

ANKARA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

95731

DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİ FERMİYONLARININ
FENOMENOLOJİSİ

RENA MUSTAFAYEVA ÇİFTÇİ

FİZİK BÖLÜMÜ ANABİLİM DALI

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ANKARA
2000

Her hakkı saklıdır.

۱۳۹۳



Doç. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ danışmanlığında, Rena MUSTAFAYEVA ÇİFTÇİ tarafından hazırlanan bu çalışma 18/07/2000 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Ramazan SEVER
(O.D.T.Ü. Fen-Edeb. Fak., Fizik Böl.)

İmza: R. Sever

Üye : Prof. Dr. Satılmış ATAĞ
(Ankara Üniv. Fen Fak., Fizik Böl.)

İmza: S. Atag

Üye : Doç. Dr. Ömer YAVAŞ
(Ankara Üniv. Fen Fak., Fizik Müh. Böl.)

İmza: O. Yavas

Üye : Doç. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ
(Ankara Üniv. Fen Fak., Fizik Böl.)

İmza: A. Kenan Ciftci

Üye : Y. Doç. Dr. Metin YILMAZ
(Gazi Üniv. Fen-Edeb. Fak., Fizik Böl.)

İmza: M. Yilmaz

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Esmâ KILIÇ
Enstitü Müdürü

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	4
2.1. Dördüncü SM Ailesinin Varlığı.....	4
2.2. CKM Matrisleri.....	13
2.3. Dördüncü SM Ailesi Fermiyonlarının Bozunum Kipleri ve Band Genişlikleri.....	16
2.4. Dördüncü SM Ailesi Fermiyonlarının Üretimi ve Tesir Kesitleri.....	20
2.4.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi	20
2.4.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	22
2.4.3. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	23
2.4.4. $ep, \gamma p$ ve γe çarpıştırıcılarında üretimi.....	24
2.5. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının varlığı	28
2.6. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bozunum kipleri ve band genişlikleri.....	35
2.7. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının üretimi ve tesir kesitleri.....	49
2.7.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	49
2.7.2. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	50
2.7.3. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi.....	53
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	54
3.1. Çarpıştırıcı Tipleri.....	54
3.1.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları.....	57
3.1.2. $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcıları.....	59
3.1.3. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcıları.....	59
3.1.4. ep ve γp çarpıştırıcıları.....	60
3.2. Hesaplarda Kullanılan Bilgisayar Programları.....	62
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	72

4.1. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının gözlenilmesi için gereken koşul.....	72
4.2. Hesaplanmış bozunum band genişlikleri.....	72
5. TARTIŞMA ve SONUÇ.....	92
5.1. Tartışma.....	92
5.2. Sonuç.....	99
KAYNAKLAR.....	102
EKLER.....	104
EK 1.....	104
EK 2.....	106
EK 3.....	109
ÖZGEÇMİŞ.....	110



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

DÖRDÜNCÜ STANDART MODEL AİLESİ FERMİYONLARININ FENOMENOLOJİSİ

Rena MUSTAFAYEVA ÇİFTÇİ

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Bölümü Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Eş Danışman: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Dördüncü SM ailesinin varlığı ile ilgili birçok değişik model mevcuttur. Bunlardan birisi de DMM (Democratic Mass Matrix) modelidir. Bu tezde DMM modeli çerçevesinde dördüncü SM ailesi araştırması yapılmış ve dördüncü SM ailesi fermiyonlarının kütle limitleri verilmiştir. Ayrıca dördüncü SM ailesi fermiyonlarının bozunum kipleri incelenmiştir. Dördüncü SM ailesi kuarklarının ve kuarkonyasının mümkün olabilecek tüm bozunum kipleri için band genişlikleri ve tesir kesitleri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlara göre dördüncü aile kuarkonyasının gözlenip gözlenemeyeceği tartışılmıştır.

2000, 110 sayfa

ANAHTAR KELİMELELER: Standart Model, kuark, kuarkonya, band genişliği, tesir kesiti, ışıklık, çarpıştırıcı.

ABSTRACT

Master Thesis

THE PHENOMENOLOGY OF FOURTH FAMILY FERMIONS IN STANDARD MODEL

Rena MUSTAFAYEVA ÇİFTÇİ

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Cosupervisor: Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

There are various models predicting the existence of the fourth fermion family in SM. Such a model is the DMM (Democratic Mass Matrix) model. In this thesis, I search the fourth family fermions in SM in the framework of DMM model and give mass limits of the fourth family fermions in SM. In addition, decay widths and cross sections for all possible decay modes of quarks and quarkonia of the fourth family in SM are estimated. Finally, obtained results are used to explain whether quarkonia will be detected or not.

2000, pages 110

KEY WORDS: Standart Model, quark, quarkonia, decay width, cross section, luminosity, collider.

TEŞEKKÜR

Bu alıőmayı hazırlayıp sunmamda bana yol gösteren ve eŐsiz yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Saleh Sultansoy'a, sayın danışman hocama ve eŐime sonsuz teŐekkürlerimi borç bilirim. Ayrıca 1 yaŐındaki oğlumun bakımını üŐtlenerek bana tezimi bitirme imkanı sağlayan biricik annem Fatma ifti'ye çok minnetdarım.

Tez alıŐmasında 97K-120420 numaralı DPT Projesiyle alınan bilgisayar donanımı kullanılmıŐtır.

Rena MUSTAFAYEVA ÇİFTÇİ
Ankara, Haziran 2000

SİMGELER DİZİNİ

a	Fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddeti
α_s	Kuvvetli etkileşmelerin çiftlenim sabiti
c	Işık hızı
C	Yük eşleniği
N_f	Renk faktörü
e	Elektromagnetik ayar sabiti
E	Enerji
η	Higgs alanın boşluktaki beklenen değeri
f	Çarpışma frekansı
g	SU(2) ayar çiftlenim (coupling) sabiti
Γ	Band Genişliği
L	Işınlık
λ	Özdeğer
M	Kütle matrisi
n_1, n_2	Çarpışan iki paketciikteki parçacıkların sayısı
M	Saçılma genliği
P	Parite
J	Açısal momentum
θ_W	Weinberg açısı
s	Kütle merkezi enerjisi
σ	Tesir kesiti
σ_x, σ_y	\hat{x} ve \hat{y} yönlerindeki enine demet yarıçapları
ψ	Dalga Fonksiyonu
η_4	1S_0 kuarkonya durumu
ψ_4	3S_1 kuarkonya durumu
$V(r)$	Potansiyel enerji
BEPC	Beijing Electron Positron Collider
CKM	Cabibbo Kobayashi Maskawa matrisi
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CESR	Cornell Electron-Positron Storage Ring
CLIC	Compact Linear Collider
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
DMM	Democratic Mass Matrix
DESY	Deutsches Elektronen-Synchrotron
HERA	Hadron Electron Ring Accelerator

JLC	Japan Linear Collider
KEK	Japonca, Yüksek Enerjili Hızlandırıcı Araştırma Organizasyonu'nun kısaltması
LHC	Large Hadron Collider
LEP	Large Electron Proton
LSC	Linear Super Collider
NLC	Next Linear Collider
QCD	Quantum ChromoDynamics
PDG	Particle Data Group
SM	Standart Model
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SLC	Stanford Linear Collider
SQD	Single Quark Decay
TESLA	TeV Energy Superconducting Linear Accelerator
VEPP	Rusya Federasyonunda (Novosibirsk) bir çarpıştırıcı
VLEPP	Rusya Federasyonunda (Novosibirsk) tasarılan bir lineer çarpıştırıcı
VLHC	Very Large Hadron Collider
WKB	Wentzel-Kramers-Brillouin

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramları: (a) γ aracılığıyla, (b) Z^0 aracılığıyla.....	21
Şekil 2.2. $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	23
Şekil 2.3. $pp \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	24
Şekil 2.4. $\gamma p \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	26
Şekil 2.5. $ep \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	26
Şekil 2.6. $\gamma e \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	27
Şekil 2.7. Kuarkonyum potansiyeli.....	32
Şekil 2.8. (a) $\eta \rightarrow f\bar{f}$ ve (b) $\psi \rightarrow f\bar{f}$ süreçlerinin Feynman diyagramları.....	36
Şekil 2.9. (a) $\eta \rightarrow gg$ ve (b) $\psi \rightarrow ggg$ süreçlerinin Feynman diyagramları.....	37
Şekil 2.10. $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.....	38
Şekil 2.11. $\psi \rightarrow gg\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı.....	39
Şekil 2.12. $\eta(\psi) \rightarrow q\bar{q}$ sürecinin Feynman diyagramı.....	39
Şekil 2.13. $\eta(\psi) \rightarrow Z^0\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.....	40
Şekil 2.14. $\eta(\psi) \rightarrow ZZ$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.....	41
Şekil 2.15. $\eta \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı.....	41
Şekil 2.16. $\psi \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.....	42
Şekil 2.17. η ve ψ durumlarının SQD bozunumu.....	43
Şekil 2.18. $\psi \rightarrow \gamma H$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.....	44
Şekil 2.19. H^\pm aracılığıyla SQD.....	45
Şekil 2.20. $\eta \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.....	46
Şekil 2.21. $\psi \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı: (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla	46

Şekil 2.22. s-kanalıyla $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.....	47
Şekil 2.23. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının pp ve $p\bar{p}$ çarpışmalarında üretildiği alt süreçler: (a) η_4 ve (b) ψ_4 için...	51
Şekil 3.1. $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcıları.....	58
Şekil 3.2. γe çarpıştırıcısının şematik görüntüsü.....	60
Şekil 4.1. $\eta_4 \rightarrow t\bar{t}$ sürecinin band genişliği.....	83
Şekil 4.2. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.....	83
Şekil 4.3. $\eta(d_4\bar{d}_4) \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği.....	84
Şekil 4.4. $\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma$ sürecinin band genişliği.....	84
Şekil 4.5. $\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow \gamma H$ sürecinin band genişliği.....	85
Şekil 4.6. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin band genişliği.....	85
Şekil 4.7. $\eta(d_4\bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ ve $\psi(d_4\bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	86
Şekil 4.8. $\psi_4 \rightarrow Z\gamma$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir.....	89
Şekil 4.9. $\psi_4 \rightarrow ZZ$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 GeV$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 GeV$ 'e karşılık gelmektedir.....	90
Şekil 4.10. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 GeV$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 GeV$ 'e karşılık gelmektedir.....	90
Şekil 4.11. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 GeV$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 GeV$ 'e karşılık gelmektedir.....	91
Şekil 5.1. $\eta(u_4\bar{u}_4)$ ve $\psi(u_4\bar{u}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.....	92

Şekil 5.2. $\eta(d_4 \bar{d}_4)$ ve $\psi(d_4 \bar{d}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.....	92
Şekil 5.3. $\eta(u_4 \bar{u}_4)$ ve $\psi(u_4 \bar{u}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.....	93
Şekil 5.4. $\eta(d_4 \bar{d}_4)$ ve $\psi(d_4 \bar{d}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.....	93
Şekil 5.5. η_4 kuarkonyasının $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; düz çizgi $M_H = 150 GeV$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 GeV$ 'e karşılık gelmektedir.....	94
Şekil 5.6. η_4 kuarkonyasının $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; düz çizgi $M_H = 150 GeV$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 GeV$ 'e karşılık gelmektedir.....	94
Şekil 5.7. ψ_4 kuarkonyasının $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; $M_H = 150 GeV$ ve $M_H = 300 GeV$ için sonuçlar aynıdır.....	95
Şekil 5.8. ψ_4 kuarkonyasının $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; $M_H = 150 GeV$ ve $M_H = 300 GeV$ için sonuçlar aynıdır.....	95
Şekil 5.9. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesiti: kırmızı çizgi (up), mavi çizgi (down) sektörüne karşılık gelmektedir.....	99

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Temel fermiyonların GeV/c^2 skalasında kütleleri.....	11
Çizelge 2.2. $a = g$ için parametreler ve kuark kütleleri.....	11
Çizelge 2.3. $a = e$ için parametreler ve kuark kütleleri.....	12
Çizelge 2.4. Lepton sektörü için $a = g$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri.....	12
Çizelge 2.5. Kuarkonyum durumlarının kuantum sayıları.....	29
Çizelge 2.6. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bozunum kiplerinin baskınlık faktörü çizelgesi	47
Çizelge 3.1. Günümüzde Yüksek Enerji Fiziki deneylerinin yapıldığı başlıca çarpıştırıcılar	56
Çizelge 3.2. Geleceğin e^+e^- çarpıştırıcıları.....	57
Çizelge 3.3. Linak-halka tipli ep çarpıştırıcıları.....	61
Çizelge 3.4. Linak-halka tipli pp çarpıştırıcıları.....	61
Çizelge 4.1. SQD band genişliği.....	72
Çizelge 4.2. $\eta_4(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin band genişliği.....	73
Çizelge 4.3. $\eta_4(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin band genişliği.....	74
Çizelge 4.4. $\psi_4(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin band genişliği.....	75
Çizelge 4.5. $\psi_4(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin band genişliği.....	76
Çizelge 4.6. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.....	77
Çizelge 4.7. $\psi_4 \rightarrow ggg$ sürecinin band genişliği.....	77
Çizelge 4.8. $\eta(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow \gamma \gamma, Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	77
Çizelge 4.9. $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow \gamma \gamma, Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	78
Çizelge 4.10. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	78
Çizelge 4.11. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.....	78
Çizelge 4.12. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği $M_H = 150 GeV$	79
Çizelge 4.13. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri $M_H = 150 GeV$	79
Çizelge 4.14. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri $M_H = 150 GeV$	80

Çizelge 4.15. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği	
$M_H = 300 GeV$	80
Çizelge 4.16. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri	
$M_H = 300 GeV$	81
Çizelge 4.17. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri	
$M_H = 300 GeV$	81
Çizelge 4.18. $\eta_4 \rightarrow W^+ W^-$ sürecinin band genişliği.....	82
Çizelge 4.19. $\psi_4 \rightarrow W^+ W^-$ sürecinin band genişliği.....	82
Çizelge 4.20. $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.....	87
Çizelge 4.21. $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.....	87
Çizelge 4.22. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.....	88
Çizelge 4.23. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.....	88
Çizelge 4.24. pp ve $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesitleri.....	89
Çizelge 5.1. η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının $e^+ e^-$ ve $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti pik değerleri.....	96
Çizelge 5.2. Geleceğin $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyası üretimi.....	97
Çizelge 5.3. Geleceğin $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 ve ψ_4 kuarkonyaları üretimi.....	98

1. GİRİŞ

Parçacık fiziği, maddenin temelinde bulunan yapıtaşlarını ve bunların etkileşmelerini inceleyen bilim dalıdır. Son yıllarda yüksek teknoloji olanaklarını kullanan deneysel çalışmalar sayesinde, maddenin yapısı hakkındaki bilgilerimiz hızla artmaktadır. Kuramsal parçacık fiziğinin atölyesi parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarıdır. Parçacık hızlandırıcılarında yüklü parçacıklar, çoğunlukla proton ve elektron, elektromagnetik alan içerisinde hızlandırılır ve yönlendirilir. Hızlandırılan bu parçacıklar, ya sabit hedefler ile ya da birbirleri ile çarpıştırılır. Bu çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan parçacıkların incelenmesi dedektör sistemleri ile gerçekleştirilmektedir.

1950'li yıllardan başlayarak hızla gelişen hızlandırıcı ve dedektör teknolojileri sayesinde çok yüksek enerjili çarpışmalar gerçekleştirilmiş ve bu çarpışmaların gelişmiş dedektör sistemlerinde incelenmesi ile maddenin temeli dediğimiz, atomun çekirdek yapısında bulunan proton ve nötronların, "kuark" ismini verdiğimiz parçacıklardan oluşan bir alt yapısı olduğu anlaşılmıştır. Ulaşılan yüksek enerjilerde yapılan deneysel çalışmalar protonun yarıçapının yüzde biri kadar olan uzaklıklarda maddenin yapısını araştırma olanağı sağlamıştır. Kuramsal çalışmalardan ve parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarından son 40-50 yıl içinde alınan veriler günümüzde "Standart Model" diye adlandırdığımız bir modelle şekillenmiştir. Maddenin temel yapı taşları, özellikleri, bunlar arasındaki ilişki ve etkileşmeler bu modeli oluşturmaktadır.

Standart Model tümüyle doğanın davranış ve seçimlerine uymamaktadır. Bunun bir örneği parçacık kütlelerinin ve etkileşim büyüklüklerinin modelin doğal sonuçları olmamaları, modele elle konulmuş değerler olmalarıdır. Kuarkların kütlelerinin gerçek nedenlerini ve parçacıkların davranışlarındaki benzerliklerin nedenlerini tam olarak çözebilmiş değiliz. Standart Modele göre Higgs parçacıkları diğer parçacıklar ile değişik şekillerde etkileşme yaparak, onlara kütlelerini kazandıran neden olarak ortaya atılmıştır. Şu ana kadar da öngörülen yapısı ile böyle bir parçacık günümüze kadar ulaşılan çarpıştırıcı enerjilerinde görülmemiştir.

Standart Modeldeki bazı parametrelerin belirsizliğini ortadan kaldırmak ve ölçümlerin daha hassas yapılması için güntümüzde yüksek enerji fizikinde çok önemli ve büyük projeler başlatılmaktadır. Bunlardan birisi de dünyanın hemen hemen bütün yüksek enerji gruplarını içinde toplamış CERN'deki LHC projesidir. Bu projenin temel kuruluş nedenlerinden en önemlisi temel parçacıkların kütle kazanma mekanizmalarını açıklayabilecek olan Higgs parçacıklarının bulunması doğrultusundadır.

Üç temel fermiyon ailesi mevcuttur. Standart modele göre dördüncü fermiyon ailesinin var olması gerekmektedir. Dördüncü SM ailesinin varlığı ile ilgili birçok değişik model mevcuttur. Bunlardan birisi de DMM (Democratic Mass Matrix) modelidir. Bu çalışmada DMM modeli çerçevesinde dördüncü SM ailesi araştırması yapılmıştır.

Tez çalışması üç ana kısımdan oluşmaktadır.

İlk kısımda konuyla ilgili tüm kuramsal alt yapı ortaya konulmuştur. Kesim 2.1 ve 2.2'de neden dördüncü SM ailesinin var olması gerektiği açıklanarak bu dört aile fermiyonlarının kütle karışımlarını gösteren CKM matrisleri verilmiştir. Daha sonra kesim 2.3'de dördüncü SM ailesi kuarklarının mümkün olabilecek tüm bozunum kipleri ve bunlara karşılık gelen band genişliği incelenmiştir. Kesim 2.4'de bu kuarkların gelecekte hangi koşullar altında ve hangi çarpıştırıcı türlerinde gözlenebileceği, ayrıca yılda kaç tane üretilebileceği tartışılmıştır.

Daha sonraki kesimlerde dördüncü SM ailesi kuarkonyası incelenmiştir. Kuarklar için yapılanlara benzer şekilde kesim 2.5'de dördüncü SM ailesi kuarkonyasının varlığı açıklanmış, kesim 2.6'da η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının mümkün olabilecek tüm bozunum kipleri ve bunlara karşılık gelen bozunum band genişlikleri detaylı olarak verilmiştir. Kesim 2.7'de dördüncü SM ailesi kuarkonyasının hangi çarpıştırılarda üretilebileceği incelenmiştir.

Tezin ikinci ana kısmı olan materyal ve yöntem kısmında (kesim 3) dünyada mevcut olan en önemli hızlandırıcı merkezlerinden bahsedilmiştir. Ayrıca dördüncü SM ailesi fermiyonlarının gelecekte üretilebileceği

arpıştırıcı türleri ve bu arpıştırıcıların çalışma prensipleri detaylı olarak araştırılmıştır.

Kesim 3.2'de kuarkların ve kuarkonya durumlarının bozunumlarına karşılık gelen band genişliklerinin ve üretim tesir kesitlerinin hesaplanmasında, grafiklerin çizilmesinde kullanmak için yazdığım MATHEMATICA programı verilmiştir.

Son ana kısım olan araştırma bulguları ve tartışma kısmında ise öncelikle dördüncü aile kuarkonyasının mümkün olabilecek tüm bozunum modları için band genişlikleri ve $e^+ e^-$ veya $\mu^+ \mu^-$, pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesitleri hesaplanmış ve değerleri çizelgelerde verilmiştir. Baskın olan bozunum kipleri için band genişliğinin kuarkonya kütlesine gore değişimini veren grafikler çizdirilmiştir. Daha sonra da elde edilen sonuçlara gore dördüncü SM ailesi kuarkonyasının gözlenip gözlenemeyeceği tartışılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Dördüncü SM Ailesinin Varlığı

Temel fermiyonların kütle spektrumu ve karışımları Parçacık Fiziğinin en önemli çözülmemiş problemidir. SM'e uygun olarak bu kütleler ve karışımlar Higgs çiftleri ile etkileşmelerde kendiliğinden simetri kırılması sonucunda ortaya çıkar. Genelde çok sayıda parametre gerçeğe uyacak şekilde elle seçilir.

Diğer taraftan, simetri kırılmasından önce, aynı kuantum sayılarına sahip olan fermiyonlar (elektrik yükü, zayıf izospin vb.) ayırt edilemez. Bundan dolayı, fermiyon-Higgs etkileşmesi için Lagranjyendeki eşit kuantum sayılı fermiyonlara karşılık gelen terimler aynı şiddette olur. Sonuç olarak, kendiliğinden simetri kırılmasından sonra tekil kütle matrisleri ile uğraşmak gerekir. Burada tüm matris elemanları $a\eta$ 'ya eşittir, a fermiyon-Higgs etkileşmesinin şiddeti ve η Higgs alanın boşluktaki beklenen değeridir (veya olasılığı). a yerine SU(2) ayar çiftlenim sabiti olan g alınabilir. Bu yaklaşıma uygun olarak, n tane SM ailesi durumunda, $(n-1)$ tane aile kütsüz ve n .ci aile fermiyonların kütleleri $n\eta g$ olur.

Üçüncü aile fermiyonlarının gerçek kütle spektrumu göz önüne alınırsa, mutlaka dördüncü SM ailesi mevcut olmalı, varsayımı ortaya çıkar. SM'e göre dördüncü aile fermiyonlarının kütleleri birbirine yakın olmalıdır ve bu kütleler 300-700 GeV arasındadır.

$$\begin{array}{ccc}
\left[\begin{array}{c} \nu_e \\ e \\ u \\ d \end{array} \right] & \left[\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \\ c \\ s \end{array} \right] & \left[\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \\ t \\ b \end{array} \right] \\
1. Aile & 2. Aile & 3. Aile
\end{array}$$

Eğer üçüncü aileye bakılırsa kütleler

$$m_\tau = 1777 \text{ MeV} \approx 2 \text{ GeV}$$

$$m_{\nu_\tau} \leq 25 \text{ MeV}$$

$$m_t = 175 \pm 6 \text{ GeV}$$

$$m_b = 5 \text{ GeV}$$

Bu kütleler birbirine yakın değil, dolayısıyla dördüncü aile var olmalıdır.

$$M\psi = \lambda\psi \quad (2.1.1)$$

özdeğer denklemini ele alalım. Burada ψ dalga fonksiyonu, λ özdeğer ve M DMM kütle matrisidir (Democratic Mass Matrix).

$$(M - \lambda I)\psi = 0 \quad (2.1.2)$$

Üç aile durumunda

$$M = g\eta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.3)$$

şeklinededir. Denklem (2.1.3)'ü denklem (2.1.2)'de yerine koyarsak,

$$\left| g\eta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} - \lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right| = 0 \quad (2.1.4)$$

elde ederiz.

Biraz düzenleme ile

$$\begin{pmatrix} g\eta - \lambda & g\eta & g\eta \\ g\eta & g\eta - \lambda & g\eta \\ g\eta & g\eta & g\eta - \lambda \end{pmatrix} = 0 \quad (2.1.5)$$

olur.

Gerekli işlemler yapılırsa

$$\begin{aligned} \{\lambda^2(3g\eta - \lambda)\} &= 0 \\ \Rightarrow \lambda_{1,2} &= 0 \text{ ve } \lambda_3 = 3g\eta \text{ olur.} \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

Bunu n aile durumuna genişletirsek

$$\{\lambda^{n-1}(ng\eta - \lambda)\} = 0 \quad (2.1.7)$$

olur. Buradan da (n-1) tane aile kütsesiz ve n. ailenin kütsesi $ng\eta$ olur, sonucu çıkar.

Dördüncü SM ailesi ele alınırsa, DMM

$$M^0 = g\eta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad M = 4g\eta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.8)$$

olur. Burada M^0 zayıf bazda, M kütle bazında olduğunu gösterir. Görüldüğü gibi ilk üç aile kütsesiz olur ve dördüncü aile fermiyonları $4g\eta = 8m_W = 640 \text{ GeV}$ kütle alır. Bu değerler yüksek enerjide kısmi dalga üniterliği kullanılarak elde edilen kritik fermiyon kütle değerlerine yakındır. Yukarıdaki çiftlenim sabiti g 'den farklı olabilir. Eğer g yerine elektromagnetik coupling sabiti olan e alınırsa $m_4 \approx 320 \text{ GeV}$ olur. Denklem (2.1.8) nötrinolar için büyük ölçüde gerçeğe uyar. Yüklü leptonlar ve u-sektörü (d-sektörü) kuarklar için de tamamen yeterli. Fakat up (yukarı) kuark sektöründe bu düzen top (üst) kuarkla bozular, çünkü

$m_t = 175 \pm 6 \text{ GeV}$. İlk yaklaşım olarak t kuarkın kütlesi çok büyük olduğu için ihmal edilemez.

Denklem (2.1.8)'deki dönüşüm 4×4 lük ortogonal matris kullanılarak yapılır. Genel olarak, $O(4)$ dönmeleri 6 açıyla ifade edilebilir. Birçok parametrisasyon mevcuttur. Bunların arasında bizim amacımıza uygun olanı aşağıdaki gibidir:

$$O = R_{12}^T R_{13}^T R_{23}^T R_{14}^T R_{24}^T R_{34}^T \quad (2.1.9)$$

Burada R_{ij} (i-j) düzlemindeki dönmeleri gösterir:

$$\begin{aligned}
 R_{34} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{34} & s_{34} \\ 0 & 0 & -s_{34} & c_{34} \end{pmatrix} & R_{12} &= \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 R_{13} &= \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & R_{23} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} & 0 \\ 0 & -s_{23} & c_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 R_{14} &= \begin{pmatrix} c_{14} & 0 & 0 & s_{14} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -s_{14} & 0 & 0 & c_{14} \end{pmatrix} & R_{24} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c_{24} & 0 & s_{24} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -s_{24} & 0 & c_{24} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

burada

$$\begin{aligned}
 c_{ij} &= \cos \theta_{ij} \\
 s_{ij} &= \sin \theta_{ij}
 \end{aligned}$$

Denklem (2.1.9)'daki ilk ve son üç dönmeyi ayırırsak

$$O = O_a O_b = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & -s_{12}c_{23} - s_{13}s_{23}c_{12} & s_{12}s_{23} - s_{13}c_{12}c_{23} & 0 \\ s_{12}s_{13} & -s_{12}s_{23}s_{13} + c_{12}c_{23} & -s_{12}s_{13}c_{23} - s_{23}c_{12} & 0 \\ s_{13} & s_{23}c_{13} & c_{13}c_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.11)$$

$$\times \begin{pmatrix} c_{14} & -s_{14}s_{24} & -s_{14}s_{34}c_{24} & -s_{14}c_{24}c_{34} \\ 0 & c_{24} & -s_{24}s_{34} & -s_{24}c_{34} \\ 0 & 0 & c_{34} & -s_{34} \\ s_{14} & s_{24}c_{14} & s_{34}c_{14}c_{24} & c_{14}c_{24}c_{34} \end{pmatrix}$$

Burada ilk üç aile nötrinolarının, yüklü leptonlarının ve d-sektörü kuarkların kütleleri ihmal edilir, çünkü bunlar $g\eta = 160 \text{ GeV}$ kütle skalasından çok küçüktür. Dolayısıyla denklem (2.1.11)'de ilk üç aile içindeki karışımları gösteren O_a matrisi keyfi duruyor. denklem (2.1.11)'den

$$f_4 = s_{14}f_1^0 + s_{24}c_{14}f_2^0 + s_{34}c_{24}c_{14}f_3^0 + c_{34}c_{24}c_{14}f_4^0 \quad (2.1.12)$$

burada f_4 , $m_4 = 4g\eta$ 'ya uygun gelen kütle öz durumudur; ayrıca 0 üssü zayıf kütle öz durumlarını gösterir. f_4 öz durumunu da göz önüne alırsa doğrudan doğruya denklem (2.1.8)'den

$$s_{14} = s_{24}c_{14} = s_{34}c_{24}c_{14} = c_{34}c_{24}c_{14} = \frac{1}{2} \quad (2.1.13)$$

elde edilir. Sonuç olarak, denklem (2.1.11)'deki O_b matrisi aşağıdaki gibi olur:

$$O_b = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{6} & -\frac{\sqrt{3}}{6} & -\frac{\sqrt{3}}{6} \\ 0 & \frac{\sqrt{6}}{3} & -\frac{\sqrt{6}}{6} & -\frac{\sqrt{6}}{6} \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (2.1.14)$$

Daha sonra, leptonik CKM matrisi kolayca yazılabilir:

$$U^l = O_\nu O_l^T = \begin{pmatrix} c_{12}^l c_{13}^l & s_{12}^l s_{13}^l & s_{13}^l & 0 \\ -s_{12}^l c_{23}^l - s_{13}^l s_{23}^l c_{12}^l & -s_{12}^l s_{23}^l s_{13}^l + c_{12}^l c_{23}^l & s_{23}^l c_{13}^l & 0 \\ s_{12}^l s_{23}^l - s_{13}^l c_{12}^l c_{23}^l & -s_{12}^l s_{13}^l c_{23}^l - s_{23}^l c_{12}^l & c_{13}^l c_{23}^l & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.15)$$

burada $\theta_{ij}^l = \theta_{ij}^{\nu} - \theta_{ij}^l$. Görüldüğü gibi dördüncü aile ayrıldı, bu ilk üç aile leptonların kütlelerinin ihmal edilmesinin sonucudur. DMM yaklaşımında dördüncü ailenin ilk üç aile ile karışımlarının m_e/m_4 , m_μ/m_4 , m_τ/m_4 şeklinde olması beklenir.

Up kuark sektörüne bakılırsa, top kuarkın kütlesi ihmal edilemediğinden dolayı DMM'deki (t^0, u^0) sektörüne birşeyler eklemek gerekir.

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 + \varepsilon_1 & 1 + \varepsilon_2 \\ 1 & 1 & 1 + \varepsilon_3 & 1 + \varepsilon_4 \end{pmatrix} \quad (2.1.16)$$

u ve c kuarkların kütleleri 160 GeV'den küçük olduğu için ihmal edilir ve bu da $\varepsilon_1 \varepsilon_4 = \varepsilon_2 \varepsilon_3$ koşuluna götürür.

Kolayca görülebilir ki, $\varepsilon_1 = \varepsilon_4 = -\varepsilon_2 = -\varepsilon_3 = \varepsilon$ seçilebilir, bu da yukarıdaki koşula uyar. DMM'yi en az miktarda değiştirdiği için bu tercih edilir. Sonuçta iki kütle öz durumu sıfırdan farklı olur: $m_t = 2\varepsilon g\eta$ ve $m_{u,c} = 4g\eta$. Burada

$$m_t = 175 \pm 25 \text{ GeV} \\ g\eta = 2m_W \cong 160 \text{ GeV}$$

alınırsa $\varepsilon = 0.55 \pm 0.08$ olur.

Bu seçime göre denklem (2.1.14) değişmez kalır ve denklem (2.1.11)'deki s_{12}, s_{13} açıları sıfır olur. Kuark sektörü CKM matrisi lepton sektörü ile (denklem (2.1.15)) aynı olur, burada

$$\theta'_{12} = \theta_{12}^u - \theta_{12}^d, \quad \theta'_{13} = -\theta_{13}^d, \quad \theta'_{23} = -\theta_{23}^d$$

SM'e göre $\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2} \cos^2 \theta_W = 1$ olmalı. Dördüncü aile fermiyonlarının var olması durumunda bu parametre aşağıdaki gibi olur:

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \left[\frac{2m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} \right) + m_1^2 + m_2^2 \right] \quad (2.1.17)$$

burada leptonlar için $\xi = 1$, kuarklar için $\xi = 3$, ayrıca m_1 ve m_2 sırasıyla up ve down tipi ağır fermiyonların kütleleridir. Denklem (2.1.17)'den de görüldüğü gibi $m_1 = m_2$ için düzeltme terimi sıfır olur, $m_1^2 \ll m_2^2$ ($m_2^2 \ll m_1^2$) için

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_{2(t)}^2 \quad (2.1.18)$$

olur. Dolayısıyla ρ 'ya büyük katkılar t kuarktan gelir.

İkinci mertebe yaklaşım olarak kütle matrisinde tam demokrasiye minimum etki yapacak değişiklik aşağıdaki gibi olabilir:

$$M^0 = a\eta \begin{pmatrix} 1 & 1+\gamma & 1+\beta & 1 \\ 1+\gamma & 1+2\gamma & 1+\beta & 1 \\ 1+\beta & 1+\beta & 1+\alpha & 1-\alpha \\ 1 & 1 & 1-\alpha & 1+\alpha \end{pmatrix} \quad (2.1.19)$$

burada γ parametresi birinci aile fermiyonlarının kütlelerini verir ve Cabibbo karışımını ayarlar, β ikinci aile fermiyonlarının kütlelerini verir ve b-c geçişlerini ayarlar, α üçüncü aile fermiyonlarının kütlelerini verir. $\gamma = \beta = 0$ olursa denklem (2.1.19) denklem (2.1.16)'ya dönüşür.

Çizelge 2.1. Temel fermiyonların GeV/c^2 skalasında kütleleri

Nötrinolar	Yüklü leptonlar	u-sektörü kuarklar	d-sektörü kuarklar
$\nu_e :$ $< 5.1 \times 10^{-9}$	$e :$ $0.51099906 \times 10^{-3}$	$u :$ $(2-8) \times 10^{-3}$	$d :$ $(5-15) \times 10^{-3}$
$\nu_\mu :$ $< 0.27 \times 10^{-3}$	$\mu :$ $0.105658389(34)$	$c :$ $1.0-1.6$	$s :$ $0.1-0.3$
$\nu_\tau :$ < 0.031	$\tau :$ $1.7771(5)$	$t :$ 174 ± 23	$b :$ $4.1-4.5$
$\nu_4 :$ > 45	$l_4 :$ > 44.3	$u_4 :$ > 85	$d_4 :$ > 85

Çizelge 2.2. $a = g$ için parametreler ve kuark kütleleri

u-sektörü kuarklar	$\gamma = -0.00076$	$\beta = -0.0078$	$\alpha = 0.55$	
	$m_u = 6.6 MeV$	$m_c = 1.13 GeV$	$m_t = 176 GeV$	$m_{u_4} = 638.6 GeV$
d-sektörü kuarklar	$\gamma = -0.00043$	$\beta = -0.001358$	$\alpha = 0.0129$	
	$m_d = 14.9 MeV$	$m_s = 158 MeV$	$m_b = 4.13 GeV$	$m_{d_4} = 639.7 GeV$

Çizelge 2.3. $a = e$ için parametreler ve kuark kütleleri

u- sektörü kuarklar	$\gamma = -0.00152$	$\beta = -0.0156$	$\alpha = 1.1$	
	$m_u = 6.6 MeV$	$m_c = 1.13 GeV$	$m_t = 176 GeV$	$m_{u_4} = 318.6 GeV$
d- sektörü kuarklar	$\gamma = -0.000856$	$\beta = -0.002716$	$\alpha = 0.0258$	
	$m_d = 14.9 MeV$	$m_s = 158 MeV$	$m_b = 4.13 GeV$	$m_{d_4} = 319.7 GeV$

Leptonik sektörde, yüklü leptonların kütleleri kesin olarak biliniyor, fakat nötrinoların kütleleri ve karışımları için deneyler sadece üst limitleri verebilir. Bundan dolayı nötrinoların kütleleri için iki farklı durum gözönüne alınıyor: (i) $m_{\nu_i} \approx m_i$ ve (ii) $m_{\nu_i} \approx m_i^2$ (burada $i = 1,2,3$).

Çizelge 2.4. Lepton sektörü için $a = g$ durumunda parametreler ve bunlara karşılık gelen kütle değerleri

$m_{\nu_i} \approx m_i$	$\gamma = -1.2723$ $\times 10^{-10}$	$\beta = -1.4655$ $\times 10^{-9}$	$\alpha = 1.0839$ $\times 10^{-8}$	
	$m_{\nu_1} = 1$ eV	$m_{\nu_2} = 206.7$ eV	$m_{\nu_3} = 3477$ eV	$m_{\nu_4} = 640$ GeV
$m_{\nu_i} \approx m_i^2$	$\gamma = -1.827$ $\times 10^{-9}$	$\beta = -2.695$ $\times 10^{-7}$	$\alpha = 3.778$ $\times 10^{-5}$	
	$m_{\nu_1} = 1$ eV	$m_{\nu_2} = 42.75$ keV	$m_{\nu_3} = 12.09$ MeV	$m_{\nu_4} = 640$ GeV
Yüklü leptonlar	$\gamma = -0.00006502$	$\beta = -0.0007491$	$\alpha = 0.00554$	
	$m_e = 0.511$ MeV	$m_\mu = 105.66$ MeV	$m_\tau = 1.7771$ GeV	$m_{l_4} = 640$ GeV

2.2. CKM Matrisleri

Burada ele alınacak konuların iyice anlaşılması amacıyla, ilk önce temel fermiyonlar için üç farklı baz tanımlanması gerekir:

- (1) SM bazı, SM multiplerlerinde fermiyon durumlarıyla tanımlanır;
- (2) Kütle bazı, kütle öz durumlarıyla tanımlanır;
- (3) Zayıf baz, u- ve d- fermiyon sektörlerini birbirlerine bağlar.

SM bazından kütle bazına dönüşümler fermiyon türlerine göre farklı farklı (4×4) 'lük üniter matrislerle yapılır. Genellikle, her dönüşüm matrisinde altı açı ve on faz vardır. Bu parametrelerden bazıları kuark ve lepton CKM matrislerinde görülmez. Dört SM ailesi durumunda kuark sektöründe altı açı ve üç faz olur. Eğer nötrinolar Dirac parçacıkları ise, leptonik CKM matrisi de aynı sayıda açı ve faz içerir.

Bu aşamada, faz parametreleri ihmal edilir. Faz parametreleri alınmazsa CKM matrisi

$$O_{CKM} = O_u O_d^T \quad (2.2.1)$$

şeklinde olur, burada O_u ve O_d sırasıyla köşegenleştirilmiş up ve down kuark kütle matrislerinin reel dönmeleridir. Çizelge 2.2'deki α, β, γ parametreleri kullanılırsa

$$O_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9755 & -0.2198 & 0.0021 & 0.0001 \\ 0.2196 & 0.9749 & 0.0334 & 0.0001 \\ -0.0094 & -0.0321 & 0.9994 & -0.0017 \\ -0.0001 & -0.0001 & 0.0017 & 1.0000 \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

Bu matris Particle Data Group (PDG)'dan alınan bir deney sonucu ile karşılaştırılabilir:

$$\begin{pmatrix} 0.9728 - 0.9757 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.005 & * \\ 0.180 - 0.228 & 0.800 - 0.975 & 0.032 - 0.048 & * \\ 0 - 0.13 & 0 - 0.56 & 0 - 0.9995 & * \\ * & * & * & * \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

Görüldüğü gibi öngörülen değerler deneysel verilerle de çok uyumludur. Bu sonuç faz parametrelerinin küçüklüğünün bir göstergesi olarak yorumlanabilir. Ne kadar çok deneysel veri olursa, bu faz değerleri de teorik öngörülere uyacak şekilde ayarlanabilir. Çizelge 2.3'deki parametre değerlerini kullanırsak kuark CKM matrisi aşağıdaki gibi olur:

$$O_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9755 & -0.2199 & 0.0021 & 0.0001 \\ 0.2197 & 0.9749 & 0.0334 & 0.0002 \\ -0.0094 & -0.0321 & 0.9994 & -0.0057 \\ -0.0002 & -0.0003 & 0.0057 & 1.0000 \end{pmatrix} \quad (2.2.4)$$

Leptonik CKM matrisi

$$O_{CKM} = O_\nu O_l^T \quad (2.2.5)$$

şeklinde, burada O_ν ve O_l sırasıyla köşegenleştirilmiş nötrino ve yüklü lepton kütle matrislerinin dönmeleridir. Nötrino kütleleri ve karışımları için deneyler sadece üst limitleri verir. Dolayısıyla leptonik CKM matrisi gözönüne getirebilmek amacıyla verilir.

Doğal olarak, $m_\nu \approx m_i$ ($i = 1, 2, 3$) durumunda leptonik CKM matrisi $a = g$ ve $a = e$ için birim matrise yakın çıkar. $m_\nu \approx m_i^2$ ve $a = g$ için leptonik CKM matrisi aşağıdaki gibi olur:

$$O_{CKM}^l = \begin{pmatrix} 0.9979 & -0.0645 & 0.0000 & 0.0000 \\ 0.0645 & 0.9968 & 0.0482 & 0.0000 \\ -0.0031 & -0.0481 & 0.9988 & -0.0001 \\ -0.0000 & -0.0000 & 0.0001 & 1.0000 \end{pmatrix} \quad (2.2.6)$$

Görüldüğü gibi $\nu_\mu - \nu_e$ karışım değeri en büyüktür. $m_{\nu_1} = 1 eV$ ve $m_{\nu_2} = 42 keV$ ile bu değer deneysel verilerin üstünde $\nu_\mu - \nu_e$ salınımlarını öngörür.

Diğer taraftan, benzer nötrino durumlarının karesi alınmış kütleleri arasındaki fark $0.09 eV^2$ 'den küçük olur. Aslında leptonik CKM karışımları m_{ν_1} 'in mutlak değerine karşı çok duyarlı değil. Örneğin, $m_{\nu_1} = 10^{-6} eV$ alınırsa hemen hemen aynı CKM matrisi elde edilir. Bu durumda $m_{\nu_2} = 4.275 \times 10^{-2} eV$ ve $m_{\nu_3} = 12.09 eV$ alınabilir, bu değerler astrofizikçe veya kozmolojiye dayanan limitleri bozmaz.

Eğer nötrinoların radiatif bozunduğu düşünülürse ayrıca çizelge 2.1.4'deki değerler de kabul edilebilir. Fakat bu, denklem (2.2.4)'deki leptonik CKM matrisi ile gerçekleştirilemez, çünkü dördüncü lepton ailesi ilk üçünden hemen hemen ayrılmış durumdadır.

2.3. Dördüncü SM Ailesi Fermiyonlarının Bozunum Kipleri ve Band Genişlikleri

Denklem (2.1.8)'deki DMM yaklaşımına uygun olarak, dördüncü aile fermiyonlarının kütleleri birbirlerine yakındır ve $4g\eta$ 'ya eşittir (burada $e < a < g$). Dördüncü aile fermiyonlarının yaygın bozunum şekilleri aşağıdaki gibi olur:

$$\begin{aligned} \nu_4 &\rightarrow \tau^- + W^+ \\ l_4^- &\rightarrow \nu_\tau + W^- \\ u_4 &\rightarrow b + W^+ \quad (\bar{u}_4 \rightarrow \bar{b} + W^-) \\ d_4 &\rightarrow t + W^- \quad (\bar{d}_4 \rightarrow \bar{t} + W^+) \end{aligned}$$

sonuncu bozunum

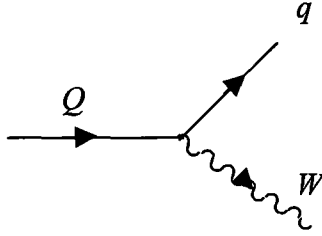
$$t \rightarrow b + W^+$$

süreci ile devam eder. Dolayısıyla, $u_4\bar{u}_4$ kuark çifti detektörde iki yüksek enerjili b jeti ve bir W^+W^- çifti ile birlikte, $d_4\bar{d}_4$ çifti iki yüksek enerjili b jeti ve iki W^+W^- çifti ile birlikte gözlemlenebilir.

Birinci ve ikinci aile fermiyonlarının kütleleri çok küçük olduğundan dördüncü aile fermiyonlarının kütlelerindeki küçük farklılıklar $\nu_4 \rightarrow l_4^- + e^+ + \nu_e$ ve $\nu_4 \rightarrow l_4^- + \pi^+$ 'ya benzer şekilde üçüncü tip bozunuma izin verir.

Son olarak, dördüncü SM ailesinin varlığı $\bar{t}bW$ verteksi ölçüldüğünde açıklanabilecektir.

Dikkat edersek dördüncü SM ailesi kuarklarının mümkün olan bozunum kiplerinin hepsi



şeklinde. Kütlesi $m_Q > M_W + m_q$ olan ağır kuark (Q) hafif kuarka (q) ve reel W bozona bozunur. (Benzer şekilde kütlesi $m_L > M_W + m_{\nu_l}$ olan ağır yüklü lepton (L) da nötrinoya (ν_l) ve reel W bozona geçiş yapabilir.)

Bunlar kullanılarak band genişliği $\left(\frac{q^2}{Q^2} \ll 1 \text{ olmak üzere}\right)$ aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir:

$$\Gamma = \frac{Gm_Q^3}{8\pi\sqrt{2}} |U_{Qq}|^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_Q^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2M_W^2}{m_Q^2}\right) \quad (2.3.1)$$

burada

$$G = \frac{g^2\sqrt{2}}{8M_W^2} = \frac{\pi\alpha(M_W^2)}{\sqrt{2}x_W(M_W^2)M_W^2} \quad (2.3.2)$$

ayrıca $\alpha(M_W^2) \approx \frac{1}{128}$.
 $x_W(M_W^2) \approx 0.23$

$M_W = 80.41 \text{ GeV}$ olarak alınırsa $G = 0.0000116702 \text{ GeV}^{-2}$ olur.

SM'e göre

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1$$

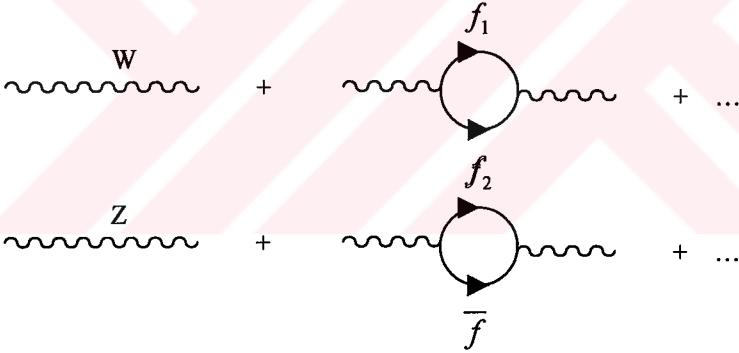
olmalıdır. Aşağıda gösterilen Higgs bozonlar

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \\ \Phi^- \end{pmatrix}$$

eklenirse, $\rho > 1$

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi^{++} \\ \xi^+ \\ \xi^0 \end{pmatrix}$$

eklenirse, $\frac{1}{2} < \rho < 1$ olur.



Bunlar hesaplanırsa

W için $\delta m_V \approx \delta(m_1^2 - m_2^2)$;

Z için $\delta m_V = 0$ olur, çünkü $m_1 = m_2$. (V indisi vektör parçacığı gösterir)

Üç aileli durum için $\rho \approx 1$ olur ve önemli katkı t kuarktan gelir. Bu durumda (tb) için

$$\begin{aligned}\delta m_W &\approx \delta(m_i^2 - m_b^2) \\ \Rightarrow \delta m_W &\approx f_i(m_i^2)\end{aligned}\quad (2.3.3)$$

olur. Dört SM ailesi durumunda ise

$$\begin{aligned}\delta m_W &= f_i(m_i^2) + f_{d_4}(m_{u_4}^2 - m_{d_4}^2) + f_{l_4}(m_{\nu_4}^2 - m_{\nu_4}^2) \\ (m_{u_4}^2 - m_{d_4}^2) + \frac{1}{3}(m_{l_4}^2 - m_{\nu_4}^2) &\leq m_i^2\end{aligned}\quad (2.3.4)$$

burada 1/3 katsayısı kuarklardaki üç renkten dolayı gelir, çünkü leptonlar renksizdir.

$$m_H = 90 \text{ GeV} \text{ için } (m_{u_4}^2 - m_{d_4}^2) + \frac{1}{3}(m_{l_4}^2 - m_{\nu_4}^2) < (40 \text{ GeV})^2$$

$$m_H = 300 \text{ GeV} \text{ için } (m_{u_4}^2 - m_{d_4}^2) + \frac{1}{3}(m_{l_4}^2 - m_{\nu_4}^2) < (72 \text{ GeV})^2$$

olur. Yukarıdaki bağıntı dördüncü aile fermiyonlarının bozunumları için yeni bir sınırlandırma getirir. Örneğin, eğer $m_{u_4} > m_{d_4} + m_W$ olursa, u_4 için baskın bozunum modu

$$u_4 \rightarrow d_4 + W^+$$

şeklinde olur. Fakat bunlar konumuz dışındadır.

2.4. Dördüncü SM Ailesi Fermiyonlarının Üretimi ve Tesir Kesitleri

2.4.1. e^+e^- veya $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi

Dördüncü aile fermiyonlarının üretimi gelecekte sadece TeV enerjili çarpıştırıcılarda mümkün olur. $\sqrt{s} \geq 1.5 \text{ TeV}$ olan lineer e^+e^- çarpıştırıcıları ve çok yüksek ışınlık (luminosity) dördüncü ailenin tüm fermiyonlarının incelenmesine imkan verir. $e^+e^-(\mu^+\mu^-) \rightarrow f\bar{f}$ süreci için tesir kesiti aşağıdaki gibi olur (Atağ et.al. 1996):

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{3s} \xi \beta \left\{ Q_f(Q_f - 2\chi_1 v_f)(3 - \beta^2) + \chi_2(1 + v^2)[v_f^2(3 - \beta^2) + 2\beta^2 a_f^2] \right\} \quad (2.4.1.1)$$

burada

$$\chi_1 = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2},$$

$$\chi_2 = \frac{1}{256 \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2},$$

$$v = -1 + 4 \sin^2 \theta_W,$$

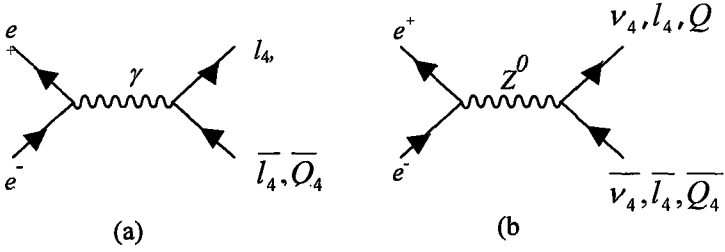
$$a_f = 2T_{3f},$$

$$v_f = 2T_{3f} - 4Q_f \sin^2 \theta_W,$$

$$\beta = \sqrt{1 - 4 \frac{m_Q^2}{s}}.$$

$$\nu_4 \text{ ve } u_4 \text{ için } T_3 = \frac{1}{2}$$

$$l_4 \text{ ve } d_4 \text{ için } T_3 = -\frac{1}{2} \text{ olur.}$$



Şekil 2.1. $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramları:

(a) γ aracılığıyla, (b) Z^0 aracılığıyla. (Bu çalışmadaki tüm Feynman diyagramlarının zaman akış yönü soldan sağa doğru seçilmiştir.)

$\sqrt{s_{ee}} = 2TeV$, $M_Z = 91GeV$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$ ve dördüncü aile fermiyonlarının kütlelerini $640GeV$ olarak alırsak,

$$\sigma(v_4 \bar{v}_4) = 4 fb$$

$$\sigma(l_4^+ l_4^-) = 20 fb$$

$$\sigma(u_4 \bar{u}_4) = 30 fb$$

$$\sigma(d_4 \bar{d}_4) = 15 fb$$

olur. e^+e^- için ışınlık $10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ olursa bu tesir kesitleri ile yılda 40 tane $v_4 \bar{v}_4$, 200 tane $l_4^+ l_4^-$, 300 tane $u_4 \bar{u}_4$ ve 150 tane $d_4 \bar{d}_4$ çifti üretilebilir. (Atağ et.al. 1996)

2.4.2. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi

Bilindiği gibi lineer e^+e^- çarpıştırıcıları aynı temel üzerinde TeV enerjili $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarının kurulmasına imkan sağlar. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında elde edilen ışınlık değerlerinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki ışınlık değerleri ile aynı düzeyde olacağı tahmin edilir. Dolayısıyla, $\gamma\gamma$ makinelerinde çok sayıda l_4, d_4, u_4 elde edilebilir. $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ süreci için tesir kesiti (sabit \hat{s}):

$$\hat{\sigma} = \frac{2\xi\pi\alpha_{em}^2 Q^4}{\hat{s}(1+\beta^2)} \left[2\beta(\beta^4 - \beta^2 - 2) + (\beta^6 + \beta^4 - 3\beta^2 - 3) \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \right] \quad (2.4.2.1)$$

burada

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_0^2}{\hat{s}}}$$

Bunu foton spektrumunda integre edersek,

$$\sigma = \int_{\tau_{\min}}^{(0.83)^2} d\tau \int_{\tau/0.83}^{0.83} \frac{dx}{x} f_\gamma\left(\frac{\tau}{x}\right) f_\gamma(x) \hat{\sigma}(\tau s) \quad (2.4.2.2)$$

burada $\tau_{\min} = \frac{4m_0^2}{s}$ ve $\hat{s} = \tau s$.

Yüksek enerjili elektron demetinden lazer demetinin Compton geri saçılması ile elde edilen yüksek enerjili fotonların enerji spektrumu aşağıdaki gibidir:

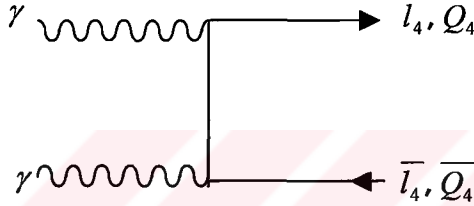
$$f_\gamma(y) = \frac{1}{1.84} \left(1 - y + \frac{1}{1-y} - \frac{4y}{\xi(1-y)} + \frac{4y^2}{\xi^2(1-y)^2} \right) \quad (2.4.2.3)$$

burada $\xi = 4.8$.

$$\sqrt{\hat{s}_{\gamma\gamma}^{\max}} = 0.83 \times \sqrt{s_{ee}} = 1.66 \text{ TeV 'e karşılık gelen } \sqrt{s_{ee}} = 2 \text{ TeV için}$$

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma\gamma \rightarrow l_4^+ l_4^-) &= 21 fb \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow d_4 \bar{d}_4) &= 0.8 fb \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow u_4 \bar{u}_4) &= 12 fb\end{aligned}$$

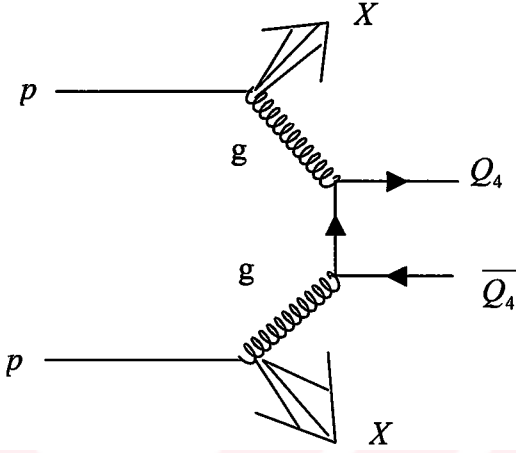
bulunur. Bu durumda $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ değerinde bir ışınıklıkla yılda 2100 tane $l_4^+ l_4^-$, 80 tane $d_4 \bar{d}_4$ ve 1200 tane $u_4 \bar{u}_4$ çifti elde edilir. (Atağ et.al. 1996)



Şekil 2.2. $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.

2.4.3. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında üretimi

Ayrıca dördüncü aile kuarkları gelecekte pp çarpıştırıcılarında bol miktarda üretilebilecek. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında dördüncü aile kuark-antikuark çiftlerinin üretim tesir kesiti bağıntısı kaynak (Barger and Phillips, 1996) sayfa 374'de verilmiştir. Örneğin, bu bağıntı kullanılarak LHC'de (Large Hadron Collider) yılda 5000 tane $d_4 \bar{d}_4$ ve $u_4 \bar{u}_4$ çiftinin elde edileceği tahmin edilir. (Atağ et.al. 1996)



Şekil 2.3. $pp \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.

2.4.4. $ep, \gamma p$ ve γe çarpıştırıcılarında üretimi

Dördüncü aile kuarkları az sayıda, fakat daha kolay şartlarla TeV enerjili γp çarpıştırıcılarında da üretilebilecek. Bu çarpıştırıcıda dördüncü aile kuarkları foton-gluon füzyonuyla (şekil 2.4) oluşur.

γp çarpıştırıcıları ep çarpıştırıcılarının temeli üzerinde kurulur. ep veya μp çarpıştırıcılarında W-W γ^* sanal fotonuyla gluonun füzyonu sonucunda kuark-antikuark çifti oluştuğundan dolayı oldukça dezavantajlıdır. (şekil 2.5) Gerçek fotonların spektrumu sanal fotonlara göre çok avantajlı olduğu için burada γp çarpıştırıcısı tercih edilir.

$\gamma g \rightarrow Q_4 \bar{Q}_4$ süreci için tesir kesiti

$$\hat{\sigma} = \frac{\pi \alpha_{em} \alpha_s Q^2}{\hat{s} (1 + \beta^2)} \left[2\beta(\beta^4 - \beta^2 - 2) + (\beta^6 + \beta^4 - 3\beta^2 - 3) \ln \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \right] \quad (2.4.4.2)$$

şeklindedir. (Aydın et.al., 1996) Burada

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_Q^2}{\hat{s}}}$$

Bunu foton spektrumu ve proton içindeki gluon dağılımı üzerinden integre edersek

$$\sigma = \int_{\tau_{\min}}^{0.83} d\tau \int_{\tau/0.83}^1 \frac{dx}{x} f_\gamma\left(\frac{\tau}{x}\right) f_g(x) \hat{\sigma}(\tau s) \quad (2.4.4.2)$$

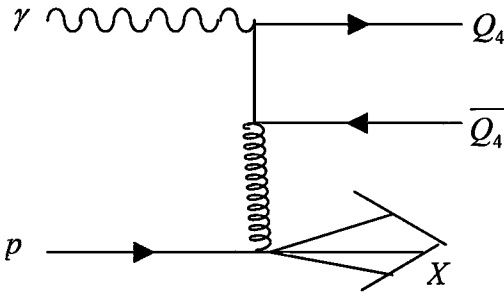
olur. Burada $\tau_{\min} = \frac{4m_Q^2}{s}$ ve $\hat{s} = \tau s$.

$f_g(x)$ proton içindeki gluon dağılımı olup

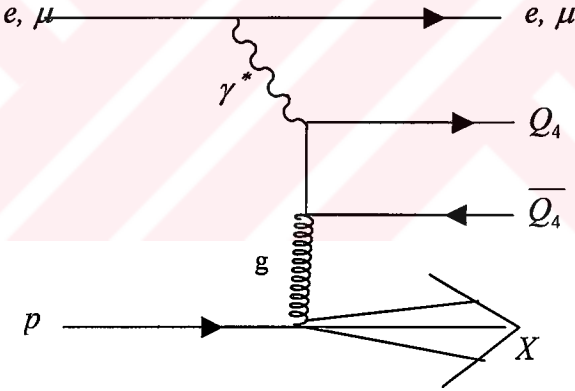
$$f_g(x) = \frac{1}{x} \left(0.444x^{-1/2} - 1.886 \right) \quad (2.4.4.3)$$

şeklinde verilir.

Örneğin, denklem (2.4.4.1)'e göre , $L_{\gamma p} = 5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ışınlık değeri ile önerilen LHC+TESLA'da yılda 400 tane $d_4 \bar{d}_4$ ve 1500 tane $u_4 \bar{u}_4$ çifti üretililecek. (Atağ et al. 1996)

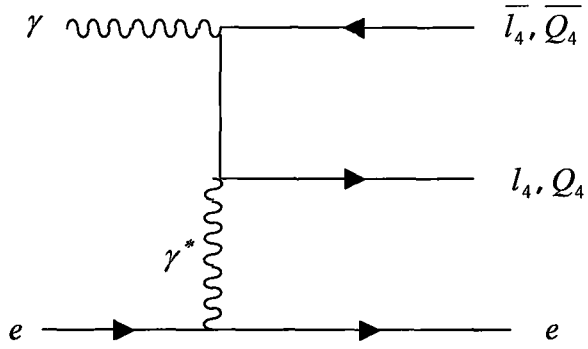


Şekil 2.4. $\gamma p \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.



Şekil 2.5. $ep \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.

γe çarpıştırıcılarında dördüncü aile kuark-antikuark çifti foton-foton füzyonuyla oluşur. (şekil 2.6) Buradaki fotonlardan birisi sanal foton olduğu için $\gamma \gamma$ çarpıştırıcıları tercih edilir.



Şekil 2.6. $\gamma e \rightarrow f \bar{f}$ sürecinin Feynman diyagramı.

2.5. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının varlığı

$e^+ e^-$ çift yokoluğu ağır kuarkların üretilmesi ve incelenmesi için klasik bir yoldur, çünkü tesir kesitleri görel olarak fon süreçleri ile karşılaştırıldığında daha büyüktür. Kuarkonya toplam çeşni miktarı sıfır olan $Q\bar{Q}$ bağlı durumlarına denir; bunların gizli çeşnileri olduğu söylenir ve bazıları $e^+ e^-$ çarpışmalarında rezonanslarla üretiliyor. Charm (tılsımlı) kuarklar eşzamanlı olarak $e^+ e^-$ ve p-çekirdek çarpışmalarında charmonyum ψ ($c\bar{c}$) rezonanslarıyla keşfedildi; bottom (alt) kuarklar bottonyum Υ ($b\bar{b}$) rezonanslarıyla keşfedildi, ilk olarak p-çekirdek etkileşmelerinde gözlemlendi, fakat $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında detaylı olarak incelendi.

Top (üst) kuarkın üretimiyle ilgili en erken işaretin de $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında dar toponyum θ ($t\bar{t}$) rezonanslarıyla ortaya çıkması beklenirdi, fakat bunun mümkün olmadığı belirlendi. Kesim 4'de ayrıntısıyla ele alınan (4.1.1) koşulundan dolayı θ ($t\bar{t}$) kuarkonyasının oluşması mümkün değil.

Ağır $Q\bar{Q}$ sisteminin mümkün olan çok sayıda bağlı durumu vardır. Görel olarak olmayan yaklaşımda kuark-anti kuark sisteminin toplam açısal momentumu $J = L + S$ şeklindedir; burada spin durumları $S = 0$ (antisimetrik) ve $S = 1$ (simetrik) olur. Sistemin paritesi $P = (-1)^{L+1}$ ve yük eşleniği $C = (-1)^{L+S}$ şeklindedir. (çizelge 2.5'e bakınız.) $L = 0$, $S = 1$ olan $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ ve $Q_4\bar{Q}_4$ durumları ψ , Υ , \mathcal{O} sembolleriyle ayırt edilir; c, b, indisleri diğer durumları ayırt etmek için kullanılır, η_c , η_b $L = 0$ ve $S = 0$ olan durumları gösterir.

Bu durumlardan sadece $J^{PC} = 1^{--}$ olanlar $e^+ e^-$ çift yokoluşunda virtuel fotonla üretilebilir. $J^{PC} = 1^{++}$ üretimi virtuel Z^0 bozonun aksial (eksensel) çiftlenimi ile mümkündür; ayrıca $L > 0$ durumları için üretim

açısal momentumun korunumundan dolayı bastırılmış olur. Dolayısıyla bu çalışmada sadece $\eta_4 ({}^1S_0)$ ve $\psi_4 ({}^3S_1)$ durumlarına bakılacak.

Çizelge 2.5. Kuarkonyum durumlarının kuantum sayıları

Açısal momentum	J^{PC}		Spektroskopik temsili: ${}^{2S+1}L_J$
	S = 0	S = 1	
L = 0 (S)	$\eta(0^{--})$	$\psi, \Upsilon, \Omega(1^{--})$	1S_0 3S_1
L = 1 (P)	$h(1^{+-})$	$\chi_J(0^{++}, 1^{++}, 2^{++})$	1P_1 3P_J
L = 2 (D)	2^{+-}	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$	1D_2 3D_J

Kuarkonyum durumları kütleleri iki ağır mezonun üretimi için gereken eşik değerin üstünde olunca kuvvetli bozunur. Bu eşik değerin altındaki dar 3S_1 durumlarının sayısı potansiyel model çerçevesinde hesaplanabilir.

$2m_Q$ (burada $Q = c, b, t$ ağır kuarklarını gösterir) enerjisini sıfır düzeyi olarak alırsak QCD ifadesinden çıkan kuarklar arası potansiyel enerji $V(r)$ çeşniden bağımsız olur. Ayrıca $(Q\bar{q}) + (\bar{Q}q)$ ağır mezonlara bozunum için gereken eşik enerji $E_T = 2m(Q\bar{q}) - 2m_Q$; $m_Q \gg m_q$ için yaklaşık olarak m_Q 'dan bağımsızdır, $Q\bar{q}$ potansiyel enerjisi ve indirgenmiş kütle de yaklaşık olarak m_Q 'dan bağımsızdır. E_T değerinin altındaki bağlı enerji düzeylerinin toplam sayısı N_T E_T 'deki radyal dalga fonksiyonunun sıfırları ile verilir; WKB yaklaşımında bu $r = 0$ 'dan r_T 'ye kadar $k(r)dr$ integrali alınarak elde edilir:

$$N_T - \frac{1}{4} \cong \frac{1}{\pi} \int_0^{r_T} dr [m_Q (E_T - V(r))]^{\frac{1}{2}} \cong (\text{sabit}) \sqrt{m_Q} \quad (2.5.1)$$

$$\text{burada } \frac{[k(r)]^2}{m_Q} = E - V$$

$$V(r_T) = E_T$$

Schrödinger denkleminde indirgenmiş kütleinin $\frac{m_Q}{2}$ olduğunu hatırlatalım.

Bunu charmonyum düzeyi için çıkartırsak (iki dar ψ ve ψ' durumu, $N_T = 2$) kural aşağıdaki gibi olur:

$$N_T(Q\bar{Q}) \cong 2 \left(\frac{m_Q}{m_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5.2)$$

buna göre üç dar Υ durumu $\left(\frac{m_b}{m_c} \cong 3 \right)$ olur, $m_{u,d,s} = 150 - 200 \text{ GeV}$ için 33-47 civarında bağlı S-durumları oluşur.

η ve ψ kuarkonya durumları için üretimin tesir kesitleri ve çift yokoluş bozunumunun band genişlikleri orijindeki dalga fonksiyonu ile belirlenir. Bu dalga fonksiyonu

$$|\psi_s(0)|^2 = \frac{1}{4\pi} |R_s(0)|^2$$

$$|R_s(0)|^2 = m_Q \left\langle \frac{dV}{dr} \right\rangle$$

bağıntılarından hesaplanır. Burada V kuarklar arası potansiyel enerjidir. Kuarklar arası potansiyel enerji üç terimin toplamı şeklinde parametrize edilir:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s(r)}{3r} + V_1(r) + ar \quad (2.5.3)$$

Burada ilk terim kısa mesafeli Coulomb benzeri terimdir (tek gluon değiş-tokuşunu temsil eden saçılma genliğinin Fourier dönüşümüdür) ve α_s kuvvetli etkileşmelerin çiftlenim (coupling) sabiti olup, $\alpha_s(r)$ de $\alpha_s(Q^2)$ 'nin Fourier dönüşümüdür.

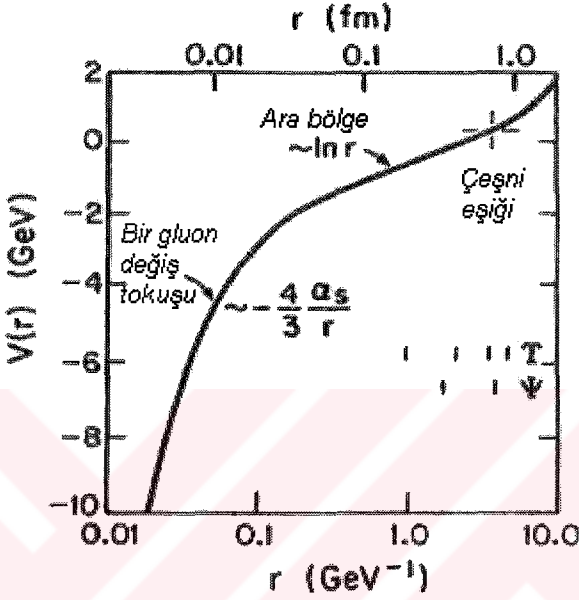
Birinci yaklaşım olarak α_s sabit olarak alınabilir, $\alpha_s = \alpha_s(Q^2 = m_Q^2)$, fakat Fourier dönüşümünün içindeki α_s 'nin logaritmik davranışı dahil edilebilir. İki-halka mertebesinde

$$\alpha_s(r) = \frac{12\pi}{25t} \left[1 - \frac{462}{625} \frac{\ln t}{t} + \left(\frac{57}{75} + 2\gamma_E \right) \frac{1}{t} + O(t^{-2}) \right] \quad (2.5.4)$$

olur, burada

$t = -\ln(r^2 \Lambda_{\overline{MS}}^2)$, $\gamma_E = 0.5772\dots$ Euler sabitleridir ve $\Lambda_{\overline{MS}}$, \overline{MS} çıkarma düzeninde QCD skala parametresidir.

$V(r)$ ifadesindeki üçüncü terim hapsedme potansiyelidir, burada $a \cong 0.2 \text{ GeV}^2$. Bir önceki $V_l(r)$ terimi arada eklenen katkıları parametrize ediyor. Birkaç potansiyel parametrizasyonu mevcuttur, bunlar $c\bar{c}$ ve $b\bar{b}$ verileri ile ayarlanıyor. Şekil 2.7'de potansiyelin taslağı ve ψ , Υ durumlarının incelendiği bölgeler gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Kuarkonyum potansiyeli.

Aşağıdaki potansiyel parametrizasyonları kullanılabilir:

1. Coulomb potansiyeli. Bu durumda

$$V(r) = -\frac{4 \alpha_s(m_Q)}{3 r} \quad (2.5.5)$$

olur. Burada

$$\alpha_s(m_Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{m_Q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

şeklindedir. $N_f=6$ ve $\Lambda = 0.12GeV$ olarak alınır.
Coulomb potansiyeli çerçevesinde dalga fonksiyonu

$$|R_S(0)|^2 = 4 \left(\frac{2}{3} \alpha_s m_Q \right)^3$$

olur.

2. Cornell potansiyeli. Bu durumda potansiyel

$$V(r) = -\frac{k}{r} + ar \quad (2.5.6)$$

şeklinde parametrize edilir. Burada k ve a deneysel verilerle ayarlanabilen sabitler olup, $k \sim 0.5$ dir. a 'nın değeri ise yukarıda verilmiştir.

3. Richardson potansiyeli. Q momentum uzayında

$$V(Q) = -\frac{4}{3} \frac{12\pi}{33-2N_f} \frac{1}{Q^2} \frac{1}{\ln(1+Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.5.7)$$

şeklindedir.

4. Wisconsin potansiyeli. Bu potansiyel parametrisasyonu

$$V(r) = V_S(r) + V_I(r) + ar \quad (2.5.8)$$

bağıntısıyla verilir. Burada

$$V_S(r) = -\frac{4\alpha_s(r)}{3r}$$

$$V_I(r) = r(c_1 + c_2 r) e^{-r/r_0}$$

$V_l(r)$ ara bölge potansiyeli olup, gelişigüzel seçilir. Sağlaması gereken tek şart çok küçük veya çok büyük yarıçaplarda sıfıra gitmesidir. Ağır kuarklar için bu potansiyellerin hepsi birbirine yakın değerler verir. Dolayısıyla bu çalışmada en basit potansiyel olan Coulomb potansiyelinin kullanılması tercih edilmiştir.

2.6. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bozunum kipleri ve band genişlikleri

ψ_4 ve η_4 kuarkonyum durumları için $e^+ e^-$ modu ve diğer bozunumlar aşağıda gösterilmiştir:

(a) γ ve Z^0 aracılığıyla gerçekleşen $\psi_4 \rightarrow f\bar{f}$ bozunumu ve sadece Z^0 aracılığıyla gerçekleşen $\eta_4 \rightarrow f\bar{f}$ bozunumu leptonik kipi içerir (Barger and Phillips.1996). Ayrıca $\Gamma(\eta_4(\psi_4) \rightarrow e^+ e^-)$ genişliği toplam integrale edilmiş tesir kesitini etkiler.

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{3\alpha_z^2 N_f \beta_f}{32} \frac{M_f^2}{M_Z^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.1)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\psi_4 \rightarrow f\bar{f}) = & \frac{4\alpha^2 N_f \beta_f}{M^2} \left\{ (1 + 2R_f) \right. \\ & \times \left[e_Q^2 e_f^2 + \frac{2e_Q e_f v_Q v_f}{x_W (1-x_W)} \frac{1}{1-R_Z} + \frac{v_Q^2 v_f^2}{x_W^2 (1-x_W)^2} \frac{1}{(1-R_Z)^2} \right] \\ & \left. + \beta_f^2 \frac{v_Q^2 \alpha_f^2}{x_W^2 (1-x_W)^2} \frac{1}{(1-R_Z)^2} \right\} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.2) \end{aligned}$$

burada N_f renk faktörü (leptonlar için 1, kuarklar için 3 olur),

$$\alpha_Z = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}$$

$$R_i = \frac{M_i^2}{M^2}, \quad M = 2m_Q \text{ (burada } i=f, Z, H \text{ olabilir.)}$$

$$x_W = \sin^2 \theta_W$$

$\beta_f = (1 - 4R_f)^{1/2}$ (β_f bozunum sonucunda oluşan fermiyonların kuarkonyum durgun çerçevesindeki hızıdır.)

v_f ve a_f fermiyonların Z^0 bozonla zayıf çiftlenim sabiti olup

$$v_f = \frac{1}{2}(I_{3L} + I_{3R}) - e_f \sin^2 \theta_w$$

$$a_f = \frac{1}{2}(I_{3L} - I_{3R})$$

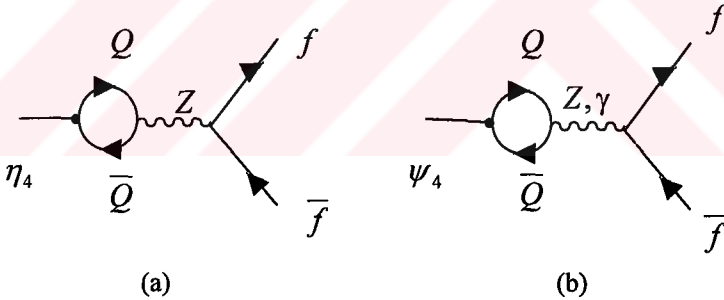
şeklinde, burada I_{3L} ve I_{3R} sağelli (veya solelli) fermiyonların zayıf izospindir ve $I_{3L} = \pm \frac{1}{2}$, $I_{3R} = 0$,

benzer şekilde v_Q ve a_Q kuarkların Z^0 bozonla zayıf çiftlenim sabitidir

$$v_Q = \frac{1}{2}(I_{3L} + I_{3R}) - e_Q \sin^2 \theta_w$$

$$a_Q = \frac{1}{2}(I_{3L} - I_{3R})$$

Dördüncü SM ailesi kuarkoyasının da ilk üç aile fermiyonlarına bozunumları gözlenecektir (şekil 2.8). Bununla ilgili hesaplamalar kesim 4'de ele alınacaktır.



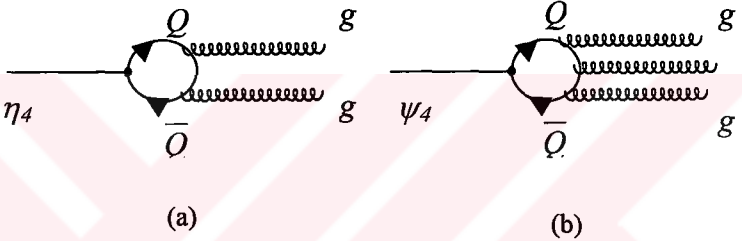
Şekil 2.8. (a) $\eta_4 \rightarrow f\bar{f}$ ve (b) $\psi_4 \rightarrow f\bar{f}$ süreçlerinin Feynman diyagramları.

(b) İki-gluon bozunumu η , üç-gluon bozunumu ψ_4 ve Υ durumları için baskın olan hadronik kanaldır (iki-gluon bozunumu C (yük eşleniği) değişmezliğinden dolayı ψ_4 için yasaklanmıştır) (Barger et al. 1987) (şekil 2.9).

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow gg) = \frac{8\alpha_s^2}{3M^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.3)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ggg) = \frac{40(\pi^2 - 9)\alpha_s^3}{81\pi M^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.4)$$

Bu bozunum modu dördüncü aile için de gözlenecektir.

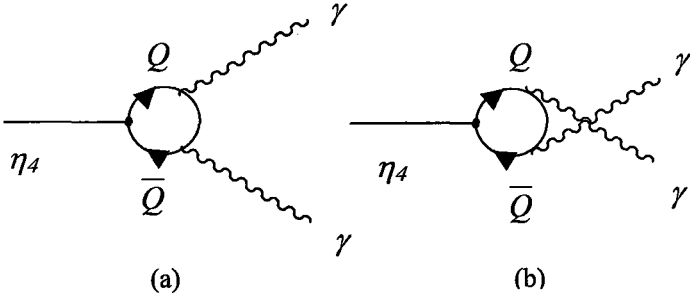


Şekil 2.9. (a) $\eta_4 \rightarrow gg$ ve (b) $\psi_4 \rightarrow ggg$ süreçlerinin Feynman diyagramları.

(c) η_4 durumu için aşağıdaki bozunum kipi de mümkündür (şekil 2.10):

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{12\alpha^2 e_Q^4}{M^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.5)$$

burada e_Q protonun yükü cinsinden verilmiş kuark yüküdür. (Yang'ın teoremi spini 1 olan parçacıkların spini 1 olan iki tane kütleli eşdeğer parçacığa geçişini yasaklar, dolayısıyla ψ , χ_1 , h durumlarının böyle bir bozunumu mümkün değildir (Barger et al. 1987).)



Şekil 2.10. $\eta_4 \rightarrow \gamma \gamma$ sürecinin Feynman diyagramı:
(a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.

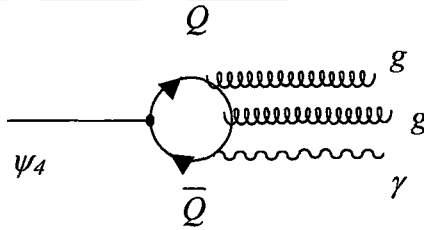
(d) Gluon-gluon-gamma bozunumu için:

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow gg\gamma) = \frac{8(\pi^2 - 9)}{9\pi} \frac{\alpha_s^2}{\alpha} \Gamma_\gamma \quad (2.6.6)$$

burada

$$\Gamma_\gamma = \Gamma(\psi \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+ e^-)$$

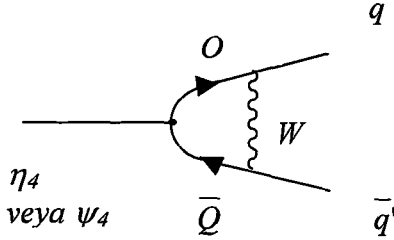
Dördüncü SM ailesi için de aynı bozunum şekli mümkündür. Bu bozunum kipinden gelen katkı çok küçük olduğundan hesaplanmamıştır. (şekil 2.11)



Şekil 2.11. $\psi_4 \rightarrow gg\gamma$ sürecinin Feynman diyagramı.

(e) W değiş-tokuşundan gelen katkılar hafif kuarklarla karışımın matris elemanları $|U_{Qq}|^2$ ile büyük ölçüde bastırılır. Dolayısıyla dördüncü aile

için bu bozunum kipine bakılmayacak (Barger and Phillips, 1996). (şekil 2.12)

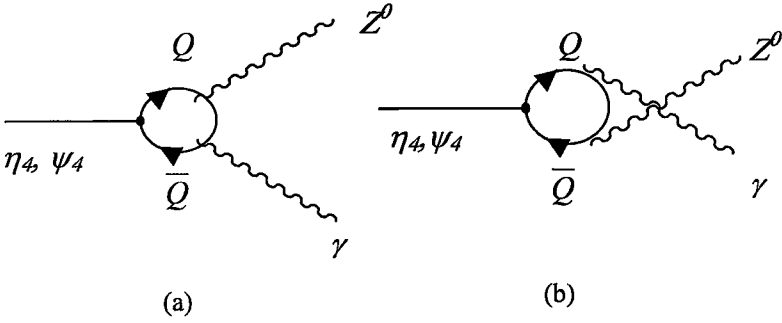


Şekil 2.12. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow q\bar{q}$ sürecinin Feynman diyagramı.

(f) Dördüncü aile kuarkonyasının kütlesi Z^0 bozunum kütlesinden büyük olduğu için aşağıdaki bozunum şekli de mümkündür (şekil 2.13):

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow Z\gamma) = \frac{24\alpha\alpha_z e_Q^2 v_Q^2}{M^2} (1 - R_Z) |R_S(0)|^2 \quad (2.6.7)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow Z\gamma) = \frac{8\alpha\alpha_z e_Q^2 a_Q^2}{M_Z^2} (1 - R_Z^2) |R_S(0)|^2 \quad (2.6.8)$$



Şekil 2.13. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow Z^0 \gamma$ sürecinin Feynman diyagramı:
 (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.

(g) Benzer şekilde dördüncü aile kuarkonyasının kütlesi iki tane Z^0 bozonun kütlesinden büyük olursa aşağıdaki bozunum mümkün olur. Bu bozunum t ve u-kanallarıyla gerçekleşir. (şekil 2.14)

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow ZZ) = \frac{12\alpha_Z^2(v^2 + a^2)\beta_Z^3}{M^2} \frac{1}{(1-2R_Z)^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.9)$$

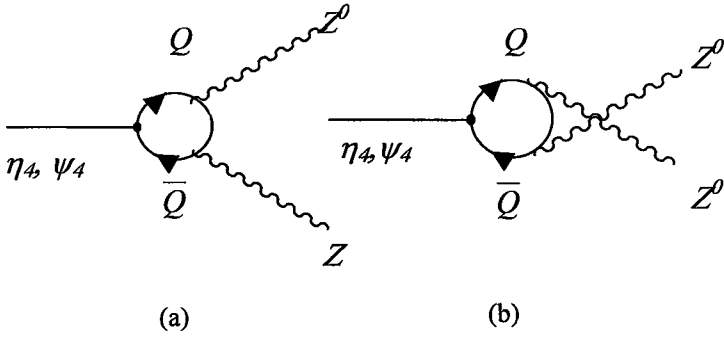
$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZZ) = \frac{8\alpha_Z^2 v^2 a^2 \beta_Z^5}{M_Z^2} \frac{1}{(1-2R_Z)^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.10)$$

burada

$$\beta_Z = (1 - 4R_Z)^{1/2}$$

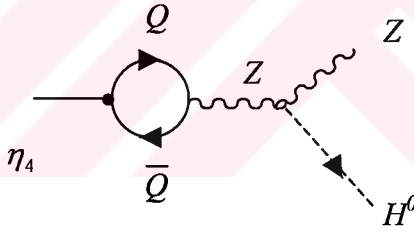
$$R_Z = \frac{M_Z^2}{M^2}$$

şekindedir.



Şekil 2.14. $\eta_4(\psi_4) \rightarrow ZZ$ sürecinin Feynman diyagramı:
 (a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.

(h) Diğer bir bozunum kipi aşağıdaki gibidir:



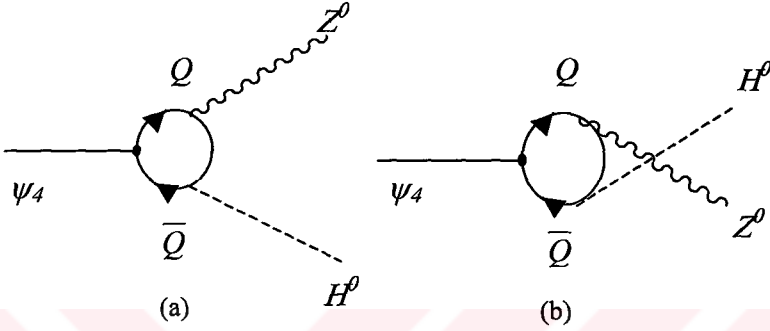
Şekil 2.15. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı.

Bu bozunumun band genişliği

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow ZH) = \frac{3\alpha_Z^2 a_0^2 \beta_{ZH}^3}{4} \frac{M^2}{M_Z^4} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.11)$$

bağıntısıyla verilir. Burada

$$\beta_{ZH} = \left[(1 - R_Z - R_H)^2 - 4R_Z R_H \right]^{1/2}.$$



Şekil 2.16. $\psi_4 \rightarrow ZH$ sürecinin Feynman diyagramı:
(a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.

Şekil 2.16'da görüldüğü gibi ψ_4 durumu için bu süreç hem t, hem de u-kanallarıyla gerçekleşebilir. Band genişliği

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH) = \frac{\alpha_Z^2 v_Q^2 \beta_{ZH}}{2M_Z^2} \frac{1}{(1 - R_Z)^2 (1 - R_Z - R_H)^2} \quad (2.6.12)$$

$$\times \left\{ \left[(1 - R_Z)^2 - R_H (1 - 3R_Z) \right]^2 + \frac{1}{2} R_Z \left[(1 - R_Z)^2 + R_H (2 - R_H) \right]^2 \right\}$$

şeklinindedir. Burada $R_H = \frac{M_H^2}{M^2}$.

(1) Kuarkonya içindeki tek bir kuarkın bozunumu (SQD) aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\Gamma_{SQD}(\eta_4(\psi_4) \rightarrow Q\bar{q}W \text{ veya } \bar{Q}qW) = \frac{\alpha_W |U_{Qq}|^2 \tilde{\beta}}{8} \frac{M_Q^3}{M_W^2} \quad (2.6.13)$$

$$\times [1 + 4(R_W - 2R_q) + 16(R_q^2 + R_q R_W - 2R_W^2)]$$

burada U_{Qq} kütle karışım matrisi elemanı olup

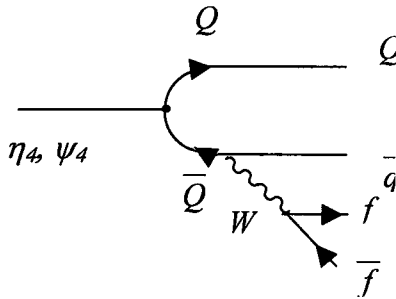
$$\alpha_W = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W}$$

$$R_q = \frac{M_q^2}{M^2} \text{ (q indisi hafif kuarkları temsil eder)}$$

$$\tilde{\beta} = [1 - 8(R_q + R_W) + 16(R_q - R_W)^2]^{1/2}$$

şeklindedir. (Denklem (2.6.13) ve denklem (2.3.1) birbirine yakın sonuçlar verir.)

Kısmi band genişliği m_Q^5 ($m_Q < M_W$ için) ile orantılı olarak artar, dolayısıyla bu $m_Q > 55 GeV$ için önceki kipler üstünde baskın olur ve toplam band genişliğine en büyük katkı buradan gelir. Büyük m_Q kütle için W-propagator (yayıcı) faktörü ihmal edilmelidir. (şekil 2.17)

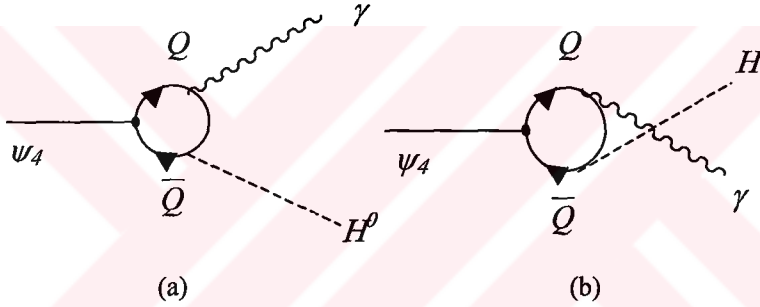


Şekil 2.17. η_4 ve ψ_4 durumlarının SQD bozunumu.

(i) Nötral Higgs bozonlarına radiatif bozunum geniş bir kanal değil, fakat Higgs bozonları aramak için çok önemlidir (*Wilczek mekanizması*). Böyle bir bozunumda C P kuantum sayısı korunmalıdır. Bu koşul ψ_4 için sağlanıyor, η_4 için sağlanmıyor. γ için $J^{PC}=1^{-}$, Higgs bozon için $J^{PC}=0^{++}$, ψ için $J^{PC}=1^{-}$ ve η için $J^{PC}=0^{-+}$ (çizelge 2.5). ψ_4 durumu için

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H) = \frac{\alpha_w \alpha e_0^2}{2M_W^2} (1 - R_H) |R_S(0)|^2 \quad (2.6.14)$$

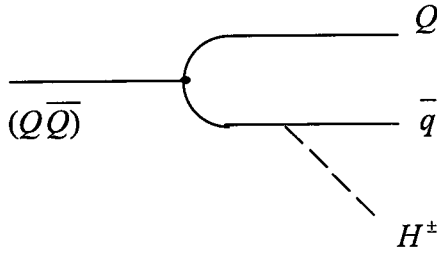
olur.



Şekil 2.18. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin Feynman diyagramı:
(a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.

Açısal momentum korunmadığı için ψ , h ve χ_1 durumları, CP korunmadığı için η durumu iki tane Higgs bozona bozunamaz.

(j) Eğer $m_H < m_Q$ kütesine sahip yüklü H^\pm bozonları var ise H^\pm aracılığıyla tek-kuark bozunumları (SQD) büyük bir ihtimalle diğer tüm kuarkonyum kipleri üstünde baskın olabilir. (şekil 2.19)



Şekil 2.19. H^\pm aracılığıyla SQD.

(k) Dördüncü aile kuarkonyasının kütlesi W^+ ve W^- bozonların kütleleri toplamından büyük olursa aşağıdaki bozunum gerçekleşir (şekil 2.20, 2.21, 2.22) :

$$\Gamma(\eta_4 \rightarrow W^+W^-) = \frac{3\alpha_W^2 \beta_W^3}{8M^2} \frac{1}{(1-R)^2} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.15)$$

$$\Gamma(\psi_4 \rightarrow W^+W^-) = \frac{\alpha_W^2 \beta_W^3}{64} \frac{M^2}{M_W^4} \left\{ \frac{1+20R_W+12R_W^2}{(1-R_Z)^2} (1-8cR_Z+16c^2R_Z^2) \right. \\ \left. - \frac{4R_W(5+6R_W)}{(1-R)(1-R_Z)} (1-4cR_Z) + \frac{4R_W(2-R_W)}{(1-R)^2} \right\} |R_S(0)|^2 \quad (2.6.16)$$

burada

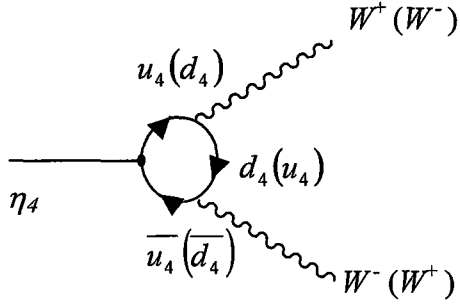
$$R = 2(R_Q - R_{Q'} + R_W)$$

$$R_Q = \frac{1}{4}$$

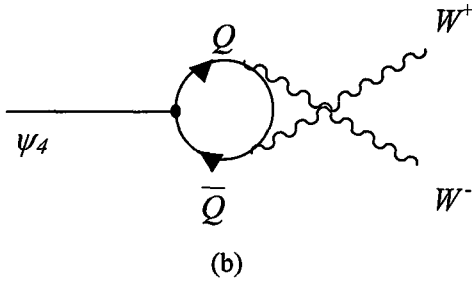
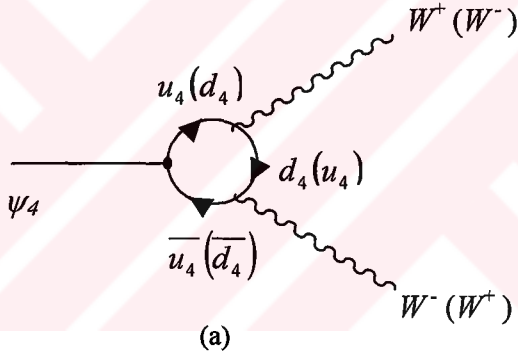
$$R_{Q'} = \frac{M_{u_4}^2}{(2M_{d_4})^2} \quad (\text{ara parçacığın } u_4 \text{ olduğu durum için})$$

$$R_{Q'} = \frac{M_{d_4}^2}{(2M_{u_4})^2} \quad (\text{ara parçacığın } d_4 \text{ olduğu durum için})$$

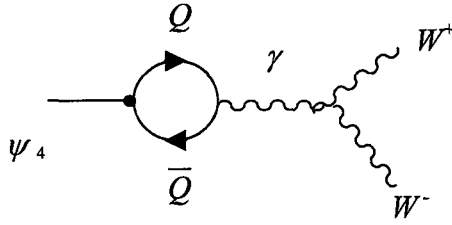
$$c = 2I_{3Q} e_Q \sin^2 \theta_W.$$



Şekil 2.20. $\eta_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.



Şekil 2.21. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı:
(a) t-kanalıyla ve (b) u-kanalıyla.



Şekil 2.22. s-kanalıyla $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin Feynman diyagramı.

Genel olarak dördüncü aile kurkonyasının bozunum kiplerinden hangilerinin baskın olduğu, bastırıldığı veya mümkün olmadığı çizelge 2.6'da verilmiştir.

Çizelge 2.6. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bozunum kiplerinin baskınlık faktörü çizelgesi.

	η_4	ψ_4	h	χ_0	χ_1	χ_2
gg	•	–	–	•	–	•
$ggg / q\bar{q}g$	•	•	•	•	•	•
$\gamma\gamma$	•	–	–	•	–	•
e^+e^-	–	•	–	–	•	–
$L\bar{L}$	$\uparrow\uparrow$	•	–	$\uparrow\uparrow$	•	–
$Z\gamma$	•	\uparrow	\uparrow	•	\downarrow	•
ZZ	•	\uparrow	\uparrow	$\uparrow\uparrow$	\uparrow	$\uparrow\uparrow$
W^+W^-	•	$\uparrow\uparrow$	\uparrow	$\uparrow\uparrow$	\uparrow	$\uparrow\uparrow$
γH	–	\uparrow	\uparrow	–	–	–
ZH	$\uparrow\uparrow$	\uparrow	\uparrow	–	$\uparrow\uparrow$	\uparrow
HH	–	–	–	$\uparrow\uparrow$	–	$\uparrow\uparrow$

Burada – bozunumun mümkün olmadığını, \uparrow bozunumun $\left(M^2 / M_w^2 \right)$ faktörü ile orantılı olarak arttığını, $\uparrow \uparrow$ bozunumun $\left(M^2 / M_w^2 \right)^2$ faktörü ile orantılı olarak arttığını, \downarrow bozunumun bastırıldığını, • bozunumun mümkün olduğunu, ama etkilenmediğini gösterir.

2.7. Dördüncü SM Ailesi Kuarkonyasının Üretimi ve Tesir Kesitleri

2.7.1. $e^+ e^-$ veya $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretimi

Kuarkonyum üretimi genellikle toplam ve kısmi $e^+ e^-$ tesir kesitlerinde dar rezonans pik işaretleriyle dikkat çeker, fakat eğer bu rezonans Z^0 kütesine yakınsa önemli girişim etkileri beklenebilir. Örneğin, $f\bar{f}$ fermiyon-antifermiyon çiftinin üretimi direkt olarak

$$e^+ e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow f\bar{f}$$

veya dolaylı olarak

$$e^+ e^- \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow (\text{kuarkonyum}) \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow f\bar{f} \text{ aracılığıyla olabilir.}$$

Bu süreç için tesir kesiti

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi \left(\frac{s}{M^2} \right) \Gamma_{ee} \Gamma_X}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \quad (2.7.1.1)$$

rölativistik Breit-Wigner bağıntısı ile verilir. Burada X son durumda çıkan parçacıkları gösterir, M dördüncü SM ailesi kuarkonyasının kütesi, Γ_X X'e karşılık gelen kısmi genişliktir ve $\Gamma(Q_4 \bar{Q}_4)$ 'ın toplam band genişliğidir. Görüldüğü gibi tesir kesiti Γ_{ee} ile orantılıdır.

Düşük dördüncü aile kuarkonya durumları e^+ ve e^- demetlerinin enerji çözünürlüğüne göre çok dar olduğundan integrale edilmiş tesir kesiti bağıntıları alınır. Çok dar band genişliği yaklaşımından

$$\frac{1}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \approx \frac{\pi}{M\Gamma} \delta(s - M^2) \quad (2.7.1.2)$$

yazılabilir. Bu durumda (2.7.1.1) denklemi

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi^2 \left(\frac{s}{M^2}\right) \Gamma_{ee} \Gamma_X}{M \Gamma} \delta(s - M^2) \quad (2.7.1.3)$$

denklemine dönüşür. Eğer bunu integre edersek

$$\int_0^{\sqrt{s}} d\sqrt{s} \sigma(e^+e^- \rightarrow (Q_4\bar{Q}_4) \rightarrow X) = \frac{6\pi^2 \Gamma_{ee} \Gamma_X}{M^2 \Gamma} \quad (2.7.1.4)$$

elde edilir.

$\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında enerji çözünürlüğü $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarına göre iki merteye daha iyi olduğundan tesir kesiti aşağıdaki bağıntıdan

$$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow X) = \frac{12\pi \left(\frac{s}{M^2}\right) \Gamma_{\mu\mu} \Gamma_X}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \quad (2.7.1.5)$$

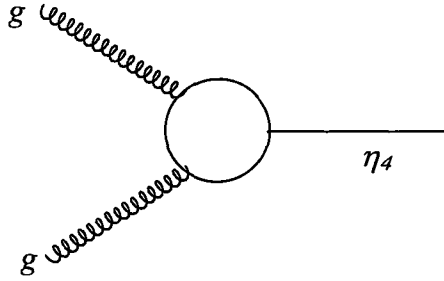
hesaplanır.

$e^+ e^-$ ve $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi kuarkonyasının üretimi için (2.7.1.4), (2.7.1.5) denklemlerinden hesaplanmış tesir kesiti değerleri çizelge (4.20),(4.21),(4.22), (4.23)'de verilmiştir.

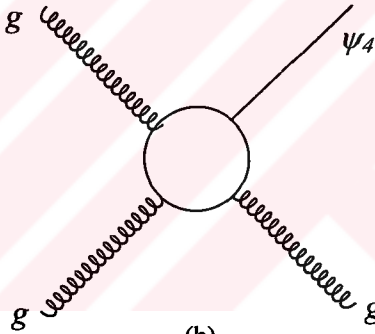
2.7.2. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında üretimi

pp çarpışmalarında dördüncü SM ailesi kuarkonyası (gg) füzyonuyla üretilebilir. (şekil 2.22a) Bu üretim mekanizmasında $\eta_4 (^1S_0)$ psödoskaler kuarkonya durumu ($J^{PC} = 0^{-+}$) diğer kuarkonya durumlarından daha baskındır. ψ_4 vektör durumunun ($J^{PC} = 1^{-+}$) üretimi pp çarpışmalarında

sadece $gg \rightarrow g\psi_4$ alt süreciyle olur (şekil 2.23b) ve bu üretimin tesir kesiti η_4 durumunun tesir kesitinden yaklaşık olarak iki merteye küçüktür.



(a)



(b)

Şekil 2.23. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının pp ve $p\bar{p}$ çarpışmalarında üretildiği alt süreçler: (a) η_4 ve (b) ψ_4 için.

η_4 durumunun üretim tesir kesiti aşağıdaki bağıntıyla hesaplanır:

$$\sigma(pp \rightarrow gg \rightarrow \eta_4 + X) = \int_{(M_\psi + M_\eta)^2}^s \frac{\pi^2}{8M_{\eta_4}^3} \Gamma(\eta_4 \rightarrow gg) \left(\tau \frac{dL}{d\tau} \right) d\tau \quad (2.7.2.1)$$

burada

$$\tau \frac{dL}{d\tau} = \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, Q^2) g\left(\frac{\tau}{x}, Q^2\right) \quad (2.7.2.2)$$

gluon-gluon diferansiyel ışıklığı olup $\tau = \frac{M_{\eta_4}^2}{s}$ şeklindedir; burada s çarpışan protonların kütle merkezi enerjisinin karesidir. Gluon dağılımı için Duke-Owens I parametrizasyon seti (Duke and Owens 1984) aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$g(x, Q^2) = Ax^a(1-x)^b(1+\alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3)$$

$$\bar{s} = \ln \frac{\ln Q^2}{\Lambda^2}, \quad Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2, \quad Q^2 \approx s = \frac{M_{\eta_4}^2}{4}, \quad \Lambda = 0.21 \text{ GeV}$$

$$A = 1.56 - 1.71\bar{s} + 0.638\bar{s}^{-2}$$

$$a = -0.949\bar{s} + 0.325\bar{s}^{-2}$$

$$b = 6.0 + 1.44\bar{s} - 1.05\bar{s}^{-2}$$

$$\alpha = 9.0 - 7.19\bar{s} + 0.255\bar{s}^{-2}$$

$$\beta = -16.5\bar{s} + 10.9\bar{s}^{-2}$$

$$\gamma = 15.3\bar{s} - 10.1\bar{s}^{-2}$$

η_4 için denklem (2.7.2.1) den hesaplanmış tesir kesiti değerleri çizelge 4.24'de verilmiştir. (Arık et al. 1999)

$gg \rightarrow g\psi_4$ süreci için tesir kesiti aşağıdaki bağıntı ile verilir:

$$\sigma(gg \rightarrow g\psi_4) = \int_{\frac{M_{\psi_4}^2}{s}}^1 \frac{9\pi^2}{8M_{\psi_4}^3(\pi^2 - 9)} \Gamma(\psi \rightarrow ggg) I\left(\frac{s}{M_{\psi_4}^2}\right) \left(\tau \frac{dL}{d\tau}\right) d\tau \quad (2.7.2.3)$$

burada

$$I(x) = \frac{2}{x^2} \left[\frac{x+1}{x-1} - \frac{2x \ln x}{(x-1)^2} \right] + \frac{2(x-1)}{x(x+1)^2} + \frac{4 \ln x}{(x+1)^3} \quad (2.7.2.4)$$

şeklinde. pp çarpıştırıcılarında ψ_4 üretimi için yorum kesim 4'de verilmiştir.

2.7.3. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında üretimi

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında kuarkonya foton-foton füzyonuyla oluşur. η_4 kuarkonyası için $\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumu mümkün olduğundan ve ψ_4 için bu süreç yasaklandığından dolayı bu çarpıştırıcılarda sadece η_4 kuarkonyası üretilebilir.

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyası üretim tesir kesiti

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \eta_4) = \int_{\frac{(M_\psi + M_\psi^-)^2}{s}}^{(0.83)^2} d\tau \frac{\pi^2}{8M_{\eta_4}^3} \Gamma(\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma) \tau \int_{\tau/0.83}^{0.83} \frac{dx}{x} f_\gamma(x) f_\gamma\left(\frac{\tau}{x}\right) \quad (2.7.3.1)$$

bağıntısından hesaplanır. Burada $\tau = \frac{M_{\eta_4}^2}{s}$ şeklindedir, s çarpışan fotonların kütle merkezi enerjisinin karesidir.

Foton dağılımı

$$f_\gamma(y) = \frac{1}{1.84} \left(1 - y + \frac{1}{1-y} - \frac{4y}{\xi(1-y)} + \frac{4y^2}{\xi^2(1-y)^2} \right) \quad (2.7.3.2)$$

ile verilir. Burada $\xi = 4.8$.

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretimi ile ilgili tartışmalar kesim 5.1'de verilmiştir. (şekil 5.9)

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının fenomenolojisi konusunda gerekli kuramsal bilgiler konuyla ilgili literatür, Yüksek Enerji Fiziği ile ilgili online SLAC-SPIRES, CERN HEP Preprint arşivi, FNAL , DESY Preprint arşivi ve internet tarama makineleri kullanılarak elde edilmiştir.

Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının deneysel olarak araştırılacağı hızlandırıcı tipleri, ışınık ve kütle merkezi enerjilerinin hesaplanmasında ve tesir kesiti bağıntılarının türetilmesinde kullanılan bilgisayar programı alt kesimlerde ele alınmıştır.

3.1. Çarpıştırıcı Tipleri

Parçacık hızlandırıcıları yüklü parçacık demetlerinin yüksek enerjilere kadar hızlandırılarak birbiriyle veya sabit hedefle çarpıştırılması için tasarlanmış deneysel aygıtlardır. Parçacık hızlandırıcıları günümüzde Yüksek enerji fiziği, tıp, kimya, biyoloji, madencilik v.b. gibi yüzlerce teknolojik ve endüstriyel alanlardaki temel bilimsel araştırmalar için kullanılmaktadır.

Yüksek enerji fiziği deneylerinin yapıldığı iki temel hızlandırıcı tipi vardır: lineer hızlandırıcılar ve sinkrotronlar. Bu aygıtların boyutu ve teknolojik altyapısının son 60 yıl içinde hızla değişmesine rağmen çalışma prensibi aynı kalmaktadır (parçacık demetleri elektrik alanla hızlandırılıyor ve magnetik alanla yönlendiriliyor.) Yüksek enerji fiziği deneyleri açısından parçacık hızlandırıcılarında istenen iki en önemli özellik enerji ve ışınlıktır.

Karşılıklı gelerek çarpışan iki parçacık için kütle merkezi enerjisi

$$E_{cm}^2 = (\gamma_1 m_1 + \gamma_2 m_2)^2 c^4 - (\gamma_1 \beta_1 m_1 + \gamma_2 \beta_2 m_2)^2 c^4 \quad (3.1.1)$$

şeklinde. Hızları ve kütleleri aynı olan parçacıkların çarpıştırılmasıyla maksimum enerji elde edilir. Bu durumda

$$E_{cm} = 2\gamma mc^2 = 2E \quad (3.1.2)$$

olur. e^+e^- , pp , $p\bar{p}$ çarpıştırıcıları bu nedenle yaygın olarak kullanılır. Günümüzde yüklü parçacıklar maksimum 1TeV enerjilerde çarpıştırılmaktadır. Bu, 65 yıl önce siklotronun keşfinden beri milyon kez artışa karşılık gelir.

Işınık, parçacıkların çarpışmasının hangi oranda olduğunu bir ölçüsüdür. Işınık

$$L = \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x \sigma_y} f \quad (3.1.3)$$

ile verilir. Burada n_1 ve n_2 çarpışan iki paketçikdeki (bunch) parçacık sayısı, σ_x ve σ_y sırasıyla \hat{x} ve \hat{y} yönlerindeki enine demet yarıçapları, f çarpışma frekansıdır. Işınık birimi CGS birim sisteminde $cm^{-2}s^{-1}$ dir. Tipik ışınık değerleri $10^{30} - 10^{35} cm^{-2}s^{-1}$ mertebesindedir.

Dünyada Yüksek Enerji Fiziği deneylerinin yapıldığı (sekiz tanesi çarpıştırıcı modunda olmak üzere) dokuz başlıca laboratuvar mevcuttur. Bu çarpıştırıcılar çizelge 3.1.'de verilmiştir.

Çizelge 3.1.'den görüldüğü gibi en yüksek enerjili çarpışma deneyleri Fermilab Tevatronda (Batavia, İllinois) yapılmaktadır. Burada superiletken teknoloji kullanılarak protonlar ve anti-protonlar 900GeV enerjiye kadar hızlandırılır. En yüksek enerjili çarpışmalar ve sabit hedef deneyleri Large Hadron Collider (LHC) çarpıştırıcısı (Geneva, Switzerland) kullanıma açılincaya kadar Tevatronda yapılmaya devam edecektir. Bundan başka SLC'de (Palo Alto, California) 45GeV enerjili electron-positron çarpışmaları yapılmaktadır. SLC dünyada Z^0 bozonun doğrudan

üretilebildiği iki çarpıştırıcıdan biridir. En yüksek enerjili elektron-pozitron çarpıştırıcısı CERN'deki Large Electron Pozitron (LEP) çarpıştırıcısıdır.

Çizelge 3.1. Günümüzde yüksek enerji fiziği deneylerinin yapıldığı başlıca çarpıştırıcılar

Laboratuvar	Demet Enerjisi (GeV)	Kütle Merkezi Enerjisi (GeV)	Parçacıklar	Işınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)	İşletime başladığı yıl	Yer
FNAL Tevatron	900	1.800	Proton-antiproton	2×10^{31}	1986 Illinois	Batavia
SLC	45	90	Elektron-pozitron	1×10^{30}	1989 Kaliforniya	Palo Alto
CESR	5	10	Elektron-pozitron	4×10^{32}	1980 New York	Ithaca
CERN, LEP	91	182	Elektron-pozitron	3×10^{31}	1989 İsviçre	Geneva
KEK	32	64	Elektron-pozitron	1×10^{31}	1986 Japonya	Tsukuba
BEPC	2	4	Elektron-pozitron	6×10^{30}	1989 Çin	Pekin
VEPP-2M	0.7	1.4	Elektron-pozitron	3×10^{31}	1989 Rusya	Novosibirsk
DESY, HERA	30 (electron) 820 (proton)	310	Elektron-proton	3×10^{30}	1991 Almanya	Hamburg

Dördüncü SM ailesi fermiyonları yukarıda sıralanan çarpıştırıcılarda gözlenemediği için gelecekte çalışmak üzere tasarlanmış olan veya günümüzde çalışan hızlandırıcıların daha yüksek enerjilere güncellenmesiyle elde edilecek olan çarpıştırıcılarda araştırılacaktır.

Tasarımlanmış olan bu çarpıştırıcılar aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir. (National Research Council 1998)

3.1.1. $e^+ e^-$ veya $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcıları

Dördüncü SM ailesi fermiyonlarının fiziğini inceleyebilecek olan lepton çarpıştırıcılarının sinkrotron ışınımıyla enerji kaybından dolayı halka tipli olması uygun değildir. Bu çarpıştırıcıların linak tipli olması gerekir.

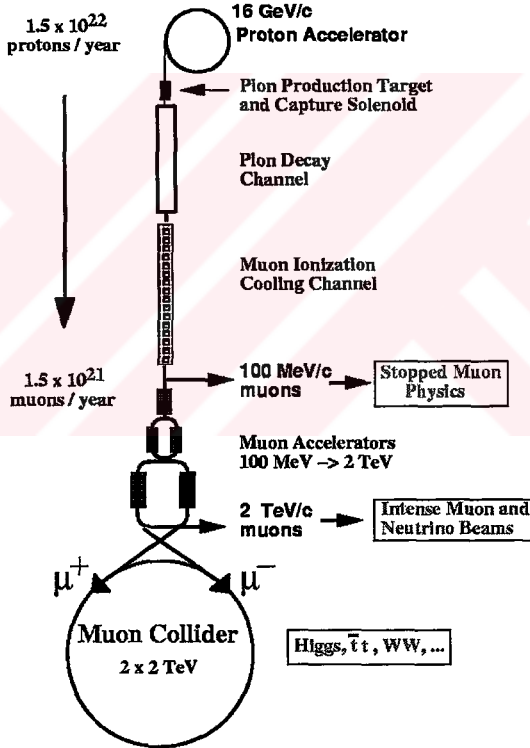
Yüksek enerjili $e^+ e^-$ çarpıştırıcıları maddenin temel içeriğini ve bunların etkileşmelerini araştırmak için gerekli araçlardan biridir. Günümüzde LEP2'de $e^+ e^-$, HERA'da $e^- p$, Tevatron'da $p\bar{p}$ çarpıştırıcıları 200 – 300 GeV'lik enerji skalasını kapsamaktadır. Geleceğin lineer $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında enerji TeV skalasına çıkarılacaktır.

Çizelge 3.2. Geleceğin $e^+ e^-$ çarpıştırıcıları

Çarpıştırıcı		Kütle merkezi enerjisi TeV	Işınlık ($\times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
TESLA	1. aşama	0.5	6
	1. aşama güncelleşmesi	0.8	11
	2. aşama	1.6	20
CLIC	1. aşama	0.5	6.3
	2. aşama	3	1.33
JLC	1. aşama	0.5	5
	2. aşama	1.5	10
NLC	1. aşama	0.5	6.25
	2. aşama	1	12.5
VLEPP		1	
LSC		5	100

$\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcıları (şekil 3.1) için tasarlanmış değerler $E_{cm} = 3 \text{ TeV}$, $L = 7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Ankenbrandt et al. 1999) veya $E_{cm} = 4 \text{ TeV}$, $L = 1 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Palmer et al. 1996).

$\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarının (şekil 3.1) $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarına göre bir üstünlüğü parçacık demetinin daha fazla monokromatik olmasıdır (enerji çözünürlüğü $e^+ e^-$ için %1'den büyük iken bu $\mu^+ \mu^-$ için %0.04 ile %0.08 arasındadır.) (Barger et al. 1996).



Şekil 3.1. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcıları.

3.1.2. $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcıları

$\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcılarında lazer fotonlarının lineer hızlandırıcılarda hızlandırılmış yüksek enerjili elektronlardan Compton geri saçılmasıyla elde edilen foton demetleri kullanılır. Lazer ışınları öyle ayarlanabilir ki elektron demetindeki her elektrona karşılık bir yüksek enerjili foton elde edilebilir. Bu fotonlar $1/\gamma$ mertebesinde küçük bir açıyla dağıldığından demet yapısı elektronların demet yapısı ile yaklaşık aynı olur. (şekil 3.2.) Dolayısıyla $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcılarının ışınlık değerleri çizelge 3.2'deki gibi alınabilir. (Brinkmann et al. 1997).

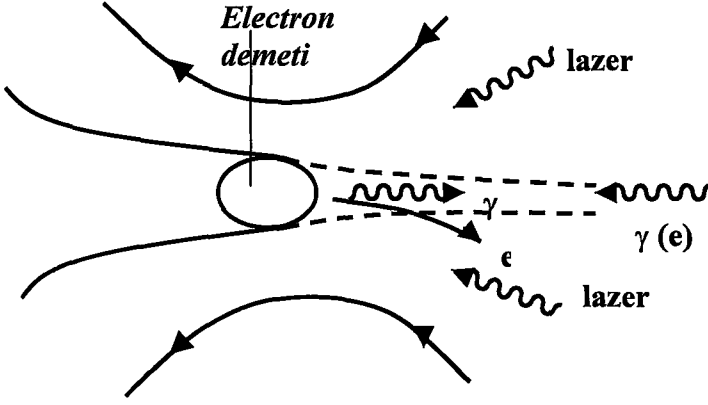
Fotonların maksimum enerjisi

$$E_\gamma = 0.83 E_e \quad (3.1.2.1)$$

şeklinde hesaplanır. $\gamma\gamma$ ve γe çarpıştırıcılarının kütle merkezi enerjisi çizelge 3.2'deki enerji değerlerinin 0.83 katsayısı ile çarpımından elde edilir.

3.1.3. pp veya $p\bar{p}$ çarpıştırıcıları

Yüksek enerjili proton-proton veya proton-antiproton çarpışmaları Tevatronda yapılmaktadır. Tevatron için şu andaki kütle merkezi enerjisi ve ışınlık değerleri Çizelge 3.1'de verilmiştir. Gelecek için tasarlanmış değerler $E_{cm} = 2TeV$ ve $L = 1 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ şeklindedir. Ayrıca LHC için $E_{cm} = 14TeV$ ve $L = 10 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$ olması planlanıyor. Gelecekte inşa edilmesi düşünülen diğer bir çarpıştırıcı VLHC'dir. Bu çarpıştırıcı için $E_{cm} = 60TeV$ ve $L = 10 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. (Sultansoy 1998).



Şekil 3.2. γe çarpıştırıcısının şematik görüntüsü

3.1.4. $e^- p$ ve γp çarpıştırıcıları

Halka tipli hızlandırıcılarda sinkrotron ışınmasından dolayı elektronların enerjisi 100 GeV'den büyük olamaz. Ayrıca elektronların enerjisinin sabit bir değerde tutulması için besleyici enerji kaynaklarına ihtiyaç vardır, bu, hızlandırıcının maliyetini arttırdığından kullanışlı değildir. Bu bakımdan HERA yapılmış olan ilk ve son halka tipli ep çarpıştırıcısı olacaktır. Ayrıca LHC×LEP $E_e / E_p < 0.015$ olduğundan uygun değildir.

Lineer hızlandırıcılarda $E_e > 100 \text{ GeV}$ olur. Linak-halka tipli hızlandırıcılar kullanılarak lepton-hadron çarpışmalarında enerji TeV skalasına çıkarılabilir. Linak-halka tipli ep çarpıştırıcıları çizelge 3.3'de verilmiştir. (Sultansoy 1998).

Çizelge 3.3. Linak-halka tipli $e\bar{p}$ çarpıştırıcıları

Çarpıştırıcı	Kütle merkezi enerjisi TeV	E_e / E_p	Işınlık $(\times 10^{31} cm^{-2} s^{-1})$
HERA	0.3	1/30	1.6
LHC \times LEP	1.2	1/120	10
HERA \times TESLA	1 (2.4)	1/4	1.5
LHC \times TESLA	2.6 (6.5)	1/5	13
VLHC \times LSC	17 (24)	1/6	>100

$e\bar{p}$ çarpıştırıcılarının temelinde γp çarpıştırıcıları da kurulabilir. (Çiftçi et al. 1995) γp çarpıştırıcılarında kullanılan yüksek enerjili foton demetleri kesim 3.1.2'de anlatıldığı gibi elde edilir. Linak-halka tipli γp çarpıştırıcıları çizelge 3.4'de verilmiştir.

Çizelge 3.4. Linak-halka tipli γp çarpıştırıcıları

Çarpıştırıcı	Kütle merkezi enerjisi TeV	Işınlık $(\times 10^{31} cm^{-2} s^{-1})$
HERA+DLC	1.16	2.5
LHC+TESLA	5.06	50
LHC+e-Linak	2.77	50

3.2. Hesaplarda Kullanılan Bilgisayar Programları

Aşağıda dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bozunum band genişliklerinin ve tesir kesitlerinin hesaplanması için yazdığım bilgisayar programı (MATHEMATICA v.3.0) verilmiştir:

$$\theta = N[\text{ArcSin}[\text{Sqrt}[0.23]]];$$

$$\Lambda = 0.12;$$

$$n = 6;$$

(* m η ve m ϕ 4. aile kuarkonyasının kütleleridir. *)

$$m\eta[mQ_]:=2 mQ$$

$$m\phi[mQ_]:=2 mQ$$

(* mZ Z bozonun kütlesi *)

$$mZ = 91.187;$$

(* mW W bozonun kütlesi *)

$$mW = 80.41;$$

$$\alpha = 1/137;$$

$$\alpha S[mQ_]:= \frac{12 \pi}{(33 - 2 n) \text{Log}[mQ^2 / \Lambda^2]}$$

$$\alpha Z[mQ_]:= \alpha / (\text{Sin}[\theta]^2 \text{Cos}[\theta]^2)$$

$$\alpha W[mQ_]:= \alpha / \text{Sin}[\theta]^2$$

(* iucf zayıf izospin olup nötrinolar için (1/2),

bunlara karşılık gelen yüklü leptonlar için (-1/2);

iucQ da benzer şekilde up sektörü kuarklar için (1/2),

down sektörü kuarklar için (-1/2) eQ Q kuarkının proton yükü cinsinden yüküdür. *)

$$vQ[eQ_, iucQ_]:= iucQ/2 - eQ \text{Sin}[\theta]^2;$$

$$vf[ef_, iucf_]:= iucf/2 - ef \text{Sin}[\theta]^2;$$

(* ef kuarkonyanın bozunduğu fermiyonun yüküdür.

lucf zayıf izospin olup nötrinolar için (1/2),

bunlara karşılık gelen yüklü leptonlar için (-1/2);

up sektörü kuarklar için (1/2), down sektörü kuarklar için (-1/2).

$$af[lucf_]:=lucf/2$$

$$aQ = 0.26;$$

$$\beta f[mQ_ , mf_]:= \sqrt{1 - 4 \frac{mf^2}{m\eta[mQ]^2}}$$

$$\beta Z[mQ_]:= \sqrt{1 - 4 \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}}$$

$$\beta W[mQ_]:= \sqrt{1 - 4 \frac{mW^2}{m\eta[mQ]^2}}$$

$$\beta ZH[mQ_ , mH_]:= \sqrt{\left(1 - \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2} - \frac{mH^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2 - 4 \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}}$$

(* mH Higgs bozonun kütlesi *)

$$c[eQ_ , lucQ_]:= 2 lucQ eQ \sin[\theta]^2;$$

$$Rkare[mQ_]:= 4 (2/3 \alpha S[mQ] mQ)^3$$

$$\Gamma_{\eta gg}[mQ_]:= \frac{8 \alpha S[mQ]^2}{3 m\eta[mQ]^2} Rkare[mQ]$$

$$\Gamma_{\psi ggg}[mQ_]:= \frac{40 (\alpha^2 - 9) \alpha S[mQ]^3}{81 \pi m\psi[mQ]^2} Rkare[mQ]$$

$$\Gamma_{\eta \gamma \gamma}[mQ_ , eQ_]:= \frac{12 eQ^4 \alpha^2}{m\eta[mQ]^2} Rkare[mQ]$$

$$\Gamma_{\eta ff}[mQ_ , mf_ , nf_]:= \frac{3 \alpha Z[mQ]^2 nf \beta f[mQ, mf] mf^2}{32 mZ^4} Rkare[mQ]$$

(*mf kuarkonyanın bozunduğu fermiyonun kütlesi,

Burada nf quarklar için 3 leptonlar için 1 olacak *)

$$\Gamma\phi\beta[mQ, eQ, iucQ, mf, nf, ef, iucf] :=$$

$$\frac{4 \alpha^2 nf \beta[mQ, mf]}{m\phi[mQ]^2} \left(1 + 2 \left(\frac{mf}{m\phi[mQ]} \right)^2 \right)$$

$$\left(eQ^2 ef^2 + \frac{2 eQ ef vQ[eQ, iucQ] vf[ef, iucf]}{\sin[\theta]^2 (1 - \sin[\theta]^2)} \frac{1}{1 - \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}} + \right.$$

$$\left. \frac{vQ[eQ, iucQ]^2 vf[ef, iucf]^2}{\sin[\theta]^4 (1 - \sin[\theta]^2)^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2} \right) +$$

$$\beta[mQ, mf]^2 \frac{vQ[eQ, iucQ]^2 af[iucf]^2}{\sin[\theta]^4 (1 - \sin[\theta]^2)^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2} \Big) \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\eta Z\gamma[mQ, eQ, iucQ] :=$$

$$\frac{24 \alpha \alpha Z[mQ] eQ^2 vQ[eQ, iucQ]^2}{m\eta[mQ]^2} \left(1 - \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2} \right) \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\psi Z\gamma[mQ, eQ] := \frac{8 \alpha \alpha Z[mQ] eQ^2 aQ^2}{mZ^2} \left(1 - \frac{mZ^4}{m\eta[mQ]^4} \right) \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\eta ZZ[mQ, eQ, iucQ] :=$$

$$\frac{12 \alpha Z[mQ]^2 (vQ[eQ, iucQ]^2 + aQ^2) \beta Z[mQ]^3}{m\eta[mQ]^2} \frac{1}{\left(1 - 2 \frac{mZ^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2} \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\phi ZZ[mQ, eQ, iucQ] :=$$

$$\frac{8 \alpha Z[mQ]^2 vQ[eQ, iucQ]^2 aQ^2 \beta Z[mQ]^6}{mZ^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{2mZ^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2} \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\eta WW[mQ] := \frac{3 \alpha W[mQ]^2 \beta W[mQ]^3}{8 m\eta[mQ]^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{2mW^2}{m\eta[mQ]^2}\right)^2} \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\phi\psi\psi[mQ_ , eQ_ , iucQ_]:=$$

$$\frac{\alpha W[mQ]^2 \beta W[mQ]^3 m\phi[mQ]^2}{64 mW^4} \left(\frac{1 + 20 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2} + 12 \frac{mW^4}{m\phi[mQ]^4}}{\left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2} \right. \\ \left. \left(1 - 8 c[eQ, iucQ] \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2} + 16 c[eQ, iucQ]^2 \frac{mZ^4}{m\phi[mQ]^4}\right) - \right. \\ \left. \frac{4 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2} \left(5 + 6 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2}\right)}{\left(1 - 2 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2}\right) \left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right)} \left(1 - 4 c[eQ, iucQ] \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right) + \right. \\ \left. \frac{4 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2} \left(2 - \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2}\right)}{\left(1 - 2 \frac{mW^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2} \right) \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\phi\gamma H[mQ_ , eQ_ , mH_]:= \frac{\alpha W[mQ] \alpha eQ^2}{2 mW^2} \left(1 - \frac{mH^2}{m\phi[mQ]^2}\right) \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\eta ZH[mQ_ , mH_]:= \frac{3 \alpha Z[mQ]^2 \alpha Q^2 \beta ZH[mQ, mH]^3}{4} \frac{m\eta[mQ]^2}{mZ^4} \text{Rkare}[mQ]$$

$$\Gamma\phi ZH[mQ_ , eQ_ , iucQ_ , mH_]:= \frac{\alpha Z[mQ]^2 vQ[eQ, iucQ]^2 \beta ZH[mQ, mH]}{2 mZ^2}$$

$$\frac{1}{\left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2 \left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2} - \frac{mH^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2} \\ \left(\left(\left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2 - \frac{mH^2}{m\phi[mQ]^2} \left(1 - 3 \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right) \right)^2 + \right. \\ \left. \frac{1}{2} \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2} \left(\left(1 - \frac{mZ^2}{m\phi[mQ]^2}\right)^2 + \frac{mH^2}{m\phi[mQ]^2} \left(2 - \frac{mH^2}{m\phi[mQ]^2}\right) \right)^2 \right) \\ \text{Rkare}[mQ]$$

$$\text{UQq}[mQ_]:= 0.0191117647058822992 \cdot E^{-0.00378074351180729406} \cdot mQ +$$

$$0.98088823529411826 \cdot E^{-0.00378074351180729406} \cdot mQ^2$$

$$(* \text{UQq}[mQ_]:=0.0097-0.004 mQ/320; *) \quad (* \text{uygun denklemleri giriniz} *)$$

$$\Gamma_{\text{SQD}}[mQ_-, eQ_-] := \text{Re}[eQ] = 2/3,$$

$$\text{Re}\left[\frac{\alpha W[mQ] U Q q[mQ]^2 mQ^3}{8 mW^2} \sqrt{1 - 8 \left(\frac{4.13^2}{mQ^2} + \frac{mW^2}{mQ^2}\right) + 16 \left(\frac{4.13^2}{mQ^2} - \frac{mW^2}{mQ^2}\right)^2}\right. \\ \left. \left(1 + 4 \left(\frac{mW^2}{mQ^2} - 2 \frac{4.13^2}{mQ^2}\right) + 16 \left(\frac{4.13^4}{mQ^4} + \frac{4.13^2}{mQ^2} \frac{mW^2}{mQ^2} - 2 \frac{mW^4}{mQ^4}\right)\right)\right],$$

$$\text{Re}\left[\frac{\alpha W[mQ] U Q q[mQ]^2 mQ^3}{8 mW^2} \sqrt{1 - 8 \left(\frac{176^2}{mQ^2} + \frac{mW^2}{mQ^2}\right) + 16 \left(\frac{176^2}{mQ^2} - \frac{mW^2}{mQ^2}\right)^2}\right. \\ \left. \left(1 + 4 \left(\frac{mW^2}{mQ^2} - 2 \frac{176^2}{mQ^2}\right) + 16 \left(\frac{176^4}{mQ^4} + \frac{176^2}{mQ^2} \frac{mW^2}{mQ^2} - 2 \frac{mW^4}{mQ^4}\right)\right)\right]$$

$$\Gamma_{\eta\text{top}}[mQ_-, eQ_-, iucQ_-, mH_-] :=$$

$$\text{Re}[\Gamma_{\eta\text{gg}}[mQ] + \Gamma_{\eta\gamma\gamma}[mQ, eQ] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 10^{-9}, 1] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 42.75 \cdot 10^{-6}, 1] + \\ \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 12.09 \cdot 10^{-3}, 1] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1] + \\ \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 0.10566, 1] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 1.7771, 1] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 6.6 \cdot 10^{-3}, 3] + \\ \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 1.13, 3] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 176, 3] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 14.9 \cdot 10^{-3}, 3] + \\ \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 0.168, 3] + \Gamma_{\eta\text{ff}}[mQ, 4.13, 3] + \Gamma_{\eta\text{Z}\gamma}[mQ, eQ, iucQ] + \\ \Gamma_{\eta\text{ZZ}}[mQ, eQ, iucQ] + \Gamma_{\eta\text{WW}}[mQ] + \Gamma_{\eta\text{ZH}}[mQ, mH]] + \Gamma_{\text{SQD}}[mQ, eQ]$$

$$\Gamma_{\phi\text{top}}[mQ_-, eQ_-, iucQ_-, mH_-] :=$$

$$\text{Re}[\Gamma_{\phi\text{gg}}[mQ] + \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 0.10566, 1, -1, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 1.7771, 1, -1, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 10^{-9}, 1, 0, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 42.75 \cdot 10^{-6}, 1, 0, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 12.09 \cdot 10^{-3}, 1, 0, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 6.6 \cdot 10^{-3}, 3, 2/3, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 1.13, 3, 2/3, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 176, 3, 2/3, 1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 14.9 \cdot 10^{-3}, 3, -1/3, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 0.168, 3, -1/3, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{ff}}[mQ, eQ, iucQ, 4.13, 3, -1/3, -1/2] + \\ \Gamma_{\phi\text{Z}\gamma}[mQ, eQ] + \Gamma_{\phi\text{ZZ}}[mQ, eQ, iucQ] + \Gamma_{\phi\text{WW}}[mQ, eQ, iucQ] + \\ \Gamma_{\phi\gamma\text{H}}[mQ, eQ, mH] + \Gamma_{\phi\text{ZH}}[mQ, eQ, iucQ, mH]] +$$

$$\Gamma_{\text{SQD}}[mQ, eQ]$$

$$\sigma_{ee\eta}[\text{monyum_}, eQ_ , iucQ_ , koks_ , mH_]:=$$

$$1 / ((koks^2 - \text{monyum}^2)^2 + \text{monyum}^2 \Gamma_{\eta\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]^2)$$

$$(12 \pi (koks^2 / \text{monyum}^2) \Gamma_{\eta\text{ff}}[\text{monyum}/2, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1]$$

$$\Gamma_{\eta\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]) 0.38938 \cdot 10^9$$

(* $e^+ e^- \rightarrow \eta_4$ tesir kesiti *)

$$\sigma_{ee\phi}[\text{monyum_}, eQ_ , iucQ_ , koks_ , mH_]:=$$

$$1 / ((koks^2 - \text{monyum}^2)^2 + \text{monyum}^2 \Gamma_{\phi\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]^2)$$

$$(12 \pi (koks^2 / \text{monyum}^2) \Gamma_{\phi\text{ff}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2]$$

$$\Gamma_{\phi\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]) 0.38938 \cdot 10^9$$

(* $e^+ e^- \rightarrow \phi_4$ tesir kesiti *)

$$\sigma_{\mu\mu\eta}[\text{monyum_}, eQ_ , iucQ_ , koks_ , mH_]:=$$

$$1 / ((koks^2 - \text{monyum}^2)^2 + \text{monyum}^2 \Gamma_{\eta\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]^2)$$

$$(12 \pi (koks^2 / \text{monyum}^2) \Gamma_{\eta\text{ff}}[\text{monyum}/2, 0.10566, 1]$$

$$\Gamma_{\eta\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]) 0.38938 \cdot 10^9$$

(* $\mu^+ \mu^- \rightarrow \eta_4$ tesir kesiti (pb) *)

$$\sigma_{\mu\mu\phi}[\text{monyum_}, eQ_ , iucQ_ , koks_ , mH_]:=$$

$$1 / ((koks^2 - \text{monyum}^2)^2 + \text{monyum}^2 \Gamma_{\phi\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]^2)$$

$$(12 \pi (koks^2 / \text{monyum}^2) \Gamma_{\phi\text{ff}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, 0.10566, 1, -1, -1/2]$$

$$\Gamma_{\phi\text{top}}[\text{monyum}/2, eQ, iucQ, mH]) 0.38938 \cdot 10^9$$

(* $\mu^+ \mu^- \rightarrow \phi_4$ tesir kesiti (pb) *)

$$\text{int}\sigma_{\phi Z\gamma}[\text{mQ_}, eQ_ , iucQ_ , mH_]:=$$

$$\frac{6 \pi^2}{\text{m}\phi[\text{mQ}]^2} (\Gamma_{\phi\text{ff}}[\text{mQ}, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2] \Gamma_{\phi Z\gamma}[\text{mQ}, eQ]) /$$

$$\Gamma_{\phi\text{top}}[\text{mQ}, eQ, iucQ, mH] 0.38938 \cdot 10^{15}$$

(* Birimi fbarn MeV *)

$$\text{int}\sigma_{\phi\gamma H}[\text{mQ_}, eQ_ , iucQ_ , mH_]:=$$

$$\frac{6 \pi^2}{\text{m}\phi[\text{mQ}]^2} (\Gamma_{\phi\text{ff}}[\text{mQ}, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2] \Gamma_{\phi\gamma H}[\text{mQ}, eQ, mH]) /$$

$$\Gamma_{\phi\text{top}}[\text{mQ}, eQ, iucQ, mH] 0.38938 \cdot 10^{15}$$

(* Birimi fbarn MeV *)

int ϕ WW[mQ_, eQ_, iucQ_, mH_] :=

$$\frac{6 \pi^2}{m\phi[mQ]^2} (\Gamma\phi ff[mQ, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2] \Gamma\phi WW[mQ, eQ, mH]) /$$

$$\Gamma\phi top[mQ, eQ, iucQ, mH] 0.38938 \cdot 10^{15}$$

(* Birimi fbarn MeV *)

int ϕ ZZ[mQ_, eQ_, iucQ_, mH_] :=

$$\frac{6 \pi^2}{m\phi[mQ]^2} (\Gamma\phi ff[mQ, eQ, iucQ, 0.511 \cdot 10^{-3}, 1, -1, -1/2] \Gamma\phi ZZ[mQ, eQ, mH]) /$$

$$\Gamma\phi top[mQ, eQ, iucQ, mH] 0.38938 \cdot 10^{15}$$

(* Birimi fbarn MeV *)

$$fgamma[y_] := \frac{1}{184} \left(1 - y + \frac{1}{1 - y} - \frac{4y}{4.8(1 - y)} + \frac{4y^2}{4.8^2(1 - y)^2} \right)$$

$$Lum[\tau_] := NIntegrate\left[\frac{1}{x} fgamma[x] fgamma\left[\frac{\tau}{x}\right],$$

$$\{x, \tau/.83, .83\}, \text{MinRecursion} \rightarrow 3, \text{MaxRecursion} \rightarrow 19\right]$$

$$\sigma\gamma\gamma[mQ_, eQ_, koks_] := If[mQ <= 0.83 koks / 2,$$

$$NIntegrate\left[\frac{\pi^2}{8 m\eta[mQ]^3} \Gamma\eta\gamma\gamma[mQ, eQ] \tau Lum[\tau], \left\{\tau, \frac{m\eta[mQ]^2}{koks^2}, .83^2\right\},$$

$$\text{MinRecursion} \rightarrow 3, \text{MaxRecursion} \rightarrow 10\right] 0.38938 \cdot 10^{12}, 0]$$

(* Birimi fb *)

$$ortS[mQ_] := \text{Log}\left[\frac{\text{Log}\left[\frac{mQ^2}{0.21^2}\right]}{\text{Log}\left[\frac{4}{0.21^2}\right]}\right]$$

$$\text{buyukA}[mQ_] := 1.56 - 1.71 \text{ortS}[mQ] + 0.638 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$\text{beta}[mQ_] := -16.5 \text{ortS}[mQ] + 10.9 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$\text{kucuka}[mQ_] := -0.949 \text{ortS}[mQ] + 0.325 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$\text{alfa}[mQ_] := 9 - 7.19 \text{ortS}[mQ] + 0.255 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$\text{gama}[mQ_] := 15.3 \text{ortS}[mQ] - 10.1 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$\text{kucukb}[mQ_] := 6 + 1.44 \text{ortS}[mQ] - 1.05 \text{ortS}[mQ]^2$$

$$g[x_, mQ_] := \text{buyukA}[mQ] x^{\text{kucuka}[mQ]}$$

$$(1 - x)^{\text{kucukb}[mQ]} (1 + \text{alfa}[mQ] x + \text{beta}[mQ] x^2 + \text{gama}[mQ] x^3)$$

(* Yukarıdaki gluon dağılımı Duke-Owens l parametrizasyonu olarak bilinir. *)

oppeta[mQ_, koks_] :=

```
NIntegrate[ $\frac{\pi^2}{88 mQ^3} \Gamma_{\eta gg}[mQ] \frac{\tau}{x} g[x, mQ] g[\frac{\tau}{x}, mQ] 0.38938 10^9,$   
{ $\tau, \frac{4 mQ^2}{koks^2}, 1$ }, {x,  $\tau, 1$ }, Method -> MonteCarlo]
```

(* birimi pb *)

<< Graphics`Graphics`

Plot[$\Gamma_{\eta ff}[meta/2, 176, 3] 10^3$, {meta, 600, 1500}, Frame -> True] (* Şekil 4.1 *)

Plot[$\Gamma_{\eta gg}[meta/2] 10^3$, {meta, 600, 1500},
Frame -> True, PlotRange -> {0, 7.3}] (* Şekil 4.2 *)

Plot[$\{\Gamma_{\eta ZH}[m/2, 150] 10^3, \Gamma_{\eta ZH}[m/2, 300] 10^3\}$,
{m, 600, 1500}, PlotStyle -> {Hue[0.75], Hue[0.98]},
Frame -> True, PlotRange -> {0, 1400}] (* Şekil 4.3 *)

Plot[$\Gamma_{\psi Z\gamma}[meta/2, 2/3] 10^3$, {meta, 600, 1500},
Frame -> True, PlotRange -> {0, 4.8}] (* Şekil 4.4 *)

Plot[$\{\Gamma_{\psi\gamma H}[m/2, -1/3, 150] 10^3, \Gamma_{\psi\gamma H}[m/2, -1/3, 300] 10^3\}$, {m, 600, 1500},
PlotStyle -> {Hue[0.75], Hue[0.98]}, Frame -> True] (* Şekil 4.5 *)

Plot[$\{\Gamma_{\psi WW}[m/2, -1/3, 150] 10^3, \Gamma_{\psi WW}[m/2, -1/3, 300] 10^3\}$, {m, 600, 1500},
PlotStyle -> {Hue[0.75], Hue[0.98]}, Frame -> True] (* Şekil 4.6 *)

Plot[$\{\Gamma_{\eta ZZ}[m/2, -1/3, -1/2] 10^3, \Gamma_{\eta ZZ}[m/2, -1/3, -1/2] 10^3\}$,
{m, 600, 1500}, PlotStyle -> {Hue[0.75], Hue[0.98]},
Frame -> True, PlotRange -> {0, 1.75}] (* Şekil 4.7 *)

Plot[{int $\sigma_{\psi Z\gamma}$ [mpsi/2, -1/3, -1/2, 150], int $\sigma_{\psi Z\gamma}$ [mpsi/2, -1/3, -1/2, 300],
int $\sigma_{\psi Z\gamma}$ [mpsi/2, 2/3, 1/2, 150], int $\sigma_{\psi Z\gamma}$ [mpsi/2, 2/3, 1/2, 300]},
{mpsi, 600, 1500}, PlotStyle -> {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01]}],
Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01]}]},
Frame -> True, PlotRange -> All]
(* Şekil 4.8 *)

LogPlot[(int ϕ ZI[mpsi/2, -1/3, -1/2, 150],
 int ϕ ZI[mpsi/2, -1/3, -1/2, 300], int ϕ ZI[mpsi/2, 2/3, 1/2, 150],
 int ϕ ZI[mpsi/2, 2/3, 1/2, 300]), {mpsi, 600, 1500},
 PlotStyle \rightarrow {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Frame \rightarrow True, PlotRange \rightarrow All]

(* Şekil 4.9 *)

Plot[(int ϕ γ H[mpsi/2, -1/3, -1/2, 150],
 int ϕ γ H[mpsi/2, -1/3, -1/2, 300], int ϕ γ H[mpsi/2, 2/3, 1/2, 150],
 int ϕ γ H[mpsi/2, 2/3, 1/2, 300]), {mpsi, 600, 1500},
 PlotStyle \rightarrow {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Frame \rightarrow True, PlotRange \rightarrow All] (* Şekil 4.10 *)

LogPlot[(int ϕ WW[mpsi/2, -1/3, -1/2, 150],
 int ϕ WW[mpsi/2, -1/3, -1/2, 300], int ϕ WW[mpsi/2, 2/3, 1/2, 150],
 int ϕ WW[mpsi/2, 2/3, 1/2, 300]), {mpsi, 600, 1500},
 PlotStyle \rightarrow {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01}]},
 Frame \rightarrow True, PlotRange \rightarrow All]

(* Şekil 4.11 *)

LogPlot[($\Gamma\phi$ top[mpsi/2, -1/3, -1/2, 150] - Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³,
 $\Gamma\eta$ top[mpsi/2, -1/3, -1/2, 150] - Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³,
 Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³), {mpsi, 600, 1500},
 PlotStyle \rightarrow {Hue[0.55], Hue[0.75], Hue[0.98]}, Frame \rightarrow True] (* Şekil 5.2 *)

LogPlot[($\Gamma\phi$ top[mpsi/2, -1/3, -1/2, 300] - Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³,
 $\Gamma\eta$ top[mpsi/2, -1/3, -1/2, 300] - Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³,
 Γ SQD[mpsi/2, -1/3] 10³),
 {mpsi, 600, 1500},
 PlotStyle \rightarrow {Hue[0.55], Hue[0.75], Hue[0.98]}, Frame \rightarrow True]

(* Şekil 5.4 *)

LogPlot{σσειη[640, 2/3, 1/2, koks, 150], σσειη[640, 2/3, 1/2, koks, 300],
σσειη[1280, 2/3, 1/2, koks, 150], σσειη[1280, 2/3, 1/2, koks, 300]},
{koks, 200, 2000}, PlotStyle → {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01]}}},
Frame → True, PlotPoints → 100, PlotRange → All] (* Şekil 5.5 *)

LogPlot{σμμη[640, 2/3, 1/2, koks, 150], σμμη[640, 2/3, 1/2, koks, 300],
σμμη[1280, 2/3, 1/2, koks, 150], σμμη[1280, 2/3, 1/2, koks, 300]},
{koks, 200, 2000}, PlotStyle → {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01]}}},
Frame → True, PlotPoints → 400, PlotRange → All] (* Şekil 5.6 *)

LogPlot{σσειφ[640, 2/3, 1/2, koks, 150], σσειφ[640, 2/3, 1/2, koks, 300],
σσειφ[1280, 2/3, 1/2, koks, 150], σσειφ[1280, 2/3, 1/2, koks, 300]},
{koks, 200, 2000}, PlotStyle → {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01]}}},
Frame → True, PlotPoints → 800, PlotRange → All] (* Şekil 5.7 *)

LogPlot{σμμφ[640, 2/3, 1/2, koks, 150], σμμφ[640, 2/3, 1/2, koks, 300],
σμμφ[1280, 2/3, 1/2, koks, 150], σμμφ[1280, 2/3, 1/2, koks, 300]},
{koks, 200, 2000}, PlotStyle → {Hue[0.75], {Hue[0.75], Dashing[{0.01, 0.01}]},
Hue[0.98], {Hue[0.98], Dashing[{0.01, 0.01]}}},
Frame → True, PlotPoints → 800, PlotRange → All] (* Şekil 5.8 *)

LogPlot
{σγγη[meta/2, -1/3, 5000], σγγη[meta/2, 2/3, 5000]}, {meta, 600, 1500},
PlotStyle → {Hue[0.75], Hue[0.98]}, Frame → True, PlotRange → All]
(* Şekil 5.9 *)

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Dördüncü SM Ailesi Kuarkonyasının Gözlenilmesi için Gerekten Koşul

Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının gözlenilmesi için aşağıdaki koşul sağlanmalıdır:

$$\Gamma_{SQD} \ll \Gamma_{Top}(\bar{Q}_4 Q_4) \quad (4.1.1)$$

burada Γ_{SQD} dördüncü aile kuarkonyasının tek-kuark bozunum kipinin band genişliği, $\Gamma_{Top}(\bar{Q}_4 Q_4)$ dördüncü aile kuarkonya durumlarının SQD bozunumu dışındaki diğer bozunum kiplerinin toplam band genişliğidir.

4.2. Hesaplanmış bozunum band genişlikleri

$a = g$ için denklem (2.2.2)'den $|U_{Qq}| = 0.0017$ ve $a = e$ için denklem (2.2.4)'den $|U_{Qq}| = 0.0057$ olduğu görülür. Bu değerler kullanılarak gerekli işlemler yapılırsa denklem (2.6.13)'den $u_4 \rightarrow b + W^+$ ve $d_4 \rightarrow t + W^-$ süreçleri için çizelge 4.1'deki sonuçlar elde edilir.

Çizelge 4.1. SQD band genişliği.

M(GeV)	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\Gamma_{SQD}(u_4 \rightarrow b + W^+)$ (MeV)	0.499	0.631	0.649	0.597	0.510	0.414	0.323
$\Gamma_{SQD}(d_4 \rightarrow t + W^-)$ (MeV)	0.000	0.000	0.000	0.0515	0.132	0.156	0.152

Benzer şekilde dördüncü aile kuarkonya durumlarının band genişlikleri hesaplanır. Bunun için (2.6.1), (2.6.2), (2.6.3), (2.6.4), (2.6.5), (2.6.6), (2.6.7), (2.6.8), (2.6.9), (2.6.10), (2.6.11), (2.6.12), (2.6.13), (2.6.14), (2.6.15), (2.6.16) denklemleri kullanılır. Gerekli işlemler yapılırsa (4.1), (4.2), (4.3), (4.4), (4.5), (4.6), (4.7), (4.8), (4.9), (4.10), (4.11), (4.12), (4.13), (4.14), (4.15), (4.16), (4.17), (4.18), (4.19) çizelgelerindeki değerler elde edilir.

Çizelge 4.2. $\eta_4(u_4\bar{u}_4) \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow e^+e^-) (\times 10^{-11} MeV)$	3	5	8	10	20	30	33
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \mu^+\mu^-) (\times 10^{-6} MeV)$	1.2	2.2	3.6	5.4	7.7	11.0	14.0
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \tau^+\tau^-) (\times 10^{-4} MeV)$	3.5	6.3	10.0	15.0	22.0	30.0	39.0
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e) (\times 10^{-22} MeV)$	1	2	3	5	7	9	10
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu) (\times 10^{-13} MeV)$	2	4	6	9	12	17	22
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau) (\times 10^{-8} MeV)$	1.6	2.9	4.7	7.0	10.0	14.0	18.0
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow u\bar{u}) (\times 10^{-8} MeV)$	1.5	2.6	4.2	6.3	9.0	12.0	16.0
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow c\bar{c}) (\times 10^{-4} MeV)$	4.3	7.6	12.0	19.0	26.0	36.0	48.0
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow u\bar{u}) (MeV)$	8.4	16.4	27.6	42.5	61.3	84.6	112.7
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow d\bar{d}) (\times 10^{-7} MeV)$	0.7	1.3	2.1	3.2	4.6	6.3	8.3
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow s\bar{s}) (\times 10^{-5} MeV)$	0.8	1.5	2.4	3.6	5.2	7.1	9.3
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow b\bar{b}) (\times 10^{-2} MeV)$	0.6	1.0	1.7	2.5	3.5	4.8	6.4

Çizelge 4.3. $\eta_4(d_4\bar{d}_4) \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow e^+e^-) (\times 10^{-10} MeV)$	0.3	0.5	0.8	1.3	1.8	2.5	3.3
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \mu^+\mu^-) (\times 10^{-6} MeV)$	1.2	2.2	3.6	5.4	7.7	11	14
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \tau^+\tau^-) (\times 10^{-3} MeV)$	0.4	0.6	1	1.5	2.2	3	3.9
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e) (\times 10^{-22} MeV)$	1.1	2	3.2	4.9	6.9	9.4	13
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu) (\times 10^{-13} MeV)$	2	3.7	5.9	8.9	13	17	23
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau) (\times 10^{-8} MeV)$	1.6	2.9	4.7	7.1	10	14	18
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow uu) (\times 10^{-8} MeV)$	1.5	2.6	4.2	6.3	9	12	16
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow cc) (\times 10^{-3} MeV)$	0.4	0.8	1.2	1.9	2.6	3.6	4.8
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow tt) (MeV)$	8.4	16.4	27.6	42.4	61.3	84.6	112.7
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow d\bar{d}) (\times 10^{-7} MeV)$	0.7	1.3	2.1	3.2	4.6	6.3	8.3
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow s\bar{s}) (\times 10^{-5} MeV)$	0.8	1.5	2.4	3.6	5.2	7.1	9.3
$\Gamma(\eta_4 \rightarrow b\bar{b}) (\times 10^{-2} MeV)$	0.6	1	1.7	2.5	3.5	4.8	6.4

Çizelge 4.4. $\psi_4(u_4\bar{u}_4) \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow e^+e^-) (\times 10^{-2} MeV)$	1.37	1.57	1.76	1.95	2.12	2.29	2.45
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \mu^+\mu^-) (\times 10^{-2} MeV)$	1.37	1.57	1.76	1.95	2.12	2.29	2.45
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \tau^+\tau^-) (\times 10^{-2} MeV)$	1.37	1.57	1.76	1.95	2.12	2.29	2.45
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e) (\times 10^{-3} MeV)$	1.12	1.26	1.40	1.54	1.67	1.80	1.92
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu) (\times 10^{-3} MeV)$	1.12	1.26	1.40	1.54	1.67	1.80	1.92
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau) (\times 10^{-2} MeV)$	1.13	1.26	1.40	1.54	1.67	1.80	1.92
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow u\bar{u}) (\times 10^{-2} MeV)$	2.30	2.63	2.95	3.25	3.54	3.82	4.10
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow c\bar{c}) (\times 10^{-2} MeV)$	2.30	2.63	2.95	3.25	3.54	3.82	4.10
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow t\bar{t}) (\times 10^{-2} MeV)$	2.11	2.53	2.88	3.20	3.50	3.79	4.07
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow d\bar{d}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.04	1.19	1.33	1.46	1.59	1.72	1.84
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow s\bar{s}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.04	1.19	1.33	1.46	1.59	1.72	1.84
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow b\bar{b}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.04	1.19	1.33	1.46	1.59	1.72	1.84

Çizelge 4.5. $\psi_4(d_4\bar{d}_4) \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow e^+e^-) (\times 10^{-3} MeV)$	5.37	6.13	6.85	7.54	8.21	8.86	9.48
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \mu^+\mu^-) (\times 10^{-3} MeV)$	5.37	6.13	6.85	7.54	8.21	8.86	9.48
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \tau^+\tau^-) (\times 10^{-3} MeV)$	5.37	6.13	6.85	7.54	8.21	8.86	9.48
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e) (\times 10^{-3} MeV)$	3.59	4.05	4.51	4.95	5.37	5.78	6.18
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu) (\times 10^{-3} MeV)$	3.59	4.05	4.51	4.95	5.37	5.78	6.18
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau) (\times 10^{-3} MeV)$	3.59	4.05	4.51	4.95	5.37	5.78	6.18
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow u\bar{u}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.41	1.61	1.79	1.97	2.15	2.31	2.48
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow c\bar{c}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.41	1.61	1.79	1.97	2.15	2.31	2.48
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow t\bar{t}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.12	1.40	1.63	1.85	2.04	2.22	2.40
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow d\bar{d}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.23	1.40	1.56	1.71	1.86	2.01	2.15
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow s\bar{s}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.23	1.40	1.56	1.71	1.86	2.01	2.15
$\Gamma(\psi_4 \rightarrow b\bar{b}) (\times 10^{-2} MeV)$	1.23	1.40	1.56	1.71	1.86	2.01	2.15

Çizelge 4.6. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	$\Gamma(\eta(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow gg)$ (MeV)	$\Gamma(\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow gg)$ (MeV)
600	4.71	4.711
750	5.12	5.116
900	5.49	5.488
1050	5.84	5.836
1200	6.16	6.163
1350	6.47	6.473
1500	6.77	6.769

Çizelge 4.7. $\psi_4 \rightarrow ggg$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	$\Gamma(\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ggg)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ggg)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	2.77	2.77
750	2.93	2.93
900	3.07	3.07
1050	3.20	3.20
1200	3.33	3.33
1350	3.45	3.45
1500	3.56	3.56

Çizelge 4.8. $\eta(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

M (GeV)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow Z\gamma)$ ($\times 10^{-3} MeV$)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow ZZ)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	1.69	3.93	18.7
750	1.95	4.56	21.9
900	2.18	5.13	24.8
1050	2.41	5.68	27.5
1200	2.63	6.20	3.01
1350	2.84	6.71	3.26
1500	3.04	7.19	3.50

Çizelge 4.9. $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

M(GeV)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow \gamma\gamma)$ ($\times 10^{-3} MeV$)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow Z\gamma)$ ($\times 10^{-3} MeV$)	$\Gamma(\eta_4 \rightarrow ZZ)$ (MeV)
600	1.06	3.16	0.241
750	1.22	3.66	0.282
900	1.37	4.13	0.319
1050	1.51	4.57	0.355
1200	1.64	4.99	0.388
1350	1.77	5.39	0.420
1500	1.89	5.78	0.451

Çizelge 4.10. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow Z\gamma)$ (MeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZZ)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	0.39	4.0
750	0.70	7.6
900	1.13	12.6
1050	1.69	19.2
1200	2.41	27.6
1350	3.29	38.0
1500	4.35	50.1

Çizelge 4.11. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow Z\gamma, ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow Z\gamma)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZZ)$ ($\times 10^{-1} MeV$)
600	9.7	1.3
750	17.4	2.4
900	28.2	4.0
1050	42.3	6.2
1200	60.2	8.9
1350	82.3	12.2
1500	109.00	16.3

Çizelge 4.12. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği $M_H = 150\text{GeV}$.

M (GeV)	$\Gamma(\eta(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH)$ (MeV)	$\Gamma(\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH)$ (MeV)
600	15.16	15.16
750	47.26	47.26
900	116.15	116.15
1050	245.22	245.22
1200	465.44	465.44
1350	816.19	816.19
1500	1346.10	1346.10

Çizelge 4.13. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri
 $M_H = 150\text{GeV}$.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH)$ ($\times 10^{-2} \text{MeV}$)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H)$ ($\times 10^{-2} \text{MeV}$)
600	4.3	36.1
750	7.9	66.3
900	13.0	108.5
1050	19.6	164.2
1200	28.1	234.8
1350	38.5	321.9
1500	51.1	426.8

Çizelge 4.14. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri
 $M_H = 150 GeV$.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	13.88	9.0
750	25.46	16.6
900	41.67	22.7
1050	63.10	41.0
1200	90.31	58.7
1350	123.85	80.5
1500	164.27	10.7

Çizelge 4.15. $\eta_4 \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği $M_H = 300 GeV$.

M (GeV)	$\Gamma(\eta(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH)$ (MeV)	$\Gamma(\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH)$ (MeV)
600	7.20	7.20
750	30.9	30.9
900	87.9	87.9
1050	201.0	201.0
1200	400.9	400.9
1350	726.5	726.5
1500	1226.0	1226.0

Çizelge 4.16. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri
 $M_H = 300 GeV$.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	3.6	28.9
750	7.0	58.0
900	11.9	99.1
1050	18.5	153.9
1200	26.8	223.6
1350	37.1	309.9
1500	49.6	413.9

Çizelge 4.17. $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH, \gamma H$ süreçlerinin band genişlikleri
 $M_H = 300 GeV$.

M (GeV)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow ZH)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\psi_4 \rightarrow \gamma H)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	11.6	7.2
750	22.6	14.5
900	38.4	24.8
1050	59.4	38.4
1200	86.2	55.9
1350	119.3	77.5
1500	159.4	103.4

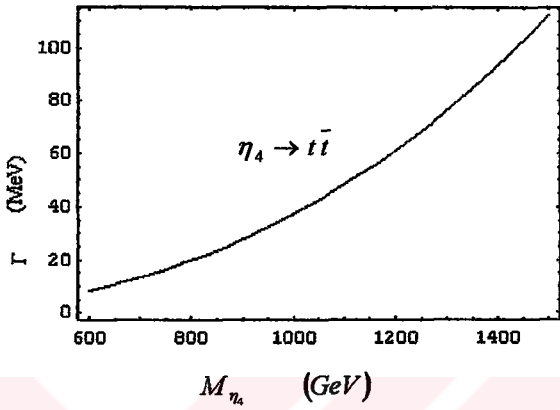
Çizelge 4.18. $\eta_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	$\Gamma(\eta(u_4\bar{u}_4) \rightarrow W^+W^-)$ ($\times 10^{-2} MeV$)	$\Gamma(\eta(d_4\bar{d}_4) \rightarrow W^+W^-)$ ($\times 10^{-2} MeV$)
600	4.88	4.88
750	5.69	5.69
900	6.43	6.43
1050	7.12	7.12
1200	7.79	7.79
1350	8.42	8.42
1500	9.04	9.04

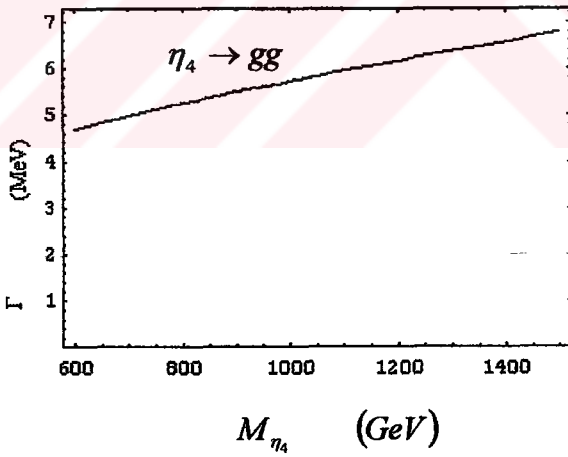
Çizelge 4.19. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin band genişliği.

M (GeV)	$\Gamma(\psi(u_4\bar{u}_4) \rightarrow W^+W^-)$ (MeV)	$\Gamma(\psi(d_4\bar{d}_4) \rightarrow W^+W^-)$ (MeV)
600	6.775	6.876
750	18.853	19.030
900	43.586	43.868
1050	88.705	89.123
1200	164.408	164.998
1350	283.644	284.446
1500	462.385	463.442

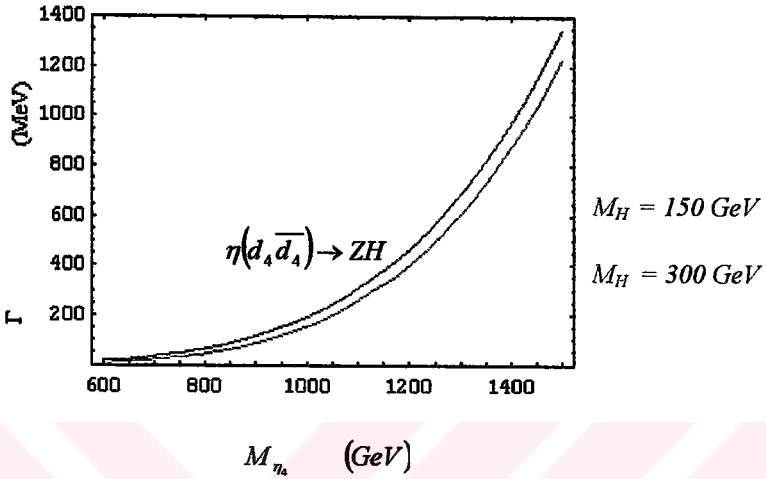
Elde edilen band genişliklerinden MeV düzeyi ve üzerinde olanların kuarkonya kütesine göre değişimleri şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8'de verilmiştir.



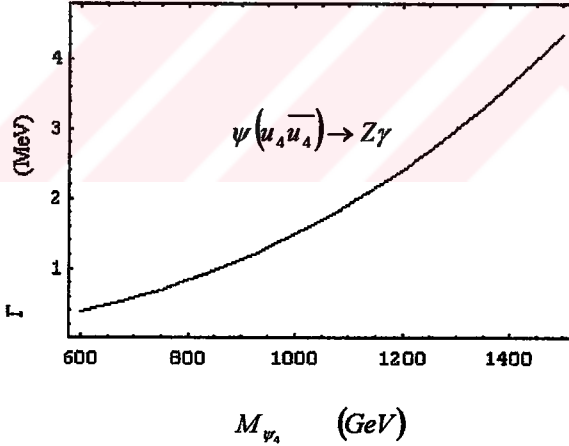
Şekil 4.1. $\eta_4 \rightarrow t\bar{t}$ sürecinin band genişliği.



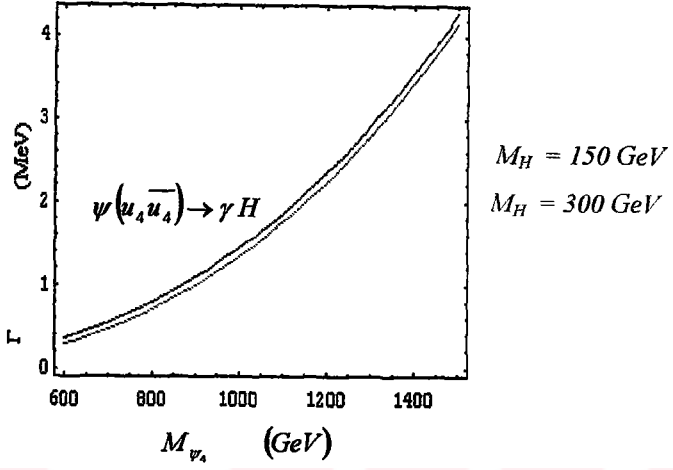
Şekil 4.2. $\eta_4 \rightarrow gg$ sürecinin band genişliği.



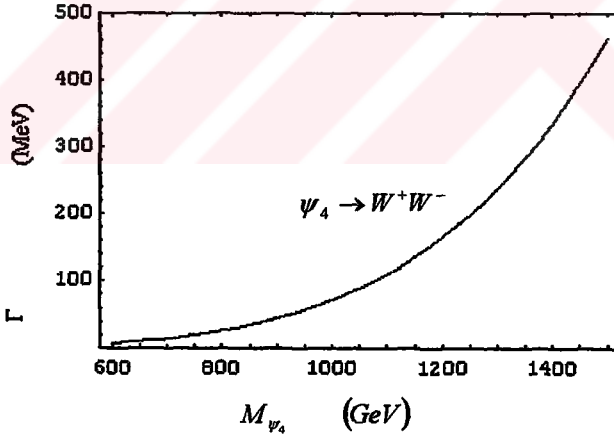
Şekil 4.3. $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH$ sürecinin band genişliği.



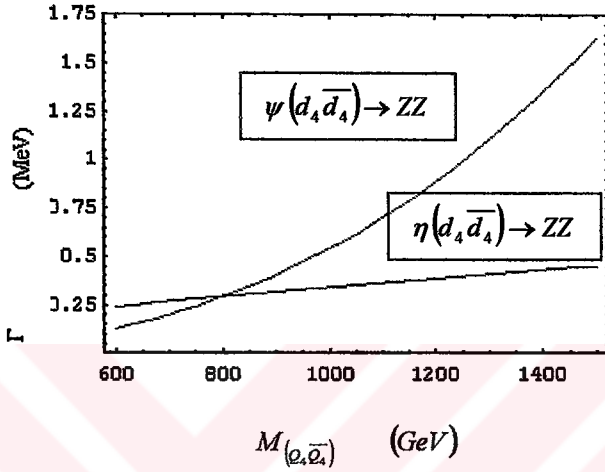
Şekil 4.4. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow Z\gamma$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.5. $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow \gamma H$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.6. $\psi_4 \rightarrow W^+ W^-$ sürecinin band genişliği.



Şekil 4.7. $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ ve $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$ süreçlerinin band genişlikleri.

Görüldüğü gibi η_s kuarkonyası için en büyük katkı $\eta_s \rightarrow t\bar{t}$, $\eta_s \rightarrow gg$, $\eta(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZH$ bozunumlarından, ψ_s kuarkonyası için $\psi_s \rightarrow \gamma H$, $\psi_s \rightarrow Z\gamma$, $\psi(d_4 \bar{d}_4) \rightarrow ZZ$, $\psi(u_4 \bar{u}_4) \rightarrow W^+W^-$ bozunumlarından gelmektedir.

(2.7.1.4), (2.7.1.5), (2.7.2.1) denklemlerinden elde edilen tesir kesiti değerleri aşağıda verilmiştir.

$\eta_s \rightarrow gg$ süreci η_s kuarkonyası için baskın bozunum kipi olduğundan ve kuarkonya üretim tesir kesiti bozunum band genişliği ile orantılı olduğundan pp çarpıştırıcılarında η_s üretim tesir kesiti ψ_s 'den yüz kat daha

büyük olacaktır. Dolayısıyla pp çarpıştırıcılarında sadece η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesitleri hesaplanmıştır. (çizelge 4.24)

Çizelge 4.20. e^+e^- çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.

M (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \eta_4) (pb)$	
	$M_H = 150GeV$	$M_H = 300GeV$
600	4.1×10^{-8}	5.6×10^{-8}
750	2.0×10^{-8}	2.6×10^{-8}
900	1.0×10^{-8}	1.3×10^{-8}
1050	5.7×10^{-8}	6.7×10^{-8}
1200	3.4×10^{-8}	3.9×10^{-8}
1350	2.2×10^{-8}	2.4×10^{-8}
1500	1.4×10^{-8}	1.6×10^{-8}

Çizelge 4.21. e^+e^- çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.

M (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi_4) (pb)$	
	$M_H = 150GeV$	$M_H = 300GeV$
600	67.5	68.1
750	19.4	19.5
900	6.8	6.8
1050	2.8	2.8
1200	1.3	1.3
1350	0.63	0.63
1500	0.34	0.34

Çizelge 4.22. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.

M (GeV)	$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow \eta_4) (pb)$ $M_H = 300 GeV$
600	2.4×10^{-3}
750	1.1×10^{-3}
900	5.4×10^{-3}
1050	2.9×10^{-3}
1200	1.7×10^{-3}
1350	1.0×10^{-3}
1500	0.7×10^{-3}

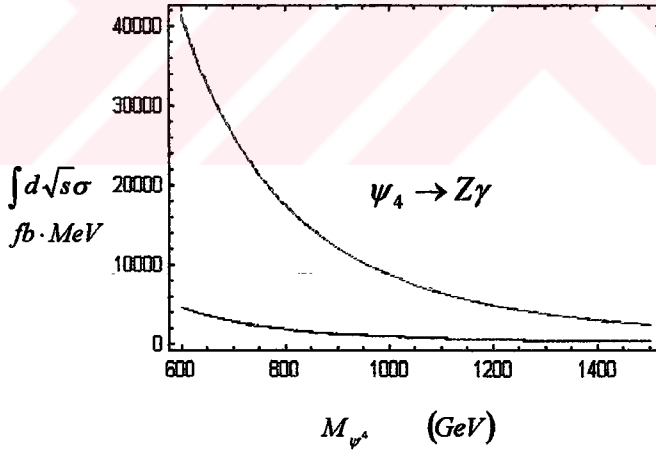
Çizelge 4.23. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyasının rezonanstaki üretim tesir kesitleri.

M (GeV)	$\sigma(\mu^+ \mu^- \rightarrow \psi_4) (pb)$ $M_H = 300 GeV$
600	68.2
750	19.5
900	6.8
1050	2.8
1200	1.3
1350	0.6
1500	0.3

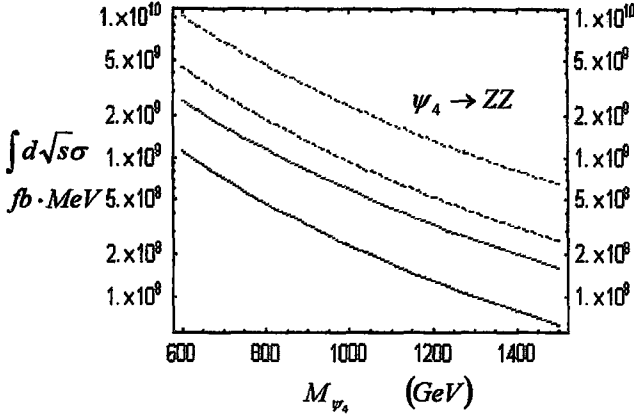
Çizelge 4.24. pp ve $p\bar{p}$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesitleri.

M (GeV)	$\sigma(gg \rightarrow \eta_4)$ (pb)
600	1.23
750	0.61
900	0.33
1050	0.19
1200	0.12
1350	0.07
1500	0.05

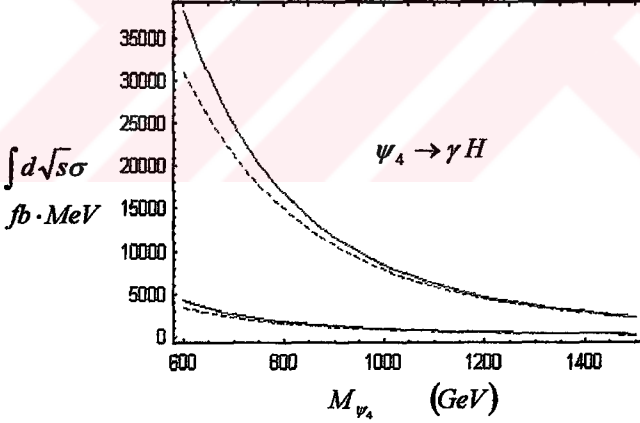
ψ_4 kuarkonyasının baskın bozunum kiplerine karşılık gelen tesir kesitleri şekil (4.8), (4.9), (4.10), (4.11), (4.12), (4.13)'de gösterilmiştir



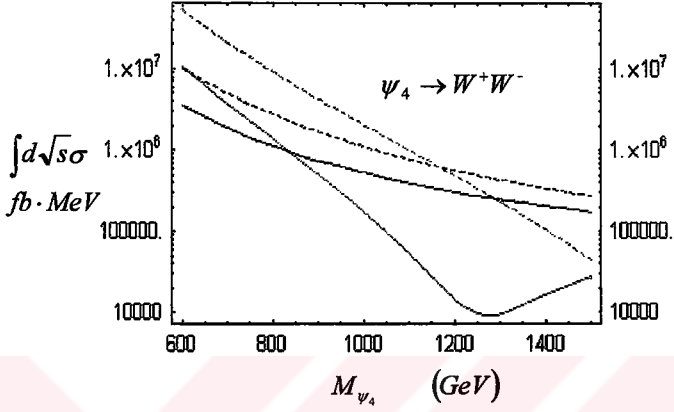
Şekil 4.8. $\psi_4 \rightarrow Z\gamma$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a karşılık gelmektedir.



Şekil 4.9. $\psi_4 \rightarrow ZZ$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4 \bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4 \bar{d}_4)$ 'a, düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktali çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.



Şekil 4.10. $\psi_4 \rightarrow \gamma H$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4 \bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4 \bar{d}_4)$ 'a, düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktali çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.

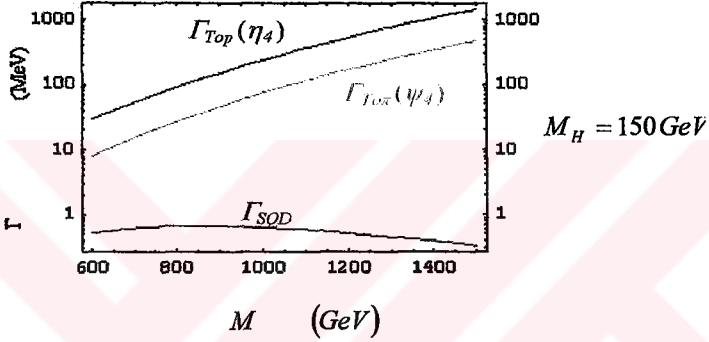


Şekil 4.11. $\psi_4 \rightarrow W^+W^-$ sürecinin e^+e^- çarpıştırıcılarındaki üretimi için integre edilmiş tesir kesiti; kırmızı çizgi $(u_4\bar{u}_4)$ 'a ve mavi çizgi $(d_4\bar{d}_4)$ 'a , düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.

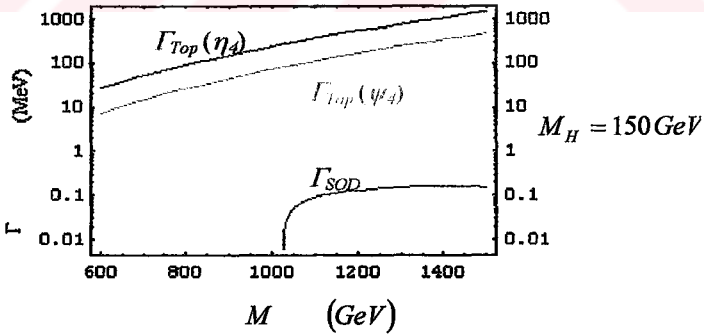
5. TARTIŞMA ve SONUÇ

5.1. Tartışma

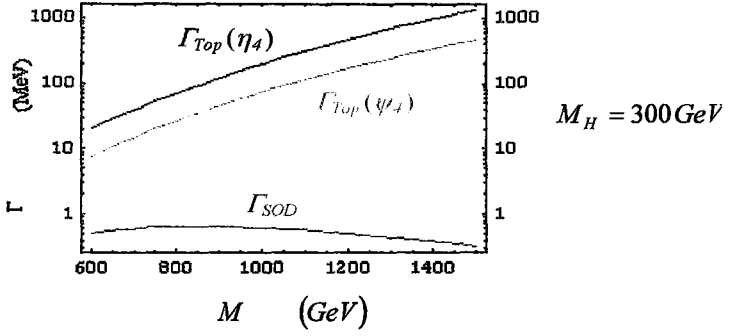
Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının SQD (Single Quark Decay) bozunumu için elde edilen genişlik değerini kuarkonya durumlarının diğer bozunum kiplerinin genişlik değerlerinin toplamı ile karşılaştırılırsa kuarkonyanın gözlenmesi için gereken koşulun sağlandığı görülür. (şekil 5.1, 5.2, 5.3, 5.4'e bakınız)



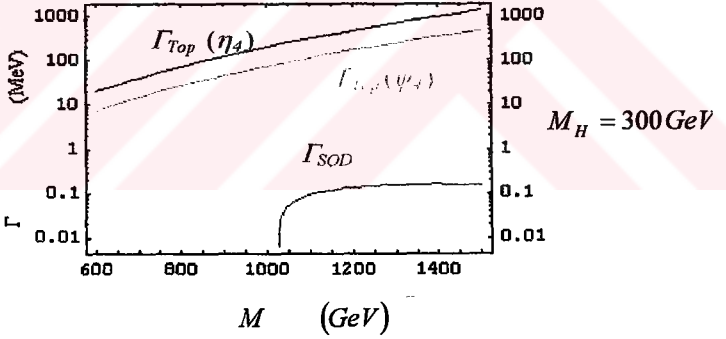
Şekil 5.1. $\eta(u_4\bar{u}_4)$ ve $\psi(u_4\bar{u}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.



Şekil 5.2. $\eta(d_4\bar{d}_4)$ ve $\psi(d_4\bar{d}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.

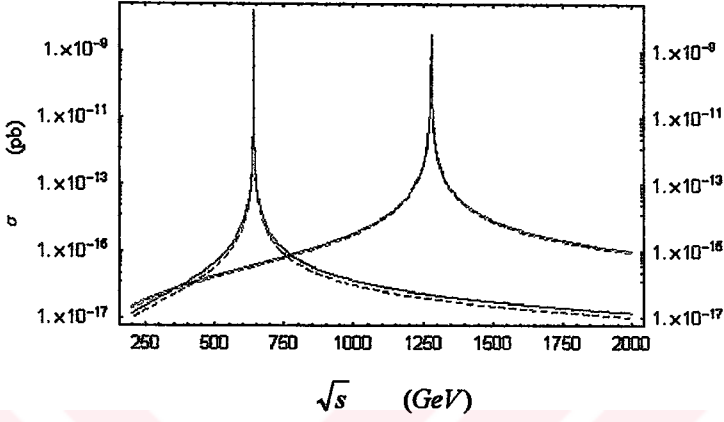


Şekil 5.3. $\eta(u_4\bar{u}_4)$ ve $\psi(u_4\bar{u}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.

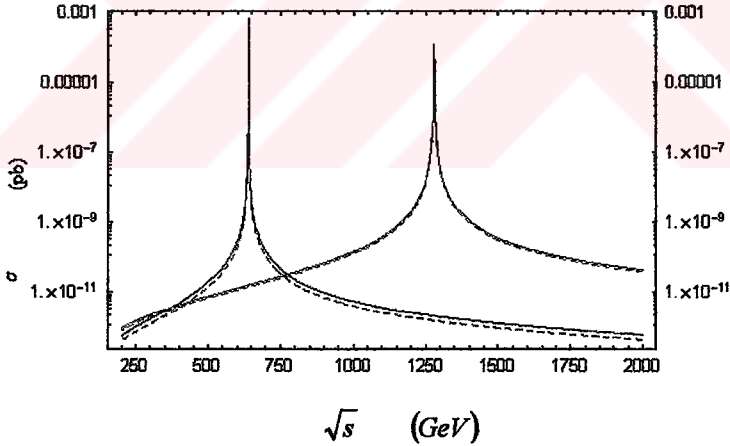


Şekil 5.4. $\eta(d_4\bar{d}_4)$ ve $\psi(d_4\bar{d}_4)$ kuarkonya durumlarının toplam band genişlikleri.

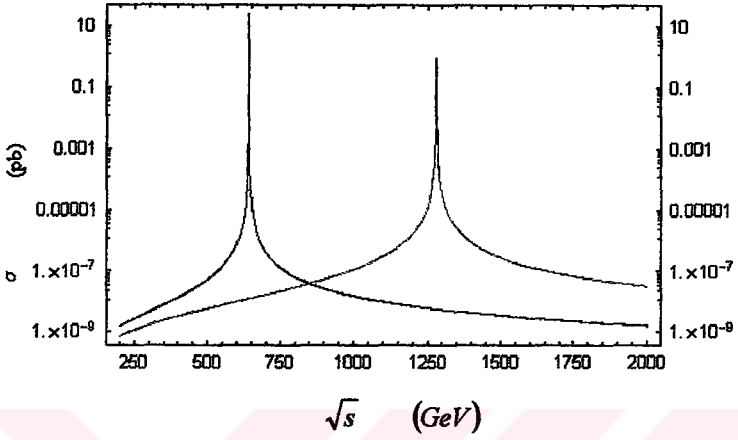
Bu sonuç, dördüncü SM ailesi kuarkonyasının gözlenebileceğini gösterir.



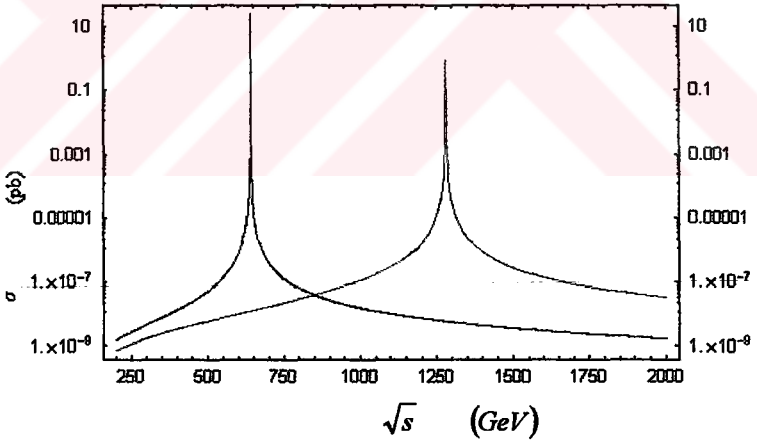
Şekil 5.5. η_s kuarkonyasının e^+e^- çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.



Şekil 5.6. η_s kuarkonyasının $\mu^+\mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; düz çizgi $M_H = 150 \text{ GeV}$ 'e ve noktalı çizgi $M_H = 300 \text{ GeV}$ 'e karşılık gelmektedir.



Şekil 5.7. ψ_4 kuarkonyasının $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; $M_H = 150 \text{ GeV}$ ve $M_H = 300 \text{ GeV}$ için sonuçlar ayıdır .



Şekil 5.8. ψ_4 kuarkonyasının $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti; $M_H = 150 \text{ GeV}$ ve $M_H = 300 \text{ GeV}$ için sonuçlar ayıdır .

Kuarkonyum üretimi genellikle toplam ve kısmi $e^+ e^-$ tesir kesitlerinde dar rezonans pik işaretleriyle dikkat çeker. Şekil 5.5, 5.6, 5.7, 5.8'de η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının $e^+ e^-$ ve $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında toplam üretim tesir kesitleri gösterilmiştir. Bunlara karşılık gelen üretim tesir kesiti pik değerleri çizelge 5.1'de verilmiştir.

Çizelge 5.1. η_4 ve ψ_4 kuarkonyalarının $e^+ e^-$ ve $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında üretim tesir kesiti pik değerleri.

Tesir kesiti σ_{pik} (pb)	$M_{(\rho\bar{\rho})} = 640 \text{ GeV}$		$M_{(\rho\bar{\rho})} = 1280 \text{ GeV}$	
	$M_H = 150$ GeV	$M_H = 300$ GeV	$M_H = 150$ GeV	$M_H = 300$ GeV
$e^+ e^- \rightarrow \eta_4$	3.4×10^{-8}	4.6×10^{-8}	2.7×10^{-9}	3.0×10^{-9}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow \eta_4$	1.4×10^{-3}	2.0×10^{-3}	1.2×10^{-4}	1.3×10^{-4}
$\psi_4 \rightarrow e^+ e^-$	49.7	50.1	0.9	0.9
$\psi_4 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	49.7	50.1	0.9	0.9

Çizelge 5.1'deki pik tesir kesiti değerlerine bakılırsa $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında sadece ψ_4 kuarkonyasının üretilebileceği görülür. Çizelge 3.2'de verilmiş kütle merkezi ve ışınlık değerleri kullanılarak geleceğin $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında yılda kaç tane ψ_4 kuarkonyasının üretileceği hesaplanabilir. (çizelge 5.2)

Çizelge 5.1'deki pik tesir kesiti değerlerine göre $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında hem η_4 , hem de ψ_4 kuarkonyası üretilebilecektir. Kesim 3.1'de verilmiş $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında yılda kaç tane η_4 ve ψ_4 kuarkonyasının üretileceği hesaplanabilir. (çizelge 5.3) η_4 kuarkonyasının Higgs bozona bozunumu

baskın bozunum kipi olduğundan $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 üretimiyle beraber Higgs bozonlar da üretilebilecektir.

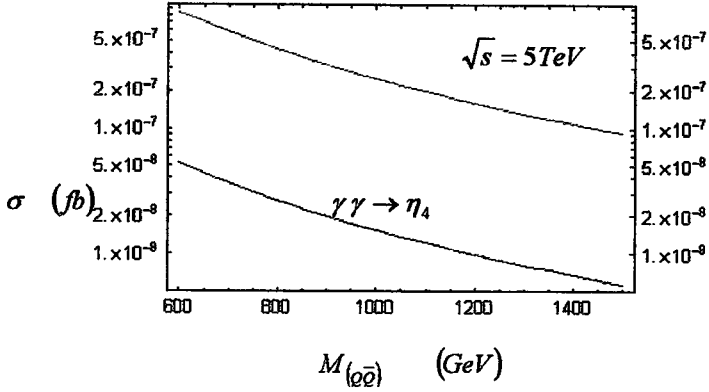
Çizelge 5.2. Geleceğin $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyası üretimi.

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (TeV)	Işınlık ($cm^{-2} s^{-1}$)	Bir yılda gözlenecek ψ_4 kuarkonya sayısı	
TESLA	0.8	1.1×10^{34}	$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$5.5 \times 10^6 (u_4 \bar{u}_4)$
				$5.5 \times 10^6 (d_4 \bar{d}_4)$
	1.6	2×10^{34}	$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$10 \times 10^6 (u_4 \bar{u}_4)$
			$M_{\psi_4} = 1280 GeV$	$1.8 \times 10^5 (u_4 \bar{u}_4)$
CLIC	3	1.33×10^{33}	$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$6.7 \times 10^5 (u_4 \bar{u}_4)$
				$6.7 \times 10^5 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M_{\psi_4} = 1280 GeV$	$1.2 \times 10^4 (u_4 \bar{u}_4)$
				$1.2 \times 10^4 (d_4 \bar{d}_4)$
JLC	1.5	1.0×10^{34}	$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$5.0 \times 10^6 (u_4 \bar{u}_4)$
				$5.0 \times 10^6 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M_{\psi_4} = 1280 GeV$	$0.9 \times 10^5 (u_4 \bar{u}_4)$
NLC	1	1.25×10^{34}		$0.9 \times 10^5 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$6.2 \times 10^6 (u_4 \bar{u}_4)$
LSC	5	1.0×10^{35}	$M_{\psi_4} = 640 GeV$	$6.2 \times 10^6 (d_4 \bar{d}_4)$
				$5.0 \times 10^7 (u_4 \bar{u}_4)$
			$M_{\psi_4} = 1280 GeV$	$5.0 \times 10^7 (d_4 \bar{d}_4)$
				$9 \times 10^5 (u_4 \bar{u}_4)$
				$9 \times 10^5 (d_4 \bar{d}_4)$

Çizelge 5.3. Geleceğin $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 ve ψ_4 kuarkonyaları üretimi.

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (TeV)	Işınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)	Bir yılda gözlenecek kuarkonya sayısı		
			η_4		ψ_4 ($\times 10^5$)
$\mu^+ \mu^-$ (Ank., 1999)	3	7×10^{34}	$M = 640 GeV$ ($M_H = 150 GeV$)	880	$350 (u_4 \bar{u}_4)$
				880	$350 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 1280 GeV$ ($M_H = 150 GeV$)	84	$6.3 (u_4 \bar{u}_4)$
				84	$6.3 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 640 GeV$ ($M_H = 300 GeV$)	1400	$350 (u_4 \bar{u}_4)$
				1400	$350 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 1280 GeV$ ($M_H = 300 GeV$)	91	$6.3 (u_4 \bar{u}_4)$
				91	$6.3 (d_4 \bar{d}_4)$
$\mu^+ \mu^-$ (Pal., 1996)	4	1.0×10^{35}	$M = 640 GeV$ ($M_H = 150 GeV$)	1400	$500 (u_4 \bar{u}_4)$
				1400	$500 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 1280 GeV$ ($M_H = 150 GeV$)	120	$9.0 (u_4 \bar{u}_4)$
				120	$9.0 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 640 GeV$ ($M_H = 300 GeV$)	2000	$500 (u_4 \bar{u}_4)$
				2000	$500 (d_4 \bar{d}_4)$
			$M = 1280 GeV$ ($M_H = 300 GeV$)	130	$9.0 (u_4 \bar{u}_4)$
				130	$9.0 (d_4 \bar{d}_4)$

Denklem (2.7.3.1)'den $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesitini hesaplayabiliriz.(şekil 5.9)



Şekil 5.9. $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesiti: kırmızı çizgi (up), mavi çizgi (down) sektörüne karşılık gelmektedir.

$\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında ψ_4 kuarkonyasının üretilmesinin mümkün olmadığı daha önce kesim 2.7’de açıklanmıştır. Şekil 5.9’da η_4 kuarkonyasının üretim tesir kesitlerinin çok küçük olduğu görülmektedir. Tasarınlanmış olan $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarından hiçbirisinde yılda bir tane bile η_4 kuarkonyası üretilmeyecektir. Dolayısıyla bu çarpıştırıcılarda sadece dördüncü SM ailesi kuark-antikuark çifti üretimine bakılacaktır.

5.2. Sonuç

Bu çalışmada DMM modeli çerçevesinde dördüncü SM ailesi araştırılmıştır. Kuramsal temeller kısmında üçüncü aile fermiyonlarının gerçek kütle spektrumundan yola çıkarak dördüncü SM ailesinin var olması gerektiği vurgulanmış ve dördüncü SM ailesi fermiyonlarının kütle limitleri verilmiştir. Daha sonra dördüncü SM ailesi kuarklarının ve η, ψ kuarkonyalarının mümkün olabilecek tüm bozunum kipleri

incelenmiştir. MATHEMATICA programı kullanılarak bu ağır kuarkların ve kuarkonyalarının bozunum band genişlikleri ve tesir kesitleri hesaplanmıştır.

Yapılan hesaplar sonucunda özetle aşağıdaki bulgular ortaya konulmuştur:

- Eğer dördüncü SM ailesi kuarkları mevcutsa deneylerde öncelikli olarak dördüncü SM ailesi kuarkonyası (kuarkların bağlı durumu) şeklinde gözlenecektir.
- $e^+ e^-$ veya $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında hem dördüncü SM ailesi fermiyonları, hem de kuarkonyası üretilebilecektir. (Üretim $e^+ e^-$ veya $\mu^+ \mu^-$ çift-yokoluşuyla gerçekleşir.) Kesim 2.4'deki ve çizelge 5.1'deki üretim tesir kesiti değerleri karşılaştırılırsa bu çarpıştırıcılarda ağırlıklı olarak ψ_4 kuarkonyası üretilecektir. $\mu^+ \mu^-$ çarpıştırıcılarında η_4 üretimi Higgs parçacıkları açısından önemli olacaktır.
- Dördüncü SM ailesi kuarkları ve kuarkonyası geleceğin multi-TeV enerjili hadron çarpıştırıcılarında da üretilebilecektir. (Üretim baskın olarak gluon-gluon füzyonuyla gerçekleşir.) Elde edilen sonuçlara göre bu çarpıştırıcılarda kuarkonya üretimi kuark-antikuark çifti üretiminden 100 kat daha fazla olacaktır ve daha çok η_4 üretimine bakılacaktır. η_4 üretimi yukarıda söz edildiği gibi Higgs parçacıkları açısından önemli olacaktır.
- $\gamma\gamma$ çarpıştırıcılarında dördüncü SM ailesi nötrinoları dışında tüm fermiyonlar ve bakılan η_4, ψ_4 kuarkonyalarından sadece η_4 üretilebilecektir. (Üretim foton-foton füzyonuyla gerçekleşir.) Ama η_4 üretimi çok küçük olduğundan bu iyi bir üretim kanalı değildir.
- γp çarpıştırıcılarında sadece dördüncü SM ailesi kuarkları üretilebilecektir. (Üretim foton-gluon füzyonuyla gerçekleşir.)

- Standart Modeldeki bazı parametrelerin belirsizliğini ortadan kaldırmak ve temel parçacıkların kütle alma mekanizmalarını açıklayabilmek için ortaya atılmış Higgs parçacıklarının bulunması çok önemlidir. Dördüncü SM ailesi kuarkonyasının bazı bozunum kipleri Higgs bozon üretebilmektedir. Dolayısıyla dördüncü SM ailesi kuarkonyasının üretimi gelecekte Higgs parçacıklarının keşfi için de bir ipucu olacaktır.

KAYNAKLAR

1. Ankenbrandt, C. et al., 1999. Phys. Rev. sr Accel. Beams 2, 081001.
2. Arık, E. et al., 1999. Production and Decay Properties of the Pseudoscalar Quarkonium Associated with a Fourth Generation Quark, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-061, ATLAS Collaboration, ATLAS TDR 15, CERN/LHCC/99-15 (1999) Volume II.
3. Atağ, S., Çelikel, A., Çiftçi, A. K., Sultansoy, S. and Yılmaz, Ü. O. 1996. Phys. Rev. D. 54, 5745.
4. Aydın, Z. Z., et al., 1996. HERA+LC Based γp Collider : Luminosity and Physics, İnt. J. Mod. Phys. A, Vol. 11, 2019-2044.
5. Barger, V. et al., 1996. ITP Symposium on New Ideas for Particle Accelerators, hep-ph/9704290, Santa Barbara.
6. Barger. V. et al., 1987. Superheavy Quarkonium Production and Decays: A New Higgs-Boson Signal, Phys. Rev. D 35, 11.
7. Barger, V. D., Phillips, R. J. N. 1996. Collider Physics, Addison-Wesley, New York, United States of America .
8. Brinkmann, R. et al. (Eds.), 1997. Conceptual Design of a 500 GeV $e^+ e^-$ Linear Collider with Integrated X-ray Facility, DESY 1997-048, Volume I.

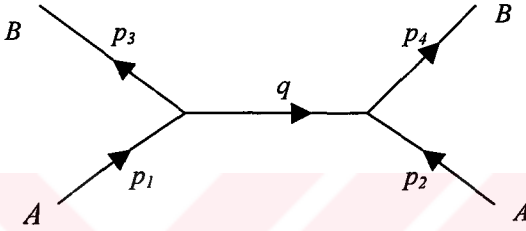
9. Çelikel, A., Çiftçi, A. K. and Sultansoy, S. 1995. Phys. Lett. B. 342, 257.
10. Çiftçi A. K. et al., 1995. Nucl.Instr. and Meth. A, 365; 317.
11. Duke, D. and Owens, J. F., 1984. Phys. Rev. D 35, 11.
12. Grosse-Wiesmann, P. 1989. Nucl.Instr. and Meth. A, 274; 21.
13. Griffiths, D. 1987. Introduction to Elementary Particle Physics, Singapore.
14. National Research Council, 1998. Elementary Particle Physics: Revealing the Secrets of Energy and Matter, National Academy Press.
15. Pellegrini, C. 1985. Proc. 1985 Int. Symp. On Lepton and Photon Interactions at High Energies, 544p, Kyoto.
16. Palmer, R. B. et al., 1996. SLAC-PUB-7119.
17. Particle Data Group, 1998. Eur. Phys. J. C. 3, 81.
18. Sultansoy, S. 1998. Turk. J. Phys. 22 ; 575.
19. Treille, D. 1993. CERN preprint CERN-PRE/93-167.

EKLER

EK 1. Saçılma Genliğinin Hesabı

$A + A \rightarrow B + B$ süreci için

Bu süreç için Feynman diyagramı



şeklinde. Feynman kurallarına göre her düğüm noktasından $(-ig)$ faktörü ve

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_3 - q)$$

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_2 + q - p_4)$$

delta fonksiyonları gelir. Tek bir ara çizgi olduğundan

$$\frac{i}{q^2 - m_c^2 c^2}$$

propagatör faktörü gelir ve

$$\frac{1}{(2\pi)^4} d^4 q$$

integrali alınır. Bu durumda

$$-i M = -i(2\pi)^4 g^2 \int \frac{1}{q^2 - m_c^2 c^2} \delta^4(p_1 - p_3 - q) \delta^4(p_2 + q - p_4) d^4 q$$

(EK 1.1)

İkinci düğüm noktasında $q = p_4 - p_2$ olduğu görülür. Dolayısıyla

$$-iM = -ig^2 \frac{1}{(p_4 - p_2)^2 - m_c^2 c^2} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \quad (\text{EK 1.2})$$

Enerji ve momentum korunumundan dolayı delta fonksiyonu ortadan kalkar ve saçılma genliği

$$M = \frac{g^2}{(p_4 - p_2)^2 - m_c^2 c^2} \quad (\text{EK 1.3})$$

şeklinde bulunur.

EK 2. Tesir Kesiti Bağınıtları

İki parçacığın çarpışarak n tane parçacık oluşturduğu

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n$$

süreci için tesir kesiti bağıntısı

$$d\sigma = |\mathbf{M}|^2 \frac{\hbar^2 S}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2}} \left\{ \left[\frac{cd^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right] \left[\frac{cd^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \right] \dots \left[\frac{cd^3 p_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right] \right\} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - \dots - p_n) \quad (\text{EK 2.1})$$

şeklinde verilir. Burada

$$p_i = \left(\frac{E_i}{c} \cdot p_i \right)$$

olup i. parçacığın dörtlü momentumunu göstermektedir;

$$E_i = c\sqrt{m_i^2 c^2 + p_i^2} \quad (\text{EK 2.2})$$

şeklinde ve S süreç sonunda oluşan parçacıkların sayısına bağlı bir sabittir.

İki parçacığın kafa kafaya çarpışarak saçılması durumunda $(A + B \rightarrow A + B)$ tesir kesiti bağıntısını türetelim.

(a) *Kütle merkezi çerçevesinde*

Bu çerçevede

$$\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2} = (E_1 + E_2) |p_i| / c \quad (\text{EK2.3})$$

ve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{8\pi} \right)^2 \frac{S|\mathbf{M}|^2}{(E_1 + E_2)^2} \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|} \quad (\text{EK 2.4})$$

burada $|\mathbf{p}_i|$ parçacığın ilk momentumunun, $|\mathbf{p}_f|$ son momentumunun büyüklüğüdür. Elastik bir saçılma için $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f|$, dolayısıyla $(E = (E_1 + E_2)/2)$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar c}{16\pi} \right)^2 \frac{S|\mathbf{M}|^2}{E^2} \quad (\text{EK 2.5})$$

olur.

(b) *Laboratuvar çerçevesinde (2.parçacık durgun)*

Burada

$$\sqrt{(p_1 p_2)^2 - (m_1 m_2 c^2)^2} = m_2 c |\mathbf{p}_1| \quad (\text{EK 2.6})$$

Elastik saçılma durumunda tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi} \right)^2 \frac{p_3^2 S|\mathbf{M}|^2}{m_2 |\mathbf{p}_1| |\mathbf{p}_3| (E_1 + m_2 c^2) - |\mathbf{p}_1| E_3 \cos\theta} \quad (\text{EK 2.7})$$

olur. Eğer m_1 kütlesi ihmal edilebilecek kadar küçükse

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar E_3}{8\pi m_2 c E_1} \right)^2 S|\mathbf{M}|^2 \quad (\text{EK 2.8})$$

$m_2 c^2 \gg E_1$ olursa

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi m_2 c} \right)^2 |\mathbf{M}|^2 \quad (\text{EK 2.9})$$

Eğer oluşan parçacıklar kütesizse ($m_3 = m_4 = 0$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\hbar}{8\pi} \right)^2 \frac{S|\mathbf{M}|^2|\mathbf{p}_3|}{m_2|\mathbf{p}_1|(E_1 + m_2c^2 - |\mathbf{p}_1|c \cos\theta)} \quad (\text{EK 2.10})$$

EK 3. Band Genişliği Bağlıları

Bir parçacık n tane parçacığa bozunursa

$$1 \rightarrow 2 + 3 + 4 + \dots + n$$

Bu süreç için band genişliği aşağıdaki bağıntı ile verilir:

$$d\Gamma = |\mathbf{M}|^2 \frac{S}{2\hbar m_1} \left\{ \left[\frac{cd^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \right] \left[\frac{cd^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \right] \dots \left[\frac{cd^3 p_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right] \right\} \times \quad (\text{EK 3.1})$$
$$\times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - p_2 - p_3 - \dots - p_n)$$

burada p_i i.parçacığın dörtlü momentumu, S süreç sonunda oluşan parçacıkların sayısına bağlı bir sabittir ($S=1/j!$).

Eğer bozunum sonucunda iki parçacık oluşursa integral alınarak aşağıdaki çözüm elde edilir:

$$\Gamma = \frac{S |\mathbf{p}|}{8\pi \hbar m_1^2 c} |\mathbf{M}|^2 \quad (\text{EK 3.2})$$

burada $|\mathbf{p}|$ son momentumun büyüklüğü olup

$$|\mathbf{p}| = \frac{c}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2m_1^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_3^2 - 2m_2^2 m_3^2} \quad (\text{EK 3.3})$$

şeklindedir.

Eğer oluşan parçacıklar kütesizse

$$\Gamma = \frac{S}{16\pi \hbar m_1} |\mathbf{M}|^2 \quad (\text{EK3.4})$$

olur.

ÖZGEÇMİŞ

6 Şubat 1975 yılında Azerbaycan Cumhuriyeti Şeki şehrinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Şeki'de tamamladı. 1992-93 öğretim yılında A.U.TÖMER'de Türkçe öğrenimi gördü ve birinci oldu. 1993 yılında girdiği Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölüm'ünden 1997 Haziranın'da bölüm ikincisi olarak mezun oldu. Aynı yılın Ekim ayında Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Evlidir ve bir çocuk annesidir.

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
AKADEMİK PERSONELİ



UNIVERSITÄT SÜDPFALZ
FAKULTÄT FÜR INGENIEURWISSENSCHAFTEN

