

**5.08x5.08 cm NaI(Tl) DETEKTÖRÜNÜN
GAMA-IŞINLARI
CEVAP FONKSİYONLARININ
DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE
İNCELENMESİ**

Gökhan ÜNSALAN



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**5.08x5.08 cm NaI(Tl) DETEKTÖRÜNÜN GAMA-IŞINLARI CEVAP
FONKSİYONLARININ DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE İNCELENMESİ**

Gökhan ÜNSALAN

Prof. Dr. Ahmet CENGİZ
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NÜKLEER FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA - 2015

TEZ ONAYI

Gökhan ÜNSALAN tarafından hazırlanan “5.08×5.08 cm NaI(Tl) Detektörünün Gama-Işınları Cevap Fonksiyonlarının Düşük Enerji Bölgesinde İncelenmesi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Ahmet Cengiz

Başkan : Prof.Dr.Emin N.Özmutlu U.Ü.Fen-Ed.Fak., Fizik Anabilim Dalı

Üye : Prof.Dr.Ahmet Cengiz U.Ü. Fen-Ed.Fak., Fizik Anabilim Dalı

Üye : Prof.Dr.Basri Çelik U.Ü. Fen-Ed.Fak., Matematik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Ali Osman DEMİR
Enstitü Müdürü
.././....(Tarih)

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

././.....

İmza

Gökhan ÜNSALAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

5.08x5.08 cm NaI(Tl) DETEKTÖRÜNÜN GAMA-IŞINLARI CEVAP FONKSİYONLARININ DÜŞÜK ENERJİ BÖLGESİNDE İNCELENMESİ

Gökhan ÜNSALAN

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ahmet CENGİZ

Gama-ışınlarının 5.08×5.08 cm NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonları düşük enerji bölgesinde elde edilmiştir. Gama spektrometresinin kanal genişliği, standart ¹³⁷Cs nokta kaynağı kullanılarak 1, 1/3, 1/10 ve 1/30 keV'e ayarlanmıştır. Gama-ışınlarının detektör cevap fonksiyonları standart ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co ve ²⁴¹Am nokta kaynakları kullanılarak düşük enerji bölgesinde elde edilmiştir. Böylece cevap fonksiyonunun düşük enerji bölgesinde, X-ışını pikleri, kaçma pikleri, iç bremsstrahlung bayırı açığa çıkarılmıştır. Cevap fonksiyonlarının düşük enerji bölgelerinin, farklılıkları ve nedenleri ortaya konmuştur.

Anahtar Kelimeler: NaI(Tl) detektör, cevap fonksiyonu, düşük enerji, kaçma piki

2015, vii+38 sayfa

ABSTRACT

MSc Thesis

The INVESTIGATION of RESPONSE FUNCTIONS
of 5.08×5.08 cm NaI(Tl) DETECTOR to GAMMA-RAYS
in LOW ENERGY REGION

Gökhan ÜNSALAN

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

Supervisor: Prof. Dr. Ahmet CENGİZ

The response functions of 5.08×5.08 cm NaI(Tl) detector to gamma-rays are investigated in low energy region. The channel width of the gamma spectrometer is calibrated to 1, 1/3, 1/10 and 1/30 keV by using standard ¹³⁷Cs point source. The detector response functions are evaluated to gamma-rays by using the standard point source of ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co and ²⁴¹Am. Thus the X-rays peaks, escape peaks, internal bremsstrahlung hill were appeared in the low energy region of the response function. The differences and their causes of the low energy regions of the response functions were investigated have been revealed.

Key words: NaI(Tl) detector, response function, low energy, escape peak

2015, vii + 38 pages.

TEŞEKKÜR

Bu alıŐma boyunca ilminden faydalandığım, kendisiyle alıŐmaktan onur duyduğum, değerli hocam Prof. Dr. Ahmet CENGİZ'e, tecrübelerinden faydalanırken göstermiŐ olduğu hoŐđörü ve sabrından dolayı ve bugünlere gelmemde büyük pay sahibi olan aileme teŐekkürü bir bor bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGE ve KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. TEORİ	2
2.1. Gamma Işınlarnının Madde ile Etkileşmeleri	2
2.1.1. Fotoelektrik Olay	2
2.1.2. Compton Saçılması (İnkoherent Saçılma)	3
2.1.3. Rayleigh Saçılması (Koherent Saçılma)	5
2.1.4. Çift Oluşumu	6
2.2. NaI(Tl) Sintilasyon (Parıldama) Detektörü	9
2.3. Sayma Sistemi	12
2.4. Detektör Özellikleri	14
2.4.1. Detektör Verimi	14
2.5. NaI(Tl) Detektörü Cevap Fonksiyonu	17
3. DENEY	21
4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA	22
4.1. ¹³⁷ Cs Kaynağının Cevap Fonksiyonu	22
4.2. ⁶⁰ Co Kaynağının Cevap Fonksiyonu	27
4.3. ²⁴¹ Am Kaynağı Cevap Fonksiyonu	31
KAYNAKLAR	37
ÖZGEÇMİŞ	38

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

Simgeler	Açıklama
E	Foton enerjisi
W_i	Rezonans enerjisi
E_e	Atomik elektronun enerjisi
B_i	Atomik elektronun bağlanma enerjisi
a	Rezonans enerjisi ve bağlanma enerjisi arasındaki orantı katsayısı
E'	Elektronun durgun kütle enerjisi biriminde saçılan fotonun enerjisi
m	Elektronun kütlesi
c	Işık hızı
k	Elektronun durgun kütle enerjisi biriminde gelen fotonun enerjisi
k'	Elektronun durgun kütle enerjisi biriminde saçılan fotonun enerjisi
θ	Saçılan fotonun geliş doğrulusu ile yaptığı açı
σ	Tesir kesiti
$d\Omega$	Birim katı açı
q	mc biriminde momentum transferi
$S(q, Z)$	İnkoherent saçılma fonksiyonu
$F(q, Z)$	Atomik form faktörü
r_e	Klasik elektron yarıçapı
E_-, E_+	Oluşan elektron ve pozitronun kinetik enerjileri
μ	Lineer zayıflama katsayısı
N	cm^3 'deki atom sayısı
ρ	Ortamın yoğunluğu,
N_A	Avagadro sayısı,
A	Ortamın kütle numarası
V	Taban seviye gerilimi, puls boyu
ΔV	Pencere aralığı
N_y	Radyoaktif kaynaktan yayınlanan radyasyon sayısı,
N_g	Detektöre giren radyasyon sayısı,
N_s	Detektörde sayılan radyasyon sayısı
ε	Verim
N_p	Detektörde tüm enerjisini bırakarak sayılan radyasyon sayısı
G	Geometrik çarpan
E_p	Detektörde oluşan puls boyu
E_C	Compton sınır enerjisi

Kısaltmalar

Açıklama

IB

Internal (İç) Bremsstrahlung

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Gamma ışınlarının NaI ortamında kütle zayıflama katsayıları	9
Şekil 2.2. Sintilasyon detektörü ve fotoçoğaltıcı tüp içinde foto-elektronların çoğaltılması.	11
Şekil 2.3. Aynı enerjili α ve β parçacıklarının detektörde oluşturdukları pulsların biçimi. β -parçacıklarının menzili α -parçacıklarının menziline göre daha büyüktür.	12
Şekil 2.4. Tek Kanallı Puls Boyu Analizörü.	13
Şekil 2.5. Farklı zamanlarda oluşan üç tane akım pulsu.	13
Şekil 2.6. $E > 1.5$ MeV enerjili gamma ışınlarının NaI(Tl) detektörü cevap fonksiyonu.	20
Şekil 4.1. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal ≈ 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	25
Şekil 4.2. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal ≈ 1 keV) iken logaritmik ölçekte NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	25
Şekil 4.3. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal $\approx 1/3$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	26
Şekil 4.4. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal $\approx 1/10$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	26
Şekil 4.5. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal $\approx 1/30$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	27
Şekil 4.6. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal ≈ 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	29
Şekil 4.7. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal $\approx 1/3$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	30
Şekil 4.8. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal $\approx 1/10$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	30
Şekil 4.9. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal $\approx 1/30$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	31
Şekil 4.10. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal ≈ 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	35
Şekil 4.11. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal $\approx 1/3$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	35
Şekil 4.12. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal $\approx 1/10$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	36
Şekil 4.13. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal $\approx 1/30$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.	36

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 2.1. Sintilasyon kristalleri ve özellikleri.	11
Çizelge 4.1. ^{137}Cs ($T = 30.07$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının enerjileri ve bağıl şiddetleri.	22
Çizelge 4.2. ^{60}Co ($T = 5.2714$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının bağıl şiddetleri.	28
Çizelge 4.3. (devamı) ^{241}Am ($T = 5.2714$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , α ve X-ışınlarının bağıl şiddetleri.	33-34

1. GİRİŞ

Nükleer Fizik ve Radyasyon Fiziği ile ilgili çalışmalarda gama ışınlarının cevap fonksiyonlarının elde edilmesi büyük önem taşımaktadır. Cevap fonksiyonlarının analizi de oldukça önemlidir. Bu tür çalışmalarda, gama spektrometresinin kanal sayısı, detektör verimi ve detektör ayırma gücü temel çalışmaları oluşturmaktadır. Çalışmalarda gama spektrometresinin enerji kalibrasyonu, ^{137}Cs kaynağı kullanılarak, 1 kanal = 1 keV olacak şekilde ayarlanır. Bu durumda düşük enerjilerde keV mertebesindeki enerji bölgesinde cevap fonksiyonlarındaki bazı ayrıntılar, kanalların üst üste binmesi sonucu görünmemektedir.

Bu çalışmada, NaI(Tl) sintilasyon detektörlü gama spektrometresinin kanal sayısı 2047 kanal olarak sabit tutulmuş ve gama spektrometresi 1 kanal = 1, 1/3, 1/10 ve 1/30 keV'e ayarlanarak, cevap fonksiyonunun keV mertebesinde düşük enerji (sıfıra yakın) enerji bölgesindeki ayrıntıları elde edilmiş ve nedenleri ortaya konmuştur.

2. TEORİ

2.1 Gamma Işınlarnının Madde ile Etkileşmeleri

Gama ışınları madde içine girdiğinde yüksüz olduklarından bir elektron ya da çekirdek alanına girinceye kadar belli bir serbest yol gider. Bu yolun sonunda ortam ile çok çeşitli etkileşmeler yapar. Bu etkileşmeler Hubbell (1969) tarafından sınıflandırılmış ve çizelge halinde verilmiştir. Ancak nükleer radyasyon dediğimiz çekirdekten yayınlanan gama ışınları madde ile 4 değişik etkileşme yapabilir:

Fotoelektrik Olay, Compton Saçılması, Rayleigh Saçılması, Çift Oluşumu. Bu etkileşmeleri ayrı ayrı inceleyelim.

2.1.1. Fotoelektrik Olay

Ortama giren gama ışını (foton), ortamda bulunan atomik elektronlardan biriyle, tüm enerjisini atomik elektrona aktaracak şekilde çarpışır. Olay iki bilyardo topunun kafa-kafaya çarpışmasına benzetilebilir. Çarpan foton tüm enerjisini çarptığı atomik elektrona aktarır ve onun yerine geçer. Çarpılan atomik elektron da aldığı enerjiyle gelen fotonun doğrultusunda fırlayıp gider. Bu arada enerjinin bir kısmı çarpılan atomik elektronu yerinden oynatmak için harcanmıştır. Bilyardo toplarının çarpışmalarında, kafa-kafaya çarpışma sürtünmesiz zeminde olduğu zaman çarpan top tüm enerjisini çarpılan topa aktaramaz, kendisi de sürüklenir. Dolayısıyla fotoelektrik olay sıkı bağlı atomik elektronlarla, genellikle de K-tabakası elektronlarıyla meydana gelir. Gama ışını zayıf bağlı atomik elektronlarla karşılaştığında, onlarla tüm enerjilerini aktaracak şekilde etkileşme olasılığı çok azdır ve genellikle iki bilyardo topunun çarpışmasında topların farklı taraflara saçılması gibi saçılır. Bu olaya Compton Saçılması (İnkohorent Saçılma) denir. E enerjisi ile gelen fotonun Fotoelektrik Olay yapması sonucunda yayınlanan atomik elektronun enerjisi

$$E_e = E - W_i \quad (2.1)$$

'dir. Burada W_i , i-inci kabuktaki atomik elektronu yörüngesinden koparmak için gerekli enerji olup rezonans enerjisi olarak adlandırılır (Cengiz 2002). W_i , i-inci kabuktaki elektronun bağlanma enerjisi B_i ile orantılı olup B_i 'den biraz büyüktür.

$$W_i = aB_i \quad (2.2)$$

'dir. Burada a , orantı katsayısı olup ortama göre değişir, yaklaşık 1.5 ila 3 arasında bir değer alır (Cengiz 2002). İletkenlik bandı (valans bandı) elektronların rezonans enerjileri ayrıca hesaplanmalıdır (Cengiz 2002). Denk. (2.2) iç kabuktaki elektronlar için geçerlidir.

Fotoelektrik olay tesir kesitinde, en büyük katkı çok sıkı bağlı olan K-tabakası elektronlarından gelir. Ayrıntılı bilgi Hubbell (1969) tarafından verilmiştir. Burada tesir kesiti hesaplamalarına girmeyeceğiz.

2.1.2. Compton Saçılması (İnkoherent Saçılma)

Ortama giren foton, ortamda bulunan atomik elektronlardan biriyle çarpışarak, enerjisinin bir kısmını atomik elektrona aktarır ve geliş doğrultusundan sapar. Çarpışma sonucunda atomik elektron da bulunduğu yörüngeden kopararak saçılır. Fotonun kaybettiği enerjinin bir kısmı, fotoelektrik olayda olduğu gibi atomik elektronu yörüngeden kopartmak için harcanır. Geri kalan enerjiyle atomik elektron saçılır. Foton, genellikle zayıf bağlı dış yörüngelerde bulunan atomik elektronlarla karşılaştığında Compton saçılması yapar; gelen foton bir tarafa saçılan atomik elektron da başka bir tarafa saçılır.

Atomik yörüngelerde bulunan elektronlar, hem yörüngeye bağlıdır (B_i) hem de belli bir kinetik enerji (U_i) ile hareket etmektedir. Atomik elektron, gelen fotonla zıt yönde hareketli iken Compton Saçılması meydana geldiğinde fotona bir miktar enerji bile aktarabilir (Mann 1967; 1968). Compton Saçılması büyük olasılıkla zayıf bağlı ya da serbest elektronlarla meydana geldiği için atomik elektronun bağ etkisi (Hubbell 1969) ve kinetik enerjisi ihmal edilebilir. E enerjisi ile gelen foton, serbest ve durgun kabul

edilen bir elektrona çarptığında, enerji ve momentumun korunumundan saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + k(1 - \cos \theta)} \quad (2.3)$$

olarak elde edilir. Burada $k = E/mc^2$, elektronun durgun kütle enerjisi biriminde gelen fotonun enerjisi ve θ , saçılan fotonun geliş doğrulusu ile yaptığı açıdır. Serbest ve durgun kabul edilen elektronlardan saçılan fotonların, birim katı açı başına açılal dağılımı Klein ve Nishina (1929) tarafından elde edilmiştir. Klein-Nishina açılal dağılımı,

$$\frac{d\sigma^{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + k(1 - \cos \theta)}}{[1 + k(1 - \cos \theta)]^2} \left[\frac{cm^2 / elektron}{steradyan} \right] \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Burada $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ birim katı açıdır. Bu ifadenin tüm katı açı üzerinden integrasyonu ile toplam Klein - Nishina tesir kesiti

$$\sigma^{KN} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \left[\frac{cm^2}{elektron} \right] \quad (2.5)$$

olarak elde edilir.

Atomik elektronların bağlı ve hareketli olmasından dolayı bağ etkisi, diferansiyel Klein-Nishina tesir kesitinin İnkoherent Saçılma Fonksiyonu $S(q, Z)$ ile çarpılmasıyla gerçekleştirilir (Hubbell, 1969). Böylece diferansiyel Compton Saçılması tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega} = S(q, Z) \frac{d\sigma^{KN}(\theta)}{d\Omega} \quad (2.6)$$

olarak elde edilir. Burada q momentum transferidir ve foton enerjisine ve sapma açısına bağlı olarak,

$$q = \sqrt{k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta} \quad (2.7)$$

olarak elde edilir. Burada, q , mc birimindedir ve $k' = E' / mc^2$, elektronun durgun kütle enerjisi mc^2 biriminde saçılan fotonun enerjisidir. Denk. (2.3)'ün kullanılmasıyla

$$q = 2k \sin(\theta/2) \sqrt{1 + (k^2 + 2k) \sin^2(\theta/2)} [1 + 2k \sin^2(\theta/2)] \quad (2.8)$$

bulunur. Elektronların bağlanma etkileri küçük momentum transferleri için etkili olduğundan, $k - k' \approx 0$ yaklaşıklığı yapılabilir. Böylece

$$q \approx 2k \sin(\theta/2) \quad (2.9)$$

olarak alınabilir.

2.1.3. Rayleigh Saçılması (Koherent Saçılma)

Rayleigh Saçılması'nda gelen foton, en dış tabakadaki atomik elektronlar tarafından saçılır ve atom ne iyonlaşır ne de uyarılır. Dolayısıyla gelen foton bir bütün olarak atomdan saçılmış gibidir. Gelen foton ve saçılan foton eşzamanlı (koherent)'dir. Bu yüzden gelen fotonun bir enerji kaybı yoktur. Rayleigh Saçılması çoğunlukla düşük enerjili fotonlarda ve yüksek Z 'li ortamlarda meydana gelir. Diferansiyel Rayleigh Saçılması tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma_R(\theta)}{d\Omega} = [F(q, Z)]^2 \frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} \left[\frac{cm^2 / atom}{steradyan} \right] \quad (2.10)$$

şeklinde verilir (Hubbell 1969). Burada $F(q, Z)$ atomik form faktörü ve

$$\frac{d\sigma_T(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.11)$$

diferansiyel Thomson Saçılma (serbest ve durgun kabul edilen elektronlardan koherent saçılma) tesir kesitidir.

$S(q,Z)$ ve $F(q,Z)$ fonksiyonlarının hesaplanması için atomik dalga fonksiyonlarının bilinmesi gerekir. Bundan dolayı bu fonksiyonlar, yalnızca hidrojen atomu için analitik olarak hesaplanabilir, diğer atomlar için ise Thomas-Fermi, Hartree ve diğer bazı modeller kullanılarak yaklaşık olarak hesaplanabilir. Bu modeller kullanılarak yapılan hesaplamalar, $S(q,Z)$ için White-Grodstein (1957) ve $F(q,Z)$ için Nelms ve Oppenheim (1955) tarafından tartışılmıştır. $F(q,Z)$ atomik form faktörü ve koherent saçılma tesir kesiti Hubbell (1979) tarafından ayrıntılı bir şekilde hesaplanmış ve çizelge halinde verilmiştir.

2.1.4. Çift Oluşumu

Yüksek enerjili fotonların yüklü parçacıkların çekirdek alanına girmesi durumda elektron-pozitron çifti oluşur. Foton enerjisinin, elektron ve pozitronun durgun kütle enerjileri kadarlık kısmı ($2mc^2 = 1.022$ MeV), elektron ve pozitronun oluşumuna harcanır, geri kalan enerji de elektron (E_-) ve pozitrona (E_+) kinetik enerji olarak gelişigüzel şekilde aktarılır:

$$E_- + E_+ = E - 2mc^2 \quad (2.12)$$

Çift Oluşumu enerjinin maddeye dönüşmesi olayıdır. Bu olaydan sonra ortamdaki etkileşmeler sonucunda enerjisini kaybeden pozitron, ortamda serbest halde kalmaz, çevredeki bir elektronla birleşerek yok olur ve momentum korunumundan zıt doğrultularda iki tane gama ışını yayınlanır. Bu olaya *Yokolma Olayı* denir. Çekirdek alanında çift oluşumu tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır.

Yüksek enerjili fotonlar elektron alanında da çift oluşumu olayını gerçekleştirebilirler. Bu olay için eşik enerjisi $4mc^2 = 2.044$ MeV'dir. Olay sonucunda iki elektron ve iki pozitron meydana gelir. Pozitronlardan daha düşük enerjili olanı etraftaki bir elektronla

birleşerek Yokolma Olayı ve bu olayın sonucunda da zıt doğrultularda iki tane gama ışını yayınlanır. Bazen iki gama ışını ileri doğrultuda da yayınlanabilir. Böylece olay sonucunda iki elektron ve bir pozitron kalır. Elektronlardan biri düşük enerjilidir; diğer elektron ve pozitron ise daha yüksek enerjilidir. Elektronlardan biri oluşan elektrondur; diğerinin ise atomik elektron mu yoksa oluşan elektron mu olduğu ayırt edilemez. Olaydan sonra üç parçacık ortaya çıktığı için bu olaya *Üçlü Oluşumu* da denir. Elektron alanında çift oluşumu tesir kesiti Z ile orantılıdır ve elektron başına tanımlanır. Çift oluşumu tesir kesiti, bu iki tesir kesitinin toplamıdır.

Fotoelektrik Olay (σ_p), Compton Saçılması (σ_C), Rayleigh Saçılması, (σ_R) çekirdek ve elektron alanında Çift Oluşumu ($\sigma_{pp}^{(n)}$, $\sigma_p^{(e)}$) ve toplam (σ) tesir kesitleri alan boyutundadır ve birimi de cm^2 veya b'dir. $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir. Tesir kesiti olarak lineer zayıflama katsayısı da kullanılır. Lineer zayıflama katsayısı toplam tesir kesitine,

$$\mu = N\sigma \quad (2.13)$$

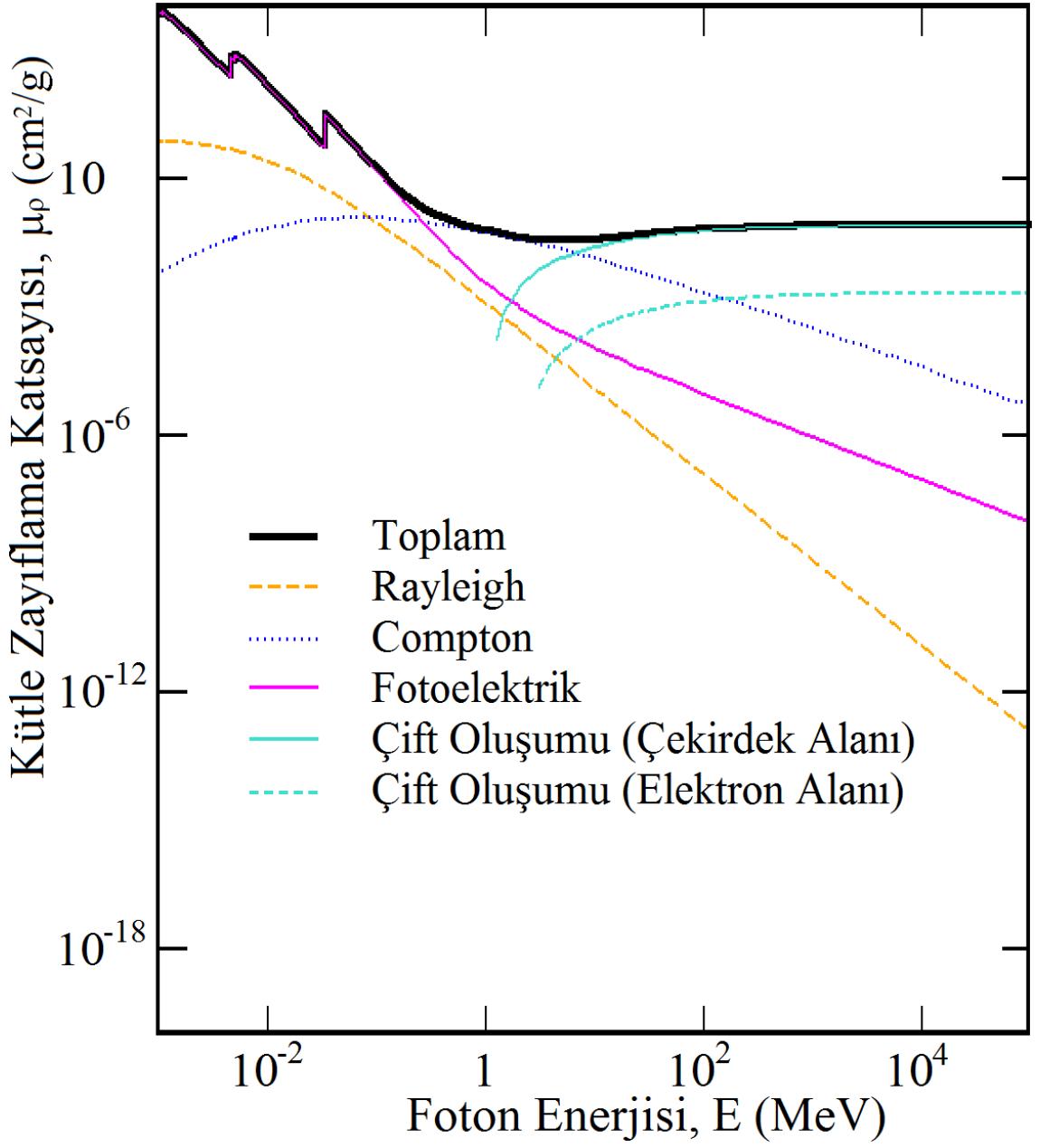
şeklinde bağlıdır. Burada $N = \rho N_A / A$, (ρ : Ortamın yoğunluğu, N_A : Avagadro Sayısı, A : Ortamın kütle numarası) cm^3 'deki atom sayısıdır. Lineer zayıflama katsayısı, uzunluk tersi boyutundadır ve birimi $1/\text{cm}$ 'dir. Lineer zayıflama katsayısı, birim uzunluktaki (cm 'deki) etkileşme sayısıdır. Toplam lineer zayıflama katsayısı, μ , 1 cm 'de meydana gelen toplam etkileşme sayısını, Fotoelektrik lineer zayıflama katsayısı μ_p , 1 cm 'de meydana gelen Fotoelektrik Olay sayısını verir. Diğer etkileşmelere ait zayıflama katsayıları da benzer şekilde tanımlanır. Alüminyum ve kurşun gibi yoğunlukları birbirinden çok farklı ortamlar birbirleriyle karşılaştırılırken, lineer zayıflama katsayısı yoğunluğa bölünerek yoğunluk farkı elimine edilir. μ/ρ 'ya kütle zayıflama katsayısı denir ve birimi cm^2/g 'dir. Kütle ve lineer zayıflama katsayıları sadece zayıflama katsayısı olarak da adlandırılır ve biriminden hangisi olduğu anlaşılır.

Gamma ışınlarının NaI ortamında, Fotoelektrik Olay (μ_p), Compton Saçılması (μ_C), Rayleigh Saçılması, (μ_R) çekirdek ve elektron alanında Çift Oluşumu ($\mu_{pp}^{(n)}$, $\mu_p^{(e)}$) ve toplam (μ) zayıflama katsayıları Şekil 2.1'de verilmiştir. Veriler XCOM (Berger ve ark. <http://nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>, 2015,) programından

alınmıştır. Şekilde 1 keV civarındaki I'un M₁ kabuğu ve Na'nın K kabuğunda ve 4.5 – 5 keV arasında Na'un L₁, L₂ ve L₃ kabuklarında Fotoelektrik Olay ve dolayısıyla toplam zayıflama katsayısı, kesiklilik göstermekte yani azalırken aniden artmaktadır. Benzer bir kesiklilik de 33 keV civarında I'un K kabuğunda ortaya çıkmaktadır. Tesir kesitinin ani artış gösterdiği bu kesiklilik noktalarına ilgili kabuğa atfen K, L veya M *Soğurulma Sınırı* denir. NaI'ün toplam zayıflama katsayısı, düşük enerjili fotonlar için, kemik kabuğundan 10 kat daha büyük iken, K-Soğurulma Sınırı yakınında yaklaşık 30 kat (insan kasınıkinden 300 kat) daha büyüktür. Bu belirtgen özellik, NaI'ün bir radyasyon detektörü olarak kullanımını uygun hale gelmiştir. İyodun bu özeliğinden dolayı, anjiyografide çevre dokulardan kan damarlarını ayırt etmek için iyot içeren kontrast maddeler kullanılır

(http://en.wikibooks.org/wiki/Basic_Physics_of_Digital_Radiography/The_Patient, 2015).

Fotoelektrik Olay tesir kesiti, artan foton enerjisi ile azalırken, yaklaşık 1.5 keV ve 33 keV'deki soğurulma sınırlarında yeniden artar. Compton Saçılması tesir kesiti, yavaş bir şekilde artmakta ve 60 keV'den sonra yavaşça azalmaktadır. Rayleigh Saçılma tesir kesiti ise düşük enerjilerde çok belirgin olmasına rağmen artan foton enerjisi ile hemen azalır. Çekirdek alanında Çift Oluşumu tesir kesiti, 1.25 MeV'den sonra hızla artmaya başlamakta, yaklaşık 5 MeV'den sonra artış yavaşlamaktadır. Elektron alanında Çift Oluşumu tesir kesiti, 3 MeV'den sonra hızla artmaya başlamakta, yaklaşık 20 MeV'den sonra artış yavaşlamaktadır.



Şekil 2.1. Gamma ışınlarının NaI ortamında kütle zayıflama katsayıları.

2.2. NaI(Tl) Sintilasyon (Parıldama) Detektörü

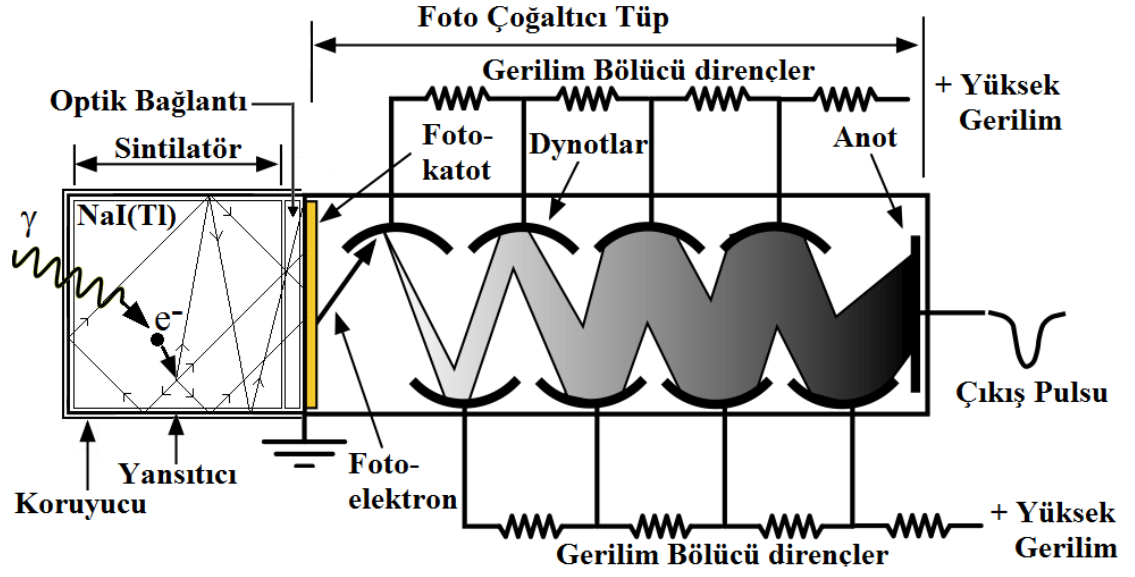
X-ışınları, γ -ışınları ve yüklü parçacıkların bir kristali uyarması sonucunda görünür ışık veren saydam kristallere sintilatörler denir. Sintilasyon detektörlerinin çalışma ilkesi, sintilatörde uyarılma sonucu oluşan görünür ışığın bir elektrik pulsuna dönüştürülerek sayılması esasına dayanır. Bir sintilatörde uyarma sonucu görünür ışık veren tüm

parçacıklar ve radyasyonlar sayılabilir. NaI kristaline, uyarılma olayının arttırılması için Tl aktive edilir ve kristal NaI(Tl) kristali olarak adlandırılır.

Sintilasyon kristalleri, organik veya inorganik materyallerdir ve katı, sıvı ve gaz olabilir. Organik sintilatörler plastiklerdir. Bazı inorganik kristaller de Çizelge 2.1’de verilmiştir (Derenzo 1997, http://www-physics.lbl.gov/~spieler/physics_198_notes/PDF/III-Scint.pdf, 2014). Çizelge 2.1’de, inorganik kristallerin yoğunlukları, oluşan ışığın maksimum dalga boyu, bozunma zamanı ve MeV başına oluşan üretilen foton sayısı verilmiştir. Bozunma zamanı bölgesi 0.8 ns (BaF₂) ile 15 µs (CdWO₄) aralığındadır. BaF₂ ve PbWO₄ gibi kristaller çoklu yayınlamalar yapabilmektedir.

Sintilatör kristali, mekanik koruma ve oluşan ışığın kontrolü için uygun şekilde kaplanmalıdır. Bu MgO malzeme kalınlığı 1.6 mm kadardır. Bu kaplamadan sonra kristal 0.05 mm kalınlığında bir alüminyum kılıf ile korunur. Böylece kristali çevreleyen malzemenin toplam kalınlığı 1.65 mm’dir. Alüminyum, hem dış koruma ve hem de kristalde oluşan ışığın yansıyarak optik bağlantı yoluyla fotokatoda düşmesini sağlar (Şekil 2.2). Fotokatot, görünür ışığın elektron sökebileceği özel malzemeden yapılır. Fotokatotdan sökülen foto-elektronlar, fotoçoğaltıcı tüpün içinde bulunan 1., 2., 3., ... *n*. dynodlardan elektron sökerek hem çoğaltılırlar hem de hızlandırılarak anotta toplanırlar. Burada foto-elektronlar her bir dynotta şiddetleri ile orantılı olarak çoğaltılırlar ve yüksek gerilim kaynağı kullanılarak iki dynod arası oluşturulan elektrik alanda hızlandırılarak sonraki dynoda yönlendirilirler.

Elektronların çoğaltılması ile oluşturulan puls, bir RC devresi ile ön yükseltece alınıp orada boyu biraz yükseltilecek kare dalgaya dönüştürülür. Pulsun eni değişmez. Pulsun eni, sintilatörde bu pulsun oluşumuna neden olan yüklü parçacığın aldığı “menzil” ile orantılıdır. Dolayısıyla pulsun eni, yüklü parçacığın menzili büyükse büyük, küçükse küçüktür. Ön yükselteçten sonra yükseltece gelen pulsun boyu biraz daha yükseltilecek sayma sisteminde sayılır. Şekil 2.2’de Sintilasyon detektörü ve fotoçoğaltıcı tüp içinde foto-elektronların çoğaltılması görülmektedir.



Şekil 2.2. Sintilasyon detektörü ve fotoçoğaltıcı tüp içinde foto-elektronların çoğaltılması

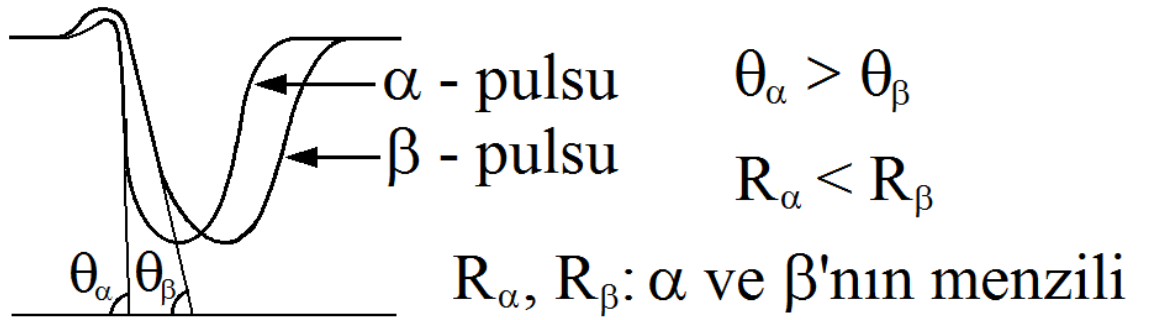
Çizelge 2.1. Sintilasyon kristalleri ve özellikleri.

Kristal	λ_{\max} (nm)	τ_f (ns)	ρ (g/cm ³)	Foton sayısı/ MeV
NaI(Tl) (20°C)	415	230	3.67	38000
Saf NaI (-196°C)	303	60	3.67	76000
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (20°C)	480	300	7.13	8200
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (-100°C)	480	2000	7.13	24000
CsI(Na)	540	800	4.51	60000
CsI(Tl)	315	16	4.51	2300
Saf CsI	390	2	4.64	2500
CsF	310	630	4.9	10000
BaF ₂ (yavaş)	220	0.8	4.9	1800
BaF ₂ (hızlı)	440	60	6.71	10000
Gd ₂ SiO ₅ (Ce)	530	15000	7.9	7000
CdWO ₄	430	6000	6.1	6000
CaWO ₄	340	27	6.16	4,400
CeF ₃	460	2, 10, 38	8.2	500
PbWO ₄	420	40	7.4	30000
Lu ₂ SiO ₅ (Ce)	390	31	5.35	19,700
YAlO ₃ (Ce)	420	70	2.70	45,000
Y ₂ SiO ₅ (Ce)				

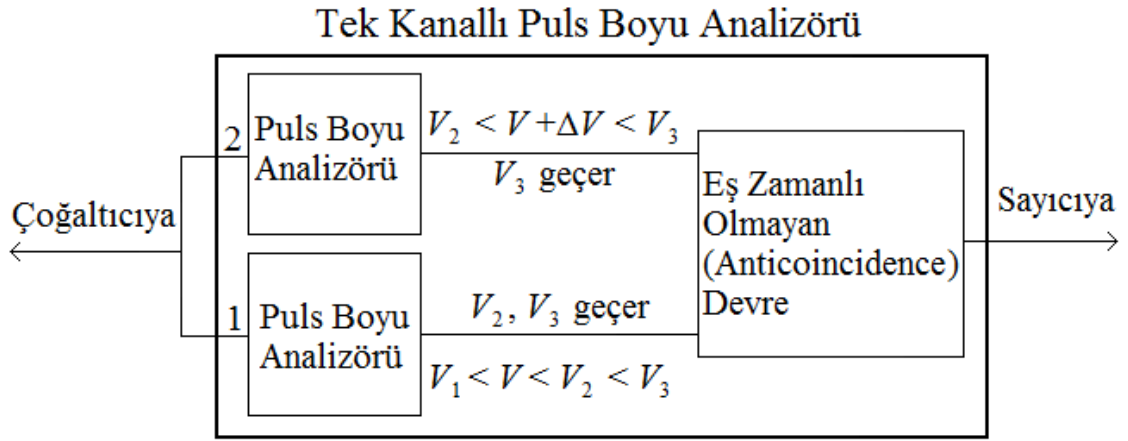
2.3. Sayma Sistemi

Bir analog sayma sisteminde sayıcı ve bunun yanında, Puls Boyu Ayırıcısı, Puls Biçimi Ayırıcısı, Tek kanallı Puls Boyu Analizörü, Tek Kanallı Puls Biçimi Analizörü ve Çok Kanallı Analizör bulunur. Puls boyu ve puls biçimi ayırıcıları çok kanallı analizörün içinde olabildiği gibi dışarıdan da analizöre bağlanabilir.

- i. **Puls Boyu Ayırıcısı:** Ayarlanabilir bir voltaj yüksekliğinden büyük olan pulsları geçirir, küçük olanları geçirmez.
- ii. **Puls Biçimi Ayırıcısı:** Şekil 2.3'deki örnekte görüldüğü gibi pulsun biçimine göre farklılık gösteren teğetin eğimi kullanılarak sayma yapılır. Proton-nötron çarpışmalarında protonu ayırt etmek için hızlı elektronik olaylarda uçma zamanı da ölçmelerde kullanılır. Pulsun eni belli bir değere ayarlanarak, bu pulsun eninden küçük olan pulslar geçemez büyük olanlar geçer.
- iii. **Tek Kanallı Puls Boyu Analizörü:** Boyları $V_1 < V_2 < V_3$ olan üç tane pulsu inceleyelim. Şekil 2.4'de taban seviyesi V olan Tek Kanallı Analizör ile V_1 pulsunu sayalım.

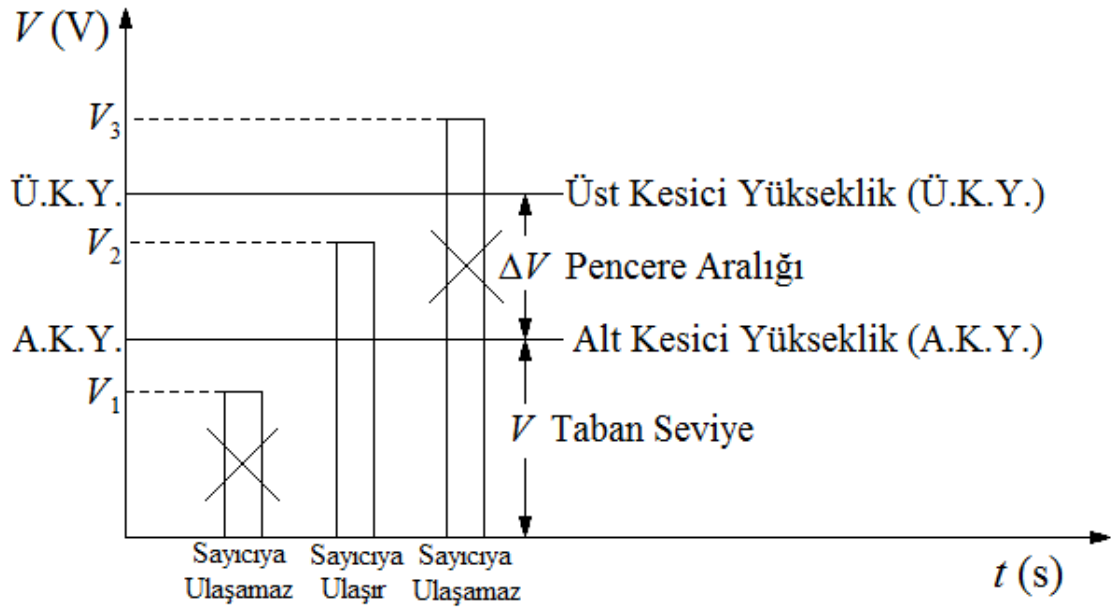


Şekil 2.3. Aynı enerjili α ve β parçacıklarının detektörde oluşturdukları pulsların biçimi. β -parçacıklarının menzili α -parçacıklarının menziline göre daha büyüktür.



Şekil 2.4. Tek Kanallı Puls Boyu Analizörü.

Şekil 2.5’de ise farklı zamanlarda sayacıta oluşmuş V_1 , V_2 ve V_3 pulsarı gösterilmiştir.



Şekil 2.5. Farklı zamanlarda oluşan üç tane akım pulsı.

Şekil 2.4’de görülen 1 numaralı puls boyu analizörünün V taban seviye gerilimi; V_1 ’den büyük, V_2 ve V_3 ’ten küçük olduğundan dolayı, V_2 ve V_3 pulsarı 1 numaralı puls boyu analizöründen geçer. Şekil 2.4’de görülen 2 numaralı puls boyu analizörü için $V + \Delta V$ gerilimi, V_1 ve V_2 ’den büyük, V_3 ’ten de küçük

olduğundan 2 numaralı puls boyu analizöründen de V_3 pulsu geçer. Geçen bu pulslar, eş zamanlı olmayan (anti coincidence) alete gelir. Aletin görevi eş zamanlı olan pulsları geçirmeyip, eş zamanlı olmayanları geçirmektir. 1 ve 2 numaralı puls boyu analizöründen gelen V_3 pulsları aynı puls yani eş zamanlı olduklarından eş zamanlı olmayan devreden geçemez. V_2 pulsu ise aletten geçerek sayıcıya ulaşıp sayılır. Pencere aralığı gerilimi ΔV ve taban seviye gerilimi V ayarlanıp, saymak istediğimiz büyüklükteki pulslar Tek Kanallı Analizöründe bu şekilde sayılırlar.

- iv. **Tek Kanallı Puls Biçimi Analizörü:** İki adet puls biçimi ayırıcısı kullanılarak, istenen büyüklükteki pulslar sayılır.
- v. **Çok Kanallı Analizör:** Tek kanallı puls boyu ile puls biçimi analizörünün çok kanala genişletilmesi olayıdır. Çok kanallı analizör ile farklı büyüklükteki pulsların sayısı aynı deneyde belirlenmiş olur. Söz gelişi, çok kanallı analizör 2047 kanallı ise 2047 farklı büyüklükteki puls bu analizör ile sayılır.

Gama ışınlarının sayılması için sisteme çok kanallı analizör bağlanarak, kullanılan radyoaktif kaynağın ve detektörün geometrik düzenlenişe bağlı olarak detektör verimi ve Cevap Fonksiyonu elde edilir. Bu deney sistemine “Gama Spektrometresi” adı verilir.

2.4. Detektör Özellikleri

2.4.1. Detektör Verimi

N_y : Radyoaktif kaynaktan yayınlanan radyasyon sayısı,

N_g : Detektöre giren radyasyon sayısı,

N_s : Detektörde sayılan radyasyon sayısı

olmak üzere,

i. Toplam (Geometrik) Verim

$$\varepsilon_t = \frac{N_s}{N_y}, \quad (2.14)$$

ii. Toplam Öz Verim

$$\varepsilon_{t-in} = \frac{N_s}{N_g} \quad (2.15)$$

şeklinde tanımlanır. Bu tanımlar genel tanımlardır ve bütün nükleer radyasyonlar (yükü parçacıklar, gamma ışınları, nötronlar) için geçerlidir. Toplam verim kaynak-detektör yerleşim sistemine yani geometrik düzenlenişe bağlı değişir ve geometrik verim olarak da adlandırılır. Öz verim ise detektöre giren radyasyonların ne kadarının sayıldığıнын bir ölçüsüdür ve esas verim de budur. Detektöre giren yükü parçacıklar, menzilleri detektör boyutlarına göre çok küçük olduğu için genellikle detektörden kaçamazlar ve sayılırlar. Bundan dolayı yükü parçacıklar için öz verim % 100'e yakındır ve ölçümü nadiren yapılır. Gama ışınları için ise öz verimin ölçülmesi gerekir.

Kaynaktan yayınlanan radyasyonun tamamı tüm uzaya (4π geometriye) yayılır. Bunlardan detektöre giren radyasyon sayısı,

$$N_g = GN_y \quad (2.16)$$

ile verilir. Burada G , geometrik çarpan (detektöre yönelme olasılığı) olarak adlandırılır. 2×2 inç'lik silindirik (Silindir yüksekliği, $h = 2$ inç = 5.08 cm, silindir çapı, $2R = 2$ inç = 5.08 cm) bir detektörün simetri ekseninden d kadar uzaklıkta bulunan bir nokta kaynak için geometrik çarpan,

$$G = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta} = \frac{2\pi(1 - \cos \theta_0)}{2\pi \cdot 2} = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_0) \quad (2.17)$$

olarak bulunur. Burada

$$\theta_0 = \tan^{-1}(R/d) \quad (2.18)$$

'dir.

iii. Tüm Enerji Pik Verimi

$$\mathcal{E}_{fep e} = \frac{N_p}{N_y} \quad (2.19)$$

şeklinde tanımlanır. Burada N_p , detektörde tüm enerjisini bırakarak sayılan radyasyon sayısıdır.

iv. Öz Tüm Enerji Pik Verimi

$$\mathcal{E}_{fep e-in} = \frac{N_p}{N_s} \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanır. Burada detektörde sayılan radyasyon sayısı, $N_s = N_p + N_C$ olarak yazılabilir. Burada N_C , detektörde enerjisinin belli bir kısmını kaybederek (Compton Saçılması yaparak) sayılan foton sayısıdır.

v. Pikin Toplama Oranı

$$\mathcal{E}_{p/t} = \frac{N_p}{N_t} = \frac{N_p}{N_C + N_p} \quad (2.21)$$

şeklinde tanımlanır. Pikin toplama oranı,

$$\varepsilon_{p/t} = \frac{\varepsilon_{fep}}{\varepsilon_t} \quad (2.22)$$

olarak da yazılabilir.

2.5. NaI(Tl) Detektörü Cevap Fonksiyonu

Çekirdekten yayınlanan γ -ışınlarının madde ile yaptığı etkileşmeler,

1. Fotoelektrik Olay
2. Compton Saçılması
3. Rayleigh Saçılması
4. Çift Oluşumu

'dur (Hubbell 1969). Bu etkileşmeler sonucunda, γ -ışınları, E_e kadarlık bir enerjiyi, detektör ortamının atomik elektronlarına aktarır ve ortamın uyarılmasına neden olur. Bu uyarılmalar sonunda NaI(Tl) kristalinde bir parıldama (sintilasyon) yani görünür ışık ortaya çıkar. Bu görünür ışık, kristali çevreleyen yansıtıcılar vasıtasıyla yansıtılarak fotokatoda düşürülür. Oradan sökülen elektronlar fotoçoğaltıcı tüpte çoğaltılarak bir elektronik pulsa dönüştürülür. Oluşan pulsun boyu E_p , ortama aktarılan enerji E_e ile orantılıdır. Ortama E_e enerjisi aktarıldığında oluşan pulsun boyu aynı olmaz ve E_p civarında bir normal dağılım gösterir. Bu dağılımın yarı değer tam genişliğine detektör rezülasyonu (ayırma gücü) denir. Böylece NaI(Tl) detektörden alınan cevap fonksiyonda, E enerjili γ -ışınları için şu pikler ortaya çıkar:

1. Fotopik: Fotoelektrik olay veya ardışık etkileşmeler sonucu γ -ışınlarının tüm enerjilerini detektörde kaybetmesi sonucu oluşur. Fotopik enerjisi, $E_e = E$ 'dir.

2. Compton Sınırı: Compton Saçılması'nda, kaybedilen minimum enerji, gelen γ -ışınının 0° 'ye saçılmasında olur dolayısıyla 0 'dır. Kaybedilen maksimum enerji, gelen γ -ışınının 180° 'ye saçılmasında olur. Compton sınırı,

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2.23)$$

ifadesi ve $\theta = \pi \Rightarrow 1 - \cos \pi = 1 - (-1) = 2$ değerleri kullanılarak,

$$E_e = E_C = E - E' = E - \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos \theta)} = E - \frac{E}{1 + 2\frac{E}{mc^2}} = E \left(1 - \frac{mc^2}{mc^2 + 2E} \right)$$

$$E_C = E \left(\frac{mc^2 + 2E - mc^2}{mc^2 + 2E} \right) = \frac{2E^2}{mc^2 + 2E}$$

$$E_C = \frac{2E^2}{mc^2 + 2E} \quad (2.24)$$

elde edilir. Cevap fonksiyonunda 0 ile E_C enerji aralığında bir Compton düzlüğü oluşur.

3. Geri Saçılma Piki: Detektöre zıt doğrultuda yayınlanan γ -ışınlarının, çevredeki ortamlardan 180° geri saçılan γ -ışınlarının, detektörde tüm enerjilerini bırakarak oluşturdukları fotopikin cevap fonksiyonuna binmesi sonucu oluşur. Böylece

$$E_e = E_{bac} = E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos \pi)} = \frac{E}{1 + 2\frac{E}{mc^2}} = E \left(\frac{mc^2}{mc^2 + 2E} \right)$$

$$E_{bac} = E \left(\frac{mc^2}{mc^2 + 2E} \right) \quad (2.25)$$

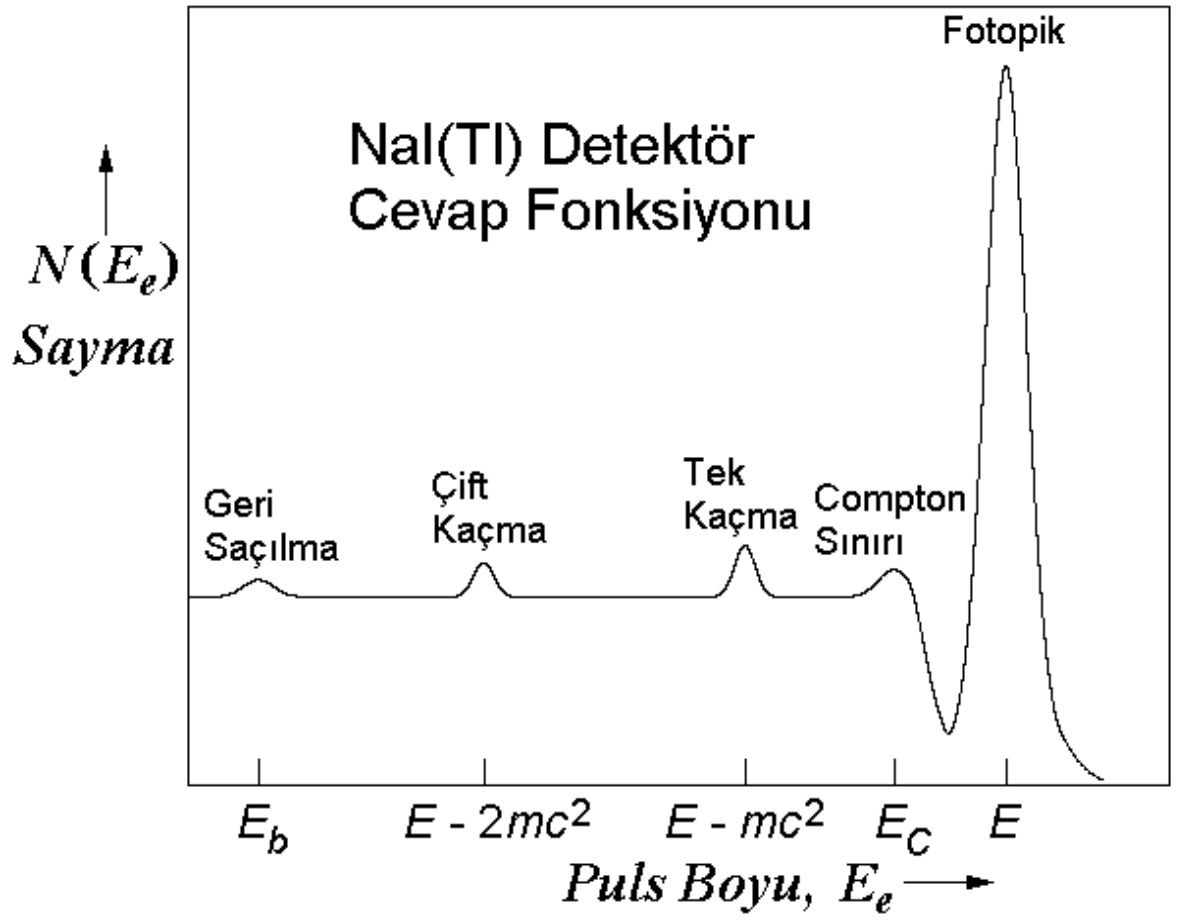
4. Tek Kaçma Piki: Çift oluşumu olayında ortaya çıkan pozitronun, detektör içinde tüm enerjisini kaybedince, çevredeki herhangi bir elektronla birleşmesi sonucu zıt doğrultuda yayınlanan yokolma fotonlarından, birinin tüm enerjisini detektör içinde

kaybetmesi ve diğzerinin detektörden kaçması sonucu oluşur. Bırakılan enerji, $E_e = E_l = E - mc^2$ 'dir.

5. Çift Kaçma Piki: Çift oluşumu olayında yokolma fotonlarından, ikisinin de tüm enerjilerini detektör içinde kaybetmesi sonucu oluşur. Bırakılan enerji, $E_e = E_{II} = E - 2mc^2$ 'dir. Böylece Cevap Fonksiyonu Şekil 2.6'daki gibi olur.

6. Internal (İç) Bremsstrahlung (IB) Bayırı: Radyoizotop β^- parçalanması yapıyorsa, internal (iç) bremsstrahlung (IB) olayı sonucu 0 ile β^- parçacıklarının maksimum enerjileri arasında büyük olasılıkla 0'a yakın enerjili fotonlar yayınlanır. Bu fotonlar da detektörde sayılır. Böylece cevap fonksiyonunun sıfıra yakın enerji bölgesinde bir IB bayırı oluşur. β^- parçalanması yapan radyoizotop, hiç γ -ışını yayınlamasa bile IB olayı sonucu bir cevap fonksiyonu oluşur. Bu cevap fonksiyonunda IB bayırı geniş bir tepe gibi görünür.

7. Yokolma Piki: Radyoizotop β^+ parçalanması yapıyorsa, kaynakta, kaynak kılıfında, etkileşmelerle enerjisini kaybeden pozitron çevredeki bir elektronla birleşerek yokolma olayı meydana gelir. Bu olayın sonunda $E_a = mc^2 = 0.511 \text{ MeV}$ enerjili iki yokolma radyasyonu zıt doğrultularda yayınlanır. β^+ parçalanması yapan radyoizotop sanki bir 0.511 MeV enerjili bir γ -ışını yayınlayıcısı gibidir. Böylece β^+ parçalanması yapan radyoizotopun cevap fonksiyonunda 0.511 MeV'de bir yokolma piki oluşur.



Şekil 2.6. $E > 1.5$ MeV enerjili gamma ışınlarının NaI(Tl) detektörü cevap fonksiyonu.

3. DENEY

Deneyde silindirik 2x2 inch (5.08x5.08 cm) yani yüksekliği, $h = 5.08$ cm ve çapı, $2R = 5.08$ cm olan silindirik NaI(Tl) sintilasyon detektörü kullanılmıştır. Silindirik detektörün simetri eksenine üzerine detektörün ön yüzüne, kaynak detektör mesafesi $d = 0$ olmak üzere ^{137}Cs , ^{60}Co ve ^{241}Am nokta kaynakları yerleştirilerek gamma spektrometresinde cevap fonksiyonları elde edilmiştir. Spektrometrede CANBERRA Seri 40 çok kanallı analizör kullanılarak analog saymalar alınmıştır. Gamma spektrometresinde Digitizer (Sayısallaştırıcı) kullanarak dijital saymalar da alınmaya çalışılmaktadır. Böylece spektrometre dijital hale getirilecektir. Deneye başlamadan önce spektrometre 3-5 saat boş çalıştırılarak spektrometrenin ısınması sağlanmıştır. Buna rağmen ^{137}Cs kaynağının 662. kanala ayarlanan 661.6 keV'deki fotopiki sola doğru kaymaktadır. Bu kaymaların azaltılması için sayma sistemi 3-5 saat boş çalıştırılarak sistemin ısınması ile daha iyi sonuç alınması sağlanabilir.

Gamma spektrometresi, ADC ayar düğmesi 2048'de (analizör 2048 kanala ayarlı) ve yükselteç kazancı (amplifier gain) 30 konumunda iken, ^{137}Cs kaynağı kullanılarak 1 kanal = 1 keV olacak şekilde yani ^{137}Cs kaynağının 661.6 keV'de oluşan fotopiki 662. kanala gelecek şekilde yükselteç kazancının ince ayarı ile ayarlanmıştır. İnce ayar sabit tutularak, yükselteç kazancı 90, 300 ve 900 konumunda iken yani yaklaşık olarak 1 kanal $\approx 1/3$, $1/10$ ve $1/30$ keV'e ayarlanarak saymalar alınmıştır. Burada söz gelişi yükselteç kazancı 30'dan 90'a çıktığında yani kazanç 3 kat artığında 662. kanalda çıkan pikin de 3 kat artarak 1986. kanalda çıkması yani 1 kanal = $1/3$ keV olması beklenmektedir ancak bu pik, 2100. kanal civarında çıkmaktadır. Dolayısıyla 1 kanal $\approx 1/3$ keV olmaktadır. Benzer şekilde yükselteç kazancı 300'de iken 1 kanal $\approx 1/10$ keV ve 900'de iken de 1 kanal $\approx 1/30$ keV olmaktadır. ^{137}Cs , ^{60}Co ve ^{241}Am nokta kaynakları ile gamma spektrometresinde yükselteç kazancı 30, 90, 300 ve 900 konumlarında iken cevap fonksiyonları elde edilmiştir. Yükselteç kazancı bu dört konumda iken çevredeki doğal fona ait cevap fonksiyonları da alınmıştır. Kaynaklara ait cevap fonksiyonlarından doğal fona ait ilgili cevap fonksiyonları çıkarılarak net cevap fonksiyonları elde edilmiştir.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

4.1. ^{137}Cs Kaynağının Cevap Fonksiyonu

^{137}Cs β^- -bozunumu yaparak ^{137}Ba 'ye bozunmaktadır. Uyarılmış durumda 661.6 keV'lik γ -ışını ve 624 keV enerjili iç dönüşüm elektronu yayınlarken taban durumuna bozunur. Elektron boşluğu doldurulurken 31.8 keV 32.2 keV ve çok daha düşük olasılıkla 36.3 keV enerjili Ba'un K X-ışını yayınlanır. Çizelge 4.1'de ^{137}Cs kaynağından yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının enerjileri ve bağıl şiddetleri verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü üzere çeşitli enerjilerde çok düşük olasılıklarla X-ışınları da yayınlanmaktadır.

Çizelge 4.1. ^{137}Cs ($T = 30.07$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının enerjileri ve bağıl şiddetleri. (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014)

γ -ışınları:		β^- parçacıkları		X-ışınları	
Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)	Max. Enerji, E_m (keV)	Şiddet, I_β (%)	Enerji, E_X (keV)	Şiddet, I_X (%)
283.53	0.00058	513.97	94.4	3.954	0.0143
661.657	85.1	892.22	0.00058	4.331	0.0064
		1175.63	5.6	4.451	0.040
				4.466	0.36
				4.827	0.226
				4.852	0.023
				4.927	0.039
				4.994	0.0030
				5.156	0.074
				5.531	0.033
				5.797	0.0065
				5.809	0.0093
				31.452	0.000263
				31.817	2.04
				32.194	3.76
				36.304	0.352
				36.378	0.680
				36.652	0.0079
				37.255	0.215
				37.349	0.0481

Gama spektrometresi, 1 kanal ≈ 1 keV'e ayarlanmışken ^{137}Cs kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi 661.6 keV enerjili γ -ışınları piki ve 31.8 keV 32.2 keV enerjili Ba K X-ışını piki üst üste çakışık olarak cevap

fonksiyonunda ortaya çıkmaktadır. 36.3 keV enerjili X-ışını piki ise 31.8 keV ve 32.2 keV enerjili X-ışını pikinin sağ tarafına gömülü olduğundan açık bir şekilde görülmemektedir. Cevap Fonksiyonunda, detektör kurşun zırhla kaplı olduğu için kurşunu uyaran γ -ışınlarının oluşturduğu 72 keV enerjili Pb X-ışını piki ve yayvan bir şekilde geri saçılma piki de görülmektedir.

Spektrometre bir gama ışınına saymaya fırsat bulanmadan detektöre giren ikinci bir gama ışınına tek bir gama ışını gibi algılar ve ikisinin oluşturduğu pulsu tek bir puls olarak sayar. Böylece cevap fonksiyonunda $(661.6 + 661.6) \text{ keV} = 1323.2 \text{ keV}$ de Toplam (Sum) Pik oluşur. Şekil 4.2'de ^{137}Cs kaynağının cevap fonksiyonu logaritmik ölçekte verilmiştir. Bu şekilde Toplam Pik açık bir şekilde görülmektedir.

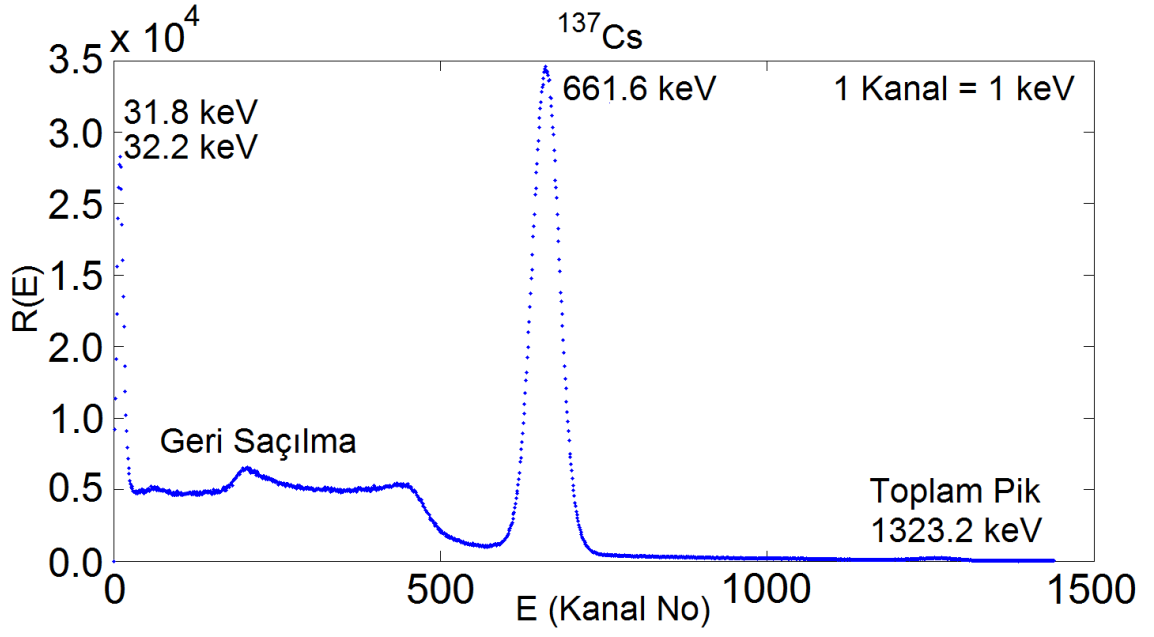
Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/3 \text{ keV}$ olacak şekilde ayarlamışken ^{137}Cs kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.3'de görüldüğü gibi 661.6 keV enerjili γ -ışınları piki ve 31.8 keV 32.2 keV enerjili Ba K X-ışını piki, 72 keV enerjili Pb X-ışını piki ve yayvan bir şekilde geri saçılma piki aynen görülmektedir. Şekil 4.2'deki cevap fonksiyonundan tek farkı Ba X-ışını pikinin daha açık bir şekilde görülmesidir. ^{137}Cs radyoizotopu β^- -bozunumu yaptığından çekirdeğin içinde iç (internal) bremsstrahlung (IB) olayı sonucu düşük enerjili X-ışınları yayınlanır. ^{137}Cs kaynağından, maksimum enerjileri 514.0 keV ve 1175.6 keV olan β^- -parçacıkları sırasıyla % 94.4 ve % 5.6 olasılıkla yayınlanmaktadır. Bu β^- -parçacıklarının IB olayı sonucu yayınladıkları X-ışınları IB Bayırı şeklinde cevap fonksiyonunda görülmektedir. 661.6 keV enerjili γ -ışınları pikinin sol yarısı görülmekte, diğer kısmı ise 2048 kanalın sağına kaydığı için görülmemektedir.

Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/10 \text{ keV}$ olacak şekilde ayarlamış ve ^{137}Cs kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.4'de görüldüğü gibi 661.6 keV enerjili γ -ışınları piki ve geri saçılma piki 2048 kanalın sağına kaydığı için ekranda görülmemektedir. 31.8 keV ve 32.2 keV enerjili Ba K X-ışını piki açık bir şekilde görülmektedir. Bunların yanında ^{137}Cs β^- -bozunumu yaptığı için internal (iç) bremsstrahlung (IB) olayı sonucu oluşan düşük enerjili fotonların oluşturduğu IB bayırı da açık bir şekilde görülmektedir.

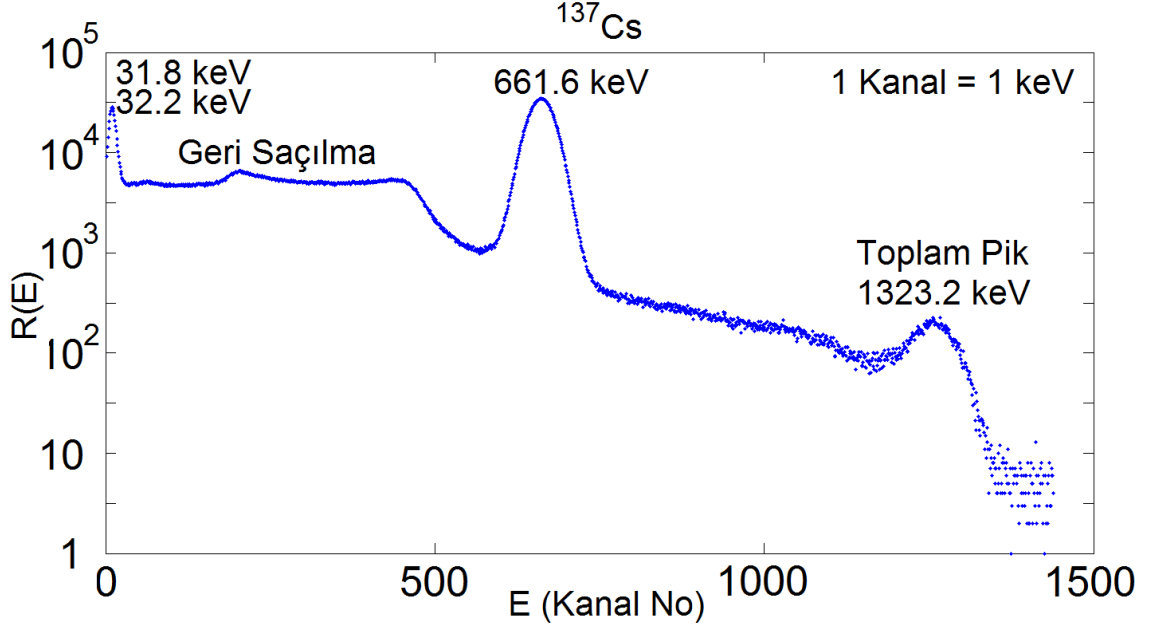
X-Işını Kaçma Piki: 200 keV'den daha küçük enerjili γ -ışınları, Fotoelektrik Olay yapma olasılığı çok yüksek olduğu için genellikle fotoelektrik olay sonucu ortamdan elektron söküp elektron boşluğu bırakırlar. Bu boşluk üst yörüngelerden gelen elektronlarla doldurulur ve iki yörünge arasındaki enerji farkı kadar enerjide bir karakteristik X-ışını yayınlanır. Bu X-ışınları detektörün yüzeyine yakın bölgede oluşmuşsa detektörden kaçabilir. Böylece kaçırılan enerji kadar eksik enerjide bir pik oluşur. Buna X-ışını kaçma piki denir. Kaçma pikinin büyüklüğü, fotoelektrik olay tesir kesitine, detektör büyüklüğüne, detektör-kaynak geometrisine bağlıdır. Kaçma piki, İyodun K kabuğu bağlanma enerji olan 33 keV'den daha küçük enerjilerde oluşmaz.

Yaklaşık 32 keV enerjili Ba K X-ışınları da fotoelektrik olay sonucu iyodun K kabuğundan elektron sökmektedirler. Bu kabuk üst yörüngeden gelen elektronlarla doldurulur ve 28 keV enerjide iyodun K X-ışınları yayınlanır. İyodun K X-ışınları detektörden kaçınca 28 keV'lik enerji detektörden kaçırılmış olur. Böylece Cs-137 kaynağının cevap fonksiyonunda kaba bir hesapla $32 \text{ keV} - 28 \text{ keV} = 4 \text{ keV}$ 'de bir X-ışını kaçma piki oluşur. X-ışını kaçma piki Şekil 4.4'de görülmektedir.

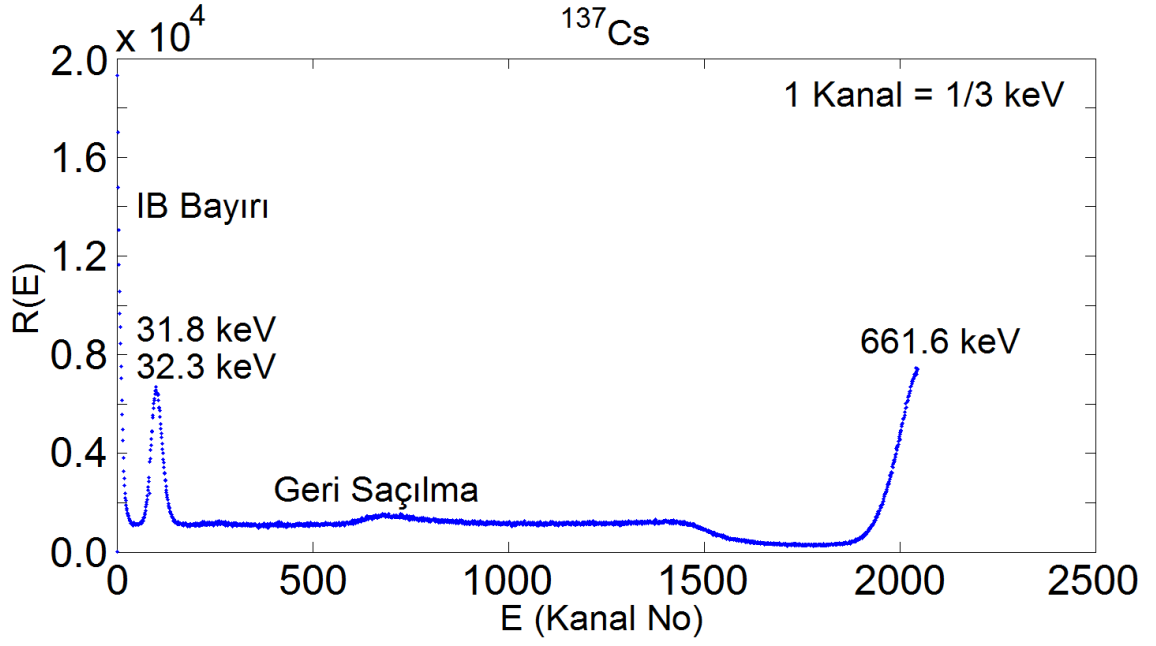
Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/30 \text{ keV}$ olacak şekilde ayarlanmış ve ^{137}Cs kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.5'de verilen cevap fonksiyonunda yaklaşık 0.6 keV'de IB tepesi ve IB bayırı ve IB bayırının üzerine binmiş şekilde 2.0 keV ve 2.6 keV'de kaçma pikleri görülmektedir. Kaçma pikleri, gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/10 \text{ keV}$ 'e ayarlandığında Şekil 4.4'de yaklaşık 4 keV civarında ortaya çıkmıştı. O cevap fonksiyonunda piklerin üst üste binmesi sonucu tek bir kaçma piki görünmektedir. Ayrıca spektrometrenin ısınması sonucunda enerji kalibrasyonunda kaymalar olduğundan dolayı, kaçma piklerinin enerjilerinde kaymalar olmakta ve tam olarak tespit edilememektedir. Yaklaşık 8.7 keV ve 18.4 keV enerjilerde iki tane tepe görülmektedir. Bu tepelerin, kaçma pikleri ve kristalde İyot ve Talyum'un uyarılması sonucu oluşan X-ışınlarının oluşturduğu piklerin üst üste binmesinden oluştuğu düşünülmektedir.



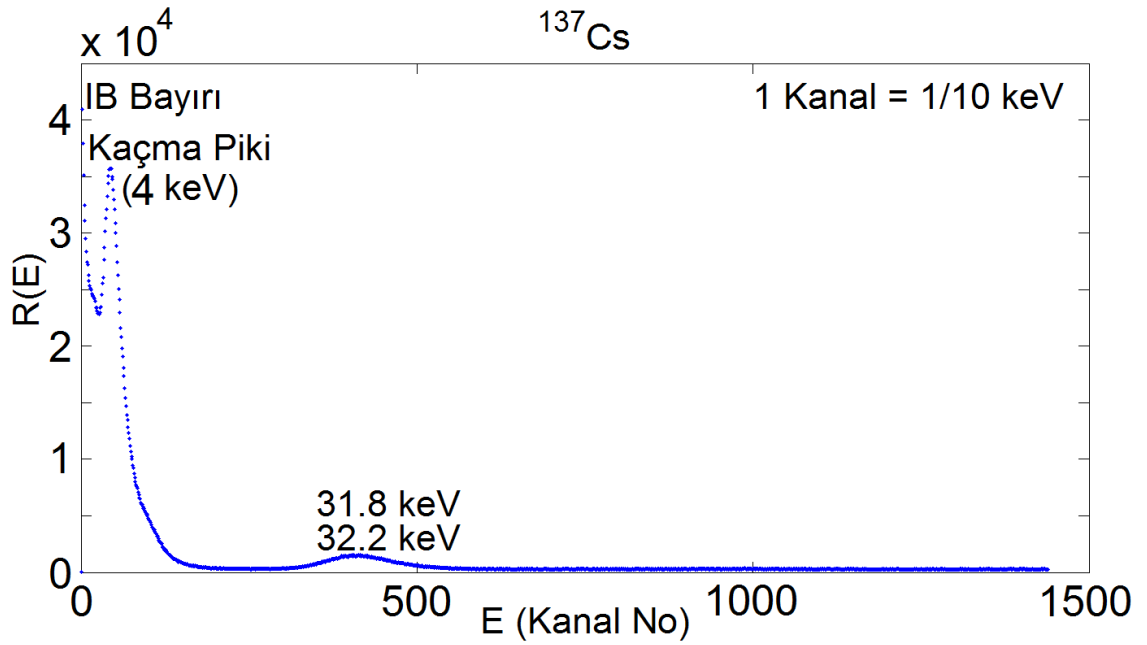
Şekil 4.1. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal \approx 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



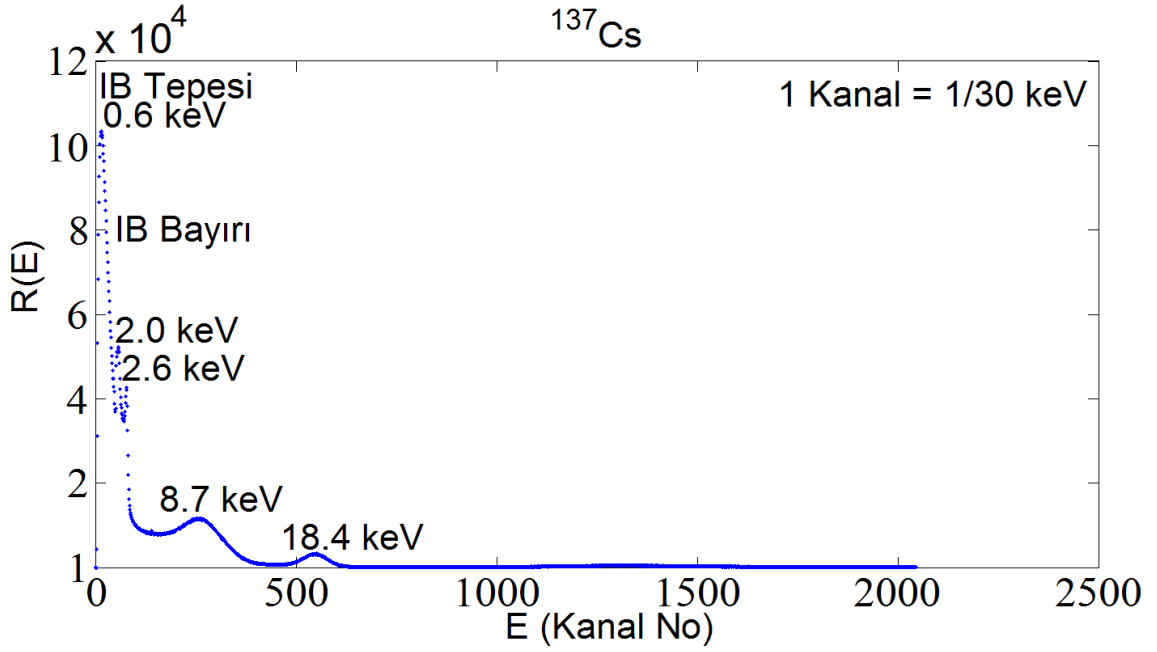
Şekil 4.2. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal \approx 1 keV) iken logaritmik ölçekte NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.3. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal \approx 1/3 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.4. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal \approx 1/10 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.5. ^{137}Cs kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal \approx 1/30 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.

4.2. ^{60}Co Kaynağının Cevap Fonksiyonu

^{60}Co β^- -bozunumu yaparak ^{60}Ni 'a bozunmaktadır. Uyarılmış durumda 1173.2 keV ve 1332.5 keV'lik iki γ -ışını taban durumuna bozunur. Çizelge 4.2'de ^{60}Co kaynağından yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının enerjileri ve bağlı şiddetleri verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü üzere çeşitli enerjilerde çok düşük olasılıklarla γ -ışınları ve X-ışınları da yayınlanmaktadır.

Gama spektrometresi, 1 kanal \approx 1 keV'e ayarlanmışken ^{60}Co kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.6'da verilen cevap fonksiyonunda 1173.2 keV ve 1332.5 keV enerjili γ -ışınları pikleri ve yayvan bir şekilde geri saçılma piki görülmektedir. $(1173.2 + 1332.5) \text{ keV} = 2505.7 \text{ keV}$ 'de oluşan Toplam Pik 2048 kanalın sağına kaydığı için görülmemektedir.

Çizelge 4.2. ^{60}Co ($T = 5.2714$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , β^- ve X-ışınlarının bağıl şiddetleri. (<http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014)

γ -ışınları:		β^- parçacıkları		X-ışınları	
Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)	Max. Enerji, E_m (keV)	Şiddet, I_β (%)	Enerji, E_X (keV)	Şiddet, I_X (%)
346.93	0.0076	318.13	99.925	0.743	1.3E-5
826.06	0.0076	665.26	0.022	0.760	7.5E-6
1173.237	99.9736	1491.38	0.057	0.851	1.5E-4
1332.501	99.9856			0.851	1.6E-5
2158.57	0.00111			0.855	6.4E-7
2505	2.0E-6			0.868	9.8E-5
				0.940	4.8E-6
				0.940	7.2E-6
				7.325	5.6E-9
				7.461	0.00343
				7.478	0.0067
				8.265	0.000413
				8.265	0.00081
				8.329	7.4E-7
				8.333	6.8E-11

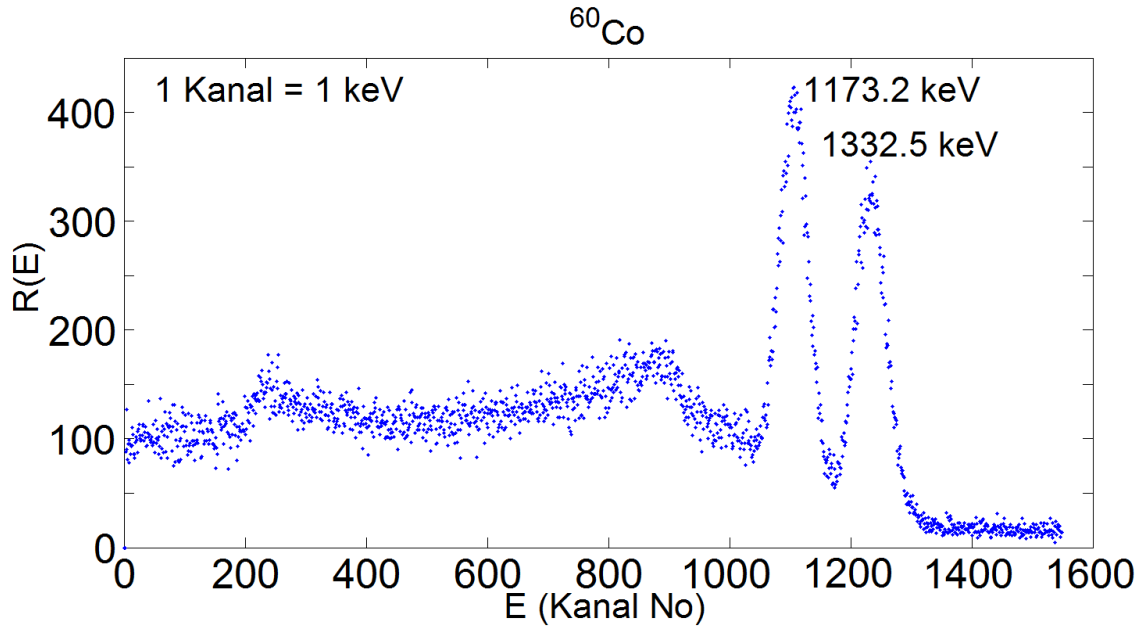
Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/3$ keV olacak şekilde ayarlanmış ve ^{60}Co kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiş ve Şekil 4.7’de verilmiştir. ^{60}Co radyoizotopu β^- - bozunumu yaptığından çekirdeğin içinde iç (internal) bremsstrahlung (IB) olayı sonucu düşük enerjili X-ışınları yayınlanır. Maksimum enerjisi 318.1 keV olan β^- - parçacıklarının IB olayı sonucu oluşturdukları X-ışınları IB Bayırı şeklinde cevap fonksiyonunda görülmektedir.

Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/10$ keV olacak şekilde ayarlanmışken ^{60}Co kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.8’de verilen cevap fonksiyonunda yaklaşık 5.7 keV ve 7.7 keV enerjilerde iki tane tepe görülmektedir. Bu tepelerin IB tepesi, kaçma pikleri ve kristalde İyot ve Talyum’un uyarılması sonucu oluşan X-ışınlarının oluşturduğu piklerin üst üste binmesinden oluştuğu düşünülmektedir.

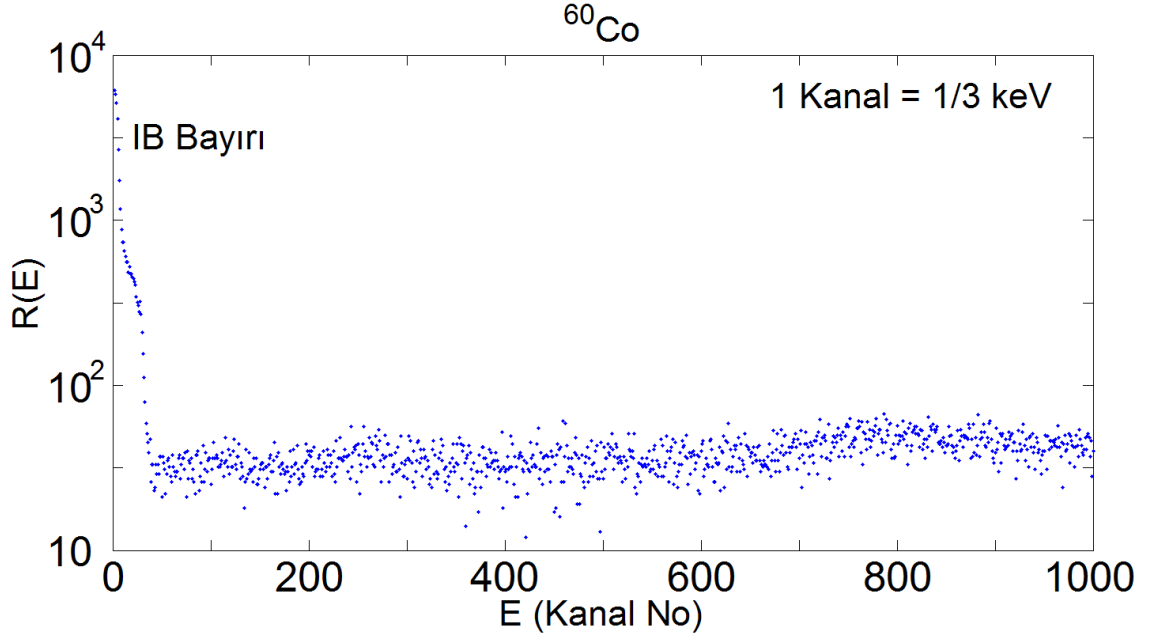
Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/30$ keV olacak şekilde ayarlanarak ^{60}Co kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir ve Şekil 4.9’da verilmiştir. Cevap fonksiyonunda IB Tepesi ve IB Bayırı açık bir şekilde görülmektedir.

K-Sınırı Etkisi: NaI kristalinin gamma demetini zayıflatıcı özellikleri, iyotlu kontrast maddelerinin özelliklerine oldukça benzer. Bu kristal, Şekil 2.1’de görüldüğü gibi, I’un K-soğurulma sınırında ilginç bir soğurulma olgusu gösterdiği için önemlidir. Kristale gelen fotonların enerjileri, İyot atomlarının K-kabuğundaki elektronların bağlanma enerjisini aştığında, kabuktan sökülen atomik elektronlar atom dışına fırlatılabilir. Oluşan boşluk üst yörüngelerden gelen elektronlarla doldurulur ve iki yörünge arasındaki enerji farkı kadar enerjide bir karakteristik X-ışını yayınlanır. Bu X-ışınları detektörün yüzeyine yakın bölgede oluşmuşsa detektörden kaçabilir. K-soğurulma sınırında bir sıçrama (kesiklilik) olduğundan, kaçırılan enerji kadar eksik enerjide kaçma pikinin oluşmasına benzer şekilde bir sıçrama oluşturur. K-sınırı etkisinin hemen yanında da kaçma pikleri oluşmaktadır.

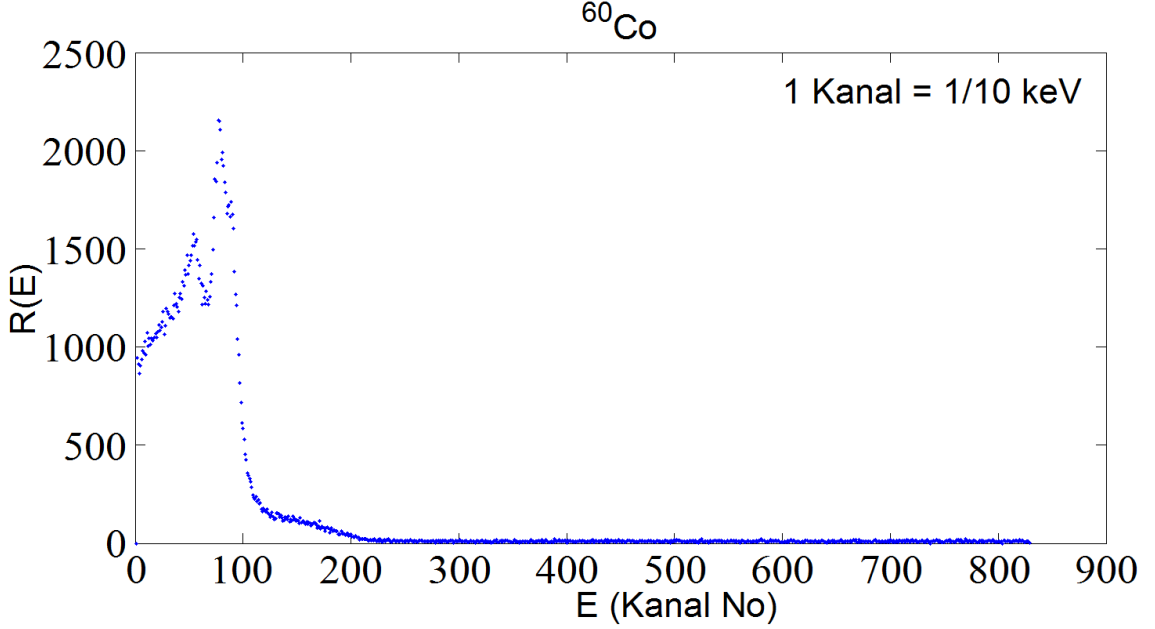
NaI(Tl) kristalde uyarılmalar sonucu oluşan yaklaşık 18 ve 20 keV enerjili X-ışınlarının cevap fonksiyonları da üst üste binmiş durumda Şekil 4.9’da görülmektedir.



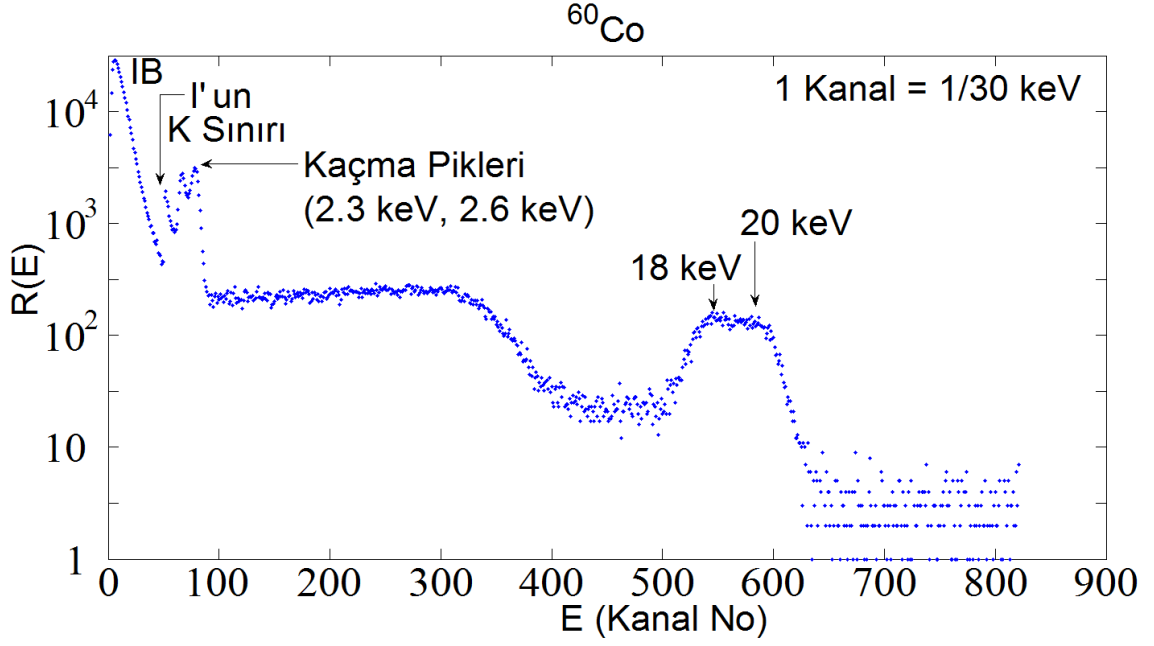
Şekil 4.6. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal \approx 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.7. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal \approx 1/3 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.8. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal \approx 1/10 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.9. ^{60}Co kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal $\approx 1/30$ keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.

4.3. ^{241}Am Kaynağı Cevap Fonksiyonu

^{241}Am α parçalanması yaparak ^{237}Np 'ye bozunmaktadır. Çizelge 4.3'de ^{241}Am kaynağından yayınlanan γ , α ve X-ışınlarının enerjileri ve bağlı şiddetleri verilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü üzere çeşitli enerjilerde çok düşük olasılıklarla γ -ışınları ve X-ışınları da yayınlanmaktadır. Uyarılmış durumdan taban duruma geçerken yayınlanan γ -ışınları arasında yayınlanma olasılığı en yüksek olanlar 59.5 keV ve daha sonra da 26.3 keV enerjili olanlardır.

Gama spektrometresi, 1 kanal ≈ 1 keV'e ayarlanmışken ^{241}Am kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.10'da verilen cevap fonksiyonunda 26.3 keV ve 59.5 keV enerjili γ -ışınları pikleri açık bir şekilde görülmektedir. $(59.5 + 59.5)$ keV = 119.0 keV'de oluşan Toplam Pik de görülmektedir. 26.3 keV'deki fotopik, 59.5 keV'lik γ -ışınlarının Compton sınırına gömülü olarak görünmektedir.

Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/3$ keV olacak şekilde ayarlanmışken ^{241}Am kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiştir. Şekil 4.11'de verilen cevap fonksiyonunda 59.5 keV

ve 26.3 keV enerjili γ -ışınları pikleri ve Np'un 13. 9 keV, 17. 8 keV enerjili L X-ışınları (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014) pikleri görülmektedir. 59.5 keV'lik γ -ışınlarının Iyodu uyarması sonucu oluşan 28 keV enerjili I'un K X-ışınlarının kaçması sonucu $59.5 \text{ keV} - 28 \text{ keV} = 31.5 \text{ keV}$ 'de oluşan X-ışını kaçma piki, 26.3 keV civarına gömülü olduğundan cevap fonksiyonunda görünmemektedir.

Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/10 \text{ keV}$ olacak şekilde ayarlanmışken ^{241}Am kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiş ve Şekil 4.12'da verilmiştir. Şekil 4.12'de, 59.5 keV ve 26.3 keV enerjili γ -ışınları pikleri ve Np'un L X-ışınları (13. 9 keV, 17. 8 keV) pikleri görülmektedir. 59.5 keV'lik γ -ışınlarının Iyodu uyarması sonucu oluşan 28 keV enerjili İyodun K X-ışınlarının kaçması sonucu oluşan 31.6 keV'de oluşan X-ışını kaçma piki 26.3 keV civarına gömülü olduğundan cevap fonksiyonunda açık bir şekilde görünmemektedir, ancak 26.3 keV'lik γ -ışını pikinin sağ tarafında küçük bir tümsek şeklinde ortaya çıkmaktadır.

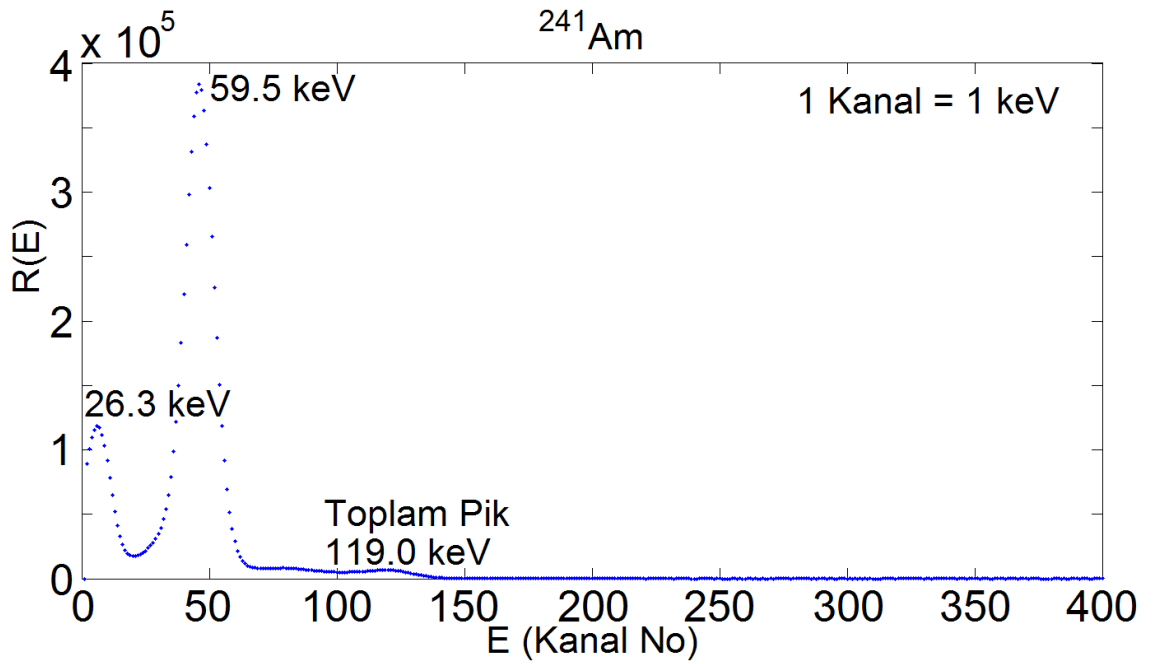
Gama spektrometresi 1 kanal $\approx 1/30 \text{ keV}$ olacak şekilde ayarlandığında ve ^{241}Am kaynağının cevap fonksiyonu elde edilmiş ve Şekil 4.13'da verilmiştir. Şekil 4.13'de 26.3 keV enerjili γ -ışını piki ve Np'un L X-ışınları (13. 9 keV, 17. 8 keV) pikleri görülmektedir.

Çizelge 4.3. ^{241}Am ($T = 5.2714$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , α ve X-ışınlarının bağlı şiddetleri. (<http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014)

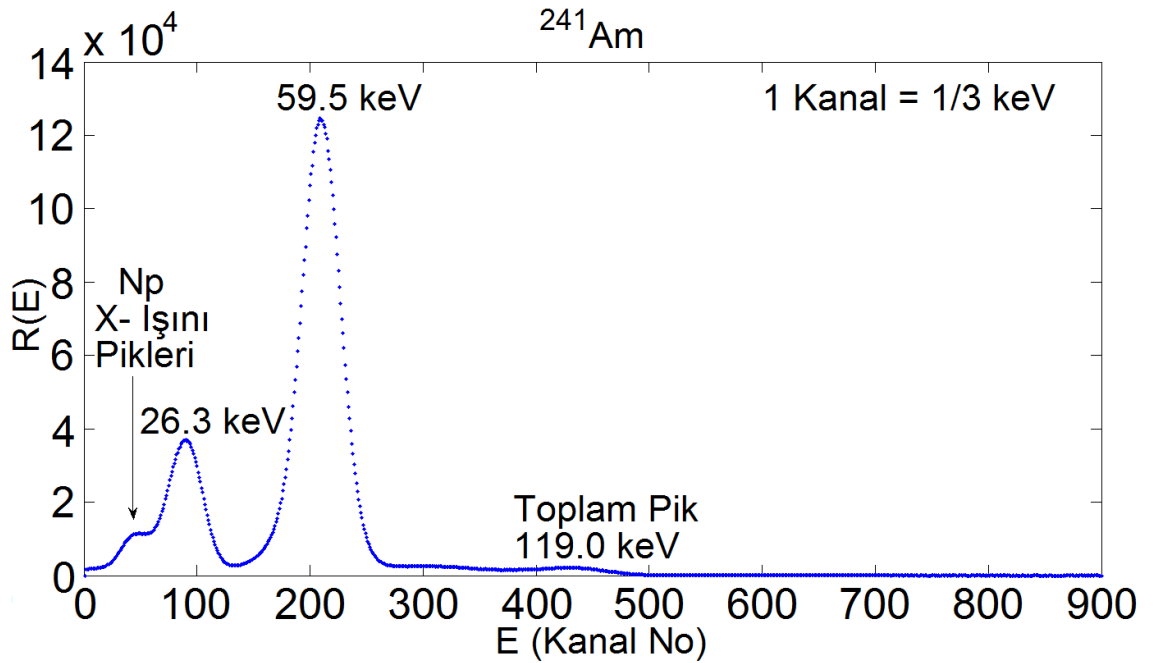
γ -ışınları:					
Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)	Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)	Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)
13.81		164.61	0.0000667	398.64	0.000002
26.3448	2.40	165.81	0.0000232	401	0.00000049
27.03		169.56	0.000173	406.35	0.00000145
31.4		175.07	0.0000182	415.88	0.0000031
32.183	0.0174	190.40	0.0000022	419.33	0.0000287
33.1964	0.126	191.96	0.0000216	426.47	0.0000246
38.54		197.0	0.00000049	429.94	0.00000115
42.73	0.0055	201.70	0.0000008	442.81	0.0000035
43.423	0.073	204.06	0.00000290	446.43	0.00000049
51.01	0.000026	208.00	0.000791	452.6	0.00000240
54.0		221.46	0.0000424	454.66	
55.56	0.0181	221.80		454.66	0.0000097
56.8		232.81	0.0000046	459.68	0.0000036
57.85	0.0052	234.40	0.0000007	463.22	0.0000010
59.5412	35.9	246.73	0.00000242	468.12	0.00000288
61.46		249.00	0.0000005	485.91	0.0000010
64.83	0.000145	260.80		487.3	
67.45	0.00042	260.80	0.00000121	487.3	0.00000044
69.76	0.0029	264.89		512.5	0.00000115
75.8	~0.0006	264.89	0.0000090	514.0	0.0000026
78.1		267.54	0.0000263	522.06	0.0000009
79.1		270.63	0.00000064	529.17	0.00000046
92.1		275.77	0.0000066	545.4	0.0000007
96.7		278.04	0.00000044	563.05	0.0000007
98.97	0.0203	291.30	0.0000031	573.94	0.00000125
102.98	0.0195	292.77	0.0000142	582.6	0.00000023
106.42	0.000015	300.13		586.59	0.00000131
109.70	0.0000049	304.21	0.00000101	590.28	
115.5		309.1	0.0000014	590.28	0.00000286
120.36	0.0000045	316.8	<5.00E-8	597.48	0.0000074
123.01	0.00100	322.52		619.01	0.0000594
125.30	0.00408	322.52	0.000152	627.18	0.00000056
128.05		332.36	0.000149	632.93	0.00000126
129.2		335.38	0.000496	641.47	0.0000071
135.3		337.7	0.00000429	653.02	0.0000377
136.7		340.56	0.0000043	662.40	0.000364
138.5		358.25	0.00000120	666.5	0.00000049
146.55	0.000461	368.59	0.000217	669.83	0.00000038
150.04	0.0000740	370.94	0.0000523	676.03	0.00000064
154.27	0.0000005	376.65	0.000138	680.10	0.00000313
156.4		383.81	0.0000282	688.72	0.0000325
159.26	0.0000014	389.0	0.00000049	693.62	0.00000368
161.54	0.0000015	390.62	0.0000059	696.60	

Çizelge 4.3. (devamı) ^{241}Am ($T = 5.2714$ yıl) radyoizotopundan yayınlanan γ , α ve X-ışınlarının bağıl şiddetleri. (<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014)

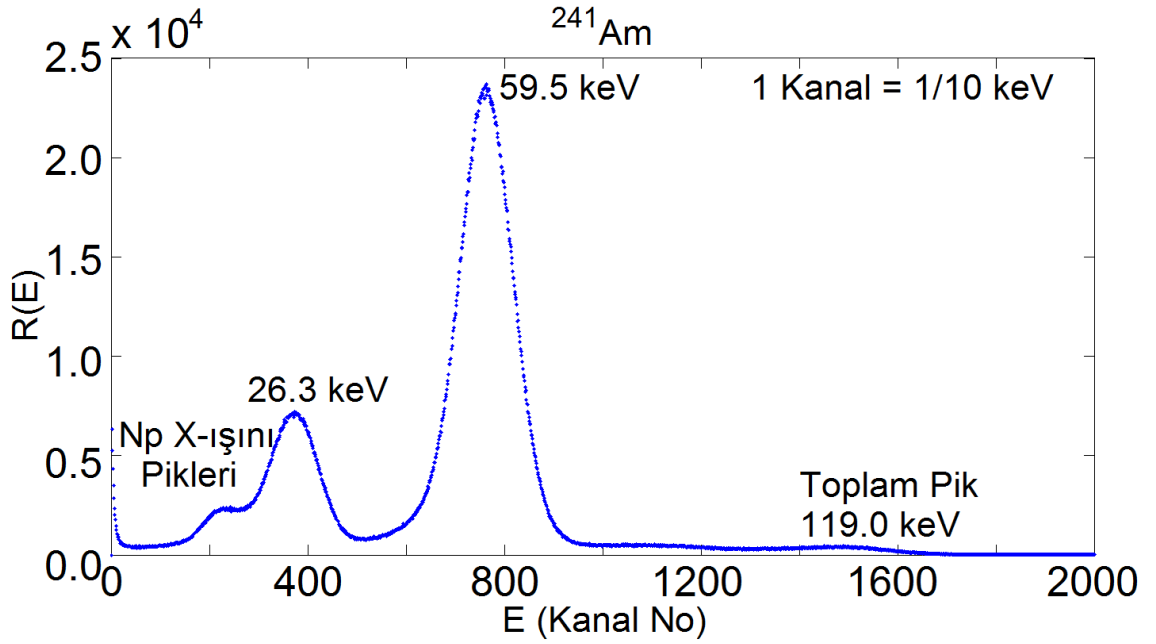
γ -ışınları:		α -Parçacıkları		X-ışınları	
Enerji, E_γ (keV)	Şiddet, I_γ (%)	Enerji, E_α (keV)	Şiddet, I_α (%)	Enerji, E_x (keV)	Şiddet, I_x (%)
696.60	0.00000534	4757.39	0.00004	11.871	0.66
709.45	0.00000641	4800.62	8.6E-5	13.761	1.07
722.01		4834.15	0.0007	13.946	9.6
722.01	0.000196	4888.9		15.861	0.153
729.72	0.00000133	4956.0		16.109	0.184
731.5	0.00000047	4961.6		16.816	2.5
737.34	0.00000800	4963.63		17.061	1.5
742.9	0.00000035	5007.58	0.0001	17.505	0.65
755.90	0.0000076	5055.34		17.751	5.7
759.38	0.00000167	5066.22	0.00014	17.992	1.37
763.9	0.00000020	5092.05	~0.0004	20.784	1.39
767.00	0.00000500	5099.09	~0.0004	21.099	0.65
770.57	0.00000474	5106.71		21.342	0.59
772.4	0.00000266	5117.20	0.0004	21.491	0.29
777.2	6.10E-8	5133		96.242	2.8E-5
780.7	0.00000025	5155.16	0.0007	97.069	0.008
782.2	0.00000015	5179.34	0.0003	101.059	0.012
786.00	0.0000006	5181.64	0.0009	113.303	0.0015
789.17	0.00000039	5190.4	0.0006	114.234	0.0028
794.92	0.0000009	5217.27		114.912	1.1E-4
801.94	0.00000136	5225.08	0.0013	117.463	0.0011
806.3	0.00000031	5232.5		117.875	0.0004
812.01	0.00000061	5244.12	0.0024		
819.0	0.00000040	5281.01	0.0005		
822.6	0.00000022	5321.90	0.015		
828.5	0.00000024	5388.23	1.6		
835.6	0.00000021	5416.27	~0.01		
841.5	4.00E-8	5442.80	13.0		
847.4	0.00000027	5469.45	<0.04		
851.6	0.00000038	5485.56	84.5		
854.7	0.00000020	5511.47	0.22		
860.7	8.20E-8	5544.5	0.34		
862.7	0.00000053				
870.7	0.00000046				
887.3	0.00000022				
898.4	7.20E-8				
902.5	0.00000030				
912.4	0.00000025				
921.5	0.00000019				
928.8	5.50E-8				
945.7	5.60E-8				
955.7	0.00000058				
1014.7	6.40E-08				



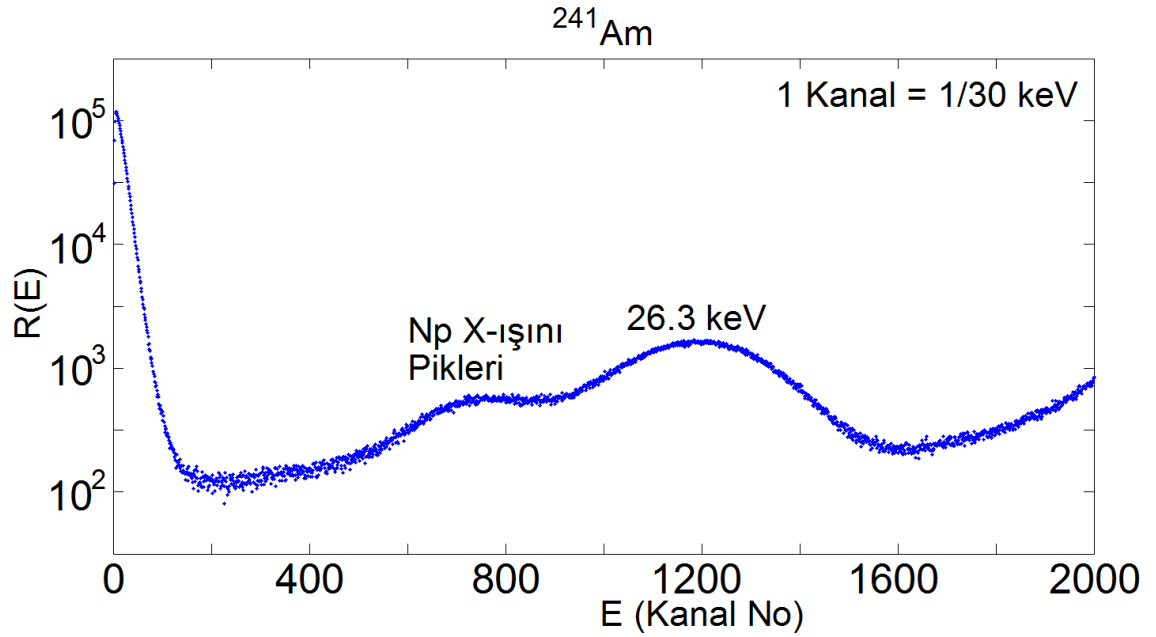
Şekil 4.10. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 30 konumunda (1 kanal \approx 1 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.11. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 90 konumunda (1 kanal \approx 1/3 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.12. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 300 konumunda (1 kanal \approx 1/10 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.



Şekil 4.13. ^{241}Am kaynağının yükselteç kazancı 900 konumunda (1 kanal \approx 1/30 keV) iken NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonu.

Gama spektrometresi 1 kanal \approx 1/30 keV olacak şekilde ayarlandığında, ^{137}Cs , ^{60}Co ve ^{241}Am 'in cevap fonksiyonlarında IB tepesinin içinde spektrometrenin elektronik gürültüsünden kaynaklanan pulsların sayılması sonucu oluşan *gürültü* de etkilidir.

Kaynaklar

- Cengiz, A., 2002.** Approximate inelastic scattering cross sections of electrons. *Radiat. Phys. and Chem.* 65: 33-44.
- Derenzo, S.E. 1997.** Scintillation Counters, Photodetectors and Radiation Spectroscopy, IEEE Short Course "Radiation Detection and Measurement", Nuclear Science Symposium.
- Hubbell, J.H., 1969.** Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV. National Bureau of Standards NSRDS-NBS 29.
- Hubbell, J.H., 1979.** Relativistic Atomic Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 8(1) 69-105.
- Klein, O., Nishina, N. 1929.** Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z. Physik* 52: 853-868.
- Mann, J.B., 1967.** Atomic Structure Calculations I. Hartree-Fock Energy Results for the Elements Hydrogen to Lawrencium. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3690.
- Mann, J.B., 1968.** Atomic Structure Calculations II. Hartree-Fock Wavefunctions and Radial Expectation Values: Hydrogen to Lawrencium. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3691.
- Nelms, A.T.; Oppenheim, I.J., 1955.** Data on the Atomic Form Factor: Computation and Survey. *J. Res. Nat. Bur. Stds.* 55, 53-62.
- White-Grodstein, G., 1957.** X-Ray attenuation coefficients from 10 keV to 100 MeV. National Bureau of Standards, NBS Circular 583.
- http://www-physics.lbl.gov/~spieler/physics_198_notes/PDF/III-Scint.pdf, 2014.
- <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/perchart.htm>, 2014.
- <http://nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>, 2015.
- <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>, 2015.
- http://en.wikibooks.org/wiki/Basic_Physics_of_Digital_Radiography/The_Patient, 2015.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Gökhan ÜNSALAN
Doğum Yeri ve Tarihi : Polatlı- 03.10.1989
Yabancı Dil : İngilizce
Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Adnan Menderes Anadolu Lisesi (2004-2007)
Lisans : Süleyman Demirel Üniversitesi (2008-2012)
Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi (2012-2015)
İletişim (e-posta) : gokhanunsalan@hotmail.com
İletişim(Tel) : 05340736640