

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**GELECEK LEPTON ÇARPIŞTIRICILARINDA HİGGS BOZONU VE
Z BOZONU BİRLİKTE ÜRETİMİNDE YENİ FİZİK ARAŞTIRMASI**

İşinsu KAHRAMAN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA 2025

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

GELECEK LEPTON ÇARPIŞTIRICILARINDA HİGGS BOZONU VE Z BOZONU BİRLİKTE ÜRETİMİNDE YENİ FİZİK ARAŞTIRMASI

Işinsu KAHRAMAN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Lepton çarpıştırıcılarında Higgs ve Z bozonlarının birlikte üretildiği $l^+l^- \rightarrow ZH$ süreci, Higgs fiziğinin hassas bir şekilde incelenmesinde kritik bir rol oynamaktadır. Bu tezde, lepton–antilepton çarpışmaları sonucunda ortaya çıkan ZH üretim süreci ve bozunum kanalları üzerinden yeni fiziğe duyarlılık araştırılmıştır. Higgs fabrikaları ve yüksek enerjili gelecek lepton çarpıştırıcılarının Higgs bozonunun özelliklerini daha yüksek hassasiyetle ölçme potansiyeli değerlendirilmiştir. Yeni fizik senaryoları kapsamında tanımlanan etkin etkileşim köşeleri dikkate alınarak hesaplamalar yapılmış, kullanılan yöntem ve araçlar aracılığıyla bu çarpıştırıcıların yeni fizik arayışlarındaki katkısı ortaya konmuştur.

Ekim 2025, 104 sayfa

Anahtar Kelimeler: FCC, ILC, CEPC, CLIC, Lepton, çarpıştırıcı, dedektör, Higgs bozonu, Z bozonu, ardalın, sinyal, tek, üretim, yeni fizik

ABSTRACT

PhD Thesis

SEARCH FOR NEW PHYSICS IN ASSOCIATED PRODUCTION OF
HIGGS BOSON AND Z BOSON AT FUTURE LEPTON COLLIDERS

Işınsu KAHRAMAN

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

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

The associated production of a Higgs boson with a Z boson ($l^+l^- \rightarrow ZH$) at lepton colliders plays a crucial role in precision studies of Higgs physics. In this thesis, the sensitivity to new physics has been investigated through the ZH production process and its decay channels in lepton–antilepton collisions. The potential of proposed Higgs factories and future high-energy lepton colliders to achieve more precise measurements of the Higgs boson properties has been explored. Within the framework of new physics scenarios, effective interaction vertices have been introduced, and detailed calculations have been performed to assess the capability of these colliders in probing physics beyond the Standard Model.

October 2025, 126 pages

Key Words: FCC, ILC, CEPC, CLIC, Lepton, collider, dedector, Higgs boson, Z boson, background, signal, single, production, new physics

TEŞEKKÜR

Bu tez çalıŐmasının her adımında bilgi ve tecrübelerini benimle paylaşan, öneri ve yardımlarıyla bana destek olan danışmanım Sayın Prof. Dr. Orhan ÇAKIR'a; Tez İzleme Komitesinde yer alarak önerileri ile tezime yön veren Sayın Prof. Dr. Ali Murat GÜLER'e ve Doç. Dr. Sinan KUDAY'a teşekkür ederim.

Son olarak, beni her zaman destekleyen ve hep yanımda olan annem Nursel ÖZKAN'a, teşekkürlerimi bir borç bilirim.

IŞınsu KAHRAMAN Ankara, Ekim 2025

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAY SAYFASI	
ETİK.....	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
SİMGELER DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1 Standart Model	3
2.1.1 Parçacıklar ve kuvvetler.....	3
2.1.2 Higgs mekanizması ve kendiliğinden simetri kırılması.....	6
2.1.3 Modelin eksikleri	13
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	15
3.1 Gelecek Lepton Çarpıştırıcıları	25
3.1.1 Doğrusal çarpıştırıcılar.....	26
3.1.1.1 Uluslararası doğrusal çarpıştırıcısı (ILC).....	26
3.1.1.2 Kompakt doğrusal çarpıştırıcısı (CLIC).....	27
3.1.1.3 Doğrusal çarpıştırıcılarda polarizasyon.....	27
3.1.2 Dairesel çarpıştırıcılar	31
3.1.2.1 Muon çarpıştırıcısı	32
3.1.2.2 Dairesel elektron pozitron çarpıştırıcısı (CEPC)	34
3.1.2.3 Gelecek dairesele çarpıştırıcı (FCC-ee)	34
3.1.3 Gelecek lepton çarpıştırıcılarında tesir kesiti.....	35
3.1.3.1 Kütle kabuğunda (on-shell) üretim	35
3.1.3.2 Kütle kabuğu dışında (off-shell) üretim.....	37
3.2 Olay Üretimi	40
3.2.1 Sinyal sürecin üretimi.....	41
3.2.2 Ardalan süreçlerin üretimi.....	42
3.2.3 Kinematik dağılımlar ($E_{KM} = 240$ GeV)	44
3.2.4 Kinematik dağılımlar ($E_{KM} = 365$ GeV)	49
3.3 İstatistiksel Analiz	53
3.3.1 İstatistiksel önem.....	60
4. ARAŞTIRMA BULGULARI.....	63
4.1 Tek Higgs Üretimi ve Geri Tepme Kütleli Yöntemi	63
4.2 Yeni Fizik Araştırması.....	67
4.2.1 Sinyal üretimi	67
4.2.2 Sinyal ve ardalan süreçlere ait dağılımlar	70
4.2.2.1 $E_{KM} = 1500$ GeV	71

4.2.2.2 $E_{KM} = 3000$ GeV	80
4.2.2.3 $E_{KM} = 10000$ GeV	89
5. SONUÇ VE YORUM	100
KAYNAKLAR.....	102
ÖZGEÇMİŞ.....	104

SİMGELER DİZİNİ

q	Standart Model kuarkları
u	Yukarı kuark, Standart Model yukarı tipli kuarkları
d	Aşağı kuark, Standart Model aşağı tipli kuarkları
c	Tılsım kuark, renk yükü
s	Garip kuark
t	Üst kuark
b	Alt kuark
l	Standart Model leptonları
e	Elektron, Standart Model yüklü leptonları
μ	Müon, tensör indisi
τ	Tau lepton
ν	Nötrino, tensör indisi
H, h	Higgs bozonu
W	W bozonu, $SU(2)_L$ etkileşme tensörü
Z	Z bozonu
γ	Foton, γ matrisi
g	Gluon, SM için bağlaşım sabiti
G	Ayar grubu, $SU(3)_c$ etkileşme tensörü
\mathcal{L}	Lagrange yoğunluğu (Lagrangian)
D	Kovaryant türev
ψ	Fermiyon alanı
ϕ	Skaler alan, azimutal açı
R	Sağ-elli bileşen, Açısal uzaklık
L	Sol-elli bileşen, Işınlık, Gell-Mann matrisi, boyuna bileşen
θ	Karışım açısı, polar açı
Γ	Bozunma genişliği
E	Enerji
m	Kütle
p	Momentum
y	Hızlılık
η	Sözde hızlılık
σ	Tesir kesiti, standart sapma

Kısaltmalar

B	Toplam ardalana olay sayısı
BR	Dallanma oranı
CEPC	Dairesel Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı
CERN	Avrupa Nükleer Araştırmalar Merkezi
CLIC	Kompakt Doğrusal Uluslararası Çarpıştırıcısı
CP	Yük-parite
EW	Elektrozayıf etkileşme
fb	Femtobarn ($10^{-43} m^2$)
FCC-ee	Gelecek Dairesel Çarpıştırıcısı
ILC	Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcı
LEP	Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
MG5	MadGraph5
MuC	Muon Çarpıştırıcısı
pb	Pikobarn ($10^{-40} m^2$)
PDG	Particle Data Group
S	Sinyal olay sayısı
SM	Parçacık fiziğinin Standart Model'i
SR	Sinyal bölgesi
SS	İstatistiksel anlamlılık

Bu çalışmada doğal birim sistemi kullanılarak ışık hızı (c) ve indirgenmiş Planck sabiti (\hbar), 1 alınmıştır.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Standart Model'in temel parçacıkları ve özellikleri.....	4
Şekil 2.2	Standart Model'de yer alan bozonlar ve etkileştikleri parçacıklar	4
Şekil 3.1	Z bozonu bozunma kanalları.....	16
Şekil 3.2	Z bozunma kanallarının dallanma oranlarının yüzde olarak gösterildiği Dallanma oranı– Bozunma kanalı grafiği.....	19
Şekil 3.3	Higgs bozonu bozunma kanalları.....	20
Şekil 3.4	Higgs bozunma kanallarının dallanma oranlarının yüzde olarak gösterildiği Dallanma oranı– Bozunma kanalı grafiği	21
Şekil 3.5	$e^+ e^- \rightarrow h Z$, ($h \rightarrow b \bar{b}$), ($Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$) süreci için polarizasyonlu tesir kesitlerinin gösterildiği Tesir kesiti – Kütle merkezi enerjisi grafiği	30
Şekil 3.6	Çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerine karşılık gelen tesir kesitleri	39
Şekil 3.7	Farklı çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerinde hesaplanan tesir kesiti.....	40
Şekil 3.8	Sinyal süreç için Feynman diyagramı	41
Şekil 3.9	Süreç, benzetim, analiz ve sonuçların elde edilmesi.....	41
Şekil 3.10	$e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında sinyal ve ardalın süreçler için tesir kesiti- kütle merkezi enerjisi grafiği	43
Şekil 3.11	Enine momentum dağılımları.....	44
Şekil 3.12	Parçacıklara ait eta dağılımları.....	46
Şekil 3.13	Parçacıklara ait değişmez kütle dağılımları.....	47
Şekil 3.14	Geri tepme kütlesi dağılımları.....	48
Şekil 3.15	Enine momentum dağılımları.....	49
Şekil 3.16	Parçacıklara ait eta dağılımları.....	50
Şekil 3.17	Parçacıklara ait değişmez kütle dağılımları.....	51
Şekil 3.18	Geri tepme kütlesi dağılımları.....	52
Şekil 3.19	$e^+ e^- \rightarrow hZ$ sinyal süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	54
Şekil 3.20	$e^+ e^- \rightarrow ZZ$ ardalın süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	54
Şekil 3.21	$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ ardalın süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	55
Şekil 3.22	240 GeV kütle merkezi enerjisinde sinyal ve ardalın olaylarının kesme (Cut) verimliliklerinin (Efficiency) bir arada gösterildiği diyagram.....	55
Şekil 3.23	$e^+ e^- \rightarrow hZ$ sinyal süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	56

Şekil 3.24 $e^+ e^- > tt$ ardalan süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	57
Şekil 3.25 $e^+ e^- > W^+W^-$ sinyal süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	57
Şekil 3.26 $e^+ e^- > ZZ$ ardalan süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı	58
Şekil 3.27 365 GeV kütle merkezi enerjisinde sinyal ve ardalan olaylarının kesme (Cut) verimliliklerinin (Efficiency) bir arada gösterildiği diyagram.....	58
Şekil 4.1 $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında tek Higgs üretimi için tesir kesiti-kütle merkezi enerjisi grafiği	64
Şekil 4.2 İki farklı kütle merkezi enerjisinde fit yapılmış geri tepme kütlesi dağılımları 240 GeV kütle merkezi enerjisi için dağılım (üstte), 365 GeV kütle merkezi enerjisi için dağılım (altta)	65
Şekil 4.3 e^+e^- çarpışmalarında Z' rezonansı aracılığıyla ZH üretiminin temel diyagramı	67
Şekil 4.4 Yüksek enerjili lepton çarpışmalarında rezonans taraması durumu için Z/Z' değişimi aracılığıyla gerçekleşen ZH üretimi için tesir kesitleri, Z' bozonunun kütlesi grafiği	68
Şekil 4.5 Yüksek enerjili lepton çarpışmalarında Z/Z' değişimi aracılığıyla gerçekleşen ZH üretimi için tesir kesitleri grafikleri.....	69
Şekil 4.6 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	71
Şekil 4.7 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	72
Şekil 4.8 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	73
Şekil 4.9 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	74
Şekil 4.10 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	75
Şekil 4.11 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	76
Şekil 4.12 $\mu^+\mu^- \rightarrow tt$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	77

Şekil 4.13	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	78
Şekil 4.14	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	79
Şekil 4.15	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	80
Şekil 4.16	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	81
Şekil 4.17	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	82
Şekil 4.18	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	83
Şekil 4.19	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	84
Şekil 4.20	$\mu^+\mu^- \rightarrow tt$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	85
Şekil 4.21	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	86
Şekil 4.22	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	87
Şekil 4.23	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	88
Şekil 4.24	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	89
Şekil 4.25	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	90
Şekil 4.26	$\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	91

Şekil 4.27	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	92
Şekil 4.28	$\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	93
Şekil 4.29	$\mu^+\mu^- \rightarrow tt$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	94
Şekil 4.30	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	95
Şekil 4.31	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	96
Şekil 4.32	$\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram.....	97

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1	SM fermiyonlarına ait lepton ve baryon sayıları.....	6
Çizelge 2.2	Standart Model fermiyonlarının elektrozayıf kuantum sayıları.....	7
Çizelge 2.3	SM'in eksiklerini gösteren tablo.....	13
Çizelge 3.1	Fermiyonların C_V ve C_A değerleri	17
Çizelge 3.2	Madgraph5 programı kullanılarak Z bozonu bozunma genişlikleri ve dallanma oranları SM ve SMEFT çerçevesinde hesaplanmış ve aşağıdaki tabloda gösterilmiştir. (Dallanma Oranı (%) = $\Gamma(Z \rightarrow 2x) / \Gamma(Z \rightarrow \text{tüm}) \times 100$).....	18
Çizelge 3.3	Higgs bozunma kanallarının bozunma genişlikleri ve dallanma oranları..	21
Çizelge 3.4	Higgs bozunma genişlikleri ve dallanma oranlarının hesaplanması.....	24
Çizelge 3.5	Polarizasyonlu tesir kesiti tablosu ($e^+e^- \rightarrow hZ$ süreci).....	29
Çizelge 3.6	$e^+e^- \rightarrow hZ$, ($h \rightarrow b\bar{b}$), ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) süreci için sol-elli %80 polarize elektron ve sağ-elli %30 polarize pozitronun tesir kesiti (σ'_{LR}) ve sağ-elli %80 polarize elektron ve sol-elli %30 polarize pozitronun tesir kesiti (σ'_{RL}) kullanılarak oluşturulmuş Kütle Merkezi Enerjisi (EKM) - Sağ Sol Asimetrisi (ALR)	30
Çizelge 3.7	Sinyal ve ardalan süreçler için tesir kesiti tablosu.....	34
Çizelge 3.8	$e^+e^- \rightarrow h, Z$ on-shell süreci için, $N = \sigma(\text{pb}) * BR * L_{int}(\text{pb}^{-1}) * \mathcal{E}$, (Verimlilik(\mathcal{E})=0.7x0.7=0.49 Dallanma oranı (BR) = 0.0203) tesir kesiti değerleri.....	35
Çizelge 3.9	$e^+e^- \rightarrow hZ$, ($h \rightarrow b\bar{b}$), ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) on-shell süreci için tesir kesiti değerleri	36
Çizelge 3.10	Üç farklı sürecin, farklı kütle merkezi enerjilerinde tesir kesiti değerleri.....	37
Çizelge 3.11	$e^+e^- \rightarrow l^+l^- b\bar{b}/a, e^-, \mu^-, b$ sürecinin farklı enerjilerde tesir kesiti değerleri.....	37
Çizelge 3.12	Üç sürecin tesir kesiti değerleri	38
Çizelge 3.13	Süreçlerin tesir kesiti değerleri (Olay sayısı = 100000).....	39
Çizelge 3.14	Ardalan süreçlerin iki farklı kütle merkezi enerjisi değerinde (240 GeV ve 365 GeV) tesir kesiti değerleri	42
Çizelge 3.15	Sinyal ve ardalan süreçlerin tesir kesitleri.....	43
Çizelge 3.16	Sinyal ve ardalan süreçlerin istatistiksel önem tablosu (EKM = 240 GeV)	60
Çizelge 3.17	Sinyal ve ardalan süreçlerin istatistiksel önem tablosu (EKM = 365 GeV)	61
Çizelge 4.1	Tek Higgs üretim süreçlerinin iki farklı kütle merkezi enerjisi değerinde (240 GeV ve 365 GeV) tesir kesiti değerleri	63
Çizelge 4.2	MuC'de 1.5 TeV, 3 TeV ve 10 TeV merkez kütle enerjilerinde, $\mu^+\mu^- \rightarrow HZ$ sinyal süreci ile başlıca ardalanların tesir kesitleri	70
Çizelge 4.3	Sinyal ve ardalan süreçlerin istatistiksel önem tablosu ($E_{KM} = 1500$ GeV).....	98
Çizelge 4.4	Sinyal ve ardalan süreçlerin istatistiksel önem tablosu ($E_{KM} = 3000$ GeV).....	99

1. GİRİŞ

İnsanlık tarih boyunca doğayı anlamak ve temel yapıtaşlarını keşfetmek için bitmek bilmeyen bir merak duygusuyla hareket etmiştir. Antik çağlardan itibaren maddenin en küçük ve bölünemez birimlerini arayan felsefi düşünceler, modern bilimin doğuşuyla birlikte deneysel ve kuramsal bir temele kavuşmuştur. 20. yüzyılda geliştirilen özel görelilik, kuantum mekaniği ve kuantum alan teorisi gibi kuramsal yaklaşımlar ile parçacık hızlandırıcılarının ve dedektör teknolojilerinin ortaya çıkışı, günümüzde parçacık fiziğinin en başarılı teorik çerçevesi olan Standart Model'in (SM) inşasına olanak tanımıştır.

Standart Model, doğadaki temel parçacıkların ve etkileşmelerinin büyük bölümünü başarılı bir biçimde açıklamakta, elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşmeleri tek bir kuramsal yapı içinde tutarlı bir şekilde birleştirmektedir. Ancak tüm başarılarına rağmen SM, karanlık madde ve karanlık enerji, kütle hiyerarşisi, baryon asimetrisi ve nötrino kütleleri gibi önemli olguları açıklayamamaktadır. Bu eksiklikler, Standart Model'in ötesinde yeni fiziğe olan gereksinimi ortaya koymakta ve bu yönde yapılan teorik ve deneysel çalışmaları teşvik etmektedir.

2012 yılında CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'nda (LHC) Higgs bozonunun keşfi, hem Standart Model'in öngörülerini teyit etmiş hem de Higgs sektörünün daha ayrıntılı bir şekilde incelenmesi gerektiğini açıkça göstermiştir. Higgs bozonu, SM'de parçacıklara kütle kazandıran mekanizmanın merkezinde yer almakta ve dolayısıyla doğanın temel yasalarının anlaşılması açısından özel bir öneme sahiptir. Higgs bozonunun kütlesi, bağlaşım sabitleri ve bozunum kanalları gibi özelliklerinin yüksek hassasiyetle ölçülmesi, Standart Model'in sınırlarını test etmekte ve yeni fizik etkilerine kapı aralamaktadır. Bu bağlamda, gelecek lepton çarpıştırıcıları parçacık fiziğinde yeni bir dönemi temsil etmektedir. Temiz çarpışma ortamı, düşük arka plan gürültüsü ve yüksek hassasiyetli ölçüm imkânları sayesinde Higgs fabrikaları olarak adlandırılan bu tesisler, Higgs fiziğinin detaylı incelenmesinde altın standart olma potansiyeline sahiptir. FCC-ee, CEPC, ILC, CLIC ve Muon Çarpıştırıcısı gibi önerilen projeler, yüksek ışınrlık ve geniş enerji aralıkları sayesinde Higgs bozonunun özelliklerini

benzeri görülmemiş bir hassasiyetle ölçmeyi mümkün kılacaktır. $e^+e^- \rightarrow ZH$ süreci (Higgstrahlung), Higgs fabrikalarının temel üretim mekanizmalarından biridir. Bu süreç, Higgs bozonunun doğrudan üretimini sağlamakta ve bozunum kanalları üzerinden Higgs'in kütle, etkileşim ve bozunma oranları gibi birçok özelliğinin incelenmesine imkân tanımaktadır. Ayrıca bu süreç, etkin alan teorisi çerçevesinde tanımlanan yeni fizik etkileşimlerine duyarlı olup, Standart Model ötesi olası sapmaların hassas ölçümlerle test edilmesine katkı sağlamaktadır.

Bu tezde, gelecek lepton çarpıştırıcılarında Higgs ve Z bozonlarının birlikte üretim süreci ayrıntılı olarak incelenmiştir. Etkin alan teorisi kapsamında tanımlanan etkileşme köşeleri üzerinden yeni fiziğe duyarlılık araştırılmış, hesaplamalar ve olay simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar ışığında, farklı çarpıştırıcı projelerinin Higgs bozonu özelliklerini ne ölçüde hassasiyetle belirleyebileceği ve Standart Model ötesi olası etkilerin hangi parametre bölgelerinde sınırlandırılabilceği değerlendirilmiştir.

Kuramsal Temeller başlıklı 2. bölümde Standart Model, Higgs mekanizması ve $e^+e^- \rightarrow ZH$ sürecine ilişkin kuramsal bilgiler sunulmakta, ayrıca Standart Model'in açıklayamadığı fenomenlere ve etkin alan teorisi kapsamında yeni fizik etkileşimlerine değinilmektedir.

Materyal ve Yöntem başlıklı 3. bölümde gelecekte kurulması planlanan lepton çarpıştırıcıları (FCC-ee, CEPC, ILC, CLIC ve Muon Çarpıştırıcısı) incelenmiştir. Bunun yanı sıra, çalışmada kullanılan simülasyon araçları, hesaplama yöntemleri ve analiz teknikleri ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.

Araştırma Bulguları başlıklı 4. bölümde analizler sonucunda elde edilen kesit değerleri, duyarlılık sonuçları ve yeni fizik etkilerini sınırlandırmaya yönelik grafikler sunulmakta, bulgular detaylı biçimde tartışılmaktadır.

Sonuç olarak, bu çalışma Higgs fabrikalarının ve yüksek enerjili lepton çarpıştırıcılarının Higgs fiziği ve yeni fizik araştırmalarındaki potansiyel katkılarını ortaya koymakta ve gelecekte yapılacak hassas ölçümlere ışık tutmayı amaçlamaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Standart Model

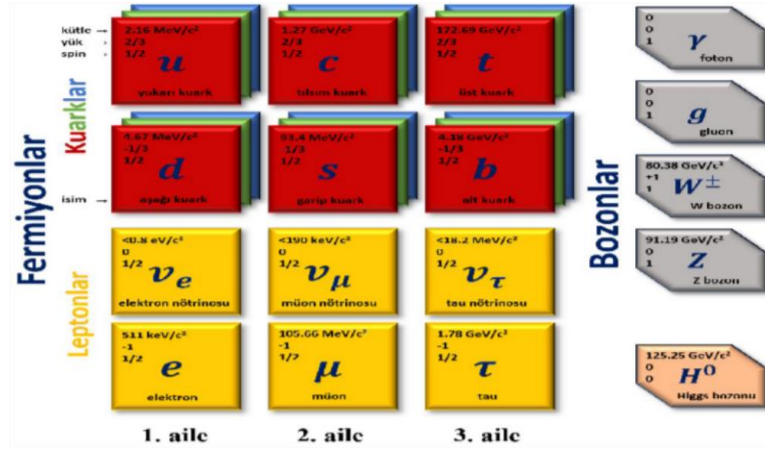
Standart Model, parçacık fiziğinde evrendeki temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri açıklayan en kapsamlı ve deneylerle en çok doğrulanmış teorik çerçevedir. Çok başarılıdır ama “tam teori” değildir; eksikleri olduğu için bilim insanları Standart Model’in ötesinde yeni fizik arayışını sürdürmektedir.

2.1.1 Parçacıklar ve kuvvetler

Fermiyonlar, yarım tamsayı spin (spin-1/2) değerine sahip temel parçacıklardır ve Standart Model kapsamında maddeyi oluşturan bileşenler olarak iki alt kategoriye ayrılırlar: kuarklar ve leptonlar. Kuarklar, hem elektrik yükü hem de renk yükü taşıyan ve güçlü etkileşimlere tabi olan parçacıklardır. Elektrik yüklerine göre kuarklar iki gruba ayrılır: Yukarı (u), tılsım (c) ve üst (t) kuarkları $+2/3$ elektrik yüküne sahip olup yukarı tipli kuarklar olarak sınıflandırılırken; aşağı (d), garip (s) ve alt (b) kuarkları $-1/3$ elektrik yüküne sahip olup aşağı tipli kuarklar olarak tanımlanır. Kuarklar ayrıca kırmızı (r), yeşil (g) ve mavi (b) olmak üzere üç farklı renk yükü ile karakterize edilirler; bu özellik, kuantum renk dinamiği (QCD) çerçevesinde güçlü etkileşimlerin temelini oluşturur.

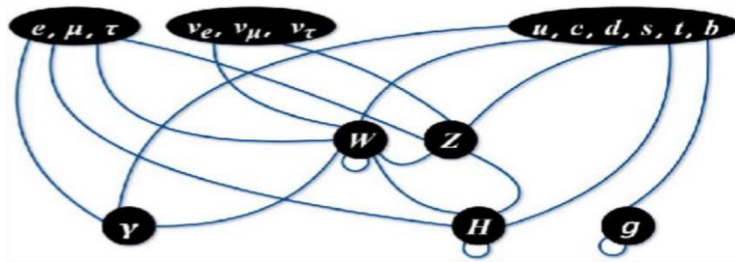
Leptonlar ise elektriksel yük durumlarına göre ikiye ayrılır: Elektron (e), muon (μ) ve tau (τ) -1 elektrik yüküne sahip yüklü leptonlardır; elektron nötrinosu (ν_e), muon nötrinosu (ν_μ) ve tau nötrinosu (ν_τ) ise elektriksel olarak yüksüz olan nötr leptonlardır. Standart Model kapsamında yüklü leptonların kütleleri belirli iken, nötrinoların kütesiz olduğu varsayılmaktadır; ancak güncel deneysel veriler nötrinoların küçük fakat sıfırdan farklı kütlelere sahip olabileceğini göstermektedir. Fermiyonlar, üç nesilden oluşan bir aile yapısı içerisinde sınıflandırılır: (u,d) ve (ν_e,e) birinci nesil; (c,s) ve (ν_μ, μ) ikinci nesil; (t, b) ve (ν_τ, τ) ise üçüncü nesil fermiyonları temsil eder.

Bozonlar, tam sayı spin değerine sahip olup temel kuvvetlerin taşıyıcı parçacıklarıdır. Elektromanyetik etkileşimin taşıyıcısı olan foton (γ), kütesiz ve elektriksel olarak yüksüzdür. Zayıf etkileşim, üç farklı bozon aracılığıyla gerçekleşir: +1 elektrik yüküne sahip W^+ bozonu, -1 elektrik yüküne sahip W^- bozonu ve yüksüz Z bozonu; bu üç bozonun da kütleleri mevcuttur. Güçlü etkileşimin taşıyıcısı olan gluon (g), kütesiz ve yüksüzdür; ancak renk yükü taşıdığı için kuarklar arasında güçlü etkileşimi sağlar. Standart Model'in öngördüğü ve 2012 yılında deneysel olarak keşfedilen Higgs bozonu (H), spin-0 özelliğine sahip skaler bir bozon olup elektriksel ve renk yükü taşımaz. Higgs alanı ile etkileşime giren parçacıkların kütle kazanmasında temel rol oynar.



Şekil 2.1 Standart Model'in temel parçacıkları ve özellikleri

Fotonlar yalnızca yüklü parçacıklarla etkileşime girer. Zayıf etkileşim, W^+ , W^- ve Z^0 bozonları tarafından taşınır ve yalnızca bu etkileşmeye duyarlı fermiyonlar (leptonlar ve kuarklar) aracılığıyla gerçekleşir. Gluon yalnızca kendileriyle ve renk yükü taşıyan parçacıklarla etkileşime girer.



Şekil 2.2 Standart Model'de yer alan bozonlar ve etkileştikleri parçacıklar

Standart Model parçacıklarının etkileşimleri Şekil 2.2’de verilmektedir. Her bir bozon etkileşebileceği parçacıklara bağlanmıştır. İlmek şeklinde gösterilen yollar ilgili bozonun kendisi ile de etkileşebileceğini göstermektedir.

Parçacık fiziğinde gözlemlenen etkileşimler, temel olarak iki ana süreç üzerinden gerçekleşir. Bunlar bozunma ve saçılma süreçleridir. Bozunma süreçleri, tek bir parçacığın zamanla birden fazla parçacığa dönüşmesini ifade eder. Saçılma süreçleri ise birden fazla parçacığın çarpışarak yine birden fazla yeni parçacık oluşturduğu olaylardır. Bu süreçler, doğada gözlemlendiğimiz ve Standart Model (SM) tarafından izin verilen etkileşimlerdir. Bu etkileşimlerin gerçekleşebilmesi için bazı temel fiziksel büyüklüklerin korunması gerekir.

Standart Model’in izin verdiği fiziksel süreçlerde, başlangıç ve sonuç durumları arasında aşağıdaki toplam değerlerin mutlaka korunması gerekir:

- Toplam elektrik yükü
- Toplam renk yükleri
- Toplam e lepton sayısı
- Toplam μ lepton sayısı
- Toplam τ lepton sayısı
- Toplam baryon sayısı

Bu korunum yasaları, parçacık etkileşimlerinin geçerliliğini belirleyen temel ilkeler olup, hem teorik hesaplamalarda hem de deneysel doğrulamalarda kritik rol oynar. SM parçacıklarına ait lepton ve baryon sayılarının değerleri Çizelge 2.1’de verilmektedir. Anti-parçacıklara ait elektrik yükü, lepton sayıları ve baryon sayısı değerleri çizelgede verilen değerlerin zıt işaretlisidir.

Çizelge 2.1 SM fermiyonlarına ait lepton ve baryon sayıları

Fermiyonlar		e lepton sayısı	μ lepton sayısı	τ lepton sayısı	Baryon sayısı
Kuarklar		0	0	0	+1/3
Bozonlar		0	0	0	0
Leptonlar	e^-, ν_e	+1	0	0	0
	μ^-, ν_μ	0	+1	0	0
	τ^-, ν_τ	0	0	+1	0

Standart Model, temel parçacıkların ve bunlar arasındaki etkileşimlerin kuantum alan teorisi çerçevesinde tanımlandığı, çağdaş parçacık fiziğinin en kapsamlı teorik yapısını oluşturur. Bu model, elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşimleri açıklamakta olup, her bir kuvvet ilgili gauge simetri grubuna karşılık gelen alanlar aracılığıyla ve taşıyıcı bozonlar üzerinden tanımlanır: elektromanyetik kuvvet U(1) simetrisine dayalı olarak fotonlar aracılığıyla, zayıf kuvvet $SU(2)_L \times U(1)_Y$ birleşik simetrisi kapsamında W^+ , W^- ve Z^0 bozonlarıyla, güçlü kuvvet ise $SU(3)_C$ renk simetrisi altında gluonlar aracılığıyla gerçekleşir. Elektromanyetik kuvvet sonsuz menzilli ve hem çekici hem itici olabilirken, zayıf kuvvet kısa menzilli olup flavor değişimi ve parity ihlali gibi özgün özellikler sergiler; güçlü kuvvet ise kuarklar arasında yüksek bağlanma enerjisiyle etki eder ve hapislenme olgusuyla karakterize edilir. Kütleçekim kuvveti ise Standart Model kapsamında yer almaz; klasik düzlemde genel görelilik ile tanımlanmakta olup, kuantum alan teorisiyle uyumlu bir biçimde formüle edilememiştir. Bu nedenle, gravitona dayalı kuantum kütleçekim kuramları ve sicim teorisi gibi yaklaşımlar, Standart Model'in ötesindeki teorik çerçevelerin temel motivasyonunu oluşturmaktadır

2.1.2 Higgs mekanizması ve kendiliğinden simetri kırılması

Standart Model'de güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler, 1/2 spinli parçacıklar ve tam sayı spinli parçacıklar arasındaki etkileşmeler ile anlam kazanır. SM'in simetri grupları ve bu gruplarda yer alan ayar bozonu alanları aşağıda verilmektedir (Burges ve Moore 2007, Langacker 2017).

$$GSM = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (2.1)$$

$SU(3)_c$ grubu ile ilişkilendirilmiş olan 8 adet spin-1 parçacık (G_{μ}^{α}) gluon olarak adlandırılır. Bu etkileşim aynı zamanda güçlü etkileşim olarak adlandırılır ve ayar grubundaki G_{μ}^{α} tensör alanı ile etkileşime giren (gluon ile etkileşen) her bir parçacık renk yükü taşır. Grubun altında yer alan c ibaresi renk yükü olan parçacıklara ait bir grup olduğunu göstermektedir. Renk yükü taşıyan kuarklar bu grup altında üçlüler olarak temsil edilebilirler.

$SU(2)_L$ grubu ile ilişkilendirilmiş olan 3 tane spin-1 parçacık (W_{μ}^a) ve $U(1)_Y$ ile ilişkilendirilmiş olan 1 tane spin-1 parçacık (B_{μ}) vardır. Bu grupların alt indisleri L ve Y sırasıyla; sol elli fermiyonların ikili olduğu grubunu ve zayıf hiperyük grubunu nitelemek için kullanılmıştır. $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetrisi, kendiliğinden simetri kırılmasına (SSB) uğrar ve $U(1)_{EM}$ simetri grubuna dönüşür.

$$G_{SM} \rightarrow SU(3)_c \times U(1)_Q, \quad Q = T_3 + Y/2 \quad (2.2)$$

Buradaki Q , elektrik yükünü; T_3 , zayıf izospinin 3. bileşenini ve Y 'de zayıf hiperyükü temsil etmektedir. Standart Model fermiyonları sol- ve sağ-elli yüksüz zayıf etkileşimler yaparlar. Sol ve sağ el fermiyonlarının farklı zayıf izospin taşınması, Standart Model'i bir kiral ayar teorisi yapar (Buchmüller ve Lüdeling 2006). Çizelge 2.2'de SM fermiyonlarının elektrozaıf (EW) kuantum sayıları olan elektrik yükü, zayıf izospinlerin 3. bileşeni ve zayıf hiperyükleri verilmektedir.

Çizelge 2.2 Standart Model fermiyonlarının elektrozaıf kuantum sayıları

Fermiyon Ailesi	Sol-elli fermiyonlar için, Sağ-elli fermiyonlar için			
		Q	T_3	Y
Leptonlar	$\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$	0, 0	+1/2, 0	-1, 0
	e^-, μ^-, τ^-	-1, -1	-1/2, 0	-1, -2
Kuarklar	u, c, t	+2/3, +2/3	+1/2, 0	+1/3, 4/3
	d, s, b	-1/3, -1/3	-1/2, 0	+1/3, -2/3

SM Fermiyonların sol- ve sağ-elli bileşenleri SM ayar grubunun EW kısmı altında farklı şekilde dönüşür. Bu durumda, W^\pm bozonları ile yalnızca sol-elli SM fermiyonları etkileşebilmektedir. Sol-elli fermiyonlar zayıf etkileşme altında ikililer olarak var olabilirken sağ-elli fermiyonlar tekliler halinde var olabilirler. Nötrinoların sağ-elli bileşenleri için zayıf izosipin değeri 0 olduğundan, sağ-elli nötrinoların tekli durumu bulunmamaktadır.

Standart Model'e ait Lagrangian yoğunluğu \mathcal{L} (bundan sonraki kısımlarda kısaca Lagrangian denilecektir), 4 terimden oluşmaktadır (Nir 2018):

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{kin} + \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_\phi \quad (2.3)$$

Burada \mathcal{L}_{kin} ayar alanlarının kendi dinamiğini tanımlayan terimdir, \mathcal{L}_ψ fermiyonların ayar alanlarıyla etkileşimini içeren terimdir, \mathcal{L}_{Yuk} Higgs alanı ile fermiyonlar arasındaki etkileşimi tanımlar ve fermiyonlara kütle kazandırır ve \mathcal{L}_ϕ ise Higgs alanının kinetik terimini ve potansiyelini içerir. Bu potansiyel, kendiliğinden simetri kırılmasına neden olur ve Higgs bozonunu üretir.

G_{SM} simetrisine tekrar dönecek olursak, Lagrangian'ın kinetik terimini (\mathcal{L}_{kin}) oluşturabilmek için simetri gruplarında yer alan ayar bozonu alanlarına ait kuvvet tensörleri tanımlanmalıdır.

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.4)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (2.5)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.6)$$

Burada f_{abc} ve ε_{abc} sırasıyla $SU(3)_c$ ve $SU(2)_L$ gruplarının yapı sabitleri iken g_s , g ve g' ise ilgili kuvvetlerle gerçekleşen etkileşimlerin bağlaşım sabitleridir.

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s G_\mu^a L^a + i g W_\mu^b T^b + i g' B_\mu Y \quad (2.7)$$

Bu kovaryant türev skaler alanlara ve parçacık alanlarına aşağıdaki gibi etki eder:

$$D_\mu \varphi = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g W_\mu^b \tau_b + \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi \quad (2.8)$$

$$D_\mu q_L = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_s G_\mu^a \lambda_a + \frac{i}{2} g W_\mu^b \tau_b + \frac{i}{6} g' B_\mu \right) q_L \quad (2.9)$$

$$D_\mu u_R = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_s G_\mu^a \lambda_a + \frac{2i}{3} g' B_\mu \right) u_R \quad (2.10)$$

$$D_\mu d_R = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_s G_\mu^a \lambda_a - \frac{i}{3} g' B_\mu \right) d_R \quad (2.11)$$

$$D_\mu l_L = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g W_\mu^b \tau_b - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) l_L \quad (2.12)$$

$$D_\mu l_R = \left(\partial_\mu - i g' B_\mu \right) l_R \quad (2.13)$$

Burada L_a 'lar üçlüler için $\lambda_a/2$ değerine ve tekliler için 0 değerine sahip olan 3×3 'lük Gell-Mann matrisinin elemanları ($SU(3)_c$ grubunun üreticileri); T_b 'lar ikililer için $\tau_b/2$ değerine ve tekliler için 0 değerine sahip olan 2×2 'lik Pauli matrisinin elemanları ($SU(2)_L$ grubunun üreticileri) son olarak Y 'ler $U(1)_Y$ grubuna ait yüklerdir.

Feynman slash notasyonu ($\not{d} = \gamma^\mu D_\mu$) kullanılarak \mathcal{L}_{kin} terimi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} W_b^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^b - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermion} = & -i \overline{q_L} \not{d} q_L - i \overline{u_R} \not{d} u_R - i \overline{d_R} \not{d} d_R - i \overline{l_L} \not{d} l_L - \\ & -i \overline{e_R} \not{d} e_R \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = -(D^\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi) \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kin} &= \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{higgs} \\ &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ &\quad - i\bar{q}_L \not{D} q_L - i\bar{u}_R \not{D} u_R - i\bar{d}_R \not{D} d_R - i\bar{l}_L \not{D} l_L - i\bar{e}_R \not{D} e_R \\ &\quad - (D^\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Kinetik lagrangian teriminin birinci satırı ayar bozonlarının kinetik terimlerini ve etkileşmelerini, orta satırı fermiyonların kinetik enerjisini ve ayar alanlarıyla etkileşmelerini ve son satırı Higgs alanının kinetik enerjisi ve ayar alanlarıyla etkileşmelerini içerir.

Standart Model'de SSB öncesi durumda fermiyonlara ait bir kütle terimi yoktur ve fermiyonların ayar simetrilerinin kiralitesinden dolayı Dirac kütle terimleri yazılamaz. Ayrıca fermiyonlar için $Y \neq 0$ olduğundan bir Majorana kütle terimi de yazılamamaktadır. Bu nedenle Lagrangian'deki fermiyon kütlelerine ait terimden bir katkı gelmez.

$$\mathcal{L}_\psi = 0 \quad (2.18)$$

Lagrangian'ın Yukawa terimi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^d \bar{q}_{Li} \phi d_{Rj} + Y_{ij}^u \bar{q}_{Li} \tilde{\phi} u_{Rj} + Y_{ij}^e \bar{l}_{Li} \phi e_{Rj} + h.e. \quad (2.19)$$

Burada $\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^\dagger$ ve Y^f 3×3 'lük boyutsuz bağlaşım matrisidir. Lagrangian'ın bu kısmı çeşni bağımlıdır ve yük-parite (CP) ihlaline neden olmaktadır.

Standart Model'de skaler potansiyele ait Lagrangian terimi \mathcal{L}_ϕ , CP korunumlu olarak,

$$\mathcal{L}_\phi = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlanır. SSB için $\mu^2 < 0$ ve $\lambda > 0$ seçimi yapıldığında (bu seçim 2012 yılında Higgs bozonunun bulunmasıyla doğrulanmıştır)

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (2.21)$$

tanımı yapıldığında, Lagrangian aşağıdaki forma dönüşür;

$$\mathcal{L}_\phi = -\lambda \left(\phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2} \right)^2 \quad (2.22)$$

Bu, $|\langle \phi \rangle| = v/\sqrt{2}$ vakum beklenen değerinin (VEV) elde edildiğinin gösterir ($v=246 \text{ GeV}$). Bu ifade vakum durumunu ortadan kaldıran yalnızca bir doğrusal üretici kombinasyonu olduğunu söyler ve $SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetri grubunu $U(1)_Q$ alt grubuna kırar ($Q = T_3 + Y/2$). Elde edilen bu skaler potansiyel alanı SM'de Higgs alanı olarak adlandırılır ve bu alanla etkileşim sağlayan parçacık Higgs bozonudur (h). Higgs alanı SM parçacıklarının kütle kazanım mekanizmasıdır. Bu alan Yukawa etkileşimlerinde de yer aldığından, SM fermiyonları Yukawa etkileşimleri ile kütle kazanırlar:

$$m_{u/d} = Y_{u/d} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.23)$$

Elde edilen tüm terimler SM Lagrangian'ine yazılır ve alt terimlerde bir düzenleme yapılırsa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} &= \mathcal{L}_{kin} + \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_\phi \\ &= -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} W_a^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \\ &\quad - i\bar{q}_L \not{D} q_L - i\bar{u}_R \not{D} u_R - i\bar{d}_R \not{D} d_R - i\bar{l}_L \not{D} l_L - i\bar{e}_R \not{D} e_R \\ &\quad + Y_{ij}^d \bar{q}_{Li} \phi d_{Rj} + Y_{ij}^u \bar{q}_{Li} \tilde{\phi} u_{Rj} + Y_{ij}^e \bar{l}_{Li} \phi e_{Rj} + h.e. \\ &\quad - (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \lambda \left(\phi^\dagger \phi - \frac{v^2}{2} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.24)$$

şeklinde verilebilir. Böylece en üstteki sıra, ayar etkileşmelerini; ikinci sıra, maddesel fermiyonları; üçüncü sıra, Yukawa etkileşmelerini ve son sıra ise Higgs potansiyelini verir. $(D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi)$ teriminin ayar bozonlarına kütle kazandıran kütle terimi incelenirse:

$$|(-igT_a W_a^\mu - ig'B^\mu Y)\phi|^2 = \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 (W_+^\mu W_{+,\mu} + W_-^\mu W_{-,\mu}) \quad (2.25)$$

$$+ \frac{1}{8}v^2 (W_3^\mu \ B^\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{3,\mu} \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

olduğu görülür. Denklemdaki g (zayıf etkileşmenin bağlaşım sabiti) ve g' (elektromanyetik etkileşmenin bağlaşım sabiti) terimlerinden oluşturulmuş olan matris kütle matrisi olarak adlandırılır. $W_\pm^\mu = 1/\sqrt{2}(W_1^\mu \mp W_2^\mu)$ şeklinde tanımlanmış olan bozon alanları yüklü akım etkileşmelerini oluşturmaktadır. W^μ tek başına fiziksel bir alana karşılık gelmekteyken W_\pm , kütlesi $m_W = vg/2$ olan iki farklı W-bozonunun alanı temsil eder ve bu iki alanın karışımı fiziksel bir alan oluşturur. W_3^μ ve B^μ alanlarının karışımları da benzer şekilde, kütlesi $m_Z = v\sqrt{g^2 + g'^2}/2$ olan fiziksel Z-bozonu alanını (Z^μ) ve kütlesiz foton alanını (A^μ) oluşturur. Bu karışıma ait bağıntı; θ_W , karışım açısı (Weinberg açısı), $\sin\theta_W = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ ve $\cos\theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$ olmak üzere:

$$\begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W_3^\mu \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

şeklinde verilir. Böylece, zayıf etkileşme ve elektromanyetik etkileşme birleştirilmiş (EZ etkileşme) olur. Kuantum elektrodinamiği (QED) bağlaşım sabiti $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$, yeni bağlaşım sabitleri cinsinden $g_e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$ olarak tanımlanabilir. Burada α_e , QED'nin ince yapı sabitidir ve değeri momentum transferi sıfırken 1/137, momentum transferi m_W 'ye eşitken 1/128'dir. Elektrozayıf etkileşmenin de tanımlanması ile Standart Model Lagrangian daha özetlenmiş formda aşağıdaki gibidir:

$$\mathcal{L}_{SM} =$$

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}$$

Ayar Etkileşmeleri

$+i \bar{\psi} \not{D} \psi$	Maddesel fermiyonlar
$+\psi Y \psi \phi + \text{h. e.}$	Yukawa Etkileşmeleri
$+ D_\mu \phi ^2 - V(\phi)$	Higgs Etkileşmeleri

2.1.3 Modelin eksikleri

Standart Model’de öngörülen sonuçlar yapılan deneysel çalışmalarla tutarlılık göstermektedir. Bu nedenle SM, günümüzde temel parçacıkları ve aralarındaki etkileşmeleri en iyi şekilde açıklayan model olarak bilinmektedir. Tüm bunlara rağmen SM’in açıklayamadığı problemler de mevcuttur. Bu problemler aşağıda verilmektedir:

Çizelge 2.3 SM’in eksiklerini gösteren tablo

Eksiklik	DeneySEL Durum	Açıklama
Ayar simetrisi problemi	Atomlar elektriksel olarak nötrdür ($ q_p = q_e $).	SM farklı bağlaşım sabitlerine sahip üç karmaşık simetri grubunun birleşiminden oluşmasına rağmen neden sadece EW etkileşiminin kiral olup pariteyi ihlal ettiğinin bir açıklaması yoktur. Benzer şekilde SM parçacıklarının elektrik yükleri tanımlıdır ancak yüklerin kuantizasyonu (1/3 katları) açıklanmaz.
Karanlık madde ve karanlık enerji problemi	Galaksi dönüş eğrileri, kütleçekimsel mercekleme ile doğrulanıyor ve kozmik ivmeli genişleme gözleniyor	SM’de karanlık madde aday parçacık bulunmamaktadır. Evrenin %70’ini oluşturan karanlık enerji Standart Model’de yer almaz.
Fermiyon problemi	Tüm maddeler yalnızca 1. aile fermiyonlarından oluşabilmektedir. Doğada belirgin bir rolü olmayan diğer iki aile ise bu 1. ailenin daha ağır kopyalarıdır	SM bu ailelerin varlığına ve muhtemel sayılarına ilişkin açıklamada bulunmaz. Ayrıca elektron kütesinden üst kuark kütesine kadar olan değişimin büyüklüğü 5 mertebeden fazla değişen kütle hiyerarşisi ve kuark-lepton karışımları ile ilgili açıklamalar bulunmaz. Nötrino kütlelerinin Majorana mı yoksa Dirac mı olduğu da belli değildir.
Kütle çekim problemi	Genel görelilik ile açıklanıyor; kuantum kuramı yok	SM yalnızca üç temel kuvveti kapsar, gravitasyonu açıklayamaz.
Higgs hiyerarşi problemi	Higgs bozonu kütesi kuantum düzeltmelerle Planck ölçeğine çıkmalıdır	Higgs kütesinin düşük kalması için yeni fizik gerekli olabilir.
Serbest parametre problemi	22 serbest parametre gözlemlenmiştir.	SM teorisinde açıklanamamaktadır.
Madde-antimadde asimetrisi problemi	Evren madde açısından baskın; SM’nin CP ihlali yetersiz	SM, gözlenen madde- antimadde dengesizliğini açıklayamamaktadır.

Standart Model (SM), parçacık fiziğinde şimdiye kadar elde edilen deneysel sonuçlarla büyük uyum göstermesine rağmen, evrenin tüm yönlerini açıklamak için yeterli değildir. Öncelikle, SM farklı bağlaşım sabitlerine sahip üç ayrı ayar grubunun birleşiminden oluşmasına rağmen yalnızca elektrozayıf etkileşimin kiral olup pariteyi ihlal etmesinin ve elektrik yüklerinin 1/3 katları şeklinde kuantize olmasının kuramsal bir açıklamasını verememektedir; bu durum, daha temel bir birleşimin varlığına işaret etmektedir. Fermiyon ailelerinin sayısı ve varlık nedeni açıklanamamakta, fermiyon kütleleri arasındaki hiyerarşi ve kuark-lepton karışımları tatmin edici biçimde yorumlanamamaktadır; ayrıca nötrinoların Dirac mı yoksa Majorana doğasına mı sahip oldukları belirsizdir ve evrendeki baryon asimetrisinin kökeni de aydınlatılamamıştır. Higgs bozonunun gözlenen kütlesi, kuantum düzeltmelerin Planck ölçeğine iraksamasına rağmen düşük kalmakta ve bu durum hiyerarşi problemine yol açmaktadır. Model aynı zamanda fermiyon kütleleri, kuplaj sabitleri, CKM matris elemanları gibi kuramsal açıklaması olmayan 22 serbest parametre barındırmaktadır. En temel eksikliklerden biri ise kütleçekimin teoriye dâhil edilememesi olup, SM yalnızca güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri kapsayabilmektedir. Ayrıca evrenin büyük bölümünü oluşturan karanlık madde ve karanlık enerjiye dair herhangi bir öngörü sunmamakta, gözlenen madde–antimadde asimetrisinin kökeni de açıklanamamaktadır. Dolayısıyla Standart Model, düşük enerjilerde son derece başarılı bir etkin teori olmakla birlikte, doğadaki tüm olguları açıklayan nihai kuram olmaktan uzaktır.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu tezde öncelikle Standart Model çerçevesinde Z bozonunun ve Higgs bozonunun tüm bozunma kanalları yazılarak bozunma genişliği ve dallanma oranları hesaplanacak, daha sonra $l^+, l^- \rightarrow Z, h$ sürecine geçilerek bu sürecin genlik kare ifadesi ve tesir kesiti ifadesi BSM dahil edilerek yazılacak sinyal süreçleri ve kinematik dağılımlar (enine momentum (P_T), sözde hızlilik (η), değişmez kütle (M) ve açısal ayırım (ΔR) dağılımları) incelenecektir. Elektron-pozitron veya muon-antimuon etkileşmesi sonucunda Higgs bozonu ve Z bozonunun birlikte üretildiği bu süreçte Z bozonu ile etkileşim köşesi daha hassas ölçülebilir ve Standart Model'den farklılaşan yerlerde “yeni fizik” için ipuçları yakalanabilir.

Yazılım çerçevesi MadGraph5 (Alwall, 2011) içerisinde bir yeni fizik modeli kullanılacak ve gerekli benzetim çalışmaları tamamlanacaktır. Bu aşamada bozunma ve hadronlaşma süreçleri için Pythia8 (Sjöstrand, 2008) ve algıç benzetimi için Delphes (Ovyn, 2009) kullanılacaktır. Parton seviyesi ve hadron seviyesi kinematik değişkenlere göre analiz karşılaştırması yapılacaktır. Bozunma modlarından baskın olanlar seçilerek yüksek istatistik önemde yeni parametrelerin daha iyi belirlenmesi düşünülmektedir. Bununla birlikte etkin etkileşmeler (EFT) Lagrangian'ı kullanılarak, analizde güncel yöntemler uygulanacaktır. Zh üretiminde boyut-6 operatörlere kadar EFT etkilerinin hesabı yapılacaktır.

Standart Model Etkin Alan Teorisi (SMEFT), Standart Model'den olası sapmaların araştırılması ve yorumlanması için güçlü bir çerçeve sağlar. Bu teorinin kullanılması doğrudan araştırmalar için tamamlayıcıdır. Standart Model'in simetrileriyle uyumlu çok boyutlu operatörler iyi tanımlanmış yeni etkileşim terimleri üretir.

5 boyutlu operatör, lepton sayısı korunumu ihlal ettiği için ve Majorana nötrino kütleleri ürettiği için göz ardı edilmiştir. 6. boyutta, bağımsız operatörlerin sayısı oldukça azdır. Bu teori yeni fizik araştırmasına yol göstermektedir.

Ardalan süreçleri de aynı yazılım çerçevesinde çalışılacak ve sinyal ile ardalın analizi tamamlanacaktır. Sürece ait ölçümlerin istatistik değerlendirmeleri için önem hesabı yapılacaktır. Sonuç olarak, lepton çarpıştırıcılarında Z_h üretiminde SM ve BSM etkileşmeleri için mümkün duyarlılık tartışılacaktır.

Z Bozonu: Z bozonu, elektrozayıf kuramın nötr vektör bozonudur ve elektriksel olarak yüksüzdür. Kütlesi deneysel olarak yaklaşık $M_Z = 91.18$ GeV olarak ölçülmüştür. Yük korunumuna göre bir fermiyona ve bir anti-fermiyona bozunur ($Z \rightarrow f\bar{f}$). Z bozonu hem sol-el hem de sağ-el fermiyon bileşenleriyle farklı şiddetlerde etkileşir ve bu durum, elektrozayıf kuramın deneysel testleri açısından temel bir rol oynar.

Z bozonunun bozunma kanalları aşağıda gösterilmiştir;

Leptonlar	Kuarklar
$Z \rightarrow e^+ e^-$	$Z \rightarrow u u^-$
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$Z \rightarrow d d^-$
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	$Z \rightarrow c c^-$
$Z \rightarrow \nu_e \nu_e$	$Z \rightarrow s s^-$
$Z \rightarrow \nu_\mu \nu_\mu$	$Z \rightarrow b b^-$
$Z \rightarrow \nu_\tau \nu_\tau$	

Şekil 3.1 Z bozonu bozunma kanalları

Durgun bir Z bozonu kendisinden daha ağır olan üst kuarka bozunamaz.

Z bozonu bozunma genişliği: Bozunma genişliği (Γ), kararsız parçacıkların ömürlerinin tersine orantılıdır ve belirli bir süreç için geçiş olasılığının niceliksel ölçüsünü ifade eder.

Z bozonun bir fermiyon çiftine bozunma genişliğinin ağaç seviyesindeki (tree-level) analitik ifadesi;

$$\Gamma(Z \rightarrow ff) = \frac{N_c M_Z g_Z^2 (C_V^2 + C_A^2)}{48\pi} \quad (3.1)$$

C_V fermiyonların vektörel bağlaşım katsayısı ve C_A fermiyonların aksiyal bağlaşım katsayısıdır.

Çizelge 3.1’de fermiyonların C_V ve C_A değerleri gösterilmektedir.

Çizelge 3.1 Fermiyonların C_V ve C_A değerleri

Fermiyon	C_V	C_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	1/2
e, μ, τ	$-1/2 + 2\text{Sin}^2\Theta_w$	-1/2
u, c	$1/2 - (4/3)\text{Sin}^2\Theta_w$	1/2
d, s, b	$-1/2 + (2/3)\text{Sin}^2\Theta_w$	-1/2

Renk faktörü (N_C) leptonlar için 1, kuarklar için 3’tür. ($\text{Sin}^2 \Theta_w = 0.2314$)

Z bozonunun toplam bozunma genişliği deneysel olarak $\Gamma_Z \approx 2.495$ GeV olarak ölçülmüştür. Bu değer, Standart Model öngörülleri ile yüksek hassasiyetle uyuşmakta ve yeni fiziğin sınırlandırılmasında kritik rol oynamaktadır.

Z bozonu dallanma oranları: Dallanma oranı, belirli bir bozunma kanalının kısmi bozunma genişliğinin toplam bozunma genişliğine oranı ile tanımlanır:

$$\text{Dallanma Oranı (BR)} = \Gamma(Z \rightarrow 2x) / \Gamma(Z \rightarrow \text{tüm}) \quad (3.2)$$

Standard Model Effective Field Theory (SMEFT), Standart Model’in tüm gauge simetrilerini ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$) koruyarak, Higgs alanını doğrusal bir çift olarak tanımlar. SMEFT’te Higgs alanı şu şekilde ifade edilir:

$$\Phi = (G^+, (v + h + iG^0)/\sqrt{2})^T \quad (3.3)$$

Etkili Lagrangian genişlemesi ise şu formda yazılır:

$$L_{\text{SMEFT}} = L_{\text{SM}} + \sum_i (C_i^{(5)} / \Lambda) O_i^{(5)} + \sum_i (C_i^{(6)} / \Lambda^2) O_i^{(6)} + O(1/\Lambda^3) \quad (3.4)$$

Burada, L_{SM} Standart Model Lagrangian'ıdır, $O_i^{(d)}$ gauge simetritleriyle uyumlu boyut-d operatörlerini temsil eder, $C_i^{(d)}$ her bir operatörün Wilson katsayısıdır.

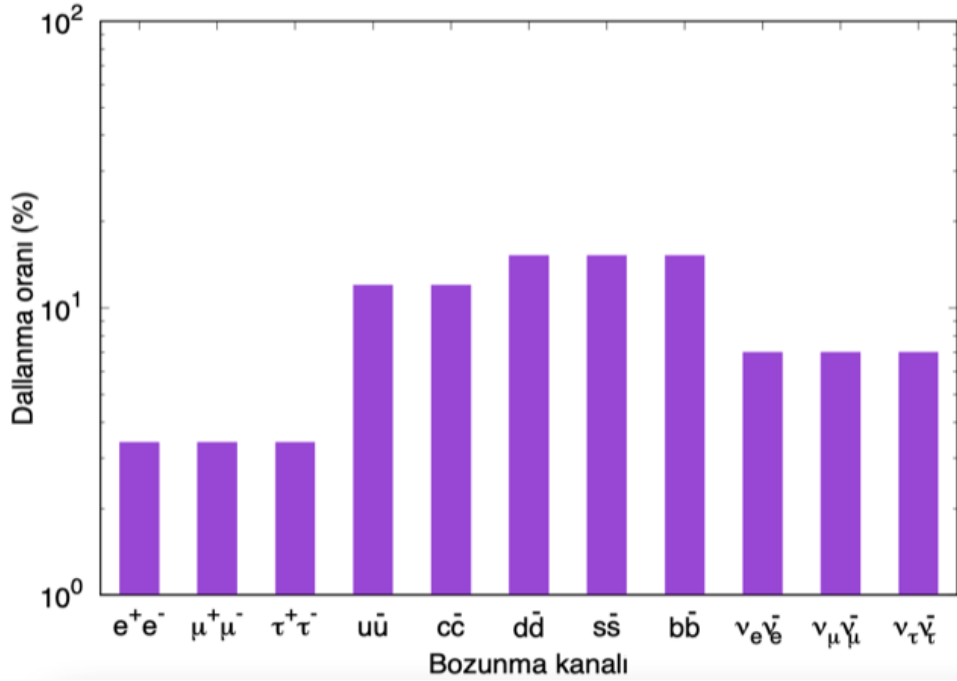
Boyut-6 operatörlerinin bir kısmı doğrudan HZZ etkileşimini etkiler. Bu operatörler HZZ etkileşimin ve dolayısıyla $e^+e^- \rightarrow ZH$ üretim kesitini değiştirir. Etkin HZZ etkileşimi, Higgs üretim kesitlerinde, bozunma oranlarında ve dağılım şekillerinde gözlenebilir sapmalara yol açar. Bu nedenle, gelecek lepton çarpıştırıcılarında (FCC-ee, CEPC, ILC, CLIC vb.) yüksek hassasiyetli ölçümler, SMEFT operatör katsayılarının kısıtlanması açısından kritik öneme sahiptir.

Çizelge 3.2 Madgraph5 programı kullanılarak Z bozonu bozunma genişlikleri ve dallanma oranları SM ve SMEFT çerçevesinde hesaplanmış ve aşağıdaki tabloda gösterilmiştir. (Dallanma Oranı (%) = $\Gamma(Z \rightarrow 2x) / \Gamma(Z \rightarrow \text{tüm}) \times 100$)

SÜREC	SM Bozunma Genişliği (Γ) (GeV)	SM Dallanma Oranı (%) $\Gamma(Z \rightarrow \text{tüm}) = 2.442 \text{ GeV}$	SMEFT Bozunma Genişliği (Γ) (GeV) ($c_{\text{smeft}} = 0.5$)	SMEFT ($c_{\text{smeft}} = 0.5$) Dallanma Oranı (%) $\Gamma(Z \rightarrow \text{tüm}) = 2.530 \text{ GeV}$
$Z \rightarrow dd, Z \rightarrow ss,$ $Z \rightarrow bb$	0.3720	15.233	0.3937	15.559
$Z \rightarrow uu, Z \rightarrow cc$	0.2901	11.880	0.2990	11.817
$Z \rightarrow \nu_l \nu_l$	0.1659	6.794	0.1584	6.260
$Z \rightarrow l^+ l^-$	0.0840	3.440	0.0920	3.636

Z bozonunun farklı bozunma kanalları için Standart Model (SM) ve Standart Model Etkin Alan Teorisi (SMEFT) çerçevesinde elde edilen bozunma genişlikleri ve dallanma oranlarının karşılaştırılması, SMEFT parametrelerinin Z bozonu dinamikleri üzerindeki etkilerini nicel olarak ortaya koymaktadır. SM altında toplam bozunma genişliği

2.442 GeV olarak hesaplanırken, SMEFT parametreleri 0.5 olarak alındığında bu değer 2.530 GeV'a yükselmektedir. Bu artış, yaklaşık %3,6'lık bir genişlemeye karşılık gelmekte ve etkin alan teorisinde tanımlanan yüksek boyutlu operatörlerin Z-fermion etkileşimlerine ek katkılar getirdiğini göstermektedir. SMEFT parametreleri sıfır alındığında, teorik sonuçların Standart Model sınırına yaklaştığı görülmekte olup bu durum SMEFT yaklaşımının tutarlılığını doğrulamaktadır. Parametrelerin 0.5 değerine çıkarılmasıyla birlikte, yeni fizik etkilerini temsil eden ek katkıların bozunma genişliklerinde belirgin hale geldiği gözlemlenmiştir. Özellikle hadronik kanallarda genişliklerin artması, buna karşın nötr lepton kanallarında hafif bir azalma görülmesi, SMEFT operatörlerinin fermiyon türlerine göre farklı etkiler yarattığını göstermektedir. Bu hesaplamalarda yeni fizik ölçeği $\Lambda_{\text{SMEFT}} = 1000 \text{ GeV}$ olarak alınmış olup, bu ölçek altında elde edilen sapmaların büyüklüğü, yüksek hassasiyetli lepton çarpıştırıcılarında SMEFT parametrelerinin kısıtlanması açısından önemli bir gösterge oluşturmaktadır.



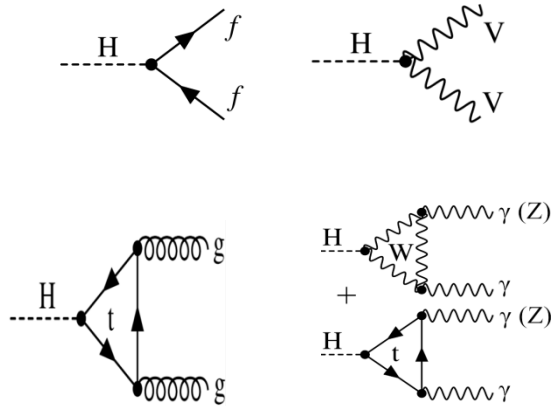
Şekil 3.2 Z bozunma kanallarının dallanma oranlarının yüzde olarak gösterildiği Dallanma oranı– Bozunma kanalı grafiği

Şekil 3.2'den görüldüğü üzere hadronik kanallar en baskın kanaldır; d,s,b kuarklarına olan bozunmalar yaklaşık %15.2, u,c kuarklarına olan bozunmalar ise %11.9 seviyesinde gerçekleşmektedir. Nötrino kanalları her aile için yaklaşık %6.8'lik

bir katkı ile toplamda %20 civarında paya sahiptir. Yüklü lepton bozunmaları ise her bir tür için yaklaşık %3.4 oranında olup, temiz deneysel sinyaller sağlamaktadır.

Higgs Bozonu: Standart Model'in (SM) elektrozayıf simetri kırılması mekanizmasının temel taşıdır. 2012 yılında ATLAS ve CMS deneyleri tarafından keşfedilen bu bozonun kütlesi güncel ölçümlere göre yaklaşık $M_H \sim 125.25$ GeV (PDG 2022) değerindedir. Higgs alanı, tüm temel parçacıklara kütle kazandıran mekanizmayı sağlar; dolayısıyla Higgs bozonu, fermiyonlar ve vektör bozonları ile etkileşim gücü parçacıkların kütleleri ile orantılı olan bir skaler parçacıktır. Bu özellik, Higgs bozonunun bozunma kanallarının yapısını doğrudan belirlemektedir.

Şekil 3.3'te Higgs bozunma kanalları gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Higgs bozonu bozunma kanalları

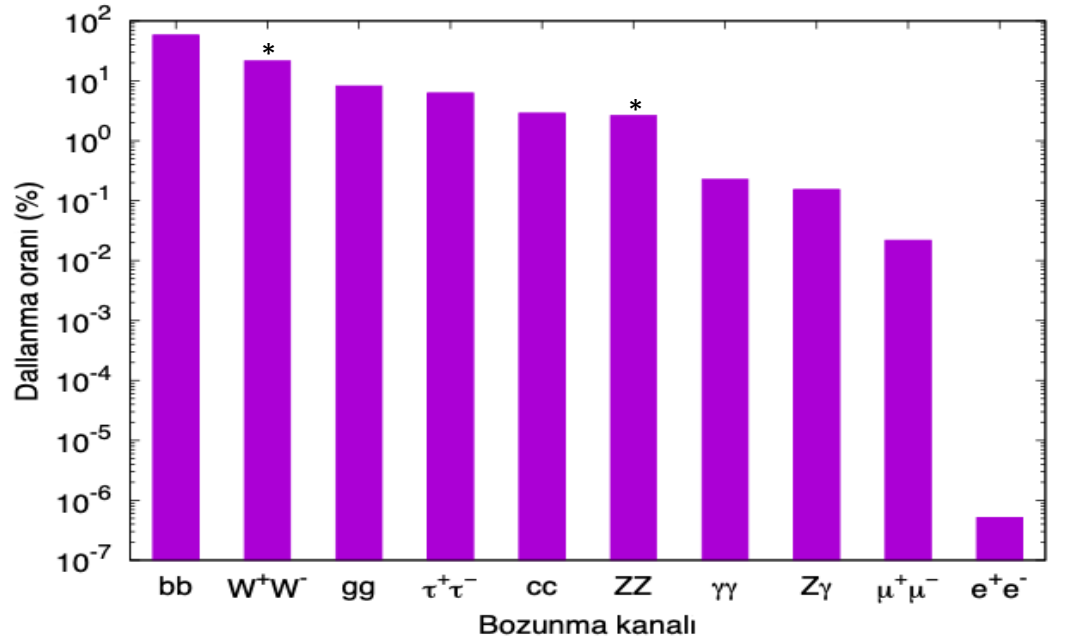
Higgs bozunma genişliği ve dallanma oranları: Higgs bozonu Standart Model'de kütlesine bağlı olarak farklı parçacıklara bozunur ve her kanalın olasılığı dallanma oranı ile ifade edilir; fermiyonik kanallardan en baskını $h \rightarrow b \bar{b}$ olup yaklaşık %58 dallanma oranına sahiptir, diğer önemli fermiyonik bozunmalar arasında $\tau^+ \tau^-$, $c \bar{c}$ ve $\mu^+ \mu^-$ bulunur, vektör bozonlarına bozunmalar arasında W^+W^- ve ZZ öne çıkar; ayrıca loop süreçleri aracılığıyla $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ ve gluon çiftleri kanalları gerçekleşir. Higgs'in toplam bozunma genişliği yaklaşık 4.07 MeV olup çok kısa ömürlü olduğunu göstermektedir. Bu durum Higgs bozonunu, Z ve W bozonlarına kıyasla çok daha dar bir rezonans haline getirir. Bu nedenle Higgs'in keşfi ve özelliklerinin ölçümü hem fermiyonik hem

de bozonik kanallarda yapılan hassas analizlere dayanır. Çizelge 3.3’de Higgs bozunma kanallarının bozunma genişlikleri ve dallanma oranları gösterilmektedir.

Çizelge 3.3 Higgs bozunma kanallarının bozunma genişlikleri ve dallanma oranları

Süreç	Bozunma Genişliği (Γ) (MeV)	Dallanma Oranı (%) = $\Gamma(h \rightarrow 2x) / \Gamma(h \rightarrow \text{tüm}) \times 100$ ($\Gamma(h \rightarrow \text{tüm}) = 4.07$ MeV)
$h \rightarrow bb$	2.37	58.2
$h \rightarrow W^+ W^*$	0.87	21.4
$h \rightarrow gg$	0.33	8.19
$h \rightarrow \tau^+ \tau^-$	0.26	6.27
$h \rightarrow cc$	0.12	2.89
$h \rightarrow ZZ^*$	0.11	2.62
$h \rightarrow \gamma\gamma$	9.24×10^{-3}	0.227
$h \rightarrow Z\gamma$	6.23×10^{-3}	0.153
$h \rightarrow \mu^+ \mu^-$	8.87×10^{-4}	2.18×10^{-2}
$h \rightarrow e^+ e^-$	2.09×10^{-8}	5.138×10^{-7}

Şekil 3.4’te Higgs bozunma kanallarının Çizelge 3.3’deki dallanma oranı değerleri kullanılarak çizilen Dallanma oranı – Bozunma kanalı grafiği gösterilmektedir.



Şekil 3.4 Higgs bozunma kanallarının dallanma oranlarının yüzde olarak gösterildiği Dallanma oranı– Bozunma kanalı grafiği

Higgs bozonunun bozunma genişliği ve dallanma oranları, parçacıkların kütleleri ile doğrudan ilişkili olduğundan Standart Model'in tutarlılığına yönelik en hassas test alanlarından birini oluşturur. LEP, Tevatron ve özellikle LHC'de yapılan deneyler, Higgs bozonunun bozunma özelliklerinin Standart Model öngörülleri ile büyük ölçüde uyumlu olduğunu göstermektedir.

Higgs Effective Field Theory (HEFT), Higgs alanının doğrusal SU(2) çiftliği varsayımını kaldırarak, elektrozayıf simetrisinin kırılmasını doğrusal olmayan biçimde tanımlar. Bu model, özellikle Higgs bozonunun temel bir çift yerine kompozit bir yapı veya genişletilmiş bir skaler sektörün parçası olduğu durumlar için uygundur.

HEFT'te Higgs alanı bağımsız bir skaler alan $h(x)$ olarak alınır. Goldstone bozonları ise $U(x)$ matrisinde toplanır:

$$U(x) = \exp[i \sigma^a \pi^a(x) / v] \quad (3.5)$$

HEFT Lagrangianı genel olarak şu şekilde yazılır:

$$L_{\text{HEFT}} = \frac{v^2}{4} \times F(h) \times \text{Tr}[(D_\mu U)^\dagger (D^\mu U)] + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - V(h) + \sum_i (c_i / \Lambda^2) O_i \quad (3.6)$$

Burada; $F(h)$: Higgs alanına bağlı bir fonksiyon olup, $F(h) = 1 + 2a(h/v) + b(h/v)^2 + \dots$ biçiminde genişletilebilir, $D_\mu U$ gauge alanlarını içeren kovaryant türevdir, $V(h)$ Higgs potansiyelidir ve O_i yüksek boyutlu operatörleri temsil eder.

Eğer $F(h) = (1 + h/v)^2$ seçilirse HEFT \rightarrow SMEFT dönüşümü elde edilir; dolayısıyla HEFT, SMEFT'in daha genel bir uzantısıdır.

HZZ etkileşimi HEFT çerçevesinde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$L_{\text{HZZ}} = (m_Z^2 / v) \times [a_Z \times h + (b_Z / 2v) \times h^2 + \dots] \times Z_\mu Z^\mu \quad (3.7)$$

Burada a_Z ve b_Z katsayıları doğrudan $F(h)$ fonksiyonundaki genişleme katsayılarına bağlıdır. $a_Z = b_Z = 1$ seçildiğinde Standart Model limiti elde edilir. Bu parametrelerdeki sapmalar, doğrusal olmayan HEFT yapısının göstergesidir ve yeni fizik etkilerini temsil eder.

HEL, SMEFT ve HEFT modelleri arasında temel fark, Higgs alanının temsil biçimi ve gauge simetrilerinin nasıl gerçekleştirildiği ile ilgilidir:

SMEFT: Higgs alanı doğrusal SU(2) çiftidir; SM simetrilerini tam olarak korur.

HEFT: Higgs alanı bağımsız bir skaler olarak tanımlanır; simetri doğrusal olmayan biçimde gerçekleştirilir.

HEL: Higgs sektörüne özgü boyut-6 operatörlerin parametrik bir alt kümesidir; deneysel analizlerde pratik kullanım kolaylığı sağlar.

Bu yaklaşımlar, HZ birlikte üretimi ($e^+e^- \rightarrow ZH$) gibi süreçlerde farklı enerji ölçeklerinde yeni fizik etkilerini araştırmak için tamamlayıcı araçlardır. SMEFT, küçük sapmaların sistematik incelenmesinde güçlü bir araçken; HEFT, doğrusal EFT genişlemesinin ötesine geçerek Higgs'in doğasına ilişkin daha geniş senaryoları kapsar. HEL ise Higgs odaklı deneysel çalışmalarda basitleştirilmiş fakat etkili bir parametrizasyon sunar.

Sonuç olarak, HEL, HEFT ve SMEFT modelleri Higgs sektöründeki olası yeni fizik etkilerini farklı teorik varsayımlar altında temsil eder. Tez kapsamında HZ birlikte üretimi ve HZZ etkileşmelerinin incelenmesinde, seçilen EFT çerçevesinin (SMEFT veya HEFT) açıkça belirtilmesi, yapılan analizlerin tutarlılığı ve yorumlanabilirliği açısından büyük önem taşımaktadır.

Madgraph5 programı kullanılarak Higgs bozunma genişlikleri 3 farklı model (HEL, HEFT, SMEFT) çerçevesinde hesaplanmış ve karşılaştırılmış, dallanma oranları SMEFT modeli çerçevesinde hesaplanmış ve Çizelge 3.4 gösterilmiştir.

Çizelge 3.4 Higgs bozunma genişlikleri ve dallanma oranlarının hesaplanması

SÜREÇ	HEFT $\Gamma(\text{GeV})$	HEL $\Gamma(\text{GeV})$	SMEFT $\Gamma(\text{GeV})$ ($c_{\text{smeft}} = 0.5$)	SM TEORİK SONUÇ $\Gamma(\text{GeV})$
$h \rightarrow b \bar{b}$	4.310×10^{-3}	5.390×10^{-3}	4.050×10^{-4}	2.371×10^{-3}
$h \rightarrow WW^*$	4.080×10^{-4}	10.100×10^{-4}	9.182×10^{-4}	8.703×10^{-4}
$h \rightarrow g g$	1.951×10^{-4}	1.843×10^{-4}	2.291×10^{-2}	3.304×10^{-4}
$h \rightarrow \tau^+ \tau^-$	2.587×10^{-4}	2.587×10^{-4}	9.970×10^{-4}	2.602×10^{-4}
$h \rightarrow c \bar{c}$	-	3.967×10^{-4}	3.934×10^{-3}	1.201×10^{-4}
$h \rightarrow ZZ^*$	8.289×10^{-5}	2.271×10^{-5}	12.381×10^{-5}	11.002×10^{-5}
$h \rightarrow \gamma \gamma$	9.704×10^{-6}	10.420×10^{-6}	6.386×10^{-4}	9.243×10^{-6}
$h \rightarrow \gamma Z$	-	-	7.398×10^{-5}	6.234×10^{-6}
$h \rightarrow \mu^+ \mu^-$	-	9.159×10^{-7}	2.195×10^{-3}	8.871×10^{-9}
$h \rightarrow e^+ e^-$	-	2.142×10^{-11}	2.286×10^{-3}	2.092×10^{-11}

Higgs bozununun farklı bozunma kanalları için HEFT, HEL, SMEFT ve SM yaklaşımlarında elde edilen bozunma genişlikleri incelendiğinde, etkin alan teorilerinin Higgs etkileşimleri üzerindeki farklı etkileri açıkça görülmektedir. Standart Model tahminleriyle karşılaştırıldığında, HEFT ve HEL modelleri genel olarak Higgs bozunmalarında küçük sapmalara yol açarken, SMEFT yaklaşımında kullanılan parametrelerin değerine bağlı olarak daha belirgin değişimler gözlenmiştir. Özellikle $c_{\text{smeft}}=0$ durumu SM sınırına oldukça yakın sonuçlar üretirken, $c_{\text{smeft}}=0.5$ için elde edilen değerler yeni fizik katkılarının açık bir göstergesidir. Bu hesaplamalarda yeni fizik ölçeği $\Lambda_{\text{SMEFT}} = 1000 \text{ GeV}$ olarak alınmıştır. HEFT, HEL ve SMEFT çerçevelerinde hesaplanan sonuçlar ayrıntılı olarak incelendiğinde, etkin alan teorilerinin kanala özgü etkiler getirdiği görülmektedir: $h \rightarrow b\bar{b}$ kanalında HEFT ve SMEFT ($c_{\text{smeft}}=0$) yaklaşık %80 civarında, HEL ise daha belirgin olarak ~%127 oranında SM tahmininden yukarı sapma üretirken, SMEFT ($c_{\text{smeft}}=0.5$) aynı kanalda beklenmedik bir şekilde ~%-83 oranında güçlü bir baskılama göstermektedir. Bu kanalda bozunma genişliğinin SM değerinden sapması, Higgs-kuark bağlanımındaki etkin operatörlerin etkisini göstermektedir. Buna karşılık döngüsel $h \rightarrow gg$ ve $h \rightarrow \gamma\gamma$ kanallarında HEFT/HEL/SMEFT ($c_{\text{smeft}}=0$) sapmalar nispeten küçük, fakat SMEFT ($c_{\text{smeft}}=0.5$) parametrizasyonu bu süreçler için aşırı büyük artışlara yol açmaktadır. Bu kanallarda SMEFT katkıları, Higgs'in gauge bozonlarıyla olan etkileşimlerinde değişim

yaratmaktadır. Benzer şekilde ağır ve hafif kuark kanalı $h \rightarrow cc^{\bar{}}$ ile leptonik kanallarda da $c_{\text{SMEFT}}=0.5$ büyük artışlar hesaplanmıştır. Öte yandan $\tau^+\tau^-$ kanalında HEFT/HEL/SMEFT ($c_{\text{SMEFT}}=0$) sapmaları ihmal edilebilir düzeyde ($<1\%$) olup, sadece $c_{\text{SMEFT}}=0.5$ durumunda anlamlı bir artış görülmektedir. Leptonik kanallarda bazı parametre seçimlerinde genişliklerin anormal derecede artması, yüksek boyutlu operatörlerin leptona özgü etkilerinin model hassasiyetine bağlı olarak kuvvetlendiğini göstermektedir.

Sonuç olarak, bu karşılaştırma, SMEFT parametrelerinin büyüklüğüne ve seçilen operatör yapılarına bağlı olarak Higgs bozonunun bozunma genişliklerinde ölçülebilir düzeyde sapmalar meydana geldiğini ortaya koymaktadır. Bu tür sapmalar, gelecekteki yüksek hassasiyetli lepton çarpıştırıcılarında Higgs sektörüne ilişkin yeni fizik arayışlarında önemli bir gösterge olacaktır.

3.1 Gelecek Lepton Çarpıştırıcıları

Standart Model'in (SM) 2012 yılında Higgs bozonunun keşfiyle birlikte tamamlanan parçacık spektrumuna rağmen, doğada açıklanmamış birçok temel soru hâlâ yanıt beklemektedir. Karanlık madde ve karanlık enerji, madde–antimadde asimetrisi, nötrino kütlelerinin kökeni ve Higgs sektörünün doğası gibi konular, mevcut hadron çarpıştırıcılarının ötesinde yeni hızlandırıcı teknolojileri gerektirmektedir. Bu bağlamda, gelecek lepton çarpıştırıcıları, hassas ölçümler yoluyla Standart Model'in sınanması ve yeni fiziğin araştırılması açısından öncü tesisler olarak öne çıkmaktadır.

Elektron–pozitron çarpışmaları, proton–proton çarpışmalarına kıyasla çok daha temiz bir deneysel ortam sağlar. Çünkü proton, temel parçacık olmayıp kuark ve gluonlardan oluştuğu için çarpışma süreçleri çok daha karmaşıktır. Lepton çarpıştırıcıları sayesinde Higgs bozonunun üretim kesitleri, bozunma kanalları ve HZZ/HWW gibi etkileşimleri yüksek doğrulukla ölçülebilecektir. Bu tesisler, LHC'de elde edilen bulguları tamamlayıcı nitelikte olup, özellikle “Higgs fabrikaları” olarak adlandırılmaktadır.

3.1.1 Doğrusal çarpıştırıcılar

Doğrusal çarpıştırıcılar, parçacık fiziğinde yüksek hassasiyetli ölçümler ve yeni fizik arayışları için tasarlanmış gelecek nesil hızlandırıcı projeleridir. Geleneksel dairesel çarpıştırıcıların aksine, parçacıklar doğrusal bir hat boyunca hızlandırılır ve yalnızca tek bir kez çarpıştırılır. Bu tasarım, özellikle elektron ve pozitron gibi hafif parçacıkların yüksek enerjilerde maruz kaldığı senkrotron ışınımı kayıplarını önemli ölçüde azaltır, bu nedenle doğrusal çarpıştırıcılar yüksek enerjilere ulaşmada avantajlıdır.

Elektron–pozitron çarpışmaları, proton–proton çarpışmalarına kıyasla çok daha temiz bir başlangıç durumu sunar, çünkü elektron ve pozitron temel parçacıklardır. Bu özellik, Higgs bozonu, Z bozonu ve top kuark gibi parçacıkların hassas ölçümleri için doğrusal çarpıştırıcıları ideal hale getirir. Özellikle Higgs bozonunun üretim kesitlerinin, bozunma kanallarının ve olası etkileşimlerinin incelenmesi doğrusal çarpıştırıcıların bilimsel programında öncelikli bir yere sahiptir. Ayrıca, elektrozayıf etkileşimlerin yapısı, Standart Model'in ötesinde yeni etkileşimler ve henüz keşfedilmemiş parçacıkların araştırılması da bu tesislerde mümkün olacaktır.

Doğrusal çarpıştırıcılar geometrik olarak doğrusal olan çarpıştırıcılardır. 2 önemli doğrusal çarpıştırıcı projesi vardır. Bunlar Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı (ILC) (Aihara vd. 2019) ve Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcısı (CLIC) (Dannheim vd. 2012) projeleridir.

3.1.1.1 Uluslararası doğrusal çarpıştırıcısı (ILC)

Uluslararası Doğrusal Çarpıştırıcısı (ILC) gelecekte Japonya'da kurulması planlanan elektron pozitron çarpıştırıcısıdır. Bu proje iki doğrusal hızlandırıcıdan çıkan ışık hızına yakın hızdaki elektron ve pozitronları saniyede 7000 kez çarpıştırarak Higgs bozonu nedir? Karanlık madde ve karanlık enerji nedir? Süpersimetri var mı? gibi sorulara cevap vermeye yardımcı olabilecek bir dizi yeni parçacık yaratmayı amaçlıyor. 250 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınım değeri $1.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 20.5 km, 500

GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $1.8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 31 km ve 1000 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $4.9 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 40 km'dir.

3.1.1.2 Kompakt doğrusal çarpıştırıcısı (CLIC)

CERN'de kurulması planlanan Kompakt Doğrusal Çarpıştırıcısı (CLIC), elektronları ve pozitronlar birkaç teraelektronvolta (TeV) kadar olan enerjilerde kafa kafaya çarpıştırılacaktır. Fiziksel potansiyelinin optimal bir şekilde kullanılması için, CLIC 'in sırasıyla 380 GeV, 1.5 TeV ve 3 TeV'lik çarpışma enerjilerinde, 11 ila 50 km arasında değişen bir alan uzunluğu için üç aşamada inşa edilmesi ve çalıştırılması planlanmıştır. 380 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $1.3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 11.4 km, 1500 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $3.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 27.2 km ve 3000 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $5.9 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ uzunluk 48,3 km'dir. CLIC Higgs bozonunun diğer parçacıklarla ve kendisiyle etkileşimlerinin yüksek hassasiyetli ölçülmesini amaçlamaktadır. Protonların aksine, elektronlar ve pozitronlar (veya muonlar ve anti-muonlar) noktasal temel parçacıklardır. Bu nedenle, LHC'deki proton-proton çarpışmalarıyla karşılaştırıldığında, lepton-lepton çarpışmaları, Higgs bozonu hakkında tamamlayıcı ve daha hassas bilgi sağlayabilir.

3.1.1.3 Doğrusal çarpıştırıcılarda polarizasyon

Doğrusal elektron-pozitron çarpıştırıcılarının (ILC ve CLIC) en önemli avantajlarından biri, giriş demetlerinin polarizasyon derecelerinin yüksek hassasiyetle kontrol edilebilmesidir. Proton-proton çarpıştırıcılarının aksine, elektron ve pozitron demetlerinin spin yönelimlerinin doğrudan ayarlanabilmesi, yeni fizik arayışlarında ve hassas ölçümlerde çarpıcı bir duyarlılık artışı sağlamaktadır.

Elektron demetleri, doğaları gereği pozitron demetlerine kıyasla daha kolay polarize edilebilir. Bu bağlamda, ILC için elektron demetlerinde %80'e, pozitron demetlerinde ise %30 polarizasyon derecesine ulaşılması hedeflenmektedir. CLIC tasarımı da benzer

şekilde yüksek elektron polarizasyonunu mümkün kılarken, pozitron polarizasyonu için teknolojik zorluklar devam etmektedir. Yine de, çift taraflı polarizasyonun sağlanması durumunda sinyal ve arka plan ayrımı belirgin biçimde iyileşmektedir.

Polarizasyon, özellikle elektrozayıf etkileşmelerin sağ-elli ve sol-elli ayrımının incelenmesinde kritik rol oynar. Örneğin, sol-elli elektronların W bozonları ile güçlü bir şekilde etkileşime girmesi, sağ-elli elektronların ise yalnızca zayıf hiperyük üzerinden etkileşim göstermesi, polarizasyon seçiminin süreçlerin kesitlerinde belirgin asimetrilere yol açmasına neden olur. Bu durum, hem Standart Model parametrelerinin hassas ölçümlerinde güçlü bir ayırıştırma gücü sunmaktadır.

Doğrusal çarpıştırıcılarda polarize demetlerin kullanımı, özellikle aşağıdaki açılardan kritik öneme sahiptir:

1. Sinyal-Gürültü Ayrımı: Arka plan süreçlerinin önemli bir kısmı belirli polarizasyon durumlarında baskılanarak Higgs üretimi ve diğer nadir süreçlerin gözlemi kolaylaştırılır.
2. Etkileşimlerin Ayırıştırılması: Higgs–vektör bozon etkileşimleri (HZZ, HWW) veya fermiyonlara olan Yukawa etkileşimleri, polarizasyon sayesinde farklı chirality yapıları üzerinden ayrı ayrı test edilebilir.
3. Yeni Fizik Hassasiyeti: Etkin alan teorisi (EFT) çerçevesinde tanımlanan etkileşim terimleri, polarize çarpışmalarda daha büyük duyarlılıklarla sınanabilmektedir.
4. Asimetrik Ölçümler: Polarizasyon asimetrisi (A_{LR}) gibi büyüklükler, hem Standart Model'in öngörülerini sınamak hem de olası sapmaları ortaya çıkarmak için yüksek istatistikle ölçülebilir.

Sonuç olarak, ILC ve CLIC gibi doğrusal çarpıştırıcıların yüksek derecede polarize edilebilen giriş demetleri, Higgs fiziği, elektrozayıf hassas testler ve yeni fizik arayışlarında benzersiz bir araç niteliği taşımaktadır. Bu nedenle, bu makinelerin fizik programlarının merkezinde polarizasyonun sağladığı duyarlılık artışı yer almaktadır.

Çizelge 3.5’de yer alan σ'_{LR} simgesi sol-elli %80 polarize elektron ve sağ-elli %30 polarize pozitronun tesir kesitini, σ'_{RL} simgesi sağ-elli %80 polarize elektron ve sol-elli %30 polarize pozitronun tesir kesitini, σ'_{RR} simgesi sağ-elli %80 polarize elektron ve sağ-elli %30 polarize pozitronun tesir kesitini, σ'_{LL} simgesi ise sol-elli %80 polarize elektron ve sol-elli %30 polarize pozitronun tesir kesitini ifade etmektedir. Aynı işaretli polarizasyonlu tesir kesitleri, zıt işaretli polarizasyonlu tesir kesitlerinden daha küçük olduğu her iki çizelgeden de açıkça gözükmektedir. Bu dört polarizasyonlu tesir kesiti arasındaki büyüklük ilişkisi $\sigma'_{LR} > \sigma'_{RL} > \sigma'_{LL} > \sigma'_{RR}$ şeklindedir. σ'_{RL} polarizasyonlu tesir kesitinin değeri polarizasyonsuz tesir kesitinin değerine oldukça yakındır.

Çizelge 3.5 Polarizasyonlu tesir kesiti tablosu ($e^+ e^- \rightarrow hZ$ süreci)

Doğrusal Çarpıştırıcı	E_{KM}	$P(e^-)=0$ $P(e^+)=0$	$P(e^-)=0.8$ $P(e^+)=0.3$	$P(e^-)=-0.8$ $P(e^+)=-0.3$	$P(e^-)=0.8$ $P(e^+)=-0.3$	$P(e^-)=-0.8$ $P(e^+)=0.3$
		$\sigma_0(\text{pb})$	$\sigma'_{RR}(\text{pb})$	$\sigma'_{LL}(\text{pb})$	$\sigma'_{RL}(\text{pb})$	$\sigma'_{LR}(\text{pb})$
ILC	250 GeV	2.40 x E-01	1.56 x E-01	2.09 x E-01	2.40 x E-01	3.56 x E-01
	500 GeV	5.72 x E-02	3.72 x E-02	4.98 x E-02	5.72 x E-02	8.48 x E-02
	1000 GeV	1.28 x E-02	8.35 x E-03	1.12 x E-02	1.28 x E-02	1.90 x E-02
CLIC	380 GeV	1.07 x E-01	6.96 x E-02	9.30 x E-02	1.07 x E-01	1.58 x E-01
	1500 GeV	5.57 x E-03	3.62 x E-03	4.84 x E-03	5.56 x E-03	8.25 x E-03
	3000 GeV	1.37 x E-03	8.93 x E-04	1.19 x E-03	1.37 x E-03	2.03 x E-03

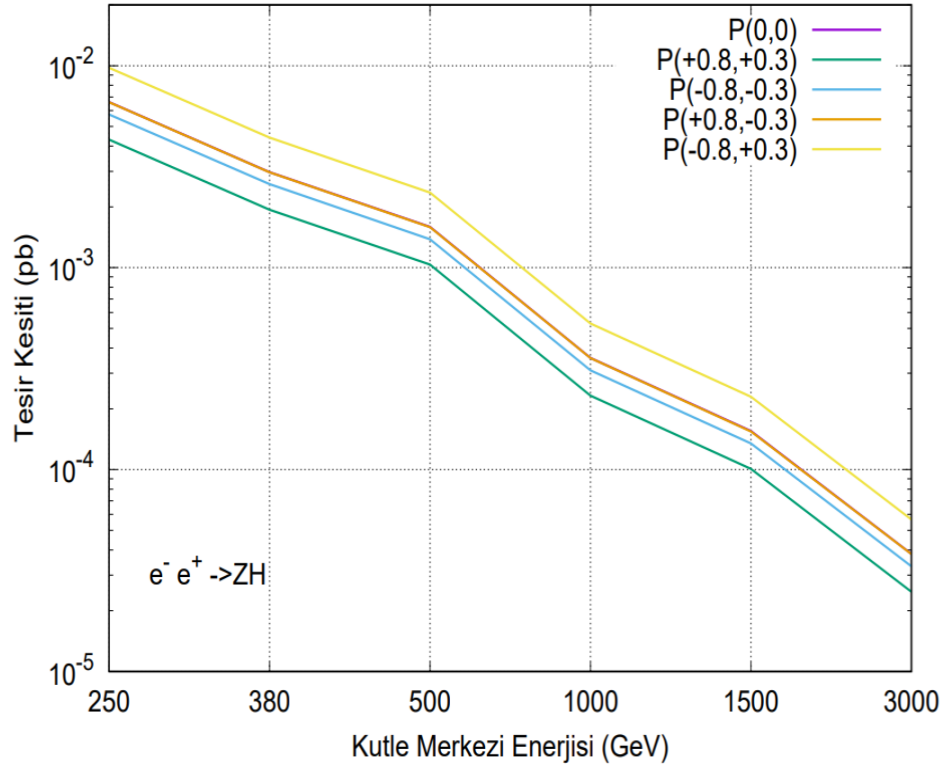
Demet polarizasyonu tesir kesiti;

$$\sigma = \frac{1}{4} \{ (1 - P_{e^-})(1 + P_{e^+}) \sigma_{LR} + (1 + P_{e^-})(1 - P_{e^+}) \sigma_{RL} + (1 - P_{e^-})(1 - P_{e^+}) \sigma_{LL} + (1 + P_{e^-})(1 + P_{e^+}) \sigma_{RR} \} \quad (3.3)$$

Z \rightarrow f f süreci için demet polarizasyonu tesir kesiti;

$$\sigma = \sigma_0 \{ 1 - P_{e^-} P_{e^+} + A_{LR} \cdot (P_{e^+} - P_{e^-}) \} \quad (3.4)$$

formülüyle ifade edilir. Bu formülde σ_0 polarizasyonsuz tesir kesiti ve A_{LR} sağ-sol asimetrisidir.



Şekil 3.5 $e^+ e^- \rightarrow h Z, (h \rightarrow b \bar{b}), (Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ süreci için polarizasyonlu tesisir kesitlerinin gösterildiği Tesisir kesiti – Kütleye Merkezi Enerjisi grafiği

Z üretimi olan bir süreç için sağ-sol asimetrisi;

$$A_{LR} = \frac{\sigma'_{LR} - \sigma'_{RL}}{\sigma'_{LR} + \sigma'_{RL}} \quad (3.5)$$

şeklinde tanımlanır.

Çizelge 3.6 $e^+ e^- \rightarrow h Z, (h \rightarrow b \bar{b}), (Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ süreci için sol-elli %80 polarize elektron ve sağ-elli %30 polarize pozitronun tesisir kesiti (σ'_{LR}) ve sağ-elli %80 polarize elektron ve sol-elli %30 polarize pozitronun tesisir kesiti (σ'_{RL}) kullanılarak oluşturulmuş Kütleye Merkezi Enerjisi (EKM) - Sağ Sol Asimetrisi (ALR)

Doğrusal Çarpıştırıcı	E_{KM}	A_{LR}	A_{LR} (Teorik SM Tahmini)
ILC	250 GeV	0.1939	0.1940
	500 GeV	0.1944	0.1945
	1000 GeV	0.1948	0.1949
CLIC	380 GeV	0.1957	0.1956
	1500 GeV	0.1956	0.1957
	3000 GeV	0.1950	0.1952

Sonuçlarımız bu formülü kullanarak bulduğumuz teorik sonuçlar ile uyumludur. Demetler %100 polarize olduğunda, aynı işaretli polarizasyon durumlarında sonuç elde edilememiş, bu sonuç demet polarizasyonu tesir kesiti formülüyle uyumludur.

3.1.2 Dairesel çarpıştırıcılar

Dairesel çarpıştırıcılar, parçacıkların kapalı bir halka boyunca manyetik alanlarla yönlendirilip radyo frekans (RF) boşlukları ile hızlandırıldığı ve geometrik olarak daireysel olan çarpıştırıcılardır. Bu tip çarpıştırıcılarda parçacık demetleri halka boyunca birçok kez dolanarak enerji kazanır ve çarpıştırıcı halkasının belirli noktasında karşıt demetlerle çarpışırlar. Bu yapı, parçacıkların tekrar tekrar çarpıştırılabilmesine imkân tanıyarak yüksek çarpışma sayıları ve dolayısıyla yüksek istatistikli veri elde edilmesini sağlar.

Dairesel çarpıştırıcıların temel özelliklerinden biri, parçacıkların aynı yörüngede binlerce kez hızlandırılabilmesi ve çarpıştırılabilmesidir. Dipol mıknatıslar parçacıkları daireysel yörüngede tutarken, süperiletken RF boşlukları hızlandırmayı sağlar. Bu yöntem, çok yüksek ışın yoğunluğu (luminosite) ve veri istatistiği elde edilmesine olanak tanır. Ancak elektron ve pozitron gibi hafif parçacıklar yüksek enerjilere ulaştığında ciddi senkrotron ışınımı kayıpları meydana gelir. Bu nedenle daireysel çarpıştırıcılar, hadron fiziği için çok yüksek enerjilere uygunken, elektron–pozitron fiziğinde daha çok düşük ve orta enerji aralıklarında hassas ölçümler için kullanılır.

Dairesel çarpıştırıcılar yüksek luminosite sağlamaları nedeniyle özellikle hassas ölçümlerde çok etkilidir. Aynı demet tekrar tekrar çarpıştırılabildiği için çok sayıda olay üretilebilir. Bu sayede, Z ve W bozonlarının kütleleri, genişlikleri ve etkileşmelerinin yüksek doğrulukla ölçülmesi mümkün olur. Ayrıca hadron çarpıştırıcıları, daireysel yapıları sayesinde çok yüksek merkez kütle enerjilerine ulaşarak yeni ağır parçacıkların keşfine imkân tanır.

Elektron ve pozitronlar için yüksek enerjilerde senkrotron ışınımı kayıpları büyük bir engel teşkil eder; bu nedenle 300–400 GeV'in üzerinde verimlilik hızla düşer. Hadron çarpıştırıcılarında ise başlangıç durumu protonların içyapısından kaynaklanan belirsizlikler içerir, bu da deneysel analizleri karmaşılaştırır. Ayrıca dairesel çarpıştırıcılar için gerekli devasa tüneller, süperiletken manyetik sistemler ve soğutma altyapısı son derece maliyetli olup, inşaat ve işletme süreçleri uzun zaman alır.

Sonuç olarak, dairesel çarpıştırıcılar yüksek luminositeye dayalı hassas ölçümler ve çok yüksek enerjili hadron çarpışmaları açısından parçacık fiziğinin en güçlü araçlarından biridir. Ancak senkrotron ışınımı kayıpları ve yüksek maliyetler, bu tesislerin en önemli sınırlayıcı faktörleri olmaya devam etmektedir. İki önemli dairesel çarpıştırıcı projesi vardır. Bunlardan biri muon ve anti muonun çarpıştırıldığı Muon Çarpıştırıcısı (MuC) ve elektron-pozitronların çarpıştırıldığı Future Circular Collider (FCC-ee) ve Circular Electron Positron Collider (CEPC) projeleridir.

3.1.2.1 Muon çarpıştırıcısı

Bir muon çarpıştırıcısı, yüksek enerji sınırında benzersiz bir lepton çarpıştırıcı tesisi olacaktır. Günümüzde muon çarpıştırıcı projesi gelişme aşamasındadır. Bu çarpıştırıcıda, sıradan maddenin bileşenleri olmayan temel parçacıklar ilk kez çarpışacaktır. Proton ışınları kullanılarak pionlar üretilir, bu pionların bozunmasıyla müonlar elde edilir, daha sonra bu müonlar soğutma ve demet odaklama teknikleriyle dar bir ışın haline getirilir ve dairesel hızlandırıcılarda ivmelendirilerek çarpıştırılır. Ancak muonların kararsız parçacıklar olması (ömürleri $\sim 2.2 \mu\text{s}$) nedeniyle üretimden çarpışmaya kadar tüm süreç son derece hızlı gerçekleşmek zorundadır. Elektron-pozitron (e^+e^-) çarpıştırıcıları hassas ölçümler için tercih edilir fakat senkrotron ışınımı nedeniyle yüksek enerjilere çıkamazlar (en fazla 365 GeV), proton-proton (pp) çarpıştırıcıları ise çok yüksek enerjilere ulaşabilirler ancak protonlar bileşik parçacık olduğundan çarpışmalar dağınık olur ve yüksek arka plan nedeniyle yeni fizik sinyalleri arka planda kaybolabilir. Muonlar, elektronlardan 200 kat daha ağır oldukları için çok daha az senkrotron ışınımı yayarlar ve yüksek enerjilere çıkabilirler aynı zamanda nokta parçacık olduğundan sinyal ve arka plan ayırt edilebilir. Muon çarpıştırıcıları, proton

çarpıştırıcılarının yüksek enerji avantajı ile elektron–pozitron çarpıştırıcılarının temiz ve hesaplanabilir çarpışma ortamını bir araya getirmeleri bakımından benzersiz bir konuma sahiptir. Bu sayede hem yeni fizik sinyallerine olan duyarlılık artmakta hem de sinyal–arka plan oranı iyileşmektedir. Özellikle Higgs fiziği açısından büyük bir potansiyel taşımaktadır; çünkü muon çarpıştırıcısı doğrudan Higgs rezonansında ($\sqrt{s} \approx 125 \text{ GeV}$) çalışarak Higgs bozonunun yüksek doğrulukla ölçülmesine imkân tanır.

Bununla birlikte, muon çarpıştırıcılarının önünde önemli zorluklar bulunmaktadır. Muonların ortalama ömrü yalnızca 2.2 mikrosaniye olduğundan, bu parçacıklar üretilip hızlandırılmadan önce hızla bozunmaktadır. Bu nedenle muon ışınlarının soğutulması, yani emittanslarının azaltılarak daha odaklı ve kararlı hale getirilmesi zorunludur. Ayrıca muonların bozunma ürünleri (elektron, pozitron ve nötrinolar) dedektörlerde ciddi arka plan oluşturabilir; bu nedenle yüksek zaman çözünürlüğüne sahip gelişmiş dedektör teknolojileri gereklidir. Yüksek enerjilerde ise muon bozunumlarından kaynaklanan nötrino radyasyonu da güvenlik ve radyasyon koruma açısından dikkate alınması gereken ek bir sorundur.

Muon çarpıştırıcısının temel teknik zorlukları ele almak ve kabul edilebilir bir güç tüketimine sahip kavramsal bir tasarım sağlamak için bir programın oluşturulması çok önemlidir çünkü bu çarpıştırıcılar kütle merkezi enerjilerinde 3 TeV'yi aşan lepton-antilepton çarpışmaları sağlama ve nötrino demetlerinin üretiminde çığır açacak potansiyele sahiptir (Muon Collider Working Group, 2019). Muon çarpıştırıcısı, günümüzün ve geleceğin yüksek enerjili fizik deneyleri için heyecan verici bir projedir. Eğer teknik zorluklar aşılabilirse, bu çarpıştırıcılar hem Higgs fiziğinde hem de Standart Model ötesi yeni parçacıkların keşfinde benzersiz bir araç haline gelebilir. Yüksek enerji ile temiz deneysel ortamı bir araya getirebilmesi bu çarpıştırıcıyı "nihai çarpıştırıcı" konseptine en yakın seçeneklerden biri yapmaktadır.

Çizelge 3.7 Sinyal ve ardalan süreçler için tesir kesiti tablosu

SÜREÇ	σ (pb) ($E_{KM} = 1.5$ TeV)	σ (pb) ($E_{KM} = 3$ TeV)	σ (pb) ($E_{KM} = 10$ TeV)
$\mu^+ \mu^- \rightarrow h Z$	1.238×10^{-4}	3.047×10^{-5}	2.731×10^{-6}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow Z Z$	7.339×10^{-4}	2.371×10^{-4}	2.982×10^{-5}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow W^+ W^-$	6.818×10^{-2}	2.214×10^{-2}	2.800×10^{-3}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow t \bar{t}$	3.210×10^{-3}	8.130×10^{-4}	7.345×10^{-5}

Çizelge 3.7’de sinyal ve ardalan süreçler için tesir kesiti tablosu yer almaktadır. Muon çarpıştırıcısı, doğrudan Higgs rezonansında ($\sqrt{s} \approx 125$ GeV) çalışabilir (1.aşama). Bu aşamada Higgs bozonunun genişliği, kendiliğinden etkileşimi ve diğer hassas parametreleri doğrudan ölçülebilir fakat bu enerji Higgs bozonuyla birlikte başka bir parçacık üretimine yetmez. Diğer enerji aşamalarında $\mu^+ \mu^- \rightarrow W^+ W^-$ süreci en yüksek tesir kesitine sahipken $\mu^+ \mu^- \rightarrow h Z$ süreci en düşük tesir kesitine sahiptir.

3.1.2.2 Dairesel elektron pozitron çarpıştırıcısı (CEPC)

CEPC Çinli bilim insanları tarafından yürütülen çevresi 100 km olan daireselelektron pozitron çarpıştırıcısıdır. Farklı kütle merkezi enerjilerinde ve ışınık değerlerinde tasarımlar bulunmaktadır. 90 GeV’lik kütle merkezi enerjisi için ışınık değeri 3.2×10^{35} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, 160 GeV’lik kütle merkezi enerjisi için ışınık değeri 1×10^{35} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ve en çok hZ etkileşmesinin olduğu 240 GeV’lik kütle merkezi enerjisi için ışınık değeri 3×10^{34} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ’dir (CEPC Study Group, 2018).

3.1.2.3 Gelecek daireselelektron çarpıştırıcı (FCC-ee)

FCC-ee Avrupalı bilim insanları tarafından yürütülen çevresi 100 km olan CERN’de kurulması planlanan daireselelektron pozitron çarpıştırıcısıdır. Bu projede Standart Model Ötesi Teorilerin, karanlık maddenin varlığının, yeni parçacık ailelerinin ve Higgs bozonunun süper-simetrik eşlerinin araştırılması gibi zor problemler üzerinde çalışılacaktır. 100 km uzunluğundaki ve yerin yaklaşık 100 m altındaki çarpıştırıcıda, elektronlar ve pozitronlar süper iletken magnetlerle hızlandırılarak çarpıştırılacak ve bu çarpışmalardan elde edilecek bilgiyi toplayacak olan dedektörler ile bu bilgileri işleyecek sistemlerin tasarımı, dünyanın en teknolojileriyle üretilecek. Farklı kütle

merkezi enerjilerinde ve ışınlık değerlerinde tasarımlar bulunmaktadır. 90 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $2.30 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 160 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $2.8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, en çok hZ etkileşmesinin olduğu 240 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $8.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ve 350 GeV'lik kütle merkezi enerjisi için ışınlık değeri $1.8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir (Abada vd 2019a). FCC projesinde genel olarak hadron-hadron (FCC-hh), elektron-hadron (FCC-eh) ve elektron-pozitron (FCC-ee) hızlandırıcı opsiyonları bulunmaktadır. Bunların fizik potansiyeli yayınlanan kavramsal tasarım raporlarında verilmiştir (Abada vd 2019b).

Gelecek dairesel $e^+ e^-$ çarpıştırıcısı (FCC-ee), Higgs skaler sektörünün LHC'de elde edilebileceğinden daha yüksek hassasiyetle araştırılmasına izin verecektir. $e^+ e^-$ çarpıştırıcısındaki Higgs araştırmalarının odak noktası, bozonları ve fermiyonları ölçmek için Higgs etkileşmelerinin modellenen bağımsız olarak belirlenmesi olacaktır.

3.1.3 Gelecek lepton çarpıştırıcılarında tesir kesiti

Tezin bu bölümünde $e^+ e^- \rightarrow h, Z$ sürecinin kütle kabuğunda ve kütle kabuğu dışında üretiminde gelecek lepton çarpıştırıcılarının kütle merkezi enerjilerindeki tesir kesitleri hesaplanmıştır.

3.1.3.1 Kütle kabuğunda (on-shell) üretim

Çizelge 3.8 $e^+ e^- \rightarrow h, Z$ on-shell süreci için, $N = \sigma \text{ (pb)} * \text{BR} * L_{\text{int}} \text{ (pb}^{-1}) * \mathcal{E}$, (Verimlilik(\mathcal{E})=0.7x0.7=0.49 Dallanma oranı (BR) = 0.0203) tesir kesiti değerleri

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (GeV)	σ (pb)	L_{int} (pb ⁻¹)	hZ Olay Sayısı (N)
FCC-ee [1]	240	2.40×10^{-1}	5.00×10^6	11956
	350	1.29×10^{-1}	2.00×10^5	2568
	365	1.17×10^{-1}	1.50×10^6	1749
CEPC [8]	240	2.40×10^{-1}	1.00×10^7	23873
	360	1.21×10^{-1}	5.00×10^5	602
ILC [12]	250	2.40×10^{-1}	2.00×10^6	4782
	500	5.72×10^{-2}	4.00×10^6	2274
	1000	1.28×10^{-2}	5.00×10^6	637
CLIC [17]	380	1.07×10^{-1}	1.00×10^6	1063
	1500	5.57×10^{-3}	2.50×10^6	135
	3000	1.37×10^{-3}	5.00×10^6	74

FCC-ee ve CEPC gibi dairesel çarpıştırıcılar, düşük enerjilerde (240 GeV civarında) yüksek ışınlık sayesinde çok sayıda hZ olayı üretmekte ve hassas ölçümler için avantaj sağlamaktadır. Örneğin, CEPC’de 240 GeV’de yaklaşık 23 873 olay beklenirken FCC-ee’de aynı enerjide 11 956 olay elde edilmektedir. Buna karşın, doğrusal çarpıştırıcılar olan ILC ve CLIC, daha yüksek enerjilerde çalışabilme avantajına sahip olsa da, kesit değerlerinin düşmesi ve ışınlığın sınırlı olması nedeniyle beklenen olay sayıları belirgin şekilde azalmaktadır. Nitekim CLIC’in 3 TeV’de sadece 74 olay üretmesi bu durumu açıkça göstermektedir. Dolayısıyla, düşük enerjilerde dairesel çarpıştırıcılar hassas hZ etkileşimi ölçümleri için öne çıkarken, doğrusal çarpıştırıcılar yüksek enerji erişimleri sayesinde yeni fizik arayışlarında tamamlayıcı bir rol üstlenmektedir.

$e^+ e^- \rightarrow h Z, (h \rightarrow b\bar{b}), (Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ on-shell süreci için, $N = \sigma \text{ (pb)} * BR * L_{\text{int}}(\text{pb}^{-1}) * \mathcal{E}$, Verimlilik(\mathcal{E})=0.7x0.7=0.49 formülleri kullanılarak tesir kesitleri ve olay sayıları hesaplanmış ve Çizelge 3.9 oluşturulmuştur.

Çizelge 3.9 $e^+ e^- \rightarrow h Z, (h \rightarrow b\bar{b}), (Z \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ on-shell süreci için tesir kesiti değerleri

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (GeV)	$\sigma \times BR$ (pb)	L_{int} (pb^{-1})	hZ Olay Sayısı (N)
FCC-ee [1]	240	6.572×10^{-3}	5.00×10^6	16101
	350	3.601×10^{-3}	2.00×10^5	353
	365	3.262×10^{-3}	1.50×10^6	2398
CEPC [8]	240	6.572×10^{-3}	1.00×10^7	32203
	360	3.377×10^{-3}	5.00×10^5	827
ILC [12]	250	6.611×10^{-3}	2.00×10^6	6479
	500	1.592×10^{-3}	4.00×10^6	3120
	1000	3.571×10^{-4}	5.00×10^6	875
CLIC [17]	380	2.972×10^{-3}	1.00×10^6	1456
	1500	1.552×10^{-4}	2.50×10^6	190
	3000	3.820×10^{-5}	5.00×10^6	94

Düşük enerjilerde kesitler daha yüksek ve ışınlık genellikle büyük olduğundan, olay sayıları oldukça fazladır (FCC-ee’de 240 GeV’de 16.101 olay, CEPC’de 32.203 olay). Enerji arttıkça kesit düşmekte ve bu nedenle yüksek enerjili çarpıştırıcılarda (CLIC 3000 GeV’de) beklenen olay sayısı çok daha azdır (94 olay).

Bu dağılım, gelecekteki çarpıştırıcıların hZ üretimi ve Higgs araştırmaları için uygun enerji ve ışınlık seçiminde önemli bir rehber niteliğindedir. Yüksek enerji, düşük kesit

ve dolayısıyla sınırlı olay sayısına yol açarken, orta enerji ve yüksek ışınlık, hZ sürecinin hassas ölçümlerini mümkün kılmaktadır.

3.1.3.2 Kütle kabuğu dışında (off-shell) üretim

Çizelge 3.10 Üç farklı sürecin, farklı kütle merkezi enerjilerinde tesir kesiti değerleri

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b})$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow h\mu^+\mu^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zb\bar{b})$ (pb)
90	2.953 x E-03	-	-
160	5.551 x E-03	1.602 x E-06	2.181 x E-01
240	2.107 x E-02	7.402 x E-03	5.601 x E-01
250	1.946 x E-02	7.509 x E-03	5.436 x E-01
350	1.209 x E-02	4.172 x E-03	3.235 x E-01
360	1.186 x E-02	3.918 x E-03	3.085 x E-01
365	1.110 x E-02	3.809 x E-03	3.026 x E-01
380	1.061 x E-02	3.478 x E-03	2.821 x E-01
500	6.298 x E-03	1.891 x E-03	1.746 x E-01
1000	1.652 x E-03	3.322 x E-04	5.692 x E-02
1500	6.020 x E-04	3.586 x E-05	2.873 x E-02
3000	1.444 x E-04	7.514 x E-07	9.403 x E-03

Çizelge 3.10'da üç farklı sürecin, farklı kütle merkezi enerjilerinde tesir kesiti değerleri karşılaştırılmıştır. Yukarıdaki tablodan açıkça görüldüğü gibi üç süreç için de maksimum tesir kesiti değeri hZ üretiminin en fazla olduğu 240 GeV-250 GeV civarında elde edilmiş, bu kütle merkezi enerjisinden daha büyük enerji değerlerine doğru gidildikçe tesir kesitinin değeri gitgide düşmüştür.

Çizelge 3.11 $e^+e^- \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$, a , e^- , μ^- , b sürecinin farklı enerjilerde tesir kesiti değerleri

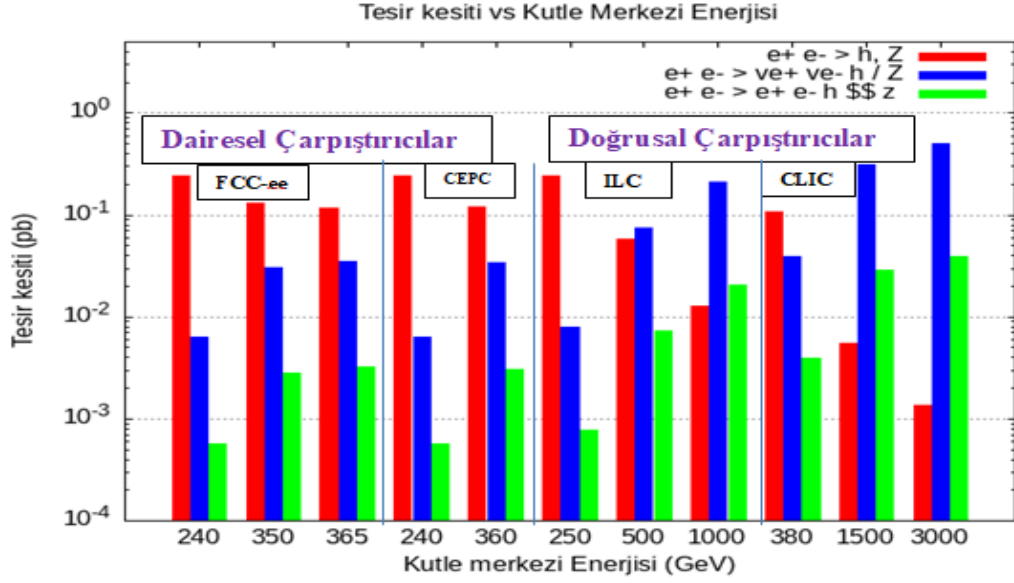
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b})$ (pb) 1 diyagram	$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b})$ (pb) 2 diyagram	$\sigma(e^+e^- \rightarrow l^+l^-b\bar{b})$ (pb)
90	1.993 x E-08	2.456 x E-08	4.449 x E-08
160	2.329 x E-06	1.721 x E-06	4.050 x E-06
240	5.981 x E-03	6.969 x E-03	1.295 x E-02
250	6.135 x E-03	7.105 x E-03	1.324 x E-02
350	4.789 x E-03	4.455 x E-03	9.244 x E-03
360	4.785 x E-03	4.256 x E-03	9.041 x E-03
365	4.756 x E-03	4.141 x E-03	8.897 x E-03
380	4.734 x E-03	3.876 x E-03	8.610 x E-03
500	5.182 x E-03	2.380 x E-03	7.562 x E-03
1000	5.449 x E-03	5.460 x E-04	5.995 x E-03
1500	3.211 x E-03	5.800 x E-05	3.269 x E-03
3000	5.340 x E-04	1.300 x E-06	5.353 x E-04

Çizelge 3.11’de $e^+ e^- \rightarrow t^+ t^- b \bar{b} / a, e^-, \mu^-, b$ sürecinin farklı merkezî kütle enerjilerinde hesaplanan tesir kesitlerini göstermektedir; burada $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- b \bar{b}$ ve $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- b \bar{b}$ süreçleri ayrı ayrı ve toplam süreç olarak gösterilmiştir. Düşük enerjilerde (90–160 GeV) tesir kesitleri oldukça küçük olup 10^{-6} - 10^{-8} pb mertebesindedir, 240–250 GeV civarında ise 10^{-2} pb seviyesine yükselerek süreçlerin daha olası hale geldiğini gösterir; bu enerji aralığında her iki diyagram katkısı birbirine yakın olup toplam süreç yaklaşık iki kat artış gösterir. 350–380 GeV aralığında tesir kesitleri yavaşça azalırken $\mu^+ \mu^- b \bar{b}$ diyagramı baskın kalır. 500 GeV’den sonra, özellikle 1–3 TeV aralığında, $e^+ e^- b \bar{b}$ katkısı hızla düşerken $\mu^+ \mu^- b \bar{b}$ katkısı daha stabil kalır ve toplam süreç büyük ölçüde $\mu^+ \mu^- b \bar{b}$ diyagramı tarafından domine edilir; 3 TeV’de toplam tesir kesiti yaklaşık 5.35×10^{-4} pb olup süreç oldukça nadirdir. Özetle, üretim olasılığı enerjiye bağlı olarak önce artmakta, 250 GeV civarında maksimuma ulaşmakta ve yüksek enerjilerde yavaş yavaş azalmaktadır, yüksek enerjilerde $\mu^+ \mu^-$ kanalı baskın kalmaktadır.

Çizelge 3.12 Üç sürecin tesir kesiti değerleri

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (GeV)	σ (pb) $e^+ e^- \rightarrow h Z$ (Sinyal)	σ (pb) $e^+ e^- \rightarrow \nu_{e^+} \nu_{e^-} h / Z$ (Sinyal)	σ (pb) $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- h Z$ (Sinyal)
FCC-ee	240	2.40 x E-01	6.34 x E-03	5.66 x E-04
	350	1.29 x E-01	3.07 x E-02	2.83 x E-03
	365	1.17 x E-01	3.48 x E-02	3.22 x E-03
CEPC	240	2.40 x E-01	6.34 x E-03	5.66 x E-04
	360	1.21 x E-01	3.37 x E-02	3.09 x E-03
ILC	250	2.40 x E-01	7.92 x E-03	7.67 x E-04
	500	5.72 x E-02	7.49 x E-02	7.29 x E-03
	1000	1.28 x E-02	2.12 x E-01	2.03 x E-02
CLIC	380	1.07 x E-01	3.91 x E-02	3.93 x E-03
	1500	5.57 x E-03	3.10 x E-01	2.92 x E-02
	3000	1.37 x E-03	4.99 x E-01	3.96 x E-02

Çizelge 3.12’de gösterilen üç sürecin tesir kesiti değerleri süreçlere Z bozonu dahil edilmeden doğrusal ve dairesel çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerinde karşılaştırılmıştır ve Şekil 3.6’de bu değerler bar grafiğinde gösterilmiştir.

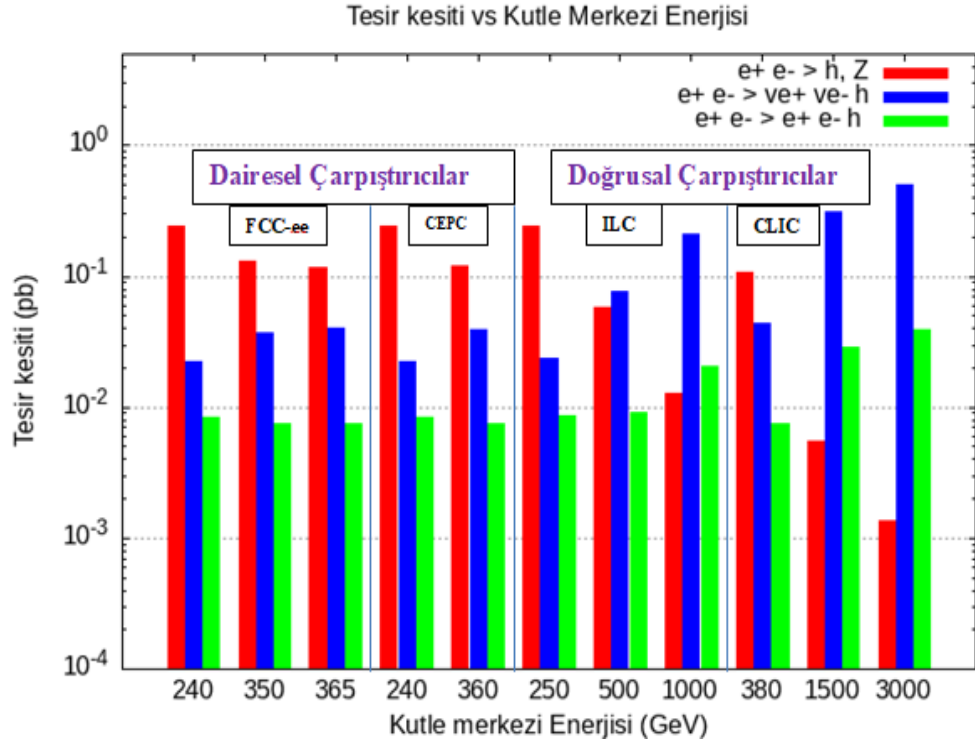


Şekil 3.6 Çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerine karşılık gelen tesir kesitleri

$e^+e^- \rightarrow h, Z$ sürecinde tesir kesiti maksimum değere 240 GeV civarında ulaşılmıştır, daha yüksek enerjilere gidildikçe tesir kesiti azalmıştır. Diğer iki süreçte ise yüksek enerjilere gidildikçe tesir kesiti artmıştır.

Çizelge 3.13 Süreçlerin tesir kesiti değerleri (Olay sayısı = 100000)

Çarpıştırıcı	\sqrt{s} (GeV)	σ (pb) $e^+e^- \rightarrow h, Z$ (Sinyal)	σ (pb) $e^+e^- \rightarrow \nu_{e^+}\nu_{e^-}h$ (Sinyal)	σ (pb) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$ (Sinyal)
FCC-ee	240	2.40 x E-01	2.25 x E-02	8.33 x E-03
	350	1.29 x E-01	3.74 x E-02	7.46 x E-03
	365	1.17 x E-01	4.07 x E-02	7.44 x E-03
CEPC	240	2.40 x E-01	2.25 x E-02	8.33 x E-03
	360	1.21 x E-01	3.96 x E-02	7.50 x E-03
ILC	250	2.40 x E-01	2.34 x E-02	8.62 x E-03
	500	5.72 x E-02	7.74 x E-02	9.20 x E-03
	1000	1.28 x E-02	2.11 x E-01	2.06 x E-02
CLIC	380	1.07 x E-01	4.43 x E-02	7.49 x E-03
	1500	5.57 x E-03	3.11 x E-01	2.91 x E-02
	3000	1.37 x E-03	4.99 x E-01	3.96 x E-02



Şekil 3.7 Farklı çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerinde hesaplanan tesir kesiti

Çizelge 3.13’de üç sürecin tesir kesiti değerleri süreçlere Z bozonu dahil edilerek doğrusal ve dairesel çarpıştırıcıların kütle merkezi enerjilerinde karşılaştırılmıştır ve Şekil 3.7’de bu değerler bar grafiğinde gösterilmiştir. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- h$ sürecinde P_{tl} (min) = 5 GeV ve $\text{Eta}(\text{max}) = 4.5$ sınırlamaları konulmuştur. $e^+e^- \rightarrow h, Z$ sürecinde tesir kesiti maksimum değere 240 GeV civarı ulaşılmıştır, daha yüksek enerjilere gidildikçe tesir kesiti azalmıştır. Diğer iki süreçte ise yüksek enerjilere gidildikçe tesir kesiti artmıştır. Çizelge 3 ve Çizelge 4’deki değerler karşılaştırıldığında $e^+e^- \rightarrow \nu_e \nu_e h$ ve $e^+e^- \rightarrow e^+e^- h$ süreçlerine Z bozonu dahil edildiğinde düşük enerjilerde tesir kesiti değerinin arttığı, yüksek enerjilerde ise tesir kesitinin değişmediği görülmektedir.

3.2 Olay Üretimi

Elektron-pozitron çarpıştırıcısı FCC-ee’nin 240 GeV 1 ab^{-1} ve 365 GeV 1 ab^{-1} seçeneklerinde çalışılmıştır. İki enerji seçeneğinde de aynı ışınlık değeri kullanılarak sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Sinyal Süreci: $e^+ e^- \rightarrow h Z, (Z \rightarrow l^+ l^-), (h \rightarrow b b^-)$

Ardalan Süreçler (240 GeV);

$e^+ e^- \rightarrow Z Z, (Z \rightarrow l^+ l^-), (Z \rightarrow b b^-)$

$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-, (w^+ \rightarrow l^+ \nu_l), (w^- \rightarrow l^- \nu_l^-)$

Ardalan Süreçler (365 GeV);

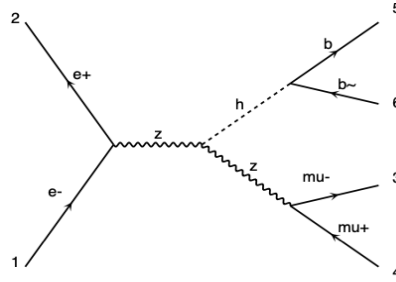
$e^+ e^- \rightarrow Z Z, (Z \rightarrow l^+ l^-), (Z \rightarrow b b^-)$

$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-, (w^+ \rightarrow l^+ \nu_l), (w^- \rightarrow l^- \nu_l^-)$

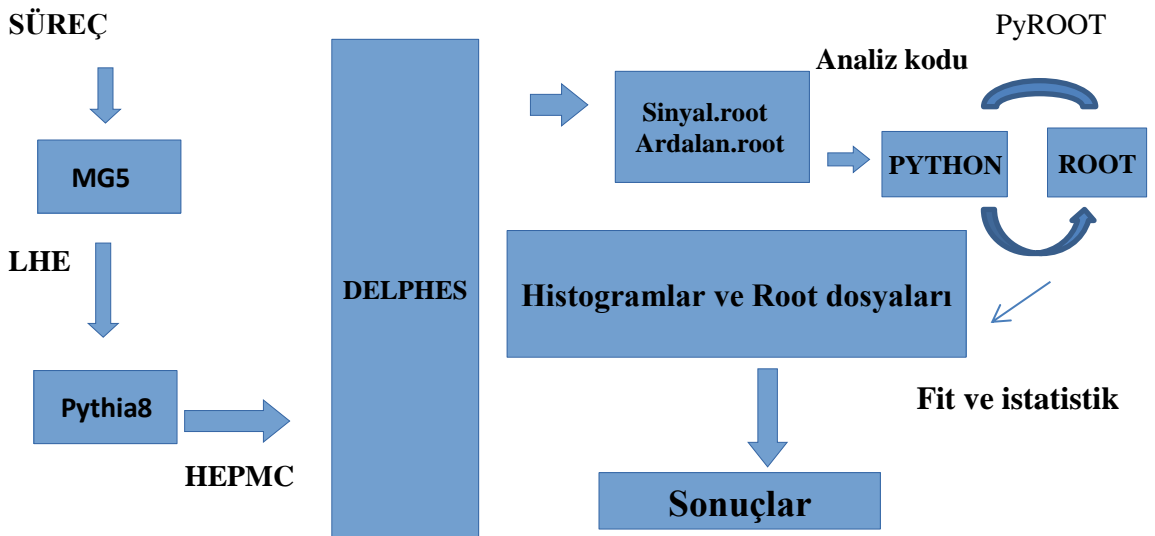
$e^+ e^- \rightarrow t t^-, (t \rightarrow w^+ b, w^+ \rightarrow l^+ \nu_l), (t \rightarrow w^- b^-, w^- \rightarrow l^- \nu_l^-)$

3.2.1 Sinyal sürecin üretimi

Elektron-pozitron çarpışmasından hZ üretimi ve sonraki bozunma modlarından ($Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$) ve ($H \rightarrow b b^-$) aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 3.8 Sinyal süreç için Feynman diyagramı



Şekil 3.9 Süreç, benzetim, analiz ve sonuçların elde edilmesi

Sinyal ve ardalan süreçler MadGraph5’de sm-full modeli çerçevesinde öntanımlı (default) parametreler kullanılarak üretilmiş, bu olaylar Pythia8’e gönderilmiş, parton sağanakları ve hadronlaşma olaylarının simülasyonu yapılmıştır. 240 GeV ve 365 GeV kütle merkezi enerjisinde Delphes’de IDEA algıç kartı ile algıç benzetimi yapılarak sinyal ve ardalan süreçlere ait tag.root dosyaları oluşturulmuştur. Daha sonrasında analiz kodu 2l+2b (2 lepton+ 2 jet) son durumu için uygun kesmeler kullanılarak yazılmıştır. Delphes’e kaydedilen analiz kodu ve tag.root dosyaları kullanılarak Python3’de sinyal.root ve background.root dosyaları üretilmiştir. Root’da bu dosyalar kullanılarak histogramlar çizilmiştir. (Şekil 3.9)

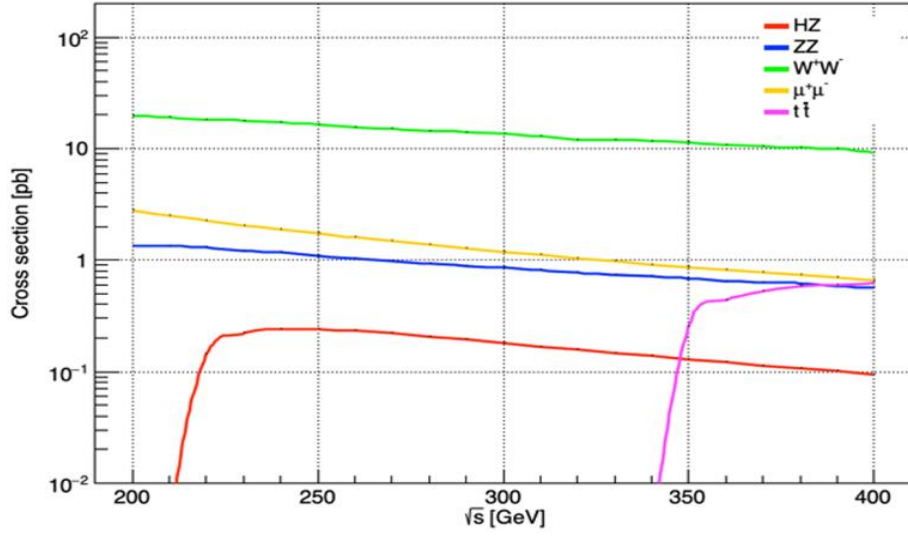
3.2.2 Ardalan süreçlerin üretimi

FCC-ee’nin çalıştırılması planlanan iki farklı kütle merkezi enerjisinde (240 GeV ve 365 GeV) ardalan süreçlerin tesir kesiti değerleri ISR dahil edilerek ve ISR dahil edilmeden iki farklı şekilde hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 7’de verilmiştir.

Çizelge 3.14 Ardalan süreçlerin iki farklı kütle merkezi enerjisi değerinde (240 GeV ve 365 GeV) tesir kesiti değerleri

Süreç	$E_{KM} = 240 \text{ GeV}$		$E_{KM} = 365 \text{ GeV}$	
	σ (pb)	σ (ISR+BS) (pb)	σ (pb)	σ (ISR+BS) (pb)
$e^+ e^- \rightarrow ZZ$	1.162	1.112	6.425×10^{-1}	6.717×10^{-1}
$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$	17.150	16.790	10.780	11.070
$e^+ e^- \rightarrow ZZ b \bar{b}$	3.293×10^{-4}	2.776×10^{-4}	3.093×10^{-4}	2.699×10^{-4}
$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^- b \bar{b}$	9.638×10^{-5}	8.510×10^{-5}	4.062×10^{-1}	2.616×10^{-1}
$e^+ e^- \rightarrow t \bar{t}$	-	-	4.883×10^{-1}	3.708×10^{-1}
$e^+ e^- \rightarrow l^+ l^-$	672.1	675.8	291.3	291.8

Çizelge 3.14’te görüldüğü gibi $e^+ e^- \rightarrow l^+ l^-$ süreci en yüksek kesite sahiptir. Ayrıca, ardalan süreçler için tesir kesiti değerleri 240 GeV’de 365 GeV’e göre daha büyüktür. $e^+ e^- \rightarrow t \bar{t}$ sürecinin tesir kesiti değeri, toplam iki üst kuarkının kütlesi bu enerjiden daha büyük olduğu için 240 GeV’de hesaplanamamıştır.



Şekil 3.10 $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında sinyal ve ardaan süreçler için tesir kesiti- kütle merkezi enerjisi grafiği

Bu grafikten, hem 240 GeV hem de 365 GeV enerji seviyelerinde $W^+ W^-$ ardaan sürecinin en yüksek tesir kesiti değerine sahip olduğu gözlemlenmiştir. 365 GeV civarında ise ZZ, $\mu^+\mu^-$ ve tt^- ardaan süreçlerinin tesir kesitleri birbirine oldukça yakın değerlere sahiptir.

Çizelge 3.15 Sinyal ve ardaan süreçlerin tesir kesitleri

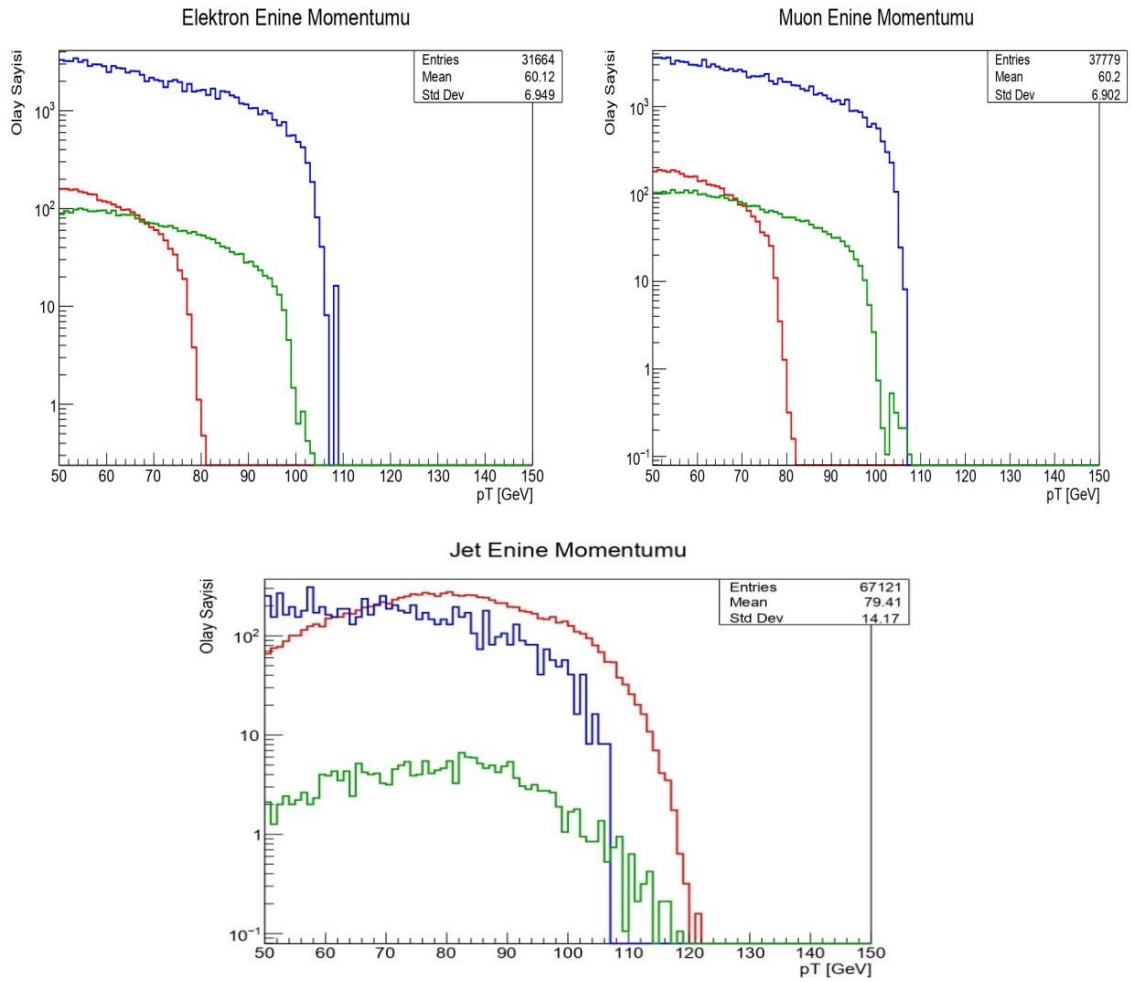
Sinyal	Süreç	Tesir kesiti (pb)
	$e^+ e^- \rightarrow Zh$	2.403×10^{-1}
Ardalan	$e^+ e^- \rightarrow ZZ$	1.163
	$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$	17.150
	$e^+ e^- \rightarrow W^+ W^- b b^-$ (off-shell $t t^-$)	9.649×10^{-5}
	$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.886
	$e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$	1.887
	$e^+ e^- \rightarrow \nu_e \nu_e h$	2.254×10^{-2}
	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- h$	7.874×10^{-3}
	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$	669.8

Çizelge 3.15'te sinyal ve ardaan süreçlerin tesir kesitleri gösterilmektedir. Süreçler Madgraph5'te çalışılırken istatistiksel hatayı azaltabilmek için SM modelde 240 GeV kütle merkezi enerjisinde 100.000 olay üretilmiştir. $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ süreci en yüksek, $e^+ e^- \rightarrow$

$W^+ W^- b \bar{b}$ (off-shell $t \bar{t}$) ise en düşük tesir kesitine sahiptir. Tesir kesiti hesaplarında MadGraph5 öntanımlı (default) parametreler ve kesmeler kullanılmıştır.

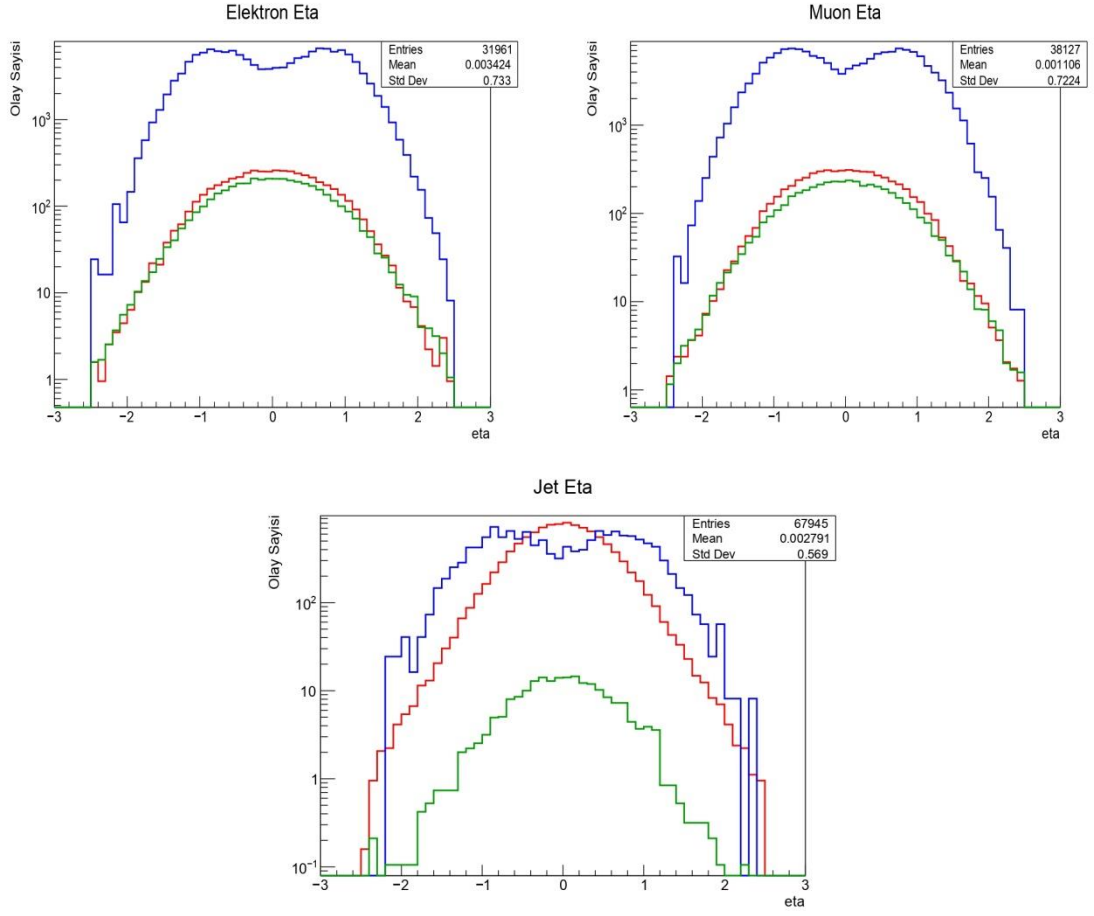
3.2.3 Kinematik dağılımlar ($E_{KM} = 240$ GeV)

Aşağıda sinyal ve ardaan süreçlere ait normalize edilmiş dedektör seviyesi analiz yapılarak elde edilmiş enine momentum, eta, değişmez kütle ve geri tepme kütlesi histogramları üst üste çizilmiş şekilde yer almaktadır. Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardaanına ve yeşil dağılım WW ardaanına aittir.



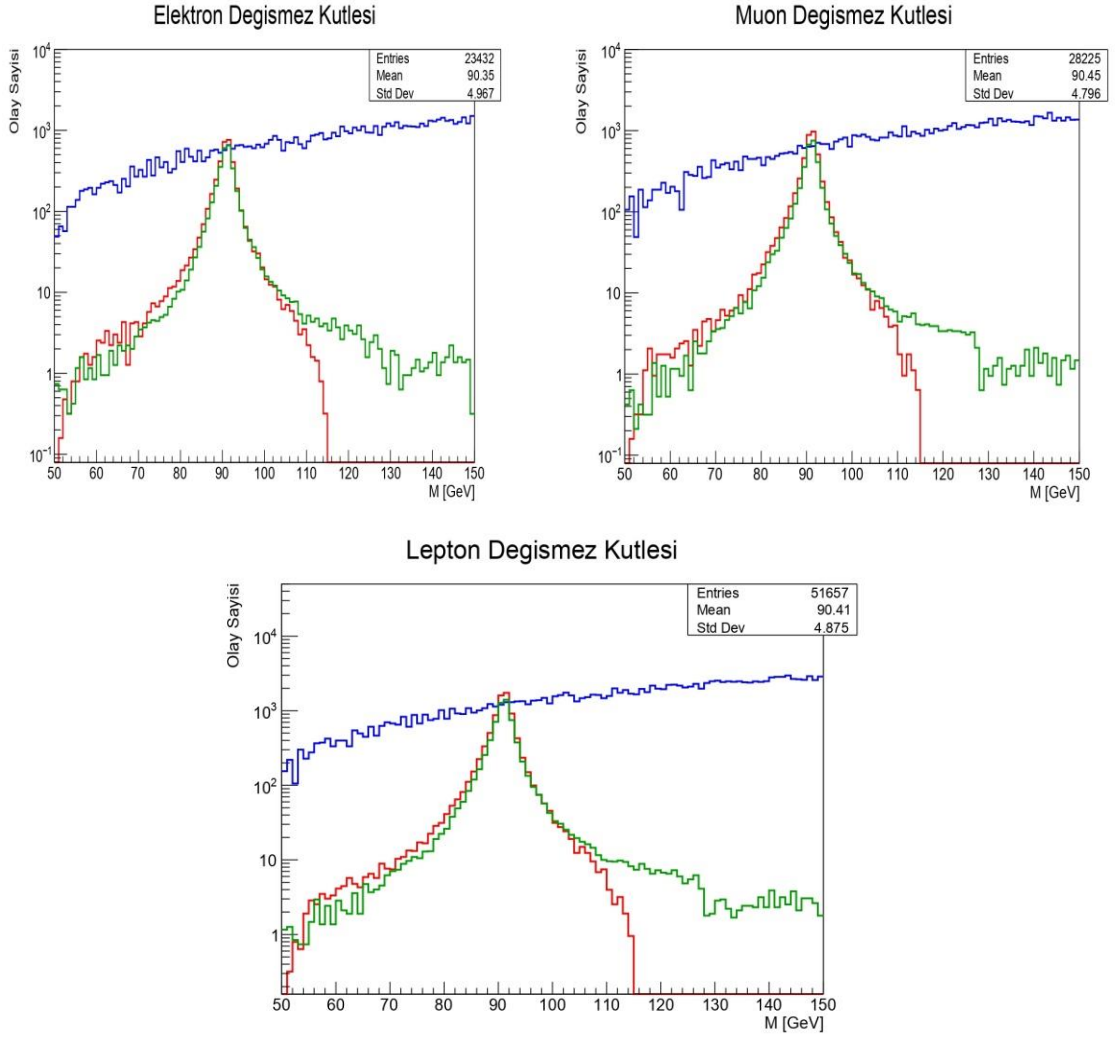
Şekil 3.11 Enine momentum dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardaanına, yeşil dağılım WW ardaanına aittir.)

Lepton enine momentum dağılımları incelendiğinde HZ sinyali dağılımının düşük p_T değerlerinde yoğunlaşarak yaklaşık $p_T \approx 60$ GeV civarında sonlanmakta olduğu görülmektedir. Bu durum HZ sürecinde üretilen Z bozonunun leptonlara bozunmasıyla ortaya çıkan karakteristik momentum spektrumunu yansıtmaktadır. WW ardalanı yüksek olay sayısına sahip olup daha geniş bir p_T aralığında yayılım göstermektedir; bu durum, W bozonlarının bozunumlarında nötrinoların taşıdığı değişken enerjilerden kaynaklanan daha karmaşık bir kinematik yapıyı göstermektedir. ZZ ardalanı ise HZ sinyaliyle benzer bir şekle sahip olsa da olay sayısı bakımından daha azdır. Genel olarak, sinyalin p_T dağılımı ardalardan daha düşük enerji bölgesinde yoğunlaştığından, bu değişkenin sinyal-ardalan ayrımı için ek bir ayırt edici parametre olarak kullanılabilceği görülmektedir. Jet enine momentum dağılımları yaklaşık olarak 50 GeV civarında başlamakta olup, ZZ dağılımı en yüksek olay sayısına sahip ve geniş bir p_T aralığına yayılmaktadır. Bu durum, ZZ ardalasının daha enerjik ve daha sık üretilen jetler içerdiğini göstermektedir. Sinyal dağılımı, daha dar bir p_T aralığında yoğunlaşmakta ve 70–100 GeV arasında belirginleşmektedir; bu, $H \rightarrow jj$ bozunumunun karakteristik p_T spektrumuyla uyumludur. WW ardalanı ise daha düşük olay sayısına sahip olup, p_T dağılımı daha hızlı düşmektedir. Logaritmik y-ekseni sayesinde düşük frekanslı yüksek p_T olayları da görünür hale gelmiştir. Bu farklılıklar, özellikle yüksek p_T kesmeleri ile sinyalin ardalardan ayrıştırılmasında kullanılabilir.



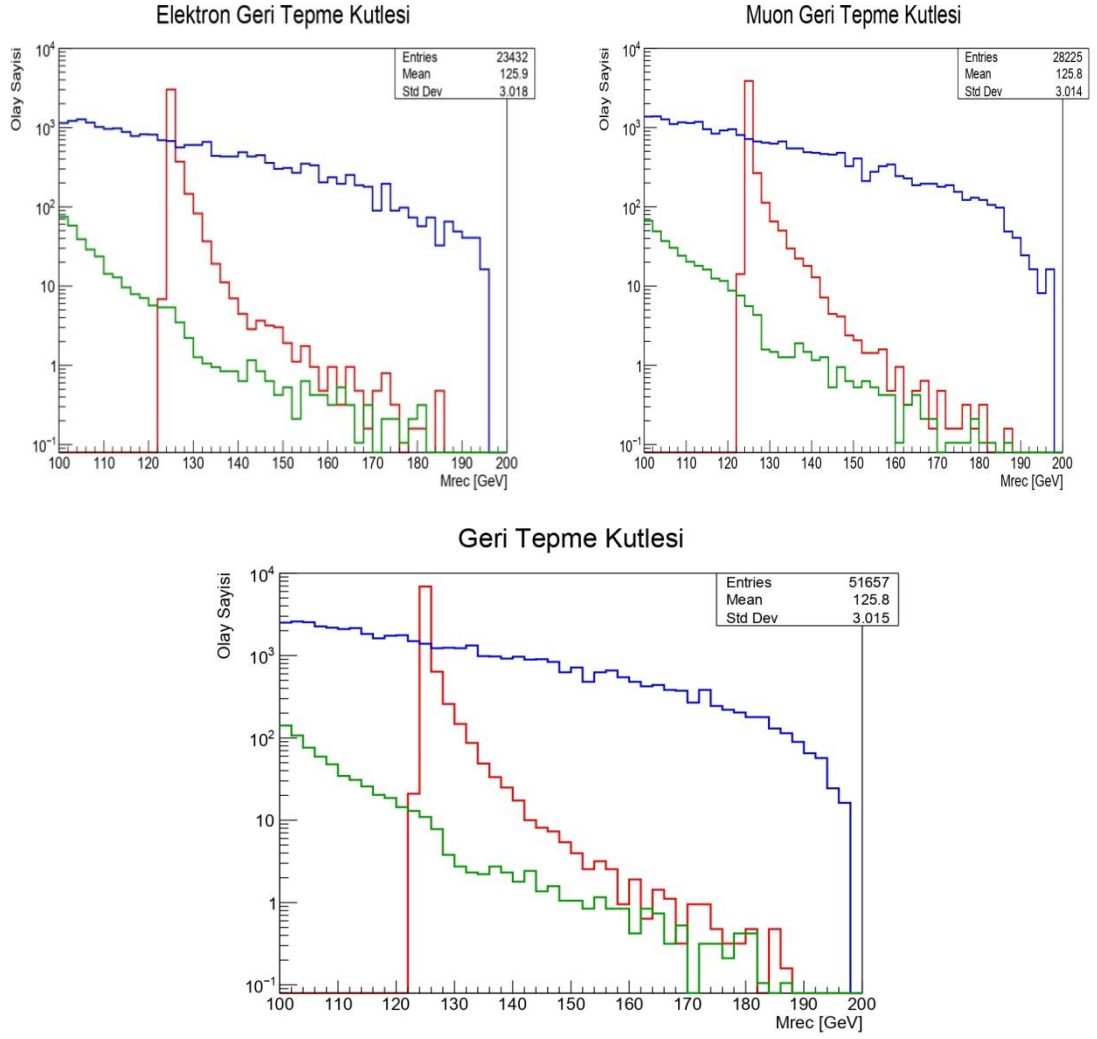
Şekil 3.12 Parçacıklara ait eta dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına aittir.)

WW ardalan süreci, t-kanalı nötrino değişimi ile baskın olarak gerçekleşir. Bu üretim mekanizması, W bozonlarının genellikle ışın doğrultusuna (ileri ve geri yönler) doğru üretilmesine neden olur. Dolayısıyla, bozunma ürünleri de büyük eta değerlerine sahip olacak şekilde ileri-geri yönlü bir dağılım gösterir. Bu durum simetrik çift tepe yapısının ortaya çıkmasına yol açar. Buna karşılık, ZZ süreci hem s-kanalı (Z değişimi) hem de t-kanalı (elektron değişimi) ile gerçekleşebilir. s-kanalı baskın olduğunda Z bozonları daha izotropik üretilir ve bozunma ürünleri merkezde ($\eta \approx 0$) yoğunlaşır. Ancak t-kanalı katkısı ileri-geri yönleri artırabilir; bu nedenle ZZ arka planı genellikle merkezde tek tepe gösterir, yanlarda ise hafif tepeler oluşabilir. Öte yandan sinyal süreci, s-kanalı Z değişimi ile izotropik biçimde gerçekleştiğinden, bozunma ürünleri daha çok merkezde toplanır ve η histogramında tek ve belirgin bir tepe oluşturur. Bu farklı η dağılımı özellikleri, ZH sinyalinin WW ve ZZ arka planlarından ayrıştırılmasında önemli bir kinematik gösterge sağlar.



Şekil 3.13 Parçacıklara ait değişmez kütle dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına aittir.)

Sinyale ait dağılım Z bozonu kütlesi etrafında ($M \approx 90$ GeV) belirgin bir tepe göstermektedir. Bu durum HZ sürecinde üretilen Z bozonunun leptonlara bozunmasından kaynaklandığını ve sinyalin beklenen şekilde Z bozonu kütlesinde yoğunlaştığını ortaya koymaktadır. Buna karşılık, WW ardalanı geniş bir kütle aralığına yayılan sürekli bir dağılım sergileyerek belirli bir rezonans göstermemekte, bu da nötrino içeren bozunumların değişken kinematik yapısından ileri gelmektedir. ZZ ardalanı ise Z bozonu içermesi nedeniyle sinyalle aynı bölgede zayıf bir tepe oluştursa da olay sayısı bakımından sinyalden daha düşük kalmaktadır. Dolayısıyla, Z bozonu kütlesi çevresinde gözlenen net tepe, HZ sinyalinin ardalanlardan ayrıştırılabildiğini ve bu bölgenin sinyal seçimi açısından uygun olduğunu göstermektedir.

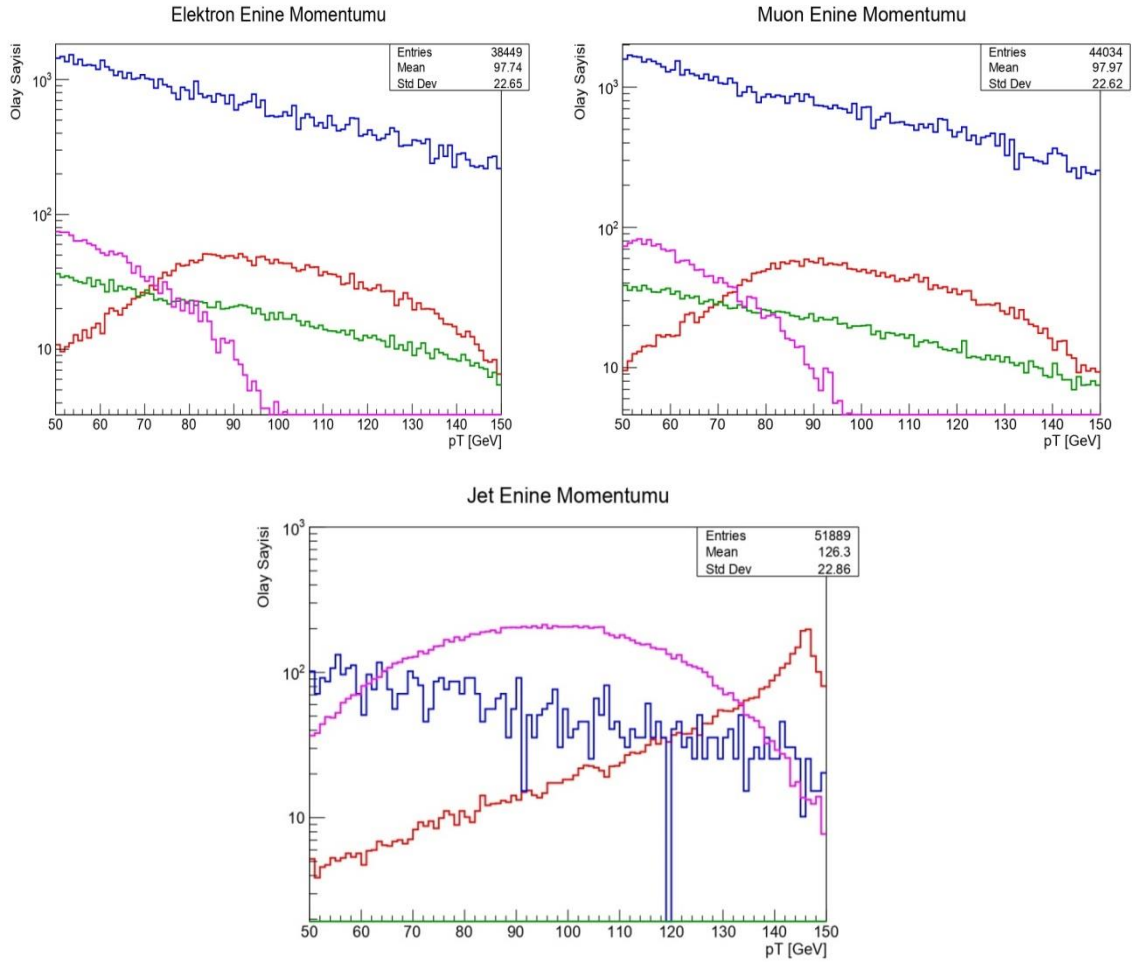


Şekil 3.14 Geri tepme kütlesi dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına aittir.)

Geril tepme kütlesi dağılımları, Higgs bozonunun dolaylı gözlenmesi açısından kritik öneme sahiptir. HZ sinyali dağılımı yaklaşık $M_{rec} \approx 125$ GeV civarında belirgin bir tepe oluşturmaktadır; bu tepe, Higgs bozonunun kütlesine karşılık gelmekte ve geril tepme kütlesi yöntemiyle Higgs bozonunun başarılı bir şekilde yeniden yapılandırıldığını göstermektedir. WW ve ZZ ardalanları ise sinyale kıyasla daha yayvan ve monoton azalan dağılımlar sergilemekte, belirli bir kütlede rezonans göstermemektedir. WW ardalanı yüksek olay sayısı ile baskın bir katkı oluştururken, ZZ ardalanı daha düşük şiddette seyretmektedir. Bu durum, geril tepme kütlesi yönteminin $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ bozunması üzerinden Higgs sinyalini ardalanlardan ayırmakta etkili bir araç olduğunu ve Higgs bozonunun kütlesine duyarlı bir seçim kriteri sağladığını ortaya koymaktadır.

3.2.4 Kinematik dağılımlar ($E_{KM} = 365$ GeV)

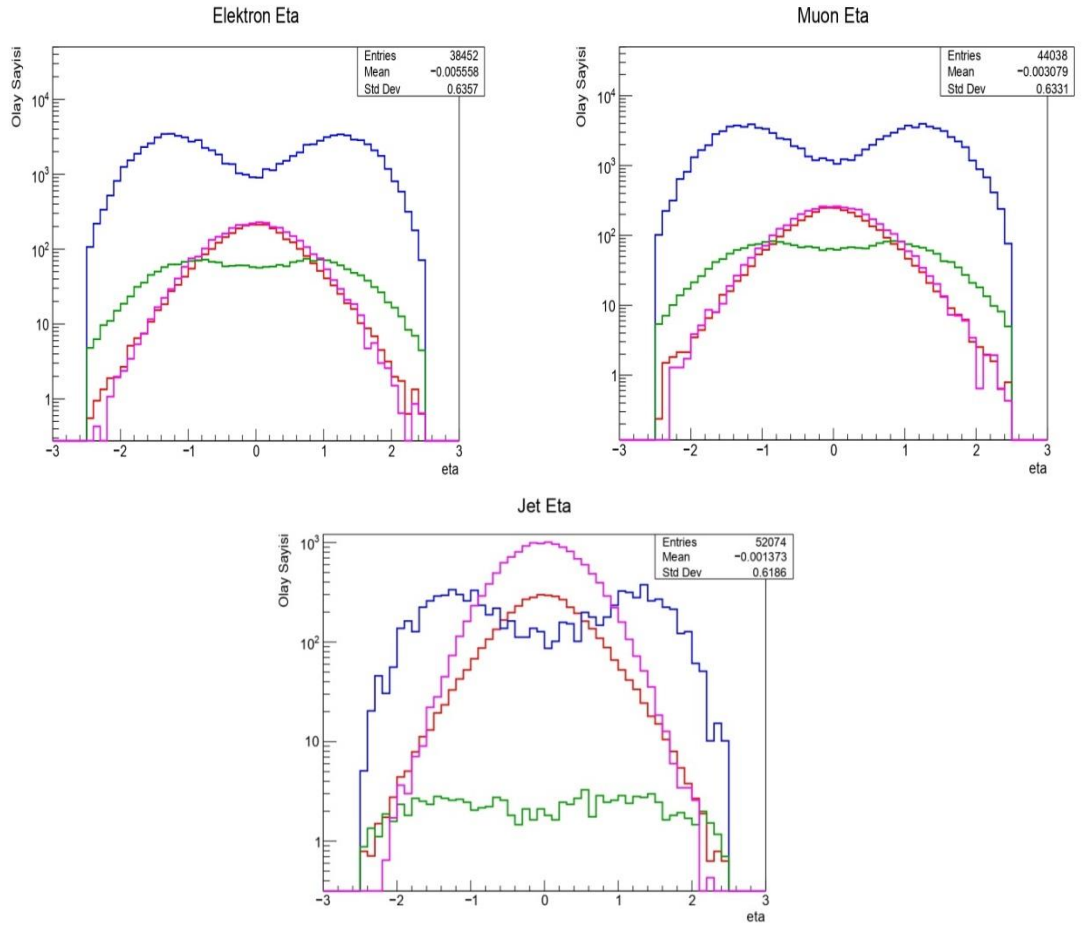
Aşağıda sinyal ve ardaan süreçlere ait normalize edilmiş dedektör seviyesi analiz yapılarak elde edilmiş enine momentum, eta, değişmez kütle ve geri tepme kütlesi histogramları üst üste çizilmiş şekilde yer almaktadır. Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardaanına, yeşil dağılım WW ardaanına ve pembe dağılım tt ardaanına aittir.



Şekil 3.15 Enine momentum dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardaanına, yeşil dağılım WW ardaanına ve pembe dağılım tt ardaanına aittir.)

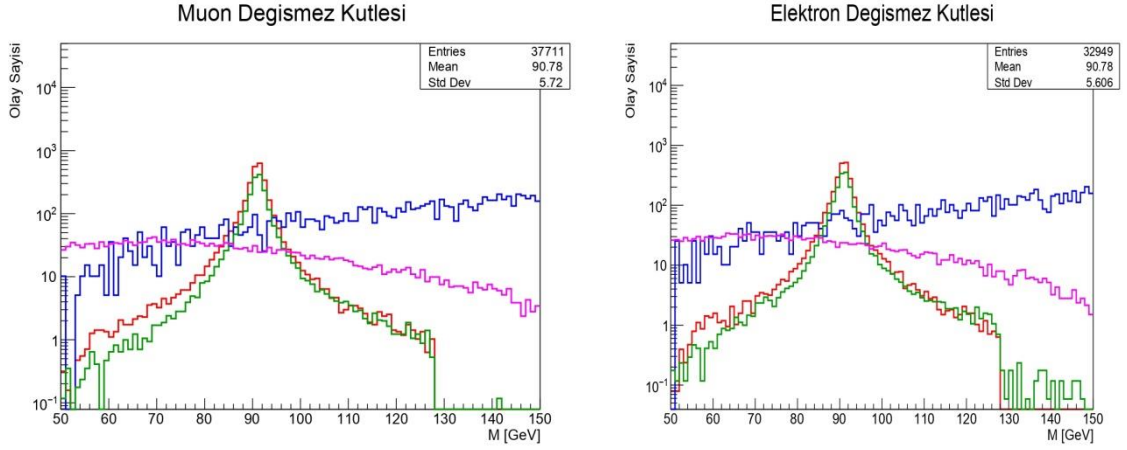
HZ sinyali dağılımı, yaklaşık $P_T \approx 140$ GeV civarında belirgin bir tepe göstermekte ve Higgs bozonunun hadronik bozunumundan kaynaklanan jetlerin karakteristik momentumunu yansıtmaktadır. ZZ ardaanı, daha düzensiz ve geniş bir dağılım

sergileyerek belirli bir P_T bölgesinde yoğunlaşma göstermemektedir; bu, ardalanın kinematik çeşitliliği ve farklı bozunum kanallarının katkılarından ileri gelmektedir. $t\bar{t}$ ardalanı ise daha düşük P_T değerlerinde maksimuma ulaşmakta ve geniş bir aralık boyunca azalarak yayılmaktadır; bu durum, top kuark bozunumlarının çok cisimli yapısı ve nötrino kaynaklı enerji kayıplarıyla ilişkilidir. Genel olarak, sinyal süreci yüksek P_T bölgesinde belirgin şekilde öne çıkmakta, bu da jet enine momentumu değişkeninin HZ sinyalini ardalardan ayırmada etkili bir gözlem aracı olduğunu göstermektedir.



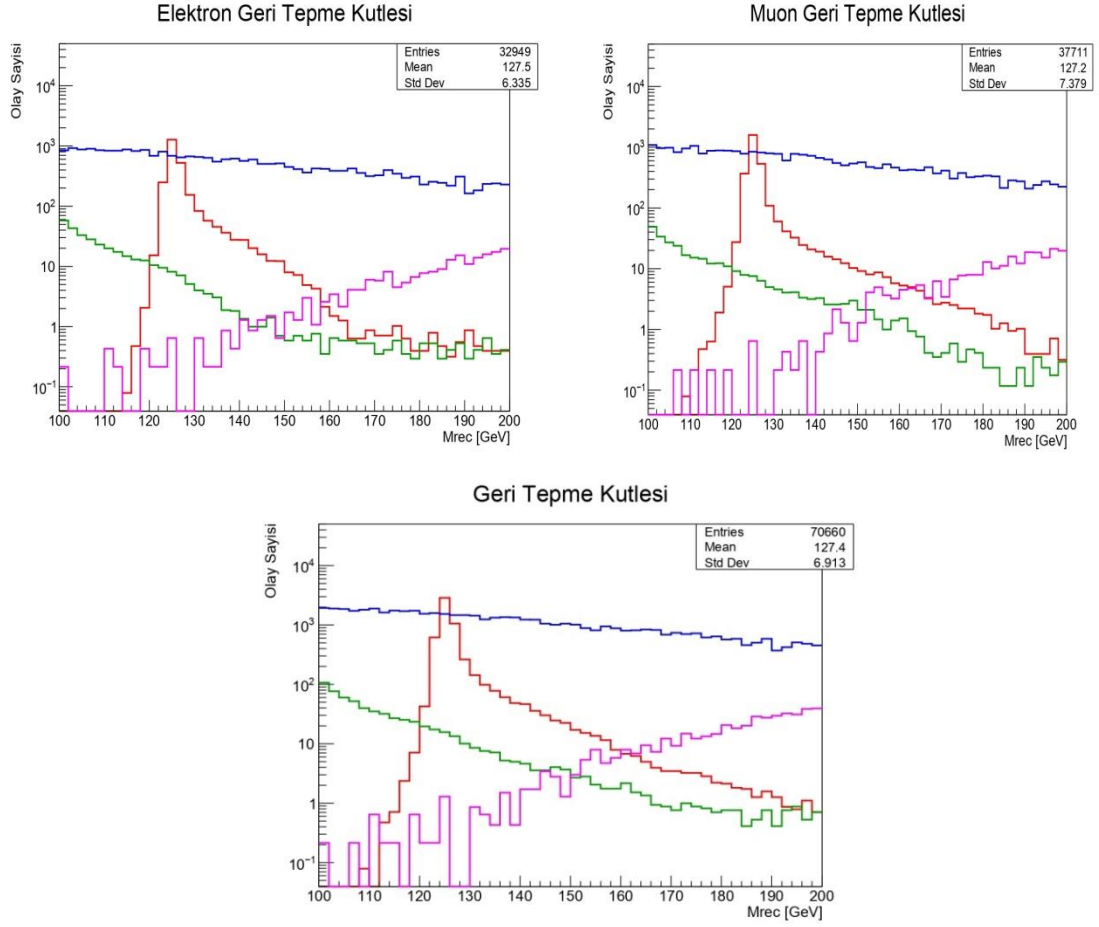
Şekil 3.16 Parçacıklara ait eta dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına ve pembe dağılım $t\bar{t}$ ardalanına aittir.)

$t\bar{t}$ ardalanı, çoğunlukla s-kanalı Z değişimi ile gerçekleşir ve $t\bar{t}$ kuarkları orta açılarda üretilir. Bu nedenle bozunma ürünleri $\eta \approx 0$ civarında yoğunlaşır ve histogramda merkezde tek tepe gözlenir. Diğer süreçlerin dağılımları 240 GeV'deki dağılımlara benzerdir.



Şekil 3.17 Parçacıklara ait değişmez kütle dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına ve pembe dağılım tt ardalanına aittir.)

Sinyale ait dağılım 240 GeV'deki dağılıma benzer biçimde Z bozonu kütesi etrafında ($M \approx 90$ GeV) belirgin bir tepe göstermektedir. Buna karşılık, tt ardalanı tıpkı WW ardalanı gibi geniş bir kütle aralığına yayılan sürekli bir dağılım sergileyerek belirli bir rezonans göstermemektedir. Bunun nedeni gözlenen iki leptonun, doğrudan Z bozonundan değil, her biri farklı bir W bozonunun bozunumundan gelmesidir ($t \rightarrow w^+ b$, $w^+ \rightarrow l^+ \nu_l$, $t \rightarrow w^- b^+$, $w^- \rightarrow l^- \nu_l$). Dolayısıyla, bu lepton çiftleri ortak bir rezonans üzerinden üretilmediği için, onların değişmez kütesi geniş bir yelpazede dağılır. Ayrıca, her bir W bozunumunda ortaya çıkan nötrinolar görünmeyen enerji taşır; bu da olay bazında enerjinin ve momenta dağılımının değişmesine neden olur. Sonuç olarak, lepton çiftinin değişmez kütesi sabit bir değere (Z kütesine) yığılmak yerine, sürekli bir dağılım oluşturur. Özetle, tt ardalanında belirli bir rezonansın görülmemesinin nedeni, lepton çiftlerinin aynı ara bozonun bozunmasından kaynaklanmaması ve sürecin nötrino içeren çok cisimli yapısının değişmez kütle spektrumunu genişletmesidir. ZZ ardalanı ise tıpkı 240 GeV'deki gibi Z bozonu içermesi nedeniyle sinyalle aynı bölgede zayıf bir tepe oluştursa da olay sayısı bakımından sinyalden daha düşük kalmaktadır. Dolayısıyla, Z bozonu kütesi çevresinde gözlenen net tepe, HZ sinyalinin ardalanlardan ayrıştırılabildiğini ve bu bölgenin sinyal seçimi açısından uygun olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.18 Geri tepme kütlesi dağılımları (Kırmızı dağılım sinyal sürecine, mavi dağılım ZZ ardalanına, yeşil dağılım WW ardalanına ve pembe dağılım tt ardalanına aittir.)

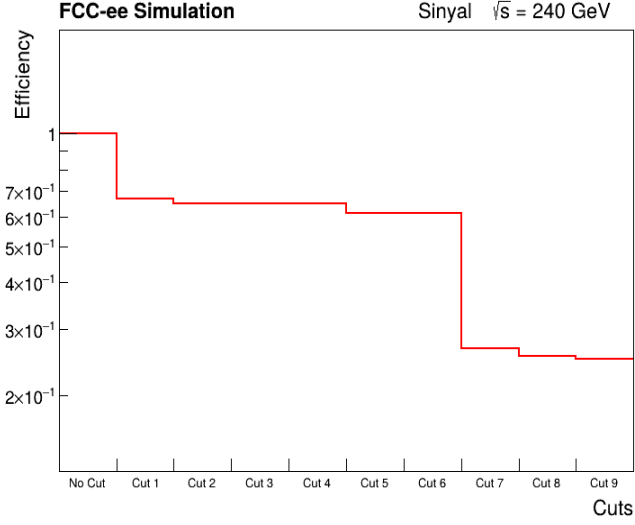
Şekil 3.18’de $\mu+\mu\rightarrow hZ$ süreci için geri tepme kütlesi dağılımları gösterilmekte olup, sinyal sürecine ait dağılım yaklaşık 125 GeV civarında belirgin bir zirve göstermektedir; Bu değer, Higgs bozonunun kütlesine karşılık gelmekte ve geri tepme kütlesi yönteminin Higgs üretimini açıkça ortaya koyduğunu göstermektedir. ZZ ve WW ardalanları sinyal piki etrafında sürekli ve azalan şekilli dağılımlar sergileyerek belirgin bir rezonans göstermemektedir. Özellikle WW ardalanı geniş kütle aralığına yayılmış, nötrino içeren bozunumlardan kaynaklanan enerjisel belirsizlikler nedeniyle yüksek olay sayısına sahiptir. tt̄ ardalanı ise çok cisimli bozunum yapısı ve nötrino katkıları nedeniyle düşük olay sayısında, geniş bir kütle aralığına dağılmış şekilde görünmektedir. $M_{rec} \approx 125$ GeV bölgesinde gözlenen net sinyal zirvesi, ardalan süreçlerinden açık biçimde ayrılmakta ve bu yöntemin yüksek enerjili çarpıştırıcılarda Higgs bozonunun yeniden yapılandırılmasında etkinliğini doğrulamaktadır.

3.3 İstatistiksel Analiz

Tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen analizde FCC-ee çarpıştırıcısının 240 GeV ve 365 GeV kütle merkezi enerjilerinde IDEA dedektör simülasyonu kullanılmıştır. Bu analizde aşağıdaki kesmeler sırasıyla uygulanmıştır;

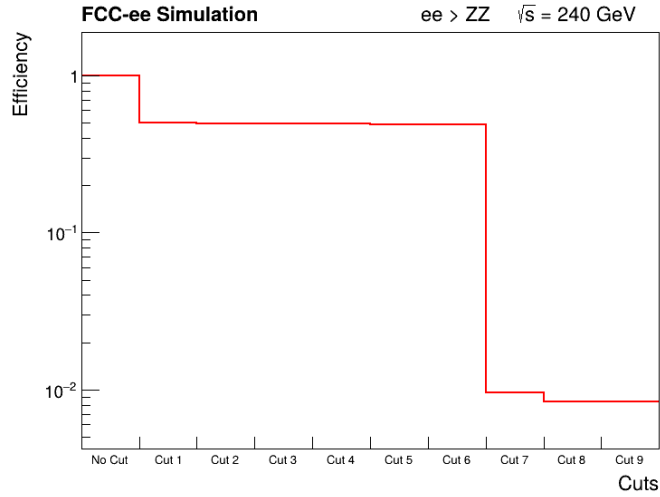
- 1) (Electron_size == 2) or (Muon_size == 2)
- 2) (Electron.PT[0] > 15.0 and Electron.PT[1] > 15.0) or (Muon.PT[0] > 15.0 and Muon.PT[1]>15.0)
- 3) (abs(Electron.Eta[0]) < 2.5 and abs(Electron.Eta[1]) < 2.5) or (abs(Muon.Eta[0]) < 2.5 and abs(Muon.Eta[1]) < 2.5)
- 4) (Jet_size >= 2)
- 5) (Jet.PT[0] > 30.0) and (Jet.PT[1] > 30.0)
- 6) abs(Jet.Eta[0]) < 2.5 and abs(Jet.Eta[1]) < 2.5
- 7) (Jet_size >= 2) and (Jet.BTag[0] > 0.77 or Jet.BTag[1] > 0.77)
- 8) (ComputeTransverseMom(Electron.PT, Electron.Eta, Electron.Phi, Electron.PT-Electron.PT) > 30.0) or (ComputeTransverseMom(Muon.PT, Muon.Eta, Muon.Phi, Muon.PT-Muon.PT) > 30.0)
- 9) MissingET.MET[0] < 30.00

Aşağıda 240 GeV kütle merkezi enerjisinde bu 9 kesme uygulanarak çizilen sinyal ve ardaalan süreçlerin (WW, ZZ) kesme verimlilikleri diyagramları gösterilmektedir.



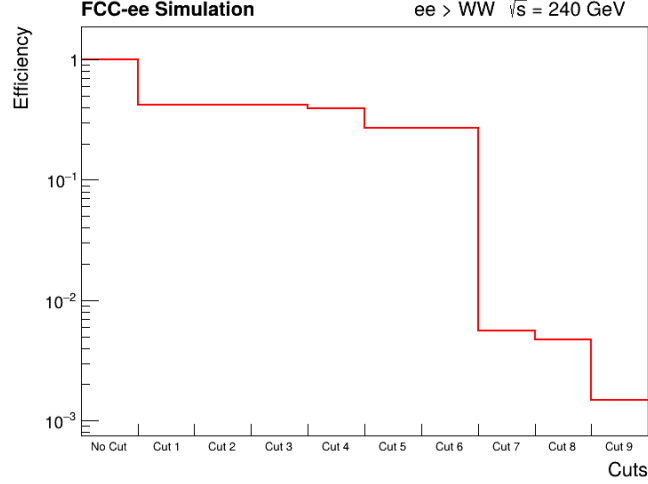
Şekil 3.19 $e^+e^- \rightarrow hZ$ sinyal süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

İlk 6 kesmede sinyal verimliliğinde çok büyük bir değişme görülmemiştir. 7.Kesme ile birlikte verimlilikte belirgin bir düşüş gözlenmektedir. Sinyal süreci en fazla 7. kesmeden etkilenmiştir.



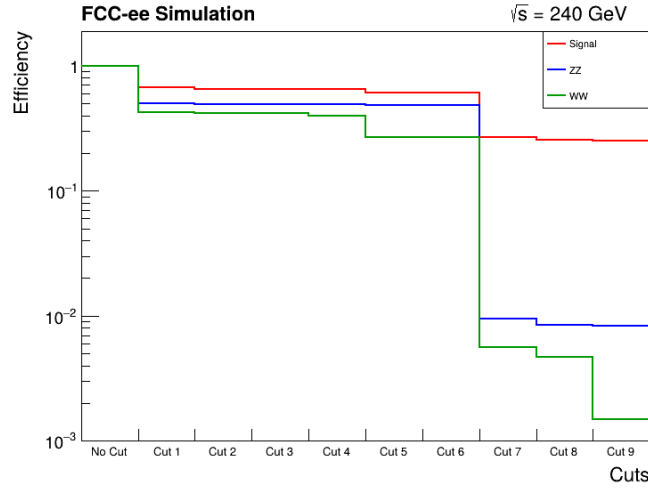
Şekil 3.20 $e^+e^- \rightarrow ZZ$ ardaalan süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

ZZ süreci için verimlilik grafiği, logaritmik ölçekte sunulmuştur. Cut 7 ile birlikte verimlilik aniden 10^{-2} seviyesine düşmektedir. Bu keskin azalma, ZZ sürecinin arka plan baskısı altında olduğunu ve sinyalin ayrıştırılması için oldukça sıkı kesmelerin uygulandığını göstermektedir.



Şekil 3.21 $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$ ardaian süreci için 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

W^+W^- süreci için verimlilik grafiği, uygulanan ardışık kesmelerin etkisini logaritmik ölçekte göstermektedir. Cut 7 ile birlikte verimlilik 10^{-2} seviyesinin altına inmekte, Cut 9 ile birlikte ise 10^{-3} düzeyine kadar gerilemektedir. Bu sonuçlar, uygulanan kesimlerin sinyal ayırıştırma gücünü arttırdığını ortaya koymaktadır.



Şekil 3.22 240 GeV kütle merkezi enerjisinde sinyal ve ardaian olaylarının kesme (Cut) verimliliklerinin (Efficiency) bir arada gösterildiği diyagram

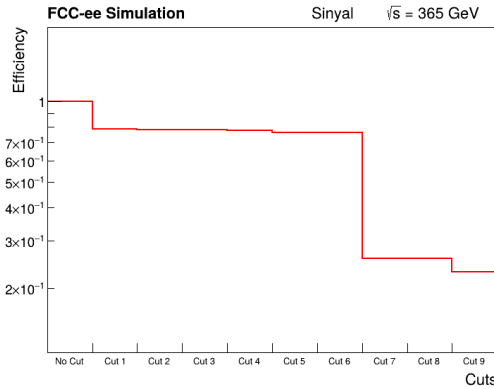
Şekil 3.22'deki grafik, sinyal ve arka plan süreçlerinin (ZZ ve WW) çeşitli seçim kriterlerine karşı gösterdiği verimlilik değişimini logaritmik ölçekte sunmaktadır. Sinyal süreci kırmızı çizgiyle, ZZ ardaian süreci mavi çizgiyle ve WW ardaian süreci ise yeşil çizgiyle gösterilmektedir.

Sinyal süreci, uygulanan kesmelere rağmen yüksek verimliliğini büyük ölçüde korumaktadır. Cut 1–6 arasında hafif bir azalma gözlemlense de, Cut 7 sonrası düşüş daha belirgin hale gelir. Ancak Cut 9 sonrasında bile verimlilik 10^{-1} mertebesinin üzerinde kalmaktadır. Bu durum, seçilen kesmelerin sinyali büyük ölçüde koruyarak arka planı bastırma yönünde etkili olduğunu göstermektedir.

ZZ sürecinin kesme verimliliği, Cut 7 kesmesiyle birlikte hızlı bir düşüş sergileyerek 10^{-2} düzeyine kadar gerilemektedir. Bu, ZZ arka planının uygulanan seçim kriterleriyle etkin biçimde bastırıldığını göstermektedir.

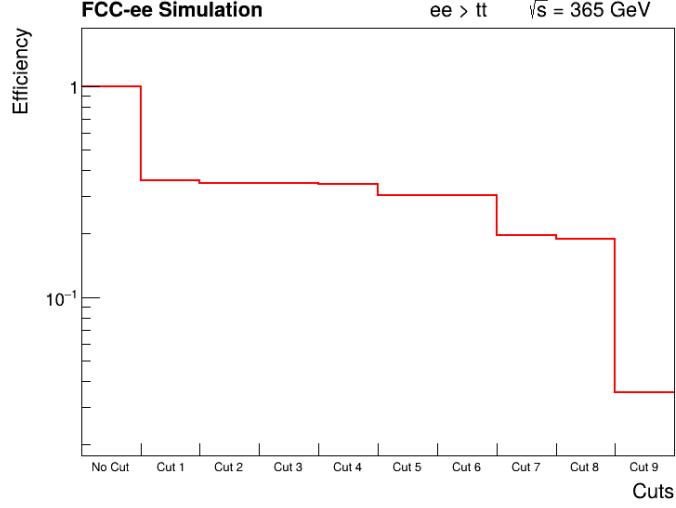
WW süreci, ZZ'ye kıyasla daha hızlı bir şekilde elenmektedir. Cut 7 sonrası verimlilik 10^{-2} seviyesine inerken, Cut 9 sonrası 10^{-3} düzeyine ulaşmaktadır. Bu, WW sürecinin sinyale göre daha kolay ayrıştırılabildiğini ve kesmelerin bu sürece karşı daha seçici olduğunu göstermektedir.

Aşağıda 365 GeV kütle merkezi enerjisinde FCC-ee simülasyonu kapsamında 240 GeV kütle merkezi enerjisinde kullanılan kesmeler uygulanarak sinyal ve arda lan süreçler (WW, ZZ, tt) için çizilen kesme verimlilikleri diyagramları gösterilmektedir.



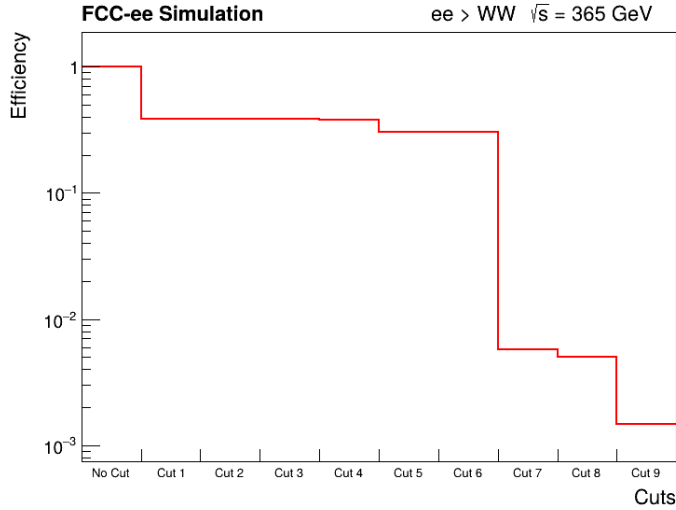
Şekil 3.23 $e^+ e^- \rightarrow hZ$ sinyal süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

240 GeV ile benzer biçimde ilk 6 kesmede sinyal verimliliğinde çok büyük bir değişim görülmemiş, 7. Kesme ile birlikte verimlilikte belirgin bir düşüş gözlenmektedir. Sinyal süreci en fazla 7. kesmeden etkilenmiştir.



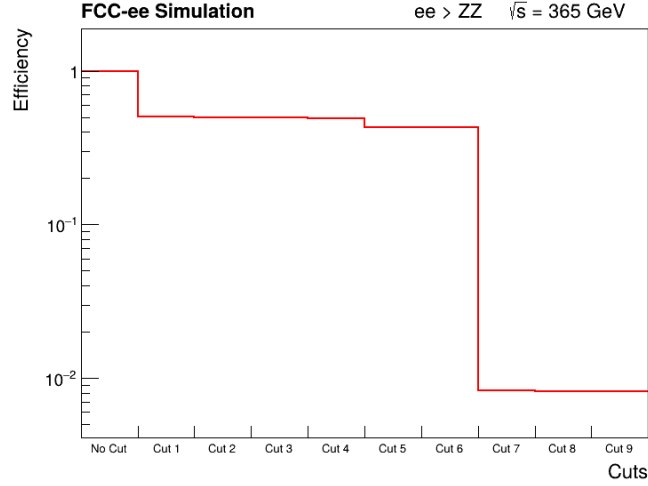
Şekil 3.24 $e^+ e^- \rightarrow tt$ ardalan süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

tt ardalanı, 365 GeV kütle merkezi enerjisinde baskın bir ardalandır ve hemen bastırılmamıştır, 9. kesmeye kadar yavaş yavaş azalan verimlilik 9.kesmeyle birlikte ani bir düşüşle 10^{-1} seviyesinin altına gerilemiştir.



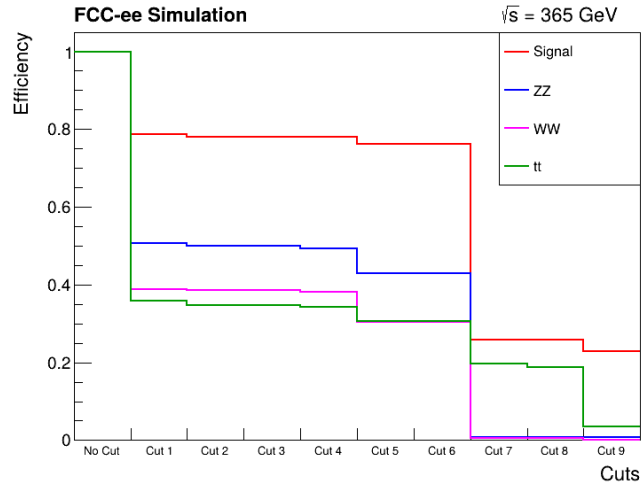
Şekil 3.25 $e^+ e^- \rightarrow W^+W^-$ sinyal süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

W^+W^- süreci için verimlilik, 240 GeV enerjisindeki analize benzer şekilde Cut 7 ile birlikte 10^{-2} seviyesinin altına inmekte, Cut 9 ile birlikte ise 10^{-3} düzeyine kadar gerilemektedir. Bu sonuçlar, uygulanan kesimlerin sinyal ayrıştırma gücünü arttırdığını ortaya koymaktadır.



Şekil 3.26 $e^+ e^- \rightarrow ZZ$ ardalan süreci için 365 GeV kütle merkezi enerjisinde kesme (Cut) verimliliği (Efficiency) diyagramı

240 GeV ‘deki analize benzer biçimde verimlilik Cut 7 ile birlikte hızla düşmektedir. Bu keskin azalma, ZZ sürecinin arka plan baskısı altında olduğunu ve sinyalin ayrıştırılması için oldukça sıkı kesmelerin uygulandığını göstermektedir. WW ve tt ardalanlarından farklı olarak ZZ ardalanı 9.kesmeden etkilenmemiştir.



Şekil 3.27 365 GeV kütle merkezi enerjisinde sinyal ve ardalan olaylarının kesme (Cut) verimliliklerinin (Efficiency) bir arada gösterildiği diyagram

Şekil 3.27’deki grafik, sinyal ve arka plan süreçlerinin (ZZ , WW , tt) çeşitli seçim kriterlerine (cut) karşı gösterdiği verimlilik değişimini logaritmik ölçekte sunmaktadır. Sinyal süreci kırmızı çizgiyle, ZZ ardalan süreci mavi çizgiyle, WW ardalan süreci pembe çizgiyle ve tt ardalan süreci ise yeşil çizgiyle gösterilmektedir.

Sinyal süreci, uygulanan kesmelere rağmen yüksek verimliliğini büyük ölçüde korumaktadır. Cut 1–6 arasında verimlilikte hafif bir azalma gözlemlenmekte, Cut 7 sonrası düşüş daha belirgin hale gelmektedir. Ancak Cut 9 sonrasında bile verimlilik %30 civarında kalmaktadır. Bu durum, seçilen kesimlerin sinyali büyük ölçüde koruyarak arka planı bastırma yönünde etkili olduğunu göstermektedir.

ZZ sürecinde kesme verimliliği, Cut 1 sonrası hızlı bir düşüş sergileyerek %50 seviyesine, WW süreci için ise %40 seviyesine düşmüştür. Cut 5'ten itibaren verimlilik ZZ süreci için %50'nin altına inerken, WW süreci için %30 seviyesine inmiştir. W^+W^- süreci, ZZ'ye kıyasla daha hızlı bir şekilde elenmektedir. Cut 7 sonrası WW ve ZZ ardalanları için kesme verimliliği %5'in altına düşmektedir. ZZ ve WW arka planları uygulanan seçim kriterleriyle etkin biçimde bastırılmıştır.

$t\bar{t}$ süreci, yüksek enerjili ve çok parçacıklı son duruma sahip olduğundan, ilk kesmede hızlı bir verimlilik kaybı yaşamış ve kesme verimliliği aniden %35 seviyesine gerilemiştir. Cut 7'den en az etkilenen süreçtir. Cut 9 ile birlikte verimlilik %10'a inmiştir.

Sonuç olarak her iki enerji noktasında da (240 GeV ve 365 GeV) ardışık kesmeler sinyal süreçlerini yüksek bir verimlilikte korurken, ardalan süreçleri giderek daha düşük seviyelere indirmektedir.

- 240 GeV kütle merkezi enerjisi, Higgsstrahlung sürecinin keskin biçimde öne çıkarıldığı ve arka plan bastırmasının etkili olduğu bir rejimdir.
- 365 GeV kütle merkezi enerjisi ise özellikle $t\bar{t}$ bastırmada avantajlıdır ve yüksek enerji sayesinde farklı seçim kriterlerinin uygulanmasına olanak tanımaktadır.

Bu sonuçlar, gelecek lepton çarpıştırıcılarında Higgs ve Z bozonlarının birlikte üretiminin analizi için kesme tabanlı seçim stratejilerinin etkinliğini açıkça ortaya koymaktadır.

3.3.1 İstatistiksel önem

Parçacık fiziği deneylerinde istatistiksel önem, gözlemlenen sinyalin arka plandan tesadüfi dalgalanmalardan ayırt edilebilirliğini ifade eder, sinyalin arka plan üzerinde ne kadar öne çıktığını ölçer ve yeni parçacık keşifleri ile nadir süreçlerin güvenilir şekilde ölçülmesini sağlar. Bu değerlendirme genellikle standart sapma veya p-değeri analizleri ile yapılır. İstatistiksel önem, deneysel veri toplama stratejilerinin tasarımında ve sonuçların fiziksel anlamlılığının yorumlanmasında kritik bir rol oynar.

Parçacık fiziği'nde istatistiksel önemi nicel olarak ifade etmek için en yaygın kullanılan formül, sinyal (S) ve arka plan (B) olaylarının sayısı üzerinden hesaplanan sinyal anlamlılığıdır.

Bu tez çalışmasında istatistiksel önem geri tepme kütleli methoduyla Cowan–Asimov formülü (asimptotik formül) kullanılarak hesaplanmıştır.

Cowan–Asimov formülü;

$$Z = \sqrt{2 \left[(S + B) \ln \left(1 + \frac{S}{B} \right) - S \right]} \quad (4.1)$$

Çizelge 3.16 ve Çizelge 3.17'de 240 GeV ve 365 GeV kütle merkezi enerjilerinde hesaplanan sinyal ve ardaan süreçlere ait istatistiksel önem tabloları yer almaktadır.

Çizelge 3.16 Sinyal ve ardaan süreçlerin istatistiksel önem tablosu (EKM = 240 GeV)

Cut	S	B	S+B	Önem (Z)
1	67075	91969	159044	200.190
2	65145	91309	156454	195.486
3	65145	91308	156453	195.487
4	65126	88690	153816	197.821
5	61245	75609	136854	199.779
6	61245	75609	136854	199.779
7	26631	1517	28148	333.413
8	22356	1117	23473	313.446
9	21984	804	22788	329.326

FCC-ee simülasyonu kapsamında 240 GeV kütle merkezi enerjisinde gerçekleştirilen analizde, ardışık seçim kriterlerinin (Cut 1–9) sinyal (S), arka plan (B) ve istatistiksel anlamlılık (Z) üzerindeki etkisi detaylı biçimde incelenmiştir. İlk altı kesimde sinyal ve arka plan olay sayıları yüksek kalmakta, ancak anlamlılık değerleri sınırlı düzeyde değişmektedir ($Z \approx 195\text{--}200$). Cut 7 ile birlikte arka plan olay sayısı hızlı biçimde azalarak 1517'ye düşerken, sinyalin yaklaşık %40'ı korunmuş ve anlamlılık değeri 333.413 ile maksimuma ulaşmıştır. Bu durum, Cut 7'nin sinyalin arka plandan ayrıştırılması açısından en verimli seçim noktası olduğunu göstermektedir. Cut 8 ve 9'da arka plan daha da azaltılmış olsa da sinyal kaybı artmakta, dolayısıyla anlamlılıkta hafif dalgalanmalar gözlemlenmektedir. Bu veriler, analiz stratejisinin sinyal-kayıp dengesi gözetilerek optimize edildiğini ve Cut 7–9 aralığının fiziksel yorumlamaya uygun bir seçim bölgesi sunduğunu ortaya koymaktadır.

Çizelge 3.17 Sinyal ve aralan süreçlerin istatistiksel önem tablosu ($E_{KM} = 365$ GeV)

Cut	S	B	S+B	Anlamlılık (Z)
1	78818	125258	204076	203.936
2	78038	123259	201297	203.455
3	78038	123226	201264	203.478
4	77920	121764	199684	204.225
5	76149	103768	179917	213.851
6	76149	103768	179917	213.851
7	25771	21016	46787	152.798
8	25768	20148	45916	155.264
9	22953	4506	27459	230.968

FCC-ee simülasyonu kapsamında 365 GeV kütle merkezi enerjisinde gerçekleştirilen analizde, ardışık seçim kriterlerinin (Cut 1–9) sinyal (S), arka plan (B) ve istatistiksel anlamlılık (Z) üzerindeki etkisi nicel olarak değerlendirilmiştir. İlk altı kesimde sinyal ve arka plan olay sayıları yüksek kalmakta, anlamlılık değerleri ise 203–214 aralığında sınırlı değişim göstermektedir. Bu kesmelerin sinyal üzerinde düşük etkili olduğu, arka planı ise kademeli biçimde azalttığı gözlemlenmektedir. Cut 7 ve 8 ile birlikte sinyalin yaklaşık üçte ikisi elenmiş olsa da arka planın daha belirgin biçimde düşmesi sayesinde anlamlılık değerleri korunmuştur ($Z \approx 153\text{--}155$). En dikkat çekici sonuç Cut 9'da elde edilmiştir: sinyal 22953'e düşerken arka plan yalnızca 4506'ya gerilemiş ve anlamlılık değeri 230.968 ile analiz boyunca en yüksek seviyeye ulaşmıştır. Bu durum, Cut 9'un

sinyalin arka plandan ayrıştırılması açısından en verimli seçim noktası olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla, analiz stratejisinin sinyal-kayıp dengesi gözetilerek optimize edildiği ve Cut 9'un fiziksel yorumlamaya uygun bir seçim bölgesi sunduğu sonucuna varılabilir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1 Tek Higgs Üretimi ve Geri Tepme Kütlesi Yöntemi

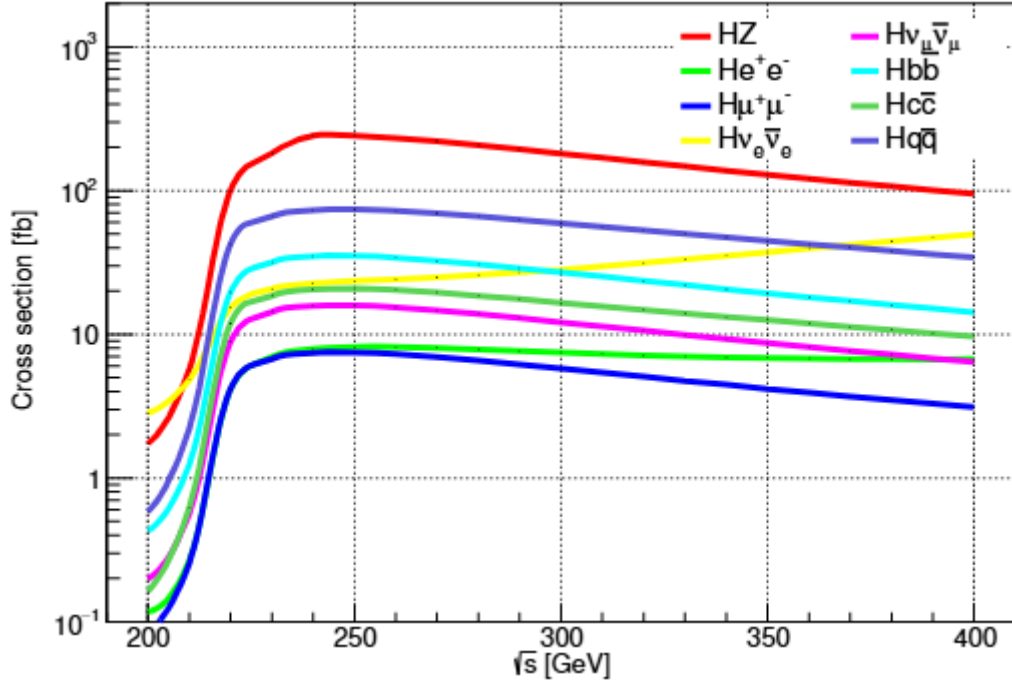
Geri tepme kütlesi veya değişmez kütle yöntemleri kullanılarak tek Higgs bozonu üretim tesir kesitinin ölçümü, Higgs etkileşme ölçümlerinin ölçeğini ayarlar. Çalışmalarda geri tepme kütlesi yöntemi çoğunlukla $e^+e^- \rightarrow HZ$ (burada Z bozonu iki zıt yüklü leptona bozunmuştur) sürecine uygulanmıştır.

Bununla birlikte, diğer çalışmalarda, Z bozonunun hadronik bozunmalarının, daha büyük dallanma oranı nedeniyle duyarlılığı arttırdığı gösterilmiştir. Bu çalışmada, hem leptonik hem de hadronik son durumların hassasiyeti arttırdığı düşünülmüştür. FCC-ee'nin çalıştırılması planlanan iki farklı kütle merkezi enerjisinde (240 GeV ve 365 GeV) tek Higgs üretimi süreçleri tesir kesiti değerleri ISR dahil edilerek ve ISR dahil edilmeden iki farklı şekilde hesaplanmıştır.

Çizelge 4.1 Tek Higgs üretim süreçlerinin iki farklı kütle merkezi enerjisi değerinde (240 GeV ve 365 GeV) tesir kesiti değerleri

Süreç	$E_{KM} = 240 \text{ GeV}$ $BR(h \rightarrow b b^-) = 0.58$ $BR(Z \rightarrow l^+ l^-) = 3.37 \times 10^{-2}$		$E_{KM} = 365 \text{ GeV}$ $BR(h \rightarrow b b^-) = 0.58$ $BR(Z \rightarrow l^+ l^-) = 3.37 \times 10^{-2}$	
	σ (pb)	σ (ISR+BS) (pb)	σ (pb)	σ (ISR+BS) (pb)
$e^+ e^- \rightarrow h Z$	2.404×10^{-1}	2.031×10^{-1}	1.172×10^{-1}	1.233×10^{-1}
$e^+ e^- \rightarrow h e^+ e^-$	7.847×10^{-3}	6.665×10^{-3}	6.760×10^{-3}	6.634×10^{-3}
$e^+ e^- \rightarrow h \mu^+ \mu^-$	7.435×10^{-3}	6.295×10^{-3}	3.803×10^{-3}	3.970×10^{-3}
$e^+ e^- \rightarrow h \tau^+ \tau^-$	7.425×10^{-3}	6.264×10^{-3}	3.806×10^{-3}	3.980×10^{-3}
$e^+ e^- \rightarrow h \nu_e \nu_e$	2.250×10^{-2}	1.947×10^{-2}	4.070×10^{-2}	3.756×10^{-2}
$e^+ e^- \rightarrow h \nu_{\mu, \tau} \nu_{\mu, \tau}$	1.576×10^{-2}	1.334×10^{-2}	7.924×10^{-3}	8.307×10^{-3}
$e^+ e^- \rightarrow h u u^- / h c c^-$	2.042×10^{-2}	1.740×10^{-2}	1.156×10^{-2}	1.189×10^{-2}
$e^+ e^- \rightarrow h d d^- / h s s^-$	2.632×10^{-2}	2.229×10^{-2}	1.481×10^{-2}	1.528×10^{-2}
$e^+ e^- \rightarrow h b b^-$	3.487×10^{-2}	2.952×10^{-2}	1.758×10^{-2}	1.838×10^{-2}

Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi $e^+ e^- \rightarrow h Z$ sinyal sürecinin tesir kesiti 240 GeV'de en yüksek değere sahiptir.



Şekil 4.1 $e^+ e^-$ çarpıştırıcılarında tek Higgs üretimi için tesir kesiti-kütle merkezi enerjisi grafiği

Şekil 4.1'de, elektron-pozitron çarpıştırıcılarında tek Higgs bozonu üretimi için tesir kesitlerin kütle merkezi enerjisine bağlı olarak nasıl değiştiğini gösteren grafik yer almaktadır. 240 GeV ve 365 GeV enerji seviyelerinde sinyal süreci $e^+ e^- \rightarrow h Z$ diğer üretim kanalları ile karşılaştırıldığında en yüksek tesir kesitine sahiptir.

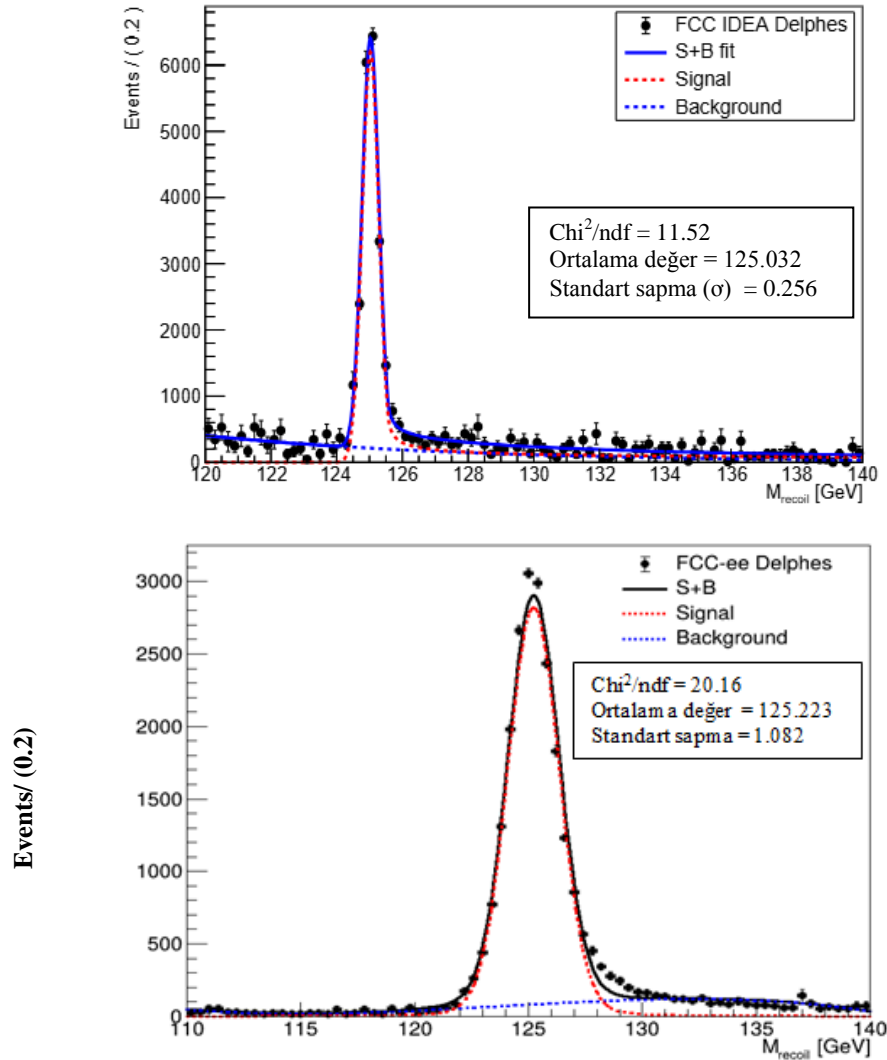
Geri tepme kütlesi (recoil mass) yöntemi, bir süreçte doğrudan ölçülemeyen bir parçacığın kütlesini, ölçülebilir diğer parçacıkların enerji ve momentum bilgilerinden türeterek hesaplamak için kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntem, özellikle Higgs bozonu gibi kısa ömürlü ve doğrudan algılanamayan parçacıkların incelenmesinde önemlidir. Bu yöntemde, Higgs bozonunun kütlesi, geri tepme kütlesi dağılımının zirve yaptığı değere denk gelmektedir. Bu çalışmada, Z bozonuna ait enerji ve momentum bilgileri kullanılarak Higgs bozonunun kütlesi belirlenmiştir.

Geri Tepme Kütlesi Yönteminin Avantajları;

1. Doğrudan Higgs'e Bağımlılık Yok: Higgs bozonunun bozunma ürünlerine bağımlı olmadan Higgs üretimini analiz etmeyi mümkün kılar.

2. Başlangıç Durumu Radyasyonu (ISR) Etkisi: ISR etkilerinden kaynaklanan sapmalar, geri tepme kütlesi analizi ile minimize edilebilir.
3. Hassaslık: FCC-ee gibi yüksek hassasiyetli çarpıştırıcılarda, Higgs bozonunun kütlesinin, üretim tesir kesitinin ve diğer parametrelerin yüksek hassasiyetle ölçülmesini sağlar.

FCC-ee çarpıştırıcısının 2 farklı enerjisinde (240 GeV ve 365 GeV) $e^+ e^- \rightarrow Z H$ sürecinde Higgs bozonunun üretiminin ve özelliklerinin araştırılması amacıyla geri tepme kütlesi dağılımları incelenmiştir.



Şekil 4.2 İki farklı kütle merkezi enerjisinde fit yapılmış geri tepme kütlesi dağılımları 240 GeV kütle merkezi enerjisi için dağılım (üstte), 365 GeV kütle merkezi enerjisi için dağılım (altta)

Sinyal ($H\Gamma\Gamma$) ve ardalanlara (ZZ , WW , $t\bar{t}$, $\tau\bar{\tau}$) ait geri tepme kütle dağılımları yazılan analiz kodu kullanılarak Root yardımıyla üst üste çizilmiş, Crystal-ball fonksiyonu ile fit yapılarak dağılımlar optimize edilmiş ve ölçümler daha hassas hale getirilmiştir.

Crystal-ball fonksiyonu, yüksek enerji fiziğinde rezonans tepe yapılarının (örneğin Higgs, Z veya J/ψ gibi parçacıkların kütle dağılımlarının) modellenmesinde sıklıkla kullanılan 5 parametrelilik bir fonksiyondur. Bu parametreler, fiziksel olarak hem detektör çözünürlüğünü hem de enerji kayıplarını tanımlayacak biçimde seçilmiştir. Fonksiyonun genel biçimi, Gaussian bir çekirdek ile düşük enerji tarafında güç kanunlu bir kuyruğun birleşiminden oluşur. Beş serbest parametresi sırasıyla tepe konumu x , dağılımın standart sapması σ , geçiş noktası α , kuyruk eğimi n ve normlama katsayısı N 'dir. Burada x rezonansın ortalama değerini (örneğin Higgs bozonu için 125 GeV civarını), σ ise detektör çözünürlüğüyle doğrudan ilişkili dağılım genişliğini belirler. α parametresi, Gaussian'dan güç kanunlu bölgeye geçiş noktasını kontrol eder; genellikle negatif bir değer olarak düşük enerji tarafında bir kuyruk oluşturur. Fiziksel olarak, negatif α değeri düşük enerji tarafında asimetric bir kuyruk oluşturur ve bu durum tipik olarak enerji ölçümündeki kayıplar veya detektör etkilerinden kaynaklanır. Bu nedenle Crystal Ball fonksiyonu, saf Gaussian modellere kıyasla sinyal tepe yapısını daha gerçekçi biçimde tanımlayarak, Higgs recoil kütle gibi hassas rezonans analizlerinde yüksek doğruluk sağlar. n parametresi, bu kuyruk kısmının ne kadar hızlı azaldığını belirleyen şekil parametresidir; küçük n değerleri daha uzun, büyük n değerleri ise daha keskin bir kuyruk üretir. Son olarak N normlama sabiti, fonksiyonun toplam alanını birim olasılığa eşitleyerek düzgün normalize edilmesini sağlar. Bu beş parametre birlikte, hem Gaussian simetrisini hem de enerji kayıplarından kaynaklanan asimetric davranışları içeren fiziksel olarak tutarlı bir sinyal modelinin elde edilmesine olanak tanır.

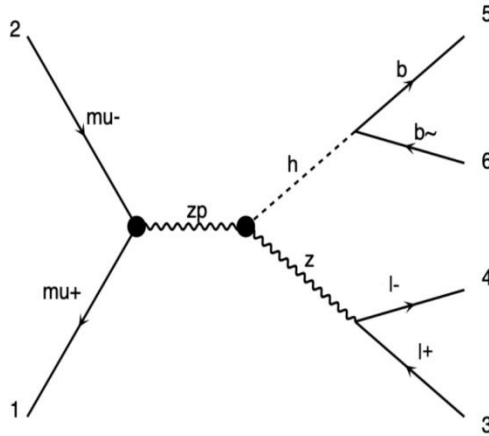
Bu yöntem, FCC-ee çarpıştırıcısında $e^+ e^- \rightarrow Z H$ sürecinde Higgs bozonunun üretiminin ve özelliklerinin araştırılmasında kritik bir rol oynamaktadır.

4.2 Yeni Fizik Araştırması

Higgs bozonu özelliklerinin hassas ölçümü, gelecekteki yüksek enerjili lepton çarpıştırıcılarının temel hedeflerinden biridir. Bu tezde, varsayımsal nötr bir ayar bozonu olan Z' 'in, Higgs ve Z bozonlarının birlikte üretimi (HZ) üzerindeki etkilerini, muon çarpıştırıcısında (MuC) incelenmiştir. $Z \rightarrow \ell + \ell^-$ ve $H \rightarrow b\bar{b}$ bozunmalarından kaynaklanan iki lepton ve iki b-jet içeren son durumuna odaklanılmıştır. Bu son durum temiz bir ortam sunmakta olup, b-etiketleme teknikleri b-jetlerin ayırt edilmesine yardımcı olur. Z' bozonunun üretim tesir kesiti incelenmiştir. Bulgularımız, gelecekteki yüksek ışınımlı lepton çarpıştırıcılarının, HZ üretiminin hassas ölçümleri yoluyla yeni fiziği araştırmada güçlü bir potansiyele sahip olduğunu göstermektedir.

4.2.1 Sinyal üretimi

Sinyal süreçleri, Z' değişimi yoluyla HZ üretimini ve ayrıca Z/Z' diyagramları arasındaki girişimi içermektedir.



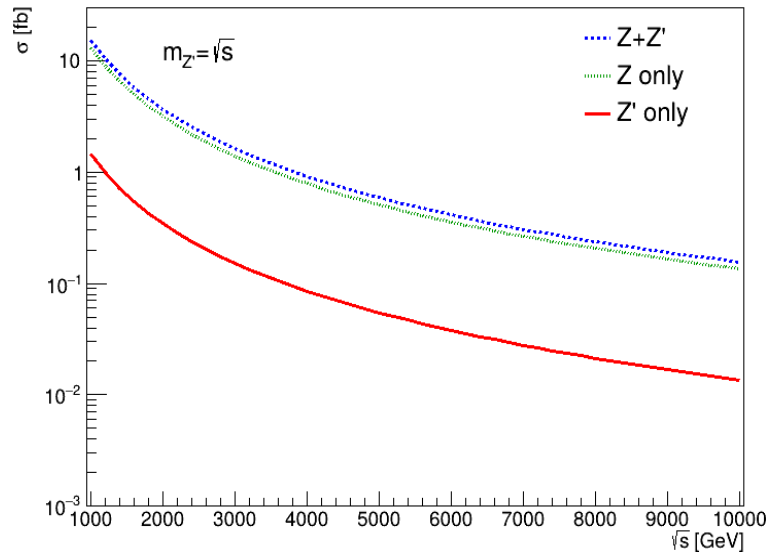
Şekil 4.3 e^+e^- çarpışmalarında Z' rezonansı aracılığıyla ZH üretiminin temel diyagramı

Bu tezde, Z' sinyal etkileri yoluyla HZ üretimi incelenmiştir. HZ süreci kütle kabuğunda kabul edilmekte ve ardından bozunmalar sonucunda $2\ell+2b$ son durumu incelenmiştir. Üretim tesir kesiti (σ), bu süreç için Z/Z' değişimi aracılığıyla, Z' kütlesine bağlı olarak hesaplanmıştır. Burada, yapıcı girişim (constructive interference) rezonans altında veya

üstünde kesiti artırırken, yıkıcı girişim (destructive interference) kesitte çukur veya bozulmalar yaratabilir.

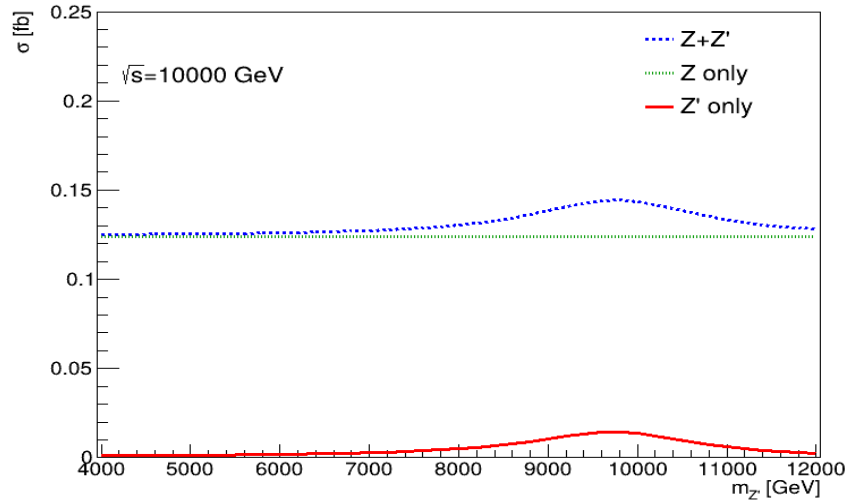
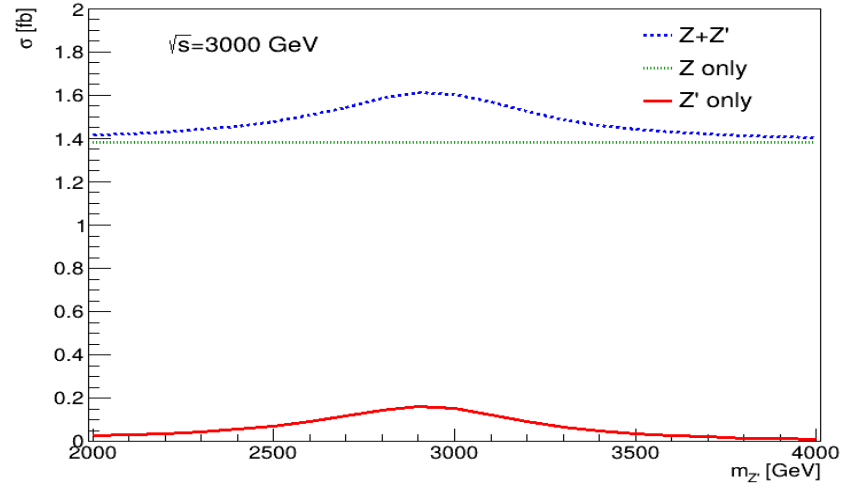
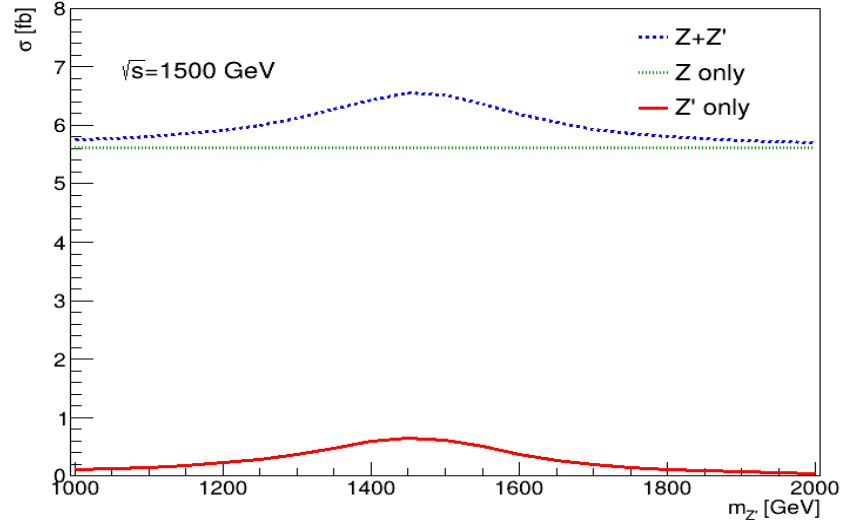
Ayrıca, girişim etkileri geri-tepme kütlesi ve değişmez kütle dağılımlarını Z' 'in hem rezonans hem de rezonans dışındaki katkılarına duyarlı hale getirmektedir.

Muon Çarpıştırıcısı gibi ayarlanabilir \sqrt{s} değerine sahip lepton çarpıştırıcıları, özellikle rezonans enerjisine tarama yapılabildiği için bu etkilerin keşfi açısından benzersizdir.



Şekil 4.4 Yüksek enerjili lepton çarpışmalarında rezonans taraması durumu için Z/Z' değişimi aracılığıyla gerçekleşen ZH üretimi için tesir kesitleri, Z' bozonunun kütlesi grafiği

Z' değişimiyle gerçekleşen süreçte tesir kesiti yüksek enerjilerde hızla azalmaktadır. Ancak Z ve Z' bozonlarının birlikte dikkate alındığı durumda, girişim etkileri nedeniyle toplam kesitte belirgin bir artış gözlenmektedir. Bu durum, Z' katkısının özellikle düşük ve orta enerji bölgelerinde HZ üretimini anlamlı biçimde değiştirebildiğini, dolayısıyla Muon Çarpıştırıcısı gibi yüksek enerjili lepton çarpıştırıcılarının Z' etkilerini dolaylı olarak gözleyebileceğini göstermektedir. Enerji arttıkça Z' katkısı zayıflamakla birlikte, toplam kesit üzerinde küçük fakat ölçülebilir sapmalar bırakmaktadır. Bu nedenle, yüksek ışınlıklı deneylerde hassas tesir kesiti ölçümleri yoluyla Standart Model ötesi etkilerin sınırlandırılması mümkün görünmektedir.



Şekil 4.5 Yüksek enerjili lepton çarpışmalarında Z/Z' değişimi aracılığıyla gerçekleşen ZH üretimi için tesir kesitleri grafikleri

Yalnızca Z' katkısı (kırmızı eğri) için tesir kesiti \sqrt{s} civarında bir rezonans tepe noktası göstermektedir. Bu, Z' bozonunun rezonans koşulunda üretim olasılığının maksimuma ulaştığını göstermektedir. Z ve Z' bozonlarının birlikte katkı verdiği durumda (mavi kesikli çizgi), girişim etkileri nedeniyle toplam tesir kesiti yalnızca Z durumuna göre belirgin bir artış göstermektedir. Rezonans noktasından uzaklaşıldığında ise Z' katkısı hızla azalarak SM tahminine yaklaşmaktadır. Bu sonuç, Muon Çarpıştırıcısı'nın kütle merkezi enerjilerinde, \sqrt{s} civarındaki Z' kütleleri için güçlü bir duyarlılığa sahip olduğunu ve HZ üretim kanalının Z' benzeri yeni rezonansların tespiti için uygun bir süreç olduğunu göstermektedir.

Çizelge 4.2 MuC'de 1.5 TeV, 3 TeV ve 10 TeV merkez kütle enerjilerinde, $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{HZ}$ sinyal süreci ile başlıca ardalanların tesir kesitleri

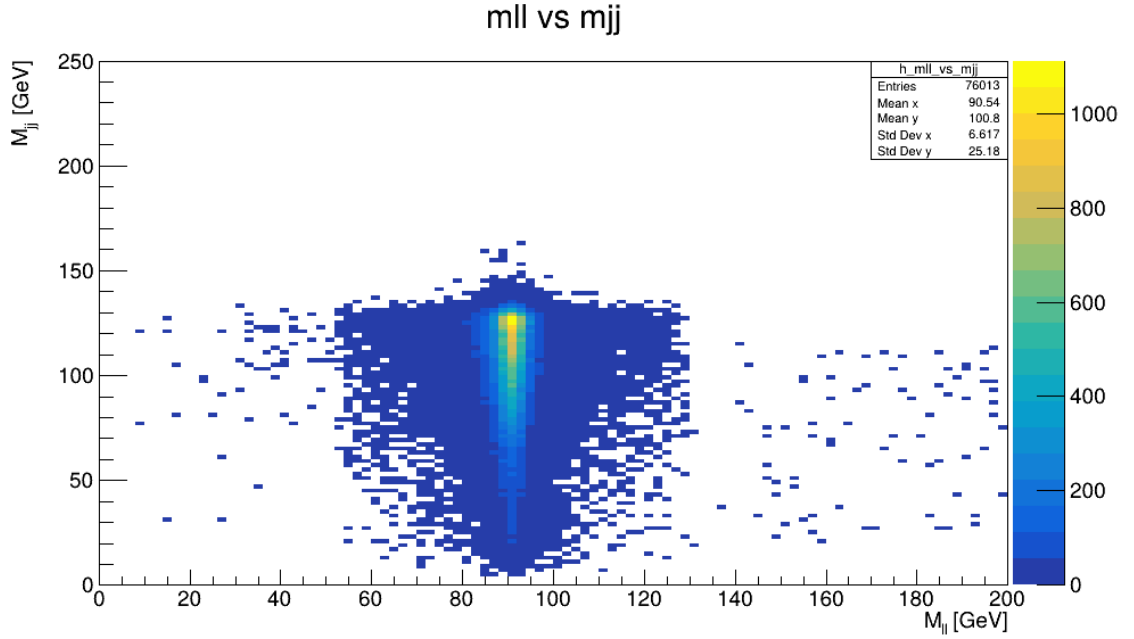
Süreç	$\sqrt{s} = 1.5 \text{ TeV}$ (pb)	$\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ (pb)	$\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ (pb)
$\mu^+ \mu^- \rightarrow \text{HZ}$	5.572×10^{-3}	1.373×10^{-3}	1.230×10^{-4}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow \text{ZZ}$	7.337×10^{-4}	2.370×10^{-4}	2.986×10^{-5}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow \text{WW}$	6.828×10^{-2}	2.213×10^{-2}	2.794×10^{-3}
$\mu^+ \mu^- \rightarrow t\bar{t}$	3.422×10^{-3}	8.647×10^{-4}	7.821×10^{-5}

Sinyal süreci, enerji arttıkça beklenildiği gibi $1/s$ bağımlılığı ile hızla azalmaktadır. En baskın ardalan her zaman $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{WW}$ sürecidir; yarı-leptonik son durumlar sinyali taklit edebileceği için en kritik arka plan olarak kalmaktadır. ZZ ve $t\bar{t}$ süreçleri daha düşük tesir kesitine sahiptir; fakat benzer son durumlara sahip olduklarından göz ardı edilemez. Özellikle $t\bar{t}$ arka planı enerji arttıkça hızlı düşmektedir. Yüksek enerjilerde sinyal zayıflasa da bazı arka planların daha hızlı bastırılması, sinyal/gürültü oranını iyileştirebilir.

4.2.2 Sinyal ve ardalan süreçlere ait dağılımlar

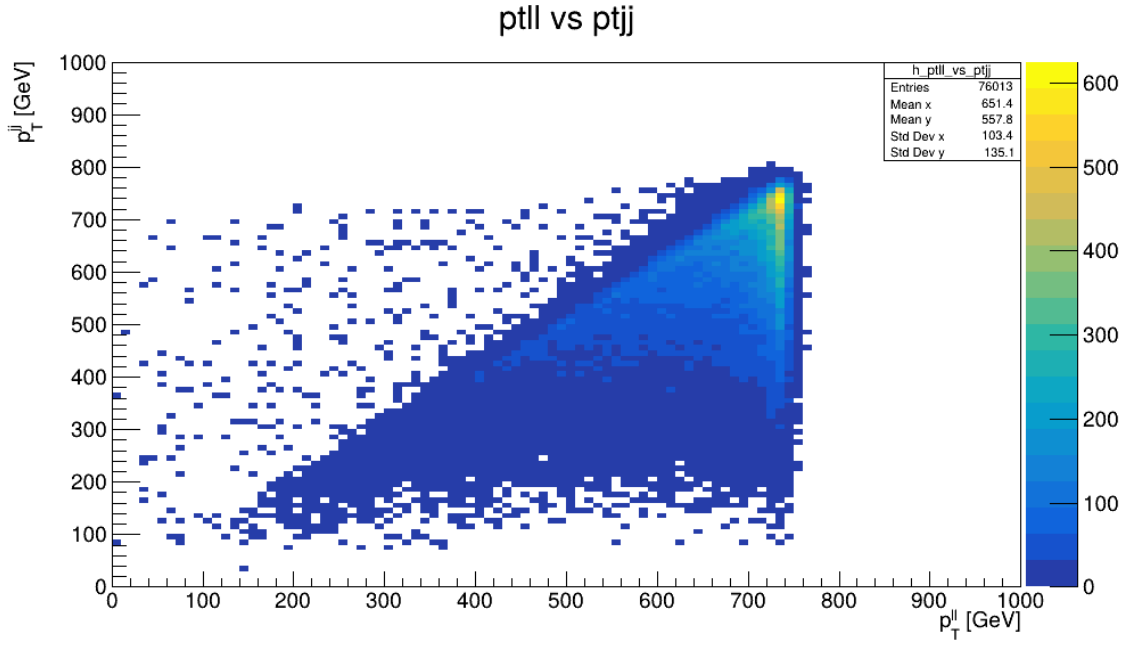
Sinyal süreç $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{hZ}$ ve $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{ZZ}$, $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{tt}$ ardalanları için 1500 GeV, 3000 GeV ve 10000 GeV kütle merkezi enerjilerinde $m_{ll} - m_{jj}$ dağılımları, $p_{ll} - p_{jj}$ dağılımları ve leptonik - hadronik geri tepme kütlesi dağılımları çizilmiştir. Renk skalası, her bir bin'deki olay yoğunluğunu temsil etmekte olup, düşük yoğunluklar koyu tonlarda, yüksek yoğunluklar ise açık tonlarda gösterilmiştir.

4.2.2.1 $E_{KM}=1500$ GeV



Şekil 4.6 $\mu^+ \mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

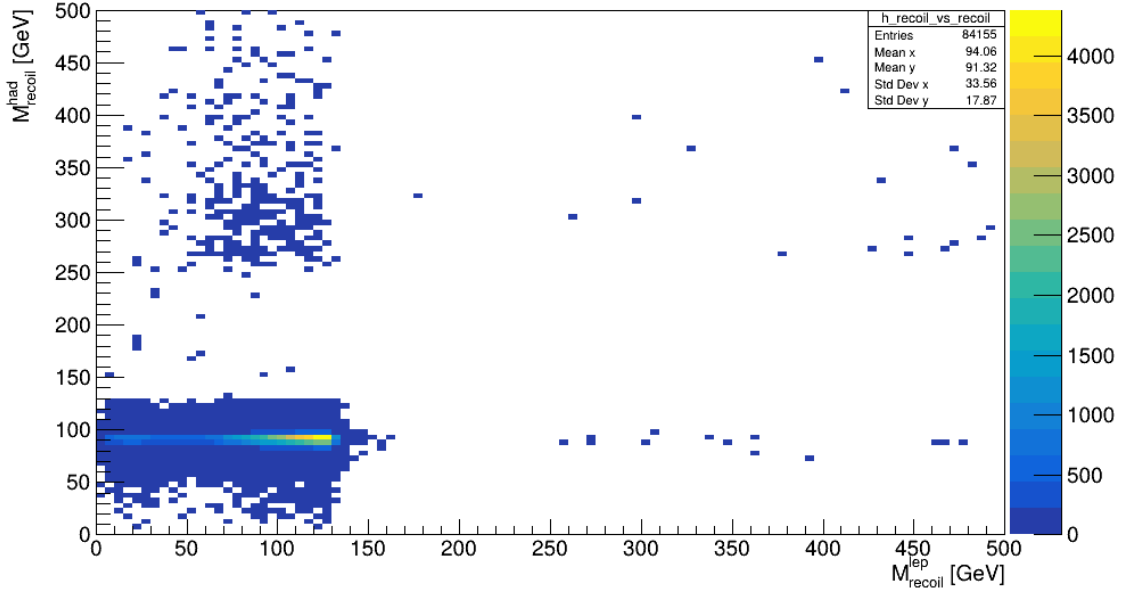
Histogramlarda gözlenen yoğunluk merkezi $M_{ll} \sim 90$ GeV ve $M_{jj} \sim 125$ GeV civarında konumlanmış olup, Z bozonunun ve Higgs bozonunun karakteristik kütleleriyle uyumlu bir yapı sergilemektedir. Ortalama değerlerin bu bölgeye yakın olması ve standart sapmaların görece düşük kalması, hem detektör çözünürlüğünün yeterli olduğunu hem de seçim kesmelerinin sinyal odaklı optimize edildiğini göstermektedir. Diyagonal korelasyonun varlığı, olayların kinematik olarak dengeli bir şekilde dağıldığını ve sinyalin arka plan süreçlerinden ayrıştırılabilir olduğunu ortaya koymaktadır.



Şekil 4.7 $\mu^+ \mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

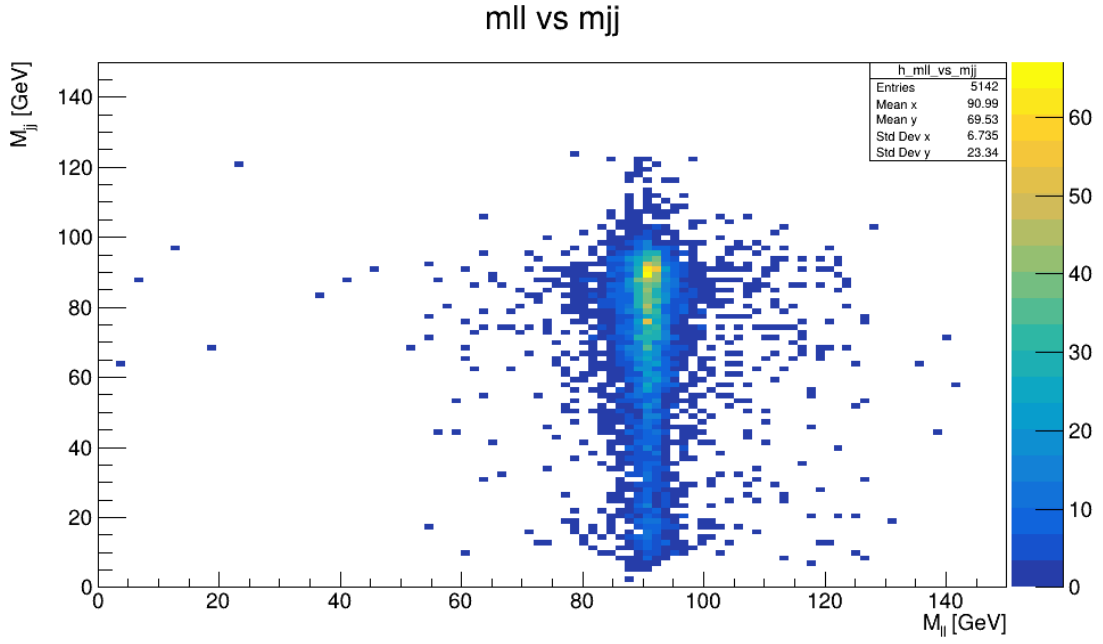
Histogramlarda gözlenen diyagonal yoğunluk bandı, p_{Tll} ile p_{Tjj} arasında güçlü bir korelasyon olduğunu ve olayların büyük kısmının yüksek momentuma sahip olduğunu göstermektedir. Higgs ve Z bozonlarının çok yüksek enine momentum ile üretildiğini ve bozunum ürünlerinin yüksek enerji taşıdığını göstermektedir. Bu tür kinematik yapı, sinyalin arka plan süreçlerinden ayrıştırılmasını kolaylaştırırken, aynı zamanda yeni fizik arayışları için de uygun bir zemin sunar.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



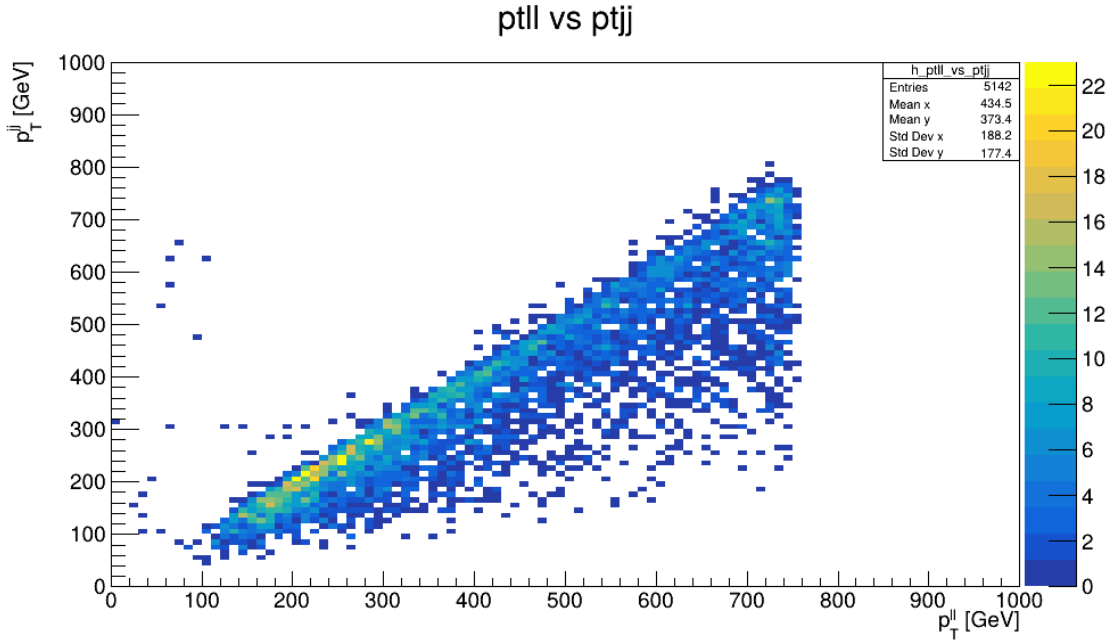
Şekil 4.8 $\mu^+ \mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Grafikte leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki ilişki iki boyutlu yoğunluk haritası şeklinde gösterilmektedir. Renk skalası olay yoğunluğunu ifade etmekte olup sarı bölgeler en yüksek olay sayısını göstermektedir. Grafikteki yoğun kümelenme, yaklaşık $M_{\text{recoil}^{\text{lep}}} \approx 90 \text{ GeV}$ ve $M_{\text{recoil}^{\text{had}}} \approx 90 \text{ GeV}$ civarında gözlenmektedir; bu bölge, leptonik ve hadronik sistemlerin her ikisinde de Z bozonunun kütlesine karşılık gelmektedir. Bu durum, olayların büyük bir kısmında Z bozonunun hem leptonik hem de hadronik kanallarda üretildiğini ve doğru şekilde yeniden yapılandırıldığını göstermektedir. Dolayısıyla bu dağılım, geri tepme kütlesi yöntemiyle hem leptonik hem de hadronik kanallarda Z bozonunun tutarlı biçimde tanımlanabildiğini ve analizde sinyalin etkinliğini doğrulamaktadır.



Şekil 4.9 $\mu^+ \mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

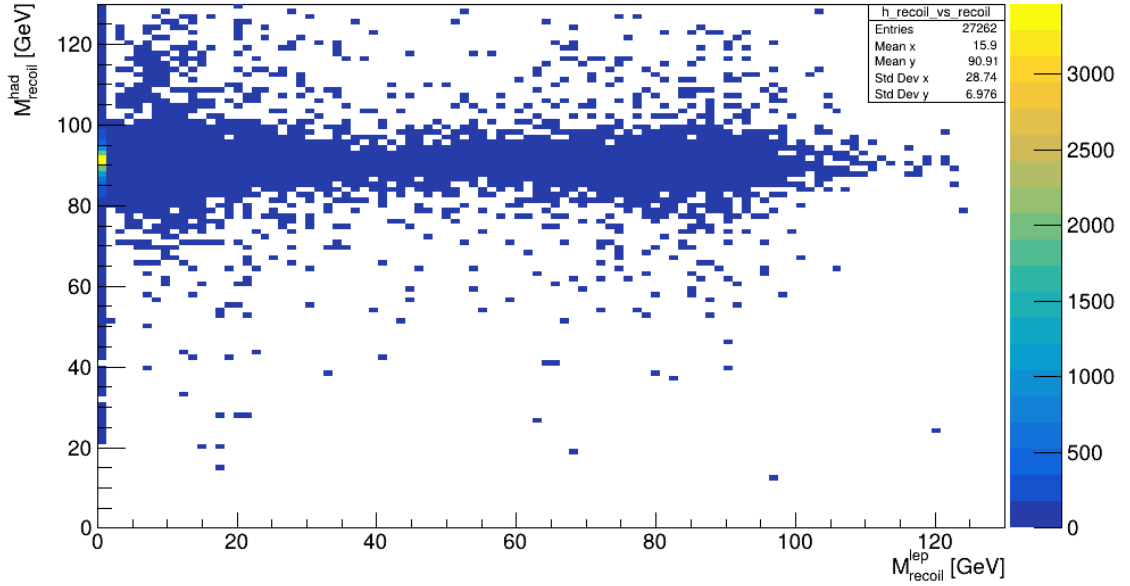
Şekil 4.9'daki dağılım, lepton çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{ll}) ile jet çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{jj}) arasındaki korelasyonu görselleştirmektedir. Toplamda 5142 olay içeren bu dağılımda, m_{ll} için ortalama değer 90.99 GeV, standart sapma ise 6.735 GeV olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde, m_{jj} için ortalama 69.53 GeV, standart sapma ise 23.34 GeV'dir. Bu istatistiksel değerler, olayların büyük çoğunluğunun Z bozonu kütlesi etrafında yoğunlaştığını ve beklenen fiziksel süreci doğruladığını göstermektedir.



Şekil 4.10 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.10’da, kütle merkezi enerjisi 1500 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 5142 olay içeren bu dağılımda, p_{Tj} için ortalama değer 434.5 GeV, standart sapma 188.2 GeV; $p_{||}$ için ise ortalama 373.4 GeV, standart sapma 177.4 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, hem dilepton hem de dijet sistemlerinin enine momentumlarının orta-yüksek aralıkta (100–300 GeV) yoğunlaştığını göstermektedir. Bu durum, ZZ üretimi sırasında ortaya çıkan bozunma ürünlerinin belirgin bir kinematik imzaya sahip olduğunu ve olayların büyük kısmının bu momentum aralığında gerçekleştiğini göstermektedir. Kütle merkezi enerjisi arttıkça hem leptonik hem de hadronik bozunum ürünlerinin enine momentumları belirgin şekilde yükselmekte ve aralarındaki korelasyon daha keskin hale gelmektedir. Korelasyon diyagonal bir bant boyunca sınırlı kalmakta ve uç bölge zayıf gözlemlenmektedir. Grafikteki eğilim, alt sol köşeden üst sağ köşeye doğru uzanan diyagonal bir yapı sergilemekte olup, $p_{||}$ ve p_{Tj} arasında pozitif bir korelasyon olduğunu göstermektedir. Bu korelasyon, Z bozonlarının bozunma ürünlerinin momentumlarının birbirine bağlı olduğunu ve olayların kinematik simetrisini yansıttığını gösterir.

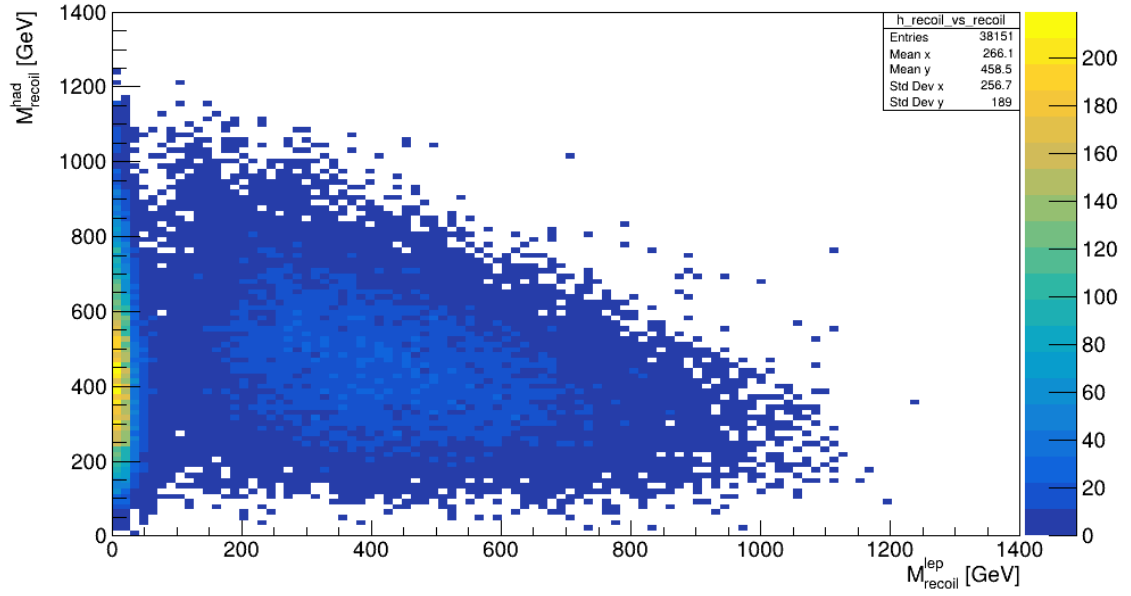
Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



Şekil 4.11 $^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

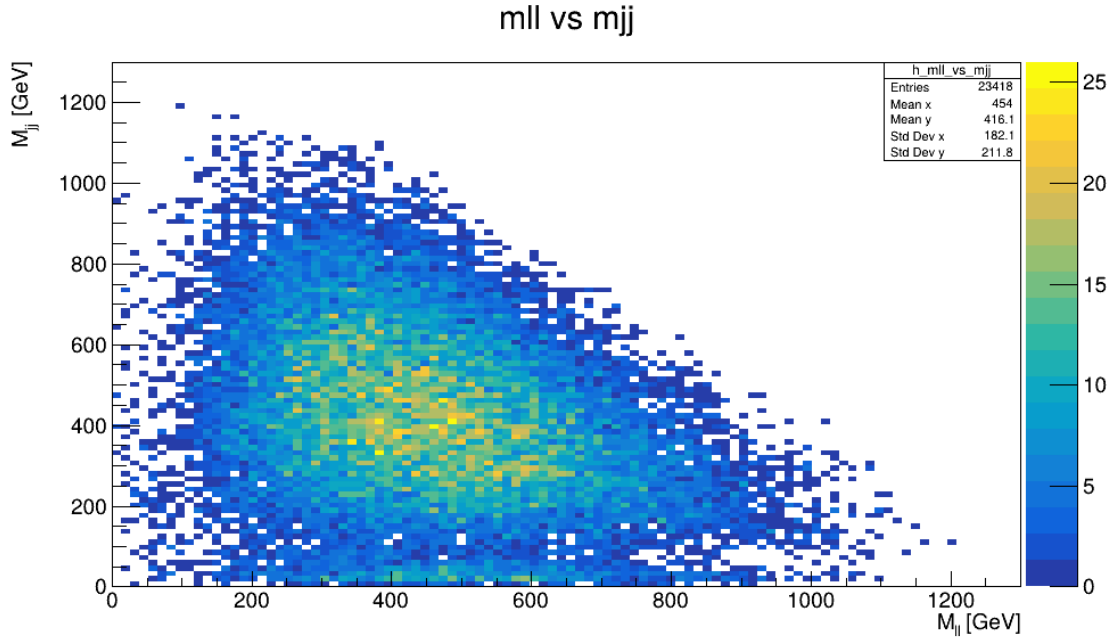
Bu dağılım olaylara ait leptonik ve hadronik geri tepme kütlelerinin korelasyonunu göstermektedir. Histogramda gözlenen yoğunluk merkezi, $M_{recoil}^{lep} \sim 90$ GeV civarında belirginleşmekte olup, bu değer Z bozonunun karakteristik kütlesiyle uyumludur. Hadronik geri tepme kütlesi ise daha geniş bir aralıkta dağılmış olup, ortalama değeri 159 GeV civarındadır. Bu yapı, sinyal sürecinde $Z \rightarrow ll$ bozunumunun başarılı şekilde gerçekleştiğini, Higgs $\rightarrow jj$ bozunumunun ise daha geniş bir kütle spektrumuna sahip olduğunu göstermektedir. Leptonik geri tepme kütlelerinin dar bir dağılım göstermesi ($\sigma \approx 7$ GeV), detektör çözünürlüğünün yüksek olduğunu ve seçim kesmelerinin sinyal odaklı optimize edildiğini işaret ederken, hadronik geri tepme kütlelerinin daha geniş sapması ($\sigma \approx 29$ GeV), jetlerin doğal belirsizlikleri ve Higgs kütlelerinin çevresel etkilerle yayılmasını yansıtmaktadır. Bu tür korelasyon analizleri, sinyal karakterizasyonu ve arka plan ayrıştırması açısından kritik öneme sahiptir.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



Şekil 4.12 $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

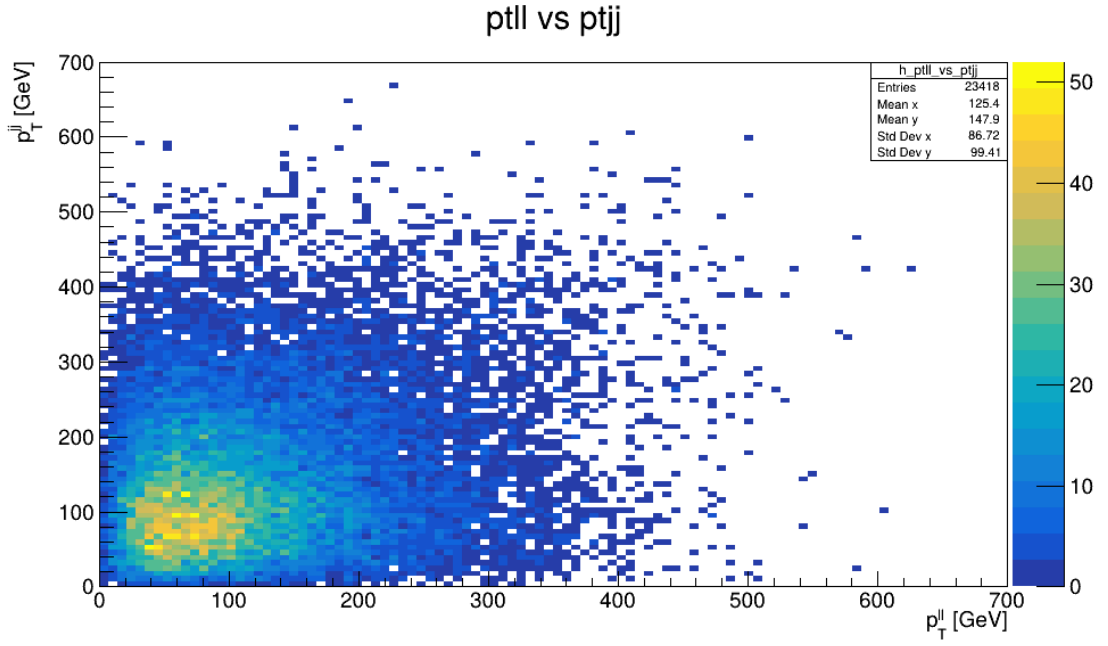
Şekil 4.12’de gösterilen histogramda, yoğunluk dikey bir bant şeklinde $M_{recoil}^{lep} \sim 10$ GeV civarında toplanmışken, hadronik geri tepme kütlesi geniş bir aralıkta dağılmış ve ortalama değeri 400 GeV olarak ölçülmüştür. Bu yapı, leptonik sistemin düşük enerji taşıdığı, hadronik sistemin ise baskın şekilde yüksek enerjiye sahip olduğu olayları işaret eder. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, düşük hadronik geri tepme kütlelerine karşılık gelen geniş bir leptonik geri tepme kütle aralığında gözlemlenmektedir. Bu durum, olayların büyük kısmının asimetric geri tepme yapısına sahip olduğunu ve hadronik bileşenin daha düşük enerji taşıdığını göstermektedir.



Şekil 4.13 $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.13'te, $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1500$ GeV olan simülasyon verileri kullanılarak elde edilen iki boyutlu histogram gösterilmektedir. Bu dağılım, olayların lepton çiftlerinin değişmez kütlesi ile jet çiftlerinin değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu ortaya koymaktadır. Bu histogramda, hem leptonik hem hadronik sistemlerin ortalama kütleleri oldukça yüksek olup yoğunluk merkezi diyagonal bir bant boyunca uzanmakta ve kuyruk bölgesi 1200 GeV civarına kadar yayılmaktadır. Bu histogramdaki geniş uç bölge, yeni fizik arayışları açısından incelenmeye değerdir. Olayların büyük çoğunluğunun orta kütle aralığında yoğunlaştığını göstermektedir.

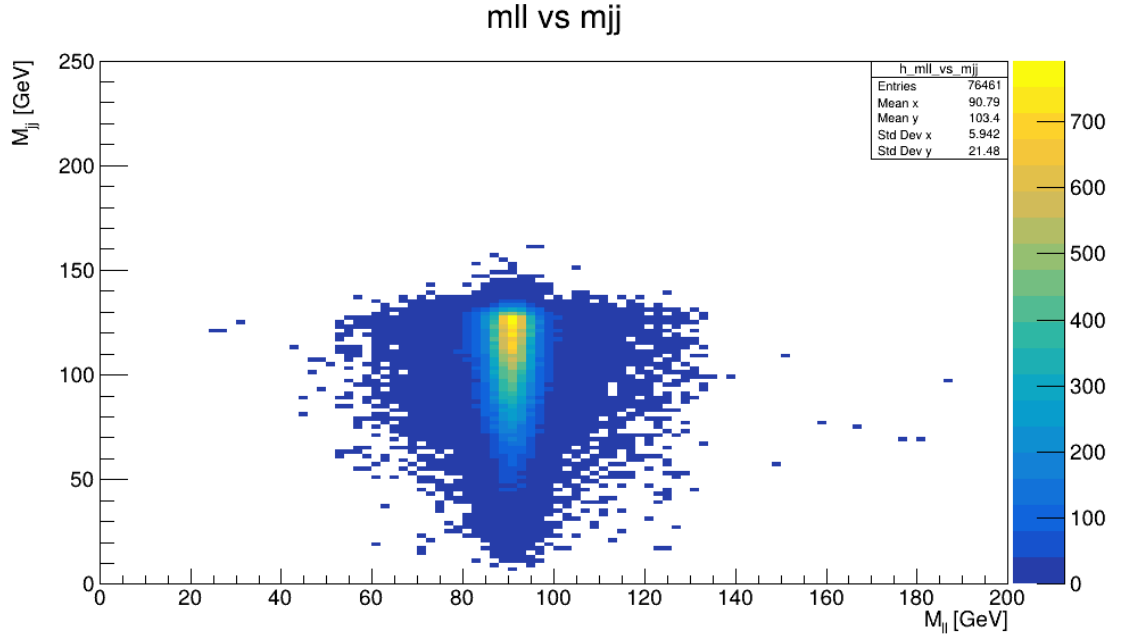
Grafik, özellikle arka plan baskınlığı ve olası sinyal bölgelerinin ayrıştırılması açısından önem arz etmektedir. mll ve mjj arasındaki dağılımın yapısı, yeni fizik arayışlarında (örneğin ağır rezonanslar veya genişlemiş Higgs sektörleri) ayırt edici imzaların belirlenmesine olanak tanır. Ayrıca, bu tür iki değişkenli analizler, olay seçimi kriterlerinin optimizasyonu ve sistematik belirsizliklerin azaltılması açısından da kritik rol oynar.



Şekil 4.14 $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için, 1500 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

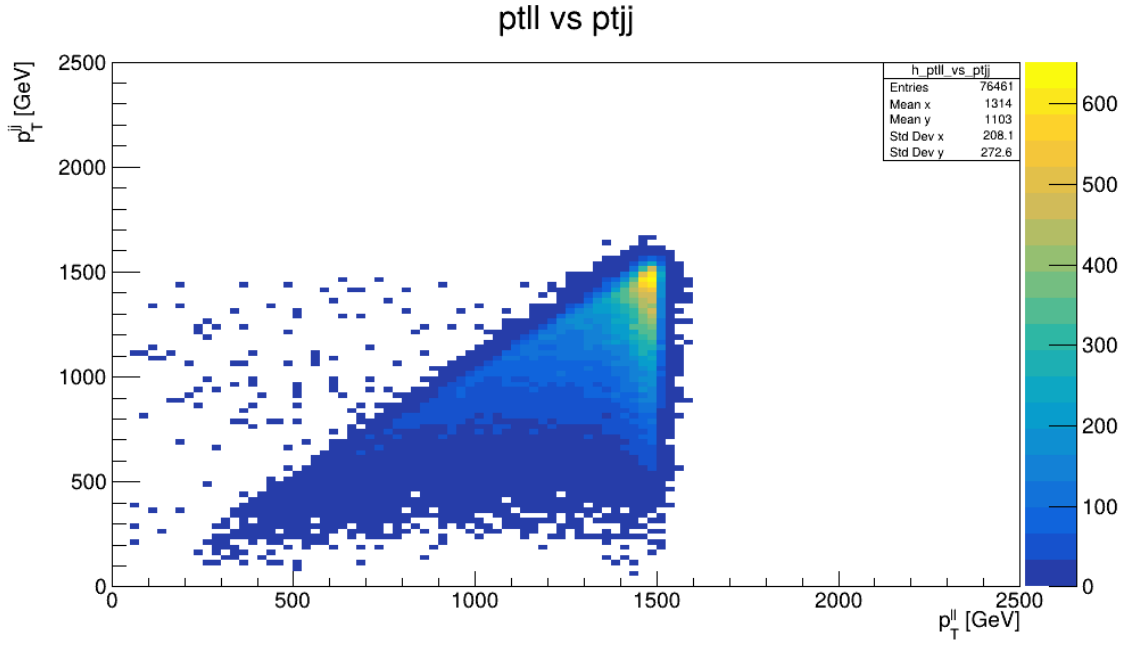
Şekil 4.14'de, kütle merkezi enerjisi 1500 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 23.418 olay içeren bu dağılımda, p_{Tjj} için ortalama değer 125.4 GeV, standart sapma 86.72 GeV; p_{Tll} için ise ortalama 147.9 GeV, standart sapma 99.41 GeV olarak hesaplanmıştır. Bu histogramda, yoğunluk merkezi $p_{Tll} \sim 50$ GeV ve $p_{Tjj} \sim 50$ GeV civarında konumlanmış olup, düşük enerjili olayların baskın olduğunu göstermektedir. Bu durum, üst kuark çiftlerinin üretimi sırasında ortaya çıkan bozunma ürünlerinin çoğunlukla düşük enine momentuma sahip olduğunu göstermektedir.

4.2.2.2 $E_{KM} = 3000$ GeV



Şekil 4.15 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

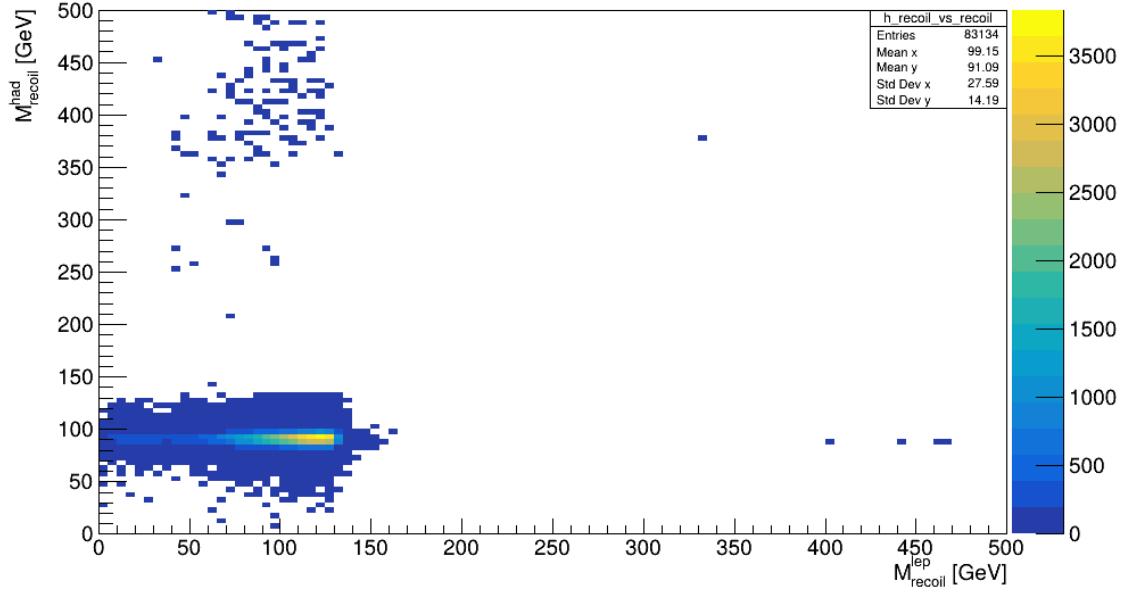
Histogramlarda gözlenen yoğunluk merkezi $M_{ll} \sim 90$ GeV ve $M_{jj} \sim 125$ GeV civarında konumlanmış olup, Z bozonunun ve Higgs bozonunun karakteristik kütleleriyle uyumlu bir yapı sergilemektedir. Ortalama değerlerin bu bölgeye yakın olması ve standart sapmaların görece düşük kalması, hem detektör çözünürlüğünün yeterli olduğunu hem de seçim kesmelerinin sinyal odaklı optimize edildiğini göstermektedir. Diyagonal korelasyonun varlığı, olayların kinematik olarak dengeli bir şekilde dağıldığını ve sinyalin arka plan süreçlerinden ayrıştırılabilir olduğunu ortaya koymaktadır



Şekil 4.16 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

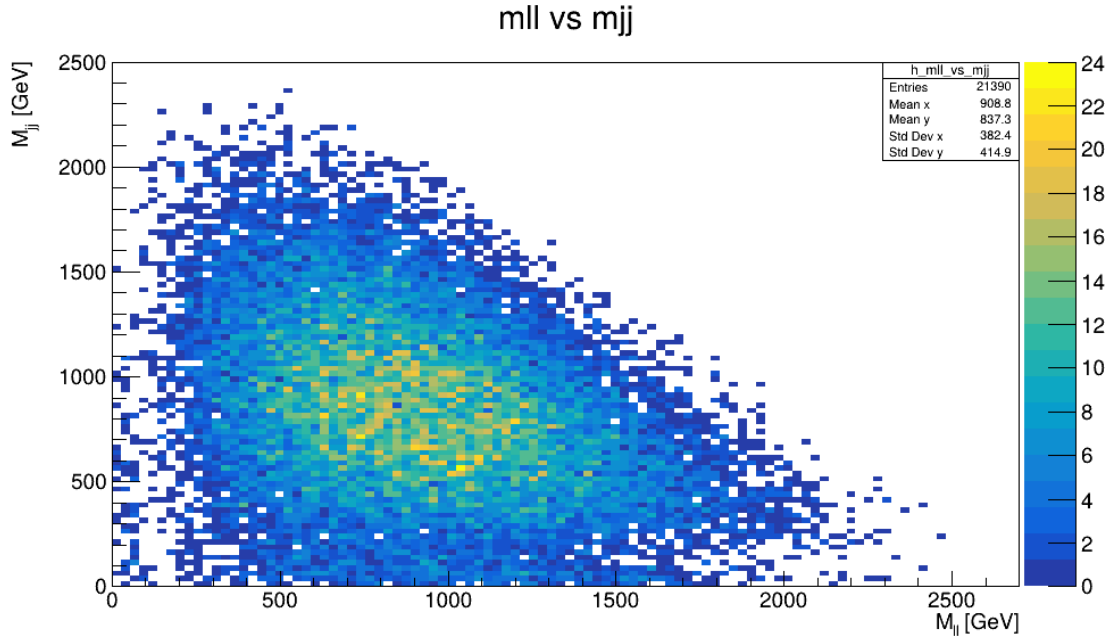
Şekil 4.16'daki histogramda gözlenen diyagonal yoğunluk bandı, p_{Tll} ile p_{Tjj} arasında güçlü bir korelasyon olduğunu ve olayların büyük kısmının yüksek momentuma sahip olduğunu göstermektedir. Yoğunluk merkezi 1500 GeV civarında konumlanmış olup Higgs ve Z bozonlarının çok yüksek enine momentum ile üretildiğini ve bozunum ürünlerinin yüksek enerji taşıdığını göstermektedir. Bu tür kinematik yapı, sinyalin arka plan süreçlerinden ayrıştırılmasını kolaylaştırırken, aynı zamanda yeni fizik arayışları için de uygun bir zemin sunar.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



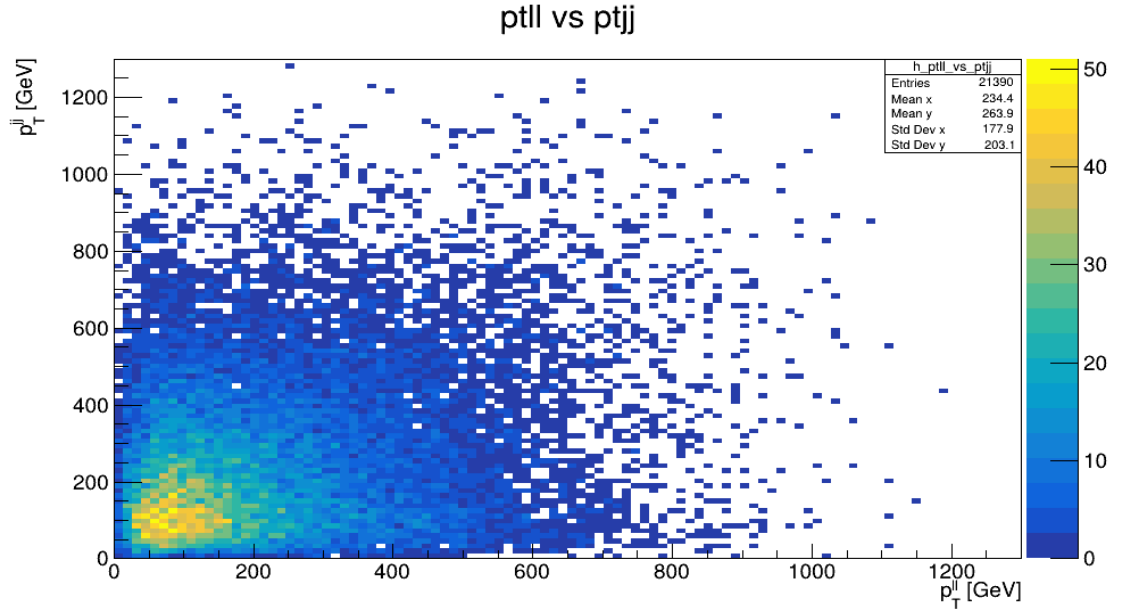
Şekil 4.17 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.17’de olaylara ait leptonik ve hadronik geri tepme kütlelerinin dağılımını iki boyutlu histogram olarak gösterilmektedir. Yoğunluk merkezi $M_{recoil}^{lep} \sim 100$ GeV ve $M_{recoil}^{had} \sim 50$ GeV civarında konumlanmış olup, bu yapı $Z \rightarrow ll$ ve $H \rightarrow jj$ bozunumlarının karakteristik kütleleriyle uyumludur. Ortalama değerler sinyalin başarılı şekilde rekonstrükt edildiğini göstermektedir. Leptonik geri tepme kütesinin daha dar bir dağılım göstermesi ($\sigma \approx 14$ GeV), detektör çözünürlüğünün yüksek olduğunu ve Z bozonunun daha net tanımlandığını işaret ederken, hadronik geri tepme kütesinin daha geniş sapması ($\sigma \approx 28$ GeV), jetlerin belirsizlikleri ve Higgs kütesinin çevresel etkilerle yayılmasını yansıtmaktadır. Bu korelasyon analizi, sinyal karakterizasyonu, arka plan ayrıştırması ve seçim kesmelerinin optimizasyonu açısından kritik bir rol oynamaktadır.



Şekil 4.18 $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.18’de, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 3000$ GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için elde edilen olayların iki boyutlu değişmez kütle histogramı sunulmaktadır. Hem leptonik hem hadronik sistemlerin ortalama kütleleri oldukça yüksek olup (1000 GeV) yoğunluk merkezi diyagonal bir bant boyunca uzanmakta ve kuyruk bölgesi 2500 GeV civarına kadar yayılmaktadır. Bu geniş uç bölge, yeni fizik arayışları açısından incelenmeye değerdir. Olayların büyük çoğunluğunun orta kütle aralığında yoğunlaştığı ve dağılımın simetrik bir yapıya sahip olduğu gösterilmektedir.

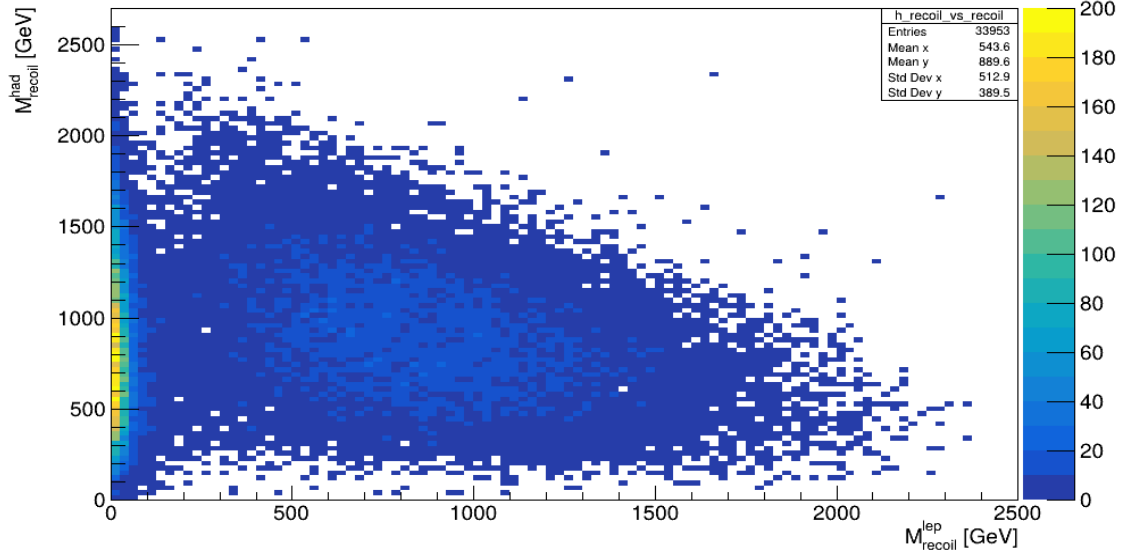


Şekil 4.19 $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.19’da, kütle merkezi enerjisi 3000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır.

Bu histogramda, yoğunluk merkezi 200 GeV civarında konumlanmış olup, düşük enerjili olayların baskın olduğunu göstermektedir. Ortalama enine momentum değerleri orta düzeyde olup, uç bölge aktiftir. Bu durum, daha yüksek enerjili olayların analiz edildiğini göstermektedir. Diyagonal korelasyon gözlenmektedir. 3000 GeV gibi yüksek enerjili çarpışmalarda, histogramın üst bölgelerinde gözlemlenen daha az yoğun ama yüksek enine momentum değerlerine sahip olaylar, yeni fizik arayışları açısından özel önem taşımaktadır. Bu bölgeler, özellikle genişlemiş Higgs sektörleri, ağır rezonanslar veya üst kuark partnerleri gibi modellerin öngördüğü imzaları barındırabilir.

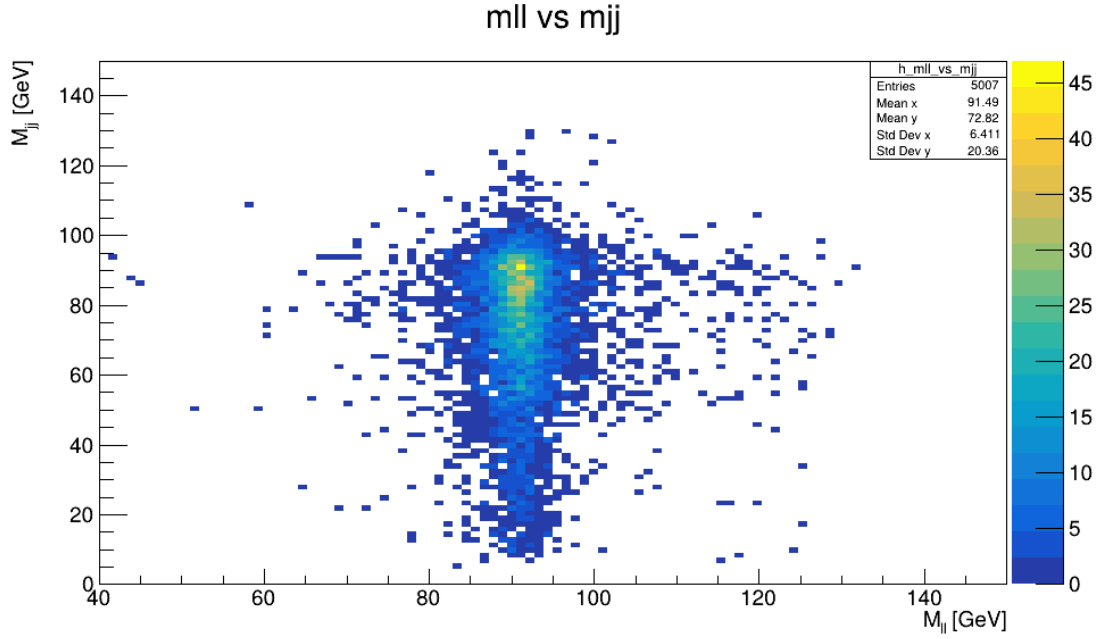
Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



Şekil 4.20 $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.20’de, kütle merkezi enerjisi 3000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için elde edilen olayların leptonik geri tepme kütlesi (M_{lep}) ile hadronik geri tepme kütlesi (M_{had}) arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 33.953 olay içeren bu dağılımda, M_{lep} için ortalama değer 543.6 GeV, standart sapma 512.9 GeV; M_{had} için ise ortalama 889.6 GeV, standart sapma 389.5 GeV olarak hesaplanmıştır. bu değerler top kuark çiftinin bozunum ürünlerinin yüksek momentuma sahip olduğunu ve olayların yük enerjili rejimde gerçekleştiğini göstermektedir. Standart sapmaların genişliği, hem leptonik hem hadronik sistemlerin geniş bir kütle spektrumuna yayıldığını ve $t\bar{t}$ sürecinin karmaşık kinematik yapısını yansıttığını göstermektedir.

Histogramda gözlenen diyagonal yapı, M_{lep} ile M_{had} arasında belirgin bir korelasyon olduğunu ve top kuarkların bozunumlarının kinematik olarak dengeli şekilde gerçekleştiğini göstermektedir. Bu korelasyon, sinyalin karakteristik yapısını ortaya koyarken, arka plan süreçlerinden ayrıştırılması ve seçim kesmelerinin optimize edilmesi açısından da kritik bir rol oynar ve yüksek recoil kütleli olaylar yeni fizik arayışları için önemli ipuçları sunabilir.

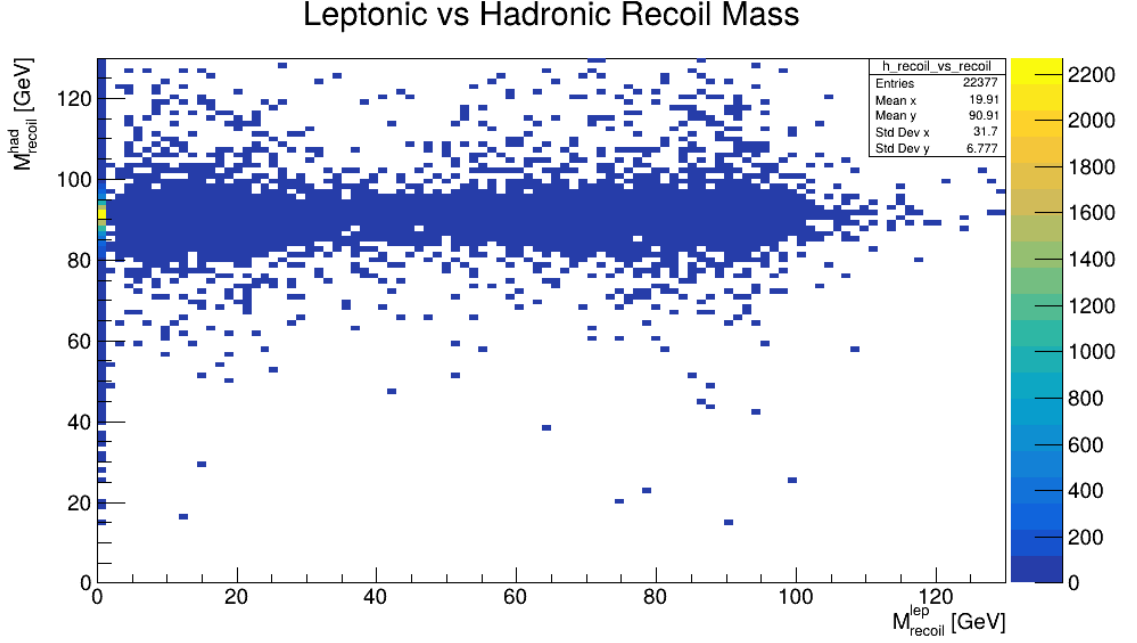


Şekil 4.21 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.21’de, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 3000$ GeV olan $\mu^+ \mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların iki boyutlu histogramı sunulmaktadır. Bu grafik, lepton çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{ll}) ile jet çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{jj}) arasındaki korelasyonu göstermektedir. Toplamda 5007 olay içeren bu dağılımda, m_{ll} için ortalama değer 91.49 GeV, standart sapma ise 6.41 GeV olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde, m_{jj} için ortalama 72.82 GeV, standart sapma ise 20.36 GeV’dir. Bu istatistiksel değerler, olayların büyük çoğunluğunun Z bozonu kütlesi civarında yoğunlaştığını ve sürecin beklenen kinematik özelliklerini doğruladığını göstermektedir.

Bu histogramda, yoğunluk merkezi $M_{ll} \sim 90$ GeV ve $M_{jj} \sim 70$ GeV civarında konumlanmış olup, leptonik sistemin ortalama değeri Z bozonu kütlesinin yakınında olduğu, hadronik sistemin ise daha düşük kütleli bir yapı sergilediği gözlemlenmektedir. Yoğunluk merkezi 90 GeV civarında simetrik bir yapı göstermektedir. Diyagonal korelasyon zayıf olmakla birlikte, yoğunluk merkezinin konumu sinyal karakterizasyonu açısından belirleyici olup, özellikle $M_{ll} \sim 90$ GeV bölgesi $Z \rightarrow ll$

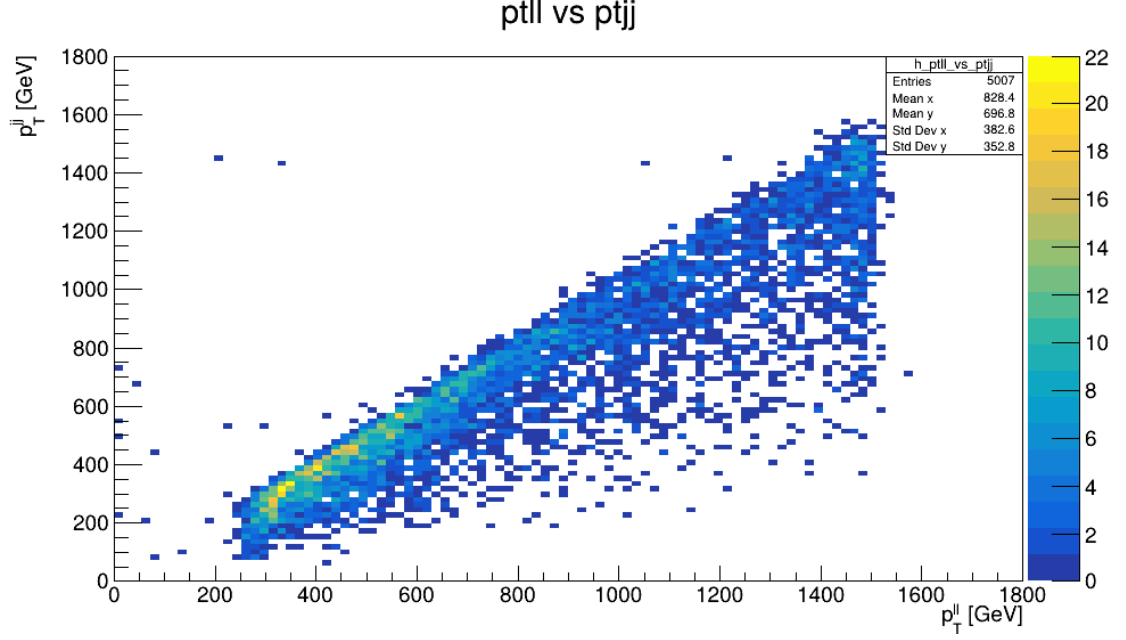
bozunumlarının başarılı şekilde yakalandığını göstermektedir. Uç bölgeleri (özellikle $M_{jj} > 120$ GeV) ise arka plan süreçleri veya yeni fizik arayışları için potansiyel taşıyabilir.



Şekil 4.22 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.22’de $\mu^+ \mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram yer almaktadır. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, düşük leptonik geri tepme kütlelerine karşılık gelen daha dar bir hadronik geri tepme kütle aralığında gözlemlenmektedir. Yoğunluk, $M_{recoil}^{lep} \sim 20$ GeV ve $M_{recoil}^{had} \sim 90$ GeV civarında toplanmıştır. Leptonik geri tepme kütlesi ortalaması oldukça düşük olmasına rağmen, hadronik geri tepme kütlesi ~ 90 GeV civarında sabitlenmiştir. Bu durum, hadronik sistemin daha yüksek enerjili olduğunu, leptonik sistemde ise düşük enerjili olayların baskın olduğunu gösterir. Bu durum, Z bozonlarının leptonik ve hadronik bozunma modları arasındaki enerji paylaşımının karakteristik bir yansımasıdır. Leptonik geri tepme kütesinin düşük ve geniş sapmalı olması, özellikle $Z \rightarrow e^+ e^-$ veya $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ gibi bozunmaların seçici penceresi olan ~ 20 GeV civarındaki bölgede yoğunlaşan olayları işaret etmektedir. Buna karşılık, hadronik geri tepme kütesinin daha dar bir

dağılım göstermesi, hadronik bozunmaların daha belirgin bir enerji imzası taşıdığını göstermektedir.

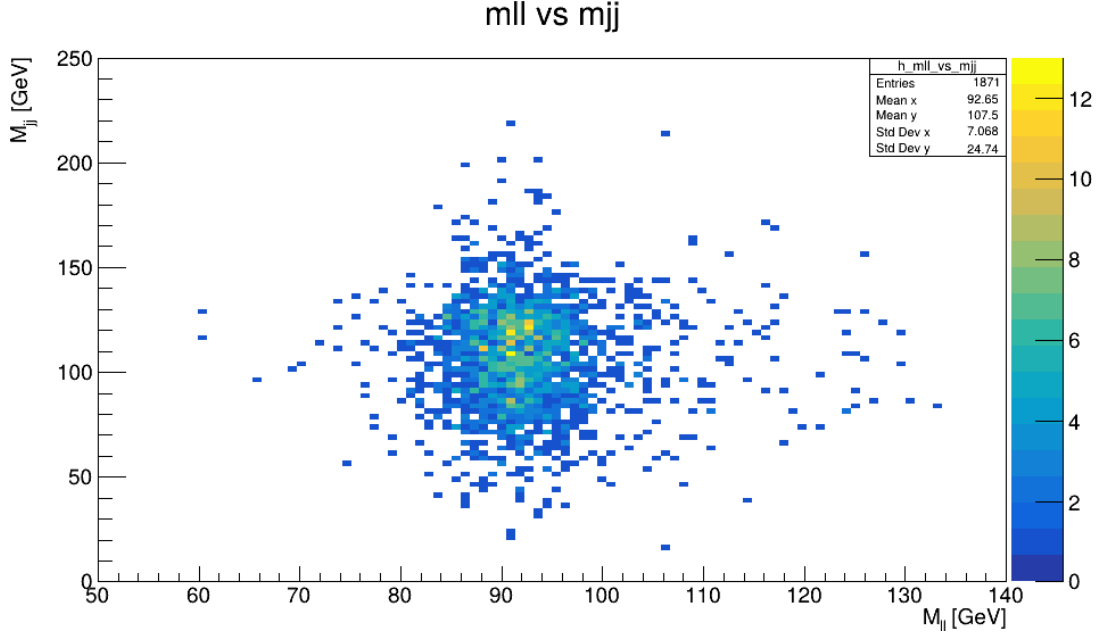


Şekil 4.23 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 3000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.23’de, kütle merkezi enerjisi 3000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 5007 olay içeren bu dağılımda, p_{Tjj} için ortalama değer 828.4 GeV, standart sapma 382.6 GeV; p_{Tll} için ise ortalama 696.8 GeV, standart sapma 352.8 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yapı, alt sol köşeden üst sağ köşeye doğru uzanan diyagonal bir bant şeklindedir. Bu bant, dilepton ve dijet sistemlerinin enine momentumları arasında güçlü bir korelasyon olduğunu göstermektedir.

Yoğunluk en fazla 400 GeV civarında gözlemlenmekte olup, bu bölge standart ZZ üretimi için karakteristik bir kinematik imza sunmaktadır. Diyagonal yapı, bozunma ürünlerinin momentumlarının birbirine bağlı olduğunu ve olayların simetrik bir şekilde dağıldığını göstermektedir.

4.2.2.3 $E_{KM}=10000$ GeV

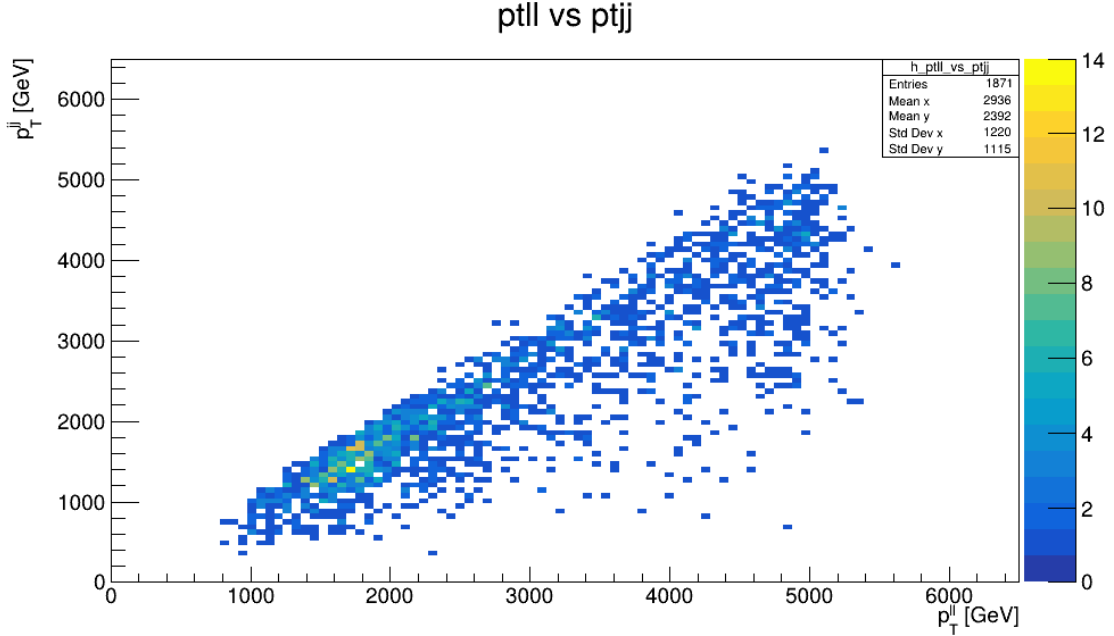


Şekil 4.24 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.24'de gösterilen 10 TeV kütle merkezi enerjisinde gerçekleşen $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ sürecine ait dağılımda, lepton çiftinin ve jet çiftinin değişmez kütlelerinin korelasyonunu göstermektedir. Histogramda gözlenen yoğunluk merkezi $M_{ll} \sim 92.5$ GeV ve $M_{jj} \sim 107.5$ GeV civarında konumlanmış olup, bu değerler sırasıyla Z bozonu ve Higgs bozonu kütleleriyle uyumludur. Leptonik kütle dağılımının daha dar olması, $Z \rightarrow \ell\ell$ bozunumunun yüksek çözünürlükle gerçekleştirildiğini gösterirken; jet kütesinin daha geniş sapma göstermesi, $H \rightarrow jj$ bozunumunun jetlerin belirsizliklerden etkilendiğini göstermektedir.

Bu korelasyon, sinyal sürecinin karakteristik kinematikini yansıttığı gibi, arka plan süreçlerinden ayırıştırma, seçim kesmesi optimizasyonu ve analizi açısından da kritik bir

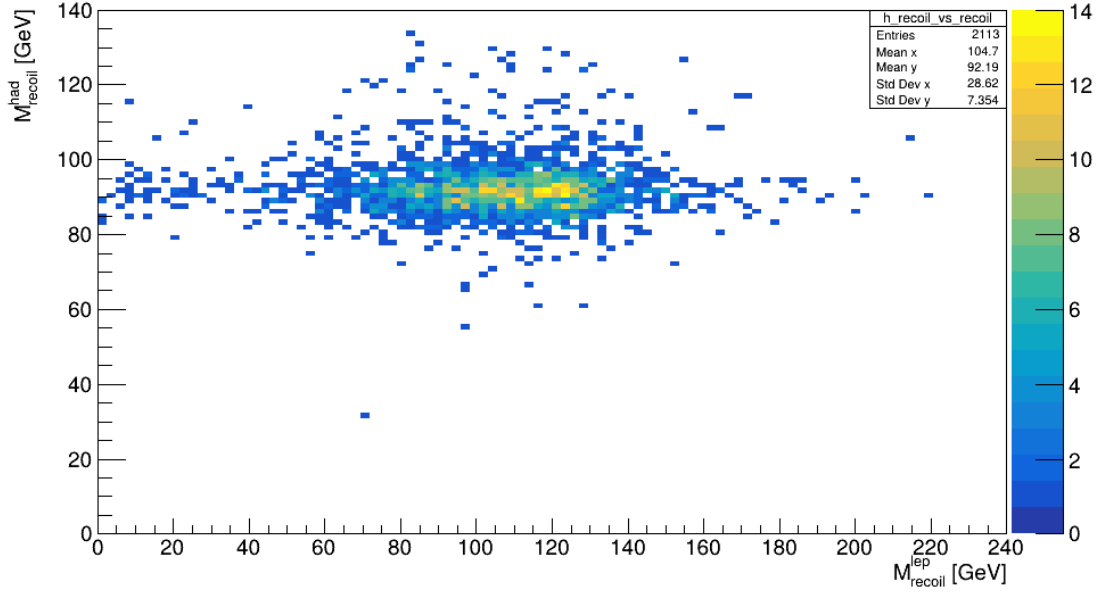
rol oynar. Özellikle diyagonal yoğunluk yapısı, M_{ll} ile M_{jj} arasında belirgin bir kinematik ilişki olduğunu ve olayların simetrik bir şekilde dağıldığını göstermektedir.



Şekil 4.25 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

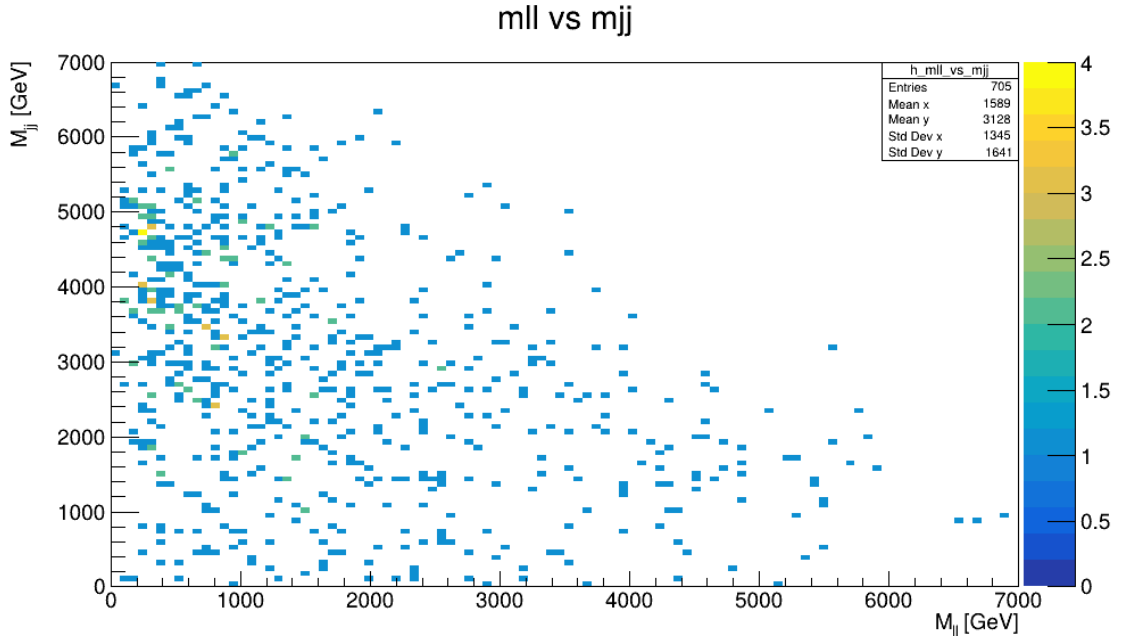
Şekil 4.25, olaylara ait lepton çiftinin ve jet çiftinin enine momentumlarının korelasyonunu göstermektedir. Histogramda gözlenen yoğunluk 2400 GeV civarında konumlanmış olup, bu değerler oldukça yüksek enerji rejimlerine işaret etmektedir. Ortalama enine momentum değerleri ve geniş standart sapmalar, analiz edilen olayların yüksek momentuma sahip olduklarını göstermektedir. Bu tür yapıların varlığı, özellikle ağır rezonanslar, genişletilmiş Higgs sektörleri veya yeni fizik modelleri açısından incelenmeye değerdir. Histogramda diyagonal bir yoğunluk bandı gözlenmekte olup, $p_{T_{ll}}$ ile $p_{T_{jj}}$ arasında güçlü bir korelasyon olduğunu göstermektedir. Bu korelasyon, sinyalin karakteristik kinematikini yansıtırken, arka plan süreçlerinden ayrıştırılmasında da kullanılabilir.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



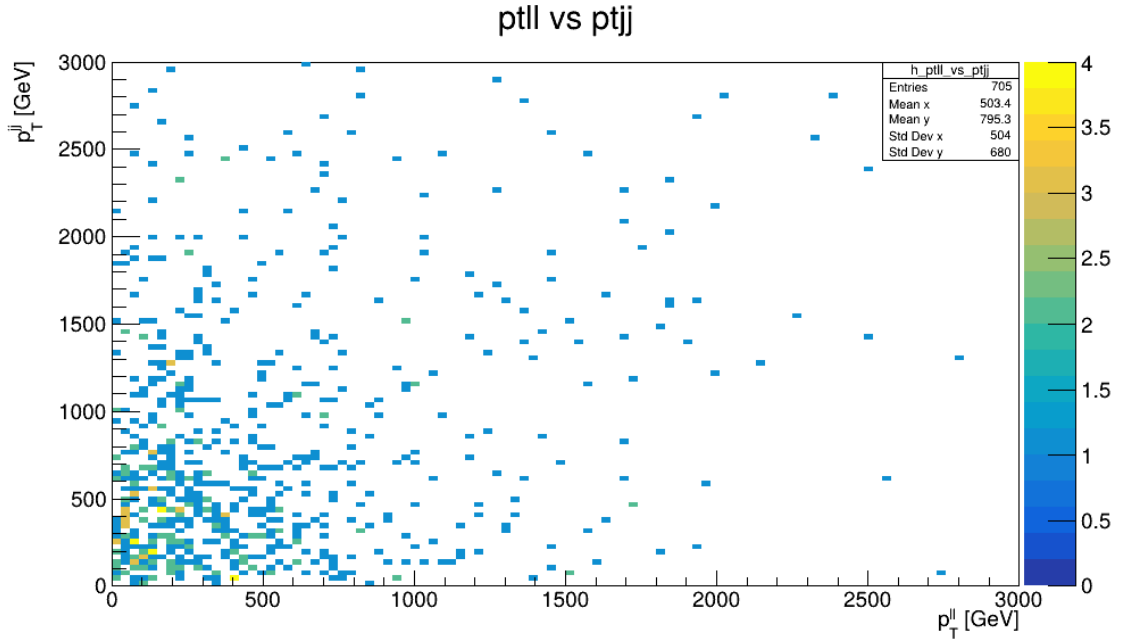
Şekil 4.26 $\mu^+\mu^- \rightarrow hZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.26, olaylara ait leptonik ve hadronik recoil kütlelerinin dağılımını iki boyutlu histogram olarak sunmaktadır. Yoğunluk merkezi $M_{recoil}^{lep} \sim 105$ GeV ve $M_{recoil}^{had} \sim 90$ GeV civarında konumlanmış olup, bu yapı $Z \rightarrow \ell\ell$ ve $H \rightarrow jj$ bozunumlarının karakteristik kütleleriyle uyumludur. Ortalama değerlerin bu bölgeye yakın olması ve standart sapmaların görece düşük kalması, sinyal sürecinin başarılı şekilde gerçekleştirildiğini ve detektör çözünürlüğünün yeterli olduğunu göstermektedir. Hadronik recoil kütesinin daha geniş sapma göstermesi, jetlerin doğal belirsizlikleri ve Higgs kütesinin çevresel etkilerle yayılmasını yansıtmaktadır. Bu korelasyon analizi, sinyal karakterizasyonu, arka plan ayrıştırması ve seçim kesmelerinin optimizasyonu açısından kritik bir rol oynamaktadır.



Şekil 4.27 $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

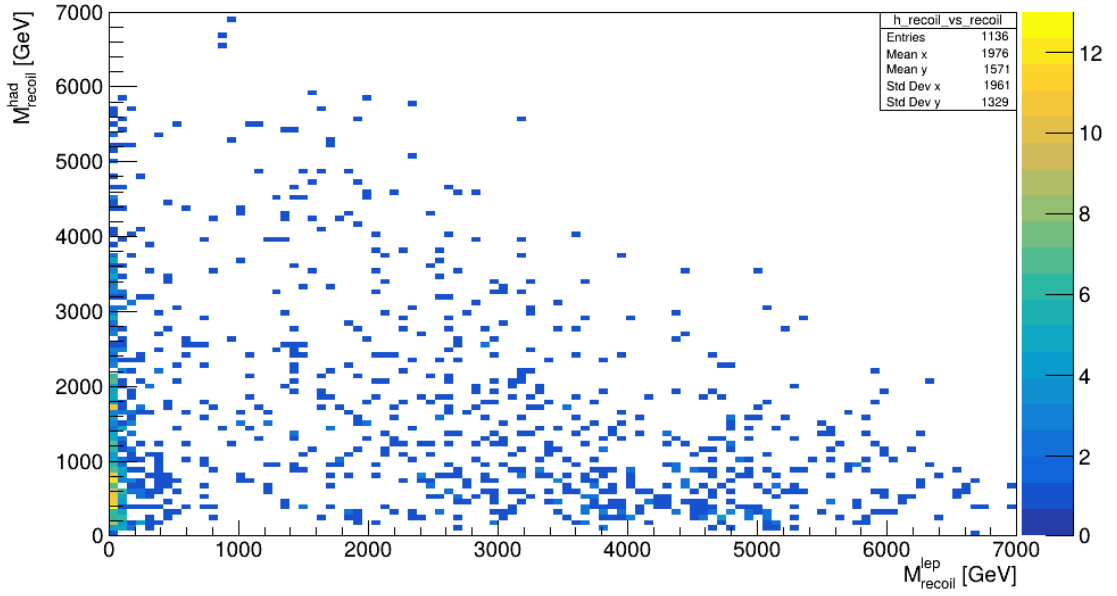
Şekil 4.27’de, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 10000$ GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t \bar{t}$ süreci için elde edilen olayların iki boyutlu histogramı sunulmaktadır. Bu histogram, lepton çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{ll}) ile jet çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{jj}) arasındaki korelasyonu göstermektedir. Toplamda 705 olay içeren bu dağılımda, m_{ll} için ortalama değer 1589 GeV, standart sapma ise 1345 GeV olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde, m_{jj} için ortalama 3128 GeV, standart sapma ise 1641 GeV’dir. Histogramda gözlenen yoğunluk, $M_{ll} \sim 3200$ GeV ve $M_{jj} \sim 2000$ GeV civarında konumlanmış olup, bu değerler oldukça yüksek enerji rejimlerine işaret etmektedir. Ortalama kütle değerleri ve geniş standart sapmalar, analiz edilen olayların yüksek enerjiye sahip olduğunu ve kuyruk bölgesinin oldukça aktif olduğunu göstermektedir. Bu tür yüksek kütleli yapıların varlığı, özellikle ağır rezonanslar, genişletilmiş Higgs sektörleri veya yeni fizik modelleri (örneğin Z' , W' , heavy Higgs) açısından incelenmeye değerdir. Histogramın düşük yoğunluklu bölgelerinde yer alan olaylar, arka plan süreçlerinden ayrışabilir ve seçim kesmeleriyle sinyal zenginleştirilmesi yapılabilir. Bu korelasyon analizi, hem sinyal karakterizasyonu hem de yeni fizik arayışları için güçlü bir temel sunmaktadır.



Şekil 4.28 $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

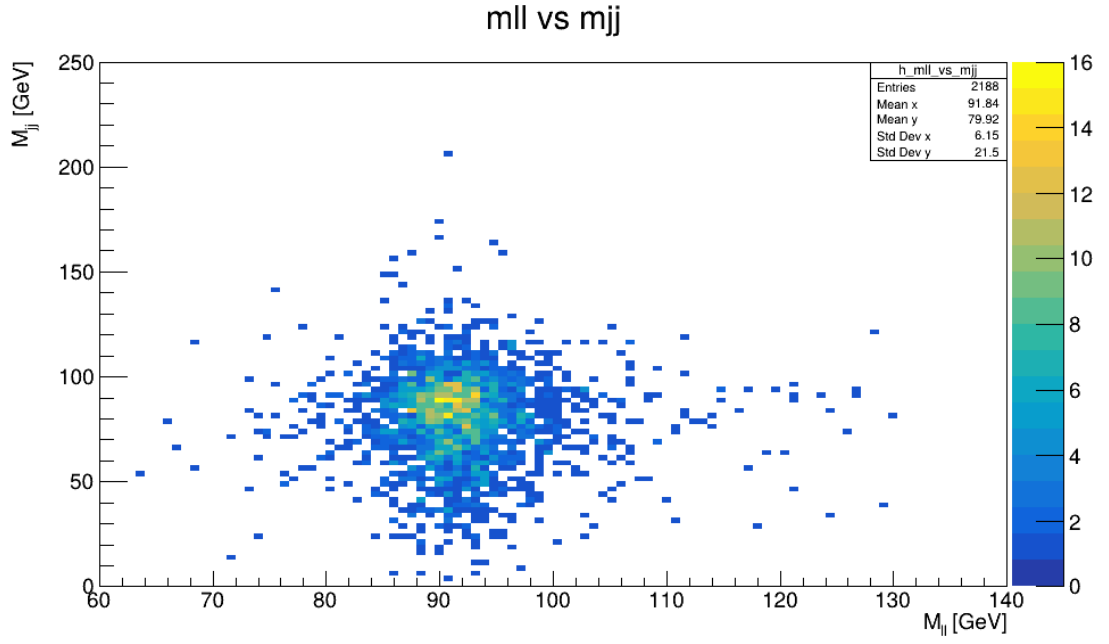
Şekil 4.28’de, kütle merkezi enerjisi 10000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 705 olay içeren bu dağılımda, p_{ll} için ortalama değer 503.4 GeV, standart sapma 504 GeV; p_{jj} için ise ortalama 795.3 GeV, standart sapma 680 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, hem dilepton hem de dijet sistemlerinin enine momentumlarının düşük olduğu (<500 GeV) bölgede yoğunlaşmaktadır. Bu durum, top kuark çiftlerinin üretimi sırasında ortaya çıkan bozunma ürünlerinin çoğunlukla düşük enine momentuma sahip olduğunu göstermektedir.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass



Şekil 4.29 $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.29'da, kütle merkezi enerjisi 10000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow t\bar{t}$ süreci için elde edilen olayların leptonik geri tepme kütlesi (M_{lep}) ile hadronik geri tepme kütlesi (M_{had}) arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 1136 olay içeren bu dağılımda, M_{lep} için ortalama değer 1976 GeV, standart sapma 1961 GeV; M_{had} için ise ortalama 1571 GeV, standart sapma 1329 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, düşük leptonik geri tepme kütlelerine karşılık gelen yüksek hadronik geri tepme kütlelerinde gözlemlenmektedir. Bu durum, olayların büyük kısmının asimetrik geri tepme yapısına sahip olduğunu ve hadronik bileşenin daha fazla enerji taşıdığını göstermektedir.

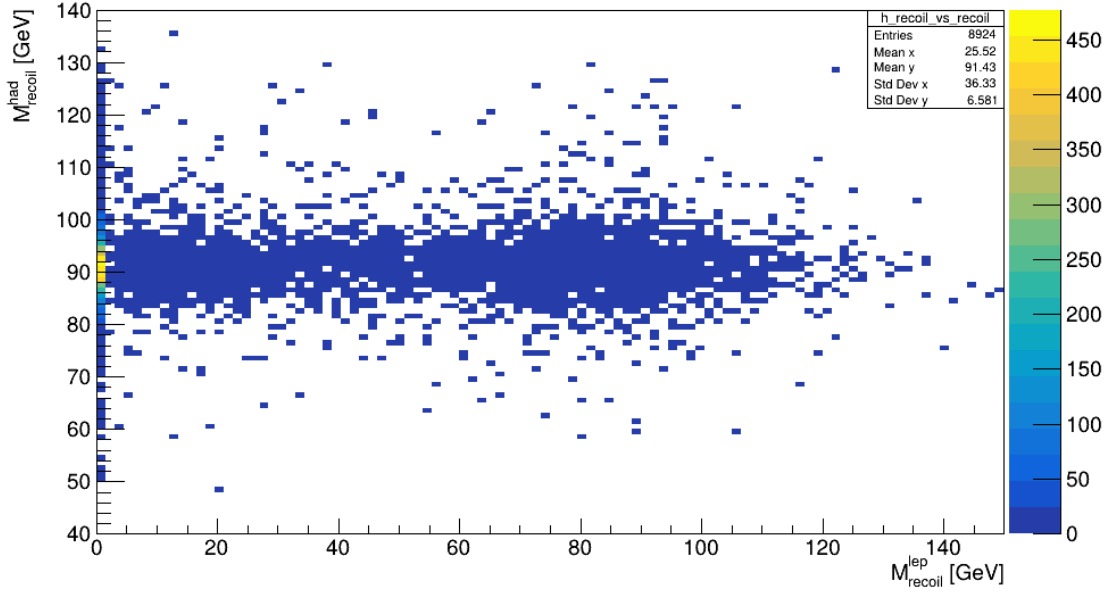


Şekil 4.30 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton değişmez kütlesi ile dijet değişmez kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.30'da, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 10000$ GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların iki boyutlu histogramı sunulmaktadır. Bu grafik, lepton çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{ll}) ile jet çiftlerinin değişmez kütlesi (m_{jj}) arasındaki korelasyonu göstermektedir.

Toplamda 2188 olay içeren bu dağılımda, m_{ll} için ortalama değer 91.84 GeV, standart sapma ise 6.15 GeV olarak hesaplanmıştır. Benzer şekilde, m_{jj} için ortalama 79.92 GeV, standart sapma ise 21.5 GeV'dir. Bu istatistiksel değerler, olayların büyük çoğunluğunun Z bozonu kütlesi civarında yoğunlaştığını ve sürecin beklenen kinematik özelliklerini doğruladığını göstermektedir.

Leptonic vs Hadronic Recoil Mass

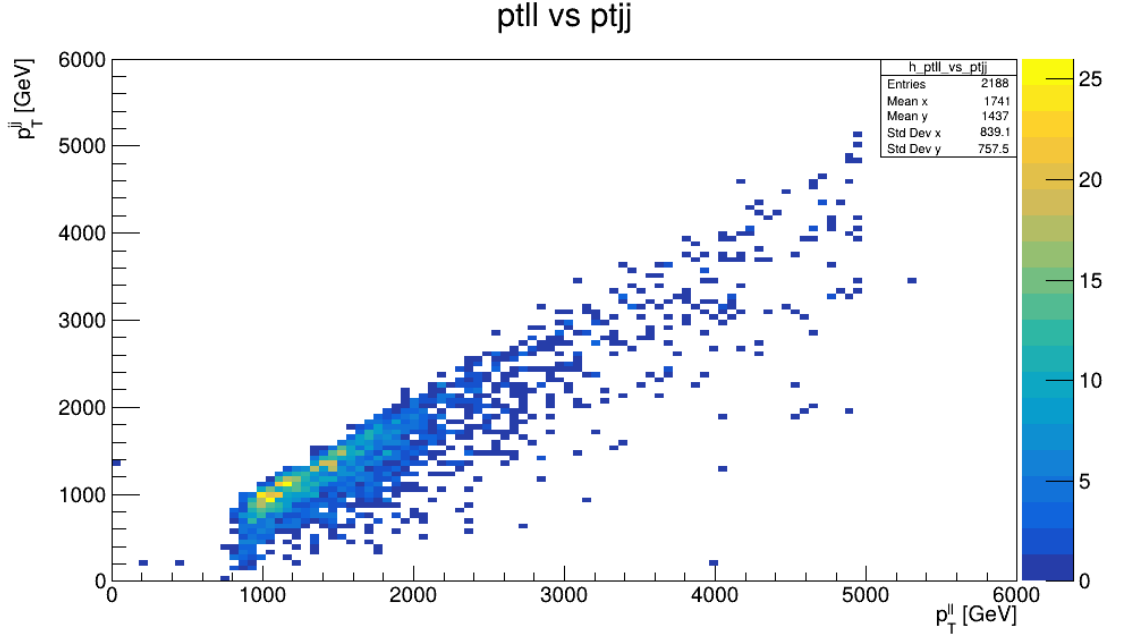


Şekil 4.31 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde leptonik geri tepme kütlesi ile hadronik geri tepme kütlesi arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.31’de, kütle merkezi enerjisi 10000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların leptonik geri tepme kütlesi (M_{lep}) ile hadronik geri tepme kütlesi (M_{had}) arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır.

Toplamda 8924 olay içeren bu dağılımda, M_{lep} için ortalama değer 25.52 GeV, standart sapma 36.33 GeV; M_{had} için ise ortalama 91.43 GeV, standart sapma 6.581 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yoğunluk bölgesi, düşük leptonik geri tepme kütlelerine karşılık gelen daha dar bir hadronik geri tepme kütle aralığında gözlemlenmektedir. Bu durum, Z bozonlarının leptonik ve hadronik bozunma modları arasındaki enerji paylaşımının karakteristik bir yansımasıdır.

Leptonik geri tepme kütlelerinin düşük ve geniş sapmalı olması, özellikle $Z \rightarrow e^+e^-$ veya $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ gibi bozunmaların seçici penceresi olan ~ 20 GeV civarındaki bölgede yoğunlaşan olayları işaret etmektedir. Buna karşılık, hadronik geri tepme kütlelerinin daha dar bir dağılım göstermesi, hadronik bozunmaların daha belirgin bir enerji imzası taşıdığını göstermektedir.



Şekil 4.32 $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için, 10000 GeV kütle merkezi enerjisinde dilepton enine momentumu ile dijet enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren histogram

Şekil 4.32’de, kütle merkezi enerjisi 10000 GeV olan $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ süreci için elde edilen olayların dilepton sisteminin enine momentumu ile dijet sisteminin enine momentumu arasındaki korelasyonu gösteren iki boyutlu histogram sunulmaktadır. Toplamda 2168 olay içeren bu dağılımda, p_{Tjj} için ortalama değer 1437 GeV, standart sapma 757.5 GeV; p_{Tll} için ise ortalama 1741 GeV, standart sapma 839.1 GeV olarak hesaplanmıştır. Histogramda dikkat çeken yapı, alt sol köşeden üst sağ köşeye doğru uzanan diyagonal bir bant şeklindedir. Bu bant, dilepton ve dijet sistemlerinin enine momentumları arasında güçlü bir korelasyon olduğunu göstermektedir.

Yoğunluk en fazla 1000 GeV civarında gözlemlenmekte olup, bu bölge standart ZZ üretimi için karakteristik bir kinematik imza sunmaktadır. Diyagonal yapı, bozunma ürünlerinin momentumlarının birbirine bağlı olduğunu ve olayların simetrik bir şekilde dağıldığını göstermektedir.

Sonuç olarak bu tür iki değişkenli analizler, özellikle ağır rezonans arayışları ve faz uzayının dışında kalan bölgelerdeki olayların incelenmesi açısından önemlidir. Histogramdaki dağılım yapısı, hem olay seçimi kriterlerinin belirlenmesinde hem de

simülasyon doğrulama süreçlerinde doğrudan kullanılabilir. Ayrıca bu analizler, özellikle olayların kinematik yapısını anlamak, arka plan süreçlerinden ayırtmak ve yeni fizik arayışlarında referans noktaları oluşturmak açısından kritik öneme sahiptir.

4.3 İstatistiksel Önem Hesabı

Tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen yeni fizik analizinde Muon çarpıştırıcısının 1500 GeV ve 3000 GeV kütle merkezi enerjilerinde oluşturulan zprime _UFO modelinde Muon dedektör simülasyonu kullanılmıştır. Bu analizde aşağıdaki kesmeler sırasıyla uygulanmıştır;

1. (Electron_size == 2) or (Muon_size == 2)
2. (Electron.PT[0] > 300.0 and Electron.PT[1] > 300.0) or (Muon.PT[0] > 300.0 and Muon.PT[1] > 300.0)
3. (abs(Electron.Eta[0]) < 2.5 and abs(Electron.Eta[1]) < 2.5) or (abs(Muon.Eta[0]) < 2.5 and abs(Muon.Eta[1]) < 2.5)
4. (KTjet_size >= 2)
5. (KTjet.PT[0] > 500.0) and (KTjet.PT[1] > 500.0)
6. abs(KTjet.Eta[0]) < 2.5 and abs(KTjet.Eta[1]) < 2.5
7. (ComputeTransverseMom(Electron.PT, Electron.Eta, Electron.Phi) > 100.0) or (ComputeTransverseMom(Muon.PT, Muon.Eta, Muon.Phi) > 100.0)
8. MissingET.MET[0] < 30.0

Çizelge 4.3 Sinyal ve arda lan süreçlerin istatistiksel önem tablosu ($E_{KM} = 1500$ GeV)

Cut	S	B	S+B	Anlamlılık (Z)
1	82548	73979	156527	263.669
2	22994	3933	26927	240.026
3	22994	3933	26927	240.026
4	22994	3921	26915	240.222
5	19399	1186	20585	280.536
6	19399	1186	20585	280.536
7	19396	987	20383	290.927
8	8787	521	9308	189.983

Çizelge 4.4 Sinyal ve ardalan süreçlerin istatistiksel önem tablosu ($E_{KM} = 3000$ GeV)

Cut	S	B	S+B	Anlamlılık (Z)
1	82270	60330	142600	284.241
2	74771	25582	100353	353.248
3	74771	25582	100353	353.248
4	74769	25526	100295	353.487
5	74088	19131	93219	383.504
6	74088	19131	93219	383.504
7	74081	16451	90532	400.761
8	16132	3433	19565	189.299

Her iki kütle merkezi enerjisinde de en yüksek önem 7. kesmede elde edilmiştir. Bu kullanılan analiz stratejisinin sinyali ardalan gürültüsünden en etkili şekilde ayırabildiğini göstermektedir. Bu kesme en yüksek keşif potansiyeli sağlayan seçim bölgesi olarak değerlendirilebilir.

Bu tezde, gelecekteki yüksek enerjili lepton çarpıştırıcılarında Z' bozonunun Higgs ve Z bozonlarının birlikte üretimi (HZ) üzerindeki etkileri incelenmiştir. $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ ve $H \rightarrow b\bar{b}$ bozunmalarından kaynaklanan iki lepton ve iki b-jet içeren son durum üzerinde yapılan analizler, Z' bozonunun Z aracılı HZ üretimiyle girişim yaparak toplam üretim tesir kesitini önemli ölçüde etkileyebileceğini göstermektedir. Rezonans durumunda sinyal belirgin şekilde artarken, rezonans dışı durumlarda girişim etkisi hâlen gözlemlenebilir. MuC kütle merkezi enerjisini rezonans bölgesine ayarlayarak Z' katkılarının keşfi için benzersiz fırsatlar sunmakta ve HZ üretimi yoluyla Standart Model ötesi senaryoların hassas testlerinin yapılmasına imkân sağlamaktadır. Sonuç olarak, gelecekteki yüksek enerjili lepton çarpıştırıcıları, Z' gibi yeni ağır yüksüz bozonların etkilerini araştırmak ve Higgs bozonu özelliklerini hassas ölçmek için güçlü bir potansiyele sahiptir.

5. SONUÇ VE YORUM

Bu tezde, gelecek lepton çarpıştırıcılarının teknik özelliklerine değinilmiş, sinyal ve ardalan süreçlerin tesir kesiti değerleri gelecek lepton çarpıştırıcılarının enerji aşamaları için MadGraph5 ile hesaplanmış, çarpıştırıcıların avantajları ve dezavantajları ele alınmıştır.

Doğrusal çarpıştırıcıların enerji değerlerinde ilk durumdaki parçacıkların polarizasyonsuz ve farklı polarizasyon durumları için tesir kesitleri hesaplanmıştır ve karşılaştırmaları yapılmıştır. Sinyal sürecin, ardalan süreçlerin ve tek Higgs üretimi olan süreçlerin tesir kesitleri sm-full modeli çerçevesinde MadGraph5 ile hesaplanmış, Pythia8 ile hadronlaşma ve Delphes ile dedektör simulasyonu işlemleri yapılmıştır. Yazılan analiz kodu kullanılarak histogramlar çizilmiştir. FCC-ee çarpıştırıcısının 240 GeV ve 365 GeV kütle merkezi enerjilerinde tesir kesitleri ISR dahil edilerek ve dahil edilmeyerek hesaplanmış, dilepton ve dijetler ($llbb$) son durumunda Z bozonu ile birlikte Higgs bozonunun tek üretimi, partonik ve hadronik düzeyde simülasyonlar kullanılarak incelenmiştir. ZH üretim tesir kesitinin, farklı dilepton enine momentum aralıklarında, farklı kütle merkezi enerjilerinde daha iyi bir hassasiyetle ölçülebileceği gösterilmiştir. İki lepton (dilepton) ve iki b-jet kanal analizi gerçekleştirilmiştir. Sadece istatistiksel belirsizlikler dikkate alınmıştır. 240 GeV'de Z kütle aralığı ve Higgs kütlesi aralığı kesmeleriyle ardalanlar ortadan kaldırılmış ve daha hassas sonuçlar elde edilmiştir. 365 GeV'de hem ZZ hem de $t\bar{t}$ ardalanları, $2l+2b$ son durumuna önemli ölçüde katkıda bulunmakta; ancak, sinyalin karakteristik özellikleri sayesinde sinyal ve ardalanlar ayırt edilebilmektedir. Uygun kesmelerle diğer arka planlar azaltılmıştır. FCC-ee çarpıştırıcısında $e^+ e^- \rightarrow Z H$ süreciyle Higgs bozonunun üretimi ve Z bozonunun iki leptona bozunumu özellikleri kullanılarak, geri tepme kütlesi dağılımları incelenmiştir. Sinyale ($H l^+ l^-$) ve ardalanlara (ZZ, WW, $l+l^-$) ait geri tepme kütlesi dağılımları, yazılan analiz kodu kullanılarak PyRoot yardımıyla üst üste çizilmiş, fit yapılarak parametreler optimize edilmiş ve ölçümler hassas hale getirilmiştir. Bu yöntem, FCC-ee çarpıştırıcısında $e^+ e^- \rightarrow Z H$ sürecinde Higgs bozonunun üretiminin ve özelliklerinin araştırılmasında önemli bir rol oynamaktadır. Kesme-akış diyagramları çizilmiş ve istatistiksel önem hesabı yapılmıştır. Yeni fizik araştırmasının yüksek

enerjilerde çalışacak lepton çarpıştırıcılarda yapılabileceği (CLIC, Muon Çarpıştırıcısı), düşük enerjilerde çalışacak çarpıştırıcılarda (FCC-ee, ILC) ise Higgs bozonunun hassas ölçümlerinin yapılabileceği belirlenmiştir. $\mu+\mu\rightarrow\text{HZ}$ süreci üzerinden HZ etkileşiminin Standart Model (SM) çerçevesinde beklenen davranışı ayrıntılı biçimde incelenmiştir. Elde edilen tesir kesiti değerleri, farklı merkez kütle enerjilerinde ($\sqrt{s} = 1.5, 3$ ve 10 TeV) sırasıyla 5.57×10^{-3} pb, 1.37×10^{-3} pb ve 1.23×10^{-4} pb olarak bulunmuştur. Bu sonuçlar, Muon Çarpıştırıcısı'nın (MuC) HZ üretim sürecini yüksek deneysel hassasiyetle ölçebileceğini göstermektedir. Deneysel olarak ölçülen tesir kesiti bu öngörülerden anlamlı biçimde saparsa, bu durum Higgs ve Z bozonları arasındaki etkileşimde yeni bir fizik etkisinin (Z' katkısının) varlığına işaret edecektir. Yeni fizik olasılıklarını araştırmak amacıyla, Z' bozonunun HZ kanalına katkısı $\mu+\mu\rightarrow Z'\rightarrow\text{HZ}$ süreci üzerinden incelenmiştir. Çalışmada 2 lepton + 2 jet son durumu analiz edilmiş; farklı $m_{Z'}$ kütle değerleri için sinyal (S) ve ardaalan (B) olayları dikkate alınarak istatistiksel önem hesaplanmıştır. Yapılan analizler sonucunda, 1 ab^{-1} entegre ışınırılık varsayımı altında;

- $\sqrt{s} = 1.5$ TeV MuC ile $m_{Z'} \lesssim 1.5$ TeV
- $\sqrt{s} = 3$ TeV MuC ile $m_{Z'} \lesssim 3$ TeV
- $\sqrt{s} = 10$ TeV MuC ile $m_{Z'} \lesssim 10$ TeV

bölgesine kadar keşif potansiyeli elde edilmiştir. Bu sonuç, Muon Çarpıştırıcısı'nın yalnızca Standart Model öngörülerini test etmekle kalmayıp, aynı zamanda Z' benzeri ağır nötr bozonların HZ üretim kanalı üzerinden dolaylı veya doğrudan tespitine olanak sağladığını göstermektedir.

KAYNAKLAR

- Abada, A., vd. 2019. Conceptual Design Report. European Physical Journal Special Topics, 2, 283-285
- Abada, A., vd. 2019. FCC Physics Opportunities. European Physical Journal C, 79(474), 1-3
- Aihara, H., vd. 2019. The International Linear Collider: A Global Project. 1, 4-6
- Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F., Mattelaer, O., Stelzer, T. 2011. MadGraph 5: Going Beyond. Journal of High Energy Physics, 2011(6), 1-40
- Alloul, A., Christensen, N. D., Degrande, C., Duhr, C., Fuks, B. 2014. FeynRules 2.0 – A complete toolbox for tree-level phenomenology. Computer Physics Communications, 185(8), 2250-2300
- Arbuzov, A., Bondarenko, S., Kalinovskaya, L. 2020. Asymmetries in Processes of Electron–Positron Annihilation. MDPI Physics, 12, 1132
- Azzurri, P., vd. 2022. A special Higgs challenge: measuring the mass and production cross section with ultimate precision at FCC-ee. European Physical Journal C, 137, 23
- Bierlich, C., Chakraborty, S., Desai, N., Gellersen, L., Helenius, I., Ilten, P., et al. 2022. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. SciPost Physics Codebases, 8
- Brun, R., Rademakers, F. 1997. ROOT—An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 389(1-2), 81-86
- Buchmüller, W., Lüdeling, C. 2006. Field Theory and the Standard Model. Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Almanya
- Burgess, C., Moore, G. 2007. The Standard Model: A Primer. Cambridge University Press, 244, Cambridge
- Cacciari, M., Salam, G.P., Soyez, G. 2008. The anti-kt jet clustering algorithm. Journal of High Energy Physics, 2008(04), 063
- Cacciari, M., Salam, G.P., Soyez, G. 2012. FastJet User Manual. European Physical Journal C, 72, 1896
- CEPC Physics Study Group. 2021. The Physics Potential of the CEPC. 1-3
- CEPC Study Group. 2018. Conceptual Design Report. IHEP-CEPC-DR-2018-01, IHEP-AC-2018-01

- Conte, E., Fuks, B., Serret, G. 2013. MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology. *Computer Physics Communications*, 184, 222-256
- Dannheim, D., vd. 2012. CLIC e+ e- Linear Collider Studies Input to the update process of the European Strategy for Particle Physics. 1, 4-6
- Degrande, C., Durieux, G., Maltoni, F., Mimasu, K., Vryonidou, E., Zhang, C. 2021. Automated one-loop computations in the Standard Model Effective Field Theory. *Physical Review Letters*, 103(9), 096024
- Delahaye, J.P., Boscolo, M., Long, K., Palmer, R.B., Zimmermann, F. 2019. Muon Colliders. arXiv preprint arXiv:1901.06150
- Galli, M., Tejedor, E., Wunsch, S. 2019. A new PyROOT: Modern, interoperable and more pythonic. 24th International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2019), 4-9 Ekim 2019, North Terrace, Avustralya
- Griffiths, D. 2015. Temel Parçacıklara Giriş. Nobel Akademik Yayıncılık, 453, Ankara
- Higgs, P.W. 1964. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, 13, 508-509
- Langacker, P. 2017. *The Standard Model and Beyond*. Taylor & Francis Group, 636, New York
- LCC Parameter Group. 2014. ILC Running Scenarios. 6-8
- Ovyn, S., Rouby, X., Lemaitre, V. 2009. DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment. 1, 1-3
- Particle Data Group (PDG). 2022. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8), 083C01
- Ruan, M. 2014. Higgs Measurement at e+ e- Circular Colliders. 1, 1-3
- Sjöstrand, T., Mrenna, S., Skands, P. A. 2008. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Computer Physics Communications*, 178(11), 852-867
- Thomson, M.A. 2016. Model-independent measurement of the $e^+e^- \rightarrow HZ$ cross section at a future e^+e^- linear collider using hadronic Z decays. *European Physical Journal C*, 76, 72
- Wilson, G.W. 2018. Positron Polarization: Key Feature for ILC Physics. 1-3
- Zarneck, A.F. 2020. On the physics potential of ILC and CLIC. 3-5