

LHC-ATLAS DENEYİNDE DÖRDÜNCÜ AİLE
KUARKLARININ İNCELENMESİ

Yusuf ZEKA

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Mayıs-2009

LHC-ATLAS DENEYİNDE
DÖRDÜNCÜ AİLE KUARKLARININ İNCELENMESİ

Yusuf ZEKA

Dumlupınar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

Mayıs - 2009

KABUL ve ONAY SAYFASI

Yusuf ZEKA'nın YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı "LHC-ATLAS DENEYİNDE DÖRDÜNCÜ AİLE KUARKLARININ İNCELENMESİ" başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

03/ 06 / 2009

Üye: Doç. Dr. İskender AKKURT

Üye: Doç. Dr. Şükrü ŞENTÜRK

Üye: Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ (Tez Danışmanı)

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunun/...../..... gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

LHC-ATLAS DENEYİNDE DÖRDÜNCÜ AİLE KUARKLARININ İNCELENMESİ

Yusuf ZEKA

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi, 2009

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

ÖZET

Bu çalışmada LHC-ATLAS deneyinde araştırılacak olan Standart Model dördüncü aile kuarklarının varlığı ve sahip olduğu kütle değerleri aralıkları modellenerek incelenmiştir.

Dördüncü Standart Model ailesi fermiyonlarının varlığı günümüzde maddenin orijini olarak kabul edilen Higgs alanının ve Higgs bozonunun varolmasına katkıda bulunmaktadır.

Standart Model Dördüncü Aile Fermiyonlarının varlığının araştırılması üzerine metodumuz modelleme (simülasyon) çalışmalarına dayanmaktadır. Bu çalışmalar, yüksek enerji fiziği hesaplama programı olan CalcHEP (Yüksek Enerji Fiziği Hesaplamaları - Calculation of High Energy Physics) kullanılarak yapılmıştır. Çalışma içerisinde programı kullanarak Dördüncü Aile Fermiyonlarının ($pp \rightarrow u_4, X$ veya $pp \rightarrow d_4, X$ kanalları) üretimleri, bozunum tesir kesitleri ve dallanma oranları hesaplanmıştır. Bu çalışmada; Dördüncü Aile Fermiyonlarının hareket denklemlerini ifade eden lagranjyenden yola çıkarak teorik olarak Dördüncü Ailenin olması gerekliliğinin ispatıda sunulmaktadır.

$pp \rightarrow Q'jX$ kanalı aracılığı ile dördüncü aile kuarklarının LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısında) tekli üretimini incelendi. Dördüncü aile kuarklarının (b' ve t') bozulma genişliği ve dallanma oranlarını 300-800 GeV kütle aralığında hesaplandı. Sinyal ve fon süreçleri için tesir kesitleri Monte Carlo çerçevesinde çalışılmıştır. Sonuçta, eğer CKM matris elemanları $|V_{t'q}|, |V_{qb'}| \geq 0.01$ ise LHC' de tekli t' ve b' kuarklarının çok miktarda elde edildiği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Dördüncü Aile Kuarkları, SM, LHC, CKM Matrisi

FOURTH FAMILY QUARKS RESEARCH AT LHC-ATLAS EXPERIMENT

Yusuf ZEKA

Physics Department, M.S.Thesis, 2009

Thesis Supervisor: Asist. Prof. Dr. Hatice DURAN YILDIZ

SUMMARY

In this study, Standard Model fourth family quarks and its mass range that will be studied at LHC ATLAS experiment was studied.

Presences of the Fourth Standard Model Family Fermions contribute presence of Higgs range and Higgs boson which is known as origin of matter at the present day.

Methodology for Standard Model fourth family fermions' is based on simulation studies. These studies were performed using High Energy Physics program CalcHEP. In the study, fourth family fermions ($pp \rightarrow u_4, X$ or $pp \rightarrow d_4, X$ channels) productions, decay widths and branching ratios were calculated using the CalcHEP program. In addition, theoretical proof of necessity of fourth family was presented using Lagrangian that explains fourth family fermion equation of motions.

The single production of fourth family quarks through the process $pp \rightarrow Q'jX$ at the Large Hadron Collider (LHC) has been studied. The decay widths and branching ratios of the fourth family quarks (b' and t') in the mass range 300-800 GeV has been calculated. The cross sections for the signal and background processes have been calculated in the Monte Carlo framework. It is shown that the LHC can substantially discover single t' and b' quarks if the CKM matrix elements $|V_{t'q}|, |V_{qb'}| \gtrsim 0.01$.

Keywords: :Fourth Family Quarks, SM, LHC, CKM Matrix

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarımnda bilgi ve tecrübelerini esirgemeyen her konuda bana yol gösteren değerli danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ'a teşekkür ederim.

Maddi ve manevi olarak destekleri ile her zaman yanımda olan, emeklerini ödeyemeyeceğim değerli aileme teşekkür ederim.

Ayrıca yüksek lisans çalıőmalarım boyunca bursu ile desteklendiğim ve bursiyer olarak yer aldığım ‘‘CERN -ATLAS Deneyinde 4.Aile Kuarklarının Simülasyon Çalışmaları ve Veri Analizi’’ başlıklı 105T442 No'lu hocam Yrd. Doç. Dr. Hatice DURAN YILDIZ'ın yürüttücüsü olduğu Kariyer projesinin üyesi olmaktan gurur duyuyorum ve TÜBİTAK'a teşekkür ediyorum.

03.06.2009

Yusuf ZEKA

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xii
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	2
2.1. Zamandaki Gelişim.....	3
2.2. Yüksek-Enerji Ve Parçacık Fiziği Alanında Nobel Ödülü Alan Buluşlar.....	6
3. LHC VE ATLAS DETEKTÖRÜ.....	10
3.1. Atlas Detektörünün Alt Detektörleri.....	12
3.1.1. İz takip edici	13
3.1.2. Elektromanyetik kalorimetre	13
3.1.3. Hadronik kalorimetre	14
3.1.4. Müon kalorimetre	14
3.2. Bir Detektörde Momentum ve Enerjinin Ölçülmesi	15
3.3. Atlas Detektöründe Çalışılan-Modellemesi Yapılan ve Çalışılacak Olan Fizik.....	17
4. TEMEL PARÇACIKLAR, ETKİLEŞİMLERİN STANDART MODELİ VE DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN VARLIĞI	20
4.1. Standart Modelde Dördüncü Ailenin Varlığı.....	20
4.2. Standart Model Dördüncü Aile Fermiyonlarının Etkileşim Lagranjyeni, Üretim ve Bozunum Tesir Kesitleri ve Dallanma Oranları	22
4.3. Üretim Tesir Kesitleri	23
4.4. CalcHEP Parametreleri	25
4.5. CalcHEP'in Çalıştırılması.....	26
4.6. Dördüncü Standart Model Kuark Ailesinin Bağlaşımları ve CalcHEP ile Modellenmesi	26

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
4.7. Kanalların Analizi.....	29
4.8. Bozunma Genişlikleri ve Dallarınmalar.....	31
4.9. Sinyal ve Fonlar	35
4.10. Sinyal Büyüklüğü	41
SONUÇLAR.....	43
KAYNAKLAR DİZİNİ	44

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Higgs kütlelerinin matematiksel fonksiyonlara elektrozayıf etkileri uyarlayarak elde edilmesi.....	5
3.1. Büyük Hadron çarpıştırıcısında detektörlerin yerleşimi ve protonların dışarı alındığı bölüm ile demet temizleme bölgeleri.....	10
3.2. ATLAS Detektörünün detaylı görünümü [9].....	13
3.3. Yüklü bir parçacığın manyetik alandaki yörüngesi.....	15
3.4. ATLAS Detektöründe çalışılan Higgs kanalları [19].....	18
4.1. Tekli ve çiftli üretim b' ve t' kuarklarının, LHC'de farklı parametre ve CKM matris elemanları (V_{iq}, V_{qb}) ile üretim tesir kesitleri.....	24
4.2. Dördüncü Aile Fermiyonlarının Çift üretimleri için 4. aile kuarkları vasıtasıyla gluon-gluon etkileşmesi ve kuark-antikuark yok olma süreçlerinin Feynman Diagramları. .	25
4.3. Bozunma genişlikleri ve Dördüncü Aile Kuarkları için PI, PII ve PIII parametrizasyonlarının kütleyle bağlılığı.....	36
4.4. Son durum jetlerinin transvers momentumuna bağlı olan diferansiyel tesir kesiti.	37
4.5. 300 ve 600 t' sinyallerinin m_{wb} fonu üstünde diferansiyel tesir kesitinin kütleyle göre değişimi.....	38
4.6. $W^\pm Q$ son durumları için invaryant kütle dağılımları, noktalı (mavi) ve noktalı aralıklı (pembe) çizgiler W^+bj ve $W^-b\bar{j}$ ile uyarken, devamlı (kırmızı) ve aralıklı (yeşil) çizgiler $W^+t\bar{j}$ ve W^-tj fonlarına uyarlar.....	39

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Fermiyonik temel parçacıklar.	4
2.2. Bozonik temel parçacıklar.....	4
3.1. LHC'nin Özellikleri	12
3.2. ATLAS'ta üç farklı u_4 kütlesi, $100 fb^{-1}$ ışınlık değerinde $u_4\bar{u}_4$ sinyali ve lepton + jets fonları için seçilmiş olayların beklenen sayıları.....	19
4.1. GeV/c ² biriminde temel fermiyonların kütleleri. t-kuark kütlesi için Fermilab'taki çarpışma detektörünün (CDF) sonucu kabul edilmektedir [22].....	22
4.2. (a), (b), (c), (d), (e), (f) ve (g); t' için bağlaşım sabitlerinin tesir kesitlerine göre değişimlerini gösterir.	27
4.3. $pp \rightarrow b'jX$ ve $pp \rightarrow t'jX$ kanallarının 300-800 GeV kütle değeri aralığında PI, PII ve PIII parametrisasyonları ve $Q^2 = m_Q^2$ skalasında CTEQ6M dağılım fonksiyonu için üretim tesir kesitleri.	29
4.4. $pp \rightarrow \bar{b}'jX$ ve $pp \rightarrow \bar{t}'jX$ kanallarının 300-800 GeV kütle değeri aralığında PI, PII ve PIII parametrisasyonları ve $Q^2 = m_Q^2$ skalasında CTEQ6M dağılım fonksiyonu için üretim tesir kesitleri.	30
4.5. LHC'de çift üretimli 4. aile kuarkları için toplam tesir kesiti değerleri. Bu değerlerde verilen iki farklı parton dağılım fonksiyonu CTEQ6 ve CTEQ6M ile $Q^2 = m_Q^2$. $Q^2 = m_Q^2$ elde edilen σ değerleri.....	30
4.6. b' için dallanma oranları PIII parametresine göre azalır. PI ve PII parametreleri için gözönüne alınan kütle değerlerinde çok az değişir.	32
4.7. $t' \rightarrow W^+, b$ bozunumu için modlar, kesirler ve toplam genişlik (V-variable).	33
4.8. $b' \rightarrow W^-, t$ bozunumu için modlar, kesirler ve toplam genişlik (V-variable).	34
4.9. Yukarıda açıklandığı üzere tekli $b'(\bar{b}')$ ve $t'(\bar{t}')$ üretimleri için gözönüne alınan fonların pb cinsinden tesir kesitleri. Sonuçlar son durumdaki ikili ve üçlü zayıf bozonları içeren fonlar için verilmiştir.	36
4.10. Δm_{wt} veya Δm_{wb} için farklı aralıklarda $p_T^j > 20$ kriteri uygulanarak (programa örneğin 20 GeV'den büyük dik momentumu olan jetlerin reddedilmesini girmek.) veya uygulanmadan (katsız) $pp \rightarrow W^- t'jX (W^+ \bar{t}'jX)$ ve $pp \rightarrow W^+ b'jX (W^- \bar{b}'jX)$ fonlarının pb olarak tesir kesitleri.....	40

ÇİZELGELER DİZİNİ (devam)

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.11. Farklı Δm_{wr} veya Δm_{wb} aralıklarında $p_T^j > 50$ kriteri uygulanarak (programa 50 GeV'den büyük dik momentumu olan jetlerin reddedilmesini girmek.) veya uygulanmadan (katsız) $pp \rightarrow W^- t j X (W^+ \bar{t} j X)$ ve $pp \rightarrow W^+ b j X (W^- \bar{b} j X)$ fonlarının pb olarak tesir kesitleri.....	40
4.12. $L_{\text{int}} = 10^5 pb^{-1}$ integre edilmiş ışınlık değeri kullanılarak LHC'de b' ve t' ın istatistiksel kesinlik değerleri.....	42
4.13. $L_{\text{int}} = 10^5 pb^{-1}$ integre edilmiş ışınlık değeri kullanılarak LHC'de \bar{b}' ve \bar{t}' ın istatistiksel kesinlik değerleri.....	42

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
σ_s	Sinyalin tesir kesiti (pb)
σ_B	Fonun tesir kesiti (pb)
η	Skaler Higgs alanının boşluk beklenen değeri
L_{int}	İntegrali alınmış ışınlık
Γ_ρ	Toplam bozunma genişliği
α_{em}	İnce yapı sabiti
θ_W	SM'in Weinberg açısı
E_T^{init}	İlk dik enerji
a_F	Fermiyon-Higgs etkileşme sabiti
E_T	Dik enerji
f	Dönüş frekansı
L	Lagrangian, ışınlık
M^0	Kütle matrisi
n	Parçacık sayısı
P_T	Dik momentum
ss	Son durum parçacıkları için istatistiksel (statistical significance) değer
<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
ALICE	Büyük İyon Çarpıştırıcısı
ATLAS	Toroidal Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
CDF	Fermilabtaki Çarpışma Dedektörü
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu
CKM	Cabibbo-Kabayashi-Maskava Matrisi
CL	Güven Sınırı
CMS	Compact Müon Selenoid
DMM	Demokratik Kütle Matrisi
FCNC	Çeşni Değiştiren Nötral Kanal
FERMILAB	Uluslar arası Tevatron Hızlandırıcı Fermi Laboratuvarı
GUT	Büyük Birleştirilmiş Teoriler

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (Devamı)

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
LEP	Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LHC-b	LHC-beauty
PDF	Patron Dağılım Fonksiyonu
QCD	Kuantum Kromodinamik
QED	Kuantum Elektrodinamik
SLAC	Stanford Lineer Hızlandırıcısı
SM	Standart Model
SUSY	Süper Simetri

1. GİRİŞ

Tarihin ilk yıllarından beri insanoğlu maddenin neden yapıldığını yani maddenin temel yapıtaşını merak etmiş, çeşitli objeleri hızlandırıp fırlatarak meydana getirdiği etkileri görsel olarak incelemiştir. Yakın tarihimizde, atom keşfedildikten sonra atomaltı parçacıkların üzerinde detaylı çalışmışlardır.

1924 yılında de Broglie;

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k \quad (1.1)$$

Momentumun dalga sayısıyla orantılı olduğunu bularak yüksek-enerji fiziğine gidişin ilk yolunu açmıştır. Çünkü dalga paketi ile ilerleyen temel parçacıklar yüksek hızlara ulaştıkça dalga boyu küçülmekte böylece atomaltı derinlikler incelenebilmektedir.

Bu durumları takiben ilk üç aileli temel parçacıklar $(e^-, V_{e^-}, \mu, V_{\mu^-}, \tau^-, V_{\tau^-}, u, d, s, c, t, b)$ ve ara parçacıklar (γ, g, W^\pm, Z^0) tamamlanarak bunların fiziği (oluşum ve bozunum süreçleri) üzerine çalışmalar hızlanmıştır. Üç aileli temel parçacıkların aralarındaki etkileşmeleri, üretim mekanizmaları, bozunum prosesleri, spin, kütle gibi özellikleri Standart Model (SM) denilen modelle tanımlanmaktadır. Parçacık fiziğinin temelini oluşturan standart model sonraki bölümde detaylı olarak incelenecektir.

2. STANDART MODEL

Standart Model (SM) dört kuvvetten üçünü açıklamaktadır. Bunlar şiddetli kuvvet, elektromanyetik kuvvet ve zayıf kuvvettir. Kütle çekimi bu kuramda açıklanamamaktadır. Bu Standart Model'in en büyük eksikliklerinden biridir. Bu eksiklik pek çok bilim insanını SM'in ötesinde başka kuramlar aramaya itmiştir. Standart Model'e göre, elektromanyetik kuvvet, elektrik yükü olan tüm kuvvetler tarafından hissedilir. Ayrıca foton, elektrik yükü olan parçacıklar arasındaki ilişki sonucu ortaya çıkar. Nötronların, gluonların ve Z bozonunun elektrik yükü olmadığı için elektromanyetik kuvveti hissetmezler. Foton elektromanyetik kuvvetin taşıyıcısı olsa da, kendisi elektrik yükü taşımadığı için foton, elektromanyetik kuvveti hissetmez.

Bütün kuarklar ve leptonlar zayıf kuvveti hissederler yani zayıf etkileşim yükleri vardır. Zayıf etkileşimler ise yüklü W bozonlar ve yüksüz Z bozonu tarafından sağlanır. Protonun elektrik yükünün 2/3 katı elektrik yüküne sahip u, c ve t kuarklar, artı yüklü bir W^+ bozonu yayıp veya eksi yüklü bir W^- bozonu ile birleşip, protonun elektrik yükünün -1/3 elektrik yüküne sahip d, s veya b kuarklardan birine dönüşebilir. Benzer şekilde d, s veya b kuark bir W^- bozonu yayıp veya bir W^+ bozonu ile birleşip bir u, c veya t kuarka dönüşebilir. Eğer zayıf etkileşim Z bozonu ilişkisi sonucu ortaya çıkarsa, parçacık türünde bir değişim olmaz. Bu sonuç Standart Model'in büyük başarılarından biridir. Standart Model oluşturulana kadar yapılan çalışmalarda, bir kuarkın aynı yükü taşıyan başka bir kuarka dönüşmediği gözlenmiştir. Çeşni değiştiren nötr akımların olmaması denilen bu olay Standart Model tarafından açıklanmıştır [1].

Standart Model, bütün hızlandırıcılardan elde edilen verileri açıklayabilmesine rağmen, bilim insanlarını tatmin etmeyen pek çok eksikliği de vardır. Bu eksikliklerin bir kısmı kavramsal eksiklikler olarak düşünülebilir. Bunlar serbest parametreler, hiyerarşi problemi, üç farklı kuvvet, aile problemi, higgs problemi, evrendeki madde-anti madde asimetrisi, kütle çekimi ve karanlık madde. Standart Model ötesinde ise Süper Simetri, büyük birleştirme kuramları, sicim kuramları, ekstra boyutlar, teknikolar, evrende var olan ve menzilleri birbirinden büyük farklarla ayrılan dört temel kuvveti birleştirerek tek bir kuvvet altında yazmayı ve cevabı şu ana kadar bulunamamış sorulara mantıksal ve teoriksel öneriler getirmeye çalışmaktadır.

2.1 Zamandaki Gelişim

Giriş bölümünde belirtildiği gibi, yüzyıllardır bilim insanları parçacıklar arasındaki ilişkileri ve daha birçok temel parçacık fiziğindeki muamma konuları aydınlatmışlardır. Bu süreçte dikkat çeken keşifler şu şekilde sıralanabilir:

M.Ö. 4. yüzyılda Yunan filozof Democritus tarafından maddenin en küçük yapıtaşına “bölünemez” anlamında atom denilmiştir. John Dalton 1803 yılında, elementlerin atom adı verilen küçük parçacıklardan oluştuğunu ortaya atarak ilk modern atom teorisini önermiştir. J. J. Thomson 1897 yılında bir katot ışını tüpünü bir elektrik alanına yerleştirdiği zaman katot ışınlarının saptırıldığını, manyetik alanda ise dairesel biçimde kıvrıldığını fark ederek ışınların eksi yüklü parçacıklardan oluştuğunu göstermiştir. Thomson, elektrik ve manyetik alanların ışınlarla uyguladığı kuvvetlerden yola çıkarak, katot ışınları için q/m oranını hesaplamıştır. Tüpteki katotun veya tüpün içindeki gazın ne olduğuna bakılmaksızın, hesaplanan q/m oranının hep aynı çıkması bu eksi yüklü parçacıkların aynı parçacıklar olduğunu gösterir. Böylece Thomson tarafından ilk temel parçacık olan elektron keşfedilmiştir. Planck 1900 yılında elektromanyetik ışımının sıcak cisimler tarafından yayımlandığını (siyah cisim ışınması) öne sürdü ve hemen ardından Planck elektromanyetik ışımının taneciklendiğini, $E=h\nu$ şeklinde enerji paketlerinde olduğunu ispatladı.

Ernest Rutherford tarafından 1911 yılında atomun çekirdek modeli önerildi. Bu modele göre proton adı verdiği pozitif yüklü ve yoğun kısmı ağır parçacık çekirdekte ve hafif yüklü elektron(lar) ise çekirdek etrafında bulunmaktadır. Milikan 1916 yılında elektron (e^-) yükünün kuantumlu (tanecikli) olduğunu teyit etti. Berkeley’de Ernest O. Lawrence 1929’da protonların 1 MeV enerji düzeyine hızlandırılabilirdiği ilk siklotron inşa edilmiş ve Lawrence bu keşfiyle 1939 Nobel Fizik Ödülünü kazanmıştır. Anderson 1931 yılında e^- denizindeki boşlukların protondan 200 kat daha hafif olan pozitrona ait olduğunu buldu. James Chadwick tarafından 1932 yılında, yüksüz ve kütlesi protonunkine yakın olan nötron parçacığı keşfedilmiştir. Yukawa 1934 yılında proton ve nötronu bir arada tutan kuvveti ararken Mezonu (orta ağırlıkta) keşfetti. J. C. Street ve E. C. Stevenson tarafından 1937 yılında elektronun kütlesinin 207 katı ağırlığında olan yüklü parçacık müon kozmik ışınların incelendiği sırada keşfedilmiştir. Powel 1947 yılında pion(π) ve müon(μ)’u keşfetti.

1954 yılında dünyanın en büyük laboratuvarı olan CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu) 12 Avrupa ülkesinin katılımıyla kurulmuştur.

Glashow, Salam ve Weinberg tarafından 1967-970 yılları arasında elektromanyetik ve zayıf etkileşme kuvvetlerinin birleştirilmesiyle oluşan “elektrozayıf” kuram geliştirilmiştir. Martin L. Perl tarafından 1975 yılında SLAC’ta (Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi) lepton ailesinin üçüncü üyesi tau, keşfedilmiştir. Bu temel parçacık elektronun kütlesinden 3500 kat daha ağırdır. Bottom Kuark, 9.5 GeV’lik rezonans enerjisinde John Yoh tarafından 17 Kasım 1976’da bulunmuştur. CERN’de 1983 yılında zayıf etkileşim kuvvetlerinin ara taşıyıcıları olan W^{\pm} ve Z^0 bozonları keşfedilmiştir. Bu keşif Carlo Rubbia ve Simon Vander Meer’in CERN’deki sinkrotronda proton antiprotonları çarpıştırmak için geliştirilen teknikler sayesinde yapılan deneylerde gerçekleşmiştir. Top Kuark Fermilab’da CDF Kolloborasyonu ile 2 Mart 1995’te keşfedilmiştir. Diğer kuarklar da (u, d, s, c) bu aradaki dönemde (1976-1995) değişik kolloborasyonlarda keşfedilmiştir[2]. Böylece kuark ve leptonlar için ilk üç ailelik SM tamamlanmış olur.

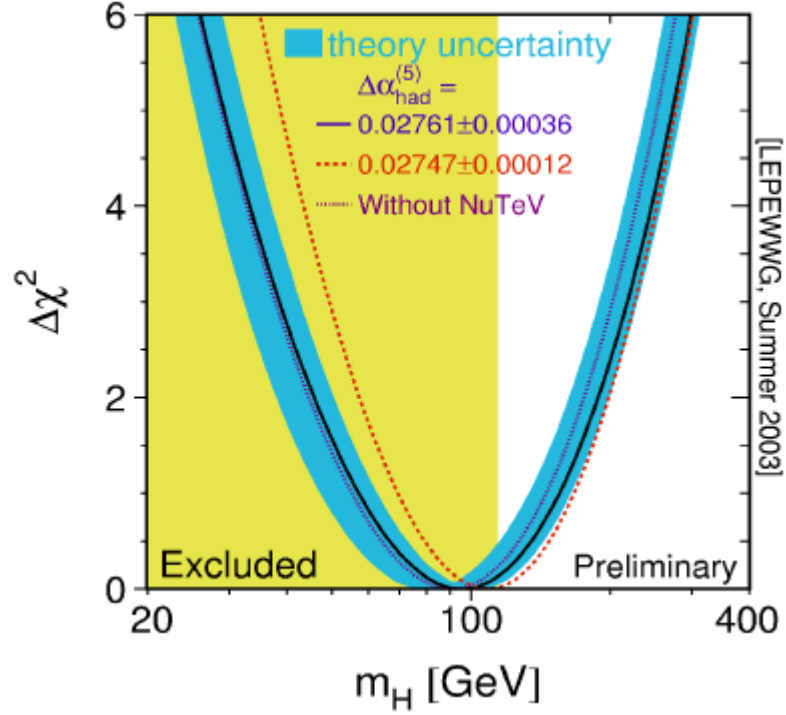
Çizelge 2.1 Fermiyonik temel parçacıklar.

Leptonlar Spin = 1/2	Çeşni	Kütle-GeV/c ²	Elektrik Yükü	Kuarklar Spin = 1/2	Çeşni	Kütle-GeV/c ²	Elektrik Yükü
Nötrinolar	ν_e	$< 1 \times 10^{-8}$	0	Üst kuarklar	u	0.003	2/3
	ν_{μ}	< 0.0002	0		c	1.3	2/3
	ν_{τ}	< 0.02	0		t	175	2/3
Yüklü Leptonlar	e	0.000511	-1	Alt kuarklar	d	0.006	-1/3
	μ	0.106	-1		s	0.1	-1/3
	τ	1.7771	-1		b	4.3	-1/3

Çizelge 2.2 Bozonik temel parçacıklar.

Ara Bozon	Kütlesi(GeV/c²)	Yükü	Spin
Gluon(g)	0	0	1
Foton(γ)	0	0	1
Z^0	91.187	0	1
W^+	80.4	+1	1
W^-	80.4	-1	1

Çizelge 2.1 ve çizelge 2.2 'de yer almayan Higgs Bozonun spini 0, elektrik yükü 0 ve kütlesi bilinmemektedir. Büyük elektron-pozitron çarpıştırıcısı (LEP)'te, Standard Model Higgs kütlesi için sınır 114.4 GeV olarak bulunmuştur ve şekil 2.1'de görülmektedir [3]. Süpersimetrik higgsler ise 5 tanedir. Bunlardan sadece bir tanesi yüksüzdür (H^\pm, A^\pm, h^0).



Şekil 2.1 Higgs kütlesinin matematiksel fonksiyonlara elektrozayıf etkileri uyarlayarak elde edilmesi.

DeneySEL sonuçlara dayanarak elde edilen Higgs kütlesi %95'lik CL (Confidence level-güvenilirlikle) durumunda elde edilmiştir. DeneySEL ve teorikSEL olarak Standard Model Higgs kütlesinin sınırları:

LEP araştırmalarına göre $M_H \geq 114.4$ GeV,

Elektrozayıf uyarlama kesinliği, $M_H = 96_{-38}^{+60}$,

95% CL-üst limit $M_H < 219$ GeV şeklindedir.

2.2 Yüksek-Enerji Ve Parçacık Fiziği Alanında Nobel Ödülü Alan Buluşlar

Atom ve altı parçacıklar üzerine özellikle 19.yy başlarında başlayan hızlı çalışmalarla bu alanda birçok yenilikler bulunmuştur. Bu çalışmaların kanıtılığı olarak en itibarlı ödül olan Nobel ödüllü çalışmalar aşağıda derlenmiştir [4, 5].

- 1901 Wilhelm Conrad Röntgen (Almanya) “Röntgen ışınlarının (x-ışınları) bulunmasında gösterdiği başarılı çalışmalarından dolayı almıştır.”
- 1902 Hendrik Antoon Lorentz ve Pieter Zeeman (Hollanda) “magnetizmanın radyasyon fenomenine etkilerinin bulunmasında gösterdikleri başarılarından dolayı.”
- 1903 Antoine Henri Becquerel (Fransa) “Kendiliğinden oluşan radyoaktivitenin bulunmasında gösterdiği başarılı çalışmalarından dolayı”
- 1905 Philipp Eduard Anton von Lenard (Almanya) “Katot ışınlarıyla ilgili yaptığı çalışmalarından dolayı”
- 1906 Sir Joseph John Thomson (İrlanda) “Gazlardaki elektrik iletimine dair yaptığı teorik çalışlardan dolayı”
- 1908 Gabriel Lippmann (Lüksemburg) “Girişim fenomenine dayanan bir metotla fotografik bir biçimde renkleri yeniden üretmeyi başarmasından dolayı”
- 1909 Guglielmo Marconi (İtalya) ve Karl Ferdinand Braun (Almanya) “Kablosuz telegrafın geliştirilmesine katkılarından dolayı “
- 1918 Charles Glover Barkla (İngiltere) “Elementlerdeki Röntgen Radyasyonunun karakterinin bulunması.”
- 1919 Max Planck (Almanya) “Enerji kuantası bulundu.”
- 1919 Johannes Stark (Almanya) “Kanal ışınlarındaki Doppler etkisini ve elektrik alanlardaki spektral çizgilerin ayrılması bulundu.”
- 1921 Albert Einstein (Almanya) “Teorik fiziğe katkılarından ve özel olarak fotoelektrik etkinin ne olduğunu açıklamasından dolayı.”
- 1922 Niels Henrik David Bohr (Danimarka) “Atomların yapısına ve yaydığı radyasyona dair yaptığı buluşlardan dolayı.”
- 1923 Robert Andrews Millikan (ABD) “Elektrikteki temel yüke ve fotoelektrik etkiye dair yaptığı çalışmalardan dolayı.”
- 1925 James Franck ve Gustav Ludwig Hertz (Almanya) “Elektronun atoma çarpmasını yöneten kurallara dair buluşlarından dolayı.”
- 1926 Jean Baptiste Perrin (Fransa) “Maddenin süreksiz yapısına dair çalışmalar”.

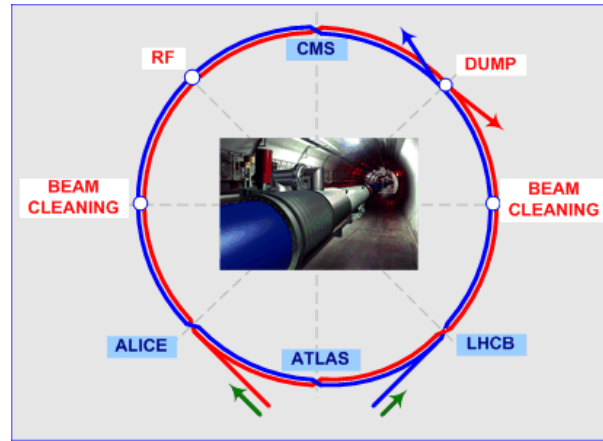
- 1927 Arthur Holly Compton (USA), Charles Thomson Rees Wilson (İskoçya), Compton etkisi: “Elektrik ile yüklenmiş parçacıkların yollarını yoğunlaşmış buharda görülmesi.”
- 1929 Prince Louis-Victor Pierre Raymond de Broglie (Fransa) “Elektronların dalga özelliğini keşfetmesinden dolayı.”
- 1932 Werner Karl Heisenberg (Almanya) “Kuantum mekaniği yaratması ve hidrojenin allotropik formlarının bulunmasına dair çalışmalarından ötürü.”
- 1933 Erwin Schrödinger (Avusturya) ve Paul Adrien Maurice Dirac (İngiltere) “Atom teorisine dair yeni yaratıcı buluşlarından dolayı.”
- 1935 James Chadwick (İngiltere) “Nötron’u keşfetmesinden dolayı.”
- 1936 Victor Franz Hess (Avusturya) “Kozmik radyasyonu keşfinden dolayı.” Carl David Anderson (ABD) “Pozitron’u keşfetmesinden dolayı.”
- 1938 Enrico Fermi (İtalya) “Nötron ışınımından dolayı oluşan yeni radyoaktif elementlerin ve yavaş nötronlar tarafından oluşturulan nükleer tepkimelere dair buluşundan ötürü.”
- 1939 Ernest Orlando Lawrence (ABD) “Siklotron’u buluşu ve geliştirmesi, onunla elde ettiği sonuçlardan, özellikle yapay radyoaktif elementler üzerine olan sonuçlardan dolayı.”
- 1944 Otto Stern (Almanya) “Moleküler ışın metoduna yaptığı katkılar ve protonun manyetik momentinin bulunması.”
- 1945 Wolfgang Pauli (Avusturya) “Dışarlama ilkesinin bulunması.”
- 1948 Patrick Maynard Stuart Blackett (İngiltere) “Wilson buhar odası metodu ve bu sayede nükleer fizik ve kozmik radyasyona dair buluşlarından ötürü.”
- 1949 Hideki Yukawa (Japonya) “Nükleer güçler hakkında yaptığı teorik çalışmalarına dayanarak mezonların olabileceğine dair tahmininden dolayı.”
- 1960 Donald Arthur Glaser (ABD) “Kabarcık odasını keşfinden dolayı.”
- 1961 Robert Hofstadter (ABD) “Atom çekirdeğindeki elektron dağılım çalışmaları, nükleon yapıları.” Rudolf Ludwig Mössbauer (Almanya) “Gama radyasyonunun rezonans emilimi.”
- 1963 Eugene Paul Wigner (Macaristan) “Atom çekirdeği ve temel parçacıklar teorisine katkılar, temel simetri ilkesinin bulunması ve bu ilkeye dair uygulamalar.” Maria Goeppert-Mayer (Polonya) ve J.Hans D.Jensen (Almanya) “Nükleer kabuk yapısı buluşu.”

- 1964 Charles Hard Townes (ABD), Nicolay Gennadiyevich Basov (SSCB), ve Aleksandr Prokhorov (Avustralya/SSCB) “Kuantum elektronuğı alışmaları.”
- 1965 Sin-Itiro Tomonaga (Japonya), Julian Schwinger ve Richard Phillips Feynman (ABD) “Kuantum elektrodinamiği çalışmaları, bu çalışmaların parçacık fiziğine katkısı.”
- 1967 Hans Albrecht Bethe (Fransa) “Nükleer reaksiyon teorisine yaptığı katkılardan, özellikle yıldızların enerji üretimine dair buluşlarından ötürü.”
- 1968 Luis Walter Alvarez (ABD) “Temel parçacık fiziğine katkılarında, geliştirdiği hidrojen kabarcık odasını kullanarak bulduğu çok sayıdaki rezonans durumundan ötürü.”
- 1969 Murray Gell-Mann (ABD) “Temel parçacıkların ve temel parçacıkların birbirleriyle etkisini sınıflandırmaya yönelik katkılarında ve buluşlarında ötürü.”
- 1974 Sir Martin Ryle, Antony Hewish (İngiltere) “Radyo astronomi alışmaları.”
- 1975 Aage Niels Bohr (Danimarka), Ben Roy Mottelson, ve Leo James Rainwater (ABD) “Atom çekirdeğindeki toplu ve parça hareketlerin arasındaki bağlantının bulunması ve bu bağlantının temel alınarak atomun çekirdeğinin yapısı hakkındaki teori geliştirildi.”
- 1976 Burton Richter, Samuel Chao Chung Ting (ABD) “Yeni, ağır temel parçacığın bulunması yolunda gösterdikleri alışmalar”. Başka deyişle: baryonik maddelerin (rnek, atom çekirdeği) kuarklardan oluştuğu düşüncelerinin onaylanıp J/Ψ parçacığının keşfi.
- 1977 Philip Warren Anderson, John Hasbrouck van Vleck (ABD), Sir Nevill Francis Mott (İngiltere) “Manyetik düzensiz sistemlerin elektronik yapı araştırmaları”
- 1979 Sheldon Lee Glashow, Steven Weinberg (ABD), Abdus Salam (Pakistan) “temel parçacıklar arasında birleştirilmiş zayıf nükleer ve elektromanyetik etkileşim teorisine dair katkılarında ve bunların ek olarak gcsz nötr akıntıya dair tahminlerinden dolayı”
- 1984 Simon vander Meer (Hollanda), Carlo Rubbia (İtalya), Yüksek-Enerji Fiziğine katkılar (W ve Z parçacıklarının keşfi).
- 1992 Georges Charpak (Fransa), “parçacık detektörlerinin keşfi ve geliştirilmesi”
- 1997 Steven Chu, William D. Phillips (ABD), Claude Cohen-Tannoudji (Fransa) “Quantum Mechanics”
- 1999 Gerardus ‘t Hooft, Martinus J.G. Veltman (Hollanda), “Teorik Parçacık Fiziği”

- 2002 Raymond Davis jr. (ABD), Masatoshi Koshiba “Astrofizikteki öncü çalışmalar ve kozmik nötrinolar saptandı”
- 2004 H.David Politzer, David J.Gross ve Frank Wilczek (ABD) “Parçacıkların çevredeki her şeyi nasıl oluşturdukları ve işlevleri hakkındaki çalışmalar geliştirildi”.

3. LHC VE ATLAS DETEKTÖRÜ

LHC tüneli CERN’de(İsviçre) yerleştirilmiş olup 27 km uzunluğunda ve halka şeklindedir. Bulunduğu yer olarak CERN’de yerin 80 m altındadır. LHC’nin amacı evrenin oluşumu sırasındaki patlamayı gerçekleştirerek kısa bir sürede oluşabilecek koşullar sağlanarak birçok yeni fiziği keşfedip bunun ışığında çalışmalar yapmak ve öncelikli olarak Higgs bozonunun bulunup araştırılmasının yapılması sağlanacaktır. LHC’de 14 TeV’lik kütle merkezi enerjisine sahip protonların 7 + 7 şeklinde toplam 14 demet halinde ve her bir proton demetinin enerjisi 1 TeV olacak şekilde karşılıklı çarpıştırılması planlanmaktadır. LHC’de ağır iyonlarında çarpıştırılması da düşünülmektedir. Şekil 3.1’de Büyük Hadron Çarpıştırıcısı için ATLAS, CMS, ALICE ve LHCb detektörlerinin yerleşimi ve proton demetlerinin temizlendiği bölümler ile enerjisini kaybeden proton demetlerinin dışarı alındığı demet dump hızlandırıcı bölümleri görülmektedir.



Şekil 3.1 Büyük Hadron çarpıştırıcısında detektörlerin yerleşimi ve protonların dışarı alındığı bölüm ile demet temizleme bölgeleri.

ATLAS, LHC’nin (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı) en büyük 4 deneyinden bir tanesidir. LHC’deki diğer büyük deneyler ALICE, LHC-b, CMS’dir ve bu dört deneyden ATLAS ve CMS çok amaçlı diğerleri özel amaçlı kurulmuştur. ATLAS bugüne kadar kurulmuş özellikleri bakımından yüksek enerji fizik detektörleri arasında ilk sırada gelir. Yüksekliği 25 m, uzunluğu 44 m ve ağırlığı 7000 tondur. CERN’de bulunmakta olan LHC’nin üzerine, protonların halkaya enjekte edildiği giriş kısmına yerleştirilmiştir. Amaç daha önce ulaşılamamış enerjilere ulaşılarak gerçekleşecek çarpışmalardaki çarpışmalarda hedef maddenin (protonların) temelinin incelemektir. Bunun ışığında Higgs bozonunu gözlemleyebilmektir. Farklı olarak bütün kuvvetlerin birleştirilmesini ihtiva eden Süpersimetri kuramının geçerliliği burada test

edilerek incelenecektir. ATLAS deneyi; 37 ülkeden 169 üniversite (laboratuvar), 700 öğrenci ve 1800 bilim insanının çalıştığı uluslararası deneylerin gerçekleştiği bir bilim merkezidir [6]. Şekil 3.2’de ATLAS detektörünün detaylı görünümü bulunmaktadır.

ATLAS detektörü incelendiğinde diğer büyük kompleks detektörlerdeki gibi iç içe geçmiş alt detektörlerden oluştuğu görülür. En iç kısımda bulunan detektör, iz detektörüdür. İz detektörünün amacı çarpışma sırasında ortaya çıkacak olan yüklü parçacıkların izlerini bulunmasıdır. İz detektörünün dış kısmında elektromanyetik kalorimetre bulunmaktadır. Fotonlarla elektronlar enerjilerini iyonizasyon ile bu kısma bırakırlar. Sonraki kısımda hadron kalorimetresi bulunmaktadır. Hadron kalorimetresi nötron pion ve protonların enerjilerini bıraktıkları kısımdır. En dışta ise muon odacıkları bulunmaktadır. Muon odacıkları zayıf etkileşmeye uğrayan muonları algılamaya yarayan kısımdır. ATLAS detektöründe toroidal yapıdaki manyetik alan kullanılır. Silindiriksel şekildeki ATLAS Detektörünün ana eksenine göre parçacıkların pseudorapidity değeri:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlanır [7]. Burada θ , pozitif z ekseninden ölçülen parçacığın doğrultusunun polar açısıdır. Dik momentumu ise LHC’nin demet eksenine dik momentum olarak tanımlanır.

LHC ’nin diğer bir önemli özelliği de ışınlık açısından da en güçlüsüdür. Proton elektrondan yaklaşık 2000 kat daha büyük olduğundan, aynı LHC tüneline enerji kaybı elektronlara kıyasla $(2000)^4 \approx 10^{13}$ kat daha küçüktür. Bu sebeple LHC’de protonlar hızlandırılmaktadır. LHC’de ışınlık $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerinde olacaktır. Bu değer dünyada şu ana kadar ulaşılmış en büyük değerdir. Ancak ilk üç yıl düşük ışınlıkta $L = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olması planlanmaktadır. Işınlık her bir demetteki parçacık sayısına (n_1 ve n_2), dönüş frekansına (f) ve demetlerin dik profiline (σ_x ve σ_y) bağlıdır.

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.2)$$

LHC’de her 25 ns’de bir çarpışmanın gerçekleşeceği sağlanacaktır. Böylece her kümede proton sayısı yaklaşık 10^{11} tane olacaktır. Protonları yüksek enerjilere ulaştırmak için bir hızlandırıcı serisi oluşturulmuştur. Lineer bir hızlandırıcı protonları 50 MeV’e, Booster 1.4 GeV’e, PS 25 GeV’e, SPS 450 GeV’e ve son olarak büyük hadron çarpıştırıcısı da 7 TeV enerjiye ulaşacaktır.

LHC’de meydana gelecek yüksek enerjiden dolayı demeti kontrol altında tutabilmek için manyetik alan kullanılmaktadır. Protonları yörüngede tutabilmek için gerekli manyetik alan değeri 8.6 Tesla’dır. Kullanılan manyetik alanlar ise -273 mutlak sıcaklık noktasına kadar soğutulmuş süperiletken mıknatıslardan üretilmektedirler[8]. Aşağıdaki Çizelge 3.1’te Büyük Hadron Çarpıştırıcısının özellikleri görülmektedir.

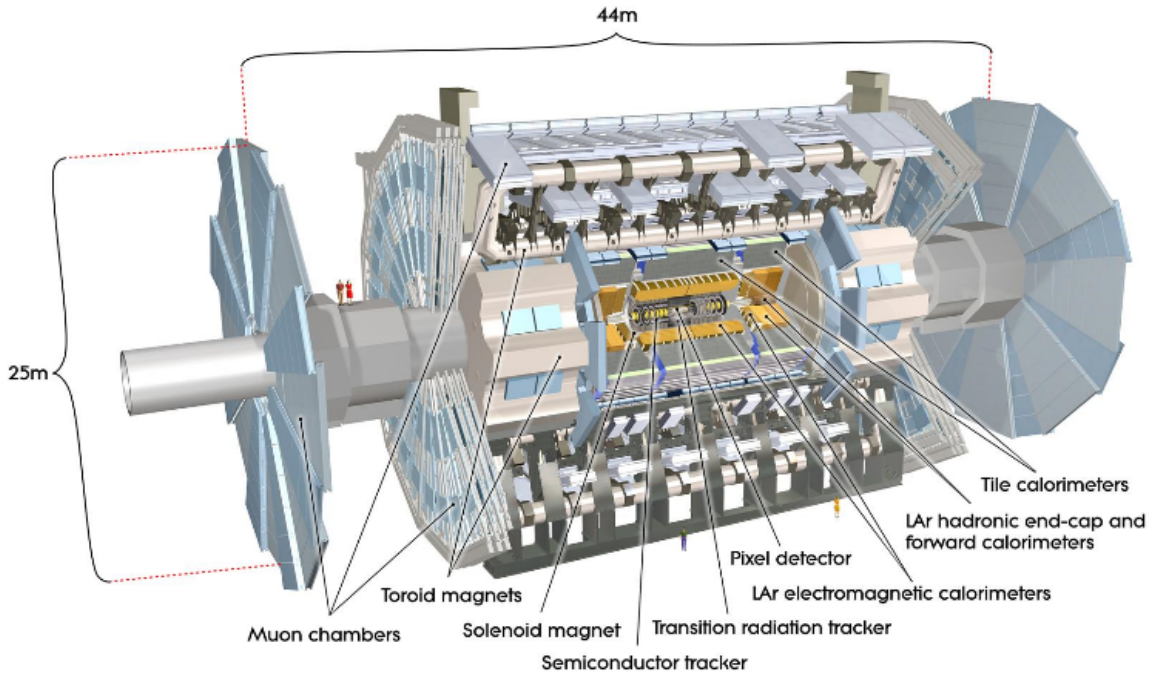
Çizelge 3.1 LHC’nin Özellikleri

Çarpışma demet enerjisi	7 TeV
Enjeksiyon demet enerjisi	450 GeV
Dipol alanı şiddeti	8,33 T
Işıklık	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
DC demet akımı	0,56 A
Öbek boşluğu	7,48 m
Öbek ayırımı	24,95 ns
Her öbekteki parçacık sayısı	10^{11}
Toplam geçiş açısı	300 μ rad
Işıklık ömrü	10 saat
Her bir dönmedeki enerji kaybı	7 keV
Her bir demet için toplam ışınlam gücü	8,3 kW
Her demette depolanan enerji	350 MJ
Halkayı doldurma süresi	4,3 dk

3.1 Atlas Detektörünün Alt Detektörleri

- İz takip edici alt detektör
- Elektromagnetik Kalorimetre
- Hadronik Kalorimetre
- Müon Kalorimetresi

Bu alt detektör kısımlarının her biri de kendi içinde pixel detektör, radyasyon geçirici ve iz sürücü gibi başka alt detektörleri içermektedir.



Şekil 3.2 ATLAS Detektörünün detaylı görünümü [9].

3.1.1 İz takip edici

Bu tip detektörde sadece yüklü parçacıklar izlerini bırakırlar. Ancak parçacıklar yüksüz ise, örneğin foton ve nötron gibi, o zaman içinden geçtikleri bölgeyle etkileşmeden ikinci tabakaya ulaşırlar. Birinci tabakada enerji kaybı yok denecek kadar azdır. Çünkü buradan geçen parçacıklar etkileşimlerden hemen hemen hiç etkilenmezler. Sonuçta parçacıklar enerjileri ve yönleri hiç değişikliğe uğramadığı kabul edilerek ikinci tabakaya ulaşmış olurlar [10].

İz takip edici detektörün iç kısmında yoğun ve ağır metal olan kurşun ya da demirden plakalar yer alır ve bu plakaların her birinin arkasında telli oda görevi gören gaz hacimleri bulunmaktadır. İlk plakaya soldan giren parçacığın plakanın atomlarıyla etkileşmesi sonucunda enerjisi azalır ve ortaya daha küçük ikincil parçacıklar çıkar. Bunlar hep birlikte telli odaya ulaşarak iyonlaşmaya sebep olurlar. Enerjisi çok az olan ikincil parçacıklar burada durdurulurlar. Birincil parçacıklar ise bu süreci geçip diğer plakaya ulaşırlar ve bu işlem parçacıklar durduruluncaya kadar ya da başka parçacıklara bozununcaya kadar sürer. Sonuçta telli odalarda elde edilen ölçümlerin toplamından tabaka girişindeki enerjiye ulaşılır.

3.1.2 Elektromanyetik kalorimetre

Özellikle yük taşımayan fotonlar elektromanyetik etkileşmenin gerçekleştiği ikinci tabakada durdurulurlar. Hem yüklü hem de hafif olan elektron, pozitron gibi parçacıklar az

miktarda enerji taşıdıklarından onlar da bu tabakada durdurulabilirler. Sonuçta bu tür parçacıkların enerjileri burada belirlenir. Burada enerjileri belirlenen parçacıklar iki tür etkileşime sahip olurlar: çift üretim ve bremsstrahlung. Bu iki proses birbirinin ardısıra iyonizasyon sırasında devam eder [11].

Bu tabakada kurşun plakalar kullanılır. Burada meydana gelen etkileşimler elektromanyetik türden olup bu etkileşimler ikincil parçacıkların oluşumuna yol açarlar. Elektromanyetik kalorimetre kurşun plakalarla plastik sintilatörlerin sandviç şeklinde sıralanmasıyla oluşur. Örneğin kurşun için enerji çözünürlüğü:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0.17 \text{ GeV}^{1/2}}{\sqrt{E}} \quad (3.3)$$

şeklindedir. Elektromanyetik kalorimetrenin dinamik uzunluğu, lineerliği, radyasyon sertliği ve olayları üstüste bindirme gibi problemleri dizayn edilirken çok önem taşımaktadır. Bu konuda Atlas detektörü elektromanyetik kalorimetresinde fizikçiler tarafından birçok testler yapılmıştır.

3.1.3 Hadronik kalorimetre

Daha ağır ve yüklü olan muon, pion veya proton gibi parçacıklar geçtikleri tabakalarda iz bırakmalarına ve enerjilerinin bir kısmını kaybetmelerine rağmen sahip oldukları çok yüksek enerji sayesinde üçüncü tabakaya ulaşırlar. Nötronlar ise yüksüz oldukları için ikinci tabakada bir etkileşime girmeden ilk durumlarını koruyarak hadronik kalorimetreye ulaşırlar. Sonuçta baryon sınıfına giren proton, nötron gibi parçacıklarla mezon sınıfına giren pion gibi parçacıklar (yani hadronlar) burada durdurulurlar.

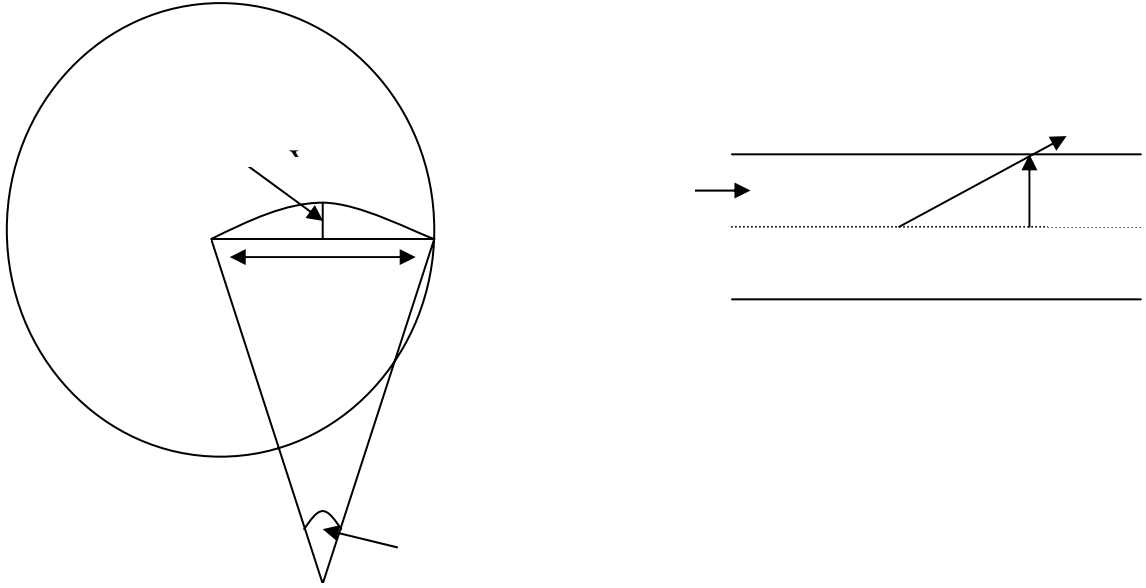
Bu bölgede demir plakalar kullanılır ve böylece hadronlar demir plakalarla durdurulur. Ayrıca hadronlar uzun mesafeler kat edebildikleri için elektromanyetik kalorimetreye oranla bu tabaka daha kalındır. Parçacıklar demir atomlarıyla güçlü etkileşimler yaparak enerjilerini kaybederler [11].

3.1.4 Müon kalorimetre

Bu tabakaya yalnızca çok yüksek enerjilere sahip muonlar ulaşabilir. Muonlar kütle olarak elektronun yaklaşık 200 katı olup 2.2 μs ortalama ömürle bozunan kararsız leptonlardır. Burada demir veya alüminyum plakalar kullanılmaktadır. Bu dört tabakayı da geçebilen parçacıklar yalnızca nötrinolardır. Nötrinoların enerjileri ölçülemediğinden varlıklarını belirlemek için enerjinin korunumu ilkesinden faydalanılır [11].

3.2 Bir Detektörde Momentum ve Enerjinin Ölçülmesi

Şekildeki düzgün solenoidal bir manyetik alandaki yüklü bir parçacığın hareketini düşünelim. Eğrilik yarıçapı r ;



Şekil 3.3 Yüklü bir parçacığın manyetik alandaki yörüngesi.

$$\frac{mV^2}{r} = q(V \times B) \Rightarrow \frac{mV^2}{r} = qVB \Rightarrow \frac{mV}{r} = qB \Rightarrow r = \frac{P}{qB} \quad (3.4)$$

$$r \approx \frac{P_T}{0.3B} \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada r , m olarak ölçülür. B , T 'de ölçülen manyetik alanın büyüklüğüdür, P_T ise GeV/c değerinde ölçülen B 'ye dik momentum değeridir. θ açısı;

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{L}{2r} \quad (3.6)$$

eğer $r \gg L$ ise o zaman,

$$\frac{\theta}{2} \approx \frac{L}{2r} \Rightarrow \theta \approx \frac{0.3BL}{P_T} \quad (3.7)$$

olarak elde edilir. Böylece yayın büyüklüğü, s ,

$$s = r - r \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx r \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\theta^2}{4} \right) \right] = \frac{r\theta^2}{8} \approx \frac{0.3BL^2}{8P_T} \quad (3.8)$$

olarak bulunur. Yayın A, B, C noktaları kullanılarak ölçüldüğünü varsayalım. O zaman,

$$s = x_B - \frac{x_A + x_C}{2}, \quad ds = dx_B - \frac{dx_A}{2} - \frac{dx_C}{2} \quad (3.9)$$

varsayarak, $dx_i \approx \sigma(x)$ bağımsız tek nokta hata değeri,

$$(ds)^2 = \sigma^2(x) + \frac{\sigma^2(x)}{4} + \frac{\sigma^2(x)}{4} = \frac{3}{2} \sigma^2(x) \cong \sigma_s^2 \quad (3.10)$$

olarak elde edilir. Burada σ , yay üzerindeki hatadır. Momentum dağılımı

$$\frac{dP_T}{P_T} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{\sqrt{(3/2)}\sigma_x}{s}, \quad \frac{dP_T}{P_T} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_x \frac{8P_T}{0.3BL^2} \quad (3.11)$$

olarak hesaplanabilir.

P_T artışıyla lineer olarak azalacak fakat, iz eğrisinin daha büyük radyal büyüklüğü ve yüksek manyetik alan için büyüyecektir. Bir blok üzerine gelen nötr ve yüklü parçacıklar, yok olma süreçleri oluşturarak enerjilerini depo ederler. Depo edilen enerji, maddedeki atomların uyarılması veya iyonlaşması ile ölçülebilir. Ölçülebilen sinyal, yüzeye düşen enerji ile lineer olarak orantılıdır. Kalorimetrenin enerji dağılımı,

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \otimes \frac{b}{E} \otimes c \quad (3.12)$$

olarak verilir.

İlk terim, ilk ve bağımsız sinyal üretim süreçlerinin sayısındaki istatistik dalgalanmadan sorumludur. İkinci terim, parçacıklar ile taşınan enerjideki dalgalanma ve elektronik gürültüye eşdeğer enerji içerir. Bu üst-üste yığılma olarak tanımlanır. Son terim, enerjideki dalgalanma, sinyal üretiminin düzenli olmaması ve kalorimetre inşasının çok iyi olmayışından sorumlu olan sabit terimdir. Bu üç terimin büyüklüğü deneyde kullanılan enerjinin oranına bağlıdır. Burada ikinci dereceden toplam, üç tür katkının bağımsız olduğunu gösterir. Muonlar, elektronları, fotonları ve hadronları soğuran kalorimetrelerin materyalleri vasıtasıyla, delip geçme (nüfuz

etme) güçleri sayesinde tanımlanırlar. Muonların momentumlarının ölçülmesi ve tanımlanmaları manyetik alandaki iz ile sağlanır. Muonlar magnetize edilmiş demir veya havadolulu magnetik alan içinde izlenebilirler [12].

3.3 Atlas Detektöründe Çalışılan-Modellemesi Yapılan ve Çalışılacak Olan Fizik

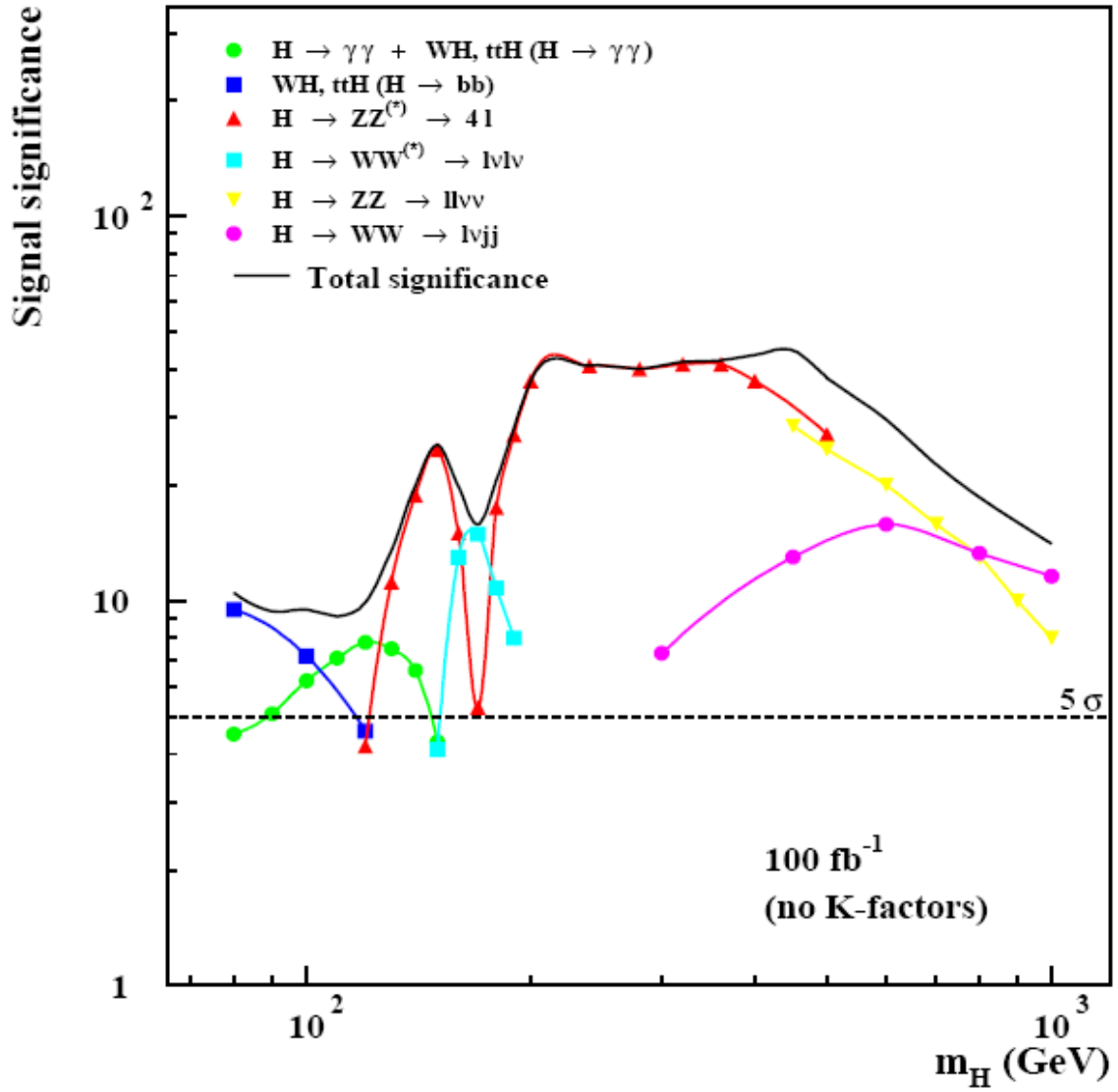
ATLAS detektörü, büyük bir detektör olduğundan deney başladıktan sonra aşağıda belirtilen ve modellemesi yapılmış olan birçok farklı fizik konuları çalışılabilecektir.

ATLAS Detektöründe modelleme yapılan ve çalışılacak olan fizik konuları:

ATLAS-LHC'deki

1. QCD prosesleri [13],
2. Elektrozayıf ayar bozonlarının fiziği [14],
3. B-fiziği [15],
4. Ağır kuark ve leptonlar [16],
5. Higgs bozonunun bütün üretim ve bozunum kanalları [17],
6. Supersimetri, Standard Modelin ötesinde diğer Fizikler [18].

Bu çalışmalar içerisinde en önemli olanlardan birisi Higgs bozonu çalışmalarıdır. Şekilde Higgs bozonunun çeşitli hadronik, leptonik ve yarileptonik bozunum kanalları verilmektedir.



Şekil 3.4 ATLAS Detektöründe çalışılan Higgs kanalları [19].

Ayrıca dördüncü fermiyon ailesinin çiftli üretimleriyle ilgili yapılan çalışmalar ATLAS-Teknik Dizayn Raporunda bir bölüm olarak yayınlanmıştır. Bu rapordaki dördüncü aile ile ilgili sonuçlar Şekil 3.4’de görülmektedir [19].

Çizelge 3.2 ATLAS'ta üç farklı u_4 kütlesi, 100 fb^{-1} ışınlık değerinde $u_4\bar{u}_4$ sinyali ve lepton + jets fonları için seçilmiş olayların beklenen sayıları

Prosesler	u_4 Kuarkının Kütlesi	
	320 GeV	640 GeV
$u_4\bar{u}_4$ signal	7067	1060
$t\bar{t}$	12880	5953
W + 4 jets	507	218
WW + jj	75	32
ZZ + jj	11	4
Toplam Fon	13473	6207
S/\sqrt{B}	61.0	13.5
S/B	0.52	0.17

4. TEMEL PARÇACIKLAR, ETKİLEŞİMLERİN STANDART MODELİ VE DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİNİN VARLIĞI

4.1 Standart Modelde Dördüncü Ailenin Varlığı

Temel fermiyon kütlelerinin değerleri birbirlerinden çok farklıdır. Bu farklılık kütle oranlarında açıkça görülmektedir, örneğin;

$$\frac{m_{\nu_e}}{m_t} = 1.721 \times 10^{-11} \pm 5.03 \times 10^{-13} \quad (4.1)$$

$$\frac{m_e}{m_t} = 2.931 \times 10^{-6} \pm 8.575 \times 10^{-8} \quad (4.2)$$

$$\frac{m_u}{m_t} = (8.605 \times 10^{-6} - 2.581 \times 10^{-5}) \quad (4.3)$$

$$\frac{m_e}{m_t} = 2.875 \times 10^{-4} \quad (4.4)$$

SM'de fermiyon kütleleri Higgs adı verilen, nötral bileşenin boşluk beklenen değeri sıfırdan farklı olan, skaler alanla etkileşmesi sonucu oluşmaktadır.

Aynı Higgs alanının W^+ , W^- ve Z^0 ara bozonlarına kütle kazandırdığı da bilinmektedir. Bu kütlelerin değerleri,

$$m_W = \frac{1}{2} g \eta, \quad m_Z = \frac{1}{2} \bar{g} \eta \quad (4.5)$$

$$g = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_W}, \quad \bar{g} = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \quad (4.6)$$

şeklinindedir. Burada $\eta=245$ GeV skaler Higgs alanının boşluk beklenen değeridir, $\sin\theta_W=0.22$

Standard Modelin Weinberg açısı ve

$$\alpha_{em} = 1/137 \quad (4.7)$$

ince yapı sabiti terimleridir.

Simetri bozunumundan önce aynı kuantum sayıları (elektrik yükü, kütle ve spin gibi) taşıyan fermiyonlar birbirinden farksızdırlar. Bu nedenle fermiyon-Higgs etkileşmesinde bu fermiyonlar aynı etkileşme sabitine sahip olmalıdırlar. Örnek olarak yüklü leptonların kütle

matrislerini ele alırsak, temel parçacıkların hareket denklemlerini ifade eden Lagrangian'da 9 farklı terim yazabiliriz.

$$L_m^1 = \partial_{ee} \eta \bar{e} e + \partial_{\mu\mu} \eta \bar{\mu} \mu + \partial_{\tau\tau} \eta \bar{\tau} \tau + \partial_{e\mu} \eta \bar{e} \mu + \partial_{e\tau} \eta \bar{e} \tau + \partial_{\mu e} \eta \bar{\mu} e + \partial_{\mu\tau} \eta \bar{\mu} \tau + \partial_{\tau e} \eta \bar{\tau} e + \partial_{\tau\mu} \eta \bar{\tau} \mu \quad (4.8)$$

Fakat yukarıda belirtilen nedenlerle etkileşme sabitlerinin eşit olması gerekmektedir:

$$\partial_{ee} = \partial_{\mu\mu} = \dots = \partial_{\tau\tau} = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \quad \text{veya} \quad \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_w} \quad (4.9)$$

Kütle matrisi;

$$\partial\eta(\bar{e}\bar{\mu}\bar{\tau}) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

şeklinde olur ve demokratik kütle matrisi (Democratic Mass Matrix - DMM) olarak adlandırılır.

Yukarıdaki matrisin özdeğerleri elde edilecek olursa;

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = 0 \quad \text{ve} \quad \lambda_3 = 3 \quad \text{şeklinde bulunur.} \quad (4.11)$$

Bulunan değerler özdeğerlerin kütle değerleri ile orantılı olduğunu gösteriyor.

Bu singüler matrisin üç özdeğerinden ikisi sıfırdır.

$m_1 = m_2 = 0$ üçüncüsü ise $m_3 = 3\partial\eta$ olur. Etkileşme sabitini $\partial = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ şeklinde alırsak $\eta = 245$ GeV (boşluk beklenen değerini) değerini göz önünde tutarak, $m_3 = 240$ GeV bulunur. Aynı yolla aynı değeri nötrino, üst ve alt quarklar içinde alabiliriz. Bu değeri üçüncü aile fermiyonlarının deneysel kütleleri ile karşılaştırırsak, üç aile durumunda yanlış sonuçlara getirdiği görülür.

Dördüncü fermiyon ailesinin var olduğu düşünüldüğünde, kütle matrisinin özdeğerlerinden ilk üçü $m_1 = m_2 = m_3 = 0$ olacaktır. Dördüncü kütle ise $4m_0$ değerini alacaktır.

Eğer $\partial = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ ise $\lambda_4 = 320$ GeV alınır. Eğer $\partial = \frac{\sqrt{4\pi\alpha_{em}}}{\sin\theta_w}$ ise $\lambda_4 = 640$ GeV olur. İkinci

seçim daha doğaldır [20, 21].

Yüklü leptonların kütleleri incelendiğinde $m_e=0.51099890 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, $m_\mu = 0.105658357 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1.77699 \text{ GeV}$, $m_{t_4} = 640 \text{ GeV}$ olur. Çizelge 4.1 fermiyonların kütlelerini göstermektedir. Buradan en büyük kütleli tau leptonun kütlesi dördüncü leptonun kütlesinden yaklaşık 300 kat daha azdır. 640 yanında diğer kütleler sıfır alınabilir. Nötrinolar için de aynı yaklaşım geçerlidir.

Çizelge 4.1 GeV/c^2 biriminde temel fermiyonların kütleleri. t-kuark kütlesi için Fermilab'teki çarpışma detektörünün (CDF) sonucu kabul edilmektedir [22].

Nötrinolar	Yüklü leptonlar	Up kuarklar	Down kuarklar
$\nu_e : < 5.1 \times 10^{-9}$	$e : 0.51099906 \times 10^{-3}$	$u : (2 - 8) \times 10^{-3}$	$d : (5 - 15) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu : < 0.27 \times 10^{-3}$	$\mu : 0.105658389$	$c : 1.0 - 1.6$	$s : 0.1 - 0.3$
$\nu_\tau : < 0.031$	$\tau : 1.7771$	$t : 174 \pm 23$	$b : 4.1 - 4.5$
$\nu_{t_4} : > 45$	$l_{t_4} : > 44.3$	$u_{t_4} : > 85$	$d_{t_4} : > 85$

Alt kuarkları incelediğimizde yine m_{t_4} ile diğer kuarklar arasındaki kütle oranı büyüktür (yaklaşık 150 kat). Aynı yaklaşım burada da kullanılabilir. Üst kuarklarda ise t kuarkın kütlesinin büyük olması yukarıdaki yaklaşımı bozar. Çünkü m_t kütlesi m_{t_4} kütlesinin $1/3$ 'ü oranındadır.

Sonuç olarak, böylece üçüncü fermiyon ailesinin varlığı durumunda uyguladığımız Demokratik Kütle Yaklaşımı yanlış sonuçlara ulaşmakla birlikte, dördüncü ailenin varlığında hem DMM yaklaşımı ilk üç ailenin aldığı kütle değerleri deneysel değerlerle uyuşan değerleri almakta hem de dördüncü ailenin varlığını SM'in içine yerleşmesi gerektiğini öngörmektedir.

4.2 Standart Model Dördüncü Aile Fermiyonlarının Etkileşim Lagranjyeni, Üretim ve Bozunum Tesir Kesitleri ve Dallanma Oranları

Standart Modeli Dördüncü Aile Fermiyonlarımızda içerecek şekilde genişletilmiş bir çerçeveye sahip olduğunu düşündüğümüzde; dördüncü aile kuarkları ve Standart Model ayar bozonlarıyla (γ , g , W^\pm , Z^0), bu kuarklar arasındaki etkileşimleri içeren etkileşim lagranjyeni şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned}
L = & -g_\varepsilon \bar{Q}_\varepsilon \sum_{Q_i=b',t'} \bar{Q}_i \gamma^\mu Q_i A_\mu \\
& -g_s \sum_{Q_i=b',t'} \bar{Q}_i T^a \gamma^\mu Q_i G_\mu^a \\
& -\frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{Q_{j\neq i}=b',t'} V_{ij} \bar{Q}_i \gamma^\mu (1-\gamma^5) q_j W_\mu^\pm \\
& -\frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{Q_i=b',t'} \bar{Q}_i \gamma^5 (g_V^i - g_A^i \gamma^5) Q_i Z_\mu
\end{aligned} \tag{4.12}$$

burada g_ε , g elektrozayıf bağlanma sabitleri ve g_s ise kuantum renk dinamiği bağlanma sabitidir.

A_μ , G_μ , W_μ ve Z_μ sırasıyla foton, gluon, W^\pm bozon, ve Z^0 bozon alanı için vektör alanlarıdır. Q_ε ağır kuarkların elektrik yüküdür. T^a Gellman matrisleridir. g_V ve g_A nötral akımların vektör ve axial-vektör tipi bağlaşımlarıdır. Son olarak $V = Y^{u+} Y^d$ aşağıdaki şekilde 4×4 CKM matrislerine karşılık gelir [23, 24];

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{ub'} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cb'} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{tb'} \\ V_{td'} & V_{ts'} & V_{tb'} & V_{tb''} \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

4.3 Üretim Tesir Kesitleri

Dördüncü aile kuarkları b' veya t' tekil olarak Büyük Hadron Çarpıştırıcısında (LHC)'de üretilebilir. Burada tekli üretimler için ilgili prosesler şunlardır: $q\bar{q} \rightarrow Q'\bar{q}'$, $qq' \rightarrow Q'q''$ ve $q\bar{q}' \rightarrow Q'\bar{q}''$. Tekli üretim tesir kesitleri kuvvetli şekilde CKM elemanları olan $V_{qb'}$ veya $V_{tb'}$ 'e bağlıdır.

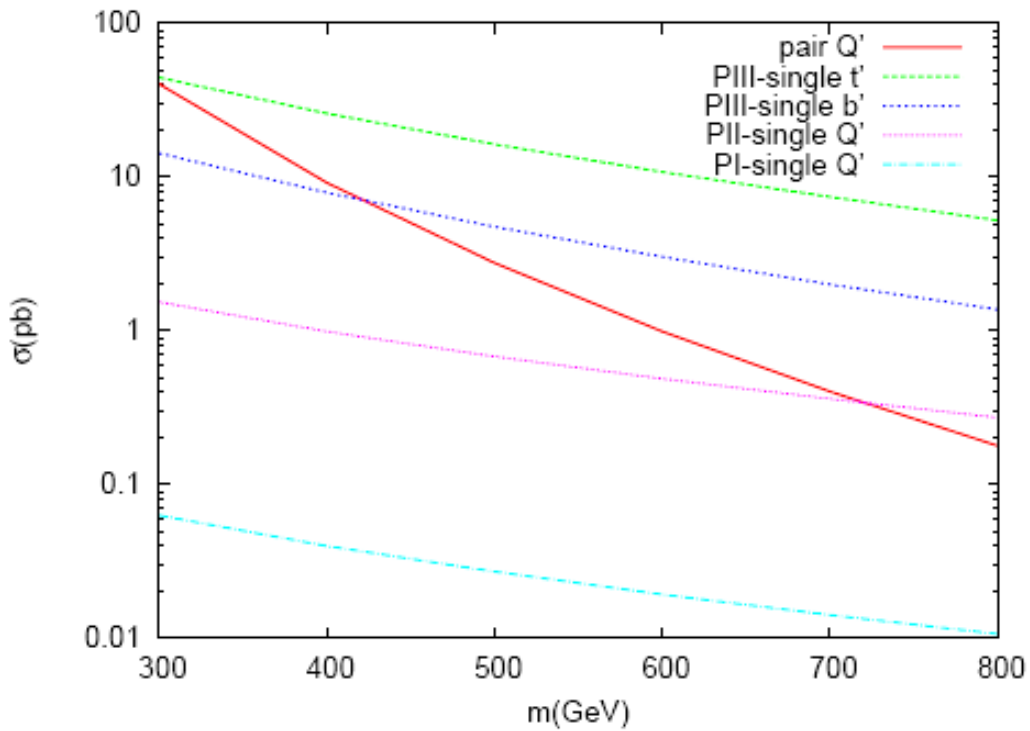
$pp \rightarrow Q'jX$ prosesi için toplam tesir kesiti şu şekilde ifade edilir:

$$\sigma = \sum_{i,j} \int_{y_{\min}}^1 dy \int_x^1 \frac{dx}{x} f_{qi/p}(x, Q^2) f_{qj/p}(y/x, Q^2) \hat{\sigma}(ys) \tag{4.14}$$

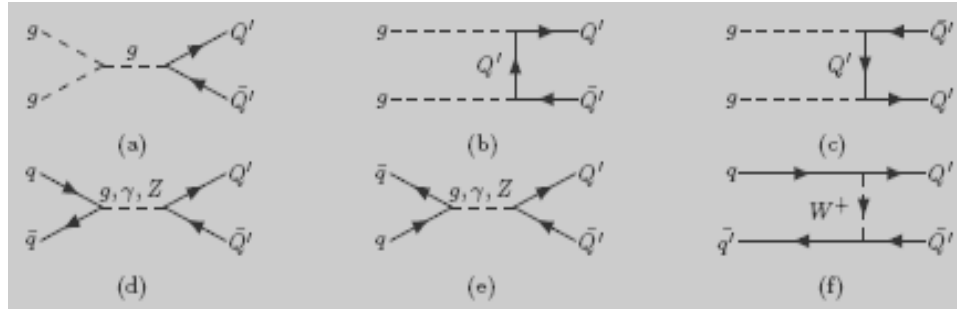
burada ilk integralin alt limiti $y_{\min} = m_{Q'}^2/s$ şeklinde seçilmiştir. Kullanılan programda parton dağılım fonksiyonu (PDF) $f_{q/p}(x, Q^2)$ CTEQ6M'den $Q^2 = m_{Q'}^2$ şeklinde sinyal, $Q^2 = \hat{s}$ ise fon için alınmış ve hesaplamalarda CalcHEP kullanılmıştır [25].

Tekli ve çiftli üretim tesir kesitlerinin büyüklüğünü kıyaslamak için dördüncü aile kuarklarının kütlelerine bağlı olarak Şekil. 4.1 çizilmiştir. LHC'de dördüncü aile kuarklarının çiftli üretimleri gluon-gluon fizyonunda ve kuark-antikuark yokoluş proseslerinde baskındır [26]. Prosesler Şekil 4.2'deki Feynmann Diyagramlarında görülmektedir.

Bu çalışmada 3 farklı parametrizasyon kullanılmıştır. Bunlar PI, PII ve PIII olarak alınabilir.



Şekil 4.1 Tekli ve çiftli üretim b' ve t' kuarklarının, LHC'de farklı parametre ve CKM matris elemanları ($V_{i'q}, V_{qb'}$) ile üretim tesir kesitleri.



Şekil 4.2 Dördüncü Aile Fermiyonlarının Çift üretimleri için 4. aile kuarkları vasıtasıyla gluon-gluon etkileşmesi ve kuark-antikuark yok olma süreçlerinin Feynman Diyagramları.

PI, PII, ve PIII parametrizasyonları farklı CKM matrix elemanları için yapılmış farklı parametrizasyonları gösterdiğine göre PI için alınan değerler; CKM elementleri $V_{Q'i} = V_{iQ'} = 0.01$ değerlerine set edilmiştir, PII parametrizasyonunda CKM elementleri $V_{Q'i} = V_{iQ'} = 0.05$ değerlerine set edilmiştir ve PIII parametrizasyonunda ise CKM Matris elemanları $V_{ub'} = 0.044$, $V_{cb'} = 0.46$, $V_{td'} = 0.63$, $V_{ts'} = 0.46$, $V_{tb'} = 0.47$ değerlerine sahiptir. Bu seçimleri yapmamızın sebebi sadece CKM elementlerinin üzerindeki yüksek limitlerin şu andaki deneysel datalarla iyi bir şekilde tahmin edilebiliyor olmasındandır ve onlar ortalama değerlerin 1σ kadar üstünde daha rahattırlar. Tek ve çift üretim tesir kesitleri kütle aralığı olarak $m_Q = 300 - 800$ GeV değerlerinde ve CKM Matris elementleri değerleri olarak $V_{t'q'}, V_{q'b'} = 0.25 - 0.04$ aralığında eşit kuvvetteki parametrizasyon için ($V_{iQ'} = V_{Q'i}$) aynı değerlere sahip olurlar. Bütün parametrizasyonlar için, dördüncü fermiyon ailesinin tekli ve çiftli üretimlerinin tesir kesitleri elde edilmiştir ve yukarıdaki şekilde gösterilmiştir. Ara kuvvet taşıyıcı parçacıkların g , γ , Z , W^\pm , Q' olduğu durumda da Feynman Diyagramlarını yukarıdaki şekildeki gibi elde edildi

4.4 CalcHEP Parametreleri

CalcHEP Programı [27], Yüksek-Enerji Fiziği modellemelerinde yüksek hesaplama gerektiren tesir kesiti, bozunma genişliği, olayların üretimi, dağılım grafiklerinin çizimi, momentum, enerji, açı, kütle dağılım fonksiyonlarının gösterimi, rezonans parçacıklarının üretimi şeklinde çalışmalar için kullanılmaktadır. CalcHEP'deki sayısal hesaplama menüleri: İlgilenilen süreçlerin seçimi, İlk durumda patron dağılım fonksiyonlarının seçimi, Model parametrelerinin girilmesi ve değiştirilmesi, Sabit değişken veya kullanıcı tanımlı Q ölçeğinin seçim şeklinde verilir. Ayrıca CalcHEP'te çeşitli kinematik değişkenlere sınır konulur, Faz uzayı parametrizasyonu seçilir, Iraksak matris elemanlarını düzeltmek için düzeltme kullanılır.

Monte Carlo integrasyon programı - Vegas, Modelde kullanılan bağımlı parametreler - Constraints, Modelde kullanılan parçacıkların listesi ve özellikleri - Parameters, Etkileşme köşelerinin listesini veren lagranjiyen dosyası - Vertices kısımları her bir problemin çözümüne yönelik programa girilmelidir.

4.5 CalcHEP'in Çalıştırılması

CalcHEP Programı <http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/calchep.html> [28] sayfasından indirilip kurulduktan sonra çalışılan problemin çözümüne yönelik olarak CalcHEP programının içindeki Modellerden bir tanesi örnek olarak alınır (genelde Standard Model Feynman Gauge) ve bu örnek üzerinde çalışılan kanala yönelik parçacıklar, lagranjiyen köşeleri, parametreler, sınırlamalar detaylı olarak girilir. Lagranjiyen köşeleri girilirken ele alınan fizik kanalındaki çarpışmaya giren ve çıkan parçacıkların hangi ara parçacık veya hangi ara kuvvetler tarafında yönetildiğinin bilinmesi ve programa girilmesi gerekmektedir. Parçacıkların yükleri, spin durumları, uzaysal dalga fonksiyon durumları, kütleleri, anti parçacıkların yine belirtilen özelliklerinin programa girilmesi gerekmektedir.

Bu detaylar programa girildikten sonra yeni model yaratılmış olur, çarpışmanın enerjisi belirlenerek programın girişi yapılır. Bu kısımda Feynman diyagramları elde edilebilir ve sembolik hesaplama program C++ ile derlendikten sonra yapılabilir. Çalışılan kanalın alt prosesleri seçilerek dağılımlar, tesir kesitleri, bozunma genişliklerinin toplamı hem sinyal hem de son durumda aynı parçacıkları veren fonlar için elde edilir.

4.6 Dördüncü Standart Model Kuark Ailesinin Bağlaşımları ve CalcHEP ile Modellenmesi

Buraya kadar yapılan çalışmalarda CKM matrislerinin (üç aileli Standard Model ailesindeki kuarkların birbirleriyle olan bağlaşım kuvvetlerini verir). dördüncü aile ile olan bağlaşımlarının şiddetini CalcHEP programında bağlaşım ayarlarını, verteksleri, sabitleri girerek her bağlaşım çiftine karşı gelen tesir kesitlerini elde ettik. Çeşitli bağlaşım sabitleri için farklı tesir kesitleri elde ettiğimizden en yüksek tesir kesitlerini veren bağlaşım sabitlerini bulduk.

Çizelge 4.2 (a), (b), (c), (d), (e), (f) ve (g); t' için bağlaşım sabitlerinin tesir kesitlerine göre değişimlerini gösterir.

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.001	0.001	0.00062777965
0.005	0.001	0.001	0.01091604456
0.01	0.001	0.001	0.04305240484
0.05	0.001	0.001	1.071533165
0.1	0.001	0.001	4.281679154
0.5	0.001	0.001	107.0607151
1	0.001	0.001	428.6542609

(a)

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.005	0.001	0.00378998333
0.005	0.005	0.001	0.01407347669
0.01	0.005	0.001	0.04622253238
0.05	0.005	0.001	1.075120276
0.1	0.005	0.001	4.287067712
0.5	0.005	0.001	107.2247518
1	0.005	0.001	428.463577

(b)

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.01	0.001	0.01367512964
0.005	0.01	0.001	0.02396060285
0.01	0.01	0.001	0.05610852186
0.05	0.01	0.001	1.084899391
0.1	0.01	0.001	4.295958545
0.5	0.01	0.001	107.1199761
1	0.01	0.001	428.714848

c)

Buradaki çizelgelerde ilk ve üçüncü sütunlar aynı değerlerde tutularak, s kuarkın bağlaşım sabiti değiştii durumlar için tesir kesitleri hesaplanmıştır.

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.05	0.001	0.3293346143
0.005	0.05	0.001	0.3400213108
0.01	0.05	0.001	0.3721271725
0.05	0.05	0.001	1.398820003
0.1	0.05	0.001	4.611125516
0.5	0.05	0.001	107.33780707
1	0.05	0.001	428.5421143

d)

Bu değişiklik her bir kuark için yapılarak birçok değer ve çizelge elde edilmiş ve dördüncü ailenin bağlaşımları hangi kuarklarla kuvvetli ise o yöndeki tesir kesitlerinin kullanılmasına ve çalışılmasına ağırlık verilmiştir.

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.1	0.001	1.317500422
0.005	0.1	0.001	1.328455061
0.01	0.1	0.001	1.360169154
0.05	0.1	0.001	2.386971949
0.1	0.1	0.001	5.60243781
0.5	0.1	0.001	108.5133341
1	0.1	0.001	429.6910808

e)

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	0.5	0.001	32.89509529
0.005	0.5	0.001	32.94083746
0.01	0.5	0.001	32.98582146
0.05	0.5	0.001	33.97018469
0.1	0.5	0.001	37.24745422
0.5	0.5	0.001	140.0960862
1	0.5	0.001	461.8294595

(f)

V_{tpd}	V_{tps}	V_{tpb}	σ (pb)
0.001	1	0.001	131.7289972
0.005	1	0.001	131.8226138
0.01	1	0.001	131.8868251
0.05	1	0.001	132.8355799
0.1	1	0.001	136.0440271
0.5	1	0.001	238.7274402
1	1	0.001	560.1416816

(g)

Sadece s kuarkın hassasiyetinin incelendiği bu çizelgelerde bağlaşım büyüdükçe tesir kesitinin de arttığı gözlenmiştir. Tesir kesitlerini en yüksek veren bağlaşımın seçildiği PI, PII, PIII parametrizasyon opsiyonları için çeşitli kütle değerlerinde tesir kesiti σ 'yı ve dallanma oranları çalışılmıştır. Çizelge 4.2'de sırasıyla $pp \rightarrow b'jX$ ve $pp \rightarrow t'jX$ prosesleri için üretim tesir kesitleri 300-800 GeV kütle aralığında elde edilmiştir.

4.7 Kanalların Analizi

Dördüncü aile kuarklarının bozunum kanalları köşegen dışı matris elemanları olan V, V ve köşegen V değerlerine kuvvetle bağlıdır. Dördüncü aile kuarklarının kütleyle bağlı üretim tesir kesitleri PI, PII ve PIII parametrizasyonları için Çizelge 4.3 ve 4.4'de verilmektedir. Bu değerler CalcHEP programı kullanılarak elde edilmiştir. Tekli üretim tesir kesitleri, basitçe ve $|V_{t'q}|^2$ ile $|V_{qb'}|^2$ ölçeklendirilmesinden dolayı birinci ve ikinci parametrizasyonların tesir kesitleri düşüktür. Bütün gerekli köşeler model dosyaları halinde programa girilmiştir [29].

Çizelge 4.3 $pp \rightarrow b'jX$ ve $pp \rightarrow t'jX$ kanallarının 300-800 GeV kütle değeri aralığında PI, PII ve PIII parametrizasyonları ve $Q^2 = m_Q^2$ skalasında CTEQ6M dağılım fonksiyonu için üretim tesir kesitleri.

Process	pp \rightarrow b'jX			pp \rightarrow t'jX		
	PI	PII	PIII	PI	PII	PIII
300	0.0617	1.54	14.34	0.0631	1.579	44.56
400	0.0398	0.995	7.95	0.0401	1.003	26.06
500	0.0273	0.683	4.77	0.0272	0.681	16.36
600	0.0196	0.489	3.03	0.0194	0.484	10.82
700	0.0145	0.361	2.01	0.0142	0.356	7.42
800	0.0109	0.274	1.38	0.0107	0.268	5.25

Çizelge 4.4 $pp \rightarrow \bar{b}'jX$ ve $pp \rightarrow \bar{t}'jX$ kanallarının 300-800 GeV kütle değeri aralığında PI, PII ve PIII parametrisasyonları ve $Q^2 = m_{Q'}^2$ skalasında CTEQ6M dağılım fonksiyonu için üretim tesir kesitleri.

Process	$pp \rightarrow \bar{b}'jX$			$pp \rightarrow \bar{t}'jX$		
	PI	PII	PIII	PI	PII	PIII
300	0.0250	0.626	20.31	0.0234	0.585	25.70
400	0.0149	0.372	11.77	0.0134	0.335	14.44
500	0.0094	0.236	7.31	0.0082	0.206	8.75
600	0.0063	0.157	4.78	0.0053	0.133	5.59
700	0.0043	0.109	3.24	0.0036	0.0897	3.71
800	0.0031	0.0772	2.26	0.0025	0.0621	2.54

$Q^2 = m_{Q'}^2$ parametrelerini içeren CTEQ6M ve CTEQ6L parton dağılımlarından kaynaklı tesir kesitindeki hataların boyutunu karşılaştırmak için LHC'de dördüncü aile tekli ve çiftli üretilen kuarkların toplam tesir kesitleri Çizelge 4.5'de görülmektedir. Bu çizelgedende görüleceği üzere çiftli üretimler göreceli olarak tekli üretimlerden daha yüksektir. CTEQ6L ve CTEQ6M alındığında kütlelerin tesir kesitine göre elde edilmiş değerleri Çizelge 4.5'deki gibidir.

Çizelge 4.5 LHC'de çift üretimli 4. aile kuarkları için toplam tesir kesiti değerleri. Bu değerlerde verilen iki farklı parton dağılım fonksiyonu CTEQ6 ve CTEQ6M ile $Q^2 = m_{Q'}^2$. $Q^2 = m_{Q'}^2$ elde edilen σ değerleri.

$Q^2 = m_{Q'}^2$	$pp \rightarrow Q'jX(PI)$		$pp \rightarrow Q'jX(PI)$	
	CTEQ6L	CTEQ6M	CTEQ6L	CTEQ6M
300	0.056	0.062	34.34	40.36
400	0.036	0.040	7.63	9.21
500	0.025	0.027	2.27	2.77
600	0.018	0.019	0.82	0.99
700	0.014	0.014	0.33	0.40
800	0.011	0.011	0.15	0.18

Dördüncü aile kuarklarının elde edilişleri proton yapı fonksiyonları olan CTEQ'lerle değişim göstermektedir. Bu değişim iki farklı CTEQ dağılımının opsiyonunda $m_Q = 300$ GeV için %10 kadardır. Çift üretim durumunda bu değer ~%18 civarındadır. Yüksek kütle değerlerinde, iki opsiyon (CTEQ6L ve CTEQ6M) arasındaki fark düşer. PDF'deki belirsizlikleri ortadan kaldırmak için $\frac{\sigma(pp \rightarrow t'jX)}{\sigma(pp \rightarrow tjX)}$ ve $\frac{\sigma(pp \rightarrow t'\bar{t}'X)}{\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}X)}$ oranları kullanılır. LHC'de $Q^2 = m_t^2$ skalasında CTEQ6L için top kuarkın tekli ve çiftli üretimlerinin tesir kesitleri sırasıyla 140.94 pb ve 492.36 pb'dir.

4.8 Bozunma Genişlikleri ve Dallanmalar

Çalışılan dördüncü aile kanallarının bozunumları, eğer $m_{t'} > m_b$ ise t' in aşağıdaki bozunumları

$$\begin{aligned}
 t' &\rightarrow W^+ b' \\
 &\rightarrow W^+ b \quad b' \rightarrow W^- t \\
 &\rightarrow W^+ q(d, s) \quad \rightarrow W^- q(u, c)
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

Eğer $m_b > m_{t'}$ ise baskın olan bozunumlar şu şekildedir

$$\begin{aligned}
 b' &\rightarrow W^- t' \\
 &\rightarrow W^- t \quad t' \rightarrow W^+ b \\
 &\rightarrow W^- q(u, c) \quad \rightarrow W^+ q(d, s)
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

4.15 ve 4.16 denklemlerin ilk sıralarında, iki cisim problemine göre $Q_i' \rightarrow Q_j' + W^\pm$ şeklinde olur ve bu durumda $|m_{t'} - m_b| \lesssim 80 (> 80)$ kütle farkı koşullarına bağlı olarak sanal W bozon durumları ortaya çıkar. Yapılan analizlerde, iki cisim bozunumu ve üç cisim bozunumu (sanal $W^{\pm*}$ bozon) gözönüne alınmıştır. Dördüncü aile kuarkları üçüncü aile kuarklarına W^\pm bozon aracılığı ile bozunur ki bu durum 4.15 ve 4.16 denklemlerin ikinci sıralarında gösterilmiştir. Üstteki denklemlerin son sıraları, dördüncü aile kuarklarının hafif jetlere bozunduğunu gösterir.

PIII parametrizasyonuna göre b' bozunumlarının dallanma oranları Çizelge 4.6'da gösterilmiştir. Bu çizelgeden görüldüğü gibi, $b' \rightarrow W^- c$ ve $b' \rightarrow W^- t$ 'ler için kesirler baskındır. PIII opsiyonunda $51\%(W^+ b)$, $48\%(W^+ s)$ ve $1\%(W^+ d)$ içinken, PI ve PII

opsiyonlarında t' dallanmaları $BR(t' \rightarrow W^+ q) = 33.3\%$ gözönüne alınan kütle aralığında bütün bozunum ve üretim kanalları aynı kalır. Çizelge 4.6'da, b' bozunum modları ve dallanma oranları gösterilmiştir. Bu dallanma oranları istatistiksel kesinlikleri (SS) hesaplamak için kullanılacaktır. $b' \rightarrow W^- t$ bozunması proseslerden görüleceği üzere t' 'dan farklı olarak her bir proses farklı kesirde değere sahiptir. Toplam genişlikler de ise t' 'da olduğu gibi artan kütleyle göre artış göstermektedir. Yine bu değerler daha sonra analizimizin devam eden kısmında sinyali ve fonu hesaplarken kullanmamız gerekecektir. Daha sonra sinyal için istatistiksel kesinlik değerini elde etmede de kullanılacaktır. Farklı kütleler ve farklı bozunmalar için kesirleri farklıdır. Çizelge 4.6'da PIII parametrizasyonuna göre b' bozunumları için dallanma oranları verilmiştir. Diğer parametrizasyonlarda dallanma oranları küçük kütle aralıklarında az bir miktarda değişir şeklindedir.

Çizelge 4.6 b' için dallanma oranları PIII parametresine göre azalır. PI ve PII parametreleri için gözönüne alınan kütle değerlerinde çok az değişir.

Mass(GeV)	$W^- u$	$W^- c$	$W^- t$
300	0.5	56.3	43.2
400	0.5	50.2	49.3
500	0.5	50.3	49.2
600	0.5	48.9	50.6
700	0.5	48.8	50.7
800	0.4	48.8	50.8

Diğer parametrizasyonlar için, dallanma ilgilenilen kütle aralığında çok az bir değişim gösterir.

Örneğin; b' dallanma oranları;

$$BR(b' \rightarrow W^- u(c)) = 36.6(33.4)\%, \quad BR(b' \rightarrow W^- t) = 26.9(33.3)\% \quad m_{b'} = 300(800) \text{ GeV}.$$

PI ve PII seçimleri için t' dallanma oranları $BR(t' \rightarrow W^+ q) = 33.3\%$. Diğer proseslerde, bütün kütle aralıklarındaki değerler aynı kalmaktadır. Toplam genişlik artan kütlelerle birlikte düzgün bir şekilde azalır. PIII parametrizasyonu en yüksek toplam genişliğe sahip değerleri içermektedir.

Farklı üç parametrisasyon durumu ve farklı kütleler için dallanma kesirleri ve prosesleri ve toplam genişlik değerleri Çizelge 4.7 ve Çizelge 4.8'de gösterilmektedir. Toplam genişlik değerleri ve kesirleri sinyal için istatistiksel kesinliğin bulunması açısından belirlenmesi gerekli değerlerdir.

Çizelge 4.7 $t' \rightarrow W^+, b$ bozunumu için modlar, kesirler ve toplam genişlik (V-variable).

Mt'=Mp (GeV)	PI(0.01)		PII(0.05)		PIII(V)	
	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)
300	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	3.281×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	8.202×10^{-3}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	4.773×10^{-1}
400	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	4.672×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	1.168×10^{-2}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	6.797×10^{-1}
500	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	6.016×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	1.504×10^{-2}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	8.753×10^{-1}
600	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	7.336×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	1.834×10^{-2}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	1.067
700	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	8.640×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	2.160×10^{-2}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	1.25
800	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	9.936×10^{-4}	W+s--> 33.3 W+d--> 33.3 W+b--> 33.3	2.484×10^{-2}	W+s--> 48.5 W+d--> 0.909 W+b--> 50.6	1.717

Çizelge 4.8 $b' \rightarrow W^-, t$ bozunumu için modlar, kesirler ve toplam genişlik (V-variable).

Mb'=Mp (GeV)	PI(0.01)		PII(0.05)		PIII(V)	
	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)	Modlar ve %	Toplam Genişlik (GeV)
300	W-u--> 36.6 W-c--> 36.6 W-t--> 26.9	2.991x10 ⁻⁴	W-u--> 36.6 W-c--> 36.6 W-t--> 26.9	7.478x10 ⁻³	W-u--> 0.515 W-c--> 56.3 W-t--> 43.2	4.111x10 ⁻¹
400	W-u--> 34.0 W-c--> 34.0 W-t--> 32.0	4.579x10 ⁻⁴	W-u--> 34.0 W-c--> 34.0 W-t--> 32.0	1.145x10 ⁻²	W-u--> 0.460 W-c--> 50.2 W-t--> 49.3	6.561x10 ⁻¹
500	W-u--> 33.6 W-c--> 33.6 W-t--> 32.9	5.974x10 ⁻⁴	W-u--> 33.6 W-c--> 33.6 W-t--> 32.9	1.494x10 ⁻²	W-u--> 0.450 W-c--> 49.2 W-t--> 50.3	8.62x10 ⁻¹
600	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.1	7.313x10 ⁻⁴	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.1	1.828x10 ⁻²	W-u--> 0.448 W-c--> 48.9 W-t--> 50.6	1.057
700	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.2	8.627x10 ⁻⁴	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.2	2.157x10 ⁻²	W-u--> 0.447 W-c--> 48.8 W-t--> 50.7	1.248
800	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.3	9.927x10 ⁻⁴	W-u--> 33.4 W-c--> 33.4 W-t--> 33.3	2.482x10 ⁻²	W-u--> 0.446 W-c--> 48.8 W-t--> 50.8	1.437

Çizelge 4.7 ve Çizelge 4.8'de, ilk iki seçim için (PI ve PII) bütün kütle değerlerinde dallanma kesirleri prosesler arasında yaklaşık eşit olarak paylaşılmıştır değeri ise % 33.3'tür. Toplam genişlik değerleri ise, artan kütle değerleriyle birlikte düzenli bir şekilde GeV olarak artmaktadır. PIII parametrisasyonunda kesirler farklı kütle değerlerinde ve farklı prosesler için farklılık gösterirken toplam genişlik, ilk iki parametrisasyonda olduğu gibi kütle değerleri artarken artış gösterir. Bu seçim (PIII) diğer seçimler arasındaki en yüksek toplam genişliğe sahip olan değerleri içerir. t' bozunmasından W^+b , W^+s , W^+d için olan kesirler ve b' bozunmasından W^-u , W^-c , W^-t için olan kesirler de Çizelge 4.7 ve Çizelge 4.8'de görülmektedir.

4.9 Sinyal ve Fonlar

Sinyal olarak t' ve b' veya b' tekli üretimini seçerek sinyal üretimi için bozunum zincirini

$$t' \rightarrow W^+ b \rightarrow l^+ \nu_l b(l^+ \nu_l j) \quad (4.17)$$

$$b' \rightarrow W^- t \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l^+ \nu_l j(l^- \bar{\nu}_l l^+ \nu_l j) \quad (4.18)$$

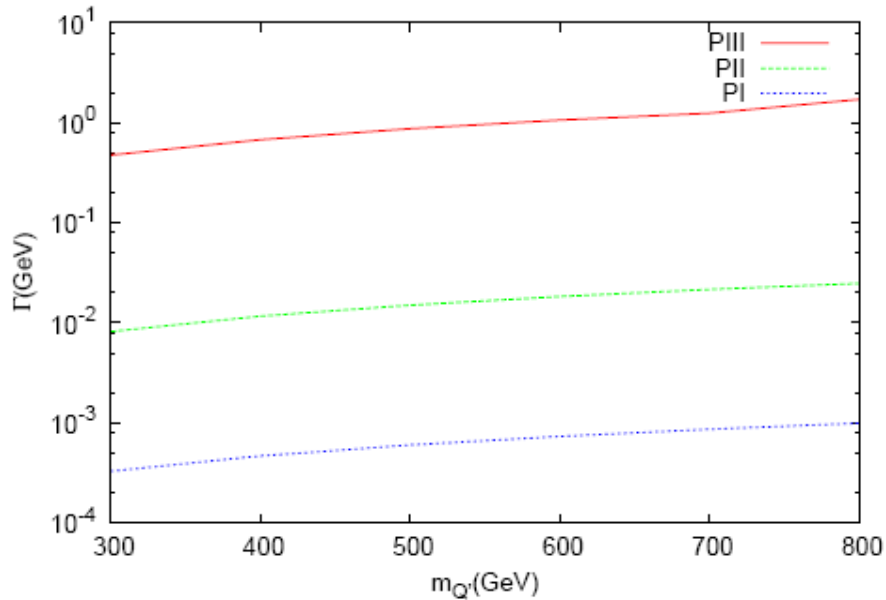
şeklinde sırasıyla gözönüne alınmıştır. \bar{t}' anti parçacığı benzer şekilde bozunur fakat son durumda zıt yüklü leptonu elde edilir. Ancak b' ve \bar{b}' kuarkları son durum olarak zıt yüklü leptonlara bozunurlar fakat istatistiği artırmak için her birinide gözönüne alırız. b-jet iyi bir verimle dedekte edilebildiğinden yani tanımlanabildiğinden dolayı, son durumda b-jetleri gözönüne alıyoruz. Hesaplarımızda, W bozunum leptonik bozunumlarımızda hesaplarımızımıza katıyoruz. Bu bozunumlara karşılık gelen yani aynı son duruma sahip olan fonlar olarak; yüklü bir lepton, b-jet ve diğer jetler, kayıp enerji t' sinyal üretiminde fon olarak ortaya çıkar. İki zıt yüklü lepton, b-jetler, diğer jetler, kayıp enerji ise b' üretim sinyali için fonları oluştururlar. Elde ettiğimiz sinyal ile aynı son duruma sahip olan parçacıklar grubu fon olarak isimlendirilir. Bu çalışmada tesir kesitleri $W^\pm Z$, W^+W^- , ZZZ , ZZW^\pm , W^+W^-Z , $W^+W^-W^\pm$ ve Wbj , Wtj fonları için hesaplanmıştır.

Bu fonlar “Parton Distribution Function - PDF” olarak isimlendirilen ve amacı yapılacak teorik hesaplamalarda işlemlerin hangi pertürbasyon terimine kadar işlem göreceğinin ölçüsü olarak verilir. Yani bazı işlemlerde hesaplamalar “Leading Order-takip eden basamak” denilen noktada kalırken bazende “Next Leading Order-gelecek takip eden basamak” denilen ileri noktalara kadar hesaplamalar yapılır. Burada “Next Leading Order” durumları gözönüne alınarak CTEQ’li ClacHEP’i kullanarak $Q^2 = \hat{s}$ hesaplarız. İki veya üç zayıf bozunu içeren fonlar için sonuçlar bulunmuştur. Burada çalışılan fonlar karşılık gelen ilgilenilen kanalın dallanma oranlarıyla çarpılınca oldukça küçük tesir kesitleri verirler. Fonlar içinde Wbj ve Wtj kanalları oldukça detaylı incelenmelidir özellikle histogramını elde ederken fon üzerine sinyali elde edip edemediğimize bakmalıyız. Çünkü çalışılan fonlar içinde en etkili olanlar bu fonlardır. Sinyali görebilmek için detaylı çalışılmalıdır. $pp \rightarrow WbjX$ fonu top kuarkı içerir. Bu fona invariant kütle kriterini uygularsak $m_{wb} > 200$ GeV olarak, bu fon oldukça düşürülebilir. Çizelge 4.9’da önemli fonlara karşı gelen tesir kesitleri pikobarn olarak elde edilmiştir.

Çizelge 4.9 Yukarıda açıklandığı üzere tekli $b'(\bar{b}')$ ve $t'(\bar{t}')$ üretimleri için gözönüne alınan fonların pb cinsinden tesir kesitleri. Sonuçlar son durumdaki ikili ve üçlü zayıf bozonları içeren fonlar için verilmiştir.

Fonlar	$\sigma(pb)$
ZZZ	1.111×10^{-2}
ZZW^+	2.050×10^{-2}
ZZW^-	1.091×10^{-3}
$W^+W^-W^+$	8.826×10^{-2}
$W^+W^-W^-$	4.463×10^{-2}
W^+W^-Z	1.033×10^{-1}
W^+Z	1.868×10^1
W^-Z	1.169×10^1
W^+W^-	8.367×10^1

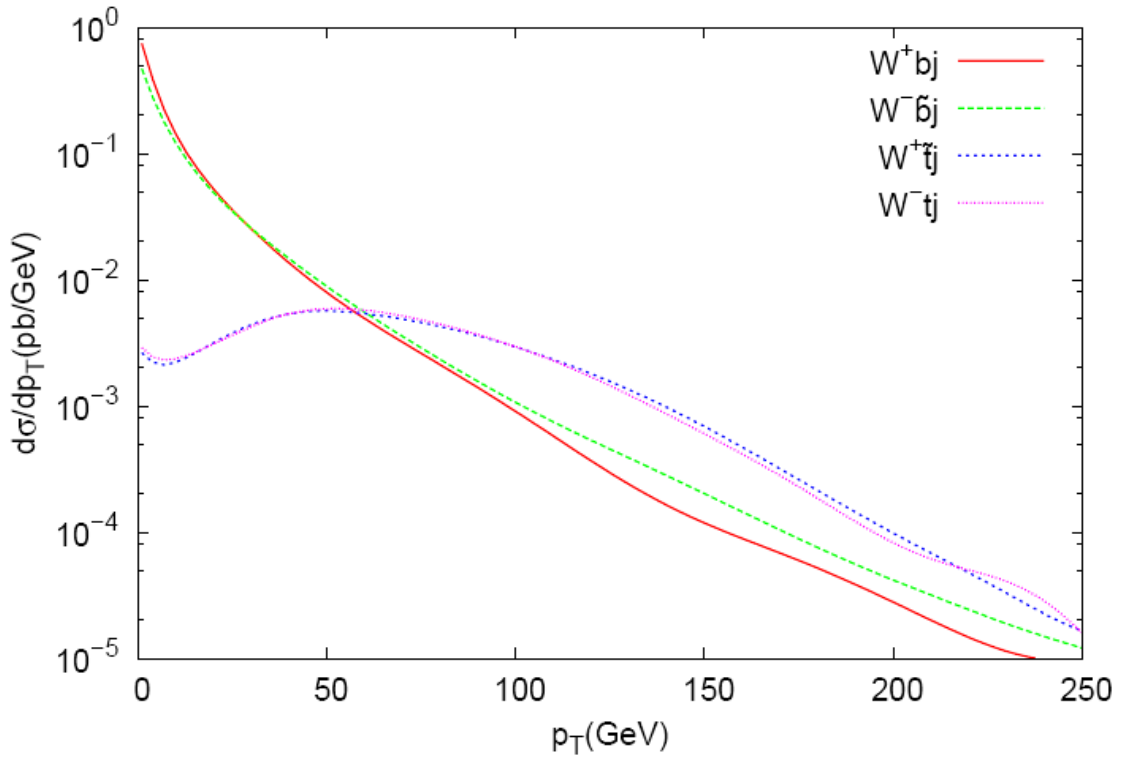
Kütle dejenereliği durumunda ($m_t = m_b$) hem b' hem t' kuarkları yüklü akım etkileşmeleriyle üçüncü Standart Model ailesi kuarklarına bozunur. Üç ayrı parametrisyon için toplam bozunma genişliği kütleyle bağlı olarak Şekil 4.3'de verilmektedir. Toplam genişlik artan kütle değerleriyle düzgün bir şekilde artmaktadır.



Şekil 4.3 Bozunma genişlikleri ve Dördüncü Aile Kuarkları için PI, PII ve PIII parametrisasyonlarının kütleyle bağlılığı.

PIII opsiyonu diğer parametrizasyonlarla kıyaslandığında en yüksek toplam genişliğe sahiptir. Örneğin, $m_{\rho} = 700$ GeV kütle değeri, toplam bozunma genişliği olan $\Gamma_{\rho} = 1.5$ GeV değerine karşı gelir ki bu değer top kuarkla kıyaslanabilir değerdedir.

$pp \rightarrow W Q j X$ fon prosesi için son jetlerin dik momentum dağılımı Şekil 4.4'de görülmektedir. $W^+ b j$ ve $W^- \bar{b} j$ fonları için jetlerin dik momentum dağılımları benzerlik gösterirken $W^+ \bar{t} j$ ve $W^- t j$ fonları için farklıdır.

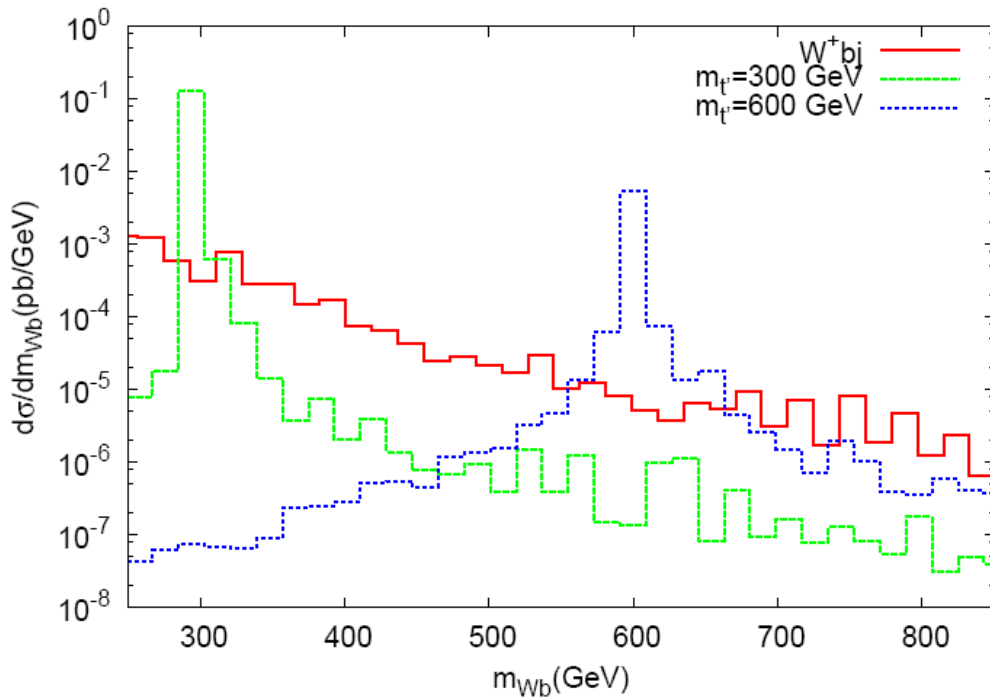


Şekil 4.4 Son durum jetlerinin transvers momentumuna bağlı olan diferansiyel tesir kesiti.

Sürekli kırmızı çizgi ve noktalı yeşil çizgi sırayla $W^+ b j$ ve $W^- \bar{b} j$ fonlarının dağılımını göstermektedir. Noktalı mavi ve noktalı aralıklı pembe çizgiler ise sırayla t' , $W^+ \bar{t} j$ ve $W^- t j$ fonlarını göstermektedir.

Dik momentum dağılımı sinyali korumak ve ilgili fonları azaltmak için en son durum jetlere $p_T^j > 20$ GeV kriteri uygulanır. İnvaryant kütle dağılımı m_{WQ} ise Şekil 4.5’de gösterilmektedir. İlgilendiğimiz invaryant kütle aralığında $W^+t\bar{j}$ ve W^-tj fonları baskındır. Ayrıca invaryant kütle kriteri olan $|m_{t'} - m_{W+b}| < 10 - 20$ GeV t' kütesine bağlı olarak. $|m_{b'} - m_{W-t}| < 10 - 20$ GeV kriteride b' kütesine bağlı olarak uygulanır. Bu durumda, Çizelge 4.10’da gösterilen fonların tesir kesitlerinin önemli ölçüde düştüğü görülür. Yeniden oluşturulan invaryant kütle spekturumu, m_{Wb} , t' sinyali için (burada $m_{t'} = 300$ GeV ve 600 GeV) karşılık gelen fonlar Şekil 4.5’de verilmektedir.

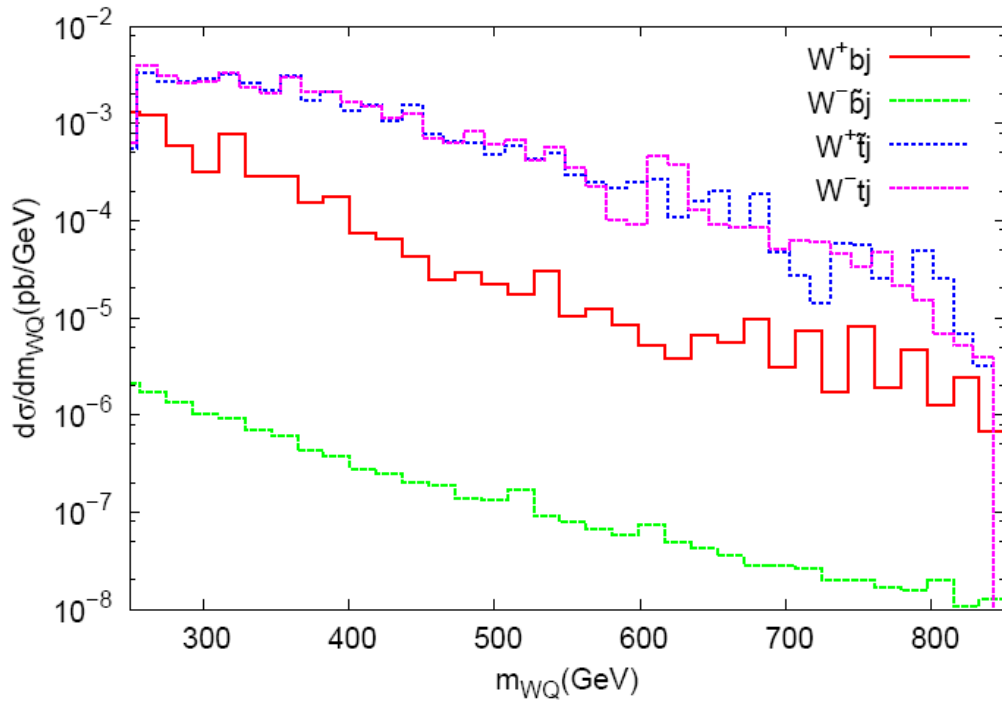
Uyguladığımız çeşitli momentum kriterlerinden en optimize sonuçları (fonları azaltıp sinyali yüksek değerde tutmak anlamında) 20 ve 50 GeV civarlarında elde ettik. Bunun aralığını tarayan bölgede de verimli sonuçlar elde edilmektedir. Yalnız 50 GeV’den fazla durumlar için sinyali kaybediyoruz. 20 GeV’den az enerjideki değerleri de kaydedeğer jet olarak görülmez.



Şekil 4.5 300 ve 600 t' sinyallerinin m_{Wb} fonu üstünde diferansiyel tesir kesitinin kütleyle göre değişimi.

Sinyallerdeki 300, 600 kütle değerlerinde keskin tepe değerine rağmen Wb fonu büyüktür. t' bozunumu ve karşılık gelen fondan oluşan Wb sinyali için invaryant kütle dağılımında 300 GeV sinyali diferansiyel tesir açısından daha belirgindir.

Diferansiyel tesir kesitlerinin WQ kütesine göre dağılım histogramları Şekil 4.6'da görülmektedir. Burada şekildedeki görülmektedir ki top kuarkı içeren kesitler birbirine daha yakın dağılım göstermektedir. Şekil 4.5'de ise W^+bj fonuna göre 300 ve 600 GeV'lik kütle değerleri için sinyal grafiklerinin diferansiyel tesir kesitleri verilmektedir.



Şekil 4.6 $W^\pm Q$ son durumları için invaryant kütle dağılımları, noktalı (mavi) ve noktalı aralıklı (pembe) çizgiler W^+bj ve W^-bj ile uyarken, devamlı (kırmızı) ve aralıklı (yeşil) çizgiler W^+tj ve W^-tj fonlarına uyarlar.

Çizelge 4.10 Δm_{wt} veya Δm_{wb} için farklı aralıklarda $p_T^j > 20$ kriteri uygulanarak (programa örneğin 20 GeV'den büyük dik momentumu olan jetlerin reddedilmesini girmek.) veya uygulanmadan (katsız) $pp \rightarrow W^- tjX (W^+ \bar{t}jX)$ ve $pp \rightarrow W^+ bjX (W^- \bar{b}jX)$ fonlarının pb olarak tesir kesitleri.

Üretim	Katsız	290-310	390-410	485-515	585-615	680-720	780-820
$pp \rightarrow W^+ \bar{t}jX$	9.771	0.444	0.204	0.132	0.070	0.048	0.026
$pp \rightarrow W^- tjX$	11.385	0.418	0.215	0.144	0.071	0.046	0.025
$pp \rightarrow W^+ bjX$	240.342	1.367	0.282	0.213	0.116	0.050	0.052
$pp \rightarrow W^- \bar{b}jX$	180.294	0.970	0.227	0.225	0.181	0.088	0.052

$W^+ bj$ Fonu b jetleri içerdiğinden ve en yüksek değerli olaya sahip olduğundan düşürülebilmesi için uygulanan fizik, tekli t' ve \bar{t}' mümkün asimetric üretimleri için extra bilgiler verecektir. $p_T^j > 50$ GeV kriterini uygulayarak ve uygun invaryant kütle aralığını seçerek $\Delta m = |m_{t'} - m_{wb}|$, fonlar için olan tesir kesitleri sinyal tesir kesiti seviyesinin altına düşürülebilir.

Çizelge 4.11 Farklı Δm_{wt} veya Δm_{wb} aralıklarında $p_T^j > 50$ kriteri uygulanarak (programa 50 GeV'den büyük dik momentumu olan jetlerin reddedilmesini girmek.) veya uygulanmadan (katsız) $pp \rightarrow W^- tjX (W^+ \bar{t}jX)$ ve $pp \rightarrow W^+ bjX (W^- \bar{b}jX)$ fonlarının pb olarak tesir kesitleri.

Üretim	Katsız	290-310	390-410	485-515	585-615	680-720	780-820
$pp \rightarrow W^+ \bar{t}jX$	9.771	0.238	0.125	0.093	0.045	0.033	0.019
$pp \rightarrow W^- tjX$	11.385	0.230	0.127	0.090	0.046	0.032	0.018
$pp \rightarrow W^+ bjX$	240.342	0.622	0.195	0.162	0.086	0.060	0.036
$pp \rightarrow W^- \bar{b}jX$	180.294	0.429	0.178	0.162	0.120	0.090	0.022

Tekli b' üretimi için, en önemli ve inatçı fon W^-tj kanalıdır. Bu fonu azaltmak için iki farklı kriter serisi uyguladık. İlk durumda, transvers momentum kriteri olan $p_T^j > 20$ GeV uygulanmıştır. Yumuşak jetlerin çoğu, transvers momentum kriterini ($p_T^j > 50$ GeV) uygulayarak çıkarılabilir. Fon üstünde b' sinyalini gözlemlemede ilgilenilen kütle aralığında yukarıda uygulanan ikinci kriter birinci kriterden daha etkilidir çünkü ($p_T^j > 50$ GeV) sıkı kriterini uygulayarak, W^-tj fonu için düşürme verimi yeterince yüksektir.

Dördüncü aile kuarklarından t' sinyal prosesi için W^+Z, W^-Z, W^+W^- ve W^+bj indirgenebilir fonları dikkate alınmıştır. Bu proseslerin tamamı uygulanan geometrik ve dinamik ve kinematik kriterlere göre olay sayıları hızla azaltılabilir durumdadır. Uygulanan kriterlere göre elde ettiğimiz fonların tesir kesitleri Çizelge 4.10, 4.11'de görülmektedir. Fonlar için sonuçlar iki veya üç zayıf bozonu içerecek şekilde seçilmiş ve çalışılmıştır.

Bu çizelgelerden da görüleceği üzere, en inatçı olan fon W^+bj fonudur. Kriterler uygulanmadan önce, W^+bj fonu 240 pb'lik tesir kesitine sahiptir. İnvaryant kütle kriteri ve transverse momentum kriteri uygulanınca fon beklendiği şekilde düşüş göstermektedir. \bar{t}' sinyali için $W^-\bar{b}j$ önemlidir. Bu W^+bj fonuyla birlikte düşünülmelidir, tek t' ve \bar{t}' üretmek için muhtemel asimetri ekstra bilgi verecektir. $p_T^j > 50$ GeV kesimini uygulayarak ve uygun sabit büyüklük integralini seçerek, fonlar için $\Delta m = |m_{t'} - m_{wb}|$ olan tesir kesitleri sinyal tesir kesiti seviyesinin altına indirebiliriz.

4.10 Sinyal Büyüklüğü

$t'(b')$ Sinyal olaylarını; son durumda içerilen bir tane b-jet'le veya bir tane hafif jet'le; ayrıca yüklü bir lepton (zıt işaretli iki lepton) ve kayıp dik momentumunu içeren son durumlarla tanımlayabiliriz.

İstatistiksel kesinlik değerlerinin $\ll 5$ olduğu durumlarda b - jetlere dik momentum kriteri koymak sinyal değerlerimizi iyileştirecektir. Ayrıca 300-800 GeV kütle aralığında ve m_Q etrafında maximum gösteren yeniden oluşturulmuş m_{wQ} 'nun invaryant kütle dağılımını programın sonucunda elde edecek şekilde parametrelerini girmemiz gerekmektedir. Bir yıllık LHC çalışmasının sonucunda başarılabilir olan $L_{int} = 10^5 pb^{-1}$ integre edilmiş ışınlık değeri

kullanılarak istatistiksel kesinlik değerini tahmin edebiliriz. İntegre edilmiş ışınlık (L_{int}), sinyal (σ_B) ve fon tesir kesitleri, dallanma oranları $BR(Q' \rightarrow WQ)$ ve bu kanalın son durumu olan $BR(W \rightarrow l\nu)$ gözlemlenebilecek olan kanal olarak seçilerek ve sinyal ile fon kanalı için uygun olan verim ε alınarak; istatistiksel kesinliği (SS) şu şekilde tanımlayabiliriz.

$$SS = \frac{\sigma_s}{\sqrt{\sigma_B}} \sqrt{\varepsilon \cdot L_{\text{int}}} \quad (4.19)$$

Burada σ_s , σ_B ifadeleri sırasıyla sinyal ve fon için tesir kesitlerini göstermektedir. Verim ε ifadesi de b-jetinin gözlemlenebildiği kanallarda b-jetinin gözlemlenebilme olasılığından kaynaklı olarak kullanılır ve değeri 0.5 ile çarpılacak şekilde alınır. Hesaplamalarımızda, b-tagging yeterliliği (60%) ve her elektron için verim (90%) ve muon için verim (95%) için tanımlama yeterliliğini kullandık. Bu değerleri sinyal ve fonun ilgili son durumundaki ATLAS çalışmalarına dayanan referans değerlerinden hesaplayarak aldık.

Çizelge 4.12 $L_{\text{int}} = 10^5 \text{ pb}^{-1}$ integre edilmiş ışınlık değeri kullanılarak LHC'de b' ve t' in istatistiksel kesinlik değerleri.

SS	b' - kuark			t' - kuark		
	PI	PII	PIII	PI	PII	PIII
Kütle (GeV)						
300	5.03	125.68	1572.60	3.92	97.99	4190.16
400	4.37	209.28	1336.98	4.44	111.17	4376.62
500	3.69	91.89	952.92	3.31	82.83	3014.44
600	3.67	92.02	863.97	3.24	80.78	2736.27
700	3.28	82.35	700.90	2.84	71.14	2246.52
800	3.26	81.45	641.62	2.76	69.14	2052.05

Çizelge 4.13 $L_{\text{int}} = 10^5 \text{ pb}^{-1}$ integre edilmiş ışınlık değeri kullanılarak LHC'de \bar{b}' ve \bar{t}' in istatistiksel kesinlik değerleri.

SS	\bar{b}' - kuark			\bar{t}' - kuark		
	PI	PII	PIII	PI	PII	PIII
Kütle (GeV)						
300	2.69	67.48	2189.55	7.14	178.78	5045.43
400	2.52	63.06	1995.18	7.05	176.31	4580.84
500	1.85	46.38	1436.61	5.01	125.48	3014.44
600	1.82	45.26	1378.03	4.15	103.62	2316.42
700	1.47	37.43	1112.56	3.51	88.01	1834.27
800	1.40	34.84	1022.74	5.34	134.00	2624.99

SONUÇLAR

Bu tezde Standard Model Dördüncü Fermiyon Ailesi $b'(\bar{b}')$ ve $t'(\bar{t}')$ kuarklarının tekli üretimleri çalışılmıştır. Dördüncü Standard Model ailesi kuarklarının 300-800 GeV kütle aralığında Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nın belirli ışınlık değeri sağlanarak ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) kuark bağlaşım oranı %1'e kadar düşürülerek ölçülmüştür. $V_{t'q}$ ve $V_{qb'}$ üzerindeki ölçümler LHC'nin ışınlık yenilemeleriyle ilerletilebilir. Eğer dördüncü aile kanalları varsa, LHC'nin onları çiftler halinde ve kütlelerinin de iyi bir kesinlikte ölçmesi beklenmektedir. Bunlara ek olarak dördüncü aile kuarklarının diğer ailelerle karışımlarını elde etmek için, bu tezdeki çalışmamız olan kuarkların tekli üretimlerinin ölçülmesi gerekir.

LHC 2009 Temmuz'da çalışmaya başladığında Higgs altın kanalının ($H \rightarrow 4 \text{ lepton}$) uygun kütle değerlerinde ilk bir yılda elde edilmesi beklenmektedir. Higgs'in izinli bozunumlarının dallanma oranları ve Higgs'in üretiminin yapılan tesir kesit ölçümleri sayesinde LHC dördüncü aile kuarklarının çift üretimleri ve onların alt bozunumlarının bilgilerini birleştirilerek; tekli üretim mekanizması, dördüncü aile kuarklarının aile karışımları için eşsiz bilgi sağlamaktadır.

Bu tezdeki çalışmamıza dayanarak, dördüncü aile kuark sinyallerini fonlardan ayırmak, çift üretime göre daha zordur. Çünkü en önemli nokta, tekli kuarkların üretimi henüz gerçekleştirilememiştir. Fakat tekli sinyalleri fonun üzerinde bir tepe değerinde elde etmiş bulunmaktayız. Dördüncü aile kuarklarının ve leptonlarının varlığının ispatlanması hem Higgs sinyalinin gözlenmesi için itici güç olacak hem de simetri açısından eksik olan temel parçacık çizelgesinde dördüncü ailenin yerini alması sağlanacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] David Griffiths, Introduction to Elementary Particles, 1987 John Wiley & Sons, Inc
- [2] James William Rohlf, Modern Physics From α to Z^0 , 1994
- [3] http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0412/0412238v1.pdf Erişim tarihi: 17.04.2008
- [4] <http://alpha.sci.ege.edu.tr/~uakinci/yuz.htm> nobel Erişim tarihi: 20.05.2008
- [5] <http://www.nobelpreis.org/turkish/physik.htm> nobel Erişim tarihi: 22.07.2008
- [6] http://atlas.ch/what_is_atlas.html#2a Erişim tarihi: 12.08.2008
- [7] <http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node39.html>, Design of ATLAS Detector Erişim tarihi: 20.08.2008
- [8] <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/> Erişim tarihi: 17.09.2008
- [9] <http://atlas.ch/photos/full-detector.html> Erişim tarihi: 22.09.2008
- [10] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/INNER_DETECTOR/inner_detector.html Erişim tarihi: 01.10.2008
- [11] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/DetStatus/DetStatus.html Erişim tarihi: 08.10.2008
- [12] Virde, T. S., Experimental Techniques EP Division, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland and Imperial College of Science Technology and Medicine, London SW7 2BZ, UK.
- [13] QCD Physics in Atlas at the Large Hadron Collider, James Proudfoot, Argonne National Laboratory, High Energy Physics Division, 9700 S. Cass Avenue. Argonne Illinois. 60439, USA.
- [14] Electroweak Physics with CMS and ATLAS, Martina Malberti, Università and INFN Milano Bicocca, Piazza della Scienza 3, I-20126, Milano, Italy, martina.malberti@mib.infn.it
- [15] B-physics potential of ATLAS: an update ,HU-SEFT R 1996-19 (27 September 1996),arXiv:hep-ex/9610002v1 4 Oct 1996.
- [16] http://www.hepl.harvard.edu/annual_reports/doe_reports_2007/5-ATLAS.pdf
- [17] <http://atlas.kek.jp/physics/TDR/Physics-TDR-18.pdf> The 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics IOP Publishing , Journal of Physics: Conference Series 110 (2008) 072046, doi:10.1088/1742-6596/110/7/072046
- [18] 18. SUSY and New Physics Searches with ATLAS and CMS, Barr, A J Collaboration ATLAS Collaboration, 12th International Symposium on Particles, Strings and Cosmology, Columbus, OH, USA, 10 - 15 Sep 2006, alan.barr@cern.ch, 15 Sep 2006 <http://www-theory.lbl.gov/~ianh/susy/tdr.pdf>
- [19] The 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics IOP Publishing , Journal of Physics: Conference Series 110(2008)042022 doi:10.1088/1742-6596/110/4/042022 <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>
- [20] Engin Arık, Saleh Sultansoy, hep-ph/0302012 (2003)

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- [21] Baygur, Ali, Standart Modelde Temel Fermiyon Kütleleri ve Dördüncü Aile, Lisans Tezi, (Tez Danışmanı Prof. Dr. Salih Sultansoy), Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü.
- [22] F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
- [23] Graham D. Kribs, Tilman Plehn, Michael Spannowsky, Tim M. P. Tait, Four Generations and Higgs Physics
- [24] V. E. Özcan, Saleh Sultansoy and G. Ünel , Search For 4th Family Quarks with the ATLAS Detector, October 20 2007
- [25] J. Pumplin et al., CTEQ Colaboration, arXiv:hep-ph/0201195
- [26] V.E. Ozcan, S. Sultansoy, G. Unel, ATL-COM-PHYS-2007-044.
- [27] A. Pukhov et al., Preprint INP MSU 98-41/542, arXiv:hep-ph/9908288; A. Pukhov et al., hep-ph/0412191.
- [28] <http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/calchep.html> Erişim Tarihi: 20.09.2008.
- [29] <http://ocakir.web.cern.ch/ocakir/fourthfamily.html> Erişim tarihi: 11.03.2009.