



T.C.
NİĞDE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANA BİLİM DALI

KARŞIT ÜST KUARKIN LHeC' DE TEK ÜRETİMİ

VAHİDE AKGÜL ÇAVGA

OCAK 2014

T.C.
NİĞDE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

KARŞIT ÜST KUARKIN LHeC' DE TEK ÜRETİMİ

VAHİDE AKGÜL ÇAVGA

Yüksek Lisans Tezi

Danışman
Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL

OCAK 2014

Vahide AKGÜL ÇAVGA tarafından **Doç.Dr. Hüsnü AKSAKAL** danışmanlığında hazırlanan “**Karşıt üst kuarkın LHeC’ de tek üretimi**” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR, Ankara Üniversitesi



Üye

: Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL (Danışman), Niğde Üniversitesi



Üye

: Yrd. Doç. Dr. S. Okan KARA, Niğde Üniversitesi



ONAY:

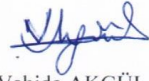
Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/....../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu’nun/....../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

...../...../20...

Doç. Dr. Osman SİVRİKAYA
MÜDÜR

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.



Vahide AKGÜL ÇAVGA

ÖZET

KARŞIT ÜST KUARKIN LHeC' DE TEK ÜRETİMİ

AKGÜL ÇAVGA, VAHİDE

Niğde Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL

OCAK 2014, 74 sayfa

Bu yüksek lisans çalışmasında, karşıt üst kuarkın Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısında (LHeC' de) tek üretimi ($e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$) süreci vasıtasıyla incelenmiştir. Diferansiyel tesir kesitinin kütleyle, hızlılığa, karşıt üst kuarkın enine momentumuna ve $e - \nu_e$ arasındaki açığa göre değişimi araştırılmıştır. Diferansiyel tesir kesiti COMPHEP simülasyon programı kullanılarak elektron demeti enerjileri 60 GeV ve 140 GeV için incelenmiştir. Standart Model çerçevesinde incelenen süreçte protonun deniz kuarklarından $\bar{b}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ kuarkları sürece katılır ve karşıt üst kuarkın tesir kesitine katkıda bulunur. Farklı parton dağılım fonksiyonları (cteq6l ve cteq6m) kullanılarak tesir kesiti hesaplanmış ve aradaki fark vurgulanmıştır. Ayrıca CAIN programı yardımıyla ışınlık değeri hesaplanıp yıllık olay sayısı belirlenmiştir.

Anahtar Sözcükler: Karşıt üst kuark, hızlılık, diferansiyel tesir kesiti, Comphep, Işınlık.

SUMMARY

Single Anti Top Quark Production at LHeC

AKGÜL ÇAVGA, Vahide

Nigde University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor : Associate Professor Dr. Hüsnü Aksakal

January 2014, 74 pages

In this master thesis, single anti top quark production at Large Hadron electron Collider (LHeC) investigated via $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ process. Dependencies of differential cross section on the mass of anti top quark, rapidity, transverse momentum of anti top quark and angle between $e - \nu_e$ have been investigated. Differential cross section has been investigated by CompHEP simulation code with e- beam energies at 60 and 140 GeV. In the process within the Standard Model, proton sea quarks $\bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ have contribution to the cross section. Differential cross section has been calculated using different parton distribution function (cteq 6l and cteq 6m) and difference has been emphasised. Furthermore, luminosity of proposed collider has been calculated by CAIN code and number of events per year has been determined.

Keywords: Anti top quark, Rapidity, Differential cross section, CompHEP, Luminosity.

ÖN SÖZ

Bu çalışmanın en başından itibaren her aşamasında önerileri ile bana sabırla yol gösteren ilgi ve desteğini esirgemeyen danışmanım Sayın **Doç. Dr. Hüsnü AKSAKAL**' a teşekkürlerimi sunuyorum.

Bütün yaşantım süresince maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen ve her zaman yanımda olan değerli ailem, annem **Mücessem** ve babam **Vayis AKGÜL**' e, çalışmalarım süresince beni her zaman yüreklendiren ve destekleyen eşim **Mustafa ÇAVGA**' ya bu tezi ithaf eder, teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
SUMMARY	ii
ÖN SÖZ	iii
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGE VE KISALTMALAR	ix
BÖLÜM I	1
GİRİŞ	1
BÖLÜM II	3
TEMEL ETKİLEŞMELER	3
2.1. Kuantum Elektrodinamik Süreçler (KED)	7
2.2 Kuantum Renk Dinamiği (KRD)	7
2.3 Zayıf Etkileşmeler	8
2.3.1 Leptonik zayıf etkileşmeler	9
2.3.2 Hadronik zayıf etkileşmeler	10
2.4 Standart Model Ötesi Teoriler	12
2.4.1 Süpersimetri (SUSY)	12
2.4.3 Minimal süpersimetrik standart model (MSSM)	13
BÖLÜM III	14
LHeC VE İNCELENEBİLECEK MUHTELİF SÜREÇLER	14
3.1 Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (LHeC)	14
3.2 LHeC' te İncelenebilecek Muhtelif Süreçler	16
3.2.1 Çeşni değiştiren nötr akım süreçleri (FCNC)	17
3.2.2 Üst kuark ve karşıt üst kuarkın SM çerçevesinde tek üretimi	18
3.2.2.1 Diferansiyel tesir kesitinin bağımlı olduğu parametreler	22
3.2.2.2 Karşıt üst kuark bozunum modları	23

3.2.3 Uyarılmış kuark üretimi.....	24
3.2.4 Kuarkonyum üretimi.....	24
3.2.5 Ağır kuark üretilmesi.....	24
3.2.6 b kuark etiketlemesi.....	25
BÖLÜM IV.....	26
MATERYAL VE METOD.....	26
BÖLÜM V.....	27
BULGULAR VE TARTIŞMA.....	27
5.1 Diferensiyel Tesir Kesitinin Hızlılık ile Değişimi.....	28
5.2 Diferensiyel Tesir Kesitinin Kütle İle Değişimi.....	32
5.3 Diferensiyel Tesir Kesitinin Enine Momentum ile Değişimi.....	36
5.4 Diferensiyel Tesir Kesitinin Açık İle Değişimi.....	41
5.5 Işınlık ve Olay Sayısı.....	45
BÖLÜM VI.....	46
SONUÇLAR.....	46
KAYNAKLAR.....	47
EKLER.....	49
ÖZGEÇMİŞ.....	58

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Temel kuvvetler	3
Çizelge 2.2 Kuarklar ve leptonların sınıflandırılması	4
Çizelge 2.3 Korunan kuantum nicelikleri.....	5
Çizelge 2.4 Bazı etkileşme tiplerine örnekler	6
Çizelge 2.5 Bazı çeşni değiştiren hadron süreçleri	8
Çizelge 3.1 Elektron ve proton demet parametreleri.....	16
Çizelge 3.2 Reaksiyon çeşitleri.....	17

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 (a) Bhabha saçılması ve (b) Moller saçılması	7
Şekil 2.2 (a) Çift yok oluşu (b) Çift üretimi (c) Compton saçılma süreçleri	7
Şekil 2.3 Müon'un bozunumu.....	9
Şekil 2.4 Elektron- elektron saçılması aracı parçacıklar Z veya γ	9
Şekil 2.5 Temel yüklü köşe; (a) leptonik, (b) hadronik.....	10
Şekil 2.6 (a) Nötronun protona bozunum süreci (b) λ' 'nın proton ve piona bozunum süreci.....	11
Şekil 3.1 Linak-LHC elektron proton çarpıştırıcısı	16
Şekil 3.2 Lepton çeşni ihlali süreci	17
Şekil 3.3 Üst (t) kuarkın tek üretimi.....	18
Şekil 3.4 Karşıt (t) üst kuarkın tek üretimi	19
Şekil 3.5 Karşıt üst kuarkın bozunum modları	23
Şekil 3. 6 e+p çarpıştırıcısında $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ üretimi (Abelleira, J.L., 2012).....	24
Şekil 5. 1 Ee=60 GeV ve 140 GeV $e + \bar{q} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre değişimi	29
Şekil 5. 2 Ee= 140 GeV $e + \bar{b} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre hata payını gösteren değişimi.....	30
Şekil 5. 3 (a) $\sqrt{s} = 1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s} = 1.98$ TeV' de $e + p \rightarrow \nu e + \bar{t}$ süreci toplam diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre değişimi	31
Şekil 5. 4 Ee= 60 GeV ve 140 GeV' de $e + \bar{q} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişimi	32
Şekil 5. 5 Ee= 140 GeV ve $e + \bar{b} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişiminin hata paylı gösterimi.....	34
Şekil 5. 6 (a) $\sqrt{s} = 1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s} = 1.98$ TeV' de $e + p \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişimi	35
Şekil 5. 7 Ee= 60 ve 140 GeV' de $e + \bar{q} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre değişimi.....	36
Şekil 5. 8 Ee= 140 GeV' de $e + \bar{b} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre hata payını gösteren değişim.....	38

Şekil 5. 9 (a) $\sqrt{s}=1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s}=1.98$ TeV' de $e + p \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre değişimi.....	39
Şekil 5. 10 $E_e= 60$ GeV ve 140 GeV' de $e + \bar{q} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin elektron ve elektron nötrino arasındaki açığa göre değişimi	42
Şekil 5. 11 $E_e= 140$ GeV ve $e + \bar{b} \rightarrow \nu e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin elektron ve elektron nötrino arasındaki açığa göre hata payını gösteren değişim.....	43
Şekil 5. 12 (a) $\sqrt{s}= 1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s}= 1.98$ TeV' de $e + p \rightarrow \nu e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin e ve νe arasındaki açığa göre değişimi.....	44

SİMGE VE KISALTMALAR

Simgeler

γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$)

σ

σ_i ($i = x, y, z$)

η

m_T

Açıklama

Dirac Matrisleri

Tesir Kesiti

Pauli Spin Matrisleri

Hızlılık (Rapidity)

$\nu_e - \bar{t}$ invariant kütlesi

Kısaltmalar

Açıklama

LHeC (Large Hadron Electron Collider)

Büyük Hadron Elektron
Çarpıştırıcısı

LHC (Large Hadron Collider)

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

SM

Standart Model

SMÖ

Standart Model Ötesi

MSSM

Minimal Süpersimetrik Standart
Model

SUSY

Süpersimetri

KED(QED)

Kuantum Elektrodinamiği (Quantum
Electrodynamics)

KRD (QCD)

Kuantum Renk Dinamiği (Quantum
Chromodynamics)

FCNC

Çeşni Değiştiren Yüksüz Akımlar

LFV

Lepton Çeşni İhlali

GIM	Glashow Iliopoulos Maiani Mekanizması
HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator)	Hadron- Elektron Halka Hızlandırıcı
CP (Charge- Parite)	Yük- Parite
PDF (Parton distribution function)	Parton Dağılım fonksiyonu
P_t (Transverse Momentum)	Enine Momentum
Linak	Lineer Hızlandırıcı

BÖLÜM I

GİRİŞ

Doğada 4 temel kuvvet mevcuttur; bunlar güçlü, elektromagnetik, zayıf ve yer çekimidir. Bu kuvvetlerin her biri fiziksel olayla ilgilidir. Yerçekiminin klasik teorisi Newton' un evrensel çekim yasasıdır ve bu yasanın göreceli hali Einstein'ın genel görelilik teorisidir. Yer çekimi parçacık fiziğinde çok önemli bir rol oynamaz çünkü diğer kuvvetlerin yanında çok zayıftır.

Standart model, temel parçacıklar ve bunlar arasındaki etkileşimleri inceler. Temel parçacıklar arasındaki etkileşimler Feynman diyagramları ile modellenir. Bütün maddeler leptonlar, kuarklar ve aracı parçacıklar (bozonlar) olmak üzere üç tür temel parçacıklarından oluşmuştur.

Standart Model' de gluondan 8 tane vardır (SU(3) grubu üreteç sayısı). Gluonlar renk yükü taşırlar ve bu yüzden (kuarklar gibi) izole edilmiş parçacık değildirler. Hadronların içinde gluonları, başka gluonlarla çeşitli etkileşmelerinden dolayı keşfedebiliriz.

Bütün temel parçacıkların 12' si lepton, 36' sı kuark, 12'si bozonlardır. Standart model, gravitonu içine almamaktadır, Glashow- Weinberg- Salam teori bir adet Higgs parçacığını da Standart Model' in içerisinde öngörür. Bu şekilde Standart Model toplam 61 tane parçacıktan oluşmaktadır (Griffiths, 1987). Hadronların baryonlar ve mezonlar olmak üzere 2 sınıfı mevcuttur. Standart Model' de her baryon 3 kuarktan (qqq), her anti baryon 3 anti kuarktan ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) ve her mezon(q $\bar{q}$) ise bir kuark ve bir anti kuarktan ibarettir (Griffiths, 1987).

Yukawa' nın teorisinde (1934) kuvvetlerin aracı parçacığı pion idi; ama mezonların keşfiyle bu basit tanımlama sağlanmadı; protonlar ve nötronlar ρ (rho), ϕ ve K ve Φ (phi) gibi parçacıkları (mezonları) değiş tokuş yapar. Proton, nötronlar ve mezonlar kompozit yapıya sahiptirler ve etkileşimleri kuark modeli ile açıklanır.

Her sürecin gerekleŖebilmesi için bazı kuantum sayılarının korunması gerekir bu sayılar Bölüm II' de incelenecektir.

Bu tez alıŖmasında Bölüm II' de temel etkileŖmeler, Bölüm III' de LHeC arpıŖtırıcısında incelenebilecek muhtelif süreçler ve karŖıt st kuarkın tek üretimi incelenmiŖtir. Bölüm IV' de Materyal ve Metod sunulmuŖtur. Bölüm V' de ise karŖıt st kuark ile ilgili bulgular sunulmuŖtur.

BÖLÜM II

TEMEL ETKİLEŞMELER

Elektromagnetik kuvvetleri tanımlayan fiziksel teori elektrodinamik olarak adlandırılır. 100 yıl önce Maxwell tarafından klasik Maxwell formülleri ile açıklanmıştır. Maxwell denklemleri özel rölativiteyle tutarlıdır. 1940' larda elektrodinamiğin kuantum teorisi Tomonaga, Feynman ve Schwinger tarafından geliştirilmiştir. Zayıf kuvvetlerin varlığı nükleer beta bozunmalarda görülür ve klasik fizikte karşılığı yoktur (Griffiths, 1987). Temel kuvvetler şiddetindeki azalma düzeninde ara parçacıkları ile birlikte Çizelge 2.1'de verildiği gibidir.

Çizelge 2.1 Temel kuvvetler ve aracı parçacıkları

Kuvvet	Şiddet	Aracı parçacık	$Sembol_{kütle}^{yük}$	Teori	$Spin^{Parite}$
Güçlü	10	Gluon (g)	g_0^0	Renk dinamiği	1
Elektromagnetik	10^{-2}	Foton (γ)	γ_0^0	Elektrodinamik	1^-
Zayıf	10^{-13}	$W^\pm$ ve Z^0	$W_{80.4}^{+1},$ $W_{80.4}^{-1},$ $Z_{91.2}^0$	Çeşni dinamiği	$1^-, 1^+$
Yerçekimi	10^{-42}	Graviton	$G_?^0$	Geometri dinamiği	2^+

Zayıf kuvvetlerin ilk teorisi 1933' te Fermi tarafından ortaya konmuştur daha sonraları Lee, Yang, Feynman ve Gell- Man ve diğer birçok bilim adamı tarafından tekrar düzenlenmiştir.

GWS modeli; Glashow, Weinberg ve Salam tarafından 1960' larda geliştirildi bu teori zayıf ve elektromagnetik kuvvetin birleştirilmesi olup buna elektro- zayıf kuvvet denir.

Böylece Çizelge 2.1’ deki 4 kuvvet 3 kuvvete indirgenir. Parçacıkların etkileşmesinde aracı parçacıkların değişimi rol oynamaktadır.

Yerçekiminin aracı parçacığı graviton olarak adlandırılır ve varlığı deneysel olarak henüz keşfedilmemiştir. W, Z bozonları zayıf kuvvetler için aracı parçacıktır. Gluon güçlü kuvvetler için, foton ise elektromagnetik kuvvetlere aracılık eder. Bu araçlar kuarklar ve leptonlar arasındaki kuvvet alışverişini sağlar. Bu kuvvetlerin her biri parçacık değiş tokuşu aracılığıyla gerçekleşir (Griffiths, 1987).

Çizelge 2.2’ deki 6 leptona ek olarak 6 antilepton vardır. Bu antileptonlar yük, elektron sayısı, müon sayısı ve tau sayılarının zıt işaretlerini taşırlar. Örneğin, pozitron +1 yük taşır ve lepton sayısı -1’ dir. Benzer şekilde, kuarklar yüke göre sınıflandırılmasında d, u, s, c, b ve t kuarklarının 6 tane çeşniisi vardır. Kuarklarda 3 aileye ayrılır.

Çizelge 2.2 Kuarklar ve leptonların sınıflandırılması

I. aile	II. aile	III. aile	
$u_{2.4\text{MeV}/c^2}^{2/3}$ Yukarı (up)	$c_{1.27\text{GeV}/c^2}^{2/3}$ Tılsımlı (charm)	$t_{171.2\text{GeV}/c^2}^{2/3}$ Üst (top)	Kuarklar Spin $\frac{1}{2}$ Baryon sayısı(B)=1/3
$d_{4.8\text{MeV}/c^2}^{-1/3}$ Aşağı (down)	$s_{104\text{MeV}/c^2}^{-1/3}$ Acaip (strange)	$b_{4.2\text{GeV}/c^2}^{-1/3}$ Taban (bottom)	
$e_{0.511\text{MeV}/c^2}^{-1}$ Elektron	$\mu_{105.7\text{MeV}/c^2}^{-1}$ Muon	$\tau_{1.777\text{GeV}/c^2}^{-1}$ Tau	Leptonlar Spin $\frac{1}{2}$ Lepton sayıları(L)= 1
ν_e^0 Elektron nötrino	ν_μ^0 Muon nötrino	ν_τ^0 Tau nötrino	

Antikuarkların yükleri ve baryon sayıları d, u, s, c, b, t kuarklarının ters işaretlilerine eşittir. Aynı zamanda her kuark ve antikuark 3 renkten oluşması nedeniyle SM çerçevesinde toplam kuark sayısı 36 tanedir.

Kuarkların kuantum sayıları olan yukarı (up – u), aşağı (down – d), acaip (strange- s), tılsımlı (charm- c), taban (bottom- b) ve üst (top- t) kuarkları için antikuarklar sırasıyla

$\bar{u}, \bar{b}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{d}, \bar{t}$ ile gösterilir. Sırasıyla u,d,s,c,b,t kuarklarını içeren baryonlar için baryon sayıları 1, 1, -1, 1, -1, 1 değerlerini alır. Bu kuantum sayıları antikuarklar için ise zıt işaretli olarak alınır. Bu kuantum sayıları etkileşme tipine göre korunumludurlar ve bu korunum Çizelge 2.3’ de verildiği gibidir.

Çizelge 2.3 Korunan kuantum nicelikleri

		Güçlü Etkileşme	Elektromagnetik etkileşme	Zayıf Etkileşme
Yük	Q	Evet	Evet	Evet
Baryon sayısı	B	Evet	Evet	Evet
Lepton sayısı	L	Evet	Evet	Evet
İzospin	I	Evet	Hayır	Hayır
	I_3	Evet	Evet	Hayır
Acayıplık	S	Evet	Evet	Hayır
Parite	P	Evet	Evet	Hayır
Yük eşleniği	C	Evet	Evet	Hayır

Çizelge 2.3’ te verilen izospin üçüncü bileşeni $I_3 = Q - Y/2$ ile hesaplanır, burada hiper yük Y ile gösterilir ve $Y = S + C' + B' + T + B$ kuantum sayılarının toplamıdır. Burada B' b kuark, C' c kuarkı kuantum sayıdır. Kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşme tipleri için bu kuantum sayılarının korunumu Çizelge 2.4’ te verilmiştir.

Çizelge 2.4 a) Bazı etkileşme tiplerine örnekler b) Etkileşme tiplerinde korunan nicelikler

a)

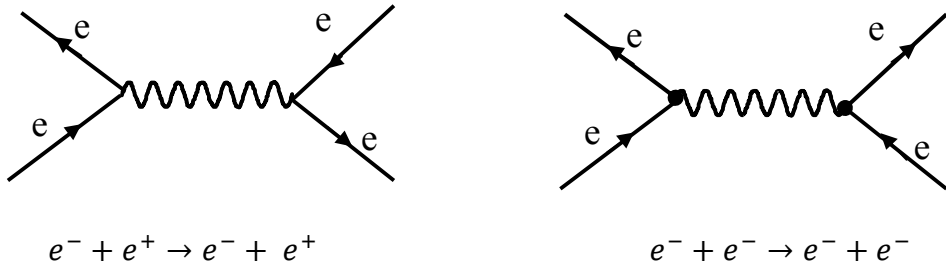
$p^+ p \rightarrow p + n + \pi^+$ $p^+ p \rightarrow p + p + \pi^0$ $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 + n$ $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda$ $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \pi^- + \Lambda$	Kuvvetli Etkileşmeler
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$	Elektromanyetik Etkileşmeler
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	Zayıf Etkileşmeler

b)

	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$ (Kuvvetli Etkileşme)			
Q	0	0	0	0
L	0	0	0	0
S	-1	-1	0	0
I	0	0	0	0
B	1	1	0	0
	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ (Elektromanyetik Etkileşme)			
Q	0	1	0	1
Le	-1	0	0	-1
S	0	0	0	0
I	0	+1/2	+1/2	0
C	0	0	0	0
B	0	1	1	0
	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ (Zayıf Etkileşme)			
Q	-1	0	-1	-1
L	0	0	0	0
S	-1	0	-1	-1
I	-1	-1/2	-1	-1
B	1	1	0	0

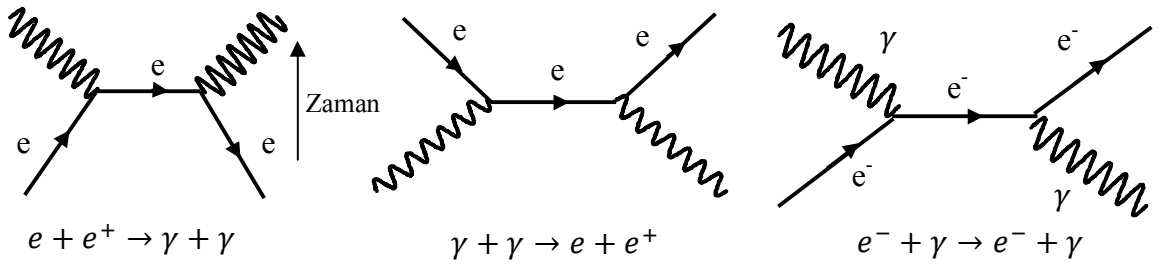
2.1. Kuantum Elektrodinamik Süreçler (KED)

Bu süreçler leptonlar arasında gözlenir ara parçacığı fotondur. KED süreçlerinin başlıcaları şunlardır; Bhabha saçılması, Moller (Möller) saçılması, çift oluşumu, çift üretimi ve Compton saçılmasıdır. Bu süreçlere ait Feynman diyagramları sırasıyla Şekil 2.1 (a), (b) ve Şekil 2.2 (a), (b) ve (c)' de gösterilmektedir.



Şekil 2.1 (a) Bhabha saçılması ve (b) Moller saçılması

Çift yok oluşu, çift üretimi ve Compton saçılması Feynmann diyagramları Şekil 2.2' de sırasıyla verildiği gibidir.:



Şekil 2.2 (a) Çift yok oluşu (b) Çift üretimi (c) Compton saçılma süreçleri

2.2 Kuantum Renk Dinamiği (KRD)

Bu süreçler kuarklar ve gluonlar arasında gözlenir ve KRD' de renk önemli bir rol oynar. KRD'de temel köşe $q \rightarrow q + g$ sanal süreci ile tanımlanır ve burada kuarkın rengi değişebilir, fakat çeşnisi değişmez. Renk yükünün korunumundan dolayı gluon kuarkların taşıdıkları renklerin antilerini alabilir (Griffiths, 1987).

2.3 Zayıf Etkileşmeler

Leptonların renk yükü olmadığından kuvvetli etkileşmelere katılmazlar. Nötrinoların elektrik yükü yoktur. Böylelikle elektromagnetik etkileşmelere katılmazlar. Fakat leptonlar ve nötrinolar zayıf etkileşmelere katılırlar. 2 çeşit zayıf etkileşme vardır. Yüklü (aracı parçacığı W' lardır) ve nötr dür (aracı parçacığı Z' dir) (Griffiths, 1987).

Zayıf etkileşme ile kuark çeşnisinin değişimi:

Zayıf etkileşme hadronların bozunum süreci olarak görülebilir. Bu kuark bozunumlarının bir modeli vardır: kuarkın yükü $+2/3$ (u, c, t) her zaman kuark yükünün $-1/3$ (d, s, b) e dönüşümü vardır ve tam terside doğrudur ve bunun için yük değiştirmesi gerekir bu da $W^\mp$ bozonları vasıtası ile gerçekleşir. Genel olarak kuarklar mümkün olan en büyük kütleli kuarka bozunacaklardır. Kütle büyüklüklerine göre kuarklar $t > b > c > s > u > d$ şeklindedir. Aşağıdaki çizelgede kuark dönüşümünün gerçekleşebileceği bazı hadron süreçlerinden örnekler verilmiştir (URL-1).

Çizelge 2.5 Bazı çeşni değiştiren hadron süreçleri

Çeşni değiştiren kuark	Çeşni değiştirme Süreci	Gerçekleştiği süreç
Yukarı (u)	$u \rightarrow d + W^{*+}$	$p + p \rightarrow p + n + e^+ + \nu_e$
Aşağı (d)	$d \rightarrow u + W^{*-}$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Acayip (s)	$s \rightarrow u + W^{*-}$	$K \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$
Tılsımlı (c)	$c \rightarrow s + W^{*+}$	$D^+ \rightarrow K^- + \pi^0 + \pi^+ + e^+ + \nu_e$
Taban (b)	$b \rightarrow c + W^{*-}$	$B^0 \rightarrow D^{*-} + e^+ + \nu_e$
Üst (t)	$t \rightarrow b + W^{*+}$	$e^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + t$

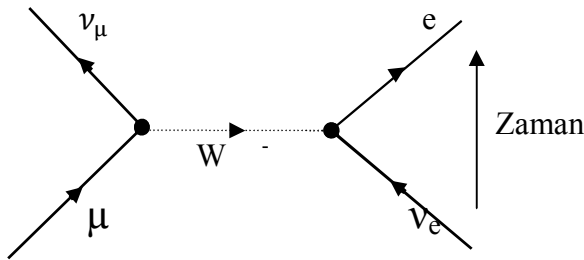
Sanal bozonu W^* olarak gösterilir, W bozonunun belirsizlik ilkesi tarafından izin verilen zaman çerçevesinde yalnızca varolan sanal bozonları vardır. Negatif W^* bir pozitron ve bir elektron nötrinaya bozunur ve negatif W^* bir elektron ve bir anti nötrino olarak yukarıda verilen örnek süreçlerde görülebilir. Gösterilen dönüşümler kuarklar için en olası durumlardır ama başka olasılıklarda vardır.

Kuark dönüşümleri: Zayıf etkileşme tarafından kuark çeşni dönüşüm modları Feynman diyagramlarında gösterilir. Bu diyagramlar kuark düzeyinde neler olup bittiğini görmemize yardımcı olmak için bozunum süreçlerini analiz etmede kullanılır. En yaygın dönüşümler Çizelge 2.5 içinde listelenmiştir. Bu dönüşümler W vektör bozonu yoluyla gerçekleşir (URL-1).

2.3.1 Leptonik zayıf etkileşmeler

Temel yüklü köşe $l^- \rightarrow \nu_l + W^-$ sürecinde görüldüğü gibidir. Bu bir sanal süreç olup gerçek süreç 2 veya daha fazla sanal sürecin birleşiminden oluşur. Sanal süreçlerde enerji, momentum ve açısal momentum korunmaz iken gerçek süreçlerde korunur.

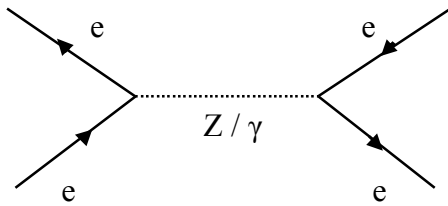
Müonun bozunumu $\mu^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_\mu$ olup Şekil 2.3' te verildiği gibidir.



	μ^-	ν_e	e^-	ν_μ
L_e	0	1	1	0
L_μ	1	0	0	1
Q	-1	0	-1	0

Şekil 2.3 Müon'un bozunumu

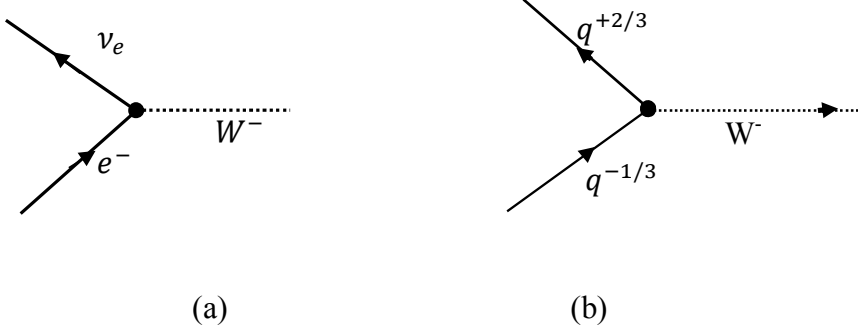
Lepton etkileşmesinde yüksüz (nötr) ara parçacık süreci $l^- \rightarrow l^- + Z^0$ şeklindedir. Elektron- elektron saçılmasında ara parçacık yük korunumundan dolayı Z veya foton olabilir (Griffiths, 1987).



Şekil 2.4 Elektron- elektron saçılması aracı parçacıklar Z veya γ

2.3.2 Hadronik zayıf etkileşmeler

Aynı ailenin üyeleri zayıf lepton (W^+ , W^-) içeren köşelere bağlanır; elektron, elektron nötrinosuna W^- salınmasıyla dönüşür. Şekil 2.5’ de negatif lepton (e^- , μ^- , ℓ^-) ilişkili olduğu nötrino ve W^- salınır

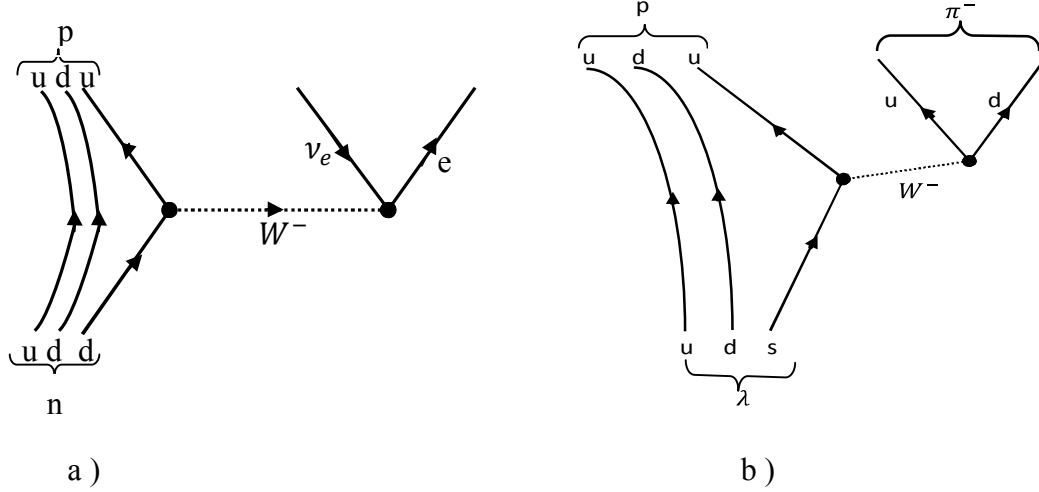


Şekil 2.5 Temel yüklü köşe; (a) leptonik, (b) hadronik

veya $\mu^- \rightarrow \mu^-$ (Z salınmasıyla) ama e^- , μ^- dönüşümü gerçekleşmez yada μ^- bozunum sürecinde ν_e salınmaz. Bu yolla teori, tau sayısı, müon sayısı, elektron sayısının korunumunu güçlendirir. Kuarklara göre aynı kuralı uygularsak, bundan dolayı temel yüklü köşe Şekil 2.5 (b)’ de görüldüğü gibidir. Şekil 2.5 (b)’ de hadronik köşede $q^{-1/3} \rightarrow (d, s, b)$, $q^{2/3} \rightarrow (u, c, t)$ olabilir. Yük korunumuna göre $q^{-1/3} \rightarrow q^{2/3}$, e W^- salarak dönüşür. Çıkan kuark giren ile aynı renk yüküne sahiptir fakat farklı çeşniye sahiptir.

Dışarı çıkan kuark giren kuark ile aynı rengi taşır. W çeşniye sahip değildir. Çeşni basitçe zayıf etkileşmelerde korunmazlar, W çiftler halinde leptonlara (semileptonik süreç) veya diğer kuarklara bozunabilir. (tamamen hadronik süreç). En önemli yarı leptonik etkileşme $d + \nu_e \rightarrow u + e^-$ dur.

Bundan başka nötronun beta bozunması için p, n olmak üzere süreçler Şekil 2.6 (a)’ da verildiği gibidir. Bu süreçte d kuarkı u kuarkına bir W^- bozonu salınmasıyla bozunmuştur. Şekil 2.6 (b) ise $\lambda \rightarrow p + \pi^-$ saçılma sürecini göstermektedir (Griffiths, 1987).



Şekil 2.6 (a) Nötronun protona bozunum süreci (b) λ' nın proton ve piona bozunum süreci

Zayıf etkileşmenin yarı-leptonik süreci Şekil 2.6 (a)' da verildiği gibi olup tamamen hadronik bozunum kanalı Şekil 2.6 (b)' de verilen süreçteki gibidir. Bu süreçte ise s kuarkı u kuarkına W^- salınması ile dönüşmüştür.

Bu ikileme çözüm 1963 yılında Cabibo tarafından önerilmiş 1970' de Glashow, Illiopoulos ve Maiani tarafından zayıf süreçlere uygulanmış ve 1973 yılında Kobayashi ve Maskawa (KM) tarafından üç kuark kuşağına genişletilmiştir. Burada temel fikir, zayıf etkileşmelerde kuarkların bir miktar asimetric dağılımlı olması fikridir.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Zayıf kuvvet çiftlerinin yerine

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \text{ alınır.}$$

Fiziksel kuarklar d, s ve b, d', b' ve s' nün lineer kombinasyonlarıdır. Bunlar aşağıdaki matris temsilde gösterildiği gibi birbirlerine dönüşürler. (Griffiths, 1987).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Eğer V_{CKM} Kaboyashi –Moskawa matrisi birim matris olsa idi bu durumda d', s', b' ile d, s ve b aynı olacaktır ve çapraz- kuşaksal geçişler olamazdı. ‘Up-lık + down- lık’ diğer kuark sayıları gibi korunacaktı. Bu durumda CKM matrisi birim matris olacak idi. Fakat bu CKM matrisi birim matris değildir ve deneysel değeri;

$$\begin{pmatrix} 0.9705; 0.9770 & 0.21; 0.24 & 0; 0.014 \\ 0.21; 0.24 & 0.971; 0.973 & 0.036; 0.070 \\ 0; 0.024 & 0.036; 0.069 & 0.0997; 0.999 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

olarak bulunmuştur. V_{ud} u’ nun d’ ye çiftlenimini ölçer. Zayıf etkileşmelerde örneğin acayıpliğin korunmamasının nedeni CKM matrisinin ikinci elemanın sıfır olmamasıdır (Griffiths, 1987).

2.4 Standart Model Ötesi Teoriler

2.4.1 Süpersimetri (SUSY)

SUSY de her bir SM parçacığının süper eşi bulunmaktadır ve en hafif kütleli parçacık ~ 1 TeV civarındadır. Kuramsal parçacık fiziğindeki son ilerleme süpersimetri (SUSY) adı altında 1970 lerde sicim teorisine göre daha önce ortaya çıktı. Bu simetri fermiyonlar ve bozonların karıştırılması (birleştirilerek) veya arasında bağlantı kurulmasıdır. Bozonlar tamsayı spinli parçacıklarken, fermiyonlar buçuklu tamsayı spinli parçacıklardır. Süpersimetrinin fikri her fermiyona karşılık gelen bozon vardır. Kuvvet taşıyan veya aracı bozonlar spini 1 ve spini 0’ a sahiptirler, bu yüzden kuarklar ve elektronlar benzer spini $\frac{1}{2}$ parçacıklara göre yerini tutan parçacıkların bulunulacağı umulmaktadır. Spini 0 veya spini 1 parçacıklar var olacaktır (selektron ve skuark olarak belirtilmiştir). Birde her spini 0 veya spini 1 parçacıklara göre yerini tutan buçuklu tamsayı spin parçacıkları varolacaktır. Önerilen parçacıklar hayali isimleriyle fotonun fotino, W' nin wino ve gluonun gluino olarak bilinirler (Soylu, 2006).

2.4.3 Minimal süpersimetrik standart model (MSSM)

Minimal süpersimetrik standart model süpersimetriyi gerçekleştiren standart modele getirilen minimum genişletmedir. Süpersimetri çiftleri fermiyonlar ile bozonlardır. Bununla birlikte her standart model parçacığı bu modelde bir eşe sahiptir ve henüz bulunmamışlardır. Süpersimetrik eşler varsa muhtemelen büyük hadron çarpıştırıcısında (LHC) gözlenebilecektir.

MSSM zayıf ölçü saptamalarına göre hiyerarşi problemleri çözmek üzere 1981’ de önerildi. Standart modelin Higgs bozon kütlesi kuantum düzeltmelerine göre değişkendir ve teoride önceden tahmin edilen gözlenenden daha zayıf küçük ölçüde olmalıdır. MSSM’ de Higgs bozonu fermiyonik süper eşlere sahiptir, Higgsino olarak adlandırılır. Çünkü fermiyon kütleleri (saçılmalarına rağmen) sabittir, Higgs kütlesinde bu denge kalıtsaldır.

MSSM’ de tanımlamalara göre 1 Higgs alanından daha büyük alana ihtiyaç vardır buda sadece parçacık hızlandırıcılarda olabilir (Soylu, 2006).

BÖLÜM III

LHeC VE İNCELENEBİLECEK MUHTELİF SÜREÇLER

3.1 Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı (LHeC)

CERN’ de kurulması planlanan bir çarpıştırıcı olan LHeC elektron (pozitron veya gamma) ile proton çarpıştırılmasını amaçlamaktadır (URL2). Önerilen çarpıştırıcının liner hızlandırıcı (linak)- halka veya halka- halka tipli olmak üzere 2 olasılığı mevcuttur. Bunlardan halka- halka olanı LHC tüneline bir elektron hızlandırıcı halkasının kurulmasını önermektedir. Biz çalışmamızda linak- halka tipli çarpıştırıcı üzerinde duracağız. Bu çarpıştırıcının 2 önemli parametresi vardır. Bunlar; kütle merkezi enerjisi ve ışınlık (Luminosity)’ dir. Bu iki terim aşağıda verildiği gibi hesaplanır.

Kütle merkezi enerjisi : P_{km} kütle merkezi momentumu, P_1 birinci demetin, P_2 ikinci demetin dörtlü momentumunu göstermektedir (Aksakal, 2007).

$$P_{km} = P_1 + P_2$$

$$(E_{km}, p_{km}c) = (E_1 + E_2, p_1c + p_2c)$$

Her iki tarafın karesi alındığında

$$(E_{km}, p_{km}c)^2 = (m_{km}c^2)^2 \text{ olacağından}$$

$$E_{km}^2 - p_{km}cp_{km}c = (E_1 + E_2)^2 - (p_1c + p_2c)^2$$

$$E_{km}^2 = \left(\sum_{i=1}^2 E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 cp_i \right)^2$$

ifadesi elde edilir. E_1 birinci demetin, E_2 ikinci demetin enerjisi, c ışık hızı ve

$$c^2 p_i^2 = E_i^2 - m_i^2 c^4 \text{ olmak üzere}$$

$$E_{km} = \left[2E_1E_2 + (m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2\sqrt{E_1^2 - m_1^2c^4}\sqrt{E_2^2 - m_2^2c^4}\cos\theta \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

şekline dönüşür. Kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s}$ ile de gösterilir. Burada m_1c^2 ve m_2c^2 sırasıyla birinci ve ikinci parçacıkların durgun kütle enerjilerini göstermektedir. θ ise karşılıklı hareket eden parçacıkların doğrultuları arasındaki açıdır.

Kafa kafaya çarpışmalarda $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_1E_2}$ ' dir.

Işınlık (Luminosity): Simetrik (linak-linak veya halka-halka) veya asimetrik (linak halka) bir çarpıştırıcıda en genel ışınlık formülü aşağıdaki denklemde verildiği gibi hesaplanır (Aksakal, 2007).

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy ds dt \rho_1(x, y, s - ct) \rho_2(x, y, s + ct) \left[(v_1 - v_2)^2 - \frac{v_1 \times v_2}{c^2} \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

Bu denklemde v_1, v_2 birinci ve ikinci demetin hızlarını, ρ ise demetlerin yoğunluğunu göstermektedir. Gerçekçi bir ışınlık değeri hesaplamak için uzay ve zamanda iki Gaussian demet dağılımını düşünelim. Bu iki demet için dağılımların ifadesi $i=1,2$ demeti göstermek üzere aşağıda verildiği gibidir (Aksakal, 2007).

$$\rho_i(x, y, s \pm ct) = \frac{N_i}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{i,x}(s) \sigma_{i,y}(s) \sigma_{i,z}} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_{i,x}^2(s)} - \frac{y^2}{2\sigma_{i,y}^2(s)} - \frac{(s \pm ct)^2}{2\sigma_{i,z}^2} \right]$$

Burada σ_i demetin enine ebatını σ_z ise uzunluğunu göstermektedir.

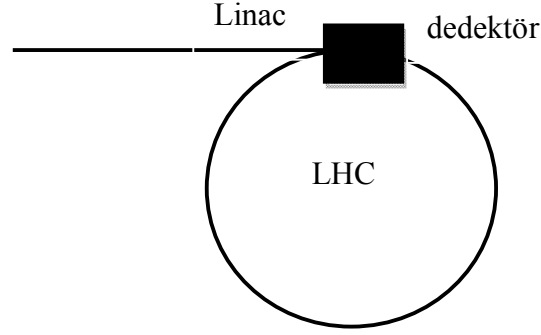
$$L = \frac{2N_1N_2f_{coll}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\sigma_{1,z}^2 + \sigma_{2,z}^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left(-\frac{2s^2}{\sqrt{\sigma_{1,z}^2 + \sigma_{2,z}^2}} \right)}{\sqrt{\sigma_{1,x}^2(s) + \sigma_{2,x}^2(s)} \sqrt{\sigma_{1,y}^2(s) + \sigma_{2,y}^2(s)}} ds \quad (3.3)$$

Burada f_{coll} çarpışma frekansı: Paketçik sayısı ile tekrarlama frekansının çarpımıdır.

Olay sayısı: İncelenen sürecin toplam tesir kesiti (σ) ile ışınlığın (L) çarpımı incelenen sürecin olay sayısını verir. Eğer ışınlık 10^7 sn ile çarpılırsa yıllık ışınlık (L_{int}) bulunur. Olay sayısı hesaplanırken ışınlık yerine yıllık ışınlık kullanılırsa yıllık olay sayısı

bulunur. Örneğin tesir kesiti olarak karşıt üst kuarkın tesir kesiti ve LHeC çarpıştırıcısının ışınlığı kullanılacak olursa yıllık karşıt üst kuark olay sayısı hesaplanmış olur.

Önerilen çarpıştırıcının temsili Şekil 3.1’ de görüldüğü gibidir. LHeC çarpıştırıcısının demet parametreleri Çizelge 3.1’ de verildiği gibidir.



Şekil 3.1 Linak-LHC elektron proton çarpıştırıcısı

Çizelge 3.1 Elektron ve proton demet parametreleri

Parametre	Linak (elektron)	LHC (proton)
Demet Enerjisi (Eb) GeV	60 (140)	7000
Enine demet ebadı σ_x/σ_y (μ_m/μ_m)	7 / 7	7 / 7
Boyuna demet ebadı σ_z (mm)	0.3	7500
Paketçikteki parçacık sayısı	$1.5 \cdot 10^{10}$	$1.7 \cdot 10^{11}$
Tekrarlama frekansı	10	-
Paketçik sayısı	10^5 (sürekli demet)	2808
Paketçikler arası süre (ns)	50	50

3.2 LHeC’ te İncelenebilecek Muhtelif Süreçler

Süreçler yüklü ve yüksüz akım süreçleri olmak üzere ikiye ayrılır. W bozonu içeren süreçler yüklü akım, Z ve gama içeren süreçler ise yüksüz (nötr) akım süreçleridir. Bir kuark ile Z etkileşmesinde kuarkın rengi değişmez ve leptonun Z ile etkileşmesinde de

leptonun yükü değişmez (URL-3). Elektrozayıf birleşmenin resmi önemli bir kısmını temsil etmesinden dolayı teorik olarak nötr akımı önemlidir.

Çizelge 3.2 Reaksiyon çeşitleri

Yüklü akım süreci (CC)	$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$	E= 1.4 MeV
Yüksüz akım süreci (NC)	$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$	E= 2.2 MeV
Elastik saçılma süreci (ES)	$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	E~ 0

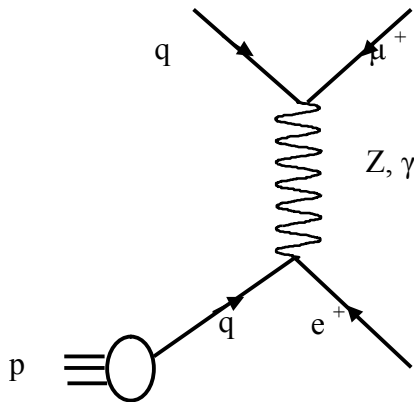
3.2.1 Çeşni değiştiren nötr akım süreçleri (FCNC)

Çeşni değiştiren süreçler iki alt başlık altında incelenebilir. Bunlar;

- 1) Lepton çeşni ihlali
- 2) Çeşni değiştiren nötr akım sürecidir.

Teorik fizikte, çeşni değiştiren nötr akımlar elektrik yükü değiştirmeden fermiyon akımının çeşni değiştirmesi olarak ifade edilir. Çeşni değiştiren nötr akımlar (FCNC), ağaç seviyesinin ötesinde Standart modelde oluşabilir, fakat GIM mekanizması tarafından büyük ölçüde baskı altına alınır (URL-4).

Genişletilmiş SMÖ' de nötr (yüksüz) akım e^+p çarpıştırıcısında lepton çeşni ihlali Şekil 3.2' de verilen Feynman diyagramı vasıtasıyla incelenebilir.

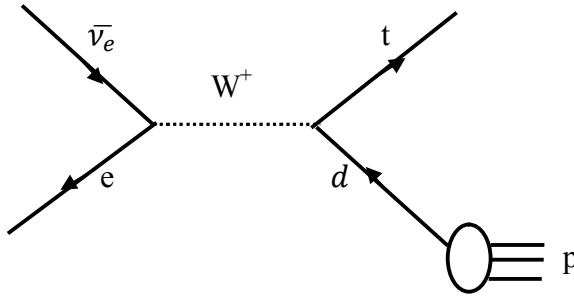


Şekil 3.2 Lepton çeşni ihlali süreci

Lepton çeşni ihlali (LFV) süreci $e^+ + q \rightarrow \mu^+ + q$ kanalıyla gerçekleşecektir.

3.2.2 Üst kuark ve karşıt üst kuarkın SM çerçevesinde tek üretimi

Standart model çerçevesinde üst (t) kuarkın tek üretimi büyük öneme sahiptir. Çünkü ağır kütesinden dolayı SMÖ parçacıklara bozunma ihtimali içermektedir. Ayrıca çeşni değişimini içerdiğinden dolayı KRD' nin anlaşılmasında önemlidir. Üst kuarkın tek üretimi LHeC' de $e^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + t$ süreci vasıtasıyla incelenmekte olup Feynman diyagramı Şekil 3.3' te verildiği gibidir.

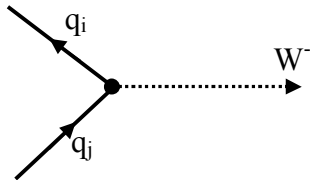


Şekil 3.3 Üst (t) kuarkın tek üretimi

Ayrıca LHeC' te $e^- + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci ile de karşıt üst kuarkın tek üretimi gerçekleşebilir. Karşıt üst kuarkın diferansiyel tesir kesiti ifadesi bu alt başlık altında incelenecektir. Protonun deniz kuarklarından $\bar{s}$, $\bar{b}$ veya $\bar{d}$, $\bar{t}$ üretimi için etkileşmeye girmektedir. Burada $\bar{s}$, $\bar{b}$ veya $\bar{d}$ ' yi $\bar{\nu}_1$ ile gösteriyoruz. Tesir kesitinin hesaplanmasında Feynman altın kuralı uygulanır.

KED için Feynman kuralları :

Elektro zayıfta köşe faktörü:



$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ij}$$

Burada ; i = u, c veya t, j = d, s veya b' dir. V_{ij} ise Kobayashi-Maskawa matrisidir. γ^μ ise gama matrisleridir. Ek- 4' te gama matrisleri ayrıntılı olarak verilmiştir.

Spini 1 ve kütleli olan parçacık ($W^\pm$ veya Z^0) için propagatör terimi (Griffiths, 1987) ;

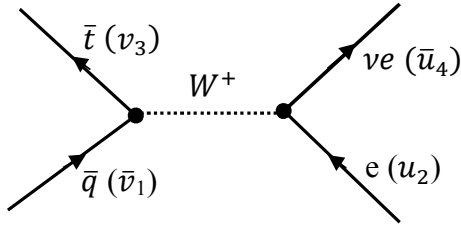
$$\frac{-i[g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / (m_w c)^2]}{q^2 - (m_w c)^2}$$

şeklindedir. Burada m, $W^\pm$ nin kütesidir.

Tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi} \right)^2 \frac{S |M|^2}{(E_1 + E_2)^2} \frac{|p_f|}{|p_i|} \quad (3.4)$$

şeklinde bulunur. Burada M genlik olup hesabı aşağıdaki basamaklarda anlatıldığı gibidir.



Şekil 3.4 Karşıt ($\bar{t}$) üst kuarkın tek üretimi

Burada $\bar{v}_1$ protonun deniz kuarklarından $\bar{b}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ kuarklarından birini gösterir. u_2 elektronu, v_3 karşıt üst kuarkı, $\bar{u}_4$ ise elektron nötrinosunu göstermektedir.

$$-iM = -\frac{g_w^2}{8(q^2 - (m_w c)^2)^2} [\bar{v}_1 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3] [ig_{\mu\nu}] [\bar{u}_4 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u_2]$$

$$M = \left[\frac{g_w^2}{8(q^2 - (m_w c)^2)^2} \right] [\bar{v}_1 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3] [\bar{u}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_2]$$

Burada $q = P_1 - P_3$ ' tür. Genlik $M^2 = M.M^*$ şeklinde bulunur. Yukarıdaki genliğin (M) kompleks eşleniği (M^*) ise aşağıdaki gibidir.

$$M^* = \left[\frac{g_w^2}{8(q^2 - (m_w c)^2)^2} \right] [\bar{v}_1 (\gamma^\nu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3]^* [\bar{u}_4 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_2]^*$$

$$M^2 = \left[\frac{g_w^2}{8(M_w c)^2} \right]^2 [\bar{v}_1 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3] [\bar{v}_1 (\gamma^\nu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3]^* \cdot [\bar{u}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_2] [\bar{u}_4 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_2]^*$$

M^2 ifadesini işlem kolaylığı sağlaması için $M^2 = A.B$ diye iki çarpan şeklinde düşünüp bulacağız.

A dediğimiz ifade aşağıdaki gibidir.

$$A = [\bar{v}_1 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3] [\bar{v}_1 \gamma^\nu (1 - \gamma^5) V_{ij} v_3]^*$$

B dediğimiz ifade ise,

$$B = [\bar{u}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_2] [\bar{u}_4 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_2]^*$$

Şeklinde buluruz.

Şimdi A ifadesinin sonucunu bulmaya çalışalım.

$$A = [\bar{v}_1 (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3] [\bar{v}_1 (\gamma^\nu (1 - \gamma^5)) V_{ij} v_3]^*$$

A ifadesinde birinci parantez içinde $\Gamma_1 = (\gamma^\mu (1 - \gamma^5)) V_{ij}$ ve ikinci parantez içinde $\Gamma_2 = (\gamma^\nu (1 - \gamma^5)) V_{ij}$ tanımını yaparsak ve kullanılacak olursa A ifadesi aşağıdaki hale dönüşür.

$$A = [\bar{v}_1 \Gamma_1 v_3] [\bar{v}_3 \bar{\Gamma}_2 v_1]$$

A ifadesinde $v_3 \bar{v}_3$ tamlik bağıntısı ifadesi ve değeri, $\Sigma_{\text{tüm spinler}} v_3 \bar{v}_3 = \not{v}_3 + m_3 c$ yerine yazılır ve $Q = \Gamma_1 (\not{v}_3 + m_3 c) \bar{\Gamma}_2$ şeklinde tanımlama kullanılacak olursa A ifadesi aşağıdaki denklemdeki gibi yazılabilir.

$$A = \bar{v}_1 Q v_1 = Q (\not{v}_1 + m_1 c) = \text{Tr} (Q (\not{v}_1 + m_1 c))$$

$$A = \text{Tr} \left[\Gamma_1 \left[\not{v}_3 + m_3 c \right] \bar{\Gamma}_2 \left[\not{v}_1 + m_1 c \right] \right]$$

Şeklinde elde edilir. $\bar{\Gamma}_2 = \gamma^0 \Gamma_2^\dagger \gamma^0$ ifadesinde Γ_2 yerine yazılarak elde edilir, bu işlemde $\gamma^\nu = \gamma^0 \gamma^{\nu\dagger} \gamma^0$ olduğuna dikkat edilmelidir.

A ifadesindeki Tr (trace) matrisin izi olup sonucu bulunurken Ek-4' teki özelliklere dikkat edilmelidir. Sonuç olarak A ifadesi aşağıdaki şekilde bulunur.

$$A = 8(V_{ij})^2 \left\{ p_3^\sigma p_1^\nu - p_3^\sigma p_1^\lambda g^{\mu\nu} + p_3^\nu p_1^\mu - i p_{3\lambda} p_{1\sigma} \epsilon^{\mu\lambda\nu\sigma} \right\}$$

M^2 , deki $B = [\bar{u}_4 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_2] [\bar{u}_4 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_2]^*$ ifadesinde birinci parantez içinde $\Gamma_1 = \gamma_\mu (1 - \gamma^5)$ ve ikinci parantez içinde $\Gamma_2 = \gamma_\nu (1 - \gamma^5)$ ifadeleri kullanılacak olursa B ifadesi aşağıdaki hale dönüşür.

$$B = [\bar{u}_4 \Gamma_1 u_2] [\bar{u}_2 \bar{\Gamma}_2 u_4]$$

B ifadesinde $u_2 \bar{u}_2$ tamlik bağıntısı ifadesi ve değeri $\Sigma_{\text{tüm spinler}} u_2 \bar{u}_2 = \not{u}_2 + m_2 c$ yerine yazılarak $B = [\bar{u}_4 \Gamma_1 (\not{u}_2 + m_2 c) \bar{\Gamma}_2 u_4]$ elde edilir. Bu ifadede $Q = \Gamma_1 (\not{u}_2 + m_2 c) \bar{\Gamma}_2$ olarak tanımlanırsa $B = [\bar{u}_4 Q u_4]$

$$B = Q [\bar{u}_4 u_4] = Q [\not{u}_4 + m_4 c] = \text{Tr} \{ Q [\not{u}_4 + m_4 c] \}$$
 ifadesi elde edilir.

$$B = [\bar{u}_4 \Gamma_1 u_2] [\bar{u}_2 \bar{\Gamma}_2 u_4] = \text{Tr} \{ \Gamma_1 [\not{u}_2 + m_2 c] \bar{\Gamma}_2 [\not{u}_4 + m_4 c] \}$$

$\gamma^\nu = \gamma^0 \gamma^{\nu\dagger} \gamma^0$ eşitliği kullanılarak ve yukarıdaki işlemler yapılırsa B' yi

$$B = 8 \left(p_{2\mu} p_{4\nu} - p_{2\sigma} p_{4\lambda} g_{\mu\nu} + p_{2\nu} p_{4\mu} - p_2^\lambda p_4^\sigma i \epsilon_{\mu\lambda\nu\sigma} \right)$$

Şeklinde buluruz.

$$M^2 \text{ ifadesi } M^2 = \left[\frac{g_w^2 V_{ij}}{8(q^2 - (m_w c)^2)} \right]^2 A.B' \text{ dir. Gerekli işlemler yapıldığında aşağıdaki}$$

gibi bulunur.

$$M^2 = [g_w^2 V_{ij}]^2 \frac{(p_1 p_4)(p_2 p_3)}{((p_1 - p_3)^2 - (m_w c)^2)^2}$$

Burada V_{ij} için i sırasıyla $\bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ kuarklarını gösterirken j ise $\bar{t}$ kuarkını göstermektedir.

$g_w = \frac{\alpha_e}{\sin \theta_w}$ olup burada $\alpha_e \left(\frac{1}{137} \right)$, ince yapı sabitidir. M^2 'nin Denklem (3.4)'de yerine yazılmasıyla diferansiyel tesir kesiti bulunmuş olur.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi} \right)^2 \frac{S}{(E_1 + E_2)^2} \left([g_w^2 (V_{ij})]^2 \frac{(p_1 p_4)(p_2 p_3)}{((p_1 - p_3)^2 - (m_w c)^2)^2} \right) \frac{|p_f|}{|p_i|} \quad (3.5)$$

3.2.2.1 Diferansiyel tesir kesitinin bağımlı olduğu parametreler

Hızlılık (Rapidity); Göreli olarak, hızlılık (rapidity) hareketin bir ölçüsüdür. Paralel hızlar üzerinde (tek boyutlu uzayda) hızlılık relativistik hızlarda, hızlardan farklı olarak sadece eklenebilir. Düşük hızlar için, hızlılık ve hız orantılıdır, ancak yüksek hızlar için hızlılık daha büyük bir değer alır. Işığın hızlılığı sonsuzdur. Hızlılık kavramı yaygın olarak kullanılmamaktadır; hız daha çok doğrudan ölçülebilirlik avantajına sahiptir. Ters hiperbolik fonksiyonu $\tanh^{-1}$ kullanılarak, hızlılık $\eta = \tanh^{-1}(v/c)$ 'dir. Düşük hızlar için η yaklaşık olarak v/c 'dir. Sonlu olan c ışık hızı, herhangi bir hız (v) için $-c < v < c$ aralığı için sınırlıdır ve v/c oranı $-1 < v/c < 1$ i karşılar. Ters hiperbolik tanjant bu etki alanı içinde birim aralığı $(-1, 1)$ sahip olduğundan ve bu dizi için bütün gerçek çizgi aralığı $-c < v < c$, $-\infty < \eta < \infty$ üzerine eşleştirilir.

Matematiksel olarak, hızlılık rölativistik hareket içinde referansı iki çerçeveye ayıran hiperbolik açı olarak tanımlanabilir, her çerçeve mesafe ve zaman koordinatlarıyla ilişkilidir (URL-5).

Tesir kesitinin hızlılığa bağımlılığı ise, hızlılıkta v/c ' nin yerine P/E alınarak

$$\eta = \tanh^{-1}(P/E) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P+E}{P-E} \right) \quad (3.6)$$

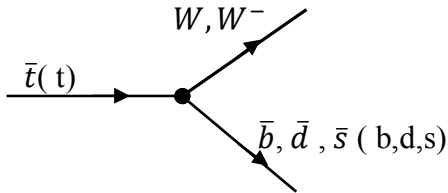
Denklem (3.5)' de P_3 ' ün yerine Denklem (3.6)' de P_3 ' ün çekilerek yerine yazılmasıyla elde edilir.

Tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütlesine bağımlılığı, Denklem (3.5)' de karşıt üst kuarkın momentumuna bağlı olup tesir kesitinin değişimi bulgular kısmında incelenecektir.

Tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma bağımlılığı Denklem (3.5)' de P_3 ' ün enine bileşeni olup bağımlılıkları bulgular kısmında incelenecektir.

Bir θ açısı P_1 ve P_3 arasına konursa tesir kesiti özel forma indirgenir. Tesir kesitinin elektron ile elektron nötrinosu arasındaki açığa bağımlılığı Denklem (3.5)' de görüldüğü gibi olup bağımlılıkları bulgular kısmında incelenecektir.

3.2.2.2 Karşıt üst kuark bozunum modları



Şekil 3.5 Karşıt üst kuarkın bozunum modları

Karşıt üst kuarkın bozunumu Standart Model çerçevesinde W bozonu ve bir kuark (b,d,s) olarak %95 güvenilirlikle gerçekleşmektedir. SMÖ' de ise çeşni değiştiren nötr akım (FCNC) süreçlerinde karşıt üst kuark bozunumları aşağıdaki gibi olacaktır.

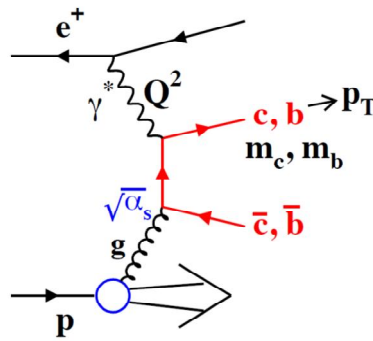
- foton+ jet,
- kuark+ gluon (2jet),
- kuark+Z, son durum 3 jet ($q\bar{q}\bar{q}$) veya 2lepton+ jet ($q\bar{l}^+l^-$) oluşabilir (Çakır,2004).

3.2.3 Uyarılmış kuark üretimi

Uyarılmış kuarklar SM kuarkları ile ayar bozonları ($\gamma, g, Z, W^\pm$) ile köşelere sahip olacaktır. Elektron-proton çarpıştırıcısında üretilebilecek olan uyarılmış kuarklar ayrıca proton-proton çarpıştırıcılarında kuark foton füzyonu yoluyla üretilebilecektir (Abelleira J.L. vd, 2012).

3.2.4 Kuarkonyum üretimi

Kuark modelinde tüm mezonların iki parçacık bağlı durumları vardır. Üretilen kuarklar $c\bar{c}$ veya $b\bar{b}$ ise kuarkonyum adını alır. Kuarkonyum üretimi Feynman diyagramı Şekil 3.6' da verildiği gibidir.



Şekil 3. 6 e^+p çarpıştırıcısında $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ üretimi (Abelleira, J.L., 2012)

3.2.5 Ağır kuark üretilmesi

Aynı kuark bileşimi uyarılmış farklı enerji durumlarında olabilir, çok kısa ömürlü, daha ağır parçacıkları oluşturabilir. Bazı mezonlar, örneğin η_c mezonunu oluşturan cc ikilisinde olduğu gibi, birbirinin karıştı olan kuarklardan oluşur. Bu durumda mezon, kendi kendisinin karışıt parçacığı olur. c ve b kuark üretiminin LHeC' de ölçülmesi, hem KRD' nin hassas bir testini yapacak ve protonun yapısını daha iyi anlamamızı sağlayacaktır. Tarihsel olarak HERA' da c ve b çalışmaları kendinden önce yapılan sabit hedef deneylerini daha ileri taşımıştır (Abelleira, J.L., 2012, Aksakal, 2007) Ağır kuark üretiminin dinamiğinin anlaşılmasında büyük öneme sahiptir (Aksakal, 2007).

3.2.6 b kuark etiketlemesi

Modern yüksek enerji parçacık fizik deneylerinde kullanılan bir jet çeşni etiketleme yöntemidir ve b kuark kökenli jetlerin kimliklendirilmesidir. b-etiketlemesinin çalışılmasının önemi yük- parite (CP) ihlaline ışık tutmasıdır. b kuark içeren hadronlar bozunurken yeterli kullanım ömrüne sahiptir ve bozunmadan önce bir miktar yol kateder. Diğer taraftan, onların ömürlerini hafif kuark içeren hadronlar gibi çok yüksek değildir, bu nedenle de dedektör içinde bozunurlar. Parçacık dedektörleri içindeki hassas silikon dedektörleri geliştirilmesiyle taban kuarkın üretildiği yerlerini tespit etmek mümkün olmuştur. Taban kuark (b) bozunduğu her hangi bir parçacıktan çok daha ağırdır. Böylece onun bozunma ürünleri yüksek enine ivme (veya enine momentum) sahip olma eğilimindedir. Bu özelliklere sahip jetlerin b-jetleri olma ihtimali yüksektir.. B mezonlarının (b kuark içeren mezonlar) hassas ölçümelerini yapan deneyler bir mezonun bir başka mezona dönüşümünü ($B^0 \bar{B}^0$ osilasyonu) gözlenmesini sağlar. Bu durum yük- parite (CP) ihlalinin ölçülmesine izin verir (URL-6).

BÖLÜM IV

MATERYAL VE METOD

Bu tez çalışmasında karşıt üst kuarkın tek üretimi $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci vasıtasıyla Computational High Energy Physics (CompHEP) 4.5.1 programı kullanılarak incelenmiştir. Diferansiyel tesir kesitinin hızlılık, enine momentum ve elektron ve nötrino arasındaki açı ile ilgili değişimi CompHEP ile elde edilmiştir. CompHEP Monte Carlo tekniğini kullanarak simülasyon yapan linux tabanlı C++ dilinde yazılmış bir programdır. Ayrıca elektron proton çarpışmasının ışınlık hesabı CAIN 2.35 programı yardımıyla hesaplanmıştır.

İlgili grafikler GNUPLOT çizim programı yardımıyla elde edilmiştir.

BÖLÜM V

BULGULAR VE TARTIŞMA

Diferansiyel tesir kesitleri hesaplanırken süreçlerde kullanılan deniz kuarklarından gelen karşıt taban ($\bar{b}$), karşıt aşağı ($\bar{d}$) ve karşıt aşağı ($\bar{s}$) kuarkları, karşıt üst kuark ($\bar{t}$) üretim sürecine katkıda bulunur.

Toplam tesir kesiti deniz kuarklarından gelen $\bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ alt süreçleri için 3,06244 pb olarak bulunmuştur. Toplam tesir kesitine en büyük katkı sırasıyla $\bar{b}$ (3,0488 pb) kuarkı, $\bar{s}$ ($1,1127 \cdot 10^{-2}$ pb) kuarkı ve $\bar{d}$ ($3,0615 \cdot 10^{-4}$ pb) kuarkından geldiği bulunmuştur.

Bu bölümde diferansiyel tesir kesitinin hızlılık, karşıt üst kuarkın kütlesi, karşıt üst kuarkın enine momentumu ve elektron ile elektron nötrinosu arasındaki açının cosinüsüne göre değişim grafikleri alt başlıklar halinde incelenmiştir. Bu incelemeler yapılırken iki farklı PDF olan cteq6m ve cteq6l kullanılmış ve bunlar sırasıyla $\overline{MS}$ ve LO (Leading Order) ailelerine aittir.

5.1 Diferansiyel Tesir Kesitinin Hızlılık ile Değişimi

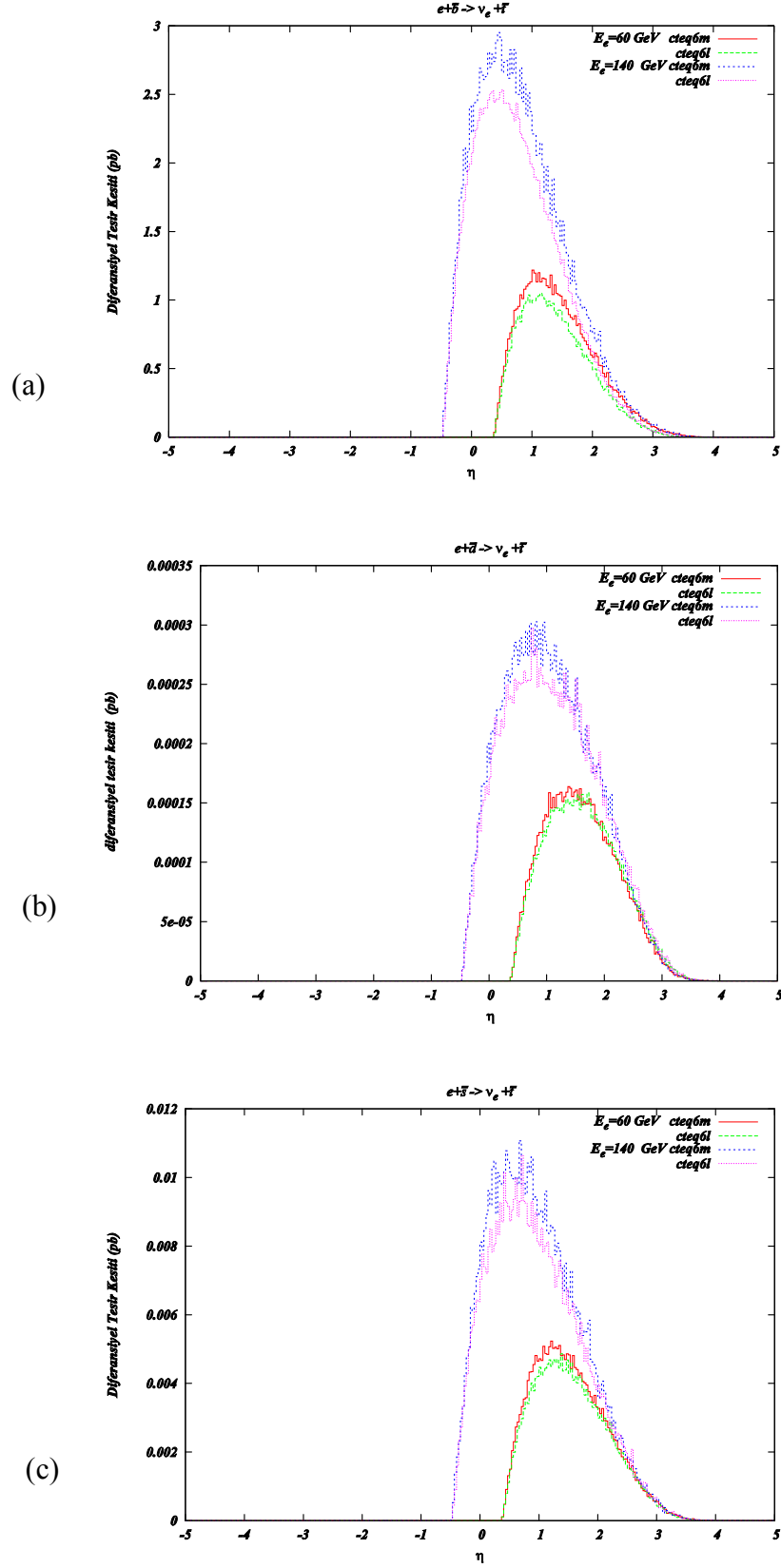
Şekil 5.1' de elektron demeti 60 ile 140 GeV enerji opsiyonunda ve farklı parton dağılımı fonksiyonlarının kullanılmasıyla diferansiyel tesir kesitinin hızlılık dağılımı görülmektedir.

Şekil 5.1' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 1 değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 1.2 dolaylarında, cteq6l için ise 1 dolaylarındadır. Şekil 5.1' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 0.6 değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 2.9 dolaylarında, cteq6l için ise 2.5 dolaylarındadır.

Elektron demeti enerjisinin 60 GeV' den 140 GeV' e artırıldığı durumda hızlılığın pik konumu sıfır değerine yaklaşmakta ve diferansiyel tesir kesitindeki anti simetriklik azalmaktadır.

Farklı parton dağılım fonksiyonları (PDF) aynı sonucu vermesi gerekirken bu fark PDF' leri arasındaki $\bar{b}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ kuarkların dağılımındaki belirsizlikten kaynaklanmaktadır.

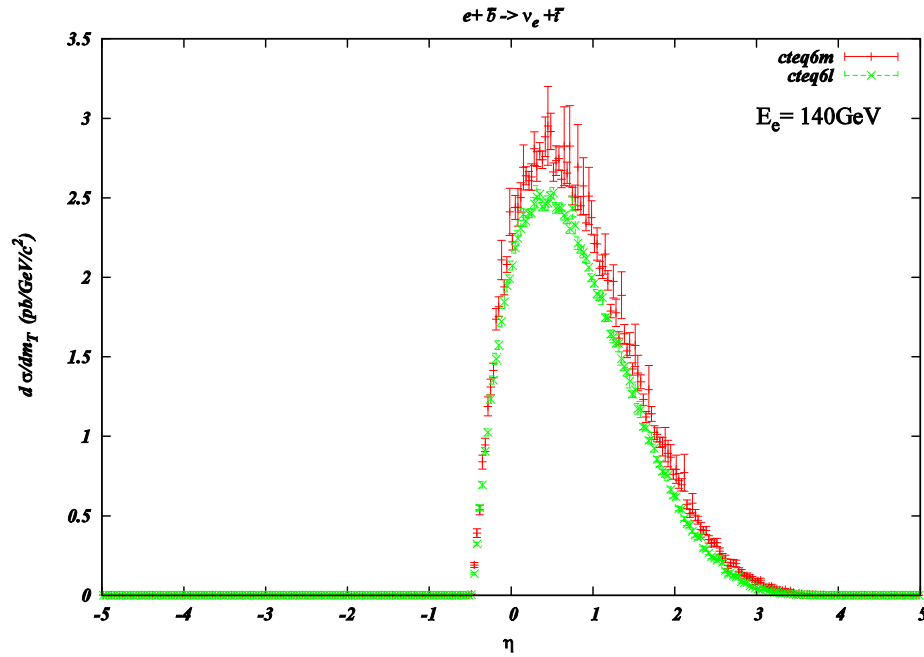
Şekil 5.1 b' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 1.8 değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.00016 pb dolaylarında, cteq6l için ise 0.00015 pb dolaylarındadır. Şekil 5.1 b' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 0.9 değerinde vermektedir. Diferansiyel tesir kesiti cteq6m için 0.00029 pb dolaylarında cteq6l için 0.00026pb dolaylarındadır.



Şekil 5. 1 $E_e=60$ GeV ve 140 GeV $e + \bar{q} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre değişimi

Şekil 5.1 a, Şekil 5.1 b ve Şekil 5.1 c kıyaslandığında karşıt üst kuark üretimine en büyük katkı $\bar{b}$ kuarktan gelmektedir. Çünkü CKM matris elemanı $V_{tb}>V_{ts}>V_{td}$ Denklem (2.2)' de büyüklük sırasına sahiptirler. Yine diferansiyel tesir kesiti formülünden görüldüğü gibi bu matris elemanı diferansiyel tesir kesiti ile doğru orantılıdır.

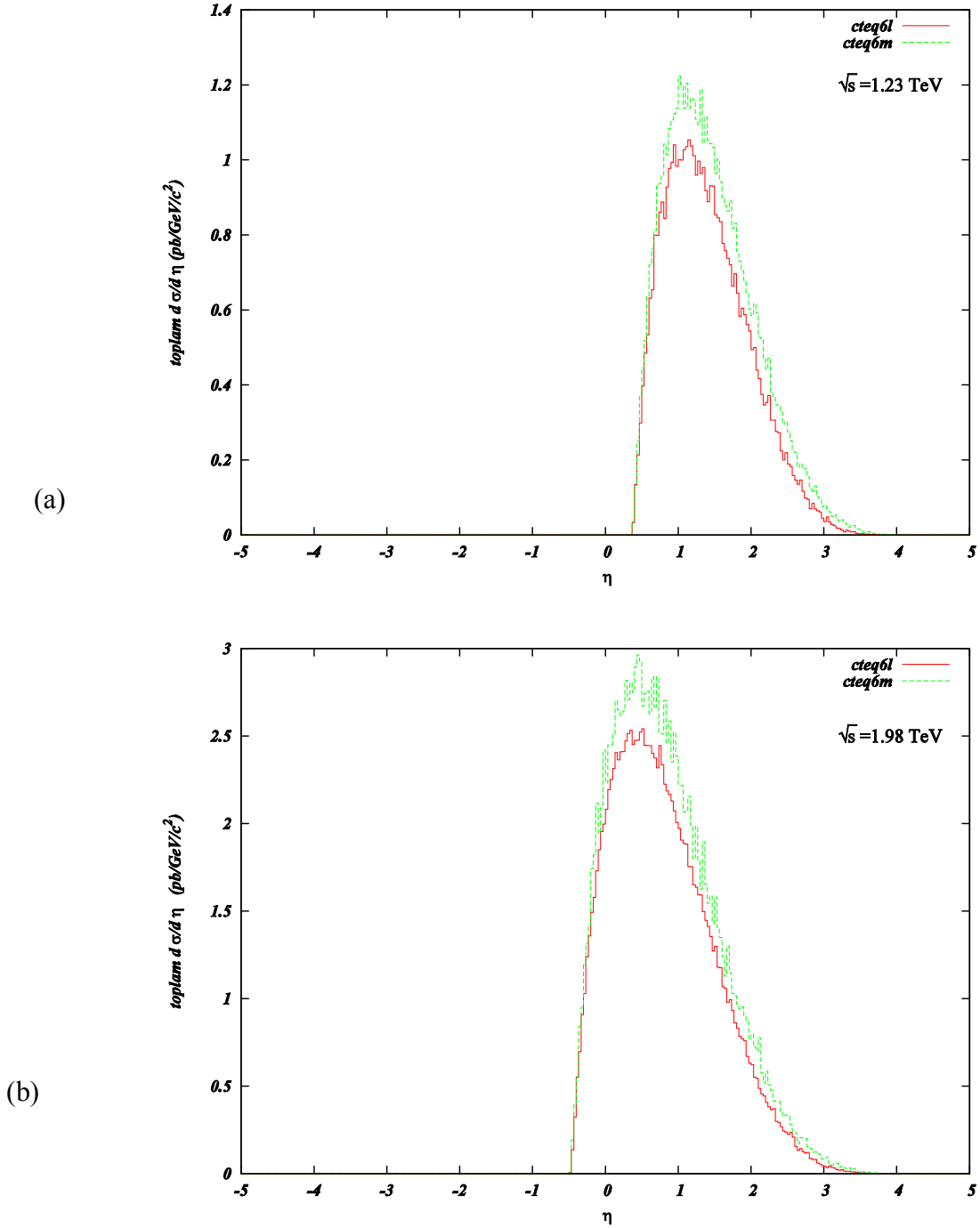
Şekil 5.1 c' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 1.4 değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.0055 pb dolaylarında, cteq6l için ise 0.0044 pb dolaylarındadır. Şekil 5.1 c' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini hızlılığın 0.8 değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti cteq6m için 0.01 pb dolaylarında, cteq6l için ise 0.0095 pb dolaylarındadır.



Şekil 5. 2 $E_e= 140 \text{ GeV}$ $e + \bar{b} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre hata payını gösteren değişimi

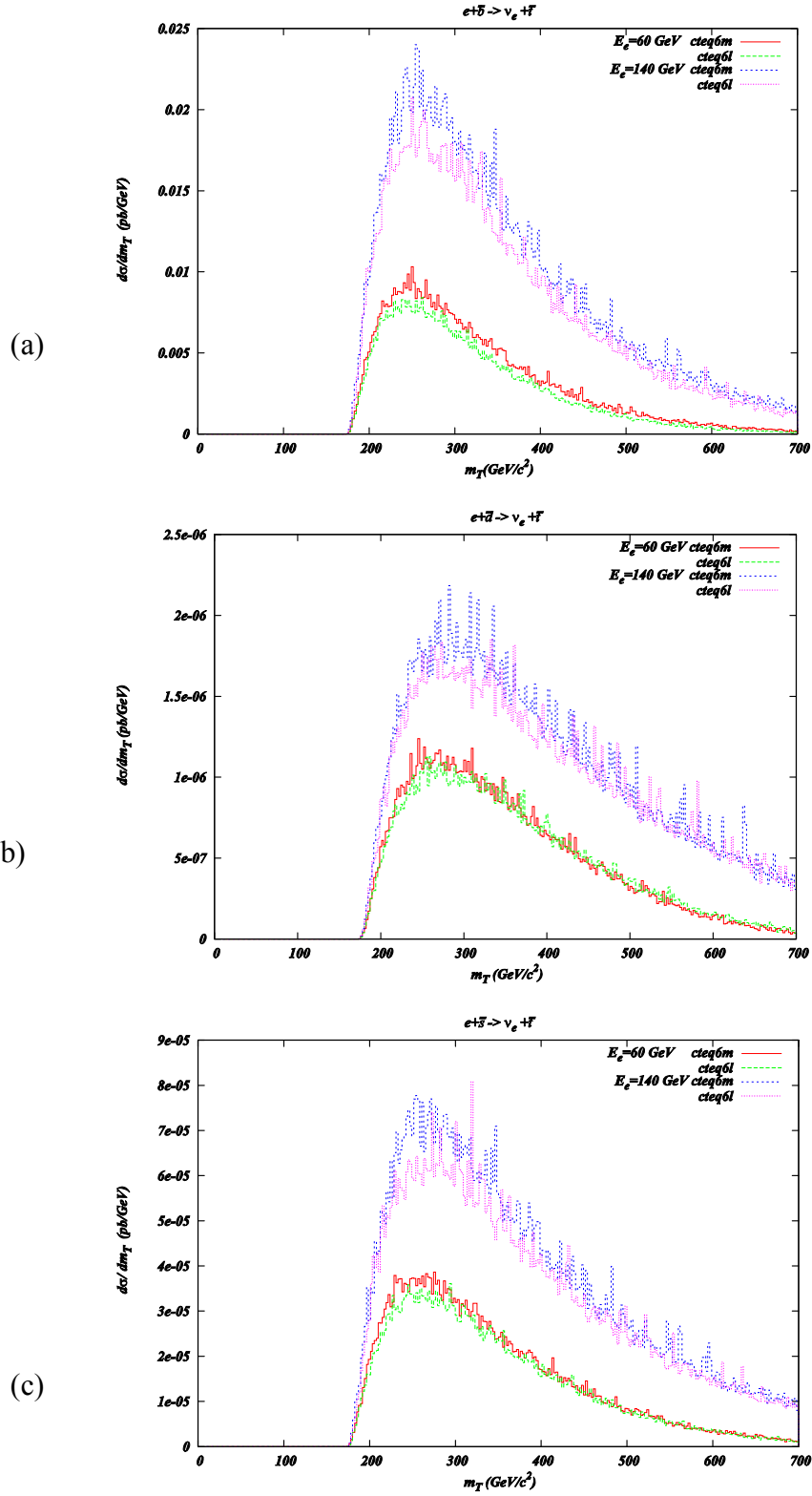
Şekil 5.2' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti farklı PDF' ları kullanılarak hata payları dahil edilmelerine rağmen birbirinden ayrılmaktadırlar. Bu da bize PDF' ların

bu problemin çözülmesi gerektiğini söylemektedir. Ayrıca hata payı cteq6m' de cteq6l' ye göre daha fazla çıkmıştır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 3.1 dolaylarında, cteq6l için ise 2.5 dolaylarındadır.



Şekil 5. 3 (a) $\sqrt{s} = 1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s} = 1.98$ TeV' de $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci toplam diferansiyel tesir kesitinin hızlılığa göre değişimi

5.2 Diferensiyel Tesir Kesitinin Kütle İle Değişimi



Şekil 5. 4 $E_e=60$ GeV ve 140 GeV' de $e + \bar{q} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişimi

Şekil 5.4 a' dan görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini kütleinin 260 GeV/c² değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.009 pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l için ise 0.007 pb/GeV/c² dolaylarındadır.

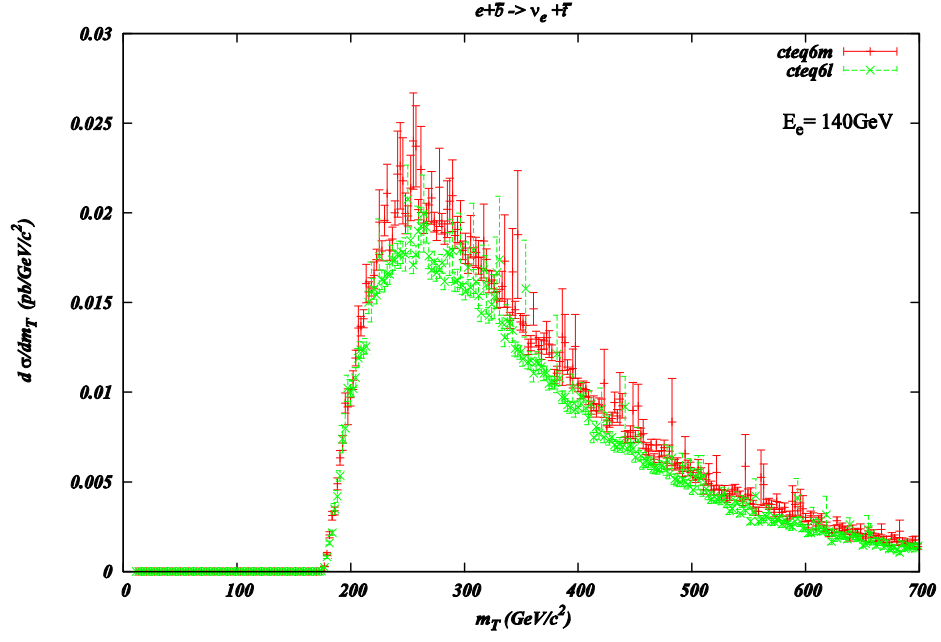
Şekil 5.4 a' da diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini kütleinin 280 GeV/c² değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.021 pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l için ise 0.018 pb/GeV/c² dolaylarındadır.

Şekil 5.4 b' de görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti en yüksek pik değerini kütleinin 260 GeV/c² değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 1.15 10⁻⁶ pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l için ise 1 10⁻⁶ pb/GeV/c² dolaylarındadır. Şekil 5.4 b' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini kütleinin 300 GeV/c² değerinde vermektedir ve diferansiyel tesir kesiti cteq6m için 1.7 10⁻⁶ pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l ise 1.5 10⁻⁶ pb/GeV/c² dolaylarındadır.

Şekil 5.4 c' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti en yüksek pik değerini kütleinin 260 GeV/c²değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 3.8 10⁻⁵ pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l için ise 3.3 10⁻⁵ pb/GeV/c² dolaylarındadır. Şekil 5.4 c' de diferansiyel tesir kesiti . 140 GeV' de en yüksek pik değerini kütleinin 280GeV/c² değerinde vermektedir ve diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 7.2 10⁻⁵ pb/GeV/c² dolaylarında, cteq6l için ise 6 10⁻⁵ pb/GeV/c² dolaylarındadır.

Elektron demeti enerjisinin 60 GeV' den 140 GeV' e artırıldığı durumda karşıt üst kuarkın kütleinin pik konumu 200GeV/c² değerine yaklaşmakta ve diferansiyel tesir kesitindeki anti simetriklik azalmaktadır.

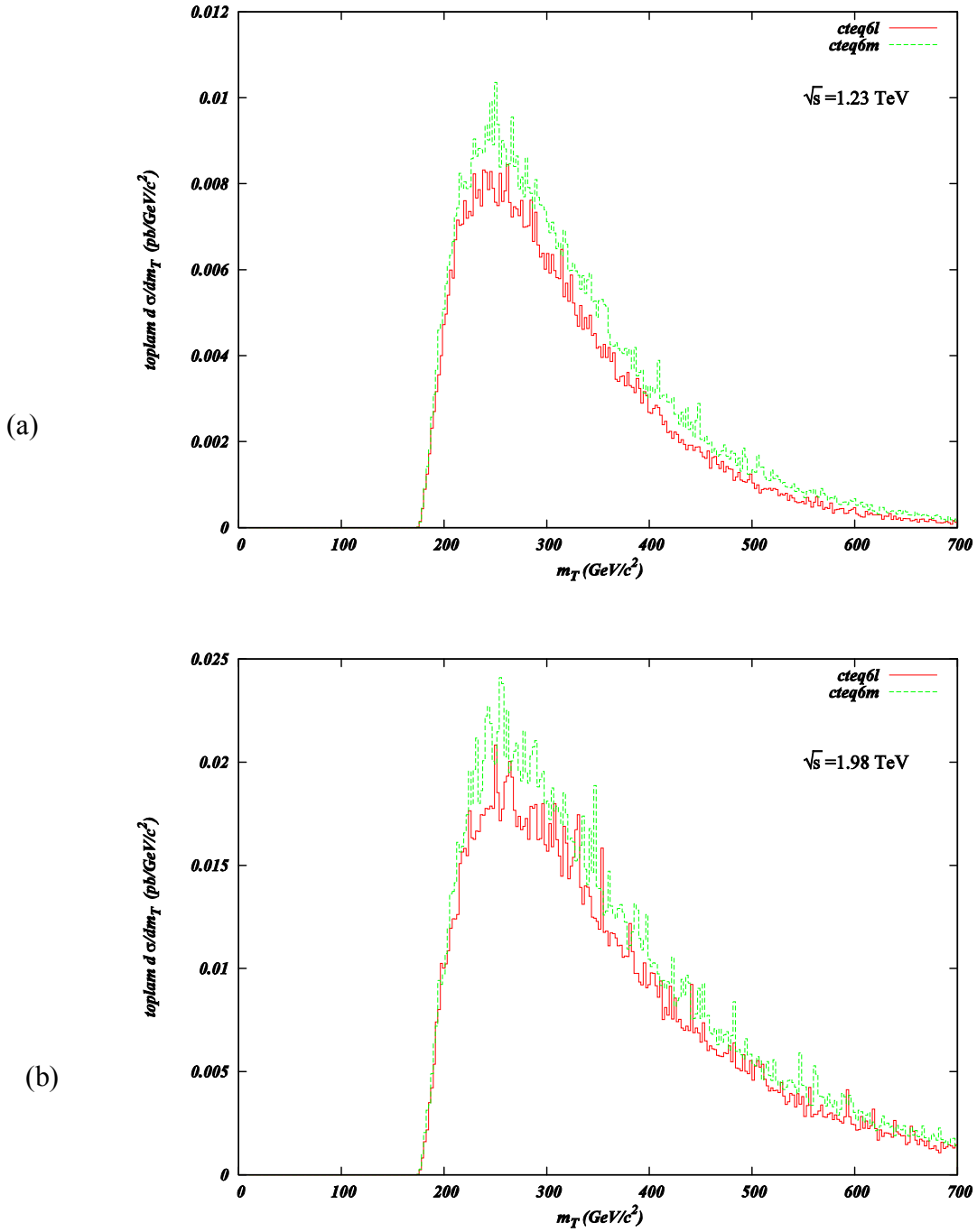
140 GeV üzerindeki enerjilerdeki elektron demetinin kullanılması ile enerji sınırının (enerji frontier) çalışılmasına imkan tanır.



Şekil 5. 5 $E_e = 140$ GeV ve $e + \bar{b} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütlesine göre değişiminin hata paylı gösterimi

Şekil 5.5’ den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti en yüksek pik değerini kütlenin $280 \text{ GeV}/c^2$ değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için $0.025 \text{ (pb/GeV}/c^2)$ dolaylarında, cteq6l için ise $0.02 \text{ (pb/GeV}/c^2)$ dolaylarındadır.

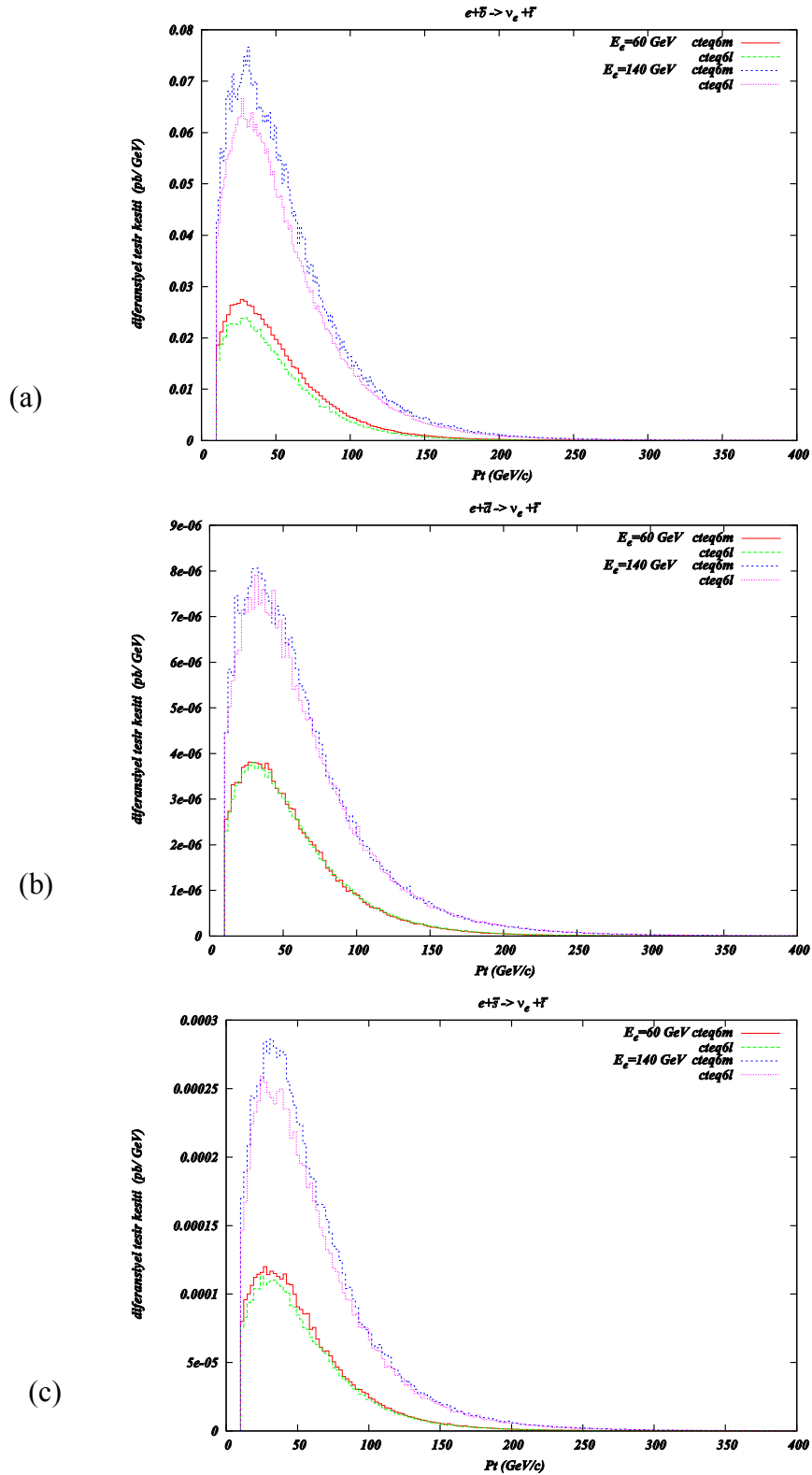
Cteq6m hata miktarı cteq6l’ den fazla olmakla birlikte $290 \text{ GeV}/c^2$ ‘ de en yüksek diferansiyel tesir kesitine sahiptir.



Şekil 5. 6 (a) $\sqrt{s}=1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s}=1.98$ TeV’ de $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişimi

Şekil 5.6 a ve b’ de toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın kütesine göre değişimi görülmekte olup $\sqrt{s} = 1.98$ TeV’ de $\sqrt{s} = 1.23$ TeV’ e göre daha büyük çıkmıştır. Burada toplam diferansiyel tesir kesitine en büyük katkı $\bar{b}$ alt sürecinden gelmektedir.

5.3 Diferansiyel Tesir Kesitinin Enine Momentum ile Değişimi



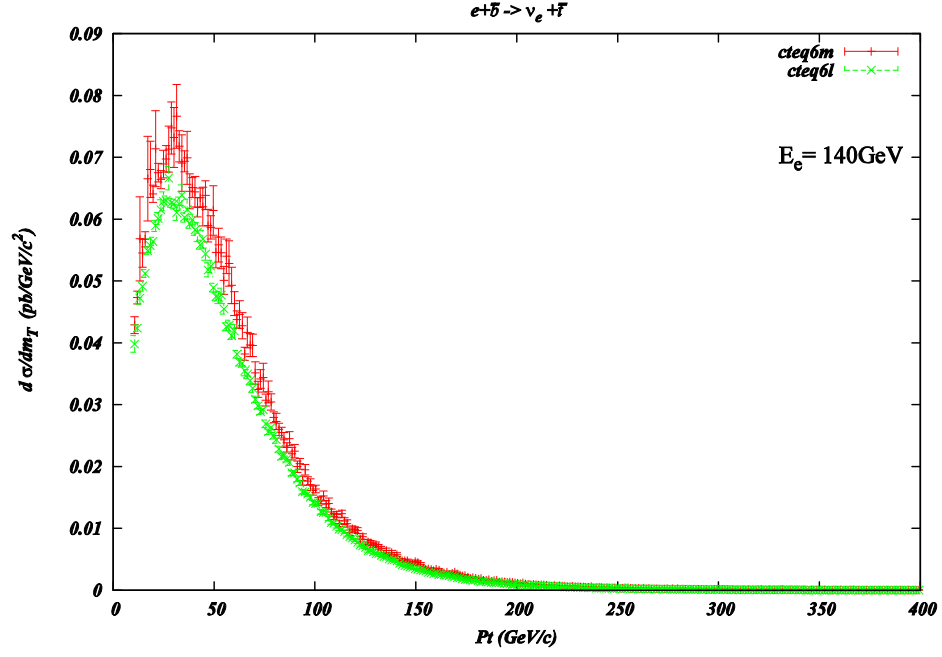
Şekil 5. 7 $E_e = 60$ ve 140 GeV' de $e + \bar{q} \rightarrow \nu_e + \bar{f}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre değişimi

Şekil 5.7 a' dan görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 25 GeV/c dolaylarında vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.027 pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise 0.024 pb/GeV dolaylarındadır. Şekil 5.7 a' da diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 40 GeV/c değerinde vermektedir ve bu tesir kesiti değeri cteq6m için 0.078 pb/GeV dolaylarında ve cteq6l için ise 0.065 pb/GeV dolaylarındadır.

Şekil 5.7 b' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek pik değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 30 GeV/c dolaylarında vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için $3.8 \cdot 10^{-6}$ pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise $3.8 \cdot 10^{-6}$ pb/GeV dolaylarındadır. Şekil 5.7 b' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek pik değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 40 GeV/c değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için $8 \cdot 10^{-6}$ pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise $7.2 \cdot 10^{-6}$ pb/GeV dolaylarındadır.

Şekil 5.7 c' de görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti 60 GeV' de en yüksek değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 30 GeV/c dolaylarında vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.00012 pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise 0.0001 pb/GeV dolaylarındadır. Şekil 5.7c' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek değerini karşıt üst kuarkın enine momentumunun 40 GeV/c dolaylarında vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.00028 pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise 0.00024 pb/GeV dolaylarındadır.

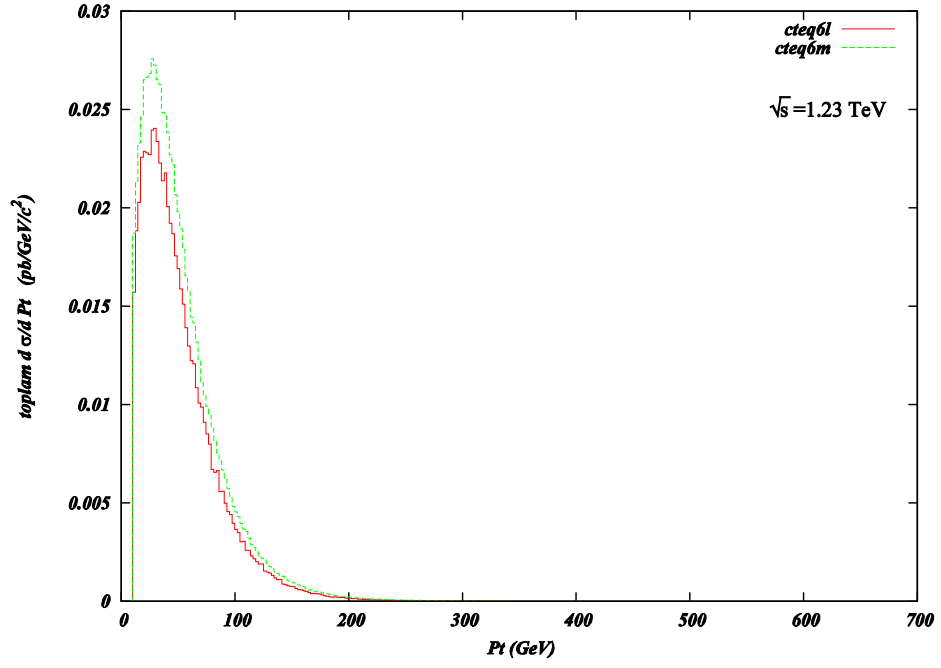
Elektron demeti enerjisinin 60 GeV' den 140 GeV' e artırıldığı durumda enine momentumun pik konumu 30 GeV/c dolaylarından, 50 GeV/c dolaylarına doğru değeri artmaktadır ve diferansiyel tesir kesiti değerleri yaklaşık olarak 2.5 kat artmaktadır.



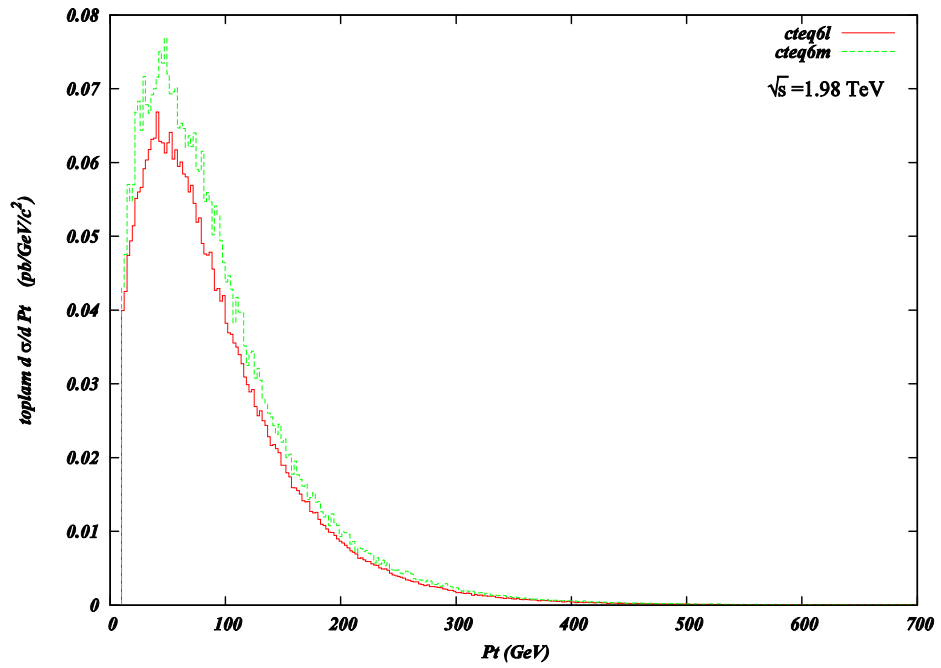
Şekil 5. 8 $E_e = 140 \text{ GeV}$ ' de $e + \bar{b} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre hata payını gösteren değişim

Şekil 5.8' de görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti en yüksek pik değerini karşıt üst kuarkın enine momentumun 40 GeV/c değerinde vermektedir ve bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.08 pb/GeV dolaylarında, cteq6l için ise 0.065 pb/GeV dolaylarındadır.

(a)



(b)



Şekil 5. 9 (a) $\sqrt{s}=1.23 \text{ TeV}$, (b) $\sqrt{s}=1.98 \text{ TeV}$ ' de $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentuma göre değişimi

Şekil 5.9 a ve b' de toplam diferansiyel tesir kesitinin karşıt üst kuarkın enine momentumuna göre değişimi görülmekte olup $\sqrt{s} = 1.98 \text{ TeV}$ ' de $\sqrt{s} = 1.23 \text{ TeV}$ ' e

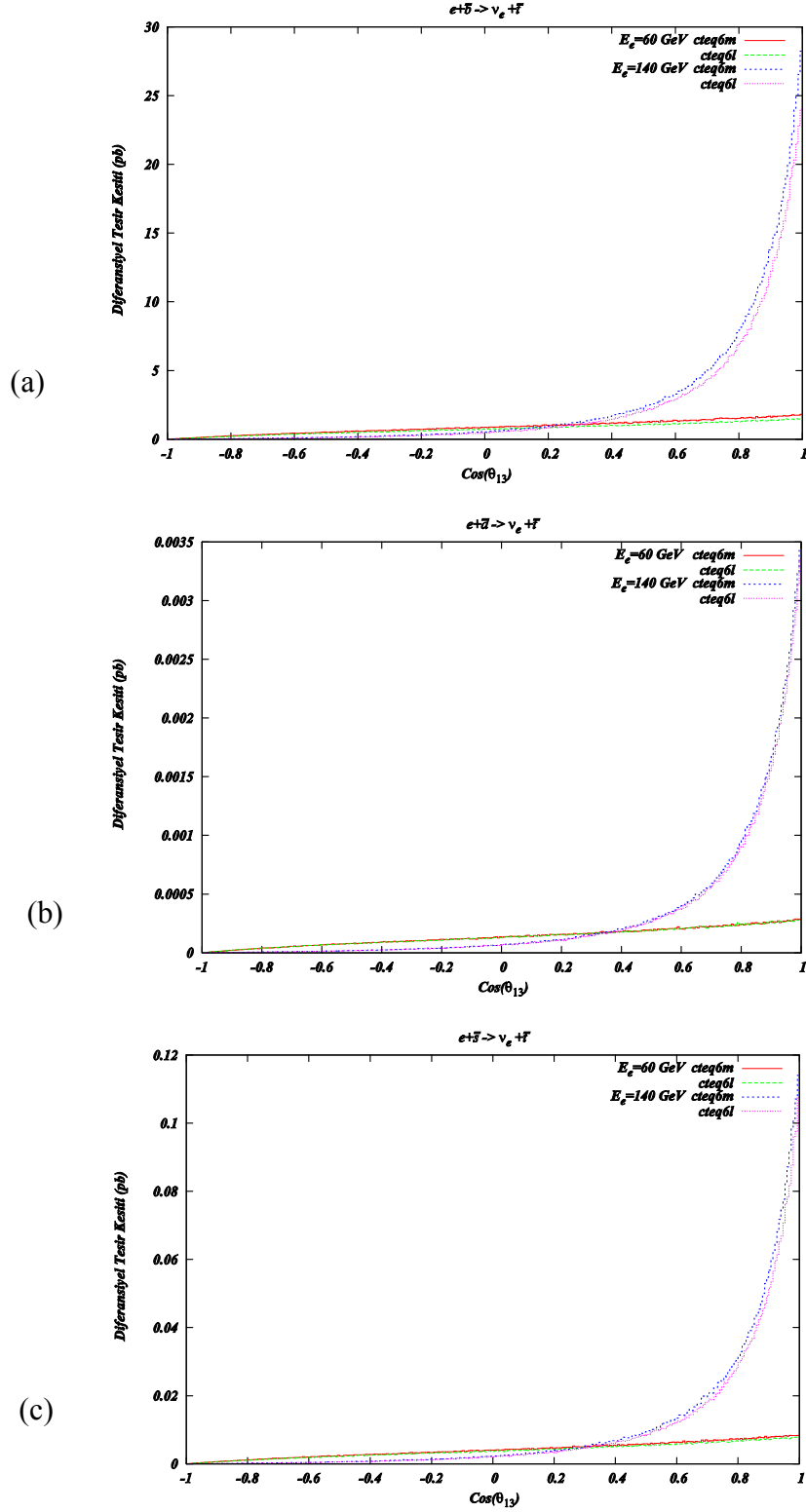
göre daha büyük çıkmıştır ayrıca enine momentumun pik konumu değişmiştir. Burada toplam tesir kesitine en büyük katkı $\bar{b}$ alt sürecinden gelmektedir.

5.4 Diferansiyel Tesir Kesitinin Açı ile Değişimi

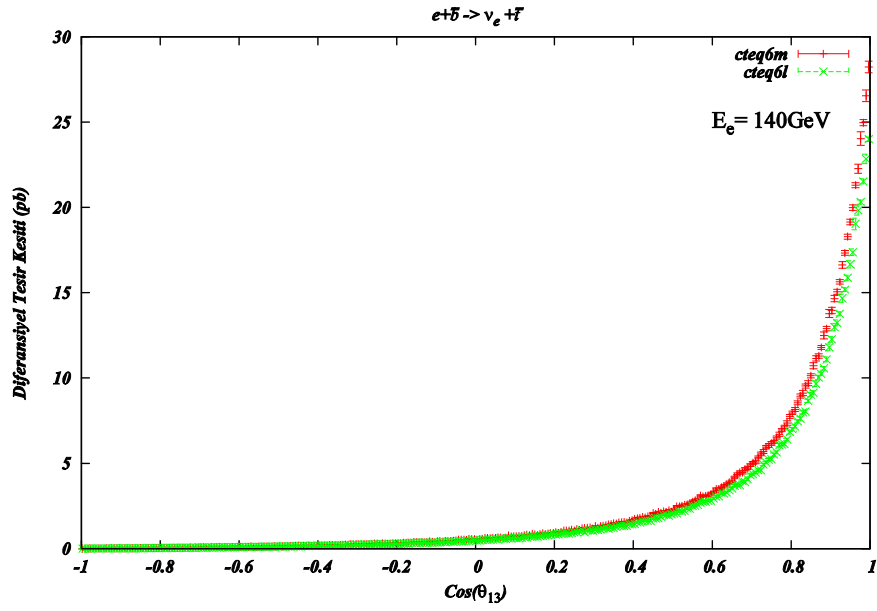
$e + \bar{b} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci, için 1 nolu parçacık elektron, 2 nolu parçacık $\bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ kuarklarını, 3 nolu parçacık elektron nötrinosunu, 4 nolu parçacıkta $\bar{t}$ kuarkını göstermektedir. Şekil 5.10 a' dan görüldüğü gibi 60 GeV' de diferansiyel tesir kesiti en yüksek değerini elektron ile elektron nötrinosu arasındaki açının $\cos\theta_{13} = 0$ olduğu durumda açının cosinüsünün değeri 1' e yaklaşırken diferansiyel tesir kesit değeri maksimum değere sahiptir. $\cos\theta_{13} = 0$ olduğu durumda açının cosinüsünün değeri -1' e yaklaşırken diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu tesir kesiti değeri cteq6m için 2.1 pb dolaylarında, cteq6l için ise 2 pb dolaylarındadır. Şekil 5.10 a' da diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek değerini açının $\cos\theta_{13} = 0$ olduğu durumda açının cosinüsünün değeri 1' de vermektedir. $\cos\theta_{13} = 0$ olduğu durumda açının cosinüsünün değeri +1 değerine doğru yaklaşırken diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu tesir kesiti değeri cteq6m için 28 pb dolaylarında, cteq6l için ise 24 pb dolaylarındadır.

Şekil 5.10 b' den görüldüğü gibi 60 GeV' de diferansiyel tesir kesiti en yüksek değerini açının 0 değerinde vermektedir ve açı π değerine doğru diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.0003 dolaylarında, cteq6l için ise 0.00031 dolaylarındadır. Şekil 5.10 b' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek değerini açının 0 değerinde vermektedir ve açı π değerine yaklaşırken diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.0036 dolaylarında, cteq6l için ise 0.0033 dolaylarındadır.

Şekil 5.10 c' den görüldüğü gibi 60 GeV' de diferansiyel tesir kesiti en yüksek değerini açının 0 değerinde vermektedir ve açı π değerine doğru diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.011 dolaylarında, cteq6l için ise 0.01 dolaylarındadır. Şekil 5.10 c' de diferansiyel tesir kesiti 140 GeV' de en yüksek değerini açının 0 değerinde vermektedir ve açı π değerine doğru diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 0.12 dolaylarında, cteq6l için ise 0.11 dolaylarındadır.

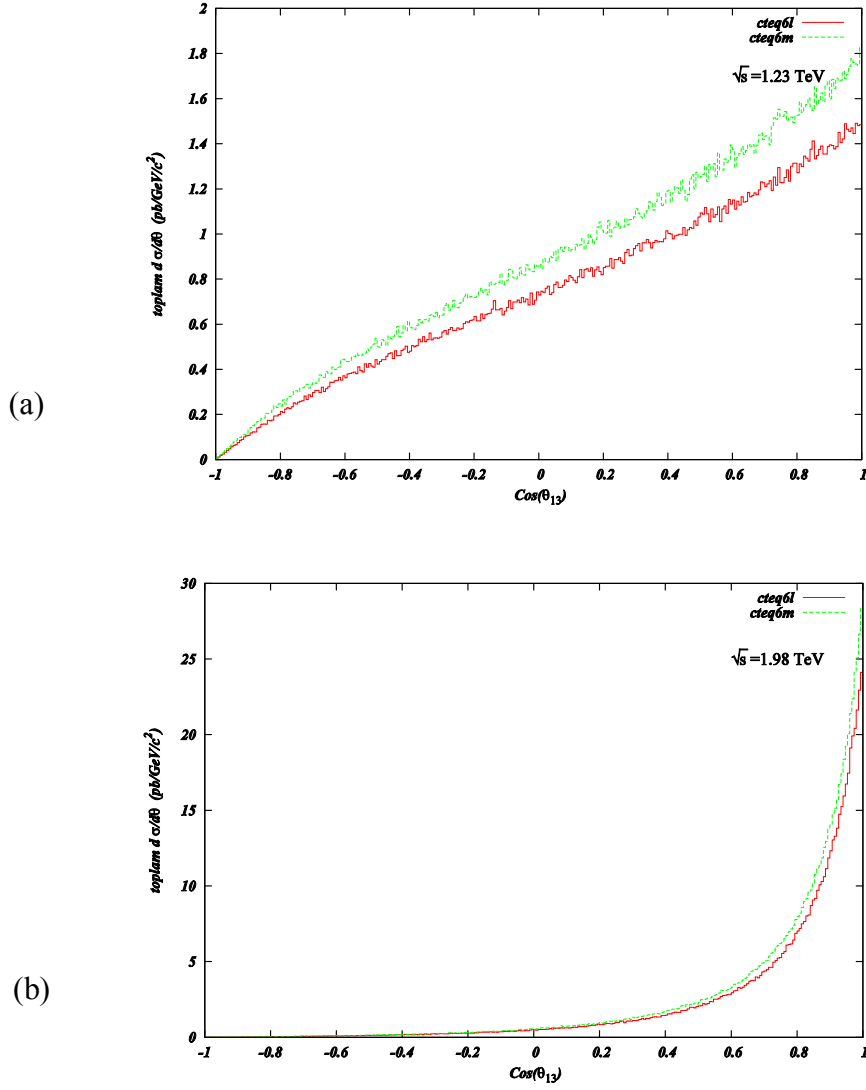


Şekil 5. 10 $E_e = 60$ GeV ve 140 GeV’de $e + \bar{q} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinde $\bar{q} = \bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesitinin elektron ve elektron nötrino arasındaki açıya göre değişimi



Şekil 5. 11 $E_e = 140 \text{ GeV}$ ve $e + \bar{b} \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ süreci diferansiyel tesir kesitinin elektron ve elektron nötrino arasındaki açığa göre hata payını gösteren değişim

Şekil 5.11' den görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti en yüksek değerini açının 0 değerinde vermektedir ve açı π değerine doğru diferansiyel tesir kesiti azalarak sıfıra yaklaşmaktadır. Bu diferansiyel tesir kesiti değeri cteq6m için 28 pb dolaylarında, cteq6l için ise 24 pb dolaylarındadır.



Şekil 5. 12 (a) $\sqrt{s} = 1.23$ TeV, (b) $\sqrt{s} = 1.98$ TeV’ de $e + p \rightarrow \nu_e + \bar{t}$ sürecinin toplam diferansiyel tesir kesitinin e ve ν_e arasındaki açığa göre değişimi

Şekil 5.12 a’ dan görüldüğü gibi elektron demeti enerjisi 60 GeV’ de toplam diferansiyel tesir kesiti değeri yaklaşık lineer artmakta iken, Şekil 5.12 b’ de $E_e = 140$ GeV’ de ise exponansiyel şekilde artmaktadır.

5.5 Işınlık ve Olay Sayısı

Çizelge 3.1’ deki elektron ve proton demet parametreleri CAIN simülasyon programında kullanılması ile ışınlık değeri $2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ olarak bulunmuştur. Işınlığın hesabı için gerekli formüller Denklem (3.2)’ de verildiği gibidir. CAIN programı Monte Carlo tekniğine dayalı simülasyon yapan bir programdır. CAIN ile bulunan ışınlık değeri 10^7 sn (4 ay) ile çarpılarak toplam ışınlık değeri bulunur. Bu değer $2.5 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}$ olarak bulunur.

Yıllık olay sayısı ise toplam tesir kesiti 3.06244 pb ($3.06244 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$) ile toplam ışınlık değeri çarpılınca 765.61 olarak bulunur.

BÖLÜM VI

SONUÇLAR

Karşıt üst kuarkın Büyük Hadron Elektron Çarpıştırıcısı'nda tek üretimi COMPHeP simülasyon programı yardımıyla incelenmiştir. Önce tesir kesitinin elde edilmesi Bölüm 3'te anlatılmıştır. Ayrıca tesir kesitinin hızlılığa (rapidity) bağımlılığı anlatılmıştır. Bölüm 3'te diferansiyel tesir kesitine $\bar{s}, \bar{b}, \bar{d}$ 'den gelen katkılar ayrı ayrı incelenmiştir. Tesir kesitinin hızlılık, karşıt üst kuarkın kütlesi ve elektron ile elektron nötrino arasındaki açığa göre değişimleri incelenmiştir.

Toplam tesir kesiti deniz kuarklarından gelen $\bar{b}, \bar{d}, \bar{s}$ alt süreçleri için 3,06244 pb olarak bulunmuştur. Toplam tesir kesitine en büyük katkı sırasıyla $\bar{b}$ (3,0488 pb) kuarkı, $\bar{d}$ ($3,0615 \cdot 10^{-4}$ pb) kuarkı ve $\bar{s}$ ($1,1127 \cdot 10^{-2}$ pb) kuarkından geldiği bulunmuştur. Toplam ışınlık (integrated) değeri $2.5 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}$ olarak bulunmuştur. Ayrıca yıllık olay sayısı 765.61 olarak bulunmuştur.

KAYNAKLAR

URL-1: Transformation of Quark Flavors by the Weak Interaction

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/qrkdec.html>

URL-2: www.lhec.org, erişim tarihi 08.08.2012

URL-3: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/neucur.html>(Neutral Currents and the Z^0)

URL-4: FCNC: http://en.wikipedia.org/wiki/Flavor-changing_neutral_current

URL-5: <http://en.wikipedia.org/wiki/Rapidity>

URL-6: <http://en.wikipedia.org/wiki/B-tagging>

URL-7: http://en.wikipedia.org/wiki/Mandelstam_variables

Aksakal, H., CLIC- LHC' ye Dayalı Gama Proton Çarpıştırıcısının İncelenmesi, Doktora, *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik ABD*, Ankara, s 10-40 , 2007

Çakır, O., Üst kuarkın FCNC bozunumları. *SDÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi* 8- 2 (2004)

Griffiths, D., Introduction to Elementary Particles, *United States of America*, 1987

J.L.Abelleira Fernandez ve ark. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39** (2012) 075001 LHeC CDR

Krane, Kenneth S., Introductory Nuclear Physics, 2nd. ed., Çeviri Editörü/Editörleri, Başar Şarer, *John Wiley Sons*, United States of America, 1988

Martin B.R. ve Shaw G., 2nd, Particle Physics, *John Wiley Sons Ltd*, 1992

McMohan D., Quantum Field Theory, *The McGraw Hill*, 2008

Pumplin, J., Stump, D.R., Huston J., Lai, H.L., Nadolsky, P., and Tung, W.K., “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”, arXiv:hep-ph/0201195v3 3 Feb 2002

Soylu A., Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)' nda Nötralino Çifti Üretiminin Araştırılması, Yüksek Lisans, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kayseri, s. 34-44, 2006

EKLER

Ek-1 Laboratuar ve Kütle merkezi Sistemi

Laboratuar (L) sisteminde reaksiyonlar genellikle durgun hedef parçacıkları üzerine, bir parçacık demeti gönderilerek gerçekleştirilir. Reaksiyonun gözlenen özellikleri (ürün parçacıkların enerji ve momentumları, tesir kesitleri gibi) teori ve deneysel sonuçlar karşılaştırılmadan önce, Laboratuar sisteminden önce KM referans sistemine dönüştürülmelidir.

Kütle merkezi (KM) referans sisteminde süreçlerin incelenmesinde etkileşen parçacıkların toplam açısal momentumlarının sıfır olduğunu kabul ederiz. Özel göreceliğin etkileri, kütle merkezi sisteminin, momentum merkezi sisteminden farklı olmasına neden olur. KM sistemini aslında momentum merkezi sistemini $\dot{p}_x = m_a \dot{v}_a + m_x \dot{v}_x = 0$ şeklinde gösterebiliriz, ancak klasik mv yerine $p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ göreceli momentum kullanılmalıdır.

Toplam tesir kesitleri reaksiyonun meydana gelmesi için sadece mutlak olasılıkları içerir, dolayısıyla L ve KM sistemleri arasındaki dönüşümden etkilenmez. Buna karşılık diferansiyel tesir kesitleri açısal değişkenleri içerir ve dolayısıyla referans sistemine bağlıdır.

Genel formu aşağıdaki şekilde olan bir reaksiyon düşünelim.

$$b(E_L, P_L) + t(m_t c^2, 0) \rightarrow P(E, q) + \dots$$

Burada

$$E = (m_p^2 c^4 + q^2 c^2)^{1/2} \quad (\text{Ek-1.1})$$

Burada eksenleri ve momentumu aşağıda verildiği gibi seçebiliriz.

$$P_L = (P_L, 0, 0) \quad q = (q \cos \theta_L, q \sin \theta_L, 0)$$

Bu durumda demet x doğrultusunda momentumu ise xy düzleminde. θ_L açısı demetin yönü ve P parçacığının yönü arasındaki saçılma açısıdır. Bu açının kütle merkezi çerçevesindeki değerini bulmak istiyoruz. İlk olarak v hızının Lorentz dönüşümünü buluruz bu bizi L çerçevesinden KM çerçevesine götürür. X eksenini yönündeki Lorentz dönüşümü demet ve hedef için aşağıdaki gibi olur (Martin, 1992).

$$\dot{P}_b = \gamma(v)(P_L - vE_L/c^2) \quad (\text{Ek-1.2})$$

$$\dot{P}_t = -m_1 v \gamma(v) \quad (\text{Ek-1.3})$$

Burada $\acute{S}$ çerçevesindeki enerji ve momentum ifadeleri olan aşağıdaki bağıntılar kullanılacak olursa

$$\dot{E}_i = m_i c^2 \gamma(u_i) = \gamma(v)(E_i - v P_i) \quad (\text{Ek-1.4})$$

$$\dot{P}_i = m_i u_i \gamma(u_i) = \gamma(v)(P_i - v E_i/c^2) \quad (\text{Ek-1.5})$$

KM çerçevesinde hedef ve demetin toplam momentumlarının ($\dot{P}_b + \dot{P}_t = 0$) sıfır olduğu hesaba katılarak v hızı aşağıdaki gibi bulunmuş olur.

$$v = \frac{P_L c^2}{E_L + m_t c^2} \quad (\text{Ek-1.6})$$

2. adım olarak üretilen P parçacığının momentumu olan $\acute{q}$ kütle merkezi çerçevesinde incelenir. Üretilen P parçacığının momentum bileşenleri rölativistik momentum dönüşümleride hesaba katılarak aşağıdaki gibi bulunur.

$$\acute{q}_x = \gamma(v)(q \cos \theta_L - v E/c^2) \quad (\text{Ek-1.7})$$

$$\acute{q}_y = q \sin \theta_L \quad (\text{Ek-1.8})$$

$$\acute{q}_z = 0 \quad (\text{Ek-1.9})$$

Burada v hızı yukarıda bulunduğu gibidir. Bu durumda momentumun genel formu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\dot{q} = (\dot{q} \cos \theta_c, \dot{q} \sin \theta_c, 0) \quad (\text{Ek-1.10})$$

Burada θ_c açısı $\dot{q}$ ile x eksenini arasındaki açıdır ve aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\tan \theta_c = \frac{q'_y}{q'_x} = \frac{1}{\gamma(v)} \frac{q \sin \theta_L}{q \cos \theta_L - vE/c^2} \quad (\text{Ek-1.11})$$

Bu açının L sistemindeki karşılığı aşağıdaki gibidir.

$$\tan \theta_L = \frac{1}{\gamma(v)} \frac{\dot{q} \sin \theta_c}{\dot{q} \cos \theta_c - v\dot{E}/c^2} \quad (\text{Ek-1.12})$$

Küçük bir dedektöre çarpışan parçacıkların sayısı her iki sistemde de $d\sigma$ ' dir. $d\sigma = (d\sigma/d\Omega)d\Omega \equiv \sigma(\theta)d\Omega$ olarak yazılır, diferensiyel tesir kesitleri arasındaki bağıntı $d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \sigma(\theta')d\Omega'$ ile verilir. Laboratuvar sisteminde ölçülen $\sigma(\theta)$ diferensiyel tesir kesiti için, KM diferensiyel tesir kesiti $\sigma(\theta') = \sigma(\theta) \frac{d\Omega}{d\Omega'}$ şeklindedir. Her iki sistemde de azimuthal değişkenler üzerinden integral alınarak, toplam tesir kesiti bulunur (Krane Kenneth, 1988).

Ek-2 Mandelstam parametreleri

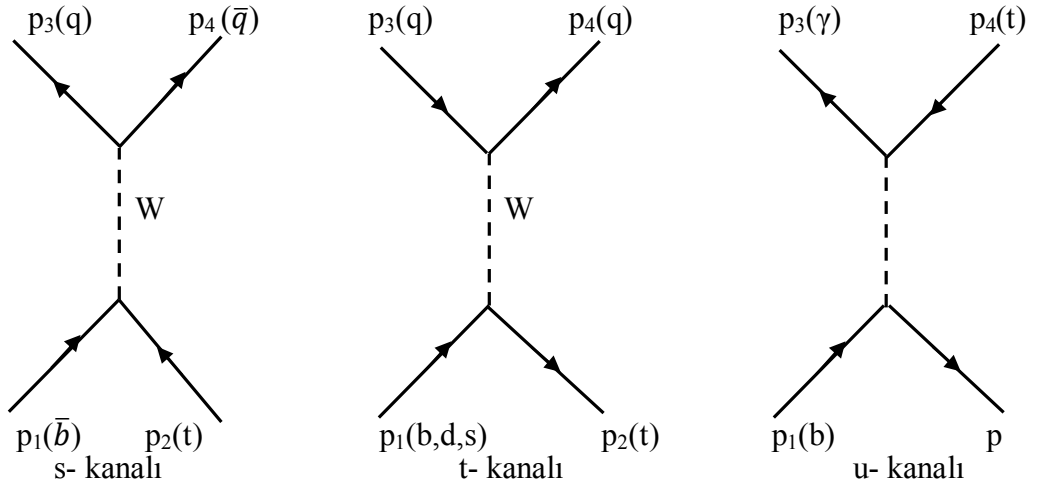
Teorik fizikte, Mandelstam değişkenleri Lorentz değişmezlerinin bir saçılma süreci boyunca parçacıkların enerji, momentum ve açıların sayısal büyüklükleri vardır. Bunlar iki parçacık için iki parçacığın saçılma süreçlerinde kullanılır. Mandelstam değişkenleri ilk olarak 1958’ de fizikçi Stanley Mandelstam tarafından bulundu. Minkowski metrikleri $\text{diag}(1, -1, -1, -1)$ olmak üzere, Mandelstam değişkenleri s, t, u olarak seçilir. Mandelstam değişkenleri aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 \quad (\text{Ek-2.1})$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2p_1 \cdot p_3 \quad (\text{Ek-2.2})$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 = p_1^2 + p_4^2 - 2p_1 \cdot p_4 \quad (\text{Ek-2.3})$$

Burada p_1 ve p_2 gelen parçacıkların dörtlü momentumları, p_3 ve p_4 giden parçacıkların dörtlü momentumlarıdır. s , kütle merkez enerjisinin (değişmeyen kütle) karesi olarak, t ise dörtlü momentum transferin karesi olarak bilinir. s, t, u terimleri aynı zamanda s -kanalı, t -kanalı, u -kanalı olarakda kullanılır. Bu kanallar farklı Feynman diyagramlarını veya farklı olası saçılma olaylarını etkileşmenin bir ara parçacık değişimi içerdiği durumlarda dörtlü momentumun karesi sırasıyla s, t, u ya eşittir.



Yüksek enerji limitleri;

Relativistik limitinde kütle ihmal edilebilir, örneğin

$$p_i^2 = m_i^2 \quad (\text{Ek-2.4})$$

Olduğundan toplamaları aşağıdaki gibidir (URL-7).

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (\text{Ek-2.5})$$

Ek-3 Dirac matrisleri ve bu matrisler arasındaki matematiksel bağıntılar

Dirac matrislerini açıkça yazmanın birkaç farklı yolu vardır. İlk yolu, Dirac-Pauli gösterimidir. Dirac Matrisleri 4x4' lük matrislerdir. Dirac-Pauli gösteriminde, ilk gamma matrisini yazabiliriz.

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.1})$$

Dirac denkleminde görülen Dirac alanı ψ , dört bileşenli vektör olmalıdır. Biz bu vektörleri spinör olarak adlandırırız.

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \psi^1(x) \\ \psi^2(x) \\ \psi^3(x) \\ \psi^4(x) \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.2})$$

Dirac matrisleri sıradan görelili olmayan kuantum mekaniğine aşina olması gerektiğinden dolayı Pauli matrisleri cinsinden yazılabilir. Pauli matrislerini gözden geçirecek olursak(McMohan, 2008);

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.3})$$

Dirac- Pauli gösteriminde, $\vec{\gamma}_i = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma}_i \\ -\vec{\sigma}_i & 0 \end{pmatrix}$ burada $i \rightarrow 1, 2, 3$ olmak üzere, diğer Dirac matrisleri aşağıdaki gibidir.

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.4})$$

Dirac- Pauli matrislerinden biri olan γ_1 i açıkça yazalım.

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.5})$$

Dirac matrisleri de kiral (chiral) gösterimi olarak bilinir ve bu şekilde kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Ek-3.6})$$

Dirac ve pauli spin matrislerinin özellikleri;

A) Dirac matrisleri aşağıda verilen matematiksel bağıntıları sağlar (Martin, 2008).

- 1) Hermityendir. $(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$, $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$
- 2) Karesi birim matrise eşittir. $(\gamma^5)^2 = I$
 $(\gamma^\mu)^2 = I \quad \mu = 0, 1, 2, 3$
- 3) $\gamma^\mu\gamma_\mu = 4I$
- 4) $\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma_\mu = -2\gamma^\nu$
- 5) $\{\gamma^i, \gamma^0\} \quad i = 1, 2, 3$
- 6) Bütün gamma matrislerin izleri (tr) sıfırdır.
 $tr(\gamma^5) = 0$

B) Pauli spin matrisleri aşağıda verilen matematiksel bağıntıları sağlar.

1) Yarım spinli parçacıklardır.

$$2) \sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = I$$

$$3) \sigma_1 \sigma_2 = -\sigma_2 \sigma_1 = i\sigma_3$$

$$\sigma_2 \sigma_3 = -\sigma_3 \sigma_2 = i\sigma_1$$

$$\sigma_3 \sigma_1 = -\sigma_1 \sigma_3 = i\sigma_2$$

$$4) \sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \sigma_3^2 = iI$$

$$5) \text{Tr}[\sigma_i] = 0$$

$$6) \det(\sigma_i) = -1$$

$$7) \{\sigma_i, \sigma_j\} = 2i\delta_{ij} = \sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i$$

$$8) \text{Tr}[\sigma_i \sigma_j] = 2i\delta_{ij}$$

$$9) \text{Komitatifliği; } [\sigma_1, \sigma_2] = 2i\sigma_3$$

$$[\sigma_2, \sigma_3] = 2i\sigma_1$$

$$[\sigma_3, \sigma_1] = 2i\sigma_2$$

Ek-4 Genlik hesabında kullanılan matematiksel ifadeler

1) Tek sayılı gamma matrislerinin iz (trace) leri sıfırdır.

$$2) \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda) = 0$$

$$3) \text{Tr}(1) = 4$$

$$4) \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu}$$

$$5) \text{Tr}(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\lambda})$$

$$6) \gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$$

$$7) \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu) = 0, \text{Tr}(\gamma^5) = 0, \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu) = 0$$

$$8) \text{Tr}(\gamma^5 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda \gamma^\sigma) = 4i \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$$

$$9) (\gamma^5)^2 = 1, g^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = 4$$

$$10) \not{p}_3 = (p_3)_\mu \gamma^\mu = (p_3)^\mu \gamma_\mu$$

$$11) \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon_{\mu\nu\kappa\tau} = -2(\delta_\kappa^\lambda \delta_\tau^\sigma - \delta_\tau^\lambda \delta_\kappa^\sigma) \mathbb{K}$$

$$12) \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

$$13) \not{a} \not{b} + \not{b} \not{a} = 2a.b$$

$$14) \gamma_\mu \gamma^\mu = 4$$

$$15) \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} = \begin{cases} -1, & \mu\nu\lambda\sigma \text{ tek permütasyon} \\ +1, & \mu\nu\lambda\sigma \text{ çift permütasyon} \\ 0, & \mu\nu\lambda\sigma \text{ iki indis aynı ise} \end{cases}$$

ÖZGEÇMİŞ

Vahide AKGÜL ÇAVGA 14.01.1986 tarihinde Hatay'ın Dört Yol ilçesinde doğdu. İlkokul, ortaokul ve lise öğrenimini Dört Yol'da tamamladı. 2006 yılında girdiği Niğde Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden Haziran 2011'de mezun oldu. 2011-2012 Öğretim yılında Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Evlidir.

