

**CdTe DEDEKTÖRÜN 13-1333 keV ENERJİ ARALIĞINDA
DEDEKSİYON VERİMİNİN BELİRLENMESİ**

Pınar ÖNDER

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. Demet DEMİR

2009

Her Hakkı Saklıdır

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

CdTe DEDEKTÖRÜN 13-1333 keV ENERJİ ARALIĞINDA
DEDEKSİYON VERİMİNİN BELİRLENMESİ

Pınar ÖNDER

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

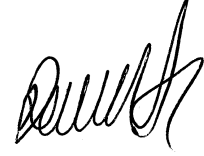
2009

Her Hakkı Saklıdır

Doç. Dr. Demet DEMİR danışmanlığında, Pınar ÖNDER tarafından hazırlanan bu çalışma 06/08/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Doç. Dr. Demet DEMİR

İmza:



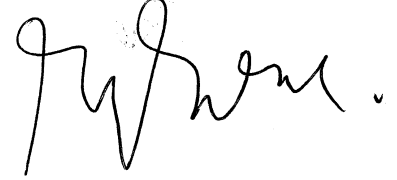
Üye: Doç. Dr. Ali GÜROL

İmza:



Üye: Yrd. Doç. Dr. Müdahir ÖZGÜL

İmza:



Yukarıdaki sonucu onaylarım

(imza)

Prof. Dr. Ömer AKBULUT

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

CdTe DEDEKTÖRÜN 13-1333 keV ENERJİ ARALIĞINDA DEDEKSİYON VERİMİNİN BELİRLENMESİ

Pınar ÖNDER

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Demet DEMİR

Bu çalışmada, dedektör hassasiyeti, temelde iki parametreye; enerji çözme gücü ve dedeksiyon verimine bağlı olduğundan, belirli bir enerji aralığında CdTe dedektörün spektroskopik özellikleri incelenmiştir. Bu amaçla, radyoaktif disk kaynaklar kullanılarak bir $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ CdTe dedektörle elde edilen gama spektrumlarının analizinden, enerji çözme gücü (yarı yükseklikteki tam genişlik, FWHM cinsinden) ve pik biçimleri (pik-vadi oranı, P/V cinsinden) belirlenmiştir. CdTe dedektörünün disk kaynak geometrisindeki dedeksiyon verimi, 13-1333 keV enerji aralığında ölçülmüştür. ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{137}Cs ve ^{241}Am radyoaktif kaynakları uyarıcı olarak kullanılmıştır. Bu çalışmada, CdTe dedektörün 500 keV'in altında maksimum verimde olduğu gözlemlenmiştir. Ayrıca, sistemin enerji çözme gücünün, düşük enerjilerde daha iyi olduğu, yüksek enerjilere gidildikçe bozulduğu belirlenmiştir.

2009, 69 Sayfa

Anahtar Kelimeler: CdTe Dedektör, Radyoaktif Kaynak, Dedeksiyon Verimi, Enerji Çözme Gücü.

ABSTRACT

Ms Thesis

THE DETECTION EFFICIENCY DETERMINATION FOR CdTe DETECTOR IN THE 13KEV TO 1333 KEV ENERGY RANGE

Pınar ÖNDER

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

Supervisor: Doç. Dr. Demet DEMİR

The present study is concerned with the measurement of the spectroscopic properties of the CdTe detectors in a particular energy range since its sensitivity depends mainly on two parameters: energy resolution and detection efficiency. Thus, the energy resolution (in terms of FWHM) and the peak shape (in terms of peak-to-valley (P/V) ratio) were determined from the gamma-ray spectra measured with a 3x3x1 mm³ CdTe detector using radioactive disk sources. It was measured the detection efficiency of CdTe detector in the range of 13-1333 keV energy for a disc source geometry. ²²Na, ⁵⁴Mn, ⁵⁷Co, ⁶⁰Co, ¹⁰⁹Cd, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs and ²⁴¹Am sources were used to excite the samples. In the study, it was determined that CdTe detector has maximum efficiency below 500 keV. In addition, it was determined that energy resolution of the system is better in low energy and goes bad while the energy increase.

2009, 69 pages

Keywords: CdTe Detector, Radioactive Source, Detection Efficiency, Energy Resolution.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde hazırlanmıştır. Çalışmalarım süresince her türlü desteğini ve sabrını benden esirgemeyen çok kıymetli hocam Sayın Doç. Dr. Demet DEMİR'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca tecrübe ve yardımlarını esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Yusuf ŞAHİN'e teşekkür ederim.

Ayrıca çalışmalarım ve tüm hayatım boyunca görmüş olduğum destek ve teşviklerinden dolayı çok değerli aileme, eniştem Dr. A. Gani TATAR'a, ablam Dr. Arzu TATAR'a ve kardeşim Burcu EROĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Pınar ÖNDER

Temmuz 2009

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	5
2.1. Gama ve X-Işınlarnın Maddeyle Etkileşmeleri.....	5
2.2. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması.....	6
2.3. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması.....	8
2.3.1. Koherent saçılma.....	8
2.3.2. İnkohherent saçılma.....	9
2.4. Radyoaktif Bozunma Kanunu.....	11
2.5. Radyoaktiflik Birimleri.....	13
2.6. Nükleer Enerji Seviyesi.....	14
2.7. Nükleer Bağlanma Enerjileri.....	15
2.8. Radyoaktif Bozunma Çeşitleri ve Bozunmada Rastlanan Bazı Olaylar	16
2.8.1. Alfa (α) bozunması.....	16
2.8.2. İzobarik bozunma.....	17
2.8.2.a. Beta bozunması (β^-).....	17
2.8.2.b. Beta parçacığının iyonizasyonu ve girici gücü.....	18
2.8.2.c. Pozitron bozunması (β^+).....	19
2.8.3. Elektron yakalama olayı (EC).....	20
2.8.4. İzomerik geçiş (IT).....	20
2.8.5. İç dönüşüm (Internal Conversion) olayı.....	21
3. MATERYAL ve YÖNTEM	22
3.1. CdTe Dedektörlerinin Çalışma Prensipleri.....	22
3.1.1. Yarıiletken dedektör dizayn kriterleri.....	24

3.1.2. Sayma sistemi.....	27
3.1.3. Yüksek voltaj kaynağı.....	31
3.1.4. Ön yükseltici.....	31
3.1.5. Yükseltici.....	31
3.1.6. Analog sayısal dönüştürücü.....	32
3.1.7. Çok kanallı analizör (MCA).....	32
3.2. Radyoaktif Kaynaklar.....	33
3.3. CdTe Dedektörün Spektroskopik Özellikleri.....	40
3.3.1. Verim eğrisi.....	40
3.3.2. Enerji çözme gücü (FWHM).....	44
3.3.3. Asimetri indeksi.....	47
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	49
4.1. CdTe Dedektörün Spektroskopik Özellikleri	49
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	61
KAYNAKLAR.....	66
ÖZGEÇMİŞ.....	70

SİMGELER DİZİNİ

A	Aktiflik
ADC	Analog sayısal dönüştürücü (Analog Digital Converter)
α	Alfa parçacığı
β	Beta parçacığı
c	Işık hızı
C_m	Numune içinde m . elementin ağırlık kesri
D	Dedetörde dedekte edilen foton sayısı
t	Kalınlık
DSP	Dijital sinyal proses
$d\sigma_{KN}(\theta)/d\Omega$	Klein-Nishina tesir kesiti
dt	Sonsuz küçük kalınlık
E_0	Gelen foton enerjisi
E	Saçılan foton enerjisi
e	Elektronun yükü
EC	Elektron yakalama
ε	Dedektör verimi
G	Geometri çarpanı
h	Planck sabiti
$\hbar$	2π 'ye bölünmüş Planck sabiti
I_0	Monokromatik paralel X-ışını veya γ -ışını demetinin şiddeti
I	Gama ışınlarının numuneden geçtikten sonraki şiddeti
$T=I/I_0$	Gama ışınlarının geçme ihtimali
K_e	Compton olayında geri tepen elektronun kinetik enerjisi
ψ	Elektronlardan saçılan radyasyonun saçılma açısı
λ	Dalgaboyu
λ_c	Compton dalgaboyu
$\Delta\lambda$	Compton kayması
λ_{radyum}	Radyum elementinin bozunma sabiti
m	Atomik kütle

MCA	Çok kanallı analizör (Multi Channel Analyzer)
m_0	Elektronun durgun kütlesi
μ	Numunenin lineer azaltma katsayısı
μ_m	Kütle azaltma katsayısı
μ_t	Toplam azaltma katsayısı
μ/ρ	Kütle azaltma katsayısı
N	Foton sayısı
NaI	Sodyumiyodür kristali
NaI (Tl)	Talyum aktifli sodyumiyodür dedektörü
ρ_e	Yük yoğunluğu
t	g/cm ² cinsinden kalınlık
$t_{1/2}$	Yarıömür
XRF	X-ışını flöresans

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. X-ışınlarının soğurulması.....	7
Şekil 2.2. Compton saçılması.....	10
Şekil 2.3. ^{14}C 'un β^- bozunması ile ^{14}N 'e dönüşümü.....	18
Şekil 2.4. $^{99\text{m}}\text{Tc}$ için izomerik geçiş.....	21
Şekil 3.1. Yaygın CdTe dedektörlerinin ideal geometrileri.....	23
Şekil 3.2. Puls modu yarıiletken dedektörlerinin çalışma prensibi.....	25
Şekil 3.3. CdTe dedektör.....	28
Şekil 3.4. Sayma sistemi.....	29
Şekil 3.5. PX4 sayma sistemi	30
Şekil 3.6. ^{241}Am radyoizotopunun bozunma şeması.....	34
Şekil 3.7. ^{109}Cd radyoizotopunun bozunma şeması	35
Şekil 3.8. ^{57}Co radyoizotopunun bozunma şeması.....	36
Şekil 3.9. ^{133}Ba radyoizotopunun bozunma şeması.....	37
Şekil 3.10. ^{22}Na radyoizotopunun bozunma şeması.....	38
Şekil 3.11. ^{137}Cs radyoizotopunun bozunma şeması.....	38
Şekil 3.12. ^{54}Mn radyoizotopunun bozunma şeması.....	39
Şekil 3.13. ^{60}Co radyoizotopunun bozunma şeması.....	39
Şekil 3.14. Puls ve pik.....	45
Şekil 3.15. Pik merkezi, FWHM ve asimetri indeksi.....	48
Şekil 4.1. Deney düzeneği.....	50
Şekil 4.2. ^{241}Am radyoaktif kaynağın spektrumu.....	57
Şekil 4.3. ^{109}Cd radyoaktif kaynağın spektrumu.....	57
Şekil 4.4. ^{57}Co radyoaktif kaynağın spektrumu.....	58
Şekil 4.5. ^{133}Ba radyoaktif kaynağın spektrumu.....	58
Şekil 4.6. ^{22}Na radyoaktif kaynağın spektrumu.....	59
Şekil 4.7. ^{137}Cs radyoaktif kaynağın spektrumu.....	59
Şekil 4.8. ^{54}Mn radyoaktif kaynağın spektrumu.....	60
Şekil 4.9. ^{60}Co radyoaktif kaynağın spektrumu.....	60
Şekil 5.1. CdTe dedektörünün enerji çözme gücü.....	63

Şekil 5.2. CdTe dedektörün verimi.....	64
--	----

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. CdTe dedektörünün karakteristik özellikleri.....	28
Çizelge 3.2. Radyoaktif kaynaklarının aktiviteleri.....	43
Çizelge 3.3. Radyoaktif kaynaklarının çeşitli enerjilerinin toplam emisyon ihtimalleri.....	43
Çizelge 4.1. CdTe dedektörün spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi için hazırlanan deney geometrisine ait bazı büyüklükler.....	49
Çizelge 4.2. 13,8-1333 keV enerjili koherent tepelerin altında kalan alanlar	51
Çizelge 4.3. CdTe dedektörün 13,8-1333 keV enerji aralığındaki çözme gücü (FWHM)	52
Çizelge 4.4. CdTe dedektörün 13,8-1333 keV enerji aralığındaki pik/vadi oranları	53
Çizelge 4.5. Atmosferde bulunan gaz çeşitleri ve miktarları.....	53
Çizelge 4.6. Atmosferin çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı değerleri.....	54
Çizelge 4.7. Berilyumun çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı.....	55
Çizelge 4.8. CdTe kristalinin çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı.....	56

1.GİRİŞ

Günümüzde, medikal görüntülemelerde ve nükleer spektroskopide uygulamalarında X-ışını veya gama ışını dedeksiyonu için yüksek verimli ve yüksek çözme güçlü sintilatörlere veya yarı iletken dedektörlere gereksinim duyulmaktadır. Ancak bu iki temel parametreyi aynı anda istenilen düzeyde sağlayan bir dedektör uygulaması henüz mevcut değildir. CdTe, HPGe ve NaI(Tl) dedektör tiplerinin her birisi bireysel uygulamalar için dedektörü uygun yapan kendi özelliklerine sahiptir (Perez-Andujar and Pibidab 2004). Örneğin NaI(Tl); CdTe dedektörleri gibi oda sıcaklığında çalışır ve bu yüzden özellikle alan ölçümleri için uygundur (Lachish 1998). NaI(Tl) dedektörleri HPGe ve CdTe dedektör ile mukayese edildiğinde daha yüksek verime sahiptir. Soğutulma zorunluluğuna rağmen, HPGe dedektörü yüksek enerji çözünürlüğünden dolayı şüpheli nüklid tanımlamaları için en iyi dedektördür. (Kleinknecht 1986; Derbertin and Helmer 1988; Choppin *et al.* 1995; Gilmore and Heminway 2000). Bu nedenle, uygulama gereksinimine göre yeni tip dedektörlerin geliştirilme çalışmaları hızla devam etmektedir (Scheiber and Giakos 2001).

Nükleer tıp, nükleer atık-yakıt karakterizasyonu ile nükleer materyallerin belirlenmesinde kullanılan ve gama ışını soğurma katsayısı, enerji ve uzaysal çözünürlüğünü yüksek olan CdTe dedektörler özellikleri, kararlılıkları ve düşük maliyetli olması bakımından son yıllarda NaI sintilatör teknolojisine dayanan gama ışını dedektörlere göre tercih edilebilir bir hale gelmiştir (Schulman 2003; Abbene *et al.* 2007). Sintilatör-fotoçoğaltıcı sisteminin yerine önerilmiş olan CdTe yarı iletken dedektörlerinin sintilatörlere göre önemli avantajları vardır.

Çağımızın nükleer tıp izlemesinde insan damarlarına enjekte edilen radyoaktif izleyicilerin yaydığı gama ışınları, fotoçoğaltıcı tüplerine bağlı olan NaI sintilatörlerden oluşan gama kameralar ile dedekte edilir. Sintilatör teknolojisine dayanan gama kameralar, 3-6 mm'lik uzaysal çözünürlüğe sahiptirler. CdZnTe dedektörlerin uzaysal çözünürlükleri ise 0,2-0,4 mm aralığında olup CMOS mikrocip fabrikasyonunda

kullanılan teknoloji uygulanarak dedektörlerin metal elektrotları piksel şeklinde üretilip uzaysal çözünürlükleri mm altı mertebesine getirilebilir (Arlt *et al.* 2001) ve NaI(Tl) dedektörlerden yaklaşık 10-15 kat daha iyidir (Brunet *et al.* 2001; Spartiotis *et al.* 2004). Özellikle NaI(Tl) sintilatörlü gama kameralara kıyasla, CdTe yarı iletken dedektörlerin kullanımı, medikal görüntüleme için sensör kalınlığı azaldıkça artan uzaysal çözünürlüğü nedeniyle de yaygınlaşmaktadır.

NaI(Tl) sintilatörlerin enerji çözme gücü ise ^{137}Cs izotopunun 661,6 keV gama ışını piki için $\% \sim 9-11$ (FWHM = 60-70 keV) civarındadır, ancak bu çözünürlük tıpta sıkça kullanılan $^{99\text{m}}\text{Tc}$ izotopun 140,5 keV'lik gama ışını piki için FWHM ~ 15 keV olarak elde edilebilir. Sintilatörlü gama kameralarının enerji çözünürlüğünün düşük olmasının yanı sıra, bu kameralarla elde edilen görüntü kontrastı, fotoelektrik etkiyle soğurulan gama ışınlarından zor ayrılabilen fotopike yakın Compton platosundan, fotopikin nicel sayım değerlerinin etkilenmesiyle azalır (Schulman 2003). Mevcut teknolojiye göre, CdZnTe dedektörlerin enerji çözme güçleri, bazı karakteristiklerine göre küçük farklılıklar göstermekle birlikte, ^{137}Cs izotopunun 661,6 keV gama ışını piki için $\% \sim 2,5-4$ (FWHM = 16-26 keV) değerlerine kadar inebilmektedir (Owens *et al.* 2006; eV Products Inc 2007). $^{99\text{m}}\text{Tc}$ izotopunun 140,5 keV'lik enerjisi referans pik aralığında ise, $\% \sim 3,4$ (FWHM = 4~6 keV)'dür (Eisen *et al.* 1999). Saf bir CdTe kristalinden, 140 keV'lik gama ışınları için fotoelektrik gama soğurma katsayısı $0,718 \text{ cm}^2/\text{g}$ ve yoğunluğu $6,2 \text{ g/cm}^3$ olan bir kaç mm kalınlığında verimli bir gama dedektörü oluşturabilir. Bundan başka gelişmiş CdTe dedektörlerinin gama enerji çözünürlüğü 140,5 keV'lik enerjide $\% 5$ 'e kadar indirilebildiği gösterilmiştir (Saito *et al.* 2004). CdZnTe dedektörlerin enerji çözme güçleri, NaI(Tl) sintilatörlere kıyasla 2-3 kat daha iyidir (Scheiber and Giakos 2001).

Si ve Ge dedektörlerinin mükemmel enerji çözünürlüklerine rağmen bunların düşük dedeksiyon verimi ve ikincil X-ışını kaçaklarından dolayı ölçülen X-ışını spektrumunda çeşitli bozulmalar görülebilir (Fewel and Shuping 1977; Aoki and Koyama 1989). Ayrıca Si(Li) veya HpGe yanileken dedektörlerin sıvı azotla soğutulmasından ve fotoçoğaltıcı tüplerin nispeten büyük hacminden dolayı onların taşınabilirliği sınırlıdır

(Du *et al.* 2001). Gama ışını spektroskopik analizler yüksek saflıkta Ge dedektörlerin kullanılmasıyla yapılır. Nükleer madde güvenliği ile fakirleştirilmiş (depleted) veya zenginleştirilmiş (enriched) uranyumun, plütonyumun ve aktivasyon/fisyon ürünleri içeren kullanılmış nükleer yakıtların denetiminde yüksek çözme güçlü Ge dedektörlü X veya gama ışını spektroskopisi rutin olarak kullanılmaktadır (Abbas *et al.* 1998; Berlizov *et al.* 2007; Yücel 2007). Ancak bu dedektörlerin -196 °C sıvı azot sıcaklığında soğutulması gereği, nükleer sayma sistemlerinin boyutlarının büyük olmasına neden olur. Bu ise dedektör sisteminin taşınabilmesinden daha çok uygulamada hem sıvı azot temini, hem de dar alanlarda Ge dedektör kullanımı için önemli bir sorun oluşturmaktadır. Si ve Ge dedektörlerle kıyaslandığında büyük etkin atom numarasına ($Z = 50$) ve band genişliğine ($E_g = 1,47$ eV) sahip olduklarından CdTe dedektörlerin yüksek kuantum verimle oda sıcaklığında çalışması mümkündür (Abbene *et al.* 2007). CdTe dedektörler ile oda sıcaklığında yüksek enerjide yüksek rezolüsyon sağlanabilmektedir. Krmar *et al.* (2006) X-ışını spektroskopisinde CdZnTe ve CdTe dedektörlerle elde edilen spektrumları, HPGe dedektörlerle elde edilen spektrumlarla, verime getirilen küçük düzeltmelerle karşılaştırdılar.

CdTe dedektörde sinyal yük taşıyıcılarının (özellikle hollerin) yaşam süresi kısa olduğundan, dedektör kristalinden toplanabilen sinyal yük miktarı gama ışınının etkileşim noktasının derinliğine bağlıdır ve dolayısıyla dedektörün enerji çözünürlüğü ideal değerden düşüktür. Ayrıca, gama ışını etkileşmesinde oluşan sinyal yükü difüzyon sebebiyle yayıldığı için dedektörün uzaysal çözünürlüğü sınırlıdır (Jahnke and Matz 1999).

CdTe dedektörlerde bir elektron-hol çifti oluşturmak için gerekli olan enerji 4,43 eV'dur. Dedektörün gelen ışınımı soğurma ve bir elektron-hol çifti oluşturma ihtimali CdTe kristalinin kalınlığının artmasıyla artar. CdTe dedektöre, elektron-hol çiftlerinin toplanmasını sağlamak için 1500 V'luk bir besleme potansiyelinin uygulanması gerekir. Bu potansiyel oda sıcaklığı için oldukça yüksek bir potansiyeldir. Dedektörde oluşacak sızıntı akımları, hem kristalin hem de yükselticinin termoelektrik soğutulmasıyla önemli derecede azaltılır. Termoelektrik soğutma ile gürültü de azaltılmış olur.

Dedektör verimi veya dedektörün kuantum verimi, mutlak ve bağıl verim olarak iki şekilde belirlenebilir. Dedektör üzerine gelen fotonların sayılarının tam olarak bilinmesi ile belirlenen verime mutlak verim denilmektedir. Bağıl verim ise, şiddeti ve deney geometrisi bilinen kaynaklar veya referans numuneler kullanılarak bulunur. Nükleer spektroskopi çalışmalarda kullanılan dedektörlerin her birinin kendilerine has verimleri (efficiency) vardır. Ayrıca bir dedektörün verimi ortamdan ortama ve zaman geçtikçe değişebilir. Younis *et al.* (1998) tarafından disk kaynak kullanılarak NaI dedektörün toplam verimi hesaplanmıştır. Yine dedektör verimlerinden olan mutlak verim ve bağıl verim eğrileri, simülasyon yöntemi ile belirlenmiştir (Byun *et al.* 2004). NaI dedektörün fotopik verimi, Perry *et al.* (2003) tarafından Monte Carlo simülasyonu ile belirlenmiştir. Abbas *et al.* (2006) tarafından silindirik HPGe dedektörün ve NaI dedektörün fotopik verimleri teorik olarak ele alınmıştır ve HPGe dedektörü için fotopik verim eğrileri elde edilmiştir. CdTe dedektörün enerji rezolüsyonu NaI dedektörden yüksek, verimi NaI ve HPGe dedektörden düşüktür

Bu çalışmada, CdTe dedektörlerin hassasiyetinin, temelde iki parametreye; enerji çözme gücüne ve dedeksiyon verimine (mutlak veya fotopik verimi) bağlı olmasından dolayı, ilgilenilen bir enerji aralığında (13-1333 keV) dedektörün spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Bunun için, radyoaktif disk kaynak geometrisinde, bir $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ CdTe dedektörle elde edilen gama spektrumlarının analizi yapılarak enerji çözme gücü (FWHM cinsinden) ölçülmüş ve pik biçimleri (pik-vadi oranı, P/V cinsinden) incelenmiştir. ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{137}Cs ve ^{241}Am radyoaktif kaynaklarının ilgilenilen enerji aralığında (13-1333 keV) gama ışını enerjileri kullanılarak CdTe dedektörün verim eğrisi belirlenmiştir. Ölçülen verim değerlerinden enerjiye bağlı fotopik verim eğrisinin değişimi, yarı-ampirik bağıntılar öngörülerek incelenmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Gama Işınlarnının Madde ile Etkileşmeleri

Gama ışınları elektrik ve manyetik alandan etkilenmeyen, yüksek girme gücüne sahip çok kısa dalgaboylu (10^{-14} - 10^{-10} m) elektromanyetik dalgalarıdır. Bir çekirdeğin herhangi bir nedenle örneğin bir α (alfa) veya bir β (beta) parçacığı yayınlayarak bozunması ya da dışardan bir parçacık veya fotonla bombardıman edilmesi genellikle çekirdeği uyarılmış bir duruma getirir ve çekirdek daha düşük enerjili bir duruma geçerken aradaki enerji farkına çok yakın bir enerji paketini bir gama ışını olarak yayınlayabilir.

Maddeyle gama ışınlarının etkileşmesi, ya tam bir soğurulma ya da saçılma şeklinde olur. Elektromanyetik radyasyonun (fotonların),

- i. bağlı atomik elektronlar ile,
- ii. serbest elektronlar ile,
- iii. çekirdek ile (sadece nükleonlarla veya bütün çekirdekle)

etkileştiğini söyleyebiliriz. Bu etkileşmeler aşağıdaki üç olaydan birine neden olmaktadır:

1. Fotoelektrik olay,
2. Saçılma (Koherent saçılma ve İnkoherent saçılma),
3. Çift oluşum.

10 MeV'e kadar olan enerjilerde etkileşmelerin çoğunluğu aşağıdaki olaylardan birisi ile sonuçlanır:

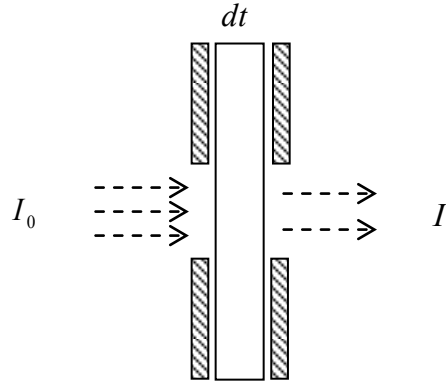
1. Düşük enerjilerde ($\sim 0,01$ MeV'den $\sim 0,5$ MeV'e kadar) fotoelektrik olay baskındır. Bir foton bağlı bir elektrona bütün enerjisini verir. Elektron bu enerjinin bir kısmını atomla olan bağını koparmada kullanırken geriye kalan kısmı ise elektrona kinetik enerji olarak aktarılır (yayınlayıcı atomun geri tepme enerjisi küçük olduğundan burada ihmal edilebilir).

2. Foton serbest ya da serbest olarak kabul edilebilecek bir elektrondan enerji kaybederek farklı bir doğrultuda saçılır. Bu olay; foton, elektronun bağlanma enerjisinden çok büyük enerjiye sahip ise ve elektron serbest ve durgun kabul edilebilirse meydana gelir.

3. Gelen fotonun enerjisi $1,022$ MeV'den daha büyükse çift oluşumu baskın olur. Yüklü bir parçacık veya foton, bir elektronun ve bir pozitronun durgun kütle enerjilerinin toplamına ($2m_0c^2 = 1,022$ MeV) eşit bir kinetik enerjiye sahip olursa bir elektron pozitron çifti oluşabilir.

2.2. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması

Gama ışınları demeti ince bir tabakadan geçirildiğinde absorpsiyon ve saçılma sonucunda ışının şiddeti veya gücünde azalma meydana gelir. Bir elementin absorpsiyon spektrumu basittir ve elementin karakteristiği olan belli dalgalı boylarında piklerden oluşur. Şekil 2.1'de görüldüğü gibi, dt kalınlığındaki bir madde üzerine gelen demetin şiddeti maddeyi geçtikten sonra azalacaktır. Bu azalma $-dI_0 = I_{geçen} - I_{gelen} = I - I_0 < 0$ şeklinde gösterilebilir. Burada dI_0 kendi başına pozitif bir nicelik olup önündeki işaretin negatifliği gelen şuanın şiddetindeki azalmayı gösterir.



Şekil 2.1. X-ışınlarının soğurulması.

Bu azalma gelen şiddet ve kalınlıkla doğru orantılı olacaktır. Buradaki orantı katsayısına μ (azaltma katsayısı) dersek;

$$-dI_0 = \mu I_0 dt \quad (2.1)$$

yazılabilir. Buradan

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_0}{I_0} = -\int_0^t \mu dt \quad (2.2)$$

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.3)$$

bulunur.

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

$$\text{Geçen şiddet/Gelen şiddet} = T = \frac{I}{I_0} = e^{-\mu t} \quad (2.4)$$

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

$$\mu_t = \sum_m C_m \mu_m \quad (2.5)$$

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

Kütle azaltma katsayısı (μ_m) kimyasal ve fiziksel durumlardan bağımsız olup elementlerin atomik bir özelliğidir. Sadece dalgaboyu (enerji) ve atom numarasının fonksiyonudur.

2.3. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

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

2.3.1. Koherent saçılma

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

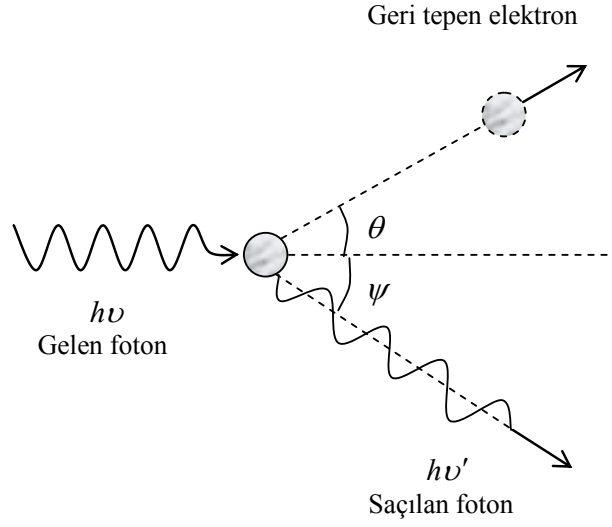
Bir koherent saçılma (bağlı elektrondan rezonans saçılma), fotonların atoma sıkı bağlı elektronlar tarafından saçılmasıdır. Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve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

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

2.3.2. İnkoherent saçılma

İnkoherent saçılmada gelen ve saçılan fotonlar arasında bir enerji farkı vardır. Saçılma sırasında gelen fotonun enerjisinin bir kısmı atomun zayıf bağlı elektronlarına veya serbest elektronlarına transfer edilir. Bu enerji kaybı nedeniyle saçılan fotonların dalgaboyları gelen fotonların dalgaboyundan daha uzun olur. İnkoherent saçılmada; gelen ve saçılan fotonların fazları arasında sabit bir ilişki yoktur. Bu durumda atom tarafından saçılan radyasyonun toplam şiddeti, atomun herbir elektronunun saçma şiddetleri toplanarak bulunur. En çok gözlemlenen inkoherent saçılma şekli Compton saçılmasıdır. Bu nedenle inkoherent saçılma çoğu kez Compton saçılması diye anılır.

Işığın kuantum teorisini ve dolayısıyla tanecikli yapısını açıklayan önemli olaylardan biri olan Compton saçılması, serbest ve bağlı elektronlar tarafından yüksek enerjili bir fotonun enerji kaybederek saçılmasıdır. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi $h\nu$ enerjili bir foton durgun kütlesi m_0 olan bir serbest elektron ile çarpıştığı zaman etkileşme, fotonun $h\nu'$ ($h\nu' < h\nu$) enerjisi ve ilk doğrultusu ile ψ açısı yapacak şekilde saçılması, elektronun ise K_e kinetik enerjisi ve θ açısı ile saçılması şeklinde olur.



Şekil 2.2. Compton saçılması.

Bir elektrondan fotonun Compton saçılmasında dalgaboyundaki değişim

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos\psi) \quad (2.6)$$

ifadesi ile verilir. $\Delta\lambda$ Compton kayması olarak bilinir. Burada, $h/m_0 c^2$ terimi, değeri $\lambda_c = 0,02426 \text{ Å}$ olan Compton dalgaboyu; $m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ ise elektronun durgun kütle enerjisidir. (2.4) bağıntısından istifadeyle saçılan foton enerjisi (E_1), gelen foton enerjisi (E_0) ve saçılma açısı (ψ) cinsinden

$$E_1 = \frac{E_0}{\left[1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos\psi) \right]} \quad (2.7)$$

şeklinde yazılabilir.

2.4. Radyoaktif Bozunma Kanunu

Bir atomun çekirdeğinin kendiliğinden bir alfa parçacığı, bir beta parçacığı, bir gama ışını veya herhangi bir parçacık yayınlaması ya da ekstra-çekirdek kabuğundan bir elektron yakalaması olayına radyoaktif bozunma adı verilir. Bir radyoaktif çekirdeğin kendiliğinden bir başka çekirdeğe veya çekirdeklere dönüşmesi olayına parçalanma (disintegrasyon), yapay olarak bir çekirdekten başka bir çekirdek elde edilmesi olayına da transmütasyon denir. Deneysel deliller göstermektedir ki, radyoaktif bozunma eksponansiyel (üstel) bir kanuna göre olmaktadır. Şayet bozunmanın rastgele bir tabiata sahip olduğu kabullenilirse, bu kanunun türetilmesi mümkün olur. Bu rastgele tabiat hangi anda hangi atomun bozunacağını bilmesinin mümkün olmadığını ima eder. Bozunmamış herbir çekirdeğin gelecek bir saniye içerisinde bozunma ihtimalinin ölçüsüne λ diyelim (ve aynı zamanda $\lambda \ll 1$ olduğunu kabullenelim). İstatistik teorisinin temel faraziyesi λ 'nın zamandan ve mevcut diğer çekirdeklerin tip ve sayılarından bağımsız olmasıdır. Bir dt zaman aralığında her bir atomun bozunma ihtimali λdt olacaktır. Verilen bir anda şayet N sayıda bozunmamış atom varsa dt küçük aralığında bozunacak olanların sayısı

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.8)$$

olur. Bu eşitlikten anlaşılacağı üzere, kısa bir dt süresindeki bozunma sayısı bozunmamış atomların sayısı (N) ve bir dt zaman aralığı ile doğru orantılıdır. (2.8) bağıntısının önündeki eksi işareti t arttıkça N 'nin azaldığını göstermektedir. (2.8) bağıntısı

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (2.9)$$

şeklinde yazılıp $t = 0$ iken radyoaktif çekirdeklerin sayısının N_0 olduğu farz edilerek integral alınırsa

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.10)$$

elde edilir. Burada $N(t)$, t anında mevcut radyoaktif çekirdeklerin sayısını göstermektedir.

Bağıntıda kullanılan ihtimaliyetle ilgili λ simgesi, parçalanma sabiti veya bozunma sabiti adını alır. Çoğu kez, verilen bir radyoaktif numunedeki mevcut radyoaktif atomların sayısını bilmekten ziyade, birim zamanda bozunmaya uğrayan atomların sayısını bilmek daha önemlidir. Bu sayı radyoaktif numunenin aktifliği kullanılarak bulunur. Aktiflik, verilen bir numunede saniyedeki parçalanma sayısıdır. (2.9) ve (2.10) bağıntılarından

$$\text{Aktiflik} = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.11)$$

$$= \lambda N \quad (2.12)$$

bulunur. Böylece bir numunenin aktifliği mevcut radyoaktif çekirdeklerin sayısına (N) ve bozunma sabitine (λ) bağlıdır. Radyoaktivitede önemli başka bir nicelik de yarı-ömürdür. Yarı-ömür, aktifliğin yarıya düşmesi için gerekli olan zaman olarak tarif edilir. Yarı-ömür $t_{1/2}$ ile gösterilir. Aktiflik, bozunmamış mevcut çekirdeklerin sayısı ile doğru orantılı olduğundan, $t_{1/2}$ bozunmamış çekirdeklerin sayısının yarıya düşmesi için gerekli zaman aralığına eşittir.

(2.10) bağıntısında, $N = \frac{N_0}{2}$ ve $t = t_{1/2}$ değerleri yerine konulduğunda

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (2.13)$$

veya

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.14)$$

elde edilir. Yarı-ömür zaman biriminde olduğundan λ 'nın birimi zamanın tersidir (s^{-1}) (Ün 2007).

2.5. Radyoaktiflik Birimleri

Radyoaktivite birimi olarak birim zamandaki parçalanma sayısı alınır. Kullanılmakta olan radyoaktivite birimleri şunlardır:

Curie (Ci): 1 gram radyum ile dengede bulunan radonun aktivite miktarı olarak belirlenmiştir. Radyumun yarı-ömrü 1620 yıldır ve bozunma sabiti

$$\lambda_{\text{radyum}} = \frac{0,693}{1,62 \times 10^3 \text{ yıl}} = 13,8 \times 10^{-12} s^{-1} \quad (2.15)$$

ile verilir. Radyumun kütlesi 226 akb* 'dir ve bir atom-gram radyumda $6,02 \times 10^{23}$ atom vardır. Dolayısıyla bir gram radyumda

$$\frac{6,02 \times 10^{23}}{2,26 \times 10^2} = 2,66 \times 10^{21} \text{ atom} \quad (2.16)$$

vardır. Buradan parçalanma hızı

$$\frac{dN}{dt} = |\lambda N| = 13,8 \times 10^{-12} \cdot 2,66 \times 10^{21} = 3,7 \times 10^{10} \text{ parç/s} \quad (2.17)$$

bulunur. Kısaca, 1 Curie saniyede $3,7 \times 10^{10}$ parçalanma yapan radyoaktif maddenin aktivitesi olarak tanımlanabilir. Curie'nin alt birimleri milicurie (mCi) ve mikrocure (µCi)'dir.

$$\text{Mikrocure (}\mu\text{Ci)} = 3,7 \times 10^4 \text{ parçalanma/s} = 10^{-6} \text{ Ci}$$

$$\text{Milicurie (mCi)} = 3,7 \times 10^7 \text{ parçalanma/s} = 10^{-3} \text{ Ci}$$

* Akb, atomik kütle birimidir.

Becquerel (Bq): Saniyede bir bozunma gösteren radyoaktif maddenin aktivitesi olarak bilinir. Böylece

$$1\text{Ci}=3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$$

$$1\text{Bq}=27,03 \times 10^{-12} \text{ Ci}$$

yazılabilir.

Ruthertford (rd): Bir radyoaktif elementten, saniyede 10^6 parçalanma meydana gelmesine denir. Alt birimleri miliruthertford (mrd) ve mikroruthertford (μrd)'dur:

$$1\text{rd}=10^6 \text{ parçalanma/s}$$

$$1\text{mrd}=10^3 \text{ parçalanma/s}$$

$$1\mu\text{rd}=1 \text{ parçalanma/s}$$

2.6. Nükleer Enerji Seviyesi

Çekirdek içindeki nükleonların, çekirdek dışındaki elektronların yörüngelerdeki dizilimine benzer şekilde dizildiklerini savunan bir model günümüzde çok kabul görmüş olup, teoriler genelde bu modele göre geliştirilmiştir. Tabakalı çekirdek modeline göre, çekirdeğe dışarıdan bir müdahale olmadığı sürece nükleonlar, temel enerji düzeyi olarak da bilinen en düşük enerji düzeyinde bulunurlar. Nükleonlar temel enerji seviyesinde etkileşim halindedirler. Nükleonların dışarıdan aldıkları enerji ile hareket kabiliyetleri artabilir ve temel enerji seviyesinin üzerine çıkabilirler. Bu olaya uyarılma (excitasyon) denir. Uyarılmış seviyelerde çok kısa süre kalan nükleonlar tekrar temel seviyeye dönerler. Bazı nüklidlere ait olmak üzere, temel hal ile uyarılmış hal arasında bir geçiş hali olan yarı kararlı haller vardır. Bu duruma bazen izomerik hal de denir. Uyarılmış hal ile yarı kararlı haller arasındaki zaman yaklaşık olarak 10^{-12} saniyedir. Normal standartlarda bu zaman rölatif olarak uzundur. Bazı yarı kararlı hallerin süresi birkaç saatlik ortalama ömür kadar uzun olabilir.

Biri diğetine göre yarı kararlı hal durumunda olan, enerjileri hariç tüm özellikleri aynı iki çekirdek birbirinin izomeri olarak adlandırılır. Yarı kararlı hal durumundaki çekirdek kütle numarasının yanına "m" harfi konularak gösterilir (A_mX veya $X-A_m$). Nükleer tıpta sıklıkla kullanılan ^{99m}Tc yarı kararlı hale bir örnektir. ^{99m}Tc ile ^{99}Tc ise birbirinin izomeridir.

Nükleon, uyarılma sonucu çekirdek içinde çıkabildiği enerji seviyesinden temel seviyeye bir geçişte dönerse, iki enerji düzeyi arasındaki enerji farkını tek dalgaboylu (monoenerjitik) bir gama ışını olarak yayar. Örneğin nükleer tıpta sıklıkla kullanılan Tc radyo nükleotidi tek dalgaboyludur. Şayet nükleon çıkabildiği en yüksek enerji düzeyinden temel seviyeye geçişte, ara enerji basamaklarına uğrayarak dönerse, her enerji kademesinde farklı enerjide gama ışınları yayar. Bu durumda ise çok enerjili (multienerjik) gama ışınları meydana gelir. Örneğin ^{131}I radyo nükleotidi çok enerjilidir (Yalçın 2002).

2.7. Nükleer Bağlanma Enerjileri

Bir atomun kütlelerinin, kendini oluşturan parçacıkların (proton, nötron ve elektron) kütlelerinin toplamı ile karşılaştırıldığında, daha az olduğu anlaşılır. Aradaki fark kütle kaybı olarak adlandırılır ve Δm ile gösterilir. Kütle kaybının enerji eşdeğeri terminolojide atomun bağlanma enerjisine (E_B) karşılık gelmektedir (Larkins 1977). Matematiksel olarak da $E_B = \Delta mc^2$ şeklinde tanımlanır. Örneğin, ^{12}C atomunu dikkate alalım. Bu atomun altı protonu, altı nötronu ve altı elektronu vardır. Kütleleri kesin olarak 12 u'dur*. Kütlelerin toplamı;

Elektronlar		$6 \times 0,000549 = 0,003294 \text{ u}$
Protonlar		$6 \times 1,007277 = 6,043662 \text{ u}$
Nötronlar		$6 \times 1,008665 = 6,051990 \text{ u}$

* u, evrensel kütle birimidir.

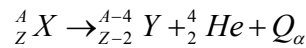
Burada $\Delta m = 0,09906$ u, $1 \text{ u} = 931,5 \text{ MeV}$ olduğuna göre, ^{12}C atomunun bağlanma enerjisi $0,09906 \times 931,5 = 92,22 \text{ MeV}$ olur. Bu kütle farkı parçacıkların bir arada tutulması için harcanan enerjiye karşılıktır. Yani atomda kütlenin enerjiye dönüşmüş halidir.

2.8. Radyoaktif Bozunma Çeşitleri ve Bozunmada Rastlanan Bazı Olaylar

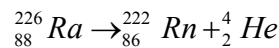
2.8.1 Alfa (α) bozunması

Alfa parçacığı 2 protonu, 2 nötronu olan helyum (^4_2He) çekirdeğinin aynısıdır. Aralarındaki tek fark helyum atomunun dış yörünge elektronlarının bulunması ve nötr durumda olmasıdır. Alfa parçacıkları ise, yüklü tanecik olarak 2 protonu olduğu için +2 değerliklidir. Alfa parçacıkları güçlü pozitif elektirikselsel çekim kuvveti ile yolu üzerindeki bir atomun 2 elektronunu çekerek alır ve atomu iyonize eder. Böylece etkileştiği ortamla güçlü iyonizasyon oluşturur. Alfa parçacığı elektronlardan yaklaşık olarak 7400 kat daha ağırdır. Havada yaptığı iyonizasyon başına 34 eV enerji kaybeder.

Alfa parçacıklarının yaydığı kinetik enerji genellikle 4-8 MeV arasındadır. Bu enerji ile havada yaklaşık 4 cm kadar gidebilirler. Dokuda bu mesafe 0,003 mm kadardır. Dokudaki erişme uzaklıklarının çok kısa olması nedeniyle alfa parçacığının cilde bulaşması durumunda deriye geçmesi mümkün olamaz. Alfa parçacıklarının dedeksiyonları da zordur. Alfa bozunmasından sonra atomun kütle numarası 4, atom numarası 2 azalır ve ürünlerde kendini kinetik enerji olarak gösteren Q_α parçalanma enerjisi açığa çıkar. Bu olay şematik olarak (Tanyel 1994)



şeklinde gösterilir. Bir alfa bozunması örneği:



şeklinde verilebilir.

2.8.2. İzobarik bozunma

2.8.2.a. Beta bozunması (β^-)

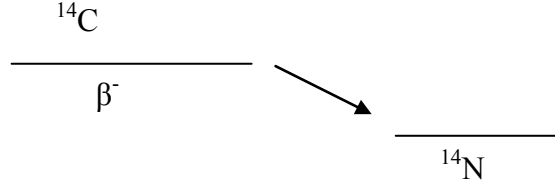
β^- bozunması da temel olarak bir nötronun, bir proton (p^+) bir elektrona (e^-) ve bir antinötrinoya $\bar{\nu}$ dönüşmesi olayıdır. Bu olay şematik olarak,

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} + \text{enerji}$$

şeklinde tanımlanır. Elektron (e^-) ve antinötrino ($\bar{\nu}$) çekirdekten salınır ve kinetik enerji taşır (Tanyel 1994). Elektron bir beta parçacıdır. Beta parçalanmasında oluşan ürün çekirdeğin atom numarası bir artar. Çekirdek içinde bir nötron protona dönüştüğü için kütle numarası değişmez. Bu beta bozunması nötron sayısının çok fazla ya da proton sayısının çok az olduğu durumda (veya her iki durum söz konusu iken) görülür. Bozunmalar sonucu çekirdekte nötron sayısı azalırken, proton sayısı artar. Bu olay sonucunda oluşan kararlı çekirdek yeni bir çekirdektir. β^- bozunması şematik olarak ,

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \beta^- + Q_\beta$$

şeklinde gösterilir. Ana radyonüklid X ve ürün radyonüklid Y olup, farklı kimyasal elementleri temsil ederler. Bu olayda nükleonların toplam sayısını ifade eden A değişmez. Olay bu sebeple izobarik bozunmadır. Ana ve ürün çekirdekler izobardır. Ayrıca Q_β parçalanma enerjisi açığa çıkar. Şekil 2.3'te ${}^{14}\text{C}$ 'un β^- bozunması ile ${}^{14}\text{N}$ 'e dönüşümü görülmektedir (Demir 2000).



Şekil 2.3. ^{14}C 'un β^- bozunması ile ^{14}N 'e dönüşümü.

^{14}C için β^- parçacığının maksimum enerjisi $E_{\beta\max} = 0,156 \text{ MeV}$ 'dir. Maksimum β^- enerjisinin yayılma sıklığı sıfıra yakındır. Sadece nötron yıkımı ile ortaya çıkan enerji, β^- parçacığını ve antinötrinoyu çekirdekten uzaklaştırmak için kullanılır. Bu şekilde bozunan çekirdekte ayrıca gama ışını salınımı da olmaz. Çoğu β^- yayıcılarının $1/3E_{\beta\max}$ değerinde beta parçacıklarının yayma sıklığı en fazladır. Bu nedenle radyoaktif bozunmalar (beta enerjisi spektrumunda) beta parçacıklarının en sık salındığı yer olan $E_{\beta} = 1/3E_{\beta\max}$ değeri esas alınır. Bu enerji genellikle ortalama enerjiyi temsil ettiği için $\bar{E}$ olarak bilinir.

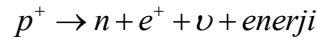
2.8.2.b. Beta parçacığının iyonizasyonu ve girici gücü

Beta parçacıkları etkileştikleri atomları uyarma (Sampson 1990), iyonize edebilme veya hem uyarma hem de iyonize edebilme kabiliyetlerine sahiptir. İyonizasyon şekilleri alfa parçacıklarından farklıdır. Alfa parçacıkları orbital elektronunu çeker ve böylece bir iyon çifti oluşturur. Beta parçacıkları ise orbital elektronunu itererek bir iyon çifti oluşturur. Atomdan ayrılan beta parçacığı hızı büyük olduğundan yüksek kinetik enerjiye sahiptir. Yolu üzerindeki başka atomlarla yaptığı çarpışmalar sonucunda enerjisi giderek azalır. Örneğin 1 MeV enerjili beta parçacığı havada 1 cm yol boyunca yaptığı çarpışmalar ile 45 iyon çifti oluşturur. Bu durum alfa parçacığının spesifik iyonizasyonu ile karşılaştırıldığında epeyce azdır. Alfa parçacıklarında olduğu gibi beta parçacıkları da yaptıkları iyonizasyon başına ortalama 34 eV enerji kaybederler. Sadece parçacık enerjisindeki kayıp değerlendirildiğinde; 3,4 MeV enerjili bir beta parçacığı radyobiyojik etkinliğini kaybetmeden önce 100000 iyonizasyon yapar.

Beta parçacığının, alfa parçacığından bir diğer farkı da giricilik kabiliyetinin farklı olmasıdır. Bir beta parçacığının eşit enerjili bir alfa parçacığına göre giricilik kabiliyeti yaklaşık 100 kere daha fazladır. Bununla beraber beta parçacıklarının giricilik kabiliyeti gama ışınlarından çok daha azdır. Alfa parçacıkları ince bir kağıt tabakasında tamamıyla soğurulurlar. Buna karşılık aynı enerjili beta parçacıklarını durdurmak için 2,5 cm kalınlığında tahta ya da 0,5 cm kalınlıkta alüminyum gereklidir. 1 MeV enerjili beta parçacığının dokuda erişme uzaklığı 4,2 cm'dir. Bu parçacık durdurulduğu yerde de zararsız değildir (Demir 2000). Enerjisinin tamamını durdurulduğu yerde bırakarak güçlü bir iyonizasyon oluşturur. Saf beta yayınlayıcıları ve tedavi amacıyla kullanılan ³²P bu özellikleri taşır.

2.8.2.c. Pozitron bozunması (β^+)

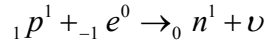
Pozitron emisyonu ile radyoaktif parçalanmada çekirdekteki bir proton, bir nötrona ve pozitif yüklü bir elektrona dönüşür. Pozitif yüklü elektron (veya pozitron (β^+)) ve nötrino çekirdekten dışarı fırlar. Bu olay şematik olarak;



şeklinde verilir. Pozitron, elektronun anti parçacığıdır. Pozitron kinetik enerjisini kaybederek vücut içindeki dokularda birkaç mm mesafede durdurulabilir. Çekirdekten çıktıktan sonra çevresindeki materyallerin atomlarıyla çarpışmalar yapar. Pozitron bir elektronla çarpışmak suretiyle kütlesini kaybederek enerjiye dönüşür ve yok olur. Bu olaya yok olma (anihilasyon) denir. Yok olma olayında her bir parçacığın kütle-enerji eşdeğeri 511 keV'dir. Bu olayın olduğu yerde, birbiriyle tam zıt yönde iki foton salınımı gerçekleşir. Böyle bir olayın gerçekleşmesi için gelen β^+ parçacığının enerjisinin en az 1022 keV olması gerekir.

2.8.3. Elektron yakalama olayı (EC)

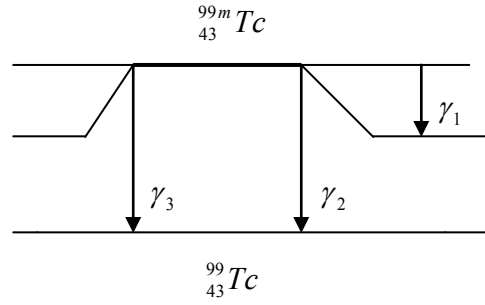
Bazı hallerde, çekirdekdeki protonlardan bir tanesi, elektron tabakalarından (en büyük ihtimalle K tabakasından) bir elektron yakalayarak nötron haline dönüşür (Tanyel 1994).



Böylece, atom numarası Z olan element Z-1 atom numaralı element haline bozunur. Bu olay, β^+ yayınlanmasının benzeridir. İlk defa Alveraz (1938) tarafından gözlenen bu olay meydana gelen Z-1 atom numaralı elementin X-ışını fotonu yayınlaması şeklinde kendini gösterir. K tabakasından elektron yakalama olayı ile bozunmaya uğrayan ve reaktörlerde bol miktarda elde edilebilen bazı yapay radyoizotoplardan faydalanarak, keskin çizgili X-ışını spektrumu kaynakları yapılmaktadır (${}_{26}\text{Fe}^{55}$ gibi).

2.8.4. İzomerik geçiş (IT)

Bir izomer çekirdekten, daha aşağı seviyede bulunan öteki izomere geçiş bir gama fotonu yayımlanması ile olur. Çoğu zaman bunun arkasından, bir iç dönüşüm sonucu meydana gelen X-ışını veya Auger elektronu yayımlanması kendini gösterir. Bilindiği gibi Auger elektronları, X-ışınlarının, aynı atomdan fırlattığı elektronlardır. Gama emisyonu ile meydana gelen yarı kararlı ya da izomerik haldeki parçalanmaya izomerik geçiş denir. Yarı kararlı ve uyarılmış hallerde ise, ortalama ömürleri hariç hiçbir fark yoktur. ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ için izomerik geçiş diyagramı Şekil 2.4'de verilmiştir (Sampson 1990).



Şekil 2.4. ^{99m}Tc için izomerik geçiş

2.8.5. İç Dönüşüm (Internal Conversion) Olayı

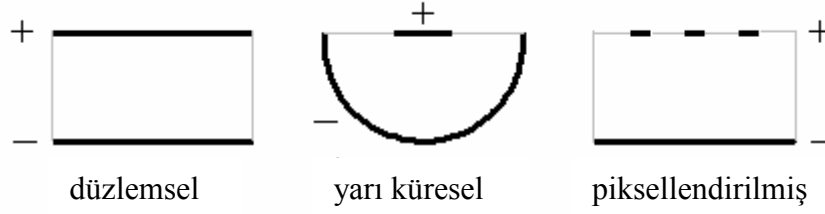
İç dönüşüm olayında da tıpkı izomerik geçiş gibi gama ışınları salınır. Bu olayda çoğu zaman, çekirdek bir orbital elektronunu çekerek alır ve uyarılmış hale geçer. Bu durumda, çekirdekten yayımlanan gama fotonu, bütün enerjisini aynı atomun bir elektronuna verir ve elektron atomdan dışarı fırlar. En çok K tabakası elektronlarında kendini gösteren bu olaya iç dönüşüm olayı ve yayımlanan elektronlara ise iç dönüşüm elektronu denilmektedir. Yarı kararlı çekirdeklerde bu olay sıkça görülür. Bazı radyoizotopların beta spektrumlarında iç dönüşüm elektronları, sürekli beta spektrumu üzerinde keskin bir çizgi şeklinde kendini gösterir (Tanyel 1994). İç dönüşüm elektronunun kinetik enerjisi kendine çarpan fotonun enerjisi ile elektronun bulunduğu tabakaya bağlayan bağlanma enerjilerinin farkına eşittir.

3.MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. CdTe Dedektörlerinin Çalışma Prensipleri

Yarıiletken CdTe ve CdZnTe'nin oda sıcaklığında yarı iletken dedektörlerinde kullanımı uzun zamandan beri bilinmektedir (Triboulet *et al.* 1974; Zanio 1978). Bu bileşiklerin yüksek atomik numaraları ve yoğunluklarından dolayı, yüksek enerji fotonların sayımında güçlü soğurma sağlarlar. Kısmen yüksek mobilite ve yük taşıyıcılarının (özellikle elektronlar) yaşam süresi, verimli yük taşınmasına imkân verir (Szeles 2004).

Kristal büyütme işlemi yüksek kalitede dedektör üretmek için en önemli faktördür. Bu işlem uygun saflığı korurken kristallerin yeterli büyüklüğe ulaşmasına imkân vermelidir. Tek kristalli dedektörler, parça sınırlarının yük taşıyıcılarını tuzaklamasından dolayı gereklidir (Prettyman *et al.* 2002). Şekil 3.1'den görüldüğü gibi CdTe dedektörleri için en yaygın dizayn; düzlemsel, yarı küresel ve piksellendirilmiş olanlarıdır. Diğer dedektör geometrilerinde elektrik alan homojen değilken düzlemsel bir geometride elektrik alan düzgündür ve bu yük taşıyıcıların toplanmasına göre farklı özelliklere yol açar. Pik/toplam sayım (gerçek dedektör etkinlikleri); düzlemsel, yarı küresel ve piksellendirilmiş dedektörler için sırasıyla %25, %50 ve %70 olarak elde edilmiştir (Sowinska *et al.* 2002). Anot, katotdan daha küçük olduğu zaman, aradaki elektrik alan daha yoğun olur. Elektronlar daha az tuzaklandıkları için dedektörde daha fazla sinyal oluşabilir (Blomgren 2008).



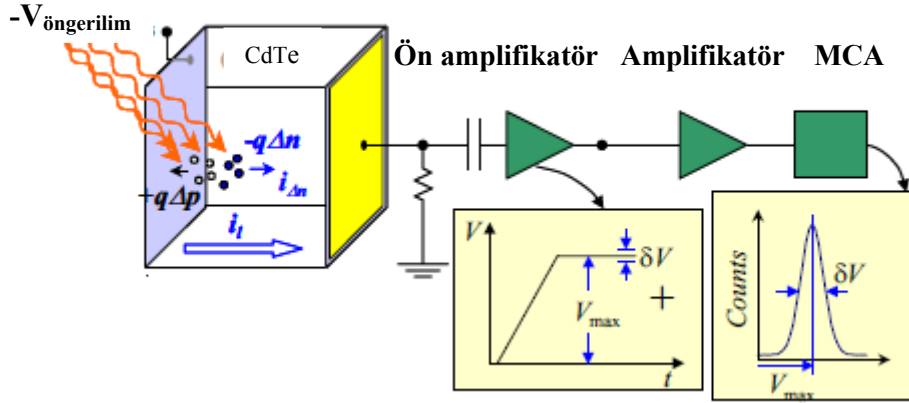
Şekil 3.1.Yaygın CdTe dedektörlerinin ideal geometrileri (Lager 2008).

Yarıiletken dedektörler ya fotoakım ya da puls modunda çalıştırılabilir. Yüksek foton akımlarda (dalgalanmalarında) çalışabildiği için foto-akım mod dedektörlerin avantajı yüksek uzaysal çözünürlüklü, hızlı görüntü toplamasıdır. Puls-mod dedektörlerinin şiddeti (gücü) spektroskopi ve spektroskopik görüntülemeye imkân veren enerji ayrımıdır. Enerji bilgisi elde etmede analiz ve sinyal için daha uzun zaman gerektiğinden dolayı puls-mod dedektörler günümüzde sadece düşük akım ve foton ihtiyacı olan uygulamalarda kullanılır. Düşük foton akımı, spektroskopik görüntülemeyi amaç edinen puls-mod dedektörlerinin uzaysal çözünürlüğü üzerine pratik bir sınır getirir. Aşırı küçük dedektör piksellerinin kullanılması düşük tespit etkinliği ve aşırı yavaş görüntüleme cihazlarının temel sorunudur (Szeles 2004).

CdTe dedektöründe pulsar sırasıyla elektronların ve boşlukların sürüklenmesinden kaynaklanan iki bileşenin toplamıdır. Bu bileşenlerin her birinden oluşan pulsarın oranı dedektördeki etkileşim noktalarından anot ve katoda olan nispi mesafeye bağlıdır. Katoda (anoda) yaklaşan bir etkileşimi takiben puls şekli, elektronların (hollerin) katılımıyla baskın hale geçer. Sonrasında etkileşim noktası, etkileşim derinliğiyle karakterize edilir. Etkileşim derinliğinin pulsarın yüksekliğine bağımlı olmasına asıl katkı yük taşıyıcılarının tuzaklanmasından dolayıdır. Elektronların hareketi hollerinkinden 10 kat daha büyüktür. Halbuki tuzaklama zamanı her ikisi içinde aynı büyüklüğe sahiptir (McGeorge and Hermon 1997). Bu nedenle puls yüksekliğine hollerin katkısı tuzaklama ile daha fazla etkilenir. Bu ise bozunmuş puls yüksekliğiyle sonuçlanır. Enerji spektrumunda geniş kuyruklu tepeler meydana gelir. Diğer küçük katkılar, X-ışınlarının ve elektronların kaçmasından dolayıdır (Kastlander *et al.* 2006).

3.1.1.Yarıiletken dedektör dizayn kriterleri

Puls-mod yarıiletken dedektörlerinin çalışma prensibi Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Bu dedektör, yarıiletkenin karşıt yüzleri üzerinde elektrotları olan yarıiletken bir materyalin katlarından ibarettir. Bu dedektör materyali içerisinde serbest taşıyıcılar hareket eder. Bir dış ön gerilim kullanılarak elektrotlar arasına bir elektrik alan uygulanır. Bir dış radyoaktif kaynaktan veya X-ışını tüpünden gelen yüksek enerjili fotonlar, fotoelektrik veya Compton etkileşimleri yoluyla bu yarıiletkendeki elektron hol çiftleri oluştururlar (Knoll 1979). Bu etkileşim iki basamaklı bir işlemdir ve burada fotoelektrik veya Compton olayında oluşan yüksek enerjili elektronlar tekrar eden elektron-hol iyonizasyonu ile enerjilerini serbest bırakılırlar. Bu işlem, yüksek kesit alanından dolayı elektron-hol çiftleri çapta sadece birkaç mikrometrede ileri düzeyde lokalize olmuş yüklü bir bulut oluşturur. Spektroskopi için foton etkileşiminin en önemli durumu elektron-hol çiftlerinin sayısının, foton enerjisine oranıdır (fotoelektrik olay için). Yüklü elektron ve hol bulutu bu elektrik alanında ayrıştırılır. Elektronlar ve holler geçici bir akım oluşturularak karşıt elektrotlara doğru hareket eder. Bu akım, dış radyasyon ile indüklenen toplam yükü ölçmek için yüke duyarlı bir yükseltici ile birleştirilir ve toplam indüklenmiş yükle orantılı genlikli bir voltaj pulsu üretir. Bu voltaj pulsu çok kanallı analizörde histogram olarak toplanır. Değişik enerjili fotonlar, önyükselticide değişik genlikli voltaj pulsları ve çok kanallı analizörde değişik pik pozisyonlu bireysel pikler üretir. Tuzaklanmadan veya birleşmeden dolayı dedektörde yük kaybı puls genliğinde azalma ve enerji pikinde düşük bir enerji kuyruğu ile sonuçlanırken puls genliğinde elektronik gürültüden dolayı meydana gelen dalgalanmalar, genişlemiş bir enerji tepesi ile sonuçlanır.



Şekil 3.2. Puls-mod yarıiletken dedektörlerinin çalışma prensibi (Szeles, 2004).

Taşıyıcı tuzaklanmasından, yeniden birleşiminden korunmak ve sinyal puls genliğinin bozulmasından sakınmak için taşıyıcıların mobilite (μ) ve yaşam süresi (τ) yeterince yüksek olmalıdır. Elektron mobilitesi ($\mu_e = 1000-800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ve yaşam süresi ($\tau_e = 1-5 \times 10^{-6} \text{ s}$), nispeten yüksek iken hol mobilitesi ($\mu_h = 80-30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) ve yaşam süresi ($\tau_h = 10^{-6} - 10^{-7} \text{ s}$) CdTe ve CdZnTe'de tipik olarak düşüktür. Düşük hol taşıması yüksek foton enerjilerinde açık bir problem gibi görünmektedir. Burada belirgin bir foton soğuması kristal derinliğinde vuku bulur ve ön amplifikatör voltaj pulsunun büyük bir kısmı, hol akımının birleşimiyle oluşturulur.

CdTe ve CdZnTe yarıiletken dedektörlerinin oda sıcaklığı performansı, yük taşınması ve kristallerin yapısal özellikleri ile tespit edilmiştir. Yüksek enerjili fotonlarla indüklemiş serbest yük taşıyıcıların toplanma etkinliği ve kristallerdeki değişik gürültü kaynakları, yük taşıma özelliklerini belirler. Bu materyallerin yapısal özelliklerini yük taşınmasının aynı olması kontrol eder. Düzgün olmayan yapısal kusur dağılımı, düzgün olmayan yük tuzaklanması ve düzgün olmayan yük taşınmasına sebep olur.

Oda sıcaklığında çalışan yarıiletken dedektörler için ileri derecede önemli olan iki adet yük taşıma durumu vardır. Materyaller yarıiletken olmak zorundadır ve yeterli yüksek taşıyıcı hareketliliği ve yaşam süresini sağlamak için ardışık elektriksel hataların yoğunluğu düşük olmak zorundadır. Kristal büyümesi sonrasında meydana gelen

kusurlar yüksek saflıkta CdTe ve CdZnTe kristallerinin iletkenliğini etkiler. Genelde en basit tabii kusurlar; boşluklar, zıt alanlar ve onların zıt boşluklu çiftleri gibi bileşenlerdir.

CdTe dedektörlerin, uzay, astrofizik ve nükleer spektroskopi araştırmalarında, medikal görüntüleme, nükleer madde güvenliği denetimi (safeguard) ve sanayi uygulamalarında kullanımları giderek artmaktadır. Bunların tercih edilme nedenleri aşağıda özetlenmiştir:

1) Dedektörlerin oda sıcaklığında çalışabilmesi, sıvı azot veya elektrikle soğutma gereksinimi olmadığı için çok küçük boyutlarda (compact) yapılabilir olmaları, böylece konumsal sınırlayıcı alanlarda da kullanılabilmelerine olanak sağlar. Çok hafiftir ve kolayca elde taşınabilir. Oldukça küçük boyutlu, gerektiğinde uzaktan kontrollü çalışabilen X veya gama ışını sayma sistemleri olarak kullanımları da elverişlidir (Carchon *et al.* 2007). Özellikle bir radyasyon kazası durumunda radyoaktivite düzeyi yüksek alanlarda ve kullanılmış nükleer yakıtların içerdiği fisyon/aktivasyon ürünlerinin ölçülmeleri gerektiğinde, CdTe ve CdZnTe dedektörler, yüksek aktivite nedeniyle erişilmesi sınırlı ve oldukça dar aralıklarda etkin olarak kullanılabileceklerdir (Arlt *et al.* 1999; Szeles 2004).

2) CdZnTe kristalin yüksek dirençli (5×10^{10} - 10^{11} Ωcm) olması geniş bir enerji band aralığına (1,47 eV) sahip olması ve dolayısıyla düşük düzeyde kalan kaçak akımların ($< 2,5$ nA) oluşması avantajını sağlar. Düşük kaçak akımlar nedeniyle, dedektörde düşük gürültü oluşması ve bunun sonucunda da sinyal/gürültü oranının yüksek elde edilmesi, CdZnTe için diğer bir önemli üstünlüktür.

3) Düşük kaçak akımların olmasının diğer bir sonucu ise, CdTe dedektörler için elektronik gereksinimi, çok daha az enerji harcayan minyatürize entegre (integrated circuit) devreli elektronik elemanlar kullanılarak yapılmasına olanak verir ve böylelikle dedektörlerin çok küçük boyutlu, elde taşınabilir üretilmesini mümkün kılar.

4) CdTe kristal, yüksek yoğunluklu ($6,06 \text{ gcm}^{-3}$) ve yüksek etkin atom numaralı, ($Z = 50$) olması nedeniyle, radyasyona karşı yüksek durdurma gücüne sahiptir ve bunun sonucunda radyasyon soğurmasında daha etkindir. CdTe dedektörler, uranyum, plütonyum ve bazı diğer aktinitlerin yüksek enerjili X-ışınlarını ve analizlenebilir gama ışınlarını, yüksek durdurma güçleri nedeniyle dedekte edebildiklerinden, özellikle düşük enerji bölgelerinde ($< 500 \text{ keV}$), oldukça küçük kristal boyutlarına göre oransal olarak iyi sayılabilecek dedeksiyon verimlerine sahiptirler.

3.1.2. Sayma sistemi

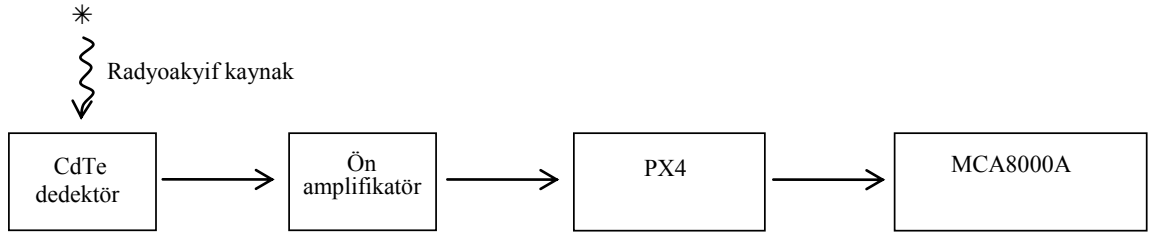
Bu çalışmada kullanılan CdTe dedektörün fotoğrafı Şekil 3.3'de ve karakteristik özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir. Şekil 3.4'de görülen sayma sistemi, bir CdTe dedektör, ön amplifikatör, ana amplifikatör, çok kanallı analizör ve sistemin tüm birimlerini yöneten, spektrumlar alan ve değerlendirmede kullanılan bir bilgisayardan oluşmaktadır. Gama ışını etkileşiminde oluşan sinyal yükü, elektrik alan tarafından yüke duyarlı amplifikatörün girişinde toplanır. Amplifikatörden çıkan ve soğurulmuş gama ışınının enerjisi ile doğru orantılı olan analog sinyal pulsu, diskirminatör voltajı ile karşılaştırılır. Eşik seviyesinden yüksek olan sinyal, diskirminatör çıkışına sayaç ile kaydedilecek dijital bir puls oluşturur.



Şekil 3.3. CdTe dedektör

Çizelge 3.1. CdTe dedektörünün karakteristik özellikleri

Çalışma sıcaklığı (K)	300
Atom Numarası Ortalaması, Z	50 (48;52)
Yoğunluk, ρ (g/cm ³)	6,06
Band Aralığı Enerjisi (eV)	1,47
Sürüklenme Mobilitesi (cm ² /Vs)	
Elektron μ_e	800
Boşluk μ_h	30
Tuzaklama Uzunluğu (cm)	
Elektron, I_e	0,7
Boşluk, I_h	0,035
$\mu\tau$ (cm ² /V)	
Elektron, ($\mu\tau$) _e	1-4x10 ⁻³
Boşluk, ($\mu\tau$) _h	0,3-1x10 ⁻⁵
İyonlaşma Enerjisi (eV)	4,43



Şekil 3.4. Sayma sistemi

Ancak CdTe dedektörde sinyal yük taşıyıcılarının (özellikle hollerin) yaşam süresi kısa olduğundan, dedektör kristalinden toplanabilen sinyal yük miktarı gama ışınının etkileşim noktasının derinliğine bağlıdır ve dolayısıyla dedektörün enerji çözünürlüğü ideal değerden düşüktür. Ayrıca, gama etkileşmesinde oluşan sinyal yükü difüzyon sebebiyle yayıldığı için dedektörün uzaysal çözünürlüğü sınırlıdır.

CdTe dedektörlerde bir elektron hol-çifti oluşturmak için gerekli olan ortalama enerji 4,43 eV'dur. Dedektör üzerine gelen foton ya fotoelektrik olay yada Compton saçılmasıyla dedektör atomlarıyla etkileşir. Dedektörün gelen radyasyonu durdurma, elektron-hol çiftleri oluşturma ihtimali ve etkinliği CdTe'nin kalınlığı ile artar.

CdTe dedektöründe bu elektron-hol toplanma işlemini kolaylaştırmak için, yüksek potansiyel uygulanır. Bu potansiyel oda sıcaklığındaki çalışma için aşırı yüksektir. Bu yüksek potansiyel fazla sızıntı akımına sebep olur. CdTe dedektör termoelektrik olarak soğutulduğu için, sızıntı akımı belirgin olarak azalır.

Radyasyon ile oluşturulan elektron-hol çiftleri, ki bunlar dedektörün arka bağlantısı yakınında CdTe ile etkileşirler, yük toplanma sürelerinin dalgalanmasına sebep olur. Bu dalgalanmalar, önampifikatörün çıkışında voltaj basamağının artmış zaman değişkenleri olarak gözlenir. Bu ise elde edilen spektrumda artan background (temel sayma) sayımlarına sebep olur.

Termoelektrik soğutucu CdTe dedektörünü ve A250 yüke duyarlı önyükseltici FET tranzistorünün girişini soğutur. Soğumuş FET sızıntı akımını ve sistemin elektronik gürültüsünü azaltır.

Elektronik gürültüyü daha da azaltmak için, geri besleme kapasitörü ve geri besleme akım şebekesinin parçaları FET üzerine yerleştirilmiştir.

Elektrik devresinde entegre edilmiş bir sıcaklık göstergesi, dahili parçaların sıcaklığını direk okuyabilmek için soğutulmuş materyal üzerine yerleştirilmiştir, ki bu oda sıcaklığı ile değişir. Dahili sıcaklık 10 °C'nin altına geldiğinde, CdTe'nin performansı birkaç derecelik sıcaklık değişiminden etkilenmeyecektir. Bu nedenle, laboratuvar içerisinde CdTe kullanıldığı zaman akım sıcaklık kontrolü gerekmez.

Bu çalışmada CdTe dedektör ile beraber kullanılan "PX4" sayma sistemi yüksek voltaj güç kaynağı, yükseltici, ADC ve MCA'yı ihtiva etmektedir. Burada yüksek voltaj güç kaynağı, amplifikatör ve ADC'nin koşulları "MCA8000A" olarak adlandırılan bir bilgisayar programı ile kontrol edilmektedir.



Şekil 3.5. PX4 sayma sistemi.

3.1.3. Yüksek voltaj kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için dedektör üzerine yüksek gerilim uygulanmalıdır. En iyi çalışma gerilimi çalışma öncesi deneyci tarafından belirlenir ve bu gerilim küçük bir dedektör için birkaç yüz volt, büyük bir dedektör için 5000 volta kadar değişebilir. Deneylerde "MCA8000A" programı ile CdTe dedektörüne uygulanacak gerilim +1100 V'a ayarlanmış ve çalışmalar süresince bu gerilim uygulanmıştır.

3.1.4. Ön yükseltici

Ön yükseltici, dedektörden gelen yükü gerilim (voltaj) pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ve eğer fotonun bütün enerjisi dedektörde soğurulmuş ise fotonun enerjisiyle orantılı olmalıdır (Debertin and Helmer 1988).

3.1.5. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır:

1. Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt etmek ve sayılması için uygun voltaj seviyelerine yükseltmek.
2. Pulsları, puls genliği ve foton arasındaki orantılı ilişkiyi aynen koruyarak işlemi uygun bir hale getirmek.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2 V'tan 10 V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (sinyal tamamen pozitif veya tamamen

negatiftir) hem de bipolar çıkış (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. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen şekillendirme zamanı (shaping time) sabitidir. Sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için bir spektrumdaki pikler için en iyi rezolüsyon genellikle daha uzun zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri yüklerin daha fazla rastgele toplanmasına neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Debertin and Helmer 1988).

3.1.6. Analog sayısal dönüştürücü

ADC'nin amacı yükselticiden gelen analog pulsunu, onun genliğiyle, dolayısıyla x-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Ön yükselticiden gelen potansiyel pulsları lineer yükselticide lineer olarak büyültüldükten sonra ADC'ye (analog digital converter) gönderilir.

ADC'de analog işlemleri yapılan bu pulslar çok kanallı analizöre gönderilirler ve orada enerjilerine karşılık gelen kanallarda sayılırlar. Bu sayımlar sonucu sayacın ayırma gücüyle ilgili olarak aynı enerjili fotonlar bir pik oluştururlar. Bu tür pikler bir araya geldiğinde, enerjiye karşı şiddetin çizildiği desenler; yani spektrumlar oluşur

3.1.7. Çok kanallı analizör (MCA)

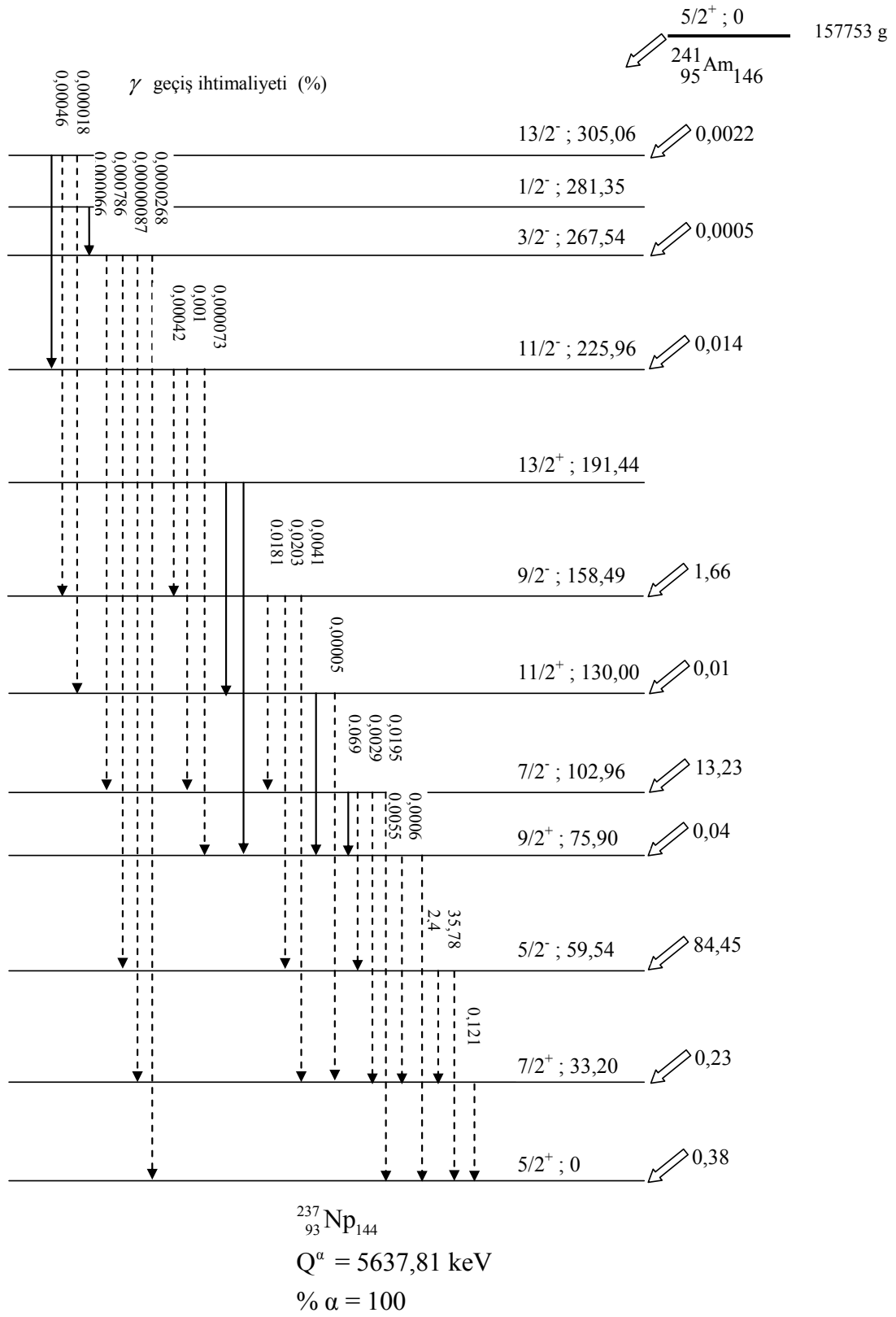
Çok kanallı bir analizör sayısal hale getirilmiş pulsları uygun gelen kanallara yerleştirir ve bilgisayar hafızasına kaydeder. Gerçekte her kanal, depolamak için kullanılan bir

kutudur ve spektrumda kesin olarak ayar (kalibrasyon) işlemiyle belirlenmiş olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi ölçümlere başlamadan önce standart kaynakların ve uygun enerjideki elementlerin karakteristik pikleri kullanılarak yapılmalıdır (Williams 1987).

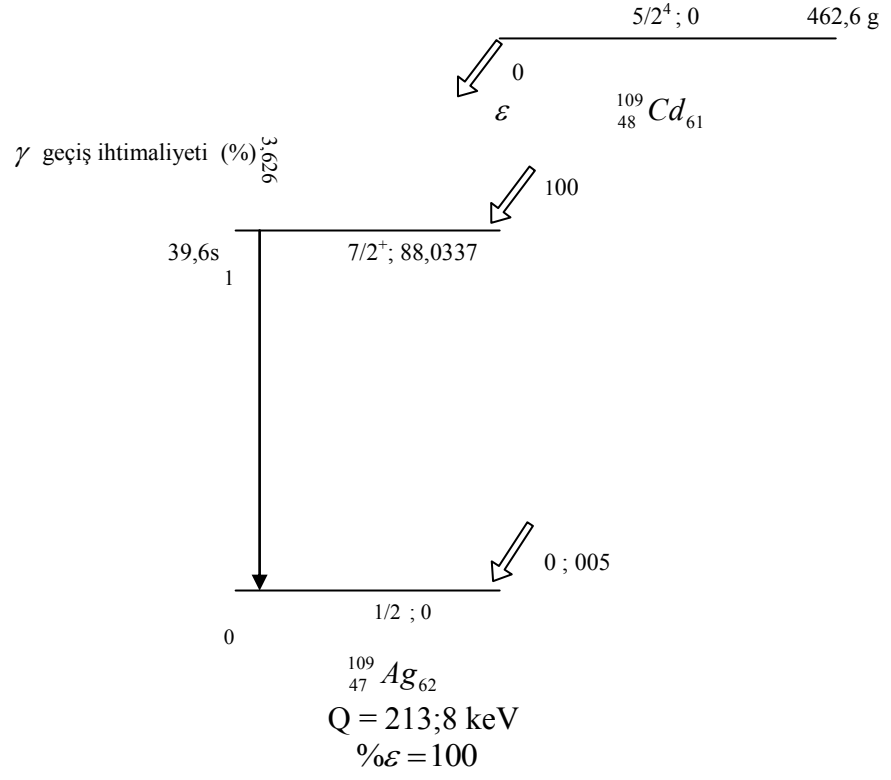
3.2. Radyoaktif kaynaklar

Bu çalışmada kullanılan radyoaktif kaynaklardan ^{241}Am , 10 μCi aktiviteye sahiptir. ^{241}Am alfa bozunmasıyla ^{237}Np 'a bozunur. ^{241}Am radyoizotopunun yarıömrü 157753 gündür ve bozunma şeması Şekil 3.6'da verilmiştir. Kullanılan radyoaktif kaynaklardan ^{109}Cd , 10,06 μCi aktiviteye sahiptir. ^{109}Cd elektron yakalama (electron capture) ile ^{109}Ag 'e bozunur. ^{109}Cd radyoizotopunun yarıömrü 462,6 gündür ve bozunma şeması Şekil 3.7'de verilmiştir. ^{57}Co radyoaktif kaynağı 10.47 μCi aktiviteye sahip olup, yarıömrü 271,79 gündür. Bozunma şekli olan elektron yakalama ile ^{57}Fe 'e dönüşür. Bozunma şeması Şekil 3.8'de verilmiştir. Çalışmada kullanılan diğer bir radyoaktif kaynak ^{133}Ba 3836,15 gün yarıömre ve 9.745 μCi aktiviteye sahiptir. ^{133}Ba elektron yakalama ile ^{133}Cs 'a bozunur. Bozunma şeması Şekil 3.9'da verilmiştir. Bozunma şekli elektron yakalama (electron capture) ve pozitron bozunması olan ^{22}Na radyoaktif kaynağının yarıömrü 949,6935 gündür. Bozunma sonucu ^{22}Ne 'a dönüşür. Kullanılan ^{22}Na radyoaktif kaynağı 10,71 μCi aktiviteye sahiptir ve bozunma şeması Şekil 3.10'da verilmiştir. ^{137}Cs radyoaktif kaynağı beta bozunmasıyla ^{137}Ba 'a bozunur. 9,324 μCi aktiviteye ve 10975,55 gün yarıömre sahip olan ^{137}Cs radyoizotopunun bozunma şeması Şekil 3.11'de verilmiştir. Çalışmada kullanılan radyoaktif kaynaklardan ^{54}Mn , 9,496 μCi aktiviteye sahiptir. ^{54}Mn elektron yakalama ve pozitron bozunması ile ^{54}Cr 'e bozunur. ^{54}Mn radyoizotopunun yarıömrü 312,3 gündür ve bozunma şeması Şekil 3.12'de verilmiştir. ^{60}Co radyoaktif kaynağı 10,06 μCi aktiviteye sahip olup, yarıömrü 1924,061 gündür. Beta bozunması ile ^{60}Ni 'e dönüşür. Bozunma şeması Şekil 3.13'de verilmiştir. *

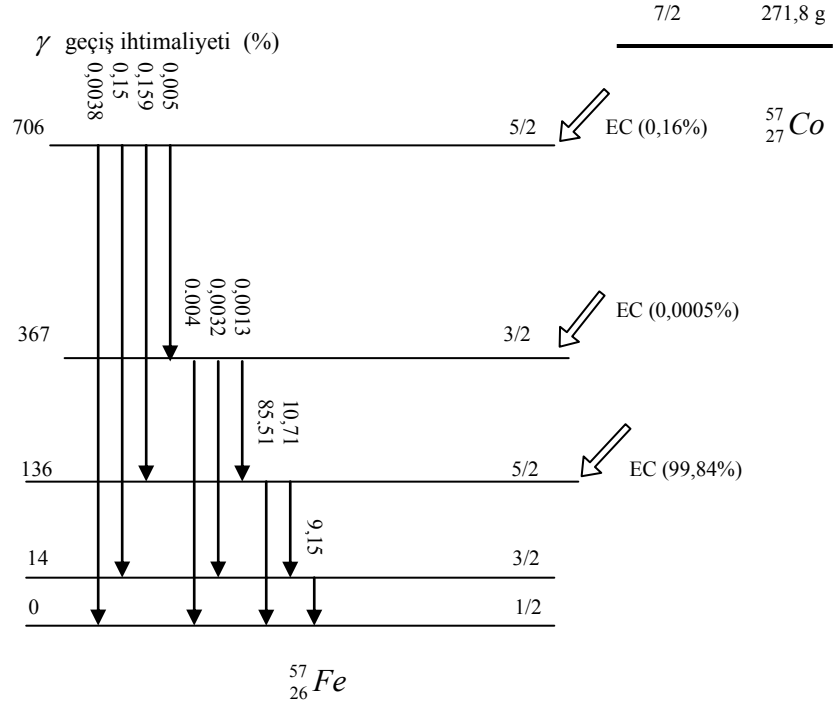
* www.nucleide.org.



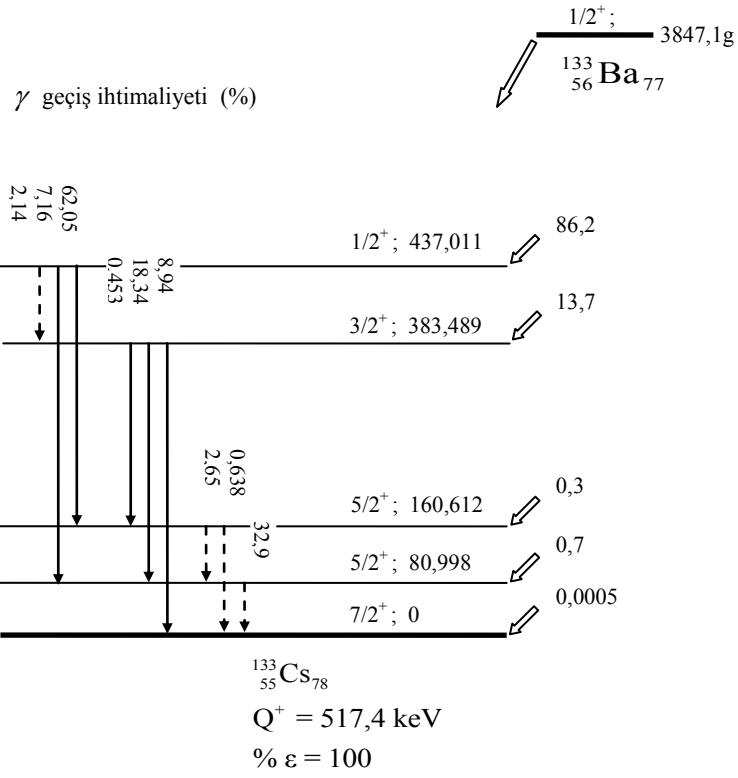
Şekil 3.6. ^{241}Am radyoizotopunun bozunma şeması.



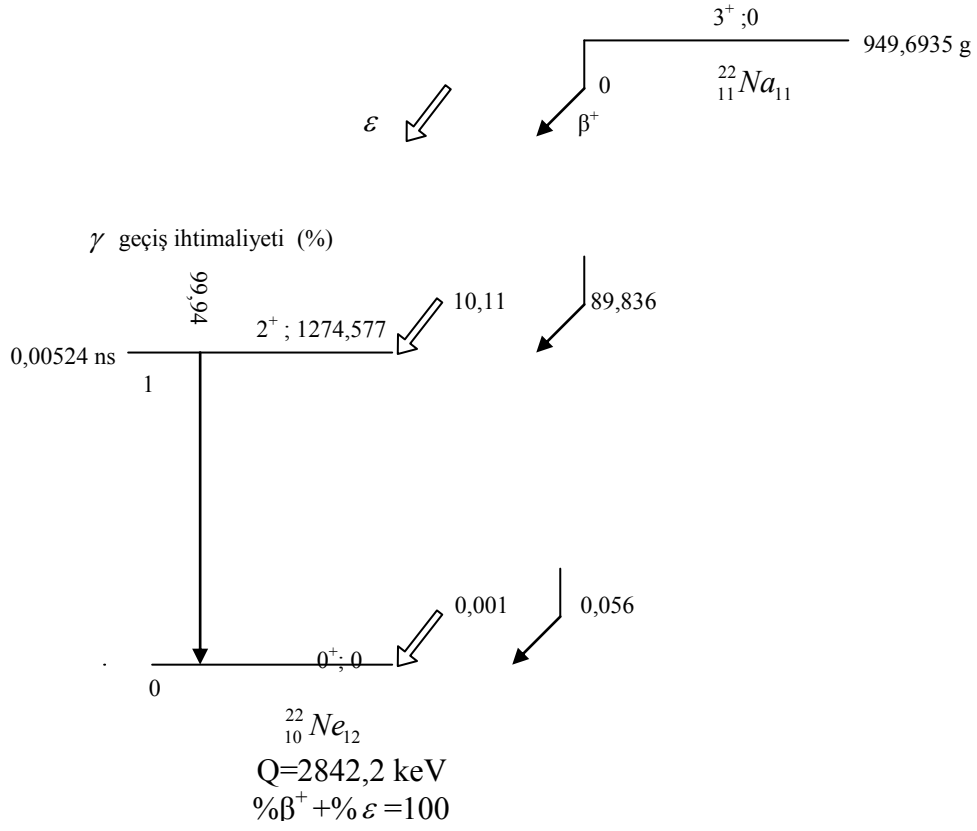
Şekil 3.7. ^{109}Cd radyoizotopunun bozunma şeması.



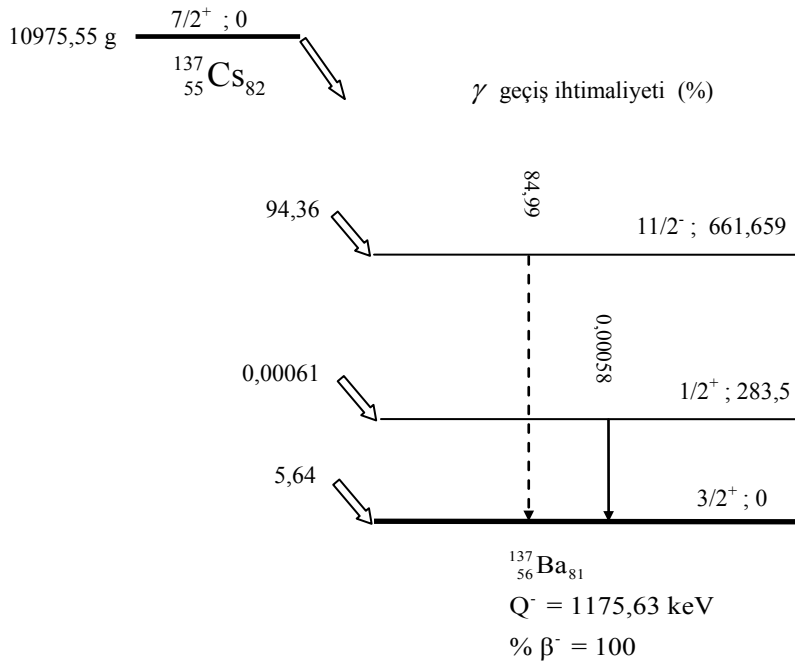
Şekil 3.8. ^{57}Co radyoizotopunun bozunma şeması.



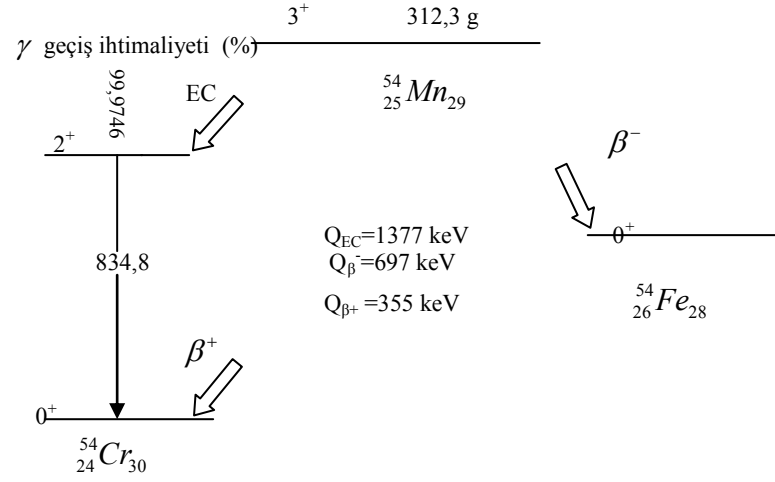
Şekil 3.9. ^{133}Ba radyoizotopunun bozunma şeması.



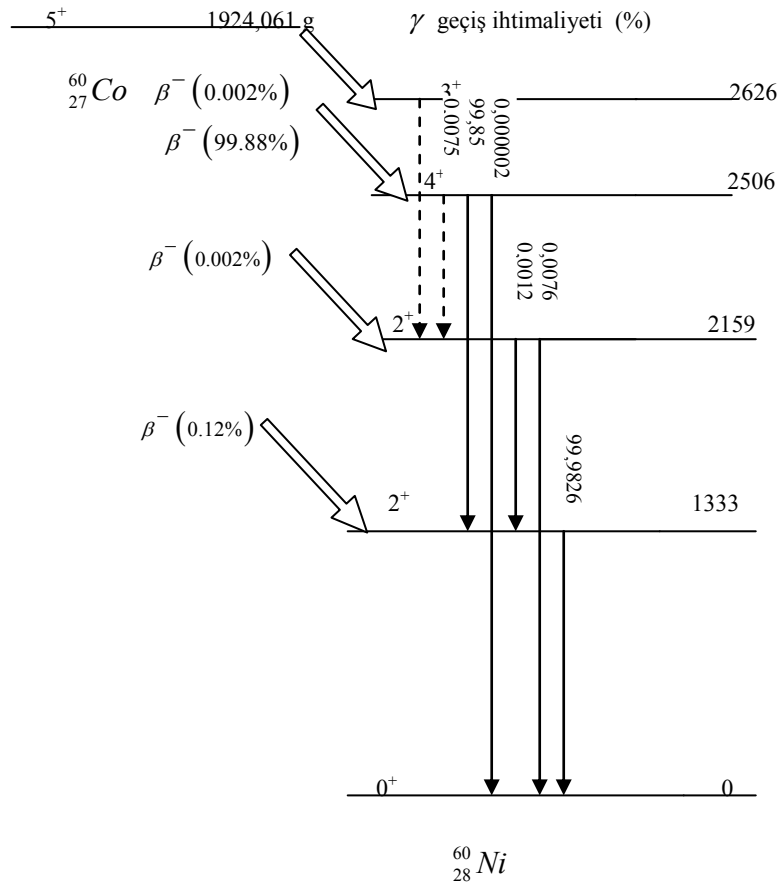
Şekil 3.10. ^{22}Na radyoizotopunun bozunma şeması.



Şekil 3.11. ^{137}Cs radyoizotopunun bozunma şeması.



Şekil 3.12. ^{54}Mn radyoizotopunun bozunma şeması.



Şekil 3.13. ^{60}Co radyoizotopunun bozunma şeması.

3.3. CdTe Dedektörün Spektroskopik Özellikleri

3.3.1. Verim eğrisi

Her dedektörün kendine has verimi (efficiency) vardır. Ayrıca detektörün verimi ortamdan ortama ve zamana bağlı olarak değişebilir. Dedektör verimi beş grupta sınıflandırılabilir:

a)Fotopik (Sayma) Verimi: Dedektörde ilgili enerjide, sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.

b)Mutlak Verim: Dedektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır. Kaynak dedektör uzaklığına bağlıdır.

c)Bağıl (Rölatif) Verim: Herhangi bir enerjideki dedektör veriminin, diğer enerjideki dedektör verimine oranıdır.

d)İntirinsik Verim: Dedektörün hassas bölgesinde (intrinsik bölgesinde veya deplasyon bölgesinde) sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.

e)Radyal Verim: Herhangi bir enerji değeri için, dedektör veriminin dedektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Dedektör verimi, nicel analizler için gerekli olan ve dedektörün spektroskopik performansını gösteren önemli bir parametredir. Herhangi bir foton enerjisinde (E) ve belirli bir kaynak-dedektör mesafesindeki (x) dedektörün özgül (intrinsic) verimi

$$\varepsilon_{\text{int}}(E, x) = \frac{N_k}{N_g} \quad (3.1)$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada N_k ; dedektörde belirli bir deney süresinde (t_c) kaydedilen foton pulslarının sayısı ve N_g ; dedektör yüzeyine gelen fotonların sayısıdır ve herhangi bir nokta kaynak için

$$N_g = \frac{1}{4\pi} \frac{At_c S}{x^2} \quad (3.2)$$

ifadesinden hesaplanabilir. Burada A ; radyoaktif kaynağın ölçme anındaki aktivitesi (Bq), t_c ; deney süresi (s), S ; dedektör alanı (mm^2) ve x ; kaynak ile dedektör arasındaki mesafedir (mm).

Ancak uygulamada, analiz için dedektörün özgül (intrinsic) verimi ($\varepsilon_{\text{int}}(E, x)$) yerine, özgül verim ile de doğrudan ilişkili olan dedeksiyon veriminin (absolute veya full-energy peak efficiency = detection efficiency, $\varepsilon_{\text{abs}}(E, x)$) bilinmesine gereksinim duyulur. Bu nedenle, ilgilenilen geometrideki tüm etkileri hesaba katabilmek için genellikle radyoaktif standartlar kullanılarak, deneysel olarak ölçülür. Bu amaçla, ölçüm sisteminin dedeksiyon verimi, dedektörün simetri ekseninde belirli bir x mesafesine yerleştirilen herhangi bir kaynakla elde edilen spektrumdan;

$$\varepsilon_{\text{abs}}(E, x) = \frac{C(E, x)}{AP_\gamma(E)} \quad (3.3)$$

ifadesiyle elde edilebilir. Burada $C(E, x)$; E enerjisindeki fotopikin (full-energy peak) net sayımından belirlenen sayma hızı (sayma/s), A ; ölçme başlangıcındaki kaynak aktivitesi (Bq) ve $P_\gamma(E)$; ilgilenilen E enerjili fotonun yayınlanma olasılığı, T ; ölçüm süresidir (s). Diğer taraftan, dedektörün dedeksiyon verimi, dedektör yüzeyine dik gelen foton aydınlanması olduğu varsayılırsa, özgül verimi, dedektör kaynak geometrisine bağlı katı açının, $\Omega_{E(x)}$ çarpımıyla ilişkilidir (Debertin and Hemler 1988):

$$\varepsilon = \frac{\Omega_{E(x)}}{4\pi x^2} \exp(-\mu_h(E)x_h\rho_h) \exp(-\mu_w(E)x_w\rho_w) \left[1 - \exp(-\mu_{CdTe}(E)x_{CdTe}\rho_{CdTe}) \right] \frac{C(E,x)}{AP_r T} \quad (3.4)$$

Burada x (cm), sırasıyla fotonların geçtiği madde ortamlarının (hava ve pencere) ve sonunda soğurulduğu detektörün pencere malzemesinin (Be) kalınlığını göstermektedir. μ_i (cm^{-1}), bu maddeler için lineer azaltma (attenuation) katsayılarıdır. Eşitlik (3.4)'teki üstel terimler, fotonların hava, Be pencere ve içinden geçtiği maddelerin geçirgenlik katsayılarıdır. İlgili maddelerin kütle soğurma katsayıları, μ/ρ (cm^2g^{-1}), NISTXCOM veri tabanından hesaplanabilir (Berger *et al.* 2007). Dairesel yüzey alanlı dedektöre dik ve bunun simetri eksenine yerleştirilen dairesel aktif yüzeyli bir disk kaynak geometrisi için eşitlik (3.4)'de yer alan katı açı, $\Omega_{E(x)}$ ise, herhangi bir x mesafesinde yazılan integralin seriye açılan Bessel fonksiyonları sonucunda elde edilebilir (Tsoulfanidis 1983).

$$\Omega_{E(x)} = \frac{\alpha^2}{\pi} \left[1 - \frac{3}{4}\beta^2 - \alpha^2 + \frac{1}{8}\beta^4 + \frac{7}{6}\alpha^4 - \frac{35}{64}\beta^6 - \frac{35}{8}\beta^4\alpha^2 + \frac{5}{2}\beta^2\alpha^2 - \frac{49}{8}\beta^2\alpha^4 - \frac{3}{2}\alpha^6 \right] \quad (3.5)$$

Burada a (mm), CdTe kristal yüzeyinin (kare) bir kenar uzunluğu ve R (mm), disk kaynağın yarıçapı olmak üzere, $\alpha=a/2x$ ve $\beta=R/x$ 'dir.

Verim eğrisinin elde edilmesinde ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{137}Cs ve ^{241}Am radyoaktif test kaynakları kullanılmıştır. Bu kaynakların özellikleri Çizelge 3.2 ve Çizelge 3.3'de verilmiştir.

Çizelge 3.2. Radyoaktif kaynaklarının aktiviteleri. *

Radyoaktif kaynak	Yarıömür (gün)	Aktivite (μCi)	Parçalanma/s
²² Na	949,6	4,66	172420
⁵⁴ Mn	312,3	0,76	28046
⁵⁷ Co	271,79	0,57	21164
⁶⁰ Co	1924,1	6,67	246753
¹⁰⁹ Cd	462,6	1,83	67562
¹³⁷ Cs	10975,5	8,68	321012
¹³³ Ba	3836,15	7,93	293447
²⁴¹ Am	157753	9,95	368150

Çizelge 3.3. Radyoaktif kaynaklarının çeşitli enerjilerinin toplam emisyon ihtimalleri. **

Radyoaktif kaynak	Enerji (keV)	Toplam emisyon ihtimali
²⁴¹ Am	13,81	39,5
²⁴¹ Am	17,8	24,2
²⁴¹ Am	20,8	11,3
¹⁰⁹ Cd	22,26	99,4
¹³³ Ba	30,63	53,2
¹³⁷ Cs	31,82	7,2
¹³⁷ Cs	36,4	7,2
²⁴¹ Am	59,54	35,9
¹³³ Ba	80,99	34,06
¹⁰⁹ Cd	88,04	3,61
⁵⁷ Co	122,06	85,60
⁵⁷ Co	136,47	10,68
¹³³ Ba	356,02	62,05
²² Na	511	90,49
¹³⁷ Cs	661,66	85,12
⁵⁴ Mn	834,85	99,98
⁶⁰ Co	1173,24	99,97
²² Na	1274,53	99,94
⁶⁰ Co	1332,5	99,99

* isotopeproducts.com.

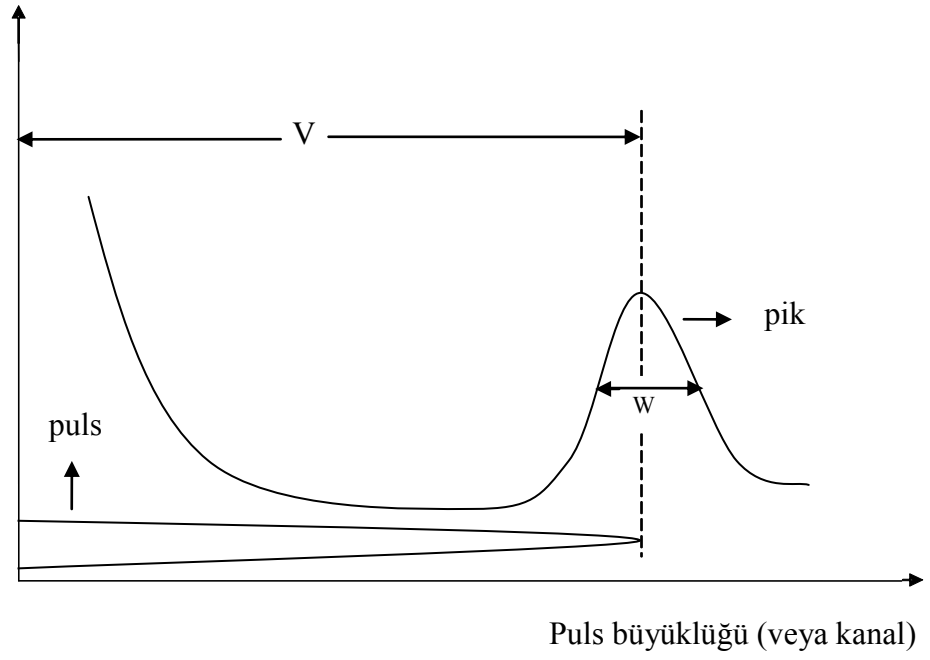
** isotopeproducts.com.

3.3.2. Enerji çözme gücü (FWHM)

Bir spektrometrede çözme gücü veya çözme (rezolüsyon) o spektrometrenin, birbirine çok yakın spektral tepeleri ayırt edebilme kabiliyetinin bir ölçüsüdür. Rezolüsyon veya pik genişliğini etkileyen faktörler şunlardır:

- a)Yük oluşum istatistiği
- b)Tamamlanmamış yük toplaması
- c)Elektronik gürültü

Sistemin rezolüsyonu, genellikle dedektör rezolüsyonu olarak söylenmekte ve yüzde olarak ifade edilmektedir. Bir dedektörün teorik rezolüsyonu R , temel saymanın üstündeki puls-yükseklik dağılımında yarı genişlik $W_{1/2}$, $\Delta V_{1/2}$ veya yarı maksimumdaki tam genişlik ($FWHM$) vasıtasıyla ifade edilebilir. Rezolüsyon uygun olarak $R = W/V$ şeklinde tanımlanır. Aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi, burada W yarı maksimumdaki tam genişlik, V ise ortalama büyüklük (puls genliği) olup bunların her ikisi de volt olarak (veya aynı birimli olarak) ifade edilirler. Dolayısıyla R birimsizdir ve yüzde olarak belirlenir. Gaussian dağılımı için $W = 2,35\sigma$ 'dır.



Şekil 3.14. Puls ve pik.

Dolayısıyla rezolüsyon

$$R = W/V$$

$$R = 2,35 \sigma / V$$

$$R = 235 \sigma / V \quad [= \%] \quad (3.6)$$

olur. Ancak σ / V bağıl standart sapma veya varyasyon katsayısıdır. E gelen fotonun enerjisi, ε ortalama iyonlaşma enerjisi olmak üzere E için üretilen iyon çifti sayısı

$$n = \frac{E}{\varepsilon} \quad (3.7)$$

şeklinde tanımlanır. $\sigma = \frac{1}{\sqrt{n}}$ olmak üzere

$$R = 2.35\sqrt{F\varepsilon/E} \quad (3.8)$$

yazılabilir.

R 'nin küçük değerleri iyi rezolüsyona karşılık gelmektedir. Dedektörde fotoelektrik olay, saçılma olayı ve diğer bazı olaylar bir arada meydana geldiği için elektron-hole çifti sayısındaki istatistikî dağılım Poisson veya Gaussian dağılımından daha küçük olabilir. Fano teorik istatistik rezolüsyonu gözlemlenenle uyuşturmak için kendi adıyla anılan bir faktör belirlemiştir. Buna Fano faktörü denilmektedir ve F ile gösterilmektedir.

Maksimumun onda birindeki tam genişlik 1,823 kere $FWHM$ 'dur ($FWTM = 1,85 \times FWHM$). Bir Gaussian dağılımının yarı genişliği bu fonksiyonun bir özelliği olarak $2,35\sigma$ büyüklüğündedir.

Rezolüsyona (pik genişliğine) diğer bir katkı tamamlanmamış yük toplanmasıdır. Bu dedektöre has bir özelliktir ve başlıca yük taşıyıcı kaybına bağlıdır. Bu önemli proses, serbest elektronların ve hollerin tamamlanmamış toplanmasından sorumlu olan yük tuzaklanmasıdır. Tuzaklama, bir yük kirlilikler veya kristal kusurları ile enerji gap içinde oluşturulmuş seviyelerden birinde tuzaklandığı zaman vuku bulur. Bir yük taşıyıcının tuzakta ortalama kalma süresi tuzaklama seviyesinin enerjisine, sıcaklığa ve elektrik alana bağlıdır. Kristal içerisinde her iki tip yük taşıyıcı tuzaklayabilecek donör ve akseptör tuzakları vardır. Tuzaklama, yük kaybına veya yük birikim hızının yavaşlamasına sebep olur. Yük kaybı spektrumda piklerde kuyruklanmalara (tailing) veya düşük enerji asimetrisine yol açar. Bu düşük enerji kuyruklanması pikin $FWHM$ 'unu artırabilir veya yarı maksimum yüksekliği altındaki pik şeklini etkileyebilir. Kuyruklanma $FWHM$ 'u etkilemese bile veri analiz işini zorlaştırır.

Rezolüsyona son katkı elektronik gürültü seviyesinden gelmektedir. Bu katkı başlıca dedektör ve onun kapasitansının sızıntı akımlarına bağlıdır. Bu etki foton enerjisinden bağımsızdır.

Bu üç terimin her biri bir Gaussian dağılıma sahiptir. Bu yüzden toplam rezolüsyon bu etkilerin karelerinin toplamının kareköküdür. Yani,

$$R = ((2,35(F.E_\gamma\epsilon)^{1/2})^2 + (R_t)^2 + (R_e)^2)^{1/2} \quad (3.9)$$

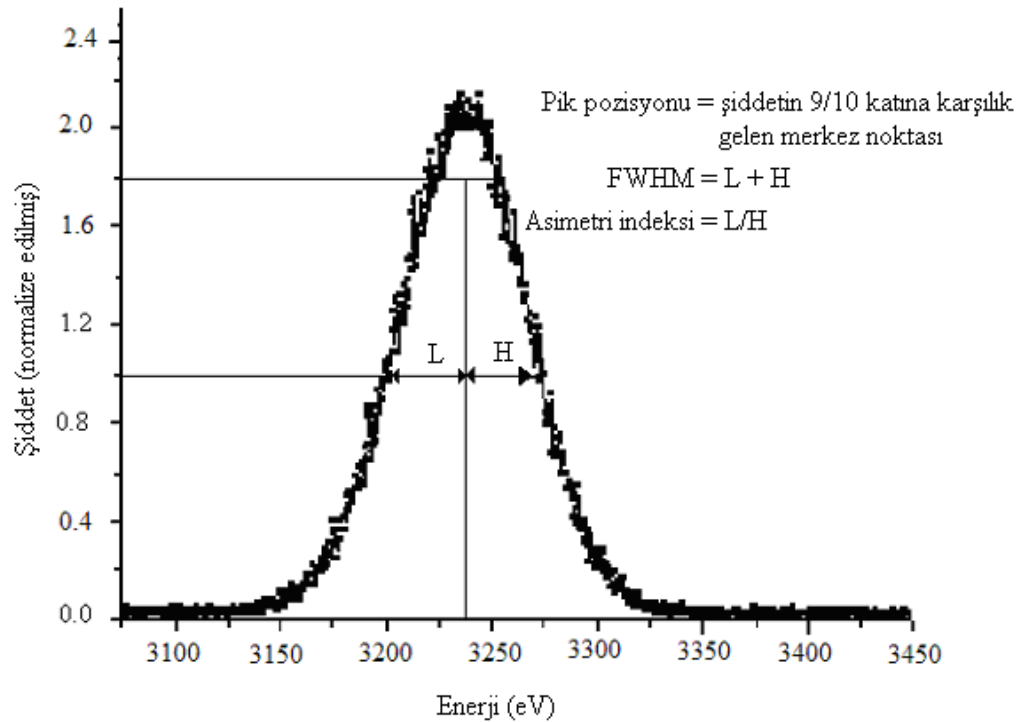
dir. Burada R_t tuzaklamadan ve R_e ise elektronikten gelen katkıları göstermektedir.

3.3.3. Asimetri indeksi

CdTe dedektörlerinin enerji çözünürlüğü, sinyal yük taşıyıcıları olan elektronların ve özellikle hollerin yaşam süresi tarafından sınırlanmaktadır. Bilindiği üzere, yük taşıyıcıların elektrotlar üzerinde toplanması sürecinde, bunlar elektriksel olarak aktif olan kristal kusurlarından (defects) önemli derecede etkilenirler ve bu etki elektron ve deşiklerin hareketlilik (mobilité) ve ömürlerinin çarpım değerleriyle ilişkilidir (Fougeres *et al.* 1999). Özellikle yük taşıyıcıların mobilitelerinin çok farklı olması sonucu, dedektördeki bu tuzaklanma merkezleri, kararlılık problemlerine de neden olur, öyle ki oldukça düşük kabul edilen dedektör kaçak akımları üzerinde enerji band genişliğinden ziyade bu kristal kusurları baskın olmaya başlar (Owens *et al.* 2006). Holler elektronlardan 10-30 kat daha düşük mobiliteye sahiptirler (eV Products Inc. 2007; Knoll 2000) ve bu nedenle kristal içinde daha yavaş sürüklenirler, elektroda ulaşmadan önce, kristal içindeki sürüklenme zamanlarının (drifting time) artmasıyla tuzaklanma olasılıkları da artar. Kayıp olan sinyal yük miktarı, gama etkileşim noktası ile elektrot arasındaki mesafeye bağlıdır. Enerjisi yüksek olan gama ışınlarının etkileşim noktaları ise, gama soğurma katsayısına göre dedektör kristalinin derinliğinin eksponansiyel fonksiyonu olarak dağılırlar. Dolayısıyla ölçülen enerji spektrumundaki tepeler,

asimetrik bir şekilde düşük enerjilere doğru genişlerler Bu tam toplanamayan hol yükü olayının etkisiyle, CdTe dedektörlerinde gözlenen fotopiklerin sol tarafa genişleyerek kuyruklanması yanı sıra, sinyal genliklerinde de kayıplar olur ve elde edilen spektrum kalitesi kötüleşir (Shikhaliev 2006). Fotopiklerin şeklindeki genişlemenin, foton etkileşme derinliğine bağlı olan enerji çözme gücünden kaynaklandığı ifade edilmiştir (Pérez *et al.* 2002; González *et al.* 2004).

Bir X-ışını emisyon çizgisinde pik merkezi, FWHM ve asimetri indeksi değerlerinin nasıl belirleyebileceği Şekil 3.15'te verilmiştir. FWHM ve asimetri indeksini belirlerken önce pikler smoothe (soyma) edilir, ardından background (temel sayma) düzeltilmesi yapılarak Gaussian fonksiyonuna fit edilir.



Şekil 3.15. Pik merkezi, FWHM ve asimetri indeksi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. CdTe Dedektörün Spektroskopik Özellikleri

CdTe dedektörün spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi için yapılan deneme ölçümleri sonucunda, dedektör-kaynak mesafesini ^{241}Am 5,5 mm diğer kaynaklar için 27,5 mm olan Şekil 4.1'de görülen deney geometrisinin kullanılmasına karar verilmiştir. Yüksek enerjili radyoaktif kaynaklardan çevreye yayınlanan zararlı radyasyondan korunmak ve enerji spektrumundaki temel sayma (background) ve kuyruklanma bölgesini azaltmak için ayrıca çevrenin radyasyondan korunması amacıyla boyutları $20 \times 20 \times 5 \text{ cm}^3$ olan laboratuvarımızda hazırlanan özel 20 adet kurşun blok kullanılarak deney sistemine kurşun duvar örülmüştür.

CdTe dedektörün veriminin ölçülmesi için hazırlanan deney geometrisine ait bazı büyüklükler Çizelge 4.1'de verilmiştir. Ölçme süresince, sayma istatistiğinden gelebilecek hataları azaltmak için çeşitli enerjilerdeki gama ve X-şını tepelerinin sayımlarının 10000'den az olmaması sağlanmıştır.

Çizelge 4.1. CdTe dedektörün spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi için hazırlanan deney geometrisine ait bazı büyüklükler.

Radyoizotop	Kaynak-dedektör mesafesi (mm)	Kaynak çapı (mm)
^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{109}Cd ^{133}Ba , ^{137}Cs	27,5	25,3
^{241}Am	27,5	3,5
^{60}Co	5,5	25,3

Herbir radyoaktif kaynak için gama ışınlarının puls yükseklik spektrumları 300-1800 s'lik sürelerle alınmıştır.



Şekil 4.1. Deney düzeneği

Bu çalışmada kullanılan her bir radyoaktif kaynak için ölçümler 10'ar kez tekrarlanmıştır. Elde edilen spektrumlarda incelenen tepelerin alanları CdTe dedektörün MCA8000A programı kullanılarak hesaplanmıştır. Alan hesaplamaları, hatayı en aza indirmek için, tepelerin sağ ve sol yamaçlarında on kanal ortalamasına eşit background noktaları esas alınarak yapılmıştır. Her bir radyoaktif kaynak için incelenen gama ve X-ışını tepelerinde elde edilen alan değerlerinin ortalaması Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.2. 13-1333 keV enerjili gama ve X-ışını tepelerinin altında kalan alanlar.

Radyoaktif Kaynak	Enerji (keV)	Sayma/Kanal (ortalama)
²² Na	511	8840
	1274,53	275
⁵⁴ Mn	834,85	1378
⁵⁷ Co	122,06	3595
	136,47	1845
⁶⁰ Co	1173,24	10585
	1332,5	15143
¹⁰⁹ Cd	22,26	31682
	88,04	6357
¹³³ Ba	30,63	127128
	80,99	24284
	356,02	37243
¹³⁷ Cs	31,82	14658
	36,4	2933
	661,66	11596
²⁴¹ Am	13,81	23914
	17,8	39315
	20,8	9395
	59,54	66358

Bu çalışmada kullanılan her bir radyoaktif kaynağın puls yükseklik spektrumlarından faydalanarak CdTe dedektörün 13-1333 keV enerji aralığındaki çözme gücü (FWHM) değerlerinin ortalaması Çizelge 4.3'de verilmiştir.

Çizelge 4.3. CdTe dedektörün 13-1333 keV enerji aralığındaki çözme gücü (FWHM).

Radyoaktif	Enerji (keV)	FWHM (Ort., keV)	FWHM (Standart Sapma)	FWHM (Değişim Kats.)
²² Na	511	13,5828	2,25048	0,16569
	1274,53	2,282	1,40911	0,61749
⁵⁴ Mn	834,85	15,13403	0,21721	5,592
⁵⁷ Co	122,06	5,31457	0,22733	4,277
	136,47	5,92043	0,31162	5,263
⁶⁰ Co	1173,24	25,35074	1,98691	9,411
	1332,50	34,6091	1,77773	5,137
¹⁰⁹ Cd	22,26	8,00609	0,2078	2,239
	88,04	7,06701	0,39184	4,298
¹³³ Ba	30,63	5,4766	0,03428	0,626
	80,99	6,12794	0,04779	1,167
	356,02	8,3453	0,31909	3,822
¹³⁷ Cs	661,66	14,86249	1,62057	7,401
²⁴¹ Am	13,81	5,7019	0,10896	1,911
	17,8	6,0862	0,09227	1,516
	20,8	6,8416	0,16685	2,439
	59,54	6,93124	0,19243	1,922

Tüm kaynaklar için elde edilen spektrumlardaki her fotopikin asimetri derecesini gösteren pik/vadi oranları hesaplanarak, ortalama değerleri ve değişim katsayıları Çizelge 4.4'de verilmiştir.

Çizelge 4.4. CdTe dedektörün 13-1333 keV enerji aralığındaki pik/vadi oranları.

Radyoaktif	Enerji (keV)	Asimetri Parametresi (Ort)	Asimetri Parametresi (Standart Sapma)	Asimetri Parametresi (Değişim Katsayısı)
²⁴¹ Am	13,81	1,0416	0,0024	0,237
¹⁰⁹ Cd	88,04	1,0413	0,00125	0,124
⁵⁷ Co	136,47	1,0394	0,00181	0,18
¹³³ Ba	356,02	1,0319	0,00174	0,172
²² Na	511	1,0313	9,94429E-4	9,73118E-2
¹³⁷ Cs	661,66	1,0268	0,00123	0,12
⁵⁴ Mn	834,85	1,0194	0,0044	0,424
⁶⁰ Co	1332,5	1,0145	9,71825E-4	9,57935E-2

CdTe dedektörün verim eğrisini elde etmek için ortamdaki havanın toplam azaltma katsayısı, dedektörün berilyum penceresinin toplam azaltma katsayısı ve CdTe kristalinin toplam azalma katsayısı kullanılmıştır. Atmosferde bulunan gaz çeşitleri ve miktarları Çizelge 4.5'de ve atmosferin ilgili enerjiler için toplam azaltma katsayısı Çizelge 4.6'da verilmiştir.

Çizelge 4.5. Atmosferde bulunan gaz çeşitleri ve miktarları.

Molekül	Miktar (%)
N ₂	0,78090069
O ₂	0,20949441
Ar ₂	0,00929901
CO ₂	0,000281
Ne ₂	0,000018
He ₂	0,0000053
Kr ₂	0,000001
H ₂	0,0000005
Xe ₂	0,00000008
O ₃	0,00000001

Çizelge 4.6. Atmosferin çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı değerleri.

Enerji (keV)	Toplam azaltma katsayısı (cm ² / gr)
13,81	1,920
17,8	0,984
20,8	0,681
22,26	0,588
30,63	0,334
31,82	0,316
36,4	0,269
59,54	0,187
80,99	0,165
88,04	0,160
122,06	0,145
136,47	0,140
356,02	0,100
511	0,084
661,66	0,077
834,85	0,069
1173,24	0,059
1274,53	0,056
1332,5	0,055

Berilyumun çeşitli enerjiler için toplam azaltma katsayısı değerleri Çizelge 4.7'de ve CdTe kristalinin çeşitli enerjiler için toplam azaltma katsayısı değerleri Çizelge 4.8'de verilmiştir.

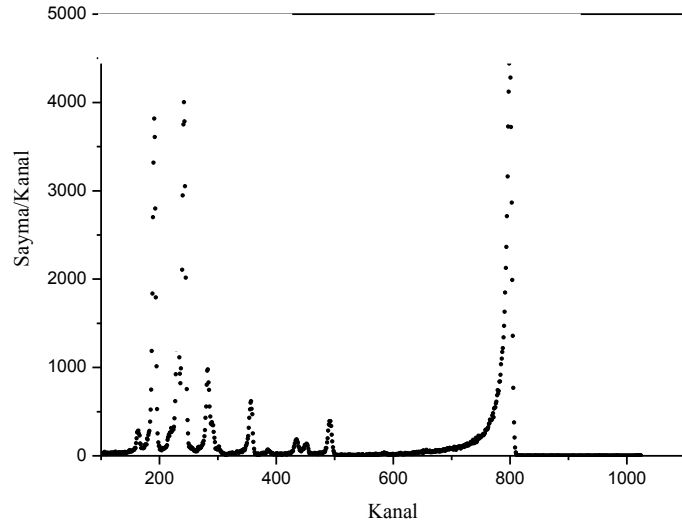
Çizelge 4.7. Berilyumun çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı

Enerji (keV)	Toplam azaltma katsayısı (cm ² / gr)
13,81	5,19
17,8	3,75
20,8	3,27
22,26	3,11
30,63	2,66
31,82	2,63
36,4	2,52
59,5412	2,24
80,9971	2,09
88,04	2,05
122,0614	1,89
136,4743	1,83
356,017	1,33
511	1,12
661,657	1,03
834,848	0,922
1173,237	0,781
1274,53	0,749
1332,501	0,732

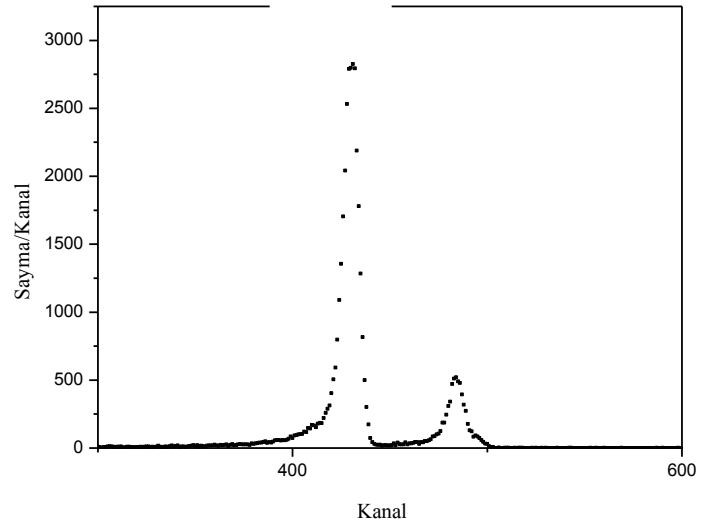
Çizelge 4.8. CdTe kristalinin çeşitli enerjilerdeki toplam azaltma katsayısı.

Enerji (keV)	Toplam azaltma katsayısı (cm ² / gr)
13,81	58,1
17,8	29,3
20,8	19,3
22,26	16,0
30,63	20,7
31,82	34,9
36,4	24,7
59,54	6,68
80,99	2,92
88,04	2,34
122,06	1,00
136,47	0,76
356,02	0,131
511	0,0864
661,66	0,0749
834,85	0,0642
1173,24	0,0523
1274,53	0,0499
1332,5	0,0487

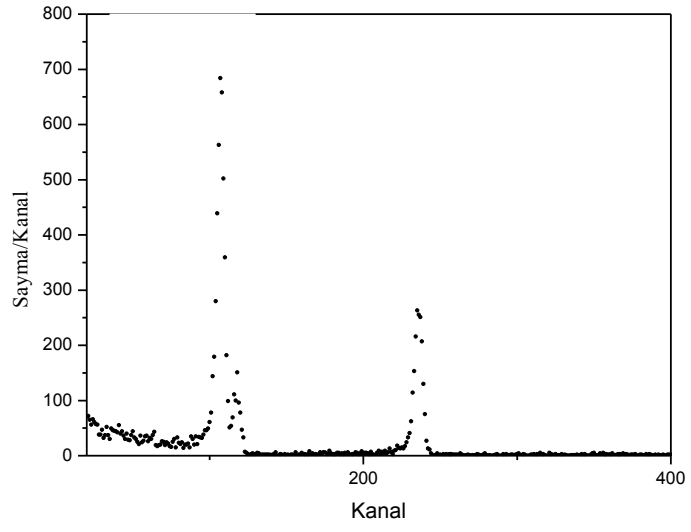
Dedektör verimini belirlemek için kullanılan radyoaktif kaynaklarının güncel aktiflikleri (2.10) ifadesi kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Çizelge 3.2'de verilmiştir. Dedektör verimini bulmak için kullanılan radyoaktif kaynaklardan elde edilen spektrumlar Şekil 4.2-9'da görülmektedir.



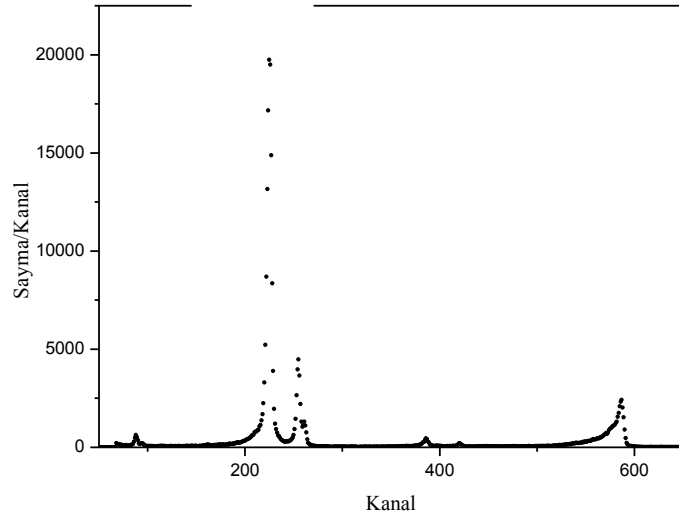
Şekil 4.2. ^{241}Am radyoaktif kaynağın spektrumu.



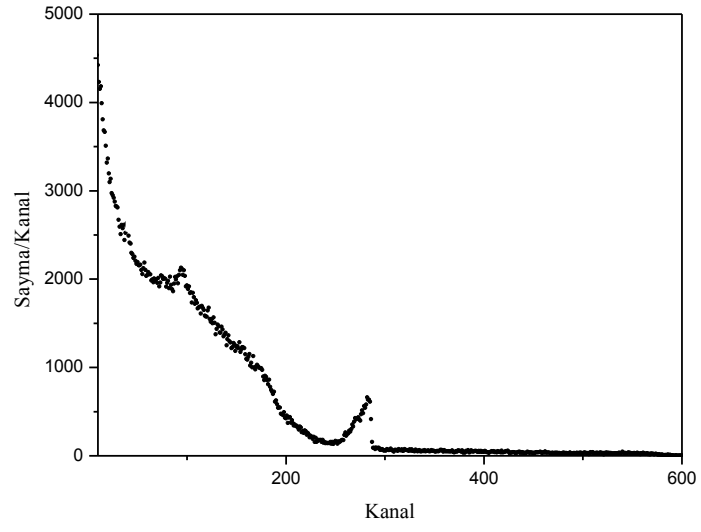
Şekil 4.3. ^{109}Cd radyoaktif kaynağın spektrumu.



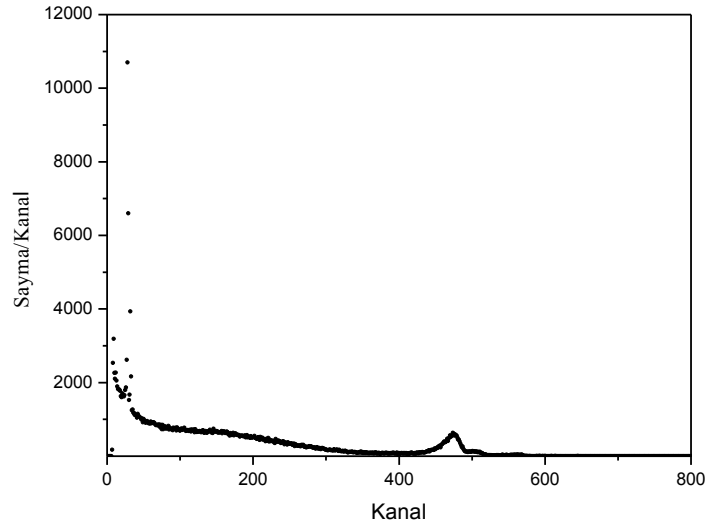
Şekil 4.4. ^{57}Co radyoaktif kaynağın spektrumu.



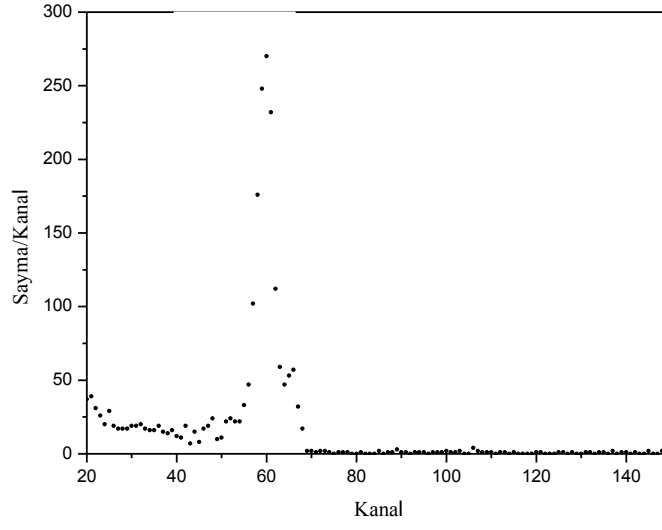
Şekil 4.5. ^{133}Ba radyoaktif kaynağın spektrumu.



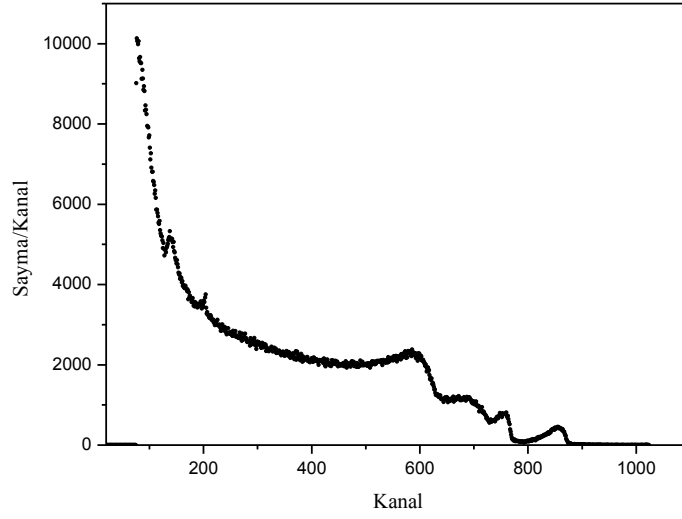
Şekil 4.6. ^{22}Na radyoaktif kaynağın spektrumu.



Şekil 4.7. ^{137}Cs radyoaktif kaynağın spektrumu.



Şekil 4.8. ^{54}Mn radyoaktif kaynağın spektrumu.



Şekil 4.9. ^{60}Co radyoaktif kaynağın spektrumu.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, CdTe dedektörün 13-1333 keV enerji aralığında spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi amaçlanmıştır. Bunun için, radyoaktif disk kaynak geometrisinde, bir 3x3x1 mm³ CdTe dedektörle elde edilen gama spektrumlarının analizi yapılarak enerji çözme gücü (FWHM cinsinden) ölçülmüş ve pik biçimleri (pik-vadi oranı, P/V cinsinden) incelenmiştir. ¹³³Ba, ¹³⁷Cs, ⁵⁷Co, ⁶⁰Co, ²²Na, ⁵⁴Mn, ²⁴¹Am ve ¹⁰⁹Cd radyoaktif test kaynaklarını ile yapılan deneme ölçümleri sonucunda, dedektör-kaynak mesafesini ²⁴¹Am kaynak için 5,5 mm ve diğer kaynaklar için 27,5 mm olan Şekil 4.1'de görülen deney geometrisi kullanılmıştır.

Çalışma için seçilen bu enerji aralığı (13-1333 keV), tıpta teşhis amaçlı kullanılan radyoizotoplarının yayınladığı X ve gama ışınları ile zenginleştirilmiş uranyum, plütonyum izotopları ve çoğu fisyon/aktivasyon ürünü nükleitlerin yayınladığı fotonların enerjilerinin hemen hemen tümünü kapsayan bir enerji aralığı olması bakımından önemlidir.

"MCA8000A" programında MCA için 1024 kanal seçilmiştir. ²⁴¹Am, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs ve ⁶⁰Co test kaynakları kullanılarak kalibrasyon işlemi yapılmıştır. "MCA8000A" programından alınan veriler kullanılarak, Microcal Origin 7.5 programı yardımıyla spektrumlar çizdirilmiştir. Bu program ve onun bünyesinde yer alan "PFM" (Peak Fitting Module) kullanılarak tepelerin enerji ve net alanları tespit edilmiştir. Şekil 3.3'de görülen CdTe dedektörü ile sayılan birbirine yakın enerjili tepelerin alanlarının elde edilmesinde (Şekil 4.4 ve 4.8) Microcal Origin 7.5 programı kullanılmıştır.

CdTe dedektörün spektroskopik özelliklerinin belirlenmesi için gerçekleştirilen deneylerin tekrarlanabilirliğini incelemek amacıyla yapılan çoklu ölçümlerin sonuçları Çizelge 4.2'de verilmiştir. On ayrı ölçümün alınmasıyla; geliştirilen deneysel yöntemde enstrümantal hata ve sayma istatistiğinden gelecek hatalar dikkate alınmıştır. On kez

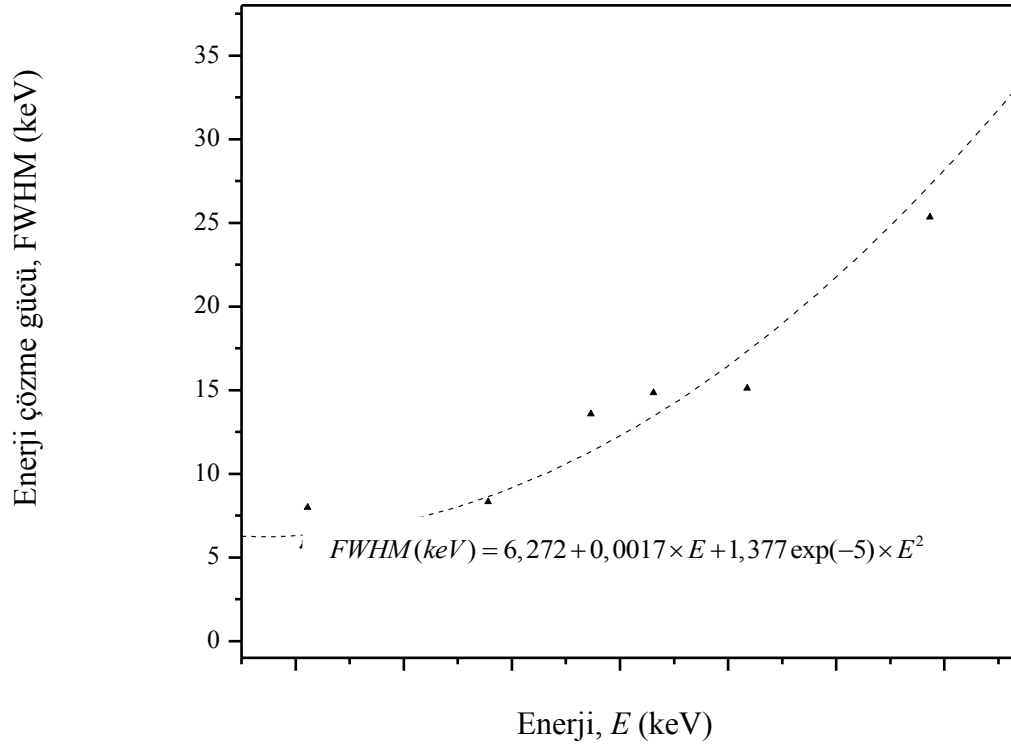
ölçülen alanların bağıl standart sapmasının küçük olması spektrometrenin hassasiyetinin iyi olduğunu ortaya koymaktadır.

CdTe dedektörün hassasiyetini belirleyen parametre enerji çözme gücüdür. FWHM (keV biriminde) değerleri, incelenen her bir radyoaktif kaynağın ilgili enerjilerinin alınan çoklu ölçümleri için belirlenmiştir. Ortalama FWHM değerlerinin Çizelge 4.3'de verilmiştir. Ayrıca Çizelge 4.3'den; ortalama FWHM değerinden sapmalar ($\pm 1\sigma$ aralığında) ve % değişim katsayıları görülmektedir. Bu sapmaların, kanal başına toplanan sayımların az olduğu enerji değerlerinde az olduğu, yani; pik alanı belirsizliği yüksek olan piklerde, daha yüksek olduğu görülmektedir. Her fotopik için enerji çözme gücünün enerjiye bağlı değişimi ise Şekil 5.1'de verilmiştir. Enerji ile FWHM değerleri arasında

$$FWHM(keV) = 6,272 + 0,0017 \times E + 1,377 \exp(-5) \times E^2$$

şeklinde bir ilişkinin olduğu gözlemlenmiştir. Bu eğri için korelasyon katsayısı $r^2 = 0,975$ olarak bulunmuştur. Bu eğriden, sistemin enerji çözme gücünün, düşük enerjilerde daha iyi olduğu, yüksek enerjilere gidildikçe bozulduğu görülmektedir.

Bu çalışmada, tüm kaynaklar için elde edilen spektrumlardaki her fotopikin asimetri derecesini gösteren P/V oranları hesaplanmıştır. P/V oranlarının ortalama değerleri ve değişim katsayıları Çizelge 4.4'de verilmiştir. Foton enerjisi arttıkça, pikin sol tarafındaki vadinin iyice çukurlaşması sonucunda P/V oranlarının azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni ise yüksek enerjili fotonların kristal derinliklerinde oluşturduğu yüklerin elektrotlarda toplanmamalarıdır. Tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı piklerin sol yamaçlarındaki kuyruklanmalar pik alanlarının doğru bir şekilde belirlenmesine de engel olmaktadır.

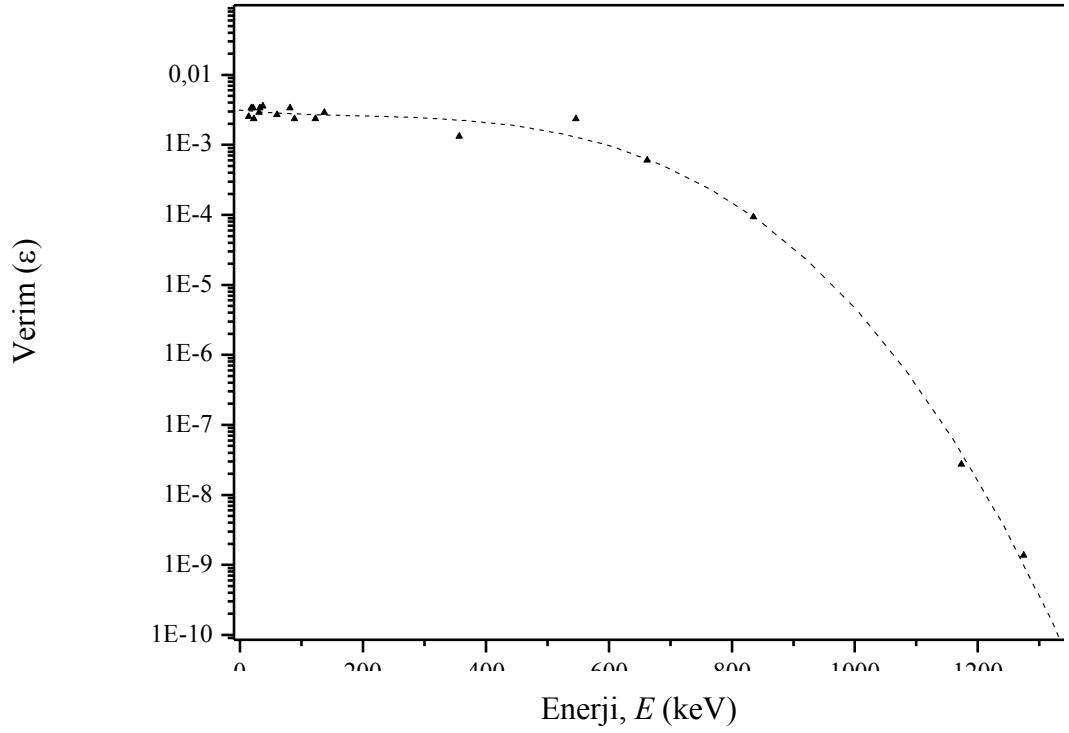


Şekil 5.1. CdTe dedektörün enerji çözme gücü.

Dedektör hassasiyetini tanımlayan bir diğer parametre dedeksyon verimidir. CdTe dedektörünün fotopik verim eğrisi Şekil 5.2'den görülmektedir. Fotopik verimi fit fonksiyonu

$$\varepsilon = -2,509 - 7,429 \exp(-4) \times E + 2,736 \exp(-6) \times E^2 - 4,815 \exp(-9) \times E^3$$

şeklindedir. Burada ε verim, E ise enerjidir. $r^2 = 0,996$ olarak bulunan korelasyon katsayısı % 5 önem seviyesine göre önemlidir. Elde edilen fotopik verim eğrisinin r^2 değeri 1'e çok yakın olduğundan elde edilen fit fonksiyonu CdTe dedektörü için fotopik verim eğrisi olarak kullanılabilir.



Şekil 5.2. CdTe dedektörün verimi.

Elde edilen deneysel sonuç bu çalışmada kullanılan CdTe dedektörün 500 keV'in altında maksimum verimde olduğunu göstermektedir. Şekil 5.2'deki deneysel verim değerlerinde, 500 keV'in üzerindeki enerjilerde oldukça hızlı bir düşüş görülmektedir. Özellikle yüksek enerjilerde, verim değerlerindeki düşüş artmaktadır. Bu önemli farklılaşma, esas olarak kristal kusurlarına bağlı olan ve yükün etkin toplanamayışının bir sonucu olarak oluşan sinyal kayıplarından kaynaklanan pik alanlarında değişimler olduğunu göstermektedir. Yüksek enerjilerde tamamlanmamış yük toplanmaları, piklerin sol yamaçlarındaki kuyruklanma etkilerinin artması ve piklerin üstüste binmelerinden dolayı fotopik alanı altındaki net sayımın hesaplanmasında hatalar yapılmaktadır. Bu hataları ortadan kaldırmak için alan hesaplamalarında koherent tepelerin sağ ve sol yamaçlarında on kanal ortalamasına eşit background (temel sayma) noktaları esas alınmıştır.

CdTe dedektörlerle elde edilen gama spektrumlarında, foton enerjisi arttıkça, özellikle 500 keV'in üzerinde enerjiye bağımlı önemli bir verim kaybı ve yüksek enerjili fotopiklerde de giderek fazlalaşan kuyruklanma artışı şeklinde bir bozulma olduğu gözlenmiştir.

CdTe dedektörler, nükleer spektroskopi araştırmalarında, oda sıcaklığında çalışabilmesi, istenilen hassaslıkta deney geometrilerinin hazırlanabilmesinde küçük ağırlıklı, küçük hacimli, kolimasyon ve taşıma kolaylıklarına sahip olması, dedeksiyon veriminin yüksek olması bakımından, iyi bir seçimdir.

KAYNAKLAR

- Abbas, K., Morel, J., Etchevery, M., Nicolaou, G., 1998. Use of miniature CdZnTe X/ γ detector in nuclear safeguards: characterisation of spent nuclear fuel and uranium enrichment determination. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 405 (1), 153-158.
- Abbas, M.I., Nafee, S., Selim, Y.S., 2006. Calibration of cylindrical detectors using a simplified theoretical approach. Appl. Radiat. Isot., 64 (9), 1057-1064.
- Abbene, L., La Manna, A., Fauci, F., Gerardi, G., Raso, G., 2007. X-ray spectroscopy and dosimetry with a portable CdTe device. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 571 (1-2), 373-377.
- Alvarez, L.M., 1938. The capture of orbital electrons by nuclei. Phys. Rev., 54, 486-497.
- AMPTKINC. 14 DeAngelo Drive, Bedford, MA 01730-2204 U.S.A
<http://www.amptek.com>
- Aoki, K., Koyama, M., 1989. Measurement of diagnostic x-ray spectra using a silicon photodiode. Med. Phys., 16 (4), 529-536.
- Arlt, R., Gryshchuk, V., Sumah, P., 1999. Gamma spectrometric characterization of various CdTe and CdZnTe detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 428 (1), 127-137.
- Arlt, R., Aparo, M., Boeck, Zwickelstorfer, H., 2001. Spectrum catalogue of gamma spectra taken with CdTe and CdZnTe detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 458, 206.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Chang, J., Coursey, J.S., Sukumar, R., Zucker, D.S., 2007. National Institute of Standards and Technology (NIST). XCOM Database Web page: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- Berlizov, A.N., Gunnink, R., Zsigrai, J., Nguyen, C.T., Tryshyn, V.V., 2007. Performance testing of upgraded uranium isotopes multi-group analysis code MGAU. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 575 (3), 498-506.
- Blomgren, J., 2008. Enhanced Spectroscopic Performance of CdTe and CdZnTe Detector Systems Using Digital Techniques. Uppsala University Neutron Physics Report ISSN 1401-6269.
- Brunet, B.A., Von Scyoc, J.M., Schlesinger, T.E, James, R.B., 2001. The spatial response of CdZnTe gamma-ray detectors as measured by gamma-ray mapping. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 458 (1), 76-84.
- Byun, S.H., Prestwich, W.V., Chin, K., McNeill, F.E., Chettle, D.R., 2004. Efficiency calibration and coincidence summing correction for a 4π NaI(Tl) dedector array, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 535, 674-685.
- Carchon, R., Moeslinger, M., Bourva, L., Bass, C., Zendel, M., 2007. Gamma radiation detectors for safeguards applications. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 579 (1), 380-383.
- Choppin, G., Rydberg, J., Liljenzin, J.O., 1995. Radiochemistry and Nuclear Chemistry. Second edition, Butterworth-Heinemann Ltd., London.

- Debertin, K., and Helmer, R.G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. Elsevier Science Publishers, 94-96 New York, U.S.A North-Holland, Amsterdam.
- Demir, M., 2000. Nükleer Tıp Fiziği. İ.T. Cerrahpaşa Tıp Fakültesi, İstanbul.
- Du, Y.F., He, Z., Knoll, G.F., Wehe, D.K., Li, W., 2001. Evaluation of a Compton scattering camera using 3-D position sensitive CdZnTe detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 457, 203.
- Eisen, Y., Shor, A., Mardor, I., 1999. CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Cilt 428, (1), 158-170.
- eV Products Inc., 2007. a division of II-VI Incorporated, Saxonburg, PA 16056, "The Ev-Products Electronic Catalog and The Semiconductor Material Properties on the Web page <http://www.evproducts.com/>
- Fewel, T.R., Shuping, R.E., 1977. Photon energy distribution of some typical diagnostic X-ray beams. Med. Phys. 12 (3), 187.
- Fougeres, P., Siffert, P., Hageali, M., Koebel, J.M., Regal, R., 1999. CdTe ve CdZnTe for nuclear detectors: facts and fictions. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 428 (1) 38-44.
- Franc, J., Höschl, P., Belas, E., Grill, R., Hlíděk, P., Moravec, P., Bok, J., 1999. CdTe and CdZnTe crystals for room temperature gamma-ray detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 434 (1), 146-151.
- Gilmore, G., Heminway, J., 2000. Practical Gamma-Ray Spectrometry. John Wiley & Sons, New York.
- González, R., Pérez, J.M., He, Z., 2004. Efficiency at different interaction depth in large coplanar CdZnTe detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 531 (3), 544-559.
- Jahnke, A., Matz, R., 1999. Signal formation and decay in CdTe X-ray detector under intense irradiation. Med. Phys., 26, 38-48.
- Kastlander, J., Bargholtz, C., Batres-Estrada, G., Behrooz, K., 2006. Development of Methods to use CdTe dedectors in field measurements. Journal of Physics: Conference Series 41, 523.
- Khusainov, A.K., Antonova, T.A., Bahlanov, S.V., Derbin, A.V., Ivanov, V.V., Lysenko, V.V., Morozov, F., Mouratov, V.G., Muratova, V.N., Petukhov, Y.A., Pirogov, A.M., Polytsia, O.P., Saveliev, V.D., Solovei, V.A., Yegorov, K.A., Zhucov, M.P., 1999. Portable γ - and X-ray analyzers based on CdTe p-i-n detectors, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 428, 223.
- Kleinknecht, K., 1986. Detectors for Particle Radiation. Second edition, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Knoll, G. F., 1979. Radiation Detection and Measurement. Second edition, Wiley, New York, USA.
- Knoll, G. F., 2000. Radiation Detection and Measurement. 3rd ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, USA.
- Krmar, M., Shukla, S., Ganezer, K., 2006. Some aspects involving the use of CdTe for finding end-point energies in diagnostic radiology. Appl. Radiat. Isot., 64, 584-587.

- Lachish, U., 1998. CdTe and CdZnTe Crystal Growth and Fabrication of Gamma Radiation Detectors, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 403, 417.
- Lager, C., 2008. Enhanced Spectroscopic Performance of CdTe and CdZnTe Detector Systems Using Digital Techniques, Uppsala University, 8, Uppsala, Sweden
- Larkins, F.B., 1977. Electron binding energies. At. Data Nucl. Data Tables 20, 313-328.
- Luke, P.N., Amman, M., Lee, J.S., Ludewigt, B.A., Yaver, H., 2001. A CdZnTe coplanar-grid detector array for environmental remediation. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 458 (1), 319-324.
- McGeorge, D.S and Hermon, H, 1997. Room-temperature compound semiconductor radiation detectors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 395, 101.
- Mortreau, P., Berndt, R., 2001. Characterization of Cadmium Zinc Telluride detector spectra-application to the analysis of spent fuel spectra. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment , Cilt 458 (1), 183-188.
- Owens, A., Buslaps, T., Erd, C., Graafsma, H., Lumb, D., Welter, E., 2006. Hard X- and γ -ray measurements with a $3 \times 3 \times 2 \text{ mm}^3$ CdZnTe detector. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 563, 242-248.
- Pérez, J.M., He, Z., Wehe, D.K., Du, Y.F., 2002. Estimate of large CZT detector absolute efficiency. IEEE Transactions on Nuclear Science, 49 (4), 2010-2018.
- Perez-Andujara, A., Pibidab, L., 2004. Performance of CdTe, HPGe and NaI(Tl) detectors for radioactivity measurements. Appl. Radiat. Isot., 60, 41-47.
- Perry, B.C., Campbell, C.M., Church, J.A., Dinca, D.C., Enders, J., Glasmacher, T., Hu, Z., Miller, K.L., Mueller, W.F., Olliver, H., 2003. A high-efficiency NaI(Tl) detector array with position sensitivity for experiments with fast exotic beams, Nucl. Instr. and Meth. A, 505, 85-88.
- Prettyman, T.H., Browne, M.C., Ianakiev, K.D., Moss, C.E., Soldner, S.E., 2000. Characterization of large-volume, multi-element CdZnTe detector. MS E540, Los Alamos, NM 87545. IEEE Transactions on Nuclear Science, 49 (4), 1-10.
- Saito, Y., Yamagami, T., Mori, K., 2004. Measurement of the background spectrum of a CdTe detector at balloon altitudes. Advances in Space Research, 33 (10), 1741-1745.
- Sampson, C.B., 1990. Textbook of Radiopharmacy Theory and Practice. Gordon and Breach Science, London.
- Scheiber, C., Giakos, G.C., 2001. Medical applications of CdTe and CdZnTe detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 458 (1), 12-25.
- Schulman, T., 2003. Gama kameralar için geliştirilmiş yarıiletken CdTe ve CdZnTe piksel dedektörlerinin performans simülasyonu. VIII. Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri. s77. Web adresi: http://kutuphane.taek.gov.tr/internet_tarama/dosyalar/cd/4115/pdf/45.pdf
- Shikhaliev, P.M., 2006. Tilted angle CZT detector for photon counting/energy weighting X-ray and CT imaging. Physics in Medicine and Biology, 51 (17), 4267-4287.
- Sowinska, M, Hennard, G., Feder, D., Hage-Ali, M., Koebel, J.M., Zumbiehl, A., Ayoub, M., Siffert, P., 2002. Spectral characteristics of small- and large-volume CdTe detectors: Comparison among hemispheric, planar and pixellated structure. IEEE Transactions on Nuclear Science, 49 (6). 3306-3313.

- Spartiotis, A.K., Havulinna, J., Leppanen, A., Pantsar, T., Puhakka, K., Pyyhtia, J., Schulman, T., 2004. A CdTe real time X-ray imaging sensor and system. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 527, 478-486.
- Szeles, C., 2004. CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications. Physica Status Solidi, 1 (4), 783–790.
- Şahin, Y., 1989. Çekirdek Fiziğinin Esasları, Çeviri, Atatürk Üniversitesi 407, Erzurum.
- Tanyel, B., 1994. Nükleer Fizik. Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, İzmir.
- Triboulet, R., Marfaing, Y., Cornet, A., and Siffert, P., 1974. Undoped High-Resistivity Cadmium Telluride for Nuclear Radiation Detectors. J. Appl. Phys. 45, 2759-2765.
- Tsoufanidis, N., 1983. Measurement and Detection of Radiation, Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- Ün, A., 2007. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü , Yüksek Lisans Tezi, Erzurum (Yayımlanmamış).
- Yalçın, P., 2002. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü , Doktora Tezi, Erzurum
- Younis, S., Abbas, M.I., Fawzy, M.A., 1998. Analytical Calculation of the Efficiency of Gamma Scintillators Part I: Total Efficiency for Coaxial Disk Sources, Pergamon Press, 53, 589-592
- Yücel, H., 2007. The applicability of MGA method for depleted and natural uranium isotopic analysis in the presence of actinides (^{232}Th , ^{237}Np , ^{233}Pa and ^{241}Am). Appl. Radiat. Isot., 65 (11), 1269-1280.
- Williams, K.L., 1987. An Introduction to X-Ray Spectrometry: X-Ray Fluorescence and Electron Microprobe Analysis, Allen and Unwin, 112 p, London, UK.
- Zanio, K., 1978. Cadmium Telluride, Semiconductors and Semimetals. Vol.13, Academic Press, New York.

ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında Erzurum'da doğan Pınar ÖNDER, ilk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 1995 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Bölümü'nü kazandı ve 1999 yılında aynı bölümden mezun oldu. 1999 yılında Erzurum'da öğretmen olarak çalışmaya başladı. 2006 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda başladığı Yüksek Lisans çalışmasını halen sürdürmektedir.