# TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİ'NDE SÜPER CHARM PARÇACIK FABRİKA DEDEKTÖRÜ İÇİN TEPKİ VE PERFORMANS ÇALIŞMALARI

Ahmed Mohamed Elfatih SAAD



## T.C. BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

# TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİ'NDE SÜPER CHARM PARÇACIK FABRİKA DEDEKTÖRÜ İÇİN TEPKİ VE PERFORMANS ÇALIŞMALARI

Ahmed Mohamed Elfatih SAAD 0000-0002-7690-7798

Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA (Danışman)

DOKTORA TEZİ FİZİK ANABİLİM DALI

> BURSA – 2021 **Her Hakkı Saklıdır**

# B.U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez

# çalışmasında;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,

- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,

- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,

- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,

- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,

- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı,

## beyan ederim.

..../ 2021

# Ahmed Mohamed Elfatih SAAD

## ÖZET

## Doktora Tezi

## TÜRK HIZLANDIRICI MERKEZİ'NDE SÜPER CHARM PARÇACIK FABRİKA DEDEKTÖRÜ İÇİN TEPKİ VE PERFORMANS ÇALIŞMALARI

### Ahmed Mohamed Elfatih SAAD

Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı

### Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA

Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesinin 5 alt projesi bulunmaktadır. Bunlardan biri, bir yüksek ışınlı enerji geri kazanımlı linak (ERL-energy recovery linac) ve bir charm fabrikası olarak çalışması önerilen halka tipi elektron-pozitron çarpıştırıcısıdır. Bu tez calışmasında THM'nin  $e^- e^+$  carpıştırıcısının elektromanyetik kalorimetsesinin performans ve tepki süresi çalışılmıştır. Büyük kristaller tarafından sağlanan bu dedektörün elektromanyetik kalorimetrelerinin performansı, fotonları ayırt etme ve fotonların ve elektronların enerji çözünürlüğünü ölçebilme yetenekleri nedeniyle büyük önem taşımaktadır. Lutesyum-itriyum oksiortosilikat (LYSO) kristal sintilatörleri başlangıçta tıbbi uygulamalar için tasarlandı. LYSO kristalleri, yüksek yoğunlukları, kısa Molière yarıçapları, hızlı reaksiyonları ve yüksek radyasyon dayanıklıkları nedeniyle önerilen homojen elektromanyetik kalorimetreler için de idealdir. Bu özelliklere bağlı olarak, LYSO THM Parçacık Fabrikası (THM-PF) dedektörün elektromanyetik kalorimetre kısmı için kullanılacak varsayılır. Bu çalışmada GEANT4 araç takımı yazılımını kullanarak bir grup kristali simüle ettik ve 50 MeV - 2 GeV enerji aralığında çeşitli uzunluklar için enerji çözünürlükleri elde edildi. Kristalin uzunluğuna bağlı olarak sabit enerji çözünürlüğüne katkılar araştırılmıştır.  $(25 \times 25 \times 200)$  mm<sup>3</sup> LYSO sintilatör kristallerinden oluşturulmuş  $5 \times 5$  kristal matrisin açıya bağlı ve foton geliş pozisyonunu değiştirmenin enerji çözünürlüğü üzerindeki etkisini analiz ettik.

Anahtar kelimeler: Dedektör tepkisi, enerji çözünürlüğü, kalorimetre, GEANT4 simülasyonu. 2021, xii + 94 Sayfa

## ABSTRACT

### Ph. D. Thesis

## RESPONSE AND PERFORMANCE STUDIES FOR SUPER CHARM PARTICLE FACTORY DETECTOR AT TURKISH ACCELERATOR CENTER

### Ahmed Mohamed Elfatih SAAD

Bursa Uludağ University Graduate School of Natural and Applied Science Department of Physics

### Supervisor: Dr. Zerrin KIRCA

The Turkish Accelerator Center (TAC) project has 5 sub-projects. One of them is a high-beam energy recovery linac (ERL-energy recovery linac) and a ring-type electron-positron collider proposed to operate as a charm factory. In this thesis, the performance and response time of the Electromagnetic calorimeter of the  $e^- e^+$  collider of THM are studied.

The performance of the electromagnetic calorimeters of this detector provided by large crystals is of great significance due to their ability to distinguish photons and quantify the energy resolution of photons and electrons. Lutetium-yttrium oxyorthosilicate (LYSO) crystal scintilators were initially designed for medical applications. Due to their high density, short Moli*è*re radius, rapid reaction and high radiation hardness, LYSO crystals are also ideal for proposed homogeneous electromagnetic calorimeters. Due to these properties, LYSO is assumed to be used for the electromagnetic calorimeter part of the TAC Particle Factory (TAC-PF) detector. In this work, we simulated a group of crystals by using the GEANT4 toolkit software, and their energy resolutions were obtained for various lengths at an energy range of 50 MeV - 2 GeV. Contributions to the constant term of energy resolution have been investigated based on the length of the crystal. We analyzed the effect on the energy resolution of changing the angle and the photon incidence position of a 5 × 5 crystal matrix constructed with ( $25 \times 25 \times 200$ ) mm<sup>3</sup> LYSO scintillating crystals.

**Key words:** Detector response, energy resolution, calorimeter, GEANT4 simulation. **2021, xii + 94 Page** 

# TEŞEKKÜR

Derinden müteşekkir olduğum birçok kişinin desteğinin ve bağlılığının sonucu bu doktora tezidir. Her şeyden önce, bu çalışmanın analizi ve hazırlanma sürecinde onlardan aldığım muazzam yardım ve çok değerli tavsiyeler için danışmanım **Dr. Öğr. Üyesi Zerrin KIRCA** ve **Dr. Öğr. Üyesi Fatma KOÇAK**'a teşekkür ederim.

**Prof. Dr. İlhan TAPAN** ve **Doç. Dr. Ercan PİLİÇER**'e muhteşem dersleri ve sadece tezimde değil, çalışmamın birçok alanında bana destek olan programlama dillerini öğrettikleri için teşekkür ederim.

Fen Bilimleri Enstitüsü yönetim kadrosuna da teşekkür ediyorum. Eğitimim boyunca bana verdikleri destek için Türkiye Burslarına çok teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında gösterdikleri teşvik ve desteklerden dolayı başta **Zafer ALTIN**, **Dr. Ayman AHMED**, **Abdullah NAYAZ** ve **Mudathir YAHYA** olmak üzere arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Eğitimim boyunca verdikleri destek için anneme, babama ve kardeşlerime teşekkür ederim.

Ayrıca eşim Hiba OMER'e ve çocuklarım Amal ve Mazin'e sonsuz destek ve sevgileri için teşekkür ederim.

Ahmed Mohamed Elfatih SAAD

# İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	. i
ABSTRACT	. ii
TESEKKÜR	. iii
İCİNDEKİLER	. iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	. vi
SEKİLLER DİZİNİ	ix
CİZEL GELER DİZİNİ	xii
1 GİRİS	. 1
2 KURAMSAL TEMELLER	. 4
21 Standart Model	. 4
2.2. Tulsım (Charm) Hadronlar ve Özellikleri	
2.3. Parcacıkların Madde ile Etkilesmesi	. 0 7
2.3.1 Yüklü parcacıkların madde ile etkilesmesi	. , 7
2.3.2. Fotonların madde ile etkilesmesi	. 16
2.4. Parcacık Hızlandırıcıları	. 21
2.4.1. Doğrusal hızlandırıcılar	. 23
2.4.2. Dairesel hızlandırıcılar	. 24
2.5. Enerji Geri Kazanımlı Linak	. 30
2.6. Yüksek Enerji Fiziği Dedektörleri	. 31
2.6.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı	. 32
2.6.2. Sıkı Müon Solenoid - Compact Muon Solenoid (CMS) - dedektörü	. 32
2.7. Sağanak Tipleri	. 36
2.7.1. Elektromanyetik sağanaklar	. 37
2.7.2. Hadronik sağanaklar	. 37
2.8. Kalorimetreler	. 38
2.8.1. Homojen kalorimetreler	. 38
2.8.2. Heterojen (Örnekleme) kalorimetreler	. 40
2.9. Sintilasyon Kalorimetreleri	. 40
2.9.1. Organik sintilatörler	. 41
2.9.2. İnorganik sintilatörler	. 44
2.10.Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Kullanılan İnorganik Kristaller	. 45
2.10.1Talyum katkılı sodyum iyodür (NaI(Tl)) kristali	. 46
2.10.2Talyum katkılı sezyum iyodür (CsI(Tl)) kristali	. 47
2.10.3Bizmut Germanat $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) kristali	. 47
2.10.4Kurşun tungstat (PbWO <sub>4</sub> ) kristali $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	. 48
2.10.5Lutesyum-itriyum oksiortosilikat (LYSO) kristali	. 48
2.10.6Kalorimetre enerji çözünürlüğü	. 49

2.11.Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM)
3. MATERYAL ve YÖNTEM
3.1. Monte Carlo Metodu
3.1.1. Rastgele sayı örneklemesi
3.1.2. Ters dönüşüm yöntemi
3.2. GEANT4 Program1
3.2.1. GEANT4 tasarımı
3.3. ROOT Analiz Program
3.4. Türk Ulusal Bilim e-Altyapısı (TR-Grid) 67
3.4.1. TR-Grid
4. BULGULAR ve TARTIŞMA
4.1. LYSO Kristali İçerisinde Elektromanyetik Sağanak Oluşumu
4.2. Boyuna Depolanan Enerjinin Dağılımı
4.3. Kristal Uzunluğuna Bağlı Olarak Enerji Çözünürlüğü
4.4. Fotonun Geliş Açısına Bağlı Olarak Enerji Çözünürlüğü
4.5. Fotonun Geliş Konumuna Bağlı Enerji Çözünürlüğü
4.6. Kristalin Yanal Boyutuna Bağlı Enerji Çözünürlüğü
5. SONUÇ
KAYNAKLAR
ÖZGEÇMİŞ

# SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
<i>e</i> <sup>-</sup>	Elektron
$\mu^-$	Müon
$ au^-$	Tau
$v_e$	Elektron nötrinosu
$ u_{\mu}$	Müon nötrinosu
$v_{ au}$	Tau nötrinosu
U	Yukarı kuark
d	Aşağı kuark
С	Tılsımlı kuark
S	Acayip kuark
t	Üst kuark
b	Alt kuark
$W^+$	+ Yüklü W ayar bozonu
$W^{-}$	- Yüklü W ayar bozonu
$Z^0$	Yüksüz Z ayar bozonu
R	Erişim mesafe
8	Gluon
G	Graviton
$N_A$	Avogadro sayısı
r <sub>e</sub>	Klasik elektronun yarıçapı
$m_e$	Elektronun durgun kütlesi
Z.	Gelen parçacığın yükü
Ζ	Ortamin atom numarasi
Α	Ortamın atom ağırlığı
Ι	Ortamın iyonizasyon ve uyarma potansiyeli
β	Parçacığın rölativistik hızı
$\delta$	Yoğunluk etkisi
γ	Lorentz faktörü
α	İnce yapı sabiti
$\mathcal{E}_0$	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği
е	Temel yük
Μ	Gelen parçacığın kütlesi

Simgeler	Açıklama
Ε	Gelen parçacığın enerjisi
$E_0$	Başlangıç enerji
$E_c$	Kritik enerji
X	Ortamda alınan yol
$X_0$	Ortamın radyasyon uzunluğu
$T_{e^-}$	Fotoelektronun kinetik enerjisi
W	Elektronun baglanma enerjisi
h	Planck sabiti
$E_{\gamma}$	Gelen fotonun enerjisi
С	Işık hızı
р	Proton
a	Stokastik terimi
a <sub>yan</sub>	Yanal dalgalanmaları
a <sub>pe</sub>	Fotoistatistik katkı
b	Gürültü terimi
С	Sabit terimi
N <sub>pe</sub>	GeV başına foto-detektörde oluşan birincil parçacık sayısı
F	kazanç oluşumu sırasındaki dalgalanmalar
$R_{\mathcal{M}}$	Molière yarıçapı

Kısaltmalar	Açıklama
APD	Avalanche Photodiode (Çığ-Fotodiyot)
CERN	European Organization for Nuclear Research
CLIC	Compact Linear Collider (Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı)
CMS	Compact Muon Solenoid (Sıkı Müon Solenoid)
CSC	Cathode Strip Chambers (Katot Şerit Odaları)
DT	Drift Tubes (Sürüklenme Tüpleri)
EKAL	Elektromanyetic Kalorimetre
EM	Elektromanyetik
ERL	Energy Recovery Linac (Enerji Geri Kazanımlı Linak)
GEANT4	GEometry ANd Tracking
HKAL	Hadron Kalorimetre
KEK	Japon Ulusal Hızlandırıcı Merkezi
LHC	Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)
LYSO	Lutetium-yttrium oxyorthosilicate
MC	Monte Carlo

Simgeler	Açıklama
PMT	Photomultiplier Tube (Photomultiplier Tüpü)
RPC	Resistive Plate Chamber (Dirençli Plaka Odaları)
SM	Standart Model
SSD	Silicon Drift Detector (Silikon Sürüklenme Dedektörü)
TARLA	Turkish Accelerator and Radiation Laboratory (Türk Hızlandırıcı
	ve Radyasyon Laboratuvarı)
THM	Türk Hızlandırıcı Merkezi
TR-Grid	Turkish National e-Science e-Infrastructure (Türk Ulusal Bilim
	e-Altyapısı)
TÜBİTAK	Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu
ULAKBİM	Ulusal Akademik Ağ ve Bilgi Merkezi

# ŞEKİLLER DİZİNİ

# Sayfa

Şekil 1.1. (a) Si izleyici algıcı geometrisinin genel görünümü ve (b) CMS grubu tarafından geliştirilen tkLayout yazılım paketi kullanılarak çizilmiş izleme dürana ötürin ye yerinümü	2
	3
Şekil 2.1. Atomun yuklu bir parçacıkla iyonizasyonu.	8
Şekil 2.2. Atomun uyarılması	9
Şekil 2.3. Alfa ve Beta parçaçıklarının yörünge ve menzilleri	10
Şekil 2.4. Çeşitli malzemelerde protonlar için iyonlaşma enerji kaybı oranları.	11
Şekil 2.5. $e^-$ ve $e^+$ kurşun içerisinden geçerken enerji kaybının demet enerjilerine göre	
değişimi.	14
Şekil 2.6. Cherenkov ışınımı görünümü.	15
Şekil 2.7. Cherenkov radyasyonu ile parçacık tanımlanması.	16
Şekil 2.8. Fotoelektrik olayı.	17
Şekil 2.9. Compton saçılması etkileşim şeması.	18
Şekil 2.10. Compton saçılması.	19
Şekil 2.11. Çift oluşum mekanizması.	20
Şekil 2.12. Deneysel elektron-pozitron çifti oluşumu	21
Şekil 2.13. Foton etkileşim tesir kesiti.	21
Şekil 2.14. Lineer hızlandırıcı görünümü	23
Şekil 2.15. Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (Compact Linear Collider) (CLIC)	24
Şekil 2.16. Dairesel hızlandırıcıda sabit hedef deneyi şeması.	25
Şekil 2.17. Dairesel hızlandırıcıda iki parçacığın çarpışma deneyi şeması.	25
Şekil 2.18. Betatron (Illinois, 1940).	26
Şekil 2.19. Mikrotron şematik görünümü.	27
Şekil 2.20. Mikrotron (Flerov Laboratory JINR Dubna, Russia)	27
Şekil 2.21. Siklotronun genel görünüşü.	28
Şekil 2.22. Siklotron-Lawrence Berkeley Ulusal Laboratuvarı.	29
Şekil 2.23. Sinkrotron şeması.	29
Şekil 2.24. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı.	30
Şekil 2.25. LHC şeması	32
Şekil 2.26. CMS detektörünün üç boyutlu şeması.	33
Şekil 2.27. Elektromanyetik kalorimetrenin kristal yapılarının sırasını gösteren bileşen-	
lerin şematik yapısı.	35
Şekil 2.28. HKAL ve EKAL kalorimetrelerin şematik yapısı.	35
Şekil 2.29. Üç ayrı müon dedektör odasını gösteren müon sisteminin konfigürasyonu.	36
Şekil 2.30. Elektromanyetik sağanak şeması.	37
Şekil 2.31. Hadronik sağanak şeması	38

Şekil 2.32. Homojen kalorimetrenin şeması.	39
Şekil 2.33. Kalorimetre örnekleme şeması	41
Şekil 2.34. Sintilatör dedektörlerinin çalışma prensibi	42
Şekil 2.35. Bir organik sintilatörün enerji seviyeleri diyagramı.	42
Şekil 2.36. İnorganik kristaller için bant şeması.	44
Şekil 2.37. Süper charm fabrikasının genel planı	53
Şekil 3.1. Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları	57
Şekil 3.2. GEANT4 programı için tasarlanmış sınıf kategorileri diyagramı.	61
Şekil 4.1. 1 GeV enerjili foton $5 \times 5$ LYSO kristal matrisine gönderildiğinde kristaller icerisinde oluşan elektromanyetik sağanak	70
Sekil 4.2 Ortadaki kristale 2 GeV eneriili foton gönderildiğinde $5 \times 5^2$ lik LVSO kristal	70
matrisinde her bir kristalde depolanan enerjilerin dağılımları.	71
Şekil 4.3. $1 \times 1$ , $3 \times 3$ ve $5 \times 5$ 'lik LYSO kristal matrislerinde gelen fotonun enerjisine bağlı olarak depolanan enerjilerin değişimi.	72
Şekil 4.4. 200 mm uzunluğundaki kristalde $1 \times 1$ , $3 \times 3$ ve $5 \times 5$ 'lik matrislerde depolanan enerjilerin dağılımları.	72
Şekil 4.5. 2 GeV'luk foton $5 \times 5$ 'lik kristal matrisine gönderildiğinde farklı kristal uzunlukları için boyuna enerji dağılımları.	73
Şekil 4.6. 2 GeV enerjili foton için 3 × 3 LYSO kristal matrislerinden elde edilen enerji dağılımları. Kırmızı çizgiler, Novosibirsk fit fonksiyonu sonuçlarını göstermektedir.	73
Şekil 4.7. 2 GeV enerjili foton için 5 × 5 LYSO kristal matrislerinden elde edilen enerji dağılımları. Kırmızı çizgiler, Novosibirsk fit fonksiyonu sonuçlarını göstermektedir.	74
Şekil 4.8. Çeşitli uzunluktaki LYSO kristalleri için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü. Düz çizgiler fitleri göstermektedir.	75
Şekil 4.9. Farklı LYSO kristal uzunlukları için 3 × 3 ve 5 × 5'lik kristal matrislerinden elde edilen enerji çözünürlükleri. Bu grafiklerdeki sonuçlar ile Şekil 4.8'de verilen sonuçlar aynıdır. Düz cizgiler fitleri göstermektedir.	76
Şekil 4.10. 5 × 5 LYSO kristal matrisinin, $\theta$ açısının ve koordinat sisteminin şematik görünümü	77
Şekil 4.11. Z-ekseni boyunca $\Theta = 0^{\circ}$ , 5°, 10°, ve 15°'lik açılarla 1 GeV enerjili foton 5 × 5 LYSO kristaline gönderildiğinde içeride oluşan sağanağın gelişimi.	78
Şekil 4.12. Kalorimetreye farklı açılardan çarpan fotonların geliş enerjisine bağlı olarak depolanan enerjinin (a) ve enerji çözünürlüğünün (b) değişimi.	78
Şekil 4.13. Enerji çözünürlüğünün fotonun geliş açısına bağımlılığı. Çözünürlük 0°'ya normalize edilmiştir (a). 0° - 2, 5° için ayrıntılı görünüm (b).	79
Şekil 4.14. 5 × 5 LYSO merkezi kristal içindeki gelen fotonun etkileşim konumlarının şematik görünümü.	80
Şekil 4.15. 5 × 5 LYSO matrisinin merkezi kristalinde, fotonun farklı etkileşim kon- umları için enerji çözünürlüğü.	81

Şekir4.10. Farkir ennie boyut ve uzunluguna samp L150 kristanerinin şematik	
görünümü	82
Şekil 4.17. 190 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri	
için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü	83
Şekil 4.18. 200 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri	
için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü	83
Şekil 4.19. 210 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri	
için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü	84
Şekil 5.1. 5 $\times$ 5 LYSO merkezi kristali içindeki gelen fotonun etkileşim konumlarının	
şematik görünümü	86

# ÇİZELGELER DİZİNİ

# Sayfa

Çizelge 2.1. Standart modelde lepton spektrumu	5
Çizelge 2.2. Standart modelde kuark spektrumu	5
Çizelge 2.3. Standart model ayar bozonları	6
Çizelge 2.4. Sintilatör kristallerinin bazı özellikleri	46
Çizelge 3.1. Ulusal gridi oluşturan küme bilgisayar merkezleri ve sahip oldukları kaynaklar	68
Çizelge 4.1. Farklı uzunluklardaki $3 \times 3$ ve $5 \times 5$ LYSO matrisler için enerji çözünür- lüğünün stokastik [ <i>a</i> ] ve sabit [ <i>b</i> ] terimlerinin değişimi	76
Çizelge 4.2. Fotonun çeşitli geliş açıları için hesaplanan enerji çözünürlüğü fit paramet- releri	79
Çizelge 4.3. Farklı etkileşim konumları için enerji çözünürlüğü fit parametreleri. 0 ile 6 arasındaki etkileşim konumları Şekil 4.14'te gösterilmektedir	82

# 1. GİRİŞ

Eski çağlardan beri insanoğlunun en büyük merakı evreni gözlemlemeye, araştırmaya ve evrenin hangi maddelerden oluştuğunu anlamaya çalışmak üzerine olmuştur. Maddenin yapısını anlamak için çeşitli kuramsal ve deneysel çalışmalar gerçekleştirerek maddenin temelinde bulunan yapıtaşlarını, aralarındaki düzeni ve ilişkileri ortaya koymuştur. Günümüze kadar elde edilen deneysel ve kuramsal bilgiler biraraya gelerek parçacıkların sınıflandırılması ve aralarındaki etkileşmelerin belirlenmesi ile bir kuantum alan teorisi olan Standart Model (SM) ortaya konmuştur. Standart Modelin başarıları 20. yüzyılda gelişen ve 21. yüzyılın teknolojileri içerisinde önemli bir yere sahip olan parçacık hızlandırıcıları kullanılarak yapılan deneylerde (Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN), Fermi Ulusal laboratuarı (FNAL), SLAC ve DESY) ispatlanmıştır. Standart Model tüm başarısına rağmen halihazırda hiyerarşi problemine, karanlık madde problemine, CP kırınımına, madde-anti maddeden problemi ve anti maddeye ne olduğu gibi bazı sorulara cevap verememektedir. Bu nedenle SM'in parçacık fiziğinin en son teorisi olmadığı, daha temel bir teorinin düşük enerji limiti olduğu düşüncesi SM ötesine geçme gereksinimi doğurmaktadır. Bu nedenle deneysel parçacık fiziğinin gelişimi daha yüksek enerjilere ihtiyaç duyulan araştırmaların yapılması için büyük kütle merkezi enerjisine sahip hızlandırıcıların geliştirilmesi ve halihazırda tamamlanmış var olan enerji bölgelerinde yüksek hassasiyetli deneylere dayanmaktadır (Pezzullo ve diğerleri, 2014). Parçacık fiziğinin gelişiminde kullanılan günümüz parçacık hızlandırıcıları aynı zamanda katıhal fiziği, nükleer fizik, radyoizotop üretimi, kimya, biyoloji, tıp gibi pek çok alanda da yaygın olarak kullanılmaktadır.

Yüksek enerji fiziğinde temel parçacıklar araştırılmasında, sadece hangi parçacıkların doğduğunu belirlemek değil, aynı zamanda özelliklerini, özellikle yörüngesini, momentumunu ve enerjisini yüksek doğrulukla ölçmek gerekir. Bütün bunlar dedektörler kullanılarak yapılır. İzleyici dedektörler, herhangi bir bozulmaya neden olmadan parçacıkların yörüngesini ve momentumunu ölçer ve kalorimetreler de parçacığın enerjisini ölçer. Deneylerde, toplam enerjiyi ölçmek ve parçacıkları (nötr olanlar dahil) tanımlamak için elektromanyetik kalorimetreler kullanılır. Yeni yüksek yoğunluklu sintilatörlerin araştırılması ve geliştirilmesi, Sıkı Muon Solenoid (CMS) İşbirliği ile başlayıp kurşun tungstat kristalinin (PbWO<sub>4</sub>) ilk duyurusundan sonra , PbWO<sub>4</sub> kristallerine dayalı elektromanyetik kalorimetrenin uç kısımlarının modüllerinin, Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) çalışması sırasında yüksek enerjili hadronlar tarafından hasar gördüğü bulunmuştur. Bu nedenle, PWO kristalinin yeni nesil radyasyona dayanıklı kristallerle değiştirilmesi düşünülmüştür. Gelecek vaat eden sintilatörlerden biri, lutesyum ortosilikata dayalı kristalleri içerir. Lutesyum-itriyum oksiortosilikat (Lu<sub>1,8</sub>Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce) sintilasyon kristalleri (LYSO), homojen elektromanyetik kalorimetreler için umut verici malzemeler olarak yüksek enerjili fizik deneylerinde kullanılmak üzere önerilmiştir.

Bu tez çalışmasında, hızlandırıcı fiziği ve ilişkili pek çok bilim dalındaki çalışmaların yapılabilmesine olanak sağlayacak olan, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) kapsamında yer alan Türkiye Hızlandırıcı Merkezi Parçacık Fabrikası (TAC-PF) dedektörünün elektromanyetik kalorimetrelerinde kullanılmak üzere önerilen PbWO4 ve CsI(Tl) kristallerine ek olarak LYSO farklı kristal uzunluklarının enerji çözünürlüğüne etkisi GEANT4 Monte Carlo simülasyon programı kullanarak incelenmiştir. Türk Hızlandırıcı Merkezi Parçacık Fabrikası Algıcı, doğrusal veya halka tipli bir hızlandırıcıdan elde edilecek 1 GeV enerjili elektron demeti ile halka tipli bir hızlandırıcıdan elde edilecek ~3.6 GeV enerjili pozitron demetinin çarpıştırılması sonucu oluşabilecek parçacıkların algılanmasını sağlayabilmek amacı için tasarlanmıştır (Şekil 1.1) (Tapan ve Pilicer, 2014). Algıç, yüklü parçacıkların momentum değerlerinin hassas bir şekilde ölçülebilmesi amacı ile 1 Tesla şiddetinde süper iletken selonoid mıknatısa sahip olacaktır. Yüklü parçacıkların takibi ve momentum ölçümleri, selonoid miknatis tarafından çevrelenmiş silicon şerit algıçları tarafından yapılacaktır. Yüklü parcaçıkların tanımlanmasında, silicon izleyiciden alınan dE/dx ölçümlerle birlikte, izleyicilerin hemen dışına yerleştirilen uçuş zamanı algıcından alınan veriler kullanılacaktır. Uçuş zamanı algıcı ile selonoid mıknatıs arasına konulacak bir kristal kalorimetre vasıtasıyla, oluşan elektromanyetik sağanakların enerjileri belirlenecektir. Muonlar, çelik levhalar arasındaki boşluklara yerleştirilmiş algıç katmanlarından oluşan bir muon algıç sistemi tarafından tanımlanacaktır (Ablikim ve diğerleri, 2010). Şekil 1.1'de hızlılık (rapidity)  $\eta$ , parçacığın çarpışma doğrultusundaki ekseni ile olan açısının uzaysal koordinatlarını tanımlamak amacı ile kullanılır.



**Şekil 1.1.** (a) Si izleyici algıcı geometrisinin genel görünümü ve (b) CMS grubu tarafından geliştirilen tkLayout yazılım paketi kullanılarak çizilmiş izleme düzeneğinin x-y görünümü.

### 2. KURAMSAL TEMELLER

#### 2.1. Standart Model

Bilim tarihi atomun yapısı hakkındaki ilk teorilerden çekirdeğin keşfine ve daha sonra çeşitli parçacıklar ve bunların etkileşimlerini içine alan oldukça geniş bir araştırma süresi geçirmiştir. Doğayı anlamak üzere çalışan fizikçilerin teorileri ve keşifleri sayesinde maddenin temel yapısına dair önemli kuramsal sonuçlar elde edilmiştir. Parçacık fiziği bu bağlamda maddenin temelinde bulunan parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşmeleri betimleyen ve deneysel olarak test edilebilen Standart Modeli, 20 yy'ın fizik alanında en büyük başarılarından biri olarak sunmuştur.

SM'de temel parçacıklar, *fermiyonlar* ve *bozonlar* olmak üzere iki gruba ayrılır. İlk grup olan fermiyonlar, maddenin yapı taşlarıdır ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan spin(1/2) parçacıklardır. Fermiyonlar da leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki gruba ayrılır. Leptonlar, temel elektron yükü biriminde elektron (e<sup>-</sup>), müon ( $\mu^{-}$ ) ve tau ( $\tau^{-}$ ) ve sıfır elektrik yüküne sahip elektron nötrino (( $v_e$ ), müon nötrino ( $v_{\mu}$ ) ve tau nötrinodur ( $v_{\tau}$ ). Elektron ve elektron nötrinosu birinci aileyi oluştururken,  $\mu$ ,  $\tau$  ve bunlarla ilişkili nötrinolar,  $v_{\mu}$  ve  $v_{\tau}$ , sırasıyla ikinci ve üçüncü aileyi oluşturur. Her aile, kütleleri dışında birbirinin kopyasıdır.

$$\binom{\nu_e}{e} \binom{\nu_\mu}{\mu} \binom{\nu_\tau}{\tau}$$

Leptonlara benzer şekilde kuarklar da üç aileden oluşur ve kesirli elektrik yüküne sahiptir. Birinci aile yukarı kuark (u) ve aşağı kuark (d)'dan, ikinci aile tılsımlı kuark (c) ve acayip kuark (s)'dan, üçüncü aile ise üst kuark (t) ve alt kuark (b)'tan meydana gelir. Birinci aileden üçüncü aileye artan kütleye sahiptirler.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ d \end{pmatrix}$$

Lepton ve kuarklar için yük ve kütle spektrumu Çizelge 2.1 ve 2.2'de verilmiştir.

Lepton	Sembol	Yük	Kütle (MeV/c <sup>2</sup> )
Elektron	e <sup>-</sup>	-1	0,511
Müon	$\mu^{-}$	-1	105,7
Tau	τ-	-1	1 777
Elektron nötrino	Ve	0	$< 7 \times 10^{-6}$
Müon nötrino	$\nu_{\mu}$	0	< 0, 27
Tau nötrino	ντ	0	< 31

Çizelge 2.1. Standart modelde lepton spektrumu

Çizelge 2.2. Standart modelde kuark spektrumu

Kuark	Sembol	Yük	Kütle (GeV/c <sup>2</sup> )
Yukarı	u	2/3	0,004
Aşağı	d	-1/3	0,007
Tılsımlı	c	2/3	0,3
Acayip	S	-1/3	1,3
Alt	b	2/3	4,8
Üst	t	-1/3	174

Dünyamız birinci ailedeki leptonlardan ve kuarklardan oluşur. İkinci ve üçüncü ailedeki leptonlar ve kuarklar, büyük ölçüde yüksek enerji deneyleri için yapılmış makinelerde üretilir. İkinci grup olan bozonlar ise Bose-Einstein istatistiğine uyan tam spinli ve tüm temel etkileşmelerin kuvvet taşıyıcıları olan ara etkileşim parçacıklarıdır. Doğada temel parçacıklar arasında etkileşimi sağlayan dört temel kuvvet bulunmaktadır (Çizelge 2.3); kuvvetli, elektromanyetik, zayıf ve kütle çekim. Tüm yüklü parçacıkları etkileyen en eksiksiz ve tutarlı bir şekilde incelenen elektromanyetik etkileşimin kuvvet taşıyıcısı *fotondur* ( $\gamma$ ). Fotonlar kütlesiz oldukları için elektromanyetik etkileşme menzili sonsuzdur. Elektromanyetik etkileşimlere örnek olarak fotoelektrik olay, compton saçılması, çift oluşumu, yüklü parçacıklar için iyonizasyon saçılması ve bremsstrahlung verilebilir. Zayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıkları W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup> ve Z<sup>0</sup> bozonlarıdır. W<sup>±</sup> ve Z<sup>0</sup> bozonları çok büyük kütleye sahip olduklarından zayıf etkileşimin erişim mesafesi ( $R \cong 10^{-17}m$ ) çok kısadır. Proton ve nötronları çekirdek içinde tutan kuvvet olan kuvvetli etkileşimin taşıyıcı parçacıkları gluonlardır. Gluonlar kütlesiz olmasına ragmen kuark hapsi nedeniyle erişim mesafesi sonsuz değildir ( $R \cong 10^{-15}m$ ). Kütle çekim kuvveti temel kuvvetler arasında en zayıf kuvvet olup sonsuz bir menzile sahiptir. Kuvvet taşıyıcı parçacığı olan graviton henüz gözlemlenmemiştir.

Kuvvet	Bozon	Spin	Şiddet	Kütle (GeV)
Kuvvetli	Gluon (g)	1	1	0
Elektromanyetik	Foton	1	10 <sup>-2</sup>	0
Zayıf	$W^{\pm}$	1	10 <sup>-9</sup>	~ 80,3
	$Z^0$			~ 91,2
Kütle Çekim	Graviton (G)	2	10 <sup>-38</sup>	0

Çizelge 2.3. Standart model ayar bozonları

### 2.2. Tılsım (Charm) Hadronlar ve Özellikleri

Parçacık fiziğinin standart modelinde kuarklar ve aracı parçacık gluonlardan oluşan renksiz parçacıklar, baryonlar (üç kuark veya üç-karşıt kuark) ve mezonlar (kuark ve karşıt-kuark) olarak ikiye ayrılmaktadır. Bu parçacıklara hadronlar denir. Kuark ve gluonları hadronların içerisinde birlikte tutan güçlü etkileşimin kuantum alan teorisi, kuantum renk dinamiği (KRD) olarak adlandırılmaktadır. Günümüze kadar kuark modelin öngördüğü standart hadronların birçoğu deneylerde gözlemlenmiş olup onların spektroskopik ve bozunum özellikleri üzerine elde edilen veriler, teorik öngörülerle oldukça uyum içerisinde oldukları görülmektedir. Üç hafif (yukarı, aşağı ve acayip) ve iki ağır (tılsım ve alt) kuarklardan oluşan hadronların hem deney hem teori açısından en ilginçleri tılsım kuark içeren tılsım hadronlardır. Tılsım kuark içeren hadronların bazıları:  $\eta_c$  mezon,  $J/\Psi$  mezon,  $\Psi$  mezon,  $\chi_c$  mezon,  $D^{\pm}$  mezon,  $D^0$  mezon,  $\Lambda_c$  baryon,  $\Sigma_c$  baryonlar vd. Burada rezonans üretimi ve bozunumu çalışılan  $\Psi(3770)$  mezonun spektroskopik gösterimi  $J^{PC} = 1^{--}$  şeklindedir. Bir c kuark ile  $\bar{c}$  kuark bağlı durumu olan bu mezonun kütlesi 3773 MeV, toplam genişliği 27 MeV, elektronik bozunma genişliği 262 eV ve Monte Carlo (MC) parçacık numarası 30 443 olarak verilir.  $\Psi(3770)$  mezonu baskın olarak (%90)  $D \bar{D}$  kanalına bozunur,  $J/\Psi$ içeren kanallara da küçük oranda (%0,1) bozunduğu bulunmuştur, diğer bozunumları ise hafif hadron kanallarıdır. Burada  $D^{\pm}$  mezonun spini sıfır ve paritesi negatiftir, kütlesi 1 869 MeV, ortalama ömrü  $10^{-12}$  s, bozunmadan önce aldığı yol 311  $\mu m$  ve MC parçacık numarası 411 dir.  $D^0$  mezonu da aynı spin ve pariteye sahip, kütlesi 1 864 MeV, ortalama ömrü 4 ×  $10^{-13}$  s, bozunmadan önce aldığı yol 122  $\mu m$  ve parçacık numarası 421 olarak verilir (Olive ve diğerleri, 2014).

### 2.3. Parçacıkların Madde ile Etkileşmesi

Çeşitli deneylerin sonuçlarını analiz etmek için, parçacığın hedef malzeme ile etkileşime girdiğinde hangi olayların gerçekleşebileceğini bilmek önemlidir. Parçacıkların bir maddeyle etkileşimi, maddenin yoğunluğu, maddenin atom numarası ve maddenin ortalama iyonlaşma potansiyeli gibi özelliklerine bağlıdır. Her etkileşim, parçacık tarafından enerji kaybına ve hareketinin yörüngesinde bir değişikliğe yol açar. Parçacıkların belirlenen hedef ile etkileşimleri dedektörler tarafından kaydedilir. Parçacıkların madde ile etkileşimi, parçacık türlerine, yüklerine, kütlelerine ve enerjilerine bağlıdır. Bu nedenle, parçacıkların yüklü ve yüksüz olma durumları dikkate alınarak madde ile etkileşimleri incelenmelidir.

### 2.3.1. Yüklü parçacıkların madde ile etkileşmesi

Yüklü parçacıkların madde ile etkileşimlerinin incelenmesinde hafif yüklü parçacıklar ( $e^-$ ,  $e^+$ ) ve ağır yüklü parçacıklar (müon, pion, proton, alfa ve diğer ağır çekirdekler) olmak iki grupta ele alınmaktadır. Yüklü parçacıklar madde ile etkileşimleri sırasında enerji kaybı içinden geçtikleri malzemenin atomlarını çevreleyen elektronlar ile inelastik ve çekirdekten elastik saçılmalar yoluyla geliş doğrultularında gerçekleştirdikleri sapmalar ile karakterize edilirler.

**Ağır yüklü parçacıklar**: Ağır yüklü parçacıklar enerjilerini uyarılma ve iyonizasyon yolu ile kaybederler. Ağır yüklü parçacıklar soğurucu bir ortamda, ortamın atomik orbitallerinde bulunan elektronların negatif yükü ile Coulomb kuvvetleri aracılığıyla ile etkileşime girer. Coulomb kuvveti sonsuz menzile sahip olduğu için yüklü parçacık aynı anda birçok elektronla etkileşerek iyon çiftleri meydana getirir. Bu etkileşmeler sonucunda enerjisini adım adım fakat sürekli olarak inelastik çarpışmalar yüzünden kaybeder ve madde içinde neredeyse düz bir yol boyunca hareket eder. Bu etkileşmelerde gelen parçacığın kinetik enerjisi atomun iyonlasma enerjisinden yeterince büyük ise, enerjisini yolu üzerindeki atomları iyonlaştırmak için maddeye aktarır (Şekil 2.1). Parçacıkların enerjisi yeterince yüksek ise, yeniden iyonlaşarak elektron-iyon çiftleri oluşturabilirler (ikincil iyonlaşma). Daha yüksek enerji aktarımı ile gerçekleşen çarpışmalar Møller (Bhabha) saçılması olarak adlandırılır ve iyonizasyon süreci ile kıyaslandığında daha az öneme sahiptir. Parçacıkların madde içerisinde duruncaya kadar aldıkları yol menzil adı verilerek karakterize edilir ve bu mesafe malzemenin yapısına ve parçacığın enerjisine bağlıdır (Krane ve Şarer, 2001). Elektronlar ile etkileşen ağır yüklü parçacıkların yörüngelerinde herhangi bir değişiklik olmaz, düz bir yol takip ederler (Das ve Ferbel, 2005).



Şekil 2.1. Atomun yüklü bir parçacıkla iyonizasyonu.

Yüklü parçacığın madde ile etkileşim mekanizması olan iyonlaşmanın yanı sıra bir diğer

mekanizma elektronların uyarılmasıdır (Şekil 2.2). Gelen ağır yüklü parçacık iyonizasyon enerjisinden daha büyük bir enerjiye sahip değilse bu durum gerçekleşir. Soğurucu maddenin atom veya molekülü gelen parçacığın enerjisinin bir kısmını soğurarak daha yüksek bir enerji seviyesine çıkar. Soğurucu maddeye bağlı olarak uyarılmış atom ya da molekül sonradan görünür bölgede foton ışını yayınlayarak taban durumuna veya daha düşük enerji seviyesine döner (Şahin, 2014). Ağır yüklü parçacıklar ortam içinde hedef atomların elektronlarıyla etkileştiği gibi çekirdek ile de etkileşebilir (Ahmed, 2007). Ağırlıklı çekirdek etkileşmesi elastik saçılma veya Rutherford saçılması olarak ifade edilir (Krane ve Şarer, 2001). Rutherford atom modeline göre  $\alpha$  parçacıklarının saçılma problemi noktasal yüklü parçacıkların noktasal bir merkezden klasik saçılması problemidir.



Şekil 2.2. Atomun uyarılması.

Hafif yüklü parçacıklar: Elektronların ve pozitronların (Beta parçacıkları) madde içerisindeki etkileşmeleri ağır yüklü parçacıklar ile hemen hemen aynıdır. Kütleleri ağır yüklü parçacıklara oranla daha küçük olduğundan hızları yüksektir. Bu parçacıklar madde ile etkileşmeleri sırasında Coulomb kuvvetinden dolayı ağır yüklü parçacıklarda olduğu gibi ortamın atomunun çekirdeği ve orbital elektronları ile elastik veya inelastik çarpışmalar yoluyla etkileşime girerler. Elastik çarpışmalar sırasında elektron, sadece yönünü değiştirip enerjisini kaybetmezken, inelastik çarpışmalarda yönünü değiştirirken aynı zamanda enerjisinin bir kısmını uyarılma veya iyonizasyon sayesinde yörünge elektronuna aktararak veya enerjisini Bremstrahlung ışıması ile kaybeder. Bu nedenle, bu parçacıklar enerjilerinin büyük bir kısmını ortamın yörünge elektronları ile çarpışmaya ya da elektronun ortamdaki atomun elektronları inelastik saçılması olan Møller veya pozitronların atomun elektronları ile inelastik saçılması olan Bhabha saçılmaları sırasında kaybeder. Bu enerji kaybı ile parçacıkların izledikleri yörünge ağır yüklü parçacıkların izlediği yol gibi düz olmaz (Şekil 2.3) (Powsner ve Powsner, 2006). Bu tip parçacıklarda enerji kayıp mekanizmasını madde içinden geçerken radyasyon ve çarpışma yoluyla olmak üzere iki grupta ele alabiliriz.



Şekil 2.3. Alfa ve Beta parçaçıklarının yörünge ve menzilleri.

### Yüklü parçacıklarda enerji kaybı:

**İ**yonizasyon ile enerji kaybı: İyonizasyon, ağır yüklü parçacıklar için birincil enerji kaybı sürecidir. Ortamdan geçen yüklü parçacık, enerjisinin bir kısmını atomik elektron ile etkileşerek verir. Birim uzunluk başına ortalama enerji kaybı kuantum mekaniksel hesaplamalar sonucu elde edilen Bethe-Bloch denklemi ile hesaplanır (Grupen ve Shwartz, 2008).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z}{A} \left(\frac{1}{\beta^2}\right) \left(ln(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$$
(2.1)

- NA: Avogadro sayısı
- $r_e$ : Klasik elektronun yarıçapı
- *m<sub>e</sub>* : Elektronun durgun kütlesi
- z : Gelen parçacığın yükü
- Z, A: Ortamın atom numarası ve atom ağırlığı
- *I* : Ortamın iyonizasyon ve uyarma potansiyeli

- $\beta$ : Parçacığın rölativistik hızı  $\beta = \frac{v}{c}$
- $\delta$ : Yoğunluk etkisi
- $\gamma$ : Lorentz faktörü  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

Ortamın durdurma gücü ne kadar büyükse, yüklü parçacıgın aldığı birim yol başına iyonizasyon ve uyarma yaparak kaybettigi enerji de o kadar büyük olur. Fakat gelen parçacığın enerjisi arttıkça, birim uzunluk başına kaybedilen enerji artmaz (Grupen ve Shwartz, 1996). Çeşitli malzemelerde proton için enerji kaybı oranı Şekil 2.4'de gösterilmiştir. 2.1 denkleminde bulunan  $\beta^{-2}$  nedeniyle minimum iyonlaşma noktasına ( $\beta\gamma \approx 3GeV/c$ ) kadar enerji kaybı hızı azalır. Bu noktanın ötesinde, eğri logaritmik olarak ( $\beta\gamma$ )<sup>2</sup> ile artar (Martin, 2006).



Şekil 2.4. Çeşitli malzemelerde protonlar için iyonlaşma enerji kaybı oranları.

Gaz dedektörlerinin çalışma prensibi iyonizasyondur. Parçacık gaz içerisinden geçerken iyonların enerjileri ölçülür. Sisteme manyetik alan uygulanırsa momentum da ölçülebilir. Enerji kaybı  $\gamma$ 'ya bağlı olduğundan, parçacığın durgun kütlesi momentum ve enerji kaybı ölçülerek hesaplanabilir. Elektronların ve pozitronların iyonizasyon ile enerji kaybı ağır yüklü parçacıkların iyonizasyon ile enerji kaybından biraz farklı ifade edilir. Elektronların ve pozitronların ağır parçacıklara göre az kütleleri, bu parçacıkları geniş açılarla saçılmaya ve çarpışmalar yoluyla önemli enerji kayıpları yaşamaya daha duyarlı hale getirir. Elektronlar ve pozitronlar için Bethe-Bloch denklemi:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z}{A\beta^2} \left[ ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2}I} + \frac{1 - \beta^2}{2} - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} ln^2 + \frac{1}{16} \frac{\gamma - 1^2}{\gamma} \right] \left[ \frac{MeV}{g/cm^2} \right]$$
(2.2)

ile ifade edilir.

*Bremsstrahlung*: Yüklü bir parçacık, çekirdeğin Coulomb alanı tarafından yavaşlatıldığında özellikle çekirdekle ışınımsal etkileşmeler sonucunda enerjisinin bir kısmını kaybetmesi sonucu foton yayınlar (Martin, 2008). Yayınlanan bu fotona Bremsstrahlung fotonu adı verilir. Yüksek enerjilerde Bremsstrahlung fotonu yayınlanarak yapılan enerji kaybı aşagıdaki eşitlik ile verilir.

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4\alpha \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \left(\frac{N_A Z^2}{A}\right) z^2 E ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right)$$
(2.3)

Burada:

 $\alpha$ : İnce yapı sabiti

 $\varepsilon_0$ : Boş uzayın geçirgenliği

e: Temel yük

M,E: Gelen parçacığın kütle ve enerjisi. Diğer terimler denklem 2.1 için verilen tanımlamalar ile aynıdır.

Bremsstrahlung'dan kaynaklanan ortalama enerji kaybının, gelen parçacık kütlesinin karesinin tersi ile arttığı denklemden görülebilir. Bu hafif yüklü parçacıkların beklenen yüksek enerjilerde bu mekanizma yoluyla enerji kaybetmeye daha yatkın olduğunu düşündürür. Gerçekten de Bremsstrahlung, elektronların ve pozitronların yüksek enerjilerdeki ana enerji kaybetme mekanizmasıdır. Çarpışma kaybı ihmal edilirse ve sadece Bremsstrahlung göz önüne alınırsa, yüksek enerjili bir elektronun ortalama enerjisi E, başlangıç enerjisinin ( $E_0$ ) azalan üstel fonksiyonu olarak (Grupen ve Shwartz, 2008):

$$E = E_0 e^{-\frac{\Lambda}{X_0}}$$
(2.4)

ile ifade edilir. Burada :

x: soğurucu ortamda alınan yol

X<sub>0</sub>: soğurucu ortamın radyasyon uzunluğu

ve:

$$X_0 = \frac{716, 4A}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \left[\frac{g}{cm^2}\right]$$
(2.5)

dir.

Radyasyon uzunluğu olarak adlandırılır ve elektronun enerjisini bremssthrahlung enerji kaybı vasıtasıyla 1/e faktörü kadar azaltması için alması gerekli mesafe olarak tanımlanır. Z ve A sırasıyla ortamın atom numarası ve atom ağırlığıdır. Karışım yada bileşik halindeki bir materyal için radyasyon uzunluğu:

$$\frac{1}{X_0} = \sum \omega_j X_j \tag{2.6}$$

olarak verilir, burada  $\omega_j$  ve  $X_j$ , j eleman için sırasıyla ağırlık ve radyasyon uzunluğu kesridir. Elektronların enerji kaybı kritik enerjinin üzerinde ise Bremsstrahlung ile enerji kaybı baskındır. Bir elektron için kritik enerji  $E_c$ , Bremsstrahlung ile enerji kaybının, iyonizasyon ile enerji kaybına eşit oldugu enerji değeri olarak tanımlanır.

$$\frac{dE}{dx}|_{ion.} = \frac{dE}{dx}|_{brems.}$$
(2.7)

Katı ve sıvı soğurucu ortamlar için kritik enerji değeri denklem 2.8 ile verilir:

$$E_c = \frac{610MeV}{Z+1,24}$$
(2.8)

Örneğin, kurşun içerisinde elektronlar için kritik enerji değeri yaklaşık 7, 6 MeV'dir. Ağır parçacıklarda Bremsstrahlung ile enerji kaybı elektronlardan daha yüksek enerjilerde etkin hale gelir. Bremsstrahlung ile enerji kaybı parçacığın kütlesinin karesi ile ters orantılı  $(1/m^2)$ 

) olduğundan, demir içerisinde muonlar için kritik enerji:

$$E_c = \frac{610MeV}{Z+1,24} \cdot \left[\frac{m_{\mu}}{m_e}\right]^2 = 960GeV$$
(2.9)

Muonlar ağır yüklü parçacıklar oldukları için GeV mertebesindeki enerjilerde iyonizasyon ve uyarılma süreçleri baskındır. 1 TeV'in üzerindeki enerjilerde ise çift oluşumu ve bremsstrahlung süreçleri baskın olmaya başlar (Amsler ve diğerleri, 2008). Şekil 2.5'de elektron  $e^-$  ve pozitronların  $e^+$  kurşun içerisinden geçerken mümkün olabilecek enerji kayıpları enerjilerine bağlı olarak verilmiştir. İyonlaşma, Şekil 2.5'de görüldüğü gibi daha düşük enerjilerde baskınken, daha yüksek enerjilerde Møller saçılması (elektron-elektron) ve Bhabha (elektron-pozitron) saçılması baskındır. Fotonlar çift üretimine girecek kadar enerjik olduğunda, Bremsthranlung baskın olmaktadır (Leo, 1987).



Şekil 2.5.  $e^-$  ve  $e^+$  kurşun içerisinden geçerken enerji kaybının demet enerjilerine göre değişimi.

*Cherenkov*: Klasik fiziğe göre, hareket eden yüklü bir parçacık elektromanyetik dalgalar yayar. Kuantum mekanik bakış açısında, yüklü bir parçacık, moleküllerle birlikte polarize edilebilir bir ortam (n) içinde hareket ettiğinde, molekülleri daha yüksek seviyelere ve uyarılmış durumlara çıkarır. Temel durumlarına geri döndüklerinde, moleküller elektromanyetik radyasyon şeklinde bazı fotonları yeniden yayar. Huygens ilkesine göre, yayılan dalgalar ortamın faz hızında küresel olarak hareket eder. Parçacık hareketi yavaşsa, yayılan dalgalar

hareket yönünde hafifçe toplanır, ancak kesişmezler. Bununla birlikte, parçacık ışık hızından daha hızlı hareket ederse ( $V_{\text{parçacık}} > c/n$ ), yayılan dalgalar yapıcı bir şekilde toplanır ve Cherenkov radyasyonu olarak bilinen parçacık yönüne göre  $\theta$  açısında tutarlı bir radyasyona yol açar. Bu etki, parçacık hareketi yönünde bir emisyon konisidir. Şekil 2.6, tipik küresel dalga cephesini ve ortaya çıkan radyasyonu gösteren Cherenkov radyasyonunun bir şemasını göstermektedir (Thomson, 2013).



Şekil 2.6. Cherenkov ışınımı görünümü.

Bu radyasyon parçacığın yörüngesine

$$Cos\theta = 1/\beta n(\lambda) \tag{2.10}$$

açısında yayılır. Burada  $\beta = v/c$  ve  $n(\lambda)$  ortamın kırılma indisine bağlı dalga uzunluğudur. Cherenkov radyasyonu sürekli bir spektrumdur ve yayılan fotonların sayısı frekansla orantılıdır. Bu nedenle, baskın ışık mavidir (Donald ve Perkins, 2000). dx birim uzunluğundaki  $d\lambda$  aralığındaki  $Z_e$  yüklü parçacık nedeniyle yayılan foton sayısı;

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi z^2 \alpha}{\lambda^2} (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)})$$
(2.11)

ile verilmektedir. Parçacığın hızı, belirli bir  $\lambda$  uzunluğundaki fotonların sayısını ölçmek için  $\theta$  açısı ölçülerek belirlenebilir (Leo, 1994). Cherenkov radyasyonu, Cherenkov radyasyonun yayınlanma açısı ve parçacığın momentumu kullanılarak parçacığı tanımlamak üzere de kullanılmaktadır (Şekil 2.7).



Şekil 2.7. Cherenkov radyasyonu ile parçacık tanımlanması.

### 2.3.2. Fotonların madde ile etkileşmesi

Fotonlar; ışık enerjisi paketi veya elektromagnetik dalga paketi olarak açıklanır. Foton, yükü nötr olan, durgun ve kütlesi olmayan parçacıktır. Fotonların (Gamma ışınları ve Xışınları) yüksek enerjili fotonların iki örneğini oluştururlar ve yükleri olmadığı için yüklü parçacıklarda olduğu gibi Coulomb etkileşmesine uğramazlar. Bir foton madde ile etkileşimi sırasında enerjisini dedeksiyonda önemli rolü olan Fotoelektrik etki, Compton saçılması ve Çift oluşumu ile kaybetmektedir. Fotonun madde ile etkileşmesinde düşük enerjilerde Compton saçılması ve Fotoelektrik etki baskın iken yüksek enerjilerde Çift oluşum baskın hale gelir. *Fotoelektrik olay:* Fotoelektrik olayda, foton atomun dış kabuğundaki elektron ile etkileşime girerek tüm enerjisini ona aktarır ve atomdan bir elektron çıkarılarak atom iyonize olur. Atomdan çıkarılan bu elektrona fotoelektron denir (Şekil 2.8).



Şekil 2.8. Fotoelektrik olayı.

Fotoelektronun kinetik enerjisi elektronun bağlanma enerjisi ile gelen fotonun enerjisinin farkına eşittir, Denklem 2.12:

$$T_{e^-} = E_\gamma - W \tag{2.12}$$

Burada  $T_{e^-}$  fotoelektronun kinetik enerjisi, *W* elektronun baglanma enerjisi ve  $W = hv_0$  ile ifade edilir,  $E_{\gamma}$  gelen fotonun enerjisidir ve hv'ye eşittir. Bir elektronu atomun yörüngesinden kopartmak için gereken enerji, elektron bağlama enerjisinden büyük veya ona eşit olmalıdır. Foton atom tarafından soğurulduğunda, iyonize atomun kabuğunda bir boşluk oluşur. Bu boşluk, ortamdan serbest bir elektron yakalayarak veya daha yüksek seviyeli elektron yörüngelerinden bir elektron bu boşluğa düştüğünde doldurulabilir. Böylece yüksek yörüngede oluşan boşluklar daha yüksek yörüngelerdeki elektronlarla doldurulabilir, bu işlemin sonunda bir veya birden fazla karakteristik x-ışını yayılır. Daha sonra çıkan bu düşük enerjili foton genellikle soğurulur ve meydana gelen sürece katkıda bulunmaz. Fotoelektrik olayın bir sonucu olarak soğurma olasılığı, gelen fotonun enerjisine, elektronun bağlanma enerjisine ve atom numarasına bağlıdır. Daha sıkı bağlanmış elektronlar için olasılık daha fazladır. Dolayısıyla, fotoelektrik soğurma, bağlanma enerjisi diğer katmanlardan daha yüksek olan katmandaki elektronlar için daha olasıdır (Amsler ve diğerleri, 2008).

*Compton saçılması:* 1923 yılında A. H. Compton tarafından bir elektron ile inelastik etkileşmeye giren yüksek enerjili bir fotonun enerjisinde azalma meydana gelmesi Compton Saçılması olarak adlandırılmıştır. Compton saçılmasında gelen hv enerjili (veya hv/cmomentumlu) foton, atomun orbital elektronu ile etkileştiğinde foton geliş doğrultusundan  $\alpha$  açısı ile saçılır. Etkileşme sonrasında serbest hale geçen elektronda fotondan kazandığı bir p momentumu ile fotonun geliş doğrultusuyla bir  $\theta$  açısı yapacak şekilde serbest olarak yoluna devam eder. Şekil 2.9 ve 2.10'de Compton saçılması etkileşimi ve Compton saçılması şeması verilmektedir.



Şekil 2.9. Compton saçılması etkileşim şeması.

Compton saçılması için burada enerjinin ve momentumun korunumu yasaları kullanılarak saçılmaya uğrayan fotonun enerji miktarı saçılma açısına bağlı olarak

$$E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$
(2.13)

olarak elde edilir (Knoll, 2000). Burada bu ifadede  $E_{\gamma}$ ; gelen gama ışınının enerjisi,  $\theta$ ; gelen gama ışınının saçılma açısı,  $m_e c^2$ ; ise elektronun durgun kütle enerjisi olup değeri 0,511 MeV dir. Gelen foton enerjisine bağlı olarak; Compton saçılması, foto-detektör hacmi içinde birden fazla Compton saçılımı yapabilir ve tüm enerjisini bir fotoelektrik soğurma ile dedektörün içinde biriktirir (Oldham, 2001).



Şekil 2.10. Compton saçılması.

Şekil 2.9 gösterildiği gibi Compton saçılmasına uğrayan fotondan elektrona aktarılan enerji (eğer bir dedektör içinde olsaydı, depolanmış enerji olarak adlandırılırdı) enerji korunumuna göre aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_e = E_{\gamma} \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \right)$$
(2.14)

Compton saçılma tesir kesiti, Klein Nishina diferansiyel tesir kesiti ile verilmiştir (Denklem 2.15). Bu formül bize belirli bir katı açı altında foton saçılma olasılığını göstermektedir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2}\right) \left(1+\frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta(1+\alpha(1-\cos\theta)))}\right) \quad (2.15)$$

Burada  $\alpha = E_{\gamma}/m_e c^2$ ,  $d\Omega = 2\pi sin\theta d\theta$  ve  $r_e$  elektronun yarıçapıdır.

*Çift oluşumu:* Bu etkileşim sırasında, gelen yüksek enerjili foton çifti elektron ve pozitron oluşumuna neden olur. Bu etkileşimin gerçekleşmesi için gelen foton enerjisi en az 1,022 MeV olmalıdır. Bunun nedeni enerji korunumu ile açıklanmaktadır. Şekil 2.11'de çift oluşum

mekanizması verilmektedir.

Şekil 2.11. Çift oluşum mekanizması.

Burda,  $m_{e^-} = m_{e^+} = m_e'$  dir. Minimum foton enerjisi, elektron ve pozitronun kinetik enerjisinin sıfır olarak kabul edilmesiyle elde edilir. Dolayısıyla, bir pozitron-elektron çifti oluşturmak için gelen foton enerjisi  $E_{\gamma} \ge 1,022$  MeV olmalıdır, eğer gelen foton enerjisi 1,022 MeV'den büyükse, kalan enerji elektron ve pozitronun çiftinin kinetik enerjisidir. Elektron ve pozitronun tüm enerjisinin dedektör hacminde depolanandığını varsayarsak, depolanan enerji:

$$E_e = E_\gamma - 2m_e c^2 \tag{2.17}$$

Olur. Şekil 2.12'de deneysel olarak gözlemlenen çift oluşum izleri verilmektedir.

Şekil 2.13'de enerjinin fonksiyonu olarak foton etkileşim tesir kesiti verilmiştir. Şekil 2.13'de görüldüğü üzere yüksek enerjilerde ise çift oluşum olayının, orta dereceli enerjilerde compton, düşük foton enerjilerinde fotoelektrik olayın baskın olduğu görülmektedir (Rinolfi, 2012).

Yüklü ve yüksüz parçacıkların madde ile etkileşmeleri sırasında başka parçacıkların üretimine katkıda bulunduğu da görülmektedir.



Şekil 2.12. Deneysel elektron-pozitron çifti oluşumu.



Şekil 2.13. Foton etkileşim tesir kesiti.

# 2.4. Parçacık Hızlandırıcıları

J.J. Thomson tarafından 20. Yüzyıl sonlarında Crookes tüpü yardımı ile elektronun keşfi, takip eden yıllarda Röntgen tarafından x-ışınlarının keşfini takiben 1920 yılına gelindiğinde
Rutherford, atom modelini ortaya koyduktan sonra maddenin yapıtaşının araştırılması için parçacık hızlandırıcılarının geliştirilmesi gerekliliğini ortaya koymuştur. Bu fikir elektron ve proton gibi temel parçacıkların kullanılması ile parçacık fiziği ve nükleer fizik alanlarında yapacağı deneyleri ortaya koymuştur (Lee, 2004). Parçacık hızlandırıcıları ve çarpıştırıcılarının temelinde fiziğin mekanik, elektromanyetizma, istatistik, kuantum ve optik gibi temel konular yer almaktadır. Maddenin temel yapısını araştıran yüksek enerji fiziği maddeyi en küçük yapıtaşlarına bölerek elde edilen sonuçları araştırma ve atom altı parçacıkları yorumlamayı hedeflemektedir. Atom altı parçacıklar, ömürleri çoğunlukla bir saniyeden çok daha kısa olduğu için genellikle kolayca gözlemlenemez. Bu amaçla tasarlanan "parçacıklar, çarpışma için odaklanarak yeni parçacıklar üretmekte ve daha sonra bu ikincil parçacıklar gözlenmekte ve tespit edilmektedir.

Hızlandırıcılar, teknolojik olarak yüksek enerjilere çıkılabilme kapasitelerinden dolayı maddenin en küçük boyutlarına kadar incelenmesini mümkün kılar. Ayrıca parçacık fiziği ve nükleer fizik deneylerinin yanısıra hızlandırıcılar malzeme fiziğinden, X-ışınlarından nötron tedavisine, proton tedavisinden iyon implantasyonuna, yakıt ve gaz aramadan çevresel atıkların ortadan kaldırılmasına gıdanın sterilizasyonundan izotop üretimine, nükleer atıkların temizlenmesinden toryum reaktörlerine, polimerizasyondan litografiye, anjiyografiden sera gazlarının temizlenmesine, mikro spektroskopiden güç elektroniğine, sinkrotron radyasyonundan serbest elektron lazerlerini dikkate alarak yaygın olarak kullanılmaktadır. Temelde elektron  $(e^-)$ , pozitron  $(e^+)$ , proton (p) gibi yüklü temel parçacık demetleri, geometrik olarak doğrusal (linak) ve dairesel olmak üzere iki ana gruba ayrılan hızlandırıcılarda kullanılmaktadır. Bunlardan ilki olan, linak adı verilen doğrusal hızlandırıcılardır. Linaklarda, kaynaktan sökülen yüklü parçacıklar, doğrusal bir yörünge boyunca ard arda sıralanmış olan hızlandırıcı yapılardan tek seferde geçerek hızlandırılırlar. Linaklar, nükleer fizik ve yüksek enerji fizigi deneylerinde kullanılmak üzere çarpıştırıcı olarak tasarlanabildikleri gibi, sanayi ve teknolojide kullanılmak üzere dördüncü nesil ışınım kaynakları (serbest elektron lazerleri) olarak da tasarlanmaktadırlar. Diğer hızlandırıcı grubu ise, betatron, siklotron ve sinkrotron gibi birbirinden farklı tasarımları ve çalışma prensipleri olan dairesel hızlandırıcılardır. Dairesel hızlandırıcılarda, kaynaktan enjekte edilen yüklü parçacıklar, dairesel bir yörünge boyunca yerleştirilmiş olan hızlandırıcı yapı(lar)dan defalarca geçerek hızlandırılırlar. Dairesel hızlandırıcılar da, çarpıştırıcı olarak tasarlanabildikleri gibi, üçüncü nesil ışınım kaynakları (sinkrotron ışınımı) olarak da tasarlanmaktadırlar.

# 2.4.1. Doğrusal hızlandırıcılar

Doğrusal hızlandırıcılar (Linac) elektron, proton veya ağır iyonlar gibi yüklü parçacıkları elektrik alan veya yüksek frekansta alternatif voltaj sağlayan RF'ler kullanarak yüksek hızlara çıkarıp parçacık demetlerini birarada tutma prensibine dayanan hızlandırıcılardır. Lineer hızlandırma, elektronların bir tüp boyunca yüksek frekanslı elektromanyetik dalga (EMD) kullanılarak hızlandırılması işlemine denir. Parçacığın hızlandırıcı boyunca aldığı küçük ivmeler, parçacıkları bir araya getirerek onlara tek bir bölümde kullanılan voltajın elde ettiginden daha fazla enerji verir. Günümüzde kullanılan modern linaklar temel olarak, Şekil 2.14'da verildiği gibi ard arda sıralanmış sürüklenme tüplerinden oluşmaktadır.



Şekil 2.14. Lineer hızlandırıcı görünümü.

Lineer hızlandırıcılarda yüklü iki parçacığın hızlandırılması yanısıra sabit hedef deneyleri de yapılmaktadır. Lineer hızlandırıcılarda yüklü parçacık enerjisinin arttırılması için elektromanyetik alan altında doğru boyunca sıralanan sürüklenme tüplerinden (drift tube) geçerek hızlandırılır. Yüklü parçacığın enerjisinin daha da arttırılması için sürüklenme tüplerinin arasındaki mesafenin artırılması gerekmektedir. Bu durum ise yüksek enerjili parçacıklar elde edilebilmesi adına lineer hızlandırcının uzunluğunu artırmak gerektiği için dezavantajdır (İş, 2007).

Lineer hızlandırıcılarda demetin, hızlandırıcı boyunca ortamla herhangi bir etkileşmeye

girmeden iletilebilmesi için vakum sistemi gereklidir. Hızlandırıcı kavitelerin yüzey direncinden kaynaklanan ısıyı ortamdan dışarı alabilmek için, soğutma sistemleri kullanılmaktadır. Soğutma işlemi normal iletken linaklarda su ile sağlanırken, süperiletken linaklarda ise sıvı helyum ile yapılmaktadır (Vretenar, 2013). Lineer hızlandırıcıya örnek olarak CERN'de bulunan Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (Compact Linear Collider) (CLIC) Şekil 2.15'de verilmiştir.



Şekil 2.15. Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcı (Compact Linear Collider) (CLIC).

# 2.4.2. Dairesel hızlandırıcılar

Dairesel hızlandırıclarda yüklü parçacıklar dairesel bir yörünge boyunca RF kaviteler yardımıyla hızlandırılır ve eğici (bükücü) magnetlerin sağladığı manyetik alan ise parçacıkların dairesel yörüngede hareket etmesini ve parçacık demetinin odaklanmasını sağlar (Önengüt, 2004; Yavaş, 2009). Hızlandırılan yüklü parçacıklar arzu edilen enerjiye ulaşana kadar hareket ettikleri yörüngede defalarca döndürüldükten sonra çarpıştırılırlar. Dairesel hızlandırıcılarda da lineer hızlandırıcılarda olduğu gibi Şekil 2.16 verilen sabit hedef deneyleri yanısıra Şekil 2.17 verildiği gibi parçacıkların kafa kafaya çarpıştırılması deneyleri de yapılmaktadır. Dairesel hızlandırıcı tipleri betatron, mikrotron, siklotron ve sinkrotron olmak üzere dört gruba ayrılmaktadır (Wiedemann, 1993).



Şekil 2.16. Dairesel hızlandırıcıda sabit hedef deneyi şeması.



Şekil 2.17. Dairesel hızlandırıcıda iki parçacığın çarpışma deneyi şeması.

**Betatron**: Elektronların dairesel olarak hızlandırıldığı ilk dairesel çarpıştırıcıdır. Yörünge boyunca elektrik alan indüklemesi sonucu oluşan elektrik alan betatrondaki elektronların hızını artırdıkça, elektronları bulundukları yörüngede tutmak için gerekli manyetik alan büyüklüğü de artar. Bu nedenle hızlandırılan elektronları yörüngede tutmak için gerekli manyetik alan yeterince güçlü olmalıdır. İlk manyetik indiksiyon hızlandırıcısı Şekil 2.18'de verilmektedir.

**Mikrotron**: Mikrotronlar yapısı tek bir kaviteye sahip basit hızlandırıcılardır. Parçacıklar bu bir kaviteden defalarca geçerek elektrik alan yardımıyla hızlanıp daha sonra kaviteden



Şekil 2.18. Betatron (Illinois, 1940).

uzaklaşırlar. Bu işlem sırasında sabit manyetik alan sayesinde parçacıklar tekrar kaviteye yönlendirilen dairesel hareket yaparlar. Hızlandırma işleminin her seferinde parçacıkların enerjileri ve yörünge yarıçapı artarak değişir. Şekil 2.19'de mikrotron şeması verilmektedir. Mikrotronun en genel kullanım alanları için yanısıra aktivasyon analizi, dozimetri radyokimya radyoaktif çekirdek üretimi ve radyasyon terapisi verilebilir. Flerov laboratuvarında bulunan mikrotron Şekil 2.20'de verilmektedir.



Şekil 2.19. Mikrotron şematik görünümü.



Şekil 2.20. Mikrotron (Flerov Laboratory JINR Dubna, Russia).

**Siklotron**: 1930 yılında E.O. Lawrance tarafından bulunan ve 1932 E.O. Lawrence and M.S. Livingstone tarafından inşa edilmiş olan en eski hızlandırıcılardan biridir. Proton veya ağır iyonlar gibi parçacıkların hızlarını relativistik olmayan hızlandırılması için kullanılmaktadır. Siklotron çalışma prensibi yüklü parçacıkları RF gerilimi sayesinde karşılıklı magnetler içinde spiral şeklinde hızlandıran dairesel bir hızlandırıcıdır (Yavaş, 2005). Hızlandırma işlemi sırasında manyetik alan sabit kalırken parçacıkların enerjilerinin artmasıyla izlenen yörüngelerin yarıçapı da artmaktadır. Siklotronun genel görünüşü Şekil 2.21'da verilmektedir (Akgün, B., Ünel, G., Erhan, S., Sekmen, S., Köse, U. ve Yıldız, V., 2014).



Şekil 2.21. Siklotronun genel görünüşü.

Siklotronlar, hızlandırıcıların radyoizotop üretimi başta olmak üzere, nükleer spektroskopi uygulamalarında, kanser tedavisinde ve radyoizotoplar ile birlikte tahribatsız muayene (aşınma ve korozyon) ölçümlerinde, yüksek enerji fiziği ve nükleer fizik araştırmalarında kullanılmaktadır. Şekil 2.22'de Berkeley, California Üniversitesi'nde Ernest Orlando Lawrence tarafından kurulan radyasyon laboratuvarındaki siklotron verilmektedir.

**Sinkrotron**: Siklotron ve Betatronun çalışma prensiplerinin birleşimi olan sinkrotron ilk olarak 1944'te V. Veksler tarafından keşfedilip 1945'te Vekslerden bağımsız olarak E. McMillan 1945'te ilk elektron sinkrotronunu inşa etti. Sinkrotronlar parçacıkları hızlandırmak için RF kovuklar, parçacıkları sinkrotron etrafında dönmesi sağlayan bükücü mıknatıslar (dipol mıknatıslar) ve hızlandırılan parçacıkları ışın demet borusunda tutmak için kullanılan



Şekil 2.22. Siklotron-Lawrence Berkeley Ulusal Laboratuvarı.

odaklayıcı mıknatısları(kuadropol mıknatıslar) içeren üç ana gruptan oluşur. Şekil 2.23'da Sinkrotron şeması verilmektedir (Akgün ve diğerleri, 2014).



Şekil 2.23. Sinkrotron şeması.

Sinkrotronda parçacıklar önce lineer hızlandırıcılarda hızlandırılarak istenilen enerjiye ulaşıldığında sinkrotron halkası içine bırakılır. Sinkrotronda parçacıkların hızı arttırıldıkça parçacıkların yörüngelerinden sapmasını önleyecek olan mıknatısların şiddeti dolayısıyla manyetik alanın şiddeti arttırıldığı zaman elde edilir. Yani sinkrotronda hem manyetik alan değişimi vardır hem de alternatif bir elektrik alan uygulanarak parçacık hızlandırılır. Ağır

ve hafif parçacıklar için kullanılan sinkrotronlar bulunmaktadır. Elektron sinkrotronlarında sinkrotron halkasına gönderilen parçacık demeti kısa sürede relativistik hızlara ulaşır ve ışık hızına yakın hızlarda sinkrotron içinde hareketlerine devam ederler. Bu tip hızlandırıcılarda sadece manyetik alan değişir. Elektron sinkrotronlarında sinkrotron halkasına gönderilen parçacık demeti kısa sürede relativistik hızlara ulaşır ve ışık hızına yakın hızlarda sinkrotron içinde hareketlerine devam ederler. Bu tip hızlandırıcılarda sinkrotron içinde hareketlerine devam ederler. Bu tip hızlandırıcılarda sinkrotron içinde hareketlerine devam ederler. Bu tip hızlandırıcılarda sinkrotron içinde hareketlerine devam ederler. Bu tip hızlandırıcılarda sadece manyetik alan da değişir. Proton sinkrotronlarında enerjinin artması nedeniyle protonların hızlarıda artacaktır böylece hem RF frekansı hem de manyetik alan zamanla artar. Sinkrotronlar çarpıştırıcı veya depoloma halkası olarak da kullanılmaktadır. Sinkrotronda parçacıkların hızlandırılması sırasında meydana gelen sinkrotron ışınımı tıbbi görüntüleme yöntemlerinde kullanılmaktadır (Yavaş, 2005).

Şekil 2.24'de verilen Sinrotron, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) tarafından İsviçre-Fransa sınırında inşa edilmiş olan dünyanın en büyük hızlandırıcısı olan LHC-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı bir proton sinkrotron tipi hızlandırıcıdır.



Şekil 2.24. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı.

# 2.5. Enerji Geri Kazanımlı Linak

Parçacık hızlandırıcıları, minimum enerji gereksinimleri için pek bilinmemektedir. Ancak 2013'ün sonunda, BNL'nin Çarpıştırıcı-Hızlandırıcı Departmanı (C-AD), elektronları hızlandırmak için kullandığı enerjiyi geri kazanan benzersiz bir hızlandırıcı türü olan Enerji Geri Kazanım Doğrusal Hızlandırıcısını (ERL) tamamlamıştır. Bir ERL, birçok lineer hızlandırıcı gibi, çok boyutlu uzayda yüksek ışınlı veya yüksek yoğunluklu paketleme ile yoğun bir parçacık ışını üretir. Bu ışın, elektron üreten bir foto katot tarafından oluşturulur ve daha sonra ışını ilk enerjisinden hızlandırmak için süper iletken bir radyo frekansı boşluğuna enjekte edilir. LINAC olarak da adlandırılan geleneksel bir lineer hızlandırıcıda, bu ışın hızlandırılır ve bir hedefe çarparken, bol miktarda kalan elektronlar ve tüm enerjileri daha sonra büyük bir ışın yığını içinde emilir.

#### 2.6. Yüksek Enerji Fiziği Dedektörleri

Herhangi bir parçacık hızlandırıcının, dedektör sistemi olmadan parçacıkları hızlandırması durumunda mikro dünyada gerçekleşen sonuçlar bizim için gizemli bir süreç olarak kalacak ve hiçbir bilimsel değeri olmayacaktır. Dedektörler, bilim adamlarının hızlandırıcıda neler olduğunu kaydetmelerine yardımcı olan "göz" görevini üstlenir. Dedektörlerin çalışma prensibi parçacıkların madde ile elektromanyetik etkileşimlerine dayanır. Dedektörler, yüklü parçacıkların bozunması veya birbirleri ile çarpışmaları sonrasında ortaya çıkan yeni parçacıkların madde ile etkileşimlerini (iyonizasyon, uyarılma, enerji kaybı, çift oluşum) dikkate alarak sonuçları tanımlar. Bu etkileşmeler dedektör ortamında analog sinyaller oluşturur sonrasında elde edilen bu sinyaller, standart sinyallere dönüştürülerek ortaya çıkan yüklü parçacıkların izlerini sürmek, enerjilerinin ölçülmesi, momentum ve yük ölçümleri için kullanılır. Verimli sonuç elde edebilmek için çarpışma noktasının çevresi parçacıklar için gerekli ölçümleri yapabilecek farklı türdeki dedektörler ile hiçbir parçacığın kaçmasına izin verilmeyecek şekilde sarılmalıdır. Dedektörlerin içerisinden bir parçacık üretebilecek hassasiyete, gelen parçacığın enerjisi ile elde edilen çıkış sinyali arasında ilişkiyi kurabilecek dedektör cevabına, sinyal edilmesi için geçen süreyi (cevap zamanı) ölçme yeteneğine, birbirine yakın iki sinyali ayırd edebilme yeteneğine (enerji çözünürlülüğü) ve bir olay üretmek için geçen zamanı (ölü zaman) ölçme yeteneğine sahip olmalıdır (Numan, 2012).

#### 2.6.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN)'de bulunan 27 km çevresi ve 14 TeV kütle merkezi enerjisi ile Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC), şimdiye kadar yapılmış en büyük proton-proton hızlandırıcısıdır. LHC, İsviçre ve Fransa sınırına yakın yerin 100 m altına inşa edilmiştir. LHC tünelinde protonları yörüngede tutabilmek için 8,3 T'lık manyetik alan sağlayacak olan 1 232 adet dipol magnet ve 392 adet kuadropole magnet bulunmaktadır. Sistemi soğutmak için 1,9 K'de sıvı helyum kullanılmaktadır. Neredeyse ışık hızında (0,999999991c) zıt yönlerde ivmelenen proton demetleri, halka boyunca dört farklı deneyde (ALICE, ATLAS, CMS ve LHCb) çarpışır (Brüning, 2013). Şekil 2.25'da LHC'nin şeması verilmektedir.



Şekil 2.25. LHC şeması.

# 2.6.2. Sıkı Müon Solenoid - Compact Muon Solenoid (CMS) - dedektörü

CMS dedektörü, 28,7 m uzunluğunda, 15 m yüksekliğinde, 15 m genişliğinde ve 15 000 ton ağırlığındadır. Dedektör Sıkı Müon Solenoid ismini, içerdiği materyallerin oldukça sıkı olmasından, müon parçacıklarını en iyi şekilde tespit etmek için tasarlanmasından ve şimdiye kadar yapılmış en güçlü solenoid mıknatısa sahip olmasından almaktadır. Çarpışma noktasından saçılan parçacıkların yollarını bükmek için 4 T civarında manyetik alan üretebilen

süper iletken solenoid, bu solenoidin içine yerleştirilmiş izleyici ve kalorimetreler, solenoidi çevreleyen çelik boyunduruk ile birleştirilmiş müon odaları, CMS dedektörünü oluşturmuştur. CMS dedektörü Şekil 2.26'da gösterilmektedir.



Şekil 2.26. CMS detektörünün üç boyutlu şeması.

CMS detektörünün çarpışma noktasından dışa doğru alt-detektör katmanlarının sıralanışı şu şekildedir: silikon iz takip edici, elektromagnetik kalorimetre (EKAL), hadron kalorimetresi (HKAL), süperiletken selonoidal magnet, daha dışta bulunan silindir şeklindeki HKAL ve muon kalorimetresi. Silikon piksel detektör çok kısa ömürlü parçacıkları detekte etmek için etkileşme bölgesini çevreleyen detektördür. Bu detektörün üzerinde hem barrel hem de endcap bölgelerine yerleştirilmiş silikon mikrostrip detektörler bulunur. Bir sonraki tabaka kurşun-tungstate (PbWO<sub>4</sub>) kristallerinden oluşan EKAL'dir. EKAL oldukça iyi bir çözünürlükle elektron ve fotonların enerjilerini ölçer. EKAL' in hemen üzerinde CMS'de üretilen hadronik parçacıkların enerjisini ölçen HKAL bulunur. En dışta ise muonların enerjilerinin ölçüldüğü muon kalorimetresi bulunur. Detektörün tüm bileşenleri 4 Tesla'lık magnetik alan üreten süperiletken bir selenoid ile çevrilmiştir. Böyle bir elektromıknatısta depolanan toplam enerji, bir ton metali eritmeye yetecek kadar güçlüdür. Elektromiknatısın

sargılarına etki eden güçlü bir manyetik alan, aynı zamanda muazzam mekanik gerilimler de oluşturur (Colaleo, Safonov, Sharma ve Tytgat, 2015).

CMS izleyici tracker dedektör: Çarpışmadan sonra ortaya çıkan olayları yorumlamak için bakılan önemli niceliklerden biri, parçacıkların momentumlarıdır. Bir parçacığın momentumu, parçacığın manyetik alandaki yolu izlenerek hesaplanabilir. Parçacığın yolunun çok eğri olması, momentumunun az olduğunu göstermektedir. İzleyicinin görevi, yüklü parçacıkların izlediği yolları kaydetmek ve etkileşme köşelerini belirlemektir. Tamamı silikondan oluşan CMS izleyici, dedektörün en iç tabakası olduğundan çok yüksek radyasyonun etkisi altındadır. İzleyicinin iki önemli bileşeni bulunmaktadır. Birincisi, hüzme eksenine en yakın olan piksel dedektördür. İzleyicinin ikinci bileşeni ise piksel dedektörün etrafında bulunan şerit dedektördür.

**CMS elektromanyetik kalorimetre (EKAL):** Elektromanyetik kalorimetre(PbWO<sub>4</sub> kurşun tungstat kristali) çarpışmalarda elektromanyetik etkileşim yapan hafif kütleli parçacıkların (elektron, foton ve pozitron) enerjisini ölçmek üzere tasarlanmıştır.

EKAL, Elektromanyetik gövde (EG) ve Elektromanyetik Uç Kapak (EE) bölümlerinden oluşmuştur. EE bölümünde yüksüz pionları tanımlamak üzere üç kapakların önüne Elektromanyetik Ön-sağanak (ES) dedektörleri yerleştirilmiştir. ES dedektörleri, izleyicide kullanılanlara benzeyen iki kurşun düzlem ve onu izleyen silikon dedektörlerden oluşmuştur. Bu silikon dedektörlerin sıcaklığı  $-10^{\circ}$  ile  $-15^{\circ}$  arasında olmalıdır. Ancak EKAL'in sıcaklığı kristaller açısından 0, 1°'de tutulmak zorunda olduğundan ES dedektörleri iç kısımda soğuk, dış kısımda sıcak tutan bir sistem bulunmaktadır. EKAL, EB ve EE için farklı boyutlarda kesilmiş her biri 1,5 kg ağırlığında olan 75 848 adet kurşun tungstat (PbWO<sub>4</sub>) kristalinden oluşmuştur. Şekil 2.27'de elektromanyetik kalorimetrenin kristal yapısı verilmektedir (IIle, 1999).

Oluşan sağanakta bulunan düşük enerjili elektronlar ve pozitronlar yüksek yoğunluklu şeffaf bir malzeme olan PbWO<sub>4</sub> içinde ışıldamalar oluşturur. Bu ışıldamaları ölçmek için foto-dedektörler kullanılır. Yüksek manyetik alanda çalışmaya uygun tasarlanmış olan foto-dedektörler, ışıldamayı tespit etmek ve analiz edebilmek için bir elektrik sinyaline dönüştürmek üzere her bir kristalin arkasına yapıştırılmıştır. Foto-dedektör olarak, EB



**Şekil 2.27.** Elektromanyetik kalorimetrenin kristal yapılarının sırasını gösteren bileşenlerin şematik yapısı.

bölümünde yarı iletken silikondan yapılmış Çığ fotodiyot (APD), EE bölümünde ise buradaki radyasyon seviyesine daha uygun olan Vakum Foto Triyot (VPT) kullanılmıştır (Colaleo ve diğerleri, 2015).

**CMS hadronik kalorimetre (HKAL):** HKAL'de, hadron olarak bilinen, kuark ve gluonlardan yapılmış parçacıkların (proton, nötron, pion ve kaon gibi) enerjisi ölçülmektedir. HKAL; Hadronik Gövde (HG), Hadronik Uç Kapak (HE), Hadronik Dış (HF) alt kalorimetrelerinden oluşmuştur. HKAL'in alt kalorimetrelerinin konumları, CMS dedektörünün dörtte birinin şematik çizimi ile Şekil 2.28'de gösterilmektedir.



Şekil 2.28. HKAL ve EKAL kalorimetrelerin şematik yapısı.

**CMS muon detektör sistemi:** Çarpışmadan sonra oluşan yüklü parçacıklardan muonlar, kalorimetrelerden sonra detektörün en dış kısmında bulunan muon detektörlerinde algılanırlar. CMS detektöründe muon detektörü muonları detekte etmek ve enerjilerini ölçmek için üç farklı teknoloji kullanır. Barrel kısmında Ar ve CO<sub>2</sub> gaz karışımından oluşan sürüklenme tüpleri (DT), son kapak kısmında ise katot şerit odaları (Cathode Strip Chambers (CSC)) kullanılır. CSC'ler yüksek konum çözünürlüğüne ve hızlı cevap zamanına sahiptirler. Hem fıçı hem de son kapak kısmında tetikleyici detektör olarak, Dirençli Plaka Odaları (Resistive Plate Chamber (RPC)) kullanılır. Bu detektör diğer detektörlerden daha düşük konum çözünürlüğüne ve daha hızlı sinyal zamanına (zaman çözünürlüğü ~ 2-3ns) sahiptir (Colaleo ve diğerleri, 2015; Layter, 1997).



Şekil 2.29. Üç ayrı müon dedektör odasını gösteren müon sisteminin konfigürasyonu.

# 2.7. Sağanak Tipleri

Bir kalorimetrenin özellikleri, enerji kaybından sorumlu olan dominant süreçlerin yapısına bağlıdır. Elektronlar ve fotonlar için enerji kaybı süreçleri elektromanyetik etkileşimlerdir. hadronlar gibi güçlü etkileşen parçacıkların enerji kaybı süreci ise nükleer reaksiyondur. Elektromanyetik ve hadronik sağanakların özellikleri farklı olduğu için her birini ayrı ayrı tarif etmek uygundur.

#### 2.7.1. Elektromanyetik sağanaklar

Madde ile etkileşen yeterince yüksek enerjili (≥1 GeV) elektronlar ve fotonlar, bremsstrahlung ile ikincil fotonlar veya çift üretimi ile ikincil elektronlar ve pozitronlar üretirler. Bu ikincil parçacıklar sırayla aynı mekanizmalarla başka parçacıklar üretir, böylece giderek daha düşük enerjili bir parçacıklar topluluğuna dönüşmeye başlar. Bu parçacıklar topluluğuna sağanak adı verilir. Sağanaktaki parçacık sayısı, ortalama enerji kritik bir seviyeye düşene ve iyonizasyon, yüklü parçacıklar için ana mekanizma haline gelene kadar sürekli artacaktır. Böylece düşük enerjili sağanaklar meydana gelecektir. Şekil 2.30'da elektromanyetik sağanak şeması verilmektedir.



Şekil 2.30. Elektromanyetik sağanak şeması.

#### 2.7.2. Hadronik sağanaklar

Hadronik sağanak, esnek olmayan nükleer çarpışmanın sonucu meydana gelir. Elektromanyetik sağnağa benzemesine rağmen, çok çeşitli ikincil hadronlar nedeniyle çok daha karmaşık bir yapıya sahiptir (Martin, 2006). Sağanak içinde bulunan ikincil parçacıklar, (pionlar ve nükleonlar) çarpışma başına enerji ile logaritmik olarak artan çoklukta üretilir (Şekil 2.31).



Şekil 2.31. Hadronik sağanak şeması.

# 2.8. Kalorimetreler

Kalorimetreler temel olarak yüksek enerjili hem yüklü hemde nötr parçacıklara duyarlı, parçacıkların toplam enerjisini ölçmek için tasarlanmıs deneysel cihazlardır. Kalorimetrenin içine girdikten sonra, parçacık, enerjisini onlara aktaran ikincil parçacıklardan oluşan bir sağanak oluşturur. Sağanak, kalorimetrenin hacmi tarafından emilir ve enerjisi ölçülür. Hızlı yanıt zamanları ile yüksek parçacık oranlarında kullanılmalarına izin verir. Kalorimetreler elektromanyetik ve hadronik kalorimetreler olmak üzere ikiye ayrılırken aynı zamanda yapım yöntemlerine göre homojen ve numune kalorimetreleri olarak da sınıflandırılabilirler.

### 2.8.1. Homojen kalorimetreler

Homojen kalorimetrelerde soğurucu malzeme de dedekt ediyor. Parçacıklar homojen kalorimetrelerde soğurucu malzemede detekte edilir. Homojen dedektörlerin temel avantajı, iyi bir enerji çözünürlüğüdür, çünkü gelen parçacığın tüm enerjisi aktif (dedektör) ortamında soğurulur. Diğer yandan, homojen kalorimetrelerin enine ve boyuna yönlerde bölümlere ayrılması daha zordur, bu koordinat bilgisi gerektiğinde bir dezavantajdır. Ek olarak, duşları yüksek enerjili parçacıklardan soğurmak için gereken kalınlıklar makul sınırları aşabilir. Bu özellikle hadron kalorimetreleri (HKAL) için kritiktir; bu nedenle, homojen kalorimetreler,

hızlandırıcı deneylerinde hadron sağanaklarını kaydetmek için nadiren kullanılır. Öte yandan, nadir olayları tespit etmek için ve su veya hava gibi ucuz malzemeler ve büyük hacimler gerektiren nötrino deneylerinde kullanılırlar. Homojen kalorimetreler dört sınıfa ayrılabilir: Yariiletken kalorimetreler, Cherenkov kalorimetreleri, sintilasyon kalorimetreleri, sıvı asal gazlı kalorimetreler. Yarıiletken (Si, Ge) kalorimetreler mükemmel enerji çözünürlüğüne sahiptir. Bununla birlikte, pahalıdırlar ve homojen yarı iletken kalorimetreler pratikte yüksek enerjili fizikte kullanılmaz. Cherenkov kalorimetreleri, kural olarak, diğer homojen kalorimetrelere kıyasla daha düşük bir enerji çözünürlüğüne sahiptir. Bu, temel olarak düşük ışık çıkışından kaynaklanmaktadır (bir kural olarak, sintilatörlerden 10<sup>4</sup> daha azdır). Kurşun camlar ve kurşun florürler yaygın olarak radyatör olarak kullanılır. Cherenkov kurşun cam kalorimetreler. Sintilasyon kalorimetreleri hem organik hem de kristal sintilatörleri kullanır. Organik sintilatörler, iyi zamansal özelliklere sahiptir, ancak düşük ışık çıkışına sahiptir. Düşük yoğunlukları nedeniyle, organik sintilatörler pratikte homojen kalorimetrelerde kullanılmamaktadır. Heterojen kalorimetreler olarak kullanılırlar. Kristal sintilatörler (BGO, CsI ve PbWO<sub>4</sub>) daha yüksek bir ışık çıkışına, iyi bir doğrusallığa sahiptir, ancak yavaştırlar. Sıvı asal gazlara (Ar, Kr, Xe) sahip kalorimetreler kriyojenik sıcaklıklarda çalışır. Yüklü bir parçacık sıvı bir asal gaza girdiğinde, enerjisinin yaklaşık yarısı iyonizasyona ve yarısı sintilasyon için harcanır. Ancak teknik zorluklar nedeniyle bu etkilerin ikisi de aynı anda kullanılamaz. Bununla birlikte, homojen sıvı kalorimetrelerde sadece iyonizasyon kullanılarak iyi enerji çözünürlüğü elde etmek mümkündür. Düşük maliyeti ve yüksek saflığı nedeniyle, sıvı argon genellikle heterojen kalorimetrelerde kullanılır. Kripton, homojen kalorimetreler için kullanılır, esas olarak çok daha kısa radyasyon uzunluğu nedeniyle daha kompakt dedektörlerin yapımına izin verir. Ksenon kullanmak daha da iyi olur, ancak doğada çok nadirdir ve bu nedenle pahalıdır. Kural olarak, EKAL homojendir. (Şekil 2.32), homojen kalorimetrenin şematik bir görünümünü göstermektedir.



Şekil 2.32. Homojen kalorimetrenin şeması.

# 2.8.2. Heterojen (Örnekleme) kalorimetreler

Heterojen kalorimetrelerde, soğurma ve deteksiyon fonksiyonları ayrılmıştır. Bu optimal bir soğurucu seçmenize olanak verir. Heterojen kalorimetreler genellikle sandviç bir yapıya sahiptir, soğurucunun katmanları algılama katmanları ile değişmektedir. Bir kurşun matris icine dahil edilmiş sintilasyon fiberleri de olabilirler. Ayrı sintilasyon fiberlerinin ayrı ayrı okunması, mükemmel mekansal çözünürlük sağlar. Bu tür sintilasyon fiber kalorimetreleri, izleme detektörleri olarak düşünülebilir. Heterojen kalorimetrelerde, sağanak enerjisinin sadece bir kısmı tespit edilir. Kalorimetrelerde, soğurtan enerjinin çoğu düşük enerjili parçacıklara düşer. Özellikle fotonlar ve Compton elektronları, kalorimetre yanıtına önemli bir katkı sağlar. İzotropik bir açısal dağılıma sahiptirler ve gelen parçacıkların yönünü "unuturlar". Sonuç olarak, kalorimetrenin aktif (detektör) katmanlarının nasıl yönlendirildiği önemli değildir. Halihazırda, sağanak ekseni ile aynı yönde bulunan saptayıcı fiberlere sahip fiber yapılar gibi çeşitli geometriler kullanılmaktadır. Elektromanyetik bir sağanaktaki tipik bir parçacık, ~1 MeV sağanak enerjisine sahip bir elektrondur. Bu tür parçacıkların aralığı çok kısadır, demir veya kurşun gibi tipik emici malzemelerde 1 mm'den azdır. Bu EKAL örnekleme için ölçeğini ayarlar. Heterojen kalorimetreler aktif ortamın türüne göre sınıflandırılabilir: sintilasyon kalorimetreleri, gaz kalorimetreleri, katı hal kalorimetreleri, sıvı kalorimetreler. İlk durumda, bir ışık sinyali toplanır, diğer üç durumda bir elektrik yükü. Kurşun, demir, bakır ve uranyum genellikle soğurucu olarak kullanılır. Heterojen kalorimetreler genellikle fiberler veya plakalar şeklinde oluşan organik sintilatörler kullanır. Bu tür dedektörler nispeten ucuzdur, segmentlere ayrılması kolaydır, iyi zamanlamaya ve kabul edilebilir ışık çıkışına sahiptir. Ancak radyasyon hasarından muzdariptirler.

### 2.9. Sintilasyon Kalorimetreleri

Madde ile farklı şekillerde etkileşimleri nedeniyle, parçacıkların deteksiyonu için gerekli malzemeler de farklılık gösterecektir (Ahmed, 2007). Yüksek enerjili fiziğinde, deteksiyon işleminde kullanılan malzemeler, deteksiyonu istenen parçacık tipine veya istenen sonuçların hassasiyetine bağlı olarak değişmektedir. En yaygın olarak kullanılanlar, atomik



Şekil 2.33. Kalorimetre örnekleme şeması.

uyarım prensibine dayalı sintilasyon detektörleri ve iyonizasyon prensibine dayalı gaz ve katı hal detektörleridir. Radyasyon hasarı çalışmalarında, kullanılan aktif maddeler hadronik elektromanyetik dedektörler plastik sintilatörlerdir. Bölüm 2.3.'de açıklandığı gibi, ağır yüklü parçacıklar, atomlarla maddeden geçerken etkileşime girerek iyonlaşma veya uyarılma olaylarına neden olur. Polistiren, polyvinyl benzene, polyvinyl toluene veya poli metilstiren gibi sintilatörler olarak adlandırılan bu malzemeler lüminesans göstererek ısı, ışık, radyasyon gibi gösterirler. Enerji türlerini absorbe ettiklerinde, uyarılan atom veya moleküllerin temel durumlarına dönmesine ve enerjinin görünür ışık olarak geri yayılmasına neden olurlar. Sintilasyon ışınları daha sonra foto-çoğaltıcı tüpler (PMT) tarafından tespit edilerek elektrik sinyallerine dönüştürülür. Bu iki tip sintilatörün polimer yapılarındaki farklılıklar nedeniyle sintilasyon mekanizmaları da farklılık gösterir (Grupen ve Shwartz, 2008; Knoll, 2000). Şekil 2.34 sintilatör dedektörlerinin genel yapısını açıklamaktadır. Organik ve inorganik sintilatör olmak üzere iki yaygın sintilatör türü vardır.

### 2.9.1. Organik sintilatörler

Organik sintilatörler, bağlı veya yoğunlaşmış benzen halka yapıları içeren aromatik hidrokarbon bileşiklerdir. En ayırt edici özellikleri birkaç nano saniye veya daha kısa sürede çok hızlı bir bozunma süreleri olmasıdır. Bu bileşiklerdeki sintilasyon ışığı, moleküllerin serbest valans elektronları tarafından yapılan geçişlerden ortaya çıkmaktadır. Bu yer değiştirmiş elektronlar, moleküldeki herhangi bir atomla ilişkili değildir ve p moleküler orbitaller olarak



Şekil 2.34. Sintilatör dedektörlerinin çalışma prensibi.

bilinen orbitalleri işgal ederler. Bu orbiteller için tipik enerji diyagramı Şekil 2.35'te verilmiştir ve burada spin tekli durumları ve spin üçlü durumları ayrı gösterilmektedir.  $S_0$  ile gösterilen taban durumu bir tekli durumdur.



Şekil 2.35. Bir organik sintilatörün enerji seviyeleri diyagramı.

Bu seviyenin üstünde uyarılmış tekli durumları (S<sup>\*</sup>, S<sup>\*\*</sup>, ...) ve en düşük üçlü durum (T<sub>0</sub>) ve onun uyarılmış durumları (T<sup>\*</sup>, T<sup>\*\*</sup>, ...) gösterilmektedir. Ayrıca her bir elektron seviyesi ile ilişkili ve molekülde uyarılmış titreşim modlarına karşılık olan ince yapılar vardır. Elektron seviyeleri arasındaki enerji aralığı birkaç eV mertebesinde iken, titreşim seviyeleri arasındaki enerji aralığı 10-100 eV mertebesindedir. Geçen parçacıktan dolayı kaynaklanan iyonlaşma enerjisi, hem elektronu hem de titreşim seviyelerini uyarır (kesiksiz çizgiler).

Tekli uyarılmalar genellikle radyasyon emisyonu olmaksızın hemen S\* durumuna bozunur ( $\leq$ 10ps). Bu süreç genellikle içsel bozunma olarak bilinmektedir. Genellikle S<sup>\*</sup> seviyesinden taban durumunun titreşimsel durumlarından birine bir bozunma yapma olasılığı yüksektir. Bu bozunmalar Şekil 2.35'te gösterilen dalgalı çizgilerdir ve birkaç nanosaniye içerisinde gerçekleşirler. S\* durumundan titreşimsel taban durumu S<sub>0</sub> durumuna bozunma sırasında yayınlanan radyasyonun enerjisinin  $S_0 \rightarrow S^*$  geçişi için gerekli olan enerjiden daha az olması bize sintilatörün kendi radyasyonuna olan şeffaflığını açıklamaktadır. Üçlü uyarılmış durumlar için, sistemi en düşük üçlü duruma getiren benzer bir iç bozunma mekanizması mevcuttur. T<sub>0</sub> seviyesinden S<sub>0</sub> seviyesine geçişler mümkün olsa da multipol seçim kuralları tarafından büyük ölçüde yasaklanmıştır. Bunun yerine, genellikle T<sub>0</sub> durumu başka bir uyarılmış T<sub>0</sub> molekülü ile etkileşerek ve moleküllerinden birini S\* durumuna bırakmak sureti ile bozunur. Daha sonra radyasyon aşağıda gösterildiği gibi S\* durumu tarafından yayınlanır. Bu ışık uyarılan moleküller arasındaki etkileşmenin gecikme süresi karakteristiğini takip etmektedir ve sintilasyon ışığının yavaş veya gecikmeli bileşeni olarak adlandırılır. Bu yavaş bileşenin toplam ışık çıktısına katkısı sadece bazı organik malzemeler için önemlidir. Bu malzemelerdeki lüminesansın molekül doğası gereği organikler sintilasyon özelliklerini kaybetmeden birçok fiziksel formda kullanılabilirler. Detektör olarak, saf kristaller şeklinde ve bir veya daha fazla bileşiğin sıvı ve katı çözeltilerdeki karışımları olarak kullanılmaktadırlar. Bu türlerin kısa açıklamaları aşağıda verilecektir (Leo, 1994; Oral ve diğerleri, 2018). Kullanılan en yaygın organik kristaller anthracene ( $C_{14}H_{10}$ ), trans-stilbene ( $C_{14}H_{12}$ ) ve naphthalene  $(C_{10}H_8)$ dir. Yaklaşık 30 ns'lik bozunma süresine sahip olan anthracene haricinde bu kristaller birkaç nanosaniye mertebesinde hızlı bir zaman cevabına sahiptir. Bununla birlikte, kristal örgüsünün kanallaşma etkisi (Channelling Effect) nedeniyle bunların genlik cevapları yön bağımlıdır. Yani sabit bir radyasyon kaynağı için cevap kristalin yönüne göre değişir. Bu durum düşünüldüğünde kolime edilmemiş bir kaynak ile enerji çözünürlüğü elde etmek zor bir sorun haline gelebilir. Organik kristaller fiziksel olarak çok dayanıklıdırlar ancak stilbene, anthrancene'e göre daha kırılgan ve sıcaklık değişimine göre daha hassastırlar. Anthracene tüm organik sintilatörler arasında en yüksek ışık çıktısına sahiptir ve bu sebeple diğer sintilatörlerin ışık çıktılarının karşılaştırıldığı referans olarak seçilmiştir. Yani diğer sintilatörlerin ışık çıktıları anthracene ışığının yüzdesi olarak verilir (Leo, 1994).

### 2.9.2. İnorganik sintilatörler

İnorganik sintilatörler, esas olarak küçük bir aktivatör kirliliğine sahip alkali halindelerdir. Şu ana kadar en çok kullanılan inorganik sintilatör malzeme NaI(Tl)dir. Bu sintilatörde kristalin örgü yapısındaki safsızlığı sağlayan Talyumdur. Diğer inorganik sintilatörlere örnek olarak CsI(Tl), CsF<sub>2</sub> ve LiI(Eu) verilebilir. Genel olarak, inorganik sintilatörler fosforesanstan dolayı organik sintilatörlere göre 2-3 kat daha yavaştırlar. Bu gecikme yaklaşık olarak 500ns kadardır. Bazı inorganik sintilatörlerin neme duyarlı olduğu bilinmektedir. Örneğin en çok kullanılan inorganik sintilatör NaI(Tl), havadaki nemden bile etkilenebilmektedir. Bu yüzden, genelde havası boşaltılmış bir muhafaza içerisinde kullanılmak zorundadırlar. İnorganik sintilatörlerin en önemli avantajlarından bir tanesi ise bu kristallerin durdurma güçlerinin yüksek olmasıdır. Durdurma güçlerinin fazla olması yoğunluklarının ve atom numaralarının yüksek olmasından kaynaklanmaktadır. Tüm sintilatörler arasında bazı inorganik sintilatörler en yüksek ışık çıkışına sahiptirler bu da iyi bir enerji çözünürlüğü yakalanmasını sağlamaktadır. Bu özellikleri gama ışını ve yüksek enerjili elektron ve pozitronların tespitlerinde kullanılmalarına olanak sağlamaktadır (Leo, 1994).



Şekil 2.36. İnorganik kristaller için bant şeması.

Detektöre gelen radyasyonu, kristal atomları uyaran etkileşimler yaparak enerjisini kaybeder, elektronların uyarılmış duruma yükselmesine veya elektronların ve boşlukların yük çiftlerini oluşturan elektronun çıkarılmasına izin verir. Kristale potansiyel bir fark uygulayarak, elektrik alanı oluşturulduğunda elektronlar bu alanda ters yönde hareket ederler. Elektron boşluğu bağı sırasında veya elektron uyarılmış durumdan temel duruma dönerken, kristale aktarılan enerjinin bir kısmı o alana bir foton olarak yayılır. Bu ışın, kristal tarafından soğurulur ve kristal titreşimi sonucunda ısıya dönüşür veya kristalden kaçar. Burada kristal detektör olarak kullanılırken bu kaçan ışınlardan yararlanmak istenir. Kristale uygun miktarda safsızlık (aktivatör) eklenirse, kristalin valans ve iletkenlik bandı arasında yeni enerji seviyeleri oluşur. Bu tür katkılı kristalde, aktivatör atomlar radyasyonla uzaklaştırılan elektronları yakalayarak veya yere geçerken bir eksiton tarafından yayılan bir fotonu soğurarak uyarılır. Aktivatörün bant yapısı kristalden farklı olduğu için uyarılan aktivatör atomu zemin seviyesine geçtiğinde yayılan ışıma fotonu kristal tarafından absorbe edilemez (Şekil 2.36). Kristalden kaçan bu ışın bir fotoçoğaltıcı tüp yardımıyla sinyale dönüştürülür, bu yöntemle radyasyon algılanır.

# 2.10. Yüksek Enerji Fiziği Deneylerinde Kullanılan İnorganik Kristaller

Yüksek enerjili fizik deneylerinde kullanılan ve kullanılması amaçlanan kristallerin temel özellikleri Tablo 2.4'de gösterilmiştir. Bir deney için kristal seçimi, kristalin kendi özelliklerinden ziyade başka değişkenlere de bağlıdır. Bu değişkenler:

- Maliyet,
- Kararlılık, yoğunluk ve sıcaklık hassasiyeti,
- Cevap verme süresi
- Radyasyon hasarı,
- Ortaya çıkan ışığın dalga boyu ile foto-detektör arasındaki uyumsuzluk,
- Işığı toplayan foto-detektörlerin (foto-çoğaltıcı veya foto-diyotlar) verimliliği.

şeklinde sıralanabilir.

Kristal özellikleri	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	PbWO <sub>4</sub>	LSO/LYSO
Yoğunluk $(g/cm^3)$	3,67	4,51	7,13	8,3	7,40
Erime noktası C°	651	621	1050	1123	2050
Radyasyon uzunluğu (cm)	2,59	1,85	1,12	0,9	1,14
Molière yarıçapı (cm)	4,8	3,5	2,26	2	2,3
Etkileşim uzunluğu (cm)	41,4	37	22,32	18	21
Kırılma indisi <sup>1</sup>	1,85	1,79	2,15	2,2	1,82
Higroskopiklik	Evet	Hafif	Hayır	Hayır	Hayır
Emisyon piki <sup>2</sup> ( <i>nm</i> )	410	560	480	560	420
				420	
Bozulma süresi <sup>2</sup> ( <i>ns</i> )	230	1300	300	50	42
				10	42
Göreli Işık Verim <sup>2, 3</sup> (%)	100	45	15	0,1	84
			20	0,6	

Çizelge 2.4. Sintilatör kristallerinin bazı özellikleri

<sup>1</sup> Maksimum emisyon dalga boyunda

<sup>2</sup> Üst satır: yavaş bileşen, alt satırda: hızlı bileşeni

<sup>3</sup> Nispi ışık verimi, NaI (Tl) ışık verimine normalize edildi

# 2.10.1. Talyum katkılı sodyum iyodür (NaI(Tl)) kristali

Sodyum iyodür kristali ilk olarak 1948'de Robert Hofstadter tarafından aktivatör olarak Tl (Talyum) ilavesiyle kullanıldı. Bu kristal, yüksek sintilasyon ışık çıkışı gösterir. Nal kristali higroskopik bir kristaldir, yani su buharını emme eğilimindedir. Bu nedenle kristal hava ile temas ettirilmemelidir. Fabrikada ince hava geçirmez kaplama ile üretilir. Kristalin yoğunluğu 3,67 ( $g/cm^3$ ) ve atom numarası Z = 53'tür. Kristal, yüklü parçacıklar ( $\alpha, \beta$  vb.) ve  $\gamma$  ışınlarının dedekte edilmesinde kullanılır.  $\alpha$  parçacığı ile yapılan ölçümler, dalgaboyu 410 nm, kırılma indisinin 1,85, sintilasyon veriminin %13 ve bozunma zamanının 230 ns olduğunu göstermektedir. NaI(Tl) kristali uzun süredir yüksek enerji deneylerinde kullanılmaktadır. Maliyeti düşük olsa da mekanik direnci diğer kristallere göre düşüktür (Knoll, 2000).

#### 2.10.2. Talyum katkılı sezyum iyodür (CsI(Tl)) kristali

Sezyum iyodür kristali, iki farklı aktivatör ilavesiyle kullanılır. Bu aktivatörler Tl(Talyum) ve Na (Sodyum) elementleridir ve bu iki aktivatör farklı sintilasyon özelliklerine sahiptirler. Sezyum iyodür, sodyum iyodür ile karşılaştırıldığında, birim bölüm başına daha fazla gama ışını soğurma katsayısına sahiptir. Bu özellik uzay uygulamaları gibi çalışmalarda, ağırlık ve büyüklük kazanmak açısından oldukça önemlidir. Uyarılmış farklı parçacıklar için değişken bozunma süresine sahip olması CsI(Tl) kristalinin en önemli özelliklerinde birisidir. Bu özellik sayesinde sinyal şekillerinin ayırt edilmesinde önemli bir yere sahiptir. CsI(Na) kristali, NaI(Tl) kristaline kıyasla çok az ışık çıkışına sahip olmasına rağmen, spektrum difüzyonları benzerdir. Yavaş radyasyon süresine sahip olması bu kristalin dezavantajıdır. Sodyum iyodür kristali gibi, 4,51  $(g/cm^3)$  yoğunluğa sahip sezyum iyodür kristali de higroskopik bir kristaldir (su buharını emme eğilimindedir) ve atmosferle temasını önlemek için hava geçirmez bir tabaka ile sarılmalıdır.  $\alpha$  parçacığı ile yapılan ölçümler, CsI kristalinin dalga boyunun 560 nm ve kırılma indisinin 1,79 olduğunu gösterdi. Foto-çoğaltıcı tüp yerine silikon sürüklenme dedektörü (SSD) kullanıldığında enerji çözünürlüğünün %4,3 daha iyi olduğu görülmüştür. CsI(Tl) ve CsI kristalleri birçok spektroskopi ve B mezon fiziği deneylerinde sıklıkla kullanılmaktadır (Kubota ve diğerleri, 1992).

### 2.10.3. Bizmut Germanat Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (BGO) kristali

Gamma ışınları deneylerinde, Bizmut yüksek atom numarasından kaynaklı olarak büyük kesit alanına sahiptir (Z=83) ve kristalin yoğunluğu 7,13  $(g/cm^3)$ 'tür. Bu kristal 480 nm dalga boyunda ışık yayınlar ve bu dalga boyu için kırılma indisi 2,15'tir. Yüksek yoğunluğu nedeniyle, birden fazla dedektör oluştururken avantaj sağlar ve bir Compton önleyici olarak yaygın olarak kullanılır. BGO kristalinin iyi mekanik ve kimyasal özelliklerine rağmen NaI(Tl) kristalinden %8 daha düşük ışık çıkışı vermesi dezavantajlarından biridir. Diğer sintilatörlerde olduğu gibi, BGO kristalinin sıcaklığının artması, ışık çıkışında bir azalma sebep olur (Knoll, 2000).

#### 2.10.4. Kurşun tungstat (PbWO<sub>4</sub>) kristali

PbWO 4 (PWO olarak da adlandırılır) kristalleri, yoğunlukları nedeniyle yüksek mekanik dirence sahiptir. PWO kristali düşük bir lüminesans oranına sahip olmasına rağmen, büyük miktarlarda kristal gerektiren deneylerde tercih edilir. Çizelge 2.4'de görüldüğü gibi kristallerden yayılan ışığın dalga boyu genellikle 300-560 nm arasında değişmektedir. Bu nedenle deneylerde kullanılabilecek foto-dedektörler bu dalga boyu aralığındaki fotonlara duyarlı olmalıdır (Kobayashi, İshii, Harada ve Yamaga, 1996; Kocak, 2010).

#### 2.10.5. Lutesyum-itriyum oksiortosilikat (LYSO) kristali

Yeni yüksek yoğunluklu sintilatör kristallerindeki gelişmeler, yakın gelecekte CERN CMS'de çalışılan EKAL ile ilgili yüksek enerji fiziği deneylerinde kullanılabilirler. EKAL'ın uç kısımlarındaki PbWO<sub>4</sub> kristallerinden oluşan modüllerin, yüksek enerjili hadronlardan kaynaklı olarak hasar aldıkları fark edildi (Dissertori ve diğerleri, 2010). Bu nedenle, PbWO<sub>4</sub> kristallerinin radyasyona dayanıklı yeni nesil kristaller ile değiştirilmesi düşünülmektedir. Gelecek vaat eden sintilatörlerden biri, lutesyum ortosilikat bazlı kristallerdir. LSO sintilasyon kristalleri, yüksek ışık çıkışı (32 000 ph/MeV), kısa bozunma süresi (41 ns), yüksek yoğunluk  $(7,10 g/cm^3)$ , harika zaman ve enerji çözünürlüğünün yanı sıra Çizelge 2.4'de gösterildiği gibi kararlı fiziksel ve kimyasal özellikleri nedeniyle, (Ce<sub>x</sub> Lu  $_{2-x}$  SiO 5) homojen EKAL'ler için umut verici malzemeler olarak yüksek enerjili fizik deneylerinde kullanılmak üzere önerildi (Chen ve diğerleri, 2007). Fermilab'taki Mu2e deneyinde (Pezzullo ve diğerleri, 2014), avrupada B mezon fiziği incelemekte kullanılacak elektron-pozitron çarpıştırıcılarında (Eigen ve diğerleri, 2013), CMS yükseltmesinde kullanılmak üzere LYSO/W/Quartz kılcal örnekleme kalorimetresinin yapılmasında (Zhang, Mao, Yang ve Zhu, 2013), Türk Hızlandırıcı Merkezi Parçacık Fabrikası (THM-PF) dedektörünün EKAL kısmında PWO ve CsI(Tl) kristallerine ek olarak LYSO kristalinin kullanılması önerilmektedir (Kocak ve Tapan, 2017). Bazı yüksek enerji fiziği deneylerinde LYSO kristalinin kullanılmamasının sebebi yüksek ham madde maliyeti ve yüksek erime noktası sahip olmasıdır. Bu olumsuz yönlerine rağmen Coherent Muon to Electron Transition (COMET) deneyinde toplam soğurma kalorimetresi oluşturmak (Oishi, 2014) ve uzayda HERD deneyi (Hu ve diğerleri, 2019; Zhang ve diğerleri, 2014) için kullanılmıştır.

LYSO kristalinin yüksek yoğunluğu ve kısa bozunma süresine rağmen en büyük dezavantajı, kristalin kendisinin radyoaktif olmasından kaynaklanan dahili radyoaktif bozunmadır. Doğal lutesyum %2,6 <sup>176</sup>Lu içermektedir ve <sup>176</sup>Lu  $\beta$  bozunması ile <sup>176</sup>Hf'nin uyarılmış durumları ve sabit artalan sinyali oluşturmaktadır (Alva-Sánchez ve diğerleri, 2018).

### 2.10.6. Kalorimetre enerji çözünürlüğü

Kalorimetreler istatistiksel nitelikteki fiziksel işlemlere bağlı olduğundan, kalorimetrik ölçümlerin kesinliği varyasyonlarla belirlenir. EKAL'lerde enerji çözünürlüğü aşağıdakilerden etkilenir:

- 1. Örnekleme sürecindeki dalgalanmalar.
- 2. Kalorimetre hacminden gelen sağanak kaçak dalgalanmaları.
- 3. Sağanaktaki parçacık sayısındaki istatistiksel farklılıklar.
- 4. Yapısal homojensizlikler ve elektronik gürültü.

Sağanak oluşumu sürecindeki tutarsızlıklar kaçınılmazdır. Elektromanyetik sağanaklarda elde edilebilir enerji çözünürlüğünün nihai sınırını belirlerler. Bununla birlikte, seçilen ölçüm teknikleri nedeniyle, EKAL'larla pratikte elde edilen enerji çözünürlükleri genellikle bundan daha kötüdür. HKAL'ler için durumlar çok farklıdır. Seçilen ölçüm tekniklerinin hadronik enerji çözünürlüğü üzerinde çok az etkisi vardır. İçsel dalgalanmaların etkisi, okuma tasarımıyla kısmen ortadan kaldırılabilir. İç sağanak dalgalanmalarının belirlediği sınırlardan daha iyi bir hadronik enerji çözünürlüğü elde etmek mümkündür. Bir kalorimetrenin enerji çözünürlüğü, sağanakların gelişiminde içsel olan dalgalanmalar ve enstrümantal ve kalibrasyon limitleri tarafından belirlenir. Sağanaktaki temel fenomen istatistiksel süreçlerdir, bu nedenle toplam enerjinin bir kısmı olarak ifade edilen içsel sınırlayıcı faktör artan enerji ile aşağıdaki gibi gelişir:

$$(\sigma/E)_{fluct} \propto 1/\sqrt{E}$$
 (2.18)

Kullanışlı kalorimetre aralığının çoğunda, bu terim enerji çözünürlüğüne hakimdir. İstatistiklerden başka katkılar da var. İkinci bir bileşen, enstrümantal etkilerden kaynaklanır, enerjiden oldukça bağımsızdır, göreceli katkısı E ile azalır. Bu bileşen, kalorimetrelerin düşük enerji performansını sınırlayabilir:

$$(\sigma/E)_{instr} \propto 1/E$$
 (2.19)

Üçüncü bir bileşen, fotoçoğaltıcı, orantılı sayaçtaki kalibrasyon hataları, tekdüzelik olmayanlar ve doğrusal olmayanlıklardan kaynaklanmaktadır. Göreceli katkı enerjiden bağımsızdır:

$$(\sigma/E) = const. \tag{2.20}$$

Bu bileşen, çok yüksek enerjilerde performansın sınırını belirler. Tipik olarak, bu etkiler ilintisizdir ve bu nedenle karesel olarak eklenmeleri gerekir (Richard ve Wigmans, 2000; Wigmans, 2008).

EKAL enerji çözünürlüğü: EKAL'ın enerji çözünürlüğü şu şekilde ifade edilir:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E/GeV}} \oplus b \oplus \frac{c}{E/GeV}$$
(2.21)

Burada, *a* terimi stokastik terimdir ve kristal içinde yanal elektromanyetik sağanak oluşumu sırasında oluşan dalgalanmaları ( $a_{yan}$ ) ve fotoelektron istatistiğinden gelen katkıları ( $a_{pe}$ ) içerir. İkinci terim *b*, gürültü terimidir ve elektronik gürültünün enerji eşdeğerini temsil eder, ayrıca, yığılma adı verilen ölçüm alanına giren ve ilgilendiğimiz parçacıkların dışındaki parçacıkların taşıdığı enerjideki dalgalanmaları da içerir. Üçüncü terim *c* sabit bir terimdir

ve kristalden ışık toplamadaki kararsızlıkları, kristalden kristale değişen iç kalibrasyon hatalarını, kristalin arkasından kaçan enerjiyi içerir ve ayrıca kristalin homojensizliği ve safsızlığı da bu terime katkı eder. Enerji çözünürlüğünün stokastik terimine, yanal sağanak oluşumu sırasındaki dalgalanmalar ve foto-dedektörden gelen fotoelektron istatistikleri katkısı;

$$a = \sqrt{a_{pe}^2 + a_{yan}^2} \tag{2.22}$$

şeklinde verilir. Bu ifadedeki fotoistatistik katkı, a<sub>pe</sub> aşağıdaki şekilde ifade edilir;

$$a_{pe} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \tag{2.23}$$

Burada  $N_{pe}$ , GeV başına foto-detektörde oluşan birincil parçacık sayısı ve F, kazanç oluşumu sırasındaki dalgalanmaları ifade eden ilave gürültü faktörüdür (CMS-Collaboration ve diğerleri, 2008).

#### 2.11. Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM)

THM'in hikayesi, 1994 yılında Ankara Üniversitesi Fizik ve Fizik Mühendisliği bölümünde Hızlandırıcı Fiziği çalışmaları ile başlamıştır. İlk tesis olarak Gölbaşı kampüs alanında inşa edilen hızlandırıcı Kızılötesi Serbest Elektron Lazer ve Bremstrahlung (TAC IR SEL & Brems) tesisi ve Elektron Hızlandırıcı ve Radyasyon Laboratuvarı (TARLA) binalarının inşaatı ile devam etmektedir. Teknik tasarım çalışmalarının yürütüldüğü Türkiye Hızlandırıcı Merkezinde yer alacak olan hızlandırıcı tesisleri ve amaçları kısaca aşağıda verilmiştir:

- THM-PF, parçacık fiziği araştırmalarıda 1 GeV lineer ve 3,56 GeV halka tipi hızlandırıcılardan oluşmaktadır.
- 1 GeV elektron hızlandırıcısına dayalı, SASE Serbest Elektron Lazeri Tesisi (TURK-SEL).

- 3,56 GeV'lik halka tipi positron hızlandırıcısı temel alınarak üçüncü nesil senkrotron radyasyon tesisinin (ÜNS-RT) geliştirmelere bağlı olarak demet enerjisini 4,5 GeV'e yükseltmek,
- 1-3 GeV'lik Proton Hızlandırıcı Merkezi (THM-PHM),
- Charm Kuark Fiziği çalışmaları iki amaç için geniş çaplı incelenmektedir. Bu amaçlardan biri, 1 TeV enerji ölçeğinde lepton-hadron ve foton-hadron çarpışmalarını gerçekleştirmek, diğeri ise B kuark Fiziği, φ-Fiziği, c-τ-Fiziği fabrikası gibi yüksek ışınlı partikül fabrikaları kurmak (Recepoğlu, 2011).

THM-PF dedektöründe, yüklü parçacıkların momentumlarının kesin olarak belirlenmek için ortalama 1 Tesla'lık süper iletken selenoid mıknatıs kullanılmıştır. Silikon şerit detektörler, yüklü parçacıkların momentumunu saptamak ve ölçmek için kullanılabilir. Yüklü parçacıklar, izleyicideki dE/dx ölçümlerine uygun olarak silikon dedektörün dışına yerleştirilen bir uçuş süresi sistemi tarafından tespit edilir. Elektromanyetik parçacık sağanaklarının enerjisi, uçuş süresi cihazının dışına ve mıknatısın içine yerleştirilmiş bir kristal kalorimetre ile ölçülür. Müonlar, BES III detektöründe olduğu gibi çelik manyetik akı dönüş manşonunun çelik plakaları arasındaki boşluklara yerleştirilmiş dirençli plaka bölmelerinden oluşan bir müon cihazı tarafından tespit edilir (Ablikim ve diğerleri, 2010). Ayrıca THM'nin halka tasarımının Şekil 2.37'de verilen tipte olması planlanmaktadır.

Parçacık çarpıştırıcılarının yüksek enerji öncüsünün geleneksel araştırmalarını tamamlayıcı olarak, son yıllarda alt (bottom) kuark hadronları, tau lepton ve tılsım (charm) kuark hadronları gibi parçacıkları seri olarak üretmek için hızlandırıcının yeni bir türüne (ışınlık öncüsü) dikkat çekilmektedir. Tılsım kuarkların oluşturduğu mezonları çok sayıda üreten parçacık fabrikalarının fizik programı geliştirilmektedir. Bu fabrikalarda, hem parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM) çerçevesinde mezonların yapıları ve özellikleri hassas olarak incelenirken hem de SM ötesinde yeni fizik için ipuçları elde edilmeye yönelik araştırmalar yapılmaktadır. Tılsım fiziğine ilgi, kozmik ışın duşlarında açık tılsım bozunmalarının işaretlerinin 1971 yılında gözlenmesiyle başlar. Bu gözlemden üç yıl sonra tılsım kuark içeren mezon  $J/\Psi$ . 1974 yılında Ting ve grubu tarafından Brookhaven National Laboratory



Şekil 2.37. Süper charm fabrikasının genel planı.

(BNL)'de ve eş zamanlı olarak Richter ve grubu tarafından Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)'da keşfedildi. Bu keşif, beklenildiği gibi dördüncü kuarkın varlığını kanıtlamıştır. Tılsımın ikinci zamanı ise, QCD tarafından yer verilmeyen durumların  $D_{sJ}$  gözleminden (2003-2004) kaynaklanarak büyük bir ilgi gördü. Tılsım'ın üçüncü zamanı, 2007 yılında Belle ve BaBar deney grupları tarafından rapor edilen yüksüz tılsım mezonların karışımı için ilk kanıtla başladı. O zamandan beri birçok çalışma, karışım olayının çok hassas ölçümlerine devam etmektedir. Bununla birlikte, tılsım sektöründe yük-parite (CP) simetri ihlali 2007 yılında LHCb, CDF ve Belle deney grupları tarafından gözlenmiştir. Standart tılsım fabrikasında  $\Psi(3770)$  mezonu rezonansında, simetrik bir e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> çarpışması olduğundan  $D\bar{D}$  mezonları çoğunlukla durgun olarak üretilir. Onların ortalama bozunum uzunluğundan bozunum köşelerini ve bozunum zamanı farklarını tam doğrulukla ölçmek oldukça güçtür. Bu nedenle asimetrik enerjili bir tılsım fabrikası tasarlamak D mezon bozunumlarının zaman dağılımlarını,  $D^0 \overline{D}^0$  karışımlarını ve CP ihlalini çalışma imkanı sağlamaktadır. Türkiye'de hızlandırıcıya dayalı, temel ve uygulamalı araştırmalar yapmak için kurulmakta tasarlanmakta olan bölgesel bir tesis olan TURKFAB (THM parçacık fabrikası kısa adı) projesinin temel kısımlarından biri, süper tılsım fabrikası olarak bilinen 1 GeV enerjili elektron linak doğrusal hızlandırıcı ile 3,6 GeV enerjili pozitron halkasından oluşan linak - halka tipli elektron – pozitron çarpıştırıcısıdır. Süper tılsım fabrikası olarak çalışacak bu yüksek ışınlıklı (~10<sup>35</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>), linak – halka tipi elektron – pozitron çarpıştırıcısının fizik programı geliştirilmektedir. Tılsım kuark içeren D mezonların  $e^+e^- \rightarrow \Psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$  sürecine göre çift üretimi, hadronik üretim süreçlerinden daha temiz bir ortam sağlar.

# 3. MATERYAL ve YÖNTEM

### 3.1. Monte Carlo Metodu

Monte Carlo yöntemi, bilinmeyen parametrelerin sayısal tahminlerini yapmak için tekrarlanan rastgele örnekleme sürecini kullanan hesaplama algoritmalarının bir alt kümesidir. İlgili problemi tanımlayan olasılık dağılım fonksiyonlarının rastgele örneklemesini içerir. Algoritmanın doğru olması ve fiziksel sistemin iyi modellenmesi koşuluyla, örneklemenin tekrarlanması doğru çözüme yakınlaştıracaktır. Monte Carlo yöntemi, 1940'ların sonlarında Stanislaw Ulam, John Von Neumann, Robert Richtmyer ve Nicholas Metropolis tarafından kullanılan nötron iletimi problemlerinin çözümüne yönelik istatistiksel bir yaklaşım olarak ortaya çıktı. Daha sonraki yıllarda birçok merkez tarafından bilgisayar tabanlı, Monte Carlo N-Parçacık Taşımacılığı (MCNP), GEANT4, OpenMC gibi Monte Carlo kodları geliştirildi. Monte Carlo simülasyonunda, radyasyonun iletimi, parçacıkları farklı adımlarla hareket ettirerek ve yol boyunca çeşitli malzemelerle etkileşime girerek gerçekleşir. Parçacık etkileşimlerinin stokastik yapısı, rastgele sayı üreteci kullanılarak simüle edilir. Adım uzunluğu ve etkileşim tipi, geometrik kısıtlamalar dikkate alınarak tesir kesiti dataları kullanılarak örneklendirilir. Uygun diferansiyel kesitlerin örneklenmesi, ortaya çıkan parçacıkların enerjisini ve yönünü belirler (Poon, 2004).

# 3.1.1. Rastgele sayı örneklemesi

Monte Carlo yönteminin eşsizliği, istatistiksel yaklaşımında yatmaktadır. Örnekleme ve çıkarım gibi istatistiksel yöntemlere dayanır. Bunu sadece rastgele işlemleri veya olayları içeren problemlere uygulanabileceği değil. Aynı anda, Monte Carlo araştırmasının ilk günlerinden beri, metot ağırlıklı olarak rastgele işlemleri veya olayları incelemek için kullanılmıştır. Radyasyon taşınımının doğası gereği rastgele bir işlem olması Monte Carlo tekniğine mükemmel bir örnektir. Klasik istatistiklerden farklı olarak Monte Carlo yönteminde örnekler, gözlemlerden toplanmak yerine bir bilgisayar algoritması tarafından üretilir. Süreci temsil eden bir olasılık dağılım fonksiyonu üzerinden, bilgisayar kodlarının ürettiği düzenli rastgele sayıların belirlediği rastgele örneklemeler takip edilir. Örnek sayısı arttıkça ve problemin çözümüne yaklaştıkça sonuçların ortalamasındaki değişim azalmaktadır. Bilgisayar koduna gömülü nükleer kütüphaneler, parçacıkların enerjilerinin her birinin etkileşim olanaklarını içerir. Monte Carlo kodları tarafından üretilen rastgele sayılar, bu olasılık dağılımları üzerinden hangi olayın gerçekleşeceğine karar vermek için kullanılır. Bu rastgele sayıların nasıl dağılım gösterdiği sonuçları etkilemektedir. Üretilen rastgele sayıların, düzenli rastgele sayılar olarak dağılması gerekmektedir. Olasılıksal olarak sadece bir kısımda dağılması hesaplamalarda hataya sebep olur. Monte Carlo yönteminin istatistiksel bir yöntem olması sebebiyle teorik sonuca ulaşılamaz. Fakat örnekleme sayısının artması ile birlikte giderek hata oranı azalmaya başlar. Bu değişime varyasyon adı verilir ve Monte Carlo kodlarında sonuca, varyasyonu azaltarak ulaşılır. Örnekleme sayısının düşük olduğu durumlarda varyasyon yüksektir ve ne kadar fazla örnekleme sayısı olursa gerçek değere o kadar yaklaşılmaktadır. Bu sebeple örnekleme sayısı arttırılarak varyasyon azaltılır ve kabul edilebilir sınırlar içerisinde tutulur. Bu rastgele sayılara ulaşmak için Fortran ile hazırlanan alt programlardan biri CERN kütüphanelerinde bulunan RANLUX'tur (James, 1994).

#### 3.1.2. Ters dönüşüm yöntemi

Eğer istenen olasılık yoğunluk fonksiyonu f(x),  $-\infty < x < \infty$  aralığında ise,  $x \leq a$ 'da olasılığı ile açıklanan toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu Denklem 3.1 ile verilir.

$$F(x) = \int_{a}^{x} f(x')dx'$$
(3.1)

Bir a sayısı, f(a) olasılık yoğunluğu ile seçildiğinde bu a noktasına kadar toplam olasılık, F(a), [0, 1] aralığında düzgün olasılık yoğunluğuna sahip bir gelişigüzel sayı olacaktır. Son noktalar ihmal edilip x'in herhangi bir değeri alınırsa verilen bir *u* sayısı için olasılık yoğunluk fonksiyonundan seçilen bir x değeri bulunabilir. Eğer:

$$U = F(x) \tag{3.2}$$

şartı sağlanıyorsa, toplam olasılık fonsiyonunun tersi:

$$x = F^{-1}(U) (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. Bu metot Şekil 3.1'de gösterilmiştir. Bu durum, olasılık yoğunluk fonksiyonunun belirsiz integrali alınabildiği zaman en uygun eşitliktir. Yani  $\exp(x)$ ,  $(1-x)^n$  ve  $1/(1+x^2)$  (Cauchy ve Breit-Wigner) gibi bazı genel f(x) fonksiyonları için tersine çözümü alınabilecek durumlardır. Bununla birlikte işlem zamanının artma olasılığı da göz ardı edilmemelidir.



Şekil 3.1. Sürekli ve kesikli toplam olasılık dağılım fonksiyonları.

Şekil 3.1'de (0,1) aralığında düzgün bir dağılımdan gelişigüzel seçilen bir u için toplam olasılık dağılım fonksiyonu F(x) gösterilmiştir. Kesikli bir dağılım için F(x) herbir  $x_k$ , k=1,2, ..., değerinde  $f(x_k)$  kadar sürekli olmayan bir adım uzunluğuna sahiptir. Daha önceki gibi (0,1) aralığından düzgün dağılımlı gelişigüzel bir u seçilerek bir  $x_k$  bulunur (Plante ve Cucinotta, 2011). Fiziksel bir problemi çözmek için genel Monte Carlo taslağı aşağıdaki gibi özetlenebilir.
- 1. Matematiksel bir problem olarak formüle edilmiştir. Bu, ilgilenilen miktar için bir denklem veya denklem sistemine yol açan bir fenomen modeli geliştirmeyi içerir.
- 2. Sorunun istatistiksel bir yorumu, ilgilenilen miktarın bir dağılım parametresi, örneğin, ortalama veya bunun bir fonksiyonu olarak formüle edilir.
- 3. Dağılımın örneklenmesi için bir algoritma geliştirilir.
- 4. "Tahmin ediciler" parametre ve istatistiksel belirsizliği için türetilir. Bunlar, örnek ortalama ve örnek varyansı kadar basit olabilir. Radyasyon taşınımı hesaplamalarındaki tahmin edicilere genellikle çeteleler denir.
- 5. Algoritma ve tahminciler, istenen istatistiksel belirsizliğe ulaşmak için gereken hesaplama süresini azaltmak için optimize edilmiştir. Sistematik hatalar veya sapmalar olmadan bu amaca ulaşmak için kullanılan yöntemlere genellikle varyans azaltma yöntemleri denir.
- 6. Parametre tahmininin istenilen istatistiksel belirsizliğini elde etmek için yeterince büyük bir örnek üretilir.
- 7. Parametre ve belirsizlik örneği kullanılarak tahmin edilir.

### 3.2. GEANT4 Program

GEANT4 1993'te CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Laboratuvarı) ve KEK (Japon Ulusal Hızlandırıcı Merkezi) tarafından yapılan iki bağımsız projenin sonucudur. Her iki grup da mevcut GEANT3 programını geliştirerek yüksek enerjili parçacık fiziğinde kullanılan parçacık dedektörünü simüle etmek için yazılım geliştirmeye çalışmışlardır. Tüm bu çalışmalar daha sonra birleştirildi ve nesne yönelimli programlama tabanlı bir simülasyon programı oluşturmak için CERN'deki komiteye bir teklif sunuldu. Başlangıçta Avrupa, Rusya, Japonya, Kanada ve Amerika'dan 100'den fazla bilim insanı ve mühendis işbirliğine katılmıştır. İlk araştırma ve geliştirme çalışmaları Aralık 1998'de tamamlanmıştır, araç setinin geliştirilmesi ve iyileştirilmesine devam etmek için bakım ve son kullanıcı desteği sağlamak için GEANT4 işbirliği kurulmuştur. Günümüzde yüksek enerji fiziği tıp, astronomi, uzay bilimi ve radyasyondan korunma gibi farklı araştırma alanlarında uygulanmaktadır (Vassiliev, 2017).

# 3.2.1. GEANT4 tasarımı

GEANT4, "GEometry And Tracking" (geometri ve iz sürme) adlarını kısaltan ve madde içindeki parçacıkların hareketlerini ve bunların farklı türdeki etkileşimlerini simüle eden bir yazılım paketidir. GEANT4, C++ gelişmiş yazılım mühendisliği teknikleri ve nesne yönelimli teknoloji ile yazılmıştır. GEANT4, çok çeşitli parçacıklar, malzeme, dedektör geometrisi, izleme yöntemi, dedektör yanıtı, kullanıcı arayüzü ve görselleştirme sunar. Aynı zamanda, geniş bir enerji aralığında parçacıkların madde ile etkileşimlerini tanımlamak için elektromanyetik, hadronik ve optik gibi fizik işlemleri sağlar. Bununla birlikte, GEANT4, bir dizi sabitleri ve fizik birimleri, parçacık data grubu ve bir dizi rasgele sayı üreteci ile birlikte uyumlu parçacık yönetimi de dahil olmak üzere çok çeşitli yardımcı programlar sunar. Nesne yönelimli bir çerçeve üzerinde bağımsız uygulamalar, kullanıcılar tarafından oluşturulabilir. Tasarımı, kullanıcıların belirli ihtiyaçlara göre yalnızca gerekli bileşenleri seçmesine olanak tanır. Bir GEANT4 simulasyon programı hazırlanırken aşağıdaki adımlar takip edilir:

- Kullanılacak parçacıklar belirlenir.
- Bir parçacığın maruz kalacağı etkileşmeler belirlenir.
- Her etkileşmeyi tarif eden model seçilir.
- Programda kullanılacak materyaller tanımlanır.
- Kullanılacak sistemin geometrisi tanımlanır.
- Materyaller geometrinin bileşenlerine atanır.
- Duyar bölge olarak kullanılacak detektör bileşenleri tanımlanır
- Detektörlerin cevabı modellenir
- Birincil olaylar üretilir.

- Birincil parçacıklar oluşturulan sistem boyunca takip edilir, ikincil parçacıkların oluşumu ve madde ile etkileşmelerinin benzetişimi elde edilir.
- Detektörlerden elde edilen sayısal sonuçlar root v.b. başka programlarla analiz edilmek üzere depolanır.

GEANT4 yukarıda belirtilen işleri yapmak için 17 sınıfta kategorize edilmiştir. Bu kategoriler Şekil 3.2'de görülmektedir. Şekildeki her kutu bir sınıf kategorisini temsil eder ve çember ile birleştirilmiş düz çizgiler bu kategoriler arasındaki ilişkiyi gösterir: düz çizginin sonundaki çember bu kategorinin diğer kategoriyi kullandığı anlamına gelir (Agostinelli ve diğerleri, 2003). Şekil 3.2'deki diyagramda gösterilen temel GEANT4 birimlerinden bazıları aşağıda tarif edilmiştir.



Şekil 3.2. GEANT4 programı için tasarlanmış sınıf kategorileri diyagramı.

**Çalıştır (Run):** GEANT4 simülasyonundaki en büyük birimdir. Run, bir olayın aynı detektör şartları altında gerçekleşme sayısıdır. Kullanıcı, Run esnasında detektör geometrisi ve fiziksel süreçler ile ilgili herhangi bir değişiklik yapamaz. Yani detektöre programın çalışması sırasında müdahale edilemez.

Global: Sınıfı, rasgele sayı dağılımı, sayısal, sabitler ve sistem birimlerini içerir.

**Parçacık (Particle):** Etkileşimlerini simüle etmek için malzemelerin ve parçacıkların fiziksel özelliklerini karakterize ederken yaygın olarak kullanılır.

Geometri (Geometry): Parçacık oluşumuna yardımcı olur ve ayrıca mükemmel bir geometrik yapı oluşturma yeteneği sağlar.

**İzlenen parçacık (Track):** Bir parçacığın anlık durumunu ifade eder. Bu sayede parçacığın o andaki konumu, enerjisi gibi fiziksel nicelikleri elde edilebilir. Simülasyonda bir olay parçacığın binlerce izinden meydana gelir.

**Süreçler (Processes):** Kategorisi fiziksel etkileşim modülleri olan leptonların, fotonların, hadronların, iyonların ve hadroniklerin elektoromanyetik etkileşimleri uygulamalarını içerir.

Adım (Step): Parçacığın izlerinden elde edilir. Parçacığın adımı başına enerji kaybı, adım boyunca yol alma süresi gibi bilgilerin elde edilmesi için kullanılır.

**İzleme** (**Tracking**): Tüm işlemler, izleme durumunun değişmesine katkılarını yönetir ve "hits" ve "digitization" için kesin bir bilgi hacmi sağlayan "izleme ("tracking")" kategorisi tarafından çağrılır.

**Olay (Event):** Simülasyonun temel birimidir. Detektöre gönderilen parçacığın oluşturacağı tüm etkileşme süreçlerini içerir. Sonuçta parçacık ya detektör içerisinde kalır yada detektörden ayrılır.

GEANT4 kitaplıklarına dayalı basit bir program yazmak, kural olarak, belirtilen özelliklere sahip sınıf örnekleri oluşturmaya dayanır ve aşağıdaki adımlardan oluşur:

- Geometri ve malzeme açıklaması.
- Parçacığın fiziksel hesaplama modellerini atanması .
- Olay ve İzleme yönetimi.
- Dijitalleştirme ve hit (vuruş) yönetimi.

• Görselleştirme ve kullanıcı arayüzü.

Geometri ve malzeme açıklaması: GEANT4, Malzemeleri tanımlamanın birkaç yolu vardır: kimyasal formülle, bileşenlerin kütle oranı ile, GEANT4 kitaplığından bir değerle ve malzemelerin karışımıyla, malzemeleri ayarladıktan sonra geometrinin açıklamasına ilerleyebilirsiniz. GEANT4'te bir problemin geometrisi, her biri üç aşamadan oluşan birçok hacimden oluşur: şeklin tanımı, mantıksal hacim ve fiziksel hacim. Hacmi tanımlama aşamasında, sadece şekli ve boyutu hakkında bilgi verilir. GEANT4 şekil veritabanı oldukça çeşitlidir ve çeşitli şekil türlerini içerir. Fiziksel hacim, mantıksal hacim temelinde oluşturulur ve hacmin uzaydaki konumunu tanımlar. Hacimleri yerleştirmenin çeşitli yolları vardır. Hacimlerin yerleştirilmesiyle ilgili çeşitli kısıtlamalar getirilmiştir, tüm hacimler iç içe geçmiş olmalıdır. Problem geometrisi, hacimlerin geri kalanını içeren yalnızca bir genel hacim içerebilir. Bu hacmin içinde elementler vardır ve bileşikler malzemeyi tanımlar, bileşikleri ağırlık, yoğunluk ve kimyasal formüllerde verilen kendi atomik elementleriyle tanımlanır.

Parçacığın fiziksel hesaplama modellerini atanması: Parçacıkların madde ile nasıl etkileşeceği, parçacık türlerine ve enerjisine bağlıdır. Birincil parçacıkların izlenmesi, uygun fizik süreçleriyle başlar ve bu parçacıklar, başka bir parçacığa çarpana kadar, parçacık durana, bozunmaya veya global hacmin dışına kaçana kadar izlenmesi devam eder; bu işleme iz (track) denir. GEANT4, demeti oluşturabilen ve onu parçacığın yönü ve kinetik enerjisi, konumu ve türü veya olay oluşturucu ile birleştiren parçacık tabancasını kullanarak birincil parçacıkları üretir. Parçacıkların aralarında hareket etmesi için iki etkileşim noktası, enerjileri ile uzay ve zaman koordinatları güncellenmelidir. Bu nedenle, bir parçacık reaksiyonu veya bozunmasında belirli bir başlangıç durumu ile bir son durum arasında ayrım yapmak faydalı olacaktır. Etkileşim veya bozunma, (flight path) parçacığın izlediği yol boyunca atmosferik yoğunluk dağılımı ile birlikte bir hadronik reaksiyonu tesir kesiti ve olasılık ile belirlenir. Bozunma uzunluğu ve reaksiyon uzunluğu bağımsız olarak rastgele belirlenir ve daha kısa olan uzunluk gerçek yol uzunluğu olarak alınır. Bu yöntemle ayrıca bir parçacık bozunması veya etkileşimi olup olmadığına karar verilir. **Olay ve İzleme yönetimi:** "Olay" yönetimi simülasyondaki ana birimdir. Olay, fizik harici olay üreticilere soyut bir arayüz sağlar. Fizik olay üretici bir fizik olayını tanımlayan birincil parçacıkları sağlar. Bu olay sınıfı, bir olayın süreci tamamladıktan sonra gerekli olmayan geçici bilgilerin saklanmasından kaçınır. Olayı işlemeden önce birincil köşeleri (primary vertices) ve birincil parçacıkları içerir. İşlemden sonra, simülasyon tarafından oluşturulan "hits" ve "digitizations"a sahiptir ve isteğe bağlı olarak, simüle edilmiş parçacıkların yörüngelerini depolayabilir. Simülasyonda her parçacık ortamdan adım taşınır. G4Step sınıfı; koordinatlar, hacim, enerji ve momentum dahil, başlangıç ve bitiş noktaları arasındaki "track" özelliklerindeki değişiklikleri depolar. G4Track adı verilen bir başka sınıf, her adımın tamamlanmasından sonra parçacığın son durumu hakkında bilgi tutar. "Tracking" verilen parçacık için tüm fizik işlemlerinin ve eylemlerinin tarar ve hangisinin çağrılacağına karar verir. Fizik sürecinde proses özellikleri üç izleme eylemi izleyerek gösterilir:

- Durduğunda parçacık bozunması.
- Adım boyunca enerji kaybı veya ikincil parçacık üretimleri.
- Adım sonrası bozunma veya etkileşimle ikincil parçacık üretimi.

İzleme işleminin ana işlevleri aşağıda listelenmiştir:

- Parçacıkları izlemeden önce yapılan işlemler ikincil parçacıkları temizleme.
- Ön izleme kullanıcı müdahale süreci.
- İstenirse bir yörünge inşa etme.
- Fizik sürecine izlemenin başlangıcını bildirme.
- Parçacık canlı iken adım adım izleme.
- İzleme sonrası kullanıcı müdahale süreci.
- Eğer oluşturulmuşsa yörüngeyi yok etme.

Dijitalleştirme ve hit (vuruş) yönetimi: GEANT4 'te, bir vuruş, hassas bir detektör bileşeninde fiziksel bir etkileşimin veya bir iz (veya izlerin) etkileşimlerinin birikiminin bir görüntüsüdür. Öte yandan, digit terimi bir dedektör çıktısını, örneğin bir Analog Dijital Dönüştürücü (Analog Digital Converter - ADC) veya Zaman-Sayısal Çevirici (Time Digital Converter - TDC) sayımı veya bir trigger sinyalini temsil eder. Bir veya daha fazla vuruş ve / veya diğer dijit'lerden bir dijit oluşturulur. GEANT4 , hem detektör hassasiyeti hem de vuruş veya dijit için yalnızca soyut sınıflar sağlar. Hassas bir dedektör, mevcut adımda verilen bilgileri kullanarak vuruş oluşturur. G4VHit sınıfından türetilmiş, kullanıcı tanımlı nesneler olan vuruşlar, bir olay nesnesinde toplanır. İzleme zamanında, adım hassas bir dedektöre bir işaretçi içeren bir hacmin içindeyken, bu hassas dedektör mevcut adım bilgisi ile başlatılır. İzleme zamanında otomatik olarak çağrılan hassas bir dedektörün aksine, digitization (sayısallaştırma) modülünün kullanıcı kodu tarafından başlatılması gerekir. Sayısallaştırma, olay işlemi sırasında, her olayın sonunda veya hatta bazı olayların işlenmesinden sonra da yapılabilir.

**Görselleştirme ve kullanıcı arayüzü:** OpenGL 37, DAWN 38 ve HepRep (Yüksek Enerji Fiziği Temsil Edilebilir) gibi GEANT4 araç setine entegre edilmiş üç ana görselleştirme sürücüsü vardır. OPENGL, 3D bilgisayar grafikleri üreten bir writing uygulaması için diller arası çapraz platform uygulamaları program etkileşimi tanımlayan standart bir özelliktir. Bu, gerçek zamanlı, hızlı görselleştirme için yaygın olarak kullanılır ve uygundur. DAWN, sunum veya dokümantasyon için teknik olarak yüksek kaliteli postcript çıktısı hazırlamak için çok uygun hassas görselleştirme sağlar. HepRep, simülasyondaki geometri modülünün ve yörüngelerin 3D temsillerini görselleştirmek için uygundur.

# 3.3. ROOT Analiz Program

ROOT, yüksek enerji fiziği araştırmasının merkezinde, CERN'de doğan bir veri analizi aracıdır. Her gün binlerce fizikçi, verilerini analiz etmek veya simülasyonları çalıştırmak için ROOT uygulamalarını kullanıyor. ROOT ile şunlar yapabililir :

- Verileri kaydetme: Veriler (ve herhangi bir C ++ nesnesini) bir ROOT dosyasına sıkıştırılmış bir ikili biçimde kaydedilebilir. Nesne formatı da aynı dosyaya kaydedilir. ROOT dosyaları kendi kendini tanımlayıcı niteliktedir. Veri modelini tanımlayan kaynak dosyalarının bulunmaması durumunda bile, bir ROOT dosyasındaki bilgiler her zaman okunabilir durumdadır. ROOT, büyük miktarda verilere hızlı erişim için son derece güçlü bir veri yapısı sağlar; bu, normal bir dosyaya erişmekten bile daha hızlıdır.
- Verilere erişme: Bir veya birkaç ROOT dosyasına kaydedilen verilere bilgisayardan, web'den ve kullanılan büyük ölçekli dosya dağıtım sistemlerinden erişilebilir. Birkaç dosyaya yayılan ROOT dalları, çok büyük miktarda veri üzerinde döngülere izin vererek özgün bir nesne olarak zincirlenebilir ve erişilebilir.
- Veri madeni: Verileri kullanabilmek için güçlü matematiksel ve istatistiksel araçlar sağlanmıştır. Bir C ++ uygulamasının ve paralel işlemin gücü her türlü veri manipülasyonu için kullanılabilir. İstatistiksel dağılımın ardından veriler üretilebilir ve modellenerek karmaşık sistemlerin simülasyonunu mümkün kılar.
- Sonuçların yayınlanması: Sonuçlar histogramlar, dağılım grafikleri, fitting fonksiyonları ile gösterilebilir. ROOT grafikler, sadece birkaç fare tıklamasıyla gerçek zamanlı olarak değiştirilebilir. Sonuçlar PDF veya diğer formatlarda yüksek çözünürlüklü bir şekilde kaydedilebilir.
- İnteraktif biçimde çalıştırma veya kendi uygulamanızı oluşturma: İnteraktif oturumlar ve makro yazmak için Cling C++ yorumlayıcısı kullanılabilir veya program tam hızda çalışacak şekilde derlenebilir. Her iki durumda da, grafiksel bir kullanıcı arayüzü oluşturulabilir.
- **ROOT'u diğer dillerde de kullanma:** ROOT, Python, ve Mathematica gibi mevcut dillerle sorunsuz bir şekilde kullanılabilir (Brun ve Rademakers, 1997).

#### 3.4. Türk Ulusal Bilim e-Altyapısı (TR-Grid)

Grid, bilgisayarların bilgi işlem ve veri depolama kaynaklarını internet üzerinden paylaşmak için oluşturulmuş bir hizmet olarak tanımlanabilir. Şebeke ve bilgisayarlar arasındaki basit iletişimin ötesine geçilerek, küresel bilgisayar ağının büyük bir bilgi işlem kaynağına dönüştürülmesi hedeflenmektedir. Bu tez çalışmasında GEANT4 programı ile yapılan hesaplamalar Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) Ulusal Akademik Ağ ve Bilgi Merkezi (ULAKBİM), Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezi'nde (TR-Grid e-Altyapısı) gerçekleştirilmiştir. ULAKBİM Yüksek Başarım ve Grid Hesaplama Merkezi, ülke genelindeki araştırma gruplarına bilgi işlem ve hesaplama ortamı sağlamayı amaçlayan ulusal bir merkezdir. Bu merkez aynı zamanda Ulusal Grid Oluşumu (TR-Grid UGO)'nun kurucusu ve koordinatörü olarak çalışmalarını sürdürmektedir. TR-Grid UGO, ulusal grid altyapısını gerek duyulan servis ve araçlarlarla birlikte tasarlamış ve kurmuştur. Sürdürülebilir altyapısı ile bölgesel grid projelerinde ve EGEE'de önemli bir ortak olarak çalışmalarını sürdürmektedir.

## 3.4.1. TR-Grid

Ulusal grid oluşumu'nun amaçları şunlardır;

- Yüksek başarımlı ve grid hesaplama altyapısını (TR-Grid) kurmak, işletmek ve geliştirmek.
- Yüksek başarımlı ve grid hesaplama alanında çalışma yapan bağımsız araştırma gruplarının faaliyetlerini yönlendirmek ve koordine etmek.
- Sürdürülebilir bir TR-Grid altyapısı için ulusal ve uluslararası projelere TR-Grid Ulusal Grid Oluşumu yoluyla katılmak.
- Yüksek seviyede bilimsel ve sosyal etkiye sahip grid ve yüksek başarımlı hesaplama uygulamalarının geliştirilmesini desteklemek.

• Yüksek başarımlı ve grid hesaplama alanında farkındalığın artırılması ve ülke çapında kullanıcı topluluğunun genişletilmesi için toplantı, çalıştay ve eğitimler düzenlemek.

EGEE' ye bağlı Site Adı	Çekirdek Sayısı	Depolama Miktarı
TR-01-ULAKBIM	114	6 Tbyte
TR-03-METU	312	24 Tbyte
TR-04-ERCIYES	64	500 Gbyte
TR-05-BOUN	64	500 Gbyte
TR-07-PAMUKKALE	64	500 Gbyte
TR-08-CUKUROVA	64	500 Gbyte
TR-09-ITU	64	500 Gbyte
TR-10-ULAKBIM	300	24 Tbyte
TOPLAM	1 046 çekirdek	50 Tbyte

Çizelge 3.1. Ulusal gridi oluşturan küme bilgisayar merkezleri ve sahip oldukları kaynaklar

Yukarıda listelenmiş merkezlerde bulunan küme bilgisayarlar birleştirilerek akademisyen ve araştırmacılara projelerinde ihtiyaç duyduğu yüksek performans sağlanmaktadır. Böylece kullanıcılara 1 046 çekirdekli, 1 000 TB depolama alanlı bir kaynak sunulmaktadır.

#### 4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Bu tezde, LYSO kristallerinden oluşan matris formundaki bir elektromanyetik kalorimetreye gönderilen bir parçacığın kalorimetre içerisinde oluşturduğu elektromanyetik sağanağın simülasyonu yapılmıştır. Simülasyonda, çeşitli enerjilerdeki (50 MeV - 2 GeV) fotonlar matrislerin ortasındaki kristallere gönderilmiştir. Bu amaçla, "GEANT4.10.04.p01" programı ve "*emstandard\_opt*1" fizik listesi kullanılmıştır. Kullanılan kristalin, yüzeyi 25 × 25 mm<sup>2</sup> (1,2 R<sub>M</sub>), uzunluğu 200 mm (17,5X<sub>0</sub>) ve ağırlığı 0,925 Kg'dır. Kristallerin yüzeyine herhangi bir kaplama yapılmamıştır. Foton, Şekil 4.1 görüldüğü gibi kalorimetreye Z-ekseninde kristal yüzeyine 0,01 mm uzaklıktan gönderilmiştir. Kristallerin içerisinde bulunduğu ortam, gelen parçacıkların herhangi bir başka etkileşime girmemesi için vakum olarak seçilmiştir.

# 4.1. LYSO Kristali İçerisinde Elektromanyetik Sağanak Oluşumu

GEANT4 programı kullanılarak, Şekil 4.1'de görüldüğü gibi 5 × 5'lik matris formunda oluşturulan kalorimetrenin, ortasındaki kristale sırası ile 0,05, 0,10, 0,15, 0,25, 0,50, 1,0, 1,50 ve 2 GeV enerjilerde fotonlar gönderilip 10 000 tekrar yapılarak her bir kristalde depolanan enerjiler elde edilmiştir. Örneğin, Şekil 4.2'de 13 numaralı kristale 2 GeV enerjili fotonlar gönderildiğinde her bir kristalde depolanan enerjilerin dağılımları görülmektedir. Burada, 1 numaralı kristalde depolanan enerji ile 25 numaralı kristalde depolanan enerjiler, kristallerin simetrik olması nedeni ile yaklaşık aynı değerdedir. Aynı şekilde, 5'inci kristal ile 21'inci kristalde, 11'inci kristal ile 15'inci kristalde ve 3'üncü kristal ile 23'üncü kristalde depolanan enerjilir aleşin simetrik aşğanağın yanal genişlemesi, enerjiyi depolamak için kullanılan kristallerin sayısı ile sınırlıdır. Elektromanyetik sağanağın genişliği, etkileşim sırasında fotonların çoklu saçılmasından kaynaklanmaktadır. Gelen parçacığın enerjisi ne kadar küçükse, saçılma açısı da o kadar büyük olur. Sağanağın yanal genişlemesi sırasında depolanamayan enerjiler ve kristallerde depolanan enerjiler ve Givernaud, 1997).



**Şekil 4.1.** 1 GeV enerjili foton  $5 \times 5$  LYSO kristal matrisine gönderildiğinde kristaller içerisinde oluşan elektromanyetik sağanak.

 $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$  LYSO kristal matrisleri için, 50 MeV - 2 GeV enerji aralığında her bir matrise gelen foton tarafından kristallerde depolanan toplam enerji Şekil 4.3'te gösterilmektedir. Elektromanyetik sağanağın yanal genişlemesi nedeniyle,  $5 \times 5$  kristal matrisinde daha fazla enerji depolandığı görülmektedir.  $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$  kristal matrislerinde depolanan enerjiler Şekil 4.4'te karşılaştırılmıştır. Görüldüğü gibi tek bir kristalde depolanan ortalama enerji miktarı düşük olmasına rağmen RMS değeri yüksektir. Kristal sayısı arttıkça depolanan enerji miktarı artar ve RMS değerleri de düşer. Fotonun enerjisinin yaklaşık %77'si  $1 \times 1$  kristal matrisinde, %92'si  $3 \times 3$  kristal matrisinde ve %95'si  $5 \times 5$  kristal matriste depolanır ve bu oranların gelen fotonun enerjisine bağlı olarak neredeyse hiç değişmediği Şekil 4.3'ten görülebilir.

#### 4.2. Boyuna Depolanan Enerjinin Dağılımı

Dedektör tasırımında en önemli adımlardan biri, yüksek enerjilerde gelen parçacıklar için modülün arka tarafından kaçan enerjileri yaklaşık olarak tahmin etmektir. Şekil 4.5, 2 GeV enerjili foton  $5 \times 5$ 'lik kristal matrisine gönderildiğinde oluşan sağanak profillerini göstermektedir. Şekilde dört farklı kristal uzunluğu için, kristaller içerisinde oluşan sağanakların



**Şekil 4.2.** Ortadaki kristale 2 GeV enerjili foton gönderildiğinde,  $5 \times 5$ 'lik LYSO kristal matrisinde her bir kristalde depolanan enerjilerin dağılımları.

maksimum enerjiyi depoladıkları derinlikleri ve oluşan sağanakların uzunlukları görülmektedir. Dağılımlar, 2 GeV enerjili foton için sağanak enerjisinin az bir kısmının kristalın arkasından kaçtığını ve bu enerji değeri civarında bu boylarda kristaller kullanılabileceğini göstermektedir. Bir sonraki kısımda bu kristal uzunlukları için enerji çözünürlükleri elde edilerek sonuçlar karşılaştırılacaktır.

## 4.3. Kristal Uzunluğuna Bağlı Olarak Enerji Çözünürlüğü

Kalorimetrelerde kullanılacak kristal uzunluğunun belirlenmesi, özellikle pahalı kristallerin seçimi söz konusu olduğunda önemli bir hale gelir. Bu amaçla, 50 MeV - 2 GeV enerji aralığında fotonlar, dört farklı uzunluğua sahip (195 mm, 200 mm, 205 mm, 210 mm) kristallerden  $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$  kristal matrisleri oluşturularak enerji çözünürlüğünün değişimi incelenmiştir. Şekil 4.2'te görüldüğü gibi her bir kristalde depolanan enerjiler toplanarak enerji spektrumları elde edildi. Örneğin Şekil 4.6 ve 4.7,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ 



**Şekil 4.3.**  $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ 'lik LYSO kristal matrislerinde gelen fotonun enerjisine bağlı olarak depolanan enerjilerin değişimi.



Şekil 4.4. 200 mm uzunluğundaki kristalde  $1 \times 1$ ,  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ 'lik matrislerde depolanan enerjilerin dağılımları.

kristal matrislerinin ortalarındaki kristallere gönderilen 2 GeV enerjili fotonların enerji spektrumlarını göstermektedir. Kristalin uzunluğu arttıkça depolanan enerjinin de arttığı bu grafiklerden de görülebilir.

Görüldüğü gibi enerji spektrumları düşük enerjilere doğru asimetrik bir kuyruğa sahip olan Gauss dağılımına benzediği için, spektrumlar Novosibirsk fonksiyonu kullanılarak fit



**Şekil 4.5.** 2 GeV'luk foton 5 × 5'lik kristal matrisine gönderildiğinde farklı kristal uzunlukları için boyuna enerji dağılımları.



**Şekil 4.6.** 2 GeV enerjili foton için  $3 \times 3$  LYSO kristal matrislerinden elde edilen enerji dağılımları. Kırmızı çizgiler, Novosibirsk fit fonksiyonu sonuçlarını göstermektedir.

edilmiştir. Novosibirsk fonksiyonu şu şekilde tanımlanır:

$$f(E) = A_s exp(-0, 5ln^2 \left[1 + \wedge \tau (E - E_0)\right] / \tau^2 + \tau^2)$$
(4.1)



**Şekil 4.7.** 2 GeV enerjili foton için  $5 \times 5$  LYSO kristal matrislerinden elde edilen enerji dağılımları. Kırmızı çizgiler, Novosibirsk fit fonksiyonu sonuçlarını göstermektedir.

burada  $\wedge = \sinh(\tau \sqrt{ln4})/(6\tau \sqrt{ln4})$ ,  $E_0$  pik pozisyonu,  $\sigma$  genişlik ve  $\tau$  kuyruk parametresidir (Ikeda ve diğerleri, 2000).

Fitlerden elde edilen değerler kullanılarak, yukarıda belirtildiği gibi farklı kristal uzunluklarına sahip  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$  kristal matrisleri için enerji çözünürlükleri hesaplanmıştır. Farklı kristal uzunluklarına sahip LYSO kristal matrisleri ( $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ ) için hesaplanan enerji çözünürlükleri, gelen foton enerjilerinin bir fonksiyonu olarak Şekil 4.8 ve 4.9'da gösterilmektedir. 200 mm uzunluğundaki kristal için elde edilen sonuçlar, Koçak ve Tapan (2017) ve Berra ve diğerleri (2014) tarafından yapılan önceki simülasyon çalışmaları ile tutarlıdır.

Kalorimetre modülünün boyuna ve enine boyutlarındaki artışlar, depolanan enerjide bir artmaya ve sonuç olarak enerji çözünürlüğünde bir iyileşmeye neden olmaktadır. Enerji çözünürlüğündeki bu iyileşme Şekil 4.9'dan daha açık bir şekilde görülebilir.

Şekil 4.9'da elde edilen enerji çözünürlüğü değerleri,

$$\sigma_E / E = a / \sqrt{E} \oplus b \tag{4.2}$$



**Şekil 4.8.** Çeşitli uzunluktaki LYSO kristalleri için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü. Düz çizgiler fitleri göstermektedir.

fonksiyonuna fit edilerek stokastik *a* ve sabit *b* terimleri elde edilmiştir. Çizelge 4.1'den, kristal uzunluğuna bağlı olarak  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ 'lik kristal matrisleri için *a* ve *b* terimlerinin değişimi görülebilir. GEANT4 programı kullanılarak elde edilen enerji çözünürlüğü değerleri, sağanak dalgalanmalarını ve enine ve boyuna sağanak kayıplarını içerir. Enerji çözünürlüğünün stokastik terimine, kristal matrisinden yanal doğrultudaki sağanak kaçakları ve kristallerdeki sağanak dalgalanmaları sebebi ile katkı gelirken, sabit terime ise kristallerin arka ve yanlarındaki sağanak kaçakları sebebiyle katkı gelir. Modülün yanal boyutunun artması, sağanak dalgalanmalarını ve kristalden enine kaçakları önemli ölçüde azaltır. Çizelge 4.1'den görüldüğü gibi matrisin boyutların artmasıyla stokastik ve sabit terimler iyileşmektedir. Kristal uzunluğun artmasıyla, stokastik terim neredeyse sabit kalırken sabit terim azalmaktadır (Saad, Kocak ve Kırca, 2019).



**Şekil 4.9.** Farklı LYSO kristal uzunlukları için  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ 'lik kristal matrislerinden elde edilen enerji çözünürlükleri. Bu grafiklerdeki sonuçlar ile Şekil 4.8'de verilen sonuçlar aynıdır. Düz çizgiler fitleri göstermektedir.

**Çizelge 4.1.** Farklı uzunluklardaki  $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$  LYSO matrisler için enerji çözünürlüğünün stokastik [*a*] ve sabit [*b*] terimlerinin değişimi.

Kristal uzunluğu [mm]	Stokastik (	terim <i>a</i> [%]	Sabit terim b [%]	
	3 × 3	$5 \times 5$	3 × 3	$5 \times 5$
195	$0,94 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,05$	$2,37 \pm 0,03$	$1,73 \pm 0,01$
200	$0,95 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,02$	$2,17 \pm 0,03$	$1,60 \pm 0,01$
205	$0,95 \pm 0,03$	$0,39 \pm 0,03$	$2,05 \pm 0,02$	$1,54 \pm 0,02$
210	$0,95 \pm 0,20$	$0,38 \pm 0,03$	$1,92 \pm 0,01$	$1,45 \pm 0,01$

## 4.4. Fotonun Geliş Açısına Bağlı Olarak Enerji Çözünürlüğü

Kalorimetreye gelen fotonun geliş açısına bağlı olarak enerji çözünürlüğünü incelemek amacıyla, yüzeyi  $25 \times 25 \text{ mm}^2$  ve uzunluğu 200 mm olan  $5 \times 5$ 'lik LYSO kristali simüle edildi. Şekil 4.10'da gelen fotonun döndürüleceği  $\Theta$  açısının doğrultusu ve koordinat sistemi görülmektedir. Gelen foton Z-ekseni doğrultusunda matris yüzeyine 0,01 mm uzaklıktan, matrisin ortasındaki kristale çeşitli açılarda (0°, 0, 5°, 1°, 1, 5°, 2°, 2, 5°, 3°, 4°, 5°, 7°, 9°, 10°, ve 15°) gönderildi. Fotonun bazı geliş açılarına göre kristal matrisi içerisinde oluşturduğu EM sağanaklar Şekil 4.11'den görülebilir.



Şekil 4.10. 5  $\times$  5 LYSO kristal matrisinin,  $\theta$  açısının ve koordinat sisteminin şematik görünümü.

Daha önce bölüm 4.3. ifade edildiği gibi, aynı şekilde her bir kristalde depolanan enerjiler toplanarak toplam enerji spektrumları elde edildi. Elde edilen spektrumlar Novosibirsk fonksiyonuna fit edildi. Şekil 4.12(a)'da çeşitli açılarda elde edilen depolanan enerjilerin değişimi ve Şekil 4.12(b)'de enerji çözünürlükleri görülmektedir. Daha önce bahsettiğimiz gibi, merkezi kristalin merkezine gönderilen fotonun  $5 \times 5$ 'lik matriste depoladığı enerji %(97, 72 ± 0, 28) idi. Fotonun geliş açısı artırdıkça bu değer Şekil 4.12(a)'da görüldüğü gibi azalmaya başlayacaktır. Şekil 4.12(b)'de gösterildiği gibi,  $\Theta = 0^{\circ}$ 'de enerji çözünürlüğü 50 MeV'de %2,37'den 2 GeV'de %1,62'ye kadar değişmektedir. Fotonun geliş açısı artıtıkça enerji çözünürlüğündeki kötüleşme açıkça görülmektedir. Elde edilen enerji çözünürlükleri Denklem 4.2 kullanılarak fit edilmiş ve fit parametreleri Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Fotonun geliş açısı arttıkça *a* ve *b* terimleri artmakta, bu da enerji çözünürlüğünde kötüleşmeye sebeb olmaktadır. Enerji çözünürlüğündeki bozulmaların nedeni kristal matrisinin yan ve arkasından kaçan enerji sağanaklarıdır. Fotonun geliş açısı arttıkça, yanal kaçak miktarının artması nedeniyle, enerji çözünürlüğü değerleri fit fonksiyonu ile uyumsuzluk göstermeye



**Şekil 4.11.** Z-ekseni boyunca  $\Theta = 0^{\circ}$ , 5°, 10°, ve 15°'lik açılarla 1 GeV enerjili foton 5 × 5 LYSO kristaline gönderildiğinde içeride oluşan sağanağın gelişimi.



**Şekil 4.12.** Kalorimetreye farklı açılardan çarpan fotonların geliş enerjisine bağlı olarak depolanan enerjinin (a) ve enerji çözünürlüğünün (b) değişimi.

başlamaktadır. Burada, 0° için elde edilen enerji çözünürlüğü değerleri önceki çalışmalarla uyumludur (Berra ve diğerleri, 2014; Saad ve diğerleri, 2019).

Simülasyon sonuçları, küçük açılarda  $(0^{\circ} - 2^{\circ})$  enerji çözünürlük değerlerinde herhangi bir değişiklik olmadığını, ancak Şekil 4.13'te görüldüğü gibi fotonun geliş açısının 2°'den büyük olduğu değerlerde bozulmaya başladığını göstermektedir. Elde ettiğimiz sonuçlar,

Geliş açısı	Stokastik terim a [%]	Sabit terim b [%]
00	$0,42 \pm 0,01$	$1,60 \pm 0,02$
50	$0,47 \pm 0,01$	$1,64 \pm 0,03$
70	$0,48 \pm 0,01$	$1,66 \pm 0,02$
9 <sup>0</sup>	$0,49 \pm 0,02$	$1,68 \pm 0,03$
10°	$0,50 \pm 0,02$	$1,71 \pm 0,04$
15°	$0,51 \pm 0,20$	$1,80 \pm 0,04$

Çizelge 4.2. Fotonun çeşitli geliş açıları için hesaplanan enerji çözünürlüğü fit parametreleri

LYSO kristali ile benzer radyasyon uzunluğu ve Molière yarıçapına sahip PbWO<sub>4</sub> kristali için daha önce elde edilen sonuçlarla uyumludur (Batarin ve diğerleri, 2003).



Şekil 4.13. Enerji çözünürlüğünün fotonun geliş açısına bağımlılığı. Çözünürlük  $0^{\circ}$ 'ya normalize edilmiştir (a).  $0^{\circ}$  - 2,  $5^{\circ}$  için ayrıntılı görünüm (b).

## 4.5. Fotonun Geliş Konumuna Bağlı Enerji Çözünürlüğü

Bu kısımda,fotonun kristal yüzeyine gelme konumuna bağlı olarak enerji çözünürlüğünün değişimi incelendi. Bu amaçla, Şekil 4.14 görüldüğü gibi, matrisin ortasındaki kristalin

yüzeyine çeşitli pozisyonlarda fotonlar gönderildi. Simülasyon sonucunda elde edilen enerji çözünürlük değerleri, merkezi kristal üzerindeki farklı foton etkileşim pozisyonları için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak Şekil 4.15'te verilmiştir. En iyi enerji çözünürlüğü değerleri, foton kristalin tam merkezine (kon\_0) gönderildiğine elde edilirken, fotonun etkileşme noktası kristalin merkezinden uzaklaştıkça azalmaya başlamaktadır. Ayrıca, Şekil 4.15'te gösterildiği gibi simetrik pozisyonlar için neredeyse aynı sonuçlar alınmıştır. Konum 1 - 2, konum 3 - 4 ve konum 5 - 6 için neredeyse aynı enerji çözünürlüğü değerleri elde edilmiştir. Konum 1 ve konum 2'de elde edilen enerji çözünürlük değerleri, kristalin kenarları ve köşelerindeki etkileşim noktaları ile kıyaslandığında daha iyi değerler vermektedir. Çünkü bu bölgeler kristal matrisinin merkezine daha yakındır, böylece daha az yanal kaçak oluşur (Saad ve Kocak, 2020).



**Şekil 4.14.**  $5 \times 5$  LYSO merkezi kristal içindeki gelen fotonun etkileşim konumlarının şematik görünümü.

Farklı foton etkileşim konumlarında, enerji çözünürlük fit parametreleri (*a* ve *b*) hesaplanmış ve Çizelge 4.3'te gösterilmiştir. Daha önce bahsettiğimiz gibi simetrik noktalarda hemen hemen aynı *a* ve *b* değerleri elde edilmiştir. Simülasyonda enerji çözünürlüğünün stokastik terimine yanal sağanak kaçaklarından katkı gelirken, sabit terimine hem yanal hem de kristalin arkasından kaçan sağanaklar sebebiyle katkı gelmekteydi. Çizelge 4.3'ten, kristalin



**Şekil 4.15.**  $5 \times 5$  LYSO matrisinin merkezi kristalinde, fotonun farklı etkileşim konumları için enerji çözünürlüğü.

merkezinden uzaklaştıkça, enerji çözünürlüğünün bozulmasına neden olan yanal kaçaklar nedeniyle stokastik ve sabit terimden enerji çözünürlüğüne gelen katkının arttığı görülmektedir (Saad ve Kocak, 2020).

## 4.6. Kristalin Yanal Boyutuna Bağlı Enerji Çözünürlüğü

Son olarak, kristalin enine boyutunun değişiminin enerji çözünürlüğüne etkisi incelenmiştir. Şekil 4.16'de görüldüğü gibi, üç farklı genişlikteki (23 mm, 25 mm ve 27 mm) ve üç farklı boydaki (190 mm, 200 mm ve 210 mm) LYSO kristallerinden oluşan  $5 \times 5$ 'lik matrisler oluşturulmuştur.

Şekil 4.17, 4.18 ve 4.19, aynı uzunluğa ve farklı enine alana sahip kristaller için elde edilen enerji çözünürlüğü sonuçlarını göstermektedir. Bu grafiklerden de görülebileceği gibi, yanal

asındaki etkileşim konumları Şekil 4.14'te gösterilmektedir				
Etkileşim konumu	Stokastik terim a [%]	Sabit terim b [%]		
Kon_0	$0,42 \pm 0,01$	$1,60 \pm 0,02$		
Kon_1	$0,46 \pm 0,01$	$1,65 \pm 0,01$		

 $0,47 \pm 0,01$ 

 $0{,}58\pm0{,}02$ 

 $0{,}59\pm0{,}01$ 

 $0,\!57\pm0,\!01$ 

 $0{,}58\pm0{,}01$ 

 $1,65 \pm 0,01$ 

 $1,68 \pm 0,03$ 

 $1,\!67\pm0,\!02$ 

 $1,75 \pm 0,03$ 

 $1,\!76\pm0,\!02$ 

Kon\_2

Kon\_3

Kon\_4

Kon\_5

Kon\_6

**Çizelge 4.3.** Farklı etkileşim konumları için enerji çözünürlüğü fit parametreleri. 0 ile 6 arasındaki etkileşim konumları Şekil 4.14'te gösterilmektedir



Şekil 4.16. Farklı enine boyut ve uzunluğuna sahip LYSO kristallerinin şematik görünümü.

boyutun artmasıyla kristallerde daha fazla enerji depolanacağı için, enerji çözünürlüğü önemli ölçüde iyileşmektedir.



**Şekil 4.17.** 190 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki  $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü.



**Şekil 4.18.** 200 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki  $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü.



**Şekil 4.19.** 210 mm uzunluğunda ve farklı yanal boyutlardaki  $5 \times 5$ 'lik LYSO matrisleri için gelen fotonun enerjisine bağlı olarak enerji çözünürlüğü.

# 5. SONUÇ

Yüksek enerji fiziği, temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri inceleyen oldukça yeni bir çalışma alanıdır. Temel parçacıkların yapısını incelemek için ve bu yüksek enerjilere ulaşan parçacıkların yapısını gözlemlemek için detektörlere ihtiyaç vardır. Yüksek enerjiye ihtiyaç duyulmasının birkaç nedeni vardır. Birinci sebep, ışığın dalga özelliğinden kaynaklanmaktadır. Görülecek şeylere ışık tutuyoruz. Ancak, ışığın dalga boyundan daha küçük bir şey görmek istediğimizde bu çok daha zor olacaktır. Ama onu elektronlar gibi diğer parçacıklarla birlikte görebiliriz. Elektronların dalga özellikleri de vardır, ancak momentum arttıkça dalgaboyu azalır. Bu nedenle, araştırılan parçacık ne kadar hızlı giderse, dalgaboyu o kadar küçük olacağından, bu parçacığı gözlemleyebilmek için daha yüksek enerji çözünürlüğüne sahip dedektörlere ihtiyaç duyulur. Büyük boyutlardaki kristallerden yapılmış elektromanyetik kalorimetreler, fotonları belirleme, fotonlar ve elektronların enerji çözünürlüğünü ölçme kabiliyetleri sebebiyle büyük öneme sahiptir.

Bu tezde, THM-PF dedektörünün elektromanyetik kalorimetresi için önerilen LYSO kristalinin uzunluğuna, fotonun geliş açısına, fotonun geliş konumuna ve kristalin yanal boyutuna bağlı olarak enerji çözünürlükleri elde edilmiş ve bu etkenlerin enerji çözünürlüğünün stokastik ve sabit terimlerine katkıları detaylı olarak incelenmiştir. Bölüm 4.3.'te, GEANT4 Monte Carlo simülasyon programı kullanılarak kristal uzunluğuna ve kristal matris boyutlarına ( $3 \times 3$  ve  $5 \times 5$ ) bağlı olarak enerji çözünürlükleri hesaplanmış, elde edilen sonuçlar Şekil 5.1'de özetlenmiştir. LYSO kristalinin yanal boyutunun artmasıyla birlikte, kristal içerisinde oluşan elektromanyetik sağanaktan yanal kaçaklarda önemli bir azalma gözlemlenmiştir. Çizelge 4.1'de gösterildiği gibi, enerji çözünürlüğünün stokastik terimi kristal uzunluğu arttıkça neredeyse sabit kalmakta, ancak matris boyutlarının artması ile azaltmaktadır. Enerji çözünürlüğünün sabit terimi ise kristalin uzunluğu arttıkça azalmakta, benzer şekilde artan matris boyutları ile iyileşmektedir (Saad ve diğerleri, 2019).

Bölüm 4.4.'te,  $25 \times 25 \times 200 \text{ mm}^3$  boyutlarındaki LYSO kristallerinden oluşan  $5 \times 5$ 'lik matris formundaki kalorimetreye gelen fotonun geliş açılarına bağlı olarak enerji çözünürlüğü



**Şekil 5.1.** 5 × 5 LYSO merkezi kristali içindeki gelen fotonun etkileşim konumlarının şematik görünümü.

incelenmiştir. Bu amaçla, 50 MeV ile 2 GeV enerji aralığındaki fotonlar kalorimetreye gönderilmiştir. 0°'de kalorimetreye gelen fotonlar için enerji çözünürlüğü %1,62 olarak hesaplanırken, 15°'te %1,87 olarak hesaplanmıştır. Sonuçlar, foton geliş açısı yaklaşık 2° olana kadar enerji çözünürlüğünde herhangi bir değişiklik olmadığını, ancak bu değerden sonra bozulmanın başladığını göstermektedir. 2°'den büyük foton geliş açılarında, enerji çözünürlüğü boyuna ve yanal kaçaklar nedeniyle bozulmaya başlamaktadır. Bölüm 4.5.'te, çeşitli foton etkileşim pozisyonlarının enerji çözünürlüğüne bağımlılıkları incelenmiştir. Kristal matrisinin merkezinde enerji çözünürlüğü  $\sigma_E/E = 0,42\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1,60\%$  olarak elde edilmiştir. Merkezi kristalin köşelerine gönderilen fotonlar için elde edilen enerji çözünürlüğünün, bu kristalin merkezinde elde edilen enerji çözünürlüğüne göre 50 MeV'de 1,3 ve 2 GeV'de 1,1 kat daha kötü olduğu gözlemlenmiştir. Bölüm 4.6.'da, çeşitli yanal boyutlardaki kristaller için enerji çözünürlükleri hesaplanmıştır. Kristalin enine boyutu arttıkça enerji çözünürlüğündeki iyileşme Şekil 4.17, 4.18 ve 4.19'da açıkça görülmektedir. Sonuç olarak, bu tez çalışması yüksek enerji fiziğinde dedektör tasarımı alanında çalışan araştırmacıların LYSO kristalini kullanarak oluşturacakları kalorimetrelerde gerekli olan enerji çözünürlüğünü elde etmelerinde, uygun kristal uzunluğu ve fotonun geliş açısına ve etkileşim pozisyonuna bağlı etkileri tahmin etmelerinde onlar için yol gösterici olacaktır. Ayrıca, THM-PF dedektörünün elektromanyetik kalorimetresi için ideal kristal tipini ve boyutlarını belirlemeye yönelik önemli bir adımdır.

### KAYNAKLAR

- Ablikim, M., An, Z., Bai, J., Berger, N., Bian, J., Cai, X., ... Mingxing, L. (2010). Design and construction of the BESIII detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 614(3): 345–399. doi: 10.1016/j.nima.2009.12.050.
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K. a., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., ... Zschiesche, D. (2003). GEANT4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3): 250–303. doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- Ahmed, S. (2007). Physics and Engineering of Radiation Detection. Elsevier Science. ISBN: 9780080569642, erişim adresi: https://books.google.com.tr/books?id= 3KdmdcGbBywC.
- Akgün, B., Ünel, G., Erhan, S., Sekmen, S., Köse, U. ve Yıldız, V. (2014). Meraklısına Parçacık ve Hızlandırıcı Fiziği. Erişim adresi: https://indico.cern.ch/event/308126/ attachments/588109/809376/ana.pdf.
- Alva-Sánchez, H., Zepeda-Barrios, A., Díaz-Martínez, V., Murrieta-Rodríguez, T., Martínez-Dávalos, A. ve Rodríguez-Villafuerte, M. (2018). Understanding the intrinsic radioactivity energy spectrum from 176 Lu in LYSO/LSO scintillation crystals. *Scientific reports*, 8(1): 1–7. doi: 10.1038/s41598-018-35684-x.
- Amsler, C., Doser, M., Bloch, P., Ceccucci, A., Giudice, G., Höcker, A., ... Zyla, P. (2008). Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667(1-5): 1–6. doi: 10.1016/j. physletb.2008.07.018.
- Batarin, V., Brennan, T., Butler, J., Cheung, H., Derevschikov, A., Fomin, Y., ... Yarba, J. (2003). Precision measurement of energy and position resolutions of the BTeV electromagnetic calorimeter prototype. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 510(3): 248–261. doi: 10.1016/S0168-9002(03)01862-X.
- Berra, A., Bonvicini, V., Cecchi, C., Germani, S., Guffanti, D., Lietti, D., ... Vallazza, E. (2014). LYSO crystal calorimeter readout with silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 763: 248–254. doi: 10.1016/j.nima.2014.06. 012.
- Brun, R. ve Rademakers, F. (1997). ROOT-an object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389(1-2): 81–86. doi: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.

- Brüning, O. (2013). Overview of the LHeC design study at CERN. Technical report. (Report number: CERN-ACC-2013-0089, erişim adresi: https://cds.cern.ch/record/1575357.
- Chen, J., Mao, R., Zhang, G., Zhou, Z., Chao, L. ve Zhu, R.-y. (2007). Gamma-ray induced radiation damage in large size LSO and LYSO crystal samples. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 54(4): 1319–1326. doi: 10.1109/TNS.2007.902370.
- CMS-Collaboration, Chatrchyan, S., Hmayakyan, G., Khachatryan, V., Sirunyan, A., Adam, W., ... Yuldashev, B. (2008). The CMS experiment at the CERN LHC. *The Journal* of Instrumentation (JINST), 3: S08004. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- Colaleo, A., Safonov, A., Sharma, A. ve Tytgat, M. (2015). CMS technical design report for the Muon endcap GEM upgrade. Technical report. (Report number: CERN-LHCC-2015-012; CMS-TDR-013), erişim adresi: https://cds.cern.ch/record/2021453.
- Das, A. ve Ferbel, T. (2005). Introduction To Nuclear And Particle Physics (2nd Edition). World Scientific Publishing Company, USA. ISBN: 981-238-744-7, erişim adresi: https://books.google.com.tr/books?id=NAzJCgAAQBAJ.
- Dissertori, G., Lecomte, P., Luckey, D., Nessi-Tedaldi, F., Pauss, F., Otto, T. ve , ... Urscheler, C. (2010). A study of high-energy proton induced damage in cerium fluoride in comparison with measurements in lead tungstate calorimeter crystals. *Nuclear Instruments* and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 622(1): 40–48. doi: 10.1016/j.nima.2010.07.052.
- Donald, P. ve Perkins, D. (2000). Introduction to High Energy Physics. Cambridge University Press. ISBN: 9780521621960, erişim adresi: https://books.google.com.tr/books?id= e63cNigcmOUC.
- Eigen, G., Zhou, Z., Chao, D., Cheng, C., Echenard, B., Flood, K., ... Budano, A. (2013). A LYSO calorimeter for the SuperB factory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 718: 107–109. doi: 10.1016/j.nima.2012.11.100.
- Gautheron, F. ve Givernaud, A. (1997). About the electromagnetic shower lateral profile in the Lead Tungstate. Technical report. CERN. Geneva. (Report number: CMS-NOTE-1997-037), erişim adresi: https://cds.cern.ch/record/687307.
- Grupen, C. ve Shwartz, B. (1996). Particle detectors Cambridge Monographs on Particle Physics. *Nuclear Physics and Cosmology*. ISBN-13: 978-0-511-38866-8.
- Grupen, C. ve Shwartz, B. (2008). Particle Detectors. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. 2 edn. Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511534966.
- Hu, C., Yang, F., Zhang, L., Zhu, R.-Y., Kapustinsky, J., Mocko, M., ... Zhehui, W. (2019). Neutron-induced radiation damage in BaF<sub>2</sub>, LYSO/LFS and PWO crystals. *Journal of Physics: Conference Series*, 1162: 012020. doi: 10.1088/1742-6596/1162/1/012020.

- Ikeda, H., Satpathy, A., Ahn, B., Aulchenko, V., Bondar, A., Cheon, B., ... Zhilich, V. (2000). A detailed test of the CsI(Tł) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20 MeV and 5.4 GeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 441(3): 401–426.
- Ille, B. (1999). Cms electromagnetic calorimeter overview, talk given at viith international conference on instrumentation for colliding beam physics. *Hamamatsu, Japan*, p. 15–19.
- İş, E. (2007). Hızlandırıcılar. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, p. 1–30.
- James, F. (1994). RANLUX: A fortran implementation of the high-quality pseudorandom number generator of Lüscher. *Computer Physics Communications*, 79(1): 111–114. doi: 10.1016/0010-4655(94)90233-X.
- Knoll, G. F. (2000). Radiation detection and measurement. 3rd edition edn. John Wiley and Sons. New York. ISBN: 978-0-471-07338-3, erişim adresi: https://books.google. com.tr/books?id=4vTJ7UDel5IC.
- Kobayashi, M., Ishii, M., Harada, K. ve Yamaga, I. (1996). Bismuth silicate Bi<sub>4</sub>Si<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, a faster scintillator than bismuth germanate Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 372(1-2): 45–50. doi: 10.1016/0168-9002(95)01279-6.
- Kocak, F. ve Tapan, I. (2017). Simulation of LYSO crystal for the TAC-PF electromagnetic calorimeter. *Acta Physica Polonica A*, 131: 527–530. doi: 10.12693/APhysPolA.131. 527.
- Krane, K. ve Şarer, B. (2001). Nükleer fizik 1. (Çev. B. Şarer). Palme yayınları. Palme Yayıncılık. ISBN: 9789757477822.
- Kubota, Y., Nelson, J., Perticone, D., Poling, R., Schrenk, S., Alam, M., ... Ro, S. (1992). The CLEO II detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 320(1-2): 66– 113. doi: 10.1016/0168-9002(92)90770-5.
- Layter, J. G. (1997). The CMS muon project: Technical design report. Technical design report, CMS. CERN. Geneva. (Rapor numarası: CERN-LHCC-97-032; CMS-TDR-3), erişim adresi: https://cds.cern.ch/record/343814.
- Lee, S.-Y. (2004). Accelerator physics. World Scientific, Singapur. ISBN: 981-256-182-X, 2nd ed.
- Leo, W. (1987). Techniques for nuclear and particle physics experiments. A how-to approach. Springer-Verlag. ISBN: 3-540-17386-2.
- Leo, W. (1994). Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A Howto Approach. Springer. Erişim adresi: https://books.google.com.tr/books?id= W7vHQgAACAAJ.

- Martin, B. (2006). Nuclear and Particle Physics: An Introduction. Wiley. ISBN: 9780470025321, erişim adresi: https://books.google.it/books?id= WXHG1wSgQDMC.
- Martin, B. R. ve Shaw, G. (2008). Particle physics. John Wiley & Sons. 2nd ed., Editörler; Loebinger, F. K., Mandl, F. ve Sandiford, D. J., ISBN: 978-0-470-03293-0, erişim adresi: https://fac.ksu.edu.sa/sites/default/files/martin\_-\_particle\_physics\_3e\_ wiley\_2008.pdf.
- Numan, B. (2012). Türk Fizik Derneği Uluslarası Katılımlı 8. Parçacık Fiziği ve Dedektörleri -UPHDYO8 Yaz Okulu, Bodrum.
- Oishi, K. (2014). An LYSO electromagnetic calorimeter for COMET at J-park. *paper O47-4 presented in IEEE NSS2014, Seattle, USA.*
- Oldham, M. (2001). Radiation physics and applications in therapeutic medicine. *Physics Education*, 36(6): 460. doi: 10.1088/0031-9120/36/6/303.
- Olive, K. (2014). Review of particle physics. chinese physics c38, 090001. *Review of Particle Physics*. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- Oral, E. E., Sagsoz, M. E., Sezgin, T. M., Yüksel, B., Özkan, H., Ezirmik, K. V., ... Şen, C. (2018). Yüksek Çözünürlüklü Fosfor Ekran Temelli X-ışınları Radyografi Detektörünün Geliştirilmesi. (TÜBİTAK EEEAG proje no.: 113E985), erişim adresi: https://app.trdizin.gov.tr/publication/project/detail/TVRnNE9UYzM.
- Önengüt, G. (2004). Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda Gözlemeyi Umduğumuz Yeni Fizik. *Çağdaş Fizik Dergisi*.
- Pezzullo, G., Budagov, J., Carosi, R., Cervelli, F., Cheng, C., Cordelli, M., ... Tassielli, G. (2014). The LYSO crystal calorimeter for the Mu2e experiment. *Journal of Instrumentation*, 9(03): C03018. doi: 10.1088/1748-0221/9/03/c03018.
- Plante, I. ve Cucinotta, F. A. (2011). Monte-Carlo simulation of ionizing radiation tracks. Application of Monte Carlo methods in biology, medicine and other fields of science. InTech, Rijeka, Croatia, p. 315–356. doi: 10.5772/15674.
- Poon, E. S. (2004). Validation of the GEANT4 Monte Carlo code for radiotherapy applications. ISBN:: 0-494-06441-2, erişim adresi: https://central.bac-lac.gc.ca/.item?id= TC-QMM-81426&op=pdf&app=Library&oclc\_number=891951376.
- Powsner, R. ve Powsner, E. (2006). Essential Nuclear Medicine Physics. Essentials. Wiley. ISBN: 9781405104845.
- Recepoğlu, E. (2011). Yüksek ışınlıklı ERL-halka tipli charm fabrikası. Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, teknik rapor; TAEK TR-2011-17, erişim adresi: http://hdl.handle. net/20.500.12878/313.
- Richard ve Wigmans (2000). Calorimetry: Energy measurement in particle physics. Vol. 107. Oxford University Press. doi: 10.1093/oso/9780198786351.001.0001.

- Rinolfi, L. (2012). Brilliant positron sources for CLIC and other collider projects, 5th. International Conference, Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Algero, Italy 28 Sept.. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B, 309: 50–55. doi: 10.1016/j.nimb.2013.01.027, erişim adresi: https://agenda.infn.it/ event/4688/contributions/54301/attachments/38900/45776/Rinolfi\_ch2012.pdf.
- Saad, A., Kocak, F. ve Kırca, Z. (2019). The impact of crystal length on calorimeter energy resolution. In AIP Conference Proceedings. Vol. 2178. AIP Publishing LLC. p. 030045. doi: 10.1063/1.5135443.
- Saad, A. ve Kocak, F. (2020). Evaluation of energy resolution by changing angle and position of incident photon in a LYSO calorimeter. *Acta Physica Polonica B*, 51(11): 2097. doi: 10.5506/aphyspolb.51.2097.
- Şahin, L. (2014). Parçacıklar ve radyasyonun madde ile etkileşmesi. Akademik Veri Yönetim Sistemi | AVESİS - İstanbul Üniversitesi, açık erişim veri tabanından erişildi: https://avesis.istanbul.edu.tr/resume/downloadfile/latife.sahin?key= caaeb480-5009-42f7-b671-32c3794112a5.
- Tapan, I. ve Pilicer, F. (2014). Silicon tracker simulation for the turkish accelerator center particle factory. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 765: 240–243. doi: 10.1016/j.nima.2014.05.100.
- Thomson, M. (2013). Modern particle physics. Cambridge University Press. doi:10.1017/CBO9781139525367.
- Vassiliev, O. N. (2017). Monte Carlo methods for radiation transport. Springer International Publishing. (eBook ISBN: 978-3-319-44141-2), doi: 10.1007/978-3-319-44141-2.
- Vretenar, M. (2013). The radio-frequency quadrupole. doi: 10.5170/CERN-2013-001.207.
- Wiedemann, H. (1993). Particle Accelerator Physics, Basic Principles and Linear Beam Dynamics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/978-3-662-02903-9.
- Wigmans, R. (2008). Calorimetry. *Scientifica Acta 2*. erişim adresi: http://siba.unipv.it/fisica/ ScientificaActa/volume\_2\_1/Wigmans.pdf, [24 october 2020 erişildi].
- Yavaş, Ö. (2005). Parçacık Hızlandırıcılarının Uygulama Alanları. 1. UPHYO Yaz Okulu Çalışmaları. Ankara Üniversitesi, Ankara.
- Yavaş, Ö. (2009). Doğrusal ve Dairesel Hızlandırıcılar. UPHYDO-5, 29 Ağustos 3 Eylül/Bodrum. Erişim adresi: https://indico.tarla.org.tr/event/19/contributions/18/attachments/ 746/242/Omer\_Yavas1.pdf.
- Zhang, L., Mao, R., Yang, F. ve Zhu, R.-Y. (2013). LSO/LYSO crystals for calorimeters in future HEP experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(1): 483–488. doi: 10.1109/NSSMIC.2013.6829512.

Zhang, S.-N., Adriani, O., Albergo, S., Ambrosi, G., An, Q., Bao, T., ... Zhao, Z. (2014). The high energy cosmic-radiation detection (HERD) facility onboard China's space station. In Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray. Vol. 9144. International Society for Optics and Photonics. p. 91440X. doi: 10.1117/12.2055280.