ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÜST KUARKIN NADİR BOZUNUMLARI

Mehmet ŞAHİN

131358

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2003

131358

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Her hakkı saklıdır

Doç. Dr. Orhan ÇAKIR danışmanlığında, **Mehmet ŞAHİN** tarafından hazırlanan bu çalışma **10/07/2003** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **Fizik** Anabilim Dalı'nda **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Satımış ATAĞ

: Doç. Dr. Gürsevil TURAN

: Doç. Dr. Orhan ÇAKIR

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Metin OLGUN
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ÜST KUARKIN NADİR BOZUNUMLARI

Mehmet ŞAHİN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu çalışmada, üst kuarkın standart bozunumlarına ve anormal bozunumlarından da Çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) bozunumlarına bakılmıştır. Standart Modelde (SM) üst kuarkın nadir bozunumları ölçülmeyecek kadar küçüktür. SM'de en düşük mertebede (ağaç seviyesinde) FCNC geçişleri yoktur ve bir-halka seviyesinde de GIM mekanizması ile bastırılmıştır. Gelecekte kurulacak yüksek enerji ve ışınlıklı yeni nesil elektron-proton (örneğin THERA) çarpıştırıcılarında veya CERN'de kurulmakta olan büyük hadron çarpıştırıcısında (LHC'de) bu türde bir olay gözlenmesi SM'nin ötesinde yeni fiziğin bir göstergesi olacaktır. Ayrıca, bu çalışmada üst kuarkın elektron (e)-proton (p), proton (p)-proton (p) ve proton (p)-antiproton ($\bar{p}$) çarpıştırıcılarında FCNC yoluyla rezonans üretimleri de incelenmiştir.

2003, 50 sayfa

ANAHTAR KELİMELER : Üst kuark, çeşni değiştiren yüksüz akımlar, standart model ve ötesi

ABSTRACT

Masters Thesis

RARE DECAYS OF TOP QUARK

Mehmet ŞAHİN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this work, standard and flavor changing neutral currents (FCNC) decays of top quark have been examined. Rare decays of top quark in the standard model (SM) are very small to measure. There is no FCNC transition at tree-level and it is suppressed by the GIM mechanism at one-loop level. Observation of such events at new electron-proton (example THERA) colliders or large hadron collider (LHC) at CERN with high energy and luminosity will be the signature of new physics beyond the SM. Furthermore, in this work FCNC production of top quark at electron (e)-proton (p), proton (p)-proton (p) and proton (p)-antiproton ($\bar{p}$) colliders have been investigated.

2003, 50 pages

KEY WORDS : Top quark, flavor changing neutral currents(FCNC), standard model and beyond

TEŞEKKÜR

Bana araştırma olanağı sağlayan ve çalışmamın her safhasında yakın ilgi ve önerileri ile beni yönlendiren danışman hocam, Sayın Doç. Dr. Orhan ÇAKIR (Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi)' a teşekkürlerimi sunarım.

Mehmet ŞAHİN
Ankara, Haziran 2003

İÇİNDEKİLER

ÖZET i
ABSTRACT ii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR iii
İÇİNDEKİLER iv
SİMGELER DİZİNİ v
ŞEKİLLER DİZİNİ vi
ÇİZELGELER DİZİNİ vii
1. GİRİŞ 1
2. KURAMSAL TEMELLER 3
2.1. Standart Model 3
2.1.1. Temel fermiyonlar 3
2.1.2. Etkileşmeler 5
2.1.3. Elektrozayıf model 8
2.1.4. Kuantum renkdinamiği 10
2.1.5. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa karışım matrisi 11
2.1.6. Üst kuark ve ölçülmüş nicelikleri 13
2.2. Standart Modelin Eksiklikleri 15
3. MATERYAL ve YÖNTEM 16
3.1. Üst Kuarkın Standart Etkileşmeleri 16
3.2. Üst Kuarkın Anormal Etkileşmeleri 17
3.3. Üst Kuarkın Bozunumları 20
3.3.1. Standart modelde üst kuarkın bozunum kanalları 20
3.3.2. Üst kuark fiziğinde çeşni değiştiren yüksüz akımlar 21
3.4. Üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akımları üzerine getirilen sınırlar 22
3.4.1. Doğrudan olmayan (dolaylı) sınırlamalar 22
3.4.2. CDF sonuçlarına göre sınırlamalar 22
3.4.3. Çeşni değiştiren yüksüz akımlar yoluyla $t\bar{t}$ üretiminden gelen sınırlar 23
3.4.4. LEP2'de çeşni değiştiren yüksüz akımlardan gelen sınırlamalar 23
4. ARAŞTIRMA BULGULARI 25
4.1. FCNC Bozunma Genişlikleri 25
4.2. Dallanma Oranları 28
4.3. FCNC Bağlaşımları Üzerine Sınırlar 31
4.4. Üst Kuarkın Rezonans Üretimi 33
4.4.1. Elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcılarında üst kuarkın rezonans üretimi 33
4.4.2. Proton (p)-proton (p) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi 38
4.4.3. Proton (p)-antiproton ($\bar{p}$) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi 43
5. TARTIŞMA ve SONUÇ 45
KAYNAKLAR 49
ÖZGEÇMİŞ 50

SİMGELER DİZİNİ

A_μ	Foton Alanı
b	Alt Kuark
c	Tılsım Kuark
d	Aşağı Kuark
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
E_e	Elektronun Enerjisi
E_p	Protonun Enerjisi
$E\,\bar{p}$	Antiprotonun Enerjisi
f	Foton
g	Gluon
G	Graviton
G_μ	Gluon Alanı
γ	Foton
I	Izospin
Λ	Yeni Fizik Ölçeği
L_{int}	Toplam Işınlık
m_b	Alt Kuarkın Kütlesi
m_t	Üst Kuarkın Kütlesi
m_W	W Bozonunun Kütlesi
m_Z	Z Bozonunun Kütlesi
N	Olay Sayısı
p	Proton
$\bar{p}$	Antiproton
ψ_μ	Fermiyon Alanı
s	Acayip Kuark
t	Üst Kuark
θ_w	Weinberg Açısı
u	Yukarı Kuark
V	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Karışım Matrsi
W_μ	W Bozonu Alanı
Z_μ	Z Bozonu Alanı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Üst kuarkın Wtq etkileşmesi için Feynman Diyagramı 16
Şekil 3.2. $t \rightarrow W^{+}b$ süreci için Feynman Diyagramı 20
Şekil 4.1. Üst kuarkın FCNC bozunum kanalları 25
a) $t \rightarrow \gamma q$, b) $t \rightarrow gq$, c) $t \rightarrow Zq$ kanalını gösterir
Şekil 4.2. Bağlaşım katsayılarının farklı olduğu durum için, dallanma oranları grafiği, g gluon, f foton, Z1 4-boyutlu etkileşme ve Z2 5-boyutlu etkileşmeye karşılık gelmektedir 31
Şekil 4.3. Bağlaşım katsayılarının eşit olduğu durum içim, dallanma oranları grafiği ..31
Şekil 4.4. $t \rightarrow Zq$ kanalında dallanma oranının $\kappa_{tq}^{Z} / \Lambda$ 'ya bağlılığı 32
Şekil 4.5. $t \rightarrow \gamma q$ kanalında dallanma oranının $\kappa_{tq}^{\gamma} / \Lambda$ 'ya bağlılığı 32
Şekil 4.6. $t \rightarrow gq$ kanalında dallanma oranının $\kappa_{tq}^{g} / \Lambda$ 'ya bağlılığı 32
Şekil 4.7. Üst kuarkın elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcılarında rezonans üretimi için Feynman Diyagramı 33
Şekil 4.8. Üst kuarkın $gq \rightarrow t \rightarrow W^{+}b$ rezonans üretim sürecinin Feynman Diyagramı 38
Şekil 4.9. Üst kuarkın proton (p)-antiproton ($\overline{p}$) çarpıştırıcısında rezonans üretimi için Feynman Diyagramları 43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Temel fermiyonlar 4
Çizelge 2.2. Bozon ara parçacıkları 6
Çizelge 2.3. Etkileşme büyüklükleri 7
Çizelge 2.4. Temel etkileşmeler 8
Çizelge 3.1. Standart Model ve üç tane Standart Modelin genişletilmiş modelinde üst kuarkın Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC) bozunumları için dallanma oranları 22
Çizelge 3.2. $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$ süreci için LEP2 sonuçlarının kısa özeti 23
Çizelge 3.3. Üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akım etkileşmeleri üzerindeki Sınırlar 24
Çizelge 4.1. FCNC' ler için bozunum genişlikleri 27
Çizelge 4.2. FCNC bozunumları için dallanma oranları ($\kappa_c^\gamma = \kappa_c^g = \kappa_c^Z \neq 0$ ve $\kappa_u^\gamma = \kappa_u^g = \kappa_u^Z = 0$ durumunda) 29
Çizelge 4.3. FCNC bozunumları için $\kappa_c^\gamma = \kappa_u^\gamma$, $\kappa_c^g = \kappa_u^g$, $\kappa_c^Z = \kappa_u^Z$ durumlarında dallanma Oranları 30
Çizelge 4.4. THERA(1)'de E_e=0.5 TeV, E_p=0.5 TeV, $\sqrt{s}$ =1 TeV ve L_{int} (toplam ışınlık)=500pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları 37
Çizelge 4.5. THERA(2)'de E_e=0.8 TeV, E_p=0.8 TeV, $\sqrt{s}$ =1.6 TeV ve L_{int}=250pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları 37
Çizelge 4.6. CLIC⊕LHC'de E_e=1.5 TeV, E_p=7 TeV, $\sqrt{s}$ =5.3 TeV ve L_{int}=5000pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları 38
Çizelge 4.7. E_p=7 TeV, E_p=7 TeV ve $\sqrt{s}$ =14 TeV enerji değerlerine sahip olan L_{int}=10^5 pb^{-1}' lik ışınlıklı LHC' deki üst kuarkın rezonans üretimi için Toplam Tesir Kesiti ve Olay Sayıları 42
Çizelge 4.8. E_p=0.9 TeV, $E_{\bar{p}}$=0.9 TeV ve $\sqrt{s}$ =1.8 TeV enerji değerlerine sahip olan L_{int}=106 pb^{-1} ışınlıklı Tevatron' da üst kuarkın rezonans üretimi için Toplam Tesir Kesiti ve Olay Sayıları 44

1.GİRİŞ

1995'te Fermilab'da üst kuarkın keşfedilmesiyle, üst kuark fiziği araştırma safhasından onun özelliklerini inceleme safhasına geçmiştir. Üst kuark, kütlesi $m_t \approx 175$ GeV olan elektrozayıf ölçekte temel bir fermiyondur. Bundan dolayı üst kuark fiziği, elektrozayıf simetri kırılması sektörünü incelemeye imkan verecek ve üst kuarkın üretimi ve bozunumlarında yeni fiziğin keşfedilmesine imkan sağlayacaktır. Standart modelin ötesinde bir çok model üst kuarkın bozunumları ile ilgili daha karmaşık elektrozayıf simetri kırılması sektörü içerir. Burada en önemlileri çeşni değiştiren yüksüz akımlar (FCNC) dir.

Standart modelde (SM'de) üst kuarkın nadir bozunumları ölçülemeyecek kadar küçüktür. SM'de en düşük mertebede (ağaç seviyesinde) çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) geçişleri yoktur ve bir-halka seviyesinde de GIM mekanizması ile bastırılmıştır (BR ~ 10^{-13}-10^{-11}). CERN'de kurulmakta olan büyük hadron çarpıştırıcısı LHC'de bu türde bir olay gözlenmesi SM'nin ötesinde yeni fiziğin bir göstergesi olacaktır.

Bu çalışmada, üst kuark etkileşmeleri, üst kuarkın FCNC rezonans üretimi, üst kuarkın Standart Model bozunumları ile üst kuarkın nadir bozunma kanallarından FCNC olayları ve bunların dallanma oranları incelenmiştir. Üst kuarkın FCNC bozunma kanalları $t\to Zq$, $t\to\gamma q$, $t\to gq$ süreçleridir. Ayrıca, yeni kurulması düşünülen çarpıştırıcıların bunlara duyarlılığı araştırılmıştır.

Bu gün çalışmakta olan ve gelecekte kurulması düşünülen yüksek enerjili ve ışınlıklı çarpıştırıcılarda üst kuarklar çok sayıda üretileceklerdir. Burada bunların FCNC yoluyla bozunumları incelenecektir. SM ötesinde fizik araştırmalarında çok sık kullanılan etkin lagranjiyen yöntemi kullanılacaktır. Bu yöntemde bir üst enerji ölçeğinde (Λ) yeni fizik olduğu düşünülür ve bu günkü enerjilerde bu yeni etkileşmelerin etkisi araştırılabilir.

$$L_{etkin} = L_4 + \frac{L_5}{\Lambda} + \frac{L_6}{\Lambda^2} + \cdots \qquad (1.1)$$

Bu lagranjiyenlerde L_4, boyutu 4 olan SM lagranjiyenini diğer $L_i(i \geq 5)$ lagranjiyenleri ise renormalize edilemeyen terimleri içerirler. Burada boyutu 4 den büyük olan operatörlerin çeşni değiştiren yüksüz akım süreçlerine katkıda bulunacağı düşünülmektedir. Buradaki L_5 lagranjiyen terimlerinin yazılması için sistematik bir yöntem kullanılmıştır. Lagranjiyenlerden etkileşme köşe faktörleri çıkarılacak ve üst kuarkın standart model bozunum süreci ve FCNC bozunum süreçleri için Feynman genliklerinin hesaplanması için bilgisayarda Mathematica programı kullanılmıştır. Ayrıca bu genlik değerlerinden yararlanılarak üst kuarkın standart model bozunma genişliği ve FCNC bozunma genişlikleri hesaplanmıştır. Bulunan bu bozunma genişliklerinden yararlanılarak bu süreçler için dallanma oranları hesaplanmıştır. Üst kuarkın Elektron(e)-Proton(p), Proton(p)-Proton(p) ve Prton(p)-Antiproton($\bar{p}$) çarpıştırıcılarındaki rezonans üretimi için toplam tesir kesiti hesapları yapılmıştır. Bu toplam tesir kesitlerinin hesabında Matematika ve Fortran77 programları kullanılmıştır. Bulunan toplam tesir kesiti sonuçlarından yararlanılarak olay sayıları hesaplanmıştır.

2. Bölümde standart model ve üst kuark hakkında bilgi verilmiştir. 3. Bölümde üst kuarkın standart etkileşmeleri ve anormal etkileşmeleri hakkında bilgi verilmiştir. Yine üçüncü bölümde üst kuarkın standart modeldeki bozunumları, üst kuark fiziğinde çeşni değiştiren yüksüz akımlar ve bu akımların üzerine getirilen bazı deneysel sınırlamalar hakkında bilgi verilmiştir. 4. Bölümde üst kuarkın FCNC bozunumlarının sonuçları verilmiştir. Bu bozunumlarla ilgili olan dallanma oranları da bölüm 4 de ele alınmıştır. Yine 4. bölümde FCNC bağlaşımları üzerine sınırlar getirilmiştir. Halen çalışan ve gelecekte kurulması planlanan yeni yüksek enerjili çarpıştırıcılarda üst kuarkın rezonans üretimi de bölüm 4 de ele alınmıştır. Son olarak da 5. bölümde tartışmalar ve sonuçlar verilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Standart Model

Yüksek enerji deneylerinden gelen hemen hemen bütün veriler, 1970 yılında formüle edilen, parçacıkların ve onların etkileşimlerinin Standart Modeli diye tanımlanan bir model tarafından açıklanabilir. Bu modele göre madde fermiyonlar şeklinde adlandırılan temel parçacıklar tarafından inşa edilir.

2.1.1. Temel fermiyonlar

Fermiyonlar altı kuark ve altı leptondan oluşur. Bu temel parçacıkların her birinin sembolleri ve onların elektriksel yükü olan Q' nun elektriksel olarak en temel yük kabul edilen elektronun yükü e' ye oranları çizelge 2.1' de verilmiştir (Perkins 2000).

Yüklü leptonlar; birim negatif yüke sahip elektron e, müon μ ve tau τ dur. Müon (μ) ve tau (τ), elektrondan (e) daha ağır parçacıklardır. Yüksüz leptonlar ν şeklindeki genel bir sembolle tanımlanan nötrinolardır. Yüklü müon ve tau' nun her ikisi de kararsızdır. Bu nedenle kendiliğinden elektrona, nötrinolara ve diğer parçacıklara bozunurlar. Müonun yaşama süresi 2.2×10^{-6}s ve taunun yaşama süresi ise 2.9×10^{-13}s dir.

Nötrinolar 1930 yılında Pauli tarafından nükleer β-bozunumu sürecinde enerji ve momentum kayıbını açıklamak için ortaya atılmıştır. Nötrinoların serbest parçacıklar gibi gerçek varlığı, etkileşimleri dedekte edilerek ilk kez 1956 yılında açığa çıkarılmıştır.

Kuarklar $2|e|/3$ ve $-1|e|/3$ şeklindeki kesirli elektriksel yük taşırlar. Çizelge 2.1'de kuarkların kütleleri soldan sağa doğru artar. Leptonlarda olduğu gibi kuarklar da elektriksel yüklerine göre farklı çeşnili çiftliler halinde grublanırlar. Kuark cinsi veya çeşnisi bir sembol tarafından tanımlanır: "Yukarı" için u, "aşağı" için d, "acayip" için s, "tılsım" için c, "alt" için b ve "üst" için t harfleri kullanılır. Kuarklar için bu kadar tuhaf isimlerin seçilme nedenlerini şöyle sıralayabiliriz. Acayip (s) kuark adı

terminolojiden kaynaklanmaktadır. Çünkü "acayip parçacıklar" kuarklar formüle edilmeden önce kozmik ışınlarda keşfedildiler. Bir bakıma verimli bir şekilde güçlü etkileşmelerde üretilirken gösterdikleri reaksiyonlar acayiptir. Bu nedenle onların zayıf etkileşme tarafından son derece yavaş bir şekilde bozunumlarının gerçekleştirilmesi yerine, yaklaşık olarak 10^{-23}s' lik bir zaman sürecinde bir güçlü etkileşme ile bozunmaları beklenir. Bu bulmacanın çözümü; onların her zaman S= +1 ve S= -1 çiftlileri halinde üretilmeleri için bu parçacıkların güçlü etkileşmelerde korunumlu olan acayiplik (S) adı altında yeni bir kuantum sayısı taşımaları gerektiğidir. Fakat onlar acayiplik kuantum sayılarında $\Delta S = \pm 1$' lik bir değişiklik olacak şekilde tekli ve zayıf olarak acayip-olmayan parçacıklara bozunurlar. "tılsım" isminin seçimi de belki acayiplik reaksiyonundaki gibi nedenlerden kaynaklanıyor olabilir. Yukarı ve aşağı kuarkların eşleri için "üst" ve "alt" isimlerinin seçimi mantıklıdır. Böyle isimlendirilmelerinin nedeni izospin simetrisinden kaynaklanır. Bu izospin simetrisine göre; her iki kuark da I=1/2 şeklinde bir izospin değerine sahiptir. Fakat bu kuarkların izospin vektörlerinin I_z değerleri farklıdır. Birisi I_z= +1/2 değerine, diğeri ise I_z= -1/2 değerine sahiptir. Aynı spin vektöründe olduğu gibi bunlardan +1/2 değerine sahip olanının yukarı doğrultuda olduğu, -1/2 değerine sahip olanının da aşağı doğrultuda olduğu varsayılmıştır. Böylece I_z' si +1/2 olan kuarka "yukarı" ismi, I_z' si −1/2 olan kuarka da "aşağı" ismi verilmiştir.

Çizelge 2.1. Temel fermiyonlar

PARÇACIK	ÇEŞNİ			YÜK, $Q/\|e\|$
leptonlar	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
kuarklar	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3

Leptonlar serbest parçacıklar gibi doğada serbest halde bulunurlar. Fakat kuarklar serbest parçacık gibi doğada tek başlarına bulunmazlar. Çünkü doğadaki bütün parçacıklar renksizdir. Bundan dolayı kuarklar renksiz yapılar oluşturacak şekilde bir

araya gelerek kompozit parçacıklar oluştururlar. Yani kuarklar doğada parçacıkların içinde hapsedilmiş halde bulunurlar.

Protonlar ve nötronlar en hafif kuarklar olan u ve d kuarklarından meydana gelirler. Proton "uud" kuarklarını, nötron ise "udd" kuarklarını içerir. Günümüzdeki evrenin en yaygın malzemesi kararlı parçacıklardır (elektron, u kuark ve d kuark gibi kararlı parçacıklardır). Daha ağır kuarklar s,c,b,t de benzer şekilde bir araya gelerek proton ve nötrona benzeyen fakat daha ağır olan parçacıkları oluştururlar. Fakat bu ağır parçacıklar kararsız oldukları için hızlı bir şekilde (Yaklaşık 10^{-13}s) u ve d bileşenlerine bozunurlar. Benzer şekilde ağır leptonlar da elektrona bozunurlar. Sadece insan yapımı çok yüksek enerjili çarpıştırıcılarda veya doğadaki kozmik ışınlarda ağır ve kararsız türdeki parçacıklar gözlemlenir.

Çizelge 2.1 üç tane lepton çiftinin tamamen üç kuark çiftine benzediğini gösterir. Kuarkların her bir çeşnisi üç farklı renk kazanabilir (Renk kelimesi sadece üç tipi ayırt edecek bir isimdir.). Eğer üç renge izin verirsek, u,c,t kuarklarının toplam elektriksel yükleri $3\times3\times(2/3)=6|e|$; d,s,b kuarklarının toplam elektriksel yükleri $-3\times3\times(1/3)=-3|e|$ ve leptonların renkleri olmadığı için toplam elektriksel yükleri $-3\times1|e|=-3|e|$ olur. Bütün fermiyonların toplam elektriksel yükü sıfırdır.

2.1.2. Etkileşimler

Bu günkü bilgilerimize göre doğada dört tip temel etkileşim türü vardır. Bunlar güçlü etkileşmeler, elektromagnetik etkileşmeler, zayıf etkileşmeler ve gravitasyonel (kütle çekim) etkileşmelerdir, çizelge 2.2.
Güçlü etkileşmeler nötronun ve protonun içindeki kuarkların ve çekirdek içindeki protonun ve nötronun birbirlerine bağlanmasından sorumludur. Kuarklar arasındaki güçlü kuvvet kütlesiz bir parçacık olan gluon tarafından taşınır.

Elektromagnetik etkileşmeler hemen hemen nükleer fizik dışındaki bütün olaylardan, özellikle elektronun çekirdeğe, atomlara ve moleküllere bağlı olduğu durumlardan ve

hatta sıvılar ve katılar için moleküller arası kuvvetlerden sorumludur. Elektromagnetik etkileşme foton alışverişi yoluyla sağlanır.

Zayıf etkileşmeler bir elektron ve nötrinonun yayımlandığı radyoaktif bir çekirdeğin yavaş nükleer β-bozunumları ile temsil edilirler. Zayıf etkileşmelerin kuvvet taşıyıcı parçacıkları $W^{\pm}$ ve Z^0 bozonlarıdır. Bu bozonların kütlesi yaklaşık olarak protonun kütlesinden 100 kat daha büyüktür.

Gravitasyonel (kütle çekim) etkileşme bütün kütleli parçacıklar arasında gözlemlenir. Her ne kadar gravitasyonel etkileşme evren ölçeğinde baskın olsa da parçacık fiziğindeki deneyler ölçeğinde en zayıf etkileşme türüdür. Gravitasyonel etkileşme spini 2 olan graviton denilen bir bozonun alışverişi ile sağlanır. Günümüzde gravitonları dedekte etmek için çok gelişmiş deneyler yapılmasına rağmen henüz graviton denilen bozon dedekte edilememiştir.

Çizelge 2.2. Bozon ara parçacıkları

ETKİLEŞİM	ARA PARÇACIK	SPİN/PARİTE
güçlü	Gluon, g	1^-
elektromagnetik	Foton, γ	1^-
zayıf	$W^{\pm}$, Z^0	1^-, 1^+
gravitasyonel	Graviton, G	2^+

Dört tane birbirinden bağımsız ve görünürde birbirleriyle de bağlantılı olmayan etkileşim alanlarına sahip olmak oldukça yetersizdir. Einstein' dan buyana fizikçiler farklı etkileşmelerin farklı görünümdeki tek bir alan tarafından birleştirilmesi konusunda varsayımlarda bulunmuşlardır. 1970'li yıllardaki deneyler zayıf ve elektromagnetik etkileşimlerin çok yüksek enerjilerde birleştirilebileceğini gösterdi. Çok yüksek enerjilerde bunlar aynı etkiye sahiptir. Sadece düşük enerjilerde onların görünürdeki etki oranlarının çok farklı olması için simetrinin kırılması gerekir. Günümüzdeki teknoloji ile bu dört etkileşmenin birleştirildiği bir model bulmak

mümkün değildir. Çünkü bu dört etkileşmenin birleştirilmesi için parçacıkları çok yüksek enerjilere çıkaracak hızlandırıcıların olması ve graviton denilen bozonun dedekte edilmesi gerekir. Fakat günümüzdeki teknoloji buna imkan vermemektedir.

Şimdi birazda bu dört etkileşmenin günlük dünyadaki öneminden bahsedelim. Dünyanın üzerindeki en önemli enerji kaynağımız olan güneşteki fiziksel süreçler bize iyi bir örnek teşkil eder. Başlangıçta güneş bir hidrojen bulutundan kaynaklanan kütle çekimi altında, termonükleer füzyon reaksiyonunun başlaması için çekirdeğinin basınç tarafından yeteri kadar yükseklikteki bir sıcaklığa (10^7 derece) ulaştırılmasına kadar sıvı haldeydi. Bu reaksiyonlarda hidrojen helyum' a dönüştürülür. Reaksiyonun ilk aşaması gerçekten bir zayıf etkileşmedir. Bu ilk aşamada iki proton birleşip, bir döteron d, bir pozitron e^+ ve bir nötrino ν_e açığa çıkar. Bu reaksiyon $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ şeklinde tasvir edilebilir. Bir sonraki aşama güçlü nükleer etkileşimleri gerektirir. Genellikle serbest enerji çekirdekten fotosfere doğru yayılan X-ışınlarına dönüştürülür. Fotosferde elektromagnetik etkileşmeler olur. Burası ışığın ve ısının dış uzaya yayıldığı bölgedir. Her ne kadar güçlü nükleer reaksiyon hızlı bir şekilde sürse de bütün zaman süreci birinci aşamadaki zayıf etkileşme tarafından çok yavaş olacak şekilde ayarlanır. Böylece birinci aşamadaki zayıf etkileşme tek başına güneş sisteminin yaşamının uzun olmasını sağlar.

İki proton arasındaki kuvvetin etkinliği kabaca karşılaştırılarak, bu dört etkileşme türünün göreceli büyüklüğü çizelge 2.3'deki biçimde verilir(Perkins 2000).

Çizelge 2.3. Etkileşme büyüklükleri

Güçlü Etkileşme	Elektromağnetik Etkileşme	Zayıf Etkileşme	Gravitasyonel Etkileşme
1	10^{-2}	10^{-7}	10^{-39}

Kararsız parçacıkların temel etkileşmelerin biri veya diğerleri yoluyla bozunma süresi çok farklıdır. Çizelge 2.4'de bu detaylı bir şekilde verilmiştir. Bir zayıf etkileşme yoluyla bozunum için tipik bir yaşama ömrü olan $\tau = 10^{-10}$s'dir. Bu değer kolay bir

şekilde ölçülebilir. Güçlü etkileşme için ise yaşama süreci yaklaşık olarak $\tau = 10^{-23}$s olabilir. Bu değer doğrudan ölçülemez. Fakat belirsizlik ilkesi yaşam süreci ve bir durumun enerjisindeki belirsizlikle ilgilidir. Kararsız bir parçacık tek bir kütleye sahip değildir. Fakat kararsız parçacığın kütlesi $\Gamma = \hbar / \tau$ genişlikli bir dağılıma sahiptir. Böylece τ değeri çok kısa olduğu zaman, kararsız parçacığın kütlesinin değeri, ölçülmüş Γ genişliğinden sonuç çıkarılarak bulunabilir.

Çizelge2.4. Temel etkileşmeler

	Gravitasyonel	Elektromagnetik	Zayıf	Güçlü
Alan Bozonu	graviton	foton	$W^{\pm}$, Z^0	gluon
Spin-Parite	2^+	1^-	1^-, 1^+	1^-
Kütle(GeV)	0	0	M_W=80.2 M_Z=91.2	0
Menzil(m)	∞	∞	10^{-18}	$\leq 10^{-5}$
Kaynak	kütle	elektrik yükü	zayıf yük	renk yükü
Bağlaşım Sabiti	$G_N M^2/4\pi\hbar c=5\times10^{-40}$	$\alpha=e^2/4\pi\hbar c=1/137$	$G_N(Mc^2)^2/(\hbar c)^3=1.17\times10^{-5}$	$\alpha_s \leq 1$
Tipik Tesir Kesiti(m^2)		10^{-33}	10^{-39}	10^{-30}
Tipik Yaşama Süresi(s)		10^{-20}	10^{-19}	10^{-20}

2.1.3. Elektrozayıf model

Standart elektrozayıf model W_μ^i (i=1,2,3 olmak üzere) ayar bozonlarını, SU(2)×U(1) çarpımı için de B_μ ayar bozanlarını ve ayar bağlaşım sabitlerine karşılık gelen g, g'' leri içeren SU(2)×U(1) ayar grubu ile açıklanabilir. İ. Fermiyon ailesinin sol-el

fermiyon alanları $\Psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i^- \end{pmatrix}$ ve $\begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$ SU(2) altında ikililer gibi dönüştürülür. Burada ki $d_i' = \sum_j V_{ij} d_j$ ve V ise CKM karışım matrisidir. Sağ-el fermiyon alanları SU(2) teklileridir. Minimal Model 'de üçlü fermiyon ailesi ve bir tane Higgs ikilisi $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix}$ vardır.

Kendiliğinden Simetri kırılmasından sonra fermiyon alanları için lagranjiyen aşağıdaki duruma dönüşür.

$$L_F = \sum_i \overline{\psi}_i (i\partial\!\!\!/ - m_i - \frac{g m_i H}{2M_W})\psi_i - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \overline{\psi}_i \gamma^\mu (1-\gamma_5)(\mathrm{T}^+ W_\mu^+ + \mathrm{T}^- W_\mu^-)\psi_i$$
$$- \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \overline{\psi}_i \gamma^\mu (1-\gamma^5)(\mathrm{T}^+ W_\mu^+ + \mathrm{T}^- W_\mu^-)\psi_i - e \sum_i q_i \overline{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu$$
$$- \frac{g}{2\cos\theta_w} \sum_i \overline{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5)\psi_i Z_\mu \qquad (2.1)$$

Yukarıdaki lagranjiyende $\theta_w \equiv \tan^{-1}(g/g')$ ifadesi zayıf açı; $e = g \sin\theta_w$ ifadesi elektromagnetik bozunma sabiti; ve $A_\mu \equiv B_\mu \cos\theta_w + W_\mu^3 \sin\theta_w$ ifadesi de foton alanıdır. Sırasıyla $W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)/\sqrt{2}$ ve $Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_w + W_\mu^3 \cos\theta_w$ ifadeleri büyük (ağır) yüklü ve yüksüz zayıf bozon alanlarıdır. T^+ ve T^- ifadeleri ise zayıf izospin artırıcı ve azaltıcı işlemcileridir. Vektör ve axial bağlaşımlar;

$$g_V^i \equiv t_{3L}(i) - 2q_i \sin^2\theta_w, \qquad (2.2)$$

$$g_A^i \equiv t_{3L}(i), \qquad (2.3)$$

şeklindedir. Buradaki $t_{3L}(i)$ i.fermiyonun zayıf izospininin üçüncü bileşeni (u_i ve ν_i için 1/2; d_i ve ℓ_i için –1/2 olmak üzere) ve q_i e birim sisteminde ψ_i'nin yüküdürler.

L_F' deki ikinci terim yüklü-zayıf akım etkileşimini temsil eder. Örneğin, bir W' nun bir elektron ve bir nötrinoya bağlaşımı:

$$-\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_w}\left[W_\mu^- \bar{e}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu + W_\mu^+ \bar{\nu}\gamma^\mu(1-\gamma^5)e\right] \tag{2.4}$$

şeklindedir. İkinci terimin momentumu M_W' nın momentumuna kıyasla küçük olduğundan bu terim, etkin dörtlü fermiyonun $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$ şeklinde verilen Fermi sabiti ile etkileşiminde artmaya neden olur. V_{ij} deki gözlenebilir bir faz tarafından CP' nin bozulması Standart Model' e dahil edilebilir. L_F' deki üçüncü terim elektromagnetik etkileşimleri (QED) ve son terim ise yüksüz-zayıf akım etkileşimlerini temsil eder.

Denklem 2.1'deki m_i ifadesi i. fermiyon olan ψ_i' nin kütlesidir. Kuarklar için bunlar akım kütleleridir. Parçacık listelerinde tanımlandığı gibi hafif kuarklar için; $\overline{m}_u \approx 2-8$ MeV, $\overline{m}_d \approx 5-15\,\text{MeV}$ ve $\overline{m}_s \approx 100-300\,\text{MeV}$ dir. Ağır kuarklar için: $\overline{MS}$ kütleleri $\overline{m}_c(\mu=\overline{m}_c) \approx 1.0-1.6\,\text{GeV}$ ve $\overline{m}_b(\mu=\overline{m}_b) \approx 4.1-4.5\,\text{GeV}$ dir. Üst kuark kütlesi için CDF ve D0'in son zamanlardaki ortalama değerleri $m_t = 175\pm5\,\text{GeV}$ dir (Caso et al. 1998).

H ifadesi kendiliğinden simetri kırılmasından sonra sadece ϕ'nin parçası olarak kalan, fiziksel olarak yüksüz Higgs skaleridir. ψ_i için H' nin Yukawa bağlaşımı $gm_i/2M_W$ dir. H' nin kütlesi Standart Modelde tahmin edilemez. Minimal Olmayan Modellerde ilave yüklü ve yüksüz skaler Higgs parçacıkları vardır.

2.1.4. Kuantum renkdinamiği

Renkli kuarkların ve gluonların güçlü etkileşmelerini tanımlayan bir ayar alan teorisi olan Kuantum Renkdinamiği, Standart Model SU(3)×SU(2)×U(1)'in bileşenlerinden biridir. Belli bir çeşnili (örneğin bir tılsım kuark) bir kuark üç renkten; gluonlar sekiz renkten; hadronlar kuarkların, anti kuarkların ve gluonların renksiz bileşimler meydana

getirecek şekilde bir araya gelmesinden oluşurlar. Kuarkların ve gluonların etkileşimlerini tanımlayan lagranjiyen aşağıdaki gibidir.

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(a)} F^{(a)\mu\nu} + i\sum_q \overline{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \overline{\psi}_q^i \psi_q^i , \tag{2.5}$$

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^\nu + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c , \tag{2.6}$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu - ig_s \sum_a \frac{\lambda_{i,j}^a}{2} A_\mu^a , \tag{2.7}$$

Buradaki g_s, QCD bağlaşım sabiti ve f_{abc} SU(3) cebirinin yapı sabitidir (λ matrisleri ve f_{abc}'nin değerleri Caso et al. (1998)'den bulunabilir. "SU(3) izoskaler faktörler ve Matris Temsilleri" adlı makaleden bulunabilir). $\psi_q^i(x)$ ifadesi $i(i = 1,2,3)$ renkli ve q çeşnili her bir kuark alanıyla ilişkili olan dört-bileşenli Dirac Spinörlerini temsileder. $A_\mu^a(x)$ ifadesi de sekiz bileşene sahip Yang-Mills (gluon) alanlarını temsil eder.

Asimtotik serbestlik ilkesi yeniden normalize edilmiş QCD bağlaşımlarının sadece yüksek enerjilerde küçük olduğunu belirler ve yüksek-hassaslıktaki testlerde(QED' de olduğu gibi) pertürbasyon teorisi kullanılarak uygulanabilir. Yine de son yıllarda pertürbatif olmayan bölgelerde QCD tahminlerini belirlemede çok ilerleme olmuştur. Örneğin, bu olay hafif hadronik süreçlerde görülür. Pertürbasyon teorisinin standart bir araç olduğu yerlerde kısa mesafelerde QCD üzerine yoğunlaşılabilir.

2.1.5. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa karışım matrisi

SU(2)×U(1)' li Standart Modelde elektrozayıf etkileşmelerin ayar grubunda olduğu gibi kuarkların ve leptonların her ikisi de sol-el çiftlileri ve sağ-el teklileri olarak sınıflandırılırlar. Kuark kütle özdurumları zayıf özdurumlardakilerle aynı değildir. 1973'de bu bazlara bağlı olan matris Kobayashi ve Maskawa tarafından tanımlanmıştır.

Cabibbo açısı denilen tek bir açı tarafından sınırlandırılan bu matris dört-kuark durumuna indirgenebilir (Kobayashi-Maskawa 1973).

Geleneksel olarak, karışım 3×3'lük bir üniter matris olan V'nin –e/3 'lük elektriksel yüke sahip (d, s ve b) kuarkların üzerinde uygulanmasıyla açıklanabilir:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

İlke olarak bazı durumlarda bütün bireysel matris öğelerinin değerleri aşırı elastik (korunumlu) nötrino saçılmasından gelen uygun kuarkların zayıf bozunumlarından belirlenebilir. Sadece üç ailenin olduğu varsayılarak, %90 güvenilirlik seviyesinde aşağıdaki tam matris öğelerinin büyüklüğü üzerindeki sınırlar verilmiştir.

$$\begin{pmatrix} 0.9745-0.9760 & 0.217-0.224 & 0.0018-0.0045 \\ 0.217-0.224 & 0.9737-0.9753 & 0.036-0.042 \\ 0.004-0.013 & 0.035-0.042 & 0.9991-0.9994 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

Bireysel matris öğeleri için menziller gösterilmiştir. Birimsel sınırlar farklı öğeleri bağlar. Böylece bir öğe için seçilen özel bir değer diğerlerinin menzilini sınırlandırır.

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrisinin birkaç sınırlandırması vardır. Biz $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ açılarından ve δ_{13} fazından yararlanan V'nin standart bir sınırlandırılmasını (Caso et al. 1998) yazıyoruz.

$$V = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta_{13}} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Burada aile etiketleri olan $i, j = 1,2,3$ için $C_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ve $S_{ij} = \sin\theta_{ij}$ dir.

Üst kuarkın keşfinde CDF ve D0 ortaklıkları kısmen t' nin b' ye yarıleptonik bozunumundan yararlandılar. s veya d kuarklarını içeren yarıleptonik t bozunumunun aksine, $t \to b\ell^+\nu_\ell$ biçimindeki bozunumun küçük bir bölümü üzerine bir sınır konulabilir.

$$\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2+|V_{ts}|^2+|V_{tb}|^2} = 0.99 \pm 0.29 \qquad (2.11)$$

CKM matris öğelerinin çoğunda hatanın temel kaynağı istatistiksel değil, fakat teorikdir. Bu verilerin yorumlandığı veya kuarkların zayıf geçişlerini deneysel ölçümlerle bağdaştırmak için özel hadronik matris öğelerinin kullanıldığı yerlerde açık model bağımlılığından ortaya çıkar. Hatta bu, halkalı diyagramlardan CKM matris öğelerinin belirlendiği yerlerde daha fazla görülen bir durumdur. Bu hatalar genellikle Gauss biçimli değildir.Yukarıdaki tahminde "1σ" lık bir değeri, merkez değerin "±σ" içinde bulunan %68'lik olasılığa karşılık gelmesi için alınmıştır.

2.1.6. Üst kuark ve ölçülmüş nicelikleri

Elektriksel yükü Q=2/3 olan ve izospini I_3=1/2 olan üst kuark, alt kuarkı içeren zayıf-izospin çiftinin bir üyesidir. Burada üst kuarkın son zamanlarda ölçülmüş özellikleri, deneysel ve teoriksel konulardaki bir tartışmaya ilave onun niceliklerinin belirlenmesi (kütle, üretim tesir kesiti, bozunum dallanma oranları v.b.) ve gelecekteki gelişmelerin tahmini üzerine yapılan bazı yorumlar bir özet şeklinde bir araya getirilmiştir.

1.8 TeV kütle merkezi enerjisine sahip Tevatronda, üst kuarklar baskın bir şekilde $q\bar{q} \to t\bar{t}$ ve $gg \to t\bar{t}$ saf QCD süreçlerinden çift olarak üretilirler. Bu kanallar boyunca üretim tesir kesitinin $m_t = 175$ GeV/c^2 de yaklaşık olarak 5pb olması beklenir. %90'lık baskın katkı $q\bar{q}$ yok olma sürecinden gelir. Küçük katkı tek üst kuark üretim mekanizmalarından, yani $q\bar{q}' \to W^* \to t\bar{b}$ ve $qg \to q't\bar{b}$ süreçlerinden gelir. Bu tek üst kuark üretim mekanizmalarından ilkinde sanal-W alışverişi yapılır. $m_t = 175$ GeV' de bu süreçlerden gelen ortak oran yaklaşık olarak 2.5pb'dır (Caso et al. 1998). Daha az

deneysel kabullenimlerden dolayı, bu kanalların gözlemlenen son durumlara olan katkısı çift-oluşum mekanizmasına göre daha azdır.

Bir kütle Wb eşiği üzerinde olursa, üst kuarkın bozunum genişliği iki-boyutlu $t \to Wb$ bozunumu ile baskın olur. m_b^2 / m_t^2 mertebeden ve $(\alpha_s / \pi) M_W^2 / m_t^2$ mertebeden ihmal edilen terimler, Standart Modelde tahmin edildiği gibi olmalıdır.

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} (1 - \frac{M_W^2}{m_t^2})^2 (1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2})[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi}(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2})] \qquad (2.12)$$

Bu denklemde G_F'nin kullanılması bir halka elektro zayıf radyatif düzeltmelerin en büyük kısmını oluşturur ve %2'den daha iyi bir duyarlılık sağlar. Genişlik değerleri kütle ile birlikte artar. Örneğin m_t=160 GeV de 1.02 GeV' lik genişlik değeri ile başlarsak, bu değer $m_t = 180$ GeV' de Γ = 1.56 GeV' lik genişlik değerine ulaşır (burada $\alpha_s(M_Z) = 0.118$ olarak kullandık.). Böyle bir kısa ömürle karşılaşılırsa, üst kuarkın üst-çeşnili hadronlar veya $t\bar{t}$ kuarkonyum bant durumları oluşturulmadan önce bozunması beklenir.

Üst kuarkın bozunumunda, Ws ve Wd son durumlarının, Wb son durumuna oranla CKM matris elemanları olan V_{ts} ve V_{td}'nin kareleri ile bastırılmaları beklenir. Bu CKM matris elemanlarının değerleri, üç aileli CKM matrisinde sırasıyla, 0.042 ve 0.013'den daha az olacak şekilde tahmin edilebilir.

CDF Standart Model tahminleri küçük olan üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akım bozunumları t → qγ ve t → qZ (Caso et al. 1998) ile ilgili bir araştırma raporunda, burada yeni fiziğin olabileceğini işaret etmiştir. Onlar bir üst kuarkın FCNC yoluyla bozunurken, diğerinin de Wb yoluyla bozunduğunu varsayarlar. t→ qγ araştırması için, W ister leptoniksel isterse de hadroniksel olarak bozunsun her iki izide araştırmışlardır. Leptoniksel W bozunumu için iz $\gamma\ell$ artı E_T kayıp enerjisi ve iki veya daha fazla jettir. W' nın hadroniksel bozunumu için iz ise; γ artı dört veya daha fazla jet, bir b-etiketli ikincil köşe olmasıdır. CDF yarım olaydan daha az beklenen bir fon ile bir $\mu\gamma$ sinyal

olayı gözlediler ve %95 güvenilirlik seviyesinde dallanma oranı üzerine bir üst sınır verdiler. Bu üst sınır $B(t \rightarrow q\gamma) < \%3.2$'dır.

CDF $t \rightarrow qZ$ FCNC araştırması için Z'nin iki müona ($Z \rightarrow \mu\mu$) veya iki elektrona($Z \rightarrow e^-e^+$) veya W'nun hadronlara (W→hadronlar) bozunmasına baktılar ve böylece sinyal Z+4jetten oluşur.

Günümüzdeki veri kümelerinin kullanılmasıyla açısal dağılımlı bozunumlardaki çalışmalarda ilerlemeler olmuştur. Bu çalışmalar ilk kez doğrudan Wtb bağlaşımının V-A doğasının incelenmesine izin verdikleri gibi W bozonunun üst kuarkla göreceli olarak boyuna ve enine bağlaşımı üzerine doğrudan bilgilere de izin verirler. Standart Modelde üst kuarkın enine kutuplanmış W bozonlarına bozunumlarının bir kesiminin $1/(1+m_t^2/2M_W^2)$ $m_t = 175$ GeV için %30) şeklinde olması beklenir.

2.2. Standart Modelin Eksiklikleri

Standart model temel parçacıkların özelliklerini ve onların arasında olan elektromagnetik, zayıf, güçlü etkileşmeleri iyi bir şekilde tanımlayan bir modeldir. Fakat Standart Modelinde eksiklikleri vardır. Gravitasyonel etkileşmeler Standart Modelle tanımlanamaz. Yıllardır kütle çekimini Standart Modele dahil etmek için yapılan ısrarlı teşebbüslere rağmen, bu konuda çok az bir ilerleme olmuştur. Standart Modelde nötrinoların kütlesiz oldukları varsayılmıştır. Oysa nötrinoların sonlu kütlelere sahip olduklarını gösteren ve giderek artan deliller vardır. Bu olaya Standart Model ötesi fiziğin olası bir delili gibi bakılabilir. Karanlık madde de Standart Model tarafından açıklanamaz. Aynı şekilde üst kuarkın ağaç seviyesinde FCNC bozunumları da Standart Model tarafından açıklanamaz. Üst kuarkın FCNC bozunumlarında da Standart Model ötesi yeni fiziğin olabileceğine dair deliller vardır. Bunlara benzer Standart Model tarafından açıklanamayan daha bir çok olay vardır. Yine standart model tarafından öngörülen Higgs parçacığı henüz gözlenememiştir, ve yüksek enerjilere gidildikçe SM'nin tutarlılığı hakkında belirsizlikler vardır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Üst Kuarkın Standart Etkileşmeleri

Üst kuarkın standart modelde etkileşim lagranjiyeni aşağıdaki gibi yazılabilir:

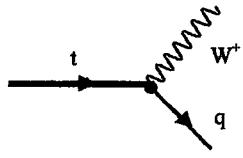
$$L=-\frac{g}{2\sqrt{2}}\sum_{q=d,s,b}V_{tq}\bar{t}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)qW_{\mu}^{+}-g_s\bar{t}\gamma^{\mu}T^{a}tG_{\mu}^{a}-\frac{2}{3}e\bar{t}\gamma^{\mu}tA_{\mu}$$

$$-\frac{g}{2\cos\theta_w}\sum_{q=u,c,t}\bar{t}\gamma^{\mu}(c_V-c_A\gamma_5)qZ_{\mu}+\text{H.c.} \qquad (3.1)$$

Yukarıdaki lagranjiyende V_{tq} ifadesi CKM matris elemanıdır. T^{a} ifadesi Gell-Mann matrisleridir. Yukarıda yazdığımız lagranjiyenden (Ahmadov et al. 2000) yararlanarak üst kuarkın bozunumunda baskın olan standart model etkileşme köşe çarpanını aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\text{Standart Wtb Etkileşme Köşe Çarpanı} = \frac{-ig}{2\sqrt{2}}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)V_{tb} \qquad (3.2)$$

Üst kuarkın Standart Model etkileşme lagranjiyenini yazdığımıza göre, üst kuarkın standart modelde bozunma kanalı (t→Wq) için bir Feynman diyagramı çizilebilir. Burada q=d, s, b olabilir.



Şekil 3.1. Üst kuarkın Wtq etkileşmesi için Feynman Diyagramı

3.2. Üst Kuarkın Anormal Etkileşmeleri

Standart Modelde üst kuarkın ayar bağlaşımları, ayar prensibi, ailelerin yapısı ve en küçük boyutlu bir etkileşim Lagranjiyeni ile belirlenir. Üst kuarkın kütlesinin büyük olmasından dolayı, üst kuark fiziği, yeniden normalize edilebilir ve uniter kuantum alan teorisinde kolay yapılabilmektedir. Yapılan araştırmalardan elde edilen sonuçlara göre;

- Üst kuark üretim tesir kesiti iyi bir duyarlılıkla (~(10-15)%) bilinir,
- Üst kuarktan oluşan hadronlar yoktur (mezonlar veya baryonlar),
- Üst kuarkın bozunumu (vektör(V)-aksiyel vektör(A)) zayıf etkileşmesi ile tanımlanır,
- Sadece bir tane önemli bozunum kanalı vardır: $t \to bW^+$ (diğer bozunum kanalları küçük karışma açılarıyla kuvvetli bir şekilde bastırılmıştır.)

Üst kuarkın bu özellikleri Standart Model ötesinde yeni fiziğin araştırılması için oldukça önemlidir. Eğer anormal üst kuark bağlaşımları mevcut ise, onlar yüksek enerjilerde üst kuark üretimini ve bozunumunu etkilerler.

Fiziğin hangi çeşitinin gelecekte Standart Model tahminlerinden sapmadan sorumlu olacağını bilmiyoruz. Fakat üst kuark bağlaşımları her hangi bir modele bağlı kalmaksızın etkin bir Lagranjiyen ile tanımlanabilir. Dört boyutlu anormal etkileşmeler için üst kuark etkileşimi

$$L_4 = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s,b} |V_{tq}| \bar{t}\gamma^\mu (v_{tq}^W - a_{tq}^W \gamma_5) q W_\mu^+ - \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{q=u,c,t} \bar{t}\gamma^\mu (v_{tq}^Z - a_{tq}^Z \gamma_5) q Z_\mu + \text{H.c.} \quad (3.3)$$

ile tanımlanır. Burada çeşni değiştiren terimler için hermitik eşlenik işlemcilerin de eklenmesi gerekir. Ayar değişmezliği (3.3)'deki güçlü ve elektromagnetik etkileşmeleri korur ve hermityenlik köşegen bağlaşımların v_u^Z, a_u^Z gerçel olmasını sağlar. Oysa köşegen olmayanlar $v_{tq}^{W,Z}, a_{tq}^{W,Z}$ genellikle sanal olabilirler. Standart Model içinde $v_{tq}^W = a_{tq}^W = V_{tb}/2$. (Buradaki V_{tq} ifadesi Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matris elemanlarıdır.), $v_u^Z = (1/2) - (4/3)\sin^2\theta_W$, $a_u^z = 1/2$ 'dir ve köşegen olmayan Z bağlaşımları sıfıra eşittir. Standart Model bağlaşımlarında tipik nitelikte olan

değişiklikler, yukarıdaki Elektro-Zayıf simetrisinin kırıldığı ölçeğin üzerinde geçerli olan etkin Lagranjiyen tanımındaki altı boyutlu işlemcilerin üzerine iz düşürülebilir (Ahmadov et al. 2000).

Böylece, bu bağlaşımlar prensip olarak Elektrozayıf (EW) simetrisinin kırıldığı ölçeğin aşağısındaki diğer beş ve altı boyutlu bağlaşımlarla aynı mertebededirler. Fakat özel modellerde denklem (3.3)'deki yeni bağlaşımlar büyük değerler alabilir. Dahası günümüzdeki deneysel sınırlar göreceli olarak zayıftır ve bu bağlaşımlar basit bir süreç içinde ortaya çıkabilir ve daha iyi bir duyarlılıkla LHC (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)'de ölçülebilirler.

Burada yöntem olarak, bu günkü enerjilerde SM ötesinde fizik araştırmalarında çok sık kullanılan etkin lagranjiyen yöntemi kullanılacaktır. Bu yöntemde bir üst enerji ölçeğinde (Λ) yeni fizik olduğu düşünülmüş ve etkileşmelerin etkisi araştırılmıştır.

Kütle kabuğunda bir ayar bozonuna 5 boyutlu bağlaşımlar, ayar simetrisi kırıldıktan sonra aşağıdaki biçimde yazılabilir:

$$L_5 = -g_s \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} T^a (f_{tq}^g + i h_{tq}^g \gamma_5) q G_{\mu\nu}^a - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s,b} \frac{\kappa_{tq}^W}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^W + i h_{tq}^W \gamma_5) q W_{\mu\nu}^+$$

$$- e \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^\gamma}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^\gamma + i h_{tq}^\gamma \gamma_5) q A_{\mu\nu} - \frac{g}{2\cos\theta_w} \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^Z}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} (f_{tq}^Z + i h_{tq}^Z \gamma_5) q Z_{\mu\nu} + \text{H.c.} \quad (3.4)$$

Burada çeşni değiştiren terimler için hermitik eşlenik işlemcilerin de eklenmesi gerekir. Alan tensörlerinden $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a$'dır ve diğer ayar bozonlar için de benzer şekildedir. $\Lambda = 1$ TeV alarak bağlaşımları normalize edebiliriz. κ gerçel ve pozitiftir; f ve h' ler ise her bir terim için $|f|^2 + |h|^2 = 1$ eşitliğini sağlayan sanal sayılardır. 4 boyutta olduğu gibi bu 5 boyutlu terimler Elektro Zayıf (EW) simetrisi kırıldıktan sonra 6 boyutlu işlemcilerden kaynaklanır. Her ne kadar onlar en düşük mertebede olmasa bile renormalize edilebilir teorilerde küçük düzeltmeler alabilirler. En azından Büyük Hadran Çarpıştırıcısı (LHC) onların şu andaki sınırlarını önemli ölçüde iyileştirecektir.

Bundan başka 5 boyutlu iki ayar bozonlu terimler de vardır. Fakat bunlar kırılmayan ayar simetrisi $SU(3)_C xU(1)_Q$ tarafından gerekli olan ve burada hesaba katılan iki gluonla güçlü bağlaşımlar ve bir foton ve bir W bozonuyla elektro-zayıf bağlaşımlardır. Bunlar $SU(3)_C$'nin yapı sabitleri olan f^{abc}'yi içeren $g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ "bilinear" terimlerinin katılmasıyla elde edilmiştir. Sırasıyla denklem (3.4)'deki $G_{\mu\nu}^a$ alan tensörü, $W_{\mu\nu}^+$'nün içindeki $-ie(A_\mu W_\nu^+ - A_\nu W_\mu^+)$ terimi ise bilinear terime karşılık gelir. Burada iki ayar bozonlu 5 boyutlu diğer terimler ele alınmamıştır. Çünkü bunlar daha karmaşık son durumları içeren üst kuark süreçlerinde kendilerini gösterecektir. Her ne kadar 4 boyutlu terimler için ilk q^2 düzeltmeleri en sonunda büyük hadron çarpıştırıcılarında gözlenebilecek olsa da (Ahmadov et al. 2000), biz 6 boyutlu işlemcileri detaylı bir şekilde incelemeyeceğiz.

Genel olarak üst kuarkın FCNC etkileşimleri t → qγ, t→ qZ ve t → qg süreçleridir. Bu etkileşim süreçlerinin etkileşme köşelerini yukarıdaki beş boyutlu etkileşim lagranjiyeninden yararlanarak bulabiliriz. Bunlardan ttV etkileşimleri için köşe çarpanları aşağıdaki gibi yazılabilir. Burdaki V=g, Z, γ'dır.

ttγ etkileşme köşe çarpanı: $-g_e \frac{\kappa_u^\gamma}{\Lambda} \sigma^{\mu\nu} (f_u^\gamma + i h_u^\gamma \gamma_5) P_{2\nu}$ (3.5)

ttZ etkileşme köşe çarpanı: $\frac{-ig}{2\cos\theta_W} (\frac{\kappa_u^Z}{\Lambda}) \sigma^{\mu\nu} (f_u^Z + i h_u^Z \gamma_5) P_{2\nu}$ (3.6)

ttg etkileşme köşe çarpanı: $-ig_s (\frac{\kappa_u^g}{\Lambda}) T^a \sigma^{\mu\nu} (f_u^g + i h_u^g \gamma_5) P_{2\nu}$ (3.7)

Burada $P_{2\nu}$ ilgili kanaldaki vektör bozonun momentumudur.

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

3.3. Üst Kuarkın Bozunumları

3.3.1 Standart modelde üst kuarkın bozunum kanalları

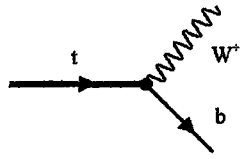
Standart Modelde üst kuarkın $t \to bW^+$, $t \to sW^+$ ve $t \to dW^+$ bozunum kanalları vardır. Bunlardan $t \to sW^+$ ve $t \to dW^+$ bozunum kanallarının CKM matris elemanları küçük olduğu için genellikle bu iki bozunum sürecinin gerçekleşme ihtimali küçüktür. $t \to bW^+$ bozunum kanalının ise CKM matris elemanı büyüktür (V_{tb} ifadesi $t \to bW^+$ sürecinin CKM matris elemanını temsil etmek üzere $V_{tb} \cong 1$'dir). Bu nedenle $t \to bW^+$ bozunumun sürecinin gerçekleşme olasılığı büyüktür. Burada biz $t \to W^+ b$ süreci için, denklem (3.2) ve aşağıda ifade ettiğimiz denklem (3.8)'den yararlanırsak M_W (genlik) ve bozunma genişliği $\Gamma(t \to W^+ b)$ değerlerini buluruz.

$$\Gamma = \frac{S|\vec{P}|}{8\pi m_1^2}|M|^2 \tag{3.8}$$

Denklem (4.1)'deki $S = 1/J!$'dir ve J ifadesi ise son durumdaki özdeş parçacık sayısıdır. $|\vec{P}|$ ise giden parçacığın momentumunun büyüklüğünü ifade eder ve aşağıdaki şekilde yazılabilir (Griffiths 1987):

$$|\vec{P}| = \frac{1}{2m_t}\sqrt{m_t^4 + m_W^4 + m_q^4 - 2m_t^2 m_W^2 - 2m_t^2 m_q^2 - 2m_W^2 m_q^2} \tag{3.9}$$

$t \to W^+ q$ bozunum kanalında son durumda özdeş parçacık olmadığı için $S = 1$'dir.



Şekil 3.2. $t \to W^+ b$ süreci için Feynman diyagramı

$$M_W = \frac{g_W}{2\sqrt{2}} V_{tb} \bar{u}(3)\gamma^\mu (1-\gamma_5) u(1) \in_\mu^* (2) \qquad (3.10)$$

Bozunum genişliği formülünde genlik ifadesi kullanılırsa;

$$\Gamma(t \to Wb) = -\frac{g_W^2}{64\pi} |V_{tb}|^2 \frac{m_t^3}{m_W^2} (1-\frac{m_W^2}{m_t^2})^2 (1+2\frac{m_W^2}{m_t^2}) F \qquad (3.11)$$

elde edilir. F radyatif düzeltme çarpanıdır.

3.3.2. Üst kuark fiziğinde çeşni değiştiren yüksüz akımlar

Burada en düşük mertebede bulunmayan ve Standart Model'de önemli bir ölçüde bastırılan yeni süreçleri ele alacağız. Yani üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akım bağlaşımları tVc ve tVu $(V = g, \gamma, Z)$ ile ilgileneceğiz. Böyle süreçler için Standart Model tahminleri çok küçüktür (Çizelge 3.1'de görülebilir). Üst kuark için çeşni değiştiren yüksüz akım geçişlerinin büyük olması beklendiği için üst kuark diğer kuarklarla karşılaştırıldığında önemli bir rol oynar. Bir üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akım ikileşiminin gözlenmesi yeni fiziğin bir kanıtı olacaktır. Standart Modelin genişletilmelerinden, çoklu Higgs ikilisi modelleri, süper simetri ve egzotik kuark modellerinde FCNC geçişlerine izin verilebilir (BR ~10^{-7}-10^{-2}) (Ahmadov et al. 2000). İki Higgs ikilisi modeli (Atwood et al. 1997), Süper Simetri Modeli (SUSY) (Yang et al. 1998) ve exotic (vektör benzeri) kuarklı (Aguila et al. 1999) Standart Model genişletilmesi olan modellerde üst kuark bozunum dallanma oranları için verilen tahminler Çizelğe 3.1'de gösterilmiştir. Eğer yüksek enerjilerde yeni fizik olacağını düşünürsek ($\Lambda \approx 1$ TeV), üst kuarkın $t \to gq$ nadir bozunmasında kısmi genişlik $\Gamma(t \to gq) \sim 0.7\kappa^2$ GeV civarında olacaktır. Burada κ bir parametredir. Diğer taraftan, hadron çarpıştırıcılarında en önemli fonlar SM QCD jetlerinden gelmektedir. İyi bir analiz için kinematik değişkenler üzerine bazı sınırlamaların getirilmesi gerekmektedir.

Çizelge 3.1. Standart Model ve üç tane Standart Modelin genişletilmiş modelinde üst kuarkın Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC) bozunumları için dallanma oranları

	SM	İki-Higgs(Atwood et al. 1997)	SUSY(Yang et al. 1998)	Exotic kuarklar(Aguila et al. 1999)
$B(t \to qg)$	$5\text{x}10^{-11}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 5\text{x}10^{-4}$
$B(t \to q\gamma)$	$5\text{x}10^{-13}$	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$
$B(t \to qZ)$	$\sim 10^{-13}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-2}$

3.4. Üst Kuarkın Çeşni Değiştiren Yüksüz Akımları Üzerine Getirilen Sınırlar

3.4.1. Doğrudan olmayan (dolaylı) sınırlamalar

Üst kuark anormal bağlaşımları, hafif fermiyonlar arasında indüklenen çeşni değiştiren yüksüz akım bağlaşımları üzerine getirilen deneysel üst limitler tarafından sınırlandırılmaktadır (Han et al. 1995, Caso et al. 1998).

$$\sqrt{\left|V_{tq}^{Z}\right|^2 + \left|a_{tq}^{Z}\right|^2} < 0.15 \tag{3.12}$$

3.4.2 CDF sonuçlarına göre sınırlamalar

CDF grubu $\sqrt{s} = 1$ TeV de $\bar{p}p \to \bar{t}tX$ reaksiyonunda $t \to \gamma c(u)$ ve $t \to Zc(u)$ bozunumlarını araştırmış ve %95'lik güvenilirlik seviyesinde (CL) aşağıdaki sınırları (Abe et al. 1998) elde etmiştir:

$$BR(t \to c\gamma) + BR(t \to u\gamma) < \%3.2, \tag{3.13}$$

$$BR(t \to cZ) + BR(t \to uZ) < \%33 \tag{3.14}$$

3.4.3. Çeşni değiştiren yüksüz akımlar yoluyla $t\bar{t}$ üretiminden gelen sınırlar

Burada gtq köşesi üzerine konulan sınırlamalar $t\bar{t}$ çift üretim tesir kesitlerinin çalışılmasından türetilebilir. Tesir kesitinin gözlenen değerinden 2pb daha fazla olmaması istenirse bu aşağıdaki sınırlamaya yol açar ($\sigma_{t\bar{t}} = 6.7 \pm 1.3 pb$ (Abe et al. 1998)).

$$\frac{K_{tq}^{g}}{\Lambda} \leq 0.47 \mathrm{TeV}^{-1} \tag{3.15}$$

3.4.4. LEP2'de çeşni değiştiren yüksüz akımlardan gelen sınırlamalar

1997-2002 yılları arasında LEP2 180GeV'den daha fazla kütle merkezi sisteminde çalışarak, kinematiksel olarak mümkün olan tek üst kuark üretimini araştırmıştır:

$$e^{+}e^{-} \rightarrow \gamma^{*}(Z^{*}) \rightarrow t\bar{q} \tag{3.16}$$

İki LEP deneyi bu süreç için kendi araştırmalarının sonuçlarını sunmuştur (Alemanni 2000, Andringa et al. 2000) Bu verilerin kısa bir özeti Çizelge 3.2'de verildi.

Çizelge 3.2. $e^{+}e^{-} \rightarrow t\bar{q}$ süreci için LEP2 sonuçlarının kısa özeti

Gruplar	$\sqrt{S}GeV$	$L(\mathrm{pb}^{-1})$	Dallanma Oranları $(t \rightarrow Zq)$
ALEPH	189-202 GeV	411	<22%
DELPHI	192-202 GeV	233	<18%

Üretim tesir kesiti kuarkın kütlesine çok duyarlıdır, $\sigma_{tq} \sim (1 - m_t^2 / S)^2$'dir. Bu nedenle, karşı gelen dallanma oranı üzerindeki üst sınırlar m_t'nin tam değerine de bağlıdır. Üst kuarkın çeşni değiştiren yüksüz akım süreçleri üzerindeki günümüz sınırları Çizelge 3.3.'de özetlendi. Ayrıca LEP2 sınırı CDF tarafından verilen sınırdan biraz daha iyidir.

Bu sınırlamalar yüksek enerjili deneylerden alınan veriler analiz edildikçe daha iyi olacaktır.

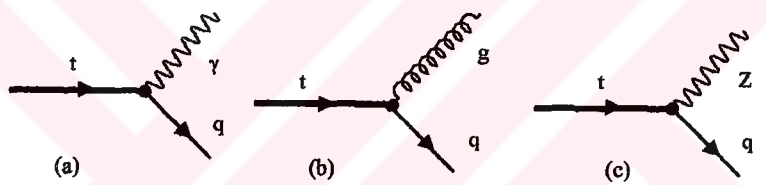
Çizelge 3.3. Üst Kuarkın Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım etkileşmeleri üzerindeki sınırlar

$t \to gq$	BR<17%	κ_{tq}^{g} <0.47 (diğer FCNC bağlaşımları sıfırdır.)
$t \to \gamma q$	BR<3.2%	κ_{tq}^{γ} <0.78 (diğer FCNC bağlaşımları sıfırdır.)
$t \to Zq$	BR<18%	$\sqrt{\left\|V_{tq}^{Z}\right\|^2 + \left\|a_{tq}^{Z}\right\|^2}$ <0.50 (diğer FCNC bağlaşımları sıfırdır.)

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. FCNC Bozunma Genişlikleri

Denklem (3.3) ve (3.4)'de tanımlanan etkin lagranjiyenlerden üst kuark için bozunum oranlarını çeşni değiştiren üst kuark bağlaşımının bir fonksiyonu olarak hesaplayabiliriz. İlk önce bu Lagranjiyenler'den yararlanarak $t \to \gamma q$, $t \to gq$, $t \to Zq$ bozunum süreçlerinin köşe çarpanlarını buluruz. Daha sonra bulduğumuz bu köşe çarpanlarını, her bir süreç için yazacağımız genlik ifadelerinde yerlerine yazarız. Daha sonra gerekli işlemleri yaptıktan sonra her bir bozunum süreci için bir genlik ve bozunum genişliği buluruz. Bu bozunum süreçleri çizelge 4.1'de ayrı ayrı ifade edilmiştir.



Şekil 4.1. Üst kuarkın FCNC bozunum kanalları;
a) $t \to \gamma q$, b) $t \to gq$, c) $t \to Zq$ kanalını gösterir

Üst kuarkın FCNC bozunum kanallarından $t \to \gamma q$ süreci için genlik ve bozunum genişliği:

$$M_\gamma = g_e(\frac{\kappa_{tq}^\gamma}{\Lambda})\bar{u}(3)\sigma^{\mu\nu}P_{2\nu}(c_1 + c_2\gamma_5)u(1)\in_\mu^* (2) \qquad (4.1)$$

$$\Gamma(t \to \gamma q) = 2(\frac{\kappa_{tq}^\gamma}{\Lambda})\alpha m_t^3 \qquad (4.2)$$

$t \to gq$ süreci için genlik ve bozunum genişliği:

$$M_g = g_e(\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda})\bar{u}(3)\sigma^{\mu\nu}P_{2\nu}(c_1 + c_2\gamma_5)u(1)\in_\mu^* \qquad (4.3)$$

$$\Gamma(t \to gq) = \frac{8}{3}(\frac{\kappa_{tq}^{g}}{\Lambda})\alpha_s m_t^3 \tag{4.4}$$

$t \to Zq$ süreci için genlik ve bozunum genişliği, 4 boyutlu ve 5 boyutlu etkileşmeler içerir.

$$M_{Z1} = \frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{u}(3)\gamma^{\mu}P_{2v}(V_{tq}^{Z} - a_{tq}^{Z}\gamma_5)u(1)\epsilon_{\mu}^{*}(2) \tag{4.5}$$

$$\Gamma(t \to Zq)_1 = (|V_{tq}^{Z}|^2 + |a_{tq}^{Z}|^2)\alpha m_t^3 \frac{1}{4m_Z^2 \sin^2 2\theta_W}(1-\frac{m_Z^2}{m_t^2})^2(1+2\frac{m_Z^2}{m_t^2}) \tag{4.6}$$

$$M_{Z2} = \frac{g}{2\cos\theta_W}(\frac{\kappa_{tq}^{Z}}{\Lambda})\bar{u}(3)\sigma^{\mu\nu}P_{2v}(c_1 + c_2\gamma_5)u(1)\epsilon_{\mu}^{*} \tag{4.7}$$

$$\Gamma(t \to Zq)_2 = (\frac{\kappa_{tq}^{Z}}{\Lambda})\alpha m_t^3 \frac{1}{\sin^2 2\theta_W}(1-\frac{m_Z^2}{m_t^2})^2(2+\frac{m_Z^2}{m_t^2}) \tag{4.8}$$

Yukarıdaki denklemlerde c_1 ve c_2 ifadeleri sanal sayılardır. $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$ olacak şekilde seçilmişlerdir. $u(1)$, $\bar{u}(1)$, $u(3)$, $\bar{u}(3)$ ifadeleri Dirac spinörleridir. $\epsilon_{\mu}^{*}(2)$ ifadesi de vektör parçacıkların polarizasyon vektörünü temsil eder.

Üst kuarkın nadir bozunma kanallarında kısmi genişlikler Çizelge 4.1'de gösterilmiştir.

Karşılaştırma için, Çizelge 4.2 ve Çizelge 4.3'de $\kappa_{tq}^{g} = \kappa_{tq}^{\gamma} = \sqrt{|V_{tq}^{Z}|^2 + |a_{tq}^{Z}|^2} = \kappa_{tq}^{Z} = 1$ değerleri ve Standart Model değeri için normalize edilmiş üst kuark nadir bozunma dallanma oranları bir arada gösterilmiştir. Burada $m_t = 175\,\text{GeV}$, $\Lambda = 1\,\text{Tev}$, $\alpha = 1/128$, $\alpha_s = 0.119$ alınmıştır ve bozunma q= u,c olacak şekilde toplanmıştır. Anormal bağlaşımın bire eşit olması uç durumu, üst kuarkın bir gluona ve bir hafif kuarka veya Z

bozonu artı kuarka bozunması ile Standart Modelde bW kanalında ki değerlerle yaklaşık aynı oranlardadır.

a) $t \to uV(V=\gamma,g,Z)$ ile $t \to cV(V=\gamma,g,Z)$ bağlaşımları farklı olsun. Yani, $\kappa_c^\gamma = \kappa_c^g = \kappa_c^Z \neq 0$ ve $\kappa_u^\gamma = \kappa_u^g = \kappa_u^Z = 0$ olsun. Bu durum için, yukarıdaki bozunum genişliği denklemlerinden yararlanarak çizelge 4.1 verilmiştir.

Çizelge 4.1. FCNC'ler için bozunum genişlikleri

κ	BOZUNUM GENİŞLİKLERİ (GeV)			
	$\Gamma(t \to \gamma q)$	$\Gamma(t \to gq)$	$\Gamma(t \to Zq)_1$	$\Gamma(t \to Zq)_2$
1	8.374×10^{-2}	1.701	1.449	7.098×10^{-2}
5×10^{-1}	2.093×10^{-2}	4.252×10^{-1}	3.624×10^{-1}	1.775×10^{-2}
1×10^{-1}	8.374×10^{-4}	1.701×10^{-2}	1.449×10^{-2}	7.098×10^{-4}
5×10^{-2}	2.093×10^{-4}	4.252×10^{-3}	3.624×10^{-3}	1.775×10^{-4}
1×10^{-2}	8.374×10^{-6}	1.701×10^{-4}	1.449×10^{-4}	7.098×10^{-6}
5×10^{-3}	2.093×10^{-6}	4.252×10^{-5}	3.624×10^{-5}	1.775×10^{-6}
1×10^{-3}	8.374×10^{-8}	1.701×10^{-6}	1.449×10^{-6}	7.098×10^{-8}
5×10^{-4}	2.093×10^{-8}	4.252×10^{-7}	3.624×10^{-7}	1.775×10^{-8}
1×10^{-4}	8.374×10^{-10}	1.701×10^{-8}	1.449×10^{-8}	7.098×10^{-10}
5×10^{-5}	2.093×10^{-10}	4.252×10^{-9}	3.624×10^{-9}	1.775×10^{-10}
1×10^{-5}	8.374×10^{-12}	1.701×10^{-10}	1.449×10^{-10}	7.098×10^{-12}

b) $t \to uV(V=\gamma,g,Z)$ ile $t \to cV(V=\gamma,g,Z)$ bağlaşımları aynı olsun. Yani $\kappa_c^\gamma = \kappa_u^\gamma$, $\kappa_c^g = \kappa_u^g$ ve $\kappa_c^Z = \kappa_u^Z$ olsun. Bu durumda nadir bozunum genişlikleri yaklaşık iki kat artacaktır.

4.2. Dallanma Oranları

Dallanma oranlarını da yine bozunum genişlikleri için bulduğumuz değerlerden yararlanarak buluruz. İlk önce toplam bozunma genişliğini ifade eden bir formül tanımlayalım;

$$\Gamma_T = \Gamma(t \to Wb) + \Gamma(t \to \gamma q) + \Gamma(t \to gq) + \Gamma(t \to Zq)_1 + \Gamma(t \to Zq)_2 \qquad (4.9)$$

Sonra bu formülden de yararlanarak her bir kanal için bir dallanma oranı formülü yazabiliriz:

$$BR(t \to Vq) = \frac{\Gamma(t \to Vq)}{\Gamma_T} \qquad (4.10)$$

Denklem (4.10)'de $V = \gamma, g, Z$ ve W bozonlarını gösterir. Dallanma oranları için aşağıdaki kabuller yapılarak çizelgeler çizilebilir. Yukarıdaki formülde q = b, u, c dir.

a) $t \to uV(V = \gamma, g, Z)$ ile $t \to cV(V = \gamma, g, Z)$ bağlaşımları farklı olsun. Yani, $\kappa_c^\gamma = \kappa_c^g = \kappa_c^Z \neq 0$ ve $\kappa_u^\gamma = \kappa_u^g = \kappa_u^Z = 0$ olsun. Bu durum için, yukarıdaki dallanma oranları denklemlerinden yararlanılarak çizelge 4.2 çizilmiştir.

Çizelge 4.2. FCNC bozunumları için dallanma oranları ($\kappa_c^\gamma = \kappa_c^g = \kappa_c^Z \neq 0$ ve $\kappa_u^\gamma = \kappa_u^g = \kappa_u^Z = 0$ olduğunda)

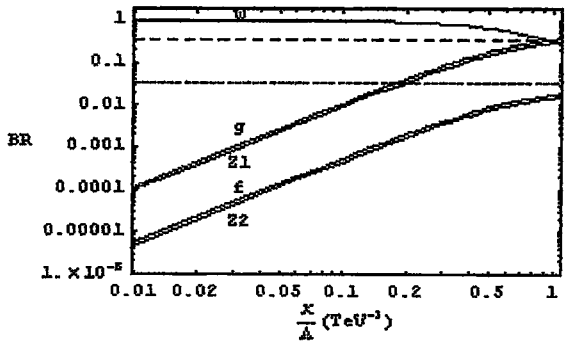
κ	DALLANMA ORANLARI				
	$t \to \gamma q$	$t \to gq$	$(t \to Zq)_1$	$(t \to Zq)_2$	$t \to W^+ b$
1	1.725×10^{-2}	3.504×10^{-1}	2.897×10^{-1}	1.462×10^{-2}	3.191×10^{-1}
5×10^{-1}	8.815×10^{-3}	1.790×10^{-1}	1.526×10^{-1}	7.472×10^{-3}	6.521×10^{-1}
1×10^{-1}	5.294×10^{-4}	1.075×10^{-2}	9.165×10^{-3}	4.488×10^{-4}	9.791×10^{-1}
5×10^{-2}	1.345×10^{-4}	2.731×10^{-3}	2.328×10^{-3}	1.139×10^{-4}	9.995×10^{-1}
1×10^{-2}	5.406×10^{-6}	1.098×10^{-4}	9.359×10^{-5}	4.582×10^{-6}	9.998×10^{-1}
5×10^{-3}	1.352×10^{-6}	2.745×10^{-5}	2.340×10^{-5}	1.146×10^{-6}	9.999×10^{-1}
1×10^{-3}	5.407×10^{-8}	1.098×10^{-6}	9.361×10^{-7}	4.583×10^{-8}	9.999×10^{-1}
5×10^{-4}	1.352×10^{-8}	2.745×10^{-7}	2.745×10^{-7}	2.745×10^{-7}	9.999×10^{-1}
1×10^{-4}	5.407×10^{-10}	1.098×10^{-8}	9.361×10^{-9}	4.583×10^{-10}	1
5×10^{-5}	1.352×10^{-10}	2.745×10^{-9}	2.745×10^{-9}	2.745×10^{-10}	1
1×10^{-5}	5.407×10^{-12}	1.098×10^{-10}	9.361×10^{-11}	4.583×10^{-12}	1

b) $t \to uV(V=\gamma,g,Z)$ ile $t \to cV(V=\gamma,g,Z)$ bağlaşımları aynı olsun. Yani $\kappa_c^\gamma = \kappa_u^\gamma$, $\kappa_c^g = \kappa_u^g$ ve $\kappa_c^Z = \kappa_u^Z$ olsun. Bu durum içinde çizelge 4.3 çizilmiştir.

Çizelge 4.3. FCNC bozunumları için $\kappa_c^\gamma = \kappa_u^\gamma$, $\kappa_c^g = \kappa_u^g$, $\kappa_c^Z = \kappa_u^Z$ durumlarında dallanma oranları

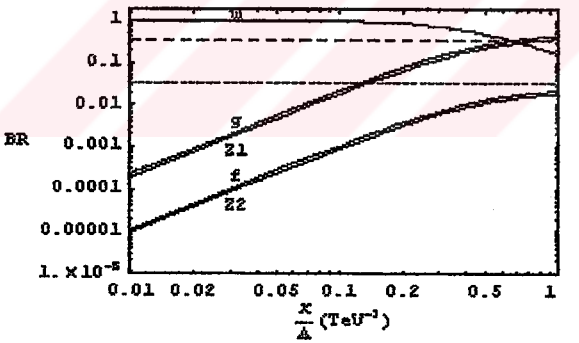
κ	DALLANMA ORANLARI				
	$(c+u)\gamma$	$(c+u)g$	$(c+u)Z_1$	$(c+u)Z_2$	W^+b
1	2.053×10^{-2}	4.169×10^{-1}	3.554×10^{-1}	1.739×10^{-2}	1.898×10^{-1}
5×10^{-1}	1.308×10^{-2}	2.656×10^{-1}	2.264×10^{-1}	1.109×10^{-2}	4.838×10^{-1}
1×10^{-1}	1.037×10^{-3}	2.106×10^{-2}	1.795×10^{-2}	8.792×10^{-4}	9.591×10^{-1}
5×10^{-2}	2.675×10^{-4}	5.433×10^{-3}	4.631×10^{-3}	2.267×10^{-4}	9.894×10^{-1}
1×10^{-2}	1.081×10^{-5}	2.195×10^{-4}	1.871×10^{-4}	9.163×10^{-6}	9.999×10^{-1}
5×10^{-3}	2.703×10^{-6}	5.490×10^{-5}	4.680×10^{-5}	2.291×10^{-6}	9.999×10^{-1}
1×10^{-3}	1.081×10^{-7}	2.196×10^{-6}	1.872×10^{-6}	9.166×10^{-8}	9.999×10^{-1}
5×10^{-4}	2.704×10^{-8}	5.491×10^{-7}	4.680×10^{-7}	2.292×10^{-8}	9.999×10^{-1}
1×10^{-4}	1.081×10^{-9}	2.196×10^{-8}	1.872×10^{-8}	9.167×10^{-10}	1
5×10^{-5}	2.704×10^{-10}	5.491×10^{-9}	4.680×10^{-9}	2.292×10^{-10}	1
1×10^{-5}	1.081×10^{-11}	2.196×10^{-10}	1.872×10^{-10}	9.167×10^{-12}	1

İlk olarak $t \to uV(V=\gamma,g,Z)$ ile $t \to cV(V=\gamma,g,Z)$ bağlaşımlarının farklı olduğu, $\kappa_c^\gamma = \kappa_c^g = \kappa_c^Z \neq 0$ ve $\kappa_u^\gamma = \kappa_u^g = \kappa_u^Z = 0$ durumu için yukarıdaki dallanma oranları denklemlerinden yararlanarak şekil 4.2 çizilmiştir.



Şekil 4.2. Bağlaşım katsayılarının farklı olduğu durum için, dallanma oranları grafiği, g gluon, f foton, Z1 4 boyutlu etkileşme ve Z2 5 boyutlu etkileşmeye karşılık gelir

İkinci olarak da $t \to uV(V=\gamma,g,Z)$ ile $t \to cV(V=\gamma,g,Z)$ bağlaşımlarının aynı olduğu, $\kappa_c^\gamma = \kappa_u^\gamma$, $\kappa_c^g = \kappa_u^g$ ve $\kappa_c^Z = \kappa_u^Z$ durumu için yine yukarıdaki dallanma oranları denklemlerinden yararlanılarak şekil 4.3 çizilmiştir.

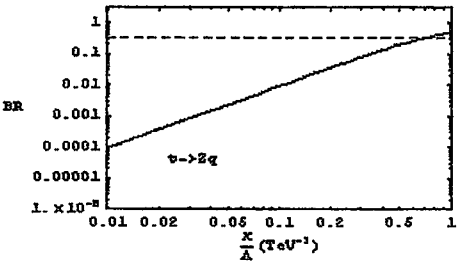


Şekil 4.3. Bağlaşım katsayılarının eşit olduğu durum için, dallanma oranları grafiği

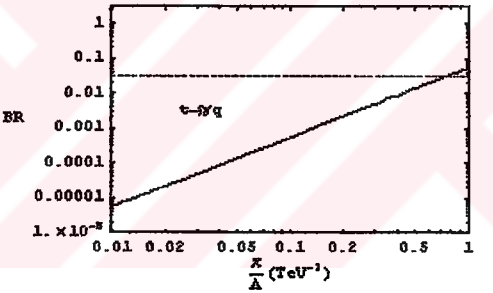
4.3. FCNC Bağlaşımları Üzerine Sınırlar

Deneysel veriler kullanılarak, BR(t→qγ)< %3.2 ve BR(t→qZ)< %33 değerlerinden, üst kuark fiziğinde çeşni değiştiren yüksüz akımlar üzerine sınırlamalar getirilebilir.

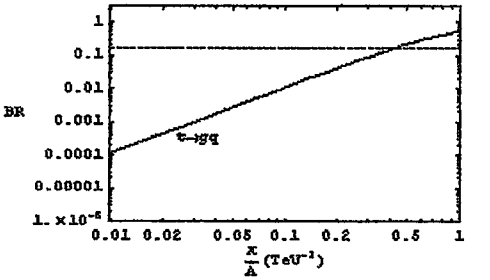
Burada grafik çizerek κ_{tq}^{Z}, κ_{tq}^{g} ve κ_{tq}^{γ} bağlaşım katsayıları üzerine sınırlamalar getirelim. κ_{tq}^{γ} κ_{tq}^{g} ve κ_{tq}^{Z} anormal bağlaşımları üzerine sınırlamalar getirirken sadece bir tanesi değiştirilmiş ve diğer anormal bağlaşımlar sıfır alınmıştır.



Şekil 4.4. t→Zq kanalında dallanma oranının κ_{tq}^{Z}/Λ'ya bağlılığı



Şekil 4.5. t→γq kanalında dallanma oranının $\kappa_{tq}^{\gamma}/\Lambda$'ya bağlılığı



Şekil 4.6. t→gq kanalında dallanma oranının κ_{tq}^{g}/Λ'ya bağlılığı

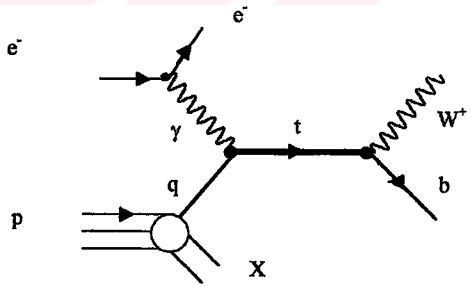
Bu grafiklerden görüldüğü gibi FCNC bağlaşımları için sınırlar $\kappa_{tq}^{Z}<0.73$, $\kappa_{tq}^{\gamma}<0.78$ ve $\kappa_{tq}^{g}<0.47$ olur.

Üst kuark anormal bağlaşımları üzerine getirilen günümüzdeki sınırlamalar düşük enerjili verilerden, üst kuarkın nadir bozunumlarının araştırılmasından, $t\bar{t}$ üretimi için Standart Model tahminlerindeki sapmalardan ve LEP2 (Büyük Elektron–Pozitron Çarpıştırıcısı 2)'de tek üst kuark üretimi için yapılan araştırmalardan elde edilir.

4.4. Üst Kuarkın Rezonans Üretimi

Üst kuarkın FCNC bozunma kanallarının iyi bir şekilde incelenebilmesi için çarpıştırıcılarda çok sayıda üretilmeleri gerekmektedir. Çünkü bu kanallara dallanma oranları çok küçüktür. Bu bölümde üst kuarkın gelecekte kurulması planlanan yeni yüksek enerjili çarpıştırıcılardan elektron-proton (ep), proton-proton (pp) ve halen çalışan proton-antiproton ($p\bar{p}$) çarpıştırıcılarındaki rezonans üretimine bakılmıştır.

4.4.1. Elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcılarında üst kuarkın rezonans üretimi



Şekil 4.7. Üst kuarkın elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcısında rezonans üretimi için diyagram

Elektron-Proton çarpıştırıcısında yukarıda Feynman Diyagramı çizilmiş olan reaksiyonun gerçekleşebilmesi için üst kuarkın rezonans üretimi yapılmıştır. Yukarıdaki diyagramda q = u,c şeklindedir. $\gamma q \rightarrow t \rightarrow W^{+}b$ reaksiyonun tesir kesiti iz yöntemiyle hesaplanmıştır. Tesir kesitini iz yöntemiyle hesaplarken, ilk önce reaksiyonun köşe çarpanları bulunmalıdır (Yukarıdaki reaksiyonda iki tane köşe olduğu için, iki tane köşe çarpanı vardır). Köşe çarpanları da bölüm 3'de yazılmış olan dört boyutlu ve beş boyutlu etkileşim lagranjiyenlerinden yararlanılarak aşağıdaki şekilde bulunmuştur.

1.Köşe Çarpanı: $-ig_e Q\frac{\kappa_{tq}^{\gamma}}{\Lambda}\sigma^{\alpha\beta}(c_1+c_2\gamma^5)P_{1\beta}$ (4.11)

2. Köşe Çarpanı: $\frac{-ig_W}{2\sqrt{2}}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)V_{tb}$ (4.12)

Yukarıdaki 1. köşe çarpanında $(c_1+c_2\gamma^5)=(f_{tq}^{\gamma}+ih_{tq}^{\gamma})$' dır. Burada q = u, c' dir. 2. köşe çarpanındaki V_{tb} terimi ise CKM matris elemanıdır. Ayrıca 2. köşe çarpanındaki g_W bağlaşım sabiti $g_W = g_e/\sin\theta_w$ şeklindedir. Köşe çarpanları ve QED için Feynman Kurallarından yararlanılarak reaksiyonun genliği aşağıdaki şekilde bulunur.

$$M(\gamma q \rightarrow t \rightarrow Wb) = \frac{g_e^2 Q}{2\sqrt{2}\sin\theta_W}(\frac{\kappa_{tq}^{\gamma}}{\Lambda})\frac{V_{tb}}{(P_1+P_2)^2-m_t^2+im_t\Gamma_t}[\overline{u}(4)\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)(P_1+P_2$$

$$+m_t)\sigma^{\alpha\beta}(c_1+c_2\gamma^5)P_{1\beta}u(2)]\in_{\mu}^{*}(3)\in_{\alpha}(1) \quad (4.13)$$

Burada P_1 ve P_2 sırasıyla foton ve kuark momentumlarıdır. Yukarıdaki genlikte $\in_{\mu}^{*}(3)\in_{\alpha}(1)$ ifadeleri de sırasıyla W vektör alanını ve foton vektör alanını temsil ederler. $u(2)$ ifadesi q=u, c kuarklarıyla ifade edilen parçacıkların Dirac Spinörleridir. $\overline{u}(4)$ sembolü ise b kuarkın Dirac Spinörüdür. Q ifaddesi ise üst kuarkın elektriksel yükünü temsil eder. Reaksiyonun genliğini de bulduğumuza göre, artık bulduğumuz bu genliğin hermitik eşleniği alıp kendisi ile çarptıktan sonra izini alırız. Bu iz alma işlemini elle yapmak çok uzun süren ve hata yapma olasılığı fazla olan bir iş olduğu için

burda matematika programından yararlandık. Matematika programından yararlanarak bulduğumuz sonucun mandelsam değişkenleri cinsinden ifade edilmiş olmasına dikkat etmeliyiz. Bu bulduğumuz sonuç $\left\langle \left|M(\gamma q \to t \to Wb)\right|^2 \right\rangle$ ifadesinin değeri olduğu için, artık aşağıda yazdığımız formülde bu değeri kullanarak üst kuarkın elektron proton çarpıştırıcısındaki rezonans üretimi için diferansiyel tesir kesitini aşağıdaki şekilde buluruz .

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\left\langle \left|M(\gamma q \to t \to Wb)\right|^2 \right\rangle}{16\pi \hat{s}^2} \tag{4.14}$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = -\frac{g_e^4 Q^2 V_{tb}^2}{16\pi \hat{s} M_W^2 [(\hat{s}-m_t^2)^2 + m_t^2 \Gamma_t^2] \sin^2\theta_W} \left(\frac{\kappa_{tq}^{\gamma}}{\Lambda}\right)^2 \{(c_1-c_2)^2 m_t^2 [-M_W^2 \hat{s} + (m_b^2 + 2M_W^2)$$

$$\times (M_W^2 - \hat{t})] - (c_1+c_2)^2 \hat{s}^2 (-m_b^2 + \hat{s} + \hat{t}) + \hat{s}[M_W^2 (c_1^2 (-m_t^2 + M_W^2) + c_2^2 (-m_t^2 + M_W^2)$$

$$+ 2c_1 c_2 (m_t^2 + M_W^2)) - (c_1+c_2)^2 (m_b^2 + M_W^2)(m_b^2 + M_W^2 - \hat{s} - \hat{t}) + (2c_1 c_2 (-m_t^2 + M_W^2)$$

$$+ c_1^2 (m_t^2 + M_W^2) + c_2^2 (m_t^2 + M_W^2))\hat{t}] \} \tag{4.15}$$

Yukarıdaki diferansiyel tesir kesiti $\gamma q \to t \to bW^+$ alt sürecini temsil eder. Diferansiyel tesir kesitini bulduğumuza göre artık toplam tesir kesitini aşağıda yazdığımız formülden hesaplayabiliriz. Bu alt süreçteki q = u, c kuarklarını ifade eder.

$$\sigma = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^{y_{max}} dx dy f_q(x,Q^2) f_\gamma(y) \int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+} d\hat{t} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \tag{4.16}$$

Bu denklemde $x = P_q / P_p$ ve $y = P_\gamma / P_e$ şeklindedir. Denklemdeki integrallerin sınırlarını şöyle bulduk. $xy = \tau$ ve $\hat{s} = xys$ olacak şekilde değişkenler tanımladık. Burda $\hat{s}$ alt sürecin kütle merkezi enerjisini, s ise bütün sürecin kütle merkezi enerjisini ifade eder. Daha önce yazdığımız ifadelerden yararlanarak $\hat{s} = \tau s$ olduğunu gördük. Böylece $\tau = \hat{s}/s$ şeklinde yazılmıştır. $\tau = \hat{s}/s$ ifadesinden yararlanarak da $\tau_{min} = \hat{s}_{min}/s$ ifadesini bulduk. Bu reaksiyonda $\hat{s} = (P_\gamma + P_q)^2 = (P_W + P_b)^2 = P_W^2 + P_b^2 + 2P_W P_b$

şeklinde olduğundan, $\hat{s}_{min} = (M_W + m_b)^2$ olur. Artık $\hat{s}_{min}$ ifadesini bulduğumuza göre τ_{min} ifadesini de $\tau_{min} = (M_W + m_b)^2 / s$ şeklide buluruz. Ayrıca $\hat{s}$'nin maksimum değerini Compton geri saçılmasıyla buluruz. Compton geri saçılmasında yüksek enerjili bir elektron kendisine göre daha düşük enerjili bir lazer fotonuyla çarpıştırılır. Böylece burda yüksek enerjili elektron enerjisinin 0.83'nü fotona aktarıp yüksek enerjili foton üretir. Bu nedenle $\tau_{max} = (xy)_{max} = 0.83$ olur. Bu bağıntıdan yararlanarak $x_{max} = 1$ ve $y_{max} = 0.83$ olarak alınabilir. Diğer bir integral sınırı olan $x_{min} = \tau / y_{max} = \tau / 0.83$ olarak bulunur. Diğer integral sınırını da $y_{min} = \tau_{min} / x_{max} = \tau_{min}$ şeklinde buluruz. Artık denklem 4.16 daki integrallerin sınırlarını bulduğumuza göre, onu aşağıdaki formda yazabiliriz.

$$\sigma = \int_{\tau_{min}}^{0.83} \int_{\tau/0.83}^{1} \frac{dx}{x} f_q(x,Q^2) f_\gamma(\frac{\tau}{x}) \int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+} d\hat{t} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \qquad (4.17)$$

Yukarıdaki formülde $\hat{t}_+ = \hat{t}_{max} = \left((m_\gamma^2 - M_W^2 - m_q^2 + m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}\right)^2 - (p_{\gamma cm} - p_{Wcm})^2$ ve $\hat{t}_- = \hat{t}_{min} = \left((m_\gamma^2 - M_W^2 - m_q^2 + m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}\right)^2 - (p_{\gamma cm} + p_{Wcm})^2$ şeklindeki değerlere sahiptir. Bu ifadelerdeki $p_{\gamma cm} = \sqrt{E_{\gamma cm}^2 - m_\gamma}$, $p_{Ecm} = \sqrt{E_{Wcm}^2 - M_W^2}$ dir. Yine aynı şekilde $E_{\gamma cm} = (\hat{s} + m_\gamma^2 - m_q^2)/2\sqrt{\hat{s}}$ ve $E_{Wcm} = (\hat{s} + M_W^2 - m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}$ dir. Bu yazdığımız değerler kullanılarak t_{min} ve t_{max} değerlerini bulduk. Ayrıca yine yukarıda ki formülde $f_\gamma(\tau/x)$ ifadesi yüksek enerjili bir elektronla çarpışıp, geri yönde saçılan bir fotonun dağılım fonksiyonudur (Ginzburg et al 1983). Denklem 4.17'nin değerleri fortran programının yardımıyla bulunmuştur. Bunun için denklem 4.15'in değeri fortran formuna dönüştürülmüştür. Denklem 4.17'nin değerleri bize toplam tesir kesiti değerlerini verir. Toplam tesir kesiti değerlerinden ve çarpıştırıcıların toplam ışınlık (L_{int}) değerlerinden yararlanılarak aşağıdaki formülde gösterildiği gibi, olay sayıları (N) bulunmuştur.

$$N = \sigma_{tot} \times L_{int} \qquad (4.18)$$

Aşağıda bazı $\sqrt{s}$ değerleri için çeşitli elektron-proton çarpıştırıcılarındaki üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesiti değerleri ve olay sayıları, çizelgeler halinde verilmiştir, Çizelge 4.4, Çizelge 4.5 ve Çizelge 4.6. Bu çizelgelerden görüldüğü gibi çarpıştırıcıların E_e, E_p ,$\sqrt{s}$ enerji değerleri ve L_{int} (toplam ışınlık) değerleri artıkça tesir kesitinin aldığı değerler ve gözlemlenen olay sayıları da artıyor. Bu nedenle üretilen parçacıkların tesir kesitlerinin daha büyük olması ve bu üretilen parçacıkların gözlemlenme yani olay sayılarının daha büyük olması için, E_e, E_p ,$\sqrt{s}$ enerji değerleri ve L_{int} (toplam ışınlık) değerleri daha büyük olan çarpıştırıcılar yapılmalıdır. Günümüzde de daha yüksek enerji ve toplam ışınlık değerlerine sahip olacak çarpıştırıcıların yapımı sürmektedir. Toplam tesir kesiti değerlerini hesaplarken $\kappa_{tu}^{\gamma} = \kappa_{tc}^{\gamma} = 0.1$ ve $\Lambda = m_t$ aldık.

Çizelge 4.4. THERA(1)'de E_e=0.5TeV, E_P=0.5TeV, $\sqrt{s} = 1\,\text{TeV}$ ve L_{int}(toplam ışınlık)= 500pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları

C_1	C_2	σ(pb)	N
1	0	0.0866	43.3
0	1	0.0866	43.3
1	1	0.2130	106.5
1	-1	0.1332	66.6

Çizelge 4.5.THERA(2)'de E_e=0.8TeV, E_p=0.8TeV, $\sqrt{s} = 1.6\,\text{TeV}$ ve L_{int}=250pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları

C_1	C_2	σ(pb)	N
1	0	0.2411	60.275
0	1	0.2411	60.275
1	1	0.5687	142.175
1	-1	0.3959	98.975

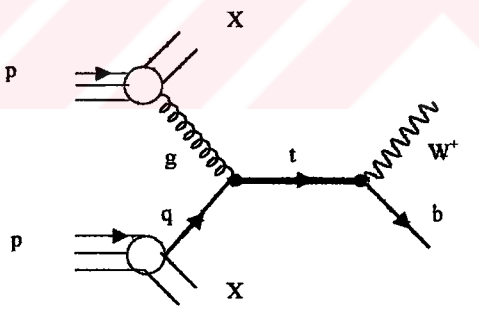
Çizelge 4.6.CLIC⊕LHC'de E_e=1.5TeV, E_p=7TeV, $\sqrt{s} = 5.3$ TeV ve L_{int}=5000pb^{-1} için tesir kesitleri ve olay sayıları

C_1	C_2	σ(pb)	N
1	0	0.7398	3699
0	1	0.7398	3699
1	1	2.9351	14675.5
1	-1	0.0242	121

Yukarıdaki elektron-proton çarpıştırıcılarında üst kuarkın rezonans üretimindeki olay sayısının en fazla görüldüğü çarpıştırıcı CLIC⊕LHC' dir.

4.4.2. Proton(p)-proton(p) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi

Proton-Proton çarpıştırıcılarında üst kuarkın aşağıda Çizelge 4.8'de Feynman diyagramı çizilmiş olan rezonans üretim süreci ele alınmıştır.



Şekil 4.8. Üst kuarkın $gq \rightarrow t \rightarrow W^+ b$ rezonans üretim sürecinin Feynman Diyagramı

Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısında yukarıda Feynman Diyagramı çizilmiş olan reaksiyonun gerçekleşebilmesi için üst kuarkın rezonans üretiminin yapılması gerekir. Yukarıdaki diyagramdaki q ifadesi q = u,c kuarklarını temsil eder. Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi için tesir kesitini hesaplamak için,

elektron (e)-ptoton (p) çarpıştırıcısındaki tesir kesitini hesaplarken attığımız adımların aynısını burada yine tekrarladık. Yani ilk önce $gq \to t \to W^+ b$ süreci için köşe çarpanlarını bulduk.

1. Köşe Çarpanı: $-ig_s(\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda})\sigma^{\alpha\beta}T^a(c_1+c_2\gamma^5)P_{1\beta}$ (4.19)

2. Köşe Çarpanı: $-i\frac{g_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma_5)V_{tb}$ (4.20)

Yukarıdaki birinci köşe çarpanında $(c_1+c_2\gamma^5)=(f_{tq}^g+ih_{tq}^g\gamma^5)$'dir. Yine birinci köşe faktöründe $g_s=\sqrt{4\pi\alpha_s}$'dir. İkinci köşe faktöründeki V_{tb} CKM matris elemanıdır. Aynı şekilde $g_w=g_e/\sin\theta_w$ şeklindedir. Yukarıda yazılmış olan köşe çarpanlarından yararlanılarak $gq \to t \to Wb$ reaksiyonu için genlik ifadesi aşağıdaki şekilde yazılmıştır.

$$M(gq\to t\to W^+b)=\frac{g_s g_e}{2\sqrt{2}\sin\theta_w}(\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda})\frac{V_{tb}}{(P_1+P_2)^2-m_t^2+im_t\Gamma_t}[\bar{u}(4)\gamma^\mu(1-\gamma_5)(P_1+P_2$$
$$+m_t)\sigma^{\alpha\beta}T^a(c_1+c_2\gamma^5)P_{1\beta}u(2)]\times\in_\mu^*(3)\in_\alpha(1) \quad (4.21)$$

Yukarıdaki genlik ifadesinde V_{tb} CKM matris elemanını tasvir eder. T^a ifadesi Gell-Mann matrislerini temsil eder. $\bar{u}(4)$ ifadesi b kuarkın Dirac Spinörü ve $u(2)$ ifadesi ise q=u, c kuarklarının Dirac Spinörüdür. $\in_\mu^*(3)$ sembolü gluon vektör alanını, $\in_\alpha(1)$ sembolü ise W vektör alanını temsil eder. Reaksiyonun genliğini yazdığımıza göre, şimdi $\left\langle\left|M(gq\to t\to W^+b)\right|^2\right\rangle$ ifadesinin neye eşit olduğunu hesaplamaya sıra geldi. Fakat tekrar bu ifadeyi uzun bir şekilde hesaplamak yerine, $\gamma q \to t \to bW^+$ sürecinde $\left\langle\left|M(\gamma q\to t\to W^+b)\right|^2\right\rangle$ ifadesi için bulduğumuz değerde bazı değişiklikler yaparak $\left\langle\left|M(gq\to t\to W^+b)\right|^2\right\rangle$ ifadesinin de neye eşit olduğunu bulabiliriz. Şimdi

yapmamız gereken bu değişikliklerin neler olduğuna bakalım. $\left\langle \left|M(gq \to t \to W^+ b)\right|^2 \right\rangle$ ifadesi için bulunan değerde yapmamız gereken birinci değişiklik, bu değerde ki Q^2 şeklindeki üst kuarkın elektriksel yükünü temsil eden sembolün kaldırılmasıdır. İkinci değişiklik ise, bu değeri 1/6'lık bir katsayıyla çarpmaktır. Bu 1/6 katsayısı üst kuark Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısında güçlü etkileşmenin sonucunda rezonans olarak üretildiği için, kuarkların renk matrislerinden gelir. Son değişiklik ise g_e^4 ifadesini $g_e^4 = g_e^2 g_s^2$ şeklinde almaktır. Bu üç değişiklik yapılarak $\left\langle \left|M(gq \to t \to W^+ b)\right|^2 \right\rangle$ ifadesi için aşağıdaki değer bulunmuştur.

$$\left\langle \left|M(gq \to t \to W^+ b)\right|^2 \right\rangle = -\frac{1}{6} \times \frac{g_e^2 g_s^2 V_{tb}^2}{M_W^2[(\hat{s}-m_t^2)^2 + m_t^2\Gamma_t^2]\sin^2\theta_W} \left(\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda}\right)\{(c_1-c_2)^2 m_t^2$$
$$\times[-M_W^2\hat{s} + (m_b^2 + 2M_W^2)(M_W^2 - \hat{t})] - (c_1+c_2)^2\hat{s}^2(-m_b^2 + \hat{s} + \hat{t}) + \hat{s}[M_W^2(c_1^2(-m_t^2 + M_W^2)$$
$$+ c_2^2(-m_t^2 + M_W^2) + 2c_1c_2(m_t^2 + M_W^2)) - (c_1+c_2)^2(m_b^2 + M_W^2)(m_b^2 + M_W^2 - \hat{s} - \hat{t}) + (2c_1c_2$$
$$\times(-m_t^2 + M_W^2) + c_1^2(m_t^2 + M_W^2) + c_2^2(m_t^2 + M_W^2))\hat{t}]\} \qquad (4.22)$$

Şimdi sıra diferansiyel tesir kesitini bulmaya geldi. Diferansiyel tesir kesiti aşağıda verilen formülle bulunabilir. Denklem 4.22'deki q=u,c dir.

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\left\langle \left|M(gq \to t \to W^+ b)\right|^2 \right\rangle}{16\pi\hat{s}^2} \qquad (4.23)$$

Üst kuarkın Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısındaki rezonans üretimi için diferansiyel tesir kesitinden yararlanılarak, üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesiti şu şekilde bulunmuştur. Şekil 4.8'deki Feynman Diyagramından yararlanarak $X_a = P_g / P_p$ ve $X_b = P_q / P_p$ şeklindeki değişkenlerini yazmakla işe başlanmıştır. Bu değişkenler bize Protonun enerjisinin nekadarını gluona veya q=u, c kuarklarına aktaracağına dair bilgi verir. Bu değişkenlere ek olarak başka değişkenler de tanımlanmıştır. Bu değişkenler $\tau = X_a X_b$ ve $\hat{s} = \varpi = X_a X_b$ ifadeleridir. Aşağıdaki formülün ve daha önce tanımlanmış olan değişkenlerin yardımı ile toplam tesir kesiti hesaplanmıştır.

$$\sigma = \int_{X_{a\min}}^{X_{a\max}} \int_{X_{b\min}}^{X_{b\max}} dX_a dX_b [f_{g/p}(X_a) f_{q/p}(X_b) + f_{q/p}(X_a) f_{g/p}(X_b)] \int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+} \frac{d\sigma}{d\hat{t}} d\hat{t} \qquad (4.24)$$

Bu toplam tesir kesiti formülü ile elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcısındaki toplam tesir kesiti formülü arasında farklılıklar vardır. Elektron (e)-proton (p) çarpıştırıcısındaki toplam tesir kesiti formülünde foton dağılımı vardır. Fakat burdaki toplam tesir kesiti formülünde fotondağılımı yoktur. Onun yerine gluon dağılımı vardır. Yukarıdaki denklemdeki integrallerin sınırları şu şekilde belirlenmiştir. İlk önce işe $\hat{t}_-$ ve $\hat{t}_+$ sınırlarının değerlerinin nasıl bulunacağı ile işe başlanmıştır. Daha önceden elektron(e)-proton(p) çarpıştırıcısında da bezer işlemler yapılmıştı. Oradaki işlemlerden buradakilerin farkı, orada fotonun olması burada ise fotonun yerine gluonun olmasıdır. $\hat{t}_+ = \hat{t}_{\max} = \left((m_g^2 - M_W^2 - m_q^2 + m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}\right)^2 - (p_{gcm} - p_{Wcm})^2$ ve $\hat{t}_- = \hat{t}_{\min} = \left((m_g^2 - M_W^2 - m_q^2 + m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}\right)^2 - (p_{gcm} + p_{Wcm})^2$ şeklinde alınmıştır. Bu ifadelerdeki bazı terimlerin değerleri şu şekilde verilmiştir. $p_{gcm} = \sqrt{E_{gcm}^2 - m_g^2}$ ve $p_{Ecm} = \sqrt{E_{Wcm}^2 - M_W^2}$ dır. Yine aynı şekilde $E_{gcm} = (\hat{s} + m_g^2 - m_q^2)/2\sqrt{\hat{s}}$ ve $E_{Wcm} = (\hat{s} + M_W^2 - m_b^2)/2\sqrt{\hat{s}}$ şeklinde alınmıştır. Artık sıra diğer integral sınırlarını nasıl bulduğumuzu anlatmaya geldi. Proton (p)-proton (p) çarpıştırıcısında gluonun protona oranı birden büyük olamaz. Aynı şekilde q=u, c kuarklarının da protona oranı birden büyük olamaz. Bu nedenle toplam tesir kesiti formülündeki integrallerin sınırları için, $X_a = P_g / P_p$ ve $X_b = P_q / P_p$ ifadelerinden de yararlanarak $X_{a\max} = 1$ ve $X_{b\max} = 1$'dir diyebiliriz. İntegrallerin maksimum değerlerini bulduğumuza göre artık sıra minimum değerlerini bulmaya geldi. $\tau = X_a X_b$ formülünden yaralanarak, $X_{a\min} = \tau_{\min} / X_{b\max} = \tau_{\min} / 1$ ve $X_{b\min} = \tau / X_{a\max} = \tau / 1$ ifadelerini yazabiliriz. τ ifadesi için de $\tau_{\max} = X_{a\max} X_{b\max} = 1$ ve $\tau_{\min} = (\hat{s}/s)_{\min} = \hat{s}_{\min} / s = (M_W + m_b)^2 / s$ değerlerini yazabiliriz. Toplam tesir kesiti formülünde $X_b = X$ değişken değiştirmesini yaparsak, $\tau = X_a X$, $dX_a dX_b = (1/X) dX d\tau$ ve $X_a = \tau / X$ değerlerini alırlar. Şimdi

yeni değişkenler ve bulunan sınırlarların yardımıyla üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesiti formülü aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir.

$$\sigma = \int_{(M_W+m_b)^2/s\tau}^{1}\int_{\tau}^{1}\frac{1}{X}dXd\tau[f_{g/p}(\frac{\tau}{X})f_{q/p}(X)+f_{q/p}(\frac{\tau}{X})f_{g/p}(X)]\int_{\hat{t}_-}^{\hat{t}_+}\frac{d\sigma}{d\hat{t}}d\hat{t} \qquad (4.25)$$

Yukarıda üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesiti formülü yazılmıştır. Bu formülün LHC'de alacağı değerler fortran programından yararlanılarak bulunmuştur. LHC'de protonlar kütle merkezleri çakışacak şekilde çarpıştırılacaklardır.

Üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesitlerinden yararlanılarak olay sayıları aşağıdaki denklemden bulunmuştur.

$$N = \sigma_{tot} \times L_{int} \qquad (4.26)$$

Fortran77 programını kullanarak LHC için bulduğumuz üst kuark üretim tesir kesitleri ve bu toplam üretim tesir kesitlerinden de yararlanarak bulduğumuz olay sayıları aşağıda çizelge 4.7'de verilmiştir.Toplam tesir kesiti değerlerini hesaplarken $\kappa_{tu}^{g} = \kappa_{tc}^{g} = 0.1$ ve $\Lambda = m_t$ aldık.

Çizelge 4.7. E_P=7TeV, $E_{\bar{P}}$=7TeV ve $\sqrt{s} = 14TeV$ Enerji Değerlerine Sahip Olan Sahip Olan $L_{int}=10^5 pb^{-1}$'lik Işınlıklı LHC' deki üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesitleri ve olay sayıları

C_1	C_2	σ(pb)	N
1	0	18.9164	1891640
0	1	18.9164	1891640
1	1	72.7913	7279130
1	-1	2.8744	287440

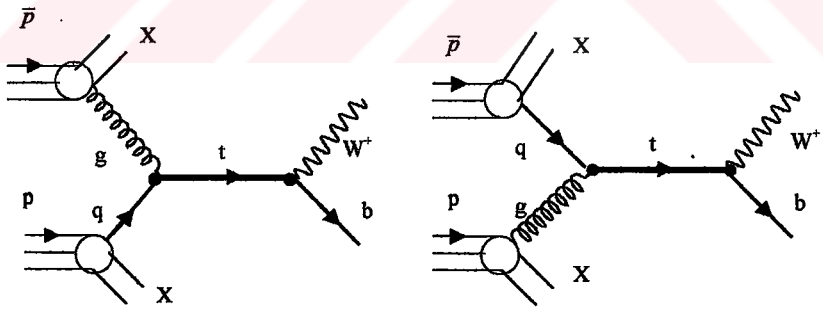
Yukarıdaki çizelgelere bakarak üst kuarkın rezonans üretiminde ki toplam tesir kesiti için şunu söyleye biliriz: E_P ,$\sqrt{s}$ enerji değerleri ve toplam ışınlık (L) değerleri büyük

olan çarpıştırıcılarda üst kuarkın toplam tesir kesiti E_P , $\sqrt{s}$ enerji değerleri ve toplam ışınlık (L) değerleri küçük olan çarpıştırıcılara göre daha büyüktür. Bu çarpıştırıcıda baskın SM fonları W + jet ve üst kuarkın tek üretimi süreçleridir. $\sigma(W + jet) \cong 6.8 \times 10^3$ pb, $\sigma(t) \approx 3.3 \times 10^1$ pb dır(Çakır and Çetin 2002).

4.4.3. Proton(p)-antiproton($\overline{p}$) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi

Proton (p)-Antiproton ($\overline{p}$) çarpıştırıcısında üst kuarkın rezonans üretimi aynı Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısındaki üst kuarkın rezonans üretimine benzer. Tek fark Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısında iki proton kullanılır. Burada ise bir proton ve birde antiproton kullanılır. Yani Proton (p)-Proton (p) çarpıştırıcısında uX dağılımı fazla iken, Proton (p)-Antiproton ($\overline{p}$) çarpıştırıcısında ise $\overline{u}X$ dağılımı fazladır. Tevatronda protonlar ve anti protonlar belirli bir $\sqrt{s}$ enerji değerinde, kütle merkezleri çakışacak ekilde çarpıştırılırlar.

Aşağıda Proton-Antiproton çarpıştırıcılarında üst kuarkın rezonans üretimi için aşağıda Feynman Diyagramı çizilmiştir, şekil 4.9. şekil 4.9'daki qifadesi u ve c kuarklarını temsil eder.



Şekil 4.9. Üst kuarkın proton (p)-antiproton ($\overline{p}$) çarpıştırıcısında rezonans üretimi için Feynman Diyagramları

Aşağıdaki çizelgede üst kuarkın Tevatronda rezonans üretimi için bulunan toplam tesir kesitleri ve olay sayıları verilmiştir.

Çizelge 4.8. E_P=0.9TeV, $E_{\bar{p}}$=0.9TeV ve $\sqrt{s} = 1.8TeV$ enerji değerlerine sahip olan $L=106pb^{-1}$'lik Işınlıklı Tevatron' daki üst kuarkın rezonans üretimi için toplam tesir kesitleri ve olay sayıları

C_1	C_2	σ(pb)	N
1	0	2.0388	216.1128
0	1	2.0388	216.1128
1	1	4.7173	500.0338
1	-1	3.4378	364.4068

Deneysel olarak Tevatronda bu sinyalin ayrıntılı araştırılması için gerekli olay sayısı yeterli değildir. Bunun nedeni bu kanalda W bozonunun leptonik bozunma kanalı için BR ($W \rightarrow e^- \nu$) ~ 0.1 olması ve b kuark algılama verimliliği de dahil toplam dedektör algılamasının da ~ 0.2 olmasıdır. Bu durumda olay sayılarının en fazla bir olduğu görülür. Bu çarpıştırıcıda üst kuarkın tek üretimi ile ilgili standart model fonlarından W + jet baskındır (Hosch et al. 1997).

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, önceki bölümde özetlenen deneysel sınırlamaların da ışığında, üst kuarkın FCNC bozunumları için anormal bağlaşım sabitleri üzerine sınırlamalar getirilmiştir.

Üst kuarkın standart bozunma kanalında bir lepton ve b-jet gözlenecektir, ayrıca nötrinonun momentumunun enine bileşeni kayıp enine momentumdan bulunabilir. Nötrinonun momentumunun boyuna bileşeni ise lepton ve nötrinonun değişmez kütlesinin W-bozonun kütlesi civarında olması gerekliliği kullanılarak belirlenebilir. Diğer kanal ise 3 jet içerecektir. Burada b-etiketlemesi yapılması durumunda ise diğer iki jetin değişmez kütlesi W-bozonunun kütlesi civarında olmalıdır.

Üst kuarkın FCNC bozunumlarından elde edilecek sinyaller aşağıdaki gibi olacaktır.

t $\rightarrow$ qγ Foton+jet

$\rightarrow$ qg 2 jet

$\rightarrow$ qZ

$\rightarrow$ $q\bar{q}\bar{q}$ 3 jet

$\rightarrow$ $q\ell^+\ell^-$ 2 lepton+jet

$\rightarrow$ $q\nu\bar{\nu}$ 1 jet + kayıp enerji

Üst kuark üretildikten sonra hem SM bozunma kanalında hem de FCNC bozunma kanalında sinyal verebilir. Deneysel sınırlar da göz önüne alındığında küçük κ_γ (<0.1) değerlerinde t→bW kanalı baskın olacakır. Üst kuarkın burada verilen FCNC bozunma süreçlerinin topolojisi olası bir sinyali fondan ayırmak için çeşitli sınırlamalar getirilmesinde yardımcı olacaktır.

t→qZ Kanalı

Son durum parçacıklarının dedektörde gözlenebilmesi için minimum bir enine momentuma sahip olmaları gereklidir (P_T>10GeV). Z bozonun lepton bozunma kanalında $m_{\ell\ell}$ değişmez kütlesinin Z bozonunun kütlesi m_Z'ye yakın olması istenir. Aynı çeşniden zıt işaretli yalıtılmış lepton çifti (elektron veya müon) seçilmelidir. Z bozonu ile diğer jetin değişmez kütlesi ise üst kuarkın m_t kütlesine yakın olması istenerek olaylar seçilebilir. Z bozonunun hadron bozunma kanalına dallanma oranı daha büyüktür. Fakat hadron çarpıştırıcılarında yüksek QCD fonundan dolayı tercih edilmez.

t→qγ Kanalı

Üst kuarkın bir foton ve bir jete bozunma kanalında $m_{\gamma j}$ spektrumunun üst kuark kütlesi civarında bir maksimum vermesi beklenir. Burada sinyal olarak yalıtılmış foton ve yüksek enine momentumlu jet gözlenecektir. Fotonun kuark jetinden ayrılması gereklidir.

t→qg Kanalı

Hadron çarpıştırıcılarında iki jet kanalı yüksek QCD fonuna sahip olduğundan bu kanalda sinyalin gözlemlenmesi oldukça zordur. Yine de iki yüksek enine momentumlu jetin değişmez kütlesinin m_t civarında maksimum vermesi ve jetlerin açısal dağılımı kullanılarak fon önemli ölçüde azaltılabilir.

Standart Model çerçevesinde, üst kuarkın nadir bozunumları ($t \to Wq$'dan farklı her hangi bir kanal) Tevatronda bir deneysel analiz için olan eşiğin aşağısındadır. Diğer taraftan, LHC deneyleri Standart Model'in olası genişletilmelerinin birkaç tahminini incelememize olanak sağlayabilir.

Bu çalışmada üst kuarkın FCNC bozunumları incelenerek anormal bağlaşımları üzerine sınırlar konulmuştur. Burada, $\frac{\kappa_{tq}^{\gamma}}{\Lambda} < 0.78\ \text{TeV}^{-1}$, $\frac{\kappa_{tq}^{g}}{\Lambda} < 0.47\ \text{TeV}^{-1}$ ve $\frac{\kappa_{tq}^{Z}}{\Lambda} < 0.73\ \text{TeV}^{-1}$ elde edilmiştir.

FCNC bozunumları $t \to \gamma q$, $t \to gq$ ve $t \to Zq$ için LHC erişimi araştırıldığında tamamen hadronik fonun etkisi altındaki $t \to gq$ dışında ATLAS ve CMS'nin her ikisi de $t \to Zq$ kanalı için $2\text{x}10^{-4}$'lük bir duyarlılığa sahiptir, $t \to \gamma q$ için CMS'nin yaklaşık olarak $3.4\text{x}10^{-5}$'lik mertebede bir hassaslığa ulaştığı ve bunun ATLAS duyarlılığından ($1.0\text{x}10^{-4}$) biraz daha iyi olduğu görülmektedir. Burada toplam ışınlığın 100fb^{-1} olduğu varsayılmıştır.

FCNC $t \to \gamma q$ bozunumu (burada q=u, c'dir) m_t bölgesindeki $M_{\gamma j}$ spekturumunda bir pik olarak araştırılabilir. γj sisteminin değişmez kütlesinin $\pm 20\text{GeV}$ içinde m_t'nin bilinen değeriyle uyuşması gerekir. Simulasyon çalışmalarında foton ve jet üzerine kinematik sınırlamalar konularak sinyal fondan ayrılabilir.

$t \to gq$ bozunumu ile bir t-gluon-q FCNC bağlaşımı araştırması Kuantum-renkdinamiği çoklu-jet olaylarından kaynaklanan fonların etkisi altına girebilir. Fon olayları ilave jetler içermekle birlikte, sinyal olayları kesinlikle iki tane jet içermelidir. Burada son durumda oluşan iki jetin değişmez kütlelerinin yaklaşık olarak üst kuarkın kütlesine eşit olması gerekir.

$t \to Zq$ bozunumu üzerine iki farklı olası bozunum zinciri düşünülmüştür. İlki $Z \to \ell^+\ell^-$ veya $Z \to \nu\bar{\nu}$ şeklindeki leptonik kanal ve ikincisi $Z \to q\bar{q}$ şeklindeki hadronik kanaldır. Burada leptonik bozunumdan çıkan leptonların değişmez kütlelerinin Z bozonunun kütlesine yaklaşık olarak eşit olması gerekir. Aynı şekilde hadronik bozunumdan çıkan iki jetin değişmez kütlelerinin Z bozonunun kütlesiyle yaklaşık olarak eşit olması gerekir. Buradan da görüldüğü gibi bozunumların son durumlarında açığa çıkan parçacıkların değişmez kütlelerine bakılarak hangi parçacığın ürünü oldukları anlaşılabilir.

Sonuç olarak anormal bağlaşımlar özel bir modelde büyük değerler alabilir. Bu günkü deneysel sınırlar bağıl olarak zayıftır. Anormal bağlaşımlar yüksek enerjili ve ışınlıklı elektron-proton ve hadron çarpıştırıcılarında iyi bir duyarlılıkla ölçülebilir. Üst kuarkın FCNC etkileşmeleri standart modelin ötesinde yeni fiziğin varlığının bir işareti olacaktır.

KAYNAKLAR

Abe, F. et al. 1998. Search for flavor-changing neutral current decays of the top quark in pp-bar colisions at sqrt[s] = 1.8 TeV. Phys. Rev. Lett., 80; 2525-2530.

Abe, F. et al. 1998. Meausurement of the top quark mass. Phys. Rev. Lett., 80; 2767-2772.

Ahmadov, A. et al. 2000. Top quark physics. Proceedings of the workshop on standart model physics(and more) at the LHC. Geneva, 419 p.

Alemanni, G. 2000. Search for single top production at LEP 2. Aleph Conf 2000-004.

Andringa, S. et al. 2000. Search for FCNC at $\sqrt{s} = 192 - 202$ GeV. DELPHI 2000-032 CONF 351.

Atwood, D., Reina, L. and Soni, A. 1997. Phenomenology of two higgs doublet models with flavor-changing neutral currents. Phys. Rev., D(55); 3156-3176.

Caso, C. et al. 1998. Review of particle physics-the european physical journal C3, No: 1-4, 794 p.

Çakır, O. and Çetin, S.A. 2002. Anomalous single top quark production at the LHC. ATL-COM-PHYS-2002-033, 10 p.

Del Aguila, F., Aguilar-Saavedra, J. A. And Miguel, R. 1999. Constraints on top couplings in models with exotich quarks. Phy. Rev. Lett., 82; 1628-1631.

Ginzburg, I.F., et al. 1983. Production of high energy colliding $\gamma\gamma$ and γe beams with a High luminosity at VLEPP type, Nucl. Instr. and Meth., 20; 47.

Griffiths, D. 1987. Introduction to elementary particles. John Wiley and Sons, Inc., 392 p., Canada.

Han, T., Peccei, R. D. And Zhang, X. 1995. Top-quark decay via flavor-changing neutral currents at hadron colliders. Nucl. Phys., B(454); 527-540

Hosch, M., Whisnant, K., Yang, B.L. 1997. Direct top quark production at hadron Colliders as a probe of new physics. Phys. Rev., D(56); 5725-5730.

Kobayashi, M. And Maskawa, T. 1973. CP-violation in the renormalizable theory of weak interactions. Prog. Theo. Phys., 49; 652 p.

Perkins, D.H. 2000. Introduction to high energy physics. Cambridge University Press, 426 p., Cambridge, United Kingdom.

Yang, J.M., Young, B.L. and Zhang, X. 1998. Flavor-changing top quark decays in R-parity-violating supersymmetric models. Phys. Rev., D(55); 3156-3162.

ÖZGEÇMİŞ

Ankara'da 1978 yılında doğdu. İlk, orta, lise öğrenimini Ankara'da tamamladı. 1995 yılında girdiği Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden 2000 yılında mezun oldu. 2000 yılında Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalına Yüksek Lisans öğrencisi olarak girdi. Şu an tez aşamasındadır.