

**ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Azime ŞAHİN**

**İLERİ BÖLGE JETLERİ İÇİN BELİRLENEN JET ENERJİ  
DÜZELTME FAKTÖRLERİNİN TESTİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**ADANA-2020**

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

İLERİ BÖLGE JETLERİ İÇİN BELİRLENEN JET ENERJİ DÜZELTME  
FAKTÖRLERİNİN TESTİ

Azime ŞAHİN

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Eda EŞKUT  
Yıl: 2020, Sayfa: 85  
Jüri : Prof. Dr. Eda EŞKUT  
: Prof. Dr. Aysel KAYIŞ TOPAKSU  
: Doç. Dr. Salim ÇERÇİ

Bu tez çalışmasında  $3.139 < \eta < 5.191$  psüdorapidite aralığında ve düşük  $p_T$ ' lere sahip jet yanıt dağılımları histogram metriği olarak aritmetik ortalama yerine medyan değerleri kullanılarak HF detektörünün granülaritesi göz önünde bulundurularak elde edilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** HF, JET, JET Tepkisi

**ABSTRACT**

**MSc THESIS**

**TESTING OF THE DETERMINED JET ENERGY CORRECTION  
FACTORS FOR THE FORWARD REGION JETS**

**Azime ŞAHİN**

**ÇUKUROVA UNIVERSITY  
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES  
DEPARTMENT OF PHYSICS**

Supervisor : Prof. Dr. Eda EŞKUT  
Year: 2020, Pages: 85  
Jury : Prof. Dr. Eda EŞKUT  
: Prof. Dr. Aysel KAYIŞ TOPAKSU  
: Assoc. Prof. Salim ÇERÇİ

In this thesis study, jet response distributions with a low  $p_T$  range of 3.139  $< \eta < 5.191$  were obtained by using the median values instead of the arithmetic mean as histogram metric, considering the granularity of the HF detector.

**Key Words:** HCAL, JET, JET Response

## GENİŞLETİLMİŞ ÖZET

### 1. Büyük Hadron Çarpıştırıcı

Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'nde bulunan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) maddenin ve evrenin yapısını anlamak için inşa edilen Dünyanın en büyük dairesel çarpıştırıcısıdır. Yaklaşık 27 Km uzunluğa sahip olan çarpıştırıcı İsviçre-Fransa sınırları içindedir. 1998 yılından günümüze kadar, kademeli olarak artırılan enerjiler kullanılarak CERN'de çeşitli fizik konuları araştırılmaktadır. BHÇ üzerinde toplam yedi detektör bulunmaktadır ve bunların her birinin işleyişi birbirinden farklıdır. Bu detektörler: ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus – Büyük Toroidal Detektör), CMS (Compact Muon Solenoid- Sıkı Müon Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment - Büyük İyon Çarpıştırıcı Deneyi), LHCb (The Large Hadron Collider beauty - Büyük Hadron güzelliği Çarpıştırıcısı), TOTEM (Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement – Toplam Elastik ve Difraktif Tesir Kesiti Ölçümü), LHCf (Large Hadron Collider forward - İleri Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) ve MoEDAL detektörleridir.

ATLAS ve CMS aynı fizik araştırmalarını yürütmek üzere tasarlanmıştır. Diğer tipik parçacık detektörlerinde olduğu gibi parçacıkların izlerini, enerjilerini ve momentumlarını ölçmek için kullanılmaktadırlar. ALICE yüksek sıcaklık ve yoğunluklu bir ortamda oluştuğuna inanılan kuark-gluon plazmasını gözlemek üzere tasarlanmıştır. LHCb deneyinin amacı b kuark parçacıklarını ve bunların etkileşmelerini incelemektir. TOTEM, MoEDAL ve LHCf deneylerinde ise sırasıyla parçacıkların etkileşme tesir kesiti, tek kutuplu (simülasyonda tek kutupluluk) parçacıklar ve astroparçacık araştırmaları yapılmaktadır.

### 2. CMS Deneyi ve Kalorimetreler

CMS deneyinde yarıçapı 6 metre ve 3.8 Tesla manyetik alana sahip iletken solenoid mıknatıs kullanılmaktadır. Deneyde silikon İzleyiciler, kristal Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL), pirinç ve sintilatörden yapılan Hadronik

Kalorimetre (HKAL) ve Müon Sistemi bulunmaktadır. CMS’de parçacıklar (foton, müon, kuark ve gluonlar) içten dışa doğru sırası ile İzleyici, EKAL, HKAL ve son olarak Müon Sisteminden geçerler. CMS, alt detektörlerden gelen bilgileri kullanarak parçacıkları yeniden yapılandırmakta ve tanımlamaktır. Parçacıklar önce İzleyiciden geçerek çeşitli sinyaller üretir. İzleyiciden sonra EKAL’e ulaşırlar. EKAL elektron, pozitron ve fotonların enerjilerini ölçmek için tasarlanmıştır. EKAL’den sonra kuark ve gluonlar, hadronizasyon ile proton, nötron gibi hadronları oluşturur. Hadronizasyona uğrayan parçacıkların enerjisi HKAL’de ölçülmektedir. CMS’in en önemli amacı olan müonların tespiti ise Müon Sisteminde gerçekleşir. Müon Sistemi CMS’in en dış kısmında bulunmaktadır.

### 3. Parçacık Jetleri

Kuark ve gluonlar renk yüküne sahiptir. Bu parçacıkların etkileşmesi Kuantum Renk Dinamiği (KRD) ile açıklanmaktadır. KRD’de gluon salınımının artırılması ve geniş açılı salınımların çok az olması nedeniyle protonun alt yapısı olan parton jetleri ortaya çıkmaktadır. Jetler atom altı parçacıklarının birleşmesi ile (hadronlaşması) oluşan parçacıklardır. Son durum parçacıklarının çoğu toplu demetler içinde gruplara ayrılırlar. Eğer bir demet geçişi dik momentum ( $p_T$ ) taşırsa jet olarak adlandırılır.

Jetler üç seviyede tanımlanır; parton jetleri, parçacık jetleri ve hadron jetleri. Çarpışmadan hemen sonra ortaya çıkan ve henüz diğer parçacıklara bozunmadan önce üretilen partonlar “parton jetleri” olarak bilinir. Partonun hadronizasyonu veya parçalanması ile oluşan parçacıklara “parçacık jetleri”, parçalanmadan sonra paket halinde hareket eden parçacık formuna “hadron jetleri” denir. Jetlerin enerjisi kalorimetrelerde ölçülmektedir. Hadronize parçacıkların kalorimetrelerde kaybettikleri enerji yaklaşık olarak daire biçimindedir. Bu parçacık demetleri küme veya koni (demet) tipi izler bıraktıklarından bu enerji kümeleri “kalorimetre jetleri” olarak adlandırılır.

CMS’de yeniden yapılandırılmış dört tip jet vardır. Bu jetler: Kalorimetre Jetleri, Jet Artı – İz Jetleri, İz Jetleri ve Parçacık- Akışlı Jetlerdir.

### 3. Jet Yapılandırma Algoritmaları

Algoritmalar jetleri bulmayı ve tanımlamayı sağlayan araçlardır. Jetleri detektörlerde tanımlamayı sağlayan algoritmalar iki sınıfa ayrılır. Bunlar kümeleme tipi ve koni tabanlı algoritmalar. Kümeleme tipi algoritmalar; infrared (kızılötesi) ve collinear (aynı yönlülük) güvenilirlik özelliğindedir.  $k_T$  algoritması, anti- $k_T$  algoritması (Cam- Aachen) kümeleme tipi jet algoritmalarıdır. Koni tabanlı algoritmalar; Orta Nokta Koni, Tekrarlı Koni ve SISCone algoritmalarıdır.

### 4. Veri Analizi ve Sonuçlar

$3.139 < \eta < 5.191$  psüdorapidite aralığında ve düşük  $p_T$ ’li jetlerin yanıtı CMS deneyindeki HF (İleri Hadronik Kalorimetre)’in granülaritesi göz önünde bulundurularak araştırılmıştır. Bu  $\eta$  ve  $p_T$  aralıklarında uygulanan Monte Carlo (MC) truth jet enerji düzeltmesi anlaşılmasına çalışılmıştır.



## TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında her koşulda bilgi ve desteklerini esirgemeyen, bizler için önemli bir değer olan danışman hocam Prof. Dr. Eda EŞKUT'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Kritik noktalarda bilgilerini paylaşarak desteklerini sunan, her aşamada bilimsel çalışmaların bir ekip işi olduğunu hissettiren, değerli Doç. Dr. Salim ÇERÇİ'ye katkılarından dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmamın her anında değerli bilgilerini ve zamanını ayıran, çok büyük desteğini hissettiğim, büyük katkılar sunan Zühal Şeyma DEMİROĞLU'na teşekkür ederim.

Paylaştığı bilgilerle desteğini esirgemeyen değerli hocam Dr. Semiray GİRĞİS CHYLA'a teşekkürlerimi sunarım.

Her koşulda bana olan inançları ve verdikleri desteklerden dolayı değerli aileme; bu süreçte beraber çalışmaktan keyif aldığım, her zaman yanımda olan Başak Tuğçe SIRIŞ'a ve Özlem ÇELİKEL'e teşekkür ederim.

Her zaman varlığıyla bana güç katan çocukluk arkadaşım Yeşim PERÇİN'e teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

## SAYFA

ÖZ .....	I
ABSTRACT.....	II
GENİŞLETİLMİŞ ÖZET .....	III
TEŞEKKÜR.....	VII
İÇİNDEKİLER .....	VIII
SAYFA .....	VIII
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	XII
SAYFA .....	XII
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	XVIII
SAYFA .....	XIV
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	XVIII
1. GİRİŞ .....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR .....	3
2.1. Standart Model.....	3
2.1.1. Kuantum Renk Dinamiği .....	5
2.1.2. Güçlü Etkileşmenin Çiftlenim Sabiti .....	6
2.1.3. Asimptotik Serbestlik ve Renk Hapsi .....	9
2.1.4. Kuark Parton Modeli ve Parton Dağılım Fonksiyonları .....	12
2.1.5. Faktörizasyon Kuramı .....	15
2.1.6. KRD Evrim Denklemleri .....	16
2.1.6.1. DGLAP Denklemleri .....	16
2.1.6.2. BFKL Açılımı .....	19
3. MATERYAL VE METOD.....	23
3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı .....	23
3.2. CMS Deneyi .....	26
3.2.1. CMS'nin Koordinat Sistemi.....	26
3.2.2. CMS Deneyinin Alt Detektörleri .....	27

3.2.3. CMS Deneyinin İleri Kalorimetreleri .....	31
3.3. Parçacık Jetleri.....	33
3.3.1. Jet Tanımında Kullanılan Kinematik Büyüklükler .....	35
3.4. CMS'de Jet Tipleri .....	36
3.4.1. Kalorimetre Jetleri.....	36
3.4.2. Jet Artı İz Jetleri (JPT) .....	37
3.4.3. Parçacık Akışı Jetleri.....	38
3.4.4. İz Jetleri.....	38
3.5. Jeti Yeniden Yapılandırma Algoritmaları.....	39
3.5.1. Lineer Güvenirlik.....	40
3.5.2. Kızılötesi Güvenirlik .....	41
3.5.3. Tekrarlamalı Koni Algoritması .....	41
3.5.4. Çekirdeksiz Kızılötesi Güvenirlikli Koni Algoritması.....	42
3.5.5. Anti- $k_T$ Algoritması.....	43
3.6. Jet Enerji Düzeltmeleri .....	44
3.6.1. Zorunlu Jet Enerji Düzeltmeleri.....	46
3.6.1.1. Seviye 1 (L1) Dengeleme Düzeltmesi (Offset) .....	46
3.6.1.2. Seviye 2 (L2) ( $\eta$ bağımlılığı) Görelî Jet Düzeltmesi .....	46
3.6.1.3. Seviye 3 (L3) ( $p_T$ bağımlılığı) Mutlak Jet Düzeltmesi .....	46
3.6.2. İsteğe Bağlı Jet Enerji Düzeltmeleri.....	46
3.6.2.1. Seviye 4 (L4) Elektromanyetik Düzeltme Kesri .....	46
3.6.2.2. Seviye 5 (L5) Jet Çeşni Bağımlılığı Düzeltmesi.....	47
3.6.2.3. Seviye 6 (L6) Temel Olay Düzeltmesi.....	47
3.6.2.4. Seviye 7 (L7) Parton Düzeltmesi .....	47
3.7. Monte Carlo ( MC) Olay Üretici.....	47
3.7.1. PYTHIA .....	49
3.7.2. HERWIG.....	49
3.7.3. CASCADE .....	50

3.7.4. HEJ.....	50
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR.....	51
4.1. HF Jet Enerji Yanıt Dağılımlarının Elde Edilmesi .....	51
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	79
KAYNAKLAR.....	81
ÖZGEÇMİŞ.....	85





**ÇİZELGELER DİZİNİ**

**SAYFA**

Çizelge 4.1. Çalışmada kullanılan  $\eta$  ve  $p_T$  aralıkları..... 52





## ŞEKİLLER DİZİNİ

## SAYFA

Şekil 2.1.	Temel parçacıkların Standart Modeldeki görünümü .....	4
Şekil 2.2.	Q'nun fonksiyonu olarak CMS'de ölçülen $\alpha_s$ değeri .....	8
Şekil 2.3.	$\alpha_s$ 'in $Q^2$ bağımlılığı .....	10
Şekil 2.4.	Lund Sicim Modelinde Hadronizasyon .....	11
Şekil 2.5.	Hadronizasyonun küme modeli .....	12
Şekil 2.6.	Sert saçılma olayı için parton modeli .....	13
Şekil 2.7.	Parton momentumunun dağılımı .....	14
Şekil 2.8.	Değerlilik kuarkları, gluonlar ve deniz kuarklarından oluşan proton için bir benzetim .....	15
Şekil 2.9.	LO'daki DGLAP dallanma fonksiyonları .....	188
Şekil 2.10.	Evrim şemalarının $(1/x, Q^2)$ düzleminde uygulanabilir şema gösterimi .....	21
Şekil 3.1.	BHÇ'nin bir bölümü .....	24
Şekil 3.2.	CMS'in Koordinat Sistemi .....	27
Şekil 3.3.	Tipik Yüksek Enerji Fiziği (YEF) detektörünün alt birimleri ve alt detektörlere duyarlı olan parçacıklar .....	28
Şekil 3.4.	Şematik CMS Detektörü .....	31
Şekil 3.5.	Jet Diyagramı .....	34
Şekil 3.6.	CMS'te Jet Enerji Düzeltmeleri .....	45
Şekil 3.7.	Bir MC olay üreticindeki p-p etkileşmesinin şematik gösterimi .....	48
Şekil 4.1.	$3.139 < \eta < 3.314$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları .....	53
Şekil 4.2.	$3.139 < \eta < 3.314$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları .....	54
Şekil 4.3.	$3.314 < \eta < 3.489$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları .....	55

Şekil 4.4.	$3.314 < \eta < 3.489$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları .....	56
Şekil 4.5.	$3.489 < \eta < 3.664$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	57
Şekil 4.6.	$3.489 < \eta < 3.664$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	58
Şekil 4.7.	$3.664 < \eta < 3.839$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	59
Şekil 4.8.	$3.664 < \eta < 3.839$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	60
Şekil 4.9.	$3.839 < \eta < 4.013$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	61
Şekil 4.10.	$3.839 < \eta < 4.013$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	62
Şekil 4.11.	$4.013 < \eta < 4.191$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	63
Şekil 4.12.	$4.013 < \eta < 4.191$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	64
Şekil 4.13.	$4.191 < \eta < 4.363$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	65
Şekil 4.14.	$4.191 < \eta < 4.363$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	66
Şekil 4.15.	$4.363 < \eta < 4.538$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	67
Şekil 4.16.	$4.363 < \eta < 4.538$ aralığı için beş farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	68
Şekil 4.17.	$4.538 < \eta < 4.716$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	69

Şekil 4.18.	$4.538 < \eta < 4.716$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	70
Şekil 4.19.	$4.716 < \eta < 4.889$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	71
Şekil 4.20.	$4.716 < \eta < 4.889$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	72
Şekil 4.21.	$4.889 < \eta < 5.191$ aralığı için dört farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	73
Şekil 4.22.	$4.889 < \eta < 5.191$ aralığı için üç farklı $p_T$ bölgesindeki jet yanıt dağılımları. ....	74
Şekil 4. 23.	HF detektörünün bütün $\eta$ aralıkları için $p_T^{ref}$ , nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları. ....	76
Şekil 4 24.	HF detektörünün bütün $\eta$ aralıkları için $p_T^{ref}$ , nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları. ....	77
Şekil 4.25.	HF detektörünün bütün $\eta$ aralıkları için $p_T^{ref}$ 'nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları. ....	78



## SİMGELER VE KISALTMALAR

ATLAS	: Büyük Toroidal Detektör
ALICE	: Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi
BHÇ	: Büyük Hadron Çarpıştırıcı
CASTOR	: Centauro ve Acayip Parçacık Araştırması
CMS	: Sıkı Müon Solenoid
EB	: Elektromanyetik Fıçı
EE	: Elektromanyetik Uç Kapak
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
ES	: Elektromanyetik Ön Duş
GeV	: Milyar Elektron Volt
Ev	: Elektron Volt
HB	: Hadronik Fıçı
HE	: Hadronik Uç Kapak
HF	: İleri Hadronik Kalorimetre
HO	: Hadronik Dış Kapak
HEJ	: Yüksek Enerji Jeti
HKAL	: Hadronik Kalorimetre
JEC	: Jet Enerji Düzeltmeleri
LHCb	: Büyük Hadron güzellik Çarpıştırıcı
LHCf	: İleri Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LO	: Leading Mertebe
L2	: Seviye 2
MC	: Monte Carlo
MB	: Müon Fıçı Bölgesi
ME	: Müon Kapak Bölgesi
PbWO <sub>4</sub>	: Kurşun Tungstant

$p_T$	: Dik Momentum
SST	: Silikon İzleyici
TEC	: Dış Kapak İzleyici
TeV	: Teraelektron Volt
TIB	: İç Fıçı
TOB	: Dış Fıçı
TOTEM	: Toplam Elastik ve Difraktif Tesir Kesit Ölçüm Detektörü
ZDC	: Sıfır Derece Kalorimetre
$\sqrt{s}$	: Kütle Merkezi Enerjisi

## 1. GİRİŞ

Parçacıklar maddeyi tanımlamayı sağlayan araçlardır. Parçacık fiziği çalışmalarındaki gelişmeler doğanın işleyiş mekanizması hakkında önemli özelliklerin keşfedilmesine neden olmuştur.

Parçacıkları ve maddeyi bir arada tutan, düzen sağlayıcı görev üstlenen dört temel kuvvet vardır. Bu temel kuvvetleri en iyi açıklayan kuram Standart Model (SM)'dir. Model elektromanyetik kuvvet, güçlü nükleer kuvvet, zayıf nükleer kuvveti ve kuvvet taşıyıcı parçacıkları içermektedir. Temel kuvvetlerin dördüncüsü olan kütle çekim kuvveti SM'in dışındadır. SM ve SM ötesi fizik araştırmaları Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'ndeki deneyler tarafından araştırılmaktadır. Parçacık çarpıştırıcıları ve detektörleri tıpkı evrenin ilk oluşum anındaki gibi bir ortam sunarak parçacıkların kinematikini, enerjilerini anlamayı sağlamaktadır.

Temel parçacıklardan bazıları renk yüküne sahiptir, bu parçacıkların davranışı KRD ile açıklanmaktadır. Renk yüküne sahip parçacıkların birleşmesi ve bozunması ile oluşan ve detektörlerde gözlenebilen parçacıklar jetleri oluştururlar.

Bu tez çalışmasında ileri bölgedeki jetlerin kinematikini anlamak ve kuramsal uyumluluğunu test etmek için jet enerji düzeltme faktörleri araştırılmıştır. Tezin önceki çalışmalar kısmında SM ve KRD konusunda genel bilgiler verilmiştir. Büyük Hadron Çarpıştırıcı (BHÇ), CMS deneyi, parçacık jetleri, jet tipleri, jeti yeniden yapılandırma algoritmaları ve jet enerji düzeltmeleri tezin Materyal ve Metod kısmında tartışılmıştır. Bulgular ve tartışma kısmında ise 13 TeV kütle merkezi enerjisinde ileri bölgedeki çeşitli psüdorapidite ve dik momentum aralıklarındaki jet enerji düzeltme faktörlerinin simüle edilmiş verileri sunulmaktadır. Tez, içeriğinde ayrıntılı olarak yer verilmiş olan analizler ve elde edilen veriler çerçevesinde yapılan öneri-sonuç kısmını içeren beşinci bölüm ile tamamlanmıştır.



## 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

### 2.1. Standart Model

SM temel parçacıklar ve onların temel etkileşmelerini açıklayan ve matematiksel formüller içeren kuramsal bir modeldir. Elementlerin periyodik tablosunda olduğu gibi SM’de de parçacıklar temel özelliklerine göre sınıflandırılmıştır. SM’de temel parçacıklar fermiyon ve bozonlar olmak üzere ikiye ayrılır (<https://www.sciencealert.com/the-standard-model>). Parçacık fiziğindeki tüm deneysel veriler günümüzde de bu modelle açıklanmaktadır. SM’e göre bildiğimiz madde, spini 1/2 olan fermionlardan oluşmuştur. Fermiyonlar her birinde üç aile bulunan kuarklar ve leptonlar olarak adlandırılan iki sınıfa ayrılmıştır. Her lepton ve kuark ailesinde iki birey vardır. Lepton ailesinde negatif elektrik yük taşıyan elektron, müon ve tau bulunur. Diğer üç lepton ise yüksüz nötrinolardır. Böylece ilk lepton ailesinde elektron ve elektron nötrinosu, ikinci ailede müon ve müon nötrinosu, üçüncü de ise tau ve tau nötrinosu yer alır. Leptonlar Fermi-Dirac istatistiğine uyarlar. Anti leptonlar ise aynı kütleye fakat zıt işaretli elektrik yüküne sahip parçacıklardan oluşmuştur.

Kuarklar  $+\frac{2}{3} |e|$  ve  $-\frac{1}{3} |e|$  elektrik yüküne sahiptir. Leptonlar gibi her kuark ailesinde iki birey bulunur İlk kuark ailesinde yukarı ( $u$ ), ve aşağı ( $d$ ), ikincide cazibeli ( $c$ ) ve acayip ( $s$ ), üçüncü ailede üst ( $t$ ) ve alt ( $b$ ) (veya güzel) kuarklar yer alır. Kuarklar, leptonlardan farklı olarak ayrıca renk yüküne de sahiptir. Bu durum onların birbirleriyle güçlü etkileşme aracılığı ile etkileşmesini sağlar, fakat kuarklar doğada serbest parçacıklar gibi davranamazlar. Her bir kuark kırmızı, mavi ve yeşil olarak bilinen üç farklı renk yükü taşır. Renk yükünden dolayı kuarklar, yalnızca üç kuark veya kuark-anti kuark olarak bir araya gelir. Üç kuark birleşerek baryonları, bir kuark-bir anti kuark birleşerek mezonları oluşturur. Baryonlar; proton ( $uud$ ) veya nötron ( $udd$ ) gibi renk yüksüz parçacıklardır. Mezonlar da renk yükü sıfır olan parçacıklardır. Ayrıca SM’de kuvvet taşıyıcı parçacıklar olarak

bilinen bozonlar vardır. Bose-Einstein istatistiğine uyan bozonlar tamsayı spin'e sahiptir.

Doğada güçlü, elektromanyetik, zayıf ve kütle çekim olmak üzere dört temel kuvvet vardır. Kütle çekim kuvveti SM'de yer almaz. Kuvvetli etkileşmenin taşıyıcı parçacıkları kuarkların bir araya gelmesinden sorumlu olan gluonlardır. Elektrik yüklü iki parçacık arasındaki etkileşmeyi sağlayan fotonlar elektromanyetik kuvvetin taşıyıcı parçacıklarıdır. Atom altı parçacıkların radyoaktif bozunumundan sorumlu olan zayıf etkileşmenin taşıyıcı parçacıkları  $W^{\pm}$  ve  $Z^0$  bozonlarıdır. Temel parçacıkların SM'deki görünümü Şekil 2.1'de verilmiştir.

mass →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	<b>u</b> yukarı	<b>c</b> cazibeli	<b>t</b> üst	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs bozonu
	<b>d</b> aşağı	<b>s</b> acayip	<b>b</b> alt	<b><math>\gamma</math></b> foton	
	<b>e</b> elektron	<b><math>\mu</math></b> müon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z bozonu	
	<b><math>\nu_e</math></b> elektron nötrinosu	<b><math>\nu_\mu</math></b> müon nötrinosu	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau nötrinosu	<b>W</b> W bozonu	

Şekil 2.1. Temel parçacıkların Standart Modeldeki görünümü

([https://en.wikipedia.org/wiki/Standard\\_Model#/media/File:StandardModelofElementaryParticles.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model#/media/File:StandardModelofElementaryParticles.svg)).

### 2.1.1. Kuantum Renk Dinamiği

Güçlü etkileşmenin kuramsal modeli olan KRD proton, nötron ve pion gibi hadronları oluşturan kuark ve gluonların etkileşmesini tanımlayan renk yükü kuvvetinin bir sonucudur. KRD, renk yüklü parçacıkların etkileşmelerini tanımlar ve SU(3) simetri ayar grubunu temel alır. Gerçekte güçlü etkileşme renk yüküne sahip olan kuarkların SU(3) ayar grubundaki Yang-Mills kuramıyla da açıklanabilir ([https://tr.wikipedia.org/wiki/Kuantum\\_renk\\_dinamiği](https://tr.wikipedia.org/wiki/Kuantum_renk_dinamiği)).

Kuarklar renk yükü taşırlar ve birbirleriyle gluon alışverişi yaparak etkileşir. Gluonlar güçlü etkileşmenin ara bozonudur. Elektriksel olarak yüksüz bir birim renk, bir birim anti renk taşıyan, spini 1 olan kütsüz parçacıklardır. Yani gluon iki farklı renk yükü ile etiketlenir. Böylece renk yükü korunmuş olur. Renk yükleri aşağıda görülen üç bileşenli sütun vektörü ile temsil edilir (Hos, 2016).

$$\text{kırmızı için } \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ mavi için } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ yeşil için } \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

KRD, SU(3) simetri grubunu temel alan Kuantum Alan Kuramı çerçevesinde genişletilmiştir. Gluonların mümkün sekiz durumu vardır;  $r\bar{r}$ ,  $r\bar{b}$ ,  $r\bar{g}$ ,  $b\bar{r}$ ,  $b\bar{b}$ ,  $b\bar{g}$ ,  $g\bar{r}$ ,  $g\bar{b}$ ,  $g\bar{g}$ . Bu dokuz durum SU(3) simetrisinde bir “renk sekizlisi”

$$\left. \begin{array}{ll} |1\rangle = (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} & |5\rangle = -i(r\bar{g} - g\bar{r})/\sqrt{2} \\ |2\rangle = -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} & |6\rangle = (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\ |3\rangle = (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} & |7\rangle = -i(b\bar{g} - g\bar{b})/\sqrt{2} \\ |4\rangle = (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} & |8\rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6} \end{array} \right\} \quad (2.2)$$

ve bir “renk teklisi”

$$|9\rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}) / \sqrt{3} \quad (2.3)$$

oluşturur. Sekiz fiziksel gluon durumu henüz gözlenmemiştir. Renk yükü çiftlenimi olmadığından renk teklisi mevcut değildir. KRD, kuarklar ve gluonlar arasındaki temel etkileşmeleri tanımlamak için Feynman kurallarının türetilebileceği bir Lagrange yoğunluğu ile tanımlanabilir. Klasik Lagrangian yoğunluğu (Ellis ve arkadaşları., 1996);

$$\mathcal{L}_{klasik} = -\frac{1}{4}F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta} + \sum_{\text{çiftlenim}} \bar{q}_a (i\tilde{D} - m)_{ab} q_b \quad (2.4)$$

ile ifade edilebilir. Bu denklem  $\frac{1}{2}$  spinli,  $m$  kütleli kuarklar ile spini 1 olan kütsüz gluonların etkileşmesini tanımlar. Burada  $\tilde{D}$  kovariant türevidir ve  $q_a$  renk grubunun üçlü gösterimindeki kuark alanını temsil eder.  $F_{\alpha\beta}^A$  aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - g f^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C \quad (2.5)$$

$\mathcal{A}_\alpha^A$  gluon alanı ve  $A, B, C$  indisleri ise gluon alanının sekiz serbestlik derecesi ile ilişkili olan büyüklüklerdir. Boyutsuz  $g$  niceliği daha sonra tartışılacak olan  $\alpha_s$ , çiftlenimidir.

### 2.1.2. Güçlü Etkileşmenin Çiftlenim Sabiti

$Q$  enerji ölçeğine bağlı olan boyutsuz fiziksel gözlenebilir  $R$ , çiftlenim sabitini açıklayabilen bir örnek olarak düşünülebilir.  $Q$ 'nun kuark kütleleri gibi diğer tüm parametrelerden daha büyük olduğu varsayılmaktadır. Bundan dolayı kütleler sıfır olarak alınmalıdır. Tek bir büyük ölçek olduğundan  $R$ 'nin  $Q$ 'dan bağımsız sabit bir değeri olmalıdır. Ancak renormalize edilebilen kuantum alan kuramında bu doğru değildir. Pertürbasyon serisi  $R$ 'yi  $\alpha_s = g^2/4\pi$  çiftlenimde bir

pertürbasyon serisi olarak hesapladığımızda ultraviyole sapmaları ortadan kaldırmak için renormalizasyonu gerektirir. Bu renormalizasyon işlemi ikinci bir  $\mu$  kütle ölçeği getirdiğinden  $R$  genellikle  $Q^2/\mu^2$  oranına bağlıdır ve sabit değildir. Renormalize çiftlenimi  $\alpha_s$ ,  $\mu$  çıkarma (eksiltme) noktası için yapılan seçime bağlıdır. Ancak  $\mu$  keyfi bir parametredir ve KRD Lagrangianı  $\mu$  ölçeğinden bahsetmez (Hos, 2016). Bu nedenle çiftlenim sabit kabul edilirse  $R$  gibi fiziksel nicelikler  $\mu$  için yapılan seçime bağlı olmaz.  $R$  parametresi sadece  $\alpha_s$  renormalizasyon çiftlenimi ve  $Q^2/\mu^2$  oranına bağlı olabilir.  $R$ 'nin  $\mu$ 'ya bağımlılığı:

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} R(Q^2/\mu^2, \alpha_s) \equiv \left[ \mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right] R = 0 \quad (2.6)$$

ile verilir.  $\partial \alpha_s / \partial \mu^2$  kısmi türevi  $\alpha_s$ 'nin  $\mu^2$ 'ye bağımlılığını hesaplamak için kullanılabilir.

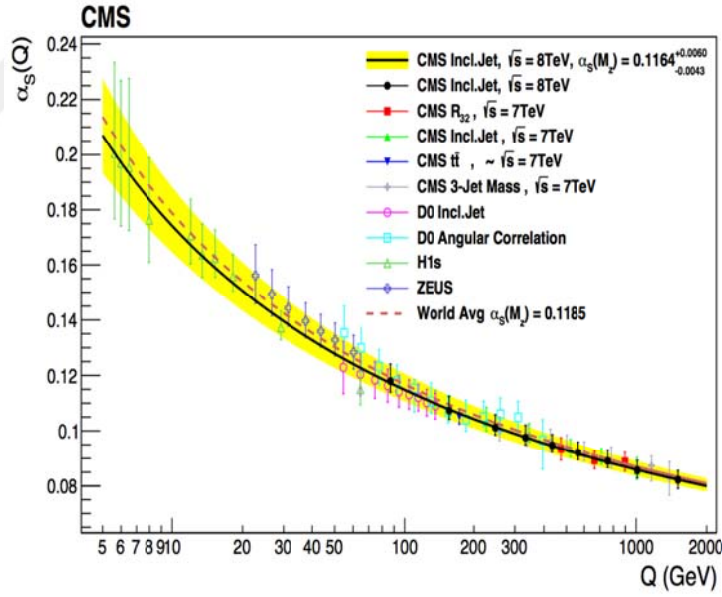
$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} = \beta(\alpha_s) = -\alpha_s \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^{n+1} \quad (2.7)$$

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f, \beta_1 = 102 - \frac{38}{3} n_f, \beta_2 = \frac{2857}{2} - \frac{5033}{18} n_f + \frac{325}{54} n_f^2, \dots \quad (2.8)$$

$n_f$  çeşni sayısıdır. Tek-halka yaklaşımında renormalizasyon ölçeği cinsinden  $\alpha_s$  aşağıdaki gibi yazılabilir (Ellis ve arkadaşları., 1996).

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.9)$$

$\Lambda_{QCD}^2$ , KRD'nin temel bir parametresidir. pertürbasyon kuramının uygulanabileceği yeterince küçük  $\alpha_s$  değerinde  $\Lambda$  anlamlı hale gelir.  $\Lambda$ 'nın mutlak değeri SM'de öngörülemediğinden deneysel olarak tanımlanmaktadır (Kogler, 2011).  $\alpha_s$  genellikle çok iyi bilinen bir referans ölçeğinde ifade edilir, bu ölçek tipik olarak Z bozonunun kütlesi ( $\alpha_s(M_Z)$ )'dir. CMS deneyi tarafından en son ölçülen  $\alpha_s$  değerleri diğer deneyler ile karşılaştırılarak  $Q$ 'nun fonksiyonu olarak Şekil 2.2'de verilmiştir (CMS Collaboration, 2017).



Şekil 2.2.  $Q$ 'nun fonksiyonu olarak CMS'de ölçülen  $\alpha_s$  değeri (CMS Collaboration, 2017).

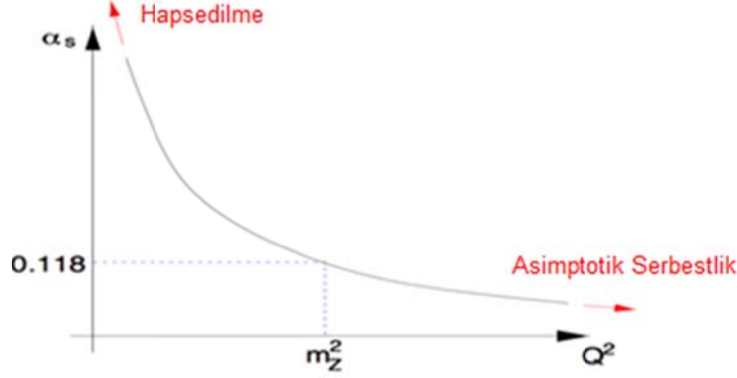
### 2.1.3. Asimptotik Serbestlik ve Renk Hapsi

$\alpha_s$  enerji ölçeği  $Q$ 'ya ve renk yüklü parçacıkların birbirine olan uzaklığına bağlıdır. Bu durum KRD'in "renk hapsi" ve "asimptotik özgürlük (serbestlik)" olarak bilinen iki önemli özelliğine neden olur. Güçlü etkileşmelerin şiddeti, güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ 'e göre ayarlanır. Çiftlenimin bir sonucu olarak kuark ve gluonlar serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. İki kuarkı ayırmak için gerekli potansiyel enerji, aralarındaki mesafe ile lineer olarak artar. Vakum polarizasyonundan dolayı, güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ , aracı bozonun  $Q^2$ 'sine bağlıdır.  $Q^2$ , güçlü saçılma ölçeğidir. Güçlü etkileşmelerin şiddeti, uzun mesafelerde artar. Dahası,  $\alpha_s(Q^2)$ ,  $Q^2$ 'nin artışı ile azalır ve kısa mesafedeki etkileşmeler için küçüktür. Bu davranış "asimptotik serbestlik derecesi" olarak bilinir. Yüksek enerjilerde (küçük mesafelerde) renk alanının şiddeti azalır ve kuark ve gluonlar etkileşmeyen serbest parçacıklar gibi davranır. Bu durum da asimptotik serbestlik olarak adlandırılır.  $\alpha_s$  küçülür. Kuark ve gluon içeren saçılma süreçlerinde tesir kesitinin hesaplanması için pertürbatif KRD (pKRD)'nin uygulamalarına izin verilir (Hos,2016).

$$\lim_{Q \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) \rightarrow 0 \quad (2.10)$$

Tüm düşük enerjilerde potansiyel  $V(r) \sim \lambda r$  gibi davrandığından renk alanının şiddeti artar ve kuark ve gluonlar asla serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. Eğer etkileşen iki parçacık ayrılırsa, alanın enerjisi çok artar ve birbiriyle etkileşen yeni parçacıklar üretilir. Sonuçta parton içeren renksiz hadronlar ortaya çıkar. Bu nedenle partonlar serbest parçacık olarak gözlenemezler. Hapsedilme olarak bilinen bu durumda  $\alpha_s$  değeri artar.  $\alpha_s$ 'in  $Q^2$ 'ye olan bağımlılığı Şekil 2.3'de gösterilmiştir.

$$\lim_{Q \rightarrow \Lambda_{QCD}} \alpha_s(Q) \rightarrow \infty \quad (2.11)$$

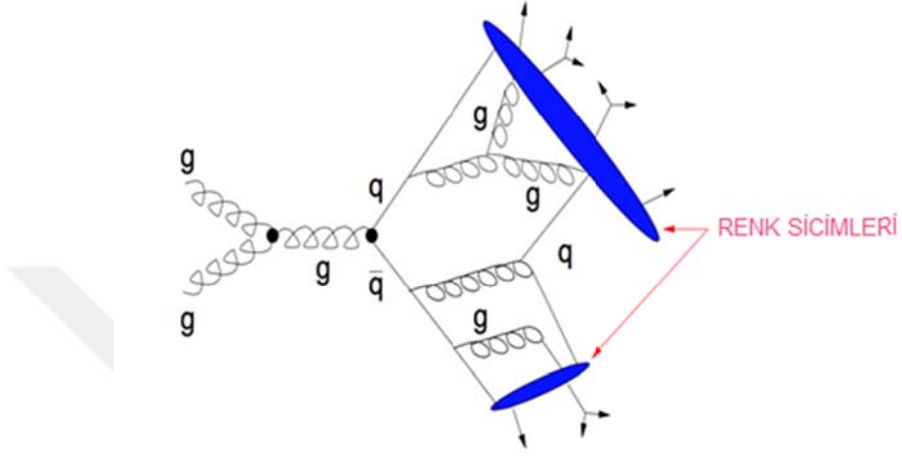


Şekil 2.3.  $\alpha_s$ 'in  $Q^2$  bağımlılığı (Lambacher, 2007).

Bu durum pertürbasyon hesaplamalarını kullanılmaz yapar. Yani pKRD hesaplamalarına izin verilmez. Bu yüzden hadronların yapısının deneysel olarak belirlenmesi gerekir. Büyük mesafelerde hapis olma ve düşük momentum transferi  $Q$ 'nun bir sonucu olarak, vakumdan yeni  $q\bar{q}$  çiftleri oluşur ve bunlar orijinal kuarklarla renksiz bağlı durumları oluştururlar. Bu yumuşak bir KRD sürecidir ve ‘hadronizasyon’ olarak adlandırılır. Kuark hapsi pertürbasyon hesaplamalara izin vermediğinden hadronizasyonu tanımlayan fenomenolojik modeller türetilmiştir (Hos, 2016). Bu amaca uygun olan ve sıklıkla kullanılan iki model vardır;

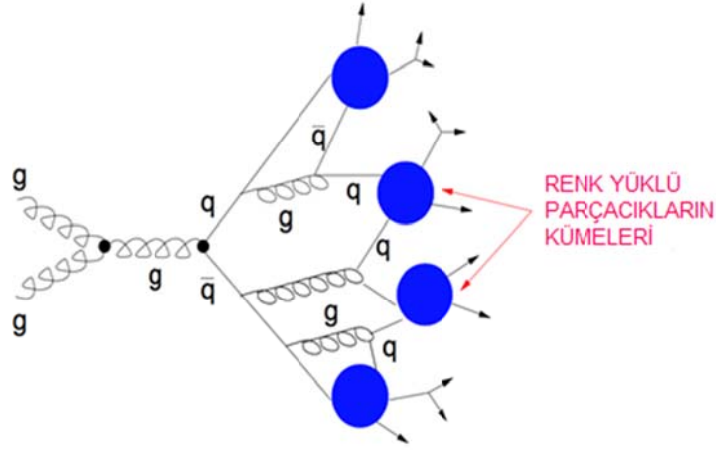
**Lund Sicim Modeli:** Bir kuark ve anti kuarkın ( $q\bar{q}$ ) birbirlerinden ayrılırken aralarındaki renk kuvvet alanının gerilmesini temel alan bir modeldir (Andersson ve arkadaşları., 1983). Şekil 2.4’de gösterildiği gibi bu renk alanı, birim uzunluk başına sabit enerjili ( $k \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$ ) bir sicim olarak düşünülmektedir. Partonlar arasındaki uzaklık arttığında ipte depolanan enerji bir  $q\bar{q}$  çifti oluşturmak için yeterince yüksek olur.

Enerji yeterince büyük değilse ip koparak  $q\bar{q}$  çiftleri hadronları oluşturacak biçimde birleşir.



Şekil 2.4. Lund Sicim Modelinde Hadronizasyon (Lambacher, 2007).

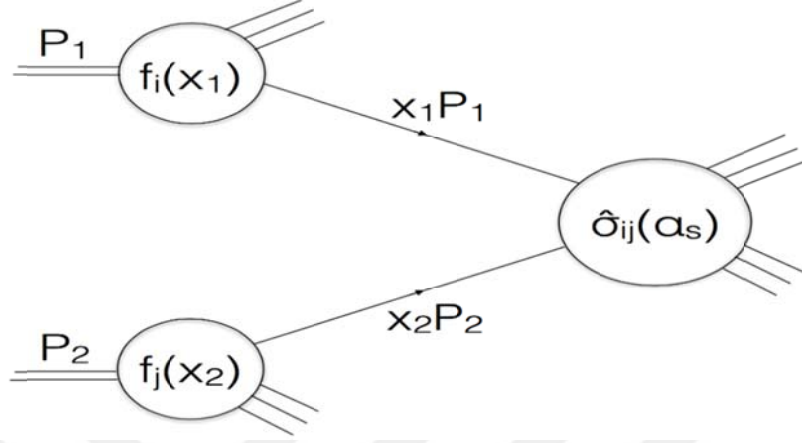
**Kümelendirme (Cluster) Modeli (Weber, 1984):** Düşün ön hapsetme özelliğine dayanır. Tüm gluonlar parton düşündükten sonra  $q\bar{q}$  çiftleri veya çift kuark-çift antiquark çiftlerine ayrılmaya zorlanmaktadır. Bu tür bölünmelerle oluşan birbirlerine en yakın  $q\bar{q}$  çiftleri renkli bir tekli küme oluşturabilir. Bu kümeler daha sonra hadronlara dönüşür. Kümeleme modeli Şekil 2.5’de verilmiştir.



Şekil 2.5. Hadronizasyonun küme modeli (Lambacher, 2007).

#### 2.1.4. Kuark Parton Modeli ve Parton Dağılım Fonksiyonları

Kuark Parton Modeli, protonların, parton (kuarklar ve gluonlara verilen ortak isim) denilen nokta gibi bileşenlerden oluştuğunu söylemektedir. Bu gelen iki hadron arasındaki sert saçılma sürecinin gerçekte etkileşmenin, gelen hadronların bileşenleri olan kuarklar ve gluonlar arasında oluşması demektir. Sert saçılmanın şematik görünümü Şekil 2.6'da gösterilmiştir (Ellis ve arkadaşları., 1996).



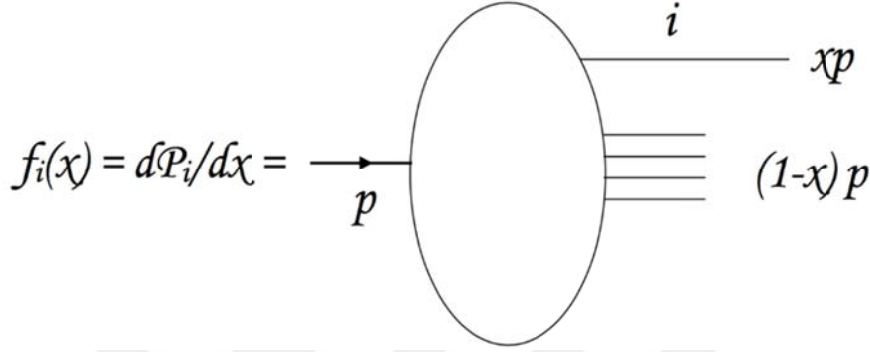
Şekil 2.6. Sert saçılma olayı için parton modeli.  $p_1 = x_1 P_1$  ve  $p_2 = x_2 P_2$  momentumlu partonlar sert etkileşmeye katılır.  $f_i(x_1, \mu)$  ve  $f_j(x_2, \mu)$  fonksiyonları  $\mu$  faktörizasyon ölçeğinde tanımlanan parton momentum dağılımlarıdır.  $i$  ve  $j$  tipindeki partonların saçılması için kısa mesafe tesir kesiti  $\sigma_{ij}$  ile temsil edilmektedir (Ellis, 1996).

1960’larda Bjorken yapı fonksiyonlarının çok yüksek enerjilerde  $Q^2$  bağımlılığının azalacağını ve  $x$ ’in fonksiyonu olacağını öngördü. Burada her bir parton ana protonun momentum ve enerjisinin farklı bir  $x$  kesirini taşır. Vuran (struck)  $i$ . partonun, protonun  $P$  momentumunun bir kısmını taşıma olasılığı momentum dağılımı olarak adlandırılır. Şekil 2.7’de görülen  $i$  sembolü  $u, d, s$  kuarkları veya gluon olabilir. Partonlar için tüm kesirlerin toplamı 1’e eşit olduğundan partonun momentum dağılımı

$$\sum_i \int dx x f_i(x) = 1 \quad (2.12)$$

ile verir. Denklemdaki  $i$ , toplamının tüm partonlar üzerinden olduğunu göstermektedir. Şekil 4.8’de gösterildiği gibi bir proton  $u, u, d, v$  valans (değerlilik)

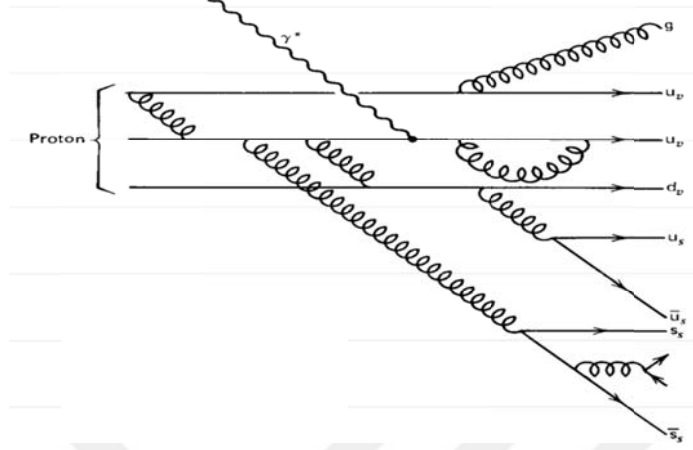
kuarkları ile birlikte birçok kuark-antikuark çifti (deniz kuarkları) olan  $u_s\bar{u}_s, d_s\bar{d}_s, s_s\bar{s}_s$ 'den oluşmuştur. Daha ağır olan kuark-antikuark çiftleri ( $c_s\bar{c}_s$ ) ihmal edilmiştir.



Şekil 2.7. Parton momentumunun dağılımı (Halzen ve Martin, 1984).

Bir proton, Şekil 2.8'de görülen birçok kuark-antikuark çiftinin  $u_s\bar{u}_s, d_s\bar{d}_s, s_s\bar{s}_s$  (deniz kuarkları) eşlik ettiği üç değerlilik kuark ( $u, u, d, \dots$ )'ndan oluşur. Daha ağır olan  $c_s\bar{c}_s$  kuarkları ihmal edilmiştir.

Denklem 2.12'deki fonksiyon, Parton Dağılım Fonksiyon (PDF)'u olarak bilinir ve protonun momentumunun bir  $x$  kesrini taşıyan  $i$  çeşnili bir partonu bulma olasılığıdır. Proton-proton (p-p) çarpışmalarında saçılma tesiri PDF ile hesaplanır. PDF bir hadron içinde bir partonun bir momentum kesrini taşıma olasılığı olarak tanımlanır.



Şekil 2.8. Değerlilik kuarkları, gluonlar ve deniz kuarklarından oluşan proton için bir benzetim (Halzen ve Martin, 1984).

### 2.1.5. Faktörizasyon Kuramı

KRD'deki Faktörizasyon kuramı (Collins, 1988), hadron-hadron çarpışmalarında (Şekil 2.3'de gösterilen) fiziksel tesir kesite perturbatif ve perturbatif olmayan katkıların, uzun ve kısa menzilli süreçler olarak ayrılabilceğini belirtmektedir. Kısa mesafeli terimler sert süreçlerdir ve pKRD'de hesaplanabilir. Sert süreçlere örnek olarak yüksek dik momentum ( $p_T$ )'li jet üretimi veya  $W$  ve  $Z$  üretimi verilebilir. Diğer taraftan, uzun mesafeli süreçler yumuşak süreçlerdir ve pKRD'de hesaplanamaz. Hadronizasyon, PDF'ler ve underlying olaylar yumuşak süreçlere örnek olarak verilebilir.

Sert saçılma süreçleri durumunda, gelen iki hadronun başlangıçtaki dört-momentumu  $P_1$  ve  $P_2$  ise, tesir kesiti (Francisco, 2007) aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\sigma(P_1 P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(\mu_F^2), Q^2 / \mu_F^2) \quad (2.13)$$

burada  $\rho_1 = x_1 P_1$  ve  $\rho_2 = x_2 P_2$  sert etkileşmeye katılan gelen iki partonun momentumudur. Parton-parton tesir kesiti  $\hat{\sigma}_{ij}$  ile gösterilmiştir ve  $f_i(x_1, \mu_F^2)$   $\mu_F$  faktörizasyon ölçeğinde tanımlanan PDF'leri temsil etmektedir.  $\hat{\sigma}_{ij}$  güçlü çiftlenim sabiti  $\alpha_s$ 'ye bağlı olup pKRD'de hesaplanır.

### 2.1.6. KRD Evrim Denklemleri

Hem parton dağılımları ve hem de çiftlenim sabiti momentum ölçeği ile değişmektedir. Evrim denklemleri bir momentum ölçeğinden başka bir momentum ölçeğine geçerken bu niceliklerin her birindeki değişikliği tanımlar. Bu denklemler pertürbatif olarak hesaplanabilir.

PDF'ler pertürbatif olmamakla birlikte  $Q^2$ 'ye yaklaşan ölçeklerde pertürbatif olarak tanımlanabilir. PDF'ler  $Q^2$  ve  $x$ 'e bağlı olarak hesaplanabilir.

#### 2.1.6.1. DGLAP Denklemleri

DGLAP (Altarelli ve Parisi, 1977; Dokshitzer, 1977) denklemleri oluşturan insanların isimlerinin baş harflerinden (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli ve Parisi) gelmekte olup bu denklemler parton yoğunluklarının  $Q^2$  bağımlılığını açıklamaktadır. Yani  $Q^2$  bağımlılığı DGLAP denklemleri ile hesaplanmaktadır. PDF evrensel değildir ve sabit ölçeklerdeki diğer süreçlerde ölçülmelidir. Faktörizasyon ölçeği  $\mu$ 'nün diğer değerleri, her iki DGLAP denklemi ve daha sonra vereceğimiz Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov (BFKL) denklemi tarafından tanımlanmış olan parton yoğunluklarının evrimi aracılığıyla hesaplanabilir.

DGLAP denklemleri  $\log\left(\frac{1}{x}\right)$  terimi ihmal edilerek Leading Log Yaklaşım ile elde edilir. Bu  $\log\left(\frac{1}{x}\right) \ll \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)$  için geçerlidir ve dik momentum ( $k_T^i$ )'nin yüksek mertebelerini gerektirir:

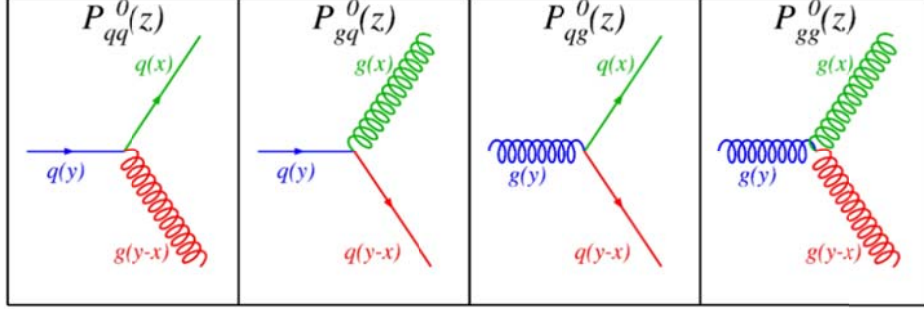
$$Q_0^2 \ll \dots \ll k_{T_i}^2 \ll k_{T_{i+1}}^2 \ll \dots \ll Q^2 \quad (2.14)$$

DGLAP evrim denklemleri aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i q_i(y, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right] \quad (2.15)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{y} \right) \right] \quad (2.16)$$

Burada  $q_i(x, Q^2)$  kuark yoğunluk fonksiyonu ( $i$  kuark çeşnisidir),  $g(x, Q^2)$  gluon yoğunluk fonksiyonu ve  $P_{jk} \left( \frac{x}{y} \right)$  ise bir  $x$  momentum kesirine sahip bir  $j$  partonundan bir  $y$  momentum kesirine sahip bir  $k$  partonuna olan bölünme/dallanma fonksiyonudur. Kısaca  $P_{jk}$  bir  $j$  partonundan bir  $k$  partonuna bölünme fonksiyonu olarak bilinir. (2.15) denklemi gluon yayını ve gluon dallanmasından dolayı kuark yoğunluklarının, (2.16) denklemi ise kuarklar ve gluonlardan kaynaklanan gluon yayınından oluşan gluon yoğunluğunun  $Q^2$  ile değişimini göstermektedir. Her iki denklemde de partonlar kütsüz kabul edildiğinden denklemler sadece gluonlar ve hafif kuarklar ( $u$ ,  $d$  ve  $s$ ) için geçerlidir. Leading mertebeli (LO) dallanma fonksiyonlarının diyagramı Şekil 2.9'de verilmiştir.



Şekil 2.9. LO'daki DGLAP dallanma fonksiyonları  
([http://www.physics.mcgill.ca/jet12/Jet\\_xiao2.pdf](http://www.physics.mcgill.ca/jet12/Jet_xiao2.pdf)).

KRD'de perturbative olarak elde edilen  $P_{jk}\left(\frac{x}{y}\right) \alpha_s$  cinsinden ifade edilebilir (Hos,2016).

$$P_{jk}\left(\frac{x}{y}\right) = \sum_i \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^i P_{jk}^{(i)}\left(\frac{x}{y}\right) = P_{jk}^{(0)}\left(\frac{x}{y}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{jk}^{(1)}\left(\frac{x}{y}\right) + \dots \quad (2.17)$$

Bu süreçlerin her birinin LO'daki bölünme fonksiyonları aşağıdaki gibidir:

$$P_{qq}^0(z) = \frac{4}{3} \left[ \frac{1+z^2}{1-z} \right] \quad (2.18)$$

$$P_{qg}^0(z) = \frac{1}{2} \left[ z^2 + (1-z)^2 \right] \quad (2.19)$$

$$P_{gg}^0(z) = \frac{1}{2} \left[ z^2 + (1-z)^2 \right] \quad (2.20)$$

DGLAP denklemleri çok küçük- $x$  değerleri için yanlış sonuçlar verebilir. Şu ana kadar küçük- $x$ ' deki DGLAP yaklaşımının çökmesi ile ilgili güçlü deneysel bir kanıt gözlenmemiştir.

### 2.1.6.2. BFKL Açılımı

Standart DGLAP açılımları küçük  $x$  değerlerinde başarısızdır,  $x$  küçüldükçe artmaya başlayan  $\log\left(\frac{1}{x}\right)$  teriminin etkisi ihmal edilir. Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) (Balitsky ve Lipatov, 1978; Kuraev, Lipatov ve Fadin, 1976) evrimi  $\left(a_s \log\left(\frac{1}{x}\right)\right)^2$  ve  $a_s \left(a_s \log\left(\frac{1}{x}\right)\right)^2$  nin yeniden toplanması temeline dayanmaktadır. pKRD ve  $\log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \log\left(\frac{1}{x}\right)$ 'nin uygulandığı bölgede BFKL yaklaşımı, çok küçük  $x$  momentum kesirinde ve orta  $Q^2$  bölgesinde  $a_s \log\left(\frac{1}{x}\right)$ 'nin ilk kuvvetlerini içeren terimlerin toplanmasına izin verir. Bu yaklaşımda  $x$ 'e bağlı olarak aşağıdaki gibi kuvvetli bir sıralamanın olması beklenirken:

$$x_0 \gg x_1 \gg \dots x_{n-1} \gg x_n \quad (2.21)$$

$k_T$  dik momentumunda sıralama yoktur. Partonların sıralanmamasından dolayı, küçük  $x$ 'deki temel nicelik, bütünleşmiş gluon dağılımı  $g(x, Q^2)$  ile ilişkili olabilen bütünleştirilmemiş gluon dağılımı  $f(x, k_T^2)$ 'dir.

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} f(x, k_T^2) \quad (2.22)$$

BFKL evrim denklemi:

$$\frac{\partial f(\mathbf{x}, k_T^2)}{\partial \log\left(\frac{1}{\mathbf{x}}\right)} = \int dk_T'^2 K(k_T, k_T') f(\mathbf{x}', k_T'^2) \quad (2.23)$$

olarak yazılabilir. Burada  $k_T$  ( $k_T'$ ) ebeveyn parton (başlangıçtaki parton)'un dik momentumudur.  $K(k_T^2, k_T'^2)$  ayırma operatörü veya kernel:

$$K(k_T, k_T') = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_T^2 \left[ \frac{1}{k_T^2 |k_T^2 - k_T'^2|} - \beta(k_T^2) \delta(k_T^2 - k_T'^2) \right] \quad (2.24)$$

olup, burada;

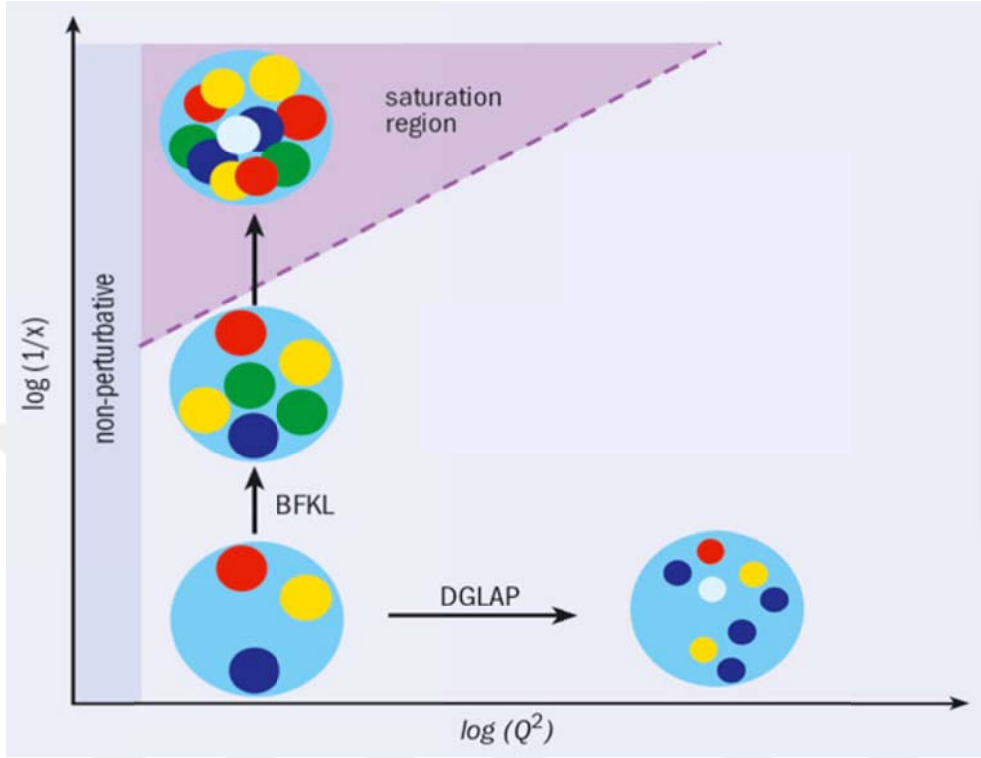
$$\beta(k_T^2) = \int \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left[ \frac{1}{k_T^2 - k_T'^2} - \frac{1}{(4k_T'^4 + k_T^4)^{1/2}} \right] \quad (2.25)$$

dir. Denklem (2.25)'deki parantez içindeki iki terim sırasıyla gerçek gluon yayını ve sanal düzeltmeleri temsil etmektedir. Sabit  $\alpha_s$ 'de analitik olarak BFKL denklemi çözülebilir:

$$f(\mathbf{x}, Q^2) = F(\mathbf{x}, Q^2) \left( \frac{\mathbf{x}}{\mathbf{x}_0} \right)^{-\lambda} \quad (2.26)$$

burada;  $\lambda = \frac{3\alpha_s}{\pi} 4 \log 2$  ve  $F(\mathbf{x}, Q^2)$  is bütünleştirilmemiş gluon dağılımıdır.

Şekil 2.10'da  $1/x'$  e karşılık  $Q^2$  düzlemindeki KRD faz diyagramını verilmiştir. Her bir nokta  $\sim 1/Q^2$ 'lik dik alanı ve hadron momentumunun  $x$  kesrine sahip bir partonu temsil etmektedir. Farklı evrim bölgelerinin (DGLAP, BFKL, doyum) eğrileri gösterilmektedir.



Şekil 2.10. Evrim şemalarının  $(1/x, Q^2)$  düzleminde uygulanabilir şema gösterimi (<http://cerncourier.com/cws/article/cern/43194>).



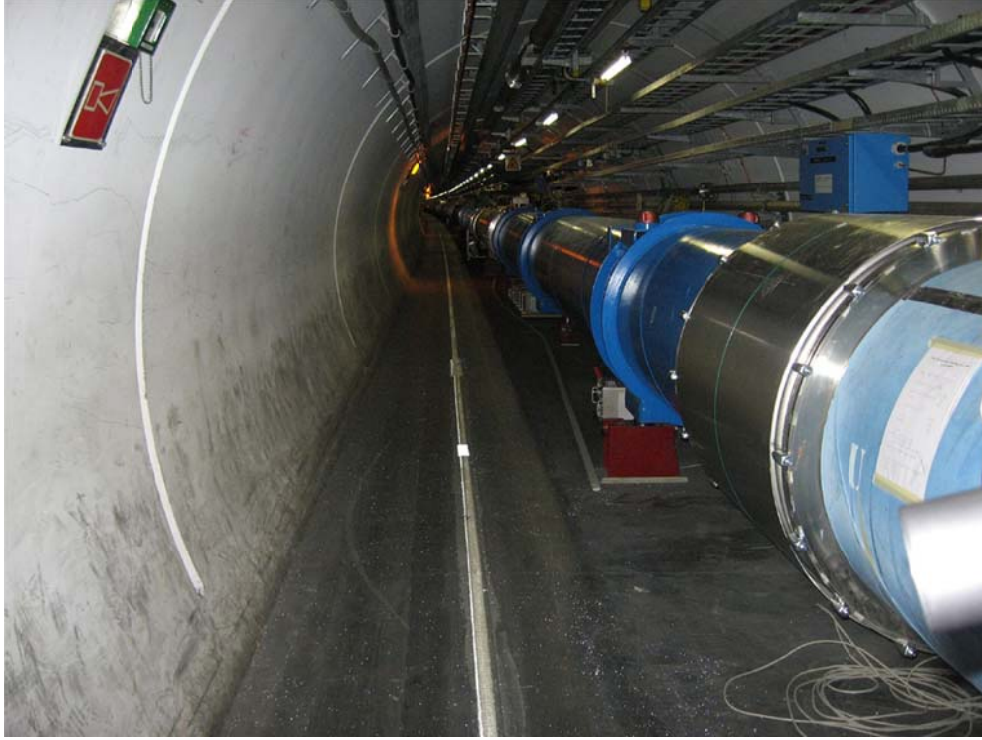
### 3. MATERYAL VE METOD

#### 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

Dünya'nın en büyük ve en güçlü parçacık hızlandırıcısı olarak bilinen Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) Fransa-İsviçre sınırının içinde yer almaktadır. Hızlandırıcı 1998-2008 yılları arasında, 100'den fazla ülkede bulunan üniversite ve laboratuvarında çalışan 10.000'den fazla bilim insanının işbirliği ile Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de inşa edilmiştir. Çevresi 27 km olan ve dairesel bir tünel içinde bulunan çarpıştırıcının derinliği 70 ile 175 metre arasında değişmektedir ([https://en.wikipedia.org/wiki/Large\\_Hadron\\_Collider](https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider)). Çarpıştırıcıda her biri belirli fizik araştırmalarını yürütmek üzere tasarlanan yedi detektör bulunan dört geçiş noktası bulunmaktadır. BHÇ'de özellikle proton-proton (p-p) hüzmeleri, ayrıca yılda yaklaşık bir ay boyunca ağır iyon (kurşun-kurşun (Pb-Pb)) ve proton-kurşun (p-Pb) hüzmeleri çarpıştırılmaktadır.

İlk çarpışmalar, 2010 yılında hüzmeye başına 3,5 TeraelektronVolt (TeV)'lik kütle merkezi enerjisiyle başlamıştır. 2012 yılından itibaren enerji hüzmeye başına 4 TeV'e yükseltilmiştir. Şubat 2013'de çarpıştırıcı ve üstündeki detektörlerin yenilenmesi ve iyileştirilmesi için ilk mola verilmiştir. İyileştirilmeden sonra Nisan 2015'de "test çarpışmaları" başlamış ve Mayıs 2015'de hüzmeye başına 6.5 TeV (toplam 13 TeV)'lik enerjiye çıkılmıştır. Kurşun iyonlarının ilk çarpışması 8 Kasım 2010'da başlayıp 6 Aralık 2010'da tamamlanmıştır. Kasım 2011'de kurşun iyonları kullanılarak tekrar veri alınmıştır. Kurşun iyonları ile protonların ilk çarpışması 20 Ocak 2013'de başlamış ve 11 Şubat 2013'de sonlandırılmıştır. 25 Kasım-13 Aralık 2015 tarihleri arasında tekrar Pb-Pb verisi toplanmıştır. 10 Kasım-13 Aralık 2015 tarihleri arasında ise p-Pb verisi alınmıştır. 23 Nisan-26 Ekim 2016 tarihleri arasında tekrar p-p verisi, 10 Kasım-3 Aralık 2016 tarihleri arasında p-Pb, 24 Mayıs-10 Kasım 2017 arasında p-p ve 17 Nisan 2018'de yine p-p verisi alınmıştır ([https://en.wikipedia.org/wiki/Large\\_Hadron\\_Collider](https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider)). Aralık 2018'de BHÇ'de Veri Alımı 2 sonlandırılmıştır. İkinci molanın Mart 2021'e kadar sürmesi

planlanmaktadır ([https://en.wikipedia.org/wiki/Compact\\_Muon\\_Solenoid](https://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid)). BHÇ'nin küçük bir görünümü Şekil 3.1'de verilmiştir.



Şekil 3.1. BHÇ'nin bir bölümü  
([https://tr.wikipedia.org/wiki/Büyük\\_Hadron\\_Çarpıştırıcısı](https://tr.wikipedia.org/wiki/Büyük_Hadron_Çarpıştırıcısı)).

BHÇ üzerinde bulunan deneylerin amacı, Higgs bozonunun özelliklerini anlamak, karanlık madde, karanlık enerji, ekstra boyutlar ve Süpersimetrik (SUSİ) kuram tarafından öngörülen yeni parçacık ailelerini keşfetmek ve parçacık fiziğinde öngörülen kuramsal modelleri test etmektir.

Yedi detektör BHÇ'nin kesişme noktalarına kazılan büyük yer altı mağaralarının içine yerleştirilmiştir. Bunlardan ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS - Büyük Toroidal Detektör) deneyi ve CMS (Compact Muon Solenoid-Sıkı Müon Selonoid) genel amaçlı büyük parçacık detektörleridir. ALICE (A

Large Ion Collider Experiment- Büyük İyon Çarpıştırıcı Deneyi) ve LHCb (The Large Hadron Collider beauty - Büyük Hadron güzellik Çarpıştırıcı) daha özel fizik konularını araştırmak için tasarlanmıştır. TOTEM (TOTAl cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC-Toplam elastik ve difraktif tesir kesiti ölçümü), MoEDAL (The Monopole and Exotics Detector at the LHC) ve LHCf (Large Hadron Collider forward - İleri Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) diğer dört detektöre göre çok daha küçüktür ve çok daha özel fizik konularını araştırmaktadır. ATLAS ve CMS deneyleri, SM'in temel parçacıklara kütle vermek için doğru mekanizmaya sahip olduğuna dair güçlü kanıtları olan Higgs bozonunu keşfetmiştir. SUSİ, karanlık madde, karanlık enerji, ekstra boyutlar, B-fiziği, ileri fizik çalışmaları bu deneylerde araştırılan fizik konularından bir kaçıdır. ALICE, Büyük Patlama'dan kısa bir süre sonra var olduğuna inanılan kuark-gluon plazması denilen "akışkan" maddenin özelliklerini araştırarak evrenin başlangıç koşullarını, oluşumunu ve gelişimini anlamaya çalışmaktadır. Büyük Patlama'da eşit miktarda olduğu düşünülen madde ve anti maddenin içinde yaşadığımız evrende neden maddeden oluştuğu sorusu LHCb'nin araştırma konusunun temelini oluşturmaktadır. Madde-anti madde asimetrisi özellikle  $b$  kuarklarından oluşan  $B$  mezon sektöründe araştırılmaktadır ([https://en.wikipedia.org/wiki/Large\\_Hadron\\_Collider](https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider)). TOTEM'in fizik programı, p-p etkileşme tesir kesitinin kesin ölçülmesinin yanı sıra, halen yeterince anlaşılmadığı düşünülen protonun yapısını araştırmaktır (<http://totem-experiment.web.cern.ch/totem-experiment/>). MoEDAL, manyetik monopoller ve kütleli (sözde) kararlı yüklü parçacıklar gibi yeni fiziğin yüksek iyonlaştırıcı etkilerini araştırmak için tasarlanan öncü bir deneydir. Deney kütleli mekanizma nedir? Manyetik yük var mı? Karanlık maddenin doğasında ne var? Büyük patlama nasıl gelişti gibi soruların da yanıtlarını araştırmaktadır (<https://moedal.web.cern.ch/>). LHCf deneyi astroparçacık (kozmetik ışın) araştırmaları için tasarlanmıştır ([https://en.wikipedia.org/wiki/LHCf\\_experiment](https://en.wikipedia.org/wiki/LHCf_experiment)). Deneyde laboratuvar koşullarında kozmetik ışınları simule etmek için bir kaynak

olarak BHC'deki çarpışmalarda ileri (öne doğru) atılan parçacıklar kullanılmaktadır (<https://home.cern/science/experiments/lhcf>).

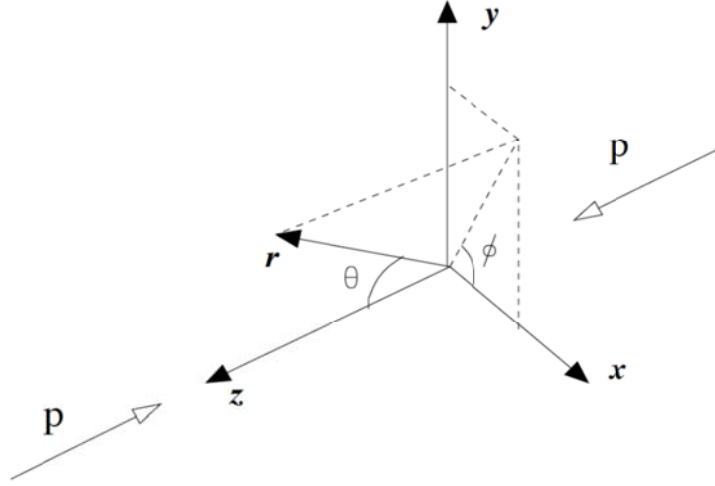
### 3.2. CMS Deneyi

BHC üzerindeki deneylerden biri olan CMS, hem p-p hem de Pb-Pb çarpışmalarından ortaya çıkan parçacıkların izlerini ve enerjilerini ölçerek parçacıklar ve fizikte merak edilen soruları yanıtlamaya çalışmaktadır. CMS'in p-p çarpışmaları için yaklaşık  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ışıklılık ile  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  kütle merkezi enerjisi ve Pb-Pb çarpışmaları ise  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  ve  $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ışıklılık değerine ulaşılması hedeflenmektedir. Deneyde TeV enerji ölçeğinde fizik araştırmaları yapmak, Higgs bozonunun bilinmeyen yanlarını keşfetmek, karanlık madde-karanlık enerji bulmacasını çözmek, SÜSİ ve ekstra boyutlar (Sicim Kuramı) gibi SM ötesinde fizik araştırmaları ve ağır iyon araştırmaları gibi önemli çalışmalar yürütülmektedir. CMS detektörü BHC'nin 5 numaralı bölgesinde, bir Fransız köyü olan Cessy'de yerin 100 m altındaki mağarada bulunmaktadır. Detektör 15 m yükseklikte, 28.7 m uzunlukta olup toplam 14000 ton ağırlığa sahiptir.

#### 3.2.1. CMS'nin Koordinat Sistemi

CMS'in sağ el kuralını kullanarak kabul ettiği koordinat sisteminde orijin, çarpışma noktası olarak seçilmiştir. Şekil 3.2'de görüldüğü gibi  $x$  eksenini yarıçap doğrultusunda radyal olarak BHC'nin merkezine doğru,  $y$ -eksenini düşey olarak yukarı bakacak şekilde (BHC'nin halka düzlemine dik) ve  $z$ -eksenini hüzmeye doğrultusunu göstermektedir. Azimutal açı ( $\varphi$ )  $x - y$  düzlemi içinde  $x$ -ekseninden, kutup açısı ( $\theta$ ) ise  $z$  ekseninden itibaren ölçülmektedir.  $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$  psüdorapiditeyi temsil etmektedir. Parçacığın  $p_T = p_{\sin\theta}$  ve  $E_T = E_{\cos\theta}$  olarak tanımlanan dik momentum ve dik enerjisi hüzmeye yönü boyunca ölçülmektedir. Dik

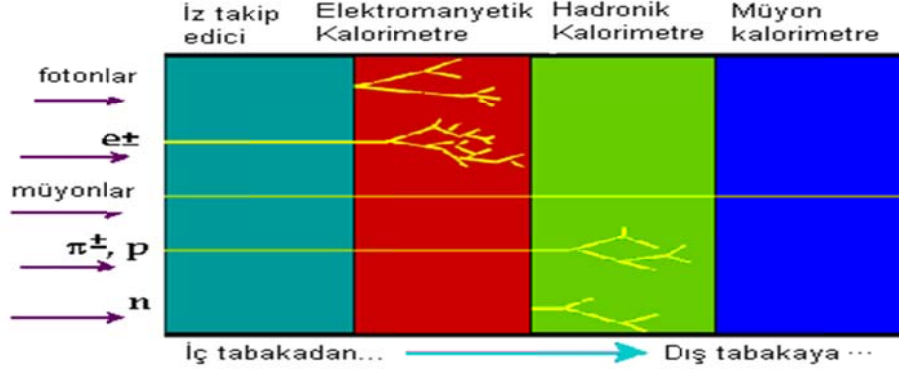
momentum ve dik enerji  $x$  ve  $y$  bileşenlerinden hesaplanmakta olup dik düzlemdeki enerji kaybı  $E_T^{kayıp}$  ile verilir ve enerji korunumundan hesaplanmaktadır.



Şekil 3.2. CMS'in Koordinat Sistemi.

### 3.2.2. CMS Deneyinin Alt Detektörleri

CMS, çarpışmalarda oluşan parçacıkların enerji, momentum, yük ve izlerini ölçmek üzere tasarlanan bir detektördür. CMS tipik bir parçacık fiziği detektörü olarak en içten dışa doğru sıralanan İzleyici, Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL), Hadronik Kalorimetre (HKAL), Müon Sisteminden oluşmuştur. Detektörün alt birimleri ve bu alt detektörlere duyarlı olan parçacıklar Şekil 3.3'de gösterilmiştir. CMS deneyinin önemli amaçlarından biri müonları belirlemek olduğundan deneyde müonların momentumunu en hassas biçimde ölçmek ve gereken manyetik alanı oluşturmak için süperiletken solenoid mıknatıs seçilmiştir. Geometriyi tam olarak sarması için dört müon istasyonuna yerleştirilen mıknatıs 1.5 m'lik demir yapıyı kapsayacak biçimde tasarlanmıştır. İzleyici ve kalorimetreler manyetik bobinin içinde bulunmaktadır.



Şekil 3.3. Tipik Yüksek Enerji Fiziği (YEF) detektörünün alt birimleri ve alt detektörlere duyarlı olan parçacıklar (Zhen, 2002).

Süperiletken mıknatısın uzunluğu 13 m, çapı 6 m'dir. Bu mıknatıs Dünya'nın yaklaşık 100 000 katı olan 4 Tesla'lık bir manyetik alan üreten silindirik bir süper iletken niyobyum-titanyum bobinden oluşmuştur. Büyük mıknatısın görevi, BHÇ'deki yüksek enerjili çarpışmalar sonunda oluşan parçacıkların yollarını bükmeğdir. Parçacığın momentumu ne kadar fazlaysa, manyetik alandan dolayı oluşan yol eğrisi o kadar az olur, bu yüzden parçacıkların yolları takip edilerek momentumları belirlenir. Parçacıkların momentumu, çarpışmanın merkezinde ortaya çıkan parçacık olaylarının bir resmini oluşturmak ve canlandırmak bakımından önemlidir ([https://en.wikipedia.org/wiki/Compact Muon Solenoid](https://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid)).

Bir parçacığın momentumunu hesaplamak için kullanılan yöntem parçacığın yolunu manyetik bir alanda izlemektir. Yol ne kadar kavisli olursa, parçacığın momentumu o kadar düşük olur. CMS'in en iç kısmına psüdo-rapidite aralığı  $|\eta| < 2.5$  olan İzleyici detektör yerleştirilmiştir. İzleyici yüklü parçacıkların, birkaç kilit noktadaki yerlerini tespit ederek parçacıkların yolları kaydeder. CMS İzleyici tamamen silikondan yapılmıştır. Detektörün tam merkezinde bulunan ve en yüksek parçacık yoğunluğuna sahip pikseller ve onu çevreleyen silikon mikro şerit detektörlerden oluşmuştur. Parçacıklar İzleyici'den geçerken, pikseller ve mikro

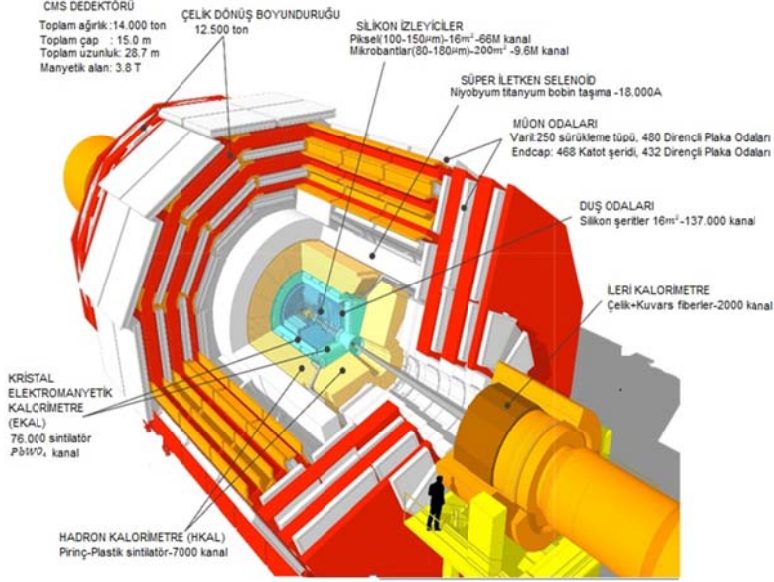
şeritler, küçük elektrik sinyalleri üretir bu sinyaller güçlendirilerek varlanır. CMS Silikon İzleyici, merkezi bölgede 13 katman ve uç kapaklarda 14 katmandan oluşmuştur. Silikon İzleyici (SST)'de, İç Fıçı (TIB), İç Disk (TID)'ler, Dış Fıçı (TOB) ve Dış Kapak (TEC)'lar olmak üzere dört alt detektör sistemi bulunmaktadır.

İzleyiciden sonra elektromanyetik kalorimetre (EKAL) yer almaktadır. EKAL, elektronların ve fotonların enerjilerini yüksek hassasiyetle ölçmek için tasarlanmıştır ve kurşun tungstat kristaller ( $PbWO_4$ )'den yapılmıştır. Yüksek enerjili parçacıkları durdurmak için ideal olan bu malzeme son derece yoğun fakat optik olarak saydamdır.  $PbWO_4$  kristali metaldir ve paslanmaz çelikten daha ağırdır. Kristalin bu formu bir oksijen dokunuşuyla son derece şeffaftır, elektronlar ve fotonlar kristalin içinden geçtiğinde parlaklık oluşur. Parlaklık, ışığın parçacığın enerjisiyle orantılı olarak üretildiği anlamına gelir. Bu kadar yüksek yoğunluklu kristaller, hassas, hızlı ve oldukça kompakt bir detektöre izin veren hızlı, kısa, iyi tanımlanmış foton patlamalarında ışık üretir. Elektromanyetik Fıçı (EB) olarak bilinen bir fıçısı kısmı ve iki Uç Kapak (EE)'den oluşan EKAL, İzleyici ve HKAL arasında bulunmaktadır. Silindirik fıçısı her biri üç ton ağırlığında ve 1700 kristal içeren, 36 süper modül'ün oluşturduğu 61.200 kristal içermektedir. 15.000 kristalden oluşan düz yapıdaki kapaklar fıçısı her iki uçtan da kapatmaktadır. Fazladan mekaniksel hassasiyeti sağlamak için EKAL'de ayrıca uç kapakların ön yüzüne Ön Duş (ES) detektörleri yerleştirilmiştir. Bu detektörler yüksek enerjili tekli fotonlar (genellikle heyecan verici fizik imzaları) ve daha az ilginç olan düşük enerjili birbirine yakın foton çiftlerini ayırmayı sağlamaktadır ([https://en.wikipedia.org/wiki/Compact Muon Solenoid](https://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid)). EB  $|\eta| < 1.48$  ve EE  $|\eta| = 3.0$ 'a psüdo-rapidity aralığı kadar uzanmaktadır. ES ise  $1.65 < \eta < 2.6$  psüdo-rapidity aralığını kapsamaktadır.

EKAL'den sonra kuarklar ve gluonların oluşturduğu hadronların (örneğin protonlar, nötronlar, kaonlar ve iyonlar) enerjisini ölçmeye yarayan HKAL

bulunmaktadır. HKAL'de ayrıca madde ile zayıf etkileşme yapan yüksüz nötrinoların varlığı da dolaylı olarak ölçülmektedir. HKAL  $|\eta| < 5.2$  psüdorapidite bölgesini kapsamaktadır. Yoğun pirinç veya çelik malzemeden yapılan tabakalardan ve plastik sintilatör düzlemlerden oluşmuştur (Focardi, 2011). HKAL'in alt detektörleri Hadronik Fıçı (HB), Hadronik Kapak (HE)'lar ve Hadronik Dış Kapak (HO)'lar ve İleri Hadronik Kalorimetre (HF)'dir (<http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>). CASTOR (Centauro And Strange Object Research - Centauro ve Acayip Parçacık Araştırmacısı) ve ZDC (Zero Degree Calorimeter - Sıfır Derece Kalorimetre) de HKAL'in ileri yöndeki diğer iki detektörüdür.

CMS'nin en önemli görevlerinden biri "Sıkı Muon Solenoid" adından da anlaşılacağı gibi müonları tespit etmektir. Müonlar etkileşmeye girmeden birkaç metre derinliğe sahip demir malzemeye nüfuz edebilir ve birçok parçacığın aksine CMS'in kalorimetreleri tarafından durdurulmaz. Bu nedenle müonları varlamak üzere yerleştirilen Müon Sistemi, CMS detektörünün en dış kısmında bulunmaktadır. Müonları tanımlamak ve bunların momentumlarını ölçmek için, CMS'de üç tür detektör kullanılmaktadır. Bunlar Sürüklenme Tüp Odaları (DTC)'leri, Katod Şerit Oda (CSC)'ları ve Dirençli Plaka Oda (RPC)'larıdır. DTC'ler merkezi fıçı bölgesindeki hassas yörünge ölçümleri için kullanılır, CSC'ler ise uç kapaklardaki yörüngeleri tespit ederler. RPC'ler hem fıçı hem de uç kapaklarda bulunduğundan bir müon, Müon Sisteminden geçtiğinde hızlı bir sinyal göndermekten sorumludur ([https://en.wikipedia.org/wiki/CompactMuon\\_Solenoid](https://en.wikipedia.org/wiki/CompactMuon_Solenoid)). Şematik CMS detektörü Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Şematik CMS Detektörü (<https://cms.cern/news/cms-detector-design>).

### 3.2.3. CMS Deneyinin İleri Kalorimetreleri

HKAL'deki HF ileri yöne yayılmış olan jetlerin, ışıklılığın, kayıp dik enerji ( $E_T$ )'nin ölçülmesinde ve ileri yöndeki jetlerin tanımlanmasında önemli bir rol oynamaktadır. Bir örnekleme kalorimetre olan HF'nin soğurucu ve aktif malzemesi sırasıyla çelik ve kuvars fiberlerdir. HF, dış yarıçapı 130 cm olan silindirik çelik bir yapıdır ve hüzmeye ekseninin merkezinden 12,5 cm yarıçaplı hüzmeye borusu için silindirik bir deliğe sahiptir. HF'nin ön yüzü çarpışma noktasından 12,2 m uzaklıktadır.  $3 \leq |\eta| \leq 5$  psüdo-rapidity aralığını kapsayan HF, hüzmeye eksenine göre küçük açıyla saçılan parçacıkları tespit etmek üzere tasarlanmıştır. Soğurucu hüzmeye eksenine yönünde olup 1,65 m uzunluğundadır. Hüzmeye eksenine paralel olarak uzanan ve merkezden merkeze 5 mm eşit aralığa sahip oluklar içeren plakalardan oluşmuştur (CMS Collaboration, 2006). Çelik soğurucu deliklerin içine çapı 0.6 mm olan kuvars fiberler yerleştirilmiştir. Olukların içine gömülen kuvars fiberler detektörün aktif ortamını oluşturur ve bu fiberler demetler haline getirilip okuma kutuları (RBX)'ndeki Foto Çoğaltıcı

Tüpler (FÇT)'e bağlanmıştır. Sinyaller bu kuvars fiberler ile taşınmaktadır. Sinyalin kaynağı, Çerenkov eşığının (elektronlar için  $E \geq 190 \text{ keV}$ ) üzerindeki yüklü parçacık duşlarının oluşturduğu Çerenkov ışınımıdır (CMS Collaboration, 2008). Kuvars fiberler hüzmeye eksenine paralel olan eşit aralıklı oluklardaki çelik soğurucuya gömülmüştür. Bu fiberler parçacık duşlarıyla oluşturulan Çerenkov ışınımını soğururlar.

HF, HKAL'in bir alt detektörü olmasına rağmen, hem elektromanyetik hem de hadronik kalorimetre olarak çalışır. Fiberler iki farklı uzunluğa sahip olduklarından iki farklı Foto Çoğaltıcı Tüp (FÇT) ile okunmaktadır. Fiberlerin yarısı ön yüzden 22 cm derinlikten başlarken, diğer yarısı soğurucunun tüm derinliği boyunca ilerler. Elektromanyetik etkileşme yapan parçacıkların enerjileri ilk 22 cm'de soğurulduğundan elektromanyetik ve hadronik duşlar tarafından üretilen sinyaller bu düzenleme ile ayırt edilebilir. HF kalorimetresi HF + ve HF - olmak üzere iki modülden oluşmuştur. Her bir modül  $20^{\circ}$ lik azimut açısıyla 18 kamaya ayrılmıştır. Her kama 24 kuleden oluşmuştur. Her HF modülünde toplam 432 kule ve 864 kanal vardır.

CASTOR,  $5.2 < |\eta| < 6.6$  psüdorapidite aralığına sahip olan bir hadronik/elektromanyetik örnekleme kalorimetredir. CASTOR, kuvars fiberler ve tungsten plakalarından oluşan, toplam 10 etkileşme uzunluğundaki derinliğe sahip olan, içine nüfus eden duş parçacıklarını varlayan bir Cherenkov örnekleme kalorimetredir. Boylamasına 14, enlemesine 16 bölümden oluşmuştur (Gunnellini, 2013). CMS'in etkileşme noktasından 14,3 m uzaklıkta bulunmaktadır.

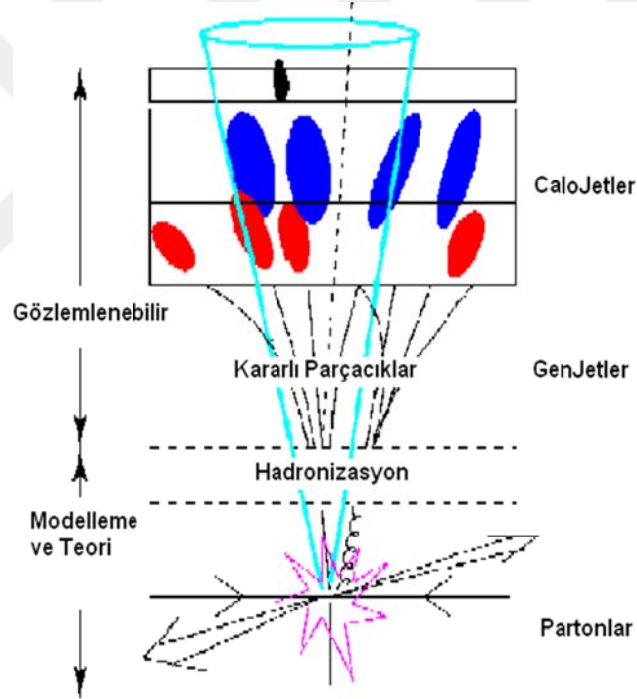
HKAL'in diğer ileri kalorimetresi olan ZDC ise ise p-p ve ağır iyon çarpışmalarını araştırmak üzere  $|\eta| \geq 8.3$  psüdorapidite aralığına yerleştirilmiş olup hüzmeye borusunun her iki tarafında CMS detektöründen 140 metre uzaklıkta bulunmaktadır. CASTOR gibi aktif materyal olarak kuvars fiberler ve soğurucu olarak tungstenden yapılmış bir hadronik/elektromanyetik örnekleme kalorimetredir (CMS Collaboration, 2008).

### 3.3. Parçacık Jetleri

Hadron etkileşimlerinin partonları kuarklar ve gluonlardır. Kuarklar renk yükü taşırlar ve kuark hapsinden dolayı serbest formda bulunamazlar. Bu nedenle doğrudan tespit edilmeden önce hadronlara bozunurlar ve jetleri oluştururlar. Oluşan bu jetler bir parçacık detektöründe ölçülebilir ve kuarkların özelliklerini tanımlamak için incelenirler. Jetler sert çarpışmalarda gluon ve kuarkların deneysel imzalarıdır. Daha açık bir biçimde jetler, parçacıkların sert çarpışmasından sonra oluşan kuark ve gluonların parçalanma ürünleri olarak tanımlanabilir. Kuarklar ve gluonların hadronizasyonu sonunda oluşan hadronlar ve diğer parçacıklar bir jet konisi oluşturur. Kuarklar gibi renk yükü taşıyan parçacıklar, yalnızca renksiz durumlara izin veren KRD'deki renk hapsi nedeniyle serbest olarak bulunamazlar. Renk yükü içeren bir parçacık parçalandığında, her parçacık renk yükünün bir kısmını uzaklaştırır. Renk hapsine uymak için bu parçacıklar etraflarında renksiz parçacıkları oluşturmak üzere başka renkli parçacıkları oluşturur. Jet olarak adlandırılan bu parçacıkların tamamı aynı yönde hareket ederek dar bir parçacık konisi meydana getirir ([https://en.wikipedia.org/wiki/Jet\\_\(particle\\_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Jet_(particle_physics))).

Jetler genel olarak üç seviyede tanımlanır. Bunlar parton, parçacık ve kalorimetre jetleridir. Çarpışmadan hemen sonra henüz diğer parçacıklara bozunmadan önce üretilen partonlar “**parton jetleri**” olarak adlandırılır. Bir parton, hadronizasyon (birleşme) veya parçalanma yoluyla birçok parçacık oluşturabilir. Bu parçacıklar “**parçacık jetleri**” olarak tanımlanır ve sayıları orijinal kuark ve gluonun yönü boyunca artar. Parçalanmadan sonra oluşan parçacıkların bazıları detektörlerle etkileştikten sonra, bir paket biçiminde yol alırlar. Parçacıkların bu formu “**hadron jetleri**” olarak bilinir. Çarpışma sonrası oluşan istenmeyen jetleri ya da jet gibi davranış gösteren fakat aslında jet olmayan yapıları yok etmek için yüklü parçacıkların jet enerjilerine katkıları araştırılmaktadır. p-p çarpışmasından sonra oluşan partonlar bir olay köşesinden yüklü ve yüksüz parçacıkların spreyi biçiminde çıkmakta ve daha sonra bunlar jet olarak gruplandırılmaktadır. Jet parçacıkları kalorimetrelerde kümeler veya

demetler halinde ölçülmektedir. Bir jetin enerjisini ölçmek için kalorimetreler kullanılır. Hadronize parçacıklar kaybettikleri enerjilerini kalorimetrede yaklaşık bir daire içine bırakır, “**kalorimetre jet**”leri olarak adlandırılan bu enerji kümesi, bir jetin enerjisini ölçmek için kullanılmaktadır. Bu parçacıkların momentumları kuark ve gluonların momentumlarına bağlı olarak değişir. Parçacıklar detektör ile etkileştikten sonra kalorimetre kuleleri kullanılarak bulunan jetler yeniden yapılandırıldıklarından bunlara **Reconstructed Jet (RecJet)**, üretim aşamasında bulunan ve dolayısıyla detektör etkilerinin hesaba katılmadığı jetlere ise **Generated Jet (GenJet)** denir. Şekil 3.5’de bir jet diyagramı gösterilmiştir.



Şekil 3.5. Jet Diyagramı (Müller, 2015).

### 3.3.1. Jet Tanımında Kullanılan Kinematik Büyüklükler

Aynı doğru üzerinde gluon yayınımlarının artması ve büyük açılı yayınımların çok az olması nedeniyle KR'D'de parton jetleri ortaya çıkmaktadır. Hadronizasyon sonunda oluşan son durum parçacık kümelerinin çoğu demetler biçiminde toplanır. Eğer böyle bir demet büyük bir  $p_T$  dik momentumuna sahip ise, bu dik momentum sert saçılmaya katılan orijinal partonunki ile ilişkilidir. Jetler bölgesel etkileşmelerde büyük momentum transferinin imzalarıdır ve  $\approx 1/p_T$  uzaklıklarında gerçekleşen süreçlerin doğrudan kanıtlarını oluştururlar (Sapeta, 2015).

Bir jet,  $p_T$ ,  $\varphi$  (azimut açısı), rapidite ( $y$ ) ve  $m$  (kütle) değişkenleri kullanılarak da tanımlanabilir. Denklem (3.1) bu nicelikler kullanılarak hesaplanan momentumun dört bileşenini göstermektedir (Ellis ve arkadaşları., 1996).

$$p^u = \left( \sqrt{p_T^2 + m^2} \cosh(y), p_T \sin\varphi, p_T \cos\varphi, \sqrt{p_T^2 + m^2} \sinh(y) \right) \quad (3.1)$$

Burada  $y$  rapidite olup Denklem 3.2'de gösterilmiştir.

$$y = \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.2)$$

$p_z$  boyuna (hüzme yönündeki) momentumdur.  $m \rightarrow 0$  için rapidite, psüdo rapidite ( $\eta$ ) ye eşittir. Psüdo rapidite:

$$\eta = \ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.3)$$

denklemleri ile tanımlanır. Diğer taraftan bir jet  $\Delta R$  boyutundaki koni içindeki dik enerji ( $E_T$ )'nin kümesi olarak da tanımlanabilir ve aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \varphi)^2} \quad (3.4)$$

Jetin dik enerjisi, psüdürapiditesi ve azimut açısı aşağıdaki denklemlerde verilmiştir (Ellis ve arkadaşları., 2007):

$$E_{T_{jet}} = \sum_{i \in jet} E_{T_i} \quad (3.5)$$

$$\eta_{jet} = \frac{1}{E_{T_{jet}}} \sum_{i \in jet} E_{T_i} \eta_i \quad (3.6)$$

$$\varphi_{jet} = \frac{1}{E_{T_{jet}}} \sum_{i \in jet} E_{T_i} \varphi_i \quad (3.7)$$

Burada  $i$  alt indisi jeti temsil etmektedir.  $E_T$ , jet enerjisini  $\theta$  ve  $\varphi$  açıları ise jetlerin yönünü temsil eden niceliklerdir.  $\varphi$  açısı  $x$  ve  $y$  eksenleriyle olan açıyı,  $\eta$  ise  $z$  eksenleriyle olan açıyı ifade etmektedir.

### 3.4. CMS'de Jet Tipleri

Kullanılan alt detektörlere bağlı olarak CMS'de yeniden yapılandırılmış dört tip jet vardır. Bunlar; Kalorimetre Jetleri, Jet Artı- İz Jetleri, Parçacık-Akışlı Jetler ve İz Jetleridir.

#### 3.4.1. Kalorimetre Jetleri

Kalorimetre Jetleri (KaloJetler), parçacıkların kalorimetre kulelerine bıraktıkları enerji ve parçacık izleri kullanılarak oluşturulur. Bu jetleri tanımlamak için CMS'de EKAL ve HKAL'den gelen bilgilere ihtiyaç duyulmaktadır. Bir

kalorimetre kulesi bir ya da daha fazla HKAL hücresi ile geometrik karşılığı olan EKAL kristallerinden oluşmuştur. Kalorimetre jetleri yalnızca kalorimetre bilgisini kullanan ve kalorimetrenin doğrusal olmama durumundan büyük ölçüde etkilenen basit yapılardır. KaloJetler genellikle kalorimetredeki ölçümler hızlı okunduğu için tetikleme sistemi tarafından kullanılır (Schröder, 2012). HKAL kulelerindeki gürültüyü ve aktarılan veri miktarını azaltmak için sıfır bastırma uygulanmaktadır. Kalorimetrenin okuyucu elektroniklerden kaynaklanan gürültüyü yok etmek için kayıp dik enerji, jetlerin yapılmasını sağlayan kulelerde ise enerjinin eşik değerleri kullanılmaktadır. Diğer taraftan pile up (BHÇ borularının içinde proton demetlerinin biri diğerini geçtiği zaman, birden fazla p-p çarpışması oluşur, bu durum “pileup- olay yığılması” olarak bilinir) olaylarından gelen katkıları yok etmek için jet yapılandırmasında kayıp dik enerjisi  $E_T^{kule} < 0.3$  GeV olan kalorimetre kuleleri jet yapılandırılmasında kullanılmamaktadır (<http://cds.cern.ch/record/1279362/files/JME-10-003-pas.pdf>).

#### 3.4.2. Jet Artı İz Jetleri (JPT)

Jet Artı İz Jet’leri, İzleyiciden gelen bilgiler kullanılarak doğrulanan enerji yanıtı ve çözünürlüğüne sahip olan kalorimetre jetleridir. Bu jetler, İzleyicide ölçülen yüklü parçacıkların momentumunu ve parçacıkların kalorimetrede kaybettikleri (bıraktıkları) enerji kullanılarak, birikimlerinden düzeltilen yeniden yapılandırılmış jetin enerjisini kullanır. JPT algoritması, kalorimetre hücreleri üzerinde çalışan küme bulma algoritmalarına bağlı olmadığından, kalorimetre ve İzleyici arasında ara kalibrasyon gerektirir. Bununla birlikte JPT, iki alt sistemin ölçümünün ortalamasını alır ve kalorimetredeki düşük enerji kümelenmesine ve iz küme eşleşmesine duyarsızdır. JPT algoritması, ilişkili veri tabanlı kalibrasyon ve düzeltme yöntemleri, kalorimetre ve İzleyici ölçümlerini birleştirerek jet çözünürlüğünü ve yanıtını geliştirir (Girgis, 2014).

### 3.4.3. Parçacık Akış Jetleri

Parçacık Akış (PF) algoritması, parçacıkların dört momentumundan kümelenmiş PF jetlerini yeniden yapılandırır. CMS'in tüm alt detektörlerinden gelen bilgileri kullanır. Bir olayda var olan, elektronlar, müonlar, fotonlar, yüklü ve yüksüz hadronlar olarak adlandırılan tüm kararlı parçacıkları, yönlerinin, enerjilerinin ve çeşitlerinin ideal olarak belirlenmesine göre tanımlamak ve yeniden yapılandırmak için CMS alt detektörlerinden gelen bilgileri birleştirir. PF algoritmaları parçacık türlerine göre parçacıkları sınıflandırıp bir olay için parçacıkları listeleyebilir. Elektronlar, EKAL'de bir iz ve enerji depolama kombinasyonu ile yeniden yapılandırılırken, müonlar İzleyici ve Müon Sisteminin bir birleşiminden yeniden yapılandırılır. Yüklü ve yüksüz hadronlar enerjilerini HKAL'de bırakırlar. Yüklü hadronlar HKAL'e ek olarak İzleyici ile yeniden yapılandırılır (Bernet ve arkadaşları., 2009). Ortaya çıkan parçacık listesi, jetler, kayıp dik enerji (MET), tau'lar, lepton ve foton izolasyonu, b-jet etiketleme vb. gibi farklı daha üst düzey nesnelere ve gözlemler oluşturmak için kullanılabilir. PF'nin yapı taşları yüklü parçacık izleri, kalorimetre kümeleri ve müon izleri şeklindedir. PF jetleri diğer tiplere göre daha fazla bilgi içerdiği için CMS'de birçok fizik analizinde tercihen kullanılmaktadır (Girgis, 2014).

### 3.4.4. İz Jetleri

İz jetleri sadece İzleyiciden gelen bilgileri içerir ve kalorimetrenin diğer bölümlerinden bağımsızdır. Bu jetler, İzleyicideki yeniden yapılandırılmış yüklü parçacık izlerinden üretilir. Algoritmada birincil köşe (tepe noktası) ile ilişkili iyi ölçülen izler kullanılmaktadır. İz jetleri çok iyi açısal çözünürlüğe sahiptir ve parçacık akışı jetlerinin yüklü bileşenine benzer. Bu jetler kalorimetredeki ölçümlerden bağımsızdır. İz jetleri PF jetlerinin yüklü bileşenlerine benzer. PF jetleri enerji ölçümüne odaklanıp büyük etki parametresiyle çok düşük momentum izleri içerirken, iz jetlerinde iz seçimi daha kısıtlıdır ve İz jetleri, çok düşük  $p_T$ 'ye kadar jetler bulmak için çok güvenilirdir (Girgis, 2014).

### 3.5. Jeti Yeniden Yapılandırma Algoritmaları

Jetleri gözlemek, çarpışmalardan sonra üretilen orijinal partonların özellikleri hakkında bilgi sağlar. Jetler bir algoritma kullanılarak tanımlanabilir. Bunun için jetleri bulmayı sağlayan birçok algoritma geliştirilmiştir. Jet parçacıkları kalorimetrelerde kümeler veya demetler halinde ölçülmektedirler. Bu parçacıkları detektör içinde detektör elemanları ile tanımlamak için bazı jet tanımlayıcı algoritmalar vardır. Bu algoritmalar genellikle demet halinde yol alan jet parçacıklarını bir koni içine alarak tanımlar. Bu nedenle algoritmalar çoğu zaman koni algoritması adını alır. Jet algoritmaları infrared (kırmızı ötesi) yani detektörlerin tanecikli yapısına bağlı olmamalı, çok düşük enerjili parçacık yayınından etkilenmeyen ve partonların gluon ışınması ile değişmemesi (collinear-aynı yönlü) gibi özelliklere sahip olmalıdır. CMS’te birçok jet bulma algoritması vardır. Bu algoritmalar iki ana grupta sınıflandırılabilir (Girgis, 2014):

- Koni Tabanlı Algoritmalar (Orta Nokta Koni, Tekrarlamalı (iteratif) Koni, SISCone algoritmaları)
- Ardışık Yeniden Birleştirme (rekombinasyon) Algoritmaları ( $k_T$ , Cambridge / Aachen, Anti- $k_T$ ),

Koni algoritmaları, koni tabanlı algoritmalarlardır. Demetler biçiminde yol alan jet parçacıkları bir koni yüzeyi oluşturularak tanımlanır. Parton düşü ve hadronizasyon dinamikleri kavramına dayanan bu algorithmada bir jet, uzamsal olarak, başlangıçtaki ilk partonun yönü boyunca bir eksen ile koni şeklindeki bir bölgeyle sınırlandırılmıştır. Algorithmaya göre parçacıklar koni biçiminde ortaya çıkacaklarından ( $\eta - \varphi$ ) uzayına bağlı olarak küme oluşturmalı ve dairesel sınırları olan jetler ile sonuçlanmalıdır. Ardışık Yeniden Birleştirme Algoritmalarında ise birbirine yakın mesafeler ard arda (tekrar tekrar) birleştirilerek parton düş süreci oluşturulmaktadır.

Jeti yeniden yapılandırma algoritmaları, iki parçacığın aynı jete ait olup olmadığına karar vermek için genellikle bazı mesafe ölçüleriyle parçacıkları jetlerle birleştirmek için bir dizi kural uygulamaktadır. Temel olarak iyi bir jet yapılandırma algoritması aşağıda verilen listedeki koşulları sağlamalıdır (Salam, 2010):

- Deneysel bir analize uygulanması kolay olmalı,
- Kuramsal hesaplamalara uygulanması kolay olmalı,
- Pertürbasyon kuramının herhangi bir mertebesinde tanımlanmış olmalı,
- Pertürbasyon kuramının herhangi bir mertebesinde sonlu tesir kesiti verebilmeli
- Hadronizasyon etkilerine nispeten duyarsız bir tesir kesiti vermeli,
- Bir olaydaki ilgili jetleri ve aynı olan jetleri bulmada verimli, parton, parçacık ve kalorimetre seviyesinde bulunabilmeli.
- Jetlerin tanımlanmasında sayısal olarak verimli olmalı,
- Eşdoğrusal (IRC) ve kızılötesi güvenilirli olmalıdır,

IRC ve kızılötesi güvenilirlik, jet algoritmaları için temel gereksinimlerdir. İyi bir jet algoritması oldukça basit, detektörün tanecikli yapısından bağımsız (infrared-safe) ve çok düşük enerjili parçacıkların yayınımlarından etkilenmeyen (collinear safe) özellikler içermelidir.

### 3.5.1. Lineer Güvenirlik

Jet bulma yöntemleri lineer parçacık çiftlerinin momentumlarını birleştirerek, tek bir parçacık gibi ele alabilmelidir. Kuramsal olarak bu, jet bulmanın bir parçacığın, paralel hareket eden iki partona bölünmesinden bağımsız olduğunu ve sonucun jet kümelenmesini (clustering) değiştirmemesi gerektiği anlamına gelmektedir. Deneysel çerçeveden bakıldığında da bu özellik jet

bulmanın detektörün çok tanecikli yapısından bağımsız olduğu anlamına gelmektedir.

### 3.5.2. Kızılötesi Güvenirlik

Jeti yeniden yapılandırma bir olaydaki yumuşak radyasyona karşı duyarsız olmalı ve kuramsal olarak pKRD hesaplamaları ile tutarlı olmalıdır. Deneysel olarak, detektör gürültüsünün bastırılması, jet bulmayı düşük enerji birikiminden bağımsız yapmak için uygulanır. CMS yazılımında üç jet kümeleme algoritması uygulanmakta ve desteklenmektedir. Bunlar:

- $k_T$ , (koni boyutu 0.4 / 0.6),
- çekirdeksiz kızılötesi kasa (koni boyutu 0.5 / 0.7),
- anti- $k_T$ , algoritması (koni boyutu 0.5 / 0.7)

### 3.5.3. Tekrarlamalı Koni Algoritması

Hızlı yanıt veren ve genellikle tetikleme amacıyla kullanılan basit bir koni tabanlı algoritmadır. Bu algoritma, en enerjik kalorimetre kulelerinin çevresindeki bir konide bulunan enerjileri birleştirir ve bir giriş nesnelere listesine uygulanır. Tekrarlamalı koni algoritması doğrusal ve kızılötesi güvenilirli değildir ancak CMS yazılımında, koni boyutu  $R = 0.5$  olan tekrarlamalı koni algoritması uygulanmaktadır. Tekrarlamalı koni jetlerini oluşturmak için izlenen adımlar aşağıdaki gibi özetlenebilir (Girgis, 2014):

- $E_T$  odaklı giriş nesnelere listesi oluşturulur,
- $(\eta, \phi)$  uzayında,  $R$  boyunda bir koni seçilir ( $R$  algoritmanın serbest parametresidir) çekirdek etrafında, en büyük  $E_T$ 'ye sahip nesnelere alınır,
- Protojet'in özelliklerini hesaplamak için, koninin içindeki nesnelere hesaplamada kullanılır.

$$E_T = \sum_i E_{Ti}, \eta = \frac{\sum_i(\eta_i \times E_{Ti})}{E_T}, \phi = \frac{\sum_i(\phi_i \times E_{Ti})}{E_T}, \quad (3.8)$$

- Protojet yeni bir protojet üretmek için kullanılır,
- İşlem, protojetin yönü artık değişmeyinceye ve jet sabit oluncaya karar tekrarlanır.
- Kararlı protojet bir jet haline gelir ve bu jete ait nesnelere giriş parçacıkları listesinden çıkarılır ve liste boşalana kadar işlem tekrarlanır.

Kısaca bu algoritma yüksek  $E_T$ 'nin ölçüldüğü bir kalorimetre kulesinden başlar. Belirli bir eşik enerjisini aşan  $E_T$  değerleri en yüksek değerden en düşük değere kadar sıralanmaktadır.

#### 3.5.4. Çekirdeksiz Kızılötesi Güvenirli Koni Algoritması

Çekirdeksiz Kızılötesi Güvenirli Koni (SISCone) jet algoritması (Salam ve Soyöz, 2007) diğer bir koni algoritmasıdır. Hem eş doğrusal hem de kızılötesi güvenirlidir. Bu algoritma  $\eta - \phi$  uzayında çapı  $\Delta R$  olan sabit bir koni ve parçacıkların tüm momentumlarının toplamını kullanır. Algoritma tekrarlamalı koni algoritması gibi bir çekirdek kullanmaz. Seçilen jet yarıçapının iki katından daha küçük bir mesafeye sahip parçacık çiftleri kullanılarak elde edilir. İlk adımda algoritma,  $\eta - \phi$  uzayında daireler olan tüm kararlı konileri bulur. Tüm kararlı koniler bulunduğu, üst üste gelen koniler ya iki jet arasında bölünür ya da birleştirilir. Bu adıma bölme - birleştirme işlemi denir ve bu gibi durumlarda algoritmanın davranışını yönlendiren başka bir parametre eklenir. Algoritma, birçok giriş nesnesine sahip olaylar için hem çok zaman alıcı hem de yüksek pile-up aktivitesi olan olaylar için çalışmadığından, CMS deneyinde standart jet bulma algoritması olarak kullanılmaz.

### 3.5.5. Anti- $k_T$ Algoritması

Anti- $k_T$  algoritması (Salam, 2010) kızıllötesi ve doğrusal bir algoritma olup CMS deneyinde kullanılmaktadır. Anti- $k_T$  algoritması,  $k_T$  algoritmasının özel bir biçimidir. Anti- $k_T$  jetlerinin üretiminin ayrıntılı açıklaması aşağıda listelenmiştir. Nesnelerin giriş listesinden başlayarak, algoritma  $d_i$  ve  $d_{ij}$ 'yi tanımlar. Burada  $d_i$  parçacık (veya kalorimetre kulesi)  $i$  ve parçacık  $j$  arasındaki uzaklıktır.

$$d_i = \frac{1}{E_{Ti}^2} \quad (3.9)$$

$$d_{ij} = \min \left\{ \frac{1}{E_{Ti}^2}, \frac{1}{E_{Tj}^2} \right\} \times \left( \frac{\Delta R_{ij}}{R} \right)^2 \quad (3.10)$$

Burada boyutsuz parametre olan  $R$ , jetin yarıçapıdır ve  $\Delta R_{ij}$ , her bir protojet çiftleri arasındaki uzaklıktır ( $y$ 'de  $\varphi$  uzay). Daha genel bir biçimde uzaklık aşağıdaki gibi yazılabilir (Salam, 2010);

$$d_{ij} = \min \left\{ p_{Ti}^{2p}, p_{Tj}^{2p} \right\} \times \left( \frac{\Delta R_{ij}}{R} \right)^2 \quad (3.11)$$

$d_{iB}$  ( $i$  ve  $B$ ) arasındaki uzaklık) tanımı ise:

$$d_{iB} = p_{Ti}^{2p} \quad (3.12)$$

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \quad (3.13)$$

olup  $p$  parametresi, enerjinin geometrik ( $\Delta R_{ij}$ ) ölçeklere göre değişimini göstermektedir ve pozitif, negatif veya sıfır değerler alabilir.

- $k_T$ , algoritması için  $p = 1$  (önce yumuşak parçacıklar kümelenir),

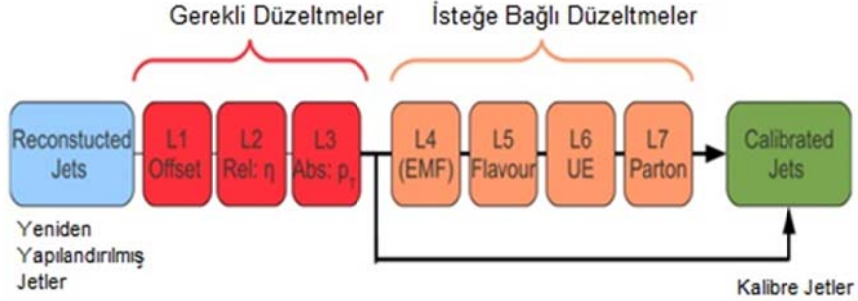
- Cambridge-Aachen algoritması için  $p = 0$  (enerjiye bağlı bir kümeleme algoritması),
- anti- $k_T$ , algoritması için  $p = -1$  (önce sert parçacıklar kümelenir),
- minimum değer bir  $d_i$  ise  $i$  parçacığı parçacık listesinden çıkarılır ve jet olarak adlandırılır,
- eğer minimum değer bir  $d_{ij}$  ise,  $i$  ve  $j$  parçacıkları yeni bir parçacık halinde yeniden birleştirilir.
- işlem tüm parçacıklar bitene kadar tekrarlanır.

CMS'te, koni boyutları  $R = 0.4$  ve  $R = 0.6$  olan,  $k_T$  algoritması ile koni boyutları  $R = 0.5$  ve  $R = 0.7$  olan anti- $k_T$ , algoritması kullanılmaktadır.

### 3.6. Jet Enerji Düzeltmeleri

Kalorimetrelerde elektronik gürültü vardır ve kalorimetreler aynı demetteki diğer p-p çarpışmalarından kaynaklanan pile-up olaylarını da tespit eder. Öte yandan kalorimetreler parçacıklar tarafından biriken enerjiye, doğrusal olmayan bir yanıtı sahiptir ve ölçülen enerjiyi parçacığın gerçek enerjisine çevirmek kolay değildir. Bu gibi sorunları hafifletmek için bir dizi jet enerji düzeltmesi (JED) geliştirilmiştir. Jet enerjisini doğru bir şekilde ölçmeyi amaçlayan bir süreç olan JED teknikleri CMS'de yedi aşamadan oluşmaktadır. Bu aşamalardan üçü (dengeleme, göreceli doğrulama:  $\eta$  bağımlılığı, kesinlik:  $p_T$  bağımlılığı) yapılan analizlerde zorunlu olarak uygulanan, diğer dördü ise (elektromanyetik enerji kesri, çeşni doğrulaması, temel olaylar, parton) isteğe bağlı olarak uygulanan düzeltmelerdir.

CMS'te JED süreçleri JED grubu tarafından yapılmakta ve analizlere uygulanması için düzenli olarak grubun resmi sayfasında yayınlanmaktadır. CMS'de uygulanan jet enerji düzeltme aşamaları Şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3.6. CMS’te Jet Enerji Düzeltmeleri (Kirschenmann, 2010).

Sadece gerekli jet düzeltmeleri dahil edildiğinde, düzeltilmiş KaloJet enerjisi ile düzeltilmemiş KaloJet enerjisi arasındaki ilişki matematiksel olarak aşağıdaki gibi ifade edilir (Zielinski ve arkadaşları., 2010):

$$E_{Düzeltilmiş} = (E_{Düzeltilmemiş} - E_{offset}) \times E_{Rel}(\eta, p''_T) \times C_{Abs}(p'_T), \quad (3.14)$$

- $p''_T$ , ofset için düzeltilmiş jetin dik momentumu,
- $p'_T = p''_T \times C_{Rel}(\eta, p'_T)$ , dengeleme (offset) ve psüdo-rapidite bağımlılığı için düzeltilmiş jetin dik momentumu,
- $E_{Rel}$ , merkezi bölgeye göre jet yanıtındaki varyasyonları kaldırarak elde edilen göreceli düzeltme,
- $E_{Abs}$ , jet yanıtının  $p'_T$  ye karşı ölçümlerindeki varyasyonlar için mutlak düzeltmedir.

Dengeleme, görelî doğrulama:  $\eta$  bağımlılığı, kesinlik:  $p_T$  bağımlılığı düzeltmeleri içeren denklem (3.14)'ün sağ tarafı isteğe bağlı (elektromanyetik enerji kesri, çeşni doğrulaması, temel olaylar, parton) düzeltme faktörleriyle çarpılmasıyla daha da genişletilebilir.

### 3.6.1. Zorunlu Jet Enerji Düzeltmeleri

#### 3.6.1.1. Seviye 1 (L1) Dengeleme Düzeltmesi (Offset)

L1 düzeltmesi, düzeltme zincirindeki ilk adımdır. L1 düzeltmesinin amacı, yüksek  $p_T$  çarpışmalarıyla ilişkisi olmayan, kalorimetrelerin elektronik gürültüsünden, aynı demet hızması içindeki ekstra p-p etkilenmelerinden (in time - pileup), tetikleme olayından önce ve sonra aynı demetten gelen (out-of pileup), kalorimetrelerin elektronik okuma üniteleriyle ilişkili istenmeyen enerjiyi çıkarmaktır. Bu ekstra enerji veriden çıkarılabilir ve L1 enerji düzeltmesi uygulanarak katkılar içerebilir (Zielinski ve arkadaşları., 2010).

#### 3.6.1.2. Seviye 2 (L2) ( $\eta$ bağımlılığı) Göreli Jet Düzeltmesi

Bu düzeltme, L1 düzeltmesinden sonra yapılmalıdır. L2 göreceli düzeltmesinin amacı, jet yanıtını  $\eta$ 'nin bir fonksiyonu olarak düzeltmektir. L2 düzeltmesi, bir jeti MC doğrulama ve veri odaklı ikilijet dengeleme yöntemleri kullanarak düzeltmeyle gerçekleştirilir. İkilijet dengeleme yöntemi, yeniden yapılandırılmış bir jetin keyfi bir psüdo-rapidite kontrol bölgesine göre enerji yanıtını ölçer. Kontrol bölgesi fiçı olarak seçilir ( $|\eta| < 1.3$ ), çünkü fiçı bölgesi tek tip düzenli detektördür (Kousouris ve arkadaşları., 2010).

#### 3.6.1.3. Seviye 3 (L3) ( $p_T$ bağımlılığı) Mutlak Jet Düzeltmesi

L3 mutlak düzeltmesinin amacı, jet yanıtını  $p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak düzeltmektir. Parametreler MC simülasyonlarından elde edilir ve her zaman ikinci seviyede (L2) düzeltilmiş jetlere uygulanır.

### 3.6.2. İsteğe Bağlı Jet Enerji Düzeltmeleri

#### 3.6.2.1. Seviye 4 (L4) Elektromanyetik Düzeltme Kesri

Detektörün EKAL'de depolanan jet enerji kesirinin bir fonksiyonu olarak yanıtı, L4 düzeltmesi ile tanımlanır. Amacı, jet enerji yanıtının jet elektromanyetik

kesirine (EMF) olan bağımlılığını düzelterek jet enerji çözünürlüğünü iyileştirmektedir.

### 3.6.2.2. Seviye 5 (L5) Jet Çeşni Bağımlılığı Düzeltmesi

Çeşitli jetlerin parçacık içeriği farklı olduğundan, jet çeşnisine göre özel bir düzeltme gerekebilir. L5 jet enerji düzeltmesi yanıtın jet çeşnisine bağımlılığını ele alır.

### 3.6.2.3. Seviye 6 (L6) Temel Olay Düzeltmesi

Geri planda (underlying) olan olaylar, proton çarpışmasındaki sert saçılmaya bağlıdır, bu nedenle geri plandaki olayların enerjilerinin, jetlerin toplam enerjilerine katkıları, çeşitli fizik prosesleri için farklı olacaktır. L6 düzeltmesinin amacı, parton içeren yumuşak etkileşmeler nedeniyle oluşan geri plandaki olayın enerjisini jetten çıkarmaktır. L6 düzeltmesi genellikle parton seviyesine yapılan düzeltmedir

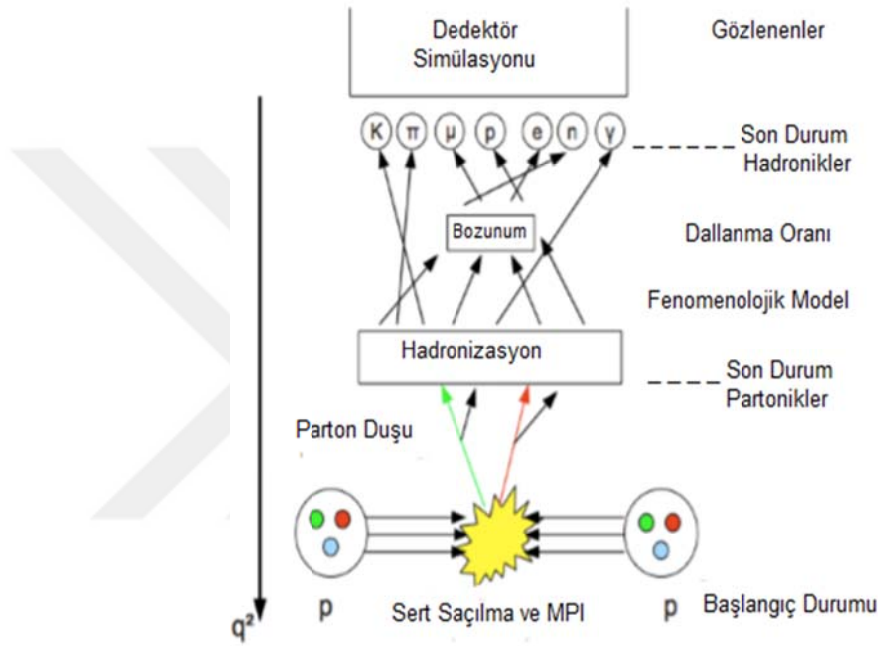
### 3.6.2.4. Seviye 7 (L7) Parton Düzeltmesi

Son jet enerjisi düzeltme aşamasıdır, amacı, radyasyondan kaynaklanan enerji kaybını düzeltmek için jet enerjisini orijinal parton enerjisine düzeltmektir. L7 düzeltmesi, parton seviyesine geri dönerek KaloJet (JPT veya PF Jeti)  $p_T$  'yi orijinal partonun  $p_T$  ortalamasına eşit hale getirir.

## 3.7. Monte Carlo (MC) Olay Üreteçleri

Monte Carlo (MC) olay üreteçleri, parçacık fiziği deneyleri için beklenen ölçümler ve dağılımlar hakkında öngörülerde bulunan ve tahminler yapan araçlardır. CMS deneyinde kuramsal modelleri test etmek ve olayların fiziğini anlamak oldukça önemlidir. MC üreteçleri detektör tarafından gözlenen olayları ayrıntılı biçimde incelemek için kullanılmaktadır. MC olay üretim aşamaları karmaşık olduğundan, bu süreç çeşitli basamakları içermektedir. Bu basamaklar

birden fazla olay üretici tarafından gerçekleştirilir. Bu nedenle aynı sert saçılmada farklı parton düş algoritmaları kullanılabilir. Bir MC olay üreticinde takip edilen bu basamaklar p-p etkileşmesi için şematik olarak Şekil 3.7’de verilmiştir. Hadron seviyesinde MC çalışma prensibi aşağıdaki gibi gösterilmektedir.



Şekil 3.7. Bir MC olay üreticindeki p-p etkileşmesinin şematik gösterimi (Heinrich, 2011).

Gelen iki parton sert saçılma sürecine göre etkileşir. Sert etkileşme serbest olarak davranan ve gelen proton içinde yer alan parton çiftleri arasında gerçekleşir.

Saçılan sert partonlar ve parton kalıntıları son durum partonları (partonik son durum – PFS ) oluşturmak için parton düşüne katılır.

Parton düşü üretiminden sonra, serbest parçacıklar olarak gözlenemeyen kuarklar ve gluonlar, yani renkli partonlar oluşur. Bu partonlar daha sonra

hadronize olurlar. Hadronizasyon partonlardan hadronlara geçiş süreci olarak tanımlanır. Belirli bir eşğin altındaki ortalama ömüre sahip olan parçacıklar daha sonra bozunur. YEF’de en sık kullanılan MC üreteçlerine örnek olarak PYTHIA, HERWIG, CASCADE ve HEJ verilebilir.

### 3.7.1. PYTHIA

PYTHIA, parton kalıntılarını, başlangıç ve son durum radyasyonu, bozunmalar ve çoklu etkileşimleri Lund sicim hadronizasyon modeli ve sıralı  $p_T$  parton düş süreçlerini kullanarak kuram ve ampirik modelleri birleştiren bir MC olay üreteç programıdır.

PYTHIA’nın hem Fortran hem de C++ versiyonları vardır. Fortran programındaki versiyonu PYHTIA 6.4.28 iken C++’taki son versiyonu PYTHIA 8.2’dir (<https://arxiv.org/abs/1410.3012>).

PYTHIA birçok fizik prosesini içermektedir. Tüm SM  $2 \rightarrow 1$  ve  $2 \rightarrow 1$  matris elemanları, sert ve yumuşak KRD süreçleri, ağır çeşni üretimi vektör bozonu ve SM model Higgs üretimi bu MC modeline dahildir. Ayrıca SÜSİ ve renk tekniği (technicolor) gibi SM’de olmayan birçok olay da PYTHIA’ya dahil edilmiştir. Bu süreçler pertürbasyon kuramı kullanılarak hesaplanamadığı için gözlenen dağılımları yeniden üretmek üzere fenomenolojik modeller uygulanmaktadır. Hadronizasyon ve multiparton etkileşimleri çok sayıda serbest parametre içermektedir. Bu parametrelerin tümü için belirli değerlerin kombinasyonlarına “tune” denir. PYTHIA’daki parton arasındaki etkileşimleri tanımlamak için geri plan olay modeli gereklidir (Heinrich, 2011).

### 3.7.2. HERWIG

HERWIG (Müdahale Gluonları ile Hadron Emisyon Reaksiyonları) genel bir olay üreticidir. Bir partonun dallanma işlemine dayanır. Başlangıç ve son durum KRD radyasyonu için açısız sıralı bir parton düşü ve partonların hadronizasyonunu yeniden üretmek için bir küme modeli kullanılır (Marchesini ve

arkadaşları., 1992). Hadronizasyon sürecinde pertürbatif olmayan üç durum dikkate alınır: gelen partonların gelen parçacıkların bileşenleri olarak tanımlanması, giden partonların hadronlara dönüşümü ve çoklu parton etkileşimlerin dahil edilmesi.

HERWIG, geri plan olay faaliyetlerini üretmek için çoklu etkileşme modeli JIMMY'i kullanan bir ara yüz içermektedir. HERWIG-JIMMY (Butterworth, Forshaw, Seymour, 1996), HERWIG'in Fortran versiyonudur. HERWIG++ olay üreticisi ise C++ programlama diline uyarlanmış halidir (Bahr ve arkadaşları., 2008). HERWIG' sürüm 7.2 kullanıma sürülen yeni sürümüdür (<https://arxiv.org/abs/1912.06509>).

### 3.7.3. CASCADE

CASCADE hadron düzeyindeki tüm olayları e-p ve p-p süreçleri için üreten bir MC olay üreticidir (Jung ve arkadaşları., 2010). Hadronizasyon için Lund sicim modelini kullanır. Sert saçılmada, matris elemanları ile tanımlanmış ilk durum CASCADE için CCFM açılım denklemi uygulanır (Jung, 2001).

### 3.7.4. HEJ

Yüksek enerji jeti (HEJ) çoklu jet analizi için bir MC olay üreticisidir. Sert saçılma matris elemanlarının jet üretimine pertürbatif bir yaklaşımını sağlar. Bu nedenle özellikle sert, geniş açılı KRD radyasyonuna bir açıklama getirir ve birçok sert ve radyoaktif düzeltmenin etkilerini açıklamak için geliştirilmiştir. Çarpıştırıcılardaki kütle merkezi enerjisi arttıkça, bu tür düzeltmeler giderek daha önemli hale gelmektedir (Andersen, Lonnblad ve Smillie, 2011).

#### 4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

##### 4. 1. HF Jet Enerji Yanıt Dağılımlarının Elde Edilmesi

Detektörde kayıt edilen jet enerjisi ile parçacık seviyesindeki jet enerjisi arasında; detektörün çözünürlüğüne, enerji yanıtına ve jetin yeniden yapılandırma algoritmalarında kullanılan tekniklere göre farklılıklar oluşmaktadır. Jet enerji yanıtı aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$R_{gen}(\langle p_T \rangle, \eta) = \frac{\langle p_T \rangle}{\langle p_T^{ref} \rangle} [p_T^{ref}, \eta] \quad (4.1)$$

burada  $R_{gen}$  simüle edilmiş jet yanıtını,  $\langle p_T \rangle$  yeniden yapılandırılmış eşleşen jetlerin dik momentumun aritmetik ortalamasını ve  $\langle p_T^{ref} \rangle$  ise parçacık seviyesindeki jetlerin dik momentumun aritmetik ortalamasını göstermektedir. Jet yanıtı HF bölgesinin her bir  $\eta$  ve  $p_T^{ref}$  aralıklarına göre elde edilmiştir. Analizde kullanılan  $\eta$  ve  $p_T^{ref}$  aralıkları Çizelge 4.1’de gösterilmiştir.

Bu çalışmada, HF bölgesindeki jetlerin enerji yanıtını ölçmek için aşağıdaki KRDC MC örneği kullanılmıştır. Yığınlık bilgisi bulunmayan MC örneği CMSSW\_7\_6\_3’de 76X\_mcRun2\_asymptotic\_RunIIFall15DR76\_v1 global etiketi ile yeniden yapılandırılmıştır.

- /QCD\_Pt-  
15to7000\_TuneCUETP8M1\_Flat\_13TeV\_pythia8/RunIIFall15MiniAODv  
2-25nsNoPURaw\_magnetOn\_76X\_mcRun2\_asymptotic\_v12-  
v1/MINIAODSIM

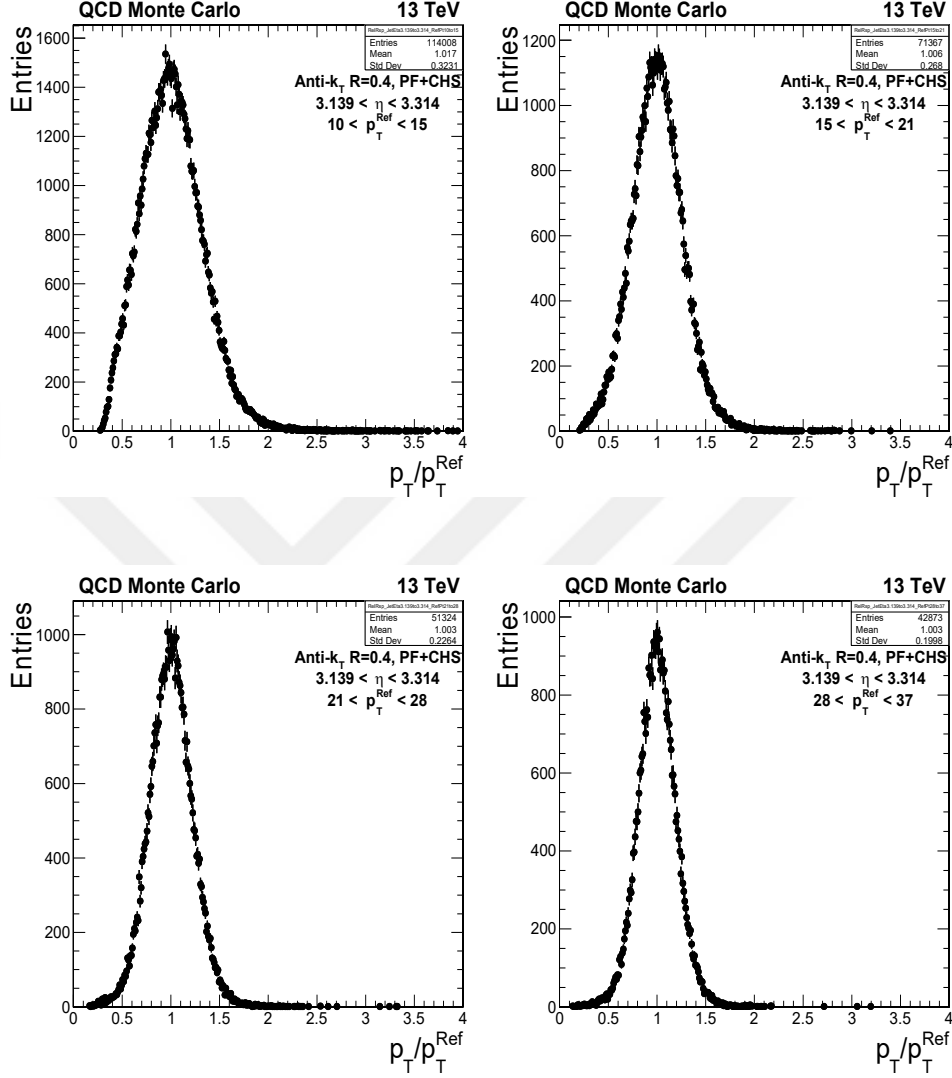
Bu analizde, seçilen olaylara aşağıdaki temel sınırlamalar uygulanmıştır:

- En az dört izden oluşan iyi yapılandırılmış bir birincil köşe (vertex) noktası içermeli ve birincil köşe noktasının  $z$  bileşeni 24 cm'den daha az olmalıdır.
- Parçacık seviyesindeki ve yeniden yapılandırılmış jetlerin, referans detektör seviyesinde  $((\eta, \phi)$  uzayı)  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$  şartını sağlayarak eşleşmesi istenmiştir. Burada  $R$ , jet konisinin yarıçapını temsil etmektedir.
- Anti- $k_T$  jet algoritması ile yeniden yapılandırılmış olan  $R = 0.4$  yarıçapına sahip PFCHS (Parçacık Akışlı Yüklü Hadron Çıkarımı) jetlerin dik momentumuna  $p_T > 10$  GeV kısıtlaması uygulanmıştır.
- Jetlerin enerjisine, Fall15\_lowPU\_V1\_MC jet enerji düzeltme paketinden L2 Residual düzeltme faktörü uygulanmıştır.

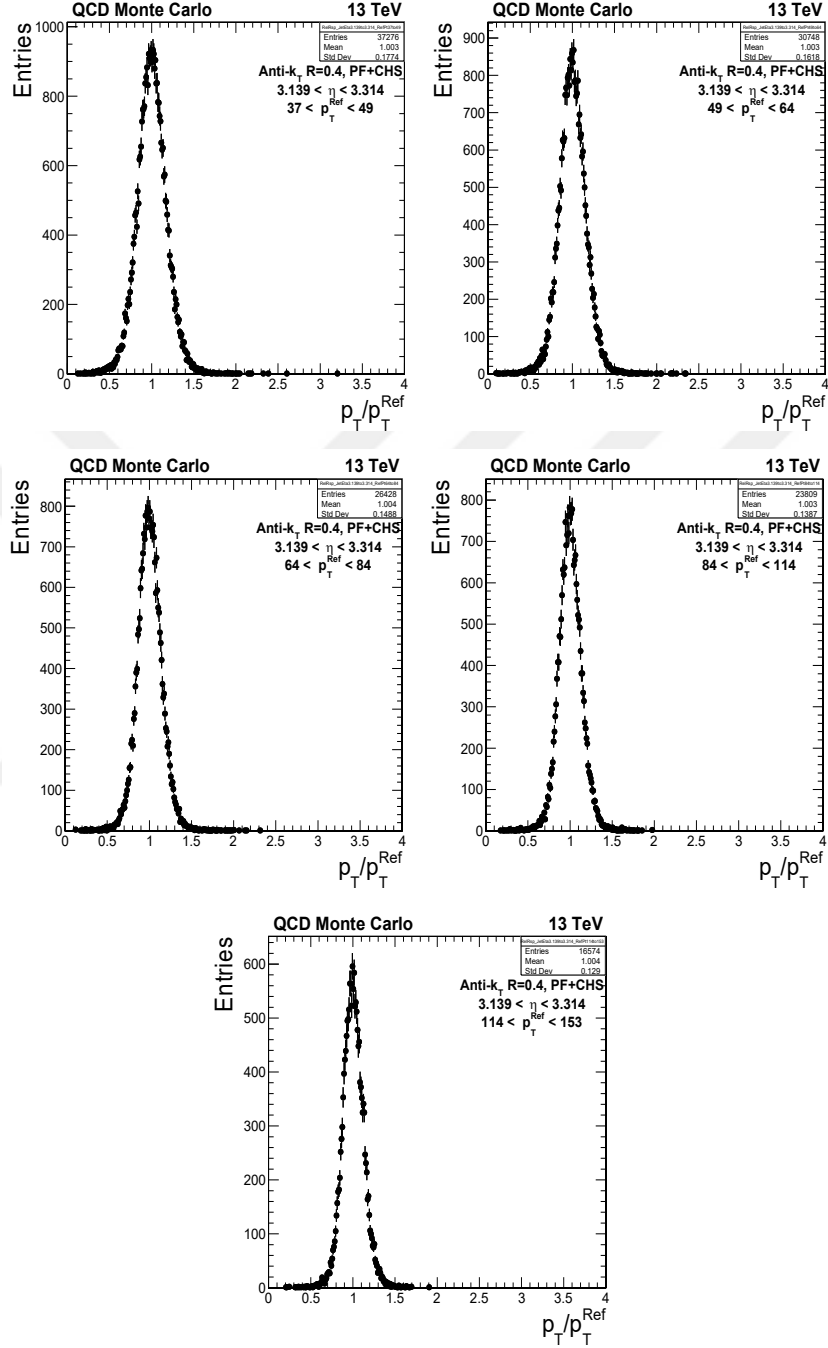
Çizelge 4.1. Çalışmada kullanılan  $\eta$  ve  $p_T$  aralıkları.

$ \eta $	3.139, 3.314, 3.489, 3.664, 3.839, 4.013, 4.191, 4.363, 4.538, 4.716, 4.889, 5.191
$p_T$ (GeV)	10, 15, 21, 28, 37, 49, 64, 84, 114, 153

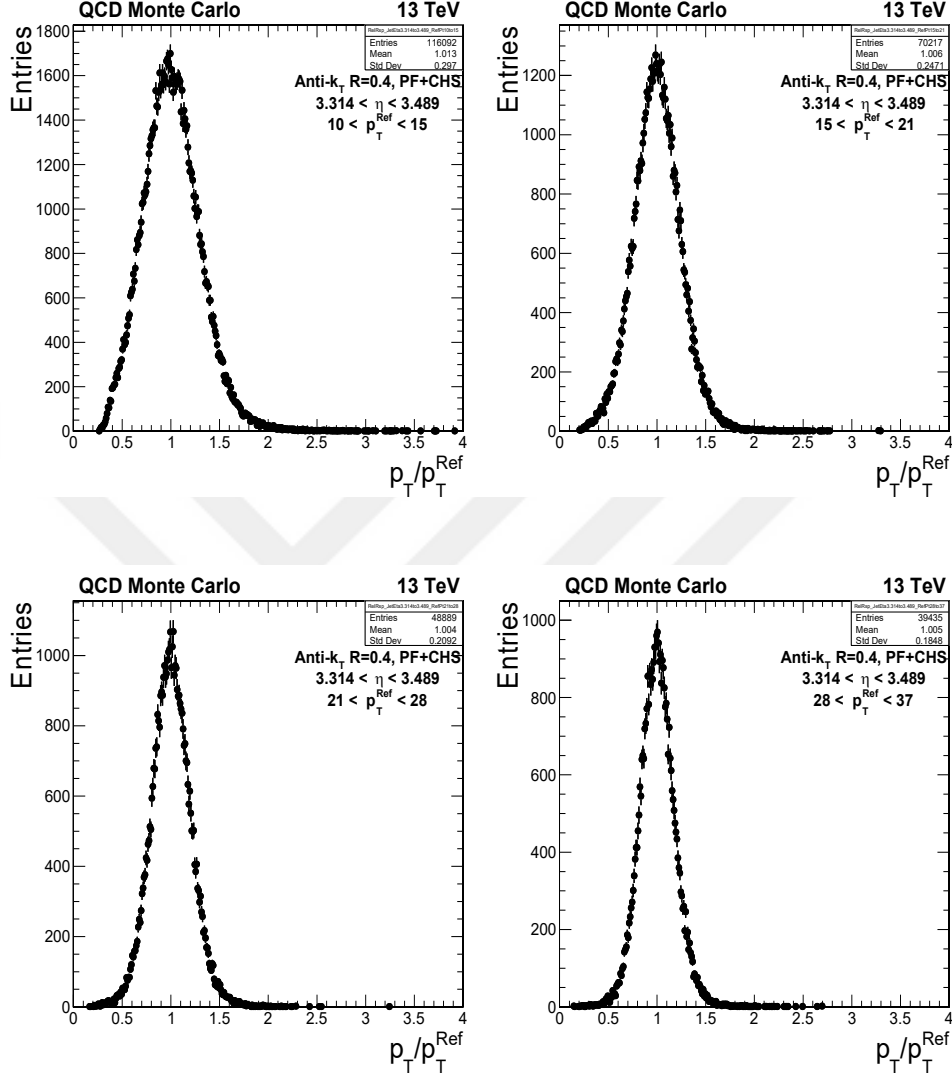
$3.139 < \eta < 3.314$  psüdorapidite aralığında yer alan jetlerin dokuz farklı  $p_T$  bölgesi (10 GeV'den 153 GeV'e kadar) için tepki dağılımları Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Dağılımların  $x$ -ekseni jet yanıtını,  $y$ -ekseni kullanılan aralıktaki giriş sayısını göstermektedir. Şekil 4.2 ile Şekil 4.11 arasındaki dağılımlar, HF bölgesine ait diğer  $\eta$  aralıkları ve aynı  $p_T$  bölgeleri için jet yanıt dağılımlarını göstermektedir. Dağılımlardan görüldüğü gibi jetin dik momentum değeri arttıkça yanıt dağılımlarının RMS değeri küçülmekte ve Gauss dağılımına daha uyumlu hale gelmektedir. HF bölgesine ait  $\eta$  aralıklarının sonuna doğru jet sayısı azaldığı için histogramların farklılaştığı görülmektedir. Ayrıca  $\eta$ 'nın büyük değerleri için yüksek  $p_T$  değerlerinde istatistikteki yetersizlikten dolayı Gauss dağılımı ile uyumlu olmayan bir jet yanıt dağılımı elde edilmiştir.



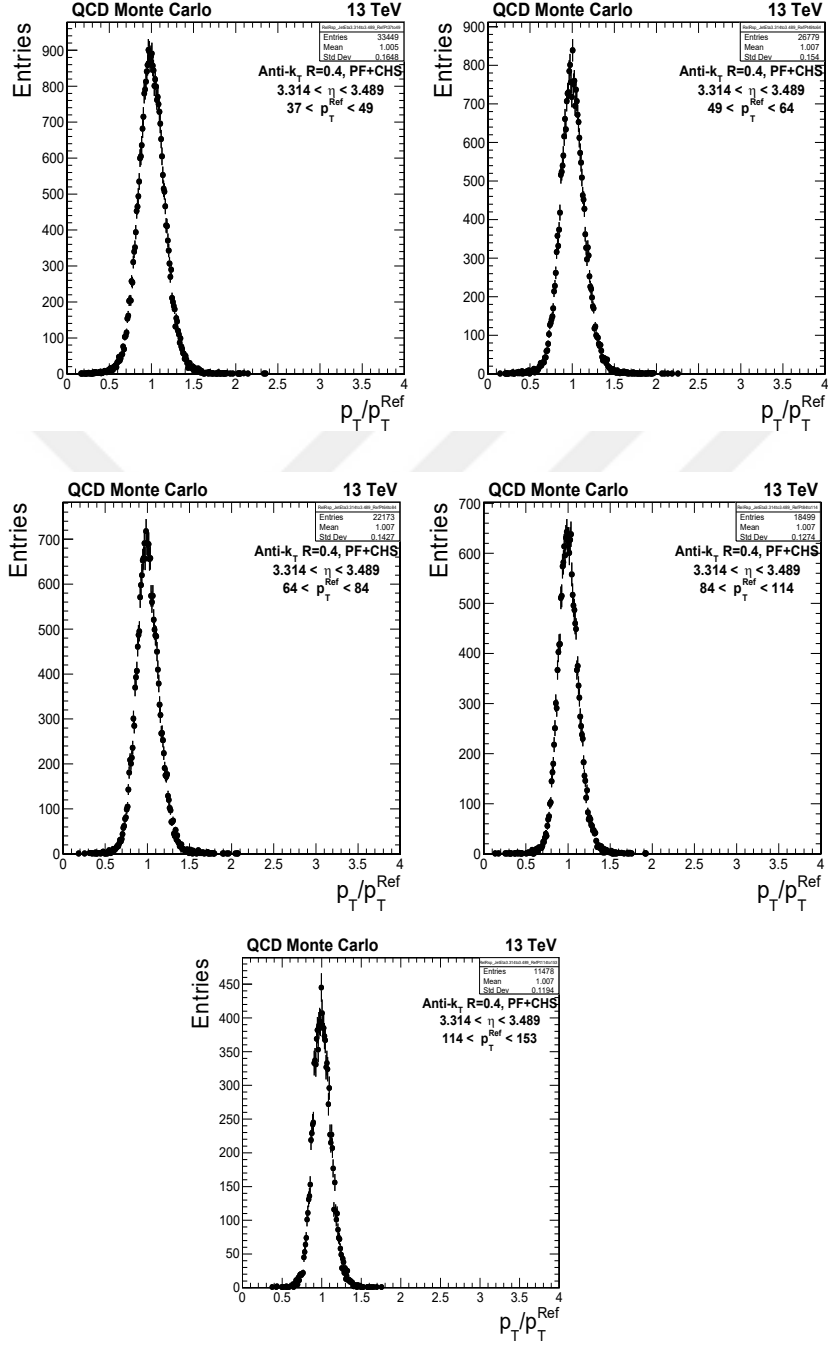
Şekil 4.1.  $3.139 < \eta < 3.314$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



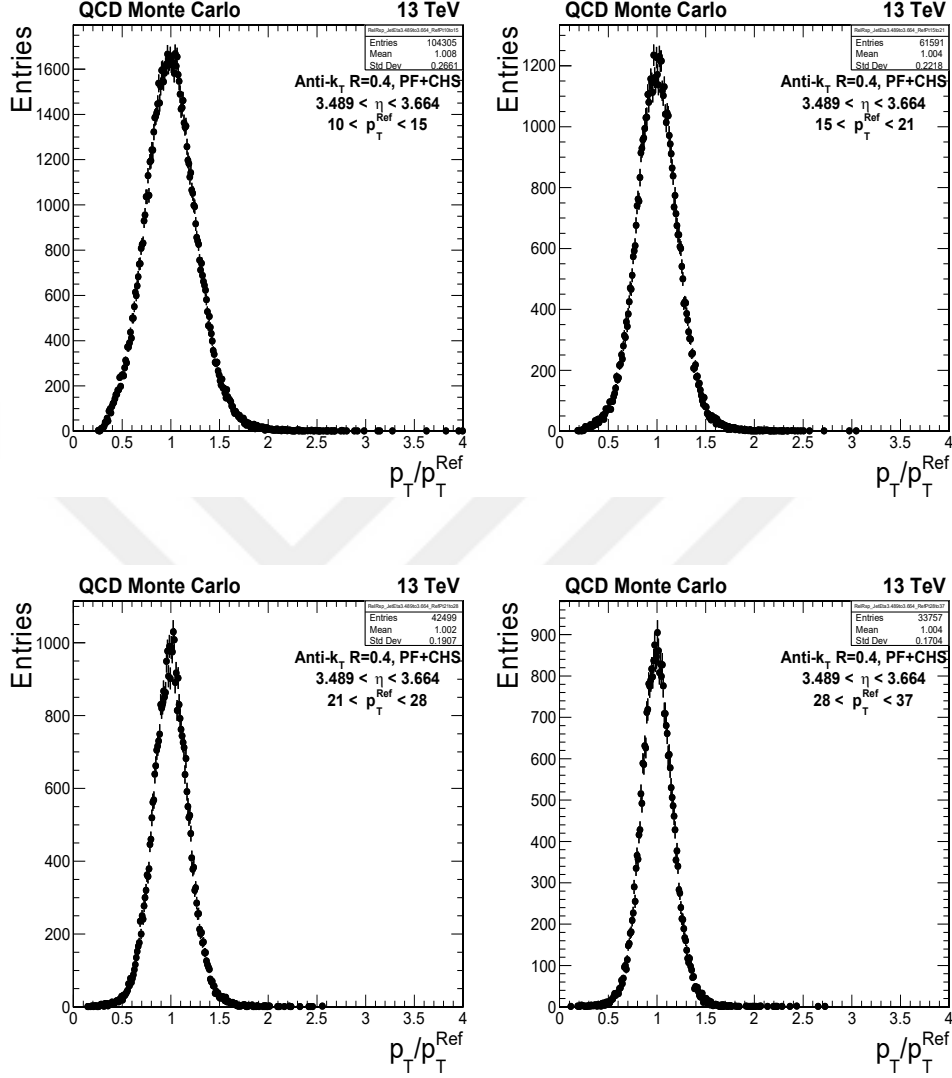
Şekil 4.2.  $3.139 < \eta < 3.314$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



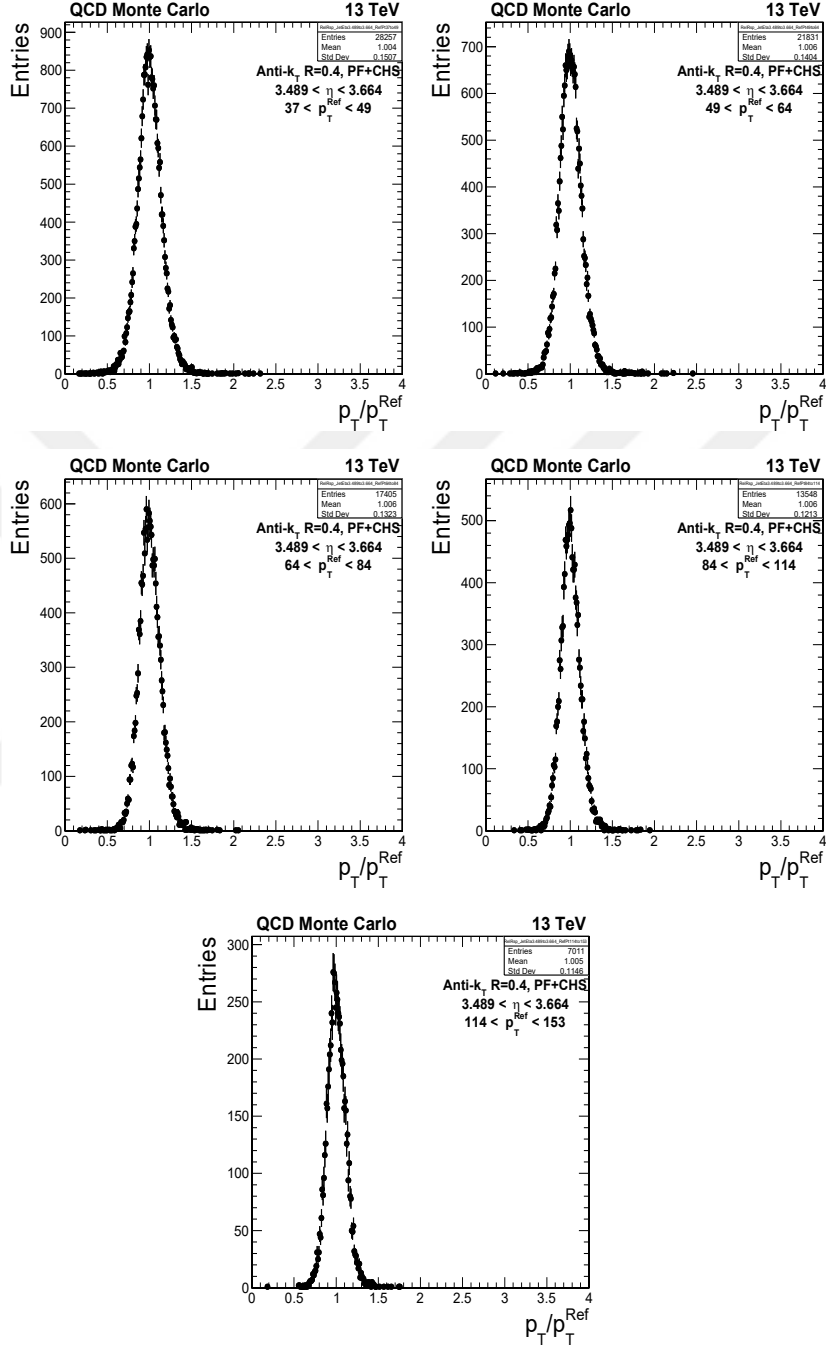
Şekil 4.3.  $3.314 < \eta < 3.489$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



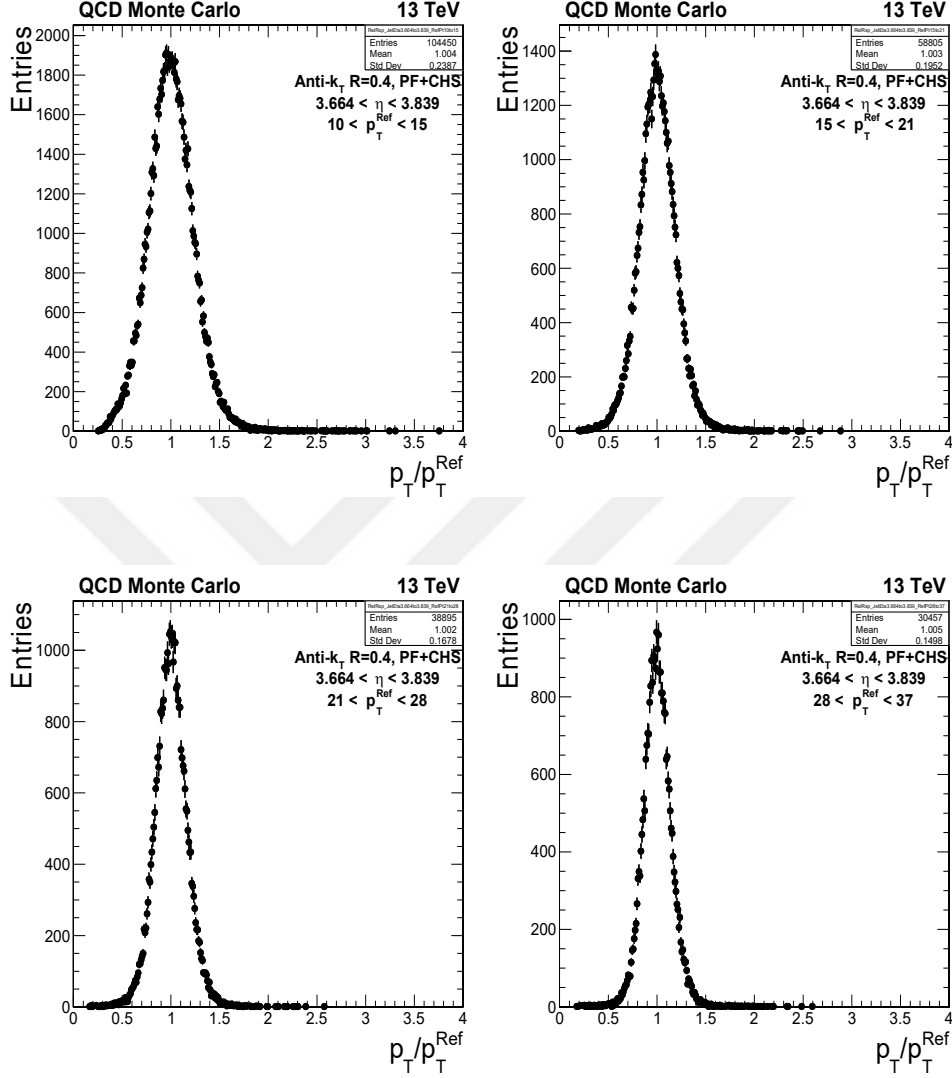
Şekil 4.4.  $3.314 < \eta < 3.489$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları



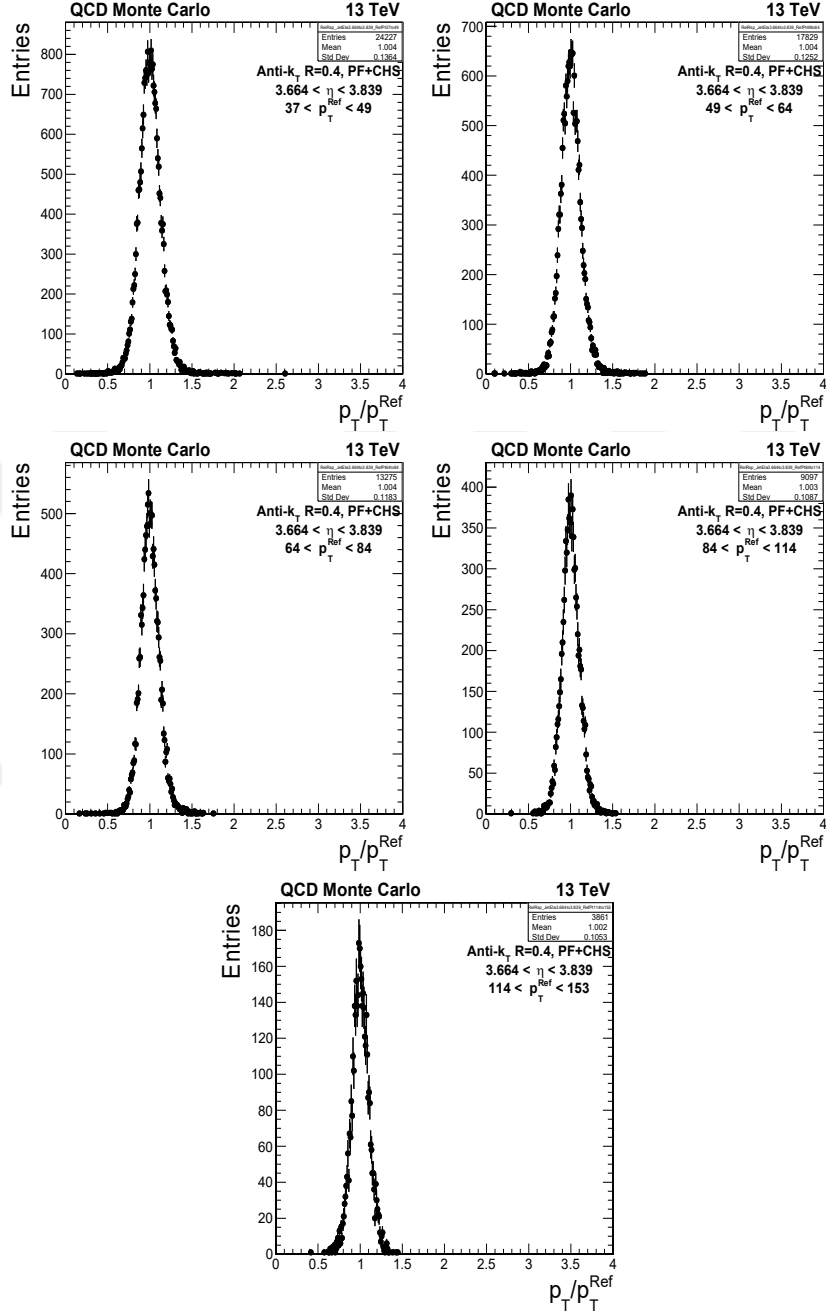
Şekil 4.5.  $3.489 < \eta < 3.664$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



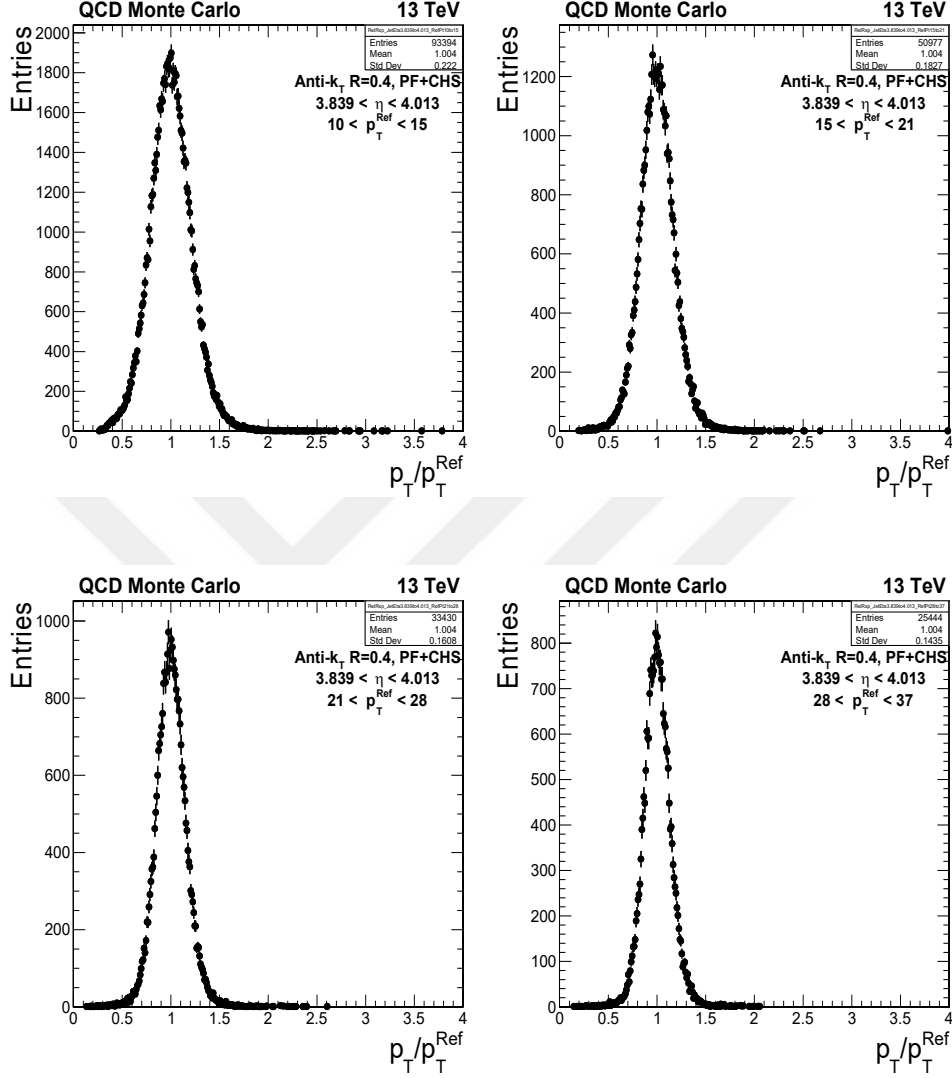
Şekil 4.6.  $3.489 < \eta < 3.664$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



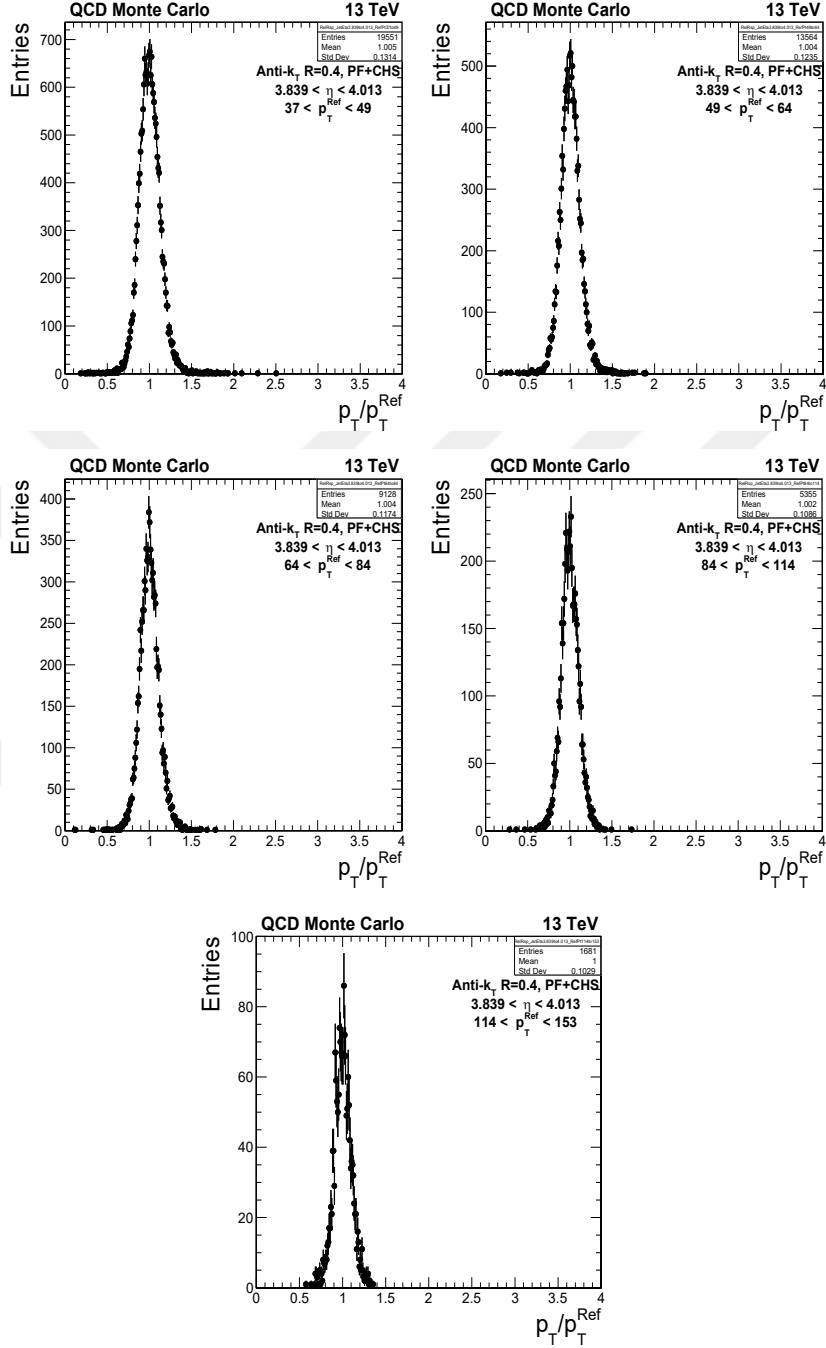
Şekil 4.7.  $3.664 < \eta < 3.839$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



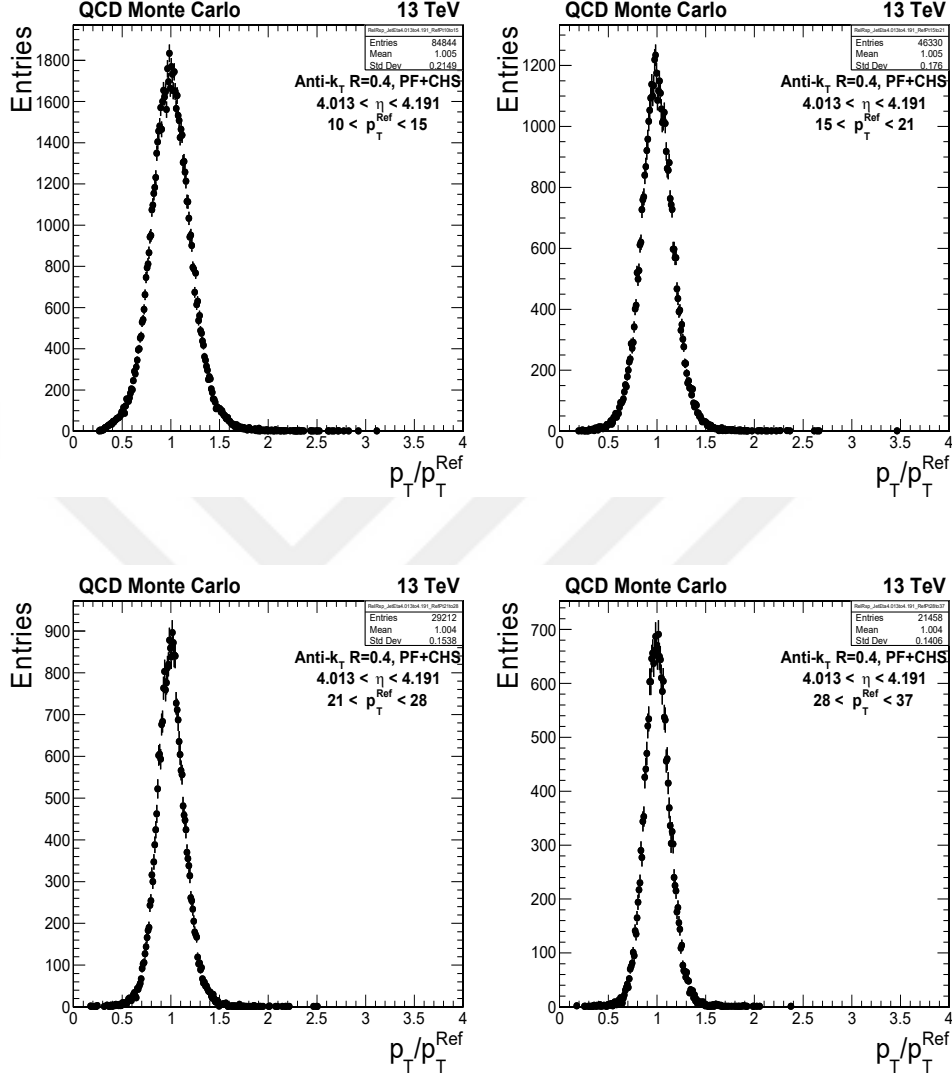
Şekil 4.8.  $3.664 < \eta < 3.839$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



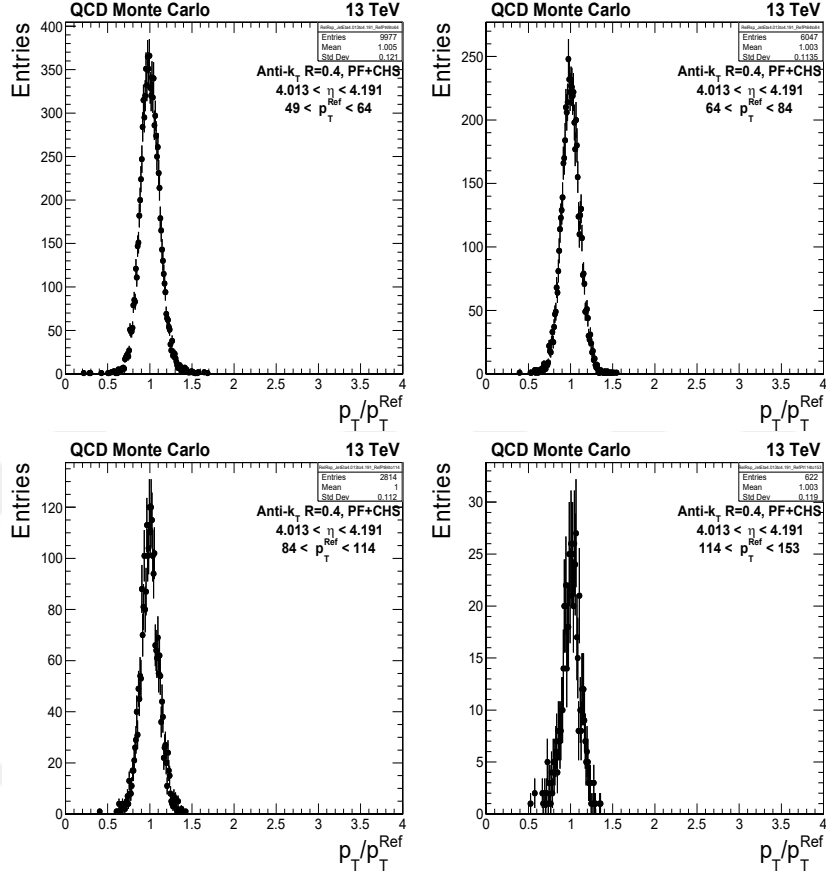
Şekil 4.9.  $3.839 < \eta < 4.013$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



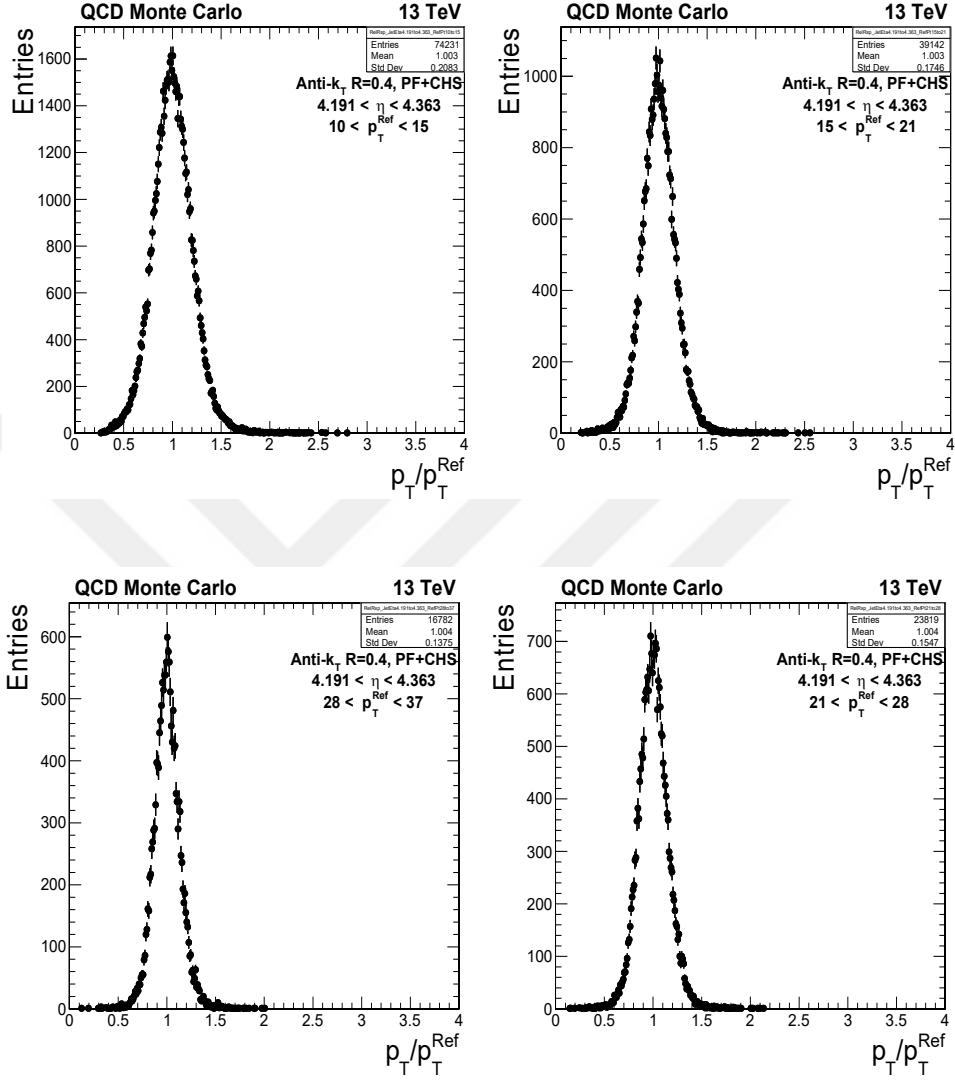
Şekil 4.10.  $3.839 < \eta < 4.013$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



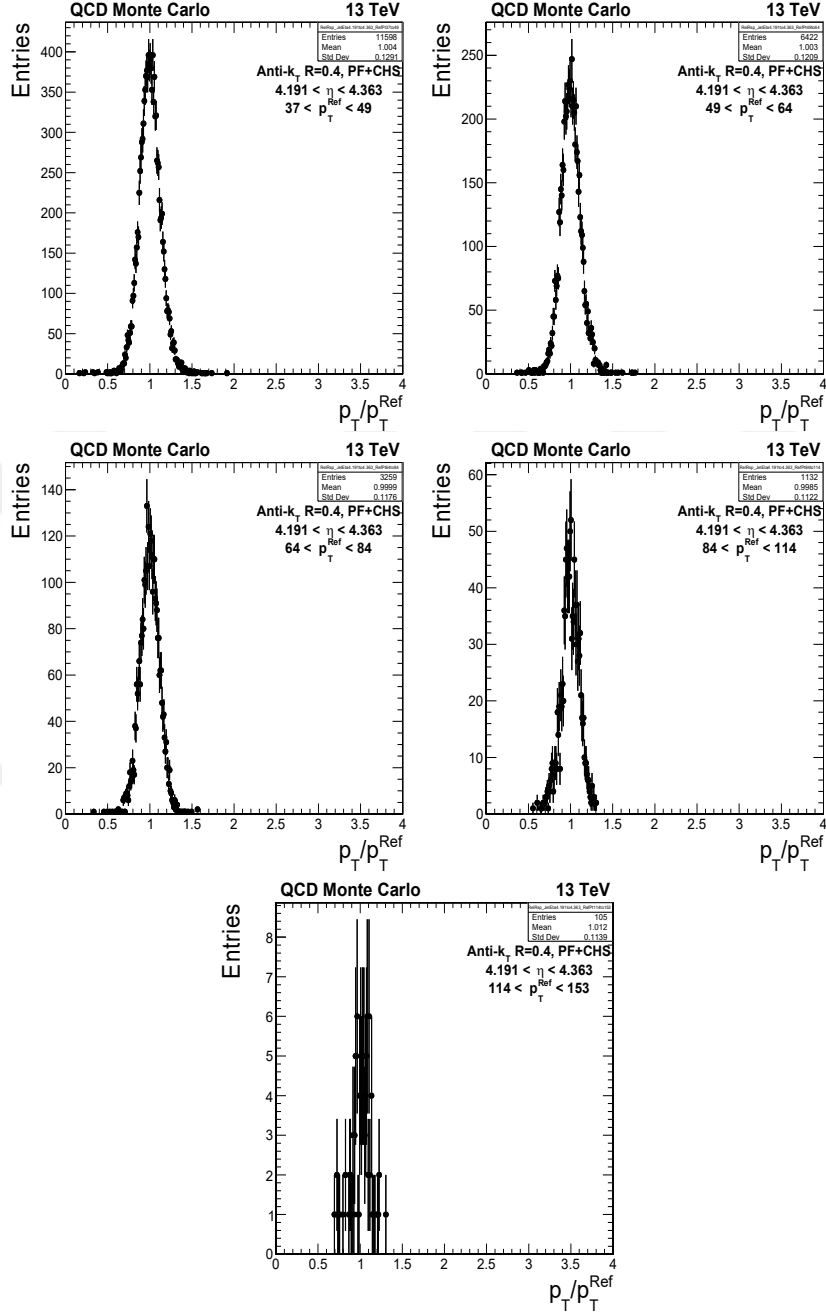
Şekil 4.11.  $4.013 < \eta < 4.191$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



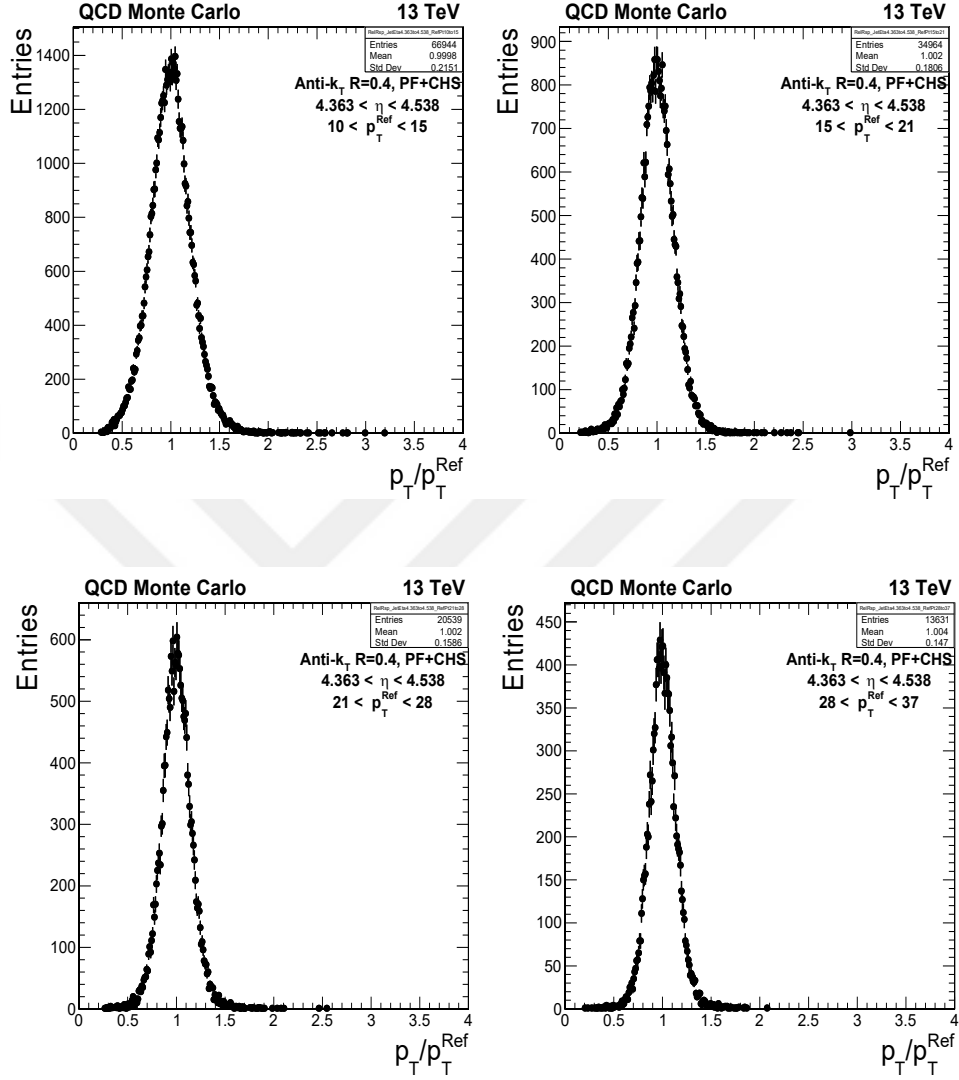
Şekil 4.12.  $4.013 < \eta < 4.191$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



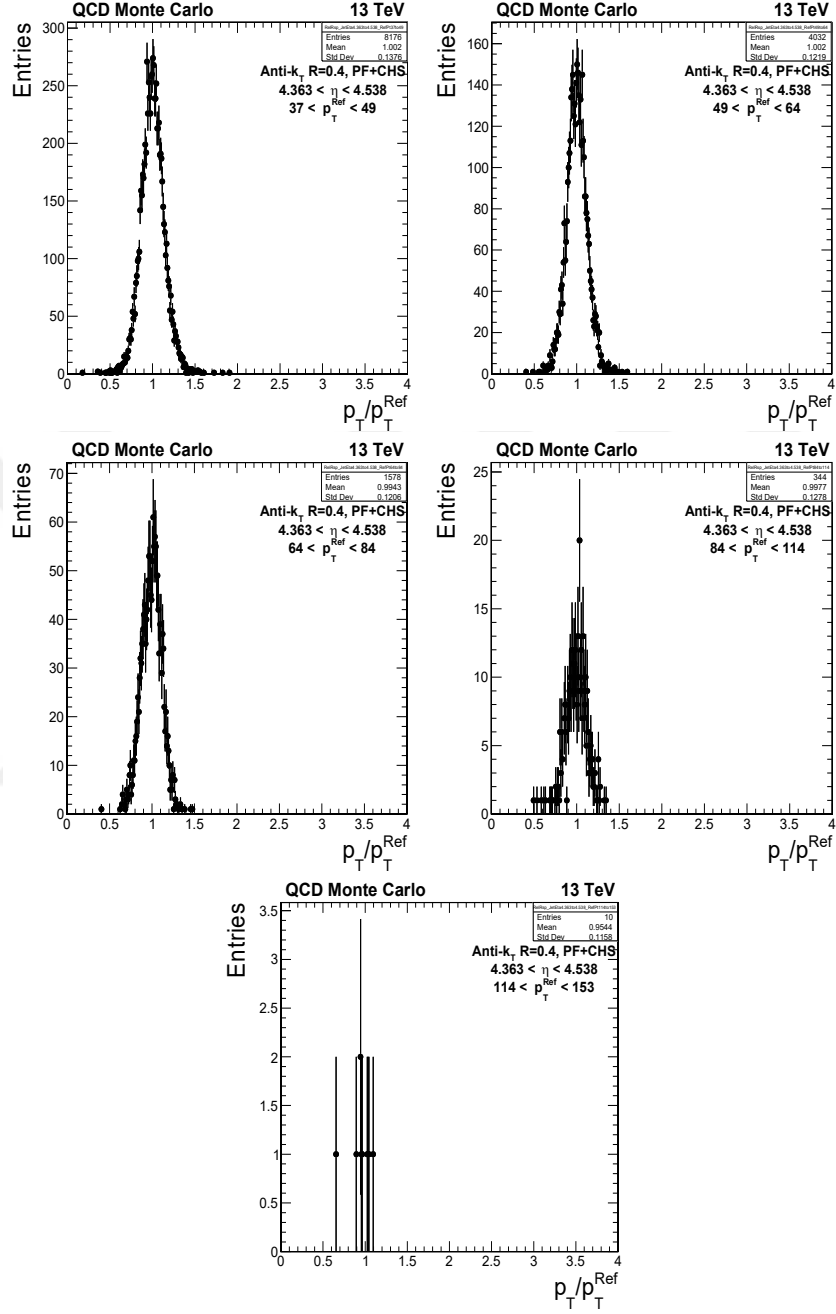
Şekil 4.13.  $4.191 < \eta < 4.363$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



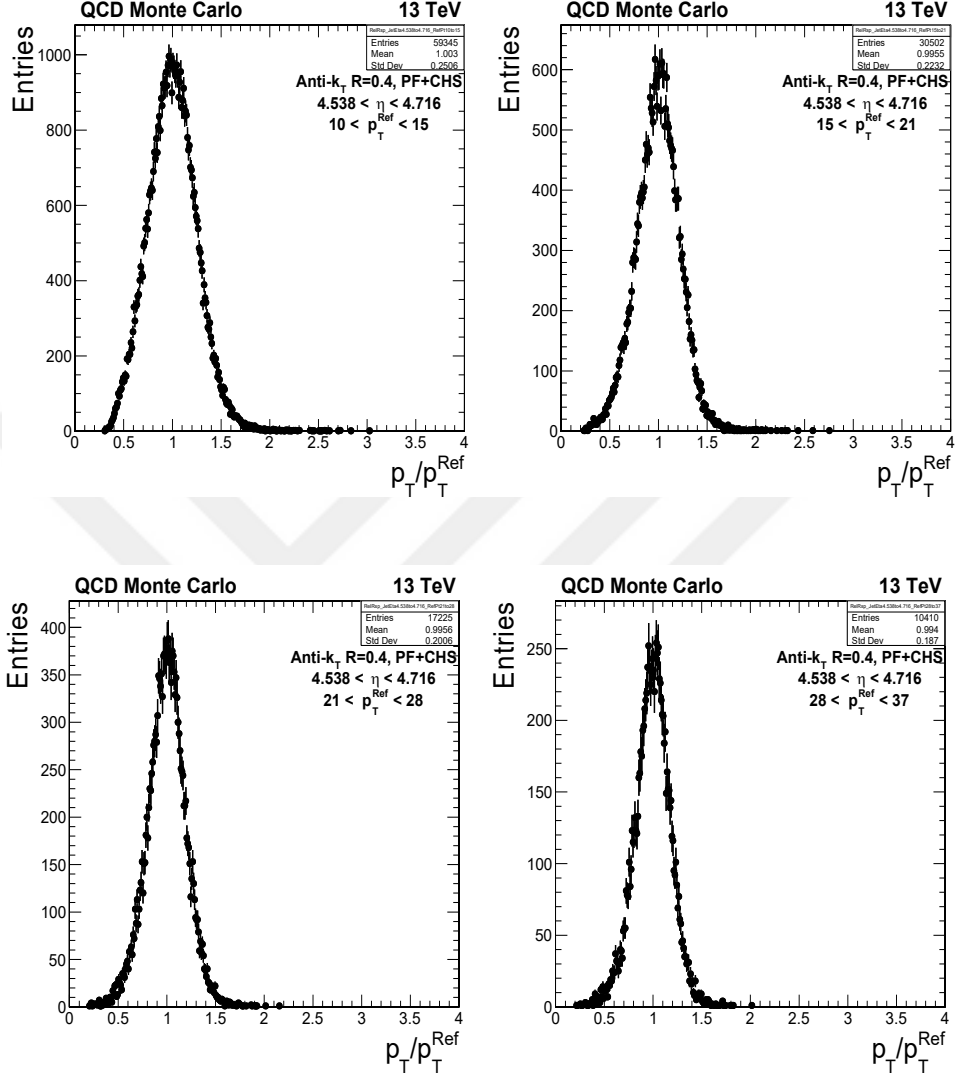
Şekil 4.14.  $4.191 < \eta < 4.363$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



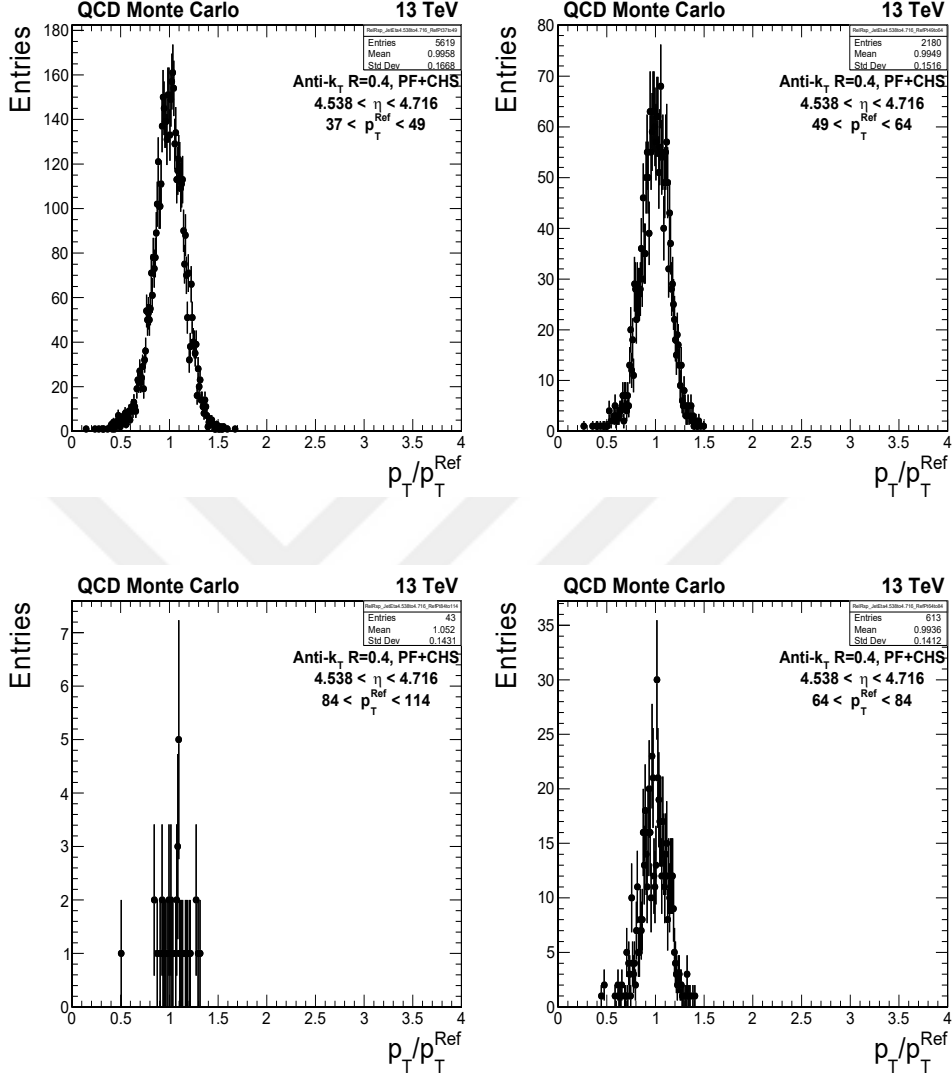
Şekil 4 15.  $4.363 < \eta < 4.538$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



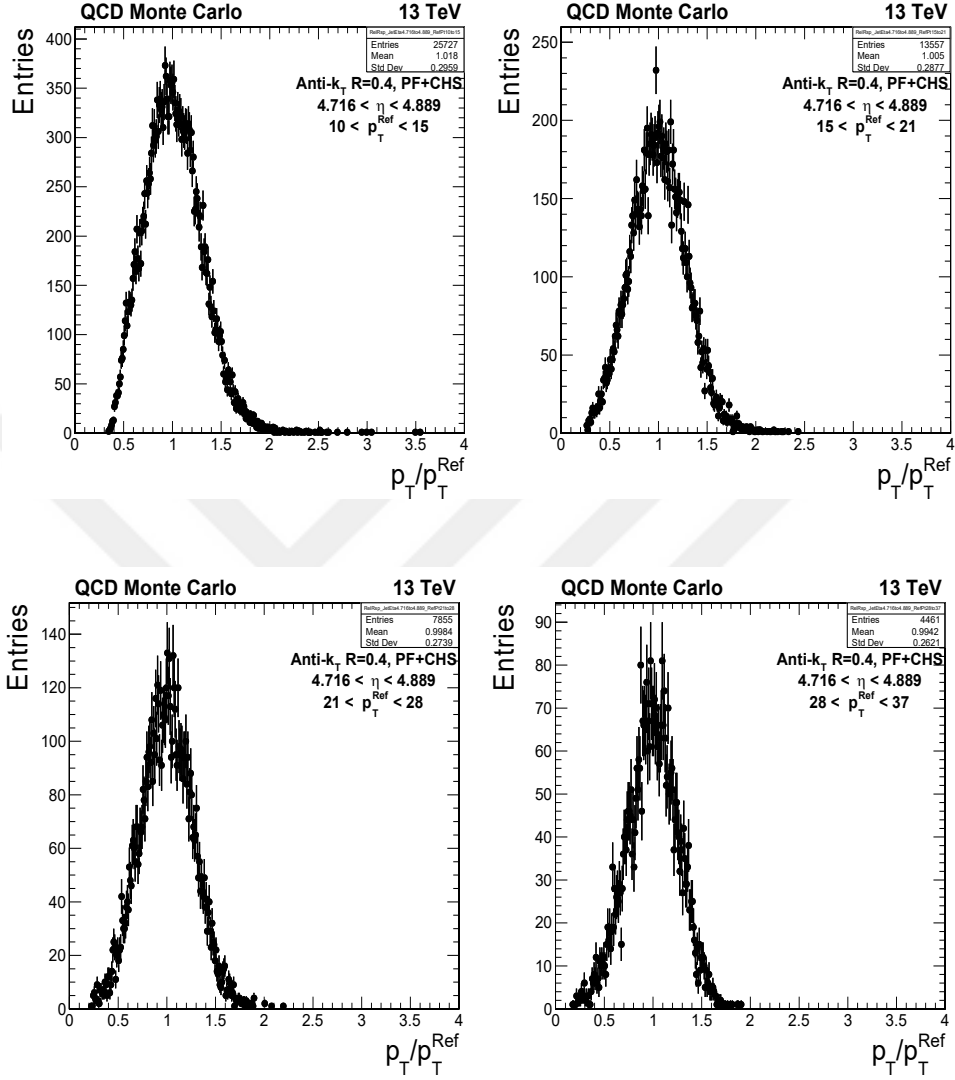
Şekil 4.16.  $4.363 < \eta < 4.538$  aralığı için beş farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



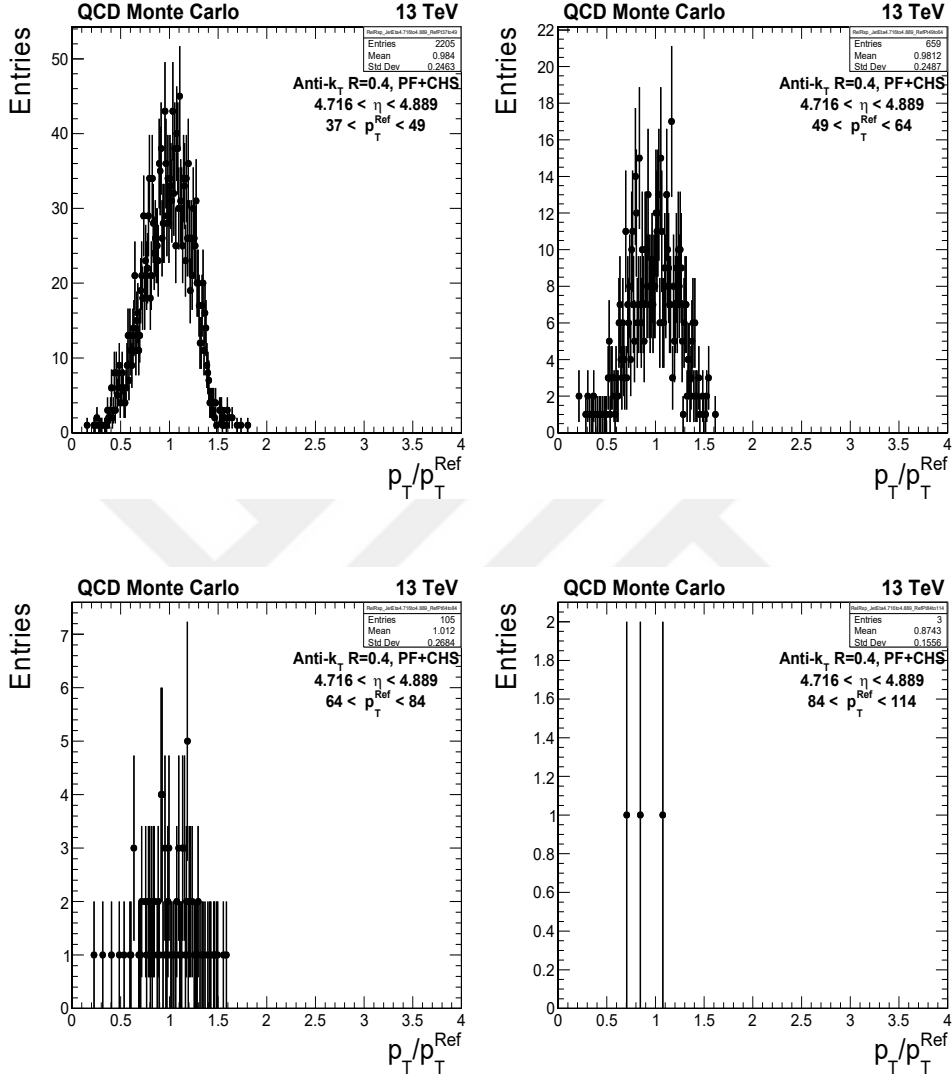
Şekil 4.17.  $4.538 < \eta < 4.716$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



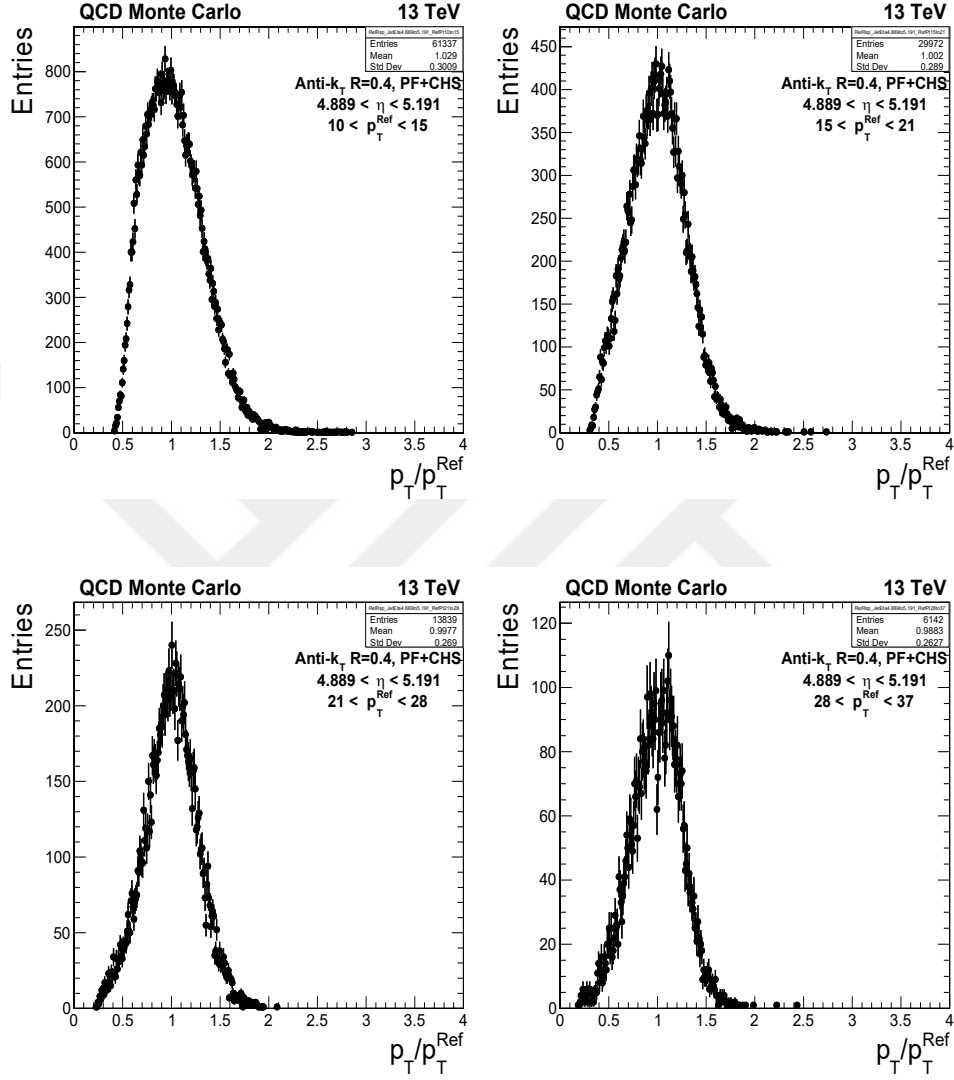
Şekil 4.18.  $4.538 < \eta < 4.716$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



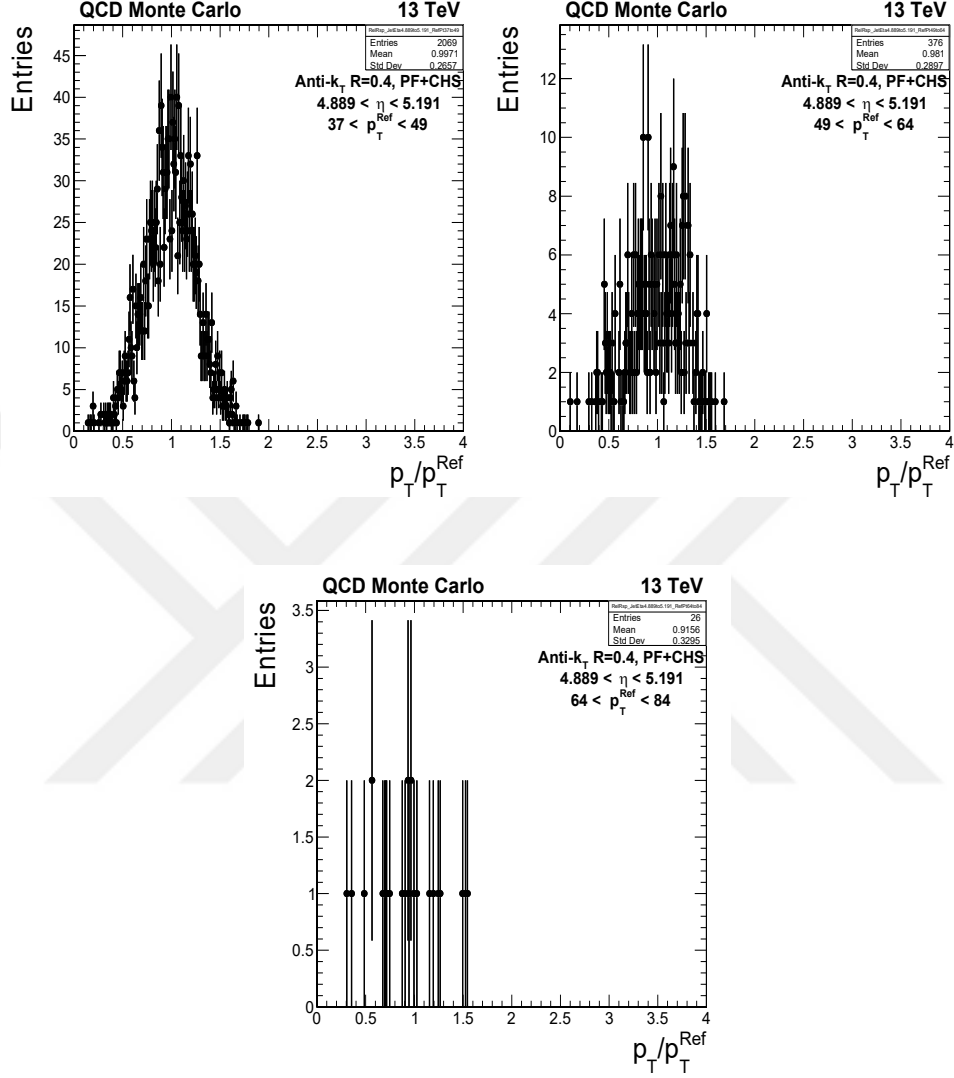
Şekil 4.19.  $4.716 < \eta < 4.889$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



Şekil 4.20.  $4.716 < \eta < 4.889$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



Şekil 4.21.  $4.889 < \eta < 5.191$  aralığı için dört farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.



Şekil 4.22.  $4.889 < \eta < 5.191$  aralığı için üç farklı  $p_T$  bölgesindeki jet yanıt dağılımları.

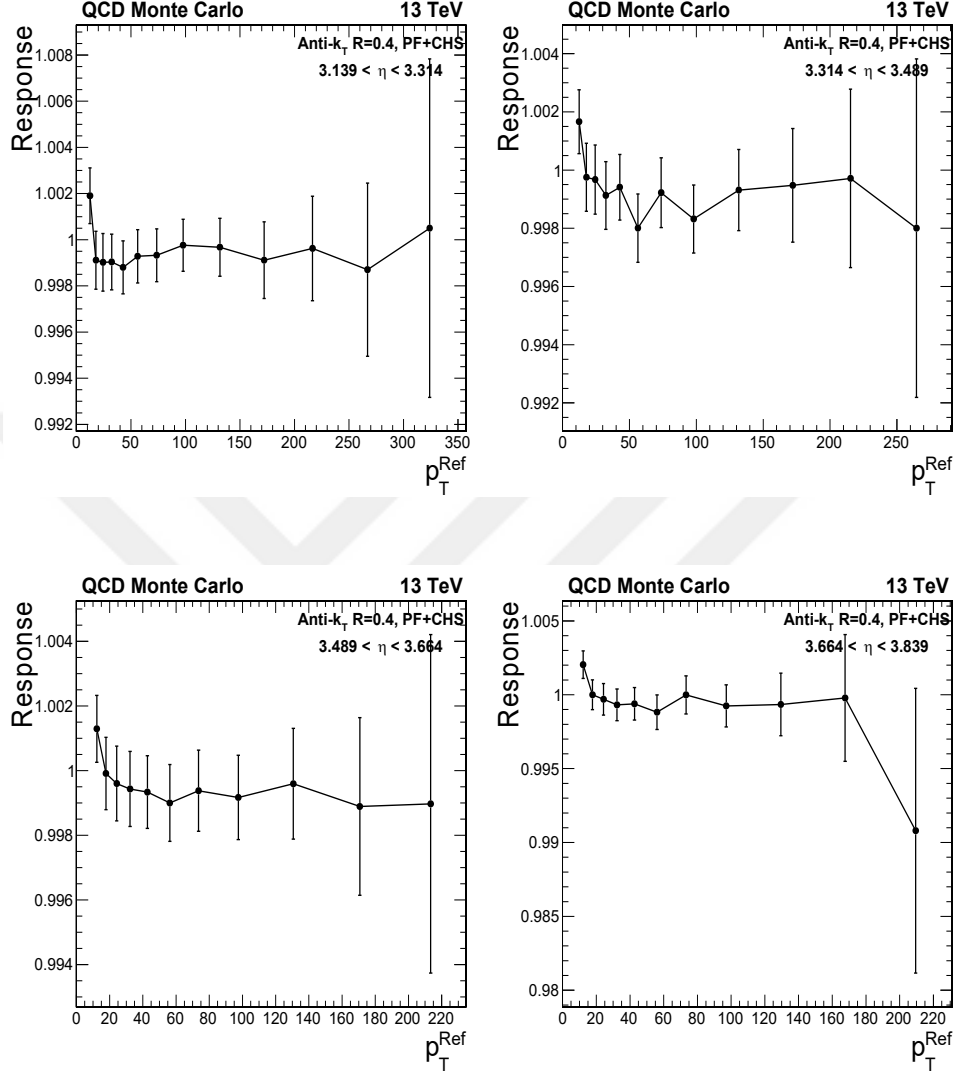
Eşitlik 4.1’de bahsedildiği gibi tepki dağılımı elde etmek için dağılımların aritmetik ortalaması kullanılmıştır. Bu analizde histogram metriği olarak aritmetik ortalama yerine medyan değerleri kullanılmıştır. Dağılımların medyanı ise aşağıdaki formül ile hesaplanmıştır:

$$medyan = L_m + \left[ \frac{\frac{N}{2} - F_{m-1}}{f_m} \right] \cdot c$$

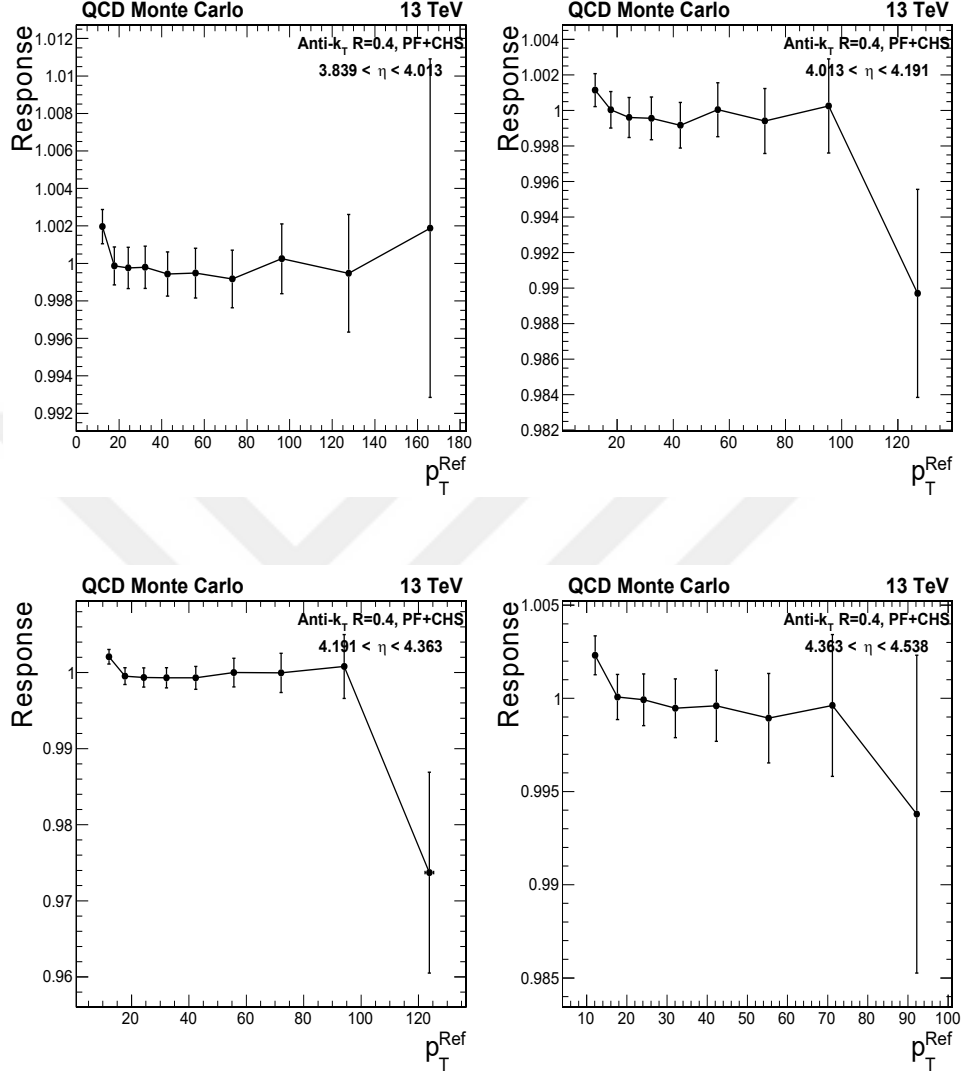
burada  $L_m$  ilgili içeriğe ait en düşük sınırı,  $N$  toplam giriş sayısını,  $F_{m-1}$  medyan içeriğinden önceki içeriklerde bulunan toplam giriş sayısı,  $f_m$  medyan içeriğine ait giriş sayısını ve  $c$  medyan içeriğinin genişliğini temsil etmedir. Medyana ait standart hata, ortalama standart hatanın 1.2533 katıdır ve bu aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$SE(\text{median}) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{RMS}{\sqrt{N}}$$

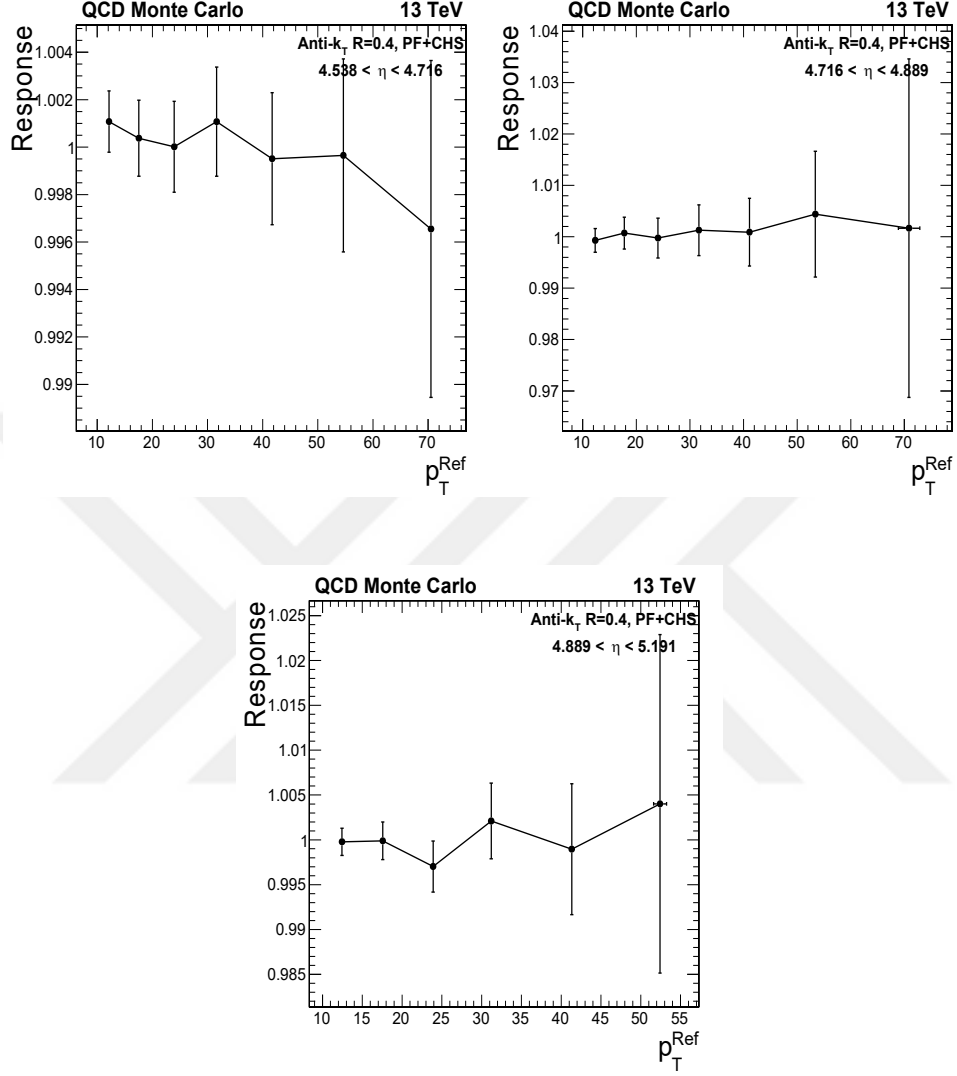
Her  $\eta$  ve  $p_T$  aralığı için elde edilen jet tepki dağılımlarından medyan değerleri ve hataları hesaplanarak  $p_T^{ref}$ ’nin bir fonksiyonu olarak tepki dağılımları her bir  $\eta$  bölgesi için elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.12’de gösterilmiştir.  $\eta$ ’nin büyük değerlerinde  $p_T > 55$  GeV bölgesi için yetersiz istatistik sorunu ile karşılaşmıştır.  $10 < p_T < 15$  GeV bölgesi için tepki değeri 1.002’ye kadar çıkmaktadır. Bunun dışındaki  $p_T$  bölgelerinde beklendiği gibi 1’e oldukça yakın değerler elde edilmiştir.



Şekil 4. 23. HF detektörünün bütün  $\eta$  aralıkları için  $p_T^{ref}$ 'nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları.



Şekil 4 24. HF detektörünün bütün  $\eta$  aralıkları için  $p_T^{\text{ref}}$ 'nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları.



Şekil 4.25. HF detektörünün bütün  $\eta$  aralıkları için  $p_T^{ref}$ 'nin bir fonksiyonu olarak jet yanıt dağılımları.

## 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Parçacık seviyesinde elde edilen jet enerjisi ile detektör seviyesinde ölçülen jetin enerjisinde farklılıklar meydana gelmektedir. Bu farklılıkların en temel nedeni detektörün enerji yanıtı ve jetleri kümelemek için kullanılan algoritmadır. Bu nedenle, ölçülen detektör jetlerinin enerjisinde düzeltmeler ile detektör jetinin enerjisi parçacık seviyesindeki jet enerjilerine yaklaşır.

Bu tez çalışmasında  $3.139 < \eta < 5.191$  psüdo-rapidite aralığında ve genellikle düşük  $p_T$ 'lere sahip (10, 15, 21, 28, 37, 49, 64, 84, 114, 153) GeV değerlerine sahip jetlere jet yanıtları HF kalorimetresinin granülaritesi göz önünde bulundurularak elde edilmiştir. Elde edilen jet yanıt dağılımları histogram metriği olarak aritmetik ortalama yerine medyan değerleri kullanılarak jet yanıtları HF detektörünün bütün  $\eta$  aralıkları için  $p_T^{ref}$ 'nin bir fonksiyonu olarak araştırılmıştır.

Yapılan bu tez çalışması ile HF kalorimetresinin de ölçülen düşük  $P_T$ 'lere sahip detektör jetlerinin yanıtı en düşük  $\eta$  aralığından %0.2 lik bir hata ile 1 en yüksek  $\eta$  aralığında da %2 lik bir hata ile 1 olduğu görülmüştür. Bu seviyede uygulanan MC truth jet enerji düzeltmesinin çok iyi çalıştığı söylenebilir.



## KAYNAKLAR

- ALTARELLI, G., PARISI, G., 1977, Nucl. Phys. B 126, 298.
- ANDERSEN, J. R., LONNBLAD, L., SMILLIE, J. M., 2011, “A Parton Shower for High Energy Jets”, arXiv:1104.1316 [hep-ph].
- ANDERSEN, J. R., ve SMILLIE, J. M., 2011, “Multiple Jets at the LHC with High Energy Jets”, JHEP 06 (2011) 010, arXiv:1101.5394, doi:10.1007/JHEP06(2011)010.
- ANDERSSON, B., ve arkadaşları., 1983, “Parton Fragmentation and String Dynamics”, Phys.Rept. (1983) 97:31–145.
- BAHR, M., ve arkadaşları., 2008, “Herwig++ Physics and Manual,” Eur. Phys. J. C58 (2008) 639–707, arXiv:0803.0883, doi:10.1140/epjc/s10052-008-0798-9.
- BERNET, C., ve arkadaşları., 2009, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET”, CMS-PAS-PFT-09-001.
- BUTTERWORTH, J. M., FORSHAW, J. R., and SEYMOUR, M. H., 1996, “Multiparton interactions in photoproduction at HERA”, Z. Phys. C72 (1996) 637, arXiv:hep-ph/9601371, doi:10.1007/s002880050286.
- CMS Colobration. (2006), Design, Performance and Calibration of the CMS Forward Calorimeter Wedges. CMS-NOTE-2006-044, 2006.
- CMS Collaboration, 2008. The CMS experiment at the CERN LHC. JINST, 3(S08004), 2008.
- CMS Collaboration. (2017). Measurement and QCD analysis of double-differential inclusive jet cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV and cross section ratios to 2.76 and 7TeV. JHEP03(2017)156.
- COLLINS, J. C., ve arkadaşları., 1988, “Factorization of Hard Processes in QCD” Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. (1988)5:1–91, hep-ph/0409313
- DOKSHITZER, Y. L., 1977, Sov. Phys. JETP 46, 641.

- ELLIS, R. K., ve arkadaşları., 1996, “QCD and Collider Physics”, Cambridge University Press.
- ELLIS, S. D., ve arkadaşları., 2007, “Jets in Hadron – Hadron Collisions”, arXiv:hepph/0712.2447v1.
- RANCISCO, O. N., 2007, “Inclusive Jet Production Studies at the Tevatron using CDF Detector”, FERMILAB-THESIS-2007-08.
- FOCARDI, E., 2011. “Status of the CMS detector”, Conference Report CMS CR-2011/214, TIPP 2011, [http://cds.cern.ch/record/1395445/files/CR2011\\_214.pdf](http://cds.cern.ch/record/1395445/files/CR2011_214.pdf)
- HEINRICH, M., 2011, “A Jet Based Approach to Measuring Soft Contributions to Proton-Proton Collisions with the CMS Experiment”, CERN-THESIS2011-190.
- HALZEN F., MARTIN, D., 1984 “Quarks and leptons: An Introductory Modern Particle Physics”. John Wiley & Sons, Inc.
- HOS, I. (2016). PhD Thesis, “Measurements of Inclusive Low-pt Jets Cross-section and Azimuthal Angle Decorrelation of Jets with Large Rapidity Separation using Run 1 CMS Data”. Adana.
- GİRĞİS S., 2014 Phd Thesis, “Inclusive Forward Jet Cross Section Measurement in Proton - Proton Collisions at  $s = 7$  TeV”.
- GUNNELLİNİ P., 2013 “The CASTOR calorimeter at the CMS experiment”, <https://arxiv.org/pdf/1304.2943.pdf> .
- JUNG, H., 2001, “The CCFM Monte Carlo Generator CASCADE”, (2001), [hepph/0109102].
- JUNG, H., ve arkadaşları., 2010, “The CCFM Monte Carlo generator CASCADE 2.2.0”, Eur. Phys. J. C79 (2010) 1237, arXiv:1008.0152
- KIRSCHENMANN, H., 2010, “Exploitation of Jet Properties for Energy Scale Corrections for the CMS Calorimeters”, DESY-THESIS-2011-006, CERN-THESIS-2010-293 CMS-TS-2011-002.

- KOGLER, R., 2011, "Measurement of Jet Production in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA", DESY-THESIS-2011-003.
- KOUSOURIS, K., ve arkadaşları., 2010, "Measurement of the Relative Jet Energy Scale in CMS with pp Collisions at 7 TeV", CMS AN-2010/139.
- LAMBACHER, M., 2007, "Study of full hadronic  $t\bar{t}$  decays and their separation from QCD multijet background events in the first year of the ATLAS experiment".
- MARCHESINI, G., ve arkadaşları., 1992, "HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1, April 1991", Comput. Phys. Commun. 67 (1992) 465. doi:10.1016/0010-4655(92)90055-4.
- MÜLLER K., 2015, <https://www.uzh.ch/cmsssl/physik/dam/jcr:cd723a12-92a2-4e30-80cb-0ae74567173d/emp>
- NASON, P., ve WEBER, B., 2012, "Next-to-Leading-Order Event Generators", arXiv:1202.1251 [hep-ph].
- NAGY, Z., 2003, "Next-to-leading order calculation of three jet observables in hadron hadron collision", Phys. Rev. D68 (2003) 094002, arXiv:hep-ph/0307268, doi:10.1103/PhysRevD.68.094002.
- SALAM, G. P., 2010, "Towards Jetography", arXiv-hep-ph:0906.1833.
- SALAM, G.P., ve SOYEZ, G., 2007, "A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm". JHEP, 05:086.
- SAPETA S, 2015, "QCD and Jets at Hadron Colliders", CERN-PH-TH-2015-281, IFJPAN-IV-2015-19
- SCHRODER, M., 2012, "Quality of Jet Measurements and Impact on a Search for New Physics at CMS", CERN-THESIS-2012-176.
- SJOSTRAND, T., MRENNNA, S., ve SKANDS, P., 2008, "A Brief Introduction to PYTHIA8.1", Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820, doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036.

SJOSTRAND, T., MRENNA, S., ve SKANDS, P., 2006, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, JHEP 0605:026,2006 and arXiv-hep-ph:0603175v2.

ZIELINSKI, M., ve arkadaşları., 2010, “Jet Performance in pp Collisions at 7 TeV”, CMSPAS-JME-10-003.

<http://cerncourier.com/cws/article/cern/43194>

[https://en.wikipedia.org/wiki/Standard\\_Model#/media/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)

<https://www.sciencealert.com/the-standard-model>.

<https://cms.cern/news/cms-detector-design>

[http://www.physics.mcgill.ca/jet12/Jet\\_xiao2.pdf](http://www.physics.mcgill.ca/jet12/Jet_xiao2.pdf)

[https://tr.wikipedia.org/wiki/Kuantum\\_renk\\_dinamiği](https://tr.wikipedia.org/wiki/Kuantum_renk_dinamiği)

[https://en.wikipedia.org/wiki/Large\\_Hadron\\_Collider](https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider)

[https://tr.wikipedia.org/wiki/Büyük\\_Hadron\\_Çarpıştırıcısı](https://tr.wikipedia.org/wiki/Büyük_Hadron_Çarpıştırıcısı)

<http://totem-experiment.web.cern.ch/totem-experiment/>

<https://moedal.web.cern.ch/>

[http://readwrite.com/2012/02/09/hangout\\_with\\_the\\_scientists\\_looking\\_for\\_the\\_pa](http://readwrite.com/2012/02/09/hangout_with_the_scientists_looking_for_the_pa)

<https://home.cern/science/experiments/lhcf>

[https://en.wikipedia.org/wiki/LHCf\\_experiment](https://en.wikipedia.org/wiki/LHCf_experiment).

[https://en.wikipedia.org/wiki/Compact\\_Muon\\_Solenoid](https://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid).

<http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>

[https://en.wikipedia.org/wiki/Jet\\_\(particle\\_physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Jet_(particle_physics))

<http://cds.cern.ch/record/1279362/files/JME-10-003-pas.pdf>.

<https://arxiv.org/abs/1410.3012>

<https://arxiv.org/abs/1912.06509>.

## ÖZGEÇMİŞ

Dicle Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde 2015 yılında mezun oldu. 2017 yılında Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Fizik Anabilim Dalında tezli yüksek lisans programına başladı.

