

**ALÜMİNYUM VE BERİLYUM'UN
COMPTON PROFİLE ÖLÇÜMLERİ**

Muammer ZOZİK

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Prof. Dr. Ali GÜROL

2015

Her Hakkı Saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ALÜMİNYUM VE BERİLYUM'UN COMPTON PROFİLE
ÖLÇÜMLERİ**

Muammer ZOZİK

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

**ERZURUM
2015**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

ALÜMİNYUM VE BERİLYUM'UN COMPTON PROFİLE ÖLÇÜMLERİ

Prof. Dr. Ali GÜROL danışmanlığında, Muammer ZOZİK tarafından hazırlanan bu çalışma 09/10/2015 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı – Atom ve Molekül Fizigi Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak ~~oybirliği/oy çokluğu~~ (.../...) ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN

İmza :

Üye : Prof. Dr. Ali GÜROL

İmza :

Üye : Prof. Dr. Mehmet ŞAHİN

İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu 05/11/2015 tarih ve 44/1542 nolu kararı ile onaylanmıştır.


Prof. Dr. Ertan YILDIRIM
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ALÜMİNYUM VE BERİLYUM'UN COMPTON PROFILE ÖLÇÜMLERİ

Muammer ZOZİK

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Atom ve Molekül Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali GÜROL

İnelastik saçılmış yüksek enerjili fotonların (0,1-1 MeV) spektral çizgisinde meydana gelen Doppler genişlemesinin (Compton Profile) doğru ve hassas ölçümleri atomların veya moleküllerin elektron momentum dağılımlarının ve dalga fonksiyonlarının belirlenmesi için çok önemlidir. Literatürde Be ve Al'un Compton Profilleri deneysel olarak birçok araştırmacı tarafından belirlenmiş olmasına rağmen bu çalışmalarda sayma istatistiği Compton Profilleri hassas bir şekilde belirlenmesi için yetersizdir. Bu nedenle bu çalışmada sayma istatistiği iyileştirilecek şekilde ($<0,1$) Be ve Al'un Compton Profilleri ölçülmüştür. Ölçümler Fizik bölümünde mevcut Prof. Dr. Wolf WEYRICH Yüksek Enerji Spektroskopisi Laboratuvarında bir ^{241}Am radyoaktif kaynak ihtiva eden D tipi Compton Spektrometresi kullanılarak gerçekleştirildi. Kaynağın ve numunenin bulunduğu numune odası vakumludur. $168,5^\circ$ 'lik açıda saçılan γ -ışınları rezolüsyonu 5,9 keV'de ~ 200 eV olan bir HPGe detektör ile ölçülmüştür. Hesaplanan Compton Profile değerleri literatürde mevcut teorik ve deneysel değerlerle uyum içerisindedir.

2015, 36 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Compton Saçılması, Compton Profile, Gama Spektrometreleri.

ABSTRACT

Ms Thesis

ALUMINUM AND BERYLLIUM COMPTON PROFILE MEASUREMENTS

Muammer ZOZİK

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

Supervisor: Prof. Dr. Ali GÜROL

Accurate and precise determination of Doppler broadening (Compton Profiles) at spectral lines of inelastic scattered high-energy photons (0,1-1 MeV) are important to give information on electron momentum distribution of the atomic electrons to obtain the wave functions. Although the Compton Profile of Be and Al are experimentally determined by many researchers in the literature the counting statistics in these works are not sufficient to determine precisely the Compton Profiles. For this reason, it has been measured the Compton Profiles of Be and Al by improving the good counting statistics ($<0.1\%$). The measurements were carried out using a D type Compton Spectrometer including an ^{241}Am radioisotope source at Prof Dr. Wolf WEYRICH High Energy Spectroscopy Laboratory at Physics Department. The source and sample are placed into a vacuum chamber. The scattered γ -rays were recorded with a HPGe detector having the resolution ~ 200 eV at 5.9 keV. The measured Compton Profiles are in agreement with the theoretical and experimental values present in the literature.

2015, 36 Pages

Keywords: Compton Scattering, Compton Profile, Gamma Spectrometer.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında, başlangıcından sonuna kadar, gerekli bütün yardım, öneri ve yönlendirmeleri yapan, karşılaştığım sorunların çözümünde bilgi ve deneyimleri ile bana her zaman ışık tutan Danışmanım Sayın Prof. Dr. Ali GÜROL'a katkılarından dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca görmüş olduğum destek ve teşviklerinden dolayı çok değerli aileme, en küçük kardeşim Sayın Öğr. Gör. Kimyager Yunus ZOZİK'e yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Muammer ZOZİK

Eylül-2015

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER	7
2.1. Elektromanyetik Dalgaların Madde ile Etkileşmesi.....	7
2.1.1. Compton Saçılması	8
2.1.2. Hareketli Elektrondan Compton Saçılması.....	13
2.2. Compton Profile	15
2.2.1. Compton Profile'in teorik olarak hesaplanması ve ölçümlerin değerlendirilmesi.....	16
3. MATERYAL ve YÖNTEM	20
3.1. Yarıiletken Dedektörler	20
3.2. Sayma Sistemi	21
3.2.1. D tipi Compton Spektrometresi	23
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	24
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	31
KAYNAKLAR	34
ÖZGEÇMİŞ	37

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

A	Öz soğurma düzeltme parametresi
Bq	Becquerel
c	Işık hızı
Ci	Curie
μ_l	yörünge manyetik momenti
μ_s	spin manyetik momenti
E	Enerji
E_γ	Gama ışın enerjisi
G	Geometri faktörü
h	Planck sabiti
I	I_0 şiddetindeki bir monokromatik X-ışını veya γ -ışını demetinin t kalınlıkta numuneyi geçtikten sonraki şiddeti
I_0	Monokromatik paralel X-ışını veya γ -ışını demetinin şiddeti
m	Kütle
m_0	Elektronun durgun kütlesi
R	Enerji ayırma gücü
t	Numune kalınlığı (g/cm^2)
T_e	Elektronun kinetik enerjisi
Z	Atom Numarası
γ	Gama ışını
λ	Dalga boyu
μ	Lineer azalım katsayısı
ρ	Madde yoğunluğu
σ	Compton saçılma tesir kesiti
Ω	Katı açısı

Kısaltmalar

ADC	Analog Digital Converter (Analog sayısal dönüştürücü)
CP	Compton Profile
CPA	Compton Profile Analiz
DFT	Yoğunluk Fonksiyon Teorisi
FWHM	Yarı yükseklikteki tam genişlik
GBS	Genişletilmiş Baz Seti
HFR	Hartree-Fock-Roothaan
HPGe	High Purity Germanium (Yüksek Saflıkta Germanyum)
HV	Yüksel Voltaj
LCAO	Atomik Orbitallerin Lineer Kombinasyonu
MBS	Minimal Baz Seti
MCA	Multi Channel Analyzer (Çok kanallı analizör)
MeV	Milyon elektron volt

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Elektromanyetik radyasyonunun madde ile etkileşimi.....	8
Şekil 2.2. Compton saçılmasında, saçılan fotonun dalga boyunun açıya göre değişimi. .	9
Şekil 2.3. Fotonun durgun bir elektrondan Compton saçılması.....	10
Şekil 2.4. Fotonun hareketli bir elektrondan Compton saçılması.	13
Şekil 2.5. İnelastik X-ışını enerji ve momentum transferi ile saçılma süreci	16
Şekil 3.1. HPGe dedektörün şematik gösterimi.	20
Şekil 3.2. Sayma Sisteminin şeması.	21
Şekil 3.3. Compton Profile ölçme geometrisi.	22
Şekil 4.1. HPGe dedektörle ölçülen Be'un net spektrumu.	25
Şekil 4.2. HPGe dedektörle ölçülmüş Be Compton Profile'i.	26
Şekil 4.3. HPGe dedektörle ölçülen Al net spektrumu.	27
Şekil 4.4. HPGe dedektörle ölçülmüş Al Compton Profili.	28
Şekil 4.5. Be'un düzeltilmiş Compton tepesi.	29
Şekil 4.6. Al'un düzeltilmiş Compton tepesi.	30

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. D Spektrometresi ile ilgili teknik veriler.	23
Çizelge 4.1. Deneyde kullanılan numunelerin özellikleri.....	24

1. GİRİŞ

Compton saçılması durgun ve serbest kabul edilebilen elektronlardan yüksek enerjili fotonların inelastik saçılması olarak tanımlanır (Williams 1977). Saçılan fotonun dalga boyundaki (enerjisindeki) değişim, Compton kayması olarak isimlendirilir ve fotonların saçılma açısına bağlıdır. Compton, fotonların elektronla çarpışan iki katı parçacık gibi davrandıklarını varsaymış ve bu çarpışmanın özelliklerini enerjinin ve momentumun korunumu kanunlarını kullanarak incelemiştir (Compton 1923).

Atomlar ve moleküller çok küçük boyutları nedeniyle doğrudan incelenemez. Bu nedenle atomlar veya moleküller hakkında bilgi edinmek için onların ölçülebilecek şeylerle (Elektromanyetik dalgalar, parçacık radyasyonu gibi) etkileşimleri incelenir. Bu gözlemlerden atomlar veya moleküllerin yapısı hakkında bazı önemli bilgiler elde edilebilir. Bu esasa göre çalışan pek çok spektrometre mevcut olup bunlardan biri olan Compton Profile (CP) Spektrometreleri atomlar ve moleküller hakkında bilgi elde edebilmek amacıyla fotonların elektronlardan inelastik saçılmasını kullanır. Bu spektrometreleri malzemenin elektron yapısına duyarlı, iyonlar, moleküller, özellikle de gaz sistemlerinin analizi için uygun olan esnek olmayan bir saçılma spektroskopisi tekniğidir (Laukkanen 2000).

Compton saçılması metodu, temel hal elektronik yapısını incelemek (Tomak *et al.* 1985), elektronik yapı teorilerini test etmek (Deb *et al.* 1999), materyallerin kalınlıklarını ölçmek (Korun 2000), faz değişimleri, kimyasal bağ araştırmaları (Eisenberger and Reed 1972) ve kimyasal bağ yapılarını (Guang *et al.*, 2006) belirlemek için kullanılan deneysel bir metottur. Gama ışınları bir hedeften inelastik saçıldığında, saçılmış fotonların enerjileri hedef elektronlarının hareketliliğinden dolayı Doppler genişlemesine uğrar. Bu Compton Profile olarak adlandırılmaktadır. Bugüne kadar katı ve sıvıların Compton Profile'ne dayalı ilgili birçok çalışma yapılmıştır (Weiss 1970). Son yıllarda, saçılma vektörü boyunca bağlı hedef elektronlarının momentum dağılımları hakkında bilgi veren ve zayıf bağlı valans elektronlarının momentum

dağılımlarına hassas olan bu genişlemiş çizgi şeklinin (Compton Profile) analizine dayanan birçok deneysel çalışma yapılmaktadır.

Compton saçılması özellikle valans elektronlarına hassastır. Bu sebepten dolayı Compton saçılması fiziksel ve kimyasal sistemler hakkında faydalı bilgiler elde etmek için kullanılmaktadır. Spektrumda görülen bu çizgi şekli Compton Profile (CP) olarak bilinir (Williams 1977, Cooper 1985). Genişlemiş tepe veya çizgi şeklinin analizi olan "Compton Profile" metodu saçıcı elektronlarının momentum dağılımları hakkında bilgi sağlamaktadır (Du Mond 1929). Compton Profile çalışmaları ile saçıcının elektronik hız dağılımları ve dalga yapısı incelenmekte, katıların teorik bant modelleri test edilmekte, malzemelerin elektronik yapısı araştırılmakta ve son zamanlarda Fermi yüzey topolojisi çalışılmaktadır (Cooper 1985). Sıcaklığa bağlı Compton profile çalışmalarıyla kristallerin farklı sıcaklıklarda sahip olabileceği yapılar hakkında bilgi elde edilebilmektedir (Danakas *et al.* 1998). Huotari, Be elementinin deneysel Compton profilinin enerjiye bağımlılığı üzerine bir çalışma yapmışlar (Huotari *et al.* 2000), bir diğer çalışmada Be elementinin çeşitli sıcaklıklarda (40, 300, 650 ve 850 °K), enerjisi 26 ve 56 keV enerjili fotonlar kullanılarak Berilyumun Compton Profile değerlerini ölçmüşler ve sıcaklığa bağlı Be Compton Profilinin daha önceki deneylerde ölçülen genel Compton Profili ile uyumlu olduğunu bulmuşlardır (Huotari *et al.* 2002). Chang (1995), gama-ışını spektrometresi ve halka şeklinde bir kaynak kullanarak Vanadyum ve Tantalyumu bant yapısı teorisine göre temel özellikleri ve Fermi yüzeyleri açısından inceleyerek Compton Profil sonuçlarını sunmuşlardır. Tanaka (2000) Compton saçılması ile Cr atomunun Fermi yüzeyini incelemiş, ancak deneysel çalışmanın teorik veriler kadar net sonuçlar vermediği sonucuna varmıştır. Demir *et al.* (2006) ²¹⁴Am nokta kaynağının 59,5 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak, dış elektrik alan içinde bulunan p-Si numunesinden Compton saçılmasını çalışmışlardır. Reed (1972), Ge(Li) dedektörle farklı kristal yönelimine sahip elmas, silikon ve germanyum kristallerinin Compton Profile değerlerini ölçmüş, Han *et al.* (2010), Si(Li) dedektörle Compton saçılması metodunu kullanarak bazı kristalleri kristal yönelimine bağlı olarak çalışmışlardır. Compton profilleri çalışılan malzemenin elektron momentum dağılımları, Fermi yüzeyi yapısı ve atomları arasındaki kimyasal bağlar hakkında pek çok bilgi

vermektedir (Guang *et al.* 2010). Al metalinin çoklu saçılma etkilerini incelemek üzere kalın ve ince numuneye ait Compton Profile sonuçlarını karşılaştırmışlar ince numunenin kalın numuneye oranla yaklaşık % 5 daha yüksek Profile'a sahip ve çoklu saçılmanın numunenin hacmi ile doğru orantılı olduğunu görmüşlerdir (Manninen *et al.* 1974).

Gama ışınlarının saçılması, maddedeki elektrik yük dağılımını tespit etmek için kullanılmaktadır. Ancak gama ışınları elektromanyetik dalga olduklarından onlar sadece yük dağılımına değil manyetik özelliklere de hassas olacaklardır. Manyetik x-ışını saçılma deneylerinde (Manyetik Compton Profile) spin ve yörünge yoğunluklarının ayırt edilebilmesi sağlanabilmekte ve μ_s ile μ_l değerleri hesaplanabilmektedir. Böylece numunenin manyetik yoğunluğu (çiftlenmemiş elektron yoğunluğu) incelenebilmektedir (Kubo and Asano 1990). Compton profillerinin incelenmesiyle s, p, d, f bantlarındaki elektron yoğunluğu ve spinleri tayin edilebilmektedir. Son yıllarda Compton Profile analizleri farklı özellikli numunelerin elektron momentum dağılımlarını incelemek için kullanılmaktadır. Vyas and Sharma (2010) Compton saçılması tekniğini kullanarak ZnSe, CdTe, ZnTe yarıiletken malzemeleri incelemişlerdir. ZnSe, CdTe ve ZnTe eşit valans elektronuna sahip olmalarına rağmen çalışmaları sonucunda CdTe'nin ZnSe ve ZnTe'den daha iyonik karakterde olduğunu gözlemlemişlerdir. Bu durum kovalent bağ meydana getiren valans elektronlarının davranışlarından kaynaklanmaktadır. Öyle ki bağ yönündeki yük yerleşiminin artışıyla daha keskin Compton Profile'ı elde edilmiştir. Compton Saçılma Tekniği kullanılarak polikristal Gd ve Dy'nin Compton profillerini ölçülmüşler ve elektronik yapılarındaki s-, p-, d-, ve f-elektronlarının Hibritleşme etkilerini tartışmışlardır (Khera 2006).

Pazirandeh and Azizi (2010), ^{137}Cs radyoaktif kaynağını kullanarak titanyumun teorik ve deneysel Compton profilini incelemişlerdir. Teorik ve deneysel Compton Profile karşılaştırmasının yapılabilmesi için Compton tepesinde, enerjiye bağlı değişimleri dikkate alarak çeşitli düzeltmeler yapmışlardır. Teorik ve deneysel Profile'lerde genişlik farkı görmüşler ve Profile'deki genişlik farklarının, pik kaymaları ve Doppler kayması, ölçülen Titanyumun Compton Profile'ı gama ışını sapma etkisi, dedektör, sistematik ve

istatistiksel hatalardan kaynaklanabileceğini varsaymışlardır. Ahmed et al. (2009) Compton saçılma teknikleriyle PbCl_2 ile PbBr_2 'in elektronik özelliklerini deneysel olarak tespit etmişler, Manninen et al. (1999) ise Compton saçılma teknikleri ile $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ve $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ süper iletkenlerini kullanarak bu bileşiklerin elektronik özellikleri üzerine çalışma yapmışlardır. Joshi (2011) ^{137}Cs radyoaktif kaynağını kullanarak vanadyum karpit üzerinde Compton saçılması ve elektronik yapı analizi yapmışlardır (Joshi *et al.* 2011). Deneysel verilerin teorik sonuçlarla karşılaştırılması için atomik orbitallerin doğrusal dizilimi (LCAO) metodunu kullanmışlardır. Chang (1989), HPGe dedektörle ^{137}Cs kaynağından yayınlanan 662 keV enerjili gama-ışınlarını kullanarak Cu, Zn, Cd, Ta ve Au elementlerinin izotropik yönlü Compton Profillerini ölçmüşlerdir. Cu ve Zn verilerinden elde ettikleri sonuçların diğer ölçüm sonuçları ile uyuşmasına rağmen Cd, Ta ve Au ile ilgili verilerin nispeten yeni ve farklı olduğunu görmüşlerdir (Chang *et al.* 1989).

Eisenberger and Reed (1972), Li-sürüklenmiş-germanyum Ge(Li) dedektörü ve 160 keV enerjili gama-ışını yayınlayan ^{123}Te kaynağı ile He, N_2 , Ar ve Kr Compton Profillerini ölçmüşlerdir. İncelencek olan He ve N_2 için daha önceden X-ışınları kullanılarak ölçülmüş olan Compton Profile' değerleri ve yapılan teorik hesaplamalar ile karşılaştırmış. Gama-ışını tekniği ile yapılan bu çalışmanın teori ve önceki X-ışını ölçümleri ile benzer sonuçlar verdiğini bulmuşlardır. Ar ve Kr kullanılarak ölçülen Compton Profile değerlerinde bulunan sonuçlar, atomik Hartree-Fock hesaplamalar ile karşılaştırıldığında, deneysel hata sınırları içinde, %1, birbirine yakın oldukları bulunmuştur. Bu çalışmalar sayesinde bu elementler ve bunların bileşikler Compton saçılması ile incelenebilir sonucuna varmışlardır. Eisenberger and Reed (1973), ^{123}Te kaynağının 160 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak bakır ve nikelin farklı kristal yönelimine [111], [110], [100] göre Compton Profile değerlerini ölçmüşler, çeşitli yönelimlerdeki Profile değerleri arasında %1 oranında farklılıklar olduğu sonucuna varmışlardır. Compton Profile metodu temel alınarak yapılan başka bir çalışmada yüksek saflıkta germanyum dedektörde (HPGe), 7×10^9 Bq aktiviteye sahip halka şeklinde bir ^{241}Am kaynaktan yayınlanan tek enerjili gama ışınları kullanılarak (59.54 KeV) farklı kalınlıklara sahip Be, C ve Al numunelerin, Compton Profile'leri ölçülmüş

ve bu ölçümler teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Özetle, berilyum, karbon (grafit) ve alüminyum için elde edilen deneysel sonuçlar Slater Tip Orbital (hidrojen benzeri orbital) ve Thomas-Fermi modelini kullanarak yapılan teorik hesaplama sonuçlarıyla iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. Bu şekilde, Compton Profile için analitik bir yaklaşım, metal malzeme de dâhil olmak üzere tüm atom sistemleri için elde edilebilir olduğunu görmüşlerdir. Bu yöntemin en önemli özelliği düşük atom numaralı elementler için şu anda geçerli ve ispat edilebilir olmasıdır (Aguilar *et al.*, 2011). Compton spektrometresi yardımıyla ilk kez eşit değerlik elektron yoğunluğuna sahip HgBr_2 ve HgI_2 üzerine deneysel Compton Profile'ı çalışmışlar ve HgI_2 bileşiğinin HgBr_2 daha kovalent yapıda olduğunu göstermişlerdir (Ahmed *et al.* 2010). Dhaka (2010) Compton Profile metodu ile gama ışınlarını kullanarak CdSe polikristalinin elektronik yapısı hakkında çalışmışlar, teorik Compton Profile'leri ile ölçülen Compton Profile'in uyum içinde olduğunu ve eşit değerlik elektrona yoğunluk Profile'ine sahip CdSe bileşiğinin ZnSe bileşiğine kıyasla daha az kovalent yapıda olduğunu bulmuşlardır. ^{241}Am radyoaktif kaynağının 59.54 keV enerjili gama ışınlarını kullanarak yüksek saflıkta, ince folyo şeklindeki Tantalyum (Ta) elementinin Compton Profile'ını ölçerek teorik değerlerle karşılaştırdılar ve en iyi elektron dağılımının $5d^36s^2$ şeklinde olduğunu gördüler (Varghese 2003). RFA modelini temel alarak yapılan ölçümler ve yaptıkları hesaplamalar sonucu Demir elementi için en iyi elektronik dağılımın $3d^{6.44}s^{1.6}$ şeklinde olduğunu tespit etmişlerdir (Mohammed *et al.* 2006).

Compton Profile ölçümleriyle metallerde malzemenin yüksek sıcaklıktaki durumu ve süper iletkenlik yapısı incelenebilir. Bu yüzden katıhal fiziği ve malzeme biliminde çok geniş uygulamaları vardır (Guang *et al.* 2006). Compton profili analizi tekniği malzeme bileşimlerini ayırt edebilir. Bileşim içerisindeki metal kompozisyonu ve kemiklerin yapısı analiz edilebilir (Morgan *et al.* 1998). Compton Profile Analiz (CPA) tekniğinde spektrum, yüksek çözünürlüklü bir detektör kullanılarak ölçülür ve saçılan fotonun enerji spektrumu malzemenin element bileşimi ile doğrudan ilişkilendirilebilir. Bu teknikle kemikte mineral yoğunluğu ve doku bileşiminin yapısı, aynı şekilde toprak, kül ve katı parçacık içindeki karbon içeriği analiz edilebilir (Tickner *et al.* 2004).

Literatürde “Compton Profile” ile ilgili pekçok çalışmada Al ve Be'un Compton Profile değerleri ölçülmüş olmasına rağmen bu çalışmalarda sayma istatistiği özellikle Compton Profile'leri hassas bir şekilde belirlemek için yetersizdir.

Bu çalışmada D tipi Compton Spektrometresi kullanılarak ortam şartları değiştirilmeden her bir numune için 149 saatlik ölçümler yapılmış ve sayma istatistiğinden kaynaklanan binde birlik hataya sahip Compton Profile'leri hesaplanmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Elektromanyetik Dalgaların Madde ile Etkileşmesi

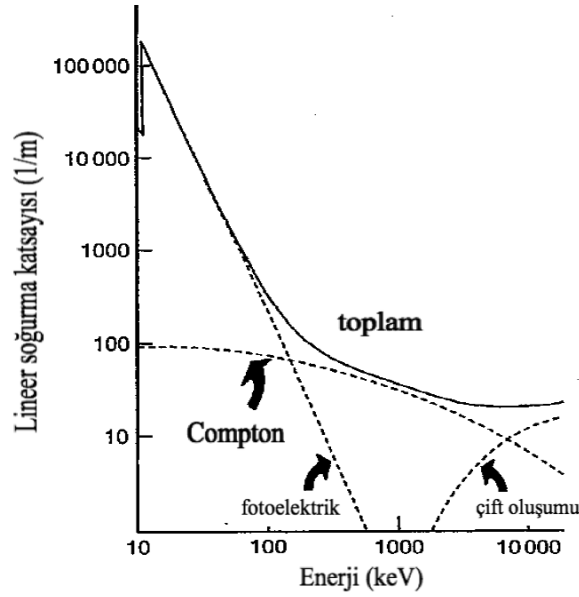
Elektromanyetik dalgalar maddeyle etkileştiği zaman onların enerji kaybetmesine neden olan pek çok olay vardır. Yüksek enerjili elektromanyetik dalgaların enerji kaybından sorumlu üç olay vardır:

- Fotoelektrik olay
- Compton saçılması
- Çift oluşumu

bu üç olay birbirinden bağımsızdır (Adams and Dams 1970).

- Düşük enerjilerde fotoelektrik olayı baskındır (0,01 MeV'den 0,5 MeV'e kadar). Bu olayda foton a bütün enerjisini atoma veya moleküle verir. Bu enerjinin bir kısmı elektronun koparılmasında kullanırken geriye kalan kısmı kinetik enerji olarak kullanılır.
- Compton Olayı, foton enerjisi, elektronun bağlanma enerjisinden çok büyük ise ve elektron serbest ve durgun kabul edilebiliyorsa meydana gelir. Bu olay 1,022 MeV'a kadar baskındır.
- Bir foton, bir elektronun ve bir pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamına eşit veya daha büyük enerjiye sahip olarak bir çekirdeğin etrafındaki Coulomb alanına girerse bir elektron pozitron çifti oluşabilir ($2m_0c^2 \leq 1,022 \text{ MeV}$). Gelen fotonun enerjisi 1,022 MeV'den büyükse çift oluşum olayı baskın olur.

Belli bir enerjiye sahip fotonun meydana getireceği olaylar ve bunlardan hangisinin nerelerde baskın olduğunu gösteren enerji diyagramları Şekil 2.3'te verilmiştir (Krane 2001).



Şekil 2.1. Elektromanyetik radyasyonunun madde ile etkileşimi

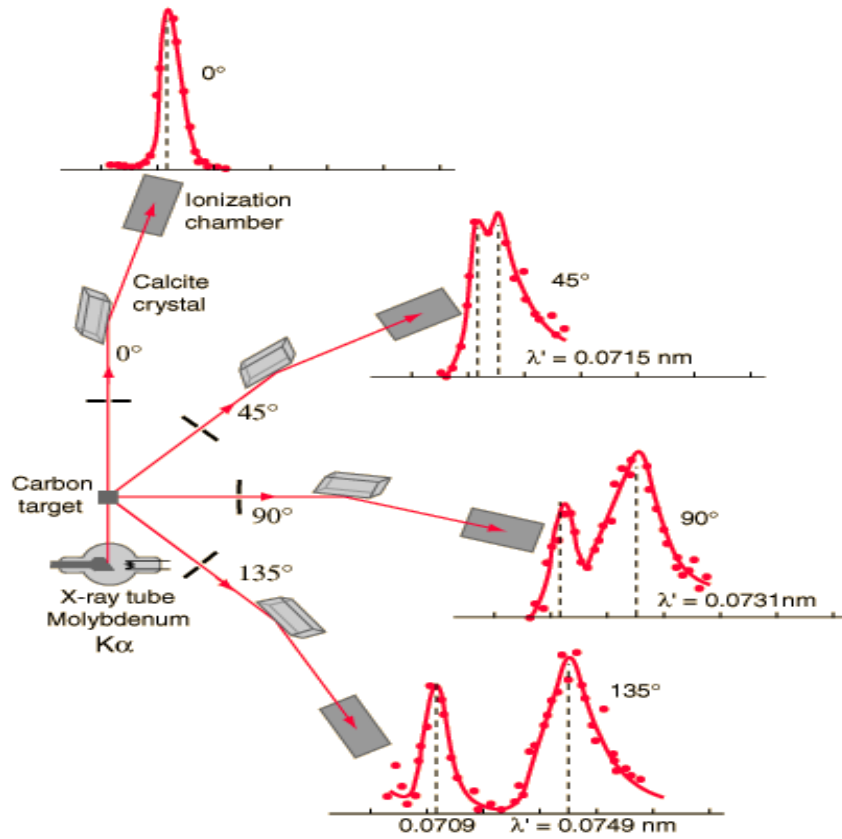
Meydana gelme ihtimali daha küçük olan ve dolayısıyla daha az öneme sahip olan diğer etkileşimlerden ikisi; bağlı elektronlardan Rayleigh saçılması ve serbest elektronlardan Thomson saçılmasıdır. Bu saçılmalarda foton enerji kaybetmez, sadece doğrultusunda bir değişim meydana gelir. Yani atom ne iyonlaşır ne de uyarılır.

Foton sadece atomik elektronlarla değil atomun çekirdeğiyle etkileşebilir. Örneğin nükleer rezonans saçılma ve Delbrück saçılması gibi. Nükleer rezonans saçılmada foton enerjisinin tamamını çekirdeğe aktarır ve çekirdek uyarılmış durumda kalır. Delbrück saçılmasında foton çekirdeğin Coulomb potansiyel alanı ile etkileşebilir. Bu etkileşimlerin ihtimali birçok durumda ihmal edilebilecek kadar küçüktür (Gürol 2004).

2.1.1. Compton Saçılması

Compton (1923), yılında, yüksek enerjili elektromanyetik dalgaların (foton) elektronlardan saçılma deneylerinde saçılan fotonun dalga boyunun gelen fotonun dalga boyundan daha büyük olduğunu buldu. Compton'nun kullandığı deney düzeneği Şekil 2.3.'de gösterilmiştir. Compton deneyinde, 0.0709 nm dalga boylu X-ışınları ile C

saçıcıdan 0° , 45° , 90° ve 135° açılarla elde edilen saçılma spektrumları da Şekil 1.1'de gösterilmektedir. Şekil 2.3'ten görüldüğü gibi, 0° saçılma açısı için yalnızca 0.0709 nm dalga boylu tek bir tepe mevcutken, diğer saçılma açılarında bir tanesi 0.0709 nm civarında olmak üzere iki tepe vardır. Bu ikinci tepe 0.0709 nm'den daha büyük bir dalga boyunda meydana gelmektedir ve açığa bağlı olarak değişimi çok belirgindir.



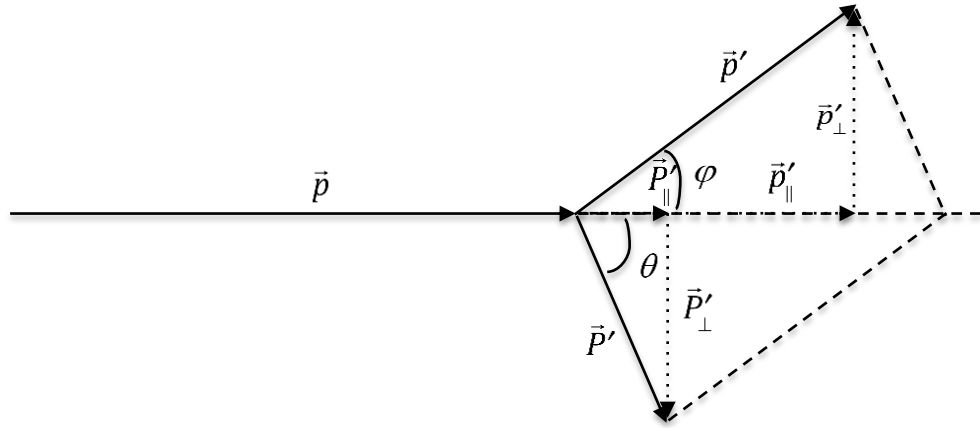
Şekil 2.2. Compton saçılmasında, saçılan fotonun dalga boyunun açığa göre değişimi

Compton, deneyden elde ettiği saçılan X-ışını spektrumunu açıklayabilmek için Einstein'nin fotoelektrik etkiye ilişkin varsayımını dikkate alarak, ışığın $h\nu$ enerjili paketçiklerden oluştuğunu ve bu paketçiklerin kütleli parçacıklar gibi momentum taşıdığını varsaydı.

Foton soğurulmasından farklı olarak gelen gama-ışın fotonu, enerjisinin sadece bir kısmını dış kabuk elektronuna verir. Bunun sonucunda dış kabuktaki, çekirdeğe gevşek bir şekilde bağlı olan elektron yörüngesini terk eder.

Enerji ve momentumun korunumu kanunları ele alındığında diğer çarpışma olaylarında olduğu gibi söz konusu bu çarpışmada da bu kanunlar sağlanmalıdır.

Fotonun serbest elektronla çarpışması ve enerji transferi varsayımından yola çıkarak momentum korunumu ilkesine dayanan foton-parçacık yaklaşımı Şekil 2.4'te gösterilmektedir.



Şekil 2.3. Fotonun durgun bir elektrondan Compton saçılması

$\vec{p}$ çarpışmadan önce fotonun momentumu, $\vec{p}'$ çarpışmadan sonra fotonun momentumu, $\vec{P}'$ çarpışmadan sonra elektronun momentumunu, φ fotonun saçılma açısını, θ elektronun saçılma açısını göstermektedir. Bu durumda saçılan fotonların gelme doğrultusuna göre yönü

$$\cos \varphi = \frac{\vec{p} \cdot \vec{p}'}{|\vec{p}| |\vec{p}'|} \quad (2.1)$$

ve geri tepen elektronların yönü

$$\cos\theta = \frac{\vec{p} \cdot \vec{P}'}{|\vec{p}| |\vec{P}'|} \quad (2.2)$$

bağıntılarından belirlenebilir. Momentumun Korunumu Yasasına göre,

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{P}' \quad (2.3)$$

yazılabilir. Saçılan fotonun ve geri tepen elektronun momentumları,

$$\vec{p}' = \vec{p}'_{\parallel} + \vec{p}'_{\perp}, \quad \vec{P}' = \vec{P}'_{\parallel} + \vec{P}'_{\perp} \quad (2.4)$$

ile verilir. Buna göre, şekilde verilen foton-elektron çarpışması için momentumun korunumu ilkesinden momentumun,

$$\text{x-bileşeni;} \quad p = p \cos j + P \cos q \quad (2.5)$$

$$\text{y-bileşeni;} \quad 0 = p \sin j + P \sin q \quad (2.6)$$

yazılabilir. Geri tepen elektronun kinetik enerjisi rölativistik yaklaşımdan;

$$E_{kin} = \sqrt{|\vec{P}'|^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (2.7)$$

eşitliğiyle verilir. Enerjinin korunumu kanunu uygulanırsa,

$$pc + m_e c^2 = \sqrt{P^2 c^2 + m_e^2 c^4} + p \quad (2.8)$$

ve geri tepen elektronun momentumu

$$|\vec{p}'|^2 = (p - p')(2m_e c + p - p') \quad (2.9)$$

olur. (2.5) ve (2.6) denklemlerinden,

$$|\vec{p}'|^2 = (|\vec{p}| - |\vec{p}'| \cos \varphi)^2 + |\vec{p}'|^2 \sin^2 \varphi \quad (2.10)$$

bulunur. (2.9) ve (2.10) denklemleri taraf tarafa çözülrse

$$p \Leftarrow \frac{p m_e c}{p(1 - \cos j) + m_e c} \quad (2.11)$$

olur. Fotonun dalga boyuna momentum değişimi de Broglie ilişkisi ile açıklanır ve $l = h/p$ bağıntısıyla verilir. Buradan dalga boyu kaymasının

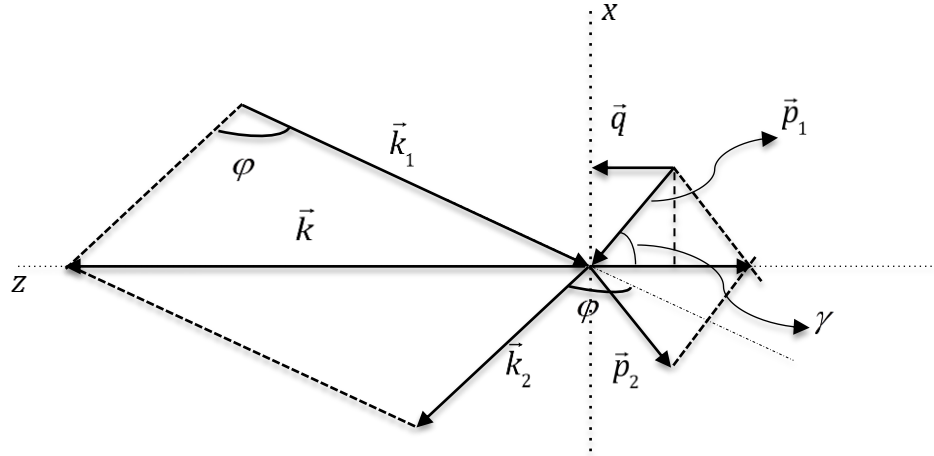
$$\Delta l = l' - l = \frac{2h}{mc} \sin^2 \left(\frac{j}{2} \right) = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos j) = l_c (1 - \cos j) \quad (2.12)$$

olduğu bulunur. Burada $l_c = h/m_e c$ ifadesi Compton dalga boyu olarak adlandırılır ve değeri 0,0242631 Å'dir.

Yukarıdaki denklemden $\Delta \lambda$ 'nın 2λ 'dan büyük olamayacağı açıkça görülmektedir. Öte yandan, $\Delta \lambda$ gelen fotonun dalga boyuna ve saçıcı ortamın cinsine bağlı olmayıp, yalnızca θ saçılma açısına bağlıdır. Eğer fotonun çarpıştığı elektron atoma zayıf bir şekilde bağlanmışsa, fotonun enerjisindeki değişim küçük, dalga boyundaki değişim büyük olacağından $\Delta \lambda$ farkı da büyük olacaktır ve ölçülebilecektir.

2.1.2. Hareketli Elektrondan Compton Saçılması

Compton saçılması, başlangıçta fotonun durgun ve serbest kabul edilebilen bir elektrondan inelastik saçılması olarak tanımlanmasına rağmen gerçekte yörünge elektronları serbest ve durgun değildir. Fotonun enerjisi elektronun bağlanma enerjisinden çok çok büyük olduğunda elektron serbest kabul edilebilir. Ancak elektronun durgun olmadığını biliyoruz. Şekil 2.4'te görüldüğü gibi, fotonun $\vec{p}_1$ momentumu ile hareket eden bir elektrondan Compton saçılmasını inceleyelim. Gelen fotonun dalga vektörü $\vec{k}_1$, Saçılan fotonun dalga vektörü $\vec{k}_2$, saçılmadan sonra geri tepen elektronun momentumu $\vec{p}_2$ ve gelen elektronun momentumunun saçılma doğrultusundaki bileşeni $\vec{q}$ olsun.



Şekil 2.4. Fotonun hareketli bir elektrondan Compton saçılması.

Elektronun rölativistik olarak kinetik enerji değişimi,

$$\hbar(\omega_2 - \omega_1) = \sqrt{|\vec{p}_2|^2 c^2 + m_e^2 c^4} - \sqrt{|\vec{p}_1|^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (2.13)$$

olup, düzenlemeler yapılarak eşitliğin her iki tarafının karesi alınırsa,

$$|\vec{p}_2|^2 = |\vec{p}_1|^2 + \frac{\hbar^2}{c^2}(\omega_2 - \omega_1)^2 - 2\frac{\hbar}{c^2}(\omega_2 - \omega_1)\sqrt{|\vec{p}_1|^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (2.14)$$

olur. Saçılma vektörü $\vec{k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ ve gelen elektronun momentumu $\vec{p}_1$ kullanılarak gelen elektronun momentumunun z bileşeni,

$$q = \frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{p}_1 = p_1 \cos \gamma \quad (2.15)$$

olarak bulunur. Kosinüs teoreminden,

$$\begin{aligned} p_2^2 &= (\hbar k)^2 + p_1^2 - 2\hbar k p_1 \cos \gamma \\ &= (\hbar k)^2 + p_1^2 - 2\hbar k q \end{aligned} \quad (2.16)$$

elde edilir. Eşitlik (2.14) ve (2.16) birleştirilirse

$$(\hbar k)^2 - 2\hbar k q = \frac{\hbar^2}{c^2}(\omega_2 - \omega_1)^2 - 2\frac{\hbar}{c^2}(\omega_2 - \omega_1)\sqrt{|\vec{p}_1|^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (2.17)$$

elde edilir. Bu eşitlik ve $|\vec{k}_i| = \omega_i / c$ olduğu dikkate alınırsa saçılma vektörü için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$k = \frac{1}{c} \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1 \omega_2 \cos j} \quad (2.18)$$

Saçılma vektörünün bu değeri Eşitlik (2.17)'de dikkate alınırsa,

$$q = \frac{\hbar \omega_1 \omega_2 (1 - \cos \varphi) + (\omega_2 - \omega_1) \sqrt{|\vec{p}_1|^2 c^2 + m_e^2 c^4}}{c \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 - 2 \omega_1 \omega_2 \cos \varphi}} \quad (2.19)$$

bulunur. Çarpışmadan önce elektronun hızı ışık hızına oranla çok küçük olduğundan

$|\vec{p}_2|^2 c^2 \ll m_e^2 c^4$ olur ve bu Eşitlik daha basite indirgenir:

$$q = \frac{\hbar \omega_1 \omega_2 (1 - \cos \varphi) + (\omega_2 - \omega_1) m_e c^2}{c \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 - 2 \omega_1 \omega_2 \cos \varphi}} \quad (2.20)$$

q 'nin Atomik Birim Siteminde değeri yazılırsa;

$$q = \frac{w_1 w_2 (1 - \cos j) + (w_2 - w_1) c^2}{c \sqrt{w_1^2 + w_2^2 - 2 w_1 w_2 \cos j}} = c \cdot \frac{w_1 w_2 (1 - \cos j) / c^2 + (w_2 - w_1)}{c \sqrt{w_1^2 + w_2^2 - 2 w_1 w_2 \cos j}} \quad (2.21)$$

bulunur. Bu değer görüldüğü gibi gelen ve saçılan fotonun enerjisine ve saçılma açısına bağlıdır.

2.2. Compton Profile

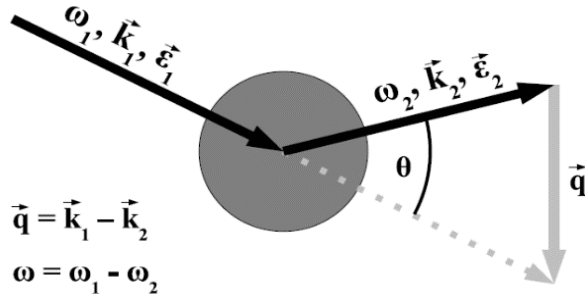
Compton spektrumunun Doppler etkisinden kaynaklanan çizgi genişlemesi ile hedef elektronunun hareketi birbiriyle ilişkilidir. Bu çizgi şekli Compton Profile (CP) olarak adlandırılır.

2.2.1. Compton Profile'in teorik olarak hesaplanması ve ölçümlerin değerlendirilmesi

Fizikte, özellikle Yoğun Madde Fiziğinde, inelastik saçılma bir sistemin durumunu anlamada önemli bir faktör olmuştur. X ve γ -ışınları malzemenin yapısını incelemek için güçlü bir ölçme aracı haline gelmiştir. Saçılma sonucu fotonun kaybettiği enerji W

$$\omega = \omega_2 - \omega_1 = \frac{(\vec{p} + \vec{k})^2}{2m} - \frac{p^2}{2m} = \frac{k^2}{2m} + \frac{\vec{k} \cdot \vec{p}}{m} \quad (2.22)$$

p ve m sırasıyla elektronun momentumu ve kütlesidir. Sağ tarafta ilk terim Compton kayması ve ikinci terim Doppler genişlemesinden kaynaklanan terimdir.



Şekil 2.5. İnelastik X-ışını enerji ve momentum transferi ile saçılma süreci (Yardak 2011)

Doppler genişlemesi, Compton saçılması esnasında elektron hareketinin bir sonucudur. Doppler olayında elektron hareketi Eşitlik (2.12)'ye ilave bir terim getirir:

$$Df = \frac{2h}{mc} \sin^2(q/2) + 2(I_1/I_2)^2 \left(\frac{q}{mc} \right) \sin(q/2) \quad (2.23)$$

Compton Profile, Compton saçılma diferansiyel tesir kesiti ile orantılıdır ve

$$\frac{d^2\mathcal{S}}{d\Omega dw_2} = C(w_1, j, q) J(q) \quad (2.24)$$

ile verilir. Burada $C(w_1, j, q)$ Compton saçılma ihtimaliyetini temsil eder ve $J(q)$ CP'dir. σ saçılma tesir kesiti, Ω ise saçılmanın gerçekleştiği katı açıdır. CP değeri teorik olarak dalga fonksiyonları kullanılarak z eksenine dik iki koordinat üzerinden integrallenerek hesaplanır:

$$J(q) = \int \int_{p_x p_y} \chi^*(\vec{p}) \chi(\vec{p}) dp_x dp_y \quad (2.25)$$

Bu değer q momentum bileşenine sahip bir elektronun bulunma ihtimaliyetini temsil eder. Burada $\chi(\vec{p})$ momentum uzayında elektronların dalga fonksiyonlarıdır ve konum uzayındaki dalga fonksiyonları $\psi(\vec{r})$ ile Dirac dönüşümü ile ilişkilendirilebilir:

$$\chi(\vec{p}) = (2\pi)^{-3/2} \int \psi(\vec{r}) e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad (2.26)$$

Eğer elektron momentum dağılımı $\chi^*(\vec{p})\chi(\vec{p})$ küresel simetrik ise Eşitlik (2.25),

$$J(q) = 2\pi \int_0^\infty \chi^*(p) \chi(p) p dp \quad (2.27)$$

biçimini alır (Weyrich 1975).

Ölçümler sonunda ham verilerden (raw data) net Compton Profile'ini bulmak için birkaç sistematik veri düzeltmesi gerekmektedir bunlar; temel sayma (background), dedektör verimi, numune soğurma düzeltmesi, enstrümantal çözünürlük, Compton saçılma tesir kesiti, çoklu saçılma düzeltmesi vb. olarak sayılabilir (Cooper 1985, Timms 1989).

Deneysel düzeltmelerden sonra bu sonuçlar normalize edilerek Compton Profile elde edilir. Tipik bir Gama spektrometresinde yapılan ölçüm işleminde elde edilen ham veriler $M(\omega)$ olmak üzere, denklem 2.65'te bulunan veriler aşağıdaki biçimde düzeltmeler yapılarak $I(w)$ bulunur (Reed 1976).

$$I(w) = \left[M(w_2 - B(w_2)) \right] / G(w_2) C(w_1, j, q) A(w_2) \quad (2.28)$$

Burada $G(w_2)$ dedektör verimi, $C(w_1, j, q)$ rölativistik Compton saçılma tesir kesiti düzeltmesi, $A(w_2)$ numunenin öz soğurma düzeltmesi ve $B(w_2)$ temel saymadır.

Temel sayma (background) enerji kalibrasyonundan sonra ölçüm süresi kadar zamanda boş sayım (numunesiz sayım) yapılarak bulunur. Temel sayma ham verilerden (numuneden alınan spektrum) çıkarıldıktan sonra soğurma düzeltme terimini hesaplamak için saçılma açısı j Compton tepesinin enerjisi kullanılarak hesaplanır.

Hesaplamalarda dedektör verimi geometri faktör ise şu şekilde hesaplanır;

$$G(w_2) = \left[\int_0^d e^{-\mu(w_2)t} dt \right] = \frac{\mu(w_2)}{1 - e^{-\mu(w_2)d}} \quad (2.29)$$

Burada d dedektörün aktif bölgesinin kalınlığı, $\mu(w_2)$ WinXCOM programı kullanılarak belirlenen Ge kristalinin kütle soğurma katsayısıdır.

Rölativistik Compton saçılma tesir-kesiti (Compton Cross-Section) düzeltmesi

$$C(w_1, j, q) = \frac{1}{J(q)} \frac{\partial^2 S}{\partial w_2 \partial W} = \frac{1}{2c^2} \frac{w_2}{w_1} \left[c \sqrt{w_1^2 + w_2^2 - 2w_1 w_2 \cos j} + q(w_1 - w_2) \right]^{-1} \cdot T \quad (2.30)$$

şeklinde tanımlanır. Burada T spin faktörüdür ve

$$T = \frac{w_1 F_1}{w_2 F_2} + \frac{w_2 F_2}{w_1 F_1} + 2c^2 F_3 + c^4 F_3^2 \quad (2.31)$$

ile verilir. Burada

$$F_1 = 1 + q/c, \quad F_2 = 1 - q/c, \quad F_3 = \frac{1}{w_1 F_1} - \frac{1}{w_2 F_2} \quad (2.32)$$

dir.

Gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra Eşitlik (2.25) ve (2.27)'nin bir sonucu olarak CP elektron sayısına normalize edilmelidir yani;

$$\oint_{-\infty}^{+\infty} J(q) dq = Z \quad (2.33)$$

olmalıdır. Normalizasyon işlemi yapıldıktan sonra $I(w)$ değerleri enerjinin q 'a bağlı değişimi dikkate alınarak

$$J(q) = I(w) \frac{dw}{dq} \quad (2.34)$$

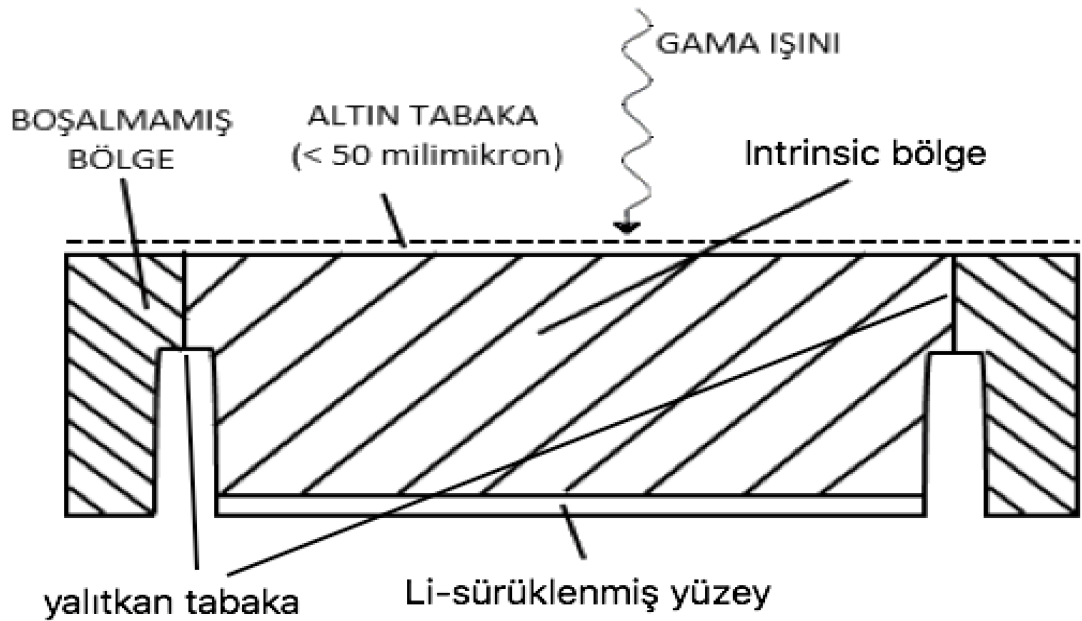
eşitliğinden hesaplanır (Rajasekaran 2003).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Yarıiletken Dedektörler

Yarıiletkenler, özellikle Si ve Ge, radyasyon dedektörlerinin etkin maddesi olarak kullanılmaktadır. Özellikle yüksek saflıkta Ge kristallerin üretilmesi günümüzde yüksek enerjili radyasyonun ölçülmesi için HPGe dedektörlerin kullanılmasını yaygınlaştırmıştır. Özellikle kullanılmadıkları zaman soğutulma ihtiyacı olmayan bu dedektörlerin kullanım ömürleri diğer yarıiletken dedektörlere göre daha fazladır (Gilmore and Heminway 2000).

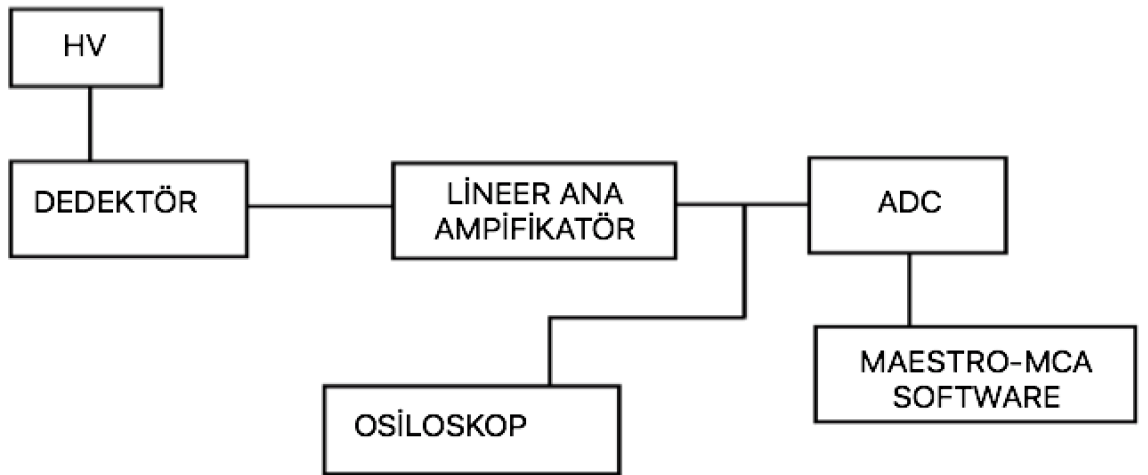
Bir gama ışını yarıiletken dedektörün aktif hacmine ulaştığında enerjisinin tamamını kaybedene kadar elektron-hole çiftleri oluşturabilir. Bu zıt yüklerin rekombinasyon ihtimalini ortadan kaldırarak pozitif ve negatif elektrotlarda toplayabilmek için dedektöre bir yüksek gerilim (HV) voltajı uygulanır. Bu çalışmada kullanılan HPGe dedektörüne -2000 V gerilim uygulandı.



Şekil 3.1. HPGe dedektörün şematik gösterimi

Bir gama dedektörüne gelen γ -ışınları, dedektör içindeki germanyum kristali ile etkileşerek (X-ışınları için Si), bir elektron hole çifti oluşturur ve kristal içinde bir elektrik akımı meydana getirirler. Germanyum kristalde bir elektron hole çifti oluşturmak için gerekli enerji 2,96 eV olmalıdır. Oluşan elektronlar ve holler, kristale uygulanan yeterli derecede bir gerilimle meydana gelen elektrik alan etkisiyle ($F=qE$) hareket ederler. Elektrik alanın zorladığı yönde hareket eden sonra katoda ulaşan elektrik yükü, bir RC devresi vasıtasıyla, bir sinyale dönüştürülür. Sinyaller, bir önyükselteç, ana yükselteç ve elektrik sinyalini sayılabilir niceliklere dönüştüren bir ADC (Analog to Digital Converter) vasıtasıyla uygun adresleme düzeninde çok kanallı analizörün hafızasına kaydedilir. Örneğin verdiği gama spektrumu, analizör ekranında gözlemlenebilir veya bir bilgisayara aktarılabilir. Çok kanallı analizör (MCA), spektrum analizinin kolayca yapılabilmesine imkân veren elektronik bir sistemdir.

3.2. Sayma Sistemi



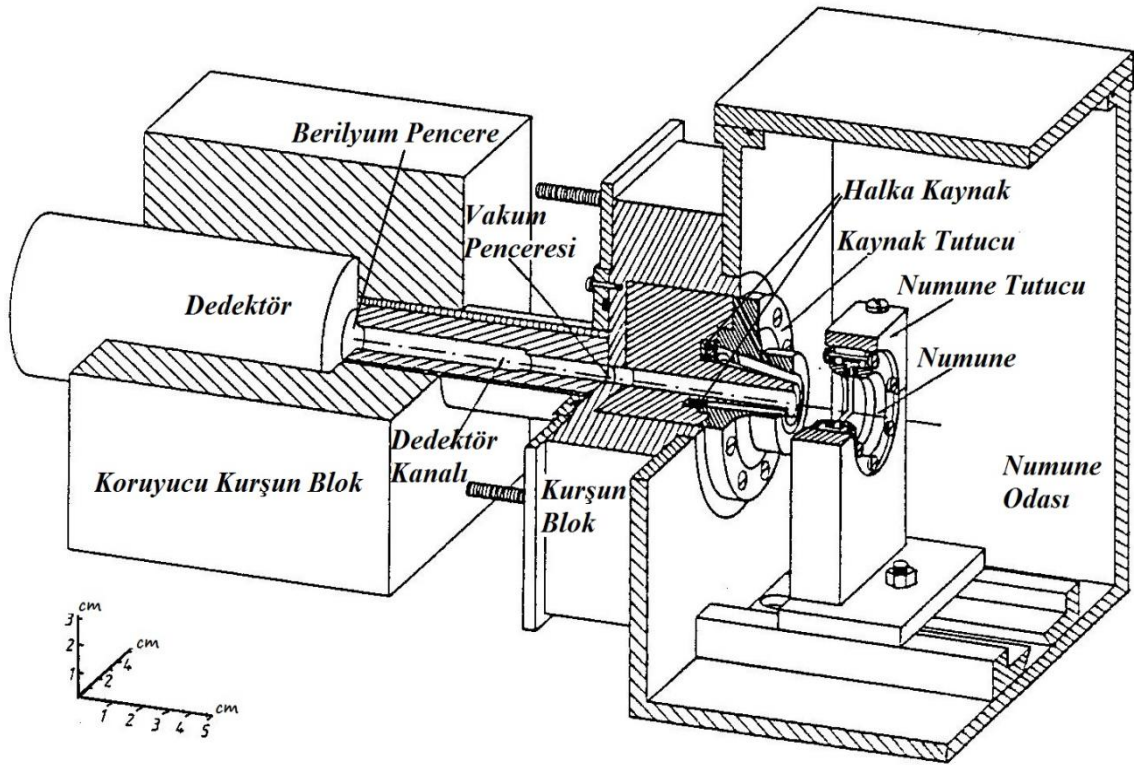
Şekil 3.2. Sayma Sisteminin şeması

Deneylerde kullanılan sayma sisteminin şeması Şekil 3.2'de görülmektedir. Bir dedektör üzerine gelen radyoaktif parçacığın dedektör ile etkileşimi neticesinde dedektörün aktif hacminde toplanan yükler, genliği gelen radyasyonun enerjisi ile orantılı bir puls elde etmek üzere elektrotlarda toplanmalıdır. Dedektöre uygulanan HV'nin oluşturduğu elektrik alan yüklerin elektrotlarda toplanmasını sağlar. Toplanan bu yük dış devreye bir

yük pulsu olarak aktarılır. Elektronik gürültüyü minimize eden ve dedektör gibi sıvı azot sıcaklığında tutulan FET preamplifier (ön yükseltici) görevi görmektedir ve görevi yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürmektir (Debertin and Helmer 1988).

Ön yükselticiden Yükselticiye (TENNELEC TC 244 Amplifier) gelen voltaj pulsunun genliği burada puls genliklerinin ayırt edilebilmesi ve detekte edilebilmesi için katlanır (0-10 V arasında bir puls genliği elde edilir). Yükseltici aynı zamanda foton enerjisi ve puls genliği arasındaki orantıyı koruyacak biçimde puls işler (Gürol 2004).

Yükselticiden ORTEC 926 model Analog Sayısal Dönüştürücüye (ADC) gelen analog sinyal sayısal sinyale dönüştürülür ve buradan Çok Kanallı Analizör (MCA) görevi yapan MAESTRO MCA Emulation programına gönderilir ve burada ölçülen spektrumlar ASCII formatında kaydedilir. Daha sonra, bu spektrumlar Matlab programında değerlendirildi.



Şekil 3.3. Compton Profile ölçme geometrisi

3.2.1.D tipi Compton Spektrometresi

Bu çalışmada D tipi Compton Spektrometresi kullanılarak ölçümler alınmıştır. D tipi Compton spektrometresi bir HPGe dedektör ve 1 Ci aktifliği olan bir Am-241 halka kaynak içerir. Numune ve kaynak Numune Odasının içerisinde yer alır (Şekil 3.3). Numune odası saçılan γ -ışınlarının dedektöre ulaşmasını temin etmek için 0,1 mm kalınlığa sahip Hostafan bir Vakum Penceresine sahiptir. Hostafan yüksek enerjili γ -ışınlarını $\sim\%100$ geçirir ve vakuma dayanıklı bir maddedir. Spektrometrenin özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir. Ölçümler sırasında havadan saçılmayı elimine etmek için Numune Odası vakumlanmıştır.

Çizelge 3.1. D Spektrometresi ile ilgili teknik veriler

241Am-halka kaynağın aktifliği	1 Ci
Halka kaynağının dış yarıçapı	17,15mm
Halka kaynağının iç yarıçapı	13,15mm
Detektör kanalının küçük çapı	10 mm
Kaynak çıkış kanalı mesafesi	21 mm
Dedektör numune mesafesi	184 mm
Saçılma açısı	168,5°
Geometrik çözünürlüğü	0,2 p_o
Compton Profilinde maksimum çözünürlük	0,585 p_o

Bu çalışmada kullanılan deney geometrisi Şekil 3.3'te görülmektedir. Geometride belirtilen noktada bulunan ^{241}Am halka kaynaktan yayınlanan 59,54 keV enerjili gama ışınları numune odasında bulunan numuneden 168,5°'de saçılan fotonlar ölçülmüştür. Spektrumlarda en iyi sonucu alabilmek için ölçüm için hazır hale getirilen her bir numune için 536400 saniye sayım yapılmıştır.

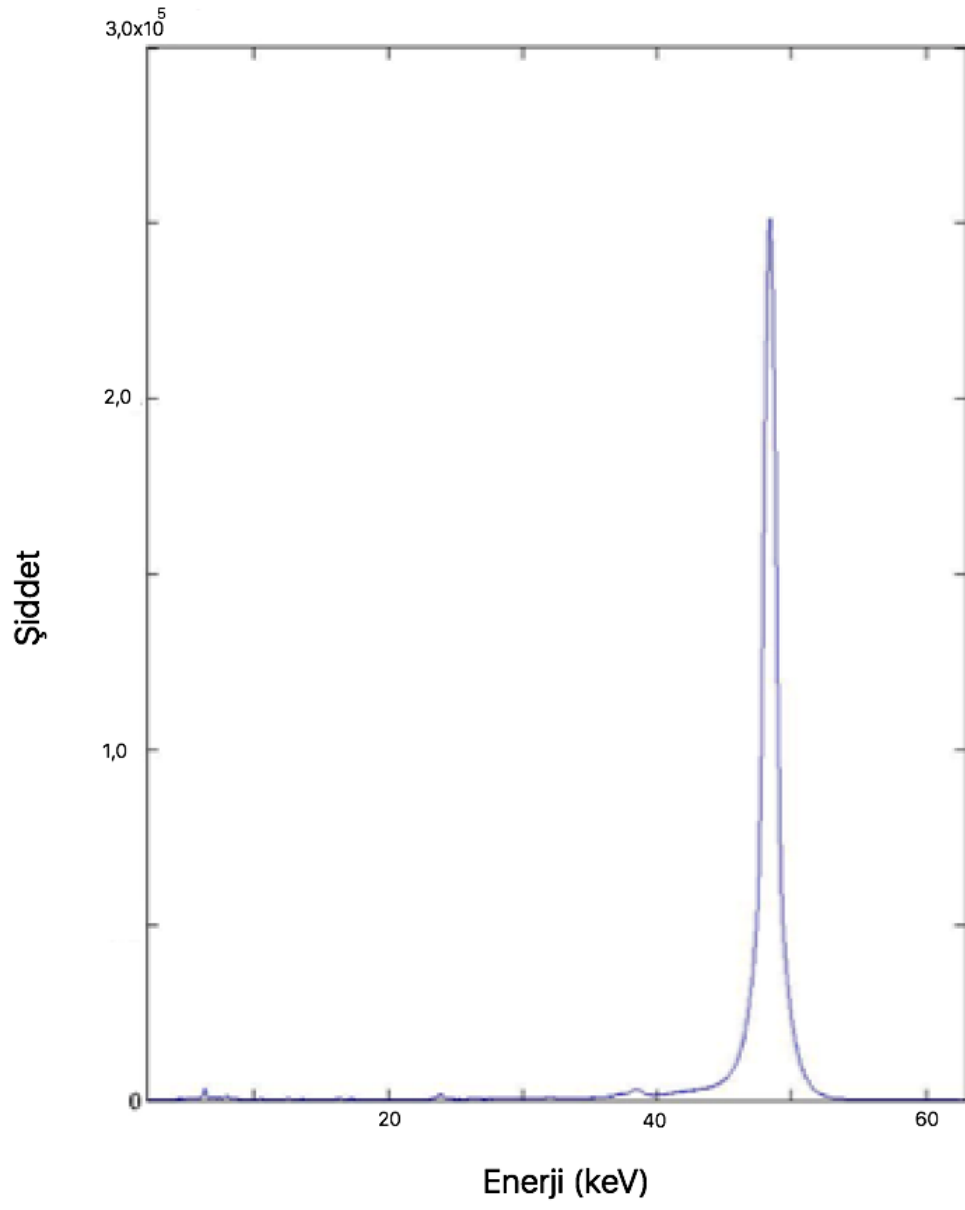
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu deneyde, Fen Fakültesi Fizik Bölümü Prof. Dr. Wolf WEYRICH Yüksek Enerji Spektroskopisi Araştırma Laboratuvarından mevcut Al (%99,99) ve Be (%99,99) foil numuneler kullanılmıştır. Bu numuneler Almanya'nın Konstanz Üniversitesinden Fizik Bölümüne hibe edilen Laboratuvar ile birlikte gelmiş olup Sigma Aldrich firmasından temin edilmiştir. Bu numuneler, numune tutucuya uygun boyutlarda tornada kesildikten sonra saf su ile yıkanıp kurutuldu ve 10^{-5} gram hassasiyetli bir terazide beş kez tartılarak kütleleri ölçüldü. Numune yarıçapları bir kumpas yardımıyla her numune için beş kez ölçüldü ve numune özellikleri Çizelge 4.1'de verildi.

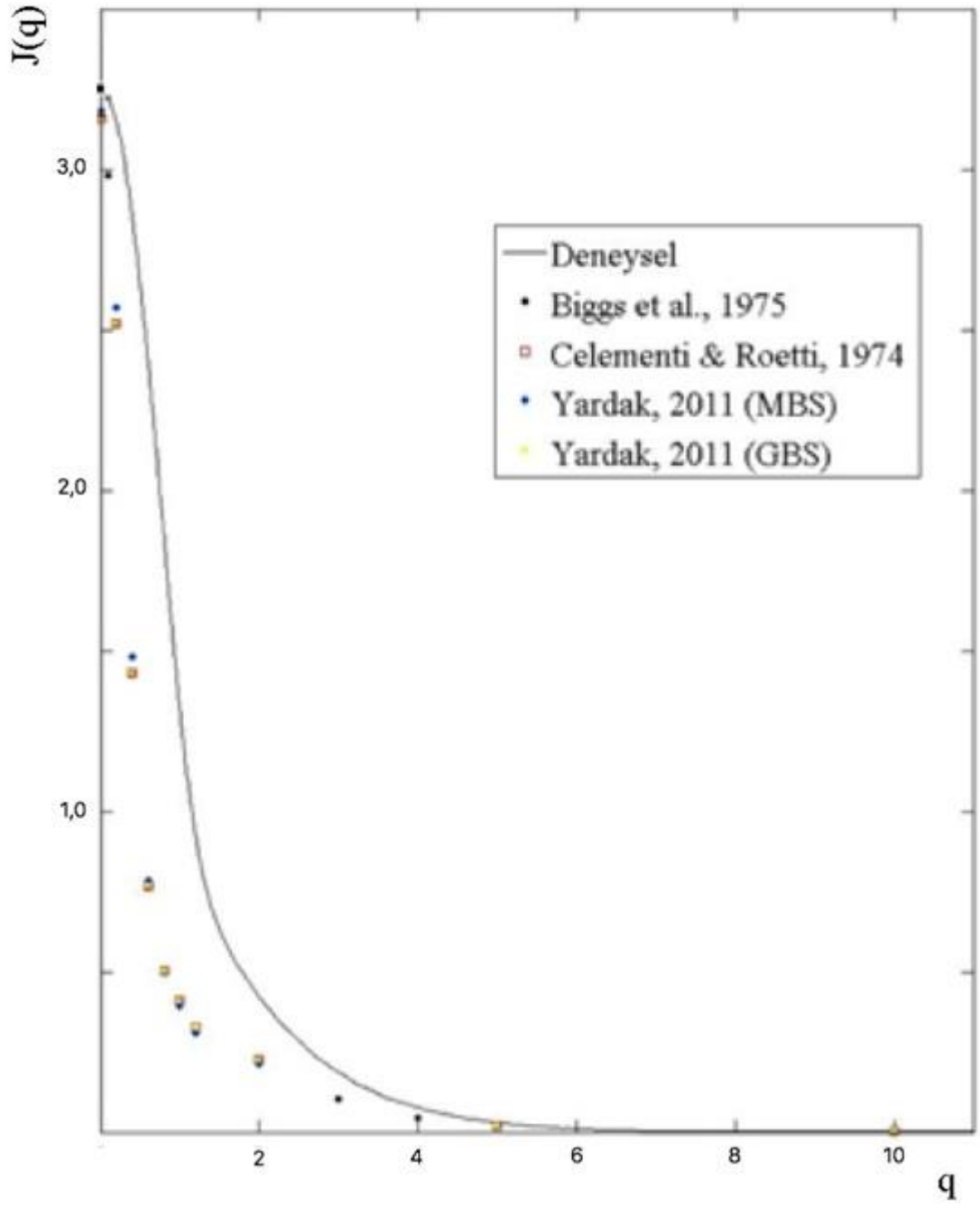
Çizelge 4.1. Deneyde kullanılan numunelerin özellikleri

Atom No	Sembol	Numune Formu	Saflığı %	Kütle kalınlığı (g/cm^2)
4	Be	Foil	99,99	$(8,79120 \pm 0,00971) \times 10^{-2}$
13	Al	Foil	99,99	$(2.5482 \pm 0,0001) \times 10^{-1}$

Be'un ölçülmüş spektrumu ve Eşitlik (2.34) kullanılarak belirlenmiş Compton Profile'leri sırasıyla Şekil 4.2 ve 4.4'te sunulmuştur. Bulunan Compton Profile'ler, Biggs (1975) tarafından HFR metodu ve Yardak (2011) tarafından GBS ve MBS kullanılarak hazırlanmış teorik Compton Profile'lerle mukayese edilmiştir.

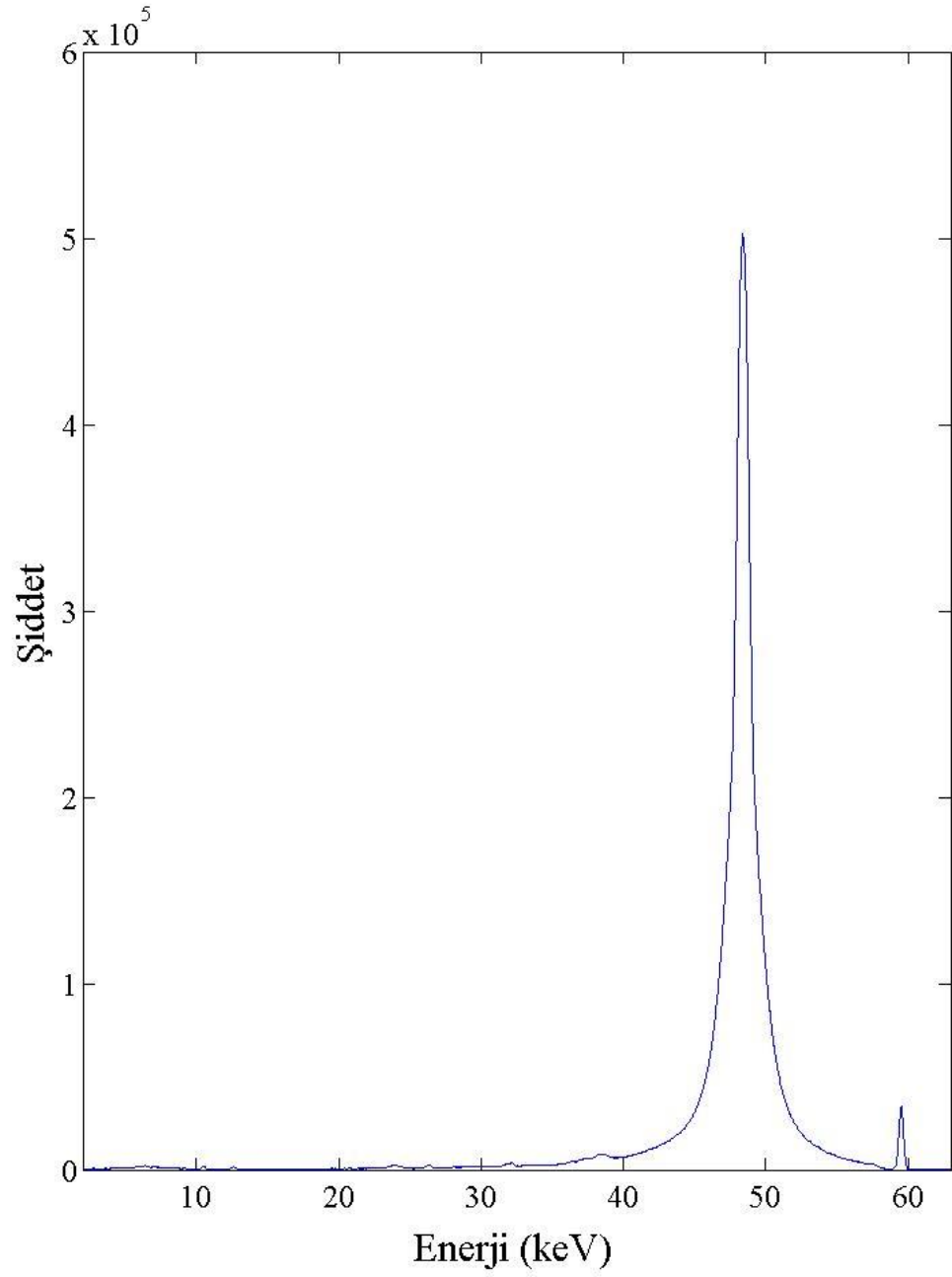


Şekil 4.1. HPGe dedektörle ölçülen Be'un net spektrumu

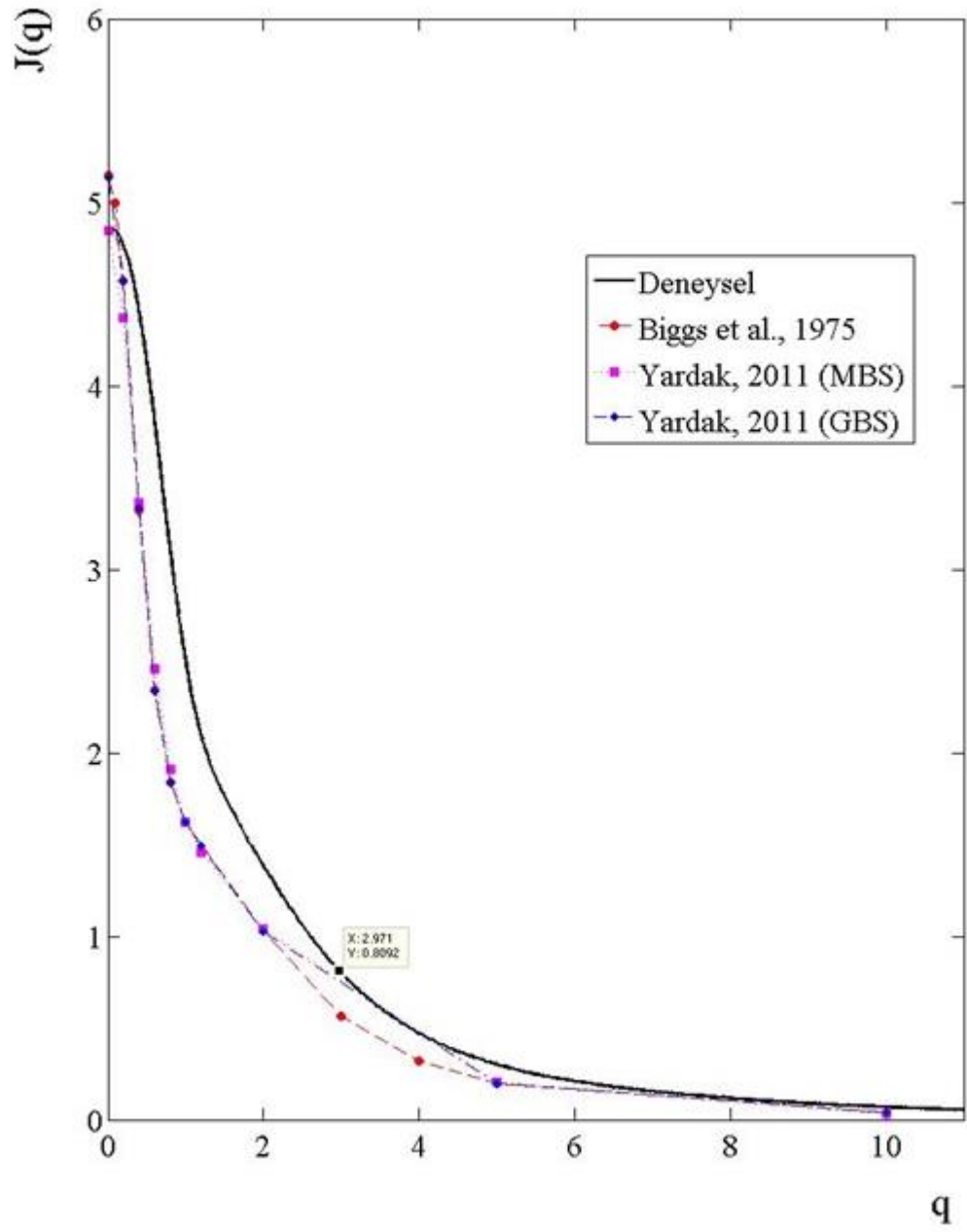


Şekil 4.2. HPGe dedektörle ölçülmüş Be Compton Profile'i

Al'un ölçülmüş spektrumu ve Eşitlik (2.34) kullanılarak belirlenmiş Compton Profilleri sırasıyla Şekil 4.3 ve 4.4'te sunulmuştur.

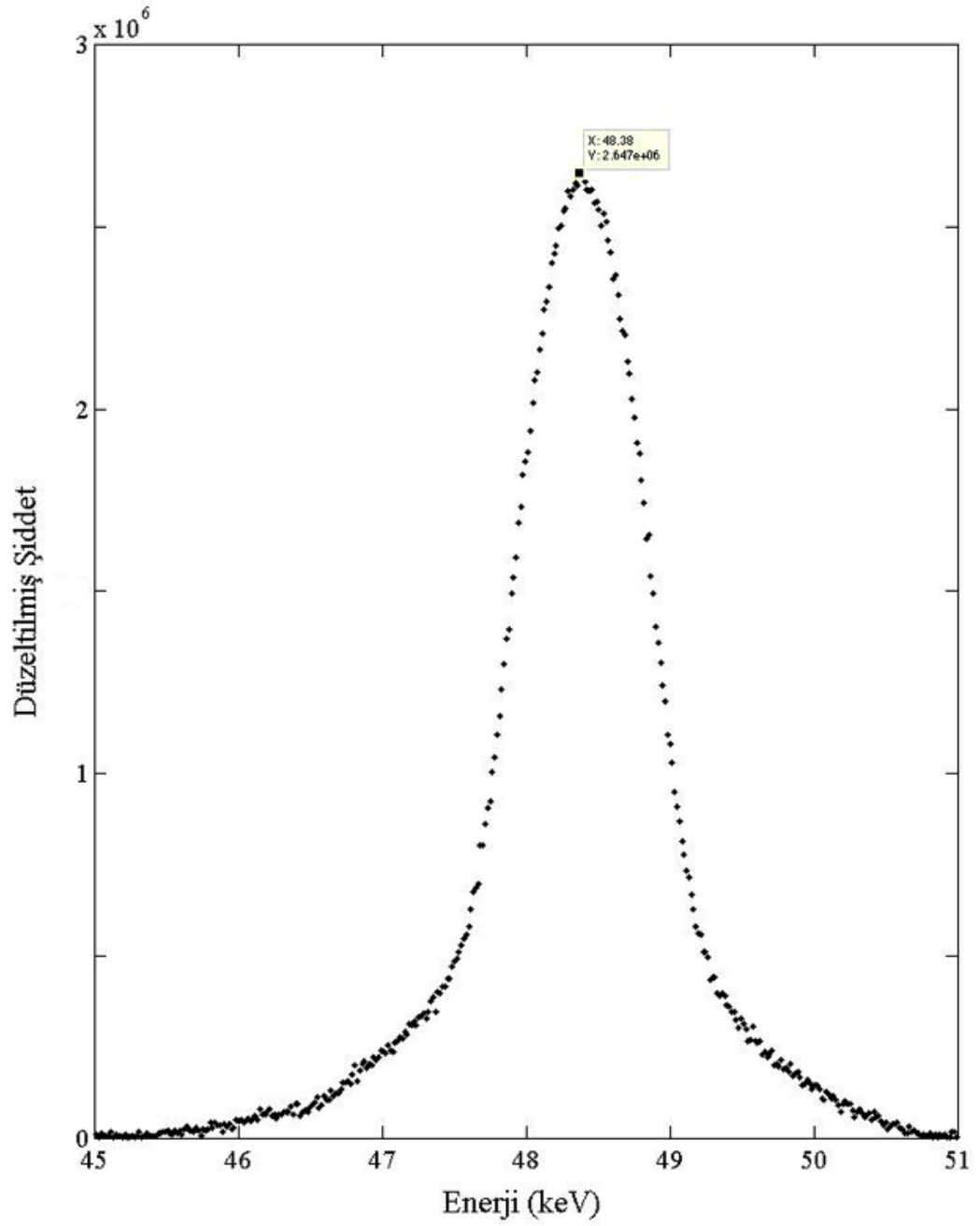


Şekil 4.3. HPGe dedektörle ölçülen Al net spektrumu

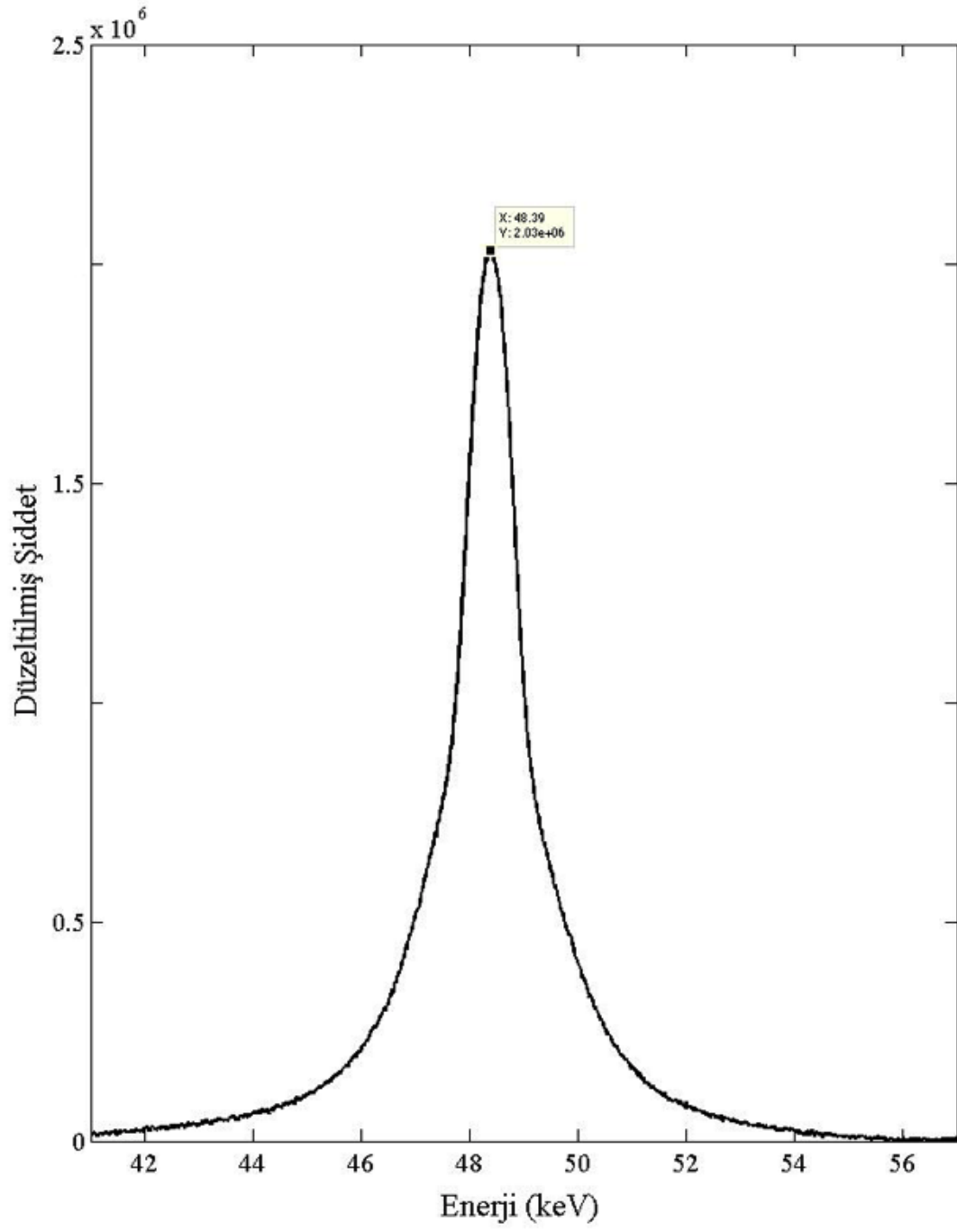


Şekil 4.4. HPGe dedektörle ölçülmüş Al Compton Profili

Gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra Be ve Al'un Compton Pikleri Şekil 4.5 ve 4.6'da sunulmuştur.



Şekil 4.5. Be'un düzeltilmiş Compton tepesi



Şekil 4.6. Al'un düzeltilmiş Compton tepesi

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, 37 GBq aktifliğe sahip bir halka ^{241}Am radyoizotop kaynağa ve 5.9 keV'de ~ 200 eV rezölasyonlu bir HPGe detektöre sahip bir Compton Spektrometresi (Model :D) ile Be ve Al'dan Compton saçılmasına uğrayan 59.537 keV enerjili fotonların spektrumları ölçülmüş ve bunlar Şekil 4.1 ve 4.3'te sunulmuştur. Saçılma açısı $\sim 168,5^\circ$ olarak ayarlanarak koherent saçılma tepesi ile Compton saçılmasına maruz kalan fotonlar birbirinden ayrılmıştır. Bu durum Compton K kıyısının koherent pikten ayrık olduğunun açıkça görüldüğü Şekil 4.3'ten anlaşılmaktadır. Elde edilen ham verilerden temel sayma çıkartıldıktan sonra Compton saçılma tesir kesiti, soğurma düzeltmeleri ve çoklu saçılma düzeltmesi yapılmıştır. Daha sonra veriler Normalize edilmiş ve buradan hareketle Compton Profile değerleri belirlenmiştir. Şekil 4.2 ve 4.3'te görülen düzeltilmiş Compton Profile değerleri normalize edildiğinde Be için 3.98 ve Al için 12.96 sabitleri elde edilmiş olup bu değerler Eşitlik (2.33)'te belirtildiği gibi elementlerin atom numaralarına hemen hemen eşittir. Bu değerler Be ve Al'un atom numaralarından gerçekten beklediğimiz gibi daha küçüktür. Bunun nedeni teoride belirtildiği gibi bütün uzay boyunca toplam alınmamış bunun yerine Profile anizotropisinden dolayı toplam q'nun 0 değerinden +10 değerine kadar alınmıştır. Bizim deneysel olarak bulduğumuz Compton Profile'lerindeki hatalar sayma istatistiğinden ($<0.1\%$), soğurma düzeltmelerinden ($<3\%$) ve relativistik Compton tesir kesiti düzeltmesi hesaplamalarından ($<1\%$) kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak Compton Profile değerlerimiz toplamda %4 hata ihtiva etmektedir.

Numune içerisinde meydana gelen çoklu saçılmalar Compton Profile ölçümleri için en büyük problemlerden biri olup biz bu çalışmada çoklu saçılmaları düzeltmek için Ashalter (1991) tarafından önerilen metodu kullandık. Bu metod ile Be ve Al için belirlenen iki parametre ile numunelerde meydana gelen çoklu saçılmalar hesaplanmaktadır. Biz Be için çoklu saçılmaların sayıma etkisinin $\sim 5\%$ ve Al için de $\sim 9\%$ olduğunu belirledik.

Enerji rezolüsyonu, kaynağın aktivitesi, dedektör verimi, berilyum pencere kalınlığı, temel sayma (background) seviyesi ve kaynak-numune-dedektör mesafesi kaynaktan gelen radyasyonun spektrumunu etkiler. Saçılma merkezlerinin (hava, numune, dedektör, kolimatör, tutucu vb.) farklı olması sol yamaçta bir kamburlaşmanın oluşmasına sebep olur.

Compton Profile hesaplamaları için yaygın bir şekilde kullanılan birçok metot vardır. Bunlardan en önemlileri Hartree-Fock-Roothaan (HFR) teorisi ve Yoğunluk Fonksiyon Teorisidir (Density Functional Theory, DFT). Bu teoriler elektronlar arası korelasyonu da hesaba katar. Bizim sonuçlarımız HFR metodunu kullanarak hesaplanan Biggs (1975), Yardak (2011) ve Celementi'nin (1974) bulduğu teorik sonuçlar ile uyum içerisinde (Şekil 4.2 ve Şekil 4.4). Diğer deneysel çalışmalar (Phillips *et al.* 1968; Currat *et al.* 1971; Manninen *et al.* 1974; Chou *et al.* 1982; Huotari *et al.* 2000; Aguiar *et al.* 2011) ile kıyasladığımız zaman deneysel sonuçlarımız daha az deneysel hata ihtiva etmekte olduğundan Compton Profillerini kullanarak elektron momentum dağılımlarını, Form faktörlerini hesaplamak için daha güvenilir deneysel değerlerdir diyebiliriz. Literatürde mevcut çalışmalarda elde edilen en iyi sayma istatistiği ~%1 civarında olup ölçülen Compton Profile'ler % 5-6 arasında belirsizlik ihtiva etmektedir.

Compton saçılması genellikle zayıf bağlı dış yörünge elektronları ile meydana gelmesine rağmen günümüzde iç yörünge elektronlarından Compton saçılmasının meydana geldiği de bilinmektedir (Williams 1977). Be ve Al'un elektron konfigürasyonları ($1s^2 2s^2$ ve $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$) dikkate alındığında Şekil 4.6'da görüldüğü gibi Al'un Compton tepesinin düşük ve yüksek enerjili bölgesinde pik tepesine simetrik olarak ani bir genişleme görülmektedir. Bu iç yörünge elektronlarından ($1s^2 2s^2 2p^6$) saçılmadan kaynaklanan bir genişlemedir. Ayrıca tepenin yüksek enerjili bölgesinde şiddetin keskin biçimde değiştiği bir bölge bulunmaktadır ki bu bölge K tabakasından Compton saçılmasının vuku bulmaya başladığı enerjiyi göstermektedir ve Compton K kıyısı olarak adlandırılır. Bu durum Al'un Compton Profilinde farklı bağlanma enerjili elektronların Compton saçılmasına katkından dolayı iki keskin değişime neden olmaktadır. Buna karşın sadece 1s ve 2s orbitallerinde

elektron bulunduran Be için sadece bir çok belirgin olmayan değişim Compton profillerinde ortaya çıkar (Şekil 4.2).

Literatürde, birçok CP çalışması bulunmasına rağmen Syncrotron kaynaklarla yapılan çalışmalar hariç uyarıcı kaynak olarak radyoizotop veya X-ışını tüpü kullanan Compton Spektrometreleri ile yapılan çalışmaların temel eksikliği CP değerlerini hesaplamak için yeterli sayma istatistiği elde etme problemidir. Syncrotron Kaynakların çalışma maliyetinin çok yüksek olması ve sınırlı çalışma zamanları CP deneylerinin yapılabilirliğini kısıtlamaktadır. Diğer yandan radyoizotop kaynaklara göre daha yüksek şiddete sahip olan X-ışını tüplerini kullanarak CP ölçümleri yapmak beraberinde sürekli x-ışınlarının varlığından ve x-ışını tüplerini çalıştırma maliyetinden dolayı sayma istatistiğinin daha da iyileştirilmesine olanak tanımamaktadır. Araştırma amaçlı üretilen radyoizotop kaynakların aktivitesi küçük olduğundan sayma istatistiğini geliştirmek zayıf şiddetli radyoizotoplarla aylar boyunca ölçüm alınmasını gerektirir. Biz çalışmamızda 1 Ci aktiviteli bir kaynak kullanarak yaklaşık 150 saatte (~6 gün) gerekli sayma istatistiğine ulaştık. Şiddetli radyoizotop kaynaklar ve farklı dizayna sahip Spektrometreler kullanılarak daha iyi istatistiğe sahip daha güvenilir CP değerleri elde edilebilir.

KAYNAKLAR

- Adams, F., Dams, R., 1970. Applied Gamma Ray Spectrometry, Pergamon Press, 14-23, Oxford, U.K.
- Aguiar, C.J., Di Rocco, H.O., Arazi, A., 2011, Experimental and Theoretical Compton Profiles of Be, C and Al, *Physica B* 406, 354–357.
- Ahmed G, Sharma Y, Ahuja B.L. 2009. Electronic Properties of PbCl_2 and PbBr_2 Using Compton Scattering Technique, *Applied Radiation and Isotopes* 67, 1050-1056.
- Ahmed, G., Dashora, A., Sharma, M., Ahuja, B.L., 2010, Compton Profiles and Electronic Structure of HgBr_2 and HgI_2 . *Applied Radiation and Isotopes*, Vol. 68., pp. 286-292.
- Ashalter T., 1991, Anisotropie des reziproken Formfaktors von Lithiumhydrid, Der Fakultät für Chemie der Universität Konstanz. (Diplomarbeit, unpublished)
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., 1999. XCOM: Photon Cross-Sections on a Personal Computer. National Bureau of Standards Report NBSIR 87-3597, XCOM version 3.1. (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>, 2014).
- Biggs, F., Mendelsohn, L. B., and Mann J. B., 1975. Hartree-Fock Compton Profiles for the Elements, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 16., 201-309
- Chang C.N., Dy, M.L., and Liu, H.F., 1995, The Directional Compton Profiles of V and Ta, Department of Physics, National Taiwan Normal University, Taipei, Taiwan.
- Chang C.N., Ngai L.K, and Li B.B., 1989. The Experimental Compton Profile of Cu, Zn, Cd, Ta, and Au, Department of Physics, National Taiwan Normal University, Taipei, Taiwan. *Chinese J. Phys.*, 27, 461-494.
- Chou M. Y., Lam P.K., and Cohen M.L., 1982, Compton Profile of Beryllium, *Phys. Rev. L*, Vol.49, No.19, pp.1452-1455.
- Compton, A.H., 1923. A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays By Light Elements, *Physical Review* Vol. 21, 483; 22, 409.
- Cooper, M. J., 1985. Compton Scattering and Electron Momentum Determination, *Rep. Prog. Phys.* Vol. 48, pp. 415-481.
- Curat R., Decicco P.D., Kaplov R., 1971. Compton Scattering and Electron Momentum Density in Beryllium, *Phys. Rev. B*, Vol.3, No.2, pp.243-251.
- Curat R., Decicco P.D., Weiss R.J. 1971. Impulse Approximation in Compton Scattering, *Phys. Rev. B* 4, 4256-61.
- Danakas S.K., Kotsis, K.T., Papanicolaou, N.I., 1998. Experimental and Theoretical Compton Profiles of Calcium at Room and High Temperature, *Phys. Stat. Solidi B* 209, pp. 81-92.
- Das, A. and Ferbel, T. 2005. Introduction to Nuclear And Particle Physics, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., USA.
- Deb, A., Saha, S.K., Guin, R., A.K., 1999. Compton Scattering Studies of the Electron Momentum Distribution in Indium Phosphide, *Radiat. Phys. Chem.*, 54, 339-348.
- Debertin, K. and Helmer, R. G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishes, New York, U.S.A., 1-100.
- Demir D., 2005. Dış Elektrik ve Manyetik Alanların Compton Saçılması ile K ve L-X Işınlının Açılal Dağılımına Etkisinin İncelenmesi. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum, 111s.

- Demir D., Şahin Y, Yıldırım M. 2006. Compton Scattering of 59,5 keV Gamma Rays from P-Si Sample in an External Electric Field, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 97, 381-387.
- Dhaka, M.S., Sharma, G., Mishra, M.C., Joshi, K.B., Kothari, R.K., Sharma, B.K., 2010. A study of electronic structure of CdSe by Compton scattering technique, *Physica B*. 405. pp. 3537–3542.
- Du Mond, J.W.M., 1929, Compton Modified Line Structure and Its Relation to the Electron Theory of Solid Bodies, *Physical Review* 33, 643-658.
- Eisenberger P. and Reed W.A., 1972. Gamma-Ray Compton Scattering, *Experimental Compton Profiles for He, N₂, Ar, and Kr*. Phys. Rev. A. Vol. 5. New Jersey.
- Eisenberger P. and Reed W.A., 1973. Gamma-Ray Compton Profiles of Copper and Nickel. New Jersey. Phys. Rev. B. Vol. 9.
- Gilmore, G., Heminway, J., 2000. *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley & Sons, New York.
- Guang, L., Xian-quan, H., 2010, Theoretical and experimental study on Compton scattering of a binary powder mixture, *Journal of Chongqing University*, Vol. 9(1): 29-34.
- Guang. L., Shang-qi. Z., Zhong, H., Shuang-kou, C., 2006, Applications of Compton Scattering, *J Chongqing Univ*, Vol. 5 No. 4
- Gürol, A., 2004. Bazı Ferromanyetik Elementler ve Bileşiklerinde X-Işını Floresans Tesir Kesitlerine Manyetik Alanın Etkisi. Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Erzurum, 108s.
- Han I, Şahin M, Demir L, Kaçal M. 2010. The Chance of Compton Scattering Depending on Tendency of Crystals, *Balkan Physics Letters* , 377-382.
- Huotari S., Hämäläinen K., Manninen S., Kaprzyk S., Bansil A., Caliebe W. 2000. Energy Dependence of Experimental Be Compton Profiles, *Phys. Rev. B*. Vol.62, 7956-7963.
- Huotari S., Hämäläinen K., Manninen S., Sternemann C., Kaprolat A., and Schülke W., Buslaps T., 2002., High-Momentum Components and Temperature Dependence of the Compton Profile of Beryllium, *Phys. Rev. B* 66, 085104.
- Joshi, R., Sahariya, J., Ahuja B.L., 2011, Compton Scattering Study and Electronic Properties of Vanadium Carbide: A Validation of Hybrid Functional, *Physica B*, 2007-12
- Khera, S., Heda, N.L., Mathur, S., Ahuja B.L., 2006, Electronic Structure of Gadolinium and Dysprosium Using Compton Scattering Technique, *Z. Naturforsch.* 61a, 299-305.
- Korun, M., 2000 Measurements of the Average Thickness of Material Using Scattered Radiation, *Appl. Radiat. Isotopes*, 52, 759-764.
- Krane, K.S, 2001. *Nükleer Fizik I*, Palme Yayıncılık (Çeviri: Şarer B.), Ankara.
- Kubo, Y., Asano, S., 1990, Magnetic Compton Profiles of Iron and Nickel, *Phys. Rev. B* 42, 4431-46.
- Laukkanen J.K., 2000, *Advanced Experimental Methods in Compton Scattering Spectroscopy*, X-Ray Laboratory Department of Physics Faculty of Science University of Helsinki, Helsinki, Finland.
- Manninen S., Hämäläinen K, Dixon M, Cooper M.J, Cardwell D.A, Buslaps T. 1999. Electronic Properties of YBa₂Cu₃O_{7-δ} and Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ Superconductors Studied by Compton Scattering Technique, *Physica C* 314, 19-26.

- Manninen, S., Paakkari, T., and Kajantie, K., 1974, Gamma ray compton profile of aluminium, *Philosophical Magazine*, Vol. 29, No.1, pp.167-178.
- Mohammed, F. M. and Mohammed, Y.K., 2006, s – d Occupancy in Iron, Department of Physics. College of Education University of Tikrit.
- Morgan, H. M., Shakeshaft, J. T., Lillicrap, S. C., 1998, Gamma-ray Backscatter for Body Composition Measurement *Appl. Radiat. Isot.* Vol. 49, No. 5/6, pp. 555-557.
- Pazirandeh, A., Azizi M., 2010, Theoretical and Experimental Analysis of Titanium Compton Profile Using ^{137}Cs , *Applied Radiation and Isotopes* 68, 1682–1686.
- Phillips W. C., 1968, X-Ray Determination of Electron Momenta in Li, Be, B, Na, Mg, Al, and LiF, *Phys. Rev. L*, Vol.171, No.3, pp.790-800.
- Rajasekaran, L., 2003, Modification of Electron Momentum Distribution in Some Reactor Shielding Materials By Compton Profile Method, Annamalai University, Department of Physics, Tamilnadu, India, Phd Thesis (Unpublished).
- Reed, W. A. and Eisenberger, P., 1972, Gamma-Ray Compton Profiles of Diamond, Silicon, and Germanium, *Phys. Rev. B*. Vol. 6, No.12, pp. 4596-4604.
- Reed, W. A., 1976, Commission on Charge, Spin and Momentum Densities. Comparison of Experimental Methods for Measuring Electron Momentum Distributions, *Acta Cryst.*, A32, 676-690
- Tanaka, Y., Chen, K.J., Bellin, C., Loupiaz, G., Fretwell, H.M., Rodrigues-Gonzalez A., Alam, M.A., Dugdale, S.B., Manuel, A.A., Shukla, A., Buslaps, T., Suortti, P., Shiotani, N., 2000, A study on the Fermi Surface of Cr by High-Resolution Compton Scattering, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* , 61, 365-367.
- Tickner, J., Roach, G., 2004, Characterisation of Coal and Minerals Using Compton Profile Analysis, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 213 pp. 507–510.
- Timms, D. N., 1989, University of Warwick, Ph.D. Thesis, Compton scattering studies of spin and momentum densities, U.K.
- Tomak, M., Singh, H., Shabrma, B.K., Mannien, S.,1985. Electron Momentum Distribution in Niobium and the Renormalised Free Atom Model, *Phys. Stat. Sol.*, B. 127, 221-225.
- Varghese, T., Balakrishna, K.M., Siddappa, K., 2003, Compton profile of Tantalum, *Pramana Journal of Physics* Vol. 60, No. 3, pp. 569–573.
- Vyas, V., Sharma, B.K., 2010, Study Of Bonding In ZnSe and CdTe By Compton Scattering Technique *Chalcogenide Letters*,7, 5, pp. 325-27.
- Weiss, R.J., 1970. Compton Profiles of B, B₄C, BN, BeO, LiF and MgO. *Philosophical Magazine*, 21:174, 1169-1173.
- Weyrich, W., 1975. The Electron Momentum Distribution in Solid Potassium Fluoride, Studied by Compton Scattering, *Berichte der Bunsengesellschaft für Phys. Chem.*, 79: 1085–1095.
- Williams, B.G., 1977. *Compton Scattering*, McGraw-Hill, New York.
- Williams, K.L., 1987. *An Introduction to X-Ray Spectrometry: X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe Analysis*, Allen & Unwin, p. 112, London, U.K.
- Yardak, B., 2011. Atomların Compton Profillerinin Hartree-Fock-Roothaan Metodu ile Hesaplanması Rize Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, Rize, s. 75.

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Bayburt'tun Gençosman köyünde doğan Muammer ZOZİK, ilkokulu Bayburt Maden İlköğretim Okulunda, liseyi Bayburt Lisesi'nde tamamladı. 2004 yılında Selçuk Üniversitesi Eğitim Fakültesi OFMA Eğitimi Bölümü Fizik Öğretmenliği Programını kazandı. 2009 yılında bu programdan mezun oldu. Aynı yıl KPSS ataması ile Bayburt Üniversitesi'ne memur olarak atandı. Ocak 2010 tarihinde Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Atom ve Molekül Fiziği alanında Yüksek Lisans öğrenimine başladı. 2010-2011 tarihlerinde yedek subay olarak askerlik görevini yaptıktan sonra eğitimine devam etti. Halen bu üniversitede öğrenimini sürdürmekte ve Bayburt Üniversitesi'ndeki görevine devam etmektedir.