

**T.C.
ERZİNCAN BİNALİ YILDIRIM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS

**BAZI ELEMENTLERİN KOHERENT/COMPTON
DİFERANSİYEL TESİR KESİTİ ORANLARININ FARKLI
SAÇILMA AÇILARINDA BELİRLENMESİ**

Mesut ALKAN

Doç. Dr. Tuba AKKUŞ

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

**ERZİNCAN
2022**

Her Hakkı Saklıdır.

ÖZET

Yüksek Lisans

BAZI ELEMENTLERİN KOHERENT/COMPTON DİFERANSİYEL TESİR KESİTİ ORANLARININ FARKLI SAÇILMA AÇILARINDA BELİRLENMESİ

Mesut ALKAN

Erzincan Binali Yıldırım Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. Tuba AKKUŞ

Bu çalışmada Uranyum, Kurşun, Hafniyum ve Samaryum elementlerinin 85° , 95° , 105° , 115° , 125° ve 135° saçılma açılarında koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları ($d\sigma_{koherent}/d\sigma_{Compton}$) incelenmiştir. Numuneler Am-241 nokta kaynağından çıkan 59,54 keV enerjili fotonlarla bombardıman edilmiştir. Numunelerden saçılan fotonların sayılmasında rezolüsyonu 5,9 keV'de 199,6 eV olan HPGe dedektör kullanılmıştır. Dedektör-numune arasında kalan havanın soğurma faktörü ($\beta_{\gamma a}$), numuneden saçılan fotonlar için numunenin soğurma faktörü ($\beta_{\gamma t}$), ve dedektörün koherent ve Compton saçılma tepelerinin enerjilerinde fotopik veriminin dikkate alınmasıyla deneysel hesaplamalar yapılmıştır. Elde edilen deneysel sonuçlar rölativistik form faktör teori, non rölativistik form faktör teori ve modifiye form faktör teorileri ile elde edilen teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Saçılma açısının artması ile her bir element için $d\sigma_{koherent}/d\sigma_{Compton}$ oranının azaldığı gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Compton saçılması, Diferansiyel tesir kesit, Koherent saçılması, Saçılma açısı

2022, 47 Sayfa

ABSTRACT

Master Thesis

DETERMINATION OF COHERENT/ COMPTON DIFFERENTIAL CROSS-SECTION OF SOME ELEMENTS AT DIFFERENT SCATTERING ANGLES

Mesut ALKAN

Erzincan Binali Yıldırım University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Tuba AKKUŞ

In this study, coherent/Compton differential cross section ratios ($d\sigma_{coherent}/d\sigma_{Compton}$) of Uranium, Lead, Hafnium and Samarium elements were calculated at scattering angles of 85°, 95°, 105°, 115°, 125° and 135. The samples were irradiated by 59,54 keV energy photons emitted from an Am-241 radioactive source. The scattering photons were measured using a HPGe detector with a resolution of 199,6 eV at 5,9 keV. The attenuation factor of air between the detector and samples ($\beta_{\gamma a}$), the sample's absorption factor for photons scattered from the sample ($\beta_{\gamma t}$) and the photopeak efficiency of detector for Compton and coherent energies have been performed for experimental calculations. The experimental results were compared with the theoretical results obtained with relativistic form factor theory, non-relativistic form factor theory and modified form factor theory. It was observed that the ratio of $d\sigma_{coherent}/d\sigma_{Compton}$ for each element decreased with increasing scattering angle.

Keywords: Coherent scattering, Compton scattering, Differential cross section, Scattering angle

2022, 47 Pages

TEŞEKKÜR

Bu çalışmamda, bilgi ve birikimi ile bana yön göstererek, olumlu tavırları ile beni her konuda destekleyen ve yardımını esirgemeyerek bu çalışmamı tamamlamamı sağlayan, öğrencisi olmaktan onur duyduğum, Erzincan Binali Yıldırım Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyesi Sayın Doç. Dr. Tuba AKKUŞ'a çok teşekkür ederim. Yine bu çalışmamda özellikle aldığım derslerde bana sağladığı katkılardan dolayı Erzincan Binali Yıldırım Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim Üyelerinden Sayın Prof. Dr. Sevil DURDAĞI'na çok teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında desteğini ve duasını esirgemeyen annem Gülsüm ALKAN'a, bana sabır göstererek maddi ve manevi her türlü desteği veren eşim Rumeysa ALKAN'a ve zamanlarından çaldığım çocuklarım Bilal Eymen ve Nejdet Hamza'ya çok teşekkür ederim.

Bu çalışma sırasında yine her türlü desteği benden esirgemeyen arkadaşlarım ve beraber çalıştığım Erzincan Kapalı Ceza İnfaz Kurumu'nda çalışan İnfaz Koruma Memuru arkadaşlarıma destek ve iyi dilekleri için teşekkür ederim.

Mesut ALKAN

Haziran, 2022

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ	vi
ÇİZELGELER LİSTESİ	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR	viii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	6
2.1. Gama Bozunması	6
2.2. Gama Radyasyonunun Madde ile Etkileşmesi	8
2.3. Elektromanyetik Radyasyonunun Soğrulması	9
2.3.1 Fotoelektrik olay	10
2.3.2. Çift oluşum	11
2.4 Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması	13
2.4.1. Koherent saçılma	13
2.4.2. İnkoherent saçılma.....	14
2.4.2.1. Compton saçılması.....	15
2.5. Tesir Kesiti	18
2.6. Diferansiyel Tesir Kesiti	20
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	23
3.1. X-Işını Flöresans Spektroskopisi.....	23
3.2. Enerji Ayırmalı X-ışını spektrometresi (EDXRF)	25
3.3. HPGe Dedektörler	26
3.4. Deney Geometrisi.....	27
3.5. Numunelerin Hazırlanması.....	28
3.6. Koherent/Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesit Oranının Teorik Hesaplanması	28

3.7. Koherent/Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesit Oranının Deneysel Hesaplanması	29
3.8. Dedektör Veriminin Ölçülmesi	30
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	32
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	40
KAYNAKLAR	44



ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1. Gama ışınlarının yayınlanması	7
Şekil 2.2. Gama ışınlarının madde ile etkileştiğinde gerçekleşen olaylar.....	8
Şekil 2.3. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi	9
Şekil 2.4. Fotoelektrik olay	10
Şekil 2.5. Çift oluşumu	12
Şekil 2.6. Compton Saçılması	15
Şekil 2.7. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki ve tesir kesitinin geometrik yorumu	19
Şekil 2.8. $d\Omega$ katı açısının hesap elemanları.	21
Şekil 3.1. Tipik bir x-ışını flöresans düzeneği	23
Şekil 3.2. EDXRF analiz düzeneği	25
Şekil 3.3. Deney geometrisi	27
Şekil 3.4. HPGe dedektör için verim eğrisi	31
Şekil 4.1. Samaryum elementinden $\theta = 85^\circ$ 'de elde edilen saçılma spektrumu	32
Şekil 4.2. Samaryum elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.	38
Şekil 4.3. Hafniyum elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.	38
Şekil 4.4. Kurşun elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.	39
Şekil 4.5. Uranyumun elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi	39

ÇİZELGELER LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Kullanılan numuneler ve özellikleri.....	28
Çizelge 3.2. HpGe dedektörün verim eğrisinin hesaplanmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar	31
Çizelge 4.1. Saçılma açılarına karşılık gelen Compton enerjileri ve momentum transfer faktörleri.....	33
Çizelge 4.2. Samaryum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri	33
Çizelge 4.3. Hafniyum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri	34
Çizelge 4.4. Kurşun elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri.....	34
Çizelge 4.5. Uranyum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri	35
Çizelge 4.6. Samaryum elementi için teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri ...	36
Çizelge 4.7. Hafniyum elementi için teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri	36
Çizelge 4.8. Kurşun elementi teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri.....	37
Çizelge 4.9. Uranyum elementi teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri	37
Çizelge 5.1. Samaryum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.....	41
Çizelge 5.2. Hafniyum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.....	41
Çizelge 5.3. Kurşun elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.	42
Çizelge 5.4. Uranyum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.....	42

SİMGELER ve KISALTMALAR

Simgeler

A	Yüzey Alanı
a_0	Bohr Yarıçapı
$\beta_{\gamma a}$	Hava için Soğurma Düzeltme Faktörü
$\beta_{\gamma t}$	Hedef için Soğurma Düzeltme Faktörü
c	Işık Hızı
$d\Omega$	Katı açı
$+e$	Pozitron Yüğü
$-e$	Elektron Yüğü
eV	Elektron Volt
E	Compton Olayında Saçılan Foton Enerjisi
E_γ	Dedektörün Foto Pik Verimi
E_+	Çift Oluşum Olayında Pozitronun Kinetik Enerjisi
E_-	Çift Oluşum Olayında Elektronun Kinetik Enerjisi
E_f	Düşük Enerji Durumundaki Çekirdeğin Enerjisi
E_i	Yüksek Enerji Durumundaki Çekirdeğin Enerjisi
E_{nuc}	Geri Tepen Çekirdeğin Kinetik Enerjisi
ΔE	İki Enerji Seviyesi Arasındaki Fark
ϕ	Saçılan Elektronun Saçılma Açısı
$F(x, Z)$	Atomik Form Faktörü
γ	Gama Işını
h	Planck Sabiti
I	Numuneyi Geçen Radyasyon Şiddeti
I_0	Gelen Radyasyon Şiddeti
λ	Dalga Boyu
m_0	Elektronun Durgun Kütlesi
μ	Kütle Soğurma Katsayısı
ν	Işımanın Frekansı
N_0	Numuneye Gelen Parçacık Sayısı

N_s	Etkileşmeye Uğrayan Parçacık Sayısı
$N_{Compton}$	Compton Saçılmadaki Pik Sayısı
$N_{koheret}$	Koherent Saçılmadaki Pik Sayısı
P	Momentum
r_e	Elektronun Klasik Yarıçapı
$S(x,Z)$	İnkoherent saçılma Fonksiyonu
σ	Tesir Kesiti
σ_T	Toplam Saçılma Tesir Kesiti
θ	Saçılan Fotonun Saçılma Açısı
t_a	Hava Kütle Kalınlığı
t_t	Numune Kütle Kalınlığı
x	Numune Kalınlığı
Z	Atom Numarası

Kısaltmalar

EDXRF	Enerji Ayırmalı X-Işını Flüoresans Spektrometresi
Hf	Hafniyum
HPGe	Germanyum yarıiletken dedektör
MRFF	Modifiye rölativistik form faktörü
NaI	Sodyum İyodur
NRFF	Non rölativistik form faktörü
Pb	Kurşun
RFF	Rölativistik form faktörü
Sm	Samaryum
U	Uranyum
XRF	X-ışını Flüoresansı

1. GİRİŞ

Gama ışınlarının saçılması radyasyon dozimetride, zırhlamada, askeri uygulama alanlarında, klimatolojide, malzemelerin tahribatsız analizinde, astrofizikte ve tıbbi uygulamalarda çok önemlidir. Koherent ve Compton saçılmalar, elementlerin, bileşiklerin, metallerin ve alaşımların elektron momentum dağılımları gibi bazı fiziksel özelliklerini belirlemek, malzemelerin atom numaralarını karakterize edebilmek ve maddenin yapısal özellikleri hakkında bilgi edinebilmek için ana süreçlerdir. Koherent ve Compton diferansiyel tesir kesitleri uyarılmış sistemlerin durumlarını anlamak için önemlidirler. Koherent ve Compton diferansiyel tesir kesitleri; medikal x-ışını teknolojisinde, radyasyon soğurma hesaplamalarında, güç reaktörü zırhlamasında, endüstriyel radyasyon işlemede, enerji depolama hesaplamalarında, nükleer fizik deneylerinin analizi gibi pek çok alanda kullanılır.

Compton diferansiyel tesir kesitleri, koherent diferansiyel tesir kesitleri ve koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları ile ilgili literatürde çeşitli çalışmalar mevcuttur. Brown atom numarası $Z=2$ den $Z=26$ 'ya kadar olan elementlerin koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini; 500 eV ile 200 keV foton enerji aralığında hesaplamış ve teorik değerlerle kıyasladığında yüzde bir oranında yanılma payı ile sonuçların uyumlu olduğunu belirlemiştir (Brown, R.T. 1975). Shivananda ve Gopal, bazı element ve bileşiklerin 661.6 keV enerjili gama ışınları kullanılarak inkoherent diferansiyel tesir kesitleri deneysel olarak hesaplamışlar ve teorik sonuçlarla uyum içerisinde olduğunu gözlemlemişlerdir (Shivananda ve Gopal, 1984). Bradley ve Ghose, Sn ve Pb elementleri için 10° ila 60° saçılma açılarında koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini deneysel olarak hesaplamışlar sonuçların teorik değerlerle karşılaştırdığında büyük açılarda küçük açılara göre daha uyumlu sonuçlar elde etmişlerdir (Bradley ve Ghose, 1987). Kurucu ve arkadaşları, Al, Sn ve Ta elementlerinin Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini $81^\circ, 85.5^\circ, 90^\circ$ ve 94.5° saçılma açılarında Am-241 nokta kaynağından yayınlanan 59,5 keV enerjili gama ışınları ile ölçmüşlerdir. Deneysel sonuçları bazı yaklaşım yöntemleri ile elde edilen teorik sonuçlarla kıyaslamışlardır (Kurucu vd.,1996). Abdel ve arkadaşları bazı bileşiklerinin koherent ve inkoherent diferansiyel tesir kesitlerini 59.54 keV enerjide 30° - 120° derece arasındaki 10 saçılma

açısında deneysel olarak hesaplanmış ve teorik değerlerle uyumlu olduğunu belirlemişlerdir. (Abdel vd.,1998). Şimşek, Zr, Nb ve Mo elementlerinden saçılan 59.54 keV enerjili gama ışınlarının koherent diferansiyel tesir kesitlerini bir Si(Li) dedektör kullanarak 40° - 135° arasında değişen açılarda hesaplamıştır. Deneysel sonuçları farklı teorik yaklaşımlarla kıyaslamıştır (Şimşek, Ö. 1999). Kumar ve arkadaşları Be, C, Mg, Al, S, Ti, Fe, Cu, Zn, As, Se, Y, Zr, Ag, In, Sn, Te, Gd, Dy, Ho elementlerinin 133° saçılma açısında inelastik saçılma diferansiyel tesir kesitlerini HPGe dedektörü kullanarak ölçmüşlerdir. Bulunan sonuçlar teorik hesaplamalarla karşılaştırılmış ve uyum içinde oldukları gözlemlenmiştir (Kumar vd., 2002). İçelli ve Erzeneoğlu, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Sn, Ta, Au ve Pb elementlerinin 59.5 keV enerjide γ ışınlarını kullanarak Compton ve koherent diferansiyel tesir kesitleri Ge(Li) dedektör yardımıyla 55° - 115° saçılma açılarında ölçülmüş bulunan deneysel sonuçlar göreceli ve göreceli olmayan form faktör teorileriyle karşılaştırmışlardır (İçelli ve Erzeneoğlu, 2002). İçelli ve Erzeneoğlu yaptıkları diğer çalışmada, Am-241 kaynağını kullanarak Be, Al ve Au elementlerinin koherent ve inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesitlerini 45° ile 125° arasında değişen saçılma açılarında hesaplamışlardır (İçelli ve Erzeneoğlu, 2002). Yalçın ve arkadaşları V, Cr, Co, Br, Sr, Cd, I, Cs, Ba, Ce, Nd, Sm, Hf, Os ve Tl elementlerin inkoherent saçılma tesir kesitlerini 59,5 keV enerjili fotonları kullanılarak 110° saçılma açısında yüksek çözünürlüklü bir Ge(Li) dedektör kullanılarak deneysel olarak saptamışlar (Yalçın vd., 2017). Kurucu Ge(Li) dedektör kullanarak atom numarası $Z=23$ ile $Z=51$ arasında olan elementlerin 59,54 keV enerjili γ ışınları kullanılarak inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesitini 30° - 140° arasındaki saçılma açılarında ölçmüştür (Kurucu, Y. 2004). Şimşek ve arkadaşları Zn ve Cu elementlerinin koherent ve inkoherent diferansiyel tesir kesitlerini 40° - 135° arasındaki açılarda deneysel olarak hesaplamışlar ve teorik sonuçlarla karşılaştırmışlardır (Şimşek vd., 2004). Şimşek ve Ertuğrul, Zr, Nb ve Mo elementleri koherent ve inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesit oranlarının saçılma açısına göre değişimini, Si(Li) dedektör kullanarak 40° - 135° arasındaki 20 farklı saçılma açısı için deneysel olarak ölçmüşlerdir. Koherent ve inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesit oranları, farklı teorik yaklaşımlarla hesaplamışlardır (Şimşek ve Ertuğrul, 2004). Singh ve arkadaşları atom numarası $6 \leq Z \leq 90$ ve $1 \leq Z \leq$

50 arasında olan elementlerin elastik ve inelastik saçılma diferansiyel tesir kesit ölçümleri 141°'lik saçılma açısında 17.44 keV fotonlar kullanılarak HPGe/Si(Li) dedektör yardımıyla deneysel olarak hesaplanmış ve deneysel sonuçlar; S-matrix teorisi ile hesaplanan teorik sonuçlarla uyumlu olduğunu gözlemlemişlerdir (Singh vd.,2006). Singh ve arkadaşları pirinç, bronz, lehim, perspeks ve bakalit gibi bileşiklerdeki kompozit malzemelerin etkin atom numarası; yüksek çözünürlüklü bir HPGe dedektörü kullanılarak 50° lik saçılma açısında 279 keV enerjili gama ışınlarının Rayleigh/Compton saçılımından faydalanılarak hesaplamışlardır. Elde edilen sonuçların teorik sonuçlarla iyi bir uyum sağladığını gözlemlemişlerdir (Singh vd.,2007). Kumar ve arkadaşları Be, C, Mg, Al, Ca ve Ti elementlerinin Compton diferansiyel saçılma tesir kesitleri sırasıyla 279,1, 661,6 ve 1115,5 keV enerjilerinde 60°, 80° ve 100°'lik saçılma açısında deneysel olarak ölçülmüş ve etkin atom numaraları belirlemişlerdir. Belirlenen sonuçların teorik değerlerle % 2 sapma ile iyi bir uyum içinde olduğunu gözlemlemişlerdir. Varılan sonuçlar değerlendirildiğinde etkin atom numarasını belirlemede radyoaktif kaynak enerjisinin önemli bir faktör olduğu sonucuna ulaşmışlardır (Kumar vd., 2010). Singh ve arkadaşları atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ olan elementlerin koherent/inkoherent saçılma kesit oranlarını; 59.54 keV gama enerjili ışınları kullanılarak, 90° saçılma açısında HPGe dedektör yardımıyla ölçmüşlerdir. Ölçülen değerler düşük atom numaralı elementlerde teorik değerlerle uyumlu olduğunu, yüksek atom numaralı elementlerde ise teorik değerlerden sapma olduğu görmüşlerdir (Singh, vd., 2012). Singh ve arkadaşları atom numarası $6 \leq Z \leq 82$ arasında olan elementlerin koherent ile Compton tesir kesit oranlarını 50°, 70° ve 90° saçılma açısında 145 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak HPGe dedektör yardımıyla deneysel olarak hesaplamışlar ve deneysel sonuçları farklı teorik yaklaşımlarla kıyaslamışlardır (Singh vd.,2013). Vinaykumar ve Umesh Kurşun ve Sodyum bileşiklerinin koherent ve inkoherent saçılma tesir kesitleri 241-Am nokta kaynağından yayınlanan gama ışınları kullanılarak 10° den küçük açılarda hesaplamışlardır ve bulunan sonuçları Hartree-Fock modeli ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırdıklarında aralarında iyi bir uyumun olduğunu gözlemlemişlerdir. (Vinaykumar ve Umesh, 2014). Akkuş ve arkadaşları Au elementinin koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını 90°, 100°, 110°, 120° ve 130° polar ve 30°, 20°, 10°, 0°, -10°, ve -20° azimutal açılarda 59,54 keV

foton enerjisinde HPGe dedektörü kullanılarak deneysel olarak ölçmüşler ve bu deneysel sonuçları teorik değerlerle kıyaslamışlardır (Akkuş vd., 2015). Singh ve arkadaşları atom numarası $13 \leq Z \leq 82$ arasında olan elementlerden 110° saçılma açısında 59,54 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak koherent ile Compton saçılma tesir kesit oranını deneysel olarak hesaplamışlar ve teorik sonuçlarla karşılaştırmışlardır (Singh vd., 2015). Şimşek, BaSO₄, CaF₂, Mg₂SiO₄, MgSO₄ ve ZnSO₄·7(H₂O) termoluminesans dozimetrik bileşiklerin inkoherent/koherent tesir kesit oranlarını 95° , 105° , 115° , 125° ve 135° saçılma açılarında Am-241 nokta kaynağından çıkan 59,54 keV enerjili fotonlar kullanılarak bir HPGe dedektör yardımıyla deneysel olarak hesaplamış, inkoherent ve koherent tesir kesiti oranlarının artan açı ile azaldığını gözlemlemiştir (Şimşek, Ö. 2016). Çatal ve arkadaşları Cd, In, Sn ve Pb elementlerinin koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını 30-300 °C arasında değişen sıcaklıklarda hesaplayarak sıcaklığın artmasıyla koherent/Compton oranının azaldığını görmüşlerdir (Çatal vd.,2016). Yılmaz ve arkadaşları BaSO₄, CaF₂, Mg₂SiO₄, MgSO₄ ve ZnSO₄·7(H₂O) inorganik materyallerin 59,54 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını 95° , 105° , 115° , 125° , 135° saçılma açısında deneysel olarak hesaplamışlardır. Bulunan sonuçlara göre saçılma açısı arttıkça koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranının azaldığını gözlemlemiştir (Yılmaz vd.,2015). Upmanyu ve arkadaşları atom numarası $26 \leq Z \leq 83$ arasında olan 35 elementin Rayleigh saçılması tesir kesitini 39.5 keV, 40.1 keV ve 45.4 keV enerjili x-Işını fotonu kullanılarak 141° saçılma açısında deneysel olarak ölçmüşlerdir. Bulunan deneysel sonuçlar S-matris yaklaşımı ile elde edilen sonuçlarla uyumlu olduğunu gözlemlemiştir (Upmanyu vd., 2017). Demir ve Uğurlu, atom numarası $Z=20$ ile $Z=32$ arasında olan elementlerin $B=0$, $B=0.4$ ve $B=0.8$ dış manyetik alan etkisi altında koherent ve Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını hesaplamışlardır. Elde edilen sonuçlarda manyetik alan arttıkça koherent ve Compton diferansiyel tesir kesit oranının arttığını belirlemiştir (Uğurlu ve Demir, 2019). Akkuş ve arkadaşları bir dış manyetik alan etkisi altında,Am241 nokta kaynağından yayınlanan 59.54 kev enerjili fotonları kullanarak bazı lantanitlerin koherent/Compton diferansiyel tesir kesitleri oranlarını hesaplamışlardır. Manyetik alan arttıkça koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranının arttığını

gözlemlemiştir.(Akkuş vd.,2019). Uğurlu ve arkadaşları, beşinci periyotta bulunan Y, Zr, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Ag ve Cd elementlerinin dış manyetik alan etkisi altında koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını deneysel olarak hesaplamışlardır. Elde edilen deneysel değerler rölativistik ve rölativistik olmayan form faktörü teorilerinden faydalanılarak hesaplanan teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. (Uğurlu vd., 2019). Akkuş, Cd elementinin 90° , 95° , 100° , 105° , 110° , 115° , 120° , 125° , 130° ve 135° saçılma açılarında koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarını deneysel olarak hesaplamıştır. Bulunan sonuçlara baktığında artan saçılma açısında koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranının azaldığını gözlemlemiştir. Bulunan deneysel sonuçlar rölativistik ve rölativistik olmayan form faktörleri metodları ile hesaplanan teorik sonuçlarla karşılaştırmış ve uyumlu olduğunu gözlemlemiştir (Akkuş, T. 2020). Kurucu, atom numarası $Z=20$ ile $Z=68$ arasında olan 21 elementin Compton saçılma diferansiyel tesir kesitini 59,5 keV enerjili fotonları kullanarak incelemiş ve deneysel sonuçları bazı yaklaşım metodlarını kullanarak elde ettiği teorik değerlerle kıyaslamıştır (Kurucu, Y. 2021). Urtekin, bazı geçiş metallerinin ve bunların muhtelif oranlarda birleştirilmesi ile oluşan alaşımları, Am-241 radyoaktif nokta kaynağından yayınlanan 59.54 keV enerjili fotonlarla uyarak 25° , 35° , 45° , 55° , 65° , 75° ve 85° saçılma açılarında koherent/Compton saçılma diferansiyel tesir kesit oranlarını hesaplamıştır (Urtekin, E. 2021).

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Gama Bozunması

Radyoaktif bozunma yapmış bir çekirdek genellikle uyarılmış enerji seviyesinde kalır. Bu durumdaki çekirdek ikinci bir bozunma ile bir foton yayınlayarak daha düşük enerji seviyesine, ya da taban durumuna geçer.

$${}^A_ZX^* \rightarrow {}^A_ZX + \gamma \quad (2.1)$$

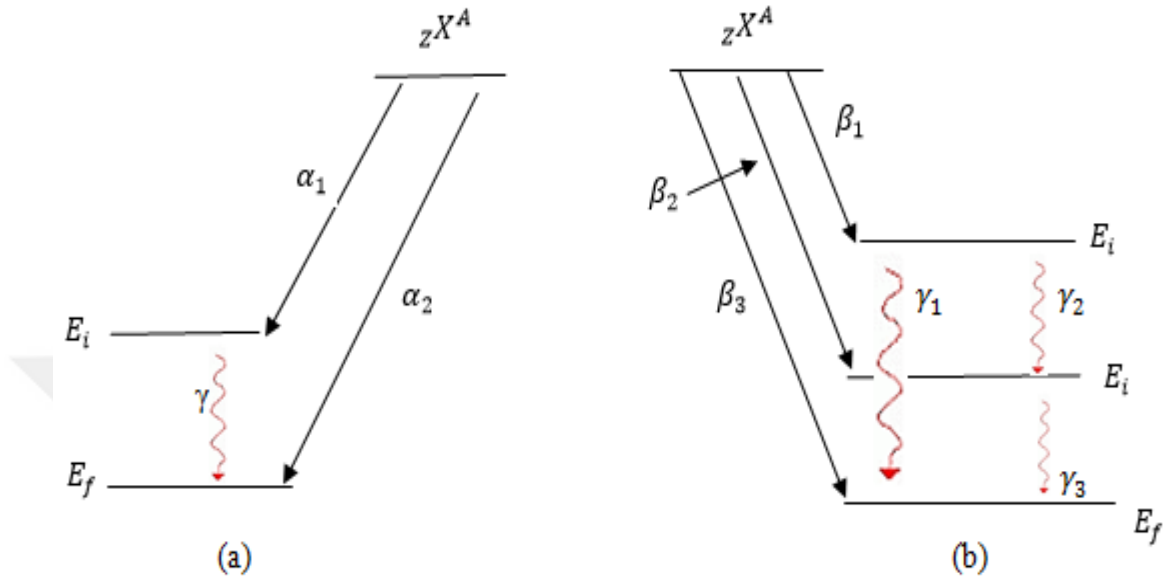
Burada X^* çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinde olduğunu gösterir. Uyarılmış çekirdek seviyesinin tipik yarı ömrü 10^{-10} s dir. Bu şekilde çekirdeğin uyarılmış enerji seviyesinden düşerken yayınlanan fotonlara gama ışınları denir. Bu fotonlar görünür ışık enerjisine (yaklaşık 1eV) kıyasla çok yüksek enerjiye (1 MeV ile GeV arası) sahiptirler. Benzer şekilde bir gama ışını fotonunun $h\nu$ enerjisi, çekirdeğin iki enerji seviyesi arasındaki ΔE enerji farkına eşittir. Bir çekirdek gama ışını yayınlayarak bozunduğunda, çekirdekteki değişim sadece, bulunduğu yüksek enerji seviyesinden daha düşük bir enerji seviyesine düşmesidir. Bir çekirdekten alfa veya beta parçacığı gibi bir parçacık yayınlanması genellikle, çekirdeği uyarılmış durumda bırakır. Daha düşük bir enerji durumuna ya da temel hale geçişten elde edilmesi mümkün olan enerji, ya başka bir parçacığın yayınlanmasına yetecek büyüklükte değildir ya da parçacık yayınlanmasıyla bozunma o kadar yavaştır ki, elektromagnetik etkileşme ile yayınlama etkin olmaktadır. Yüksek bir enerji durumundan (E_i) daha küçük enerji seviyesine (E_f) geçen bir çekirdeğin fazla enerjisi;

$$\Delta E = E_i - E_f \quad (2.2)$$

dir. Atomik spektrumlarda olduğu gibi, çekirdeklerin gama spekturumları keskin çizgilerden ibarettir; bu ise bir çekirdeğin farklı enerji seviyelerine sahip olduğunu gösterir. Yayınlanan gama ışınının enerjisi;

$$h\nu = \Delta E = E_i - E_f \quad (2.3)$$

bağıntısıyla verilir. Şayet E_f temel hale karşılık ise daha fazla foton yayınlanması mümkün olmayacaktır; aksi halde çekirdek temel hale dönmeden önce bir veya daha fazla foton yayınlayacaktır. Bu durum Şekil 2.1'de görülmektedir.



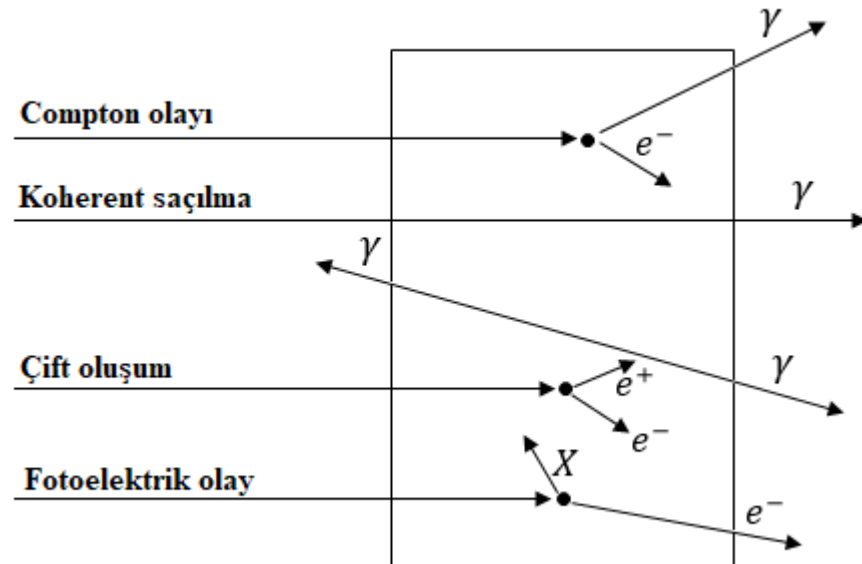
Şekil 2.1. Gama ışınlarının yayınlanması (a) α -bozunması sonrası $h\nu = E_i - E_f$ enerjili (b) β -bozunması sonrası $h\nu_1 = E_i - E_f$, $h\nu_2 = E_i - E_f$ ve $h\nu_3 = E_i - E_f$ enerjili gama ışınlarının yayınlanması.

Alfa ve beta bozunmasından farklı olarak, gama bozunması çekirdeğin atom veya kütle numarasında bir değişikliğe sebep olmaz. Alfa ve beta bozunmalarına kıyasla gama bozunmaları çok küçük yarı ömürlere sahiptirler. Gama ışınları çok yüksek girme gücüne sahip elektromagnetik dalgalarıdır. Bunlar fazla iyonlaşmaya sebep olmazlar ve elektrik veya manyetik alanda sapmazlar. Gama ışınlarının maddeyle etkileşmesi ile yüklü parçacıkların maddeyle etkileşmesi arasındaki fark; gama ışınları yüksüz oldukları için madde tarafından çekilip itilmezler sadece çarpışma yaparlar. Yüklü parçacıklar ise madde içerisinde birbirini izleyen çarpışmalar ile enerjilerini kaybederler.

2.2. Gama Radyasyonunun Madde ile Etkileşmesi

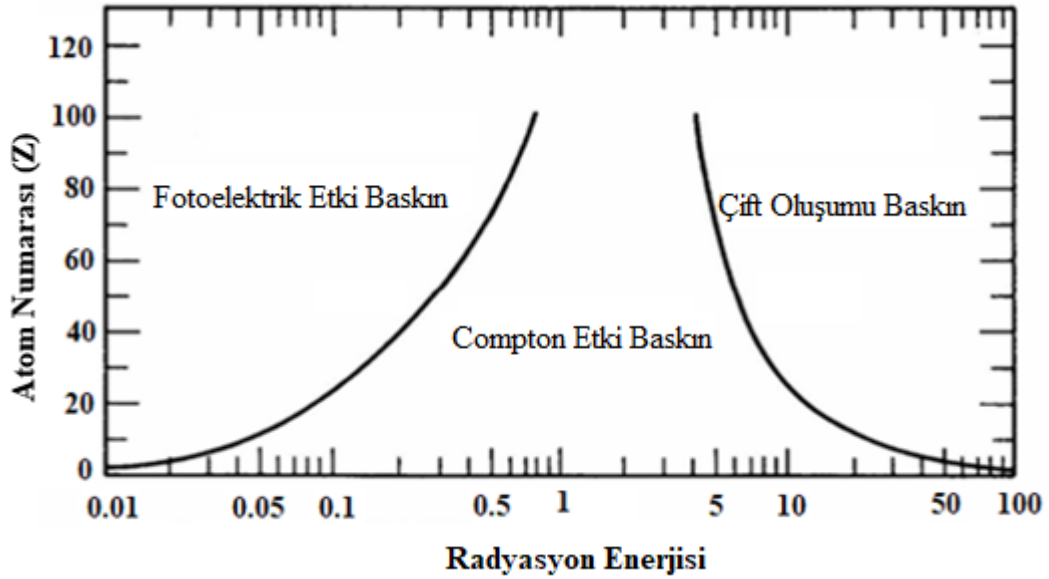
Gama ışınlarının madde ile etkileştiğinde madde üzerine düşen ışın atomların bağlı elektronları, serbest elektronları ve çekirdeği ile etkileşir. Gama ışınlarının enerjilerini kaybettikleri birçok olay vardır. Bu olayların hepsi, farklı enerjili fotonlar için aynı öneme sahip değildir. Nükleer bir bozunmada yayınlanan gama ışınları genellikle bir MeV' in kesrinden birkaç MeV'e kadar bir aralıkta enerjilere sahiptirler. Bu aralıkta fotonların maddeyle etkileşmesi ile birlikte bazı temel olaylar meydana gelir. Bu olaylar Şekil 2.2'de gösterilmiştir.

- 1- Elektromanyetik radyasyonun enerjisinin bir kısmını hedef atomunun zayıfça bağlı elektronlarına veya serbest elektronlarına transfer etmesi sonucu ışın şiddetinde azalma meydana gelen Compton olayı
- 2- Elektromanyetik radyasyonun enerjisini hiç kaybetmemesi ve gelen ile saçılan ışın arasında bir faz ilişkisinin olduğu koherent saçılma olayı
- 3- Elektromanyetik radyasyonun tamamen soğurulmasıyla meydana gelen fotoelektrik olay ve çift oluşumdur.



Şekil 2.2. Gama ışınlarının madde ile etkileştiğinde gerçekleşen olaylar.

Bu olayların baskın oldukları foton enerji aralıkları şöyledir; 0,01 MeV'den 0,5 MeV'e kadar fotoelektrik olay, 0,1 MeV'den 10 MeV'e kadar Compton saçılması, 1,02 MeV'den başlayarak artan gama enerjisiyle artan çift oluşum olaylarıdır. Şekil 2.3'de elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasına ve radyasyonun enerjisine göre değişimi gösterilmiştir (Baltaş, 2006).



Şekil 2.3. Elektromanyetik radyasyon etkileşmelerinin soğurucunun atom numarasın ve radyasyonun enerjisine göre değişimi.

2.3. Elektromanyetik Radyasyonunun Soğrulması

Gama ışınları maddenin cinsine bağlı olarak farklı miktarlarda soğurulurlar. Elektromanyetik radyasyonun Soğrulması olayının nicel tarifi soğurma (azaltma) katsayısıdır. Bir gama ışını şuası dx kalınlığındaki madde içinden geçtiği zaman şuanın dI/I kesri maddenin kalınlığıyla orantılı olarak soğurulur. Bu ifade μ orantı katsayısı kullanılarak;

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (2.4)$$

şeklinde formüleleştirilebilir. Negatif işaret gama ışınının maddeyi geçerken şiddetinde azalma olacağını gösterir. Eğer μ faktörü x kalınlığından bağımsız ise "Eş. 2.4" ifadesi düzenlenerek,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.5)$$

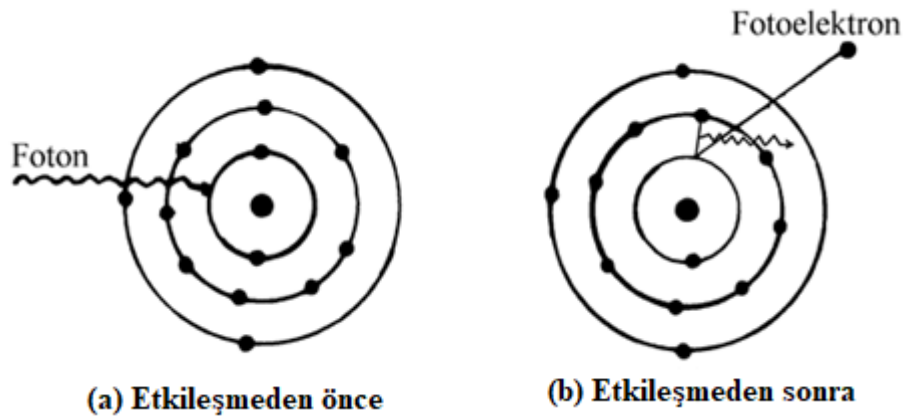
eşitliği elde edilir. Bu ifade “Lambert kanunu” olarak bilinmektedir. Bu kanun birim kalınlıkta maddeyi geçen elektromanyetik radyasyon şuanının şiddetindeki soğrulmanın materyalin kalınlığıyla üstel olarak azalacağını ifade etmektedir. Burada I_0 gelen şuanın şiddeti ve I ise x kalınlığını geçen şuanın şiddetidir. μ niceliği lineer soğrulma katsayısı olarak bilinir ve birim yüzeyde birim kalınlık başına soğrulma kesrini verir. Elektromanyetik radyasyonun soğrulması ile gerçekleşen fotoelektrik ve çift oluşum olaylarını açıklayalım.

2.3.1 Fotoelektrik olay

Gelen fotonun, atom tarafından soğrularak bir elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron denir. Düşük enerjili gelen fotonlarda yaygın olan bu olayda gelen foton tamamen soğrulur ve

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

kinetik enerjili bir elektron yayınlanır. Bu olay Şekil 2.4’de gösterilmiştir. Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_b ise elektronun yörünge bağlanma enerjisidir.



Şekil 2.4. Fotoelektrik olay.

Serbest bir elektronun bir foton soğurması Enerji ve momentumun ikisini birden korunumlu kılamayacağından mümkün değildir. Ancak momentum korunumu, bağlı elektron durumunda atomun geri tepmesi sonucu sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük

olduğu için, geri tepme enerjisi ihmal edilecek kadar çok küçüktür. Fotoelektrik olayda, gelen fotonun tamamen soğurulması enerjinin ve momentumun korunumunu bozmaz. Çünkü bu olayda kullanılan atoma bağlı elektronlar ağır çekirdeklerle kuvvetlice elektrostatik etkileşme içine girerler. Bu durumda çekirdek geri teperek momentumun korunumunu sağlar. Çekirdeğin kütlesinin çok büyük ve momentumun $p = \sqrt{2ME}$ olmasından dolayı geri tepen çekirdek, foton ve elektron arasındaki enerji dengesini bozmayacak şekilde yeterince enerji azaltmadan gerekli momentumu alır. Fotoelektrik olayın diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = 2\sqrt{2} Z^5 \alpha^8 a_0^2 \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^{-7/2} \frac{\sin^2 \theta}{\left(1 - \frac{v_e}{c} \cos \theta\right)^4} \quad (2.7)$$

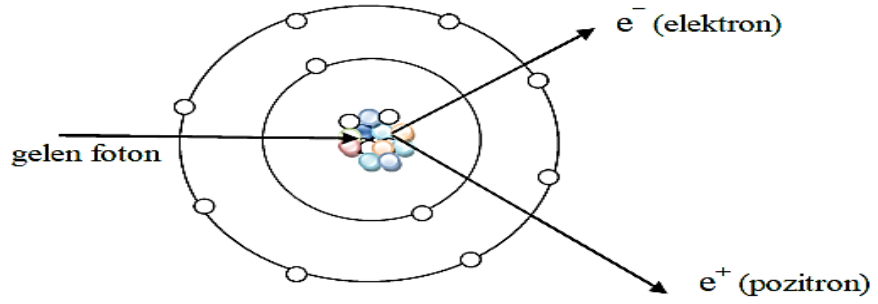
ifadesi ile verilmektedir. Burada α ince yapı sabiti, a_0 ilk Bohr yarıçapı ve Z hedefin atom numarası, e bir elektronun yükü, c ışık hızı m_0 ise elektronun durgun kütlesidir.

Fotoelektrik olayın meydana gelme ihtimalinin eşitlik 2.7'den Z^5 ile doğru, $(h\nu)^{7/2}$ ile ters orantılı olduğu görülür. Bu ise fotoelektrik olayın ağır elementlerde hafif elementlere göre daha baskın olduğunu gösterir. Bu olay eşik enerjisinin üstündeki küçük foton enerjilerinde daha çok meydana gelir.(Şahin ve Kurucu, 2005).

2.3.2. Çift oluşum

Energileri $2m_0c^2$ 'den (m_0c^2 elektronun durgun kütle enerjisidir) daha büyük olan fotonların yüksek atom numaralı bir maddeyle etkileşmeleri durumunda gelen fotonun tamamen yok olduğu ve yerine bir elektron-pozitron çiftinin oluştuğu olaya çift oluşum olayı denir. Bu olay Şekil 2.5'de gösterilmiştir.

Çift oluşum için gelen fotonun eşik enerjisi $2m_0c^2$ dir. Eğer $h\nu = 2m_0c^2$ ise elektron ve pozitron oluşurken mümkün enerjinin tamamı kullanılır. Fakat genelde $h\nu > 2m_0c^2$ olduğu için $h\nu - 2m_0c^2$ farkı elektron ve pozitronun kinetik enerjisi olarak ortaya çıkmaktadır. Çift oluşum olayında, foton yüksüz, elektron $-e$ yüklü, pozitron ise $+e$ yüklü olduğu için toplam yük sıfır olur ve yük korunur. Çift oluşum olayı serbest uzayda meydana gelmez sadece atomun Coulomb alanında meydana gelir.



Şekil 2.5. Çift oluşumu.

Çünkü, fotonun yok olmasıyla elektron ve pozitronun oluşumunda toplam rölativistik enerji ve momentumun her ikisinin serbest uzayda korunumu sağlanamaz. Fakat atomun Coulomb alanında yüklü parçacık çiftleri ile çekirdek arasında etkileşme sonucu korunum sağlanır. Bu etkileşmelerde ağır çekirdeğin enerjideki dengeyi bozmayacak şekilde yeterli miktarda momentum kazanmasını sağlar. Çift oluşum olayında enerjinin korunumu ;(Şahin ve Kurucu, 2005).

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- + E_{nuc} \quad (2.8)$$

ifadesi ile verilir. Burada $h\nu$ gelen foton enerjisi, $2m_0c^2$ elektron ve pozitronun durgun kütleleri toplamına eşit enerji, E_+ pozitronun kinetik enerjisi, E_- elektronun kinetik enerjisi, E_{nuc} geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisidir. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan geri tepen çekirdek kinetik enerjinin çok az kısmını alır. Bunun için E_{nuc} ifadesi ihmal edilir ve "Eş. 2.8"

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \quad (2.9)$$

şeklini alır. Hafif çekirdeklerin Coulomb alanlarında da çift oluşumu gerçekleşebilir. Fakat bunun gerçekleşebilmesi için eşik enerjisinin çok daha yüksek olması gerekir. Örneğin bir elektronun Coulomb alanında çift oluşum olayının gerçekleşebilmesi için eşik enerji $4m_0c^2$ dir. Yani gama ışınları 2,04 MeV'den daha büyük olduğunda ancak çift oluşum gerçekleşebilir (Şahin, 1999).

Şimdi de Çift oluşum olayında meydana gelen elektron-pozitron çiftinden pozitronun ne olduğunu açıklayalım. Elektronları serbest uzayda bulabiliriz fakat pozitronları bulamayız. Çift oluşumunda küçük bir kinetik enerjiye sahip bir pozitron meydana gelir.

Bu pozitron etrafındaki atomlarla çarpışarak enerjisini önemli ölçüde kaybederek yavaşladıktan sonra ortamda bulunan elektronlardan biri ile bir cins atom teşkil eder bu atoma pozitronyum atomu denir. Oluşan bu pozitronyum atomunda elektron ve pozitronun spinleri anti paralel ise, atom iki foton yayınlanmasıyla çok kısa bir zamanda (10^{-10} s) yok olur. Enerji ve momentum korunumundan;

$$2m_0c^2 = hv_1 + hv_2 \quad (2.10)$$

$$\frac{hv_1}{c} = \frac{hv_2}{c}$$

ve buradan

$$hv_1 = hv_2 = m_0c^2 = 0,511 \text{ MeV} \quad (2.11)$$

bulunur. Böylece pozitronların bulunduğu yerde 0,511 MeV'lik fotonlar meydana gelir ve zıt yönde yayınlanırlar. Eğer pozitronyum atomunda elektron ve pozitronun spinleri paralel ise, açısal momentumun korunması için üç veya daha fazla sayıda foton yayınlanır. Pozitronyum paralel spinli elektron ve pozitronlardan nadiren meydana geldiğinden bu olayın gerçekleşme olasılığı düşüktür.

2.4 Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

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

2.4.1. Koherent saçılma

Bir gama ışını fotonu hedef elementin elektronlarından biriyle veya çekirdekle etkileştiği zaman saçılma olayı meydana gelebilir. Eğer çarpışmada enerji kaybı yok ve gelen ile saçılan ışın arasında bir faz ilişkisi varsa, saçılma Koherent olarak adlandırılır. Gama ışınlarının kırınımı Koherent saçılmanın özel bir hâlidir. Koherent saçılmada elektronlar üzerine gelen foton, atomdan elektron sökecek kadar enerji alamadığında elektronlar gelen gama radyasyonunun frekansında titreşime zorlanır. Gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun

genliklerinin toplamı ile bulunur ve bu toplam kareseldir. Bu sebeple düşük foton enerjilerinde ve büyük atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelir. Gelen gama radyasyonunun frekansı atom elektronlarının doğal frekanslarından daha büyük ise elektronlardan saçılan radyasyon ile gelen radyasyon zıt fazda olurlar. Koherent saçılmada fazlar arasında ilişki olduğu için saçılan foton dalgalarında girişim meydana gelebilir. Koherent saçılmada gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Ve bu saçılmada atom uyarılmamış ve iyonize olmamıştır. Koherent saçılmada gelen fotonun enerjisi, 0,1-0,5 MeV arasında olması gereklidir. Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Koherent saçılma, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir küçüklüktedir.

Saçılma olayını klasik elektromanyetik teoriyle açıklayan Thomson'a göre gelen ışınların bir kısmı ışının dalga boyundan bağımsız olarak herhangi bir değişikliğe uğramadan elektron tarafından saçılır. Saçılan ışın gelen ışınla aynı frekanstadır. Bu saçılmada elektron bir saçıcı gibi davranmaktadır. Elektronun klasik yarıçapı $r_e = e^2/m_0c^2$ olmak üzere, serbest elektronun elektron başına Thomson saçılma diferansiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (2.12)$$

ile verilir. Burada, θ saçılma açısıdır. Toplam saçılma tesir kesiti,

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^\pi (d\sigma_T / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (2.13)$$

olarak bulunur. Koherent saçılma olarak adlandırılan; Nükleer Thomson saçılması, Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, Nükleer rezonans saçılma olmak üzere dört tip saçılma mevcuttur (Urtekin,2021).

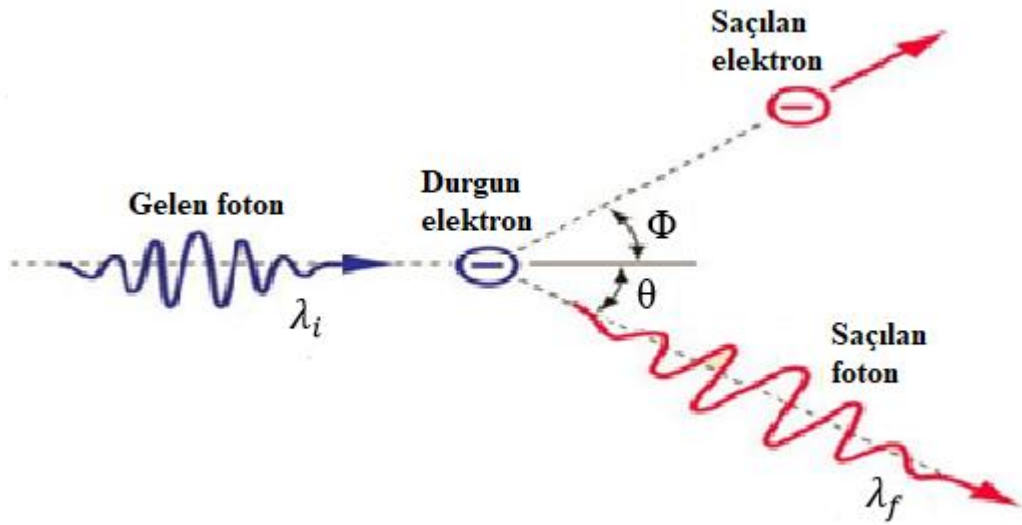
2.4.2. İnkoherent saçılma

Bir gama ışını fotonu hedef elementin elektronlarıyla etkileşir ve saçılır. Gelen foton ile saçılan foton arasında bir enerji farkı oluşur fakat gelen foton ile saçılan foton arasında bir faz ilişkisi oluşmaz. Atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak, atom tarafından saçılan ışının toplam şiddeti bulunur.

2.4.2.1. Compton saçılması

Bu olayda, gelen foton serbest bir elektronla etkileşerek daha düşük bir enerji ile saçılır ve geri kalan enerji geri tepen elektron tarafından alınır. Bir atomda elektronlar gevşekçe bağlı ve gelen fotonların enerjileri nispeten büyük olduğunda fotonların atomun elektronları tarafından saçılmaları Compton saçılması olarak adlandırılır.

Compton saçılmasında, $\vec{p} \left(p = \frac{h\nu}{c} \right)$ momentumlu ve $h\nu$ enerjili bir foton durgun kütlesi m olan sabit bir elektronla etkileşsin. Çarpışmadan sonra fotonun momentumu $\vec{p}'$ ($p' = h\nu'/c$) olurken elektron, p_0 momentumuna sahip ve fotonun geliş doğrultusuyla ϕ açısı yapacak şekilde geri teper. Compton saçılması Şekil 2.6'da gösterilmiştir. Gelen ve saçılan ışınların yolları, saçılma düzlemini belirler ve θ saçılma açısıdır. Momentumun normali bu düzlemde sıfır olduğu için geri tepen elektron bu düzlemde bulunmak zorundadır.



Şekil 2.6. Compton Saçılması.

Compton olayında saçılan fotonun enerjisi;

$$E = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.14)$$

Momentum ve toplam rölativistik enerjinin korunumu kanunları kullanılarak;

$$\frac{hv}{c} = \frac{hv'}{c} \cos \theta + p_0 \cos \phi \quad (2.15)$$

$$0 = \frac{hv'}{c} \sin \theta - p_0 \sin \phi \quad (2.16)$$

$$hv + mc^2 = hv' + (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} \quad (2.17)$$

ifadeleri bulunur. Bu ifadelerde kullanılarak;

$$mc^2(v - v') = hvv'(1 - \cos \theta) \quad (2.18)$$

ifadesi elde edilir ve Compton saçılma ifadesi ;

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = 0,0243(1 - \cos \theta) \text{ \AA} \quad (2.19)$$

elde edilir. Burada h/mc terimi elektronun Compton dalga boyudur. h planck sabiti, m elektron kütlesi, c ışık hızı ve θ saçılma açısıdır. Eşitlik 2.19'dan $\lambda' > \lambda$ olduğu ve dalga boyundaki bu artışın sadece θ saçılma açısına bağlı olduğu görülmektedir.

Compton saçılmasında dalga boyunda değişimin olmadığı bir bileşen daima mevcuttur. Bu bileşenin varlığı elektronların bazen durgun serbest bir parçacık, bazen de bağlı bir parçacık gibi davranmasından kaynaklanır. Bir başka durum ise çarpışmanın foton ile atomun tamamı arasında olmasıdır. Bu hâlde atomun kütlesi (M) elektronun kütlesinden (m) büyük olduğundan ($M > m$) eşitlik 2.19'da h/mc yerine $h/Mc \sim 0$ yazılması gerektiğinden $\lambda' = \lambda$ bulunur. Bunun anlamı düşük atom numaralı hedefler için λ 'nın hemen hemen hiç değişmeyeceği, büyük atom numaralı hedefler için ise değişimin gözlemlenebilmesinin daha da zorlaşacağıdır.

Verilen bir θ saçılma açısı için dalga boyundaki Compton değişmesi $\Delta\lambda$, gelen foton enerjisinden bağımsızdır. Ancak $hv - hv'$ enerji değişimi gelen foton enerjisi hv 'nin artmasıyla artar. Bu durum frekans ve dalga boyu arasındaki ilişkiden anlaşılabilir. 2.15 ve 2.16 eşitlikleri kullanılarak, Compton olayında saçılan elektronun kinetik enerjisi;

$$E_k = hv - hv' = hv \frac{2\alpha \cos^2 \phi}{(1+\alpha) - \alpha^2 \cos^2 \phi} = hv \frac{\alpha(1-\cos \theta)}{1+\alpha(1-\cos \theta)} \quad (2.20)$$

$$\cos \phi = (1 + \alpha) \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} = \frac{(1 + \alpha) \tan \theta}{2} \quad (2.21)$$

ifadeleri elde edilir. Burada $\alpha = h\nu/mc^2$ 'dir. $\alpha \ll 1$ ($h\nu \ll mc^2$) için geri tepen elektron $h\nu$ 'den $2\alpha \cos^2 \theta$ faktörü kadar daha düşük enerjili olarak atomu terk eder. Böylece Compton saçılmasında geri tepen elektronlar fotoelektronlardan çok daha az enerjiye sahiptirler ve 90° 'den küçük açılarla sınırlıdır. Compton olayı ile fotoelektrik olay arasındaki en önemli fark; fotoelektrik olayda gelen foton atom tarafından tamamen soğurulurken, Compton olayında gelen foton serbest elektron veya gelen foton enerjisine kıyasla küçük bağlanma enerjisine sahip bir elektron tarafından saçılmakta ve sadece enerjisinde bir azalma olmaktadır. Şayet Compton olayında serbest elektron fotonun enerjisinin tamamını soğursaydı hem toplam rölativistik enerjisinin hem de momentumun korunması mümkün olmazdı. Diğer taraftan, fotoelektrik olayda, gelen fotonun tamamen soğurulması enerjinin ve momentumun korunumunu bozmaz. Çünkü bu olayda kullanılan elektronlar ağır çekirdeklerle kuvvetlice elektostatik etkileşme içindedirler ve atoma bağlıdır. Bu ise çekirdeğin olaya iştirak ettiğini ve geri teperek momentumun korunumunu sağladığını gösterir. Geri tepen elektronların maksimum enerjileri $\phi = 0^\circ$ alınmak suretiyle,

$$(E_K)_{\max} = \frac{h\nu}{1 + (2\alpha)^{-1}} = h\alpha [1 - (2\alpha)^{-1} + (2\alpha)^{-2} - \dots] \quad (2.22)$$

bulunur. Klein ve Nishina, Dirac'ın rölativistik teorisini kullanarak, başlangıçta serbest ve durgun kabul edilen bir elektrondan inkoherent saçılma için diferansiyel tesir kesiti ifadesini elde etmişlerdir. Kuantum elektrodinamiğinde pertürbasyon teorisi polarize olmamış tesir kesiti için,

$$d\sigma_e = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{v'}{v}\right)^2 \left(\frac{v}{v'} + \frac{v'}{v} - \sin^2 \theta\right) d\Omega \left(\frac{cm^2}{elektron}\right) \quad (2.23)$$

ifadesini vermektedir. Burada saçılan foton ($h\nu'$), $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ katı açısı içinde gitmektedir. (2.17)' den $v/v' = 1 + \alpha(1 - \cos \theta)$ şeklinde bulunup (2.23)'te kullanılırsa,

$$d\sigma_e = r_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos^2 \theta)}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right) d\Omega \quad (2.24)$$

elde edilir. (2.24)'nin $d\Omega$ üzerinden integrali alınarak toplam tesir kesiti için,

$$\sigma_e = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left(\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\log(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\log(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right] \left[\text{cm}^2 / \text{elektron} \right] \quad (2.25)$$

$$\sigma_e = \frac{8\pi}{3} r_e^2 (1 - 2\alpha) \approx \frac{8\pi}{3} r_e^2, \quad \alpha \ll 1 \text{ için} \quad (2.26)$$

$$\sigma_e = \pi r_e^2 \frac{1}{\alpha} \left(\log 2\alpha + \frac{1}{2} \right), \quad \alpha \ll 1 \text{ için} \quad (2.27)$$

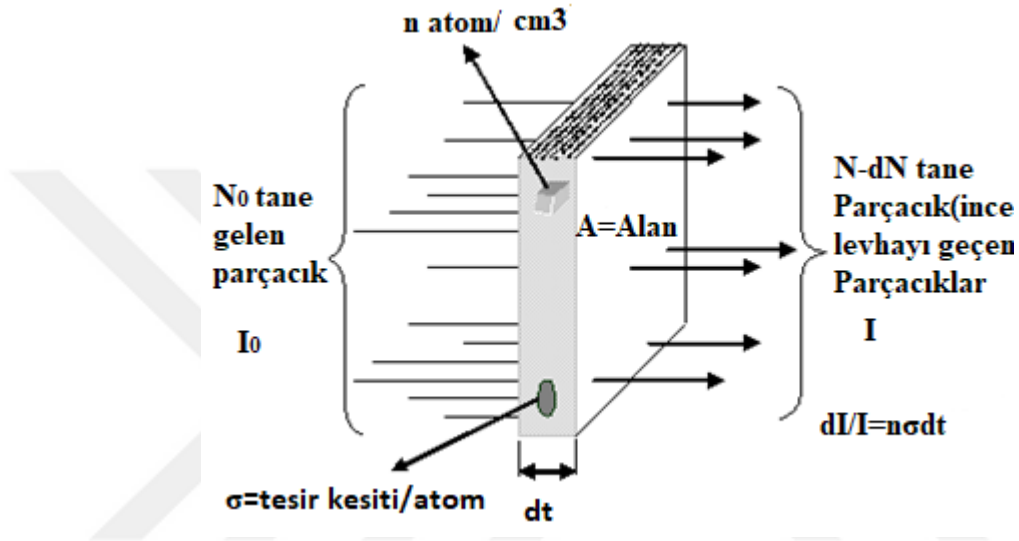
ifadeleri bulunur. Yüksek enerjilerde Compton tesir kesiti azalır. Birkaç MeV'in üstündeki enerjilerde çift oluşum gibi foton azaltma olayları baskın duruma geçer.

2.5. Tesir Kesiti

Tesir kesiti soğurma ve saçılma gibi olaylarda, gelen ışınların parçacıklarının hedef çekirdeğe çarptıkları zaman meydana gelebilecek olayların olasılığını, deneysel olarak ölçülebilen ve teorik olarak hesaplanan değerlerle kıyaslama imkânı sunan fiziksel bir niceliktir. Tesir kesiti, hedefin gelen parçacıklara göre oluşturduğu hayali bir alan olarak da tanımlanabilmektedir. Bu olasılık, gelen parçacığın hızı ile ters, hedefin etrafında geçirdiği süre ve reaksiyonun gerçekleştiği düzlemin büyüklüğüyle doğru orantılı olarak değişir. Tesir kesiti parçacığın geometrik kesitinden büyük veya küçük olabilir. σ sembolü ile temsil edilmektedir. Tesir kesiti, ışığın madde ile etkileşmesine bağlı olarak, saçılma ve soğurma tesir kesiti olarak iki şekilde adlandırılır. Tesir kesitinin deneysel olarak ölçülebilmesi ve teorik değerlerle kıyaslanabilmesi onun nükleer işlemlerde kullanılmasına olanak sağlar. Bunun yanı sıra tıbbi fizik, enerji taşıma ve depolama, atomların yapısı, yaş tayini, ilaç sanayi gibi birçok alanda kullanılır.

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I_0 şiddetiyle gelmekte olan bir foton demetini düşünelim. Bu foton demeti ince levhadan geçerken atomlardan birine çok yaklaşırsa, bu atom tarafından fotonun yutulma ya da saçılma ihtimali vardır. σ 'nın bir atomu kuşatan etkin alan olduğunu varsayalım. Eğer gelen foton bu alana

düşerse foton bu alanla etkileşme yapacaktır. Levhanın birim hacmi başına n tane hedef atomu olsun. Levha o kadar ince olsun ki, hiçbir atom öteki atom üzerine binmesin ve böylece her atomun gelen fotonla aynı ölçüde etkileşme ihtimali olsun. Eğer maddenin birim hacminde n tane atom varsa Adt hacminde $nAdt$ tane atom bulunur. Birim yüzeye düşen atom sayısı ise ndt olur. Bir atomun işlem gördüğü etkin alan σ ise ndt sayıda atomun işlem gördüğü etkin alan $n\sigma dt$ olur. Buna göre toplam etkin alan $nA\sigma dt$ dir. Bu olay Şekil 2.7’de gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Tesir kesiti ile gelen demetin şiddeti arasındaki ilişki ve tesir kesitinin geometrik yorumu.

Etkin alan kesri f ise

$$f = \sigma A n dt / A = \sigma n dt \quad (2.28)$$

Etkin alan kesrini I şiddetinde meydana gelen değişim olarak da adlandırabiliriz.

$$dI = -fI \quad (2.29)$$

f nin (2.29) eşitliğindeki değeri yerine yazılırsa;

$$-dI / I = \sigma n dt \quad (2.30)$$

Eksi işaretinin konulmasının amacı I şiddeti ile dt kalınlığının ters orantılı olmasından dolayıdır. Yani dt kalınlığı arttıkça I şiddeti azalacaktır. $t=0$ da $I=I_0$ olduğunu kabul edersek ve 2.30 eşitliğinin integralini alırsak

$$I = I_0 e^{-\sigma nt} \quad (2.31)$$

gelen ışın demetindeki N parçacık sayısı ışın demetinin şiddetiyle orantılı olduğu için eşitlik 2.31'i şu şekilde ifade edebiliriz.

$$N = N_0 e^{-\sigma nt} \quad (2.32)$$

N_0 levhaya gelen parçacıkların sayısı, n ise t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. t kalınlığını geçerken herhangi bir etkileşmeye uğrayanların sayısı ise N_s 'dir. Bu durumda tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{N_s}{N_0 nt} \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir. Birimi barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}$) olarak verilir (Şahin,1999).

2.6. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, sadece bir tür etkileşim gerçekleşmez, birçok etkileşim meydana gelir. Bu farklı türde meydana gelen etkileşimlerin her biri için genellikle farklı tesir kesiti olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi tesir kesitleri denir. Parçacık-çekirdek etkileşmelerinde toplam tesir kesiti ise kısmi tesir kesitlerin toplamına eşittir. Etkileşimler veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açıya bağımlı başka bir tesir kesiti türü tarif edilir. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve katı açı başına düşen tesir kesiti olarak tanımlanır. Diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta, \phi)$ ile gösterilir.

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir kesiti/steradyan}) \quad (2.35)$$

Diferansiyel tesir kesiti ϕ 'den bağımsız ise toplam tesir kesiti ϕ üzerinden integral alındıktan sonra

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (2.41)$$

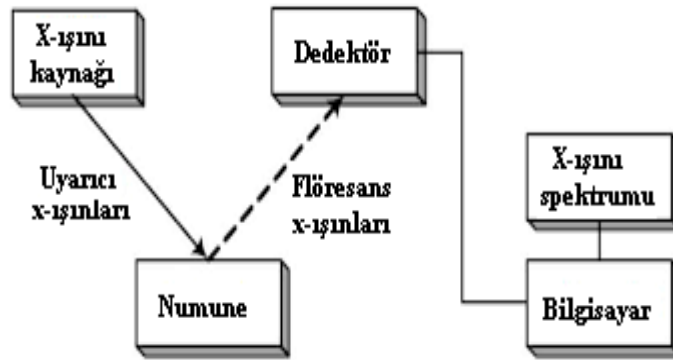
olur. Burada $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\theta)$ diferansiyel tesir kesitidir.



3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. X-Işını Flöresans Spektroskopisi

1970'lerden beri birçok analitik problemin çözümünde kullanılan çok yönlü bir tekniktir. Değişik formda (katı, sıvı vb.) numunelerde kalitatif ve kantitatif majör, minör ve eser element analizleri için kullanılan hızlı ve tahribatsız analitik yöntemlerden biridir. Yüksek enerjili x-ışınları ile numune atomlarının uyarılmasının ardından her bir elementin atom numarasına bağlı belli enerjili karakteristik fotonların yayınlanması esasına göre çalışır. Yayınlanan fotonların enerji yada dalga boylarının belirlenmesi ile kalitatif analizler ve yayınlanan karakteristik fotonların sayısının (şiddetinin) belirlenmesi ile kantitatif analizler yapılır. Kısaca x-ışınları kullanılarak elementin kompozisyonu belirlenir. Dedeksiyon limiti elemente, matris kompozisyonuna ve kullanılan spektrometreye bağlı olarak değişir. Bu yöntemle atom numarası $Z > 4$ olan herhangi bir elementi belirlemek mümkündür. Tipik bir x-ışını flöresans spektrometre, bir primer radyasyon kaynağı (genellikle bir radyoizotop kaynak veya x-ışını tüpü) ve numuneden yayımlanan karakteristik x-ışınlarını saymak için kullanılan bir dedektör ve sayma sisteminden oluşur. Tipik bir x-ışını flöresans düzeneği Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Tipik bir x-ışını flöresans düzeneği.

XRF tekniğinin avantajları ise şöyle sıralanabilir:

- 1) Spektral analizler hızlı ve kolaydır.
- 2) Kısa sürede multi (çoklu) element analizi yapılabilir.
- 3) Spektrumlar analitin kimyasal durumundan hemen hemen bağımsızdır.(katı, sıvı, toz, pellet, ince film).
- 4) Analizler tahribatsızdır.
- 5) Analizler yüksek hassasiyet ve doğruluktadır.
- 6) Numunelerin hazırlanması kolaydır ve minimum miktarda numune ile analiz yapılabilir.
- 7) Ekipmanların taşınması kolaydır.

Bu tekniğin avantajlarının olması yanında bazı dezavantajları da vardır. Bunlar da şu şekilde sıralanabilir.

- 1) Hafif elementler için sınırlı hassasiyete sahiptir.
- 2) İnter element etkileri (matris) önemlidir ve düzeltme yapılması gerekebilir.
- 3) Ortalama bir dedeksiyon limiti vardır.
- 4) Ekipmanlar oldukça pahalıdır.

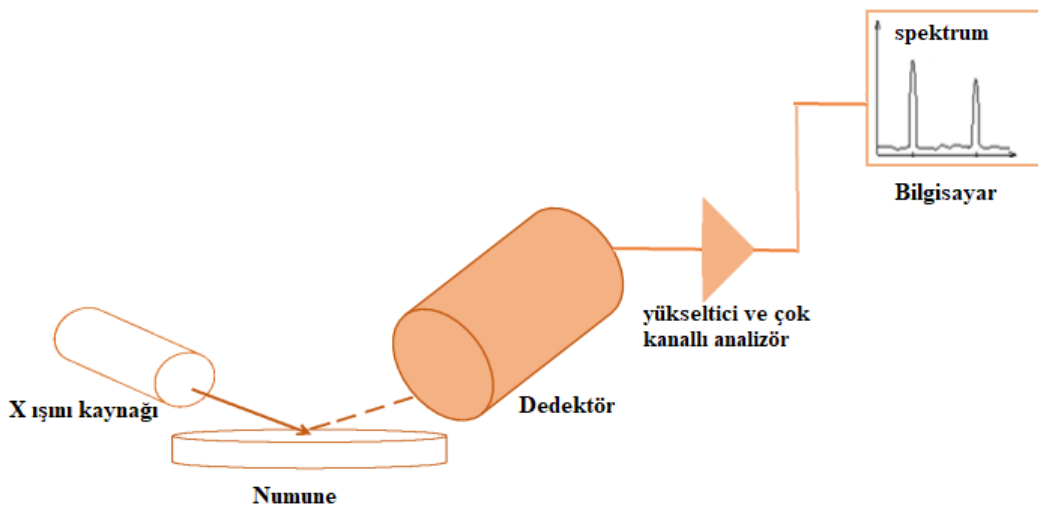
Son yıllarda birçok avantajından dolayı bilim ve teknolojide yaygın kullanım alanları vardır. Bunlar;

- 1) Atom ve molekül fiziği araştırmalarında
- 2) Radyasyon fiziği araştırmalarında
- 3) Ekoloji ve çevre kirliliği araştırmalarında
- 4) Metalürji ve kimya sanayisinde
- 5) Jeoloji ve metalürji araştırmalarında
- 6) Boya sanayisinde
- 7) Yakıt endüstrisinde
- 8) Gıda kimyasında
- 9) Tarımda
- 10) Takı imalatında

XRF spektrometre bir uyarıcı kaynak, numune ve bir sayma sisteminden oluşur. Bu sayma sistemi enerji ayırmalı veya dalgaboyu ayırmalı olabilir. Uyarma çoğunlukla bir x-ışını tüpüyle üretilmiş x-ışınları ile yapılır. Güç kaynağına ihtiyaç duymayan radyoizotoplardan yayınlanan fotonlar özel uygulamalar için kullanılır.

3.2. Enerji Ayırmalı X-ışını spektrometresi (EDXRF)

Enerji ayırmalı x-ışını flöresans spektrometresi farklı türdeki malzemelerin kimyasal bileşenlerini belirlemek için en doğru en ekonomik en basit analitik yöntemlerden biridir. Sodyumdan uranyuma kadar çeşitli elementler için kullanılabilir ve algılama sınırı ppm (parts per million) düzeyindedir. Bu metotta numune içerisindeki atomlar bir x-ışını tüpünden ya da bir radyoizotop kaynaktan yayınlanan ışınlarla uyarılırlar. Uyarılan numunelerde fotoelektrik olay sonucu numunenin ihtiva ettiği tüm elementlere özgü x-ışını flöresans ışınlar yayınlanır ve yayınlanan ışınlar bir yarıiletken dedektör ya da orantılı sayaçla sayılırlar. Enerji ayırmalı spektrometrelerde sayma sistemi ön yükseltici, ana yükseltici, analog sayısal dönüştürücü ve çok kanallı analizörden oluşur. Ön yükseltici detektörden gelen yükü voltaj pulsuna çevirir. Daha sonra bu pulsar ana yükselticide lineer olarak büyütülür ve analog sayısal dönüştürücüye gönderilir. Analog sayısal dönüştürücüde ise bu pulsar dedektör üzerine gelen ışımlar enerjileri ya da frekanslarıyla orantılı olacak şekilde bir sayıya çevrilir.



Şekil 3.2. EDXRF analiz düzeneği.

Çok kanallı analizörde ise sayıya dönüştürülmüş olan pulsar uygun kanallara yerleştirilir. Dolayısıyla dedektörün çıkış devresinde bulunan uygun kanallar ile bu ışımlar enerjilerine göre gruplara ayrılır ve bilgisayar hafızasına kaydedilir. Aynı enerjili karakteristik x-ışınları bir tepe oluşturur ve numuneye ait spektrum bilgisayar ekranında oluşur. EDXRF analiz sisteminin şeması Şekil 3.2'de görülmektedir.

3.3. HPGe Dedektörler

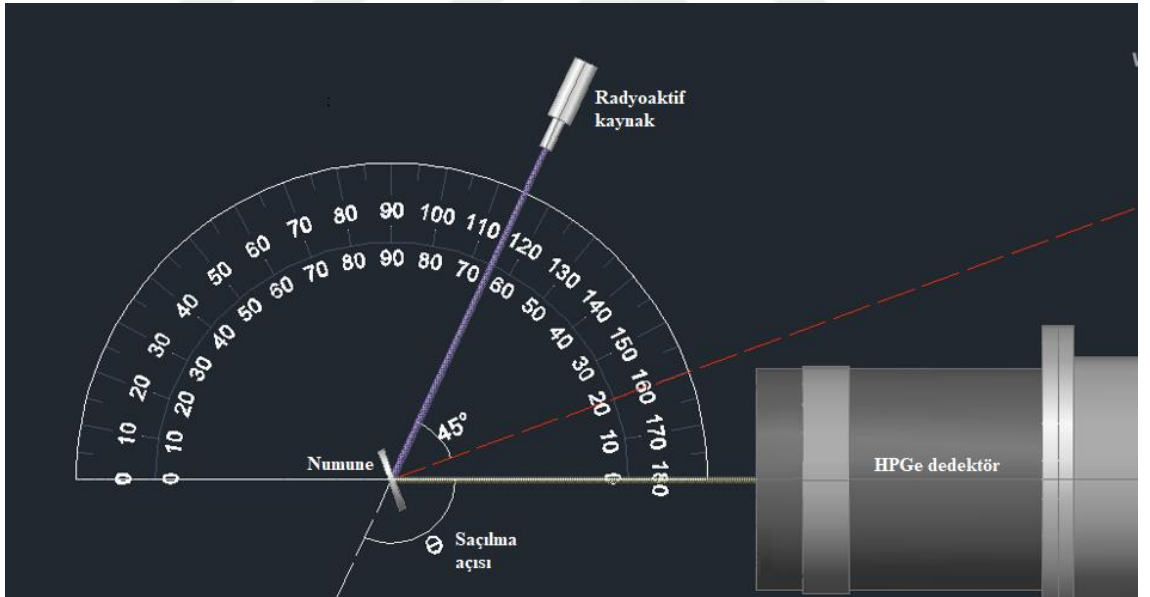
Birkaç yüz keV'in üzerindeki gama ışını enerjilerinin ölçümünde şu anda büyük öneme sahip iki dedektör vardır. En popüler olan NaI dedektörleri ve Germanyum yarı iletken dedektörleridir. Başka birçok faktör olmasına rağmen, belirli bir uygulamada germanyum dedektörlerin seçimi genellikle sayma verimliliği ve enerji çözünürlüğü ile ilgilidir. NaI dedektörleri büyük boyutlarından dolayı yüksek yoğunluklu malzemelerin gama ışınları ile yüksek etkileşim olasılıklarını sonuçlandırması bakımından avantaja sahiptirler. Ayrıca iyodun nispeten yüksek atom numarasına sahip oluşu gelen ışığın büyük bir kesrini algılaması bakımından da önemlidir. Ancak NaI dedektörlerin enerji rezolüsyonları düşüktür. Germanyum sistemleri NaI sistemleri ile karşılaştırıldığında %5-10 daha iyi enerji çözünürlüğüne sahiptirler. Rezolüsyonun iyi olması Germanyum dedektörlerin daha küçük boyutta olması ve germanyumun atom numarasının düşük olmasından kaynaklanır. İyi çözünürlük yalnızca yakın aralıklı piklerin ayrılmasına yardımcı olmakla kalmaz, aynı zamanda geniş bir spektrumda üst üste binmiş zayıf kaynakların ayırık enerjilerinin saptanmasına da yardımcı olur.

Germanyum dedektörler, birçok pik içeren karmaşık gama ışını spektrumlarının analizi için tercih edilirler. Birkaç geniş aralıklı gama ışını enerjisi söz konusu olduğunda, özellikle de asıl amaç doğru bir enerji belirlemesinden ziyade yoğunluklarının bir ölçümü ise, daha az tercih edilirler. NaI dedektörler düşük maliyetli olmalarına rağmen Germanyum dedektörlerin yüksek verimlilikleri ve yüksek enerji çözünürlüklerine sahip olmalarından dolayı daha fazla tercih edilirler.

3.4. Deney Geometrisi

Bu tez çalışmasında Uranyum, Kurşun, Hafniyum ve Samaryum elementlerinin farklı saçılma açılarında koherent/Compton diferansiyel tesir kesitlerinin hesaplanması için Şekil 3.3'de gösterilen deney geometrisi kurulmuştur. Bu deney geometrisinde bir HPGe yarıiletken dedektörü, numuneleri uyarmak için 100 mCi şiddetinde ^{241}Am radyoizotop kaynaktan yayınlanan 59,54 keV'luk fotonlar kullanılmıştır. Radyoizotop kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının numune üzerine paralel bir demet halinde gelebilmesini sağlamak için de bir kurşun kolimatör kullanılmıştır.

Deney geometrisinde saçılma açısının değişimi için dedektörün pozisyonu sabit tutularak kaynak ve numune birlikte hareket ettirilmiştir. Radyoizotop nokta kaynaktan gelen ışınların numune normali ile yaptığı açı çalışma boyunca 45° olacak şekilde ayarlanmıştır. Ayrıca tüm ölçümler boyunca dedektör ve kaynağın simetri eksenleri numune merkezinde çakıştırılmıştır.



Şekil 3.3. Deney geometrisi.

Deney geometrisinde dedektörün yeri sabit tutularak, radyoaktif kaynak ile numune arası mesafe 4,25 cm, dedektörün penceresi ile numune arasındaki mesafe 4,5 cm olarak ayarlanmıştır. Bu mesafeler tüm ölçümler boyunca sabit tutularak saçılma açısı 85° den 135° 'ye kadar değiştirilmiştir.

3.5. Numunelerin Hazırlanması

Bu tez çalışmasında farklı saçılma açılarında Uranyum, Kurşun, Hafniyum ve Samaryum elementleri kullanılmıştır. Toz halindeki numuneler 6 tonluk basınç altında preslenerek 0,65 cm yarıçapında pelletler elde edilmiştir. Bu çalışmada kullanılan numunelerin saflığı ve kütle kalınlıkları Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Kullanılan numuneler ve özellikleri.

Atom numarası	Element	Saflığı (%)	Kütle kalınlığı (g/cm ²)
62	Sm	99,9	0,27528
72	Hf	99,6	0,20115
82	Pb	99,9	0,09536
92	U	99,5	0,23029

* Uranyuma ait ölçümler 2015 yılında alınmıştır.

3.6. Koherent/Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesit Oranının Teorik Hesaplanması

Bir numuneden polarize olmadan saçılan gama ışınlarının koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{koh}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega} [F(x, Z)]^2 \quad (3.1)$$

ifadesiyle verilir. Bu ifadede $\frac{d\sigma_T}{d\Omega}$ diferansiyel tesir kesiti ifadesi yerine eşitlik 2.12 kullanılırsa ifade;

$$\frac{d\sigma_{koh}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) |F(x, Z)|^2 \quad (3.2)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlikte verilen, $F(x, Z)$ Atomik form faktörü, r_0 klasik elektron yarıçapı, Z atom numarasıdır. Dalga boyu λ ve saçılma açısı θ olan foton için;

$$x = \sin(\theta / 2) / \lambda \quad (3.3)$$

olarak verilir. Bu ifadeye göre atomik form faktörü saçıcı atomun atom numarasına, gelen fotonun enerjisine ve saçılma açısına bağlı olarak değişir.

Bir numuneden gama ışınlarının inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Comp} = \left[\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega}\right] S(x, Z) \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede verilen $d\sigma_{KN}/d\Omega$ elektrona çarpan polarize olmayan fotonlar için Klein Nishina diferansiyel tesir kesiti 3.5 eşitliği ile formülize edilir,

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_o^2}{2} \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[(1 + \cos^2 \theta) + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] \quad (3.5)$$

$S(x, Z)$ ise inkoherent saçılma fonksiyonudur. $S(x, Z)$ atomun enerji soğura bilme ihtimalini verir. Bu ihtimal gelen fotonun enerjisine ve saçıcı elementin atom numarasına bağlı olarak değişir. Bu çalışmamızdaki teorik hesaplamalarda $F(x, Z)$ atomik form faktörü ve $S(x, Z)$ inkoherent saçılma fonksiyonu değerlerini belirlemek için Hubbell vd. (1975), Hubbell ve Overbo (1979) ve Schaupp vd. (1983)'in tablolarından alınmıştır.

3.7. Koherent/Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesit Oranının Deneysel Hesaplanması

Bu çalışmada HPGe dedektör kullanılarak Genie 2000 programı ile numunelere ait saçılma spektrumları elde edilmiştir. Elde edilen spekturumlardaki koherent ve Compton pik alanları Origin 7 programının pik analiz sihirbaz uygulaması kullanılarak hesaplanmıştır. Koherent/Compton saçılma diferansiyel tesir kesit oranı deneysel olarak 3.6 eşitliği ile formülize edilir.

$$\frac{d\sigma_{koh}}{d\sigma_{Comp}} = \frac{N_{koh}}{N_{Comp}} \frac{\beta_{\gamma t(Comp)}}{\beta_{\gamma t(koh)}} \frac{\beta_{\gamma a(Comp)}}{\beta_{\gamma a(koh)}} \frac{\epsilon_{\gamma(Comp)}}{\epsilon_{\gamma(koh)}} \quad (3.6)$$

bu ifadede $N_{koherent}$ koherent pikin altındaki alanı, $N_{Compton}$ Compton pikin altındaki alanı, $\epsilon_{\gamma(Compton)}$ Compton saçılma enerjisinde HPGe dedektörün foto-pik verimi, $\epsilon_{\gamma(koherent)}$ koherent saçılma enerjisinde HPGe dedektörün foto-pik verimidir. $\beta_{\gamma t}$ hedef için soğurma düzeltme faktörü, $\beta_{\gamma a}$ hava için soğurma düzeltme faktörü olup;

$$\beta_{\gamma t} = \frac{1 - \exp\left[(-1)\left(\frac{\mu_i}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_s}{\cos\theta_2}\right)t_t\right]}{\left(\frac{\mu_i}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_s}{\cos\theta_2}\right)t_t} \quad (3.7)$$

$$\beta_{\gamma a} = \frac{1 - \exp\left[(-1)\left(\frac{\mu_i}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_s}{\cos\theta_2}\right)t_a\right]}{\left(\frac{\mu_i}{\cos\theta_1} + \frac{\mu_s}{\cos\theta_2}\right)t_a} \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilirler. Bu ifadelerde geçen μ_i 59,54 keV deki kütle soğurma katsayısı, μ_s ise Compton enerjisindeki kütle soğurma katsayısı, t_t numune kütle kalınlığı, t_a ise hava kütle kalınlığıdır. θ_1 ve θ_2 ise gelen ve hedeften saçılan gama ışınlarının numune normali ile yaptığı açılarıdır. Kütle soğurma katsayıları WinXCom programından faydalanılarak bulunmuştur.

3.8. Dedektör Veriminin Ölçülmesi

Bir dedektörün verimini hesaplamak için detektöre belli uzaklıktaki kaynaktan gelen fotonların sayısı, kaynağın aktivitesi ve gama ışını yayınlanma ihtimaliyetinin bilinmesi gerekir. Bu ifade;

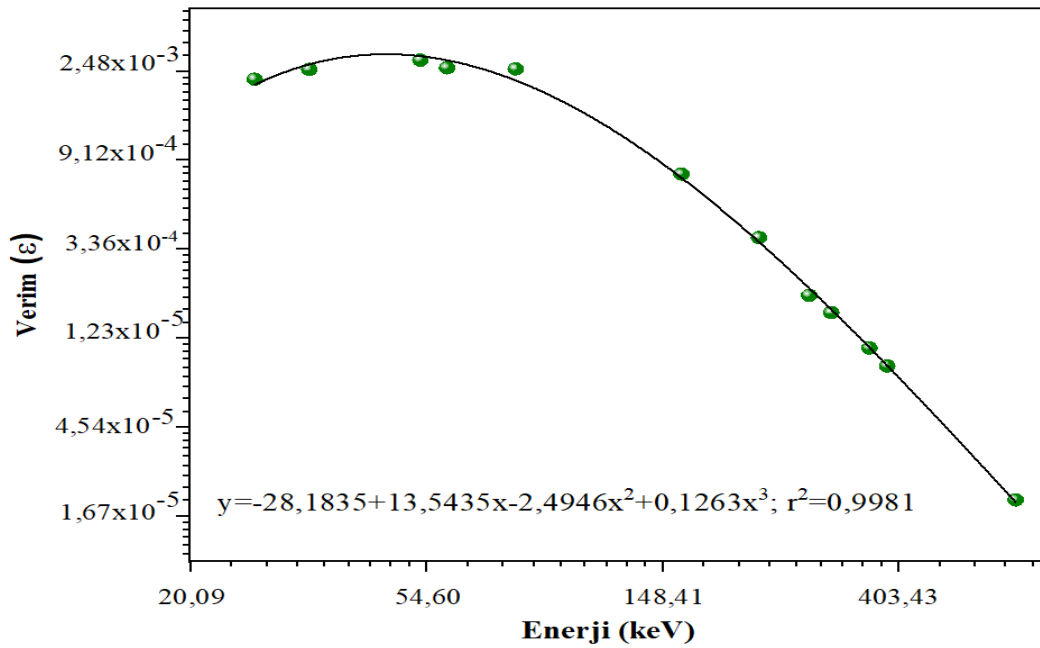
$$E_{\gamma} = \frac{A_c}{N_{\lambda} P_{\gamma}} \quad (3.9)$$

şeklinde formülize edilir. A_c E enerjisinde kaynaktan detektöre gelen fotonların sayısı, N_{λ} kaynağın aktivitesi, P_{γ} gama ışını emisyon olasılığıdır. Bu çalışmamızda verim eğrisini oluşturmak için ^{241}Am , ^{133}Ba ve ^{137}Cs radyo izotop kaynaklar kullanılmıştır. Kullanılan kaynak ve enerjileri Çizelge 3.2 de verilmiştir.

Çizelge 3.2. HpGe dedektörün verim eğrisinin hesaplanmasında kullanılan radyoizotop kaynaklar.

Radyoizotop kaynağın adı	Enerji (keV)	Yayınlanma ihtimaliyeti
²⁴¹ Am	26,345	0,02400
²⁴¹ Am	33,196	0,00121
¹³³ Ba	53,162	0,02140
²⁴¹ Am	59,541	0,35780
¹³³ Ba	79,614	0,02650
¹³³ Ba	160,612	0,00638
¹³³ Ba	223,237	0,00453
¹³³ Ba	276,000	0,07160
¹³³ Ba	302,851	0,18340
¹³³ Ba	356,013	0,62050
¹³³ Ba	383,849	0,08940
¹³⁷ Cs	661,661	0,84990

Çizelge 3.2 de verilen radyoizotop kaynaklar kullanılarak elde edilen verim eğrisi Şekil 3.4'de verilmiştir.

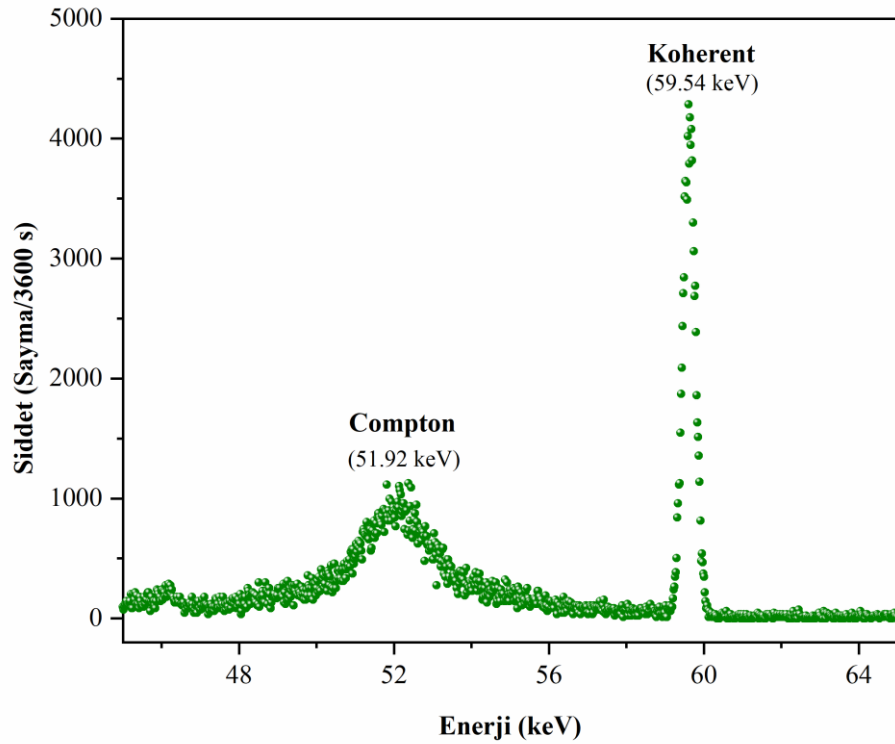


Şekil 3.4. HPGe dedektör için verim eğrisi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu tez çalışmasında Samaryum, Hafniyum, Kurşun ve Uranyum elementlerinin koherent/Compton diferansiyel tesir kesiti oranları 85° , 95° , 105° , 115° , 125° ve 135° saçılma açılarında deneysel ve teorik olarak hesaplanmıştır.

Şekil 4.1'de samaryum elementinin 85° saçılma açısında elde edilen saçılma spektrumu gösterilmiştir. Compton saçılma eşitliğinden $\left(E_s = E_0 / \left(1 + \left(E_0 / m_0 c^2\right)(1 - \cos \theta)\right)\right)$ hesaplanan saçılma açılara karşılık gelen Compton enerjileri ve $x = (\sin \theta / 2) / \lambda$ hesaplanan momentum transfer faktör değerleri Çizelge 4.1 de verilmiştir.



Şekil 4.1. Samaryum elementinden $\theta = 105^\circ$ 'de elde edilen saçılma spektrumu.

Bu çalışmada koherent/Compton diferansiyel tesir kesitleri üç farklı teorik yaklaşımla hesaplanmıştır. Bunlar non-rölativistik (NRFF), rölativistik (RFF) ve modifiye rölativistik form faktör (MRFF) yaklaşımlarıdır.

Çizelge 4.1. Saçılma açılarına karşılık gelen Compton enerjileri ve momentum transfer faktörleri.

Saçılma açısı (θ)	Compton enerjisi (keV)	Momentum transfer faktörü
85°	53,82	3,25
95°	52,85	3,54
105°	51,92	3,81
115°	51,07	4,05
125°	50,31	4,26
135°	49,66	4,44

Teorik hesaplamalar yapılırken koherent diferansiyel tesir kesitleri hesaplamak için atomik form faktörleri ($F(x,Z)$) ve Compton diferansiyel tesir kesitleri hesaplamak için de saçılma fonksiyonları ($S(x,Z)$) her bir element için farklı saçılma açılarında hesaplanmıştır. Non-rölativistik yaklaşım için verilen tablolarda atomik form faktörleri ve saçılma fonksiyonları yer alırken rölativistik ve modifiye rölativistik yaklaşımda sadece atomik form faktörleri mevcuttur. Bu yüzden rölativistik ve modifiye rölativistik yaklaşımda hesaplamalar yapılırken saçılma fonksiyonu değerleri non-rölativistik yaklaşımdan elde edilen değerler kullanılmıştır. Samaryum, hafniyum, kurşun ve uranyum elementleri için elde edilen atomik form faktörleri ve saçılma fonksiyonları Çizelge 4.2-4.5 'de verilmiştir.

Atomik form faktörleri ve saçılma fonksiyon değerleri elde edilirken saçılma açısına bağlı olarak bulunan momentum transfer faktörlerine ait tüm değerler tablolarda yer almamaktadır. Bu yüzden momentum transfer faktörlerine en yakın iki büyük ve iki küçük momentum transfer faktör değerleri seçilerek Origin programında yer alan analiz kısmında bulunan matematik kısmındaki interpolasyon/extrapolasyon kısmından hesaplanmıştır.

Çizelge 4.2. Samaryum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri.

Saçılma açısı (θ)	Momentum transfer faktörü	S(x,Z) NRFF	F(x,Z) NRFF	F(x,Z) RFF	F(x,Z) MRFF
85°	3,2480	53,0269	5,6678	5,7206	5,3693
95°	3,5446	54,0602	4,9356	5,2138	4,8725
105°	3,8142	54,8350	4,6509	4,8793	4,5447
115°	4,0548	55,4836	4,3970	4,6141	4,2864
125°	4,2645	55,9223	4,1757	4,4056	4,0843
135°	4,4417	56,2931	3,9887	4,3174	3,9204

Çizelge 4.3. Hafniyum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri.

Saçılma açısı (θ)	Momentum transfer faktörü	S(x,Z) NRFF	F(x,Z) NRFF	F(x,Z) RFF	F(x,Z) MRFF
85°	3,2480	60,4449	7,0713	7,3503	6,8293
95°	3,5446	61,6832	6,0191	6,4828	5,9795
105°	3,8142	62,5971	5,6608	5,9164	5,4262
115°	4,0548	63,3654	5,3410	5,5048	5,0247
125°	4,2645	63,8956	5,0623	5,2308	4,7562
135°	4,4417	64,3437	4,8267	5,0357	4,5670

Samaryum ve hafniyum elementleri için Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3 incelendiğinde saçılma açısı arttıkça saçılma fonksiyon değerlerinin arttığı ve form faktör değerlerinin azaldığı görülmektedir.

Çizelge 4.4. Kurşun elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri.

Saçılma açısı (θ)	Momentum transfer faktörü	S(x,Z) NRFF	F(x,Z) NRFF	F(x,Z) RFF	F(x,Z) MRFF
85°	3,2480	67,4577	8,7694	9,4577	8,7288
95°	3,5446	69,0124	7,5974	8,3404	7,6387
105°	3,8142	70,1210	7,0575	7,4956	6,8166
115°	4,0548	71,0478	6,5756	6,8470	6,1814
125°	4,2645	71,6713	6,1556	6,3965	5,7374
135°	4,4417	72,1982	5,8006	6,0764	5,4250

Çizelge 4.5. Uranyum elementi için atomik form faktör ve saçılma fonksiyonu değerleri

Saçılma açısı (θ)	Momentum transfer faktörü	S(x,Z) NRFF	F(x,Z) NRFF	F(x,Z) RFF	F(x,Z) MRFF
85°	3,2480	73,9982	10,4176	11,3928	10,4054
95°	3,5446	75,9531	9,3088	10,3391	9,3793
105°	3,8142	77,3288	8,5976	9,4278	8,4930
115°	4,0548	78,4772	7,9629	8,6585	7,7469
125°	4,2645	79,2246	7,4097	8,0551	7,1637
135°	4,4417	79,8563	6,9421	7,5954	6,7200

Atomik form faktörleri ve saçılma fonksiyon değerleri elde edildikten sonra eşitlik 3.1 ve eşitlik 3.4 kullanılarak teorik koherent/Compton diferansiyel tesir kesitleri hesaplanmıştır. Deneysel hesaplamalar da eşitlik 3.6 kullanılarak hesaplanmıştır. Teorik ve deneysel koherent/Compton diferansiyel tesir kesit değerleri Çizelge 4.6-4.9'da verilmiştir.

Çizelge 4.6. Samaryum elementi için teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri.

Saçılma açısı (θ)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$
	Teorik (NRFF)	Teorik (RFF)	Teorik (MRFF)	Deneyisel
85°	0,7341	0,7478	0,6588	0,7266
95°	0,5640	0,6294	0,5497	0,5831
105°	0,5097	0,5610	0,4867	0,5378
115°	0,4643	0,5112	0,4412	0,4889
125°	0,4275	0,4758	0,4090	0,4401
135°	0,3975	0,4657	0,3840	0,4267

Çizelge 4.7. Hafniyum elementi için teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri.

Saçılma açısı (θ)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$
	Teorik (NRFF)	Teorik (RFF)	Teorik (MRFF)	Deneyisel
85°	1,0024	1,0831	0,9350	1,0390
95°	0,7352	0,8528	0,7255	0,7791
105°	0,6615	0,7225	0,6078	0,6982
115°	0,5998	0,6372	0,5309	0,6159
125°	0,5499	0,5871	0,4854	0,5630
135°	0,5092	0,5543	0,4559	0,5300

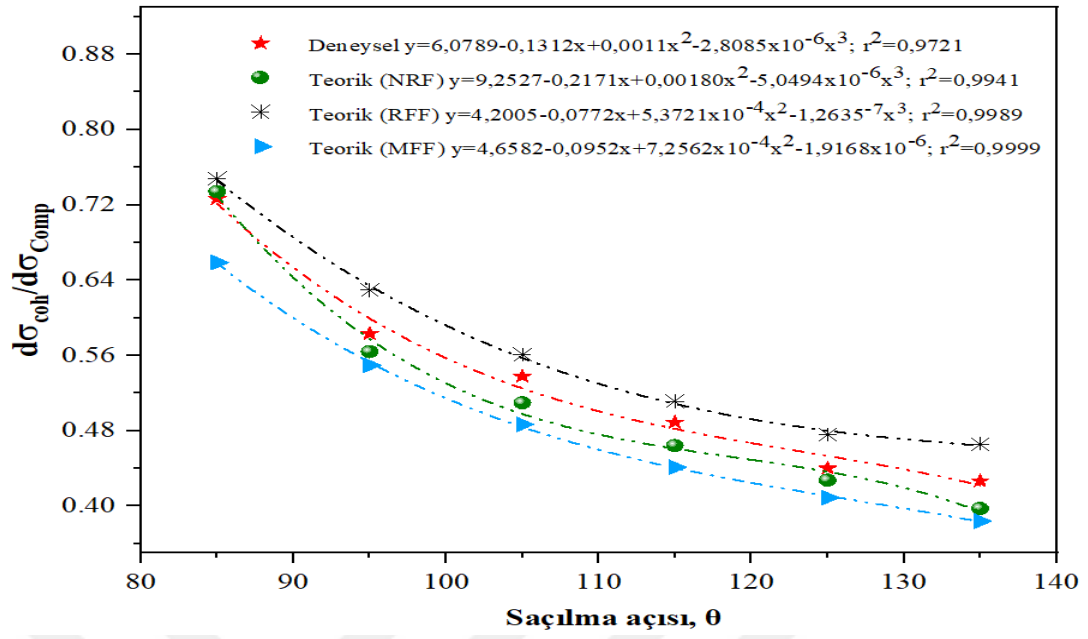
Çizelge 4.8. Kurşun elementi teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri.

Saçılma açısı (θ)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (NRFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (RFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (MRFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Deneysel
85°	1,3814	1,6067	1,3686	1,6502
95°	1,0469	1,2617	1,0583	1,2921
105°	0,9178	1,0353	0,8562	1,1487
115°	0,8108	0,8792	0,7165	0,9807
125°	0,7248	0,7827	0,6297	0,8168
135°	0,6555	0,7193	0,5733	0,7460

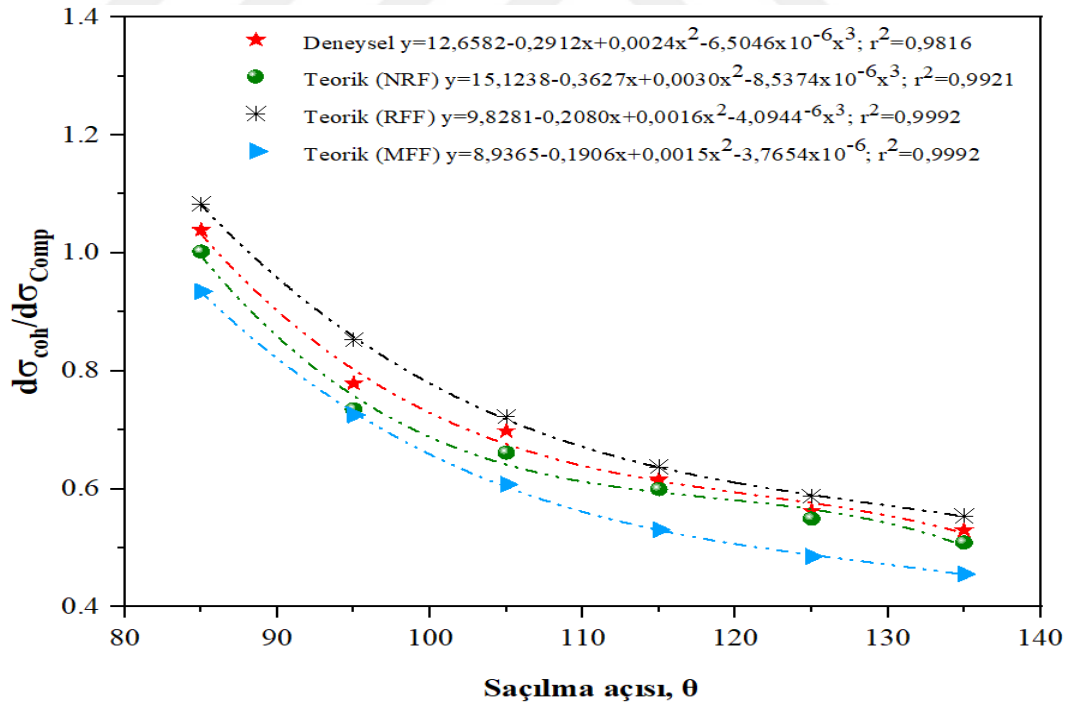
Çizelge 4.9. Uranyum elementi teorik ve deneysel $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerleri.

Saçılma açısı (θ)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (NRFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (RFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Teorik (MRFF)	$d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ Deneysel
85°	1,7771	2,1255	1,7730	2,1558
95°	1,4281	1,7616	1,4497	1,8060
105°	1,2352	1,4852	1,2053	1,5136
115°	1,0765	1,2728	1,0189	1,3246
125°	0,9501	1,1228	0,8881	1,1685
135°	0,8488	1,0160	0,7953	0,9591

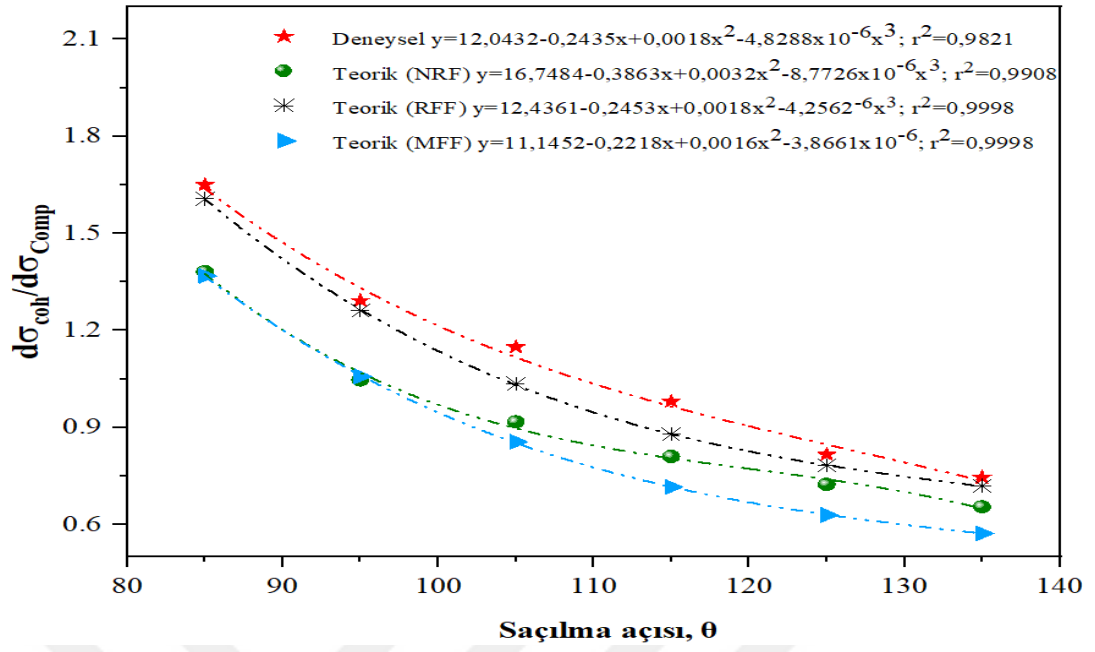
Her bir element için elde edilen deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ saçılma diferansiyel tesir kesit oranlarının saçılma açısına bağlı değişimi Şekil 4.2-4.5'de gösterilmiştir.



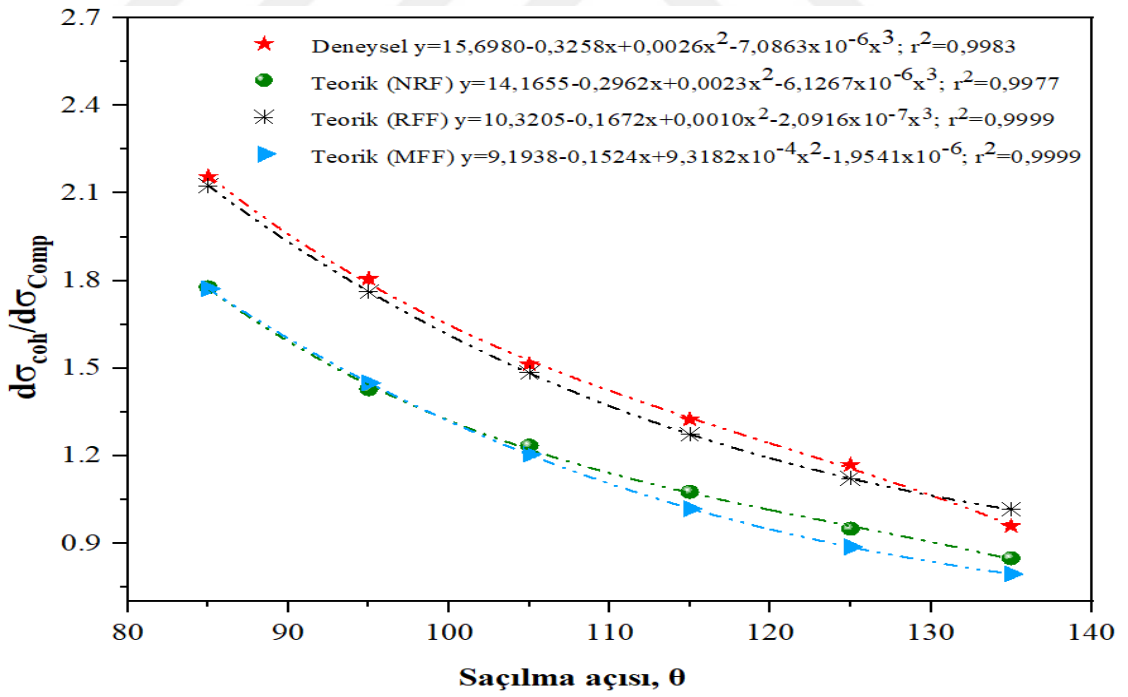
Şekil 4.2. Samaryum elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.



Şekil 4.3. Hafniyum elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.



Şekil 4.4. Kurşun elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.



Şekil 4.5. Uranyumun elementinin deneysel ve teorik $d\sigma_{koh}/d\sigma_{Comp}$ değerlerinin saçılma açısı ile değişimi.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu tez çalışmasında samaryum, hafniyum, kurşun ve uranyum elementlerinin 85° , 95° , 105° , 115° , 125° ve 135° saçılma açılarında koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları deneysel ve üç farklı teorik yaklaşımla hesaplanmıştır. Numuneler Am-241 radyoizotop kaynağından yayınlanan 59,54 keV'luk fotonlarla uyarılmıştır. Numunelerden saçılan fotonlar rezolüsyonu 5,9 keV'da 199,6 keV olan bir HPGe dedektör ile sayılmıştır.

Teorik değerler hesaplanırken non-rölativistik, rölativistik ve modifiye rölativistik yaklaşımlar kullanılmıştır. Çizelge 4.2-4.5 incelendiğinde bu teorik yaklaşımlarla elde edilen saçılma fonksiyonları artan saçılma açısıyla artarken atomik form faktörleri saçılma açısı arttıkça azalma göstermiştir. Saçılma açısının artmasıyla form faktörlerinin azalması koherent diferansiyel tesir kesiti değerlerini azaltırken, atomik form faktörü değerlerinin artmasıyla da Compton diferansiyel tesir kesit değerleri artmıştır. Dolayısıyla Şekil 4.2-4.5'den görüldüğü gibi koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları artan açıyla azalma göstermişlerdir.

Saçılma açısının artmasıyla koherent pikleri altında kalan alanlar (N_{koh}) azalırken, Compton pikleri altında kalan alanlar (N_{Comp}) artış göstermiştir. Eşitlik 3.6 ile hesaplanan deneysel koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarının da saçılma açısı arttıkça azaldığı Şekil 4.2-5'den görülmektedir. Ayrıca incelenen elementlerin atom numarası arttıkça koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranlarının da arttığı Çizelge 4.6-4.9'dan görülmektedir.

Samaryum, hafniyum, kurşun ve uranyum elementleri için deneysel ve teorik koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları ile saçılma açıları arasında en iyi korelasyon elde edilmeye çalışılmıştır. Deneysel koherent/Compton diferansiyel tesir kesit oranları ile saçılma açıları arasındaki korelasyon katsayıları samaryum, hafniyum, kurşun ve uranyum elementleri için sırasıyla 0,9721, 0,9816, 0,9821 ve 0,9983'dür. İki değişken arasındaki korelasyon katsayısı 0,8 değerinden büyükse bu iki değişken arasında yüksek korelasyon olduğu söylenebilir.

Samaryum ve hafniyum elementleri için Şekil 4.2 ve Şekil 4.3 incelendiğinde elde edilen deneysel değerlerin rölativistik ve non-rölativistik yaklaşımla elde edilen teorik değerler arasında olduğu görülmektedir. Kurşun ve uranyum elementleri için Şekil 4.3 ve 4.4 incelendiğinde elde edilen deneysel değerlerin teorik değerlerden daha büyük bulunduğu görülmektedir

Çizelge 5.1. Samaryum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.

Saçılma açısı	Yüzde hata NRFF	Yüzde hata RFF	Yüzde hata MFF
85°	1,0205	2,8402	10,2892
95°	3,3745	7,3651	6,0706
105°	5,5133	4,1317	10,5032
115°	5,2995	4,3747	10,8046
125°	2,9590	7,5040	7,6171
135°	7,3404	8,3850	11,1097

Çizelge 5.2. Hafniyum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.

Saçılma açısı	Yüzde hata NRFF	Yüzde hata RFF	Yüzde hata MFF
85°	3,6484	4,0714	11,1219
95°	5,9762	8,6421	7,3841
105°	5,5593	3,3641	14,8847
115°	2,6787	3,3410	16,0126
125°	2,3904	4,0992	15,9934
135°	4,0858	4,3752	16,2600

Çizelge 5.3. Kurşun elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.

Saçılma açısı	Yüzde hata NRFF	Yüzde hata RFF	Yüzde hata MFF
85°	19,4625	2,7081	20,5761
95°	23,4278	2,4153	22,0964
105°	25,1585	10,9538	34,1612
115°	20,9420	11,5439	36,8592
125°	12,6871	4,3607	29,7155
135°	13,8126	3,7162	30,1201

Çizelge 5.4. Uranyum elementi için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar.

Saçılma açısı	Yüzde hata NRFF	Yüzde hata RFF	Yüzde hata MFF
85°	21,3091	1,4287	21,5931
95°	26,4646	2,5177	24,5722
105°	22,5407	1,9094	25,5789
115°	23,0425	4,0674	29,9999
125°	22,9894	4,0698	31,5814
135°	13,0042	5,6010	20,5963

Her bir element için deneysel ve teorik değerler arasındaki yüzde hatalar Çizelge 5.1-4'de verilmiştir. Samaryum ve hafniyum elementleri için en küçük hatalar non-rölativistik yaklaşımda görülürken en büyük hata değerleri de modifiye rölativistik yaklaşımda gözlemlenmiştir. Kurşun ve uranyum elementlerinde ise en küçük hatalar rölativistik yaklaşımda, en büyük hata değerleri de modifiye rölativistik yaklaşımda gözlemlenmiştir.

Saçılma tesir kesitleri düşük enerjili fotonlar ile hedefin fiziksel özellikleri arasındaki fiziksel etkileşimi anlamak için önemli parametrelerdir. Koherent ve Compton saçılmaları maddenin yapısal özelliklerini belirlemede, malzemenin atom numarasını belirlemede ve bazı fiziksel özellikleri örneğın elektron momentum dağılımları gibi özellikleri belirlemede önemli süreçlerdir.



KAYNAKLAR

- Abdel, M.A., Rahman. And Kamel,M. (1998) “Measurement of coherent plus incoherent differential scattering cross section of 59.54 keV γ -rays from anthracene and POPOP”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 416, 64-69.
- Akkuş, T., Pirimoğlu Dal, M. and Şahin, Y.(2015) “Polar and azimuthal angular dependence of coherent to incoherent scattering differential cross-section ratios of Au at 59.54 keV”, *Radiation Physics and Chemistry*, 117, 167-171.
- Akkuş, T., Uğurlu,M. and Demir,L.(2019) “Variation of coherent to Compton scattering differential cross-section ratios of some lanthanides with the external magnetic field at 59.54 keV”,*Results in Physics*, 13, 102265.
- Akkuş, T. (2020) “ Measurement of coherent to Compton scattering differential cross-section ratios of cadmium at different momentum transfer factors”, *Canadian Journal of Physics*, 98 (1), 102-106.
- Bradley,D.A. and Ghose,A.M.(1987) “Differential Coherent Scattering cross-section measurement”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A255,59-65.
- Brown,R.T.(1975) “Differential cross sections for coherent photon scattering by elements $Z=2$ through $Z=26$ “, *Atomic Data And Nuclear Data Tables*, 15, 111-139.
- Çatal, N., Ertugrul, M. and Ozdemir, Y. (2016) “Investigation of coherent to incoherent scattering cross section ratios of some foil metals depending on the temperature”, *Journal of Physics: Conference Series*,707 (1), 012007.
- Demir, L. and Uğurlu, M. (2019) “The effect of external magnetic field on the coherent to Compton scattering differential cross section ratios of elements in the range $20 \leq Z \leq 32$ ”,*Canadian Journal of Physics*.
- Hubbell J.H., Viegale W.J., Briggs E.A., Brown R.T., Cromer D.T., and Howerton R.J.(1975) ‘Atomic form factors, incoherent scattering functions and photon scattering cross sections’, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*,4, 471-538.
- Hubbell J.H. and Overbro I.(1979). ‘Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections’, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8, 69-107.
- İçelli, O. and Erzeneoğlu,S.(2002) “ Experimental study on ratios of coherent scattering to Compton scattering for elements with atomic numbers $26 \leq Z \leq 82$ in 59.5 keV for 55° and 115° ”,*Spectrochimica Acta Part B*, 57, 1317-23.
- İçelli, O. and Erzeneoğlu, S.(2002) “Measurement of coherent plus incoherent scattering differential cross-section of 59.5 keV gama -rays from gold”, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 74, 531-537.

- Kumar, A., Shahi, J.S., Sanjiv P., Mehta, D. and Singh, N. (2002) "Differential cross-section measurements for inelastic scattering of 22.1 keV photons by elements with $4 \leq Z \leq 69$ ", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 194, 99-104.
- Kumar, S.P., Manjunanhaguru, V. and Umesh, T. K., (2010) "Effective atomic numbers of some H, C-, N-, and O-based composite materials derived from differential incoherent scattering cross section". *Pramana Journal of Physics*, 552-562.
- Kurucu, Y., Erzeneoğlu, S., Durak, R. and Şahin, Y. (1996) "Measurement of the Compton and Coherent Scattering Differential Cross-Sections", *Turkish Journal of Physics*, 22, 783-788.
- Kurucu, Y. (2004) "Incoherent scattering cross-sections for elements with $23 \leq Z \leq 51$ at 59.5 keV photon energy", *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 142, 39-43.
- Kurucu, Y. (2021) "Compton scattering for elements with $20 \leq Z \leq 68$ in the external magnetic field", *Erzincan University Journal of Science and Technology*, 14(2), 575-581.
- Schaupp, D., Schumacher, M., Smend, F., Rullhusen, P. and Hubbell, J.H. (1983) 'Small angle rayleigh scattering of photons at high energies: tabulations of relativistic hfs modified atomic form factors', *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 12, 467-513.
- Shivananda, A.H. and Gopal, S. (1984) "Differential incoherent scattering cross sections of 661.6 keV gamma rays" *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 17 (21), 4343.
- Singh, M.P., Kumar, S., Goswamy, J., Mehta, D. and Singh, N. (2006) "Differential cross-section measurements for elastic and inelastic scattering of 17.44 keV photons", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 244, 295-302.
- Singh, M.P., Sandhu, B.S. and Singh, B. (2007) "Measurement of the effective atomic number of composite materials using Rayleigh to Compton scattering of 279 keV gamma rays". *Physica Scripta*, 76, 281-286.
- Singh, M.P., Sharma, A., Singh, B. and Sandhu, B.S. (2012) "Experimental measurement of coherent to incoherent cross-section ratio of elements in the range $6 \leq Z$ for 59.54 keV gamma photons". *Indian J. Pure Appl. Phys.* 50, 490-493.
- Singh, M.P., Sharma, A., Singh, B. and Sandhu, B.S. (2013) "An experimental study on cross-section ratio of coherent to incoherent scattering for 145 keV incident gamma photons", *Radiation Measurements*, 59, 30-36.

- Singh, M.P., Sharma, A., Singh, B. and Sandhu, B.S. (2015) "Coherent to Incoherent Cross Section Ratio for 59.54 keV Gamma Rays at Scattering Angle of 110° ", *AIP Conference Proceedings*, 1675, 030097.
- Şahin, Y. (1999) Çekirdek Fizikinin Esasları. Çeviri, *Atatürk Üniversitesi Yayınları*, Erzurum, 340 s.
- Şahin, Y. and Kurucu, Y. (2005). Atom Fiziği. *Pegem A Yayıncılık*, Ankara, 373 s.
- Şimşek, Ö. (1999) "A simple method to measure the differential coherent scattering cross-sections of elements", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 160, 7-10.
- Şimşek, Ö. and Ertuğrul, M. (2004) "Angular dependence of coherent to incoherent scattering differential cross-section ratios for Zr, Nb and Mo elements", *Radiation Measurements*, 38, 271-276.
- Şimşek, Ö., Ertuğrul, M., Budak, G. and Karabulut, A. (2004) "Inelastic and elastic scattering differential cross-sections of 59.5 keV photons for Cu and Zn targets", *X-Ray Spectrometry*, 33, 349-353.
- Şimşek, Ü. (2016) "Bazı termoluminesans dozimetrik bileşiklerin Compton ve koherent saçılma tesir kesitlerinin 59,54 KeV foton enerjisinde belirlenmesi", Yüksek Lisans, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı*, Erzurum, 5-20.
- Uğurlu, M., Akkuş, T. and Demir, L. (2019) "The coherent to Compton scattering differential cross section ratios of some fifth period elements in the external magnetic field", *Indian Journal of Physics*, 94, 1699–1703.
- Upmanyu, A., Singh, G., Duggal, H., Kainth, H.S., Bhalla, A. And Kumar, S. (2017) "Measurement of large angle Rayleigh scattering cross sections for 39.5, 40.1 and 45.4 keV photons in elements with $26 \leq Z \leq 83$ ", *Applied Radiation and Isotopes*, 128, 125-131.
- Urtekin, E. (2021) "3D-4D Geçiş metali alaşımlarında Compton saçılmasına kimyasal etkinin araştırılması ve Koherent/Compton saçılma diferansiyel tesir kesiti oranlarının saçılma açısına bağlı olarak hesaplanması", Doktora, *Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı*, Erzurum, 32-57.
- Vinaykumar, L. and Umesh, T. K. (2014) "Coherent and Incoherent Scattering Cross Sections of Some Lead and Sodium Compounds at Angles below 10° for ^{241}Am ", *Gamma Rays Physics Research International Volume*, 594767, 4.
- Yalçın, P., Kurucu, Y. And Şahin, Y. (2002) "Incoherent scattering functions for some elements with $23 \leq Z \leq 81$ ", *X-Ray Spectrometry*, 31(1), 100-102.

Yılmaz, D., Şimşek, Ü., Akkus, T. and Şahin, Y. (2017). “Determination of coherent to Compton scattering differential cross section ratios of some inorganic materials with EDXRF”, *Canadian Journal of Physics*, 95 (4), 407.

