

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TRABZON



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : / /

Tezin Savunma Tarihi : / /

Tez Danışmanı :

Trabzon

ÖNSÖZ

Cs-134 radyoaktif elementinin gerçek tesadüfî toplam düzeltme faktörlerinin belirlenerek gama ışını spektroskopisinde kullanılan dedektörün verim eğrisinin doğru şekilde elde edilmesi için yapılan bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak hazırlandı.

Doktora tez çalışmamda, bilgilerinden yararlandığım ve öğrenciliğimin her aşamasında maddi ve manevi desteğini esirgemeyen saygı değer danışman hocam Prof. Dr. Uğur ÇEVİK'e en içten teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Tez çalışmam süresince, Monte Carlo simülasyon tekniği konusunda her türlü yardımlarını esirgemeyen, desteğini eksik etmeyen Gümüşhane Üniversitesi Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü'nde görev yapan sayın hocam Prof. Dr. Necati ÇELİK'e şükranlarımı sunarım.

Akademik çalışmalarım süresince maddi ve manevi destekleriyle sürekli beni cesaretlendiren ve yanımda olan varlık sebebim canım Aileme; her daim yanımda olup, desteğiyle güç veren değerli Eşime ve biricik oğlum Rüzgar Aren'ime en içten saygı, sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Duygu ALTIN ACER

Trabzon 2024

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora Tezi olarak sunduğum “Cs-134 Atomunun Gerçek Tesadüfi Toplam (Koinsidans) Düzeltme Faktörlerinin Monte Carlo Simülasyon Yöntemi ile Belirlenmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Uğur ÇEVİK’ in sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 15/03/2024

Duygu ALTIN ACER

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
SUMMARY	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLolar DİZİNİ.....	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Hızlı Elektronlar ve Kaynakları.....	2
1.1.1. Beta Bozunumu	2
1.1.1.1. β^- Bozunumu	2
1.1.1.2. β^+ Bozunumu	4
1.1.1.3. Elektron Yakalama	6
1.2. İç Dönüşüm Olayı.....	7
1.3. Ağır Yüklü Parçacıklar ve Kaynakları	8
1.3.1. Alfa Bozunması	8
1.3.2. Kendiliğinden Bozunma	9
1.4. Elektromanyetik Radyasyon ve Kaynakları	10
1.4.1. Beta Bozunumu Sonucunda Yayınlanan Gama Işınları	10
1.4.2. Yok Olma Radyasyonu.....	11
1.4.3. Nükleer Reaksiyonlar Sonucunda Yayınlanan Gama Işınları	12
1.4.4. Sürekli X Işınları.....	13
1.4.5. Karakteristik X Işınları	13
1.4.5.1. Radyoaktif Bozunum Sonucunda Uyarılma	13
1.4.5.2. Dış Kaynaklar ile Uyarılma	14
1.4.5.3. Hızlandırıcılarda Üretilen X Işınları (Sinkrotron Radyasyonu)	14
1.5. Nötronlar ve Kaynakları	15
1.5.1. (α , n) Kaynakları.....	15
1.5.2. Fotonötronlar	16
1.5.3. Hızlandırılmış Yüklü Parçacık Reaksiyonları	16

1.6.	Radyoaktivite ve Bozunma Yasası	17
1.6.1.	Radyoaktif Bozunum Kanunu	17
1.7.	Etkileşimin Doğası.....	20
1.7.1.	Birimler ve Boyutlar	20
1.7.2.	Enerji.....	20
1.8.	Gama Işınlının Madde ile Etkileşmesi	23
1.8.1.	Fotoelektrik Soğurma	23
1.8.2.	Compton Saçılması.....	25
1.8.3.	Koherent Saçılma.....	26
1.8.4.	Çift Oluşumu	26
1.9.	Gama Işınlının Soğrulması	27
1.10.	Beta Bozunumu	28
1.11.	Radyasyon Dedektörlerinin Genel Özellikleri.....	29
1.11.1.	Basitleştirilmiş Dedektör Modeli.....	29
1.11.2.	Enerji Çözünürlüğü.....	31
1.11.3.	Dedeksiyon Verimi.....	34
1.11.4.	Katı Açısı.....	35
1.11.5.	Ölü Zaman	37
1.12.	Monte Carlo Yöntemi	38
1.12.1.	Monte Carlo Yönteminin Tarihçesi	38
1.12.2.	Sık Kullanılan Monte Carlo Paket Programları.....	38
1.12.2.1.	EGS.....	39
1.12.2.2.	PENELOPE	39
1.12.2.3.	GEANT4.....	40
1.12.2.4.	MCNP	41
1.12.2.5.	FLUKA	41
1.13.	Monte Carlo Foton Simülasyon Algoritması.....	42
1.14.	Monte Carlo Yönteminin İçeriği	43
1.14.1.	Temel Monte Carlo İlkesi.....	43
1.14.2.	Reddetme Yöntemi	45
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	48
2.1.	Çalışma Alanı	48
2.2.	Tanımlar.....	49

2.3.	Veriler	50
2.4.	Cs-134 Bozunumu	54
2.5.	EGS4 Kodunun Oluşturulması	57
3.	BULGULAR VE TARTIşMA	63
3.1.	Monte Carlo Dedektör Modelinin Oluşturulması	63
3.2.	Programı Çalıştırma	65
3.3.	Gerçek Tesadüfi Toplam Faktörlerinin Belirlenmesi	65
3.4.	Simülasyon Sonuçları	66
3.5.	Kodun Doğrulanması	68
3.6.	Deneyisel Teyit	69
4.	SONUÇLAR	71
5.	ÖNERİLER	72
6.	KAYNAKLAR	73
7.	EKLER	81
ÖZGEÇMİş		

Doktora Tezi

ÖZET

Cs-134 ATOMUNUN GERÇEK TESADÜFİ TOPLAM (KOİNSİDANS) DÜZELTME FAKTÖRLERİNİN MONTE CARLO SİMÜLASYON YÖNTEMİ İLE BELİRLENMESİ

Duygu ALTIN ACER

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK
2024,80 Sayfa,24 Sayfa Ek

Gama ışın spektroskopisi, çekirdeğin yapısını anlama gibi çalışmalardan çevresel radyoaktivite ölçümlerine ve tıbbi görüntüleme gibi çeşitli bilimsel disiplinlerde önemli bir rol oynamaktadır. Ancak gama ışını spektroskopisi yoluyla bozunma bilgilerinin doğru bir şekilde analizi gerçek tesadüfi toplama (TCS) olarak bilinen bir olay tarafından olumsuz bir şekilde etkilenebilmektedir. Bir veya birkaç radyoaktif çekirdekten ayrı ayrı yayınlanan iki veya daha fazla gama ışını, dedektörün zaman çözünürlüğünden daha kısa bir zaman aralığında dedektör kristaline çarptığında ve enerjilerini buraya depoladıklarında normalde ayrı ayrı pikler görülmesi gerekirken tek bir pik görülür ve bu olaya TCS denir. TCS özellikle gama-ışını dedektörlerinin verim eğrilerinin elde edilmesi sürecinde mutlaka dikkate alınması gereken bir durumdur. Verim eğrisinin doğru bir şekilde elde edilmesi için TCS düzeltme faktörleri üretilmeli ve her enerji değerine ait verim, bu düzeltme faktörleri ile çarpılmalıdır. Düzeltme faktörlerinin elde edilmesi için gerek deneysel, gerekse nümerik hesaplama yöntemleri mevcuttur. Monte Carlo (MC) benzetim yöntemi bu hesaplama metodlarından biridir. Bu çalışmada, Cs-134 radyoaktif çekirdeğinin TCS düzeltme faktörlerinin MC benzetim yoluyla elde edilmesi için bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemde Cs-134'ün Ba-134'e dönüşürken meydana gelen tüm bozunma olayları dikkate alınarak bir dizi TCS düzeltme faktörleri elde edilmiştir. Tüm hesaplamalar EGS4 paket programına uygun modifiyeler uygulanarak yapılmıştır. Elde edilen değerler, deneysel olarak elde edilen değerlerle karşılaştırılmış ve yöntemin doğruluğu teyit edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Gerçek Tesadüfi Toplam düzeltmesi, Monte Carlo, Egs4, Cs-134.

PhD. Thesis

SUMMARY

MONTE CARLO SIMULATION METHOD FOR DETERMINATION OF TRUE COINCIDENCE SUMMING CORRECTION FACTORS FOR ^{134}Cs ATOM

Duygu ALTIN ACER

Karadeniz Technical University

The Graduate School of Natural and Applied Sciences

Physics Graduate Program

Supervisor: Prof. Ugur CEVIK

2024,80 Pages,24 Pages Appendix

Gamma-ray spectroscopy plays a crucial role in various scientific disciplines, from studying the structure of nuclei to environmental radioactivity measurements and medical imaging. However, the accurate analysis of decay information through gamma-ray spectroscopy can be adversely affected by an event known as true coincidence summing (TCS). TCS occurs when two or more gamma rays, emitted individually from one or more radioactive nuclei, hit the detector crystal within a time interval shorter than the detector's time resolution, depositing their energies there. Instead of observing separate peaks for each gamma ray, a single peak is observed, giving rise to the phenomenon of TCS. To accurately obtain the efficiency curve, TCS correction factors must be generated, and the efficiency for each energy value should be multiplied by these correction factors. Both experimental and computational methods can be employed to obtain these correction factors, with the Monte Carlo (MC) simulation method being one of the computational approaches. In this study, a method has been developed for obtaining TCS correction factors through MC simulation for the radioactive Cs-134 nucleus.

Key Words: True Coincidence Summing Correction, Monte Carlo, Egs4, Cs-134.

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. $^{137}_{55}\text{Cs}$ çekirdeğinin $^{137}_{56}\text{Ba}$ çekirdeğine bozunumu	11
Şekil 1.2. Dış kaynaklarla uyarma	14
Şekil 1.3. Beta bozunum bölgeleri	17
Şekil 1.4. Radyoaktif bozunum	18
Şekil 1.5. Yüklü levhalar arasında elektronun hareketi	21
Şekil 1.6. Compton saçılması	25
Şekil 1.7. Beta spektrumu	29
Şekil 1.8. Basit dedektör modeli	30
Şekil 1.9. Zaman-akım grafiği	30
Şekil 1.10. Çözünürlük eğrilerine örnekler	31
Şekil 1.11. Dedektör kaynak geometrisi	36
Şekil 1.12. Genişletilmiş kaynak	36
Şekil 1.13. Monte Carlo simülasyon algoritması	42
Şekil 1.14. Olasılık bölgeleri	44
Şekil 1.15. Reddetme yöntemi	46
Şekil 2.1. ^{134}Cs 'nin bozunma şeması	51
Şekil 3.1. Monte Carlo simülasyonunda kullanılan dedektör modeli	63
Şekil 3.2. Kaynak-dedektör mesafesine göre düzeltme faktörlerinin değişimi	67
Şekil 3.3. Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen $f(E)$ fonksiyonu	69

TABLÖLAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1.1. Bazı saf beta yayıcı çekirdekler	4
Tablo 1.2. İç dönüşüm elektron kaynaklarından bazıları	8
Tablo 1.3. Alfa parçacık kaynaklarından bazıları	9
Tablo 1.4. Elektromanyetik spektrum	10
Tablo 1.5. Bazı Monte Carlo paket programları	39
Tablo 2.1. Cs-134'e ait bozunma verileri	52
Tablo 2.2. Gama geçiş olasılıkları	52
Tablo 2.3. Gama geçişleri, iç dönüşüm verileri ve geçiş olasılıkları	54
Tablo 2.4. Olası geçiş yolları ve bunların olasılıkları	56
Tablo 2.5. ¹³⁴ Ba taban durumuna olası geçişler ve geçiş olasılıkları	57
Tablo 2.6. α ve β Bozunumu verileri	62
Tablo 3.1. Deneysel ölçümlerde ve Monte Carlo simülasyonunda kullanılan dedektöre ait parametreler	64
Tablo 3.2. Farklı enerji ve dedektör-kaynak mesafeleri için düzeltme faktörleri	66
Tablo 3.3. 40 mm Kaynak-dedektör mesafesinde Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel metodla belirlenen düzeltme faktörleri ve bağıl fark	70

SEMBOLLER VE KISALTMALAR DİZİNİ

ε	: Verim
$t_{1/2}$	: Yarı ömür
μ/ρ	: Kütle soğurma katsayısı
τ	: Ortalama ömür
ν	: Frekans
σ	: Compton tesir kesiti
Ω	: Katı açısı
μ	: Lineer soğurma katsayısı
A	: Kütle numarası
Bq	: Becquerel
c	: Işık hızı
Ci	: Curie
D	: Yoğunluk
e	: Temel elektrik yükü
$\vec{E}$	: Elektrik alan
EC	: Elektron yakalama
E_b	: Bağlanma enerjisi
f	: Femto
FWHM	: Yarı maksimumdaki tam genişlik
h	: Planck sabiti
I	: Soğurulan gama ışınının şiddeti
I_0	: Gelen gama ışınının şiddeti
J	: Bessel fonksiyonu
K	: Kinetik enerji
M	: Molekül ağırlığı
MC	: Monte Carlo
N	: Radyoaktif çekirdek sayısı
N_A	: Avogadro sayısı
N_0	: İntegrasyon sabiti

p	: Momentum
Q	: Radyoaktif bozunma sonucu açığa çıkan enerji
TCS	: Gerçek tesadüfi toplam
u	: Atomik kütle birimi
V	: Elektriksel potansiyel
w_i	: Ağırlık kesri
Z	: Atom numarası



1. GENEL BİLGİLER

Atom çekirdeklerinde meydana gelen bozunmalar veya nükleer olaylar sonucunda ortaya çıkan enerjiye radyasyon denir. 1890'lı yıllara kadar, radyasyon terimi sadece elektronik dalgaları açıklamak için kullanılıyordu. Ancak, XX. yüzyılın başlarında elektronların keşfiyle birlikte, X ışınları ve doğal radyoaktivite gibi tanımlar da radyasyon kavramına dahil edildi (Akyıldırım, 2011). Radyasyon, birçok alt kategoriye ayrılabilmeyle beraber genel olarak dört ana grupta incelenebilmektedir.

Bu kategorilerden ilk ikisi yüklü parçacık radyasyonu taşıyan, hızlı elektronlar ile ağır yüklü parçacıklardır. Elektromanyetik radyasyon ve nötronlar ise bu kategorilerden diğer ikisi olup yüksüz parçacık radyasyonu taşımaktadırlar.

Nükleer süreçler sonucu yayınlanan pozitif ya da negatif beta parçacıkları hızlı elektronlara örnek verilebilir. Ağır yüklü parçacıklara örnek olarak ise alfa (${}^4_2\text{He}$) parçacıkları ve yüksek enerjili iyonlar örnek verilebilir. Bu parçacıklar, genellikle çeşitli nükleer reaksiyonlarda veya parçacık hızlandırıcılarındaki çarpışmalarda ortaya çıkarlar.

Elektromanyetik radyasyon ve nötronlar, yüksüz parçacıklı radyasyon grubunda yer alırlar. Elektromanyetik radyasyon, atom yörüngesindeki elektronların düzenlenmesi sonucu yayınlanan X ışınlarını ve atom çekirdeğinden doğrudan yayılan gama ışınlarını içerir. Nötronlar ise yüksüz parçacıklar olup; termal, epitermal, yavaş ve hızlı nötronlar olmak üzere dört alt gruba ayrılırlar (Krane, 2001).

Radyasyon enerjisi değeri yaklaşık olarak 10 eV ile 20 MeV arasında değişmektedir ancak farklı enerjilerde de üretilebilmeleri mümkündür. Maddede bıraktığı etkiye göre radyasyon, iyonlaştırıcı ve iyonlaştırıcı olmayan olmak üzere iki grupta incelenir. Maddeden bir elektron koparmak için gereken en düşük enerji seviyesinden daha büyük bir enerjiye sahip radyasyonlara, “iyonlaştırıcı radyasyon” denir. Bu tür radyasyonlar, atom veya moleküllerde elektron kaybına neden olabilir. İyonlaşmaya sebep olmayan radyasyona ise “iyonlaştırıcı olmayan radyasyon” denir. Nötronlar, alfa ve beta parçacıkları, gama ve X-ışınları iyonlaştırıcı radyasyon sınıfına girerken radyo dalgaları, mikrodalgalar, kızılötesi, morötesi ve görünür ışık ise iyonlaştırıcı olmayan radyasyon sınıfında yer almaktadır (Gündoğan, 2016).

Radyasyonu bir diğer gruplandırma şekli ise, madde içinde ilerleme yetenekleri yani giricilikleri göz önünde bulundurularak yapılabilir. Düşük enerjili X ışınları ve alfa parçacıkları, maddenin sadece ince bir kalınlığına girebilme yeteneğine sahiptir ve bu nedenle yumuşak radyasyonlar olarak adlandırılırlar. Öte yandan, beta parçacıkları daha derinlere nüfuz edebilen parçacıklardır. Gama ışınlarının ve nötronların giricilikleri ise en fazladır (Çelik, 2017).

1.1. Hızlı Elektronlar ve Kaynakları

1.1.1. Beta Bozunumu

Radyoaktif olayların gözlemlenmesindeki ilk önemli adım, çekirdeklerin negatif yüklü parçacık olan elektronları yayınlamasıdır. Ancak 1934 yılında, Joliot-Curie tarafından yapılan gözlemlerle birlikte radyoaktif bozunma olayında pozitif yüklü elektronların, yani pozitronların yayımlandığı gözlenmiştir. Bu keşfin hemen ardından, 1936’ da kozmik ışınlarda pozitronların varlığı da keşfedilmiştir. İki yıl sonra, 1938’ de ise Alvarez, çekirdek tarafından yakalanan atomun elektronundan boşalan yerin, karakteristik X ışınları yayarak dolması olayını gözlemlemiştir. Bu gözlem, elektron yakalama olayı olarak kayıtlara geçmiştir.

Çekirdeklerin β ışımasına karşı kararlı olabilmeleri için belli sayıda proton (Z) ve nötron (N) sayısına sahip olması gerekir. e^- ve e^+ parçacıklarına beta parçacığı denir. e^+ parçacığı elektronun anti-parçacığıdır (karşıt parçacık). Elektron ve pozitronun kütleleri birbirine eşit, yükleri ise zıttır.

$$m_{e^-} \cdot c^2 = m_{e^+} \cdot c^2 = 0.511 \text{ MeV} \quad (1.1)$$

1.1.1.1. β^- Bozunumu

Çekirdeğin nötron sayısı olması gerekenden fazla ise, nötronlardan birisi protona dönüşür ve çekirdek kararlı olmaya çalışır. Beta (β^-) bozunumuna yatkın olan tüm çekirdeklerin nötron sayısı fazladır. Beta bozunumu olayında, çekirdekteki bir nötron protona dönüşerek çekirdeğin atom numarasını bir artırır, böylece çekirdek kararlı hale geçer (Gündoğan, 2016).

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + \beta^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

Beta bozunumunda, nötronlar çekirdeğe zayıf bir şekilde bağlıdır. Zayıf bağlı nötron kısa süre içerisinde, bir proton ve bir β^- (elektron) parçacığına bozunarak yok olur.

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

$${}^{14}_6C \rightarrow {}^{14}_7N + \beta^- + \bar{\nu} \quad \dots\dots(1.4)$$

Bozunum sonucunda, anti-nötrinolar oluşur. Anti-nötrinoların madde ile etkileşme olasılıkları çok düşüktür ve dedekte edilebilmeleri için özel deneysel düzenekler gerekmektedir. Bozunum olayında; enerji, açısal momentum ve lepton sayısı korunumunun sağlanması için anti-nötrinoların mutlaka oluşması gerekir.

Beta bozunumu reaksiyonunda, kütle farkından kaynaklı enerji açığa çıkar ve momentum korunumu ilkesine göre, ürünler arasında kütleleri ile ters orantılı bir biçimde dağılır. Ancak, ürün çekirdeğin kütlesi beta ve anti-nötrino parçacıklarından önemli ölçüde daha büyük olduğundan, açığa çıkan enerjinin yalnızca küçük bir kısmını absorbe eder. Bu nedenle, bu parçacıklar doğrudan dedekte edilemez. Açığa çıkan enerjinin büyük bir kısmını ise beta parçacıkları ve anti-nötrinolar alır ve bu parçacıklar arasında enerji farklı oranlarda paylaşılır. Sonuç olarak, beta bozunumu sonucu açığa çıkan beta parçacıkları sürekli bir enerji spektrumuna sahip olur.

Her beta bozunması, belirli bir bozunma enerjisiyle veya Q değeriyle tanımlanır. (Sayısal olarak Q değerine eşittir).

β^- ışımasının Q değeri aşağıda verilmiştir.

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + \beta^- + \bar{\nu}_e + Q \quad (1.5)$$

$$Q = m^{cek}({}^A_ZX) c^2 - m^{cek}({}^A_{Z+1}Y) c^2 - m_e c^2 - m_{\bar{\nu}} c^2 \quad (1.6)$$

$$m^{at}({}^A_ZX_N) c^2 = m^{cek}({}^A_ZX_N) c^2 + Z m_e c^2 \quad (1.7)$$

$$m^{cek}({}^A_ZX) c^2 = m^{at}({}^A_ZX) c^2 - Z m_e c^2 \quad (1.8)$$

$$Q = m^{at}({}_Z^AX)c^2 - Zm_e c^2 - [m^{at}({}_{Z+1}^AY_N)c^2 - (Z+1)m_e c^2] - m_e c^2 \quad (1.9)$$

$$Q_{\beta^-} = m^{at}({}_Z^AX)c^2 - m^{at}({}_{Z+1}^AY)c^2 \quad (1.10)$$

Beta bozunumunda, ürün çekirdeğin uyarılmış bir seviyede bulunduğu durumda beta parçacığıyla birlikte gama ışını da yayınlanır. Bazen ise, beta bozunumu yapan çekirdekler ürün çekirdeğin taban durum seviyesine doğrudan geçiş yapar. Doğrudan dönüşüme uğrayan bu çekirdekler, “saf beta yayıcıları” olarak adlandırılmaktadır.

Saf beta yayıcı çekirdeklerden bazıları Tablo 1.1’ de gösterilmiştir (Knoll, 2010).

Tablo 1.1. Bazı saf beta yayıcı çekirdekler

Çekirdek	Yarı - Ömür	Maksimum Enerji (MeV)
${}^3\text{H}$	12,26 yıl	0,0186
${}^{14}\text{C}$	5730 yıl	0,156
${}^{32}\text{P}$	14,28 yıl	1,71
${}^{33}\text{P}$	24,4 gün	0,248
${}^{35}\text{S}$	87,9 gün	0,167
${}^{36}\text{Cl}$	$3,08 \cdot 10^5$ yıl	0,714
${}^{45}\text{Ca}$	165 gün	0,252
${}^{63}\text{Ni}$	92 yıl	0,067
${}^{99}\text{Tc}$	$2,12 \cdot 10^5$ yıl	0,292
${}^{147}\text{Pm}$	2,62 yıl	0,224

1.1.1.2. β^+ Bozunumu

Proton sayısı fazla olan çekirdeklerde, pozitron (β^+) bozunumu meydana gelir. Bu bozunumda çekirdekteki bir tane proton, bir nötrona dönüşür. Bozunum sonucunda korunum yasalarına uyacak şekilde bir nötrino açığa çıkarken, daha düşük atom numaralı ve kararlı bir çekirdek meydana gelir (Gündoğan, 2016).

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \beta^+ + \nu_e \quad (1.11)$$

β^+ Işımasının Q değeri aşağıda verilmiştir.

$${}^A_ZX_N \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + \beta^+ + \gamma + Q \quad (1.12)$$

$$Q = m^{cek}({}^A_ZX_N) c^2 - m^{cek}({}^A_{Z-1}Y) c^2 - m_e c^2 \quad (1.13)$$

$$Q = m^{at}({}^A_ZX_N) c^2 - Z m_e c^2 - [m^{at}({}^A_{Z-1}Y) c^2 - (Z-1) m_e c^2] - m_e c^2 \quad (1.14)$$

$$Q_{\beta^+} = m^{at}({}^A_ZX) c^2 - m^{at}({}^A_{Z-1}Y) c^2 - 2 m_e c^2 \quad (1.15)$$

Pozitronlar, elektronlardan farklı olarak pozitif yük taşırlar, ancak harici özellikler açısından elektronlarla özdeş oldukları için elektronun anti-parçacığı olarak adlandırılırlar.

Pozitronlar, β^- parçacıkları gibi sürekli bir enerji spektrumuna sahiptir, ancak kısa ömürleri nedeniyle madde içinde sınırlı mesafelere kadar ilerleyebilirler. Bu durum; pozitronların, elektronların anti-parçacıkları olarak varlıklarını sürdürmelerinden kaynaklanır. Madde içinde elektronlarla birleşerek yok olma sürecine giren pozitronlar, bu süreçte elektron ve pozitronun birbirine zıt yönlerde hareket eden ve enerjisi elektronun durgun kütlesi (511 keV) kadar olan iki tane foton yayırlar. Yayımlanan bu fotonlar, gama spektroskopisinde elde edilen spektrumda belirgin bir rol oynamakla beraber yok olma radyasyonu olarak bilinirler.

Bu şekilde elde edilen yok olma fotonlarının spektrumunda gözlenen pikleri, nükleer geçişlerden kaynaklanan aynı enerjiye sahip gama fotonlarının piklerine kıyasla daha geniş görünür. Genişlemenin kaynağı ise Doppler etkisidir (Gilmore, 2008; Çelik, 2017).

Yok olma olayı yani pozitron-elektron etkileşimi başladığında, parçacıkların tamamen durgun olması mümkün değildir. Bu nedenle, parçacıklar, yok olmadan önce belirli bir momentuma ve dolayısıyla da kinetik enerjiye sahip olurlar. Bu kinetik enerjinin varlığı, korunum yasalarına göre, yok olma fotonlarının enerjilerinde bir miktar artış oluşturur. Bu artış, istatistiksel olarak belirsizliğe ve yok olma fotonlarının spektrumda oluşturduğu pikte de genişlemeye sebep olur (Gilmore, 2008).

1.1.1.3. Elektron Yakalama

Proton sayısı fazla olmasına rağmen, pozitron salınımını gerçekleştirebilmek için yeterli kütle farkına ($>1,022$ MeV) sahip olmayan çekirdeklerde, farklı bir bozunum olayı ile kararlılık sağlanmaya çalışılır. Çekirdek, dışındaki yörüngelerden elektron yakalanır ve bu olaya “Elektron Yakalama” denir ve genellikle K kabuğunda daha yaygındır. Elektron yakalama (Electron Capture, EC) olayı, atomun yörüngelerinde bir boşluğa neden olur. Bu boşluk, bir üst yörüngeden geçen elektronlardan biri tarafından doldurulur. Bu süreç sırasında karakteristik bir X ışını yayınlanır. Yayınlanan bu karakteristik X ışınları, bazen atomu terk etmeyip dış yörüngedeki elektronlarını uyarır ve “Auger” olayına sebep olurlar (Auger, 1923; Pirovano, 2021).

Bazı çekirdeklerde, pozitron bozunumu ve elektron yakalama olayı gibi çeşitli nükleer bozunum süreçleri aynı anda gerçekleşebilir. Bu durum, izobarik çekirdeklerdeki kütle farkının değerinin $1,022$ MeV’den biraz büyük olması koşuluna bağlıdır. ${}^7_4\text{Be}$ çekirdeğinin ${}^7_3\text{Li}$ çekirdeğine bozunumu bu duruma bir örnek teşkil etmektedir (Krane, 2001).

Elektron yakalama olayının Q değeri aşağıda verilmiştir.

$${}^A_ZX + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + \nu_e + Q \quad (1.16)$$

$$Q = m^{cek}({}^A_ZX) c^2 + m_e c^2 - m^{cek}({}^A_{Z-1}Y) c^2 \quad (1.17)$$

$$Q = m^{at}({}^A_ZX_N) c^2 - Z m_e c^2 + m_e c^2 - [m^{at}({}^A_{Z-1}Y) c^2 - (Z - 1) m_e c^2] \quad (1.18)$$

$$Q_{EC} = m^{at}({}^A_ZX) c^2 - m^{at}({}^A_{Z-1}Y) c^2 \quad (1.19)$$

Sonuç olarak, β^+ ışıması ve elektron yakalama olayı aynı çekirdeğin kararlı olabilmesi için, protonlarından birinin nötrona dönüştüğü iki ayrı mekanizmadır. Bu iki kanal aynı çekirdek için açık ve birbirleriyle yarış halindedir. Belirli ihtimallerle bazen birisi, bazen diğeri meydana gelir. Ancak genel olarak,

$$Q_{EC} > Q_{\beta^+} \quad (1.20)$$

olduğundan, β^+ ışıması ihtimal olarak daha fazladır. Mesela bazı durumlarda Q_{β^+} negatif iken, Q_{EC} ise pozitifdir. Ayrıca enerji olarak, elektron yakalama olayı daha olasıdır.

$$Q_{\beta^-} = -2Z \frac{a_C}{A^{\frac{1}{3}}} + 4(N - Z - 1) \frac{a_{sym}}{A} - m^{at}({}_1^1H_0)c^2 + m_n c^2 - m_e c^2 \quad (1.21)$$

$$Q_{\beta^+} = 2(Z - 1) \frac{a_C}{A^{\frac{1}{3}}} + 4(Z - N - 1) \frac{a_{sym}}{A} + m^{at}({}_1^1H_0)c^2 - m_n c^2 - m_e c^2 \quad (1.22)$$

$$Q_{EC} = 2(Z - 1) \frac{a_C}{A^{\frac{1}{3}}} + 4(Z - N - 1) \frac{a_{sym}}{A} + m^{at}({}_1^1H_0)c^2 - m_n c^2 + m_e c^2 \quad (1.23)$$

Burada a_C ve a_{sym} değerleri yarı ampirik bağlanma enerjisi formülündeki enerji birimli katsayılar olup değerleri aşağıdaki gibidir.

$$a_C = 0.72 \text{ MeV} \quad (1.24)$$

$$a_{sym} = 23 \text{ MeV} \quad (1.25)$$

1.2. İç Dönüşüm Olayı

İç dönüşüm olayının başlangıcı, beta bozunması sonucu oluşan çekirdeğin, uyarılmış bir enerji seviyesine geçişidir. Bu şekilde uyarılmış çekirdek, kararlı duruma geçebilmek için genellikle bir gama ışını yayınlı. Gama ışını yayınlanmasının mümkün olmadığı bir uyarılmış çekirdek, atomik yörüngelerdeki elektronlarla elektromanyetik etkileşime girer ve bozunur. Bu duruma “İç Dönüşüm Olayı” adı verilir. Bu olayın sonucunda yayınlanan elektronun enerjisi aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$E_{e^-} = E_{uyar} - E_b \quad (1.26)$$

Burada; E_{uyar} çekirdeğin uyarılma enerjisi ve E_b ise elektronun bağlanma enerjisidir. İç dönüşüm elektronları, herhangi bir elektronun atom yörüngesinden sökülmesi ile üretilbileceği için, nükleer bozunmanın gerçekleşmesiyle birlikte farklı enerjilere sahip birçok elektron ortaya çıkabilir. Bu durum, iç dönüşüm elektronlarının enerji spektrumlarının, beta bozunumundaki sürekli spektrumun tam aksine, kesikli yapılı bir spektrum gözlenmesine neden olur (Knoll, 2010). Bu durum, nükleer uygulamalar açısından fazlaca önem taşır.

Bazı yararlı iç dönüşüm elektron kaynakları Tablo 1.2' de verilmiştir (Knoll, 2010).

Tablo 1.2. İç dönüşüm elektron kaynaklarından bazıları

Ana Çekirdek	Yarı Ömür	Bozunma Türü	İç Dönüşüm Elektron Enerjisi (keV)
^{109}Cd	453 gün	Elektron Yakalama	62
			84
^{113}Sn	115 gün	Elektron Yakalama	365
			389
^{137}Cs	30.2 yıl	β Bozunumu	624
			656
^{139}Ce	137 gün	Elektron Yakalama	126
			159
^{207}Bi	38 yıl	Elektron Yakalama	482
			554
			976
			1048

1.3. Ağır Yüklü Parçacıklar ve Kaynakları

1.3.1. Alfa Bozunması

Radyoaktif bir çekirdeğin proton ve nötron sayılarını ikişer tane azaltmak suretiyle kütle numarasının 4 azalması ve sonuçta da bir He çekirdeğinin meydana geldiği nükleer süreçtir (Akyıldırım, 2005).



Burada; X başlangıç çekirdeği, Y ürün çekirdek ve Q ise, ana ve ürün çekirdekler arasındaki kütle farkından kaynaklanan enerjidir ve alfa parçacığını belirtir. Q enerjisi, momentumun korunumundan dolayı, ürün çekirdekler arasında belirli oranlarda paylaşılır. İşte bu sebeple de, alfa parçacıkları karakteristik enerjili ve dolayısıyla da kesikli spektruma sahiptir. A kütle numarası olmak üzere, alfa parçacıkları tek bir enerjili olup bu enerji değeri aşağıdaki ifadeyle verilir.

$$E = Q(A - 4)/A \quad (1.28)$$

Alfa parçacık kaynakları üretimi yapılırken, çok ince bir tabakayla kaplanmalıdır çünkü bu parçacıklar, diğer parçacıklara göre daha ağır ve madde içindeki etkileşimleri ise oldukça zayıftır. Bu da, çok çabuk bir şekilde enerjilerini kaybettikleri anlamına gelir. Tablo 1.3' te bazı alfa parçacık kaynakları verilmiştir.

Tablo 1.3. Alfa parçacık kaynaklarından bazıları (Knoll, 2010)

Kaynak	Yarı Ömür (yıl)	Alfa Parçacık Enerjisi (MeV)
^{232}Th	$1,4 \cdot 10^{10}$	4,012
^{238}U	$4,5 \cdot 10^9$	4,196
^{235}U	$7,1 \cdot 10^8$	4,598
^{236}U	$2,4 \cdot 10^7$	4,494
^{230}Th	$7,7 \cdot 10^4$	4,687
^{243}Am	$7,4 \cdot 10^3$	5,275
^{241}Am	433	5,485
^{238}Pu	88	5,499

1.3.2. Kendiliğinden Bozunma

Ağır çekirdekler (^{209}Bi sonrası) genelde doğal olarak kararsızdırlar ve kendiliğinden bozunma eğilimindedirler. Bu, tür çekirdekler genellikle nükleer fisyon veya nükleer füzyon gibi süreçlerle daha kararlı hale gelmeye çalışırlar.

Nükleer fisyon, nispeten büyük bir çekirdeğin parçalanmasıyla iki veya daha fazla daha hafif çekirdeğe dönüşmesidir. Ancak, atom numarası çok büyük olan birkaç transuranik element haricinde, bu bozunma olayı pek yaygın değildir. $^{252}_{98}\text{Cf}$ çekirdeği bu

tür bir bozunma için en tipik örnektir. Bu çekirdeğin yarı ömrü 85 yıldır. 85 yılda bir kendinden daha hafif olan $^{140}_{54}\text{Xe}$ ve $^{108}_{44}\text{Ru}$ çekirdeklerine dönüşür. Bununla birlikte, $^{252}_{98}\text{Cf}$ çekirdeğinin bir alfa parçacığı yayma olasılığı, kendiliğinden bozunma olasılığından daha fazladır. Bu yüzden, bu elementin gerçek yarı ömrü 2,65 yıl olup, 1 mikrogram (μg) $^{252}_{98}\text{Cf}$ çekirdeği saniyede $1,92 \times 10^7$ alfa parçacığı yayarak $6,14 \times 10^5$ defa kendiliğinden bozunmaya uğrar (Knoll, 2010; Debertin ve Helmer, 1988).

1.4. Elektromanyetik Radyasyon ve Kaynakları

Elektromanyetik radyasyon, elektromanyetik spektrumun tamamına yakınına kapsamaktadır. Elektromanyetik spektrum Tablo 1.4’ te verilmiştir.

Tablo 1.4. Elektromanyetik spektrum

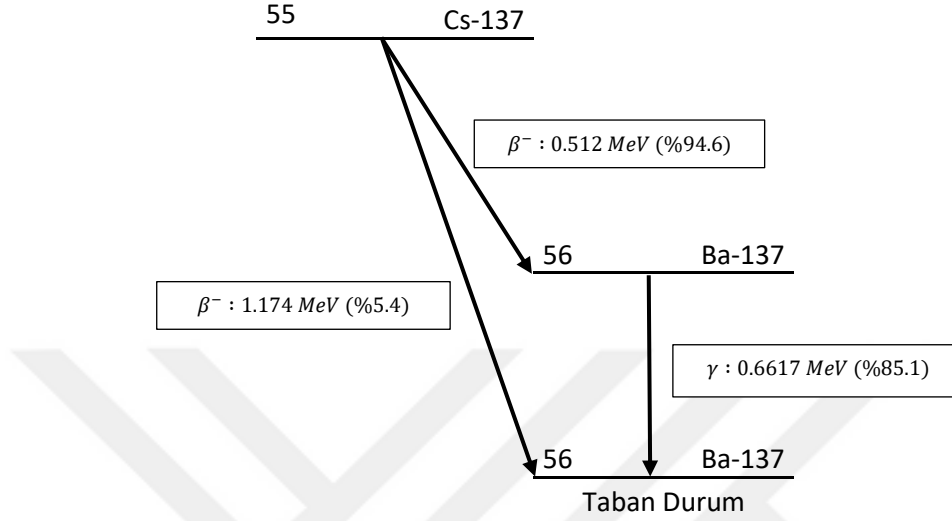
	Gama Işını	X- Işını	Morötesi	Görünür Işık	Kızılötesi	Mikrodalga	Radyo Dalgaları
Frekans (Hz)	10^{20}	10^{18}	10^{16}	10^{15}	10^{12}	10^8	10^4
Dalga boyu (m)	10^{-12}	10^{-10}	10^{-8}	$0,5 \cdot 10^{-15}$	10^{-5}	10^{-2}	10^3

1.4.1. Beta Bozunumu Sonucunda Yayınlanan Gama Işınları

Uyarılmış nükleer seviyelerin arasındaki geçişler sonucunda, gama ışınları yayınlanır. Gama bozunumunda, çekirdeğin nükleon sayısında ve çeşidinde bir değişiklik olmaz. Gama ışınları, bir atom çekirdeğinin uyarılmış bir enerji seviyesinden daha düşük bir enerji seviyesine geçmesi sırasında yayılan elektromanyetik radyasyondur. Gama ışınları, genellikle nükleer bozunma sonucu uyarılmış seviyede kalan ürün çekirdeğin kararlı hale geçmesi esnasında yayınlanır.

Herhangi bir beta bozunumu, bir ya da birçok gama ışınının yayınlanmasında etkilidir. Beta ışınlarının yarı ömürleri (birkaç yüz gün veya daha uzun), uyarılmış durumların yarı ömürlerine kıyasla (pikosaniye mertebesinde) çok daha büyüktür. Bu sebeple, yayınlanan gama ışınlarının yarı ömrü, genellikle beta bozunumu yapan ana çekirdeğin yarı ömrü ile; enerjileri ise, ürün çekirdeğin enerji seviyesi ile ilişkilidir. Bu nedenle, beta bozunumu sonucunda yayılan gama ışınlarının enerjisi, genellikle ürün çekirdeğin enerji seviyesine bağlıdır.

Şekil 1.1' de Cs-137 çekirdeğinin Ba-137 çekirdeğine bozunumu sırasında gerçekleştirdiği beta bozunumu ve bunun sonucunda yayılan gama ışınımı gösterilmektedir.



Şekil 1.1. $^{137}_{55}\text{Cs}$ çekirdeğinin $^{137}_{56}\text{Ba}$ çekirdeğine bozunumu

Gama spektroskopisi deneylerinde, gama ışınlarının enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin genellikle belirli ve kesin enerji değerlerinde olması beklenir. Bu durum, atomik çekirdeklerin belirli enerji seviyelerine sahip olduğu ve belirli enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin belirli enerji farklarına sahip olduğu gerçeğinden kaynaklanır.

Ancak, dedektör çözünürlüğünü etkileyen çeşitli faktörler, gözlenen enerji spektrumunun ideal bir pik dağılımından uzaklaşmasına neden olabilir. Bunlar arasında, yük taşıyıcılarının oluşması ve toplanmasındaki belirsizlikler, elektronik gürültü gibi etkenler bulunmaktadır.

Bu faktörlerin etkisiyle, gama spektroskopisinde gözlenen enerji dağılımı genellikle ideal bir dar ve lineer enerji dağılımı yerine, Lorentzian ve Gaussian dağılımının bir birleşimi şeklinde oluşur.

1.4.2. Yok Olma Radyasyonu

Pozitron ışıması yapan ana çekirdeğe eşlik eden bir radyasyon türü daha vardır. Bu ek radyasyonun kaynağı, temel bozunma sürecinde açığa çıkan pozitronlardır.

Pozitronlar, bütün kinetik enerjilerini kaybetmeden önce birkaç milimetre yol alabilirler. Bu süre zarfında, pozitronlar çevrelerindeki atomlarla karşılaşabilir ve negatif yüklü bir elektronla birleşebilirler. Bunun sonucunda, elektron ve pozitron kaybolur, birbirlerine zıt yönelim gösteren, her biri 0,511 MeV enerjili iki foton yayınlanır. Bu durum aşağıdaki gibi gösterilir ve yok olma radyasyonu olarak adlandırılır (Krane, 2001).

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow 2\gamma \quad (1.29)$$

1.4.3. Nükleer Reaksiyonlar Sonucunda Yayınlanan Gama Işınları

Beta ışımasından sonra gerçekleşen daha yüksek enerjili gama ışınlarına ihtiyaç duyulduğunda, bu ışınları üretebilmek için nükleer reaksiyonlar gerekli olacaktır. Böyle bir reaksiyonda ana çekirdek, reaksiyonu gerçekleştirebilecek enerjili parçacıklar ile bombardıman edilir ve reaksiyon sonucunda iki veya daha fazla ürün çekirdek meydana gelir. Bu reaksiyonlardan bir tanesi aşağıdaki gibi olur (Krane, 2001; Çelik, 2017).



Bu reaksiyon sonucunda, ${}^{12}_6C^{*}$ ürün çekirdeği uyarılmış bir seviyede tutulur. Bu seviyenin taban duruma bozunması sırasında 4,44 MeV enerjili bir gama ışını yayınlanır. Bu uyarılmış seviyenin ömrü çok kısa ($61 \times 10^{-15}s$) olduğundan reaksiyonun sonucunda üretilen gama ışınlarının enerji dağılımı, Doppler etkisi altında genişler. Bu durum, çoğu dedektörün kalibrasyonu için yeterince monoenerjik olsa da, çözme gücü iyi olmayan dedektörlerin kalibrasyonunda sorun teşkil etmektedir.

Gama ışını üreten bir başka nükleer reaksiyon örneği de aşağıdaki gibidir:



Burada ise, ${}^{16}_8O^{*}$ çekirdeği uyarılmıştır ve yaklaşık olarak ortalama ömür 2×10^{-11} saniyedir. Bu ortalama ömür Doppler olayının etkisini yok edecek kadar uzun bir süredir. Bu sebeple, bu enerjide (6,13 MeV) gama ışınları dar bir spektruma sahip olur.

1.4.4. Sürekli X Işınları

Elektron, proton ve alfa parçacıkları gibi yüksek enerjiye sahip parçacıklar, ağır çekirdeklerin Coulomb etki alanından geçtiğinde enerjilerinin bir kısmını elektromanyetik radyasyona dönüştürürler. Bu etkileşimde parçacığın dönüştüğü enerji, Bremsstrahlung spektrumu veya sürekli spektrum olarak adlandırılır. Sürekli X ışını spektrumları frekans skalası oldukça geniş olduğundan, radyasyon dedektörleri kalibre edilirken kullanılamazlar (Çelik, 2010; Çelik,2017; Tamir Darcan, 2020).

1.4.5. Karakteristik X Işınları

Bir atomda yörünge elektronlarının dizilişi herhangi bir uyarılma sebebiyle bozulduğunda, atom çok kısa bir süre için uyarılmış seviyede kalabilir. Ancak, doğal olarak bu atom kendini taban durumuna getirme eğilimindedir. Bu yeniden düzenlenme genellikle nanosaniye mertebesinde bir sürede gerçekleşir. Bu süreçte, son enerji seviyesi ile ilk enerji seviyesi arasındaki fark kadar enerjiye sahip karakteristik X ışını yayınlanır. Eğer bu geçici boşluk atomun K tabakasında meydana gelirse, yayınlanan ışın karakteristik K X ışını olarak adlandırılır. Karakteristik X ışınları elementler için ayırt edici bir parametredir. Bilinmeyen maddelerin elementer analizinde yaygın olarak kullanılırlar (Debertin ve Helmer, 1988).

X ışınlarının üretimi birçok fiziksel süreçle gerçekleşebilmekte mümkün olup en temel üç fiziksel süreç aşağıda verilmiştir.

1.4.5.1. Radyoaktif Bozunum Sonucunda Uyarılma

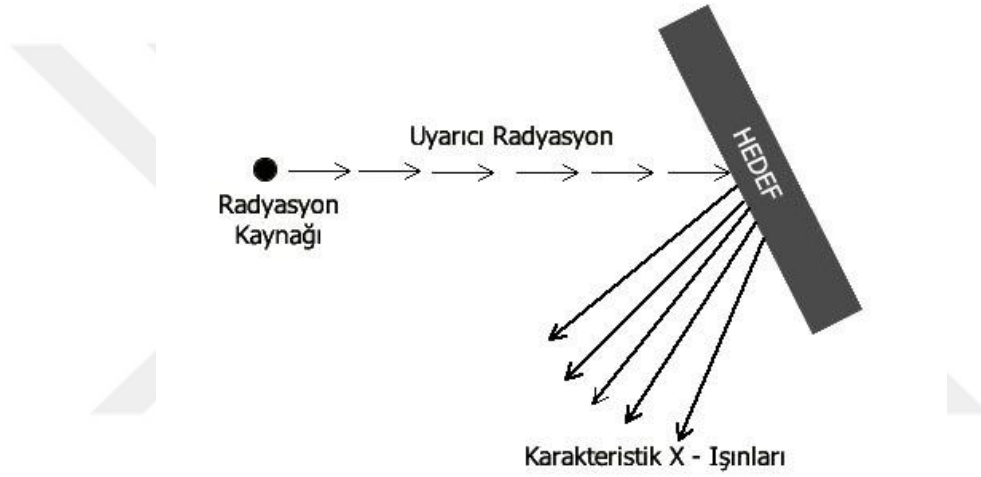
Elektron yakalama olayı esnasında, çekirdek yörünge elektronlarından bir tanesini (genellikle K tabakasından) söker ve böylece atomun elektronik dizilimde geçici bir boşluk oluşur. Bu boşluğun doldurulmasıyla birlikte bir karakteristik X ışını yayınlanır. Bu tür olaylarda ürün çekirdek, bir uyarılma seviyesine bozulduğu için karakteristik X ışınına aynı zamanda bir de gama ışını eşlik eder.

İç dönüşüm olayında da karakteristik X ışını üretilebilir. Genellikle K tabakasından atomun iç yörünge elektronlarından biri sökülerek orada bir boşluk oluşturulur ve bunun sonucunda da karakteristik X ışını yayınlanır.

İç dönüşüm olayı sonucunda üretilen elektronun enerjisi yeterince büyükse, ölçülebilir düzeyde Bremsstrahlung olayı gözlenebilir. Bu olay "İç Bremsstrahlung" olarak bilinmektedir (Çelik, 2010).

1.4.5.2. Dış Kaynaklar ile Uyarılma

Dış kaynaklar tarafından X ışınlarının üretilmek istendiğinde, uyarıcı radyasyon kaynağı olarak X ışınları, alfa parçacıkları, elektronlar ve diğer farklı radyasyon çeşitleri kullanılabilir.



Şekil 1.2. Dış kaynaklarla uyarma

Dış kaynaklar ile uyarda kaynak, hedef maddenin atomlarının enerji seviyelerindeki elektronları uyarabilecek enerjiye sahip olmalıdır. Hedef maddeyi oluşturan elementlerin atom numarası ile yayılan X ışını enerjileri arasında doğru orantı vardır.

1.4.5.3. Hızlandırıcılarda Üretilen X Işınları (Sinkrotron Radyasyonu)

Bu radyasyon, dairesel bir yörüngede elektronların hareket ettirilerek bükülmeleri ile elde edilirler. Dairesel yörüngede hareket eden elektronlar, enerjilerinin bir miktarını her dönüş esnasında elektromanyetik radyasyona dönüştürür ve kaybederler. Bu şekilde elde edilen elektromanyetik radyasyonun enerjisi, birkaç eV ile 10^4 eV aralığında olabilir.

Hızlandırıcı radyasyonun şiddet ve enerji gibi özelliklerinin ayarlanabilir olması, laboratuvar deneylerinde kullanımını teşvik etmektedir (Çelik, 2010; Çelik 2017).

1.5. Nötronlar ve Kaynakları

Nötronların yarı ömürleri çok kısa olduğundan, doğada serbest halde bulunma ihtimalleri de oldukça zayıftır. Kendiliğinden nötron salınımı yapan bozunumlar veya nükleer reaksiyonlar kanalıyla nötronlar oluşurlar. Kendiliğinden bozunum olayına örnek olarak daha önceden de ^{252}Cf çekirdeğini verilmiştir.

Nükleer reaksiyonlarda, genellikle bir hedef çekirdek, alfa parçacıkları, protonlar veya gama ışınları gibi parçacıklarla bombardıman edilerek uyarılmış seviyede tutulur. Bu bombardıman sonucunda, hedef çekirdek yüksek enerji seviyelerine uyarılabilir.

Uyarılma enerjisi, çekirdek içindeki nükleonların bağlanma enerjisinden daha fazla olduğunda, çekirdek uyarılmış durumdan düşmek için bir yol arar. Bu genellikle, bir nötron yayınlanmasıyla gerçekleşir. Bu nötron yayılması, çekirdeğin daha istikrarsız hale gelmesine ve daha düşük enerji seviyelerine inmesine neden olur.

Aşağıda, nötron salınımına bir örnek verilmiştir (Sakho, 2021).



1.5.1. (α , n) Kaynakları

Çeşitli radyoizotoplar alfa parçacıkları yayabilir. Bir hedef çekirdek ile alfa yayıcı izotop karıştırıldığında, nötron kaynağı elde etmek mümkün olur. Örneğin, hedef çekirdek olarak berilyum kullanıldığında, kararlı ^9_4Be izotopu nispeten zayıf bağlı bir nötrona sahiptir, bu da maksimum miktarda nötron üretilmesine olanak sağlar (Krane, 2001).

Bu reaksiyon aşağıda gösterilmiştir.



1.5.2. Fotonötronlar

Gama ışını yayan radyoizotoplar, uygun bir hedef çekirdekte reaksiyon oluşturacak enerjiye sahip ise nötron üretebilirler. Bu yolla elde edilen nötronlara fotonötron denir.

Fotonötronlar, bombardıman edilen gama ışınlarının tek enerjili olmasına bağlı olarak hemen hemen tek enerjili olurlar. Ancak, nötronlar yüksek bir gama ışını arka planı ile birlikte gözlenirler.

Yaklaşık olarak bir milyon gama fotonunun sadece bir tanesi hedef çekirdekle etkileşip bir nötron üretebilmektedir. Bu sebeple, dedekte edilebilir miktarda nötron elde edebilmek için, çok fazla sayıda gama ışını gerekmektedir. Ancak çok sayıda foton kullanımı da spektrumdaki gama ışını arka planını artırmaktadır.

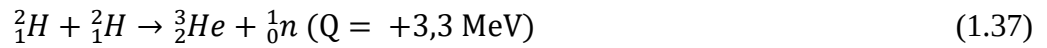
Fotonötron üretmede genellikle Be ve H çekirdekleri kullanılır (Krane, 2001; Knoll, 2010).



1.5.3. Hızlandırılmış Yüklü Parçacık Reaksiyonları

İki temel nötron üretim reaksiyonu vardır. Bu reaksiyonlar aşağıda gösterilmiştir (Krane, 2001).

D-D reaksiyonları:



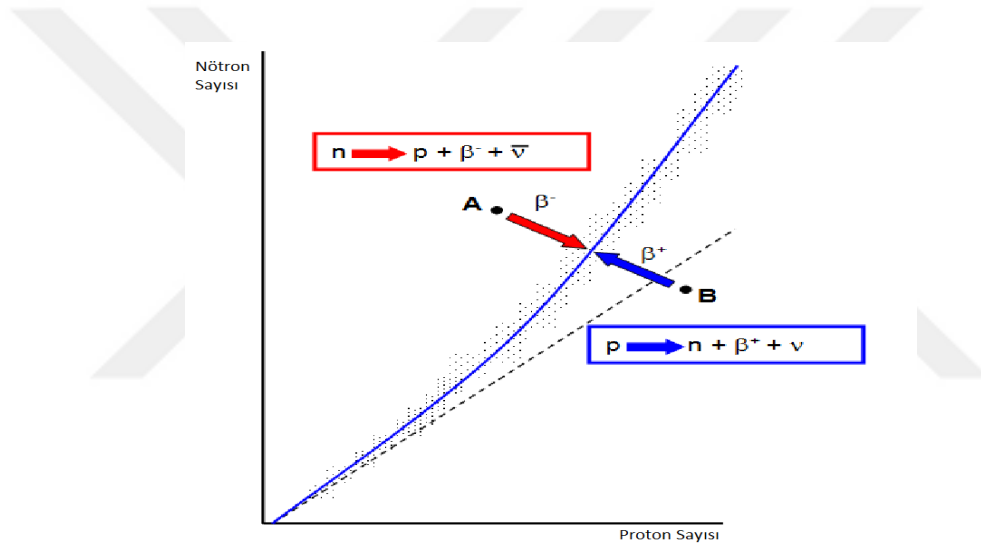
D-T reaksiyonları:



Nötron üretimi için yüksek potansiyel fark altında hızlandırılan döteronlara ihtiyaç duyulmaktadır.

1.6. Radyoaktivite ve Bozunma Yasası

Hidrojen dışındaki bütün diğer çekirdekler nötron ve protonlardan oluşmaktadır. Nötronların protonlara oranı, hafif izotoplarda bir iken; ağır elementlerde bu değer artmaktadır. Bu oranın birden büyük olduğu, kararsız çekirdeklere radyoaktif çekirdek denilmektedir. Bu çekirdekler, kararlı halde kalmak amacıyla taşıdıkları fazla enerjiden parçacık çıkarmak ya da ışıma yapmak suretiyle kurtulurlar (Gündoğdu, 2019). Böylece çekirdek, başka bir izotopa ya da aynı izotopun başka bir durumuna dönüşecektir. Bu olaya radyoaktivite veya radyoaktif bozunma denir. Nötron ve protonların sayıları arasındaki orana göre gerçekleştirebileceği bozunum türleri Şekil 1.3’ te verilmiştir.



Şekil 1.3. Beta bozunum bölgeleri (Tamir Darcan, 2020)

Radyoaktif çekirdek bozunmaları; alfa, beta ve gama bozunmaları şeklinde olabilir. Radyoaktivite, radyoaktif madde bitinceye kadar devam edeceğinden kontrol edilemeyen bir süreç olarak ifade edilir.

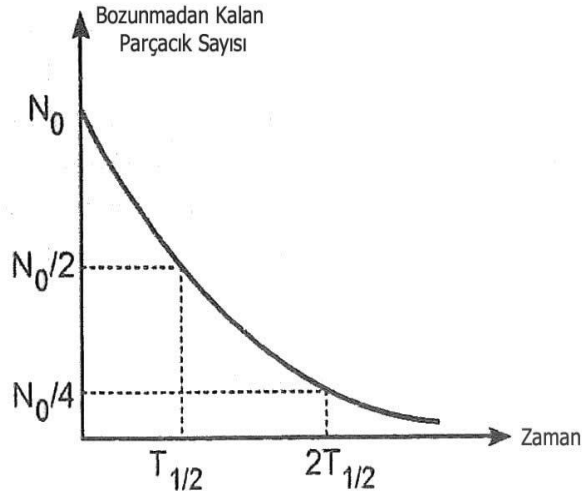
1.6.1. Radyoaktif Bozunum Kanunu

1896’ da radyoaktivitenin keşfiyle başlayan deneysel çalışmalarda, saf bir radyoaktif numunenin bozunma hızının zamanla üstel bir şekilde değiştiğini gözlemlendi. Ancak, radyoaktifliğin tek tek atomlardaki değişimleri temsil ettiği ise daha sonraki zamanlarda anlaşıldı (İsel, 2019).

Bozunmanın istatistiksel yapıda olduğu, yani herhangi bir atomun ne zaman bozunacağını önceden bilinemediği ve bu hipotezin doğrudan üstel bir kanuna uyduğu, ancak iki yıl sonra anlaşıldı. Kuantum teorisinin gelişmesinden önce, bu durumun kabul edilmesi oldukça zordu (Krane, 2001).

Radyoaktif bir çekirdekte birim zamanda meydana gelen bozunma sayısına çekirdeğin bozunma hızı (aktivitesi) denir. Eğer bir t anında N adet radyoaktif çekirdek varsa ve numuneye yeni çekirdekler eklenmemişse, dt sonsuz küçük süresi içinde bozunan çekirdek sayısı dN , N ile orantılı olur (Krane, 2001).

$$\lambda = -\frac{dN(t)/dt}{N} \quad (1.39)$$



Şekil 1.4. Radyoaktif bozunum

Bu bağıntı, Şekil 1.4' te gösterildiği gibi eksponansiyel bir eğri şeklindedir. Bu denklem aynı zamanda, atomun birim zamanda bozunma olasılığını verir. Bu ifadenin negatif olması, zamanla ana çekirdek miktarının azaldığını ifade etmektedir. Bu denklemin çözümü, radyoaktif bozunma yasasını verecektir (Krane, 2001).

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \rightarrow \int \frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \int dt \quad (1.40)$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.41)$$

Denklemde, λ sabit olup, radyoaktif çekirdeğin “Bozunma Sabiti” veya “Parçalanma Sabiti” olarak adlandırılır. $N(t)$, t süre sonunda bozunmayan çekirdek sayısının, N_0 ise başlangıçtaki ($t=0$ anındaki) çekirdek sayısını ifade etmektedir (Krane, 2001).

Bir radyoaktif maddenin başlangıçtaki atom sayılarının yarıya düşmesi için geçen süreye yarılanma süresi veya yarı ömür denir ve $t_{1/2}$ ile temsil edilir. Yarı ömür, her radyoaktif element için farklı değere sahip olup, o elementin karakteristiğini bildirir (Krane, 2001).

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.42)$$

Bozunma yasasına göre, radyoaktif atomların bozunarak tamamen tükenebilmesi için geçen süre sonlu olamaz. Bu nedenle, radyoaktif bir atomun ömrünün sıfır ile sonsuz arasında herhangi bir değerde olabileceği söylenebilir.

Radyoaktif elementler için yararlı bir tanım da ortalama ömürdür (τ). Ortalama ömür, bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçireceği ortalama süreyi ifade etmektedir. Ömürleri ($\tau_1, \tau_2, \dots$) olan radyoaktif atomların sayıları sırasıyla ($dN_1(t), dN_2(t), \dots$) şeklinde verilsin. Bu durumda, ortalama ömür aşağıdaki gibi olur (Krane, 2001).

$$\tau = \frac{\tau_1 dN_1(t) + \tau_2 dN_2(t) + \dots}{dN_1(t) + dN_2(t) + \dots} = \frac{\tau dN(t)}{dN(t)} \quad (1.43)$$

Burada ($dN \rightarrow 0$) için,

$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} \tau dN(t)}{\int_0^{N_0} dN(t)} = \frac{\int_0^{N_0} \tau dN(t)}{N_0} \quad (1.44)$$

olur.

Radyoaktif bir maddenin birim zamanda gerçekleştirdiği bozunma sayısına aktivite denir. Aktivite birimi, klasik olarak Curie (Ci)’dir. Laboratuvar çalışmalarında ise miliCurie (mCi) veya mikroCurie (μ Ci) gibi daha uygun birimler tercih edilmektedir. Bir diğer aktivite birimi Becquerel (Bq)’dir.

Becquerel ve Curie arasında,

$$1 \text{ Bq} = 2,7 \times 10^{-11} \text{ Ci} \quad (1.45)$$

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} \quad (1.46)$$

şeklinde dönüşümler yapılabilir (Seyis, 2015).

Bir radyoizotopun birim kütlesi başına aktivitesine spesifik aktivite adı verilir. Eğer saf bir radyoizotopun spesifik aktivitesi ölçülmek istenirse aşağıdaki bağıntıdan yararlanılır (Knoll, 2010).

$$\text{Spesifik Aktivite} = \frac{\text{Aktivite}}{\text{Kütle}} = \frac{\lambda N}{NM/N_A} = \frac{\lambda N_A}{M} \quad (1.47)$$

Burada, M numunenin molekül ağırlığı, N_A ise Avagadro sayısı olarak ifade edilmektedir.

1.7. Etkileşimin Doğası

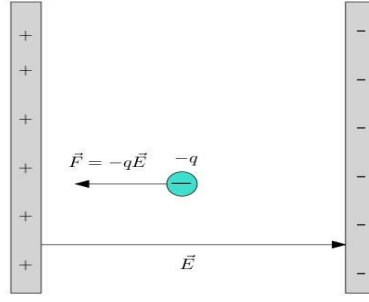
1.7.1. Birimler ve Boyutlar

Nükleer fizik çalışmalarında, $\approx 10^{-15}$ (1fm) mertebesindeki uzunluklar kullanılır. Çekirdek boyutları $\approx 1,5 \text{ fm}$ ile $\approx 2 \text{ fm}$ aralığında değişir. Dolayısıyla nükleer olaylar çok küçük bir uzunluk skalasında meydana gelir. Buna karşın nükleer olayların meydana geldiği zaman skalası çok geniştir. Bir nükleer reaksiyonun meydana gelme süresi yaklaşık 10^{-20} s civarındadır (Çelik, 2010).

Radyoaktif bozunmalar değişik zaman dilimlerinde meydana gelirler. Mesela, bir γ -bozunması 10^{-9} ile 10^{-12} s aralığında meydana gelir. Ancak birçok bozunma bu süreden daha kısa veya çok daha uzun sürelerde meydana gelir. α ve β bozunmaları ise daha uzun sürelerde meydana gelirler. Bazen dakika, bazen saat, bazen de milyonlarca yıl süre alabilirler (Çelik, 2010).

1.7.2. Enerji

Radyasyon enerjisinin geleneksel birimi elektron volt (eV)' dir. 1eV ise, bir elektronun 1 Volt' luk potansiyel fark altında ivmelendirildiğinde kazandığı enerjiye denir.



Şekil 1.5. Yüklü levhalar arasında elektronun hareketi

Enerji, SI birim sisteminde *joule* (J) ile verilir. Elektron volt ve joule arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (1.48)$$

$$1 \text{ fJ} = 10^{-15} \text{ J} = 6,241 \cdot 10^3 \text{ eV} \quad (1.49)$$

Nükleer enerji, genellikle milyon elektron volt (MeV) cinsinden ölçülür. Çekirdek içindeki nükleer reaksiyonlar 10 MeV mertebesindeki kinetik enerji aralığında gerçekleşir. Bu enerjiler proton ve nötronların durgun kütle enerjilerinden çok çok küçük olduklarından dolayı ($\sim 1000 \text{ MeV}$) rölativistik olmayan yaklaşımlarla ele alınabilirler. Ancak β ışımlarındaki elektronlar rölativistik yaklaşımla ele alınmalıdır (Krane, 2001).

X- ışını veya gama-ışınının enerjisi radyasyon frekansı ile ilişkili olarak aşağıdaki gibi verilir:

$$E = h\nu \quad (1.50)$$

Burada h , Planck sabiti ($6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ veya $4,135 \cdot 10^{-15} \text{ eV.s}$) ve ν ise frekanstır.

Nükleer kütleler, birim atomik kütle cinsinden ölçülür. Bir atomik kütle birimi 1u ile gösterilir. Bir ^{12}C atomunun kütlesi tam olarak 12u olarak kabul edilir. Dolayısıyla bir nükleonun kütlesi yaklaşık olarak 1u kadardır (Akyıldırım, 2011). Nükleer reaksiyonlar ve nükleer bozunmalarla uğraşıldığında genellikle kütleden ziyade kütle enerjisiyle işlemler

yapılır. Özel görelilik teorisinin bir sonucu olarak kütle ve enerji birbirinin aynısıdır. Işık hızı aradaki dönüşümü sağlar.

$$E = mc^2 \quad (1.51)$$

$$1uc^2 = 931,502 \text{ MeV} \quad (1.52)$$

Bu değer bir proton ve nötronun yaklaşık olarak sahip oldukları kütle enerjisi değeridir.

$$c^2 = \frac{931,502}{u} \quad (1.53)$$

Başka bir faydalı eşitlik ise hc ' nin değeridir. Bu değer ilgilenilen alana uygun birimlerle aşağıda verilmiştir:

$$h \rightarrow \text{Plack sabiti} \sim 6,03 \times 10^{-34} \text{ j. s}$$

$$c \rightarrow \text{ışık hızı} \sim 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

olmak üzere,

Atom ve Molekül Fiziği çerçevesinde;

$$hc = 1240 \text{ eV nm} \quad (1.54)$$

Nükleer Fizik çerçevesinde;

$$hc = 1240 \text{ MeV fm} \quad (1.55)$$

dir. Ayrıca,

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (1.56)$$

olmak üzere,

$$\hbar c \approx 197 \text{ MeV fm} \quad (1.57)$$

olur.

Rölativistik enerji,

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (1.58)$$

ile verilir. Burada, $m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ elektronun durgun kütle enerjisidir.

$$E = K + m_0 c^2 \quad (1.59)$$

Eğer, $K \gg m_0 c^2$ olursa, $E \approx K$ olur. Buradan,

$$K \approx pc \quad (1.60)$$

çıkarımı yapılır (Krane, 2001).

1.8. Gama Işınlınının Madde ile Etkileşmesi

Madde üzerine elektromanyetik dalgalar düşürüldüğünde, aralarındaki etkileşmeler nedeniyle çeşitli fiziksel olaylar meydana gelmektedir. Yüksek enerjili gama ışınlarının, madde ile etkileşimi göz önünde bulundurulduğunda; fotoelektrik soğurma, Compton saçılması, çift oluşum ve koherent saçılma olaylarının üzerinde durmak daha uygun olacaktır. Bu etkileşimlerde; foton enerjilerinin tamamı veya bir bölümü elektrona aktarılır. Bu enerji aktarımı sonucunda foton tamamen kaybolabileceği gibi, belli bir açıyla saçılma da gerçekleştirebilir.

1.8.1. Fotoelektrik Soğurma

Yeterli enerjiye sahip fotonların atomun bağlı elektronlarından biriyle etkileşmesi sonucunda gerçekleşen fotoelektrik olay sonucunda foton, tüm enerjisini elektrona aktararak kaybolur. Atomdan kopan elektron ise, foton enerjisinin atomik yörüngeye

bağlanma enerjisi kadar eksikliği ile serbest hale geçer (Einstein, 1905). Fotoelektrik olay sonucunda serbest hale geçen elektronun enerjisi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$E_{e-} = h\nu - E_b \quad (1.61)$$

Burada, E_{e-} , elektronun sahip olduğu enerji, E_b ise elektronun bulunduğu yörüngeye bağlanma enerjisini ifade etmektedir.

Serbest halde veya atoma zayıf bir şekilde bağlı olan bir elektronun fotonla etkileşmesi sonucunda fotoelektrik olayın gerçekleşme olasılığı oldukça düşüktür. Ancak, düşük enerjili gama ışınları için fotoelektrik soğurma olayının gerçekleşme olasılığı daha fazladır. Bu olasılık, fotonla etkileşime giren maddeyi oluşturan elementlerin atom numarasıyla doğru orantılıdır. Yani, daha yüksek atom numarasına sahip elementler, fotoelektrik soğurma olayı için daha yüksek bir olasılığa sahiptir. Bu nedenle, madde içinde fotoelektrik soğurmanın gerçekleşme olasılığı, etkileşime giren fotonun enerjisi ve maddeyi oluşturan elementlerin atomik yapıları arasındaki ilişkiyle belirlenir.

Kesin olmamakla birlikte aşağıdaki gibi bir matematiksel bağıntı yaklaşık bir ifade ile betimlenebilir (Knoll, 2010).

$$\tau \cong \text{sabit} \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \quad (1.62)$$

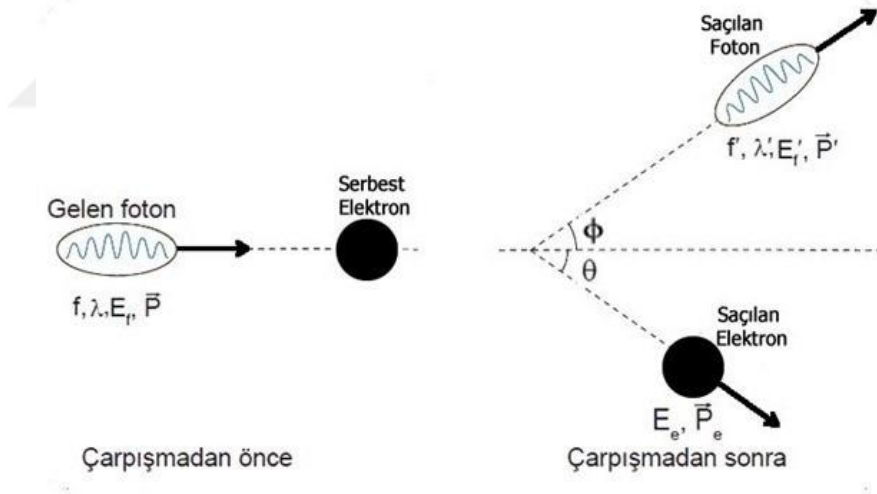
Burada, τ fotoelektrik olayın meydana geliş olasılığını ifade eden fotoelektrik tesir kesitini; Z atom numarasını; E gelen fotonun enerjisini; m ve n gelen fotonun enerjisine bağlı olarak 3 ile 5 arasında değerler alabilen bir parametreyi belirtmektedir.

Gama ışınlarının soğurulması ile atom numarası arasındaki bu ilişki, gama detektörlerinin yüksek atom numaralı elementlerden üretilmesini gerektirir. Yüksek atom numarasına sahip elementler, gama ışınlarını daha etkili bir şekilde soğurarak detektörlerin hassasiyetini artırır. Bu nedenle, gama detektörlerinin yapımında genellikle atom numarası yüksek olan materyaller tercih edilir. Bu materyaller, gama ışınlarının soğurulması ve algılanması sürecinde daha etkili olabilir, böylece detektörlerin performansı artar ve daha hassas ölçümler yapılabilir.

1.8.2. Compton Saçılması

Compton (1932) etkileşimi, gama ışınlarının atomun çekirdeğine zayıf bir şekilde bağlı olan dış yörünge elektronlarıyla etkileştiği ve esnek çarpışma gerçekleştirdiği bir süreçtir. Foton enerjisinin elektronun bağlanma enerjisinden büyük olması durumunda, bağlanma enerjisi ihmal edilerek, elektronun serbest kaldığı varsayılır (Compton, 1932; Leo, 2012). Esnek çarpışma sırasında, foton enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır ve elektron, fotonla çarpışma sonucunda saçılır. Foton ise hem enerjisini hem de yönünü değiştirir. Bu olay, gama ışınlarının maddenin içinden geçerken meydana gelen önemli bir etkileşim şeklidir.

Serbest haldeki bir elektron üzerine $h\nu$ enerjili, $h\nu/c$ momentumlu bir foton düşürüldüğünde, foton ϕ açısı altında daha düşük frekansla saçılır ve p momentumuna sahip elektron θ açısıyla ortamdan yayımlanır (Şekil 1.6). Fotonun saçılma açısının ölçüsü, fotonun elektrona aktardığı enerji miktarı ile ilişkilidir.



Şekil 1.6. Compton saçılması

Compton olayında enerji ve momentum korunumundan aşağıdaki bağıntı türetilir:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\phi)} \quad (1.63)$$

Burada, m_0c^2 elektronun durgun kütle enerjisi olup $0,511 \text{ MeV}$ değerindedir. Küçük saçılma açıları için, enerjinin küçük bir miktarı transfer edilecektir.

Compton saçılması olayının meydana gelme olasılığı, ortamdaki saçıcı elektronların sayılarıyla orantılıdır ve Z ile de lineer artmaktadır. Farklı saçılma tesir kesiti değerleri için saçılan gama ışınlarının açısal dağılımı, *Klein-Nishina* yaklaşımı ile verilir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\alpha(1-\cos\theta)]} \right) \quad (1.64)$$

Burada,

$$\alpha \equiv \frac{h\nu}{m_0c^2} \quad (1.65)$$

ve r_0 ise klasik elektron yarıçapıdır (Klein & Nishina, 1929).

1.8.3. Koherent Saçılma

Rayleigh saçılması olarak da bilinmektedir. Bu saçılmada, foton başlangıçta sahip olduğu enerjisini korumaktadır. Etkileşime giren atomlarda uyarılma veya iyonlaşma gerçekleşmez. Herhangi bir aktarım da gerçekleşmediğinden, genellikle ihmal edilirler ya da hiç bahsedilmezler. Koherent saçılmada, gelen fotonun yönü değişir. Bu saçılmanın, düşük enerjili fotonlarda (birkaç yüz keV) ve yüksek Z değerli atomlarla gerçekleşmesi olasılığı daha fazladır (Çelik, 2017).

1.8.4. Çift Oluşumu

Eğer gama ışını yeterli enerjiye sahipse, madde tarafından soğurulur ve çekirdeğin Coulomb alanıyla etkileşime girer. Bunun sonucunda ise foton kaybolarak bir elektron-pozitron çifti oluşturur. Pozitron ve elektronun kütlesi birbirine eşit olduğu için, elektron-pozitron çift oluşumu için eşik enerji değeri $h\nu \approx 2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ olacaktır. Fakat pratikte, çift oluşum olayı ancak bu enerjinin birkaç MeV olduğu zaman gözlenebilmektedir. Bu etkileşimde momentum korunmaktadır.

Çift oluşum olayının gerçekleşme olasılığı κ ile gösterilmekte ve atom numarasına bağımlılığı aşağıdaki eşitlik ile ifade edilmektedir.

$$\kappa = \text{sabit } Z^2 f(E, Z) \quad (1.66)$$

Burada, $f(E, Z)$ gelen fotonun enerjisine ve hedef çekirdeğin atom numarasına bağlı bir fonksiyondur.

1.9. Gama Işınlарının Soğrulması

dx kalınlığında bir soğurucu üzerine gönderilen bir I_0 gama ışını demeti, belli bir oranda soğrulduktan sonra dedektöre ulaşır ve sayılır. Bu soğrulma aşağıdaki bağıntı ile verilir ve Lambert - Beer yasası olarak adlandırılır (Hubbell, 1969).

$$dI = -\mu I dx \quad (1.67)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.68)$$

Benzer olarak gama ışınları için bir madde ile etkileşirken, etkileşme meydana gelmeden evvel aldıkları serbest yol da tanımlanabilir:

$$I = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} \quad (1.69)$$

Yapılan ölçümler, gama ışınları için katı içinde ortalama serbest yolun birkaç cm ile birkaç mm aralığında değiştiğini göstermiştir (Bircan, 2017). Soğurma olayında, soğurucu malzemenin kalınlığına ek olarak fiziksel yoğunluğu da önemli bir parametredir. Bu nedenle yoğunluktan bağımsız bir soğurma parametresi tanımlamak faydalı olacaktır. Bu parametreye kütle soğurma katsayısı denir ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) d} \quad (1.70)$$

Burada, μ/ρ (cm^2/g) kütle soğurma katsayısı, d (g/cm^2) ise soğurucu malzemeye ait yüzey yoğunluğunun değeridir.

Malzemeler genellikle özel koşullarda farklı elementlerin bir araya getirilmesi ile üretilmektedir. Böyle bir durumda malzemenin kütle soğurma katsayısı, elementlerin malzeme içerisindeki oranlarına da bağlı olarak aşağıdaki eşitlik ile belirlenir.

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \quad (1.71)$$

Burada, w_i maddeyi oluşturan her bir elementin ağırlık kesri, $(\mu/\rho)_i$ ise her bir elementin kütle soğurma katsayısıdır.

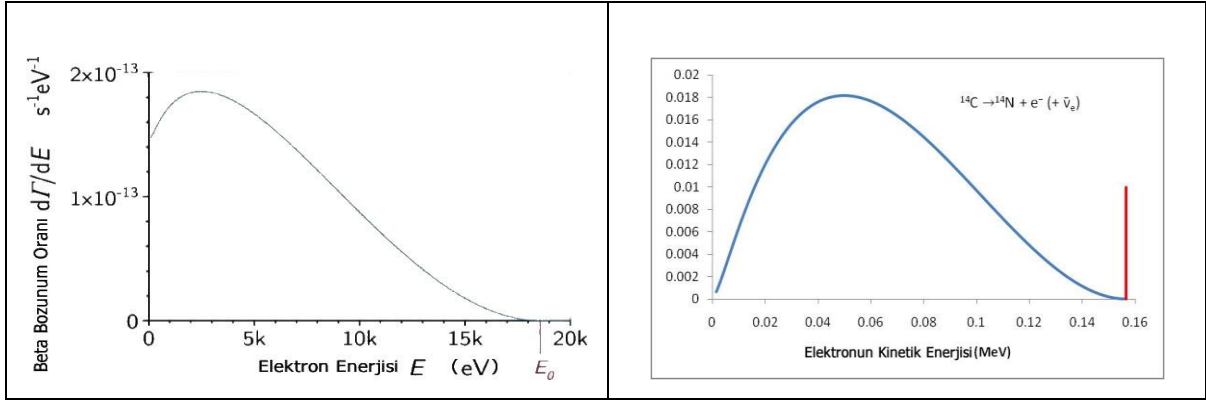
1.10. Beta Bozunumu

Beta ışını enerji spektrumu, adeta yaklaşık 20 yıl kadar çözilemeyen bir bilmecedir. Spektrum ifadesi ile tanımlanmak istenen durum ise şudur: Mevcut bir radyoaktiflik (β aktiflik) numunenin daha ara spesifik olarak β^- ışıması yayan çekirdeklerden oluştuğunu varsayalım. Bu çekirdekler, yarı ömürleriyle ilişkili olarak β^- ışıması yapacak, yani nötronlarından biri protona dönüştürecek ve çekirdek, elektron ve $\bar{\nu}_e$ yayınlayacaktır.

Reaksiyonun Q değeri kütle azalmasından dolayı açığa çıkan enerjidir. Bu değer, kız çekirdek, e^- ve $\bar{\nu}_e$ tarafından belli oranlarla paylaştırılır ve bu parçacıkların kinetik enerjisine dönüşerek ölçülebilir bir nicelik haline gelir. Kız çekirdeğe düşen pay çok küçük olduğundan; kız çekirdek tarafından alınan pay güvenli bir şekilde sıfır kabul edilebilir. Dolayısıyla Q değerinin hemen hemen hepsi e^- ve $\bar{\nu}_e$ tarafında belli oranlarla paylaştırılır.

Ancak 1911 yıllarında nötrino denen bir parçacık bilinmemekteydi. Kütlesi çok küçük olduğundan, maddeyle ve dolayısıyla dedektörün kendisiyle çok çok zayıf etkileştiğinden varlığıyla ilgili herhangi bir iz bırakmadan dedektörden geçer. Basit olarak, dedektör nötrinoya karşı kördür denebilir. Dolayısıyla, dedektör numunenin önüne (ya da numune dedektörün önüne) konulduğunda dedektörün yakaladığı tek parçacık elektron ve ölçtüğü şey ise elektronun kinetik enerjisi olur.

Eğer β^- bozunmasında açığa çıkan tek parçacık elektron ise; Q değerinin hemen hemen tüm enerjisini (% 99.9' dan fazlasını) elektron aldığından dedektöre ulaşan tüm elektronlar aşağı-yukarı aynı kinetik enerjiye ulaşacak ve dedektörde gözlenmesi beklenen grafik Şekil 1.7.a' da gösterildiği gibi olacaktır. Ancak deneysel olarak β spektrumu elde edildiğinde tamamen beklenilenin dışında bir spektrum gözlenecektir. (Şekil 1.7.b)



Şekil 1.7.a

Şekil 1.7.b

Şekil 1.7. Beta spektrumu

1.11. Radyasyon Dedektörlerinin Genel Özellikleri

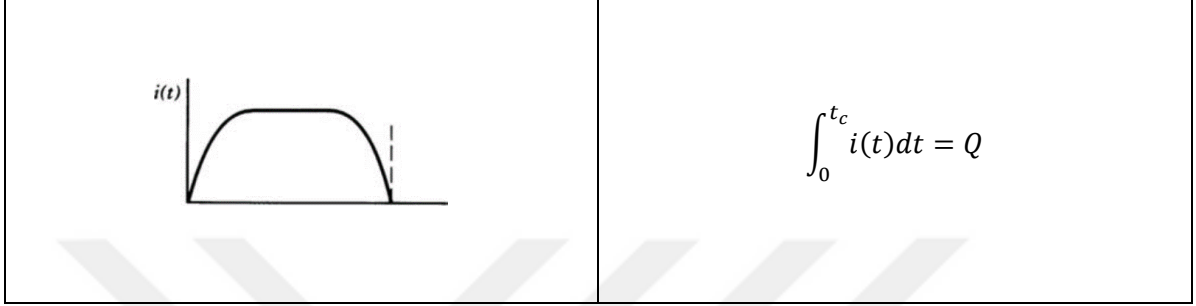
1.11.1. Basitleştirilmiş Dedektör Modeli

Bir dedektörün üzerine bir foton veya foton demeti düşürüldüğünde, fotoelektrik olay, Compton etkileşimi veya çift oluşumu gibi çeşitli etkileşimler gerçekleşebilir. Her bir etkileşme, dedektörde bir cevap oluşturur ve enerjinin depolanması sağlanır. Etkileşmelerin süresi, gaz tabanlı dedektörlerde milisaniye, katı dedektörlerde ise pikosaniye mertebelerindedir (Debertin ve Helmer, 1988).

Bu etkileşimler sonucunda, dedektörün aktif hacmi içinde elektrik sinyalleri oluşur. Bu sinyaller, dedektörün algılama ve veri kaydı işlemlerinde kullanılan temel bilgileri sağlar. Bu şekilde, fotonların dedektörle etkileşime girdiğinde ürettiği elektriksel tepkiler aracılığıyla enerji ve diğer özelliklerin tespit edilmesi sağlanır. Bu bilgiler, çeşitli bilimsel ve teknolojik alanlarda, özellikle radyasyon dedektörlerinin tasarımı ve performansının değerlendirilmesinde kullanılır.

Net bir elektrik sinyalinin oluşması, etkileşme sonucu meydana gelen yüklerin belirli bir alanda toplanmasına bağlıdır. Yüklerin toplanması için ise dedektör içinde bir elektrik alanı oluşturulmalıdır. Bu sırada geçen zaman, yük toplama zamanı olarak adlandırılır. Yük toplama zamanı, dedektörün çeşidine bağlı olarak değişiklik gösterir. Örneğin, gaz tabanlı bir iyon odasında bu süre birkaç milisaniye iken, yarı iletken diyot dedektörlerinde bu süre birkaç nanosaniye düzeyindedir. Bu süreç, dedektörün çalışma prensiplerine ve yapısal özelliklerine bağlı olarak farklılık gösterir ve dedektörlerin performansını etkileyen önemli bir faktördür.

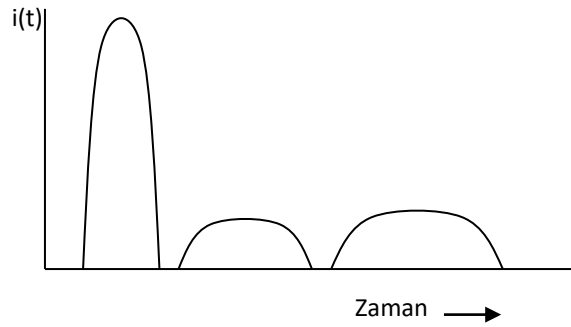
Yük toplama zamanı, aynı zamanda yüklerin dedektör içindeki mobilitelerini ve elektrotlara ulaşmadan önce aldıkları yolu veren bir parametredir. Böylece dedektörün, bir radyasyona verdiği cevap, verilen bir yük toplama zamanı için dedektörde oluşturulan bir akım şeklinde olacaktır. Bu süreler hem yük taşıyıcılarının dedektörün aktif hacmi içindeki hareketliliğini hem de toplama elektrotlarına ulaşmadan önce almaları gereken ortalama mesafeyi göstermektedir (Knoll, 2010).



Şekil 1.8. Basit dedektör modeli (Knoll, 2010)

Akımın süresi boyunca alınacak integral, sadece bu özel etkileşimle üretilen toplam yük miktarı Q 'ya eşit olmalıdır.

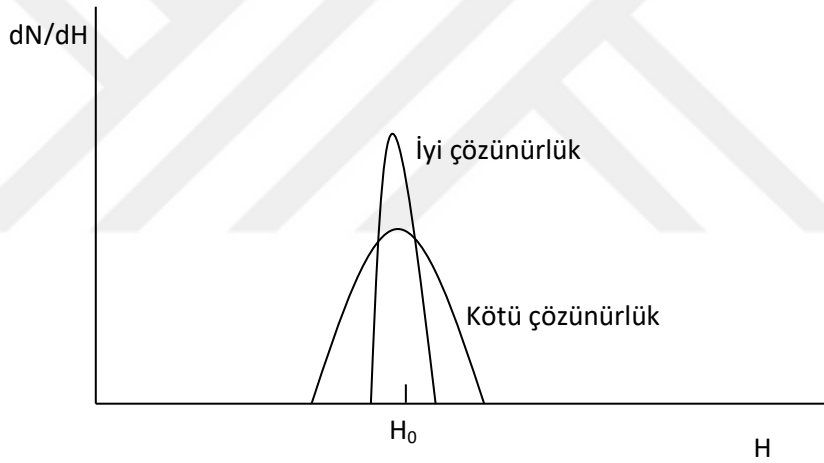
Herhangi bir gerçek durumda, birçok radyasyon belli bir süre boyunca etkileşime girmektedir. Işınlama hızı yüksekse, dedektörde belirli bir zamanda birden fazla etkileşimden kaynaklanan akım oluşabilir. Böyle bir durumda akımlar karışabilir. Radyasyonun varışı Poisson istatistikleri ile yönetilen rastgele bir olay olduğundan, ardışık akım pulsları arasındaki zaman aralıklarının da rastgele dağıldığı unutulmamalıdır (Knoll, 2010).



Şekil 1.9. Zaman-akım grafiği (Knoll, 2010)

1.11.2. Enerji Çözünürlüğü

Birçok radyasyon dedektöründe amaç gelen radyasyonunun enerji dağılımını ölçmektir. Radyasyon dedektörlerinin önemli özelliklerinden biri tek enerjili bir radyasyon kaynağına karşı verdiği cevabın kaydedilerek incelenebilmesidir. Şekil 1.10' da iki ayrı durum için, bir dedektörün puls yükseklik dağılımı verilmiştir. Bu dağılım, dedektörün cevap fonksiyonudur (Knoll, 2010). Şekil 1.10' da iyi çözünürlük olarak verilen birinci eğrinin ortalama bir puls yüksekliği etrafında keskin bir dağılım gösterirken, kötü çözünürlük olarak verilen ikinci eğri, aynı dağılımın daha geniş, düzensiz ve kötü bir performansını göstermektedir. İkinci dağılım, dedektörün olayları daha az hassas bir şekilde ayırabildiğini ve daha belirsiz sonuçlar verdiğini gösterir. Bu nedenle, iyi çözünürlük istenen bir özelliktir çünkü daha net ve kesin sonuçlar sağlar.



Şekil 1.10. Çözünürlük eğrilerine örnekler (Knoll, 2010)

Her iki durumda da aynı sayıda pulsun kaydedilmesi koşuluyla her tepe noktasının altındaki alanlar eşittir. Her iki dağılım da aynı ortalama H_0 değerinde merkezlenirse de, düşük çözünürlükteki dağılımın genişliği çok daha fazladır. Piki geniş olması aslında dedektöre eşit miktarda enerji kaydı olmasına rağmen dalgalanma miktarının fazla olduğu anlamını taşımaktadır.

Belirli bir ölçümün radyasyonun gelen enerjisindeki ince detayı çözme yeteneği cevap fonksiyonunun genişliği (Şekil 1.10) küçüldükçe belirgin bir şekilde geliştirilir.

Dedektörün enerji çözünürlüğü genel olarak, pik merkezi H_0 'ın konumunun bölünmesi ile elde edilen yarı maksimumdaki tam genişlik, FWHM (Full Width at Half

Maximum) olarak tanımlanır. Enerji çözünürlüğü (rezolüsyon) R , boyutsuz bir kesirdir ve yüzde olarak ifade edilir.

Dedektör çözünürlüğü, kullanılan dedektör tipine ve ölçülen radyasyon türüne bağlı olarak değişebilir. Alfa spektroskopisinde kullanılan yarıiletken diyot dedektörler genellikle %1' den daha az bir çözünürlüğe sahiptir. Bu, dedektörün alfa parçacıklarının enerjisini çok hassas bir şekilde ölçebildiği anlamına gelir.

Öte yandan, gama ışını spektroskopisinde kullanılan sintilasyon dedektörlerinin çözünürlüğü genellikle %3 ila %10 arasında değişmektedir. Bu, dedektörün gama ışınlarının enerjisini daha az hassas bir şekilde ölçebildiği ve spektrumda daha geniş piklerin olabileceği anlamına gelir. Bu nedenle, alfa spektroskopisinde kullanılan dedektörler genellikle daha yüksek çözünürlüğe sahiptir çünkü alfa parçacıkları daha büyük enerji kayıplarına neden olurken, gama ışınları daha az enerji kaybeder.

Bir dedektörde enerji çözünürlüğünün iyi olması, dedektör enerjileri birbirine yakın olan iki radyasyon arasındaki farkı iyi ayırt edeceğini göstermektedir.

Çözünürlükte bazı dalgalanma kaynakları olabilir. Bunlar, ölçümler sırasında dedektörün çalışma özelliklerinin kayması ile yük toplama kayıpları, elektronik gürültüden kaynaklanan enerjide dalgalanmalar ve ölçülen sinyalin ayrı yapısından kaynaklanan istatistiksel gürültüdür.

Bir radyasyon dedektör etkileşmesi süreci sonunda, N tane yük taşıyıcısının üretildiğini varsayarsak, standart sapmanın $\sqrt{N}$ olması beklenir. Sinyaldeki dalgalanmanın tek sebebinin σ genişlik parametresinden kaynaklandığı varsayılırsa, cevap fonksiyonu bir Gauss dağılımı şeklinde olur ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{H-H_0^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.72)$$

Burada, H_0 ve A sırasıyla merkez ve alanı ifade eder. Herhangi bir Gauss eğrisinin FWHM' si ise $FWHM = 2,35\sigma$ ile verilir.

Birçok dedektörün cevap fonksiyonu yaklaşık lineer olup, H_0 ile N arasında

$$H_0 = KN \quad (1.73)$$

ilişkisi vardır. Burada, K bir orantılılık sabitidir.

Puls yükseklik spektrumundaki pikin standart sapması,

$$\sigma = K\sqrt{N} \quad (1.74)$$

ile verilir. Ayrıca pulsun FWHM' si $2,35K\sqrt{N}$ ' dir. Bu durumda, çözünürlüğün limit değeri aşağıdaki ifadeyle verilir:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2,35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2,35}{\sqrt{N}} \quad (1.75)$$

R değerinin N ' ye bağlı olmasından dolayı; N ' nin oldukça büyük olması çözünürlüğün düzelmesi şeklinde yorumlanmalıdır. İdeal bir dedektör, her bir olay için olabildiğince fazla sayıda yük taşıyıcısına sahip olacak şekilde tasarlanmalıdır. Bu durum dedektörün her bir olayı mümkün olan en iyi şekilde ölçebileceği anlamına gelir.

Eğer enerji dağılımına katkıda bulunan diğer parametreleri de göz önünde bulundurursak FWHM aşağıdaki gibi yazılabilir.

Denklem 1.72 ile verilen Gauss fonksiyonu, genel enerji çözünürlüğüne birçok farklı faktörün katkıda bulunabileceği dedektör sistemlerinin cevap fonksiyonunu temsil etmek için yaygın olarak kullanılan bir araçtır. Dedektör sistemlerinin cevap fonksiyonu genellikle birçok farklı etkenin katkısıyla şekillenir. Elektronik gürültü, dedektör malzemesinin homojenliği, dedektörün geometrisi ve çeşitli enerji kaybı mekanizmaları gibi faktörler, genel enerji çözünürlüğünü etkileyen unsurlar arasındadır. Bu durumda toplam FWHM, her bir ayrı dalgalanma kaynağı için FWHM değerlerinin kare toplamı olacaktır.

$$(FWHM)_{\text{toplam}}^2 = (FWHM)_{\text{istatistiksel}}^2 + (FWHM)_{\text{gürültü}}^2 + (FWHM)_{\text{sürüklenme}}^2 + \dots (1.76)$$

Sağdaki her terim, diğer tüm dalgalanma kaynakları sıfır olması durumunda gözlenecek olan FWHM' nin karesidir (Knoll, 2010).

1.11.3. Dedeksiyon Verimi

Tüm radyasyon dedektörleri, aktif hacim içinde etkileşime giren her bir radyasyon miktarı için bir çıkış pulsu üretir. Alfa veya beta parçacıkları gibi birincil yüklü radyasyonun etkileşimi genellikle dedektörün aktif hacmine girdikten hemen sonra gerçekleşir. Parçacık, menzilin bir kısmını tamamladıktan sonra, yolu boyunca yeterli miktarda iyon çifti oluşturarak kaydedilebilecek kadar büyük bir sinyal üretecektir. Bu durumda, dedektörün aktif hacmi içine giren her alfa veya beta parçacığını dedektörün tespit edebileceği konuma getirmek genellikle kolaydır. Bu koşullar altında, dedektörün %100 sayma verimliliğine sahip olduğu ifade edilir.

Diğer yandan, gama ışınları veya nötronlar gibi yüksüz radyasyonlar, dedektörde tespit edilebilir bir sinyal oluşturmada önce önemli bir etkileşime girmelidir. Bu tür radyasyonlar, etkileşimler arasında uzun mesafeler kat edebileceğinden, dedektörler genellikle %100' den daha düşük bir verimliliğe sahiptir. Sonuç olarak, dedektör verimliliğini kesin bir şekilde belirlemek için, dedektörde meydana gelen nötron veya foton sayısını dedektör verimliliğiyle ilişkilendirmek gereklidir.

Sayım verimini, “*mutlak verim*” ve “*gerçek verim*” olmak üzere iki genel başlıkta incelenir (Knoll, 2010).

$$\varepsilon_{mutlak} = \frac{\text{kaydedilen puls sayısı}}{\text{kaynak tarafından soğrulan radyasyon kuantalarının sayısı}} \quad (1.77)$$

$$\varepsilon_{gerçek} = \frac{\text{kaydedilen puls sayısı}}{\text{dedektöre gelen radyasyon kuantalarının sayısı}} \quad (1.78)$$

Bu iki verim izotropik kaynaklar için aşağıdaki gibi ilişkilendirilebilir.

$$\varepsilon_{gerçek} = \varepsilon_{mutlak} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1.79)$$

Burada Ω , gerçek kaynak konumundan görülen katı açıdır. Dedektörlerde genellikle gerçek verim ile ilgilenilir. Bu verim dedektörün yapıldığı malzemeye, radyasyon enerjisine ve dedektörün gelen radyasyon tarafındaki kalınlığına bağlıdır. Mutlak verimde ise geometrik faktörler de etkili olmaktadır.

Dedektör verimini, toplam verim ile pik verimi olmak üzere iki başlıkta tanımlamak mümkündür. Toplam verim, etkileşimin tüm spektrumunun kaydedildiği varsayımına dayanır, burada enerjinin ne kadar küçük olduğuna bakılmaz. Fakat, bir pulsun kaydedilebilmesi için enerjisinin bir eşik değerin üzerinde olması gerekmektedir. İşte, yalnızca eşik değerin üstündeki değerlerin kaydedildiği durum ise pik verimi olarak adlandırılır. Toplam verim ve pik verimi arasında aşağıdaki ilişki vardır:

$$r = \frac{\varepsilon_{pik}}{\varepsilon_{toplam}} \quad (1.80)$$

Sadece pik verimlerinin kullanılması deneysel bakış açısından dolayı sıklıkla tercih edilir, çünkü tam enerjili olayların sayısı, çevredeki nesnelerden saçılma veya sahte gürültü gibi bazı rahatsız edici etkilere duyarlı değildir. Bu nedenle, toplam verim değerleri değişken koşullardan etkilenebilirken, pik verimi için değerler derlenebilir ve evrensel olarak çok çeşitli laboratuvar koşullarına uygulanabilir (Knoll, 2010).

1.11.4. Katı Açı

Gerçek pik verimine sahip ($\varepsilon_{gerçek}$) bir dedektörün tam enerji piki altında N tane olay kaydedildiğini varsayalım. Basit olması için, kaynağın izotropik olarak radyasyon yaydığını ve kaynak ile dedektör arasında soğurma olmadığını varsayalım. Belli bir sayım işlemi sonunda kaynaktan yayılan radyasyonu S ile ifade edecek olursak,

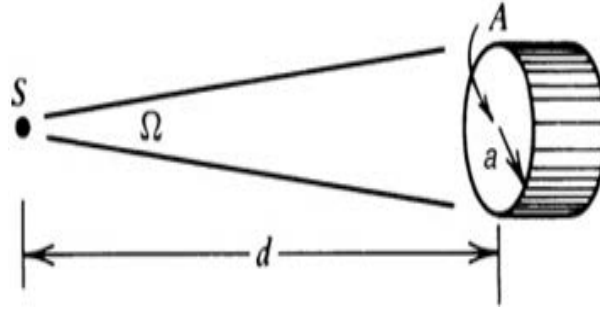
$$S = N \frac{4\pi}{\varepsilon_{gerçek}\Omega} \quad (1.81)$$

gibi yazılabilir. Burada Ω katı açı olup aşağıdaki ifade ile verilir (Knoll, 2010).

$$\Omega = \int_A \frac{\cos\alpha}{r^2} dA \quad (1.82)$$

Burada; r , kaynak ile dA yüzey elemanı arasındaki mesafeyi, α ise yüzey elemanının normaliyle kaynak yönü arasındaki açıyı göstermektedir. Şekil 1.11' deki bir nokta kaynak için katı açı değeri aşağıdaki gibi belirlenir.

$$\Omega = 2\pi \left(\frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (1.83)$$

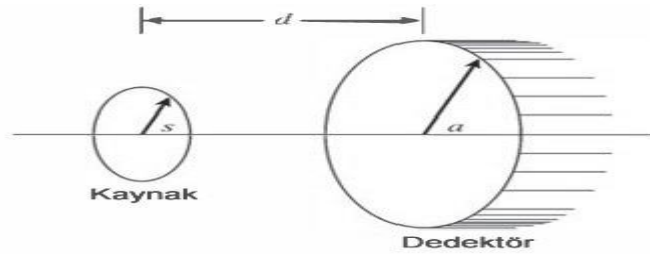


Şekil 1.11. Dedektör kaynak geometrisi (Knoll, 2010)

Burada d , kaynak-dedektör mesafesi; a ise dedektörün yarıçapıdır. $d \gg a$ için,

$$\Omega \cong \frac{A}{d^2} = \frac{\pi r^2}{d^2} \quad (1.84)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 1.12. Genişletilmiş kaynak (Knoll, 2010)

Eğer kaynak Şekil 1.12' deki gibi s yarıçapında olursa katı açı aşağıdaki gibi yazılır.

$$\Omega = \frac{4\pi a}{s} \int_0^\infty \frac{\exp(-dk) J_1(sk) J_1(ak)}{k} dk \quad (1.85)$$

Burada, J_1 ve J_2 Bessel fonksiyonlarını göstermektedir. Bu integralin analitik bir çözümü olmayıp nümerik yöntemlerle çözüm önerilebilir. Aşağıda yararlı bir yaklaşım ile çözüm önerilmiştir.

$$\Omega = 2\pi\left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{\frac{1}{2}}} - \frac{3}{8} \frac{\alpha\beta}{(1+\beta)^{\frac{5}{2}}} + \alpha^2[F1] - \alpha^3[F2]\right] \quad (1.86)$$

$$F1 = \frac{5}{16} \frac{\beta}{(1+\beta)^{7/2}} - \frac{35}{64} \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{9/2}} \quad (1.87)$$

$$F2 = \frac{35}{128} \frac{\beta}{(1+\beta)^{9/2}} - \frac{315}{256} \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{\frac{11}{2}}} + \frac{1115}{1024} \frac{\beta^3}{(1+\beta)^{13/2}} \quad (1.88)$$

Burada,

$$\alpha = \left(\frac{s}{d}\right)^2$$

$$\beta = \left(\frac{a}{d}\right)^2 \quad (1.89)$$

ile ifade edilmektedir (Knoll, 2010; Çelik 2010).

1.11.5. Ölü Zaman

Dedektör sistemlerinde, iki ayrı olayın iki farklı puls halinde kaydedilebilmesi için bu olaylar arasında geçmesi gereken minimum süre vardır. Bu süreye, ölü zaman denir. Radyoaktif bozunmanın tesadüfi yapısı sebebiyle, çok kısa zaman aralıklarında ardışık olarak meydana gelen iki olaydan biri kaydedilmeden hemen önce kaybolma riski vardır. Özellikle yüksek sayım oranlarında, bu ölü zamanın etkisi önemli hale gelebilir. Bu durumda, ölü zamanın hesaplamalarda göz önünde bulundurulması gerekmektedir.

Yüksek sayım hızlarında, kaydedilmemiş olayların oranı artabilir ve bu da doğru sonuçlar elde etmeyi zorlaştırabilir. Bu nedenle, ölü zamanla ilgili düzeltme faktörlerinin hesaplamalarda dikkate alınması önemlidir. Bu faktörler, dedektör sistemlerinin performansını değerlendirirken ve verilerin doğru bir şekilde analiz edilmesinde kullanılır.

1.12. Monte Carlo Yöntemi

1.12.1. Monte Carlo Yönteminin Tarihçesi

Monte Carlo (MC) yöntemine yapılan ilk referans otomatik hesaplama makinelerinin keşfinden önce gerçekleşmiştir. Bu çalışma, çizgili bir kağıt üzerine atılan iğnenin olasılık durumlarını değerlendirebilmek için MC' ye benzer bir yöntem önerilmesi şeklindedir (De Buffon, 1777). Daha sonraki yıllarda ise, π sayısının değerini belirlemek için böyle bir sistematığın kullanılabileceği fikri ortaya atılmıştır (Laplace, 1886).

Termonükleer silahların ilk gelişimi sırasında, von Neumann ve Ulam modern Monte Carlo dönemini başlatarak bu yöntemin gelişimine ve dijital bilgisayarlarda kullanılmasına öncülük ettiler. "Monte Carlo" terimi ilk kez bu bağlamda kullanılarak yöntemin adı ve kapsamı belirlendi (Bielajew, 2001).

Enrico Fermi, 1947 yılında Los Alamos' ta çalışırken, nötron fisyon hesaplamaları yapabilen mekanik bir cihaz icat etmiş ve bu hesaplamalarda Monte Carlo yöntemini kullanmıştır (Andreo, 1991).

Sonraki yıllarda, birçok farklı merkez tarafından bilgisayar tabanlı Monte Carlo kodları geliştirilmiştir. Bu kodlar arasında MCNP, Fluka, Geant gibi popüler örnekler bulunmaktadır.

1.12.2. Sık Kullanılan Monte Carlo Paket Programları

Monte Carlo kodları, modellenen bir geometrideki radyasyonun davranışını ve etkileşim parametrelerini MC tekniğini kullanarak hesaplatmak amacıyla geliştirilmiştir. Radyasyonun etkileşim süreci, problem uzayı boyunca izlediği yolda kayıt altına alınır ve bu etkileşimler ilgili kodun kullandığı dile uygun olarak girdi dosyalarına kaydedilir.

Yaygın olarak kullanılan bazı Monte Carlo Paket Programları Tablo 1.5' te verilmiştir.

Tablo 1.5. Bazı Monte Carlo paket programları

KOD	PLATFORM	WEB SİTESİ
EGS 4	VAX, DOS (PC), UNIX	http://www.slac.stanford.edu/egs/egslist.html http://www.slac.stanford.edu/egs/
PENELOPE	PC Windows	http://www.nea.fr/listsmb/penelope/maillist.html http://www.nea.fr/abs/html/nea-1525.html
GESPECOR	UNIX, PC LINUX, PC Windows	www.matec-online.de
GEANT 4	UNIX, PC LINUX, PC Windows	http://www.asd.web.cern.ch/wwwasd/geant/ http://geant4.web.cern.ch/geant4/
MCNP5	UNIX, PC LINUX, PC Windows	http://laws.lanl.gov/x5/MCNP/forum.html
FLUKA	PC LINUX, PC Windows	http://www.fluka.org/fluka.php

1.12.2.1. EGS

Electron Gamma Shower (EGS) sistemi, radyasyon fiziği ve tıbbi fizik gibi çeşitli alanlarda yaygın olarak kullanılan bir Monte Carlo kodudur. Bu sistem, enerjisi birkaç keV ile 10 GeV arasında değişen elektron ve fotonların maddenin içindeki geçişlerini modellemek amacıyla tasarlanmıştır. Fakat, bu sistemi kullanmak için Fortran, C ve C++ derleyicilerine ihtiyaç vardır. EGS sistemi, özellikle elektron taşıma modellemesinde kullanıldığından, hesaplama süresini kısaltmak için kapsamlı bir şekilde optimize edilmiştir (Yegin, 2003).

Bu optimizasyonlar, modelin doğruluğunu korurken hesaplama süresini minimize etmeyi hedefler. Bu sayede, daha karmaşık simülasyonlar bile verimli bir şekilde gerçekleştirilebilir ve analizler daha hızlı bir şekilde tamamlanabilir. EGS sistemi, radyasyon etkilerini ve madde içindeki elektron-foton etkileşimlerini anlamak için önemli bir araçtır ve bilimsel araştırmalarda geniş bir kullanım alanına sahiptir.

1.12.2.2. PENELOPE

PENELOPE adı, “PENetration and Energy LOss of Pozitrons and Elektrons” ifadesinin kısaltmasıdır. Bu hesaplama kodu, birkaç keV’ den 1 GeV’ e kadar olan enerjilere sahip elektron-foton çiftlerinin karmaşık geometriler ve çeşitli materyaller içindeki davranışlarını modellemek için kullanılır. Başlangıçta elektron ve pozitronlarla ilgiliyen, daha sonra foton simülasyonu da eklenmiştir. Foton etkileşimlerinde geleneksel

bir yöntem kullanılırken, elektron ve pozitronların hareketini modellemek için farklı bir yöntem benimsenmiştir. Bu program, Fortran 77 derleyicisini gerektirir (Sempau vd., 2003).

Elektron ve fotonların madde ile etkileşimlerini modellerken, PENELOPE, geniş bir enerji aralığında doğru sonuçlar sağlayarak bilimsel araştırmalarda ve endüstriyel uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

1.12.2.3. GEANT4

GEANT4, “Geometry and Tracking” (Geometri ve İzleme) kelimelerinin baş harflerinden türetilmiş bir isme sahiptir. Bu kod, yüksek enerji fiziği, uzay bilimi, tıbbi fizik ve radyasyondan korunma gibi birçok farklı uygulama alanında kullanılmaktadır. İzleme (tracking), geometri, fizik modelleri ve detektöre ulaşan parçacıkların sayılması gibi çeşitli fonksiyonları içerir. GEANT4, geniş bir enerji aralığında çeşitli elektromanyetik, hadronik ve optik süreçler için çalışma imkanı sunar ve kapsamlı detektör ve fizik modelleme yeteneklerine sahiptir.

GEANT4, geniş bir enerji aralığında çalışma imkanı sunar. 250 eV’ den başlayıp TeV mertebesine kadar olan enerjileri kapsar. Ayrıca, 54 farklı elektromanyetik, hadronik ve optik süreç için modellenebilme özelliğine sahiptir. Bu özellik, çeşitli fiziksel etkileşimleri detaylı bir şekilde simüle etme imkanı sağlar. GEANT4, C++ programlama dili ile yazılmıştır ve rekonstrüksiyon ve analiz bileşenlerini içerir. Özel amaçlar için geliştirilmiş varyasyonları da mevcuttur; bunlar arasında Gamos ve Gate gibi örnekler bulunmaktadır. Bu çeşitlilik, farklı bilimsel ve teknik uygulamalarda esnek bir kullanım sunar.

Yazılımın tasarımında, “run” ve “event” adı verilen iki temel kategoriden oluşur. Bu kategoriler, birincil parçacıkların üretimi, izlenmesi ve etkileşimleriyle ilgilidir. “Run” kategorisi, bir simülasyon çalışmasının genel koşullarını belirler ve birbiri ardına gerçekleşen olayları kontrol eder. “Event” kategorisi, her bir olayın ayrıntılarını yönetir ve parçacıkların hareketini, etkileşimlerini ve detektöre ulaşmalarını takip eder. Bu iki temel kategoriye ek olan ve “tracking” adı verilen başka bir kategori daha bulunur. Bu kategori, parçacıkların izlenmesi ve dağılımıyla ilgilidir. Parçacıkların hareketini belirleyen fizik kuralları bu kategori boyunca etkindir. Parçacıkların davranışını belirleyen fizik modülleri, parçacık bozunum fiziği, elektromanyetik fizik ve hadron fiziği gibi üç ana gruptan oluşur.

Bu modüller, parçacıkların çeşitli etkileşimlerini ve davranışlarını modellemek için kullanılır ve simülasyon sonuçlarının doğruluğunu sağlar (Agostinelli vd, 2003).

Bilimsel araştırmalarda ve deneylerde yaygın olarak kullanılan güçlü bir simülasyon aracıdır.

1.12.2.4. MCNP

MCNP, 1970'lerde ABD'nin Los Alamos Ulusal Laboratuvarı tarafından geliştirilen bir kod sistemidir. Adını “Monte Carlo N Particles” kelimelerinin baş harflerinden almaktadır. Nötron, proton, elektron gibi çeşitli parçacıkların etkileşimlerini içeren ve özellikle nükleer süreçlerin simülasyonlarında tercih edilen bir kod sistemidir.

Üç boyutlu geometrilerin tanımlanabildiği ve kaynakların oluşturulabildiği ve radyasyon etkileşimlerinin modellenabildiği bir program çeşididir. Başlangıç konumları gibi niceliklere, çeşitli olasılık dağılımlarına dayanan değerler atayarak ve sonuçta herhangi bir bölgedeki parçacık akısı, soğrulan doz gibi niceliklerin ortalama değerlerini hesaplar.

Bu program, Fortran, C ve C++ derleyicileri gibi belirli sistem gereksinimlerine ihtiyaç duyar. MCNP, nükleer mühendislik, radyasyon dozimetrisi ve diğer nükleer alanlarda yaygın olarak kullanılan güvenilir bir simülasyon aracıdır (Dupree ve Stanley, 2012).

1.12.2.5. FLUKA

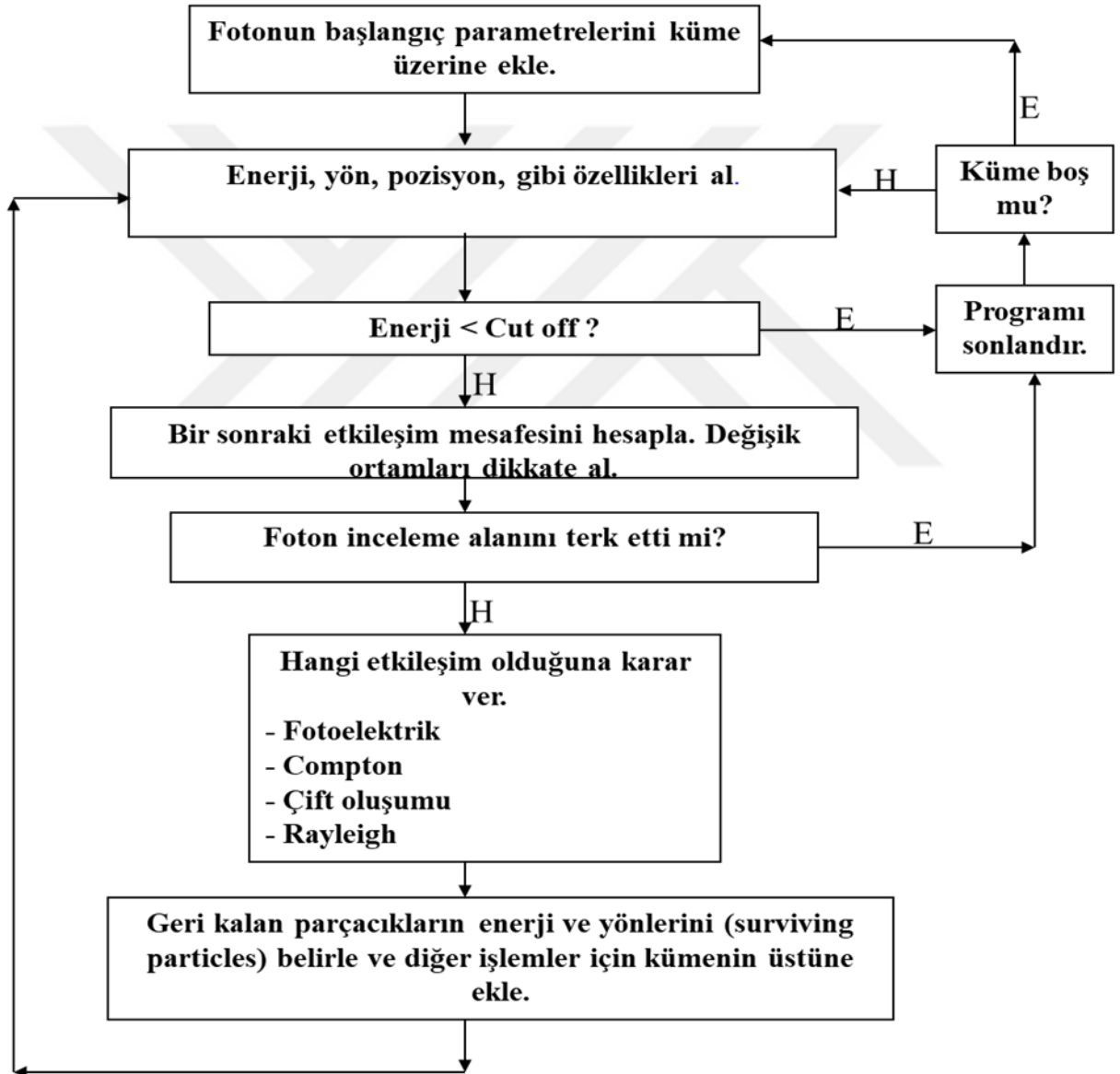
Adını, 1970 yılındaki bir termodinamik çalışmanın “FLUktuirende KAskade” ifadesinden almaktadır. FORTRAN altyapısı gerektiren bu program, birkaç keV ile kozmik ışın enerjisi aralığında değişen enerjilere sahip elektron ve proton hızlandırıcı sistemlerinin zırhlanması, parçacıkların geçişi ve madde ile etkileşimlerini modellemek amacıyla kullanılan bir Monte Carlo kodudur.

FORTTRAN altyapısı ile çalışan bu program, birkaç keV’ den kozmik ışın enerjisi aralığına kadar değişen enerjilere sahip proton ve elektron hızlandırıcı sistemlerinin zırhlanması, parçacıkların geçişi ve madde ile etkileşimlerini simüle etmek için kullanılan bir Monte Carlo kodudur. FLUKA, özellikle hadron etkileşimlerini doğru bir şekilde ve en iyi temsil edebilme özelliğiyle tanınmakta ve birçok farklı uygulama alanında yaygın

olarak kullanılmaktadır. Özellikle nükleer ve parçacık fiziği, radyasyon dozimetrisi, tıbbi fizik ve uzay araştırmaları gibi alanlarda FLUKA' nın güvenilirliği ve esnekliği ön plana çıkar. (Battistoni vd., 2015)

1.13. Monte Carlo Foton Simülasyon Algoritması

MC simülasyonu yapılmadan önce simülasyon için bir algoritma oluşturulması gerekmektedir. Şekil 1.13' te Monte Carlo simülasyon algoritması verilmiştir.



Şekil 1.13. Monte Carlo simülasyon algoritması (Çelik, 2010)

1.14. Monte Carlo Yönteminin İçeriği

Monte Carlo yöntemi, sistemleri modellemek için basit olarak nesnelerin birbiriyle veya çevreyle etkileşimlerine dayanan sayısal bir sorun çözüm tekniğidir. Bu yöntem, rastgele örnekleme ve olasılık teorisi prensiplerine dayanarak sistemin davranışını modellemek için istatistiksel bir analiz yöntemi kullanır. Böylece, karmaşık sistemlerin davranışlarını anlamak ve öngörü oluşturmak mümkün olur.

Sistemlerin temel dinamiklerinin doğrudan simüle edilmesiyle modelleme yapılır. Çözümün belirleyicisi, mikroskobik etkileşimlerin veya ilişkilerin sonuca ne kadar yakınlığıyla belirlenmekte olup; uygulama mekaniği tekrarlanan durum veya hesaplamayı içermektedir (Bielajew, 2001).

Kısacası bu yöntem, istatistiksel tekniklere dayanarak bir olayı veya deneyi bilgisayar ortamında oluşturma imkanı sunar. Yapılan bir ölçüm ya da deneyde ulaşılan sonuçlar, rastgele sayılar kümesini oluşturur (Cengiz, 1991).

Günümüzde Monte Carlo hesaplamalarında kullanılan rastgele sayılar, “rastgele sayı çekirdeği” olarak adlandırılan başlangıç sayısından başlayarak belirli bir fonksiyon kullanılarak ardışık olarak üretilir. Bu seri halindeki rastgele sayılar birbirinden bağımsızdır ve belirli bir düzen veya doğal bir yapıya sahip değildirler. Bu tür rastgele sayı üreteçlerine “sözde rastgele sayı üreteçleri” denir. Bu yöntem, istatistiksel analiz ve rastgele örnekleme prensiplerine dayanarak Monte Carlo simülasyonlarında kullanılan rastgele sayıların sağlanmasını sağlar (Mascagni, 2000; Yegin, 2003).

Rastgele sayılar kümesinde, herhangi bir sayının gelme olasılığı diğerleriyle eşit ya da farklı olabilir. Eğer her sayının gelme olasılığı aynı ise, bu küme “düzgün dağılımlı sayılar kümesi” olarak adlandırılır. Düzgün dağılımlı rastgele sayılar, 0 ile 1 arasında değerler alan ve herhangi bir aralıktaki değerlerin olasılık dağılımını taklit etmek için kullanılabilir. Bu sayılar, belirli bir aralıktaki değerler alabilen ve ele alınan olayın olasılık dağılımına sahip rastgele değerlerin üretilmesinde kullanılır (Cengiz, 1991).

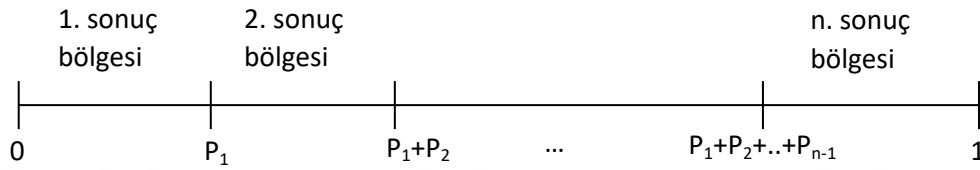
1.14.1. Temel Monte Carlo İlkesi

Belli bir ölçüm ya da yapılacak deney bir olay olarak tanımlandığında; herhangi bir olayın belirli olasılıklarla ortaya çıkan birbirinden farklı sonuçları olacaktır. Bu sonuçların hepsi de ayrı birer olay şeklinde değerlendirilmektedir. Madde ile fotonun etkileşmesi

olayının, Compton olayı, fotoelektrik olay ya da çift oluşumu gibi sonuçları olabilir. Bu sonuçların hepsi aynı zamanda birer olaydır.

n adet sonucu bulunan, ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları $P_1, P_2, \dots, P_n$ ile verilen bir olay tasarlandığında; rastgele sayılar kullanılarak olay taklit edilecektir.

ξ , 0 ile 1 aralığında değerler alabilen düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları ifade etmektedir. Rastgele sayı eksenini, Şekil 1.13'de görüldüğü gibi n adet bölgeye ayırmıştır.



Şekil 1.14. Olasılık Bölgeleri

Ayrılan her bölge adı geçen sonuç bölgesinin olasılığını betimler. Gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen kadarını 1. sonuç, P_2 olasılıkla belirlenen kadarını 2. sonuç, ... P_n olasılıkla belirlenen kadarını da n. sonuç olacaktır. Böylece, türetilen bir tesadüfi sayının içine düştüğü bölge o sonucu meydana getirecektir. Özetle,

$0 < \xi < P_1$ ise 1. sonuç

$P_1 < \xi < P_1 + P_2$ ise 2. sonuç

...

$P_1 + P_2 + \dots + P_{n-1} < \xi < 1$ ise n. sonuç

meydana gelir.

$m \leq x \leq n$ aralığında, herhangi bir x sonucunun ortaya çıkma olasılığı, $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olay için, sonucun x ile $x+dx$ aralığında gelme olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)}{\int_m^n f(x)dx} \quad (1.91)$$

Şeklinde olur. Burada $P(x)$ fonksiyonu, olasılık yoğunluk fonksiyonu olarak adlandırılır. Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu ya da olasılık dağılım fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x')dx' \quad (1.92)$$

şeklinde tanımlanır. $m \leq x \leq n$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu 0-1 aralığında tesadüfî değerler alır. $P(x)$ değerinin gerçekleşme sayısı yani sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım göstermektedir (Cashwell ve Everet 1959).

Bu durumda $P(x)$ ile ξ birbirine eşitlenmelidir. Böylece,

$$\xi = \frac{\int_m^x f(x') dx'}{\int_m^n f(x) dx} \quad (1.93)$$

ifadesine ulaşılır. Bu durum, “Temel Monte Carlo İlkesi” olarak bilinmektedir. Denklem (1.93) ifadesi tersine çevrilerek ξ değerlerine bağlı olarak x değerleri,

$$x = P^{-1}(\xi) \quad (1.94)$$

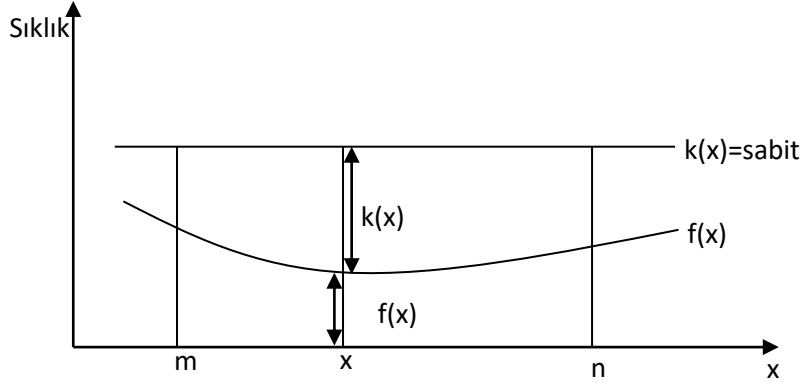
elde edilir. Ulaşılan her bir ξ ifadesine karşılık gelen x değerleri Denklem (1.94) ifadesi ile hesaplanır. 0-1 arası düzgün dağılımlı ξ değerleri kullanılarak, $m-n$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cengiz, 1991).

1.14.2. Reddetme Yöntemi

Reddetme yöntemi, bir dağılımın örneklenmesi için kullanılan bir Monte Carlo yöntemidir. Eğer bir dağılımın integrali analitik olarak alınamıyorsa veya bu integralin tersine çözümü mümkün değilse, temel Monte Carlo ilkesi doğrudan uygulanamaz. Bu durumda, reddetme yöntemi kullanılır.

Reddetme yöntemiyle belirli bir aralıkta $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı örnekleme sürecinde, sabit bir dağılımı olan $k(x)$ kullanılır.

Şekil 1.14'te $f(x)$ ve $k(x) = \text{sabit}$ dağılımları gösterilmektedir.



Şekil 1.15. Reddetme yöntemi

$k(x) = \text{sabit}$ dağılımına Temel Monte Carlo İlkesi' ni uygulayabiliriz. Şekil 1.15' te görüldüğü gibi türetilen bir ξ ile $k(x)$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı $k(x) = \text{sabit}$ ' tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/k(x)$ 'tir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/k(x)$ olasılığıyla belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımlıdır. Böylece $f(x)$ dağılımı Şekil 1.15' te görülen $k(x) = \text{sabit}$ dağılımının örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden, $f(x)$ ile x eksen arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir.

Temel Monte Carlo ilkesi kullanılarak $k(x) = \text{sabit}$ dağılımından örnekleme yapılabilir. Şekil 1.15' te görüldüğü gibi, $k(x) = \text{sabit}$ dağılımından türetilen bir ξ ile örneklenen x değerinin sıklığı $k(x) = \text{sabit}$ olacaktır. Bu durumda, $f(x)$ dağılımının $k(x) = \text{sabit}$ dağılımından örnekleme yapıldığında elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinin $f(x)/k(x)$ olasılığı ile belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımına uygundur.

Bu yöntemde, $k(x) = \text{sabit}$ dağılımından örneklenen x değerleri dağılımının altında ve x eksen arasında kalanlar kabul edilir, diğerleri ise reddedilir. Bu şekilde, $f(x)$ dağılımı sağlanmış olur.

Yöntemin verimi,

$$\varepsilon = \frac{\int_m^n f(x) dx}{\int_m^n f(x)_{\max} dx} \quad (1.95)$$

şeklinde tanımlanır.

Verimliliği artırmak ve gereksiz hesaplamalardan kaçınmak için sıklık fonksiyonu $f(x)$ maksimum değerine bölünerek $g(x) = f(x)/f(x)_{max}$ fonksiyonu elde edilir. Bu yeni fonksiyon $g(x)$, orijinal fonksiyonun en yüksek değerine göre normalleştirilmiş bir versiyonudur.

Daha sonra, bu $g(x)$ dağılımını örten bir $k(x)$ dağılımı seçilir. Bu seçimde, $k(x)$ dağılımı, örneğin $k(x) = 1$ gibi, dağılımını tam olarak kapsayacak bir form alır. Bu, rastgele sayılar üretirken, istenen $g(x)$ dağılımının altında ve üzerinde kalan değerlerin kabul edilip edilmeyeceğini belirlememize yardımcı olur. Bu yöntem, hesaplama zamanını minimuma indirmek ve verimliliği artırmak için kullanılır. $k(x) = 1$ dağılımına Temel Monte Carlo İlkesi uygulanırsa,

$$x = m + (n - m)\xi \quad (1.96)$$

ifadesi elde edilir. Bir ξ üretilerek yukarıdaki denklemden bir x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığı $f(x)$ olma olasılığı $g(x)/k(x) = g(x)$ 'dir. İkinci bir ξ türetilerek,

$$\xi \leq g(x) \quad (1.97)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , belirli bir koşulu sağlayıp sağlamadığına bakılarak kabul edilir veya reddedilir. Koşul sağlanıyorsa, bu değer kabul edilir ve istenen dağılıma uygun bir x değeri elde edilmiş olur. Ancak, koşul sağlanmıyorsa, bu değer reddedilir ve başka bir x değeri üretilir. Bu işlem tekrarlanarak istenen dağılıma uygun x değerleri elde edilir. Bu yöntem, rastgele sayı üretimi sırasında belirli bir dağılıma ulaşmayı hedefleyen Monte Carlo simülasyonlarında sıkça kullanılan bir tekniktir (Cengiz, 1991).

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Çalışma Alanı

Bir radyoaktif çekirdeğin aynı bozunumundan iki veya daha fazla foton kademeli olarak yayıldığında ve gama ışını detektörünün zaman çözümleme süresi içinde birden fazlası eş zamanlı olarak tespit edildiğinde gerçek tesadüf toplamı (True Coincidence Summing, TCS) meydana gelir. TCS, spektrumdaki tam enerji tepe noktalarının net tepe alanlarını değiştirir ve herhangi bir düzeltme yapılmazsa çekirdeğin aktivitesi hatalı olarak tespit edilir. TCS, sayım oranından bağımsızdır, ancak belirli bir nükleer bozunumun özelliklerinin yanı sıra tepe ve toplam verime de güçlü bir şekilde bağlıdır.

Gama ışınları spektrometresinde, tesadüfi toplam düzeltmeleri genellikle doğru verimlilik kalibrasyonlarının belirlenmesi için gereklidir ve örneklemde güvenilir kantitatif analiz sonuçları elde etmek için ölçümler özellikle kaynak-dedektör geometrilerini içerecek şekilde değerlendirilir (Debertin ve Helmer, 1988).

Tesadüfi toplamı düzeltmelerini yapabilmek için Fizik Teknik Enstitüsü'nde KORSUM (Debertin ve Schotzig, 1979) ve Henri Becquerel Ulusal Laboratuvarı'nda CORCO (Morel, vd., 1983) gibi bazı kodlar geliştirildi. Bu öncü çalışmaları daha yeni gelişmeler izledi. Tesadüfi toplam düzeltmeleri, Monte Carlo simülasyonu kullanılarak belirlendi (Decombaz, vd., 1992). Daha sonra, sayı verimliliği için Monte Carlo simülasyonu ve sayısal hesaplama karışımı beraberinde düzeltme faktörleri belirlenmiştir (Sima ve Arnold, 2000; Haase, vd., 1993). Ayrıca, farklı pratik yaklaşımlar Solc ve arkadaşları tarafından farklı pratik yaklaşımlar geliştirilmiştir (Solc, vd., 2015)

Bu çalışmada amaç, Cs-134 radyoaktif çekirdeğinin Ba-134 kararlı çekirdeğine dönüşürken meydana gelen bir dizi radyoaktif süreç içinde TCS durumlarını inceleyerek, düzeltme faktörlerini Monte Carlo simülasyon yöntemi ile belirlemektir.

Gama ışını spektroskopisinde, verilen bir gama ışını dedektörünün verim eğrisini doğru bir şekilde oluşturmak için, TCS düzeltme faktörlerine ihtiyaç duyulur. Yapılan çalışmalar göstermiştir ki (Aggarwal, 2011), TCS düzeltme faktörleri özellikle yakın numune-dedektör geometrilerinde oldukça önemlidir ve aktivite ölçümlerini önemli bir düzeyde etkiler (Debertin ve Helmer, 1988).

2.2. Tanımlar

Bir radyoaktif çekirdeğin bozunma sürecinde, zaman içinde ardışık olarak birçok olay meydana gelir. Çoğu zaman, beta bozunması, alfa bozunması veya elektron yakalanması gibi bir ilk nükleer bozunma olayını, kız çekirdekteki yeni düzenleme takip eder. Bu yeni düzenleme, kız çekirdeğin kararlı bir çekirdeğe ulaşılncaya kadar gerçek gama ışını bozunumu veya iç dönüşüm ile bir veya daha fazla geçiş yoluyla elde edilir.

Bir nükleer bozunma olayında, başlangıç seviyesinden (i), son seviyeye (s) doğrudan geçiş olasılığı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$P_{i \rightarrow s} = \frac{T_{i \rightarrow s}}{\sum_k T_{i \rightarrow k}} \quad (2.1)$$

Burada, $P_{i \rightarrow s}$ başlangıç seviyesinden son seviyeye doğrudan geçiş olasılığıdır ve $T_{i \rightarrow s}$ ise bu geçişin yoğunluğudur. Burada k, i den daha düşük bir s enerji seviyesini temsil eder (Jutier, vd., 2007).

Nükleer geçişin yoğunluğu, üç duruma karşılık gelen üç terimin toplamıdır. İlk durum γ -ışını bozunumu için geçerlidir. İkinci durum, iç dönüşümden kaynaklanan X ışını bozunumuna karşılık gelir ve üçüncü durum ise hiçbir foton yayınlanmadığı zaman geçerlidir.

Doğrudan geçiş olasılığı şu şekilde yazılabilir:

$$P_{i \rightarrow s} = P_{i \rightarrow s}^{\gamma} + P_{i \rightarrow s}^X + P_{i \rightarrow s}^0 \quad (2.2)$$

Yukarıdaki ifadede geçen üç olasılık terimleri sırasıyla şunlardır: γ -ışını bozunumu kaynaklı terim, iç dönüşüm katsayılarından kaynaklanan terim ve floresans veriminden kaynaklanan terimlerdir.

Cs-134 bozunması, ilk olarak β^- ile başladığından, her enerji seviyesi için bir geçiş tanımlanmalı ve geçiş olasılığı, ilk bozunma eyleminde hedeflenen bu enerji seviyesine β^- bozunumunun gerçek olasılığına ayarlanmalıdır. Bu durumda, ilk bozunma reaksiyonu sırasında tespit edilebilir hiçbir parçacık bozunumunun meydana gelmediği dikkate

alınmalıdır. Bu geçiş yalnızca tespit edilemeyen bozunum yolu olarak kabul edilir. Sonuç olarak, bu geçişler için γ bozunumu ve X ışını yayınlanma olasılıkları sıfırdır.

En yüksek enerji seviyesinden taban durum seviyesine geçişler meydana gelirse olasılık şu şekilde ifade edilir:

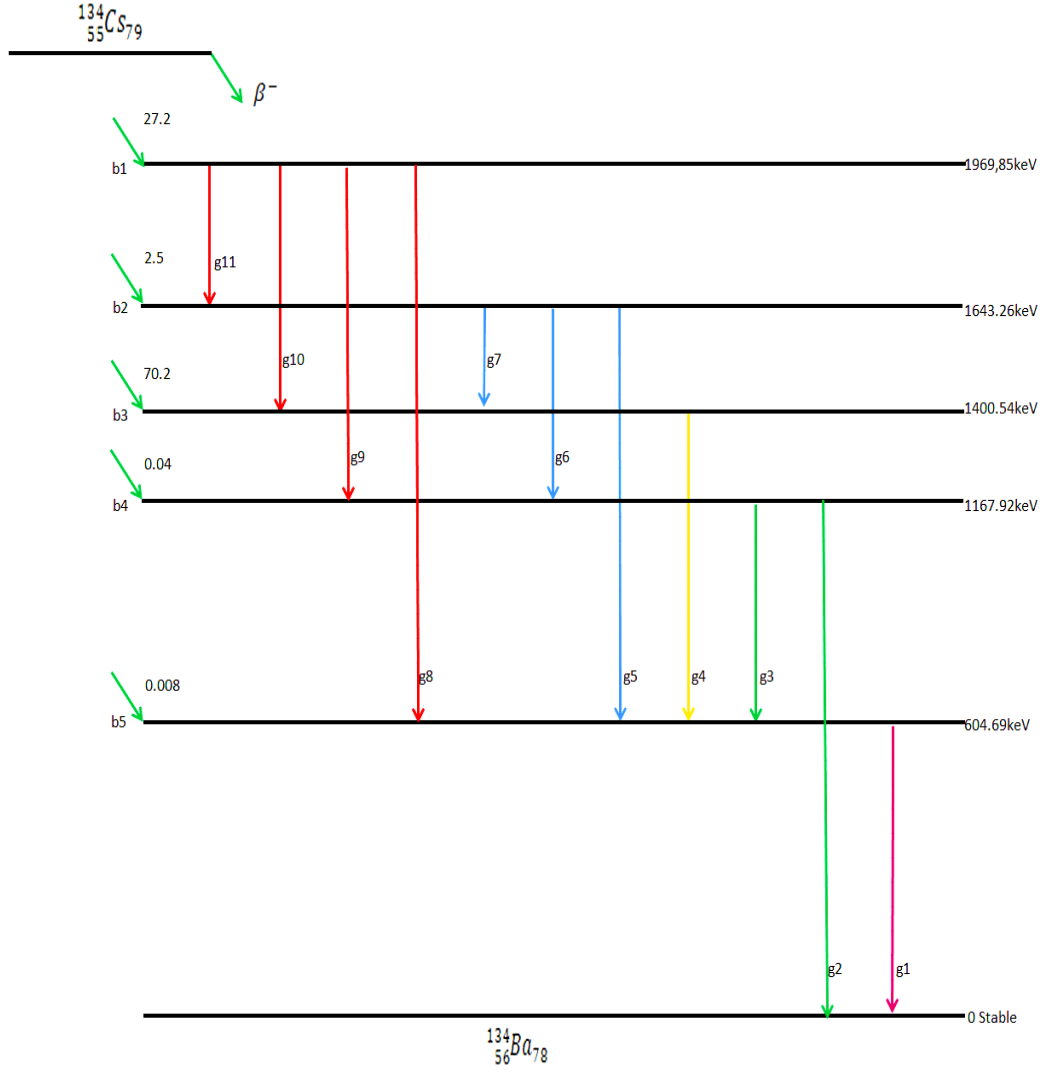
$$P_{n \rightarrow 0}^{tüm} = \sum_{p=1}^n P_{n \rightarrow n-p} P_{n-p \rightarrow 0}^{tüm} \quad (2.3)$$

Burada n , taban durum seviyesi için 0 ' dan başlayarak artan sırada tam sayılarla numaralandırılan enerji seviyelerinin sayısıdır. $P_{n \rightarrow n-p}$, n seviyesinden $n-p$ seviyesine doğrudan geçiş olasılığıdır ve $P_{n-p \rightarrow 0}^{tüm}$ ise, çekirdeğin $n-p$ seviyesinden taban durum seviyesine olası tüm yollardan gitme olasılığıdır (Jutier, vd., 2007).

2.3. Veriler

Cs-134' ün yarı ömrü 2,0652 yıldır. Hem doğrudan bir fisyon ürünü olarak hem de yaygın bir fisyon ürünü olan radyoaktif olmayan Cs-133' den nötron yakalama yoluyla üretilir. Bir termal reaktörde, düşük bir fisyon ürünü verimine sahiptir.

Cs-134, %99,9997 oranında β^- bozunması yoluyla beş uyarılmış seviyeye ve Ba-134' ün temel durumuna bozunur. Cs-134' ün bozunma şeması Şekil 2.1' de verilmiştir (Celik, vd., 2015).



Şekil 2.1. ^{134}Cs 'nin bozunma şeması

Şekil 2.1' de ^{134}Cs , β^- bozunumuyla birlikte beş uyarılmış duruma ve ardından gerçekleşen gama bozunumlarıyla da ^{134}Ba 'nın kararlı durumuna bozunur. Beta bozunumları, bozunma olasılıklarıyla birlikte b_1 , b_2 , b_3 , b_4 ve b_5 ile bu bozunumlarını takip eden gama bozunumları ise g_1 , g_2 , g_3 , g_4 , g_5 , g_6 , g_7 , g_8 , g_9 , g_{10} ve g_{11} ile gösterilmektedir.

Tablo 2.1' de ^{134}Cs 'e ait gama geçişleri ve iç dönüşüm verileri verilmiş olup, bu veriler daha sonraki hesaplamalarda kullanılmak üzere (Tablo 2.2) Nucleide 2000 yazılımından alınmıştır (Nucleide 2000).

Tablo 2.1. Cs-134'e ait bozunma verileri

Gama Geçişleri	Enerji (keV)	Gama Yoğunluğu (%)	Elektron Dönüşüm Katsayıları		
			α_t	α_K	α_L
g1	604,69	98,210	5,90E-03	4,94E-03	7,20E-04
g2	1167,92	1,794	1,31E-03	1,12E-03	1,40E-04
g3	563,23	8,440	7,30E-03	6,10E-03	9,00E-04
g4	795,84	85,78	3,00E-03	2,58E-03	3,50E-04
g5	1.038,55	0,993	1,80E-03	1,57E-03	2,10E-04
g6	475,34	1,520	1,14E-02	9,50E-03	1,46E-03
g7	242,80	0,023	8,70E-05	7,22E-05	1,20E-05
g8	1365,16	3,018	9,60E-04	8,20E-04	1,00E-05
g9	801,93	8,730	3,00E-03	2,54E-03	3,40E-04
g10	569,32	15,540	9,60E-03	8,20E-03	1,04E-03
g11	326,50	0,015	3,67E-05	3,10E-05	4,70E-06

Tablo 2.1' de gama ışınlarının enerjilerine karşılık gelen elektron dönüşüm katsayıları ve gama geçiş olasılıkları verilmiştir. Burada α_K ve α_L katsayıları atomun K ve L yörüngelerindeki elektronların yayınlanma olasılıklarını ifade eder. α_t ise, toplam dönüşüm katsayısıdır.

Tablo 2.1' de verilen dönüşüm katsayıları ve gama yoğunluğu değerleri kullanılarak geçiş olasılıkları hesaplanmış ve bu hesapların sonuçları ile Tablo 2.2 verilmiştir.

Tablo 2.2. Gama Geçiş Olasılıkları

Gama Geçişleri	Enerji (keV)	Gama Geçiş Olasılıkları		
		Pg	Pce	Pdiğer
g1	604,69	0,99413	3,56E-06	5,86E-03
g2	1167,92	0,99869	1,57E-07	1,31E-03
g3	563,23	0,99275	5,49E-06	7,24E-03
g4	795,84	0,99701	9,03E-07	2,99E-03
g5	1.038,56	0,99820	3,30E-07	1,80E-03
g6	475,34	0,98873	1,39E-05	1,13E-02
g7	242,80	0,99991	8,66E-10	8,70E-05
g8	1365,16	0,99904	8,20E-09	9,59E-04
g9	801,93	0,99701	8,64E-07	2,99E-03
g10	569,32	0,99049	8,53E-06	9,50E-03
g11	326,50	0,99996	1,46E-10	3,67E-05

Tablo 2.2' de, γ (gama) geçiş olasılığı (P_g) verilmiş olup bu değer şu şekilde formüle edilmektedir:

$$P_g = P_\gamma + P_{ce} \quad (2.4)$$

Burada, P_γ ve P_{ce} sırasıyla γ yayınlanma ve elektron yakalama olasılıklarıdır.

α_K , K kabuğındaki elektronun i dönüşüm katsayısı olup aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\alpha_K = \frac{P_{ceK}}{P_\gamma} \quad (2.5)$$

Burada, P_{ceK} ve P_γ sırasıyla K kabuğındaki elektronun ve γ -ışını yayınlanma olasılıklarıdır. Benzer şekilde L kabuğındaki elektron yayınlanma katsayısı da aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\alpha_L = \frac{P_{ceL}}{P_\gamma} \quad (2.6)$$

$$\alpha_L = \alpha_{L_1} + \alpha_{L_2} + \alpha_{L_3} \quad (2.7)$$

Toplam dönüşüm katsayısı ise tüm kabuklarda gerçekleşen durumlara bağlı olarak,

$$\alpha_t = \alpha_K + \alpha_L + \dots = \frac{P_{ce}}{P_\gamma} \quad (2.8)$$

formülü ile verilmektedir.

P_{ce} , ilgili geçiş için toplam dönüşüm elektron yayınlanma olasılığıdır. Yukarıda verilen denklem (2.4)-(2.8) dizisi kullanılarak aşağıdaki ifadeler yazılabilir:

$$P_{ce} = \frac{\alpha_t}{1+\alpha_t} P_g \quad (2.9)$$

$$P_{\gamma} = \frac{P_g}{1+\alpha_t} \quad (2.10)$$

Tablo 2.1 ve Tablo 2.2 verileri birleştirilerek, yapılan hesaplamalar tek tabloda düzenlenmiş ve Tablo 2.3 oluşturulmuştur.

Tablo 2.3. Gama geçişleri, iç dönüşüm verileri ve geçiş olasılıkları

Gama Geçişleri	Enerji (keV)	Gama Yoğunluğu (%)	Elektron Dönüşüm Katsayıları			Gama Geçiş Olasılıkları		
			α_t	α_K	α_L	Pg	Pce	Pdiğer
g1	604,69	98,210	5,90E-03	4,94E-03	7,20E-04	0,99413	3,56E-06	5,86E-03
g2	1167,92	1,794	1,31E-03	1,12E-03	1,40E-04	0,99869	1,57E-07	1,31E-03
g3	563,23	8,440	7,30E-03	6,10E-03	9,00E-04	0,99275	5,49E-06	7,24E-03
g4	795,84	85,78	3,00E-03	2,58E-03	3,50E-04	0,99701	9,03E-07	2,99E-03
g5	1.038,55	0,993	1,80E-03	1,57E-03	2,10E-04	0,99820	3,30E-07	1,80E-03
g6	475,34	1,520	1,14E-02	9,50E-03	1,46E-03	0,98873	1,39E-05	1,13E-02
g7	242,80	0,023	8,70E-05	7,22E-05	1,20E-05	0,99991	8,66E-10	8,70E-05
g8	1365,16	3,018	9,60E-04	8,20E-04	1,00E-05	0,99904	8,20E-09	9,59E-04
g9	801,93	8,730	3,00E-03	2,54E-03	3,40E-04	0,99701	8,64E-07	2,99E-03
g10	569,32	15,540	9,60E-03	8,20E-03	1,04E-03	0,99049	8,53E-06	9,50E-03
g11	326,50	0,015	3,67E-05	3,10E-05	4,70E-06	0,99996	1,46E-10	3,67E-05

2.4. Cs-134 Bozunumu

Cs-134 için geçiş yolları, olası tüm durumlar dikkate alınarak, en yüksek enerji seviyesinden (b_1 , $E = 1969,85 \text{ keV}$) başlanarak belirlenmiştir ve Şekil 2.1' de gösterilmiştir. Şekil 2.1' de gösterilen muhtemel tüm geçiş yollar tek tek belirlenmiştir. Bu olayda Ba-134'ün uyarılma durumlarında birine bozunan Cs-134 çekirdeğinin tüm geçiş yolları Tablo 2.4' te verilmiştir.

Örneğin, ^{134}Cs β^- bozunumu ile en yüksek enerji seviyesi olan ^{134}Ba (1969,85 keV)'a bozunur ve bu durumda daha başka bir geçiş mümkün değildir. Bu olasılık, Tablo 2.4' te b_1 olarak verilmiştir.

Cs-134' nin, 1643,26 keV enerji seviyesine kadar bozunması için ise iki olasılık vardır: Bunlardan birincisi, β^- bozunumu (b_2) ve ikincisi ise β^- bozunumu (b_1) ile ardından gerçekleşen gama bozunumu (g_{11}) dur. Bu iki olasılık Tablo 2.4' te b_2 ve b_1g_{11} olarak gösterilmektedir.

Benzer şekilde, ^{134}Cs 'nin 1400,54 keV seviyesine bozunurken dört olasılığı mevcuttur. Bunlardan ilki, β^- bozunumu (b_3); ikincisi, β^- bozunumu (b_1) ile ardından gerçekleşen iki tane gama bozunumu (g_{11} ve g_7); üçüncüsü, β^- bozunumu (b_1) ile ardından gerçekleşen gama bozunumu (g_{10}) ve dördüncüsü de, β^- bozunumu (b_2) ile ardından gerçekleşen gama bozunumu (g_7) olacaktır. Bu dört olasılık Tablo 2.4' te b_3 , $b_{1g_{11}g_7}$, $b_{1g_{10}}$ ve b_{2g_7} olarak gösterilmektedir.

1167,92 keV seviyesine ait geçişler b_4 , $b_{1g_{11}g_6}$, b_{1g_9} ve b_{2g_6} , olmak üzere dört olasılığa sahiptir.

604,69 keV seviyesine ait geçişler on bir olasılığa sahip olup Tablo 2.4' te; b_5 , $b_{1g_{11}g_7g_4}$, $b_{1g_{11}g_6g_3}$, $b_{1g_{11}g_5}$, $b_{1g_{10}g_4}$, $b_{1g_9g_3}$, b_{1g_8} , $b_{2g_7g_4}$, $b_{2g_6g_3}$, b_{2g_5} , b_{3g_4} ve b_{4g_3} şeklinde verilmektedir.

Ba-134 taban durum seviyesine (0 keV) ait geçişlerin ise on altı olasılığı mevcut olup Tablo 2.4' te belirtilmiştir. Bu olasılıklar; $b_{1g_{11}g_7g_4g_1}$, $b_{1g_{11}g_6g_3g_1}$, $b_{1g_{11}g_6g_2}$, $b_{1g_{11}g_5g_1}$, $b_{1g_{10}g_4g_1}$, $b_{1g_9g_3g_1}$, $b_{1g_9g_2}$, $b_{1g_8g_1}$, $b_{2g_7g_4g_1}$, $b_{2g_6g_3g_1}$, $b_{2g_6g_2}$, $b_{2g_5g_1}$, $b_{3g_4g_1}$, $b_{4g_3g_1}$, b_{4g_2} ve b_{5g_1} şeklindedir.

Tablo 2.4. Olası geçiş yolları ve bunların olasılıkları

Beta	Gama	Uyarılmış Durum Enerjisi (keV)	Bozunma Yolu	Olasılık (%)
1		1969,26	b1	27,2
2		1643,26	b2	2,5
	11		b1g11	0,014500532
3		1400,54	b3	70,2
	7		b1g11g7	0,000132647
	10		b1g10	15,689184
	7		b2g7	0,022869354
4		1167,92	b4	0,04
	6		b1g11g6	0,008865408
	9		b1g9	8,75619
	6		b2g6	1,528462592
5		604,69	b5	0,008
	4		b1g11g7g4	0,00013284
	3		b1g11g6g3	0,007293766
	5		b1g11g5	0,005736705
	4		b1g10g4	15,71203948
	3		b1g9g3	7,203909644
	8		b1g8	3,02089728
	4		b2g7g4	0,022902669
	3		b2g6g3	1,257499712
	5		b2g5	0,989050695
	4		b3g4	70,0226501
	3		b4g3	0,032908878
	1	0	b1g11g7g4g1	0,000133146
	1		b1g11g6g3g1	0,00731055
	2		b1g11g6g2	0,001541138
	1		b1g11g5g1	0,005749905
	1		b1g10g4g1	15,74819443
	1		b1g9g3g1	7,220486549
	2		b1g9g2	1,52215181
	1		b1g8g1	3,027848662
	1		b2g7g4g1	0,02295537
	1		b2g6g3g1	1,260393343
	2		b2g6g2	0,265703702
	1		b2g5g1	0,991326598
	1		b3g4g1	70,46403744
	1		b4g3g1	0,032984604
	2		b4g2	0,006953489
	1		b5g1	0,008018409

Eğer β^- bozunumlarının ardından gama bozunumları geliyorsa, geçiş olasılığı Denklem 2.1' de gösterildiği gibi hesaplanır.

Örneğin $b_1g_9g_3$ ' nin geçiş olasılığı $P_{g_3}/(P_{b_1} + P_{b_1g_9})$ ' dir. Burada P_{g_3} , Tablo 2.3' ten alınmıştır. Aynı yöntem tüm olası yollara uygulanarak Tablo 2.4' teki on altı geçişin de olasılığı hesaplanmış ve tablo neticelendirilmiştir.

İlgilenilen geçişler, ^{134}Ba taban durumuna ulaşan geçişlerdir. Bu geçişlerin geçiş olasılıkları ise adımlarıyla birlikte Tablo 2.5' te verilmektedir.

Tablo 2.5. ^{134}Ba taban durumuna olası geçişler ve geçiş olasılıkları

Bozunma Yolu	Adımlar					Olasılık (%)	Dal
b1g11g7g4g1	1	11	7	4	1	0,000133146	1
b1g11g6g3g1	1	11	6	3	1	0,00731055	2
b1g11g6g2	1	11	6	2		0,001541138	3
b1g11g5g1	1	11	5	1		0,005749905	4
b1g10g4g1	1	10	4	1		15,74819443	5
b1g9g3g1	1	9	3	1		7,220486549	6
b1g9g2	1	9	2			1,52215181	7
b1g8g1	1	8	1			3,027848662	8
b2g7g4g1	2	7	4	1		0,02295537	9
b2g6g3g1	2	6	3	1		1,260393343	10
b2g6g2	2	6	2			0,265703702	11
b2g5g1	2	5	1			0,991326598	12
b3g4g1	3	4	1			70,46403744	13
b4g3g1	4	3	1			0,032984604	14
b4g2	4	2				0,006953489	15
b5g1	5	1				0,008018409	16

2.5. EGS4 Kodunun Oluşturulması

Tablo 2.5' te verilen dal sayısı ve bunlara karşılık gelen geçiş olasılıkları, EGS4 kodunda aşağıdaki şekilde yazılmaktadır:

BRANCH(1)=0,00013146;

BRANCH(2)=0,00731055;

BRANCH(3)=0,001541138;

BRANCH(4)=0,005749905;

BRANCH(5)=15,74819443;

BRANCH(6)=7,220486549;
 BRANCH(7)=1,52215181;
 BRANCH(8)=3,027848662;
 BRANCH(9)=0,02295537;
 BRANCH(10)=1,260393343;
 BRANCH(11)=0,265703702;
 BRANCH(12)=0,991326598;
 BRANCH(13)=70,46403744;
 BRANCH(14)=0,032984604;
 BRANCH(15)=0,006953489;
 BRANCH(16)=0,008018409;
 BRANCH(17)= -1.0;

Kodun içerisinde gama geçişlerinin tüm olası yolları tanımlanmıştır. Tablo 2.5' te gösterildiği gibi 16 dal bulunmaktadır. (Toplam olasılık değerinin 1 olması sebebiyle koda BRANCH(17)= -1.0 ifadesi eklenmiştir.) Bu dalların farklı adımları vardır ve bunların aşağıdaki gibi uygulanması ve koda tanıtılması gerekmektedir.

NBRGAM(1,1)= 1;
 NBRGAM(1,2)= 11;
 NBRGAM(1,3)= 7;
 NBRGAM(1,4)= 4;
 NBRGAM(1,5)= 1;
 NBRGAM(2,1)= 1;
 NBRGAM(2,2)= 11;
 NBRGAM(2,3)= 6;
 NBRGAM(2,4)= 3;
 NBRGAM(2,5)= 1;
 NBRGAM(3,1)= 1;
 NBRGAM(3,2)= 11;
 NBRGAM(3,3)= 5;
 NBRGAM(3,4)= 1;
 NBRGAM(4,1)= 1;

NBRGAM(4,2)= 11;
NBRGAM(4,3)= 6;
NBRGAM(4,4)= 2;
NBRGAM(5,1)= 1;
NBRGAM(5,2)= 10;
NBRGAM(5,3)= 4;
NBRGAM(5,4)= 1;
NBRGAM(6,1)= 1;
NBRGAM(6,2)= 9;
NBRGAM(6,3)= 3;
NBRGAM(6,4)= 1;
NBRGAM(7,1)= 1;
NBRGAM(7,2)= 9;
NBRGAM(7,3)= 2;
NBRGAM(8,1)= 1;
NBRGAM(8,2)= 8;
NBRGAM(8,3)= 1;
NBRGAM(9,1)= 2;
NBRGAM(9,2)= 7;
NBRGAM(9,3)= 4;
NBRGAM(9,4)= 1;
NBRGAM(10,1)= 2;
NBRGAM(10,2)= 6;
NBRGAM(10,3)= 3;
NBRGAM(10,4)= 1;
NBRGAM(11,1)= 2;
NBRGAM(11,2)= 6;
NBRGAM(11,3)= 2;
NBRGAM(12,1)= 2;
NBRGAM(12,2)= 5;
NBRGAM(12,3)= 1;
NBRGAM(13,1)= 3;
NBRGAM(13,2)= 4;

NBRGAM(13,3)= 1;
 NBRGAM(14,1)= 4;
 NBRGAM(14,2)= 3;
 NBRGAM(14,3)= 1;
 NBRGAM(15,1)= 4;
 NBRGAM(15,2)= 2;
 NBRGAM(16,1)= 5;
 NBRGAM(16,2)= 1;

γ -ışını yayınlanmasının ve iç dönüşümden kaynaklanan γ -ışını yayınlanmasının geçiş olasılıkları Tablo 2.1' den yararlanılarak aşağıdaki gibi belirlenir:

GAMMA(1 , 1)=0.99413;
 GAMMA(1 , 2)=3.56E-06;
 GAMMA(1 , 3)=5.86E-03;
 GAMMA(2 , 1)=0.99869;
 GAMMA(2 , 2)=1.57E-07;
 GAMMA(2 , 3)=1.31E-03;
 GAMMA(3 , 1)=0.99275;
 GAMMA(3 , 2)=5.49E-06;
 GAMMA(3 , 3)=7.24E-03;
 GAMMA(4 , 1)=0.99701;
 GAMMA(4 , 2)=9.03E-07;
 GAMMA(4 , 3)=2.99E-03;
 GAMMA(5 , 1)=0.99820;
 GAMMA(5 , 2)=3.3E-07;
 GAMMA(5 , 3)=1.80E-03;
 GAMMA(6 , 1)=0.98873;
 GAMMA(6 , 2)=1.39E-05;
 GAMMA(6 , 3)=1.13E-02;
 GAMMA(7 , 1)=0.99991;
 GAMMA(7 , 2)=8.66E-10;
 GAMMA(7 , 3)=8.70E-05;

GAMMA(8 , 1)=0.99904;
 GAMMA(8 , 2)=8.2E-09;
 GAMMA(8 , 3)=5.59E-04;
 GAMMA(9 , 1)=0.99701;
 GAMMA(9 , 2)=8.64E-07;
 GAMMA(9 , 3)=2.99E-03;
 GAMMA(10 , 1)=0.99049;
 GAMMA(10 , 2)=8.53E-06;
 GAMMA(10 , 3)=9.50E-03;
 GAMMA(11 , 1)=0.99996;
 GAMMA(11 , 2)=1.46E-10;
 GAMMA(11 , 3)=3.67E-05;

Bu tanımlamada da, ilk olasılık uyarılmış Ba-134 seviyelerinden birine beta bozunumunu takiben gama-ışını yayınlanma olasılığıdır. Bu $\text{GAMMA}(1,1)= 0,994134606$ ile gösterilmektedir; ikinci olasılık K kabuğundan elektron dönüşümünü takip eden bir gama yayınlanmasıdır ve bu $\text{GAMMA}(1,2)=0,035568$ ile gösterilmektedir. Son olarak üçüncü olasılık ise L ve M kabuklarındaki elektron dönüşümlerini takip eden bir gama yayınlanmasıdır ve bu da $\text{GAMMA}(1,3)=0,0000366985$ ile gösterilmektedir.

Bu bozunma olayında, sadece gama-ışını yayınlanması değil, aynı zamanda atom içinde meydana gelen X-ışını yayınlanmaları ile oluşan gama yayınlanmaları da dikkate alınmalıdır. Tüm gama enerjileri de Mega Elektron Volt (MeV) cinsinden koda tanıtılmalıdır. K X-ışını enerjileri ve yoğunlukları da aşağıdaki gibi koda tanıtılmıştır.

EGAMMA(1)= 0.60469 ;
 EGAMMA(2)= 1.16792;
 EGAMMA(3)= 0.56323 ;
 EGAMMA(4)= 0.79584 ;
 EGAMMA(5)= 1.038555 ;
 EGAMMA(6)= 0.47534 ;
 EGAMMA(7)= 0.2428 ;
 EGAMMA(8)= 1.36516 ;
 EGAMMA(9)= 0.80193 ;

EGAMMA(10)= 0.56932 ;

EGAMMA(11)= 0.32659;

Kodun son bölümünde ise Tablo 2.6’ da verilen α ve β bozunum değerleri aşağıdaki gibi eklenmiştir.

Tablo 2.6. α ve β bozunumu verileri

	Enerji (keV)	I (%)
XR K α 1	32,194	0,434
XR K α 2	31,817	0,238
XR K β 1	36,378	0,0803
XR K β 2	37,255	0,0254
XR K β 3	36,304	0,0416

EKA1=0.032194;

EKA2=0.031817;

EKB1=0.036378;

EKB2=0.037255;

EKB3=0.036304;

XIKA1=0.434;

XIKA2=0.238;

XIKB1=0.0803;

XIKB2=0.0254;

XIKB3=0.0416;

AEK=1.0-XIKA1-XIKA2-XIKB1-XIKB2-XIKB3;

Tüm bu girdilerden sonra kod tamamlanmış ve sonuçların elde edilmesi için bilgisayar ortamında hesaplamaların gerçekleştirilmesi aşamasına geçilmiştir.

Şekil 3.1. Monte Carlo simülasyonunda kullanılan dedektör modeli

Alüminyum pencere ile kristal ölü tabaka arasındaki boşluğun vakumlanması gerekmektedir. Kristalin ve ölü tabakanın malzemesinin germanyum olduğu varsayılmaktadır.

Belirtilen z ekseninde silindirik simetrisinin bulunduğu eksendir. $R_1, R_2, \dots$ ifadeleriyle verilen R' ler, yarıçap değerlerini göstermekte olup 16 tanedir. Benzer şekilde; $P_1, P_2, \dots$ değerleri de her bir bölgenin uzunluğunu gösteren düzlemleri temsil etmekte olup 18 tanedir. Daha önceden de ifade edildiği gibi oluşturulan simülasyon modeli, z ekseninde 360° döndürüldüğünde iç içe geçmiş silindirik kabuklar elde edilir.

Simülasyonda kullanılan dedektör modeli parametreleri, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü'nde bulunan ORTEC yapımı %55 relatif verime sahip HPGe dedektörüne aittir. Bu dedektöre ait parametreler Tablo 3.1' de verilmiştir.

Tablo 3.1. Deneysel ölçümlerde ve Monte Carlo simülasyonunda kullanılan dedektöre ait parametreler

Dedektör Tipi	p-tipi Ge
Kristal Çapı	62,7 mm
Kristalden Uç Kapağa Mesafe	4 mm
Giriş Penceresi	1 mm
Pencere Tipi	Al
Kristal Uzunluğu	43,6 mm
Delik Çapı	10,3 mm
Delik Derinliği	30,7 mm
Ge Ön Ölü Tabaka Kalınlığı	0,03 mm
Bağıl Verim	%55

Başlangıçta oluşturulan tüm fotonlar ve ikincil parçacıklar, dikkate alınan fiziksel süreçler sonucunda bölgelerdeki yolları boyunca takip edilir. Her parçacığın oluşumundan enerjisinin tamamen tükenmesine kadar olan geçmişi, ilgilenilen bölgede, Ge kristalinde depolanır. Böylelikle veriler elde edilmiştir.

3.2. Programı Çalıştırma

Gerçek tesadüfi toplam düzeltme faktörlerini hesaplamak için daha önce ifade edildiği gibi Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü' nde bulunan ORTEC marka germanyum dedektör kullanılmıştır. Nokta kaynaktan yayınlanan fotonlar bir rastgele sayı üretici aracılığıyla üretilir. Literatürde oldukça fazla sayıda rastgele sayı üreticileri mevcuttur (CERN, 2021). Bu çalışmamızda, RANLUX rastgele sayı üretici, nispeten daha iyi ve uzun periyodlu dağılım gösterdiğinden (Gasparro vd, 2008) EGS4 (Nelson ve Hirayama, 1985)' ün PRESTA koduyla birlikte kullanılmıştır.

EGS4 (Nelson ve Hirayama; 1985) ile çalıştırılan model için verim değerleri, her biri 0,3 keV genişliğe sahip 10.010 enerji kutusuna bölünmüştür. Bu sayı bölmeleri, hesaplamalardaki yuvarlama hatalarını kontrol etmek amacıyla kullanılan en yüksek enerjinin üzerinde birkaç bölmeye sahip olacak şekilde seçilmiştir.

Simülasyonlar, deneysel verilerde meydana gelen piklere katkıda bulunan kozmik ışınları veya radyoaktivitenin arka plan kaynaklarını hesaba katmaz. Ayrıca elektronik gürültüden kaynaklanan genişleme ve iyon çifti üretimi istatistiklerine yer verilmemiştir.

Simülasyon için modelde verilen enerjiler, bir kutu (bin) nun hemen sonunda yer alan bir enerjinin olmasını önlemek amacıyla her zaman değerinin 10 eV altında bir tamsayı olacak şekilde seçilmiştir; çünkü bu, ihmal edilemeyecek sayıda olaya yol açan yuvarlama hatalarına neden olabilir.

3.3. Gerçek Tesadüfi Toplam Faktörlerinin Belirlenmesi

Tesadüfi ve tesadüfi olmayan sonuçlar elde etmek için hazırlanan kod, her bir enerji değeri için iki kez çalıştırıldı. Burada ε_{nocs} ifadesi, enerjinin hiçbir tesadüf etkinin dikkate alınmadığı verim değerini, ε_{cs} ise tesadüf toplama etkisinin dikkate alındığı verim değerini ifade etmektedir. Bu iki ifadenin oranlanmasıyla ise düzeltme faktörü elde edilir.

TCS düzeltme faktörleri (CF) aşağıdaki formülle belirlenmiştir:

$$CF = \frac{\varepsilon_{nocs}}{\varepsilon_{cs}} \quad (3.1)$$

Verim ile ilgili hatalar, istatistiksel hatalar ve programın kullandığı tesir kesitlerinden kaynaklanan hatalardır. En nihayetinde, rastgele sayı üretici tarafından üretilen her bir foton, gittiği yol üzerinden birçok etkileşim yapar. Bu etkileşimler fotoelektrik soğurma, Compton saçılması, Rayleigh saçılması ve çift oluşum olaylarıdır. Üretilen fotonun bu etkileşimlerden hangisini yapacağı, isimleri sayılan etkileşim tesir kesitleri ile belirlenir. Bu tesir kesitleri ise belli bir hata oranına sahiptir. Bu çalışmada, tüm foton enerjileri için istatistiksel hatanın %1' den az olması için yeterli sayıda foton seçilmiştir. Burada, 10^7 birincil fotonun üretilmesi yeterli olmuştur. Literatürde elde edilen veriler, tesir kesitlerinin sahip olduğu hatanın yaklaşık %2 civarında olduğunu göstermektedir (Nelson, 2000). Bu nedenle hesaplanan verim değerlerindeki toplam hatanın yaklaşık %3 civarında olduğu beklenebilir.

3.4. Simülasyon Sonuçları

TCS düzeltme faktörleri, tek bir enerji ve nokta kaynak-dedektör mesafesi için değil, Tablo 3.2'de görüldüğü gibi birçok enerji ve nokta kaynak-dedektör mesafesi için hesaplanmıştır.

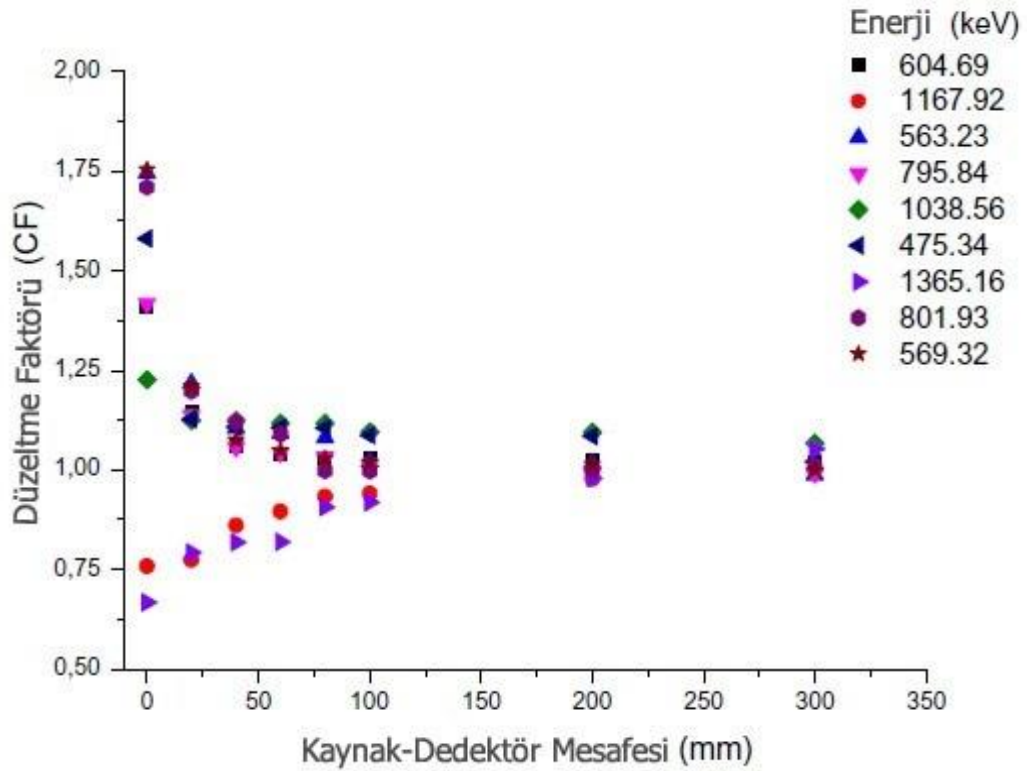
Tablo 3.2. Farklı enerji ve dedektör-kaynak mesafeleri için düzeltme faktörleri

Enerji (keV)	Düzeltilme Faktörü							
	0 mm	20 mm	40 mm	60 mm	80 mm	100 mm	200 mm	300 mm
604,69	1,409	1,143	1,062	1,040	1,028	1,028	1,023	1,020
1167,92	0,758	0,774	0,860	0,895	0,933	0,940	0,977	0,997
563,23	1,745	1,217	1,105	1,092	1,081	1,020	1,016	0,988
795,84	1,418	1,137	1,057	1,043	1,032	1,014	0,991	0,991
1.038,56	1,226	1,124	1,123	1,117	1,117	1,095	1,094	1,067
475,34	1,580	1,127	1,108	1,106	1,105	1,087	1,084	1,020
1365,16	0,668	0,793	0,818	0,819	0,907	0,918	0,979	1,053
801,93	1,709	1,198	1,121	1,090	0,998	0,997	0,999	1,010
569,32	1,753	1,210	1,075	1,049	1,029	1,019	1,014	1,000

Farklı enerji ve farklı kaynak-dedektör mesafeleri için ayrı ayrı hesaplanmış düzeltme faktörleri Tablo 3.2' de verilmiştir. İlk durumda nokta kaynak doğrudan dedektör penceresi üzerine konulmuş, diğer durumlarda ise sistematik olarak kaynak-dedektör mesafesi arttırılmış ve hesaplamalar tekrarlanmıştır. Düzeltme faktörleri; uç kapaktan 0

mm mesafe için 0,668 ila 1,753 arasında değerler alınırken; uç kapaktan 300 mm mesafe için ise, 0,991' den 1,067' ye kadar değişmektedir. Diğer kaynak-dedektör mesafeleri için hesaplanan düzeltme faktörlerinin değerleri ise Tablo 3.2' de verilmiştir.

Kaynak-dedektör mesafesinin artmasıyla düzeltme faktörlerinin bire yaklaştığı görülmektedir. Bu davranış, yayılan fotonların açısal korelasyonu ile açıklanabilmekte ve bu durum Şekil 3.2' de açıkça görülmektedir.



Şekil 3.2. Kaynak-dedektör mesafesine göre düzeltme faktörlerinin değişimi

Bir nokta kaynak dedektöre yakın yerleştirildiğinde, dedektörün oluşturduğu katı açı büyüktür (verimler yüksektir) ve açısal korelasyonun verimlilikler üzerinde küçük düzeltmelere neden olduğu düşünülebilir. Dolayısıyla TCS düzeltmeleri de yüksektir. Buna karşılık, bir nokta kaynağı dedektörden uzağa yerleştirildiğinde verim değerleri küçüktür ve TCS düzeltmeleri de aynı şekilde küçük olur.

Şekil 3.2, açıkça göstermektedir ki, birden fazla enerjide foton yayan bir radyoaktif kaynak ile belli bir dedektörün verim eğrisi oluşturulacaksa, nokta kaynak mümkün olduğu kadar dedektör penceresinden uzağa konmalıdır. Bu durumda TCS düzeltme faktörleri önemsizleşir ve daha doğru bir verim eğrisi elde edilebilir. Eğer deney geometrisi uzak

nokta kaynak-dedektör geometrisine izin vermiyorsa, o halde mutlaka TCS düzeltme faktörleri hesaplanmalı ve ilgili enerjiye ait verim değeri ile çarpılmak sureti ile düzeltilmiş verim değeri elde edilmelidir.

3.5. Kodun Doğrulanması

Kodu doğrulayarak, TCS düzeltme faktörlerini elde etmek amacıyla; Lerate ve arkadaşları (1997) tarafından oluşturulan ampirik bir yöntem seçilmiştir. Yöntem şu şekilde özetlenebilir:

Bu yöntemde, E_i enerjisinin toplam düzeltmesi şu şekilde ifade edilebilir:

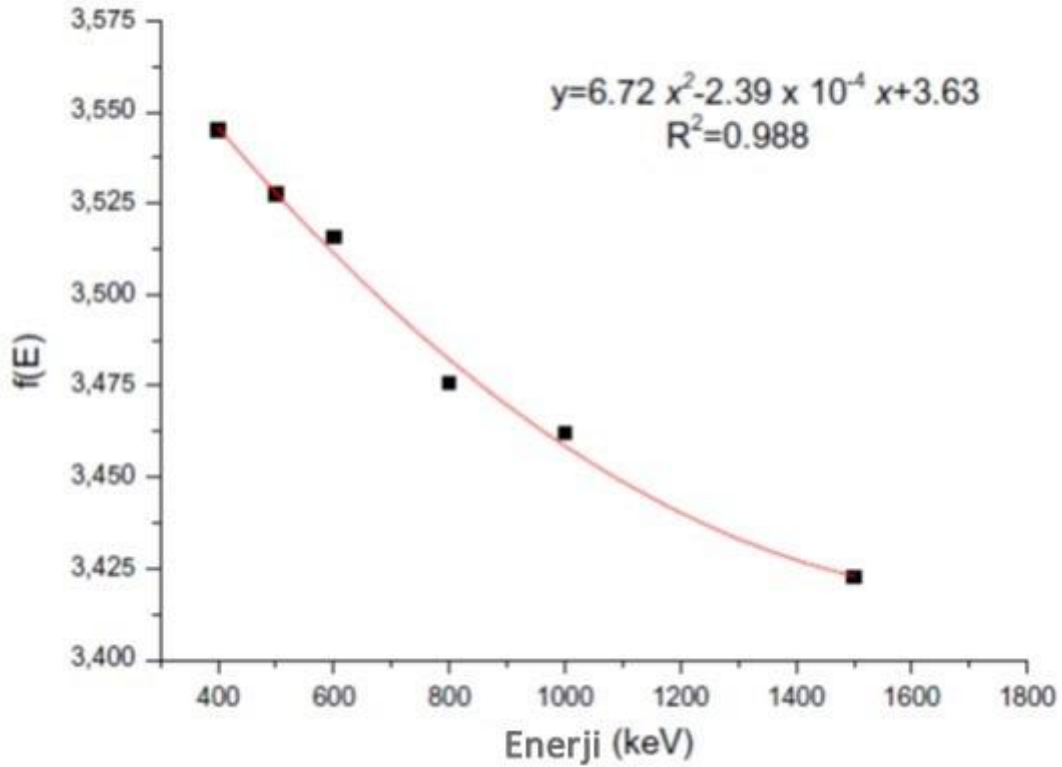
$$k_i = \frac{N_i^R}{N_i^M} f(E_i) \quad (3.2)$$

Burada N_i^R hiçbir toplama düzeltmesinin gerekli olmadığı bir referans geometrisi için tam enerji pikinin sayım oranıdır (sayım sayısı/toplam sayma zamanı). Bu geometri, nokta kaynağın dedektörden uzağa yerleştirilmesiyle elde edilir. (Bu çalışmada, dedektör penceresinden 100 mm uzağa konulmuştur). N_i^M ölçüm geometrisinin tam enerji pikinin sayım oranıdır. $f(E_i)$ ise, toplam verimler arasındaki oran olarak yazılabilen ve enerjiye bağlı bir fonksiyondur.

$$f(E_i) = \frac{\varepsilon_M(E_i)}{\varepsilon_R(E_i)} \quad (3.3)$$

$f(E_i)$ fonksiyonu, toplam düzeltme problemi olmaksızın belirlenmelidir. Bu fonksiyonun deneysel olarak belirlenmesi, tek enerjili nokta benzeri kaynakların hazırlanmasını gerektirdiğinden zor ve zaman alıcıdır. Bunun yerine bu fonksiyon 400, 500, 600, 800, 1000 ve 1500 keV enerjilerini kullanarak Monte Carlo simülasyonu ile belirlenmiştir.

Bu enerji değerleri tesadüfî toplama problemini önleyecek ve söz konusu enerji aralığını kapsayacak şekilde seçilmiştir. Hesaplanan $f(E_i)$ fonksiyonu, interpolasyon denklemi ve korelasyon katsayısıyla birlikte Şekil 3.3' te gösterilmektedir.



Şekil 3.3. Monte Carlo simülasyonu ile elde edilen $f(E)$ fonksiyonu

İyi bir toplam verim hesabı için dedektörün parametrelerinin (ölü tabaka kalınlığı, aktif hacim vb.) çok iyi belirlenmesi gerektiği dikkate alınmıştır. Dedektörün yarıçapı 10 mm değiştirildiğinde, 600 keV için toplam verim değeri %43 değişmektedir. Ancak denklemde pay ve payda aynı şekilde değiştiği için $f(E)$ fonksiyonu sadece %2 oranında değişmiştir. Bu da gama ışını spektrometresinde kademeli olarak gama yayan birçok radyoaktif çekirdek için TCS düzeltme faktörlerini elde etmek için kullanılabilir bir durum olduğunu gösterir.

Dedektör modeli oluşturulurken, üretici tarafından tablo haline getirilen dedektör parametreleri (aktif hacim, ölü katman kalınlığı vb.) kullanılmıştır. Hesaplama sonuçlarının üretici firma tarafından verilen parametrelerin gerçek parametrelerle birebir aynı olmasa dahi $f(E)$ fonksiyonunun hala geçerli olduğu sonucu çıkarılabilir.

3.6. Deneysel Teyit

Denklem 3.3' teki sayım oranlarını deneysel olarak elde etmek için 10,06 μCi noktasal Cs-134 radyoaktif kaynağı kullanılmıştır. Kullanılan dedektör parametreleri Tablo

3.1’ de verilen ve Karadeniz Teknik Üniversitesi Fizik Bölümü laboratuvarında bulunan bir HPGe detektörüdür. Radyoaktif noktasal kaynak, dedektör penceresinden 40 mm ve 300 mm uzağa yerleştirilmiştir. Başlangıç ve sınır mesafeleri sırasıyla ölçüm ve referans mesafeleridir. Ölçüm süresi, Cs-134’ nin yaydığı tüm gama ışımaları için iyi bir istatistik elde etmek amacıyla yeterince yüksek seçilmiştir (%1’ den az hata, 18000 s). Şekil 3.3’ te gösterilen interpolasyon fonksiyonu kullanılarak Cs-134’ ün her bir enerji değeri için $f(E)$ fonksiyonu elde edilerek, ardından Denklem 3.2 ile düzeltme faktörleri belirlenmiştir.

Mevcut kod ve ampirik yöntemle elde edilen düzeltme faktörleri Tablo 3.3’ te verilmektedir.

Tablo 3.3. 40 mm Kaynak-dedektör mesafesinde Monte Carlo yöntemiyle ve deneysel metodla belirlenen düzeltme faktörleri ve bağıl fark

Enerji (keV)	Düzeltilme Faktörü		Bağıl Fark (%)
	CF^{MC}	$CF^{Ampirik}$	
475,34	1,178	1,205	-2,25
563,23	1,155	1,127	2,46
569,32	1,103	1,089	1,32
604,69	1,104	1,113	-0,79
795,84	1,102	1,084	1,63
801,93	1,13	1,114	1,42
1038,56	0,985	0,998	-1,28
1167,92	0,945	0,930	1,63
1365,16	0,820	0,834	-1,67

Deneysel teyit verilerinden de görüldüğü üzere, Monte Carlo yöntemi ve ampirik yöntem arasında iyi bir uyum elde edilmiştir. Göreceli farklılıklar, Şekil 3.3’ te gösterildiği gibi enerjinin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir ve yaklaşık $\pm\%2$ fark elde edilmiştir.

4. SONUÇLAR

Bu çalışma, yapılan hesaplamaların doğru olduğunu ve gama ışını spektrometresinde kademeli olarak birçok gama yayan radyoaktif çekirdek için TCS düzeltme faktörlerinin elde edilmesinde kullanılabileceğini göstermektedir.



5. ÖNERİLER

TCS düzeltme faktörleri gama ışını spektroskopisinde kullanılan dedektörün verim eğrisinin doğru bir şekilde elde edilmesinde oldukça önemli bir yere sahiptir. Mevcut tezde EGS4 Monte Carlo paket programı Cs-134 radyoaktif kaynağı için TCS düzeltme faktörleri hesaplanmıştır. Bu tezde kullandığımız yöntemin doğruluğu, literatürde mevcut ampirik bir başka yöntemle karşılaştırılarak teyit edilmiştir. Bu çalışmadaki yöntem kullanılarak daha karmaşık bozunma şemasına sahip radyoaktif çekirdekler için TCS düzeltme faktörleri belirlenebilir.

Tezde ele alınan konu, TCS düzeltme faktörlerinin gama ışını spektroskopisinde kullanılan dedektörün verim eğrisinin doğru bir şekilde belirlenmesindeki kritik rolü vurgulamaktadır. Özellikle, Cs-134 radyoaktif kaynağı için EGS4 Monte Carlo paket programı kullanılarak TCS düzeltme faktörleri hesaplanmıştır. Bu tezde benimsenen yöntemin doğruluğu, literatürde mevcut olan ampirik bir başka yöntemle karşılaştırılarak sağlam bir şekilde teyit edilmiştir. Bu çalışmada kullanılan yöntem, daha karmaşık bozunma şemalarına sahip radyoaktif çekirdekler için de TCS düzeltme faktörlerini belirleme potansiyeline sahiptir. Bu çalışma, gama ışını spektroskopisi alanındaki önemli bir niceliği anlama ve karakterize etme açısından önemli bir katkı sunmaktadır.

6. KAYNAKLAR

- Aggarwal, A., 2011. Sampling Issues in Research Methodologies, Indian Journal Of Medical Specialities, 2(2), 169-172.
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, J., Apostolakis, J., vd., 2003. GEANT4-a Simulation Toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 506, 250-303.
- Akyıldırım, H., 2005. Isparta İlinde Radon Yoğunluğunun Ölçülmesi ve Haritalandırılması, Yüksek Lisans Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Akyıldırım, H., 2011. Ağır Betonların Nükleer Radyasyon Zırhlama Özelliklerinin Araştırılması, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.
- Andreo, P., 1991. Monte Carlo Techniques in Medical Radiation Physics, Physics in Medicine & Biology, 36, 861.
- Barba-Lobo, A., Exposito-Suarez, V.M., Suarez-Navarro, J.A. ve Bolivar, J.P., 2023. Robustness of LabSOCS Calculating the Ge Detector Efficiency for the Measurement of Radionuclides, Radiation Physics and Chemistry, 205, 110734.
- Battistoni, G., Boehlen, T., Cerutti, F., Chin, P.W., Esposito, L.S., Fassò, A., Ferrari, A., Lechner, A., Empl, A. ve Mairani, A., 2015. Overview of the FLUKA Code, Annals of Nuclear Energy, 82, 10-18.
- Berlizov, A. N. & Tryshyn, V.V., 2005. A Monte Carlo Approach to True-Coincidence Summing Correction Factor Calculation for Gamma-ray Spectrometry Applications, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 264, 169-174.
- Bielajew, A.F., 2001. Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Particle Transport, The University of Michigan, Ann Arbor, 178.
- Bircan, H., Manisa, K., Atan, A.S. ve Erdoğan, M., 2017. Gama ve X-Işını Radyasyonu Yarı Değer Kalınlık Değerinin Hesaplanması için Yeni Bir Denklem, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi, 12(1), 23-29.
- Blank, B., Souin, J., Ascher, P., Audirac, L., Canchel, G., Gerbaux, M., Grevy, S., Giovinazzo, J., Guerin, H., Nieto, T.K., Matea, I., Bouzomita, H., Delahaye, P., Grinyer, G.F. ve Thomas, J.C., 2015. High Precision Efficiency Calibration of a High Purity Coaxial Germanium Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 776, 34-44.

- Bonczyk, M., 2018. Determination of ^{210}Pb Concentration in NORM Waste – An Application of the Transmission Method for Self-attenuation Corrections for Gamma-ray Spectrometry, Radiation Physics and Chemistry, 148, 1-4.
- Buijn, D.D. ve Lourens W., 1980. Determination of Solid Angle Corrections for Precise Gamma-Gamma Directional Correlation Experiments with Ge Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 178, 269-275.
- Canberra, Spectrometry System Genie 2000, Software User's Manual, Version 2 (2002).
- Cashwell, E.D. ve Everett, C.J., 1959. A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems, Pergamon Press, Oxford.
- Chitralekha, B.R., Lagare, M.T., Nathuram, R. & Sharma, D.N., 2004. Mass Attenuation Coefficients of Saccharides for Low-Energy X-rays, Radiation Physics and Chemistry, 72, 1-5.
- Carchon, R., Moeslinher, M., Bourva, L., Bass, C. ve Zendel, M., 2007. Gamma Radiation Detectors for Safeguards Applications, Nuclear Instruments and Methods A, 579 (1), 380-383.
- Celik, N., Altin, D., ve Cevik, U., 2015. Building up a Code for the Purpose of True Coincidence Summing Correction in Gamma-ray Spectrometry with EGS4, Radiation Physics and Chemistry, 115, 158–163.
- Cengiz, A., 1991. Elektron ve β^- Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açıl Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi, Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa.
- CERN., European Organisation for Nuclear Research, 2021. www.cern.ch. 01.01.2022.
- Creagh, D.C., 1987. The Resolution of Discrepancies in Tables of Photon Attenuation Coefficients, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 255, 1-16.
- Çelik, A., 2017. HPGe Gama Dedektörlerinde Soğuma Parametrelerinin ve Kristal Kalınlığının Belirlenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Çelik, N., 2010. Doğu Karadeniz Bölgesinde Cs-137'nin Ekolojik Yarıömrünün Belirlenmesi ve Cs-137 Üzerine Çeşitli Modellemeler, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- De Buffon ve Leclerc. G.L., 1777. Essai d'arithmétique Morale, Euvres Philosophiques, 245-282.
- Debertin, K. ve Helmer, R.G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North-Holland.

- Debertin, K. ve Schotzig, U., 1979. Coincidence Summing Corrections in Ge(Li)-Spectrometry at Low Source-to-Detector Distances, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 158, 471-477.
- Decombaz, M., Gostely, J.-J. ve Laedermann, J.P., 1992. Coincidence Summing Corrections for Extended Sources in Gamma-Ray Spectrometry Using Monte Carlo Simulation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 312, 152-159.
- Demtröder, W., 2005. Atoms Molecules and Photons, Springer.
- Dupree, Stephen A. ve Stanley K.F., 2012. A Monte Carlo Primer: A Practical Approach to Radiation Transport, Springer Science & Business Media.
- Einstein, A., 1905. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes Betreffenden Heuristischen Gesichtspunkt, Annalen der Physik, 322(6), 132-148.
- Ewa, I.O.B., Bodizs, D., Czifrus, S. ve Molnar, Z., 2001. Monte Carlo Determination of Full Energy Peak Efficiency for an HPGe Detector, Applied Radiation and Isotopes, 55, 103-108.
- Gasparro, J., Hult, M., Jonston, P.N. ve Tagziria, H., 2008. Monte Carlo Modelling of Germanium Detectors that are Tilted and Have Rounded Front Edges, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 594, 196-201.
- Giubrone, G., Ortiz, J., Gallardo, S. Martorell, S. ve Bas, M.C., 2016. Calculation of Coincidence Summing Correction Factors for an HPGe detector using GEANT4, Journal of Environmental Radioactivity, 159, 114-118.
- Gilmore, G.R., 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry, John Wiley & Sons.
- Gündoğan, A., 2016. Kilis İli Sularında Radon Gazı Ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Kilis 7 Aralık Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kilis.
- Gündoğdu, B., 2019. Türkiyede Yetiştirilen Farklı Gıda Ürünlerindeki Radyoaktivite Seviyelerinin Gama Spektroskopi Sistemi İle Ölçülmesi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Haase, G., Tait, D. ve Wiechen, A., 1993. Monte Carlo Simulation of Several Gamma-Emitting Source and Detector Arrangements for Determining Corrections of Self-attenuation and Coincidence Summation in Gamma Spectrometry, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 329, 483-492.
- Helmer, R.G., Nica, N., Hardy, J.C. ve Iacop, V.E., 2004. Precise Efficiency Calibration of an HPGe Detector up to 3.5 MeV, with Measurements and Monte Carlo Calculations, Applied Radiation and Isotopes, 60, 173-177.
- Henriksen T. ve Maillie, H. D., 2002. Radiation and Health, London: CRC Press.

- Hubbell, J.H., 1969. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV, NSRDS-NBS Report 29, Washington D.C., USA.
- Hurtado, S., Garcia-Leon, R. ve Garcia-Tenorio, R., 2004. Monte Carlo Simulation of the Response of a Germanium Detector for Low-Level Spectrometry Measurements Using GEANT4, Applied Radiation and Isotopes, 61, 139-143.
- İsel, P., 2019. İstanbul Boğazi'nda Toplanan Toprak ve Sediment Örneklerinin Gama Spektroskopi Sistemi ile Radyoaktivite Analizi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Kılıç, Ö., Çevik, Ü. ve Çabuk, H., 2016. Assessment of Natural Radioactivity and Associated Radiation Hazards in Some Building Materials Used in Kilis, Turkey, Journal of Environmental Radioactivity, 153, 38-45.
- Karamanis, D., Lacoste, V., Andriamonje, S., Barreau, G. ve Petit, M., 2002. Experimental and Simulated Efficiency of a HPGe Detector with Point-Like and Extended Sources, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 487, 477-487.
- Karamanis, D., 2003. Efficiency Simulation of HPGe and Si(Li) Detectors in γ and X-Ray Spectroscopy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 505, 282-285.
- Khandaker, M.U., 2011. High Purity Germanium Detector in Gamma-Ray Spectrometry, IJFPS, Vol.1, No.2, pp. 42- 46.
- Klein, O. ve Nishina, Y., 1929. Über die Streuung von Strahlung Durch Freie Elektronen Nach der Neuen Relativistischen Quantendynamik von Dirac. Z. F. Physics, Vol. 52(11–12), pp. 853–869.
- Knoll, G.F., 2010. Radiation Detection and Measurement, New York: John Wiley & Sons.
- Krane, S.K. (Edit: Şarer, B.), 2001. Nükleer Fizik 1. Cilt, Birinci Baskı, Ankara: Palme Yayın Dağıtım Ltd. Şti.
- Krane, S.K. (Edit: Şarer, B.), 2001. Nükleer Fizik 2. Cilt, Birinci Baskı, Ankara: Palme Yayın Dağıtım Ltd. Şti.
- Jutier, C., Gross, P. ve Le Petit, G., 2007. A New Formalism for True Coincidence Summing Calculations, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 580, 1344-1354.
- Laplace, P.S., 1886. Oeuvres Completes de Laplace: Théorie Analytique des Probabilités (Gauthier-Villars).

- Lepy, M.C., Be, M.M. ve Piton, F., 2001. ETNA (Efficiency Transfer for Nuclide Activity Measurements) Software for Efficiency Transfer and Coincidence Summing Correlations in Gamma-Ray Spectrometry, Note Tech., LNHB/01/09/A, CEA, Saclay, France.
- L'Annunziata, M. F., 2012. Handbook of Radioactivity Analysis, Elsevier Inc.
- Leo, W. R., 1993. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, ISBN 978-3-540-57280-0.
- Leo, W. R., 2012. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach (Springer Science & Business Media).
- Lerate, I.R., Barrera, M., Ligerio, R.A. ve Casos-Ruiz, M., 1997. A New Summing Correction Method for Gamma Efficiency Calibration with Multi-Gamma Radionuclides, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 395, 202–206.
- Maidana, N.L., Vanin, V.R., Garcia-Alvarez, J.A., Hermida-Lopez, M. ve Brualla, L., 2016. Experimental HPGe Coaxial Detector Response and Efficiency Compared to Monte Carlo Simulations, Applied Radiation and Isotopes, 108, 64-74.
- Mascagni, M., 2000. Random Number Generation: A Practitioner's Overview, Intel.
- Milioni, A., Vasilopoulou, T., Savva, M., Anagnostakis, M. ve Stamatelatos, I.E., 2023. True Coincidence Summing Corrections in HPGe Detectors, HNPS Advances in Nuclear Physics, 29, 66–73. <https://doi.org/10.12681/hnpsanp.5187>
- Morel, J., Chauvenet, B. ve Kadachi, A., 1983. Coincidence-Summing Corrections in Gamma-Ray Spectrometry for Normalized Geometries, The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 34, 1115-1122.
- Nelson, R. ve Hirayama, H.R., 1985. SLAC Report 265.
- Nelson A.A., Drugowich de Felicio, J.R. ve Ulrich H.E., 2000. Partition Function Zeros and Leading-order Scaling Correction of the 3D Using Model from Multicanonical Simulations, Journal of Physics A: Mathematical and General, 33, 42.
- Nucleide 2000 (version 3). Nuclear and Atomic Decay Data, Laboratoire National Henri Becquerel, France.
- Östlund, K., Samuelsson, C. ve Raaf, C.L., 2015. Experimentally Determined vs. Monte Carlo Simulated Peak-to-Valley Ratios for a Well-Characterised n-type HPGe Detector, Applied Radiation and Isotopes, 95, 94-100.
- Quintana, B. ve Montes, C., 2013. Summing-coincidence Corrections with Geant4 in Routine Measurements by Gamma-spectrometry of Environmental Samples, Appl. Radiat. Isot., 87, 390-393.

- Padovani, S., Mitsios, I., Anagnostakis, M. ve Mostacci, D., 2018. Analysis of the Vertical Distribution and Size Fractionation of Natural and Artificial Radionuclides in Soils in the Vicinity of Hot Springs, Radiation Effects and Defects in Solids, 173, 794.
- Pirovono, G., Wilson, T.C., Reiner, T., 2021. Auger: The future of precision medicine, Nuclear Medicine and Biology, 96-97, 50-53.
- Podgorsak, E.B., 2010. Radiation Physics for Medical Physicists, ISBN 978-3-642-00874-0.
- Ramos- Lerate, I., Barrera, M., Ligerio, R.A. ve Casas-Ruiz, M., 2007. A New Summing-Correction Method for Gamma-Efficiency Calibration with Multi-Gamma-ray Radionuclides, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 395, 202-206.
- Rizzo, S., Tormachio, F., 2010. Numerical Expressions for the Computation of Coincidence-Summing Correction Factors in Gamma-Spectrometry with HPGe Detectors, Appl. Radiat. Isot., 85, 555-560.
- Sahiner, E., Meric, N., 2014. A Trapezoid Approach for the Experimental Total-to-Peak Efficiency Curve used in the Determination of True Coincidence Summing Correction Factors in a HPGe Detector, Radiation Physics and Chemistry, 96, 50-55.
- Sakho, I., 2021. Nuclear Physics 1: Nuclear Deexcitations, Spontaneous Nuclear Reactions, Hoboken: John Wiley & Sons.
- Seyis, C., 2015. Jeolojik, Pedolojik ve Atmosferik Koşulların Toprak Radon Gazının Hareketine Etkileri, Doktora Tezi, İstanbul Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Savva, M.I., Karangelos, D.J., Anagnostakis, M.J. ve Simopoulos, S.E., 2016. Analysis of Size-Fractionated Soil Samples by Gamma Spectrometry, Appl. Radiat. Isot., 109, 563-565.
- Sempau, J., Fernández-Varea J.M., Acosta, E. ve Salvat, F., 2003. Experimental Benchmarks of the Monte Carlo Code PENELOPE, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 207, 107-23.
- Sima, O. ve Arnold, D., 2000. Accurate Computation of Coincidence Summing Corrections in Low Level Gamma-Ray Spectrometry, The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 53, 51-56.
- Sima, O. ve Arnold, D., 2009. On the Monte Carlo Simulation of HPGe Gamma Spectrometry Systems, Applied Radiation and Isotopes, 67, 701-705.

- Sinkko, K. ve Aaltonen, H., 1985. Calculation of the True Coincidences Summing Correction for Different Sample Geometries in Gamma-ray Spectroscopy, Finish Centre for Radiation, 1275, 37-48.
- Solc, J., Dryak, P., Moser, H., Branger, T., Garcia-Torano, E., Peyres, V., Tzika, F., Lutter, G., Capogni, M., Fazio, A., Luca, A., Vodenik, B., Oliveira, C., Saraiva, A., Szucs, L., Dziel, T., Burda, O., Arnold, D., Martinkovic, J., Siiskonen, T. ve Mattila, A., 2015. Characterization of a Radionuclide Specific Laboratory Detector System for the Metallurgical Industry by Monte Carlo Simulations, Radiation Physics and Chemistry, 116, 189-193.
- Sprawl, P., 1993. Interaction of Radiation with Matter, ISBN 0843203099.
- Sudar, S., 2002. “TrueCoinc”, a Software Utility for Calculation of the True Coincidence Correction, in the Specialized Software Utilities for Gamma Spectrometry, IAEA-TECDOC-1275, 37–38, International Atomic Energy Agency, Vienna, ISSN 1011-4289.
- Şahin, E.N., 2009. Bazı Element ve Organik Moleküllerin X-ışınları Kırınımı Yöntemi ile Tek Kristal Yapı Analizi ve Hırshfeld Yüzey Analizi, Yüksek Lisans Tezi, Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Tamir Darcan, M., 2020. Kırklareli Üniversitesi Kayalı Kampüsünde Bina İçi Radon Gazı Ölçümü, Kırklareli Üniversitesi, Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kırklareli.
- Tartar, A., 2007. Klinik Lineer Hızlandırıcıların Su Fantomundaki Doz Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile Elde Edilmesi, Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa.
- Tereshchenko, E.E. ve Rasko, M.A., 2006. Determination of the Cascade Summation Coefficients of Gamma Quanta for a Semiconductor Detector in the 59–2754 keV range, Meas. Tech., 49 (9), 932–938.
- Tomatchino, E. ve Rizzo, S., 2011. Coincidence-Summing Correction Equations in Gamma-Ray Spectrometry with p-Type HPGe Detectors, Radiation Physics and Chemistry, 80, 318-323.
- Tsoufanidis, N., 1995. Measurement and Detection of Radiation, Taylor & Francis, Washington.
- Turner, J. E., 2008. Atoms, Radiation and Radiation Protection, John Wiley & Sons.
- United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR), 2000. Exposures to the Public From Man-Made Sources of Radiation, 16, 74-75.
- Vidmar, T. ve Korun, M., 2006. Calculation “LS-curves” for Coincidence Summing Corrections in Gamma-ray Spectrometry, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 556, 543-546.

Watson, E. V. (1981). British Mosses and Liverworts. Cambridge Univ. Press, London.

Xie, F., Jiang, W., Bai, T., Bao, M. ve Yu, G., 2014. A study on Activity Determination of Volume Sources Using Point-Like Standard Sources and Monte Carlo Simulations, Radiation Physics and Chemistry, 103,53–56.

Yegin, G., 2003. A New Approach to Geometry Modeling for Monte Carlo Particle Transport: An application to the EGS Code System, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 211: 331-38.

Yucel, H., Solmaz, A.N., Köse, E. ve Bor, D., 2009. A Semi-empirical Method for Calculation of True Coincidence Corrections for the Case of a Close-in Detection in g-ray Spectrometry, J. Radioanal. Nucl. Chem., 305-312.

Zhu, H., Venkataraman, R., Mueller, W., Lamontagne, J., Bronson, F., Morris, K. ve Berlizov, A., 2009. X-ray True Coincidence Summing Correction in Genie 2000 67, 696–700.

7. EKLER

Ek-1 Kullanılan Monte Carlo Kodu

```
"VERSION FROM SLAC"
%L
%E
!INDENT M 4; "INDENT MORTRAN LISTING BY 4 PER NESTING LEVEL"
!INDENT F 2; "INDENT FORTRAN OUTPUT BY 2 PER NESTING LEVEL"
"*****"
" CYLINDER Sources for 60 %, coaxial, HADES, Teflon-container      "
" Model adaptation from PNJ 12.11.99                                "
" multiple energies in one run from MK 5.2.99                      "
" For SLAC-265: Example of calculating a detector response function  "
" D.W.O.R. Feb 1985                                               "
" fluorescence and Rayleigh scattering negligible                  "
" 1000000 runs per energy                                          "
" variable: sample heigth                                         "
"      material of the sample                                     "
"*****"

"-----"
"STEP 1: USER-OVERRIDE-OF-EGS4-MACROS                             "
"-----"
REPLACE {$MXREG} WITH {324} "only 4 geometric regions (default 2000)"
REPLACE {$MXSTACK} WITH {100} "less than 15 particles on stack at once "
REPLACE {$EBIN} WITH {10010} "user parameter -# bins in energy spectrum"

" USING RANLUX                                     "

;COMIN/RANDOM/;
REPLACE {$DEFAULT-LL} WITH {1}

"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE {;COMIN/SCORE/;} WITH {;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN);}

;COMIN/CYLDTA,BOUNDS,MEDIA,MISC,PLADTA,SCORE,UPHIOT,THRESH/;  "
"
" THE ABOVE EXPANDS INTO A SERIES OF COMMON STATEMENTS          "
" BOUNDS CONTAINS ECUOT AND PCUT                                "
" PLADTA PASSES COORDINATE AND NORMAL VECTOR DATA OF EACH     "
"
" PLANE INTO HOWFAR AND THE AUXILIARY GEOMETRY                  "
SUBPROGRAMS. "
" PLADTA IS DEFINED IN THE EGS4 MACROS AND CONTAINS:            "
" PCOORD(I,J): I-TH COORDINATE OF A POINT ON PLANE J           "
" PNORM(I,J): I-TH COORDINATE OF A UNIT VECTOR NORMAL          "
```

```

"          TO PLANE J          "
"  MEDIA CONTAINS THE ARRAY MEDIA          "
"  MISC CONTAINS MED          "
"  THRESH CONTAINS AE AND AP          "

"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE {;COMIN/SCORE/;} WITH {;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN);}

COMMON/PASSIT/IRDISC($MXREG),NR,NZ;

;COMIN/EDGE/;
" REPLACE {;COMIN/EDGE/;} WITH { "
"
;COMMON/EDGE/IEDGFL($MXREG),$LGN(EKALPH,EKBETA,BKR1,BKR2($MX
MED));} "

REAL CYRAD($MXCYLS);
REAL VOL($MXREG);
REAL XENER(30); "Gamma energies"
REAL BRANCH(40); "BRANCH PROBABILITIES pnj Saturday, 24 July 2004"
INTEGER NBRGAM(40, 10); "BRANCH SEQUENCE"
REAL GAMMA(30,5), EGAMMA(30), EPOS(30); "GAMMA and POSITRON DATA"
"DEFINE ARRAYS TO HOLD DATA FOR COINCIDENCE SUMMING DATA"

$TYPE LINE (48);

"-----"
"STEP 2 PRE-HATCH-CALL-INITIALIZATION          "
"-----"
$TYPE MEDAR1(24) /$S'TEFLON',18*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR2(24) /$S'AL',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR3(24) /$S'GE',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"
$TYPE MEDAR4(24) /$S'PB',22*' '/;
"          $$ IS A MORTRAN MACRO TO EXPAND STRINGS"
"          $TYPE IS INTEGER (F4) OR CHARACTER*4(F77)"

NMED=4; "NUMBER OF MEDIA"

"Coincidence summing data    Cs-134 Duygu Altın tarafından modifiye edildi"
"from excel decay scheme Cs-134 Table 4. Branch strenght"

BRANCH(1)=0.000133;
BRANCH(2)=0.007311;

```

BRANCH(3)=0.001541;
 BRANCH(4)=0.00575;
 BRANCH(5)=15.74819;
 BRANCH(6)=7.220487;
 BRANCH(7)=1.522152;
 BRANCH(8)=3.027849;
 BRANCH(9)=0.022955;
 BRANCH(10)=1.260393;
 BRANCH(11)=0.265704;
 BRANCH(12)=0.991327;
 BRANCH(13)=70.46404;
 BRANCH(14)=0.032985;
 BRANCH(15)=0.006953;
 BRANCH(16)=0.008018;
 BRANCH(17)=-1.0;

"NBRGRAM(n branch, n steps)= n gamma (or n EC, n beta for first step) corresponding to the n step data taken from Table 4"

NBRGAM(1,1)=1;
 NBRGAM(1,2)=11;
 NBRGAM(1,3)=7;
 NBRGAM(1,4)=4;
 NBRGAM(1,5)=1;
 NBRGAM(2,1)=1;
 NBRGAM(2,2)=11;
 NBRGAM(2,3)=6;
 NBRGAM(2,4)=3;
 NBRGAM(2,5)=1;
 NBRGAM(3,1)=1;
 NBRGAM(3,2)=11;
 NBRGAM(3,3)=5;
 NBRGAM(3,4)=1;
 NBRGAM(4,1)=1;
 NBRGAM(4,2)=11;
 NBRGAM(4,3)=6;
 NBRGAM(4,4)=2;
 NBRGAM(5,1)=1;
 NBRGAM(5,2)=10;
 NBRGAM(5,3)=4;
 NBRGAM(5,4)=1;
 NBRGAM(6,1)=1;
 NBRGAM(6,2)=9;
 NBRGAM(6,3)=3;
 NBRGAM(6,4)=1;
 NBRGAM(7,1)=1;
 NBRGAM(7,2)=9;
 NBRGAM(7,3)=2;
 NBRGAM(8,1)=1;


```

NBRGAM(8,2)=8;
NBRGAM(8,3)=1;
NBRGAM(9,1)=2;
NBRGAM(9,2)=7;
NBRGAM(9,3)=4;
NBRGAM(9,4)=1;
NBRGAM(10,1)=2;
NBRGAM(10,2)=6;
NBRGAM(10,3)=3;
NBRGAM(10,4)=1;
NBRGAM(11,1)=2;
NBRGAM(11,2)=6;
NBRGAM(11,3)=2;
NBRGAM(12,1)=2;
NBRGAM(12,2)=5;
NBRGAM(12,3)=1;
NBRGAM(13,1)=3;
NBRGAM(13,2)=4;
NBRGAM(13,3)=1;
NBRGAM(14,1)=4;
NBRGAM(14,2)=3;
NBRGAM(14,3)=1;
NBRGAM(15,1)=4;
NBRGAM(15,2)=2;
NBRGAM(16,1)=5;
NBRGAM(16,2)=1;

```

"GAMMA MATRIX CONTAINS GAMMAS INTENSITIES, "
 "K SHELL IC PROBABILITIES AND NO RADIATION PROBABILITIES"

"GAMMA(n gamma,1:Prob gamma; 2:prob K; 3:prob other)=prpbability VALUE (see table 1)"

```

GAMMA(1,1)=0.994134606;
GAMMA(1,2)=3.5568E-06;
GAMMA(1,3)=0.0058618374;
GAMMA(2,1)=0.998691714;
GAMMA(2,2)=1.568E-07;
GAMMA(2,3)=0.0013081293;
GAMMA(3,1)=0.992752904;
GAMMA(3,2)=0.00000549;
GAMMA(3,3)=0.0072416062;
GAMMA(4,1)=0.997008973;
GAMMA(4,2)=0.000000903;
GAMMA(4,3)=0.0029901239;
GAMMA(5,1)=0.998203234;
GAMMA(5,2)=3.297E-07;
GAMMA(5,3)=0.0017964361;
GAMMA(6,1)=0.988728495;

```

GAMMA(6,2)=0.00001387;
 GAMMA(6,3)=0.0112576348;
 GAMMA(7,1)=0.999913008;
 GAMMA(7,2)=8.664E-10;
 GAMMA(7,3)=0.0000869916;
 GAMMA(8,1)=0.999040921;
 GAMMA(8,2)=8.2E-09;
 GAMMA(8,3)=0.0009590711;
 GAMMA(9,1)=0.997008973;
 GAMMA(9,2)=8.636E-07;
 GAMMA(9,3)=0.0029901633;
 GAMMA(10,1)=0.990491284;
 GAMMA(10,2)=0.000008528;
 GAMMA(10,3)=0.0095001883;
 GAMMA(11,1)=0.999963301;
 GAMMA(11,2)=1.457E-10;
 GAMMA(11,3)=0.0000366985;

"GAMMA ENERGIES mh 9/3.2001"

"Gamma energies in MeV"

EGAMMA(1)=0.60469;
 EGAMMA(2)=1.16792;
 EGAMMA(3)=0.56323;
 EGAMMA(4)=0.79584;
 EGAMMA(5)=1.038555;
 EGAMMA(6)=0.47534;
 EGAMMA(7)=0.2428;
 EGAMMA(8)=1.36516;
 EGAMMA(9)=0.80193;
 EGAMMA(10)=0.56932;
 EGAMMA(11)=0.3265;

"K X-ray ENERGY AND INTENSITIES mh 9/3.2001"
 "from www.nndc.bnl.gov chart of nucleides, decay radiation"
 "energies in MeV)

EKA1=0.032194;
 EKA2=0.031817;
 EKB1=0.036378;
 EKB2=0.037255;
 EKB3=0.036304;
 XIKA1=0.434;
 XIKA2=0.238;

```

XIKB1=0.0803;
XIKB2=0.0254;
XIKB3=0.0416;
AEK=1.0-XIKA1-XIKA2-XIKB1-XIKB2-XIKB3;

```

```

DO I=1,24 [MEDIA(I,1)=MEDAR1(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,2)=MEDAR2(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,3)=MEDAR3(I);]
DO I=1,24 [MEDIA(I,4)=MEDAR4(I);]

```

```

IPLAN=19;      "INPUT THE NUMBER OF PLANES DEFINING THE REGIONS"
IRADII=16;     "INPUT THE NUMBER OF RADII THAT DEFINE THE"
"              CYLINDRICAL REGIONS---NOTE: THE FINAL CYLINDER IS"
"              RADially INFINITE"

```

```

NZ=IPLAN; "NO. OF SLABS"
NR=IRADII+1; "NO. OF CYLINDER SHELLS"
NREG=NZ*NR+1; "NUMBER OF REGIONS DEFINED"

```

```

DO I=1,NREG,1 [ECUT(I)=0.521; PCUT(I)=0.001; IRAYLR(I)=0; IEDGFL(I)=0;]
"              Electron Cutoff set 0.010 MeV"
"              Photon Cutoff set 0.001 MeV"
"              Turn off Rayleigh scattering"
"              Turn off K-shell Fluorescence"

```

```

"SET MEDIUM INDEX FOR EACH REGION"

```

```

MEDTEFLON=1;
MEDAL=2;
MEDGE=3;
MEDPB=4;

```

```

DO I=1,NREG,1 [MED(I)=0;] "SET ALL REGIONS TO VACUUM FIRST"
"NOW CHANGE SOME OF THESE TO REFLECT THE TARGET AND THE PLUG "
"MATERIAL "

```

```

"NOW DO THE various media"

```

```

MED(4)=MEDTEFLON;

```

```

DO I=6,215,19 [MED(I)= MEDAL;];
DO I=234,245,1 [MED(I)= MEDAL;];
DO I=8,179,19 [MED(I)= MEDAL;];
DO I=198,207,1 [MED(I)= MEDAL;];

```

```
DO I=55,188,19 [MED(I)= MEDAL;];
```

```
DO I=9,142,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=10,143,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=11,144,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=12,145,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=13,146,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=52,147,19 [MED(I)= MEDGE;];
DO I=53,148,19 [MED(I)= MEDGE;];
```

```
DO I=2,268,19 [MED(I)= MEDPB;];
DO I=287,304,1 [MED(I)= MEDPB;];
DO I=19,285,19 [MED(I)= MEDPB;];
```

```
"set regional flags for Rayleigh scattering to IRAYLR(x)=1 if requested"
"florescence is ignored "
```

```
"-----"
"STEP 3  HATCH-CALL                                "
"-----"
```

```
;OUTPUT;('1START ES//' CALL HATCH TO GET CROSS-SECTION DATA');
CALL HATCH;  "PICK UP CROSS SECTION DATA FOR NAI"
"DATA FILE MUST BE ASSIGNED TO UNIT 12"
```

```
;OUTPUT AE(1)-0.511, AP(1);
(' KNOCK-ON ELECTRONS CAN BE CREATED AND ANY ELECTRON
FOLLOWED DOWN TO'
/T40,F8.3,' MeV KINETIC ENERGY'/
' BREM PHOTONS CAN BE CREATED AND ANY PHOTON FOLLOWED DOWN
TO',
/T40,F8.3,' MeV '); "NOTE, AE VALUES CAN OVER-RIDE ECUT VALUES"
```

```
"-----"
"STEP 4  INITIALIZATION-FOR-HOWFAR                                "
"-----"
```

```
"DEFINE THE COORDINATES AND THE NORMAL VECTORS FOR THE TWO
PLANES.  "
```

```
"INFORMATION REQUIRED BY HOWFAR (AND AUXILIARY GEOMETRY
SUBPROGRAMS) "
```

```
"AND PASSED THROUGH COMMON/PLADTA/                                "
```

```
"FIRST SET THE DEFAULT DISCARD AND SPLITTING FOR ALL REGIONS"
```

```
DO IRL=1,$MXREG,1 [IRDISC(IRL)=0;] "SET ALL REGIONS TO NO-DISCARD
FIRST"
```

"NOW INDICATE WHICH REGIONS ARE DISCARD-REGIONS"

IRDISC(1)=1;

DO IRL=20,324,19 [IRDISC(IRL)=1;];

DO IRL=306,323,1 [IRDISC(IRL)=1;];

DO J=1,IPLAN [

PCOORD(1,J)=0.0; PCOORD(2,J)=0.0;

PNORM(1,J)=0.0; PNORM(2,J)=0.0; PNORM(3,J)=1.0;

]

"SİLİNDİRİK KABUKLARIN GENİŞLİKLERİNİ CM CINSİNDEN YAZ"

P1=5.0;

P2=5.0;

P3=1E-06;

P4=0.0001;

P5=0.1;

P6=0.4;

P7=0.003;

P8=0.07;

P9=1.0;

P10=0.2;

P11=0.09;

P12=0.07;

P13=3.0;

P14=0.07;

P15=6.14;

P16=0.3;

P17=5.0;

P18=5.0;

R1=0.0001;

R2=0.51497;

R3=0.515;

R4=0.9;

R5=2.0;

R6=3.0;

R7=3.135;

R8=3.205;

R9=3.206;

R10=3.605;

R11=3.685;

R12=4.085;

R13=4.185;

R14=6.185;

R15=9.185;

R16=14.185;

```

PCOORD(3,1)=0.0;
PCOORD(3,2)=PCOORD(3,1)+P1;
PCOORD(3,3)=PCOORD(3,2)+P2;
PCOORD(3,4)=PCOORD(3,3)+P3;
PCOORD(3,5)=PCOORD(3,4)+P4;
PCOORD(3,6)=PCOORD(3,5)+P5;
PCOORD(3,7)=PCOORD(3,6)+P6;
PCOORD(3,8)=PCOORD(3,7)+P7;
PCOORD(3,9)=PCOORD(3,8)+P8;
PCOORD(3,10)=PCOORD(3,9)+P9;
PCOORD(3,11)=PCOORD(3,10)+P10;
PCOORD(3,12)=PCOORD(3,11)+P11;
PCOORD(3,13)=PCOORD(3,12)+P12;
PCOORD(3,14)=PCOORD(3,13)+P13;
PCOORD(3,15)=PCOORD(3,14)+P14;
PCOORD(3,16)=PCOORD(3,15)+P15;
PCOORD(3,17)=PCOORD(3,16)+P16;
PCOORD(3,18)=PCOORD(3,17)+P17;
PCOORD(3,19)=PCOORD(3,18)+P18;

```

"GIVE THE CYLINDER RADII (IN CM)"

```

CYRAD(1)=R1;
CYRAD(2)=R2;
CYRAD(3)=R3;
CYRAD(4)=R4;
CYRAD(5)=R5;
CYRAD(6)=R6;
CYRAD(7)=R7;
CYRAD(8)=R8;
CYRAD(9)=R9;
CYRAD(10)=R10;
CYRAD(11)=R11;
CYRAD(12)=R12;
CYRAD(13)=R13;
CYRAD(14)=R14;
CYRAD(15)=R15;
CYRAD(16)=R16;

```

OUTPUT; ('1CYLINDER RADII:',//);

DO I=1,IRADII ["SEE DATA INITIALIZATION FOR CYRAD-VALUES"

```

  CYRAD2(I)=CYRAD(I)*CYRAD(I);
  OUTPUT I,CYRAD(I); (' CYRAD(',I2,')=' ,G15.7);

```

]

OUTPUT; ('1PCOORD AND PNORM VALUES FOR EACH J-PLANE (I=1,3):',//);

```
DO J=1,IPLAN [
OUTPUT J,(PCOORD(I,J),I=1,3),(PNORM(I,J),I=1,3);
(I5,6G15.7);]
```

"CALCULATE VOLUMES OF EACH REGION AND OUTPUT THEM."

" NOTE: VOL=-1.0 INDICATES INFINITE VOLUME."

OUTPUT; ('1VOLUME (CM**3) OF EACH REGION:',/);

```
DO IRL=1,NREG ["START OF VOLUME CALCULATION"
IF(IRDISC(IRL).EQ.1) [VOL(IRL)=-1.0; GO TO :ENDVOL;]
JR1=(IRL-2)/NZ;
JR=JR1+1; "CYLINDER INDEX (1 THRU IRADII)"
JZ=IRL-1-JR1*NZ; "LOWER PLANE INDEX (2 THRU NZ-1)"
```

```
BIGH=PCOORD(3,JZ+1)-PCOORD(3,JZ);
```

```
IF(JR.EQ.1) [CYRLO2=0.0; "INNER CYLINDER"]
ELSE [CYRLO2=CYRAD2(JR-1); "CYLINDRICAL SHELL"]
VOL(IRL)=PI*(CYRAD2(JR)-CYRLO2)*BIGH;
```

```
:ENDVOL:
```

```
OUTPUT IRL,MED(IRL),VOL(IRL),IRDISC(IRL);
(' IRL=',I3,5X,'MED=',I3,5X,'VOL=',G15.5,5X,'IRDISC=',I2);
"END OF VOLUME CALCULATION"]
```

"-----"

"STEP 5 INITIALIZATION-FOR-AUSGAB

"

"-----"

DO I=1,\$EBIN [EBIN(I) = 0.0;] "ZERO SCORING ARRAY BEFORE STARTING"

BWIDTH = 0.0003; "ENERGY SPECTRUM WILL HAVE 0.3 KEV WIDTH"

"-----"

"STEP 6 DETERMINATION-OF-INCIDENT-PARTICLE-PARAMETERS

"

"-----"

"DEFINE INITIAL VARIABLES FOR EIN MEV PHOTONS GENERATED IN THE
SOURCE"

```
NCASE=1000000;
```

```
IQIN=0; "INCIDENT CHARGE - PHOTONS"
```

```
$RANDOMSET XX1;
```

```
WTIN=1.0; "WEIGHT=1 SINCE NO VARIANCE REDUCTION USED"
```

"In Step 6 after definition of number of histories"

"modified from here pnj 1.8.2000 AND MH 7.2.01 and MH 9/3/2001"

```

IBRANCH=1;
WHILE(BRANCH(IBRANCH)> 0.0) [

NCASEB  =  IFIX(BRANCH(IBRANCH)*FLOAT(NCASE)/100.0);      "INITIATE
BRANCH NCASE TIMES "
OUTPUT IBRANCH, NCASEB;
(/ New Cascade Branch in Eu-152 EC decay: NCASE for branch', I4,' = ',I8);

IING=0; IINX=0;

DO I=1,NCASEB [EHIST = 0.0;      "ZERO ENERGY DEPOSITED IN THIS HISTORY
"

"INITIALIZE BRANCH"

IGAMMA=2; "IGAMMA=1 is the beta branch for expansion"

"GENERATE POSITION for whole decay to occur"

XIN=0.0; "DUE TO SYMMETRY IGNORE THIS DEGREE OF FREEDOM"
$RANDOMSET XX1;
YIN=0.0;
IF XX1.NE.0.0 [YIN= R1*SQRT(XX1);]
IRIN=4; "START IN THE SOURCE REGION FIRST GUESS"

$RANDOMSET XX1;
ZIN=PCOORD(3,3)+P3*XX1;

WHILE (NBRGAM(IBRANCH, IGAMMA) >0) [
EIN= EGAMMA(NBRGAM(IBRANCH, IGAMMA));

IF(I.EQ.NCASEB) OUTPUT EGAMMA(NBRGAM(IBRANCH, IGAMMA));
(' EGAMMA in this branch = ',F8.5);

$RANDOMSET XX1;
G3PROB=GAMMA(NBRGAM(IBRANCH, IGAMMA),3);
IF(XX1.GE.G3PROB) [

"GAMMA OR K Ionisation GENERATED"

XX1=XX1-G3PROB;
G2PROB=GAMMA(NBRGAM(IBRANCH, IGAMMA),2);
IF(XX1.GE.G2PROB) [

"GAMMA GENERATED"

NEWDIR=0;
LOOP [
$RANDOMSET XX1;

```



```

$RANDOMSET XX2;
$RANDOMSET XX3;
XX1=2.0*XX1-1.0;      "NEW DIRECTION"
XX2=2.0*XX2-1.0;
XX3=2.0*XX3-1.0;
XX12=XX1*XX1;XX22=XX2*XX2;XX32=XX3*XX3;XX42=XX12+XX22+XX32;
"OUTPUT XX1,XX2,XX3,XX4; (G15.6,X,G15.6,X,G15.6,X,G15.6);"
IF XX42<1.0 [NEWDIR=1;XX4=SQRT(XX42);]
] WHILE NEWDIR=0;

UIN=XX1/XX4;
VIN=XX2/XX4;
WIN=XX3/XX4;

CALL SHOWER(IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN,IRIN,WTIN);

IING=IING+1;]
ELSE [

"K IONISATION "

IF(XX1.LT.(1.0-AEK)*G2PROB) [

IF(XX1.LT.(G2PROB*XIKA1)) [EIN=EKA1;]
ELSE [XX1=XX1-G2PROB*XIKA1; IF(XX1.LT.(G2PROB*XIKA2)) [EIN=EKA2;]
ELSE [XX1=XX1-G2PROB*XIKA2; IF(XX1.LT.(G2PROB*XIKB1)) [EIN=EKB1;]
ELSE [XX1=XX1-G2PROB*XIKB1; IF(XX1.LT.(G2PROB*XIKB2)) [EIN=EKB2;]
ELSE [XX1=XX1-G2PROB*XIKB2; IF(XX1.LT.(G2PROB*XIKB3))
[EIN=EKB3;]
ELSE [OUTPUT; ('Bad KX allocation'); EIN=EKA1;];];];];

NEWDIR=0;
LOOP [
$RANDOMSET XX1;
$RANDOMSET XX2;
$RANDOMSET XX3;
XX1=2.0*XX1-1.0;      "NEW DIRECTION"
XX2=2.0*XX2-1.0;
XX3=2.0*XX3-1.0;
XX12=XX1*XX1;XX22=XX2*XX2;XX32=XX3*XX3;XX42=XX12+XX22+XX32;
"OUTPUT XX1,XX2,XX3,XX4; (G15.6,X,G15.6,X,G15.6,X,G15.6);"
IF XX42<1.0 [NEWDIR=1;XX4=SQRT(XX42);]
] WHILE NEWDIR=0;

UIN=XX1/XX4;
VIN=XX2/XX4;
WIN=XX3/XX4;

CALL SHOWER(IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN,IRIN,WTIN);];

```

```

IINX=IINX+1;];
];
IGAMMA=IGAMMA+1;]; "END OF NBRGAM LOOP    pnj 1.8.2000"

"-----"
"STEP 71  energy deposit after whole branch finished "
"-----"

"INCREMENT BIN CORRESPONDING TO  ENERGY DEPOSITED IN THIS
HISTORY "
IBIN= MIN0 (IFIX(EHIST/BWIDTH + 0.999),$EBIN);
IF(IBIN.NE.0) [EBIN(IBIN)=EBIN(IBIN)+1;];

]; "END OF NCASEB LOOP"

OUTPUT IING, IINX;
(' Gammas and X-rays in this branch = ',I10, I10); " pnj 1.8.2000"

;IBRANCH=IBRANCH+1;]; "END OF BRANCH"

"-----"
"STEP 8  OUTPUT-OF-RESULTS                                "
"-----"
"PICK UP MAXIMUM BIN FOR NORMALIZATION                                "
BINMAX=0.0; DO J=1,$EBIN [BINMAX=MAX(BINMAX,EBIN(J));]
OUTPUT EIN;
('0RESPONSE FUNCTION/' FOR ISOTROPIC',F8.2,' MeV EMITTED',
' PHOTONS ON A',F8.3,' cm RADIUS CYLINDRICAL Ge DETECTOR'/
T6,'ENERGY  COUNTS/INCIDENT PHOTON');

DO J=1,48 [LINE(J)=' ';] "BLANK ENTIRE OUTPUT ARRAY"
DO J=1,$EBIN [ICOL=IFIX(EBIN(J)/BINMAX*48.0+0.999);
IF(ICOL.EQ.0) ICOL=1;
LINE(ICOL)='*'; "LOAD OUTPUT ARRAY AT DESIRED LOCATION"
OUTPUT BWIDTH*J,EBIN(J)/FLOAT(NCASE),LINE;
(F10.3,F12.6,48A1); LINE(ICOL)=' '; "REBLANK"]

"-----"
" END of the program "
"-----"
STOP;END;

%E
"*****"
"
SUBROUTINE AUSGAB(IARG);
"
" In this AUSGAB routine, we score the energy deposited      "
" in the detector region, regions 7,15,16,23,24 , but not the  "

```

```

" source regions 2,10 or cryostat regions 4,12,20 or deadlayer 6,14,22"
"
" For IARG=0, an electron or photon step is about to occur and we "
" score the energy deposited, if any. Note that only electrons "
" deposit energy during a step, which only happens in some regions "
" so we must check "
" For IARG=1,2 and 4, particles have been discarded for falling below "
" various energy cutoffs and all their energy is deposited locally "
" (in fact EDEP = particles kinetic energy). "
" For IARG=3, the particle is "
" in a discard region, so we do not score its energy "
"
" EHIST keeps track of the total energy deposited during each "
" history. In the main routine it is zeroed at the start of each "
" history and binned at the end of each history. "
"
"*****"

;COMIN/EPCONT,SCORE/; "WE USE EDEP FROM EPCONT AND EHIST FROM
SCORE "
COMIN/STACK/;

IRL=IR(NP);
" IQLL=IQ(NP); ELL=E(NP); XLL=X(NP); YLL=Y(NP); ZLL=Z(NP); "
" ULL=U(NP); VLL=V(NP); WLL=W(NP); "
" OUTPUT IARG, IRL; ('0 AUSGAB - IARG, IRL', I5,2X,I5); "
" OUTPUT IQLL,ELL,XLL,YLL,ZLL,ULL,VLL,WLL; "
" ('0Q E X Y Z U V W',1X,I2,7(F7.4,1X)); "
IF(IARG.LE.2 .OR. IARG.EQ.4) [ "NOT A DISCARD REGION"

IF(IRL.GE.10.AND.IRL.LE.12) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.29.AND.IRL.LE.31) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.48.AND.IRL.LE.50) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.67.AND.IRL.LE.71) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.86.AND.IRL.LE.90) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.105.AND.IRL.LE.109) [EHIST=EHIST + EDEP;];
IF(IRL.GE.124.AND.IRL.LE.128) [EHIST=EHIST + EDEP;];
]
" OUTPUT EHIST, EDEP; ('0 REGION 7 EHIST, EDEP ', F8.4, 2X, F8.4); "

RETURN;END;"END OF AUSGAB"

"*****"
" STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE HOWFAR;
" EGS4 SUBPROGRAM - 29 NOV 1985/1700"
"*****"
;COMIN/CYLDTA,DEBUG,EPCONT,PLADTA,STACK,USER/;

```



```

" plane is not hit, or if the trajectory is parallel).      "
"-----"
"  NPL1  = ID number assigned to plane called first (input)  "
"  NRG1  = ID number assigned to region particle trajectory  "
"          will lead into                                     "
"  ISD1  = 1 normal points towards current region (input)  "
"          = -1 normal points away from current region (input)  "
"  NPL2  = Same (but for plane called second)                "
"  NRG2  = Same (but for plane called second)                "
"  ISD2  = Same (but for plane called second)                "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
"       EGS4 Code System (see file EGS4MAC).                    "
"-----"
;COMIN/DEBUG/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC              "

CALL PLANE1(NPL1,ISD1,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) ["HITS FIRST PLANE"
  CALL CHGTR(TVAL,NRG1); "CHANGE REGION IF NECESSARY"]
ELSEIF(IHIT.EQ.0) ["HEADING AWAY FROM FIRST PLANE, MAY HIT SECOND"
  CALL PLANE1(NPL2,ISD2,IHIT,TVAL);
  IF(IHIT.EQ.1) [CALL CHGTR(TVAL,NRG2); "CHANGE REGION IF
NECESSARY"]]
ELSEIF(IHIT.NE.2) [OUTPUT NPL1,NRG1,NPL2,NRG2,IHIT;
(' STOPPED IN SUBROUTINE PLAN2P WITH NPL1,NRG1,NPL2,NRG2=',
4I6,/, ' AND WITH IHIT=',I6); STOP;]
"ELSE PARTICLE TRAVELING PARALLEL TO PLANES IN ORIGINAL REGION"

RETURN;
"END OF SUBROUTINE PLAN2P" END;
%E
"*****"
"          STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE PLANE1(NPLAN,ISIDE,IHIT,TVAL);
"          VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
"  AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE
SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - A plane is defined relative to a coordinate system "
" by means of a point on its surface (PCOORD-array) and a unit "
" vector normal to its surface (PNORM-array). Both PCOORD and "
" PNORM are defined in COMMON/PLADTA/ by means of a macro in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). The user must assign "
" appropriate values to PCOORD and PNORM in the User Code.      "
"          "
" PLANE1 is called whenever the user wants to determine:      "
" a) whether or not the straight trajectory of a particle at "
" (X,Y,Z) traveling with direction cosines (U,V,W) inter- "

```

```

"      sects a plane, and (if it does)          "
"      b) what is the trajectory distance.      "
"-----"
"      NPLAN = ID number assigned to plane (input)      "
"      ISIDE = 1 normal points towards current region (input)  "
"              = -1 normal points away from current region (input)  "
"      IHIT = 1 trajectory will strike plane (output)      "
"              = 2 trajectory parallel to plane (output)      "
"              = 0 trajectory moving away from plane (output)      "
"      TVAL = distance to plane (when IHIT=1) (output)      "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
"       EGS4 Code System (see file EGS4MAC).                "
"-----"
;COMIN/DEBUG,PLADTA,STACK/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC      "

UDOTA=PNORM(1,NPLAN)*U(NP)+PNORM(2,NPLAN)*V(NP)+PNORM(3,NPLAN)
*W(NP);
UDOTAP=UDOTA*ISIDE;
IF(UDOTA.EQ.0.0) [IHIT=2; "TRAVELING PARALLEL TO PLANE"]
ELSEIF(UDOTAP.LT.0.0) [IHIT=0;"TRAVELING AWAY FROM PLANE"]
ELSE [
IHIT=1; "TRAVELING TOWARDS PLANE---DETERMINE DISTANCE"
TNUM=PNORM(1,NPLAN)*(PCOORD(1,NPLAN)-X(NP))
      +PNORM(2,NPLAN)*(PCOORD(2,NPLAN)-Y(NP))
      +PNORM(3,NPLAN)*(PCOORD(3,NPLAN)-Z(NP));
TVAL=TNUM/UDOTA;]

RETURN;
"END OF SUBROUTINE PLANE1" END;
%E
"*****"
"              STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE CHGTR(TVALP,IRNEWP);
"              VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
"  AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE
SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - The purpose of CHGTR is to change USTEP to TVALP  "
" and IRNEW to IRNEW if and when USTEP is larger than TVALP.    "
" (Both USTEP and IRNEW are available in COMMON/EPCONT/).        "
"-----"
"  TVALP = Straight trajectory distance to a boundary surface  "
"  IRNEWP = New region that particle may possibly go into      "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
"       EGS4 Code System (see file EGS4MAC).                    "
"-----"

```

```
;COMIN/DEBUG,EPCONT/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC      "
```

```
IF(TVALP.LE.USTEP) [USTEP=TVALP; IRNEW=IRNEW];]  
RETURN;
```

```
"END OF SUBROUTINE CHGTR"  END;  
%Q1  
%E
```





Building-up a code for the purpose of TRUE coincidence summing correction in gamma-ray spectrometry with EGS4

Necati Celik ^{a,*}, Duygu Altin ^{a,b}, Ugur Cevik ^b

^a Gümüşhane University, Department of Physics Engineering, 29100 Gümüşhane, Turkey

^b Karadeniz Technical University, Department of Physics, 61080 Trabzon, Turkey

HIGHLIGHTS

- A code was created for the purpose of true coincidence summing correction for ^{134}Cs .
- The created code was implemented in EGS4 for calculations.
- Correction factors were determined for nine different energies using an HPGe detector.
- Different source–detector distances were considered.
- The calculated results were successfully validated by an empirical method.

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 April 2015

Received in revised form

28 May 2015

Accepted 1 July 2015

Available online 3 July 2015

Keywords:

Monte Carlo

EGS4

True coincidence summing correction

^{134}Cs

ABSTRACT

In the presented study, a code was created for the purpose of true coincidence summing (TCS) correction factors for ^{134}Cs . The created code was implemented in EGS4 Monte Carlo simulation package. TCS factors were determined for nine different energies for different detector–source geometries. The calculated results were successfully validated by an empirical method using a point ^{134}Cs radioactive source and a p-type HPGe detector having 55% relative efficiency. Although the code created gives TCS factors only for ^{134}Cs , the technique presented can be used to obtain the factors for any radionuclide used in gamma-ray spectrometry.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

In gamma-ray spectrometry, coincidence summing corrections are generally required to determine accurate efficiency calibrations and to get reliable quantitative analysis results from sample measurements especially in close sample–detector geometries (Debortin and Helmer, 1988). Some specific codes were developed for coincidence summing corrections such as KORSUM at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Debortin and Schotzig, 1979) and CORCO at the Laboratoire National Henri Becquerel (Morel et al., 1983). These pioneering works were followed by new developments: Monte Carlo simulation was used by Decombaz (Decombaz et al., 1992) for coincidence summing correction. Later the correction factors were determined with a mixture of Monte Carlo simulation for computing efficiencies and numerical

computation of the corrective factors (Sima and Arnold, 2000; Haase et al., 1993). Furthermore, different practical approaches were developed by a number of authors such as Solc et al. (in press), Xie et al. (2014), Sahiner and Meric (2014), Tomatchino and Rizzo (2011), Jutier et al. (2007) and Vidmar and Korun (2006).

In the current work a code which is written in Mortran was developed for the purpose of determination of True Coincidence Summing (TCS) correction factors for ^{134}Cs . Although the code gives the results only for ^{134}Cs , the technique introduced can be used to determine TCS correction factor for any gamma-ray emitting radionuclides in cascade.

2. Definitions

In the decay process of a radionuclide, several events take place sequentially in time. Most of the time, a first nuclear decay event such as beta decay, alpha decay or electron capture is followed by rearrangement in the daughter nucleus. This rearrangement is

* Corresponding author. Fax: +90 4562337427.

E-mail address: necati.celik@gumushane.edu.tr (N. Celik).

obtained through one or more transitions with actual gamma-ray emission or internal conversion until the nuclear ground state of the daughter nucleus is reached.

The direct transition probability from initial level (i) to final level (f) can be expressed as follows:

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{T_{i \rightarrow f}}{\sum_k T_{i \rightarrow k}} \quad (1)$$

where $P_{i \rightarrow f}$ is the direct transition probability from initial level to final level and $T_{i \rightarrow f}$ is the intensity of that transition. Here k represents an energy level lower than i . The intensity of a nuclear transition is the sum of three terms corresponding to three paths. The first path applies to γ -ray emission, the second path corresponds to X-ray emission from internal conversion, and the third case is relevant when no photon is emitted. The γ -ray emission from pair production is not considered here. The direct transition probability can then be written as

$$P_{i \rightarrow f} = P_{i \rightarrow f}^{\gamma} + P_{i \rightarrow f}^X + P_{i \rightarrow f}^0 \quad (2)$$

These three terms are: γ -ray emission, the internal conversion coefficients and the fluorescence yields. As ^{134}Cs disintegration starts with β^- emission one transition must be defined for each energy level and the transition probability must be set to the actual probability of β^- decay to this energy level targeted in the initial disintegration act. In this decay mode, it must be considered that no detectable particle emission happens during the initial decay reaction. This transition is considered as undetectable emission path only. As a result the probabilities of γ -emission and X-ray emission are zero for these transitions.

If transitions occur from the highest energy level to the ground level, the probability is expressed as:

$$P_{n \rightarrow 0}^{\text{all}} = \sum_{p=1}^n P_{n \rightarrow n-p} P_{n-p \rightarrow 0}^{\text{all}} \quad (3)$$

Here n is the number of energy levels numbered by integers in

the increased order starting at 0 for the ground level, $P_{n \rightarrow n-p}$ is the probability of direct transition from level n to level $n-p$ and $P_{n-p \rightarrow 0}^{\text{all}}$ is the probability for the nuclide to go from level $n-p$ to ground level by all possible paths. A more detail of the definitions can be found in Jutier (Jutier et al., 2007).

3. The CS-134 decay scheme

^{134}Cs has a half-life of 2.0652 years. It is produced both directly as a fission product and via neutron capture from nonradioactive ^{133}Cs , which is a common fission product. In a thermal reactor, it has a low fission product yield. ^{134}Cs disintegrates 99.9997% via β^- disintegration to five excited levels and to the ground state of ^{134}Ba .

The decay scheme of ^{134}Cs is presented in Fig. 1. In Fig. 1, ^{134}Cs disintegrates to five excited states with their energies and a stable state of ^{134}Ba by β^- emission. Beta emissions are denoted by $b_1, b_2, \dots, b_5$ together with their emission probabilities. Gamma emissions following beta emissions are denoted by $g_1, g_2, \dots, g_{12}$.

4. Input data of an EGS4 code.

The γ transition probability (P_g) is given:

$$P_g = P_\gamma + P_{ce} \quad (4)$$

Here, P_γ and P_{ce} are γ and conversion electron emission probabilities, respectively.

Internal conversion coefficient of the electron in the K shell is defined as in the following:

$$\alpha_K = \frac{P_{ceK}}{P_\gamma} \quad (5)$$

where P_{ceK} and P_γ are the K conversion electron emission and γ -ray emission probabilities, respectively. The following quantities

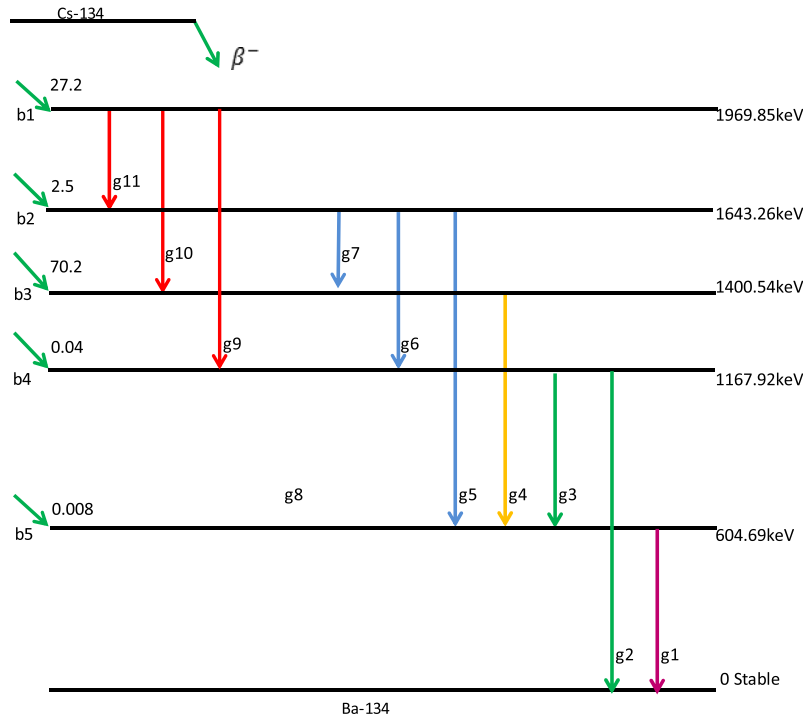


Fig. 1. Decay scheme of ^{134}Cs .

Table 1
Gamma transitions and internal conversion data taken from [Nucleide 2000](#).

Gamma emissions	Energy (keV)	Gamma intensity (%)	Electron conversion coefficients			Gamma transition probabilities		
			α_t	α_K	α_L	P_g	P_{ceK}	P_{other}
g ₁	604.69	98.21	5.90E–03	4.94E–03	7.20E–04	0.99413	3.56E–06	5.86E–03
g ₂	1167.92	1.794	1.31E–03	1.12E–03	1.40E–04	0.99,869	1.57E–07	1.31E–03
g ₃	563.23	8.44	7.30E–03	6.10E–03	9.00E–04	0.99,275	5.49E–06	7.24E–03
g ₄	795.84	85.78	3.00E–03	2.58E–03	3.50E–04	0.99,701	9.03E–07	2.99E–03
g ₅	1038.555	0.993	1.80E–03	1.57E–03	2.10E–04	0.99,820	3.3E–07	1.80E–03
g ₆	475.34	1.52	1.14E–02	9.50E–03	1.46E–03	0.98,873	1.39E–05	1.13E–02
g ₇	242.8	0.023	8.70E–05	7.22E–05	1.20E–05	0.99,991	8.66E–10	8.70E–05
g ₈	1365.16	3.018	9.60E–04	8.20E–04	1.00E–05	0.99,904	8.2E–09	9.59E–04
g ₉	801.93	8.73	3.00E–03	2.54E–03	3.40E–04	0.99,701	8.64E–07	2.99E–03
g ₁₀	569.32	15.54	9.60E–03	8.20E–03	1.04E–03	0.99,049	8.53E–06	9.50E–03
g ₁₁	326.5	0.0145	3.67E–05	3.10E–05	4.70E–06	0.99,996	1.46E–10	3.67E–05

are similarly defined:

$$\alpha_L = \frac{P_{ceL}}{P_\gamma} \text{ with } \alpha_L = \alpha_{L1} + \alpha_{L2} + \alpha_{L3} \quad (6)$$

The total conversion coefficient is

$$\alpha_t = \alpha_K + \alpha_L + \dots = \frac{P_{ce}}{P_\gamma} \quad (7)$$

P_{ce} is the total conversion electron emission probability for the related transition. Based on Eqs. (4)–(7) the following formulas can be written:

$$P_{ce} = \frac{\alpha_t}{1 + \alpha_t} P_g, \quad P_\gamma = \frac{P_g}{1 + \alpha_t} \quad (8)$$

Using the data from [Nucleide 2000](#) software ([Nucleide 2000](#)) and the formulas given above, [Table 1](#) was created.

5. Determination of transition paths

Transition paths were determined starting from the highest energy level (b₁, $E = 1969.85$ keV). All the possible paths were determined and taken into account. First, ^{134}Cs decays by β^- emission to the highest energy level (1969.85 keV) of ^{134}Ba and no other transitions are possible for this case, this is shown by b₁ in [Table 2](#). There are two possibilities for ^{134}Cs to disintegrate to the energy level of 163.26 keV: by a β^- emission (b₂) or by b₁ emission followed by a gamma emission (g₉). These two possibilities are shown as b₂ and b₁g₉ in [Table 2](#). Similarly there are four possibilities for ^{134}Cs to disintegrate to ^{134}Ba energy level of 1400 keV which are b₃, b₂g₆, b₁g₉g₆ and b₁g₁₀ as shown in [Table 2](#). The same procedure was applied to other energy levels and all possible decay paths were determined and their emission probabilities were calculated.

Transition probabilities of β^- emissions are taken from [Table 1](#). If β^- emissions are followed by gamma emission/s the transition probability is calculated as indicated by Eq. (1). For example, the transition probability of b₁g₉g₆ is $P_{g6}/(P_{b2} + P_{b1g9})$. Here, P_{g6} are taken from [Table 2](#). The same procedure was applied to all possible paths and [Table 2](#) are created.

The transitions we are interested in are the ones that end up to the ground state of ^{134}Ba . The transition probabilities of these transitions together with the steps are presented in [Table 3](#).

6. Building up an EGS4 code

Number of branches and corresponding transition probabilities presented in [Table 3](#) are implemented in EGS4 code as in the

Table 2
Possible transition paths and their probabilities.

Beta (b)	Gamma (g)	Excited state energy (keV)	Decay path	Probability (%)
1		1969.26	b ₁	27.2
2		1643.26	b ₂	2.5
	11		b ₁ g ₁₁	0.014500532
3		1400.54	b ₃	70.2
	7		b ₁ g ₁₁ g ₇	0.000132647
	10		b ₁ g ₁₀	15.689184
	7		b ₂ g ₇	0.022869354
4		1167.92	b ₄	0.04
	6		b ₁ g ₁₁ g ₆	0.008865408
	9		b ₁ g ₉	8.75619
	6		b ₂ g ₆	1.528462592
5		604.69	b ₅	0.008
	4		b ₁ g ₁₁ g ₇ g ₄	0.00013284
	3		b ₁ g ₁₁ g ₆ g ₃	0.007293766
	5		b ₁ g ₁₁ g ₅	0.005736705
	4		b ₁ g ₁₀ g ₄	15.71203948
	3		b ₁ g ₉ g ₃	7.203909644
	8		b ₁ g ₈	3.02089728
	4		b ₂ g ₇ g ₄	0.022902669
	3		b ₂ g ₆ g ₃	1.257499712
	5		b ₂ g ₅	0.989050695
	4		b ₃ g ₄	70.30226501
	3		b ₄ g ₃	0.032908878
	1	0	b ₁ g ₁₁ g ₇ g ₄ g ₁	0.000133146
	1		b ₁ g ₁₁ g ₆ g ₃ g ₁	0.00731055
	2		b ₁ g ₁₁ g ₆ g ₂	0.001541138
	1		b ₁ g ₁₁ g ₅ g ₁	0.005749905
	1		b ₁ g ₁₀ g ₄ g ₁	15.74819443
	1		b ₁ g ₉ g ₃ g ₁	7.220486549
	2		b ₁ g ₉ g ₂	1.52215181
	1		b ₁ g ₈ g ₁	3.027848662
	1		b ₂ g ₇ g ₄ g ₁	0.02295537
	1		b ₂ g ₆ g ₃ g ₁	1.260393343
	2		b ₂ g ₆ g ₂	0.265703702
	1		b ₂ g ₅ g ₁	0.991326598
	1		b ₃ g ₄ g ₁	70.46403744
	1		b ₄ g ₃ g ₁	0.032984604
	2		b ₄ g ₂	0.006953489
	1		b ₅ g ₁	0.008018409

following: There a total of 16 branches however we only give some examples in order to save the space.

BRANCH(1)=0.000133;
BRANCH(2)=0.007311;
BRANCH(3)=0.001541;
BRANCH(17)=−1.0.

All the possible paths of gamma transitions were introduced in the code. There are 22 branches as shown in [Table 3](#). These

Table 3

Steps and transition probabilities of possible gamma transitions that end up to the ground state of ^{134}Ba .

Transition paths	Steps					Probability (%)	Branch
$b_1g_{11}g_7g_4g_1$	1	11	7	4	1	0.000133146	1
$b_1g_{11}g_6g_3g_1$	1	11	6	3	1	0.00731055	2
$b_1g_{11}g_5g_1$	1	11	5	1		0.001541138	3
$b_1g_{11}g_6g_2$	1	11	6	2		0.005749905	4
$b_1g_{10}g_4g_1$	1	10	4	1		15.74819443	5
$b_1g_9g_3g_1$	1	9	3	1		7.220486549	6
$b_1g_9g_2$	1	9	2			1.52215181	7
$b_1g_8g_1$	1	8	1			3.027848662	8
$b_2g_7g_4g_1$	2	7	4	1		0.02295537	9
$b_2g_6g_3g_1$	2	6	3	1		1.260393343	10
$b_2g_6g_2$	2	6	2			0.265703702	11
$b_2g_5g_1$	2	5	1			0.991326598	12
$b_3g_4g_1$	3	4	1			70.46403744	13
$b_4g_3g_1$	4	3	1			0.032984604	14
b_4g_2	4	2				0.006953489	15
b_5g_1	5	1				0.008018409	16

branches have different steps and these should be implemented like some examples given in the following:

NBRGAM(1,1)=1;
 NBRGAM(1,2)=11;
 NBRGAM(1,3)=7;
 NBRGAM(16,2)=1.

The transition probabilities of γ -ray emission and X-ray emission from internal conversion are determined like some examples given as follows (see Table 1):

GAMMA(1,1)=0.994134606;
 GAMMA(1,2)=35568E-06;
 GAMMA(1,3)=0.0058618374;
 GAMMA(11,3)=0.0000366985.

The first probability is γ -ray emission probability following a beta emission to one of the excited levels of ^{134}Ba , this is shown by GAMMA(1,1)= 0.994046; the second probability is a gamma emission following by K shell electron conversion and this is shown by GAMMA(1,2)=0.001768 and finally the third probability is a gamma emission following by L and M shell electron conversions and this is shown by GAMMA(1,3)= 0.0058618374.

All gamma energies are also implemented in MeV as follows. Again only some examples are given. K X-ray energies and their intensities are also implemented in the code.

EGAMMA(1)=0.60469;
 EGAMMA(2)=1.16792;
 EGAMMA(3)=0.56323;
 EGAMMA(11)=0.3265.

7. Program run

To determine the full energy peak efficiencies for the purpose

of TCS, a detector model has to be constructed, the parameters of which are taken from the manufacturer's data sheet (see Table 4). Simplified drawing of the models used for Monte Carlo simulations are shown in Fig. 2. The Z-axis indicated is the axis around which there is a cylindrical symmetry. The model consists of 324 ring-shaped regions. All the photons created initially and the secondary particles are tracked along their paths in the regions as a result of physical processes taken into account. Each particle history, from its generation to full dissipation of its energy is stored in the region of interest, in our case in Ge crystal. The drawings show the crystal, the crystal dead layer, the detector window and lead shield surrounding the detector. The space between the window and the crystal dead layer was supposed to be vacuumed. The material of the crystal and the dead layer is assumed to be germanium.

RANLUX random number generator was used with PRESTA version of EGS4 (Nelson and Hirayama, 1985) code as it was shown to produce relatively better distribution and longer period (Gasparro et al., 2008).

For the model executed with EGS4 (Nelson and Hirayama, 1985), the efficiency was divided into 10.010 energy bins, each one having a width of 0.3 keV. This number bins was chosen in order to have a few bins above the highest energy used in order to check for rounding errors in the calculations.

The simulations do not take into account cosmic rays or background sources of radioactivity which contribute to peaks that occur in experimental data. In addition, the broadening due to electronic noise and the statistics of ion-pair production is not included.

Energies given in the model for simulation were chosen to be always 10 eV below an integer value in order to avoid having an energy lying just at the end of a bin as this gives rounding errors leading to a non-negligible number of event scored in the following channel.

8. Determination of TRUE coincidence summing factors

TCS correction factors were determined by the following formula:

$$CF = \frac{\epsilon_{nocs}}{\epsilon_{cs}} \quad (9)$$

The code was run twice for each energy value to obtain results with and without coincidence. Where, ϵ_{nocs} is the efficiency of the corresponding energy with no coincidence effect taken into account and ϵ_{cs} is the efficiency with coincidence summing effect taken into account.

The uncertainties associated with efficiencies are statistical uncertainties and the uncertainties of the cross-sections used by the program. We chose a sufficient number of photons so that statistical uncertainty is less than 1% for all the photon energies. It was sufficient to generate of the order of 10^7 primary photons. The uncertainty associated to the approximations made in the cross-section data is generally accepted to be around 2%. Therefore the total uncertainty in our calculated gamma detection efficiency values is expected to be around 3%.

TCS correction factors were calculated based on the simulation

Table 4

Detector used for experimental measurements and its parameters used for Monte Carlo simulations.

Type	Crystal Diameter	Crystal to endcap distance	Entrance window	Crystal length	Hole diameter	Hole depth	Ge front dead-layer thickness	Relative efficiency
p	62.7 mm	4 mm	Al (1 mm)	43.6 mm	10.3 mm	30.7 mm	0.03 mm	55%

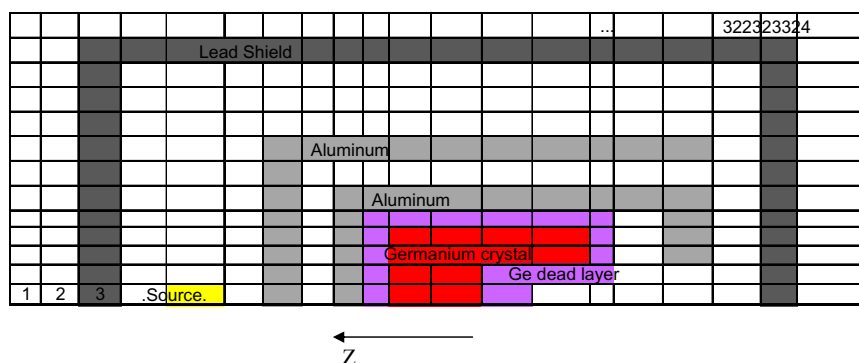


Fig. 2. Detector model used in Monte Carlo simulation.

Table 5

Calculated correction factors for different energies and different source–detector distances.

Energy (keV)	CF							
	0 mm	20 mm	40 mm	60 mm	80 mm	100 mm	200 mm	300 mm
604.69	1.409	1.143	1.062	1.040	1.028	1.028	1.023	1.020
1167.92	0.758	0.774	0.860	0.895	0.933	0.940	0.977	0.997
563.23	1.745	1.217	1.105	1.092	1.081	1.020	1.016	0.988
795.84	1.418	1.137	1.057	1.043	1.032	1.014	0.991	0.991
1038.56	1.226	1.124	1.123	1.117	1.117	1.095	1.094	1.067
475.34	1.580	1.127	1.108	1.106	1.105	1.087	1.084	1.020
1365.16	0.668	0.793	0.818	0.819	0.907	0.918	0.979	1.053
801.93	1.709	1.198	1.121	1.090	0.998	0.997	0.999	1.010
569.32	1.753	1.210	1.075	1.049	1.029	1.019	1.014	1.000

for a point source. The results are presented in Table 5. The correction factors were calculated for different source–detector distances: ranging from 0 (directly on endcap) to 300 mm. The correction factors vary from 0.668 to 1.758 for 0 mm from the endcap; from 0.991 to 1.067 for 300 mm from the endcap and different values in between for other source–detector distances. It is seen from Table 5 that correction factors approach unity with increasing source–detector distance. This behavior is clearly seen in Fig. 3 which can be explained by the angular correlation of photons emitted. When a point source is placed close to the detector, the solid angle subtended by the detector is large (efficiencies are high) and the angular correlation can be considered to induce small corrections on efficiencies. Therefore the TCS corrections are also high. In contrast, when a point source is placed far from the detector, the efficiencies are small and so are the TCS corrections.

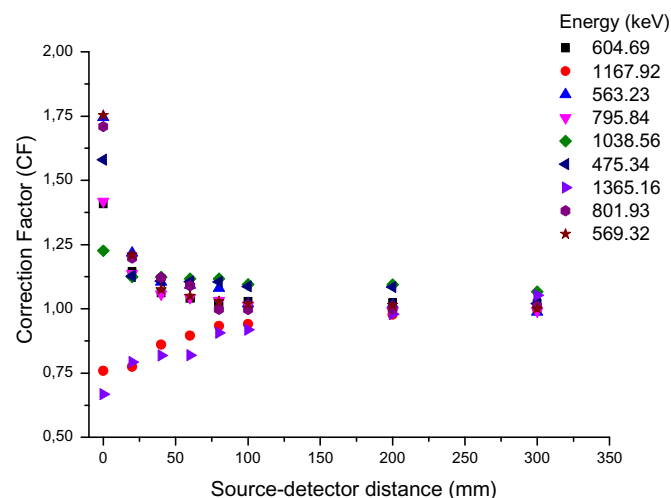


Fig. 3. Change of correction factors with source–detector distance.

9. Verification of the code

In order to validate the code, we have chosen an empirical method which was introduced by Lerate et al. (1997) in order to obtain TCS correction factors. The method is summarized below:

In this method the summing correction for energy E_i can be expressed as

$$k_i = \frac{N_i^R}{N_i^M} f(E_i) \quad (10)$$

where N_i^R is the count rate of the full energy peak for a reference geometry in which no summing correction is needed. This geometry is obtained by putting the point source far away from the detector (in our case it is put at 300 mm away from the detector endcap), N_i^M is the count rate of the full energy peak of the measurement geometry. $f(E_i)$ is an energy dependent function that can be written as a ratio of between total efficiencies.

$$f(E_i) = \frac{\varepsilon_M(E_i)}{\varepsilon_R(E_i)} \quad (11)$$

The function $f(E_i)$ has to be determined without summing correction problem. Experimental determination of this function is tedious and time consuming as it requires preparing mono-energetic point-like sources. Instead, we determined this function by Monte Carlo simulation using the energies 400, 500, 600, 800, 1000 and 1500 keV. These energy values are chosen as to avoid coincidence summing problem and to cover the energy range under consideration. The calculated function $f(E_i)$ is shown in Fig. 4 with the interpolation equation and correlation coefficient. It should be taken into account that for a good total efficiency calculation, the parameters of the detector (dead layer thickness, active volume, etc.) should be very well determined. We changed the radius of the detector by 10 mm, as a result the total efficiency for 600 keV changed by 43%. However, the function $f(E)$ changed by only 2% as numerator and denominator changes in the same

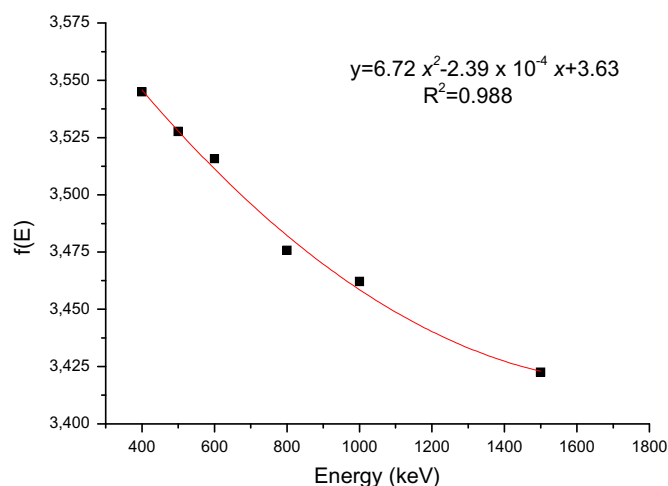


Fig. 4. The function $f(E)$ obtained by Monte Carlo simulation.

Table 6

Correction factors obtained by Monte Carlo (CF^{MC}) calculation and the empirical method (CF^{Exp}) for 40 mm source–detector distance.

Energy (keV)	CF^{MC}	CF^{Exp}	Relative diff. (%)
475.34	1.108	1.105	– 2.25
563.23	1.105	1.127	2.46
569.32	1.075	1.089	1.32
604.69	1.062	1.113	– 0.79
795.84	1.057	1.084	1.63
801.93	1.121	1.114	1.42
1038.555	1.123	1.098	– 1.28
1167.92	0.860	0.910	1.63
1365.16	0.818	0.905	– 1.67

way in Eq. (11) so that errors are compensated. We used the detector parameters (active volume, dead layer thickness, etc.) tabulated by the manufacturer. As a result of our calculations, we can conclude that even the parameters given by the manufacturer are not the exact parameters as the real ones, the function $f(E)$ is still valid.

The count rates in Eq. (10) were determined experimentally by using 10.06 μCi point ^{134}Cs radioactive source. The radioactive point source was placed at 40 mm and 300 mm away from the detector endcap. The former and the latter distances are measuring and reference distances, respectively. The measuring time was chosen high enough in order to reach a good statistics for all the gamma lines emitted by ^{134}Cs (less than 1% uncertainty, 18,000 s). The function $f(E)$ for each energy values of ^{134}Cs was obtained using the interpolation function shown in Fig. 4, and then the correction factors were determined by Eq. (10).

Correction factors obtained with the current code and the empirical method are presented in Table 6. As seen, a good agreement was obtained with an average around $\pm 2\%$ relative difference. The results indicate that the calculations are correct

and can be used to obtain TCS correction factors for many gamma emitting radionuclides in cascade in gamma-ray spectrometry.

Acknowledgment

This work was carried out during the training period at Institute for Reference Materials and Measurements (IRMM) supported by The Scientific and Technological Research Council of Turkey (TUBİTAK). The author would like to thank Marie-Martine Be from French Alternative Energies and Atomic Energy Commission Laboratoire national Henri Becquerel for providing Nucleide 2000 (version 3) software.

References

- Debertin, K., Helmer, R.G., 1988. Gamma-and X-ray spectrometry with semiconductor detectors. North-Holland.
- Debertin, K., Schotzig, U., 1979. Coincidence summing corrections in Ge(Li)- spectrometry at low source-to-detector distances. Nucl. Instrum. Methods 158, 471–477.
- Decombaz, M., Gostely, J.-J., Laedermann, J.P., 1992. Coincidence summing corrections for extended sources in gamma-ray spectrometry using Monte Carlo simulation. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 312, 152–159.
- Gasparro, J., Hult, M., Jonston, P.N., Tagziria, H., 2008. Monte Carlo modelling of germanium detectors that are tilted and have rounded front edges. Nucl. Instrum. Methods A 594, 196–201.
- Haase, G., Tait, D., Wiechen, A., 1993. Monte Carlo simulation of several gamma-emitting source and detector arrangements for determining corrections of self-attenuation and coincidence summation in gamma spectrometry. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 329, 483–492.
- Jutier, C., Gross, P., Le Petit, G., 2007. A new formalism for true coincidence summing calculations. Nucl. Instrum. Methods A 580, 1344–1354.
- Lerate, I.R., Barrera, M., Ligerio, R.A., Casos-Ruiz, M., 1997. A new summing-correction method for gamma-efficiency calibration with multi-gamma-ray radionuclides. Nucl. Instrum. Methods A 395, 202–206.
- Morel, J., Chauvenet, B., Kadachi, A., 1983. Coincidence-summing corrections in gamma-ray spectrometry for normalized geometries. Int. J. Appl. Radiat. Isot. 34, 1115–1122.
- Nelson, R., Hirayama, H.R., 1985. SLAC Report 265.
- Nucleide, 2000. (version 3). Nuclear and Atomic Decay Data. Laboratoire National Henri Becquerel, France.
- Sahiner, E., Meric, N., 2014. A trapezoid approach for the experimental total-to-peak efficiency curve used in the determination of true coincidence summing correction factors in a HPGe detector. Radiat. Phys. Chem. 96, 50–55.
- Sima, O., Arnold, D., 2000. Accurate computation of coincidence summing corrections in low level gamma-ray spectrometry. Appl. Radiat. Isot. 53, 51–56.
- Solc, J., Dryak, P., Moser, H., Branger, T., Garcia-Torano, E., Peyres, V., Tzika, F., Lutter, G., Capogni, M., Fazio, A., Luca, A., Vodenik, B., Oliveira, C., Saraiva, A., Szucs, L., Ziel, T., Burda, O., Arnold, D., Martinkovic, J., Siiskonen, T., Mattila, A. Characterization of a radionuclide specific laboratory detector system for the metallurgical industry by Monte Carlo simulations. Radiat. Phys. Chem. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2015.01.003>, in press.
- Tomatchino, E., Rizzo, S., 2011. Coincidence-summing correction equations in gamma-ray spectrometry with p-type HPGe detectors. Radiat. Phys. Chem. 80, 318–323.
- Xie, F., Jiang, W., Bai, T., Bao, M., Yu, G., 2014. A study on activity determination of volume sources using point-like standard sources and Monte Carlo simulations. Radiat. Phys. Chem. 103, 53–56.
- Vidmar, T., Korun, M., 2006. Calculation “LS-curves” for coincidence summing corrections in gamma ray spectrometry. Nucl. Instrum. Methods A 556, 543–546.

ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Ardahan’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Ardahan’da tamamladı. 2003 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi (K.T.Ü) Fatih Eğitim Fakültesi Orta Öğretim Fen ve Matematik Alanlar Eğitimi Fizik Öğretmenliği Bölümüne yerleşti. 2008 yılında lisans eğitimini tamamladıktan sonra 2009 yılında yine K.T.Ü Fen Fakültesi Fizik Doktora programına başladı. 2012 yılında Gümüşhane Üniversitesi Doğa Bilimleri Fakültesi Fizik Mühendisliği Bölümü’ne yerleşti. 2016 yılında bu bölümden üniversite ve fakülte birinciliğiyle mezun oldu. Duygu ALTIN ACER evli ve bir çocuk annesi olup İngilizce bilmektedir. Rize Çay Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi’nde Fizik Öğretmeni olarak görev yapmaktadır.