



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



DOKTORA TEZİ

**KOZMİK MÜONLARIN KULLANIMI İLKESİNE DAYALI
TOMOGRAFİK GÖRÜNTÜLEME SİSTEMİ PROTOTİPİNİN
TASARIMI VE BENZETİM ÇALIŞMALARI**

Maihemutijiang LİTİFU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU**

Temmuz, 2019

İSTANBUL

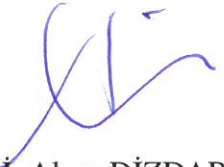
Bu çalışma 03.07.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziğı Programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

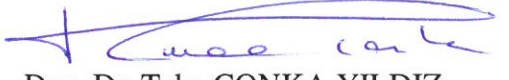
Tez Jürisi


Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Prof. Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Prof. Dr. Haluk DENİZLİ
Abant İzzet Baysal Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi


Doç. Dr. İ. Alper DİZDAR
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Doç. Dr. Tuba ÇONKA YILDIZ
Türk Alman Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi



20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Bu tez 51392 ONAP ve 50123 IRP numaralı projeleri ile İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri birimi tarafından desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Kozmik kaynaklı müonların bir kısmı yeryüzüne, hatta yeraltının derinliklerine kadar ulaşabilecek enerjiliye sahiptirler. Müonların madde ile zayıf etkileşimi ve nispeten uzun bozunma süreleri, rölativistik hızlarda hareket etmeleri nedeniyle çok uzun mesafelerde madde ile etkileşmeden yol alabilmektedirler. Bu özellikleri taşıyan kozmik müonlar görüntüleme amacı ile kullanılabilirler. Gelişen teknolojinin ve yüksek enerji fiziğinde ulaşılan etkin olay yapılandırma algoritmalarının sonucu olarak günümüzde yüksek çözünürlükle ölçüm yapılabilen ve yüksek enerjili müonların madde içerisindeki Compton saçılım açılarının da ölçülmesi ile birlikte müon tomografisi olarak adlandırılan, müonlar daha iyi görüntüleme elde etme imkânı elde edilmektedir. Bunun sonucunda nakliye konteynerleri içine gizlenen potansiyel tehlikeli materyallerin olup olmadığını tespit edebilme bilgisine ulaşılmıştır.

Bu hedef doğrultusunda tezimin şekillenmesinde büyük emeği geçen, gerek bilgi ve birikimlerini paylaşarak gerekse de gösterdiği yakınlık ve desteklerden dolayı danışman hocam Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU'ya çok teşekkür ederim.

Tez izleme komitesi üyelerinden Prof. Dr. Haluk DENİZLİ'ye, Doç. Dr. İ. Alper DİZDAR'a verdikleri bilgi ve önerileri için çok teşekkür ederim. Ayrıca tezimle ilgili proje sahibi Prof. Dr. Behçet ALPAT'a ve proje ekibinde yer alan Doç. Dr. Tuba CONKA YILMAZ'a bana verdiği desteklerinden dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca gösterdikleri destek ve fedakarlıkları için bir kere de olsa görebilme, sarılabılme umuduyla yanıp tutuştuğum annem Nurgül HOŞUR'a içten teşekkürlerimi sunuyorum, benim için çok fedakarlık gösteren canım babam Litip KADİR'a, iyi kötü günlerimde hep yanımda olduğunu hissettiren sevgili kardeşlerim Rizwangül, Ayzimgül, Kerimjan'a sonsuz şükranlarımı sunuyorum, tarifi yok özlemlerimi yolluyorum. Yurtdışı eğitim hayatımda beni destekleyen eşim Bahargül HASAN'a, bana her zaman güç veren, mutluluk hissettiren, sabrı öğreten kıymetli çocuklarım İhsan ve Zeynep'e de çok teşekkür ederim.

Uygur halkının maruz kaldığı ve tüm dünyanın gözlerini kapatıp görmezden geldiği zulmü damarlarıma kadar hissederek yaşamakta olduğum kabüs gibi bu zor zamanlarda hazırladığım doktora tezimi, Doğu Türkistan'da kalan, kamplara kapatılan tüm kardeşlerimin tez zamanda kurtuluşa ermeleri için adıyorum.

Temmuz, 2019

Maihemutijiang LİTİFU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ	ix
TABLO LİSTESİ	x
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xii
ÖZET	xiv
SUMMARY	xvi
1. GİRİŞ	1
1.1. ÇALIŞMANIN ANLAM VE ÖNEMİ	1
1.2. ÇALIŞMANIN AMAÇ VE KAPSAMI	4
2. GENEL KISIMLAR	5
2.1. KOZMİK IŞINLAR	5
2.1.1. Atmosferdeki Kozmik Işınlr	5
2.1.2. Dünya Yüzeyindeki Kozmik Işın Müon Spektrumu	7
2.2. MADDE İLE MÜON ETKİLEŞİMLERİ	8
2.2.1. Enerji Kaybı	9
2.2.2. Çoklu Coulomb Saçılması	11
2.3. KOZMİK MÜON TOMOGRAFİ KAVRAMI	12
2.3.1. Tarihçe	12
2.3.2. Muon Tomografi Dedektör Sistemleri	14
2.3.3. Önceki Çalışmalar	15
2.4. GELENEKSEL TOMOGRAFİ KONSEPTİ	15
2.5. SİNTİLASYON MALZEME VE SİNTİLASYON IŞIK AMPLİFİKASYONU HAKKINDA TEMEL BİLGİLER	18
2.5.1. İnorganik Sintilatörler	19
2.5.2. Organik Sintilatörler	20
2.5.3. Sintilasyon Materyallerinde Enerji Transferi	22

2.5.4.	Sintilasyon Işığının Yavaş Bileşeni	24
2.5.5.	Sintilatörlerin İstenilen Özellikleri	26
2.6.	SİLİCON PHOTOMULTİPLİER (SİPM) / SİLİKON FOTOÇOĞALTICI ..	27
2.6.1.	SiPM	27
2.6.2.	Photon Algılama Prensibi	27
2.6.3.	SiPM'in Özellikleri	29
2.7.	MÜON DEDEKTÖRLERİ	34
2.7.1.	Süreklenme Tüpleri	34
2.7.2.	Mikro-Pattern Gazlı Dedektörler	34
2.7.3.	Gaz Elektron Çoğaltıcı	35
2.7.4.	Plastik Sintilatör Dedektörleri	36
3.	MALZEME VE YÖNTEM	37
3.1.	MONTE CARLO YÖNTEMLERİ	37
3.1.1.	Reddetme Örnekleme Yöntemi	38
3.1.2.	Kompozisyon Yöntemi	39
3.2.	SİMÜLASYON YÖNTEMİ	40
3.2.1.	Fizik Sürecinin Simülasyonu	40
3.2.2.	Dedektör Simülasyonu	40
3.3.	GEANT4	41
3.3.1.	Geant4'ün Sınıf Kategorileri	42
3.3.2.	Geant4 Simülasyon Birimleri	44
3.3.3.	Geant4'ün İç Birimleri	45
3.3.4.	G4 öneki	45
3.3.5.	Geant4 Uygulamasının Genel Yapısı	45
3.4.	KOZMİK IŞINN DUŞ JENERATÖRÜ	48
3.5.	ROOT	49
3.6.	GÖRÜNTÜLEME YÖNTEMLERİ	49
3.6.1.	Müon Soğrulması İle Görüntüleme Yöntemi	49
3.6.2.	Müon Saçılma Açısının Gözlenmesi İle Görüntüleme Yöntemi	50
3.6.3.	En Yakın Yaklaşma Noktası Algoritması	53
3.6.3.1.	<i>POCA Algoritmasının Matematiksel Türetilmesi</i>	<i>53</i>
3.6.3.2.	<i>POCA Algoritmasının Geant4 Simülasyon Programı İçinde Uygulanması</i>	<i>56</i>

3.6.4.	En Çok Olabilirlik Algoritması(ML)	56
3.6.4.1.	<i>ML Algoritmasının Matematiksel Türetimi</i>	57
3.6.4.2.	<i>ML Algoritmasının Uygulanması</i>	60
3.7.	CAEN SiPM EĞİTİM KİTİ İLE SiPM TESTLERİ	61
3.7.1.	S10362-11-100C SiPM	62
3.7.1.1.	<i>SiPM'in Özellikleri</i>	62
3.7.1.2.	<i>SiPM Çalışma Gerilimi</i>	63
3.7.2.	SiPM Eğitim Kiti Testleri	65
3.7.2.1.	<i>SiPM Kazancı ve SiPM Kitin'de Kazancın Hesaplanması</i>	66
3.7.2.2.	<i>SiPM Karanlık Sayımı</i>	66
3.7.2.3.	<i>Kazanç ve Karanlık Sayımının Bias Gerilimine Göre Değişmesi</i>	67
3.8.	MÜON TOMOGRAFİ DEDEKTÖR SİSTEMİNİN TASARIMI	69
3.8.1.	Dedektör Sisteminin Kurulumu	70
3.8.2.	Uzaysal Çözünürlüğü	71
3.8.3.	Açısal Çözünürlüğü	73
3.8.4.	Zamansal Çözünürlüğü	73
3.9.	DEDEKTÖR SİSTEMİNİN AKSEPTANSI	75
4.	BULGULAR	77
4.1.	EĞİM-KESİŞİM TAM SAÇILMA NOKTASI ALGORİTMASI	77
4.2.	MÜONLARIN SAÇILMA AÇILARI	82
4.3.	HIZLI GÖRÜNTÜLEME TEKNİKLERİ	83
4.3.1.	Saçılma Yoğunluğu İle Hızlı Görüntüleme Tekniği	84
4.3.2.	Üçgen Alanı İle Hızlı Görüntüleme Tekniği	85
5.	TARTIŞMA VE SONUÇ	88
5.1.	İÇİ BOŞ BİR MÜON TOMOGRAFİ SİSTEMİ İÇİN TSN VE POCA ALGORİTMALARININ UYGULANMASI	90
5.2.	MUTOMO YAZISININ GÖRÜNTÜLENMESİ	91
5.3.	BEŞ BLOK SENARYOSUNUN TOMOGRAFİK GÖRÜNTÜSÜ	91
5.4.	HIZLI GÖRÜNTÜLEME TEKNİKLERİ	93
5.5.	TSN VE POCA ALGORİTMALARININ KARŞILAŞTIRILMASI	96
5.6.	ALGORİTMANIN GÖRÜNTÜLEME KABİLİYETİ	97
EKLER		108

EK 1. Geant4’te optik süreçlerin simülasyonu	108
EK 1.1. Optik süreç için Mateyal tanımı.....	108
EK 1.2. LYSO sintilatörünün emisyon spektrumunun Geant4’te benzetimi .	111
ÖZGEÇMİŞ	113



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 1.1	Kozmik müon tomografisi tekniği ile LANL grubu tarafından deneysel olarak üretilen kurşun parçalarında yapılmış "LANL" yazısının gösterilmesi [76].	5
Şekil 2.1	Birincil kozmik ışınların atmosferde ikincil parçacıkları üretmesi.	6
Şekil 2.2	Atmosferdeki kozmik ışınların dikey akıları [81].	8
Şekil 2.3	İki açıyla deniz seviyesindeki müon enerji spektrumunu.	9
Şekil 2.4	Çoklu Coulomb Saçılması.	11
Şekil 2.5	Işınları nesnelerin içinden geçirerek örnekleme.	16
Şekil 2.6	İnorganik sintilatörlerde sintilasyon mekanizması.	19
Şekil 2.7	Benzen molekülünde π -bağlarının oluşumu.	21
Şekil 2.8	Bir organik molekülün π -elektron yapısından yükselen durumları. Singlet S_x durumları ve üçlü T_x durumları düz çizgilerle gösterilir. Karşılık gelen S_{xx} ve T_{xx} titreşim durumları kesik çizgilerle [15].	22
Şekil 2.9	Compton saçılması.	23
Şekil 2.10	Fotoelektrik olayı.	24
Şekil 2.11	Organik bir sintilatörden elde edilen tipik bir sinyal.	25
Şekil 2.12	Silikon Photomultiplier (SiPM).	28
Şekil 2.13	Silikon foton emme derinliğinin dalga boyu etkisi.	28
Şekil 2.14	İyonizasyon etkisi.	29
Şekil 2.15	Geiger deşarj.	29
Şekil 2.16	SiPM Parmak spektrumu.	31
Şekil 2.17	Hamamatsu SiPM MPPC 100c için PDE'nin dalga boyu'na göre değişmesi.	32
Şekil 2.18	SiPM pals şekli.	32
Şekil 2.19	Afterpulsing.	33
Şekil 2.20	Optik karışma.	34
Şekil 3.1	İğne deneyinin Monte Carlo benzetiminin sonucu.	37

Şekil 3.2	π' 'yi hesaplamının bir yöntemi kare içindeki toplam damla sayısı 135 nın daire içindeki damla sayısı 106 na oranı 3.140740741.	38
Şekil 3.3	Reddetme örnekleme yönteminin bir örneği.....	39
Şekil 3.4	Geant4 sınıf kategorileri.	43
Şekil 3.5	Deniz seviyesinde CRY üretilen muon spektrumu.....	48
Şekil 3.6	Sacalay su kulesinin radyografisi. Dört gün içerisinde toplanan verilerden, küçük bir 0.25 metre karelik teleskop kullanılarak radografik görüntü elde edilmiştir.....	51
Şekil 3.7	21 kurşun bloğu yerleştirilen tam ölçekli bir portalda gerçek bir durumun 7 dakikalık veri alımı neticesinde elde edilen simülasyon sonucu.	52
Şekil 3.8	POCA algoritmasının çalışma prensibi.....	54
Şekil 3.9	ML algoritmasının çalışma prensibi.	58
Şekil 3.10	Laboratuvar dahilinde bulunan, proje ile alınan ve ödünç alınan cihazlarla kurulan test düzeneği (sağ alt: 8 kanal gerilim bölücü, sol alt: SiPM test kutuları).	62
Şekil 3.11	Deneyler sırasında kullanılan ışık sızdırmaz kutu.....	63
Şekil 3.12	Farklı piksel büyüklüklerine sahip(20um, 35um, 50um ve 100um) 1 mm ² hassas alanlı SiPM'lerin karanlık akımı.....	64
Şekil 3.13	Çalışma gerilimi ayarlanmış, ışık görmeyen bir SiPM sinyali(a) ve Fast Amplifier ile büyütülmüş Karanlık sayım pulsu (b).....	64
Şekil 3.14	SiPM Eğitim Kiti test kurulum diagramı.	65
Şekil 3.15	IRADETS Labratuvarında yapılan deney düzeneğinin görüntüsü.....	65
Şekil 3.16	IRADETS'te yapılan testlerden Hamamatsu SiPM S10362-11 spektrumu.....	67
Şekil 3.17	Hamamatsu SiPM S10362-11 spectrum(bias voltage: 70.2 V).....	67
Şekil 3.18	SiPM karanlık sayım oranı ölçümü.....	68
Şekil 3.19	Müon tomografi dedektör sistemi.....	69
Şekil 3.20	Nakliye konteynerleri taraması için müon tomografi dedektör sistemi konsepti. ...	71
Şekil 3.21	XY yönünde birbirine belli bir mesafede yan yana oluklar açılarak içerisine fiberler yerleştirilmektedir.	71
Şekil 3.22	Birbirinin önünde dizilmiş üç dedektör ile yapılan bir dedektör sistemi.	72
Şekil 3.23	10 cm ³ lük hedef maddelerden müonların saçılma açısı dağılımı.	74
Şekil 3.24	Müonların dedektör deki uçuş zamanı(ns).	75
Şekil 3.25	Dedektör sisteminin akseptansı.....	76
Şekil 4.1	Muon tomografi istasyonu için hit-pozisyon saptama düzlemlerinin XZ ve YZ projeksiyonları.	78

Şekil 4.2	Müonların dedektöre giriş ve çıkış açısı ve saçılma açısı.	82
Şekil 4.3	Saçılma açıları ile saçılma yoğunluklarının bağlı olarak değişmesi.	85
Şekil 4.4	Saçılma açısından oluşan üçgen.	85
Şekil 5.1	İçi boş bir müon tomografi sisteminin Geant4'te oluşturulan görüntüsü.	88
Şekil 5.2	İstanbul'un coğrafik konumu.	89
Şekil 5.3	İstanbul için detektördeki kozmik müon dağılımı.	89
Şekil 5.4	İçi boş müon tomografi sistemi için POCA ve TSN algoritması uygulanarak XY düzlemindeki arka plan saçılma noktalarının karşılaştırılması.	90
Şekil 5.5	Müon tomografi sistemi içinde bulunduğu yüksek-Z li materyallerden oluşturulan "MUTOMO" yazısı.	91
Şekil 5.6	İçi vakum olan hem de mükemmel dedektörler için TSN algoritması ile elde edilen "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü.	92
Şekil 5.7	İçi hava dolu hem de gerçek dedektörler için TSN algoritması ile elde edilen "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü.	92
Şekil 5.8	Geant4'te oluşturulmuş beş blok senaryosu.	93
Şekil 5.9	Beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için XY düzlemindeki tomografik görüntüsü.	93
Şekil 5.10	Beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için 3D tomografik görüntüsü.	94
Şekil 5.11	Beş blok senaryosunun 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlardaki tomografik görüntüsü.	94
Şekil 5.12	Beş blok senaryosunun 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlardaki TSN ve POCA algoritması uygulandığındaki tomografik görüntüsünün karşılaştırılması.	95
Şekil 5.13	Materyallerin boyutları iki katı küçülmüş beş blok senaryosunun bir saatlik ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda TSN algoritması uygulandığındaki tomografik görüntüsü.	95
Şekil 5.14	Beş blok senaryosunun üç dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda saçılma yoğunluğu ve TSN algoritması ile elde edilen hızlı görüntüsü.	96
Şekil 5.15	Beş blok senaryosunun üç dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda üçgen metodu ve TSN algoritması ile elde edilen hızlı görüntüsü.	96
Şekil 5.16	TSN ve POCA algoritmaları kullanarak elde edilen tomografik görüntüleme sonuçlarının karşılaştırılması	97
Şekil 5.17	Algoritmanın yeniden yapılandırma kabiliyetini tahmin etmek için müon tomografi istasyonunun ortasına bir referans sintilatör yerleştirilmiştir.	98

Şekil 5.18 Simule edilmiş pozisyonun bir fonksiyonu olarak tahmin edilmiş pozisyonun 2D histogramı. Sarı çizgi, $Y = X$ olduğunu gösterir, bu da tam olarak doğru bir tahmin olduğu anlamına gelir. Sarı çizginin etrafındaki harmanlar pozisyonların kalıntısıdır..... 98



TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1 10 cm kalınlığındaki çeşitli malzemeleri kateden müonların yaklaşık enerji kaybı.	10
Tablo 2.2 Değişik enerji ile değişik malzemelerde müonların yaklaşık aralıkları.	10
Tablo 2.3 Saçılma açısı maddenin Z'si hakkında bilgi taşır.	12
Tablo 2.4 Bazı inorganik sintilatörlerin temel özellikleri.	20
Tablo 2.5 Bazı organik sintilatörlerin temel özellikleri.	20
Tablo 3.1 Hamamatsu S10362-11-100C SiPM'lerin özellikleri.	63
Tablo 3.2 SiPM çalışma gerilimleri nin ayarlanması.	64
Tablo 3.3 SiPM kazanç(üstüde) ve karanlık sayım oranı(altında)'nın bias gerilimine göre değişmesi.	68
Tablo 4.1 Kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları.	83
Tablo 4.2 Kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları ve saçılma yoğunlukları.	84

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
p	: Proton
n	: Nötron
γ	: Gamma Işını
μ^-	: Müon
μ^+	: Anti Müon
ν_μ	: Müon Nötrino
ν'_μ	: Anti Müon Nötrino
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
ν_e	: Elektron Nötrino
ν'_e	: Anti Elektron Nötrino
X_0	: Radyasyon Uzunluğu
Z	: Malzemelerin Atom Sayısı
θ	: Saçılma Açısı
σ_θ	: Saçılma Açısının Standart Sapması
λ	: Saçılma Yoğunluğu
π^+	: Pozitif Pion
π^-	: Negatif Pion
π^0	: Pion Sıfır
Ω	: Katı açı
A	: Akseptans

Kısaltmalar	Açıklama
<i>SNM</i>	: Spacial Nuclear Material
<i>LANL</i>	: Los Alamos National Laboratory
<i>POCA</i>	: Point-Of-Closest-Approach
<i>TSN</i>	: Tek Saçılma Noktası
<i>EM-ML</i>	: Expectation-Maximization Maximum Likelihood

<i>MeV</i>	: Mega Electron Volt
<i>GeV</i>	: Gega Electron Volt
<i>SiPM</i>	: Silicon Photomultiplier
<i>DCR</i>	: Dark Current Rate
<i>RPC</i>	: Resistive Plate Chamber
<i>GRPCs</i>	: Glass Resistive Plate Chambers
<i>DC</i>	: Drift Chamber
<i>MPGD</i>	: Micropattern Gas Detectors
<i>GEM</i>	: Gas Electron Multiplier
<i>CALICE</i>	: CAlorimeter for LLinear Collider Experiment
<i>CERN</i>	: Conseil Européen Pour La Recherche Nucléaire
<i>NASA</i>	: National Aeronautics and Space Administration
<i>LHC</i>	: Large Hadron Collider
<i>ILC</i>	: International Linear Collider
<i>GEANT</i>	: GEometry ANd Tracking
<i>FLUKA</i>	: FLUktuierende KAskade
<i>CRY</i>	: Cosmic-ray shower generator

ÖZET

DOKTORA TEZİ

KOZMİK MÜONLARIN KULLANIMI İLKESİNE DAYALI TOMOGRAFİK GÖRÜNTÜLEME SİSTEMİ PROTOTİPİNİN TASARIMI VE BENZETİM ÇALIŞMALARI

Maihemutijiang LİTİFU

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

Kozmik müonlar ışık hızına yakın hızlarla hareket eden nispeten uzun ömürlü doğal radyasyon kaynaklarıdır. Daha büyük kütleleri nedeniyle malzeme ile zayıf bir şekilde etkileşirler ve X-ışınları veya gama radyasyonundan daha uzun mesafe katederler. Bu özellikleri nedeniyle kozmik müonlar tomografik görüntüleme için mükemmel bir adaydır. Müon tomografisi ile ilgili temel özelliklerden biri, kozmik müonların kullanılmasına dayanan tomografik görüntüleme tekniğidir ve dünyadaki çeşitli araştırma laboratuvarları tarafından araştırılmaktadır. Müon tomografi görüntüleme tekniği nükleer reaktör ve nükleer atıkların görüntülenmesi hem de ulusal güvenlik için uluslararası sınır geçitlerinde kargo konteynerlerinde saklanmış yüksek-Z malzemenin olup olmadığının tespit edilmesi gibi çeşitli alanlarda uygulanmaktadır.

Kozmik müon saçılma tomografisinde yaygın olarak kullanılan ve iyi bilinen iki görüntüleme algoritması vardır. Los Alamos Ulusal Laboratuvarı(LANL) grubu tarafından geliştirilen En Yakın Yaklaşım Noktası(POCA) algoritması ve Olasılık Maksimizasyonu-En Çok Olabilirlik (EM-ML) algoritmasıdır. POCA algoritması dedektör sistemine gelen ve dedektör sisteminden çıkan kozmik müon izlerinden oluşan düz çizginin en yakın geometrik noktasını, başka bir deyişle POCA noktasını arayan basit bir geometrik algoritmadır. Basit bir geometrik algoritma olması ile birlikte POCA algoritması üç boyutlu uzayda tek düzlemde tek noktada kesişmediği ve örnek hacimin dışında POCA noktalarının ortaya çıkabileceği gibi dezavantajları vardır hem de POCA metodu kullanıldığında hesaplama hatası olarak çok daha fazla "arka plan"

saçılma noktaları vardır. Daha iyi bir sonuç veren EM-ML algoritması ise iterasyon metodu kullanarak tomografik görüntü elde eden bir istatistiksel algoritmasıdır. EM-ML yönteminin uygulanması daha zordur ve hesaplama zamanının uzun olması nedeniyle gerçek zamanlı görüntüleme uygulamalarında kullanılamaz.

Genel olarak, POCA ve EM-ML gibi görüntüleme algoritmalarında hedeflenmiş hacmin vokisellere ayrıldığı, standart iterasyon yöntemi nedeni ile göreceli olarak uzun hesaplama zamanı gerektirir. Bu nedenle, bu algoritmalar genellikle gerçek zamanda çalışmaz ve ulusal güvenlik amacı için çok yavaş olma eğilimindedir. Bununla birlikte arka plan saçılmasından zarar görmeyen Z daha düşük materyaller için özellikle bulanık görüntü ortaya çıkar.

Bu çalışmada, POCA metoduna nazaran daha küçük bir hata payı ile uygulanması çok kolay ve daha hızlı sonuç veren basit bir tomografik görüntüleme algoritmasının geliştirilmesi ve algoritmanın Geant4 benzetim paketinde uygulanması ile birlikte benzetim sonuçları rapor edilmiştir.

Temmuz 2019, 114 sayfa.

Anahtar kelimeler: Müon Tomografi, Kozmik müonlar, Yüksek-Z materyaller, Taşıma Konteynerları, POCA, TSN metodu, Geant4

SUMMARY

Ph.D. THESIS

DESIGN AND SIMULATION STUDIES ON AN TOMOGRAPHIC IMAGING DETECTOR PROTOTYPE BASED ON COSMIC MUONS

Maihemutijiang LITİFU

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

Cosmic muons are natural radiation sources that have relatively long lifetimes with speeds close to the speed of light. Due to their larger mass they weakly interaction with material and travel longer distances within the materials than X-rays or gamma radiation. Due to these properties cosmic muons are perfect for tomographic imaging. One of the main aspects concerning the concept of the muon tomography is tomographic image reconstruction technique which based on the use of atmospheric cosmic muons are being investigated by various research laboratories around the world. There are various applications for this technique such as nuclear reactor and waste imaging and the recognition of High-Z material in cargo containers for homeland security. There are two well-known image reconstruction algorithms that are widely used in cosmic muon scattering tomography. They are the Point of Closest Approach (POCA) algorithm and the Expectation Maximization-Maximum Likelihood (EM-ML) algorithm both developed by the Los Alamos National Laboratory (LANL) group. The POCA method is a simple geometric algorithm that searches for the closest geometrical point of the incoming and outgoing tracks which is called as the POCA point. The EM-ML method is a statistical algorithm that gives a better result of tomographic image. However, POCA algorithm has weakness in three dimensions space, when the incident and scattered tracks are not coplanar and not intersect at single point and POCA points may occur outside the sample volume. There are much more "background" scattering points which are computation error due to the POCA approximation. The EM-ML method is more difficult to apply and cannot match the requirements of a real time image processing due to the fact that

it can no be able to produce results in a small computational time. Generally, in these reconstruction algorithms the standard iterative method, where the probed volume is voxelized, which requires relatively long CPU time. Therefor, these algorithms often does not run in real time and tend to be slow for the homeland security purpose. And there are blurred image especially for lower Z materials that indistinguishable from the background scattering. The present study reports a faster and simple algorithm that is easier to implement and give faster result with smaller error.

July 2019, 114 pages.

Keywords: Muon Tomography, Cosmic muons, High-Z materials, Shipping Containers, POCA, SSP method, Geant4



1. GİRİŞ

1.1. ÇALIŞMANIN ANLAM VE ÖNEMİ

Müon tomografisi uzaydan gelmekte olan kozmik ışınları kullanarak ağır metallerin, özellikle nükleer materyalinin tespit edilmesi için kullanmak üzere ortaya çıkan nispeten yeni bir görüntüleme tekniğidir. Günümüzde yüksek-Z li materyalinin görüntülenmesi için kozmik müonların kullanım ilkesine dayanan birçok farklı teknik vardır. Bu çalışma kapsamında geliştirilmiş olan görüntüleme algoritması, nükleer malzemelerin tespit edilmesi ve uluslararası sınır geçişlerinde kargo konteynerlerini incelemek için kozmik müonlarının kullanımına dayanmaktadır. Zira dünya ticaretinin yaklaşık %90'ı kargo konteynerlerinde taşınmaktadır [29]. Bu konteynerlerin potansiyel olarak tehlikeli yüksek-Z'li malzemelerin, özellikle nükleer malzemelerin tespit edilmesi için hızlı ve güvenilir bir şekilde taranması uluslararası nakliye güvenliği için hayati önem arz etmektedir. Bu konteynerlerin denetlemesi için maliyet ve zaman bakımından etkili bir yöntemin geliştirilmesi tehlikeli maddelerin ülkeye kaçak yollar ile sokunma riskini büyük ölçüde azaltacaktır. Bu nedenle, kozmik Müonların kullanımına dayanan tomografik görüntüleme teknikleri dünyadaki çeşitli araştırma laboratuvarları tarafından sürdürülmektedir [48, 78].

Müon tomografisi uzun yıllar boyunca, özellikle tıbbi uygulamalar için kullanılmakta olan emisyon tomografisinin devamında ortaya çıkmıştır. Doğal bir radyasyon kaynağı olan kozmik müonların kullanarak hedef hacmin üç boyutlu görüntüsünü oluşturan bir görüntüleme tekniğidir. Elektronlara benzeyen müonlar elektronla aynı yüke sahip, ancak 200 kat daha ağır bir temel parçacıktır. Bu parçacıklar uzaydan gelen birincil kozmik ışınların(Protonların) üst atmosferdeki parçacıklarla etkileşimi neticesinde oluşuyor. Müon kararsız bir parçacıktır ve 2.2 mikro-saniyelik bir ömrü vardır. Ancak relativistik hızlarda bu süre parçacığın atmosferi geçip dünyanın yüzeyine gelmesine olanak sağlar. Müonların elektronlardan daha ağır olması nedeniyle, madde ile zayıf etkileşime girerler ve bu nedenle madde içinde daha fazla yol alırlar [33, 28].

Müon tomografi kavramı ile ilgili iki önemli nokta vardır, biri yüksek-Z materyalinin

tespit edilmesi ve diğeri ise tomografik görüntüleme tekniğidir. Tomografik görüntüleme konusu ile ilgili olarak iki tür görüntüleme tekniği vardır onlar: Müonların soğurulması ile görüntüleme ve müonların saçılması ile görüntüleme tekniğidir. Müonların soğurulması ile görüntüleme tekniğinde, müonların emilmesi hakkındaki bilgiler kozmik müonların geçtiği malzemenin kalınlığının bir ölçüsü olarak kullanılır [35, 49]. Müon saçılma tomografisinde ise kozmik müonlar, yoğun bir madde içinden geçerken maddenin çekirdeğinden elastik çoklu Coulomb saçılması yaparlar ve enerjilerini kaybederler. Müon saçılma tomografisinin temel fikri, kozmik müonların görüntülenecek bir hacimden geçerken öncesinin ve sonrasının müon detektörleri ile tespit edilmesidir. Detektöre gelen ve detektörden çıkan müonlardan oluşturulan izlerden ölçülen ve çıkarılan bilgilere dayanarak, hedef hacmin içinde hangi materyal olduğunu tahmin etmenin yanı sıra hedef hacim içindeki materyalin üç boyutlu görüntüsü de elde edilebilir. Bu bilgileri kullanarak hedef hacmin içinde bulunan materyalin görüntüsünü elde etmek için görüntüleme algoritmaları, yada başka bir deyişle yeniden yapılandırma algoritmaları gereklidir. Yeniden yapılandırma algoritması detektöre gelen ve detektörden çıkan müon izlerinden müonların saçıldığı noktaların oluşturulmasıdır. Bu çalışmanın en önemli bir kısmı olan görüntüleme algoritması uluslar arası sınır geçişlerinde kargo konteynerleri içine bulunan olası tehlikeli materyallerin üç boyutlu görüntüsünün oluşturulması için önem arz etmektedir.

Bir hacim içindeki radyoaktif materyalleri görüntülemeye veya tespit etmeye yönelik farklı yöntemler vardır. Dünya çapında ulusal güvenlik birimlerinin şu anda kullanmakta olduğu yöntemler, gama ışını radyografisi, pasif gama ışını tespiti ve X-ışını tomografileridir. Ancak bu yöntemlerde ciddi sınırlamalar ve tehlikeler mevcuttur. Gama ışını radyografisi, belirli elementlerin radyoaktif izotoplarından gama ışınlarını kullanarak bir hacimden geçerler ve ışınların zayıflaması yoluyla bir görüntü oluşturur. Yapay bir radyasyon kaynağı olarak önlenmesi gereken bir güvenlik sorunu vardır. İnsanların zararlı gama ışınları ile temas etmediğinden emin olmak için çok dikkatli olmak gerekmektedir.

Güvenlik tehlikelerinin yanı sıra gama ışınlarının gücü de sınırlıdır. madde içerisinde çok nüfuz edemezler, bu nedenle nükleer malzemeyi korumak için kurşun veya diğer yoğun malzemelerin kullanılması, gama ışınlarının malzemeyi tespit etmesini engelleyebilir. Aynı şekilde, X-ışını radyografi sistemlerinin, insanlar üzerindeki potansiyel zarar verici etkilerinin yanı sıra düşük nüfuz etme kabiliyetinden dolayı az miktarda kurşun veya

tungsten gibi koruyucu materyallerle birleşerek nükleer malzemenin gizlenebileceği anlamına gelir. Radyoaktif materyalleri tespit etmek için diğer yöntemler arasında, CAT (Bilgisayarlı Eksenel Tomografi) taraması vardır. CAT gama ışını radyografisine benzer ancak, yapay radyasyon kaynaklarına ihtiyaç olduğu için bunlar çok maliyetlidir. Nakliye konteynerleri için ihtiyaç duyulan alanın başarılı bir şekilde görüntülenmesi için gerekli olan enerji miktarı son derece büyüktür ve güvenlik amaçlarının yanı sıra enerji maliyetleri için ihtiyaç duyulan ekranlama nedeniyle, bu sistemlerin maliyeti 100 milyon dolara kadar çıkabilmektedir.

Bunun gibi yöntemlerle ilgili başka bir problem, sistemde çalışan kişinin becerisi olup, olağandışı bir şey olup olmadığını belirlemek için operatörün beceri sahibi olma kabiliyetine dayanmalarıdır. Bu insan hatası olasılığını arttırdığı için ideal bir yöntem değildir. Daha gelişmiş dedektörler, örneğin Germanyum dedektörleri kriyojenik sıcaklıklarda çalıştırılır.

Müon tomografisi, önceki tekniklere özgü problemlerin çoğunu çözmektedir. Kullanılan müonlar kozmik ışınlar olduğu için kullanılmaya hazır doğal bir radyasyon kaynağıdır ve potansiyel olarak tehlikeli, yapay bir kaynağa ihtiyaç yoktur. Müonların yüksek enerjileri onların emilmeden çoğunun kalkan olarak kullanılan materyali geçmelerine imkan verir, böylece gama ışını dedektörlerinin ışın zayıflama problemi ortadan kalkar. Aksine, müon tomografisinde çoğunlukla müonları absorbe edebilen yeterli miktarda ve büyüklükte kalkan kullanılsa bile, alttaki düşük enerjili müon akısının kendisi çok yoğun bir malzemenin veya koruyucu materyalin varlığının bir göstergesi olarak kullanılabilir. Ayrıca, bir hacimde tehlikeli bir maddenin olup olmadığını belirlemek için müon tomografi dedektör sistemini çalıştıran operatörün becerisi önemli değildir.

Müon dedektörlerinden elde edilebilecek bilgilere ve yeniden yapılandırma algoritmalarının kullanım şekline dayanarak, görüntülenen alanda ne tür materyallerin bulunduğu konusunda iyi bir tahmin yapılabilir. Bütün bu faktörler dışında, bahsedilen alternatif metotlardan daha ucuz olması müon tomografisi için ayrı bir avantajdır.

Özetle, kozmik müon tomografi tekniği, doğal radyasyon kaynağı olması, güvenli olması, yüksek-Z malzemeleri arasında ayırım yapabilmesi ve hedef nükleer malzemeyi yüksek-Z zırhından ayırabilmesi nedeniyle önceki tekniklerde bulunan sorunlara ideal bir çözüm sunabilmektedir.

1.2. ÇALIŞMANIN AMAÇ VE KAPSAMI

Bu çalışmanın amacı, müon tomografisinde kullanılmak üzere daha basit uygulanabilen, daha hızlı sonuç veren bir algoritma geliştirmek ve Geant4 benzetimi ile uygulamaktır, ayrıca müon dedektör sistemi için iyileştirmeler geliştirmektir.

Los Alamos Ulusal Laboratuvarı(LANL)'nın bilim adamları tarafından geliştirilen Müon saçılma tomografisinde hem dedektöre gelen hem de dedektörden çıkan müonların yörüngeleri izlenir, nükleer malzemelerin var olup olmadığını belirleyen saçılma açısı bulunur [47] ve yeniden yapılandırma algoritması ile tomografik görüntü elde edilir. **Şekil 1.1'**de deneysel olarak üretilen kurşun parçalarında yapılmış "LANL" yazısının kozmik müon tomografisi ile elde edilmesinin bir gösterilişidir [76].

Bu tezin kapsamında ele alınan nokta, denetime tabi tutulan bir aracı çevreleyecek plastik sintilasyon plakaları yerleştirerek tehlikeli nükleer malzemelerin var olup olmadığını tespit etmektir, bunun için yeni ve hızlı görüntüleme algoritması geliştirmektir. Bir müon plastik sintilatör plakasından geçtiğinde, sintilatör içinde sintilasyon fotonları oluşturur ve bu fotonlar, optik fiber tarafından toplanıp yönlendirilir ve optik sinyali akıma çeviren foton dedektörleri (SiPM) ile bir veri toplama sistemine sinyal aktarır, ölçülen akım sinyalleri ve SiPM pozisyonları ile müonların geçtiği pozisyonları belirlenir, sintilatör plakasındaki pozisyon bilgileri ile müonun yörüngesi takip edilebilir ve görüntüleme algoritması kullanılarak konteynerdeki potansiyel tehlike nesnelerinin görüntüsü elde edilir, saçılma açısı hesaplanır ve nesnenin ne olduğu tespit edilir. Kozmik Müon saçılma tomografisinde yaygın olarak kullanılan iki önemli görüntüleme algoritması vardır. Bunlar LANL grubu tarafından geliştirilen En Yakın Yaklaşım (POCA) algoritması ve En çok Olabilirlik (EM-ML) algoritmasıdır [75].

POCA yöntemi, uygulanması çok kolay, hızlı ancak hedef nesnenin kaba görüntüsünü veren basit bir geometrik algoritmadır. EM-ML yöntemi ise daha iyi bir görüntü veren istatistiksel bir algoritma olmakla birlikte, uygulanması daha zordur.



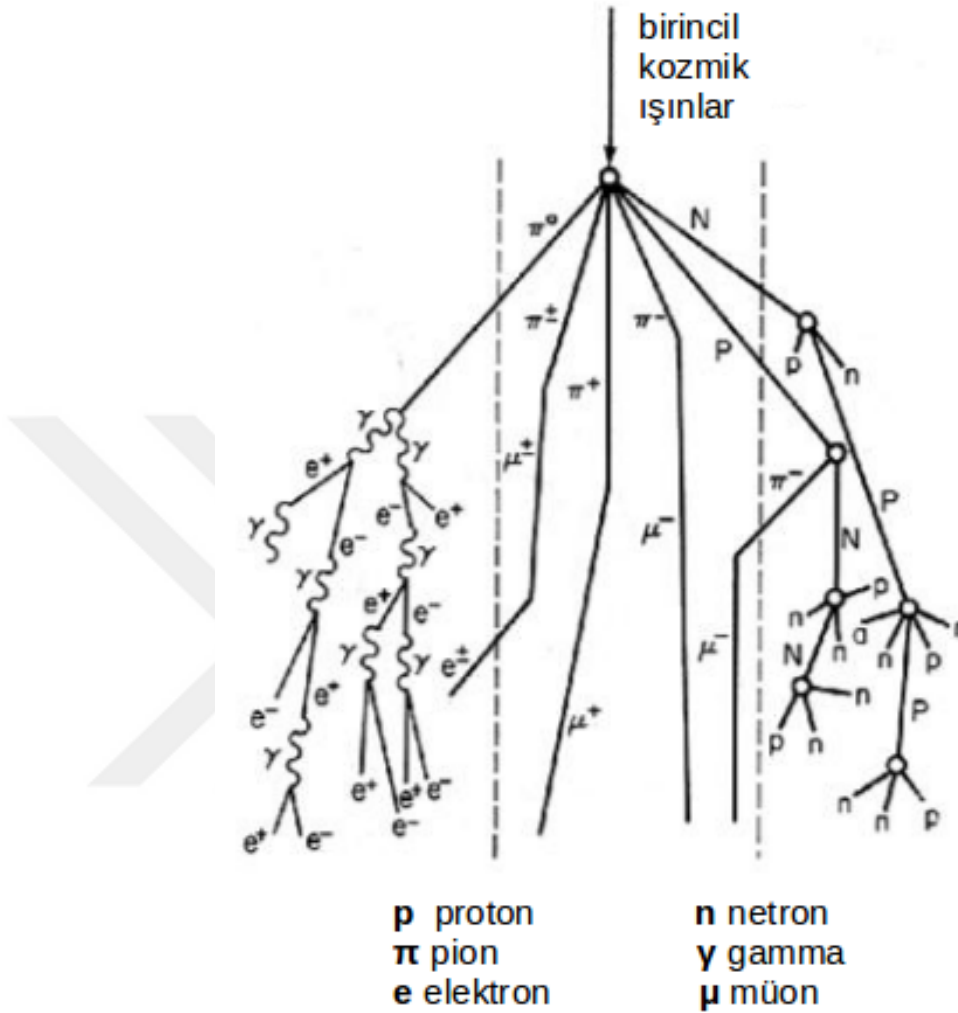
Şekil 1.1: Kozmik müon tomografisi tekniği ile LANL grubu tarafından deneysel olarak üretilen kurşun parçalarında yapılmış "LANL" yazısının gösterilmesi [76].

2. GENEL KISIMLAR

2.1. KOZMİK IŞINLAR

2.1.1. Atmosferdeki Kozmik Işımlar

Kozmik ışınlar uzaydan gelmekte olan çok yüksek hızlı parçacıklardır. Bunların bir kısmı güneş tarafından, çoğunluğu süpernova gibi güneş sistemi dışında üretilmektedir [46]. Bu parçacıklar, “birincil” kozmik ışınlar olarak adlandırılır ve temel olarak yaklaşık %98 çok yüksek enerjili protonlardan ve %2 elektron ve pozitronlardan oluşmaktadır [61]. Birincil kozmik ışınların enerjisi 1 GeV den en fazla 108 TeV’e kadar ulaşmaktadır ve GeV aralığındaki dünya atmosferi ile etkileşen birincil kozmik ışınların yoğunluğunun konum ve zamana bağlı olduğu bilinmektedir [14]. Birincil kozmik ışınlar dünya atmosferine girdikten sonra yoğunluğun ani artışı nedeniyle, hava molekülleri ile çarpışarak kısa ömürlü mezonları üretir ve yeryüzüne ulaşmadan önce, bozunarak elektron-pozitron,



Şekil 2.1: Birincil kozmik ışınların atmosferde ikincil parçacıkları üretmesi

Pozitif ve negatif pionların bozunumu denklem (2.1) ve denklem (2.2) lerde verilmiştir.

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu'_\mu \quad (2.1)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (2.2)$$

Burada π^+/π^- pozitif ve negatif yüklü pionları, μ^+/μ^- pozitif ve negatif yüklü müonları, ν'_μ/ν_μ ise nötrino ve anti-nötrinoları temsil etmektedir. 105.7 MeV/c bir kütleyle sahip olan müonlar genellikle “ağır elektronlar” olarak adlandırılır, ortalama 2.2

¹ <http://neutronm.bartol.udel.edu/catch/cr2.html>

mikro-saniyelik ömrü vardır, ışık hızına yakın hareket eden müonlar rölativistik etkisinden dolayı dünya yüzeyine ulaşabilirler.

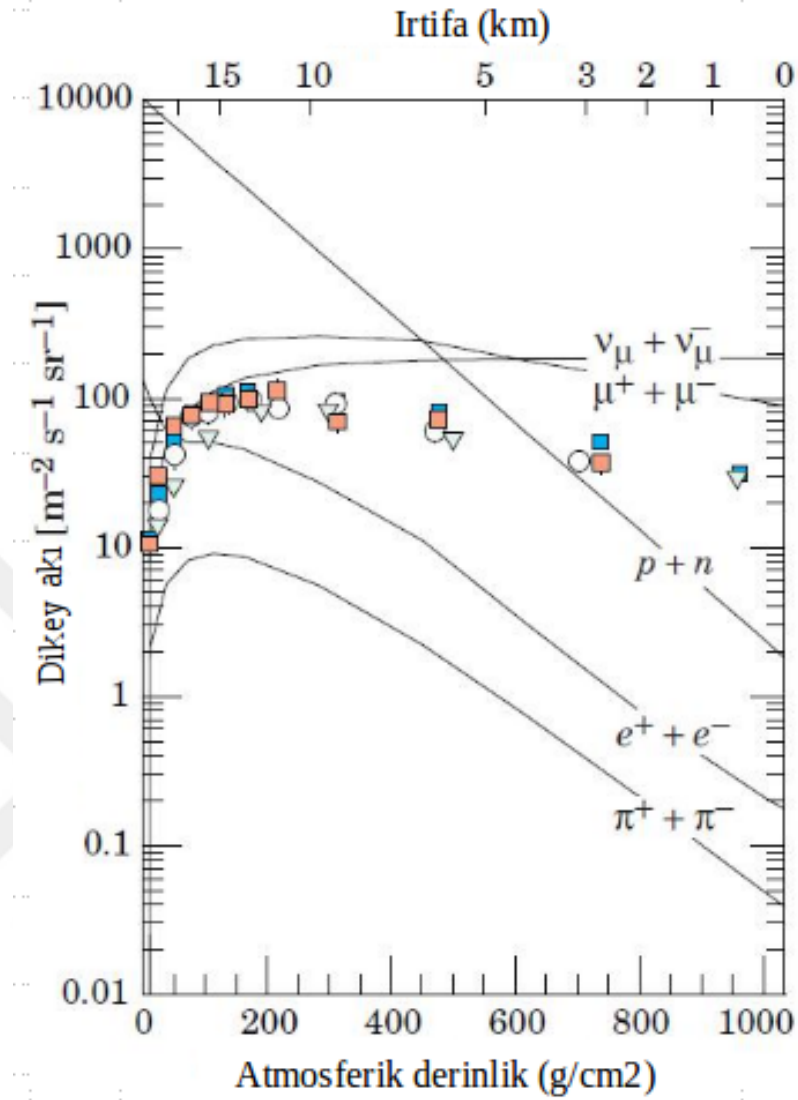
2.1.2. Dünya Yüzeyindeki Kozmik Işın Müon Spektrumu

Dünya yüzeyindeki müonların enerji ve açısal dağılımı, atmosferdeki enerji kaybını ve bozunmasını yansıtmaktadır. Örneğin, enerjisi 2.5 GeV olan müonların bozunma uzunluğu 15 km enerji kaybı ile bu 8.7 km 'ye düşmektedir. Çoğunluk müonlar yüksek atmosferde (genelde 15 km) üretilir ve yere ulaşmadan önce iyonlaşma ile yaklaşık 2 GeV enerji kaybederler. Bu şekilde yer yüzüne ulaşan müonların ortalama enerjisi yaklaşık 4 GeV'dir. 5 GeV 'in üzerindeki müonlar bozunmadan önce yer altının derinliklerine kadar ulaşabilirler. Bu nedenle kozmik müonlar yeryüzüne yakın kozmik ışınlar içinde en kolay ölçülebilir parçacıklardır. Deniz seviyesinde yeryüzüne çarpmakta olan müonların akısı dakikada metrekare başına 10000 olduğu bilinmektedir [67]. **Şekil 2.2'**de gösterildiği gibi yer yüzüne gelen parçacıkların çoğunluk müonlardan oluşmaktadır ve deniz seviyesinde 1 GeV/c'nin üzerindeki dikey müonların toplam yoğunluğu ise yaklaşık $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ dir [39] Nominal enerji 3 GeV müonların yer yüzeyindeki açısal dağılımı genel olarak $\cos 2\theta$ ile orantılıdır. Daha düşük enerjide açısal dağılım gittikçe dik olurken, daha yüksek enerjide düzleşir. **Şekil 2.3** iki açıyla deniz seviyesindeki müon enerji spektrumunu göstermektedir. Burada $\theta = 0^\circ$ (siyah elmas [31], siyah kareler [69], siyah üçgenler [10], siyah ters üçgenler [5], çapraz[53], içi boş daireler [44], siyah daireler [1]) ve $\theta = 75^\circ$ (içi boş elmas [50]) deki müon spektrumudur.

Büyük açılarda, düşük enerjili müonlar, yer yüzeyine ulaşmadan önce bozunurlar ve yüksek enerjili piyonlar etkileşime girmeden bozunma yaparlar, bu nedenle ortalama müon enerjisi artar. Müon bozunumu önemsiz olduğu ($E_\mu > 100 / \cos\theta \text{ GeV}$) ve yerkürenin eğriliği ihmal edildiğinde ($\theta < 70^\circ$) geçerli olan müon enerji spektrumu yaklaşık olarak

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx \frac{0.14 E_\mu^{-27}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \times \left(\frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{850 \text{ GeV}}} \right) \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. Burada sonraki iki terim piyonların ve yüklü kaonların katkısının olduğunu göstermektedir. **Şekil 2.3**, iki açı ile deniz seviyesindeki müon enerji spektrumunu

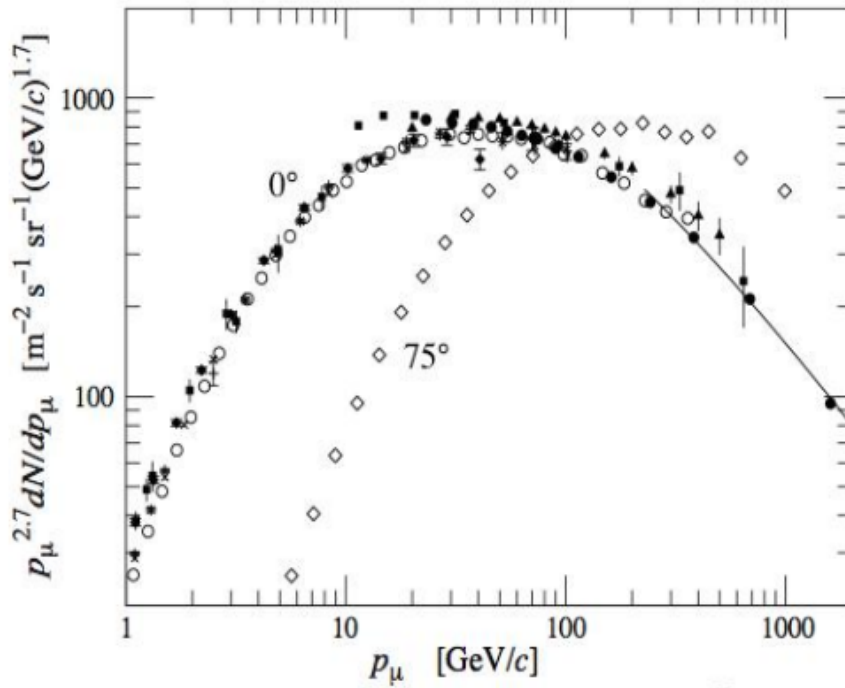


Şekil 2.2: Atmosferdeki kozmik ışınların dikey akıları [81].

göstermektedir. Büyük açılarda, düşük enerjili müonlar yüzeyden önce bozunurlar ve yüksek enerjili pilyonlar etkileşime girmeden bozunurlar, bu nedenle ortalama muon enerjisi artar.

2.2. MADDE İLE MÜON ETKİLEŞİMLERİ

Müonların madde ile etkileşimi ile ilgili üç ana başlık vardır. İlk olarak, müonların enerji kayıpları dört temel süreçle ortaya çıkabilir: İyonizasyon, emisyon, elektron-pozitron çifti üretimi ve müon-çekirdek inelastik saçılımı. Enerji kaybı yeterince büyükse, müonlar maddenin içinde durabilir. Müonlar tahsil edildiği için atom çekirdeği ile etkileşime girdiklerinde birden fazla Coulomb saçılması yoluyla sapmalara maruz kalacaklardır.



Şekil 2.3: İki açıyla deniz seviyesindeki müon enerji spektrumunu.

Müonların sapması, esnek olmayan saçılma ve çift üretimi gibi gerçekleşen diğer etkileşimler yoluyla da ortaya çıkabilir. Ancak çoklu Coulomb saçılım süreci hakimdir. Son olarak, durduktan sonra, müonların geçilen materyal tarafından yakalanması, materyalin nükleer olup olmamasına bağlı olarak fisyon veya füzyon olaylarına yol açma olasılığı da vardır. Aşağıdaki alt bölümlerde, bu etkileşimlerin her biri ele alınacaktır.

2.2.1. Enerji Kaybı

Müonlar malzemenin içinden geçerken elektronlarla çarpışır ve bu elektronlar çoğunluk olarak çekirdek atomundan koparılır. Bir müon çarpıştığı elektronların iyonizasyon enerjisine eşdeğer enerji kaybeder. Bir malzemedeki toplam enerji kaybı “maddenin ortalama durma gücü” olarak adlandırılır. Müonlar için 0.1 GeV ile 1000 GeV enerji aralığında geçtiği malzemenin $g \cdot cm^{-2}$ başına yaklaşık 2.2 MeV enerji kaybı olur [42]. Tablo 2.1’de 10 cm kalınlığındaki çeşitli malzemeleri geçen müonların enerji kaybı gösterilmiştir. Enerji kaybı belli bir alandan geçen bir parçacık karşılaştığı maddenin kütlesiyle orantılıdır. Fakat, gelen ve çıkan parçacıkların enerjisinin kesin olarak ölçülmesi gerekmektedir. Fakat bu tür ölçümün yapılması ekonomik değildir. Eğer

Tablo 2.1: 10 cm kalınlığındaki çeşitli malzemeleri kateden müonların yaklaşık enerji kaybı.

Malzeme	Hacimsel yoğunluk ($g\ cm^{-3}$)	Alansal yoğunluk ($g\ cm^{-2}$)	Müon Enerji Kaybı(MeV)	3 GeV Müon için Enerji Kaybı(%)
Su	1.00	10.0	22.0	0.7
Beton	2.50	25.0	55.0	1.8
Demir	7.87	78.7	173.1	5.8
Kurşun	11.35	113.5	249.7	8.3
Uranyum	18.95	189.5	416.9	13.9

iyonlaşma yoluyla yeterli enerji kaybolursa, bir müon malzemesi içinde durdurulabilir. Malzeme içinde parçacıkların aralığı hassas hesaplandığında enerji kayıp oranı malzemelere göre değişir. Ancak yaklaşık olarak $g\cdot cm^{-2}$ başına 2.2 MeV enerji kaybını kullanarak Tablo 2.2 'de gösterildiği gibi değişik enerjideki müonların değişik malzemelerdeki aralıklarını bulabiliriz. Burada dikkat edilmesi gereken ilginç bir nokta,

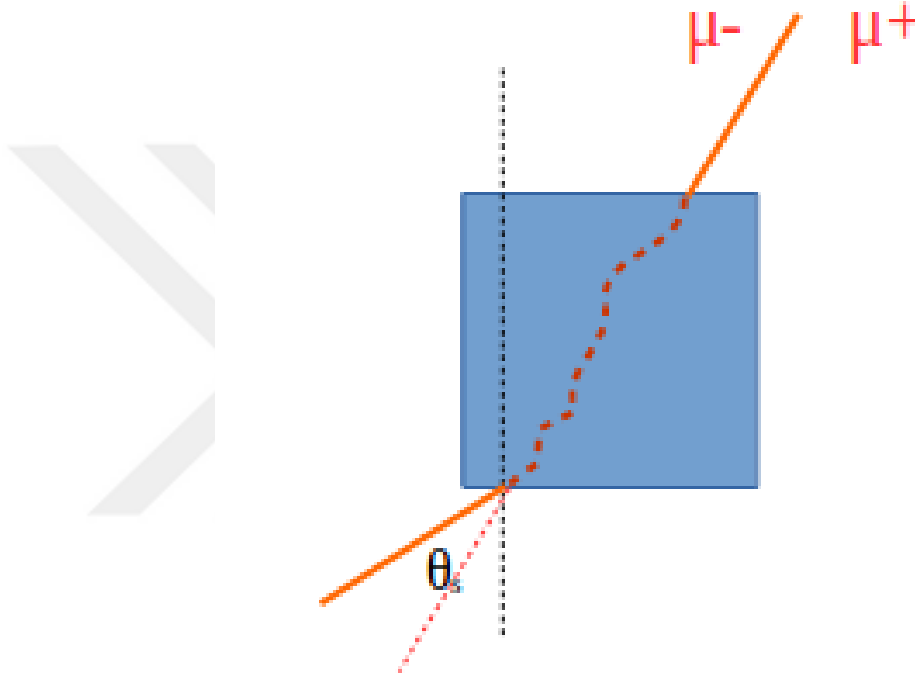
Tablo 2.2: Değişik enerji ile değişik malzemelerde müonların yaklaşık aralıkları.

Malzeme	Hacimsel yoğunluk ($g\ cm^{-3}$)	Müon Enerjileri		
		0.3 GeV	3 GeV	30 GeV
Su	1.00	1.4	13.6	136.4
Beton	2.50	0.5	5.5	54.5
Demir	7.87	0.2	1.7	17.3
Kurşun	11.35	0.1	1.2	12.0
Uranyum	18.95	0.1	0.7	7.2

ortalama 3 GeV enerjiye sahip müonlar bir metre kalınlığındaki yoğun malzemeleri bile delip geçer. Hatta daha yüksek enerjiye sahip olan müonlarla onlarca metre kalınlığındaki kaya veya metallere de geçebilir. Kozmik ışın müonların enerji spektrumu sürekli ve ortalama aralığı uzun olduğundan dolayı büyük nesneler için diferansiyel zayıflatma bilgisi radyografi için kullanılabilir. Eğer mesele küçük nesnelerin radyografisi ise, çok az sayıdaki müonlar malzemede durur. Örneğin, sadece 10cm küp Uranyum enerjisi 0.3 GeV olan müonları durdurur. Bu nedenle, kozmik müonların ortalama enerjisinin 3 GeV olduğunu düşündüğümüzde diferansiyel zayıflatma küçük nesneler için uygun bir bilgi kaynağı değildir.

2.2.2. Çoklu Coulomb Saçılması

Bir müon malzeme içinden geçerken, bazen malzemenin çekirdek atomları ile etkileşerek yönü değişecektir. Bu durumda parçacık birden fazla Coulomb saçılımı nedeni ile rastgele yürüyüş yapar ve malzemenin içinden geçtiği yolun yönü **Şekil 2.4**'te gösterildiği gibi değişir ve sonunda malzemeye girdiği açıdan farklı bir açıyla malzemeden çıkar. Giriş



Şekil 2.4: Çoklu Coulomb Saçılması.

ve çıkış açısı arasındaki fark saçılma açısı olarak adlandırılır. Saçılma açıları dağılımının %98'i ni kapsayan orta kısımları ortalama değeri sıfır olan Gaussian olarak tanımlanabilir [18]. Saçılma açısına karşılık gelen Gaussian dağılımı aşağıdaki formül ile ifade edilir [59, 81].

$$\frac{dN}{d\theta_x} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta} e^{-\frac{\theta_x^2}{4\theta^2}} \quad (2.4)$$

Burada N saçılan müon sayısı, θ_x saçılma açısını x-eksen yansıtması, θ çoklu saçılma açısıdır. Saçılma açısının standart sapması

$$\sigma = \frac{13.6MeV}{c\beta p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (2.5)$$

ile ifade edilir. Burada βc müonun hızı, p müon momentumu, x müonun geçtiği materyalin kalınlığı, X_0 malzemenin radyasyon uzunluğudur [40]. Fermi yaklaşımında saçılma açısı aşağıdaki gibi verilir [2, 36]:

$$\sigma = \sqrt{2}\theta \approx \frac{13.6MeV}{c\beta p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.6)$$

Radyasyon uzunluğu malzemelere göre değişir ve maddenin atom numarası (Z) ile bağlantılıdır.

$$X_0 = \frac{716.4}{Z(Z+1)\ln\frac{287}{Z}} \cdot \frac{g}{cm^2} \quad (2.7)$$

Tablo 2.3'te Al, Fe, Pb ve U ların atom numarası, radyasyon uzunluğu ve saçılma açısının bağlantıları bulunmaktadır [14].

Tablo 2.3: Saçılma açısı maddenin Z 'si hakkında bilgi taşır.

Metal	Z	X_0 (cm)	$\sigma_{space} = \sqrt{2}\theta$
Al	13	8.9	6.8
Pb	26	1.76	16.3
Fe	82	0.56	30.1
U	92	0.32	40.5

2.3. KOZMİK MÜON TOMOGRAFİ KAVRAMI

2.3.1. Tarihçe

Radyografi teknikleri, karmaşık sahneler içerisinde yoğun maddeleri tespit etmek için güvenilebilir bir potansiyele sahiptir. Yeni geliştirilen Radyografi tekniklerinde proton veya müonlar gibi yüklü parçacıklar kullanılmaktadır. Müon radyografi tekniği ise ilk olarak dağ kar tabakalarının kalınlığını belirlemek için önerilmiştir [79] ve ilk uygulaması 1971 yılında gerçekleştirilmiştir [6]. X-ışınları ve gama ışını radyografilerinde radyoaktif malzemelerin tespit edilmesi gibi, Müon radyografi müonların emilmesi gözlemine dayanmaktadır. Ancak bazı sınırlamalar ve sorunlar vardır. Yapay radyasyon kaynaklarından dolayı zararlı gama ışınları ile güvenlik sorunu vardır. Öte yandan müonlar ile karşılaştırıldığında müonlar kadar nüfuz edici değildir ve ayrıca genelde

kullanılan düşük radyasyon kaynaklarından dolayı bu tür dedektörlerin yanlış alarm oranı çok yüksektir. Gama ışını radyografisine benzeyen CAT (Computerized Axial Tomography) gibi diğer yöntemlerde, yapay radyasyon kaynaklarına ihtiyaç vardır. Ancak hem gama hem de X-ışını kaynakları masraflı ve pahalıdır[54]. Başka bir sorun ise sistemin çalıştırılmasıdır. Kişinin becerisine bağlıdır ve insan hatası olasılığını ortaya çıkarır. Müon tomografisi diğer tekniklerde olan problemlerin çoğunu önler. Müonlar yüksek enerjiye sahiptirler. Elektronlar gibi yüklü ama elektronlardan daha ağır (200 katına kadar) kütleyle sahip olduğu için metrelerce derinliklere nüfuz edebilirler. Müonlar, uzaydan gelen kozmik ışınlardan oluşan, kullanılmaya hazır doğal bir radyasyon kaynağı olduğu için Müon tomografisi yapay kaynakları gerektirmez. Ayrıca, Müon tomografisi için gereken yöntemler bir hacim içindeki tehlikeli malzemenin olup olmadığının belirlenmesi için operatör beceresi gerektirmez. Kozmik ışınlardan doğal olarak üretilen ve yeryüzünde meydana gelen müonlar elektronlara benzeyen negatif veya pozitif yüklü temel parçacıklardır. Müonlar elektronlardan daha büyük kütleyle sahiptirler (neredeyse 200 kat daha ağır). $105,7 \text{ MeV}/c^2$ lik bir durgun kütleleri vardır, $2,2\mu\text{s}$ bir yaşam süresine sahiptir ve nötronlardan sonra, ikinci en uzun yaşayan atom altı parçacıklardır [13]. Müonlar deniz seviyesinde en çok enerji yüklü parçacıklardır. Kozmik müonların ortalama akımı bir dakikada, santimetre kare başına bir tane müon deniz seviyesine kadar akıp gelmektedir. Bu akım toplam doğal radyasyonun yaklaşık yarısı kadardır [4]. Deniz seviyesine ulaşan ve $1 \text{ müon}/(\text{cm}^2.\text{s})$ akısındaki kozmik muonlar (ortalama 3-4 GeV) madde ile sadece zayıf etkileşimle etkileştikleri için madde içinde çok derinlere ulaşabilirler ve madde içinde çoklu Coulomb saçılmaları yaparlar.

Kozmik müonları kullanarak büyük nesnelerin içini görüntülemek için iki teknik vardır:

- (1) Müon soğrulması ile üç boyutlu görüntüleme: Düşük enerjili müonlar ile yoğun maddede duran ve az yoğun (ya da boşluk) ortamdan geçen müonların karşılaştırılmasıyla görüntü elde edilmesidir. Örneğin; volkanların iç (magma) yapısı, arkeolojik kalıntıların aranması, mağaraların aranması, bina kolonlarının içindeki çelik/demir yapının sağlamlık durumunun görüntülenmesi, büyük binaların temellerinin altındaki yapının sağlamlığının görüntülenmesi/incelenmesi, mineral araştırmaları (jeotomografi), çok derin olmayan sismik fay hatlarının aranması ve iç dinamiklerinin görüntülenmesi.

- (2) Müon saçılma açısının gözlenmesi ile üç boyutlu görüntüleme: Enerjisi yüksek olan müonların değişik Z (ya da yoğunluk) deki hedef maddeye vurmadan ve vurup saçıldıktan

sonra izlerinin takibi ile elde edilir. Örneğin, değişik Z materyallerinin belirlenmesi.

Müon soğrulması ile görüntüleme tekniği x-ışını radyografisine benzer şekilde müon absorpsiyon radyografi tekniğine dayanmaktadır. Bir dağın farklı yollar boyunca müon emilimini ölçerek, bir yoğunluk profili çıkarılabilir[51].

Müon saçılma açısının gözlenmesi ile görüntüleme tekniği, müonların çoklu Coulomb saçılması ölçümüne dayanmaktadır. Coulomb saçılmasından gelen sinyali kullanarak zenginleştirilmiş uranyum gibi yüksek-Z nükleer malzemelerden oluşan maddelerin yüksek hassasiyet ile algılanıp üç boyutlu görüntüleme yapılması sağlanır [76, 75].

2.3.2. Muon Tomografi Dedektör Sistemleri

Plastik sintilatörlerin dışında müon tomografisi tekniği ile üç boyutlu görüntüleme yapmak başka iki türü dedektör sistemi ile de mümkündür. En çok karşımıza çıkanlar, Resistive Plate Chambers (RPC) [66] veya Drift Chamber (DC) dedektör sistemleridir [30, 24]. Dedektör tekniğindeki yeni gelişmelerin, volkanlara uygulanması ile daha geniş bir alanda çok ince segmentasyon olmasını mümkün hale getirip müon görüntüleme tekniğini daha ileri bir boyuta taşımıştır. Glass Resistive Plate Chambers (GRPCs) ve CALICE ile işbirliği içindeki ILC hadronik kalorimetre için geliştirilen bir yarıdijital okuyucusunu istismar edilerek atmosferik müonları kullanılan volkanların tomografik görüntülemesi elde edilmiştir [56]. Volkanlardaki lav kubbesinden geçen müonların yolunu belirlemek için iki tip Parçacık detektörünün kullanıldığından bahsedilmiştir: (1) sintilasyon detektörü ve (2) bir emülsiyon odası [63].

Close Cathode Chamber tekniğine dayanan dedektörün temel yapısı [64]'te tanıtılmıştır. Geniş alan MPGD (micropattern gas detectors)'nin geliştirmesi için GEM (Gas Electron Multiplier) dedektörleri müon tomografisinde izleme dedektörleri olarak kullanılmıştır [48]. Son olarak, müon tomografisinde kullanılan dedektör sistemi plastik sintilatörlerden oluşmaktadır [82, 27, 9].

Plastik sintilatör bazlı sistemlerde aktif ortam sintilatördür ve dedektör sistemi rahatlıkla taşınabilir. Saha ölçümlerinde kolaylıkla ve uzun süreli otonom olarak kullanılabilir. Yeni geliştirilen çabuk cevap veren plastik sintilatör malzemeler ve optik fiberlerin çaplarının mm altında yapılabilir olmaları uzaysal çözünürlükteki seviyede hassasiyete ulaşmalarını

sağlamıştır. Plastik sintilatörlere dayalı tetikleme sistemleri uzun yıllardır büyük bilim merkezlerindeki (CERN, ESA/NASA Deneyleri) deneylerde kullanılmaktadır ve ns altında ölçüm yapabilecek seviyededir.

2.3.3. Önceki Çalışmalar

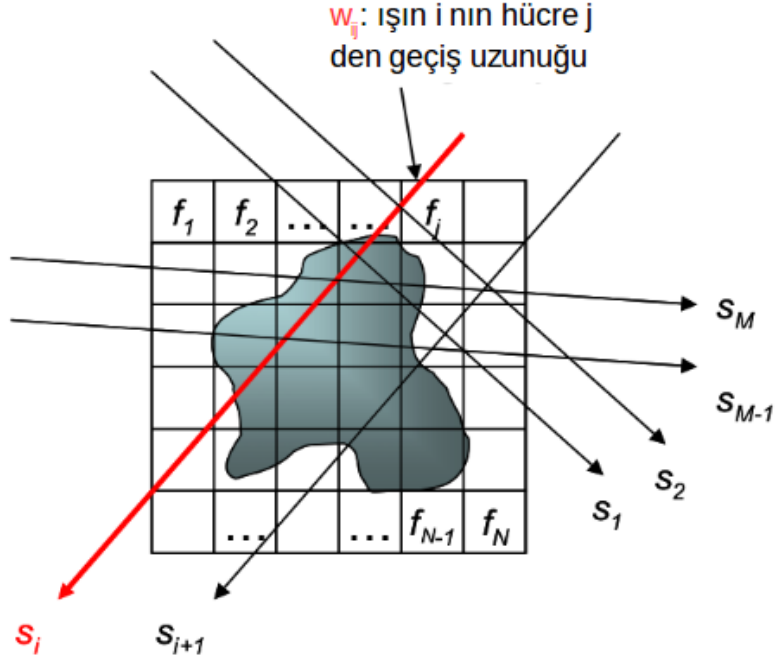
Müonların görüntüleme için kullanımları ilk olarak bundan yaklaşık 40 yıl önce Luiz Alvarez ve grubu tarafından gerçekleştirilmiştir[6]. Inshams Üniversitesi ve Kaliforniya Üniversitesi fizikçileri tarafından 1967 yılının ilkbaharında kozmik ışın dedektörleri Giza'daki ikinci piramidin Belzoni Odası'na kurulmuştur. Alvarez Gizli odalarında müon dedektörlerini yerleştirerek, kaya derinliği boyunca beklenen müon akısı ile farklı açılarda ölçülen müon akısını karşılaştırarak başka gizli odaların olmadığını başarıyla teyit etmiştir. Bu görüntüleme tekniği sadece düşük enerjili müonların kullanımı ile yoğun maddeye vurdurarak duran, boşluktan ise geçen muonların sayılarının karşılaştırılması prensibine dayanmıştır. Yapılan ilk uygulama 1955 yılında E.P. George tarafından gerçekleştirilmiştir [36]. George bir yeraltı tünelinin derinliğini ölçmek istemiş, tünelin içinden ve dışından geçen kozmik müon akısını ölçmüş ve müon akısının zayıflama oranlarına dayanarak tünelin derinliğinin iyi bir tahminini yapmıştır.

Daha sonra birçok araştırmacı benzer yaklaşımlar izlemiştir[60]. Nagamine tarafından yapılan İddialı bir girişimde Japonya'daki Tsukaba ve Asama dağlarında patlama olup olmayacağını tahmin etmek amacıyla büyük müon dedektörlerini birbirinden iki kilometre aralıklı koyarak volkanların iç yapısının görüntülenmesinde kullanmıştır.

Başka bir girişim olarak, Minato [57] sadece elle tutulan müon sayacı ile Japonya'nın Nagoya Higashi-Honganji Tapınağı'nın kapısının radyografi görüntüsünü alınmıştır. Tüm bu örneklerde birbirlerine benzeyen kozmik müon radyografi tekniği kullanılmıştır. Ama hiçbirisi daha küçük alanda çoklu Coulomb saçılmasını kullanarak görüntüleme yapmamıştır.

2.4. GELENEKSEL TOMOGRAFİ KONSEPTİ

Geleneksel tomografi konsepti **Şekil 2.5'**te gösterilmektedir; burada tomografi, birçok farklı doğrultudan alınan projeksiyonlardan cismin görüntüsünü elde etme anlamına



Şekil 2.5: Işı nları nesnelerin iç inden geç irerek ö rnekleme.

gelmektedir. M tane ış ın gö rüntüleme alanından geç erken nesnenin karakteristik fonksiyonunu ö rnek alır. i inci ış ın gö rüntüleme alanını geç er ve algılanırsa, onun ö rneklenmesi (veya sinyali) gözlemlenebilir. Bir ış ının ö rneklenmesi ile ayrı nesnenin karakteristik fonksiyonu arasındaki iliş ki aşağıdaki ış ın toplamı ifadesi olarak tanımlanabilir:

$$P_i = \sum_j W_{i,j} f_j \quad (2.8)$$

burada, ağırlık W_{ij} , j inci piksel veya voksel boyunca i ış ınının yol uzunluğudur. Doğrusal denklemler sistemi (2.8) ni çö zerek, yeniden yapılandırılmış karakteristik fonksiyonu f tahmin edilebilir. Müon tomografisi geleneksel yöntemlere dayandığından hala var olan birkaç sorunun değ iş tirilmesi gerekmektedir:

- (1) Doğal Müonlar, sınırlı bir akıya sahiptirler ve zirvedeki geniş aç ısal dağılıma sahip yönlerden gelirler.
- (2) Iş ın sinyali, yani çoklu Coulomb saç ılma aç ısı, sıfır ortalamalı bir Gauss dağılımı ile ifade edilir ancak gerçek dağılımda daha uzun kuyruklar vardır.
- (3) Müon yörüngeleri dü z değ ildir, bu nedenle yüksek Z 'li malzemenin kabaca bir

görüntüsü ve yapısı elde edilebilir.

Denklem (2.8)'in çözümünü bulmak için 1970 yıllarında Gordon tarafından iteratif nümerik tekniği [38] uygulanmıştır. Algoritma, $\mathbf{f}$ için ilk tahmin $\mathbf{f}^{(0)}$ ile başlar; Bu tahmin iteratif olarak ayarlanacaktır, iterasyon k de tahminin $\mathbf{f}^{(k)}$ olarak anılacaktır.

Belirli bir şekilde ölçülen projeksiyon $\mathbf{P}_i$ ye göre tahmin $\mathbf{f}^{(k)}$ ye verilen beklenen projeksiyon $\mathbf{Q}_i$ şu şekilde tanımlanır:

$$\mathbf{Q}_i^{(k)} = \mathbf{W}_i \mathbf{f}^{(k)} \quad (2.9)$$

burada $\mathbf{W}_i$, ağırlık matrisi $\mathbf{W}$ 'nin i inci satırıdır. $\mathbf{P}$ ve $\mathbf{Q}$ arasındaki tutarlılığı sağlamak için bir ayar yapılır ve $\mathbf{f}^{(k+1)}$ aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$\mathbf{f}^{(k+1)} = \mathbf{f}^{(k)} + \frac{(\mathbf{P}_i - \mathbf{Q}_i^{(k)}) \mathbf{W}_i^T}{\mathbf{W}_i^T \mathbf{W}_i} \quad (2.10)$$

Başka bir deyişle, bir ışın için ölçülen projeksiyon ile arasındaki tahminimizden kaynaklanacak projeksiyonun farkı alınır ve ağırlık vektörünün normunu kullanarak bu farklılıklar normalize edilir, daha sonra $\mathbf{f}$ ışınının ağırlık vektörüne göre $\mathbf{f}$ 'nin elementlerinin düzeltmelerine ağırlık verilir.

Orijinal formundaki güncelleme denklemi (2.10), görüntü hücrelerinin merkezlerinin her bir küçük genişlikteki ışınların içinde olup olmadığına bağlı olarak, ağırlık matrisindeki eleman 0 ile 1 değiştirilerek basitleştirilmiştir ve bir pozitif kısıtlama da getirilmiştir. Sonuç olarak:

$$\mathbf{f}^{(k+1)} = \max \left[0, \mathbf{f}^{(k)} + \frac{(\mathbf{P}_i - \mathbf{Q}_i^{(k)})}{N_i} \right] \quad (2.11)$$

Burada N_i , i inci ışın için sıfır olmayan ağırlıklara sahip görüntü hücrelerinin sayısıdır ve düzeltme yalnızca bu görüntü hücrelerine uygulanır.

Gordon tarafından geliştirilen algoritma farklı uygulamalara özel revizyonlar önerilmiş ve yıllar boyunca çok daha fazla ayrıntılandırmalar yapılmıştır. Bazen ışın verilerinde gürültü mevcut olduğunda bir "Sönümleme Faktörü" eklenerek denklem (2.11) şöyle değiştirilir:

$$\mathbf{f}^{(k+1)} = \max \left[0, \mathbf{f}^{(k)} + \frac{\Delta(\mathbf{P}_i - \mathbf{Q}_i^{(k)})}{N_i} \right] \quad (2.12)$$

burada sönüm faktörü, $0 < \Delta < 1$, yakınsama sağlamak için ayarlanandır.

Bahsedilen algoritmanın bu versiyonu Widrow tarafından geliştirilen Adaptif Filtrelerin Ayarlanması(Tuning Adaptive Filters)[83], daha genel olarak bilinen Stokastik Gradyan Düşüşü(Stochastic Gradient Descent)[45] için kullanılan LMS algoritmasına oldukça benzemektedir. Bu nedenle, cebirsel yeniden yapılandırma tekniklerini gradyan iniş optimizasyonunun özel bir şekli olarak görebiliriz. Bu nedenle, cebirsel yeniden yapılandırma tekniklerini Stokastik Gradyan Düşüşü (Stochastic Gradient Descent) optimizasyonunun özel bir şekli olarak düşünebiliriz.

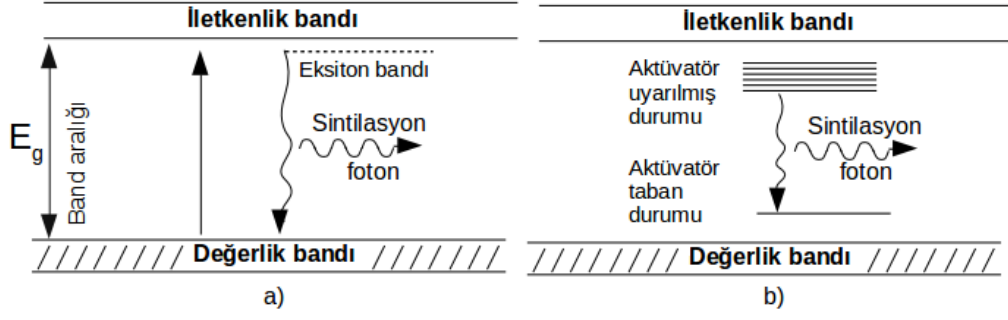
2.5. SİNTİLAYON MALZEME VE SİNTİLAYON IŞIK AMPLİFİKASYONU HAKKINDA TEMEL BİLGİLER

İyonlaştırıcı radyasyonun ışığa dönüştürülmesi, sintilasyon malzemeleri ortaya çıktıkça mümkün olmuştur. Sintilasyon malzemelerine dayanan ilk cihaz, Crookes tarafından 20. yüzyılın başında geliştirilmiştir.[80]. Kaynak [72, 22, 21] larda ise 1940'lı yıllarda ilk organik sintilasyon dedektörlerinden birinin geliştirilmesi ve üretilmesi anlatılmıştır.

Günümüzde iyonlaştırıcı radyasyon, ışık dönüşümü süreci, tüm dünyadaki deneysel nükleer tesislerdeki sayısız detektör ünitelerinde gerçekleşmektedir ve organik materyallere dayalı sintilatörler yaygın olarak kullanılmaktadır. Organik sintilatörlerin uygulanmasına örnekler, nötrino tespiti için NOvA, USA [11] ve LENA, Finlandiya [84]] ve nötron tespiti için DEMON, Fransa [16] gibi yapım aşamasındaki mevcut tesis veya kurulumlarda bulunabilir.

Radyasyon'un algılanması için dedektörlerden gelen sintilasyon ışığı elektrik sinyallerine dönüştürülür. Bu dönüşüm foto sensörleri tarafından yapılır. Foto sensör tarafından üretilen elektrik sinyalleri, analog ya da dijital alım sistemleri ile alınabilir ve analiz edilebilir.

Bu çalışma kapsamında, sintilasyon ışığının algılanması için silikon foto-çoğaltıcı tüpü (SiPM) kullanılmıştır. Bu nedenle, sonraki bölümde SiPM işleminin temelleri açıklanacaktır.



Şekil 2.6: İnorganik sintilatörlerde sintilasyon mekanizması.

2.5.1. İnorganik Sintilatörler

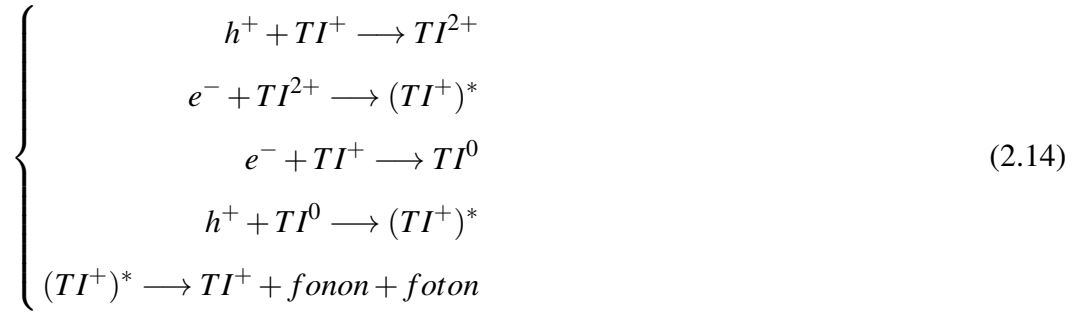
İnorganik kristallerde, sintilasyon mekanizması, kristal içine giren yüksek enerjili parçacıkların kristal atomlarını uyarak foton emisyonu prensibine dayanmaktadır. Bu işlem, kristaldeki enerji bantları dikkate alınarak anlaşılabilir.

Kristale giren yüklü parçacık iki farklı işlem gerçekleştirebilir: 1) Verilen enerji iyonizasyon enerjisinden daha büyükse, elektron valans bandından iletkenlik bandına uyarılarak serbest bir elektron-delik çifti elde edilir. İletkenlik bandındaki bir elektron, bir delikle yeniden birleştirilerek ortadan kalkar. Bu süreçte, açığa çıkan enerji bir foton olarak yayılır (Şekil 2.6 a)).

2) İletilen enerji iyonizasyon enerjisinden daha küçükse, iletkenlik bandının altındaki bölge eksiton bant denilen bölgeye uyarılır. Bu durumda, elektron hala elektrostatik olarak deliğe bağlıdır. Bu elektron-delik çifti eksiton olarak adlandırılır. Eksitonlar kristal içinde hareket ederler ve eksiton bir aktivatör merkezi ile karşılaştığında bağlanma enerjisini transfer eder (Şekil 2.6 b)). Kristal örgüye aktarılan bu enerji, kafes titreşimlerinin bir sonucu fonon olarak yayılır.

Örneğin, soğutulmuş NaI kristalinde ve NaI(Tl) kristalinde gerçekleşen sintilasyon mekanizması aşağıda verilen denklemler ile ifade edilebilir:





Tablo 2.4'te bazı inorganik sintilatörlerin temel özellikleri verilmiştir.

Tablo 2.4: Bazı inorganik sintilatörlerin temel özellikleri.

Materyal	Dalga boyu(nm)	Bozunma süresi (ns)	Yoğunluğu (g/cm ³)	Fotonlar/MeV
NaI(Tl)(20 °C)	414	230	3.67	3.8E+4
CsI(Tl)	540	800	4.51	6.0E+4
CsI(Na)	420	630	4.51	3.9E+4
CsI	315	16	4.51	2.3E+3
<i>Lu₂Si₅</i> (Ce)	420	40	7.40	3.0E+4

2.5.2. Organik Sintilatörler

İnorganik kristallerde, sintilasyon işlemi kristal örgüler içinde gerçekleşirken, organik kristallerde fiziksel durum bağımsız olarak gözlemlenebilir. Organik materyallerde, tek bir molekülün enerji seviyeleri arasındaki geçişler sırasında floresan oluşur. Organik sintilatörler aromatik hidrokarbon bileşikleri içerir. Bazı organik sintilatörlerin temel özellikleri aşağıdaki tabloda gösterilmiştir. Nükleer ve parçacık fiziğinde

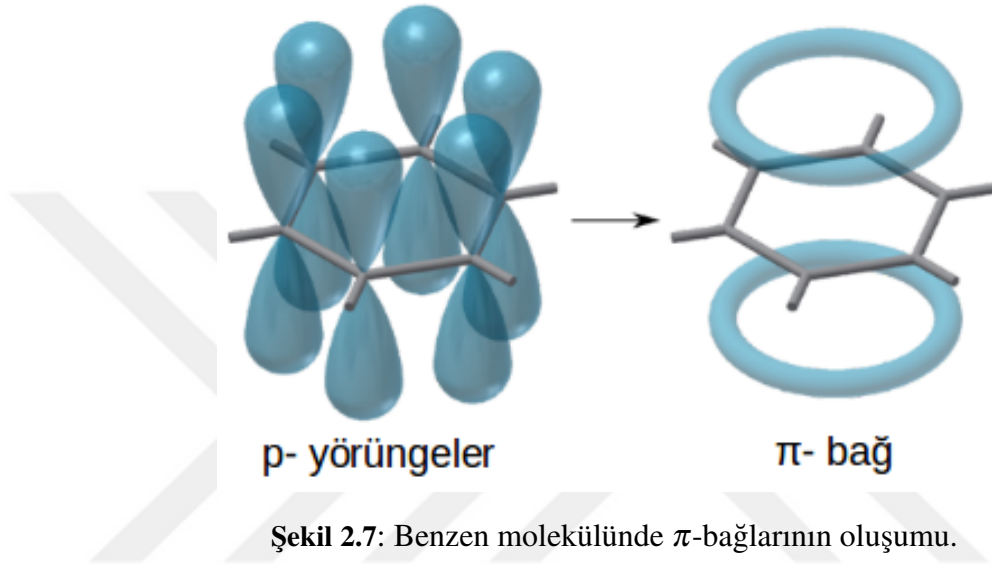
Tablo 2.5: Bazı organik sintilatörlerin temel özellikleri.

Materyal	Dalga boyu(nm)	Bozunma süresi (ns)	Yoğunluğu (g/cm ³)	Fotonlar/MeV
Naftalin	348	11	1.15	4E+4
Antracene	448	30	1.25	4E+4
t-Trphenyl	391	1.23	6-12	1.2E+4

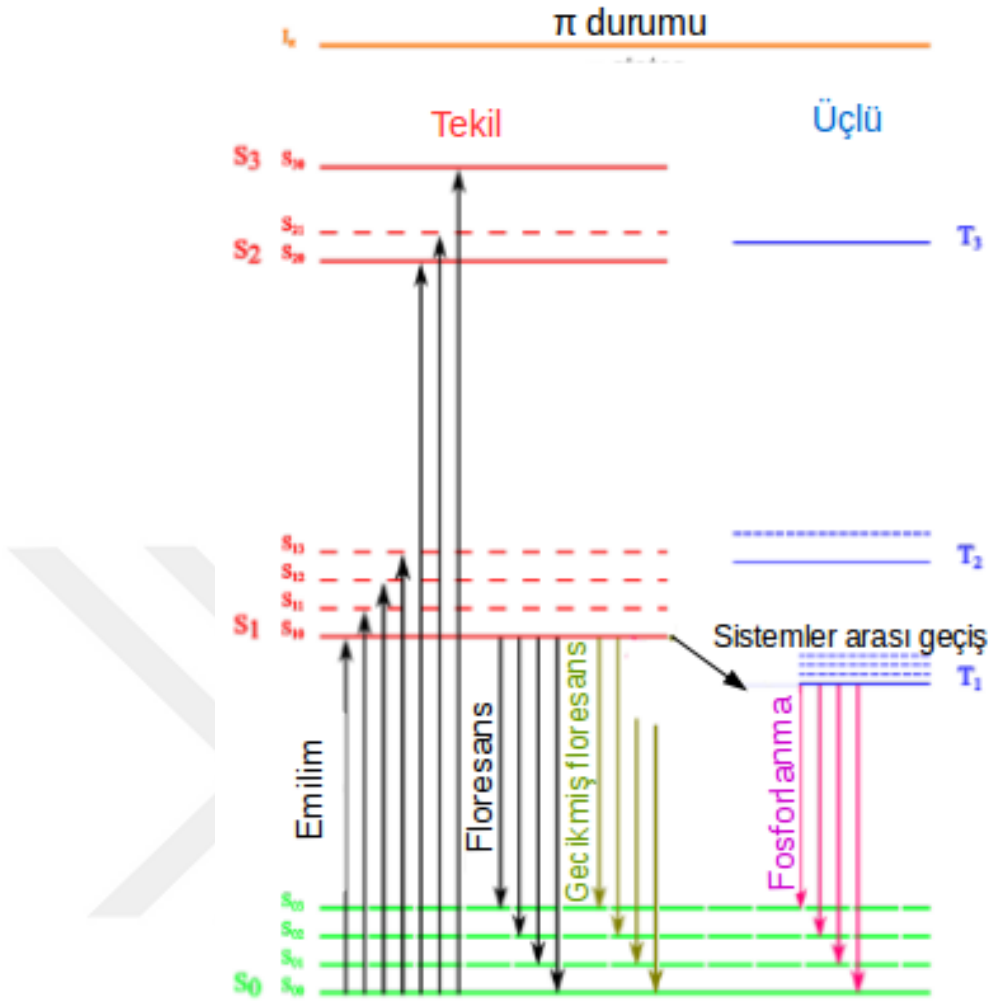
en çok kullanılan organik sintilatörler plastik sintilatörlerdir. Plastik sintilatörler, organik sintilatörlerin, polyviniltoluene, polyfenilbenzen ve polystirene gibi plastiklerle karıştırılmasıyla elde edilir. Plastik sintilatörler, yüksek bir ışık verimine ve 2-3 nano-saniyelik hızlı bir bozunma süresine sahiptir ve kolayca şekillendirilebilir.

Organik materyallerin sintilasyonu, π -bağı olarak bilinen moleküler yapı ile bağlantılıdır.

π -bağ veya π -elektron yapısının tipik örneği, **Şekil 2.7**'de gösterilen bir benzen molekülünün oluşumudur [20, 52]. Bu tür yapılar, **Şekil 2.8**'de şematik olarak gösterilen uyarma durum spektrumu oluşturmaktadır. Tekli durumlar, elektron spinlerinin 0'a bağlandığı elektron uyarımlarıdır. Bu durumların her biri, üzerinde bir grup titreşim durumu oluşturur. En düşük titreşim hali bile, normal oda sıcaklıklarında termal olarak uyarılamayan 0.1 eV'lik nispeten yüksek bir enerjiye sahiptir [52]. Moleküldeki



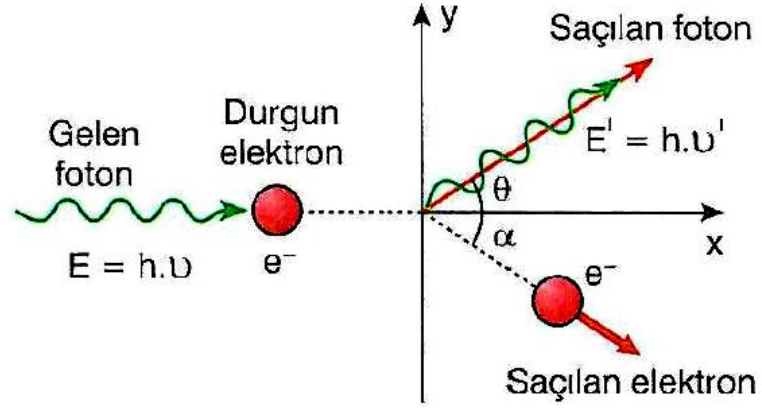
enerjinin emilimi üzerine, sadece singlet yapılar ($S=0$) uyarılır. S_{10} durumunun üstündeki durumlar pikosaniye cinsinden S_{10} durumuna kadar azalır. S_{10} durumu, fotonları yayan birkaç nanosaniye ömrüne karşılık gelen bir zaman sabitiyle S_0 taban durumunun titreşim durumlarına dek bozunur. Bu fotonlar, sintilasyon ışığının sözde bileşenini temsil eder. S_{10} durumu aynı zamanda sistem arası geçişi denilen geçiş yoluyla T_1 üçlü durumuna dönüştürülebilir. T_1 durumu, S_1 durumundan milyon kat daha uzun ömürlüdür. T_1 durumunun S_0 taban durumuna dönüşümü o kadar yavaştırki buradaki fotonlar sintilasyon ışığına katkıda bulunmamaktadır. Ayrıca, **Şekil 2.8**'den görüleceği üzere, bu ışığın dalga boyu, S_1 durumundan gelen hızlı sintilasyonun dalga boyundan farklıdır. Bununla birlikte, T_1 durumundaki moleküller daha hızlı bir zaman ölçeğinde ısı enerjisinin S_1 durumuna geri çekilmesiyle uyarılabilir. İçinde yayımlanan foton Bu geri kazanılmış S_1 durumunun bozulması, daha sonra yavaş bileşen olarak adlandırılan sintilasyon ışık darbesine katkıda bulunur [20].



Şekil 2.8: Bir organik molekülün π -elektron yapısından yükselen durumları. Singlet S_x durumları ve üçlü T_x durumları düz çizgilerle gösterilir. Karşılık gelen S_{xx} ve T_{xx} titreşim durumları kesik çizgilerle [15].

2.5.3. Sintilasyon Materyallerinde Enerji Transferi

Gama ışını enerjisinin sintilasyon materyaline aktarılması, elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşiminin üç temel tipinden biri tarafından tanımlanabilir: Compton saçılması, foto elektron etkisi ve çift üretimi. Bütün bu işlemler fotonun sintilasyon materyali ile temelde elastik olmayan çarpışmalarıdır. Compton etkisinde, bir elektronla etkileşime giren bir gama ışını enerjisini elektrona kısmi olarak aktarır. Daha sonra enerjisi azaltılmış olan bir gama ışını başlangıç yörüngesinden belli bir θ açısında saptırılır. Compton elektronunun kinetik enerjisi başlangıçtaki ve dağılmış gama ışınlarının enerjisi farkıdır. Etkileşimden sonra fotonun enerjisi:



Şekil 2.9: Compton saçılması.

$$E_{\gamma 2} = \frac{E_{\gamma 1}}{\left[1 + \left(\frac{E_{\gamma 1}}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta) \right]} \quad (2.15)$$

burada $E_{\gamma 1}$ olay fotonunun enerjisidir, $E_{\gamma 2}$ dağınık fotonun enerjisidir, $m_e c^2$ elektronun durgun kütle enerjisidir. Geri tepme elektronunun kinetik enerjisi:

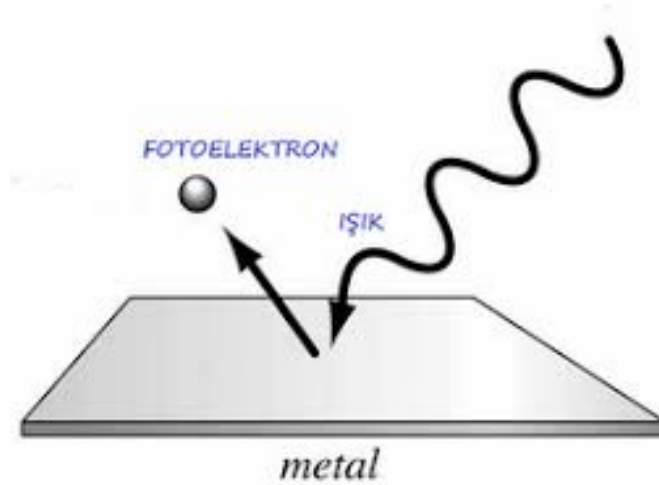
$$E_e = E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1} \quad (2.16)$$

Bir atom tarafından gama ışınlarının toplam enerji emilimine fotoelektrik etkisi denir. Bu etki gama ışını enerjisini bir K veya L kabuk elektronuna tamamen aktarır. Bu etkileşimde atomdan çıkan elektrona foto-elektron denir. Foto-elektronun enerjisi:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.17)$$

Son etkileşim türü çift üretimi oluşturur. Bu işlemde, gamma fotonu, atomun çekirdeğinin elektromanyetik alanındaki etkileşimiyle bir elektron-pozitron çifti haline dönüştürülür. Bu etkileşim, gama enerjisi, bir elektron-pozitron çiftinin kalan kütle enerjisi olan 1,02 MeV'yi aşarsa meydana gelebilir. Elektron-pozitron çiftinin toplam kinetik enerjisi eşittir:

$$E_{ep} = h\nu - 1.02 \text{ MeV} \quad (2.18)$$

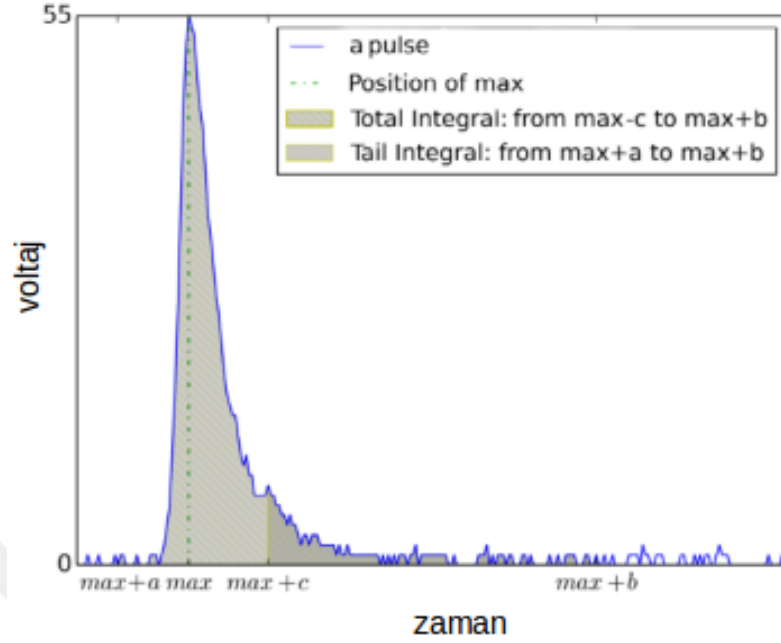


Şekil 2.10: Fotoelektrik olayı

Atomlarla etkileşen nötronlar, atomların çekirdekleri tarafından dağılabilir veya emilebilir. Hızlı nötron tespitinde en yaygın kullanılan yöntem ışık çekirdeği ile nötronların elastik saçılmasıdır. Saçılım sürecinde bir nötron, enerjisinin bir kısmını saçılma ile hafif çekirdeğine aktarır. Geri çekilen iyonlar daha sonra kinetik enerjilerini atomik çarpışmalarda dedektör malzemesine aktarırlar. Prensip olarak bir nötron, tüm kinetik enerjisini tek bir kafa üstü çarpışmada bir hidrojen çekirdeğine(proton) aktarabileceğinden, en iyi nötron yayıcı madde hidrojendir.

2.5.4. Sintilasyon Işığının Yavaş Bileşeni

Bir detektörün sintilasyon materyalindeki gama ışını Emilimi her zaman elektron üretir. Bu elektronların çarpışmaları nihai olarak detektöre enerji aktarır. Nötron etkileşiminde ağır bir iyon üretilir. Bu durumda dedektöre enerji depolanması farklıdır. Algılama materyalindeki gama ışını ve nötron arasındaki lineer enerji transfer (LET) dE/dl farkı, bu radyasyon türlerinin ürettiği sinyallerin yavaş bileşenleri arasındaki farka neden olur. Bu efekt, puls şekli ayırımı için kullanılır [15]. Enerji emilmesinden sonra yayılan sintilasyon ışığı elektrik sinyallerine dönüştürülür. Organik bir sintilatörden elde edilen bir sinyal örneği Şekil 2.11’de gösterilmiştir. Bu sinyal hızlı bir yükselme bileşenine ve yavaş yavaş bozunma bileşenine sahiptir. Sinyallerin yükselme süresi tüm radyasyon türleri için değişmeden kalır. Bununla birlikte, yavaş bileşenin bozunma süresi etkileşen parçacığın doğasına bağlı olarak değişir [15]. Birks yavaş bileşenlerdeki farklılıkların doğasını tanımlayan üç teoriyi karşılaştırır. Bu teorilere dayanılarak Birks



Şekil 2.11: Organik bir sintilatörden elde edilen tipik bir sinyal.

organik sintilatörlerde sintilasyon işlemini daha doğru bir şekilde anlatan bir teori önermektedir. Yavaş bileşenin ilk teoriye göre bozunma süresi, bir organik molekülün singlet halindeki iyonun yeniden birleştirilme zamanına bağlıdır. İkinci teori, molekülün yüksek üçlü yapılara uyarılması üzerine kuruludur. Bu durumda bozunma süresi, üçlü-tekil geçişlerinin zamanına bağlıdır ve triplet durumlarındaki iyonların yeniden birleşmesi zamanına bağlı değildir. Üçüncü teori yavaş bileşenin eksitonların etkileşimine bağlı olduğunu ileri sürmektedir. Bir eksiton, daha yüksek enerji durumlarına müracaat eden bir çift etkileşen komşu moleküllerdir. Eksitonlar arasındaki etkileşim, tüm sistemin uyarılmış durumlarını oluşturur. Bu teoriye göre, bu gibi durumların bozunma süresi, yavaş bileşenlerin bozunma süresini belirler. Birks tarafından önerilen teori, yukarıdaki teorilerin her birinden bazı önerileri birleştirir. Üçüncü teoride olduğu gibi, yavaş bileşen eksitonlar arasındaki etkileşimlerden kaynaklanmaktadır. Bununla birlikte, Birks teorisindeki eksiton molekülleri üçlü durum T_1 için uyarılmıştır. Bu haldeki moleküllerin uyarılan çiftleri arasındaki etkileşim, bir tanesinin S_1 durumunda ve diğeri S_0 durumunda olan iki molekül oluşumuna neden olur. Bu durumda, yavaş bileşenin belirleyici faktörü uyarılmış T_1 durumunun bozunma süresidir.

2.5.5. Sintilatörlerin İstenilen Özellikleri

Sintilatörlerin yüksek yoğunluğu, hızlı çalışması, düşük maliyet, radyasyon sertliği, üretim kapasitesi ve operasyonel parametrelerin dayanıklılığı gibi birçok istenen özellikleri vardır. Birçok diğer özellikleri de düşük gama üretimi (yani, gelen radyasyonun enerjisini sintilasyon fotonlarına dönüştüren yüksek verimi), iyi ışık toplama, şeffaflık, etkin radyasyon algılama, yüksek durdurma gücü, geniş enerji aralıklarındaki linerliği, hızlı zamanlama uygulamaları (coincidence ölçümleri gibi) için kısa yükselme zamanı, dedektör ölü süresini azaltmak ve yüksek etkinlik oranlarını karşılamak için kısa bir bozunma süresine sahip olmaları arzu edilir. Bir sintilatör malzemenin pratik seçimi genellikle belirli bir uygulamaya en uygun olanı ile bu özellikleri arasındaki bir uzlaşmadır.

Yukarıda listelenen özellikleri arasında, ışık verimi en önemlisidir. Çünkü dedektörün verimliliği ve çözünürlüğünü etkiler. Dedektör verimliliği, dedektör üzerine çarpan parçacıkların sayısının tespit edilen parçacıkların sayısına oranıdır. Enerji çözünürlüğü ise tepe konumuna belirli bir enerjinin, tepenin yarı maksimumdaki tam genişliğine (FWHM) oranıdır, genellikle % cinsinden ifade edilir. Işık verimi, çarpan parçacık tipi ve enerjisinin güçlü bir fonksiyonudur. Bu nedenle özel bir uygulama için kullanılacak olan sintilasyon malzemesinin türünü etkiler.

Sintilatörler için ışık verimi sıcaklığına bağlıdır. Bu bağıllık büyük oranda oda sıcaklık uygulamaları için göz ardı edilebilir. Tek bir sintilasyon halinde yayılan sintilasyon, foton sayısının zamana bağlı fonksiyonu, genellikle bir ya da iki eksponansiyel bozunumu doğrusal süperpozisyonu ile tanımlanabilir.

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (2.19)$$

Burada N sintilasyon foton sayısı, τ_f ve τ_s hızlı ve yavaş (veya gecikmiş) bozunma sabitleridir.

2.6. SİLİCON PHOTOMULTİPLİER (SİPM) / SİLİKON FOTOÇOĞALTICI

2.6.1. SiPM

SiPM, ortak bir Si alt tabakası üzerine yerleştirilmiş n sayıda hücreden oluşan bir matris yapısıdır. Burada her bir hücre bir GM-APD'ye karşılık gelir (**Şekil 2.12**). GM-APD'ler üzerine Kırılma geriliminden daha yüksek gerilim uygulanır. Bu sayede sintilatörden gelen her bir foton, GM tüpünde olduğu gibi büyük çılgılar yaratır. Bu nedenle bir GM-APD'nin çıktısı her zaman ya 0 ya da standart bir yük pulsu çılgı oluştu veya oluşmadı gibi olacaktır. Bu nedenle bir GM-APD gelen ışığın şiddetini vermez. Ancak çok sayıda GM-APD'lerden oluşan matrisde (SiPM) yanan hücre sayısından şiddet bilgisine ulaşılır.

SiPM p-tipi epitaksiyel tabaka üzerine imal edilir. Her biri 1 mm^2 bir alan kapsayan 625 tane mikro-hücre dizilerinden oluşur ve her mikro-hücre (40 mm x 40 mm) bir poli-silikon söndürme direnci (değeri yaklaşık 300 k Ω) ile seri olarak yüzeysel -p bileşeni ile oluşur [73].

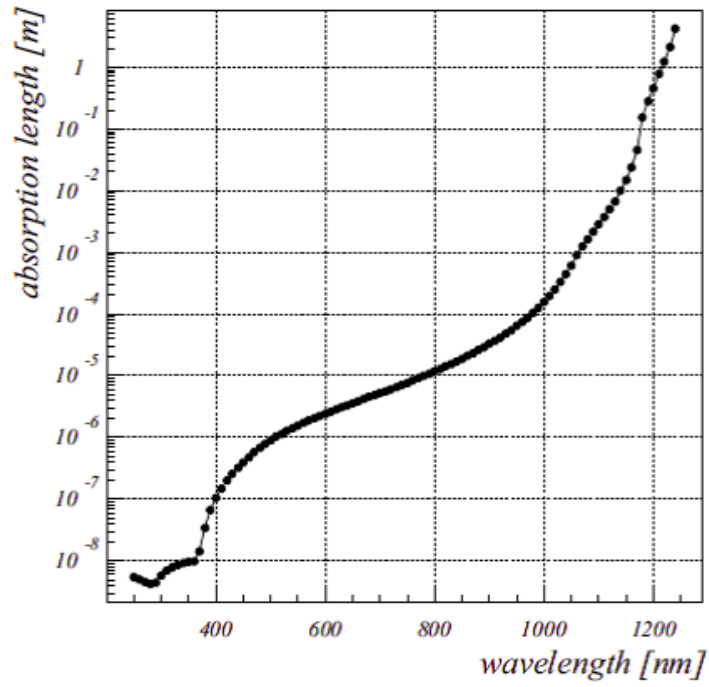
SiPM mekanik olarak çok sağlamdır. Çalışma gerilimi daha düşük ve daha az güç tüketir. Ayrıca manyetik alana karşı da duyarsızdır. Homojen ışık kaynaklarına son derece düzenli tepki verir. Bu nedenlerden dolayı SiPM, yüksek enerji fiziği ve medikal fizik deneylerinde en çok tercih edilen algılama aracı haline gelmektedir [8, 55].

2.6.2. Photon Algılama Prensipleri

Bir foton silikon üzerinden geçerken, belli bir olasılıkla enerjisini değerlik elektrona aktarır. Böylece onu iletim bandı içine iterek bir elektron-delik (e-d) çifti oluşturur. **Şekil 2.13**'te gösterildiği gibi silikonun foton emme derinliği, enerjisine (dalga boyuna) bağlıdır. Bu silikonun 350 nm'den 1000 nm'ye kadar aralıkta foton tespiti için mükemmel bir malzeme olduğunu gösterir [12]. Bu etki, gelen ışığın tespit edilmesi için kullanılabilir. Genellikle elektronları ve delikleri tekrar bir araya çekecek kuvvet, p-n junction tüketim bölgesinde diyot boyunca bir ters voltaj uygulayarak önlenir. Bu tür bir düzenleme, cihazın P-tipi yönüne delik ve N-tipi yönüne elektron akışına neden olur. Aktif bölgede foton tarafından oluşturulan e-d çifti, elektrik alanından dolayı ters yönlere gider. Bölgenin uzunluğundan ve büyük elektrik alanından dolayı n veya p tarafına gelmeden kendileri de e-d çifti oluşturacak enerjiye sahip olurlar ve çarpışarak

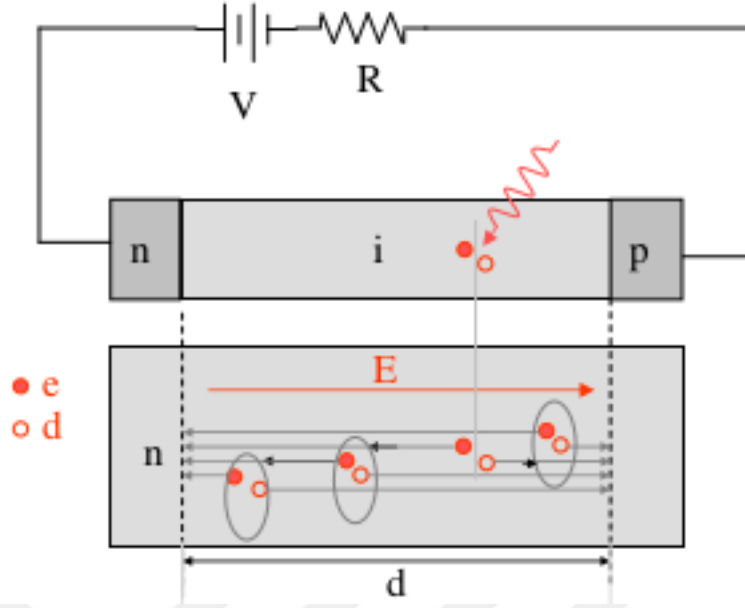


Şekil 2.12: Silikon Photomultiplier (SiPM).



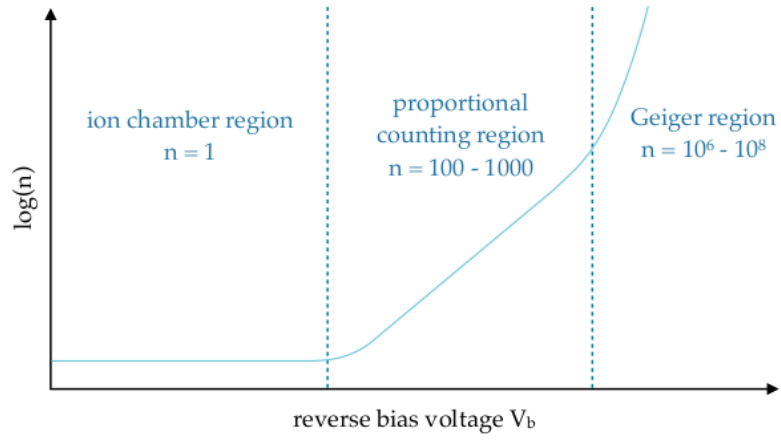
Şekil 2.13: Silikon foton emme derinliğinin dalga boyu etkisi.

(impact ionization) yeni e-d çiftleri oluştururlar(Şekil 2.14). Burada elektrik alan uygulandığında, bir foto-elektron ile başlayan iyonizasyon çığ olarak tüm silikona yayılır. Bu noktada silikon iletken hale gelir ve orijinal fotoelektrondan çok daha büyük bir akım



Şekil 2.14: İyonizasyon etkisi.

oluşturur. Buna Geiger deşarj denir(Şekil 2.15).



Şekil 2.15: Geiger deşarj.

2.6.3. SiPM'in Özellikleri

A) Kırılma gerilimi Tüketim bölge üzerinde elektrik alan oluşturmak için gerilim ayarlanırken, Geiger deşarj meydana gelecek bir noktaya ulaşılır. Bu noktaya Kırılma gerilimi (V_k) denir. Bu devrilme noktası SiPM'in önemli bir özelliğidir ve over voltage (V_o) ve bias voltaj (V_b) ile beraber gelir.

$$V_k = V_b - V_o \quad (2.20)$$

B) Gürültü

(1) **Karanlık sayım oranı:** Burada dikkate alınması gereken husus, emilen fotonun yanıtının aynısını oluşturabilecek olan birkaç sinyalin daha olmasıdır. Bu tür sinyallerin toplam oranı karanlık sayım oranı (DCR) olarak adlandırılır. SiPM'lerin gürültüsünün ana kaynağı karanlık sayım oranıdır. DCR öncelikle yüksek gerilim uygulanan bölgede bir çıkış etkisi yaratan ve sıcaklıktan dolayı oluşan elektronlardan kaynaklanmaktadır.

(2) **Termal gürültü:** Termal uyarma çıkış etkisi yaratan bir e-d çifti oluşturabilir. Oda sıcaklığında bir SiPM hücresinin tipik gürültü oranı 10 kHz seviyesinde olur. 7.5 derecelik bir artışta gürültü oranı bu oranın iki katına çıkar[77]. Gürültü oranı hücre sayısı ile orantılı olduğu için, bir bütün SiPM için bu oran kolayca birkaç MHz'i aşabilir. Termal uyarılmadan dolayı bir hücrenin Kırılma olasılığı aşağıdaki denklem ile tanımlanmaktadır[68].

$$P_r(T) = \frac{3CT}{2} \exp\left(\frac{E_g}{2K_b T}\right) \quad (2.21)$$

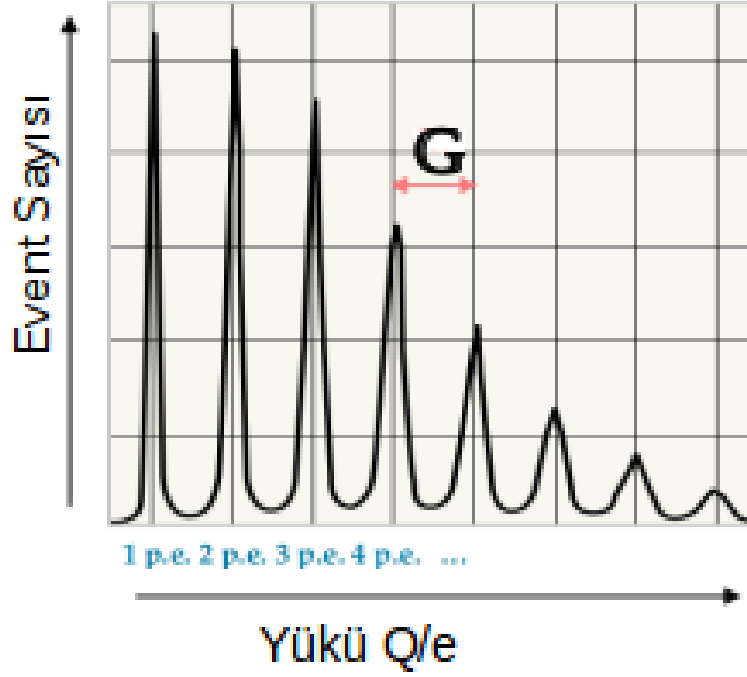
Burada T mutlak sıcaklık, E_g bant enerjisi, K_b Boltzmann sabiti, C malzeme ve teknolojik parametrelere bağımlı bir orantılılık sabittir.

C) kazanç: Her bir SiPM, bir dizin Söndürme direnci ve G-APD'lardan oluşur. Her zaman mikro hücrelerde Geiger Kırılma oluştuğunda bir kuantize edilmiş şarj üretilir. Bir mikrohücre kazancı, dolayısıyla dedektör kazancı (G), çıkış yükünün (CV) üzerinden elektron yükünün (e) oranı ile verilir.

$$G = \frac{C \cdot V_{over}}{e} \quad (2.22)$$

Ayrıca, **Şekil 2.16**'de gösterildiği gibi parmak spektrumundaki her bir tepe noktasının mesafe aralığı ile belirlenebilir.

D) Foton algılama verimliliği (PDE) Foton algılama verimliliği SiPM mikrohücrenden bir fotonun bir Geiger pulse üretme olasılığıdır. Cihazın mikrohücre yapısından dolayı bu, (Photomultiplier Tube) PMT veya Avalanche Photodiode (APD) için alınan kuantum verimliliğinden (QE) biraz farklıdır. PDE dalga boyu ve bias voltajın fonksiyonudur ve



Şekil 2.16: SiPM Parmak spektrumu.

aşağıdaki denklem ile verilmektedir:

$$PDE(\lambda, V) = \eta \cdot \lambda \cdot \varepsilon(V) \cdot F \quad (2.23)$$

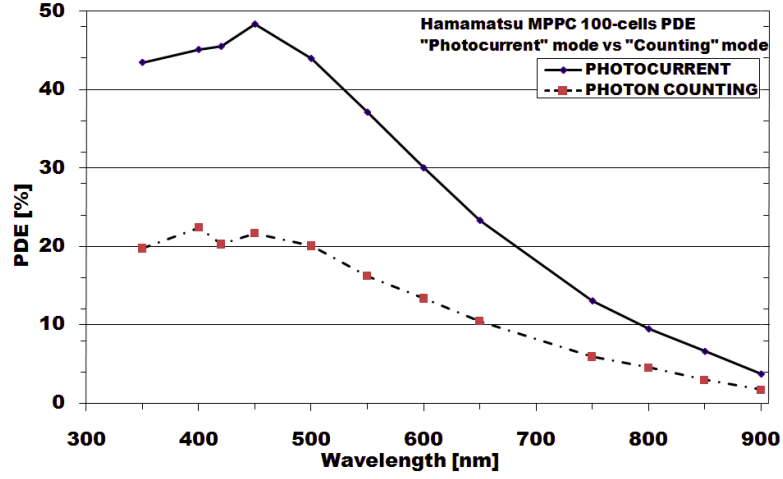
Burada $\eta(\lambda)$ silikon'un kuantum verimliliği, $\varepsilon(V)$ tetikleme olasılığı ve F cihazın dolgu faktörüdür. PDE genel olarak dedektörün yanıtlayıcılığı ile hesaplanır. Dedektörün yanıtlayıcılığı ise birim optik gücüne göre üretilen ortalama fotoakım olarak tanımlanır.

$$R = \frac{I_p}{P_{op}} \quad (2.24)$$

Burada I_p ölçülen fotoakım, P_{op} dedektör alanı üzerinde, belirli bir dalga boyundaki fotonların optik gücü. Duyarlılık tipik olarak A/W(amper/watt) olarak ifade edilmektedir. PDE duyarlılık ile belirlenebilir.

$$PDE = \frac{R \cdot h \cdot c}{G \cdot \lambda \cdot e} \quad (2.25)$$

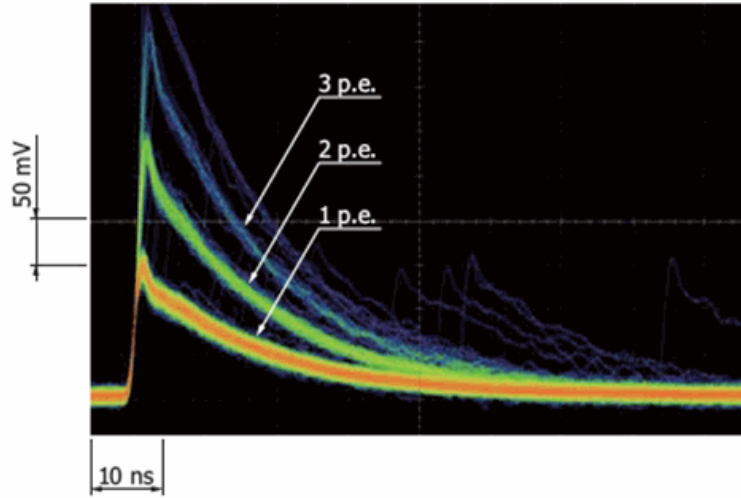
Burada G, SiPM'in kazancı, h Planck sabiti, c ışık hızı, λ gelen ışığın dalga boyu ve e elektron yüküdür. PDE'nin dalga boyuna bağlı olduğu Şekil 2.17'de gösterilmektedir[17].



Şekil 2.17: Hamamatsu SiPM MPPC 100c için PDE'nin dalga boyu'na göre değişmesi.

E) Puls şekli

Bir 3mm x 35mm'lik mikrohücre SiPM için tipik bir tek foto-elektron puls şekli Şekil 2.18'de gösterilmektedir[65]. SiPM yükselme zamanı(rise time), cihazının toplam

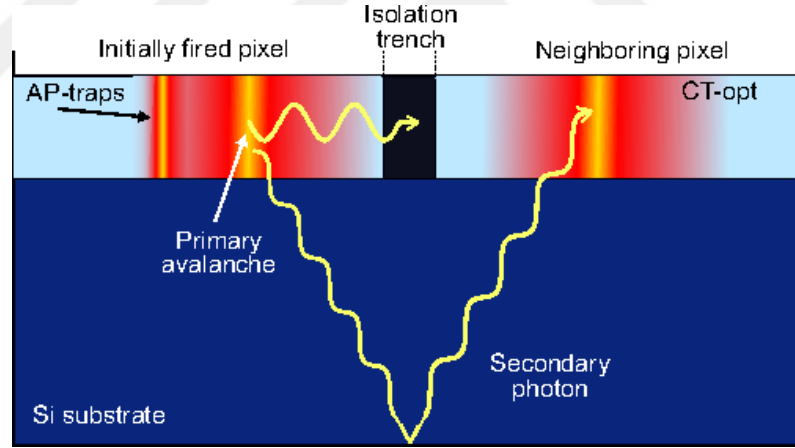


Şekil 2.18: SiPM puls şekli.

alanına, özellikle mikrohücreler tamamını bağlamaktan oluşan kapasitansa bağlıdır. Yükselme zamanı bir 1mm cihaz için yaklaşık 1ns, 6 mm'lik bir cihaz için yaklaşık 10ns arasında değişir. Bozunma zamanı(decay time) ise detektörün büyüklüğünden bağımsızdır, ancak bunun yerine mikrohücre sıfırlama süresi ile tespit edilir.

$$t_{reset} = R_Q \cdot C \quad (2.26)$$

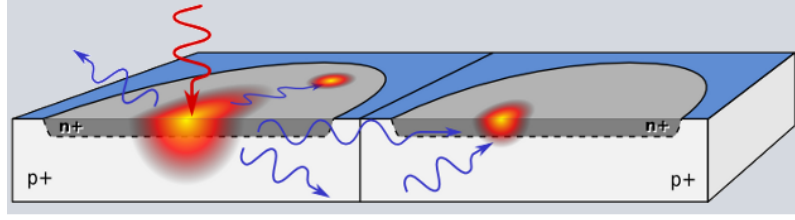
Burada R_Q söndürme direnci, C mikrohücre etkin kapasitesidir. Mikrohücre kapasitans kendi alanında bağlı olduğu için, sıfırlama zamanı farklı mikrohücre boyutları için değişecektir. **F) Afterpulsing** Çığ parçalanması sırasında yük taşıyıcıları yüksek bir enerji seviyesinde metastabil bir duruma getirilebilir. Bu metastabil durum, ilk çığ dökülmesi duruncaya kadar hayatta kalmak için yeterince uzun onlarca nano saniye ömrüne sahip olabilir. Bu aktifleşmiş yük taşıyıcının ek bir çığ dökülmesine başlayabileceği anlamına gelir. Afterpulsing adı verilen bu olay, silikon kafesteki kirliliklerden kaynaklanmaktadır(Şekil 2.19). Afterpulsar ışık sinyali ile tetiklenen darbelerden ayırt edilemez. PDE'yi ölçerken afterpulse olasılığını da bilmeyi gerekir. Bu afterpulse olasılığını araştırmak için, olasılık olayları arasındaki zaman aralığını ölçmek gerekir. Termal gürültünün tekdüze dağılımından dolayı, iki gürültü arasındaki zaman farkının katlanarak dağıtılması beklenir. Afterpulsing için bir veya iki üstel dağılım eklemek, üstel fonksiyonların üst üste binmesine yol açar. Bu işlevi ölçülen dağılıma uydurma sonucunda pals olasılığına neden olur. **G) Optik karışma** Optik karışma,



Şekil 2.19: Afterpulsing.

SiPM içinde yayılan fotonların çığ parçalanmasını tetikleyen bir etkidir (Şekil 2.20). Bu fotonlar, yük taşıyıcı çarpımı yoluyla yayılabilir. Ya doğrudan başka bir hücrenin tetiklediği ya da ilk önce absorbe ettiği ve daha sonra, epitaksiyal tabaka ya da alt tabakadaki yeniden emisyon aldıklarıdır. Doğrudan optik karışma, hücreler arasındaki optik kanallarla azaltılabilir. Optik çapraz çizgi, PDE'yi ölçerken dikkate alınmalıdır. Çapraz olasılığı belirlemenin bir başka yolu da yalnızca termal gürültünün beklendiği karanlık bir ölçüm yapmaktır. Bu iki veya daha fazla hücrenin ateşlediği, neredeyse her olayda çapraz-karışma olayları olduğu anlamına gelir. Bu bölümün başında tanıtılan tüm uygulamalar için SiPM'lerin özelliklerini anlamak ve ölçmek önemlidir. İncelenmesi

gereken en ilginç SiPM özelliklerinden biri foton algılama-verimliliğidir.



Şekil 2.20: Optik karışma.

2.7. MÜON DEDEKTÖRLERİ

Önceki kısımlarda bahsettiğimiz gibi, kozmik müonlara yönelik iki türlü bilgiye sahip olabiliriz, bunlar: (1) enerji kaybı ve (2) çoklu saçılma. Enerji kaybına göre çoklu saçılma daha hassasiyet ile ölçülebilmektedir. Bu bölümde kozmik müonların nasıl ölçüleceğine değineceğiz. Farklı müon dedektör tipleri vardır. Bu farklı dedektörlerin nasıl çalıştığını kısaca özetleyeceğiz ve tezin kapsamında kullanacağımız plastik sintilatör dedektörleri hakkında biraz daha detaylı bilgi vereceğiz.

2.7.1. Süreklenme Tüpleri

Süreklenme tüpleri (Drift tubes) gaz dedektörleridir. Hafif metalden yapılmış silindirik tüp ile tüpün ortasından geçen ince çubuklardan oluşmaktadır. Bir müon tüpün içine girdiğinde içindeki gazları iyonize eder ve çığ oluşturur. Bu nedenle oluşan elektronlar tüpün merkezinde bulunan ince kabloya toplanır. Elektronların tüp içindeki süreklenme zamanına bağlı olarak müonların geçtiği pozisyonlar elde edilir [41]. Bu tür dedektör tipi CERN'deki LHC [34] ve Los Alamos Ulusal Laboratuvarı tarafından kullanılmıştır [58]. Süreklenme tüpleri kanıtlanmış teknoloji olsa bile zaman bilgilerine dayandığından başka dedektör tiplerine göre daha hassas değildir.

2.7.2. Mikro-Pattern Gazlı Dedektörler

Mikro-Pattern Gazlı Dedektörler (MPGDs) aktif ortam olarak gaz bulunan bir dedektör ailesidir. Konum telafisi, yüksek parçacık akılarıyla baş edebilme yetenekleri ve uzun vadeli kararlılık açısından Multi-Wire Orantılı Odaları'nın (MWPCs)[26] sınırlamalarını

yenmek için tasarlanmıştır. 1988’de Oed, MPGD ailesinin ilk örneğini oluşturan Mikro Şerit Gaz Odası [62]’ı keşfetti. Bugün, Gaz Elektron Multiplier (GEM) [74] ve Mikro Mesh Gaz Yapısı (Micromegas) [37] en yaygın kullanılan aygıtlardır. Bu yapıların amacı, etkileşen parçacıklar tarafından gazda üretilen iyonizasyon şarjının az miktarda çoğaltılmasıdır. Tüm MPGD’ler, Baskılı Devre Üretimi tipik fotolitografik prosedürlere ve elektrotları desteklemek için bir dielektrik substrata dayanan ortak üretim tekniklerine sahiptir.

Çok çeşitli geometrilere ve esnek çalışma parametrelerine sahip oldukları için, MPGD’ler, nükleer ve parçacık fiziği, foton dedektörleri (RICH gibi), nadir olaylar için kriyojenik dedektörler ve astroparçacık fiziği (örneğin Aksion ve fotosentez) için izleme, tetikleme ve kalorimetre için ortak bir seçimidir. Karbondioksit aramaları, nötrino çekirdek saçılımı, çift beta bozunumu), X-ışınları ve nötron görüntüleme, tıbbi görüntüleme, sinkrotron radyasyon, plazma teşhisi ve ulusal güvenlik uygulamaları (örneğin nükleer fisyon materyalleri veya kargo konteynerlerindeki atıkların kozmik tomografi ile tespiti ray muonları). Bir Müon Tomografi İstasyonu (MTS), dedektöre gelen ve dedektörden çıkan kozmik ışın muonlarının optimal izlenmesi için yüksek mekansal çözünürlüğe sahip pozisyon duyarlı dedektörleri gerektirir. Gaz Elektron Multiplier (GEM) dedektörleri gibi Mikro Modelli Gaz Detektörü (MPGD) teknolojileri bu uygulama için mükemmel bir adaydır.

2.7.3. Gaz Elektron Çoğaltıcı

Gaz Elektron Multiplier(GEM), gaz dedektörlerinde yüklü parçacıklar, fotonlar, X ışınları ve nötronlar gibi iyonize radyasyonun konum tespiti için kanıtlanmış bir amplifikasyon tekniğidir. GEM, sert koşullar altında bile düşük maliyetle yüksek amplifikasyon kazançları ve performansı elde edebilen elektrotlarla kaplı yoğun delinmiş polimer folyosu içeren bir detektördür. Bir GEM, kimyasal olarak yüksek yoğunlukta deliklerle delinmiş ince, metal kaplı bir polimer folyodan oluşur. İki elektrod arasında bir potansiyel farkı uygulandığında, yapının bir tarafındaki gazda radyasyon tarafından salınan elektronlar deliklere sürüklenir, çoğalır ve bir toplama bölgesine aktarılır.

2.7.4. Plastik Sintilatör Dedektörleri

Plastik sintilatör dedektör modülü, fiberin her iki yanından gelen ışığı absorbe eden ve ışığın sonuna kadar tekrar ışık veren bir plastik sintilatör ve WLS fiber dizilerinden oluşur. Diğer optik fiberlerden farklı olarak, WLS fiberinin bu özelliği, Plastik sintilatör dedektör tasarımını mümkün kılmaktadır.

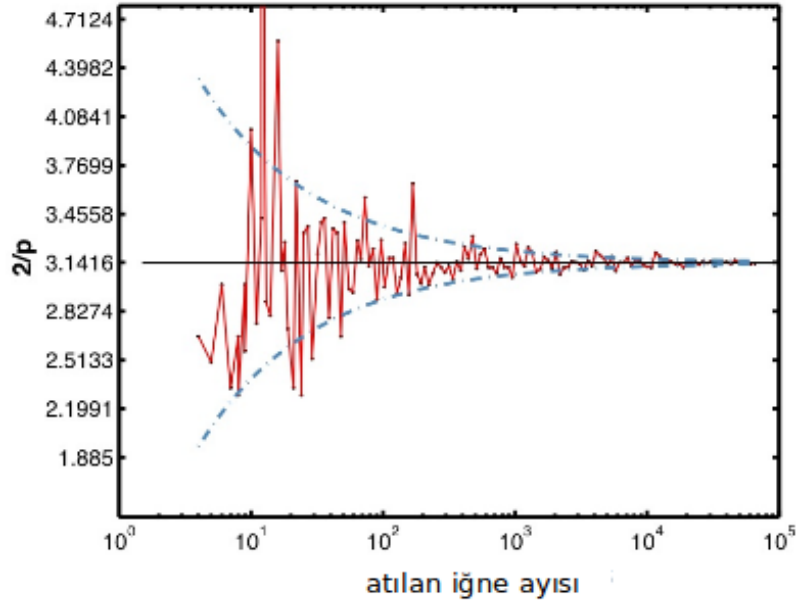
Plastik sintilatör içindeki müon etkileşimleri tarafından üretilen fotonlar, WLS fiberleri tarafından absorbe edilir ve tekrar yayılan yeşil ışık fotonları içsel yansıma yoluyla foton dedektörlerine yönlendirir. WLS fiber dizileri sırasıyla ortogonal olarak hazırlanır ve X-Y yönlerindeki ışık dağılımını temsil eder. WLS fiberlerinden gelen ışık dağılımları, bu etkileşim olayı tekrar [49] edilerek tespit edilebilir.

Bu tez kapsamında ele alınan muon tomografi istasyonu standard konteyner büyüklüğünde olduğu için dedektör alanı 300 x 600 cm² olarak ayarlanmıştır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. MONTE CARLO YÖNTEMLERİ

Monte Carlo yöntemleri, eşit olmayan olasılıklar tarafından yönetilen rastgele değişkenleri örneklemenin en pratik yollarından biridir. Bu tezde kullanılan Geant4 benzetim aracı, fiziksel modellerde meydana gelen dağılımları taklit etmek için kullanılmakta olan bir Monte Carlo yöntemidir. Tüm temel elemanlarını içeren Monte Carlo yönteminden bahseden en eski kaynak Buffon tarafından gerçekleştirilen iğne deneyi olarak bilinmektedir [23]. Buffon, 1777 yılında iğnelerin uzunluğu ile aynı genişliğe sahip bir şeridin üzerine atılan iğnelerin sayısını saymak suretiyle, π sayısını elde etmek için basit bir yöntem geliştirmiştir ve şeridin sınırını geçen iğnelerin sayısı ile atılan iğnelerin toplam sayısı arasındaki oranın $\pi/2$ olduğunu bulmuştur [32]. **Şekil 3.1** artan sayıda atılan iğne sayısı ile π nin tam değerine yakınsamayı göstermektedir. Şekildeki kesikli çizgiler, hata yayılımını dahil ederek ve binom dağılımı



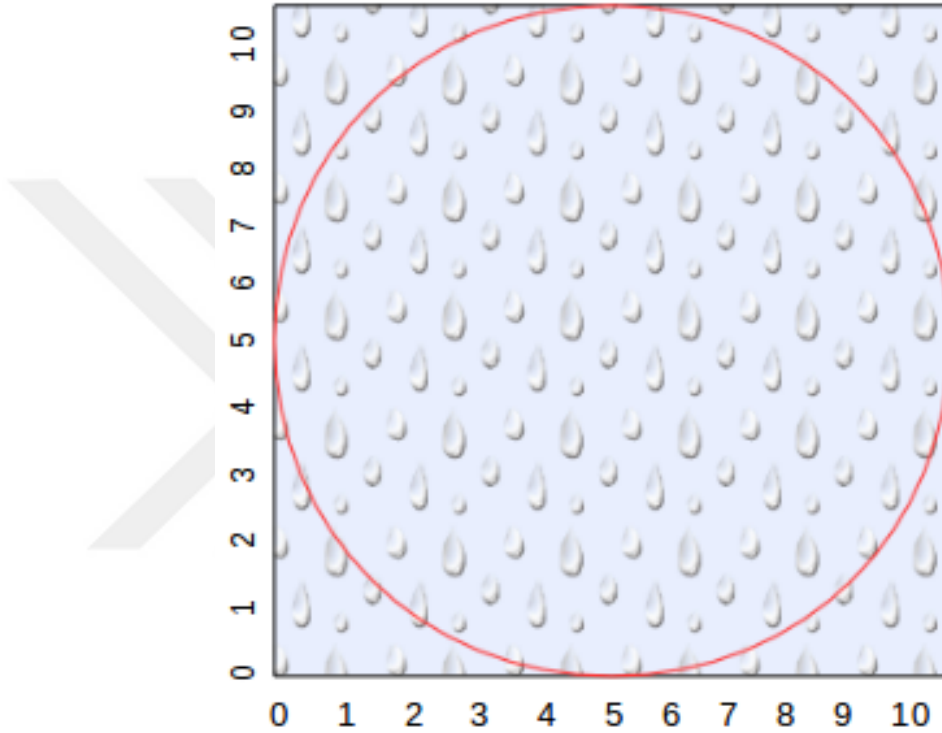
Şekil 3.1: İğne deneyinin Monte Carlo benzetiminin sonucu.

kullanarak hesaplanan π değerinin beklenen hata payıdır. Monte Carlo yöntemi ile π 'nin hesaplanmasının başka bir örnek, **Şekil 3.2**'de gösterildiği gibi bir kare içindeki bir

daireyi tanımlar ve üzerine rastgele nesneleri örneğin, yağmur damlaları bırakır. Daire içine düşen damla sayısının karedeki toplam damla sayısına oranı

$$\pi = 4 \left(\frac{N_{daireii}}{N_{tm}} \right) \quad (3.1)$$

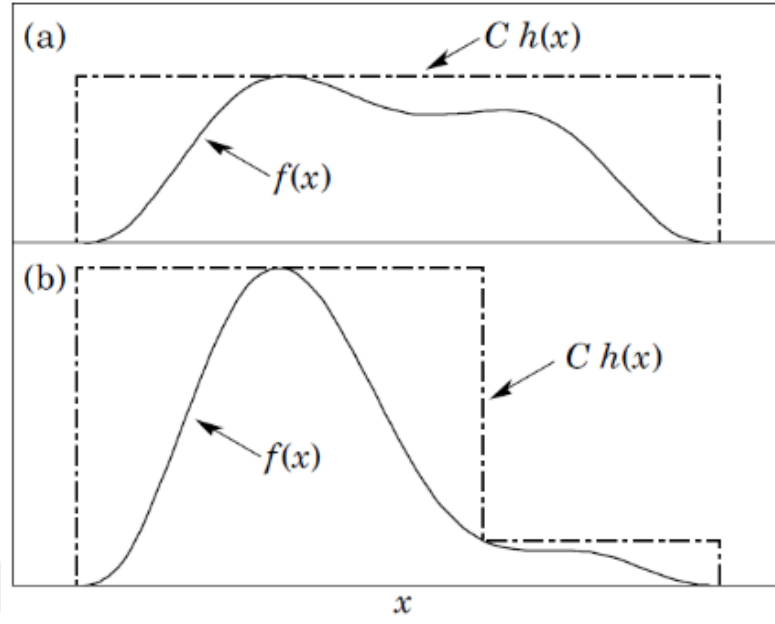
olarak hesaplanır.



Şekil 3.2: π 'yi hesaplamının bir yöntemi kare içindeki toplam damla sayısı 135'nin çeyrek çember içindeki damla sayısı 106'na oranı 3.140740741.

3.1.1. Reddetme Örnekleme Yöntemi

Reddetme örnekleme yöntemi, hesaplanabilen bir olasılık yoğunluk fonksiyonu $f(\mathbf{x})$ hakkında yeterince bilgi olduğunu varsayar ve sabit C 'sinin bir katı olan diğer bir dağıtım fonksiyonu $h(\mathbf{x})$ şekli içinde kalan bir dağılım fonksiyonu olarak ifade eder [81]. Dağıtım fonksiyonu $h(\mathbf{x})$ 'nin uniform bir dağılım gibi kolayca üretilmesi gerekmektedir. Tez kapsamında kullanılan Geant4 için yüksek enerji fiziği için bir sınıf kütüphanesi yani CLHEP tarafından rastgele dağılımlar üretilir[3]. Rastgele seçilen bir nokta $f(\mathbf{x})$ 'i aşarsa, o nokta reddedilir, aksi takdirde kabul edilir. Sonuç olarak $f(\mathbf{x})$ teorik dağılımını izleyen bir dizi rasgele sayı üretilecektir. Başka bir deyişle, bir simülasyon veya bir



Şekil 3.3: Reddetme örnekleme yönteminin bir örneği.

dağılım modeli oluşturulacaktır. Bu yöntem eşit olmayan olasılıkların bulunduğu yararlı olmaktadır. Bu tez için en uygun örnek çoklu saçılımdır. Daha önce ifade edildiği gibi, çoklu saçılma bir Gauss dağılımını çok yakından takip eden olasılıksal bir süreçtir. Bu dağılımın nasıl sümüle edileceği ise bir Gauss dağılımının tekdüze bir dağılım içinde olması, tekdüze dağılımın içinde rastgele noktalar üretilmesi ve Gaussian'a ait olmayan her noktanın reddedilmesidir. Reddetme örnekleme yönteminin parçacığın uçuşta bozunması, iyonlaşma, doz hesaplama gibi uygulanabileceği birçok başka örnekler vardır.

3.1.2. Kompozisyon Yöntemi

Kompozisyon yöntemi, istenen normalize edilmiş olasılık yoğunluk fonksiyonu $f(x)$ 'ın birkaç normalize edilmiş olasılık yoğunluk fonksiyonlarının toplamına ayrışabileceğini varsayar:

$$f(x) = \sum_{j=1} P_j f_j(x) \quad (3.2)$$

$f(x)$ 'nin

$$f(x) = p f_1(x) + (1 - p) f_2(x) \quad (3.3)$$

ye ayrılabilirliğini, aynı zamanda iki eşit dağılımı u_1 ve u_2 üretebileceğimizi varsayalım. Böylece

$$\begin{cases} x = F_1^{-1}(u_2), & u_1 < p \text{ ise} \\ x = F_2^{-1}(u_2), & u_1 \geq p \text{ ise} \end{cases} \quad (3.4)$$

olarak ayarlanır. Burada F_1^{-1} ve F_2^{-1} kümülatif dağılım fonksiyonlarının F_1 ve F_2 'nin ters fonksiyonlarıdır. Bu yöntem, hesaplama zamanından kazanmak için kullanılabilir.

3.2. SİMÜLASYON YÖNTEMİ

3.2.1. Fizik Sürecinin Simülasyonu

Parçacık fiziğinde "jeneratörler" parçacıkların üretimini veya bozunmalarını simüle etmek için kullanılan programlardır. Tipik olarak jeneratörler işlemin tam kinematikini hesaplamaya ve analitik yöntemlerle türetilmesi imkansız olan gözlenebilir parametrelerin dağılımını elde etmeye imkan sağlar. Örneğin, bir proton-proton çarpışmasında çeşitli bileşenlerin anlaşılmasını gerekmektedir. Matris elemanları ve olasılık dağılımı içinde bulunan sert dağılım, başlangıç veya nihai durum radyasyonu, hadronizasyon ve oluşturulan nihai durumların bozunumları gibi bir süreç sadece Monte Carlo simülasyonları ile çözülebilir.

3.2.2. Dedektör Simülasyonu

Parçacıklar üretildikten sonra, bir dedektör tarafından nasıl görülebileceklerini anlamamız gerekmektedir. Bu genelde iki aşamadan oluşuyor ve jargonda "simülasyon" ve "sayısallaştırma" olarak adlandırılıyor. İlk olarak parçacıklar tüm hassas ve pasif malzemelerle etkileşimlerini simüle eden dedektör yoluyla yayılır. Örneğin, bir kalorimetreye çarpan bir yüksek enerjili foton, bir elektromanyetik duş oluşturur, yüklü bir parçacık ise enerjisinin bir bölümünü bir silikon tabakasında biriktirir. Bu olağanüstü süreçler ve etkileşimlerin ayrıntılarını açıklayan yazılım kütüphaneleri içeren GEANT veya FLUKA vb. gibi standart programlarla simüle edilir. Dijitalleştirme basamağı ise farklı hassas materyalde biriken enerjinin elektrik veya optik sinyallere nasıl dönüştüğünü simüle eder. Bu durumda sinyaller Monte Carlo yöntemleri ile tarif edilen gürültüden

veya sonlu doğruluk kalibrasyonları gibi rastlantısal etkilerle örtüşen amplifikasyon veya şekillendirme gibi deterministik etkilerin bir karışımı olacaktır.

3.3. GEANT4

Simülasyon deneysel fizik projelerinin çeşitli alan ve aşamalarında büyük önem arz etmektedir. Deneysel tasarımın yapılması, deneysel fizik projenin potansiyel çıktı yada sonuçlarının öngörülmesi, projeye olası risklerin ve performansının değerlendirilmesi, fiziksel analiz yazılımlarının geliştirilmesi, test edilmesi ve optimizasyonu, fizik sonuçlarının hesaplanması ve onaylanması için katkı sağlamaktadır. Geant4 nesneye yönelimli programlama dili olan C++’da yazılmış, bir dizi kütüphanelerden oluşan ve dedektör sisteminin simüle edilmesini sağlayan yazılım paketidir. Geant4, Fortran’da yazılmış olan Geant3’ün devamı olup, tasarlanması, kullanılması, bakımı ve taşınabilirliği açısından kesin olarak nesne yönelimli programlama kurallarını takip eder.

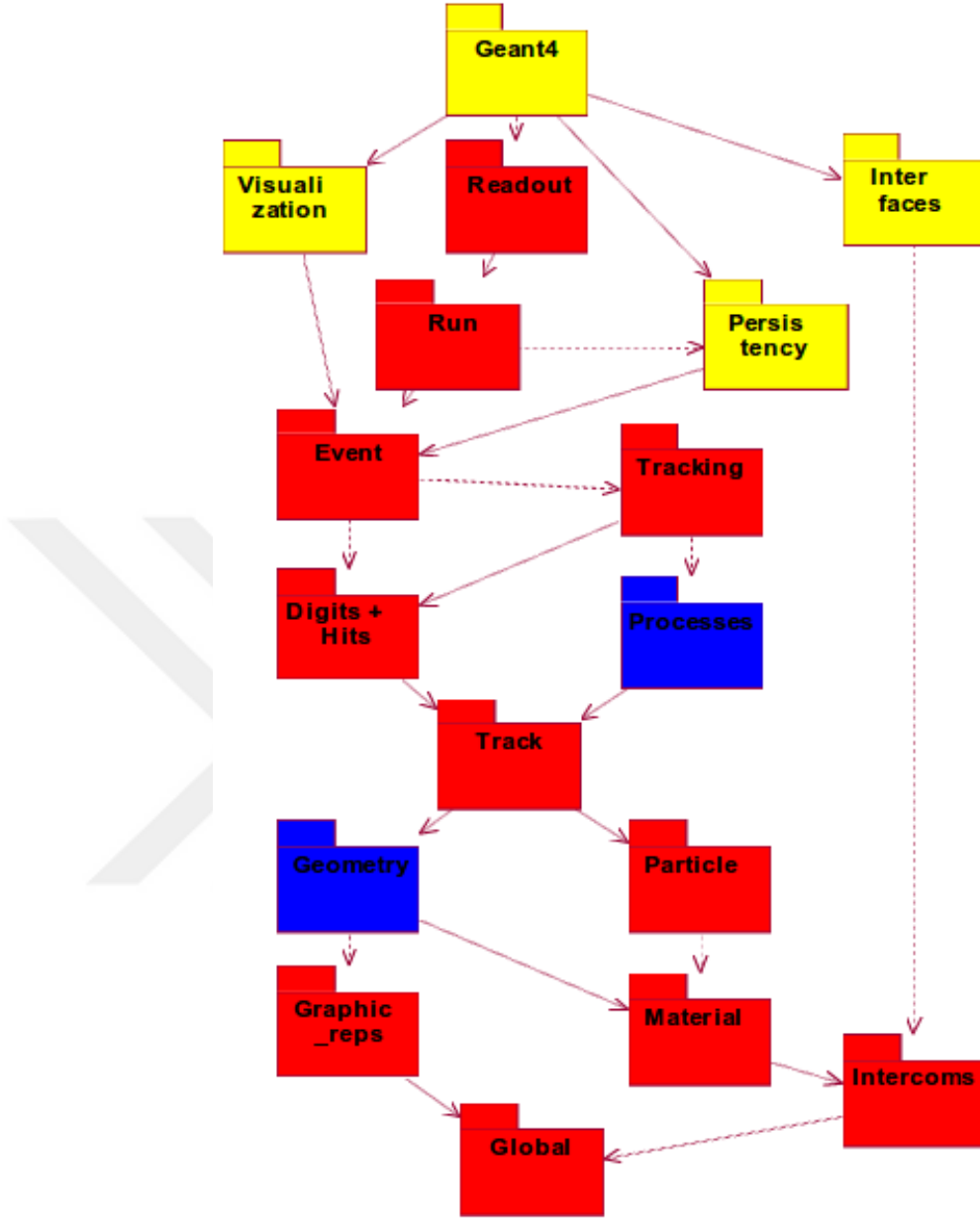
Geant4 benzetim paketi detektör geometrisini ayrıntılı bir şekilde tanımlar, Monte Carlo yöntemine dayanarak madde ile parçacık etkileşimlerini simüle eder ve üretilen parçacıkları dedektöre otomatik olarak aktarır. Monte Carlo yöntemi, rasgele sayılarla istatistiksel örnekleme yöntemlerini kullanarak matematiksel problemlere çözüm aramaktadır. İlk olarak Geant4 yeni nesil yüksek enerji fiziği dedektörlerinin(Örneğin ATLAS, Alice, CMS, LHCb) simülasyonu için geliştirilmiştir. Günümüzde mevcut olan yeni nesil dedektörleri için, uzay ve tıp fiziği, özellikle dozimetre simülasyonları için yaygın olarak kullanılmaktadır. Prensip olarak, ilgili etkileşim süreçleri uygulandığı sürece, parçacık etkileşimlerine dayanan herhangi bir deney sistemi Geant4’te simüle edilebilir. Geant4 bir yazılım üretimi ve yönetim ortamında birlikte çalışan, uluslararası fizikçiler ve yazılım mühendisleri (yaklaşık 100 kişi) işbirliği ile geliştirilmiştir. 1993 yılında CERN’de bir Ar-Ge aşaması olarak başlamış ve yazılımın ilk sürümü Aralık 1998’de ortaya çıkmıştır. O zamandan beri, yılda iki kez piyasaya sürülmektedir. Geant4 tamamen açık kaynaklı, ücretsiz, düzenli olarak güncellenen bir yazılım paketidir. Linux, Windows, Mac gibi farklı platformlarına kurulabilir. Pedagojik örnekler içeren ve Geant4 ile ilgili tüm bilgiler toplanan <http://cern.ch/geant4> adresinde bir kullanıcı forumu mevcuttur. Temel, ileri ve profesyonel düzeydeki Geant4 eğitimleri ve düzenli olarak dünya çapında Geant4 ile ilgili konferanslar düzenlenmektedir.

3.3.1. Geant4'ün Sınıf Kategorileri

Parçacıklar Geant4'te tek bir noktadan üretilir; Verilen bir materyal içindeki yörüngeleri, kendileri için geçerli olan fizik süreçlerinin modellenmesinden hesaplanır. Her fizik süreci (örneğin Sudaki proton iyonizasyonu), bir C++ sınıfı ile temsil edilmektedir hem de bu süreç aracılığıyla etkileşim olasılığının hesaplanmasının yanı sıra bu süreç boyunca parçacığın nihai durum üretilmesini sağlamaktadır. Her işlem birkaç tamamlayıcı modelle tanımlanabilir ve tek bir parçacık farklı süreçlere sahip olabilir. Tüm ikincil parçacıklar aynı şekilde hesaplanır. Parçacıklar durduruluncaya veya simülasyon hacminden çıkana kadar izleme gerçekleşir. Fizik miktarlarının çoğu (enerji, konum, enerji birikimi...) simülasyon sırasında her zaman erişilebilir ve kullanıcının ihtiyaçlarına göre çıkarılabilir. Temel olarak elektromanyetik süreçlere ve hadronik süreçlere ayrılan fizik işlemlerinin yanı sıra birçok türde parçacık mevcuttur. Parçacıklar, herhangi bir etkileşim süreciyle ilgili olmayan ve kullanıcı tanımlı bir geometriyi kontrol etmek için kullanılabilen bir "geantino" içerir.

Geant4, **Şekil 3.4**'de gösterilen 17 sınıf kategoriden oluşmaktadır; Her biri bağımsız olarak bir çalışma grubu tarafından geliştirilir ve sürdürülür. Geant4 çekirdeği altı kategoriden oluşmaktadır ve araç setinin merkezi işlevselliğini sağlamaktadır. Bunlar koşu, olay, gezgine, adım, iz ve yörüngelerden oluşmaktadır. Geant4'ü bir yapı makinesi olarak uygulamalar ve fizik süreçleri, görselleştirme sürücüler, geometrik kullanıcı arayüzü (GUI)'leri için hem de kalıcılık, histogramlama veya analiz ve kullanıcı kodu için bir çerçeve sağlar. Diyagramın altındaki kategoriler neredeyse tüm yüksek kategoriler tarafından kullanılır ve araç setinin temelini sağlar. Küresel kategori birimleri, sabitler, sayısal yapısını ve rasgele sayı taşıma sistemini kapsar. Parçacık-madde etkileşimlerinin simülasyonu için parçacıkların ve malzemelerin fiziksel özelliklerini tanımlamak için gerekli olan iki kategori, malzeme ve parçacık uygulama tesisleridir. Geometri modülü geometrik yapısını tanımlamak ve verimli bir şekilde içinden parçacıkların yayılması olanağı sunar. Yukarıda bahsedilen bu yerleşik kategoriler parçacıkların izlenmesini ve geçirdikleri fiziksel süreçleri tanımlamak zorundadır.

İz kategorisi, fiziksel etkileşim (örn. leptonların, fotonların, hadronların ve iyonların elektromanyetik etkileşimleri ve hadronik etkileşimleri) modellerinin uygulamalarını



Şekil 3.4: Geant4 sınıf kategorileri.

içeren **süreçler** kategorisi tarafından kullanılan parçacıklar ve adımlar sınıflarından oluşur. Tüm süreçler **izleme** kategorisi tarafından çağrılır. İzleme kategorisi bir izleme durumunun gelişimindeki katkılarını yönetir ve hassas hacimlerdeki huruş ve sayısallaştırmalar için bilgi sağlar. Bunların üstünde, **Olay** kategorisi olayları parçalarına göre yönetir ve koşu kategorisi ortak bir ışın ve dedektör uygulamasını paylaşan olayların koleksiyonlarını yönetir. Bir **okuma** kategorisi yığınının tutulmasına izin verir.

3.3.2. Geant4 Simülasyon Birimleri

Geant4’te birkaç simülasyon birimi kullanılır:

Koşu : Koşu Geant4’teki en büyük simülasyon birimidir. G4Run sınıfı tarafından temsil edilir. Bir koşu, aynı koşullar altında üretilen olayların bir koleksiyonudur. Bir çalışma sırasında, kullanıcı dedektör veya aparat geometrisini ve fizik işlem ayarlarını değiştiremez. Yüksek enerji fiziğine benzer şekilde, bir Geant4 çalışması “**beamOn**” komutuyla başlar . Işın açıldıktan sonra dedektöre erişilemez. Bir çalışmanın başlangıcında, geometri navigasyon için optimize edilmiştir, enkesitler kurulumdaki malzemelere göre hesaplanır, düşük enerji kesme değerleri tanımlanır.

Olay:İşlemin başlangıcında, bir olay bir yığın üzerine itilen birincil parçacıkları (bir jeneratörden, bir parçacık tabancasından, ...) içerir. İşleme sırasında, her parçacık yığınının atılır ve izlenir. Yığın boş olduğunda, olayın işlenmesi biter. **G4Event** sınıfı bir olayı tanımlar. İşlemin sonunda, aşağıdaki nesneler vardır: birincil köşelerin ve parçacıkların listesi (girdi), koleksiyonları vurgular, yörünge koleksiyonları (isteğe bağlı), sayısallaştırma koleksiyonları (isteğe bağlı).

İz:Parçacık, parçacığın hareket ettiği ortamdaki bir parçacığın anlık görüntüsüdür. Anlık görüntüdeki miktarlar belirli bir örnekte değişir, bir pistin bir konumu ve fiziksel büyüklükleri vardır, bu bir aşamalar koleksiyonu değildir. Bir parça nesnesi (sınıf **G4Track**) bir ömre sahiptir, bir jeneratör veya bir fizik süreci tarafından yaratılır (örneğin bozunma) ve Dünya anne hacmini terk ettiğinde silinir, kaybolur (parçacık bozulur veya emilir), sıfır enerjiye gider ve “dinlenme sırasında” işlemi tanımlanmamış veya kullanıcı bunu sonlandırır. Hiçbir iz nesnesi bir etkinliğin sona ermesini sürdürmez (kalıcı değil). Kullanıcı, iz kayıtlarını yörüngede depolamak için harekete geçmelidir.

Adım :Adım (sınıf **G4Step**), temel bir simülasyon birimidir; adım öncesi ve adım sonrası olarak bilinen iki noktaya sahiptir ve artımsal parçacık bilgilerini içerir (enerji kaybı, geçen süre, vb.). Her nokta hacim ve malzeme bilgilerini içerir. Eğer adım bir sınırla sınırlanmışsa, bitiş noktası tam olarak sınırda durur, ancak mantıksal olarak sonraki birimin parçasıdır. Bu nedenle, kırılma ve geçiş radyasyonu gibi sınır işlemlerinin benzetimi yapılabilir. Geant4’te, her bir parçacığın kendi uygulanabilir süreçleri listesi

vardır. Her adımın başında, bu süreçlerin tümü önerilen bir fiziksel etkileşim uzunluğu için sorgulanır. En kısa önerilen uzunluğa sahip süreç (uzay-zamanda) meydana gelendir. Seçilen işlem aynı zamanda adım boyutunu da sınırlar.

3.3.3. Geant4'ün İç Birimleri

Geant4'te kullanılan iç üniteler sistemi kullanıcı kodundan ve Geant4 kaynak kodu uygulamasından tamamen gizlenmiştir. Her bir kodlanmış sayı, uygun birimi ile çarpılmalıdır (örn. Radius= 10.0 * **cm**; kineticE= 1.0 * **GeV**;). Bir sayısal veri almak için, istenen birim tarafından bölünmelidir: **G4cout** « eDep / **MeV** . En çok kullanılan birimler sağlanır, ancak kullanıcı yenilerini ekleyebilir. Bu sistemle, fiziksel miktarları içe / dışa aktarma basitleşir ve kaynak kodu daha okunabilir.

3.3.4. G4 öneki

Geant4'te “**G4**”, int, double, gibi C++ tipi isimlere eklenerek **G4int**, **G4double** olur. Bu şekilde Geant4, belirli bir uygulama için doğru tip uygular. Geant4'te **G4cout**, **G4cerr** ve **G4endl** de sağlanır, bunlar Geant4 tarafından tanımlanan ostream nesneleridir. Bazı Grafik Kullanıcı Arayüzleri, tampon çıkış akımlarıdır, böylece başka bir pencerede çıktıları görüntüler veya depolama / düzenleme işlevselliği sağlarlar. Kullanıcı **std :: cout** ve **std :: cin**'i kullanmamalıdır. Bunun yerine, intercoms kategorisi tarafından sağlanan kullanıcı tanımlı komutları kullanın, örn. **G4UIcmdWithADouble**.

3.3.5. Geant4 Uygulamasının Genel Yapısı

Geant4 geometri modelleme, detektör cevabı, koşma (Run) ve olay (Event), iz (Tracking), görüntüleme (Visualization) ve kullanıcı arayüzü gibi bir detektör benzetişimde olması gereken tüm alanları içerir. Geant4'ün multi-disipliner olması nedeniyle, parçacıkların madde ile etkileşiminde, geniş bir enerji aralığı üzerinden farklı modellere sahip çok sayıda fizik süreci kullanılabilir. Geant4'ü kullanabilmek için en az temel düzeyde C++ bilgisi (Özellikle Nesne ve Sınıflar) gerekmektedir.

A. Main() Fonksiyonu Geant4 main fonksiyonu sağlamaz, main() fonksiyonunu kendimiz yazmamız gerekir. Main() fonksiyonu içerisinde, **G4RunManager**'ın yapılandırılması ve zorunlu kullanıcı sınıfların **G4RunManager**'a atanması gerekir.

Ayrıca main() içerisinde, görüntüleme için VisManager, kullanıcı arayüzü tanımlamak için GUI oturumu ve kullanıcı tarafından eğer seçimli eylem sınıfları hazırlanmışsa, kullanıcı eylem sınıfları da tanımlanabilir. Main() fonksiyonunun içeriği, simülasyonda ihtiyaç duyulan fonksiyonelliklere göre değişiklik gösterebilir. Main() fonksiyonu, iki Geant4 manager sınıfı (**G4RunManager**, **G4UIManager**) ve Geant4 kullanıcı sınıflarından türetilen **DetectorConstruction**, **PhysicsList** ve **PrimaryGeneratorAction** sınıfları ile yürütülür.

B. Kullanıcı sınıfları Bir deneyi yapabilmek için, bir detektöre, parçacıklara ve parçacıkların detektörle etkileşimini yürütecek bir fizik bilgisine ihtiyaç duyulur. Bir deneyin tüm gerçekliğini mümkün olduğunca simülasyona da yansıtılabilmek gerekmektedir. Bunun için bir Geant4 simülasyonu içerisinde, kullanıcı tarafından tanımlanması zorunlu olan ve tanımlanması kullanıcının isteğine bağlı olan bazı sınıflar vardır.

1) Zorunlu kullanıcı sınıfları: Geant4 ile bir simülasyon yapabilmek için, kullanıcının zorunlu olarak hazırlaması gereken bazı C++ sınıfları vardır. Bu sınıflar, Geant4 içerisinde var olan **G4VUserDetectorConstruction**, **G4VUserPhysicsList** ve **G4VUserPrimaryGeneratorAction** temel sınıflarından türetilmektedir. **G4VUserDetectorConstruction**'dan türetilmiş olan DetectorConstruction sınıfı: Detektör geometrisi, kullanılan malzemeler, detektör duyar bölgelerinin tanımlanması ve duyar bölgenin okuma şemesi ayarlanır. **G4VUserPhysicsList**'ten türetilmiş olan PhysicsList sınıfı: Simülasyonda kullanılacak parçacıklar, parçacıkların üretimi ve taşınımındaki eksik enerjileri simülasyona dahil edilecek olan fiziksel süreçler ayarlanır. **G4VUserPrimaryGeneratorAction**'den türetilmiş olan PrimaryGeneratorAction sınıfı: Her bir olayın başlangıcında, enerji, konum, açı gibi istenilen özelliklere sahip birincil parçacıklar üretilir, parçacıkların gönderilme şekilleri (Particle gun) ayarlanır. Bu sınıflar Geant4 uygulamalarında mutlaka olması gerekmektedir, sadece bu üç adet kullanıcı sınıfı oluşturulduktan sonra uygulamamız çalışır.

2) İsteğe bağlı kullanıcı sınıfları: Geant4'te oluşturulması zorunlu olmayan, kullanıcının isteğine bağlı olan beş adet kullanıcı sınıfı vardır.

(1) G4UserRunAction Her bir koşu'un (run'ın) başında ve sonunda kullanıcı eylemlerinin tanımladığı RunAction kullanıcı eylem sınıfının temel sınıfıdır. Sahip

olduğu fonksiyonlar: **GenerateRun()**: Fizik tablolarını etkiliyebilecek değişkenlerin (eşik enerji gibi) atamalarının yapılabilirdiği bir fonksiyondur. **BeamOn** dan önce çalıştırılır. **BeginOfRunAction()**: Olayların (Events) başlayacağı döngüye girilmeden önce çalışır, histogramların başlatılması ve oluşturulması bu fonksiyon içerisinde yapılır. **EndOfRunAction()**: simulasyon'un bitmesinin hemen sonrasında, alınan fiziksel sonuçların analizlerinin yapılabilirdiği bir fonksiyondur.

(2) **G4UserEventAction** İsteğe bağlı RunAction kullanıcı eylem sınıfının temel sınıfıdır. Sahip olduğu fonksiyonlar: **BeginOfEventAction()**: Birincil parçacıkların **G4Track** nesnesine dönüştürülmesinin öncesinde çağırılan bir fonksiyondur. **G4 Track** bir adım (step) tanımladıktan sonra parçacığın son durumunu içeren bir nesnedir. Belirli bir olay (event) için histogramların başlatılması, her bir olay (event) için değişken değerlerinin sıfırlanması gibi işlemlerin yapılabilirdiği bir fonksiyondur. **EndOfEventAction()**: Her bir olayın (event) sonunda çağırılır ve bu olay sonunda istenen fizik bilgilerinin hesaplanması aşamasında kullanılabilen bir fonksiyondur.

(3) **G4UserSteppingAction** İçerisinde adımın başlangıç ve bitiş noktalarında kullanıcı tarafından yapılması istenen eylemleri bulunduran temel sınıftır. Sahip olduğu fonksiyon: **UserSteppingAction()**: Etkileşmeye giren veya üretilen ikincil parçacıkların her bir adımı (step) için çağırılır.

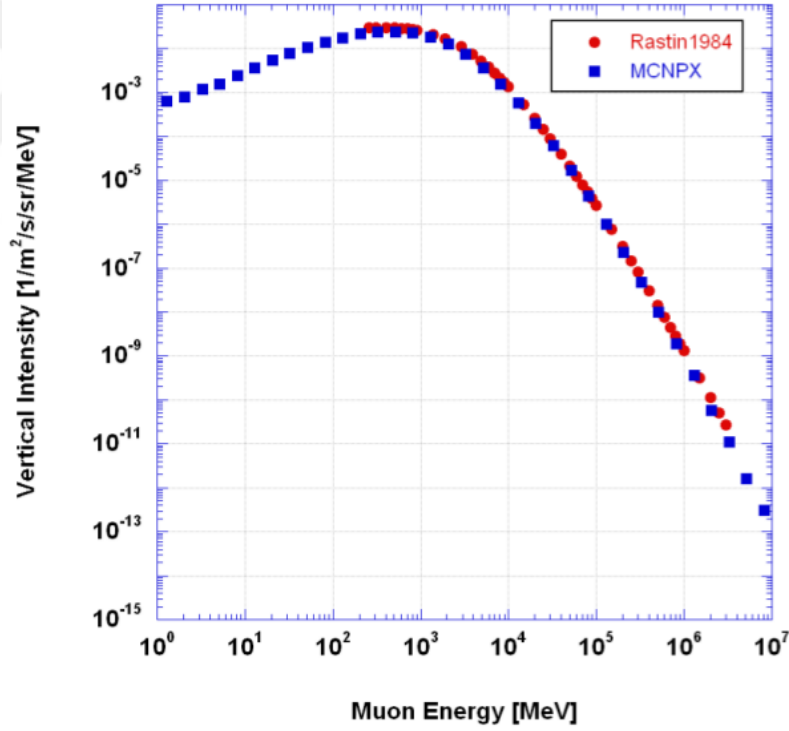
(4) **G4UserStackingAction** Sahip olduğu fonksiyonlar: **ClassifyNewTrack()**: **G4EventManager** tarafından yeni bir **G4Track** nesnesi yığına (Stack'e) gönderildiğinde **G4StackManager** tarafından çağırılan bir fonksiyondur. Dört tane olası değeri vardır (**fUrgent**, **fWaiting**, **fPostpone**, **fKill**). **NewStage()**: Acil yığın (urgent stack) boş olduğunda ve yığın içerisinde sırada bekleyen (waiting stack) en az bir tane **G4Track** nesnesi bulunduğunda çağırılan fonksiyondur. Bu fonksiyon her bir olay (event) başında çağırılır. **PrepareNewEvent()**: Her bir olay (event) ın başlangıcında çağırılır. Bu aşamada birincil parçacıklar track olarak atanmazlar, acil ve bekleyen yığınlar boştur.

(5) **G4UserTrackingAction** İçerisinde bir Track'ın yürütülmesinin başlangıç/bitiş noktalarında kullanıcı tarafından uygulanması istenen eylemleri bulunduran sınıftır. Sahip olduğu fonksiyonlar: **PreUserTrackingAction()**: Track başlangıcından önce çağırılır. Bu fonksiyon içerisinde, Track'ın takibinin yapılıp yapılmayacağına karar verilir. **PostUserTrackingAction()**: Track takibinin bitirilminden sonra çağırılır ve bu

fonksiyon içerisinde takibi gerekmeyen Track ler silinir.

3.4. KOZMİK IŞIN DÜŞ JENERATÖRÜ

Kozmik IŞIN Duş Jeneratörü(CRY) farklı yüksekliklerde kozmik ışınlı parçacık düşü dağılımları üreten bir yazılım kütüphanesidir. CRY, dünya atmosferini modellemek ve ilgili kozmik ışın düşlerini üretmek için Monte Carlo yöntemlerini kullanmaktadır. C++ ve Fortran da kullanılabilir ve Geant4 ile sorunsuz bir şekilde arayüz oluşturur [43]. Şekil 3.5'te CRY tarafından üretilen deniz seviyesindeki müonların enerji dağılımının, B.C Rastin tarafından bulunan deney sonuçlarıyla [70] karşılaştırılmasında görüldüğü gibi deneysel olarak elde edilen sonuçlar ile oldukça iyi eşleşen dağılımların üretilmiştir. Deneysel olarak elde edilen kozmik müon spektrumu bizim amacımız



Şekil 3.5: Deniz seviyesinde CRY üretilen muon spektrumu.

için kullanılabilir. Dolayısıyla CRY Geant4 ile bir araya getirilmiştir, böylece senaryolar çalıştırıldığında, kozmik ışınlı müonların, deniz seviyesindeki enerjiler ve gelen açılara göre gerçek dağılımı kullanılmıştır. Bu sebeple yeniden yapılandırma yada görüntüleme algoritmalarının Geant4'ün tek başına sağlayabileceğinden daha gerçekçi verileri üzerinden test edilmesi sağlanmıştır.

3.5. ROOT

ROOT, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN olarak da bilinir) geliştirilen bir nesneye yönelik programlama ve kütüphanedir [7]. İlk olarak parçacık fiziği veri analizi için tasarlanmıştır ve bu alana özgü olarak çeşitli özellikler içermektedir. Ancak astronomi ve veri madenciliği (data mining) gibi diğer alanlarda da kullanılmaktadır.

ROOT sistemi çok miktarda verinin mümkün olduğunca verimli bir şekilde işlenmesi ve analiz edilmesi için gerekli işlevselliği sunan bir dizi nesne yönelimli çerçeve sunar. ROOT, C++ derleyecisine sahiptir ve komut, komut dosyası ve programlama dili C++'a aittir.

Herhangi bir veri dizesi için eğri uydurma, fonksiyon değerlendirme, en aza indirme, grafik ve görselleştirme sınıflarında histogramlama gibi özellikleri vardır. ROOT'a dahil edilen diğer bir özellik, verilerin karşılıklı veya komut-listesi modunda kolayca sorgulanmasına ve işlenmesine izin vermesidir. Bu sebeple, ROOT bu tez çalışması kapsamında en çok kullanılan analiz aracıdır. Yeniden yapılandırma yada görüntüleme algoritmaları entegre edilmiş Geant4 uygulaması tarafından elde edilen veriler kullanılarak çeşitli analiz sonuçları elde edilmiştir.

3.6. GÖRÜNTÜLEME YÖNTEMLERİ

Diğer yüklü parçacıklar gibi, müonlar da içinden geçtikleri maddenin atomlarıyla etkileşir, bu da enerji kaybına ve yön değişikliğine (çoklu saçılma) neden olur. Bu iki etki nedeniyle müonlar enerjilerine göre iki yöntem ile görüntülemeye imkan verir.

3.6.1. Müon Soğrulması İle Görüntüleme Yöntemi

Düşük enerjili müonlar ile yoğun maddede duran ve az yoğun (ya da boşluk) ortamından geçen müonların karşılaştırılması ile görüntü elde edilmesidir. Bu yöntem volkanların iç (magma) yapısı, arkeolojik kalıntı aranması, mağara aranması, bina kolonlarının içindeki çelik/demir yapının sağlamlık durumunun görüntülenmesi, büyük binaların temellerinin altındaki yapının sağlamlığının görüntülenmesi/incelenmesi, mineral araştırmaları (jeotomografi), çok derin olmayan sismik fay hatlarının aranması ve iç dinamiklerinin görüntülenmesi gibi uygulamalar kullanılır.

Enerji kaybından ötürü, bir müon belirli bir olasılık P de belirli bir miktar malzemeyi geçer. Eğer ortalama enerji kaybı, başlangıç müon enerjisine kıyasla çok büyükse, $P \approx 0$. Ortalama enerji kaybı ise Bethe–Bloch ve Bremsstrahlung denklemi ile ifade edilir. ρ yoğunluğuna sahip olan ince bir tabaka dx malzemesi içindeki enerji kaybı, esas olarak $\rho \times dx$ e bağlıdır. Birinci derece yaklaşımında, bir malzemeyi geçen müonların oranı, opaklık denilen bir miktar yani yol uzunluğu üzerindeki entegre yoğunluğu $\int \rho \times dx$ tarafından belirlenir.

Transmisyon radyografisi entegre opaklığını ölçer ve bir nesnenin iki boyutlu görüntüsünü elde eder. Bununla birlikte, müon dedektörünü hareket ettirerek veya nesneyi çeşitli enstrümanlar ile çevriyerek birkaç 2D projeksiyonun kombinasyonu ile üç boyutlu görüntü elde edebilir. Bir transmisyon radyografi cihazı, bir veya birkaç dedektörden (teleskop) oluşur ve nesneden görüntüye doğru yolunu bulmak için bu dedektörler müon yörüngesini yeniden inşa eder. Transmisyon modunda, teleskop, nesnenin akış yönünde konumlandırılır ve sadece çaprazlama müonlarını yeniden yapılandırır, emme modunda ise yukarı akış yönünde yerleştirilir ve çaprazlamayan müonları tanımlamak için bir veto görevi gören ek bir detektör tarafından tamamlanır. Her iki modda, birçok müon izinin birikmesinden elde edilen ortaya çıkan müon radyografi görüntüsü, daha sonra, iki efektle, yani teleskopun açısal çözünürlüğü ve nesne içindeki ve nesne ile teleskop arasındaki çoklu saçılmasından kaynaklanarak bulanıklaşır. Bir transmisyon radyografisine bir örnek, **Şekil 3.6**'de verilmiştir [19].

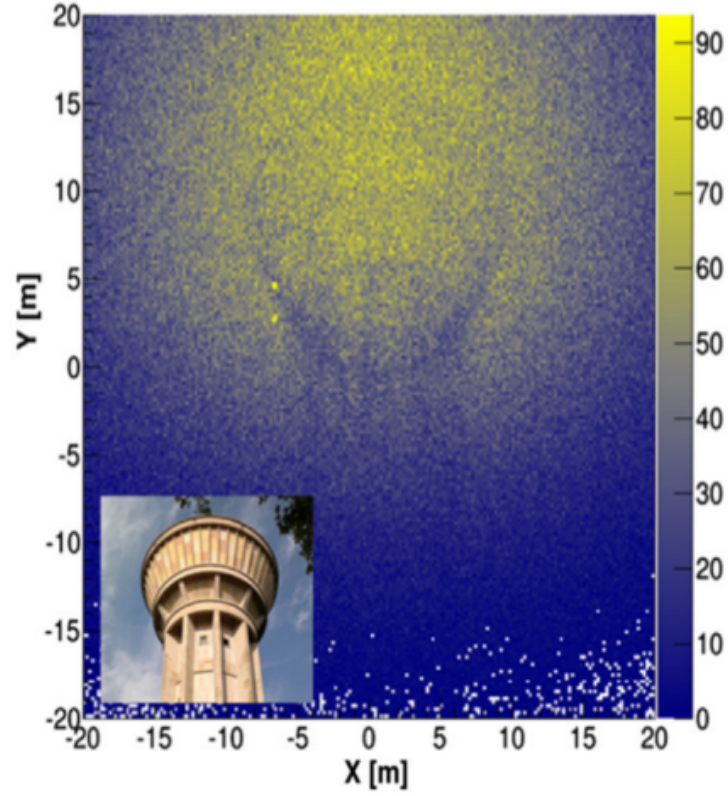
3.6.2. Müon Saçılma Açısının Gözlenmesi İle Görüntüleme Yöntemi

Enerjisi yüksek olan müonların değişik Z (ya da yoğunluk) taki hedef maddeye vurmadan ve vurup saçıldıktan sonra izlerinin takibi ile elde edilir. Müonların saçılım açısı hedef maddenin yoğunluğu ile aşağıdaki formüle göre orantılıdır.

$$\theta_0 \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (3.5)$$

Burada θ_0 Compton saçılımı açısı, P müon momentumu, x dedektöre giriş ve çıkış arasındaki düşey mesafe, X_0 radyasyon uzunluğu olup bu şekilde hedef maddeleri atom numaralarına göre birbirinden ayırmak mümkündür.

Muon tomografinin literatürde karşılaşılan uygulama alanları ise; ulusal güvenliği



Şekil 3.6: Saclay su kulesinin radyografisi. Dört gün içerisinde toplanan verilerden, küçük bir 0.25 metre karelik teleskop kullanılarak radografik görüntü elde edilmiştir.

(örneğin metal yüklü bir kamyon içerisinde 6-7 cm çaplı plütonyum ya da uranyum kor maddesinin aranması), nükleer reaktörlerin kalkanlar arkasındaki genel yapısının incelenmesi, büyük çelik kazanların içlerini kaplayan karbon seviyesinin belli bir limitin altına düşüp düşmediğinin görüntülenmesi, dağların içinde bulunan mağaraların yapısının belirlenmesi gibi pek çok alanda karşımıza çıkmaktadır.

Teknik ve altta yatan fiziğin tam bir açıklaması için, bir müon saçılma tomografi sistemi tipik olarak örnek hacminin üstünde ve altında düzlemsel dedektörlerden oluşur. Müon her dedektörden geçerken, pozisyonu kaydedilir ve bu “vuruş” pozisyonları müon izi oluşturmak için kullanılır. Tipik olarak, örnek hacminin üstünde ve altında yer alan dedektörlerdeki “vuruş” pozisyonları kullanılarak dedektör sistemine giren ve çıkan müonları temsil eden iki tane çizgi oluşturulacak ve yeniden yapılanma algoritmasının temeli olarak kullanılacaktır. “Vuruş” pozisyonlarından oluşturulan çizgiler müon tarafından alınan yol hakkında bilgi sağlar ve gelen hattan dışarıya doğru sapması, müonun geçtiği materyal hakkında bilgi sağlar. Açıkçası, dedektörlerde gürültü ve

saçılmalar ve muonun numune hacmi boyunca düz bir çizgide ilerlememesi gibi tüm bu aşamalardan kaynaklanan belirsizlikler vardır. Yeniden yapılandırma algoritmaları, belirsizlik veya açıkça bu belirsizliklerin üstesinden gelmelidir ve bunların ne derece yapıldığı performansları üzerinde belirgin bir etkiye sahiptir. Saçılma tomografisine bir örnek, **Şekil 3.7**'de verilmiştir.² .



Şekil 3.7: 21 kurşun bloğu yerleştirilen tam ölçekli bir portalda gerçek bir durumun 7 dakikalık veri alımı neticesinde elde edilen simülasyon sonucu.

Kozmik müon saçılma tomografisinde yaygın olarak kullanılmakta olan iki meşhur algoritma vardır, Los Alamos National Laboratory (LANL) grubu tarafından geliştirilen POCA (Point of Closest Approach) yani En Yakın Yaklaşım Noktası algoritması ve istatistikte sıkça kullanılan ML (Maximum Likelihood) yani Maksimum Olabilirlik algoritmasıdır. POCA yöntemi uygulanması kolay, hızlı sonuç veren geometrik algoritmadır, maddenin kabaca görüntüsü elde edilebilir. ML metodu ise POCA dan daha net görüntü veren ancak uygulaması zor bir istatistiksel algoritmadır. Bu tez kapsamındaki görüntüleme yöntemi saçılma açısının gözlenmesi ile gerçekleşen görüntüleme yöntemi olup aşağıdaki bölümlerde müon tomografisinde en sık kullanılmakta olan En Yakın Yaklaşım Noktası (POCA) algoritması ve En Çok Olabilirlik (ML) algoritmasının Geant4 kodu içinde uygulama yöntemlerinden bahsedeceğiz.

² <https://userswww.pd.infn.it/~checcchia/Siena2016.pdf>

3.6.3. En Yakın Yaklaşma Noktası Algoritması

Alandaki en basit algoritmalarından biri, En Yakın Yaklaşım Noktasıdır (POCA). POCA tamamen geometrik bir metottur ve basitleştirilmiş bir varsayımdan başlamaktadır, yani tek bir atom çekirdeği tarafından saçılma yapan tek bir olaydır ve müon saçılması tek bir noktada gerçekleşir, fiziksel süreç Çoklu Column Saçılımı göz ardı edilir. Algoritma giriş olarak iki gelen dedektör noktası (a_i, b_i) ve iki giden dedektör (c_i, d_i) noktasının i-inci müon için bir liste alır ve çıktıları olarak karşılık gelen listelerin çiftleri $(P_{poca}, \theta_s)_i$ ile döner. Uçaklarda çarpma noktalarının koordinatlarının bulunması için kullanılan metottan başlayarak geliştirelen bu yöntemde, gelen t_1 ve giden t_2 izleri hesaplanır. Üç boyutlu bir ortamda, iki iz çoğu durumda saçılma ve ölçü tarafından ortaya konan olası hatalardan dolayı detektörün açısal çözünürlüğüne bağlı olarak eş düzlemlili olmayacaktır, böylece tek noktada kesişmeyen izler de vardır. Sonuç olarak, gelen ve giden izlerin izdüşümüne dayanarak ve algoritma lineer cebirsel bir formülasyon kullanılarak incelenen hacme göre yeniden oluşturulmuş iz yollarının giriş ve çıkış noktaları arasında en yakın yaklaşım P_{poca} 'nın geometrik noktasını bulur.

3.6.3.1. POCA Algoritmasının Matematiksel Türetilmesi

Üç boyutlu (3D) koordinat sisteminde düz çizginin temel tanımı:

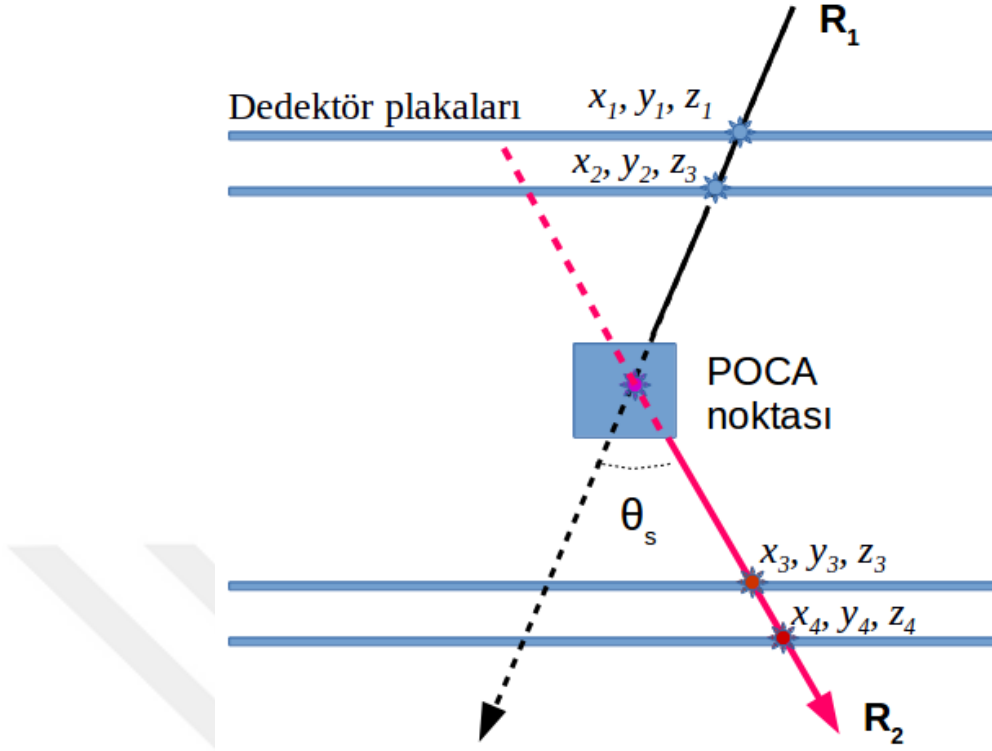
$$\mathbf{R} = \mathbf{R}(0) + t\mathbf{u} \quad (3.6)$$

burada $\mathbf{R}$ düz çizgi vektörü, $\mathbf{R}(0)$ başlangıç vektör, $\mathbf{u}$ yön vektörü, t ise parametredir. Denklem (3.6)'ya dayanarak Şekil 3.8'deki birinci detektör plakasından geçen ve son detektör plakasından çıkan müonun iz vektörleri

$$\mathbf{R}_1 = \{x_1, y_1, z_1\} + \mathbf{u}_1 \cdot t = \{x_1 + (x_2 - x_1)t, y_1 + (y_2 - y_1)t, z_1 + (z_2 - z_1)t\} \quad (3.7)$$

$$\mathbf{R}_2 = \{x_3, y_3, z_3\} + \mathbf{u}_2 \cdot s = \{x_3 + (x_4 - x_3)s, y_3 + (y_4 - y_3)s, z_3 + (z_4 - z_3)s\} \quad (3.8)$$

Burada $\mathbf{R}_1$ detektöre giren müonların iz vektörü, $\mathbf{R}_2$ ise detektörden çıkan müonların iz vektörü, t ve s parametreler, x_i, y_i, z_i ($i=1,2,3,4$) detektör plakalarındaki hit-pozisyonlardır.



Şekil 3.8: POCA algoritmasının çalışma prensibi.

Üç boyutlu kordinat sisteminde $\mathbf{R}_1$ ve $\mathbf{R}_2$ aynı anda dikey olan $\mathbf{PQ}$ vektörü

$$\vec{PQ} = \begin{bmatrix} x_1 + (x_2 - x_1)t - x_3 + (x_4 - x_3)s \\ y_1 + (y_2 - y_1)t - y_3 + (y_4 - y_3)s \\ z_1 + (z_2 - z_1)t - z_3 + (z_4 - z_3)s \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

İz vektörü $\mathbf{R}_1$ ve $\mathbf{R}_2$ aynı anda $\mathbf{PQ}$ 'ya dikey olmalıdırlar ve

$$\begin{bmatrix} x_1 + (x_2 - x_1)t - x_3 + (x_4 - x_3)s \\ y_1 + (y_2 - y_1)t - y_3 + (y_4 - y_3)s \\ z_1 + (z_2 - z_1)t - z_3 + (z_4 - z_3)s \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (x_2 - x_1) \\ (y_2 - y_1) \\ (z_2 - z_1) \end{bmatrix} = 0 \quad (3.10)$$

$$\begin{bmatrix} x_1 + (x_2 - x_1)t - x_3 + (x_4 - x_3)s \\ y_1 + (y_2 - y_1)t - y_3 + (y_4 - y_3)s \\ z_1 + (z_2 - z_1)t - z_3 + (z_4 - z_3)s \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (x_4 - x_3) \\ (y_4 - y_3) \\ (z_4 - z_3) \end{bmatrix} = 0 \quad (3.11)$$

olur. Denklem(3.10) ve (3.11) aşağıdaki denklemler sistemi olarak yazılabilir:

$$\begin{cases} \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_1 + (\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_1)t + (\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2)s = 0 \\ \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_2 + (\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2)t + (\vec{u}_2 \cdot \vec{u}_2)s = 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Burada $\mathbf{W}(0) = \{(x_1 - x_3), (y_1 - y_3), (z_1 - z_3)\}$. Eğer $\vec{u}_1$ 'in uzunluğu L_1 , $\vec{u}_2$ 'nin uzunluğu L_2 ve $\vec{u}_1$ ile $\vec{u}_2$ 'nin nokta çarpımı'nın uzunluğu L ise

$$\begin{cases} \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_1 + (L_1 \cdot L_1)t + (L \cdot L)s = 0 \\ \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_2 + (L \cdot L)t + (L_2 \cdot L_2)s = 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

Denklemler sistemini çözersek

$$\begin{cases} t = \frac{M_1 L_2^2 - M_2 L^2}{L^4 - L_1^2 L_2^2} \\ s = \frac{M_2 L_1^2 - M_1 L^2}{L^4 - L_1^2 L_2^2} \end{cases} \quad (3.14)$$

Burada $M_1 = \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_1$, $M_2 = \vec{W}(0) \cdot \vec{u}_2$. Parametreler hesaplandıktan sonra **PQ** yi bulabiliriz ve saçılma noktalarını **PQ** nın orta noktası olarak şöyle yazabiliriz:

$$\begin{cases} x = \frac{1}{2} [(x_1 - x_3) + (x_2 - x_1)t - (x_4 - x_3)s] \\ y = \frac{1}{2} [(y_1 - y_3) + (y_2 - y_1)t - (y_4 - y_3)s] \\ z = \frac{1}{2} [(z_1 - z_3) + (z_2 - z_1)t - (z_4 - z_3)s] \end{cases} \quad (3.15)$$

POCA basit geometriksel algoritma olsa bile bu hesaplama yöntemi oldukça karmaşık olup, Ref [71]'daki POCA hesaplama yöntemi aşağıda verilmektedir:

$$\mathbf{R}_{POCA} = \frac{1}{2} (\mathbf{R}_1 + \mathbf{R}_2) \quad (3.16)$$

$$\mathbf{R}_{1,2} = \mathbf{R}(0)_{1,2} + t_{1,2} \mathbf{u}_{1,2} \quad (3.17)$$

$$t_{in} = \frac{(be - cd)}{\Delta} \quad (3.18)$$

$$t_{out} = \frac{(ae - bd)}{\Delta} \quad (3.19)$$

$$\begin{cases} x = \frac{1}{2} [\mathbf{R}(\mathbf{x})_{POCA}] \\ y = \frac{1}{2} [\mathbf{R}(\mathbf{y})_{POCA}] \\ z = \frac{1}{2} [\mathbf{R}(\mathbf{z})_{POCA}] \end{cases} \quad (3.20)$$

Burada

$$a = \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_1, b = \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_2, c = \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{u}_2, d = \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{W}, e = \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{W}, \Delta = ac - b^2, \mathbf{W} = \mathbf{R}_1(0) - \mathbf{R}_2(0)$$

$\mathbf{R}_{1,2}$ dedektöre giren ve dedektörden çıkan izler üzerindeki iki nokta, $\mathbf{u}_{1,2}$ giren ve çıkan izlerin yön vektörleri, $t_{1,2}$ ise parametredir.

3.6.3.2. POCA Algoritmasının Geant4 Simülasyon Programı İçinde Uygulanması

Müon tomografi sisteminde kullanılan dedektör plakaları pozisyon duyarlı, yani kozmik müonların dedektör plakasına "vuruş noktaları" yada hit-pozisyonlarını ölçen dedektörlerdir. Gerçek deneyde bu etkileşim noktaları dedektör elektronik sistemi sayesinde okunabilir. Geant4'te bu noktaların pozisyonlarını G4Step fonksiyonundan alabiliriz. Kısaca tarif edecek olursak, **StappingAction** sınıfı içinde pozisyon, momentum, enerji gibi bilgileri alınır, **EventAction** klasında her Olay(Event)da yenilenen veri alma kaydıyla **EndOfEventAction()** fonksiyonunda algoritma uygulanır. Sonra histogramlar **HistoManager** sınıfı içinde oluşturulur. POCA algoritmasının Geant4 içinde uygulanma örneği aşağıda gösterilmektedir.

3.6.4. En Çok Olabilirlik Algoritması(ML)

Saçılma tomografisi için daha iyi bir istatistiksel görüntüleme yöntemi en çok olabilirlik yani ML yaklaşımıdır. Bu metod, veriyle verilen numune hacmindeki saçılma yoğunluğunun arka olasılığını tekrar tekrar maksimize etmek için beklenti maksimizasyon tekniğini kullanır. Büyük miktarda veriden yüksek kalitede yeniden yapılandırmalar yapabilir ancak daha kısa tarama süreleri için daha az performans gösterir. Özellikle, maksimum olasılıklı bir teknik olduğu için, yeniden yapılandırmanın doğruluğu esas alındığı istatistiksel modelin doğruluğuna bağlıdır ve yaklaşımı erişilebilir

```

G4double u1[] = (X2-X1), (Y2-Y1), (Z2-Z1);
G4double u2[] = (X4-X3), (Y4-Y3), (Z4-Z3);
G4double w[] = (X1-X3), (Y1-Y3), (Z1-Z3);

G4double u1DOTu1 = (u1[0]*u1[0] + u1[1]*u1[1] + u1[2]*u1[2]);
G4double u2DOTu2 = (u2[0]*u2[0] + u2[1]*u2[1] + u2[2]*u2[2]);
G4double u1DOTu2 = (u1[0]*u2[0] + u1[1]*u2[1] + u1[2]*u2[2]);
G4double u1DOTw = (u1[0]*w[0] + u1[1]*w[1] + u1[2]*w[2]);
G4double u2DOTw = (u2[0]*w[0] + u2[1]*w[1] + u2[2]*w[2]);

G4double a = u1DOTu1;
G4double b = u1DOTu2;
G4double c = u2DOTu2;
G4double d = u1DOTw;
G4double e = u2DOTw;
G4double delta = a*c-b*b;

G4double t1 = (b*e-c*d)/delta;
G4double t2 = (a*e-b*d)/delta;

G4double P01[] = X1, Y1, Z1;
G4double P02[] = X3, Y3, Z3;

G4double P1[] = (P01[0] + t1*u1[0]), (P01[1] + t1*u1[1]), (P01[2] + t1*u1[2]);
G4double P2[] = (P02[0] + t2*u2[0]), (P02[1] + t2*u2[1]), (P02[2] + t2*u2[2]);

G4double POCA[] = (P1[0]+P2[0])/2, (P1[1]+P2[1])/2, (P1[2]+P2[2])/2;

fPosX = (POCA[0]);
fPosY = (POCA[1]);
fPosZ = (POCA[2]);

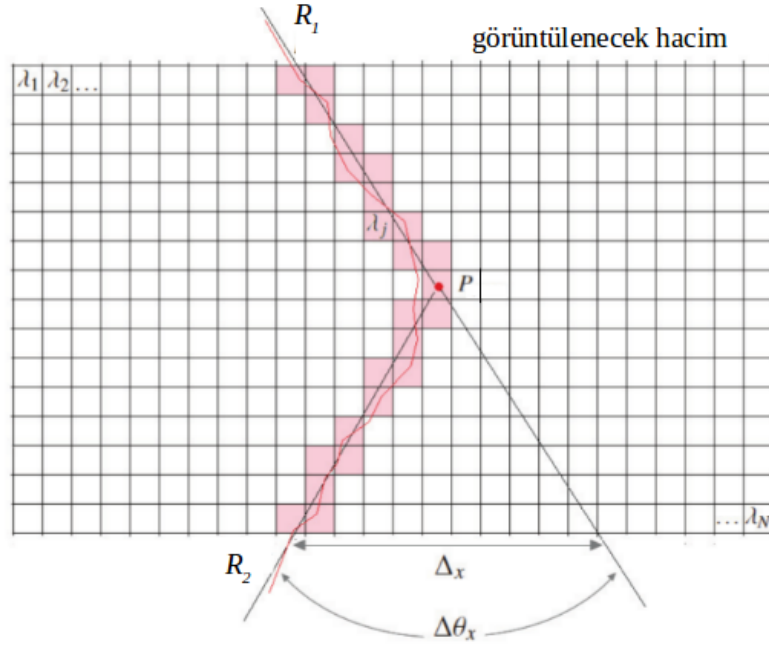
```

kılmak için bu oldukça basit tutulmuştur. Örneğin, algoritma, müonun aldığı yol bilgisindeki belirsizliği veya her vokseldeki yol uzunluğunu dikkate almıyor. Dahası, gürültü modeli, gelişimsel sistemde sıklıkla değişebilen sistemin spesifik tasarımı için belirlenmelidir, bu nedenle MLEM etkin bir şekilde uygulanması pratik olmaz.

3.6.4.1. *ML Algoritmasının Matematiksel Türetimi*

Şekil 3.9'da gösterildiği gibi görüntülenecek hacmin, N tane üç boyutlu voksellere veya $N_x \times N_y \times N_z$ boyutlu piksellere bölünmüş olduğunu varsayalım. Radyasyon uzunluğu X_0 olan bir malzemeyi çaprazlayan momentumu P_0 olan müonların saçılma açısının varyansını tanımlayan Meşhur Rossi formülünü takiben, her voksel için bir saçılma yoğunluğu λ tanımlanır ve aşağıdaki gibi verilir:

$$\lambda(X_0) = \left(\frac{13.6 \text{ MeV}}{P_0} \right)^2 \frac{1}{X_0} \quad (3.21)$$



Şekil 3.9: ML algoritmasının çalışma prensibi.

λ_j 'ın belirlenmesi ($j = 1, \dots, N$) x ve y koordinatları ve her i-inci müon olayı için saçılma verileri $x_i = (\Delta\theta_{x,y}, \Delta x_{x,y})$ ni kullanılarak yapılabilir.

Belli bir saçılma tabakası için bu tür bir ortak dağılım, aşağıdaki gibi verilen iki değişkenli bir gaussian ile modellenen kovaryans matrisi Σ_i ile ifade edilir:

$$\Sigma_i = E_i + P_{r,i}^2 \sum_{j=1}^N W_{i,j} \lambda_j \quad (3.22)$$

Burada E_i ölçüm hatası matrisi, W_{ij} saçılma kovaryans matrisi, j voxel sayısı ve $P_{r,i} = P/P_0$ ise müon momentum ve referans momentum P_0 arasındaki orandır.

Bu nedenle, N tane müon olayından oluşan bir veri numunesinin log-olabilirlik fonksiyonu L şu şekilde verilir:

$$P(\mathbf{D}|\lambda) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{2\pi\sqrt{|\Sigma_i|}} \exp\left(-\frac{1}{2}\mathbf{D}_i^T \Sigma_i \mathbf{D}_i\right) \quad (3.23)$$

$$L(\mathbf{D}|\lambda) = \frac{1}{2} \sum_i^N (\log |\Sigma_i^{-1}| - \mathbf{D}_i^T \Sigma_i \mathbf{D}_i) \quad (3.24)$$

Saçılma yoğunlukları λ_j , yukarıdaki log-olabilirlik fonksiyonunu maksimize ederek tahmin edilir.

Newton-Raphson optimizasyonuna dayalı geleneksel algoritmalar, belirlenecek çok sayıdaki parametre ile sınırlıdır, yani Hessian matrisini hesaplamak için 5×10^4 tane 10 cm boyutlarında vokseller ve gerekli hesaplama ve depolama gereklidir. Schultz ve arkadaşları[76], ML formülasyonu için bir çözümü sağladılar ve λ_j için aşağıdaki iterasyon tahminine yol açtılar:

$$\lambda_i^{(k+1)} = \frac{1}{M_j} \sum_i S_{i,j}^{(k)} \quad (3.25)$$

$$S_{i,j}^{(k)} = 2\lambda_i^{(k)} + (P_{r,i}\lambda_i^{(k)})^2 [\mathbf{D}_i^T \Sigma_i^{-1} W_{i,j} \Sigma_i^{-1} \mathbf{D}_i - \text{Tr}(\Sigma_i^{-1} W_{i,j})] \quad (3.26)$$

Burada M_j , voxel j'yi geçen olayların sayısıdır.

Yukarıda bahsedilen iki değişkenli bir gaussian dağılımı için saçılma yoğunluğunu bulma yöntemi oldukça karmaşık ve uygulaması çok zordur. Burada ML algoritmasının temel mantığını anlatarak tek değişkenli bir gaussian dağılımlı saçılma açısının standart sapması ve saçılma yoğunluğunu standart sapmadan yola çıkarak hesaplamaya çalışırız.

Denklem (3.5)'nin karesini alırsak

$$\theta_0^2 \simeq \left(\frac{P_0}{P}\right)^2 \left(\frac{13.6\text{MeV}}{P_0}\right)^2 \frac{x}{X_0} \equiv P_r^2 \lambda x \quad (3.27)$$

olur. Burada P_r momentum oranıdır ve λ saçılma yoğunluğu fonksiyonu olarak tanımlanır:

$$\lambda = \left(\frac{13.6\text{MeV}}{P_0}\right)^2 \frac{1}{X_0} = \frac{\theta_0^2}{P_r^2 x} \quad (3.28)$$

Müonların saçılma açısı dedektör plakalarından okunan hist-pozisyon verilerine dayanarak hesaplanabilir. Her bir olay için hesaplanan saçılma açılarının koşullu olasılık dağılımı yaklaşık olarak Gaussian dağılımı olup aşağıdaki denklem ile ifade edilir:

$$P(\langle \theta_i | \lambda \rangle) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left(-\frac{\theta_i^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (3.29)$$

Burada θ_i i-inci müonun saçılma açısı, σ_i^2 i-inci müonun saçılma açısının varyansı ve $\lambda = \sigma_i^2/x$ olarak tanımlanan kalınlığı x olan maddeden geçen müonun saçılma yoğunluğu.

Toplam N tane müon için koşullu olasılık dağılımı ise Olabilirlik fonksiyonu (*Likelihood Function*) olarak aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$L(\langle \theta | \lambda \rangle) = P(\langle \theta_1 | \lambda \rangle) \cdot P(\langle \theta_2 | \lambda \rangle) \cdot P(\langle \theta_3 | \lambda \rangle) \cdots P(\langle \theta_i | \lambda \rangle) = \prod_{i=1}^N P(\langle \theta_i | \lambda \rangle) \quad (3.30)$$

$$L(\langle \theta | \lambda \rangle) = (2\pi\sigma_i^2)^{-N/2} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_i^2} \sum_{i=1}^N \theta_i^2\right) \quad (3.31)$$

Parametre λ yı tahmin edebilmemiz için, öncelikle Olabilirlik fonksiyonu $L(\langle \theta | \lambda \rangle)$ maksimize etmemiz gereklidir. Olabilirlik fonksiyonunun λ ya göre türevi almamız ve 0 a eşitlememiz gereklidir. $L(\langle \theta | \lambda \rangle)$ ile $\log L(\langle \theta | \lambda \rangle)$ nin maksimum değeri aynıdır. Bu sebeple, kolaylaştırmak amacıyla Log-Olabilirlik fonksiyonu şöyle yazılır:

$$\ln L(\langle \theta | \lambda \rangle) = -\frac{N}{2} \ln(2\pi) - \frac{N}{2} \ln(x\lambda_i) - \frac{1}{2x\lambda_i} \sum_{i=1}^N \theta_i^2 \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \ln L(\langle \theta | \lambda \rangle)}{\partial \lambda} = -\frac{N}{2\lambda_i} + \frac{1}{2x\lambda_i^2} \sum_{i=1}^N \theta_i^2 = 0 \quad (3.33)$$

$$\lambda_i = \frac{1}{xN} \sum_{i=1}^N \theta_i^2 \quad (3.34)$$

3.6.4.2. ML Algoritmasının Uygulanması

ML algoritması ölçüm yapıldığı hacim içinde en çok saçılan müonların saçılma yoğunluğu λ yı tahmin eder. Bunun için önce müonların dedektöre giriş ve çıkış izlemlerinden saçılma açısı hesaplanır ve saçılma açısının varyansı hesaplanır. Saçılma açısı varyansının hesaplanması için her olayda elde edilen saçılma açılarının önce kareleri alınır sonra saçılma açısının kareleri toplanır. Toplam N olay için saçılma açısının standart sapması: $\sigma_\theta = (\sum_{i=1}^N \sqrt{\theta^2})/N$ olur. Saçılma yoğunluğu ise varyansının karesi bölü müonun madde içindeki yol uzunluğu x olur, yani $\lambda = \sigma_\theta^2/x$ olarak hesaplanır.

Bu tür hesaplama yöntemi ML algoritmasının en basit uygulanma şekli olup, daha karmaşık istatistiksel yöntem refrans [75] de uygulanmıştır.

Geant4 içinde saçılma açısı **EventAction** klasında hesaplanır. Saçılma açısının varyansı **RunAction** klasında hesaplanır. Sonra histogramlar **HistoManager** sınıfı içinde oluşturulur. En çok olabilirlik algoritmasının Geant4 içinde uygulanma örneği aşağıda

gösterilmektedir.

```

G4double V1[] = (X2-X1), (Y2-Y1), (Z2-Z1);
G4double V2[] = (X4-X3), (Y4-Y3), (Z4-Z3);

G4double L1 = sqrt(pow(V1[0],2)+pow(V1[1],2)+pow(V1[2],2));
G4double L2 = sqrt(pow(V2[0],2)+pow(V2[1],2)+pow(V2[2],2));

fTheta1 = acos(V1[2] / L1);
fTheta2 = acos(V2[2] / L2);

fTheta = fTheta2 - fTheta1;
G4double Theta2 = pow(fTheta,2);
fSTheta2 = Theta2++;

const G4Run * run = static_cast<const G4Run*>
(G4RunManager::GetRunManager()->GetCurrentRun());
G4int N = run->GetNumberOfEventToBeProcessed();
G4double x = 1. * mm;
G4double SigmaTheta = sqrt(fSTheta2/N);
G4double Lambda = pow(SigmaTheta,2)/x;

```

3.7. CAEN SiPM EĞİTİM KİTİ İLE SiPM TESTLERİ

CAEN¹, SiPM'ye adanmış iki modüler kiti gerçekleştirmekte ve foton sayısı çözümleme yetenekleriyle düşük ışık alanlı algılamada en son teknolojiyi temsil etmektedir. Bunlar SiPM değerlendirme kiti ve SiPM eğitim kitidir.

Eğitim kiti eğitim amaçlı tasarlanmıştır. Özellikle öğrencilerin SiPM dedektör geliştirmeleri ve eğitimi için bir araç olarak çeşitli laboratuvarlarda geliştirme testlerini (gama ve beta spektroskopisi gibi) gerçekleştirmelerini sağlar. SiPM eğitim kiti, güç kaynağı ve amplifikasyon ünitesine ek olarak, sayısallaştırıcı ve LED sürücüsü, gama spektrometrisi için kolayca değiştirilebilir üç farklı inorganik sintilatör ile bir minispektrometri, beta spektroskopisi ve sağlanan elektroniklerin sayesinde iki kanallı raslantı özelliğini kullanarak kozmik ışınların tespiti için bir sintilatör levhalardan oluşmaktadır.

SiPM eğitim kiti Premium Versiyon, SP5600AN, SP5600C, SP5600D ve SP5600E'nin

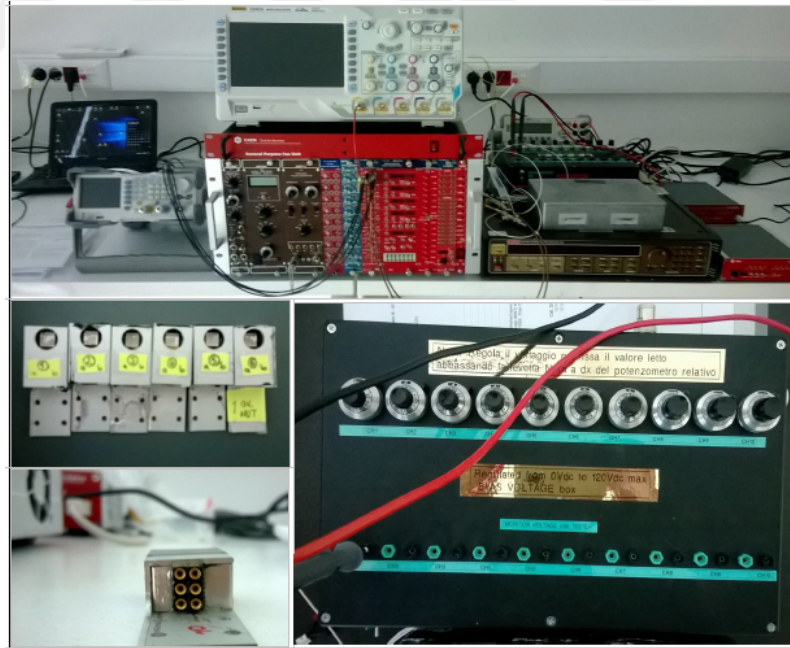
¹ www.caen.it

üç parçasının tüm bileşenlerini içeren sistem çözümüdür ve farklı fizik alanlarını kapsayan çeşitli deneyler gerçekleştirecek şekilde yapılandırılabilir. Önerilmekte olan ışık kuantumu, radyoaktif bozunma (beta ve gamma ışınları) ve kozmik ışınlar ile ilgilidir. Deneyler, fiziksel süreçlerinin özüne ek olarak, tıbbi görüntüleme ve endüstride kullanımlarının örnek sel görüntülerini, temel ve ileri istatistiksel deneylerle ele almaktadır. Eğitim seti amacı yeni öğrenenlere ilham vermek ve farklı fizik süreçlerinin analizine ve kavrayışına yönlendirmektir [25].

3.7.1. S10362-11-100C SiPM

3.7.1.1. SiPM'in Özellikleri

SiPM'li detektör sistemleri ile çalışılmadan önce tipik olarak birkaç parametrenin test edilmesi gerekmektedir. Bunlar; kazanç, PDE, gürültü, dinamik aralık, zaman ve sönümleme hassasiyetidir. SiPM testleri için laboratuvar da **Şekil 3.10**'de görülen düzenek kurulmuştur. Test amacıyla kullanılacak SiPM/Sintilatörlerden ilk aşamada



Şekil 3.10: Laboratuvar dahilinde bulunan, proje ile alınan ve ödünç alınan cihazlarla kurulan test düzeneği (sağ alt: 8 kanal gerilim bölücü, sol alt: SiPM test kutuları).

alımı gerçekleştirilenler ve mevcut ekipmanlar kullanılarak SiPM test kutuları oluşturulmuştur. Bu kutuların içerisinde bir adet 0,5x0,5x0,5 cm3 boyutlarında sintilatör küpü ve bu sintilatöre karşılıklı olarak bağlanmış iki adet SiPM (Hamamatsu - S10362-11-100C) bulunmaktadır. Test edilecek S10362-11-100C kodlu SiPM'lerin

üreticisinden edindiğimiz özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir ² . SiPM'ler üzerine

Tablo 3.1: Hamamatsu S10362-11-100C SiPM'lerin özellikleri.

Parametre	S10362-11-100C
Etkin hassas alan	1x1 mm ²
Piksel sayısı	100
Piksel büyüklüğü	100 µm
Çalışma sıcaklığı	−20°C ila 40°C
Depolama sıcaklığı	−20°C ila 60°C
Doluluk faktörü	%78.5
Tepki aralığı	320 nm ila 900 nm
Pik dalgaboyu	440 nm
PDE	%65
Çalışma gerilimi aralığı	70 ± 10V
Karanlık sayım	600 kcps
Uç kapasitansı	35 pF
Kazanç	2.4E + 10 ⁶

çalışma gerilimi verilmeden önce mutlaka karanlık bir ortama alınmalıdır. Bu yüzden deneylerimizde SiPM'leri yerleştirmek için **Şekil 3.11**'de görülen metal ve ışık sızdırmaz kutu kullanılmıştır. Bu kutunun kullanılmasındaki diğer bir sebep de deney sırasında sıcaklığın sabit tutulmasını sağlamaktır.



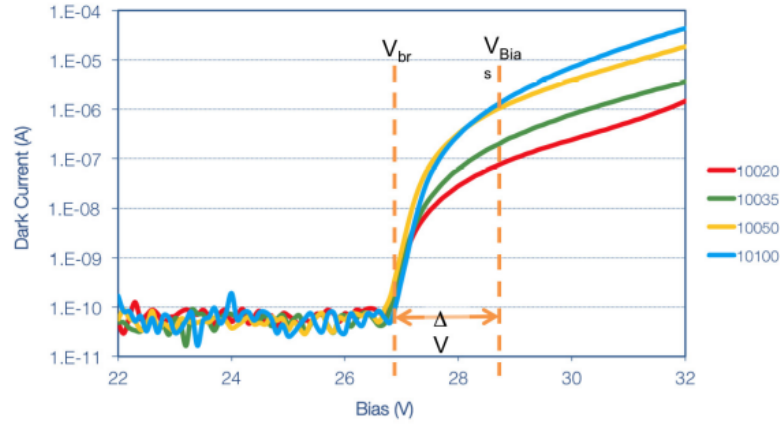
Şekil 3.11: Deneyler sırasında kullanılan ışık sızdırmaz kutu.

3.7.1.2. SiPM Çalışma Gerilimi

Kırılma gerilimi (break-down), bir APD'deki tüketim bölgesinde oluşturulan elektrik alanı bir Geiger boşalımı meydana getirecek kadar yüksek olan gerilimdir. **Şekil 3.12**'te de görüldüğü gibi SiPM'ler için çalışma (bias) gerilimi, genel olarak kırılma geriliminin 2-5 Volt fazlasıdır³ . **Şekil 3.13a**'da çalışma gerilimi ayarlanmış, ışık görmeyen bir SiPM sinyali'ni görmekteyiz. Gördüğümüz bu karanlık sayım pulsu daha önce belirttiğimiz

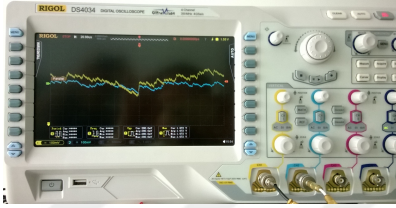
² Datasheet of Hamamatsu SiPM series S10362-11

³ SensL Technical Note - An Introduction to the Silicon Photomultiplier

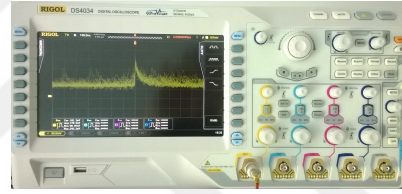


Şekil 3.12: Farklı piksel büyüklüklerine sahip(20 μ m, 35 μ m, 50 μ m ve 100 μ m) 1 mm² hassas alanlı SiPM’lerin karanlık akımı.

gibi SiPM’lerin gürültüsü’nün ana kaynağıdır. Fast Amplifier ile büyütülmüş sinyal görüntüsü **Şekil 3.13b**’de gösterilmektedir(Tek kanal, pozitif sinyal). Laboratuvarımızda



(a) Karanlık sayım pulsu.



(b) Büyütülmüş sinyal.

Şekil 3.13: Çalışma gerilimi ayarlanmış, ışık görmeyen bir SiPM sinyali(a) ve Fast Amplifier ile büyütülmüş Karanlık sayım pulsu (b).

bulunan SiPM’lerin çalışma gerilimleri, aşağıdaki tablodaki gibi belirlenmiştir. Bu sonuç, optimum çalışma geriliminin kırılma geriliminden yaklaşık 2V daha fazlası olduğu ifadesiyle uyum göstermektedir. Bu sonuç, optimum çalışma geriliminin kırılma

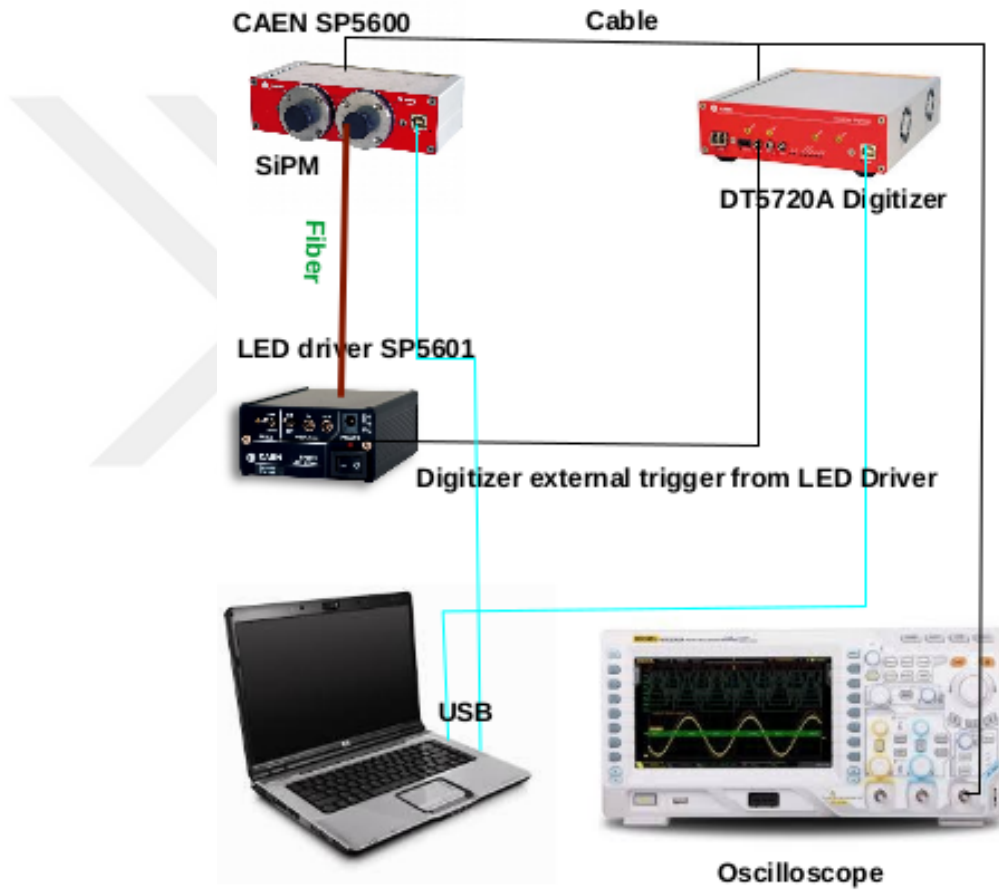
Tablo 3.2: SiPM çalışma gerilimleri nin ayarlanması.

SiPM No	Çalışma gerilimi
1	71.822 V
2	71.795 V
3	71.781 V
4	71.785 V
5	71.775 V
6	71.768 V

geriliminden yaklaşık 2V daha fazlası olduğu ifadesiyle uyum göstermektedir.

3.7.2. SiPM Eğitim Kiti Testleri

Test amacıyla kullanılacak SiPM Eğitim Kiti [25]' den ve mevcut ekipmanlar kullanılarak SiPM test düzeneği oluşturulmuştur. Bu düzeneğin içerisinde bir adet SP5601 LED Driver, bir adet DT5720A Digitizer, CAEN SP5600 Sensor Holder'e bağlanmış SiPM (Hamamatsu S10362-11-100C), bir adet RIGO-LDS4034 Ocsilloscope ve bir adet Bilgisayar bulunmaktadır (Şekil 3.14 ve Şekil 3.15).



Şekil 3.14: SiPM Eğitim Kiti test kurulum diagramı.



Şekil 3.15: IRADETS Labratuvarında yapılan deney düzeneğinin görüntüsü.

3.7.2.1. SiPM Kazancı ve SiPM Kitin’de Kazancın Hesaplanması

Bir GM-APD’nin dolayısıyla SiPM’in kazancı, çıkışında elde edilen yükün bir elektronun yüküne oranıdır. Çıkış yükü, pikselin kapasitansından ve kırılma geriliminin üzerinde verilen yüksek gerilimden hesaplanabilir:

$$G = \frac{C \cdot (V_{op} - V_b)}{q} \quad (3.35)$$

Şekil 3.16’de Hamamatsu SiPM S10362-11-100c spektrumu gösterilmektedir, burada X-ekseni ADC kanalıdır. ADC kanalının dönüşüm faktörü (conversion factor) aşağıdaki formül ile hesaplanabilir:

$$\frac{ACDKanal}{Columb} = \frac{V_{pp}}{R_i} \cdot \frac{1}{2^{Nbit}} \cdot \frac{\Delta t}{G_{PSAU}} \quad (3.36)$$

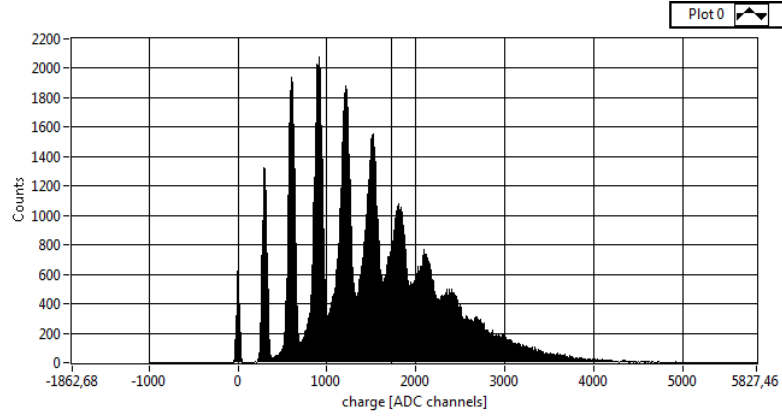
Burada $V_{pp} = 2V$, digitizer’ın dinamik aralığı $R_i = 50\Omega$, giriş empedansı, Nbit= 12 bit, çözünürlüğü $\Delta t = 4$ ns, örnekleme periyodu $G_{PSAU} = 30$ ise Hamamatsu S10362-11-100c nin PSAU(Power Supply and Amplificatiin Unit) kazancıdır. Verileri formül (3.35) teki yerlerine koyarsak Hamamatsu S10362-11-100c dönüşüm faktörü: 1.235 fC/ADC olacaktır. **Şekil 3.16**’de, bitişik pikler arasındaki mesafe algılanan bir foton’nun çıkış yüküne karşılık gelir. Hamamatsu S10362-11-100c nin kazancı, dolayısıyla, aşağıdaki formül ile hesaplanabilir:

$$G = \frac{D_p \cdot ADC \cdot C_f}{q_e} \quad (3.37)$$

Burada G kazanç, Dp bitişik pikler arasındaki mesafe, ADC ADC kanal, Cf dönüşüm faktörü, qe elektron yüküdür. **Şekil 3.16**’de gösterildiği gibi 0 ile 1000 arasında yaklaşık 4 tane pik bulunmaktadır, dolayısıyla bitişik pikler arasındaki mesafe: $1000/4 = 250$, formül (3.37) ile hesaplanan kazanç: $G_{100c} = 1.92E + 6$.

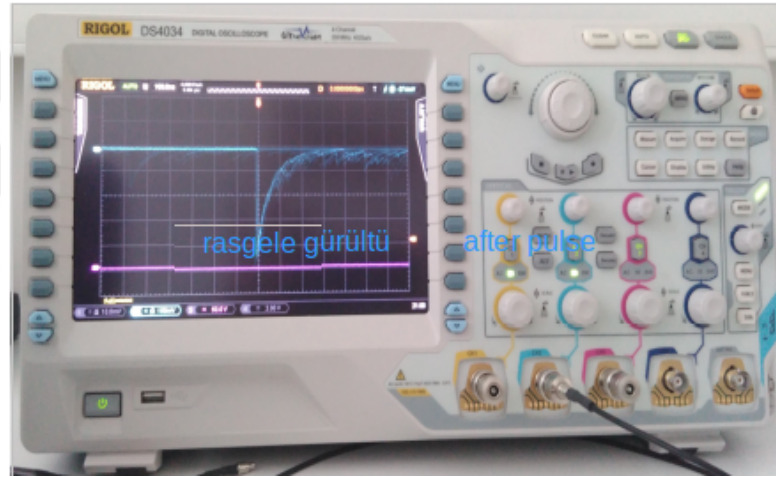
3.7.2.2. SiPM Karanlık Sayımı

SiPM gürültüsü ışık görmediği halde sayılan sinyal pulsu ile ifade edilebilir. Katihal dedektör olduğu için, sıfır olmayan sıcaklıktan dolayı, gürültü üretir. Rasgele meydana gelen bu gürültü onun foton algılama kapasitesini etkileyecektir. Karanlık sayım oranı (Dark Count Rate) olarak adlandırılan bu termal gürültünün frekansı yani DCR,



Şekil 3.16: IRADETS'te yapılan testlerden Hamamatsu SiPM S10362-11 spektrumu.

SiPM karakterizasyonu için önemlidir. **Şekil 3.17** IRADETS'te yapılan testlerden, SiPM gürültüsü'nün osiloskoptaki görünüşüdür. **Şekil 3.18** IRADETS'te yapılan testlerden

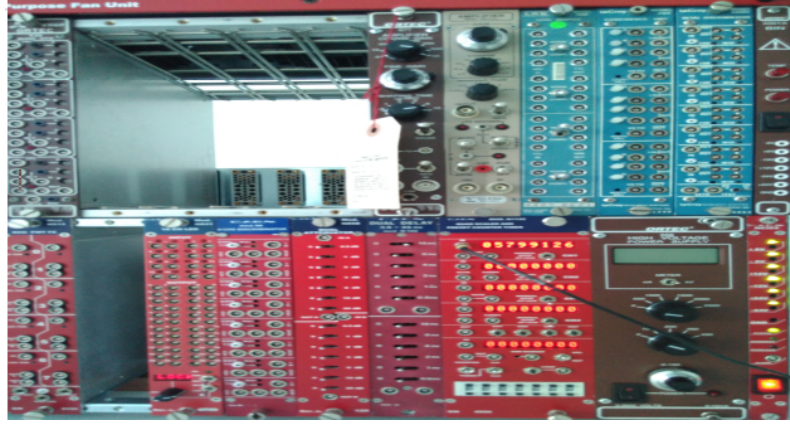


Şekil 3.17: Hamamatsu SiPM S10362-11 spectrum(bias voltage: 70.2 V).

SiPM Karanlık Sayım Oranı'nın sayaç ile ölçümünü göstermektedir. Işık görmeyen (LED Driver Kapatılan) SiPM'den gelen sinyal pulsarı aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi bir dakikada gördüğümüz sayıyı 60' a bölersek bir saniyede sayılan puls sayısı, yani gürültünün frekansı (DCR) nı bulmuş oluruz. Burada ışık görmeyen dediğimizde sadece LED Sürücüyü fotonlar gelmediğini göstermektedir, ancak bu SiPM'in ışık görmediği anlamına gelmez zira labratuvar ortamında dedektör'e gelen ışıklar vardır.

3.7.2.3. Kazanç ve Karanlık Sayımının Bias Gerilimine Göre Değişmesi

SiPM kazancı ve karanlık sayım oranı bias gerilimine göre değişecektir. Hamamatsu SiPM S10362-11-100c nin gerilimini 69.9 V – 70.45V arasında değiştirerek her bir voltaj değerine karşılık gelen kazanç ve DCR hesaplanmıştır. Tablo 3.5'te PSAU ve Digitizer



Şekil 3.18: SiPM karanlık sayım oranı ölçümü.

değerine karşılık gelen kazanç ve DCR değeri bulunmaktadır.

Tablo 3.3: SiPM kazanç(üstüde) ve karanlık sayım oranı(altında)’nın bias gerilimine göre değişmesi.

Bias(V)	Gain(dB)	Gate(ns)	Pre-Gate(ns)	GAIN(dB)	DCR(Hz)
69.90	30	160	56	1.35E+6	5500
70.00	30	168	56	1.65E+6	32000
70.10	31	176	56	2.10E+6	57000
70.20	31	184	56	2.51E+6	79000
70.30	32	192	56	2.93E+6	99000
70.40	32	208	56	3.48E+6	120000
70.45	32	216	56	3.75E+6	129000

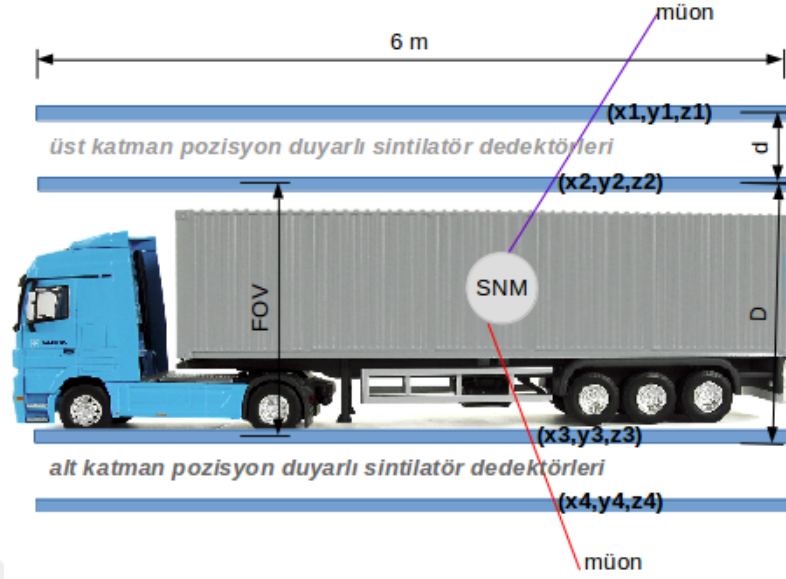
Genel olarak, **Şekil 3.19**'da gösterildiği gibi müon tomografi dedektör sistemleri incelenmesi gereken örneğin altına ve üstüne yerleştirilen dedektör tabakalarından oluşmaktadır. Dedektör tabakalarının kozmik müonların dedektörden geçtiği noktaları veya başka bir deyişle dedektöre vuruş noktalarını (hit position) ölçüm kabiliyetleri vardır. Dedektör tabakalarındaki hit pozisyon bilgileri kullanılarak müon tomografi dedektör sistemi içine konulan nesnenin üç boyutlu görüntüsü elde edilir ve malzemenin atom numarası tahmin edilir.

Elde edilen üç boyutlu görüntünün ne kadar iyi olması ve tahmin edilen atom numarasının ne kadar doğru olması iyi bir algoritma uygulanmasının yanı sıra iyi bir dedektör sisteminin tasarlanmasına bağlıdır.

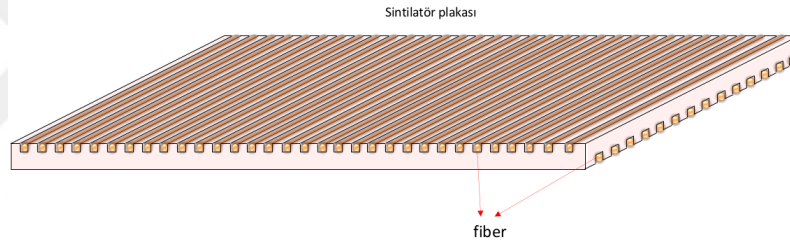
Müon tomografi dedektör sisteminin görüş alanı, akseptansı(yada algılama verimliliği) ve çözünürlüğü dedektör sisteminin performansını etkilemektedir. Bu sebeple bir müon tomografi dedektör sisteminin bu hususları göz önünde bulundurarak tasarlanması gerekmektedir. Bu bölümde önce dedektör kurulumu hakkında kısaca bilgi verilir, sonra dedektör performanslarını etkileyen görüş alanı, akseptansı ve çözünürlüğü gibi parametreleri belirleyip iyileştirme çalışmaları yapılacaktır.

3.8.1. Dedektör Sisteminin Kurulumu

Şekil 3.20'de nakliye konteynerlerinin taranması için müon tomografi dedektör sisteminin genel resmi gösterilmektedir. Müon tomografi dedektör sistemi ikisi konteynerin altında, ikisi konteynerin üstünde olmak üzere dört adet pozisyon duyarlı sintilatör dedektörlerinden oluşmaktadır. Katmanların her biri yaklaşık $X=600$ cm (en) ve $Y=300$ cm (boy) ve $Z=2$ cm (kalınlık) sintilatör plakaları olup yüzeylerine XY yönünde birbirine belli bir mesafede (yaklaşık 5mm) yan yana oluklar açılarak içerisine fiberler yerleştirilmektedir (**Şekil 3.21**). Her fiberin iki ucunda ise SiPM'ler ve onların bağlı oldukları elektronik devreler toplanılan sintilasyon ışığını fiziki sinyale dönüştüreceklerdir. Fiberler aralarındaki aralık ne kadar küçük olursa dedektörün çözünürlüğü o kadar yüksek olacaktır, fakat fiber ve SiPM sayısı artacağından dolayı dedektör maliyeti artacaktır. Bu sebeple, fiberler aralığının optimum değerini bulmak gerekmektedir.



Şekil 3.20: Nakliye konteynerleri taraması için müon tomografi dedektör sistemi konsepti.

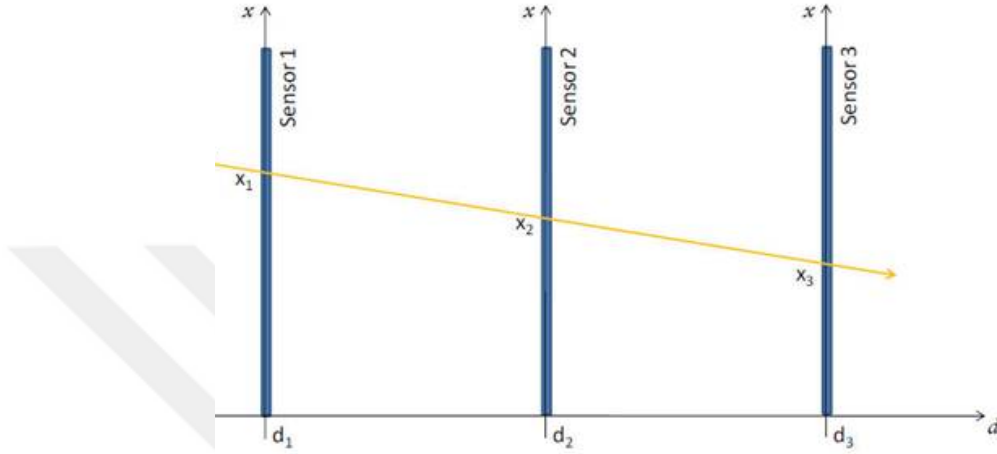


Şekil 3.21: XY yönünde birbirine belli bir mesafede yan yana oluklar açılarak içerisine fiberler yerleştirilmektedir.

3.8.2. Uzaysal Çözünürlüğü

Yüksek enerji fiziği deneylerinde yüklü bir parçacık, örneğin, müonların yörüngesinin yeniden oluşturulması için, bu parçacıkların alan içindeki konumlarını hesaplamak gerekir. Bu amaçla kullanılan teknik, parçacıkların geçtiği konumları saptayabilen çeşitli dedektör düzlemlerinin yörüngesi boyunca yerleştirilmesinden oluşur; tüm bu noktaların interpolasyonundan sonra parçacıkların izlediği yörüngeler yeniden oluşturulabilir. Bu bağlamda, dedektörlerin en önemli özelliklerden biri, parçacık geçiş noktasını yeniden yapılandırma yeteneği olan uzaysal çözünürlüktür[48, 78, 33]. Temel olarak, bir parçacık dedektörünün uzaysal çözünürlüğünün değerlendirilmesi, test edilen algılayıcının yüksek enerjili parçacık demetleri ile ışınlanması ve gerçek olanlarla ölçülen çarpma noktaları arasındaki farkların ölçülmesinden oluşur. Gelen parçacıkların gerçek

etkileşim noktalarını bilmek gerekmektedir; bu sorunun bir çözümü, bu konumları ölçmek için mümkün olan bilinen bir izleme sistemini (genellikle teleskop olarak adlandırılır) kullanmaktır. Ancak sadece test edilen dedektörleri kullanan bir çözüm kullanılabilir. Parçacığı izlemek için çözünürlüğü ölçmek istediğimiz aynı dedektörleri kullanabiliriz. **Şekil 3.22**, bu sistemi şematik olarak göstermektedir. Tek boyutlu bir sistem dikkate



Şekil 3.22: Birbirinin önünde dizilmiş üç dedektör ile yapılan bir dedektör sistemi.

alındığında basit olması açısından, d_1 , d_2 ve d_3 olarak üç farklı konumdaki parçacık yörüngesinin x_1 , x_2 ve x_3 koordinatlarını saptamak için en az üç algılayıcı kullanabiliriz; bu noktaların ikisinin interpolasyonundan, parçacık yolunu hesaplar ve bunları üçüncü dedektör üzerindeki konumu tahmin edebiliriz. Basit geometriyi düşünersek, a ve b, üçüncü konumdaki c'yi tahmin etmek için kullanılan iki dedektörü gösteriyorsa, bu öngörülen konum şöyle olacaktır:

$$\hat{x} = \left(\frac{x_b - x_a}{d_b - d_a} \right) d_c + x_a \quad (3.38)$$

ve ölçülen değerin matematiksel olarak farkı

$$e = x_c - \hat{x} = x_c - \left(\frac{x_b - x_a}{d_b - d_a} \right) d_c + x_a \quad (3.39)$$

Konum ölçümündeki belirsizliğin, bir standart sapma σ ile bir Gauss olasılık yoğunluk fonksiyonuna sahip olduğunu varsayarsak, e'nin bir sapma ile bir Gauss olasılık yoğunluk fonksiyonu:

$$\sigma_e = \sigma \sqrt{2(k^2 - |k| + 1)} \quad k = \frac{d_c}{d_b - d_a} \quad (3.40)$$

Böylece, e 'nin standart sapmasından ve sistemin geometrisi bilgilerinden, dedektörlerin uzaysal çözünürlüğü olan σ 'yi bulmak mümkündür.

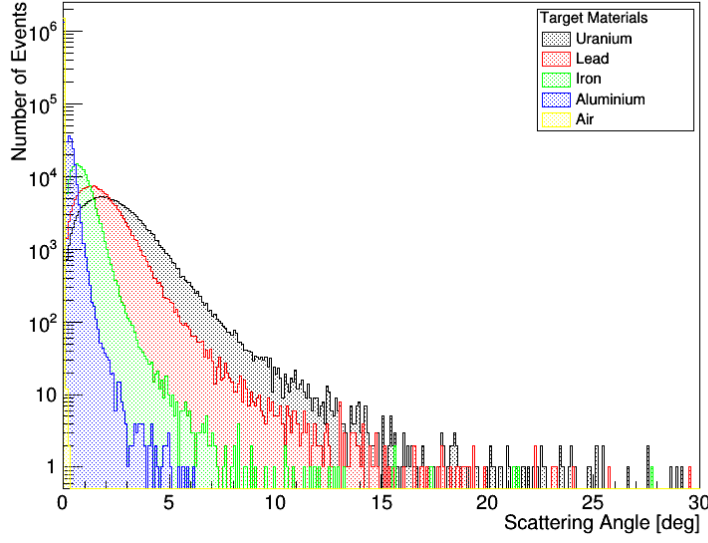
3.8.3. Açısal Çözünürlüğü

Tanım olarak, bir dedektörün açısal çözünürlüğü, bir birlerinden ayrı nesneler olarak çözümlenebilen iki nesne arasındaki en küçük açıdır. Yüksek açısal çözünürlüğe sahip olan bir dedektörde bu nesneler birbirine çok yakın olmasına rağmen farklı görünebilir [28]. Müon tomografi sistemimizde dedektörün açısal çözünürlüğü kozmik müonların dedektöre giriş açısına bağlıdır. Giriş açısı ne kadar küçük ise dedektör o kadar iyi açısal çözünürlüğe sahip olacaktır, örneğin, giriş açısı sıfır yani kozmik müonlar dedektöre dikey olarak girdiğini varsayarsak müonlar müon tomografi istasyonu içinde bulunan değişik yüksek-Z materyallerden saçıldıktan sonra saçılma açılarının fark edilmesi daha kolay olacaktır. **Şekil 3.23b**'de dedektöre dikey olarak giren 3 GeV lik müonlar ile, giriş açısı 0 dan 90 dereceye kadar değişen gerçek kozmik-müonların dedektör sistemi içinde bulunan 10 cm^3 lük hedef maddelerden saçıldıktan sonraki dağılımı ve karşılaştırılması gösterilmektedir. Sonuçlar yayınlanan diğer çalışmalarla aynıdır [49]. Sonuçlar **Şekil 3.23a**'da gösterildiği gibi "mükemmel" açısal çözünürlüğe sahip olan 3GeV lik müonların saçılma açıları değişik materyallerde bir-birlerinden kolayca farkedilebilmektedir; giriş açısı dağılımı daha geniş olan gerçek müonların saçılma açılarının farkını görebilmek öncekine nazaran kolay değildir.

3.8.4. Zamansal Çözünürlüğü

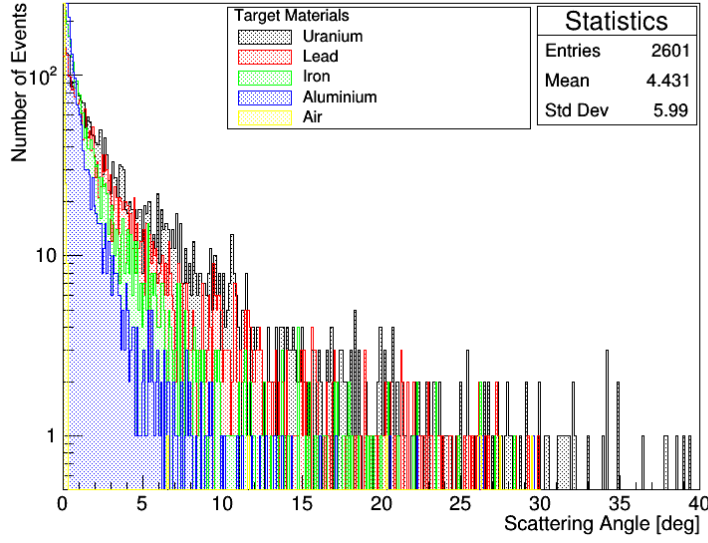
Zamansal çözünürlüğü, bir parçacığın dedektörü geçtiği zamanın ne kadar doğru olarak belirlenebileceği ile tanımlanır. Genel olarak zamanlama çözünürlüğü, belirli bir zaman aralığı olayına verilen dağılımın FWHM ile karakterize edilir [35]. Müon tomografi sisteminde müonlar rölativistik olduğundan tipik olarak müonların uçuş zamanı nano saniye civarında olacaktır, dolayısıyla dedektör sistemimizin zamansal çözünürlüğü nano-saniye civarında olmalıdır. **Şekil 3.24**'de dedektör sistemimiz için kozmik-müonların en üst ve en alt sintillatör tabakaların arasından geçme zamanını histogramı bulunmaktadır. Gösterildiği gibi müonların uçuş zamanı nano-saniyedir. Zamanla ilgili bir başka önemli husus ışınlama zamanı ile ilgilidir. Müon tomografi sisteminde ışınlama zamanı çok önemli faktörlerden biridir. Işınlama zamanının ne kadar

Scattering Angle Distributions of 3 GeV Muons



(a) 3 GeV lik müonların değişik materyallerden saçılma açıları.

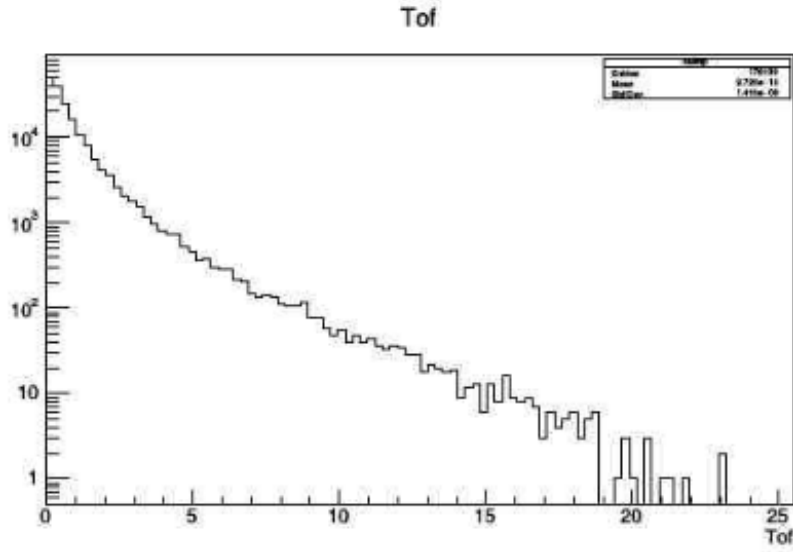
Scattering Angle Distributions of Cosmic Ray Muons



(b) Kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları.

Şekil 3.23: 10 cm^3 lük hedef maddelerden müonların saçılma açısı dağılımı.

kısa olursa bizim için o kadar avantajlıdır. Kısa zamanda iyi bir görüntü elde edebilmek için dedektör akseptansı yüksek olması gerekmektedir.



Şekil 3.24: Müonların dedektör deki uçuş zamanı(ns).

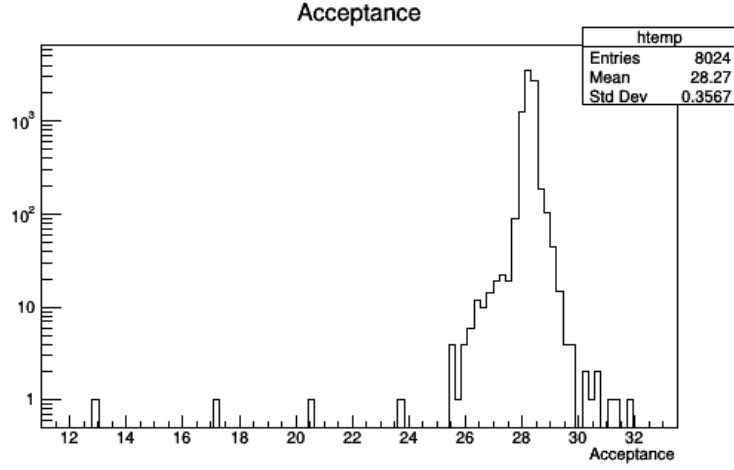
3.9. DEDEKTÖR SİSTEMİNİN AKSEPTANSI

Dedektör plakaları arasındaki aralık dedektör hit pozisyon ölçümleri ile müon yörüngelerini yeniden yapılandırma kabiliyetine ve müonların ışınlama zamanına bağlıdır, dolayısıyla en uygun mesafeyi seçmek için ilk önce geometrik akseptansını tanımlamamız gereklidir. Geometrik akseptansı, her açısal aralık başına, yeniden yapılandırılmış müon sayısı (N_{rec}) ile üretilen müon sayısı (N_{gen}) oranına, vuruş noktalarının bulunduğu ortogonal yüzeye ve hesaplanan açığa karşılık gelen katı açığa ($d\Omega$) bağlıdır:

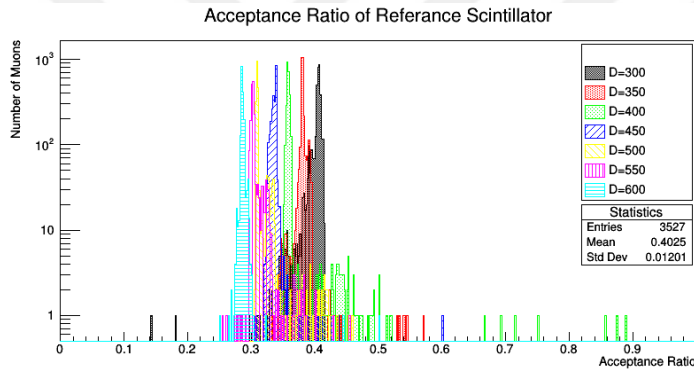
$$A = \left(\frac{D_{rec}}{D_{gen}} \right) \times S \times d\Omega \quad (3.41)$$

Müon tomografi sistemimizde yeniden yapılandırılmış müonların sayısı önemlidir. Çünkü bir müon üst detektör plakalarından içeri girebilir ancak diğer taraftan saptanamayabilir. Buna ek olarak, gelen müon akışı zirve açısına bağlı olduğundan yeniden yapılandırmada kullanılabilecek olan bu müonlar için müon tomografi istasyonunun düzgün olmayan bir şekilde kabul edilmesine veya hacim kapsamına neden olur. Sorgulanan hacmin her bir alt hacmini aşan tam izlenen müonların sayısı, müon tomografi yönteminin elde edilebilir istatistiksel önemini belirlediğinden, akseptans belirsizliğinin ne olduğunu bilmek önemlidir [6]. Diğer yandan görüntüleme için ışınlama süresi de dedektörün geometrik akseptansına bağlıdır. Şekil 3.25a'da dedektör alt ve üst dedektör plakalarının aralığı 3 m olduğundaki geometrik akseptansının histogramı, Şekil 3.25b'de değişik

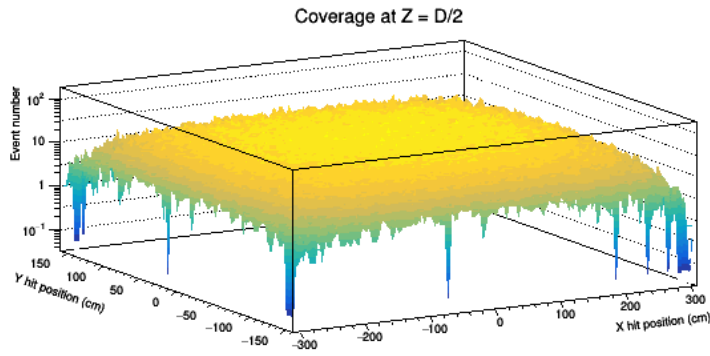
aralıklardaki akseptansların karşılaştırılması, **Şekil 3.25**'de ise müon tomografi istasyonu içindeki akseptansı en yüksek olan bölgenin 3D histogramı gösterilmektedir.



(a) Üst ve alt dedektör aralığı $D = 3$ m olduğundaki geometrik akseptansı.



(b) Dedektörün ortasına konulan referans sintilatör plakasının değişik aralıklardaki akseptans oranının karşılaştırılması.



(c) Müon tomografi istasyonu içindeki akseptansı en yüksek olan bölge.

Şekil 3.25: Dedektör sisteminin akseptansı.

4. BULGULAR

Kozmik ışınların kullanımına dayanan müon tomografisi, uluslararası sınırlarda bulunan konteynerler içinde gizlenmiş potansiyel tehlikeli yüksek-Z materyalleri belirlemek için umut verici bir adaydır. Bu tezde, plastik sintilatör tabanlı pozisyon duyarlı dedektör sistemi için yeni görüntüleme yöntemleri önerilmiştir. Genel olarak, temel parçacıklardan leptonlar ailesi içinde müonların kütlesi daha büyük ve uzaydan gelen müonların enerjileri yüksek olduğundan madde ile zayıf etkileşirler. Yoğun maddelerden geçtiği zaman hafifçe yön değiştirirler, bunu saçılma açısı olarak adlandırırız. Enerjileri yüksek olan kozmik müonlar az yoğun maddelerden örneğin; havadan geçtiği zaman sanki hiç etkileşim yapılmamış gibi yolunu değiştirmeden düz çizgiyi takip ederler. Yani özetle, kozmik müonlar yoğun maddelerden saçılırlar, az yoğun maddelerden düz geçerler. Kozmik müonların bu özelliği kullanılarak yoğun maddelerin (yüksek-Z li materyallerin) tomografik görüntüsü elde edilebilir.

Bu bölümde POCA görüntüleme metoduna alternatif olan Tam Saçılma Noktası (TSN) olarak adlandırdığımız görüntüleme algoritması detaylı anlatılır. Görüntüleme algoritmasının yanı sıra bu bölümde yine üçgen metodu ile kalkanlanmış maddeleri hızlı görüntüleme ve değişik maddelerin saçılma açıları ve saçılma yoğunluklarından oluşan verilerden elde edilen hedef materyalin saçılma yoğunluğu ile hızlı görüntüleme yöntemlerinden bahsedilmiştir.

Özetle, malzemeden geçen kozmik ışın müonunun izleri yeniden oluşturularak en yakın yaklaşım noktası algoritması (POCA) ile karşılaştırılabilen eğim-kesişim tam saçılma noktası algoritması (TSN) ile hedef materyallerin 2D ve 3D tomografik görünümü oluşturulmuştur. Tehlikeli nesnelerin algılanması için müon tomografi istasyonunun ayrıntılı bir Geant4 simülasyonu sunulmuştur.

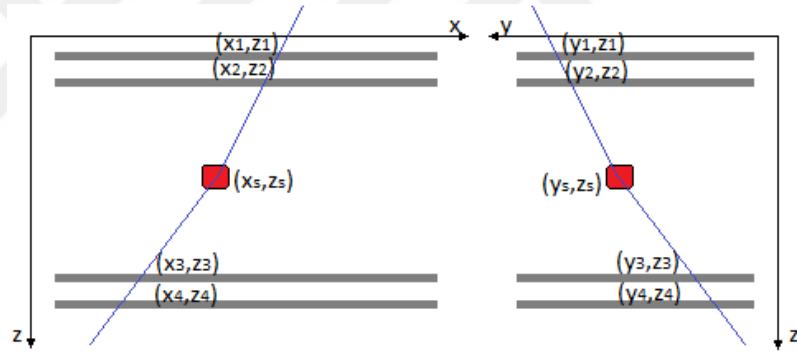
4.1. EĞİM-KESİŞİM TAM SAÇILMA NOKTASI ALGORİTMASI

Bu tezde POCA metodu ile karşılaştırılabilen basit bir geometrik görüntüleme algoritması geliştirilmiştir. Bu algorithmada hedef materyallerin kordinatları müon tomografi

sistemindeki dedektör düzlemlerinden ölçülen etkileşim noktaları yani vuruş noktaları bilgilerini, XZ ve YZ projeksiyon yüzeylerindeki dedektöre gelen ve dedektörden çıkan izlerin kesişme noktası saçılma noktaları olarak kabul edilmektedir. Bu algoritma basit ve uygulanması kolay olmasının yanı sıra POCA algoritması gibi hızlıca hedef materyallerin üç boyutlu görüntüsü elde edilir fakat CPU zamanı POCA metoduna göre daha azdır.

Müonların pasif yapısı ve yüksek enerjileri göz önünde bulundurulduğunda, sintilatör ve hava moleküllerinin saçılma açılarının hedef malzemelerin saçılma açılarından çok küçük olmalarından dolayı 10 mm kalınlığında sintilatör düzlemlerinden (veya dedektör sistemi) geçen müonların izlerini düz bir çizgi olarak düşünebiliriz.

Temel geometri ilkelerinden iki noktanın düz bir çizgiyi tanımladığını biliyoruz, bu nedenle muonun izini düz çizgi olarak tanımlayabilmemiz için **Şekil 4.1**'de gösterildiği gibi en az dört dedektör düzlemine ihtiyacımız vardır.



Şekil 4.1: Muon tomografi istasyonu için hit-pozisyon saptama düzlemlerinin XZ ve YZ projeksiyonları.

Şekil 4.1'de gösterildiği gibi, gökyüzünden gelen bir kozmik müonun üstteki iki dedektör düzleminden geçtiğini, üst ve alttaki pozisyon duyarlı dedektörler arasına yerleştirilen olası tehlikeli materyalin atomlarından saçıldığını ve sonra alttaki iki detektörden geçtiğini düşünelim. Müon'un dedektörlerden geçtiği noktalar veya vuruş pozisyonları (x_i, y_i, z_i) , $i= 1,2,3,4$ ve saçılma noktası (x_s, y_s, z_s) olarak belirtildiğinde üç boyutlu kordinat sistemini iki boyutlu projeksiyonlara ayırarak gözlemlersek, bilinmeyen azaltılır ve hesaplamamız daha kolaylaşır.

XZ düzleminde dedektöre giren müonlar için (x_1, z_1) ve (x_2, z_2) iki noktadan geçen düz

çizginin eğimi a_1 ve kesişimi b_1 olursa bu noktalardan geçen düz çizginin denklemi:

$$\begin{cases} x_1 = a_1 z_1 + b_1 \\ x_2 = a_1 z_2 + b_1 \end{cases} \quad (4.1)$$

olur. Denklemler sistemini çözerek a_1 ve b_1 leri şöyle yazabiliriz:

$$\begin{cases} a_1 = \frac{(x_2 - x_1)}{(z_2 - z_1)} \\ b_1 = \frac{(x_1 z_2 - x_2 z_1)}{(z_2 - z_1)} \end{cases} \quad (4.2)$$

XZ düzleminde dedektörden çıkan müonlar için (x_3, z_3) ve (x_4, z_4) iki noktadan geçen düz çizginin eğimi a_2 ve kesişimi b_2 olursa bu noktalardan geçen düz çizginin denklemi:

$$\begin{cases} x_3 = a_2 z_3 + b_2 \\ x_4 = a_2 z_4 + b_2 \end{cases} \quad (4.3)$$

olur. Denklemler sistemini çözerek a_2 ve b_2 leri şöyle yazabiliriz:

$$\begin{cases} a_2 = \frac{(x_4 - x_3)}{(z_4 - z_3)} \\ b_2 = \frac{(x_3 z_4 - x_4 z_3)}{(z_4 - z_3)} \end{cases} \quad (4.4)$$

XZ düzleminde dedektöre giren ve dedektörden çıkan müon izleri saçılma noktasında kesiştiği için iki düz çizginin denklemlerinden oluşan denklemler sistemi şöyle olur:

$$\begin{cases} x_s = a_1 z_s + b_1 \\ x_s = a_2 z_s + b_2 \end{cases} \quad (4.5)$$

Denklemler sistemi (4.5)'i çözerek XZ düzlemindeki saçılma noktaları (x_s, z_s) ları şöyle bulabiliriz:

$$\begin{cases} x_s = \frac{(b_1 a_2 - b_2 a_1)}{(a_2 - a_1)} \\ z_s = \frac{(b_1 - b_2)}{(a_2 - a_1)} \end{cases} \quad (4.6)$$

Aynı mantıkla YZ düzleminde dedektöre giren müonlar için (y_1, z_1) ve (y_2, z_2) iki noktadan geçen düz çizginin eğimi c_1 ve kesişimi d_1 olursa bu noktalardan geçen düz

çizginin denklemi:

$$\begin{cases} y_1 = c_1 z_1 + d_1 \\ y_2 = c_1 z_2 + d_1 \end{cases} \quad (4.7)$$

olur ve denklemler sistemini çözerek c_1 ve d_1 leri şöyle yazabiliriz:

$$\begin{cases} c_1 = \frac{(y_2 - y_1)}{(z_2 - z_1)} \\ d_1 = \frac{(y_1 z_2 - y_2 z_1)}{(z_2 - z_1)} \end{cases} \quad (4.8)$$

YZ düzleminde dedektörden çıkan müonlar için (y_3, z_3) ve (y_4, z_4) iki noktadan geçen düz çizginin eğimi c_2 ve kesişimi d_2 olursa bu noktalardan geçen düz çizginin denklemi:

$$\begin{cases} y_3 = c_2 z_3 + d_2 \\ y_4 = c_2 z_4 + d_2 \end{cases} \quad (4.9)$$

olur. Denklemler sistemini çözerek c_2 ve d_2 leri şöyle yazabiliriz:

$$\begin{cases} c_2 = \frac{(y_4 - y_3)}{(z_4 - z_3)} \\ d_2 = \frac{(y_3 z_4 - y_4 z_3)}{(z_4 - z_3)} \end{cases} \quad (4.10)$$

XZ düzleminde dedektöre giren ve dedektörden çıkan müon izleri saçılma noktasında kesiştiği için iki düz çizginin denklemlerinden oluşan denklemler sistemi şöyle olur:

$$\begin{cases} y_s = c_1 z_s + d_1 \\ y_s = c_2 z_s + d_2 \end{cases} \quad (4.11)$$

Denklemler sistemi (4.5)'i çözerek YZ düzlemindeki saçılma noktaları (y_s, z_s) şöyle bulabiliriz:

$$\begin{cases} y_s = \frac{(d_1 c_2 - d_2 c_1)}{(c_2 - c_1)} \\ z_s = \frac{(d_1 - d_2)}{(c_2 - c_1)} \end{cases} \quad (4.12)$$

Saçılma noktasının z_s koordinatı XZ düzlemindeki ve YZ düzlemindeki saçılma noktalarının z_s kordinatlarının ortalaması olarak alırsak şöyle olur:

$$z_s = \frac{(b_1 - b_2)}{2(a_2 - a_1)} + \frac{(d_1 - d_2)}{2(c_2 - c_1)} \quad (4.13)$$

Böylece saçılma noktalarının üç boyutlu kordinatları (x_s, y_s, z_s) şöyle yazılır:

$$\begin{cases} x_s = \frac{(b_1 a_2 - b_2 a_1)}{(a_2 - a_1)} \\ y_s = \frac{(d_1 c_2 - d_2 c_1)}{(c_2 - c_1)} \\ z_s = \frac{(b_1 - b_2)}{2(a_2 - a_1)} + \frac{(d_1 - d_2)}{2(c_2 - c_1)} \end{cases} \quad (4.14)$$

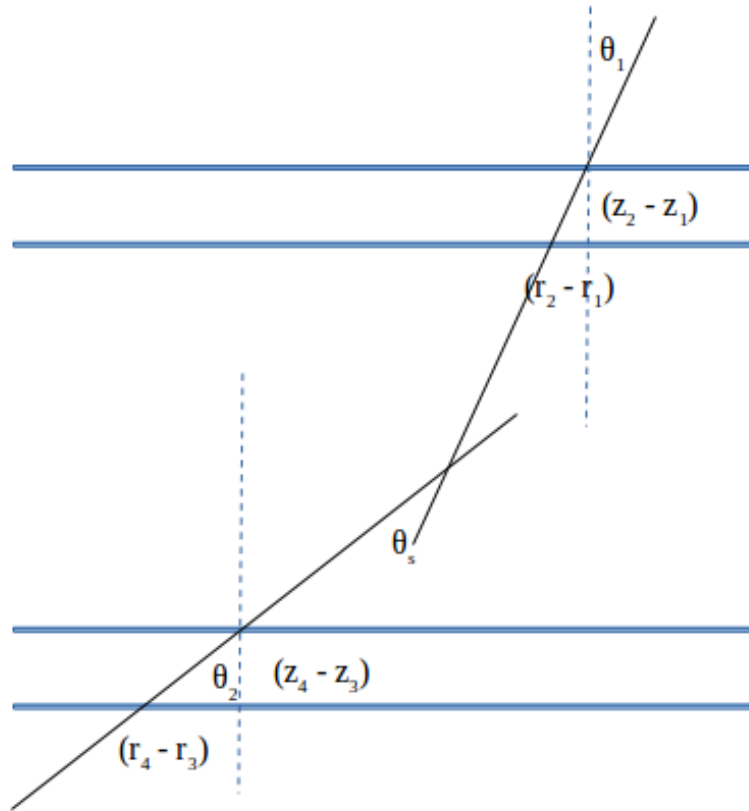
Tam Saçılma Noktası algoritmasının Geant4 içinde uygulanma örneği aşağıda gösterilmektedir.

```
// XY Plane (a b)
G4double a1=(Y2-Y1)/(X2-X1);
G4double b1=(Y1*X2-X1*Y2)/(X2-X1);
G4double a2=(Y4-Y3)/(X4-X3);
G4double b2=(Y3*X4-X3*Y4)/(X4-X3);
G4double posXxy=(b2-b1)/(a1-a2);
G4double posYxy=(a1*b2-a2*b1)/(a1-a2);
// ZX Plane (c d)
G4double c1=(X2-X1)/(Z2-Z1);
G4double d1=(X1*Z2-X2*Z1)/(Z2-Z1);
G4double c2=(X4-X3)/(Z4-Z3);
G4double d2=(X3*Z4-X4*Z3)/(Z4-Z3);
G4double posXzx=(c1*d2-c2*d1)/(c1-c2);
G4double posZzx=(d2-d1)/(c1-c2);
// YZ Plane (e f)
G4double e1=(Z2-Z1)/(Y2-Y1);
G4double f1=(Z1*Y2-Z2*Y1)/(Y2-Y1);
G4double e2=(Z4-Z3)/(Y4-Y3);
G4double f2=(Z3*Y4-Z4*Y3)/(Y4-Y3);
G4double posYyz=(f2-f1)/(e1-e2);
G4double posZyz=(f2*e1-f1*e2)/(e1-e2);
fPosX=(posXxy+posXzx)/2;
fPosY=(posYxy+posYyz)/2;
fPosZ=(posZyz+posZzx)/2;
```

4.2. MÜONLARIN SAÇILMA AÇILARI

Müonların saçılma noktaları hedef materyallerin konumunu belirlemek ve görüntülemek için yeterlidir. Ancak saçılma açısı belirlenmeden tespit edilen materyalin ne olduğunu bilmek mümkün değildir. **Şekil 3.23a**'de gösterildiği gibi müonların değişik materyallerden saçılma açıları farklıdır. Tablo 4.1'de kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları verilmektedir. Kozmik müonların saçılma açıları ortalaması sıfır, standart sapması σ_θ olan Gaussian dağılımı olup, kozmik müonların madde içindeki radyasyon uzunluklarına bağlıdır ve maddenin atom numarası hakkında bilgi verir. Dolayısıyla, saçılma açıları belirlenerek, hedef materyalin ne olduğunu tahmin etmemiz mümkündür. Şekil 4.2'de gösterildiği gibi müon tomografi dedektör sisteminde saçılma açısı müonların dedektöre giriş açısı θ_1 ve dedektörden çıkış açısı θ_2 arasındaki farktır.

$$\theta_s = \theta_2 - \theta_1 \quad (4.15)$$



Şekil 4.2: Müonların dedektöre giriş ve çıkış açısı ve saçılma açısı.

Tablo 4.1: Kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları.

Materyaller	Saçılma Açısı (mrad)
Hava	0.0815
Su	3.22
Beton	5.94
Silikon	6.65
Alüminyum	6.8
Demir	16.3
Kurşun	30.1
Uranium	40.5

$$\theta_1 = \arctan \frac{(r_2 - r_1)}{(z_2 - z_1)} \quad (4.16)$$

$$\theta_2 = \arctan \frac{(r_4 - r_3)}{(z_4 - z_3)} \quad (4.17)$$

Burada $r_i = \pm \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, i = 1, 2, 3, 4$. Dahah basit hale getirirsek

$$\theta_s = \arctan \frac{(a - b)}{(1 + ab)} \quad (4.18)$$

Burada $a = (r_2 - r_1)/(z_2 - z_1)$, $b = (r_4 - r_3)/(z_4 - z_3)$.

4.3. HIZLI GÖRÜNTÜLEME TEKNİKLERİ

Müon tomografisinde TSN veya POCA algoritmalarını kullanarak yüksek-Z li materyallerin tomografik görüntüsü elde edilebilir. Ancak, görüntünün netliği ışınlama zamanıyla orantılıdır. Işınlama zamanı ne kadar uzun olursa o kadar net görüntü elde edebiliriz. Fakat ışınlama süresi arttığında arka plan saçılmalar veya yanlış noktalar da arttığı için 1 ila 5 dakika arasındaki kısa bir süre içinde ayırt edilebilir görüntünün elde edilmesi için yüksek açıda saçılan olayların seçilmesi gerekmektedir. Bunun için saçılma açısına bağlı bir parametre ayarlanmalı ve histogramda bu parametre "ağırlık" olarak belirlenmelidir(ağırlık ayrı bir parametre ile belirlenmediğinde olay sayısı ağırlıktır). Hızlı görüntüleme tekniklerinde bahsedilen bu parametrenin biri saçılma yoğunluğu, diğeri ise müon tomografi sistemindeki bir düzlemde saçılma açısından oluşan üçgenin alanıdır.

4.3.1. Saçılma Yoğunluğu İle Hızlı Görüntüleme Tekniği

Denklem (3.28)'de ifade edildiği gibi saçılma yoğunluk fonksiyonu λ müonların saçılma açısı ve momentumuna bağlıdır ve λ 'nın değeri en çok olabilirlik metodu kullanılarak hesaplanır. Ancak, en çok olabilirlik algoritmasının uygulanmasında kolay olmamasının yanısıra etrasyon tekniği kullanıldığından CPU zamanı uzun olması da etkilidir.

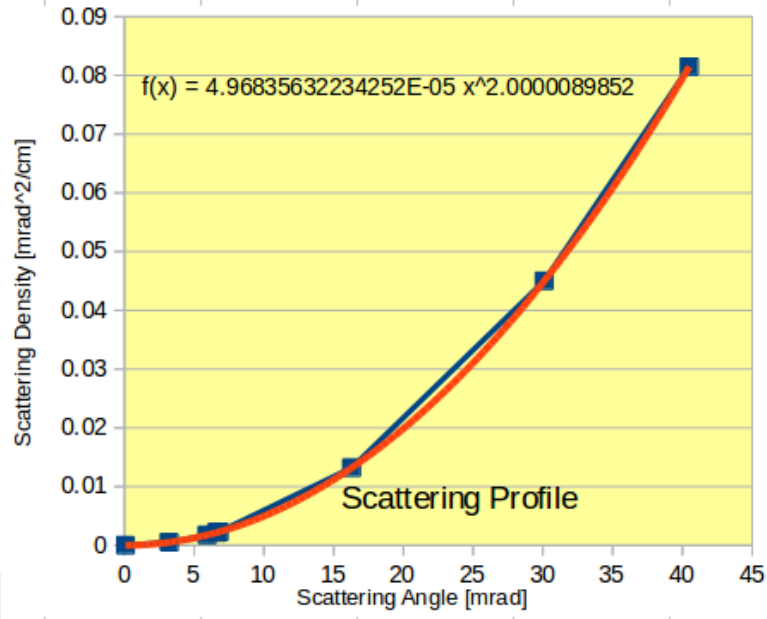
Eğer Tablo 4.2'de gösterildiği gibi değişik materyaller için önceden hesaplanmış saçılma yoğunlukları ile saçılma açılarından oluşan verilerden saçılma yoğunluk fonksiyonunu tahmin etmemiz mümkündür. Hava, su beton, silikon, alüminyum, demir, kurşun ve uranyumların saçılma açıları ve belli bir fonksiyon ile ilişkili olarak değişen saçılma yoğunlukları mevcuttur. Bu fonksiyon Tablo 4.2'daki verileri fit ederek elde edilir. Saçılma açılarının saçılma yoğunluklarına bağlı olarak değiştikleri grafiği Şekil 4.4'te gösterilmiştir. Dataları fit ederek tahmin ettiğimiz saçılma yoğunluğu

Tablo 4.2: Kozmik müonların değişik materyallerden saçılma açıları ve saçılma yoğunlukları.

Materyaller	Saçılma Açısı (mrad)	Saçılma Yoğunluğu (mrad^2/cm)
Hava	0.0815	0.00000033
Su	3.22	0.000515151
Beton	5.94	0.001753055
Silikon	6.65	0.002197181
Alüminyum	6.8	0.00229742
Demir	16.3	0.013200726
Kurşun	30.1	0.045014828
Uranium	40.5	0.081495316

$$\lambda = (4.96835632234252e - 5) \theta_s^{2.0000089852} \quad (4.19)$$

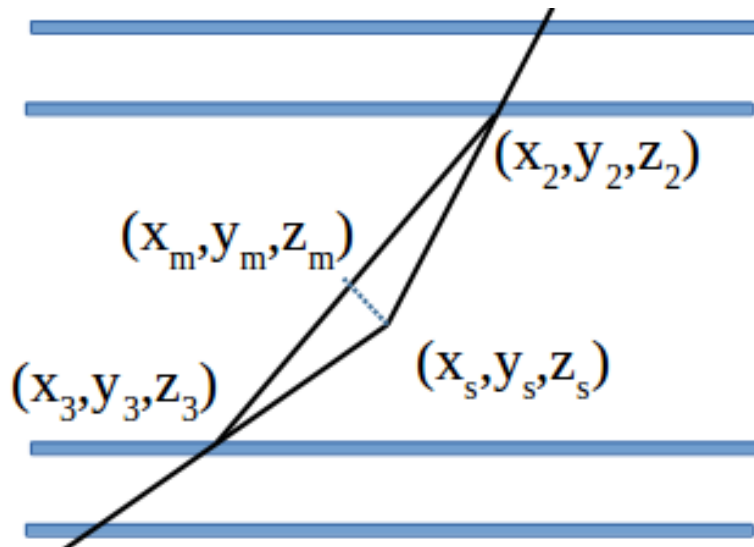
Belli bir saçılma açısına karşılık denklem (4.33)'e göre hesaplanan bir saçılma yoğunluğu mevcuttur. Tahmin edilen bu saçılma yoğunluğu ağırlık olarak iki boyutlu histogramda gösterildiğinde saçılma açıları yüksek yani saçılma yoğunlukları yüksek noktalar diğerlerinden kolayca fark edilebilir.



Şekil 4.3: Saçılma açıları ile saçılma yoğunluklarının bağlı olarak değişmesi.

4.3.2. Üçgen Alanı İle Hızlı Görüntüleme Tekniği

Şekil 4.5'te gösterildiği gibi müon tomografi sistemin'de ikinci dedektör plakasındaki bir vuruş noktası ile üçüncü dedektör plakasındaki bir vuruş noktasından geçen düz çizgi ile onun karşısında bulunan saçılma açısından oluşan bir üçgen olduğunu farzedelim. Bu üçgenin alanı saçılma açısına doğrudan orantılı olup, saçılma açısı ne kadar



Şekil 4.4: Saçılma açısından oluşan üçgen.

büyük ise üçgenin alanı da o kadar büyük olacaktır. Müon tomografi sisteminde bir

düzlemde oluşturulan bu üçgen alanı iki boyutlu histogramda "ağırlık" olarak kullanılan parametredir. Şekil 4.5'te gösterildiği gibi müon tomografi sistemin'de ikinci dedektöre vurulan vuruş noktası ile üçüncü dedektöre vurulan vuruş noktası bir düz çizgiyi belirler. XY düzleminde bu düz çizginin eğimi

$$a_{1xy} = \frac{(y_3 - y_2)}{(x_3 - x_2)}, \quad (4.20)$$

kesişiimi ise

$$b_{1xy} = \frac{(y_2x_3 - y_3x_2)}{(x_3 - x_2)} \quad (4.21)$$

olur. Üçgenin yüksekliği içinde bulunan diğer bir düz çizgi yukarıda bahsedilen düz çizgiye dikey olur ve saçılma noktası (x_s, y_s) den geçer. Dolayısıyla, üçgenin yüksekliği içinde bulunan düz çizginin eğimi

$$a_{2xy} = \frac{1}{a_{1xy}}, \quad (4.22)$$

kesişiimi ise

$$b_{2xy} = x_s - a_{2xy} \cdot y_s \quad (4.23)$$

Bu iki düz çizgi (x_m, y_m) noktasında kesiştiği için

$$\begin{cases} x_m = \frac{(b_{2xy}a_{1xy} - b_{1xy}a_{2xy})}{(a_{1xy} - a_{2xy})}, \\ y_m = \frac{(b_{1xy} - b_{2xy})}{(a_{1xy} - a_{2xy})} \end{cases} \quad (4.24)$$

olur ve sonuç olarak XY düzleminde oluşturulan üçgennin alanı şöyle hesaplanır:

$$A_{xy} = \frac{\sqrt{[(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2][(x_m - x_s)^2 + (y_m - y_s)^2]}}{2}. \quad (4.25)$$

Aynı şekilde XZ ve YZ düzlemlerinde oluşturulan üçgen alanları

$$A_{xz} = \frac{\sqrt{[(x_3 - x_2)^2 + (z_3 - z_2)^2][(x_m - x_s)^2 + (z_m - z_s)^2]}}{2} \quad (4.26)$$

ve

$$A_{yz} = \frac{\sqrt{[(z_3 - z_2)^2 + (y_3 - y_2)^2][(z_m - z_s)^2 + (y_m - y_s)^2]}}{2} \quad (4.27)$$

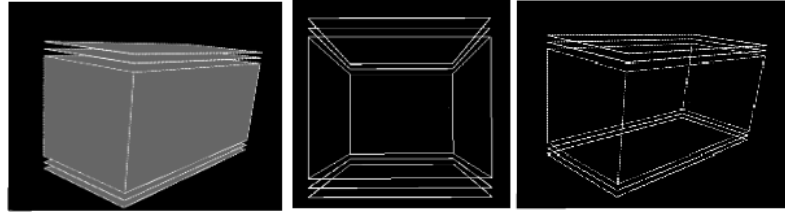
olur.



5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu bölümde bu tez kapsamında geliştirilen görüntüleme algoritmaları ve hızlı görüntüleme tekniklerinin simülasyon sonuçları verilecektir. POCA algoritması ile karşılaştırmalar yapılarak TSN algoritmasının uygulanabilirliği tartışılacaktır. TSN algoritması anlaşılması ve Geant4'te uygulaması kolay, hızlı sonuç veren, arka plan saçılma noktaları ve yanlış noktalar az ve CPU zamanı az olduğu gibi avantajlara sahiptir.

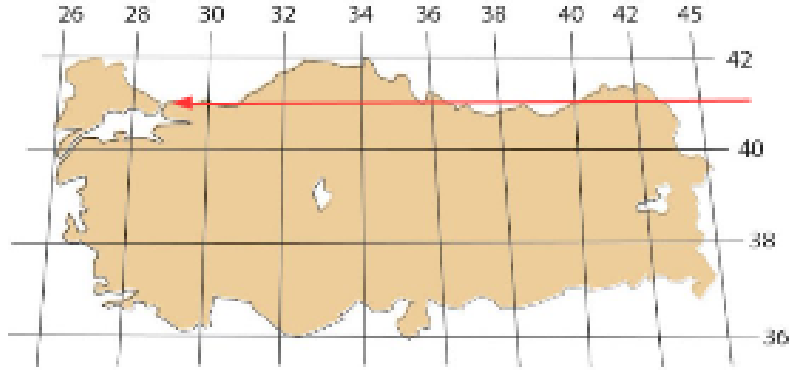
Simülasyon sonuçları (5.9m x 2.9m x 2.9m) lik boyuttaki bir standart konteyner için verilmiştir. Dolayısıyla müon tomografi sistemindeki pozisyon duyarlı dedektörler için (6m x 3m x 5mm) lik sintilatör plakaları kullanılmıştır. Sintilatör plakaları üstte iki adet ve altta iki adet olmak üzere toplam dört adet olup bu dört adet sintilatör plakalarından oluşan müon tomografi sisteminin ölçüm alanı yüksekliği 3 metre, dedektör sisteminin yüksekliği ise 3.4 metre olarak ayarlanmıştır. **Şekil 5.1**'de içi boş bir müon tomografi sisteminin Geant4'te oluşturulan görüntüsü verilmiştir. Simülasyon için



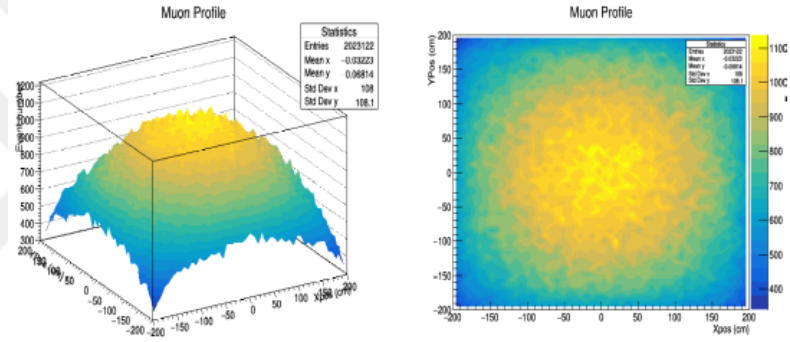
Şekil 5.1: İçi boş bir müon tomografi sisteminin Geant4'te oluşturulan görüntüsü.

Monte Carlo Kozmik Müon Üretici (CRY) kullanılmıştır. Müon tomografi istasyonunun geometrisini taklit etmek, müonları izlemek, detektör ile etkileşimlerini simüle etmek ve çoklu saçılım da dahil olmak üzere hedef materyalleri simgelemek için Geant4 Monte Carlo uygulaması ile integre edilmiştir. Kozmik Müon Jeneratörü (CRY) kütüphanesi, detektör simülasyon koduna girdi olarak kullanılmak üzere üç yükseltiden (deniz seviyesi, 2100 m ve 11300 m) kozmik-ışın parçacıkların düş dağılımlarını üretir ve simülasyon kodunda rakım olarak tanımlanır. Simülasyon kodumuzda rakım sıfır yani deniz seviyesi olarak alınmıştır. Kozmik ışınların deniz seviyesindeki dağılımı coğrafik konumuna bağlı olarak değişir. Coğrafik konum simülasyon kodunda latitude (enlem) olarak tanımlanır. **Şekil 5.2**'de görüldüğü gibi Türkiye İstanbul'un konumu enlem 41 derecedir. Geant4'te

elde edilen İstanbul için kozmik müon dağılımı **Şekil 5.3**'de gösterilmektedir. Müon



Şekil 5.2: İstanbul'un coğrafik konumu.



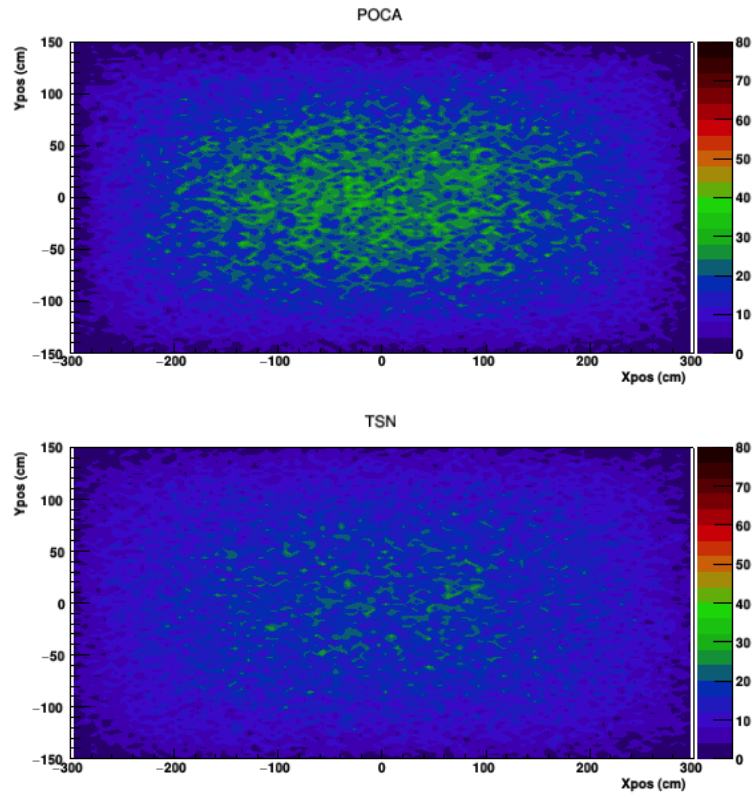
Şekil 5.3: İstanbul için detektördeki kozmik müon dağılımı.

tomografi sistemi görüntüleme alanı hava ile dolu $6 \times 3 \times 3 \text{ m}^3$ bir hacme sahiptir. Müonların vuruş pozisyonlarının ölçüldüğü dedektör plakasının hassas alanı $6 \times 3 \text{ m}^2$ dir. Dünyanın deniz seviyesinde metre kare başına dakikada yaklaşık 10000 müon gelmektedir [43]. Dolayısıyla 10 dakikalık ışınlamaya karşılık gelen olay sayısı 1.8×10^6 olarak belirlenmiştir. Bu bölümde, ilk önce **Şekil 5.4**'de gösterildiği içi boş müon tomografi sistemi için TSN ve POCA algoritması uygulanarak arka plan ve yanlış saçılma noktaları görüntülenecek ve karşılaştırılacaktır. Sonra TSN algoritması kullanılarak yüksek-Z li materyallerden oluşturulan "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü elde edilecektir. Ardından beş blok senaryosu yani müon tomografi dedektör sistemi içinde $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ boyutundaki malzeme olarak ayrı ayrı alüminyum, demir, kurşun ve uranyumlardan oluşan küp şekilli dört adet materyal ve ortasına konulan 2cm kalınlıktaki kurşun plaka ile kalkanlanmış yarıçapı, yüksekliği aynı ve 20cm olan bir silindir şeklindeki uranyumdan oluşan senaryosunun tomografik görüntüleri TSN ve POCA algoritmaları kullanılarak ayrı ayrı gösterilecektir. Tüm bunların yanı sıra uzay-zaman koordinatındaki

eğim-kesişim metodu ve hızlı görüntüleme teknikleri kullanılarak beş blok senaryosunun tomografik görüntüsü elde edilecektir. Son olarak, TSN ve POCA algoritmaları arka plan saçılmalar üzerinden tartışılacak ve karşılaştırılacaktır. Simülasyon sonuçları içi vakum olan hem de mükemmel dedektörler ve içi hava dolu hem de gerçek dedektörler için ayrı ayrı verilecektir.

5.1. İÇİ BOŞ BİR MÜON TOMOGRAFİ SİSTEMİ İÇİN TSN VE POCA ALGORİTMALARININ UYGULANMASI

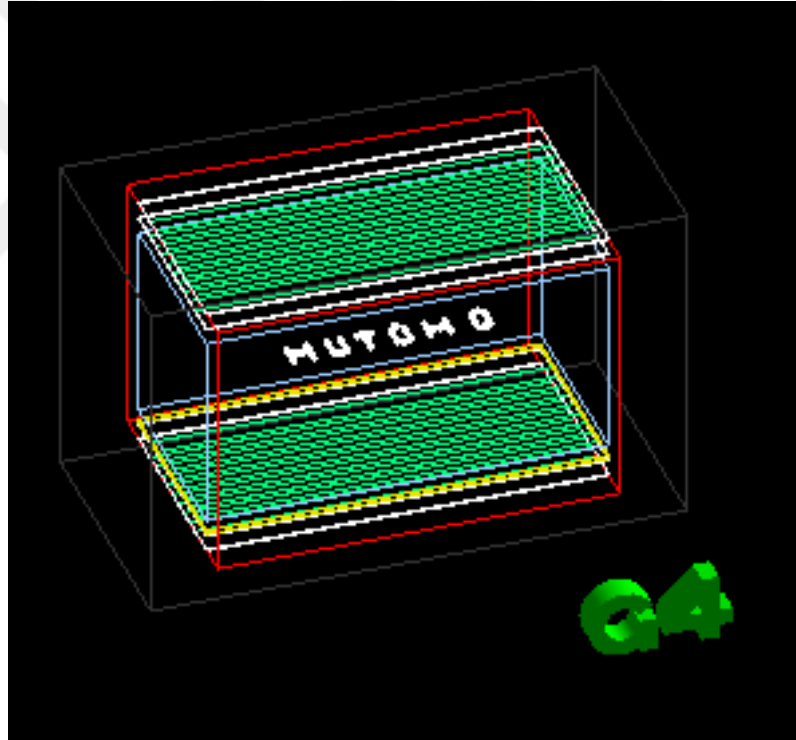
Şekil 5.4'te içi boş müon tomografi sistemi için POCA ve TSN algoritması uygulanarak XY düzlemlerindeki arka plan saçılma noktalarının karşılaştırılmaları gösterilmiştir. Görüldüğü gibi POCA algoritması uygulandığında TSN algoritmasına göre daha çok arka plan saçılmalar vardır. Arka plan saçılmalarının daha çok olması tomografik görüntüleme için bir dezavantaj olup yanlış hesaplanmış noktaların daha çok olduğu anlamına gelmektedir.



Şekil 5.4: İçi boş müon tomografi sistemi için POCA ve TSN algoritması uygulanarak XY düzlemindeki arka plan saçılma noktalarının karşılaştırılması.

5.2. MUTOMO YAZISININ GÖRÜNTÜLENMESİ

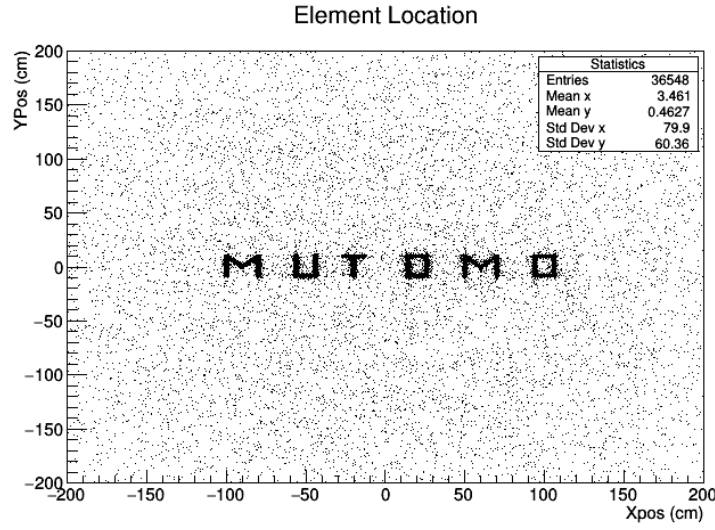
Şekil 5.5'de gösterildiği gibi görüntüleme algoritmasının nasıl çalıştığını göstermek amacıyla önce TSN algoritması kullanılarak müon tomografi sistemi içine Geant4'te yüksek-Z li materyallerden oluşturulan "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü elde edilmiştir. "MUTOMO" yazısı boyutları(5cm x 5cm x 5cm) olan kutucukların dizilmesi ile oluşturulmuştur. Malzeme olarak yüksek-Z li materyallerden "M" için Meitneryum, "U" için Uranyum, "T" için Talyum, "O" için Osmiyum kullanılmıştır. **Şekil 5.6'**te içi vakum olan hem de mükemmel dedektörler için, **Şekil 5.7'**de ise içi hava dolu hem de gerçek dedektörler için TSN algoritması uygulandığında elde edilen tomografik görüntüler gösterilmektedir.



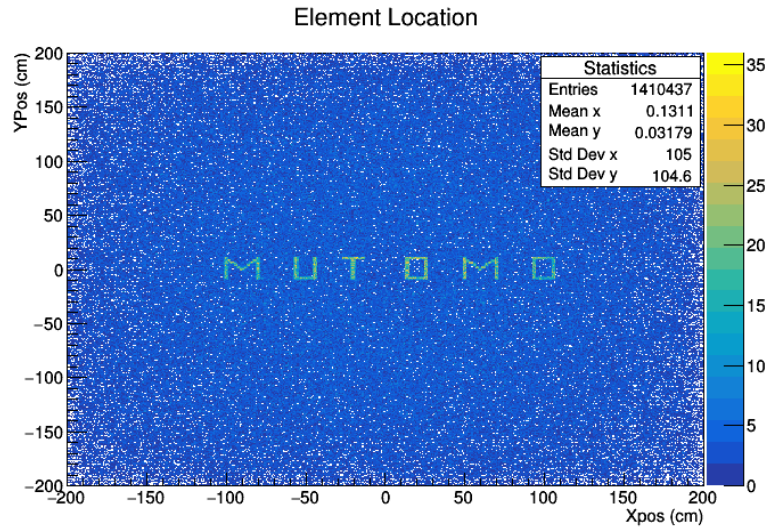
Şekil 5.5: Müon tomogrfi sistemi içinde bulunduğu yüksek-Z li materyallerden oluşturulan "MUTOMO" yazısı.

5.3. BEŞ BLOK SENARYOSUNUN TOMOGRAFİK GÖRÜNTÜSÜ

Şekil 5.8'de gösterildiği gibi Geant4'te oluşturulan müon tomografi istasyonunun orta kısmına konumlandırılmış boyutları $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ olan dört adet materyal ve iki adet kurşun plakası ile kalkanlanmış bir silindir



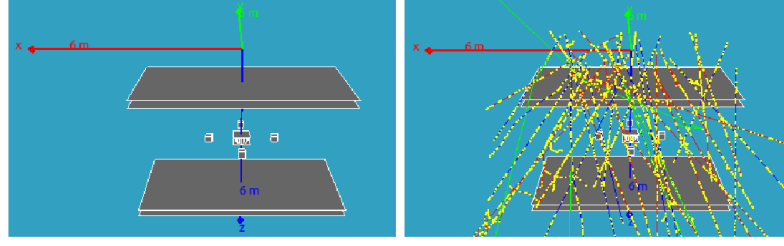
Şekil 5.6: İçi vakum olan hem de mükemmel dedektörler için TSN algoritması ile elde edilen "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü.



Şekil 5.7: İçi hava dolu hem de gerçek dedektörler için TSN algoritması ile elde edilen "MUTOMO" yazısının tomografik görüntüsü.

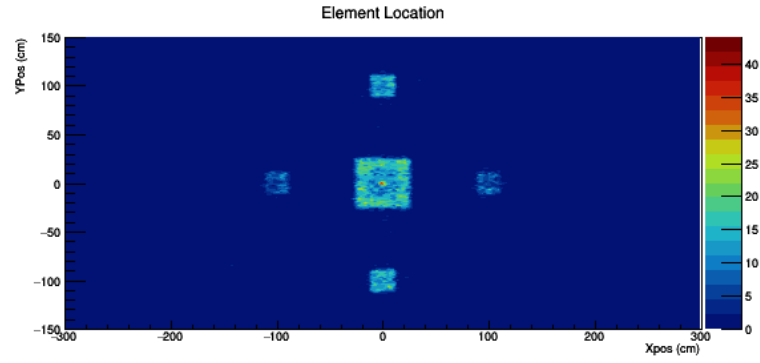
şeklindeki tehlikeli materyal Uranyum bulunmaktadır. İkisi yüksek-Z li(U ve Pb), biri orta-Z li(Fe) diğeri ise küçü-Z li(Al) olmak üzere bu dört adet materyal ve kalkınlanmış tehlikeli materyalin müon tomografi istasyonundaki konumları şöyledir: Uranyum(0cm,100cm,220cm), Kurşun(0cm,-100cm,220cm), Demir(100cm,0cm,220cm), Alüminyum(-100cm,0cm,220cm) ve Uranyum (0cm, 0cm,220cm).

Şekil 5.9'de beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için uygulanan TSN algoritmasının sonucu olarak XY düzlemindeki tomografik görüntüsü



Şekil 5.8: Geant4'te oluşturulmuş beş blok senaryosu.

gösterilmektedir.

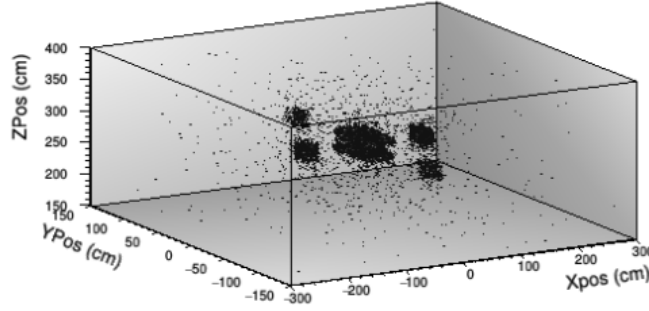


Şekil 5.9: Beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için XY düzlemindeki tomografik görüntüsü.

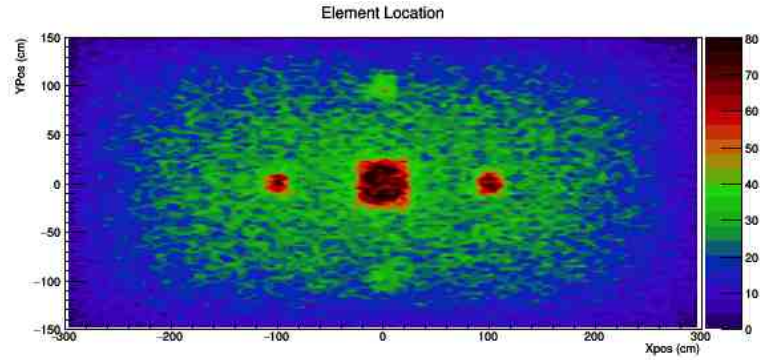
Şekil 5.10'da ise beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için uygulanan TSN algoritmasının sonucu olarak üç boyutlu tomografik görüntüsü gösterilmektedir. Ancak gerçek şartlara uygun olarak içi hava dolu hemde 5mm kalınlığındaki sintilatör dedektörlerinin ölçüldüğü pozisyonlara $5\text{mm}/\sqrt{12}$ belirsizlik vererek TSN algoritması uygulandığında Şekil 5.11'da görüldüğü gibi tomografik görüntü ortaya çıkmaktadır. Şekil 5.12'de beş blok senaryosunun 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlardaki TSN ve POCA algoritması uygulandığındaki tomografik görüntülerin karşılaştırılması gösterilmektedir. Görüldüğü gibi POCA algoritması uygulandığında daha çok arka plan saçılma noktaları olmaktadır.

5.4. HIZLI GÖRÜNTÜLEME TEKNİKLERİ

Müon tomografi görüntüleme algoritmaları uygulandığında hedef materyallerin görüntüsünün netliği ışınlama zamanına bağlıdır. Işınlama zamanı ne kadar uzun olursa o kadar net görüntü elde edebiliriz. Ancak ışınlama süresi arttığında arka plan



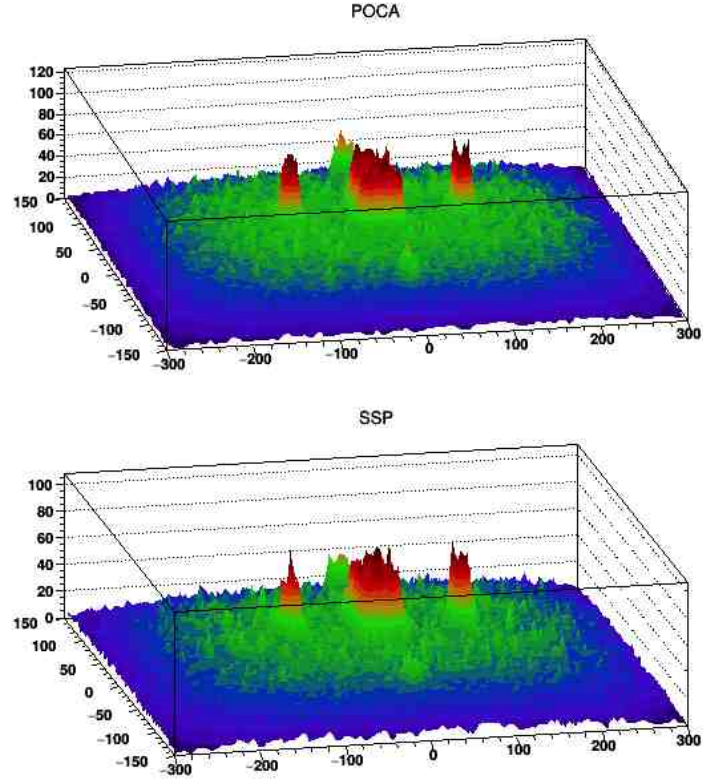
Şekil 5.10: Beş blok senaryosunun içi vakum olan hemde mükemmel dedektörler için 3D tomografik görüntüsü.



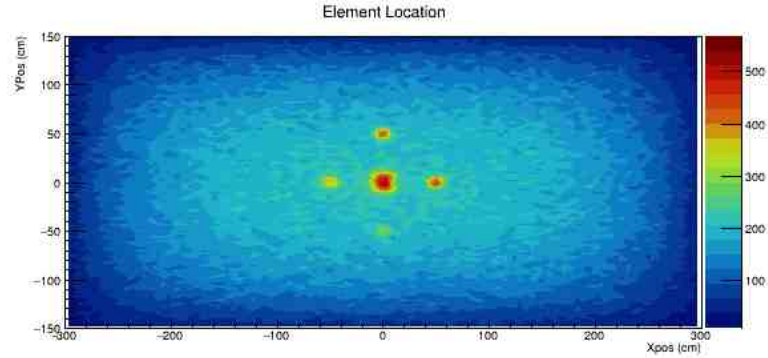
Şekil 5.11: Beş blok senaryosunun 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlardaki tomografik görüntüsü.

saçılmalar veya yanlış noktalar da artmaktadır. **Şekil 5.13'**te hedef materyallerin boyutları önceki simülasyonlarda kullanılan materyal boyutlarının iki katı küçülmüş beş blok senaryosunun bir saatlik ışınlama süresi içinde TSN algoritması ile elde edilen tomografik görüntüsü gösterilmektedir. Görüldüğü gibi ışınlama zamanı bir saatlik uzun bir sürede görüntü netliği artmakla beraber arka plan saçılma noktaları da artmaktadır. Dolayısıyla, özellikle küçük-Z li materyalleri arka plan saçılma noktalarından ayırt etmek zordur. En çok olabilirlik algoritması kullanıldığında bu sorun ortadan kalkıcıdır, fakat CPU zamanı çok daha fazla olacaktır. Bu nedenle hızlı görüntüleme metodu kullanarak 1 ila 5 dakika arasındaki kısa bir süre içinde ayırt edilebilir görüntünün elde edilmesi için hızlı görüntüleme teknikleri kullanılmıştır. **Şekil 5.14'**de üç dakikalık süre boyunca saçılma yoğunluğu parametre olarak seçildiğinde beş blok senaryosunun tomografik görüntüsü gösterilmektedir. **Şekil 5.15'**de ise üçgen metodu ve TSN algoritması kullanılarak üç dakikalık süre boyunca beş blok senaryosunun tomografik görüntüsü gösterilmektedir.

Hızlı görüntüleme tekniklerinin simülasyon sonuçlarına baktığımızda üç dakikalık kısa bir süre içinde ayırt edilebilir görüntünün ortaya çıktığını görmekteyiz. Bu teknik

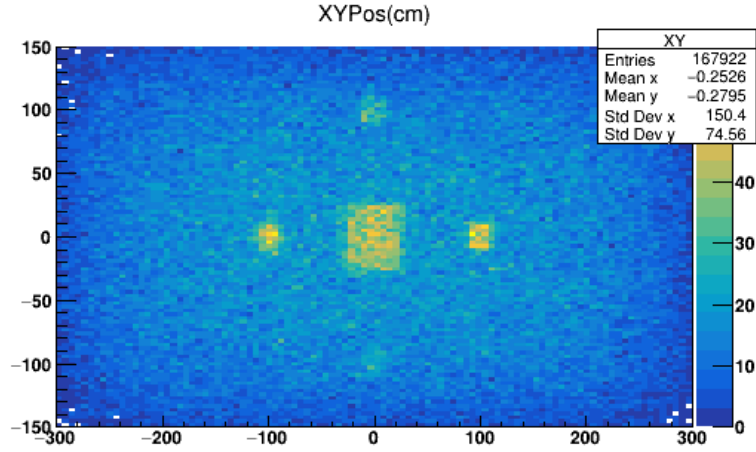


Şekil 5.12: Beş blok senaryosunun 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlardaki TSN ve POCA algoritması uygulandığındaki tomografik görüntüsünün karşılaştırılması.

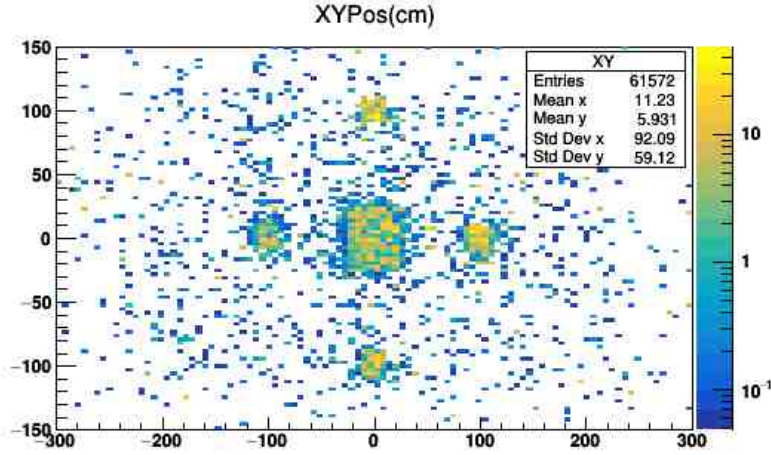


Şekil 5.13: Materyallerin boyutları iki katı küçülmüş beş blok senaryosunun bir saatlik ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda TSN algoritması uygulandığındaki tomografik görüntüsü.

kullanıldığında ışınlama zamanı kısa olmakla beraber CPU zamanı oldukça kısadır.



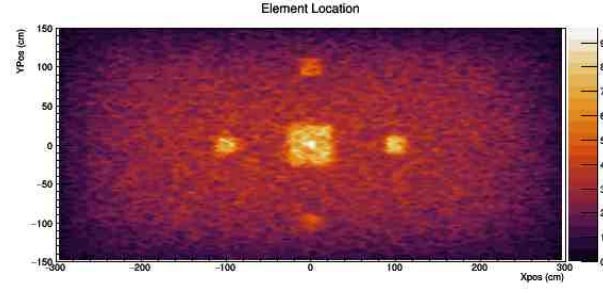
Şekil 5.14: Beş blok senaryosunun üç dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda saçılma yoğunluğu ve TSN algoritması ile elde edilen hızlı görüntüsü.



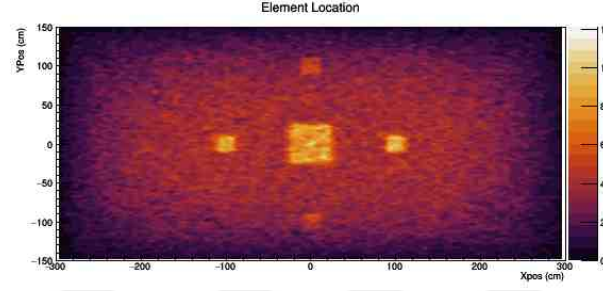
Şekil 5.15: Beş blok senaryosunun üç dakikalık ışınlama zamanı boyunca gerçek şartlarda üçgen metodu ve TSN algoritması ile elde edilen hızlı görüntüsü.

5.5. TSN VE POCA ALGORİTMALARININ KARŞILAŞTIRILMASI

Dedektör plakalarının pozisyon ölçümlerinde 10mm belirsizlik kullanarak, müon tomografi istasyonuna 10 dakikalık ışınlama zamanı boyunca TSN ve POCA algoritması kullanıldığında beş blok senaryosunun iki boyutlu tomografik görüntüleme sonuçları **Şekil 5.16**'de gösterilmiştir. Görüldüğü gibi sonuçlar aynıdır ancak hesaplama zamanlarını karşılaştıracak olursak daha basit ve kısa olan TSN algoritmasının hesaplama zamanı daha kısadır.



(a) TSN görüntüleme metodu.

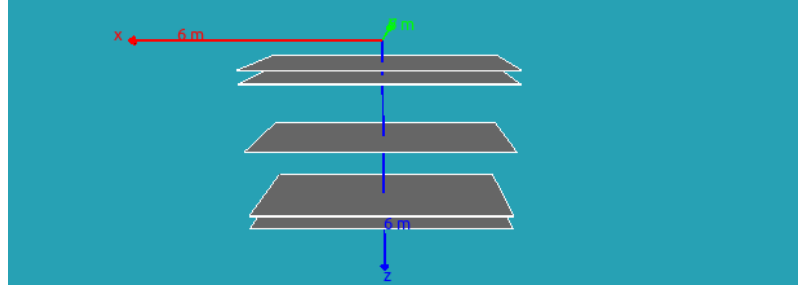


(b) POCA görüntüleme metodu.

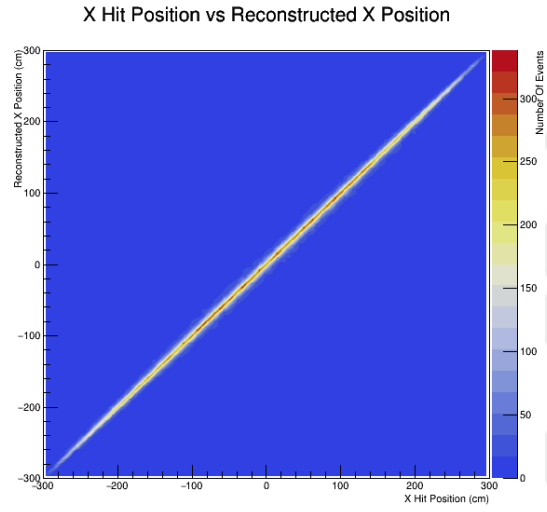
Şekil 5.16: TSN ve POCA algoritmaları kullanarak elde edilen tomografik görüntüleme sonuçlarının karşılaştırılması

5.6. ALGORİTMANIN GÖRÜNTÜLEME KABİLİYETİ

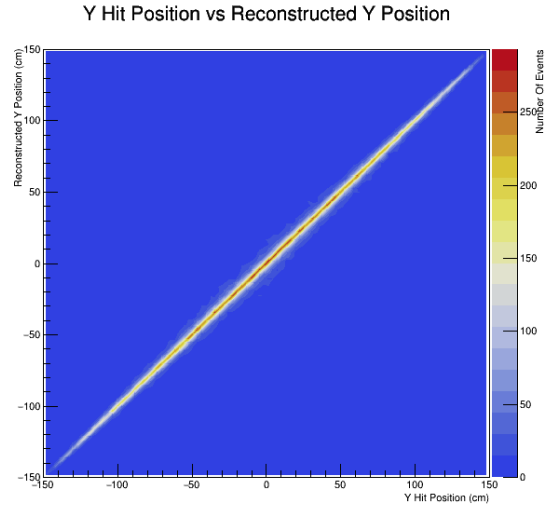
Algoritmanın yeniden yapılandırma kabiliyetini test etmek amacıyla, görüntüleme kabiliyeti kavramı tanıtılmıştır. **Şekil 5.17'**de gösterildiği gibi bir referans sintilatör plakası, müon tomografi istasyonunun ortasına yerleştirilmektedir. GEANT4 simülasyonunda referans sintilatör plakasındaki vuruş noktaları (hit pozisyonları) ile hesaplanmış pozisyonlar karşılaştırılmaktadır. İlk önce, algoritma ile hesaplanmış pozisyon, müon tomografi istasyonunun ortasına yerleştirilmiş referans sintilatör plakasındaki vuruş pozisyonuyla karşılaştırılmıştır. **Şekil 5.18'**de, simule edilmiş pozisyonun bir fonksiyonu olarak tahmin edilmiş pozisyon gösterilmektedir. Görüldüğü gibi algoritmamıza göre hesaplanan x ve y pozisyonların Geant4 tarafından verilen pozisyonlara ne kadar yakın olduğu bilinmektedir.



Şekil 5.17: Algoritmanın yeniden yapılandırma kabiliyetini tahmin etmek için müon tomografi istasyonunun ortasına bir referans sintilatör yerleştirilmiştir.



(a) X pozisyon



(b) Y pozisyon

Şekil 5.18: Simule edilmiş pozisyonun bir fonksiyonu olarak tahmin edilmiş pozisyonun 2D histogramı. Sarı çizgi, $Y = X$ olduğunu gösterir, bu da tam olarak doğru bir tahmin olduğu anlamına gelir. Sarı çizginin etrafındaki harmanlar pozisyonların kalıntısıdır.

KAYNAKLAR

- [1] Achard, P., Adriani, O., Aguilar-Benitez, M., Van Den Akker, M., Alcaraz, J. ve diğ., 2004, Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20 to 3000 gev, *Physics Letters B*, Cilt 598(1-2):15–32.
- [2] Adrian-Martinez, S., Ageron, M., Aharonian, F., Aiello, S. ve diğ., 2016, Letter of intent for km3net 2.0, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Cilt 43(8):084001.
- [3] Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Dubois, P. ve diğ., 2006, Geant4 developments and applications, *IEEE Transactions on nuclear science*, Cilt 53(1):270–278.
- [4] Allkofer, O., Bella, G., Dau, W., Jokisch, H., Klemke, G. ve diğ., 1985, Cosmic ray muon spectra at sea-level up to 10 tev, *Nuclear Physics B*, Cilt 259(1):1–18.
- [5] Allkofer, O., Carstensen, K. ve Dau, W., 1971, The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level, *Physics Letters B*, Cilt 36(4):425–427.
- [6] Alvarez, L., Anderson, J., El Bedwei, F., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A. ve diğ., 1970, Search for hidden chambers in the pyramids, *Science*, Cilt 167(3919):832–839.
- [7] Antcheva, I., Ballintijn, M., Bellenot, B., Biskup, M. ve diğ., 2009, Root—a c++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization, *Computer Physics Communications*, Cilt 180(12):2499–2512.
- [8] Aprile, E., Cushman, P., Ni, K. ve Shagin, P., 2006, Detection of liquid xenon scintillation light with a silicon photomultiplier, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 556(1):215–218.
- [9] Artikov, A., Budagov, J., Chirikov-Zorin, I., Chokheli, D., Kolomoets, V., Lyablin, M., Pukhov, O., Sissakian, A., Bellettini, G., Menzione, A. ve diğ., 2006,

New-generation large-area muon scintillation counters with wavelength shifter fiber readout for cdf ii, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, Cilt 3(3):188–200.

- [10] Ayre, C., Baxendale, J., Hume, C. ve diğ., 1975, Precise measurement of the vertical muon spectrum in the range 20-500 gev/c, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, Cilt 1(5):584.
- [11] Ayres, D., Drake, G., Goodman, M., Grudzinski, J. ve diğ., 2007, The nova technical design report, *Teknik rapor*, Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States).
- [12] Barbarino, G., De Asmundis, R., De Rosa, G., Mollo, C. ve diğ., 2011, Silicon photo multipliers detectors operating in geiger regime: an unlimited device for future applications, in *Photodiodes-World Activities in 2011*, InTechOpen.
- [13] Bardin, G., Duclos, J., Vitale, A., Zavattini, E., Bertin, A. ve diğ., 1984, A new measurement of the positive muon lifetime, *Phys Lett B*, Cilt 137(CERN-EP-84-09):135–140.
- [14] Beringer, J., Arguin, J., Barnett, R., Copic, K. ve diğ., 2012, Review of particle physics, *Physical Review D-Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, Cilt 86(1).
- [15] Birks, J., 2013, *The theory and practice of scintillation counting: International series of monographs in electronics and instrumentation*, Cilt 27, Elsevier.
- [16] Bizard, G., Masri, Y. E., Hanappe, F. ve Heusch, B., 1991, The french-belgian neutron multidetector facility: the demon project, *Nuclear Physics News*, Cilt 1(5):15–16.
- [17] Bonanno, G., Belluso, M., Billotta, S., Finocchiaro, P. ve diğ., 2011, Geiger avalanche photodiodes (g-apds) and their characterization, in *Photodiodes-World Activities in 2011*, InTech.
- [18] Borozdin, K. N., Hogan, G. E., Morris, C., Priedhorsky, W. C. ve diğ., 2003, Surveillance: Radiographic imaging with cosmic-ray muons, *Nature*, Cilt 422(6929):277.

- [19] Bouteille, S., Attié, D., Baron, P., Calvet, D. ve diğ., 2016, A micromegas-based telescope for muon tomography: The watto experiment, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 834:223–228.
- [20] Brooks, F., 1979, Development of organic scintillators, *Nuclear Instruments and Methods*, Cilt 162(1-3):477–505.
- [21] Broser, I. ve Kallmann, H., 1947, Über den elementarprozeß der lichtanregung in leuchtstoffen durch α -teilchen, schnelle elektronen und γ -quanten ii, *Zeitschrift für Naturforschung A*, Cilt 2(11-12):642–650.
- [22] Broser, I. ve Kallmann, H., 1947, Über die anregung von leuchtstoffen durch schnelle korpuskularteilchen I (eine neue methode zur registrierung und energiemessung schwerer geladener teilchen), *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, Cilt 2:439.
- [23] Buffon, G., 1777, Histoire naturelle, generale er particuliere, supplément 4. essai d'arithmetique morale.
- [24] Burns, J., Quillin, S., Stapleton, M., Steer, C. ve Snow, S., 2015, A drift chamber tracking system for muon scattering tomography applications, *Journal of Instrumentation*, Cilt 10(10):P10041.
- [25] Caccia, M., Chmill, V., Ebolese, A., Locatelli, M., Martemiyarov, A., Pieracci, M., Risigo, F., Santoro, R. ve Tintori, C., 2013, An educational kit based on a modular silicon photomultiplier system, in *2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, syf. 1–7, IEEE.
- [26] Charpak, G., Bouclier, R., Bressani, T., Favier, J. ve diğ., 1968, The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles, *Nuclear Instruments and Methods*, Cilt 62(3):262–268.
- [27] Clarkson, A., Hamilton, D. J., Hoek, M., Ireland, D. G., Johnstone, J., Kaiser, R., Keri, T., Lumsden, S., Mahon, D. F., McKinnon, B. ve diğ., 2014, The design and performance of a scintillating-fibre tracker for the cosmic-ray muon tomography of legacy nuclear waste containers, *Nuclear Instruments and Methods in*

Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Cilt 745:138–149.

- [28] Clyton, D., 1999, Cosmic bullets: High energy particles in astrophysics by roger clay and bruce dawson, *Meteoritics and Planetary Science*, Cilt 34:681–682.
- [29] Costas, G. T., 2002, The handbook of maritime economics and business, *London: Informa*, syf. 35–62.
- [30] Cussans, D., Baesso, P., Burns, J., Quillin, S., Steer, C., Thomay, C. ve Velthuis, J., 2013, A readout system for a cosmic ray telescope using resistive plate chambers, *Journal of Instrumentation*, Cilt 8(03):C03003.
- [31] De Pascale, M., Morselli, A., Picozza, P., Golden, R. ve diğ., 1993, Absolute spectrum and charge ratio of cosmic ray muons in the energy region from 0.2 gev to 100 gev at 600 m above sea level, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, Cilt 98(A3):3501–3507.
- [32] Diaconis, P., 1976, Buffon's problem with a long needle, *Journal of Applied Probability*, Cilt 13(3):614–618.
- [33] Florian, S., 1978, Muon physics, in *Physics Reports*, Cilt 44, syf. 187–248.
- [34] Geisenhof, D. W., 2005, Implementing distributed operations within current force structure and command and control hierarchy, *Teknik rapor*, Marine Corps Univ Quantico Va School Of Advanced Warfighting (Saw).
- [35] George, E., 1955, Cosmic rays measure overburden of tunnel, *Commonwealth Engineer*, Cilt 455.
- [36] George, E., 1955, Cosmic rays measure overburden of tunnel, *Commonwealth Engineer*, syf. 455.
- [37] Giomataris, Y., Rebougeard, P., Robert, J. P. ve Charpak, G., 1996, Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 376(1):29–35.

- [38] Gordon, R., 1974, A tutorial on art (algebraic reconstruction techniques), *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Cilt 21(3):78–93.
- [39] Grieder, P., 2001, *Cosmic rays at Earth*, Elsevier.
- [40] Gupta, M., 2010, Calculation of radiation length in materials, *Teknik rapor*.
- [41] Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Tanabashi, M. ve diğ., 2002, Review of particle physics, *Physical Review D*, Cilt 66(1):100011–10001958.
- [42] Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Tanabashi, M. ve diğ., 2002, Review of particle physics: Particle data group, *Physical Review D-Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, Cilt 66(1 I):100011–10001958.
- [43] Haggmann, C., Lange, D. ve Wright, D., 2007, Cosmic-ray shower generator (cry) for monte carlo transport codes, in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007. NSS'07. IEEE*, Cilt 2, syf. 1143–1146, IEEE.
- [44] Haino, S., Sanuki, T., Abe, K., Anraku, K. ve diğ., 2004, Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the bess-tev spectrometer, *Physics Letters B*, Cilt 594(1-2):35–46.
- [45] Haykin, S., 1996, Adaptive filter theory. information and system sciences series, upper saddle river, new jersey 07458.
- [46] Helder, E., Vink, J., Bassa, C., Bamba, A. ve diğ., 2009, Measuring the cosmic-ray acceleration efficiency of a supernova remnant, *Science*, Cilt 325(5941):719–722.
- [47] Hoch, R., Mitra, D., Gnanvo, K. ve Hohlmann, M., 2009, Muon tomography algorithms for nuclear threat detection, in *Opportunities and Challenges for Next-Generation Applied Intelligence*, syf. 225–231, Springer.
- [48] Hohlmann, M., Ford, P., Gnanvo, K. ve diğ., 2009, Geant4 simulation of a cosmic ray muon tomography system with micro-pattern gas detectors for the detection of high-z materials, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Cilt 56(3):1356–1363.
- [49] Jo, W. J., Kim, H., An, S. J., Lee, C. Y. ve diğ., 2013, Design of a muon tomography system with a plastic scintillator and wavelength-shifting fiber arrays, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 732:568–572.

- [50] Jokisch, H., Carstensen, K., Dau, W., Meyer, H. ve Allkofer, O., 1979, Cosmic-ray muon spectrum up to 1 tev at 75 zenith angle, *Physical Review D*, Cilt 19(5):1368.
- [51] K., H. ve Izumi, Y., 2008, Muon radiography and deformation analysis of the lava dome formed by the 1944 eruption of usu, hokkaido —contact between high-energy physics and volcano physics, *Proceedings of the Japan Academy Series B, Physical and biological sciences*, Cilt 84(4):107–116.
- [52] Knoll, G., 2010, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons.
- [53] Kremer, J., Boezio, M., Ambriola, M., Barbiellini, G. ve diğ., 1999, Measurements of ground-level muons at two geomagnetic locations, *Physical Review Letters*, Cilt 83(21):4241.
- [54] L., C., Morris, J. B., Konstantin Borozdin, J., Fabritius, H. M. ve diğ., 2014, Horizontal cosmic ray muon radiography for imaging nuclear threats, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B-beam Interactions With Materials and Atoms*, Cilt 330:42–46.
- [55] Lorenz, E., collaboration, M. ve diğ., 2004, Status of the 17mØ magic telescope, *New Astronomy Reviews*, Cilt 48(5-6):339–344.
- [56] Macedonio, G. ve Martini, M., 2009, Motivations for muon radiography of active volcanoes, *Earth Planets Space*.
- [57] Minato, S. ve Minakuchi, S., 1984, Measurement of cosmic-ray exposure rate perturbations by building materials, *Health Phys*, Cilt 46(5):1134–1136.
- [58] Morris, C., Alexander, C., Bacon, J., Borozdin, K., Clark, D., Chartrand, R. ve diğ., 2008, Tomographic imaging with cosmic ray muons, *Science & Global Security*, Cilt 16(1-2):37–53.
- [59] Morris, C., Alexander, C., Bacon, J., Borozdin, K. ve diğ., 2008, Tomographic imaging with cosmic ray muons, *Science & Global Security*, Cilt 16(1-2):37–53.
- [60] NAGAMINE, K., 1995, Geo-tomographic observation of inner-structure of volcano with cosmic-ray muons, *Journal of Geography (Chigaku Zasshi)*, Cilt 104(7):998–1007.

- [61] Neher, H., 1958, The primary cosmic radiation, *Annual Review of Nuclear Science*, Cilt 8(1):217–242.
- [62] Oed, A., 1988, Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 263(2-3):351–359.
- [63] Oláh, L., Barnaföldi, G., Hamar, G., Melegh, H. G., Surányi, G. ve Varga, D., 2013, Cosmic muon detection for geophysical applications, *Advances in High Energy Physics*, Cilt 2013.
- [64] Oláh, L., Barnaföldi, G., Hamar, G., Melegh, H. G., Surányi, G. ve Varga, D., 2015, Close cathode chamber technology for cosmic particle tracking, in *Journal of Physics: Conference Series*, Cilt 632, syf. 012020, IOP Publishing.
- [65] Piatek, S. S., 2014, Physics and operation of an mppc, *Hamamatsu Corporation and New Jersey Institute of Technology*.
- [66] Piccotti, A., Arnaldi, R., Bianchi, L., Bossu, F. ve diğ., 2009, Cosmic ray radiography with rpc for high-z material identification, in *2009 1st International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications*, syf. 1–4, IEEE.
- [67] Priedhorsky, W. C., Borozdin, K. N., Hogan, G. E., Morris, C. ve diğ., 2003, Detection of high-z objects using multiple scattering of cosmic ray muons, *Review of Scientific Instruments*, Cilt 74(10):4294–4297.
- [68] Ramilli, M., 2008, Characterization of sipm: temperature dependencies, in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS'08. IEEE*, syf. 2467–2470, IEEE.
- [69] Rastin, B., 1984, An accurate measurement of the sea-level muon spectrum within the range 4 to 3000 gev/c, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, Cilt 10(11):1609.
- [70] Rastin, B., 1984, An accurate measurement of the sea-level muon spectrum within the range 4 to 3000 gev/c, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, Cilt 10(11):1609.

- [71] Riggi, S., Antonuccio-Delogu, V., Bandieramonte, M., Becciani, U. ve diğ., 2013, Muon tomography imaging algorithms for nuclear threat detection inside large volume containers with the muon portal detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 728:59–68.
- [72] Robert, W., 1950, The scintillation counter, *Nature*.
- [73] Rocke, D. M. ve Durbin, B., 2001, A model for measurement error for gene expression arrays, *Journal of computational biology*, Cilt 8(6):557–569.
- [74] Sauli, F., 1997, Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 386(2-3):531–534.
- [75] Schultz, L. J., Blanpied, G. S., Borozdin, K. N. ve diğ., 2007, Statistical reconstruction for cosmic ray muon tomography, *IEEE transactions on Image Processing*, Cilt 16(8):1985–1993.
- [76] Schultz, L. J., Borozdin, K. N., Gomez, J. J. ve diğ., 2004, Image reconstruction and material z discrimination via cosmic ray muon radiography, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Cilt 519(3):687–694.
- [77] Schulze, R. ve diğ., 2014, Pdpc tek user manual, *Philips digital photon counting*, v0, Cilt 21.
- [78] Sehgal, R., Kashyap, V., Kanungo, I., Saxena, A. ve diğ., 2016, Simulations and track reconstruction for muon tomography using resistive plate chambers, in *DAE Symp. Nucl. Phys.*, Cilt 61, syf. 1034–1035.
- [79] Shapiro, M., 1986, *Cosmic radiation in contemporary astrophysics*, Cilt 106.
- [80] Stephen, A., 2001, *Survey of Instrumentation and Measurement*, Wiley New York, USA.
- [81] Suurpere, S., 2017, *Multiple scattering simulations for detection applications*, Doktora tezi, Tartu Ülikool.

- [82] Tanaka, H., Taira, H., Uchida, T., Tanaka, M., Takeo, M., Ohminato, T. ve diğ., 2010, Three-dimensional computational axial tomography scan of a volcano with cosmic ray muon radiography, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, Cilt 115(B12).
- [83] Widrow, B., 1987, Adaptive inverse control, in *Adaptive Systems in Control and Signal Processing*, syf. 1–5, Elsevier.
- [84] Wurm, M., Beacom, J. F., Bezrukov, L. B., Bick, D. ve diğ., 2012, The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory lena, *Astroparticle Physics*, Cilt 35(11):685–732.



EKLER

EK 1. Geant4'te optik süreçlerin simülasyonu

EK 1.1. Optik süreç için Mateyal tanımı

Listing 1: Mateyal tanımı

```

1  //—Elements—
2  G4Element* Lu =
3  new G4Element("Lu", symbol="Lu", z=71, a=174.967*(g/mole));
4  G4Element* Si =
5  new G4Element("Si", symbol="Si", z=14, a=28.086*(g/mole));
6  G4Element* O =
7  new G4Element("O", symbol="O", z=8, a=15.999*(g/mole));
8  G4Element* Y =
9  new G4Element("Y", symbol="Y", z=39, a=88.906*(g/mole));
10 G4Element* Ce =
11 new G4Element("Ce", symbol="Ce", z=58, a=140.116*(g/mole));
12
13 //—LYSO Materials—
14 G4Material *LYSO_mat =
15 new G4Material("Scint", density=7.4*g/cm3, noelements = 4);
16 LYSO_mat->AddElement(Lu, 71*perCent);
17 LYSO_mat->AddElement(Si, 7*perCent);
18 LYSO_mat->AddElement(O, 18*perCent);
19 LYSO_mat->AddElement(Y, 4*perCent);
20
21
22 //— Ce Doped LYSO—
23 fLYSO = new G4Material("LYSO", density=7.4*g/cm3, noelements = 2);
24 fLYSO->AddMaterial(LYSO_mat, 99.81*perCent);
25 fLYSO->AddElement(Ce, 0.19*perCent);
26
27 G4double EnergyLYSO[] =

```

```

28  { 3.65*eV,3.44*eV,3.35*eV,3.26*eV,3.22*eV,
29  3.16*eV,3.11*eV,3.06*eV,2.95*eV,2.85*eV,
30  2.75*eV,2.70*eV,2.64*eV,2.56*eV,2.48*eV,
31  2.38*eV,2.30*eV,2.21*eV,2.14*eV,2.07*eV };
32
33  const G4int nEntriesLYSO = sizeof(EnergyLYSO)/ sizeof( G4double );
34
35  G4double scintilLYSO [] =
36  { 0.00,0.08,0.20,0.35,0.50,0.65,0.80,0.92,
37  1.00,0.95,0.83,0.72,0.60,0.46,0.33,0.20,
38  0.11,0.05,0.02,0.00 };
39
40  assert( sizeof(scintilLYSO) == sizeof(EnergyLYSO));
41
42  G4double refractiveIndexLYSO [] =
43  { 1.82, 1.82, 1.82, 1.82, 1.82,
44  1.82, 1.82, 1.82, 1.82,1.82,1.82,
45  1.82,1.82,1.82,1.82,1.82, 1.82,
46  1.82, 1.82, 1.82 };
47  assert( sizeof(refractiveIndexLYSO) == sizeof(EnergyLYSO));
48
49  G4double radLYSO [] = {
50  1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,
51  1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14cm,1.14*cm,1.14*cm,
52  1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,1.14*cm,
53  1.14*cm,1.14*cm };
54  assert( sizeof(radLYSO) == sizeof(EnergyLYSO));
55  // Add entries into properties table
56  G4MaterialPropertiesTable* LYSO_PT =
57  new G4MaterialPropertiesTable ();
58  LYSO_PT->AddProperty( "RINDEX", EnergyLYSO,
59  refractiveIndexLYSO, nEntriesLYSO );
60  LYSO_PT->AddProperty( "RADLENGTH", EnergyLYSO,
61  radLYSO, nEntriesLYSO );
62  LYSO_PT->AddProperty( "FASTCOMPONENT", EnergyLYSO,

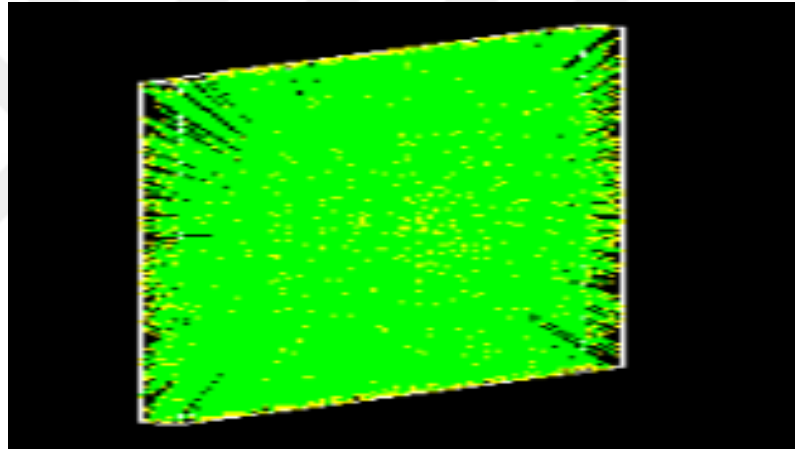
```

```

63  scintillLYSO , nEntriesLYSO );
64  LYISO_PT->AddConstProperty ( "FASTTIMECONSTANT" , 45.* ns );
65  LYISO_PT->AddConstProperty ( "SCINTILLATIONYIELD" , 30./keV );
66  LYISO_PT->AddConstProperty ( "YIELDRATIO" , 1.0 );
67  LYISO_PT->AddConstProperty ( "RESOLUTIONSCALE" , 6.8 );
68  fLYISO->SetMaterialPropertiesTable ( LYISO_PT );
69  // Set the Birks Constant for the LYISO scintillator
70  fLYISO->GetIonisation()->SetBirksConstant ( 0.076*mm/MeV );

```

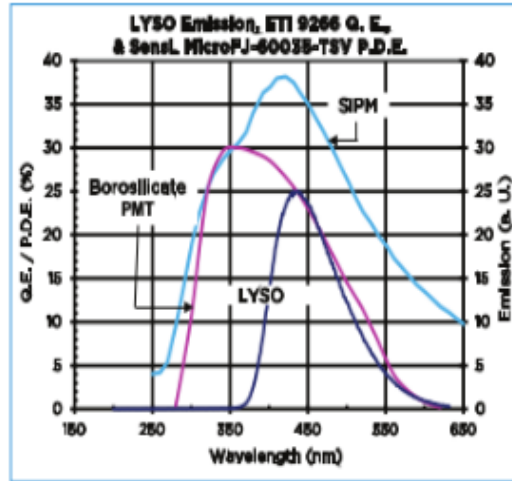
Şekil1.1'de Geant4'te materyal tanımı yapıldıktan sonra ve optik fotonların oluşmasının benzetimi gösterilmektedir.



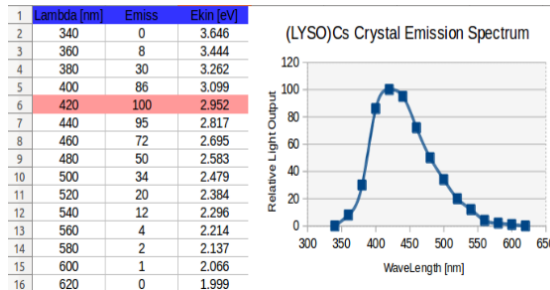
Şekil1.1: Sintilatör plakasındaki optik fotonların oluşması.

EK 1.2. LYSO sintilatörünün emisyon spektrumunun Geant4'te benzetimi

Sintilatör seçimlerinde sintilatörün emisyon spektrumu önemlidir. Geant4'te herhangi bir sintilatörün optik özellikleri tanımlandıktan sonra deneylerde elde edilen verilerden oluşturulan grafiklerden örnek noktalar alınarak Geant4' simülasyonunda aynı spektrumun grafiğini elde etmek mümkündür, bu şekilde sintilatörler ile ilgili simülasyon deneyleri yapılarak sintilatör seçimleri ve optimize çalışmaları kolayca yapılabilmektedir. **Şekil1.2**'de bir LYSO sintilatörünün emisyon spektrumundan nasıl örnekleme yapıldığı gösterilmektedir. **Şekil1.3**'te



(a) (LYSO)cs sintilatörün emisyon spektrumu.

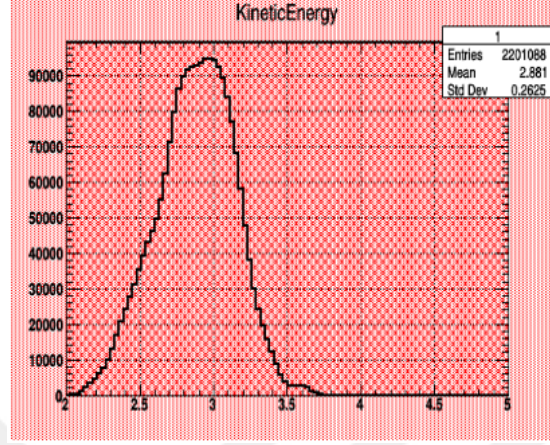


(b) (LYSO)cs sintilatörün emisyon spektrumundan örnek noktaları.

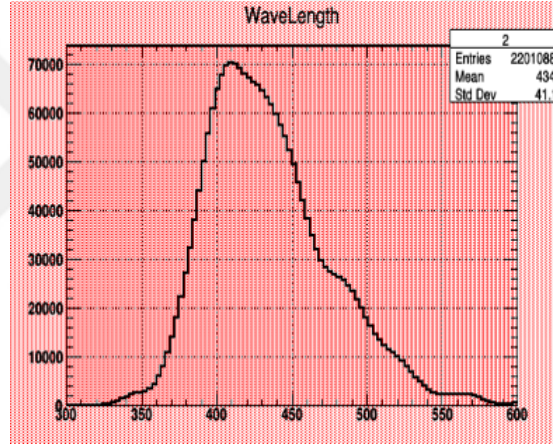
Şekil1.2: (LYSO)cs sintilatörün emisyon spektrumundan örnek noktaların alınması.

ise LYSO sintilatörünün emisyon spektrumunun Geant4 ile oluşturulması

gösterilmektedir. Burada sadece 15 tane örnek nokta alınmıştır, daha çok noktaların alınması spektrumun daha doğru olacağı anlamına gelir.



(a) (LYSO)cs sintilatörün içindeki enerji spektrumu



(b) (LYSO)cs sintilatörün Geant4 ile elde edilmiş emisyon spektrumu

Şekil1.3: (LYSO)cs sintilatörün emisyon spektrumunun Geant4 ile elde edilmiş grafiği

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Maihemutijiang LİTİFU
Doğum Yeri	D.Türkistan
Doğum Tarihi	30.05.1980
Uyruğu	☐ T.C. ☒ Diğer: 99508312906
Telefon	0536 831 6507
E-Posta Adresi	mahmutjan.litip@gmail.com
Web Adresi	



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Xinjiang Üniversitesi
Fakülte	Fizik Fakültesi
Bölümü	Uygulamalı Fizik Bölümü
Mezuniyet Yılı	2005

Yüksek Lisans	
Üniversite	Camerino Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen ve Teknoloji Bilimleri
Anabilim Dalı	Uygulamalı Fizik
Programı	Kuantum Optik
Mezuniyet Tarihi	2009

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik
Programı	Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği
Mezuniyet Tarihi	2019

Makale ve Bildiriler***Makaleler***

Litifu, M. vedig, 2019, Geant4 Simulation of Muon Tomography Station Using a Simplest Reconstruction Algorithm for Homeland Security Application, *Nuclear Instruments and Methods*, Elsevier

Bildiriler

Litifu, M. vedig, 2018, Geant4 Simulations of a Scintillator and SiPM System for Medical Applications, *20th International Workshop on Radiation Imaging Detectors*, 128.