahip spektrumlar elde edildi. Bu dönemden sonra, ticari üreticiler 1 MeV hatta daha büyük enerjili fotonlar için yüksek soğurma oranına sahip, yeterince büyük alanlı kristalleri üretme imkânı buldu. Bu detektörlerin avantajı, iyi bir ayırma gücüne (662 keV'de 45 keV'lik çizgi genişliğine sahiptir) ve verime sahip olmaları ve kristal malzemenin fiziksel ve kimyasal kararlılığıdır. Bu detektörlerin iyi ayırma gücü, foton enerjileri iyi ayrıldığında her bir foton pikini gözlemeye izin verir.

NaI(Tl) sintilasyon spektrometresindeki gelişmelere paralel, γ ışını geçişlerini araştırmak için başka metotlar geliştirildi. Uyarılmış nükleer seviyeler yalnız γ ışını yayımıyla değil aynı zamanda iç dönüşüm elektronlarının yayımıyla uyarıldığından, elektron spektrometreleri γ ışını geçişlerinin özelliklerini araştırmak için kullanıldı. Düşük enerjili elektronların spektrumlarını ölçmek için elektrostatik spektrometreler yapılmasına

karşın esas gelişme, farklı enerjili elektronları ayırt eden ve gruplandıran manyetik alanın değişik biçimlerine sahip spektrometrelerin yapılması ile oldu. Manyetik elektron spektrometreleri aynı dönemdeki γ ışını spektrometrelerine oranla daha fazla avantaja sahiptiler. Bunların ilki, bu detektörlerin radyasyon tipini tam belirleyerek elektronları γ-radyasyonundan tamamen ayırmasıdır. İkincisi ise, bu spektrometrelerin çoğunun %1'den daha iyi pik genişliğine (FWHM) sahip olmasıdır. Dolayısıyla NaI(Tl) detektöründen daha iyi ayırma gücü elde edilir.

1960'ların başında, düz veya eğri bir kristalin düzlemlerinden γ ışınlarının Bragg yansımasına dayanan kristal veya kırınım spektrometresi geliştirildi. Bu spektrometreler, özellikle düşük enerjilerde çok yüksek ayırma gücüne sahipti. Buna karşın, çok düşük geçirgenliğe ve verime sahip olmaları gibi dezavantajları vardı. Bu yüzden, sadece şiddetli radyasyon kaynaklarının kullanıldığı ölçümler için uygundur. NaI(Tl) detektörlerinin döneminde, kristal spektrometreleri esasen küçük numaralı radyonüklitlerden çıkan daha şiddetli γ ışınlarının enerjilerini tam olarak ölçmek için kullanılır. Bu enerji değerlerini diğer spektrometrelerin kalibrasyonunda kullanmak uygundur.

Sintilasyon detektörlerinin başarısına rağmen, daha yoğun bir maddeden bir iyonizasyon odası yapılabilir mi sorusu sürekli olarak gündemdeydi. Bu soru, 1962'lerde Ge(Li) yarıiletken detektörünün keşfiyle cevabını bulmuş oldu. Bu detektörlerin ilk başarısından beri birçok farklı yarıiletken materyal, nükleer yüklü parçacık detektörü gibi foton detektörü olarak kullanılmak için araştırıldı. İkincil yükü verimli bir şekilde toplamak için tek kristal saf materyalden yapılması gerekirdi. Diğer tek kristallerin üretimindeki zorluklardan dolayı şimdiye kadar yalnızca silisyum ve germanyum tek kristal elementleri, önemli boyutlarda yüksek ayırma güçlü foton detektörleri olarak kullanılmaktadır. Germanyum detektörleri geniş bir enerji aralığında kullanılabilirken, silisyum detektörler düşük atom numarasından dolay yalnızca düşük enerjili fotonlar için kullanılır.

Bu detektörlerin en ilginç karakteristiği, başlangıçta 5 keV, daha sonraları ise 1332 keV'de 2 keV'den daha düşük olan ayırma güçleridir. Şimdilerde ise 5,9 keV'de 0,145 keV'e kadar düşmüştür. NaI(Tl) detektörlerinin ayırma gücünden çok daha iyi olan bu gelişme, hem araştırma hem de uygulama alanlarında X ve γ ışını spektrometresinin gelişiminde çok önemli rol oynamıştır. Başlangıçtan beri bu detektörler, spektrumda mevcut olan tek enerjili γ ışını gruplarının çoğunu ayırt etmekte spektrometrislere izin verdi. Ge(Li) detektörünün ticari üretimi başladığından beri, çoğu uygulamalarda NaI(Tl)

detektörlerinin yerini almak için onların boyutları yeterince büyük ve kararlılıkları oldukça iyi yapıldı.

Silisyum detektörlerin gelişimi, germanyum detektörlerin gelişimine paralel olarak ilerlemiştir. Silisyumu işlemek kolay olduğundan, çok ince tabakalı sürüklenmiş silisyum detektörler üretilebildi. Bu yüzden onların kullanımı, yüzey bariyer detektörleri olarak adlandırılan yük parçacıklı spektrometrede sınırlıydı. Si(Li) detektörleri birkaç mm kalınlıkta yapıldı ve özellikle düşük enerjili fotonlardan oluşan spektrumları ölçmek için kullanıldı.

Yarıiletken detektörlerin en büyük dezavantajı, sıvı azot sıcaklığında(-196 $^{\circ}$C) tutulma zorunluluğudur. Bu zorunluluk, yeni nesil detektörlerde giderek ortadan kalkmaktadır. Günümüzde Ge(Li) detektörleri yerini, yüksek saflıklı Ge (HPGe) yarıiletken detektörlere bırakmıştır. Ge(Li) detektörleri her zaman sıvı azot sıcaklığında muhafaza edilmesi gerekirken, yüksek saflıktaki Ge detektörleri oda sıcaklığında saklanabilir ve taşınabilir.

Silisyum ve germanyum yarıiletken detektörlerinin başarılı gelişimiyle, benzer yüksek Z'li materyallerden detektörlerin gelişiminde de hızlı bir büyüme oldu. Özellikle oda sıcaklığında çalışması mümkün olan yarıiletken detektörler olarak kullanılabilen GaAs, CdTe ve HgI_2 gibi bileşiklerde gelişmeler oldu. Bu detektörlerin kullanılabilirliği, onların küçük boyutları, sınırlı ayırma gücü ve ticari geçerliliği ile sınırlıdır (Debertin ve Helmer, 1988).

1.5.2. Foton Detektörlerinin Genel Özellikleri

Foton detektörlerinin çoğu, dedeksiyon ve ölçüm işlemlerinde bir dizi ortak özelliğe göre çalışmaktadır. Buna göre;

1. Fotoelektrik soğurma, Compton saçılması veya çift oluşumuyla foton enerjisinin elektronların (ve pozitronların) kinetik enerjisine dönüşümü.
2. Bu elektronlarla, uyarılmış moleküler seviyelerin, elektron-delik çiftlerinin veya elektron-iyon çiftlerinin üretimi.
3. Moleküler seviyelerin deekzitasyonu ile yayılan ışığın veya yük taşıyıcılarının ölçümü ve toplanması.

Bir kaynaktan yayılan bir foton spektrumu genellikle her biri tek enerjili olan foton grupları tarafından oluşturulur. Bir detektör böyle bir çizgi spektrumunu, çizgi ve sürekli bileşenlerin birleşimine dönüştürür. Çizgiler gözlenebildikçe, orijinal fotonların şiddetleri

ve enerjileri tayin edilebilir. Eğer çizgiler kontinyumda kaybolmuşsa, bu nicelikleri tayin etmek genellikle imkânsızdır. Tek enerjili fotonlar için çizgiler veya pikler üretmede detektörün kabiliyeti, pik verimi ve pik genişliğiyle karakterize edilir. Pik genişliği (FWHM) genellikle keV birimiyle ifade edilir. Aynı zamanda rezolüsyon (ayırma gücü) olarak ta adlandırılır. Detektörün pik verimi, tüm foton enerjisinin soğrulmasına uygun pikteki (yani tam enerji pikinde) sayımların sayısının, kaynaktan yayılan o enerjideki fotonların sayısına oranıdır. Hem pik genişliği hem de pik verimi foton enerjisinin fonksiyonudur.

Yukarıda bahsedilen ilk madde için, detektör materyalinin yoğunluğu, atom numarası ve hacmi önemlidir. Eğer detektör materyali düşük yoğunluklu, düşük Z ve küçük hacimli ise fotonun etkileşmeye girme olasılığı düşük olacaktır. Bundan dolayı, böyle bir detektörün kullanımı düşük enerjili fotonlarla kısıtlıdır. Yüksek enerjili fotonlar için, tek enerjili çizgiler kaybolabilir ve yalnız bir kontinyum gözlenir. Yani, böyle bir detektör mevcut fotonların sayısını saymak için kullanılabilir. Fakat bir enerji spektrumu ölçmede sınırlı bir değerde kalacaktır.

İyonizasyon odası olarak tanımlanan bir gazlı sayacı, elektrik alan uygulanmış bir gaz hacminden oluşur. Genellikle gaz hacmi, yüzeyin dışında olan bir elektrotla ve silindir ekseni boyunca olan başka bir telle silindiriktir. Tipik detektör çapı 2 veya 3 cm ve detektör gazı metan veya argon-metan karışımı olabilir. Böylece bu detektörler düşük yoğunluklu materyalden oluşur ve uygun bir küçük kalınlığa sahiptir. Bunun anlamı, onların fotonları saymak için düşük verime sahip olduğu ve orta bir foton enerjisinde (örneğin 200 keV) spektrumda çizgi bileşenlerini oluşturmada ve tüm foton enerjisini soğurmada soğurma ihtimaliyetlerinin çok düşük olmasıdır. Bununla birlikte bu sistemler için özel ve kantitatif kullanımlar vardır. Eğer aynı çekirdeğin iki kaynağının aktivitesini kıyaslama istenirse, bu detektörlerin bazılarında bu kıyaslama doğru olarak yapılabilir.

Gaz detektörlerine kıyasla NaI(TI) sintilasyon detektörleri yüksek yoğunluktaki yüksek Z'li materyallerden oluşur. Genellikle büyük bir kalınlığa sahiptir (tipik olarak 8 cm). Yani bunların fotonları dedekte etme ve tüm foton enerjisini soğurma ihtimaliyetleri daha yüksektir. Bu detektörler birkaç MeV enerjilerde oldukça kullanışlıdır.

Si ve Ge yarıiletken detektörleri, NaI(TI) detektörleri gibi gaz detektörleri üzerinde bazı avantajlara sahiptir. Ancak onlar NaI(TI) detektörlerinin iyodundan daha düşük Z'ye sahiptirler ve boyut olarak ta küçüktürler. Si ve Ge detektörlerinin kendi aralarında Ge,

hem daha yüksek Z hem de silisyumun karesi kadar daha fazla yoğunluğa sahip olduğundan daha fazla avantaja sahiptir.

Bu detektörler için en önemli nicelik kaç tane elektron-delik çifti veya yük taşıyıcısının oluşacağıdır. Bu işlemde istatistiksel değişimler olacaktır. Oluşan çiftlerin sayısı ne kadar büyükse bu değişim daha sabit olacaktır. Yük taşıyıcıları veya ışığın toplanması için önemli özellikler, detektör tipine bağlı olacaktır (Debertin ve Helmer, 1988).

1.5.3. Yarıiletken Detektörler

Karakteristik X-ışınları hem enerjileri birbirlerine yakın hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, detektör seçiminde bu enerji bölgesindeki verimi ve ayırma gücü çok iyi olan yarıiletken detektörler tercih edilmektedir. Bir detektörün ayırma gücü veya spektrumun yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM), o detektörün kullanıldığı enerji aralığındaki enerjiyi tam olarak ifade eder. Şekil 9'da görüldüğü gibi detektörün ayırma gücü genellikle R ile gösterilip,

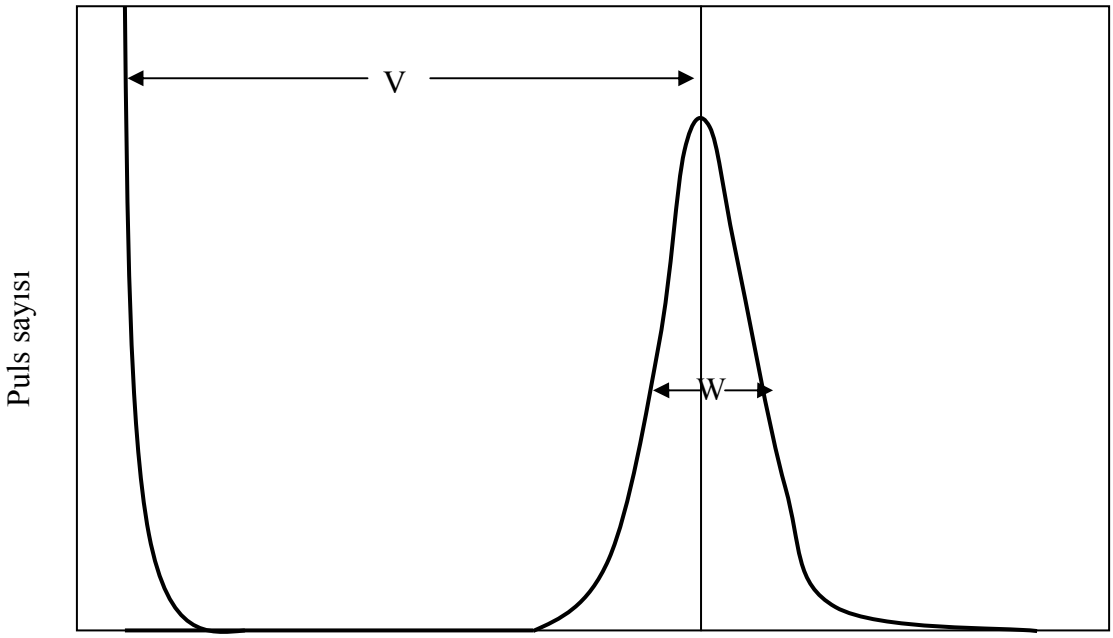
$$R = \frac{W}{V} \tag{12}$$

şeklinde ifade edilir. Burada W yarı maksimumdaki puls genişliği ve V ise ortalama genişliktir.

Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ise;

$$\text{FWHM}=\text{W}\times\text{E} \tag{13}$$

şeklinde verilmektedir. Burada *E*, elektronvolt cinsinden foton enerjisidir. Tablo 2'de çeşitli detektör tipleri için yarı maksimumdaki enerji genişlikleri (FWHM) foton enerjisine (keV) karşı verilmiştir.



Şekil 9. Detektörlerin ayırma güçleri

Tablo 2. Detektör çeşitleri ve enerji ayırma gücü

Detektör	5,9 keV	122 keV	133,2 keV
Orantılı sayaçlar	1,2	----	----
X-Işını NaI(Tl)	3,0	12,0	----
3" x 3" NaI(Tl)	----	12,0	60
Si(Li)	0,16	----	----
Süper Si(Li)	0,15	----	----
Düzlemsel Ge	0,18	0,5	----
Koaksiyel Ge	----	0,8	1,8

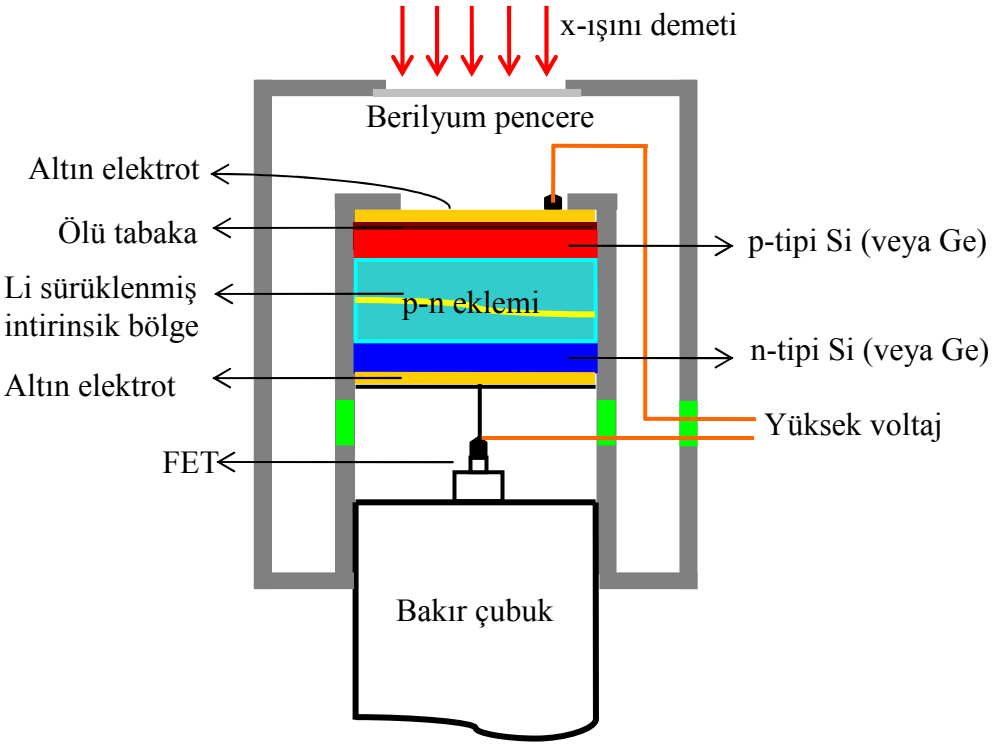
Rezülosyonu en iyi olan detektörler yarı iletken detektörlerdir. Yarıiletken detektörlerde en fazla Si ve Ge kullanılmaktadır. Çalışmamızda, karakteristik X-ışınlarının şiddetleri ölçülmektedir. İncelenen elementlere ait spektrumlar Süper Si(Li) detektörü ve buna bağlı elektronik sistemler kullanılarak elde edilmiştir. Si(Li) detektörler, birkaç keV'tan 150 keV'e kadar olan enerji bölgesini içine alan, X-ışını floresans, X-ışını mikroanaliz, PIXE, EXAFS, X-ışını kırınımı ve Mössbauer gibi uygulamaları kapsayan Lityum sürüklenmiş katıhal sayaçlarıdır.

Lityum sürüklenmiş katıhal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intrinsik (i-tipi) bölgesine sahip bir kristalden ibarettir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Sürüklenme bölgesi p-tipi silisyuma veya germanyuma uygun şartlar altında lityum sürüklenerek elde edilmiştir. Sayaç yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Algılama işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denir. Detektörün iki önemli özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayım için önemli bir faktör olan geometrik verimlilik, detektör alanı arttıkça artar. Kullandığımız sayacın aktif alanı 30 mm^2 ve kalınlığı 3 mm'dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 200 Å kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Detektör, en uygun ayırma gücü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196 $^{\circ}C$) tutulmalıdır. Bunun için sayaç, 30 lt sıvı azot alabilecek bir devar kabına yerleştirilmiştir. Detektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için 30 μm kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Tablo 3'de Si ve Ge'un bazı özellikleri verilmiştir (Debertin, 1988).

Tablo 3. Si ve Ge yarıiletkenlerinin bazı özellikleri

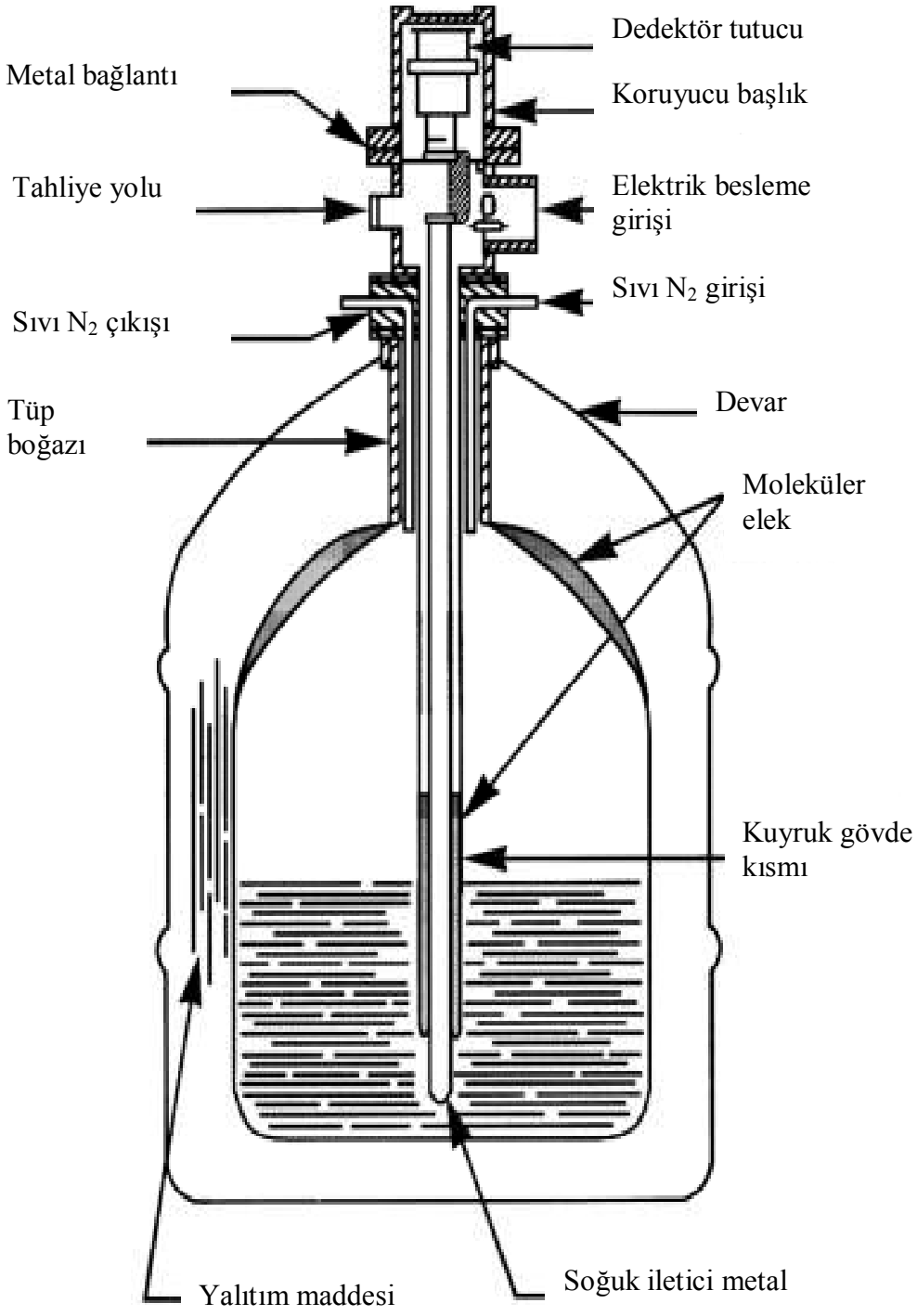
Özellikler	Si	Ge
Atom numarası	14	32
Atom ağırlığı	28,09	72,6
Yoğunluk (300 K'de-g/cm^3)	2,33	5,33
Dielektrik sabiti	12	16
Yasak enerji aralığı (300 K'de-eV)	1,115	0,665
Yasak enerji aralığı (0 K'de-eV)	1,165	0,746
İntrinsik taşıyıcı yoğunluğu (300 K'de-cm^{-3})	$1,5\times10^{10}$	$2,4\times10^{4}$
İntrinsik direnci (300 K'de- ohm.cm)	$2,3\times10^{10}$	47
Elektron mobilitesi (300 K'de-cm^2/V.s)	1350	3900
Elektron mobilitesi (77 K'de-cm^2/V.s)	$2,1\times10^{4}$	$3,6\times10^{4}$
Delik mobilitesi (300 K'de-cm^2/V.s)	480	1900
Delik mobilitesi (77 K'de-cm^2/V.s)	$1,1\times10^{4}$	$4,2\times10^{4}$
Enerji başına elektron-delik çifti (300 K'de-eV)	3.62	-
Enerji başına elektron-delik çifti (77 K'de-eV)	3.76	2.96
Fano faktörü (77 K'de)	0.084	0.08

E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektron, enerjisi bitinceye kadar yolu boyunca elektron-boşluk çifti meydana getirerek sayaç içinde hareket eder. Tipik bir yarıiletken detektörü Şekil 10'da şematik olarak gösterilmiştir.



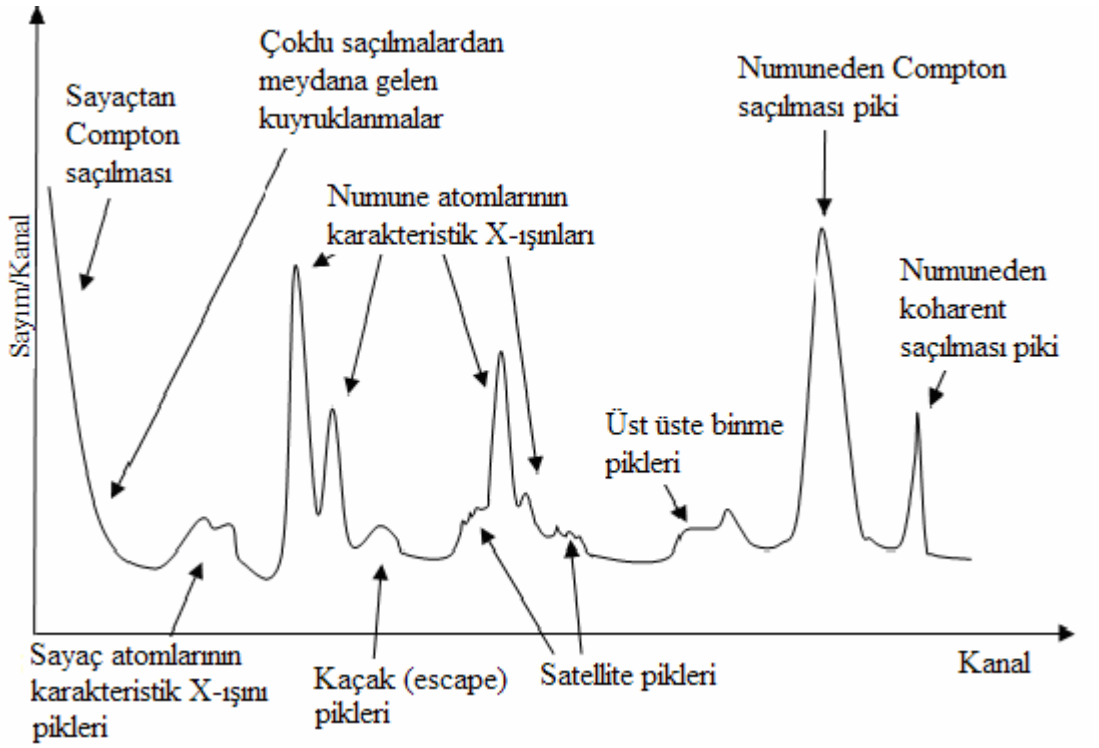
Şekil 10. Tipik bir yarıiletken detektörün şematik gösterimi

Süper Si(Li) detektörüne yaklaşık olarak 500 V'luk ters besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslenmeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar ise p-tipi bölgeye yönelirler. p-tipi ve n-tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Detektör, Şekil 11'de görüldüğü gibi sıvı azot devarının içine bağlanmış olan bir vakum odasına monte edilmiştir. Böylece detektörün hassas yüzeyi rutubetten ve diğer kirleticilerden korunmuştur.



Şekil 11. Kriyostat ve bölümleri

1.6. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 12. İdeal bir X-ışını spektrumu

X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda, incelenen numunenin karakteristik x-ışını pikleri dışında başka piklerde gözlenebilir (Şekil 12). Bu pikler ve oluşumları aşağıdaki gibi gruplandırılabilir.

1.6.1. Koherent Saçılma Pikleri

Uygun bir geometride uyarıcı kaynaktan çıkan birincil fotonlarının doğrudan sayacı görmeleri önlenebilmesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılmasının neticesinde meydana gelmektedir.

1.6.2. İnkoharent (Compton) Pikleri

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

Sayaç içi Compton piklerinden, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa temel sayma meydana gelir.

1.6.3. Karakteristik X-Işını Pikleri

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

1.6.4. Auger Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayınladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklardan elektronlar sökebilir. Sökülen bu elektronlara Auger elektronları denir ve bunların oluşturacağı pik soğurulan X-ışını pikinin düşük enerji bölgesinde yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılardan daha çok meydana gelir (Bertin, 1975).

1.6.5. Üst Üste Binme (Pile-Up) Pikleri

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

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

1.6.6. Kaçak (Escape) Pikler

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

1.6.7. Satellite (Uydu) Pikleri

Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_α fotonunun yayınlandığı, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının gerçekleştiğini düşünelim. Böylece L kabuğunda iki elektron boşluğu oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında gerçekleşmez. Birincil ya da ikincil fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrü $\sim 10^{-16}$ sn gibi çok kısa ve uyarıcı şuadaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün

değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boylarından biraz farklıdır. Bu tür çizgiler satellite (non-diyagram) çizgileri olarak adlandırılmaktadırlar.

1.7. Atomun Uyarılması

Uyarma, atomdan elektron söküp, iyonlaşma meydana getiren olaya denir. Uyarılan atom yörünge elektronlarının yeniden düzenlenmesinde genellikle bir foton salar, bu fotona karakteristik X-ışını floresans fotonu denir ve her element için enerjileri farklıdır. Bu ışınların spektrumlarına X-ışını floresans spektrumu denir. Bilinmeyen bir numune içindeki elementlerin analizinde en iyi vasıta bu karakteristik ışınımlardır. Eğer bir madde X-ışınları ile bombardıman edilip uyartılıyorsa bu ışınlara birincil ışınlar, atom tarafından yayınlanan floresans ışınlara ise ikincil veya karakteristik X-ışınları denir.

1.7.1. Radyoizotop Kaynaklar

X-ışını analizinde genellikle radyoizotop kaynaklar kullanılır. Radyoizotop kaynaklar, X-ışını spektrometrik uygulamalarında dört temel özellikleri ile karakterize edilebilirler:

a) Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyonun tipi, (α, β, γ yayımlama, K veya L elektronu yakalama)

b) Yayımlanan radyasyonun enerjisi,

c) Kaynak aktivitesi,

d) Kaynağın yarı-ömrü,

Radyoaktif bozunma, radyoaktivite özelliğine sahip olan atomların kararsız çekirdeklerinin parçalanmasıyla yeni bir çekirdek oluşması ve atom çekirdeklerindeki bu değişiklikler sonucu radyasyon yayımlanması olayıdır.

Sonuç olarak kararsız bir atom, kararlı hale gelinceye kadar bir seri dönüşüme uğrar ve böylece meydana gelen seriye bozunma zinciri denir. Bu bozunma sırasında dradyoaktif parçacıklar (α, βve γ-ışını) yayınlanır. Tablo 4'de bozunma sonucu yayımlanan radyasyon tipleri ve özellikleri verilmiştir.

Radyoizotopların aktivitesi, radyoaktif atomların bozunması (parçalanması) ile orantılıdır. Bir kaynağın aktivitesi, saniyedeki bozunma sayısı olarak tanımlanır ve

Becquerel olarak isimlendirilir. Becquerel (Bq) yerine SI birim sisteminde Curie (Ci) kullanılır. Bir Curie $3{,}7\times10^{10}$ Bq'dir.

Tablo 4. Radyasyon tipleri ve özellikleri

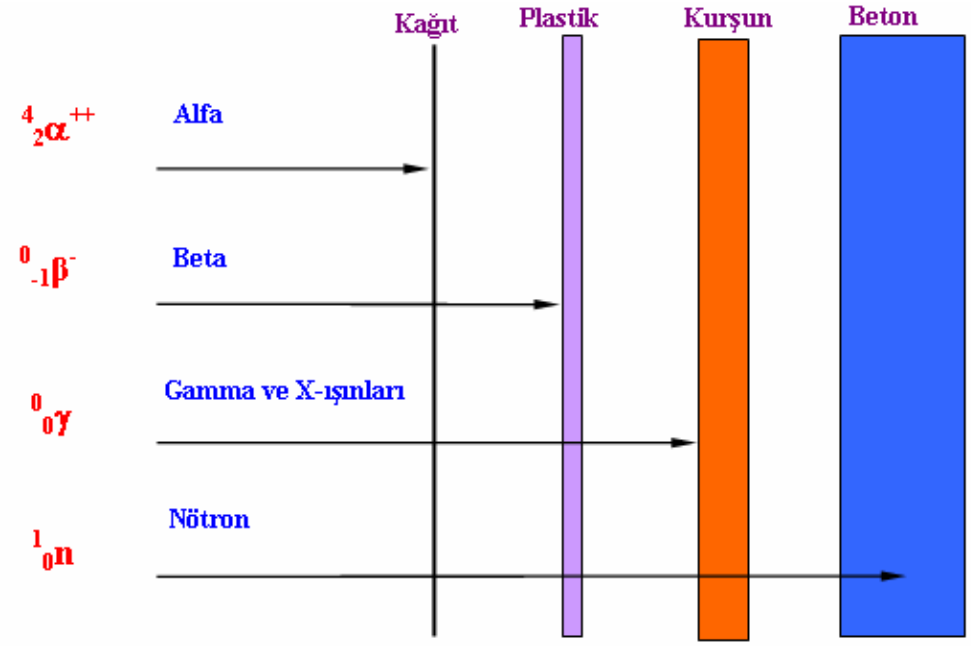
Radyasyon Tipleri	Özellikleri
Gama Işınımı	Atom çekirdeğindeki bozulmalar sonucunda yayınlanan elektromanyetik dalgalardır.
Beta ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılan ve elektron olarak ta adlandırılan çok yüksek hızlı taneciklerdir.
Alfa ışınımı	Atom çekirdeğinden yayılan, iki proton ve iki nötron içeren parçacıklardır.
Nötronlar	Atomun çekirdeğinden çarpışmalar ve fisyon tepkimeleri sonucunda yayılan nötr taneciklerdir.
X-ışınları	Elektronların enerji seviyelerindeki değişimden yayımlanan elektromanyetik dalgalardır. Atom çekirdeğinden yayılmazlar.

Yayımlanan ışımaların sayısı zamanla azalır. Bir radyoizotop atomun t süre sonundaki bozunanlarının sayısı,

$$N = N_0 e^{-0{,}693 t / T_{1/2}} \tag{14}$$

eşitliği ile bulunur. Burada $T_{1/2}$ radyoizotop için yarı ömürdür ve bu yarı ömür sonunda kaynaktaki esas yayımlanmaların sayısı yarıya iner. Radyoizotop kaynak bir, iki yarı ömürlük süreden sonra genellikle yenilenir. Radyoizotop kaynakların fiziksel boyutları küçüktür.

Şekil 13'te yayımlanan radyasyonların çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri verilmiştir. Ayrıca temel haldeki bir element ise radyasyona tabi tutularak aynı Z'ye sahip fakat kararsız elementler (radyoizotoplar) oluşturulabilir ve bunlarda radyoaktif kaynak olarak kullanılabilirler.



Şekil 13. Radyasyonlar ve çeşitli maddelerdeki girme mesafeleri

XRF analizi ve numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar önemli karakteristikleri ile birlikte Tablo 5'te verilmiştir.

Radyoizotopların emniyetli kullanımı için uluslar arası standartlar vardır. Birçok ülkede sağlık bakanlığı veya atom enerjisi yetkilileri bu işi yürütmektedir. Her bir organizasyonun radyoaktif maddeleri kullanabilmek için bir lisansa sahip olması gerekir. Uluslararası Radyoloji Komisyonu insanın sağlıklı yaşayabilmesi için alabileceği yıllık radyasyon dozunu $3{,}6\times10^{15}$ Bq olarak belirlemiştir.

Tablo 5. XRF analizi ile numunelerin uyarılmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri

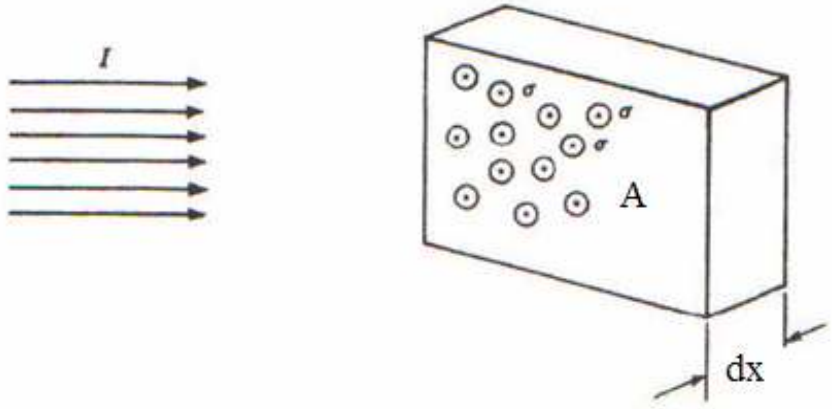
Radyoizotop ve Yarı ömrü	Bozunma Tipi	Parçacık Enerjileri ve Geçiş İhtimaliyeti		Elektromanyetik Geçişler	
		Enerji (MeV)	Geçiş İhtimaliyeti	Foton Enerjisi (MeV)	Foton Yayımlanma İhtimaliyeti
Am-241 (433 yıl)	α	5,443 5,486	13% 85%	0,059 Np L X-ışınları	36% 38%
Co-57 (0,74 yıl)	EC		100%	0,014 0,122 0,136 Fe K X-ışınları (0,006-0,007)	9,2% 85,6% 10,7% 58%
Co-60 (5,27 yıl)	β^-	0,318 1,491	99,9% 0,1%	1,173 1,333	99,86% 99,98%
Cs-137 (30,17 yıl)	β^-	0,512 1,174	94,6% 5,4%	0,662 Ba K X-ışınları (0,032-0,038)	85,1% 7%
Fe-55 (2,69 yıl)	EC		100%	Mn K X-ışınları (0,0059-0,0065)	28%
Na-22 (2,603 yıl)	β^+, EC	0,545	90%	0,511 1,275	180% 100%

1.8. Tesir Kesiti ve Şiddet Oranı

Tesir kesiti, bir numune üzerine gelen hedef parçacıkla hedef numunedeki her bir parçacığın ilgilenilen herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaliyetinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığın tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Bu aynı zamanda parçacığın geometrik kesitinden daha büyük veya daha küçük olabilir. Bu nicelik, ışının madde ile etkileşmesine bağlı olarak, soğurma ve saçılma tesir kesiti olarak isimlendirilir.

Moleküldeki atomlar birbirlerine elektron yapılarının farklı olması nedeniyle farklı şekilde bağlıdırlar. Atomları bir arada tutan bağlar tesir kesitlerini etkilemektedir. Çünkü molekülde yer alan atomlar artık serbest halde değillerdir. Moleküldeki atomların sahip oldukları elektronlar hem kendi hem de elektron ve çekirdeklerinin etkisi altındadır. Ayrıca moleküllerin bağlanma enerjilerindeki değişimde, tesir kesitini etkileyen faktörlerden biridir. Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen ve teorik değerlerle karsılaştırılabilen bir ifade olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesinde kolaylık sağlar. Suni radyoizotopların üretilmesinde, soğurmada, saçılmada veya herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen ışınlardaki parçacıklar hedef çekirdeğe çarptığı zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade etmek için tesir kesitine ihtiyaç duyulmuştur. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, karakteristik K, L ve M tabaka ve alt-tabaka X ışını floresans tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesinde, atomların yapısı, yaş tayini, tahribatsız miktar analizlerinde, ilaç sanayi gibi fiziksel ve kimyasal birçok alanda kullanılmaktadır. Bununla birlikte bu ölçümler, fotoiyonizasyon tesir kesitleri, sıçrama oranı, X ışını yayınlanma hızları ve floresans verim gibi fiziksel parametrelerin doğrudan kontrolünü sağlar (Hubbell , 1994).

A yüzeyine ve dx kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetinde düşürülen n tane atom varsa ve atomik tesir kesiti, yani bir tür olayın meydana gelmesi ile orantılı olarak atomu kuşatan etkin alan σ ise, gelen parçacıklar bu alana düştüğü zaman bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atom düştüğü ve bu levhanın (hiçbir atomunun diğer atomu üzerine binmeyecek şekilde) ince olduğu kabul edilirse, bu durumda her bir atom gelen parçacıklarla, ilgilenilen olayı gerçekleştirmede eşit şansa sahip olacaktır. Bu durumda birim yüzey başına düşen atom sayısı ndx ve A alandaki toplam atom sayısı Andx'dir.



Şekil 14. İnce bir levha üzerine gelen ışın demeti

Eğer bir bombardıman demetinde N parçacık varsa ve dilimdeki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN için,

$$\frac{dN}{N} = \frac{Toplam\ etkin\ \ alan}{Hedef\ \ alan} \tag{15}$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda,

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dx \tag{16}$$

elde edilir. Belirli bir kalınlıkta, bir dilimdeki atomlar ile etkileşerek gelen parçacıkların oranını bulmak için dN/N ifadesinin integralinin alınması gerekir. Eğer gelen parçacığın yalnız bir etkileşme oluşturduğu kabul edilirse, dilimin ilk dx kalınlığı içinden geçerken dN adet parçacığın demetten ayrılmış olduğu düşünülebilir. Böylece ifade (-) işareti alır.

$$-\frac{dN}{N} = n\sigma dx \tag{17}$$

Bunun integrali alınırsa,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \tag{18}$$

elde edilir. Burada N_0, ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N, levhanın x kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti σ ile gösterilir ve birimi barn'dır (1 barn =10^{-24} cm^2). nσx yeterince küçük olduğu zaman,

$$N = N_0(1 - n\sigma x) \tag{19}$$

yazılabilir. Bu durumda x kalınlığını geçerken soğurulan (ilgilenilen etkileşmeye giren) parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 n\sigma x \tag{20}$$

ifadesi ile verilir. Buradan tesir kesiti için

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 nx} \tag{21}$$

genel ifadesi çıkarılır. Karakteristik K X-ışını şiddeti (I_K) ifadesi,

$$I_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\beta_{Ki}.m_i.\sigma_{Ki}G\varepsilon_{Ki}} \tag{22}$$

ifadesi ile verilir. Burada geometrik faktör G,

$$G = \frac{\phi N_A \Omega TS}{4\pi M\sigma_{Ki}} \tag{23}$$

şeklindedir. Burada G ifadesi (22) denkleminde yerine konulursa,

$$I_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\beta_{Ki}\ \varepsilon_{Ki}} \cdot \frac{4\pi M}{m_i \phi \mathrm{N_A} \Omega T S} \tag{24}$$

ifadesi elde edilir. Burada N, birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, M atomik ağırlık, ϕ birim zamanda uyarılan fotonların sayısı, N_A Avagadro sayısı, σ_{Ki} fotoelektrik tesir kesiti, Ω katı açı, T ölçüm zamanı, m_i numune içindeki analitik madde miktarının kütle kalınlığı, ε_{Ki} K X-ışınları enerjisindeki detektör verimi ve S detektörün kristali ile ilgili ifadedir. β ise soğurma düzeltmesi faktörü olarak ifade edilmektedir.

$$\frac{IK_\beta}{IK_\alpha} = \frac{N_{K\beta}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{K\beta}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{K\beta}} \tag{25}$$

şeklinde elde edilir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

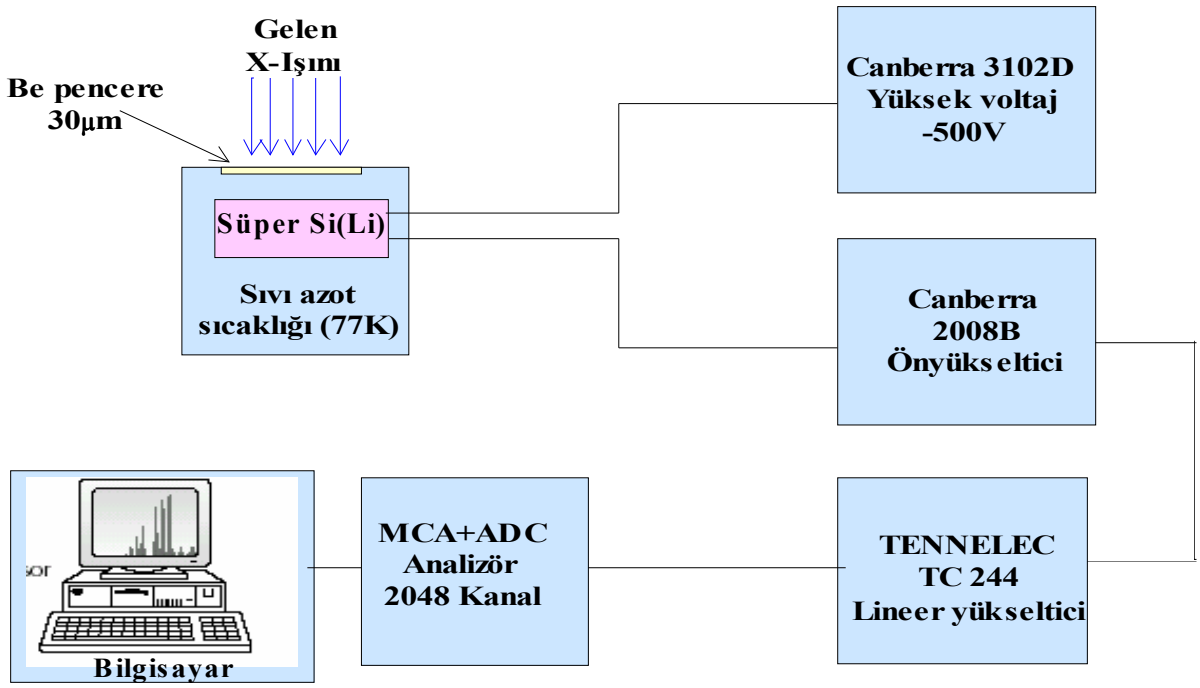
2.1. Numunelerin Uyarılması

Çalışmalarımızda numune atomları filtre edilmiş üç adet radyoizotop kaynak kullanılarak uyarılmıştır. Karakteristik X-ışınları $Z \leq 20$ bölgesindeki metaller için 5,96 keV'lik enerjiye sahip 50 mCi'lik Fe-55 radyoaktif kaynağı ile $20 \leq Z \leq 60$ bölgesindeki metaller için 59,54 keV'lik enerjiye sahip 50 mCi'lik Am-241 radyoaktif kaynağı ve $Z \geq 60$ bölgesindekiler ise 123,6 keV'lik enerjiye sahip 25 mCi'lik Co-57 kaynağı ile uyarılmıştır. Kullanılan kaynakların özellikleri Tablo 6'da verilmektedir.

Tablo 6. Kullanılan radyoizotop kaynaklar ve özellikleri

Radyoizotop	Radyoaktif bozulma şekli	Yarı ömür	Şiddet (mCi)	Işıma türü	Enerji (KeV)
Fe-55	Elektron yakalama	2,70 y	50	Mn K X-ışınları	5,89
Am-241	α-bozunumu	432 y	50	Np L X-ışınları	11-22
				γ	59,6
Co-57	Elektron yakalama	270 d	25	Fe K X-ışınları	6,4
				γ	14
				γ	122
				γ	136

2.2. Sayma Sistemi



Şekil 15. Sayma sisteminin şematik gösterimi

Şekil 15'te sayma sistemini oluşturan devre elemanları ve bağlantıları görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi; bir detektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü, bilgisayar ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.

2.2.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Detektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj detektörün uçlarına uygulanmaktadır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir detektör için birkaç yüz volttan, büyük bir detektör için 4000 V'un üstüne kadar değişebilir. Voltaj değeri en iyi yük toplama kapasitesini sağlamak için yüksek ve akım kaçağına ve elektrik kesintisine karşın mümkün olduğunca düşük seçilmelidir (Debertin vd., 1988).

2.2.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken detektör sistemi ile yüke hassas bir ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en az indirmek için, genellikle bir alan-etkili transistor (FET) ile ön yükselticinin girişi detektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot sıcaklığında tutulur. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı, oda sıcaklığında olan detektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek detektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici detektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri detektörde toplanan yük miktarı ile doğru orantılı olmalıdır ve eğer fotonun tüm enerjisi detektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle doğru orantılı olmalıdır.

2.2.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

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

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu yükseltici (amplifikatör) hem bir unipolar çıkış (sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de dipolar çıkış (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşenlere sahip) ile donatılmıştır. En iyi sinyal gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen şekillenme zamanı (shaping time) sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi ayırma gücü, genellikle, o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun bir zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rasgele toplamaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1}'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

2.2.4. Analog Sayısal Dönüştürücü

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen anolog pulsu, onun genliğiyle dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işleme de analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında birikir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.2.5. Çok Kanallı Analizör

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

2.3. Detektör Verimi

EDXRF sistemi ile yapılan çalışmalarda detektör veriminin bilinmesi gerekir. Detektör verimi, detektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, detektöre gelen fotonların sayısına oranı ya da detektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Detektör verimliliğinin tayini için standart kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Detektör verimliliğini etkileyen faktörleri kolimatör faktörü, detektör maddesi, detektörün hassas bölgesi, imalat faktörü ve kıyılardan kaçmalar şeklinde sıralayabiliriz.

2.3.1. Detektör Verimliliğinin Belirlenmesi

Verim tayini için genelde nokta kaynaklar kullanılır. Kaynağın şekli farklı olduğunda, kaynak homojen olarak foton yayımlayamayacağından bu durum detektör verimini etkiler. Bunun için kaynağın en çok fotonları yaydığı bölgesi detektörün ortasına gelecek şekilde yerleştirilmeli ve kaynak sabitleştirilmelidir.

Bir detektörün bir enerjideki verimi, detektörden sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda detektöre gelen ve sayılan fotonların sayısını bilmekle tayin

edilebilir. Bu şekilde elde edilen verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini içine almaktadır.

Kullanılan kaynağın verim tayini yapılırken şiddet I;

$$I = I_0 e^{-\lambda t} \tag{26}$$

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

$$I_{Ex}=[\ I_0 e^{-\lambda t}\ ].W_{Ex} \tag{27}$$

denklemi ile verilmektedir. Burada W_{Ex}, E_x enerjisinde yayınlanan fotonların kesridir. (27) denkleminden bulunan şiddet, 360°'lik geometrik sayımda olduğundan detektörün bu enerjideki verimi

$$E_{f\,Ex}=\frac{I_d}{I_{Ex}} \tag{28}$$

ile verilir. Burada I_d, detektörün ilgili enerjide saydığı foton sayısıdır. Deneysel olarak E enerjisindeki fotopik verimliliği,

$$\varepsilon(E)=\frac{4\Pi N_E}{\Omega_0 T R P_E} \tag{29}$$

bağıntısından hesaplanabilir. Burada N_E, T zamanı içinde detektörde sayılan foton sayısı, R ve P_E ise sırasıyla kaynağın bozunma hızı ve E enerjili fotonun kaynaktan yayınlanma ihtimaliyetidir. Sayma için etkin katı açı Ω_0 ise

$$\Omega_0 = \frac{\pi r'^2}{(d+Z)^2} \tag{30}$$

bağıntısıyla verilebilir. Mutlak verimlilik tayininde katı açı düzeltmesi yoktur. Bu nedenle mutlak verimlilik

$$\varepsilon(E) = \frac{N_E}{TRP_E} \tag{31}$$

şeklinde yazılabilir.

Kaynaktan gelebilecek hataları ortadan kaldırmak için, bağıl verimlilik tayinin yapılması uygundur. detektör yapısının bozulmasından dolayı verimliliğinin zamanla değişeceği de dikkate alınmalıdır. Süper Si(Li) detektörünün verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki sınıflandırma yapılabilir.

a) Mutlak verimlilik: Detektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak sayaç uzaklığına bağlıdır.

b) İntrinsik verimlilik: Detektörün intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.

c) Bağıl verimlilik: Herhangi bir enerjideki detektör verimliliğinin diğer enerjilerdeki sayaç verimliliğine oranı olarak tanımlanır.

d) Fotopik (Sayma) verimliliği: Detektörde, ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimaliyetidir.

e) Radyal verimlilik: Herhangi bir enerjide detektör verimliliğinin sayaç yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

2.3.2. $I_0G\varepsilon$'nin Tayini

Tek bir radyoizotop kaynak olduğu durumlarda detektör verimliliği belirlemede elementlerden yayımlanan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ X ışınları kullanılır. Elementlerin $K_{\alpha,\beta}$ X ışınları enerjileri çalışılacak enerji bölgesini içine alacak şekilde seçilir. Elementler radyoizotop kaynakla uyarılır ve detektörde sayılır. Oluşan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ piklerinin net alanları alınır.

$$N = I_0.G.\varepsilon.m_i.\beta.\sigma \tag{32}$$

Burada N, birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti), G kaynak-numune ve numune-detektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör, ε X-ışınları enerjisindeki detektör verimi, σ fotoelektrik tesir kesiti ve β soğurma düzeltmesi faktörü olarak ifade edilmektedir. m_i ise numune içindeki analitik madde miktarının kütle kalınlığıdır.

$I_0G\varepsilon$ değeri çeşitli aralıktaki elementlerinin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait karakteristik K X-ışınları yardımıyla (32) bağıntısından ölçülmüştür. Deney süresince I_0G faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir. $I_0G\varepsilon_K$ değerinin tayininde,

$$I_0 G\varepsilon_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{\beta_{Ki}.m_i.\sigma_{Ki}} \tag{33}$$

ifadesinden faydalanılmıştır. Bu ifadede i, α ve β'ya karşılık gelmektedir. σ_{Ki} tesir kesiti ise,

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K.\omega_K.f_{Ki} \tag{34}$$

bağıntısına göre teorik olarak hesaplanmıştır. Burada σ_{Ki}, K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Berger ve Hubbell tarafından geliştirilen XCOM bilgisayar programından alınmıştır (Berger ve Hubbell, 1998). ω_{Ki}, K tabakası için floresans verim olup Bambynek'in tablosundan alınmıştır (Bambynek., 1984). f_{Ki} (i=α, β) ise K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyeti olup Broll'un makalesinden alınmıştır (Broll., 1986).

2.3.3. Soğurma Düzeltme Faktörü

Numunelerin uyarılması sonucunda oluşan karakteristik X-ışınları numune içerisinden geçerken numune içindeki atomlar tarafından soğurulmaktadır. Bu nedenle detektör tarafından ölçülen X-ışını şiddeti yayımlanandan farklı olacaktır. Yayımlanan X-ışını şiddeti (N_{yay}) ve ölçülen X-ışını şiddeti ($N_{ölç}$) olmak üzere,

$$N_{ölç}=N_{yay}.\beta \tag{35}$$

olmaktadır. Burada β soğurma faktörü olup enerjiye, X-ışınlarının geliş ve çıkış açıları ve numune kalınlığına bağlıdır.

$$\beta_{(i)}=\frac{1-\exp\left[-\left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{Cos\theta_1}+\frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{Cos\theta_2}\right)\rho D\right]}{\left(\frac{(\mu/\rho)_{(\gamma)}}{Cos\theta_1}+\frac{(\mu/\rho)_{(i)}}{Cos\theta_2}\right)\rho D} \quad (i=K, L) \tag{36}$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada, sırasıyla $(\mu/\rho)_{(\gamma)}$ ve $(\mu/\rho)_{(i)}$ kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için numunenin toplam kütle azaltma katsayılarıdır. θ_1 ve θ_2 sırasıyla kaynaktan gelen radyasyonun ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptıkları ortalama açılardır. Bu çalışmamızda kullandığımız deney geometrisinde θ_1 geliş açıları sürekli sabit tutularak 45°, numuneden çıkan X-ışınlarının numune yüzeyi ile yaptığı açı $\theta_2=0^\circ$ olduğu için $Cos\theta_2=1$ alınmıştır. ρD (g/cm^2) ise birim alan başına düşen madde miktarı (kalınlık) olup tartılan numune miktarının, numune alanına bölünmesiyle bulunur. Bileşiklere ait toplam kütle soğurma katsayısı,

$$\mu/\rho=\sum w_i\,(\mu/\rho)_i \tag{37}$$

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

Elementlerin ilgili enerjilerindeki toplam kütle azaltma katsayılarının hesaplanmasında Berger ve Hubbell tarafından geliştirilen XCOM bilgisayar programı kullanılmıştır (Berger ve Hubbell, 1998). Bu programın veri tabanı, 1-100 GeV enerji aralığında karışım, bileşik veya herhangi bir element için tesir kesiti ve kütle azaltma katsayılarını hesaplamak için kullanılır.

2.4. Numunelerin Hazırlanması

İncelenecek numuneler ticari olarak Aldrich ve Alfa Aesar firmalarından temin edilmiştir. Malzemelerin seçimi, hava ortamında kolaylıkla çalışılabilecek ortamlara göre belirlendi. Bazı metallerde, çabuk oksitlenme ve hava ortamından kolay etkilenmeden dolayı problemler yaşandı. Daha sonra toz halindeki malzemeler preslenerek 13 mm çapında tabletler elde edildi. Numunelerin kütlelerinin tartılması için 10^{-4} gr hassasiyete sahip Sartorios Bp 110 s terazisi kullanıldı.

Çalışmamızda, farklı enerjide foton yayınlayan üç değişik radyoaktif kaynak kullanılmıştır. Yayınlanan her bir enerji aralığı için detektör verimi ayrı ayrı hesaplanmıştır. Her bir uyarıcı için detektör verimi hesabında kullanılan numuneler ve özellikleri Fe-55, Am-241, Co-57 radyoaktif kaynakları için sırasıyla Tablo 7, 8 ve 9' da verilmektedir. Tablo 10'da ise ölçümlerimizde kullanılan numuneler ve özellikleri verilmektedir.

Tablo 7. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Simgesi	Cinsi	Kütlesi (g)	Tablet Çapı (cm)	Saflığı (%)
13	Al	Al	Toz	0,1435	1,3	99,99
14	Si	Si	Toz	0,1435	1,3	99,99
15	P	P	Toz	0,1435	1,3	99,99
16	S	S	Toz	0,1435	1,3	99,99
19	K	KOH	Toz	0,2044	1,3	99,5
20	Ca	CaO	Toz	0,2010	1,3	99,99
21	Ti	TiO_2	Toz	0,2395	1,3	99,90

Tablo 8. ^{241}Am kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Simgesi	Cinsi	Kütlesi (g)	Tablet Çapı (cm)	Saflığı (%)
24	Cr	Cr	Toz	0,1435	1,3	99,99
26	Fe	Fe	Toz	0,1435	1,3	99,99
27	Co	Co	Toz	0,1435	1,3	99,99
29	Cu	Cu	Toz	0,1435	1,3	99,99
30	Zn	Zn	Toz	0,1435	1,3	99,99
34	Se	Se	Toz	0,1435	1,3	99,99
39	Y	Y	Toz	0,1435	1,3	99,99
48	Cd	Cd	Toz	0,1435	1,3	99,99
49	In	In	Toz	0.1435	1,3	99,99
50	Sn	Sn	Toz	0,1435	1,3	99,99
52	Te	Te	Toz	0,1435	1,3	99,99
56	Ba	BaO_2	Toz	0,1775	1,3	99,99

Tablo 9. ^{57}Co kaynağı kullanılarak detektör veriminin hesaplanmasında kullanılan numuneler ve özellikleri

Z	Element	Kimyasal Simgesi	Cinsi	Kütlesi (g)	Tablet Çapı (cm)	Saflığı (%)
57	La	La_2O_3	Toz	0,1682	1,3	99,99
60	Nd	Nd_2O_3	Toz	0,1672	1,3	99,99
62	Sm	Sm_2O_3	Toz	0,1664	1,3	99,99
63	Eu	Eu_2O_3	Toz	0,1661	1,3	99,99
64	Gd	Gd_2O_3	Toz	0,1654	1,3	99,99
70	Yb	Yb_2O_3	Toz	0,1634	1,3	99,99
74	W	W	Toz	0,1435	1,3	99,99
81	Tl	Tl_2O_3	Toz	0,1603	1,3	99,99
82	Pb	Pb	Toz	0,1435	1,3	99,99
83	Bi	Bi	Toz	0,1435	1,3	99,99
92	U	$U(CH_3COO)_2\ O_2.2H_2O$	Toz	0,2554	1,3	99,85

Tablo 10. Ölçümlerde kullanılan numuneler ve özellikleri

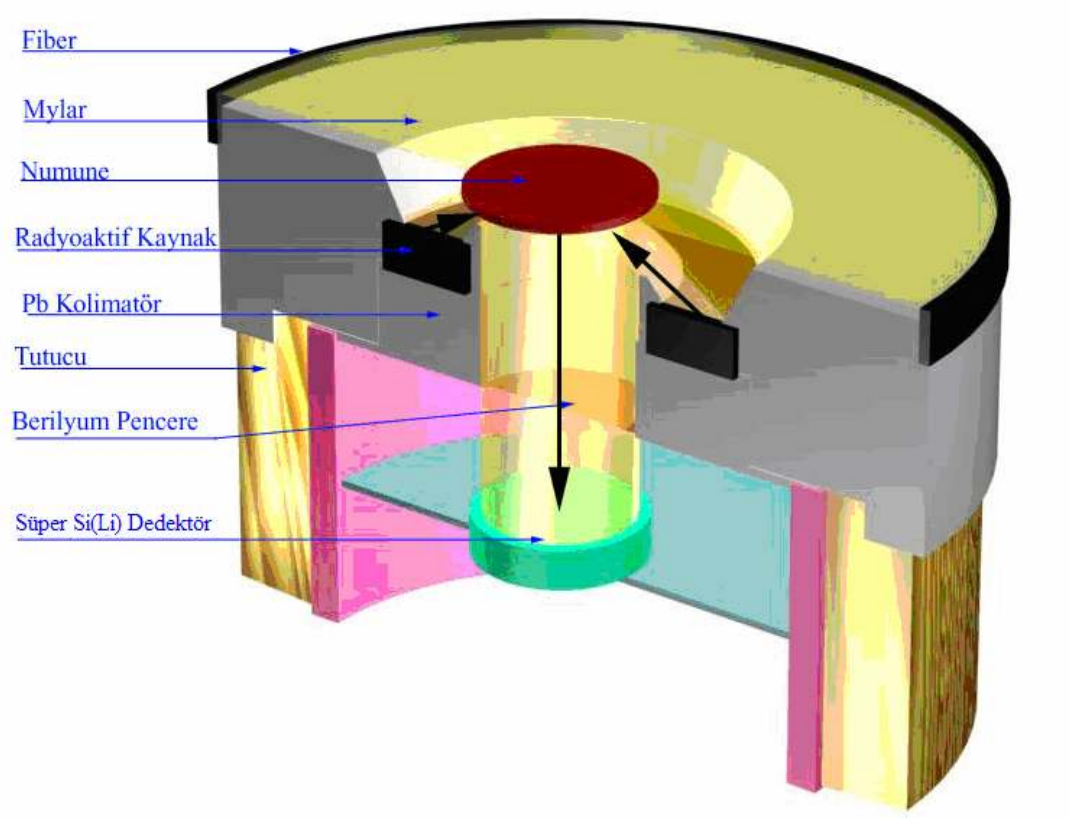
Z	Element	Cinsi	Kütlesi (g)	Tablet Çapı (cm)	Saflığı (%)
20	Ca	Toz	0,1435	1,3	99,99
24	Cr	Toz	0,550	1,3	99,99
26	Fe	Toz	0,1006	1,3	99,99
27	Co	Toz	0,06994	1,3	99,99
29	Cu	Toz	0,0775	1,3	99,99
30	Zn	Toz	0,0775	1,3	99,99
31	Ga	Toz	0,2472	1,3	99,99
34	Se	Toz	0,1304	1,3	99,99
39	Y	Toz	0,0757	1,3	99,99
42	Mo	Toz	0,2112	1,3	99,99
48	Cd	Toz	0,0465	1,3	99,99
49	In	Toz	0,3100	1,3	99,99
50	Sn	Toz	1,079	1,3	99,99
52	Te	Toz	0,0197	1,3	99,99
56	Ba	Toz	0,7152	1,3	99,99
73	Ta	Toz	0,0197	1,3	99,99
74	W	Toz	0,1435	1,3	99,99
83	Bi	Toz	0,168	1,3	99,99

2.5. Kullanılan Deney Geometrisi ve Karakteristik X- Işınlarının Sayılması

Deney geometrisi, karakteristik X-ışınlarının şiddetini, hem uyarma hem de sayma bakımından etkileyen faktörlerden birisidir. Deney sisteminde, 5,96 keV'de rezülosyonu 0,150 keV olan Canberra marka (model no:SSL30150) süper Si(Li) yarıiletken katı hal detektörü, Fe-55 (5,96 keV), Am-241 (59,54 keV), Co-57 (123,60 keV) radyoizotop kaynakları, ön amplifikatör, amplifikatör, yüksek voltaj güç kaynağı, ADC (Anolog-Sayısal Dönüştürücü), MCA (çok kanallı analizör) ve bilgisayar kullanıldı. Süper Si(Li) yarıiletken katıhal detektörü, yarıiletken silisyum kristalin örgü boşluklarına lityum atomları difüzlenen, 3 mm kalınlığında, 30 mm^2 aktif alanlı ve 500 Volt ters besleme

voltajı ile beslenen bir detektör olup vakum altındadır. Radyoizotop halka kaynakların seçimi yapılırken, kaynağın uyarma enerjisinin, numunenin K tabakası soğurma kıyısından büyük olmasına ve aynı zamanda numuneden yayımlanan karakteristik K X-ışınlarının, spektrumdaki temiz bölgelere düşmesine dikkat edilmiştir.

Elektronik gürültünün azaltılması ve oda sıcaklığında buharlaşabilen, iletkenlik arttırıcı Lityum'un buharlaşarak ayrılmasının önlenmesi amacı ile -196 °C'de sıvı azot içerisine daldırılmış ve termal denge sağlanmıştır. Ön amplifikatör, detektöre gelen karakteristik X ışınlarını birkaç milivolt mertebesinde elektrik pulslarına çevirir. Buradan, amplifikatöre ulaşan elektrik pulsları 0-10 Volt mertebesine yükseltilir. Bu elektrik pulsları, ADC (Anolog Digital Convertor)'da sayısal değerlere dönüştürülür. Bu değerler, büyüklüklerine göre çok kanallı (0–16384) ekranda, enerjilerine uygun kanallarda pikler oluştururlar. Böylelikle farklı sayı ve enerjilerde gelen pulslar, ekranda, incelenen numunenin karakteristik X-ışınları spektrumunu verir. Enerji ayrımlı X-ışını floresans spektrometresinde ölçümleri gerçekleştirdiğimiz deney geometrisi Şekil 16'da ölçüm sisteminin genel görünüşü ise Şekil 17'de verilmektedir.



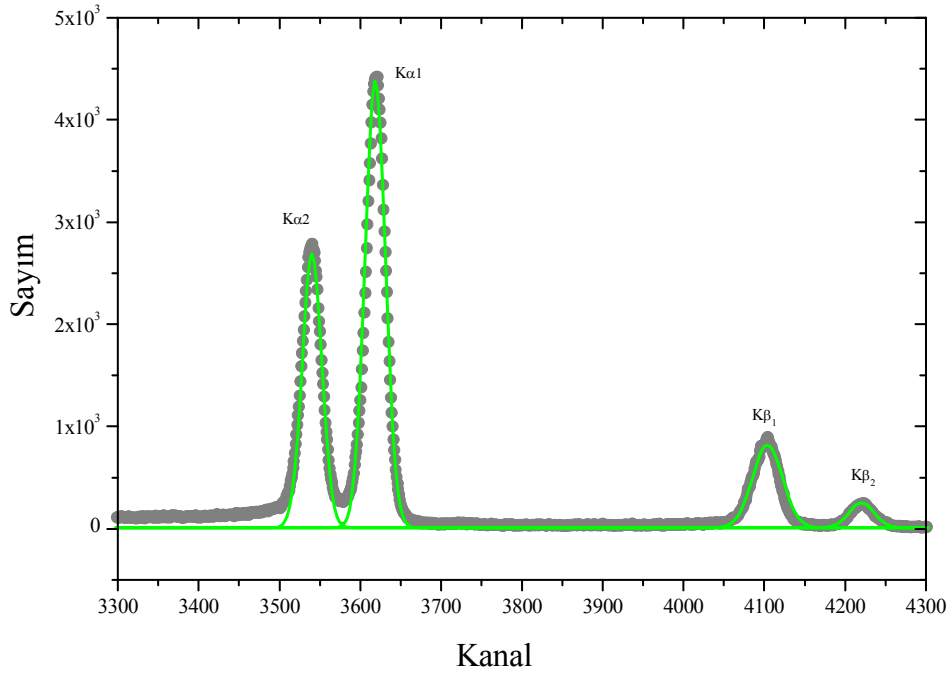
Şekil 16. X-ışını floresans (EDXRF) ölçümleri için deney geometrisi

Şekil 17. X-ışını ölçüm sisteminin genel görünüşü

2.6. Spektrumlar ve Verilerin Değerlendirilmesi

Karakteristik X-ışınları ile ilgili çalışmalarda numunelerin uyarılması sonucu elde edilen karakteristik spektrumların, dolayısıyla da spektrumu oluşturan pik şiddetlerinin doğru ölçülmesi çok önemlidir. Özellikle küçük numaralı elementlerin karakteristik X-ışınları spektrumlarına ait pikler üst üste binmektedir. Bununla birlikte incelenen elementin karakteristik piklerinden başka kaçak pikler, satellite (uydu) pikleri, çoklu saçılmalardan meydana gelen kuyruklanmalar, üst üste binme pikler, sayaç atomlarının karakteristik X-ışını gibi piklerde meydana gelir. Bu piklerin analiz edilerek numuneye ait gerçek karakteristik X-ışını piklerinin elde edilmesi gerekmektedir.

Pikler, grafik ve veri analizleri için hazırlanan Microcal Origin 7.0 Software programı kullanılarak analiz edilmiştir. Şekil 18'de bu programın kullanılması sonucu elde edilen Ta elementine ait spektrum örneği ve veriler verilmektedir.



Pik	Pik Tipi	Fit Alanı	FWHM	Maksimum Yükseklik	Ağırlık Merkez
1	Gaussian	55486.9801	29.00323	2680.49555	3540.38591
2	Gaussian	92306.97222	29.60764	4368.69471	3618.64705
3	Gaussian	25465.89184	44.0849	810.94059	4104.06681
4	Gaussian	6357.85499	36.73742	242.76999	4220.45231

179617.69916

Şekil 18. Ta elementinin K X-ışını spektrumu

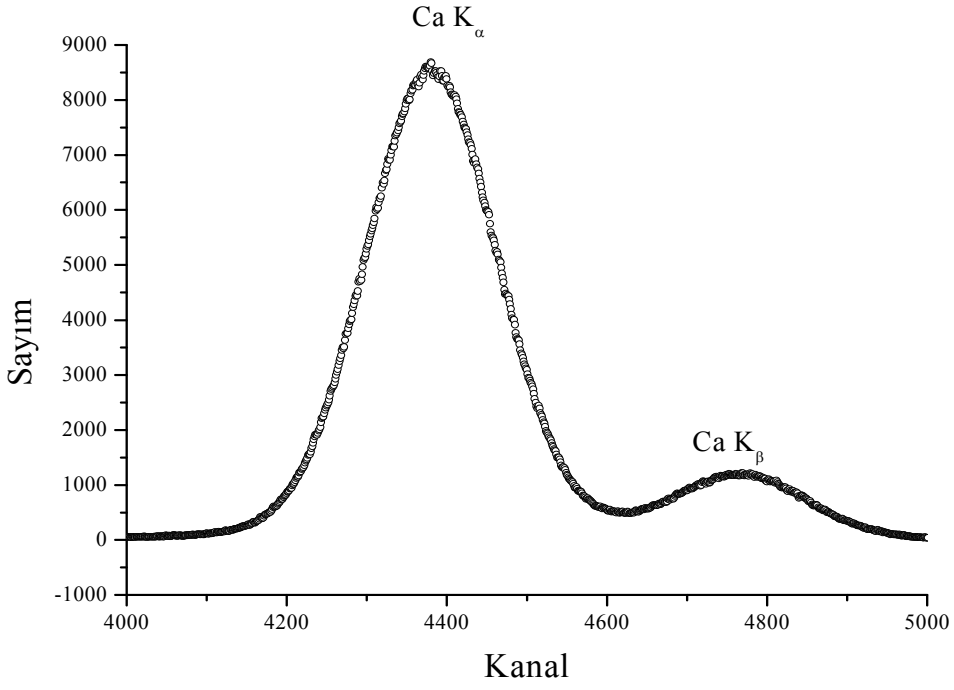
Deney süresince alınan spektrumlarda, her kanalda net sayım elde edebilmek için, numuneli ve temel sayma spektrumları alındı. Numuneli spektrumlardan, temel sayım spektrumlarının çıkartılması sonucu net spektrumlar elde edildi. Bu işlem her numune için ayrı ayrı tekrarlandı. Bazı elementlerin ^{55}Fe, ^{241}Am ve ^{57}Co radyoaktif kaynaklarının kullanılmasıyla elde edilen karakteristik K X-ışını spektrumları Bölüm 3.1'de verilmektedir.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

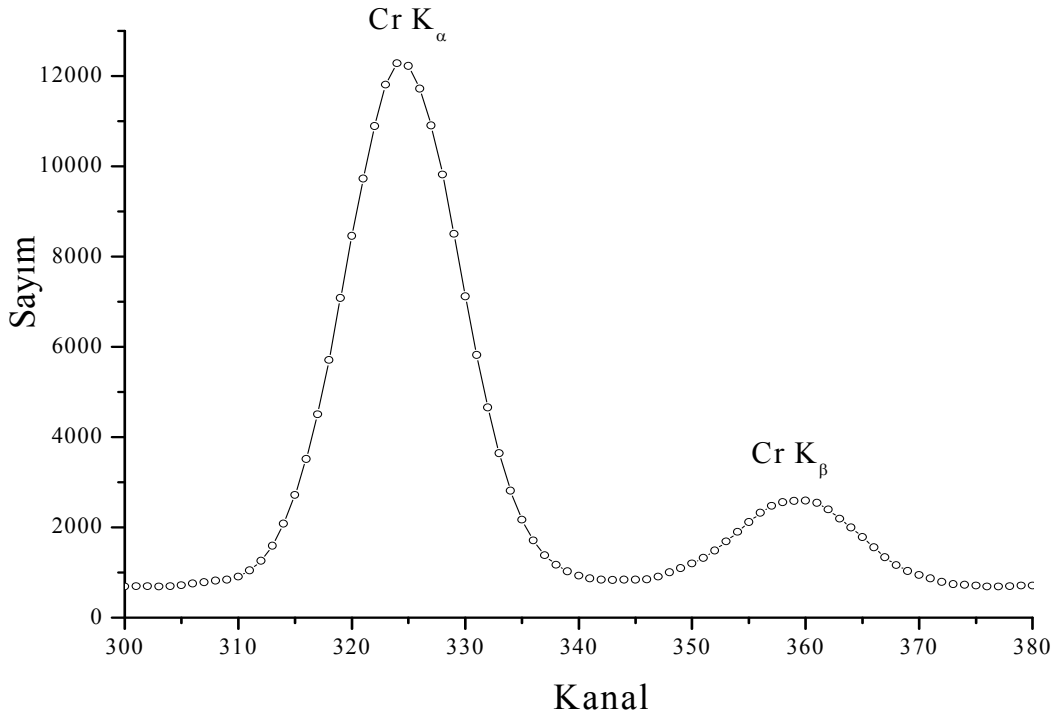
3.1. Numunelerin Uyarılmasıyla Elde Edilen X-ışınları ve Spektrumları

Numuneler sayıma hazır hale getirildikten sonra, detektör verimi, şiddet oranları ve floresans tesir kesitleri hesaplanmaları için uyarıldı. Numunelerin uyarılmasında standart 5,96 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{55}Fe, 59,54 keV enerjili foton yayımlayan 50 mCi'lik ^{241}Am ve 123,6 keV enerjili foton yayımlayan 25 mCi'lik ^{57}Co radyoaktif halka kaynakları kullanıldı. Numuneler 2000 saniyelik gerçek sayma zamanı süresince sayıldılar. Numunelerin uyarılmaları sonucu meydana gelen karakteristik K X-ışınlarının sayılmasında, yarı maksimumdaki tam genişliği (rezolüsyonu) 5,96 keV'de 0,15 keV olan süper Si(Li) detektörü kullanıldı.

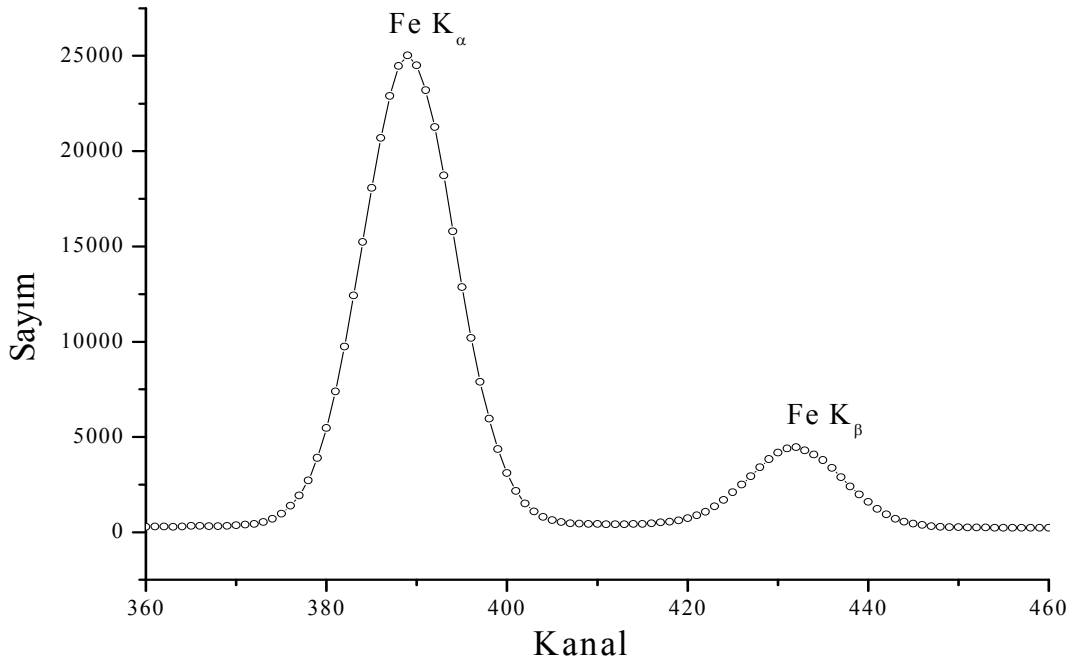
Numunelerin uyarılması sonucu meydana gelen karakteristik X-ışınlarının sayılması ile elde edilen spektrum örnekleri sayım-kanal veya sayım-enerji olarak Şekil 19-27'de verildi.



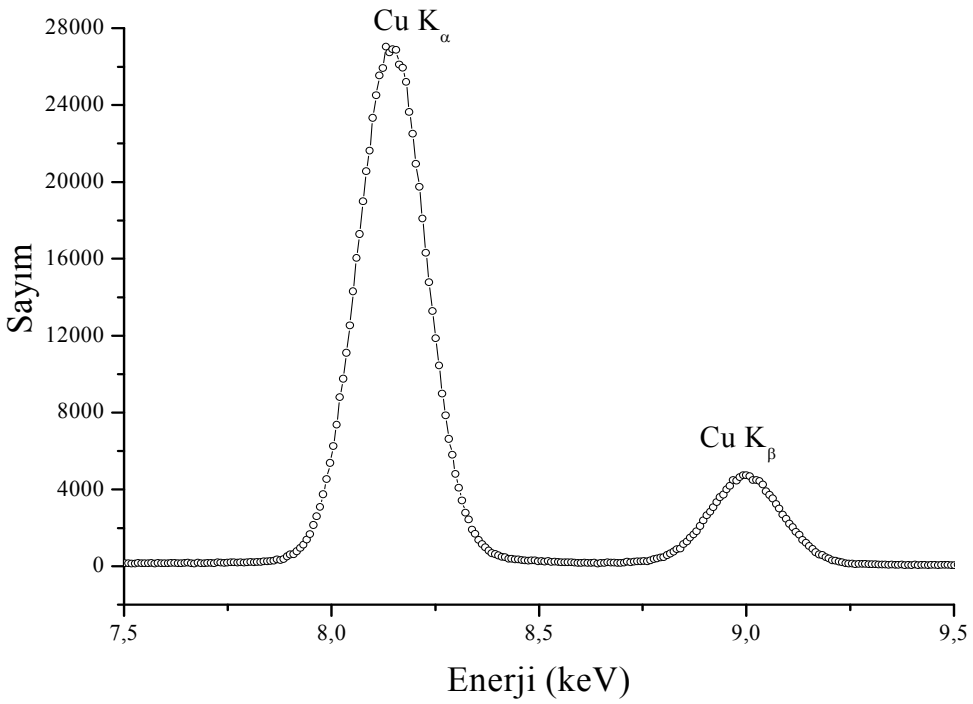
Şekil 19. Ca elementinin K X-ışını spektrumu



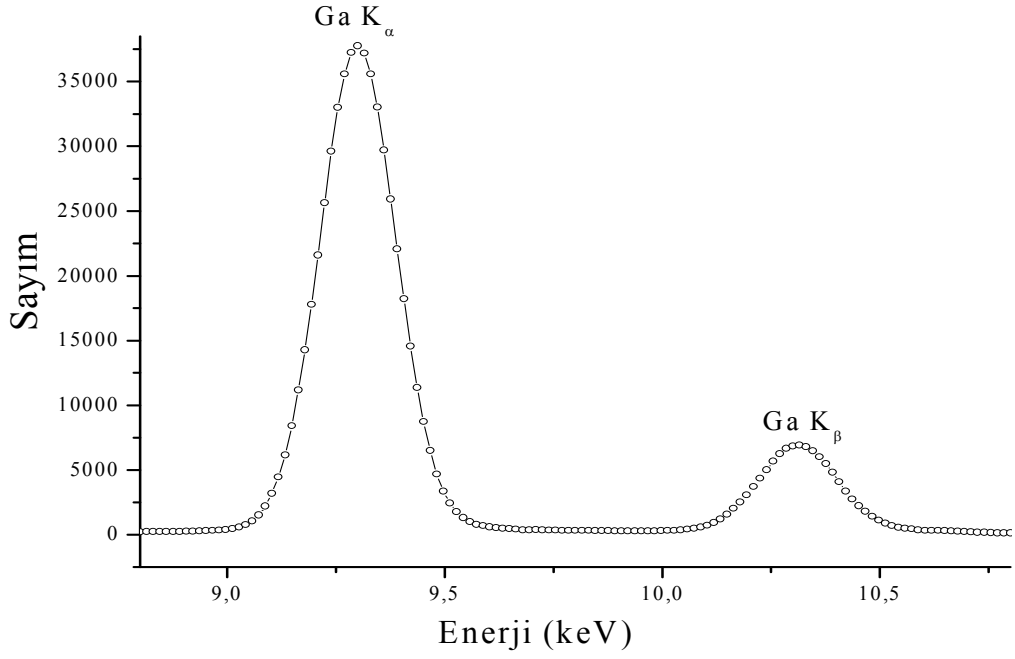
Şekil 20. Cr elementinin K X-ışını spektrumu



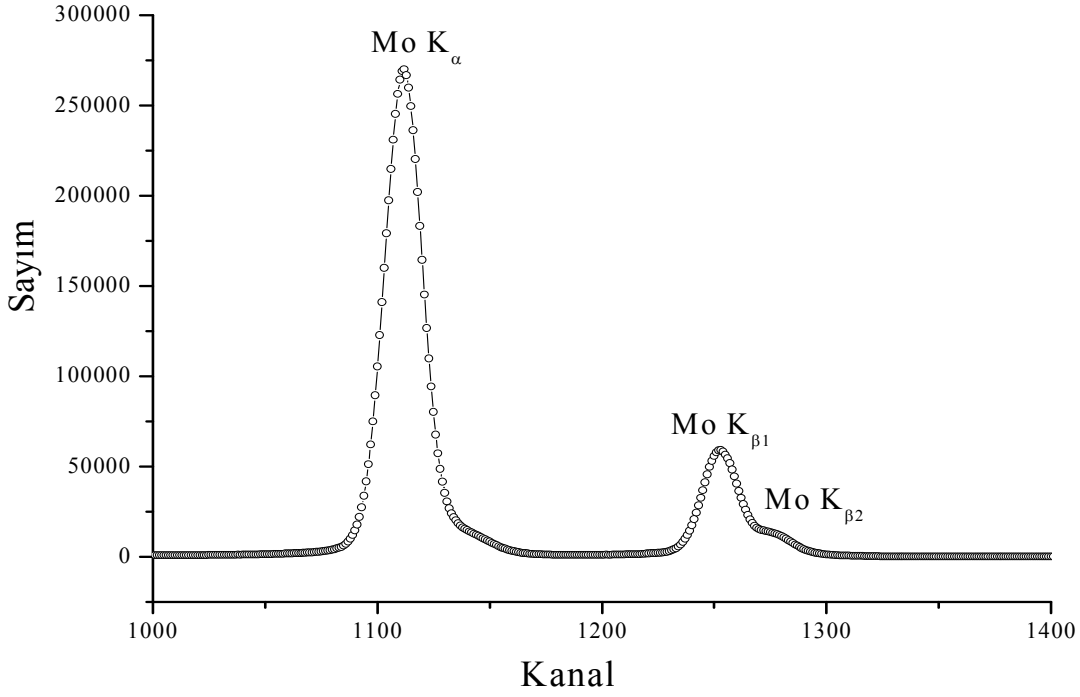
Şekil 21. Fe elementinin K X-ışını spektrumu



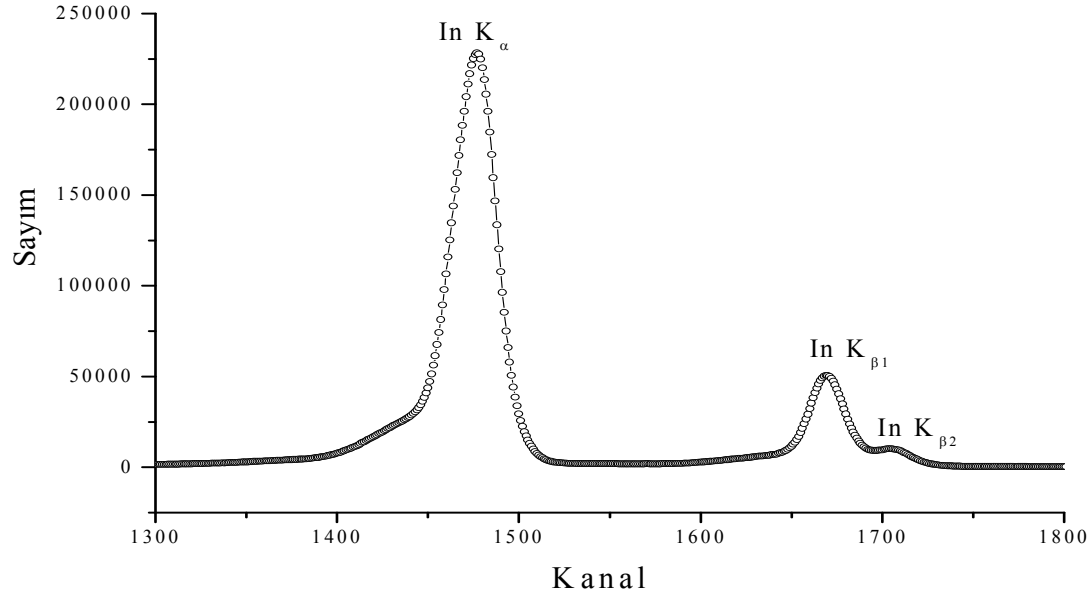
Şekil 22. Cu elementinin K X-ışını spektrumu



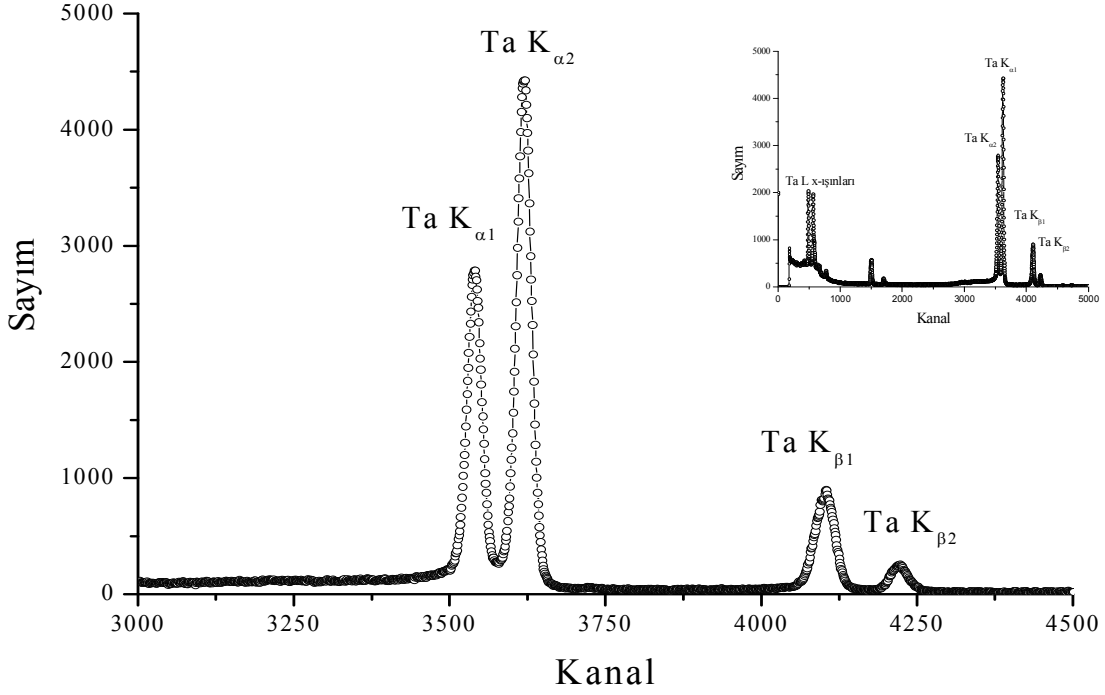
Şekil 23. Ga elementinin K X-ışını spektrumu



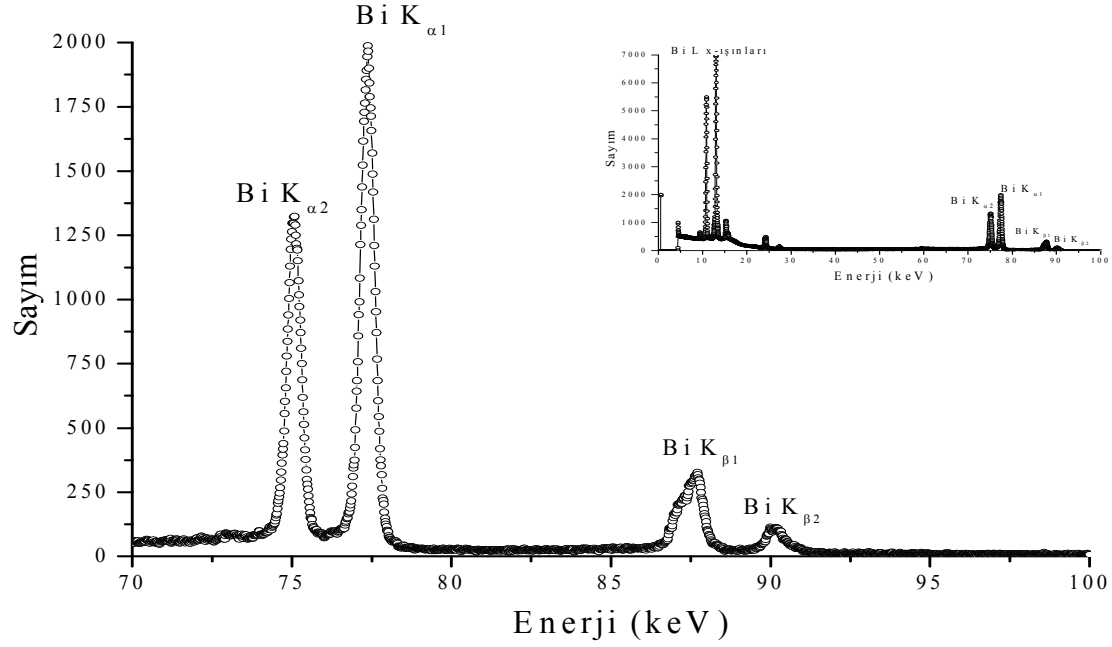
Şekil 24. Mo elementinin K X-ışını spektrumu



Şekil 25. In elementinin K X-ışını spektrumu



Şekil 26. Ta elementinin K ve L X-ışını spektrumları



Şekil 27. Bi elementinin K ve L X-ışını spektrumları

3.2. Numunelerin Kütle Azaltma Katsayıları ve Soğurma Düzeltmesi Faktörleri

Şiddet ölçümlerine dayalı tüm çalışmalarda yayımlanan X-ışını şiddeti ile ölçülen X-ışını şiddeti farklıdır. Bu farklılığın nedeni numune içersinde oluşturulan karakteristik X-ışınlarının numune atomları tarafından soğurulmasıdır ve ancak ölçülen X-ışını şiddetinin β faktörüne bölünmesiyle ortadan kalkmaktadır. β soğurma düzeltmesi faktörü ise enerjiye ve ilgili enerjideki kütle azaltma katsayısına (μ/ρ), numune atomlarına, X-ışınlarının numuneye geliş ve çıkış açıları ile numune kalınlığına bağlıdır.

Bu çalışmamızda detektör verimi, şiddet oranları ve floresans tesir kesiti ölçülmesinde β soğurma düzeltmesi faktörü her bir element ve enerji için ayrı ayrı hesaplandı. Detektör verimi için hesaplanan kütle azaltma katsayısı ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar Tablo 11, 13 ve 15'te verilmiştir. Bununla birlikte Tablo 17'de ise şiddet oranları ve floresans tesir kesiti ölçülecek numunelere ait kütle azaltma katsayısı ve β soğurma düzeltmesi faktörü ile ilgili sonuçlar verilmiştir.

3.3. Süper Si(Li) Detektörünün Çeşitli Enerjilerindeki Verimlilik Eğrilerinin Tayini

Detektör verimi, deney geometrisi ile değiştiğinden her deneysel çalışma için yapılması gerekir. Böylece detektör verimi yardımıyla K_β/K_α şiddet oranları ve floresans tesir kesitleri hesaplanabilir.

Bu çalışmamızda numunelerin uyarılmasında farklı enerjilerde foton yayımlayan üç radyoaktif kaynak kullanıldığından her bir kaynak için detektör verimi hesaplandı. 5,96 keV enerjili foton yayımlayan ^{55}Fe radyoaktif halka kaynak için detektör verimi $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri Tablo 12'de verilmiştir. Aynı şekilde 59,54 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am radyoaktif halka kaynağı için detektör verimi $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri Tablo 14'te, 123,6 keV enerjili foton yayımlayan ^{57}Co radyoaktif halka kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri ise Tablo 16'da verilmektedir.

^{55}Fe, ^{241}Am ve ^{57}Co radyoaktif kaynaklarının kullanılmasıyla elde edilen $I_0G\varepsilon$ değerlerinin ortalama karakteristik K X-ışını enerjilerine karşı elde edilen grafikleri sırasıyla Şekil 28, 29 ve 30'da verilmiştir. Bununla birlikte bu grafiklerin regresyonu sonucu elde edilen fit denklemleri, aşağıdaki denklem kullanılarak $I_0G\varepsilon$ enerjinin bir fonksiyonu olacak şekilde deneysel verilere uygun hale getirilerek aynı şekiller üzerinde gösterilmiştir.

$$I_0 G\varepsilon = A_0+B_1E_x+B_2E_x^2+ B_3 E_x^3+ B_4 E_x^4+\ldots. \quad (38)$$

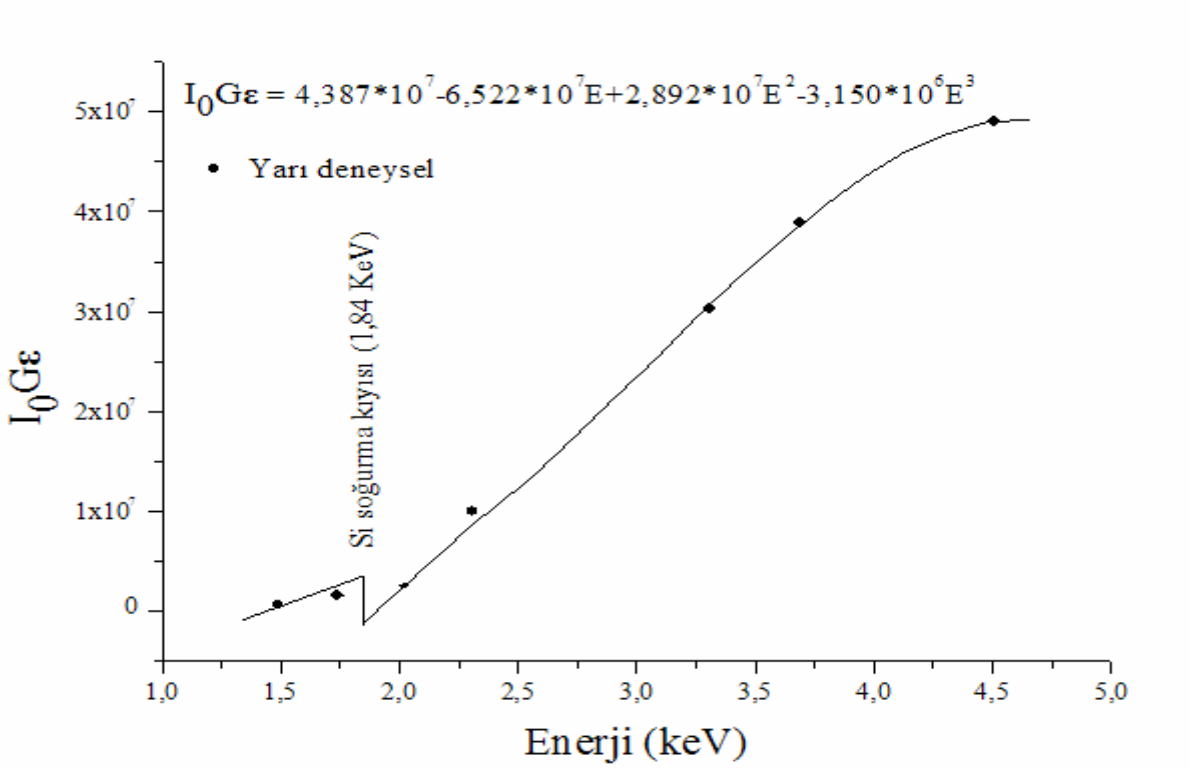
Bu denklemlerdeki E_x, K_α ve K_β X-ışınlarının enerjisi olup A_0, B_1, B_2, B_3, B_4 ..... katsayıları ise sabit değerlerdir.

Tablo 11. ^{55}Fe kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	E_0=5,96 keV için $\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ için		$E_{K\alpha-\beta}$ için		$\beta_{K\alpha}$
			$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha-\beta}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
^{13}Al	Al	118	-------	------	0,001487	412	0,015971
^{14}Si	Si	150	------	-------	0,001742	358	0,016216
^{15}P	P	176	-------	-------	0,002020	294	0,017029
^{16}S	S	216	-------	------	0,002314	259	0,016378
^{19}K	KOH	235	0,003312	163	-------	------	0,018663
^{20}Ca	CaO	280	0,003690	142	-------	------	0,017184
^{22}Ti	TiO_2	276	0,004507	92	-------	-----	0,019166

Tablo 12. 5,96 keV'de foton yayımlayan ^{55}Fe kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	m_i (gr/cm^2)	σ_K (cm^2/gr)	ω_K	$f_{Ki}K_{\alpha-\beta}$	σ_{Ki} (cm^2/gr)	$I_0G\varepsilon_{K\alpha}$
^{13}Al	Al	0,10816	116,470	0,037	1,000	4,309	664152
^{14}Si	Si	0,10816	148,643	0,050	1,000	7,432	1545595
^{15}P	P	0,10816	174,717	0,055	0,975	9,369	2716492
^{16}S	S	0,10816	214,286	0,080	0,955	16,371	10021224
^{19}K	KOH	0,10816	324,746	0,140	0,910	41,373	30262577
^{20}Ca	Ca	0,10816	378,287	0,163	0,904	55,741	38877528
^{21}Ti	TiO_2	0,10816	439,785	0,215	0,898	84,909	49060660



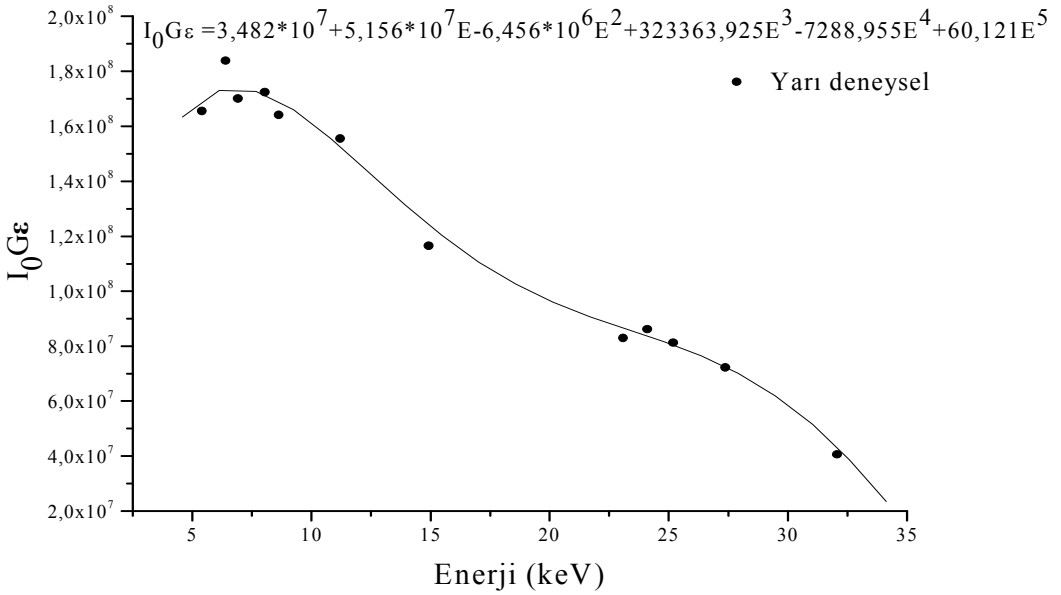
Şekil 28. Süper Si(Li) detektörü için Fe-55 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi

Tablo 13. ^{241}Am kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	E_0=0,05954 MeV için	$E_{K\alpha}$ için		$\beta_{K\alpha}$
		$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
^{24}Cr	Cr	0,98	0,005410	86,9	0,104710
^{26}Fe	Fe	1,23	0,006400	71,0	0,127056
^{27}Co	Co	1,34	0,006923	63,2	0,141907
^{29}Cu	Cu	1,63	0,008037	51,9	0,170080
^{30}Zn	Zn	1,80	0,008631	47,7	0,183203
^{34}Se	Se	2,39	0,011210	32,3	0,253657
^{39}Y	Y	3,57	0,014922	23,1	0,312807
^{48}Cd	Cd	6,10	0,023077	13,0	0,386273
^{49}In	In	6,44	0,024104	12,3	0,389228
^{50}Sn	Sn	6,70	0,025192	11,5	0,395166
^{52}Te	Te	7,19	0,027378	10,0	0,406652
^{56}Ba	BaO_2	7,08	0,032062	6,8	0,460830

Tablo 14. 59,54 keV'de foton yayımlayan ^{241}Am kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	m_i (gr/cm^2)	σ_K (cm^2/gr)	ω_K	$f_{Ki}\,K_{\alpha-\beta}$	σ_{Ki} (cm^2/gr)	$I_0G\varepsilon_{K\alpha}$
^{24}Cr	Cr	0,10816	0,766	0,280	0,895	0,192	165500488
^{26}Fe	Fe	0,10816	1,000	0,350	0,892	0,312	183848517
^{27}Co	Co	0,10816	1,110	0,380	0,892	0,376	170042718
^{29}Cu	Cu	0,10816	1,385	0,445	0,892	0,549	172407698
^{30}Zn	Zn	0,10816	1,549	0,474	0,890	0,653	164096063
^{34}Se	Se	0,10816	2,135	0,605	0,874	1,129	155496503
^{39}Y	Y	0,10816	3,276	0,715	0,855	2,003	116532172
^{48}Cd	Cd	0,10816	5,758	0,837	0,833	4,015	82926114
^{49}In	In	0,10816	6,087	0,845	0,831	4,274	86223733
^{50}Sn	Sn	0,10816	6,348	0,855	0,829	4,500	81202478
^{52}Te	Te	0,10816	6,830	0,872	0,824	4,907	72225200
^{56}Ba	BaO_2	0,10816	8,300	0,900	0,814	6,080	40591243



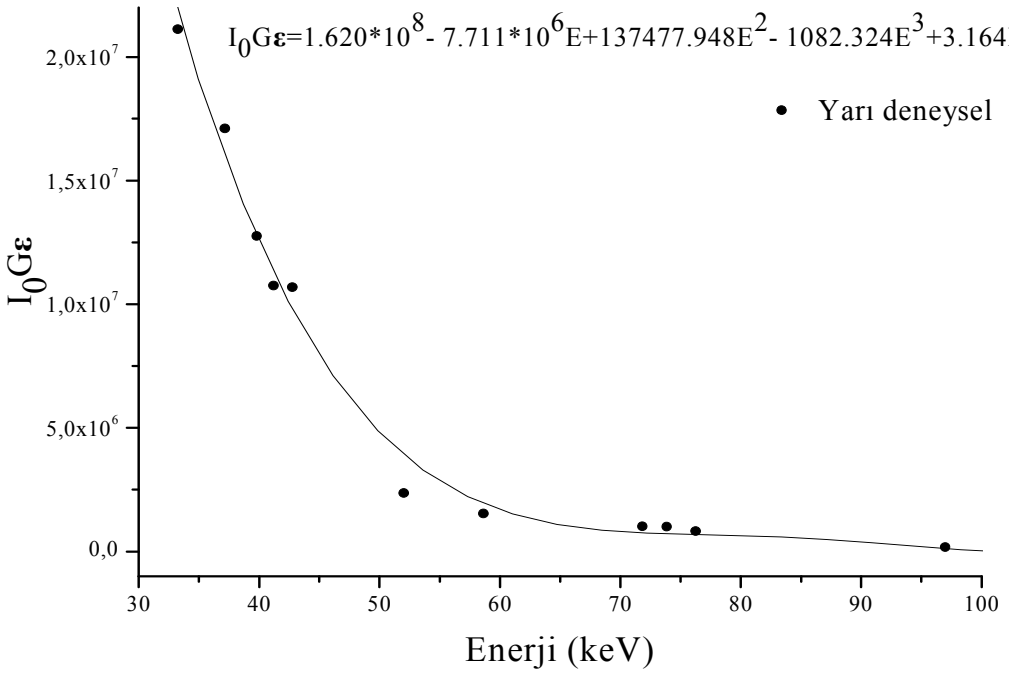
Şekil 29. Süper Si(Li) detektörü için Am-241 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi

Tablo 15. ^{57}Co kaynağı kullanılarak detektör verimi için kütle azaltma katsayısı (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörü (β) değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	E_0=0,1236 MeV için	$E_{K\alpha}$ için		$\beta_{K\alpha}$
		$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	
^{57}La	La_2O_3	1,16	0,033236	6,87	0,653639
^{60}Nd	Nd_2O_3	1,35	0,037179	6,08	0,669551
^{62}Sm	Sm_2O_3	1,46	0,039823	5,59	0,680054
^{63}Eu	Eu_2O_3	1,54	0,041203	5,40	0,682501
^{64}Gd	Gd_2O_3	1,58	0,042750	5,07	0,691310
^{70}Yb	Yb_2O_3	1,99	0,052014	4,02	0,706838
^{74}W	W	2,58	0,058641	3,94	0,682150
^{81}Tl	Tl_2O_3	2,85	0,071840	2,75	0,708640
^{82}Pb	Pb	3,26	0,073875	2,95	0,683050
^{83}Bi	Bi	3,37	0,076246	2,84	0,681595
^{92}U	$U(CH_3COO)_2O_2.2H_2O$	4,15	0,096977	2,11	0,669849

Tablo 16. 123,60 keV'de foton yayımlayan ^{57}Co kaynağı için $I_0G\varepsilon$ ve alt değerleri

Element	Kimyasal Simgesi	m_i (gr/cm^2)	σ_K (cm^2/gr)	ω_K	$f_{Ki}\,K_{\alpha-\beta}$	σ_{Ki} (cm^2/gr)	$I_0G\varepsilon_{K\alpha}$
^{57}La	La_2O_3	0,10816	1,149	0,907	0,813	0,8473	21127266
^{60}Nd	Nd_2O_3	0,10816	1,354	0,921	0,809	1,0092	17111335
^{62}Sm	Sm_2O_3	0,10816	1,475	0,930	0,806	1,1061	12754811
^{63}Eu	Eu_2O_3	0,10816	1,553	0,933	0,805	1,1663	10745549
^{64}Gd	Gd_2O_3	0,10816	1,594	0,935	0,805	1,1998	10693684
^{70}Yb	Yb_2O_3	0,10816	2,034	0,951	0,800	1,5472	2358345
^{74}W	W	0,10816	2,359	0,958	0,788	1,7806	1526956
^{81}Tl	Tl_2O_3	0,10816	2,924	0,966	0,781	2,2062	1014911
^{82}Pb	Pb	0,10816	3,013	0,967	0,780	2,2727	1000994
^{83}Bi	Bi	0,10816	3,121	0,968	0,779	2,3537	814803
^{92}U	$U(CH_3COO)_2O_2\,.2H_2O$	0,10816	3,883	0,972	0,771	2,9106	169886



Şekil 30. Süper Si(Li) detektörü için Co-57 radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edilen verim eğrisi

3.4. K_β/K_α Şiddet Oranları

Bu çalışmada, 20≤Z≤83 atom numarası bölgesinde bulunan 18 element için K_β/K_α şiddet oranları, deneysel olarak 5,96 keV enerjili foton yayımlayan ^{55}Fe, 59,54 keV enerjili foton yayımlayan ^{241}Am ve 123,60 keV enerjili foton yayımlayan ^{57}Co radyoaktif halka kaynakları kullanılarak ölçülmüştür. K_β/K_α şiddet oranlarının hesaplanmasında kullanılan kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β) değerleri Tablo 17'de verilmiştir.

Süper Si(Li) detektörü kullanılarak ölçülen 20≤Z≤83 elementler bölgesindeki 18 element için deneysel olarak K_β / K_α karakteristik X-ışını şiddet oranı

$$\frac{IK_\beta}{IK_\alpha} = \frac{N_{K\beta}}{N_{K\alpha}} \cdot \frac{\beta_{K\alpha}}{\beta_{K\beta}} \cdot \frac{\varepsilon_{K\alpha}}{\varepsilon_{K\beta}} \tag{39}$$

denkleminden faydalanılarak hesaplandı. Burada $N_{K\beta}$ ve $N_{K\alpha}$, karakteristik X-ışınlarının detektörde ölçülen şiddetleridir. $\beta_{K\alpha}$ ve $\beta_{K\beta}$, K_β ve K_α karakteristik X-ışınları için soğurma düzeltmesi faktörüdür. $\varepsilon_{K\alpha}$ ve $\varepsilon_{K\beta}$ ise K_β ve K_α karakteristik X-ışınları için detektör verimliliği olup $I_0G\varepsilon$'nin enerjinin bir fonksiyonu olarak elde edilen fit denkleminde ilgili enerji yerine konularak elde edilmiştir. $N_{K\beta}$, $N_{K\alpha}$, $\beta_{K\alpha}$, $\beta_{K\beta}$, $\varepsilon_{K\alpha}$, $\varepsilon_{K\beta}$ ve deneysel olarak bulunan $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ değerleri Tablo 18'de verilmiştir. Bu elementler için deneysel olarak bulunan K_β/K_α şiddet oranları, Tablo 19'da teorik ve deneysel değerler ile karşılaştırılmaktadır. Bunun yanında, deneysel ve teorik olarak bulunan K_β/K_α şiddet oranları artan atom numarasına karşı grafiği elde edilerek Şekil 31'da verilmektedir.

Tablo 17. $20 \leq Z \leq 83$ aralığındaki bazı metallerin kütle azaltma katsayıları (μ/ρ) ve soğurma düzeltmesi faktörleri (β)

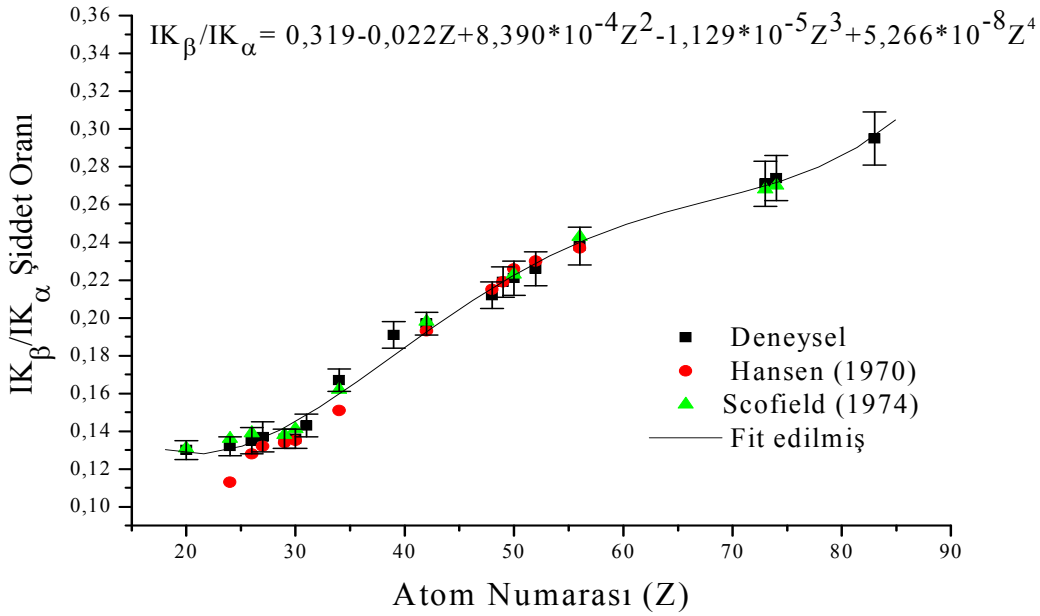
Element	E_0 için (MeV)	$E_{K\alpha}$ için		$E_{K\beta}$ için		$\beta_{K\alpha}$	$\beta_{K\beta}$
	$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)	$E_{K\alpha}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_e$ (cm^2/gr)	$E_{K\beta}$ (MeV)	$\Sigma(\mu/\rho)_p$ (cm^2/gr)		
^{20}Ca	380	0,003690	152	0,004012	121	0,013	0,014
^{24}Cr	0,98	0,005411	86,9	0,005946	67,1	0,027	0,035
^{26}Fe	1,23	0,006400	71,0	0,007059	54,3	0,180	0,231
^{27}Co	1,34	0,006925	63,2	0,007649	48,1	0,283	0,354
^{29}Cu	1,63	0,008041	51,9	0,008907	38,7	0,302	0,379
^{30}Zn	1,80	0,008631	47,7	0,009614	35,9	0,322	0,401
^{31}Ga	1,91	0,009247	42,4	0,010314	31,5	0,118	0,156
^{34}Se	2,39	0,001121	32,3	0,012503	24,0	0,276	0,350
^{39}Y	3,57	0,014922	23,1	0,016873	16,6	0,497	0,574
^{42}Mo	4,36	0,017470	18,8	0,019785	13,4	0,246	0,306
^{48}Cd	6,10	0,023108	13,0	0,026370	9,1	0,701	0,744
^{49}In	6,44	0,024138	12,3	0,027570	8,6	0,198	0,237
^{50}Sn	6,70	0,025192	11,5	0,028780	8,1	0,058	0,070
^{52}Te	7,19	0,027378	10,0	0,031350	7,0	0,864	0,882
^{56}Ba	8,69	0,032042	8,3	0,036810	5,8	0,090	0,102
^{73}Ta	2,51	0,057078	4,1	0,065215	2,9	0,945	0,953
^{74}W	2,59	0,058832	3,7	0,067564	2,7	0,821	0,868
^{83}Bi	3,37	0,076246	2,8	0,087796	1,9	0,641	0,672

Tablo 18. $N_{K\beta}$, $N_{K\alpha}$, $\beta_{K\alpha}$, $\beta_{K\beta}$, $\varepsilon_{K\alpha}$, $\varepsilon_{K\beta}$ ve deneysel olarak bulunan $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ değerleri

Element	$N_{K\beta}$	$N_{K\alpha}$	$\beta_{K\alpha}$	$\beta_{K\beta}$	$\varepsilon_{K\alpha}$	$\varepsilon_{K\beta}$	IK_β/IK_α
^{20}Ca	288,86436	1958,46570	0,013	0,014	38124262	41447681	0,130
^{24}Cr	483,21304	2777,44930	0,027	0,035	165500488	169663052	0,132
^{26}Fe	1079,44193	6688,47604	0,180	0,231	180286990	170151803	0,135
^{27}Co	1299,22215	7529,91616	0,283	0,354	166748477	168374639	0,137
^{29}Cu	1202,52643	7249,48972	0,302	0,379	169067656	164022629	0,136
^{30}Zn	1476,08390	8797,04524	0,322	0,401	160916698	160102699	0,136
^{31}Ga	1852,54496	10211,54430	0,118	0,156	162229901	155359859	0,143
^{34}Se	6620,63263	34687,80035	0,276	0,350	152484300	137324055	0,167
^{39}Y	5338,03668	27514,63921	0,497	0,574	117829211	103908725	0,191
^{42}Mo	18077,83161	95682,85922	0,246	0,306	100505086	89176985	0,197
^{48}Cd	21229,75594	99108,55827	0,701	0,744	81319436	77370682	0,212
^{49}In	24028,18199	104028,65710	0,198	0,237	84553146	74599498	0,219
^{50}Sn	23518,00908	101214,60250	0,058	0,070	79629230	69762721	0,221
^{52}Te	14541,03255	91538,928120	0,864	0,882	70825862	48698593	0,226
^{56}Ba	7313,09846	38068,53843	0,090	0,102	38431884	27154455	0,238
^{73}Ta	651,21818	3233,46507	0,945	0,953	1603971	1180375	0,271
^{74}W	589,59000	3385,02000	0,821	0,868	1578820	946967	0,274
^{83}Bi	373,25891	1548,81154	0,641	0,673	1058535	824529	0,295

Tablo 19. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesinde 18 metal için deneysel olarak bulunan $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının teorik ve deneysel değerleri ile karşılaştırılması

Element	Deneysel	Hansen (1970)	Scofield (1974)	Ertuğrul (2001)	Ertuğral (2004)	Fit
^{20}Ca	0,130±0,005	----	0,131	---	0,123	0,128
^{24}Cr	0,132±0,005	0,113	0,136	0,128	0,134	0,130
^{26}Fe	0,135±0,007	0,128	0,139	0,133	0,132	0,133
^{27}Co	0,137±0,008	0,132	----	0,133	0,139	0,136
^{29}Cu	0,136±0,005	0,134	0,138	0,134	0,136	0,141
^{30}Zn	0,136±0,005	0,135	0,141	0,136	0,138	0,145
^{31}Ga	0,143±0,006	----	----	---	---	0,148
^{34}Se	0,167±0,006	0,151	0,162	0,157	0,161	0,160
^{39}Y	0,191±0,007	----	----	---	---	0,180
^{42}Mo	0,197±0,006	0,193	0,198	0,193	0,201	0,192
^{48}Cd	0,212±0,007	0,215	----	0,217	0,204	0,215
^{49}In	0,219±0,008	0,219	----	0,220	0,210	0,219
^{50}Sn	0,221±0,009	0,226	0,223	0,226	0,209	0,222
^{52}Te	0,226±0,009	0,230	----	0,230	0,219	0,228
^{56}Ba	0,238±0,010	0,237	0,243	0,235	0,247	0,240
^{73}Ta	0,271±0,012	----	0,268	---	0,270	0,270
^{74}W	0,274±0,012	----	0,270	---	0,271	0,271
^{83}Bi	0,295±0,014	----	----	---	0,289	0,296



Şekil 31. IK_β/IK_α şiddet oranının atom numarasına (Z) göre değişimi

3.5. K Tabakası X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

3.5.1. Teorik Olarak K X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

K X-ışını floresans tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması için,

$$\sigma_{Ki} = \sigma_K \omega_K F_{Ki.} \tag{40}$$

ifadesi kullanıldı. Burada σ_K, K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup Berger ve Hubbell tarafından geliştirilen XCOM bilgisayar programından alınmıştır (Berger ve Hubbell, 1998). ω_K, K tabakası için floresans verim olup Krause'nin tablosundan (Krause., 1979) ve F_{Ki} (i=α, β) ise K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyeti olup N. Broll'un tablosundan alınmıştır (Broll, 1986). Burada $F_{K\alpha}$ ifadesi,

$$F_{K\alpha}=(1+I_{K\beta}/ I_{K\alpha})^{-1} \tag{41}$$

şeklinde verilir. Ayrıca,

$$F_{K\alpha}+F_{K\beta}=1 \quad (42)$$

eşitliği söz konusudur. Burada $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ K_β'nın K_α'ya X ışını şiddet oranıdır. Tablo 20, 21 ve 22 sırasıyla 18 element için teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$, $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitlerini göstermektedir.

Tablo 20. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitleri

Element	σ_K (cm^2/gr) (Hubbell, 1998)	ω_K (Krause, 1979)	f_{Ki} $K_{\alpha-\beta}$ (Broll, 1986)	$\sigma_{K\alpha}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\alpha}$ (b/atom)
^{20}Ca	378,287	0,163	0,904	55,471	3708,672
^{24}Cr	0,766	0,275	0,895	0,188	16,280
^{26}Fe	1,000	0,340	0,892	0,303	28,154
^{27}Co	1,110	0,373	0,892	0,369	36,162
^{29}Cu	1,384	0,440	0,892	0,543	57,348
^{30}Zn	1,549	0,474	0,890	0,653	71,586
^{31}Ga	1,660	0,507	0,887	0,746	90,618
^{34}Se	2,135	0,589	0,874	1,099	144,120
^{39}Y	3,276	0,710	0,855	1,988	293,586
^{42}Mo	4,050	0,765	0,847	2,624	418,068
^{48}Cd	5,758	0,843	0,833	4,043	754,708
^{49}In	6,087	0,853	0,831	4,314	822,676
^{50}Sn	6,348	0,862	0,829	4,536	894,134
^{52}Te	6,830	0,877	0,824	4,935	1045,696
^{56}Ba	8,300	0,902	0,815	6,101	1391,466
^{73}Ta	2,280	0,957	0,789	1,721	517,298
^{74}W	2,360	0,958	0,788	1,781	543,826
^{83}Bi	3,120	0,968	0,779	2,353	816,685

Tablo 21. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitleri

Element	σ_K (cm^2/gr) (Hubbell, 1998)	ω_K (Krause, 1979)	f_{Ki} $K_{\beta-\alpha}$ (Broll, 1986)	$\sigma_{K\beta}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\beta}$ (b/atom)
^{20}Ca	378,287	0,163	0,096	5,920	393,841
^{24}Cr	0,766	0,275	0,105	0,022	1,910
^{26}Fe	1,000	0,340	0,108	0,037	3,408
^{27}Co	1,110	0,373	0,108	0,045	4,378
^{29}Cu	1,384	0,440	0,108	0,066	6,943
^{30}Zn	1,549	0,474	0,110	0,0810	8,847
^{31}Ga	1,660	0,507	0,113	0,095	11,544
^{34}Se	2,135	0,589	0,126	0,158	20,777
^{39}Y	3,276	0,710	0,145	0,337	49,789
^{42}Mo	4,050	0,765	0,153	0,474	75,518
^{48}Cd	5,758	0,843	0,167	0,810	151,304
^{49}In	6,087	0,853	0,169	0,877	167,307
^{50}Sn	6,348	0,862	0,171	0,935	184,435
^{52}Te	6,830	0,877	0,176	1,054	223,352
^{56}Ba	8,300	0,902	0,185	1,385	315,854
^{73}Ta	2,280	0,957	0,211	0,460	138,334
^{74}W	2,360	0,958	0,212	0,479	146,308
^{83}Bi	3,120	0,968	0,221	0,667	231,691

Tablo 22. Teorik olarak hesaplanan $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri

Element	σ_K (cm^2/gr) (Hubbell, 1998)	ω_K (Krause, 1979)	f_{Ki} $K_{\beta-\alpha}$ (Broll, 1986)	$\sigma_{K\alpha,\beta}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\alpha,\beta}$ (b/atom)
^{20}Ca	378,287	0,163	1	61,660	4102,514
^{24}Cr	0,766	0,275	1	0,210	18,190
^{26}Fe	1,000	0,340	1	0,340	31,563
^{27}Co	1,110	0,373	1	0,414	40,541
^{29}Cu	1,384	0,440	1	0,609	64,291
^{30}Zn	1,549	0,474	1	0,734	80,434
^{31}Ga	1,660	0,507	1	0,841	102,163
^{34}Se	2,135	0,589	1	1,257	164,899
^{39}Y	3,276	0,710	1	2,326	343,376
^{42}Mo	4,050	0,765	1	3,098	493,587
^{48}Cd	5,758	0,843	1	4,854	906,012
^{49}In	6,087	0,853	1	5,192	989,984
^{50}Sn	6,348	0,862	1	5,472	1078,570
^{52}Te	6,830	0,877	1	5,989	1269,049
^{56}Ba	8,300	0,902	1	7,486	1707,320
^{73}Ta	2,280	0,957	1	2,182	655,637
^{74}W	2,360	0,958	1	2,260	690,134
^{83}Bi	3,120	0,968	1	3,021	1048,376

3.5.2. Deneysel Olarak K X-Işınları Floresans Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Deneysel olarak K X-Işınları floresans tesir kesiti hesaplanmasında aşağıdaki denklemden yararlanıldı. Burada floresans tesir kesiti,

$$\sigma_{Ki} = \frac{N_{Ki}}{I_0 G \varepsilon_{Ki} \beta_{Ki} m_i} \qquad (i = \alpha, \beta), \qquad (43)$$

ile verilir. Tablo 23, floresans tesir kesiti hesabında kullanılan numuneler ve özelliklerini, Tablo 24, 25 ve 26'da sırasıyla deneysel olarak 18 metal için bulunan $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$ ve $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitlerini verilmektedir. Şekil 32, 33 ve 34 floresans tesir kesitlerinin atom numarasına göre değişimini göstermektedir.

Tablo 23. Floresans tesir kesiti hesabında kullanılan numuneler ve özellikleri

Element	Cinsi	Kütlesi (g)	Tablet Çapı (cm)	Saflığı (%)
^{20}Ca	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{24}Cr	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{26}Fe	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{27}Co	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{29}Cu	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{30}Zn	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{31}Ga	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{34}Se	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{39}Y	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{42}Mo	Toz	0.2112	1,3	99,99
^{48}Cd	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{49}In	Toz	0,3100	1,3	99,99
^{50}Sn	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{52}Te	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{56}Ba	Toz	0,7152	1,3	99,99
^{73}Ta	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{74}W	Toz	0,1435	1,3	99,99
^{83}Bi	Toz	0,1435	1,3	99,99

Tablo 24. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitleri

Elementler	$N_{K\alpha}$	$I_0G\varepsilon$	$\beta_{K\alpha}$	m_i (gr/cm^2)	$\sigma_{K\alpha}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\alpha}$ (b/atom)
^{20}Ca	3558092	43856569	0,013	0,108	55,937	3721,745
^{24}Cr	362466	167599872	0,104	0,108	0,190	16,490
^{26}Fe	789354	183849000	0,127	0,108	0,312	28,982
^{27}Co	981888	173018360	0,141	0,108	0,369	36,178
^{29}Cu	1743492	173520494	0,170	0,108	0,546	57,627
^{30}Zn	2125210	164096063	0,183	0,108	0,653	71,586
^{31}Ga	2279436	157131948	0,203	0,108	0,659	80,029
^{34}Se	4796823	156440202	0,253	0,108	1,117	146,533
^{39}Y	7896195	116380685	0,312	0,108	2,005	296,039
^{42}Mo	10291351	99073731	0,246	0,160	2,629	418,972
^{48}Cd	14027430	82859292	0,386	0,108	4,052	756,263
^{49}In	16271715	81555025	0,198	0,233	4,300	819,906
^{50}Sn	14767682	76730488	0,395	0,108	4,502	887,457
^{52}Te	15487048	71525200	0,406	0,108	4,922	1042,984
^{56}Ba	12049543	40764929	0,090	0,539	6,089	1388,722
^{73}Ta	198036	1564783	0,682	0,108	1,716	515,583
^{74}W	257502	1598820	0,821	0,108	1,813	553,490
^{83}Bi	138575	812803	0,681	0,108	2,312	802,439

Tablo 25. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitleri

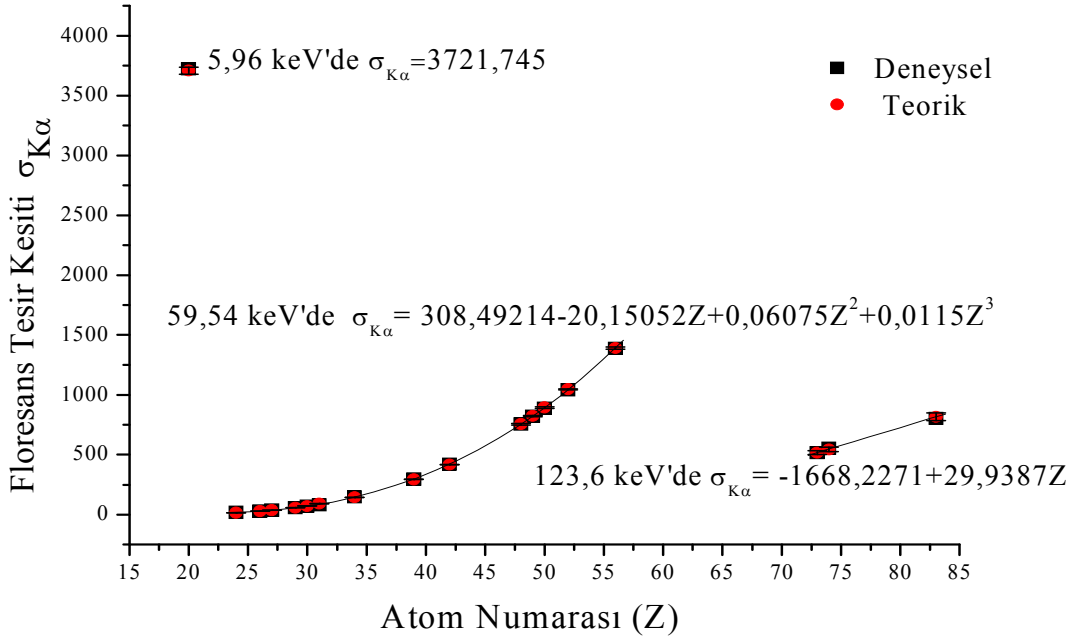
Elementler	$N_{K\beta}$	$I_0G\varepsilon$	$\beta_{K\beta}$	m_i (gr/cm^2)	$\sigma_{K\beta}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\beta}$ (b/atom)
^{20}Ca	367938	41419758,600	0,014	0,108	5,850	389,182
^{24}Cr	58491	171667925	0,135	0,108	0,023	2,016
^{26}Fe	125907	178513568	0,164	0,108	0,039	3,675
^{27}Co	171010	174408759	0,184	0,108	0,048	4,707
^{29}Cu	300064	172424750	0,222	0,108	0,072	7,619
^{30}Zn	351632	167400280	0,239	0,108	0,081	8,898
^{31}Ga	445856	161238069	0,263	0,108	0,097	11,771
^{34}Se	927295	157037227	0,324	0,108	0,168	22,082
^{39}Y	1613141	114693992	0,385	0,108	0,337	49,733
^{42}Mo	2270951	97190250	0,306	0,160	0,476	75,839
^{48}Cd	2915492	74980348	0,444	0,108	0,808	150,935
^{49}In	3488989	71746210	0,237	0,233	0,875	166,943
^{50}Sn	3233956	70815272	0,448	0,108	0,942	185,700
^{52}Te	2885496	56970185	0,454	0,108	1,030	218,415
^{56}Ba	2232354	28397242	0,102	0,539	1,418	323,452
^{73}Ta	38078	1023683	0,720	0,108	0,477	143,377
^{74}W	45959	965967	0,868	0,108	0,506	154,675
^{83}Bi	22339	449115	0,710	0,108	0,647	224,592

Tablo 26. Deneysel olarak 20≤Z≤83 bölgesindeki metaller için bulunan$\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri

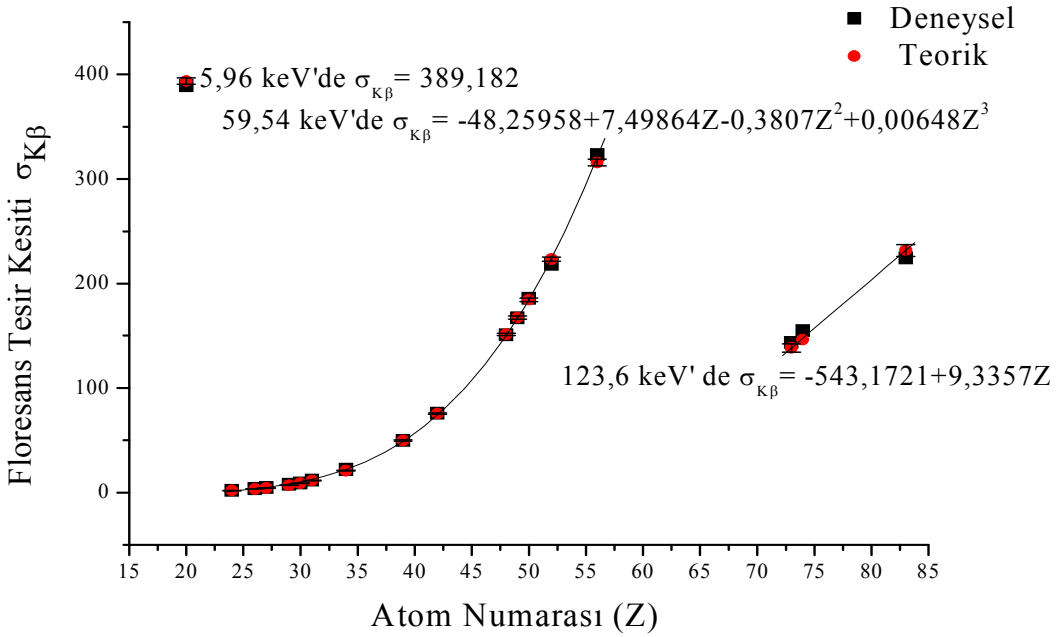
Elementler	$N_{K\alpha,\beta}$	$I_0G\varepsilon$	$\beta_{K\alpha,\beta}$	m_i (gr/cm^2)	$\sigma_{K\alpha,\beta}$ (cm^2/gr)	$\sigma_{K\alpha,\beta}$ (b/atom)
^{20}Ca	3926030	42619758	0,0137	0,108	61,947	4121,587
^{24}Cr	420957	166254835	0,112	0,108	0,208	17,995
^{26}Fe	915261	172813020	0,145	0,108	0,337	31,298
^{27}Co	1152898	171094891	0,151	0,108	0,410	40,205
^{29}Cu	2043556	165052218	0,194	0,108	0,588	62,041
^{30}Zn	2476842	163514879	0,195	0,108	0,717	78,537
^{31}Ga	2725292	148013820	0,209	0,108	0,813	98,764
^{34}Se	5724118	146232454	0,287	0,108	1,256	164,776
^{39}Y	9509336	110656934	0,343	0,108	2,313	341,543
^{42}Mo	12562303	93812689	0,271	0,160	3,079	490,615
^{48}Cd	16942922	78530488	0,411	0,108	4,845	904,320
^{49}In	19760704	76193149	0,213	0,233	5,188	989,168
^{50}Sn	18001639	71926749	0,423	0,108	5,467	1077,494
^{52}Te	18372544	65788601	0,431	0,108	5,980	1267,111
^{56}Ba	14281897	36622922	0,097	0,539	7,472	1704,135
^{73}Ta	236114	1401572	0,706	0,108	2,203	662,163
^{74}W	303461	1435597	0,844	0,108	2,314	706,470
^{83}Bi	160914	704152	0,695	0,108	3,036	1053,579

Tablo 27. 20≤Z≤83 bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$, $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri

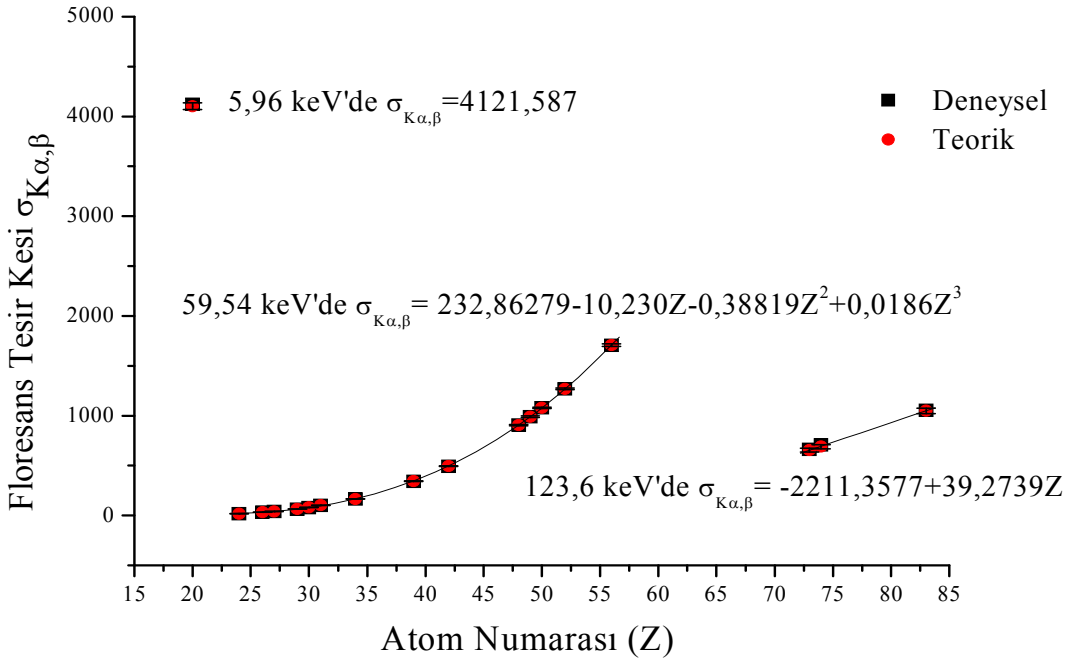
Element	$\sigma_{K\alpha}$(b/atom)		$\sigma_{K\beta}$(b/atom)		$\sigma_{K\alpha,\beta}$ (b/atom)	
	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik	Deneysel	Teorik
^{20}Ca	3721,745±29,770	3708,672	389,182±3,113	393,841	4121,587±32,960	4102,514
^{24}Cr	16,490±0,120	16,280	2,016±0,145	1,910	17,995±0,378	18,190
^{26}Fe	28,982±0,340	28,154	3,675±0,130	3,408	31,298±0,470	31,563
^{27}Co	36,178±0,400	36,162	4,707±0,145	4,3784	40,205±0,522	40,541
^{29}Cu	57,627±0,460	57,348	7,619±0,158	6,9434	62,041±0,620	64,291
^{30}Zn	71,586±0,500	71,586	8,898±0,183	8,8478	78,537±0,785	80,434
^{31}Ga	80,029±0,680	90,618	11,771±0,279	11,544	98,764±1,480	102,163
^{34}Se	146,534±0,730	144,12	22,081±0,297	20,777	164,776±1,318	164,899
^{39}Y	296,039±1,400	293,586	49,733±0,544	49,789	341,543±2,732	343,376
^{42}Mo	418,972±2,430	418,068	75,838±0,553	75,518	490,615±3,434	493,587
^{48}Cd	756,263±6,070	754,708	150,935±1,207	151,304	904,320±6,330	906,012
^{49}In	819,906±5,700	822,676	166,943±1,335	167,307	989,168±7,912	989,984
^{50}Sn	887,457±6,830	894,134	185,700±1,569	184,435	1077,494±6,467	1078,570
^{52}Te	1042,984±5,160	1045,696	218,415±1,932	223,352	1267,111±7,613	1269,049
^{56}Ba	1388,722±10,900	1391,466	323,452±3,200	315,854	1704,135±11,941	1707,320
^{73}Ta	515,583±15,980	517,298	143,377±3,950	138,334	662,163±19,860	655,637
^{74}W	553,490±18,810	543,826	154,675±4,640	146,308	706,470±21,190	690,134
^{83}Bi	802,439±32,430	816,685	224,592±5,630	231,691	1053,580±26,190	1048,376



Şekil 32. 20≤Z≤83 bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi



Şekil 33. 20≤Z≤83 bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\beta}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi



Şekil 34. $20 \leq Z \leq 83$ bölgesindeki 18 metal için $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitlerin atom numarasına (Z) göre değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, $20 \leq Z \leq 83$ atom numarası bölgesindeki bazı metaller için, bu metallere ait karakteristik X-ışınları yardımıyla, K tabakası X-ışını floresans tesir kesiti ve $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları deneysel olarak ölçüldü. Elde edilen floresans tesir kesiti ve şiddet oranları değerleri teorik olarak hesaplananlar ve diğer çalışmalarla elde edilen değerlerle kıyaslandı.

Öncelikli olarak, ölçümlerde kullanacağımız detektörün (süper Si(Li)), ^{55}Fe, ^{241}Am ve ^{57}Co radyoaktif kaynakları kullanılarak verim eğrileri ($I_0G\varepsilon$ faktörü) elde edildi. Her üç radyoaktif kaynak için, $I_0G\varepsilon$ faktörünün hesaplanması için kullanılan numuneler ve özellikleri Tablo 7, 8 ve 9'da verildi. Hesaplanan $I_0G\varepsilon$ faktörü değerleri Tablo 12, 14 ve 16'da verilirken, hesaplanan bu değerler denklem (38) ile verilen fonksiyona fit edildi. Fit eğrisi ve fit katsayıları ise Şekil 28, 29 ve 30'da verildi. Elde edilen $I_0G\varepsilon$ eğrilerini temsil eden fonksiyonlardan yararlanarak elementlere ait $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ karakteristik x-ışını şiddet oranları denklem (34) yardımıyla bulundu. Deneysel olarak bulunan bu sonuçlar Tablo 19'daki teorik değerlerle karşılaştırıldı. Bununla birlikte, $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranlarının artan atom numarasıyla 4. dereceden bir polinoma uyacak şekilde arttığı Şekil 31'de görülmektedir. Şiddet oranındaki bu artış atomdaki yörüngelerin sayısında ve buna bağlı olarak elektron sayısındaki artışa bağlanabilir. Tablo 28'de, artan atom numarasıyla artan elektron sayıları ve buna bağlı olarak gerçekleşmesi muhtemel geçiş olasılıkları görülmektedir. Örneğin ^{20}Ca'da sadece K_β geçişine $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 3}$ katkıda bulunurken, ^{48}Cd metali için $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, $K_{\beta 3}$, $K_{\beta 4}$, $K_{\beta 5}$ geçişleri K_β'ya katkıda bulunmaktadır. Böylelikle şiddet oranı da bir artış göstermektedir. Ayrıca Şekil 35'de gösterilen X-ışını geçiş ihtimaliyeti tablosuna bakıldığında bu durum daha iyi görülmektedir. Çünkü K_β geçiş oranı daha üst yörüngelerin doluluğuyla orantılı bir şekilde artmaktadır. Şekilde gösterilmemekle beraber daha üst yörüngelerden ardışık geçişler büyük atom numaralı elementlerde vuku bulmaktadır. Böylece elektron sayısıyla geçiş ihtimaliyeti de artar.

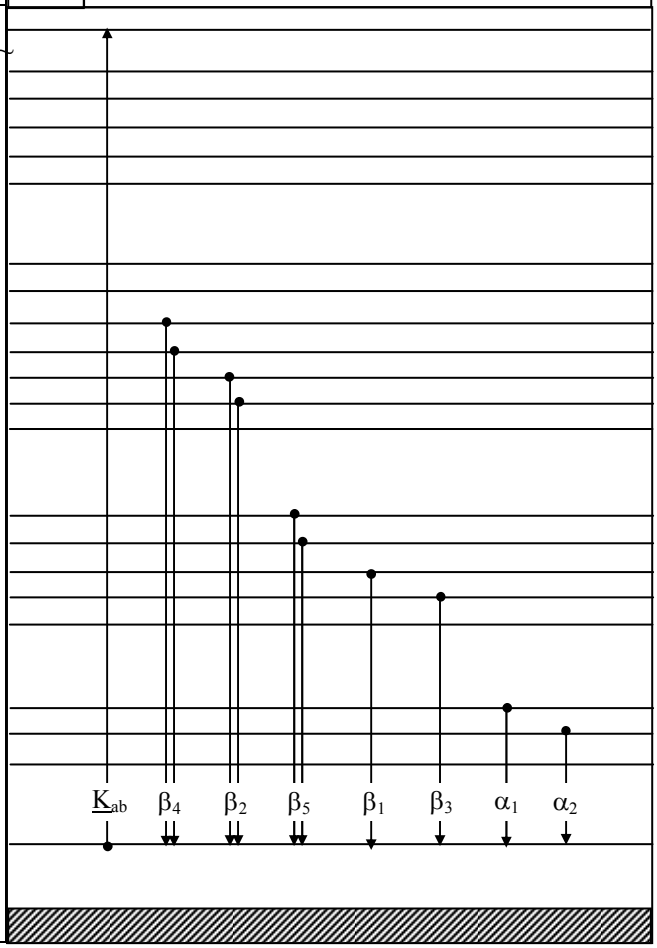
K tabakası X-ışını floresans tesir kesitleri deneysel olarak denklem (43)'den faydalanarak hesaplandı. Teorik olarak denklem (40) yardımıyla hesaplanan K tabakası X-ışını floresans tesir kesitleri ($\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$ ve $\sigma_{K\alpha,\beta}$) ifadeleri Tablo 27'de karşılaştırmalı olarak verildi.

Tablo 28. Ölçümlerde kullanılan metallerin elektronik konfigürasyonları, elektron geçişleri ve IK_β/IK_α şiddet oranları

Element	Elektronik Konfigürasyonu	Gözlenmesi beklenilen geçişleri		IK_β/IK_α
		β geçişleri	α geçişleri	
^{20}Ca	$[Ar]4s^2$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,130
^{24}Cr	$[Ar]4s^13d^5$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,132
^{26}Fe	$[Ar]4s^23d^6$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,135
^{27}Co	$[Ar]4s^23d^7$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,137
^{29}Cu	$[Ar]4s^13d^{10}$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,136
^{30}Zn	$[Ar]4s^23d^{10}$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,136
^{31}Ga	$[Ar]4s^23d^{10}4p^1$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,143
^{34}Se	$[Ar]4s^23d^{10}4p^4$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,167
^{39}Y	$[Kr]5s^24d^1$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,191
^{42}Mo	$[Kr]5s^14d^5$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$,$K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,197
^{48}Cd	$[Kr]5s^24d^{10}$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,212
^{49}In	$[Kr]5s^24d^{10}5p$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,219
^{50}Sn	$[Kr]5s^24d^{10}5p^2$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,221
^{52}Te	$[Kr]5s^24d^{10}5p^4$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,226
^{56}Ba	$[Xe]6s^2$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,238
^{73}Ta	$[Xe]6s^24f^{14}5d^3$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,271
^{74}W	$[Xe]6s^24f^{14}5d^4$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,274
^{83}Bi	$[Xe]6s^24f^{14}5d^{10}6p^3$	$K_{\beta1}$, $K_{\beta2}$, $K_{\beta3,}$ $K_{\beta4}$, $K_{\beta5}$	$K_{\alpha1}$, $K_{\alpha2}$	0,295

Not: $K_{\alpha1}$: $K\text{-}L_{III}$, $K_{\alpha2}$: $K\text{-}L_{II}$, $K_{\beta1}$: $K\text{-}M_{III}$, $K_{\beta2}$: $K\text{-}N_{III}$, $K\text{-}N_I$, $K_{\beta3}$: $K\text{-}M_{II}$, $K_{\beta4}$: $K\text{-}N_V$, $K\text{-}N_{IV}$ $K_{\beta5}$: $K\text{-}M_V$, $K\text{-}M_{IV}$, $K\text{-}N_{III}$

Kuantum Sayıları	Dolu Yörüngedeki Elektron Sayıları	Hal		Relatif Şiddet	-	<1	10	<1	27	13	100
n l j		Optik Gösterim	X-Işını Gösterimi	Çizgi/ Kenar	K_{ab}	β_4	β_2	β_5	β_1	β_3	α_1
			Atomun Dışı								
5 2 5/2	6	$5^2D_{5/2}$	OV								
5 2 3/2	4	$5^2D_{3/2}$	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								
	(18O)										
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	$4^2D_{5/2}$	NV								
4 2 3/2	4	$4^2D_{3/2}$	NIV								
4 1 3/2	4	$4^2P_{3/2}$	NIII								
4 1 1/2	2	$4^2P_{1/2}$	NII								
4 0 1/2	2	$4^2S_{1/2}$	NI								
	(32N)										
3 2 5/2	6	$3^2D_{5/2}$	MV								
3 2 3/2	4	$3^2D_{3/2}$	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 35. X-Işını spektrumu üreten elektron geçişleri

Bununla birlikte $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$ ve $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitlerinin atom numarasıyla değişimi Şekil 32, 33 ve 34'de verildi. Bu şekillerden de görüldüğü üzere aynı uyarıcı tarafından uyarılan elementlerde X-ışını floresans tesir kesiti atom numarasının artmasıyla artış göstermektedir. Bunun nedeni, atom numarasının artmasıyla tabakalardaki elektronların enerjilerinin ve buna bağlı olarak uyarılma ve karakteristik X ışınları yayımlanma ihtimalinin artmasıdır.

Çalışmada tahmin edilen toplam hata %4-5 olarak tahmin edilmektedir. Deneysel olarak ölçülmüş karakteristik K_α ve K_β X-ışınları piklerinin altındaki alanlardan ≤%3, soğurma düzeltmesinden ≈%2 ve verim hesabından ≈%3 hata oranı geldiği

düşünülmektedir. Şiddet oranı ölçümlerimizin, en güvenilir teorik hesaplama olan Scofield'ın (1974) değerlerinden olan sapması %1 olarak belirlenmiştir. Hansen'in (1970) yaptığı çalışmadan olan sapma ise %3 olarak hesaplanmıştır.

Bu çalışmada, diğer elementlerden (matris) kaynaklanan kimyasal etkiyi ihmal etmek ve teorik değerlere yakın en iyi deneysel sonucu elde etmek için Ca, Cr, Fe, Co, Cu, Zn, Ga, Se, Y, Mo, Cd, In, Sn, Te, Ba, Ta, W ve Bi gibi elementlerin sadece saf metal hali kullanılmıştır. Aksi takdirde, bileşik halindeki malzemelerde yapılacak ölçümlerde soğurma ve şiddetlendirme etkilerini de göz önüne almak gerekecekti. Bu yüzden mümkün olduğunca saf metaller temin edilebildiği ölçüde kullanılmıştır.

Elde edilen sonuçların, diğer deneysel ve teorik sonuçlarla karşılaştırılmasında iyi uyum içerisinde olduğu gözlendi. Bu bakımdan floresans tesir kesitlerinin ve şiddet oranının, element analizi için radyoizotop XRF tekniğinin kullanımıyla ilgili araştırmacılar için faydalı olacağı düşüncesine varıldı.

5. ÖNERİLER

Bu tezde üç farklı radyoizotop kaynak kullanılarak ve sadece elementlerin K tabakasının uyarılmasıyla $20 \leq Z \leq 83$ bölgesinde bulunan 18 tane metalin $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ şiddet oranları deneysel olarak hesaplanmış ve $\sigma_{K\alpha}$, $\sigma_{K\beta}$, $\sigma_{K\alpha,\beta}$ floresans tesir kesitleri deneysel ve teorik olarak belirlenmiştir. Bu konudaki yapılan çalışmaların vakum ortamında yapılarak şu ana kadar yapılan çalışmalardan farklılığı araştırılabilir. Ayrıca bu bölgedeki elementlerin teorik olarak daha önce hesaplanan K tabakasına ait floresans verimleri, deneysel olarak ölçülebilir.

Farklı radyoizotop kaynak kullanılarak aynı elementler için literatürden gerekli teorik ve deneysel verileri toplayarak L ve M tabakasına ait şiddet oranları ve floresans tesir kesitleri teorik ve deneysel olarak belirlenebilir.

Bu konudaki çalışmaların XRF tekniğinde gelişen analizör ve detektör teknolojisine paralel olarak tekrar edilmesinde fayda olduğu düşünülmektedir.

6. KAYNAKLAR

Al-Nasr, I.A., Jabr, I.J., Al-Saleh, K.A. ve Saleh, N.S., 1987. Measurement of K_α Cross-Sections and Fluorescence Yields for Elements in the Range $42 \leq Z \leq 57$ Using Radioisotope X-ray Fluorescence. Appl. Phys. A. 43, 71–73.

Bahn, C., Chaturvedi, S. N. ve Nah, N., 1981. X-Ray Spectrom. 10, 128.

Bambynek, W., 1984. X-Ray and Shell Processes in Atoms, Moleküler and Solids A. Meisel, Leipzig, DDR

Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Coursey, J. S. ve Zucker, D. S., 1998. XCOM: Photon Cross Sections Database, NİST Standart Reference Database 8 (XGAM)

Bertin, E. P. Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis, Second Edition, Planum Press, New York-London, 1975.

Broll, N., 1986. Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis. Theory and Practice of Fundamental Coefficient Method. X-Ray Spectrometry. 15, 271-285

Budak, G., Karabulut, A., Demir,L. ve Şahin,Y., 1999. Measurement of $K\alpha$ and $K\beta$ Fluorescence Cross Sections for Elements in the Range $44 \leq Z \leq 68$ at 59.5 keV. Physical Review A. 3,2015.

Debertin, K. ve Helmer, R. G., Garnma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Dedectors, EIsevier Science Publishers, New York, 1988.

Demir, L., 1991. Enerji Dispersive X-ışını Tekniğinde Molibden K_α ve K_β için Öz Soğurma Düzeltmesi, Yüksek lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Erzurum.

Dhal, B.B., Padhi, H.C., 1994. Relative K X-ray Intensities in Some Selected Elements Between Mn and Sb Following Ionization by 59.54 keV γ-Rays. Phys. Rev. A. 50, 1096–1100.

Durak, R., Erzeneolu, S., Kurucu,Y. ve Şahin, Y., 1998. Measurement of Photon-Induced L X-Ray Production Cross-Sections for Some Elements with $40 \leq Z \leq 70$ at 122 keV. Radiation Physics and Chemistry. 51,1, 45–48.

Ertuğral, B.,1999. $52 \leq Z \leq 68$ Bölgesindeki Bazı Elementlerin K Tabakasından L tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Trabzon.

Ertuğral, B., 2004. K Tabakasından L tabakasına Boşluk Geçişi İhtimaliyetlerinin Ölçülmesi İçin Bir Metot, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Trabzon.

Ertuğral, B., Apaydın, G., Çevik, U., Ertuğrul, M. ve Kobya A.İ. K_β/K_α X-Ray Intensity Ratios for Elements in the Range $16 \leq Z \leq 92$ Excited by 5.9, 59.5 and 123.6 keV Photons. *Radiation Physics and Chemistry*. In Press, Corrected Proof, *Available online 5 June 2006.*

Ertuğrul, M. ve Şimsek, Ö ., 2002. Measurement of $K_{\beta 2'}/K_{\beta 1'}$ and $K_{\beta 2'}/K_{\alpha 1}$ Relative Intensities With ^{57}Co for Heavy Elements. J. Phys. B.35, 601–604

Ertuğrul, M., Sögüt, Ö ., Şimsek, Ö . ve Büyükkasap, E., 2001. Measurement of K_β/K_α Intensity Ratios for Elements in the Range $22 \leq Z \leq 69$ at 59.5 keV. J. Phys. B. 34, 909–914

Erzeneoğlu, S., 1990. 59,5 keV Enerjili Gama Işınları Kullanılarak Sn ve Ta' da Atom Başına Koharent Saçılma Diferansiyel Tesir kesitlerinin Farklı açılarda Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Erzurum.

Garg, M.L., Mehta, D., Kumar, S., Mangal, P.C. ve Trehan, P.N., 1985. Energy Dependence of Photon-Induced K_α and K_β X-Ray Fluorescence Cross-Sections for Some Elements with $20 \leq Z \leq 56$. X-Ray Spectrom. 14, 165–169.

Hansen, J. S., Freund, H. U. ve Fink. R. W., 1970. *Nucl. Phys.* A. 142, 604.

Hofstadter, R., 1948. Alkali Halide Scintillation Counters, Phys. Rev. 74, 100-101

Hubbell, J.H., ve Seltzer, S.M., 1995. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. NISTIR 5632.

Hubbell, J.H., Trehan, P.N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M.L., Garg, R.R., Singh, S. ve Puri, S., 1994. A Review, Bibliography, and Tabulation of K, L, and Hinger Atomic Shell X-Ray Fluorescence Yields. J. Phys. Chem. Ref. Data. 23, 339–364.

Jerkins, R., Manne, R., Robin, R. ve Senemaud, C., 1991. Nomenclature, Symbols, Units and Their Usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-Ray Spectroscopy, X-Ray Spect., 20 , 149.

Krause, M. O., Nestor C. W., Sparks C. J. ve Ricci, E., 1978. X-Ray Fluorescence Cross Sections for K and L X-Rays of The Elements, Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL-5399.

Krause, M.O., 1979. Atomic Radiative and Radiationless Yields for K and L Shell. J. Phys. Chem. Ref. Data. 8, 307–327.

Rani, A., Koshal, R.K., Chaturvedi,S.N. ve Nath, N., 1988. Photon-Excited K X-Ray Fluorescence Cross-Sections Measurements for Some Low Z Elements. X-ray Spectrom. 17, 53–54.

Rao, D.V., Cesareo, R. ve Gigante, G.E., 1993. Measurements of Li, La, Lb and Lg X-Ray Fluorescence Cross-Sections in Heavy Elements Excited by 36.62, 48.30, 50.20 and 53.50 keV. X-ray Spectrom. 22, 401–405.

Rao, V.N., Reddy, S.B., Satyanarayana, G. ve Sastry, D.L.,1986. K_β/K_α X-ray intensity ratios. Physica B and C. 143, 375–380

Şahin, M., Demir, L. ve Budak, G., 2005. Measurement of K X-Ray Fluorescence Cross-Sections and Yields for 5.96 keV Photons. Applied Radiation and Isotopes. 63, , 141-145.

Şahin, Y., 1999. Çekirdek Fiziginin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, Erzurum, 340 s.

Scofield, J.H., 1974. Relativistic Hartree–Slater Values for K and L X-Ray Emission Rates. Atom. Data Nucl. Data. 14, 121–137.

Siebahn, K., 1974. Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Company, 1

Williams, K. L., 1987. An Introduction to X-ray Spectrometry: X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe, Allen and Unwin, London.

Zou,Y., Oura, M., Hutton, R., Yamaoka, H., Takeshima, N., Takahiro., Kawatsura, K. ve Mukoyama, T., 2006. Study of Vacancy Decays in the L-Shell Photoionization of Barium in the Evcitation Energy Range 5.6- 30keV: From L_2 Edge to Energy High Above the Thresholds of double L-Vacancy Production. J. Phys. B: At. Mol.Opt. Phys. 39, 4775–4788.

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Gümüşhane ili merkez Mescitli köyünde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Gümüşhane'de tamamladı. 2000 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde başladığı lisans eğitimini 2004 yılında tamamladı.

Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı. Selim KAYA İngilizce bilmektedir.