

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

YÜKSEK LİSANS TEZİ

CMS DENEYİNDE İKİLİ JET ÖLÇÜMÜ

İSMAİL DENİZ

FİZİK ANABİLİM DALI

2015

T.C.
ADİYAMAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CMS DENEYİNDE İKİLİ JET ÖLÇÜMÜ

İsmail DENİZ

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Bu tez 02/09/2015 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Salim ÇERÇİ
BAŞKAN (DANIŞMAN)

Prof. Dr. Eda EŞKUT
ÜYE

Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ
ÜYE

Doç. Dr. Ramazan GÜRBÜZ
Enstitü Müdürü

Bu çalışma Adıyaman Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi tarafından desteklenmiştir.

Proje No:

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

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

CMS DENEYİNDE İKİLİ JET ÖLÇÜMÜ

İsmail DENİZ

Adıyaman Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Salim ÇERÇİ
Yıl: 2015, Sayfa: 50+xiii

Jüri : Prof. Dr. Eda EŞKUT
: Doç. Dr. Salim ÇERÇİ
: Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

Bu tez çalışmasında, 7 TeV kütle merkezi enerjili proton-proton çarpışmalarında CMS detektörü tarafından toplanan 36 pb^{-1} 'lık toplam ışıklılığa sahip veriler kullanılarak büyük rapidite ayrımlı jetler ölçülmüştür. Dik momentumu $p_T > 35 \text{ GeV}/c$, rapidite aralığı $|y| < 4.7$ ve jet koni yarıçapı $R = 0.5$ olan jetler anti- k_T jet algoritması ile yeniden yapılandırılmıştır. İkili jetler arasındaki rapidite ayrımının kosinüsünün ortalaması da fiziksel bir nicelik olarak ölçülmüştür. Ayrıca, büyük rapidite ayrımına sahip jetlerde meydana gelen hadron aktivitesi olarak kendini gösteren jet çokluluğu da sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Jetler, İkili Jetler, CMS Detektörü

ABSTRACT

MSc THESIS

DIJET MEASUREMENT AT CMS EXPERIMENT

İsmail DENİZ

Adiyaman University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

Year: 2015, Pages: 50+xiii

Jury : Prof. Dr. Eda EŞKUT

: Assoc. Prof. Dr. Salim ÇERÇİ

: Assoc. Prof. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ

In this thesis, jets with large rapidity separation are measured by using the data collected with CMS detector from proton-proton collisions at the center-of-mass energy of 7 TeV with 36 pb^{-1} integrated luminosity. Jets are reconstructed with the anti- k_T algorithm which has the jet cone size $R = 0.5$ in the ranges $p_T > 35 \text{ GeV}/c$ and $|\eta| < 4.7$. The average cosines of rapidity separation between the dijets are also measured as a physical quantity. Furthermore, the average jet multiplicity which indicates more hadron activity at large rapidity intervals is also presented.

Key Words: Jets, Dijets, CMS Detector

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitimim süresince ders ve tez aşamalarında engin bilgi ve deneyimlerini, sabırla ve isteyerek aktarmaya azami gayret eden, karşılaştığım her türlü sorunların çözümünde desteğini esirgemeyen, çalışmalarım için bütün imkânları sağlayan, kendisi ile çalışmaktan büyük onur duyduğum değerli danışman hocam Doç. Dr. Salim ÇERÇİ' ye teşekkürlerimi sunarım.

Özellikle Parçacık Fiziği'ni anlamamıza ve kavramamıza vesile olan, samimiyetle engin bilgi ve tecrübelerini aktarmaya çalışan ve tez aşamasında dolaylı olarak olumlu katkılarını esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Deniz SUNAR ÇERÇİ'ye özellikle teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimimde ders ve tez süresince destek ve yardımlarını esirgemeyen, samimiyetine inandığım değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Bayram TALİ' ye teşekkür ederim.

Lisansüstü eğitimi süresince derslerde bilgilerini bizimle paylaşan değerli hocalarımıza, destek ve yardımlarını esirgemeyen Fizik Bölümü'nün değerli öğretim üyeleri ve elemanlarına teşekkür ederim.

Tezim için jüri üyesi olmayı, uzaklardan gelme pahasına kabul edip engin bilgilerinden her zaman faydalanacağımız Prof. Dr. Eda EŞKUT ve Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ' e ilgilerinden dolayı teşekkür ederim.

Katkılarından dolayı Fen Bilimleri Enstitüsü'nün değerli yönetici ve çalışanlarına teşekkür ederim.

Hayatımın her aşamasında bana sabırla destek veren aileme teşekkürlerimi sunarım.

SİMGELER VE KISALTMALAR

SM	: Standart Model
KRD (QCD)	: Kuantum Renk Dinamiği
KEDİ (QED)	: Kuantum Elektrodinamiği
GUT	: Büyük Birleşme Kuramı
CERN	: Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
LINAC	: Doğrusal Hızlandırıcı
PS	: Proton Sinkrotronu
SPS	: Süper Proton Sinkrotronu
BHÇ (LHC)	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CMS	: Sıkı Müon Solenoidi
ATLAS	: Büyük Toroidal Detektör
ALICE	: Ağır İyon Çarpışma Deneyi
LHCb	: LHC b Fiziği Deneyi
EKAL	: Elektromanyetik Kalorimetre
HKAL	: Hadronik Kalorimetre
HAD	: Hadronik
EM	: Elektromanyetik
HB	: Hadronik Fıçı Kalorimetresi
HE	: Hadronik Kapak Kalorimetresi
HO	: Hadronik Dış Yüzey Kalorimetresi
HF	: İleri Hadronik Kalorimetre
SPS	: Süper Proton Sinkrotronu
eV	: Elektron Volt
MeV	: Milyon Elektron Volt
GeV	: Milyar Elektron Volt
TeV	: Trilyon Elektron Volt
MHz	: Milyon Hertz
L	: Işıklılık
\sqrt{s}	: Kütle-Merkezi Enerjisi

σ	: Tesir Kesiti
y	: Rapidite
η	: Psüdorapidite
ϕ	: Azimut Açđ
p_T	: Dik Momentum

İÇİNDEKİLER

SAYFA

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR	iv
İÇİNDEKİLER	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM	6
3.1. Standart Model	6
3.2. Parçacıklar ve Etkileşimler	7
3.3. Kuantum Renk Dinamiği (KRD)	13
3.4. Pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği ve Asimptotik Özgürlük	14
3.5. Pertürbatif Olmayan Kuantum Renk Dinamiği	16
3.6. Kuark Parton Modeli	17
3.7. Hadron-Hadron Etkileşmelerinde Jet Üretimi	17
3.8. Jet Algoritmaları	18
3.9. Jet Kinematiki	21
3.10. Partonun Yapısı ve Evrimi	23
3.10.1. DGLAP evrim denklemleri	26
3.10.2. BFKL evrim denklemleri	27
3.10.3. CCFM evrim denklemleri	28
3.11. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)	30
3.12. CMS (Compact Muon Solenoid) Detektörü	31
3.12.1. İzleyici sistem	34
3.12.2. Kalorimetre sistemi	35
3.12.3. İleri hadronik kalorimetre	37
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR	38
4.1. Veri ve Monte Carlo Programları	38
4.2. Detektör Seviyesinde Azimut İlişkısizlik	39

4.2.1. Jet çokluluğu.....	39
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	44
5.1. Sonuçlar	44
5.2. Öneriler	46
KAYNAKLAR.....	48
ÖZGEÇMİŞ.....	50

ÇİZELGELER DİZİNİ

SAYFA

Çizelge 3.1. SM’de kuark ve lepton aileleri.....	9
Çizelge 3.2. Dört temel kuvvet, taşıyıcı parçacıkları ve temel özellikleri.....	11
Çizelge 4.1. PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 için elde edilen detektör etki yüzdeleri	42

Şekil 2.1. İkili jet tesir kesiti oranı R^{MN} 'nin rapidite ayırımının bir fonksiyonu olarak gösterimi. Koyu bant CMS verisinin üzerindeki toplam sistematik belirsizliği temsil etmektedir (Chatrchyan ve ark. 2012).....	3
Şekil 2.2. Açıklık kesrinin Δy 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi (Add ve ark. 2011)..	4
Şekil 3.1. Atomun iç yapısı (www.elektrikport.com).....	6
Şekil 3.2. Kuark aileleri, lepton aileleri, bunlar arasındaki etkileşmeyi sağlayan kuvvet taşıyıcıları ve Higgs bozonu.....	7
Şekil 3.3. Doğadaki dört temel kuvvet, taşıyıcı parçacıklar ve etkili oldukları yerler (http://epilicer.home.uludag.edu.tr/kuvvet.html).....	10
Şekil 3.4. Proton (uud) ve nötron (ddu) arasında meydana gelen güçlü etkileşme tasviri. Taşıyıcı parçacık gluon oklarla gösterilmektedir.....	11
Şekil 3.5. İki elektron ve bir elektron ile bir protonun elektromanyetik etkileşmesi.....	12
Şekil 3.6. Protonun nötrona (soldaki) ve nötronun protona (soldaki) bozunumu sırasında gerçekleşen zayıf etkileşme diyagramı (http://physics.tutorvista.com/modern-physics/nuclear-force.html).....	13
Şekil 3.7. İki kuark arasındaki etkileşmeye aracılık eden gluon ve taşıdığı renk yükü diyagramı.....	14
Şekil 3.8. Güçlü çiftlenim $\alpha_s(Q)$ (düz çizgi) ve toplam belirsizliğinin (bant) momentum aktarımı $Q = p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi (CMS Collaboration 2012).....	16
Şekil 3.9. Bir pp etkileşmesinde gerçekleşen jet üretimindeki üç kısmın (parton jeti, parçacık jeti, kalorimetre jeti) temsili gösterimi.....	21
Şekil 3.10. Bir pp etkileşmesindeki koordinat sistemi.....	23
Şekil 3.11. Yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça protonun yapısını oluşturan parçacıkların PDF (F_2) fonksiyonuna katkısı (Öztaşcı 2014).....	24
Şekil 3.12. HERA'da $\sqrt{s} = 320$ GeV'lik enerjide ölçülen derin esnek olmayan saçılmada ve $\sqrt{s} \approx 10 - 30$ GeV'e sahip sabit hedefli deneylerde	

ölçülen proton yapı fonksiyonu $F_2(x, Q^2)$ 'nın Q^2 ile değişimi (Adloff ve ark. 2001).....	25
Şekil 3.13. Farklı evrim denklemleri yaklaşımının geçerli olduğu kinematik bölgeler $y = \ln \frac{1}{x}$ ve $\ln Q^2$ bir fonksiyonu olarak gösterimi (d'Enterria 2007).....	29
Şekil 3.14. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve üzerinde konumlanmış olan dört büyük detektör. (http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2012/07/LHC.jpeg).....	30
Şekil 3.15. CMS detektöründe bulunan alt detektörler (http://bigscience.web.cern.ch/bigscience/en/cms/cms2.html).....	32
Şekil 3.16. Boyuna düzlemde polar açısı θ ile psüdo-rapiditye η niceliklerine karşılık gelen değerleri. (http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pseudorapidity2.png).....	33
Şekil 3.17. CMS silikon izleyicinin $r\phi$ düzlemindeki bir çeyreklik kısmın görünümü ve piksel izleyici detektörünün konumu (Chatrchyan ve ark. 2010).....	34
Şekil 3.18. CMS detektöründe yer alan EKAL'de bir çeyreklik kısmın boyuna görünümü (Bayatian ve ark. 2006).....	35
Şekil 3.19. CMS'deki HKAL'de yer alan dört alt detektör HB, HO, HE ve HF (http://www.hephy.at/user/mfriedl/diss/html/node8.html).....	36
Şekil 3.20. HF kalorimetresinde yer alan çelik kamalar ve kuvarz fiberler (Penzo ve ark. 2009).....	37
Şekil 4.1. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının veri için gösterim.....	40
Şekil 4.2. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının hadronik (GenJet, soldaki) ve detektör (CaloJet, sağdaki) düzeylerinde PYTHIA 6 MC olay üretici için gösterimi.....	40
Şekil 4.3. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının hadronik GenJet, soldaki) ve detektör (CaloJet, sağdaki) düzeylerinde PYTHIA 8 MC olay üretici için gösterimi.....	41

Şekil 4.4. Hem kalorimetre jetleri hem de hadronik jetler için veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak ortalama jet çokluluk dağılımı.....	42
Şekil 5.1. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $0 < \Delta y < 3$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları.....	43
Şekil 5.2. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $3 < \Delta y < 6$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları.....	44
Şekil 5.3. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $6 < \Delta y < 9.4$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları.....	44
Şekil 5.4. Ortalama $\cos(\pi - \Delta\phi)$ değerinin detektör düzeyindeki veri ile hem detektör hem de hadron düzeylerindeki PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 Mueller-Navelet ikili jetleri için gösterimi.....	46

1. GİRİŞ

Son yarım asırda temel parçacıklar ve bu parçacıklar arasındaki etkileşmelerin davranışlarını açıklayan Standart Model (SM)'e göre maddeden oluşan evrenin (tüm canlı ve cansız varlıkların) temel yapıtaşı kuarklar ve leptonlar olarak sınıflandırılan temel parçacıklardır. Bu temel parçacıkların davranışlarını tanımlamak için elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlerin de incelenmesi için kapsamlı kuramlara ihtiyaç duyulmaktadır. Kuvvetli etkileşmeleri tanımlayan kuram Kuantum Renk Dinamiği (KRD)'dir. KRD'nin tam ve kesin bir kuram olduğu, kuarklar ve gluonların çeşitli güçlü etkileşme olayları dikkate alınarak ispatlanmıştır. Kuarklar ve gluonların doğrudan gözlemlenmesine güçlü kuvvet engel olduğundan, jetler diğer bir deyişle hadronların paralel spreylere ancak deneysel durumlarda gözlemlenebilirler.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider, LHC)'nda yapılmakta olan 13 TeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip proton-proton çarpışmalarının, protonun PDF (Parton Dağılım Fonksiyonu) yapısını ve evrimini, jetleri ve Drell-Yan çiftleri ile ilgili bilgileri vermesi beklenmektedir.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

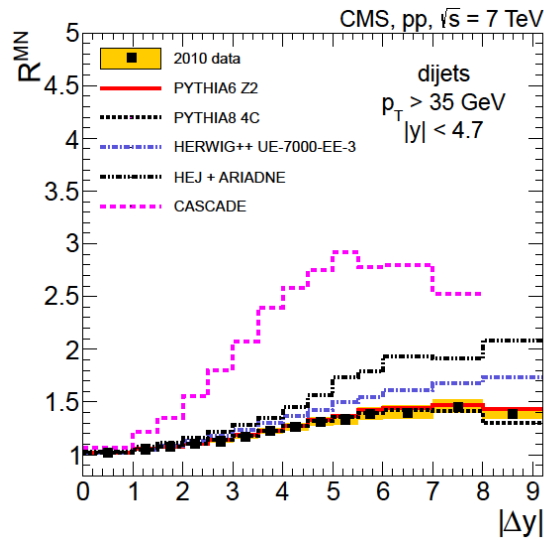
KRD $\sqrt{s} \geq p_T \geq A_{\text{KRD}}$ olduğu durumlarda (yani sert süreçlerde) oldukça iyi test edilmiştir. Burada \sqrt{s} kütle merkezi enerjisini, p_T dik momentumu ve A_{KRD} deneysel olarak ölçülen kararlı bir KRD katsayısını temsil etmektedir. Bugüne kadar deneylerde elde edilen veriler eş doğrusallık faktörizasyonu çerçevesinde pertürbatif olmayan KRD ve Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) evrim denklemleri ile başarılı bir şekilde tanımlanmıştır (Dokshitzer 1977, Gribov ve Lipatov 1972, Altarelli ve Parisi 1977). Proton-proton çarpışmalarında ortaya çıkan hadron jetleri ile ilgili çalışmalar parton süreçleri hakkında önemli bilgiler sağlar. Güçlü etkileşimdeki birincil mertebeye (LO) parton-parton saçılması sürecinde azimut düzlemde sırt-sırtta yani birbirleriyle 180° ’lik açı yapacak şekilde çıkan iki (outgoing) parton üretilir. Bu partonlar detektörde gözlenebilen jetler olarak adlandırılan hadronların birbirine paralel akımları olarak kendilerini gösterirler. Daha yüksek mertebeli parton katkıları göz önüne alındığında, partonların bu sırt-sırtta konfigürasyonlarında bir sapma meydana gelir. Bu sapma saçılma sürecindeki ilk ve son durum partonları tarafından başlatılan parton duşları ile tanımlanabilir.

Yüksek merkezi kütle enerjilerinde yarı-sert parton etkileşmelerinin ($\sqrt{s} \gg p_T \gg A_{\text{KRD}}$) önemli rol oynadığı bir kinematik alana ulaşılabilir. $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ olduğu bu asimptotik bölge Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) denklemi ile tanımlanır (Kuraev, Lipatov ve Fadin 1977, Balitsky ve Lipatov 1978). Böyle bir durum rapiditeleri birbirinden oldukça ayırık fakat birbirine yakın p_T ’ye sahip iki jetin varlığını gerekli kılarak proton-proton (pp) çarpışmalarında deneysel olarak oluşturulabilir. Birbirine yakın p_T ’ye sahip jetlerin seçilmesi DGLAP’dan gelen katkıları bastırmaktadır. Yarı-sert parton etkileşmelerinin önemli olduğu kinematik bir bölgede azimut açısı ilişkisizliği artan rapidite ayrımı $\Delta y = |y_1 - y_2|$ ile arttığı Del Duca ve Schmidt (1994) ile Stirling (1994)’in çalışmalarında belirtilmiştir. Burada y_1 ve y_2 en ilerideki ve en gerideki jetlerin rapiditelerini temsil etmektedir. Bu jetler Mueller- Navelet ikili jetleri olarak adlandırılır.

Hadron-hadron çarpışmalarındaki BFKL etkileri daha önceki araştırmalarda ve birbirinden oldukça ayırık bir rapiditeye sahip jetlerle ilgili ölçümler Tevatron ve D0

deneylerinde gerçekleştirilmiştir. Azimut açısı ilişkisizliğine dair Abachi ve ark. (1996) tarafından D0 deneyinde gerçekleştirilen çalışmalarda rapidite aralığı $\Delta y < 6$ ile sınırlandırılmış olup BFKL etkilerine dair herhangi belirgin bir ize rastlanmadığı belirtilmiştir. Abbott ve ark. tarafından 2000 yılında yapılan çalışmada ise büyük rapidite aralıklarından üretilen ikili jetlerin çarpışma enerjilerine olan bağılılığı araştırılmıştır. Ancak, farklı çalışma enerjilerine olan güçlü bir bağıllık bulunamamıştır.

Chatrchyan ve ark. (2012) tarafından Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de bulunan Sıkı Müon Selonoid (CMS) deneyinde yapılan çalışmada 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmaları kullanılarak ikili jet üretimi jetler arasındaki rapidite ayrımının bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Şekil 2.1'de $|\eta| < 4.7$ rapiditesinde ikili Mueller-Navelet jetlerinin tesir kesitinin ekslüsif jetlerin tesir kesitine oranı R^{MN} 'nin rapidite ayrımının bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. CMS verileri, DGLAP'a dayalı Monte Carlo (MC) olay üreticileri PYTHIA6, PYTHIA8 ve HERWIG++ ile BFKL'ye dayalı CASCADE ve HEJ+ARIADNE'nin öngörülerini karşılaştırılmıştır. Grafikteki, koyu bant CMS verisinin üzerindeki toplam sistematik belirsizliği temsil etmektedir.

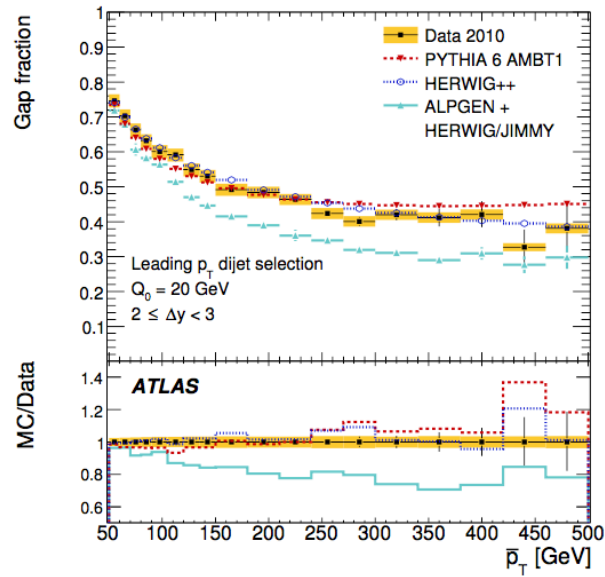


Şekil 2.1. İkili jet tesir kesiti oranı R^{MN} 'nin rapidite ayrımının bir fonksiyonu olarak gösterimi. Koyu bant CMS verisinin üzerindeki toplam sistematik belirsizliği temsil etmektedir (Chatrchyan ve ark. 2012).

Benzer bir çalışma Aad ve ark. (2011) tarafından CERN'deki ATLAS detektöründen elde edilen veriler kullanılarak yapılmıştır. Bu çalışmada açıklık kesri

belli bir Q_0 veto ölçeğinden daha büyük bir dik momentuma sahip ek bir jete sahip olmayan olayların kesri olarak tanımlanmaktadır. Açıklık kesri Δy 'nin bir fonksiyonu olarak Şekil 2.2'de gösterilmektedir.

Hem CMS hem de ATLAS ortaklıkları tarafından gerçekleştirilen bu iki çalışmada 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde $p_T > 35$ GeV'e sahip jetler için baskın BFKL etkisi gözlenmemiştir.



Şekil 2.2. Açıklık kesrinin Δy 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi (Add ve ark. 2011)

En ileri ve en geri rapiditedeki Mueller-Navelet (MN) jetlerinin azimut açılı ilişkisizliği 7 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde CMS detektörü ile elde edilen veriler toplanarak Chatrchyan ve ark. (2013) tarafından ölçülmüştür. Azimut açılı dağılımları, MN jetlerinin arasındaki azimut açısındaki farkın ortalama kosinüsleri ve bu kosinüslerin oranları $p_T > 35$ GeV ve $|y| < 4.7$ değerine sahip jetler için ölçülmüştür. Jetler $R = 0.5$ jet ölçüsüne sahip anti- k_T algoritması kullanılarak tanımlanmıştır. Ortalama kosinüsler

$$C_1 = \langle \cos(\pi - \Delta\varphi) \rangle \quad (2.1)$$

$$C_2 = \langle \cos(2(\pi\varphi)) \rangle \quad (2.2)$$

$$C_3 = \langle \cos(3(\pi - \Delta\varphi)) \rangle \quad (2.3)$$

ile ifade edilerek Δy 'nin 9.4 değerine kadar ölçülmüştür. C_3/C_2 ve C_2/C_1 oranları ise her bir Δy rapidite aralığı için ortalama kosinüslerin oranları olarak hesaplanmıştır.

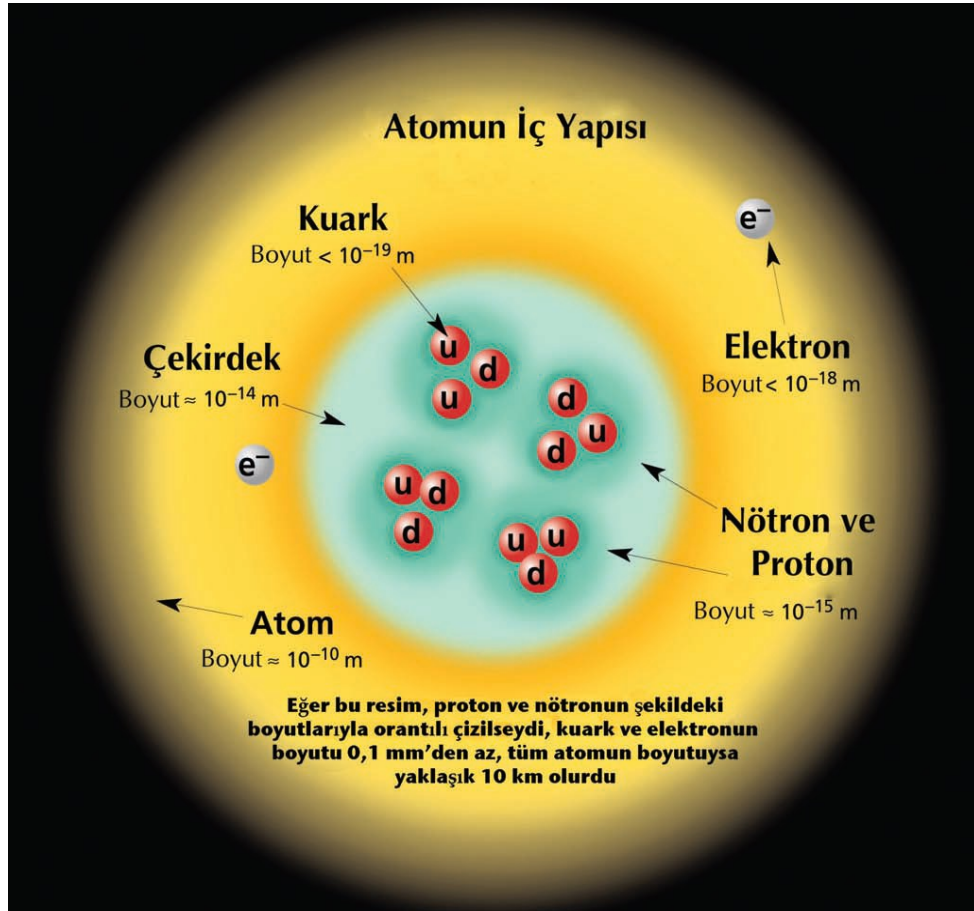
Sonuçlar jetler arasındaki rapidite ayrımı Δy 'nin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur. Ayrıca elde edilen veriler DGLAP ve BFKL evrim denklemlerine dayalı analitik öngörüler ve çeşitli MC olay üreticileriyle karşılaştırılmıştır..

Jetler arasındaki rapidite aralığında ek hadronik aktivitesi veto edilmiş ikili jet üretimi Almanya'da HERA (Derrick ve ark. 1996, Adloff ve ark. 2002) ve Amerika'da Tevatron (Abachi ve ark. 1994) hızlandırıcısı üzerindeki deneylerde çalışılmıştır.

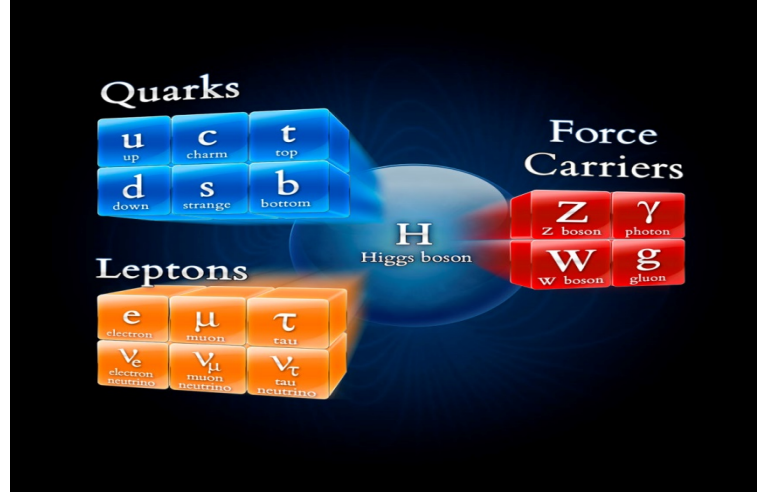
3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Standart Model

Parçacıklar arasındaki tüm etkileşimleri içine alan temel bir kuram oluşturmak parçacık fiziğinin önemli amaçlarından. Günümüze kadar olan gelişmelerde Standart Model (SM)'nin katkısı büyüktür. Temel parçacıkların sınıflandırılmasında günümüzde de geçerliliğini sürdürmektedir. SM maddenin temel yapıtaşlarını ve bunlar arasındaki elektromanyetik, güçlü ve zayıf etkileşimi inceleyen ve açıklayan kuramdır. Günümüzdeki bilgilerimize dayanarak atomun iç yapısı Şekil 3.1'de gösterilmektedir. Şekil 3.2'de ise kuark aileleri, lepton aileleri, bunlar arasındaki etkileşimi sağlayan kuvvet taşıyıcıları ve Higgs bozonu gösterilmektedir.



Şekil 3.1. Atomun iç yapısı (www.elektrikport.com)



Şekil 3.2. Kuark aileleri, lepton aileleri, bunlar arasındaki etkileşmeyi sağlayan kuvvet taşıyıcıları ve Higgs bozonu.

SM abelyan olmayan Yang-Mills tipi bir ayar kuramıdır ve bu kuramın ayar grubu

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \quad (3.1)$$

şeklinindedir. Burada $SU_C(3)$ renk grubunu, $SU_L(2)$ zayıf izospin grubunu ve $U_Y(1)$ hiper yük grubunu temsil eder. KRD, SM' in bir alt kuramı olarak kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşmeleri inceler ve renkli partonların abelyan olmayan $SU_C(3)$ renk grubuna dayalı bir ayar kuramı ile tanımlanır. Glashow-Weinberg-Salam (GWS) kuramı zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerden oluşturulan elektro-zayıf süreçleri içermektedir.

SM parçacık fiziği ile ilgili bir çok soruyu açıklamakla birlikte açıklayamadığı bazı sorular vardır. Kütle çekimin bu model ile nasıl birleştirileceği, madde miktarının anti-madde miktarından neden fazla olduğu ve karanlık maddenin kaynağının açıklanamaması bunlardan bazılarıdır.

3.2. Parçacıklar ve Etkileşimler

Temel parçacıklar, evreni oluşturan maddelerin temel yapıtaşları olup bilinen hiçbir alt yapısı bulunmayan parçacıklardır. SM’de kuarklar, leptonlar ve ayar bozonları temel parçacıklardır. Çizelge 3.1’de SM’deki kuark ve lepton aileleri listelenmektedir.

$s = 1/2$ spinli parçacıklar olan fermiyonlar; kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılır. Kuarklar $+2/3$ ve $-1/3$, antikuarklar da $-2/3$ ve $+1/3$ gibi zıt elektrik yüküne sahiptirler. $+2/3$ yüküne sahip kuarkların; yukarı (u-up), tılsım (c-charm), üst (t-top) ve $-1/3$ yüküne sahip kuarkların; aşağı (d-down), acayip (s-strange), alt (b-bottom) olarak isimlendirilen altı tane çeşni vardır. Kuarklar kesirli elektrik yüküne sahip olmalarına rağmen renk hapsi denilen bir olgu sebebiyle tam sayılı elektrik yüküne sahip hadronlarda hapis olduklarından kesirli yükleri hiçbir zaman izole edilemez. Kuarklar kütlelerinden dolayı kütle-çekim (gravitasyonel) etkileşmesine, yüklerinden dolayı da elektromanyetik etkileşmeye girerler. Her kuark güçlü etkileşimin üç renk yükünden birini taşır; anti-kuarklar da benzer şekilde anti-renk yükü taşırlar. Yüklü parçacıkların foton değiş-tokuşu yoluyla etkileşmesi gibi renk yüklü parçacıklar da gluon değişimi yoluyla etkileşirler. Yüklü parçacıkların birbirlerinden ayrılmasıyla etkisi azalan elektromanyetik etkileşimden farklı olarak, renk yüklü parçacıklar birbirlerinden ayrıldıkça aralarında daha fazla kuvvet hissederler.

Renk yüklü parçacıklar bir araya gelerek, hadronlar olarak bilinen renk yükü olmayan kompozit parçacıkları oluştururlar. Kuarklar ve onları bir arada tutan parçacıklardan oluşan bu kompozit hadronlar; baryonlar ve mezonlar olmak üzere iki sınıfa ayrılırlar. Bir kuark bir anti-kuark ile çift oluşturabilir: bu durumda kuark bir renk yükü ve anti-kuark da ona karşılık gelen bir anti-renk yükü taşır. Kuark ve anti-kuark birbirlerini sıfırlayarak mezonlar olarak bilinen renk yüksüz parçacıkları oluştururlar. Bunun alternatifini olarak biri kırmızı, diğerleri mavi ve yeşil olmak üzere üç kuark bir arada bulunabilir. Bu üç renk yüklü kuark birlikte renk yüksüz baryonları oluştururlar. Simetrik olarak anti-kırmızı, anti-mavi ve anti-yeşil renk yüklerine sahip üç anti-kuark bir araya gelerek anti-baryon oluşturabilir.

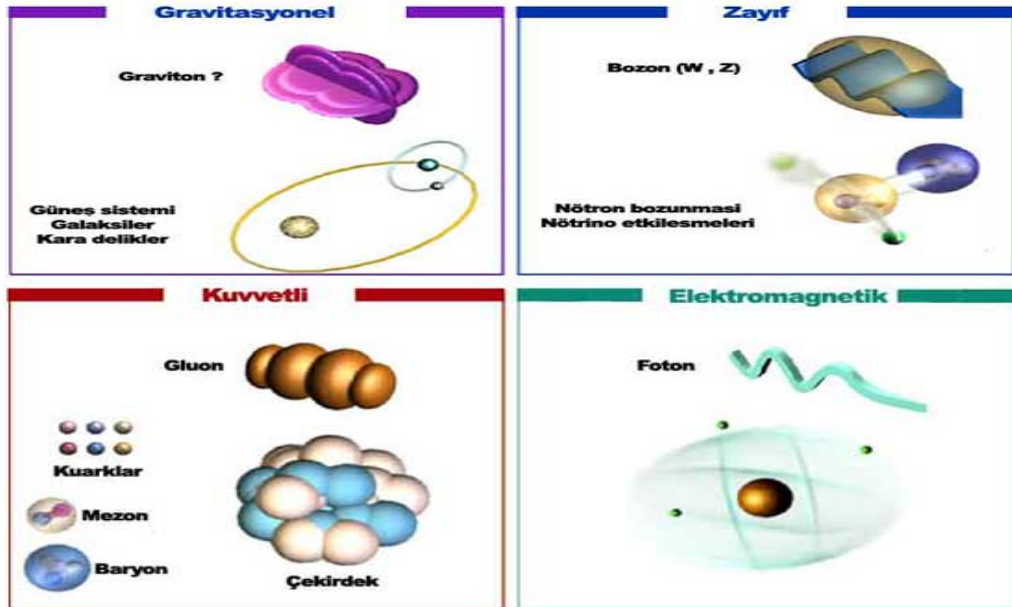
Çizelge 3.1 : SM’de kuark ve lepton aileleri

AİLE	KUARKLAR				LEPTONLAR			
	İsim	Sembol	Yük	Kütle (MeV)	İsim	Sembol	Yük	Kütle (MeV)
I	Yukarı	u	+2/3	2.4	Elektron Nötrinosu	ν_e	0	$< 2.2 \times 10^{-6}$
	Aşağı	d	-1/3	4.8		Elektron	e^-	-1
II	Çekici	c	+2/3	1270	Müon Nötrinosu	ν_μ	0	< 0.17
	Acayip	s	-1/3	104		Müon	μ^-	-1
III	Üst	t	+2/3	171.2×10^3	Tau Nötrinosu	ν_τ	0	15.5
	Alt	b	-1/3	4200		Tau	τ^-	-1

Leptonlar (Yunanca *küçük* veya *hafif* anlamındaki leptos sözcüğünden gelmektedir.) zayıf etkileşimde bulunan parçacık grubudur ve bir iç yapıları olduğuna dair kanıt yoktur. Tüm leptonların spini 1/2 değerine sahiptir. En hafif hadrondan daha hafif olan elektron (e^-)’lar, müon (μ^-)’lar ve nötrino (ν_e, ν_μ, ν_τ)’lar da bu grubun içinde yer alır. e^- , μ^- , tau (τ^-) -1 elektrik yüküne ν_e, ν_μ, ν_τ nötrinoları ise 0 elektrik yüküne sahiptir. Hadronların büyüklüğü ve belli bir yapısı olmasına rağmen leptonlar herhangi bir yapısı olmayan (yani nokta gibi olan) gerçek temel parçacıklar olarak görünür. SM’de e^-, μ^-, τ^- sol-elli ve sağ-elli bileşenleri farklı şekilde etkileşmeye girerler; bunlara karşılık gelen nötrinolar ise SM çerçevesinde sol ellidirler. Nötrinolar

yüksüz olduklarından yalnız zayıf etkileşmeye girerlerken e^- , μ^- ve τ^- leptonları yükleri dolayısıyla zayıf ve elektromanyetik etkileşmelere girerler. Fakat leptonlar renk kuantum sayısı taşımazlar; yani kuvvetli etkileşme yapmazlar. Leptonlar, kuarklardan farklı olarak tek başlarına bulunabilirler.

Temel parçacık özelliklerinin anlaşılmasındaki anahtar ancak parçacıklar arasındaki kuvvetlerin tanımlanabilmesiyle mümkündür. Doğadaki tüm parçacıklar dört temel kuvvetin etkisi altındadır: güçlü, elektromanyetik, zayıf ve gravitasyonel. Şekil 3.3 bu dört temel kuvveti, taşıyıcı parçacıklarını ve etkili oldukları yerleri göstermektedir. Çizelge 3.2’de ise bu dört temel kuvvet, taşıyıcı parçacıkları ile kütle, spin, yük ve şiddet gibi temel özellikleri listelenmektedir. Ayrıca listede en etkiliden en az etkili olana doğru bir sıralama yapılmaktadır.

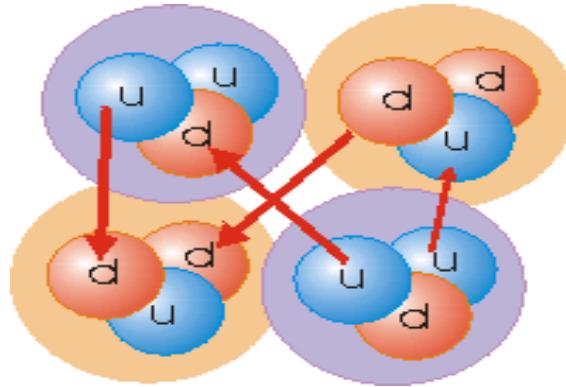


Şekil 3.3. Doğadaki dört temel kuvvet, taşıyıcı parçacıkları ve etkili oldukları yerler (<http://epilicer.home.uludag.edu.tr/kuvvet.html>)

Çizelge 3.2. : Dört temel kuvvet, taşıyıcı parçacıkları ve temel özellikleri

Kuvvet	Taşıyıcı Parçacık	Sembol	Kütle (GeV)	Spin	Yük	Şiddet
Güçlü	Gluon	G	0	1	0	1
Elektromanyetik	Foton	γ	$< 3 \times 10^{-36}$	1	0	10^{-2}
Zayıf	W bozonu	W^{\pm}	81	1	± 1	10^{-5}
	Z bozonu	Z^0	91	1	0	
Gravitasyonel	Graviton	G	0	2	0	10^{-38}

Güçlü kuvvet, kuarkları gluon aracılığı ile birbirlerine çeken ve “tutkal” rolü oynayarak çekirdek içinde tutmakla yükümlü, çekirdek boyutlarında (yaklaşık 10^{-15} m) etkili olup çekirdek çapından daha büyük uzaklıklarda önemsenmeyen bir kuvvettir. Kuarklar elektrik yüküne ek olarak renk yükü taşıdıklarından bu yükler arasındaki kuvvet çok güçlü olup, temel etkileşimler içinde en güçlüsüdür. Proton (uud) ve nötron (ddu) arasında meydana gelen güçlü etkileşme Şekil 3.4’te verilmiştir. Bu etkileşimin taşıyıcı parçacığı olan gluon oklarla gösterilmektedir.



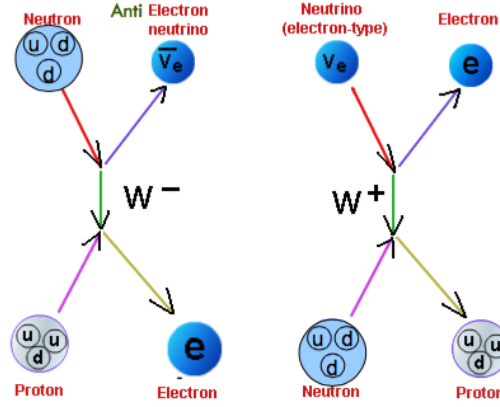
Şekil 3.4. Proton (uud) ve nötron (ddu) arasında meydana gelen güçlü etkileşme tasviri. Taşıyıcı parçacık gluon oklarla gösterilmektedir



Şekil 3.5. İki elektron ve bir elektron ile bir protonun elektromanyetik etkileşmesi

Elektromanyetik kuvvet, yaşamımızın hemen her alanında etkili olan bir kuvvettir. Cep telefonumuzdan veya bilgisayarımızdan yayımlanan radyasyon elektromanyetizmanın bir sonucudur. Elektromanyetik etkileşme zıt işaretli elektrik yükleri için çekici, aynı işaretli yükler için itici özellik gösterdiğinden atomları bir arada tutarak molekülleri oluşturur ve parçacıklar arasındaki etkileşmeyi sağlar. Güçlü kuvvetin yaklaşık yüzde biri olan bu kuvvetin etkisi, parçacıklar arasındaki uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azalır. Bir atomdaki negatif yük diğer atomdaki pozitif yükle etkileşerek atomların bir arada kalmasını sağlayan elektromanyetik etkileşimin arabulucu parçacıkları elektrik yükü olmayan *foton*lardır. Foton dediğimiz bu taşıyıcılar genelde ışık olarak gözlenir. İki elektron ve bir elektron ile bir proton arasında gerçekleşen elektromanyetik etkileşme Şekil 3.5'te gösterilmektedir.

Zayıf kuvvet, büyük kütleli kuarkların gözlemlenmesini sağlayarak, büyük kütleli kuarkların ve leptonların daha hafif kuarklara ve leptonlara bozunmasına neden olur. Bu bozunmalarda etkili olan arabulucu parçacıklar yüklü W^+ ve W^- parçacıkları ile yüksüz Z parçacığdır. Bir çekirdekdeki kararsızlığı (radyoaktifliği) üretmeye eğilimli olan bu kuvvet yaklaşık olarak güçlü kuvvetin 10^{-5} katıdır. Şekil 3.6 protonun nötrona (soldaki) ve nötronun protona (sağdaki) bozunumu sırasında gerçekleşen zayıf etkileşmeyi ve taşıyıcı yüklü bozonlarını göstermektedir.



Şekil 3.6. Protonun nötrona (soldaki) ve nötronun protona (sağdaki) bozunumu sırasında gerçekleşen zayıf etkileşme diyagramı (<http://physics.tutorvista.com/modern-physics/nuclear-force.html>)

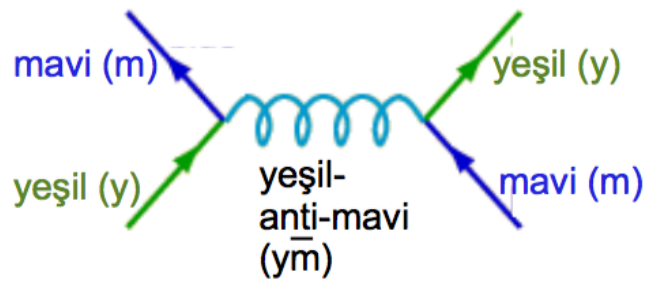
Gravitasyonel kuvvet, kütlesi olan tüm parçacıklar arasında etkili olmasından dolayı kütle-çekim kuvveti olarak da adlandırılır. Gravitasyonel kuvvet kütleler arasındaki çekim olduğundan, iki kütle arasındaki mesafe arttıkça azalan bir kuvvettir. Bu kuvvet evrendeki gezegenler, galaksiler ve yıldızlar gibi büyük yapılarda daha belirgin ve etkili olup çok küçük kütlelere sahip olan temel parçacıklar arasındaki etkisi çok azaldığından parçacık fiziğinde önemsenmez. Güçlü kuvvetin yaklaşık olarak 10^{-38} katı olan gravitasyonel kuvvetin taşıyıcısı *gravitondur*.

3.3. Kuantum Renk Dinamiği (KRD)

Kuantum Renk Dinamiği (KRD), parçacık fiziğinde SM'nin önemli bir parçası olup güçlü etkileşmeyi ve güçlü etkileşme sonucu oluşan hadronun kuark ve gluon etkileşimini tanımlar.

KRD, SU(3) simetri ayar grubuna dayanarak renk yüklü parçacıkların etkileşmelerini tanımlar. KRD'de etkileşmelerin şiddeti α_s ile temsil edilen kuvvetli etkileşim çiftlenim sabitine göre ayarlanır. Kuarklar ve gluonlar bu çiftlenimin bir sonucu olarak serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. KRD çiftlenim sabiti α_s , aracı bozonun güçlü saçılma ölçeği Q^2 ile ters orantılı olarak değişir. Q^2 arttıkça azalır yani kısa mesafede gerçekleşen etkileşmeler için değeri küçülür. Küçük mesafelerde yani yüksek enerjilerde renk alanının şiddeti azalacağından kuark ile gluonlar etkileşmeyen

serbest parçacıklar gibi davranırlar. Büyük mesafelerde ise güçlü etkileşmenin şiddeti artar. Tüm büyük mesafeler yani düşük enerjilerde ise renk alanının şiddeti artar ve kuark ile gluonlar asla serbest parçacıklar olarak gözlenemezler. Etkileşen iki parçacık ayrıldığında alanın enerjisi çok fazla artar. Böylece yeni etkileşen parçacıklar üretilir. Gluon hem renk hem de anti-renk yükü taşır. Bu yüzden renk yükü korunur. Şekil 3.7’de iki kuark arasındaki etkileşme sırasında aracılık eden gluon ve taşıdığı renk yükü temsili olarak gösterilmektedir.



Şekil 3.7. İki kuark arasındaki etkileşmeye aracılık eden gluon ve taşıdığı renk yükü diyagramı

3.4. Pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği ve Asimptotik Özgürlük

Bir kuarkın diğer kuarklardan izole edilememesi, güçlü etkileşmenin özelliğinden kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla kuarklar tek başlarına gözlemlenemez ve sadece renksiz hadronların bileşenleri olarak var olurlar. Çünkü, renk yüklü parçacıkların arasındaki kuvvetli çiftlenim bir kuark hapsi oluşturur. Deneysel sonuçlar ile karşılaştırılan çeşitli KRD öngörülleri, renk hapsine rağmen pertürbatif olarak hesaplanmıştır. Bu öngörülerden biri olan Kuark-Parton modeli, kuarkların serbest Dirac parçacığı gibi davranış sergilediğini varsayar (Bjorken 1969).

Yüksek enerjilerde ($Q^2 \rightarrow \infty$ ve küçük mesafelerde) renk alanının şiddeti azalır, kuark ve gluonlar etkileşmeyen serbest parçacıklar gibi davranır. Bjorken ölçekleme sadece büyük momentum transferi olan güçlü saçılma ölçeğinin sonsuza yaklaşan değerleri ile ilgilidir. Büyük mesafelerde güçlü etkileşmelerin şiddeti artar iken, kısa mesafe etkileşmeleri için küçülmesine **asimptotik özgürlük** denir.

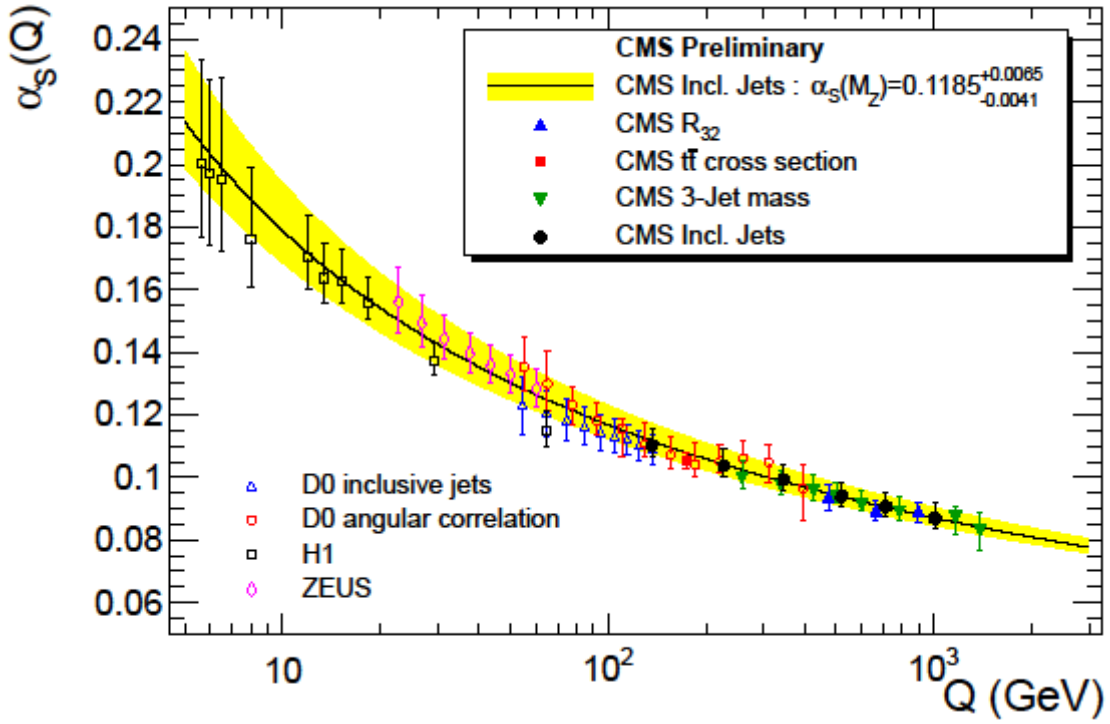
Şekil 3.8' de gösterildiği gibi Alman Elektron Sekrotronu (DESY)'nin uluslararası projesi HERA'daki H1 ve ZEUS, Amerika Şikago'da bulunan Fermi Laboratuvarı (Fermilab)'ın parçacık hızlandırıcısı Tevatron üzerindeki D0 ve İsviçre-Fransa sınırlarını içine alan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'ün Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ) üzerinde bulunan CMS deneylerinden elde edilen deney sonuçlarına göre, güçlü saçılma ölçeğinin sonsuza yaklaşan değerleri ($Q^2 \rightarrow \infty$) için asimptotik özgürlük limiti sıfıra yaklaşır ve KRD çiftlenim sabiti olan α_s de sıfıra yaklaşır. Yüksek Q^2 değerlerinde gerçekleşen küçük çiftlenim, pertürbatif Kuantum Renk Dinamiği (pKRD)'ni mümkün hale getirir. Ayrıca bu bölgede pKRD güvenilir ve kullanılabilir. Bir renormalizasyon parametresi olarak KRD çiftlenim sabiti α_s

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (3.2)$$

ile ifade edilir. Burada Λ_{QCD}^2 deneysel olarak hesaplanan kararlı bir KRD temel katsayısıdır ve

$$\Lambda_{QCD}^2 = \mu^2 \exp\left(\frac{-12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)}\right) \quad (3.3)$$

ile temsil edilir. n_f formüle katkıda bulunan kuark çeşni sayısını μ ise referans ölçeğidir. $Q^2 \rightarrow \Lambda_{QCD}^2$ durumunda çiftlenim sabiti ıraksar ve pKRD işlemez hale gelir. Bu durum partonların yani kuark ve gluonların proton içinde hapsolmesine neden olur. Böylece, Λ_{QCD}^2 'nin değeri pKRD ile pertürbatif olmayan KRD arasında yaklaşık bir enerji ölçeği sınırı oluşturur.



Şekil 3.8. Güçlü çiftlenim $\alpha_s(Q)$ (düz çizgi) ve toplam belirsizliğinin (bant) momentum aktarımı $Q = p_T$ 'nin bir fonksiyonu olarak gösterimi (CMS Collaboration 2012)

3.5. Pertürbatif Olmayan Kuantum Renk Dinamiği

Renk hapsi serbest parçacıkların yalnızca renk teklileri olarak bulunabileceğini söylemektedir. Hadronların kendi bileşenlerine ayrılması, sert saçılma etkileşmesi sırasında olur. Bu sert etkileşmeye sadece iki parton girer. *Seyirci partonlar* dediğimiz etkileşmeye katılmayan hadronlar ise sert çarpışmaya dahil olmayan geri tepme sistemini oluştururlar. Geri tepme sistemi ve saçılan parton birbirlerinden ayrılrsa da birbirlerine *renk akı çizgileri* ile bağlıdırlar. Renk akı çizgilerinin gerilmesi ve kırılması sonucunda, kuark ve gluonlar bir araya gelerek $q\bar{q}$ çiftlerine dönüşüp, renksiz hadronları oluştururlar. Buna *hadronizasyon (veya parçalanma)* denir. Hadronizasyon, parton duşundan hemen sonra gerçekleşen ve yönlendirilmiş parçacık demetleri olarak tanımlanan **jetlerin** üretimine yol açan pertürbatif olmayan bir süreçtir. Bu renksiz nesnelerin, ebeveyn partonlarının yönünde etkileşme noktasından uzaklaşmaları sert çarpışmanın deneysel izlenimleri ve sonuçlarıdır. Burada her parton bağımsız bir şekilde parçalanır. Pertürbatif olmayan jet üretiminin en başta hesaplanması mümkün değildir. Ancak hesaplanabilmesi için fiziğin genel ilkeleri ve fikirlerinin yanında

bunlar tarafından yönlendirilen deneysel izlenim ve veriler gerekir. Ebeveyn parton i 'nin enerjisinin z kesrine sahip bir h hadronu bulma olasılığı, yalnızca z 'ye bağlı parçalanma fonksiyonu $D_{h/i}(z)$ ile temsil edilir. Bu fonksiyonlar, hadron üretiminin tesir kesitiyle ilişkilidir ve deneysel olarak elde edilebilirler. Bazı Monte Carlo (MC) üreticileri bağımsız parçalanma kullanırken bazıları ise daha bağımsız sofistike modeller kullanırlar.

3.6. Kuark Parton Modeli

Kuark Parton Modeli (KPM) Björken tarafından öngörülen ölçekleme davranışı F_2 'yi açıklamak üzere Feynman tarafından geliştirilmiştir. Björken ölçeği F_2 'nin Q^2 'den bağımsız olmasını ve yeterince yüksek Q^2 değerlerinde yalnızca Eşitlik 3.4'de tanımlanan x 'e bağlı olmasını bekler. KPM 1960'ların sonunda Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (SLAC)'da yapılan bir seri derin esnek olmayan saçılma (DIS) deneylerinde, protonların *parton* olarak isimlendirilen güçlü noktasal parçacıklardan oluştuğunu gösterdi. Proton yapı fonksiyonu F_2 sadece tek bir değişkene yani parton momentum kesri- x 'e

$$x = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}} \quad (3.4)$$

şeklinde bağlıdır. Burada p_{parton} partonun, p_{hadron} ise hadronun sahip olduğu momentumları temsil eder. Bu bağıllık SLAC'da doğrulanmıştır. Model nükleonları noktasal bileşenlerden yapılmış gibi görür ve saçılma kesitleri yanı sıra yapı fonksiyonlarını hesaplamak için çok basit bir çerçeve sağlar.

3.7. Hadron-Hadron Etkileşmelerinde Jet Üretimi

Bir yüksek enerjili proton-proton çarpışmasında açığa çıkan renk yükü taşıyan enerjili bir parçacık örneğin bir kuark veya bir gluon kuvvetli alan potansiyelinden dolayı kendi renk yükünü kaybederek renksiz konfigürasyonlar oluşturur. Bu durum aslında kuark-anti-kuark çiftlerini üreten vakumu uyararak gluonların çoklu yayınımlarıyla gerçekleştirilir. Kuarklar sonunda bir araya gelerek mezonlar ile baryonları oluşturmak üzere birleşirler. Bu süreç *hadronizasyon* olarak tanımlanır.

Hadronizasyon sürecinde üretilen parçacıklar spreyi modern detektörlerde gözlenebilir ve bunlar genellikle **jet** olarak adlandırılır. Renk hapsinden dolayı partonlar tek başlarına var olamazlar. Bunun yerine daha çok vakumdaki kuarklar ve gluonlar hadronları oluşturmak üzere birleşirler. Bu aslında tipik olarak düşük enerji ölçeklerinde yani KRD çiftlenim sabiti α_s 'nin büyük olduğu durumlarda meydana gelir. Bu yüzden pertürbasyon kuramı öngörülemez. Bundan dolayı hadron-hadron etkileşmelerine dayanan çeşitli fenomenolojik hadronizasyon modelleri geliştirilmiştir.

KRD $2 \rightarrow 2$ parton saçılmasının baskın olduğu sert sürecin gerçekleştiği hadron çarpıştırmalarında jetler kaçınılmaz bir çoğunlukta oluşurlar. Yüksek mertebeli KRD etkileşmelerinden özellikle sert gluon yayılımı ile deneysel modeller kullanılarak tanımlanmak zorunda olan yumuşak KRD olayları tarafından bu resim daha karmaşık bir durum alır. Partonlar fiziksel nesnelere olmadığından özelliklerini test etmek aslında imkansızdır. İyi-tanımlı nesnelere olan jetler araştırma yapmamıza imkan verecek bir pencere açarlar. Jet ölçümleri yapılarak KRD özellikle de güçlü çiftlenim sabiti ölçülerek çalışılabilir. KRD hesaplamaları ve MC modelleri jet tesir kesiti ölçümleri yapılarak test edilebilir ve böylece parton dağılım fonksiyonları (PDF)'na birtakım sınırlamalar getirilir. KRD evrim denklemleri ise ikili jetler arasındaki rapidite ayırımına bakılarak test edilebilir.

3.8. Jet Algoritmaları

Aslında jeti ilk mertebede tanımlamak oldukça basittir. Jet etkileşme noktasında çıkan birbiriyle uyumlu parçacıkların bir araya gelerek bir akı meydana getirmesi olarak tanımlanır. Jetler, temel parçacıklar olan kuarklar ve gluonlar ile yüksek enerji çarpışmalarındaki son durumlarda gözlenen hadronlar arasında bir köprü gibidir. Bir jeti tanımlamak üzere gerçekleştirilen bazı atılımlardan biri de Serman ve Weinberg tarafından yapılmıştır. Onlar bir jeti mevcut toplam enerjinin belli bir ϵ kesrini içeren δ yarı açısına sahip bir koni olarak tanımladılar. ee , ep , p -anti- p ve pp gibi farklı çarpışmalar için farklı jet tanımlama algoritmaları geliştirilmiştir. Ancak genel olarak bir jet algoritması aşağıda sıralanan özelliklere sahip olmalıdır.

- Çok sayıda hadron-benzeri nesnelere gelen bilgileri az sayıdaki parton-benzeri nesnelere üzerine uygulayan bir takım kurallar kümesidir. Bu kurallar deneysel veri analizleri ile kuram hesaplamaları arasındaki

adil ve basit karşılaştırmaları sağlamak amacıyla her düzeyde çalışmalıdır.

- Kızıl ötesi güvenilirlik (infrared safe) özelliğine sahip olmalıdır. Yani, ek yumuşak parçacıklara karşı jet algoritmasının çıktısı değişmemelidir. KRD tesir kesitleri, yumuşak parçacıkların yayınımları ve özellikle küçük açılarda gerçekleşen böyle yayınımları içine alan süreçlerin hesaplanmasında ıraksar. Bu, deneysel ölçümlerin davranışlarına yani detektörün sonlu uzaysal bir çözünürlüğe sahip olması ve ayrık partonların ürünlerini çözümleyememesi şeklinde yansır. Bir jet algoritması böyle yayınımlara duyarlı olmamalıdır.
- Eş-doğrusal (collinear) güvenilirlik özelliğine sahip olmalıdır. Bir parçacığın enerjisi iki eş-doğrusal parçacık arasında dağılıyorsa, jet algoritmasının çıktısı aynı kalmalıdır.
- Jetler partonlardan, parçacıklardan ve kalorimetre nesnelere yeniden yapılandırıldıklarında, bir jet algoritması girdi çeşidine bakmaksızın son durumda aynı fiziği üretebilmelidir.
- Yüksek yığılılığın (pile-up) ve underlying olayların varlığında da çalışabilmelidir.

Jet algoritmaları sabit koni algoritmaları ve ardışık yeniden birleştirme algoritmaları olmak üzere iki sınıfa ayrılabilir. Koni algoritmaları enerji akışının baskın olduğu yöne dayalı olarak jetleri tanımlar. $\Delta\eta$ iki jet arasındaki psüdorapidite ve $\Delta\phi$ azimut açısı farkı olmak üzere $\eta - \phi$ uzayında

$$R = ((\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2)^{1/2} \quad (3.5)$$

yarıçaplı bir koni içindeki tüm parçacıkların dört momentum toplamı algoritmanın girdisi olarak kabul edilir. Ardışık rekombinasyon algoritmaları ise jeti, jetin içeriğinin açısal tutarlılığına dayalı olarak yapılandırır. Her iki algoritma da pertürbatif olmayan etkilere karşı tamamlayıcı bir duyarlılığa sahiptir. Çözümleme parametresi

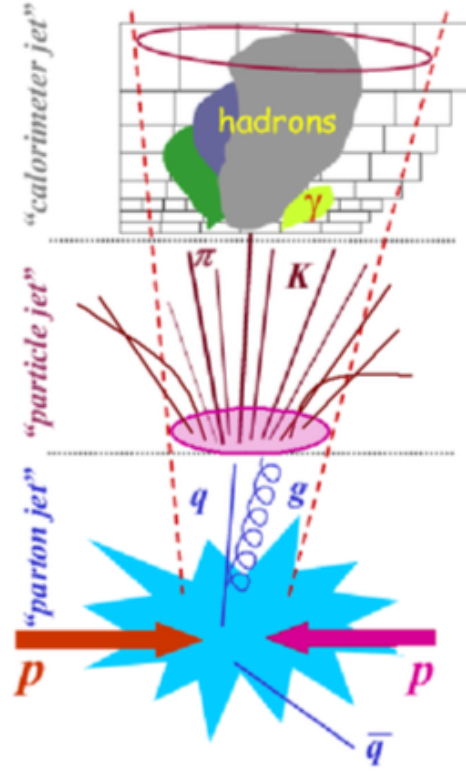
$$D = ((\Delta y)^2 + (\Delta\phi)^2)^{1/2} \quad (3.6)$$

şeklinde tanımlanır. Jet algoritmaları girdi olarak dört momentum vektörlerini kullanırlar. CMS’de

1. GenJets : hadronizasyon sonrasında ve detektör etkileşmesinden önceki kararlı parçacıklar
2. CaloJets : kalorimetredeki kulelere bir jet bulma algoritması uygulandığında elde edilen jet algoritma çıktısı diğer bir deyişle enerji depolarıdır.
3. PFJets : çeşitli alt detektörden gelen bilgileri toparlayarak parçacık akış nesnelere tanımlanır. Yüklü ve yüksüz hadronlar girdi olarak kullanılır.
4. TrackJets : izler

olmak üzere dört grup vardır.

Saçılma süreci sonrasında ortaya çıkan bir parton, detektörle etkileşen ve detektör içerisindeki elektronik sinyaller aracılığıyla varlanabilen parçacıklara **hadronize** olan kuarklar ve gluonlardan meydana gelen bir duş üretir. Bir proton-proton etkileşmesinde gerçekleşen jet üretimi aşamaları Şekil 3.9’da gösterilmektedir. Etkileşmenin hemen ardından “parton jet” olarak adlandırılan partonlar saçılır. Parton duşu olarak da bilinen bu süreçte, partonlar etkileşme noktasından çıkar çıkmaz daha çok kuark ve gluon üreterek hadronizasyon sürecini başlatırlar. Bu süreç sonunda “kalorimetre jet” leri oluşur. Kullanılan jet algoritmaları buna benzer sonuçlar üretmelidir.



Şekil 3.9. Bir pp etkileşmesinde gerçekleşen jet üretimindeki üç kısmın (parton jeti, parçacık jeti, kalorimetre jeti) temsili gösterimi.

3.9. Jet Kinematığı

Sert etkileşme sonucunda meydana gelen bir jetin dik momentumu p_T , psüdorapiditesi η , jetin azimut açısı ϕ ve kütlesi m olmak üzere;

$$E_T^{\text{jet}} = \sum_i E_{T,i}, \quad (3.7)$$

$$\eta^{\text{jet}} = \frac{\sum_i E_{T,i} \cdot \eta_i}{E_T^{\text{jet}}} \quad (3.8)$$

$$\phi^{\text{jet}} = \frac{\sum_i E_{T,i} \cdot \phi_i}{E_T^{\text{jet}}}. \quad (3.9)$$

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = E_T \begin{pmatrix} \cosh \eta \\ \cos \phi \\ \sin \phi \\ \sinh \eta \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

$$M_{jj} = \sqrt{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} = \sqrt{2E_{T,1} \cdot E_{T,2} \cdot [\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)]} \quad (3.11)$$

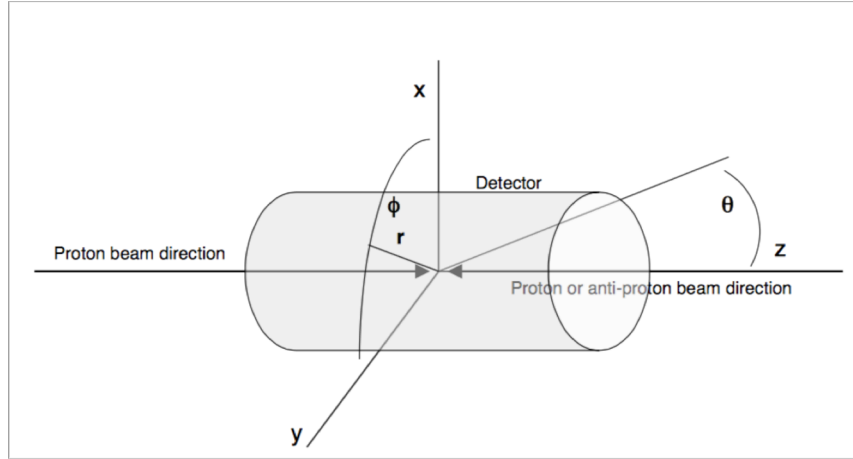
yazılabilir. Bir jetin rapiditesi y ise

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (3.12)$$

olarak tanımlanır. Ancak $p \gg m = \sqrt{E^2 - p^2}$ 'de yani yüksek enerji limitinde

$$y \approx -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \eta \quad (3.13)$$

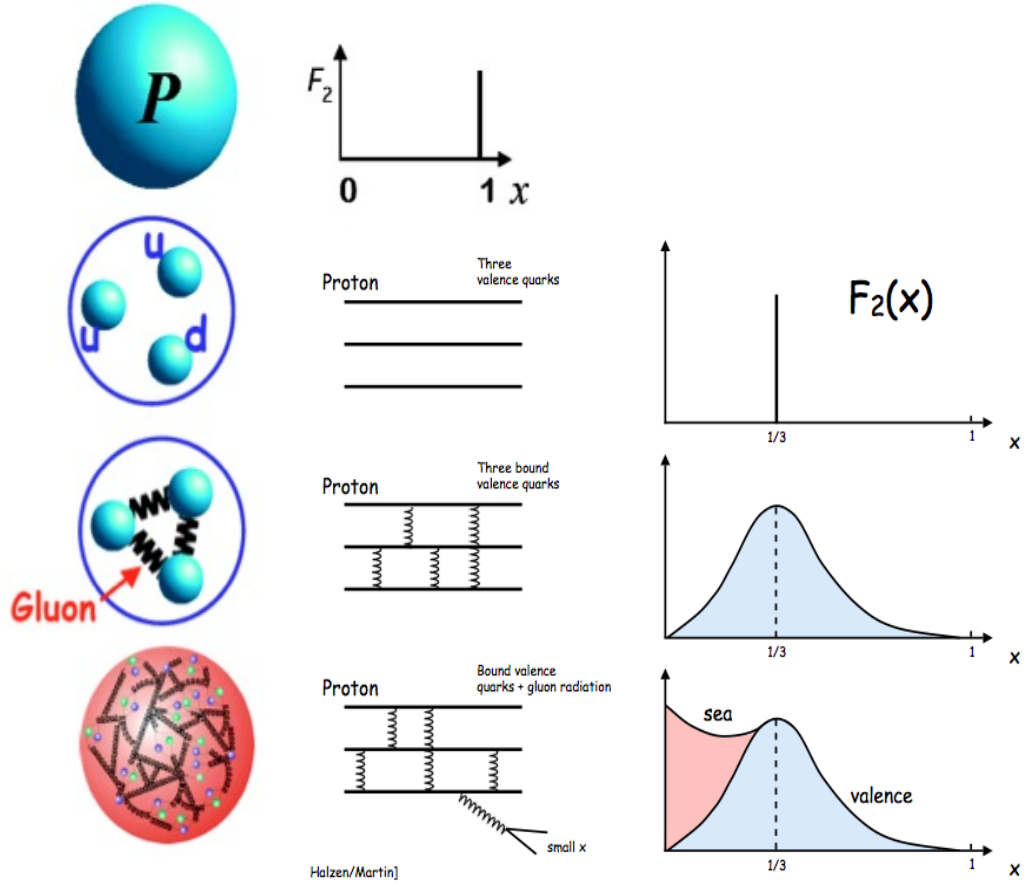
halini alır. Şekil 3.10'da bir pp etkileşmesindeki koordinat sistemi gösterilmektedir. Proton hüzmeye yönü z eksenini kabul edilir. Bu koordinat sistemi aynı zamanda CMS'te de kullanılmaktadır. Burada η tamamen açısal bir koordinattır. Enerji E , psüdorapidite η ve azimut açısı ϕ deneyde doğrudan ölçülen jet nicelikleridir.



Şekil 3.10. Bir pp etkileşmesindeki koordinat sistemi

3.10. Partonun Yapısı ve Evrimi

Protonun sahip olduğu partonik yapı ee ve eA çarpışmalarındaki derin esnek olmayan saçılma ile yüksek bir duyarlılıkla incelenebilir. İnküsif DIS hadron tesir kesiti, değiş-tokuş edilen ayar bozonunun sanallığı Q^2 ile protonun toplam momentumunun etkileşen parton tarafından taşınma kesri Bjorken- x 'in bir fonksiyonudur. Şekil 3.11'de görüldüğü gibi yüksek enerjilere çıkıldıkça partonun yani kuark ve gluonun bulunma olasılık yoğunluğu olan Parton Dağılım Fonksiyonu (PDF) daha iyi sonuçlar verir. Hadron içerisindeki kuarklar ve gluonların olasılık yoğunluğunu ifade eden yapı fonksiyonu F_2 olarak tanımlanır. Şekil 3.11'deki en üst grafikte gösterildiği gibi protonu iç yapısı olmayan bir parçacık olarak yani içerisine girilebilecek düzeyde enerjiye sahip olunamadığı bir durumda kabul edelim. Buna göre F_2 'nin x göre olan değişimi "1" değerinde yükselen bir doğru olacaktır. Bu aslında F_2 'nin yapıdan bağımsız olduğunu gösterir. Şekil 3.11'deki üstten ikinci grafikte yani protonun içerisine girilebilecek yeterlikte enerjiye ulaşıldığı durumlarda protonun yapısında üç tane valans (değerlik) kuarkı olduğu görülür. F_2 fonksiyonunun x 'e göre olan değişimi $1/3$ değerine kayar. Enerji arttıkça protonun iç yapısı daha iyi resmedilebilir. Böylece F_2 fonksiyonuna valans kuarklarının yanı sıra gluonların ve deniz kuarklarının katkısı görülebilir (Şekil 3.11 alttaki iki grafik).



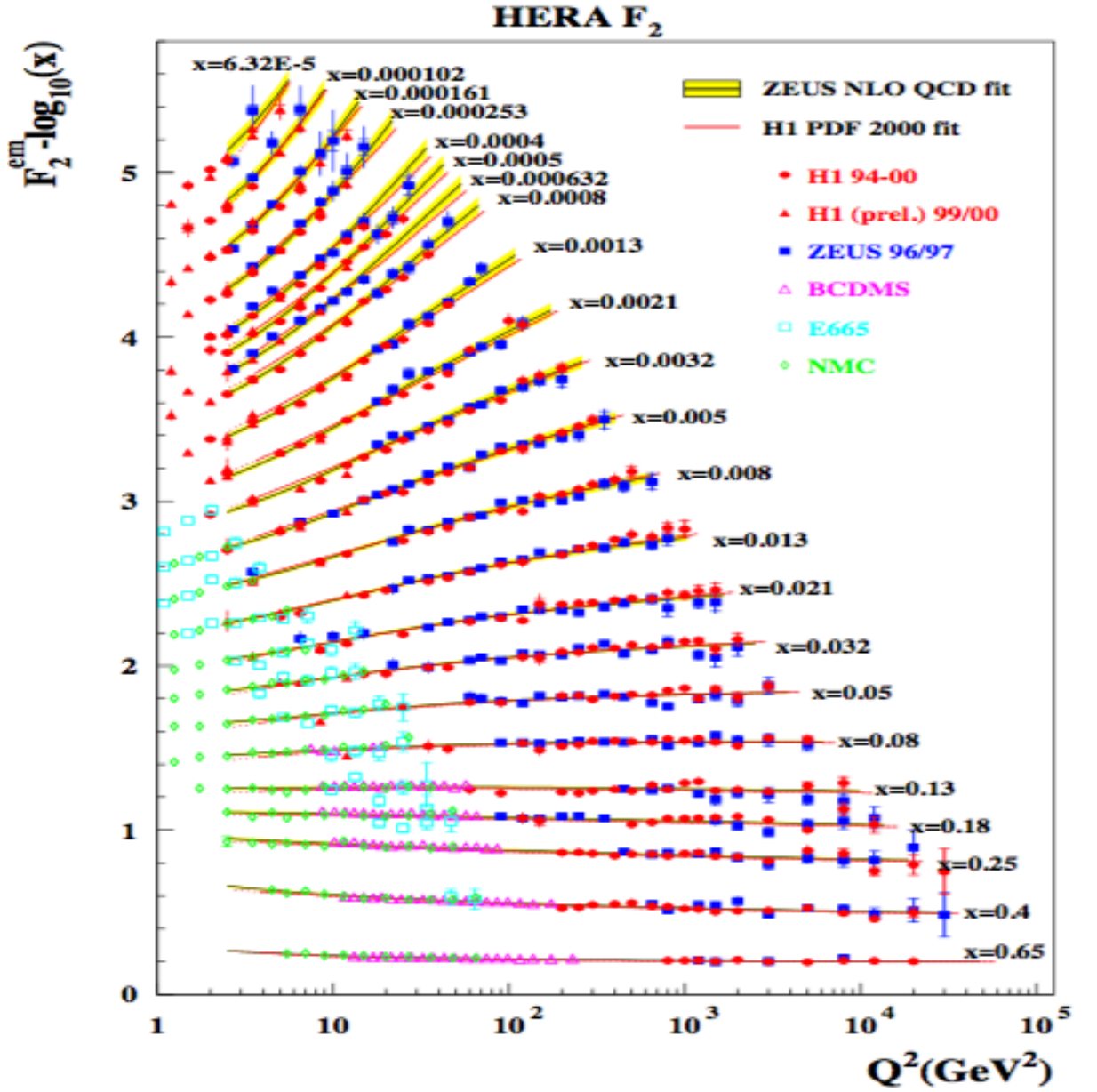
Şekil 3.11. Yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça protonun yapısını oluşturan parçacıkların PDF (F_2) fonksiyonuna katkısı (Öztaşcı 2014)

HERA’da $\sqrt{s} = 320$ GeV’lik enerjide ölçülen derin esnek olmayan saçılmada ve $\sqrt{s} \approx 10 - 30$ GeV’e sahip sabit hedefli deneylerde ölçülen proton yapı fonksiyonu $F_2(x, Q^2)$ ’nin Q^2 ile değişimi Şekil 3.12’de gösterilmektedir. Tüm faz uzayı üzerinden tesir kesitine baskın bir katkı sağlayan F_2 yapı fonksiyonunun HERA’daki deneylerde azalan Bjorken- x ile kuvvetli bir şekilde arttığı görülmektedir. F_2 ’deki bu artış Q^2 ’ye bağlı olarak logaritmik bir şekilde

$$F_2(x, Q^2) \propto x^{-\lambda(Q^2)} \quad (3.14)$$

ifadesi ile oldukça iyi tanımlanır. Burada $\lambda \approx 0.1 - 0.3$ değerindedir (Adloff ve ark.

2001).



Şekil 3.12. HERA’da $\sqrt{s} = 320$ GeV’lik enerjide ölçülen derin esnek olmayan saçılmada ve $\sqrt{s} \approx 10 - 30$ GeV’e sahip sabit hedefli deneylerde ölçülen proton yapı fonksiyonu $F_2(x, Q^2)$ ’nin Q^2 ile değişimi (Adloff ve ark. 2001)

Partonların evrimi diğer bir deyişle kuaklar ve gluonların ek partonlar çıkarabilmesi “bölünme fonksiyonları” olarak adlandırılan fonksiyonlarla temsil edilir. Kuaklar ve gluonlar tarafından gerçekleştirilen yarı sert KRD etkileşmeleri “parton

evrimi” veya “parton duşu” adı altında analitik olarak değerlendirilir. Parton evrimi için faz uzayının kinematik bölgesine bağlı olarak farklı yaklaşımlar geliştirilmiştir. Hesaplamalarda kullanılmak üzere bazı evrim denklemleri mevcuttur. Böyle denklemlerde önemli değişkenler Q^2 ve x tir. Q^2 KRD evrim sürecinin gerçekleştiği ölçeği işaret eder. x ise göz önünde bulundurulmuş parton tarafından taşınan protonun boyuna momentumunun kesridir ve değeri 0 ile 1 aralığında değişir. Saçılma süreci durumunda yani pertürbatif yaklaşımın artık uygulanmadığı ölçeklerde, sonuçta küçük k_T 'ye sahip ve uzayda birbirine çok yakın olan renkli partonlardan oluşan bir grup meydana gelir. Parton evrim denklemlerini çözmek için yaygın olarak kullanılan KRD yaklaşımlarının, mutlaka faz uzayının belli bazı bölgelerinde geçerli olması beklenir.

3.10.1. DGLAP evrim denklemleri

Büyük Q^2 ve çok büyük olmayan x değerlerinde Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) (Dokshitzer 1977, Gribov ve Lipatov 1972, Altarelli ve Parisi 1977) denklemi kuarkların yoğunluk fonksiyonunu hesaplamak için iyi bir araçtır. DGLAP yaklaşımında, güçlü dik momentümler $k_{T,i}^2$ ve daha yumuşak bir kesirsel boyuna momentum x_i sıralamasına sahip olan DGLAP yaklaşımında

$$Q^2 \gg k_{T,i}^2 \gg k_{T,i-1}^2 \gg k_{T,i-2}^2 \dots \gg k_{T,1}^2 \gg Q_0^2 \quad (3.15)$$

$$x_i < x_{i-1} < x_{i-2} < \dots < x_1, \quad (3.16)$$

söz konusudur. Burada yayının çağlayanının başlangıcındaki partonun sanallığını Q_0^2 ve değiş-tokuş edilen fotonun sanallığını ise Q^2 temsil etmektedir.

Genellikle integral-diferansiyel denklemleri biçiminde olan DGLAP evrim denklemleri

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) p_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) p_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (3.17)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)^1}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) p_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) p_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (3.18)$$

ile yazılır. $p_{ij}(z)$; $z = \left(\frac{x}{y}\right)$ enerji kesrine sahip j tipindeki bir partona bölünen i tipindeki bir partonun bulunma olasılığını tanımlayan *bölünme fonksiyonudur*. $p_{ij}(z)$ bölünme fonksiyonları α_s 'nin pertürbatif açılımları şeklinde de ifade edilebilir. Denk. (3.17) ve (3.18) partonları kütesiz kabul ettiğinden sadece gluonlar ve hafif kuarklar (u , d ve s) için geçerlidir. Bu süreçlerin her biri için birinci mertebede $p_{ij}(z)$ bölünme fonksiyonları:

$$p_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{(1+z)^2}{1-z} \right) \quad (3.19)$$

$$p_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+(1-z)^2}{z} \right) \quad (3.20)$$

$$p_{qg}(z) = \frac{1}{2} \left(z^2 + (1-z^2)^2 \right) \quad (3.21)$$

$$p_{gg}(z) = 6 \left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1+z) \right) \quad (3.22)$$

şeklinde ifade edilir. ve $z \rightarrow 0$ ve $z \rightarrow 1$ değerlerinde denklemler ıraksar ve sırasıyla kızılötesi ve ultraviyole ıraksama olarak adlandırılır. Bu kuramsal uyumsuzluklar tüm mertebelerdeki α_s 'ler toplanarak ve integrale belli sınırlamalar getirilerek ortadan kaldırılır.

DGLAP denklemleri yalnızca büyük Q^2 değerlerinde anlamlıdır. DGLAP denklemleri veriyi bu değerlerde oldukça iyi tanımlamaktadır. Ancak bölünme fonksiyonlarına yüksek mertebeli katkılar eklendiğinde farklı bölgelerde örneğin küçük- x 'te DGLAP yaklaşımının çalışmaması beklenmektedir.

3.10.2. BFKL evrim denklemleri

Küçük- x bölgesine gidildikçe $\alpha_s \log\left(\frac{1}{x}\right)$ şeklindeki terimler önemli olmaya başlar ve parton evrimi için göz önünde bulundurulması gerekir. Enerji arttıkça küçük- x bölgesi çözümlenir ve burada gluon katkısı $x \leq 10^{-3}$ değerinde baskındır. Bu bölgede DGLAP yaklaşımı çöker ve $\alpha_s \log\left(\frac{1}{x}\right)$ şeklindeki terimleri toplayan Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) evrimi devreye girer (Kuraev, Lipatov ve Fadin 1977, Balitsky ve Lipatov 1978). Bu yüzden bu yaklaşım yalnızca küçük- x değerlerinde geçerlidir. DGLAP yaklaşımındaki k_T sıralaması yerine boyuna momentum kesri x_i 'ye bağlı kuvvetli bir sıralama

$$x_i \ll x_{i-1} \ll x_{i-2} \ll \dots \ll x_1 \quad (3.23)$$

söz konusudur. Elde edilen BKFL evrim denklemi

$$\frac{\partial f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{\partial \log\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left[\frac{f_{\frac{g}{p}}(x, k_T'^2) - f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{|k_T'^2 - k_T^2|} + \frac{f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^4 + k_T^4}} \right] \quad (3.24)$$

ile verilir. Denklem 3.24' deki köşeli parantez içinde yer alan terimler sırasıyla gerçek gluon yayını ve sanal düzeltmeleri belirtmektedir. BKFL denklemi küçük- x 'e göre $f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)$ 'nin evrimini verir. $f_{\frac{g}{p}}(x, k_T^2)$ bir başlangıç x_0 değeri için bilinirse, herhangi bir küçük x ve k_T için çözülebilir.

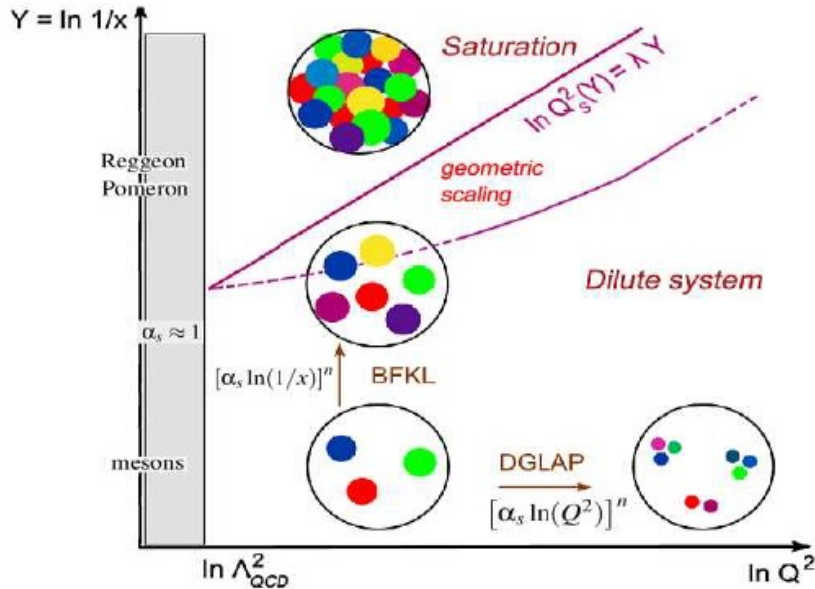
3.10.3. CCFM evrim denklemleri

Ciafaloni ve Catani, Fiorani ve Marchesini (CCFM) (Catani, Ciafaloni ve Hautman 1991, Catani, Fiorani ve Marchesini 1990, Ciafaloni 1988) evrim denklemi DGLAP ve BFKL yaklaşımlarının her ikisinin sonuçlarını birbirine bağlamayı amaçlar. Bu yüzden küçük- x ve büyük Q^2 değerlerinde geçerlidir. Bu yaklaşımda, yayımlanan gluonlar için DGLAP ile BFKL denklemleri arasında bir köprü olabilecek açılal bir sıralama vardır ve

$$\theta_j > \theta_{j-1} > \dots > \theta_0 \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilir. Burada j yayımlanan partonları temsil etmektedir. θ ise sert saçılma süreci tarafından belirlenen yayılımda izinli olan maksimum açıdır.

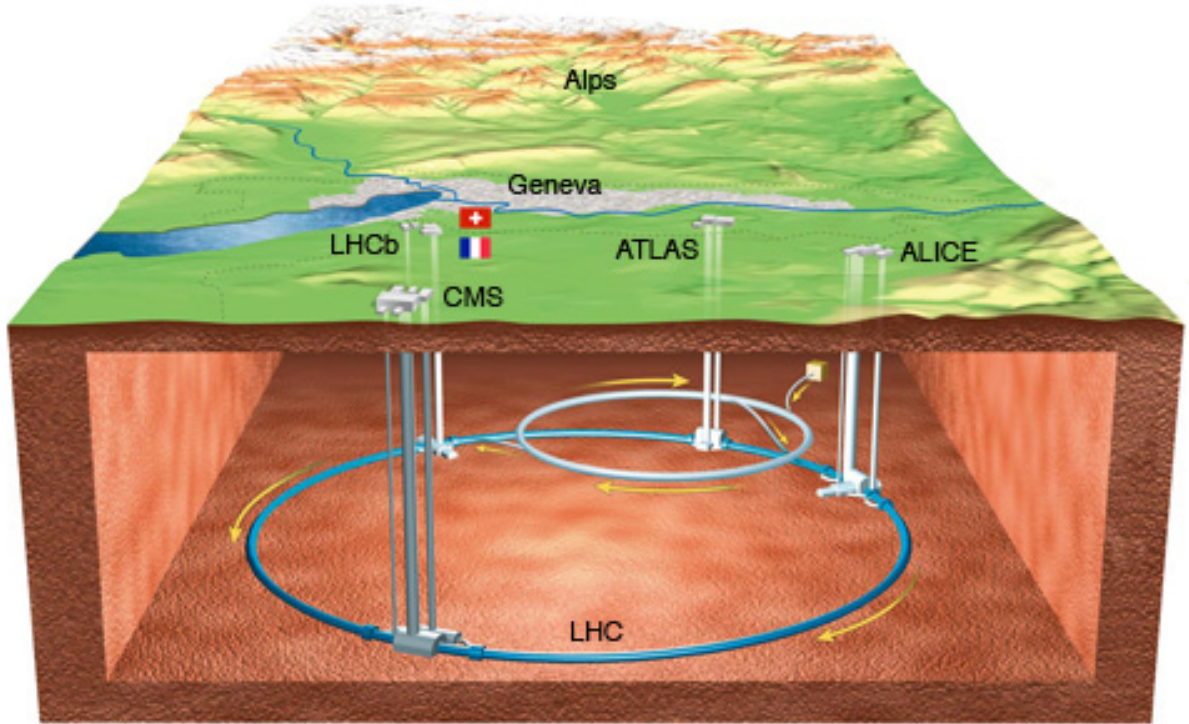
Şekil 3.13'de farklı evrim denklemi yaklaşımlarının geçerli olduğu kinematik bölgeler $y = \ln \frac{1}{x}$ ve $\ln Q^2$ bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Çok küçük Q^2 değerlerinde güçlü çiftlenim sabiti büyür ve pertürbatif hesaplamalar artık geçersizdir. Yeterince küçük- x değerleri için parton dağılımı çok yüksek duruma gelir ve hatta doymuş PDF'lerin bölgeye girmesi beklenir.



Şekil 3.13. Farklı evrim denklemi yaklaşımlarının geçerli olduğu kinematik bölgeler $y = \ln \frac{1}{x}$ ve $\ln Q^2$ bir fonksiyonu olarak gösterimi (d'Enterria 2007)

3.11. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ)

İsviçre ve Fransa'nın sınırları içinde yerin yaklaşık 100 m altında, çevresi 27 km ve genişliği 3.8 m olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (BHÇ), dünyanın en büyük parçacık hızlandırıcısı CERN laboratuvarında bulunmaktadır. Kütle ölçeği olarak 1 TeV'lik mertebede ortaya çıkması beklenen yeni parçacıkları veya yeni fiziği keşfetmek için $\sqrt{s} = 13$ TeV'de pp çarpışmaları yapılmaktadır. BHÇ'de parçacık hüzmeleri birbirlerine zıt yönde hareket ettirilip hızlandırıldıktan sonra kafa kafaya çarpıştırılmaktadır. Şekil 3.14' de BHÇ halkası ve üzerinde konumlanmış olan dört büyük detektör gösterilmektedir.



Şekil 3.14. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı ve üzerinde konumlanmış olan dört büyük detektör (<http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2012/07/LHC.jpeg>)

R ; saniyede üretilen fiziksel olay sayısı, σ ; fiziksel sürecin tesir kesiti ve L çarpıştırıcının ışıklılığı (etkileşme noktasında birim kesit alanından birim zamanda geçen parçacık sayısı) olmak üzere çarpıştırıcıda saniyede üretilen fiziksel olay sayısı;

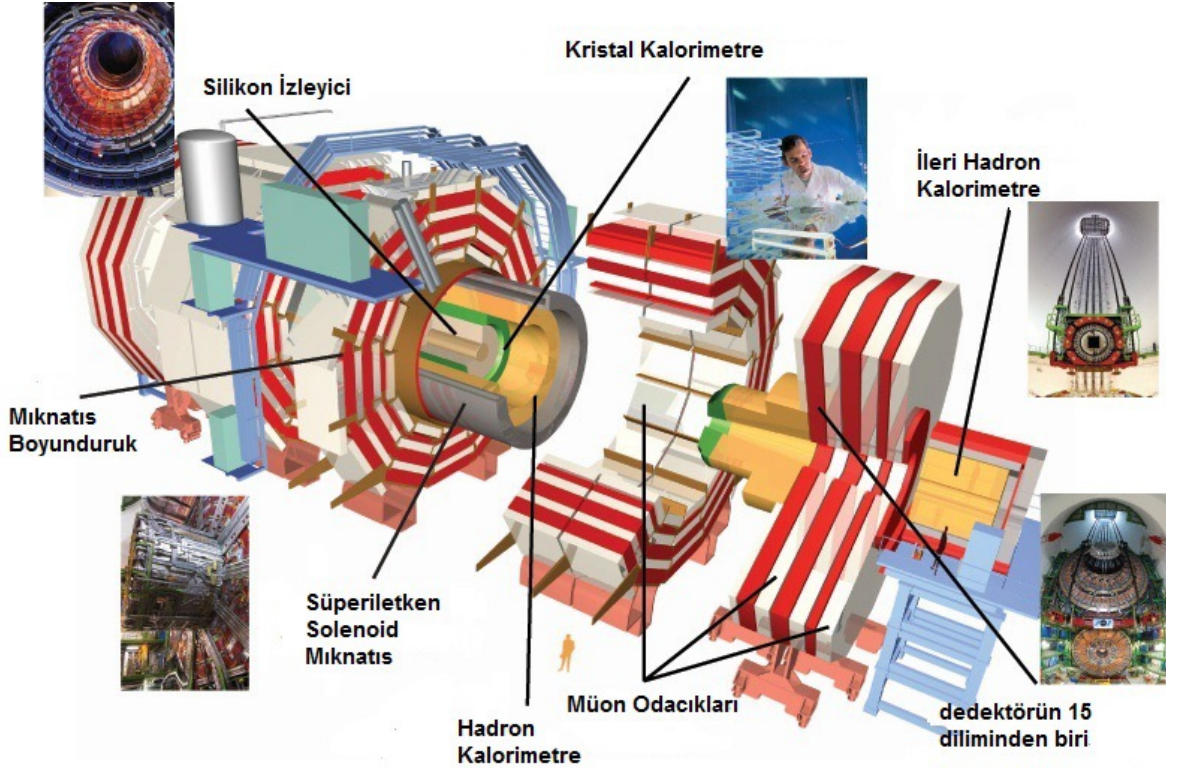
$$R = L\sigma \quad (3.26)$$

ile verilmektedir.

BHÇ’de ikisi genel amaçlı detektörler ATLAS (A Torodial LHC ApparatuS - Büyük Toroidal Detektör) ve CMS olmak üzere dört detektör vardır. ATLAS ve CMS fizikte yeni gelişmelerin kapısını aralamak için çalışmalarını sürdürmektedir. Detektörlerinin tasarımları birbirinden farklı olan bu iki deneyin fizik araştırma konuları ve amaçları aynıdır (Geçit 2013). Ayrıca ALICE (A Large Ion Collider Experiment - Büyük İyon Çarpıştırma Deneyi) ağır iyon çarpışmaları, LHCb (A Large Hadron Collider beauty - LHC b Fiziği Deneyi) olarak bildiğimiz diğer orta ölçekli iki deney daha bulunmaktadır. LHCb deneyinde b kuarkı ile ilgili araştırmalar yapılmaktadır.

3.12. CMS (Compact Muon Solenoid) Detektörü

CMS deneyi elektrozayıf simetri kırınımında, parçacıklara kütle kazandıran Higgs bozonunu ve yeni fiziğin keşfini sağlayacak şekilde tasarlanmıştır. CMS detektörü, 15 m yüksekliği, 15 m genişliği, 28.7 m uzunluğu ve 14500 ton ağırlığı ile BHÇ hızlandırıcı kompleksinin en ağır detektörü olma özelliğine sahiptir. Silindirik bir soğana benzeyen özelliği sayesinde CMS detektörünün farklı katmanları, çarpışma ile ortaya çıkan farklı özellikteki parçacıkların enerji ve momentumlarını hassas bir şekilde ölçmektedir. CMS’ in en önemli alt detektörlerinden olan süper-iletken solenoid mıknatısın iç çapı 6 m olup 3.8 T’lık bir manyetik alan oluşturmaktadır. Solenoid mıknatısın içinde bir İç İzleyici, Hadronik Kalorimetre (HKAL) ve Elektromanyetik Kalorimetre (EKAL) bulunmaktadır. Mıknatısın dışında Müon Sistemi vardır. CMS detektörünün genel bir görünümü Şekil 3.15’ de verilmiştir.



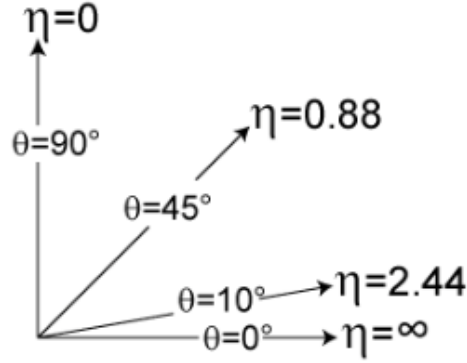
Şekil 3.15. CMS detektöründe bulunan alt detektörler (<http://bigscience.web.cern.ch/bigscience/en/cms/cms2.html>)

CMS tarafından belirlenen koordinat sistemi, deneyin içindeki çarpışma noktasının merkezi orijin olup, x -ekseni BHÇ' in merkezine doğru radyal olarak içeriye yönelmiştir. y -ekseni standart olarak yukarıya doğru dikey ve z -ekseni hüzmeye doğrultusu boyunca uzanmaktadır. Azimut açısı ϕ ; x - y düzleminde x -ekseninden itibaren ölçülür ve bu düzlemdeki radyal koordinat r ile belirtilir. Polar açı θ ; z -ekseninden ölçülmektedir. CMS' nin önemli niceliklerinden olan özellikle kütleli parçacıklar için kullanılan ve Lorentz-değişmez olan psüdo-rapidity niceliği

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.27)$$

ile tanımlanır. Polar açı θ ile psüdo-rapidity η niceliklerinin değerlerini rz düzleminde birleştiren ilişki Şekil 3.16'da gösterilmektedir. Burada yatay eksen z -eksenini, dikey eksen ise xy düzlemini temsil etmektedir. Parçacığın dik momentumu (p_T) ve dik

enerjisi (E_T), (E_T^{dik}) bileşenleriyle hesaplanmaktadır (TDR 2006). Alt detektörler belirli psüdorapidite bölgelerinde bulunmaktadır.



Şekil 3.16. Boyuna düzlemde polar açı θ ile psüdorapidite η niceliklerine karşılık gelen değerleri (<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pseudorapidity2.png>)

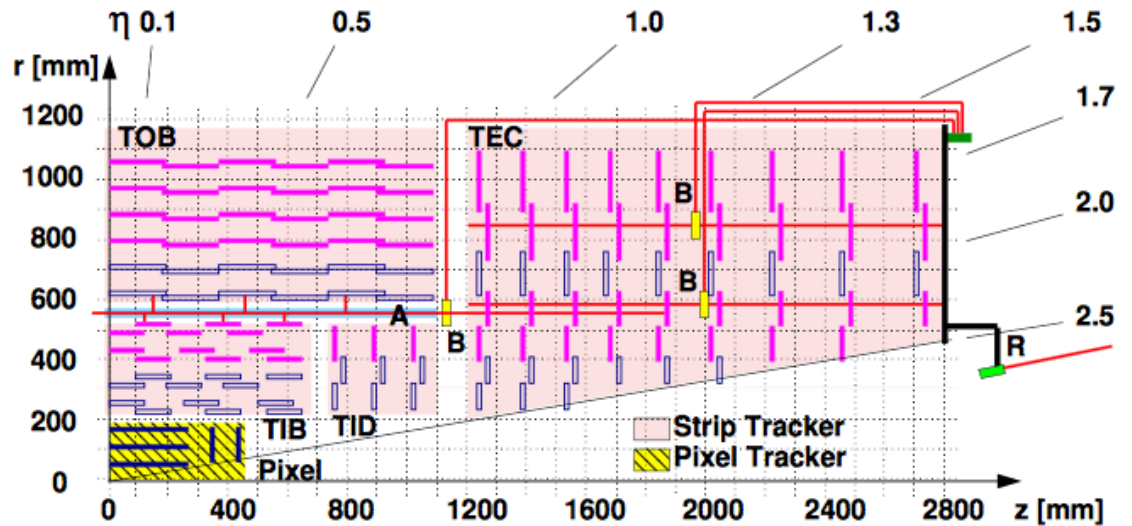
CMS detektörünün merkezinde kafa kafaya çarpıştırılan parçacıklar, ilk olarak silikon piksel ve silikon şerit detektör modüllerinden oluşan bir izleyici sistemine girerler. Yüklü parçacıklarda iyi bir momentum çözünürlüğü sağlayan izleyicinin psüdorapidite aralığı $|\eta| < 2.5$ ' dir. EKAL $|\eta| = 3$ psüdorapidite aralığına yerleştirilmiş olup, elektron ve foton gibi elektromanyetik etkileşme yapan parçacıkları tespit etmek ve onların enerjilerini ölçmek için tasarlanmıştır. EKAL'de aktif materyal olarak sintilatör ışığını varlayan kurşun tungstant ($PbWO_4$) kristalleri kullanılmıştır. Sintilasyon ışığı fiçı bölgesinde foto çığ diyot (APD)'lar ve uç kapak bölgesinde vakum foto triot (VPT)'lar kullanılarak varlanmaktadır. Bir ön duş sistemi yüksüz pion (π^0) 'ları elemek için EKAL' in uç kapak bölgesinin ön kısmına yerleştirilmiştir. Detektörün bir sonraki katmanı kuvvetli etkileşme yapan hadronların bıraktığı enerjiyi ölçen Hadronik Kalorimetre (HKAL)' dir.

Pirinç ve sintilatör döşemelerden oluşan kalorimetrenin fiçı ve kapak kısımları $|\eta| < 3$, ileri kalorimetre (HF) kısmı ise $3 < |\eta| < 5$ psüdorapidite aralığında bulunmaktadır (CMS Collaboration, 2011). HF jetlerin tanımlaması, kayıp dik momentum ölçümlerinin yapılması ve küçük- x fiziği olaylarının incelendiği kalorimetredir. HKAL'in merkezi kalorimetrelerinde soğurucu materyal olarak bakır, aktif materyal olarak plastik sintilatörler kullanılmıştır. HKAL'in HF dışında, ileri yöne yerleştirilen

CASTOR (Centauro And Strange Object Research - Centauro ve Acayip Parçacık Araştırmacısı) ve ZDC (Zero Degree Calorimeter - Sıfır Derece Kalorimetre) olan iki kalorimetresi daha vardır. Bu kalorimetrelere sırası ile $-5.2 > \eta > -6.6$ ve $|\eta| \geq 8.3$ psüdo-rapidity aralığındadır.

3.12.1. İzleyici sistem

CMS detektöründeki izleyici sistem BHC çarpışmalarından çıkan yüklü parçacıkların izlerini ve yörüngelerini etkin ve doğru bir biçimde belirlemek ve ikincil köşelerin yeniden yapılandırılması için tasarlanmıştır. 2.5 m yarıçapa ve 5.8 m uzunluğa sahip olan izleyici sistem etkileşme noktasını (IP) sarmalar ve manyetik alanın içine tamamen gömülü durumdadır. Tam ışıklıkta çalışan BHC’de üretilen izlerin büyük çoğunluğu her demet geçişi başına pek çok etkileşme üst üste geldiğinden çakışmaktadır. Güvenilir bir iz kimlikleme elde etmek ve izleri doğru demet geçişine bağlamak için CMS izleyici sisteminin oldukça iyi bir granülariteye ve hızlı bir yanıt verme performansına sahip olması gerekir. CMS izleyici sistemi, piksel ve silikon şerit detektörleri olmak üzere iki alt detektörden oluşur. Şekil 3.17’de silikon izleyici detektörün rz düzlemindeki bir çeyreklik kısmının görünümü ve piksel izleyici detektörünün konumu gösterilmektedir (Chatrchyan ve ark. 2010).

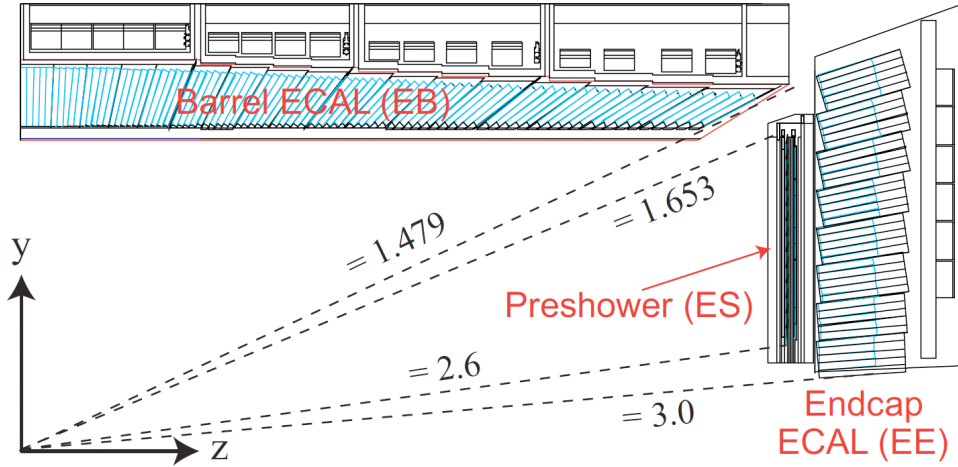


Şekil 3.17. CMS silikon izleyicinin rz düzlemindeki bir çeyreklik kısmının görünümü ve piksel izleyici detektörünün konumu (Chatrchyan ve ark. 2010)

3.12.2. Kalorimetre sistemi

Elektronların, fotonların ve hadronların tanımlanabilmesi CMS detektöründe doğru ve iyi çalışan bir kalorimetre sistemini gerektirmektedir. Kalorimetre sistemi parçacıkların enerjilerine ve etkileşme biçimlerine göre elektromanyetik ve hadronik olmak üzere iki kısımdan oluşur.

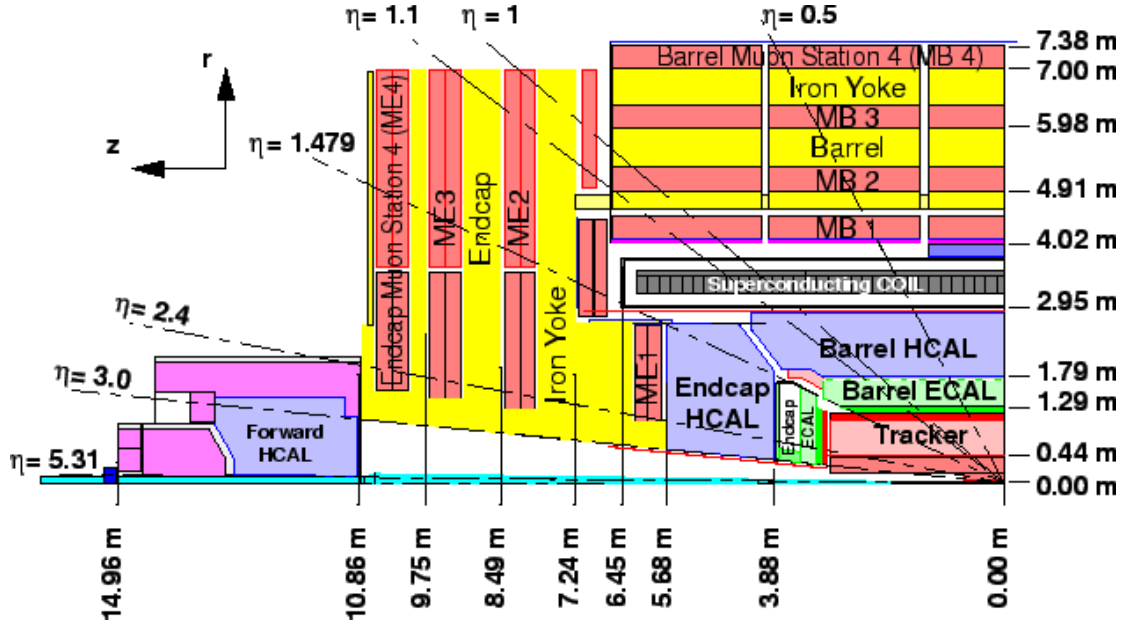
Elektromanyetik kalorimetre, kalorimetrede yer alan soğurucu içindeki bir elektron veya bir foton tarafından başlatılan bir duş üretimine dayalı bir sistemdir. Elektromanyetik kalorimetre özellikle çift oluşum süreci ile elektron-pozitron çiftlerine dönüşen fotonların ürettiği duşlara karşı duyarlıdır. CMS’de yer alan elektromanyetik kalorimetre (EKAL) fiçı bölgesinde 61200 ve dış kapaklarda ise 7324 tane kurşun tungstant ($PbWO_4$) kristallerinden oluşmuştur. Bu malzemenin kullanılma nedenleri yüksek yoğunluğa, kısa yayılım uzunluğuna, küçük Moliere yarıçapına ve hızlı yanıt zamanına sahip olması şeklinde sıralanabilir. CMS detektöründe yer alan EKAL’in bir çeyreklik kısımda boyuna görünümü Şekil 3.18’de verilmektedir (Bayatian ve ark. 2006).



Şekil 3.18. CMS detektöründe yer alan EKAL’de bir çeyreklik kısmın boyuna görünümü (Bayatian ve ark. 2006)

Detektör malzemesindeki hadronların esnek olmayan saçılmaları sonucunda hadronik duş meydana gelir. Gelen hadronlar nükleer uyarılmalar ve hadron üretimi aracılığıyla pek çok ek parçacık üreterek detektörde enerjilerini bırakırlar. CMS’deki

hadronik kalorimetre (HKAL) hadron jet enerjilerini ölçmek, iyi bir foton ve lepton tanımlamasında kullanılmak üzere çeşitli bilgiler sağlayan bir örnekleme kalorimetresidir. İç hadron fiçı (HB), dış detektör (HO), uç kapak kısmı (HE) ve ileri kalorimetre (HF) olmak üzere dört kısımdan oluşmuştur (Şekil 3. 19).



Şekil 3.19. CMS'deki HKAL'de yer alan dört alt detektör HB, HO, HE ve HF (<http://www.hephy.at/user/mfriedl/diss/html/node8.html>)

3.12.3. İleri hadronik kalorimetre

İleri Hadronik Kalorimetre (HF) CMS detektörünün kapak kısımlarından daha ileriye yerleştirilmiştir. Etkileşme noktasının 11.2 m uzağına ve her iki yanına yerleştirilmiş olan HF+ ve HF- olarak adlandırılan iki modülden oluşur. HF kalorimetrelere çelik soğurucular ve çıkan Çerenkov ışığı yayınımlarını hızlı bir şekilde toplayabilen sert kuvarz fiberlerden meydana gelir. Şekil 3.20 HF kalorimetresinde yer alan toplam 18 kamadan birkaçını ve kuvarz fiberleri göstermektedir. $\Delta\eta \approx 0.175$ 'lik bir ölçüye sahip 13 kuleden oluşan HF, CMS detektörünün $2.8 < |\eta| < 5.2$ 'lik bir psüdorapidite bölge aralığını kaplamaktadır. HF'in kapladığı bu psüdorapidite bölgesi ağır Higgs ve SÜSİ (SÜperSİmetri) çalışmaları için önemli olan kayıp dik enerji ve jet ölçümlerini gerçekleştirmeyi sağlar.

HF'te uzun (L) ve kısa (S) olmak üzere iki çeşit kuvarz fiber bulunmaktadır.

Uzun fiberler kısa olanlardan 22 cm daha uzundur. Bunun temel nedeni farklı duş çeşitlerinden gelen verileri toplayabilmektir. Kısa fiberler yalnızca hadronik duşlardan gelen veriyi toplarken uzun fiberler hem elektromanyetik hem de hadronik duşlardan gelenleri toplayabilirler.



Şekil 3.20. HF kalorimetresinde yer alan elik kamalar ve kuvartz fiberler (Penzo ve ark. 2009)

4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

KRD’de yalnızca renksiz durumlar gözlenebilmekte ve kuarklar ile gluonların gözlenmesine izin verilememektedir. Bir olaydaki geniş rapidite aralığına sahip iki jet arasındaki azimut açısı ilişkisizliği küçük- x KRD evrimine karşı duyarlıdır. Azimut açısı dağılımları BFKL evrim denklemini test etmek için idealdir. Birincil mertebede (LO) iki jet sırt-sırta bir ilişkiye sahip olup dik momentumları dengededir. Ancak yüksek mertebeli süreçlerde bir ek yayılım söz konusudur. Bu da ilişkide bir kayıba neden olur. Rapidite ayrımı arttıkça azimut açısı ilişkisinde meydana gelen azalma ileri yayılımın etkisini göstermek için yeterlidir. Yapılan bu tezde bu ilişki etkilerini kantitatif olarak açıklamak için $\langle \cos(\pi - \Delta\phi) \rangle$ niceliği kullanılmıştır. Ayrıca ortalaması Δy ’nin bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. LO’da $\langle \cos(\pi - \Delta\phi) \rangle$ niceliğinin değeri 1’dir. Fakat yüksek mertebelerde ek jetlerin katkısından dolayı bu niceliğin ortalama değeri azalır. Rapidite aralığının bir fonksiyonu olarak ek yayıma dair bir kanıt bulmak üzere jet sayısı diğer bir deyişle jet çokluluğu azimut ilişkisizliğinin dolaylı bir sinyali olarak çalışılmıştır.

Bu çalışmada ikili jetlerin azimut açısı ilişkisizlik ölçümleri jetler arasındaki ayrımın bir fonksiyonu olarak sunulmaktadır. Ayrıca veri ile MC üreticileri için de jet çokluluğu da sunulmaktadır. Ölçüm 7 TeV’lik kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmalarında CMS detektörü tarafından elde edilen gerçek veri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Çalışmada dik momentumu $p_T > 35$ GeV ve rapiditesi $|\eta| < 4.7$ olan jetler kullanılmıştır.

4.1 Veri ve Monte Carlo Programları

CMS tarafından 2010 yılında 7 TeV’lik kütle merkezi enerjisine sahip pp çarpışmalarından elde edilen 36 pb^{-1} ’lik ışıklığa ve düşük yığılığa (pile-up) sahip veri kullanılmıştır. Deney sırasında iyi olarak etiketlenen deney verisi (run) ve bunların iyi olarak belirlenen ışıklılık kısımları analiz edilmiştir.

Bu çalışmada PYTHIA6 ve PYTHIA8 MC olay üretici kullanılmıştır. Yine bu iki MC programı da düşük yığılığa sahip olaylar için üretilip, olaylar CMS detektöründen geçirilerek simüle edilmiştir.

Bir olay içindeki jet seçimi sırasında Mueller-Navelet tipi jetleri seçmek üzere aşağıda belirtilen şartlar uygulanmıştır.

- a) Dik momentumu $p_T > 35$ GeV olan jete sahip olaylar seçilmiştir.
- b) Olay içindeki tüm jetler $|y| < 4.7$ değerlerine sahip olmalıdır.
- c) Bir olay içinde en büyük rapidite ayırımına sahip iki jet seçilmiştir.
- d) Seçilen bu jetler en ileri ve en geri olmak üzere etiketlenmiştir.

Jetler, koni yarıçapı $R = 0.5$ olan anti- k_T jet algoritması kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır.

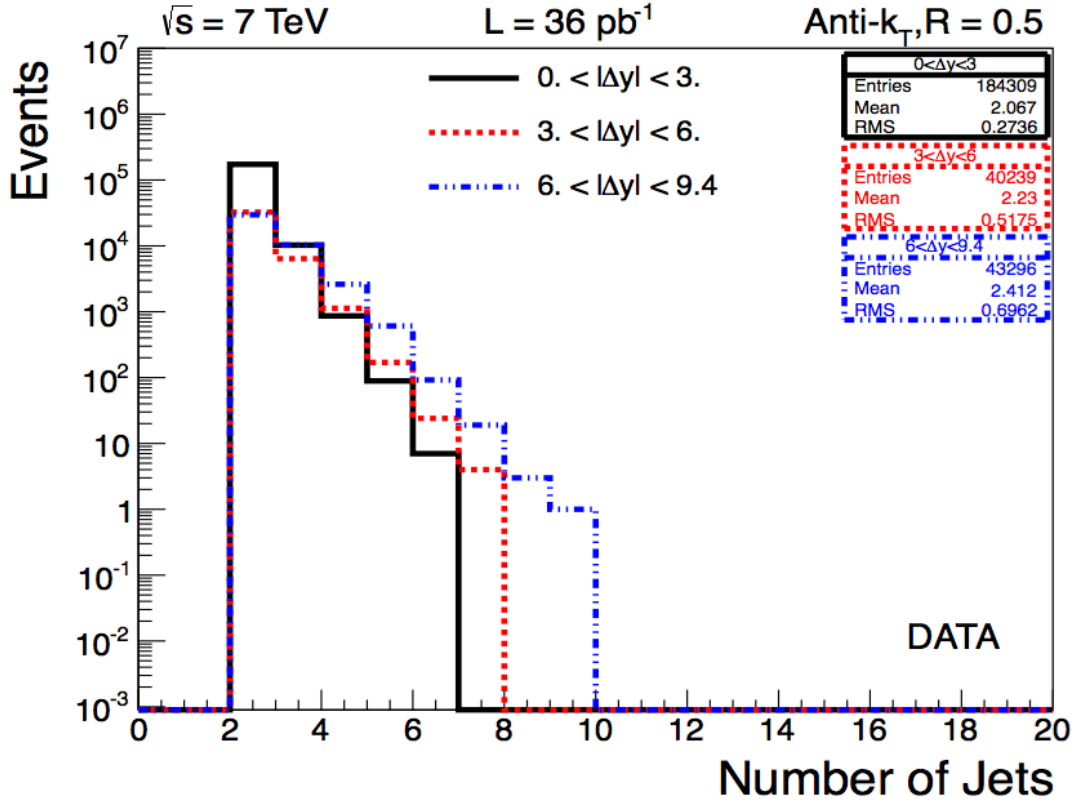
4.2. Detektör Seviyesinde Azimut İlişkisizlik

Birinci mertebe KRD’de, azimut olarak sırt-sırta ve dik momentumları dengeli olan dışarı yönelmiş iki jetin tamamıyla ilişkili olması gerekir. Yüksek mertebeli süreçlerde iki jet arasındaki ilişki ek yayınımdan dolayı zayıflar. Çift diferansiyel tesir kesiti $d^2\sigma/\Delta y\Delta\phi$ ölçümü ilişkisizliğin niteliksel karakterini ortaya koyar. Bu niteliksel ilişkisizliği görmek üzere her bir rapidite aralığı Δy ’de normalize edilmiş $\Delta\phi$ dağılımı ölçülmüştür. Bu etkiyi kantitatif olarak belirlemek üzere ilişki değişkeni $\langle \cos(\pi - \Delta\phi) \rangle$ de incelenmiştir. Ayrıca jet çokluluğu azimut ilişkisizliğin dolaylı bir sinyali olarak çalışılmıştır

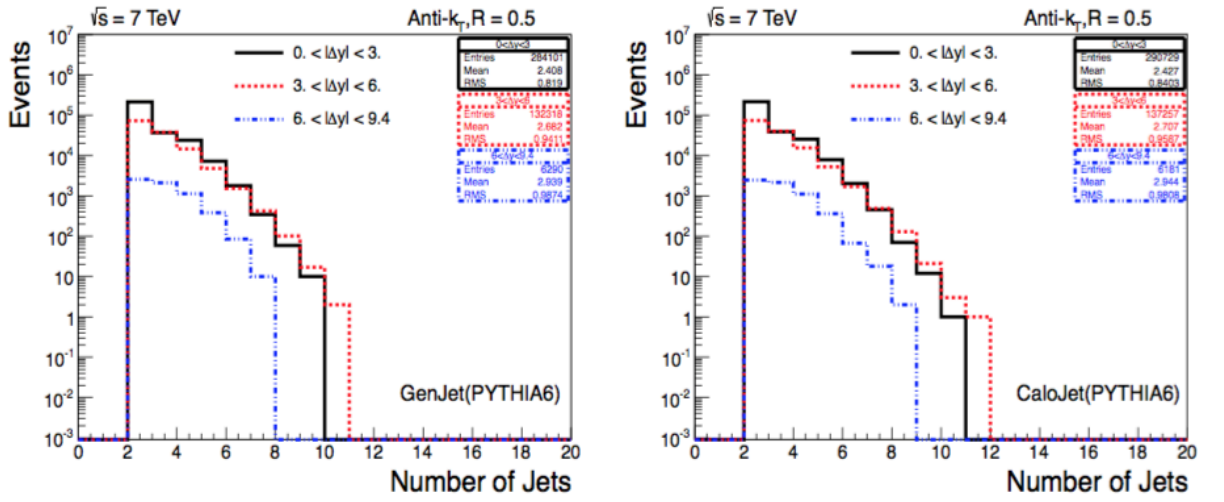
4.2.1. Jet çokluluğu

Jet çokluluk ölçümü çarpışmanın doğasını anlamaya yönelik bazı bilgiler sunar. Ayrıca çarpışmanın diğer aşamalarında gerçekleşen çeşitli olayları açıklayan modeller için bir giriş parametresi olarak önemli yer tutar. Etiketlenen iki jetin ilişkisizlik ölçüsü, kendisini ek jet aktivitesi (jet çokluluğu) olarak gösterebilen ek yayınının miktarına güçlü bir şekilde bağlıdır. Rapidite aralığı arttıkça ek yayınım için daha fazla faz uzayı olur. Doğal olarak jet çokluluk ortalaması da artar. Veri için elde edilen jet çokluluk dağılımı Şekil 4.1’de gösterilmektedir. Her üç rapidite aralığı için elde edilen giriş, ortalama ve karekök değerleri de grafik içerisinde ayrıca belirtilmiştir. Benzer dağılımlar PYTHIA 6 ve PYTHIA8 MC modelleri için de sırasıyla Şekil 4.2 ve Şekil

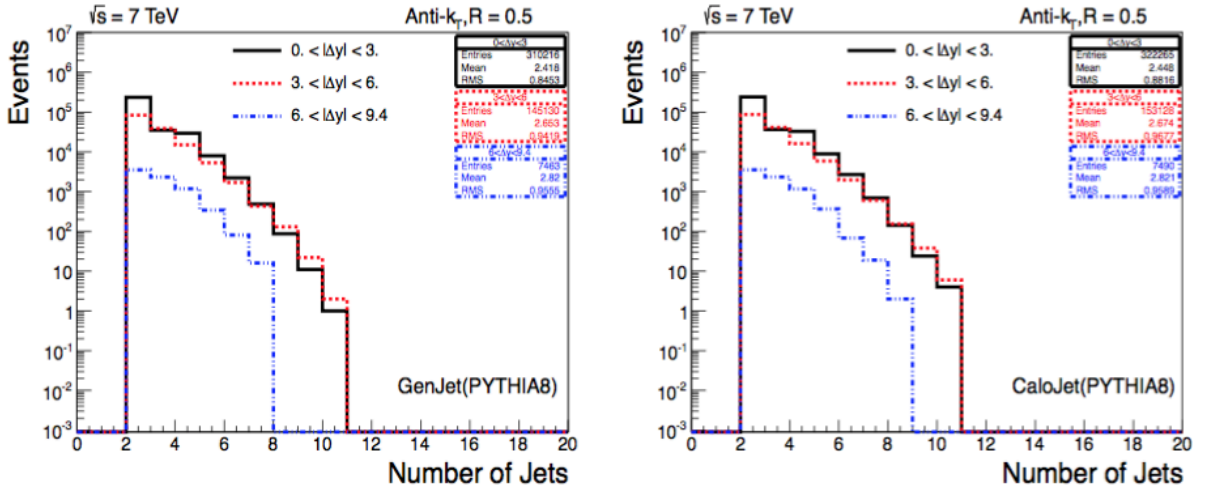
4.3'te verilmektedir. MC modelleri için elde edilen dağılımlar hem hadronik (GenJet) hem de detektör (CaloJet) seviyeleri için gösterilmektedir.



Şekil 4.1. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının veri için gösterimi



Şekil 4.2. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının hadronik (GenJet, soldaki) ve detektör (CaloJet, sağdaki) düzeylerinde PYTHIA 6 MC olay üretici için gösterimi



Şekil 4.3. Farklı rapidite aralıklarındaki jet çokluluk dağılımının hadronik (GenJet, soldaki) ve detektör (CaloJet, sağdaki) düzeylerinde PYTHIA 8 MC olay üretici için gösterimi

Üretici seviyesinden detektör seviyesine geçerken detektör etkisi;

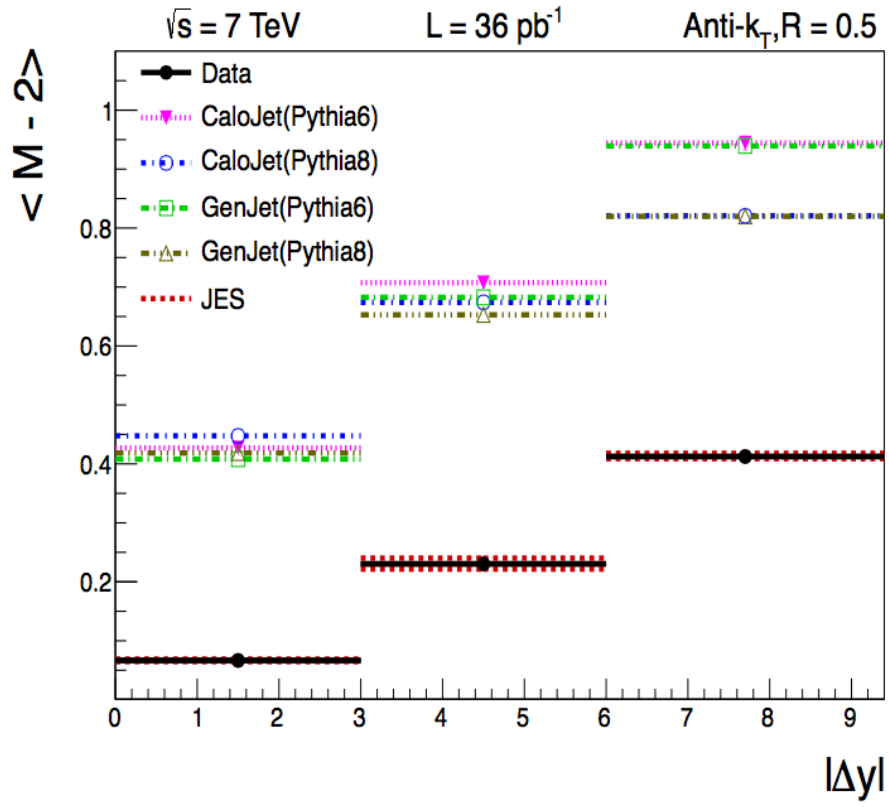
$$\% \text{ Detektör Etkisi} = \frac{\langle M_{\text{DET}} \rangle - \langle M_{\text{GEN}} \rangle}{\langle M_{\text{GEN}} \rangle} \quad (4.1)$$

ile ifade edilir. Burada M_{GEN} ve M_{DET} hadronik ve detektör seviyelerindeki jetlerin ortalama sayısını temsil etmektedir. Üç farklı rapidite aralığında PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 için elde edilen detektör etki yüzdeleri Çizelge 4.1’de verilmektedir. Çizelgeden de görüldüğü üzere detektör seviyesindeki etki oldukça küçüktür. Bu yüzden ortalama jet sayısı için bu etki ihmal edilebilir.

Çizelge 4.1. PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 için elde edilen detektör etki yüzdeleri

Δy	PYTHIA 6	PYTHIA 8
$0. < \Delta y < 3.$	%0.8	% 1
$3. < \Delta y < 6.$	%0.9	%0.8
$6. < \Delta y < 9.4$	% 0.2	%0.04

Ortalama jet çokluluk $\langle M - 2 \rangle$ dağılımı farklı rapidite aralıklarında hem kalorimetre jetleri hem de hadronik jetler için gerçek deney verisi, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak Şekil 4.4’te gösterilmektedir. Rapidite aralığı $0. < |\Delta y| < 9.4$ ile jet çokluluğu $\langle M - 2 \rangle$ arasında grafikte görüldüğü üzere doğrusal bir ilişki bulunmaktadır.

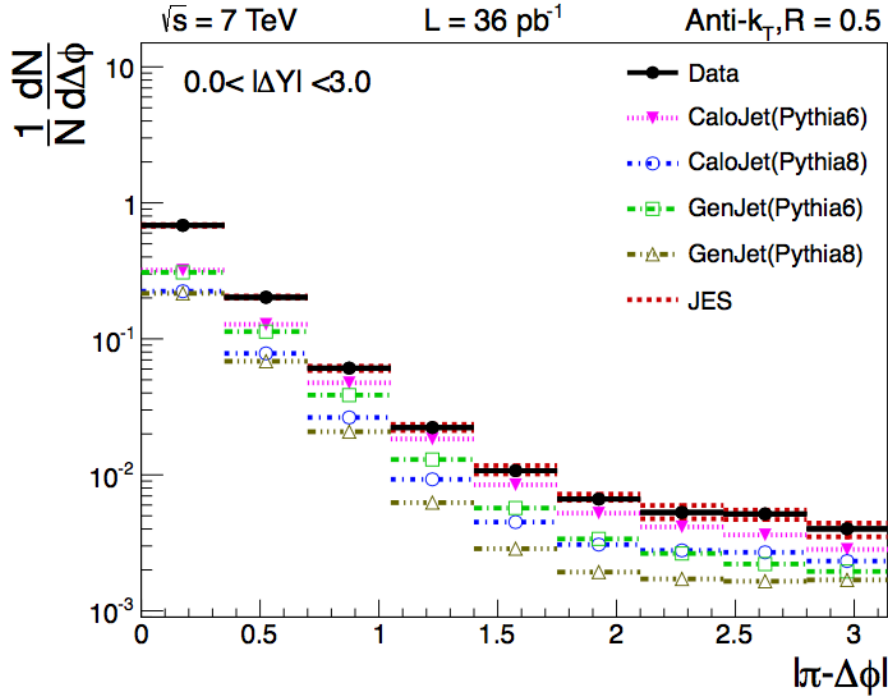


Şekil 4.4. Hem kalorimetre jetleri hem de hadronik jetler için veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak ortalama jet çokluluk dağılımı

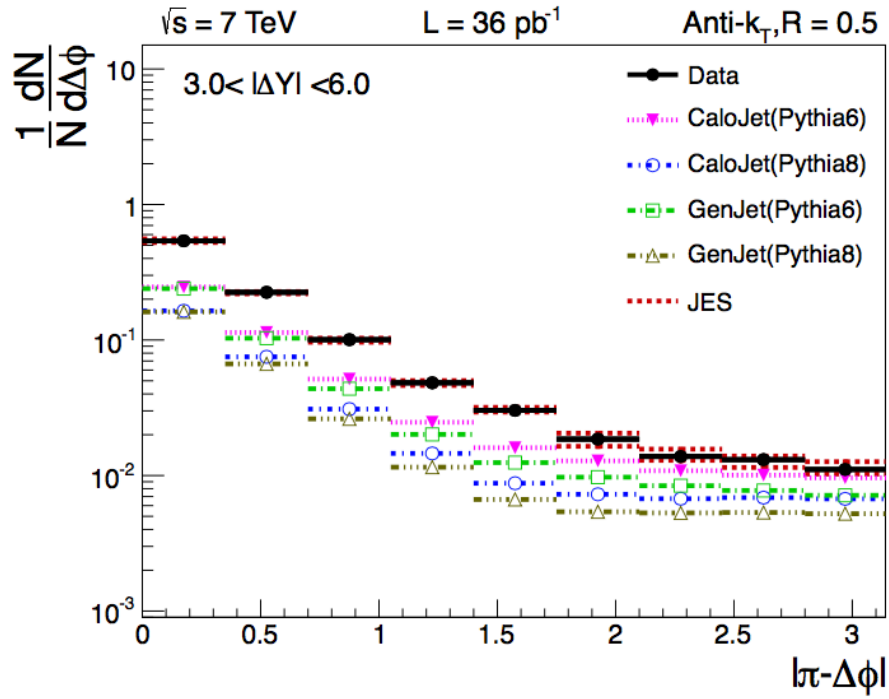
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

5.1. Sonuçlar

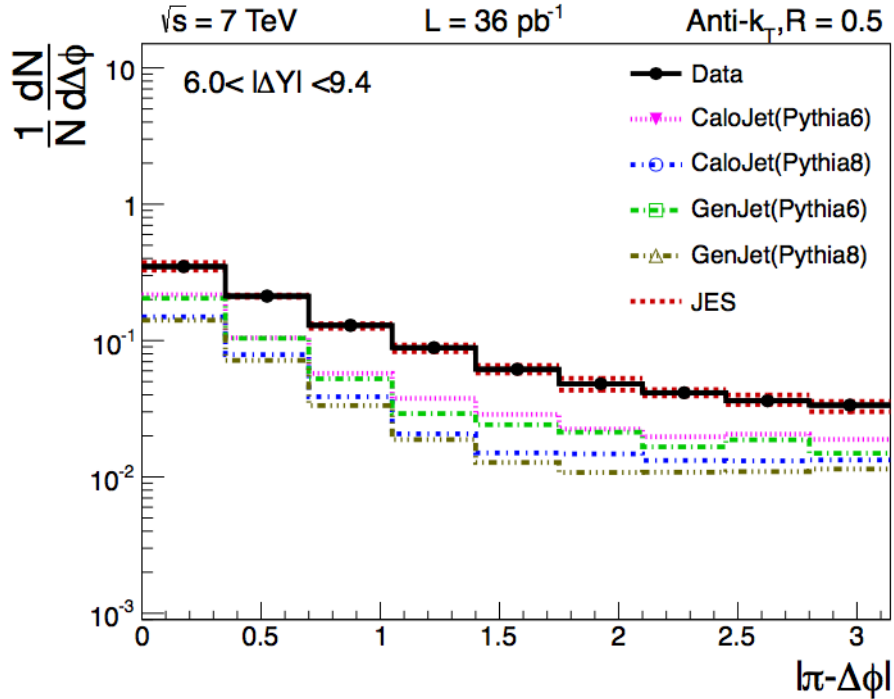
Jetlerin azimut açısı $\Delta\phi$ 'ye olan bağıllığı BFKL evrim denklemleri dinamiğini anlamak ve buna dair bir işaret elde edebilmek için kullanılır. BFKL dinamiği merdivendeki gluon evrimini göz önüne alarak ileri bölgedeki jetlerin azimut açısı bağımlılığını hesaplar. Mueller-Navelet jetlerinin veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $0 < |\Delta y| < 3$ rapidite farkı için elde edilen dağılımları Şekil 5.1'de karşılaştırılmıştır. Grafik hadronik ve detektör seviyesindeki MC modelleri ile yalnızca detektör seviyesindeki verini karşılaştırılmasını içermektedir. Her bir dağılım, $0 < |\Delta y| < 3$ rapidite aralığında elde edilen toplam ikili jet sayısına normalize edilmiştir. Benzer dağılımlar sırasıyla $3 < |\Delta y| < 6$ ve $6 < |\Delta y| < 9.4$ rapidite farkları için Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'de gösterilmektedir.



Şekil 5.1. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $0 < |\Delta y| < 3$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları

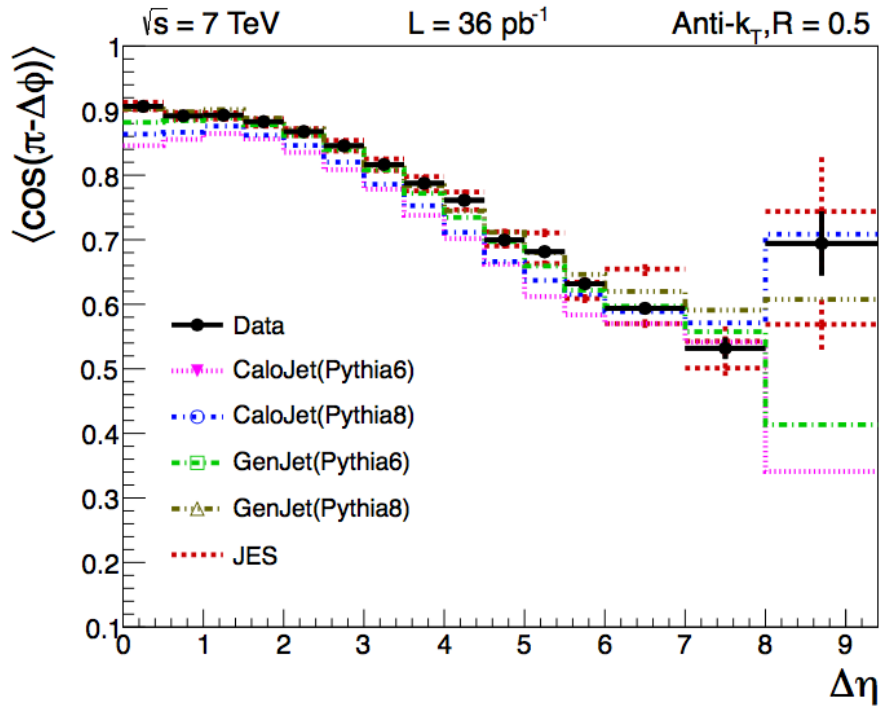


Şekil 5.2. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $3 < |\Delta y| < 6$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları



Şekil 5.3. Veri, PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 kullanılarak $6 < |\Delta y| < 9.4$ rapidite farkı için elde edilen $\Delta\phi$ dağılımları

İkili jetler arasındaki ilişkisizliğin kantitatif etkisini araştırmak için ortalama $\cos(\pi - \Delta\varphi)$ değişkeninin rapidite aralığı $\Delta\eta$ 'nin bir fonksiyonu ile nasıl değiştiğine bakılmıştır. Jetler arasında mükemmel bir ilişki söz konusu olduğunda $\cos(\pi - \Delta\varphi) = 1$ iken jetler arasındaki ilişkinin olmadığı durumda $\cos(\pi - \Delta\varphi) = 0$ değerine sahip olur. Mueller-Navelet ikili jetlerinin ortalama $\cos(\pi - \Delta\varphi)$ değerleri detektör düzeyindeki veri ile hem detektör hem de hadronik düzeylerdeki PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 değerleriyle Şekil 5.4'te karşılaştırılmıştır. Grafikte kırmızı kesikli çizgiyle belirtilen Jet Enerji Ölçeği (JES) veri noktaları üzerinde de gösterilmektedir.



Şekil 5.4. Ortalama $\cos(\pi - \Delta\varphi)$ değerinin detektör düzeyindeki veri ile hem detektör hem de hadron düzeylerindeki PYTHIA 6 ve PYTHIA 8 Mueller-Navelet ikili jetleri için gösterimi

5.2. Öneriler

Bu tezde 2010 yılında 7 TeV' lik kütle merkezi enerjisine sahip proton-proton çarpışmalarına başlayan BHÇ'de CMS detektörü tarafından toplanan veriler analiz edilerek çeşitli MC modelleriyle karşılaştırılmıştır.

Etkileşen iki partonun birinci mertebeye kinematiklerinde momentum kesirleri x_1 ve x_2 , rapidite y ile kütle merkezi \sqrt{s} değişkenlerine

$$x_1 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}} \right) (e^{y_1} + e^{y_2}) \text{ ve } x_2 = \left(\frac{p_T}{\sqrt{s}} \right) (e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (5.1)$$

şeklinde bir bağıllık gösterir.

BHÇ 2015 yılının Haziran ayında 13 TeV' lik ilk çarpışmalarını gerçekleştirerek yeniden veri alımına başlamıştır. Daha küçük- x bölgelerinde BFKL etkisini görebilmek için 13 TeV' den alınan verilerin de analiz edilmesi önemli yer tutacaktır.

KAYNAKLAR

- Aad, G. ve ark., (2011). “Measurement of dijet production with a veto on additional central jet activity in pp collisions with $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, JHEP 09, 053. DOI: 10.1007/JHEP09(2011)053, arXiv: hep-ex/1107.1641v2.
- Abachi, S., ve ark., (1994). D0 Collaboration, “Rapidity gaps between jets in ppbar collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”, Phys. Rev. Lett. 72 2332.
- Abachi, S., ve ark., (1996). D0 Collaboration, “The Azimuthal decorrelation of jets widely separated in rapidity”, Phys. Rev. Lett. 77 595–600.
- Abbott, B., ve ark., (2000). D0 Collaboration, “Probing BFKL dynamics in the dijet cross section at cross section at large rapidity intervals in ppbar collisions at $\sqrt{s} = 1800$ and 630 GeV”, Phys. Rev. Lett. 84 (25):5722.
- Adloff C., ve ark., (2001). H1 Collaboration, Phys. Lett. B 520, 183.
- Adloff, C., ve ark., (2002). H1 Collaboration, “Energy flow and rapidity gaps between jets in photoproduction at HERA”, Eur. Phys. J. C 24 (2002) 517 [hep-ex/0203011].
- Altarelli, G. ve Parisi, G., (1977). “Asymptotic Freedom in Parton Language”, Nucl. Phys. B126 298.
- Balitsky, I. I. ve Lipatov, L.N., (1978). “The Pomernanchuk Singularity in Quantum Chromodynamics,” Sov. J. Nucl. Phys., vol. 28, pp. 822–829.
- Bayatian, G. L., ve ark., (2006). “Tehcnical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software”, 2006-001, CMS TDR 8.1, CERN/LHCC.
- Bjorken, J. D., (1969). “Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum”, Phys. Rev. 179, 1547.
- Chatrchyan, S. ve ark., (2010). CMS Collaboration. “Alignment of the CMS Silicon Tracker during Commissioning with Cosmic Rays”. JINST, 5:T03009, DOI: 10.1088/1748-0221/5/03/T03009.
- Chatrchyan, S. ve ark., (2012). CMS Collaboration. “Ratios of dijet production cross sections as a function of the absolute difference in rapidity between jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”. Eur. Phys. Jour. C 72: 2216, DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-2216-6.
- Del Duca, V., ve Schmidt, C. R., (1994). “Mini - jet corrections to Higgs production”, Phys. Rev. D 49 177–182, doi:10.1103/PhysRevD.49.177, arXiv:hep-ph/9305346.
- Derrick, M., ve ark., (1996). ZEUS collaboration, “Rapidity gaps between jets in

photoproduction at HERA”, Phys. Lett. B 369 55 [hep-ex/9510012].

Dokshitzer, Y. L., (1977). “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e+e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics”, Sov. Phys. JETP 46 641–653.

Geçit, F.H., (2013). “İleri Hadronik Kalorimetre (HF)’de Kullanılacak Olan Yeni Foto Çoğaltıcı Tüp (FÇT)’lerin Testleri ve Farklı Jet Algoritmalarında ve Jet Tiplerinde Jet Analizi” – Yüksek Lisans Tezi – Fen Bilimleri Enstitüsü Çukurova Üniversitesi-Adana.

Gribov, V. N. ve Lipatov, L. N., (1972). “Deep inelastic ep scattering in perturbation theory”, Sov. J. Nucl. Phys. 15 438–450.

Kuraev, E. A, Lipatov, L. N. ve Fadin, F. S., (1977). “The Pomeron Singularity in Nonabelian Gauge Theories,” Sov. Phys. JETP, vol. 45, pp. 199–204.

Öztaşcı, T., (2014). “Büyük Hadron Çarpıştırıcısındaki (LHC) CMS Deneyinde Küçük- x Fiziği”, Yüksek Lisans Tezi, Adıyaman Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı.

Penzo, A. ve ark. (2009). “The CMS-HF quartz fiber calorimeters”, *J. Phys.: Conf. Ser.* 160 012014 doi:10.1088/1742-6596/160/1/012014.

Stirling, W. J., (1994). “Production of jet pairs at large relative rapidity in hadron hadron collisions as a probe of the perturbative pomeron”, *Nucl. Phys. B* 423 56–79, doi:10.1016/0550-3213(94)90565-7, arXiv:hep-ph/9401266.

TDR, (2006). “CMS Physics: Technical Design Report”, CERN-LHCC-001, CMS-TDR-008-1.

www.biltek.tubitak.gov.tr

<http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/Facts-en.html>

<http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2012/07/LHC.jpeg>

<http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pseudorapidity2.png>

<http://www.hephy.at/user/mfriedl/diss/html/node8.html>

ÖZ GEÇMİŞ

Adı Soyadı : İsmail DENİZ
Doğum Yeri : Samsat
Doğum Tarihi : 21.01.1978
Medeni Hali : Evli, 3 Çocuk Babası
Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Adana İmam Hatip Lisesi (1991-1994)
Lisans : Fırat Üniversitesi Fen Ed. Fak. Fizik Bölümü (1995-1999)
Yüksek Lisans(Tezli) : Adıyaman Üniversitesi (2013-2015)

Çalıştığı Kurumlar ve Yıllar

Kahta Dumlu Köyü İlkokulu (1999-2005)
Kahta Vali Özbilgin İlkokulu(2005-2013)
Adıyaman Hacıhalil İlkokulu(2013-.....)