

**BAZI BİLEŞİKLERDE FOTON ÇOĞALMA
FAKTÖRÜNÜN SAÇILMA AÇISI VE NUMUNE
KALINLIĞI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ**

Aytaç LEVET

Doktora Tezi

**Fizik Anabilim Dalı
Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR
2011**

Her Hakkı Saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**BAZI BİLEŞİKLERDE FOTON ÇOĞALMA FAKTÖRÜNÜN
SAÇILMA AÇISI VE NUMUNE KALINLIĞI İLE DEĞİŞİMİNİN
İNCELENMESİ**

Aytaç LEVET

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2011

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

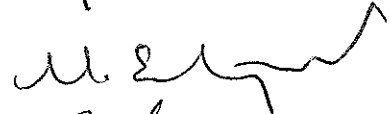
BAZI BİLEŞİKLERDE FOTON ÇOĞALMA FAKTÖRÜNÜN SAÇILMA
AÇISI VE NUMUNE KALINLIĞI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR danışmanlığında, Aytaç LEVET tarafından hazırlanan bu çalışma 02.12.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Gökhan BUDAK

İmza : 

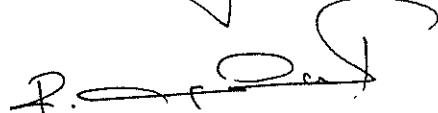
Üye : Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL

İmza : 

Üye : Prof. Dr. Rıdvan DURAK

İmza : 

Üye : Doç. Dr. Recep POLAT

İmza : 

Üye : Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR

İmza : 

(imza)

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Doktora Tezi

BAZI BİLEŞİKLERDE FOTON ÇOĞALMA FAKTÖRÜNÜN SAÇILMA AÇISI VE NUMUNE KALINLIĞI İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

Aytaç LEVET

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR

Bu çalışmada, bazı kimyasal bileşiklerde, farklı foton enerjileri için toplam saçılma açısını ve numune kalınlığını değiştirerek Enerji Dispersive X-Işını Floresans spektroskopisi (EDXRF) sisteminde foton çoğalma faktörleri hesaplanmıştır. Seçtiğimiz bileşikler, yaptığımız geniş kapsamlı literatür taramasında bulunmayan bileşiklerden oluşturmaktadır.

Çalışmamızın birinci bölümünde V_4O_{10} , $NaCO_3H_2O$, $Fe(NO_3)_3$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$, MoS_2 , $C_6H_5FeO_7H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $CuCl$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için çapları 2,0 mm, 3,6 mm, 7,4 mm, 8,9 mm, 14,4 mm olan 5 kolimatör ve enerji kaynakları olarak ^{241}Am , ^{137}Ba ve ^{157}Gd kaynakları kullanılmıştır. Bu deneysel çalışmada her ölçüm üç kez tekrarlanarak foton çoğalma faktörünün değişimi incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, literatürde mevcut olan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen veriler, radyasyon zırhlama parametreleri açısından nasıl değiştiği tartışılmıştır.

Çalışmamızın ikinci bölümünde, CaO_2 , $MgCl_2$, $NiCl_2$, V_3O_5 bileşiklerinin kalınlıkları değiştirilerek foton çoğalma faktörünün değişimi incelenmiştir. Ölçümler, 0,43 mm-3,95 mm aralığında beş farklı kalınlık için yapılmış olup enerji kaynağı olarak ^{241}Am ve ^{109}Cd kaynakları kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar, radyoterapide X-ışını dozunun doğru olarak belirlenmesi ve radyasyonu azaltmak için kullanılan zırhlama tekniğindeki, zırh kalınlığının nasıl değişmesi gerektiği tartışılmıştır.

2011, 73 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Foton çoğalma faktörü, EDXRF, kimyasal bileşikler, toplam saçılma açısı.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

PHOTON BUILDUP FACTOR INVESTIGATION DEPENDING ON THE TOTAL SCATTERING ANGLE AND SAMPLE THICKNESS IN THE SOME COMPOUNDS

Aytaç LEVET

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Yüksel ÖZDEMİR

In this study, photon buildup factors were calculated for chemical samples in the different photon energies of the changing total scattering angle and sample thickness by the Energy Dispersive X-ray fluorescence spectroscopy (EDXRF) system. Chosen compounds, which did not in the comprehensive literature review.

The first part of this study, five collimator whose diameters are 2.0 mm, 3.6 mm, 7.4 mm, 8.9 mm, 14.4 mm and as energy sources ^{241}Am , ^{137}Ba and ^{157}Gd were used for V_4O_2 , $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, MoS_2 , $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, CuCl , $\text{Co}(\text{SCN})_2$ compounds. In this experimental study, change the buildup factor was investigated by repeated three times of each measurement. The results obtained are compared with existing in the literature. The data obtained are discussed how to change the terms of the parameters of radiation shielding.

In the second part of our study, changing the buildup factor were investigated by changing the thickness of CaO_2 , MgCl_2 , NiCl_2 , V_3O_2 compounds. The measurements are made of in the range 0.43 mm- 3.95 mm of five different thicknesses and as energy sources, ^{241}Am and ^{109}Cd sources were used. The results obtained was discussed how the need for change in the thickness of shield in used for reduce radiation determining the correct dose of X-ray in radiotherapy.

2011, 73 pages

Keywords: Buildup factor, EDXRF, chemical compounds, total scattering angle.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma, Atatürk Üniversitesi Fen Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır.

Çalışmalarım boyunca her türlü desteği sağlayan çok değerli hocam Sayın Doç. Dr. Yüksel ÖZDEMİR'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım süresinde yakın ilgi ve görüşleriyle katkıda bulunan Sayın Prof. Dr. Rıdvan DURAK ve Sayın Prof. Dr. Mehmet ERTUĞRUL'a ayrıca çalışmalarda bana yardımcı olan Sayın Yrd. Doç. Dr. Murat KURUDİREK ve Sayın Oğuzhan ÖZAKIN'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında desteklerini esirgemeyen başta bölüm başkanı Sayın Prof. Dr. Abdulmecit TÜRÜT olmak üzere Fizik Bölümü elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Her türlü desteğini esirgemeyen ve hep yanımda olan aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Aytaç LEVET

Kasım 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	5
2.1. Uyarma olayı	5
2.2. Atomların uyarılma mekanizmaları	5
2.2.1. Termal uyarma	5
2.2.2. Optik uyarma	7
2.2.3 Çarpışma ile uyarma	8
2.3. Elektromanyetik radyasyon	9
2.4. Gama ışınları	12
2.5. X-ışınları	12
2.6. Nötronlar	14
2.7. Radyoaktif ışınlar	14
2.8. X-Işınlarının madde ile etkileşimleri	15
2.8.1 Fotoelektrik olay	15
2.8.2 Çift oluşum	16
2.9. Elektromanyetik radyasyonun saçılması	17
2.9.1 Koherent saçılma	17
2.9.1.a. Rayleigh saçılması (bağlı elektrondan rezonans saçılma)	18
2.9.1.b. Delbrück saçılması	19
2.9.1.c. Nükleer rezonans saçılma	19
2.9.1.d. Nükleer Thomson saçılması	19
2.9.2. İnkoherent saçılma	20
2.9.2.a. Compton saçılması	21

2.9.2.b. Nükleer Compton saçılması	23
2.9.2.c. Raman saçılması	23
2.10. Hızlı nötronların madde ile etkileşimi	24
2.11. X-Işını ve γ -ışını azaltma katsayıları (foton etkileşimi ve foton enerji absorpsiyonu için)	24
2.11.1. Lineer azaltma katsayısı	26
2.11.2. Kütle azaltma katsayısı	26
2.11.3. Atomik azaltma katsayısı	27
2.11.4. Molar azaltma katsayısı	27
2.12. Yarı kalınlık ve soğurma tesir kesiti	29
2.13. Tesir kesiti	30
2.13.1. Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti	31
2.13.2. İnkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti	31
2.14. Foton çoğalma faktörü	32
3. MATERYAL ve YÖNTEM	35
3.1. EDXRF sistemi	35
3.1.1. Si(Li) dedektörlerinin çalışma prensibi	35
3.1.2. Sayma sistemi	37
3.1.3. Yüksek voltaj kaynağı	38
3.1.4. Ön yükseltici	38
3.1.5. Yükseltici	38
3.1.6. Analog dijital dönüştürücü	39
3.1.7. Çok kanallı analizör	39
3.2. Dedektör verimi	40
3.3. Dedektör verim eğrilerinin elde edilmesi	40
3.4. Numunelerin hazırlanması	43
3.5. Deney geometrisi ve ölçüm şartları	44
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	46
4.1. Kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	46
4.2. Numune kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	62
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	67
5.1. Numune kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	68

5.2. Kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	69
KAYNAKLAR	70
ÖZGEÇMİŞ	73

SİMGELER DİZİNİ

A	Genlik
A^R	Rayleigh saçılma genliği
A^D	Delbrück saçılma genliği
A^N	Nükleer rezonans saçılma genliği
A^T	Nükleer Thomson saçılma genliği
ADC	Analog sayısal dönüştürücü
B	Buildup faktörü genlik
c	Işık hızı
E	Enerji
EDXRF	Enerji ayrımlı X-ışını floresans
FWHM	Yarı yükseklikteki tam genişlik
h	Planck sabiti
G	Geiger sayacının kazancı
G-P	Geometrik dizin
I	Şiddet
I_b	Bağlanma enerjisi
K_e	Kinetik enerji
m	Elektron kütlesi
m_0	Elektronun durgun kütlesi
mfp	Ortalama serbest yol
N	Elektronegatiflik
N_i	Ölçüm Sayısı
p	Momentum
r_e	Klasik elektronun yarıçapı
SC	Sintilasyon sayacı
T.	Elektronun kinetik enerjisi
T_+	Pozitronun kinetik enerjisi
t	Kalınlık
XRF	X-ışını floresans

Z	Atom numarası
μ	Lineer soğurma katsayısı
ρ	Yoğunluk
λ	Dalgaboyu
ν	Frekans

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Rezonans çizgiler.....	8
Şekil 2.2. Elektromanyetik dalga.....	9
Şekil 2.3. Elektromanyetik radyasyon tipleri.....	10
Şekil 2.4. Compton saçılma temsili.....	21
Şekil 2.5. X- ve γ - ışınlarının azaltılması.....	25
Şekil 3.1. p-i-n dedektörünün (a) bir kesiti (b) Enerji bant profili (c) taşıyıcıların absorpsiyon karakteristikleri.....	36
Şekil 3.2. Sayma sistemi.....	37
Şekil 3.3. Teorik Si(Li) dedektör veriminin enerji ile değişimi.....	43
Şekil 3.4. Deney geometrisinin şematik gösterimi.....	44
Şekil 4.1. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi ...	51
Şekil 4.2. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.....	51
Şekil 4.3. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.....	52
Şekil 4.4. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. .	52
Şekil 4.5. ^{137}Ba kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.....	53
Şekil 4.6. ^{137}Ba kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. ..	53
Şekil 4.7. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{Co}(\text{SCN})_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. ..	54
Şekil 4.8. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. ..	54
Şekil 4.9. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, MoS_2 , $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. ..	55
Şekil 4.10. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, CuCl , bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. ..	55
Şekil 4.11. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi..	56
Şekil 4.12. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda MoS_2 , $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$, $\text{Co}(\text{SCN})_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi. .	56
Şekil 4.13. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi ..	57
Şekil 4.14. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, $\text{Co}(\text{SCN})_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.....	57
Şekil 4.15. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.....	58

Şekil 4.16.	^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi	58
Şekil 4.17.	^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{Co}(\text{SCN})_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi	59
Şekil 4.18.	^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi	59
Şekil 4.19.	^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi	60
Şekil 4.20.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi ..	60
Şekil 4.21.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda V_4O_2 , CuCl , $\text{Co}(\text{SCN})_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi	61
Şekil 4.22.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	61
Şekil 4.23.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için CaO_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	63
Şekil 4.24.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için MgCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	63
Şekil 4.25.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için V_3O_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	64
Şekil 4.26.	^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için NiCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	64
Şekil 4.27.	^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için MgCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	65
Şekil 4.28.	^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için V_3O_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi	65
Şekil 4.29.	^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için NiCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişim.....	66
Şekil 5.1.	Kaynaktan dedektöre ulaşan yayınlanan ve saçılan fotonların ışın diagramı (Midgley 2006).	69

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Elektromanyetik spektrumunda, farklı bölgelerdeki elektromanyetik dalgaların dalgaboyu, frekansı ve enerjisi.....	11
Çizelge 2.2. Değişik koherent saçılma genliklerinin katkılarının rölatif önemi	20
Çizelge 3.1. Teorik Si(Li) dedektör veriminin enerjiye bağımlılığı	42
Çizelge 4.1. $^{137}\text{Ba } K\alpha_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.....	47
Çizelge 4.2. $^{137}\text{Ba } K\alpha_2$ için foton çoğalma değerleri.	47
Çizelge 4.3. $^{137}\text{Ba } K\beta_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.....	48
Çizelge 4.4. $^{157}\text{Gd } K\alpha_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.....	48
Çizelge 4.5. $^{157}\text{Gd } K\alpha_2$ için foton çoğalma faktörü değerleri.	49
Çizelge 4.6. $^{157}\text{Gd } K\beta_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.....	49
Çizelge 4.7. $^{157}\text{Gd } K\beta_2$ için foton çoğalma faktörü değerleri.....	50
Çizelge 4.8. $^{241}\text{Am } K\alpha$ için foton çoğalma faktörü değerleri.	50
Çizelge 4.9. $^{241}\text{Am } K\alpha$ için numune kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değerleri.	62
Çizelge 4.10. $^{109}\text{Cd } K\alpha$ için numune kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değerleri.	62

1.GİRİŞ

Herhangi bir maddeden geçen X-ışını veya γ -ışınlarının şiddetinde bir azalma meydana gelir. Şiddetteki bu azalmanın sebebi fotonların madde tarafından soğrulması veya saçılmasıdır. Bir X-ışını veya γ -ışını fotonu soğurucu elementin elektronlarından birisi ile etkileştiğinde saçılma meydana gelebilir. Eğer bu etkileşimde saçılan fotonun enerjisinde herhangi bir değişiklik olmazsa saçılmanın elastik veya koherent olduğu söylenir. Koherent saçılan radyasyonun enerjisi değişmeden kalır ve saçılan ışın demeti ile gelen ışın demetinin fazları arasında belirli bir ilişki vardır. Çarpışma işleminde gelen X-ışını veya γ -ışını fotonu enerjisinin küçük bir kesri hedef elementin kendisine zayıfça bağlı elektronlarından birine aktarılabilir. Bu şekilde meydana gelen saçılma incoherent saçılmadır. İnkoherent saçılmada, gelen demet ile saçılan demet arasında herhangi bir faz ilişkisi yoktur. Compton saçılması atomun iyonlaşması ile sonuçlanan baskın bir inelastik saçılmadır. X-ışını veya γ -ışınlarının atomlardan elastik ve inelastik saçılması radyasyon-madde etkileşimlerinin önemli süreçlerinden biridir. X-ışınlarının saçılması, X-ışını radyografisi, X-ışını görüntüleme ve X-ışını kırınımı gibi önemli uygulama alanlarına sahiptir.

Yirminci yüzyılın sonlarına doğru nükleer radyasyon kullanımı, medikal, gıda sektörü, endüstriyel, radyoterapi, biyolojik ve kimyasal alanlar başta olmak üzere pek çok alanda etkin bir şekilde kullanılmaya başlanmıştır. X-ışını ve γ -ışınlarının günümüzde de bu kadar yaygın bir şekilde kullanılması, canlı organizmalar için tehlikeli olduğundan radyasyon kaynaklarını kullananlar birincil ve ikincil radyasyonlardan korunmalıdırlar. Radyasyondan korunmak ve istenilen değerlerde çalışmak için radyasyon fizikçileri ve mühendisleri zırhlama yöntemiyle istenilmeyen radyasyonu bertaraf etmeye çalışırlar. Zırh tasarımı yaparken çoklu saçılmalardan dolayı meydana gelen ikincil fotonların oluşturduğu radyasyon istenilmeyen bir durumdur. X-ışını veya γ -ışınlarından oluşan bir şua maddenin yüzeyine düştüğünde demeti oluşturan fotonların maddenin atomları ile etkileşmesiyle bu şua soğrulur, saçılır ve/veya geçirilir (El-Kateb *et al.* 2000). Monokromatik paralel bir X-ışını demeti bir maddeden geçirildiğinde çıkan demetin

şiddetinde bir azalma olur. I_0 şiddetinde bir X-ışını demeti, t kalınlığındaki bir maddeyi geçtikten sonra şiddetindeki azalma, $I(E) = I_0(E).e^{-\mu t}$ olarak ifade edilir. Bu Lambert kanunu olarak bilinir. Burada μ lineer soğurma katsayısıdır. Lineer soğurma katsayısı birim kalınlık başına düşen soğurulma olarak tanımlanır. Madde içine giren elektromanyetik radyasyon, madde atomuna bağlı elektronlar, serbest elektronlar ve çekirdekle etkileşir. Bunlar, fotoelektrik, çift oluşumu, Compton ve Koherent olaylar olarak tanımlanır. Bu olayların meydana gelme ihtimali fotonun enerjisine bağlıdır. Örneğin; 0,001 MeV'den 0,5 MeV'e kadar fotoelektrik olay, 0,1 MeV'den 0,5 MeV'e kadar saçılma olayı daha etkili iken 1,02 MeV'den başlayan ve daha yüksek enerjili fotonlar için çift oluşumu olayı oluşur (Siegbahn 1974). Yoğunluktan bağımsız bir nicelik olan kütle azaltma katsayısı radyasyonun madde içinde azalmasını belirleyen elverişli bir parametre olup, maddenin birim alan başına düşen birim kütlesiyle gelen fotonlar arasında etkileşme meydana gelme ihtimaliyetini ifade eder. Öte yandan, kütle enerji soğurma katsayısı ise bu etkileşimlerin sonucu olarak, gelen foton enerjisinin maddenin atomlarındaki yüklü parçacıklara kinetik enerji olarak transfer edilen miktarını temsil eden bir niceliktir. Dolayısıyla, kütle enerji azaltma katsayısı medikal ve sağlık fiziğinde soğurulan doz miktarını belirlemede kullanılan önemli bir parametredir. Ayrıca, bazı durumlarda örneğin fotonla etkileşen numunenin kalınlığı çok fazla olduğunda ya da gelen radyasyon demetinin ıraksaması ile madde içerisinde meydana gelen çoklu saçılma olayından dolayı ikincil fotonlar meydana gelebilir. Bu da madde ile etkileştikten sonraki toplam foton sayısında bir artışa sebep olacaktır. Bu artan toplam foton miktarı herhangi bir etkileşime uğramadan geçen fotonların yanında saçılan fotonların da dâhil olduğu miktarı temsil eder. Genel olarak yukarıda ifade edilen Lambert Beer yasasında, bir ortamdan geçen I_0 şiddetindeki foton şuasının ortamı terk ederken, I şiddeti ifadesi exponansiyel olarak değişmektedir. Ancak farklı açılardan gelen saçılmalar nedeniyle bu eşitliğe, deneysel ölçümlerle uyuşması için bir foton çoğalma düzeltme faktörü gerektirir. Böylece eşitlik $I(E) = BI_0(E).e^{-\mu t}$ halini alır. Burada B Foton çoğalma faktörüdür ve her zaman $B \geq 1$ değerindedir (Babapour *et al.* 2008). Foton çoğalma (buildup) faktörü, verilen bir noktadaki toplam foton sayısına dâhil olan ikincil fotonların miktarını temsil eden fiziksel bir niceliktir. Bu faktör herhangi bir noktadaki toplam foton miktarının o noktaya herhangi bir

etkileşime uğramadan gelen foton miktarına oranı olarak da tanımlanır. Foton çoğalma faktörü, enerji soğurma ve maruz kalma foton çoğalma faktörü olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Maruz kalma foton çoğalma faktöründe ilgilenilen nicelik gelen fotonlara maruz kalma olmakla birlikte enerji soğurma foton çoğalma faktöründe ilgilenilen nicelik fotonla etkileşen madde içerisinde depo edilen veya soğurulan enerji miktarıdır. Dedektörün cevap fonksiyonunda enerji soğurma foton çoğalma faktörü için madde içerisindeki soğurma dikkate alınırken maruz kalma foton çoğalma faktöründe havadaki soğurma dikkate alınır (Kurudirek 2011). Literatürde çeşitli madde ortamlarında enerji soğurma ve maruz kalma foton çoğalma faktörü çalışmaları mevcuttur (Harima *et al.* 1986; Sakamoto *et al.* 1988; Brar *et al.* 1999; Sidhu *et al.* 2000; Singh *et al.* 2008; Singh *et al.* 2009; Manohara *et al.* 2010).

γ -ışını foton çoğalma faktörü, nükleer laboratuvarlarda ve sağlık fiziği alanında radyasyondan korunmak için yapılan reaktör zırhlanmalarının dizaynındaki hesaplamaların yapılması için ihtiyaç duyulan önemli bir düzeltme faktördür (Al-Baiti 2009). Foton çoğalma faktörü kaynak fotonlarının yayılma yönü, enerjisi, dedektör rezülasyonu, kaynak-dedektör pozisyonu, geometrik konfigürasyon ve nüfuz mesafesi (numune kalınlığı) gibi pek çok parametreyle değişebilir (Jones *et al.* 1995). Foton çoğalma faktörünün doğru hesaplamalar ve uygulamaları için farklı araştırmacılar foton çoğalma faktörü üzerindeki farklı parametrelerin etkisini araştırmak için çalışmalar yürütülüyor. Radyoterapide X-ışını etkilerini azaltmak için kullanılan zırhlanmalarda foton çoğalma faktörü kullanılarak blok kalınlıkları belirlenmiştir. Literatürde foton çoğalma faktörü ile ilgili pek çok çalışma mevcuttur, farklı enerjilerde ve farklı kalınlıklarda (El-Hosiny *et al.* 1999; Shimizu 2002; Shimizu *et al.* 2004; Singh *et al.* 2008; Overcamp 2009; Kucuk 2010), zırhlama teknolojisinde (Shultis and Raw 2005; Suteau and Chiron 2005; Trontl *et al.* 2007) biyolojik numunelerde (Sidhu *et al.* 2000; Singh *et al.* 2002), kimyasal bileşiklerde (Barar 1999; Turgut vd. 2002; Turgut vd. 2005; Singh *et al.* 2009), düşük ve yüksek Z'li elementlerde (Shimizu *et al.* 2002; Shimizu 2004) foton çoğalma etkileri araştırılmıştır. Hirayama and Trubey (1988) düşük enerjili γ -ışınları için maruz kalma foton çoğalma faktörü üzerine, koherent ve inkoherent saçılmalarının etkilerini çalışmışlardır.

Kütle azaltma katsayıları değerleri, 1 keV'den 100 GeV'e kadar değişen enerjilerde de verilmiştir (Lide 1996). Bu tablo değerleri, 1 keV ile 100 GeV arasındaki enerjiler için herhangi bir element, bileşik yâda karışımın foton etkileşim tesir kesitlerinin veya kütle azaltma katsayılarının hesaplanması için geliştirilen ve XCOM adı verilen bir bilgisayar programı yardımıyla elde edilebilmektedir (Berger and Hubbell 1987-1999). Daha sonra bu program, tesir kesiti ve kütle azaltma verilerinden oluşan tabloları önceden tanımlanmış bir Microsoft Excel şablonuna taşıma kolaylığı sağlayan WinXCom adı verilen bir program sayesinde Windows ortamına taşınmıştır (Gerward *et al.* 2001).

Bu çalışmada, V_4O_{10} , $NaCO_3H_2O$, $Fe(NO_3)_3$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$, MoS_2 , $C_6H_5FeO_7H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $CuCl$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için, çapları 2,0 mm, 3,6 mm, 7,4 mm, 8,9 mm ve 14,4 mm olan 5 kolimatör kullanılarak foton çoğalma faktörünün değişimi gözlemlenmiştir. Ölçümlerde enerji kaynağı olarak birincil ve ikincil kaynaklar kullanıldı. ^{241}Am birincil radyoaktif kaynak olarak kullanılmış olup, numuneler kaynak ve dedektör arasına yerleştirilerek transmisyon ölçümler alınmıştır. İkincil kaynak olarak kullanılan ^{137}Ba ve ^{157}Gd elementleri ^{241}Am halka kaynak tarafından uyarılarak karakteristik X-ışınlarıyla ölçüm numunelerinden transmisyon ölçümleri Si(Li) dedektör ile alınmıştır. Ayrıca ^{241}Am ve ^{109}Cd radyoaktif kaynakları kullanılarak, CaO_2 , $MgCl_2$, $NiCl_2$, V_3O_2 bileşiklerinin kalınlıkları değiştirilerek foton çoğalma faktörünün değişimi gözlemlenmiştir. Alınan her ölçüm 3 defa tekrar edilerek güvenilir sonuçlar elde edilmeye çalışılmıştır. Ölçümler Matlab programı yardımıyla Excel'e aktarılarak her bir ölçüm ayrı ayrı Orjin Pro 7.5 programında çizilmiş ve pikler fit edilerek sayım şiddetleri elde edilmiştir. Deneysel olarak elde edilen $I_{ölçülen}$ şiddet değerinin, teorik olarak bulunan $I_{hesaplanan}$ şiddet değerine oranı foton çoğalma faktörünü verecektir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Uyarma olayı

Herhangi bir yolla atomdan elektron sökülmesi veya elektronun bir üst seviyeye çıkarılması ile atomu kararsız hale getiren her olaya uyarma diyebiliriz. Uyarılan atom, yörünge elektronlarının yeniden düzenlenmesinde genellikle foton yayınlar ve bu fotona karakteristik X-ışını denir. Bu ışınların spektrumlarına X- ışını flüoresans spektrumu adı verilir.

2.2. Atomların uyarılma mekanizmaları

Dış etkiler olmadığı sürece atomların hepsi enerjilerinin minimum değerine karşılık gelen temel halde olur. Atomlar, uyarılmış hallere yalnız dış etkiler sonucu geçebilir. Atomların genel uyarılma mekanizmalarını şu şekilde sıralayabiliriz.

2.2.1. Termal uyarma

Birim hacimde N sayıda aynı tür atom bulunduğunu varsayalım. Eğer sıcaklık mutlak sıfırda olursa, bu atomların hepsi temel halde olur. Sıcaklık mutlak sıfırdan büyük olduğunda, atomların bir kısmı temel halden uyarılmış hallere (enerji seviyelerine) göre dağılırlar. Bu olaya termal uyarma denir.

Termal uyarılan atomların elektromanyetik enerji yayınlanmasına termal radyasyon yayınlanması adı verilir. Sıcaklık arttıkça, termal radyasyon yayınlanmasının şiddetinin artacağı açıktır.

Termodinamik denge halinde atomların farklı enerjili seviyelerine göre dağılması Boltzmann kanunu ile verilir. Bu kanun, birim hacimdeki m ve i uyarılmış seviyelerdeki atomların sayısı için aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$N_m = N_i \frac{g_m}{g_i} \exp\left[-\frac{E_m - E_i}{kT}\right] \quad (2.1)$$

Burada; g_m, g_i, E_m ve E_i sırasıyla m ve i uyarılmış enerji seviyelerin istatistik ağırlıkları ve enerjileri, k Boltzmann sabiti, T ise sıcaklıktır. (2.1) ifadesindeki sıcaklık, atomların uyarılmış enerji seviyelerine göre dağılımı karakterize eder ve uyarılma sıcaklığı diye adlandırılır.

Benzer olarak, atomun temel ve herhangi bir m uyarılmış seviyesi için aynı kanunu yazalım:

$$N_m = N_1 \frac{g_m}{g_1} \exp\left[-\frac{E_m - E_1}{kT}\right] = N_1 \frac{g_m}{g_1} \exp\left[\frac{\varepsilon_m}{kT}\right] \quad (2.2)$$

(2.1) ve (2.2) ifadelerinden görüldüğü gibi $T \rightarrow 0$ 'a yaklaştıkça, $N_m \rightarrow 0$ 'a yaklaşır. Yani sıcaklık sıfıra yaklaştıkça, herhangi bir uyarılmış haldeki atomların sayısı sıfıra yaklaşır. Başka bir deyişle, atomların hepsi temel halde olur.

Termodinamik denge koşulunda, sıcaklığın istenilen bir değerinde

$$N_1 > N_2 > N_3 > \dots, \quad (2.3)$$

olur. Burada N_1 , birim hacimde temel halde olan atomların sayısı, N_2, N_3, \dots ise sırasıyla birinci, ikinci, ... uyarılmış haldeki atomların sayısıdır.

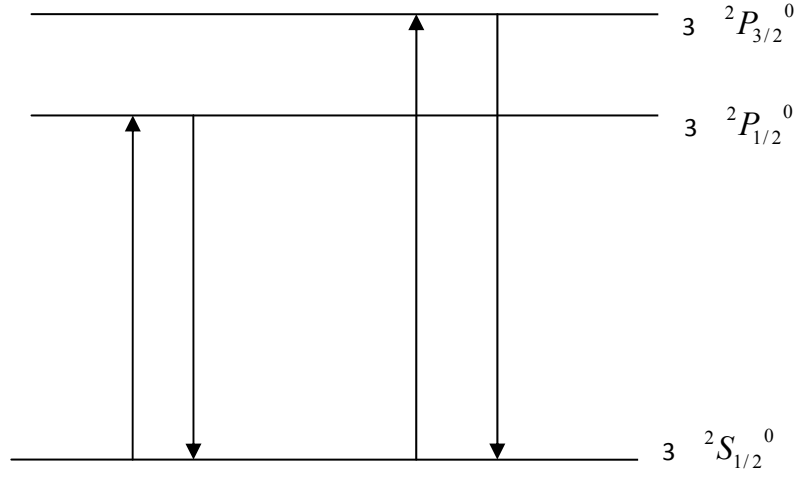
2.2.2. Optik uyarma

Atomlar optik yollarla da uyarılabilirler. Temel halde bulunan atomlar, üzerlerine düşen ışık fotonlarını soğurarak temel halden uyarılmış hallere geçebilir. Atomun temel halden herhangi bir uyarılmış hale geçmesi için, üzerine düşen fotonun enerjisinin, söz konusu seviyenin uyarılma enerjisinden küçük olmaması gerektiği açıktır. Eğer atom üzerine düşen fotonun enerjisi, seviyenin iyonlaşma enerjisinden küçük değilse atom elektron kaybeder veya iyonlaşır. Bu olaya fotoiyonizasyon denir.

Uyarılmış seviyelerin yaşam süresi çok kısadır. Bu nedenle optik uyarma bittikten sonra atom bir süre elektromanyetik ışınım yayınlamaya devam eder. Optik yolla uyarılmış atomların elektromanyetik ışınım yayınlamasına, fotoluminesans denir. Foto uyarma bittikten sonra ışınım yayınlaması kısa süre devam ederse yayınlama flüoresans diye adlandırılır.

Atom belli ν frekanslı fotonları soğurarak temel halden herhangi bir hale uyarılırsa ve hemen aynı frekanslı foton yayınlamaya tekrar temel hale geçerse, elektromanyetik radyasyon yayınlamasına rezonans yayınlaması denir. Rezonans yayınlamasına karşılık gelen spektral çizgilere, rezonans çizgiler olarak adlandırılır. Rezonans çizgiler atomun temel ve ona en yakın uyarılmış seviyeleri arasında meydana gelir ve buna göre atomun en şiddetli çizgileridir.

Şekil 2.1'de NaI'un spektrumunda meydana gelen D_1 ve D_2 rezonans çizgilerine karşılık gelen geçişler gösterilmektedir.



Şekil 2.1. Rezonans çizgiler.

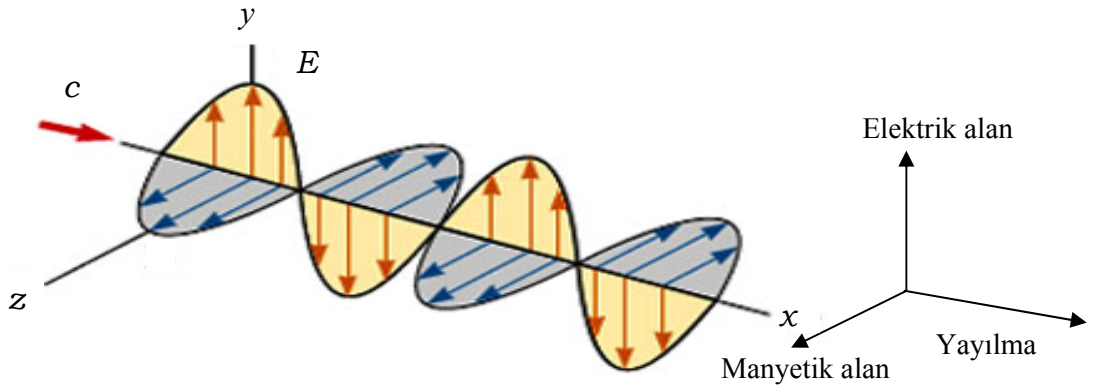
2.2.3. Çarpışma ile uyarma

Atomun uyarılma mekanizmalarından biri de çarpışma ile uyarıdır. Çarpışan parçacıkların (atomlar, iyonlar, elektronlar,...) kinetik enerjisi, atomun uyarılma enerjisinden küçük değilse, atom bu enerjiyi ya kısmen ya da tamamen soğurarak temel halden uyarılmış hallere geçebilir.

Çarpışma ile uyarmaya, spektroskopide ışık kaynakları gibi kullanılabilen gaz boşalmaları iyi bir örnek olarak gösterilebilir. Bu durumda uyarıcı parçacıklar rolünü elektrik alanında hızlanan elektronlar oynar.

2.3. Elektromanyetik radyasyon

Radyo dalgaları, kızılötesi ışınları, görünür ışık, morötesi ışınları, X-ışınları, γ -ışınları ve kozmik ışınlar birer elektromanyetik radyasyondur. Elektromanyetik dalgalar uzayda dalgalar halinde yayılırlar.



Şekil 2.2. Elektromanyetik dalga.

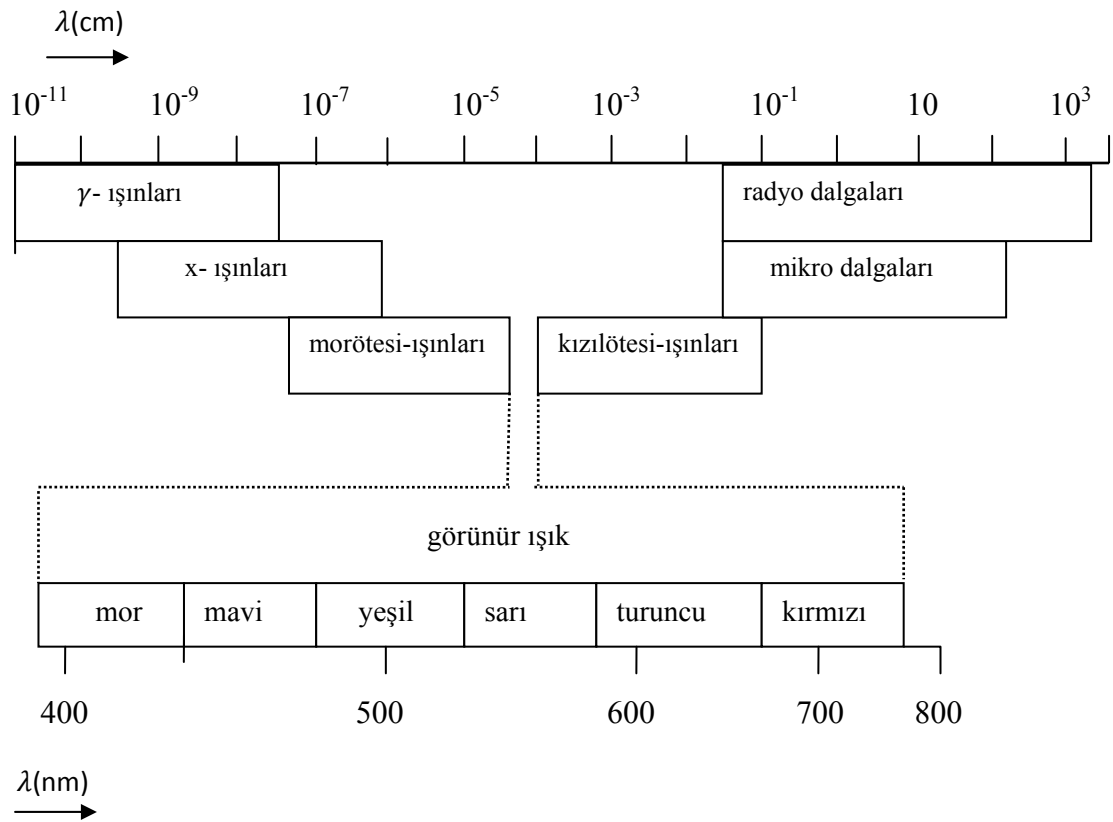
Elektromanyetik dalganın, dalganın hareket yönüne ve birbirine dik bir elektrik birde manyetik alan bileşeni vardır. Dalga boyu λ ile gösterilir ve birbirini izleyen iki dalganın aynı tipteki noktaları arasındaki uzaklıktır. Dalga boyları ne olursa olsun vakumda bütün dalgalar aynı hızlarda hareket ederler. Bu ışık hızıdır ve $c = 3 \times 10^8$ m/s dir. Elektromanyetik radyasyonun frekansı ν bir saniyedeki titreşim sayısıdır;

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.4)$$

Dalga sayısı $\bar{\nu}$, ise 1 cm' deki titreşim sayısıdır ve

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.5)$$

eşitliği ile verilir. Elektromanyetik dalgaların dalga boyları için değişik birimler kullanılır. En çok kullanılan birim Angstrom (\AA) dur. Angstrom, SI birim sisteminde yer almadığından son yıllarda “nanometre (nm)” kullanılmaya başlanmıştır.



Şekil 2.3. Elektromanyetik radyasyon tipleri.

Elektromanyetik radyasyon tipleri dalga boylarına göre Şekil 2.3’de gösterildiği gibi ifade edilebilir. γ -ışınları radyoaktif çekirdekler tarafından ve belirli nükleer tepkimeler süresince yayımlanan elektromanyetik dalgalardan, X-ışınları bir metal hedefi bombardımana tabi tutan yüksek enerjili elektronların yavaşlamasından ve bağlı iç yörünge elektronlarının dış yörüngelere uyarılması neticesinde atomun temel hale

dönerken yayınladığı ışıklardan, morötesi ışınlar güneş ve diğer yıldızlardan, kızılötesi ışınlar sıcak cisimler ve moleküllerden, mikro dalgalar ve radyo dalgalar ise bir iletken üzerinden şiddeti ve yönü zamana göre periyodik olarak değişen bir elektrik akımı geçirilmesi ve böylece elektrik ve manyetik alanının periyodik olarak değişime uğraması neticesinde oluşur. Görünen ışığın dalga boyu 4000-7500 Å arasındadır. Bu iki sınır arasında olan ışınları gözümüzle farklı renklerde görürüz. Dalga boyu;

400-460 nm arasındaki ışık mor
 460-480 nm arasındaki ışık mavi
 480-520 nm arasındaki ışık yeşil
 520-560 nm arasındaki ışık sarı
 560-660 nm arasındaki ışık turuncu
 660-750 nm arasındaki ışık kırmızı

olarak görülür. Elektromanyetik spektrumda, farklı bölgelerdeki elektromanyetik dalgaların dalga boyu, frekansı ve enerjisi Çizelge 2.1'de karşılaştırılmıştır (Özdemir 2002).

Çizelge 2.1. Elektromanyetik spektrumunda, farklı bölgelerdeki elektromanyetik dalgaların dalgaboyu, frekansı ve enerjisi

Foton bölgesi	Dalgaboyu	Frekans (Hz)	Foton enerjisi
Radyo dalgaları	1 km	3×10^5	1 neV
Mikro dalgalar	1 cm	3×10^{10}	120 μ eV
Kızılötesi ışınları	10 μ m	3×10^{13}	120 meV
Görünür bölge	550 nm	5×10^{14}	2 eV
Morötesi ışınları	100 nm	3×10^{15}	12 eV
X-ışınları	0,05 nm	6×10^{18}	25 keV
γ - Işınları	0,00005 nm	6×10^{21}	25 MeV

2.4. Gama ışınları

Radyoaktif bozunum (α veya β) yapmış veya bir nükleer reaksiyondan sonra ortaya çıkan ürün çekirdek, genellikle, uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki çekirdek ikinci bir bozunum ile bir foton yayımlayarak daha düşük enerji seviyesine ve sonunda taban enerji seviyesine düşer. Bu şekilde, çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden temel enerji seviyesine düşerken yayınladığı fotonlara γ -ışını denir.

γ -ışınlarının enerjileri tipik olarak 0,1–10 MeV arasında olup çekirdek durumları arasındaki enerji farkı mertebesinde ve bu 10^4 ile 100 fm dalga boyu aralığına karşılık gelir. γ -ışınları elektromanyetik spektrumun en kısa dalga boylu ve en fazla enerjili olanlarıdır, kütleleri yoktur ve yüksüzdürler dolayısı ile elektrik ve manyetik alanda saptırılamazlar, yüksek enerjilerinden dolayı madde içerisinde yol alabilirler, ışık hızı ile yayılırlar ve gazları iyonlaştırıcı özellikleri vardır.

Evrende γ -ışınlarının meydana gelmesini sağlayan çeşitli işlemler vardır. Bu işlemler,

- Yüksek enerjili bir parçacığın bir başka parçacık ile çarpışması,
- Bir parçacık ve onun karşıt parçacığının birbirlerini yok etmesi,
- Radyoaktif bozunma,
- İvmelendirilmiş yüklü parçacıklar

şeklinde verilir.

2.5. X-ışınları

Kaynağından doğru çizgiler boyunca ıraksayan, uzağa doğru dalga veya parçacıklar şeklinde yayılan enerjiye radyasyon denir. Bu tanım kapsamında, doğal ya da yapay radyoaktif çekirdeklerin kararlı yapıya geçebilmek için dışarı saldıkları hızlı parçacıklar ve elektromanyetik dalga şeklinde taşınan fazla enerjileri, ivmeli hareket eden yüklü

parçacıkların ışıdığı enerji, genel anlamda, radyasyon olarak adlandırılır. Radyasyonu temel olarak iki şekilde sınıflandırabiliriz: parçacık ve dalga tipi radyasyonlar.

Parçacık radyasyonu; belli bir kütle ve enerjiye sahip çok hızlı hareket eden minik parçacıkları ifade eder. Bunlar hızla giden mermilere benzerler, ancak çıplak gözle doğrudan görülemeyecek kadar küçüktürler. Dalga tipi radyasyon ise belli bir enerjiye sahip ancak kütesiz radyasyon çeşididir. Bunlar, titreşim yaparak ilerleyen elektrik ve manyetik enerji dalgaları gibidir (elektromanyetik dalgalar). Bütün elektromanyetik radyasyonlar ışık hızıyla (boş uzayda $\sim 3 \times 10^8$ m/s) hareket ederler.

Parçacık ve dalga tipi radyasyonları, özellikleri itibarıyla de iki gruba ayırmak mümkündür. Bunlar; iyonlaştırıcı ve iyonlaştırıcı olmayan radyasyonlardır. İyonlaştırıcı radyasyon, çarptığı madde de yüklü parçacıklar (iyonlar) oluşturabilen radyasyon demektir. İyonlaşma, herhangi bir maddede meydana gelebileceği gibi insanlar dâhil tüm canlılarda da oluşabilir. O halde iyonlaştırıcı radyasyonlar, önlem alınmadığı takdirde tüm canlılar için oldukça zararlı olabilecek radyasyon çeşitleridir. Başlıca beş çeşit iyonlaştırıcı radyasyon vardır. Bunlar: α parçacıkları, β parçacıkları, X-ışınları, γ -ışınları ve küçük ihtimalli de olsa nötronlardır.

X-ışınları, yaklaşık 10^{-8} m ile 10^{-13} m aralığında dalga boylarına sahip elektromanyetik dalgalardır. X-ışınlarının en genel kaynağı bir metal hedefi bombardımana tabi tutan yüksek enerjili elektronların yavaşlamasıdır. Bunlar ayrıca, elektronların yörünge atlaması ile de meydana gelebilirler.

X-ışınları tıpta bir tanı aracı olarak ve belirli kanser türlerinin tedavisinde kullanılır. X-ışınları canlı dokulara ve organizmalara zarar verici veya öldürücü etki yaptığından, bu ışınlara gereksiz yere maruz kalmanın önlenmesine dikkat edilmelidir. X-ışınları kristal yapının incelenmesinde de kullanılır; çünkü X-ışını dalga boyları katı cisimlerdeki atomlar arası uzaklık (0,1 nm) mertebesindedir.

2.6. Nötronlar

Nötronlar γ -ışınları gibi yük taşımazlar ve bundan dolayı Coulomb kuvveti vasıtasıyla madde ile etkileşmezler. Coulomb kuvvetleri yüklü parçacıklar ve elektronlar için madde ile etkileşimde esas enerji kaybetme mekanizmasıdır. Nötronlar herhangi bir etkileşme yapmaksızın maddenin santimetrelerce içine ilerleyebilirler ve böylece sıradan büyüklüğe sahip bir dedektörle tamamen gözlenemeyebilirler. Etkileşmenin bir sonucu olarak nötronlar ya tamamen görünmezler ya da bir veya daha çok ikincil radyasyonla yer değiştirebilirler veya ilaveten nötron enerjisi ve doğrultusu önemli derecede değiştirilir.

γ -ışınlarının tersine nötron etkileşmelerinin sonucu oluşan ikincil radyasyonlar neredeyse her zaman ağır yüklü parçacıklardır. Bu parçacıklar ya nötronların indüklediği nükleer reaksiyonlar sonucu olarak üretilebilirler ya da nötron çarpışmalarının sonucu olarak enerji alan soğurucunun kendi çekirdekleri olabilir.

2.7. Radyoaktif ışınlar

α -parçacıkları: İki kere iyonlaşmış He atomu çekirdekleri olup enerjileri 4-9 MeV'dir. Bu parçacıklar elektrik yüklü olduklarından elektrik ve manyetik alanlarda saparlar. Atomları iyonize etme güçleri çok yüksektir. 5 MeV'lik bir α parçacığı 1 mikron kalınlıktaki organik dokuyu geçerken 4500 iyon çifti oluşturur. Bu nedenle madde tarafından kolay durdurulurlar. Giricilik güçleri zayıftırlar. 10 cm'lik bir hava tabakası veya bir kâğıt parçası ile durdurulabilirler.

β -parçacıkları: Negatif yüklü bu parçacıkların maddeye girme yetenekleri alfaya göre daha fazladır. Enerjileri 0,1- 3 MeV' dir. Manyetik ve elektrik alanlardan etkilenirler. Atomları iyonize etme yetenekleri α -parçacıklarına göre çok azdır. 0,5 MeV'lik bir beta parçacığı 1 mikron kalınlıktaki organik dokuyu geçerken 40 iyon çifti oluşturur.

γ ve X-ışınları: Her ikisi de elektromanyetik ışınlardır. Dalga boyları görünen ışığın çok altındadır. X-ışınları atom elektronlarından daha alt kuantum tabakalarına yerleşmesi ya da X-ışını tüplerinde olduğu gibi, parçacığının elektrik alanda saptırılması veya frenlenmesi sırasında meydana gelir. γ -ışınları ise radyoaktif izotopların bozunması sırasında meydana gelirler (Knoll 1989).

2.8. X-Işınlarının Madde ile Etkileşmeleri

X-ışınlarının gözlemlenmesi onların enerji spektrumlarının ve madde ile etkileşmelerinin incelenmesi ile mümkündür. Bu ışınların madde ile etkileşmelerini etkileşme alanlarına göre aşağıdaki gibi gruplandırmak mümkündür.

- Atomun elektronu ile etkileşme.
- Çekirdekle etkileşme.
- Çekirdek ve elektronların etrafındaki elektrik alanla etkileşme.
- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme.

X-ışınlarının madde ile etkileşmeleri, etkileşme tarzlarına göre azaltma, saçılma ve çift oluşum olayları olarak incelenebilir. X-ışınlarının madde ile etkileşmesinde çeşitli azaltma ve saçılma olayları meydana gelebilmesine rağmen en fazla gözlenen azaltma şekli fotoelektrik azaltma, saçılma biçimi ise Compton saçılmasıdır.

2.8.1. Fotoelektrik olay

$h\nu$ enerjili bir foton atomun bağlı elektronlarından biri ile etkileşirse; elektron fotonun toplam enerjisini soğurarak serbest hale geçebilir. Bu olaya fotoelektrik olay, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron adı verilir. Bu işlem sonrasında serbest hale geçen fotoelektronun kazandığı kinetik enerji;

$$K_e = h\nu - I_b \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada I_b , ilgilenilen yörünge için elektronunun bağlanma enerjisidir. Fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine ne kadar yakın ise fotonun soğurulma ihtimali (yani fotoelektrik olayın gerçekleşme ihtimali) o kadar büyüktür. Fotonun $h\nu$ enerjisi, elektronun bağlanma enerjisinden uzaklaştıkça fotoelektrik olayın gerçekleşme ihtimali azalır.

2.8.2. Çift oluşum

Çift oluşum, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır (Bir pozitronun kütlesi elektronun kütlesine eşit, yükü ise eşit ancak zıt işaretlidir). Bir elektron veya pozitronun durgun kütle enerjisi; $m_0c^2 = 0,511$ MeV'dir. Bu nedenle çift oluşum olayının gerçekleşebilmesi için gelen fotonun enerjisinin en az 1,02 MeV olması gerekir. Bu olay için eşik enerjisi $2m_0c^2 = 1,02$ MeV'dir. Bu olay çekirdek etrafında gerçekleştiğinden hiçbir korunum ilkesi çiğnenmez; yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur.

Bu olayda soğurulan enerji, oluşan çiftin toplam enerjisine eşittir;

$$h\nu = (T_- + m_0c^2) + (T_+ + m_0c^2) \quad (2.7)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, T_- ve T_+ sırasıyla elektron ve pozitronun kinetik enerjileri, m_0c^2 ise elektronun durgun kütle enerjisidir.

2.9. Elektromanyetik Radyasyonun saçılması

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

2.9.1. Koherent saçılma

Elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılan koherent saçılmada gelen fotonların enerji ve fazlarında saçılmadan sonra herhangi bir değişiklik meydana gelmez. Koherent saçılmada gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Bu saçılma olayında gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur ve bu toplam kareseldir.

Saçılma olayını klasik elektromanyetik teoriye göre açıklayan Thomson'a göre bir foton serbest bir elektron üzerine geldiğinde elektron ile etkileşmekte ve elektrik alan bileşeni nedeni ile elektronu ortalama bir konum etrafında titreştirmektedir. Klasik teoriye göre titreşen elektron elektromanyetik dalga yayımladığından, daha sonra, bu titreşim yine foton olarak yayımlanmaktadır. Thomson kuramına göre, gelen ışıklardan bir kısmı ışının dalga boyundan bağımsız olarak, elektron tarafından saçılır. Saçılan ışın gelen ışınla aynı frekansa sahiptir. Bu olayda elektron bir saçıcı görevi görmektedir.

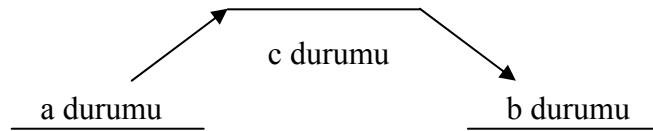
Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar; Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, Nükleer Rezonans saçılma ve Nükleer Thomson saçılmasıdır. Rayleigh saçılma elektrondan, diğerleri ise çekirdekten saçılma olaylarıdır.

2.9.1.a. Rayleigh saçılması (Bağlı Elektrondan Rezonans Saçılma)

Bir koherent saçılma olayı olan Rayleigh saçılması (bağlı elektrondan rezonans saçılma), fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve büyük Z 'li ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir.

Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir. Koherent saçılmanın en çok görülen şekli olan Rayleigh saçılmanın tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır. Fotonlar atomik elektronlardan Rayleigh saçılmaya uğradıktan sonra hedef atom değişime uğramadan kalır.

Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orjinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanmaktadır. Bu izahta, fotonların atomik bir sistemden saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak düşünülmektedir. Bu olayın, birinci adımında $h\nu$ enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan bir c durumuna uyarılır. İkinci adımında ise atom $h\nu'$ enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış c durumundan son b durumuna döner.



Eğer sistemin son durumu b, başlangıçtaki durumu a ile aynı ise yayımlanan ışının enerjisi (frekansı), gelen ışının enerjisi (frekansı) ile aynıdır ($h\nu = h\nu'$). İlk kez Lord Rayleigh tarafından incelenen bu olay ona atfen, Rayleigh saçılması olarak adlandırılır.

2.9.1.b. Delbrück saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılmasında, çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin yok olması esasen enerji ve faz bakımından, gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton yayımlanmasına neden olur. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok açık olarak gözlemlenememektedir. Delbrück saçılmasının tesir kesiti Z^4 ile orantılıdır.

2.9.1.c. Nükleer Rezonans saçılma

Bu saçılma olayı, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelir. Bu işlemde çekirdek, iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonu soğurarak uyarılmış hale geçer. Bunu çekirdeğin de-excitationu (uyarılmış durumdan kurtulması) takip eder. Nükleer rezonans saçılma tesir kesiti Z ile orantılıdır.

2.9.1.d. Nükleer Thomson saçılması

Bu saçılma, tamamen gelen foton ile çekirdek arasında vuku bulur. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek, gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir. Bir atomdan saçılma için toplam koherent saçılma genliği A ; bu dört tip saçılmanın genlikleri toplamıdır.

$$A = A^R + A^D + A^N + A^T \quad (2.8)$$

Burada, A^R Rayleigh, A^D Delbrück, A^N Nükleer Rezonans ve A^T Nükleer Thomson saçılma genliklerini temsil etmektedir. Değişik koherent saçılma genlikleri 0,1-100 MeV enerji aralığında kıyaslamalı olarak Çizelge 2.2’de verilmiştir.

Çizelge 2.2. Değişik koherent saçılma genliklerinin katkılarının rölatif önemi.

Foton enerji aralığı	A^R	A^D	A^N	A^T
100 keV’den küçük enerjiler için	Tüm geliş açılarında baskın	Önemsiz	Önemsiz	Önemsiz
100 keV-1 MeV arası enerjiler için	Küçük geliş açılarında baskın, orta ve büyük geliş açılarında ise önemli	Çok büyük atom numaralı elementler için orta büyüklükte geliş açılarında önemli	Önemsiz	Küçük geliş açılarında önemsiz, orta ve büyük geliş açılarında önemli, çok küçük atom numaralı elementler için büyük geliş açılarında baskın
1 MeV’den büyük enerjiler için	Enerjinin artması ile önemli küçük geliş açılarıyla kısıtlanır.	Çok küçük geliş açıları haricindeki tüm açılarda önemli	Enerjinin artması ile orta ve büyük geliş açılarında önemli	Çok küçük geliş açıları haricindeki tüm açılarda önemli

2.9.2. İnkohherent saçılma

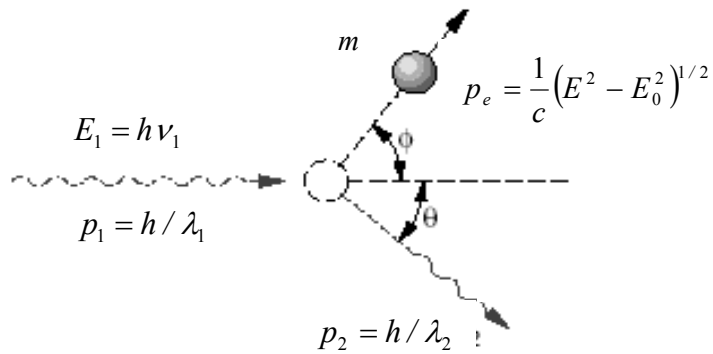
İnkohherent saçılmada gelen ve saçılan fotonlar arasında bir enerji farkı vardır. Saçılma sırasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı atomun zayıf bağlı elektronlarına transfer edilir. Bu enerji kaybı nedeniyle saçılan fotonların dalga boyları gelen fotonların dalga boyundan daha uzun olur. İnkohherent saçılmada; gelen ve saçılan fotonların fazları arasında sabit bir ilişki yoktur. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti, atomun her bir elektronunun saçılma şiddetleri toplanarak bulunur. İnkohherent saçılma Compton, Nükleer Compton ve Raman saçılmaları olmak üzere üç grupta

incelenebilir. En çok gözlenen inkohherent saçılma şekli Compton saçılmasıdır. Bu nedenle inkohherent saçılma çoğu kez Compton saçılması diye anılır.

2.9.2.a. Compton saçılması

Compton saçılması, bir fotonun başlangıçta durgun ve serbest olan bir elektrondan saçılmasıdır. Bu olay bir elektronun atomik bağlanma enerjisinin, gelen fotonun enerjisiyle kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu durumlarda gerçekleşir.

$E_1 = h\nu_1$ enerjili ve $p_1 = h/\lambda_1$ başlangıç momentumlu bir foton m durgun kütleli bir elektron üzerine geldiğinde çarpışmadan sonra E_2 enerjisine ve p_2 momentumuna sahip olur. Elektron ise p_e momentumu ile bir ϕ açısında geri teper. Gelen ve saçılan fotonların yolları saçılma düzlemini belirler ve θ saçılma açısı olarak tanımlanır. Bu düzleme dik momentum sıfırdır bu nedenle geri tepen elektronun izlediği yol bu düzlemde kalmalıdır (Şekil 2.4.).



Şekil 2.4. Compton saçılma temsili.

λ_1 gelen fotonun ve λ_2 saçılan fotonun dalga boyu olmak üzere gelen ve saçılan fotonların momentumları için,

$$\begin{aligned}
 p_1 &= \frac{E_1}{c} = \frac{h\nu_1}{c} = \frac{h}{\lambda_1} \\
 p_2 &= \frac{E_2}{c} = \frac{h\nu_2}{c} = \frac{h}{\lambda_2}
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

ifadeleri yazılabilir. Momentumun korunumundan,

$$\begin{aligned}
 p_1 &= p_2 + p_e \\
 p_e^2 &= p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \\
 &= p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

enerjinin korunumundan;

$$\begin{aligned}
 p_1c + E_0 &= p_2c + (E_0^2 + p_e^2c^2)^{1/2} \\
 E_0^2 + c^2(p_1 - p_2)^2 + 2cE_0(p_1 - p_2) &= E_0^2 + p_e^2c^2 \\
 p_e^2 &= p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 + \frac{2E_0(p_1 - p_2)}{c}
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

ifadeleri yazılabilir. (2.10) ve (2.11) denklemlerinin eşitliklerinden hareketle;

$$\frac{E_0(p_1 - p_2)}{c} = p_1p_2(1 - \cos \theta)
 \tag{2.12}$$

ifadesinde her bir terim hc / p_2E_0 ile çarpılır ve $\lambda = h / p$ olduğu dikkate alınır;

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{hc}{E_0}(1 - \cos \theta) = \frac{hc}{mc^2}(1 - \cos \theta)
 \tag{2.13}$$

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta)
 \tag{2.14}$$

ifadesi elde edilir. Burada; h planck sabiti, c ışık hızı, h/mc terimi ise elektronun Compton dalga boyudur ve değeri $\lambda_c = h/mc = 0,00243$ nm'dir. (2.14) ifadesi fotonun bir elektrondan Compton saçılmasında dalga boyunda meydana gelen değişimi verir ve $\Delta\lambda$ Compton kayması olarak adlandırılır. $\cos\theta$ daima birden küçük bir değer alacağından (2.9) ifadesine göre her zaman $\lambda_2 > \lambda_1$ olur. İnkohherent olarak saçılan dalganın dalga boyundaki artış sadece saçılma açısına bağlıdır.

2.9.2.b. Nükleer Compton saçılması

İnkohherent saçılma tiplerinden biri olan nükleer saçılma, fotonun, atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu olayda 10 MeV'den daha büyük enerjili fotonların çekirdekle etkileşmesi sonucu çekirdekten bir nötron ve bir proton fırlatılır.

2.9.2.c. Raman saçılması

Raman saçılması iki aşamalı bir olay olarak düşünülmektedir. Olayın birinci adımında $h\nu$ enerjili bir foton atom tarafından soğurulur ve atom bir a durumundan bir n durumuna uyarılır. İkinci adımında ise atom $h\nu'$ enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun son durumu b başlangıçtaki a durumundan farklı ise saçılma koherent değildir. İlk defa Hintli fizikçi C. V. Raman tarafından gözlemlenen bu olay ona atfen Raman saçılması olarak adlandırılır. Bir inkohherent saçılma olayı olan Raman saçılmasında saçılan fotonun enerjisi aşağıdaki ifade ile verilir.

$$h\nu' = h\nu + (E_a - E_b) \quad (2.15)$$

2.10. Hızlı Nötronların Madde ile Etkileşimi

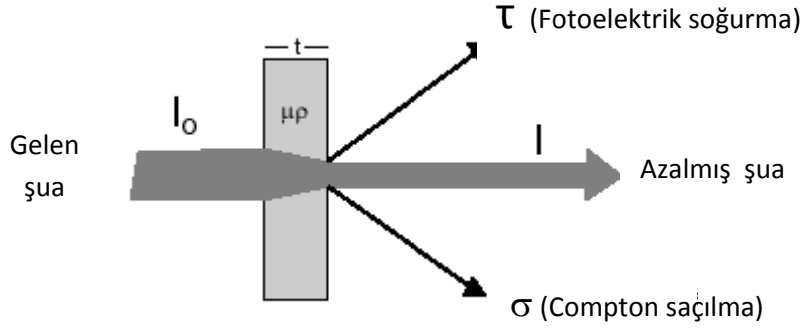
Dedektörde faydalı olan çoğu nötron-indüklü reaksiyonun ihtimaliyeti artan nötron enerjisiyle hızla azalır. Bununla birlikte saçılmanın önemi daha büyük olur. Çünkü bu nötronlar bir çarpışmada önemli bir büyüklükte enerji aktarabilirler. Bu durumda ikincil radyasyonlar nötron çarpışmalarında sayılabilecek büyüklükte enerji alan geri tepen çekirdeklerdir. Her bir saçılma konumunda nötron enerji kaybeder ve dolayısıyla daha küçük enerjilere yavaşlatılır. En etkin tutucu hidrojenidir. Çünkü nötronlar hidrojen çekirdeği ile tek bir çarpışmada bütün enerjisini kaybeder. Daha ağır çekirdekler için sadece kısmi bir enerji aktarımı mümkündür.

Hızlı nötronların enerjisi yeterince büyükse çekirdeklerle geri tepen çekirdeğin çarpışma esnasında uyarılmış seviyelerinin birine çıkarıldığı inelastik saçılmalarda gerçekleşebilir. Çekirdekler çabucak γ -ışını yayınlamaya başlar ve nötronlar eşdeğer bir elastik çarpışmada olduğundan çok daha büyük enerji kaybederler. İnelastik saçılma ve ardışık ikincil γ -ışınları yüksek enerjili nötronların zırhlamasında önemli bir rol oynar ama elastik saçılmalara dayanan çoğu hızlı nötron dedektörünün cevabında istenmeyen bir etkidir.

2.11. X-ışını ve γ -ışını Azaltma Katsayıları (Foton etkileşimi ve foton enerji absorpsiyonu için)

dx kalınlığındaki bir madde üzerine gelen demetin şiddeti maddeyi geçtikten sonra azalacaktır. Bu azalma $-dI_0 = I_{son} - I_{ilk} = I_{geçen} - I_{gelen} = I - I_0 < 0$ şeklinde gösterilebilir. Burada işaretin negatifliği gelen şuanın şiddetindeki azalmayı gösterir. Buradaki dI_0 kendi başına pozitif bir nicelik olup şiddetteki azalmadan dolayı önüne eksi alır. Bu azalma gelen şiddet ve kalınlıkla doğru orantılı olacaktır. Buradaki orantı katsayısına μ (azaltma katsayısı) dersek;

$$dI_0 = -\mu I_0 dt \quad (2.16)$$



Şekil 2.5. X- ve γ - ışınlarının azaltılması.

yazılabilir. Buradan

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_0}{I_0} = -\int_0^t \mu dt \quad (2.17)$$

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.18)$$

bulunur. $I = I_0 e^{-\mu t}$ ifadesi "Lambert kanunu", "Beer kanunu" veya "Beer-Lambert kanunu" olarak bilinir ve

$$\text{Geçen şiddet} / \text{Gelen şiddet} = \frac{I}{I_0} = e^{-\mu t} \quad (2.19)$$

ifadesi geçme ihtimalini verir. Numune bir tek saf elementten müteşekkil değilse, numuneyi meydana getiren elementlerin toplam azaltma katsayılarının ağırlıklı ortalaması

$$\mu = \sum_m C_m \mu_m \quad (2.20)$$

ifadesinden bulunabilir; ki burada C_m numune içinde m. elementin ağırlık kesri (ağırlık konsantrasyonu), μ_m ise m. elementin azaltma katsayısıdır.

Yukarıdaki ifadede yer alan azaltma (veya soğurma) katsayısı dört şekilde tanımlanmaktadır:

2.11.1. Lineer azaltma katsayısı

Birim yüzeyde birim kalınlık başına düşen enerji azaltma kesrine denir. Yani birim yüzeye gelen enerjinin birim kalınlıkta azaltılma kesridir:

$$\mu = \frac{\ln(I/I_0)}{t} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (2.21)$$

2.11.2. Kütle azaltma katsayısı

Birim alanda birim kütle başına düşen azaltmayı ya da alınan enerji kesrini verir:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \text{ (cm}^2 \text{ / g)} \quad (2.22)$$

2.11.3. Atomik azaltma katsayısı

Birim alanda atom başına düşen azaltmayı verir:

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N} = \frac{\mu}{n} \text{ (cm}^2 \text{ / atom)} \quad (2.23)$$

2.11.4. Molar azaltma katsayısı

Birim alanda mol başına düşen azaltmadır:

$$\mu_{mol} = \frac{\mu}{\rho} A \text{ (cm}^2 \text{ / mol)} \quad (2.24)$$

Bu azaltma ifadeleri birbirleri cinsinden,

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \rho (N / A) = \mu_{mol} (\rho / A) \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir. Burada A atomik kütle ve N Avogadro sayısıdır.

Kütle azaltma katsayısı μ_m kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Sadece dalga boyu ve atom numarasının fonksiyonudur. Ayrıca μ / ρ bileşikler, çözeltiler ve karışımlar için muhtevaya ait değerlerden hesap edilebilirler. Bu durumda μ / ρ , bileşiği teşkil eden elemanların azaltma katsayılarının ağırlıklı ortalamalarıdır. Cismin ağırlık kesirleri W_1, W_2, \dots ise bunlara karşılık $\mu_1 / \rho_1, \mu_2 / \rho_2, \dots$ hesap edilirse toplam kütle azaltma katsayısı

$$\frac{\mu}{\rho} = W_1(\mu/\rho)_1 + W_2(\mu/\rho)_2 + \dots \quad (2.26)$$

şeklinde bulunabilir.

X-ışınlarının toplam azaltma katsayıları hesaplanırken ışınların sadece yutulup soğurulmasından değil levhayı geçerken saçılmadan ve çift oluşmadan dolayı şiddetlerindeki azaltmalar da dikkate alınmalıdır.

$$\frac{\mu}{\rho} = (\tau/\rho) + (\sigma/\rho) + (\kappa/\rho) \quad (2.27)$$

μ/ρ , toplam azaltma katsayısı; τ/ρ , fotoelektrik azaltma katsayısı; σ/ρ , saçılma azaltma katsayısı; κ/ρ , çift oluşum katsayısıdır (Köse 2007).

Burada,

$$\begin{aligned} \tau(cm^{-1}) &= aN(Z^n/E_\gamma^m)[1 - f(Z)] \\ \sigma(cm^{-1}) &= NZf(E_\gamma) \\ \kappa(cm^{-1}) &= NZ^2 f(E_\gamma, Z) \end{aligned}$$

olmak üzere sırasıyla, a , Z 'den ve E_γ 'dan bağımsız sabit bir sayı, m, n , gelen foton enerjisine bağlı olarak 3 ile 5 arasında değerler alabilen sabit değerler, N , atom yoğunluğu ve Z ise atom numarasını ifade etmektedirler.

Yukarıdaki ifadelerde μ değerleri yerine foton enerji absorpsiyonunu temsil eden μ_{en} değerleri konulduğunda elde edilen değerler foton enerji absorpsiyonu parametrelerini ifade etmektedir.

2.12. Yarı kalınlık ve soğurma tesir kesiti

X-ışını azaltmasını ifadede kullanılan bir terim de kalınlıktır. Genel anlamda, yarı kalınlık gelen şiddeti yarıya düşürmek için gerekli madde kalınlığı olup,

$$t = \frac{\ln(I_0 / I)}{\mu} \quad (2.28)$$

bağıntısında $I / I_0 = 1/2$ alınarak bulunabilir:

$$t = t_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0.693 / \mu \quad (2.29)$$

Burada yarı kalınlık $t = t_{1/2} = 0.693 / \mu$ olup tabii ki buradaki μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısıdır.

X-ışını azalmasını ifade etmenin bir başka yolu da X-ışını soğurma tesir kesitinin kullanılmasıdır. X-ışını soğurma tesir kesiti (σ), gelen bir X-ışını fotonunu bir atomun soğurma ihtimalinin bir ölçüsüdür. Soğurma katsayısı gibi, soğurma tesir kesiti de fotoelektrik, saçılma ve çift oluşum tesir kesitlerinin toplamı olarak kullanılmaktadır. Yani soğurma, azaltma manasında kullanılmakta, fotoelektrik soğurma özellikle "fotoelektrik" sözcüğünün kullanılmasıyla ifade edilmektedir.

2.13. Tesir Kesiti

Herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaline tesir kesiti denir. I şiddetinde bir ışın demeti, t kalınlığında bir A yüzeyine gelsin. Maddenin birim hacmindeki atom sayısı n ve atomik tesir kesiti σ ise, ışına maruz kalan madde alanı $An\sigma t$ olur. Bu ifadeye $n\sigma t$ etkin alan kesri adını alır. Etkin alan kesri f ile gösterilir ve levhadan geçen demetin şiddetindeki değişimin kesrini temsil eder. Gelen ışın demetindeki N parçacıktan N_s tanesi etkileşime giriyorsa, tesir kesitinin klasik ifadesi;

$$N_s = \sigma n N t \quad (2.30)$$

$$\sigma = \frac{N_s}{n N t} \quad (2.31)$$

olarak yazılır (Storm *et al.* 1970). Etkileşen ışın demeti, saçılma meydana geldikten sonra tesir kesiti farklı açılar için farklı değerler alır. Bunun için açığa bağlı başka bir tesir kesiti tanımlanır. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti denir ve birim katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır. Bir etkileşimde θ gelme açısı doğrultusundaki $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan ışın sayısının, gelen ışın sayısına oranının ölçüsüdür. Diferansiyel saçılma tesir kesiti, gelen ışının birim katı açı başına saçılma ihtimali olarak da tanımlanır (Storm *et al.* 1970).

2.13.1. Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} [F(x, Z)]^2 \quad (2.32)$$

$$= \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) [F(x, Z)]^2 \quad (2.33)$$

olarak yazılır (Hubbell *et al.* 1975). Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti iki faktörden oluşur. İlk faktör elektron başına Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti olup;

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.34)$$

ifadesiyle verilir ve ikinci faktör ise atomik form faktörünün karesidir.

2.13.2. İnkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

İnkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti teorik olarak,

$$\frac{d\sigma_{inc}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (2.35)$$

yazılmaktadır. Bu ifade de

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} \quad (2.36)$$

Klein- Nishina diferansiyel tesir kesitidir. Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 [1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \quad (2.37)$$

olarak ifade edilir. Burada α elektronun birim durgun kütle enerjisi başına düşen foton enerjisi, r_e klasik elektronun yarıçapıdır. S(x,Z) inkoherent saçılma fonksiyonudur.

2.14. Foton çoğalma faktörü

Foton çoğalma faktörü üç aşamalı bir yöntemle aşağıdaki şekilde hesaplanabilir:

- a) Etkin atom numarasının hesaplanması (Z_{etk})
- b) Geometrik-dizi (G-P) fit parametrelerinin hesaplanması
- c) Maruz kalma veya enerji soğurma foton çoğalma faktörünün hesaplanması

Etkin atom numarası elementlerin atom numaralarına benzer bir parametredir. Foton çoğalma faktörü çoklu saçılmanın doğrudan bir sonucu olduğu için, bu parametrenin hesaplanmasında büyük ölçüde Compton saçılmasının katkısından elde edilen etkin atom numarası kullanılmaktadır. Verilen çoklu yapıdaki bir madde için, etkin atom numarası Z_{etk} , maddenin etkileşim katsayılarının oranının (μ_{comp}/μ_{top}) aynı enerjide bu orana karşılık gelen etkileşim katsayıları oranına sahip elementin belirlenmesiyle bulunur. Bu oranın, ard arda gelen iki elementin arasında olduğu durumlarda, Z_{etk} , aşağıdaki interpolasyon formülü yardımıyla bulunabilir (Harima 1983; Maron 1987):

$$Z_{etk} = \frac{Z_1(\log R_2 - \log R) + Z_2(\log R - \log R_1)}{\log R_2 - \log R_1} \quad (2.38)$$

Burada Z_1 ve Z_2 sırasıyla R_1 ve R_2 (μ_{comp}/μ_{top}) oranlarına karşılık gelen elementlerin atom numaralarıdır. R (μ_{comp}/μ_{top}) ise verilen madde için aynı enerjideki oranı temsil etmekle birlikte R_1 ve R_2 arasında değerler almaktadır ($R_1 < R < R_2$). Hem maruz kalma hem de enerji absorpsiyon foton çoğalma faktörü için geometrik-dizi (G-P) fit parametreleri benzer interpolasyon prosedürü kullanılarak hesaplanabilir. Elementler için G-P fit parametreleri ANSI/ANS-6.4.3 (ANSI/ANS 1991) standard referans veritabanından alınmıştır. Bu veri tabanında 23 element için (Be, B, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, P, S, Ar, K, Ca, Fe, Cu, Mo, Sn, La, Gd, W, Pb ve U) G-P fit parametreleri mevcuttur. Kullanılan numuneler için G-P fit foton çoğalma faktörü katsayıları aşağıdaki formül yardımıyla hesaplanmıştır:

$$C = \frac{C_1(\log Z_2 - \log Z_{etk}) + C_2(\log Z_{etk} - \log Z_1)}{\log Z_2 - \log Z_1} \quad (2.39)$$

burada C_1 ve C_2 , sırasıyla Z_1 ve Z_2 atom numaralarına karşılık gelen katsayı değerleri ve Z_{etk} ise verilen numunenin etkin atom numarasıdır.

Daha sonra bu parametreler verilen maddelerde maruz kalma ve enerji absorpsiyon foton çoğalma faktörlerini hesaplamak için aşağıdaki formüllerde kullanılır (Harima *et al.* 1986).

$$B(E, x) = 1 + \frac{b-1}{K-1}(K^x - 1) \quad K \neq 1 \text{ için} \quad (2.40)$$

$$B(E, x) = 1 + (b-1)x \quad K = 1 \text{ için} \quad (2.41)$$

burada,

$$K(E, x) = cx^a + d \frac{\tanh(x/X_k - 2) - \tanh(-2)}{1 - \tanh(-2)} \quad x \leq 40 \text{ mfp için} \quad (2.42)$$

Burada E foton enerjisi, x birimi ortalama serbest yol (mfp) olmak üzere nüfuz derinliği, a, b, c, d ve X_k ise G-P fit parametreleridir. b parametresinin değeri 1mfp deki foton çoğalma faktörünün değerine karşılık gelmektedir. Ortalama serbest yol, fotonun iki etkileşim arasında almış olduğu yoldur. K parametresinin nüfuz derinliği ile değişimi foton doz çarpımı ve spektrumun şeklindeki değişimi temsil etmektedir.

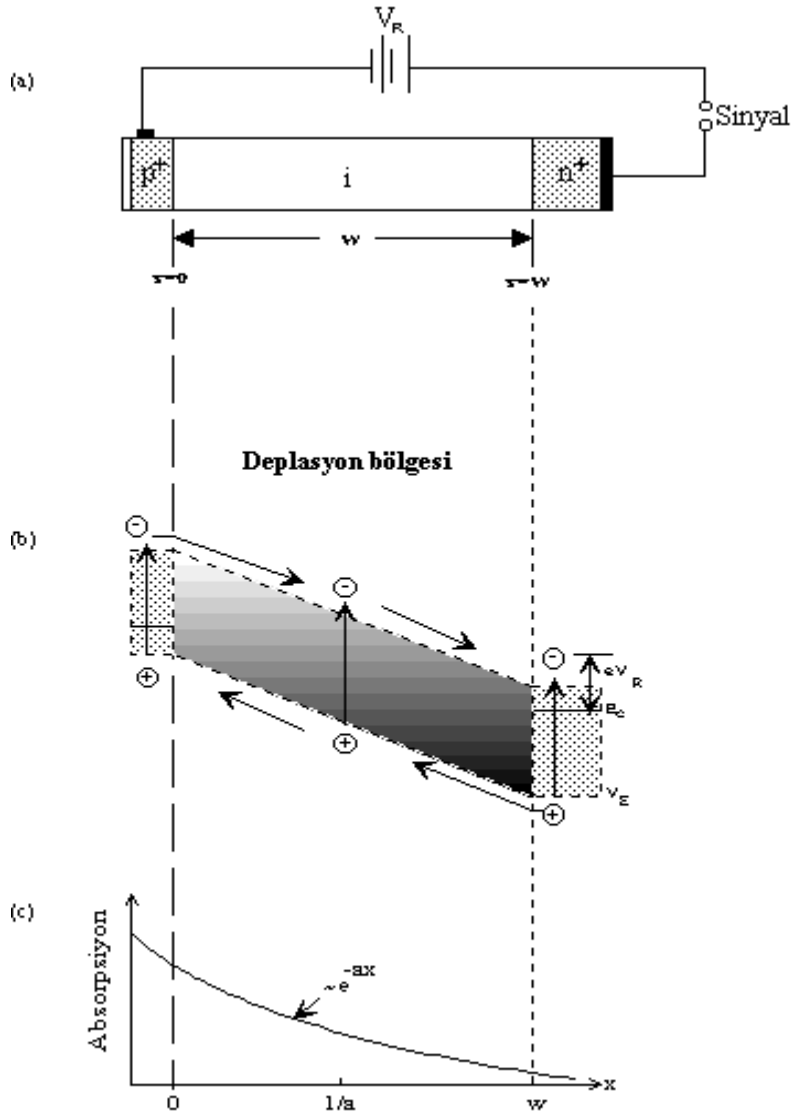
3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. EDXRF Sistemi

3.1.1. Si(Li) dedektörlerinin çalışma prensibi

Karakteristik X-ışını şiddet ölçümlerinde kullanılan en önemli dedektörlerden birini lityum sürüklenmiş katıhal dedektörleri teşkil etmektedir. Lityum sürüklenmiş katıhal dedektörü pozitif ve negatif (p tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında intristik (i-tipi) bölgeye sahip bir kristalden ibarettir. Böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur. Şekil 3.1’de gösterildiği gibi bir p-i-n dedektörün kesiti, enerji bant profili ve taşıyıcıların absorpsiyon karakteristikleri gösterilmektedir. İntristik bölge, uygun şartlarda p-tipi silisyum içerisine lityum sürüklenmesiyle meydana gelmiştir. Dedektörün p-tipi tabakası aktif değildir ve sayma sistemine katkısı olmayan bu tabaka ölü tabaka olarak bilinir. Sayım için önemli olan bir faktör olan geometrik verimlilik, dedektörün alanı ile doğru orantılı, ancak ayırma gücü ile ters orantılıdır. Burada kullandığımız Si(Li) dedektörün aktif alanı 12 mm^2 ve kalınlığı 2 mm ’dir. Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum yüzeyine yaklaşık 20 nm kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilmiştir. Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) tutulmaktadır ve dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için $25 \text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Enerjili bir foton dedektörün aktif alanına düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisini tamamen fotoelektrona verir. Fotoelektron dedektör içerisinde hareket ederken, yolu boyunca elektron-hol çiftleri meydana getirir. Bu olay fotoelektronun enerjisi artık elektron-boşluk çiftleri meydana getirmeye yetmeyecek duruma gelinceye kadar devam eder. Si(Li) dedektörüne yaklaşık -500 volt ’luk besleme potansiyeli uygulanır. Meydana gelen elektrik alanı, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk yüklerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, boşluklar p-tipi bölgeye sürüklenir ve dedektör içine gelen fotonun enerjisi ile orantılı olarak elektron – boşluk çiftleri oluşur. n ve p tipi

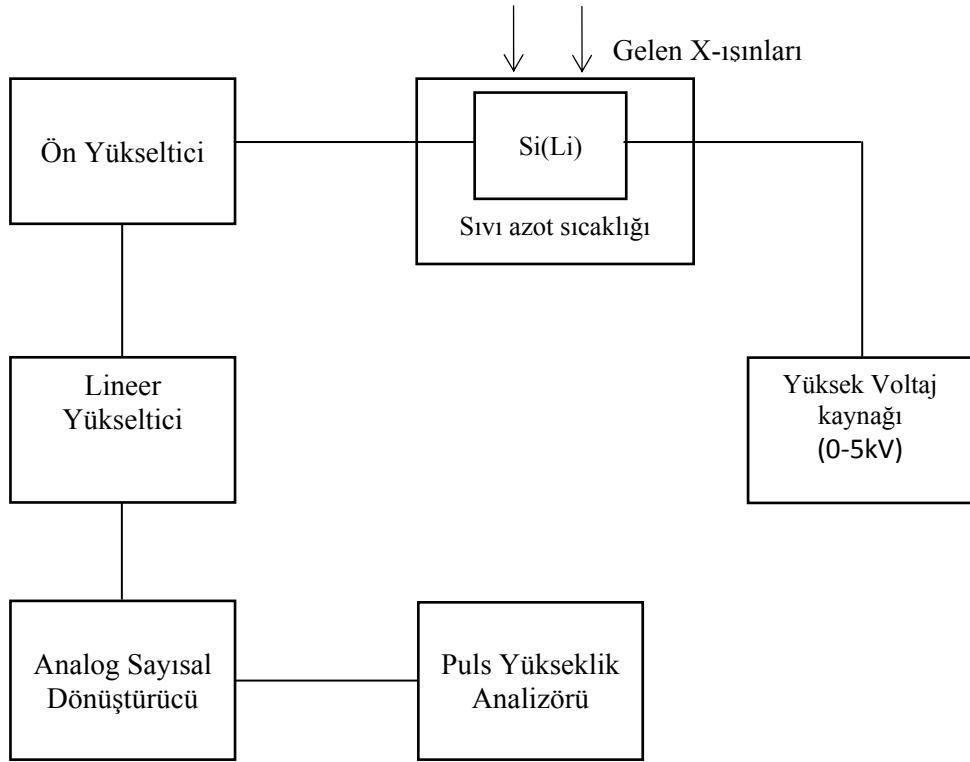
bölgelerde, elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney sisteminde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla, potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirilir. Şekil 3.1’de p-i-n tipi diyot şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 3.1. p-i-n dedektörünün (a) bir kesiti (b) Enerji bant profili (c) taşıyıcıların absorpsiyon karakteristikleri.

3.1.2. Sayma sistemi

Şekil 2.7’de sayma sistemini oluşturan elemanların görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, puls yükseklik analizörü ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.



Şekil 3.2. Sayma sistemi

3.1.3. Yüksek voltaj kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine bir yüksek voltaj uygulanmalıdır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan büyük bir dedektör için 4000 V'un üstüne kadar değişebilir.

3.1.4. Ön yükseltici

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

3.1.5. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

- Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt edilme ve sayılma için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek.
- Pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu enerjisi 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 amplifikatör hem bir unipolar çıkış (yani, sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de bipolar çıkış (yani, sinyal hem pozitif hem de negatif bileşene sahiptir) ile donatılmıştır. En iyi sinyal-gürültü oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen “şekillendirme zaman” sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi rezülasyon genellikle o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rastgele toplanmaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2,000 s'lik sayma hızlarında çalıştırılacaksa daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir.

3.1.6. Analog sayısal dönüştürücü

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

3.1.7. Çok kanallı analizör

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

3.2. Dedektör verimi

Bir dedektörün iki önemli niceliği, dedektörün verimi ve rezolüsyonudur. Verim başlıca dedektörün büyüklüğüne ve şekline bağlıdır. Kantitatif çalışmalarda dedektör verimini bilmek önemlidir. Dedektör verimi, aynı zaman zarfında dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının, dedektöre gelen fotonların sayısına oranı ya da dedektörde sayılabilir puls üreten fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Dedektörün verimliliğini tayin için kalibre edilmiş kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Dedektör verimliliğini etkileyen faktörleri şu şekilde sıralayabiliriz:

- Kolimatör faktörü,
- Dedektör maddesi,
- Dedektörün hassas bölgesi,
- Kıyılardan kaçmalar,
- İmalat faktörü.

3.3 Dedektör verim eğrilerinin elde edilmesi

X-ışını spektroskopisi çalışmaları, dedektör veriminin bilinmesi ve verim eğrisinin tayin edilmesi gerekir. Farklı dedektör verimleri aşağıdaki gibi tanımlanır.

1-) İntrensik verim

Dedektörün intrinsik bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.

2-) Bağlı verim

Herhangi bir enerjideki dedektör veriminin, diğer enerjideki dedektör verimine oranı olarak tanımlanır.

3-) Radyal verim

Herhangi bir enerjide dedektör veriminin, dedektör çapına bağlı olarak değişimini gösterir.

4-) Mutlak verim

Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultuda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynak dedektör mesafesine göre değişir.

5-) Fotopik (sayma) verim

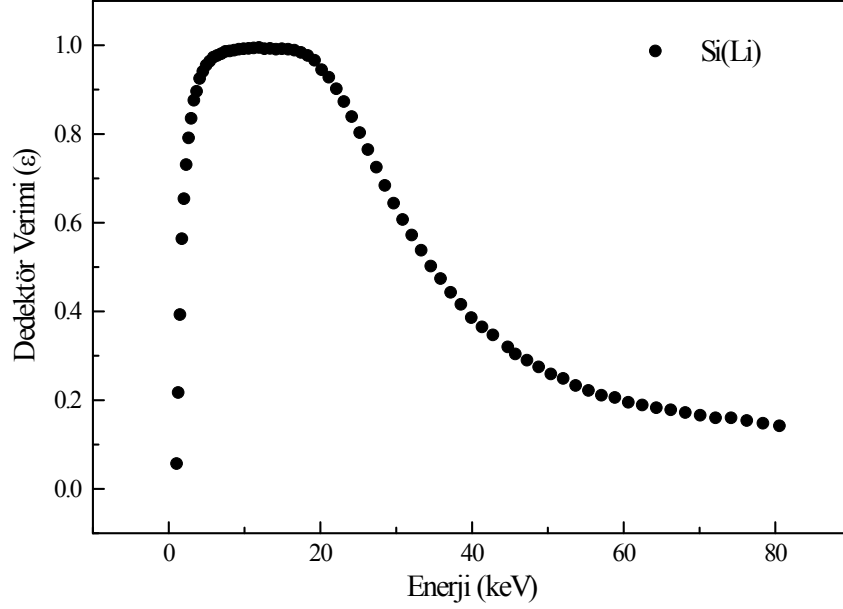
Dedektörde ilgili enerjide, sayılabilir puls meydana gelme ihtimalidir. Kullanılan yarı iletken Si(Li) dedektör için sayma verimi teorik olarak

$$DEF(E) = \exp[-(\mu_{Be} t_{Be})] \exp[-(\mu_{Au} t_{Au})] \{ 1 - \exp[-(\mu_{Si} t_{Si})] \} \quad (3.1)$$

bağıntısı ile verilmiştir. Burada μ_{Be} , μ_{Au} ve μ_{Si} sırasıyla Berilyum, Altın ve Silisyum için enerjiye bağlı olarak toplam kütle soğurma katsayısı t_{Be} , t_{Au} ve t_{Si} ($t_{Be} = 25 \mu\text{m}$, $t_{Au} = 20 \text{ nm}$ ve $t_{Si} = 2 \text{ mm}$) sırasıyla berilyum pencere, altın ve silisyum tabakanın kalınlığıdır. Teorik Si(Li) dedektörün verimi Çizelge 3.1'de ve enerjile değişimi Şekil 3.3'de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Teorik Si(Li) dedektör veriminin enerjiye bağımlılığı.

${}^Z\text{X}$	$E(\overline{K\alpha})$	Verim	${}^Z\text{X}$	$E(\overline{K\alpha})$	Verim	${}^Z\text{X}$	$E(\overline{K\alpha})$	Verim
${}^{11}\text{Na}$	1,041	0,057	${}^{36}\text{Kr}$	12,630	0,992	${}^{61}\text{Pm}$	38,528	0,416
${}^{12}\text{Mg}$	1,255	0,217	${}^{37}\text{Rb}$	13,375	0,993	${}^{62}\text{Sm}$	39,906	0,346
${}^{13}\text{Al}$	1,487	0,393	${}^{38}\text{Sr}$	14,142	0,991	${}^{63}\text{Eu}$	41,313	0,365
${}^{14}\text{Si}$	1,739	0,564	${}^{39}\text{Y}$	14,933	0,992	${}^{64}\text{Gd}$	42,750	0,347
${}^{15}\text{P}$	2,014	0,654	${}^{40}\text{Zr}$	15,746	0,991	${}^{65}\text{Tb}$	44,718	0,320
${}^{16}\text{S}$	2,307	0,731	${}^{41}\text{Nb}$	16,584	0,989	${}^{66}\text{Dy}$	45,714	0,304
${}^{17}\text{Cl}$	2,622	0,791	${}^{42}\text{Mo}$	17,443	0,984	${}^{67}\text{Ho}$	47,242	0,290
${}^{18}\text{Ar}$	2,957	0,835	${}^{43}\text{Tc}$	18,327	0,977	${}^{68}\text{Er}$	48,801	0,275
${}^{19}\text{K}$	3,312	0,876	${}^{44}\text{Ru}$	19,235	0,966	${}^{69}\text{Tm}$	50,992	0,259
${}^{20}\text{Ca}$	3,690	0,896	${}^{45}\text{Rh}$	20,167	0,945	${}^{70}\text{Yb}$	52,014	0,249
${}^{21}\text{Sc}$	4,088	0,925	${}^{46}\text{Pd}$	21,122	0,928	${}^{71}\text{Lu}$	53,660	0,233
${}^{22}\text{Ti}$	4,508	0,941	${}^{47}\text{Ag}$	22,103	0,902	${}^{72}\text{Hf}$	55,356	0,222
${}^{23}\text{V}$	4,949	0,955	${}^{48}\text{Cd}$	23,108	0,873	${}^{73}\text{Ta}$	57,078	0,211
${}^{24}\text{Cr}$	5,411	0,964	${}^{49}\text{In}$	24,138	0,839	${}^{74}\text{W}$	58,832	0,206
${}^{25}\text{Mn}$	5,895	0,973	${}^{50}\text{Sn}$	25,192	0,803	${}^{75}\text{Re}$	60,620	0,195
${}^{26}\text{Fe}$	6,400	0,977	${}^{51}\text{Sb}$	26,272	0,765	${}^{76}\text{Os}$	62,443	0,189
${}^{27}\text{Co}$	6,925	0,981	${}^{52}\text{Te}$	27,378	0,725	${}^{77}\text{Ir}$	64,303	0,183
${}^{28}\text{Ni}$	7,472	0,986	${}^{53}\text{I}$	28,510	0,684	${}^{78}\text{Pt}$	66,200	0,178
${}^{29}\text{Cu}$	8,041	0,987	${}^{54}\text{Xe}$	29,667	0,644	${}^{79}\text{Au}$	68,133	0,172
${}^{30}\text{Zn}$	8,631	0,989	${}^{55}\text{Cs}$	30,851	0,607	${}^{80}\text{Hg}$	70,103	0,166
${}^{31}\text{Ga}$	9,243	0,991	${}^{56}\text{Ba}$	32,062	0,572	${}^{81}\text{Tl}$	72,113	0,160
${}^{32}\text{Ge}$	9,876	0,992	${}^{57}\text{La}$	33,297	0,538	${}^{82}\text{Pm}$	74,154	0,160
${}^{33}\text{As}$	10,532	0,993	${}^{58}\text{Ce}$	34,564	0,502	${}^{83}\text{Bi}$	76,246	0,154
${}^{34}\text{Se}$	11,210	0,994	${}^{59}\text{Pr}$	34,858	0,474	${}^{84}\text{Po}$	78,378	0,148
${}^{35}\text{Br}$	11,907	0,995	${}^{60}\text{Nd}$	37,179	0,443	${}^{85}\text{At}$	80,547	0,142



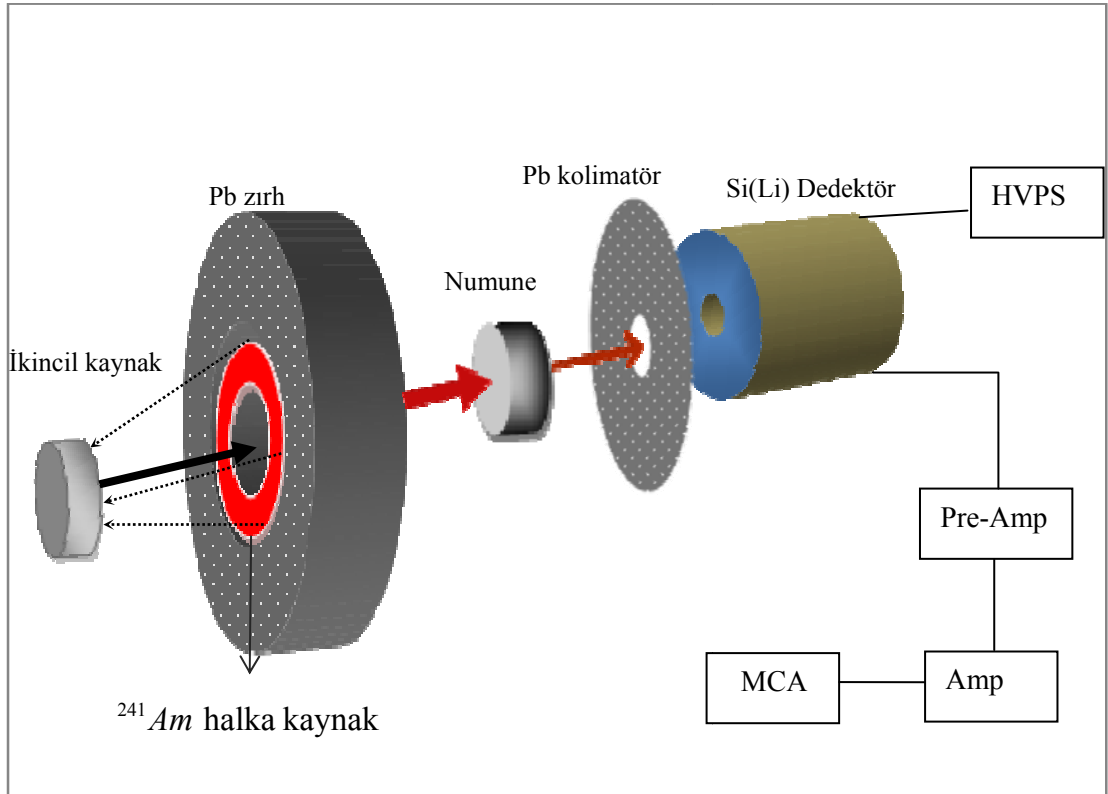
Şekil 3.3. Teorik Si(Li) dedektör veriminin enerji ile değişimi.

3.4. Numunelerin hazırlanması

Bu çalışmada amaca uygun olarak incelenen, V_4O_2 , $NaCO_3H_2O$, $Fe(NO_3)_3$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$, MoS_2 , $C_6H_5FeO_7H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $CuCl$, $Co(SCN)_2$ bileşiklerin toz numuneleri kullanıldı. Numuneler, 1,3 cm çapında pellet şeklinde numune olacak şekilde 5 ton/cm^2 basınç altında Spex (Cat. B25) marka hidrolik pres ile preslenmiştir. Bu işlem oldukça düz bir yüzeyin oluşmasını sağlamakta dolayısıyla düzgün olmayan yüzeye sahip numunelerden kaynaklanan hataları minimize etmektedir. Tablet haline getirilen numunelerin kütleleri 10^{-5} gram hassasiyete sahip bir terazi ile tartılmıştır.

3.5. Deney geometrisi ve ölçüm şartları

EDXRF sisteminde alınan ölçümler; çalışmada dedektörün aktif çapı 3 mm, aktif alanı 12 mm^2 ve 5,9 keV’de Mn-K α çizgisi için FWHM=160 eV olan bir Si(Li) dedektör kullanılmıştır. Dedektör, dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmelerini önlemek için 25 μm kalınlığında berilyum pencere korumalıdır. Dedektörün bulunduğu ölçüm laboratuvarı kurşun kaplıdır. Dedektörün bu laboratuvar içindeki konumu mümkün olduğunca az saçılmış X-ışını alacak şekilde belirlenmiştir. Ölçü alma süresince çevresel şartların değiştirilmemesine dikkat edilmiştir. Birinci deney geometrisinde ve elementleri ikincil kaynak olarak kullanılmış ve 100 mCi şiddetindeki radyoizotop halka kaynak tarafından uyarılmıştır. Ölçümler için kullanılan deney geometrisi Şekil 3.4’de verilmiştir.



Şekil 3.4. Deney geometrisinin şematik gösterimi.

İkinci deney düzeneğinde kaynak olarak ^{241}Am ve ^{109}Cd radyoaktif kaynakları kullanılmıştır. Çalışmanın ikinci kısmında, CaO_2 , KBr , MgCl_2 , NiCl_2 , V_3O_2 bileşikleri için farklı kalınlıklarda pellet numuneler hazırlanmış ve bunların şiddet ölçümleri alınmıştır. Her bir ölçüm, ölçüm şartları değiştirilmeden, sistem hatasını en aza indirmek için üç kez tekrarlandı ve her ölçüm 20 dk zaman aralıklarında alındı. Ölçümler Matlab programı yardımıyla Excel'e aktarıldı. MCA için Genie-2000 programında 4096 kanal seçilmiş, bu programdan alınan veriler Origin 7.5 programında çizdirilmiş ve piklerin net alanları belirlenmiştir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Araştırma kapsamında ele alınan ölçümler için gerekli enerji aralığında EDXRF sisteminin kalibrasyonu yapıldı. Deney düzeneği sabitlendikten sonra I_o değerleri için numune yokken boş ölçümler alındı. Bu ölçümler kullanılarak $I_{hesaplanan}$ teorik değerleri elde edildi. Daha sonra kimyasal numuneler varken $I_{ölçülen}$ deneysel verileri alındı. Bütün ölçümler için foton çoğalma faktörleri $I_{ölçülen}/I_{hesaplanan}$ oranıyla bulunup ortalamaları alındıktan sonra standart sapmaları elde edilmiştir. Araştırmada kullanılan kaynakların enerji değerlerine göre elde edilen spektrumda kullanılabilir bütün pikler için foton çoğalma faktörleri elde edilmiştir. ^{137}Ba kaynak için $K\alpha_1$ 32,193 keV, $K\alpha_2$ 31,817 keV, $K\beta_1$ 36,378 keV, $K\beta_2$ 37,257 keV enerji değerlerindeki pikler değerlendirildi. Aynı şekilde ^{157}Gd kaynak için $K\alpha_1$ 42,996 keV, $K\alpha_2$ 42,308 keV, $K\beta_1$ 48,697 keV, $K\beta_2$ 49,959 keV enerji değerlerindeki pikler alınırken, ^{241}Am kaynak 59,54 keV'deki pik için foton çoğalma faktörleri bulundu.

4.1. Kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi

Çalışmanın ilk kısmında numuneyle dedektör arasına yerleştirilen kolimatörün çapını arttırarak ölçümler alındı. Her bir numune için farklı çaplarda 4 kolimatör kullanıldı. Kolimatör çapının artmasıyla kaynaktan gelen foton şuasının, numuneden saçılan fotonların toplam saçılma açısı orantılı olarak artacaktır. Kolimatör çapına bağlı alınan ölçümler çizelgeler ve grafikler halinde aşağıda verilmiştir.

Çizelge 4.1. ^{137}Ba $K\alpha_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	3,6	7,4	8,9
V_4O_2	1,322±0,110	1,387±0,063	1,432±0,016	1,524±0,043
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,001±0,001	1,005±0,001	1,012±0,002	1,044±0,004
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,087±0,001	1,093±0,001	1,099±0,001	1,162±0,010
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,060±0,012	1,062±0,018	1,093±0,009	1,207±0,008
CuCl	1,113±0,008	1,137±0,014	1,153±0,061	1,297±0,047
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,033±0,024	1,046±0,018	1,059±0,001	1,125±0,006

Çizelge 4.2. ^{137}Ba $K\alpha_2$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	3,6	7,4	8,9
V_4O_2	1,402±0,060	1,421±0,035	1,432±0,023	1,476±0,006
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,004±0,038	1,015±0,047	1,018±0,008	1,039±0,014
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,096±0,011	1,101±0,046	1,110±0,032	1,115±0,001
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,011±0,022	1,039±0,012	1,112±0,024	1,128±0,041
CuCl	1,028±0,064	1,138±0,005	1,144±0,071	1,116±0,015
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,032±0,003	1,046±0,015	1,046±0,037	1,070±0,001

Çizelge 4.3. ^{137}Ba $K\beta_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	3,6	7,4	8,9
V_4O_2	1,238±0,001	1,268±0,008	1,273±0,018	1,333±0,007
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,002±0,025	1,011±0,006	1,016±0,001	1,024±0,002
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,022±0,001	1,036±0,023	1,050±0,015	1,092±0,008
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,005±0,002	1,021±0,029	1,050±0,018	1,115±0,029
CuCl	1,017±0,024	1,007±0,026	1,089±0,004	1,119±0,033
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,014±0,033	1,017±0,009	1,030±0,015	1,061±0,005

Çizelge 4.4. ^{157}Gd $K\alpha_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	7,4	8,9	14,4
V_4O_2	1,146±0,010	1,153±0,017	1,162±0,002	1,177±0,009
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,011±0,003	1,012±0,003	1,014±0,002	1,023±0,006
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,008±0,001	1,007±0,001	1,027±0,004	1,037±0,003
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,028±0,010	1,033±0,001	1,044±0,006	1,064±0,020
$\text{Co}(\text{SCN})_2$	1,004±0,012	1,015±0,001	1,014±0,003	1,017±0,011
MoS_2	1,011±0,025	1,112±0,004	1,036±0,016	1,152±0,011
$\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$	1,423±0,042	1,431±0,019	1,416±0,003	1,451±0,005
CuCl	1,073±0,030	1,080±0,008	1,099±0,004	1,103±0,006
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,012±0,016	1,029±0,010	1,037±0,001	1,047±0,004

Çizelge 4.5. ^{157}Gd $K\alpha_2$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	7,4	8,9	14,4
V_4O_2	1,140±0,001	1,161±0,001	1,172±0,005	1,214±0,029
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,001±0,016	1,005±0,006	1,025±0,009	1,049±0,006
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,024±0,021	1,045±0,001	1,051±0,007	1,066±0,007
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,035±0,023	1,041±0,009	1,048±0,010	1,091±0,015
$\text{Co}(\text{SCN})_2$	1,016±0,011	1,029±0,010	1,024±0,012	1,048±0,010
MoS_2	1,030±0,017	1,089±0,010	1,066±0,002	1,108±0,015
$\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$	1,365±0,029	1,439±0,001	1,443±0,034	1,472±0,024
CuCl	1,032±0,052	1,072±0,051	1,118±0,007	1,157±0,005
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,004±0,027	1,022±0,021	1,061±0,002	1,085±0,006

Çizelge 4.6. ^{157}Gd $K\beta_1$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

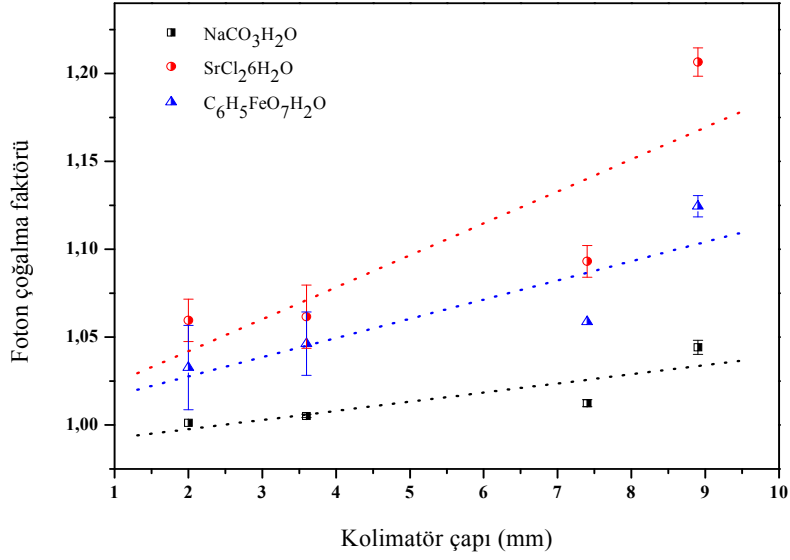
Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)		
	7,4	8,9	14,4
V_4O_2	1,071±0,003	1,115±0,009	1,162±0,009
$\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$	1,008±0,004	1,022±0,015	1,028±0,007
$\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$	1,024±0,018	1,045±0,027	1,057±0,004
$\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$	1,048±0,036	1,066±0,011	1,072±0,005
$\text{Co}(\text{SCN})_2$	1,025±0,002	1,037±0,002	1,044±0,014
$\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$	1,258±0,011	1,269±0,005	1,277±0,002
CuCl	1,024±0,005	1,030±0,007	1,090±0,026
$\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$	1,021±0,001	1,040±0,022	1,064±0,003

Çizelge 4.7. $^{157}\text{Gd } K\beta_2$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

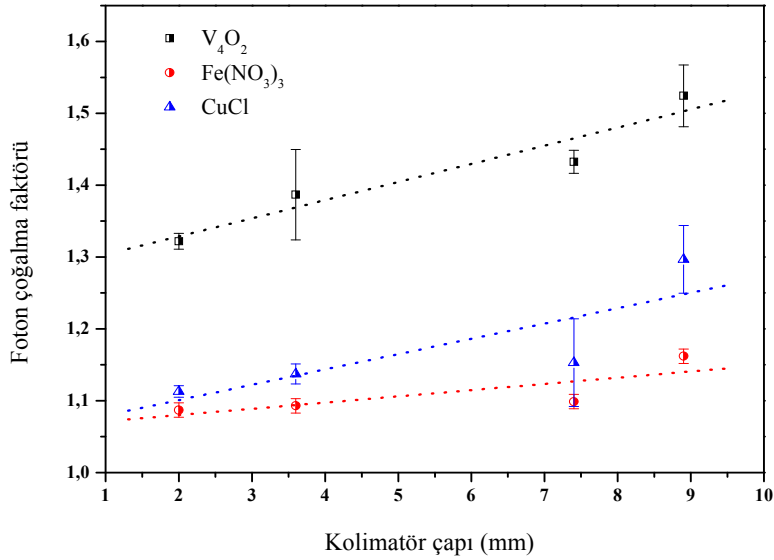
Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)		
	7,4	8,9	14,4
V_4O_2	1,030±0,010	1,074±0,029	1,239±0,018
$NaCO_3H_2O$	1,028±0,007	1,070±0,028	1,104±0,016
$Fe(NO_3)_3$	1,096±0,083	1,096±0,074	1,140±0,015
$SrCl_2\cdot 6H_2O$	1,085±0,011	1,110±0,028	1,118±0,018
$Co(SCN)_2$	1,090±0,027	1,065±0,070	1,090±0,010
$H_2Cl_2O_2Zr$	1,150±0,049	1,201±0,012	1,220±0,006
$CuCl$	1,067±0,035	1,072±0,011	1,138±0,029
$C_6H_5FeO_7H_2O$	1,102±0,001	1,107±0,021	1,115±0,008

Çizelge 4.8. $^{241}\text{Am } K\alpha$ için foton çoğalma faktörü değerleri.

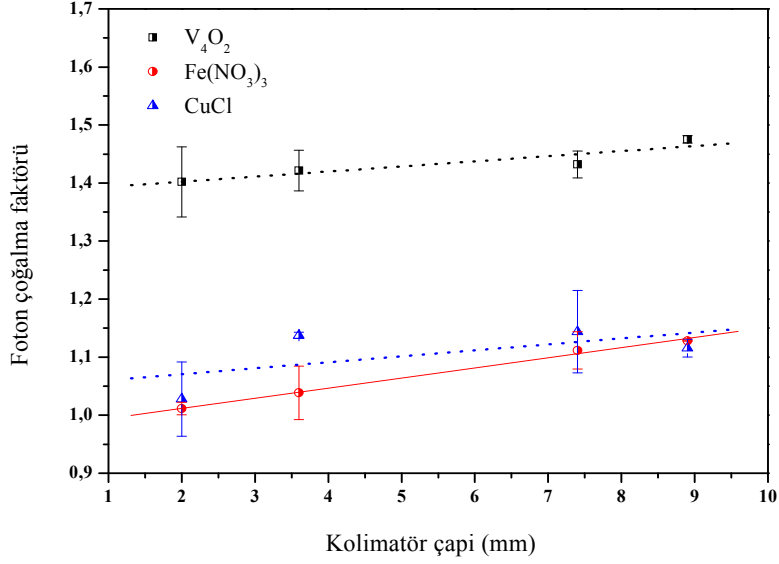
Bileşikler	Kolimatör Çapları (mm)			
	2,0	7,4	8,9	14,4
V_4O_2	1,054±0,002	1,056±0,007	1,057±0,005	1,075±0,008
$NaCO_3H_2O$	1,002±0,001	1,005±0,005	1,015±0,013	1,019±0,001
$Fe(NO_3)_3$	1,008±0,003	1,014±0,001	1,014±0,002	1,020±0,003
$SrCl_2\cdot 6H_2O$	1,015±0,004	1,027±0,004	1,032±0,001	1,032±0,002
$Co(SCN)_2$	1,005±0,005	1,007±0,003	1,009±0,005	1,024±0,004
$H_2Cl_2O_2Zr$	1,130±0,010	1,160±0,001	1,140±0,001	1,146±0,005
$CuCl$	1,006±0,007	1,033±0,001	1,019±0,004	1,026±0,008
$C_6H_5FeO_7H_2O$	1,005±0,007	1,012±0,003	1,007±0,009	1,008±0,010



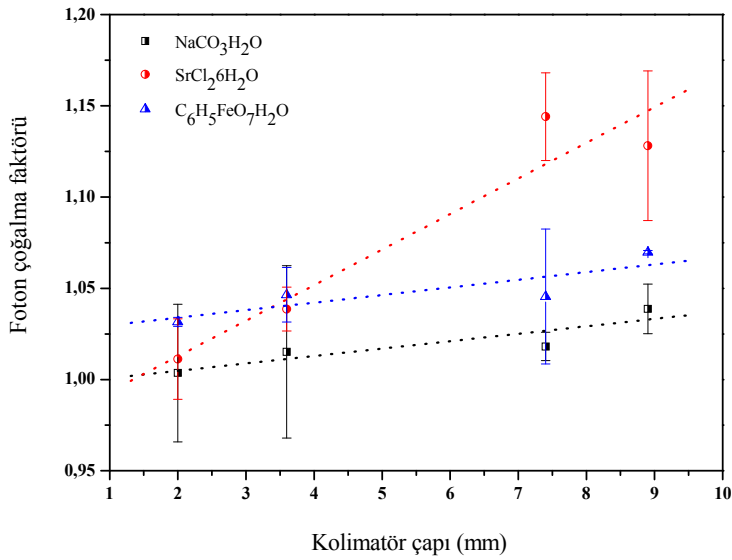
Şekil 4.1. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $\text{NaCO}_3\text{H}_2\text{O}$, $\text{SrCl}_2.6\text{H}_2\text{O}$, $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



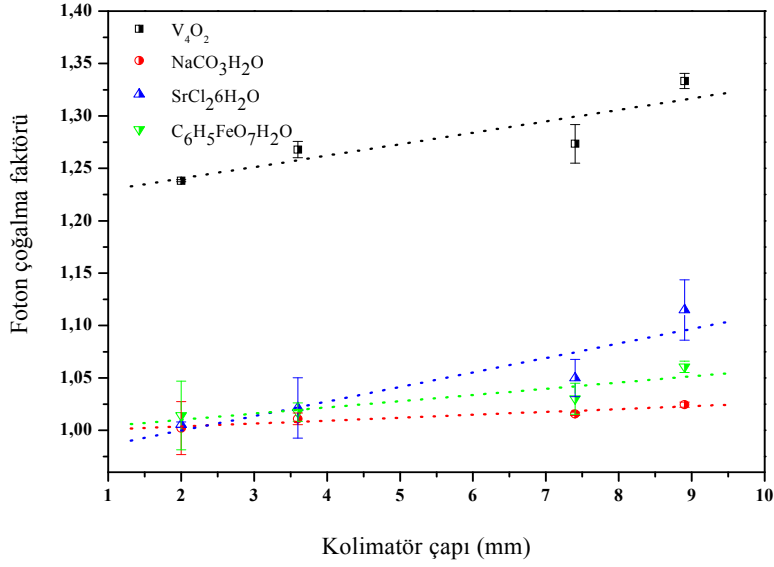
Şekil 4.2. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda V_4O_2 , $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, CuCl bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



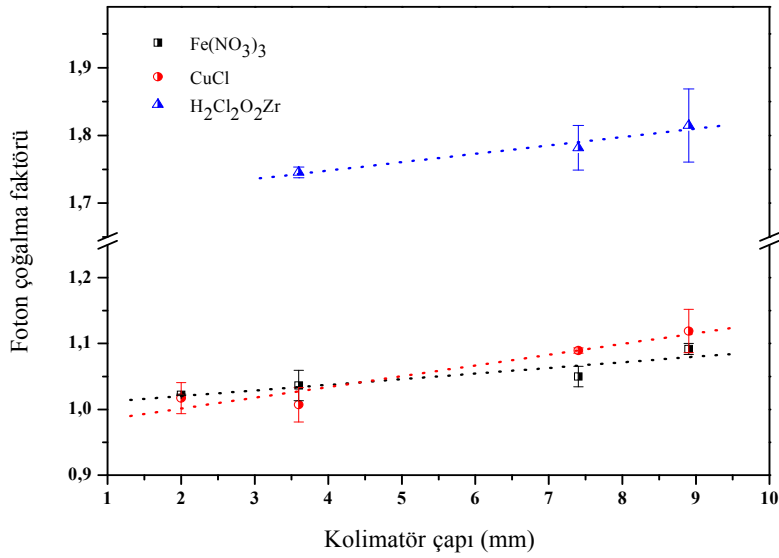
Şekil 4.3. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda V_4O_2 , $Fe(NO_3)_3$, $CuCl$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



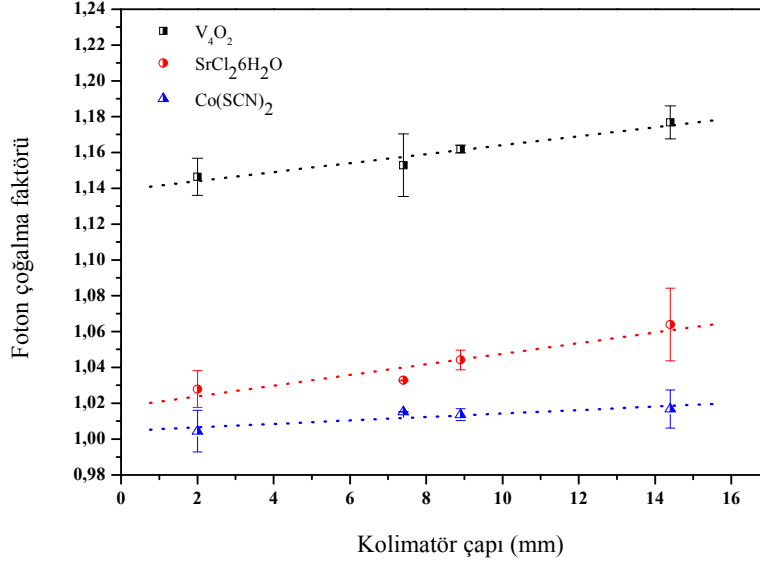
Şekil 4.4. ^{137}Ba kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda $NaCO_3H_2O$, $SrCl_2.6H_2O$, $C_6H_5FeO_7H_2O$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



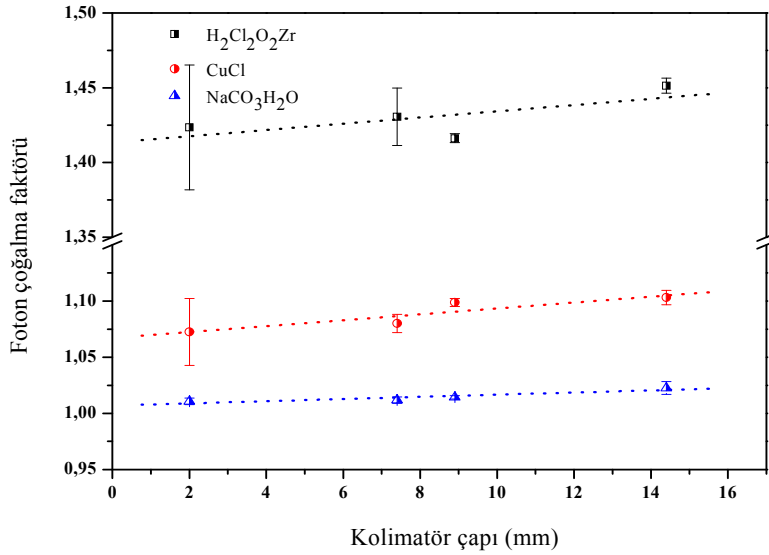
Şekil 4.5. ^{137}Ba kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda V_4O_2 , $NaCO_3H_2O$, $SrCl_2.6H_2O$, $C_6H_5FeO_7H_2O$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



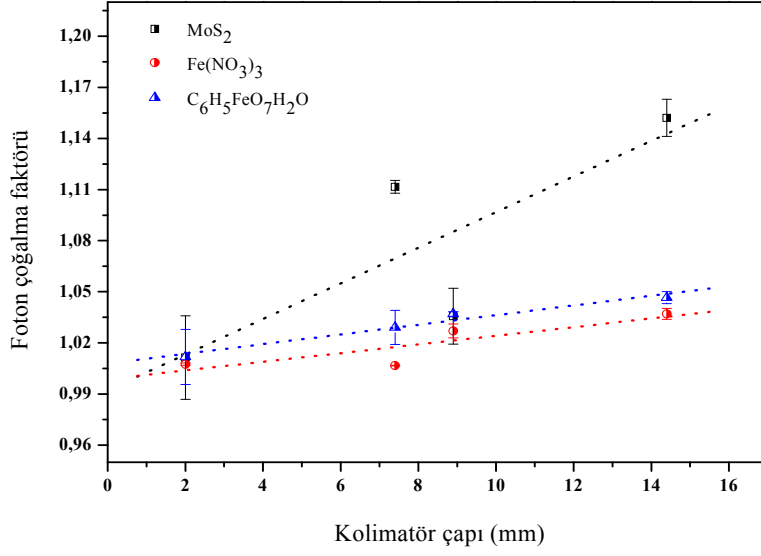
Şekil 4.6. ^{137}Ba kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $Fe(NO_3)_3$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $CuCl$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



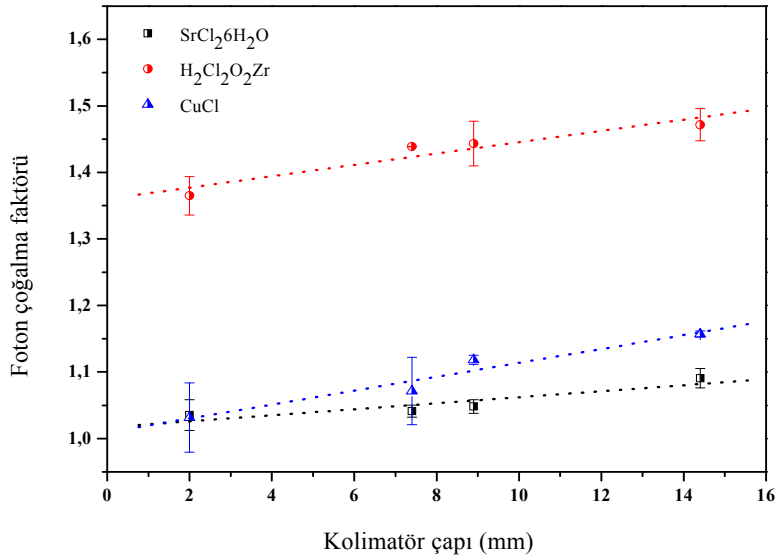
Şekil 4.7. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda V_4O_2 , $SrCl_2 \cdot 6H_2O$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



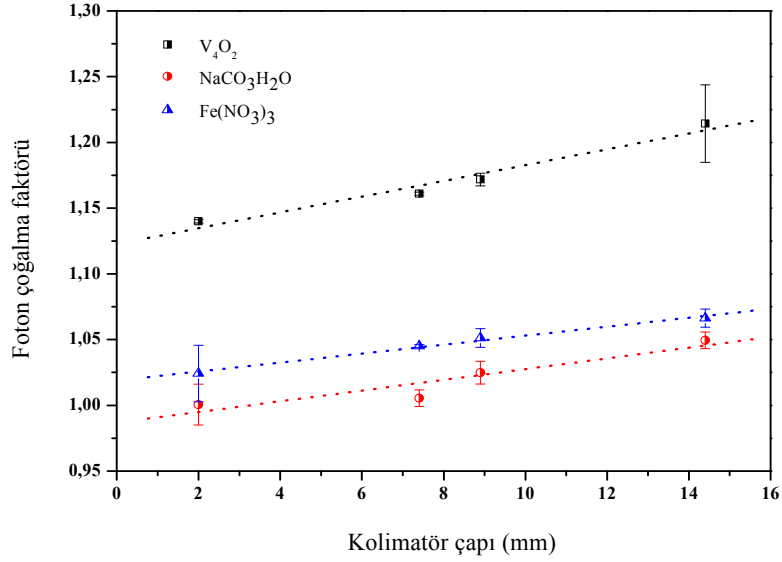
Şekil 4.8. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $NaCO_3H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $CuCl$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



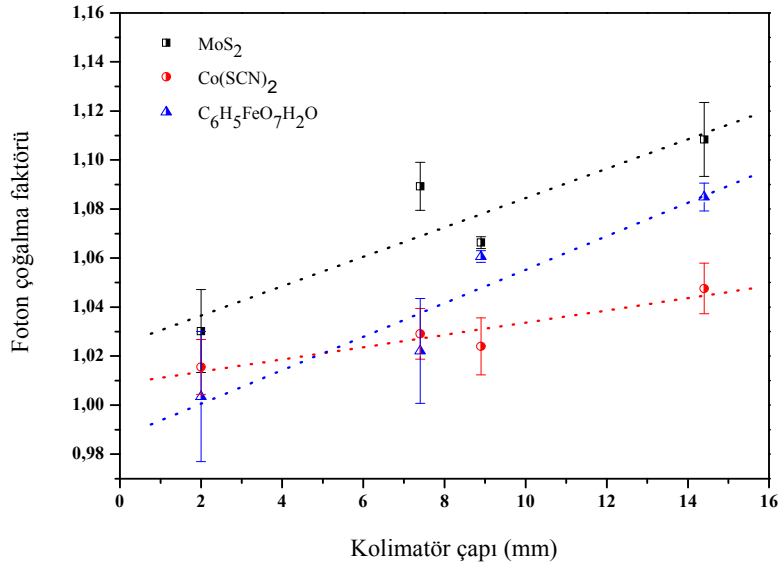
Şekil 4.9. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_1$ spektrumunda $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$, MoS_2 , $\text{C}_6\text{H}_5\text{FeO}_7\text{H}_2\text{O}$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



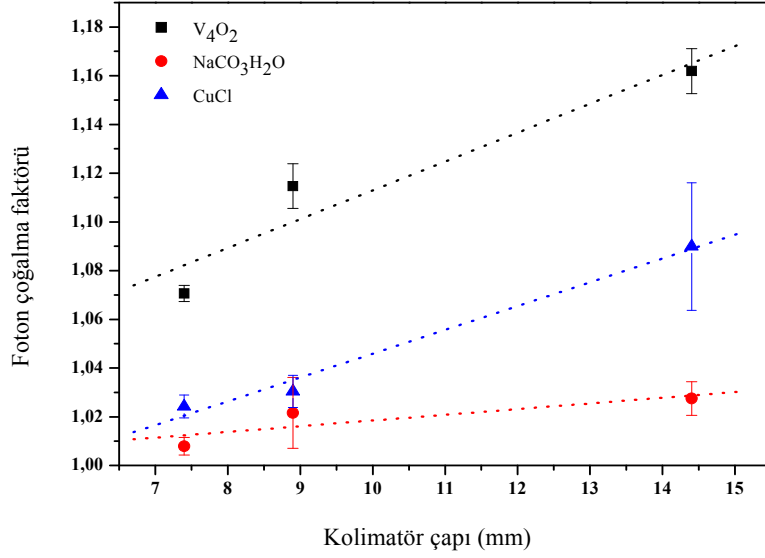
Şekil 4.10. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda $\text{SrCl}_2\cdot 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{Cl}_2\text{O}_2\text{Zr}$, CuCl , bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



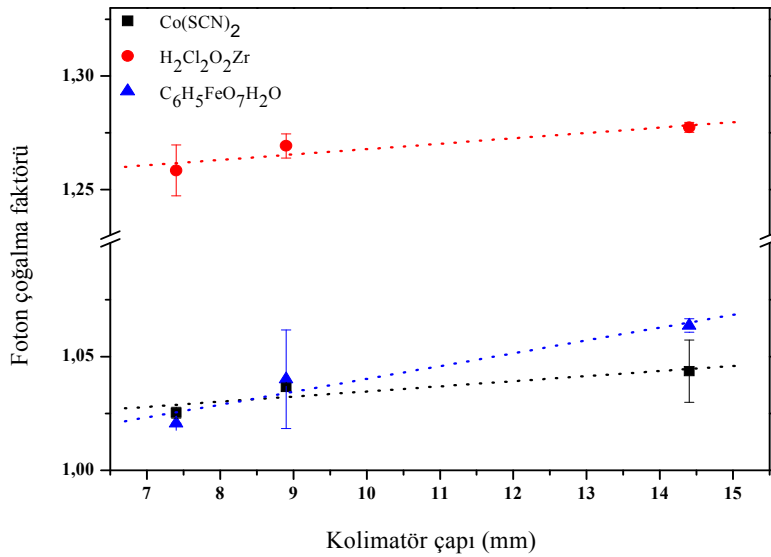
Şekil 4.11. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda V_4O_2 , $NaCO_3H_2O$, $Fe(NO_3)_3$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



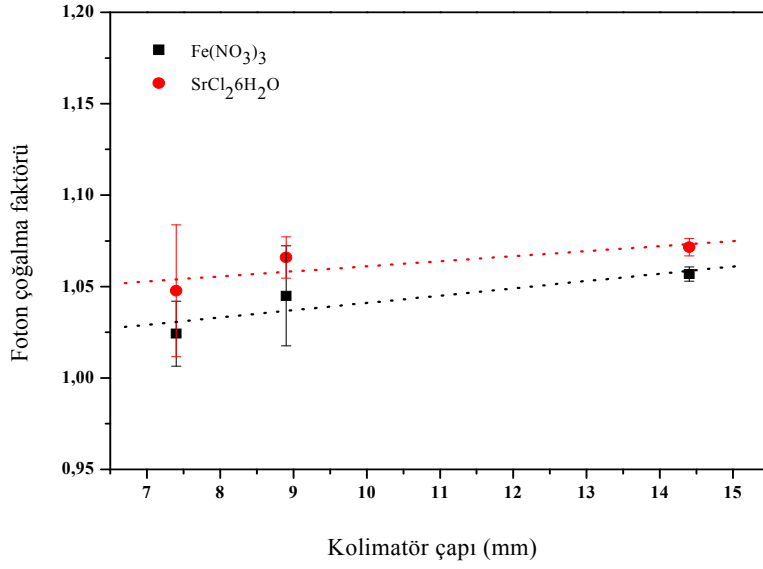
Şekil 4.12. ^{157}Gd kaynağın $K\alpha_2$ spektrumunda MoS_2 , $C_6H_5FeO_7H_2O$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



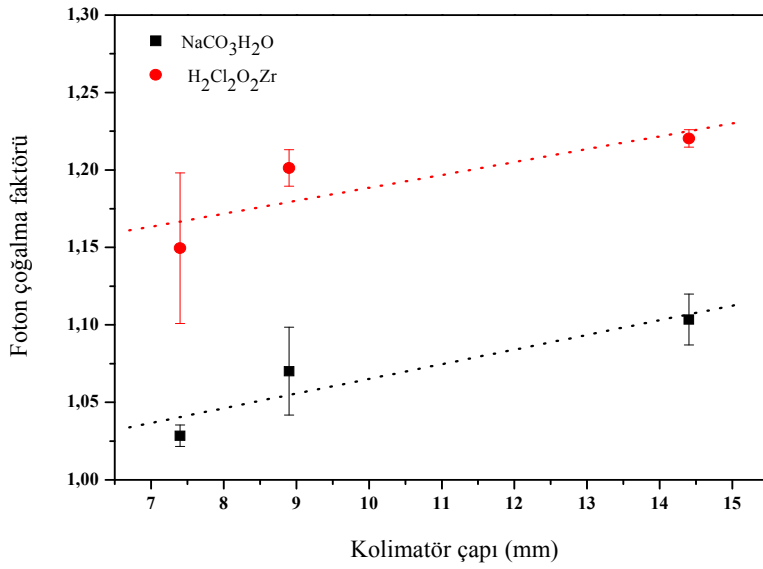
Şekil 4.13. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda V_4O_2 , $NaCO_3H_2O$, $CuCl$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



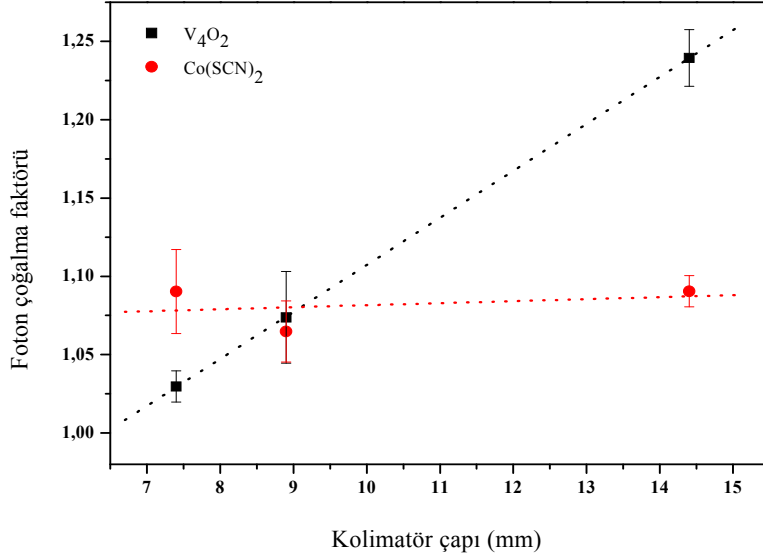
Şekil 4.14. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $C_6H_5FeO_7H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



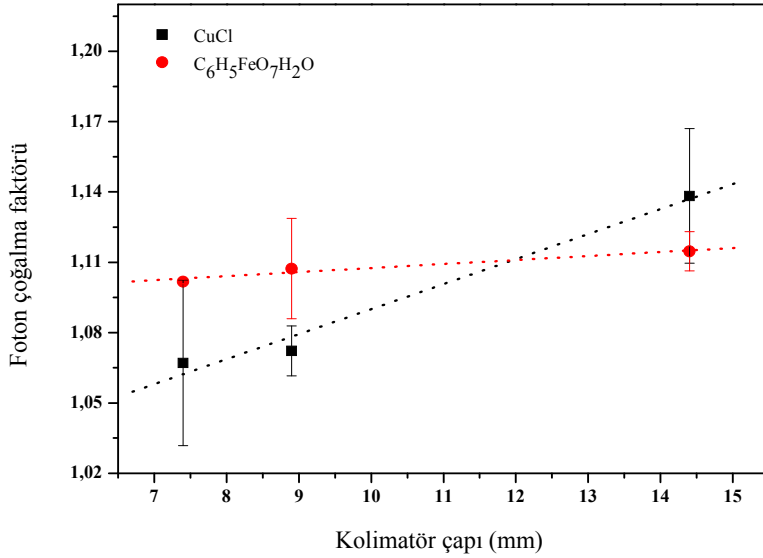
Şekil 4.15. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_1$ spektrumunda $Fe(NO_3)_3$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



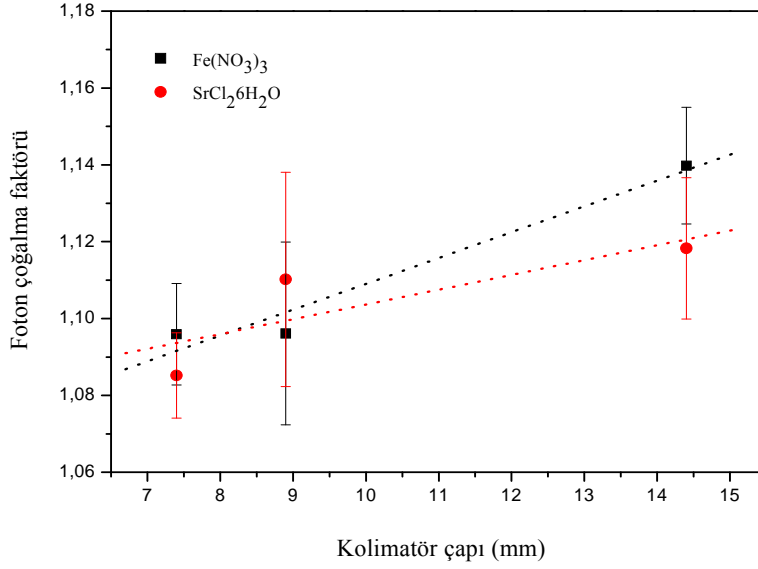
Şekil 4.16. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $NaCO_3H_2O$, $H_2Cl_2O_2Zr$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



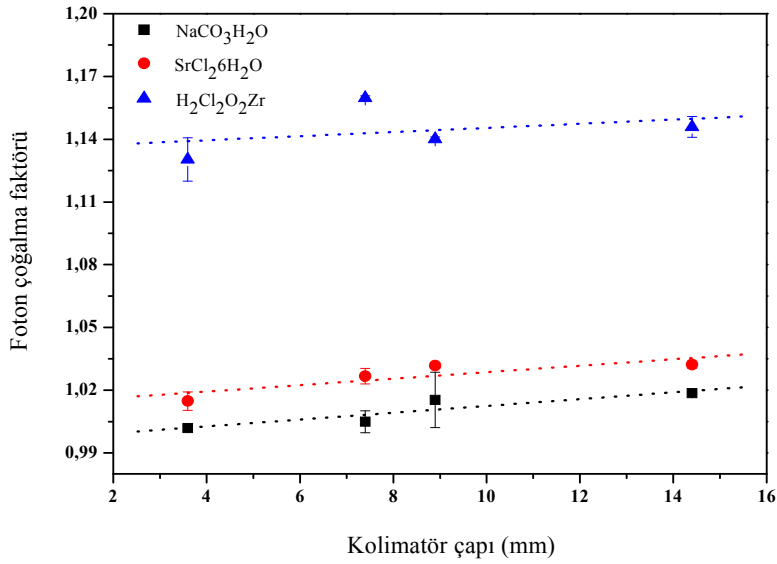
Şekil 4.17. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda V_4O_2 , $Co(SCN)_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



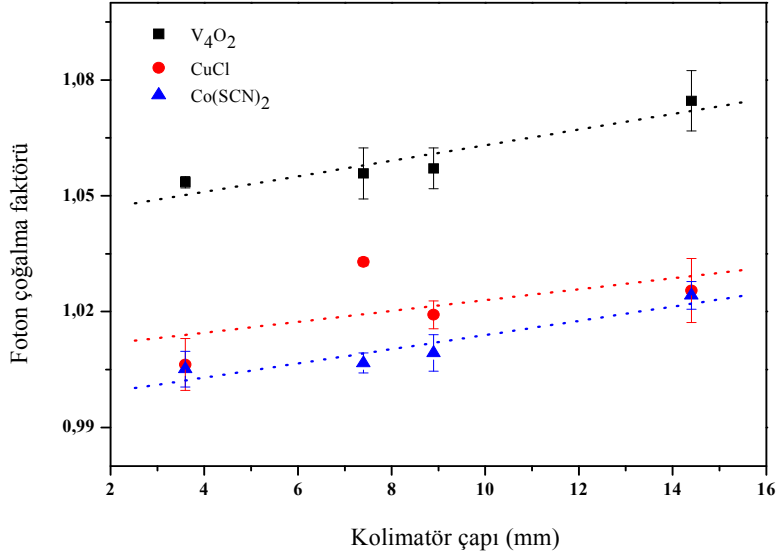
Şekil 4.18. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $C_6H_5FeO_7H_2O$, $CuCl$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



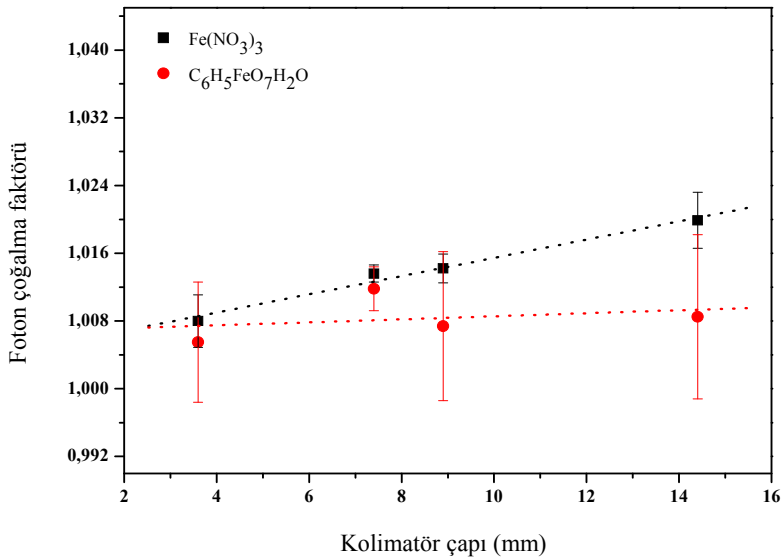
Şekil 4.19. ^{157}Gd kaynağın $K\beta_2$ spektrumunda $Fe(NO_3)_3$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörünün değişimi.



Şekil 4.20. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda $NaCO_3 \cdot H_2O$, $SrCl_2 \cdot 6H_2O$, $H_2Cl_2O_2 \cdot Zr$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



Şekil 4.21. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda V_4O_2 , $CuCl$, $Co(SCN)_2$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



Şekil 4.22. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumunda $Fe(NO_3)_3$, $C_6H_5FeO_7H_2O$ bileşikleri için kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.

4.2. Numune kalınlığına bağılı foton çoğalma faktörü değişimi

Çalışmanın ikinci kısmında numune kalınlıklarını arttırarak kaynak, numune ve dedektör geometrisinde ölçümler alındı. Kaynak olarak ^{241}Am ve ^{109}Cd radyoaktif kaynakları kullanıldı. Numune kalınlığına bağılı alınan ölçümler çizelgeler ve grafikler halinde aşağıda verilmiştir.

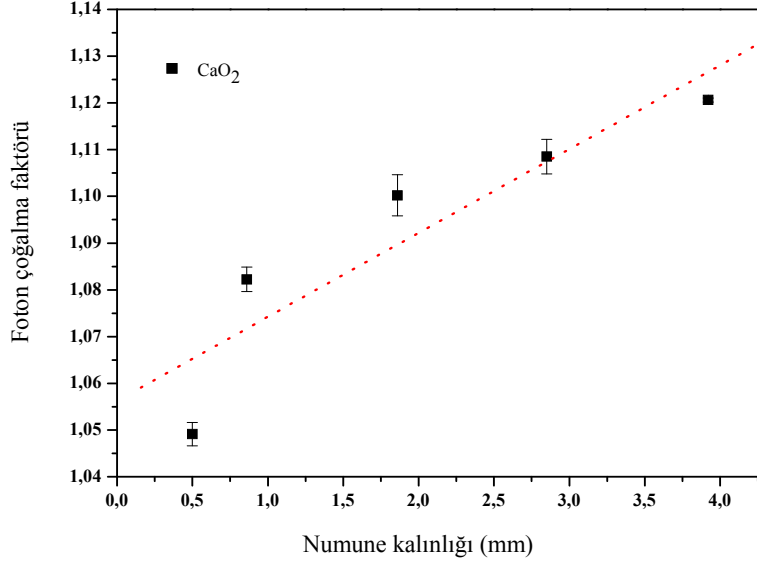
Çizelge 4.9. ^{241}Am $K\alpha$ için numune kalınlığına bağılı foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Numune kalınlıkları (mm)				
	1	2	3	4	5
CaO_2	1,049±0,002	1,082±0,003	1,100±0,004	1,109±0,004	1,121±0,001
MgCl_2	1,100±0,003	1,124±0,002	1,133±0,002	1,140±0,007	1,152±0,005
V_2O_3	1,146±0,007	1,172±0,003	1,194±0,006	1,227±0,004	1,245±0,007
NiCl_2	1,015±0,004	1,016±0,001	1,021±0,001	1,030±0,002	

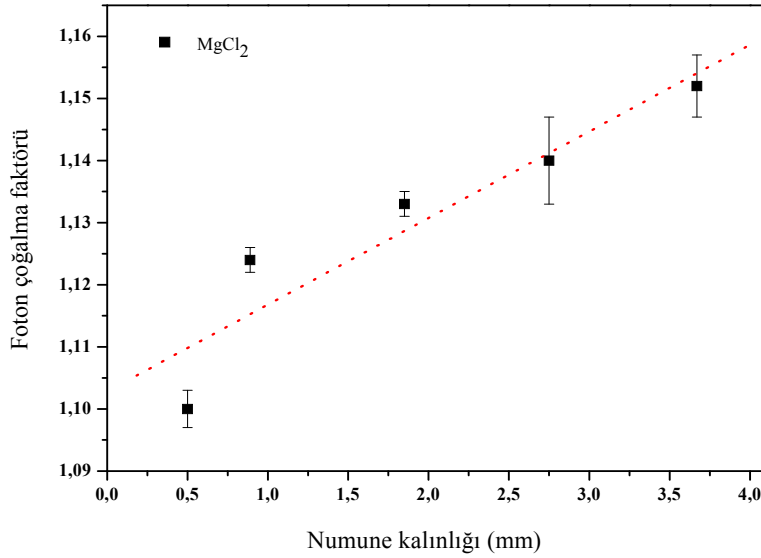
Çizelge 4.10. ^{109}Cd $K\alpha$ için numune kalınlığına bağılı foton çoğalma faktörü değerleri.

Bileşikler	Numune kalınlıkları (mm)				
	1	2	3	4	5
MgCl_2	1,086±0,001	1,100±0,005	1,151±0,013	1,250 ±0,002	1,392±0,001
V_2O_3	1,258±0,002	1,571±0,017	2,401±0,012	4,320 ±0,011	9,457±0,183
NiCl_2	1,079±0,009	1,044±0,002	1,432±0,014	1,871±0,046	

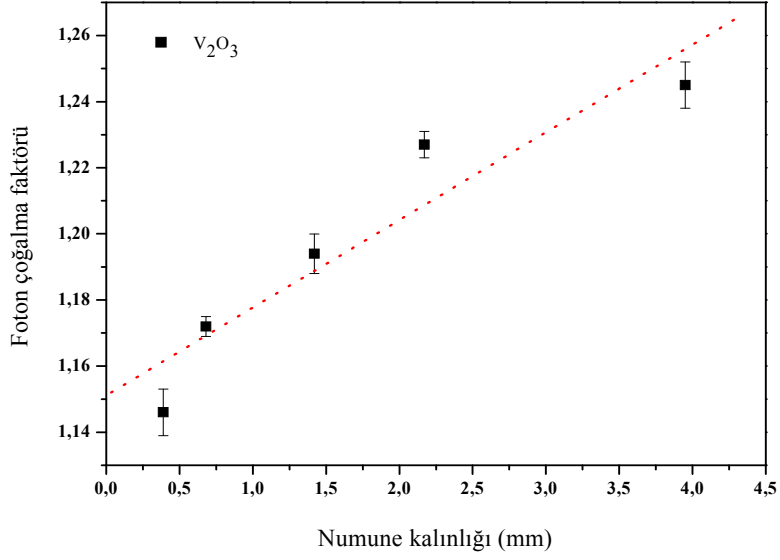
*Numuneler, kütleleri sabit tutularak hazırlandığı için kalınlıklar her bir numune için değişkenlik göstermiştir.



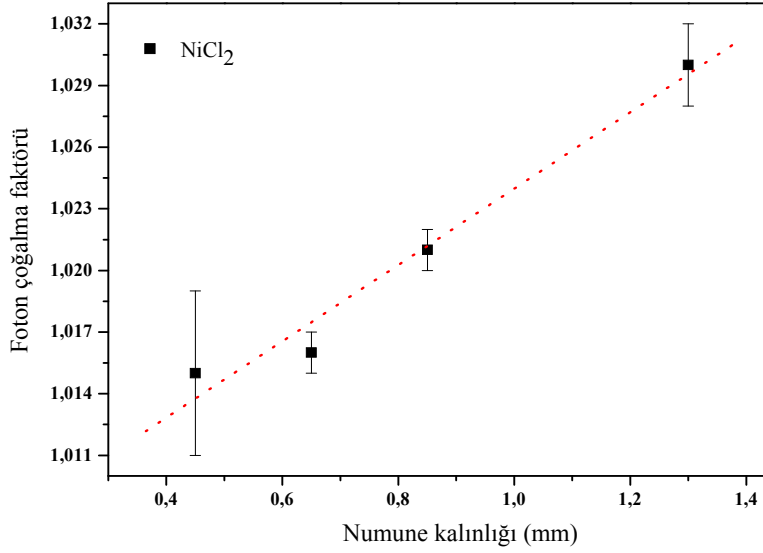
Şekil 4.23. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için CaO_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



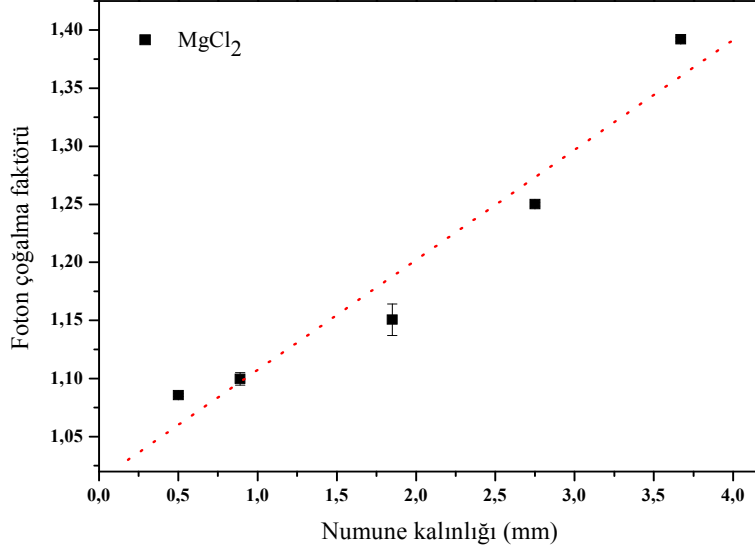
Şekil 4.24. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için MgCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



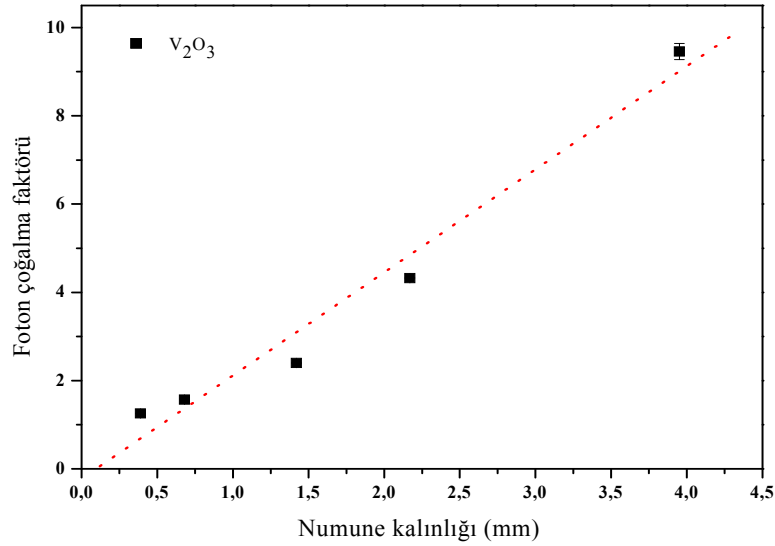
Şekil 4.25. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için V_2O_3 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



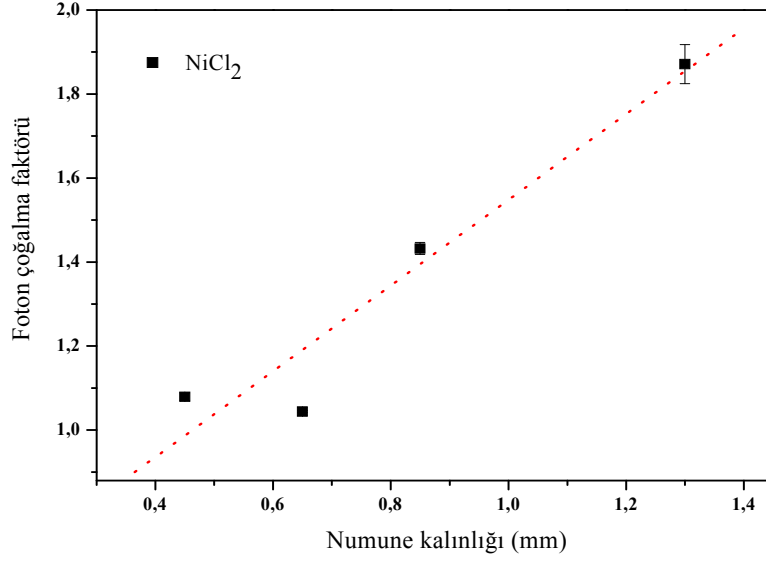
Şekil 4.26. ^{241}Am kaynağın $K\alpha$ spektrumu için NiCl_2 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



Şekil 4.27. ^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için $MgCl_2$ bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



Şekil 4.28. ^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için V_2O_3 bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.



Şekil 4.29. ^{109}Cd kaynağın $K\alpha$ spektrumu için $NiCl_2$ bileşiğinin kalınlığına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Radyasyonun maddeyle etkileşmesi sonucunda en çok gözlemlenen azaltma şekli fotoelektrik azaltma, saçılma biçimi ise Compton saçılmasıdır. Fotonla etkileşen numunenin kalınlığı çok fazla olduğunda ya da gelen radyasyon demetinin ıraksaması ile madde içerisinde meydana gelen çoklu saçılma olayından dolayı ikincil fotonlar meydana gelir. Foton çoğalma faktörü, bu saçılan fotonlarında dahil olduğu toplam foton miktarının, herhangi bir etkileşime uğramadan geçen fotonların miktarına oranı olarak tanımlanır. Foton çoğalma faktörünü oluşturan en baskın olay, küçük saçılma açılarındaki Compton saçılmasıdır.

Bu çalışmada EDXRF sisteminde alınan ölçümlerde deney geometrisinin ölçüm sonuçları üzerinde ne kadar hassas bir etkiye sahip olduğunu ve foton çoğalma faktörünün kaynak fotonlarının yayılma yönü, enerjisi, nüfuz mesafesi gibi pek çok parametreyle değişebildiğini göstermiştir.

Radyasyon etkilerini araştırmak için canlı veya cansız dokular üzerindeki birtakım çalışmalar, radyasyonun soğrulması ve saçılması açısından kimyasal bileşikler dikkate alarak bazı eşdeğerlikler elde edilebilir. Radyasyon uygulamalarında ve sağlık alanında kullanılan düşük dozlu X-ışını terapilerinde etkin radyasyon değerinin belirlenmesinde yardımcı olacağı düşünülmektedir. Radyasyon zıhlamasında kalınlığın tam ve doğru bir şekilde hesaplanması için foton çoğalma faktörünün kullanılması gereklidir.

Bu çalışmada seçtiğimiz kimyasal bileşiklerin foton çoğalma faktörlerinin nüfuz derinliğine ve toplam saçılma açısına bağımlılığı şöyle ifade edilebilir.

5.1. Numune kalınlığına bağılı foton çoğalma faktörü değişimi

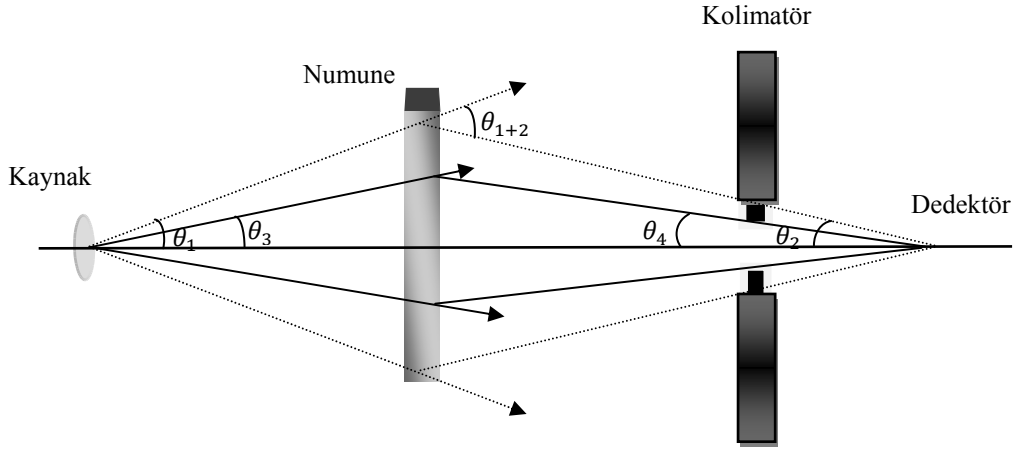
Kullanılan ^{241}Am ve ^{109}Cd kaynaklarla deneysel geometri sabit tutmak kaydıyla CaO_2 , MgCl_2 , NiCl_2 , V_3O_2 bileşiklerinin kalınlıklarını 0,43 mm - 3,95 mm aralığında değiştirilerek foton çoğalma faktörleri hesaplanmıştır. Her iki radyoaktif kaynak için de numune kalınlıkları ile foton çoğalma faktörleri arasında yüksek korelasyon bulundu. Grafiklerde görüldüğü gibi numune kalınlıklarının artmasıyla foton çoğalma faktörü artmaktadır. Elde edilen sonuçlar literatürde yapılan çalışmalarla uyum içerisindedir (Singh *et al.* 2008; Manohara *et al.* 2010; El-Hosiny and El-Faramawy 2000; Siegel *et al.* 1985).

Büyük nüfuz derinliklerinde foton çoğalma faktörü değişimi artmaktadır. Düşük nüfuz derinliklerinde ortalama serbest yol düşük olduğu için fotonun maddeyle etkileşmeden geçme ihtimaliyeti daha yüksektir. Ayrıca gelen fotonun madde ile etkileşmesi sonucunda meydana gelen fotoelektrik olayı düşük nüfuz derinliklerinde maddeyi ikinci bir etkileşim olmadan terk ederken, nüfuz derinliği fazla olduğunda bu durum ikincil fotonları oluşturarak foton kuvvetlendirmesine sebep olmaktadır. Bu durum çalışmamızda elde ettiğimiz foton çoğalma faktörünün numune kalınlığıyla değişimini izah etmektedir.

Foton çoğalma faktörü ölçümleri için kullanmış olduğumuz deneysel şartlar ve parametreler sonuçları etkileyecek birincil öneme sahiptir. Deney geometrisinin manüel olarak yerleştirilmesi ve kullanılan bileşiklerin oksitlenme ihtimalleri sonuçları olumsuz etkileyecek birer dezavantajdı. Bu yüzden bazı ölçümlerde standart sapmalar yüksek olmuştur.

5.2. Kolimatör çapına bağlı foton çoğalma faktörü değişimi

Deney düzeneğinde toplam saçılma açısını değiştirmek için farklı çaplarda dört kolimatör kullanılarak bileşikler için foton çoğalma faktörü hesaplandı. Şekil 5.1 de görüldüğü gibi, kaynaktan yayınlanan fotonların gelme açısı ile numuneden yansıyan fotonların yansıma açılarının toplamı toplam saçılma açısını verir. Dolayısıyla toplam saçılma açısı kolimatör çapının artmasıyla artacaktır.



Şekil 5.1. Kaynaktan dedektöre ulaşan yayınlanan ve saçılan fotonların ışın diagramı (Midgley 2006).

Kolimatörler dedektörle numune arasında sabitlenerek alınan foton çoğalma ölçümlerinde foton çoğalma faktörünün kolimatör çapının artmasıyla artmış olduğu görülmektedir. Deneyde kullanılan farklı enerjilerdeki kaynakların değerlendirilebilen bütün pikleri için foton çoğalma faktörü ele alınan bütün bileşikler için literatörde yapılan çalışmalarla paralellik göstermiştir (Singh *et al.* 2008). Kaynaktan gelen fotonların bir kısmı numune içerisinde etkileşerek, enerjilerinin bir kısmını kaybeder ve saçılmaya uğrarlar. Bu saçılmalar her yönde olduğu için dedektöre ulaşan toplam foton sayısı kolimatör çapına bağlı olarak değişecektir. Kolimatör çapının artmasıyla dedektör tarafından sayılan fotonlar artmıştır. Foton çoğalma faktörüne en büyük etki küçük saçılma açılarında meydana gelen Compton saçılması olmuştur.

KAYNAKLAR

- ANSI/ANS-6.4.3. 1991. Gamma ray attenuation coefficient and buildup factors for engineering materials American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois.
- Al-Baiti, K.O., 2009. A study of dose gamma ray buildup factor for water using different Methods. Abstracts of Researches, 13, 2.
- Babapour, F., Abbaspour, A., Sardari, D., Baradaran, S., 2008. Monte Carlo Modeling for Gamma Ray Buildup Factor in Muscle. NRC7- Seventh International Conference on Nuclear and Radiochemistry, 24-29.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., 1987-199. XCOM: Photon Cross Sections Database. Web Version 1.2, available at [http:// physics.nist.gov/xcom](http://physics.nist.gov/xcom), National Institute of Originally published as NBSIR 87-3597, XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Compute (July 1987).
- Brar, G. S., Sidhu, G.S., Singh, P. J., Mudahar, G. S., 1999. Buildup factor studies of HCO-materials as a function of weight fraction of constituent elements. Radiation Physics and Chemistry, 54, 125-129.
- Debertin K. and Helmer R.G., 1988. Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. North-Holland, Amsterdam.
- El-Faramawy, N.A., El-Hosiny, F.I., 1998. The effect of the autoclaving process and addition of silica fume on Portland cement in shielding gamma radiation. Radiation Measurements, 29, 619-623.
- El-Hosiny, F.I., El-Faramawy, N.A., 2000. Shielding of Gamma Radiation by Hydrated Portland Cement-lead pastes. Radiation Measurements, 32, 93-99.
- El-Kateb, A. H., Rizk, R. A. M., Abdul-Kader, A. M., 2000. Determination of atomic cross-sections and effective atomic numbers for some alloys. Annals of Nuclear Energy, 27, 1333-1343.
- Eugene P. Bertin, Principles ve Practice of X-Ray Spectrometric Analysis 1970–1975 New York-London.
- Gerward, L., Guilbert, N., Jensen, K. B., Levring H., 2001. X-ray absorption in matter. Reengineering XCOM. Radiation Physics and Chemistry, 60, 23-24.
- Harima, Y., 1983. An approximation of gamma ray buildup factors by modified geometrical progression. Nuclear Science and Engineering, 83, 299-309.
- Harima, Y., Sakamoto, Y., Tanaka, S., Kawai, M., 1986. Validity of the Geometric-Progression Formula in Approximating Gamma-Ray Buildup Factors. Nuclear Science and Engineering, 94, 24-35.
- Hirayama H., Trubey D.K., 1988. Effects of incoherent and coherent scattering on the exposure buildup factors of low energy gamma rays. **Nuclear Science and Engineering**, 99, 145.
- Hubbell J.H, Veigele Wm.J, Briggs E.H, Brown R.T, Cromer D.T, Howerton R.J 1975 Atomic form factors, incoherent scattering functions and photon scattering cross sections. J. Phys. Chem. Ref. Data 4,471-475
- Jenkins, R., 1986. An Introduction To X-Ray Spectrometry. Heyden and Son. New York, 226s.
- Jones, T.H., Busch, R.D., Miller, J.A., Seager, K.D. Determination of Buildup Factors in Titanium and Depleted Uran. Received 12 /27/1995.

- Knoll, G. F., 1989. Radiation detection and measurement John Wiley & Sons, Inc.
- Köse, Y., 2007. Numune üzerine uygulanan elektrik akımının kütle azaltma katsayısına etkisi. Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Kucuk, N., 2010. Computation of gamma-ray exposure buildup factors up to 10 mfp using generalized feed forward neural network. *Expert Systems with Applications*, 37, 3762-3767.
- Kurudirek, M., 2011. Bazı çoklu element yapıdaki maddelerin foton etkileşimi, foton enerji soğurması, foton kuvvetlendirme faktörü ve hızlı nötron azaltma tesir kesitleri açısından incelenmesi. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Lide, D.R., 1996. CRC Handbook of chemistry and physics, 76th ed. CRC Press Inc., New York.
- Maron, M.J., 1987. Numerical analysis: a practical approach. Macmillan, New York.
- Manohara, S. R., Hanagodimath, S. M., Gerward, L., 2010. Energy absorption buildup factors for thermoluminescent dosimetric materials and their tissue equivalence. *Radiation Physics and Chemistry*, 79, 575-582.
- Midgley, S., 2006. Angular width of a narrow beam for X-ray linear attenuation coefficient measurements. *Radiation Physics and Chemistry*, 75, 945.
- Mudahar, G.S., Brar, G.S., Sidhu, G.S., Sandhu, P.S., 1998. Variation of buildup factors of soil with weight fraction of iron and silicon, 8, 977-980.
- Overcamp, T.J., 2009. Energy absorption buildup factors and energy conservation. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 46, 479-483.
- Sakamoto, Y., Tanaka, S., Harima, Y., 1988. Interpolation of Gamma-Ray Buildup Factors for Point Isotropic Source with Respect to Atomic Number. *Nuclear Science and Engineering*, 100, 33-42.
- Shimizu, A., Onda, T., Sakamoto, Y., 2004. Calculation of Gamma-Ray Buildup Factors up to Depths of 100 mfp by the Method of Invariant Embedding, (III) Generation of an Improved Data Set. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 41, 413-424.
- Shimizu, A., 2002. Calculation of Gamma-Ray Buildup Factors up to Depths of 100 mfp by the Method of Invariant Embedding, (I) Analysis of Accuracy and Comparison with Other Data. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39, 477-486.
- Shultis, J.K., Faw, R.E., 2005. Radiation Shielding Technology, *Health Physics*, 88, 297-322.
- Siegbahn, K. 1974. Alpha-Beta And Gamma-Ray Spectrometry. North-Holland Publishing Company, 38-39, Netherlands.
- Siegel, J. A., Wu, R. K., Maurer, A. H., 1985. The buildup factor: Effect of scatter on absolute volume determination. *Journal of Nuclear Medicine*, 26, 390-394.
- Sidhu, S. G., Singh, P. J., Mudahar, G. S., 2000. A study of energy and effective atomic number dependence of the exposure build-up factors in biological samples. *Journal of Radiological Protection*, 20, 53-68.
- Singh, T., Kumar, N., Singh, P. J., 2009. Chemical composition dependence of exposure buildup factors for some polymers. *Annals of Nuclear Energy*, 36, 114-120.
- Singh, P.J., Singh, T., Kaur, P., 2008. Variation of energy absorption buildup factors with incident photon energy and penetration depth for some commonly used solvents. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 1093-1097.

- Singh, K., Singh, C., Singh P. S., Mudahar, G. S., 2002. Effect of weight fraction of different constituent elements on the total mass attenuation coefficients of biological materials. *Pramana*, 59, 151-154.
- Singh, S., Kumar, A., Singh, C., Thind, K.S., Mudahar, S.M., 2008. Effect of finite simple dimensions and total scatter acceptance angle on the gamma ray buildup factor. *Annals of Nuclear Energy*, 35, 2414–2416.
- Storm, E. and Israel, H.I. 1970. *Nuclear Data Tab*, A7, 565s.
- Suteau, C., Chiron, M., 2005. An iterative method for calculating gamma-ray buildup factors in multi-layer shields. *Radiation Protection Dosimetry*, 116, 489-492.
- Trontl, K., Smuc, T., Pevec, D., 2007. Support vector regression model for the estimation of gamma-ray buildup factors for multi-layer shields. *Annals of Nuclear Energy*, 34, 939–952.
- Turgut, Ü., Şimşek, Ö., Büyükkasap, E., Ertuğrul M., 2002. X-Ray attenuation coefficients at different energies and the validity of the mixture rule for compounds around the absorption edge. *Spectrochimica Acta Part B*, 57, 261-266.
- Turgut, Ü., Büyükkasap, E., Şimşek, Ö., Ertuğrul M., 2005. X-ray attenuation coefficients of Fe compounds in the K-edge region at different energies and the validity of the mixture rule. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 92, 143-151.
- Özdemir, Y., 2002. Foton uyarımlı L₃ alttabakasından M- tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin ve floresans x-ışınlarının açısal dağılımının ölçülmesi ve anizotropi parametrelerinin tayini, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Erzurum da doğdu. İlk ve lise öğrenimini Erzurum da tamamladı. 2000 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2004 yılında bu bölümden mezun olup aynı yıl Atom ve Molekül Fiziği Anabilim dalında Yüksek Lisansa başladı ve Temmuz 2007 yılında Yüksek Lisansını tamamladı. 2007 yılında başladığı Doktora eğitimini Kasım 2011 itibariyle tamamladı.