

**SKALER BOZON ARACILIĞIYLA ÜST KUARKIN
ÇEŞNİ DEĞİŞTİREN YÜKSÜZ AKIM
ETKİLEŞMELERİNİN ARAŞTIRILMASI**

**INVESTIGATION OF FLAVOR CHANGING NEUTRAL
CURRENT INTERACTIONS OF TOP QUARK
THROUGH SCALAR BOSON**

ÖZGÜN MUSTAFA ÖZŞİMŞEK

PROF. DR. ÜLKÜ ULUSOY

Tez Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi

Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin

Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı için Öngördüğü

DOKTORA TEZİ olarak hazırlanmıştır.

ETİK

Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada,

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
 - görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
 - başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
 - atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
 - kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
 - ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversitede veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı
- beyan ederim.

30.05.2022

ÖZGÜN MUSTAFA ÖZŞİMŞEK

YAYINLAMA FİKRİ MÜLKİYET HAKLARI BEYANI

Enstitü tarafından onaylanan lisansüstü tezimin/raporumun tamamını veya herhangi bir kısmını, basılı (kağıt) ve elektronik formatta arşivleme ve aşağıda verilen koşullarla kullanıma açma iznini Hacettepe Üniversitesine verdiğimi bildiririm. Bu izinle Üniversiteye verilen kullanım hakları dışındaki tüm fikri mülkiyet haklarım bende kalacak, tezimin tamamının ya da bir bölümünün gelecekteki çalışmalarda (makale, kitap, lisans ve patent vb.) kullanım hakları bana ait olacaktır.

Tezin kendi orijinal çalışmam olduğunu, başkalarının haklarını ihlal etmediğimi ve tezimin tek yetkili sahibi olduğumu beyan ve taahhüt ederim. Tezimde yer alan telif hakkı bulunan ve sahiplerinden yazılı izin alınarak kullanması zorunlu metinlerin yazılı izin alarak kullandığımı ve istenildiğinde suretlerini Üniversiteye teslim etmeyi taahhüt ederim.

Yükseköğretim Kurulu tarafından yayınlanan “*Lisansüstü Tezlerin Elektronik Ortamda Toplanması, Düzenlenmesi ve Erişime Açılmasına İlişkin Yönerge*” kapsamında tezim aşağıda belirtilen koşullar haricince YÖK Ulusal Tez Merkezi / H.Ü. Kütüphaneleri Açık Erişim Sisteminde erişime açılır.

Enstitü / Fakülte yönetim kurulu kararı ile tezimin erişime açılması mezuniyet tarihimden itibaren 2 yıl ertelenmiştir.

Enstitü / Fakülte yönetim kurulu gerekçeli kararı ile tezimin erişime açılması mezuniyet tarihimden itibaren ay ertelenmiştir.

Tezim ile ilgili gizlilik kararı verilmiştir.

30.05.2022

ÖZGÜN MUSTAFA ÖZŞİMŞEK

ÖZET

SKALER BOZON ARACILIĞIYLA ÜST KUARKIN ÇEŞNİ DEĞİŞTİREN YÜKSÜZ AKIM ETKİLEŞMELERİNİN ARAŞTIRILMASI

Özgün Mustafa ÖZŞİMŞEK

Doktora, Fizik Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Ülkü ULUSOY

Eş Danışman: Doç. Dr. Volkan ARI

Mayıs 2022, 105 sayfa

Günümüzde yüksek enerji fiziği, Standart Model (SM) çerçevesinde Higgs bozonunun da keşfedilmesiyle birlikte yeni bir evreye girmiştir. Bu evrede bilim insanları günümüze kadar ortaya konmuş olan modelin çözümlenmemiş problemlerine odaklanmıştır. Buradaki sorunların kesin çözümleri ise tartışmasız deneysel doğrulamaya muhtaçtır. Öte yandan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)'nden elde edilen sonuçlar, SM'in sorunlarının çözümüne yönelik olarak öne sürülen hiçbir SM ötesi modeli doğrulayamamaktadır. Bu durum araştırmacıları daha yüksek enerjili hızlandırıcılarda yapılacak deneylerden elde edilecek verilerde yeni fizik arayışına itmektedir. Teze konu olan bu çalışmada SM'in cevapsız bıraktığı sorulara cevap bulmak amacıyla, çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) türündeki etkileşimlerin yeni çarpıştırıcılardaki gözlemlenme potansiyeli, etkin alan teorisi çerçevesinde ve benzetim yöntemi kullanılarak araştırıldı. Bu doğrultuda şu anda sıklıkla çalışılan üst kuarkın anormal etkileşimleri incelendi. Bu çalışmalardan elde edilen öngörülerin deneylerle sınanması hiç

kuşkusuz işin en can alıcı kısmını teşkil etmektedir. Bu tip etkileşmelerin deneysel ölçümleri çok hassastır ve öngörüler kolaylıkla test edilebilir niteliktedir. Dolayısıyla deneylere de yön gösterecek bu tipte çalışmalarla, olası yeni fizik keşiflerine ya da etkileşme sabitleri üzerine yapılabilecek dışarılamalara kapı açılması mümkündür. Bu bağlamda tezde, üst kuark ve Higgs bozonunun FCNC etkileşimi önce Yüksek Işınlık Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (HL-LHC)'de aynı işaretli lepton kanalında incelenmiş ve kanalın dışarlama için uygun olduğu kanaatine varılmıştır. Dışarlama senaryosu için etkileşim sabiti $\eta_q = 0,04$ ve karşılık gelen dallanma oranı HL-LHC beklentilerine uygun olarak $3,048 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir. Daha sonrasında FCC-hh için yapılan araştırmada ise keşif senaryosu için $\eta_q = 0,0059$ ve karşılık gelen dallanma oranı $1,32 \times 10^{-5}$ ve dışarlama senaryosu için $\eta_q = 0,0027$ ve karşılık gelen dallanma oranı $2,78 \times 10^{-6}$ olarak bulunmuştur.

Anahtar Kelimeler: SM, Üst kuark, Skaler bozon, FCNC, LHC, FCC, HL-LHC, Higgs

ABSTRACT

INVESTIGATION OF FLAVOR CHANGING NEUTRAL CURRENT INTERACTIONS OF TOP QUARK THROUGH SCALAR BOSON

Özgün Mustafa ÖZŞİMŞEK

Doctor of Philosophy, Department of Physics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Ülkü ULUSOY

Co-Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Volkan ARI

May 2022, 105 pages

Today, high energy physics has entered a new phase with the discovery of the Higgs boson within the framework of the Standard Model (SM). At this stage, scientists focused on the unresolved problems of the model that has been put forward to date. The exact solutions to the problems here are indisputably in need of empirical verification. On the other hand, the results from the Large Hadron Collider (LHC) cannot confirm any post-SM model proposed for solving the problems of the SM. This situation pushes researchers to search for new physics in the data to be obtained from experiments to be carried out in higher energy accelerators. In this study, which is the subject of the thesis, the observation potential of flavor-changing no-charge current (FCNC) type interactions in new colliders was investigated within the framework of effective field theory and using simulation method, in order to find answers to the questions left unanswered by SM. In this direction, the anomalous interactions of the top quark, which are currently frequently studied, were investigated. Testing

the predictions obtained from these studies with experiments is undoubtedly the most crucial part of the work. Experimental measurements of such interactions are very sensitive and predictions are easily testable. Therefore, it is possible to open the door to possible new physics discoveries or exclusions on interaction constants with this type of studies that will also guide experiments. In this context, in the thesis, FCNC interaction of top quark and Higgs boson was first investigated in the lepton channel of the same sign in the High-Irradiance Large Hadron Collider (HL-LHC) and it was concluded that the channel is suitable for exclusion. The interaction constant for the exclusion scenario is $\eta_q = 0.04$ and the corresponding branching ratio is 3.048×10^{-4} , in line with HL-LHC expectations. In a later search for FCC-hh, $\eta_q = 0.0059$ for the discovery scenario and the corresponding branching ratio is 1.32×10^{-5} and $\eta_q = 0.0027$ for the exclusion scenario corresponding branching ratio was found as 2.78×10^{-6} .

Keywords: SM, Top quark, Scalar boson, FCNC, LHC, FCC, HL-LHC, Higgs

TEŞEKKÜR

Her tezin uzun ve yorucu bir gelişimi ve bir de öyküsü vardır. Bu tezinki de öyle. Ancak çoğuna göre daha çetrefilli bir yoldan geçti. Bu zorlu süreç öyküyü çok dikkat çekici bir hale bile getirmiş olabilir. Benim için, yazabileceğim her kelimenin, ifade ettiğinin çok ötesinde anlamı ve çağrışımı bulunmakta. Tek bir sayfaya sığdırmak zor olsa da minnet ve şükranlarla dolu ancak tam olarak ifade edilemez teşekkürlerim var...

Başından beri zorlu giden doktora süreci 2019 yılında hiç ilerlemez olmuştu. Bildiğim tüm yolları deneyip sonuç alamayınca, geleneklerin dışında bir yola girerek, tez danışmanı arayışımı farklı bir ana bilim dalına yönelttim. Bu yolda pek çok riski göze alarak tez danışmanlığımı üstlenen Prof. Dr. Ülkü Ulusoy'a en içten dileklerle teşekkür ederim. O beni sahiplendi, çoğu zaman sorumluluğunun ötesinde benimkileri de üstlenerek yanımda oldu ve yeri geldiğinde beni benden çok düşündü. Tez metnini vücuda getirirken yaptığı özverili katkılar paha biçilmezdi. O olmasa bu tezi bitiremezdim; bana bir hayalimi verdi...

Tüm umutsuzluklarla kapısını çaldığımda elimden tutarak ve sadece bir insan "yetiştirmek", çalıştığı dalda bir kişiyi daha bu alana "kazandırmak" için çaba sarf eden bir başrol oyuncusu daha var. Beni kitaplara gömülü bir öğrencilik hayatından çıkararak bir bilim insanı adayını yapan, günümüz araştırma teknikleriyle yoğuran, daima bana yeni ufuklar açarak pişiren ve nihayet bir çocuğun emeklemesinden koşmasına uzanan serüvenine benzer şekilde tüm süreçlerde bilgece yardım eden Prof. Dr. Orhan Çakır'a teşekkür ederim. İlk makale taslağını oluşturup gönderdiği e-posta o gün gibi aklımda ve hatırladıkça hala heyecan duyuyorum; bir hayalime böylece kavuşmuştum... Benim için hayli mesai harcadı umarım emeklerinin karşılığını çalışmalarımın bir nebze olsun verebilmişimdir.

Üçlü sac ayağının son parçası olan Doç. Dr. Volkan Arı'ya teşekkür ederim. Tıkanma noktalarını ustaca aşan ve hep bir sonraki adımı hesaplayan bir yol gösterici benim için... Sorun olarak algıladıklarımın aslında hiç sorun olmadığını gösterdi bana. Ayrıca beni kardeşleri olarak aralarına alıp benimseyen ve hep faydasını gördüğüm Parçacık Fiziği Analiz Grubuna ve özellikle Dr. Volkan Çetinkaya ve Doç. Dr. Aysuhan Ozansoy'a teşekkür ederim. Tanıştığımızdan bu yana her zaman yapıcı tavrıyla yanımda olan Dr. Sercan Şen'e de büyük bir teşekkür borçluyum. Kapısını ne zaman çaldıysam her zaman olumlu yaklaştığını hatırlıyorum. O benim hafızamda her zaman özverili bir ağabey olarak kalacak. Fen Bilimleri Enstitüsünden bana büyük yardımları olan Ercivan Can'a ve eski enstitü müdürümüz Prof. Dr. Menemşe Gümüşderelioğlu'na teşekkür ederim.

Perde arkasındaki dev kadroya başta annem Zerrin Aras'a, aileme ve dostlarıma sonsuz teşekkür ederim. Son olarak biricik eşim Selen Özşimşek'e teşekkür ederim; Onunla bir ömür geçirme hayalimi bahşettiği, her zaman elimden tuttuğu ve sevgisiyle iyileştirdiği için... İnsanın taban durumunun klasik rejimde dahi sıfırdan yukarda olması ancak böyle mümkün oluyor.

Özgün Mustafa Özşimşek (Haziran 2022; Ankara)

İçindekiler

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELER	viii
ŞEKİLLER	x
SİMGELER VE KISALTMALAR	xi
1 GİRİŞ	1
2 PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ	5
2.1 Kuantum Alan Kuramı	7
2.2 Simetriler ve Ayar Kuramları	10
2.3 Kuantum Elektrodinamiği	12
2.4 Kuantum Renk dinamiği	14
2.5 Zayıf Etkileşmeler, Elektrozayıf Kuram, Higgs Mekanizması ve SM	16
3 STANDART MODEL ÖTESİ	24
3.1 SM'in Sorunları	24
3.2 FCNC Süreçleri ve Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) Mekanizması	26
3.3 Higgs Bozonu, Üst Kuark ve FCNC Etkileşimleri	27
3.4 Etkin Alan Teorisi Yaklaşımı	29
3.5 FCNC Etkileşimleri İçin Yapılan Öngörüler ve Getirilen Sınırlamalar	30
4 TopFCNC MODELİ İLE YENİ FİZİK ARAYIŞI ve ULAŞILAN SONUÇLAR 35	
4.1 TopFCNC Modeli	37
4.2 FCNC Etkileşimleri İçin Teorik Hesaplar	38
4.2.1 tqh FCNC Köşesi İçin Bozunma Genişliği	38

4.2.2	$pp \rightarrow tt$ Süreci İçin Tesir Kesiti Hesabı	41
4.2.3	Enine Kütle Yapılandırılması	48
4.3	HL-LHC için Aynı İşaretli Lepton Kanalında FCNC Etkileşimlerinin Araştırılması	50
4.3.1	Sinyal Arka Fon Planı	50
4.3.2	Sinyal ve Arka Fonun Analizi	54
4.3.3	Analiz Sonuçlarının Değerlendirilmesi	64
4.4	FCC-hh için FCNC Etkileşimlerinin Araştırılması	66
4.4.1	Sinyal Arkafon Planı	66
4.4.2	Sinyal ve Arka Fonun Analizi	71
4.4.3	Analiz Sonuçlarının Değerlendirilmesi	86
5	SONUÇ VE TARTIŞMA	92
	KAYNAKÇA	93
	EKLER	101
	Ek 1: MadGraph5 ve Root6 İle Şekillerin Üretilmesi	101
	Ek 2: Kullanılan Yüksek Enerji Fiziği Araçlarının Sürümleri	101
	Ek 3: MadGraph5 İle Olay Üretimi	102
	Ek 4: Pythia8 İle Hadronlaşma ve Bozundurma / Delphes3 İle Dedektör Benzetimi	103
	Ek 5: Tezden Üretilmiş Yayınlar	104
	Ek 6: Tezden Üretilmiş Bildiriler	105

Tablo Listesi

2.1	SM parçacıklarının kiral doublet yapısı, hiper yükleri, izospinleri ve nesiller.	18
3.1	SM ötesi FCNC senaryolarında modele bağlı olarak üst kuarkın dallanma oranları.	30
3.2	FCNC etkileşimlerine deneysel olarak getirilen limitler.	31
3.3	FCNC senaryoları.	32
4.1	Leptonik bozunma kanallarıyla sinyal ve arka plan süreçleri.	52
4.2	Arka plan gruplarının içeriği.	52
4.3	“İyi” nesnelere oluşturmak için konulan kesmeler.	55
4.4	Sinyal ve arka fonlar için kesme verimliliği.	61
4.5	η_q parametresi ve karşılık gelen dallanma oranlarının üst limitleri [72].	66
4.6	Sinyal ve arkafon tesir kesitleri ve son durumları.	69
4.7	Ön analiz ve analiz için sırasıyla soldan sağa bölge seçimi ve temel kesmeler.	79
4.8	Ön analiz için sinyal ve arka plan süreçlerinin kesme verimliliği.	81
4.9	$\eta_u = \eta_c = 0.0075$ senaryosu için % olarak sinyal ve arka plan süreçlerinin kesme verimliliği.	86
4.10	Sistemik hatalar olmadan ve %10 sistemik hata durumunda keşif bağıntısı için $3 ab^{-1}$ toplam ışınlıkta parametresinin üst limitleri ve karşılık gelen dallanma oranları.	90
4.11	Sistemik hatalar olmadan ve %10 sistemik hata durumunda keşif bağıntısı için $30 ab^{-1}$ toplam ışınlıkta parametresinin üst limitleri ve karşılık gelen dallanma oranları.	91

Şekil Listesi

2.0.1 SM'in parçacık spektrumu.	7
2.3.1 Kuantum elektrodinamiği için temel etkileşim köşesi. (Şekillerin oluşturulması için ayrıca bkz.Ek: 1.)	14
3.2.1 Üst kuarkın GIM mekanizmasıyla bastırılmış SM FCNC etkileşimi.	27
3.5.1 Üst kuarktan Higgs FCNC bozunma genişliği.	33
3.5.2 Higgs üst kuark FCNC dallanma oranları.	33
4.0.1 tqh köşesi içeren FCNC sürecinin leptonik bozunmasının Feynman diyagramı.	36
4.2.1 İki üst kuarkın dallanma oranları.	39
4.2.2 Üst kuarkın FCNC etkileşimi ile bozunumunu gösteren Feynman diyagramı.	39
4.2.3 Top-Higgs FCNC süreci için Feynman diyagramı.	42
4.3.1 FCNC süreçlerinde aynı işaretli lepton sinyalinin etkileşim sabitlerine göre tesir kesitleri.	50
4.3.2 Üç FCNC senaryosunun karşılaştırması.	51
4.3.3 Sinyal süreci için $e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$, $e^\pm \mu^\pm$ olay bölgelerine göre lepton dağılımları.	56
4.3.4 $e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$, $e^\pm \mu^\pm$ olay bölgeleri için lepton η dağılımları.	57
4.3.5 Sinyal süreci için H_T dağılımı.	57
4.3.6 Kayıp enerji dağılımı.	58
4.3.7 Jet p_T dağılımı.	58
4.3.8 Jet η dağılımı.	59
4.3.9 İki jet için $\Delta R(j_1, j_2)$ dağılımı.	60
4.3.10 İki lepton için $\Delta R(l_1^+, l_2^+)$ dağılımı.	60
4.3.11 Birincil en yüksek p_T 'li W^\pm 'nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	61
4.3.12 İkincil en yüksek p_T 'li W^\pm 'nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	62
4.3.13 İki tane W^\pm 'nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	62
4.3.14 Birincil en yüksek p_T 'li üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	63
4.3.15 İkincil en yüksek p_T 'li üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	63
4.3.16 İki tane üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.	64
4.3.17 Üç farklı senaryo için η_q parametresine karşı sinyal belirginliği (SS_{disc}).	65
4.4.1 Üretim ve bozulma kanallarının temsili Feynman diyagramları.	67
4.4.2 FCNC kesitlerinin karşılaştırılması	68
4.4.3 Jet sayısı.	70

4.4.4 B-jet sayısı.	71
4.4.5 Leptonların p_T dağılımları.	72
4.4.6 Lepton η dağılımı.	72
4.4.7 Sinyal ve ilgili arka planlar için MET dağılımı.	73
4.4.8 1. jet p_T dağılımı	73
4.4.9 1. jet η dağılımı.	74
4.4.10 2. jet p_T dağılımı	74
4.4.11 2. jet η dağılımı.	75
4.4.12 3. jet p_T dağılımı	75
4.4.13 3. jet η dağılımı.	76
4.4.14 Birinci jet ve birinci lepton için ΔR dağılımı.	76
4.4.15 ikinci jet ve birinci lepton için ΔR	77
4.4.16 Üçüncü jet ve birinci lepton için ΔR dağılımı.	77
4.4.17 Birinci jet ve ikinci jet için ΔR dağılımı.	78
4.4.18 Birinci jet ve üçüncü jet için ΔR dağılımı.	78
4.4.19 İkinci ve üçüncü jet için ΔR dağılımı.	79
4.4.20 Ön analizden sonra Higgs değişmez kütle dağılımı.	81
4.4.21 Ön analizden sonra W bozonu enine kütle dağılımı.	82
4.4.22 Ön analizden sonra üst kuark enine kütle dağılımı.	82
4.4.23 Ön analizden sonra Higgs ve üst kuarkı yeniden yapılandırmak için kullanılan son durum nesnelерinin p_T toplamı.	83
4.4.24 3 ab^{-1} toplam ışınlıkta keşif (disc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).	88
4.4.25 3 ab^{-1} toplam ışınlıkta dışarlama (exc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).	89
4.4.26 30 ab^{-1} toplam ışınlıkta keşif (disc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).	89
4.4.27 30 ab^{-1} toplam ışınlıkta dışarlama (exc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).	90

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Minkowski metriği

$$c = 1 = \hbar$$

Doğal Birim sistemi

Kısaltmalar

FCNC: Flavor changing neutral current (Çeşni değiştiren yüksüz akım)

ÇDYA: Çeşni değiştiren yüksüz akım

SM: Standart Model

LHC: Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

HL-LHC: High Luminosity Large Hadron Collider (Yüksek Işınlıklı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)

FCC: Future circular collider (Geleceęin Çembersel Çarpıştırıcısı)

SUSY: Supersymmetric Standard Model (Süpersimetrik Standart Model)

QS: Quark Singlet Model (Kuark Teklisi Modeli)

RPV: R-parity violating SUSY model (R-parite ihlal eden SUSY modeli)

2HDM (FV): Two Higgs Doublet Model (Flavor Violating) (İki Higgs Çiftlisi Modeli (Çeşni İhlali))

2HDM (FC): Two Higgs Doublet Model (Flavor Conserving) (İki Higgs Çiftlisi Modeli (Çeşni Korunumlu))

MSSM: Minimal Supersymmetric Standard Model (Minimal Süpersimetrik Standart Model)

RS: Randall-Sundrum Model (Randall-Sundrum Modeli)

MG5: MadGraph5

1 GİRİŞ

İnsanlık tarihini karşılaşılan sorunlar ve onlara verilen cevaplar olarak özetlemek mümkündür. Toplumların hangi tür problemlere daha iyi cevaplar verebildikleri tarihi kayıtlara bakılarak incelenebilir ve bu sayede incelenen toplumların yaşadıkları çağın önüne ne zaman geçebildikleri saptanabilir. Karşılaştırmalı bir araştırma yapıldığında, elde edilen ilerlemelerin ve kazanılan birikimlerin yarattığı çığ pek çok devlete tarihe yön verme fırsatını tanıdığı, gelişmemiş olanları tarih sayfalarına gömüldüğü görülür. Thomas Kuhn'un bilimsel devrimlerin yapısında sözünü ettiği gibi bu bakış açısı fizik için de pek farklı değildir [1].

Bugün doğayı kavrama çabası olarak görülen bilimsel süreç, ilk başlarda çok yavaş ilerlemekteydi. Çoğunlukla tesadüfen ve sistematikten uzak elde edilmiş bilgiler, tarihin her döneminde tekrar tekrar devrimsel değişimlere yol açan döngülerin çekirdeğini oluşturmuştur. Bilimsel sürecin kitap ve biyografilerden okunabilmesinin, belgesellerden izlenebilmesinin ve günümüzde sosyal medyadan da takip edilebilebilmesinin en önemli sebebi yarattığı devrimsel değişikliklerdir. Örneğin ateşi kontrollü olarak kullanabilme, alet yapabilme ve tarım devrimi insanlığı bambaşka evrelere ilerletmiş; insanları geri döndürülemez ve hayal edemeyecekleri bir düzeye ulaştırmıştır.

Daha çok bilgiye sahip olmanın doğaya dış geçirebilme, insan yaşamına refah ve zenginlik getirme, güçlü ordular tesis etme gibi faydaları sezgisel olarak ortaya çıkarken; insan doğasının en ateşleyici unsurlarından biri olan merak kendini göstererek, insanın evrendeki yerini yavaş yavaş sorgulamaya başlamasını sağlamıştır: “Yıldızlar neden parlak?, Güneş neden Dünya'nın etrafında döner?, Çevremizdeki maddelerin temel yapıtaşları var mı?, Evren sonsuz mu?”. Bu sorular başlarda felsefi olarak cevaplanmış, sonraki dönemlerde ise bilimsel çerçevenin oluşmasında rehber rolü üstlenmiştir. Benzeri sorular da aynı misyona sahiptir.

Newton'a kadar olan süreçte, çoğunlukla daha sade trigonometrik hesaplara ve özellikle gözlemlerin tekrarlanacağına olan inancın dürtüsüyle devam eden çalışmalar ilk kez bu dehâ sayesinde kuramsal ve gerçekten sınanabilir bir çerçeveye oturmakla kalmamış, getirdiği yeni paradigma ile kendinden sonra yapılan araştırmaların doğrultusunu da belirlemiştir. Bunun yanında çalışmalar nedensellik ve determinizmi fiziğin kalbine yerleştirmiştir. O güne değin derlenen ve Newton'un da nispeten faydalandığı bilgiler, bambaşka bir seviyeye taşınarak yeni bir akıma öncü olmuş ve 1900'lü yılların başına kadarki bilimsel şablonu oluşturmuştur. Evrende gelişen bütün olayları mekanik nedenlerle açıklamaya çalışan mekanistik dünya görüşü bu dönemin eseridir. Böylece fiziğin yeni yol haritası Newton paradigmasının sistem-

lere uygulanması ve sınanması üzerine oluşturulmuştur.

Klasik fizik, 1900'lü yıllara kadar klasik mekanik paradigmasıyla ortak ilkelerde ancak onunla etkileşmeden gelişen elektrik, manyetizma ve optikle birlikte doğadaki olguları başarıyla açıklayabiliyordu. Araştırmacılar bu bilgileri eldeki imkanlarla ve bakış açılarının yönlendirilmesiyle, önemli olduğunu düşündükleri bütün sistemlere başarıyla uyguladılar. Fakat elektrik, manyetizma ve optik olguların bir araya getirilmesiyle, yeni bir kırılma eşiğine daha erişildi. Maxwell'in elektromanyetik kuramıyla beraber, elektrik, optik ve manyetizma olgularının kuramsal bir yapı içinde birleştirilmesi ile görünüşte bu üç birbirine benzemez olgunun, arka planda bir arada çalışarak, ışığın ve elektromanyetizma başlığı altında incelenen diğer olayların doğasını nasıl belirlediği anlaşıldı.

Deneysel keşiflerle Democritus'un "atom" kavramı "araştırılabilir" statüsüne yükseldi. Yaklaşmakta olan bilimsel devrimin ayak sesleri, her biri kendi alanında oldukça iyi işleyen ve çoğunlukla el ele gibi görünen Newton ve Maxwell kuramlarının çatışmaya başlaması olarak kendini duyurdu. Sonraları çok tartışmalar koparacak olan siyah cisim ışıması, fotoelektrik olay ve mevcut atom modeli konuları ise "küçük sorunlar olarak" bekliyordu.

Fizikte 1900'lerde başlayan gelişme dönemi, kullanılmakta olan bilimsel terminolojinin rafa kaldırılmasına yol açan öncü deneysel ve kuramsal keşiflerin yapıldığı altın çağ olarak kabul edilir. Bu dönemde hem mühendislik bilgilerinin adım adım gelişmesine şahit olunmuş hem de gelişen çok kısıtlı teknolojiyle daha iyi gözleme dayalı araştırmaların yapılması ve zorlukla da olsa bilgilerin elde edilmesine tanıklık edilmiştir. Filizlenen modern bilim ve mühendislik gün geçtikçe tabanına daha iyi oturmuş, yükselerek ilerleyen bu dalganın etkileri günlük hayatımıza varıncaya kadar her yerde kendisini hissettirmiştir.

Özel ve genel görelilik kuramı, fiziğe içkin uzay ve zaman gibi en temel kavramları yeniden tartışmaya açarken; kuantum mekaniği ise gerçeklik algısından bilince kadar bütün fiziğin sorgulanmasına yol açmıştır. Paradigmada yaşanan kayma, bilimsel araştırmaların seyrini de değiştirmiştir. Bu süreçlerin en önemli çıktılarında biri, yeni atom modeli ve doğanın en temel yapı taşlarına yönelen ilgidir. On yıl gibi bir süreçte tamamlanan genel görelilik kuramı ve yaklaşık otuz yıllık bir emeğin ürünü olan kuantum kuramı, modern bilimin ve günümüz araştırmalarının ham maddesini oluşturur. Bu süreçte determinizm yerini olasılıkçı determinizme bırakmış; klasik fiziğin kuantum düzeyindeki etkileşimlerin istatistiksel ortalaması olduğu anlaşılmıştır. Böylece fizik, klasik ve modern yaklaşım altında kırılmaya uğramıştır.

Bu gelişmelerin ardından fiziğin üzerinde yükseldiği iki ana kolon, görelilik kuantum mekaniği çerçevesinde bir birleşme daha yaşayarak, bilim-kurgu romanlarının/filmlerinin çok sevdiği karşıt-maddenin varlığını öngördü. Bu yapı Maxwell'in elektromanyetik kuramıyla birleş-

rek kuantum elektrodinamiğini doğurdu [2, 3, 4]. Takip eden süreçte, baryon ve mezon adı verilen birçok parçacık keşfedildi. Bunların simetri kulları kullanarak sistematik hale getirilmesi ve ayar kuramlarının geliştirilmesi, sonsuzluk içeren sonuçların renormalizasyon yöntemiyle çözümü [5, 6, 7, 8] ve bu soluk kesen serüvenin kilit parçacığı olan Higgs bozonun 2012'de keşfedilmesiyle beraber, araştırmaların yeni paradigması haline gelen Standart Model (SM) tamamlanmış oldu [9, 10]. Kuantum elektrodinamiğinin zayıf kuvvetle birleştirilmesi SM'in inşasında oldukça önemli bir eşiktir; bunu kuantum renk dinamiği izlemiştir. Bu birleşmeler ve aşılın sorunlar, başlı başına birer devrim niteliğinde gelişmelerdir. Doğanın bilinen dört kuvvetinden üçünün tek bir kuramda resmedilebiliyor olması; bu üç kuvvetin deneysel gözlemlerin altında yatan süreçleri büyük bir sayısal doğrulukla bir kaç satırda ortaya koyabilmesi hayranlık uyandırıcıdır. SM'in öngördüğü W ve Z bozonları, üst kuark, Higgs Bozonu gibi parçacık spektrumundaki parçacıkların tamamının gözlemlenmiş olması, SM'i elektrozayıf ölçeğe kadar doğrulukla çalışan bir kuram haline sokmuştur. Günümüz araştırmalarının pek çoğunun yaptığı şey SM'in doğrulanmasından ibarettir. Yapılacak hassas ölçümler SM'in belirlediği çerçevenin nasıl geliştirilebileceğine de ışık tutacaktır. Bu durumda araştırmaların SM'in belirlediği doğrultuda devam ettiği söylenebilir. SM, inşa edildiği zaman aralığında, incelenen olgularla ilgili hızlıca artan kuramsal/deneysel bilgi sayesinde, fiziği yeni bir paradigma değişiminin kıyısına getirmiştir. Değişimlerin getirdiği yenilikler, modelin hızla güncellenmesiyle, ismini değiştirmeden varlığını korumasını sağladıysa da, matematiksel yapısı ve öngördüğü fiziksel süreçler daima değişmiştir. Öyle ki, birbirinden farklı görünen üç kuvveti de tek bir süreçte görmek mümkündür.

Ancak günümüz fizikçileri SM'in oluşturduğu çerçeveyi ya genişletme/esnetme ya da değiştirme çabasında; bu durumda bir bakış açısı değişikliği ile karşı karşıya kalınacaktır. Bilim tarihinden dersler çıkaran fizikçileri böyle düşünmeye iten şey SM'in yolculuğun son durağı değil, mola yerlerinden biri olabileceği fikridir. Fizikçilerin bu düşünceye dayalı çalışma yöntemini benimsemelerinin nedenlerinden biri kütle çekim yasasına ilişkin kuantum kuramının oluşturulamaması ve SM'de doğanın bu dördüncü kuvvetinin yer almamasıdır. Ek olarak gözlemlerle evrendeki varlığı ortaya konulan karanlık madde ve karanlık enerji olguları SM'de bulunmamaktadır. O halde SM'in genişletilmesi gereklidir. Ancak SM'de kütle-siz olarak betimlenen nötrinoların çok küçük de olsa kütleyle sahip olmaları SM'in dayalı olduğu fiziksel varsayımının da yanlış olduğunu ortaya koymaktadır. Benzer şekilde SM'de üst kuarkla olan halka etkileşimlerinden ötürü Higgs kütlesi kararsızdır. Bu sorun literatürde "doğallık" sorunu olarak kendine yer bulmuştur. Dolayısıyla belki de SM'in çerçevesinin genişletilmesinden çok daha fazlasına ihtiyaç olacaktır. 1930'lardan başlayarak yüksek enerji fiziği alanındaki muazzam bilgi artışı, SM'i fiziğin yeni ve en başarılı paradigması kılarken, yine de elde edilen bilgiler, metin boyunca vurgulandığı gibi yeni bir sıçramanın eşliğinde olduğumuzu ve SM'in yepyeni bir fizik paradigmasına açılan kapı olduğunu işaret etmektedir. Olası çıkış noktaları olarak SM'in grup yapısının genişletildiği, uzaysal ve iç simetrilerin

birleştirildiği, başka Higgs bozonlarının içerildiği, kuantum kütle çekimi kuramlarını temel alan ve uzay boyutlarının sayılarının arttırıldığı pek çok model öne sürülmüştür. Ancak *Büyük Hadron Çarpıştırıcısının* (LHC) şu ana kadar elde ettiği verilerden SM'in dışında herhangi bir modeli destekleyen bir sonuç ya da SM'de öngörülmeyen yeni parçacıkların keşfi haberi gelmemiştir.

Bu modellerin çoğunda üst kuarkın etkileşimleri oldukça önemlidir. Bunun nedenlerinden biri onun kütesinin elektrozayıf ölçeğine çok yakın olması ve bu ölçeğin hemen üstünde yer alan TeV ölçeğinden gelecek katkılara en duyarlı kuark olmasıdır. Ayrıca pek çok SM ötesi kuram, üst kuark üzerinden çeşni değiştiren yüksüz akımlar adıyla bilinen etkileşimler öngörür. Bu tip etkileşimler SM'de GIM (Glashow-Iliopoulos-Maiani) mekanizmasıyla bastırılmış durumdadır [11]. Ancak SM'de öngörüldüğü kadarıyla bu tip etkileşimler Fermilab'da [12], daha sonra CMS ve LHC-b deneylerinde gözlenmiştir [13] SM ötesi kuramlara sıkı limitler koyarlar. Bu nedenle SM'de üst kuark tipinde olan kuarkların dallanma oranları oldukça düşüktür [14]. Hiyerarşi sorununun başrol oyuncularını olan Higgs bozonu ve üst kuark ikilisinin birlikte yer aldıkları süreçler de bir o kadar incelenmeye değerdir. Higgs'in hassas ölçümleri SM ötesi fizik için halen önemlidir.

Bu tezde üst kuark ve Higgs bozonunun çeşni değiştiren yüksüz akımlarının incelenmesinin, SM ötesi yeni fizik arayışlarında kilit bir rol üstleneceği düşünülmektedir.

Tezin ikinci bölümünde günümüzün paradigması olan SM tanıtılacak ve SM'i oluşturan yapı ortaya konulacaktır. Üçüncü bölümde SM'in sorunları genel olarak ele alınacak ve tezin araştırma konusu ile bağlantısı kurulacaktır. Dördüncü bölümde, çeşitli hızlandırıcılarda farklı *çeşni değiştiren yüksüz akım* (FCNC) süreçlerinin ilgilenilen kanallara bozunumu incelenecek ve bu hızlandırıcıların yeni fizik keşif potansiyelleri değerlendirilecektir; sonuç olarak elde edilen limitler sunulacak ve yorumlanacaktır.

2 PARÇACIK FİZİĞİNİN STANDART MODELİ

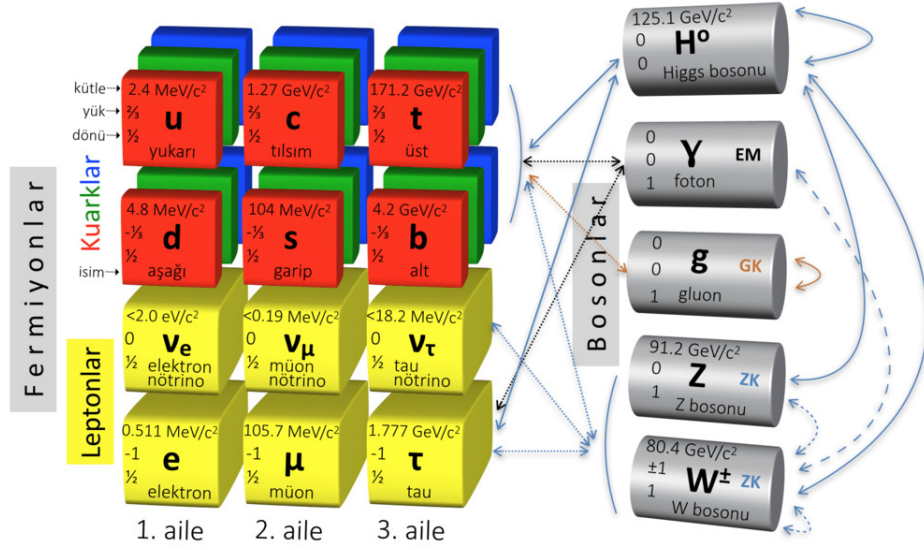
Giriş bölümünde ortaya konulan bakış açısına göre, ilk bölümde esasları çizilmeye çalışılan araştırma metodu, günümüz paradigmasının bir parçası olarak araştırma yapmanın çok ötesinde anlam ifade eder. Paradigmanın belirlediği araştırmaya süreçlerine dahil olabilmek araştırmacılar için elzem olsa da; SM'in gereğince anlaşılması çok daha önemlidir. Günümüzde yürütülmekte olan çalışmalar keşiflerle sonuçlansa bile, bu keşiflerin paradigmada ne kadar yankı uyandıracığı tartışması keşfin bile önüne geçebilir. SM'in bu bölümde tartışılacak çerçevesinin elde edilen sonuçlarla genişletilmesi söz konusu da olsa yaşanan süreç özü itibarıyla farklı bir yol çizmektedir. Bu bilgiler doğrultusunda, süreç birikimsel yolla bilimin ilerlemesi olmaktan çıkar ve SM çerçevesine sığmayarak yeni sorularla daha geniş bir çerçeveye doğru ilerler. Bu tip araştırmaları özel kılan şey bu olasılıktır. Kesin olan şey ise, bu sıçrama eşiğine er ya da geç erişeceğimizin anlaşılması olacaktır. Anlatılan bağlamda, fiziğin geleceğinin tayin edileceği bu sürece tanıklık ederken, geleceğe yapılacak projeksiyonların isabetli olup olmayacağı da SM'in ayrıntılarının kavranmasında saklıdır. Bulguların bilinen yapboz mu yoksa onun ötesinde başka bir resimde mi konumlanacaklarının ayırdına varmanın tek yolu bu araştırmalardır.

Bu çalışmada "Etkin Alan Kuramı Yaklaşımı"ni kullandığımız için ulaşacağımız sonuçların SM'e dahil edilebileceği öngörüsüne sahibiz. Bunun yanı sıra duyarlılıkla yapılan ölçüm ve hesaplama sonucunda elde edeceğimiz bulguların bilinen hiç bir model çerçevesine oturtulamaması ya da öngörülen limitlerin aşılması olasılığını da göz önünde bulundurmalıyız. Bu aşamada önce çerçevenin içeriğini anlamak, sonra da çerçeveyi uygun koşullarda genişletmek ya da değiştirmek gerekir. Bu nedenle günümüz paradigması olan SM üzerinde biraz zaman harcamak gerekir.

Dirac'ın 1928'de özel görelilik ve kuantum mekaniğini kuramsal olarak bir araya getirerek elde ettiği ve bugün kendi adıyla anılan Dirac denklemi, fizikte kaydedilmiş en büyük ilerlemelerdendir [15]. Bu birleşmeyle ve daha sonradan bu denklemin çözümlerinin kuantize edilmesiyle, SM'in matematiksel alt yapısını oluşturan "kuantum alan kuramı" doğmuştur. Newton'dan bu yana fiziğin belki de en bilinen değişkeni olan momentum ve göreliliğin kuantum mekaniğinde onun olasılıklarla verilen değerlerini bulmak için yapılan hesaplamalar bir yana, parçacıkların sayılarının değiştiği, parçacıkların yaratılıp yok edilmelerinin olasılıklarının incelendiği yeni çalışma çerçevesi yerleşmeye başlamıştır. Bu sürecin en önemli çıktısı kuantum elektrodinamiğinin geliştirilmesidir.

1930'ların başlarında elektron, proton ve nötronun varlığı biliniyordu. Bu üç parçacığın var olan bütün elementlerin yapı taşı olan atomu oluşturduğu düşünülmekteydi. Kısmen doğru olan bu görüş zayıf etkileşimlerin keşfiyle beraber mezon ve baryonların da tespit edilmesi sonucunda değişikliğe uğramaya başlamıştır. Başlarda global simetri yaklaşımlarından hareketle incelenen bu yapıların kütle farklılıkları (baryon ve lepton sayısı gibi $U(1)$ özelliği gösterenler) dışında bu süreçlerin altında yatan daha derin bir fiziğin ip uçlarını ortaya koymuştur. 1960'lardan başlayarak Glashow, Weinberg ve Salam yerel ayar simetrilerine dayanan bir fikir ile zayıf etkileşimlerle kuantum elektrodinamiğini birleştiren bir model olan ve sonraları SM haline evrilen *elektrozayıf modeli* ortaya atmışlardır [16]. Bu yapıya daha sonraları Gell-Mann ve Zweig güçlü etkileşimleri içeren katkıyı sunmuşlardır [17, 18]. Model, *Higgs Mekanizması*'nın eklenmesiyle son halini almıştır [19, 20, 21]. Bu haliyle SM elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvveti başarıyla tek bir çatı altında toplayan bir yapıyı oluşturur. Yerel ayar simetrilerinin herhangi bir Lagranjiyene doğrudan kütle terimi eklenmesine izin vermemesi, doğada kütleli olarak var olan birçok temel parçacık olduğu göz önüne alındığında, modelin gerçekte çelişen bir yapıda olması sonucuna götürür. Ancak Higgs mekanizması ile doğada kütleli olarak var olan zayıf etkileşimlerin ayar bozonlarına kütle kazandırılabilirken, Higgs bozonunun fermiyonlarla yaptığı Yukawa etkileşimleriyle fermiyonlara da kütle kazandırılmasının yolu açılmış ve böylece model ayakları yere basan bir hale getirilmiştir.

Doğanın oldukça başarılı bir tasviri olan SM'in parçacık spektrumuna göre temel parçacıklar özde iki kategori altında incelenebilir: a) Bilinen maddesel yapıyı oluşturan fermiyonlar, b) bu fermiyonların etkileşmesini sağlayan bozonlar. Fermiyonları kuark ve lepton olarak ikiye ayırmak mümkündür. Fermiyonlar $\frac{1}{2}$ 'nin tek katlarında spine sahip parçacıklardır. Bozonlar ise spinleri tam sayı olan parçacıklardır. SM kütleleri gittikçe artan üç aileden oluşur. Her ailede iki farklı lepton ve kuark vardır. Bu leptonlar ve kuarklar farklı elektrik yükleri taşır; renk yükünü ise sadece kuarklar taşır. Bozonlar kuvvet taşıyıcı parçacıklardır. Elektromanyetik etkileşimler, erişim uzaklığı sonsuz olan, elektriksel olarak yüksüz ve kütsüz fotonlar aracılığı ile taşınır. Zayıf etkileşimler kütleleri nedeniyle çekirdek mesafesine hapsolmuş yüklü W^\pm ve yüksüz Z bozonları aracılığıyla taşınır. Güçlü etkileşim ise gluonlar aracılığıyla taşınır. Gluonlar kütsüzdürler ve renk yükü taşıdıkları için birbirleriyle de etkileşebilirler. Kütsüz olmalarına karşın güçlü kuvvetin etkileşim sabitinin, değeri değişen bir tabiatta olmasından ötürü renk yükü taşıyan fermiyonlar gibi çekirdek mesafesine hapsolmuştur. Anlatılan parçacık spektrumu Şekil 2.0.1 ile verilen görselle özetlenebilir.



Şekil 2.0.1: SM'in parçacık spektrumu [22].

İzleyen alt bölümlerde, SM ve unsurları, önemli teknik detayları da içerecek şekilde daha kapsamlı olarak incelenmişlerdir.

2.1. Kuantum Alan Kuramı

Görelî kuantum mekaniğinin Dirac tarafından formülasyonu ve düşük hızlarda görelî olmayan kuantum mekaniğine indirgenebilmesi; son olarak $\hbar \rightarrow 0$ yaklaşımında, yine klasik mekaniğin elde edilebilmesi, farklı rejimler arasındaki geçişlerle, doğa algısındaki derinleşmeye dair bir tablo sergiler. Ancak eldeki kuantum kuramlarının, 1930'larda mevcut bilgi dağarcığında olan soğurma ve bozunum gibi olayları tam anlamıyla açıklamadığı da açıktır. Schrödinger denkleminin bağılı durumlar için çözümlerinden, bir parçacığın enerji öz durumlarındaki davranışını anlamak mümkündür. Taban enerji düzeyi ve birinci uyarılmış durum için parçacık davranışı olasılıklarla verilebilir. Fakat bu geçişin olasılığını, soğurulan bir parçacığın varlığında, yani parçacık sayısı değişirken hesaplamakla ilgili güçlükler vardır. Aynı şekilde bir bozunum sürecinde parçacık sayısı ve çeşidi değişirken bu bozunumun olasılığının hesabı da mümkün görünmemektedir. Kuantum alan kuramı geliştirilirken, bilim insanları, yüz yılın başında izlenmiş rotaya benzer bir yol izleyerek kuramı geliştirmeyi başarmışlardır.

Klasik mekanikte faz uzayını oluşturan ve fiziksel bilginin içerildiği $\{p, q\}$ ikilileri, kuantum mekaniğine geçildiğinde, Heisenberg belirsizlik ilkesinden yola çıkılarak, postulat olarak \hat{p} , \hat{q} şeklinde operatör formda kendilerine yer bulur. Bu durumda fiziksel bilgi, yeni kuramda ilk kez kendini gösteren bir nicelik olan, $\psi(t)$ durum fonksiyonuyla verilir. Durum fonksiyonları iyi kuantum sayılarıyla verilen durumlardaki çeşitli olasılıkları hesaplamakta kullanılır.

Ancak daha önceden söylendiği gibi soğurma ve parçacık sayılarının ya da bozunum gibi parçacık sayı ve çeşitlerinin değiştiği durumlarda görelî veya görelî olmayan haliyle yetersizdir.

Bu durumda klasikten kuantum mekaniğine geçişte olduğu gibi, fiziksel bilginin içerildiği durumlar operatör olarak ele alınırken ($\psi(t) \rightarrow \hat{\psi}(t)$), fiziksel bilginin içerildiği yeni bir niceliğin buna dâhil edilmesi gerekir. İncelenen ilk ve son durumlarda parçacık sayısı ve çeşnileri değiştiği için yeni durumlar parçacık sayılarını ve çeşnilerini gösteren durumlar olmalıdır. Bu yeni kuramda beklenen değerler, momentum ve enerji beklenen değerleri değil, ilk durumdaki belirli parçacık sayısı ve çeşnileri verilmiş durumların, son durumdaki parçacık sayı ve çeşnilerini gösteren durumlara geçişlerinin beklenen değerleridir. Böyle bir yaklaşımda, enerji ve momentum niceliklerinin korunumları bir sonraki bölümde verilmiştir.

Kuantum alan kuramında incelenen süreçler ve hesaplanan beklenen değerler, fiziğin diğer branşlarındaki araştırmalarda yüksek enerji fiziğindeki kadar kullanılmamaktadır. Ancak parçacık sayıları ve çeşnileri yüksek enerji fiziği süreçlerinde sürekli değiştiği için, bu yeni formalizmin yüksek enerji fiziğine uygun olduğu söylenebilir. Bu kuramın en önemli getirilerinden biri de Hamilton formalizmine eklenen terimlerle yeni süreçlerin tasarlanabilmesidir ki bu durum tezde kullanılan etkin alan yaklaşımıyla yakından ilgilidir.

Kuantum alan kuramına göre, bütün parçacıklar belirli sayıda uzay-zamanı kaplayan alanların uyarılmış durumlarıdır. Parçacıkların etkileşimleri de aynı kuram çerçevesinde ve aynı kabuller dahilinde tarif edilir. Klasik kuramın, parçacıklar için kanonik olarak kuantize edilmesine paralel olarak, görelî parçacık için yazılmış kuantum mekanişel denklemlerin çözümlerinin benzer şekilde kuantize edilmesiyle alan kuramının kuantizasyonu yapılır (basit olması adına skaler alan için):

$$[\phi_r(x,t), \Pi_s(y,t)] = i\hbar \delta_{rs} \delta(x-y) \quad (2.1.1)$$

Burada Π , ϕ alanının konjuge momentum yoğunluğu ya da kuantum alan kuramında, alanın konjuge momentumu olarak

$$\Pi = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} \quad (2.1.2)$$

şeklinde tanımlanır. Kuantizasyondan önceki adımda klasik parçacıklar için geçerli olan Euler-Lagrange denklemleri alanlar için de yazılabilir:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi^r)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^r} = 0 \quad (2.1.3)$$

\mathcal{L} yoğunluğu parçacık kuramına benzer şekilde:

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{V} \quad (2.1.4)$$

verilir. \mathcal{T} ve \mathcal{V} ilgili alanın kinetik ve potansiyel enerji yoğunluklarıdır. Alan kuramlarında nicelikler yoğunluk olarak tanımlansa da terminoloji olarak parçacık terminolojisi kullanılır. Tezin izleyen bölümlerinde de bu şekilde bir terminoloji takip edilecektir.

Kuantum alan kuramıyla ilgili buraya kadar anlatılanlar kanonik kuantizasyon yaklaşımı temelinde ortaya konulmuştur [23, 24]. Bundan farklı olarak Feynman'ın geliştirdiği ve özellikle ayar alanlarının kuantizasyonunda daha rahat hesaplama olanakları sunan iz integrali yöntemi de vardır [25]. SM, kuantum alan kuramı çerçevesinde ayar alanı prensibiyle kurulduğu için aslında bir kuantum ayar alan kuramıdır ve iz integrali kullanılarak çalışılmaya daha elverişlidir. Kanonik kuantizasyonda kullanılan operatör alanların yerine buradaki alanlar klasiktir. Burada parçacıklar için izlenen yaklaşım şu şekildedir: Parçacığın izlediği yol klasik parçacığına gibidir ve iyi tanımlanmış momentuma ve konuma sahiptir. Parçacık ilk ve son durum arasında klasik iz de dahil bütün olası yollardan gidebilir ve klasik mekanikten farklı olarak kuantum kuramlarındaki benzer şekilde, her yol için $e^{\frac{i}{\hbar}S}$ formunda bir faza sahiptir. Geçiş olasılığı bu mümkün bütün fazların toplamıdır. Böylece durumlar arasındaki geçiş, parçacıklar için

$$U(x_i, t_i; x_f, t_f) = N \int_{x=x_i}^{x=x_f} e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} \mathcal{L} dt} \mathcal{D}x \quad (2.1.5)$$

olarak hesaplanabilir. Kanonik kuantizasyon prosedüründe de kullanılan parçacık yaklaşımından alan yaklaşımına geçiş burada da kullanılarak,

$$t \rightarrow x, y, z, t, \quad x \rightarrow \phi(x) \quad (2.1.6)$$

ve parçacıklar için verilen değerler yoğunluklarla değiştirilerek, alan kuramı için iz integrali

$$U(i, f; t_i, t_f) = N \int_{\phi_i}^{\phi_f} e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} \mathcal{L} dt} \mathcal{D}\phi(x^\mu) \quad (2.1.7)$$

olarak yazılabilir. Lagranjiyen istenilen simetrilere sahip olduğunda, kuramda fiziksel olarak korunması beklenen nicelikler korunacaktır ya da yenileri eklenerek yeni fizik araştırmalarına yönelik çalışmalar yapılabilir. Ancak bu ifadeyi tam olarak hesaplamak çoğu zaman mümkün değildir. Bunun yerine göreceli olmayan kuantum mekaniğinde yapıldığı gibi pertürbatif yaklaşımla baskın terimden başlayarak hesaplamalar yapılır.

2.2. Simetriler ve Ayar Kuramları

Matematiksel bakış açısıyla simetri, bir denklem setinin, belirli bir dönüşüme tabi olduktan sonra sonuçlarının değişmemesidir. Bu dönüşümler kesikli ya da sürekli, global ya da yerel, dış ya da iç uzayla ilgili simetri dönüşümleri olabilir. Bu simetrilere kaynaklı dönüşümler, fiziksel sistemler için yazılmış denklemlerin çok farklı fiziksel süreçleri betimleyebilmesine olanak verir. Matematiksel olarak ortaya çıkan bu serbestlik, bir prensip olarak ele alındığında fizikte çok önemli sonuçlara yol açar.

SM bir ayar kuramıdır. Ayar kuramlarının en büyük özelliklerinden bir tanesi, renormalize olabilmeleridir [26]. Kuantum alan kuramı sınırsız sayıda etkileşimi öngören bir yapıya sahiptir. Bu durumda hesaplanan Feynman diyagramına ek olarak aynı sürecin halka diyagramlarını da içeren pek çok alt diyagramının hesaplanması gerekir. Pertürbatif yapısı dolayısıyla alt süreçlerden gelen katkılar, çoğu zaman hesaplanan niceliklere -ölçülen değerlerin dışında- bir katkı getirmezler. Ancak kimi zaman bu katkıların oldukça baskın hale geldiği görülür. Bu problemin renormalizasyon prosedürü çerçevesinde aşılabildiğinin gösterilmesi, ayar kuramlarının, süreçlerin sınırsızlıklarından etkilenmeden fiziksel öngörü yapabilmelerine olanak tanır. Bu özellikleri sebebiyle de ayar kuramları fiziksel süreçlerin inşasında matematiksel çerçeve olarak tercih edilmektedirler.

Ayar prensibi, Lagranjiyenin, dolayısıyla hareket denklemlerinin ayar dönüşümleri altında değişmez kalmasıdır [27]. Bu dönüşümlerin var olması, sistemlerde matematiksel açıdan fazladan serbestlik derecesi bulunmasıyla mümkündür. Bu serbestlik derecesine sahip sistemlerin her biri özdeştir ve birbirlerine ayar dönüşümleriyle bağlıdır. Ayar dönüşümleri varlıklarını ilk olarak elektrodinamikte hissettirmişlerdir. Elektrik ve manyetik alanın fiziksel olarak ölçülebilen toplam altı bileşene sahip olmasına karşın, skaler ve vektör potansiyeller sadece dört serbestlik derecesiyle Lagranjiyende var olabilirler. Bu potansiyeller kullanılarak altı serbestlik derecesine sahip elektrik ve manyetik alanlar elde edilebilir. Bu durumda ayar seçimleri yapılmak suretiyle vektör ve skaler alan üzerine belirli koşullar konularak sistemdeki fazla serbestlik derecelerinden kurtulmak ve yine aynı fiziksel alanlara tekabül eden skaler ve vektör alanlar elde etmek mümkündür.

Bu prensip faz serbestisine sahip kuantum mekaniksel kuramlara da genişletilmiştir ve bu prensip sayesinde SM'de Lagranjiyene etkileşim terimlerini doğru bir biçimde eklemek mümkündür. Burada yapılan dönüşüm, iç uzaya etki eden sürekli yerel bir simetri dönüşümüdür. SM'in taşıdığı bir diğer simetri ise Lorentz simetrisidir. Bu simetri etkileşimlerin yerel ve ışık hızının aşılamayacağı anlamına gelir. Bu sebeple Lagranjiyen Lorentz skaleri olarak inşa edilir.

Bu simetrilerin kuramlara etkisi Noether tarafından bir teorem olarak ele alınmıştır [28]. Noether teoremi, Lagranjiyenin sürekli dönüşümler altında değişmez kalması durumunda, bu dönüşümlere karşı gelen korunan bir niceliğin olduğunu gösterir ve en önemli sonuçları iç simetri dönüşümleri için verir.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi^r, \partial_\mu \phi^r) \quad (2.2.1)$$

şeklinde verilen bir Lagranjiyen için, sürekli bir iç simetri dönüşümü altında,

$$\delta \mathcal{L} = \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi^r)} \delta \phi^r \right) \quad (2.2.2)$$

eşitliği sağlanır. Bu ifade

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \varepsilon \partial_\mu J^\mu \quad (2.2.3)$$

olarak yazılabilir. Bu durumda Noether akımı

$$J^\mu = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi^r)} \delta \phi^r \quad (2.2.4)$$

ifadesiyle verilir. Eğer tüm uzay üzerinden integrali alınırsa ve Gauss teoremi kullanılırsa zamansal bileşeni için

$$\frac{dQ}{dt} = 0 \quad (2.2.5)$$

bulunur. Burada Q

$$Q = J^0 \quad (2.2.6)$$

ve açık olarak korunum yasası

$$\frac{d}{dt} \int_V dx J^0 = 0 \quad (2.2.7)$$

olarak elde edilir.

Bu bölümde anlatılan simetri prensiplerine ek ve tamamlayıcı olarak SM'in ayar yapısına kısaca değinmekte fayda vardır. SM'in ayar yapısı

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.2.8)$$

şeklinindedir. Bu yapı, elektrozayıf etkileşimleri betimleyen $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ yapısına, güçlü etkileşimleri betimleyen $SU(3)_C$ yapısının eklenmesiyle oluşturulmuştur. Elektrozayıf kuramda yükler zayıf izospin ve zayıf hiperyük olarak adlandırılır. Zayıf etkileşime sadece bu iki tip yükü taşıyan temel parçacıklar girebilir; bu durum ayar yapısında, grupların alt kısımlarına yazılan indislerle gösterilmiştir. Benzer şekilde güçlü etkileşimlere sadece renk yükü taşıyan temel parçacıklar girebilir ki bu da yine ayar grup yapısında benzer şekilde belirtil-

miştir. Bu aşamadan sonra Higgs mekanizması devreye girerek sistemdeki simetrisinin kendiliğinden kırılmasına yol açar. Bu sayede zayıf etkileşimlerin ayar bozonları kütle kazanır. Simetri kırılmasından sonra SM'in ayar yapısı

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{Higgs Mekanizması}} SU(3)_C \otimes U(1)_{KED} \quad (2.2.9)$$

halini alır. Burada $U(1)_{KED}$ (kuantum elektrodinamik) grubu artık elektromanyetik etkileşimleri göstermektedir. Simetri kırılması sonrası ayar kuramlarının öngördüğü şekilde bu iki grubun vektör bozonları kütsüz kalmıştır.

2.3. Kuantum Elektrodinamiği

Önceki bölümlerde bahsedilen kuramsal temellerin güzel bir uygulaması olarak ve ayrıca SM'in işleyiş mekanizmasının bir prototipi sayılabilecek kuantum elektrodinamiğini anlamak oldukça önemlidir. Kuantum elektrodinamiği ilk olarak Feynman, Schwinger, Tomonaga tarafından oluşturulan bir kuramdır [2, 3, 4]. Yine tezin fiziğin ilerleyiş sürecine genel bakışını da hatırlayarak, bu yeni birleşmenin üzerinde durmak gerekir. Maxwell'in elektrodinamik süreçleri tarif eden denklemleri ortaya koyması fizikteki ilk birleşmedir. Kuantum mekaniği ile özel göreliliğin, Dirac denkleminde birleşmesiyle, modern fizikte önemli bir kilometre taşı olarak yerini almıştır. Bu iki kuramın birleşmesi ve kuantum elektrodinamik haline getirilmesiyle, hesaplarda virgülden sonra dokuzuncu basamağa kadar erişilen hassasiyet, fiziksel bir kuramın elde ettiği en büyük başarı olarak anılır.

Bu iki kuramın birleşimi Dirac Lagranjyenine ayar ilkesinin uygulanmasıyla da elde edilebilir. Kuantum elektrodinamiği, yüklü parçacıkların (spin=1/2) kuantize olmuş kuvvet taşıyıcı vektör (spin=1) alanlar aracılığıyla etkileştikleri süreçleri betimler.

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (2.3.1)$$

Burada Lagranjyen doğal birim sistemin $c = 1 = \hbar$ konvansiyonunda yazılmıştır. Dirac matrisleri olarak bilinen γ^μ 'ler,

$$[\gamma^\mu, \gamma^\nu]_+ = 2g^{\mu\nu} \quad (2.3.2)$$

bağıntısını sağlarken

$$\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (2.3.3)$$

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (2.3.4)$$

tanımları geçerlidir. Lagranjiyen global $U(1)$ simetrisine sahiptir. Yani

$$U = e^{-ieg} \quad , \quad \psi' = U\psi \quad (2.3.5)$$

dönüşümleri Lagranjiyede, dolayısıyla gözlenen fizikte bir etki yaratmaz. Bununla beraber özel görelilik penceresinden, bütün gözlemciler için dalga fonksiyonunun aynı fazı, aynı anda, tüm uzay zaman noktalarında, eş zamanlı olarak kazanması mümkün değildir. Etkileşimlerin yerel ve ışık hızının sabit olduğu düşünülüğünde, doğal seçimin uzay-zamanın farklı noktalarında farklı fazların kazanılması olduğu anlaşılır. Böylece ayar ilkesinin öngördüğü gibi dönüşüm

$$U = e^{-ie\mathcal{E}(x)} \quad (2.3.6)$$

biçiminde olur. Ancak, bu şekilde bir dönüşüm Lagranjiyede fazlardan $e(\partial_\mu \mathcal{E}(x)) \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ teriminin ortaya çıkmasına neden olur. Bu sorundan kurtulmak için Lagranjiyenin modifikasyonuna gidilebilir. Yeni Lagranjiyen

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu (\partial_\mu + ieA_\mu) - m) \psi \quad (2.3.7)$$

ve yeni eklenen A_μ alanının ayar dönüşümleri altında

$$A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \mathcal{E}(x) \quad (2.3.8)$$

şeklinde dönüşümü ele alınırsa, bu durumda Dirac Lagranjiyeninin formu değişmez kalacaktır. Yeni Lagranjiyen kovaryant türev

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (2.3.9)$$

tanımıyla

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi \quad (2.3.10)$$

olarak yazılır. Bu aşamada kuramın bütünüyle bir dinamiğe sahip olması için eklenen vektör alanın kinetik teriminin de Lagranjiyene eklenmesi gerekir:

$$\mathcal{L}_{Proca} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + m^2 A^\mu A_\nu \quad (2.3.11)$$

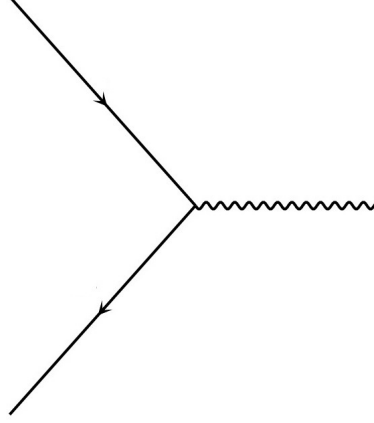
Fakat ayar kuramlarının ayar bozonları için kütle terimine izin vermediği hatırlanırsa son Lagranjiyen

$$\mathcal{L}_{KED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (2.3.12)$$

olarak elde edilir. Buradaki kinetik terim ayar dönüşümleri altında değişmez olacak şekilde

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.3.13)$$

inşa edilir. $A_\mu J^\mu = -eA_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ terimi spin 1 ve spin 1/2 alanları arasındaki etkileşimi ifade eder ve kuantum alan kuramı çerçevesinde Feynman diyagramı olarak görselleştirilir (bkz. Şekil 2.3.1).



Şekil 2.3.1: Kuantum elektrodinamiği için temel etkileşim köşesi. (Şekillerin oluşturulması için ayrıca bkz.Ek: 1.)

2.4. Kuantum Renk dinamiği

Kuantum renk dinamiği, atom çekirdeğinin dağılmadan bir arada kalmasını sağlayan güçlü kuvvetin kuantum ayar alan kuramı çerçevesindeki matematiksel betimlemesidir. Bu resimde kuarklar, gluonlar aracılığıyla etkileşirler ve kuramın abelyan olmayan doğası sonucu gluonlar ayrıca birbirleriyle de etkileşebilirler. Güçlü etkileşim sadece renk yükü taşıyan parçacıklar arasında gerçekleşir. Fermiyon ailesinden sadece kuarklar bu etkileşimde yer alırlar. Kuarklar elektrik yükü taşıırken gluonlar elektriksel olarak nötrdür. Kırılmamış bir simetri olması nedeniyle bu etkileşimin taşıyıcıları kütsesizdir. Esasen çekirdeğin bileşenleri olan nötron ve protonun kütleleri, kuarkların ölçülen kütlelerinden ziyade, hadronun içindeki gluonlar aracılığıyla yapılan etkileşimlerden ileri gelir.

1960'larda Ω^- , Δ^- , Δ^{++} gibi parçacıkların keşfi, bu parçacık bileşenlerinin Pauli dışarlama ilkesini ihlal edecek şekilde olması nedeniyle, renk yükü olarak bilinen ve $SU(3)$ ayar simetrisine sahip, bugün kuantum renk dinamiği olarak bilinen yapı ortaya atılmıştır [17, 18].

Bugün bilindiği kadarıyla bütün kuarklar $f \in [u, d, c, s, b, t]$ olmak üzere renk üçlülere şeklinde bulunurlar (red, green, blue):

$$\psi_f = \begin{pmatrix} \psi_{f_r} \\ \psi_{f_g} \\ \psi_{f_b} \end{pmatrix} \quad (2.4.1)$$

Elektrodinamiğe benzer şekilde kuram, ayar simetrisi $SU(3)$ olacak inşa edilebilir. Kuramdaki üreteç sayısı $3^2 - 1 = 8$ olup Gell-Mann matrisleriyle T^a olarak ifade edilir.

$$T^a = \frac{1}{2}\lambda^a \quad (2.4.2)$$

ve üreteçler

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (2.4.3)$$

komütasyon bağıntılarını sağlarlar. Kuantum renk dinamiğinin Lagranjyeni

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a \quad (2.4.4)$$

olarak yazılır ve

$$\psi_f \rightarrow \psi'_f = e^{ig_s \epsilon^a T^a} \psi_f \quad (2.4.5)$$

dönüşümü altında

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s T^a G_\mu^a \quad (2.4.6)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.4.7)$$

olmak üzere değişmezdir. Lagranjyendeki kuark kütle terimi, $SU(3)_C$ simetrisi açısından problem yaratmasa da, SM'deki sonradan kırılan $SU(2)_L$ simetrisinin varlığı nedeniyle, güçlü etkileşimlerin ifade edildiği Lagranjyende içerilmez.

Kuramın abelyan olmayan yapısı nedeniyle gluonlar birbirleriyle de etkileşebilir ki bu durum gluon alanının alan gerilme tensörü ifadesinden okunabilir. Kuram, yapı itibarıyla oldukça ilginç fiziksel özellikler barındırır. Öncelikle kuramın $SU(3)$ yapısının öne sürülmesinde, önemli bir yere sahip, derin esnek olmayan çarpışmalarda [29, 30], izole gluon ve kuark bulunmaması, renk yükü taşıyan parçacıkların sadece, renksiz bağlı durumlarda bulunabilecekleri, “renk hapsolması” şeklinde bir fiziksel ilkenin benimsenmesine yol açmıştır. Kuarklar arasında tahmin edilen etkin potansiyelin $\propto r$ formunda olması, dedektörlere ulaşmadan bu parçacıkların hadronize olmasına neden olur. İki kuark birbirlerinden ayrılarak izole edilmek istendiğinde, aradaki renk alanı, başka bir kuark-antikuark çiftinin oluşması için gereken enerjiye, kuarkların izole edilmesi için gerekenden çok daha çabuk ulaşır ve böylece kuarklar izole hale gelmeden başka bir çift oluşmuş olur.

Başka çok ilginç bir özellik ise yine “hapsolma” olgusuyla ilişkili olarak, kuramın “asimptotik özgürlük” olarak tabir edilen doğasıdır. Kuarklar yüksek enerjilerde kuantum elektrodinamiğindeki yükün ekranlanmasına benzer ancak tam tersi bir davranış gösterirler. Bu mesafelerde yaklaşık olarak serbest hareket edebilen kuarkların davranışları, “renk hapsolması” olayının tam aksine, pertürbatif yöntemlerle hesaplanabilir [31, 32].

Hadronların içindeki bu serbest renk yüklü parçacıklar parton olarak adlandırılırlar. Derin elastik olmayan saçılma deneyleri hadronların yapı taşları olan valans kuarkların dışında deniz kuarkların olduklarını da ortaya koymuştur. Bu deneylerde, gluonlar net bir şekilde tespit edilmemişse de toplam enerjinin bir kesrinin bu parçacıklar tarafından taşınması gerektiği ortaya konulmuştur. Hadronun sahip olduğu enerjiye göre gluon yoğunluğu ve kuarkların çeşnileri, sayıları değişmektedir. Bu bilgiler deneysel veriler ışığında parton dağılım fonksiyonları haline getirilmiştir. Parton seviyesi analizler dışında bozunma ve hadronlaşma olaylarının tam olarak hesaplanabilmesi için hesaplanan tesir kesitleriyle beraber bu fonksiyonların da birlikte değerlendirilmeleri gerekir.

2.5. Zayıf Etkileşmeler, Elektrozayıf Kuram, Higgs Mekanizması ve SM

Zayıf etkileşimle ilgili ortaya atılan ilk model, Fermi'nin dört nokta etkileşme teorisidir [33]. Düşük enerjilerde oldukça iyi çalışan bu model, enerji skalası yükseldikçe sorunlarla karşılaşır ve bu yüzden zayıf etkileşmelerin temel teorisi olmaktan uzaktır. 1950 ve 1960 yılları arasında, Lee, Yang ve Wu beta bozunumunda sadece sol elli elektronların ve nötrinoların (ya da karşı parçacıklar için sağ elli) yer aldığını gözlemleyerek, zayıf etkileşimlerde paritenin korunmadığını gösterdiler [34]. Zayıf etkileşimin bu belirleyici özelliği, kuramı inşa ederken rehber görevi üstlenmiştir. Buna ek olarak zayıf etkileşimlerin karakteristikleri söz konusu olduğunda, sağ ve sol elli parçacıkların her ikisiyle de etkileşimin olduğu yüksüz zayıf etkileşim olarak bilinen başka bir çeşit de mevcuttur. Bu keşifler zayıf etkileşimlerin V-A (vektör-aksiyelvektör) yapısını ortaya koyar.

Elektrozayıf kuram, SM'in bel kemiği niteliğinde olup, ilk olarak 1960'ta Glashow tarafından oluşturulmuş ve daha sonra 1967 yılında Salam ve Weinberg tarafından son şekli verilerek, elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin ayar ilkesi çerçevesinde birleştirilmesinden oluşmuştur.

Bu başarının önemi, esasen zayıf ve elektromanyetik etkileşimlerin doğada gözlenen biçimlerinin oldukça farklı yapıda olmasından kaynaklanmaktadır. Söz gelimi, bütün fermiyonlar zayıf etkileşimlerde yer alabilirken, sadece yüklü parçacıkların elektromanyetik etkileşime girmesi mümkündür. Ayrıca daha önceki paragraflarda da bahsedildiği gibi elektromanyetik etkileşimlerde parite ihlali olmazken zayıf etkileşimlerin en önemli karakteristiği bu niteliklidir. Elektromanyetik etkileşimlerin şiddeti elektrik yüküyle orantılıyken, zayıf etkileşimler için sistemin kiralitesi önemlidir. Elektromanyetik etkileşim yüksüz ve kütsüz fotonlar aracılığıyla gerçekleşirken, zayıf etkileşmenin taşıyıcı bozonları kütselidir ve W^{\pm} yüklü iken Z yüksüzdür. Z bozonu yüksüz geçişlerde kendini gösterirken, W^{\pm} , yukarı ve aşağı tipteki

kuarkların, aşağı ve yukarı tipli kuarklara geçişlerine ya da leptonların karşı gelen nötrinolarıyla olan etkileşimlerine eşlik eder ve zayıf yüklü etkileşimlerin kiral tabiatını belirler.

Bu olgusal gerekçelerin varlığı nedeniyle zayıf etkileşimler için oluşturulacak matematiksel tasvirin de bu özellikleri içermesi beklenir. Bu yüzden sağ eli ve sol eli alanlar elektrozayıf kuramda farklı bir biçimde ele alınmıştır. Genel olarak kiral tabiatın ortaya koyduğu güçlünün üstesinden gelinmesi, sol eli fermiyonların $SU(2)_L$ simetrisine sahip olacak şekilde inşası ile mümkündür. Sağ eli fermiyonlar ise $SU(2)$ tekli (singlet) durumlarında bırakılırlar.

Bahsedilen birçok farklılıklarına karşın zayıf etkileşimler ve elektromanyetizma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ lokal ayar simetrisi prensibi üzerine inşa edilerek birleştirilebilmişlerdir. Bu yapı kendiliğinden simetri kırılmasıyla kırıldığında $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, geriye elektrik yükü ile ilişkili $U(1)$ simetrisi kalır. Bu yapı yine kırılmamış olması dolayısıyla fotonun sıfır durgun kütleye sahip olması ile de ilişkilidir.

Daha yakından incelemek gerekirse, elektrozayıf etkileşimleri içeren tam Lagranjiyen

$$\mathcal{L}_{EZ} = \mathcal{L}_{Madde} + \mathcal{L}_{Ayar} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.5.1)$$

olarak gruplanmış halde yazılabilir. Genel yapının anlaşılması için sadece \mathcal{L}_{Madde} ve \mathcal{L}_{Ayar} kısımları ele alınırsa Lagranjiyen

$$\mathcal{L}_{EZ} = \mathcal{L}_{Madde} + \mathcal{L}_{Ayar} \quad (2.5.2)$$

şekline girer. Geri kalan terimlerin daha sonra incelenmesi, yine bu bölümde ele alınacak olan Higgs mekanizmasının çözdüğü problemlerin açıklıkla ortaya konabilmesi açısından daha faydalıdır. Şimdi Lagranjiyenin bu kısımları da açıkça yazılırsa, ayar alanlarıyla ilgili kısım:

$$\mathcal{L}_{Ayar} = -\frac{1}{4}W^{\mu\nu i}W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \quad (2.5.3)$$

ve ayar alanlarının kinetik terimlerinin yapısı:

$$W^{\mu\nu i} = \partial^\mu W^{\nu i} - \partial^\nu W^{\mu i} - g\epsilon^{ijk}W^\mu{}^jW^{\nu k} \quad (2.5.4)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu \quad (2.5.5)$$

şeklindedir. Lagranjiyenin madde ile ilgili kısmı

$$\mathcal{L}_{Madde} = i\bar{\psi}_L\gamma_\mu D_L^\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma_\mu D_R^\mu\psi_R \quad (2.5.6)$$

ve kovaryant türevlerin yapısı

$$D_L^\mu = \partial^\mu + ig \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{W}^\mu}{2} + i \frac{g'}{2} Y B^\mu \quad (2.5.7)$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu + i \frac{g'}{2} Y B^\mu \quad (2.5.8)$$

biçimindedir. Burada dalga fonksiyonları zayıf etkileşmelerin karakteristiğini matematiksel olarak ifade edebilmek için kiral durumlarına göre ayrılmıştır; ayrıca kovaryant türevler zayıf etkileşmenin yapısına uygun şekilde sağ elli ve sol elli durumlara farklı etki etmektedir. Burada $\vec{\sigma}$ 'lar bilindik Pauli matrislerini ifade etmektedir:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.5.9)$$

$SU(2)_L$ (Zayıf etkileşimler) grubunun abelyan olmayan yapısından ötürü etkileşim sabiti g evrensel olarak bütün $SU(2)_L$ temelli etkileşimlerde aynı değerdedir, abelyan yapıda olan $U(1)_Y$ (~elektromanyetik etkileşimler) için böyle bir evrensellik söz konusu değildir. Simetri kırılması sonrası parçacık yüklerinin istenen değerleri alabilmesi için modifiye edilmiş olarak gY değerindedir. Aşağıdaki tabloda bunun için alanların yapısı ve kuantum sayılarının alması gereken değerler verilmiştir.

Tablo 2.1: SM parçacıklarının kiral doublet yapısı, hiper yükleri, izospinleri ve nesiller.

	Nesil			Kuantum Sayıları			
	1	2	3	I	I_3	Y	$Q(e)$
Leptonlar	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	-1	1
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	1/2	-1/2	-1	-1
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	0	0	-2	-1
Kuarklar	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/3	2/3
	d'_L	s'_L	b'_L	1/2	-1/2	1/3	-1/3
	u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	2/3
	d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	1/3

Ayrıca burada yük operatörü

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.5.10)$$

olarak tanımlanır. Hiç kuşkusuz alanların ayar dönüşümleri de sahip oldukları simetriye göre değişmektedir. Burada zayıf etkileşimlerde yer almayan hipotetik sağ elli nötrinolar (steril nötrinolar) için izospin ve hiperyükün sıfır olduğu hatırlanmalıdır ve bu yüzden tabloda bu parçacıklara yer verilmemiştir.

Zayıf etkileşimler kısa menzilli ve elektromanyetik etkileşimlere göre şiddeti daha düşük-

tür; bunun nedeni taşıyıcı bozonlarının kütleli olmasıdır. Ayrıca zayıf etkileşimlerin kiral yapısı göz önüne alındığında, Lagranjiyendeki alanların doğrudan kütle özdeşlikteki fiziksel alanlar değil, etkileşim durumundaki alanlar oldukları anlaşılabilir. Fiziksel alanlar bu alanların karışım durumu olarak:

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{W_{\mu}^1 \mp W_{\mu}^2}{\sqrt{2}} \quad (2.5.11)$$

$$\begin{pmatrix} A_{\mu} \\ Z_{\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{\mu} \\ W_{\mu}^3 \end{pmatrix} \quad (2.5.12)$$

bulunur. Burada zayıf karışım açısı (Weinberg açısı) olarak bilinen açının değeri

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.5.13)$$

olarak verilir. Bu tanım üzerinden diğer bazı önemli değişkenlerin karşılıkları şu şekildedir:

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (2.5.14)$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W} \quad (2.5.15)$$

Burada $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ Fermi sabiti olarak bilinir ve Ferminin zayıf etkileşimler için ortaya attığı modeldeki bağlaşım sabitidir; m_W W^{\pm} bozonunun kütesidir.

Buraya kadarki incelemelerle, elektrozayıf kuramın dinamikleri açıklanmış olsa da, sıklıkla bahsedilen bir sorun olarak, zayıf etkileşimlerin ayar bozonları ve fermiyon kütlelerinin ayar prensibi gereği hala sıfır olması gereği, doğadaki gözlemlerle çelişkili bir durum yaratır. Gerek ayar bozonlarının ayar dönüşümleri altındaki dönüşüm özellikleri gerekse zayıf etkileşime kiral olarak giren ve farklı dönüşüm özelliklerine sahip sağ ve sol eli fermiyonların Lagranjiyendeki varlıkları, kurama el ile kütle konulması durumunda renormalizasyon sorunlarını birlikte getirmekte ve kuramı öngörü yapamaz hale sokmaktadır.

Zayıf etkileşimlerin, her biri dört serbestlik derecesine sahip, üç ayar bozonunun kütle sahibi olabilmesi için, kurama en az üç serbestlik derecesine sahip başka bir alan eklenmelidir. Bu alanın ayrıca elektrozayıf etkileşimlere giren parçacıklarla etkileşeceği düşünülürse bunun için bir kompleks skaler çiftli seçildiğinde bu koşul minimum içerikle sağlanmış olacaktır. Bu çiftlinin üç serbestlik derecesi, ayar bozonlarının boylamsal bileşeni olarak absorbe edildikten sonra (ayar bozonları kütle kazandıktan sonra), kalan serbestlik derecesi, skaler parçacığın külesi olarak ortaya çıkar. Bu kütle kazandırma mekanizması (Higgs mekanizması) skaler alanlar için kendiliğinden simteri kırılması olarak bilinir ve F. Englert, R. Brout, Higgs, G. Guralnik, C. R. Hagen, T. Kibble tarafından ortaya konulmuştur [19, 20, 21].

Bu şekilde bir alan $Y = 1$ olacak şekilde

$$\Phi(x) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^1(x) + i\Phi^2(x) \\ \Phi^3(x) + i\Phi^4(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (2.5.16)$$

biçimindedir. Şimdi elektro-zayıf süreçleri betimleyen Lagranjiyenin Higgs ile ilgili kısmına bakılabilir:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi(x))^\dagger (D^\mu \Phi(x)) - V(\Phi(x)) \quad (2.5.17)$$

burada potansiyel ifadesinin açık biçimi

$$V(\Phi(x)) = \mu^2 \Phi^\dagger(x) \Phi(x) + \lambda \left(\Phi^\dagger(x) \Phi(x) \right)^2 \quad (2.5.18)$$

şeklindedir. Potansiyel iki değişken ile parametrize durumdadır ve μ 'nin pozitif ve negatif olma durumuna göre elde edilen fizik farklılık gösterir. $\mu > 0$ durumunda potansiyel tek bir en düşük değere sahiptir ve vakumun beklenen değeri sıfıra eşittir. Bu durumda Hamilton ve vakum durumu aynı simetrilere sahiptir ve simetri kırılması durumu söz konusu değildir. Bu durumda Lagranjiyede bu simetriye sahip bozonlar kütsüz olacaktır. $\mu < 0$ durumu incelenirse, potansiyelin şeklinin Meksika şapkası biçimini aldığı görülür. Bu durumda vakumun beklenen değeri sıfır değildir ve ayrıca vakum durumu Hamilton operatörüyle aynı simetrisini taşımaz. Simetrinin kendiliğinden kırılması gerçekleşmiş olur. Potansiyelin en küçük değerine bakılırsa

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} = -2\mu^2 \Phi + 4\lambda \Phi^3 = 0 \quad (2.5.19)$$

$$\Phi_0 = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} = \sqrt{\frac{v^2}{2}} \quad (2.5.20)$$

olarak bulunur. Polar formda Higgs alanı ifade edilirse:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{\theta}(x)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.5.21)$$

Bu ifadede $\vec{\theta}(x)$ alanları kütsüz Goldstone modlarına karşılık gelir. Bu modlar potansiyelin açısız yöndeki uyarılmış durumlarına denk gelirken, skaler alan ise radyal doğrultudaki uyarılmış durumlarına denk gelir. $SU(2)_L$ simetrisi Higgs alanının uygun şekilde dönüşümüne olanak tanıyarak, Goldstone modlarının ayıklanabilir olmasını sağlar. Bu şekilde yeniden tanımlanmış alan

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.5.22)$$

halini alır. Alanın bu şekilde seçilmesinin bir nedeni de Higgs alanının yüksüz olmasıdır. Kovaryant türev

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{1}{2} B_\mu \quad (2.5.23)$$

olmak üzere Lagranjyendeki kinetik terim ifadesi açılarak yazılırsa

$$\begin{aligned}
(D_\mu \Phi(x))^\dagger (D^\mu \Phi(x)) &= \left| \left[\partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{1}{2} B_\mu \right] \Phi(x) \right|^2 \\
&= \frac{1}{2} (\partial^\mu H) (\partial_\mu H) + \frac{1}{8} g^2 (v+H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 \\
&\quad + \frac{1}{8} g^2 (v+H)^2 |g' W_\mu^3 - g B_\mu|^2
\end{aligned} \tag{2.5.24}$$

ve daha önceden yapılan fiziksel alanların tanımlarıyla

$$\begin{aligned}
(D_\mu \Phi(x))^\dagger (D^\mu \Phi(x)) &= \frac{1}{2} (\partial^\mu H) (\partial_\mu H) + \frac{1}{8} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 Z_\mu Z^\mu \\
&\quad + \frac{1}{4} g^2 v H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v H Z_\mu Z^\mu \\
&\quad + \frac{1}{8} g^2 H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) H^2 Z_\mu Z^\mu
\end{aligned} \tag{2.5.25}$$

biçimini alır. Bu ifadedeki ikinci ve üçüncü terim zayıf etkileşimlerin taşıyıcı bozonlarının kütlelerine karşılık gelir:

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad , \quad m_W = \frac{v}{2} (g^2 + g'^2) \tag{2.5.26}$$

Diğer terimler ise Higgs alanı ve diğer alanlar arasındaki etkileşimlerdir. Bu ifadede kırılmamış simetri $U(1)_{EM}$ olup foton bu sayede kütsesizdir. Higgs potansiyeli ise Higgs alanının kütlesi ve kendi ile girdiği etkileşimlerle ilgilidir:

$$V(\Phi) = -\frac{1}{4} \lambda v^4 + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{1}{4} \lambda H^4 \tag{2.5.27}$$

Higgs alanının kütlesi

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} \tag{2.5.28}$$

ve Weinberg açısı cinsinden W ve Z kütleleri birbirine bağlanırsa

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \tag{2.5.29}$$

olarak yazılabilir. Böylece elektrozayıf sektörden bağlaşım sabitleri g , g' ve Higgs potansiyelinden λ , μ olmak üzere dört tane temel parametre gelmektedir. Bu parametrelerden vakumun beklenen değeri $v = 246$ GeV olarak ölçülmüştür.

Bu aşamadan sonra elektrozayıf kuramın deneyle örtüşmeyen en büyük eksikliği olan ayar bozonlarının kütle sorunu aşılmış durumdadır. Ancak kuramda fermiyonlar halen kütsesizdir. Yukawa etkileşimi, fermiyonlara gerekli simetrisini koruyarak ve kuramın renormalizasyonunu bozmadan kütle eklemenin en doğal ve kolay yoludur.

Bu adımda elektrozayıf Lagranjiyeninin Yukawa kısmı incelenebilir. Bu kısım temelde yukarı ve aşağı tipteki fermiyonlara kazandırılan kütleyle göre ayrılabilir.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -Y_a \left(\bar{R}\Phi^\dagger L + \bar{L}\Phi R \right) - Y_{ii} \left(\bar{L}\tilde{\Phi}^c R + \bar{R}\tilde{\Phi}^{c\dagger} L \right) \quad (2.5.30)$$

bu etkileşimden anlaşılacağı gibi bir parçacığın kütlesi ne kadar büyükse Higgs ile o kadar fazla etkileşir ve kütlesi o nispette büyüktür. Burada Y ile verilen sabit, Yukawa etkileşiminin sabitidir ve kuram tarafından tahmin edilemez. L ve R ise fermiyonların kiral özelliklerini belirtmektedir. Genel olarak alt tipli fermiyonlar için kütle terimi

$$m_f = Y_a v \quad (2.5.31)$$

olarak bulunur. Bu ifade yardımıyla Y_a değeri hesaplanabilir. İfade açık yazıldığında ilk Lagranjiyenin ilk teriminin üst tipli fermiyonlara kütle kazandırmadığı da görülebilir. Bu durumda nötrinoların kütesiz kalması sağlanırken, bir yandan da alt tipli fermiyonlara kütle kazandırmak için Lagranjiyendeki ikinci terimin varlığı gerekir. İlk terimin leptonlar ve alt tipli kuarklar için yeterli olduğu göz önüne alındığında, bu terimin sadece kuarkların kütle kazanmasıyla ilgili olduğu anlaşılabilir. Burada konjuge Higgs alanı

$$\tilde{\Phi}^c = -i\tau_2 \Phi^* \quad (2.5.32)$$

olarak verilir. Bu ifadelerde bazı terimler kütle terimi olarak kolayca tespit edilebilirken, bazıları daha karmaşık formdadır; bunun nedeni kuramın kiral yapısı gereği sol elli durumun bütün sağ elli durumlarla etkileşmesidir. Bu durumda Y_a ve Y_{ii} sabitlerinin, leptonlar için olan kısım ayrıldığında, aslında birer matris tanımladığı görülebilir. Zayıf etkileşmelerin kiral yapısından bahsedilirken, Lagranjiyende bulunan alanların kütle öz durumları yerine etkileşim durumlarında bulunduğu değinilmişti. Bu matrisleri diagonal forma sokmak için yapılacak olan bir dönüşümle kütle öz durumlarına geçiş yapılabilir. Ancak bu kuarkların karışımına neden olur. Bu karışım Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrisi ile ifade edilir:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} \approx 0,974 & V_{us} \approx 0,225 & V_{ub} \approx 0,003 \\ V_{cd} \approx 0,225 & V_{cs} \approx 0,973 & V_{cb} \approx 0,041 \\ V_{td} \approx 0,009 & V_{ts} \approx 0,040 & V_{tb} \approx 0,999 \end{pmatrix} \quad (2.5.33)$$

Bu matris zayıf etkileşimlerde alt tipteki bir kuarkın üst tipteki bir kuarkla etkileşim olasılığı ile ilişkilidir ve deneysel değerleri V_{CKM} ile verilmiştir.

Bahsedilen elektrozayıf modele, daha önceden anlatılan kuantum renk dinamiği yapısının, kuarklar özelinde eklenmesiyle beraber SM'in inşası tamamlanmış olur; bu durumda kuramın simetri yapısı ve Lagranjiyeni

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM} \quad (2.5.34)$$

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Madde} + \mathcal{L}_{Ayar} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.5.35)$$

halini alır. SM'in bu son hali, renormalize olabilen bir alan teorisidir ve deneysel gözlemlerle oldukça uyumludur. Bu kuram üç kuvvetin üç farklı bağlaşım sabiti, Higgs sektöründen gelen Higgs kütlesi ve vakum beklenen değeri, dokuz Yukawa bağlaşımı ve son olarak dört CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) parametresi ile toplam on sekiz parametreye sahiptir.

3 STANDART MODEL ÖTESİ

SM inşa edilmeye başlandığı 1960'lı yıllardan bu yana sayısız teste tabi tutulmuştur. Bir yandan modelin kuramı deneysel olarak test edilirken bir yandan da genişletilmeye, eksikleri giderilmeye çalışılmıştır. Modelin son hali için yapılan gözlemler, öngörülerin tamamının doğru olduğunu ortaya koymuştur.

İlk olarak kuark yapı modele dahil edilmiştir. Modelin bu yapısı gözlemlenen hadronların ve mezonların anlaşılmasına büyük katkı sağlamıştır. SM'deki kuark ailesinin üye sayısı tahmin edilen yukarı, aşağı, tılsım kuarkla birlikte sayıca giderek artarak altıya çıkmıştır. Böylece hem o günün mevcut problemleri çözülmüş hem de yeni beklenen etkileşmelerin varlığı doğrulanmıştır.

Ayrıca zayıf etkileşmeler ve zayıf etkileşmelerdeki yüksüz akımın varlığı da aynı başarıyla tahmin edilmiştir. Bunun yanı sıra Higgs bozonunun keşfedilmesiyle SM'deki parçacıkların içeriği tamamlanmıştır. Böylece SM'nin en önemli öngörülerinden biri daha doğrulanmıştır. Bunlardan başka bilinen etkileşimlerin hassas ölçümleri yapılmış ve şu ana kadar SM'in tahminleri dışında yeni bir parçacık ya da fizik gözlemlenmemiştir.

Bu durum kuramın başarısını ortaya koyar; böylece doğanın belli koşullar altında elektroza-yıf ölçekte başarılı bir tasviri sunulur ve yeni fizik arayışlarının yüzü belirlenir.

Kuram yeterli gibi görünse de, yeni fizik arayışları hala yoğun bir şekilde sürmektedir. Bu bölümün konusu bu arayışların nedenine odaklanmıştır.

3.1. SM'in Sorunları

SM'in en önemli sorunları şu şekilde sıralanabilir:

- *Nötrino salınımları fenomeni*: SM'in yüzleştiği belki de en ağır sorundur. Bu olay, nötrinoların kütle ve etkileşim öz durumlarının karışımını ortaya koyar. SM'de nötrinolar kütesizdir; ancak bu olayın gerçekleşmesi için çok küçük de olsa bir kütleye ihtiyaç vardır. SM'in doğayı tasvir ederken yaptığı hata, nötrinoların kütesiz olduklarını varsaymasıdır. Diğer sorunlar ise “eksik” statüsündedir [35].
- *Karanlık madde*: Açıklanması gereken bir diğer sorun olarak karanlık madde ön plana çıkmaktadır. Bu yapı ilk olarak Jan Oort tarafından ortaya atılsa da doğrulama çok

daha sonraları gelmiştir [36, 37]. Karanlık madde evrenin %23'ünü oluşturduğu düşünülen baryonik ve baryonik olmayan (ya da kompozit olan) iki durumu da barındırabilecek yapıda olan ve elektromanyetik etkileşimlere girmeyen nesnedir. Ancak yaygın olan bir kanıya göre, karanlık madde baryonik yapı dışında başka bir içeriğe sahiptir. Bununla beraber karanlık maddenin kütle çekim etkileşimine girdiği açık iken, onun zayıf etkileşimlerde de yer alabildiği düşünülebilir. SM'de bu özelliklere sahip olan ve karanlık madde adayları olarak öne çıkan parçacıklar nötrinolardır. Ancak karanlık maddenin toplam kütesine bu varsayımla yaklaşamadığından, yeni çeşit parçacıkların varlığı gerekli görünmektedir.

- *Karanlık enerji:* SM'de kendine yer bulamamış başka bir fenomen olarak yeni fizik arayışlarına kapı aralar. Evrenin ivmelenecek genişlediğinin anlaşılmasının ardından bu genişlemeyi sağlayacak etkileşimlerin SM'de yer almaması sebebiyle ve karanlık maddeyle beraber yeni bir kozmoloji resmi çizmesinin sonucu olarak, karanlık enerji çözüm bekleyen sorunlardan biridir.
- *Madde karşıt-madde asimetrisi:* Oluşturulan kuramlardan elde edilen bilgilere göre, Big Bang (Büyük Patlama)'dan sonra eşit miktarda madde ve karşıt-madde oluşmuş olması gerekmektedir. Ancak bu beklentinin karşılanmadığı aşikârdır. Madde karşıt-madde asimetrisi bugünkü araştırmalarda adından sıklıkla bahsettiren bir konudur. Madde baskın bir evren için ortaya kuramlar atılsa da daha kanıtlanabilmiş değildir. Bunlardan en bilineni Peccei ve Quinn'in axion adı verilen yeni skaler parçacık öngören modelidir [38, 39].
- *Kütle Hiyerarşisi Sorunu:* SM parçacıkları kütle değerleri bakımından çok geniş bir skalaya yayılmıştır ve bu durum fermiyonlar arası kütle hiyerarşisi sorununu yaratır. Esasen kütleler arasındaki farkın neden böyle olduğuyla ilgili temel bir açıklama yoktur. Bu sorunun bir ayağı da CKM matrisinin neden gözlenen şekilde olduğudur. Ayrıca fermiyonların neden üç aile olarak var olduğu da bilinmezler arasındadır. Bu ailelerin ya da fermiyon sayıları için bir sınırlama bulunamamaktadır.
- *Hiyerarşi/ Doğallık/ İnce Ayar Sorunu:* Fermiyon kütleleri arasındaki hiyerarşiden bağımsız olarak literatürde bilinen bir diğer sorundur. Bu sorunun kaynağında, Higgs bozonunun kütesine gelen kuantum düzeltmelerin enerji ölçeğinin karesiyle orantılı olacak şekilde artması yatar. Bu durumda Higgs'in kütle bilindiğine göre elektrozayıf ölçekte bu katkıların sadeleşerek bilinen Higgs kütesini vermesi küçük hiyerarşi sorunu yaratırken, bu sadeleşmenin Planck ölçeğine kadar gitmesi kuşkusuz çok büyük bir ince ayar gerektirmektedir. Dolayısıyla elektrozayıf ölçeğin ve Higgs kütesinin nasıl kararlı kaldığının açıklanması gerekmektedir.

- *Kuantum kütle çekimi*: Kütle çekim kuvvetinin SM'e nasıl ekleneceği her şeyin teorisine giden yolda bu sorun, aşılması beklenen büyük bir engel olarak durmaktadır. Bu birleşmeye giderken önemli bir kilometre taşı ise SM'in grup yapısının anlaşılması, genişletilmesi ve kuplaj sabitlerinin daha büyük bir grup yapısı altında birleştirilmesi olacaktır.

3.2. FCNC Süreçleri ve Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) Mekanizması

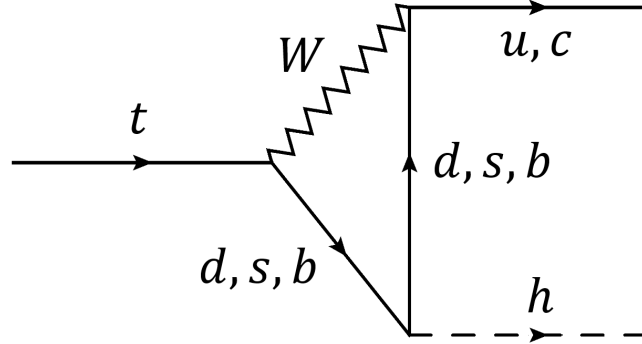
Yukarıda sayılan sorunlara ek olarak SM'in genişletilmesi konusunda bir başka önemli araştırma FCNC süreçleri üzerinedir. SM'in çok belirgin bir özelliği, çeşni değiştiren yüksüz akım (FCNC) türündeki etkileşimleri dışarılayan doğasının olmasıdır. SM ötesi pek çok modelin öngördüğü bu tip etkileşimlerin SM dağarcığında bulunmaması oldukça ilginçtir. Bu modeller doğrudan FCNC tipinde etkileşimleri öneren modeller değildirler. Aksine bu tip modeller SM'in daha önce bahsedilen sorunlarını çözerken bu tip etkileşimleri beraberlerinde getirirler. Ayrıca alt kuark sektöründe bu tip etkileşimler SM ölçeğinde de gerçekleşebilmektedir. Sorun ise özel olarak yukarı sektördür. Burada da oklar CKM matrisi ve Yukawa etkileşimlerini işaret ederek, bizi başlangıçta değinilen sorunlara geri götürür. Dolayısıyla bu etkileşimlerin doğası SM'e için en önemli problemlerin giderilmesine ışık tutabilecek kimliktedir. Bu konunun SM'deki kökenlerini anlamak Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizmasının anlaşılmasıyla mümkündür ve konuya güzel bir giriş sunar.

GIM mekanizması FCNC süreçleri için oldukça sıkı bir engeldir. Zira bu mekanizma yüzünden SM'de FCNC süreçleri ağaç seviyesinde baskılanmış ve sadece halka seviyesinde gerçekleşebilmektedir (bkz.Şekil 3.2.1). Bu durum FCNC süreçlerinin tesir kesitlerinin küçük olmasına neden olur.

GIM mekanizması kuark sayısının üç ile sınırlı olduğu zamanlarda ortaya atılmış bir mekanizmadır. u , d , s kuark etkileşirken ve Cabbibo modelinin ön söylemleri göz önüne alındığında, FCNC türü etkileşimler oldukça yüksek sayıda diyagramdan gelerek tesir kesitini kayda değer ölçüde artırabilmektedir. Ancak deneysel olarak bu etkileşimler gözlemlenmemiştir.

Bu güçlüğün üstesinden gelmek için modele Glashow, Iliopoulos ve Maiani tarafından yeni bir kuark (c) daha eklenmiştir [11]. Bu kuarkın etkileşimlerinden gelen katkılar önceki durumdan gelen FCNC katkılarını kuark kütlelerinin karelerinin farkları nispetinde yalınlaştırdığından, FCNC süreçleri oldukça baskılanmış bir şekilde SM'de yer alır. Birinci ve ikinci nesil kuark kütleleri arasındaki fark az olduğundan bu etkileşimlerin tesir kesitleri ağaç se-

viyesinde oldukça düşük kalır. Pek çok yeni model FCNC süreçlerini öngördüğü için bu süreçlerden gelen katkıların tesir kesitlerinde yaptığı değişimin incelenmesi önemlidir. GIM mekanizmasının sınırlamanın anlaşılması bu nedenle önemlidir.



Şekil 3.2.1: Üst kuarkın GIM mekanizmasıyla bastırılmış SM FCNC etkileşimi.

3.3. Higgs Bozonu, Üst Kuark ve FCNC Etkileşimleri

SM'in Kesim 3.1'de sıralanan sorunlarının çözümü, bu modelin sınırlarının genişletilmesi ile mümkündür. Bu genişletme çalışmalarında bazı konuların öne çıktığı ve daha ayrıcalıklı olduğu söylenebilir. Bunun nedeni, mevcut bilgilerden hareketle eksiklikleri açığa çıkarılmış olan konu başlıklarının, aynı zamanda bu bilgiler ışığında muhtemel çözümlere de zemin hazırlamalarıdır. Deneysel ve kuramsal alt yapısı kurulmuş konular, SM ötesi fizik beklentilerini ortaya koyarken deneysel ve kuramsal sınırlamaları da beraberlerinde getirmektedirler.

Söz gelimi karanlık enerji sorunu çözüm beklerken, onun doğasına ilişkin oldukça az bilgi olması nedeniyle, gerek işleyişine dair tam bir tahminde bulunmak, gerekse ölçümler aracılığıyla zaten bilinmezler arasından, bilinmeyen başka bir yönünün keşfedilmesi olasılığı oldukça düşüktür. Bununla beraber SM'de oldukları halleriyle bilinen parçacıkların ve yarattıkları çeşitli soru işaretlerinin giderilmesi konusunda, yine bu parçacıkların belirlediği sınırlar çerçevesinde, yeni bulguların ortaya çıkarılması çok daha olasıdır.

Bu karşılaştırmada Higgs fiziği öne çıkmaktadır: SM, bilinen haliyle doğru kabul edildiğinde bile pek çok keyfi parametre ve özel amaçlı etkileşim içermektedir. Bu keyfi parametrelerin çoğu Higgs bozonunun Yukawa etkileşimlerinden gelir ve ayrıca Higgs potansiyelinin yapısı tamamen elektrozayıf etkileşimlerdeki kütle sorununu çözmeye yönelik olarak modele eklenmiştir. Bununla beraber Higgs bozonunun SM'de ince ayar sorunu yarattığı da bilinmektedir; bu problemin kaynağında üst kuarkla Higgs bozonunun halka etkileşimleri yatar. Higgs fiziğini olduğu gibi ele almak esasen elektrozayıf ölçekte o denli büyük bir sorun olmasa da, SM ötesi araştırmalarda ortaya konulan bu problemler birer başlangıç noktası oluşturur. Pek

çok model Higgs'in yarattığı doğallık sorununu çözmeye odaklanmıştır. Bu sorun SM ötesi fiziğin en önemli ve bir an evvel çözümü bekleyen konusu olarak öne çıkmıştır. Öne sürülen kuramsal yapıların beklentilerinin test edilmesi bu bilinmez ve açmazlara çözüm sunacaktır. Dolayısıyla Higgs'in hassas ölçümlerinin yapılması ve SM ötesi kurmalardaki beklentilerle karşılaştırılması, yeni fizik arayışlarında sahneye çıkmaktadır. Ayrıca bu sorunun ötesinde TeV mertebesindeki olası yeni fizikten gelecek katkılara elektrozayıf ölçek mertebesindeki kütle sebebiyle oldukça duyarlıdır. Sayılan nedenlerle Higgs, Higgs keşfi sonrası fizikte anahtar parçacık konumundadır.

Higgs'in yanı sıra fermiyon ailesinden üst kuarkta benzer bir tablo sergiler. Fermiyonların kütle hiyerarşisini oluşturması ve Higgs ile ince ayar probleminin başrolünü paylaşmasının yanında, diğer kuarklara nispeten bazı sıra dışı özelliklere de sahiptir. Örneğin hadronlaşmadan önce bozunan ($\sim 10^{-25}$ s) tek kuarktır ve CKM matris elemanın göz önüne alındığında W bozunu yayımlayarak b kuarka geçişinin dallanma oranı 1 civarındadır; bu nedenle çok temiz bir olay izine sahiptir. Ayrıca üst kuark bilinen en ağır temel parçacıktır ve kütleli elektrozayıf ölçek mertebesinde. Yine pek çok model TeV mertebesindeki fizik için üst kuarkla yapılan yeni etkileşimler öngörmektedir. Sonuç olarak Higgs için geçerli olan durum üst kuarkı da kapsamaktadır. Bunlara ek olarak üst kuarkın Higgs ile halka etkileşimi ve Higgs potansiyeli ile ilgili konseptsel sorunlarının benzerleri üst kuark için de tanımlanarak belli başlı sorular ileri sürülebilir. Bu sorulardan bazıları şu şekildedir:

- Üst kuarkın SM ötesinde rolü tam olarak nedir?
- Üst kuarkın elektrozayıf simetri kırılmasındaki rolü nedir ve üst kuark neden bu kadar ağır?
- Kütlelerinin tamamı Higgs ile etkileşiminden mi geliyor?

Oluşturulan modeller ağırlıklı olarak üst kuarkın FCNC etkileşimlerini öngörmektedir. Vurgulandığı üzere üst kuark ve Higgs araştırmalarda ayrıcalıklı bir yere sahiptir. Bu durum, haliyle, bu iki parçacığın bir arada yer aldığı FCNC etkileşimleri yeni fizik arayışlarında önemli bir süreç olarak öne çıkarmaktadır. Genel olarak skaler parçacık olarak Higgs'in yarattığı sorunun çözümünün, kuramın yine bu etkiyi kaldıracak bir skaler parçacık vasıtasıyla genişletilmesi beklentisi oldukça doğaldır. Bu durumda yaklaşık TeV mertebesindeki fizikte Higgs dahil, bütün skalerlerin üst kuarkla yaptıkları etkileşimler çok önemli hale gelir. Yukarı tipteki kuarkların, birbirleri arasındaki kütle farklarının, alt tipteki kuarkların kütle farklarına göre çok daha büyük olmasından ötürü, FCNC etkileşimleri gibi nadir süreçler bağlamında, daha çok baskılandığı yaygın olarak dillendirilir. Ancak nadir süreçlerin incelenmesi ve öngörülerin SM tahminleriyle karşılaştırılması araştırmalarda önemli bir yer teşkil etmektedir.

Bu yaklaşımın arkasındaki fikir, nadir süreçlerin yeni fiziğe çok duyarlı olması ve SM'in öngörülerindeki bu tür sapmaların, yeni teoriler ve parametreleri üzerinde kısıtlama getiriyor olmasıdır. Süreçler çok nadir olduğundan yeni yüksek kütleli parçacıkların varlığı durumunda, genlikleri büyük ölçüde değiştirebilmesi bu süreçlerin gözlenebilirliğini daha yüksek enerji bölgelerinde mümkün kılar.

Bu tezde oldukça önemli olan üst kuark ve skaler parçacıkların FCNC süreçleri incelenerek yeni fizik arayışlarına katkı sunulmaya çalışılmıştır.

3.4. Etkin Alan Teorisi Yaklaşımı

Etkin alan teorisi yaklaşımı, modelden bağımsız ve dolaylı bir şekilde yeni fizik arayışlarında başvurulan bir yoldur. Bu yaklaşımda esasen yüksek enerji ölçeğinden gelen katkılar, daha düşük bir enerji ölçeğinde, yeni etkileşimler, nokta etkileşim gibi modellenerek hesaba katılırlar. Bu yeni etkilerin bilinen sonuçlarda bir sapma yaratacağı düşünüldüğünde, yeni fizik için öngörülerin ve sınamaların yolu açılmış olur. Böylece bu etkilerin araştırılmasının önü açılır.

Bu yaklaşım daha yüksek enerji ölçeklerinde geçerli olmasa da, daha yüksek enerji ölçeklerindeki doğayı anlama yolunda önemli kilometre taşları olarak yerlerini alırlar. Bu yaklaşımın bir diğer kabullenimi ise nokta etkileşimde görev alan parçacık kütlelerinin bilinen fizik parçacıklarına göre daha ağır olmalarıdır. Bu sayede etkileşim kısa menzilli olacağından, nokta etkileşim yaklaşımı sağlam bir zemine oturtulmuş olur.

Bu yaklaşım Lagranjyenlere şu şekilde yansıtılabilir:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_d \frac{C_i^d}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^d \quad (3.4.1)$$

Bu ifadede \mathcal{O}_i^d d boyuttaki etkin operatörü temsil eder. Etkileşim sabitleri ise C_i^d ile verilir. SM Lagranjyenindeki operatörler dört boyutlu olduğundan, daha üst boyutlardaki operatörlerden gelen katkıların bastırılması için Λ^{d-4} terimi eklenmez. Pertürbatif yaklaşımla da en baskın katkıların daha düşük seviye etkileşimlerden geldiği düşünüldüğünde, genel olarak altı boyutlu operatörlerden gelen katkılar önemlidir.

Tezde bu yaklaşım üzerinden araştırma yapılmıştır. SM sonrası modeller, çok farklı süreçler aracılığıyla FCNC etkileşimlerini öngörse de; burada izlenen yol model kaynaklı bu detayların bu aşamada öteleyerek FCNC etkileşiminin varlığının araştırılması olmuştur. Bu araştırmanın sonuçlarına göre senaryolar değerlendirilip bu modeller üzerine sınırlamalar

getirilebilir.

3.5. FCNC Etkileşimleri İçin Yapılan Öngörüler ve Getirilen Sınırlamalar

FCNC süreçleri SM ötesi pek çok modelde öngörülmesine rağmen LHC’de gözlemlenmemiştir; bu durumla ilgili güncel bilgiler Tablo 3.1, 3.2’de verilmiştir. Bu etkileşimler GIM mekanizmasıyla baskılanmıştır ve bu durum SM’in en karakteristik davranışlarından biri olarak öne çıkmaktadır. Bu özelliğin SM ötesi kuramlarda bir inşa aracı olarak kullanılması dikkate değer bir sınırlandırma olsa da, SM’in mevcut sorunlarının aşılması için önerilen modellerin hatırı sayılır bir bölümü FCNC etkileşimlerini önermektedir. Ayrıca üst kuarkın bozunması özelinde yeterli faz uzayı da bulunmaktadır. Bu modellere günümüzde CMS tarafından getirilen en sınırlayıcı değer 2σ ile verilen $Br(t \rightarrow hc) < \%0,56$ değeridir. Dallanma oranlarının limit değerlerinin daha yüksek ışınlık ve enerjiye sahip hızlandırıcılarda daha aşağı çekilmesi ya da FCNC türünde bir etkileşimin gözlemlenmesi muhtemel olduğundan, bu alanda araştırmalar devam etmektedir [46].

Tablo 3.1: SM ötesi FCNC senaryolarında modele bağlı olarak üst kuarkın dallanma oranları. [40].

Süreç	Modeller ve dallanma oranları ¹						
	SM	2HDM(FV)	2HDM(FC)	MSSM	RPV	RS	QS
$t \rightarrow Zu$	7×10^{-17}	–	–	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	–	$1,1 \times 10^{-4}$
$t \rightarrow Zc$	1×10^{-14}	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-10}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-4}$
$t \rightarrow gu$	4×10^{-14}	–	–	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	–	$1,5 \times 10^{-7}$
$t \rightarrow gc$	5×10^{-12}	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-10}$	$1,5 \times 10^{-7}$
$t \rightarrow \gamma u$	4×10^{-16}	–	–	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-9}$	–	$7,5 \times 10^{-9}$
$t \rightarrow \gamma c$	5×10^{-14}	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-10}$	$7,5 \times 10^{-9}$
$t \rightarrow hu$	2×10^{-17}	6×10^{-6}	–	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-9}$	–	$4,1 \times 10^{-5}$
$t \rightarrow hc$	3×10^{-15}	2×10^{-3}	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-4}$	$4,1 \times 10^{-5}$

¹SUSY: Supersymmetric Standard Model (Süpersimetrik Standart Model), QS: Quark Singlet Model (Kuark Teklisi Modeli), RPV: R-parity violating SUSY model (R-parite ihlal eden SUSY modeli), 2HDM (FV): Two Higgs Doublet Model (Flavor Violating) (İki Higgs Çiftlisi Modeli (Çeşni İhlali)), 2HDM (FC): Two Higgs Doublet Model (Flavor Conserving) (İki Higgs Çiftlisi Modeli (Çeşni Korunumlu)), MSSM: Minimal Supersymmetric Standard Model (Minimal Süpersimetrik Standart Model), RS: Randall-Sundrum Model (Randall-Sundrum Modeli).

Tablo 3.2: FCNC etkileşimlerine deneysel olarak getirilen limitler [41, 42, 43, 44, 45].

Süreç	Kanal	Dallanma Oranı % (Gözlenen/Beklenen)	Yıl	Deney Grubu
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow$ bozonlar \rightarrow leptonlar	0,56/0,65	2014	CMS
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow$ bozonlar \rightarrow leptonlar	0,93/0,89	2015	CMS
$t \rightarrow uh$	$h \rightarrow b\bar{b}$	$< 0,47$	2018	CMS
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow b\bar{b}$	$< 0,47$	2018	CMS
$t \rightarrow uh$	$h \rightarrow \gamma\gamma$	0,24	2017	ATLAS
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow \gamma\gamma$	0,22/0,16	2017	ATLAS
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow$ dilepton	0,93/0,89	2015	CMS
$t \rightarrow ch$	$h \rightarrow \gamma\gamma$	0,47/0,71	2015	CMS
$t \rightarrow uh$	$h \rightarrow \gamma\gamma$	0,42/0,65	2015	CMS
$t \rightarrow qh$	$h \rightarrow$ leptonik	0,79/0,51	2015	ATLAS

SM kapsamında üst kuarkın W bozonlarına bozunma genişliği:

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = \frac{g^2}{64\pi m_W^2} m_t^3 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \quad (3.5.1)$$

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = \frac{g^2}{64\pi m_W^2} m_t^3 |V_{tb}|^2 \left(1 - 3\left(\frac{m_W}{m_t}\right)^4 + 2\left(\frac{m_W}{m_t}\right)^6\right) \quad (3.5.2)$$

$$\Gamma(t \rightarrow Wq) = \frac{g^2}{64\pi m_W^2} m_t^3 |V_{tq}|^2 \left(1 - 3\left(\frac{m_W}{m_t}\right)^4 + 2\left(\frac{m_W}{m_t}\right)^6\right) \quad (3.5.3)$$

$$|V_{tb}| = 1,019 \pm 0,025, |V_{td}| = (8,1 \pm 0,5) \times 10^{-3}, |V_{ts}| = (39,4 \pm 2,3) \times 10^{-3}$$

SM çerçevesinde NLO olarak üst kuarkın bozunma genişliği üst kuark dışındaki kuarkların kütleleri ve α_s^2 mertebesindeki katkılar ihmal edildiğinde [47]

$$\Gamma_t = \frac{g^2 m_t^3}{64\pi m_W^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (3.5.4)$$

Kuramsal hesaplamalar için sabit bir değer olarak yaklaşıklıkla [47]:

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = 1,28 \text{ GeV} \quad (3.5.5)$$

Etkin alan teorisi yaklaşımıyla kuramsal hesaplamalar için en büyük etkinin W bozonlarından geldiği düşünülürse:

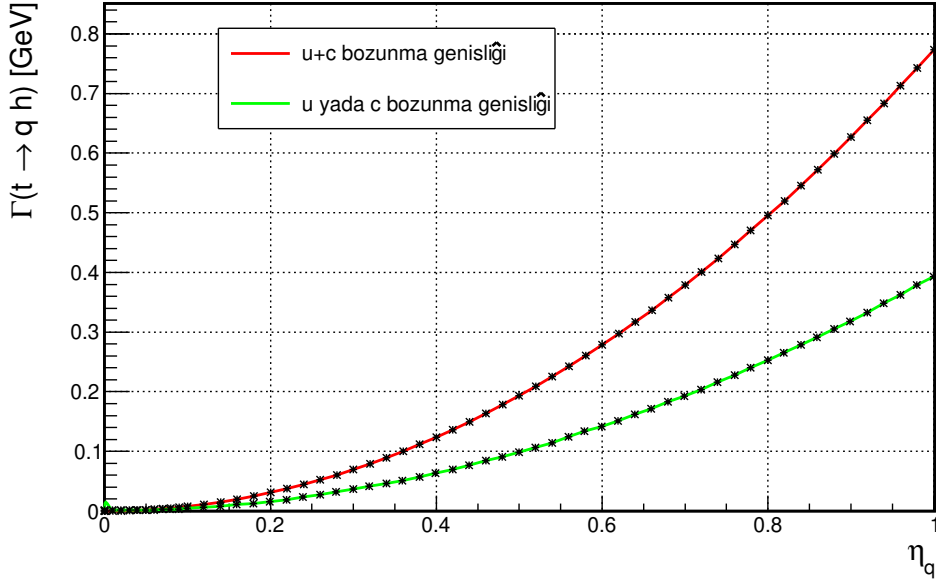
$$\begin{aligned} Br(t \rightarrow X) &= \frac{\Gamma(t \rightarrow X)}{\Gamma(t \rightarrow Wb)_{SM} + \Gamma(t \rightarrow Ws)_{SM} + \Gamma(t \rightarrow Wd)_{SM} + \Gamma(t \rightarrow X)} \\ &\simeq \frac{\Gamma(t \rightarrow X)}{\Gamma(t \rightarrow \text{All})_{SM}} \end{aligned} \quad (3.5.6)$$

Kuark kütleleri ihmal edildiğinde FCNC dallanma oranı:

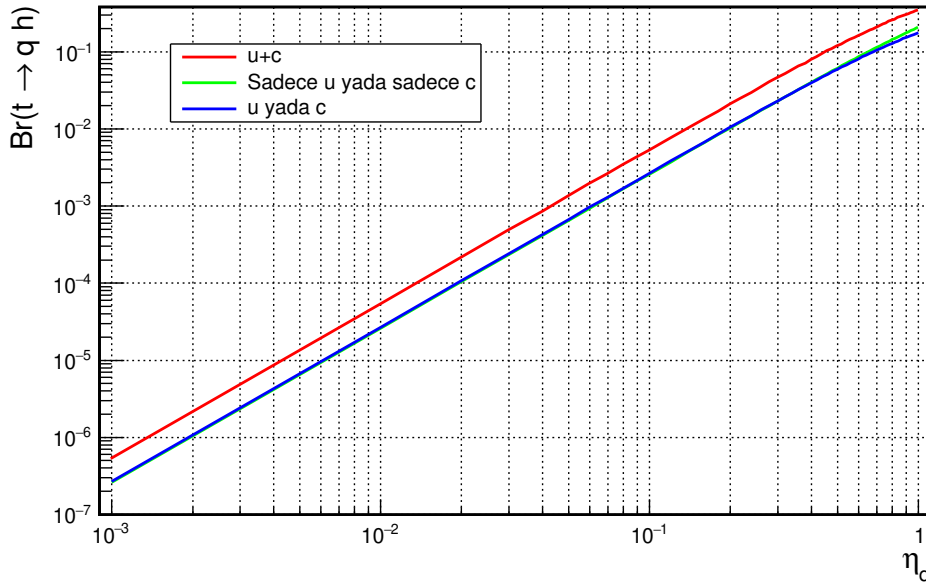
$$\begin{aligned} Br(t \rightarrow qh) &= \left[\frac{(\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2)}{64\pi m_t^3} (m_t^2 - m_h^2)^2 \right] \\ &\quad / \left[\sum_q \frac{g^2}{64\pi m_W^2} m_t^3 |V_{tq}|^2 \left(1 - 3 \left(\frac{m_W}{m_t} \right)^4 + 2 \left(\frac{m_W}{m_t} \right)^6 \right) \right. \\ &\quad \left. + \sum_q \frac{(\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2)}{64\pi m_t^3} (m_t^2 - m_h^2)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.5.7)$$

Tablo 3.3: FCNC senaryoları.

Senaryo	Bağıntı	Kanal
$u + c$	$Br(t \rightarrow qh) = \frac{\Gamma(t \rightarrow qh)}{\Gamma(t \rightarrow \text{Tümü})}$	“ u ve c kanalları açık”
u or c	$Br(t \rightarrow c h) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c h)}{\Gamma(t \rightarrow \text{Tümü})}$	“ u ya da c kanalı açık”
Only u or only c	$Br(t \rightarrow c h) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c h)}{\Gamma(t \rightarrow W+q) + \Gamma(t \rightarrow c h)}$	“Sadece u ya da sadece c kanalı açık”



Şekil 3.5.1: Üst kuarktan Higgs FCNC bozunma genişliği. Kırmızı çizgi, üst kuarkın her iki u , c kuarka bozunmasının mümkün olduğunu durum gösterilmektedir. Yeşil çizgi ise üst kuarkın sadece u ya da sadece c kuarka bozunabildiği durum gösterilmektedir.



Şekil 3.5.2: Higgs üst kuark FCNC dallanma oranları. ($u + c$) senaryosu, üst kuarkın hem u , c kuarkları bozunmasının mümkün olduğunu duruma karşı gelir. Sadece u veya sadece c durumu, üst kuarkın sadece bu kanallardan birine gitme olasılığına sahip olduğu senaryoyu göstermektedir. u veya c senaryosu, iki olasılık olduğunda üst kuarkın u veya c kuarka bozunma ihtimallerinin her ikisinde de olası olduğu duruma karşılık gelmektedir.

Mümkün olan geçişler sonrası dallanma oranlarına göre oluşan ve araştırmada kullanılan senaryolar Tablo 3.3'de verilmiştir. Kuramsal olarak $u + c$ durumunda bozunma genişliğinin

diğer iki durumuna göre fazla olması beklenen bir durumdur. Bunun nedeni bozunma için olasılığın artmasıdır. Böylece $u + c$ durumu için genişlik daha büyük bir değerde hesaplanmaktadır ve Şekil 3.5.1'deki davranış buna uygundur. Ayrıca bir önceki bölümde yapılan bozunma genişliği hesabının öngördüğü artış şekline uygun ilerleyen davranış (concave up $\sim x^2$), bağıntı elde edilirken yapılan yaklaşımların sağlıklı olduğunu göstermektedir. Buradaki temel yaklaşım, kuark kütlelerinin Higgs ve üst kuark kütlelerinin yanında ihmal edilebilir olduklarının kabulüdür. Yine beklenildiği şekilde η_q atışıyla birlikte bozunma genişliği artmaktadır.

Dallanma oranları için de yine daha yüksek olasılığa sahip olan $u + c$ durumu diğer durumlardan büyüklük olarak ayrılmaktadır. Paydadaki ifadeye FCNC süreçlerinden diğerleri kadar bir katkı gelmediği düşünüldüğünde $u + c$ durumu daha yüksek olasılığa ve dallanma oranına sahip olacaktır. Azalan olasılığa göre diğer durumların davranışları birbirlerine benzer şekilde görülmektedir ve beklentilerle uyumludur. u or c durumu her iki bozunma kanalı açıkken her defasında sadece birini tercih ettiğinden dallanma oranı en düşük olandır. Dallanma oranı için geçerli olan yorumlar burada da geçerlidir. Ancak artış hızı bozunma genişliğine göre daha düşüktür. Bunun nedeni paydada yer alan bozunma genişliği ifadesinin η 'nın yüksek değerlerinde kaydettiği artışın, payda bulunan terimle orantılı ölçüde olmasıdır. η 'nın küçük değerlerde paydadaki ifadeye gelen katkı küçük olduğundan ihmal edilebilir ve toplam ifadedeki değişim sadece paydaki terime bağlı kalır (bkz. Şekil 3.5.2).

SM ötesi modeller göz önüne alındığında, FCNC etkileşimlerinden kaynaklı en yüksek dallanma oranı 10^{-3} civarında olup η_q 'nın en yüksek değeri $\sim 3 \times 10^{-2}$ civarındadır bkz. Tablo 3.1. Diğer modeller bu limiti 10^{-7} 'e kadar indirebildiğinden $\eta_q > 10^{-5}$ olacak şekilde bir değer alabilir. Ancak arka fonlarla beraber düşünüldüğünde bu değerlerin daha büyük bir limitten değer alması daha olası görünmektedir.

4 TopFCNC MODELİ İLE YENİ FİZİK ARAYIŞI ve ULAŞILAN SONUÇLAR

Yukarıda da anlatıldığı gibi, bu araştırmada üst kuark ve skaler bozonların FCNC temelli etkileşimlerinin anlaşılması amaçlanmıştır. SM'deki tüm temel fermiyonlar arasında, üst kuark en büyük kütleyle sahiptir ve Higgs ile Yukawa etkileşimi yaparak hiyerarşi problemine neden olur. Bu bağlamda vakum kararlılığı düşünülürse üst kuarkın araştırmalarda üzerine aldığı vurgu daha rahat anlaşılabilir [49]. Higgs bozonu üst kuarkla birlikte TeV ölçeğinde fizik için en hassas parçacıktır; bu nedenle üst kuarkın etkileşimlerini Higgs ile araştırmak SM ötesi fiziğin çok önemli bir parçasıdır. Yukarı veya aşağı sektör kuarkları arasındaki FCNC etkileşimleri, SM'de sadece ilmek ölçeğinde baskılanmış olarak mevcuttur; bu anlamda GIM mekanizması ile SM'in benzersiz özelliklerinden biri olarak karşılaşılabılır ve ayrıca yeni araştırmalar için bu mekanizma, ufuk belirleyici niteliktedir. GIM mekanizmasının veto edilmesi ve FCNC etkileşimlerini incelemenin özü ve önemi, GIM mekanizması ya da FCNC etkileşmelerinin SM modelin benzersiz bir özelliği olarak yeni fizik içeriğinde var olması ya da olmamasıdır. FCNC araştırmaları da hiç şüphesiz bu sorunun cevabını verecektir.

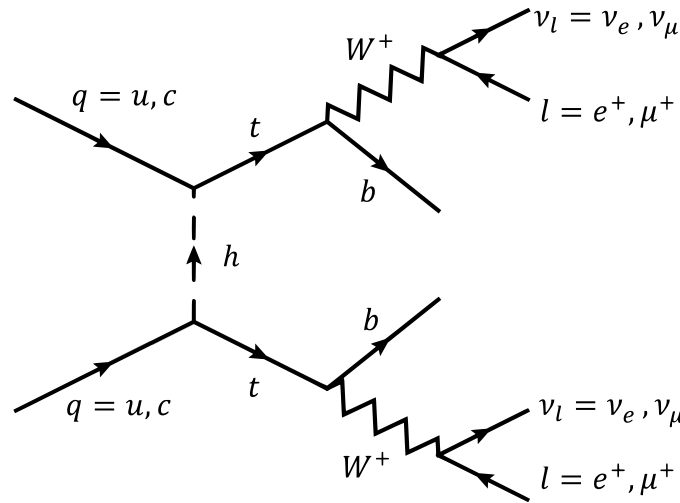
FCNC etkileşimlerinin fenomenolojisi birçok çalışmada tartışılmıştır. Süpersimetri modellerinde ve iki Higgs çift modelinde, yeni parçacıkların aracılık ettiği, yeni ilmek seviyesi diyagramlar nedeniyle, üst kuark FCNC süreçlerinin tesir kesitlerinin önemli ölçüde artabildiği senaryolar bulunmaktadır [50, 51].

Üst kuarkın FCNC süreçleri ile bozunumları, LHC'deki proton-proton çarpışmalarında ATLAS İşbirliği tarafından $\sqrt{s} = 13$ TeV'de incelenmiştir [44]. Gözlemlenen (beklenen) üst sınırlar, % 95 güven düzeyinde, $t \rightarrow cH$ dallanma oranı için $2,2 \times 10^{-3}$ ($1,6 \times 10^{-3}$) ve $t \rightarrow uH$ dallanma oranı için $2,4 \times 10^{-3}$ ($1,7 \times 10^{-3}$) olarak verilir. Üst kuark ve Higgs bozonu ile FCNC etkileşimleri için CMS İşbirliği tarafından yapılan başka bir araştırmada ise üst kuark FCNC bozunmalarından gelen dallanma oranları, % 95 güven seviyesinde, gözlemlenen (beklenen) üst sınırlar halinde, $BR(t \rightarrow uH) < 4,7 \times 10^{-3}$ ($3,4 \times 10^{-3}$) ve $BR(t \rightarrow cH) < 4,7 \times 10^{-3}$ ($4,4 \times 10^{-3}$) verilmiştir [43]. Bu süreçlerde FCNC bağlaşım sabitlerinden en az biri sıfırdan farklı olarak ele alınmıştır.

Son yıllarda HL-LHC / HE-LHC / FCC gibi birçok yeni çarpıştırıcı projesi duyurulmuştur. Bu çarpıştırıcı projelerinden kiminin içerik tasarım raporu yayınlanırken (CDR), HL-LHC'nin teknik tasarım raporu (TDR) yayınlanmış durumdadır [52, 53, 54]. Bu çarpıştırıcının SM ötesi fizik araştırmaları için en umut verici özelliği artırılmış kütle merkezi enerjisi

(14 TeV) ve özellikle 3 ab^{-1} toplam ışınlık değeridir. Böyle yeni bir çarpıştırıcının geliştirilmesinin, fenomenolojik çalışmalar için yeni olanaklar sunması ve potansiyel keşifler / dışarılamalar için geniş bir alan sağlaması nedeniyle, SM ötesi literatürü üzerinde kayda değer etkileri olacağı açıktır. Yeni çarpıştırıcılara dayanan araştırmalar, yeni fizik senaryoları hakkında tahminler yapmaya ve yeni sınırlamalar getirmeye oldukça elverişlidir. FCNC etkileşimleri için HL-LHC'ye özgü olmak kaydıyla, dallanma oranları, birbirlerinden farklı kanallar kullanılarak ve çeşitlilik gösteren analizler kullanılarak $BR(t \rightarrow qh) < \mathcal{O}(10^{-4})$ olarak tahmin edilmektedir. Yine bağlaşım sabitleri üzerine getirilen sınırlamalar deneylerden bilinen sınırların daha altında olan $\eta_q = 0,04$ değerinin de altına düşmesi beklenmektedir [55, 56, 57, 58].

Araştırmanın bu bölümünde ilk olarak, FCNC etkileşmeleri HL-LHC projesi kapsamında ele alınarak, dallanma oranı ve bağlaşım sabitleri üzerinde yeni sınırlar bulunması hedeflenmektedir. Bunun için, aynı işaretli $t\bar{t}$ çiftlerinin (sinyal süreçleri Şekil 4.0.1'deki gibi $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W + W + bb \rightarrow l + l + bb + MET, pp \rightarrow \bar{t} \rightarrow -W - \bar{b}\bar{b} \rightarrow l - l - \bar{b}\bar{b} + MET$) HL-LHC'de Higgs bozonu aracılığıyla FCNC etkileşmeleri incelenecektir. Bunun için Monte Carlo yöntemleri ile olay üretimi, parçacıkların bozundurulması ve hızlı algıç benzetimi yapılarak analiz gerçekleştirilecektir.



Şekil 4.0.1: tqh köşesi içeren FCNC sürecinin leptonik bozunmasının Feynman diyagramı. Daha yalın olması açısından, iki yeni fizik etkileşim köşesi içeren, ilk durum ve son durum parçacıklarının olası durumlarını gösteren diyagramın kompakt bir biçimi verilmiştir. Protondaki yukarı tipli kuarkların daha büyük PDF değerleri nedeniyle baskın katkı, $pp \rightarrow t\bar{t}$ sürecinden gelecektir.

Takip eden bölümde ise tezdeki ikinci analiz olan FCC-hh'de thq FCNC köşesi içeren $pp \rightarrow th(j)$ süreci incelenecektir. Bu kısımlara geçmeden önce ise kuramsal alt yapının temel içeriğini oluşturan TopFCNC modeli tanıtılacak ve bu modelin öngördüğü FCNC etkileşmeleri için bozunma genişliği ve tesir kesiti hesapları sunulacaktır. Ayrıca analiz kanallarında ter-

cih edilen bozunmalardan kaynaklı kayıp enerji içeren son durumların varlığı sebebiyle enine kütle yapılanırılmasına da yer verilmiştir.

4.1. TopFCNC Modeli

Üst kuarkın SM parçacıklarıyla FCNC etkileşimleri farklı taşıyıcı parçacıklarla genel bir biçimde, pek çok çalışmada ele alınmıştır [59, 60]. Bu modeller, deneysel olarak teyit edilebilir ve modeldeki parametreler ile sonuçlar doğrudan eşleştirilebilirler. FCNC tqH etkileşimleri için etkin Lagranjiyen şöyle verilir:

$$L_H = \frac{1}{\sqrt{2}} H \bar{t} (\eta_u^L P^L + \eta_u^R P^R) u + \text{h.c} \\ + \frac{1}{\sqrt{2}} H \bar{t} (\eta_c^L P^L + \eta_c^R P^R) c + \text{h.c} \quad (4.1.1)$$

$\eta_q^{L/R}$ bağlaşımları, üst kuark, Higgs bozonu ve yukarı veya tılsım kuarkın arasındaki etkileşimin gücünü ve bu bağlaşımın kiralitesini belirler. Genel olarak karmaşık sayı olabilen bu sabitler, bu çalışmada serbest parametreleri azaltmak için gerçek sayı oldukları varsayılarak hesaplamalara dahil edilmiştir. Literatürde, etkileşimin $\frac{1}{\sqrt{2}}$ sabiti olmadan modellere yansıtıldığı durumlara da rastlanmaktadır; bu tip çalışmaların, yürütülen araştırmadan dört kat daha büyük dallanma oranı vereceği aşikârdır. Bu sabitin, tesir kesitini de etkilediğini ve bu nedenle sinyal süreçlerinin analiz edilmesini daha da zorlaştırması da yine beklenen bir durumdur. Diğer modellerle olan bu fark hatırlanarak, erişilmesi umulan sınırları daha belirleyici kılmak için Lagranjiyendeki bu sabitin korunması uygun görülmüştür. FCNC kanalları için bozulma genişliği şu şekilde hesaplanabilir:

$$\Gamma(t \rightarrow qh) = \frac{(\eta_{qL}^2 + \eta_{qR}^2) (m_t^2 - m_h^2)^2}{64\pi m_t^3} \quad (4.1.2)$$

ve sayısal değeri, ilgili bağlaşım sabitlerinin değerlerine bağlıdır:

$$\Gamma(t \rightarrow qh) = 0,1904(\eta_{qL}^2 + \eta_{qR}^2) \text{ GeV} \quad (4.1.3)$$

Bir FCNC kanalına dallanma oranı

$$BR(t \rightarrow qh) = \frac{\Gamma(t \rightarrow qh)}{\Gamma(t \rightarrow \text{tüm süreçler})} \quad (4.1.4)$$

olarak ifade edilebilir. Üst kuarkın baskın bozunma modu $\Gamma(t \rightarrow Wb)$ olduğundan, dallanma oranı çoğunlukla küçük kuplaj değerleri için $(\eta_{qL}^2 + \eta_{qR}^2)$ faktörüne bağlıdır.

Model, FCNC etkileşimlerinin zayıf sektör aracılığıyla gerçekleştiğini varsayacak biçimde

de ifade edilebilir. Yeni bir FCNC skaler (ϕ) içeren ilgili etkili etkileşim Lagranjyeni,

$$L_\phi = \phi \bar{t}(a_u + b_u \gamma^5)u + \phi \bar{t}(a_c + b_c \gamma^5)c + \text{h.c.} \quad (4.1.5)$$

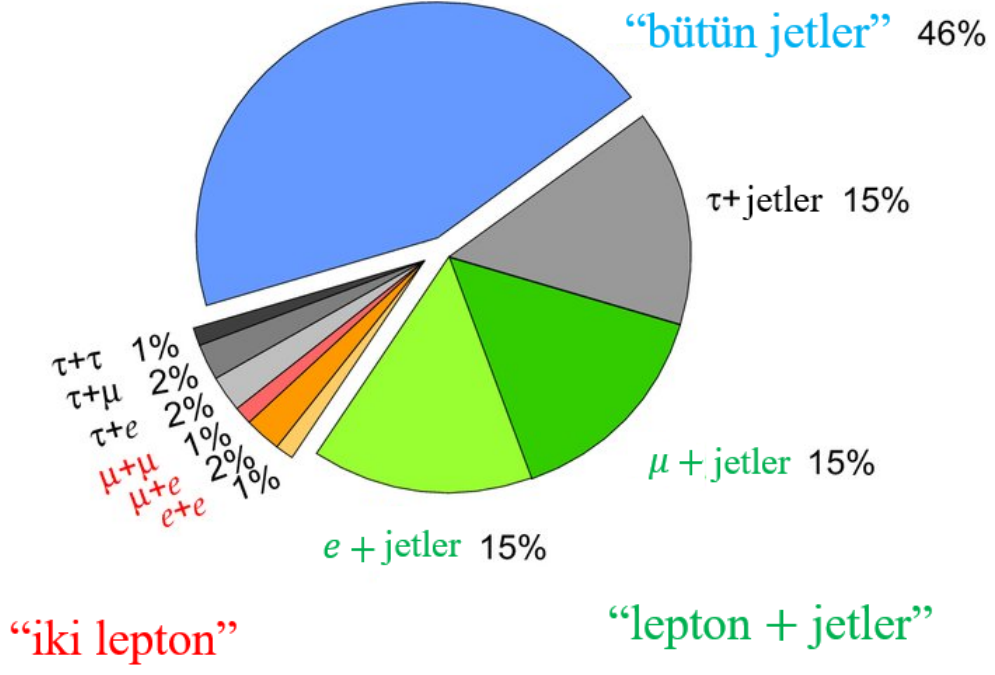
şeklinde, a_u , b_c ve b_u , a_c etkileşim parametrelerin göstermektedir. Model, üst kuark ve yukarı tip kuarkların (u, c) arasında bir skaler (ϕ) değişimi yoluyla gerçekleşen skaler ve kiral eşleşmeleri gösterdiği durumlar için geçerlidir. Diğer modele göre yapılan, $a_q = \frac{\eta_q^L + \eta_q^R}{2\sqrt{2}}$ ve $b_q = \frac{\eta_q^L - \eta_q^R}{2\sqrt{2}}$ dönüşümleriyle iki model arasında geçiş yapmak mümkündür. Kiralite bağımlılığı olmadığı durumlarda ise $a_q = \frac{\eta_q}{\sqrt{2}}$ ve $b_q = 0$ olarak verilir.

FCNC incelemeleri için kullanılan topFCNC_UFO [61, 62] model dosyasında kullanılan Lagranjyenler bu şekildedir. topFCNC_UFO model dosyası yine genel olarak karmaşık sayılar içerir, gerçek ve karmaşık kısımları manuel olarak ayarlanabilir durumdadır. Bu çalışmada, serbest parametreleri azaltmak için kendimizi gerçek parametrelerle sınırlıyoruz.

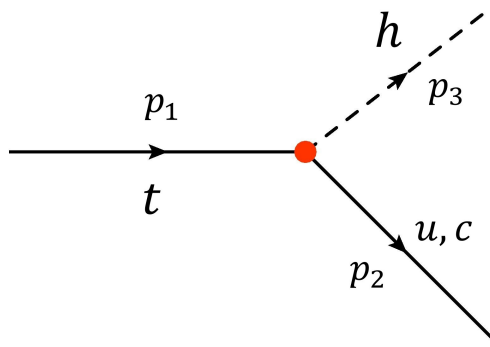
4.2. FCNC Etkileşimleri İçin Teorik Hesaplar

4.2.1. tqh FCNC Köşesi İçin Bozunma Genişliği

Araştırmada FCNC süreçleri kapsamında elde edilen sonuçlar, literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılırken etkileşim sabitlerinin yanı sıra dallanma oranları üzerinden de bir kıyas yapılmıştır. Bunun nedeni modellerin ve fenomenolojik çalışmalarla beraber deneysel çalışmaların da sonuçlarını bazen tümüyle dallanma oranları üzerinden vermesidir. Dallanma oranlarının hesabı ilerleyen bölümlerde verilmiştir. Ancak bu hesabın yapılabilmesinin bilindiği gibi yolu bozunma genişliğinin hesaplanabilmesinden geçmektedir. Tezin bu kısmında bozunma genişliği hesabına yer verilmiştir. Bu, hem topFCNC modeli kullanılarak yapılan hesaplara bir örnek teşkil edecek hemde tezde yapılan ikinci analizin tesir kesiti sonucunu öngörmede kolaylık sağlayacaktır. Ayrıca Şekil 4.2.1'de gösterildiği üzere yapılan ilk analizde kullanılan kanalın dallanma oranlarının hesabı içinde gereklidir.



Şekil 4.2.1: İki üst kuarkın dallanma oranları [58].



Şekil 4.2.2: Üst kuarkın FCNC etkileşimi ile bozunumunu gösteren Feynman diyagramı.

Hesabın ilk adımı olarak Şekil 4.2.2’de gösterilen süreç için genlik ifadesi yazılarak başlanırsa:

$$\mathcal{M} = \frac{-i}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_2) (\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) u(p_1) \quad (4.2.1)$$

ve genliğe \dagger operatörü uygulanarak

$$\mathcal{M}^\dagger = \left(\frac{-i}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_2) (\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) u(p_1) \right)^\dagger \quad (4.2.2)$$

daha sonra genliğin karesi yazılırsa:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} [\bar{u}(p_1) (\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) u(p_2)] [\bar{u}(p_2) (\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) u(p_1)] \quad (4.2.3)$$

Casimir hilesi uygulandığında

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2^{\frac{1}{2}} + 1} \frac{1}{2} \text{Tr} [(\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) (\gamma^\mu p_{2\mu} + m_q) (\eta_q^L P_L + \eta_q^R P_R) (\gamma^\nu p_{1\nu} + m_t)] \quad (4.2.4)$$

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{16} \text{Tr} [(\eta_q^L (1 - \gamma_5) + \eta_q^R (1 + \gamma_5)) (\gamma^\mu p_{2\mu} + m_q) \times (\eta_q^L (1 - \gamma_5) + \eta_q^R (1 + \gamma_5)) (\gamma^\nu p_{1\nu} + m_t)] \quad (4.2.5)$$

elde edilir. Tüm terimler açılıp gamma matrisleri ile ilgili bağıntılar uygulandığında

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{8}{16} (p_1 \cdot p_2 + m_t m_q) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \quad (4.2.6)$$

olur. Ferminin altın kuralı iki parçacığa bozunum durumunda yazılırsa

$$\Gamma = \frac{1}{32\pi^2 m_t} \int |\mathcal{M}|^2 \frac{\delta^4(p_1 - p_2 - p_3) d^3\tilde{p}_2 d^3\tilde{p}_3}{\sqrt{p_2^2 + m_q^2} \sqrt{p_3^2 + m_h^2}} \quad (4.2.7)$$

bulunur. Genlik ifadesi yerine yazılırsa

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 m_t} \int (p_1 \cdot p_2 + m_q m_t) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \frac{\delta^4(p_1 - p_2 - p_3) d^3\tilde{p}_2 d^3\tilde{p}_3}{\sqrt{p_2^2 + m_q^2} \sqrt{p_3^2 + m_h^2}} \quad (4.2.8)$$

elde edilir. Bundan sonra δ fonksiyonu uzaysal ve zamansal olarak ayrılıp yazıldığında

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 m_t} \int (p_1 \cdot p_2 + m_q m_t) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \times \frac{\delta(m_t - \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_q^2} - \sqrt{\vec{p}_3^2 + m_h^2}) \delta^3(\vec{p}_2 + \vec{p}_3) d^3\tilde{p}_2 d^3\tilde{p}_3}{\sqrt{\vec{p}_2^2 + m_q^2} \sqrt{\vec{p}_3^2 + m_h^2}} \quad (4.2.9)$$

bulunur. Bozunma ifadesi

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 m_t} \int (p_1 \cdot p_2 + m_q m_t) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \times \frac{\delta(m_t - \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_q^2} - \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_h^2}) d^3\tilde{p}_2}{\sqrt{\vec{p}_2^2 + m_q^2} \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_h^2}} \quad (4.2.10)$$

haline gelir. Küresel koordinatlar kullanılarak

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 m_t} \int \left(p_1^0 r_{p_2^0} - \vec{p}_1 \vec{r}_{p_2} + m_q m_t \right) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \times \frac{\delta \left(m_t - \sqrt{r_{p_2}^2 + m_q^2} - \sqrt{r_{p_2}^2 + m_h^2} \right) r_{p_2}^2 \sin \theta_{p_2} dr_{p_2} d\theta_{p_2} d\phi_{p_2}}{\sqrt{r_{p_2}^2 + m_q^2} \sqrt{r_{p_2}^2 + m_h^2}} \quad (4.2.11)$$

bulunur. Bozunma olayı için üst kuarkın durgun çerçevesinde $p_1 = (m_t, 0)$ ve $\vec{p}_2 = -\vec{p}_3 = -|\vec{p}|$ bağıntıları geçerli olduğundan, son olarak da parçacıkların “kütle kabuğunda” üretildiği düşünülürdüğünde

$$\Gamma = \frac{1}{64\pi^2 m_t} \int \left(m_t r_{p_2^0} + m_q m_t \right) (\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2) \times \frac{\delta \left(m_t - \sqrt{r_{p_2}^2 + m_q^2} - \sqrt{r_{p_2}^2 + m_h^2} \right) r_{p_2}^2 \sin \theta_{p_2} dr_{p_2} d\theta_{p_2} d\phi_{p_2}}{\sqrt{r_{p_2}^2 + m_q^2} \sqrt{r_{p_2}^2 + m_h^2}} \quad (4.2.12)$$

$u = \sqrt{r_{p_2}^2 + m_q^2} + \sqrt{r_{p_2}^2 + m_h^2}$ dönüşümüyle ve $\int d\Omega = 4\pi$

$$\Gamma = \frac{(\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2)}{16\pi m_t} \int_{m_q+m_h}^{\infty} \left(m_t r_{p_2^0} + m_q m_t \right) \frac{\delta(m_t - u) r_{p_2} du}{u} \quad (4.2.13)$$

delta fonksiyonu integrali alındığında $u \rightarrow m_t$ ve

$$r_{p_2^0} = \frac{1}{2m_t} \sqrt{m_t^4 + m_q^4 + m_h^4 - 2m_t^2 m_h^2 - 2m_t^2 m_q^2 - 2m_q^2 m_h^2} \quad (4.2.14)$$

$m_t^2 m_q^2 + m_q^2 m_h^2 \ll m_t^2 m_h^2$ yaklaşımıyla ve $u = m_t$, $r_{p_2^0} = (m_t^2 - m_h^2)/2m_t$ olarak integral alındığında

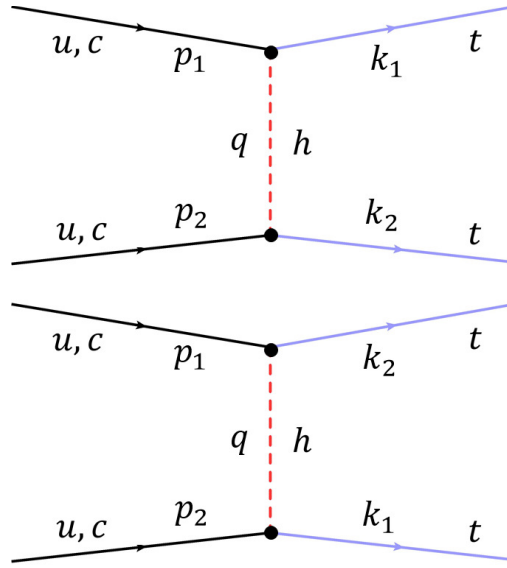
$$\Gamma = \frac{(\eta_{L,q}^2 + \eta_{R,q}^2)}{64\pi m_t^3} (m_t^2 - m_h^2)^2 \quad (4.2.15)$$

elde edilir.

4.2.2. $pp \rightarrow tt$ Süreci İçin Tesir Kesiti Hesabı

Yapılan analizde ve analize başlamadan önce, bu analizin yapılmaya değer olup olmadığının ortaya konulması açısından ilgilenilen sürecin olay sayısının kestirilmesi çok önemlidir. Bu sayede ışınlık yada toplam ışınlık bilgileri kullanılarak ve hatta dedektör için verimlilik vb. değerlerden yararlanılarak kabaca algıçta gözlemlenecek olay sayısı kestirilebilir. İlerleyen bölümlerde tanıtılacağı üzere aynı işaretli lepton kanalı için yapılan analizde iki FCNC

köşesinin içerilmesi ve tamamen SM dışı bir süreç olması bakımından, sadece topFCNC modeline özgü bu sürecin tesir kesitinin hesaplanarak gerektiğinde doğrudan kullanılabilir hale getirilmesi faydalıdır.



Şekil 4.2.3: Top-Higgs FCNC süreci için Feynman diyagramı.

Öncelikle yine genlik ifadeleri yazılırsa

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \frac{S_1}{2 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right]} \left[\bar{u}(k_1) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1) \right] \\ &\times \bar{u}(k_2) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2) \end{aligned} \quad (4.2.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_2}{2 \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \left[\bar{u}(k_2) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1) \right] \\ &\times \bar{u}(k_1) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2) \end{aligned} \quad (4.2.17)$$

elde edilir. Bu ifadelerden \mathcal{M}_1 Şekil 4.2.3'de yukarıdaki diyagrama ve \mathcal{M}_2 aşağıdaki diyagrama karşılık gelmektedir. Yapılmak istenen, hesaplamamanın genel olması ve sonradan katsayıların birbirlerine eşitlenmesi ya da parçacıkların aynı olarak alınması durumunda, yukarı kuark ve tılsım kuark süreçlerine indirgenmenin sağlanmasıdır. Bu bağlamda etkileşime giren ilk durum parçacıkları q_1 ve q_2 olarak etiketlenmişlerdir. S_1 ve S_2 sabitleri bu etkileşimlere girebilecek parçacıklara göre değişebilen genel simetri faktörlerini temsil etmektedirler. Toplam genlik ifadesi

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 \quad (4.2.18)$$

olup, buradan $|\mathcal{M}|^2$ ifadesine geçmek için ifadenin \dagger 'ı alınıp çarpılırsa \mathcal{M}^2 ifadesi elde edilebilir. Bunun için önce $\mathcal{M}^\dagger = \mathcal{M}_1^\dagger + \mathcal{M}_2^\dagger$ ifadesi yazılmalıdır. Hesaba başlamadan önce

dikkat edilmesi gereken son husus olarak † işlemleri altında sadece $P^{L,R}$ operatörlerinin değiştiği göz önünde bulundurularak

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^\dagger &= \frac{S_1}{2 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right]} \left[\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_2) \right. \\ &\quad \left. \times \bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_1) \right] \end{aligned} \quad (4.2.19)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2^\dagger &= \frac{-S_2}{2 \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \left[\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_1) \right. \\ &\quad \left. \times \bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_2) \right] \end{aligned} \quad (4.2.20)$$

ifadelerine ulaşılır. Böylece toplam $|\mathcal{M}|^2$ ifadesi

$$|\mathcal{M}|^2 = \mathcal{M}_1^2 + \mathcal{M}_2^2 + \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 \quad (4.2.21)$$

olarak bulunur. İfadeler açıkça terim terim yazılırsa, kare terimler,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_1 = \mathcal{M}_1^2 &= \frac{S_1^2}{4 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right]^2} \\ &\quad \times \left[\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_2) \right] \left[\bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_1) \right] \\ &\quad \times \left[\bar{u}(k_1) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_2) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2) \right] \end{aligned} \quad (4.2.22)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_2 = \mathcal{M}_2^2 &= \frac{S_2^2}{4 \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]^2} \\ &\quad \times \left[\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_1) \right] \left[\bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_2) \right] \\ &\quad \times \left[\bar{u}(k_2) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_1) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2) \right] \end{aligned} \quad (4.2.23)$$

şeklinde bulunur. Burada k_1 ve k_2 terimlerinin yer değiştirmiş yapısı hesap kolaylığı sağlaması açısından önemlidir. Çapraz terimler de yazılırsa,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_1 S_2}{4 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\ &\quad \times \left[\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_2) \right] \left[\bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_1) \right] \\ &\quad \times \left[\bar{u}(k_2) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1) \right] \left[\bar{u}(k_1) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2) \right] \end{aligned} \quad (4.2.24)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 &= \frac{-S_1 S_2}{4 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\times [\bar{u}(p_2) (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) u(k_1)] [\bar{u}(p_1) (\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) u(k_2)] \\
&\times [\bar{u}(k_1) (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) u(p_1)] [\bar{u}(k_2) (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) u(p_2)] \quad (4.2.25)
\end{aligned}$$

bulunur. Bu iki çapraz terim arasında da benzer şekilde k_1 ve k_2 terimleri yer değiştirmiş olarak bulunmaktadır. Bu açıdan, aynı hesap kolaylığı bu iki terim arasında da gerçekleştirilebilir. Casimir hilesi uygulandığında bu terimler yazılırsa ve önce kare terimlerden başlanırsa,

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1^2 &= \frac{S_1^2}{16 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right]^2} \text{Tr} [(\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) (\not{k}_2 + m_t) \\
&(\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) (\not{p}_2 + m_{q_2})] \times \text{Tr} [(\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) (\not{p}_1 + m_{q_1}) \\
&(\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) (\not{k}_1 + m_t)] \quad (4.2.26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^2 &= \frac{S_2^2}{16 \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]^2} \text{Tr} [(\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) (\not{k}_1 + m_t) \\
&(\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) (\not{p}_2 + m_{q_2})] \times \text{Tr} [(\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) (\not{p}_1 + m_{q_1}) \\
&(\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) (\not{k}_2 + m_t)] \quad (4.2.27)
\end{aligned}$$

ardından da çapraz terimler eklenerek $|\mathcal{M}|^2$ ifadesinin bütün bileşenleri elde edilebilir:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 &= \frac{-S_1 S_2}{16 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\text{Tr} [(\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) (\not{k}_2 + m_t) \\
&(\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) (\not{p}_2 + m_{q_2}) \\
&(\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) (\not{k}_1 + m_t) \\
&(\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) (\not{p}_1 + m_{q_1})] \quad (4.2.28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_1 S_2}{16 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\quad \text{Tr} \left[(\eta_{q_1}^L P^R + \eta_{q_1}^R P^L) (k_1 + m_t) \right. \\
&\quad (\eta_{q_2}^L P^L + \eta_{q_2}^R P^R) (\not{p}_2 + m_{q_2}) \\
&\quad (\eta_{q_2}^L P^R + \eta_{q_2}^R P^L) (k_2 + m_t) \\
&\quad \left. (\eta_{q_1}^L P^L + \eta_{q_1}^R P^R) (\not{p}_1 + m_{q_1}) \right] \quad (4.2.29)
\end{aligned}$$

Burada genel olarak kare ve çapraz terimler arasındaki ayırım hesaplama açısından önem arz eder. Kare terimleri iki iz ifadesinin çarpımlarından oluşurken, çapraz terimler tek bir iz ifadesinden oluşmuşlardır. Bu yapı çapraz terimlerin hesabını bir miktar zorlaştırır da bazı noktalara dikkat edilerek hesaplamada kayda değer yalınlığa erişilebilir. Çapraz terimler ancak toplandığı zaman gerek ifade gerek katsayı bakımından kare terimlere benzediğinden bu iki yapının sıra ile ele alınması, hesabın takibin kolaylaştırır. İz ifadeleri hesaplandığında $|\mathcal{M}|^2$ ifadesini oluşturan kare terimler,

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1^2 &= \frac{S_1^2}{4 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right]^2} \\
&\quad \times \left[(k_2 \cdot p_2) \left[(\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R) m_t m_{q_2} \right] \\
&\quad \times \left[(k_1 \cdot p_1) \left[(\eta_{q_1}^L)^2 + (\eta_{q_1}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R) m_t m_{q_1} \right] \quad (4.2.30)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^2 &= \frac{S_2^2}{4 \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]^2} \\
&\quad \times \left[(k_1 \cdot p_2) \left[(\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R) m_t m_{q_2} \right] \\
&\quad \times \left[(k_2 \cdot p_1) \left[(\eta_{q_1}^L)^2 + (\eta_{q_1}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R) m_t m_{q_1} \right] \quad (4.2.31)
\end{aligned}$$

olarak elde edilirler. Burada $k_1 \leftrightarrow k_2$ yapısının korunduğu ve katsayıların uyumlu geldiğinin altı çizilebilir. Çapraz terimlere gelinirse, $(\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1)^\dagger = \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2$ olduğundan bu ifadelerde ortaya çıkan imajiner terimler, bu iki terimler toplandığında sadeleşmelidir. Ayrıca Dirac iz hesaplama kurallarından, dört terimin çarpımını içeren iz ifadesine sahip çapraz terimler için, öncelikle V dörtlü vektörleri M ise kütle terimlerini göstermek üzere, $V_1 V_2 V_3 V_4 (\gamma_5 \cdot \gamma_5)$, $V_1 V_2 M_1 M_2 (\gamma_5 \cdot \gamma_5)$ veya $M_1 M_2 M_3 M_4 (\gamma_5 \cdot \gamma_5)$ terimleri dışında katkı gelmeyeceği görülerek, sadece bu terimlerin hesabına gidildiğinde, hesaplama önemli ölçüde kolaylaşır: Bu incelik

uygulandığında çapraz terimler,

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 &= \frac{-S_1 S_2}{8 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\times \left[\eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R (\eta_{q_2}^R)^2 m_t m_{q_1} [(k_2 \cdot p_2) + (k_1 \cdot p_2)] \right. \\
&+ (\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 [(k_1 \cdot p_1) (k_2 \cdot p_2) - (k_1 \cdot k_2) (p_1 \cdot p_2) + (k_1 \cdot p_2) (k_2 \cdot p_1)] \\
&+ 2 \eta_{q_1}^L \eta_{q_2}^L \eta_{q_1}^R \eta_{q_2}^R [(k_1 \cdot k_2) m_{q_1} m_{q_2} + m_t^2 m_{q_1} m_{q_2}] \\
&+ (\eta_{q_1}^L)^2 \eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R m_t m_{q_2} [(k_1 \cdot p_1) + (k_2 \cdot p_1)] \\
&+ (\eta_{q_1}^R)^2 \eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R m_t m_{q_2} [(k_1 \cdot p_1) + (k_2 \cdot p_1)] \\
&+ (\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 [(k_1 \cdot p_1) (k_2 \cdot p_2) + (k_1 \cdot p_2) (k_2 \cdot p_1) - (k_1 \cdot k_2) (p_1 \cdot p_2)] \\
&+ \eta_{q_1}^L (\eta_{q_2}^L)^2 \eta_{q_1}^R m_t m_{q_1} [(k_2 \cdot p_2) + (k_1 \cdot p_2)] \\
&+ (p_1 \cdot p_2) m_t^2 \left[(\eta_{q_2}^L)^2 (\eta_{q_1}^R)^2 + (\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 \right] \\
&\left. - i \varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} k_{1\mu} p_{1\nu} k_{2\lambda} p_{2\sigma} \left((\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 - (\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 \right) \right] \quad (4.2.32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_1 S_2}{8 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\times \left[(\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 [(k_1 \cdot p_2) (k_2 \cdot p_1) + (k_1 \cdot p_1) (k_2 \cdot p_2) - (k_1 \cdot k_2) (p_1 \cdot p_2)] \right. \\
&+ (\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 [(k_1 \cdot p_2) (k_2 \cdot p_1) + (k_1 \cdot p_1) (k_2 \cdot p_2) - (k_1 \cdot k_2) (p_1 \cdot p_2)] \\
&+ \eta_{q_1}^L (\eta_{q_2}^L)^2 \eta_{q_1}^R [(k_1 \cdot p_2) m_t m_{q_1} + (k_2 \cdot p_2) m_t m_{q_1}] \\
&+ 2 \eta_{q_1}^L \eta_{q_2}^L \eta_{q_1}^R \eta_{q_2}^R [(k_1 \cdot k_2) m_{q_1} m_{q_2} + m_t^2 m_{q_1} m_{q_2}] \\
&+ (\eta_{q_1}^L)^2 \eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R [(k_1 \cdot p_1) m_t m_{q_2} + (k_2 \cdot p_1) m_t m_{q_2}] \\
&+ i \varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} k_{1\mu} p_{1\nu} k_{2\lambda} p_{2\sigma} \left[(\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 - (\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 \right] \\
&+ \eta_{q_2}^L (\eta_{q_1}^R)^2 \eta_{q_2}^R [(k_1 \cdot p_1) m_t m_{q_2} + (k_2 \cdot p_1) m_t m_{q_2}] \\
&+ (p_1 \cdot p_2) m_t^2 \left[(\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 + (\eta_{q_2}^L)^2 (\eta_{q_1}^R)^2 \right] \\
&\left. + \eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R (\eta_{q_2}^R)^2 [(k_1 \cdot p_2) m_t m_{q_1} + (k_2 \cdot p_2) m_t m_{q_1}] \right] \quad (4.2.33)
\end{aligned}$$

olarak bulunur. İfadeler toplandığında

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_1 S_2}{4 \left[(p_2 - k_2)^2 - m_h^2 \right] \left[(p_2 - k_1)^2 - m_h^2 \right]} \\
&\times \left[\left((\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 + (\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 \right) \right. \\
&\times [(k_1 \cdot p_2)(k_2 \cdot p_1) + (k_1 \cdot p_1)(k_2 \cdot p_2) - (k_1 \cdot k_2)(p_1 \cdot p_2)] \\
&+ 2\eta_{q_1}^L \eta_{q_2}^L \eta_{q_1}^R \eta_{q_2}^R [(k_1 \cdot k_2)m_{q_1} m_{q_2} + m_t^2 m_{q_1} m_{q_2}] \\
&+ (p_1 \cdot p_2) m_t^2 \left[(\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 + (\eta_{q_2}^L)^2 (\eta_{q_1}^R)^2 \right] \\
&+ \left((\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right) \eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R m_t m_{q_1} [(k_1 \cdot p_2) + (k_2 \cdot p_2)] \\
&\left. + \left((\eta_{q_1}^R)^2 + (\eta_{q_1}^L)^2 \right) \eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R m_t m_{q_2} [(k_1 \cdot p_1) + (k_2 \cdot p_1)] \right] \quad (4.2.34)
\end{aligned}$$

formuna ulaşılır. $|\mathcal{M}|^2$ ifadesindeki tüm terimler elde edildiğine göre PDG'deki [47] sonuç doğrudan kullanıldığında tesir kesiti için aşağıdaki ifade kullanılabilir:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{S}{64\pi s |\vec{p}_1|^2} |\mathcal{M}|^2 \quad (4.2.35)$$

Burada S son durum parçacıklarının durumuna göre bir simetri faktörüdür. Son durumda iki tane üst kuark olduğundan $S = 1/2$ olmalıdır. s ise bir Mandelstam değişkenidir [48]. Mandelstam değişkenleri kullanılarak tesir kesiti ifadesinin daha yalın halde yazılması mümkündür. Bu değişkenlerin tanımı

$$|\vec{p}_1|^2 = \left(\frac{s + m_{q_1}^2 - m_{q_2}^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_{q_1}^2 \quad (4.2.36)$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (k_1 + k_2)^2 \approx 2k_1 k_2 \approx p_1 p_2 \quad (4.2.37)$$

$$t = (p_1 - k_1)^2 = (k_2 - p_2)^2 \approx -2p_2 k_2 \approx -2p_1 k_1 \quad (4.2.38)$$

$$u = (p_1 - k_2)^2 = (k_1 - p_2)^2 \approx -2p_2 k_1 \approx -2p_1 k_2 \quad (4.2.39)$$

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (4.2.40)$$

şeklindedir. Bu tanımlarla kare ve çapraz terimler

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_1^2 &= \frac{S_1^2}{4 \left[t/2 + m_h^2 \right]^2} \\
&\times \left[-t/2 \left[(\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R) m_t m_{q_2} \right] \\
&\times \left[-t/2 \left[(\eta_{q_1}^L)^2 + (\eta_{q_1}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R) m_t m_{q_1} \right] \quad (4.2.41)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^2 &= \frac{S_2^2}{4 [u - m_h^2]^2} \\
&\times \left[-u/2 \left[(\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R) m_t m_{q_2} \right] \\
&\times \left[-u/2 \left[(\eta_{q_1}^L)^2 + (\eta_{q_1}^R)^2 \right] + 2 (\eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R) m_t m_{q_1} \right]
\end{aligned} \tag{4.2.42}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_2^\dagger \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_1^\dagger \mathcal{M}_2 &= \frac{-S_1 S_2}{4 [t - m_h^2] [u - m_h^2]} \\
&\times \left[\left((\eta_{q_1}^R)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 + (\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^L)^2 \right) \right. \\
&\times [u^2/4 + t^2/4 - s^2/4] \\
&+ \eta_{q_1}^L \eta_{q_2}^L \eta_{q_1}^R \eta_{q_2}^R [m_{q_1} m_{q_2} s + 2m_t^2 m_{q_1} m_{q_2}] \\
&+ \frac{s}{2} m_t^2 \left[(\eta_{q_1}^L)^2 (\eta_{q_2}^R)^2 + (\eta_{q_2}^L)^2 (\eta_{q_1}^R)^2 \right] \\
&- \frac{1}{2} \left((\eta_{q_2}^L)^2 + (\eta_{q_2}^R)^2 \right) \eta_{q_1}^L \eta_{q_1}^R m_t m_{q_1} [u + t] \\
&\left. - \frac{1}{2} \left((\eta_{q_1}^R)^2 + (\eta_{q_1}^L)^2 \right) \eta_{q_2}^L \eta_{q_2}^R m_t m_{q_2} [u + t] \right]
\end{aligned} \tag{4.2.43}$$

haline gelir. Bu terimler son olarak $|\mathcal{M}|^2$ ifadesinde yerlerine konulduklarında tesir kesiti hesaplanmış olur.

4.2.3. Enine Kütle Yapılandırılması

Tez kapsamında yapılan analizlerde üst kuarkın enine kütesinin yeniden yapılandırılması önemli bir yer tutmaktadır. Bir parçacık yüksek enerji fiziği süreçlerinde kütle kabuğunda olabilir veya olmayabilir. Bu durumla yüksek enerji fiziğinde sıklıkla karşılaşılır. Bir parçacık ilk ve son durumlarda yer almıyorsa kütle bilinen kütle değerinin dışında herhangi bir değerde olabilir. Ancak ilk ve son durumlarda olan parçacıklar kütle kabuğunda olmak zorundadır. Esasen kütle yapılandırması için kütle kabuğu durumda kinematik olarak

$$m^2 = p^\mu p_\mu \tag{4.2.44}$$

ya da daha çoklu parçacıkların yer aldığı durumlarda genel olarak

$$m_{\text{objeler}}^2 = \left| \sum_{\text{objeler } j} p_j^\mu \right|^2 \tag{4.2.45}$$

ifadesi kullanılsa da, araştırmalar kapsamında temiz bir olay izi elde edebilmek için üst kuarkın leptonik bozunumları incelenmiştir. Bu bozunum sonrasında ortaya çıkan kayıp enerji (nötrinolar) nedeniyle değişmez kütle ifadesinin kullanılması mümkün değildir. Burada devreye enine kinematik değişkenler girmektedir. Bu değişkenlerden yararlanılarak kütle ye-

niden yapılandırılması mümkün kılınabilir. Bu bölümde analizde sıklıkla başvurulan enine değişkenler tanıtılmıştır.

Dedektörde algılanan son durum parçacıklarından hareketle, bir olayın tersine sarılarak sürecin yeniden inşası, dedektörde bıraktıkları izlerin takip edilmesiyle mümkündür: Bunlar parçacıkların kalorimetrelerde ve izci bileşenlerde bıraktıkları enerji, η , ϕ değişkenleridir. Genellikle yüksek enerjiye sahip bu parçacıklar için kütle değişkeni fazlaca önemli değildir ve parçacıklar dedektörün merkezi kısmı ile etkileşime girerek enerjilerini burada biriktirirler. İstisnai olarak nötrinoların yer aldığı süreçlerde, bu parçacıklara ait bir takım kinematik bilgiler eksik kaldığından değişmez kütle değişkeni üzerinden analiz yapılamaz bu durumda enine kütle değişkeni üzerinden analiz hala mümkündür. Bu bağıntıyı tartışmadan önce nötrinolar için kayıp enine momentum 2-vektör olarak

$$\vec{p}_T \equiv -\sum_j \vec{p}_T \quad (4.2.46)$$

ve bununla bağlantılı olarak skaler bir değişken olan kayıp enine enerji (MET)

$$E_T = |\vec{p}_T| \quad (4.2.47)$$

olarak tanımlanır. Araştırmamız kapsamında kullandığımız başka bir enine değişken ise hadronik enine momentumdur ve

$$H_T = \sum_{\text{jetler } j} |\vec{p}_T^j| \quad (4.2.48)$$

olarak tanımlanır. Bu tanımlardan sonra enine kütle tanımına geçilebilir. Enine enerjinin tanımı, enine momentumlardan yola çıkılarak,

$$E_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2 \quad (4.2.49)$$

olarak yapılabilir. Buradan,

$$m_T = \sqrt{(E_T^1 + E_T^2)^2 - (\vec{p}_T^1 + \vec{p}_T^2)^2} \quad (4.2.50)$$

$E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ olmak üzere yazılabilir. Eğer süreç tamamen enine gerçekleşirse $m_T = m$ durumuna erişilir. Bu bağıntı öteden beri tartışılan, sonuçta bir nötrino ve bir lepton içeren W 'nun leptonik bozunumu için kullanılırsa, W 'nun durgun gözlem çerçevesinde elektron ve nötrinonun aynı enerjide zıt yönlere doğru saçıldığı düşünülerek ($\cos \theta = -1$)

$$m_T^2 = 4(E_T)^2 \quad (4.2.51)$$

elde edilir. Burada elektronun durgun kütlesi ihmal edilerek $p_T \sim E_T$ kabul edildi. Böylelikle

leptonik bozunan W 'nun enine kütlesi ifade edilebilir ve analizi gerçekleştirilebilir. Nihai olarak $t \rightarrow l^+ \nu_l b$ olarak gerçekleşen bir süreç için üst kuarkın enine kütle yapılandırılması

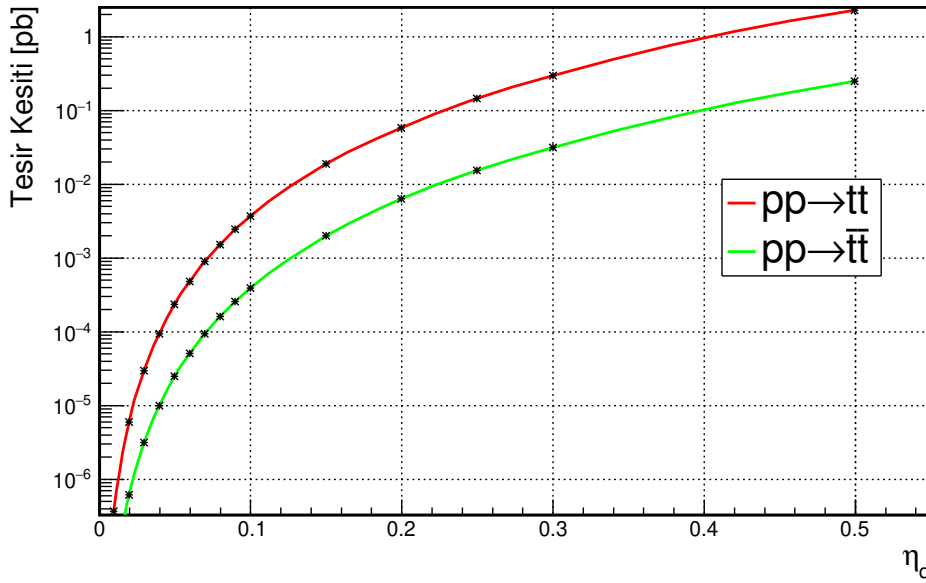
$$m_T = \sqrt{(E_T^l + E_T^\nu + E_T^b)^2 - (\vec{p}_T^l + \vec{p}_T^\nu + p_T^b)^2} \quad (4.2.52)$$

bağıntısıyla yapılabilir. Bu sayede analiz için gerekli olan ifade elde edilmiş olur.

4.3. HL-LHC için Aynı İşaretli Lepton Kanalında FCNC Etkileşimlerinin Araştırılması

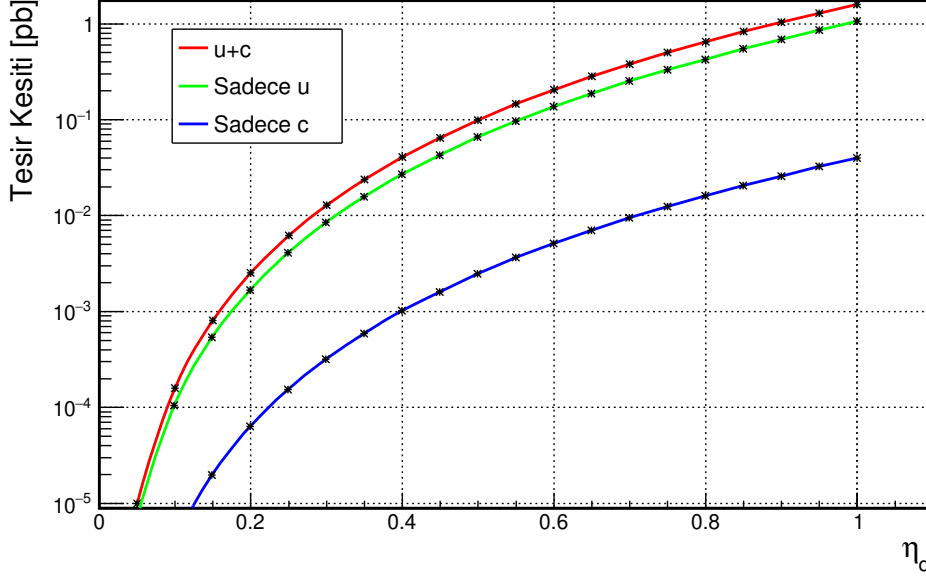
4.3.1. Sinyal Arka Fon Planı

Olay oluşturmadan önceki adımda, tqh etkileşim köşeleri içeren ve aynı işaretli üst kuark çiftlerinin, son durumda FCNC süreçleri için tesir kesitine bakılmıştır. Tesir kesiti bağlaşım sabitlerinin dördüncü kuvveti ile orantılı olduğundan, sol-elli ve sağ-elli parçacıklar için aynı sayısal değere sahiptir. $pp \rightarrow tt$ sürecinde yukarı tip kuarklardan sinyale gelen katkı, $pp \rightarrow \bar{t}\bar{t}$ sürecine göre daha baskındır ve neredeyse bir merteye düzeyinde daha fazladır. Bu çerçevede $pp \rightarrow \bar{t}\bar{t}$ süreci ihmal edilebilirse de, analiz sonucunu iyileştirmek için sinyal sürecinin bu katkı ile geliştirilmesi açısından bu süreç de $pp \rightarrow tt$ süreci ile beraber sinyal olarak değerlendirilmiştir (bkz.Şekil 4.3.1,4.3.2).



Şekil 4.3.1: FCNC süreçlerinde aynı işaretli lepton sinyalinin etkileşim sabitlerine göre tesir kesitleri.

Şekil 4.3.1’de görüldüğü gibi, ana katkı, protondaki değerlik kuarklarının etkisiyle ve daha yüksek parton dağılımları nedeniyle u kuarktan gelmektedir. Bu kuarkın yer aldığı etkileşmelerin sonucu olarak $pp \rightarrow tt$ süreci yaklaşık bir mertebe farkla daha yüksek tesir kesitine sahiptir. Ancak, sinyal sürecini belirginleştirmek için negatif yüklü lepton çiftinin katkısı da sinyale dahil edildi. Grafikte tüm FCNC katsayılarının aynı olduğunu ve tüm kanalların açık olduğu varsayıldı (tam olarak $u + c \rightarrow \eta_u = \eta_c$ durumu ele alındı).



Şekil 4.3.2: Üç FCNC senaryosunun karşılaştırması.

Şekil 4.3.2’de görüldüğü gibi FCNC sürecinin matris elemanı, η_q^2 ile orantılı ve iki yeni fizik köşesi içerir durumdadır; dolayısıyla tesir kesiti η_q^4 ile orantılıdır. Eğer c kuark sürece dahil değilse, tesir kesiti yalnızca η_u^4 ’e bağlıdır. Değerlik u kuarklarının PDF değeri yüksek olduğundan, u kuarklardan tesir kesitine katkı oldukça yüksektir. u kuark etkileşiminin olmadığı durumda, tesir kesiti tamamen η_c^4 ’ye bağlıken, tesir kesiti daha düşüktür. $u + c$ senaryosunda, hem u ’dan hem de c ’den gelen katkılara ek olarak etkileşimde yeni ortaya çıkan çapraz terimin katkısı da bulunur. Sadece u durumundan biraz daha yüksek tesir kesitine sahip bu durum, protonda baskın kısmının, u kuark dağılımlarından geldiğini göstermektedir.

Model parametrelerini ayarlandıktan sonra, sinyal örnekleri ve arka plan örnekleri MadGraph5 ile üretilmiştir (Sinyal süreci ve oluşturulan arka planlar 320.000 olay içermektedir.) [64] (sürümler için bkz. Ek: 2, olay üretimi için ayrıca bkz. Ek: 3). PYTHIA8 [65] (bkz. Ek: 4) bozundurma ve hadronizasyon işlemleri için kullanılmıştır ve son olarak DELPHES 3, dedektör seviye simülasyonu için kullanılmıştır [66] (bkz. Ek: 4). Elde edilen sonuç dosyaları Root6 [67] ile analiz edilmiştir. Daha önce belirtildiği gibi, aynı işaretli lepton sinyali nispeten düşük bir arka plana sahiptir, bu durum süreci avantajlı kılarak hassas bir kanal olarak bir

adım öne çıkarır. Arka plan süreçlerinin çoğu da indirgenbilir arka plan kategorisine girer; bu da, uygun analiz kesmeleri uygulandığında sinyal süreci ile benzerlikler taşımalarına rağmen, arka fon katkılarının oldukça azaltılabileceği anlamına gelir. Ancak hâla indirgenemez arka fonların varlığı söz konusudur. Çeşitli süreçlerden gelen katkılar aşağıdaki tablolarda listelenmiştir.

Tablo 4.1: Leptonik bozunma kanallarıyla sinyal ve arka plan süreçleri. Sinyal sürecine en fazla benzerliği elde etmek için, üretilen parçacıklar l^+/l^- son durumlarını verecek şekilde üretildi. Bunun için arka plan olayları mümkünse leptonik bozunumlarla oluşturuldu. Bunun dışında, parçacıkların herhangi bir kanala bozunmasına izin verildi. Bu sayede süreçler doğal seyirinde ilerlerken, arka fon için daha yüksek tesir kesitleri elde edilerek, daha gerçekçi bir arka fon oluşturuldu.

Süreç	Tesir Kesiti	Ara Durumlar
$pp \rightarrow tt(\bar{t}\bar{t})$ $\eta_u = \eta_c = 0,15$ $\eta_u = 0,15$ $\eta_c = 0,15$	$8,0367 \times 10^{-4}$ $5,257 \times 10^{-4}$ $1,976 \times 10^{-5}$	$WWbb$
$pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$	$1,647 \times 10^{-2}$	$WWWbb$
$pp \rightarrow W^\pm W^\pm jj$	$1,357 \times 10^{-2}$	$WWjj$
$pp \rightarrow W^+W^-Z$	$1,581 \times 10^{-3}$	WWZ
$pp \rightarrow t\bar{t}l^+l^-$	$1,827 \times 10^{-2}$	$WWbll$
$pp \rightarrow ZZW^\pm$	$1,938 \times 10^{-4}$	WWZ
$pp \rightarrow t\bar{t}W^+W^-$	$8,466 \times 10^{-2}$	$WWWWbb$
$pp \rightarrow t\bar{t}Z$	$1,846 \times 10^{-4}$	$WWbbZ$
$pp \rightarrow ZZjj$	$1,267 \times 10^{-2}$	$ZZjj$

Tablo 4.2: Arka plan gruplarının içeriği. Analiz kısmında, histogramların kolay anlaşılmasını sağlamak için arka planları gruplandırıldı. Bu arka plan gruplandırmalarında öne çıkan özelliklerden biri, üç adet sürecin omurga olarak üst kuark çifti ve yanlarında bozonlar içermeleri ya da içermemeleridir, geri kalan dört tanesinin ise bozonların yanında jetlerin içerilmesi ya da içerilmemesidir. Yalnızca $pp \rightarrow t\bar{t}l^+l^-$ işlemi tekil halde olduğundan bu şekilde bırakıldı. Arka planların bu şekilde olması, onların bu tablodaki sınıflandırılmasına olanak tanımaktadır.

Grup İsmi	Süreçler	Tanım
$t\bar{t}$ bozonlu/bozonsuz	$pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$	Üst kuark çiftleri bozonlarla ya da bozonsuz
	$pp \rightarrow W^+W^-t\bar{t}$	
	$pp \rightarrow t\bar{t}Z$	
Bozonlar jetli/jetsiz	$pp \rightarrow W^+W^+jj$	Bozonlar jetlerle ya da jetsiz
	$pp \rightarrow W^+W^-Z$	
	$pp \rightarrow ZZW^\pm$	
	$pp \rightarrow ZZjj$	

Sinyal olaylarının özellikleri, iki jet (mümkünse b-etiketli), iki aynı işaretli lepton ve kayıp enine enerjidir. Arka plan süreçleri bu durum gözetilerek ve sinyale benzerliğin en fazla olması için üç temel kriter göz önünde bulundurularak seçilmiştir:

- Son durum parçacıklarının mümkün olduğunca sinyal süreçleriyle benzerliği.
- Sinyale kıyasla yüksek tesir kesiti.
- Sinyal ile aynı yeniden yapılandırma bölgelerine sahip olmak.

Tabloda verilen arka planlar bu özelliklerden en az birine sahiptir. Tüm süreçlerin kendine özgü doğası olduğundan, en az bir ölçüt veya kısmen bir ya da iki ölçüt arasında aşağı yukarı farklılık göstermektedirler.

$pp \rightarrow W^\pm W^\pm jj$; $pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$; $pp \rightarrow t\bar{t}l^+l^-$; $pp \rightarrow t\bar{t}W^+W^-$ sinyal sürecine en çok benzeyen ve leptonik bozunma modları düşünüldüğünde, sinyal sürecinin doğrudan indirgenemez arka planıdır. Sinyal ile aynı son durum içeriğini vermesine rağmen, $pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$ yeniden yapılandırma bölgesi daha çok parçacık içermesi itibarı ile biraz farklıdır. Ancak tesir kesitinin yüksek olması nedeniyle analizi en zor arka plan durumundadır. $pp \rightarrow W^\pm W^\pm jj$ sürecinde, yeniden yapılandırma bölgesi önemli ölçüde farklıken, parçacık içeriği ise tamamen aynıdır. Analiz için bir avantaj olarak önceki iki arka fon için sunulan bilgilere ek olarak $pp \rightarrow t\bar{t}l^+l^-$ süreci, diğer ikisine kıyasla daha düşük tesir kesitine sahiptir. Yine de yeniden yapılanma tamamen aynıdır. $pp \rightarrow t\bar{t}W^+W^-$ leptonik bozunma modları ile doğrudan sinyal içeriği üretir, ancak yapılandırma bölgesi itibarıyla açık şekilde farklılık içermektedir. Tesir kesiti ise sinyale yakındır. Benzer argümanlar kolaylıkla diğer arka planlara da genişletilebilir. Diğerleri indirgenebilir arka planlardır: parçacık içerikleri sinyale benzer olsa da, ya tesir kesitleri düşüktür ya da yeniden yapılandırma bölgesi önemli ölçüde farklıdır. Bu bağlamda, indirgenemez arka fonlar iki veya daha fazla kriteri yerine getirirken, indirgenebilir arka fonlar yalnızca bir kriteri karşılarlar.

Ayrıca, $2j$ ile aynı işareti $2l^\pm$ ve kayıp enerji verecek şekilde arka plan olaylarının bozunma kanalları seçilmiştir. Jetlerin, en az bir tanesinin b-etiketi taşıdığı durumlar incelenerek, arka plan için en yüksek tesir kesiti, sinyale benzerlikle optimize hale getirilmiştir. Yanlış tanımlama ve parçacıkların fazla sayılması gibi dedektör etkileri dikkate alındığında arka fon histogramları gerçekçi bir davranış sergiler.

Dedektör etkileri sinyal ve arka plan süreçlerinin ayırt edilemez hale gelmesine yol açmaktadır. Yanlış etiketlenmesi ve analizde seçilen parçacıkların kaybı ya da fazladan sayılarak süreçlerin elenmesi bunu artırır. Bu etkilerle beraber, arka plan işlemleri sinyalin özelliklerini daha iyi taklit ederken, sinyalin özellikleri bulanıklaşır. Ayrıca b-etiketleme verimliliği, sinyal ve arka plan olaylarının analiz edilmesinde önemli rol oynar. İki b-etiketli jet sinyalin

önemli bir özelliğidir. Bununla birlikte, iki b-etiketli jet şartı, sinyalin gözlemlenebilirliği için oldukça sıkı bir kesme uygulanması anlamına gelir ve ayrıca arka plan süreçlerini de önemli ölçüde azaltır. Bu nedenle analiz işlemini en az bir b-etiketli jetle sınırlandırmak daha iyi bir istatistik elde etmek için tercih edilmiştir. Yine bu aşamada sinyal ve arka plan arasında hiçbir girişim etkisinin olmaması da önemli bir noktadır.

4.3.2. Sinyal ve Arka Fonun Analizi

İlk aşamada referans olarak, LHC’de yapılan çalışmalar sonucu, pek çok farklı analizden, yaklaşık olarak FCNC etkileşim sabitlerine getirilen sınırlama olan $\eta_q = 0,15$ değeri ile araştırmaya başlanması uygun görülmüştür. Ardından, η_{u+c} , η_u ve η_c için farklı senaryolar üzerinden sınırların ayrı ayrı geliştirilmesi hedeflenmiştir.

Keşif için istatistiksel belirginlik SS_{disc} olarak

$$SS_{\text{disc}} = \sqrt{2[(S+B)\ln(1+S/B) - S]} \quad (4.3.1)$$

bağıntısı ve dışarlama için SS_{exc}

$$SS_{\text{exc}} = \sqrt{2[S - B\ln(1+S/B)]} \quad (4.3.2)$$

[68, 69, 70, 71]’te kullanılmaktadır. Bir bağlaşım sabitinin değerinin dışarlanması durumu için %95 güven düzeyine karşılık gelen $SS_{\text{exc}} \geq 1,645$ temel alınmıştır. Tamamlayıcı olması açısından keşif bağıntısı ile ilgili sonuçlar da verilmiştir. Her iki bağıntı da büyük arkafon olması durumunda $\frac{S}{\sqrt{B}}$ ’ye indirgenmektedir; ayrıca iyi bir tahmin yürütülemeyen ve kontrol dışı gibi görünen sistematik belirsizlikler bu çalışmada ihmal edilerek bu anlamda ideal bir durumun çözümlenmesi gerçekleştirilmiştir.

Sinyal sürecinde kayıp enerjiyle beraber, $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_{l^\pm}$ ve $t(\bar{t}) \rightarrow W^\pm b(\bar{b})$ bozunum zincirleri geçerli olsa da, etkileşimin doğası düşünüldüğünde sinyalde sadece iki b-jet olmasına rağmen, daha fazla jetin üretilmesi gerektiğini ve iki üst kuarkı yeniden yapılandırmak için bunların diğer kuarklardan ayrılması gerektiği unutulmamalıdır. Bu nokta önemli olduğundan ve analizde belirleyici bir rol oynadığından bu duruma açıklık getirme gerekliliği bulunmaktadır: Arka fon olaylarının daha fazla parçacığa sahip olduğu bildiğinden ve ayrıca etkileşimin doğası gereği de daha fazla hadronik enine enerji veren çok sayıda jet üretildiği için, jet sayısını sınırlayan bir kesme analizde avantaj sağlamaktadır. Burada en iyi seçenek jet sayısının iki olarak sınırlanmasıdır, bu nedenle tam olay seçimi ile analiz yapılması uygun görülmüştür.

Leptonların çeşnileri için, τ lepton dedektöre ulaşmadan önce bozunduğundan, analizi aynı işaretli lepton kanalı için kapsam dışı olarak değerlendirilmiştir, l^\pm durumu için e^\pm ve μ^\pm olmak üzere iki olasılık bulunmaktadır. Bu bağlamda, analiz bölgeleri aynı işaret lepton çiftlerinin üç olasılığını içerecek şekilde üçe bölünmüştür ($e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$, $e^\pm \mu^\pm$) en az biri b-etiketli iken tam olarak iki jet ve son olarak olaylarda enine kayıp enerji olacak şekilde olay seçimi yapılmıştır.

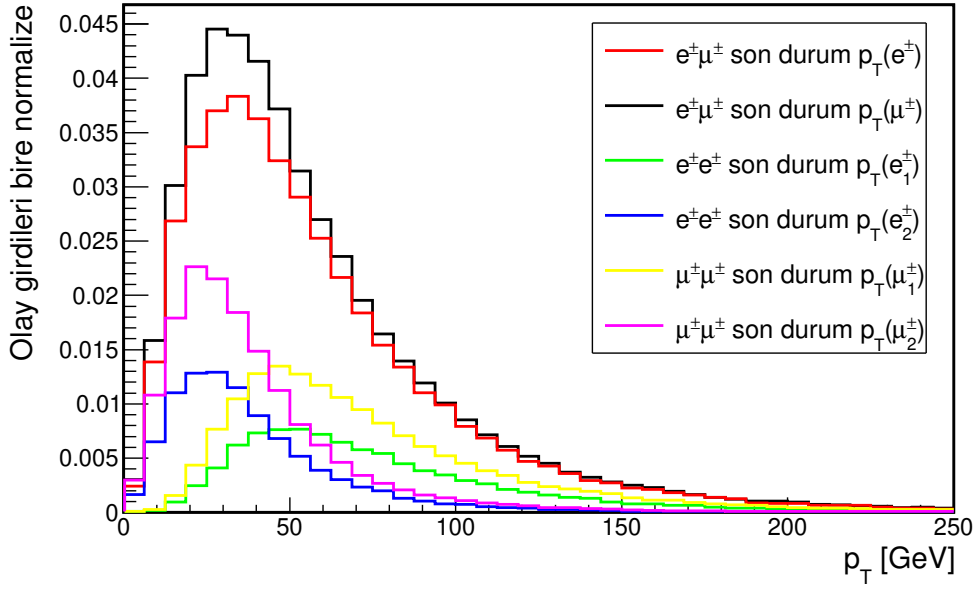
Durgun çerçevelerindeki üst kuarkların bozunması, yaklaşık 80 GeV'den daha yüksek p_T 'li b-jetlerine yol açar, ek olarak benzer durum W^\pm bozonlarının bozunmaları için de geçerlidir ve ürün parçacıklar en az 40 GeV'e sahip olmalıdır. Bu parçacıklar aynı zamanda momentum da taşır, bu nedenle bozunan ve ürün parçacıklar için histogramlarda, p_T davranışlarının artırılmış olması beklenmektedir.

Özetlemek gerekirse, sinyal bölgesini tam olay seçimi ile üç analiz bölgesine bölünmüştür, ardından Tablo 4.3'da verilen temel kesmeler uygulanmıştır.

Tablo 4.3: “İyi” nesnelere oluşturmak için konulan kesmeler. Analizde kullanılmak üzere seçilene nesnelere, sürecin doğası gereği oluşmuş parçacıklar değil de sinyal sürecine ait olmalarının garanti edilmesi için tabloda verilen kriterleri sağlaması gerekir ve ancak bu aşamadan sonra “iyi” olarak adlandırılabilir.

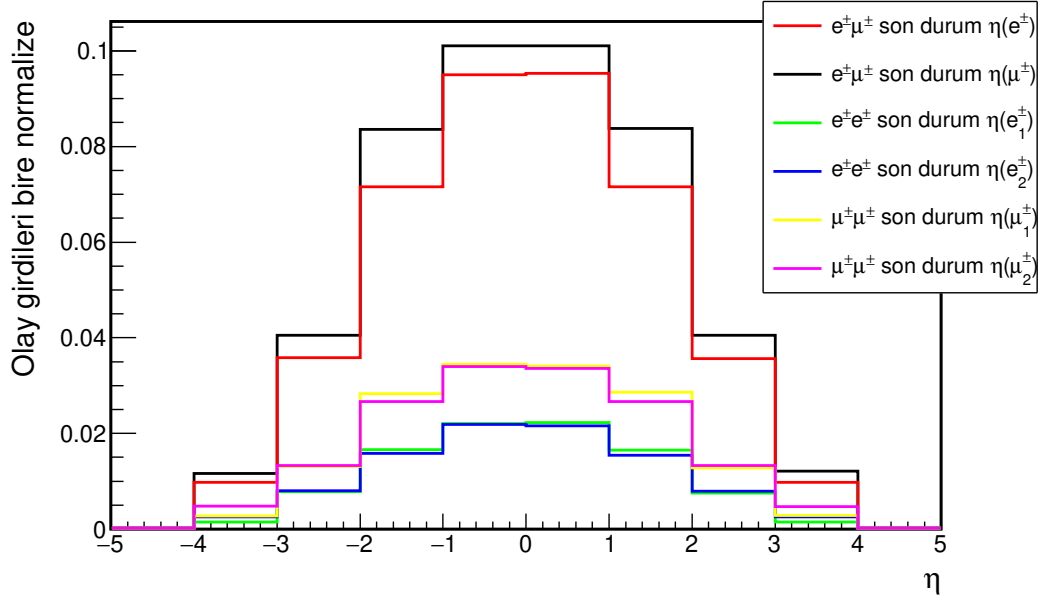
Olay seçimi ve temel kesmeler
$N(\text{jet}) = 2$
$N(l^\pm) = 2$
$p_T^{\text{jetler}} > 20 \text{ GeV}$
$p_T^{l^\pm} > 10 \text{ GeV}$
$MET > 20 \text{ GeV}$
$ \eta^{l,j} < 2.5$
$H_T < 1000 \text{ GeV}$
En az bir tane b-etiketli jet

Burada, dedektörün daha hassas bölgeleri ile çalışmak için η kesmeleri tercih edilmiştir. Ayrıca 4.3.4 ve 4.3.8'de görüldüğü gibi dağılım merkezidir. H_T , tüm son durum hadronlarının p_T değerlerinin skaler toplamı olarak hadronik enine enerji olarak tanımlanmaktadır. $H_T < 1000 \text{ GeV}$ kesimi, bu değerde sinyal olayları oldukça az sayıda olduğundan ve de arka fon olayları sayıca daha çok jet ürettiğinden uygulanmıştır. Bu aşamadan sonra sinyalin kinematiklerinin karakteristiklerini gösteren histogramlar aşağıdaki şekillerde verilmiştir.

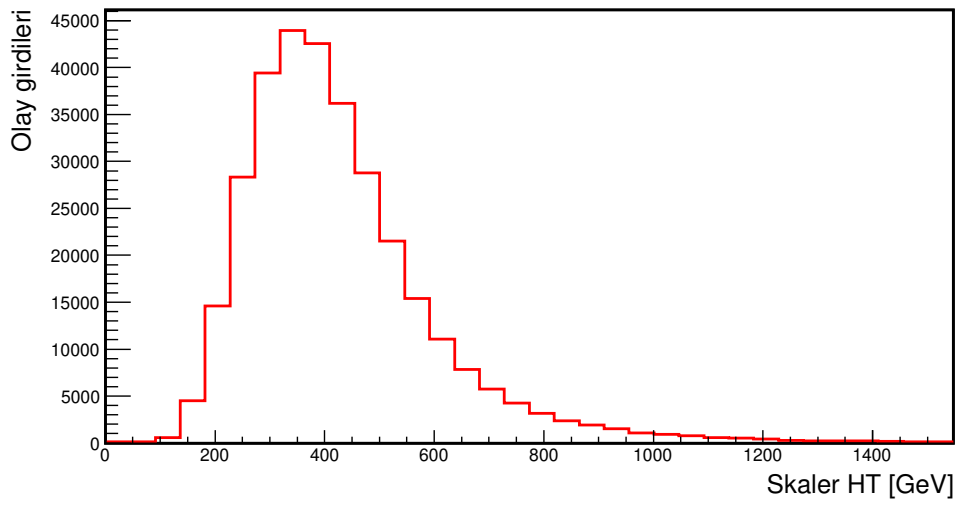


Şekil 4.3.3: Sinyal süreci için $e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm\mu^\pm$, $e^\pm\mu^\pm$ olay bölgelerine göre lepton p_T dağılımları.

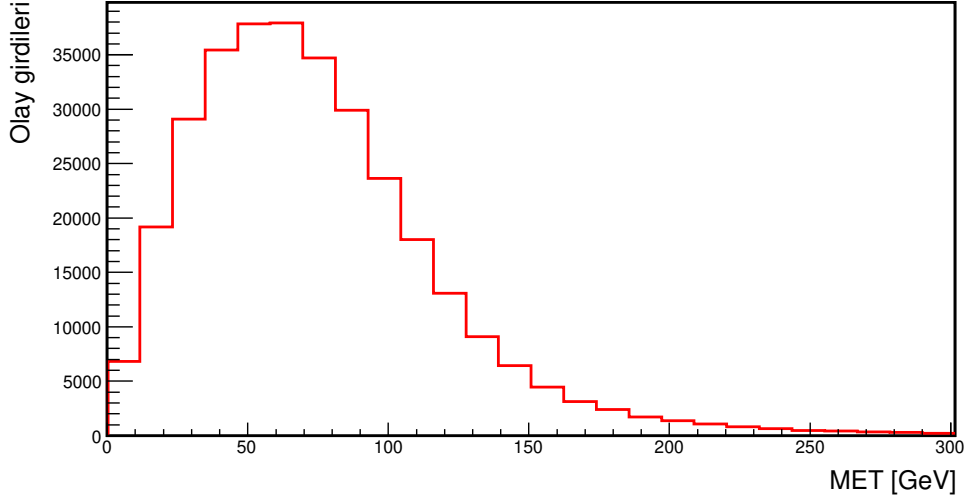
Şekil 4.3.3'deki histogram, $e^\pm\mu^\pm$ son durumunun daha tercih edilen bir kanal olduğunu açıkça göstermektedir. $e^\pm\mu^\pm$ çifti, yaklaşık 80 GeV durgun kütleyle sahip W^\pm çiftlerinin bozunması sonucunda oluşur. Bu nedenle, son durum parçacıkları tarafından paylaşılan enerji ve buna ek olarak sahip oldukları momentum nedeniyle, p_T dağılımında artırılmış bir davranışla beraber 40 GeV civarında bir tepe noktası gözlemlenmektedir. Bununla birlikte, aynı çeşnili son durumlarda asimetrik bir davranış sergilenmektedir: dedektör her zaman, birinci ve ikinci en yüksek p_T taşıyan nesneyi ayırt etmektedir. Aynı çeşnili durumda birinci ve ikinci lepton arasında bu durum, p_T davranışlarının tepe değerlerinin arasını açarken, karma durumda iki lepton da kendi çeşnileri özelinde en yüksek p_T 'li obje durumundadır. Yine de bütün parçacıkların p_T davranışı artırılmış halde ve 40 GeV'a yakın tepe noktaları verdiği görülmektedir.



Şekil 4.3.4: $e^\pm e^\pm, \mu^\pm \mu^\pm, e^\pm \mu^\pm$ olay bölgeleri için lepton η dağılımları.



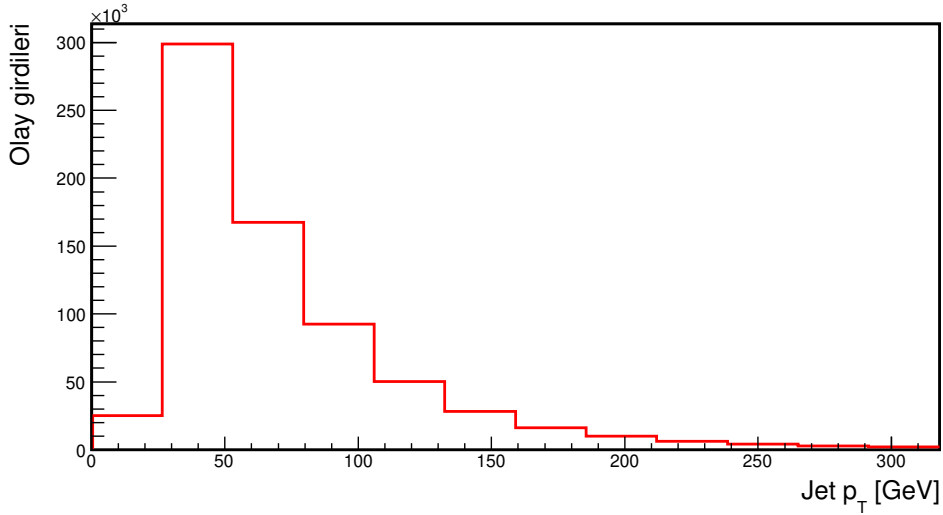
Şekil 4.3.5: Sinyal süreci için H_T dağılımı.



Şekil 4.3.6: Sinyal süreci için kayıp enerji dağılımı.

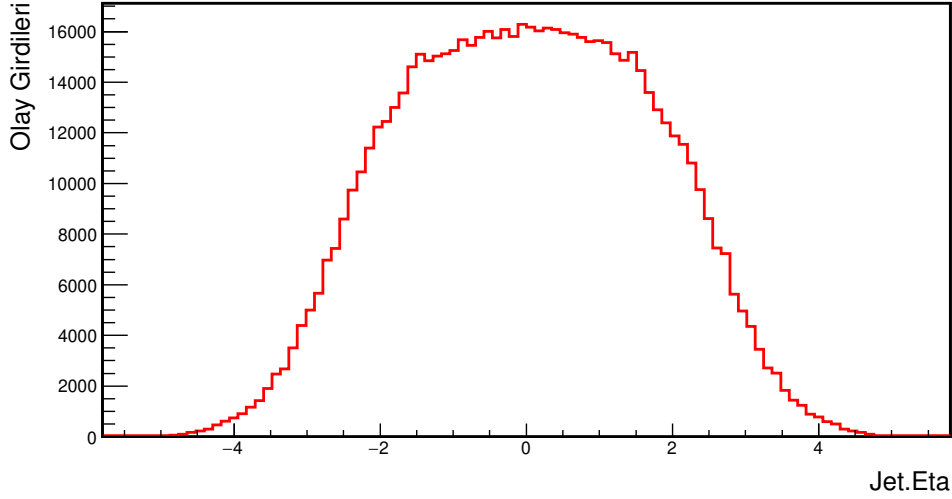
Nötrinolar ilgilendiğimiz etkileşim özelinde ana kayıp enerji kaynağıdır. Bu süreçte yer alan iki nötrino da W^\pm bozunumundan gelmektedir. Bu nedenle histogram, beklentilerle uyumlu bir şekilde 40-50 GeV civarında pik vermekte artırılmış bir davranışa sahiptir.

Son olarak jetlerle ilgili histogramlar gerekli yorumlarla beraber verilmiştir.



Şekil 4.3.7: Jet p_T dağılımı.

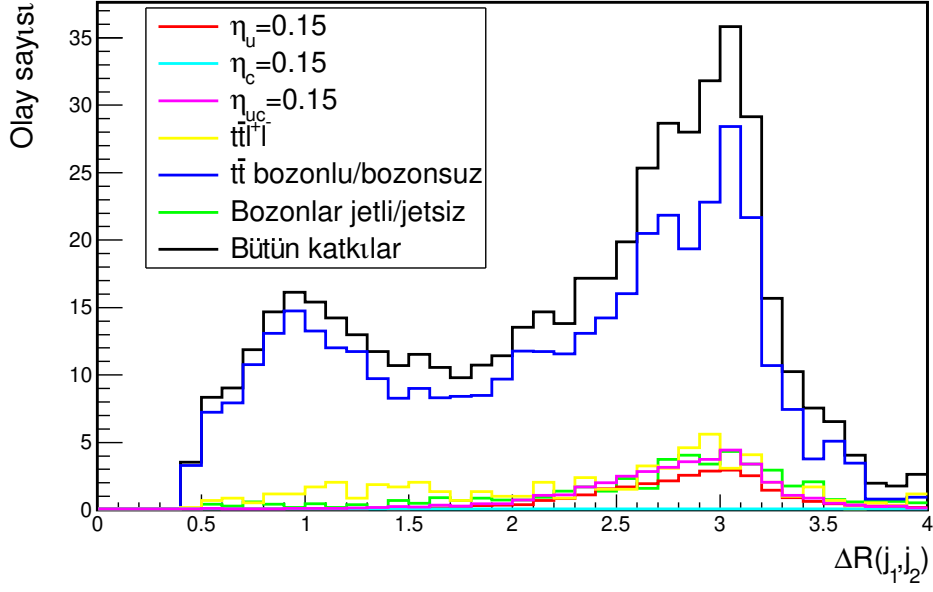
Sürecin esas olarak iki b-jet verdiği bilinmesine rağmen, sürecin doğası gereği son durum nesnelere olarak daha fazla jet bulunmaktadır. Jet sayısının artması, üretilen jetlerin p_T değerlerini de düşürür; diyagramdan gelen birinci ve ikinci jet dışında oluşan düşük enerjili jetler nedeniyle p_T değerleri 50-60 GeV'un altına gerilemiştir. Üst kuarkları artırılmış p_T davranışıyla beraber yeniden yapılandırılmasında rol oynayan jetler bu değerlerin üzerinde p_T 'ye sahip olması gerekmektedir.



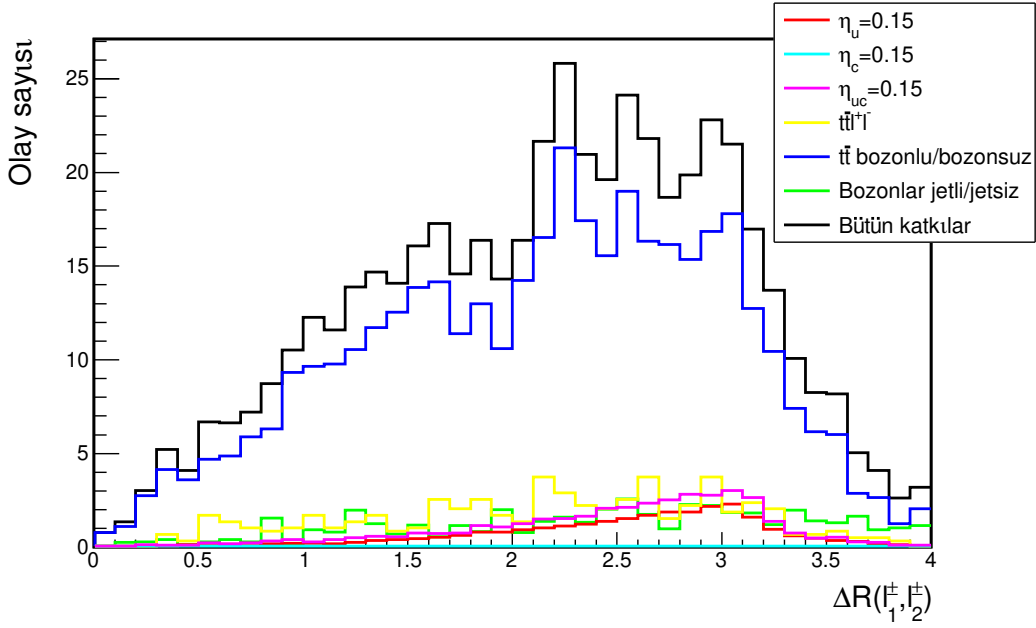
Şekil 4.3.8: Jet η dağılımı.

Şekil 4.3.2’de, en yüksek sayıdaki jet olaylarının 40-50 GeV civarında durduğu görülmektedir, bu bölgede bulunan kuarklar, üst kuark bozunumundan gelmemektedir; bunun yerine üst kuarklarla üretilen jetlerden oluşmaktadır. Bu yaklaşımla pik noktası düşük p_T dağılımı anlaşılabilir. Ek olarak, sinyal sürecinde yaklaşık on beş jete kadar jet içeren olaylar bulunmaktadır; bu nedenle, bu bölgede bulunan jetlerin sayıca görece yüksek olması durumu açıklanabilir. Analiz için olay bölgeleri seçildikten sonra, iyi jetleri tanımak için $p_T^{\text{jetler}} > 20$ GeV oldukça yeterlidir. Aynı iyi obje tanımı için sırasıyla $p_T^{\pm} > 10$ GeV ve $MET > 20$ GeV kesmelerinin uygun olduğu görülmüştür. Son olarak en az bir tane b-etiketlemesi olan olayların analizine devam edilmiştir. Daha önceden değinildiği gibi iki b-etiketli jet, hem sinyali hem de arka planı neredeyse analizi yapılamaz hale getirdiğinden, bu kesmeden kaçınılmıştır.

Ayrıştırıcı analize doğru geçilirse: Olay seçimi ve temel kesimlerden sonra bazı ΔR sinyal dağılımlarının bunun için olanak tanıdığı görülmüştür.



Şekil 4.3.9: İki jet için $\Delta R(j_1, j_2)$ dağılımı.



Şekil 4.3.10: İki lepton için $\Delta R(l_1^+, l_2^+)$ dağılımı.

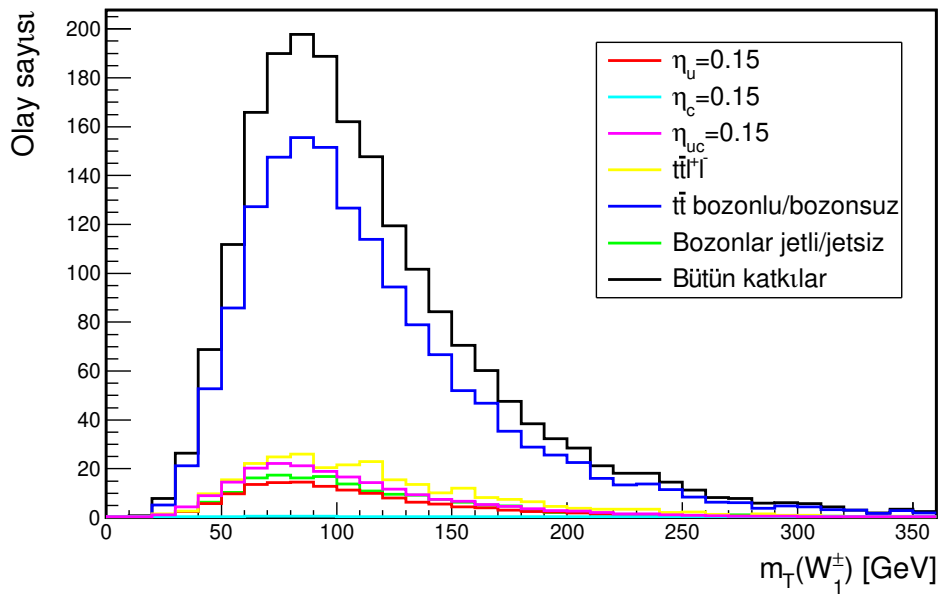
Bu histogramlar, ayrıştırıcı kesmeler kullanılarak arka planların ortadan kaldırılması için elverişlidir. Şekil 4.3.9’de, sinyal olaylarının dağılımı beklentilerle uyum içermektedir, çünkü bu jetler üst iki kuarkın bozunumu sonucu oluşmuşlardır: Dolayısıyla durgun gözlem çerçevelerinde arka arkaya saçılmış durumda olmalıydılar; bu korelasyon her iki jet için de geçerlidir. Bu bakımdan jetler de arka arkaya saçılmış olup, $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ tanımlandığı gibi, parçacıklar arasında neredeyse açısız olarak π kadar fark bulunmaktadır. Aynı

argüman Şekil 4.3.10 için de geçerlidir: Her iki lepton da dedektörün farklı taraflarına dağılmıştır. Ancak, W^\pm leptonlara bozunurken korelasyon biraz daha zayıflamıştır. Sonuç olarak, $\Delta R(j_1, j_2) > 1,5$ ve $\Delta R(l_1^+, l_2^+) > 1,5$ kesmeleri uygulayarak analiz, en iyi istatistikle nihai haline getirilmiştir. Konulan kesmelerden sonra ortaya çıkan durum Tablo 4.4’de verilmiştir.

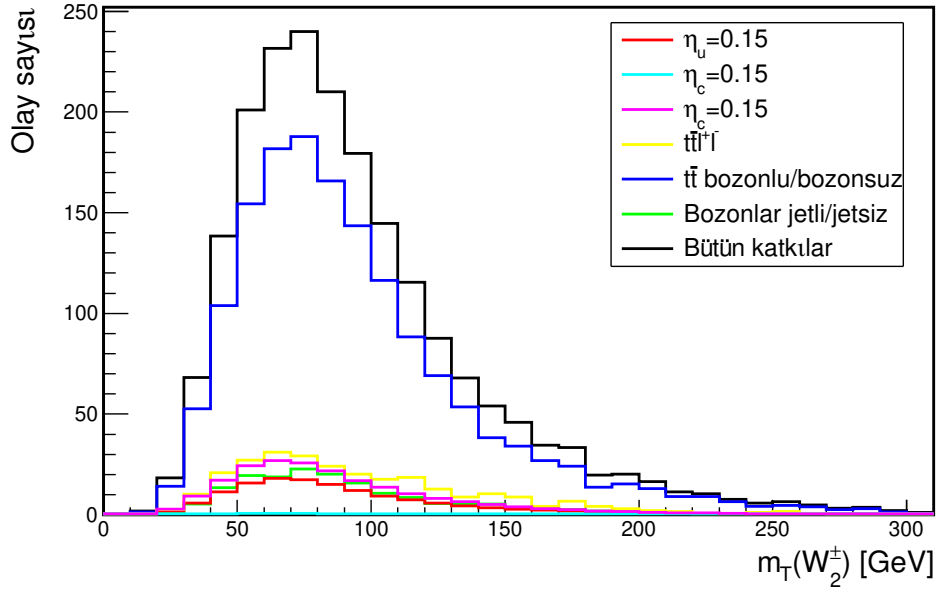
Tablo 4.4: Sinyal ve arka fonlar için kesme verimliliği.

Süreç	Bölge Seçimi (%)	Ön Kesmeler (%)	ΔR Kesmeleri (%)	Toplam (%)
$pp \rightarrow tt(\bar{t}\bar{t})$	0,214	0,0798	0,651	$1,11 \times 10^{-2}$
$pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$	0,111	0,0638	0,308	$2,19 \times 10^{-3}$
$pp \rightarrow W^\pm W^\pm jj$	0,860	0,00252	0,484	$1,05 \times 10^{-3}$
$pp \rightarrow W^+ W^- Z$	0,740	0,000622	0,348	$1,60 \times 10^{-4}$
$pp \rightarrow t\bar{t}l^+ l^-$	0,0449	0,0260	0,385	$4,50 \times 10^{-4}$
$pp \rightarrow ZZW^\pm$	0,146	0,00312	0,274	$1,25 \times 10^{-4}$
$pp \rightarrow W^+ W^- t\bar{t}$	0,0283	0,0500	0,282	$4,00 \times 10^{-4}$
$pp \rightarrow t\bar{t}Z$	0,0449	0,0263	0,357	$4,22 \times 10^{-4}$
$pp \rightarrow ZZjj$	0,0629	0,000298	0,500	$9,375 \times 10^{-6}$

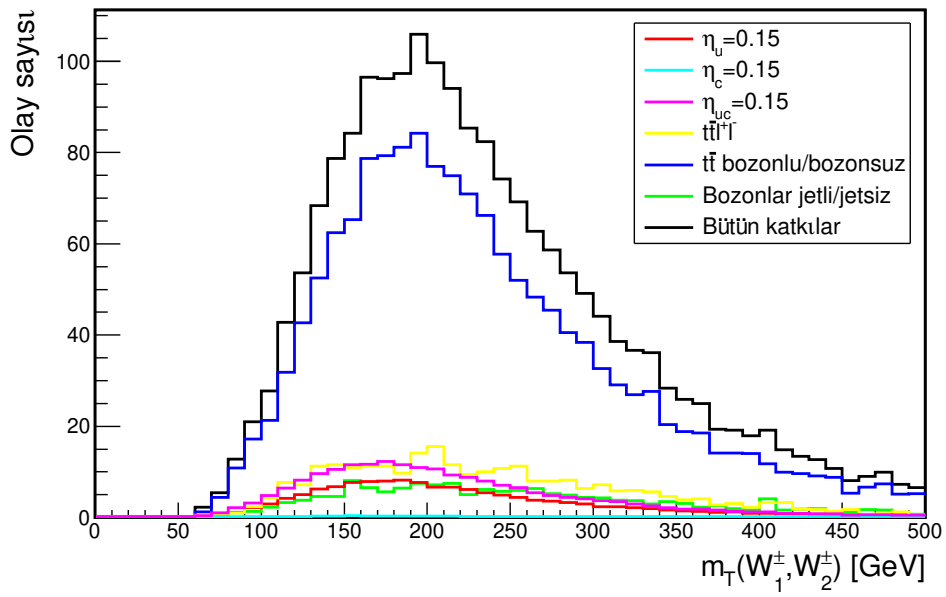
Bu kesmelerden sonra, etkileşimde yer alan nesnelere yeniden yapılandırılabilir. Arka planlardan gelen pek çok katkı, indirgenemez olanlar dışında, konulan kesmeler sayesinde kaldırılmıştır. Ayrıca en önemli katkının, arka planın neredeyse tamamını tek başına oluşturan $pp \rightarrow t\bar{t}W^\pm$ ’den geldiği açıktır.



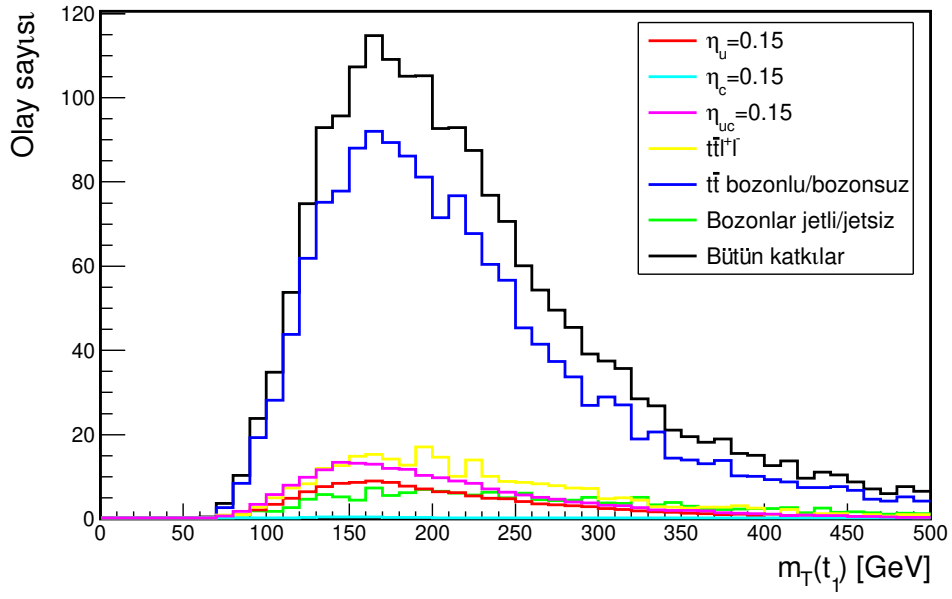
Şekil 4.3.11: Birincil en yüksek p_T ’li W^\pm ’nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.



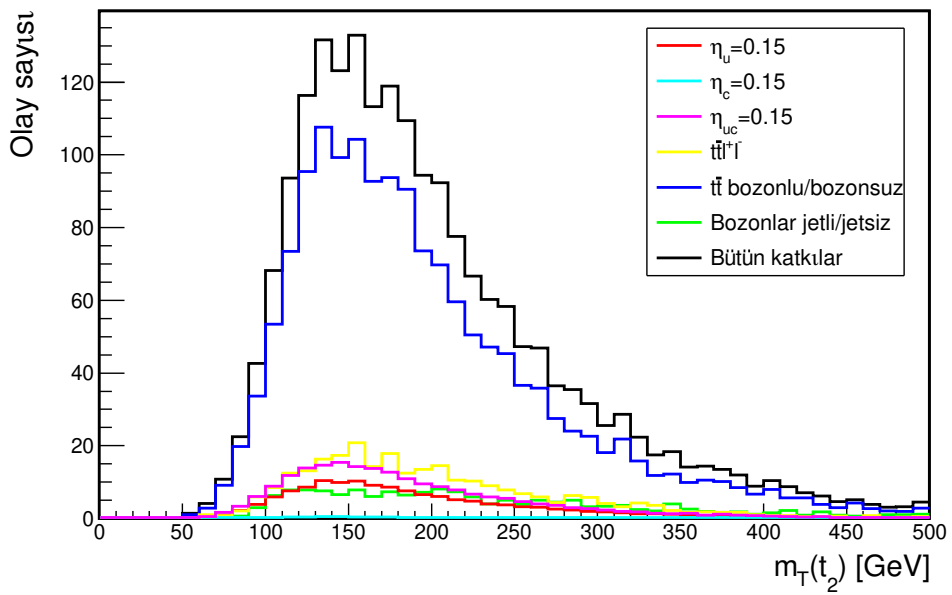
Şekil 4.3.12: İkincil en yüksek p_T 'li W^\pm 'nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.



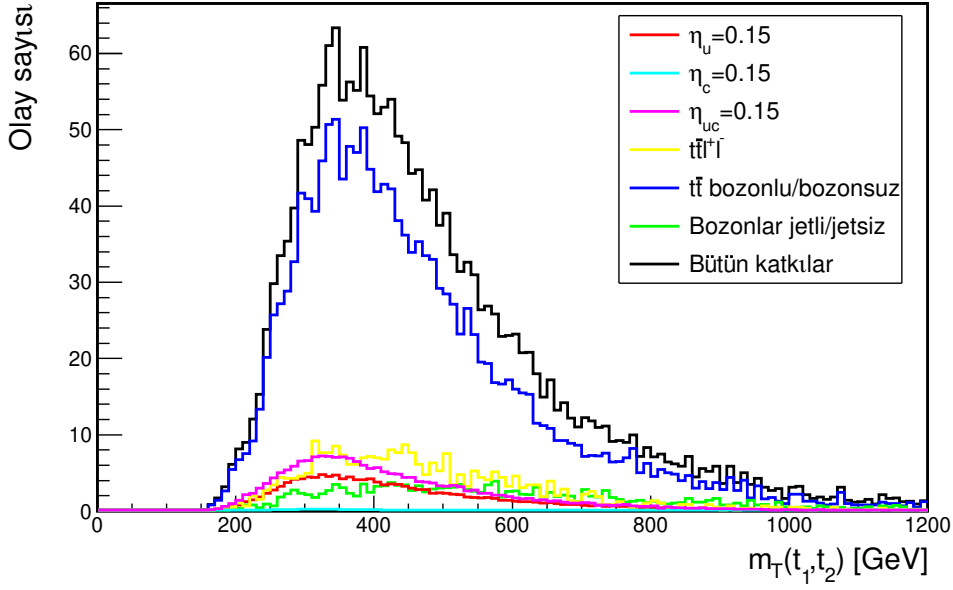
Şekil 4.3.13: İki tane W^\pm 'nin yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.



Şekil 4.3.14: Birincil en yüksek p_T 'li üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.



Şekil 4.3.15: İkincil en yüksek p_T 'li üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.



Şekil 4.3.16: İki tane üst kuarkın yeniden yapılandırılmış enine kütlesi.

Şek. 4.3.13 - Şek. 4.3.16 Sırasıyla tek ve çift W^\pm bozonlarının, tek ve çift üst kuarkların enine kütlesinin yeniden yapılandırılmış histogramları verilmiştir. Bu bağlamda, sırasıyla bilinen, W bozon kütlesi, iki W bozon kütlesi, üst kuark kütlesi, iki üst kuark kütlesi civarında dağılımın en yüksek değerlerini vermesi beklenmektedir. Bununla birlikte, tüm bu nesnelere yüksek p_T taşımaktadır; bunun sonucu olarak histogramlar beklendiği gibi artırılmış enine kütle değerlerine sahiptir ve tepe bölgeleri buna göre kaymıştır.

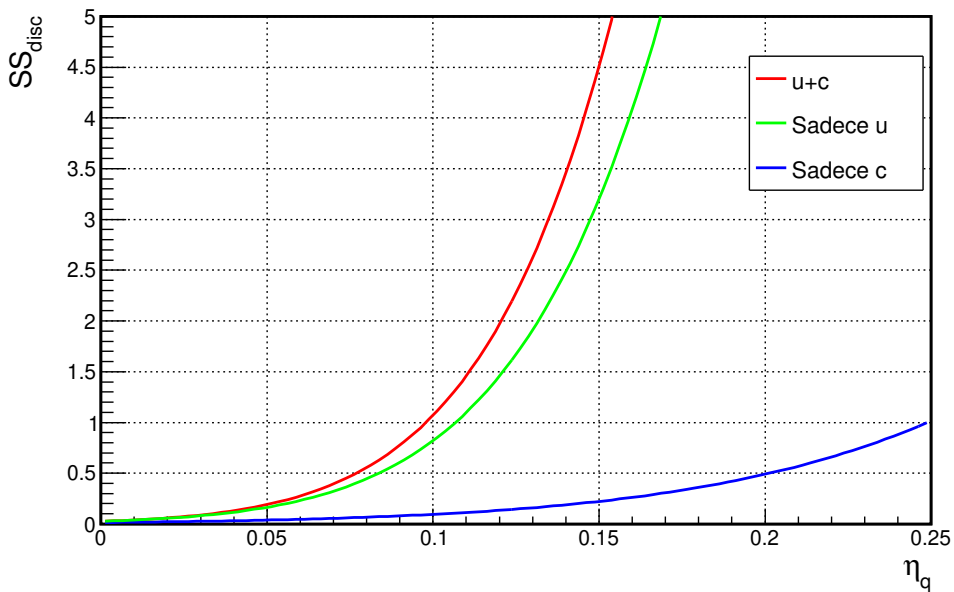
4.3.3. Analiz Sonuçlarının Değerlendirilmesi

Çalışmanın bu kısmında, HL-LHC’de aynı işaretli lepton kanalı kullanılarak üst kuark ve Higgs arasındaki FCNC etkileşim sabitleri için erişilebilir limitler araştırılmıştır. Bu kanal, düşük indirgenebilir / indirgenemez arka fonlara ek olarak temiz sinyal izi verir. Bununla birlikte, bu kanal iki yeni fizik köşesi içerdiğinden, bu etkileşimler, analizin dezavantajlı bir yönü olarak tesir kesitinin görece düşük olmasına sebebiyet vermektedir. Bunları akılda tutarak şu sonuca varabiliriz: Bu sürecin aynı işaretli lepton kanalı ile simülasyonu, metinde bahsedilen senaryoların test edilmesi için ve sürecin keşiften ziyade sabitlerin değerleri için üst sınırları belirleyen dışarlama limitleri üzerine bir laboratuvara dönüşmüştür.

Tabloda 4.5, bulgular keşif ve dışarlama sonuçları için sinyal belirginlikleriyle özetlenmiştir. Bu tablodan açıkça görüldüğü gibi, sonuçlar $SS_{\text{disc}} \geq 2$, $u + c$ ve yalnızca u senaryoları (keşif ilişkisi için % 95 güven seviyesi, Denk. 4.3.1 için tutarlı ve mevcut LHC sonuçlarından daha iyidir. Bu, tüm Higgs FCNC etkileşimlerini gözlemlemeyi ve etkileşim sabitleri ve dalanma oranları için dışarlama bölgelerinin aşağı çekilebileceğini önermektedir. $SS_{\text{disc}} \geq 3$ ve

$SS_{\text{disc}} \geq 5$ için, sabitlerin değerleri sınır değerlere denk gelmektedir (genel olarak etkileşim sabitleri için sınırlar yaklaşık 0,1 civarındadır), bu durumda parlaklığın artırılması gerekmektedir (iki FCNC köşesi içeren aynı işaret lepton kanalı için HL-LHC için uzun vadeli çalışmaya karşılık getirmektedir). Yalnızca c durumuna gelirsek, LHC’de limitler zaten dışlanmış haldedir.

Keşif için gerekli bağıntıyı kullanarak (Denk. 4.3.1) sonuçlar yorumlandıktan sonra, şimdi dışarlama bağıntısı kullanılarak Denk. 4.3.2 ($SS_{\text{exc}} \geq 1,645$) dışarlama durumu tartışılabilir. Yalnızca c durumu için dışarlama sınırları, LHC’den bilinen sınırlara yakındır. Ancak $u + c$ durumu ve yalnızca u durumu için dışlama sınırları büyük ölçüde gelişmiştir. Sabitler için beklenen sınır bu senaryolar için $\eta_q = 0,04$ değerine kadar dışlanmış durumdadır. Bu sınırlar başka kanallar kullanılarak HL-LHC için elde edilen öngörülerle uyumludur. Aynı işaretli lepton kanalı bir yandan temiz sinyal izine sahipken diğer yandan daha da düşük tesir kesiti sahip olması nedeniyle üst limitleri belirleyen bir niteliğe sahiptir. Bu sınırlar, benzer senaryolar için diğer hassas kanallarla da birleştirilebilir.



Şekil 4.3.17: Üç farklı senaryo için η_q parametresine karşı sinyal belirginliği (SS_{disc}).

Tablo 4.5: η_q parametresi ve karşılık gelen dallanma oranlarının üst limitleri [72].

Senaryo	$SS_{\text{disc}} \geq 2$		$SS_{\text{disc}} \geq 3$		$SS_{\text{disc}} \geq 5$	
	η_q	Dallanma Oranı	η_q	Dallanma Oranı	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,1206	$3,78 \times 10^{-3}$	0,1348	$4,72 \times 10^{-3}$	0,1540	$6,15 \times 10^{-3}$
Sadece η_u	0,1317	$4,50 \times 10^{-3}$	0,1474	$5,64 \times 10^{-3}$	0,1687	$7,37 \times 10^{-3}$
Sadece η_c	0,3015	$2,32 \times 10^{-2}$	0,3343	$2,83 \times 10^{-2}$	0,3795	$3,62 \times 10^{-2}$

$SS_{\text{exc}} \geq 1.645$		
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,04	$4,17 \times 10^{-4}$
Sadece η_u	0,04	$4,17 \times 10^{-4}$
Sadece η_c	0,1	$2,60 \times 10^{-3}$

4.4. FCC-hh için FCNC Etkileşimlerinin Araştırılması

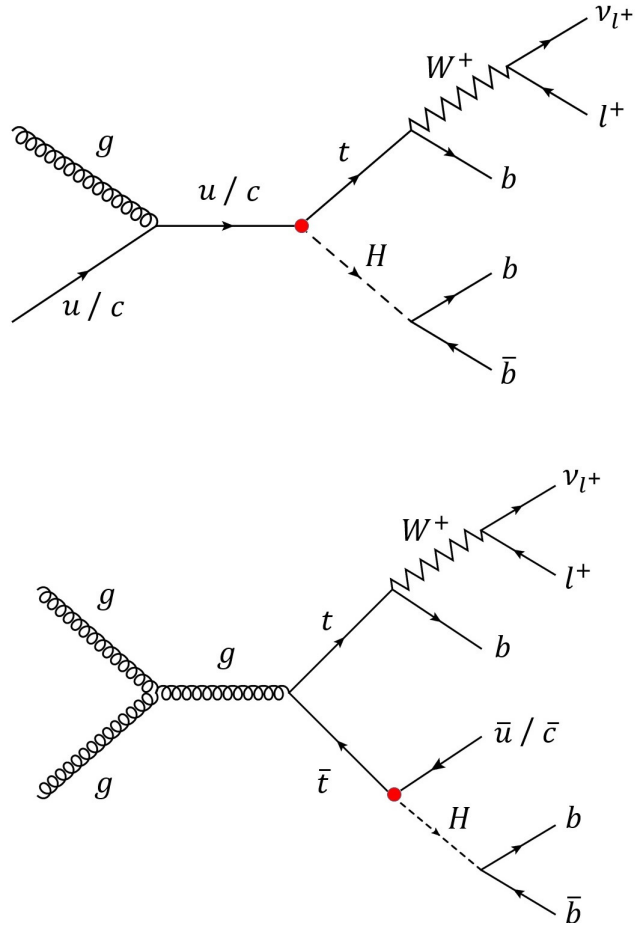
4.4.1. Sinyal Arkafon Planı

Higgs ve üst kuark arasındaki FCNC etkileşimini incelemek için sinyal süreci olarak $pp \rightarrow t(\bar{t})h$ ve $pp \rightarrow t(\bar{t})hj$ seçildi (bkz. Şekil 4.4.1); nihai durumuna tek lepton, kayıp enine momentum ve Higgs'ten kaynaklı 2 b jet ve üst kuark kaynaklı bir tane b jet kanalı analiz için uygun görülmüştür. Burada, her iki süreç de alarak sinyal olay sayısının artırılması hedeflenmiştir. Ayrıca anti üst kuarklı olaylar da sinyal süreci olarak değerlendirilmiştir.

İlgili arka planlar da uygun şekilde seçildiğinde ve dedektör benzetimi için gerçekçi bir fiziksel taklit sağlandığında, analizi optimize etmek için $2 \rightarrow 2$ tipi bir süreç ile $2 \rightarrow 3$ tipindeki iki süreç seçilmiştir.

Amacımız, etkileşimlerin doğası gereği birçok jet üreten 100 TeV'de bir hadron çarpıştırıcısı ile çalışmaktır, en az bir leptonik kanal tesir kesitini düşürmesine rağmen net sinyal izi vereceğinden, analiz kolaylığı açısından üst kuarkın bozunumu için bu kanal tercih edilmiştir. Higgs'in bozunma kanalı olarak daha fazla sayıda olay elde etmek için dallanma oranının en yüksek olduğu kanal olan $b\bar{b}$ tercih edilmiştir.

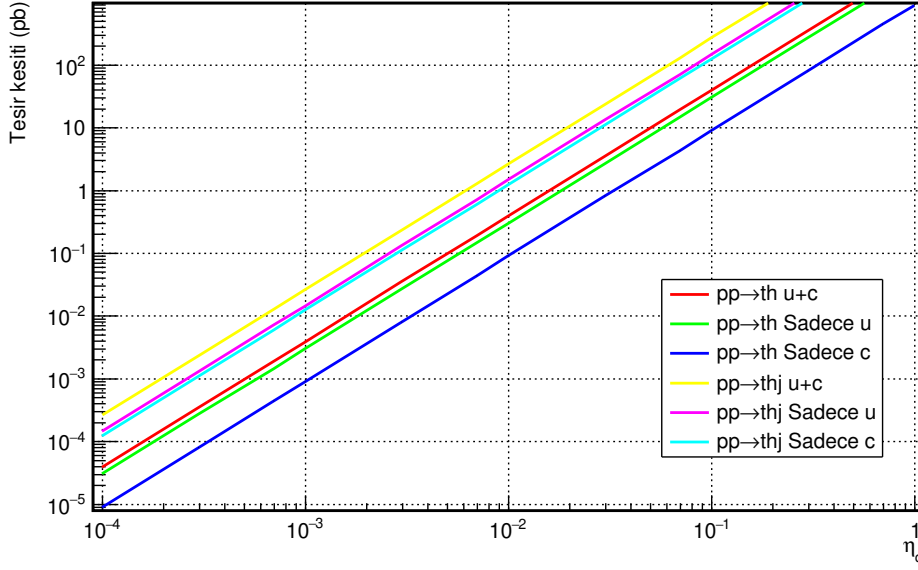
Bildiği üzere, etkin Lagranjiyen yöntemiyle ortaya çıkan bir etkileşim köşesinde, etkileşim sabitleri $[0,1)$ aralığında olduğundan, daha fazla yeni fizik köşesi daha düşük olay sayıları verir ve analizi zorlaştırır. Bu nedenle, seçilen kanal daha az parametre ve etkileşim köşesi ile sınırlandırılmıştır.



Şekil 4.4.1: Üretim ve bozulma kanallarının temsili Feynman diyagramları.

Bu şekilde bir kurgunun, sinyal ve arka plan düzgün bir şekilde analiz edildiğinde iyi istatistiksel sonuçlar vermesi öngürülür. LHC’de CMS İşbirliği [73] tarafından benzer kanal için benzer bir araştırma yapılmıştır. Bu analizde, kullanılan makine öğrenme tekniklerinin yanı sıra, analiz bölgesi jet sayısı, üç veya dörde sınırlandırılacak şekilde bölünmüş ve bu jetlerden ikisi veya üçü b olarak etiketlenerek analiz gerçekleştirilmiştir. Bu analizin amacı benzer şekilde kapsamı genişletmek ve bunu FCC-hh’ye yansıtmaktır. Analiz yöntemi olarak, kesme tabanlı analiz kullanılmıştır ve jet karışımları ile başa çıkmak için analizin çok önemli bir bileşeni olan b -jetleri etiketlerken farklı analiz yolları kullanılmıştır.

Probleme yaklaşırken üç senaryo incelenerek ve bağlaşım sabitlerinden en az birinin sıfırdan farklı olduğu durumları elde etmek için sonuçlar bu çerçevede tartışılmıştır. Analiz yaparken $u + c$, sadece u ve sadece c olmak üzere üç senaryo kullanılmıştır.



Şekil 4.4.2: FCNC kesitlerinin karşılaştırılması.

Şekil 4.4.2’de iki FCNC kanalı açıkken, beklendiği gibi iki tip süreç için tesir kesiti en yüksektir. $pp \rightarrow thj$ sürecinin tesir kesiti yaklaşık bir mertebeye daha yüksektir. Hadron çarpıştırıcılarında, etkileşimlerin doğasının bir sonucu olarak çok sayıda son jet vardır ve ilgili parçacıkların yakınındaki bir jetin, $2 \rightarrow 2$ sürecine kıyasla $2 \rightarrow 3$ bir süreç olmasına rağmen, kesiti önemli ölçüde artırması mümkündür. Ancak daha önce belirtildiği gibi, daha fazla sayıda son durum parçacığı ve jet üretmek üretmek, tesir kesitini düşürürken jet etiketlemeyi de zorlaştırır ve FCNC sürecinin ayıklanmasını zorlaştırır.

u kuarktan gelen olay sayısının katkısı, tesir kesitine d kuarktan gelen katkılardan daha yüksektir. Bu durum, u kuarkların protondaki değerlik kuarklar olması nedeniyle gerçekleşmektedir. Beş çeşni şemasında NNPDF2.3 [74] parton dağılım fonksiyonu (PDF) kullanılarak sinyal ve arka plan örnekleri oluşturmak için Madgraph5 kullanıldı. Daha sonra PYTHIA8 kullanılarak partonik seviyede üretilen örnekler hadronize edilmiş ve ardından FCC-hh dedektör kartı kullanılarak DELPHES 3 ile hızlı dedektör simülasyonu yapılmıştır. Örneklem dosyaları üretilirken kullanılan kesmeler

1. $p_T^{\text{jet}} > 20 \text{ GeV}$, $|\eta^{\text{jet}}| < 5$
2. $p_T^{\text{lepton}} > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^{\text{lepton}}| < 2,5$
3. $\Delta R(i, j) > 0,4$, (i, j jetler ve leptonlar olmak üzere)

şeklindedir.

Son olarak, elde edilen dosyaları analiz etmek için Root6 kullanıldı. Sinyal son durumu, karakteristik olarak bir lepton, kayıp enine enerji ve en az üç jete (en az birinin b jeti olarak etiketlendiği) duruma sahiptir.

Tablo 4.6: Maksimum sinyal-arkafon karışımı için üst/anti-üst kuarklar önce Wb 'ye sonradan da W 'ler leptonik olarak bozundurulmuştur. Higgs bozonu ise b çiftine bozundurulmuştur. Bir lepton ve en az üç jet elde ettikten sonra, süreçlerden yüksek kesitli gerçekçi bir senaryo elde etmek için diğer parçacıkların serbestçe bozunmasına izin verilmiştir. Ayrıca b-etiket verimlerini göz önünde bulundurularak üst kuark ve Higgs ile birlikte üretilen jetler, b jet olarak üretilmemiştir. B ile Z ve W gösterilmiştir.

Süreç	Tesir kesiti (pb)	Son durum
$pp \rightarrow t(\bar{t})h$		$l^\pm, \nu_{l^\pm}, b(\bar{b}), 2j$
$pp \rightarrow t(\bar{t})hj$		$l^\pm, \nu_{l^\pm}, b(\bar{b}), 3j$
$\eta_u = \eta_c = 0,0075$	0,3766	
$\eta_u = 0,0075$	0,2203	
$\eta_c = 0,0075$	0,1536	
$pp \rightarrow t\bar{t}j$	$1,576 \times 10^4$	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, 2b(\bar{b}), j$
$pp \rightarrow t\bar{t}jj$	$1,656 \times 10^4$	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, 2b(\bar{b}), 2j$
$pp \rightarrow t\bar{t}h$	15,33	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, 2b(\bar{b}), 2j$
$pp \rightarrow t\bar{t}B$	14,18	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, 2b(\bar{b}), 2j$
$pp \rightarrow thj$	0,6787	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, b(\bar{b}), 3j$
$pp \rightarrow Wh,jj$	2,75	$l^\pm, \nu_{l^\pm}, 2b(\bar{b}), 2j$

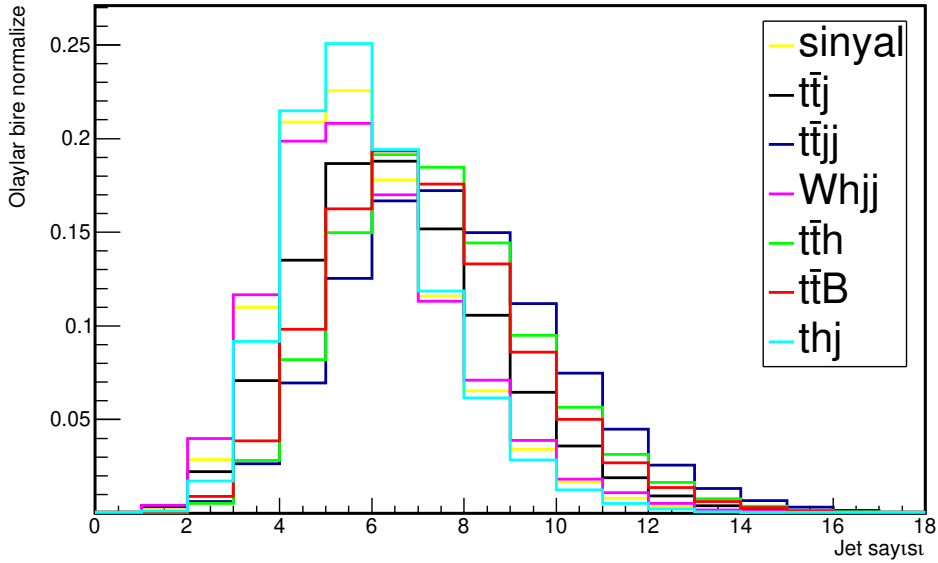
Bir sonraki bölümde analiz stratejisi verilmeden önce sinyal ve arka planın diğer bazı özelliklerine değinmek uygundur. Arka planda iki özellik gözlemlenmektedir: Üst kuark ve jet(ler) içeren arka fonların tesir kesitleri önemli ölçüde yüksektir. Fazladan parçacık içerildiğinden, toplam hadronik enine enerji H_T değişkeni de genel olarak daha yüksektir. Ancak hiç bir durumda üç b jeti garanti edilmemektedir. Higgs veya başka bir bozon içeren diğerler arka fonlar ise hala üç b jetini garanti etmemekle birlikte ayrıca düşük olay sayılarına sahipken, H_T 'yi artıran fazladan jetler içerirler. B (herhangi bir vektör bozonu) ile temsil edilen bozon jetlere bozunduğunda, sinyalle benzerlik ve karışım nispeten yüksek kalırken, tesir kesitleri bariz şekilde üst kuark içeren süreçlere göre daha düşüktür. Üst kuark çifti ve jet(ler) içeren arka fonlar söz konusu olduğunda, büyük tesir kesitleri tüm bölgeyi domine edecektir. Dolayısıyla bu arka fonlardan tamamen kurtulmak imkansız görünmektedir.

Bu etkileşimlerin önemli bir yönü, dedektörün hemen hemen aynı bölgesine çarpan ağır jetlerdir. Jetlerin momentumu, analiz yaparken ayrıca çok önemlidir (b etiketleme), ilgilenilen jetler esasen SM içindeki en ağır iki parçacığın bozunmasından gelmektedir. Ayrıca, ana süreçlere eşlik eden ve boost edilmiş nesnelere Higgs'in yeniden yapılandırılmasını güçleştirir,

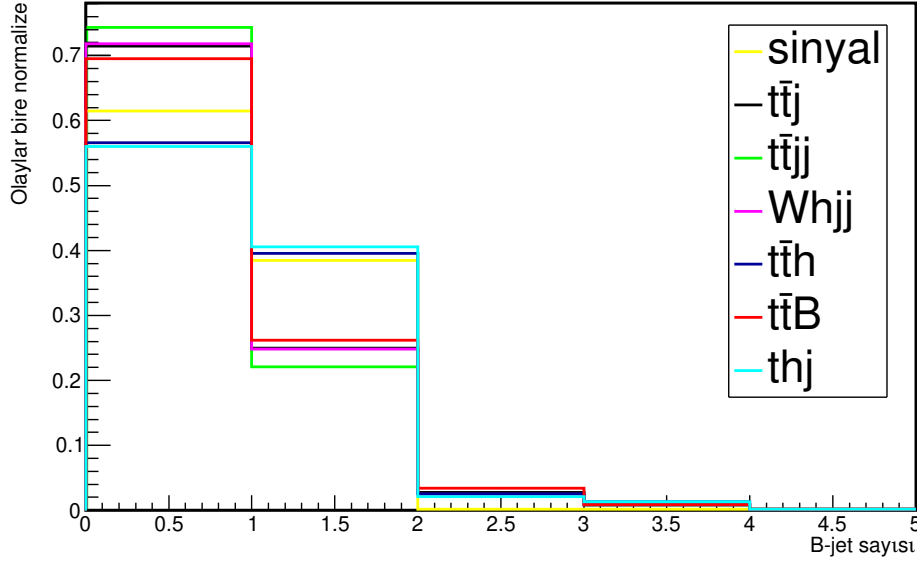
aynı şekilde leptonik olarak bozunmayan ekstra üst kuark da yanılıcı bir Higgs yeniden yapılandırması verir, bu durum da üst kuark çifti içeren bu tür arka planların daha titizlikle analiz edilmelerini ve ayıklanmalarını zorunlu kılar.

Ek olarak, etiketleme verimlilikleri burada önemli bir rol oynar: Analizde 3 b etiketleme cazip bir yöntem olarak göze çarpsa da yalnızca jetler etiketlenerek analiz gerçekleştirilemez (bkz. Şekil. 4.4.3, 4.4.4); parçacıkların yanlış tanımlanması, parçacıkların kaybolması (pile-up) veya fazla sayılması gibi dedektör etkileri, sinyali analiz etmek için çok daha gelişmiş yöntemler gerektirir. Arka planı ortadan kaldırmak için yapılan analize özgü yöntem, arka fon eliminasyonunu gerçekleştirirken, bir yandan da istatistiksel çözümleme için makul sayıda olayı geriye bırakmıştır. Analiz araştırıldığında bir kategorizasyon olarak birkaç sayıda b -etiketleme öne sürülebilir.

Özetle, tüm bu etkiler yüksek arka fon olay sayısı ile bir araya geldiğinde, istenildiği gibi fiziksel olarak daha gerçekçi bir senaryo irdelenmiştir.



Şekil 4.4.3: Analizde en az üç jet seçilir ve yeniden yapılandırmada kullanılır. Çarpışmadan sonra birçok jet hem sinyal hem de arka plan süreçlerinde fazladan üretilmektedir. Sinyalde son durum parçacıklarının düşük sayısı nedeniyle, sinyal durumunda dağılımın zirvesinin daha geride olduğu gözlenir.

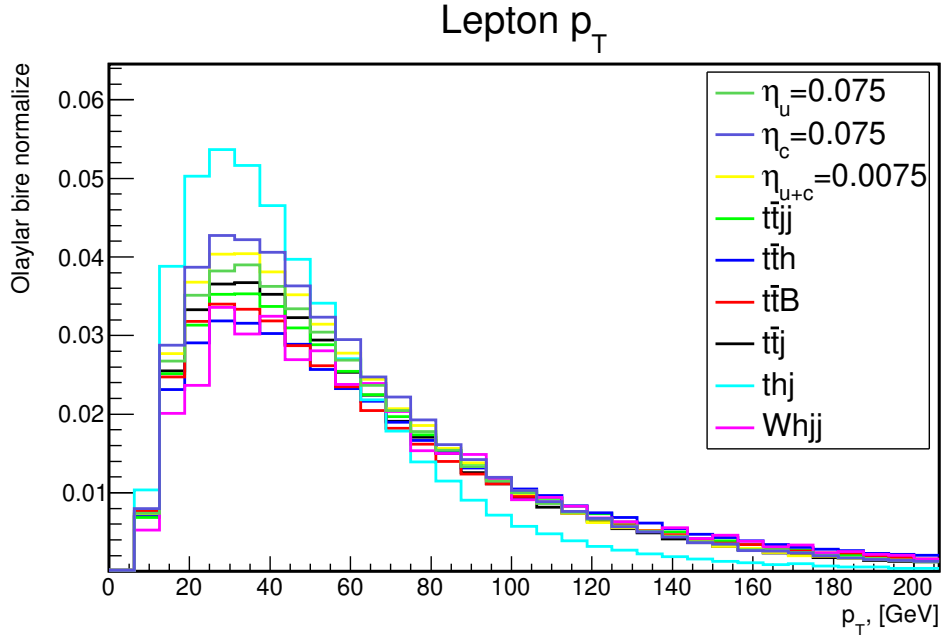


Şekil 4.4.4: Analizde, dedektör simülasyonundan kaynaklanan bir verimliliğe sahip en az bir b -etiketli jet seçilir. Daha fazla jet etiketlenmeye çalışıldığında, olay sayısı büyük ölçüde azalır.

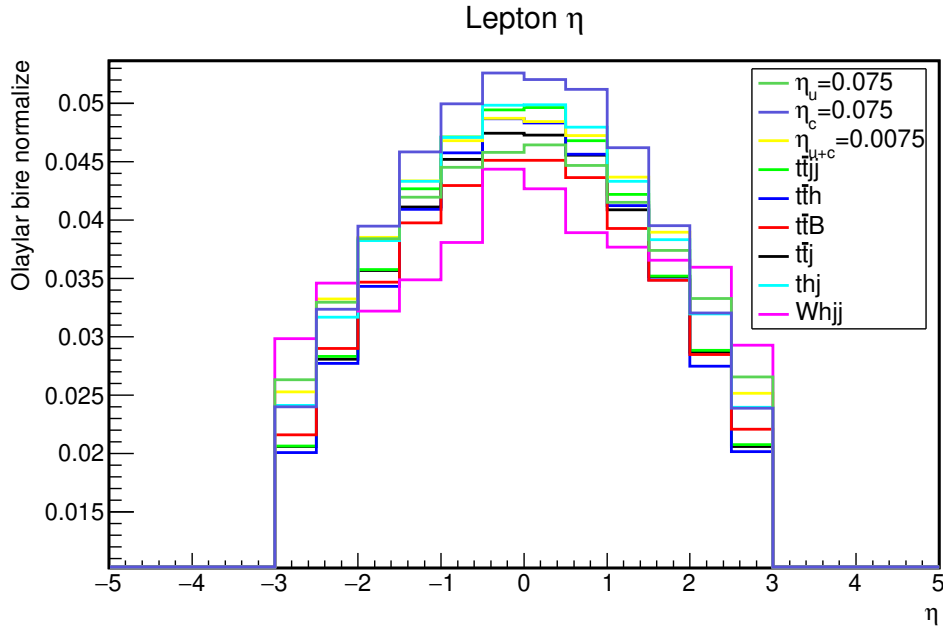
Analize geçmeden önce son olarak, $pp \rightarrow Whjj$ sürecinde Higgs'in neden doğrudan b jetlerine bozundurulduğu anlaşılması için kısaca açıklamada bulunmak yerindedir. Süreç, yeniden yapılandırma bölgesini büyük ölçüde değiştiren üst kuark içermeyen yönüyle diğer arka planlardan farklıdır; diğer arka planlara göre düşük olay sayısına sahiptir. Bu nedenle, sinyal ile benzerliğini arttırırken bu arka planı oyuna dahil etmek için bu şekilde bir bozunum uygun görüldü.

4.4.2. Sinyal ve Arka Fonun Analizi

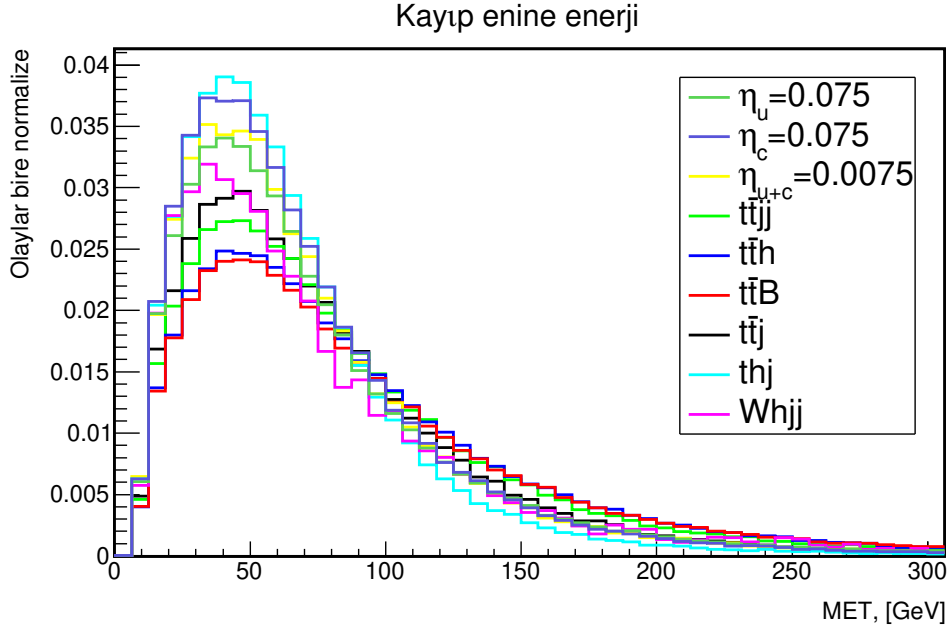
Sinyal olaylarında son durum olarak, bir lepton, MET ve üç b -jet olduğunu akılda tutarak ve buna ek olarak, etkileşimin 100 TeV merkezi kütle enerjisine sahip bir çarpıştırıcıda gerçekleştiğini hatırlayarak, iyi nesnelere çalışmak için öncelikle olayla alakasız rastgele parçacıkların ayıklanması gerekir ve bunu sağlayacak kesimler bulunmalıdır. Bu sebeple üreteç seviyesindeki kesmelerle elde edilen dağılımlar gösterilmiştir (bkz. Şekil 4.4.6, 4.4.7, 4.4.8, 4.4.9, 4.4.10, 4.4.11, 4.4.12, 4.4.13, 4.4.14, 4.4.15, 4.4.16, 4.4.17, 4.4.18, 4.4.19). Üst kuark ve Higgs'in yeniden yapılandırılmasında kullanılan nesnelere p_T toplamı olarak $\sum p_T$ ifadesi kullanıldı. Daha sonra Tablo 4.7'de gösterildiği gibi temel kesimler uygulanarak iyi nesnelere elde edilmiştir.



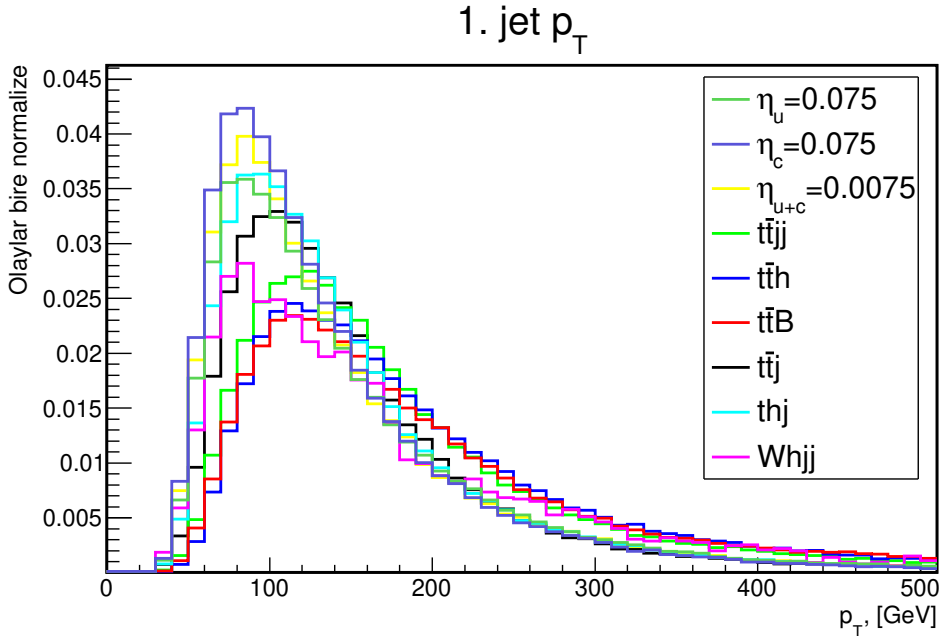
Şekil 4.4.5: Üst kuark ve ilgili bozunma zincirlerinin yüksek p_T 'si nedeniyle leptonlar boost edilmiş bir davranış sergiler. Ayrıca 30 GeV civarında bir zirveye sahip olmaları, üretim mekanizmalarının W bozonlarının bozunumları olduğunu gösterir.



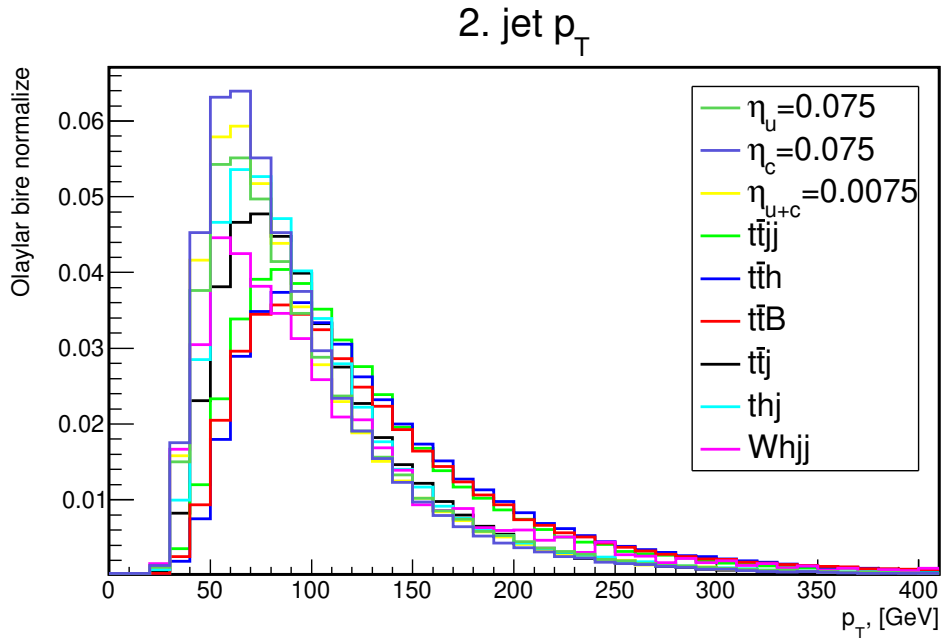
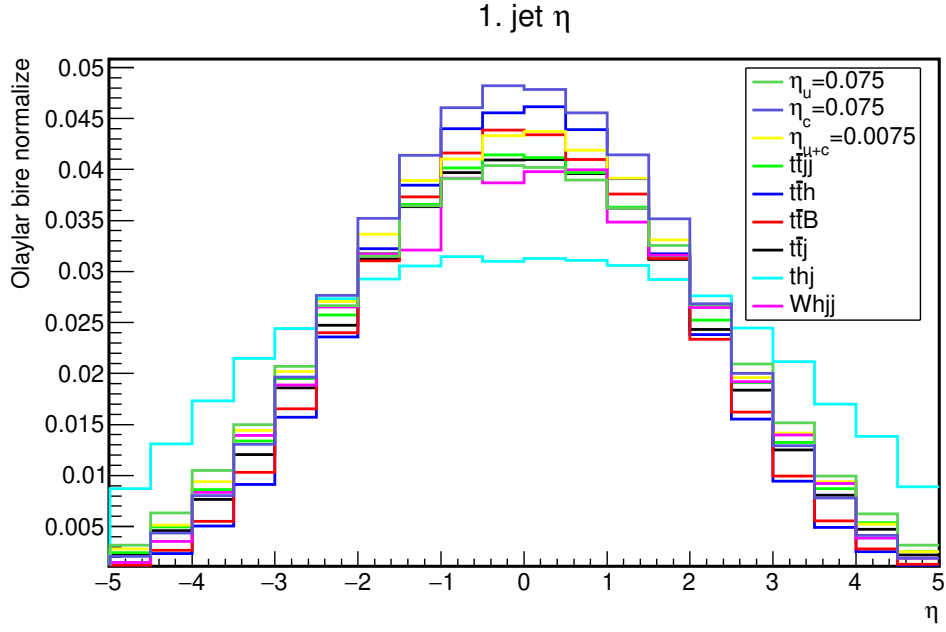
Şekil 4.4.6: Lepton η dağılımı.

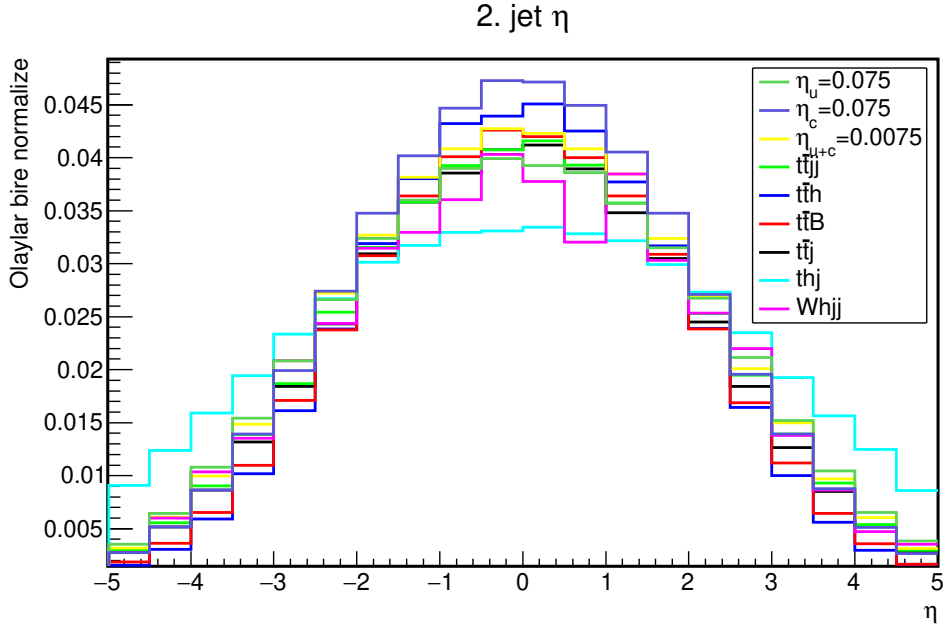


Şekil 4.4.7: Sinyal ve ilgili arka planlar için MET dağılımı.

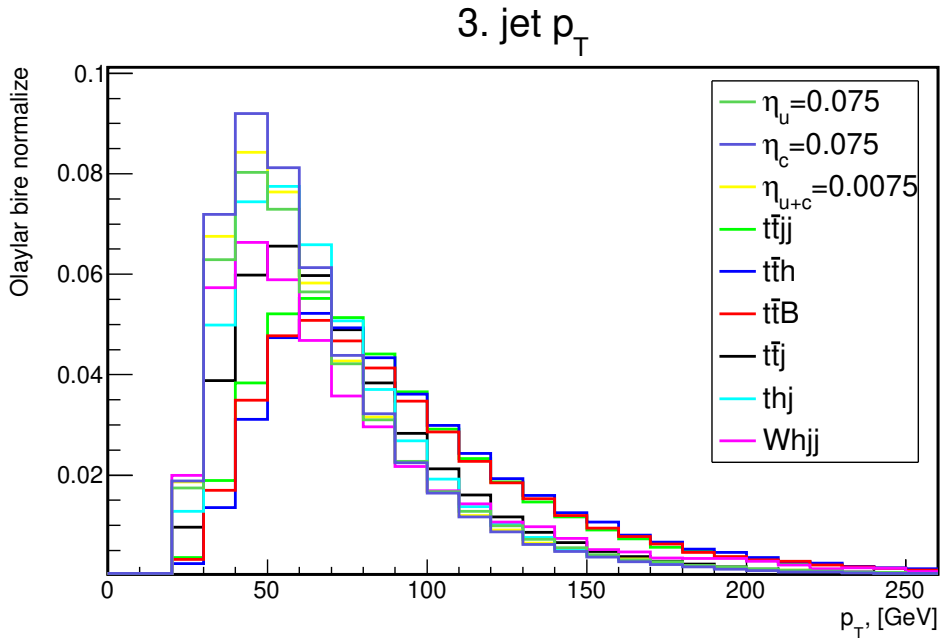


Şekil 4.4.8: 1. jet p_T dağılımı: 80 GeV civarında bir zirveye sahip olmaları, esas olarak üst kuarkın parçalanmasından geldiklerini gösterir. Burada jetlerin boosted yapısı görülebilir.

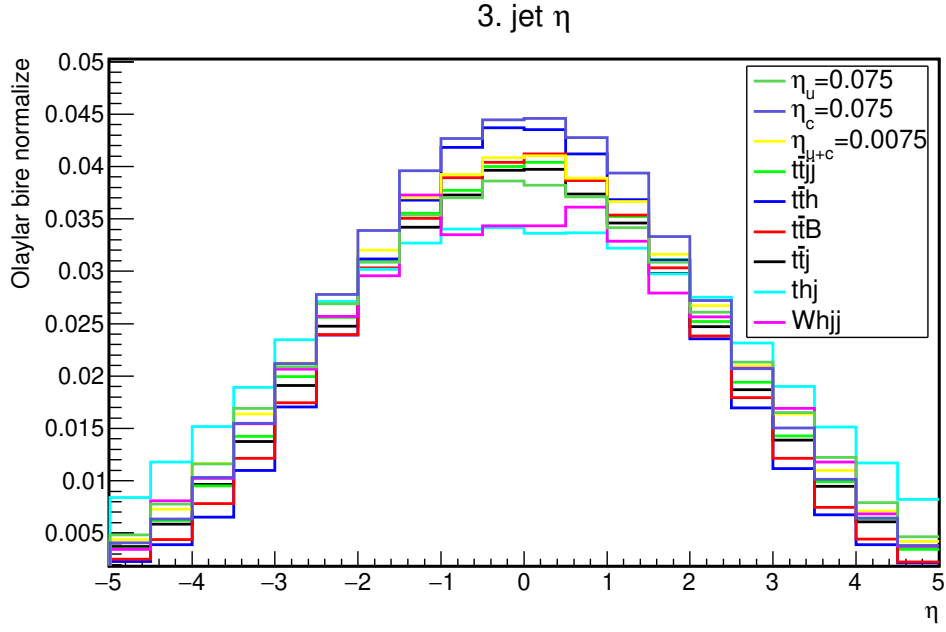




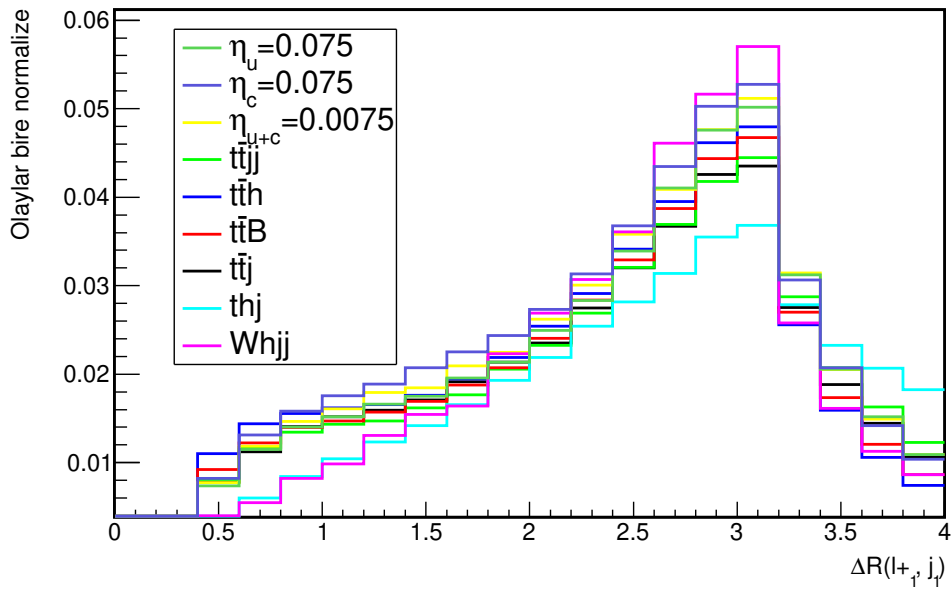
Şekil 4.4.11: 2. jet η dağılımı.



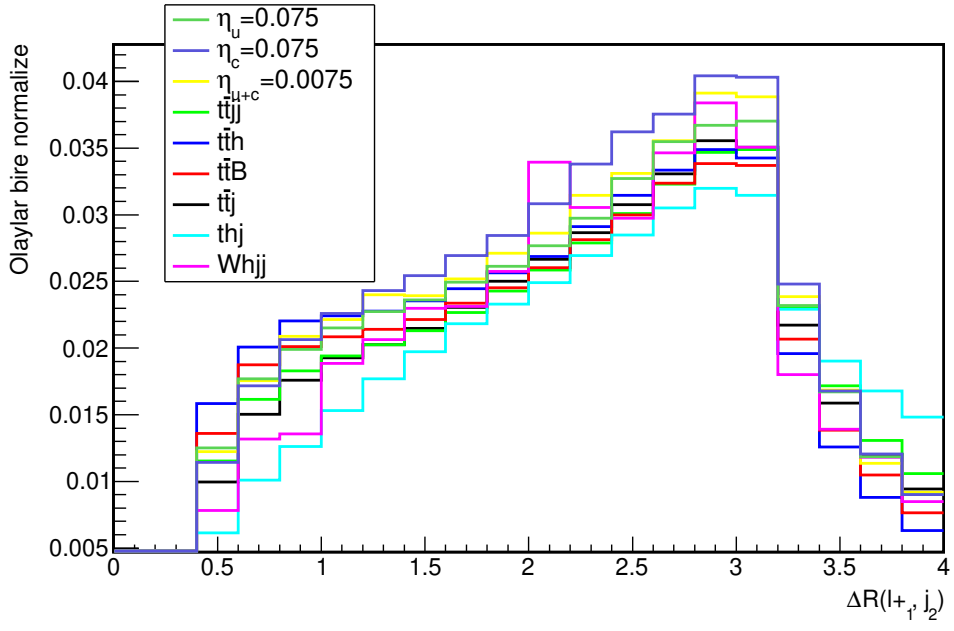
Şekil 4.4.12: 3. jet p_T dağılımı 2. jet'e benzer şekildedir, ancak etiketlemeden sonra bu jetler arasında bir p_T farkı oluşur ve tepe noktası düşük p_T bölgesine kaydırılır.



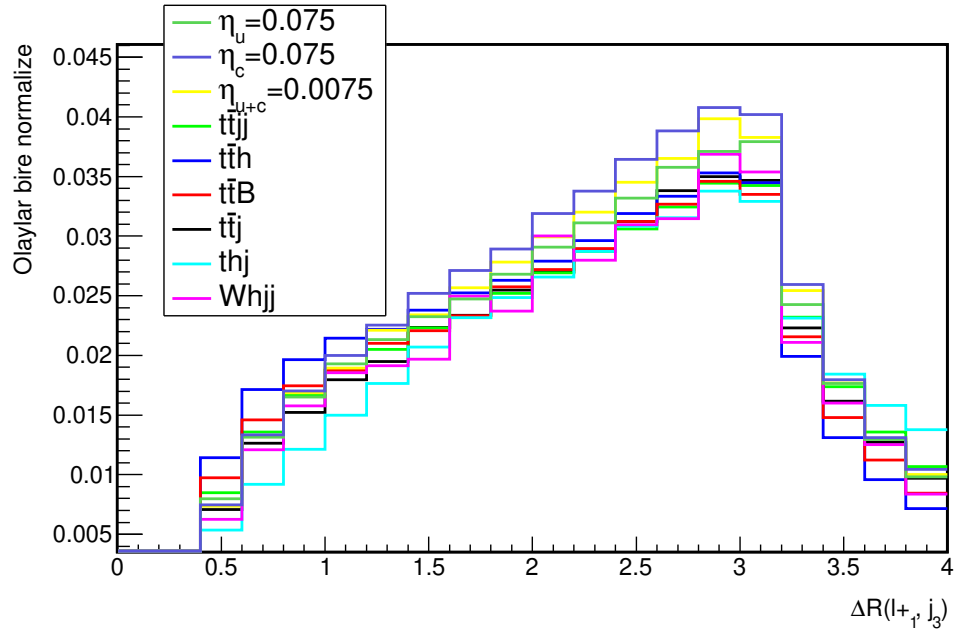
Şekil 4.4.13: 3. jet η dağılımı.



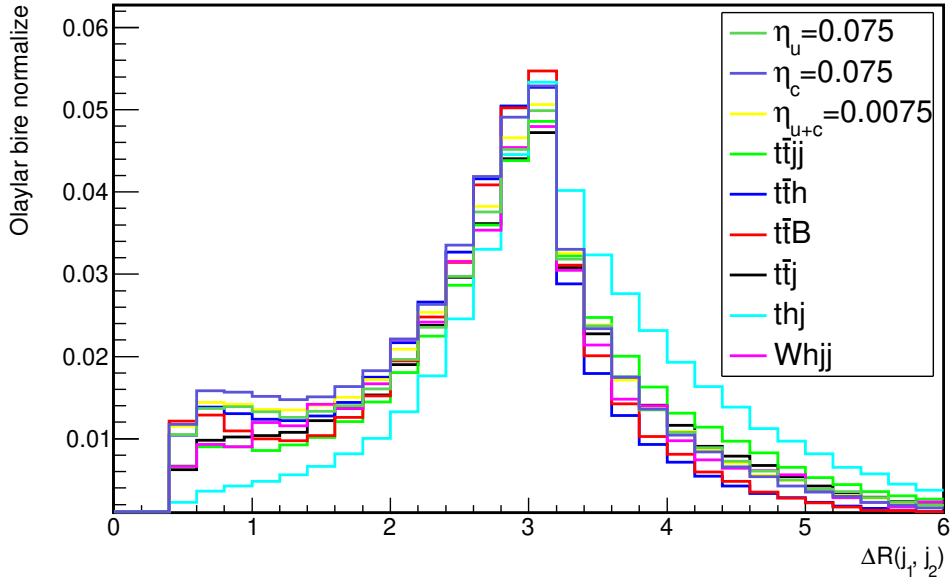
Şekil 4.4.14: Birinci jet ve birinci lepton için ΔR dağılımı.



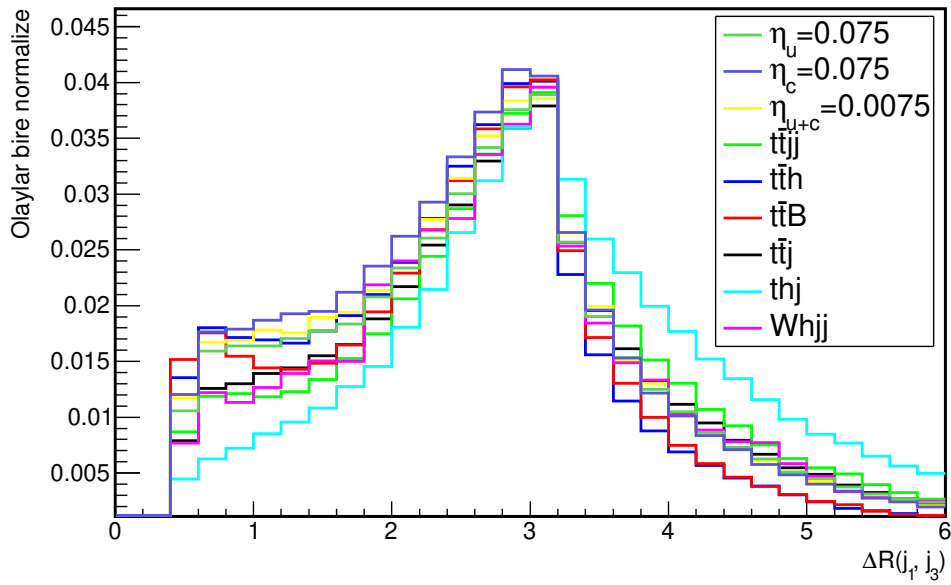
Şekil 4.4.15: ikinci jet ve birinci lepton için ΔR .



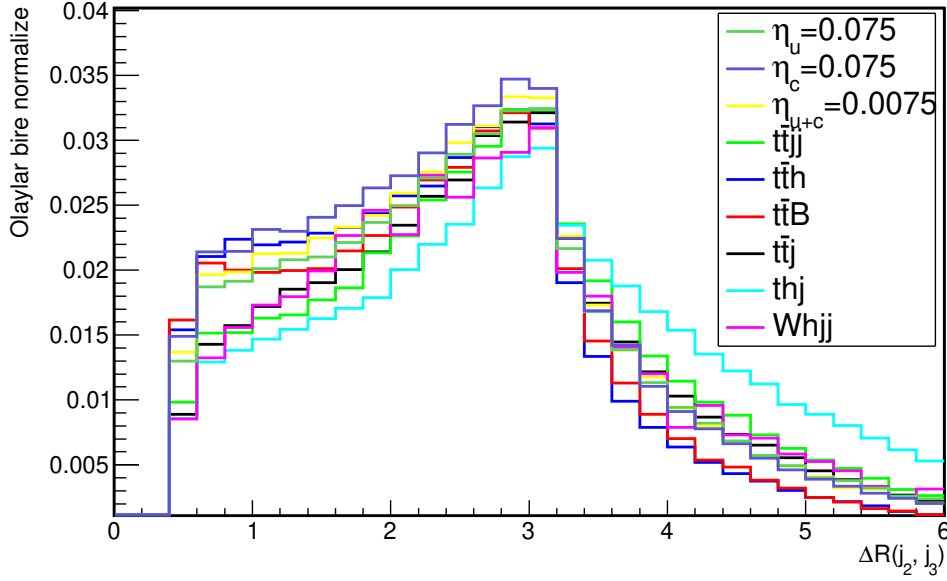
Şekil 4.4.16: Üçüncü jet ve birinci lepton için ΔR dağılımı.



Şekil 4.4.17: Birinci jet ve ikinci jet için ΔR dağılımı.



Şekil 4.4.18: Birinci jet ve üçüncü jet için ΔR dağılımı.



Şekil 4.4.19: İkinci ve üçüncü jet için ΔR dağılımı.

Tablo 4.7: Ön analiz ve analiz için sırasıyla soldan sağa bölge seçimi ve temel kesimler.

Bölge seçimi ve temel kesimler	Bölge seçimi ve temel kesimler
$N(jets) \geq 3$	$N(jets) \geq 3$
$N(l^\pm) = 1$	$N(l^\pm) = 1$
$p_T^j > 30 \text{ GeV}$	$p_T^{j1} > 30 \text{ GeV}$
$p_T^l > 25 \text{ GeV}$	$p_T^l > 25 \text{ GeV}$
$MET > 30 \text{ GeV}$	$30 < MET < 100 \text{ GeV}$
$ \eta^{l,j} < 3$	$ \eta^{l,j} < 3$
$\Delta R(i, j)_{\text{All}} > 0,4$	$\Delta R(i, j)_{\text{All}} > 0,4$

Analiz stratejisi olarak, ilk etapta sinyal ve arka planın davranışını görmek ve sinyal olaylarının sayısını yüksek tutmak için kesimleri daha gevşek bir şekilde kullanarak, iyi nesnelere tanımlamak; daha sonrasında ise sinyal belirginliğini optimize ederken ve analiz sonlandırılırken daha katı kesimlerin kullanılması benimsenmiştir. Tablo 4.7’de ilk iki satır, nesne seçim kriterlerini göstermektedir. Daha sonra η kesimleri uygulanarak dedektörün daha hassas bölgeleri seçilmiştir. Burada η dağılımının histogramlarla verilen bütün önemli parçacıklar için merkezi dağılım göstermesi de dikkate değerdir. Dedektörün duyarlılığı yüksek bölgeleri seçildiğinde aynı zamanda parçacıkların yoğunlaştığı bölgede seçilmiş olmaktadır. Temel olarak alakasız jetleri ve olayları ortadan kaldırmak için p_T kesimlerinden faydalanılmıştır. Son olarak, olası yanlış algılama ve ağır jetler için ΔR kesimleri mevcuttur. Analizin ilerleyişini göstermek için analiz, χ^2 yöntemi kullanılarak, gevşek bir Higgs değişmez kütle yeniden yapılandırma kriterlerine tabi tutulmuştur. Bu aşamadan sonra kesimler keskinleş-

tirilerek analize son şekli verilmiştir.

$pp \rightarrow t\bar{t}j$ ve $pp \rightarrow t\bar{t}jj$ arka fon süreçlerinin en yüksek olay sayısına sahip olduğu ve son durumda olarak Higgs içermediği düşünüldüğünde, her ne kadar bu arka fonlar ayrılamaz gözükmekteyse de, analiz için bir belirleyici bir kesme olarak Higgs'in değişmez kütlelerinin yeniden yapılandırılması önerilebilir. Bu sayede $t\bar{t}$ çiftini dışarlamak için uygulanacak ek kesmeler öne sürülebilir ve ayrıca tüm arka fonları da azaltabiliriz. Bu nedenle, analizin dayanak noktası olarak Higgs'in yeniden yapılandırılması oldukça önemlidir.

125 GeV civarında ve ± 20 GeV aralığında Higgs bozonlarının değişmez kütlelerini yeniden yapılandıran bir χ^2 uygulanmıştır. Kanalı doğru bir şekilde belirlemek için, Higgs bozonunu yeniden yapılandıran jetlerden en az birinin b-etiketli olması gerekli kılınmıştır. Bu b-etiketleme, hem değişmez kütle yeniden yapılandırmasını hem de b-etiketlemeyi düşündüğümüzde, kanalı belirlemenin yanı sıra, süreçteki diğer jet için de güçlü bir kısıtlama olarak ortaya çıkmaktadır.

Burada χ^2 'yi hesaplarken

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(O_i - E)^2}{\Delta^2}. \quad (4.4.1)$$

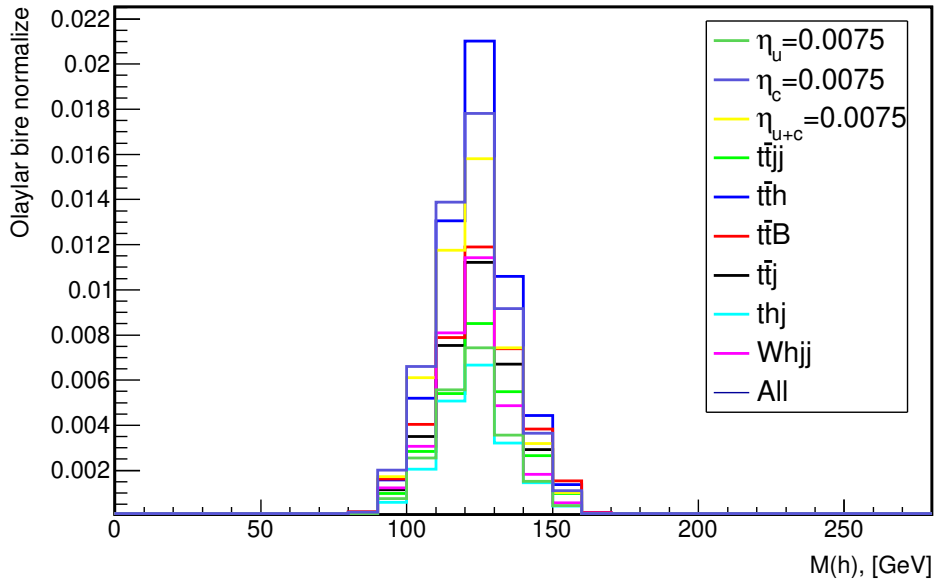
bağıntısı kullanıldı. Bu ilişkide, her olayda sinyal ve arka planlar için gözlemlenen yeniden yapılandırma değişkeni olarak O_i ile gösterilmiştir. E , değişkenin beklenen değerlerini temsil eder. Δ , bu olayın yeniden yapılandırılmasındaki hatayı gösterir. Bu ilişki analizde şu şekilde kullanılmıştır:

$$\chi^2 = \frac{(m_{jj} - m_H)^2}{\sigma_H^2} \quad (4.4.2)$$

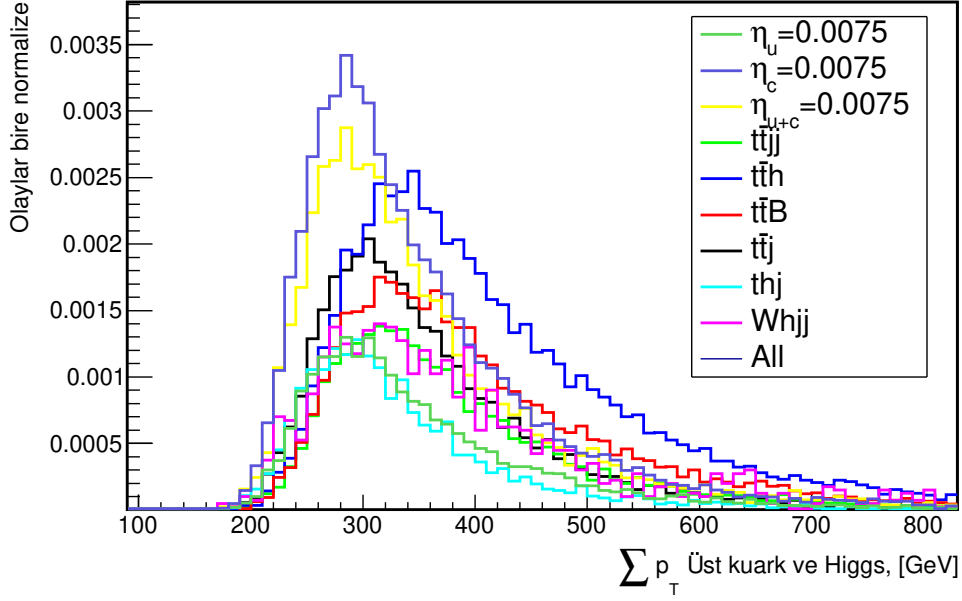
Bu ön analiz, uygulanması düşünülen basit kesmelerle ilgili beklentilerimizi doğrularak, bu şekilde bir analizin mümkün olmadığını ve ancak χ^2 ile birlikte daha sofistike kesmelerin uygulanmasının gerekli olduğunu göstermektedir. Şekillerden de (4.4.20, 4.4.21, 4.4.22, 4.4.23) görülebileceği gibi sinyal olaylarının sayısı ile arka fonlar arasındaki fark oldukça yüksektir. Analizde gelinen noktayı daha net bir şekilde ortaya koymak adına ön analizde kullanılan kesmeler için bir kesme verimliliği tablosu aydınlatıcıdır.

Tablo 4.8: Ön analiz için sinyal ve arka plan süreçlerinin kesme verimliliği.

Süreç	Bölge seçimi (%)	Basit Kesmeler (%)	χ^2 (%)
$pp \rightarrow t(\bar{t})h$ $pp \rightarrow t(\bar{t})hj$ $\eta_u = \eta_c = 0,0075$	64,07	15,98	4,72
$pp \rightarrow t\bar{t}j$	56,57	15,91	3,43
$pp \rightarrow t\bar{t}jj$	56,79	17,06	2,70
$pp \rightarrow t\bar{t}h$	55,34	21,33	5,75
$pp \rightarrow t\bar{t}B$	55,93	19,69	3,85
$pp \rightarrow thj$	63,59	9,16	1,95
$pp \rightarrow Whjj$	64,59	14,80	3,12



Şekil 4.4.20: Ön analizden sonra Higgs değişmez kütle dağılımı.



Şekil 4.4.23: Ön analizden sonra Higgs ve üst kuarkı yeniden yapılandırmak için kullanılan son durum nesnelere ait p_T toplamı.

Aşağıdaki paragraflarda analizde sonuca giderken kullandığımız esas yöntemi sunarak üç durum için η_{u+c} , η_u ve η_c için ayrı ayrı sınırlamalar elde edilecektir.

Analizimizin ana kısmı, metinde daha önce bahsedilen son durum nesnelere ait Higgs kütlelerini ve üst kuark enine kütlelerini (W bozonlarının enine kütlelerini dikkate alarak) yeniden oluşturmaktır. Tam bir analiz için her iki parçacıkta olabildiğince iyi şekilde yeniden inşa edilirken arka fonlarda aynı şekilde azaltılmalıdır. Nötrino momentumunun boylamsal bileşeni nedeniyle süreçte eksik bir bilgi olduğundan, leptonik bozunumu olan bir üst kuark, ancak m_T ile yeniden oluşturulabilir. Öte yandan, değişmez kütle bilgisi kullanılarak Higgs bozonu daha kesin olarak yeniden oluşturulabilir.

Bir üst kuarkın ve bir Higgs'in yeniden yapılandırılmasının bir diğer önemli yönü, daha önce bahsedilen b-etiketlemeyi kullanmaktır. $h \rightarrow b\bar{b}$ kanalını düşündüğümüz için, bundan böyle Higgs'i yeniden yapılandıran en az bir veya mümkünse iki jet b-etiketli olmalıdır. Ayrı olarak, üst kuarkın yeniden inşasına gelindiğinde ilk bakışta bir b-jet'e ihtiyaç duyulmaktadır. Bununla birlikte, süreçteki tek lepton ve MET kaynağının üst kuark olduğu hatırlandığında, ayrıca bu Higgs'in yeniden inşası ve χ^2 sınırlamasıyla birleştirildiğinde ve bunlara ek olarak, üst kuark için uygun m_T sınırlaması getirildiğinde, süreçteki yeniden yapılandırılan nesnelere için en az bir b jetin yeterli olduğu görülür. Her iki olay seçim kriteri, χ^2 ve m_T sınırlamaları, bu iki veya üç b-etiketleme gerekliliğini ortadan kaldırır ve analizi büyük ölçüde optimize eder.

Üst kuarkların enine kütesini yeniden oluşturmak için

$$m_T^t = \left(\sqrt{(p^l + p^b)^2 + |\vec{p}_T^l + \vec{p}_T^b|^2 + |\vec{p}_T^{v_l}|^2} - |\vec{p}_T^l + \vec{p}_T^b + \vec{p}_T^{v_l}| \right)^2 \quad (4.4.3)$$

ve W bozonu için enine kütle için

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^l E_T^{\text{miss}} - \vec{p}_T^l \cdot \vec{p}_T^{v_l}}. \quad (4.4.4)$$

bağıntıları kullanılmıştır.

- Kesme 1: $30 < m_T^W < 90$, son durum nesnelere daha iyi olay yeniden yapılandırması için W 'nin enine kütle kısıtlaması.
- Kesme 2: Son durum nesnelere daha iyi olay yeniden yapılandırması için üst kuarkın $100 < m_T^t < 200$ enine kütle kısıtlaması.

Bu yeniden inşa kesmelerinden sonra, arka fonlarda net bir düşüş olsa da analiz hala tam değildir ve literatürdeki diğer çalışmalarla kıyas yapılması için sonuçların başka kesmelerle desteklenmesi gerekir. Ana sorun $t\bar{t}$ +jet(ler) arka fonlarının, sinyal olayının baskın olduğu ve anlamlı sayılabilecek sinyal belirginliği değeri verebilecek en azından bazı bölgelerde tamamen ortadan kaldırılması gerekliliğidir.

Analizi tamamlamak için çok daha karmaşık değişkenler kullanıyoruz, ardından ilgilendiğimiz nesnelere arasındaki fiziki dikkate alarak ΔR kesimlerini kullanıyoruz.

- Kesme 3: Higgs bozonunu yeniden yapılandıran jetler üzerinden tanımlanan ters enine kütle yapılandırması bağıntısı [75]

$$m_{CT} = \sqrt{p_T^{b_1} p_T^{b_2} \cos(1 + \Delta\phi_{b_1 b_2})} \quad (4.4.5)$$

kullanılarak $m_{CT} < 400$ GeV kesmesi uygulandı. Bu kesim esas olarak $t\bar{t}$ +jet(ler) arka fonlarını hedef almaktadır, ayrıca diğer arka fonlar üzerinde de etkilidir. Bu kesimi uygulayarak, $t\bar{t}$ +jet(ler) arka fonlarını belirli bölgelere ayırmayı ve bunları sinyalden ayırtmak için ΔR kesimlerini kullanmak hedeflenmiştir.

- Kesme 4: Higgs ve ek jetin, sinyal sürecinde sanal bir üst kuarktan geldiği bilindiğinden, bu parçacığın hadronik yeniden yapılandırma ile arkafonlar azaltılabilir. Bahsi

geçen üst kuarkın sanal parçacık olmasına ve dağılımı, değişmez kütlesi çevresinde keskin bir tepe verememesine rağmen, yine de kabaca 172 GeV civarında yayılmış bir dağılım beklenilir. χ^2 bağıntısı

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_1 j_2 j_3} - m_{\text{top}})^2}{\sigma_{\text{top}}^2} \quad (4.4.6)$$

olacak şekilde düzenlendiğinde ve $\sigma=20$ GeV alındığında farklı artık sinyal ile arka fonlar arasında ΔR davranışlarında belirgin farklılıklar gözlemlenmeye başlar. Bu durumda ΔR kesmeleri ile tam bir ayırışma ve eliminasyon sağlanabilir.

- Kesme 5: $pp \rightarrow th(j)$ sürecini göz önüne alındığında, en uygun momentum konfigürasyonu üst kuark ve Higgs'in arka arkaya saçılmasıdır: $2,2 < \Delta R(t, h) < 3$. Jetler önceki kesmelerle buna göre belirlendikten sonra üst kuark ve Higgs'i oluşturan son durum parçacıklarına bu kesme uygulanmıştır.
- Kesme 6: Aynı ΔR korelasyonu, "üst kuarktan gelen jet" ve Higgs'i oluşturan parçacık topluluğu arasında da geçerlidir. Buna göre $\Delta R(j_t, h) > 2$ kesmesi uygulanmıştır.
- Kesme 7: Üst kuarkın leptonik bozunmasından sonra, lepton ve ortaya çıkan jet durgun çerçevelerinde sırt sırta saçılır. Ancak, bu parçacıklar boosted nesnelere olduğundan, $\Delta R(j_t, l) > 1,8$ kesmesi uygulanmıştır.
- Kesme 8: Üst kuark ve Higgs kümesi arasındaki ΔR değişkenindeki korelasyon, özellikle lepton ve bir "Higgs jeti" gibi son durum nesnelere kısmen aktarılır, bu nedenle $\Delta R(j_h, l) > 2$ kesmesi uygulanmıştır.

Kesmelerin etkisini ortaya koyması bakımından önemli olduğundan Tablo 4.9'da kesme verimliliği gösterilmiştir.

Tablo 4.9: $\eta_u = \eta_c = 0.0075$ senaryosu için % olarak sinyal ve arka plan süreçlerinin kesme verimliliği.

Kesmeler	Kesme verimliliği (%)						
	Sinyal	$t\bar{t}j$	$t\bar{t}jj$	$t\bar{t}h$	$t\bar{t}B$	thj	$Whjj$
Bölge Seçimi	64,07	56,57	56,79	55,34	55,92	63,59	64,59
Basit Kesmeler	12,17	11,42	11,37	13,50	12,32	7,38	9,88
χ_H^2	1,56	1,10	0,80	1,80	1,00	0,72	1,04
Kesme 1	0,86	0,58	0,41	0,87	0,50	0,41	0,54
Kesme 2	0,023	0,011	0,012	0,015	0,0081	0,069	0,025
Kesme 3	0,0089	0,0038	0,0055	0,0062	0,0031	0,0038	0,005
Kesme 4	0,0070	0,0025	0,0031	0,0025	0,0016	0,0022	0,0025
Kesme 5	0,0051	0,0012	0,0010	0,00094	0,00094	0,0012	0,0025
Kesme 6	0,0044	0,0012	0,00035	0,00094	0,00094	0,00094	-
Kesme 7	0,0019	-	-	0,00062	0,00062	0,00094	-
Kesme 8	0,0019	-	-	0,00031	0,00031	0,00062	-

4.4.3. Analiz Sonuçlarının Değerlendirilmesi

Analizin ikinci kısmı bazı arka fonların ortadan kaldırılmasına olanak tanımıştır. Ayrıca, uygulanan kesmeler, üreteç düzeyinde, sinyale göre en az birkaç merteye fazla olaya sahip arka fonları da bastırmıştır. Bu aşamada sonuçlar istatistiksel belirginlik dikkate alınarak değerlendirilebilir durumdadır. $SSwS_{disc}$, sistematik hatalar mevcut iken sinyal belirginliği olmak üzere keşif durumunda [68, 69, 70, 71]

$$SSwS_{disc} = \left[2 \left((S+B) \ln \left(\frac{(S+B)(B+S^2)}{B^2 + (S+B)S^2} \right) - \frac{B^2}{\Delta_B^2} \ln \left(1 + \frac{\Delta_B^2 S}{B(B + \Delta_B^2)} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.4.7)$$

ifadesiyle verilir. Sistematiğin dahil edilmemesi durumunda istatistiksel belirginlik için bu denklem

$$SS_{disc} = \sqrt{2[(S+B) \ln(1 + S/B) - S]} \quad (4.4.8)$$

keşif senaryosu için formuna indirgenir. Bunun dışında bazen çarpıştırıcının dışarılayabileceği bölgelerden yararlanmak daha iyi bir analiz olanağı sunar, bunun için

$$x = \sqrt{(S+B)^2 - \frac{4SB\Delta_B^2}{B + \Delta_B^2}} \quad (4.4.9)$$

olmak üzere

$$SS_{\text{exc}} = \left[2 \left\{ S - B \ln \left(\frac{B+S+x}{2B} \right) - \frac{B^2}{\Delta_B^2} \ln \left(\frac{B-S-x}{2B} \right) \right\} - (B+S-x) \left(1 + \frac{B}{\Delta_B^2} \right) \right]^{1/2} \quad (4.4.10)$$

ifadesi kullanılır. Bu bağıntılarda Δ_B arka plan olaylarının belirsizliğine karşılık gelir; $\Delta_B = 0$ durumunda Denk. 4.4.10 aşağıdaki denkleme indirgenir

$$SS_{\text{exc}} = \sqrt{2 \left(S - B \ln \left(1 + \frac{S}{B} \right) \right)}. \quad (4.4.11)$$

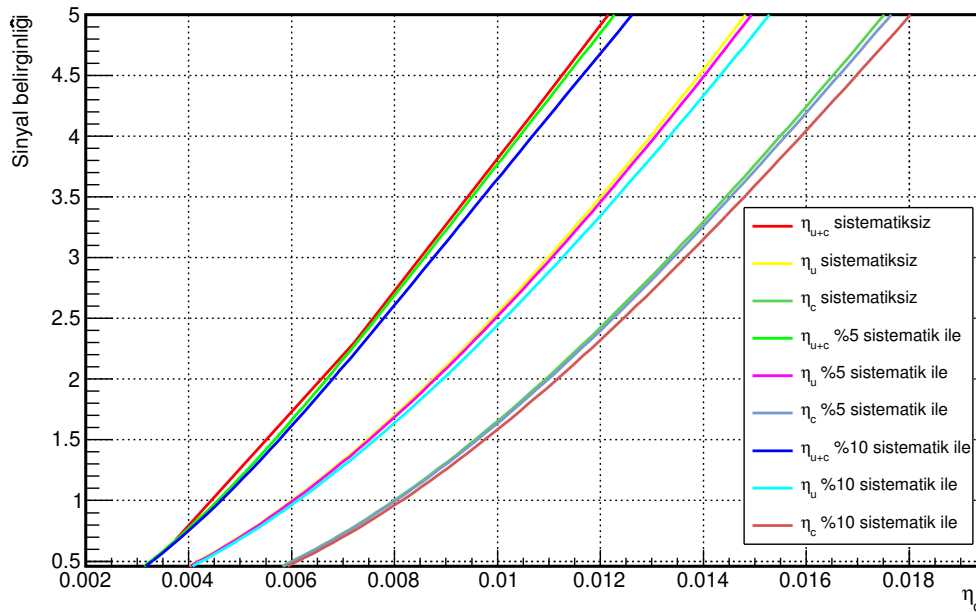
Tablo 4.10, 4.11’de elde edilen sonuçlar özetlenmiştir. SS_{disc} bağıntısına göre keşif ve dışarlama durumu Denk. 4.4.7, 4.4.8 kullanılarak ve Şekil 4.4.24, 4.4.26’de sırasıyla $3 ab^{-1}$ ve $30 ab^{-1}$ için sinyal belirginliği grafikleriyle gösterilmiştir. Benzer sonuçlar 4.4.25 ve 4.4.27’te Denk. 4.4.10 ve 4.4.11 kullanılarak SS_{exc} bağıntısı için, sırasıyla $3 ab^{-1}$ ve $30 ab^{-1}$ ışlıklarda verilmiştir.

Bu tablolardan açıkça görüldüğü gibi η_{u+c} senaryosu, daha büyük PDF değerinden ötürü SS_{disc} (ve ayrıca SS_{exc} için) için daha iyi sonuçlar verir. Bu senaryo için, FCC-hh’nin [54] CDR’sinde (Kavramsal dizayn raporu) belirtilen değerlere ulaşılmıştır ve bu senaryo gelecekteki olası belirleyici durumu teşkil etmektedir. Diğer senaryoların η_{u+c} durumunu geriden takip ettiğini söylemek mümkündür. Normalde, özel bir mekanizma olmadıkça her iki kuarktan üst kuarka geçişi engellenmedikçe, diğer senaryoları özellikle ön plana çıkaran fiziksel bir neden bulunmamaktadır. Bununla birlikte, etkin alan teorisi çerçevesinde, bu tip mekanizmaların varlığının da araştırılması makul görünmektedir; bu nedenle herhangi bir FCNC senaryosu için tüm durumların tartışılması faydalıdır. η_u ve η_c senaryoları için, birleştirme sabitleri üzerindeki sınırlamalar için sonuçlarımız hala bilinen LHC sınırlarından daha iyidir ve ek bir kuark geçişi koruma mekanizmasını ima eden FCNC etkileşimlerinin ilk bulgularını vermeye adaydır. Sistemiklerin etkileri, son derece azaltılmış arka plan nedeniyle ideal durumdan çok farklı değerler vermemektedir. Bu durum başarılı analiz sayesinde, sistematiklerin etkisinin düşürülmesinden kaynaklanmaktadır. Ayrıca, arka fonların olay sayısının yüksek olması %5’lik bir belirsizlik durumunun bile bir felakete dönüştürebilecekken, analiz yöntemi sayesinde etkileri oldukça azalmıştır. SS_{disc} ve SS_{exc} için dışlama bölgeleri aşağı yukarı aynıdır, dolayısıyla bu anlamda sonuçlar birbirleriyle uyumludur. Sayısal olarak ifade etmek gerekirse, dışarlama limit değerleri 0,00265’e kadar çekilebilir. $3 ab^{-1}$ toplam ışlıkta ve %10 sistematik ile en kötü durum senaryosu olarak sadece c durumu düşünüldüğünde dahi, elde edilen limitler bilinen deneysel limitlerin altında ve beklentilerle uyumludur

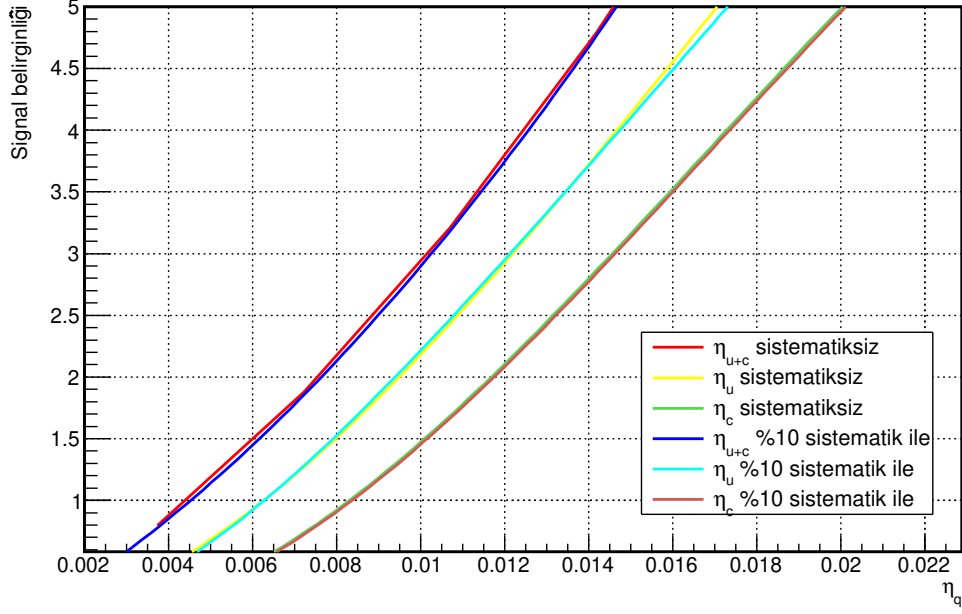
[55, 56, 57, 58]. Daha fazla ışınlık durumunda ise sonuçlar belirgin biçimde iyileşecektir. Kullanılan etkin Lagranjiyenin literatürde kullanılan Lagranjiyenlere göre daha kısıtlayıcı olduğu hatırlanırsa, etkileşim sabitleri için bulunan limitler doğrudan 4 kez artırılabilir.

Bu çalışmada, FCC-hh’de FCNC etkileşimi yoluyla bir Higgs bozonu (bir alt çift bozunması) ile tekli üst kuark üretimini (leptonik olarak bozunma) içeren kanalı kullanarak bağlantı sabitleri üzerindeki olası yeni limitleri araştırmaya çalıştık. Bu çarpıştırıcı, selefine kıyasla yüksek enerjilerde çok sayıda olay imkanı sunar ve yeni fizik aramalarının potansiyelini büyük ölçüde artırır. CMS ve ATLAS işbirlikleri tarafından yapılan önceki çalışmalar, FCNC etkileşimlerinin mevcut sınırlamalarını belirlemiştir [73, 76, 77, 78, 79]. FCC-hh’deki araştırmalar ise, potansiyel olarak etkileşim sabitleri üzerindeki gelecek sınırları çizecektir. Ayrıca, bu çalışmalar ile MSSM ve 2HDM’nin (FC) öngördüğü dallanma oranlarının ilk kez deneye tabi tutulabilecek seviyede olduğu anlaşılmaktadır.

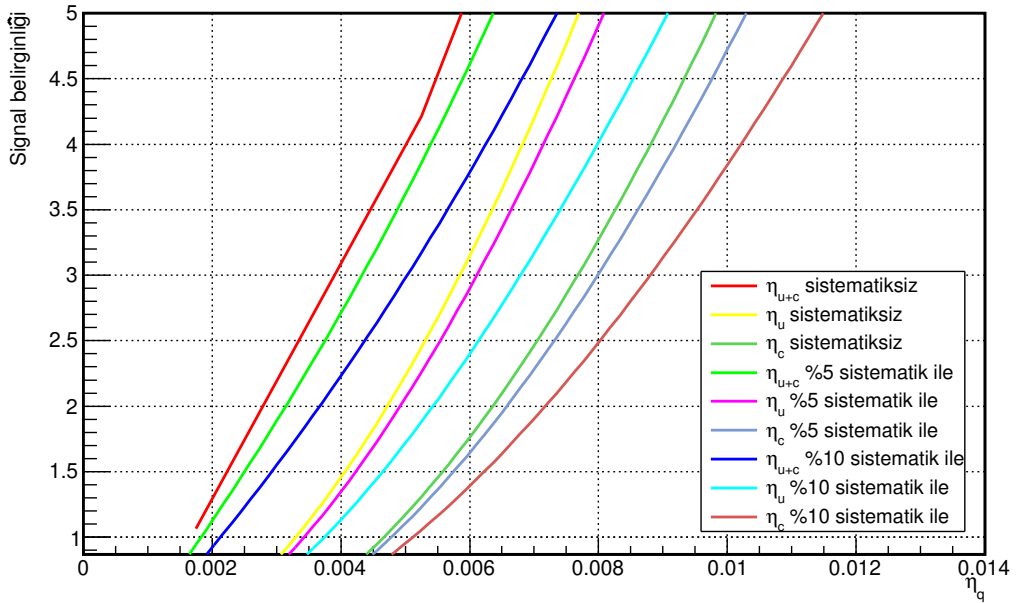
Sonuç olarak, $pp \rightarrow th(j)$ kanalının gelecekteki çarpıştırıcılar için önemli bir rol oynadığı görülmektedir. Bu tür etkileşimler doğada gerçekten mevcutsa, bu kanaldaki FCNC etkileşimleri için gözlem veya keşfin önemi oldukça yüksektir. Sonuçlarımız, FCNC etkileşimleri için etkileşim sabitleri üzerindeki potansiyel keşif veya dışarlama sınırlarının sırasıyla 0,0059 ($BR(\eta_{u+c})_{disc} = 1,32 \times 10^{-5}$) veya 0,0027 ($BR(\eta_{u+c})_{exc} = 2,78 \times 10^{-6}$) çekilebileceğini göstermektedir. Bulgular, tqH köşesi içeren FCNC etkileşimleri için FCC-hh çarpıştırıcısının yaklaşıklıkla beklenen tam potansiyelini ortaya koyabileceğini göstermektedir.



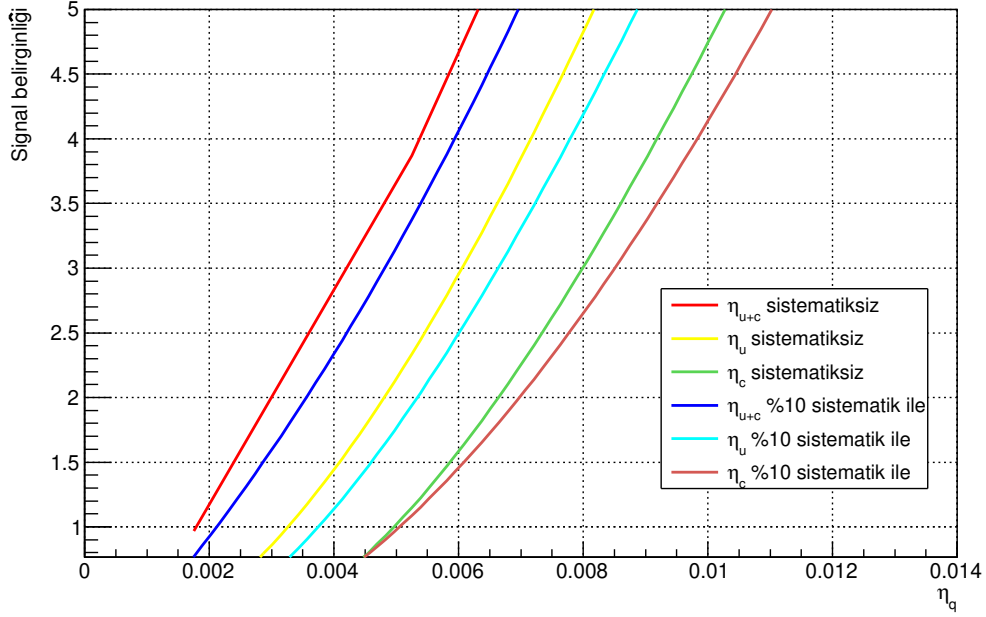
Şekil 4.4.24: 3 ab^{-1} toplam ışınlıkta keşif (disc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).



Şekil 4.4.25: 3 ab^{-1} toplam ışıklıkta dışarlama (exc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).



Şekil 4.4.26: 30 ab^{-1} toplam ışıklıkta keşif (disc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).



Şekil 4.4.27: 30 ab^{-1} toplam ışınlıkta dışarlama (exc) durumunda η_q etkileşim parametresine karşı üç farklı senaryo için sinyal belirginliği (SS).

Tablo 4.10: Sistematik hatalar olmadan (solda) ve %10 sistematik hata durumunda (sağda) keşif bağıntısı için 3 ab^{-1} toplam ışınlıkta η_q parametresinin üst limitleri ve karşılık gelen dallanma oranları [80].

		$SS_{\text{disc}} \geq 2$		$SS_{\text{disc}} \geq 2$	
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0065	$1,10 \times 10^{-5}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0068	$1,21 \times 10^{-5}$
Only η_u	0,0088	$2,02 \times 10^{-5}$	Only η_u	0,009	$2,11 \times 10^{-5}$
Only η_c	0,0109	$3,10 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,0112	$3,27 \times 10^{-5}$
		$SS_{\text{disc}} \geq 3$		$SS_{\text{disc}} \geq 3$	
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0086	$1,93 \times 10^{-5}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0088	$2,02 \times 10^{-5}$
Only η_u	0,011	$3,16 \times 10^{-5}$	Only η_u	0,0112	$3,27 \times 10^{-5}$
Only η_c	0,0134	$4,68 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,0136	$4,82 \times 10^{-5}$
		$SS_{\text{disc}} \geq 5$		$SS_{\text{disc}} \geq 5$	
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0120	$3,76 \times 10^{-5}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0126	$4,14 \times 10^{-5}$
Only η_u	0,0148	$5,71 \times 10^{-5}$	Only η_u	0,0152	$6,02 \times 10^{-5}$
Only η_c	0,0175	$7,99 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,018	$8,45 \times 10^{-5}$

Tablo 4.11: Sistemik hatalar olmadan (solda) ve %10 sistemik hata durumunda (sağda) keşif bağıntısı için 30 ab^{-1} toplam ışınlıkta η_q parametresinin üst limitleri ve karşılık gelen dallanma oranları [80].

$SS_{\text{disc}} \geq 2$			$SS_{\text{disc}} \geq 2$		
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0027	$1,90 \times 10^{-6}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0036	$3,38 \times 10^{-6}$
Only η_u	0,0046	$5,52 \times 10^{-6}$	Only η_u	0,0054	$7,60 \times 10^{-6}$
Only η_c	0,0064	$1,07 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,0072	$1,35 \times 10^{-5}$
$SS_{\text{disc}} \geq 3$			$SS_{\text{disc}} \geq 3$		
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0039	$3,99 \times 10^{-6}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0050	$6,52 \times 10^{-6}$
Only η_u	0,0059	$9,08 \times 10^{-6}$	Only η_u	0,0068	$1,21 \times 10^{-5}$
Only η_c	0,0077	$1,55 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,0088	$2,02 \times 10^{-5}$
$SS_{\text{disc}} \geq 5$			$SS_{\text{disc}} \geq 5$		
Senaryo	η_q	Dallanma Oranı	Senaryo	η_q	Dallanma Oranı
$\eta_u = \eta_c$	0,0059	$9,08 \times 10^{-6}$	$\eta_u = \eta_c$	0,0074	$1,43 \times 10^{-5}$
Only η_u	0,0077	$1,55 \times 10^{-5}$	Only η_u	0,0090	$2,11 \times 10^{-5}$
Only η_c	0,0097	$2,45 \times 10^{-5}$	Only η_c	0,012	$3,76 \times 10^{-5}$

5 SONUÇ VE TARTIŞMA

Gelecek nesil çarpıştırıcılarda, FCNC etkileşimlerinin varlığına dair öngörüler oluşturmak için yapılan bu çalışmada bulunan sonuçlar önceki bölümlerde bahsedildiği üzere mevcut deneysel sınırlamalar ve benzer fenomenolojik çalışmalardan elde edilen bulgularla uyumludur. Özetle tekrar etmek gerekirse HL-LHC’de aynı işaretli lepton kanalı için yapılan çalışmada η_{u+c} senaryosu için etkileşim sabitinin 0,04 değerine kadar dışarlanabileceği bulunmuştur. Aynı çalışmada ve aynı senaryo için $BR(\eta_{u+c})_{exc} = 4,17 \times 10^{-4}$ olarak elde edilmiştir. FCC-hh için tek lepton ve b çiftine bozulan Higgs için yapılan çalışma da ise, keşif durumunda etkileşim sabiti η_{u+c} senaryosu için 0,0059 olarak bulunurken dışarlama durumunda 0,0027 değeri elde edilmiştir. Bu sonuçlara karşılık gelen dallanma oranları sırasıyla $BR(\eta_{u+c})_{disc} = 9,08 \times 10^{-6}$ ve $BR(\eta_{u+c})_{exc} = 2,78 \times 10^{-6}$ olarak bulunur. Burada etkili faktörlerden biri kullanılan etkin Lagranjiyen ve ışınlık değerleriyle birlikte en çok olay sayısına sahip senaryonun kullanılmasıdır.

HL-LHC için beklenen dallanma oranları 10^{-4} ve FCC-hh için bu değer 10^{-5} olması beklenmekte olduğu hatırlanırsa, HL-LHC için bulunan sonucun kanalın özelliğinden ötürü diğer çalışmalar üzerinde ciddi bir sınırlayıcılığı olduğu görülür. FCC-hh için dışarlama durumu beklenen sınırları oldukça geliştirmesinin yanı sıra keşif durumunda beklenen sınırlamaların ötesindedir. Dolayısıyla güncel deneysel limitler olan $\sim 7 \times 10^{-4}$ değerleri de beklenildiği gibi geliştirilmiştir.

Deneysel ve fenomenolojik sınırlamalar tartışıldıktan sonra model bazlı olarak araştırmanın sonuçlarının tartışılması yine model bazlı beklentilere ışık tutar niteliktedir. tqh etkileşimi için dallanma oranları en yüksek olan model en aza doğru gidilirse; 2HDM (FV) ($t \rightarrow hc$ durumu için) ile RS modelinin HL-LHC’den elde edilecek bulgularla deneysel olarak dışarlanabilmesi söz konusudur. Bu çalışmada HL-LHC için elde edilen bulgular 2HDM (FV) senaryosunu oyunun dışına iterken, RS modeli üzerine ciddi sınırlamalar getirmiştir.

FCC-hh’e gelindiğinde ise QS modeli, MSSM, 2HDM(FC) modellerinin deneysel olarak rahatlıkla test edilebileceği görülmektedir. Yine elde edilen sonuçlara göre bu modellerin de dışarlanması mümkün görünmektedir. Ayrıca 2HDM(FV) için öngörülen bölgelerin ilk sınamalarının yapılabilmesi yine söz konusudur. RPV SUSY’nin öngördüğü bölgelere erişim FCC-hh sonrası başka bir çarpıştırıcıyı gerektirecektir. FCNC etkileşimleri gözlemlenmediği takdirde, bu durum modellerin mümkünse yeniden inşasını gerekli kılacak ve aksi durumda bu modelleri tamamen gündemden düşürecektir. Bu sayede pek çok modelin dışarlanabil-

mesi ve yeni ufukların açılması söz konusudur. Tam olarak emin olmak için daha çok zamana gereksinim olsa da FCNC etkileşimlerinin doğada bulunmamasının sonuçlarının oldukça şaşırtıcı olacağı söylenebilir. Bu durumun CKM matrisinin keyfi yapısını daha ilginç kılacağı aşikardır. Ek olarak FCNC korunumlu süreçlerin bir simetrisinin sonucu olduğu düşünüldüğünde, oluşturulacak teorik model için FCNC simetrisi bir dayanak olarak ele alınabilir.

FCNC etkileşimlerinin bir modelin öngördüğü şekilde gözlemlenmesi, doğanın yeni bir renginin gözler önüne serilmesi bakımından ayrıca heyecan vericidir. Bu durumda hiç kuşkusuz tüm araştırmalar gözlemin hangi modele daha iyi oturduğunun araştırılmasına ve bu modelin diğer öngörülerinin de doğrulanmasına odaklanacak ve böylece SM ötesi ilk kayıp parça yap boz tahtasında yerli yerine oturacaktır.

Kaynakça

- [1] T. S. Kuhn , The Structure of Scientific Revolutions, University of Chicago Press, **1962**.
- [2] R. P. Feynman, Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics, Physical Review 76, 769 , **1949**.
- [3] J. Schwinger, Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation, Physical Review 74, 1439, **1948**.
- [4] S. Tomonaga, On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields, Progress of Theoretical Physics, Volume 1, Issue 2, p. 27–42, **1946**.
- [5] C. N. Yang and R. L. Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance, Physical Review 96, 191, **1954**.
- [6] S. Weinberg, A Model of Leptons, Physical Review Letters 19, 1264, **1967**.
- [7] A. Salam, J.C. Ward, Weak and Electromagnetic Interactions. Nuovo Cim 11, 568–577, **1959**.
- [8] G.'tHooft, Renormalization of Massless Yang-Mills Fields, Nuclear Physics B, Volume 33, Issue 1, p. 173-199, **1971**.
- [9] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, p. 1-29, **2012**.
- [10] CMS Collaboration, Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, p. 30-61, **2012**.
- [11] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. D 2 1285–1292, **1970**.
- [12] CDF Collaboration, First Evidence for $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ Decay and Measurements of Branching Ratio and A_{CP} for $B^+ \rightarrow \phi K^+$, Phys. Rev. Lett. 95 031801, **2005**.
- [13] LHCb Collaboration, CMS Collaboration, Observation of the Rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decay from the Combined Analysis of CMS and LHCb data, Nature 522 68–72, **2015**.
- [14] J. Aguilar-Saavedra, Top Flavor-Changing Neutral Interactions: Theoretical Expectations and Experimental Detection, Acta Phys.Polon. B35:2695-2710, [hep-ph/0409342], **2004**.

- [15] P. A.M. Dirac, The Quantum Theory of the Electron, Royal Society Volume 117, Issue 778, **1928**.
- [16] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. 22, p. 579–588, **1961**.
- [17] M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons. Phys. Lett., p. 214–215, **1964**.
- [18] G. Zweig. An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking, Version 1 is CERN preprint 8182/TH.401, **1964**.
- [19] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 13, 508, **1964**.
- [20] F. Englert, R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. 13, 321, **1964**.
- [21] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Phys. Rev. Lett. 13, 585, **1964**.
- [22] Anonim, SM parçacıkları, https://tr.wikipedia.org/wiki/Standart_Model#/media/Dosya:SM_türkçe.png (Erişim Tarihi: **26.05.2021**).
- [23] P. A.M. Dirac, The Fundamental Equations of Quantum Mechanics, Proc. R. Soc. Lond. A109642–653, **1925**.
- [24] P. A.M. Dirac, The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation, Proc. R. Soc. Lond. A114243–265, **1927**.
- [25] R. P. Feynman, [1942/1948]. Brown, L. M (ed.), Feynman’s Thesis — A New Approach to Quantum Theory. World Scientific, **2005**.
- [26] G. t’Hooft, M. J. G. Veltman, Regularization and Renormalization of Gauge Fields, Nucl. Phys. B 44 189, **1972**.
- [27] H. Weyl, Quantenmechanik und Gruppentheorie. Z. Physik 46, 1–46, **1928**.
- [28] E. Noether. Invariante Variationsprobleme (Invariant variational problems). Gott.Nachr., p. 235–257, **1918**.
- [29] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, H. W. Kendall, High-Energy Inelastic $e - p$ Scattering at 6° and 10° , Phys. Rev. Lett. 23, 930, **1969**.

- [30] M. Breidenbach et al., Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering, Phys. Rev. Lett. 23, s. 935. **1969**.
- [31] H. D. Politzer, Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? Phys. Rev. Lett., 30:1346–1349, **1973**.
- [32] D. J. Gross, F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-abelian Gauge Theories. Phys. Rev. Lett., 30:1343–1346, **1973**.
- [33] E. Fermi, Tentativo di una Teoria Dei Raggi β , Nuovo Cim. 11, **1934**.
- [34] C. S. Wu et al., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, Phys. Rev 105, p. 1413, **1957**.
- [35] Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillation. Phys. Rev. Lett. 93, p. 101801, **2004**.
- [36] J. Oort, The Force Exerted by the Stellar System in the Direction Perpendicular to the Galactic Plane and Some Related Problems, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands 6 249, **1932**.
- [37] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, Planck 2013 Results I., Overview of Products and Scientific Results, Astronomy and Astrophysics 1303 5062, **2013**.
- [38] R. D. Peccei, H. R. Quinn, Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles, Physical Review D, vol. 16, no. 6, pp. 1791–1797, p. 18, 20, **1977**.
- [39] R. D. Peccei, H. R. Quinn, CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles, Physical Review Letters, vol. 38, no. 25, pp. 1440–1443, p. 18, 20, **1977**.
- [40] Snowmass 2013 Top quark working group report, arXiv:1311.2028, (Erişim Tarihi: **26.05.2021**).
- [41] CMS Collaboration, Combined multilepton and diphoton limit on $t \rightarrow ch$, CERN Document Server CMS-PAS-HIG-13-034, **2014**.
- [42] CMS Collaboration, Search for Top Quark Decays via Higgs-boson-mediated Flavor Changing Neutral Currents in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, J. High Energ. Phys. 2017, 79, **2017**.
- [43] The CMS Collaboration, Search for the Flavor-changing Neutral Current Interactions of the Top Quark and the Higgs Boson which Decays into a Pair of b Quarks at $\sqrt{s} = 13$ TeV, J. High Energ. Phys. 2018, 102, **2018**.

- [44] The ATLAS Collaboration, Search for top quark decays $t \rightarrow qH$ with $H \rightarrow \gamma\gamma$ $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector, CERN Document Server, CERN-EP-2017-118, **2017**.
- [45] Boris Lemmer on behalf of the ATLAS and CMS Collaborations, Overview of FCNC Searches in Top Events from CMS and ATLAS, CERN Document Server, ATL-PHYS-PROC-2015-189, **2015**.
- [46] L. Wu, Enhancing the production from top-Higgs FCNC couplings, J. High Energy Phys. 2015, 61 (2015). [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2015\)061](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2015)061).
- [47] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and **2019** update.
- [48] S. Mandelstam, Determination of the pion-nucleon scattering amplitude from dispersion relations and unitarity. General Theory., Phys. Rev. 112, 1344, **1958**.
- [49] D. Buttazzo, G. Degrandi, P. P. Giardino, G. F. Giudice, F. Sala, A. Salvio, and A. Strumia, Investigating the Near-criticality of the Higgs Boson, J. High Energy Phys. 12, 089, **2013**.
- [50] J. J. Cao, G. Eilam, M. Frank, K. Hikasa, G. L. Liu, I. Turan, Yang, Supersymmetry-induced Flavor-changing Neutral-current Top-quark Processes at the CERN Large Hadron Collider, J. M., Phys. Rev. D 75, 075021, **2007**.
- [51] M. Kohda, T. Modak, W.-S. Hou, Constraining a Lighter Exotic Scalar via Same-sign Top, Phys. Lett. B 776, 379, **2018**.
- [52] I. Béjar Alonso, O. Brüning, P. Fessia, M. Lamont, L. Rossi, L. Taviani, M. Zerlauth, High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report, CERN Yellow Reports: Monographs, Vol. 10, **2020**.
- [53] A. Abada, M. Abbrescia, S.S. AbdusSalam, et al., HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider. Eur. Phys. J. Spec. Top. 228, 1109–1382, **2019**.
- [54] Abada, A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S.S. et al. FCC-hh: The Hadron Collider. Eur. Phys. J. Spec. Top. 228, 755–1107, **2019**.
- [55] J. Ebadi, F. Elahi, M. Khatiri, M. M. Najafabadi, Same-sign Top Pair Plus W Production in Flavor Changing Vector and Scalar Models, Physical Review D 98, 075012, **2018**.
- [56] Yan-Ju Zhang, Jie-Fen Shen, Probing Anomalous tqh Couplings via Single Top Production in Association with the Higgs Boson at the HE-LHC and FCC-hh, Eur. Phys. J. C, **2020**.

- [57] Yao-Bei Liu, Zhen-Jun Xiao, Searches for the FCNC couplings from top-Higgs Associated Production Signal with $h \rightarrow \gamma\gamma$ at the LHC, *Physics Letters B* 763 458–464, **2016**.
- [58] Yao-Bei Liu, S. Moretti, Probing the top-Higgs Boson FCNC Couplings via the $h \rightarrow \gamma\gamma$ Channel at the HE-LHC and FCC-hh, **2020**.
- [59] J. A. Aguilar Saavedra, A Minimal Set of Top Anomalous Couplings, arXiv:0811.3842v2 [hep-ph], **2008**.
- [60] J. A. Aguilar Saavedra, A Minimal Set of Top-Higgs Anomalous Couplings, arXiv:0904.2387v2 [hep-ph], **2009**.
- [61] C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, D. Grellscheid, O. Mattelaer, T. Reiter, UFO The Universal FeynRules Output, *Computer Physics Communications*, Volume 183, Issue 6, p. 1201-1214, **2012**.
- [62] A. Alloul, N.D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, FeynRules 2.0 A Complete Toolbox for Tree-level Phenomenology, *Computer Physics Communications* Volume 185, Issue 8, p. 2250-2300, **2014**.
- [63] Anonim, Top pair branching fractions, https://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html, (Erişim tarihi: **26.05.2021**).
- [64] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, M. Zaro, The Automated Computation of Tree-level and Next-to-leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations, arXiv:1405.0301 [hep-ph], **2014**.
- [65] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, P. Z. Skand, An introduction to PYTHIA 8.2, *Computer Physics Communications*, Volume 191, p. 159-177, **2015**.
- [66] J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lematre, A. Mertens and M. Selvaggi, Delphes 3, A Modular Framework for Fast Simulation of a Generic Collider Experiment, arXiv:1307.6346 [hep-ex], **2014**.
- [67] R. Brun, F. Rademakers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. New Comput. Techn. Phys. Res. V 389, 81, **1997**.
- [68] G. Cowan, Two Developments in Tests for Discovery: Use of Weighted Monte Carlo Events and an Improved measure, *Progress on Statistical Issues in Searches*, SLAC, **2012**.

- [69] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, Asymptotic Formulae for Likelihood-based Tests of New Physics, *Eur. Phys. J. C* 71, 1554, [*Eur. Phys. J. C* 73, 2501] [arXiv:1007.1727 [physics.data-an]], **2011**.
- [70] Ti-pei Li and Yu-qian Ma, Analysis Methods for Results in Gamma-ray Astronomy, *Astrophysical Journal* 272 317, **1983**.
- [71] R. D. Cousins, J. T. Linnemann and J. Tucker, Evaluation of Three Methods for Calculating Statistical Significance when Incorporating a Systematic Uncertainty into a Test of the Background-only Hypothesis for a Poisson Process, *Nucl. Instrum. Meth. A* 595, 480, [arXiv:physics/0702156], **2008**.
- [72] O. M. Ozsimsek, V. Ari, O. Cakir, Studying same-sign top pair production in flavor changing scalar models at the HL-LHC, arXiv:2105.03982 [hep-ph], **2021**.
- [73] The CMS Collaboration, Search for flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson decaying to a bottom quark-antiquark pair at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *JHEP* 02 (2022) 169, **2022**.
- [74] NNPDF Collaboration, Parton distributions with LHC data, *Nucl. Phys. B* 867 2 2013 244-289, **2013**.
- [75] The ATLAS Collaboration, Search for direct production of electroweakinos in final states with one lepton, missing transverse momentum and a Higgs boson decaying into two b -jets in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector, *The European Physical Journal C* volume 80, Article number: 691 (2020), **2020**.
- [76] The ATLAS Collaboration, Search for top-quark decays $t \rightarrow Hq$ with 36 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV p collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, *JHEP* 05 (2019) 123, **2019**.
- [77] The ATLAS Collaboration, Search for top-quark decays $t \rightarrow Hq$ with 36 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, *JHEP* 05 (2019) 123, **2019**.
- [78] The CMS Collaboration, Search for flavor-changing neutral current interactions of the top quark and Higgs boson in final states with two photons in proton-proton collisions at $s= 13$ TeV, arXiv:2111.02219, **2021**.
- [79] The ATLAS Collaboration, Search for flavour-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson in events with a pair of τ -leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, CERN Document Server, ATLAS-CONF-2022-014, **2022**.
- [80] O. M. Ozsimsek, V. Ari, O. Cakir, Investigating top-Higgs FCNC couplings at the FCC-hh, arXiv:2204.13139 [hep-ph], **2022**.

[81] Anonim, Root a data analysis framework, Users guide, <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/ROOTUsersGuideA4.pdf> (Erişim tarih: 05.06.2022).

[82] Anonim, JaxoDraw, <https://jaxodraw.sourceforge.io> (Erişim tarihi: 05.06.2022).

EKLER

Ek 1: MadGraph5 ve Root6 İle Şekillerin Üretilmesi

Tezde analize yönelik ve referans belirtilmeden konulmuş şekiller Root6 ile çizilmiştir [67, 81]. Bu şekiller çizilirken gerekli veriler MadGraph5 (MG5) kullanılarak elde edilmiştir [64]. Bozunma genişliğinden başlayarak tesir kesiti değerleri MG5’ile hesaplanmış ve sonuçları Root6’da yardımıyla görselleştirilmiştir. Yine dallanma oranları bozunma genişliğinden hesaplanarak ve çizdirilmiştir.

Bunun için MG5’ten alınan veriler array yapısı ile ilan edilerek ve TH1 sınıf yapısı kullanılarak Root6’da görselleştirilmiştir. Görsellere açıklık kazandırmak için TLegend sınıf yapısından yararlanılmıştır. TCanvas sınıfı kullanılarak dışarı aktarım sağlanmıştır. Gerekli düzenlemeler Root6’nın ara yüzünde bulunan editör menüsü kullanılarak yapılmıştır.

Ayrıca Feynman diyagramları yine MG5 ile üretilmiştir. Bunun yanı sıra internette çevrim içi olarak yada indirilerek kullanılabilen JaxoDraw’dan da faydalanılmıştır [82].

Ek 2: Kullanılan Yüksek Enerji Fiziki Araçlarının Sürümleri

Tezde yürütülen araştırmaların yine başka araştırmacılar tarafından tekrar edilebilmesi ve sonuçların doğrulanabilmesi bilimsel yöntemin esas kaidelerinin başında gelir. Bu sebeple tezde kullanılan araçların sürümlerinin paylaşılması uygun görülmüştür.

- MadGraph5 (2.7.3)
- Pythia8 (8.2)
- Delphes3 (3.4.2)
- Root6 (6.20/02)

Bu kurulum temelde Root6’nın belirtilen sürümünün gereksinimleriyle yapılmıştır; Python ortamının Python2 olması gerekmektedir. Root6 kurulumun ardından sırasıyla MadGraph5, Pythia8 ve Delphes3 kurulmuştur ve Python2 ile derlenmiştir.

Ek 3: MadGraph5 İle Olay Üretimi

Ek: 1’de MG5 kullanılarak bozunma genişliği ve tesir kesiti değerlerinin üretilebildiğinden bahsedilmiş ve üretilen şekiller için bir çerçeve çizilmişti. Bu çerçevenin biraz daha detaylandırılması araştırma sürecinin daha iyi aktarılması açısından aydınlatıcı olacaktır.

Öncelikle topFCNC modeli “models” klasörüne indirilerek kuruldu ve MG5 “import” komutuyla MG5 komut satırı uygulamasına çağırıldı.

```
import topFCNC_UFO
```

Ardından bozunma genişliği için “generate” komutu kullanılarak

```
generate t > q h
```

bozundunma genişlikleri hesaplandı. Burada q ile u ve c quarklar kastedilmektedir. Bu ve buna benzer komut satırı içinde kullanılan faydalı kısaltmalar “define” komutu ile

```
define q = u c
```

şeklinde tanımlanmıştır. Bu tanımlamalar daha karmaşık süreçlerin yazımı içinde gereklidir. Bu tip tanımlamalar araştırma boyunca kullanılan 5 flavor scheme (5 çeşni şeması, protonun içinde beş farklı quark çeşidinin bulunabildiği durum) tanımlamak için ayrıca daha hızlı biçimde süreç üretmek adına tıkrız bir yazım şekli elde etmek için kullanıldı. Sürecin kaydedileceği konum “output” komutuyla verilirken, sürecin hesaplanmaya başlaması için “launch” komutu verilir.

```
output decay_width
```

```
launch decay_width
```

Bu aşamadan sonra gerekli parametreler ve kodun çalışırken kullandığı değişkenler “set” komutuyla belirlendi. Tesir kesiti ve bozunma genişliği için belirli bir parametre bölgesi “set <parametre_ismi> scan [sayı 1, sayı 2, ...]” komutuyla taranarak sonuçlar elde edilmiştir. Bu sonuçlar olayın kaydedildiği klasör içinde liste olarak yada aynı klasörde htm bağlantısı olarak MG5 tarafından sunulur.

Olay üretimi benzer şekilde “generate” komutuyla yapılır. Örneğin aynı işaretli lepton kanalı için olay üretimi

```
generate p p > t t , ( t > w+ b , w+ > l+ vl )
```

şeklinde yapılmıştır. Ardından yine gerekli parametreler “set” komutuyla belirlenerek çıktı alınır. Süreç bozundurulduğu takdirde sonuçta buna göre bir tesir kesiti elde edilecektir. Bozunum kanalı belirtilmediğinde partonik olarak üretilen olaydan çıkan bilgiler herhangi bir bozundurma/hadronlaştırma yazılımına ileildiğinde bozunum öngörülen dallanma oranlarına göre rastgele olacaktır. Bu durumda çalışılma tesir kesiti değişmiş olur ve sonuçlar buna göre güncellenmelidir.

Ek 4: Pythia8 İle Hadronlaşma ve Bozundurma / Delphes3 İle Dedektör Benzetimi

Araştırmalarda üretilen parçacıkların bozundurma ve hadronlaşma işlemi için Pythia8 kullanılırken, dedektör simülasyonu için Delphes3 tercih edilmiştir. Bu tercihte MG5-Pythia8-Delphes3 ortamının birbiriyle tümleşik bir çalışma çerçevesi sunmasının önemi büyüktür. Böylelikle MG5 ile üretilen uzantısı .lha şeklinde olan dosyalar parametre ve çalıştırma kartlarıyla (param_card, run_card) birlikte sorunsuz bir şekilde Pythia8’e (çıkıtı dosyası uzantısı .hepmc) ve oradanda Delphes3’e (çıkıtı dosyası uzantısı .root) aktarılarak örneklem dosyaları analiz edilmeye hazır bir şekilde elde edilebilmiştir.

MG5 tesir kesitinin sayısal değerini hesapladıktan, istenilen süreçte ana parçacıklar üretildikten ve bozundurulacak kanal belirlendikten sonra, bu bilgiler Pythia8’e run_card aracılığıyla ve .lha uzantılı dosya aracılığıyla aktarıldığında artık bozundurma ve hadronlaştırma süreci Pythia8 aracılığıyla devralınarak devam eder.

Tezin ana metninde de belirtildiği üzere yüksek enerji fiziğinin doğası gereği herhangi bir süreçte ana üretimin yanında farklı pek çok parçacık da üretilir. Bunun sebebi protonların içinde bulunan ve renk yükü taşıyan partonların bir anda tamamının istenen sürece kanallenecek şekilde etkileşmemesidir. İstenen geçişin yanı sıra farklı QCD süreçleri devreye girer, ilk ve son durum ışınmaları mevcuttur ve ayrıca bu etkiler olmadan tüm parçacıkların sadece istenen süreci gerçekleştirecek ideal bir son durum verme olasılığı bir hayli düşüktür. Dolayısıyla etkileşim sonrası son durumda protonun enerjisine göre içinde bulunan partonların oluşturduğu dağılımından ileri gelen parçacıkların hadronlaşması ve üretilen ağır parçacıkların bozunma zinciri sonucu üretilen jetler (ve leptonik bozunmalarda leptonlar da) kalmış olur.

Analizlerde verilen jet sayısını gösteren histogramların üretilen sürecin jet sayısından fazla jet içermesi bu sebeptedir. Ayrıca burada SM’in karakteristik bir başka özelliği olan renk yükü taşıyan parçacıkların doğada serbest olarak bulunamaması ve daima birer renk teklişi şeklinde eşleşmiş halde bulunmasını sağlayan “hapsolma” olayını hatırlamakta yarar vardır.

Çok sayıda renk yükü taşıyan partron Pythia8 ile bu prensibe göre renksiz jet son durumları oluşturacak şekilde hadronlaşır.

Pythia8'in etkin benzetim yaptığı bölgenin demet ile dedektör arası bölge olduğu söylenebilir. Bu bölgede oluşan ağır bir parçacık (bozunma süresi görece kısa) dedektöre ulaşınca kadar başka parçacıklara bozunabilir ve bu parçacıklar da hadronlaşma sürecine girebilir. Bu geçişlerde Pythia8 ile simüle edilmiştir.

Gerçekçi bir şekilde dedektör benzetim yapılması deney aşaması öncesi hızlandırıcı potansiyellerinin araştırılması ve ortaya çıkarılması, fizik öngörülerini oluşturularak muhtemel senaryoların çalışılması için oldukça önemlidir. Deneyde karşılaşılabilecek sonuca yakın sonuçların bu şekilde kuramsal olarak yıllar öncesinde öngörülebilmesi son yıllarda bilgisayar ve analiz araçlarının sunduğu büyük bir ilerlemedir. Ayrıca yapılan analizler deneysel verilerin analizi için de potansiyel bir çözüm yolu ve başlangıç noktası oluştururlar. Dedektör benzetiminde kullanılan Delphes3'te araştırmaya konu olan çarpıştırıcıya göre gerekli kartlar seçilmiştir (analiz 1: HL-LHC, analiz 2: FCC-hh). Bu kartların seçimi ile Delphes3 yeni tasarlanan çarpıştırıcı ve dedektörlerin özelliklerini gözetererek yine rastgele bir şekilde dedektöre ulaşan parçacıkların dedektör etkilerinden sonra fiziksel olarak ölçülebilecek niceliklerini bir root dosyası olarak çıktı haline getirmektedir.

Bunun dışında Pythia8 ve Delphes3'ün varsayılan ayarları kullanılarak çıktılar elde edilse de, araştırmaya göre gerektiğinde bu ayarlar değiştirilerek farklı yaklaşımlar tartışılabilir.

Ek 5: Tezden Üretilmiş Yayınlar

Tezde yapılan araştırmanın çıktıları olan makaleleri, tezin teslim edildiği tarihlerde dergilerin hakem inceleme sürecinde bulunmaktadır. Bu çıktıların hızlıca yüksek enerji fiziği literatürüne kazandırılması için öncelikle www.arxiv.org'a (fenomenoloji) yüklenmişlerdir. İlgili DOI numaraları

- <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.03982>
- <https://doi.org/10.48550/arXiv.2204.13139>

şeklindedir.

Ayrıca yüksek enerji fiziği alanının da tez dışı bir çalışmada bulunulmuştur ve bu çalışma Nuclear Physics B'de yayımlanmıştır. İlgili DOI

- <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2021.115580>

şeklindedir.

Ek 6: Tezden Üretilmiş Bildiriler

Tezde yapılan ilk analizle ilgili olarak (HL-LHC’de aynı işaretli lepton kanalının analizi) Türk Fizik Derneği’nin Muğla/Bodrum’da 01.09.2021-05.09.2021 tarihleri arasında otuz yedincisini düzenlediği uluslararası konferansta sözlü sunum gerçekleştirilmiştir.

Özgeçmiş

Kişisel Bilgiler

Ad-soyad: Özgün Mustafa Özşimşek

Doğum tarihi: 26.03.1988

Doğum yeri: Ankara/Türkiye

Uyruk: Türkiye Cumhuriyeti vatandaşı

Cinsiyet: Erkek

Medeni hali: Evli

Sürücü belgesi: B sınıfı

Askerlik durumu: Yaptı

Eğitim Bilgileri

Eğitim Derecesi	Eğitim Kurumu	Tarih Aralığı	Ana Konu	Diploma Notu
Lise	Mehmet Emin Resulzade Anadolu Lisesi	2002-2006	Matematik ve Fen	4.49/5
Lisans	Hacettepe Üniversitesi	2006-2012	Fizik Mühendisliği	2.84/4
Yüksek Lisans	Hacettepe Üniversitesi	2012-2015	Yüksek Enerji Fiziği	3.11/4
Doktora	Hacettepe Üniversitesi	2015-2022	Yüksek Enerji Fiziği	3.73/4

Yayınlar

1. Single production of vectorlike Y quarks at the HL-LHC;
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2021.115580>.
2. Studying Same-Sign Top Pair Production in Flavor Changing Scalar Models at the HL-LHC; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2105.03982>.

3. Investigating Top-Higgs FCNC Couplings at the FCC-hh;
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2204.13139>.

Konferanslar, Poster Sunumları, Atölye Çalışmaları, Yaz/Kış Okulları

1. Standart Model ve Ötesi Uluslararası Yaz Okulu; Antalya, 2012.
2. Feza Gürsey Kuantum Alan Kuramı Kış Okulu; İstanbul, 2013.
3. Türk Fizik Derneği 37. Uluslararası Fizik Kongresi; Sözlü sunum, Bodrum, 2021.

Ana Dil ve Yabancı Diller

1. Türkçe: Anadil.
2. İngilizce: İleri seviye, C2.
3. Fransızca: Başlangıç, A1.

Stajlar

1. Türkiye Atom Enerjisi Kurumu Sarayköy Nükleer Araştırma Merkezi (Tenmak); 23.08.2010 - 17.09.2010.
2. Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü; 05.09.2011 - 30.09.2011.

Popüler Bilim Makaleleri

1. CP İhlali ya da Yeni Fizik; <http://www.bilimiletisimi.com/show.php?id=5500>.
2. Antik Galaksi Evrendeki Eski Oksijeni Barındırıyor;
<http://www.bilimiletisimi.com/show.php?id=2897>.
3. Bir Kuantum Mekanği Bilmecesi: Spin;
<http://www.bilimgenc.tubitak.gov.tr/makale/bir-kuantum-mekanigi-bilmecesi-spin>.

Bilgisayar Becerileri

1. İşletim sistemleri: Windows, linux.
2. Office programları.
3. Solidworks.
4. C, C++ ; ileri düzey.
5. Python; orta düzey.
6. Fortran; başlangıç düzeyi.
7. Mathematica ve Mathematica için yazılmış yüksek enerji fiziği paketleri: Feyncalc, Formcalc, Loop Tools, Feyn Arts, Feynrules, Sarah.
8. Root.
9. Madgraph5, MadAnalysis5, Pythia8, Delphes3, cutlang.

İş Deneyimi

Araştırma görevlisi, Hacettepe Üniversite Fizik Mühendisliği Bölümü, 2013-2021.