



T.C.
RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**YBa₂Cu₃O₇ SÜPERİLETKENİNİN COMPTON SAÇILMA
DİFERANSİYEL TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜMÜ**

Ali MERAL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

RİZE 2013

T.C.
RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YBa₂Cu₃O₇ SÜPERİLETKENİNİN COMPTON SAÇILMA DİFERANSİYEL
TESİR KESİTLERİNİN ÖLÇÜMÜ

Ali MERAL

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

RİZE 2013

T.C.
RECEP TAYYIP ERDOĞAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

YBa₂Cu₃O₇ SÜPERİLETKENİNİN COMPTON SAÇILMA DİFERANSİYEL TESİR
KESİTLERİNİN ÖLÇÜMÜ

Ali MERAL

Yüksek Lisans

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 04/06/2013

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 27/06/2013

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Selçuk DEMİR

Enstitü Müdürü: Doç. Dr. Fatih YILMAZ

RİZE 2013



ÖNSÖZ

Bu çalışma, Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlandı. Yapılan çalışmada, $YBa_2Cu_3O_7$ Süperiletkeninin Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitleri ölçüldü.

Bu çalışmada beni engin bilgileriyle yönlendiren ve çalışmanın her safhasında maddi ve manevi desteklerini benden esirgemeyen danışman hocam sayın Doç. Dr. Mehmet ŞAHİN' e en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tez yazımı süresince bana her konuda yardımcı olan sayın Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN hocama, kullandığım süperiletken numunenin temini ve bu konudaki bilgi ve görüşlerini benden esirgemeyen sayın Doç. Dr. Şükrü ÇELİK ve Arş. Gör. Sait Barış GÜNER hocalarıma, K.T.Ü. Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği Araştırma Laboratuvarında çalışmam için her türlü imkânı sağlayan sayın Prof. Dr. Engin TIRAŞOĞLU'na, laboratuvar çalışmalarında bana yardımcı olan sayın Yrd. Doç. Dr. Erhan CENGİZ'e ve yüksek lisans eğitimim boyunca güler yüzünü, sabrını, anlayışını, tecrübelerini benden esirgemeyen burada ismi geçmeyen tüm hocalarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca, hayatımın her aşamasında maddi ve manevi desteklerini benden hiçbir zaman esirgemeyen sevgili aileme ÇOK TEŞEKKÜR EDERİM.

Ali MERAL

Rize 2013

ÖZET

YBa₂Cu₃O₇ Süperiletkeninin Compton Saçılma Diferansiyel Tesir Kesitlerinin Ölçümü

Bu çalışmada; YBa₂Cu₃O₇ süperiletkeninin Compton saçılma diferansiyel tesir kesitleri 120, 125, 130, 135 ve 140 derecelik saçılma açılarında ölçüldü.

Numune hazırlanan uygun bir geometride, 59.54 keV'lik gama ışınları yayınlayan 50 mCi'lik ²⁴¹Am radyoizotop kaynak tarafından uyarıldı. Numuneden yayınlanan karakteristik K X-ışınları 5.96 keV'de çözünürlüğü 160 eV olan HPGe dedektör kullanılarak belirlendi. Dedektör verimini belirlemek için saflığı %99.9 olan foiller kullanıldı.

Literatürde YBa₂Cu₃O₇ süperiletkeninin diferansiyel tesir kesiti ile ilgili yapılan deneysel çalışmalar az olduğundan elde edilen deneysel sonuçları karşılaştırma imkânı olmamıştır. Deneysel değerler teorik değerlerle karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmada teorik değerler deneysel değerlerle hata sınırları içinde uyumlu olduğu görüldü. Yapılan çalışmanın literatürdeki bu eksikliği dolduracağı düşünülmektedir.

Anahtar Kelimeler: YBa₂Cu₃O₇ süperiletken, Compton saçılması, diferansiyel tesir kesiti

ABSTRACT

Measurements of Compton Scattering Cross-Section for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconductors

In this study, Compton scattering differential cross-section of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductor have been measured at scattering angles 120, 125, 130, 135 and 140.

At appropriate geometry, the sample has been irradiated by 50 mCi ^{241}Am radioisotope source that emitting 59,54 keV gamma rays. Emitted characteristic K X-rays from the sample, have been determined at 59.54 keV by using HPGe detector of which resolution is 160 eV. For the determination of the detector yield, foils at %99,9 purity have been used.

Due to the scarcity of the literature on the empirical studies of the scattering cross-section of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductor, it was impossible to check our results. Theoretical values were compared with the experimental ones. In comparison with the theoretical values and experimental values were found to be compatible within the error limits. We think that this work will fill this lack.

Key Words: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductor, Compton scattering, differential cross-section.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	I
ÖZET	II
ABSTRACT.....	III
İÇİNDEKİLER	IV
ŞEKİLLER DİZİNİ	VI
TABLULAR DİZİNİ.....	VII
SEMBOLLER VE KISALTMALAR.....	VIII
1. GENEL BİLGİLER	10
1.1. Giriş	10
1.2. X-Işınları	13
1.3. X-Işınlının Meydana Gelişi	14
1.3.1. Sürekli X-Işını Oluşumu	14
1.3.2. Karakteristik X-Işını Oluşumu.....	15
1.4. X-Işını Enerji Seviyeleri	16
1.5. X-Işınlının Madde İle Etkileşmesi.....	17
1.5.1. X-Işınlının Soğurulması.....	18
1.5.1.1. Fotoelektrik Olay	19
1.5.1.2. Çift Oluşumu.....	20
1.5.2. Saçılma.....	21
1.5.2.1. Rayleigh saçılması	22
1.5.2.2. Delbrück saçılması.....	23
1.5.2.3. Nükleer Rezonans Saçılması	23
1.5.2.4. Nükleer Thomson Saçılması.....	23
1.5.2.5. Compton Saçılması	23
1.5.2.6. Nükleer Saçılma.....	25
1.5.2.7. Raman Saçılması.....	25
1.6. Floresans Verim Coster-Kronig Geçişler	25
1.7. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi.....	27
1.7.1. Savaştan Compton Geri Tepme Tepesi	28
1.7.2. Karakteristik Tepeler	28

	<u>Sayfa No</u>
1.7.3. Kaçak Tepeler	29
1.7.4. Satellite Çizgileri	29
1.7.5. Üst Üste Binme Pikleri	30
1.7.6. Compton Tepeleri	30
1.7.7. Koherent Tepeler	30
1.8. Tesir Kesiti.....	30
1.8.1. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	31
1.8.2. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti	33
1.8.3. İnkohherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti.....	33
1.9. Yarıiletken Dedektörler	34
1.10. Yüksek Safılıktaki Germanyum Dedektörleri (HpGe)	35
1.11. Soğurma Düzeltme Faktörü	36
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	37
2.1. Materyal	37
2.1.1. $YBa_2Cu_3O_7$ Süperiletkeninin Genel Özellikleri	37
2.1.2. N-Tipi Yarıiletkenler	37
2.1.3. Sayma Sistemi.....	37
2.1.3.1. Yüksek Voltaj Kaynağı.....	38
2.1.3.2. Ön Yükseltici	39
2.1.3.3. Yükseltici	39
2.1.3.4. Analog Dijital Dönüştürücü (ADC).....	39
2.1.3.5. Çok Kanallı Analizör (MCA)	39
2.2. Yöntem.....	40
2.2.1. Numunelerin Hazırlanması	40
2.2.2. Enerji Kalibrasyonu	40
2.2.3. Deney Geometrisi	41
2.2.4. Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi	42
2.2.5. Dedektör Verimliliğinin Belirlenmesi	45
3. BULGULAR.....	46
4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR	49
5. ÖNERİLER.....	51
6. KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	55

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. Sürekli X-ışını oluşumu.....	14
Şekil 2. Karakteristik X-ışınları.....	15
Şekil 3. X-ışını enerji seviyeleri	16
Şekil 4. X-ışınının soğurucu madde ile etkileşimi sonucu meydana gelen olaylar	18
Şekil 5. Fotoelektrik olay.....	19
Şekil 6. Çift oluşumu	20
Şekil 7. Rayleigh saçılması.....	22
Şekil 8. Compton saçılması	23
Şekil 9. İdeal bir X-ışını spektrumu; (1) Savaşan Compton saçılması, (2) Savaş atomlarının karakteristik X-ışını pikleri, (3) Numune atomlarının karakteristik X-ışını pikleri, (4) Kaçak (escape) pik, (5) Satellite pikleri, (6) Üst üste binme (Pile-up) piki, (7) Numuneden Compton saçılması, (8) Numuneden koherent saçılma	28
Şekil 10. Yarı iletken dedektörlerin şematik gösterimi	34
Şekil 11. ED-XRF sistemin görüntüsü	38
Şekil 12. Enerji kalibrasyon doğrusu.....	41
Şekil 13. Deney geometrisinin şematik gösterimi	42
Şekil 14. 125° saçılma açısında Dy elementinin K_{α} ve K_{β} ları.....	43
Şekil 15. 125° saçılma açısında n tipi Si kristalinin saçılma pikleri.....	43
Şekil 16. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeninin K X-ışını ve saçılma pikleri	44
Şekil 17. Dedektör enerji-verim eğrisi	45
Şekil 18. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeni için diferansiyel tesir kesitinin saçılma açısı ile değişim grafiği.....	47

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. Geçiş kuralları ve kuantum sayıları	17
Tablo 2. Kullanılan foillerin özellikleri	40
Tablo 3. 60^0 gelme açısı için $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkenin kütle soğurma katsayısı.....	46
Tablo 4. Si kristali Compton diferansiyel tesir kesiti.....	46
Tablo 5. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeni Compton saçılma diferansiyel tesir kesitleri	47
Tablo 6. Ba için 135^0 saçılma açısındaki $\sigma_{K\alpha}$ değerleri.....	48

SEMBOLLER VE KISALTMALAR

a_K	K tabakası için Auger olayının meydana gelme olasılığı
c	Işık hızı
dx	Levhanın kalınlığı
$d\Omega$	Birim katı açısı
e	Elektronun yükü
E	Gelen fotonun enerjisi
E_b	Bağlanma enerjisi
E_{fe}	Sökülen fotoelektronun enerjisi
E'	Çıkan fotonun enerjisi
F_{Ki}	K tabakasından yayımlanan K_α veya K_β X-ışını ihtimaliyeti
FWHM	Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği
$F(x,Z)$	Atomik form faktörü
F_{ij}	X-ışınlarının yayımlanma kesri
h	Planck sabiti
I	Soğurulup geçen foton şiddeti
I_0	Gelen fotonun şiddeti
K_β/K_α	K X-ışını şiddet oranları
m	Kütle
m_0	Elektronun durgun kütlesi
n	Atom sayısı
N	Demetin içindeki parçacık sayısı
N_A	Avogadro sayısı
N_{Kx}	Karakteristik X-ışınlarının dedektörde ölçülen şiddetleri
q	Elektriksel yük
R	Dedektör çözünürlüğü
r_e	Klasik elektron yarıçapı
$S(x,Z)$	İnelastik saçılma fonksiyonu
t	Maddenin kalınlığı
v	Hız
Z	Atom numarası
β	Soğurma düzeltme faktörü

ε	X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi
γ	Gama fotonu
λ	Dalga boyu
μ	Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	Kütle soğurma katsayısı
ρ	Yoğunluk
ρD	Birim alan başına kütle miktarı
σ	Tesir kesiti
σ_K	K kabuğu için fotoelektrik tesir kesiti
σ_T	Thomson tesir kesiti
θ	Fotonun saçılma açısı
ϕ	Koherent saçılma açısı
ν	Frekans
ω_{Ki}	K tabakası için floresans verim

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

1920’de Compton olayının keşfinden birkaç yıl sonra saçılma enerjisi spektrumunun çizgi şeklinde ölçümü için ilk kantitatif deney yapıldı. Bu spektrum Compton profile olarak adlandırılır. DuMond ve Kirkpatrick, Compton profil genişliği ve elektron momentum dağılımı arasındaki ilişkiyi göstermek için multikristal spektograf sonuçlarına dayalı olarak bir analiz yaptılar (DuMond vd., 1930). Kappeler tarafından 1936 yılında bu çalışmanın lityumla ilgili hatalı bir sonucu ortaya çıkarılincaya kadar çalışma umut verici olarak görüldü (Kappeler, 1936). Deneysel Compton çizgi şekli teorik olandan 2,5 kat daha genişti ve teoriyi geliştirme girişimlerine rağmen destekleyici fikir elde edilemedi.

X-ışını tüpü ve kristal spektrometre kullanılarak iki bağımsız deney yapıldı. Bunların ilki hatalı çıktı ve yeni sonuçlar serbest elektron modeli ile uyuştu. Bu gözlem Compton saçılmasına tekrar yönelmeye neden oldu. Birçok gelişmiş ülkede bu konu üzerine araştırmacılar çalışmaya başladı. İlk Compton saçılma çalışmalarında X-ışını tüpleri kullanılmıştır. Daha sonraları katı hal dedektörlerinin geliştirilmesi ile Compton saçılma çalışmalarında gama kaynakları kullanılmıştır. Momentumun çözünürlüğü açısından X-ışını spektrometresi kullanıldığında 0.15 a.u civarında ayırma elde etmek mümkün iken γ ışını kullanınca bu rakam 0,35 a.u’den daha iyi olamamıştır. Bu durum Fermi yüzeyini detaylandırmak için yeterli değildi. Sinklotron kaynakları çözünürlüğü geliştirmeye imkân sağlar ve istatistiksel doğruluğun devamını sağlar. Sinklotron radyasyon araçlarında Compton spektrometresinin ilk kullanımı 1980 de tanıtıldı ve hemen hemen bütün X-ışını enerjili sinklotron çalışmalarında bunun alternatif sürümleri kuruldu.

1980’lerden sonra Compton saçılma deneylerinde önemli bir artış gözlenmiştir. Bunun sebebi Compton saçılmasının; astrofizik, katıhal fiziği, nükleer fizik, sağlık fiziği, tarım, çevre mühendisliği, malzeme mühendisliği gibi birçok alanda uygulama bulmasıdır. Özellikle küçük atom numaralı metallerin (Li, Be, Na) elektron gazı modeli içinde temel fiziksel özelliklerini araştırmak yeni bir ilgi alanı olmuştur. Bu tür çalışmaları yapmak için metallerin Compton profil ölçümlerindeki deneysel çözünürlük fonksiyonu kullanılır. Compton saçılmasının en yaygın kullanım alanı elektron momentum dağılımlarının anizotropik ölçümüdür. Metallerde anizotropiye katkı fermi

yüzeyinden ve dalga fonksiyonundan gelir. Bu etkileri deneysel olarak ayırmak zordur. Bununla beraber bazı teorik açıklamalar geliştirilmeye başlanmıştır. Bu çalışmalar süperiletken sıcaklıklarının fermi yüzeyini anlamada önemlidir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin fermi yüzeyi ve elektronik yapısı pek çok deneysel çalışmanın konusu olmuştur. Bu çalışmalarda değişik spektrometreler kullanılabilir olmasına rağmen Compton saçılması kristalin latis etkilerinden bağımsız olmasından dolayı en çok tercih edilenidir. Literatürdeki Compton saçılma deneylerini özetlersek; Şimşek ve arkadaşları Cu ve Zn elementlerinin 59,54 keV değerindeki fotonları uyarıcı kaynak olarak kullanıp koherent ve inkoherent diferansiyel tesir kesitlerini ölçmüştür (Şimşek vd., 2004). Montano ve Macrander, Compton saçılma sınırında düşük momentum transferinde Cr (110)'den inelastik X-ışını saçılmasını yapmışlardır (Montano and Macrander, 2000). Sasaki ve Hirokawa, Si ve GaAs kristallerinde X-ışını kırınımı çalışmışlardır (Sasaki and Hirokawa, 1991). İçelli ve Çetin n tipi GaAs ve p tipi Si kristallerinde lineer diferansiyel saçılma katsayısı üzerinde deneysel olarak çalışmışlardır (İçelli ve Çetin., 2009). Şimşek ve Ertuğrul, Zr, Nb ve Mo elementleri için koherent ve inkoherent diferansiyel saçılma tesir kesitlerini açığa bağli olarak çalışmışlardır (Şimşek ve Ertuğrul, 2004). Shahi ve arkadaşları, 13 ile 82 atom numarası aralığındaki elementlerle 59,5 keV enerjili fotonların inelastik saçılmasını çalışmışlardır (Shahi vd., 2001).

Şimşek, elementlerde gama ışınlarının inkoherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri üzerinde çalışmalar yapmıştır (Şimşek, 2000). Singh ve arkadaşları 17,44 keV enerjili fotonlarla elastik ve inelastik diferansiyel tesir kesiti ölçümleri yapmışlardır (Singh vd., 2006). Yalçın ve arkadaşları 23 ile 81 atom numarası aralığındaki bazı elementlerde inkoherent saçılma fonksiyonları üzerinde çalışmıştır (Yalçın vd., 2002). Kurucu ve arkadaşları Ti, Ni, Zr, In, Au ve Pb elementleri ile 59,5 keV enerjili gama ışını ile inkoherent saçılma fonksiyonları üzerine çalışmalar yapmışlardır (Kurucu vd., 1999). Yine Kurucu ve arkadaşları Compton ve koherent saçılma diferansiyel tesir kesitleri ölçümü ile ilgili çalışmalar yapmıştır (Kurucu vd., 1998).

Han ve arkadaşları, K tabakası X-ışını floresans tesir kesitini 22 ile 68 atom numarası aralığındaki elementler üzerinde (Han vd., 2007) ve Compton saçılmasını kristal yönelimine bağli olarak çalışmışlardır (Han vd., 2010). Demir ve arkadaşları dış elektrik alan içindeki p-Si numunesinde 59,5 keV değerindeki gama ışınlarının Compton saçılmasını çalışmışlardır (Demir vd., 2006). Huotari ve arkadaşları Be

elementinin deneysel Compton profilinin enerjiye bağımlılığı üzerine çalışmıştır (Huotari vd., 2000). Elyaseery ve arkadaşları, 29 ile 74 atom numarası aralığındaki elementlerde 59,54 keV enerjili gama ışınlarının inkoherent saçılması üzerine çalışmışlardır (Elyaseery vd., 1999). Latha ve arkadaşları 13 ve 50 atom numarası aralığındaki elementlerin koherent ve inkoherent saçılma tesir kesitlerini ²⁴¹Am radyoaktif kaynak kullanarak çalışmışlardır (Latha vd., 2011).

X-ışınlarının inkoherent diferansiyel saçılma tesir kesitleri ve kütle soğurma katsayılarının hesabı süperiletken malzemelerde ve yarıiletkenlerde oldukça önemlidir. Çünkü bu malzemelerin teknolojide geniş bir uygulama alanı vardır. Süperiletken malzemelerin kullanıldığı cihazlar farklı enerjilerde radyasyon tiplerine maruz kalmakta ve bu malzemelerin yapısında oluşan tahribat çalışma karakteristiklerini değiştirmektedir. Aynı zamanda bu süperiletkenlerin kullanımı uzay çalışmalarında artacağından, kullanılan malzemenin radyasyonla etkileşimi mümkün olduğunca iyi bilinmelidir. Süperiletken malzemeler karmaşık bir yapı olduğundan, bu yapıdaki kimyasal etkinin X-ışını karakteristiklerine etkisinin de çalışılması önemlidir. Compton saçılmasından elde edilecek Compton profile çalışmaları bu yapıları anlamada önemli olacaktır. Bu konuda ilk çalışmalardan biri Manninen ve arkadaşlarının olup $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ve $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ süper iletkenlerinin elektronik özelliklerini Compton saçılma teknikleri ile çalışmışlardır (Manninen vd., 1999).

Bu çalışmada süperiletken malzemelerden $YBa_2Cu_3O_7$ 'nin inkoherent diferansiyel tesir kesitleri radyoizotop kaynak kullanılarak ölçüldü. Ölçülen değerler teorik değerlerle karşılaştırıldı. Compton saçılması deneylerinde dedektörün ölü zamanı sayma istatistikleri ve çözünürlükten daha önemli bir faktördür. Bu yüzden ölçümlerde ölü zamanı minimum yapacak şekilde bir geometri kuruldu. Ayrıca kimyasal etkinin olup olmadığını görmek için karakteristik K tabakası fotoelektrik tesir kesitleri hesaplandı ve teorik değerlerle karşılaştırıldı. Deney geometrisi kurulurken havadan saçılmaları minimize etmek için kaynak-numune, numune-dedektör mesafeleri küçük tutuldu ve numune tutucuyu sabitleyerek numune değişiminden gelecek hatalar en aza indirildi.

1.2. X-Işınları

X-ışınları Wilhelm Conrad Roentgen tarafından 1895'de bulundu. Roentgen varlığını ve etkilerini görüp, mahiyetini anlayamadığı bu ışınları X-ışınları adını vermiştir (Semat, 1967).

Röntgen'in X-ışınlarını keşfi ile fizikte yeni bir devir açılmıştır. Bu önemli keşfin teorisi, pratikte kullanımı ve uygulanması uzun süre çeşitli bilim adamları tarafından araştırılmıştır (Roentgen, 1898).

X-ışınları, atomların iç yörüngelerindeki elektron geçişleri veya yüksek enerjili elektronların yavaşlaması ile meydana gelen $10^{-5} - 10^2$ Å dalga boylu elektromanyetik radyasyon olarak tarif edilir (Bertin, 1975). X-ışınları dalga boylarına göre; dalga boyu $\lambda < 0,1$ Å ise çok sert, $\lambda = 0,1-1$ Å ise sert, $\lambda = 1-10$ Å ise yumuşak, $\lambda > 10$ Å ise çok yumuşak olarak isimlendirilir. X-ışınlarının en genel kaynağı bir metal atomun yüksek enerjili elektronlarca bombardımanı sonucu hedef atomunda oluşan fotoiyonizasyonu ışımali geçişlerin takip etmesidir. X-ışınları çekirdek içinde değil, elektronik seviyeler arasında ki geçişlerden meydana gelir.

Elektromanyetik ışımadan dolayı X-ışınları çift karakterlidir. Dalga ve tanecik özelliği gösterirler. Fotoelektrik, Compton saçılması (inkoherent saçılma), gaz iyonizasyonu ve sintilasyon tanecik özellikleri, hız, polarizasyon ve Rayleigh saçılması (koherent saçılma) dalga özellikleridir (Bertin, 1975). X-ışınları kaynaktan çıkarak sapmadan yayılırlar. Elektrik ve manyetik alanların etkisi ile saptırılamazlar. X-ışınlarının bu davranışı, yüklü tanecik olmadıklarını gösterir. Yüksüz taneciklerden oluşan elektromanyetik radyasyona 'foton' denilir (Semat, 1967) .

Bugün X-ışınları temel ve uygulamalı araştırmalarda ve üretim kontrol tekniklerinde temel öneme sahiptir. Çok geniş uygulama alanlarına örnek verirsek; temel bilimlerde spektroskopi, tıpta görüntüleme, metalürjide malzeme çalışmalarında, jeofizikte, yarı iletken ve katı hal fiziğinde, uzay araştırmalarında, adli tıpta, endüstride, arkeoloji ve sanatta diyebiliriz (Grieken and Markowicz, 2001).

1.3. X-Işınlarnın Meydana Gelişi

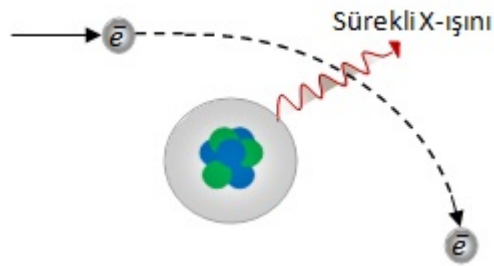
X-ışınları doğal ve yapay olarak iki şekilde meydana gelir. Doğal X-ışınları atom çekirdeğinin bir elektron yakalaması, iç dönüşüm veya β bozunumu olaylarının sonucunda atom tarafından yayımlanır (Eisberg, 1961).

Yapay X-ışınları X-ışını tüpünden veya başka bir radyoaktif kaynaktan çıkan fotonlarla veya elektron, proton, α parçacıkları ve iyonlar gibi hızlandırılmış parçacıklarla etkileşmesinden elde edilir. Fotonlarla etkileşmesinden karakteristik (kesikli) spektrum, yüklü parçacıklarla etkileşmesinden hem karakteristik hem de sürekli spektrum elde edilir (Tertian and Claisse, 1982).

1.3.1. Sürekli X-Işını Oluşumu

Elektronlar, protonlar veya α parçacıkları gibi yüksek enerjili yüklü parçacıklar ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken ivmelenir. Sapan elektronun hızı dolayısıyla enerjisi azalır. Bu enerji azalması sürekli X-ışını veya Bramstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumu olarak isimlendirilir (Şekil 1). Yani, sürekli X-ışınlarının enerji aralığı sıfırla yüksek hızlı elektronun maksimum enerjisi arasındadır.

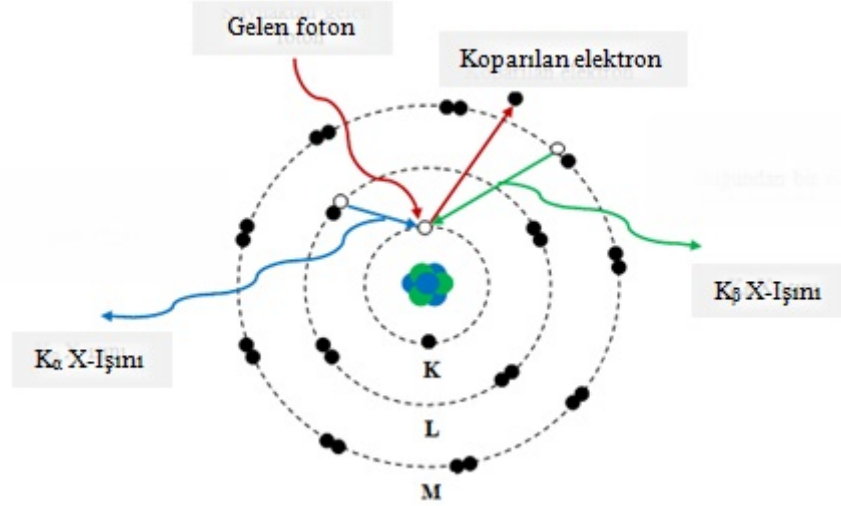
Sürekli X-ışınlarının enerjisi üç faktöre bağlıdır. Bunlar; yüksek hızlı elektronun enerjisi, hedef malzemenin yoğunluğu ve elektronun hareket doğrultusu ile frenleyici çekirdek arasındaki uzaklık çekim kuvvetidir.



Şekil 1. Sürekli X-ışını oluşumu

1.3.2. Karakteristik X-Işını Oluşumu

Bir orbital elektronu; elektronlar, protonlar, döteronlar, alfa parçacıkları, hızlandırıcılardan gelen diğer iyonlar, X-ışını tüpünden yayımlanan birincil X-ışınları, radyoizotoplardan yayımlanan alfa, beta, gama ışınları, doğal radyoaktif bozunma (iç dönüşüm, β bozunumu) veya hedef elementinden gelen sekonder X-ışınlarıyla bombardıman edilerek atomdan çıkarsa yerinde bir boşluk kalacaktır. Bu yollardan biriyle atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine çok kısa bir zaman içerisinde ($10^{-8}\sim 10^{-9}$ sn. arasında) üst tabakalardan bir elektron geçişi olur. Bu geçişler sırasında yayımlanan ışınlara karakteristik X-ışınları denir (Şekil 2).



Şekil 2. Karakteristik X-ışınları

Çekirdekten daha uzaktaki orbitallerde bulunan elektronlar daha büyük enerjiye sahiptirler. Genel olarak, orbital elektronlarının enerjileri yüksek hızlı elektrona göre oldukça düşüktür. Bu yüzden meydana gelen karakteristik X-ışınlarının enerjileri orbital elektronlarının enerjilerini yansıtır, yani enerjileri düşüktür ve X-ışını olan her yerde karakteristik X-ışınları vardır (Şahin, 1989).

Karakteristik X-ışınının enerjisi bombardıman elektronunun enerjisi ile tayin edilemez. Karakteristik X-ışınlarının enerjisi, bir orbital elektronunun bir yörüngede bulunan boşluğu doldururken verdiği enerjidir.

Yayımlanan tüm X-ışını fotonlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen çizgiler o elementi

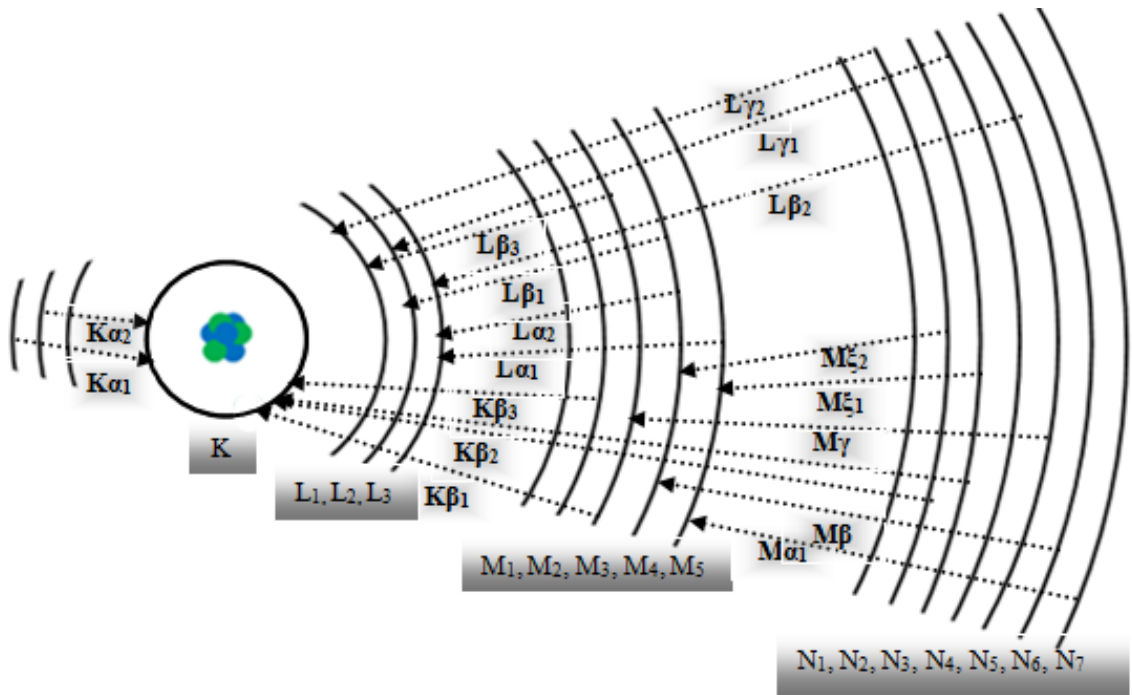
karakterize ederler. Karakteristik X-ışını fotonlarının dalga boyu ile uyarılan elementin Z atom numarası arasındaki ilişki;

$$\frac{1}{\lambda} = K(Z - \sigma) \quad (1.1)$$

şeklindedir ve bu ilişkiye “Moseley” kanunu denir. Burada K her bir spektral seri için farklı değerler alan bir sabittir, σ perdeleme sabitidir ve atomdaki diğer elektronlardan dolayı meydana gelen itme için bir düzeltme katsayısıdır. λ ise X-ışını fotonunun dalga boyudur (Jenkins, 1986).

1.4. X-ışını Enerji Seviyeleri

Bir atomun herhangi bir alt kabuğundan bir elektron sökülerek uyarıldığında oluşan boşluklar, daha yüksek tabakalardaki elektronlar tarafından 10^{-8} sn içerisinde seçim kurallarına göre doldurulur. Şekil 3’te K, L, M ve N tabakaları arası geçişler gösterilmiştir.



Şekil 3. X-ışını enerji seviyeleri

K tabakasında meydana gelen boşluğu L tabakası elektronu doldurmuş ise K_{α} , M tabakası elektronu tarafından doldurulmuş ise K_{β} olarak adlandırılır.

Eğer doldurulan tabaka M tabakası ise bu ışınlar M X-ışınları adını alır. M tabakasına geçişler N ve O tabakalarından olur ve M_{γ} , $M_{\zeta 1}$, $M_{\zeta 2}$, M_{β} , $M_{\alpha 1}$, $M_{\alpha 2}$ ve M_m gibi adlarla ifade edilirler.

Kuantum mekaniğinde, X-ışınları spektral çizgilerine sebep olan elektron geçişlerini düzenleyen kurallar verilmiştir. Bu kurallar ve kuantum sayıları Tabo 1’de verilmiştir.

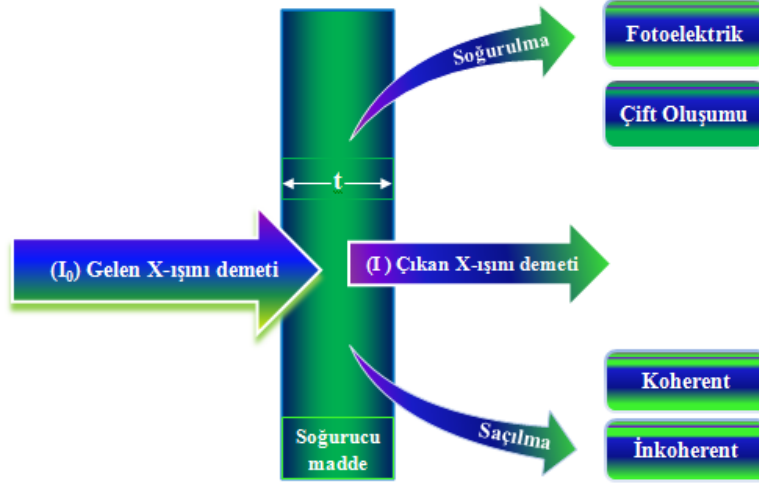
Tablo 1. Geçiş kuralları ve kuantum sayıları

Sembolü	İsmi	Manası	Aldığı Değerler	Geçiş Kuralları
n	Baş	Esas bağlı olduğu enerji seviyesi	1,2,...n K,L,M,N	$\Delta n \neq 0$
l	Açısal	Orbital açısal momentumu orbital şeklini belirler Magnetik alan üzerine (ℓ)	0,1,...(n-1) s,p,d,f	$\Delta \ell = \pm 1$
m	Magnetik	açısal momentumun izdüşümü. Bir magnetik alandaki orbitalin dönme yönü	$\ell, \dots, 0, \dots, -\ell$	
s	Spin	Spin yönünü işaret eder	$\pm 1/2$	
j	Toplam	l ve S nin vektör toplamı	$\ell \pm 1/2;$ ($j \neq 0, -1/2$)	$\Delta j = \pm 1, 0$

1.5. X-Işınlarnın Madde İle Etkileşmesi

X-ışınları bir madde üzerine gönderilirse, madde içerisine giren ışın, atomların bağlı ve serbest elektronları ve çekirdeği ile çeşitli etkileşimler yapar. Bu etkileşim sonucunda iki temel olay meydana gelir. Bunlardan birincisi, X-ışınlarının enerjisinin bir kısmını kaybederek oluşan inkohherent veya enerji kaybetmeksizin oluşan koherent saçılma olayı, diğeri ise X-ışının tamamen soğrulması sonucu meydana gelen fotoelektrik olay ve çift oluşumudur.

X-ışınlarının maddeyle etkileşimi sonucu oluşabilecek olaylar Şekil 4'te gösterilmiştir.



Şekil 4. X-ışınının soğurucu madde ile etkileşimi sonucu meydana gelen olaylar

1.5.1. X-Işınlarının Soğurulması

Şekil 4'te I_0 şiddetinde t kalınlığında homojen bir yüzeye paralel gönderilen monoenerjik X-ışını foton demeti soğurulma olayı sonucu I şiddetine düştüğü görülmekte. Burada X-ışını şiddetindeki azalma dI ise, çıkış şiddeti

$$\frac{dI}{I} = -\mu dt \quad (1.2)$$

denklemleri ile verilir. Burada μ lineer kütle soğurma katsayısı ve birimi cm^{-1} dir (Bertin, 1975). Negatif işaret X-ışınının maddeyi geçerken şiddetinde azalma olduğunu gösterir. Eğer μ faktörü t kalınlığından bağımsız ise (1.2) ifadesi düzenlenerek;

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (1.3)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifade "Lambert Kanunu" olarak bilinmektedir (Bertin, 1975).

X-ışınlarının soğurulması olayı soğurma katsayıları ile ifade edilir. Dört çeşit soğurma katsayısı tanımı yapılmaktadır:

a) **Çizgisel soğurma katsayısı**; birim kalınlık başına soğurulmayı verir.

$$\mu = \frac{\ln(I_0/I)}{t} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (1.4)$$

b) **Kütle soğurma katsayısı;** μ_m ile gösterilir ve birim kütle başına soğurmayı verir.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{cm}^2/\text{gr}) \quad (1.5)$$

c) **Atomik soğurma katsayısı;** μ_a ile gösterilir ve atom başına soğurulmayı verir.

$$\mu_a = \frac{\mu A}{\rho N} \quad (\text{cm}^2/\text{atom}) \quad (1.6)$$

d) **Molar Soğurma Katsayısı;** bir moldeki soğurulmayı verir.

$$\mu_{mol} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) A \quad (\text{cm}^2/\text{mol}) \quad (1.7)$$

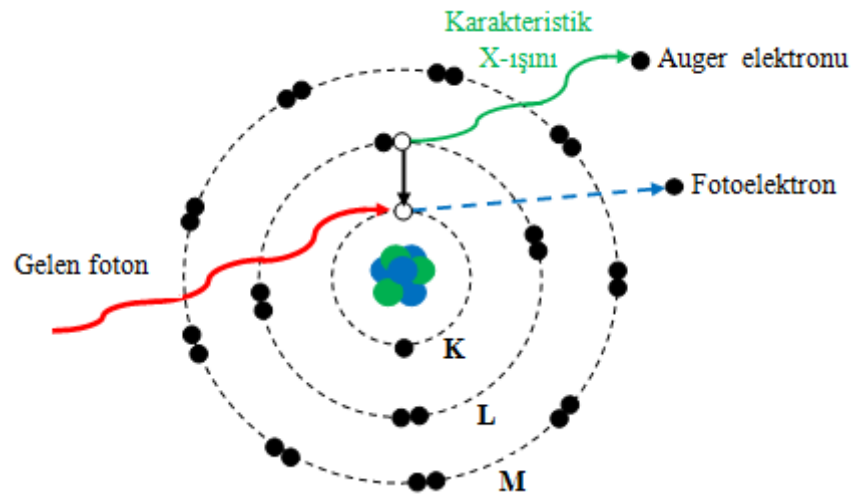
Bu dört katsayı arasındaki bağıntı aşağıdaki gibi verilir.

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \rho \left(\frac{N}{A}\right) = \mu_{mol} \frac{\rho}{A} \quad (1.8)$$

Bu eşitlikte; ρ ; yoğunluk (gr/cm^3), A; atom ağırlığı (gr/mol), N; cm^3 başına düşen atom sayısı olup bu dört soğurma katsayısının en çok kullanılanı kütle soğurma katsayısıdır.

1.5.1.1. Fotoelektrik Olay

Madde üzerine düşen fotonların, atomun bağlı elektronlarından bir tanesine enerjisinin tümünü aktararak atomun iyonlaşmasına fotoelektrik olay, yörüngesinden koparılan elektrona da fotoelektron denir. K kabuğu elektronlarından birinin sökülmesi ile oluşan fotoelektrik olay Şekil 5'te gösterilmiştir.



Şekil 5. Fotoelektrik olay

Serbest bir elektron foton soğuramaz ve fotoelektron haline gelemmez. Çünkü bu durumda momentum ve enerji korunamaz. Ancak bağlı bir elektron bir foton soğurabilir ve fotoelektron haline gelebilir. Çünkü bu durumda atom geri teper ve momentum korunur. Bu işlem sırasında foton tamamen soğurulur (Tannoudji vd., 1998).

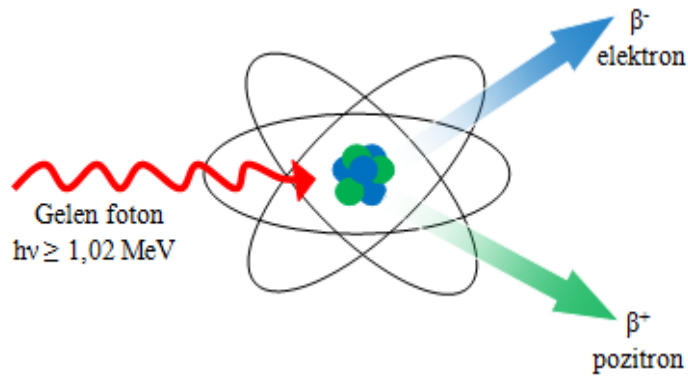
K kabuğundan sökülen elektronun kinetik enerjisi;

$$E_e = hv - \phi_k \quad (1.9)$$

şeklinde ifade edilir. Burada hv gelen fotonun enerjisi, ϕ_k elektronun K tabakasına ait bağlanma enerjisidir. Bu şekilde K tabakasında oluşturulan boşluk, atomun kararsız bir halini gösterir. Sonuçta daha düşük bağlanma enerjili bir tabakadan bir elektron boşluğu doldurmak üzere K tabakasına geçer. Bu işlem sonucu iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir karakteristik X-ışını yayımlanır. Oluşan karakteristik X-ışını fotonu her zaman atomu terk etmez. Bu foton atomun dış tabakalarındaki elektronların birisi tarafından soğurulabilir. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Auger olayı, elektronları daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğurulduğu atom numarası düşük olan elementlerde daha yaygın görülür (Tertian and Claisse, 1982). Bu sebeple bu olay L serisi için K serisinden, M serisi için de L serisinden daha baskındır.

1.5.1.2. Çift Oluşumu

Çift oluşumu, çekirdeğin etki alanına giren bir fotonun bir elektron ile bir pozitron çiftine dönüşmesi olayıdır. Elektron ile pozitronun kütleleri birbirine eşit, yükleri ise eşit fakat zıt işaretlidir (Şekil 6).



Şekil 6. Çift oluşumu

Çift oluşumun meydana gelebilmesi için eşik enerjisi $2m_0c^2$ (1,02 MeV) olmalıdır. Bu olay çekirdek etrafında olduğundan hiçbir korunum ilkesi bozulmuş olmaz (Tannoudji vd., 1998). Sonuçta bu olay meydana gelirken yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur. Çift oluşumu, hole teorisi ile izah edilebilir. Dirac'a göre, bir serbest elektronun enerjisi $+m_0c^2$ 'den daha büyük veya $-m_0c^2$ 'den daha küçüktür. Bu iki limit arasında elektronların mümkün durumları yoktur. Dirac teorisine göre, $2m_0c^2$ 'den daha büyük bir enerjiye sahip olan bir foton, bir elektronu negatif enerjili bir durumdan pozitif enerjili bir duruma yükseltebilir. Bu, pozitif enerji durumunda gözlenebilir bir elektron ile negatif enerji durumunda Dirac deliği denilen ve pozitif yüklü bir parçacık gibi hareket eden bir boşluk (hole) meydana getirir. Bu boşluk bir pozitrona karşılık gelmektedir. Böylece bir elektron-pozitron çifti meydana gelmiş olur (Tertian and Claisse, 1982). X-ışını flüoresans tekniğinde uyarma için genellikle 1,02 MeV'den daha küçük enerjili fotonlar kullanıldığından çift oluşum olayı yapılan çalışmada söz konusu değildir.

1.5.2. Saçılma

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşmesi sonucu gerçekleşen olaylardan bir diğeri de saçılma. Saçılma olayını saçılan ışının enerjisine göre koherent saçılma ve inkoherent saçılma olmak üzere iki guruba ayırabiliriz.

Koherent saçılma, gelen fotonun atomun bağlı elektronları tarafından saçılmasıdır. Koherent saçılmada atom uyarılmamış ve iyonize olmamıştır. Bu olayda gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynı olup aralarında faz ilişkisi vardır. Atom tarafından saçılan radyasyonun şiddetini bulmak için her bir bağlı elektron tarafından saçılan radyasyonun genlikleri toplamı alınır. Koherent saçılma olarak adlandırılan dört tip saçılma vardır. Bunlar; Rayleigh saçılması, Delbrück saçılması, Nükleer Rezonans saçılma ve Nükleer Thomson saçılmasıdır. Bir atomdan saçılma için genlikler, bu dört tip saçılmadan gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir (Semend vd., 1987).

$$A=A^R + A^T + A^N + A^D \quad (1.10)$$

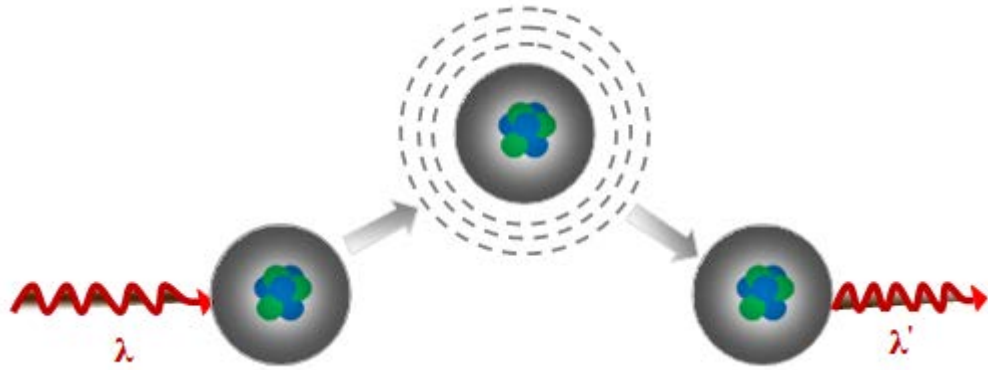
Burada, A^R : Rayleigh saçılma genliğini, A^T : Thomson saçılma genliğini, A^N : Nükleer rezonans saçılma genliğini, A^D : Delbrück saçılma genliğini ifade etmektedir.

İnkoherent saçılmada gelen ve saçılan fotonların enerjileri arasında bir fark vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Elektronların sıkıca bağlı olduğu yüksek atom numaralı elementlerde yüksek oranda meydana gelir (Tertian and Claisse, 1982). İnkoherent saçılma olarak bilinen üç tip saçılma vardır. Bunlar; Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılmasıdır. Bunlar arasında en baskın olan Compton saçılmasıdır.

1.5.2.1. Rayleigh saçılması

Rayleigh saçılması, 0,1 MeV ve daha düşük enerjilerde fotonların atoma bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Rayleigh saçılmasında etkileşme atomun tüm elektronları ile olur. Düşük enerjili radyasyon bir atomun elektronlarıyla etkileşirse onları kendi frekansında titreştirmeye başlar. Titreşen elektronlar ivmeli hareket yaptıklarından radyasyon yayar ve sonuçta atom eski kararlı haline geri döner. Etkileşmenin bu tipinde iyonizasyon oluşmaz, çünkü bir iyon çiftinin oluşabilmesi için atoma enerji transferi gerekir. Rayleigh saçılmasında enerji transferi yoktur.

Yalnızca gelen radyasyonun yönü değişir (Şekil 7). Gelen fotonun saçıldıktan sonraki frekansı değişmez ($\lambda=\lambda'$).



Şekil 7. Rayleigh saçılması

Rayleigh saçılmasından sonra hedef atom değişmeden kalır. Rayleigh saçılmasının meydana gelme ihtimaliyeti, gelen foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji almadığı hallerde meydana geldiği için düşük foton enerjilerinde ve atom numarası büyük elementlerde daha fazladır.

1.5.2.2. Delbrück saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma adı da verilmekte olup fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Delbrück saçılma, çekirdeğin Coulomb alanında yaratılan gerçek olmayan elektron-pozitron çiftlerinden fotonların saçılmasından dolayı elastik foton-atom saçılma genliğine yapılan katkıdır.

1.5.2.3. Nükleer Rezonans Saçılması

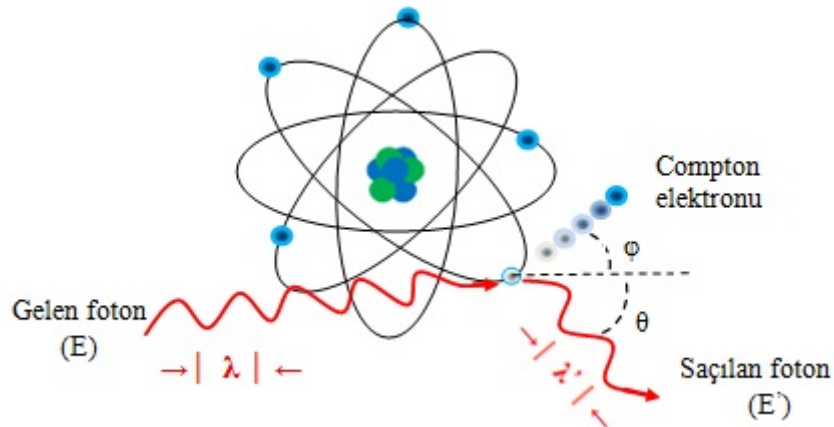
Nükleer rezonans saçılma, fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu gözlenir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Bunu çekirdeğin uyarılmaktan kurtulması takip eder.

1.5.2.4. Nükleer Thomson Saçılması

Bu saçılma olayı tamamen gelen fotonla çekirdek arasında meydana gelir. Klasik olarak, bir tek yük sistemi olarak düşünülebilen çekirdek gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür.

1.5.2.5. Compton Saçılması

Compton olayı, 1922'de Arthur Holly Compton tarafından incelendiği için onun adı ile anılmaktadır. Olay; gelen fotonun duran bir elektrona çarpması sonucunda dalga boyunun ve dolayısıyla enerjisinin değişmesi ile oluşur (Cooper vd., 2004) (Şekil 8).



Şekil 8. Compton saçılması

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

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

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

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) \quad (1.11)$$

ifadesi elde edilmiştir. Burada m_0 elektronun durgun kütlesi, θ fotonun saçılma açısı, c ışık hızı ve h ise Planck sabitidir. Ayrıca bu denklemdeki $\frac{h}{m_0c}$ ifadesi Compton dalga boyu olarak adlandırılır ve değeri $0,024 \text{ \AA}$ 'dur. O halde dalga boyundaki en büyük değişim $\theta=180^\circ$ için 0.048 \AA değerinde olacaktır. Denklem (1.11)' de görüleceği üzere Compton saçılmasında dalga boyundaki değişim sadece fotonun saçılma açısı θ 'ya bağlıdır. Enerjiler arasındaki ilişki

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (1.12)$$

ifadesiyle verilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise,

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos\phi)}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (1.13)$$

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

$$\cot\theta = (1 + \alpha)\tan\frac{\phi}{2} \quad (1.14)$$

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

1.5.2.6. Nükleer Saçılma

Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu nükleer saçılma meydana gelmektedir. Bu olayda 10 MeV'den daha büyük enerjili fotonların çekirdekle etkileşmesi sonucu çekirdekten bir nötron ve bir proton fırlatılır. Bu saçılmanın toplam inkoherent saçılmadaki katkısı oldukça azdır (Şahin, 1999).

1.5.2.7. Raman Saçılması

Raman saçılması ikinci mertebeden bir olay olarak düşünülmektedir. Birinci adımda $h\nu$ enerjili bir foton soğurulur ve atom bir a durumundan bir n durumuna uyarılır. İkinci adımda, atom $h\nu'$ enerjili bir foton yayımlar ve uyarılmış n durumundan son b durumuna döner. Atomun son durumu başlangıç durumundan farklı ise saçılma inkoherenttir ve bu olay Raman saçılması olarak bilinir. Böyle saçılmalarda saçılan foton gelen fotondan daha az enerjili olabileceği gibi, eğer uyarılmış molekül başlangıçta uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise daha fazla enerjiye de sahip olabilir.

1.6. Floresans Verim Coster-Kronig Geçişler

Atomun iç tabaka elektronları çeşitli yollarla sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülen elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu olay sırasında tabakalar arasındaki fark kadar dışarıya enerji yayımlanır. Bu olaya ışımali geçiş denilir. Bir atomda herhangi bir yolla, tabaka veya alt tabakalardaki bir boşluğun bir X-ışını yayımlayarak (ışımali geçişle) doldurulması ihtimaline floresans verim denir. İyonlaşmış atomun elektronlarının yeniden düzenlenmesi esnasında Auger ve Coster-Kronig geçişler (intrashell hole transfer) gibi olaylar meydana gelebilir. Bu olaylar ise ışımsız geçişlerdir. Coster-Kronig geçişler aynı tabakanın alt tabakalarında meydana gelirler. Atomdaki $\Delta n = 0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. $\Delta n = 0$ da meydana gelen alt tabakalar arasındaki geçişlere ya da boşluk transferlerine Coster-Kronig geçişler denilir (Tertian and Claisse, 1982). K tabakasına ait floresans verim,

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (1.15)$$

şeklinde yazılır.

Burada ω_K , K tabakasına ait floresans verim, I_K yayımlanan toplam K X-ışınları sayısı ve n_K , K tabakasında meydana getirilen boşlukların sayısıdır.

K tabakasından daha yüksek tabakaların birden fazla alt tabakaya sahip olmalarından ve dolayısıyla ortalama floresans verimi bu tabakaların iyonize edilişlerine göre değişeceğinden ancak belli boşluk dağılımları için ortalama floresans verimi tarif edilebilir. Ayrıca alt tabakalardaki boşluk dağılımı, aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasındaki ışımsız Coster-Kronig geçişlerinden (Coster and Kronig, 1935) dolayı farklılık göstermektedir. Bu iki sebepten dolayı yüksek atomik seviyelerdeki floresans verim karmaşık bir hal almaktadır (Tertian and Claisse, 1982).

Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri gösterimi alt ve üst olarak iki indis taşımaktadır. Alt indis geçişin meydana geldiği alt tabakaları, üst indis ise ana tabakayı göstermektedir. Örneğin f_{ij}^x herhangi bir yolla X-tabakasının Xi alt tabakasında meydana getirilen bir boşluğun daha yüksek Xj alt tabakasına geçme ihtimalidir.

Coster-Kronig geçişler ışımalı f_{ij}^x (R) ve ışımsız f_{ij}^x (A) olmak üzere iki kısımdan oluşur ve

$$f_{ij}^x (R) \ll f_{ij}^x (A) \text{ dır.}$$

X-tabakasının i ve j alt tabakaları arasında Coster-Kronig geçişleri için

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x (R) + f_{ij}^x (A)$$

yazılabilir. f_{ij}^x (R), f_{ij}^x (A)'nın yanında ihmal edilirse,

$$f_{ij}^x = \frac{\Gamma_A(L_i L_j)}{\Gamma(L_i)} =; X = M, N, O \text{ ve } j > i \quad (1.16)$$

olur. Burada Γ_A Auger kısmı genişliği (Auger geçiş hızlarının toplamı)'dir. Coster-Kronig geçişlerin dikkate alınmadığı durumlarda X (X= K, L, M, N ,....) ile gösterilen bir tabakanın i. alt tabakasının floresans verimi,

$$\omega_x^i = \frac{I_i^x}{n_i^x} \quad (1.17)$$

şeklinde ifade edilir.

X-tabakası için ortalama floresans verim ifadesi ise,

$$\omega_x = \sum N_i^x \omega_i^x \quad (1.18)$$

şeklinde dir. Burada N_i^x X-tabakasının i. alt tabakasındaki boşlukların rölatif sayısıdır ve

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum_{i=1}^k n_i^x} \quad (1.19)$$

şeklinde tanımlanır.

Herhangi bir seviyede meydana gelen bir boşluğun ışımsız bir geçişle doldurulması ihtimaline Auger verimi dersek, I_{KA} ışımsız geçişlerin sayısı, n_{KA} meydana gelen boşlukların sayısı olmak üzere, K tabakası için Auger verimi

$$a_K = \frac{I_{KA}}{n_{KA}} \quad (1.20)$$

ile verilir. Auger verimi, floresans verim ve Coster-Kronig verimi arasında,

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (1.21)$$

bağıntısı mevcuttur. Herhangi bir tabaka için ortalama Auger verimi (\bar{a}_x)

$$\bar{a}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (1.22)$$

bağıntısı ile verilir. Burada, V_i^x değiştirilmiş boşluk sayısıdır.

Aynı boşluk dağılımı için tabakanın ortalama floresans verimi ω_i^x ile ortalama Auger verimi \bar{a}_x arasındaki bağıntı,

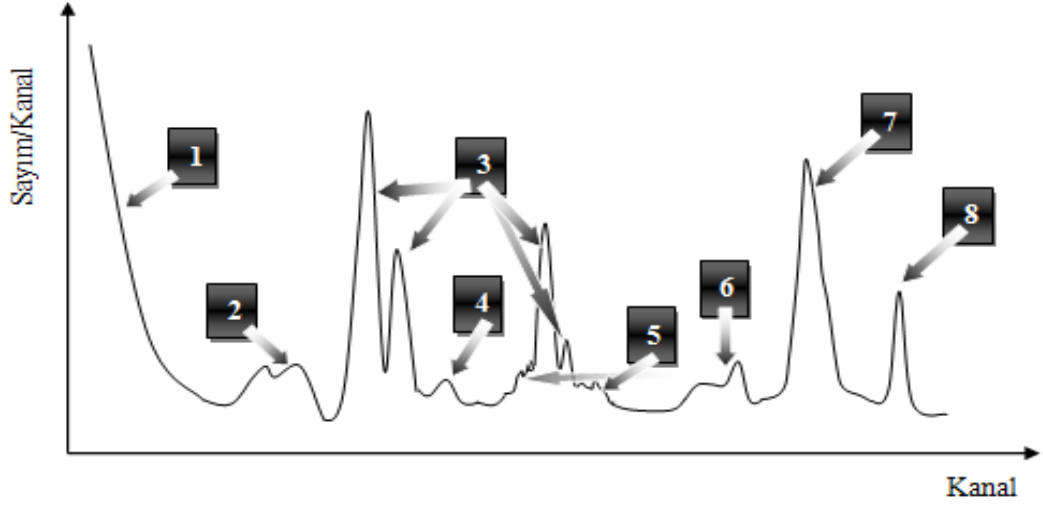
$$\omega_i^x + \bar{a}_x = 1 \quad (1.23)$$

şeklinde yazılabilir (Van Grieken and Markowicz, 1993).

1.7. X-Işını Spektrumlarının İncelenmesi

X-ışını spektrometresi ile elde edilen spektrumlar piklerden oluşmaktadır. Bu spektrum, incelenen numunenin elementlerinden gelen karakteristik pikler haricinde farklı pikler de içerir. Bunlar, koherent saçılma pikleri, inkoherent saçılma pikleri, üst üste binme (pile-up) pikleri, kaçak pikler ve Compton saçılma pikleridir (Landis vd., 1972).

Şekil 9’da X-ışını spektrumundaki pikler gösterilmiştir.



Şekil 9. İdeal bir X-ışını spektrumu; (1) Savaştan Compton saçılması, (2) Savaş atomlarının karakteristik X-ışını pikleri, (3) Numune atomlarının karakteristik X-ışını pikleri, (4) Kaçak (escape) pik, (5) Satellite pikleri, (6) Üst üste binme (Pile-up) piki, (7) Numuneden Compton saçılması, (8) Numuneden koherent saçılma.

1.7.1. Savaştan Compton Geri Tepme Tepesi

Spektrumun düşük enerjili bölgesinde yüksek temel saymalı bir bölge vardır. Bu bölge savaşta meydana gelen Compton saçılmasından kaynaklanır. Zira savaşta dedekte edilen foton enerjisi, fotonun yolu boyunca meydana getirdiği fotoelektrik olay sonucunda oluşan elektron-hole çiftlerinin sayısına bağlıdır. Yani temel olay fotoelektrik olaydır. Ancak fotonun savaşta Compton saçılmasına uğraması yük oluşum istatistiğini değiştirir. Onun için yüksek temel saymalı bir bölge oluşur. Ayrıca bu bölge Compton saçılmasında geri tepen elektron enerjilerine karşılık gelmektedir.

1.7.2. Karakteristik Tepeler

Foton, bir tabakadaki elektronla etkileşmesi sonucu onu koparabilir. Koparılan elektronun yeri daha üst tabakalardan elektron geçişiyle doldurulabilir. Bu durumda, elektron geçişlerinin olduğu seviyelerinin enerji farkına eşit enerjili bir foton yayımlanır ve böylece karakteristik tepeler oluşur.

Spektrumdaki karakteristik tepeler;

- a) Ölü tabakalardan kaynaklanan dedektör maddesinin K karakteristikleri
- b) Kolimatör karakteristikleri,
- c) Referans olarak karakteristik tepeler (optional),
- d) Numune muhtevasının karakteristik tepeleri ve satellite tepeleri olabilir.

Spektrumdaki tepelerin düşük enerjili yamaçlarında pik kuyruklanmasına sebep olan etkenler; tamamlanmamış yük toplanmaları, rekombinasyonlar, tuzaklanmalar, dedektör kristalinin yaşlanması, kirlilik etkileri, fotoelektronların kaçması, berilyum pencere kalınlığı, ölü tabaka kalınlığı, satalliteler, Auger olayı ve yüksek sayma hızları şeklinde özetlenebilir (Kabil, 2012).

1.7.3. Kaçak Tepeler

Numuneden yayımlanan fotonun sayılmak üzere sayaç üzerine düştüğünde, burada sayaç atomlarıyla fotoelektrik etkileşimde bulunarak sayaç atomunun karakteristik X-ışınları yayımlanır. Bu durumda yayımlanan foton dümdüz yoluna devam ediyorsa, spektrumda sayaç atomunun karakteristiği gözlenecekken olayın özellikle sayacın yüzeye yakın bir bölgesinde meydana gelmesiyle oluşan karakteristik X-ışını sayaçtan kaçabilir ve bu durumda dedekte edilen foton, gelen foton enerjisinden kaçan foton enerjisi kadar az enerjili olarak sayılır. Fotopik için kaçak pik düzeltilmesi yapılacaksa, kaçak tepelerin alanı asıl fotopik alanına dahil edilmelidir. Pratikte K tabakasından yayımlanan X-ışınlarından kaçak olma ihtimali daha fazladır.

1.7.4. Satellite Çizgileri

Karakteristik tepelerin yüksek ve düşük enerjili yamaçlarında pik genişlemesine sebep olan satellite çizgiler gözlemlenebilir. Bu çizgilerin oluşma sebebi Auger elektronlarıdır: Yani, iki defa iyonlaşmış atomun yayımlayacağı X-ışınının enerjisi bir kere iyonlaşmış atomunkinden daha az olacağından, asıl pikin sol tarafında küçük pikler şeklinde kendisini gösterir. Bu tür çizgiler Satellite veya non-diyagram çizgileri olarak adlandırılmaktadır.

1.7.5. Üst Üste Binme Pikleri

Bunlar coincidence kayıplardır. İki foton sayacın ayırt etme zamanından daha kısa bir zaman aralığında dedektör üzerine geldiğinde, dedektör iki fotonu tek bir fotonmuş gibi görür ve onu daha yüksek enerjili bir kanala yerleştirir. Bu olayın yüksek sayma şiddetinde meydana gelme ihtimali daha fazladır.

1.7.6. Compton Tepeleri

Compton tepeleri, fotonların numuneden enerji kaybederek saçılmaları ile oluşur. Özellikle küçük atom numaralı element içeren numunelerde spektrumun en geniş alanlı tepesidir. Compton tepesinin sol yamacında numune içerisinde çoklu saçılmalardan dolayı kuyruklanma söz konusudur. Ayrıca yine sol yamaçta Compton saçılma merkezlerinin (hava, numune, dedektör, kolimatör, tutucu vb.) farklı olmasından dolayı, kamburlaşmanın olduğu bir bölge yer alır. Ancak burası bir kuyruklanma bölgesi değildir.

1.7.7. Koherent Tepeler

Spektrumun yüksek enerjili bölgesinde uyarıcı kaynak enerjisine karşılık gelen, simetrik, tek tepeli ve FWHM'si küçük olan, fotonların numuneden enerji kaybetmeksizin aynı fazlı olarak saçılmaları ile oluşan tepelerdir.

1.8. Tesir Kesiti

Bir numune üzerine gönderilen fotonun, numune içindeki parçacıklarla etkileşmesine bağlı olarak soğurulma, saçılma veya nükleer reaksiyona girme ihtimaliyeti vardır. Hedef numune üzerine gönderilen fotonun, numunenin herhangi bir parçacığıyla oluşabilecek etkileşmelerden herhangi birinin meydana gelme ihtimaliyetinin ölçüsüne tesir kesiti (σ) denir. Bu ölçü numunenin etrafını çevreleyen, numunenin geometrik kesitinden küçük veya büyük olabilen hayali bir alanla ifade edilir.

A yüzey alanı olan, hiçbir atomun birbiri üzerine binmediği dx kalınlığında bir levha düşünelim. Levhanın birim hacminde n tane atom olduğundan ve her bir atomun eşit etkileşme ihtimaliyetine sahip olacağından

$$n \cdot dx = \text{birim yüzey başına düşen atom sayısı}$$

$$A \cdot n \cdot dx = A \text{ alanındaki toplam atom sayısı olur.}$$

Her bir atom σ tesir kesiti alanı sahip olduğu için

$A \cdot n \cdot \sigma \cdot dx$ = toplam tesir kesiti alanı olacaktır .

Tesir kesiti alanı (f) ise

$f =$ toplam tesir kesiti alanı / toplam yüzey alanı

$$f = A \cdot n \cdot \sigma \cdot dx / A = n \cdot \sigma \cdot dx \quad (1.24)$$

şeklindedir.

Bu etkin alan kesri, gelen ışın demetinin ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişimi olarak da ifade edilir ve

$$dI = -fI \quad (1.25)$$

şeklindedir. Buradan f'nin değeri yerine yazılırsa,

$$-dI/I = \sigma \cdot n \cdot dx \quad (1.26)$$

olur. Buradaki (-) işareti dx kalınlığı attıkça I şiddetinin azalacağını gösterir. T= 0 anında

$I = I_0$ olduğu kabul edilirse, denklem (1.26) nın integralinden

$$I = I_0 e^{-\sigma \cdot n \cdot dx} \quad (1.27)$$

elde edilir. Burada $n\sigma$ mikroskobik tesir kesiti olup buna lineer kütle soğurma katsayısı denir. Böylece denklem

$$I = I_0 e^{-\mu \cdot dx} \quad (1.28)$$

olur. Gelen ışın demetindeki N parçacık sayısı, ışın demetinin şiddetiyle orantılı olduğundan, bu denklem

$$N = N_0 e^{-\sigma \cdot n \cdot x} \quad (1.29)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N, levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Buna göre ilgilenilen olayın gerçekleşme ihtimaliyeti yani tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n x} \quad (1.30)$$

dir ve birimi 'barn' ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) olarak ifade edilir (Şahin, 1989).

1.8.1. Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen foton demeti hedef atomları ile etkileştiklerinde her zaman yalnızca bir tür etkileşme oluşturmazlar. Eğer birden fazla etkileşme olmuşsa, her bir tür için tesir kesiti

genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine kısmi tesir-kesitleri denir ve toplam tesir kesiti bunların toplamına eşittir. Hedef materyal atomları fotonlarla etkileştikten sonra hedeften çıkan fotonlar, ya da parçacıklar çok kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılabilmesi için açığa bağlı başka bir tesir-kesiti türü sunulur. Bu yeni tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve birim katı aç başına düşen tesir-kesiti olarak tanımlanır. Bunu $\sigma(\theta, \phi)$ ile gösterirsek

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir kesiti/steradyan}) \quad (1.31)$$

böylece toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (1.32)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{rd\theta(rsin\theta d\phi)}{r^2} = sin\theta d\theta d\phi \quad (1.33)$$

ifadesiyle verilir. Toplam katı aç

$$\Omega = \int d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (1.34)$$

olup katı aç kesiti ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (1.35)$$

dir. Toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} sin\theta d\theta \quad (1.36)$$

olacaktır. Burada $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$ diferansiyel tesir kesitidir. Diferansiyel tesir kesiti ölçümünün faydası, sadece enerjiye bağımlı olmayıp aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teoriyle deney arasındaki uygunluk, farz edilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir.

1.8.2. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti

Koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti;

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} [F(x, Z)]^2 = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) [F(x, z)]^2 \quad (1.37)$$

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

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (1.38)$$

ifadesiyle verilir ve ikinci faktör ise atomik form faktörünün karesidir.

$$F(q, z) = \int \rho(r) e^{iqr} d^3r \quad (1.39)$$

Form faktör, momentum uzayında elektron yoğunluğunun fourier dönüşümü olup, atomlarda elektron yoğunluğu hakkında bilgi verir. Hubbell ve arkadaşları bu değerleri makalelerinde (Hubbell vd., 1975) tablolar halinde sunmuştur.

1.8.3. İnkohherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti

İnkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti teorik olarak,

$$\frac{d\sigma_{inc}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (1.40)$$

yazılmaktadır. Bu ifadede $\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega}$ Klein- Nishina diferansiyel tesir kesitidir. Klein- Nishina diferansiyel tesir kesiti; tek bir serbest elektronun θ açısında saçılma ihtimaliyeti

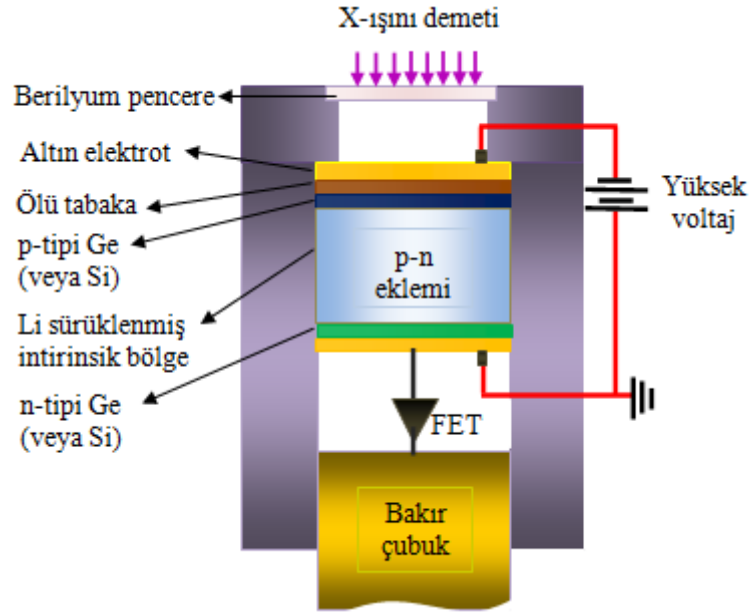
$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 [1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^{-2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \quad (1.41)$$

olarak ifade edilir. Burada α elektronun birim durgun kütle enerjisi başına düşen foton enerjisi, r_e klasik elektronun yarıçapı, $x = \sin(\theta/2)/\lambda$ ifadesiyle verilen momentum transferidir (Compton, 1923).

$S(x, Z)$ inkohherent saçılma fonksiyonu olup (Shahi vd., 2001), bir atomdaki bağlı elektronun foton tarafından iyonize veya uyarılmış duruma geçme olasılığıdır. $S(x, Z)$ değerleri Hubbell ve arkadaşlarının makalesinde tablolar halinde verilmiştir (Hubbell vd., 1975).

1.9. Yarıiletken Dedektörler

X-ışınları spektrum çizgilerinin sayılması değişik araştırma alanları için çok önemlidir. X-ışınları sayılmasında farklı dedektör tipleri kullanılmaktadır. Dedektör seçiminde; dedektör tipi, duyarlı olduğu enerji bölgesi, ayırma gücü (rezülasyon) gibi faktörlere dikkat edilmelidir. Karakteristik X-ışınlarının enerjilerinin birbirine yakın ve genel olarak düşük enerji bölgesinde olmalarından dolayı bu enerji bölgesinde dedektör verimliliği ve ayırma gücü en iyi olan dedektörler Ge(Li), HpGe ve Si(Li) yarı iletken dedektörlerdir (Bertin, 1975). Yarıiletken dedektörlerin şematik gösterimi Şekil 10'da verilmiştir.



Şekil 10. Yarı iletken dedektörlerin şematik gösterimi

Elektrotlar, lityum sürüklenmesiyle elde edilmiş silisyum (veya germanyum) yüzeyine altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Dedektörün altın tabaka kalınlığı üretim sırasında kontrol edilir. Ancak buharlaştırılmış tabakalar çoğu kez düzgün değildir ve bu yüzden düzgün buharlaştırılmış bir tabakayı temel alan hesaplamalar ile uyuşmayan bir sapma meydana getirir. Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistor) içerisinde sıvı azot bulunan bir kaba (dewar) yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdaki gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düşüğünde kristalin (silisyumun veya germanyumun) atomlarını iyonlaştırır.

Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron delik çifti oluşturarak dedektör kristali içerisinde hareket ederler.

Numuneden gelen karakteristik X-ışınları, dedektördeki lityum sürüklenmiş bölgeye geldiğinde, enerjisini Si veya Ge atomunun bir elektronuna aktarır. Sonuçta dedektör içine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-boşluk çifti oluşur. Böyle bir iyonlaşmada iyon çifti başına enerji kaybı Si(Li) için 3,8 eV, Ge(Li) için 2,9 eV olur.

P ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulbundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney düzeneğinde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirir.

Elektrik alan tarafından toplanan yük Q, sayaca giren karakteristik X-ışınları foton enerjisi de E_x olmak üzere Ge (Li) için,

$$Q = \frac{E_x}{2,9} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb} \quad (1.42)$$

olur.

1.10. Yüksek Safılıktaki Germanyum Dedektörleri (HpGe)

Normal germanyum kristallerinde safsızlık oranı 10^{13} atom/cm³ iken 1986 yılında yüksek saflıktaki germanyum kristallerinde bu oran 10^{10} atom/cm³ değerine ulaşmıştır. Böylece Li katkısı ile daha az safsızlıkta elde edilen Ge(Li) yarı iletken dedektörlerinde, Li katkısı yapılmadan daha yüksek saflıkta germanyum kristalleri oluşturulmuştur. Bu durumda yüksek saflıkta germanyum kristallerinden yapılan yarı iletken dedektörlerin tüketim bölgesindeki daha büyük artışlar elde edilmiştir. Ayrıca Li katkısının olmadığı bu yarı iletken dedektörlerin sadece kullanıldıkları süre içerisinde soğuk tutulmaları yeterlidir. Ultrasaf germanyumdan yapılan bu dedektörlere gerçek germanyum ya da yüksek saflıkta germanyum (HPGe) dedektörleri denir.

1.11. Soğurma Düzeltme Faktörü

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

$$N_{ölç} = N_{yay} \cdot \beta \quad (1.43)$$

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

$$\beta_i = \frac{1 - \exp[-(\mu_1/\cos\theta_1 + \mu_2/\cos\theta_2)t]}{(\mu_1/\cos\theta_1 + \mu_2/\cos\theta_2)t} \quad (i=K,L) \quad (1.44)$$

ifadesi ile verilmektedir. Burada, sırasıyla μ_1 ve μ_2 kaynaktan gelen radyasyon ve yayımlanan karakteristik X-ışınları için numunenin kütle soğurma katsayılarıdır. θ_1 ve θ_2 sırasıyla kaynaktan gelen radyasyonun ve yayımlanan karakteristik X-ışınlarının numune yüzeyinin normali ile yaptıkları açılardır. t (g/cm^2) ise birim alan başına düşen madde miktarı (kalınlık) olup tartılan numune miktarının, numune alanına bölünmesiyle bulunur.

Bileşiklere ait toplam kütle soğurma katsayısı,

$$\mu/\rho = \sum \omega_i(\mu/\rho)_i \quad (1.45)$$

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

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

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Materyal

2.1.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Süperiletkeninin Genel Özellikleri

Süperiletkenlik ilk olarak 1911 yılında Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes tarafından cıvanın mutlak sıfır (0 K) civarında soğutulduğunda elektrik akımına direnç göstermediğinin gözlenmesiyle keşfedilmiştir (Onnes H. K., 1911).

Sıvı azot sıcaklığının üzerinde süperiletken olarak bulunan ilk malzeme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ idi. YBCO diğer seramik süperiletkenlerle kıyaslandığında bir çok üstün özelliklere sahip olduğu bilinmektedir. Bunlar:

- 77 K üstünde bir T_c 'ye sahip olduğu bilinen kararlı dört elementli bir bileşik,
- Ne zehirli elementler ne de uçucu (buharlaştırıcı) bileşikler içerir,
- Tek fazlı YBCO üretmek kolaydır,
- Diğer yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerden daha az anizotropiktir, daha yüksek manyetik alanlarda daha yüksek akım taşırlar.

2.1.2. N-Tipi Yarıiletkenler

Silisyum örgüsüne 5. Gurup elementi olan P eklendiğinde, P' un son yörüngesinde 5 elektronu olduğu için 4 elektronu silisyum ile bağ yapar ve bir elektron boşta kalır. Boşta kalan bu elektron atoma çok zayıf bağlıdır ve küçük bir elektrik alanında yapıdan koparak serbest hale geçer. Yarı iletken içinde serbestçe dolaşarak iletkenliğe katkıda bulunur. Bu şekilde yapıya yük taşıyıcı olarak elektron katılarak elde edilen yarı iletkene n-tipi yarı iletken denir. Buradaki n negatif yüklenmiş anlamında kullanılır.

2.1.3. Sayma Sistemi

Bu çalışmada, numuneler oda sıcaklığında ^{241}Am radyoaktif kaynağından yayımlanan 59.54 keV enerjili γ -ışınları ile uyarılmıştır. Bu sayede elementlerin K tabakası soğurma kıyısından büyük bir enerjiyle uyarılması sağlanmıştır.

Aynı zamanda numuneden yayımlanan karakteristik K X-ışınlarının, spektrumdaki temiz bölgelere düşmesine dikkat edilmiştir. Uyarma sonucunda numunelerden gelen karakteristik X-ışınları yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 5,9 keV'de 140eV, aktif alanı 30mm^2 , kalınlığı 5mm ve berilyum pencere kalınlığı 30

um olan Canberra marka bir Ultra LEGe dedektörle sayılmıştır. Sayımların yapıldığı dedektör, deney geometrisi, radyoaktif kaynak ve elektronik kısımdan oluşan ED-XRF sisteminin genel görünüşü Şekil 11'deki gibidir.



Şekil 11. ED-XRF sistemin görüntüsü

Sayma sistemi öncelikle bir Ultra LEGe dedektör, ön yükseltici ve yükseltici, analog sayısal dönüştürücü (ADC), yüksek voltaj kaynağı (HV), çok kanallı analizör (MCA) ve bilgisayar sisteminden oluşur. Dedektörden alınıp bilgisayara ulaşan veriler “Genie 2000” programı yardımıyla görünür ve değerlendirilebilir hale getirilir. Bilgisayarda piklerin görünümü için kullandığımız Genie 2000 programı, aynı zamanda yüksek voltaj, ADC, yükseltici gibi sistemleri de kontrol edebilmektedir.

2.1.3.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör elemanı üzerine bir gerilim uygulanır. En uygun voltaj üretici firmanın belirttiği katalog değerine uygun olarak seçilir. X-ışınları dedektörü için birkaç yüz volt ve γ -ışınları dedektörü için 3000 V'un üstüne çıkabilir (Debertin and Helmer, 1988).

2.1.3.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemiyle yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en aza indirmek için, genellikle bir alan etkili transistor (FET) olan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot kaynama sıcaklığında (-196°C) muhafaza edilir. Ön yükselticinin 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 ve buradan çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile orantılı olmalıdır. Dolayısıyla eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır (Debertin and Helmer, 1988).

2.1.3.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevinden birincisi ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt ederek sayılma için uygun seviyelerini yükseltmek, ikincisi ise pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi sürdürerek işleme uygun bir forma sokmaktır. Modern sistemler için çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem 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 (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir (Debertin and Helmer, 1988).

2.1.3.4. Analog Dijital Dönüştürücü (ADC)

Analog sayısal dönüştürücü (ADC) yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle ve dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirir. Bu işleme de 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).

2.1.3.5. Çok Kanallı Analizör (MCA)

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları büyüklüklerine göre 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 kaynaklar kullanılarak ölçüme başlamadan önce yapılmalıdır (Debertin and Helmer, 1988).

2.2. Yöntem

2.2.1. Numunelerin Hazırlanması

Yapılan çalışmada dedektörün verimini tayin etmek için kullanılan numunelerin hepsi % 99,99 saflıkta 13 mm çapında ince foillerdir ve bu foillerin bazı özellikleri Tablo 2’de verilmiştir. Numuneler ölçümden önce etil alkol ile temizlenmiştir. Compton inelastik saçılma tesir kesitleri ölçülen kristaller yurtdışından, YBa₂Cu₃O₇ süperiletkeni Recep Tayyip ERDOĞAN Üniversitesi Fizik Bölümü Katihal Laboratuvarından temin edilmiştir.

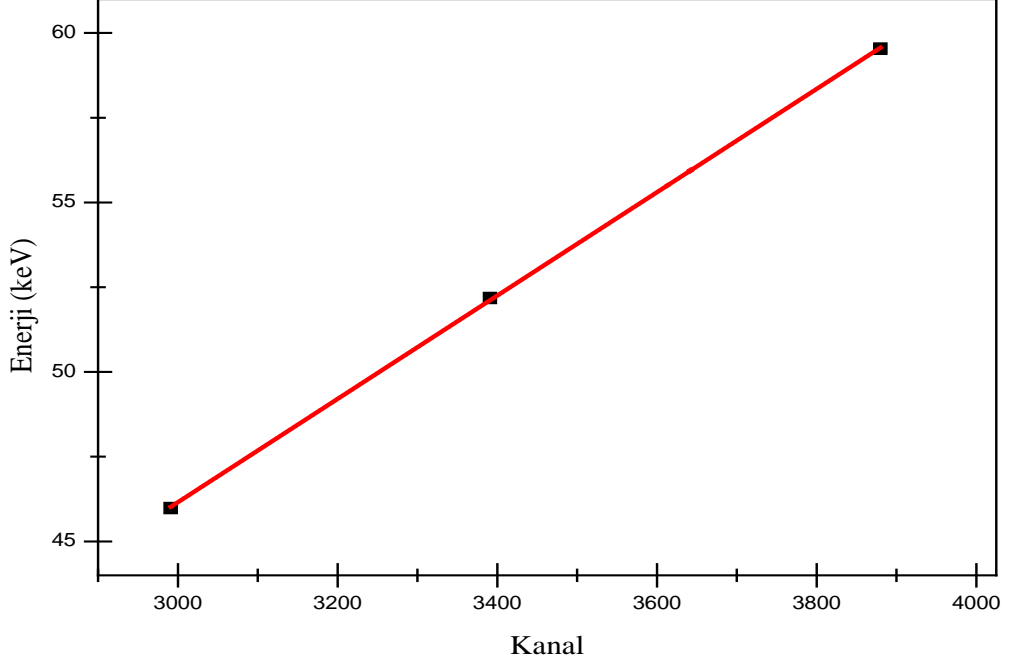
Tablo 2. Kullanılan foillerin özellikleri

Z	F _{Kα}	F _{Kβ}	σ_K^P	ω_K	$\sigma_{K\alpha}$ (Barn/ atom)	$\sigma_{K\beta}$ (Barn/ atom)	μ_1/ρ (59,54 keV)	μ_2/ρ (K _{α})	T (g/cm ²)
Ho(67)	0,8024	0,1976	2884,33	0,944	2184,78	538,03	13,4	5,2	0,02736
Dy(66)	0,8033	0,1967	2738,21	0,941	2069,83	506,83	12,84	5,42	0,02852
Sm(62)	0,8072	0,1928	2251,45	0,923	1677,43	400,66	11,29	6,48	0,02844
Cd(48)	0,8338	0,1662	926,22	0,843	651,03	129,77	6,1	13,01	0,02216
Nb(41)	0,8495	0,1505	514,60	0,747	326,55	57,85	4,12	20,36	0,04583

2.2.2. Enerji Kalibrasyonu

Herhangi bir numune ile çalışılırken, ilgili numuneden gelen piklerin tepe noktasının enerjisinin hesaplanıp, o pikin hangi elemente ait olduğunu belirlemek, pikleri doğru bir şekilde yorumlamak ve değerlendirmek için enerji kalibrasyonu yapıldı. Enerji kalibrasyonu yapmak için enerji değerleri bilinen pikler ve bu piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaraları kullanıldı. Piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaralarına göre bir eğri çizildi.

Bulunan enerji kalibrasyon doğrusu Şekil 12’de verilmiştir.



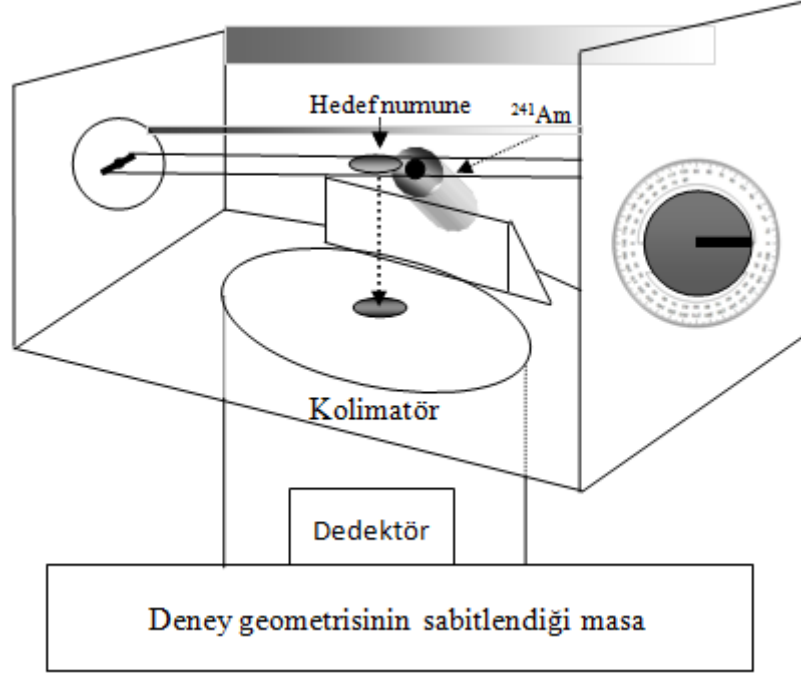
Şekil 12. Enerji kalibrasyon doğrusu

2.2.3. Deney Geometrisi

Yapılan deneyin hata payını en aza indirmek için; gerek dedektör verimini tayin etmek için kullanılan foillerle ölçüm yapılırken gerekse asıl numune ile ölçüm yapılırken kullanılan geometrinin sabit kalması gerekmektedir.

Hazırlanan geometrinin en altında dedektör kafasının içine girebileceği, içi 10 cm çapında, deliği 2 mm çapında, 14 mm kalınlığında kurşun kolimatör bulunmaktadır. Kaynağın bulunduğu 2 mm çapında kurşun kolimatör 60^0 açıyla deney düzeneği üzerine sabitlenmiştir. Hedef numune dedektörün önündeki kolimatörün deliği ile aynı hızda konumlandırılmıştır. Düzenekteki açıölçerle numune ve nokta kaynağa dokunmadan açıyı değiştirip ölçümler kaydedilmiştir.

Şekil 13’de deney için hazırladığımız geometri şematik olarak gösterilmektedir

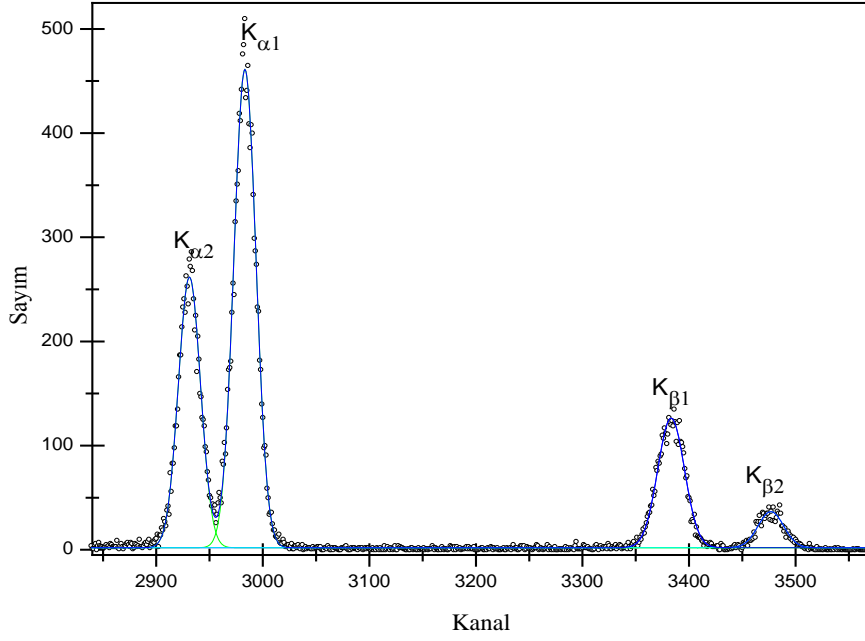


Şekil 13. Deney geometrisinin şematik gösterimi

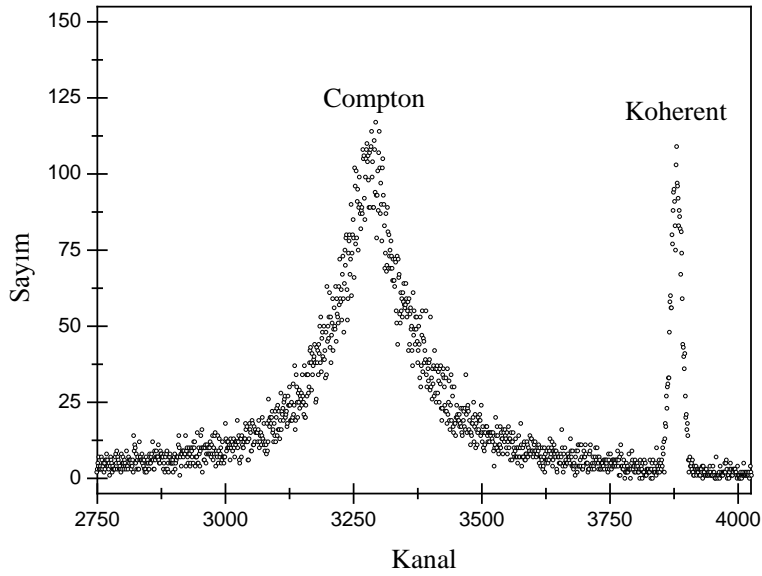
2.2.4. Spektrumların ve Verilerin Değerlendirilmesi

Karakteristik X-ışınları ölçümü ile ilgili çalışmalarda numunelerin uyarılması sonucu elde edilen karakteristik spektrumların, dolayısıyla da spektrumu oluşturan pik şiddetlerinin doğru ölçülmesi çok önemlidir. İncelenen elementin karakteristik piklerinden başka kaçak pikler, satellite pikleri, çoklu saçılmalardan meydana gelen kuyruklanmalar, üst üste binme pikler, sayaç atomlarının karakteristik X-ışını gibi piklerde meydana gelir. Bu piklerin analiz edilerek numuneye ait gerçek karakteristik X-ışını piklerinin elde edilmesi gerekmektedir. Çalışmada OriginPro8.5 programı kullanılarak K_{α} ve K_{β} pikleri analiz edilmiştir.

Origin program yardımıyla analiz edilmiş Dy elementine ait K X-ışını pikleri Şekil 14'deki gibidir. Ayrıca Si kristaline ait Compton ve koherent pikleri Şekil 15'te verilmiştir.

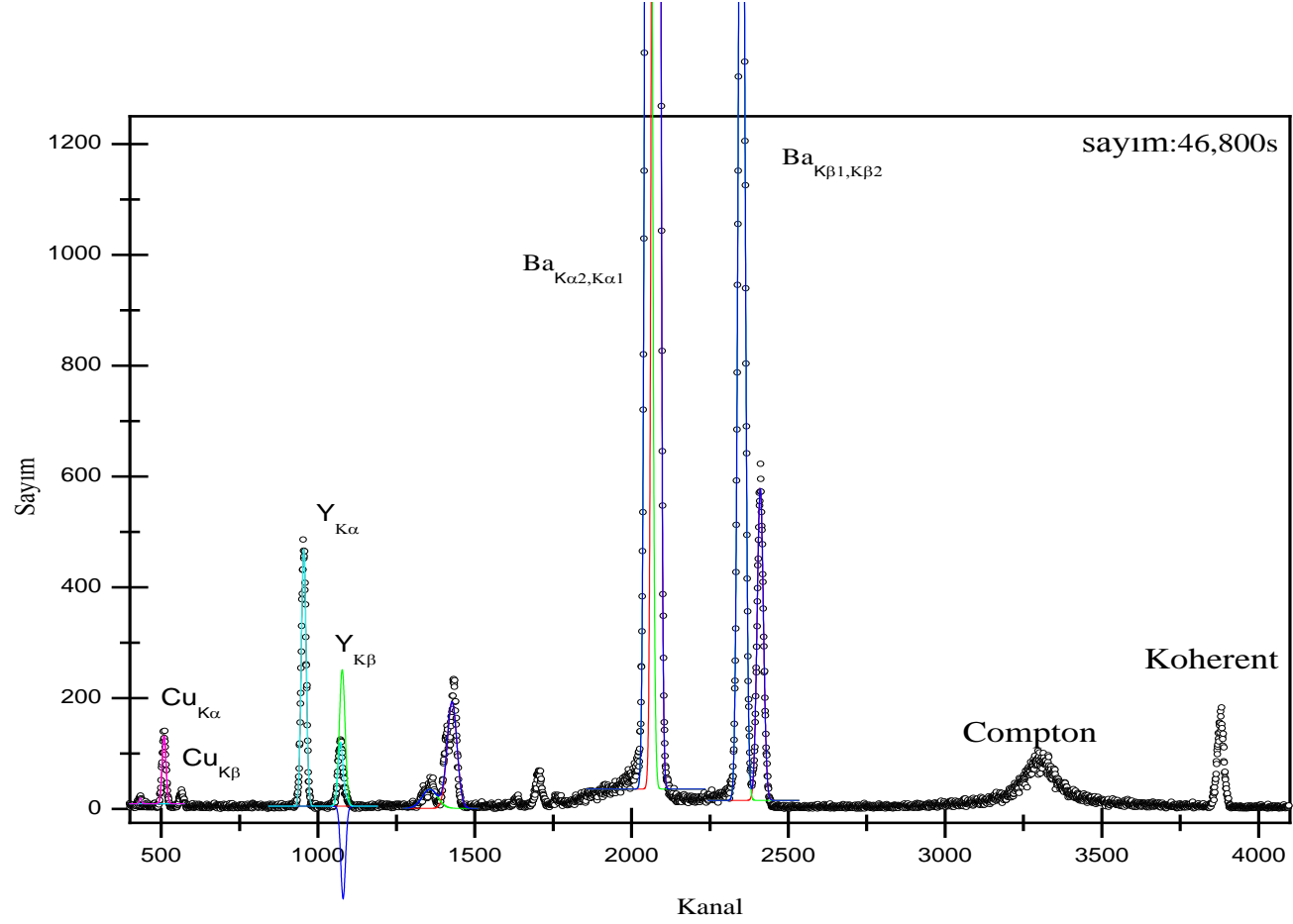


Şekil 14. 125° saçılma açısında Dy elementinin K_{α} ve K_{β} ları



Şekil 15. 125° saçılma açısında n tipi Si kristalinin saçılma pikleri

YBa₂Cu₃O₇ süperiletkenine ait Compton saçılma ve K X-ışını pikleri Şekil 16’da verilmiştir.



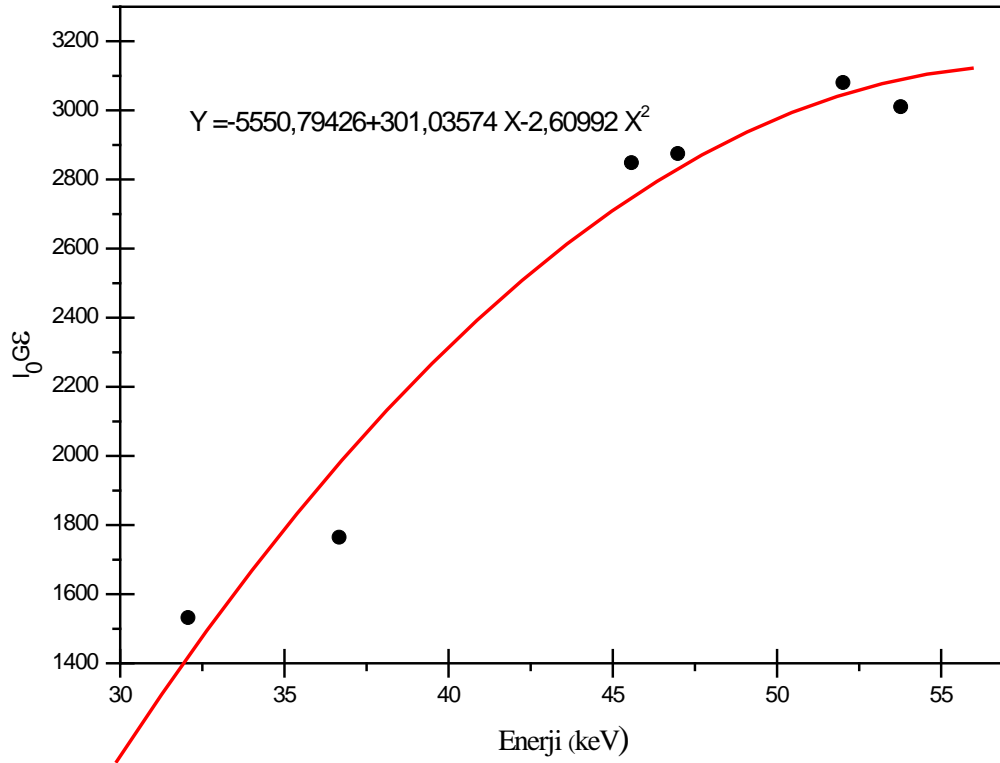
Şekil 16. YBa₂Cu₃O₇ süperiletkeninin K X-ışını ve saçılma pikleri

2.2.5. Dedektör Verimliliğinin Belirlenmesi

Bir sayacın belli bir enerjideki verimi, sayaçtan sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda sayaca gelen fotonların sayısını belirlemekle elde edilir. Elde edilen bu verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini kapsamaktadır. Hedef numunelerin karakteristik X-ışınları farklı olduğundan dedektörün her enerjide verimliliğinin belirlenmesi gerekir. Farklı radyoizotop kaynak olmadığı durumlarda dedektör verimliliği belirlemede elementlerden yayınlanan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ X-ışınları kullanılır.

$$I_0 G \varepsilon = \frac{N_i}{\sigma_{K_i} \beta_i t} \quad (2.1)$$

eşitliği yardımıyla dedektör verimliliği hesaplanır (Şekil 17). Burada I_0 kaynağın şiddeti, G geometrik faktör, N_i ($i = \alpha, \beta$) net alan, σ_{K_i} standart elementin uyarma enerjisindeki K_{α} veya K_{β} tesir kesiti, β_i uyarıcı fotonun ve numunenin K_{α} ve K_{β} enerjisine göre soğurma düzeltmesi, t ise numunenin kütle kalınlığıdır.



Şekil 17. Dedektör enerji-verim eğrisi

3. BULGULAR

Compton saçılma tesir kesitlerini deneysel olarak hesaplamının değişik yöntemleri vardır. Bu çalışmada en iyi deneysel yöntem olarak aşağıda anlatılan yöntem kullanılmıştır. İnelastik saçılma tesir kesitlerinde dedektörün verim grafiği belirlenmiştir. Bunun için enerjisi saçılan foton enerjisini içine alacak şekilde Ho(67), Dy(66), Sm(62), Cd(48) ve Nb(41) foilleri kullanıldı. Compton Diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{N_i}{4\pi \cdot I_0 \cdot \epsilon \cdot G \cdot \beta \cdot t} \quad (3.1)$$

ifadesinden hesaplandı (Şahin vd., 2005).

Elementler için bulunan kütle soğurma katsayıları, numune içindeki konsantrasyonları ile çarpıldı ve $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ süperiletkenin kütle soğurma katsayısı hesaplandı. 60° gelme açısındaki toplam kütle soğurma katsayısı Tablo 3'te verilmiştir.

Tablo 3. 60° gelme açısı için $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ süperiletkenin kütle soğurma katsayısı

	Ba	Y	Cu	O	YBa₂Cu₃O₇
Konsantrasyon	0,4123	0,1334	0,2862	0,1681	
β	0,1157	0,595	0,601	0,962	0,461

Yapılan çalışmada deney geometrisini test etmek için n-tipi Si kristalinin diferansiyel tesir kesitleri ölçüldü, bulunan sonuçların teorik değerlerle uyumlu olması deney geometrisinin güvenilirliğini kanıtladı (Tablo 4).

Tablo 4. Si kristali Compton diferansiyel tesir kesiti

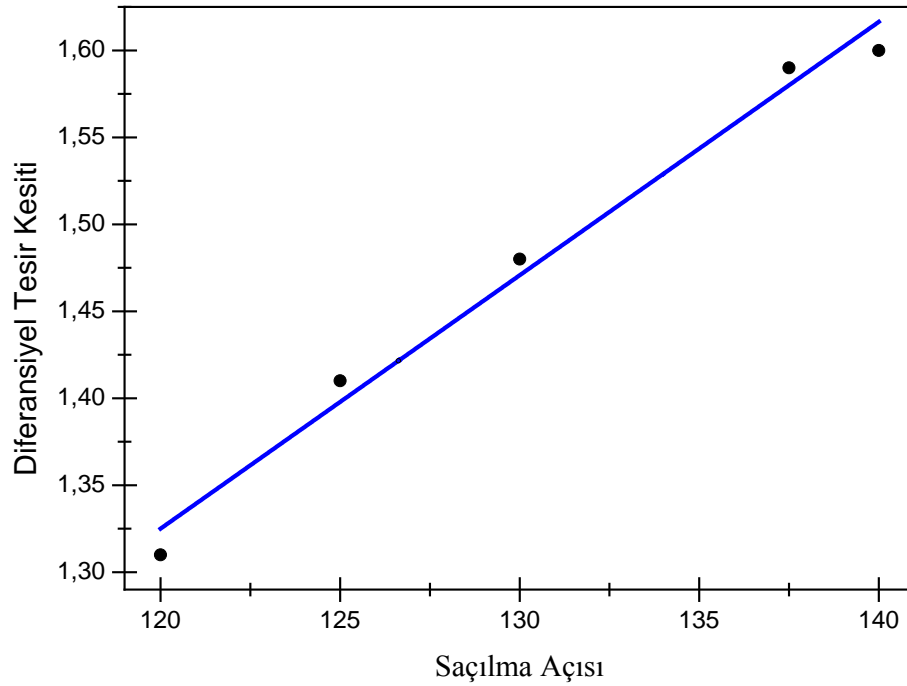
Açı(θ)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Teorik)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Deneysel)	Yüzdellik Hata $\frac{ (T) - (D) }{(T)} \times 100$
120	0,508	0,484	4,72
125	0,533	0,521	2,25

Aynı geometride $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeninin diferansiyel saçılma tesir kesitleri beş açıda ölçüldü. Bulunan sonuçlar hesaplanan teorik sonuçlarla karşılaştırıldı (Tablo5).

Tablo 5. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeni Compton saçılma diferansiyel tesir kesitleri

Açı(θ)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Teorik)	$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega}$ (Deneysel)	Yüzdellik Hata $\frac{ (T) - (D) }{(T)} \times 100$
120	1,29	1,31	1,5
125	1,36	1,42	4,41
130	1,43	1,49	4,12
135	1,50	1,56	4,0
140	1,57	1,60	1,91

Bulunan sonuçların açığa bağlı değişim grafiği çizildi (Şekil 18).



Şekil 18. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeni için diferansiyel tesir kesitinin saçılma açısı ile değişim grafiği

Ba için K kabuğu X-ışını üretim tesir kesitinin teorik ve deneysel değerlerine bakılarak kimyasal etkinin olup olmadığı incelendi.

$$\sigma_{K\alpha} = \sigma_K^p \cdot F_{K\alpha} \cdot \omega_K \quad (3.2)$$

formülünden teorik olarak hesaplanan değerle

$$\sigma_K = \frac{I_{K\alpha}}{I_0 G \epsilon \beta t} \quad (3.3)$$

formülünden deneysel hesaplanan değerler Tablo 6'da verilmiştir.

Tablo 6. Ba için 135° saçılma açısındaki $\sigma_{K\alpha}$ değerleri

$\sigma_{K\alpha}$ (Teorik)	$\sigma_{K\alpha}$ (Deneysel)	Yüzdellik Hata $\frac{ (T) - (D) }{(T)} \times 100$
5,15	5,55	7,77

4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Yapılan çalışmada hesaplanan deneysel ve teorik değerler Tablo 4’te görüldüğü üzere deneysel hata sınırları içinde uyumludur. Deneysel ve teorik değerler arasındaki hatalarda; numune kalınlığından gelen hata yüzde birin altında, verim eğrisinden gelen hata yüzde beşin altında, sayım istatistiğinden gelen hata ise yüzde üçün altındadır. Bu hataların az olması verim eğrisi için kullanılan numunelerin çok ince saf foiller olmasındandır. Deney geometrisinden kaynaklanan ölü zaman %0,06’dır. Ölü zamanın çok küçük olması pile-up pik toplanmalarını önlemiştir. Deney süresince numune değişimlerinde numune tutucu ve kullanılan kaynak sabit tutuldu ve numune değişimlerinden oluşabilecek hatalar en aza indirildi. Deney geometrisinin iyi kurulduğu kanısına varıldıktan sonra asıl numune olan $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkeninin ölçümleri alındı.

$YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkenin teorik değerleri hesaplanırken toplam tesir kesiti, atomik tesir kesitlerinin toplamı kabul edildi. Bu yöntemin doğruluğu tartışmaya açıktır. Çünkü kimyasal etki de dikkate alınmalıdır. Kimyasal etkiyi belirlemek için aynı geometride $YBa_2Cu_3O_7$ ’yi oluşturan elementlerden Ba için K tabakasına ait floresans tesir kesitleri ölçüldü. Ölçüm sonuçları Tablo 6’da verilmiştir. Sonuçlardan kimyasal etkinin yüzde sekizin altında kalacağı görülmektedir. Buna göre kimyasal etkiden özellikle atomların son yörünge yani bağa katılacak elektronları etkilenecektir. Compton saçılması serbest elektronlardan daha çok olacağı için kimyasal etki kendisini daha iyi gösterecektir. Oysaki deneysel değerler içinde kimyasal etki olsa bile bu etki sistemin deneysel hata sınırları içinde kaldığından daha hassas sistemlerle ölçüm yapılması gerekir. Fakat yukarıda izah edildiği gibi kimyasal etki hata sınırları içinde kalmasına rağmen, yapılan çalışmadaki hataların gerçek değerlerin altında ve üstünde dağılması beklenilir. Oysaki deneysel değerler her zaman teorik değerlerden büyük çıkmıştır. Bundan dolayı kimyasal etkinin Compton saçılmasında kendini gösterdiği söylenebilir. Bileşiklerde toplam tesir kesiti olarak atomların tesir kesitlerinin lineer toplamı değil, kimyasal etkinin, yani dalga fonksiyonlarının örtüşmesinin dikkate alınması daha doğru olacaktır. $YBa_2Cu_3O_7$ süperiletkenin Compton saçılma diferansiyel tesir kesitleri deneysel ve teorik değerleri Tablo 5’te verilmiştir. Tablodan görüleceği üzere deneysel değerler teorik değerler ile uyumludur. Sonuç olarak kompozit süperiletkenlerin Compton saçılması çalışmalarının nasıl yapılacağı hususunda güvenilir

bir yöntem bu tezde belirtilmiştir. Bunun önemi Compton saçılma çalışmalarının kristallerin elektronik yapı özelliklerinin incelenmesinde önemli olmasıdır.

5. ÖNERİLER

Compton saçılması deneylerinin astrofizik, katıhal fiziği, nükleer fizik, sağlık fiziği, tarım, çevre mühendisliği, malzeme mühendisliği gibi birçok alanda çok farklı uygulamaları vardır. Bunlar içinde Compton pikinden elde edilen Compton profil artan bir uygulama alanına sahiptir. Bu çalışmadan kimyasal etkinin Compton saçılmasında önemli olduğu kanaatine varılmıştır. Dolayısıyla bu tür deneysel çalışmaların devam ettirilmesi uygundur. Teorik hesaplamalar da kimyasal etkiyi dikkate alacak şekilde yapılmalıdır.

6. KAYNAKLAR

- Bertin, E.P., 1975.** Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis. Plenum Pres, New York. 7-30, 45-100.
- Compton AH. 1923.** A Quntum Theory of The Scattering of X-Rays By Light Elements, The Physical Review, Second Series ,Vol.21, No:5.
- Cooper M.J. 2004.** Mijnarends P.E, Shiotani N, Sakai N and Bansil A. X-Ray Compton Scattering, Oxford Univ. Press, USA.
- Debertin, K. and Helmer, R.G., 1988.** Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor dedectors, Elsevier Science Publishers, New York.
- Demir, D., Şahin, Y. and Yıldırım, M., 2006.** Compton Scattering of 59,5 keV Gamma Rays from P-Si Sample in an External Field. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 97, 381-387.
- Eisberg, D.L., 1961.** Fundamentals of Modern Physics. John Willey and Sons Inc., New York, 256-298.
- Elyaseery, S.I., Shukri, A., Chong, C.S., Tajuddin, A.A. and Bradley, D.A., 1999.** İncoherent Scattering of 59,54 keV Gamma Rays By Selected Elements in The Atomic Region $29 < Z < 74$. Radiation Physics And Chemistry 54, 335-337.
- Grieken VR and Markowicz AA. 2001.** Handbook of X-Ray Spectrometry, Second Edition, CRC Press.
- Han, I., Şahin, M., demir, L. and Kaçal, M., 2010.** The Change of Compton Scattering Depending on Tendency of Crystals. Balkan Physics Letters, 377-382.
- Han, I., Şahin, M., Demir, L. and Şahin, Y., 2007.** Measurement of K X-Ray Fluorescence Cross-Sections, Fluorescence Yields and İntensity Ratios for Some Elements İn The Atomic Range $22 < Z < 68$. Applied Radiation and Isotopes 65, 669-675.
- Hubbell, J.H., Veigele, Wm.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, J. Phys. Chem. Ref. Data 4:471-538; erratum in 6:615-616.
- Huotari, S., Hamalainen, K., Mannien, S., Kaprzyk, S., Bansil, A. and Caliebe, W., 2000.** Energy Dependence of Experimental Be Compton Profiles. Physical Review B.Vol.62, 7956-7963.
- İçelli O., Çankaya, G. and Çetin, A., 2009.** An Experimental Study On The Linear Differantial Scattering Coefficients of the GaAs, n- and p-type Si. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 605, 359-363.

- Jenkins R., Manne, R., Robin, R. and Senemaud, c., 1991.** Nomenclature Symbols, units and Their usage in Spectrochemical Analysis, Nomenclature System for X-Ray Spectroscopy. X-Ray Spect., 20, 149.
- Kabil, H., 2012.** Bazı Kristallerin İnelastik Diferansiyel Saçılma Tesir Kesitlerinin Enerji Ayrımlı X-Işını Spektrometresi İle Ölçümü. Yüksek Lisans Tezi. Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Rize, 54 sayfa.
- Kurucu, Y., Demir, L. and Şahin, Y., 1999.** İncoherent Scattering Functions of 59,5 keV Gamma Rays by Ti, Ni, Zr, In, Au and Pb. Physica Scripta., Vol.59, 118-121.
- Kurucu, Y., Erzenoğlu, S., Durak, R. and Şahin, Y., 1998.** Measurement of the Compton and Coherent Scattering Differential Cross-Sections. Tr. J. of Physics, 22, 783-788.
- Landis, D. A., Gould, F. S. and Jarket, B.V., 1972.** Same Aspect of X Ray Fluorescence Spectrometers For Trade Elements Analysis. Nuclear Instruments Method, 101, 127.
- Latha, P., Abdullah, K.K., Unnikrishnan, M.P., Varier, K.M. and Babu, B.R.S., 2011.** World Academy of Science, Engineering and Technology, 81.
- Mannien. S, Hamalainen, K., Dixon, M., Cooper, M.J., Cardwell, D.A. and Buslaps, T.,1999.** Electronic Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Superconductors Studied by Compton Scattering Technique. Physica C. 314, 19-26.
- Montano, P.A. and Macrander, A.T., 2000.** İnelastic x-Ray Scattering Study of Cr(110):From Low Momentum Transfer to the Compton Scattering Limit. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 61, 415-418.
- Onnes H. K., 1911.** H.K. Onnes, The resistance of pure mercury at helium temperature, Leiden.
- Roentgen, W.C., 1898.** On a new kind of rays-second communication. An. Physical Chem., 12, 64.
- Sasaki, Y.C. and Hirokawa, K., 1991.** Refracted X-Ray Fluoresence (RXF) on Si Single Crystal and GaAs. Applied Physics A. 52, 28-32.
- Semat, E., 1967.** Atom ve Çekirdek Fiziğinin Temellri. Nasuhoğlu, R., Ank. Ün. Fen Fak. 161.
- Semend, F., Schaupp, D., Czerwinski, H. and Schumacher, M., 1987.** Large angle Rayleigh Scattering of Lineary Polarized, Hard Synchrotron X-Ray by Kr and Xe. Physical Review A. 36, 5189-5199.
- Shahi, J. S., Kumar, A., Metha, D., Puri, S., Garg, M.L. and Singh, N., 2001.** İnelastic Scattering of 59,5 keV Photons by Elements with $13 < Z < 82$. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 179,15-23.

- Singh, 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.
- Şahin, M., Demir, L. and Budak, G., 2005.** Measurement of K X-Ray Fluorescence Cross-Sections And Yields for 59,6 keV Photons. Science Direct 141-145.
- Şimşek, Ö., Ertuğrul, M., Budak, G. and Karabulut, A., 2004.** Inelastic and Elastic Scattering Differential Cross-Section Of 59,5 keV Photons For Cu and Zn Targets. X-ray Spectrometry Vol:33, 349-353.
- Tannoudji, C.C., Dypond, J. and Grynberg, G., 1998.** Atom-Photon Interactions, Wiley-VCH, USA.
- Tertian, R. and Claisse, F., 1982.** Principles of Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis. Heyden and Son Ltd., Southampton-UK, 3-15, 16-35, 51-70.
- Van Grieken, R.E. and Markowicz, A.A., 1993.** Handbook of X-Ray Spectrometry. Marcel Dekker Inc., New York-USA, 14, 1-73, 127-134, 151-180, 359-395, 411-452.
- Yalçın, P., Kurucu, Y. and Şahin, Y., 2002.** Incoherent Scattering Functions for Some Elements with $23 \leq Z \leq 81$. X-Ray Spectrometry Vol:31, 100-102.

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında Rize’ de doğdu. İlk ve Orta öğrenimini Veliköy ilköğretim okulunda tamamladı. Lise eğitimini Rize Anadolu Öğretmen Lisesi’nde tamamladı. 2004 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünü kazandı. 2011 yılında Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitimine başladı ve halen Yüksek Lisans eğitimine devam etmektedir.