ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

13 TeV'lik pp Çarpışmalarında Enerji Akışının CMS Deneyi ile Ölçülmesi

Erkan PINAR

Fizik Anabilim Dalı

Kasım, 2023

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZ ONAYI

---

13 TeV'lik pp Çarpışmalarında Enerji Akışının CMS Deneyi ile Ölçülmesi

---

Erkan PINAR

Fizik Anabilim Dalı

Bu Doktora Tezi / /2023 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Değerlendirilmiş ve Oy Birliği ile Kabul Edilmiştir.

Jüri : Prof. Dr. Eda EŞKUT (Danışman) ……

: Prof. Dr. Aysel Kayış TOPAKSU ……

: Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ ……

: Prof. Dr. Salim ÇERÇİ ……

: Dr. Öğretim Üyesi Çağlar ZORBİLMEZ ……

Bu Tez Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Hazırlanmıştır.

Tez No:

Prof. Dr. Sadık DİNÇER
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

ÖZ I
ABSTRACT II
TEŞEKKÜR III
ÇİZELGELER DİZİNİ V
ŞEKİLLER DİZİNİ VI
SİMGELER VE KISALTMALAR XI
1. GİRİŞ 1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR 3
2.1. Fenomenolojik Çalışmalar 3
2.2. BHÇ'deki Diğer Detektörlerde Yapılan Çalışma Örnekleri 4
2.3. CMS'nin Yapısı ve İşleyişi ile İlgili Çalışmalar 4
2.4. CMS'de Gerçekleştirilen İlişkili Çalışmalar 5
2.5. MC Olay Üreteçleri ile İlgili Çalışmalar 6
2.6. CMS'de Farklı Detektör Koşullarında yapılan Enerji Yoğunluk Ölçüm Çalışmaları 7
3. MATERYAL METOT 9
3.1. Standart Model 9
3.2. Kuantum Renk Dinamiği 12
3.2.1. Güçlü Çiftlenim Sabiti 15
3.2.2. Asimptotik Serbestlik 18
3.2.3. Renk Hapsi 19
3.2.4. Kuark Parton Modeli 20
3.2.5. Parton Dağılım Fonksiyonları 23
3.3. Hadronik Etkileşmeler. 24
3.3.1. Derin Esnek Olmayan Saçılma 24
3.3.2. Sert Saçılma 25
3.3.3. Hadronizasyon ve Fragmantasyon 28
3.4. Monte Carlo Olay Üreteçleri 33
3.4.1. PYTHIA 34
3.4.2. EPOS 35
3.4.3. QGSJET 37
3.5. BHÇ ve CMS DENEYİ. 39
3.5.1. BHÇ 39
3.5.2. CMS Deneyi 40
3.5.3. Veri Toplama ve Tetikleme Sistemi 52
4. BULGULAR VE TARTIŞMA 55

4.1. Analizde Kullanılan Veri Setleri 55
4.2. Enerji Akışı Ölçümleri 56
4.3. Olay Seçimi 56
4.4. Detektör Seviyesindeki Veri ve MC değerlerinin Karşılaştırması 61
4.5. Düzeltme Faktörü ve PU etkisinin Belirlenmesi 65
4.6. Veri için Parçacık Seviyesinin Belirlenmesi ve Belirsizlik Hesapları 72
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER. 81
KAYNAKLAR 83
ÖZGEÇMİŞ 87

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

DOKTORA TEZİ

13 TeV'lik pp Çarpışmalarında Enerji Akışının CMS Deneyi ile Ölçülmesi

Erkan PINAR

1. Danışman: Prof. Dr. Eda EŞKUT
2. Danışman: Dr. Öğretim Üyesi İlknur HOŞ

Fizik Anabilim Dalı

ÖZ

BHÇ'de $\sqrt{s} = 13$ TeV'de gerçekleştirilen proton-proton çarpışmalarından elde edilen verilerin analizi ile CMS detektöründe enerji akışının ölçümü yapılmıştır. Enerji akış ölçümleri için $-5{,}2 < \eta < 5{,}2$ psüdorapidite aralığı göz önüne alınmıştır. Deneysel ölçümler PYTHIA8, EPOS-LHC ve QGSJETII Monte Carlo benzetimleriyle karşılaştırılmıştır. Analizlerden elde edilen sonuçların yüksek enerjili hadron etkileşmelerini tanımlamak için kullanılan modeller ile uyumu değerlendirilirken, kozmik hüzme fiziğinde kullanılan modellerle de karşılaştırma yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: CMS, Enerji Akışı, Dik Enerji Akışı, Manyetik Alan

CUKUROVA UNIVERSITY

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

PhD THESIS

Measurement of The Energy Flow in pp Collisions at 13 TeV with CMS Experiment

---

Erkan PINAR

1. Advisor: Prof. Dr. Eda EŞKUT
2. Advisor: Asst. Prof. Dr. İlknur HOŞ

Department of Physics

ABSTRACT

Energy flow was measured in the CMS detector by analyzing the data obtained from proton-proton collisions performed at $\sqrt{s} = 13$ TeV at the LHC. For energy flow measurements, the pseudorapidity range of $-5.2 < \eta < 5.2$ was taken into consideration. The experimental measurements obtained were compared with PYTHIA8, EPOS-LHC and QGSJETII Monte Carlo simulations. While evaluating the compatibility of the results obtained from the analyses with the models used to describe high-energy hadron interactions, a comparison was also made with the models used in cosmic ray physics.

Keywords: CMS, Energy Flow, Transverse Energy Flow, Magnetic Field

TEŞEKKÜR

Bu tezin tamamlanması ve akademik yolculuğum süresince yol göstericiliğini, sabrını her zaman hissettiğim, benden düşünce, deneyim ve desteğini esirgemeyen sevgili hocam Prof. Dr. Eda EŞKUT'a teşekkür ederim. Akademik bilgi birikimi, yol göstericiliği ve analizime kattığı desteklerinden dolayı ikinci danışmanım Dr. Öğretim Üyesi İlknur HOŞ'a teşekkürlerimi sunarım. Araştırmamın her aşamasında paha biçilemez yönlendirmesi, çalışmanın gelişmesini ve tamamlanmasını sağladı.

Tezimde analizlerimin en kritik ve çıkılmaz noktalarında doğruyu bulmam konusunda daima desteğini gördüğüm Prof. Dr. Salim ÇERÇİ'ye teşekkür ederim. Uzman tavsiyeleri ve önerileriyle çalışmamın kalitesini büyük ölçüde zenginleştirdi. Analizlerimde benim için karmaşık olan ayrıntılar konusundaki yönlendirmeleri çalışmanın gelişmesinde çok etkili oldu.

Tezim ile ilgili değerli yorumlarda bulunan, bilgi ve deneyimlerini paylaşan, uyarıları ile tezimin son haline gelmesini sağlayan değerli jüri üyeleri Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ, Prof. Dr. Aysel Kayış TOPAKSU ve Dr. Öğretim Üyesi Çağlar ZORBİLMEZ'e teşekkür ederim.

2018-TAEK(CERN) A5.H6.F2-19 kodlu proje kapsamında CERN'deki çalışmalara katılabilmem için maddi destek sağlayan Türkiye Enerji, Nükleer ve Maden Araştırma Kurumu (TENMAK)'na teşekkür ederim.

Analizlerimin başlangıç süreçlerinde kodların hazırlanmasındaki yardım ve yol göstermelerinden dolayı Dr. Zuhal Şeyma DEMİROĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmanın son aşamasında takıldığım önemli bir problemin çözümünde benimle birlikte yol alarak emek harcayan, tecrübelerini paylaşarak analiz sonuçlarımın ilerlemesinde önemli katkılar sağlayan arkadaşım Ali SELMAN'a ve çalışma sürecimdeki desteklerinden dolayı eşim Esra PINAR'a ayrıca teşekkür ediyorum.

Pia Deniz'e kalan zamana..

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. SM Parametreleri 11
Çizelge 3.2. $G = U(1) = \{e^{i\theta}\}, \theta \in R$ grubu için grup özellikleri 12
Çizelge 4.1. Analizde kullanılan veri setleri..... 55
Çizelge 4.2. Detektör ve Kararlı Parçacık Seviyesi için olay seçimlerinde uygulanan koşullar 61
Çizelge 4.3. Üç olay seçimi kategorisi için enerji akışı ölçümündeki belirsizlikler 75

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Temel Parçacıkların Standart Modeli 9
Şekil 3.2. SM'nin ayar simetrileri ve simetri kırınımını içeren gösterim 10
Şekil 3.3. (a) Üç gluon ve (b) dört gluon vertexlerinin bir gösterimi 14
Şekil 3.4. e^+e^- hadronlarının toplam tesir kesiti için diyagram 15
Şekil 3.5. (a) $e^+e^- \rightarrow$ sürecini gösteren Feynman diyagramı (b) Kuark Modelinde Feynman diyagramına denk olan gösterim 15
Şekil 3.6. $\alpha_s(M_Z^2)$ değerlerinin özeti 17
Şekil 3.7. Enerji ölçeği Q'nun bir fonksiyonu olarak α_s ölçümlerinin özeti 18
Şekil 3.8. DEOS: $e^-p \rightarrow e^-H$ 20
Şekil 3.9. e^-p ve νp deneylerinde $F_2(x)$ proton yapı fonksiyonunun ölçümü ve $-q^2 = Q^2 > 0$ durumunun fonksiyonu olarak farklı x değerleri için parton modeli ile KRD tahminlerinin uyumu 21
Şekil 3.10. Parton modeli çerçevesinde DEOS süreci 22
Şekil 3.11. SPM'deki DEOS 23
Şekil 3.12. Parton modelinde Drell-Yan kinematik süreci 24
Şekil 3.13. Sert saçılma süreçleri 26
Şekil 3.14. PYTHIA'nın MPI'yı dahil ederek proton-antiproton çarpışmasında alt olayı modelleme şeklinin çizimi 27
Şekil 3.15. İki $2 \rightarrow 2$ pertürbatif etkileşmeli bir olayın şematik gösterimi 27
Şekil 3.16. e^+e^- yok oluşunda bir duşun renk gelişimi 29
Şekil 3.17. Sicim alanında kuark çifti oluşturma yoluyla sicimin kırılmasının gösterimi 29
Şekil 3.18. Fragmantasyonu dıştan içe işlemek için algoritmik seçimin gösterimi. 30
Şekil 3.19. Sabit $m_\perp = 1\,\text{GeV}$ için normalleştirilmiş Lund simetrik fragmantasyon fonksiyonu 31
Şekil 3.20. Lund Sicim Fragmantasyon Modelinde yinelemeli çeşni ve momentumların seçimi 32
Şekil 3.21. Küme kütle dağılımı örneği 32
Şekil 3.22. PYTHIA tarafından modellendiği şekliyle $pp \rightarrow t\bar{t}$ olayının küçük basitleştirmeler içeren şematik yapısı 35
Şekil 3.23. EPOS modelinde temel etkileşme 36
Şekil 3.24. $log(1/x)$ – $log(Q^2)$ düzleminin çeşitli bölgelerindeki fiziksel fenomenlerin HERA'nın kinematik menziliyle karşılaştırıldığında şematik çizimi 37
Şekil 3.25. Yumuşak ve yarı sert olanların toplamı şeklinde gösterilen "Genel Pomeron" 38
Şekil 3.26. Hadron-hadron saçılma genliğine genel çoklu Pomeron katkısı 38

Şekil 3.27. BHÇ Kompleksinin bir şeması 40
Şekil 3.28. CMS Detektörünün Yapısı 41
Şekil 3.29. CMS detektörünün 90º'lik kesitinin gösterimi 42
Şekil 3.30. CMS koordinat sistemi 42
Şekil 3.31. İzleyici detektörün şematik gösterimi 43
Şekil 3.32. CMS EKAL geometri şeması 44
Şekil 3.33. HKAL'nin dörtte birinin şematik görünümü 45
Şekil 3.34. CMS detektörünün bir çeyreğinin uzunlamasına yerleşimi 46
Şekil 3.35. Basit DT hücresi 46
Şekil 3.36. CMS'de CSC'lerin geometrisi 47
Şekil 3.37. CMS'deki çift boşluklu RPC'lerin çalışma prensibi 47
Şekil 3.38. HF Kalorimetresinin şematik görünümü 48
Şekil 3.39. HF'Kamaları 49
Şekil 3.40. HF kamalarının görünümü 49
Şekil 3.41. HF detektörünün genel görünümü 50
Şekil 3.42. CMS ileri bölgesindeki detektörlerin yerleşimi 51
Şekil 3.43. CASTOR kalorimetresi 51
Şekil 3.44. ZDC Kalorimetresinin şematik görünümü 52
Şekil 3.45. CMS tetikleyicisinin ve DAQ sisteminin şematik görünümü 53
Şekil 4.1. pp etkileşmesinde esnek saçılmanın gösterimi 57
Şekil 4.2. pp etkileşmesinde kırınımlı saçılmanın gösterimi. Sol: SD, Orta: DD, Sağ: CD 57
Şekil 4.3. pp etkileşmesinde ND saçılmanın gösterimi 58
Şekil 4.4. NSD ve INEL olay sınıflarının şematik gösterimi 59
Şekil 4.5. Olay seçim stratejileri 60
Şekil 4.6. SD-enhanced olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması 62
Şekil 4.7. NSD olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması 63
Şekil 4.8. INEL olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması 64
Şekil 4.9. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay

üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 66
Şekil 4.10. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 66
Şekil 4.11. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 67
Şekil 4.12. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 67
Şekil 4.13. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 68
Şekil 4.14. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 68
Şekil 4.15. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 69
Şekil 4.16. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 69
Şekil 4.17. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ). 70
Şekil 4.18. SD-enhanced, NSD-enhanced ve INEL seçimler için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçleri sonuçlarına göre Detektör Seviyesi için elde edilen sonuçların Kararlı Parçacık Seviyesi için elde edilen

sonuçlara oranı (Sol: Vertex Kuralı uygulanmayan, Sağ: Vertex Kuralı uygulanan). 71
Şekil 4.19. SD-enhanced, NSD-enhanced ve INEL seçimler için enerji akışı ölçümünde kullanılan Detektör Seviyesi veri değerlerinin CaloTowers nesnesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçleri Detektör Seviyesi sonuçları ile karşılaştırılması (Sol: Vertex Kuralı uygulanmayan, Sağ: Vertex Kuralı uygulanan). 72
Şekil 4.20. SD-enhanced seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı) 74
Şekil 4.21. NSD-enhanced seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı) 74
Şekil 4.22. INEL seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı) 74
Şekil 4.23. SD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları) 76
Şekil 4.24. NSD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları) 77
Şekil 4.25. INEL seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları) 78
Şekil 4.26. SD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları) 79
Şekil 4.27. NSD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları) 79

Şekil 4.28. INEL seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları)..... 79

SİMGELER VE KISALTMALAR

ALICE : Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi
ATLAS : Büyük Toroidal Detektör
BHÇ : Büyük Hadron Çarpıştırıcı
BSC : Hüzme Sintilatör Sayaçları
CD : Merkezi Kırınımlı
CERN : Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMS : Sıkı Müon Selonoid
CSC : Katot Şerit Odaları
DEOS : Derin Esnek Olmayan Saçılma
DD : Çift Kırınımlı
DGLAP : Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi
DT : Sürüklenme Tüpü
EB : Elektromanyetik Fıçı Kalorimetre
EE : Elektromanyetik Uç Kapak
EKAL : Elektromanyetik Kalorimetre
FÇT : Foto Çoğaltıcı Tüp
FSR : Son Durum Radyasyonu
GCT : Global Kalorimetre Tetikleyici
GT : Global Tetikleyici
HB : Hadronik Fıçı Kalorimetre
HE : Hadronik Uç Kapak
HF : İleri Hadronik Kalorimetre
HKAL : Hadronik Kalorimetre
HLT : Yüksek Seviye Tetikleyicisi
HO : Hadronik Dış Kalorimetre
INEL : Yumuşak-Kapsayıcı-Esnek Olmayan
ISR : Başlangıç Durumu Radyasyonu
KED : Kuantum Elektrodinamiği
KRD : Kuantum Renk Dinamiği
L1T : Seviye 1 Tetikleyici
LHCb : Büyük Hadron güzellik Çarpıştırıcı
MC : Monte Carlo
MPI : Çoklu Parton Etkileşmeleri
ND : Kırınımlı Olmayan
NLO : Next-to-Leading Mertebe

NSD : Tek Kırınımlı Olmayan

PDF : Parton Yoğunluk Fonksiyonu

pKRD : Pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği

PM : Parton Modeli

PU : Pile-Up

RPC : Dirençli Plaka Odaları

SD : Tek Kırınımlı

SM : Standart Model

SPM : Serbest Parton Modeli

pp : proton-proton

1. GİRİŞ

Bu çalışmada Sıkı Müon Selonoid (CMS) deneyindeki enerji akışı, Büyük Hadron Çarpıştırıcı (BHÇ)'deki pp çarpışmaları için $\sqrt{s} = 13\ \mathrm{TeV}$ kütle merkezi enerjisinde, $|\eta| < 5.2$ psüdorapidite aralığında araştırılmıştır. Çalışmada 2015 yılında düşük ışıklılıkta çalışan detektörün çeşitli periyodları sırasında toplanan deneysel veriler kullanılmıştır. Enerji akışı, yumuşak kapsayıcı esnek olmayan (INEL), tek kırınımlı ayrışma katkılarının etkili bir biçimde bastırıldığı (tek kırınımlı olmayan) gelişmiş (NSD-enhanced) seçim, zenginleştirilmiş tek kırınımlı ayrışma olaylarının tek-kırınımlı-gelişmiş (SD-enhanced) seçimi için psüdorapidite'nin bir fonksiyonu ($\mathrm{dE}/\mathrm{d}\eta$) olarak araştırılmıştır. Çalışmanın 3.8 T manyetik alanda gerçekleştirilmesi ve detektörün, manyetik alandan etkilenen CASTOR kalorimetresi dışında kalan diğer tüm alt detektörleri kapsaması nedeniyle modellerin bu koşullar altında karşılaştırılabilmesi mümkün olmuştur.

Çalışmanın kuramsal alt yapısı parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM)'ne dayanmaktadır. Temel parçacıkların etkileşmelerinin yanında, tanımlanmasını ve sınıflandırmasını da içeren SM'nin ortaya atılması genel olarak J. J Thomson'ın 1897 yılında elektronu keşfi ile başlayan tarihsel sürecin bir sonucu olup 1970'lerin başlarına (W ve Z bozonlarının keşfinin öncesine) rastlamaktadır. Bu dönemde W ve Z bozonlarının keşfedilmesiyle evrendeki temel kuvvetlerin işleyişi belirginleşmeye başlamış ve güçlü etkileşmenin kuramı olan Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'de önemli gelişmeler olmuştur.

Tezde önce SM'nin temel yapısı ve KRD'nin temel yaklaşımları anlatılmıştır. SM'nin hadron etkileşmeleri ile ilgili kısmını oluşturan KRD, Gell-Mann matrisleri başlangıç noktası gibi alınarak simetri yaklaşımları üzerinden açıklanmıştır. Bunu KRD'de güçlü çiftlenim sabitinin elde edilişi, 'Asimptotik Serbestlik', 'Renk Hapsi', 'Kuark Parton Modeli' gibi kuantum alan kuramının anlaşılması için zorunlu kavramların fiziksel temelleriyle birlikte özetlenişi ve devamında Monte Carlo (MC) benzetimlerinin detektör verileriyle karşılaştırılması için gerekli olan Parton Dağılım Fonksiyonları (PDF) izlemiştir.

Hadronik etkileşmelerde gözlenebilir olmayan durumların varlığı, pp çarpışmalarında gerçekleşen süreçlerin anlaşılabilmesi için saçılma türleri üzerinden etkileşmelerin açıklanmasını zorunlu tutmaktadır. Bu nedenle saçılma türleri ve hadronizasyon kavramı açıklanmış, kullanılan MC olay üreteçleriyle ilişkili fragmantasyon modellerinden de ilişkili olabilecek yönler dahil edilmiştir.

Tezde CMS detektöründen alınan veriler kullanıldığından CMS deneyinin detektörleri özetlenmiştir. Parçacık fiziğinde detektör çalışmaları çarpışma süreçlerinin başlangıcından verilerin aktarılmasına kadar olan tüm adımları kapsamaktadır. BHÇ üzerinde yer alan CMS'nin koordinat sisteminden başlayarak sırasıyla İzleyici Sistem, Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL) ve Hadronik Kalorimetre (HKAL) olarak bilinen merkezi kalorimetreler, Müon Sistemi ve ileri bölge kalorimetreleri anlatılmış ve ek olarak veri toplama ve tetikleme sisteminin genel yapısı

açıklanmıştır. Tezin son bölümünde analizde kullanılan veri setleri, olay seçimleri ve MC olay üreteçleri ile karşılaştırma sonuçları sunulmuştur.

2015 yılında BHÇ yeniden çalışmaya başladığında, RUN 2 operasyon alanında, $\sqrt{s} = 13\ \text{TeV}$'lik iki proton demetinin kütle merkezi çarpışmasının kaydı daha önceki süreçleri bir üst aşamaya taşımıştır. Sağlanan ışıklılık değerlerinin artışı yeni buluşların önünü açsa da deneyler için teknik detaylarda ve algoritmalarda yeniliklere yol açması nedeniyle zorluklara neden olmuştur. Bunlardan biri tetikleme ve yeniden yapılandırma algoritmalarının demet geçişinde çoklu pp etkileşmelerini (yığılmaları) ele alması nedeniyle yüksek ışıklılıklarda alınan veriler için bu sürecin gerçekleştirilmesinin yarattığı zorluktur. Bu süreçlerde yüksek yığılma ortamında yumuşak (soft) parçacık üretimine ilişkin yeterli bir yöntemin geliştirilmesi önemlidir. Son haldeki renk bağlantılarının veya parçacık halinde yeniden dağılma olarak tanımlanan ortak etkilerin, çoklu parton etkileşmelerine (MPI) dayanan yaklaşımdaki yumuşak parçacık üretimini modellemesi bağlamında yüksek P_T hassas ölçümleri için de önemli sonuçları oluşturması beklenir.

Bu tez çalışmasının amacı $\sqrt{s} = 13\ \text{TeV}$ kütle merkezi enerjisi için CMS'de 3.8 T'lık manyetik alanda enerji akışı ölçümlerini araştırmaktır. Bu kapsamda yapılan çalışma,

Yüksek enerjili hadronik etkileşmeleri tanımlamak için kullanılan MC modellerinin ayarlanması için girdi sağlamak,

Kozmik hüzme fiziğinde kullanılan modeller için, çarpıştırıcı enerjilerdeki verileri ölçerek en yüksek enerji öngörüleri için referans sağlamak,

MPI'da P_T hassas ölçümleri için referans olmak,

Detektör geliştirme çalışmaları için detektörün özelliklerinden biri olan enerji akışı ölçüm sonuçlarının MC olay üreteçleri sonuçları ile karşılaştırılmış bir halini sunmak,

olarak özetlenebilir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Enerji akışı ölçümü sadece CMS deneyinde araştırılmamaktadır. Farklı tasarımlara sahip olsalar da BHÇ üzerinde bulunan diğer deneylerde de aynı araştırma yapılmaktadır. Ayrıca doğrudan bu çalışmanın amacına hizmet etmese de yaklaşım belirleme ve detay bilgilendirme sağlaması yönüyle faydalanılan kaynaklar da mevcuttur. BHÇ'de daha düşük enerjilerde yapılan enerji akışı ölçümlerinde kullanılan teknikler hem bu çalışma hem de CMS'de 2015 yılı RUN 2 operasyon alanında elde edilen verilerle farklı psüdorapidite aralıklarında ve manyetik alan koşullarında yapılan çalışmalara referans olmuştur. Bunun yanında CMS tetikleyici sistemlerinin, çarpışmalarda alt (underlying) olayların, veri analizinde teknik detayların ve belirsizlik hesaplamasının anlaşılmasında kullanılan önceki çalışmalara da bu bölümde yer verilecektir.

2.1. Fenomenolojik Çalışmalar

Bartalini ve diğerleri (2011)'nin, "Multi-Parton Interactions at the LHC" isimli çalışmasında, MPI'nın kuramsal tanımını ve deneysel gözlemlerdeki son gelişmeleri gözden geçirmiştir. Araştırılan konular arasında minimum bias etkileşmelerinin ve alt olayların deneysel ölçümleri, MC üreteçlerinde uygulanan yumuşak fizik modelleri, MPI'nın kuramsal açıklamasındaki gelişmeler ve çift parton saçılmasının fenomenolojik çalışmaları yer almaktadır.

Particle Data Group (2018) ve Particle Data Group (2022)'un, "Review of Particle Physics" isimli çalışmalarında parçacık fiziği ve kozmoloji özetlenmektedir. Particle Data Group çalışmalarının önceki basımlarından elde edilen veriler ve ayrıca ayar bozonlarının ve Higgs bozonunun, leptonların, kuarkların, mezonların ve baryonların ölçülen özellikleri listelenmiş, değerlendirilmiş ve ortalamaları alınmıştır. Süpersimetrik parçacıklar, ağır bozonlar, karanlık fotonlar vb. gibi varsayımsal parçacıklara yönelik çalışmalar özetlenmiştir. Particle Data Group Çalışmaları Higgs Bozonu Fiziği, Süpersimetri, Büyük Birleşik Kuramlar, Nötrino Karışımı, Karanlık Enerji, Karanlık Madde, Kozmoloji, Parçacık Dedektörleri, Çarpıştırıcılar, Olasılık ve İstatistik gibi konulara ilişkin çok sayıda bilgi ve sonuç içermektedir. Bu grup tarafından yapılan gözden geçirmeler deneysel parçacık fiziği çalışmalarının güncel sonuçlarını içerdiğinden bütüncül bir yaklaşım için temel referans niteliğindedir.

Mann (2010)'ın, "An Introduction to Particle Physics and the Standard Model" isimli kitabında parçacık fiziğindeki kuramsal çalışmalarla deneysel fizik arasındaki ilişki anlatılmıştır. Kuantum Elektrodinamiği (KED), Kuantum Renk Dinamiği (KRD) ve Elektrozayıf Kuramın kuramsal altyapısı deneysel fizikte test edilişleri ile birlikte ele alınmaktadır. Grup teorisi ve simetri yaklaşımlarının da bir derlemesini içeren kitapta SM'nin ötesi de tartışılmaktadır.

2.2. BHÇ'deki Diğer Detektörlerde Yapılan Çalışma Örnekleri

ATLAS İşbirliği (2012)'in, "Measurements of the pseudorapidity dependence of the total transverse energy in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS" isimli makalesinde BHÇ'deki pp çarpışmalarında ATLAS detektöründe, $\sqrt{s} = 7$ TeV'de psüdorapiditenin bir fonksiyonu olarak parçacıkların dik enerji ölçümleri açıklanmaktadır. Ölçümler $|\eta| < 4.8$ bölgesinde: düşük dik momentuma sahip parçacıkların varlığını gerektirenler ve önemli dik momentuma sahip parçacıkların varlığını gerektirenler olmak üzere iki olay sınıfı için gerçekleştirilmiştir. Ayrıca dik bölgede sert saçılmanın ölçümleri yapılmıştır. Dağılımlar, genellikle yüksek $|\eta|$'daki dik enerji miktarını olduğundan az tahmin etme eğiliminde olan çeşitli MC olay üreteci tahminleriyle karşılaştırılmıştır.

LHCb İşbirliği (2013)'nin, "Measurement of the forward energy flow in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV" isimli makalesinde $\sqrt{s} = 7$ TeV enerjide pp çarpışmalarında LHCb deneyinden toplanan veriler ile $1.9 < \eta < 4.9$ psüdorapidite aralığındaki enerji akışı incelenmiştir. Ölçümler, minimum bias etkileşmeler, sert saçılma süreçleri ve arttırılmış veya bastırılmış kırınımlı katkıya sahip olaylar için gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar, yumuşak hadronik etkileşmelerin farklı modellerini sağlayan PYTHIA tabanlı ve kozmik hüzme olay üreteçleri tarafından verilen tahminlerle karşılaştırılmıştır.

2.3. CMS'nin Yapısı ve İşleyişi ile İlgili Çalışmalar

CMS İşbirliği (2017)'nin, "The Phase-2 Upgrade of the CMS Muon Detektörs Technical Design Report" isimli makalesinde mevcut müon dedektörlerinin yükseltilme işlemleri ve yapılan değişiklikleri açıklamıştır. Sürüklenme Tüpü (DT) Odaları, Katot Şerit Odaları, Dirençli Plaka Odalarındaki geliştirmeler çok ileri bölgede müon ölçümünün geliştirilmesi çalışmaları detaylı olarak açıklanmış bunların yanında yükseltilmiş CMS müon sisteminin performansı da değerlendirmiştir.

CMS İşbirliği (2021)'nin, "The very forward CASTOR calorimeter of the CMS experiment" isimli makalesinde CMS deneyinin çok ileri CASTOR kalorimetresinin fizik motivasyonu, dedektör tasarımı, tetikleyicileri, kalibrasyonu, hizalaması, benzetimi ve genel performansı gözden geçirilmiştir. CASTOR $-6.6 < \eta < -5.2$ psüdorapidite aralığındadır ve makalede Cherenkov örnekleme kalorimetresinin genel yapısı anlatılırken, dedektörün ileri enerji yoğunluğu, jetler ve hız boşluklarıyla karakterize edilen süreçlerin ölçümlerindeki performansı da BHÇ'deki proton ve nükleer çarpışmalardan toplanan veriler kullanılarak gözden geçirilmiştir. Bu tez çalışmasında CASTOR kalorimetresinin bulunduğu psüdorapidite aralığı çalışılmamış olmakla birlikte bu çalışma önceki benzer çalışmalar için referans niteliğindedir.

CMS İşbirliği (2017)'nin "The CMS trigger system", isimli makalesinde CMS'de kullanılan iki aşamalı tetikleme sistemi, deneyler için Hüzme Alma Zamanı (BPTX) cihazları olan CMS

detektörünün demeti izleme sisteminin elemanları ile birlikte kullanılımı açıklanmıştır. BPTX, BHÇ hüzmelerinin yapısı ve zamanlaması hakkında kesin bilgi sağlamaktadır. Her iki BPTX detektöründen gelen sinyallerin birbirine denk gelmesi, her iki hüzmenin de etkileşme noktasını geçtiğini göstermiştir. Bu durum tetikleyicinin sıfır sapması için gereken bilgileri de sağlamıştır. Tek bir hüzmenin varlığı veya hüzme bulunmaması durumundaki bilgiler, hüzme alt olay çalışmaları ve detektör gürültüsü tahminleri için yararlıdır. Bu nedenle bu çalışma, CMS tetikleme sisteminin işleyişinin anlaşılması için bir araç olarak kullanılmıştır.

Felcini (2009)'nin, "The trigger system of the CMS experiment" isimli makalesinde CMS tetikleme ve veri toplama (DAQ) sisteminin temel özelliklerine genel bir bakış sunulmuştur. CMS deneyinin dedektör kalibrasyonu ve fizik programı için geliştirilen stratejileri ve tetikleme konfigürasyonları (tetikleme tabloları) gösterilmiştir. Son olarak, tetikleme algoritmalarının beklenen CPU zamanı performansı ve başlatma sırasında olay filtre grubu için CPU gereksinimleri de tartışılmıştır. Tetikleyici sistem hakkında bilgiler BHÇ hüzmelerinin yapısı ve zamanlaması için önemli olduğundan bu çalışma "The CMS trigger system" (CMS İşbirliği, 2017) isimli çalışma ile birlikte aynı amaçla kullanılmıştır.

2.4. CMS'de Gerçekleştirilen İlişkili Çalışmalar

CMS İşbirliği (2010)'nin, "First measurement of the underlying event activity at the LHC with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV" isimli makalesinde BHÇ'deki CMS deneyi tarafından toplanan veriler kullanılarak, $\sqrt{s} = 0.9$ TeV'de pp çarpışmalarında GeV bölgesinde p_T ölçeği ile saçılma süreçlerinde alt etkileşme olaylarının ölçümü incelenmiştir. Yüklü parçacık üretimi, yüklü bir parçacığın veya bir jet oluşturan bir dizi yüklü parçacığın yönüne göre incelenir. PYTHIA'da uygulanan ve KRD'den ilham alan çeşitli modellerin tahminleri, tam dedektör benzetiminden sonra verilerle karşılaştırılmıştır. Alt olay aktiviteleri bu çalışma için de önemli olduğu için bu çalışmadan yararlanılmıştır.

CMS İşbirliği (2018)'nin, "Measurement of the inelastic proton-proton cross section at $\sqrt{s} = 13$ TeV" isimli makalesinde $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjisinde CMS detektörü ile esnek olmayan pp tesir kesitinin bir ölçümü sunulmuştur. Analiz, ile $-6.6 < \eta < -3.0$ ve $3.0 < \eta < 5.2$'lik psüdorapidite aralığında gerçekleştirilmiştir. $M_X > 4$ GeV ve/veya $M_Y > 13$ GeV olan olaylar için çalışılmıştır. Sonuçlar, diğer deneylerden elde edilen sonuçlarla ve yüksek enerjili hadron-hadron etkileşme modellerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılmıştır. Çalışmada ayrıca CMS ve ATLAS detektörlerinin esnek olmayan çarpışmalardaki tesir kesiti ölçümleri farklı MC modelleri için karşılaştırılmıştır. Kararlı parçacık seviyesindeki olayların seçiminde sistem belirlerken bu kaynaktan faydalanılmıştır.

CMS İşbirliği (2014)'nin, "Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker" isimli makalesinde, hem pp etkileşmelerinde yüklü parçacık

yörüngelerini yeniden yapılandırmak hem de BHÇ'nin ışıklı bölgesinin ve birincil etkileşme vertexlerinin konumlarını tahmin etmek, elde edilen izleri kullanmak üzere CMS izleyicisi için geliştirilen yazılım algoritmalarının bir açıklaması verilmiştir. Sonuçların doğruluğunu etkileyen Pile-Up (PU) etkisi araştırılırken her bir olaydaki "sinyal" tepe noktası ve yığılma çarpışmalarından kaynaklanan herhangi bir vertex dahil olmak üzere tüm pp etkileşme vertexlerinin konumunu ve ilişkili belirsizliğini ölçmek için birincil vertex yeniden yapılandırılması kullanılmıştır. Bu tez çalışmasının analizleri için bu kaynak, sınır koşullarının belirlenmesinde ve tanımlamalarda referans olarak kullanılmıştır.

2.5. MC Olay Üreteçleri ile İlgili Çalışmalar

Skands, Carrazza ve Rojo (2014)'nun, "Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune" isimli makalesinde PYTHIA8 olay üreteci için ilgili dönemde güncellenen parametre seti detaylı olarak anlatılmıştır. Başlangıç durumu radyasyonunu ve çok parçalı etkileşme parametrelerini sınırlamak için BHÇ'den gelen minimum bias, Drell-Yan ve alt olay verilerini kullanarak enerji ölçeklendirmesini sınırlamak için SPS ve Tevatron'dan gelen verilerle birleştirilmiştir. Hem ee hem de pp çarpışmaları için mevcut varsayımsal değerlerde önemli gelişmeler olmasına rağmen özellikle garip parçacıklar ve baryonlar için ilginç tutarsızlıkların devam ettiğine dair bilgiler içermektedir. Buna ek olarak PYTHIA 8'de güncellenen parametreler hakkında da bilgilendirme yapılmıştır. Bu tez çalışmasında kullanılan MC ayarlarından biri olması nedeniyle bu makaleden faydalanılmıştır.

Bierlich ve diğerleri (2022)'nin "A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. PYTHIA 8.3" isimli kılavuzunda, parçacık fiziğindeki temel soruları yanıtlamak için kullanılan gelişen bir fizik aracının en son sürümü olan PYTHIA 8.3 olay üreteci açıklanmaktadır. Program çoğunlukla yüksek enerji fiziği çarpışma "olaylarını", yani gelen iki yüksek enerjili parçacığın çarpışmasıyla ilişkili olarak üretilen parçacık kümelerini oluşturmak için kullanılmaktadır. Fakat bunun ötesinde çeşitli kullanım alanları da vardır. Amaç deneysel olarak elde edilen çarpışmaların özelliklerini mümkün olduğunca doğru bir şekilde ve yeniden üretmektir. Program, SM'nin içinde ve ötesinde, ağır iyon fiziğine kadar uzanan çok çeşitli tepkimeleri içermektedir. Kılavuzda en merkezi algoritmaların bir kısmı, programın ana sonuçlarının bağımsız olarak yeniden üretilebilmesine ve mevcut modellerin daha da geliştirilmesine veya yenilerinin eklenmesine olanak sağlayacak kadar ayrıntılı olarak açıklanmaktadır. Bu tezde kullanılan modellerden biri olan PYTHIA olay üretecinin yapısı geniş kapsamlı olarak anlatılmış olduğundan bu kaynaktan da yararlanılmıştır.

Pierog ve diğerleri (2013)'nin, "EPOS LHC: test of collective hadronization with LHC data" isimli makalesinde EPOS, hem ağır iyon etkileşmeleri hem de kozmik hüzme hava duşu benzetimleri için kullanılan, minimum biaslı hadronik etkileşmeler için bir MC olay üretecidir. BHÇ deneyleri pp, p – Pb ve Pb – Pb minimum bias etkileşmelerini içeren çok sayıda ilginç veri seti sağlamıştır. BHÇ'den elde edilen yeni verileri ayrıntılı olarak yeniden üretmek için modelde yapılması gereken

değişiklikler ve bu verilerin yorumlanmasından elde edilen sonuçlar açıklanmıştır. Özellikle kollektif hadronizasyonun pp saçılımındaki etkisi önemlidir. BHÇ, $p_T = 0$'dan birkaç GeV/c'ye kadar dik momentuma sahip tüm parçacıklar için tüm minimum bias sonuçlarını yeniden üretebilmektedir. Bu tezde kullanılan MC olay üreteçlerinden biri de EPOS olduğu için bu çalışmadan da yararlanılmıştır.

Martin (2008)'nin, "Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond" isimli makalesinde protonun altyapısını araştırmak için derin esnek olmayan lepton-proton saçılımına giriş niteliğinde bir tartışma sunulmuştur. Çiftlenim sabitinin işleyişini ve parton için DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) evrim denklemlerini açıklayan bir KRD özeti verilmiştir. Makalede ayrıca, parton dağılımlarının nasıl belirleneceği tartışılmış ve BHÇ'deki süreçlerin tahmin edilmesi açısından önemi vurgulanmıştır. Saf DGLAP rejiminin ötesine geçerek, düşük x'teki parton yoğunluklarının davranışını ve doğrusal olmayan soğurma katkılarının kanıtları da tartışılmıştır. Makaleden EPOS olay üreteci anlatımında protonun yapısı, partonlar ve DGLAP evrim denkleminin yapısı ile ilgili detaylandırmalar için yararlanılmıştır.

Ostapchenko (2013)'nun, "QGSJET-II: physics, recent improvements, and results for air showers" isimli konferans metninde yüksek enerjili kozmik hüzme çalışmalarının uzun geçmişine rağmen, çözülmemiş sorunları tartışılmıştır. Deneysel zorlukların yanı sıra verilerin yorumlanmasındaki belirsizlik de tartışmaya dahil edilmiştir. BHÇ'nin devreye girmesi ve deneysel programının başarısının yüksek enerjili kozmik hüzme alanı için öneminden söz edilmiş olup QGSJET-II hadronik etkileşme modeli de deteylandırılmıştır. QGSJET olay üretecinin yapısı "Genel Pomeron" ve "Pomeron Katkısı" kavramları üzerinden anlatıldığı bu metinden tezde yer alan analizlerde de kullanılan model hakkında içerdiği bilgiler yönüyle yararlanılmıştır.

Thakuria ve Boruah (2012)'ın, "Comparison of EPOS and QGSJET-II in EAS Simulation using CORSIKA" isimli makalesinde iki temsili hadronik etkileşme modelinin tahminlerini, EPOS 1.99 ve QGSJET II-03'ü, CORSIKA-6990 kullanarak 1017 - 1019 eV enerji aralığında proton ve demir ana unsurları için kapsamlı çeşitli hava duş (kozmik hüzmelerin etkileşmesi sonrası atmosferde gelişen duş) parametreleri kullanılarak karşılaştırılmıştır. Makalede maksimum duş derinliği, duş boyutu, müon yağmurunun boyutu, müon sayı dağılımı, elektron sayısı dağılımı, hadron duşunun boyutu, hadron enerji toplamı, elektron müon korelasyonları ve hadron enerji spektrumları incelenmiştir. Makale EPOS modeli ile QGSJET'in bir karşılaştırmasını da içerdiğinden tez için önemli bir kaynak olmuştur.

2.6. CMS'de Farklı Detektör Koşullarında yapılan Enerji Yoğunluk Ölçüm Çalışmaları

Zorbilmez (2019) ve CMS İşbirliği (2019) kaynakları aynı çalışmanın tez ve analiz raporu olarak sunulmuş halleri olup bir pp çarpışmasında, $\sqrt{s} = 13$ TeV'lik kütle merkezi enerjisinde, CMS tarafından alınan veri kullanılarak yapılan enerji akışı ölçümü sonuçları verilmiştir. Çalışmada 2015 yılında düşük ışıklılık değerinde manyetik alan olmadan toplanan veriler kullanılmıştır. Hem enerji akışı hem de dik enerji akışı ölçümü $3.15 < |\eta| < 5.2$ ve $-6.6 < \eta < -5.2$ psüdorapidite

aralıklarında çalışılmıştır. Zorbilmez (2019)'in tez çalışması manyetik alanın olmadığı duruma ait verilerle ve detektörün farklı psüdorapidite bölgelerinde gerçekleştirilmiş olmakla birlikte aynı dönemde elde edilen deneysel verilerle gerçekleştirilmiş olduğundan bu çalışmanın dayandığı ana kaynak olarak tanımlanabilir.

CMS İşbirliği (2011)'nin, "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and $7\,\mathrm{TeV}$" isimli makalesinde CMS'nin 2010 yılındaki veri toplama döneminde toplanan veriler üzerinde yapılan $3.15 < |\eta| < 4.9$ psüdorapidite aralığında, HF kulelerindeki 4 GeV eşiğinin üzerindeki enerji değerleri incelenmiştir. Çalışmada veriler, MC olay üreteçleriyle karşılaştırılmıştır. Giriş parametrelerinin enerji akışı ölçümlerine duyarlı olduğu belirlenmiştir. MPI'nın MC olay üreteçlerine dahil edilmesinin, enerji akışı ölçümlerinin tasvir edilmesine katkıda bulunduğu belirlenmiştir. Çalışmanın sistematiğinin ve bu çalışmada uygulanan yöntem ile benzerlikler taşıması yönüyle değerlendirilmiştir. Bu çalışmada da kozmik hüzme fiziğinde kullanılan modeller ve yüksek enerjili hadron etkileşmelerini tanımlamak için kullanılan modeller birlikte kullanılmıştır. Çalışma analizin yapıldığı η aralığı, kütle merkezi enerjisi ve belirlenen enerji eşik değeri yönüyle bu tez çalışmasından ayrılmaktadır. Bunun yanında bu çalışma sistematiği ve amacı açısından tezde yer alan çalışma için bir yol göstericidir.

3. MATERYAL METOT

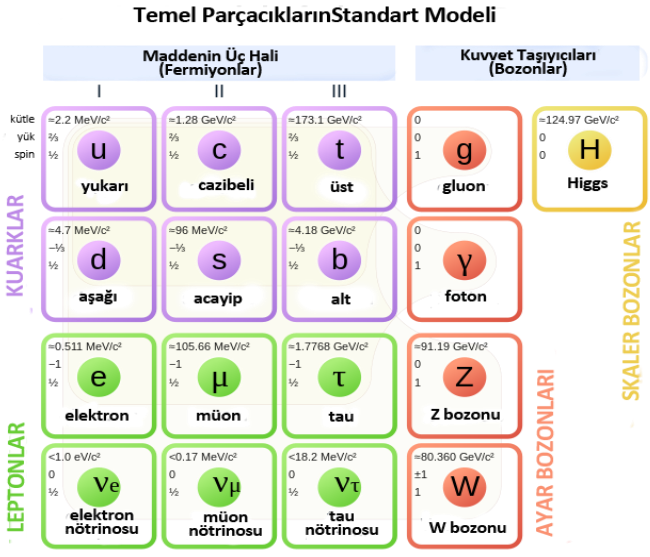
Bu bölümde SM'in genel yapısının yanında hadronik etkileşmelerin kuramsal altyapısını oluşturan KRD, Parton Etkileşmeleri, PDF ve MC benzetimleri hakkında bilgiler sunulacaktır.

3.1. Standart Model

SM'ye göre temel parçacıklar kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki tiptedir. Leptonlar altı parçacıktan oluşur. Fermi-Dirac istatistiklerine uyumu nedeniyle Fermiyon olarak tanımlanan bu parçacıkların spini 1/2'dir. Elektrozayıf etkileşen leptonlar üç nesil ile ifade edilir. Bu altı parçacıktan en hafif ve en kararlı olan elektron (e) ve elektron nötrinosu ν_e birinci nesil parçacıklar olarak tanımlanır (örneğin elektronun ortalama yaşam süresi $> 6{,}6 \times 10^{28}$ yıldır). Daha ağır ve daha az kararlı olan parçacıklar ikinci ve üçüncü nesil olarak adlandırılır. Müon (μ) ve müon nötrinosu ν_μ ikinci nesil, Tau (τ) ve tau nötrinosu ν_τ ise üçüncü nesil parçacıklar olarak tanımlanmıştır. Bu altı leptonun altı adet antiparçacığı vardır.

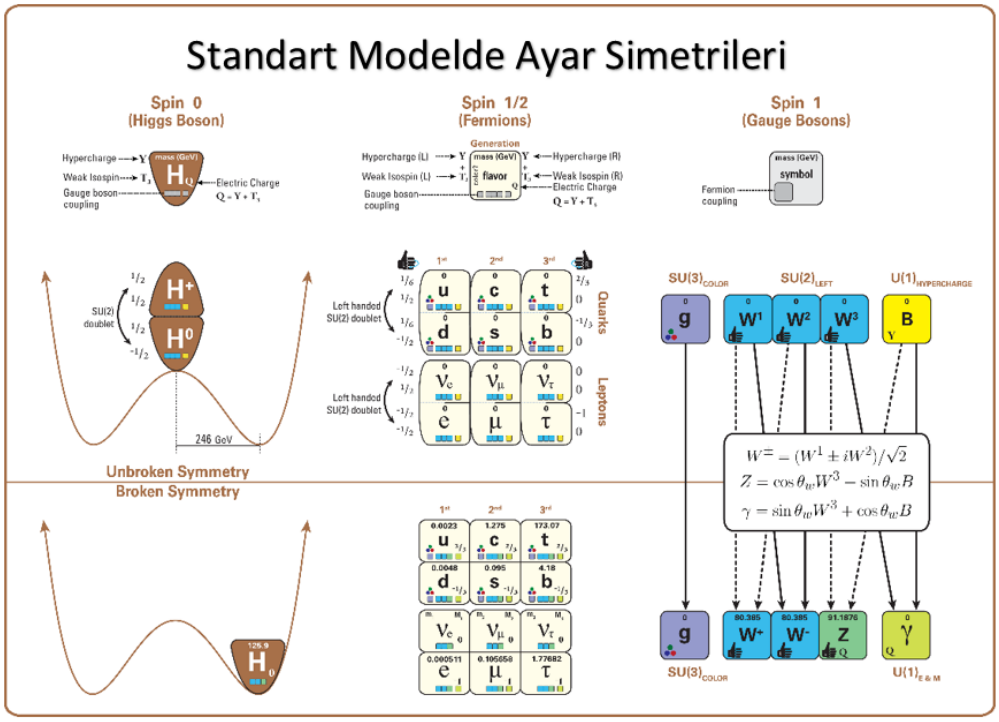
Kuarklar da fermiyonlar olarak tanımlanıp benzer şekilde üç nesille ifade edilmiştir. u (yukarı: up), d (alt: down) birinci aileyi oluştururken c (tılsımlı: charm), s (acayip: strange) ikinci aileyi, t (üst: top), b (aşağı: bottom) üçüncü aileyi oluşturur. Kuvvetli etkileşme yapan bu parçacıkların elektrik yüklerinin yanında renk yükleri de vardır. Spinleri leptonlarda olduğu gibi 1/2'dir.

Spini 1 olan ve kuvvet taşıyıcısı olarak görev yapan ara vektör bozonları (foton (γ), W, Z, gluonlar) SM'de temel kuvvetlerin açıklanması açısından önemlidir. γ'lar elektromanyetik etkileşmelerde rol alırken, W ve Z bozonları zayıf etkileşmelerde, gluonlar kuvvetli etkileşmelerde rol oynar. Sekiz gluon vardır. Şekil 3.1'de SM'nin temel parçacıkları görülmektedir.



Şekil 3.1. Temel Parçacıkların Standart Modeli (https://en.wikipedia.org/wiki/Particle_physics#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles_Anti.svg)

SM, fermiyonlar ve bozonların yanında spini 0 olan Higgs'in de dahil olduğu alanların ayar kuramıdır. Üç temel etkileşmeyi içeren SM'deki ayar simetrileri $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ grubunu temel almaktadır. Burada $SU(3)$ grubu güçlü kuvveti, $SU(2)$ grubu zayıf kuvveti ve $U(1)$ grubu elektromanyetik kuvveti tanımlar. SM'nin Ayar Simetrileri ve simetri kırınımını içeren gösterimi Şekil 3.2'de yer almaktadır.



Şekil 3.2. SM'nin ayar simetrileri ve simetri kırınımını içeren gösterim (https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/2/2f/Standard_Model_Of_Particle_Physics--Most_Complete_Diagram.png)

Simetri gruplarını Şekil 3.2'de yer alan açık gösterimleri ile ele almak daha açıklayıcı olacaktır. $SU(3)_C x SU(2)_L x U(1)_Y$ vektörel çarpımı ile ifade edilen simetri gruplarında C alt indisi, kuvvetli etkileşmenin ara parçacığı olan gluonların kuantum renk dinamiğinde tanımlanan renklerini (yeşil, kırmızı, mavi) ifade eder. L alt indisi, zayıf etkileşmenin ara vektör bozonlarının sol elli oluşuna atıf yapar. Y alt indisi ise hiperyükü temsil etmektedir. Fermiyonların hiperyükü sağ elli veya sol elli oluşuna göre farklılık gösterir. Bu nedenle $SU(2)_L$ için L alt indisi kullanılmıştır. Sağ elli fermiyonlar tekli olduğundan $U(1)_Y$ simetri grubunda yer alırlar. Leptonların $SU(3)_C$ altında yer almaması kuvvetli etkileşmelerde yer almamaları ve renkli olmamalarının yanında bu grup altında tekli olmaları şeklinde de ifade edilmektedir. Parantez içindeki sayı değerleri matristeki gerçek parametrelerin sayısını belirlemekte olup gerçek parametre sayısını belirlemek için $2n^2 - (n^2 + 1) = n^2 - 1$ ifadesi kullanılır. Örneğin $SU(3)_C$ için parametre sayısı 8'dir. Dolayısı ile $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ için toplam parametre sayısı 12'dir. (Chong-sa, Toshiyuki ve Shankar, 2004.; Altarelli , 2017; Rabinovici, 2020)

Daha ayrıntılı bir açıklama gerekirse bir kuantum alan kuramı olan SM'de etkileşmeler alanların uyarılması olarak tanımlanır ve bu etkileşmeler fermiyon alanları (ψ), elektrozayıf bozon alanları (B, W_1, W_2, W_3), gluon alanı (G_a) ve son olarak 2012'de varlığı deneysel olarak da ispatlanan Higgs alanıdır. Bu genel tanımlamanın altında her bir parçacık için alanlar bir alt bileşene ($\psi_e, \psi_\nu, \psi_{\nu_e}, \psi_{\nu_\tau}$vb.) ayrılabilir (https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_ for mulation_of_ the_Standard_Model).

SM'de yer alan parametreler sekiz başlık altında gruplanabilir. Kuark kütleleri ($m_u, m_d;\ m_c, m_s; m_t, m_b$), yüklü lepton kütleleri (m_e, m_μ, m_τ), $Z^{0\prime}$ın kütlesi (m_Z), Higgs'in kütlesi (m_H), elektromanyetik çiftlenim sabiti (α), güçlü çiftlenim sabiti: $\alpha_s(M_Z)$, zayıf çiftlenim sabiti (G_F) ve Wolfenstein parametrelerinde (λ, A, ρ, η) yer alan Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) parametreleri deneysel olarak belirlenmiş olup gözlenen etkileşmeleri çok iyi tanımlamaktadırlar (Peach, 2020).

Deneysel olarak belirlenmemiş parametreler (graviton çiftlenim sabiti vb.) ve nötrinoların kütlesi de dahil edildiğinde parametre sayısı artmaktadır. Örneğin Mann, R. (2010) 28 parametre tanımlamıştır. Bu parametreler Çizelge 3.1'de yer almaktadır.

Çizelge 3.1. SM Parametreleri (Mann, 2010)

Tüm Fermiyonların Kütleleri	12
Çiftlenim Sabitleri	4
Karışım Açıları	8
Vakum Açısı	1
Higgs Kütlesi ve Çiftlenim	2
Vakum Enerjisi	1

SM'de kütlesiz oldukları varsayılan nötrinoların kütleleri de dahil edildiğinde fermiyonların kütle sayısı Çizelgede 3.1'de görüldüğü gibi 12'ye çıkmaktadır. Çiftlenim sabitleri kütle çekimin dahil edildiği dört temel kuvvet için verilmiştir. Karanlık enerji (vakum enerjisi) vakum açısı ile birlikte iki bileşenle tanımlanmıştır. Bu durumda, deneysel olarak elde edilmeyen paramatreler de dahil edildiğinde, parametre sayısı 28'e çıkabilmektedir. Parametreler bu şekilde tanımlandığında Genel Görelilik ile birlikte, SM 28 parametreye bağlı olarak her bir parçacık türü için 38 birleştirilmiş diferansiyel denklem sağlar. Bu 28 parametre bir kez verildiğinde, bu modelden parçacık fiziğindeki herhangi bir işlemin sonucu tahmin edilebilir. Şimdiye kadar yapılmış herhangi bir tahminle uyuşmayan hiçbir deney yoktur. Bu parametrelerin tümü doğru bir şekilde ölçülmemiştir ve bunların kesin ölçümü deneysel parçacık fiziğinin önemli işleri arasındadır. Pratikte hepsiyle aynı anda uğraşılma zorunluluğu yoktur. Bunun yerine ilgilenilen sisteme bağlı olarak bu denklemlerin alt kümeleriyle çalışabilir. Ayrıca, Lorentz değişmezliği ve ayar değişmezliğinin belirli simetrileri nedeniyle, farklı denklemler aralarında bazı ortak özelliklere sahiptir (Mann, 2010).

Temel kuvvetlerin hangi enerji değerlerinde birleştiğini belirleyebilmek için çiftlenim sabitleri önemlidir. Güçlü etkileşmelerin çiftlenim sabiti için α_s, zayıf etkileşmeler için α_w ve elektromanyetik etkileşmeler için α_e gösterimleri kullanılmakta ve aşağıdaki eşitlikler ile verilmektedir.

$$\alpha_e = \frac{5}{3}\frac{e^2}{4\pi\hbar c}, \qquad \alpha_w = \frac{(g_w)^2}{4\pi\hbar c}, \qquad \alpha_s = \frac{(g_s)^2}{4\pi\hbar c} \tag{3.1.}$$

3.2. Kuantum Renk Dinamiği

KRD daha önce bahsedildiği gibi doğada serbest halde bulunmayan kuarklar ve gluonların etkileşmelerini yani kuvvetli etkileşmelerin ve hadronların temel yapısını tanımlamak için oluşturulmuş bir kuantum alan kuramıdır. Kuantum Elektrodinamiği (KED) ile benzerlikler içermekle birlikte KED'de yer alan yüke benzer bir işlevinin olduğunu söyleyebileceğimiz "renk", değişebilir olması nedeniyle kuramın kurgulanmasında önemli farklar oluşturmaktadır.

SM'nin bir simetri kuramı olduğu ifade edilmişti. Simetri kavramı kullanıldığında bir sistem üzerinde belirli işlemler ve dönüşümler altında değişmeyen temel özelliklerin var olduğu anlaşılır. Daha açık ifade edilecek olursa, $G = \{g_1, g_2, g_3, \dots\}$ şeklindeki bir kümede simetriyi tanımlayabilmek için hangi temel özelliklere sahip olması gerektiği belirlenebilirse elde edilecek sonuç bir grup olarak tanımlanabilir. Bir şeyin grup olup olmadığının anlaşılması için kapalılık, birim öğe, tersinir öğe ve birleşme özellikleri kontrol edilir. Parçacık fiziğinin kuramsal altyapısının oluşturulmasında verilen bir sistemin istenen bir simetriye sahip olmasını sağlamak için yapılacak genellemelerin belirlenmesinin önemli rolü olmuştur. Bu tahminler sonucu elde edilen simetriler, daha sonra test edilerek yeni tahminlerin önünü açmaktadır. Çizelge 3.2'de karmaşık 1×1 matrislerinin üniter grubu olan $U(1)$ grubu için, ki bu grup çizelgede yer almasa da aynı zamanda abelyandır, özellikler örnek olarak gösterilmiştir (Mann, 2010).

Çizelge 3.2. $G = U(1) = \{e^{i\theta}\}, \theta \in R$ grubu için grup özellikleri (Mann, 2010)

Kapalılık	$e^{i\theta_1}$ x $e^{i\theta_2} \in U(1)$
Birim öğe	e^0 x $e^{i\theta_i} = e^{i\theta_i}$
Ters Öğe	$e^{i\theta_i}$ x $e^{-i\theta_i}$ =1
Birleşme	$(e^{i\theta_1}$ x $e^{i\theta_2})$ x $e^{i\theta_3} = e^{i\theta_1}$ x $(e^{i\theta_2}$ x $e^{i\theta_3})$

Parçacık fiziğinde bir simetri işlemi altında dönüştürülen en yaygın şey, bir parçacığın veya parçacık kümesinin dalga fonksiyonudur. Genel olarak dalga fonksiyonu, bazı (soyut) çok boyutlu uzayda karmaşık girişleri (karmaşık bir sütun vektörü) olan çok bileşenli tek sütunlu bir matris olarak yazılabilir. Sistemin simetrileri, karmaşık matrislerle çarpma yoluyla dalga fonksiyonuna etki eden dönüşümlerdir. Bunun yanında bir matris seti grubun temsili olarak tanımlanır (Mann, 2010).

Daha önceki bölümlerde SM alanların ayar kuramı olarak tanımlanmıştı. Ayrıca bu ayar kuramındaki ayar simetrileri için $SU(3)_C xSU(2)_L xU(1)_Y$ gösteriminin kullanıldığı belirtilmişti. $SU(3)_C$ bu ifadenin KRD ile ilgili olan kısmıdır. $SU(3)_C$ için parametre sayısının sekiz olduğu daha önce belirtilmişti. Bu sekiz parametre hermityen ve lineer bağımsız Gell-Mann matrisleri ile ifade edilir (Mann, 2010).

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \tag{3.2.}$$

KRD'nin abelyan olmayan ($U(3)$ grubu: $[\lambda^a, \lambda^b] = 2if_c^{ab}\lambda^c, SU(3)$) bir ayar kuramı olduğundan bu kuramı abelyan olan ($U(1)$) KED'ye göre daha karmaşık hale getirir. Gluonlar Maxwell denklemlerinin genelleştirilmiş haline uyar. Maxwell denklemlerinin bu hali Maxwell-Dirac durumundan yalnızca renkleri değiştiren a'nın görünümü ile farklılık gösterir. Bu matrisler kullanılarak f_c^{ab} yapı sabitlerinin antisimetrik olduğu gösterilebilir (Mann, 2010).

$$f_3^{12} = 1,$$
$$f_7^{12} = f_6^{24} = f_7^{25} = f_5^{34} = f_6^{51} = f_7^{63} = \frac{1}{2}$$
$$f_8^{45} = f_8^{67} = \frac{\sqrt{3}}{2} \tag{3.3.}$$

Maxwell-Dirac kuramında olmayan yeni etkileşmelere yol açan, kuramı abelyan olmayan yapan şey f_{ab}^c'nin sıfıra eşit olmamasıdır (Mann, 2010). .

$$(i\gamma^\mu(\delta_A^B\partial_\mu + ig_s A_\mu^a(\lambda^a)_A^B) - m\delta_A^B)\psi_B = 0 \tag{3.4.}$$

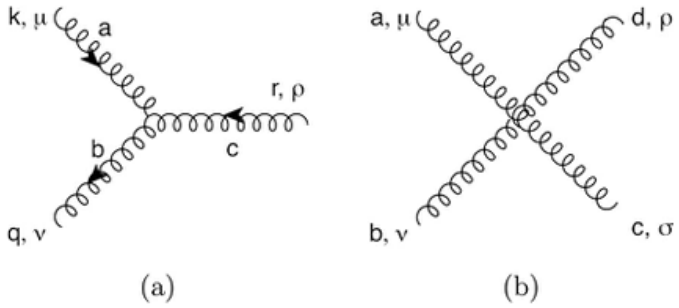
$$\partial^\mu F_{\mu\nu}^a - g_s A^{c\mu} F_{\mu\nu}^b f_{cb}^a = g_s \bar{\psi}^A \gamma_\nu (\lambda^a)_A^B \psi_B \tag{3.5.}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s A_\mu^c A_\nu^b f_{cb}^a \tag{3.6.}$$

Gluon dalga fonksiyonunda her gluon için alan kuvveti $F^a_{\mu\nu}$ lineer değildir. Gluonlar için denklemleri yeniden yazarak gluonların birbirleri için kaynak görevi gördüğü gösterilebilir (Mann, 2010).

$$\partial^{\mu}\left(\partial_{\mu}A^c_{\nu}-\partial_{\nu}A^c_{\mu}\right)=g_s\bar{\psi}^A\gamma_{\nu}(\lambda^a)^B_A\psi_B+g_s\partial^{\mu}\left(A^a_{\mu}A^a_{\nu}\right)f^c_{ab}$$
$$+g_sA^{a\mu}(\partial_{\mu}A^b_{\nu}-\partial_{\nu}A^b_{\mu}-g_sA^{\tau}_{\mu}A^s_{\nu}f^b_{\tau s})f^c_{ab} \quad (3.7.)$$

Her bir gluon dalga fonksiyonu (A^a_{ν}) için denklemin sol tarafı Maxwell denklemleri gibidir. Sağ taraftaki KED'deki elektrik akımına ($\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi$) benzeyen ilk terim, kuarklardan kaynaklanan kuark-kuark-gluon vertex'ine de yol açan renk akımıdır. λ^a hem kuark akımında hem de kuarkların uyduğu denklemde bir kuark rengini diğerine değiştirme etkisine sahiptir. Kalan terimler gluonlardan kaynaklanan renk akımıdır. Gluon dalga fonksiyonlarında kuadratik olan türev terimleri bir üçlü gluon vertex kuralı verir. Ayrıca dört gluon vertex kuralının ortaya çıktığı gluon dalga fonksiyonlarında ($g_s^2A^{a\mu}A^{\tau}_{\mu}A^s_{\nu}f^b_{\tau s}f^c_{ab}$) kübik bir terim vardır (Mann, 2010). Üç gluon ve dört gluon vertexlerinin bir gösterimi Şekil 3.3'te yer almaktadır.



Şekil 3.3. (a) Üç gluon ve (b) dört gluon vertexlerinin bir gösterimi (Narison, 2016).

KRD abelyan olmayan bir ayar kuramı olmasının yanında Lagrangian bir kuram olarak da ifade edilir. KRD'de Lagrangian yoğunluğu aşağıdaki ifade ile verilir (Kovchegov ve Levin, 2012).

$$\mathcal{L}_{KRD}=-\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu}+\sum_{(\text{çeşni } f)}\bar{q}^f_i(x)\left[i\gamma^{\mu}D_{\mu}-m_f\right]_{ij}q^f_j(x) \quad (3.8.)$$

Burada $\bar{q}^f_i(x)$ ve $q^f_j(x)$, $\bar{q}=q^{\dagger}\gamma^0$ olmak üzere, çeşnisi f, kütlesi m_f olan, kuark ve antikuark $-\frac{1}{2}$ spine sahip Dirac renk alanlarıdır (Kovchegov ve Levin, 2012).

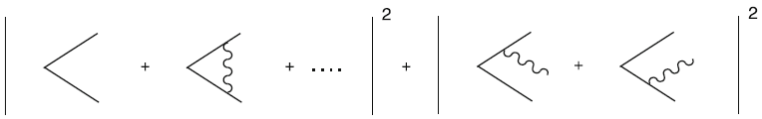
Lagrange yoğunluğu, KRD'nin renk hapsi, asimptotik serbestlik ve kiral simetri özelliklerinin üçünü de içermektedir. Bu nedenle bu özelliklerin anlaşılması Lagrange yoğunluğu ile birlikte KRD'nin anlaşılması için önkoşul niteliğindedir.

3.2.1. Güçlü Çiftlenim Sabiti

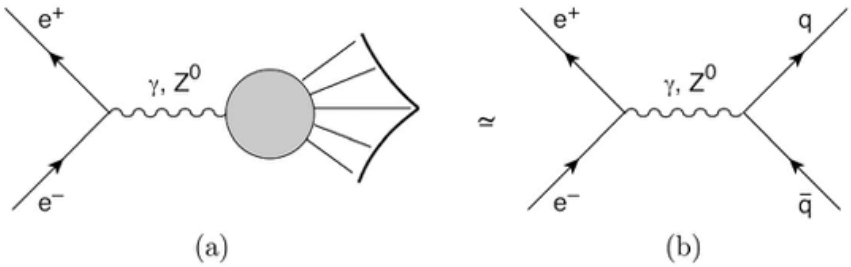
Pertürbatif KRD'deki gözlemlenebilen durumların en basit olanları etkileşmeden önce hadron içermediği halde etkileşmeden sonra ortaya çıkan ürünlerin tamamen hadron olduğu durumlardır. Bu durumlara Denklem 3.9'daki gibi bir örnek yazılabilir. (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018):

$$\frac{\sigma(e^+e^-\to hadronlar,Q)}{\sigma(e^+e^-\to \mu^+\mu^-,Q)} \equiv R(Q) = R_{EW}(Q)(1+\delta_{KRD}(Q)) \tag{3.9.}$$

α_s dizisinde e^+e^- hadronlarının toplam tesir kesiti için sadece son durum kuarkları ve (sanal veya gerçek) gluonları içeren bir diyagram ile etkileşmenin Feynman diyagramı ve kuark modelinde gösterimi Şekil 3.4 ve Şekil 3.5'te yer almaktadır.



Şekil 3.4. e^+e^- hadronlarının toplam tesir kesiti için diyagram (Altarelli, 2013).



Şekil 3.5. (a) $e^+e^- \to$ sürecini gösteren Feynman diyagramı (b) Kuark Modelinde Feynman diyagramına denk olan gösterim (Narison, 2016).

Denklem 3.9'da $R_{EW}(Q)$ elektrozayıf tahminle elde edilmiştir. $\delta_{KRD}(Q)$, KRD etkilerinden kaynaklanan düzeltmedir. Etkileşmede foton değiştokuşu mevcut olup tartışmayı kolaylaştırmak için düşük enerjiler tercih edilmiştir. $R_{EW} = 3\sum_q e_q^2$ ile ifade edilebilir. e_q, kuarkların elektrik yüküdür. Aynı zamanda sonlu kuark kütle düzeltmeleri de ihmal edilmiştir (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

$$\delta_{KRD}(Q) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^n + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda^4}{Q^4}\right) \tag{3.10.}$$

Burada ilk dört terimdeki, $\eta = \left(\sum e_q\right)^2/(3\sum e_q^2)$ olmak üzere, c katsayıları aşağıda verilmiştir. (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

$$c_1 = 1,\ c_2 = 1{,}9857 - 0{,}1152n_f,$$
$$c_3 = -6{,}63694 - 1{,}20013n_f - 0{,}00518n_f^2 - 1{,}240\eta$$
$$c_4 = -156{,}61 - 18{,}775n_f - 0{,}7974n_f^2 - 0{,}0215n_f^3 - (17{,}828 - 0{,}575n_f)\eta \qquad (3.11.)$$

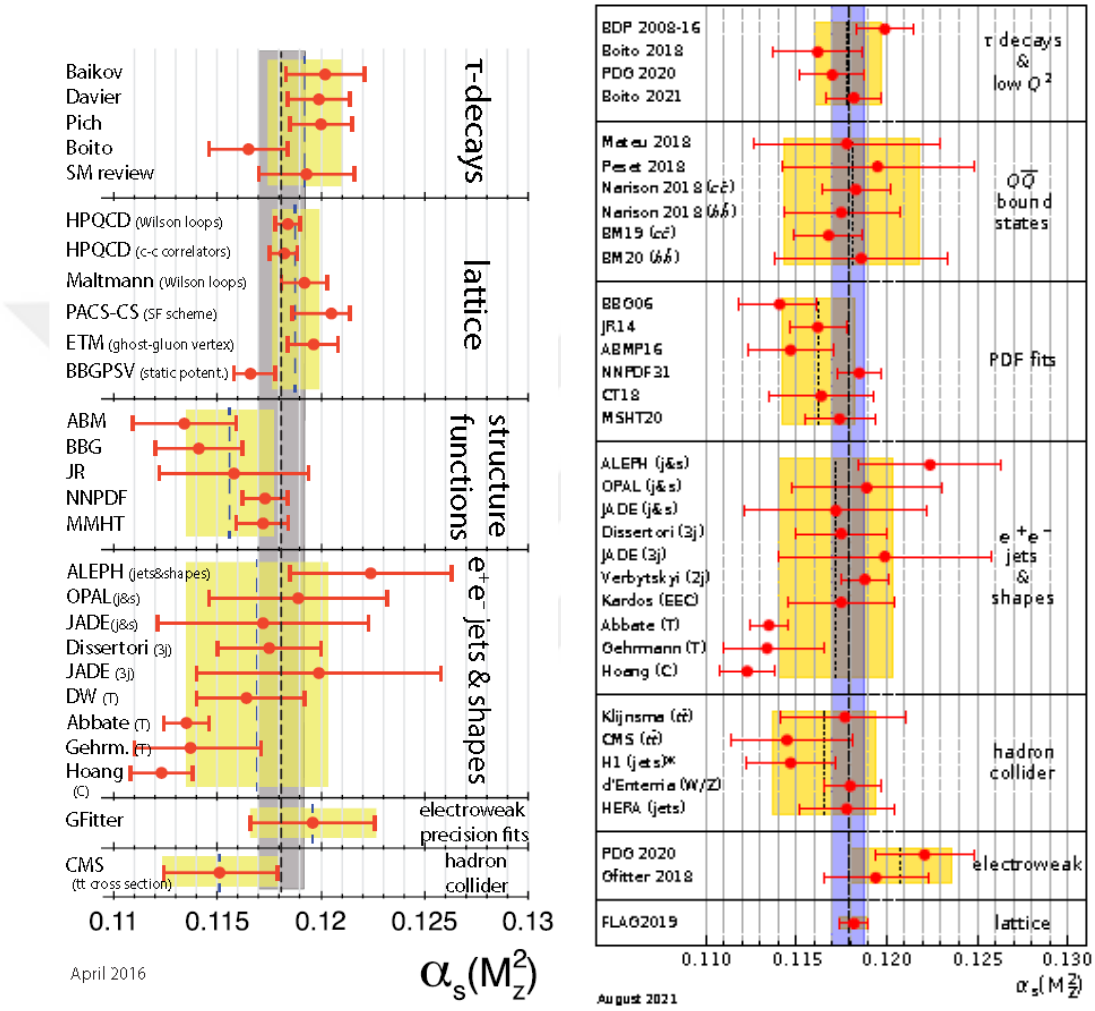
Bu ifadelerde α_s^n katsayıları pertürbatif KRD'deki hesaplamalarda olanın aksine sırayla hızla artmaktadır. Pertürbatif KRD'deki hesaplamalarda ise α_s boyutuna dayalı olarak beklenenden daha yavaş yakınsama eğilimindedir. Ayrıca bu denklemde ekstra bir "güç düzeltme" terimi olan $\mathcal{O}(\frac{\Lambda^4}{Q^4})$ bulunmaktadır. Tüm KRD tahminleri buna benzer düzeltmeler içermekle birlikte Λ/Q deneysel gözleme bağlıdır (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

Kuark kütlelerinin yanı sıra, KRD Lagrange'daki tek serbest parametre, güçlü çiftlenim sabiti α_s'dir. Çiftlenim sabiti kendi içinde fiziksel bir gözlenebilir değildir. Denklem 2.8'deki R gibi deneysel olarak ölçülebilen gözlem durumları için tahminlere giren ve pertürbasyon kuramı bağlamında tanımlanan bir niceliktir (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

KRD'de gözlenebilir olanın α_s'ye duyarlılığı deneysel kesinliğe oranla daha belirleyicidir. Pertürbatif seriler α_s^0 ile başlar. Örneğin e^+e^- yokolmasında 3-jet üretimi veya olay görünümleri α_s ile başladıkları için doğrudan α_s'ye duyarlıdır. Ağır kuarkonya'nın hadronik bozunma genişliği $\Gamma(\Upsilon \rightarrow \text{hadronlar})$, önemli diğer bir terim α_s^3 olduğundan α_s'ye çok duyarlıdır. Pertürbatif tahminin doğruluğu veya eşdeğer olarak α_s ile gözlenebilirin değeri arasındaki ilişkinin doğruluğu da α_s'nin belirlenmesinde önemlidir. Bazı durumlarda, sabit sıralı tahminler, yeniden özetleme ile desteklenir. Bunun yanında pertürbatif olmayan etkilerin boyutu da önemlidir. Hadronlar için e^+e^- tesir kesiti gibi yeterince kapsayıcı nicelikler, küçük pertürbatif olmayan katkılara ($\sim\Lambda^4/Q^4$) sahiptir. Diğerleri, olay-şekil dağılımı gibi, $\sim\Lambda/Q$ katkılarına sahiptir. Ölçümün gerçekleştirildiği ölçek ve ölçüm belirsizliği de önemli bir etkendir. $\alpha_s(Q^2)$ ölçeğinde bir δ belirsizliği Q ölçeğinde $\alpha_s(M_Z^2)$ üzerinde $\delta' = \delta(\alpha_s^2(M_Z^2)/\alpha_s^2(Q^2))$ belirsizliğine dönüşür (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

Particle Data Group tarafından 2016 yılında birçok çalışma bir araya getirilerek α_s değerlerinin bir ortalaması elde edilmiştir. Bu sonuçlar yine aynı grup tarafında 2018'de yayınlanmıştır. Çalışmaya N^{3}LO (next-to-next-to-next-to-leading order) tahminlerine dayanarak, τ hadronik bozunma genişliği ve spektral fonksiyonların analizlerinden elde edilen M_τ^2 enerji ölçeğinde belirlenmiş olan α_s'nin yanında Wilson döngülerinin, benzer kısa mesafe miktarlarının kafes KRD ile hesaplanması ve bunların NNLO (next-to-next-to-leading order) pertürbatif KRD ile analizi; DIS (Derin esnek olmayan lepton-nükleon saçılması) son durum çalışmaları; ışınımsal ağır kuarkonya (Υ) bozunmalarının analizinden elde edilen sonuçlar; e^+e^- yokolma reaksiyonlarının hadronik son durumundan elde edilen sonuçlar ve nihayetinde hadron çarpıştırıcılarından (Tevatron ve BHÇ) elde edilen sonuçlar dahil edilmiştir. Ayrıca NLO'nun hesaplamalarındaki belirsizliğin

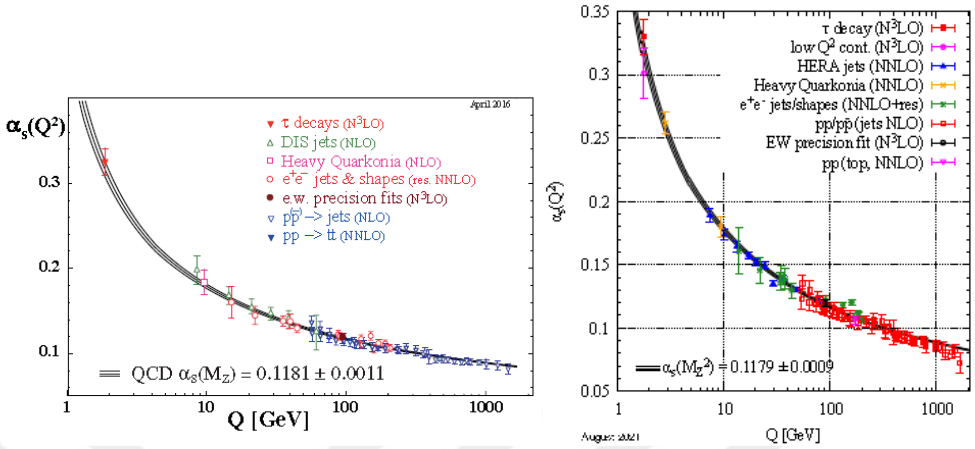
Elektrozayıf hassas uyum olarak ifade edilen güncellemesinde verilen α_s değeri de sonuçlara dahil edilmiştir. Elde edilen sonuçların bir kısmı Şekil 3.6'da verilmiştir (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018). Bunun yanında, 2022'de yapılan güncellemede yeniden derleme yapılmış ve daha güncel verilerle düzenlenen sonuçlarda önceki versiyona göre dikkate değer bir farklılaşma olmuştur. Bu sonuçlar da 2018 yılında sunulan sonuçlarla birlikte Şekil 3.6'da verilmiştir (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).



Şekil 3.6. $\alpha_s(M_Z^2)$ değerlerinin özeti. Sarı bantlar ve sarı bantların merkezinden geçen kesikli/noktalı çizgiler, her bir alt alanın kendi içindeki ortalama değerlerini gösterir. Gri (sol) ve mavi (sağ) bantlar dünya ortalamasını gösterir, Sol: $\alpha_s(M_Z^2)$'nin dünya ortalama değeri-2016 (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018).Sağ: 2021 yılında derlenerek 2022'de yayınlanan sonuçlar (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

2018 güncellemesi ile elde edilen $\alpha_s(M_Z^2)$ ortalaması %0,9'luk bir belirsizlikle 0,1181 ± 0,0011 olarak belirlenmiştir. Tevatron ve BHÇ'den elde edilen sonuçlar dikkate alındığında, α_s'nin belirlendiği enerji ölçekleri 1 TeV'nin üzerine çıkmıştır. Ayrık enerji ölçekleri Q'da elde edilen $\alpha_s(Q^2)$ sonuçlarının özeti Şekil 3.7'de verilmiştir (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018). 2022 güncellemesi ile elde edilen $\alpha_s(M_Z^2)$ ortalaması ise, 0,1178 ± 0,0019 olarak belirlenmiştir. 2022 güncellemesi verileri için tüm NLO sonuçları, dünya ortalamasıyla uyumlu

olarak kendi büyük belirsizlikleri dahilindedir ve ilişkili analizler, Şekil 3.7'de gösterildiği gibi neredeyse 2.0 TeV'ye kadar uzanan enerji ölçeklerinde α_s 'nin ölçek bağımlılığı için önemli yeni değerler sağlar (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).



Şekil 3.7. Enerji ölçeği Q'nun bir fonksiyonu olarak α_s ölçümlerinin özeti. Sol: 2018 güncellemesine göre α_s ölçümleri (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018). Sağ: 2022 güncellemesi sonuçları. α_s'nin çıkarılmasında kullanılan ilgili KRD pertürbasyon kuramı derecesi her iki grafikte parantez içinde belirtilmiştir (Workman ve ark. (Particle Data Group), 2022).

3.2.2. Asimptotik Serbestlik

Asimptotik serbestlik, küçük mesafelerde α_s'nin azaltılması anlamına gelir. Bu davranış, mesafeler azaldığında etkin yükün arttığı KED'de bilinenin tersidir. Daha önce yaygın bir görüş, herhangi bir alan kuramında, etkin yükün KED'deki ile aynı davranışa sahip olduğu, yani küçük mesafelerde arttığı ve büyük mesafelerde azaldığı yönündeydi. Bu sıfır yük olarak tanımlanmaktadır. Çünkü uzun mesafelerdeki etkin yük (fiziksel yük), etkin yükün sabit bir değer alması gereken ölçek (çıplak yük) sonsuza doğru eğilim gösterdiğinde sıfıra yönelir. (Ioffe, Lipatov ve Fadin, 2010). Çalışan QSD bağlantısı, asimptotik serbestlik nedeniyle kısa mesafelerde küçük olma eğilimindedir. Bu durum Q gerçek sayı $(Q^2 = -q^2)$ olmak üzere ilgili dört momentumun karesinin büyük değerlerine karşılık gelir. Bu aynı zamanda çiftlenim sabitinin kısa mesafelerde küçük olması eğilimini ifade eder. Gross ve Wilczek (1973), Politzer (1973)'in çalışmalarının katkıları ile oluşturulan KRD çiftlenim sabitinin çalışması Denklem 3.12'de verilmiştir (Kovchegov, Levin, 2012).

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1+\alpha_s(\mu^2)\beta_2 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \tag{3.12.}$$

Burada, renk sayısı $N_c = 3$ ve kuark çeşnilerinin sayısı N_f olmak üzere $\beta_2 = (11N_c - 2N_f)/12\pi$ ile verilir. Parçacık fiziğinde $N_f = 6$ iken belirli bir fiziksel süreç için etkili olan çeşni

sayısı 6'dan küçük olabilir. KRD'de β fonksiyonu Denklem 3.13'de verilmektedir (Kovchegov, Levin, 2012).

$$\beta_{KRD}(\alpha) = -\beta_2\alpha^2 + \mathcal{O}\alpha^3 \tag{3.13.}$$

Denklem 3.12 ye tekrar bakıldığında büyük momentum değerlerinde güçlü çiftlenimin, $Q^2 \to \infty$ durumunda $\alpha_s(Q^2) \to 0$ olduğundan, küçük değer alacağı görülebilir. Böylece kuarklar ve gluonlar asimptotik olarak kısa mesafelerde zayıf bir şekilde etkileşirler; bu asimptotik özgürlüktür (Kovchegov, Levin, 2012).

3.2.3. Renk Hapsi

Kuark ve gluonların serbest parçacık olarak gözlenememesinin nedenini açıklayan renk hapsi kavramı pertürbasyon kuramının uygulanmasına izin vermese de (Asimptotik serbestlikte pertürbasyon kuramı uygulanabilmektedir.) asimptotik serbestlikle birlikte düşünülmesi gereken bir özelliktir.

Asimptotik serbestlik, etkin çiftlenimin Q^2'nin bir fonksiyonu olması nedeniyle artan Q^2 için $\alpha_s(Q^2)$'nin değerinin azaldığı ve asimptotik olarak ortadan kalktığı anlamına gelir. Bu nedenle, KRD etkileşmeyi, sert süreçler veya derin esnek olmayan süreçler olarak adlandırılan büyük Q^2'li süreçlerde çok zayıf hale gelir. Buna karşılık, etkileşme kuvveti, büyük mesafelerde veya aktarılan küçük ($Q^2 < \Lambda$ mertebesinde) momentumlarda büyük olur. Gözlenen tüm hadronlar yüksüz renkte olmaları için dengeleyici renk yükleriyle kuarkların bileşik hallerine sıkı sıkıya bağlıdır. Hapsolma özelliği, bireysel kuarklar ve gluonlar veya diğer herhangi bir renkli durum gibi renk yüklerini ayırmanın imkânsızlığı olarak da tanımlanabilir. (Altarelli ve CERN Department of Physics Theory Unit, 2013)

Renk yönünden yüksüz bir mezonu oluşturan kuark ve antikuarkı ayırmaya çalıştığımızda, etkileşme enerjisi boşluktan kuark ve antikuark çiftleri oluşana ve serbest kuarklar birleşip yeni yüksüz mezonlar gözlenene kadar artar. Örneğin, kütle enerjilerinin merkezindeki $e^+e^- \to q\bar{q}$ sürecinde etkileşmeden sonra oluşan kuark ve antikuarkın enerjileri fazladır, bu nedenle çok hızlı zıt yönlerde ayrılırlar. Ancak renk hapsi kuvvetleri aralarında yeni çiftleri yaratır. Gözlenen şey, iki jetin kesin olarak ayrılmasını imkânsız kılan bir dizi yavaş pionlu, ardıl iki renksiz hadron jetidir. Bazı durumlarda, üçüncü bir iyi ayrılmış hadron jeti de gözlenir: Bu olaylar, ana kuark-antikuark çiftinden kaynaklanan enerjik bir gluonun radyasyonuna karşılık gelir (Altarelli ve CERN Department of Physics Theory Unit, 2013).

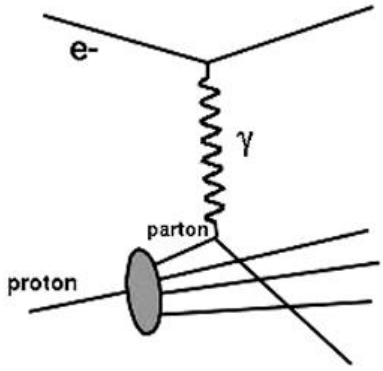
Özet bir tanımlama yapmak gerekirse; KRD'de $\Lambda \approx 250\,\mathrm{MeV}$ olmak üzere Λ'dan daha küçük mesafelerde pertürbatif genişleme çalışır ve bu durumda kuram diğer herhangi bir alan kuramı gibi davranır. Daha büyük mesafelerde temel alanların, kuarkların ve gluonların kuantaları, serbest

parçacıklar olarak yayılmaması durumu renk hapsi olarak isimlendirilmiştir (Di Giacomo, 2014).

3.2.4. Kuark Parton Modeli

Kuark parton modeli, hadronları oluşturan kuarklar ve kuvvet taşıyıcısı olan gluonların yapısını ve etkileşmelerini belirlemek için oluşturulan bir modeldir. Parton kavramı kullanıldığında parçacık fiziğinde SM'de yer alan altı adet kuark ve sekiz adet gluon anlaşılmalıdır.

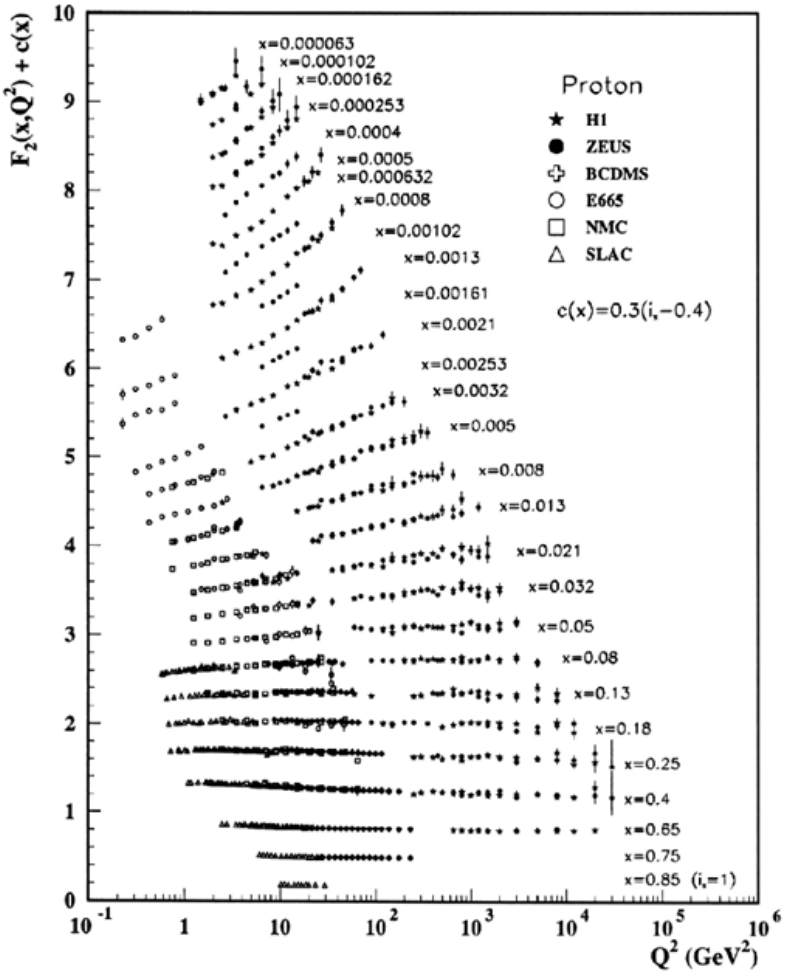
Bu model, Feynman tarafından hadronların yüksek enerjideki etkileşmelerini görmek, yapılarını tanımlamak için önerilmiş olup hadronların parton adı verilen nokta benzeri ve bağımsız alt parçacıktan oluştuğunu varsayar. Polarize olmayan bir elektronun bir proton hedefini bombaladığı derin esnek olmayan (çok yüksek enerjili) saçılma deneyinde (sanal) fotonun bir partonla karşılaştığı yerde bu model test edilebilir. Protonun üzerine gönderilen bir elektron ile gerçekleştirilen DEOS süreci Şekil 3.8'de gösterilmiştir.



Şekil 3.8. DEOS: $e^{-}p \rightarrow e^{-}H$ (Narison, 2016).

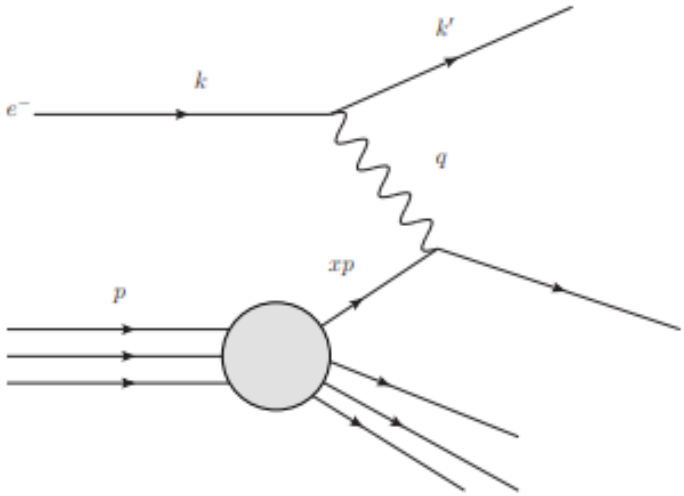
Bjorken toplama kuralları olarak da isimlendirilen Parton Modeli saçılmanın toplam dik kesitinin aktif temel partonun dik kesitinin ölçek değişmezliğinin uygulanabilmesi için sadece değere bağlı proton yapı fonksiyonu ($F_2(x)$) ile verilen bir çarpımı olduğunu ifade eder. Aslında $F_2(x)$ fonksiyonuna ulaşmak için öncelikle Parton Modelinde her partonun hadronun taşıdığı toplam momentumun x kesri ile karakterize edildiğini belirtmek gerekir. Sonuç olarak, partonun her i türü için, bir parton i'nin nükleonun toplam momentumunun x kesirini taşıma olasılığını ifade eden bir $f_i(x)$ fonksiyonu vardır. Burada $f_i(x)$ fonksiyonları PDF'dir ve deneysel olarak belirlenmeleri gerekir. Yapı fonksiyonu, protonun içindeki partonu bulma olasılığıdır. Hadronik tensör adı verilen hadronik genliğin karesini parametreleştirir ve elektromanyetik akımın zaman sıralı ürününün proton matris elemanıdır (Narison, 2016).

Ek olarak $e^{-}p$ ve vp deneylerinde $F_2(x)$ proton yapı fonksiyonunun ölçümü ve $-q^2 = Q^2 > 0$ durumunun fonksiyonu olarak farklı x değerleri için parton modeli ve KRD tahminlerinin uyumunu gösteren sonuçlar Şekil 3.9'da verilmiştir.



Şekil 3.9. $e^{-}p$ ve vp deneylerinde $F_2(x)$ proton yapı fonksiyonunun ölçümü ve $-q^2 = Q^2 > 0$ durumunun fonksiyonu olarak farklı x değerleri için parton modeli ile KRD tahminlerinin uyumu (Narison, 2016).

Parton etkileşmelerinde beklenen durum, toplam momentumun ($\int_0^1 dx \sum_i f_i^{(p)}(x) = 1$) ve proton çeşnisinin korunması ($\int_0^1 dx\,(f_u^{(p)}(x) - f_{\bar{u}}^{(p)}(x)) = 2$ ve $\int_0^1 dx\,(f_d^{(p)}(x) - f_{\bar{d}}^{(p)}(x)) = 1$ vb.) olmakla birlikte toplam momentum kesrinin yaklaşık yarısı kuarklar tarafından, geri kalan kısmı gluonlar tarafından taşınmaktadır. Partonların dik momentumları ve kütleleri ihmal edilip momentumları PDF'ye uygun şekilde dağıtıldığında parton modelinin temel yapısı oluşacaktır. Bir sonraki aşama bu dağılımı Derin Esnek Olmayan Saçılma (DEOS)'ya uygulamaktır (Rottoli, 2014). Parton modeli çerçevesinde DEOS süreci Şekil 3.10'da gösterilmiştir.

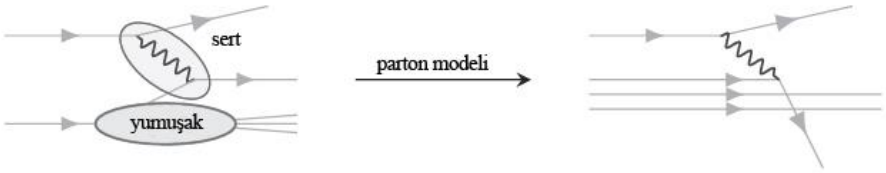


Şekil 3.10. Parton modeli çerçevesinde DEOS süreci (Rottoli, 2014).

Şekil 3.10'da gösterilen sürecin kinematik değişkenleri $s = (k + p)^2$ ve $y = pq/kp$ ile tanımlanabilir. Giden elektronların gözlenmesi s'nin belirlenmesini sağlar. Elektron-kuark sisteminin kütle merkezinde, θ elektron saçılma açısı olmak üzere $y = \frac{1-\cos\theta_e}{2}$'dir. Bu nedenle Bölüm 3.2.5'te anlatılan Bjorken ölçeği ile birlikte y, sabit hedef deneyinin laboratuvar çerçevesinde elektron kesirli enerji kaybı olarak da tanımlanır (Rottoli, 2014).

Parton modeli, protonu, partonların belirsiz bir miktarını içeren bir kara kutu olarak tanımlar. Bu partonların karşılıklı etkileşmeleri, fotonla etkileşmesine oranla büyük zaman ölçeklerine sahip olduğundan fotonla etkileşmesini partonla etkileşmesinden ayırmak mümkün olabilmektedir. DEOS'da bir partonun momentumu original ana hadronun bir kesri olan ξ ile tanımlanır. Bu oranın boyutu, bu sistemde ortaya çıkan baskın parton tipini tanımlayacaktır. Biraz daha ayrıntıya girilirse değerlik kuarkları, deniz kuarkları ve gluonlar olarak sınıflandırılabilecek olan kuarklar bu oranla tanımlanır. $10^{-2} \leq \xi \leq 1$ aralığındaki oran ana kuarkları tanımlar. Deniz kuarklar için bu oran $10^{-4} \leq \xi \leq 10^{-2}$ aralığındadır. Gluonlar için oran $10^{-8} \leq \xi \leq 10^{-2}$'dır. Farklı parton tiplerini momentum oranlarına göre net bir şekilde ayırmanın belirlenmiş bir yolu yoktur. Ayrıca, daha yüksek enerji ölçeklerinde, gluonlar çok daha hızla baskın hale gelir. Kuark sayısı operatörü de korunmadığı için hem değerlik hem de deniz kuarklarının varlığı iyi tanımlanmamaktadır. Bunun yanında kısa mesafeli süreçler olan foton ile bir parton arasındaki etkileşmenin sert kısım olarak adlandırılması anlamlı olacaktır. Bunun aksine, büyük mesafelerdeki tüm etkileşmeleri içeren yumuşak kısım bulunur. Sezgisel bir ayrım yapılırsa; protonun içindeki her şey yumuşaktır, protonun ve etkileşme noktasının dışındaki her şey, foton ve vurulan parton vb. serttir. Şekil 3.11'in sol kısmında bu durum için bir gösterim mevcuttur. Parton Modeli (PM), güçlü etkileşmenin katılımı olmadan DEOS'u tanımlar, çünkü güçlü kuvvetin tüm etkileri protonda soğurulur. DEOS tartışılırken bu tanımlamaların PM'in dışında, Serbest Parton Modelinden (SPM) de kısaca bahsedilmesinde yarar vardır. Bu modelde proton birbirinin varlığından tamamen habersiz tam olarak üç kuarktan

oluşur ve dinamik bir yapıya sahip değildir. Fotonun perspektifinden, ister SPM'de ister normal PM'de olsun, proton yapısının nasıl göründüğü önemli değildir. Çünkü bu modelde foton sadece elektromanyetik olarak yüklü herhangi bir parçacığa çarpıyormuş gibi partona çarpmakta ve diğer tüm yapıları görmezden gelmektedir. Bu nedenle, DEOS'un önde gelen sert kısmı, elektron-müon saçılmasına benzer şekilde tanımlanan gerçek elektron-kuark saçılmasıdır. Bu durum Şekil 3.11'de şematik olarak gösterilmiştir. Söz konusu süreçten çok daha büyük zaman ölçeklerinde, protonun kalıntıları ve vurulan parton, jetlere hadronize olacaktır, çünkü KRD'de asimptotik özgürlük nedeniyle serbest kuarklar sadece kısa bir süre için var olabilir (Cherednikov ve Van der Veken, 2017).



Şekil 3.11. SPM'deki DEOS. Sanal foton, kuarklardan birine çarparken, diğer iki kuark zarar görmeden kalır ve süreci hiçbir şekilde etkilemez (Cherednikov ve Van der Veken, 2017).

3.2.5. Parton Dağılım Fonksiyonları

Partonik dik tesir kesit hesabında KED'in Feynman kuralları uygulanabilirdir. q_l antikuarkın elektrik yükü olmak üzere Denklem 3.14'te yer alan partonik tesir kesiti ile Denklem 3.15'te yer alan Lorenz değişmezleri kullanılarak Denklem 3.16'daki parton modeline uygun hadronik tesir kesitine ulaşılır (Rottoli, 2014).

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = q_l^2 \frac{\hat{s}}{Q^4} 2\pi\alpha^2 (1 + (1-\hat{y})^2) \tag{3.14.}$$

$$\hat{p} = xp,\ \hat{s} = (k+\hat{p})^2 = 2kp,\ (\hat{p}+q)^2 = 2\hat{p}q - Q^2 = 0,$$
$$\hat{y} = \frac{\hat{p}q}{k\hat{p}} = y, \qquad x_{Bj} = \frac{Q^2}{2pq} = x\frac{Q^2}{2\hat{p}q} = x \tag{3.15.}$$

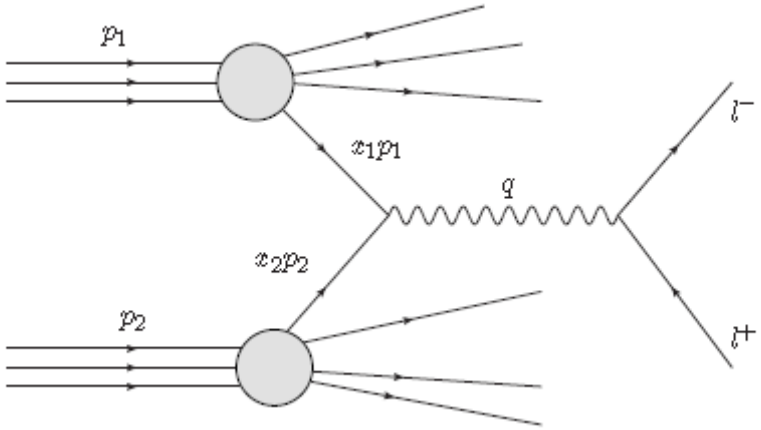
$$\frac{d\sigma}{dy} = \int dx \sum_l f_1(x) \frac{d\hat{\sigma_l}}{dy} \tag{3.16.}$$

Buradan elde edilecek olan Denklem 3.17, PDF (Denklem 3.18.) veya bilinen diğer isimlendirmesi ile Bjorken dağılım fonksiyonu $F_2(x)$'in elde edilmesini sağlayacaktır (Rottoli, 2014).

$$\frac{d\sigma}{dy dx_{Bj}} = \sum_l f_1(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dy} = \frac{2\pi\alpha^2 s x_{Bj}}{Q^4} (1 + (1-y)^2) \sum_l {q_l}^2 f_l(x_{Bj}) \tag{3.17.}$$

$$\frac{d\sigma}{dydx_{Bj}} = \frac{2\pi\alpha^2 s}{Q^4}(1+(1-y)^2)F_2(x), \qquad F_2(x) = \sum_l x q_l^2 f_l(x) \tag{3.18.}$$

PM diğer işlemler için de kullanılabilir. Drell-Yan sürecinde, bir hadron-hadron çarpışmasında bir $q\bar{q}$ yokoluşundan büyük bir lepton çiftinin ortaya çıkması süreci bu durumun örneklerinden biridir. Şekil 3.12'de Drell-Yan sürecinin bir gösterimi verilmiştir. (Rottoli, 2014).



Şekil 3.12. Parton modelinde Drell-Yan kinematik süreci (Rottoli, 2014).

3.3. Hadronik Etkileşmeler

Hadronik etkileşmelerde daha önceki bölümlerde de bahsedildiği gibi partonların serbest halde bulunuş sürelerinin çok kısa olması nedeniyle gözlenebilir olmayan durumlar mevcuttur. Bu süreçlerin anlaşılabilmesi için hadronik saçılma süreçlerinin yapısına dair temel yaklaşımlar hakkında kısa bilgi vermek yararlı olacaktır.

3.3.1. Derin Esnek Olmayan Saçılma

PM ve SPM ile ilgili bu kısa açıklamalardan sonra DEOS sürecine tekrar dönülecek olursa; DEOS'un, bir hadronun içini araştırmak için en basit süreç olduğunu belirtmek uygun olacaktır. Bir elektron, bir protonla (ya da herhangi bir hadronla) kafa kafaya çarpışır ve onu yok eder. Elektronların kütlelerini her zaman ihmal edeceğiz. Bu sürecin sade bir gösterimi daha önce Bölüm 3.2.4'te Şekil 3.8'de verilmişti. Kütle merkezi enerjisinin karesi olarak tanımlanan s değeri yine ilgili bölümde $s = (k+p)^2$ olarak verilmişti. Denklem 3.19'da bu kütle merkezi enerjisi aşağıdaki gibi verilebilir.

$$s = (k+p)^2 = m_p^2 + 2pk \tag{3.19.}$$

Şekil 3.8'e göre foton tarafından transfer edilen momentumun değeri (q) denklem 3.20'de verildiği gibi yazılabilir.

$$q =^{N} k - k' \tag{3.20.}$$

$q^2 = 2E_e E'_e(cos\theta_{ee'} - 1) \leq 0$, $Q^2 =^{N} -q^2 \geq 0$ yazılabildiğinden ve son durum için saçılan elektronun momentumu ihmal edildiğinde son durum momentumu aşağıdaki gibi olacaktır (Cherednikov ve Van der Veken, 2017).

$$m_{son}^2 = (P+q)^2 = m_p^2 + 2Pq - Q^2 \tag{3.21.}$$

Burada Q^2 ve Pq Lorentz değişmezi olduğundan mevcut durum için x_{Bj}, bu değişkenler cinsinden yazılabilir (Cherednikov ve Van der Veken, 2017).

$$x_{Bj} =^{N} \frac{Q^2}{2Pq} \tag{3.22.}$$

Elde edilen denklemleri daha kullanışlı değişkenlerle ifade etmek mümkündür.

$$y =^{N} \frac{Pq}{Pk},\ y =^{N} \frac{Q^2}{x_{Bj}(s-m_p^2)} \tag{3.23.}$$

$$Q^2 = xy(s - m_p^2) \tag{3.24.}$$

Son olarak;

$$2x_{Bj}Pk = \frac{Q^2}{y} \tag{3.25.}$$

$$kq = -k'q = -\frac{Q^2}{2} \tag{3.26.}$$

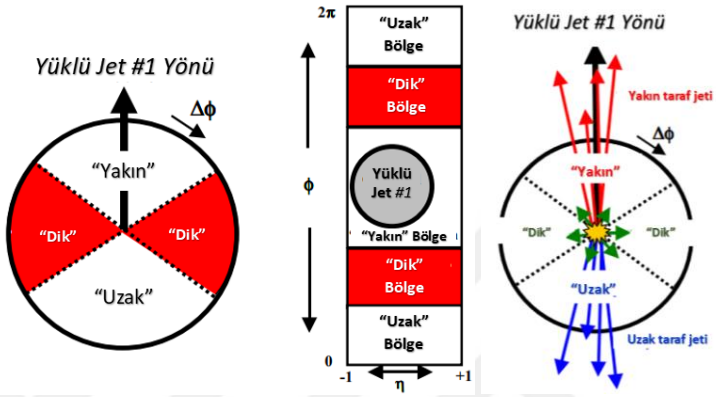
sonucu elde edilir.

3.3.2. Sert Saçılma

Sert saçılma süreçleri, partonların serbest parçacıklar olarak durumunu koruyamaması, başka bir deyişle çok kısa süre içerisinde yeniden hadron oluşturmak üzere birleşmesi nedeniyle çözümlenmesi zor süreçlerdir. Fakat hadronik etkileşmelerin azınlıkta kalan bir kısmını oluşturan bu süreçlerin pertürbatif KRD'nin en önemli süreçleri olduğu söylenebilir. Sert saçılma olayları genellikle alt olaylarla birlikte anılır. Sert saçılma olayları açıklanırken sıklıkla bahsedilen alt olay,

giden iki sert saçılan jet dışındaki her şeydir ve çarpışan hüzme kalıntılarının yanında ilk ve son durum radyasyonundan da katkılar alır.

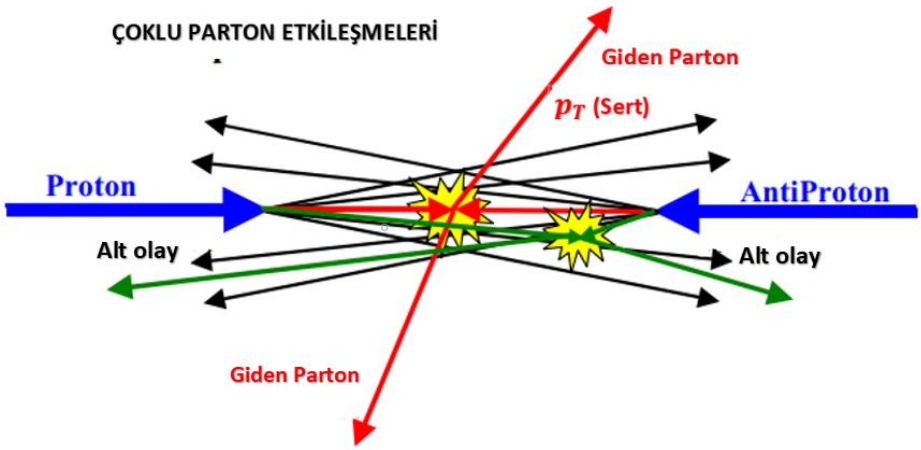
Sert saçılma durumlarında dik bölge alt olayların büyük kısmını içermesi nedeniyle önemlidir. Şekil 3.13'de parton saçılımının oluştuğu ortalama bir proton-antiproton çarpışmasının topolojisi gösterilmiştir. Kullanılan 'yakın' ve 'uzak' terimleri azimutal açıyla tarif edilen mesafelerdir. 'Yakın' bölge, önde gelen yüklü parçacık jetini içerirken, 'uzak' bölge ortalama olarak "uzak taraftaki" jeti içerir. 'dik' bölge, 2'ye 2 sert saçılma düzlemine diktir ve alt olaya karşı çok duyarlıdır (Field, 2002).



Şekil 3.13. Sert saçılma süreçleri. Sol: proton antiproton etkileşmesinde, $\Delta\emptyset = \emptyset - \emptyset_{\text{yüklü jet}}$ yüklü parçacıklar ile yüklü jet yönü arasındaki azimutal açı olmak üzere, $\Delta\emptyset$'deki korelasyonların gösterimi. Orta: Açının daha açık olan dikdörgensel gösterimi. Sağ: Parton saçılımının meydana geldiği ortalama bir proton-antiproton çarpışmasının topolojisi (Field, 2002).

Hüzme-Hüzme Kalıntıları

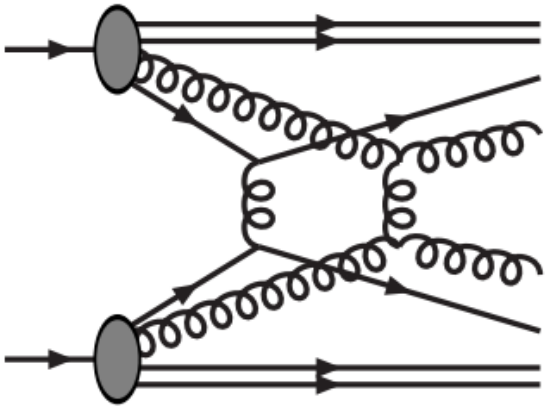
Başlangıçtaki iki hüzme hadronunun her birinden birer parton koparıldıktan sonra geriye kalan kısım 'hüzme-hüzme kalıntıları' olarak adlandırılır. Hadron-hadron çarpışmalarının elektron-pozitron yokoluşlarından daha dağınık olmasının nedeni budur. KRD MC modelleri için de hüzme kalıntıları alt olayın önemli bir bileşenidir. Ayrıca, çoklu parton saçılımının alt olaya katkıda bulunması da mümkündür. Şekil 3.14'te, MPI'yı dahil ederek proton-antiproton çarpışmasındaki alt olay için PYTHIA modelleme örneği gösterilmektedir. 2'ye 2 sert parton-parton saçılması ve 'hüzme-hüzme kalıntıları'na ek olarak, bazen alt olaya katkıda bulunan ikinci bir 'yarı-sert' 2'ye 2 parton-parton saçılması vardır (Field, 2002).



Şekil 3.14. PYTHIA'nın MPI'yı dahil ederek proton-antiproton çarpışmasında alt olayı modelleme şeklinin çizimi. Dik momentum, p_T (sert) ile 2'ye 2 sert parton-parton saçılmasına ek olarak, parçacıkların alt olaya katkıda bulunduğu ikinci bir 'yarı-sert' 2'ye 2 parton-parton saçılımı vardır (Field, 2002).

Çoklu Parton Etkileşmeleri (MPI)

Gerçekte hüzme demetleri çarpıştırıldığında sadeleştirilmiş gösterimlerde yer alan tekil durumlarla çalışılmamaktadır. Gerçekleştirilen deneysel çalışmaların doğası gereği iki hüzme demeti karşılıklı çarpıştığında MPI meydana gelir. Şekil 3.15'te bu durumun bir örneği gösterilmiştir.



Şekil 3.15. İki 2 → 2 pertürbatif etkileşmeli bir olayın şematik gösterimi (Sjöstrand ve Skands, 2004).

Çoklu etkileşmelerde proton kalıntıları, sert sürecin giden partonları ile veya diğer proton kalıntısı ile etkileşmeye girebilir. Ayrıca parton duşları bir MPI kaynağı olabilir. Sert etkileşen partonlar, etkileşmeye girmeden önce KRD radyasyonu yayar ve bu, kalıntılar veya giden partonlar ile ek etkileşmelere yol açabilir (Hos, 2016). MPI bu etkileşme durumlarının tamamını kapsayan alt olayları içerir.

Parton Duşları

Saçılma süreçleriyle ortaya çıkan partonların detektörle etkileşmesi sonucunda kuark ve gluon duşları oluşur. Bu tezin sonraki bölümlerinde hadronizasyon süreçleri ile birlikte anılacak olan bu duşlar parçacık fiziğinde parton duşları olarak adlandırılmaktadır.

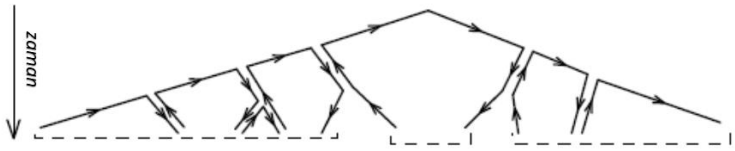
Parton duşları, çeşniyi ve dört momentumu yerel olarak korur ve üniterliğe kabul ederler, bu da bir partonun ya iki partona bölünebileceği ya da ayrılmayabileceği anlamına gelir. Bu temel gereksinimler, prensipte bir parton duşunu tanımlamak için yeterlidir. Bununla birlikte, kesin uygulamada birçok seçim yapılabilir ve parton-duş tahminlerinin kalitesi genellikle bu seçimlere önemli ölçüde bağlıdır. Başlıca bir örnek, kendisi renk tutarlılığının bir sonucu olan açısal sıralamayı temsil eden bir evrim değişkeninin seçimidir. Altarelli-Parisi ayırma işlevlerini kullanan parton duşlarında, evrimde doğru yumuşak anormal boyutu geri kazanmak için bu seçime (veya açık bir açısal veto gereksinimine) ihtiyaç vardır. Ancak açısal sıralama, renk tutarlılığını sağlamanın tek yolu değildir (Höche, 2014).

3.3.3. Hadronizasyon ve Fragmantasyon

KRD son durumları her zaman hadronlardan oluşurken, pertürbatif KRD hesaplamaları partonlarla ilgilenir. Fiziksel olarak, güçlü bir parton daha sonraki zaman ölçeklerinde hadronlara geçiş yapan birçok başka parçaya bölünerek duş oluşturur. Sabit sıralı pertürbasyon kuramı, bu dinamiklerin yalnızca küçük bir bölümünü yakalar (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018). Bu durumu ifade etmek için kullanılan hadronizasyon terimi partonlardan hadronlara pertürbatif olmayan geçiş olarak tanımlanabilir. Başlangıç durumunda ortaya çıkan güçlü partonların yanında enerji ve sürece bağlı olarak çarpışma gerçekleştirebilecek özellikte düşük enerjili partonlar da ortaya çıkar. KRD partonları sınırladığından, bu partonlar tespit edilemeden hadronizasyon olarak tanımlanan bu süreçle hadronlara dönüşür. Bu nedenle duş MC programları, hadronlaşmayı süreç bağımsız bir şekilde tanımlayan ve deneysel olarak belirlenen parametreler içeren modeller içerir (Dezső Horváth ve Zoltán Trócsányi, 2019). Hadronizasyon modellerinin oluşturulmasına ihtiyaç duyulmasının temel nedeni kuark ve gluonların serbest olarak gözlenmemesine neden olan ve Bölüm 3.2.3'te detaylandırılan 'renk hapsi'dir.

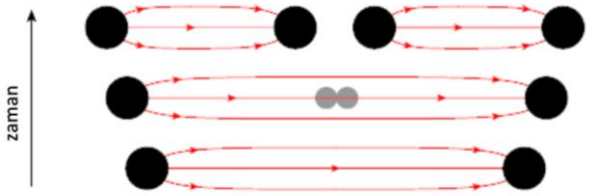
Yaygın olarak bilinen hadronizasyon modelleri sicim (bu modelin en yaygın kullanılanı Lund modelidir) ve küme modelleridir. Zıt renk yüklerine sahip iki partonun yaklaşık bir femtometreden daha büyük mesafelerde ayrılmasıyla aralarındaki potansiyel enerjinin lineer olarak artması, "doğrusal sınırlama" olarak bilinir ve hadronlaştırmanın sicim modeli için başlangıç noktasını oluşturur. Pertürbatif KRD'nin 'önhapis' olarak adlandırılan özelliği ise hadronizasyonun küme modelinin temelidir (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018).

Sicim modelinin genel yaklaşımını açıklayabilmek için elektron ve pozitronun etkileşmesi ile gerçekleşen yok-olma reaksiyonunun gösteriminden yararlanılır. Şekil 3.16'da bu reaksiyonun bir gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.16. e^+e^- yok oluşunda bir duşun renk gelişimi. Renk açısından yüksüz olan parton kümeleri, kesikli alt parantezlerle gösterilir (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018).

Parton duşundan çıkan renk bağlantılı bir kuark-antikuark çifti ($\bar{q}q$) Şekil 3.16'nın merkezindeki durumla gösterilebilir. Yükler birbirinden uzaklaştıkça, lineer sınırlama, büyük r mesafeleri için potansiyelin $V_r = \kappa r$'ye ulaşması anlamına gelir. Kısa mesafelerdeki Coulomb terimi ($\propto \frac{1}{r}$) Lund dizisinde ihmal edilir. Bu potansiyel, gerilimi $\kappa \sim 1\ \mathrm{GeV/fm} \sim 0.2\ \mathrm{GeV}^2$ olan bir diziyi tanımlar (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018). Bu durum $\bar{q}$ ile q arasında gerilen bir renk akış tüpünün resmi olarak Şekil 3.17'de gösterilmiştir.



Şekil 3.17. Sicim alanında kuark çifti oluşturma yoluyla sicimin kırılmasının gösterimi (Tanabashi ve ark. (Particle Data Group), 2018).

Elektrik alan çizgileri sonsuza kadar uzandığı halde, KRD'de yüklü gluon alanı, Şekil 3.17'de gösterildiği gibi kendisini iki kutup arasında tek boyutlu bir sicime doğru çeker. Bu gösterim basit bir gösterim olup sicim modelinin tüm durumlarını ifade etmez. Bununla birlikte model Lorentz değişmezi olduğundan artırılmış sicim sistemlerini içeren modellere, ara gluonları içeren daha karmaşık konfigürasyonları da içerecek şekilde uygulanabilmektedir.

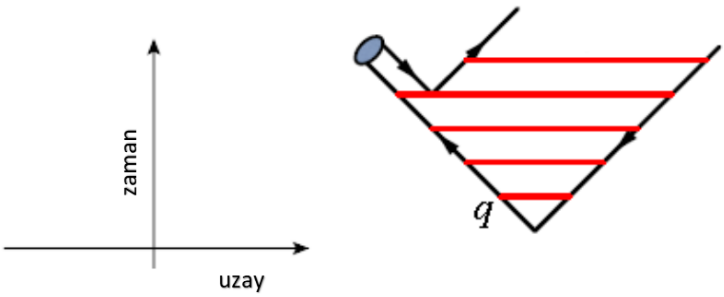
Hadronizasyonun küme modelinin ana fikri ise, parton duşunun sonunda tüm gluonların $\bar{q}q$ çiftlerini pertürbatif olmayan ayrılmalarını zorlamaktır. Model formüle edildiğinde $N_c \to \infty$ limitinde, ağırlıklı olarak komşu $\bar{q}q$ çiftlerinden oluşan renk tekli kümeler oluşur. Kümeler, mezonların $\bar{q}q$ çiftleri tarafından veya baryonları oluşturan bir kuark-dikuark çiftinden gelen çeşni kuantum sayılarına sahip olacaktır. Oluştuktan sonra kütleleri sürekli bir spektrumda dağılır. Düşük kütleli kümelerin büyük kısmı, gerçek hadronlar olarak yeniden yorumlanır. HERWIG, HERWIG++ ve SHERPA olay üreteçlerinde hadronizasyonun benzetimi için bu model tercih edilmektedir (Campbell, Huston ve Krauss, 2018).

Bu iki modelin dışında Feynman Alan Modeli de temel modellerdendir. Bağımsız fragmantasyon olarak da bilinen Feynman Alan Fragmantasyon Modeli, hadronizasyon sürecini tarif ederken fragmantasyon fonksiyonlarından bir adım daha ileri gider. Fragmantasyon fonksiyonları

tipik olarak bir partonun bir hadrona geçişi ile ilgili olsa da, basit renk ve çeşni koruma argümanları nedeniyle, son durumdaki partonları içeren bir süreçte tam hadron topluluğunun üretimini açıklamak için yeterli değildirler. Renkli bir partonu herhangi bir telafi olmaksızın renksiz bir hadrona dönüştürmek, renk korumasını ihlal edecektir. Aynı zamanda, belirli bir kuarktan bir hadron üretildikten sonra, çeşnisi hadron tarafından soğurulur. Güçlü etkileşme çeşniyi koruduğu için, bu, diğer bazı çeşni kuantum sayılarının artık olarak kalabileceği anlamına gelir. Örnek olarak, bir u-kuarkın π^+'ya parçalandığı durumu ele alalım. π^+'nın çeşni kuantum sayıları $u\bar{d}$ olduğundan, bir sonraki hadron, üretilen ve soğurulan $\bar{d}$'nin telafi edilmesini garanti edecek olan d-kuark ile ilgilenmek zorundadır. Artık rengin bu d kuarka atanması, aslında bu kuantum sayısını da açıklayacaktır. Özetle, Feynman Alan Modelinin arkasındaki mantık budur. Bu modelin orijinal versiyonunda bir dizi eksiklik vardır, en anlamlı olanı, orijinal versiyonunda herhangi bir gluonun dikkate değer olmamasıdır. Bunun yanında modelin Lorentz değişmezi olmaması nedeniyle sonucun, hadronlaştırmanın gerçekleştirildiği gerçek çerçeveye bir miktar bağlı olması durumu sözkonusudur ve bu da uygulama alanını sınırlandırmaktadır (Campbell, Huston ve Krauss, 2018).

Hadronizasyonu açıklanırken de kullanılan fragmantasyon fonksiyonları terimi, genellikle sert saçılma süreçlerinde tek parçacığa ait son durum enerji dağılımlarını tanımlayan farklı iki fonksiyon grubunu ifade etmek için kullanılır (Particle Data Group, 2018).

Lund Modelinde fragmantasyon fonksiyonlarının oluşturulmasında her adımda kabuk üzerinde tek bir hadronun ayrılması süreci dikkate alınır. Fragmantasyonu dıştan içe işlemek için kullanılan algoritmik seçimin gösterimi Şekil 3.18'de verilmiştir.



Şekil 3.18. Fragmantasyonu dıştan içe işlemek için algoritmik seçimin gösterimi. Her adımda kabuk üzerinde tek bir hadronun ayrılması (Skands, 2012).

Sicim kırılmaları nedensel olarak bağlantısız olduğu için Lund modelinde, en dıştaki hadronlardan başlayarak sicim sonları oluşturulur ve bu son nokta kuarklarını da içerir. Fragmantasyon sicimin merkezine, yani içe doğru, yinelenerek sol ve sağ taraftaki fragmantasyon arasında rastgele dönüşümlü olarak üretilir. Böylece her adımda iyi tanımlanmış tek bir hadron, kararsız hadronlar için Breit-Wigner dağılımına göre seçilen bir kütle ile ayrılabilir. Lund modeli, üretilen kuarklara aktarılan dik momentumların ve kütlelerin Gaussian bastırılmasına yol açan kuantum mekaniksel tünelleme fikrini çağırır (Skands, 2012).

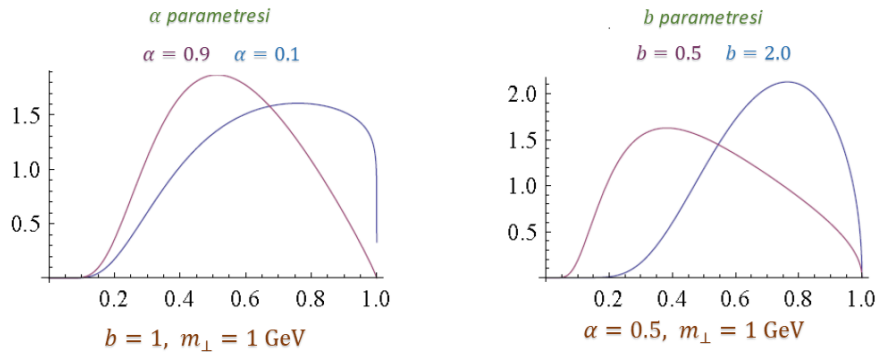
$$Prob\left(m_q^2, p_{\perp q}^2\right) \propto \exp\left(\frac{-\pi m_q^2}{\kappa}\right)\exp\left(\frac{-\pi p_{\perp q}^2}{\kappa}\right) \quad (3.27.)$$

Burada m_q, üretilen kuarkın kütlesidir. $p_\perp$ ise ayrılma sürecinde sahip olunan dik momentumdur. Anti-kuark zıt dik momentuma sahiptir. Bu modelde kuarkların $p_\perp$ spektrumu $\langle p_{\perp q}^2 \rangle = \sigma^2 = \kappa/\pi \sim (240\text{MeV})^2$ ile verilen kuark çeşnisinin evrensel ortalamasından bağımsızdır. Burada σ^2 pertürbatif olmayan bir parametredir. Sabit bir Q_{had} (yapı gereği parton duşunun kızılötesi kesmesiyle aynı olan hadronlaştırma ölçeği) duş kesmesine sahip bir MC modelinde, "pertürbatif olmayan" $p_\perp$'nin etkin miktarı, Q_{had}'ın altındaki ek çözülmemiş yumuşak gluon radyasyonunun etkilerinden dolayı bundan daha büyük olabilir. İki hadronun ayrılmasından kaynaklanan katkı sözkonusu olduğunda her iki tarafta ortalama dik momentumların karesi iki kat büyük ($\langle p_{\perp q}^2 \rangle = \sigma^2$) olacaktır. Kütle ile ilgili analiz daha karmaşıktır. Hafif kuarklar için kuark kütlelerini tanımlamanın zorluğu nedeniyle kütle bastırma olarak ifade edilen süreç işletilir ve ağır kuarkların yumuşak fragmantasyon yoluyla değil, yalnızca pertürbatif aşamalarda üretildiği kabulü yapılır (Skands, 2012).

Sicim Modelinin baryonlara ve mezonlara uygulanması ile ilgili ilave detaylar mevcut olsa da hadronların fragmantasyon fonksiyonunun oluşturulmasında temel adımlar, $p_\perp$, m ve son olarak oluşan hadron tarafından taşınan fragmantasyon uç noktası kuarkının boyuna momentumunun kesirini (z) seçmektir. $f(z)$, Lund simetrik fragmantasyon fonksiyonu Denklem 3.28'de verilmiştir (Skands, 2012).

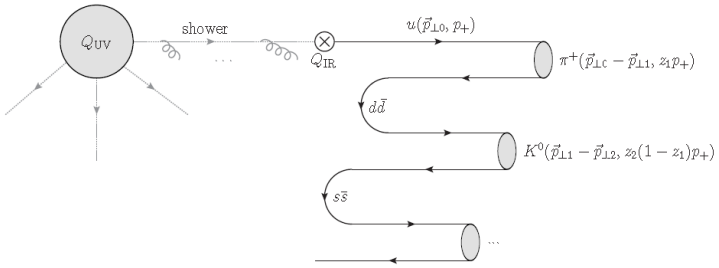
$$f(z) \propto \frac{1}{z}(1-z)^\alpha \exp\left(-\frac{b(m_h^2+p_{\perp h}^2)}{z}\right) \quad (3.28.)$$

Gösterilen α ve b parametreleri, fragmantasyon fonksiyonunun serbest parametreleridir, ancak α prensipte çeşniye bağlı olabilir (Skands, 2012). α ve b parametrelerinin değişim grafikleri Şekil 3.19'da gösterilmiştir.



Şekil 3.19. Sabit $m_\perp = 1$ GeV için normalleştirilmiş Lund simetrik fragmantasyon fonksiyonu. Sol: Sabit $b = 1$ GeV^{-2} durumunda α parametresinin 0,1'den (mavi) 0,9'a (mor) değişimi, Sağ: $\alpha = 0.5$ durumunda b parametresinin 0,5'ten (mor) 2'ye (mavi) GeV^{-2}'ye değişimi (Skands, 2012).

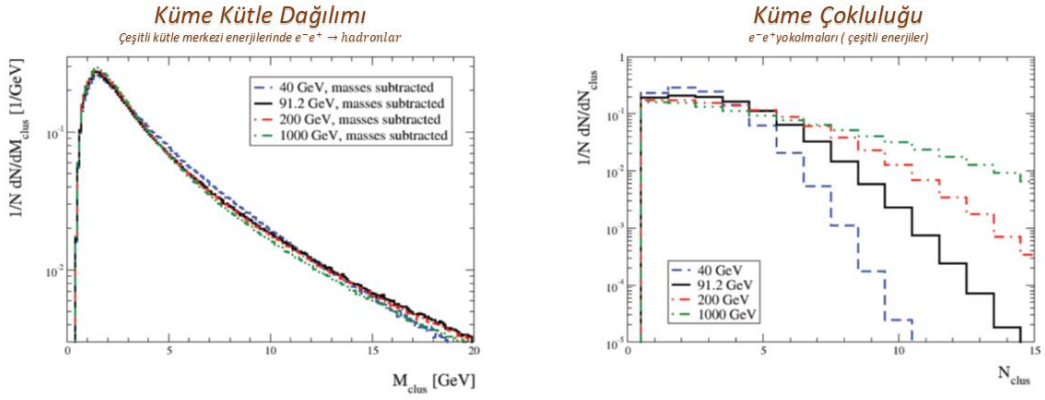
Çeşnilerin tekrarlanan seçimi, $p_\perp$ ve z değerleri Şekil 3.20'de gösterilmiştir.



Şekil 3.20. Lund Sicim Fragmantasyon Modelinde yinelemeli çeşni ve momentumların seçimi (Skands, 2012).

Süreç temelde şu şekilde işler: Bazı yüksek ölçekli Q_{UV}'lerde Q_{IR} hadronizasyon ölçeğinde üç momentum ($\vec{p} = \vec{p}_{\perp 0}, p_+$) ile zorlu bir işlemle üretilen bir parton, parton duşundan çıkar (burada üçüncü bileşende yer alan '+' indisi "ışık konisi" momentumunu göstermekte olup $p_\pm = E \pm p_z$'dir). Sürecin devamında $\pm p_{\perp 1}$ göreli dik momentumlar ile vakumdan bitişik bir $d\bar{d}$ çifti oluşturulur. Parçalanan kuark, toplam ışık konisi momentumu p_+'nın Z_1 kısmını taşıyan bir π^+'yı oluşturmak için ayrılan $\bar{d}$ ile birleşir. Bir sonraki hadron, kalan momentumun z_2 kısmını taşır ve süreç benzeri şekilde devam eder (Skands, 2012).

Düşük kütleli kümelerin gerçek hadronlar olarak yorumlandığı küme fragmantasyonunda bu kümeleri kütle kabuklarına zorlamak için yapılan bir miktar momentum değişikliğinden sonra hadron bozunmalarına girecek olsa da, dağılımın yüksek kütleli kuyruğu, uyarılmış hadronların soluk bir spektrumu olarak görülür. Bu kümeler, hadronların kütle ölçeğine ulaşana kadar daha fazla, daha hafif kümelere dönüşürler. Bu, yerel parton-hadron dualitesinin (LPHD) bir görünüşü olan parton duşundan kaynaklanan modeli yakından takip eden bir ilkel hadron dağılımına yol açar. Küme fragmantasyonu gösterimi için küme kütle dağılımının SHERPA'dan alınan bir gösterimi Şekil 3.21'de verilmiştir (Campbell, Huston ve Krauss, 2018).



Şekil 3.21. Küme kütle dağılımı örneği Sol: e^-e^+ yok oluşlarında bileşen kütleleri hariç birincil küme kütlelerinin dağılımı, 1 ve 2 bileşenli kümeler için $M_{clus} = (m_{clus}^2 - m_1^2 - m_2^2)^{1/2}$ ile verilir. Sağ: Birincil kümeler için çokluk dağılımı (Campbell, Huston ve Krauss, 2018).

3.4. Monte Carlo Olay Üreteçleri

MC üreteçlerinin parçacık fiziğinde kullanılma amacı kuramda öngörülen fizik olaylarını simüle etmek, simüle edilen verileri kullanarak çeşitli fizik analizleri yapmak, detektör benzetimleri (simülasyonları) yapmaktır.

MC olay üreteçleri, rastgele sayılar üreterek, sürecin çeşitli aşamalarında farklı sonuçlar için kuantum mekaniksel olasılıkları yeniden üretmek amacıyla seçimler yapmak için kullanılır. Bu işlemin aşamaları aşağıdaki gibi özetlenebilir.

MC olay üreteçlerinin işleyişinin anlaşılabilmesi için gerçekleşen olayları tanımlayan kuramsal ölçekleri oluşturmak gerekmektedir. Kafa kafaya gelen hadronların birbirleriyle çarpışma sürecinin başladığını düşünelim. İki hadronun çarpışmasıyla başlayan süreçler parçacık fiziğinde sert süreçler olarak bilinir. $ug \rightarrow ug$, $u\bar{d} \rightarrow W^+$, $gg \rightarrow h^0$, vb. oldukça sıradan olaylarda dik tesir kesit sonuçlarının büyük kısmı, oldukça yumuşak jetlerle veya basit bir esnek veya kolayca partonik süreçler olarak tanımlanamayan kırınımlı bir özellikle sonuçlanmakla birlikte, bu tür olaylar genellikle erken aşamada filtrelenir. Eğer sert süreçte kısa ömürlü 'rezonanslar' üretiliyorsa, spin korelasyonları üretimden bozunma aşamalarına aktarılır. Çarpışma, hızlandırılmış renk (ve genellikle elektromanyetik) yükleri ifade ettiğinden kırılma meydana gelebilir. Bu şekilde çarpışan iki parça ile ilişkilendirilebilen ve Başlangıç Durumu Radyasyonu (ISR) olarak tanımlanan emisyonlar uzay-gibi parton duşları ile modellenebilmektedir. Etkileşme sonrası oluşan partonlarla ilişkilendirilebilen yayılımlar ise Son Durum Radyasyonu (FSR) olarak adlandırılır ve zaman-gibi parton duşları olarak tahmin edilebilir. Burada temel problem ISR ve FSR arasındaki ayrımın belirsiz olmasıdır. Bu aşamaya kadar anlatılan ve gelen her hadrondan sadece bir parton çıkararak sert bir çarpışmaya girilen bu süreç, aslında, hadronun çok sayıda farklı partondan oluşabilmesi ve çoklu etkileşmeler (MI) içinde daha fazla parton çiftinin çarpışmasından dolayı daha karmaşıktır. Bir demet-demet geçişi sırasında birkaç hadron çiftinin çarpıştığı yığılma olayları irdelenmeden aşamalar açıklanmaya devam edilecek olursa; bu diğer çarpışmaların her biri, kendi ISR'si ve FSR'si ile de ilişkilendirilebilir. Çarpışan partonlar, gelen hadronların enerjisinin bir kısmını alır, ancak enerjinin çoğu, esas olarak orijinal yönlerde hareket etmeye devam eden hüzme kalıntılarında kalır. Bu kalıntılar aynı zamanda çarpışan partonların alıp götürdüğü rengi telafi eden renkleri de taşırlar. Kısa zaman ölçeklerinde ve partonlar birbirine yakın olduğunda, asimptotik özgürlük ilkesi her bir partonun kendi yörüngesinde serbestçe hareket ettiğininin düşünülmesini sağlar. Ancak daha uzun zaman ölçeklerinde ve partonlar birbirinden uzaklaştığında hapsetme kuvvetleri daha baskın duruma gelir. Bu kuvvet alanlarının yapısı ve zaman evrimi, mevcut hesaplama tekniklerindeki ilk ilkelerden tanımlanamadığından bu durumun tasarlanabilmesi için modellerin tanıtılması gerekir. Bu konuda yaygın yaklaşım, her renk ile eşleşen antirenk arasında ayrı bir sınırlama alanının gerildiğini, her bir gluonun bir renk ve bir antirengin basit bir toplamı olarak kabul edildiğini ve tüm renklerin birbirinden ayırt edilebileceğini ($N_c \rightarrow \infty$ sınırı) varsaymaktır. Bu tür alanlar, uç nokta renklerini

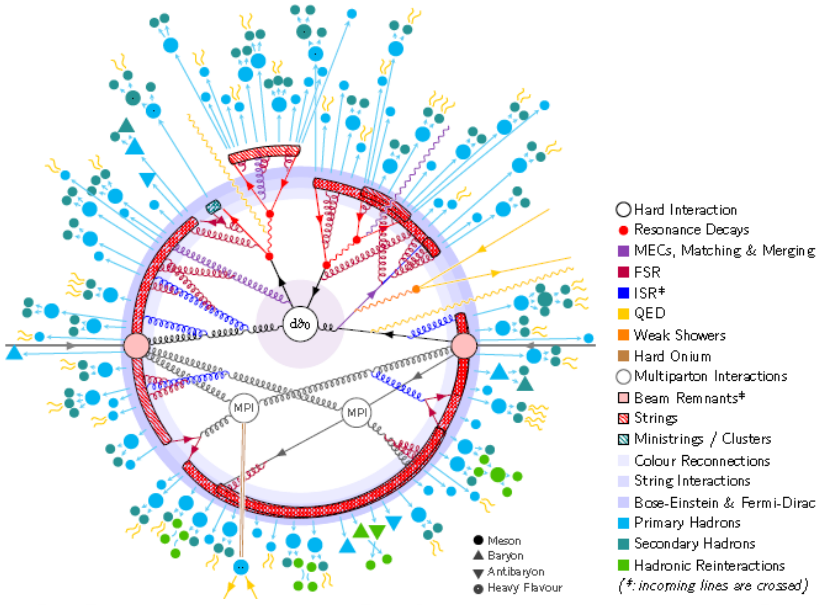
perdeleyen yeni kuark-antikuark çiftlerinin üretimiyle parçalanabilir. Bu durumda bir kırılmadan (veya bir uç noktadan) gelen kuark, bitişik kırılmadan gelen bir antikuark ile birleşerek birincil hadron oluşturabilir. Bölüm 3.3'te de bahsedildiği gibi bu işleme hadronizasyon denir. Birincil hadronların çoğu kararsızdır ve çeşitli zaman ölçeklerinde daha fazla bozunurlar, bunun yanında, bozunmalarının bazıları bir detektörde tespit edilecek kadar kararlı ve yeterince uzun ömürlü bozunmalardır. Buraya kadar açıklanan durumlar aynı zamanda olay üreteci tanımının bir detektör benzetimi çerçevesiyle eşleştirilmesi için temel ölçeklerdir. MC yöntemi, bu adımların sırayla ele alınmasına ve her adımda, belki de yüzlerce parçacığın farklı yönlerde hareket etmesiyle sona erecek, giderek daha karmaşık bir durum oluşturmak için tekrarlamalı olarak kullanılabilecek bir dizi kural tanımlamasına izin verir. Her parçacık on serbestlik derecesi (çeşni, kütle, momentum, üretilen köşe, ömür vb.) içerdiğinden, tipik bir olay için binlerce seçenek söz konusudur. Amaç, bu seçimlerin hem ortalama davranışı hem de bu ortalama etrafındaki dalgalanmaları iyi betimleyecek kadar gerçekçi bir betimlemesine sahip olmaktır. İlgili faz-uzay bölgeleri üzerinde düzgün bir şekilde entegre edilmiş ve sert bir süreçten son duruma götüren olası "yollar" (duş, hadronizasyon, vb.) üzerinde toplanmıştır (Sjöstrand, 2006). MC benzetimleri sonuçların kuramsal verilerle karşılaştırılmasının yanısıra detektör yeterliliğinin kontrol edilmesini sağlayarak detektör geliştirme çalışmalarına da katkı sunmaktadır. Algoritmaların nadiren kesin çözümleri temsil etmesi nedeniyle detektörlerden elde edilen sonuçların ve kuramsal modellere ait ayrıntıların olay üreteçleri için oluşturulan algoritmalarda da güncellemelere neden olması kaçınılmazdır.

Bu çalışmada yer alan olay üreteçlerinin açıklanması, çalışmanın yönteminin anlaşılması açısından yararlı olacaktır.

3.4.1. PYTHIA

PYTHIA'nın temel amacı, deneyler için erişilebilir tüm enerji ölçeği aralıklarındaki çarpışmalar için parçacık üretimini olabildiğince ayrıntılı olarak benzetmektir. Bununla birlikte, özellikle hadron çarpışmaları ve hadron üretimi son derece karmaşıktır ve şu anda tüm aralıklarda olay özelliklerini tahmin edebilecek kapsamlı bir kuram yoktur. Pratik amaçlar için, çok çeşitli fenomenler bir dizi bileşene dahil edilir (Bierlich ve ark., 2022).

Bir örnek olması açısından PYTHIA tarafından modellendiği şekliyle Şekil 3.22'de $pp \rightarrow t\bar{t}$ olayının şematik yapısı gösterilmiştir.



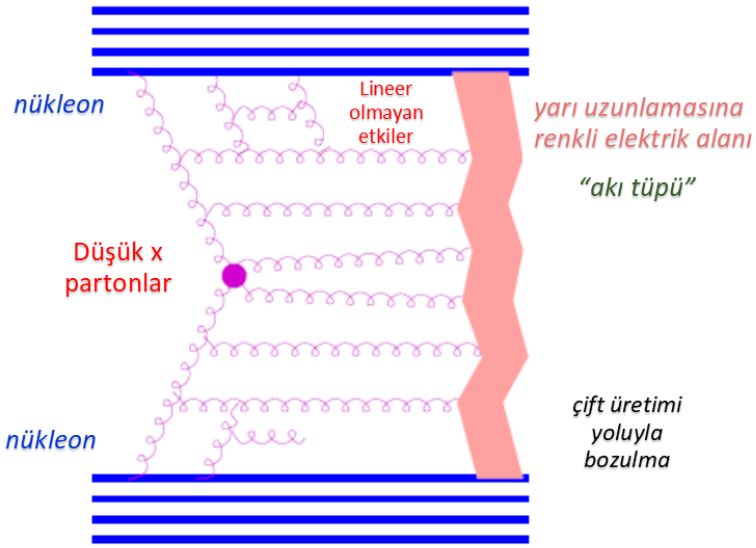
Şekil 3.22. PYTHIA tarafından modellendiği şekliyle $pp \rightarrow t\bar{t}$ olayının küçük basitleştirmeler içeren şematik yapısı 1- Duş dallanmaları ve son durum hadronlarının sayısı, gerçek PYTHIA olaylarındakinden biraz daha azdır 2- Geri tepme etkileri doğru olarak gösterilmemiştir, 3- Hafif çeşnili hadronlarının zayıf bozunmaları dahil edilmemiştir (Bierlich ve ark., 2022).

Hadronizasyonun Lund dizisi modeli olan PYTHIA, parçacık fiziğindeki çok sayıda fenomenolojik probleme ve astro-parçacık, nükleer ve nötrino fiziğindeki ilgili problemlere uygulanabilen bir modeldir. Hadronlaştırma sistemlerinin değişmez kütlelerinin 10 GeV'den daha düşük olduğu sistemlerde daha az güvenilir olması nedeniyle bu değerin üzerinde bir sabit kütleye sahip sistemlerde uygulanmalıdır. Düşük kütleli sistemler, PYTHIA'da, tipik olarak daha büyük bir olay içindeki alt sistemler olarak, örneğin ağır çeşni bozulmaları, yeniden renk bağlantıları ve/veya hadronik yeniden saçılma tarafından üretilebilir. Yalnızca bir veya iki hadron üreten çok düşük kütleli sistemler için mini sicimler adı verilen basit bir küme tarzı model uygulanır, aksi takdirde normal sicim fragmantasyonu uygulanır. Sicim hadronizasyonuna ek olarak, PYTHIA elbette çok çeşitli diğer parçacık fiziği fenomenleri için son teknoloji modelleri de içermektedir (Bierlich ve ark., 2022). PYTHIA bu çalışmadaki enerji akışı ölçümlerinde kullanılan olay üreteçlerinden biridir.

3.4.2. EPOS

EPOS, hem ağır iyon etkileşmeleri hem de kozmik hüzme benzetimleri için kullanılan, minimum bias hadronik etkileşmeler için bir MC olay üretecidir. EPOS'ta hadronizasyonun oluşumu için gerekli olan başlangıç koşulları partonlara değil sicimlere dayanmaktadır.

Çekirdek-çekirdek saçılması veya pp saçılması paralel olarak gerçekleşen birçok temel çarpışma anlamına gelir. Böyle bir temel saçılma "parton merdiveni" ve aynı zamanda kesilmiş Pomeron olarak da bilinir. EPOS Modeli için temel etkileşmenin bir örneği Şekil 3.23'de gösterilmiştir (Pierog ve ark., 2013).



Şekil 3.23. EPOS modelinde temel etkileşme (Pierog ve ark., 2013).

Parton merdiveni, gönderilen parçacıktan ve hedeften merkeze (düşük x) doğru parton evrimlerini temsil eder. Evrim, en basit durumda DGLAP evrim denklemi ile verilir. Ara gluonlar, nesnenin dik yönünde hareket eden bir bölümünü sağlayan göreli sicimlerin tanımlanmasında bükülme tekillikleri olarak ele alınır. Bu akış tüpü, kuark-antikuark çiftlerinin üretimi yoluyla bozulur ve bu şekilde hadronlarla tanımlanan parçalar oluşturur (Pierog ve ark., 2013). Denklem 3.29'da verilen DGLAP evrim denklemi parton yoğunluğuna bağlı bir denklemdir.

$$\frac{\partial f_q(x,\mu^2)}{\partial log\,\mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y} f_q(y,\mu^2) P(\frac{x}{y}) \tag{3.29.}$$

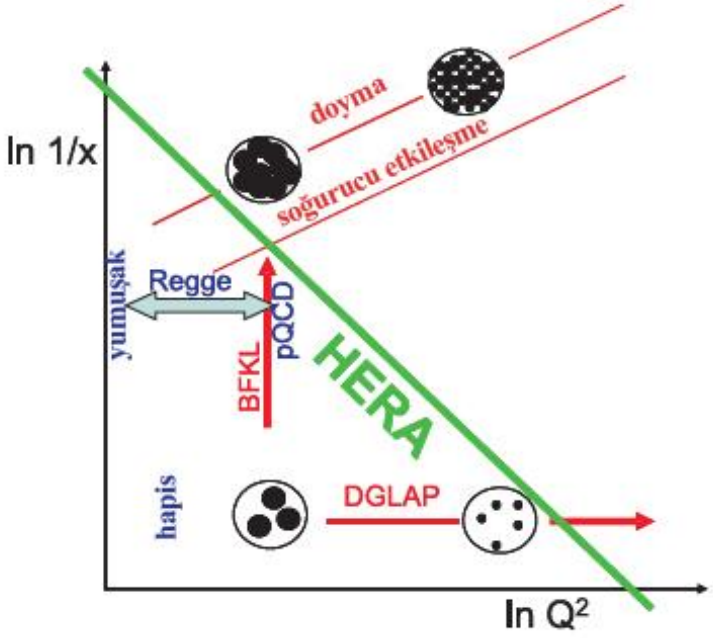
Burada μ^2 parton yoğunluğunun evrimini açıklar. Bu etki soğurulan doğrusal kızılötesi hassasiyeti iyi tanımlanmış bir çalışan parton yoğunluğuna, $f_q(x,\mu^2)$, dönüştürür. $f_q(x,\mu^2)$ 'nin mutlak değerini hesaplamak için pertürbatif KRD kullanmak gerekir. Ancak DGLAP denklemi aracılığıyla μ bağımlılığı belirlenebilir. Burada, ($P \equiv Pqq$, q $\rightarrow qg$) evrensel parton bölme (splitting) fonksiyonudur (Martin, 2008).

DGLAP evrim fonksiyonunun kuark yoğunluk fonksiyonu ve gluon yoğunluk fonksiyonunu içeren daha açık halleri Denklem 3.30 ve Denklem 3.31'de verilmiştir (Gwenlan, 2004).

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d\,logQ^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_i q_i(y,Q^2)\,P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{3.30.}$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\,logQ^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\sum_i q_i(y,Q^2)\,P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{3.31.}$$

Burada $q_i(x, Q^2)$, i kuark çeşnisi olmak üzere, quark yoğunluk fonksiyonu, $g(x, Q^2)$ gluon yoğunluk fonksiyonu, $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$ ise Denklem 3.29'da olduğu gibi parton bölme (splitting) fonksiyonudur. Bu durumun HERA hızlandırıcısı üzerinden karşılaştırmalı şematik gösterimi Şekil 3.24'te verilmiştir.



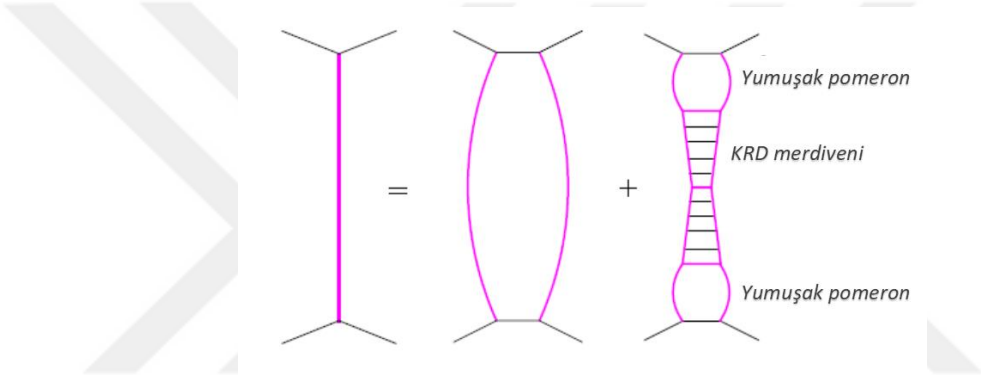
Şekil 3.24. $log(1/x) - log(Q^2)$ düzleminin çeşitli bölgelerindeki fiziksel fenomenlerin HERA'nın kinematik menziliyle karşılaştırıldığında şematik çizimi (Martin, 2008).

Bir Q^2 probu tarafından çözüldüğü şekliyle protonun gluonik içeriği de belirtilmiştir. DGLAP evrimi bizi Q^2'ye götürmekte ve böylece partonik bileşenler daha hassas bir şekilde çözülmektedir. BFKL (Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) denklemi ise düşük x'e götürür, gluon yoğunluğu xg ile $x^{-\lambda}$ olarak büyür, ancak dik düzlemdeki çözünürlük yaklaşık $1/Q$'da kalmaktadır. x azaldıkça, partonik içerik artar ve bir aşamada partonlar yeniden birleşir (soğurucu etkiler) ve sonunda doyurulur (Martin, 2008). Biraz daha açık bir ifadeyle BFKL şeması, $(\alpha_s \log\left(\frac{1}{x}\right))^n$ ve $\alpha_s(\alpha_s \log\left(\frac{1}{x}\right))^n$ ile terimlerin yeniden toplanmasına dayandığından uygulanabilir Pertürbatif Kuantum Renkdinamiği (pKRD) ve $\log(\frac{Q^2}{Q_0^2}) \ll \log(\frac{1}{x})$ bölgesinde, BFKL şemasının, kesirli momentumu x_i'de güçlü bir şekilde sıralanan partonlarla geçerli olması beklenir. Bunun yanında Q^2 'nin büyük değerlerinde verilerin iyi bir tanımını vermesinden dolayı büyük x bölgelerinde DGLAP kullanışlıdır (Hos, 2016).

3.4.3. QGSJET

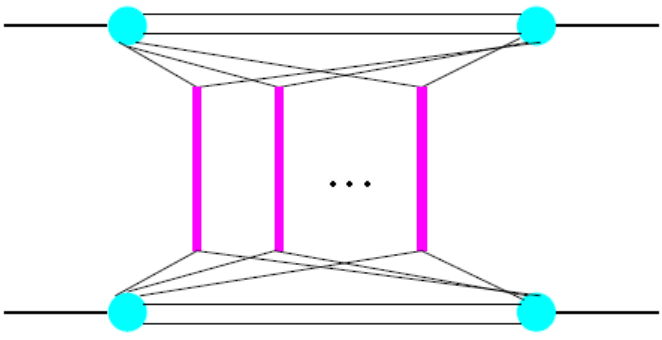
EPOS'un yanında kozmik hüzme fiziğinde kullanılan diğer bir model olan QGSJET hadron saçılmasında yumuşak ve sert süreçler arasında temel bir fark olmaması yaklaşımından hareket

ederek oluşturulmuştur. Buna bağlı olarak, Q_0-kesmesi sadece teknik bir parametre olup pertürbatif yöntemlerle tanımlanmaya çalışılan kinematik bölgeyi fenomenolojik bir tanım uygulamak zorunda kalınan uzun mesafe fiziğinden ayırır. Birleşik bir şema geliştirmek için, hem yumuşak hem de yarı sert parton basmakları, QGSJET'te ve daha sonra NEXUS modelinde Gribov'un Reggeon Alan Kuramı çerçevesinde ele alınarak bunlar "yumuşak" ve "yarı sert" Pomeronların değiş tokuşu olarak tanımlamıştır. Yumuşak Pomeron ($q^2 \simeq p_t^2 < Q_0^2$), küçük parton sanallıkları ile karakterize edilen pertürbatif olmayan bir kademe için etkili bir tanım olarak kullanılmaktadır. Yarı sert süreçler ($q^2 > Q_0^2$), en azından kısmen yüksek sanallıklar bölgesinde gelişen parton basamaklarını içerdiğinden, parton evriminin ilgili kısmı pertürbatif yöntemler kullanılarak ele alınabilir. 'Yarı sert Pomeron', yumuşak Pomeronun ve DGLAP evrimi yoluyla inşa edilen bir parça parton merdiveninin *t*-kanalı yinelemesi olarak tanımlanır (Ostapchenko, 2013). Yarı sert Pomeronun bir gösterimi, Şekil 3.25'te verilmiştir.



Şekil 3.25. Yumuşak ve yarı sert olanların toplamı şeklinde gösterilen "Genel Pomeron" (Ostapchenko, 2013).

Hadron-hadron saçılma genliğine genel çoklu Pomeron katkısı Şekil 3.26'da gösterilmiştir.



Şekil 3.26. Hadron-hadron saçılma genliğine genel çoklu Pomeron katkısı; temel saçılma süreçleri (dikey kalın çizgiler) Pomeron değişimleri olarak tanımlanır. (Ostapchenko, 2013).

Kısmi diyagramın arkasındaki fiziksel süreç, Pomeron'un bir kesimini ikincil hadron üretimine yol açan gerçek parton basamakları ile ilişkilendirirse daha anlaşılabilir duruma gelir (Ostapchenko, 2013).

Tüm bunların yanında hadronik süreçlerdeki Pomeron değişimlerinin birbirinden bağımsız gerçekleşmemesi nedeniyle Pomeron değişimi yaklaşımının varsayımsal bir yaklaşım olduğunu belirtmek gerekir. Benzer amaçlar için oluşturulan EPOS modeli ile yapılan karşılaştırma çalışmaları, modellerin versiyon detayları tartışma dışı bırakılarak özetlenirse, her iki modelden uyumlu sonuçlar elde edildiğini göstermektedir. İki model arasında, EPOS'un daha fazla anti-baryon üretmesi nedeniyle daha fazla müon tahmin etmesi, dolayısıyla elektron-müon korelasyon uyumsuzlukları gibi farklar da belirlenmiş olup bu nedenle güncellemeler gerektiren yaklaşımlar da vardır (Thakuria ve Boruah, 2012).

Çarpıştırıcı enerjilerindeki enerji yoğunluk ölçümleri, daha yüksek kütle merkezi enerjilerinin tahmin edilmesi için gerekli olan önemli bir referanstır. Burada bildirilen sonuçlar, kozmik hüzme ölçümlerinin yorumlanması için gereken en yüksek enerjili hadronik etkileşmeleri tanımlamak için kullanılan MC modellerinin ayarlanması için değerli girdiler sağlar (Zorbilmez, 2019). Bu nedenle tezde yüksek enerjili çarpışmalarda parçacık üretimini benzetmek için kullanılan PYTHIA'nın yanında kozmik hüzme fiziğinde kullanılan EPOS ve QGSJET olay üreteçleri için de sonuçlar elde edilmiştir.

3.5. BHÇ ve CMS DENEYİ

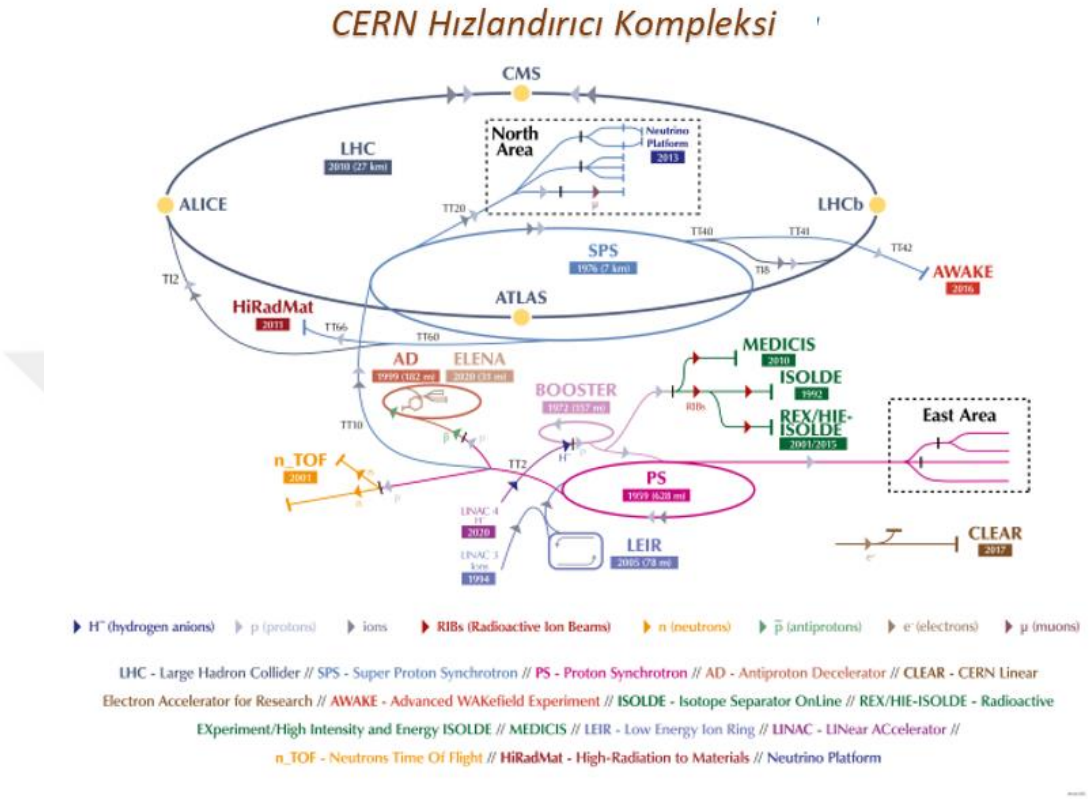
Bu bölümde BHÇ ve CMS detektörünün genel yapısı anlatılacaktır. CERN'de yapılan detektör çalışmalarında sürekli güncellemeler yapıldığından bu başlık altında verilen bilgilerde malzeme vb. detaylar yerine BHÇ, CMS'nin genel yapısı ve yapılan çalışmaların amacına dönük özellikleri üzerinde durulacaktır.

3.5.1. BHÇ

BHÇ en basit haliyle süper iletkenlerle oluşturulan bobinlerden elde edilen elektromıknatıslarla enerji kaybını en aza indirerek yüksek manyetik alan elde edilen, yerin yaklaşık 100 metre altında bulunan 27 km uzunluğunda yüksek vakumlu dairesel bir tüp olarak tanımlanabilir. Süper iletkenlerin varlığı bobinler için soğutma sistemini zorunlu kılmaktadır. Bunun bir sonucu olarak da BHÇ'nin etrafındaki soğutma sistemi bir dağıtma sistemi içinde sıvı helyum kullanılarak -271.3°C'ye kadar soğutma sağlayacak şekilde tasarlanmıştır. Temel amacı karşılıklı yönlendirilen yüklü hadronların boşluk içinde manyetik alanın etkisiyle hızlanarak bir yöne doğru hareket etmesidir. Böylece karşılıklı olarak yönlendirilen hüzmelerin hızlandırılarak detektörlerin merkezinde çarpışması ve gerçekleşen etkileşmelerden parçacıkların yapısı ve etkileşmeleri hakkında bilgi toplanması amaçlanmıştır. BHÇ'nin bir gösterimi Şekil 3.27'de verilmiştir.

BHÇ üzerinde bulunan dört büyük detektör için farklı işbirliği grupları oluşturulmuş olup çalışmalar bu gruplar üzerinden yürütülmektedir. Bu detektörler amaçlarına göre ayrılmış olsa da CMS ve ATLAS (Büyük Toroidal Detektör) genel amaçlı detektörler olarak tanımlanabilir ve her iki deney de aynı fizik konularına bakmaktadır. LHCb (Büyük Hadron güzellik Çarpıştırıcı) adının

içinde geçen b kuarktan da anlaşılacağı gibi güzellik kuarkı ve aynı zamanda acayip hadronlarının bozunmalarını araştırırken CP (yük eşleniği - parite) bozulmasını da araştırmaktadır. ALICE (Büyük İyon Çarpıştırıcı Deneyi)'nin amacı ağır iyon çarpışmalarında elde edilen parçacıkları ve kuark-gluon plazmasını ayrıntılı olarak incelemektir. Tüm bu ana amaçların yanında her bir detektörde detaylı olarak farklı fizik araştırmaları da yürütülmektedir.

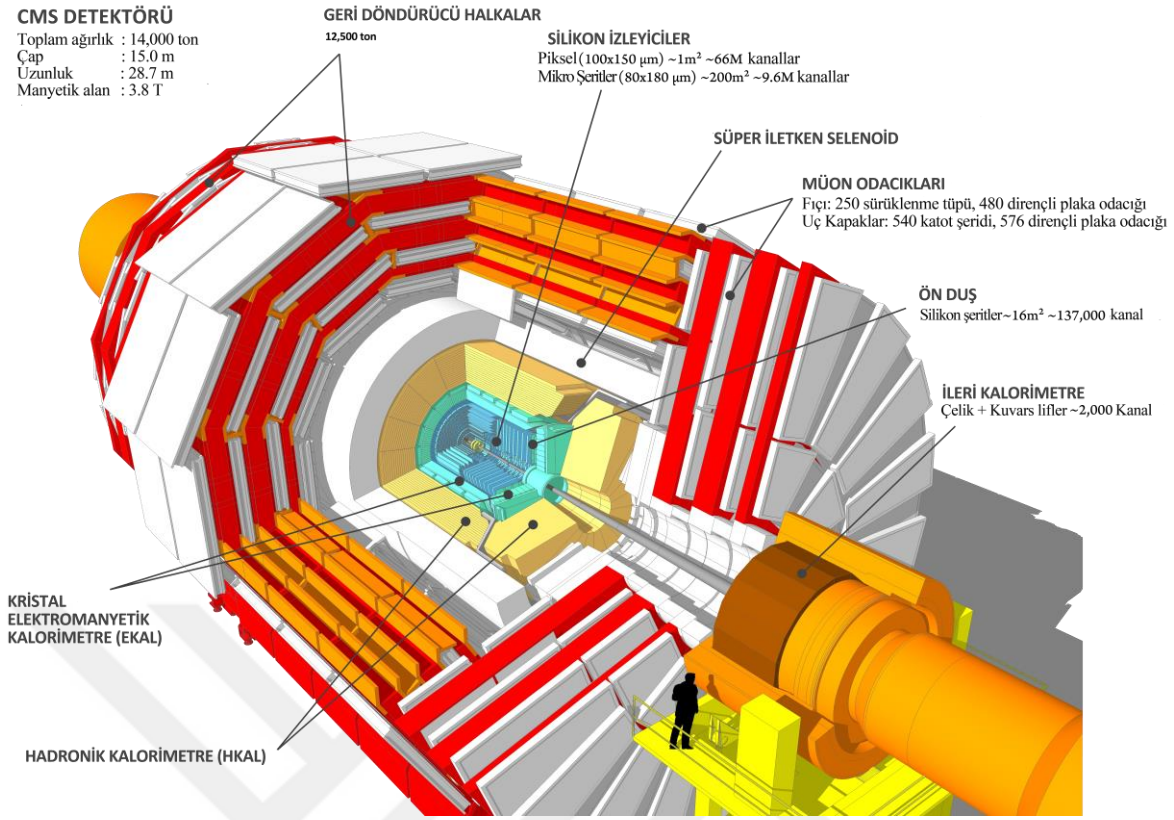


Şekil 3.27. BHÇ Kompleksinin bir şeması
(http://cds.cern.ch/record/2800984/files/CCCv2022.png?subformat=icon-640)

3.5.2. CMS Deneyi

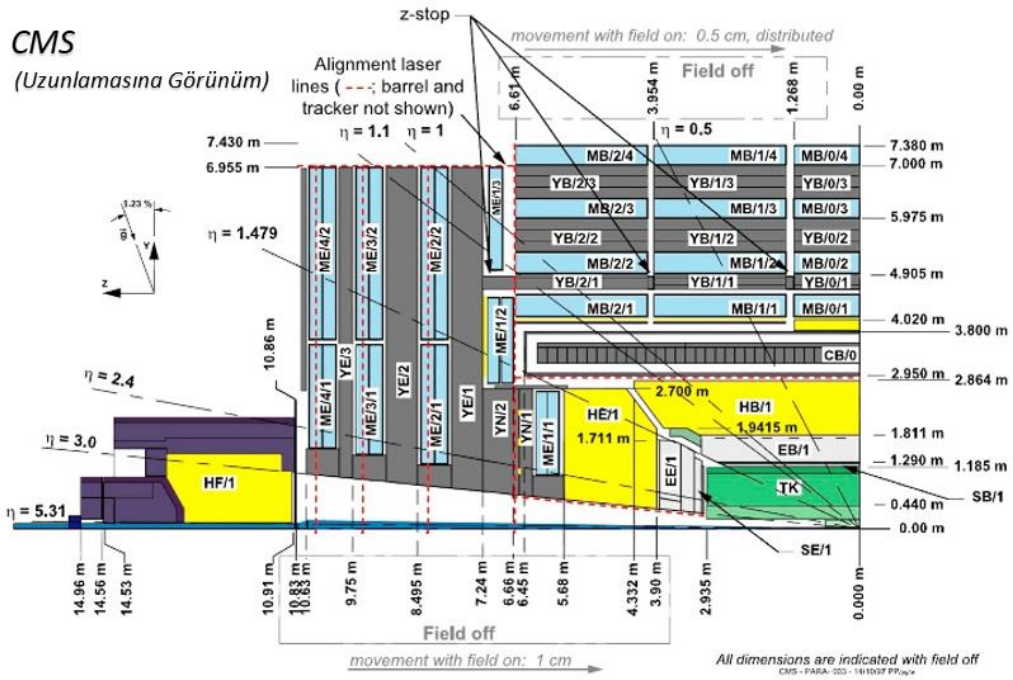
CMS deneyinde süpersimetri parçacıklarının keşfi, karanlık madde, karanlık maddeyi oluşturabilecek ek boyutlar, karanlık enerji, madde-antimadde asimetrisi, Higgs bozonu, ağır iyon çarpışmaları ve SM ötesindeki fizik konularını içeren geniş bir alanda çalışılmaktadır. CMS deneyi ile ATLAS deneyinde yapılan çalışmalar, araştırılan fizik konuları yönünden ortak olmakla birlikte her iki detektörün tasarımı ve detektörlerde kullanılan malzemelerin özellikleri farklıdır.

CMS Detektörü silindirik bir yapıda üst üste sıralanmış kalorimetrelerden oluşmaktadır. Her bir kalorimetrenin parçacık özelliklerini belirleme açısından diğerlerinden ayrılan özel bir görevi vardır. CMS, BHÇ'de bulunan diğer büyük detektörlerden en güçlü manyetik alana sahip olması ve müonları belirlemedeki avantajları ile ayrılmaktadır. Şekil 3.28'de detektör ve ana bileşenlerinin bir gösterimi mevcuttur.



Şekil 3.28. CMS Detektörünün Yapısı
(https://cmsexperiment.web.cern.ch/sites/default/files/cms_160312_02.png)

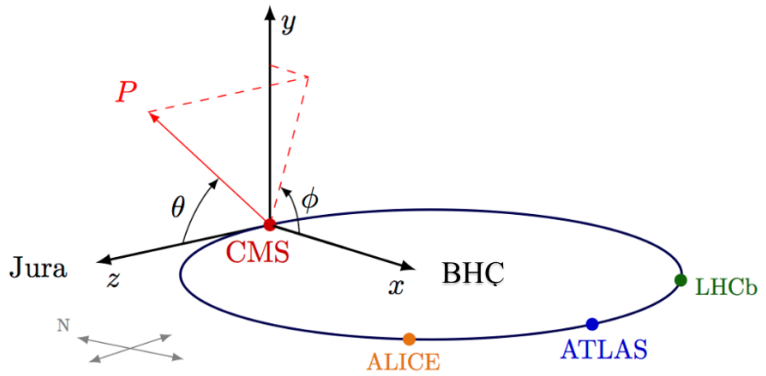
Silindirik geometriye sahip, dış çapı 15 m ve iki uç arası uzunluğu 28,7 m olan detektörün ana malzemesinin demir olmasından dolayı CMS 14000 ton ağırlığındadır. Detektörün kendisi ve alt detektörler hüzme ekseni ve etkileşme noktasına göre simetrik olacak şekilde tasarlanmıştır. Bu nedenle CMS'nin bileşenleri hüzme ekseninden veya etkileşme noktasından dışa doğru soğansı yapıda sıralanmıştır. Kalorimetrelerin etkileşme merkezine göre sıralanışı da etkileşmeye giren parçacıkların özellikleri dikkate alınarak belirlenmiştir. Parçacıkların yörüngesinin belirlenmesi için oluşturulan İzleyici Sistem parçacıkların etkileşmeleri süresince konum verisi toplar ve böylelikle parçacıkların yörüngesi belirlenir. Elektromanyetik kalorimetre (EKAL)'in bileşenleri olan Elektromanyetik Fıçı (EB) ve Elektromanyetik Uç Kapak (EE) yüklü parçacıklara karşı duyarlıdır. Hadronik Kalorimetre (HKAL): İç Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Dış Kalorimetre (HO), Hadronik Uç Kapak (HE), İleri Hadronik Kalorimetre (HF) bileşenlerinden oluşmuştur. EKAL elektronların (veya e^+) ve fotonların enerjisini ölçerken HKAL yüklü ve yüksüz hadronların enerjisini ölçmek için tasarlanmıştır. Ayrıca selenoidin dışında bulunan Müon detektörü konumuna göre farklı malzeme ve teknoloji kullanılan bileşenlerden oluşmuştur. Bunun bir nedeni silindirik geometride manyetik alan yoğunluğunun merkezden uç bölgelere doğru değişmesidir. MB1, MB2, MB3, MB4 adlandırılan sürüklenme tüpü müon odaları selenoidin dışına yerleştirilmiştir. Şekil 3.29 da CMS'in ayrıntılı kesiti verilmiştir.



Şekil 3.29. CMS detektörünün 90°'lik kesitinin gösterimi (Arce ve ark., 2016).

Koordinat Sistemi

CMS'de, orijini etkileşme noktasında, x ekseni BHÇ halkasının merkezini gösterirken, y ekseni yukarıyı (BHÇ düzlemine dik) gösteren sağ el kuralını kullanan bir koordinat sistemi kullanılmaktadır. z ekseni saat yönünün tersine hüzme yönü boyuncadır. Bunun dışında CMS detektörü içinde konum belirlerken silindirik koordinat sisteminde kullanılan kurallar geçerlidir. Kutup açısı θ olmak üzere psüdorapidite, $\eta = -ln[tan(\theta/2)]$ olarak tanımlanan geometrik bir değişken de kullanılmakta olup Şekil 3.29'da bu değişkenin de CMS kalorimetreleri üzerinde gösterilişi mevcuttur. CMS'nin BHÇ üzerindeki yerleşimi ile birlikte koordinat sistemi Şekil 3.30'da verilmiştir.



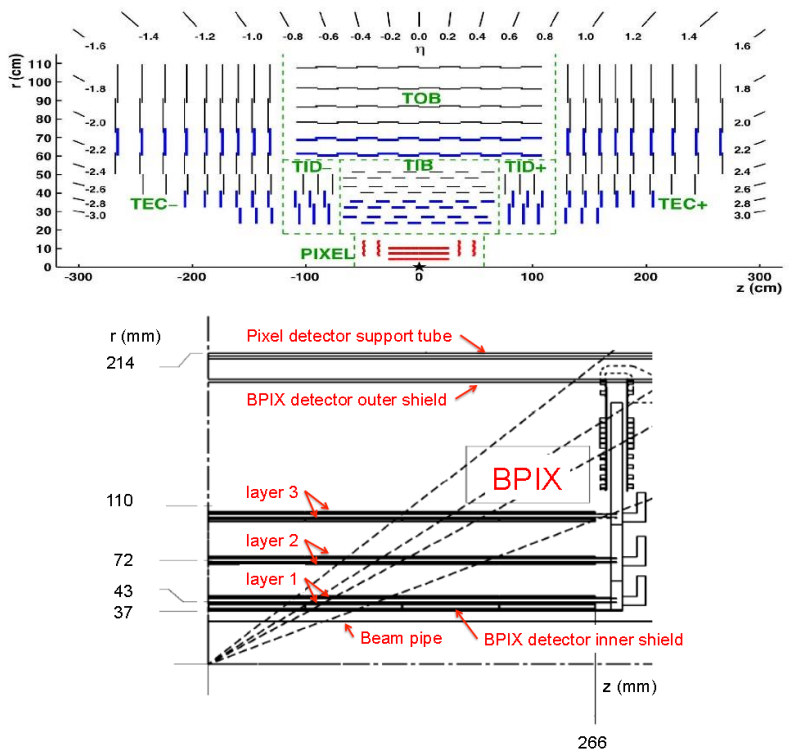
Şekil 3.30. CMS koordinat sistemi (https://wiki.physik.uzh.ch/cms/_detail/latex:cms_coordinate_system.png?id=latex%3Aexample_spherical_coordinates).

Psüdorapidite Lorentz değişmezi olduğundan, kutup açısı (θ) yerine kullanılması tercih edilir. Dedektördeki iki izin açısal farkını ölçmek için η ve $\emptyset$'ye bağlı $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\emptyset)^2}$ ifadesi kullanılır. η ve $\emptyset$ Lorentz değişmezi olduğundan ΔR de Lorentz değişmezidir.

İzleyici Sistem

Parçacıkların momentumlarını ölçerek izlerini belirleyen ve aynı zamanda etkileşme vertexlerinin belirlenmesini sağlayan İzleyici Sistem, küçük iç piksel detektörü ve daha büyük silikon şerit detektörü olmak üzere iki ana detektörden oluşmuştur.

Piksel detektörü, yarıçap olarak 4 ile 15 cm arasındaki bölgeyi kaplayan ve BHÇ hüzme ekseni boyunca 98 cm'lik bir uzunluğa sahip bir detektör olup her kenarda üç fıçı piksel (BPIX) katmanı ve iki uç kapak diski bulunmaktadır. Silikon şerit izleme sistemi ise, 25 ile 110 cm yarıçaplı bölgeyi kapsayan, LHC hüzme ekseni boyunca 560 cm yayılan on fıçı katmanına ve her kenarda on iki uç kapak diskine sahip bir detektördür. CMS detektörünün içinde $|\eta| < 2.5$ rapidite aralığına yayılmıştır. Dört alt sisteme sahip olup en içteki dört fıçı katmanı, İzleyici İç Fıçı (TIB) detektörünü ve dış altı fıçı katmanı, İzleyici Dış Fıçı (TOB) detektörünü oluşturur. TIB detektörünün her iki yanındaki üç uç kapak diski, İzleyici İç Disklerini (TID− ve TID+) oluşturur. Her iki uçtaki dokuz uç kapak diski ise, İzleyici Uç Kapağını (TEC- ve TEC+) oluşturur. Şekil 3.31'de izleyici detektörün şematik gösterimi yer almaktadır (CMS İşbirliği, 2018).

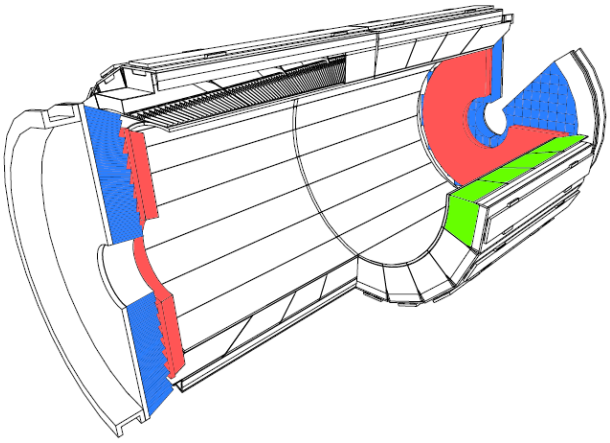


Şekil 3.31. İzleyici detektörün şematik gösterimi, Üst: CMS izleme detektörünün şematik görünümü, Alt: Piksel detektör (CMS İşbirliği, 2018).

Merkezi Kalorimetreler

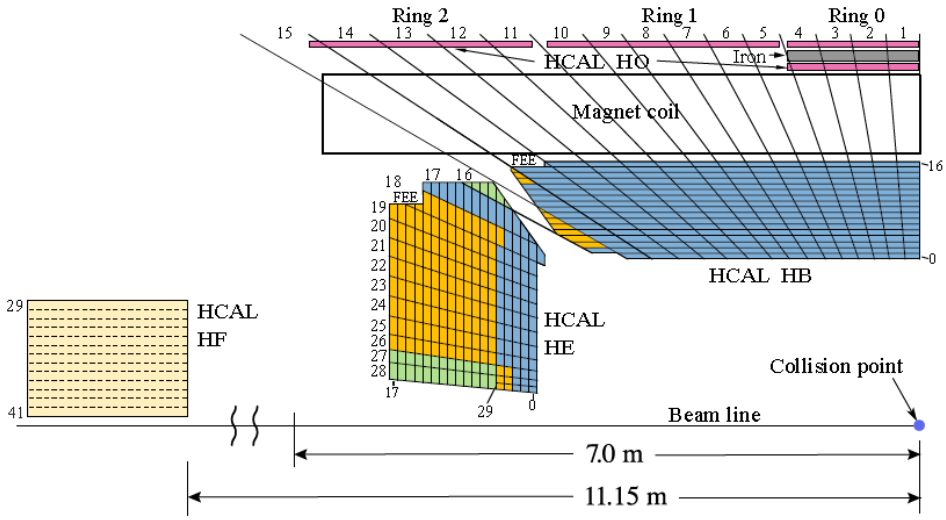
EKAL ve HKAL CMS'in merkezi kalorimetreleridir. Bu bölümde bu kalorimetrelerin genel yapısı hakkında kısaca bilgi verilecektir.

EKAL, bir fıçı bölümünde ve iki uç kapakta düzenlenmiş 75848 parlak kurşun tungstant ($PbWO_4$) kristalinden oluşmuştur. Fıçı kısmı, CMS mıknatısının içine yerleştirilmiştir ve her biri 2,7 ton olan 36 modül bulunmaktadır (Pettinacci, 2022). EKAL, birkaç MeV ile 1.5 TeV arasında enerjiye sahip fotonlar için mükemmel enerji çözünürlüğüne ve mükemmel elektron ve foton tanımlamasına ulaşmak için tasarlanmıştır. 125 GeV Higgs bozonunun keşfi ve karakterizasyonu için çok önemlidir. Parlak $PbWO_4$ kristallerinin amacı bu performansı elde etmektir. Aynı zamanda EKAL, 4 T manyetik alana sahip, kompakt, homojen, hermetik ve ince taneli bir kalorimetre olarak tasarlanmıştır. $PbWO_4$, hızlı emisyonu (parıldama ışığının % 80'i 25 ns içinde yayılır) ve ışınlamaya karşı direnci nedeniyle BHÇ'de çalışmaya uygun bir malzemedir (Marzocchi, 2019). CMS EKAL geometri şeması Şekil 3.32'de verilmiştir.



Şekil 3.32. CMS EKAL geometri şeması. EKAL gövde (yeşil) 36 Süper Modülden yapılmıştır: 18'i EB+'da ($z > 0$) ve 18'i EB-'de ($z < 0$) (solda). EKAL uç kapakları (mavi) 4 Dees'e bölünmüştür: EE+'da 2 Dees (z > 0) ve EE+'da 2 Dees ($z > 0$) (sağda). Uç kapakların önüne iki ön duş (kırmızı) konur (Marzocchi, 2019).

HKAL ise, hadron etkileşmelerinde önemli veri olan görünür dik ve kayıp dik enerjiyi belirlemek üzere oluşturulan bir alt detektördür. Merkezi ve ileri kalorimetre olmak üzere iki kısımdan oluşmuştur. Merkezi HKAL: Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Dış (HE) ve Hadronik Kapak (HO) kalorimetrelerinden oluşurken; İleri kalorimetreler her iki uçta bulunan İleri Hadronik Kalorimetre (HF), Centauro ve Acayip Parçacık Araştırıcısı (CASTOR) ve Sıfır Derece Kalorimetre (ZDC)'den oluşmuştur. HKAL'in bir gösterimi Şekil 3.33'de verilmiştir.

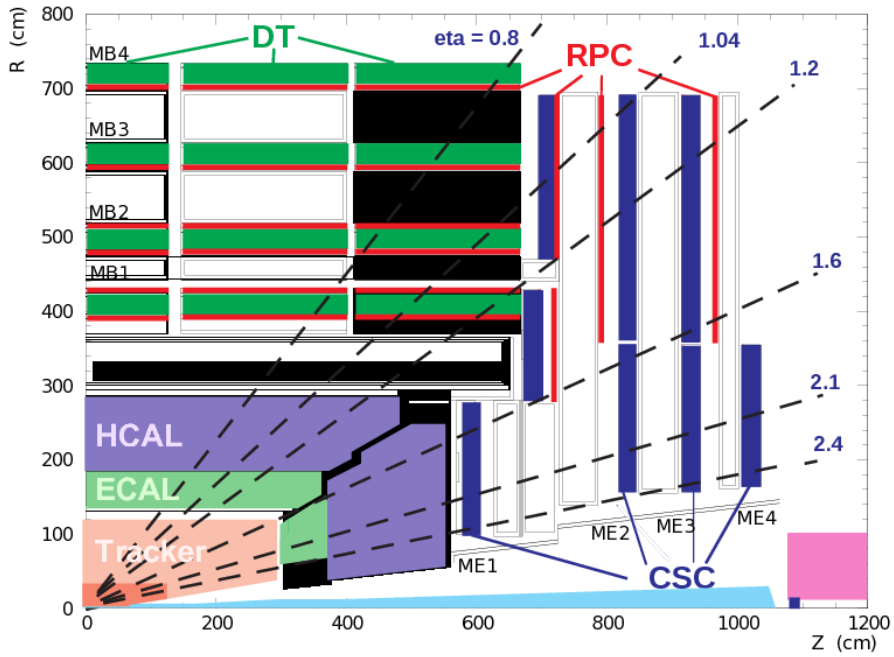


Şekil 3.33. HKAL'nin dörtte birinin şematik görünümü (Sirunyan ve CMS İşbirliği, 2020).

Müon Sistemi

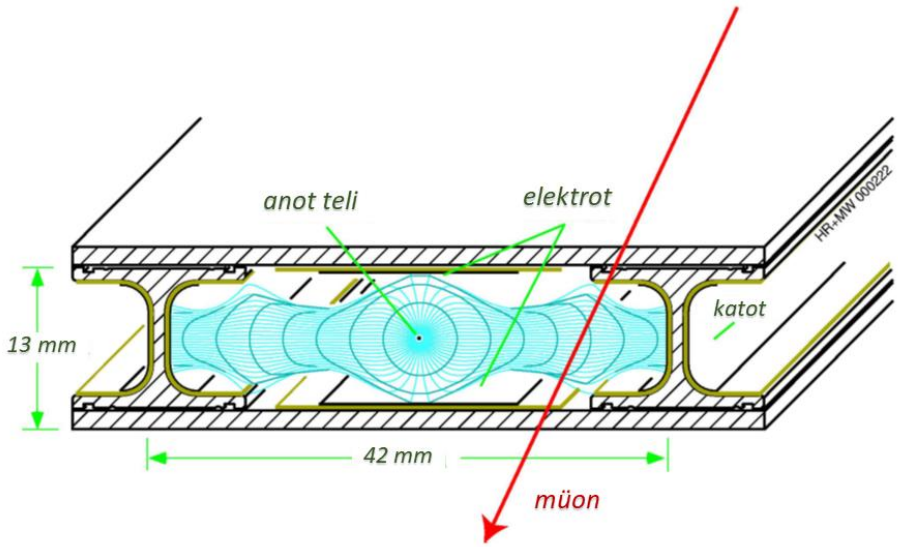
CMS Müon sistemi detektörün en önemli bileşenlerinden biridir. Müonlar, detektörün diğer alt katmanlarından daha az enerji kaybederek ilerleyebildikleri için müon sistemi en dış tabakaya yerleştirilmiştir. Müon odacıkları tek parçacıklar üzerinden net sinyallerin elde edilmesini de sağlamaktadır.

Muon sistemi parçacık oranının özellikle yüksek olduğu Katot Şerit Odaları (CSC) ve uç kapak Dirençli Plaka Odalarını (RPC) barındıran iki uç kapakla tamamlanan fıçı boyunduruğu ile birlikte Sürüklenme Tüpleri (DT) ve fıçının RPC müon odalarından oluşan beş tekerlekten oluşmuştur. CMS'yi optimize etmek için farklı detektör teknolojileri seçilmiştir (CMS İşbirliği, 2017). CMS'nin bir çeyreği için muon sisteminin şematik bir gösterimi Şekil 3.34'te verilmiştir.



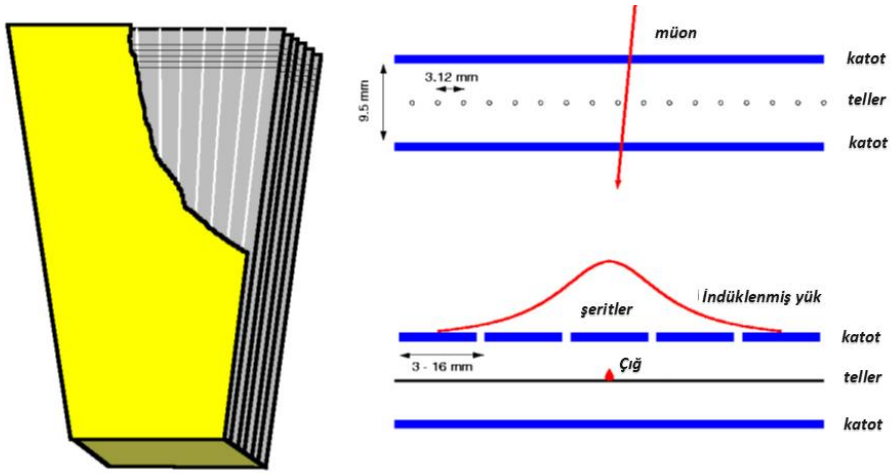
Şekil 3.34. CMS detektörünün bir çeyreğinin uzunlamasına yerleşimi. Gövdedeki dört DT istasyonu (MB1--MB4, yeşil), uç kapaktaki dört CSC istasyonu (ME1--ME4, mavi) ve RPC istasyonları (kırmızı) gösterilmiştir. (Chatrchyan ve ark., 2012)

Tüm DT ve CSC odaları, $|\eta| < 1.2$ ve $0.9 < |\eta| < 2.4$ bölgelerindedir ve sırasıyla hem fıçı hem de kapaklardaki RPC detektörleri ile $|\eta| = 1.9$ sınırında sonlanır (CMS İşbirliği, 2017). DT'ler, uzun alüminyum sürüklenme hücrelerinde bölümlere ayrılmıştır. Geçiş yapan bir müonun konumu, uygun şekilde ayarlanmış bir elektrik alanıyla her bir hücrenin merkezindeki anot teline sürüklenme süresinin ölçülmesiyle belirlenir. DT hücreleri çelik levhaların arasına yerleştirilmiştir. DT'lerin şematik bir gösterimi Şekil 3.35'de gösterilmiştir.



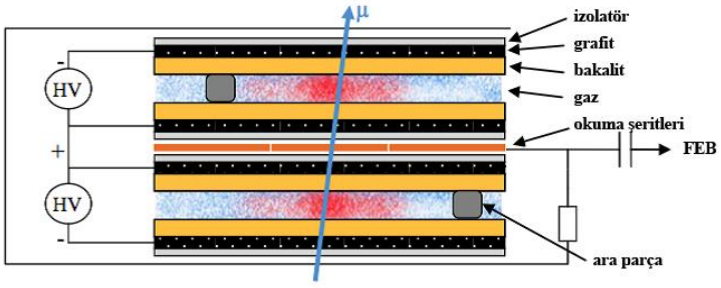
Şekil 3.35. Basit DT hücresi (CMS İşbirliği, 2017).

CSC'ler, ince bölümlere ayrılmış bir katot şerit okuması ile standart çok telli orantılı sayaç olarak çalışır. Şeritler, bükülme düzlemindeki müon konumunu ölçmek için radyal olarak dışa doğru uzanırken, anot telleri ölçüm sağlar. CSC'nin şematik gösterimi Şekil 3.36'da verilmiştir.



Şekil 3.36. CMS'de CSC'lerin geometrisi (CMS İşbirliği, 2017).

RPC'ler, yüksek elektrik alanında çığ modunda çalışan çift boşluklu odalardır. Yüksek kütle özdirencine sahip elektrotları kullanırlar. RPC'ler, çift boşluklu bir oda için yüksek bir içsel çözünürlüğe sahip olup doğru zamanlama ve hızlı tetikleme için kullanılır. Müon sisteminin diğer bölümleri için olduğu gibi RPC'lerin çalışma prensibinin şematik gösterimi Şekil 3.37'de verilmiştir.



Şekil 3.37. CMS'deki çift boşluklu RPC'lerin çalışma prensibi (CMS İşbirliği, 2017).

Farklı detektör teknolojilerinin bir arada kullanılması ile oluşan Müon sisteminin CMS'de Higgs bozonunun tespit edilmesi gibi önemli görevi vardır.

İleri Bölge Kalorimetreleri

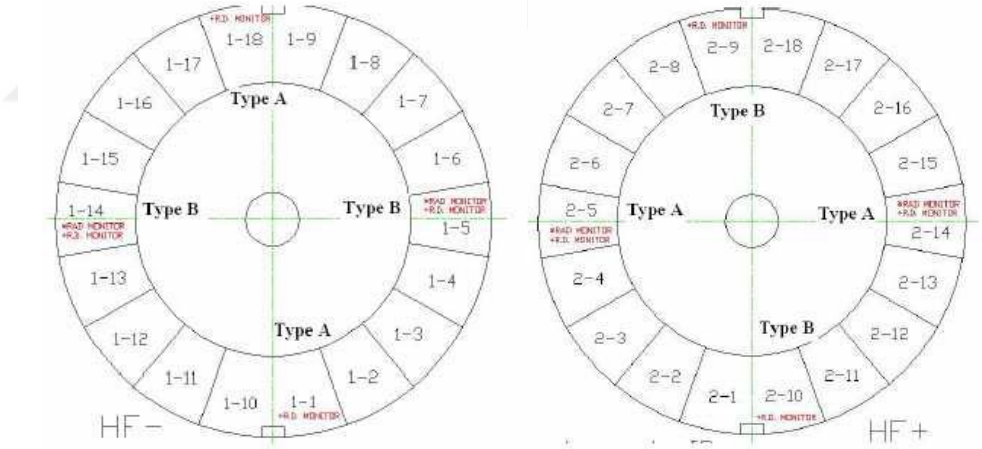
İleri Hadronik Kalorimetre (HF)

İleri yöndeki jetlerin parçacık bozunumlarının tanımlanması ve yeniden yapılandırılması, kayıp dik enerjinin belirlenmesi, düşük-x fiziği çalışmaları amacıyla kullanılan HF, CMS'in her iki tarafında etkileşim noktasına 11,2 m uzaklıkta olup $3.1 < |\eta| < 5.2$ psüdorapidite aralığındadır.

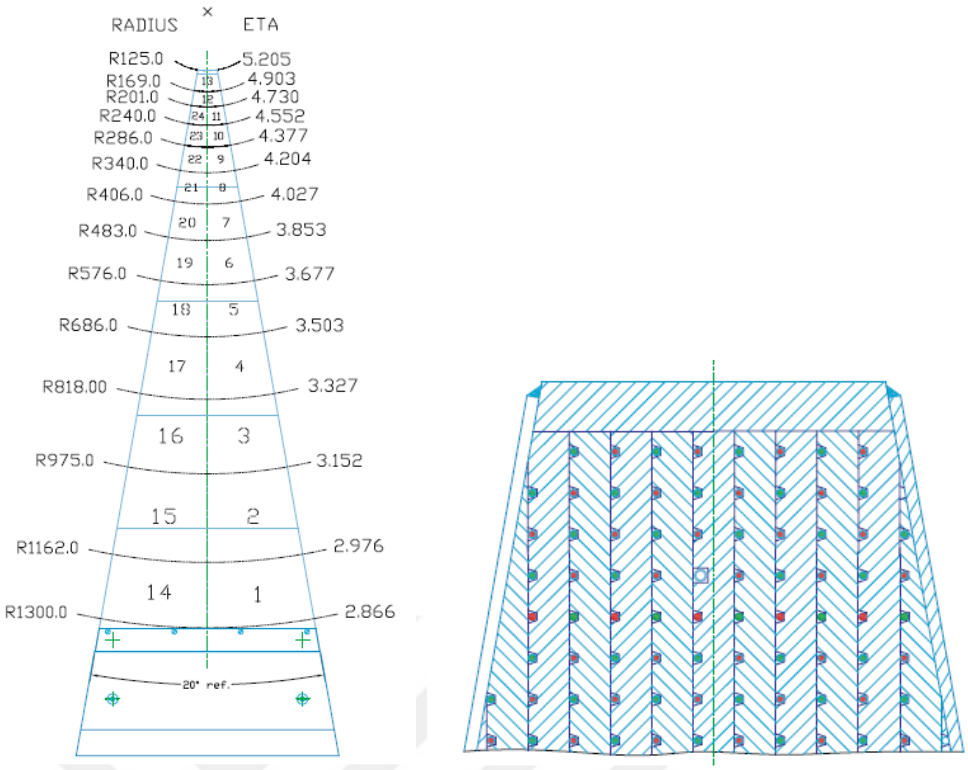
HF'in HF+ ve HF- olarak tanımlanan iki modülü bulunmaktadır. Merkezinde hüzme geçişini sağlamak için 25 cm çapında boşluk bırakılmıştır. HF kalorimetresi demir soğurucular ile bu soğurucuların içine gömülen radyasyona dayanıklı kuvars liflerden oluşmuştur.

Çerenkov ışıma prensibine göre çalışan HF, hadronik duşların içinde elektromanyetik bileşen de bulunması nedeniyle elektromanyetik ve hadronik kısımlara sahiptir. HF'de hadronik etkileşmeler için 143 cm uzunluğunda, elektromanyetik etkileşmeler için ise 165 cm uzunluğunda kuvars lifler kullanılmıştır. HF'in her bir modülü 18 adet kamadan oluşmuştur. 20^o'lik azimutal açıya sahip olan bu 18 adet kamaya 24'er adet kule yerleştirilmiştir. Bu 24 kuleden 22'si 10^o'lik azimutal açıya sahipken kalan 2 kule 20^o'lik azimutal açıyı kapsayan $|\eta| > 4.7$ bölgesindedir. Psüdorapidite değerinin artması kiriş hattına yaklaşmak anlamına geldiğinden kulelerin boyutları küçülmektedir. Her bir kamada elektromanyetik ve hadronik olmak üzere iki okuma ünitesi (RBXs) bulunmaktadır. Bu ünitelerin içindeki FÇT'ler 24'lük gruplar (her bir kule için) oluşturacak biçimde birleştirilmiştir. Her bir kamada biri elektromanyetik, diğeri hadronik kanallar için iki okuma ünitesi bulunur. Böylece herbir kamada toplam 48 adet FÇT vardır. Kulelerden gelen pulslar FÇT'ler yardımıyla okunur (Akchurin, 2007 ve Zöğ, 2019).

HF kalorimetresinin şematik bir görünümü Şekil 3.38 ve HF kamalarında yer alan 24 kulenin şematik gösterimi Şekil 3.39'da verilmiştir.



Şekil 3.38. HF Kalorimetresinin şematik görünümü (Felcini, 2009)



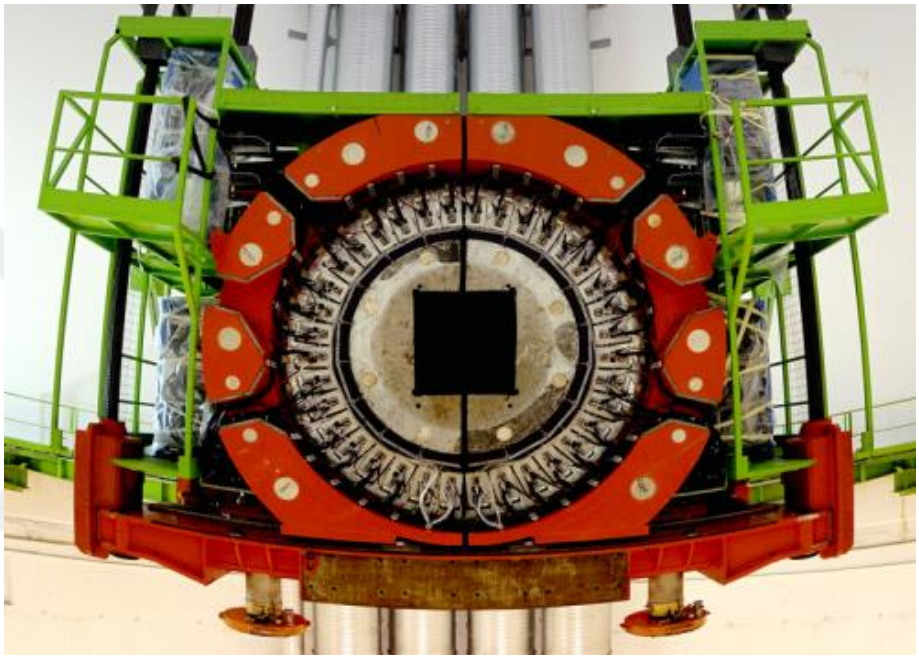
Şekil 3.39. HF'Kamaları. Sol: HF kamalarında yer alan 24 kulenin dizilimi, Sağ: Kule 13'ün genişletilmiş görünümü. Uzun lifler kırmızı, kısa lifler yeşil renkte gösterilmiştir. (Abdullin ve ark., 2008)

Yavaş soğurulan ve daha derin seviyelerde duş oluşturan hadronların aksine, elektromanyetik duşlar HF demir soğurucunun başlangıcından başlar. Dolayısıyla uzun lifler hem elektromanyetik hem de hadronik duşlardan sinyal toplamaktadır. HF ünitelerinde kısa lifler 22 cm derinlikten başlamaktadır. Bu nedenle kısa liflerde sadece hadronik duşlardan gelen sinyaller alınır. HF kamalarının bir görseli Şekil 3.40'da yer almaktadır.



Şekil 3.40. HF kamalarının görünümü (https://cds.cern.ch/record/1431489)

HF kalorimetresi Çerenkov ışıması ile çalışan bir detektördür. Yüksek enerjili yüklü parçacıklar dielektrik bir ortamdan geçerken parçacığın hızı o ortamdaki ışığın hızından büyükse Çerenkov ışınımı adı verilen elektromanyetik ışınım oluşur. Üretilen ışık, FÇT'lere iletilmek üzere kuvars lifler ve ışık kılavuzları boyunca hareket eder ve sonra FÇT'lere aktarılır. FÇT'lerde temel prensip uyarılan ve boşluk içerisinde yayılan elektronların bir elektron duşu oluşturması ve sonuçta analiz edilebilir bir akımın elde edilmesidir. FÇT'ler tarafından sağlanan analog sinyaller okuma ünitelerin (RBXs) aktarılır. Burada Yük Toplayıcı ve Kodlayıcı (QIE)'ler aracılığı ile analog sinyaller sayısallaştırılır. HF detektörünün genel görünümü Şekil 3.41'de yer almaktadır.

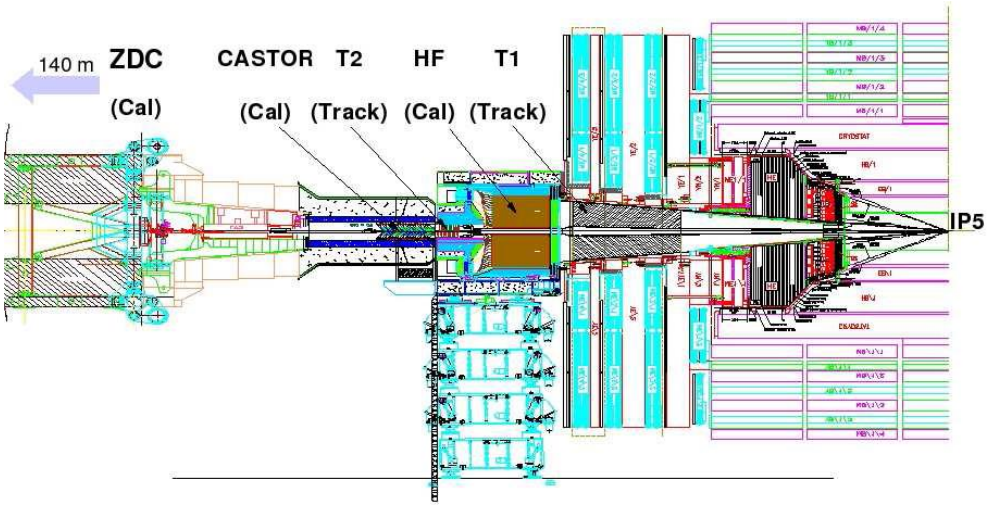


Şekil 3.41. HF detektörünün genel görünümü
(https://cds.cern.ch/record/1431489)

Centauro ve Acayip Parçacık Araştırıcısı (CASTOR) ve Sıfır Derece Kalorimetre (ZDC)

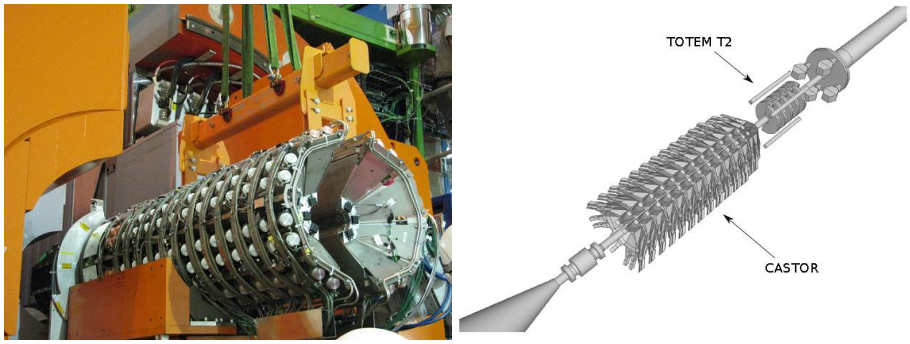
CMS'in diğer ileri detektörleri $-6.6 < |\eta| < -5.2$ psüdorapite aralığında bulunan CASTOR ve $|\eta| \geq 8.3$ pseudorapidite aralığına yerleştirilen ZDC'dir.

Sinyalin toplanması ve ışık kılavuzları aracılığıyla FÇT'lere iletilen Cherenkov fotonlarının üretilmesi prensibine göre tasarlanan CASTOR çok ileri faz bölgesinde özellikle ağır iyon çarpışmalarında olmak üzere pp çarpışmalarında da kullanılan, varsayımsal bir parçacık olan acayip ve centauro olaylarını, egzotik madde türlerini araştırmak üzere tasarlanmıştır. CMS'nin ileri detektörleri Şekil 3.42'de verilmiştir.



Şekil 3.42. CMS ileri bölgesindeki detektörlerin yerleşimi (d'Enterria, 2006)

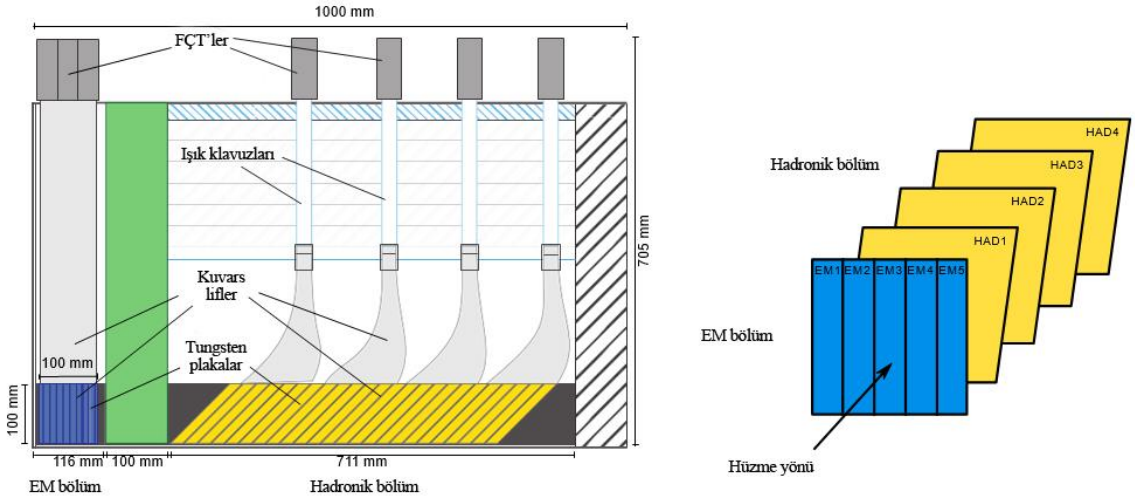
CASTOR kalorimetresinin amacı, hadron etkileşmelerinin yoğun olduğu çarpışmalarda, beklenenden uzun bir erişim alanında yoğun etkileşmeye giren parçacıkların neden olduğu ve istatistiksel dalgalanmalardan kaynaklanmadığı bilinen durumları açıklamaktır. Kalorimetre ağır iyon fiziğinde, fragmantasyon çalışmalarını sınırlandırrma, çok düşük x değerinde nükleer parton dağılımlarını belirleme, toplam enerji akışı ölçüm çalışmaları, çevresel ve ultra-çevresel çarpışmaların, kozmik hüzme Centauroları, varsayımsal parçacıklar olan ve karanlık madde adayı olarak öngörülen Strangeletler'in, Yönsüz Kiral Kondensatlar (DCC)'ın belirlenmesi çalışmalarında kullanılmaktadır. pp fiziğinde ise; özellikle düşük x fiziği, BFKL çalışmaları ve kırınım çalışmalarında kullanılmaktadır. CASTOR kalorimetresinin bir görünümü Şekil 3.43'dedir.



Şekil 3.43. CASTOR kalorimetresi. Sol: CASTOR kalorimetrenin, bir entegrasyon testi sırasında hüzme borusunun yaklaşık 5 m altında açık konumda koruma kalkanı ile çevrelenmiş yakından görünümü. Sağ: Hüzme borusunun etrafını saran CASTOR detektörü. CMS etkileşme noktasına 14,4 m mesafededir. TOTEM T2 izleme istasyonu ve birkaç parça BHÇ/CMS altyapısı bu yön boyunca görülebilir (CMS İşbirliği, 2021.)

Hem ileri hem de geri yönde etkileşme noktasından 140 m uzaklıkta yer alan ZDC ise, $|\eta| >$ 8.1'de üretilen yüksüz parçacıkları ve $|\eta| > 8.3$ bölgesindeki yüksüz enerji akışını ölçmek için kullanılmaktadır. Bu kalorimetrelerin tasarımı CASTOR'da olduğu gibi Cherenkov fotonlarının üretilmesi ve tespit edilmesi prensibine dayanır. Soğurucu olarak tungsten (W) plakalarından ve aktif

malzeme olarak kuvars liflerinden oluşan sandviç yapılı bir örnekleme kalorimetredir. ZDC'ler kendi içinde elektromanyetik ve hadronik bölümlere ayrılmıştır. ZDC Kalorimetresinin bir görünümü Şekil 3.44'de verilmiştir.

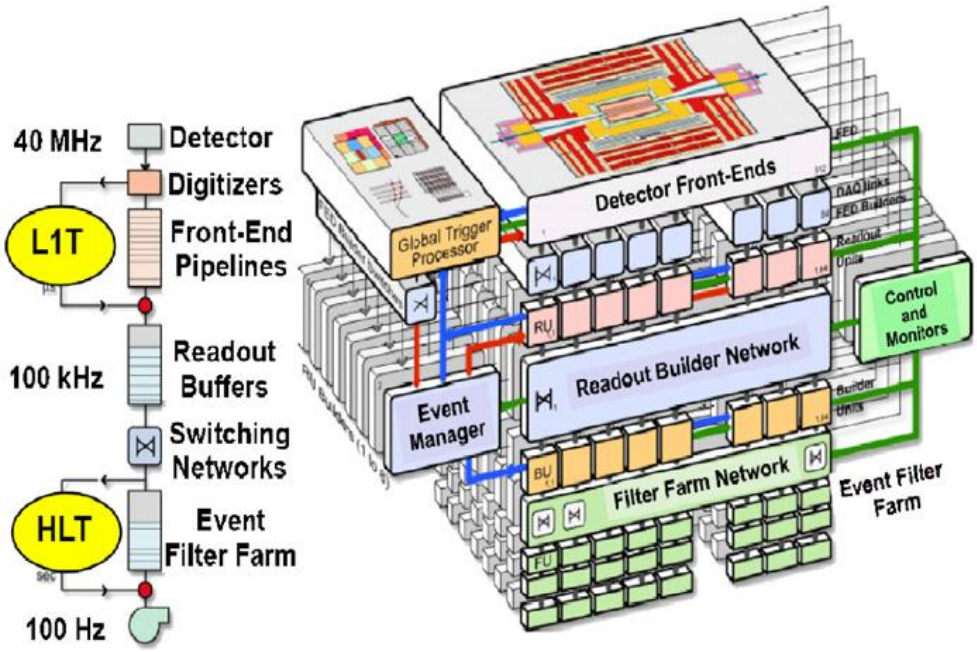


Şekil 3.44. ZDC Kalorimetresinin şematik görünümü Sol: CMS ZDC'nin şematik yan görünümü, Sağ: Bölümlere ayrılmış hali (Surányi ve ark., 2021).

3.5.3. Veri Toplama ve Tetikleme Sistemi

CMS'de yapılan çalışmalar geniş kapsamlı olduğundan tetikleme ve veri toplama (DAQ) sistemi, çok çeşitli fizik nesneleri ve olayları için yüksek veri kayıt verimliliğine sahip olmak zorundadır. Sistemde bu nedenle periyodik güncellemeler yapılmaktadır. DAQ tarafından toplanan verilerin tetikleyicilerden geçerek yeniden düzenlenmesi gerekmektedir.

Sistemin CMS tetikleme sistemi yapılandırmaları (tetikleyici seçimli algoritmalar ve bunların parametre ayarları), ışıklılık, makine ve detektör koşullarına bağlı olarak deneyin detektör ihtiyaçlarını ve fizik hedeflerini ele alacak şekilde seçilerek geliştirme çalışmalarında daha uygun hale getirilmektedir. Tetikleme sistemi temelde L1T (Seviye 1 Tetikleyici) ve HLT (Yüksek Seviye Tetikleyicisi) olmak üzere iki bileşenden oluşmaktadır. Kabul veya Ret şeklinde alınan tetikleme kararı, tetikleme seviyesinde mevcut olan detektör bilgileri kullanılarak tanımlanan ve ölçülen tetikleyici nesnelerin (aday müonlar, elektronlar, fotonlar, jetler, vb.) özelliklerine dayanır. Kalorimetrelerden ve müon odalarından alınan kaba detektör bilgileri L1T'de mevcuttur. Tüm detektörden gelen bilgilerin tamamı çevrimdışı kalite algoritmaları tarafından işlenmek üzere HLT'de tutulur. Tetikleyici seçimleri, daha fazla aday nesneyi tekrarlayarak oluşturulan niceliklere seçim kriterleri uygulayan bir dizi algoritma olarak tarif edilebilecek tetik yolları olarak uygulanır. Olay bu yollardan bir veya daha fazlasını geçerse, kalıcı depolama için kabul edilir (Felcini, 2009). Şekil 3.45'de CMS tetikleyicisinin ve DAQ sisteminin şematik görünümü verilmiştir. Frekans değerleri sistem güncelleme çalışmaları sonucunda değişebilen değerlerdir.



Şekil 3.45. CMS tetikleyicisinin ve DAQ sisteminin şematik görünümü (Felcini, 2009)

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada BHÇ'de $\sqrt{s} = 13$ TeV'de gerçekleştirilen pp çarpışmalarından elde edilen veriler kullanılarak CMS detektöründe enerji akışının ölçümü yapılmıştır. Enerji akışının ölçümleri için $-5{,}2 < \eta < 5{,}2$ psüdorapidite aralığı göz önüne alınmıştır. Elde edilen deneysel ölçümler PYTHIA8, EPOS-LHC ve QGSJETII MC benzetimleri ile karşılaştırılmıştır. Analizlerden elde edilen sonuçların yüksek enerjili hadron etkileşmelerini tanımlamak için kullanılan modeller ile uyumu değerlendirilirken aynı zamanda kozmik hüzme fiziğinde kullanılan modellerle de karşılaştırılmıştır.

Daha önce CMS detektörünün 2015'te çalıştırılması (RUN 2) esnasında toplanan verilerle CMS'in alt detektörlerinden olan $3.1 < |\eta| < 5.2$ psüdorapidite aralığındaki İleri Hadronik Kalorimetre (HF) ve $-6.6 < |\eta| < -5.2$ psüdorapidite aralığındaki CASTOR için manyetik alanın olmadığı (B=0 Tesla) durumda toplanan deneysel veriler kullanılarak düşük yığınlık değerine sahip ($\lambda \sim 0.05$) ve ışıklılık değeri 0.06 nb^{-1} için enerji akışı ölçümünün analizleri yapılmıştı. Çalışmada dik enerji yoğunluğu ölçümleri $\sqrt{s} = 13$ TeV kütle merkezi enerjilerinde pp çarpışmasından elde edilen enerji yoğunlukları için farklı kütle merkezi enerjileri ile karşılaştırılmış ve EPOS-LHC ve QGSJETII.04 modellerinin ileri psüdorapidite aralığında birleştirilmiş verileri çok iyi tanımladığı görülmüştür. Söz konusu analiz sonuçları fragmantasyonu sınırlandırma mekanizmasının desteklendiğini göstermektedir (Zorbilmez, 2019).

Bu tez çalışmasında ise 2015 yılında, 3.8 Tesla manyetik alan etkisi altında çalışan dedektörün RUN2 verileri kullanıldı. Kullanılan verilerin, manyetik alandan etkilenen CASTOR detektörü dışındaki CMS detektörünün bütün alt detektörlerini de kapsıyor olması bu alandaki çalışmalara yeni katkılar sağlayacaktır.

4.1. Analizde Kullanılan Veri Setleri

Analizde BHÇ'nin 2015 yılındaki RUN 2 verileri kullanılmış olup ayrıntılar Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Analizde kullanılan veri setleri

Analizde kullanılan veri seti.	
/ZeroBias1/hvanhaev-Run2015C-v1_LowPU_RERECO_74X_dataRun2_Prompt_v2_withCustomCond-v1-b082e4f913e5590a0dda17057a084b91/USER	Run No: 255019 Işıklılık Kesimi: 4≤lumi<35 veya 40≤lumi<414
Analizde kullanılan 3.8 Tesla'daki MC	
/MinBias TuneMonash13 13TeV-pythia8/hvanhaev-RunIISpring15DR74-NoPU castor MCRUN2 74 V8-v1- 63052cce62044e1bf5327c7faa65 4082/USER /ReggeGribovPartonMC 13TeV-EPOS/RunIISpring15DR74-NoPURawReco castor MCRUN2 74 V8B-v1/GEN-SIM-RECO /ReggeGribovPartonMC 13TeV-QGSJetII/RunIISpring15DR74-NoPURawReco castor MCRUN2 74 V8B-v1/GEN-SIM-RECO	

4.2. Enerji Akışı Ölçümleri

BHÇ'deki pp çarpışmalarında ortaya çıkan esnek olmayan parçacık üretiminin büyük bir kısmı alt olaydan kaynaklanır (CMS Collaboration, 2013). Çoklu etkileşmelerdeki parton duşları, çoklu etkileşmelerde proton kalıntıları, sert sürecin oluşturduğu partonların proton kalıntıları ile etkileşmesi durumları ve sert etkileşen partonların başlangıç radyasyonu alt olaylara dahildir. Enerji akışı ölçümleri BHÇ'de pp çarpışmalarıyla gerçekleştirilen çoklu parçacık üretimi için genel bir yaklaşım belirleyebilmek amacıyla yapılmaktadır. Çarpıştırıcı enerjilerindeki enerji yoğunluğunun ölçümleri, daha yüksek kütle merkezi enerjilerinin tahmin edilmesi için referans olarak kulanılmaktadır. Bu ölçümler kozmik hüzme ölçümlerinin yorumlanabilmesi için kullanılan MC modellerinin ayarlanması için de kaynak oluşturur. Psüdorapiditeye bağlı olarak ölçülen enerji akışı değeri Denklem 4.1'de verilmiştir.

$$\frac{dE}{d\eta} = \frac{1}{N_{çarp}} \sum_i E_i \frac{c(\eta)}{\Delta\eta} \tag{4.1.}$$

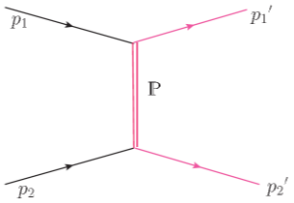
Burada, c(η), kalorimetre ölçümlerinin Kararlı Parçacık Seviyesindeki enerjiye dönüştürülmesi için kullanılan η'ya bağlı dönüşüm faktörü, $\Delta\eta$ psüdorapidite aralığı, $\sum_i E_i$ detektörün her bir kulesinde ölçülen enerjilerin toplamıdır. $N_{çarp}$ gürültüden ve PU'dan kaynaklanan katkılar için düzeltilerek seçilmiş pp çarpışmalarının sayısıdır. Denklem 4.1'den de anlaşılacağı gibi enerji akışı ölçümleri PU etkisinin belirlenmesi ve hadron düzeltmesini de içeren bir dizi aşamayı gerektirmektedir. Bunun yanında yüksek enerjili pp çarpışmalarında MPI'ların çeşitli yönlerini araştırmak için ölçüm, her kategori belirli bir olay (BHÇ'de tek bir demetin geçişine ait veri) seçimiyle tanımlanan birkaç farklı çarpışma kategorisi için gerçekleştirilir. Olay seçimlerinin hangi amaçla yapıldığı Bölüm 4.3'te detaylandırılmıştır.

PU etkisi dikkate alınmadan elde edilen sonuçlar değerlendirme yapmak için yeterli olmadığından düzeltme faktörü hesaplanmıştır. Tüm bu sonuçlardan yararlanarak Kararlı Parçacık Seviyesindeki enerji akışı değerleri elde edilmiştir.

4.3. Olay Seçimi

Hadronik süreçler daha önceki bölümlerde bahsedildiği gibi yumuşak ve sert olarak sınıflandırılmaktadır. Yumuşak süreçler, hadron mertebesinde bir enerji ölçeği ile karakterize edilir. Sert süreçler ise partonlar tarafından gerçekleşen süreçlerdir.

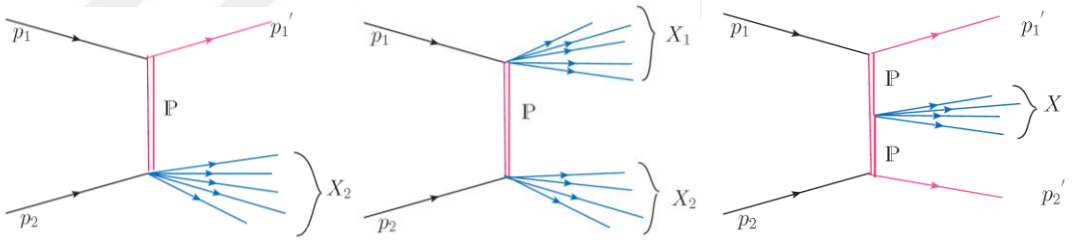
Hadron-hadron saçılmalarında etkileşmeler son durumların özelliklerine göre sınıflandırılır. Bunlar esnek ya da esnek olmayan etkileşme olabilir. Şekil 4.1'de gösterilen $p_1 + p_2 \rightarrow p_1' + p_2'$ esnek saçılmada her iki proton da etkileşmeden bozulmadan çıkar ve başka hiçbir parçacık ortaya çıkmaz.



Şekil 4.1. pp etkileşmesinde esnek saçılmanın gösterimi (Navin, 2010)

Yumuşak etkileşimlere, genellikle Pomeron (IP) değişimi olarak adlandırılan, vakum kuantum sayılarını taşıyan bir renk tekli değişiminin aracılık ettiği varsayılmaktadır. KRD'ye göre Pomeron, renksiz ve çeşnisiz çoklu gluon veya glueball (birden fazla parton içerdiği düşünülen parçacık grubu) olarak kabul edilir. Çarpışan parçacıklar arasında hiçbir iç kuantum sayısının değiş tokuş olmadığı esnek olmayan çarpışmaya kırınımlı saçılma denir. Kırınımlı saçılma değiş tokuş edilen Pomeron'un protonla etkileşmeye girerek kırınım sistemi olarak adlandırılan bir parçacık sistemi üretmesiyle ortaya çıkar. Kırınımlı saçılmada, etkileşmeye giren iki proton arasındaki enerji transferi küçük kalır, ancak protonlardan biri veya her ikisi, çarpışan protonlarla aynı kuantum sayılarına sahip çok parçacıklı son hallere ayrışır (Navin, 2010).

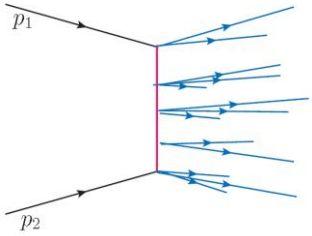
Kırınımlı saçılmalar Tek Kırınımlı (SD), Çift Kırınımlı (DD), Merkezi Kırınımlı (CD) olarak sınıflandırılır. Bu saçılmaların yapısı Şekil 4.2'de gösterilmiştir.



Şekil 4.2. pp etkileşmesinde kırınımlı saçılmanın gösterimi. Sol: SD, Orta: DD, Sağ: CD (Navin, 2010)

SD saçılma olaylarında ($p_1 + p_2 \rightarrow p_1' + X_2$) gelen iki protondan biri partonlarından birini diğer protona atar. Partonu eksilen protonun momentumu (veya enerjisi) azalır. Diğer protonun partonu kopan partonla etkileşir ve tek taraflı bir ayrışma gözlenir. DD ($p_1 + p_2 \rightarrow X_1 + X_2$) olaylarında her iki proton birer partonunu diğer protona atar. Bu saçılma şeklinde her iki taraftaki protonlarda ayrışma gözlenir. CD ($p_1 + p_2 \rightarrow p_1' + X_2 + p_2'$) saçılma olaylarında ise iki Pomeron değiştirilirken her iki proton da bozulmadan kalır.

Kırınımlı Olmayan (ND) olaylarda etkileşimlerde renk yükü değişimi ortaya çıkar ve ardından daha fazla hadron üretilir. ND etkileşimler, pp etkileşimlerinde baskın süreçtir ve BHÇ'deki tüm etkileşimlerin ~%60'ının bu etkileşmelerden oluşması beklenmektedir. Şekil 4.3'de ND etkileşmelerin bir gösterimi verilmiştir (Navin, 2010; Martinez A. B., 2014).



Şekil 4.3. pp etkileşmesinde ND saçılmanın gösterimi (Navin, 2010).

Bu etkileşmelerin toplam tesir kesiti üzerinden ifadeleri Denklem 4.2, Denklem 4.3 ve Denklem 4.4'de verilmiştir. Denklem 4.4'te yer alan 'misc' alt indisi CD saçılma ve çoklu Pomeron değişimlerini ifade etmektedir (Navin, 2010).

$$\sigma_{toplam} = \sigma_{esnek} + \sigma_{esnek\ olmayan} \tag{4.2.}$$

Esnek olmayan çarpışmalar kırınımlı ve kırınımlı olmayan saçılmaların toplamı ile verilir.

$$\sigma_{esnek\ olmayan} = \sigma_{kırınımlı} + \sigma_{ND} \tag{4.3.}$$

$$\sigma_{kırınımlı} = \sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{misc} \tag{4.4.}$$

Esnek olmayan çarpışma olaylarının çevrimdışı olarak seçiminde yumuşak kapsayıcı esnek olmayan (INEL), tek kırınımlı ayrışma katkılarının etkili bir biçimde bastırıldığı (tek kırınımlı olmayan) gelişmiş (NSD-enhanced) ve zenginleştirilmiş tek kırınımlı ayrışma olaylarının tek-kırınımlı-gelişmiş (SD-enhanced) olmak üzere üç farklı seçim durumu kullanılmaktadır. Bu olay seçimleri, HF kalorimetrelerinde biriken ve gürültü seviyesinin üzerindeki enerji kullanılarak elde edilir. Boş demetlerden elde edilen gürültü düzeyi, bu demetlerin dolu demetten uzaklığına göre değişmektedir. Bu durum, FÇT'lerde oluşan yavaş iyonlar nedeniyle art darbelerden kaynaklanmaktadır. Bu geç darbeler, doldurulmuş bir demetten sonra μs zaman ölçeğinde meydana gelir; bu, birbirlerini yakından takip eden bir demet dizisi içinde zamanla etkili biçimde rastgele ortaya çıktıkları anlamına gelir. Bu demet gruplarının dışında gürültü seviyeleri biraz daha düşüktür. Bu nedenle HF gürültü seviyesi bir demet dizisi içindeki boş demetlerden tahmin edilir. zero bias verileri, çok yüksek gürültü içeren durumlar dışında HF kule enerjisinde 5 GeV'lik bir eşik değeri için gürültüden ve tek hüzme olaylarından iyi bir şekilde ayrılabilmektedir. Kalorimetrelerdeki 'aktivite', eşik değerinin ($E > 5$ GeV) üzerinde bir enerjiye sahip en az bir yeniden yapılandırılmış kalorimetre kulesinin varlığıyla tanımlanır. HF'nin en dıştaki iki halkası, HKAL uç kapağının gölgesinde yer aldığı için olay seçimine dahil edilmez. Kalorimetrelerdeki aktivite, eşik değerinin ($E > 5$ GeV) üzerinde bir enerjiye sahip en az bir yeniden yapılandırılmış kalorimetre kulesinin

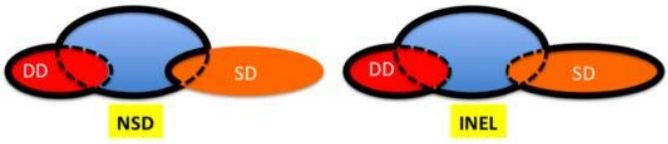
varlığıyla tanımlanır. Tetikleme seviyesinde, iki BPTX (Hüzme Alma Zamanı) detektöründen gelen, etkileşme noktasını geçen her iki hüzme varlığını gösteren zero bias tetikleme sinyali gereklidir.

INEL olay seçimi, HF kalorimetrelerinin herhangi birinde $E > 5$ GeV enerjiye sahip en az bir HF kulesinin varlığı ile tanımlanır. Bu nedenle HF kalorimetrelerinden en az birinde aktivite gerektirir. NSD-enhanced olay seçimi, kalorimetrenin her iki tarafında $E > 5$ GeV enerjiye sahip en az bir HF kulesinin varlığına karşılık gelir (her iki HF kalorimetresinde aktivite gerektirir). Kalorimetre aktivitesinin olmaması (veto koşulu), eşik değerinin üzerinde enerjiye sahip kulelerin bulunmaması ile tanımlanır. SD-enhanced olay seçimi, HF kalorimetrelerinden yalnızca birinde aktivite gerektirir, diğer tarafa veto koşulu uygulanır. Enerji akışı ölçülürken sadece aktivite olan taraftaki HF enerji değerleri dikkate alınır.

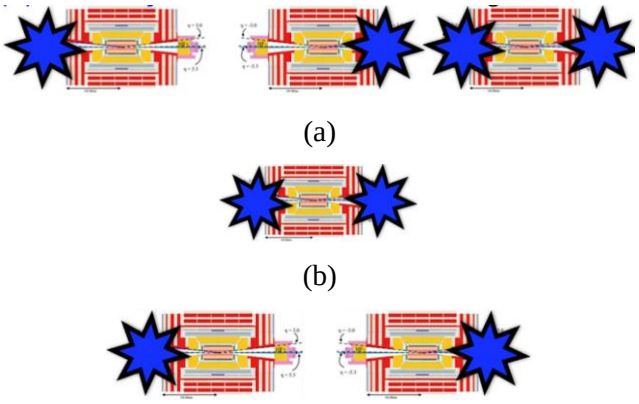
Özetlenecek olursa, INEL seçimde CMS'nin nominal etkileşme noktasına göre HF kalorimetrelerinin en az bir tarafında gürültü seviyelerinin üstünde enerji birikiminin olması (HF+ veya HF-) koşulu uygulanır. NSD-enhanced seçim HF+ ve HF- bölümlerinin her ikisinin de bu koşulu sağladığı duruma karşılık gelen seçimdir. SD-enhanced seçimde ise HF+ için aktivite istenirken HF- veto durumunda, HF- için aktivite istenirken HF+ veto durumundadır.

HF kalorimetrelerindeki enerji birikimi, uç kapağa en yakın iki halkaya (yani en küçük halkaya) ait olanlar dışındaki tüm kuleler göz önüne alındığında, hem negatif hem de pozitif η bölgelerindeki en yüksek enerjiye sahip kalorimetre kuleleri ile karakterize edilir. Olay seçimine yönelik enerji eşikleri, hüzme olmaksızın yapılan bir çalışmayla belirlenir ve yüksek bir seçim verimliliğine izin verilirken dedektör gürültüsünün katkısını etkili bir şekilde azaltmak için sonuçlar optimize edilir. INEL seçim için enerji eşik değeri seçilirken HF+ ve HF- için en yüksek enerji değerinin eşik enerjisinden büyük olması koşulu, NSD-enhanced seçimde ise en düşük enerji değerinin enerji eşik değerinden büyük olması koşulu uygulanır. Benzetim uygulanan ve ölçülen olaylarda her iki olay sınıfında da gürültü katkısını bastırmak için $E = 5$ GeV enerji eşiğinin en uygun olduğu bulunmuştur. NSD ile güçlendirilmiş kategori için eşik, prensipte gürültü katkısını artırmadan yaklaşık 3 GeV'ye düşürülebilir, ancak tutarlılık açısından 5 GeV'lik birleşik bir eşik belirlenebilir (CMS İşbirliği, 2019).

Şekil 4.4'te NSD ve INEL olay sınıflarının şematik gösterimi yer almaktadır. Merkezi elipsler, bir veri tetikleyicisi ile yapılan deney tarafından seçilen olay örneklerini temsil etmektedir. Kalın siyah sürekli çizgi içindeki alan, NSD veya INEL sınıflarıdır (Revol, 2011). Daha açık ifadeyle NSD olay seçimi SD olaylarının dışındaki olayları içerirken INEL seçim SD ve DD olaylarının her ikisini de kapsar. Şekil 4.5'de HF için INEL, NSD ve SD olay seçimleri gösterilmiştir.



Şekil 4.4. NSD ve INEL olay sınıflarının şematik gösterimi



Şekil 4.5. Olay seçim stratejileri (a) INEL seçim, (b) NSD-enhanced olay seçimi (c) SD-enhanced olay seçimi (Zorbilmez, 2019)

Kararlı Parçacık Seviyesindeki olaylar seçilirken negatif yöndeki parçacıklar X sistemi, pozitif yöndeki parçacıklar Y sistemi olarak kabul edilmiştir. Her iki taraftaki invariant kütle M_x^2 ve M_y^2 ile tanımlanmıştır. INEL olayların analizinde sınırlama belirlenirken, invariant kütlenin kütle merkezi enerjisine oranı ($\xi_x = M_x^2/s, \xi_y = M_y^2/s$) dikkate alınmaktadır. X sistemi ve Y sisteminde elde edilen oranlardan en büyük olan değer ξ olarak tanımlanmıştır. INEL seçim için $\xi > 10^{-6}$ bir sınırlama uygulanmaktadır. Bu seçim, böyle bir sınırlamanın uygulandığı INEL olaylarının tesir kesitlerinin analiziyle uyumluluğunu sağlamak içindir. NSD olaylarının seçilmesinin amacı ise daha önce düşük enerjiler için elde edilen CMS sonuçlarıyla karşılaşma yapabilmek içindir. Dolayısıyla, olaylar hüzme varlığını belirleme işlevine sahip olan BSC (Hüzme Sintilatörlü Sayaçları)'yi kapsayan bölgede, yani $3.9 < |\eta| < 4.4$ psüdorapidite aralığında, en az bir yüklü parçacık gereksinimi ile seçilmekteydi. BSC detektörlerinin her iki tarafında en az bir yüklü parçacık gerektirdiğinden "BSC-AND" olarak tanımlanan bu seçimin bazı sınırlamalarını (örneğin, $3.9 < |\eta| < 4.4$ aralığında belirgin bir oto-korelasyon etkisi) aşmak amacıyla, RUN 2 olaylarında tetikleme BSC detektörleri tarafından gerçekleştirilmemiştir. Bu nedenle gelişmiş NSD olayların bir "HF-AND" seçimi tercih edilmiştir. Yani etkileşme noktasına göre her iki tarafta HF kalorimetresinin bulunduğu $3.15 < |\eta| < 5.20$ psüdorapidite aralığında, müon ya da nötrino dışında en az bir parçacığın olması gereklidir. Bu seçim için enerji eşik değeri HF detektörünün her iki tarafında $E > 5$ GeV'dir. Bu seçimlerle, çevrimdışı Detektör Seviyesi seçim koşulları sağlanmıştır. SD-enhanced olaylar ise, ya pozitif ya da negatif aralıkta aktivite gerektiren olaylar tarafından tanımlanır, diğer bölgeye veto (ret) uygulanır. Bu nedenle, SD olaylar $3.152 < \eta < 5.205$ (HF+) veya $-5.205 < \eta < -3.152$ (HF-) bölgelerinden birinde $E > 5$ GeV enerjisine sahip en az bir kararlı parçacık olması koşulu ile seçilir ve diğer bölgede $E > 5$ GeV enerjisine sahip parçacıklar yoktur.

Çizelge 4.2'de Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi için olay seçimlerinde uygulanan koşullar özetlenmiştir.

Çizelge 4.2. Detektör ve Kararlı Parçacık Seviyesi için olay seçimlerinde uygulanan koşullar (Zorbilmez, 2019).

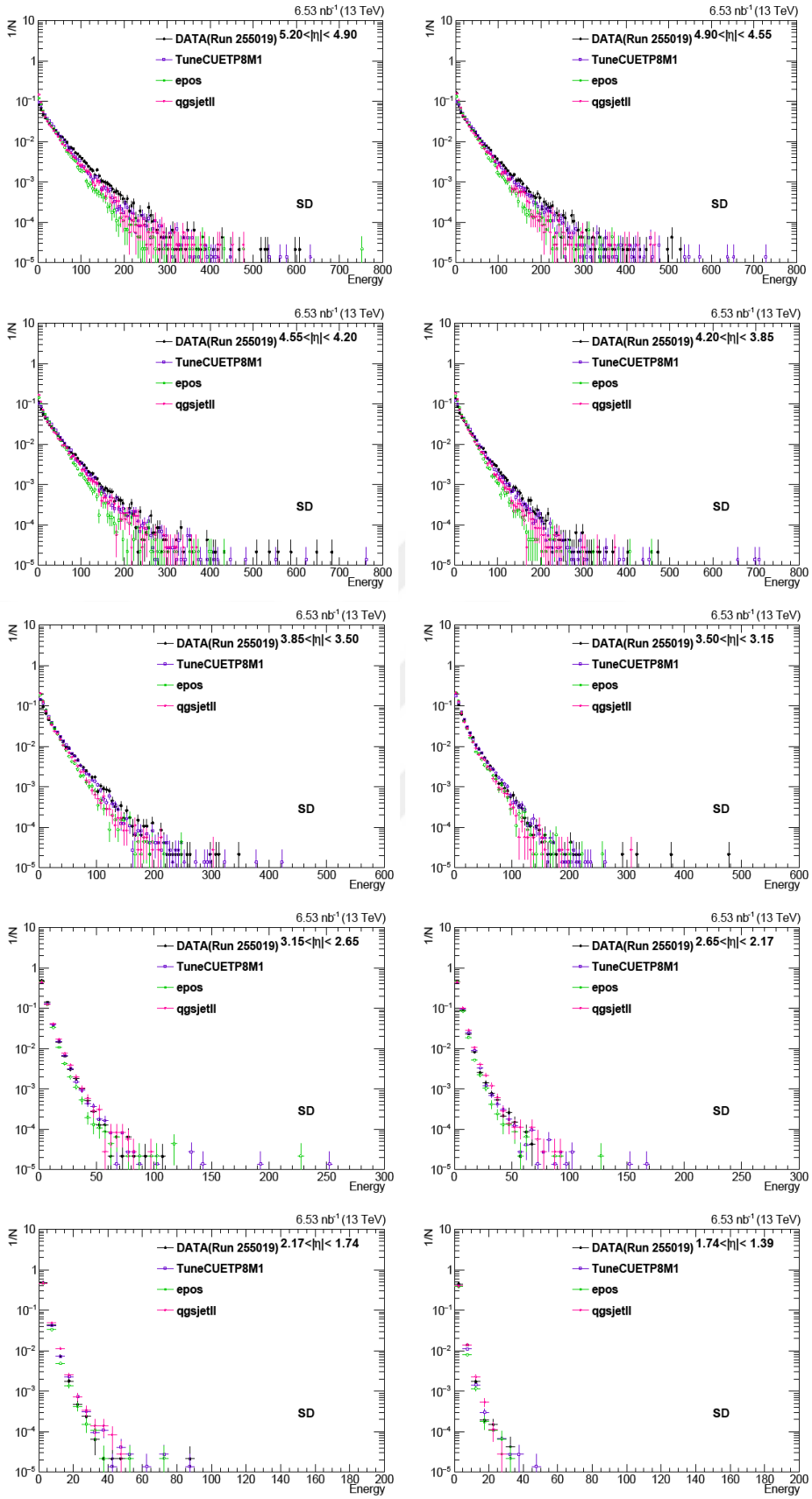
Olay Seçimi	Detektör Seviyesi	Kararlı Parçacık Seviyesi
INEL	$E_{HF+} > 5$ GeV veya $E_{HF-} > 5$ GeV	$\xi > 10^{-6}$
NSD-Enhanced	$E_{HF+} > 5$ GeV ve $E_{HF-} > 5$ GeV	HF'in her iki tarafında E > 5 GeV düzeyinde en az bir kararlı parçacık bulunması
SD-Enhanced	$E_{HF+} > 5$ GeV, $E_{HF-} < 5$ GeV veya $E_{HF+} < 5$ GeV, $E_{HF-} > 5$ GeV	HF'in bir tarafında E > 5 GeV koşulu uygulanırken diğer tarafında E > 5 GeV olan olaylara veto uygulanır.

4.4. Detektör Seviyesindeki Veri ve MC değerlerinin Karşılaştırması

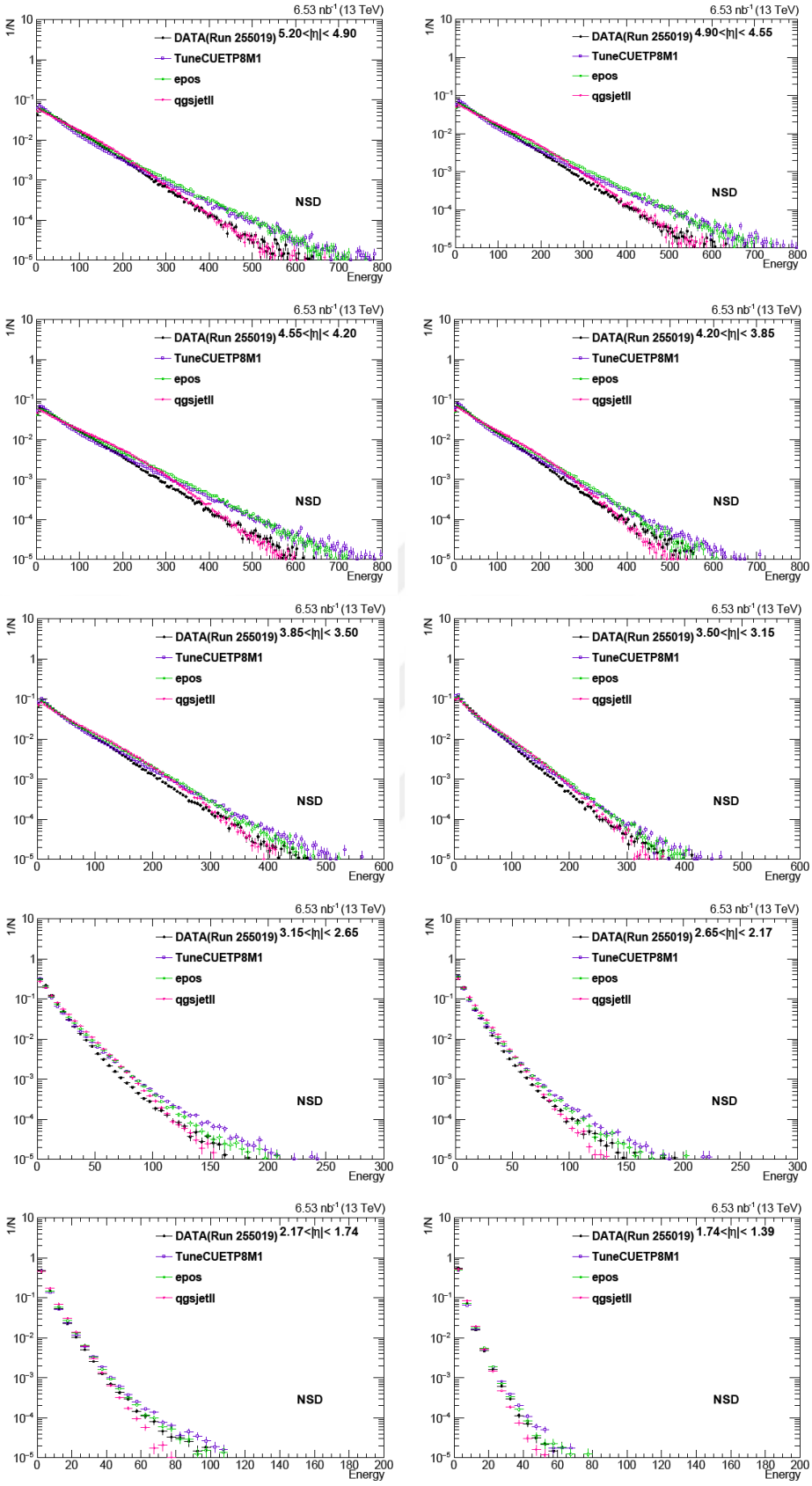
MC benzetimlerinin Detektör Seviyesindeki veri ile tutarlılık göstermesi beklenmektedir. Bu işlemi gerçekleştirebilmek için toplam olay sayısına göre normalize edilmiş veriler tercih edilmiştir. Sonuçlar $|\eta| < 5.2$ psüdorapidite aralığı için elde edilmiştir.

Deneysel veri ve MC benzetimlerinden elde edilen Detektör Seviyesindeki toplam olay sayısına göre normalize edilmiş enerji dağılımlarının SD-enhanced, NSD-enhanced ve INEL seçim için elde edilmesi, olay seçiminin enerji akışı değerlerine etkisinin belirlenmesinde önbilgi vermektedir. Ayrıca bu sonuçlar MC olay üreteçlerinin enerji değerlerine göre ne ölçüde ayrıştığının, bu ayrışmanın veri dağılımı ile tutarlılığının değerlendirilmesi için de gereklidir.

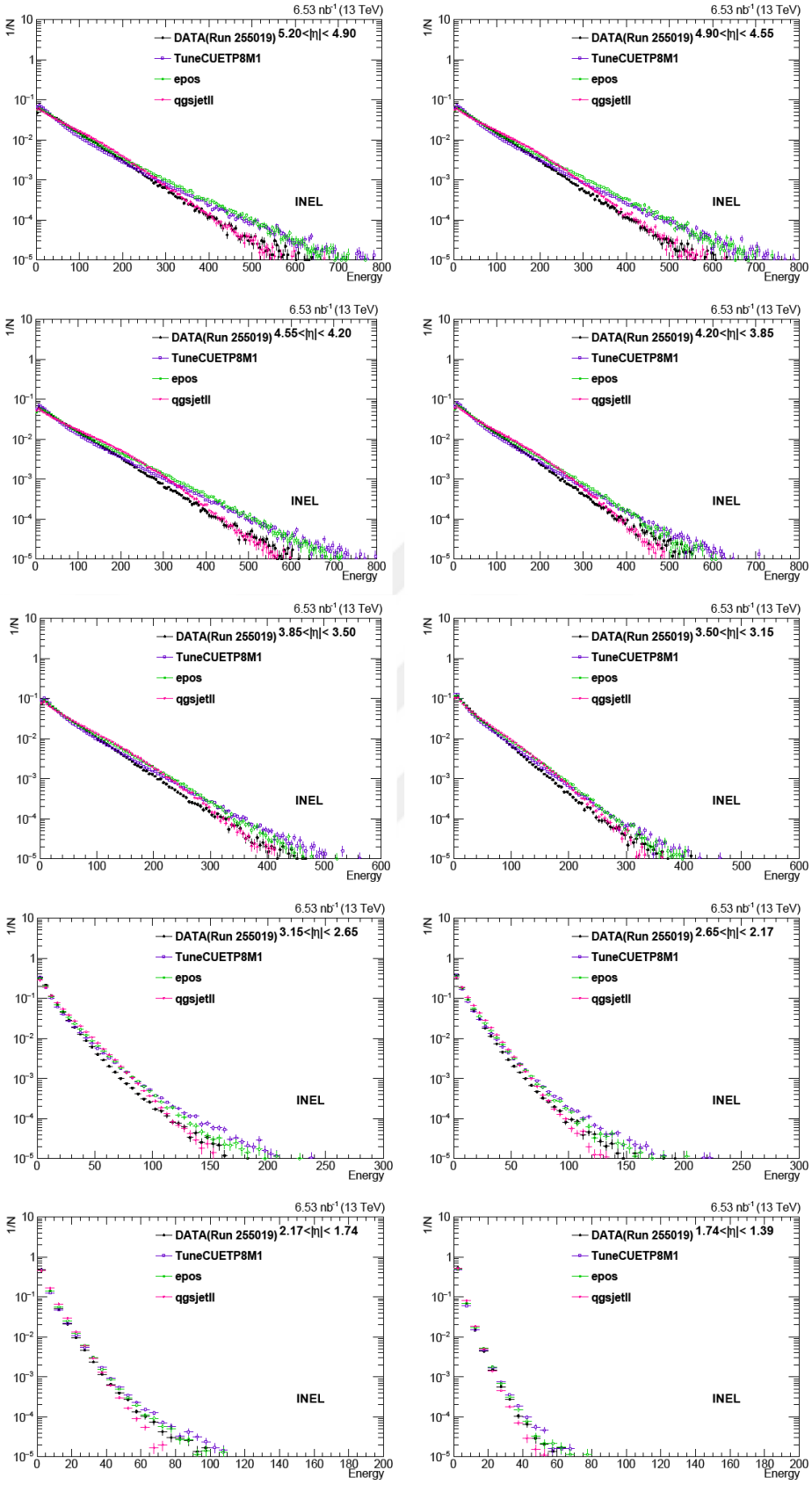
Sırasıyla Şekil 4.6, Şekil 4.7, Şekil 4.8'de her bir olay seçimi için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalize edilmiş toplam olay sayıları ve deneysel veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması verilmiştir.



Şekil 4.6. SD-enhanced olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması



Şekil 4.7. NSD olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması



Şekil 4.8. INEL olay seçimi için Detektör Seviyesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçlerinden elde edilen normalleştirilmiş toplam olay sayıları ve veriden elde edilen Detektör Seviyesindeki sonuçların karşılaştırması

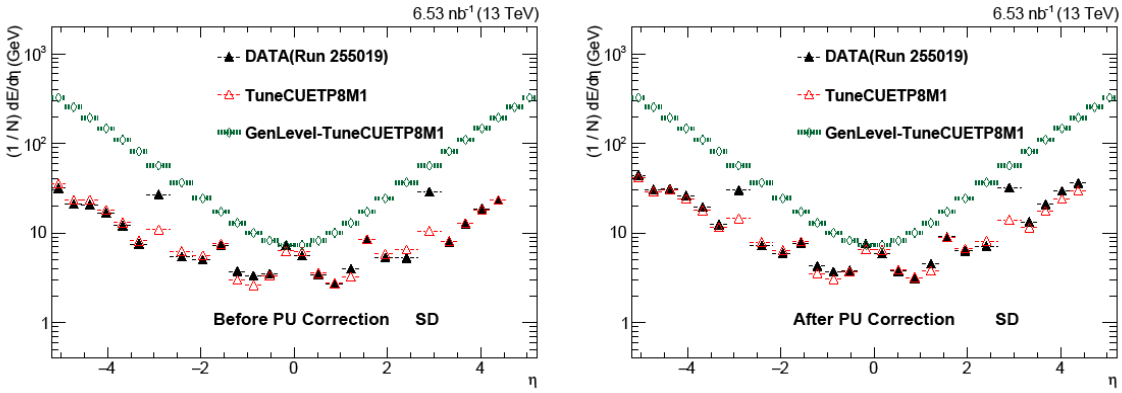
Her üç olay seçimi için elde edilen sonuçların ortak özelliği kule enerjisinin yüksek olduğu bölgelerde QGSJETII MC üretecinden elde edilen sonuçlar dışında dağılımın geniş bir aralığa yayılıyor olmasıdır. Bu durum daha önce yapılan benzer çalışmalarla uyumludur. Üç olay seçiminde de PYTHIA8 için elde edilen sonuçlar yüksek kule enerjisinde daha geniş aralığa yayılmaktadır. SD-enhanced olay seçiminde veri yüksek enerjilerde diğer seçimlere göre daha geniş aralığa yayılmakta ve MC sonuçlarına göre daha fazla sapma göstermektedir.

4.5. Düzeltme Faktörü ve PU etkisinin Belirlenmesi

PU etkisinin sonuçların doğruluğunu etkilemesi nedeniyle PU etkisini araştırabilmek amacıyla CMS detektörünün sınır koşulları dikkate alınarak birincil vertexe yeniden yapılandırılma yöntemi uygulanmıştır. Birincil vertexin yeniden yapılandırılmasının amacı, her bir olaydaki "sinyal" tepe noktası ve yığılma çarpışmalarından kaynaklanan herhangi bir vertex dahil olmak üzere tüm pp etkileşme vertexlerinin konumunu ve ilişkili belirsizliğini ölçmektir. Yöntem üç adımdan oluşmuştur: (i) izlerin seçimi, (ii) aynı etkileşme tepe noktasından geliyormuş gibi görünen izlerin kümelenmesi ve (iii) ilişkili izleri kullanarak her bir tepe noktasının konumuna uydurma. Hüzme noktası, BHÇ hüzmesinin CMS detektöründe çarpıştığı ışıklı bölgenin üç boyutlu bir profilini temsil etmektedir. Hüzme noktası parametreleri ise, tek bir çarpışmanın kesin konumunu veren olay bazında birincil tepe noktasının aksine, birçok olayın ortalamasından belirlenmektedir. Merkezin ölçümleri ve ışıklı bölgenin ρ ve z'ye bağımlılığı, olayın yeniden yapılandırılması için önemli bileşenlerdir. Işıklı bölgenin merkezine karşılık gelen hüzme noktası merkezinin konumu, (i) birincil vertex noktasının yeniden yapılandırılmasından önce etkileşme noktasının konumunu tahmin etmek; (ii) bir olayın tüm birincil vertex'lerinin yeniden inşasında ek bir kısıtlama sağlamak ve (iii) düşük çokluklu verilerin tam olarak yeniden yapılandırılmasında birincil etkileşme noktasını sağlamak için kullanılır (CMS İşbirliği, 2014). Birincil vertex belirlenirken CMS için geçerli kabul edilen $ndof > 4, |z| < 24$ cm, $\rho < 2$ cm sınır koşulları dikkate alınmıştır. Burada ndof serbestlik derecesi sayısı olup değişken sayısı ile ilişkilidir. z ve ρ bileşenleri ise seçilen bölgenin boyutsal olarak sınırlandırılmasını sağlamaktadır. Analizde vertex'in iyi ve "1" olması koşulu referans alınarak PU etkisi belirlenmiştir.

PU etkisinin olduğu (tekli vertex seçimi uygulanmayan) ve olmadığı (sadece bir vertex koşulunun uygulandığı) sonuçlar aşağıda verilmiştir. Çalışmanın bütünlüğü açısından PYTHIA8, EPOS-LHC ve QGSJETII üreteçleri sonuçları birlikte sunulmuştur.

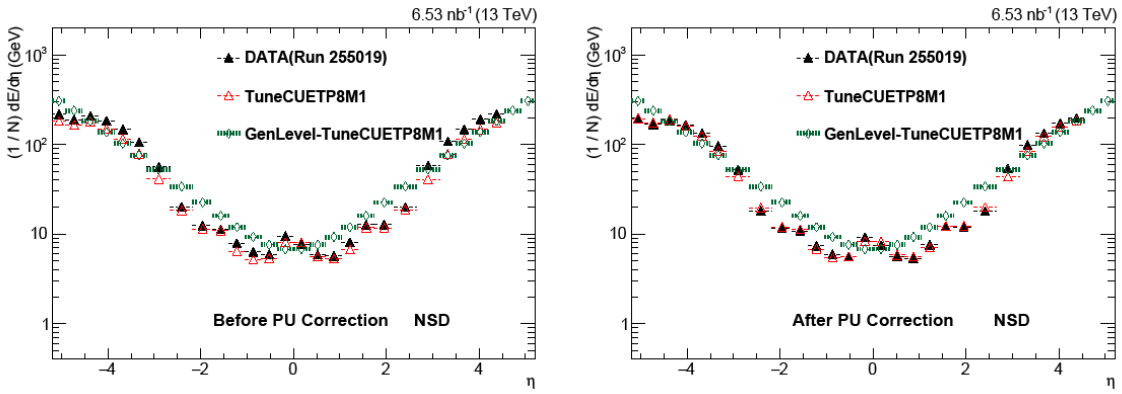
Şekil 4.9'da PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda SD-enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi (DetLevel) ve Kararlı Parçacık Seviyesi (GenLevel) sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.9. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

SD-enhanced olay seçimi için PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olmadığı (Vertex Kuralı uygulanan) durum ile PU etkisinin olduğu durum karşılaştırıldığında farklılaşma görülmekle birlikte Detektör Seviyesi, Kararlı Parçacık Seviyesi ve deneysel veri değerlerinin değişimini belirlemek için oranlar üzerinden elde edilen sonuçlar ayrıca sunulacaktır.

Şekil 4.10'da PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda NSD- enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.

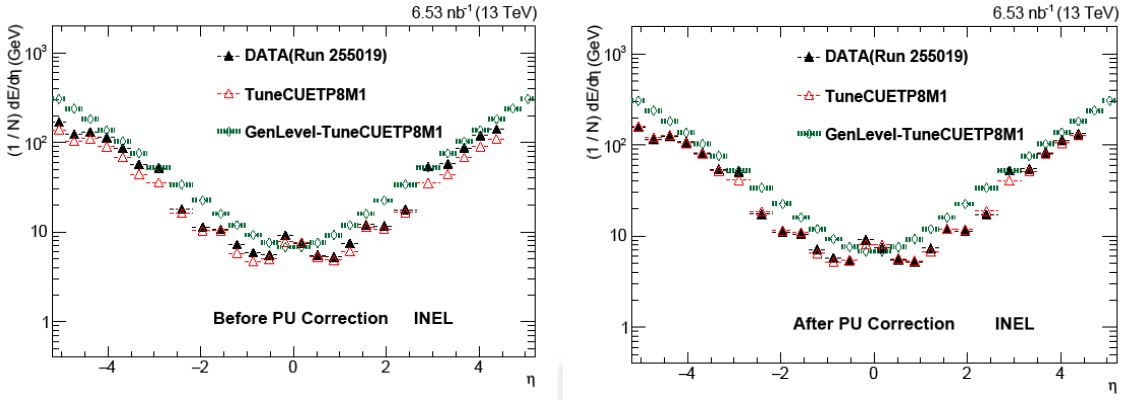


Şekil 4.10. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

SD-enhanced seçimde olduğu gibi NSD-enhanced seçim için de PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralının uygulandığı durumda veri değerleri MC Detektör Seviyesi

değerlerine yaklaşmaktadır. Bu durum PU etkisinin NSD-enhanced seçimde sonuçlar üzerinde belirgin bir etkisinin olduğunu göstermektedir.

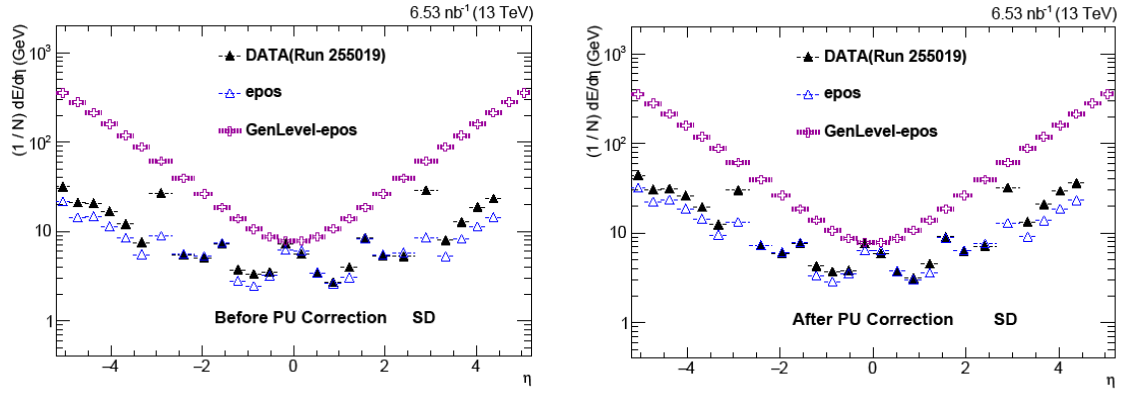
Şekil 4.11'de PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralının uygulandığı ve uygulanmadığı durumlarda INEL seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.11. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

INEL seçim için PYTHIA8 üreteci sonuçlarına göre de PU etkisinin olmadığı (Vertex Kuralının uygulandığı) durumda veri ve MC Detektör Seviyesi değerleri daha tutarlıdır.

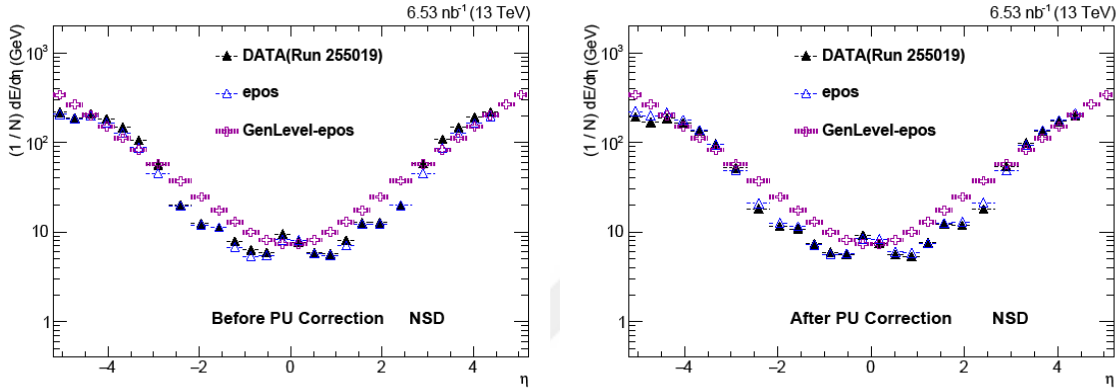
Şekil 4.12'de EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralının uygulandığı ve uygulanmadığı durumlarda SD-enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.12. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

SD-enhanced olay seçimi için EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olmadığı durumda veri ve MC Detektör Seviyesi değerlerinin Kararlı Parçacık Seviyesine yaklaştığı belirlenmiştir.

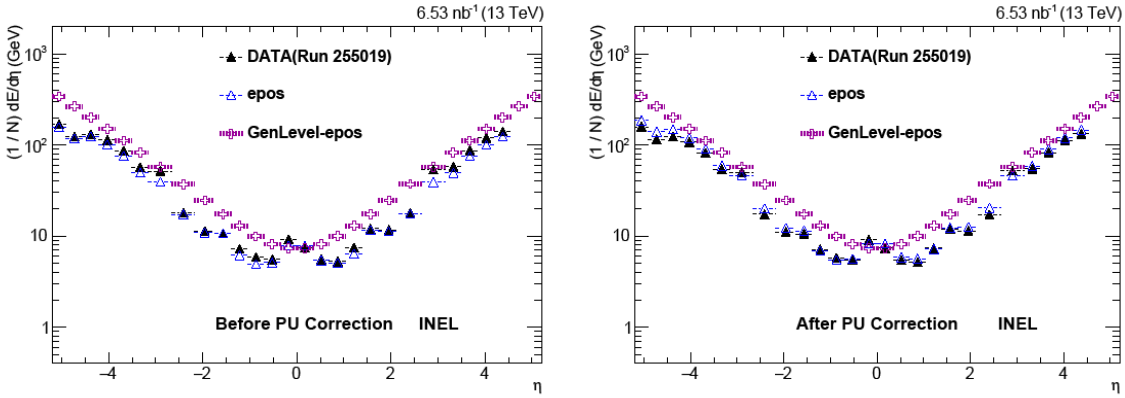
Şekil 4.13'de EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda NSD-enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.13. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

NSD-enhanced seçim için EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar arasında veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi arasında bazı η bölgelerinde ayrışma bazı η bölgelerinde ise yaklaşma görülmekle birlikte bu değişimlerin küçük değişimler olması nedeniyle ayırt edici bir durum oluşmamıştır.

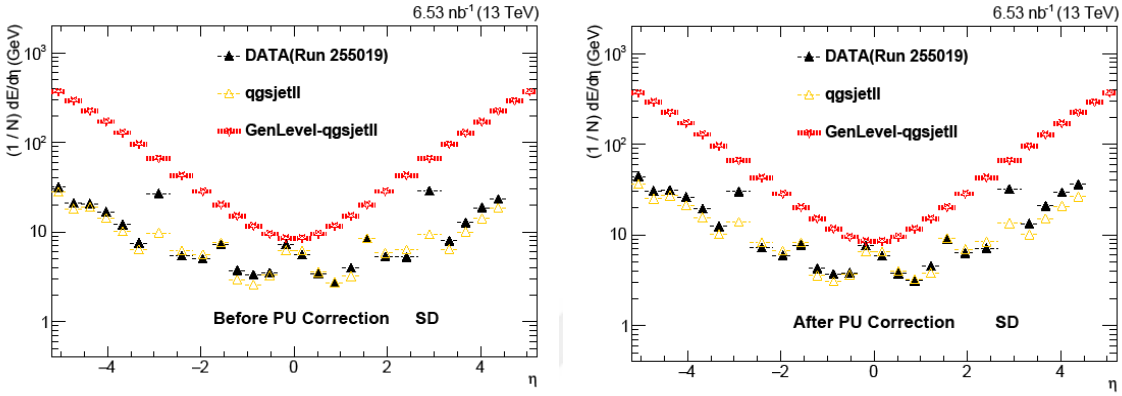
Şekil 4.14'de EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda INEL seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.14. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

INEL seçim için EPOS-LHC üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar karşılaştırıldığında PU etkisinin olmadığı durumda Detektör Seviyesi ve deneysel veri değerleri arasında $\eta < -4$ bölgesi dışında kalan bölgede bir yakınlaşmanın olduğu görülmüştür.

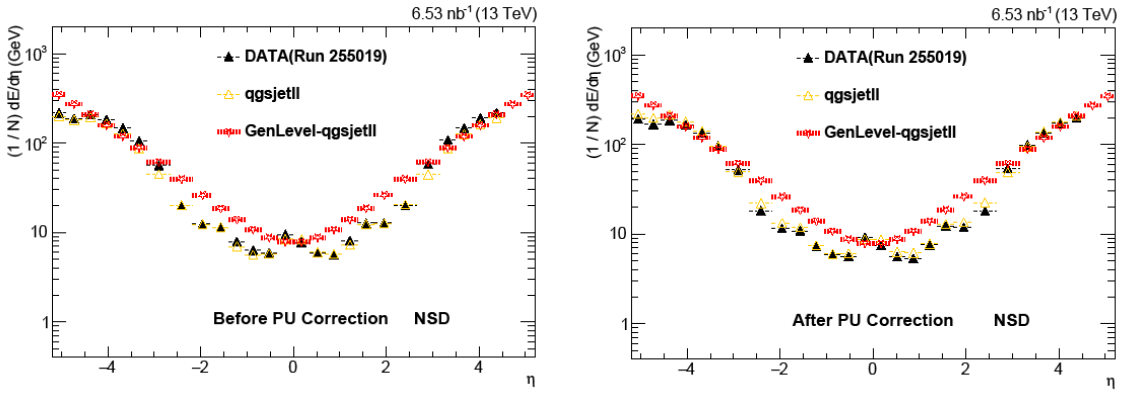
Şekil 4.15'de QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda SD-enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.15. SD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

SD-enhanced olay seçimi için QGSJETII üreteci sonuçlarına Vertex Kuralı uygulanan durumda veri ve MC Detetektör Seviyesi değerlerinin Kararlı Parçacık Seviyesine yaklaştığı belirlenmiştir.

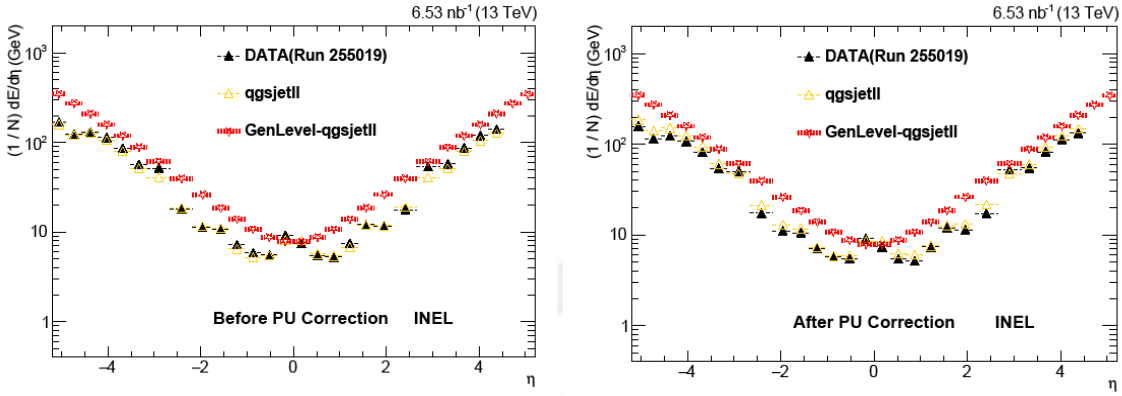
Şekil 4.16'da QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda NSD-enhanced seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.16. NSD-enhanced seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

NSD-enhanced seçim için QGSJETII üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar arasında veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi arasında bazı η bölgelerinde ayrışma bazı η bölgelerinde ise yaklaşma görülmekle birlikte bu değişimler ayırt edici nitelikte değildir.

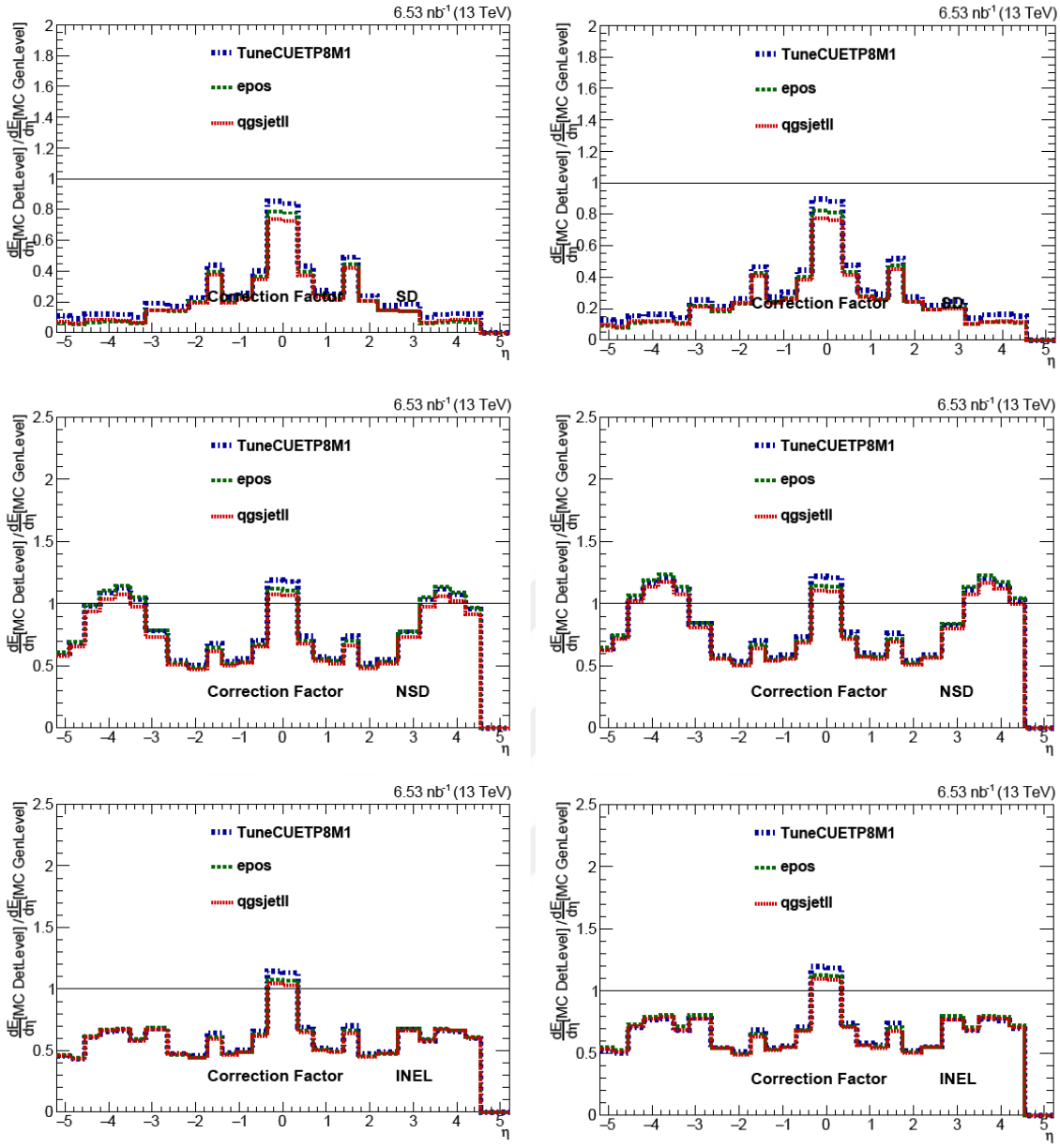
Şekil 4.17'de QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Vertex Kuralı uygulanan ve uygulanmayan durumlarda INEL seçim için veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları verilmiştir.



Şekil 4.17. INEL seçim için CaloTowers nesnesinde QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akışı ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle Vertex Kuralı uygulanmayan durumda karşılaştırması (Sol). Vertex Kuralının uygulandığı durum (Sağ).

INEL seçim için QGSJETII üreteci sonuçlarına göre PU etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar arasında veri, MC Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesi arasında bazı η bölgelerinde ayrışma bazı η bölgelerinde ise yaklaşma görülmekle birlikte bu değişimler ayırt edici nitelikte değildir.

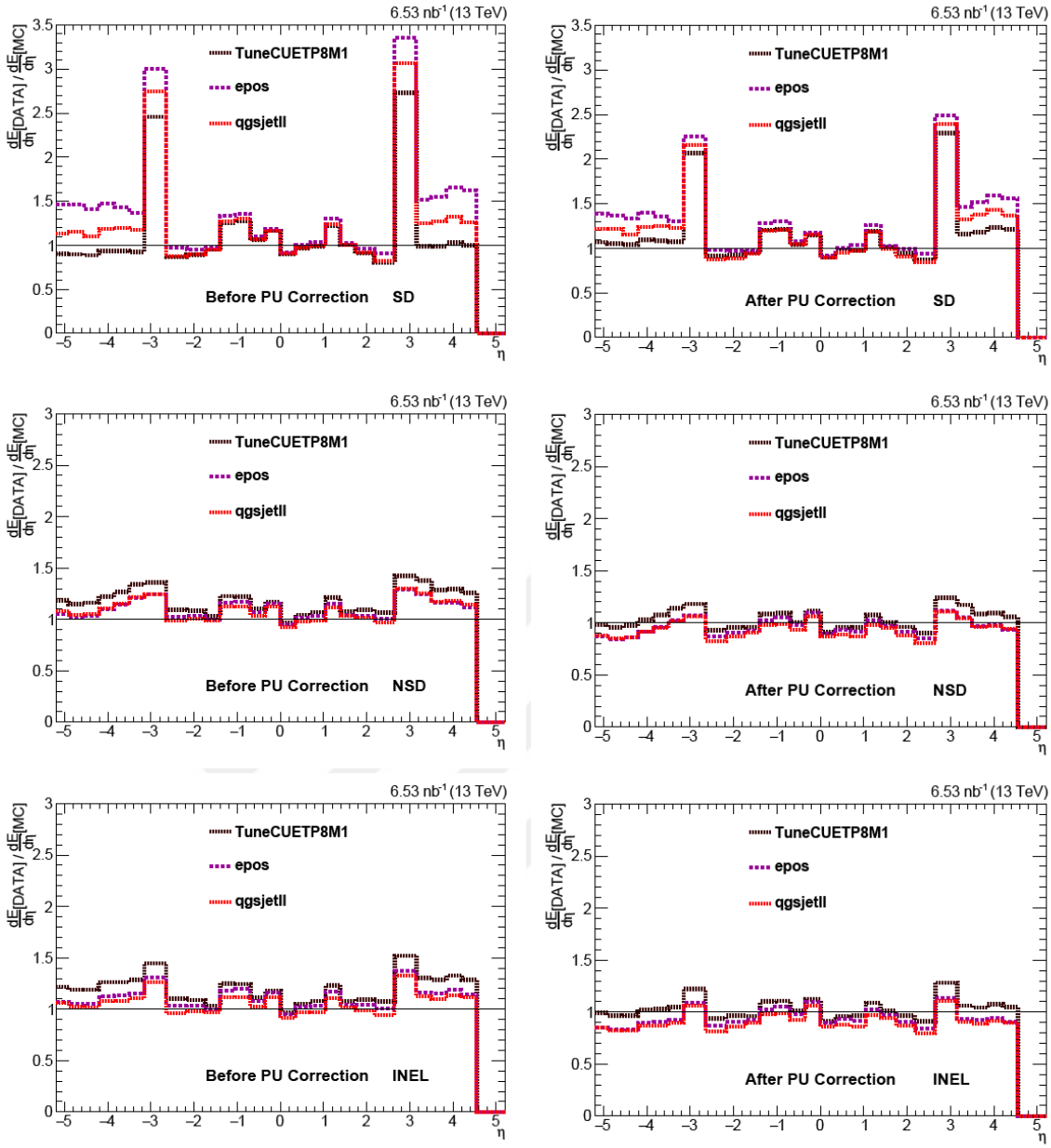
PU etkisinin daha iyi ayırt edilebilmesi ve düzeltme faktörünün hesaplanabilmesi için 'MC Detektör Seviyesi/ MC Kararlı Parçacık Seviyesi' oranlarına bakılmış, sonuçlar Şekil 4.18'de verilmiştir. Ayrıca PU düzeltmesi öncesi ve sonrası durumları karşılaştırabilmek için 'Veri Detektör Seviyesi/ MC Detektör Seviyesi' oranlarına da bakılmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 4.19'da verilmiştir.



Şekil 4.18. SD-enhanced, NSD-enhanced ve INEL seçimler için CaloTowers nesnesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçleri sonuçlarına göre Detektör Seviyesi için elde edilen sonuçların Kararlı Parçacık Seviyesi için elde edilen sonuçlara oranı (Sol: Vertex Kuralı uygulanmayan, Sağ: Vertex Kuralı uygulanan).

Şekil 4.18 incelendiğinde her üç olay seçimi için de vertex şartının uygulandığı durumda 'Detektör Seviyesi/Kararlı Parçacık Seviyesi' oranının Vertex Kuralının uygulanmadığı duruma göre 1'e daha yakın olduğu görülmektedir.

Şekil 4.19'da her üç olay seçimi için Detektör Seviyesi veri ölçüm sonuçlarının MC Detektör Seviyesi sonuçlarına oranı sunulmuştur.



Şekil 4.19. SD-enhanced, NSD-enhanced ve INEL seçimler için enerji akışı ölçümünde kullanılan Detektör Seviyesi veri değerlerinin CaloTowers nesnesinde PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII MC üreteçleri Detektör Seviyesi sonuçları ile karşılaştırılması (Sol: Vertex Kuralı uygulanmayan, Sağ: Vertex Kuralı uygulanan).

Enerji değerleri ve oranlar η aralığı 28 parçaya bölünerek ayrı ayrı hesaplanmıştır. Elde edilen oranların genellikle 1'e yaklaştığı görülmektedir. Bu sonuçlar aynı zamanda PU düzeltmesinin sonuçların tutarlılığını artırdığını da göstermektedir.

4.6. Veri için Parçacık Seviyesinin Belirlenmesi ve Belirsizlik Hesapları

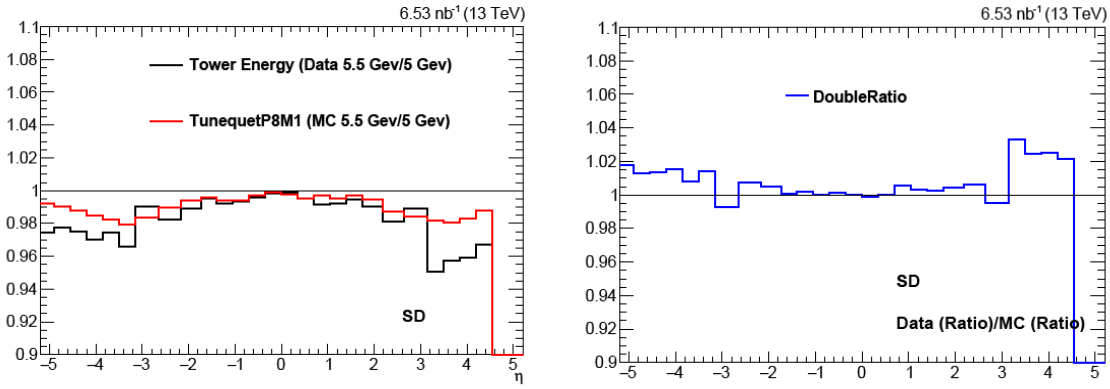
Bu bölümde düzeltilmiş veriler, bu aynı zamanda Kararlı Parçacık Seviyesindeki deneysel veriler anlamına gelmektedir, MC için Kararlı Parçacık Seviyesindeki sonuçlarla birlikte verilmeye çalışılacaktır. Detektör Seviyesi ve Kararlı Parçacık Seviyesindeki ölçümleri belirsizlikleri ile birlikte sunularak tartışılacaktır.

Analizlerde hadron düzeyinde veriler elde edilirken, belirlenen 28 adet η aralığı için Detektör Seviyesindeki MC tahminlerinin, Kararlı Parçacık Seviyesindeki tahminlere oranı hesaplanmış ve her bir aralık için hesaplanan düzeltme faktörü kullanılarak veriler Kararlı Parçacık Seviyesindekine gelecek şekilde düzeltilmiştir. Bu düzeltmeler, PYTHIA8, QGSJETII, EPOS MC olay üreteçlerine dayalı benzetimler kullanılarak belirlenmiştir. Düzeltmelerde bu üç MC olay üretecinin ortalaması kullanılmıştır. MC tahmininin ortalamasından elde edilen düzeltme faktörünün büyüklüğü NSD-enhanced ve INEL seçim için değere bağlı olarak 0,4 ila 1,5 arasında değişmekte iken SD-enhanced seçim için 0-1 aralığındadır. Veri olmayan bölgelerde (η'nın 5.2'ye yaklaştığı bölgelerdir) bu değer 0 olarak alınmıştır.

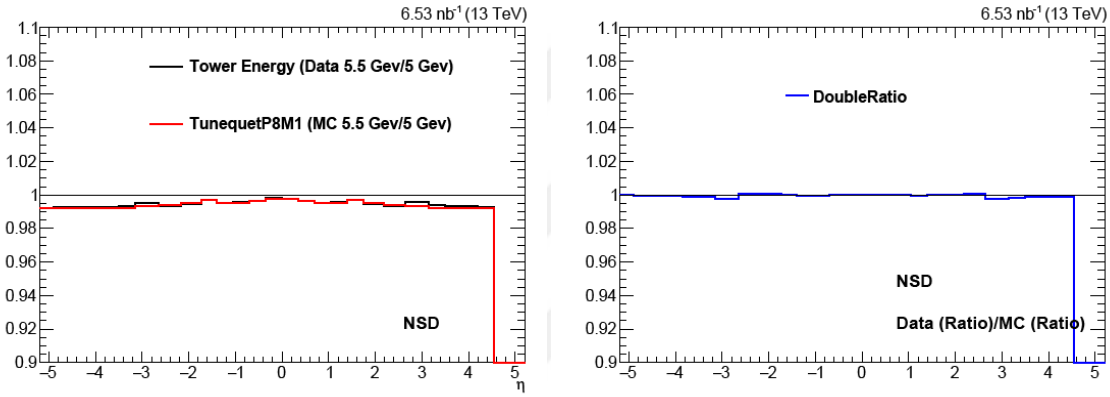
Analiz sırasında bir dizi enerji spektrumunun ortalama değerleri ölçüldüğü için dalgalanmaların dikkate alınmasına gerek yoktur. Belirsizliklerin oluşmasında küresel kalorimetre enerji ölçeklerindeki geniş sistematiğin payı diğer belirsizlik kaynaklarına göre çok büyüktür. Detektör Seviyesinden Parçacık Seviyesine geçiş için kullanılan düzeltme faktörünün MC benzetimleri tarafından sağlanabilmesi için bir hücreden diğer hücreye sızıntılar sayılır. Ters yöndeki diğer sızıntılarla telafi edilen sızıntılar da mevcut olmakla birlikte kalorimetrelerin karakteristik tepkisi ve düzeltilmiş olay seçiminin kabulü ve verimsizlik nedeniyle, bu kaynaktan önemli bir migrasyon ve bulaşma etkisi beklenmemektedir (Zorbilmez, 2019).

MC üreteçleri sonuçlarına göre Detektör Seviyesi için elde edilen sonuçların Kararlı Parçacık Seviyesi için elde edilen sonuçlara oranları Bölüm 4.6, Şekil 4.18'de verilmişti. Veri için Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları elde edilirken Şekil 4.18'de yer alan ve PU düzeltmesi yapılmış olan aralık bazında oranlar kullanılmıştır. MC modellerinde Dedektör Seviyesindeki tahminlerin farklılığı düzeltme faktörlerine aynı oranda yansımaz. Bu nedenle modellere göre belirlenen düzeltme faktörlerindeki farklılık daha küçüktür. Bu durum dedektör etkilerinin büyüklüğünün önemli rol oynadığını göstermektedir (Zorbilmez, 2019). Düzeltme faktörü hesaplanırken model tahminleri kullanıldığından düzeltme faktörünün değişimi ile model bağımlılığı arasında doğrudan bir ilişki vardır. Düzeltme faktörü ile hesaplanan etki (diğer bir deyişle model bağımlılığı) sistematik etki olarak değerlendirilebilir.

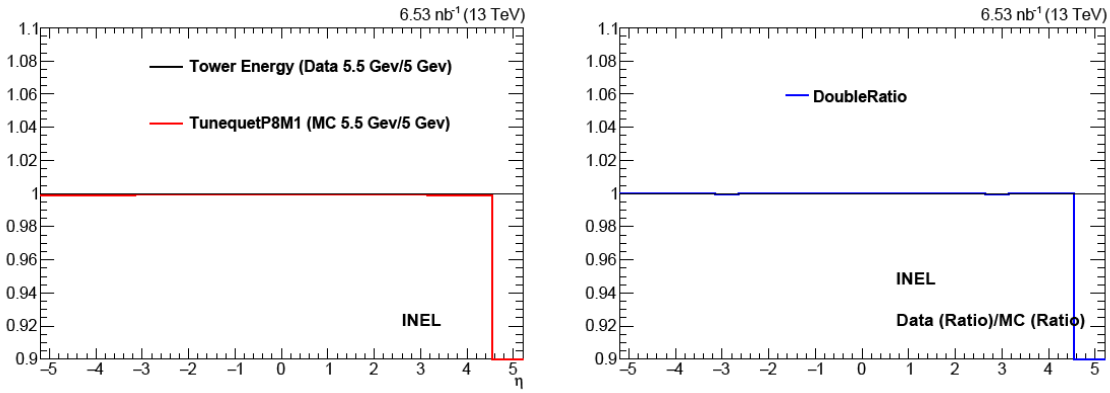
Belirsizlik hesapları için HF enerji ölçeğinden kaynaklanan %10 belirsizliğin (CMS Collaboration, 2011) yanında olay seçiminden ve model bağımlılığından gelen belirsizlikler de hesaba katılmıştır. Olay seçiminde kullanılan enerji eşik değeri ve kalorimetrenin enerji toplamı, HF enerji ölçeğinin belirsizliği kadar artırıldığından kalan kalorimetre gürültüsünün HF üzerindeki olası etkisi daha iyi değerlendirilir. Eşik enerji değerinin arttırılmasıyla elde edilen enerji akışı, nominal eşik enerji değerinden elde edilen enerji akışıyla karşılaştırılır (Zorbilmez, 2019). Bu çalışmada olay seçiminden kaynaklanan belirsizlik hesaplanırken 5 GeV'de elde edilen sonuçlarla birlikte 5.5 GeV'de elde edilen sonuçlar kullanılmıştır. Her üç olay seçiminde elde edilen '5.5 GeV(Veri)/5 GeV(Veri)' ile '5.5 GeV(MC)/5 GeV(MC)' oranları, ilgili 'Veri Oranı/MC Oranı' hesaplamaları ile birlikte Şekil 4.20, Şekil 4.21, Şekil 4.22'de verilmiştir.



Şekil 4.20. SD-enhanced seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı)



Şekil 4.21. NSD-enhanced seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı)



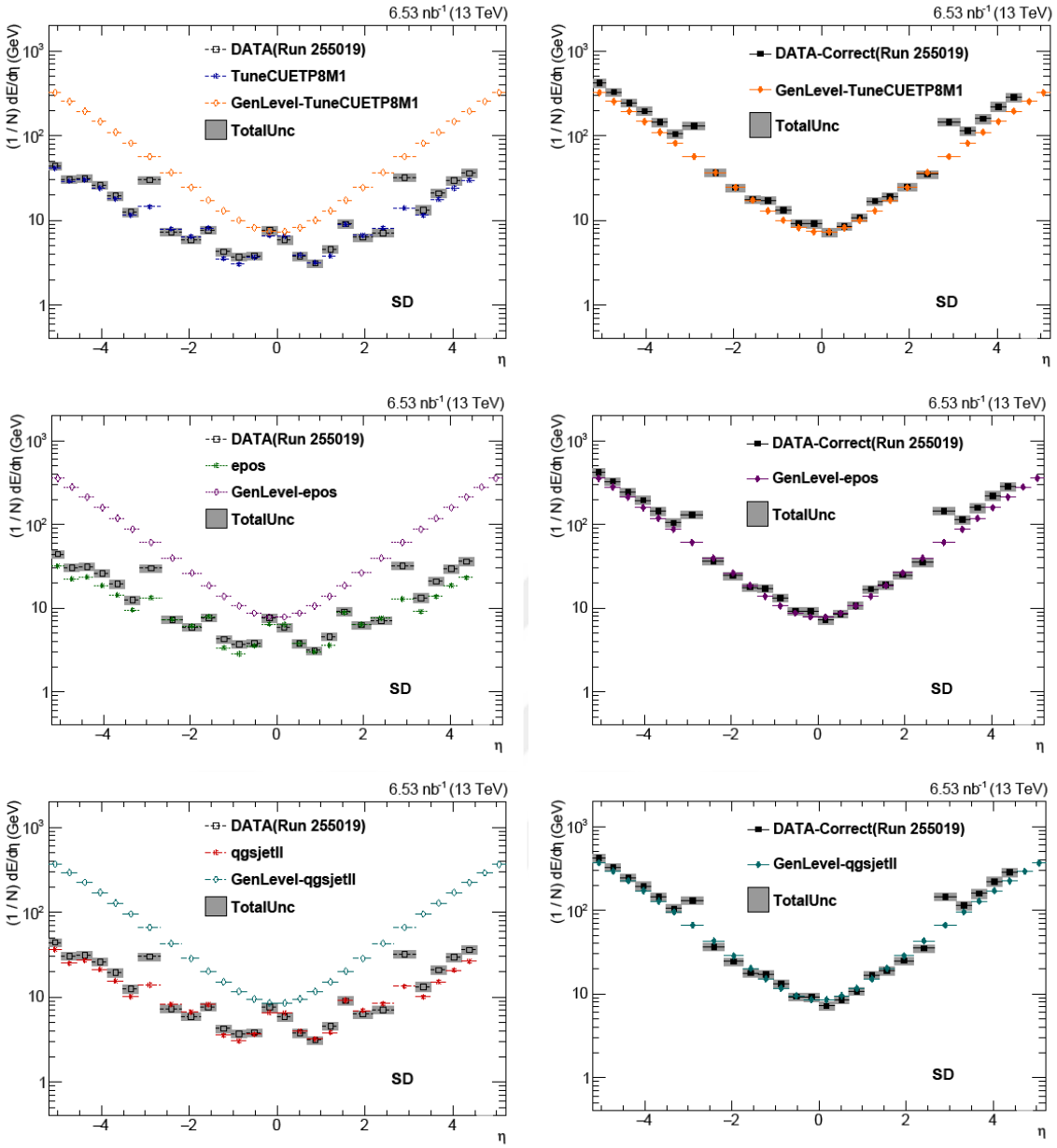
Şekil 4.22. INEL seçim için enerji eşik değerinin değiştirilmesi nedeniyle verilerdeki ve MC'de sonuçlarda değişiklik (Sol: 5.5 GeV/5 GeV veri ve MC enerji akışı oranı Sağ: Veri Oranı/MC Oranı)

Enerji eşik değeri 5.5 GeV ve 5 GeV seçilerek hesaplanan enerji eşik değeri oranlarında dikkate değer sapma SD-enhanced olay seçiminde gerçekleşmiştir. Bu nedenle olay seçiminden kaynaklı belirsizliğin en yüksek olduğu durumun bu seçimde gerçekleşmesi beklenebilir. Olay seçimlerine göre belirsizlik oranları Çizelge 4.3'de verilmiştir.

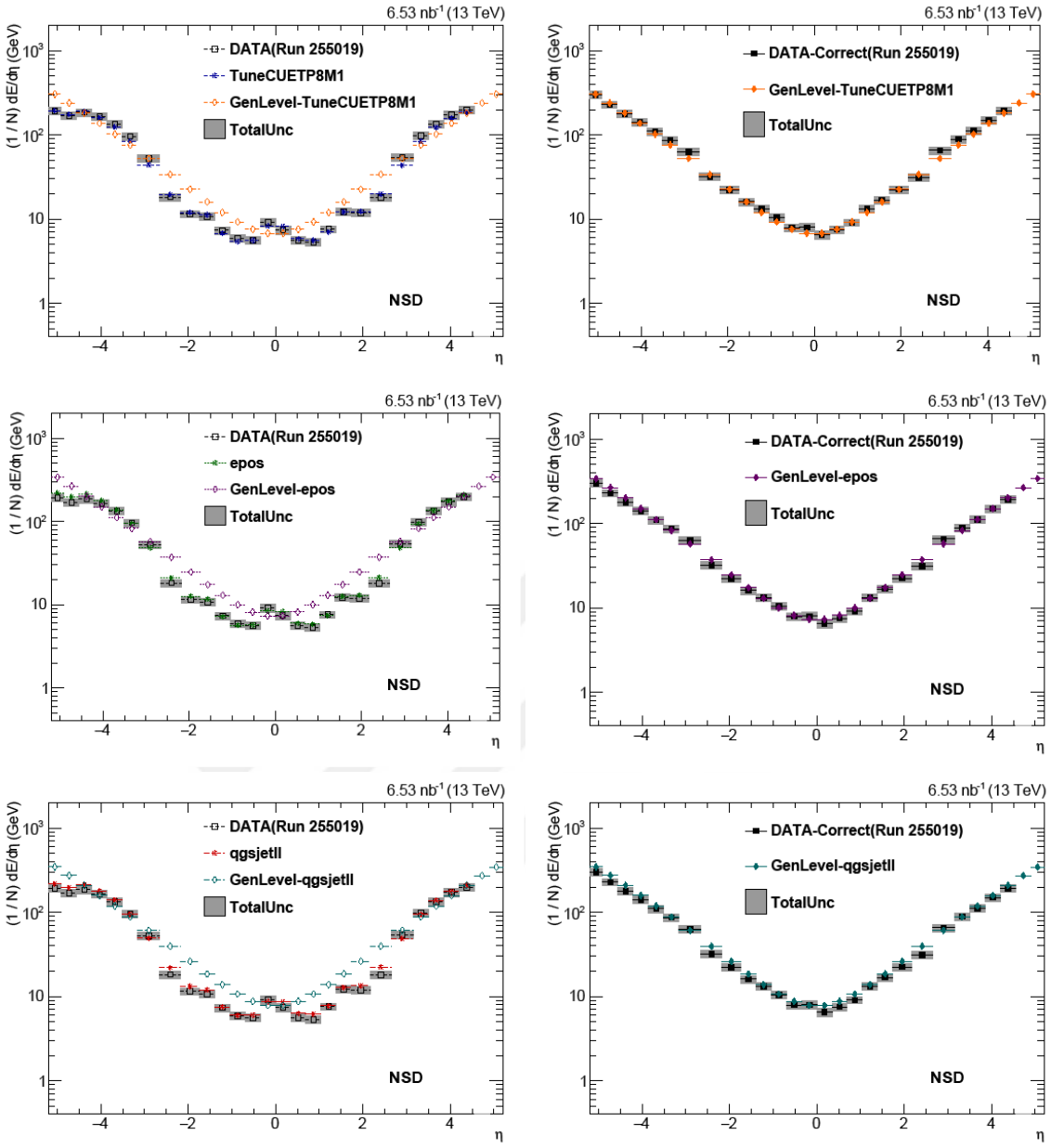
Çizelge 4.3. Üç olay seçimi kategorisi için enerji akışı ölçümündeki belirsizlikler. Sonuçlar kısmen psüdorapiditeye bağlıdır.

Belirsizlik Kaynağı	INEL	NSD-enhanced	SD-enhanced
HF Enerji Ölçeği	±%10	±%10	±%10
Gürültü ve PU	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-3}$
Olay Seçimi	Maks.: ±%0.10 Min.: ±%0.02 Ort.: ±%0.06	Maks.: ±%0.78 Min.: ±%0.20 Ort.: ±%0.53	Maks.: ±%5.22 Min.: ±%0.10 Ort.: ±%1.82
Kalorimetre kulelerinde enerji eşiği	±%1	±%1	±%1
Model Bağımlılığı	Maks.: ±%5.58 Min.: ±%0.35 Ort.: ±%1.81	Maks.: ±%6.14 Min.: ±%1.19 Ort.: ±%2.61	Maks.: ±%6.72 Min.: ±%1.84 Ort.: ±%2.92
İstatistiksel	<%1	<%1	<%1

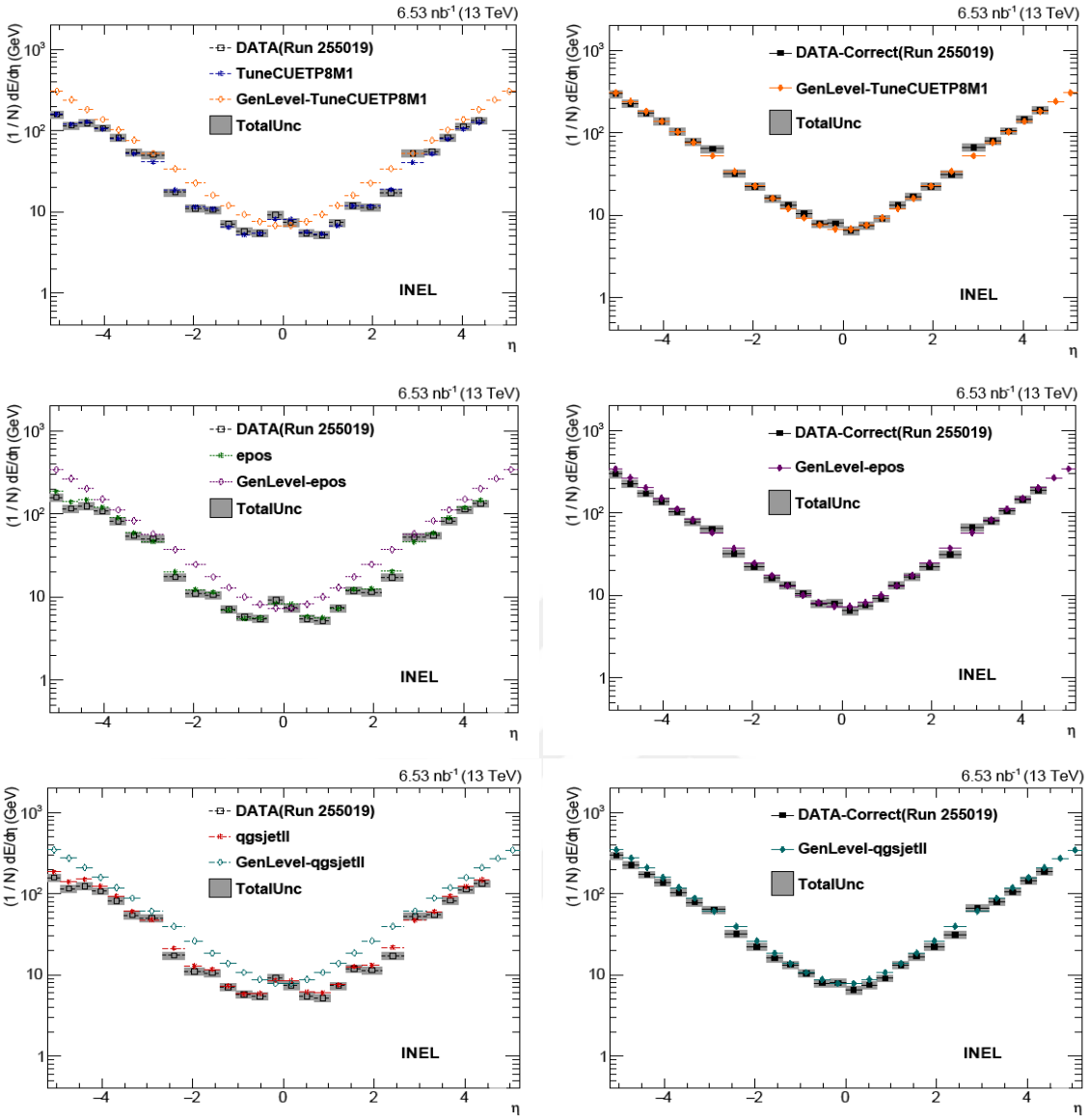
Çalışmada kullanılan üç MC olay üreteci ve veri için Detektör Seviyesi enerji akış ölçüm sonuçları ile Kararlı Parçacık Seviyesi ölçüm sonuçları Şekil 4.23, Şekil 4.24 ve Şekil 4.25'de sunulmuştur. HF enerji ölçeğinden kaynaklanan belirsizlik değeriyle birlikte olay seçiminden ve model bağımlılığından kaynaklanan belirsizlikler de hesaplamalara dahil edilmiştir. Düzeltme faktörü olarak her bir olay seçimi için üç MC olay üretecinden elde edilen ortalama değerler kullanılmıştır.



Şekil 4.23. SD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları)



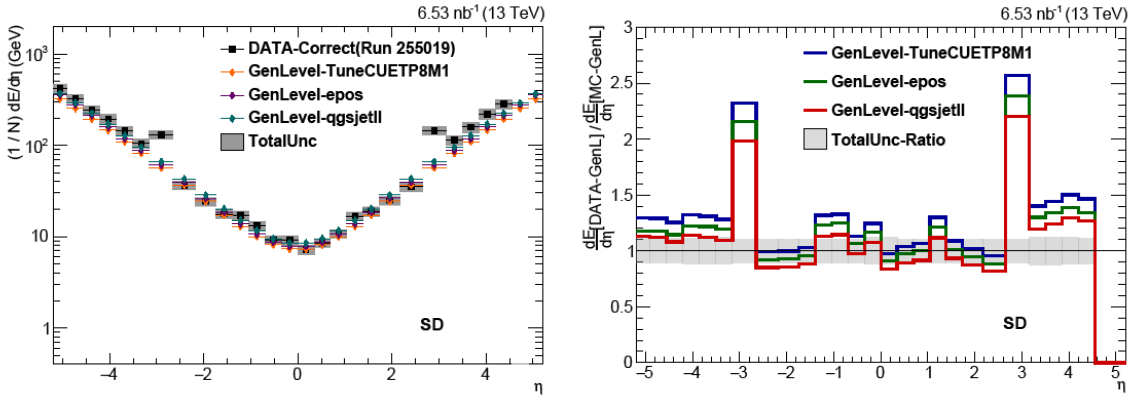
Şekil 4.24. NSD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları)



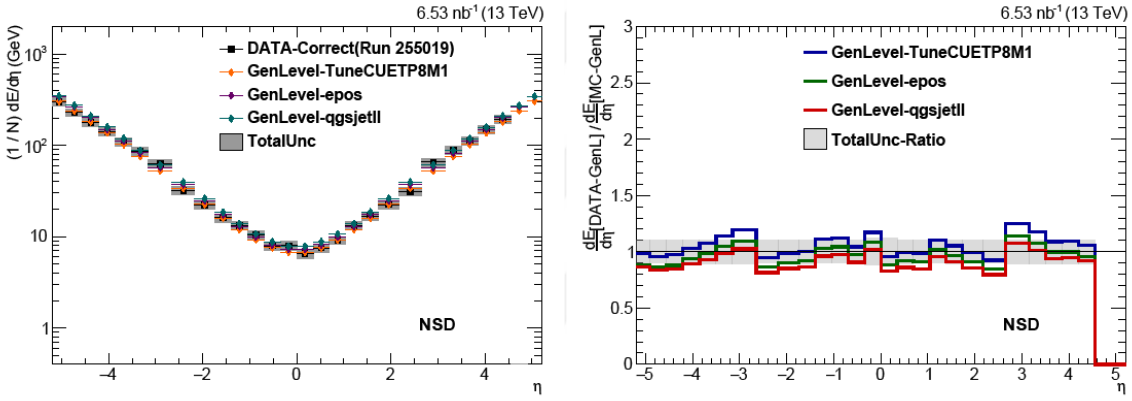
Şekil 4.25. INEL seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Düzeltilmemiş Detektör Seviyesi sonuçları Sağ: Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları)

Her üç olay seçiminde de düzeltme işlemi uygulandıktan sonra veri için elde edilen Kararlı Parçacık Seviyesi enerji akışı değerlerinin MC olay üretecinden elde edilen Kararlı Parçacık Seviyesi değerlerine büyük oranda yaklaştığı belirlenmiştir.

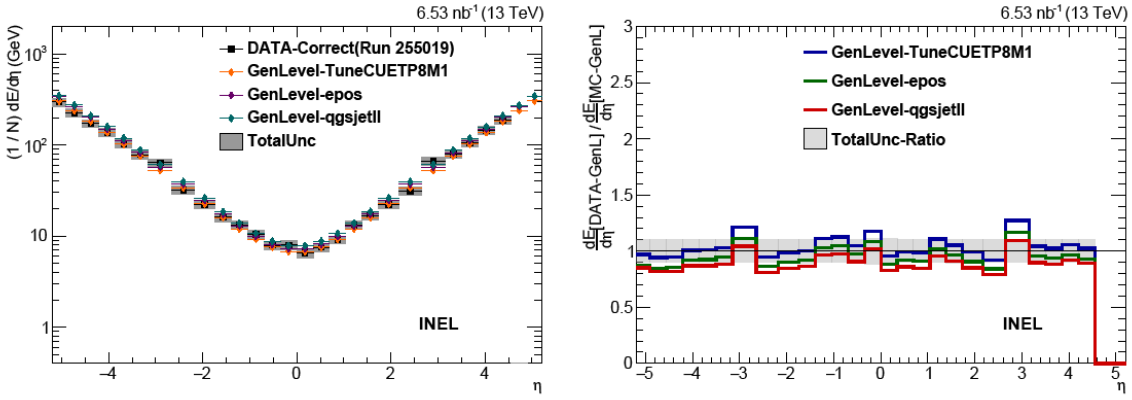
Üç olay seçimi için MC olay üreteçleri ve veriden elde edilen Kararlı Parçacık Seviyesi enerji akışı ölçüm sonuçları Şekil 4.26, Şekil 4.27, Şekil 4.28'de verilmiştir. Şekil 4.26'da SD seçim için ölçülen ortalama enerji yoğunluğu model tahminleriyle karşılaştırılırken Şekil 4.27'de NSD-enhanced, Şekil 4.28'de INEL seçim için sonuçlar sunulmuştur. Gri bant, η ile ilişkili toplam sistematik belirsizliği temsil etmektedir. İstatistiksel belirsizlikler <%1 olduğundan sonuçlara dahil edilmemiştir. Her bir şekilde solda veri ve benzetimdeki dağılımın karşılaştırması gösterilirken, sağda Kararlı Parçacık Seviyesi oranlarındaki uyumu gösterebilmek amacıyla Veri/MC oranları verilmiştir.



Şekil 4.26. SD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları)



Şekil 4.27. NSD-enhanced seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları)



Şekil 4.28. INEL seçim için PYTHIA8, EPOS-LHC, QGSJETII üreteci sonuçlarına göre Kararlı Parçacık Seviyesinde psüdorapiditeye bağlı olarak enerji akış ölçümlerinin MC olay üreteçlerinden elde edilen tahminlerle karşılaştırılması (Sol: Enerji ölçüm sonuçları Sağ: Veri/MC oranları)

Kozmik hüzme modelleri (EPOS-LHC, QGSJETII) ve PYTHIA8 ayarı $-5.2 < \eta < 5.2$ bölgesindeki deneysel verileri iyi bir şekilde tanımlamaktadır. Her üç olay seçimi için $2.6 < |\eta| < 3.2$ aralığında kararlı parçacık veri değerlerinin MC değerlerini aştığı belirlenmiş olmakla birlikte bu ayrışmanın SD-enhanced olay seçimi için çok daha belirgin olduğu ve bu seçim için HF kalorimetresinin de bulunduğu ileri bölgede de gözlendiği belirlenmiştir. η aralıklarına göre Veri/MC oranları değişkenlik gösterdiğinden kullanılan üç ayardan hangisinin verileri daha iyi tanımladığı konusunda genel bir yorum yapmak zordur. Ancak NSD ve INEL seçim için PYTHIA8 ayarının deneysel verilerle daha geniş η aralığında belirsizlik bandı içinde kalması nedeniyle deneysel veri ile daha fazla uyum sağladığı söylenebilir. Diğer ayarlara göre daha yüksek tahminde bulunması nedeniyle verilerin MC öngörülerini dikkate değer oranda aştığı $2.6 < |\eta| < 3.2$ bölgelerinde ve QGSJETII ayarı deneysel veri değerlerine daha yakın sonuçlar vermektedir. Bunun yanında deneysel verinin MC değerini dikkate değer oranda aştığı SD-enhanced seçim için, daha yüksek tahminde bulunması nedeniyle, en iyi tahmini veren MC ayarı QGSJETII'dir. Olay seçiminden ve model bağımlılığından kaynaklı belirsizliğin katkısının fazla olması nedeniyle toplam belirsizliğin en yüksek olduğu sonuçların elde edildiği SD-enhanced seçimde, her üç ayardan elde edilen MC sonuçları, özellikle ileri bölgede, büyük oranda belirsizlik bandının dışında kalmaktadır.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

BHÇ'de $\sqrt{s} = 13$ TeV'de gerçekleştirilen pp çarpışmalarından elde edilen deneysel verilerle CMS detektöründe $|\eta| < 5.2$ psüdorapidite aralığında ve 3.8 Tesla manyetik alanda enerji akış ölçümlerinin yapıldığı bu tezde MC öngörüleri ile deneysel veriler karşılaştırılmıştır. SD-enhanced, NSD-enhanced, INEL olmak üzere üç olay seçimi yapılmıştır. Çalışmada CaloTower nesnesi ve MC modeli olarak farklı ayar parametrelerine sahip PYTHIA8, EPOS-LHC ve QGSJETII olay üreteçleri kullanılmış olup üç olay seçiminde de PYTHIA8 için elde edilen sonuçların yüksek kule enerjisinde daha geniş aralığa yayıldığı görülmüştür. Enerji akış ölçümleri için enerji eşik değeri olarak 5 GeV, gürültü eşik değeri olarak 4 GeV uygulanmıştır.

Başlangıçta herhangi bir düzeltme yapılmamış Detektör Seviyesindeki verilerle, Detektör Seviyesindeki ve Kararlı Parçacık Seviyesindeki MC öngörüleri belirlenmiştir. Kararlı Parçacık Seviyesindeki sonuçlar elde edilmeden önce PU etkisi belirlenmiş ve PU düzeltmesi yapılarak Kararlı Parçacık Seviyesindeki verilerin elde edilebilmesi için MC Detektör Seviyesi ve MC Kararlı Parçacık Seviyesi sonuçları kullanılarak düzeltme faktörü hesaplanmıştır. Sonraki aşamada veri düzeltme işlemi yapılarak veriler için Kararlı Parçacık Seviyesindeki enerji akış değerleri elde edilmiştir. Hem düzeltilmiş veri hem de düzeltilmemiş veri için elde edilen belirsizlik aralıkları ilgili grafiklerde sunulmuş olmakla birlikte tezde belirsizlikle ilgili sunulan sayısal değerler düzeltilmiş veriden elde edilen sayısal değerlerdir. Son olarak Kararlı Parçacık Seviyesinde enerji akış değerleri yine Kararlı Parçacık Seviyesindeki MC öngörüleri ile karşılaştırılmıştır. Veriler, kuramsal tahminleri veya MC benzetimleriyle karşılaştırılmasını kolaylaştırmak amacıyla Kararlı Parçacık Seviyesinde sunulmaktadır.

Çalışma sonucunda PU etkisi olay seçimine göre değişkenlik göstermekte ve detektörün farklı bölümlerinde farklı oranlarda etki etmektedir. Ayrıca deneysel verinin doğruluğunda önemli etkiye sahiptir. Kararlı Parçacık Seviyesinde düzeltilmiş verinin NSD-Enhanced ve INEL olay seçimi için MC öngörüleri ile çok yüksek oranda uyumlu olduğu belirlenmiştir. SD-enhanced seçim için sonuçlar MC beklentilerine belirli η aralıklarında uyum sağlamaktadır.

INEL seçim ve NSD-enhanced olay seçimlerinin MPI'ya uyumlu olduğu, SD-enhanced seçimin ise bu etkileşmeler için yeterince uyum sağlamadığı görülmüştür. Verilerin η'ya göre dağılımları MC modelleri ile deneysel sonuçlar arasında farklılıkların olduğunu göstermiştir. Bununla birlikte, veriden elde edilen belirsizlikler ve ayar belirsizlikleri birleştirildiğinde MPI'ya uyumlu olduğu belirlenen INEL ve NSD-enhanced seçim için, PYTHIA8, EPOS-LHC ayarlarının MC öngörüleri ile son derece uyumlu sonuç verdiği belirlenmiştir. QGSJETII ayarının ise veriler için daha yüksek tahminde bulunması nedeniyle her üç olay seçiminde özellikle $2.6 < |\eta| < 3.2$ psüdorapidite aralığında olmak üzere SD-enhanced seçimde de detektörün tamamında daha iyi tahminde bulunduğu görülmüştür.

KAYNAKLAR

Abdullin, S. ve ark., 2008. Design, performance, and calibration of CMS forward calorimeter wedges. The European Physical Journal C 53(1):139-166, doi:10.1140/epjc/s10052-007-0459-4

Altarelli, G. ve CERN Department of Physics Theory Unit, 2013. Collider Physics within the Standard Model: A Primer. arXiv:1303.2842v2

Altarelli, G., 2017. Collider Physics within the Standard Model: A Primer Lecture Notes in Physics. Springer Nature, Cham, Switzerland, doi: 10.1007/978-3-319-51920-3, 173s.

Arce, P. ve ark. 2016. Motion of CMS Detektör and Mechanical Structures during Magnet Cycles and Stability Periods from 2008 to 2013 as Observed by the Link Alignment System. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, Science Direct A 813 (March): 36–55.

ATLAS İşbirliği, 2012. Measurements of the pseudorapidity dependence of the total transverse energy in proton-proton collisions at √s= 7 TeV with ATLAS. arXiv:1208.6256

Bartalini, P. ve ark., 2011. Multi-Parton Interactions at the LHC. arXiv:1111.0469

Bierlich, C. ve ark., 2022. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. arXiv:2203.11601, Submitted 22 March, originally announced March 2022. Report number: LU-TP 22-16, MCNET-22-04. Comments: 315s

Campbell, J., Huston, J. ve Krauss F., 2018. The Black Book of Quantum Chromodynamics — A Primer for the LHC Era : A Primer for the LHC Era. Oxford: OUP Oxford.

Chatrchyan, S. ve ark., 2012. Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV. arXiv:1206.4071CMS-MUO-10-004CERN-PH-EP-2012-173

Cherednikov, IO. ve Van der Veken FF., 2017. Parton Densities in Quantum Chromodynamics : Gauge Invariance, Path-dependence and Wilson Lines. Berlin: De Gruyter, Berlin, 214s.

Chong-sa L., Toshiyuki M. ve Shankar N. M., 2004. Physics Of The Standard Model And Beyond. New Jersey, USA, World Scientific, 298s.

CMS İşbirliği, 2014. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. DOI: 10.1088/1748-0221/9/10/P10009

CMS İşbirliği, 2018. Precision measurement of the structure of the CMS inner tracking system using nuclear interactions. doi:10.1088/1748-0221/13/10/P10034

CMS İşbirliği, 2010. "First measurement of the underlying event activity at the LHC with √s = 0.9 TeV", DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1453-9, arXiv:1006.2083

CMS İşbirliği, 2011. "Measurement of energy flow at large pseudorapidities in pp collisions at √s = 0.9 and 7 TeV", 2011, DOI: 10.1007/JHEP11 148. arXiv:1110.0211

CMS İşbirliği, 2013. Jet and underlying event properties as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV. doi:10.1140/epjc/s10052-013-2674-5

CMS İşbirliği, 2017. The CMS trigger system. INST 12, P01020 DOI: 10.1088/1748-0221/12/01/, arXiv:1609.02366

CMS İşbirliği, 2017. The Phase-2 Upgrade of the CMS Muon Detektors CERN-LHCC-2017-012; CMS-TDR-016.

CMS İşbirliği, 2018. Measurement of the inelastic proton-proton cross section at √s= 13 TeV. DOI: 10.1007/JHEP07, 161, arXiv:1802.02613

CMS İşbirliği, 2019. Measurement of the energy density as a function of pseudorapidity in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. The European Physical Journal C, 79:391, https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6861-x

CMS İşbirliği. 2021. The very forward CASTOR calorimeter of the CMS experiment. arXiv:2011.01185v2

d'Enterria, D. 2006. Low-x QCD with CMS at the LHC. Eur.Phys.J.C49:155-162, 2007, arXiv:hep-ex/0609019v2

Dezső Horváth, A. ve Zoltán Trócsányi, A. 2019. Introduction to Particle Physics. Newcastle upon Tyne, UK, Cambridge Scholars Publishing, 368s

Di Giacomo, A. 2014. Understanding Color Confinement. EPJ Web of Conferences Volume 70, https://doi.org/10.1051/epjconf/20147000019

Felcini, M., 2009. The trigger system of the CMS experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598: 312–316

Field, R. D., 2002. The underlying event in hard scattering processes. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201192

Gwenlan, C., 2004. Jets and energy flow in photoproduction using the ZEUS detector at HERA. University of London, United Kingdom, ProQuest Dissertations & Theses Global, UMI U602531, 399s.

Höche, S., 2014. Introduction to parton-shower event generators. https://arxiv.org/abs/1411.4085

Hoş, İ., 2016. Measurements of inclusive low-Pt jets cross-section and azimuthal angle decorrelation of jets with large rapidity separation using RUN 1 CMS data. Doktora tezi, Çukurova Üniversitesi, Adana, 201 s.

https://cds.cern.ch/record/1431489 [Son erişim tarihi: 22.11.2022].

http://cds.cern.ch/record/2800984/files/CCC-v2022.png?subformat=icon-640 [Son erişim tarihi: 02.08.2022].

https://cmsexperiment.web.cern.ch/sites/default/files/cms_160312_02.png [Son erişim tarihi: 02.08.2022].

https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_formulation_of_the_Standard_Model[Son erişim tarihi: 01.08.2022].

https://en.wikipedia.org/wiki/Particle_physics#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles_Anti.svg [Son erişim tarihi: 28.07.2022].

https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/2/2f/Standard_Model_Of_Particle_Physics--Most_Complete_Diagram.png [Son erişim tarihi: 26.07.2022].

https://wiki.physik.uzh.ch/cms/_detail/latex:cms_coordinate_system.png?id=latex%3Aexample_spherical_coordinates [Son erişim tarihi: 22.11.2022].

Ioffe, B. L., Lipatov, L. N. ve Fadin, V. S., 2010. Quantum Chromodynamics: Perturbative and Nonperturbative Aspects, Series: Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics, and Cosmology. Vol. 30., Cambridge University Press, Cambridge, UK. 585s.

Kovchegov, YV. ve Levin, E., 2012. Series: Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Vol. 33 Quantum Chromodynamics at High Energy. New York, Cambridge University Press, 339s.

LHCb İşbirliği, 2013. Measurement of the forward energy flow in pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV. Eur. Phys. J. C (2013) 73:2421, DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2421-y, arXiv:1212.4755

Mann, R., 2010. An Introduction to Particle Physics and the Standard Model. Open access, CRC Press Taylor & Francis Group, 577 p

Martin, A.D., 2008. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. arXiv:0802.0161v1

Martínez, A. B., 2014. Studies on the definition of inelastic Non-Single Diffractive events. Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas (InSTEC), Havana, Cuba. /https://www.desy.de/2011summerstudents/2014/reports/bermudez_armando.pdf [Son erişim tarihi 14.11.2023].

Marzocchi, B. on behalf of the CMS Collaboration, 2019. Simulation of the CMS electromagnetic calorimeter response at the energy and intensity frontier. Journal of Physics: Conference Series, DOI: 10.1088/1742-6596/1162/1/012007

Narison, S., 2016. Particles and The Universe: From The Ionian School To The Higgs Boson and Beyond. Open access, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 369s.

Navin, S., 2010. Diffraction in Pythia. arXiv:1005.3894

Ostapchenko, S., 2013. QGSJET-II: physics, recent improvements, and results for air showers. EPJ Web of Conferences, vol. 52

Peach, K., 2020. Particle Physics Reference Library : Volume 1: Theory and Experiments, Open Access, (H. Schopper editör). Springer International Publishing, Cham, Switzerland, 625-630.

Pettinacci, V. for the CMS Collaboration, 2022. The CMS ECAL Enfourneur: a gigantic machine with a soft touch, Conference Report, CMS CR -2021/064, doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB320

Pierog, T. ve ark., 2013. EPOS LHC: test of collective hadronization with LHC data. https://arxiv.org/abs/1306.0121

Rabinovici, E., 2020. Particle Physics Reference Library : Volume 1: Theory and Experiments. Open access, Springer International Publishing, Cham, Switzerland, 455-517.

Revol, J.P., 2011. Diffractive Physics at the CERN Large Hadron Collider. Nuclear Physics. Section A, 862–863, pp. 212–222. doi:10.1016/j.nuclphysa.2011.05.043.

Rottoli, L., 2014. Threshold resummation in SCET vs. direct QCD: a systematic comparison. https://doi.org/10.48550/arXiv.1405.1185

Sirunyan, A.M. ve CMS İşbirliği, 2020. Calibration of the CMS hadron calorimeters using proton-proton collision data at √s = 13 TeV, Journal of Instrumentation, Volume 15, P05002.

Sjöstrand, T ve Skands P., 2004. Multiple Interactions and the Structure of Beam Remnants. https://arxiv.org/abs/hep-ph/0402078

Sjöstrand, T. 2006. Monte Carlo Generators. https://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=edsarx&AN=edsarx.hep-ph%2f0611247&lang=tr&site=eds-live [Son erişim tarihi 19.07.2023].

Skands, P., Carrazza S. ve Rojo J. 2014. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune. Eur. Phys. J. C74, no. 8, 3024, DOI:10.1140/epjc/s10052-014-3024-y, arXiv:1404.5630.

Skands, P., 2012. Introduction to QCD. doi:10.1142/9789814525220_0008.

Surányi, O. ve ark., 2021. Performance of the CMS Zero Degree Calorimeters in pPb collisions at the LHC. arXiv:2102.06640v2

Tanabashi, M. ve ark. (Particle Data Group), 2018. Review of Particle Physics Particle Data Group. Phys. Rev. D 98, 030001. Open access, https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001, 1898s.

Thakuria, C.C. ve Boruah K., 2012. Comparison of EPOS and QGSJET-II in EAS Simulation using CORSIKA

Workman, R. ve ark. 2022 (Particle Data Group). Review of Particle Physics, Progress Of Theoretical and Experimental Physıcs. https: https://pdg.lbl.gov/index-2023.html, [Son erişim tarihi 22.07.2023].

Zorbilmez Ç., 2019. Measurement of energy density as a function of pseudorapidity in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$= 13 TeV with the cms experiment at the LHC. Doktora tezi, Çukurova Üniversitesi, Adana, 125 s.

Zöğ, İ., 2019. Radiation damage monitoring in Hadron Forward Calorimetry. Yüksek Lisans tezi, Boğaziçi Üniversitesi, İstanbul, 109 s.

ÖZGEÇMİŞ

Erkan PINAR, Fizik Bölümü Lisans eğitimini Karadeniz Teknik Üniversitesinde, Yüksek Lisans eğitimini Parçacik Fiziği alanında Çukurova Üniversitesinde tamamladı. Bir kamu kuruluşunda Ürün Belgelendirme alanında çalışmaktadır.