ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Deniz SUNAR

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

STANDART MODEL HIGGS BOZONUNUN SİMÜLASYONU

FİZİK ANABİLİM DALI

120012

ADANA, 2002

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

STANDART MODEL HIGGS BOZONUNUN SİMÜLASYONU

120012

Deniz SUNAR

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 29/08/2002 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından Oybirliği/~~Oyçokluğu~~ İle Kabul Edilmiştir.

İmza.....	İmza:.....	İmza.....
Prof.Dr. Ayşe POLATÖZ	**Prof.Dr.Gülsen ÖNENGÜT**	**Doç.Dr. Sefa ERTÜRK**
DANIŞMAN	**ÜYE**	**ÜYE**

Bu tez Enstitümüz Fizik Anabilim Dalında hazırlanmıştır.

Kod No: 2027

T.C. ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ 1923

Prof. Dr. Fikri AKDENİZ
Enstitü Müdürü

Bu Çalışma Ç.Ü. Araştırma Fonu Tarafından Desteklenmiştir.
Proje No: FBE.2002.YL.40

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

STANDART MODEL HIGGS BOZONUNUN SİMÜLASYONU

Deniz SUNAR

ÇUKUROVA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Danışman : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

Yıl: 2002, Sayfa: 80

Jüri : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
: Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
: Doç. Dr. Sefa ERTÜRK

Kendiliğinden simetri kırılması sonucunda ortaya çıkan Standart Model (SM) Higgs mekanizmasının detaylarını araştırmak ve Higgs bozonunu gözlemek amacıyla 2007 yılında CERN'deki CMS dedektörü işleve girecektir. Bu çalışmada, Higgs bozonunun üretim ve bozunum kanallarının özellikleri özetlenmiş ve çeşitli bozunum kanalları için CMS'de yapılan simülasyon çalışmaları derlenmiştir. Yapılan simülasyon çalışmalarında elde edilen verilere dayanarak Higgs'in hangi kanallarda gözlenebileceği ve bu kanalların dallanma oranı (BR), Higgs kütlesi (m_H) ve ışıklık (L) gibi özelliklerinin nasıl olabileceğine dair öngörülerde bulunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Standart Model Higgs Bozonu, Higgs Bozunum Kanalları, CMS, LHC, Simülasyon

ABSTRACT

MSc THESIS

SIMULATION OF THE STANDARD MODEL HIGGS BOSON

Deniz SUNAR

DEPARTMENT OF PHYSICS

INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

UNIVERSITY OF ÇUKUROVA

Supervisor: Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ

Year: 2002, Pages: 80

Jury : Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ
: Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT
: Doç. Dr. Sefa ERTÜRK

CMS detector at CERN will run to search the details of the Standard Model (SM) Higgs mechanism which is exploited by spontaneous symmetry breaking and to observe the Higgs boson in 2007. In this thesis, the properties of production and decay channels of Higgs boson are summarised and also some recent simulation studies are reviewed for several decay channels. By using the results obtained by the simulation studies some predictions are also given for the channels in which Higgs can be observed and the branching ratios of these channels (BR), Higgs mass (m_H) and luminosity (L) were predicted.

Key Words: Standard Model Higgs Boson, Higgs Decay Channels, CMS, LHC, Simulation

TEŞEKKÜR

Bu tezin oluşum süreci içerisinde ve ders döneminde değerli zamanını bana ayıran, benden düşünce, deneyim ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili hocam Prof. Dr. Ayşe POLATÖZ'e, değerli görüş ve bilgilerinden yararlandığım Prof. Dr. Gülsen ÖNENGÜT'e, takıldığım her soruyu yanıtsız bırakmamaya çalışan ve kaynak konusunda bana yardımcı olan Prof. Dr. Eda EŞKUT'a ve Yrd. Doç. Dr. Aysel KAYIŞ-TOPAKSU'ya teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, bana daima benim yanımda olduklarını hissettiren çok sevgili aileme, değerli Arş. Gör. Ahmet EKİCİBİL'e ve Yüksek Enerji Grubu'nun diğer tüm değerli üyelerine teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER **SAYFA**

ÖZ.....I
ABSTRACT.....II
TEŞEKKÜR.....III
İÇİNDEKİLER.....IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....VII
SİMGELER VE KISALTMALAR.....X
1. GİRİŞ.....1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....3
3. MATERYAL VE METOD.....5
3.1. Standart Model Higgs Bozonu.....5
3.1.1. Kendiliğinden Simetri Kırılması.....7
3.1.2. Higgs Mekanizması.....9
3.2. Higgs Üretim Mekanizmaları ve Tesir Kesitleri.....14
3.3. Higgs Bozunum mekanizmaları.....17
4. LHC VE CMS DENEYİ.....21
4.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC).....21
4.1.1. LHC Deneysel Ortamına Kısa Bir Bakış.....23
4.2. CMS (Küçük Müyon Solenoid) Deneyi.....24
5. ARAŞTIRMA VE BULGULAR.....27
5.1. CMS Deneyinde SM Higgs Bozonunun Araştırılması.....27
5.2. Simülasyon ve Analiz Teknikleri.....27
5.3. Fon Süreçleri.....30
5.3.1. İki Foton Fonu.....30
5.3.2. İki Bozon Üretimi.....31
5.4. Higgs Olaylarının Analizi.....32
5.4.1. Bir Higgs Olayının Genel Kinematiği.....33
5.4.1.1. Higgs Kütlesi.....33
5.4.1.2. İki Parçacıklı Bozunma.....34

5.4.1.3. Higgs Parçacığının Kinematiği....35
5.5. Higgs Bozunum Kanallarında Sinyallerin Belirlenmesi....39
5.5.1. Higgs→$\gamma\gamma$ Kanalı....39
5.5.1.1. Olay Seçim Kriterleri....42
5.5.1.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....43
5.5.2. Higgs→ZZ→2l2ν (l= e, μ) Kanalı....46
5.5.2.1. Olay Seçim Kriterleri....48
5.5.2.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....51
5.5.3. Higgs→ZZ→4l (l= e, μ) Kanalı....52
5.5.3.1. Olay Seçim Kriterleri....55
5.5.3.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....55
5.5.4. Higgs→WW→2l2ν (l= e, μ) Kanalı....58
5.5.4.1. Olay Seçim Kriterleri....60
5.5.4.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....61
5.5.5. Higgs→WW→$l\nu jj$ Kanalı....62
5.5.5.1. Olay Seçim Kriterleri....63
5.5.5.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....66
5.5.6. Higgs→ZZ→2l2j Kanalı....68
5.5.6.1. Olay Seçim Kriterleri....70
5.5.6.2. CMS'de Beklenen Belirginlik....71
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER....74
KAYNAKLAR....77
ÖZGEÇMİŞ....80

ÇİZELGELER DİZİNİ **SAYFA**

Çizelge 1.1. Standart Model parçacıkları ve etkileşmeleri 2
Çizelge 4.1. LHC'nin temel parametreleri..... 22
Çizelge 5.1. Farklı Higgs kütleleri ve üretim mekanizmaları için Higgs'in dik momentumunun ortalama değerleri (Perini, 1998)..... 37
Çizelge 5.2. H→$\gamma\gamma$ kanalının fon süreçlerine uygulanan K faktörleri (Perini, 1998)..... 42
Çizelge 5.3. 30 fb^{-1} ve 100 fb^{-1} ışıklıkta elde edilen S, B, S/B oranı, $S/\sqrt{B}$ oranı ve 5σ fb^{-1} için gerekli minimum ışıklık değerleri (Perini, 1998)..... 45
Çizelge 5.4. $H\rightarrow ZZ\rightarrow 2l2\nu$ kanalının sinyali için tesir kesiti ve dallanma oranının çarpımı (Nicollerat, 2001)..... 47
Çizelge 5.5. $H\rightarrow ZZ\rightarrow 2l2\nu$ kanalındaki $q\bar{q}\rightarrow ZZ/ZW/WW$ fonlarına uygulanan K faktörleri (Perini, 1998)..... 48
Çizelge 5.6. 100 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta değişik Higgs kütle değerlerinde sinyalin belirginliği ve keşfedilmesi için gerekli minimum ışıklık değerleri (Perini, 1998: Nicollerat, 2001)..... 52
Çizelge 5.7. $H\rightarrow ZZ\rightarrow 4l$ kanalının farklı Higgs kütlelerindeki σ.BR değerleri ve uygulanan K faktörleri (Perini, 1998; Nicollerat, 2001)..... 54
Çizelge 5.8. L=30 fb^{-1}ışıklıkta yapılan çalışmalar sonucunda elde edilen sinyal ve fon oranları (Perini, 1998: Zeppenfeld ve ark., 2000)..... 62
Çizelge 5.9. Sinyal ve fon için elde edilen S, B, S/B ve $S/\sqrt{B}$ değerleri (Yıldız ve ark., 2001)..... 64
Çizelge 5.10. Sinyal ve fon için çift etiketleme olasılıkları (Abdullin,1994)..... 65
Çizelge 5.11. 100 fb^{-1}ışıklıkta, kanalın keşfedilmesi için gerekli olan minimum ışıklık değerleri (Nicollerat, 2001: Perini, 1998)..... 68
Çizelge 5.12. $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kanalındaki sinyal için elde edilen σ.BR değerleri (Perini, 1998: Nicollerat, 2001)..... 69

ŞEKİLLER DİZİNİ **SAYFA**

Şekil 3.1. Hadron çarpıştırıcılarındaki en önemli Higgs üretim süreçleri: A) Gluon füzyonu, B) WW ya da ZZ füzyonu, C) W ya da Z'den gelen Higgs Bremsstrahlung, D) $q\bar{q}$ füzyonu, E) $t\bar{t}$ ya da $b\bar{b}$ 'den gelen Higgs yayınımı....14

Şekil 3.2. SM Higgs bozonunun üretim tesir kesiti (Spira ve ark., 1997a)....16

Şekil 3.3. Higgs'in genişliğinin kütlesinin bir fonksiyonu olarak değişimi....18

Şekil 3.4. Değişik kütle değerlerinde Higgs bozonunun bozunma modlarına olan dallanma oranları (Spira, 1997b)....19

Şekil 4.1. CERN'deki hızlandırma kompleksinde bulunan LHC'nin düzeni....23

Şekil 4.2. CMS dedektörünün dik kesitinin 3 boyutlu görünüşü....25

Şekil 5.1. NLO düzeltmesi içeren MRS(R1), GRV(94), ve CTEQ4M PDF'leri ile fonksiyonlarıyla Higgs üretim tesir kesitleri (Spira ve Dittmar, 1997)....29

Şekil 5.2. En önemli ayar bozon çifti üretim süreçleri olan Born ve Kutu süreçlerinin Feynman diyagramları....30

Şekil 5.3. Laboratuar ve Higgs çerçevesine göre Higgs'in bozunum kinematiği (Perini, 1998)....35

Şekil 5.4. İki fotona bozunan Higgs parçacığının (m_H=100 GeV) bozunum ürünleri arasındaki açının momentumunun bir fonksiyonu olarak değişimi (Perini, 1998)....35

Şekil 5.5. En yüksek η değerine sahip $H\rightarrow\gamma\gamma$ (m_H=100 GeV) ve $H\rightarrow 4e$ (m_H=400 GeV) kanallarının bozunum ürünlerinin dağılımı. Noktalı çizgiler $|y|>2.4$ rapiditeli, tire şeklindeki çizgiler ise $|y|<2.4$ rapiditeli Higgs olaylarından gelen katkıyı göstermektedir (Perini, 1998)....36

Şekil 5.6. Farklı Higgs kütle değerleri ve 2 en önemli üretim mekanizması (gluon ve vektör bozon füzyonu) için Higgs olaylarının jet çoklusu (Perini, 1998)....38

Şekil 5.7. $H\rightarrow\gamma\gamma$ bozunum kanalı....39

Şekil 5.8. $H\rightarrow\gamma\gamma$ (m_H=100 ve 130 GeV) olaylarındaki iki fotonun p_T dağılımı (Perini, 1998)....42

Şekil 5.9. 10^5 pb^{-1} toplam ışıklıkta ve m_H=130 GeV kütle değerinde $H\rightarrow\gamma\gamma$ kanalındaki iki fotonun kütle grafiği (http://www.cmsinfo.cern.ch).....44
Şekil 5.10. CMS dedektöründe 2 fotonun bırakması beklenen iz (CMS Collaboration, 1998).....46
Şekil 5.11. 450 GeV (soldakiler) ve 600 GeV (sağdakiler) Higgs kütle değerleri için lepton çiftinin kayıp p_T dağılımı (Dittmar, 2001).....49
Şekil 5.12. 100 fb^{-1} ışıklıkta, farklı Higgs kütlelerinde elde edilen $H\rightarrow ZZ\rightarrow 2l2\nu$ kanalının dik kütle dağılımı (Perini, 1998).....51
Şekil 5.13. Higgs'in 2Z bozonu aracılığıyla 4 leptona bozunumu.....53
Şekil 5.14.100 fb^{-1} ışıklıkta, 300 (üstteki) ve 600 (alttaki) GeV Higgs kütlelerinde $ZZ\rightarrow 4l$ sisteminin kütlesi (Nicollerat, 2001).....56
Şekil 5.15. m_H=500 GeV kütlesinde ve 10^5 pb^{-1} ışıklıkta elde edilen 4 leptonun kütle grafiği (Bomestar ve ark., 1995).....57
Şekil 5.16. 130 ile 170 GeV kütle aralığındaki Higgs'in 4 lepton kanalına bozunum kütle tepesi (http://www.cmsinfo.cern.ch).....57
Şekil 5.17. $H\rightarrow ZZ\rightarrow \mu^{\pm}\mu^{\pm}$ bozunumundaki müyonların CMS'de bırakmaları beklenen izler (http://www.cmsinfo.cern.ch).....58
Şekil 5.18. Jet etiketleme tekniği kullanılmadığı zaman $H\rightarrow WW\rightarrow l\nu jj$ kanalında 300 GeV (soldaki) ve 600 GeV (sağdaki) kütleli bir Higgs için elde edilen kütle spektrumu (Nicollerat, 2001).....67
Şekil 5.19. Jet etiketleme tekniği ile $H\rightarrow WW\rightarrow l\nu jj$ kanalında 300 (soldaki) ve 600 GeV (sağdaki) kütleli bir Higgs için elde edilen kütle spektrumu (Nicollerat, 2001).....67
Şekil 5.20. $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kanalı.....69
Şekil 5.21. 300 GeV kütleli bir Higgs için etiketleme tekniği kullanılmadan (solda), etiketleme tekniği ile (sağda) yeniden yapılandırılan ZZ sisteminin kütlesi (Nicollerat, 2001).....72
Şekil 5.22. 10^5 pb^{-1}'lik ışıklıkta elde edilen $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kütle piki (CMS Collaboration, 1998).....72
Şekil 5.23. $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kanalındaki jetlerin CMS dedektöründe bırakmaları beklenen iz (CMS Collaboration, 1998).....73

Şekil 6.1. 5σ'lık bir standart sapma için Higgs'in gözlenmesi beklenen keşif ışıklığı (Dittmar ve Nicollerat, 2001).....74

SİMGELER VE KISALTMALAR

CERN : Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

CMS : Küçük Müyon Solenoid

LHC : Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

LEP : Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı

SM : Standart Model

QCD : Kuantum Renk Dinamiği

QED : Kuantum Elektrodinamiği

PDF : Parton Dağılım Fonksiyonu

BR : Dallanma Oranı

LO : İkinci Mertebe

NLO : Üçüncü Mertebe

MeV : Milyon Elektron Volt

GeV : Milyar Elektron Volt

TeV : Trilyon Elektron Volt

p^+ : Proton

e^- : Elektron

μ^- : Müyon

π^- : Piyon

ν : Nötrino

fb : Femtobarn

pb : Pikobarn

y : Rapidite

η : Pseudorapidite

σ : Tesir Kesiti

L : Işıklık

Γ : Genişlik

m : Kütle

p_T : Dik momentum

$\sqrt{s}$: Kütle Merkezi Enerjisi

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

1. GİRİŞ

Doğada kuvvetli, zayıf, elektromanyetik ve kütle çekim kuvveti olmak üzere 4 temel etkileşme bulunmaktadır. Parçacık fiziğinin en büyük amacı bu temel kuvvetlerin birleşik bir kuramını oluşturmaktır. 19. yy'da elektrik ve manyetik alanın kaynağının aynı olduğu anlaşılması üzerine iki kuvvet klasik elektromanyetik teori adı verilen tek bir teori ile tanımlandı. 1970'li yılların sonlarında teorisyenler Kuantum Elektrodinamiği (QED)'nin yerel ayar değişmez alan teorisindeki formülasyonunu zayıf kuvvetlerdekiyle aynı yöntemi kullanarak açıkladılar (Perini, 1998). Kuvvetler ve bunların arabulucu parçacıklarının (kütlesiz foton, kütleli Z^0 ve $W^{\pm}$ bozonları) birbirinden farklı görünmelerine rağmen elektrozayıf birleşme gerçekleşti. Standart Model (SM), maddenin temel yapıtaşlarını, özelliklerini, bunlar arasındaki ilişki ve etkileşmeleri açıklayan bir modeldir. SM'e göre 6 lepton, 6 kuark olmak üzere 12 temel parçacık bulunmaktadır. Ayrıca, bu parçacıkların birbirleriyle etkileşimlerini sağlayan ve kuvvet taşıyıcı parçacık olarak adlandırılan 12 ara bozonun varlığını da ön görmektedir. Temel etkileşmeler ve taşıyıcı parçacıkları Çizelge 1.1'de gösterilmiştir.

Kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin SM'i şimdiye kadar elde edilen deneysel sonuçlarla güzel bir uyum göstermektedir. Model, yerel ayar değişmezliği dilinde temel etkileşmelerin teorik bir tanımını içermektedir: Kuvvetli etkileşmeler Kuantum Renk Dinamiği (QCD) ile zayıf ve elektromanyetik etkileşmeler ise Elektrozayıf modelle açıklanmaktadır. Ancak, kütlesiz foton ve ağır kütleli Z^0 ve $W^{\pm}$ bozonları gibi kuvvet taşıyıcılarının kütlelerindeki farklılığa neden olan mekanizma henüz tam olarak açıklanamamıştır. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)'de yapılacak olan deneylerde bu gizin açığa kavuşması beklenmektedir.

Çizelge 1.1. Standart Model parçacıkları ve etkileşmeleri

Parçacıklar			
Spin1/2 olan fermiyonlar ve antifermiyonlar:			
Leptonlar	e^-	μ^-	τ^-
	ν_e	ν_μ	ν_τ
Kuarklar	d	s	b
	u	c	t
+ Bunların anti-parçacıkları			
Spin-1 Ayar Bozonları :			
Kütlesiz elektrozayıf bozon	γ		
Kütleli elektrozayıf bozonlar	W^+, W^-, Z^0		
Sekiz renkli gluonlar	g		
Spin-0 Higgs bozonu:			
Higgs bozonu	H		

Etkileşmeler	**Taşıyıcı Parçacıklar**
Elektromanyetik etkileşme	γ
Zayıf etkileşme	W^+, W^-, Z^0
Kuvvetli etkileşme	Gluonlar

SM, zayıf etkileşmenin kuvvet taşıyıcı parçacıkları olan Z^0 ve $W^\pm$ parçacıklarına kütle kazandıran bir mekanizmanın varlığını öngörmektedir. Bu mekanizma, kendiliğinden simetri kırılması sonucunda ortaya çıkan "Higgs" mekanizmasıdır. Higgs bozonu olarak adlandırılan parçacık skalar Higgs alanının kuvvet taşıyıcı parçacığıdır.

Bu çalışmada, önce simetrinin kendiliğinden kırılması ve Higgs mekanizması hakkında kısa bir derleme yapıldıktan sonra Higgs parçacığının üretim ve bozunum kanallarından sözedilecektir. Son kısımda, CMS deneyinde yapılan SM Higgs bozonunun simülasyon çalışmaları özetlenecektir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Higgs parçacığının keşfi, yüksek enerjili çarpıştırıcılar için en önemli araştırma konularından biridir. Parçacığın deneysel olarak gözlenmesi, temel parçacıklar arasındaki etkileşmelerin daha iyi anlaşılmasını ve parçacıkların kütle kaynağının ne olduğunun açığa kavuşmasını sağlayacaktır.

SM'in öngördüğü Higgs parçacığının kütlesinin ne olduğu tam olarak bilinmediği gibi kütle model içerisinde serbest bir parametredir (Djouadi, 1997). SM Higgs mekanizması ile ilgili bazı derleme makaleler şunlardır: Spira ve Zerwas (1997), Gunion ve ark. (1990), Dawson (1997) ve Kane (1997).

Higgs bozonu şimdiye kadar en ayrıntılı biçimde dört Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı (LEP) deneyinde (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) araştırılmıştır. LEP deneyleri iki evrede yapılmıştır. Birincisi 1989-1995 yılları arasında, ikincisi ise 1995-2000 yılları arasındadır. 1999 yılında, LEP 202 GeV'lik bir kütle merkezi enerjisine ($\sqrt{s}$) ulaşmıştır. Elde edilen verilerin Kado (2000) tarafından derlemesi yapılmıştır. 2000 yılına gelindiğinde ise $\sqrt{s}$=209 GeV'e kadar artırılan kütle merkezi enerjisinde Higgs aranmıştır. Buna rağmen, yapılan çalışmalarda herhangi bir Higgs sinyaline rastlanamamıştır. Ancak, LEP deneyleri Higgs'in kütlesine m_H>114.1 GeV gibi bir alt limit getirmiştir (ALEPH Collaboration, 2000). Bunun yanında, kütle merkezi enerjisinin $\sqrt{s}$=1.8 TeV ve ışıklığın (lüminosite) 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$ olduğu Fermilab'daki Tevatron deneyinde Higgs arayışları sürmektedir.

Fizikçiler, artan merakları doğrultusunda egzotik olarak nitelendirdikleri Higgs parçacığını bulmak ümidiyle yeni bir çarpıştırıcı düzeneği planladılar. Planlanan bu çarpıştırıcı diğer çarpıştırıcılara oranla hem daha büyük kütle merkezi enerjisine ($\sqrt{s}$=14 TeV) hem de ışıklığa ($\approx 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$) sahip olacaktır. İnşası halen devam etmekte olan ve 2007'de çalışmaya başlaması planlanan bu çarpıştırıcı Büyük Hadron Çarpıştırıcısı olarak bilinen LHC'dir. LHC, SM Higgs bozonunun gluon füzyonu ve vektör bozon füzyonu yoluyla üretildiği kanallar gibi farklı kanallarda çalışılmasına olanak sağlayacaktır.

SM Higgs bozonunun keşif potansiyelinin olduğu kanallar ve özellikleri simülasyon programları kullanılarak çeşitli gruplar tarafından çalışılmıştır. Simülasyonda, üretim kanalları aracılığıyla Higgs bozonları üretilir ve daha sonra Higgs bozunum kanallarına bakılır. Higgs'in üretimi sırasında üretilen olay ve fon sayısı sinyalin belirlenmesinde önemli rol oynamaktadır. Her bir kanalda belli ışıklık ve kütle değerlerinde son durum parçacıklarının enerjilerine bakılarak Higgs yeniden yapılandırılır. Değişik kütle ve ışıklık değerlerinde Higgs'in üretim ve bozunum kanallarına bakılmıştır (Perini, 1998: Nicollerat, 2001). Yapılan çalışmalar sonucunda Higgs'in gluon füzyonuyla üretiminin en baskın kanal olduğu, 2 foton ve 4 leptona olan bozunum kanalında ise keşfedilme potansiyelinin yüksek olduğu sonucuna varılmıştır.

Higgs'in kütlesi ve genişliği önemli iki özelliğidir. 120-340 GeV'lik kütle aralığında Higgs kütlesi ve genişliği $H \to ZZ^* \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ reaksiyonu kullanılarak yeniden yapılandırılmıştır (reconstruction). Ayrıca, bu çalışmada Higgs bozonunun genişliği için doğrudan ve dolaylı hesaplama yöntemleri karşılaştırılmış ve uyumlu oldukları bulunmuştur (Drollinger ve Spoczak, 2001). Diğer bir çalışmada ise Higgs'in $H \to ZZ \to l^+l^-\nu\bar{\nu}$ kanalına olan bozunumunda ağır Higgs sinyalinin gözlenme olasılıklarına bakılmıştır. Bu kanalın 4 lepton kanalına oranla 6 kat daha büyük bir dallanma oranına (Branching Ratio, BR) sahip olduğu tespit edilmiştir (Levchuk, 2001). Ayrıca, m_H=170 GeV/c^2'de $H \to W^+W^- \to l^+l^-\nu\bar{\nu}$ kanalının özellikleri araştırılarak, Higgs sinyalinin belirlenmesi ile ilgili çalışmalar yapılmıştır (Green ve ark., 1998).

3. MATERYAL VE METOD

Bu bölümde SM Higgs sektörünün temelindeki fizik anlatılacaktır. Zayıf etkileşmeler için Lagrangian yoğunluğundan başlayıp Higgs mekanizmasına kadar uzanan süreçlere kısa bir şekilde değindikten sonra bölümün esas kısmında LHC'deki proton-proton çarpışmalarında üretilen bir Higgs parçacığının üretim ve bozunum kanalları anlatılacaktır.

3.1. Standart Model Higgs Bozonu

SM çerçevesinde öngörülen elektrozayıf teori bir SU(2)×U(1) ayar teorisi olarak tanımlanmaktadır. Bu teori en temel formuyla, kütlesiz vektör bozonlarının değiş-tokuş edildiği fermiyonlar arasındaki tüm elektrozayıf etkileşmeleri tanımlar.

Şimdi, zayıf etkileşmeyi tanımlayan bir Lagrangian yoğunluğundan başlayarak W ve Z alanlarına kütle kazandırmaya çalışıldığında, U(1) ve SU(2) ayar dönüşümleri altında Lagrangian'ın nasıl değiştiğine bakalım.

Kütlesiz serbest bozon alanlarının Lagrangian yoğunluğu; U(1) ayar alanı (B_μ) ve gerçel SU(2) alanı ($W^i{}_\mu$, i=1, 2, 3) cinsinden aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$L^B = -\frac{1}{4}F_{B\mu\nu}(x)F_B^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4}F^i_{W\mu\nu}(x)F_W^{i\mu\nu}(x) \tag{3.1.1}$$

Burada alan tensörleri

$$\begin{aligned} F_B^{\mu\nu} &= \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu \\ F_W^{i\mu\nu} &= \partial^\nu W^{i\mu} - \partial^\mu W^{i\nu} \end{aligned} \tag{3.1.2}$$

şeklinde tanımlanır.

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3$$
$$Z_\mu = \sin\theta_W B_\mu - \cos\theta_W W_\mu^3 \qquad (3.1.3)$$
$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$$

dönüşümleri ile serbest vektör bozon alanını tanımlayan Lagrangian aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$L^B = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{2}F^\dagger_{W\mu\nu}(x)F_W^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4}F_{Z\mu\nu}(x)F_Z^{\mu\nu}(x) \qquad (3.1.4)$$

Burada, Weinberg açısı (θ_W) serbest bir parametredir. Şimdi $F^{\mu\nu}$; elektromanyetik alan tensörü, $F_W^{\mu\nu}, F_Z^{\mu\nu}$ ise $W^\pm$ ve Z alanlarının alan tensörleridir. W ve Z alanları

$$m_W^2 W_\mu^\dagger(x)W^\mu(x) + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu(x)Z^\mu(x) \qquad (3.1.5)$$

terimlerini ekleyerek kütleli yapılabilir. Ancak, kütlelerin bu yolla yaratılması sonucunda Lagrangian yoğunluğu artık aşağıdaki gibi verilen lokal U(1) ayar dönüşümü

$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{Y\xi(x)}\psi(x) \qquad (3.1.6)$$

altında değişmez değildir. ψ; Y zayıf hiperyüküne sahip bir bozon alanını temsil etmekte olup $\xi(x)$ herhangi bir türevlenebilir fonksiyondur. Kütle terimlerini içeren Lagrangian SU(2) ayar dönüşümleri altında da değişmez kalmayacaktır. Ayar değişmezliğini ihmal ettiğimiz zaman teori renormalize olmayan bir teori halini alır.

Kendiliğinden simetri kırılması, SU(2)×U(1) ayar teorisi altında Lagrangian'ı değişmez bırakarak W ve Z bozonlarına kütle kazandırma yoludur.

3.1.1. Kendiliğinden Simetri Kırılması

Lagrangian'ın sahip olduğu simetri ya lokal ya da global simetri olabilir. Global simetrinin kırılması sonucunda henüz gözlenememiş olan Goldstone bozonları ortaya çıkar. Goldstone modeli, kendiliğinden simetri kırılmasının basit bir modelidir. Klasik teoriden başlayarak, bir Lagrangian yoğunluğu alalım.

$$L = \partial^{\mu}\varphi^{*}\partial_{\mu}\varphi - V(\varphi) \tag{3.1.7}$$

Burada φ kompleks bir alan olup gerçel alanlar cinsinden

$$\varphi = \frac{\sqrt{2}}{2}[\varphi_1 + i\varphi_2] \tag{3.1.8}$$

şeklinde tanımlanabilir. $V(\varphi)$ potansiyel enerji ise

$$V(\varphi) = \mu^2|\varphi|^2 + \lambda|\varphi|^4 \tag{3.1.9}$$

ile verilsin. μ^2 ve λ sabitleri gerçel olup λ toplam alan enerjisinin alt sınırını belirlemek için pozitif olmalıdır. Lagrangian kompleks düzlemdeki dönmeleri tanımlayan global U(1) dönüşümü altında değişmezdir. φ'nin, uzay zaman koordinatı olan x'in bir fonksiyonu olduğuna dikkat edilmelidir.

En düşük enerji durumu yani vakumun (boşluk), Lorentz dönüşümü altında değişmez kalması ve ötelemeler sonunda değişmemesi $\varphi(x)$'in bu vakum durumunda sabit kalmasına neden olur. μ^2 parametresine bağlı olarak vakum durumu için iki farklı olasılık vardır. Eğer, μ^2 pozitif ise, $\varphi = 0$ olduğu zaman potansiyel enerji minimum değerde olup bu oldukça beklenen bir durumdur. μ^2

negatif ise, minimum enerji artık φ 'nin tek bir değerine karşılık gelmez, kompleks düzlemdeki bir halka üzerindeki dejenere φ değerleri minimum enerjiye sahiptir.

$$\varphi V_{\min} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} e^{i\theta} \qquad 0 \le \theta < 2\pi \tag{3.1.10}$$

(3.1.7)'deki Lagrangian, φ kompleks düzlemindeki dönmeler altında değişmez olduğundan her bir yönelim eşit şekilde iyi sonuç verir ve $\theta = 0$ yapılabilir.

$$\varphi V_{\min} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{3.1.11}$$

Vakumun Lagrangian'dan daha az simetriye sahip olduğu teori, kendiliğinden kırılma simetrili teori olarak adlandırılır. Seçilen minimumdan sapma, σ ve η gerçel alanları tarafından tanımlanabilir.

$$\varphi = \frac{\sqrt{2}}{2}[v + \sigma + i\eta] \tag{3.1.12}$$

(3.1.7)'deki Lagrangian σ ve η cinsinden tekrar

$$\begin{aligned} L = {} & \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu \eta \partial_\mu \eta \\ & - \lambda v \sigma \left[\sigma^2 + \eta^2\right] - \frac{1}{4}\lambda\left[\sigma^2 + \eta^2\right]^2 + c \end{aligned} \tag{3.1.13}$$

şeklinde yazılır. "c" sadece genel görelilikle ilgili bir sabittir. Büyük mertebeli terimleri etkileşme terimi alarak serbest Lagrangian

$$L = \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu \eta \partial_\mu \eta \tag{3.1.14}$$

halini alır.

σ ve η'nın aslında gerçel Klein-Gordon alanları olduğu görülür. Bu alanlar kuantize edildiğinde (3.1.14) ifadesindeki Lagrangian iki farklı 0-spinli parçacık alanı tanımlar. η bozonları kütlesiz olurken, σ bozonları σ^2 teriminden gelen kütleye sahip olacaklardır.

$$m_\sigma = v\sqrt{2\lambda} \tag{3.1.15}$$

η bozonlarının kütlesizliği, minimumun dejenere olmasının doğrudan bir sonucudur. (3.1.13) ifadesindeki diğer terimler pertürbasyon teorisinden dolayı σ ve η parçacıkları arasındaki etkileşmeler olarak kabul edilebilirler.

3.1.2. Higgs Mekanizması

Higgs mekanizması, ayar değişmezliğinin olduğu bir teoride kütleli vektör bozonları yaratmak için simetrinin kendiliğinden kırılmasının bir sonucudur. Burada, bu durum U(1) teorisi için gösterilecektir. Fikir, (3.1.7)'deki normal türev yerine kovaryant türev kullanmaktan ibarettir:

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \tag{3.1.16}$$

Serbest ayar alanı A_μ'yü Lagrangian'a ekleyerek

$$L = D^\mu \varphi^* D_\mu \varphi - V(\varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{3.1.17}$$

elde edilir.

Şimdi bu yeni Lagrangian U(1) ayar dönüşümü

$$\varphi(x) \to \varphi'(x) = \varphi(x)e^{iq\xi(x)}$$
$$A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \xi(x) \tag{3.1.18}$$

altında değişmezdir. Burada ξ türevlenebilir herhangi bir fonksiyondur. Goldstone modelindeki negatif μ^2'li durum ile aynı yol izlenerek (3.1.12) eşitliğinde tanımlanan σ ve η değişkenleri cinsinden Lagrangian tekrar yazılacak olursa

$$\begin{aligned} L = & \frac{1}{2}\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \lambda v^2 \sigma^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu \eta \partial_\mu \eta \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2 v^2 A_\mu A^\mu \\ & + qvA^\mu \partial_\mu \eta \\ & + \text{yüksek mertebeli terimler} \end{aligned} \tag{3.1.19}$$

halini alır.

Lagrangian açıkça kütleli bir vektör bozon alanı A ile η (kütlesiz) ve σ olmak üzere iki skalar alana sahiptir. Fakat, diğer terimlerle uyumlu olmayan $A^\mu \partial_\mu \eta$ terimine de sahiptir. Serbest alanlardaki terimler gibi kuadratik olduğundan bu bir pertürbasyon etkileşme terimi olarak anlaşılamaz. Dikkatli bir analiz sonucunda bu Lagrangian'ın ekstra bir serbestlik derecesine sahip olduğu görülebilir (Mandl ve Shaw, 1984). Bu ekstra serbestlik derecesi (3.1.18) eşitliğindeki ayar dönüşümü gibi özel bir dönüşüm seçilerek yok edilebilir. (3.1.18) eşitliğindeki $\varphi(x)$ şu şekilde olacaktır:

$$\varphi(x) = \frac{\sqrt{2}}{2}[v + \sigma(x)] \tag{3.1.20}$$

Böyle bir ayar dönüşümü yapmak her zaman mümkündür ve seçilen ayar üniter ayar olarak adlandırılır. Bu ayarda η alanı yok olur ve Lagrangian'da geriye kalan terimler :

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

$$L = \frac{1}{2}\partial^{\mu}\sigma\partial_{\mu}\sigma - \lambda v^2\sigma^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2v^2A_{\mu}A^{\mu} + \text{yüksek mertebeli terimler} \tag{3.1.21}$$

dir. Özetle, Denklem (3.1.17)'deki kompleks skalar alan ve kütlesiz vektör alanının her ikisi de 2 serbestlik derecesine sahip iken Higgs mekanizmasının sonucu olarak bunlar Denklem (3.1.21)'de 1 serbestlik dereceli gerçel bir skalar alan ile 3 serbestlik dereceli kütleli bir vektör bozon alanına dönüştürülmüştür. Kütleli, 1-spinli parçacık ek bir boyuna polarize olmuş duruma sahip iken kütlesiz 1-spinli parçacık iki dik polarize duruma sahiptir. η alanının ancak η bozonları kütlesiz ise göründüğüne dikkat edilmelidir. Bölüm 3.1.1'de de görüldüğü gibi, vakumlu durumun dejenere olması gerekir. Yani; Higgs mekanizması sadece dejenere bir vakum durumunda işleyecektir. Higgs mekanizması burada U(1) ayar dönüşümü altında değişmez olan bir Lagrangian için gösterilmiştir. Bunu elektrozayıf teorinin SU(2)×U(1) ayar dönüşümü altında değişmez olan Lagrangian'a genişletmek nispeten daha kolaydır. Kompleks bir skalar alan ikilisi ve dört kütlesiz vektör bozonuna sahip bir Lagrangian başlama noktasıdır. Serbestlik derecesinin sayısı; 4 tanesi skalar ve 8 tanesi vektör bozonlarından olmak üzere 12'dir. Higgs mekanizması yoluyla Lagrangian 1 gerçel skalar, 3 kütleli vektör ve 1 kütlesiz vektör bozonuna dönüştürülür. Kütlesiz vektör bozonu tabi ki fotondur ve geriye kalan tek skalar Higgs bozonu olarak yorumlanır. Yine serbestlik derecesi 1'i Higgs'den, 2'si fotondan ve 9'u kütleli vektör bozonlarından gelmek üzere 12'dir.

Kompleks skalar ikiliyle vektör bozonlarının kütlelerini tanımlamak en basit senaryodur. Prensipte, sonsuz sayıda skalar alan öne sürülebilir. En basit süpersimetrik modeller gerçekte Higgs mekanizmasından sonra kalan 5 tane skalar alana sahiptir. Bunlar; 1 yüklü skalar ikilisi, 2 nötr skalar ve 1 nötr pseudoskalardır.

SM'deki Higgs kütlesi ve $W^{\pm}$, Z bozonlarının bu parçacıkla etkileşerek kazandıkları kütleler aşağıdaki gibidir:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v$$
$$m_W = \frac{1}{2}vg \qquad (3.1.22)$$
$$m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$$

Burada g zayıf çiftlenim sabiti ve θ_W Weinberg açısıdır.

$$v^2 = \frac{\sqrt{2}}{2G_F} \quad , \quad \alpha = \frac{g\sin^2\theta_W}{4\pi} \qquad (3.1.23)$$

ifadesi kullanılarak vektör bozon kütleleri G_F, α ve $\sin\theta_W$ cinsinden açıklanabilir. G_F; Fermi sabiti ve α ; ince yapı sabitidir. Müyonun yaşam süresinden ölçülen Fermi sabiti ve nötr akımın ($\nu_\mu + p \to \nu_\mu + X$) ve yüklü akımın ($\nu_\mu + p \to \mu + X$) bağıl tesir kesitlerinden gelen Weinberg açısı kullanılarak vektör bozonlarının kütlelerini tahmin etmek mümkündür. Bu vektör bozonlarının CERN'deki $Sp\bar{p}S$ çarpıştırıcısında gerçekleştirilen UA1 ve UA2 deneylerinde gözlenmesi elektrozayıf teori için büyük bir başarıydı.

Vakumun beklenen değeri

$$v = \frac{2m_W}{g} = 246 \text{ GeV}$$

şeklinde kolayca çıkarılır. Fakat, Higgs keşfedilmeden önce $\lambda(k)$'nın değerini ölçmenin yolu yoktur. SM, kendi içinde tutarlı olabilmesi için Higgs kütlesine 1 TeV civarında bir üst limit getirir.

Higgs sektörü ve tam elektrozayıf kısma sahip SM Lagrangian'ı

$$L = L_O + L_{FB} + L_{FH} + L_{BB} + L_{BH} + L_{HH} \qquad (3.1.24)$$

şeklini alır. Burada L_O; serbest alanların Lagrangian'ı olup

$$\begin{aligned} L_O &= \bar{\psi}_f (i\partial - m_f)\psi_f \\ &\quad -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &\quad +\frac{1}{2}F^{\dagger}_{W\mu\nu}F^{\mu\nu}_{W} + m_W^2 W^{\dagger}_{\mu}W^{\mu} \\ &\quad -\frac{1}{4}F_{Z\mu\nu}F^{\mu\nu}_{Z} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_{\mu}Z^{\mu} \\ &\quad +\frac{1}{2}\partial^{\mu}\sigma\partial_{\mu}\sigma - \frac{1}{2}m_H^2\sigma^2 \end{aligned} \tag{3.1.25}$$

şeklinde verilir. Lagrangian'da geriye kalan terimler sırasıyla fermiyonlarla-bozonlar, fermiyonlarla-Higgs, bozonlarla-bozonlar, bozonlarla-Higgs ve son olarak Higgs'in kendisiyle olan etkileşme terimleridir. Burada daha sonra gösterileceği gibi sadece fermiyonlarla-Higgs arasındaki etkileşme

$$L_{FH} = -\frac{1}{v}m_f \bar{\psi}_f \psi_f \sigma \tag{3.1.26}$$

önemli olacaktır. Denklem (3.1.25) ve (3.1.26)'da tüm fermiyonlar üzerinden bir toplam alınacaktır.

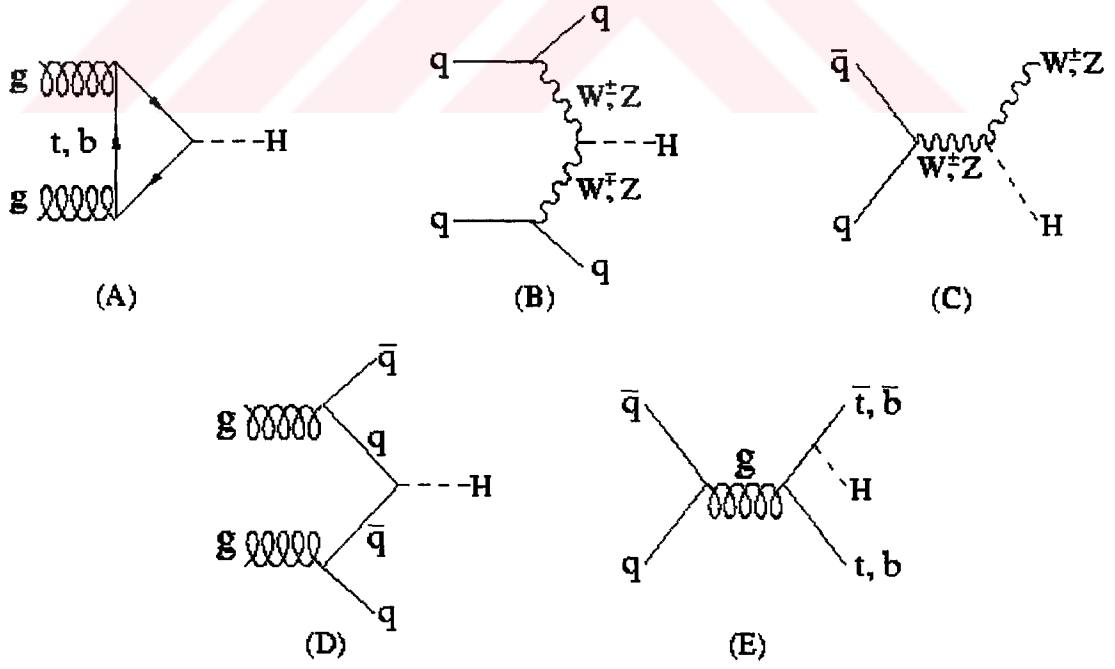
Lagrangian'daki etkileşme terimlerinin Denklem (3.1.26)'da görüldüğü gibi kendi kütlelerine bağlı olması teorinin önemli bir özelliğidir. Bu, Higgs kütlesi ve fermiyon kütleleri üzerine kısıtlamalar koymayı imkansız hale getirirken, Higgs parçacığının fermiyonların kütlelerine bağlı olarak çiftlenimi sonucunu doğurur. SM'nin bir uzantısı olan süpersimetrik teori çiftlenim sabitleri için farklı öngörülere sahiptir. Bu nedenle birkaç çiftlenim sabitinin ölçümü, Higgs mekanizmasının ötesindeki teoriye bakmak için kullanılabilir.

3.2. Higgs Üretim Mekanizmaları ve Tesir Kesitleri

LHC'deki proton-proton çarpıştırıcısında Higgs bozonunun üretim mekanizmaları

$gg \to H$	Gluon füzyonu
$q\bar{q} \to W^+W^-,\ ZZ \to Hq\bar{q}$	WW ya da ZZ füzyonu
$q\bar{q} \to (W,Z) \to (W,Z)+H$	W ya da Z'den gelen Higgs Bremsstrahlung
$gg \to H\ t\bar{t}\ ,\ H\ b\bar{b}$	$q\bar{q}$ füzyonu
$q\bar{q} \to H\ t\bar{t}\ ,\ H\ b\bar{b}$	$t\bar{t}$ ya da $b\bar{b}$ 'den gelen Higgs yayınımı

şeklindedir. Higgs'in tüm kütle değerlerinde üretim mekanizmaları arasında en baskın olan süreç gluon füzyon sürecidir. Diğer süreçler verdikleri özel sinyaller sayesinde Higgs'in kimliğinin belirlenmesine olanak sağladıklarından önemlidir. Bütün bu süreçlerin Feynman diyagramları Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



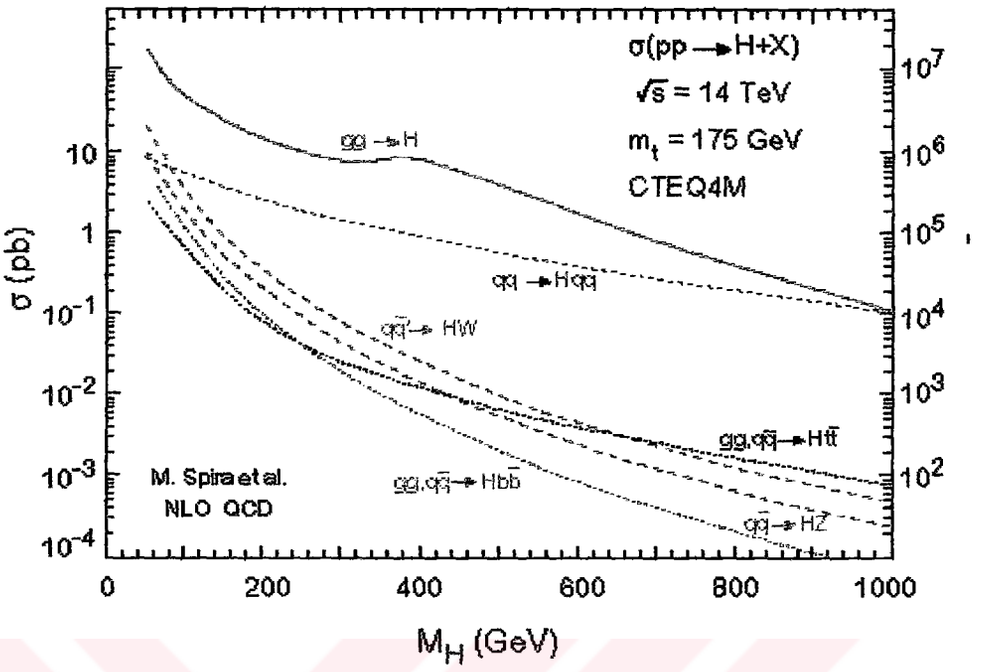
Şekil 3.1. Hadron çarpıştırıcılarındaki en önemli Higgs üretim süreçleri: A) Gluon füzyonu, B) WW ya da ZZ füzyonu, C) W ya da Z'den gelen Higgs Bremsstrahlung, D) $q\bar{q}$ füzyonu, E) $t\bar{t}$ ya da $b\bar{b}$ 'den gelen Higgs yayınımı

Gluon füzyonu sürecindeki gluonun, SM Higgs bozonuyla etkileşimi, *t* ve *b* kuarklarının üçgen halkalar (triangle loop) aracılığıyla sağlanır. Higgs bozonunun üretim tesir kesiti kütlesinin bir fonksiyonu olarak Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Tüm olası kütle aralığı içinde gluon füzyon süreci en baskındır. İkinci baskın sürecin vektör bozon füzyonu ya da *WW/ZZ* füzyonu denilen süreç olduğu görülmektedir. 200 GeV'in altındaki Higgs kütle değerlerinde diğer üretim süreçlerinin bu iki kanalla kıyaslanabilir mertebede olduğu açıkça görülmektedir. Ancak, artan Higgs kütlesi ile bu üretim tesir kesitlerinin azaldığı görülmektedir. Bu, büyük değişmez kütleler için *gg* ışıklığının keskin bir şekilde azalmasının bir sonucudur. Gluondan Higgs'e kadar giden sürecin tesir kesiti

$$\bar{\sigma}(gg \to H) = \frac{8\pi^2 \Gamma_{H\to gg}}{N_g^2 m_H} \delta(\hat{s} - m_H^2) \tag{3.2.27}$$

şeklinde yazılabilir (Egede, 1998). N_g=8; gluonların sayısını ve $\hat{s} = x_1 x_2 s$; gluon çiftinin enerjisinin karesini temsil etmektedir. Her bir üretim mekanizmasının tesir kesiti, Feynman kuralları kullanılarak bulunabilir (Spira ve ark., 1997a).

LHC'deki Higgs üretiminde ikinci önemli mekanizma vektör bozon sürecidir. Ağır Higgs parçacığının oluştuğu yüksek enerjilerde, vektör bozonları kütlesiz parçacıklar gibi davranırlar. Büyük Higgs kütlelerinde bu mekanizma gluon füzyon süreciyle kıyaslanabilir hale gelir. Yine de tüm Higgs kütle değerleri için tesir kesiti gluon füzyon sürecininkinin altındadır. Ancak, sürece katılan iki kuarkın ekstra sinyal sağlamaları bu üretim kanalında büyük kütleye sahip Higgs'i tanımlamayı daha kolay hale getirmektedir.



Şekil 3.2. SM Higgs bozonunun üretim tesir kesiti (Spira ve ark., 1997a)

Ayrıca, vektör bozon füzyonunun tesir kesiti

$$\sigma(q_1q_2 \to q_1'q_2'H) = \frac{16\pi^2}{\hat{s}m_H} \sum_{V=W,Z} \int_{m_H^2/s}^{1} \frac{dx}{x} F_L(x) F_L(\frac{m_H^2}{\hat{s}x}) \Gamma_L(H \to VV) \qquad (3.2.28)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, F_L ; L polarizasyon durumundaki Γ_L kısmi genişliğine sahip V vektör bozonunun yapı fonksiyonudur. $\hat{s} = x_1 x_2 s$ çarpışan iki kuarkın kütle merkezi enerjisinin karesidir ve $q_1'q_2'$ çıkan iki kuarkı temsil etmektedir (Egede, 1998).

Bir diğer süreç olan $q\bar{q} \to V^* \to V + H$ $(V = W, Z)$ Higgs Bremsstrahlung süreci, Tevatron ve LHC çarpıştırıcılarında hafif Higgs bozonlarının araştırılması için önemli bir mekanizmadır. Bu üretim kanalının tesir kesiti ise

$$\sigma(pp \to W/ZH + X) = \frac{g^4}{768\pi} \iint \frac{1}{3}\left[x_1 f_u(x_1, Q^2) x_2 f_d(x_2, Q^2) + x_2 f_u(x_2, Q^2) x_1 f_{\bar{d}}(x_1, Q^2)\right] \cdot f_{W/Z}(x_1 x_2 s) dx_1 dx_2 \quad (3.2.29)$$

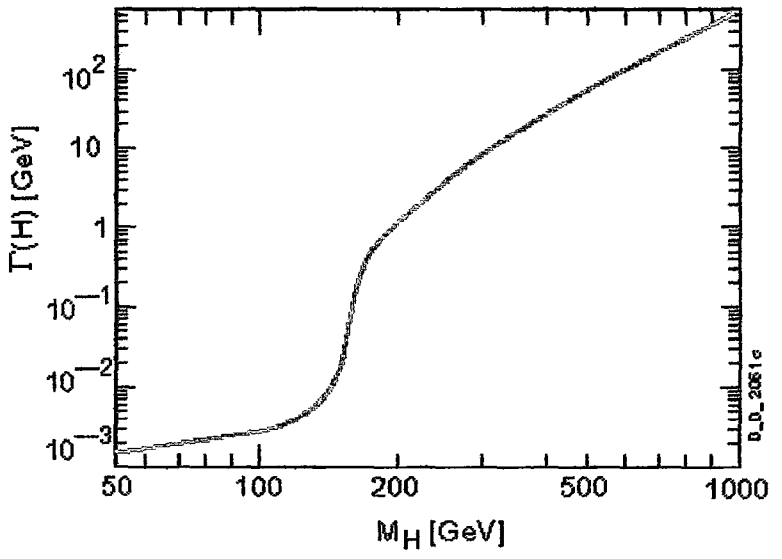
şeklindedir. Tesir kesitinin gluon füzyonun tesir kesitinden daha küçük olmasına rağmen elektrozayıf vektör bozonlarının leptonlara olan bozunumları Higgs sinyalini çok miktardaki fon olaylarından ayırmada oldukça kullanışlıdır. W, Z ya da $t\bar{t}$ çifti ile meydana gelen birleşik üretim süreçleri yalnızca Higgs'in küçük kütleye sahip olduğu aralık (m_H=200 GeV) için uygundurlar (Egede, 1998).

t kuarkları aracılığıyla meydana gelen Higgs-strahlung olayının tesir kesiti ilk olarak Kunszt ve ark. (1996) tarafından hesaplanmıştır. Bu süreç, $Ht\bar{t}$ Yukawa çiftleniminin ölçümleri için de ilginç bir süreçtir. Tesir kesiti, $\sigma(pp \to t\bar{t}H)$, direk olarak bu temel çiftlenimin karesiyle orantılıdır. Şekil 3.2'ye bakıldığında elektrozayıf vektör bozonları $W^{\pm}$, Z ya da t kuarklarından meydana gelen Higgs Bremsstrahlung olayının hafif Higgs bozonları için belirgin olduğu görülür.

3.3. Higgs Bozunum Mekanizmaları

Higgs'in tüm kütleli parçacık çiftlerine doğrudan ve hatta halka diyagramları aracılığıyla kütlesiz gluon ve fotonlara bozunumu Higgs fiziğinin geniş bir alana sahip olmasına neden olur. SM'in öngördüğü gibi, etkileşme gücünün fermiyonların kütlesine bağlılığını kontrol etmek için Higgs'in birçok kanala olan bozunumunu varlamak önemli olacaktır. SM Higgs'in toplam genişliği (Γ) kütlesinin bir fonksiyonu olarak Şekil 3.3'de gösterilmiştir. Bir parçacığın genişliği; yaşam süresi ile ters, kütlesi ile doğru orantılı olarak değişen bir niceliktir. Şekil 3.3'ten de anlaşıldığı üzere artan Higgs kütlesi ile genişlikte artmaktadır.

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ



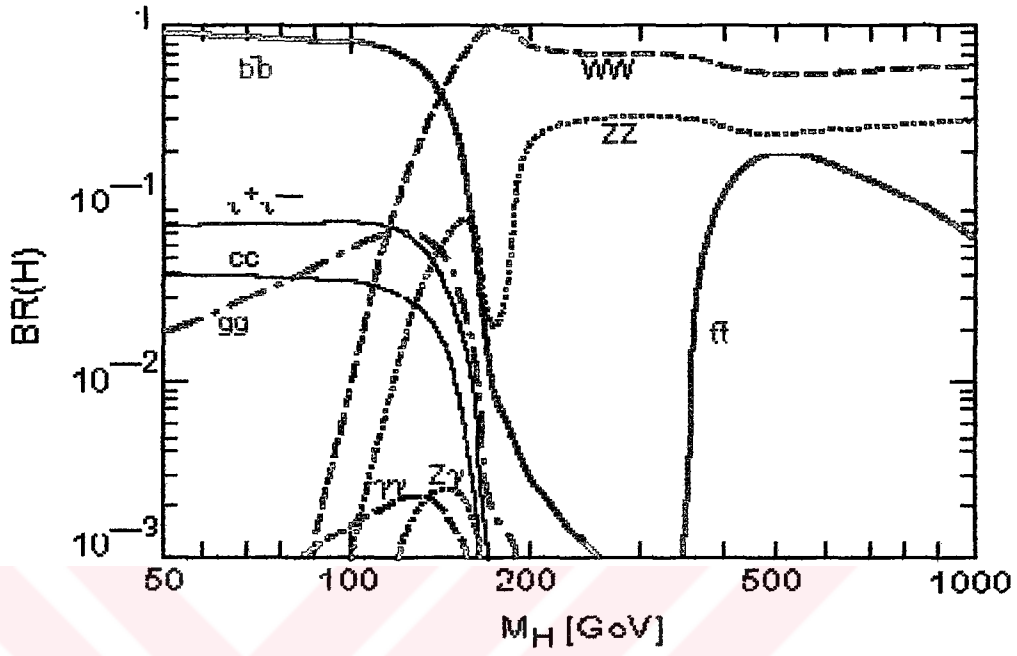
Şekil 3.3. Higgs'in genişliğinin kütlesinin bir fonksiyonu olarak değişimi

Şekil 3.4'te Higgs'in her bir bozunum sürecine olan dallanma oranlarının kütlesine karşı değişimi gösterilmiştir. 200 GeV'in altındaki Higgs kütleleri için $b\bar{b}$ bozunumu baskın iken, 200 GeV'in üzerindeki kütlelerde WW ve ZZ'e hatta $t\bar{t}$ 'ye olan bozunumlar baskın hale gelmektedir. Higgs'in kanallara bozunabilme olasılığı dallanma oranı (Branching Ratio, BR) denilen bir parametre ile temsil edilir. BR; aslında Higgs'in bir kanala olan bozunum genişliğinin tüm kanallara olan bozunum genişliğine oranı olarak tanımlanır (Γ_i/Γ_{toplam}).

SM Higgs bozonunun vektör bozonlarına bozunum süreçleri

$$H \to ZZ \to 4l \quad (l=e^{\pm}, \mu^{\pm})$$
$$H \to ZZ \to 2l2\nu$$
$$H \to ZZ \to 2l2j$$
$$H \to WW \to 2l2\nu$$
$$H \to WW \to l\nu 2j$$

şeklinde sıralanmaktadır.



Şekil 3.4. Değişik kütle değerlerinde Higgs bozonunun bozunma modlarına olan dallanma oranları (Spira, 1997b)

Higgs'in iki Z bozonu aracılığıyla 4 leptona (elektronlar, müyonlar) bozunum kanalında leptonlar büyük dik momentuma (p_T) sahiptir. Bu kanalın $2m_Z \leq m_H \leq 600$ GeV kütle aralığında ortaya çıkması beklenmektedir. Daha büyük Higgs kütlelerinde, dallanma oranı nispeten daha büyük olan $H \to ZZ \to 2l2\nu$ bozunum kanalının gerçekleşmesi beklenmektedir.

Higgs'in W bozonlarına olan bozunumu Z bozonlarına göre daha büyük dallanma oranına sahiptir. Dolayısıyla, dallanma oranındaki bu büyüklük tesir kesitinin de daha büyük olmasına neden olur. Higgs kütle aralığının $m_H \approx 1$ TeV olduğu bölgede tesir kesitinin azalması sonucu diğer bozunum kanallarını keşfetmek zor hale gelmektedir. Bu nedenle, bu kütle aralığında jetlerin bulunduğu bozunum kanallarının ($H \to WW \to l\nu 2j$ ve $H \to ZZ \to 2l2j$) sinyallerinin ortaya çıkma olasılığı yüksektir.

$H \to \gamma\gamma$ bozunumu, iki fotonun temiz deneysel işaret vermesi nedeniyle LHC'deki önemli bir bozunum kanalı olup Higgs kütlesinin ≈90 ile 150 GeV

arasındaki kütle aralığında baskındır. Ayrıca, bu kanal dallanma oranının küçük ($\sim 10^{-3}$ mertebesinde) olmasından dolayı da bastırılır. Higgs bozonu bu kütle aralığında oldukça dar bir genişliğe sahiptir. Daha önce de belirtildiği gibi, etkileşme şiddeti parçacıkların kütleleriyle doğru orantılıdır. Foton kütlesiz olduğundan, SM Higgs bozonu ile kendisi arasında doğrudan herhangi bir etkileşim yoktur. Buna rağmen, bozunum fermiyon ya da bozon halkaları oluşturarak mümkün olur.

En düşük kütle aralığında ($90<m_H\leq 130$ GeV), $t\bar{t}$ füzyonuyla üretilen Higgs'den gelen $t\bar{t}$ çiftindeki t kuarklarından biri leptonik olarak bozunduğunda Higgs'in $b\bar{b}$ çiftine bozunumu da görülebilir. Böylece son durum bir $b\bar{b}$ çiftinin Higgs bozunum ürünü olduğu, diğer iki b kuarkının t kuarkının leptonik ($l\nu$) ve hadronik ($q\bar{q}$) bozunumlarından geldiği $t\bar{t} \rightarrow l\nu q\bar{q}b\bar{b}b\bar{b}$'dir. Bu çok karışık görünen son durum, leptonun varlığıyla tetiklenebilir. Fon, b-etiketlemesi ve t kuarkının bozunumlarının tamamıyla yeniden yapılandırılması yoluyla indirgenebilir (Perini, 2001).

Son zamanlarda yapılan çalışmalar, vektör bozon füzyonu aracılığıyla Higgs üretildiğinde $H \rightarrow \tau\tau$ bozunumunun bile gözlenebileceğini göstermiştir (Nikitenko, 2001).

Higgs'in 2 gluona bozunumunun dallanma oranı 2γ kanalınınkinden ~40 kat daha büyük olmasına rağmen bu bozunum kanalı LHC'nin ilgi alanı dışındadır. Çünkü; 2 gluonun bozunumunda ortaya çıkan 2 jetin üretim oranı LHC'deki 2 jetin üretim oranından birkaç mertebe daha düşüktür (Egede, 1998).

4. LHC VE CMS DENEYİ

4.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)

LHC, CERN'de bugün LEP'in bulunduğu 27 km'lik dairesel bir tünelin içine inşa edilmektedir. Çarpıştırıcı, toplam kütle merkezi enerjisi 14 TeV olan zıt yönde hareket eden proton-proton demetlerini çarpıştıracaktır.

Işıklığın yüksek bir değerde olması gerektiğinden bir proton-proton çarpıştırıcısı seçilmiştir. Bir proton-antiproton çarpıştırıcısı, zıt yönde dönen her iki demeti aynı demet borusu içinde tutabilme avantajına sahip iken yüksek ışıklık için gerekli olan çok büyük miktarlarda antiproton üretmek pek olası değildir. Ayrıca, farklı demet borularında bulunan proton-proton demetlerinden çok daha pahalıya mal olurdu. Çarpıştırıcının, planlanan ışıklığı 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$'dir. Ancak, çalışmaya başlayacağı ilk 3 yıl içerisinde ışıklığın bu değerden daha düşük bir değerde ($\sim 10^{33}$ $cm^{-2}s^{-1}$) olması beklenmektedir.

2007 yılında hizmete girmesi planlanan LHC, GeV mertebesindeki enerji skalasından, yeni parçacıkların keşfedilmesi ve SM'nin öngördüğü "Higgs bozonunun" varlığının gözlenmesi için gerekli olan TeV mertebesindeki enerji skalasına çıkacak bir keşif makinesi olarak görülmektedir. Çizelge 4.1'de makinenin temel parametreleri belirtilmiştir. LHC'de

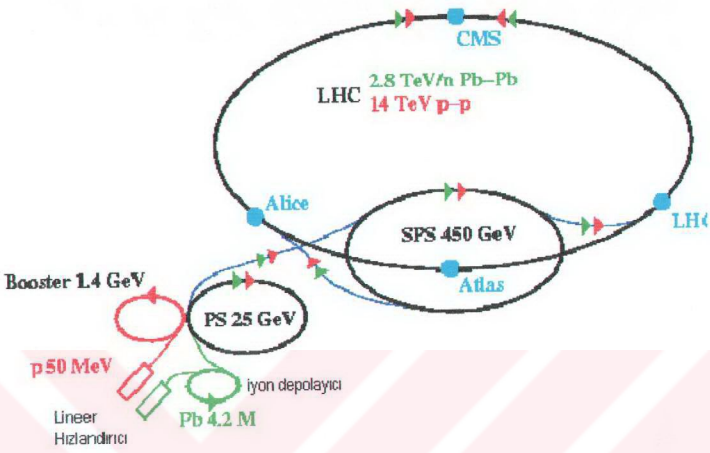
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
- CMS (Compact Muon Solenoid)
- ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)
- LHCb (CP Violation in B-Meson Decays)

olmak üzere birbirinden farklı 4 dedektör yer alacaktır. ALICE, ağır iyon çarpışmaları sonucunda meydanamaları sonucunda meydana gelen o

Çizelge 4.1. LHC'nin temel parametreleri

Hüzme ve Etkileşme	
Hüzme Enerjisi	7 (TeV)
Işıklık	10^{34} ($cm^{-2}s^{-1}$)
Çarpışmalar arasındaki zaman	25 (ns)
Hüzme uzunluğu	7.7 (cm)
Etkileşme noktasındaki hüzmenin yarıçapı	15.9 (μm)
Teknik Parametreler	
Halkanın çevresi	26658.9 (m)
RF Frekansı	400.8 (MHz)
Demet sayısı	2835
Dipol sayısı	1232
Dipollerin manyetik uzunluğu	14.2 (m)
Dipollerin alanı	8.386 (T)
Eğrilik yarıçapı	2784.3 (m)
Ana mıknatısların sıcaklığı	1.9 (K)

Farklı dedektör teknikleri kullanacak olan CMS ve ATLAS dedektörleri, proton-proton çarpışmaları sonucunda meydana gelen birçok fiziksel olayın yanında Higgs bozonunu gözlemeyi ve mekanizmasını anlamayı hedeflemektedir. LHCb ise B mezonlarının bozunumunu ve CP kırınımını inceleyecektir. LHC'nin tüm düzeni ve enjeksiyon sistemi Şekil 4.1'de verilmiştir. LHC'de ulaşılacak maksimum enerji, parçacıkları kendi yörüngelerinde tutan süperiletken mıknatısların oluşturdukları maksimum alan ile tanımlanmaktadır. Bu süperiletken dipol mıknatısların, yarattığı manyetik alan 8.4 T olup demet enerjisini 7 TeV'e çıkarabilecek şekilde düzenlenmiştir. Büyük manyetik alana sahip süperiletken mıknatıslar, daha önceden, proton demet enerjisini 0.9 TeV'de tutabilen 4.4 T'lik maksimum alana sahip Tevatron'da (Fermilab-ABD) ve proton demet enerjisini 0.82 TeV'de tutabilen 4.65 T'lik alana sahip HERA'da (DESY-Almanya) kullanılmıştır.



Şekil 4.1. CERN'deki hızlandırma kompleksinde bulunan LHC'nin düzeni

4.1.1. LHC Deneysel Ortamına Kısa Bir Bakış

LHC'deki deneysel ortam, yüksek ışıklık ve çarpışmalar arasındaki kısa zaman aralığı ile karakterize edilmektedir. Yüksek ışıklık, yüksek çarpışma oranı anlamına da gelmektedir. Bir proton-proton çarpışmasında etkileşen nesneler; kuarklar, gluonlar ya da protonların kuark-antikuark denizidir. Çarpışma enerjisi, toplam proton enerjisinin çarpışan partonlar tarafından taşınan kesri ile belirlenmektedir. Esnek olmayan çarpışmaların tesir kesitleri çok büyüktür ve Higgs gibi ilginç olayların tesir kesitleri fondakilere oranla daha küçüktür.

Bir çarpıştırıcı için ışıklık

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{N^2 f}{t A_T} \tag{4.1}$$

şeklinde hesaplanmaktadır. Burada, N; her bir demetteki proton sayısını, t; demetler arasındaki zamanı, A_T; etkileşme noktasındaki boyuna demetleri ve f; aslında tüm proton demetleri içerisinde proton içeren demetlerin bir kesrini temsil etmektedir. Işıklığı artırmak için ya demet enerjisini, ya ilgilenilen fiziksel olayların sayısını, ya da geriye kalan tek yol olan proton sayısını artırmak gerekir.

Bir demetteki çarpışmaların sayısı yani etkileşmelerin sayısı, ışıklığa ve tesir kesitine bağlı olarak hesaplanmaktadır. LHC'ye yeni demetler eklemek ve bu demet kümesini işleve sokmak için, bazı demetler boş bırakılmıştır. 3564 demetin sadece 2835 tanesi protonlar ile doldurulacaktır. Böylece, bir demetteki ortalama etkileşme sayısı,

$$n = L\sigma\frac{3564}{2835}\tau = (10^{34}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})(55\ \text{mb})(\frac{3564}{2835})(25\ \text{ns}) = 17.3$$

olacaktır. Burada, L; ışıklık, σ; elastik olmayan etkileşme için tesir kesiti, τ; demet çarpışma zamanı olarak tanımlanmaktadır.

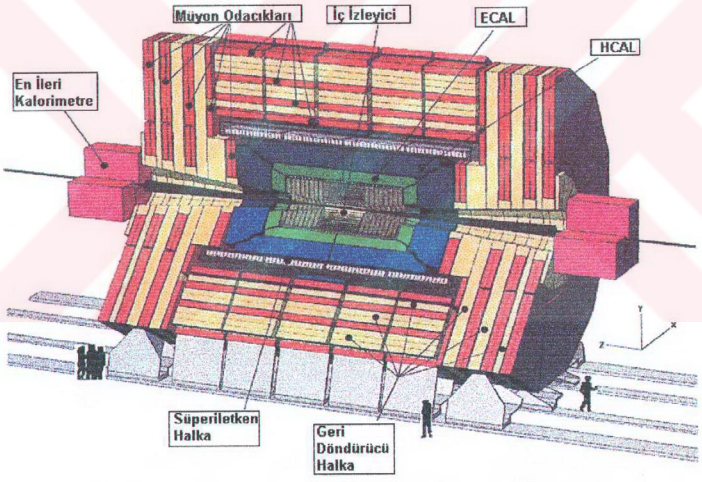
Kısa demet geçiş aralığı ile yüksek etkileşme oranı, tetikleyici ve dedektörün veri alım sistemi üzerine birtakım koşullar getirir. İlgilenilen olaylar tanımlanmalı ve 25 ns'lik demet geçiş aralığı ile uyumlu bir zamanda depo edilmelidir. Tüm olayları depolamak mümkün değildir. LHC'deki tetikleyicide gözlenebilecek olanlar yalıtılmış leptonlar, elektromanyetik kalorimetredeki fotonlar ya da müyon sistemindeki kayıp boyuna enerji ya da jetler olacaktır.

Proton-proton çarpışma oranının yüksek olması nedeniyle dedektör bileşenleri yüksek dozda bir radyasyon ortamında kalacaktır.

4.2. CMS (Küçük Müyon Solenoid) Deneyi

LHC çarpıştırıcı halkası üzerinde, birçok fiziksel olayı incelemenin yanında Higgs parçacığını gözlemek amacıyla 2 deney yapılması planlanmıştır. Bunlar ATLAS ve CMS deneyleri olup farklı dedektör teknikleri kullanmaktadırlar.

Şekil 4.2'de gösterilen CMS dedektörünün yarıçapı 7.5 m, uzunluğu 21.6 m ve ağırlığı 14500 t'dur. CMS dedektörü; en ileri kalorimetre (Very Forward Calorimeter), müyon odacıkları (Muon Chamber), iç izleyici (Inner Tracker), elektromanyetik kalorimetre (ECAL), hadronik kalorimetre (HCAL), süperiletken halka (Superconducting Coil) ve geri döndürücü halkalar (Return Yoke) gibi alt dedektörlerden meydana gelmiştir. 90 GeV ile 1 TeV arasındaki kütle aralığında çalışacak olan CMS, SM Higgs bozonlarını araştırmanın yanında elektrozayıf simetrinin kırılması sonucunda meydana gelen kütle kazanma olayını incelemeyi hedeflemektedir. Dedektör aynı zamanda düşük ışıklıkta üst (top), alt (bottom) ve tau gibi temel fermiyonların yanısıra ağır iyonların fiziğini de inceleyecektir.



Şekil 4.2. CMS dedektörünün dik kesitinin 3 boyutlu görünüşü

LHC deneysel ortamının temel özellikleri

i-Çok fazla sayıda parçacık üretimi,

ii-Kısa demet geçiş aralığı,

iii-Yüksek radyasyon ortamı

şeklinde sıralanabilir. Fiziksel amaçlar ve bu kriterler deney düzeneğini belirlerler. CMS'nin temel tasarım kriterleri ise

i-Müyon kimliğinin çok iyi bir şekilde tanımlanması ve en zor deneysel koşullarda bile momentum ölçümü,

ii-Fotonlar ve elektronların enerji ölçümleri için yüksek çözünürlüğe sahip elektromanyetik kalorimetre,

iii-Parçacık izlerinin yapılandırılmasına izin veren güçlü iç iz sistemi ve çok iyi momentum ölçümü

şeklinde sıralanabilir. Bu amaçlananları başarabilmek için; CMS kalorimetre sisteminden sonra yerleştirilmesi planlanan, 13 m uzunlukta ve iç yarı çapı 2.95 m olan, 4 T değerinde düzgün manyetik alan üreten büyük bir süperiletken solenoid seçilmiştir. Bu sistem, müyon ölçümü için ortamın temiz olmasını ve ölçümün doğru yapılmasını, elektromanyetik kalorimetre fıçısında (barrel) yüklü parçacık sayısını azaltmayı ve iç izleyicide iyi bir momentum ölçümünü sağlayacaktır. Alan, demet çizgisine paraleldir. Bu yüzden, bükülen yüklü parçacık izleri dik düzlemde olacaktır.

Solenoidin hacmi üzerinde birtakım limitler bulunmaktadır. Bu nedenle, orta kütleli Higgs'in iki fotona bozunumunu dedekte etmek için dedektörün yüksek çözünürlüğe de sahip olması gerekir. CMS'de, elektromanyetik kalorimetre çok küçük ve yoğun kristallerden meydana gelmektedir. Hadronik örnekleme kalorimetresi ise aktif sintilatör tabakaları ve bakır soğuruculardan oluşmaktadır.

5. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

5.1. CMS Deneyinde SM Higgs Bozonunun Araştırılması

Bu bölümde, SM Higgs bozonunun CMS deneyinde keşfedilme potansiyelini araştırmak için yapılan simülasyon çalışmaları anlatılacaktır. Önce, simülasyon ve analiz teknikleri tanıtılacaktır. Sonra, bir Higgs olayının genel kinematiğinden ve Higgs'in bozunum kanallarının CMS deneyindeki öneminden söz edilecektir.

Higgs bozonunun arandığı bazı kanallarda keşfedilme potansiyeli dedektörün performansına bağlıdır. Örneğin, $H \to \gamma\gamma$ bozunum kanalında Higgs bozonunun genişliği oldukça dardır. Bu kanaldaki performans tamamen elektromanyetik kalorimetrede elde edilen ölçümlerin hassaslığı ile orantılıdır. Böyle durumlarda dedektör performansını olabildiğince iyi belirlemek gerekir. Higgs'in genişliği büyük ise, Higgs'in keşfedilme potansiyeline en baskın etki fiziksel süreçlerdeki belirsizliklerdir.

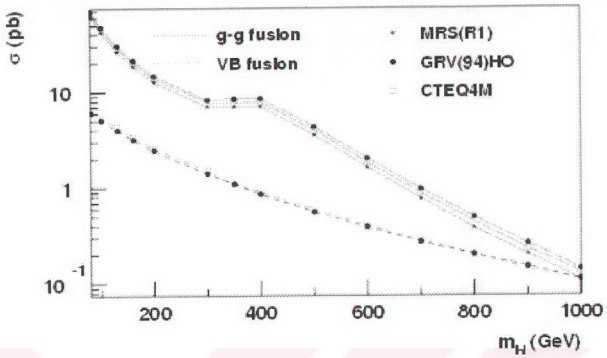
5.2. Simülasyon ve Analiz Teknikleri

Yüksek Enerji Fiziği deneylerinin en karakteristik özelliği çok sayıda parçacığın üretilmesidir. Gerçek hayatta, çarpıştırıcılarda gerçekleşen etkileşmeler dedektörler tarafından gözlenir. Kurulan veri kayıt sistemi aracılığıyla ilgilenilen olaylar kaydedilir. Sonra bu olaylar yeniden yapılandırılabilir. Örneğin, tel odacıkları, kalorimetreler ve diğer aletlerden gelen elektronik sinyaller bir yüklü izler grubuna ya da nötral enerji depolarına dönüştürülebilir. Oysa ki Monte Carlo simülasyon dünyasında, çarpıştırıcının yerini olay üreteçleri alır. Tüm istenilen olaylar bu üreteçler aracılığıyla üretilir. Bu yüzden, olay üreteçlerinden elde edilen verilerin gerçek olayla benzer bir davranışa ve dalgalanmalara sahip olması gerekir. Olay üreteçleri; olay çeşitlerini ve oranlarını bulmak, dedektör performansını ve kabulünü mümkün olan en iyi duruma getirmek, elde bulunan mevcut teoriyi test etmek gibi amaçlara hizmet eder.

CMS'de aranacak olan SM Higgs bozonunun keşfedilme potansiyelini araştırmak için yapılan simülasyon çalışmalarında olay üretimi ve dedektör simülasyonu için değişik programlar kullanılmaktadır. PYTHIA ve JETSET, Yüksek Enerji Fiziği'nde olay üretimi için sıklıkla kullanılan programlardır (Sjöstrand, 1992). e^+e^-, pp ve ep çarpıştırıcılarındaki sert etkileşme olaylarını üretirler.

Bu bölümde özetlenecek olan çalışmalarda sinyal ve fon olaylarını üretmek için PYTHIA simülasyon programı kullanılmıştır. PYTHIA, 14 TeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip proton-proton olaylarını üretmek için Parton Dağılım Fonksiyonu'na (PDF) göre çarpışan partonları biriktirir. Seçilen bir süreci üretip, izin verilen bozunum kanallarına bozunmasını sağlar. Bunun sonucunda hadronlar ya da leptonların kararlı parçacıklara bozunmasına izin verilir. Kullanıcı, tüm parçacıklar için uygun bozunma modları tanımlayabilir.

PYTHIA, süreçler için ikinci mertebe, LO (Leading Order), tesir kesitlerini kullanır. Üçüncü mertebe, NLO (Next to Leading Order) süreçleri, tesir kesitlerini gözle görülür bir biçimde değiştirir. PYTHIA'nın geçerli PDF'ler NLO hesapları ile uyumlu olsun diye değiştirilmiştir. Şekil 5.1'de NLO düzeltmelerini içeren bazı PDF'leri verilmektedir. Bu grafikten de görüldüğü gibi yeni PDF'ler arasındaki fark küçük olup Higgs'in kütlesine bağlı olarak %5-20 civarındadır. Daha yüksek mertebeli düzeltmelerin, olay kinematikleri üzerindeki etkisinin böyle bir yaklaşımla hesaba katılmadığına dikkat edilmelidir. Higgs sinyal süreçleri içinde baskın olan gluon-gluon füzyonunun üretim mekanizmasındaki en önemli düzeltmeler yumuşak (soft) gluon yayınımından kaynaklanmaktadır. Bu yüzden kinematikteki değişiklikler oldukça küçüktür. Fon süreçleri için NLO katkıları sert (hard) saçılmayı içerdiğinden olay kinematikleri önemli ölçüde değişebilir. NLO süreçlerini kullanan bir olay üretim mekanizması olmadığından bu süreçleri hesaba katmak için LO süreçlerine bir K faktörü uygulanır (5.5.1. bölümünde anlatılacaktır).



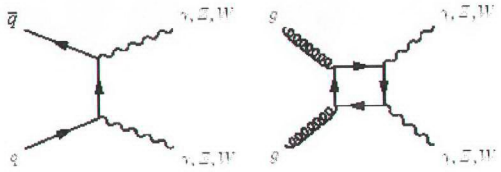
Şekil 5.1. NLO düzeltmesi içeren MRS(R1), GRV(94) ve CTEQ4M PDF'leri ile Higgs üretim tesir kesitleri (Spira ve Dittmar, 1997)

Burada sözü edilecek olan SM Higgs'in keşfedilme kanalları bir çift ayar bozonunun bulunduğu kanallardır. Böylece, Higgs parçacığı için temel fon süreçleri, foton ve vektör bozon çiftlerinin rezonans olmayan üretimlerinden kaynaklanır. Ayrıca, son durumu yanlış tanımlanmış olan süreçler de vardır. Örneğin; bir jetin, bir foton ya da bir elektron olarak tanımlanması veya dedektörün kabulü dışında olduğu için ölçülemeyen jetin kayıp p_T sinyalinden dolayı bir nötrino olarak tanımlanması gibi. Ayar bozon çiftleri kuark-antikuark saçılmaları (Born süreçleri) veya gluon füzyonu yoluyla (kutu (box) süreçleri) üretilirler.

(Born süreçleri: $q\bar{q} \to \gamma\gamma, q\bar{q} \to ZZ, q\bar{q} \to W^+W^-$)

(Kutu süreçleri: $gg \to \gamma\gamma, gg \to ZZ, gg \to W^+W^-$)

Bu süreçlerin Feynman diyagramları Şekil 5.2'de verilmiştir.



Şekil 5.2. En önemli ayar bozon çifti üretim süreçleri olan Born ve kutu süreçlerinin Feynman diyagramları

5.3. Fon Süreçleri

5.3.1. İki Foton Fonu

İki foton fonuna katkıda bulunan LO süreçleri:

- Born süreci ($q\bar{q} \to \gamma\gamma$)

ve bu süreçle aynı mertebede tesir kesitlerine sahip olan

- Kutu süreci ($gg \to \gamma\gamma$)
- Giden bir parton çizgisinden çıkan tekli ve ikili foton Bremsstrahlung olayı

şeklindeki daha yüksek mertebeli süreçlerdir (Bailey ve Graudenz, 1994).

Gluon füzyon kutu diyagramı $\alpha^2\alpha_s^2$ mertebesinde olup, hadron çarpışmalarındaki yüksek gluon ışıklığından dolayı bir katkı verir. Bu katkı da Born kuark-antikuark saçılmasıyla kıyaslanabilir mertebededir. Bremsstrahlung süreci yüksek mertebeli bir düzeltmedir. Ancak, parton çizgisindeki foton yayınımını tanımlayan kuark parçalanma fonksiyonlarının davranışlarından ($\approx\alpha/\alpha_s$, paydadaki α_s paydaki α_s' in birini götürür) dolayı süreç, $q\bar{q} \to \gamma\gamma$ sürecinin LO katkısı ile aynı mertebededir. Born ve kutu süreçleri PYTHIA programında mevcuttur. PYTHIA,

aynı zamanda gelen ya da giden bir kuark çizgisinden olan foton yayınımını da içermektedir. Born süreçlerine olan diğer NLO katkıları α_s mertebesinde olup bunlar Bailey ve ark. (1992) ile Aurenche ve ark. (1985) tarafından hesaplanmıştır. Diğer NLO katkıları

- Gerçek gluon yayınımı ($q\bar{q} \to \gamma\gamma g$)
- Gerçek foton yayınımı ($gq \to \gamma\gamma q$)
- $q\bar{q} \to \gamma\gamma$ 'nın sanal tek-halka düzeltmeleri

dir. Giden kuark çizgisinden aynı doğrultuda yayınlanan fotonun Bremsstrahlung süreci ile $gq \to \gamma\gamma q$ sert süreci arasındaki sınır çizgisini belirlemek güçtür. Yumuşak gluon için de bütün bunlar geçerlidir. Eğer *K*-faktörü ile NLO katkıları hesaba katılırsa bu süreçlerin iki kez işleme alınmamasına dikkat edilmelidir.

5.3.2. İki Bozon Üretimi

Kuark-antikuark saçılmalarına olan NLO katkıları *ZZ*, *WW* ve *ZW* için sırasıyla Ohnemus ve Owens (1991), Ohnemus (1991a), Frixione (1993), Ohnemus (1991b) tarafından hesaplanmış, LO süreçleri ile karşılaştırılmıştır. Bir olayda, NLO katkılarının çoğu bir jet yayınımı ile sonuçlandığından vektör bozon olaylarının kinematiği dikkate değer bir şekilde değişebilir. Herhangi bir jetin yokluğunda, iki bozon sisteminin düşük bir p_T spektrumuna sahip olması için vektör bozon çifti sırt sırta olmalıdır. Eğer bir olay içinde gerçekten jet varsa iki bozon sisteminin p_T'si, jet p_T'sini dengelemek zorundadır. Böylece, jetin olmadığı duruma kıyasla daha büyük bir p_T dağılımı çıkmaktadır.

Olay seçim kriterlerinin LO ve NLO katkılarını farklı bir şekilde etkileyebildiğine dikkat edilmelidir. Eğer analiz sırasında jetli olaylar atılırsa (veto edilirse), leptonlara bozunan ZZ, WW ve WZ fonlarına olan NLO katkısı ortadan kaldırılmış olur (Ohnemus, 1994). Ayrıca, bu herhangi bir sabit *K* faktörünün geçerliliğinin olay seçim kriterlerinden nasıl etkilendiğini gösterir. Gluon füzyon

diyagramlarının karmaşıklığından dolayı, süreçlerin büyük çoğunluğu için yalnızca LO katkıları hesaplanmaktadır. ZZ üretiminde, gg katkısının $q\bar{q}$`nun katkısının %33'ü oranında olduğu tahmin edilmektedir. $gg \to ZZ$ olaylarının kinematiği $q\bar{q} \to ZZ$ olaylarının kinematiğine benzerdir. Ayrıca, gluon füzyonunda üretilen ZZ çiftleri, kuark-antikuark saçılmasından gelenlere göre dedektörün merkezinde üretilirler (Glover ve Van Der Bij, 1989). Z bozonunun dik momentum dağılımının kuyruğu çok az miktarda daha uzundur. Bu süreç için QCD düzeltmeleri henüz hesaplanmamıştır. WW üretimine gluon füzyonunun katkısı %10-13 olarak tahmin edilmektedir (Kao ve Dicus, 1991). Ayrıca, bu tahmin $\sqrt{s} = 17$ TeV için yapılmış olup, t kuarkın kütlesi de 100 GeV alınmıştır.

5.4. Higgs Olaylarının Analizi

Parçacıkların kimliklerinin tanımlanmasında ve diğer parçacıklardan ayırt edilmesinde bazı kriterler kullanılmaktadır. Fotonların, elektronların ve müyonların kimlik tanımlama verimliliği detaylı bir simülasyon çalışmasıyla tahmin edilmektedir. Eğer bir parçacık topluluğu istenen ölçülere sahipse, bir jet olarak tanımlanır. Yani, bir jette ortaya çıkan hadronların oluşturduğu izler ΔR koni sınırlamasından daha uzağa gidemezler. ΔR konisi;

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \tag{5.1}$$

şeklinde tanımlanır. $\Delta\phi$; enine düzlemde parçacıklar arasındaki açıyı, $\Delta\eta$; pseudorapiditeyi temsil etmekte olup

$$\Delta\eta = -\ln\tan\frac{\Theta}{2} \tag{5.2}$$

şeklinde tanımlanır. Θ; demet çizgisine göre olan polar açıdır. Bir elektromanyetik kümenin yalıtımı, diğer bir deyişle fotonlar ve elektronların yalıtımı ya

kalorimetreden gelen bilgiye ya da yalıtım konisinin içerisinde belli bir p_T'nin üstünde yüklü bir parçacığın izine rastlanmadığı zaman iz dedektöründen gelen bilgiye bağlıdır.

Sonuçlar $\sigma = S/\sqrt{B}$ ile verilen istatistiksel anlam cinsinden ifade edilir. S; sinyal miktarını, B ise fon olaylarını temsil etmektedir. Genellikle bir sinyalin güvenirliği için 5σ'lık bir anlamlılık gereklidir.

5.4.1. Bir Higgs Olayının Genel Kinematiği

5.4.1.1. Higgs Kütlesi

SM, Higgs bozonunun kütlesini tam olarak belirleyememesine rağmen belli üst ve alt sınırlar getirmiştir. Bu sınırlar modelin kendi iç tutarlılığını koruması ve modelin yüksek enerjilere de uygulanabilir olması gibi koşullar göz önünde bulundurularak belirlenmiştir.

Higgs'in kütlesi kendi bozunum kanallarına bakılarak belirlenmektedir. Eğer parçacıklar doğrudan gözlenebilirse Higgs kütlesi bozunan sistemin değişmez kütlesi

$$m_H = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2} \tag{5.3}$$

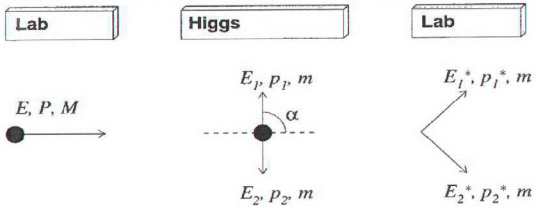
şeklinde yeniden yapılandırılır. E_i ve $\vec{p}_i$ bozunma ürünlerinin enerji ve momentumunu temsil etmektedir. Bu iki fotonun bir ZZ çiftine bozunumu durumudur. Z bozonları ise elektronlara, müyonlara ya da jetlere bozunurlar. Eğer bozunma ürünleri nötrino içeriyorsa ($ZZ \to \nu\nu, W \to l\nu, \tau \to l\nu\bar{\nu}$) Higgs kütlesi, gözlenen bozunma parçacıklarının dik momentum dağılımından ya da bozunan sistemin dik kütle dağılımından hesaplanabilir. Dik kütle dağılımı

$$m_T = \sqrt{(E_{T,Gözlenen} + E_{T,Kayıp})^2 - (\vec{p}_{T,Gözlenen} + \vec{p}_{T,Kayıp})^2} \tag{5.4}$$

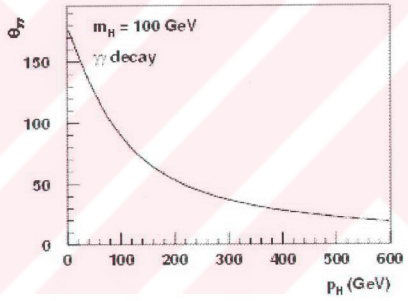
şeklinde tanımlanır. $E_{T,\text{ Gözlenen}}$; gözlenen dik enerjiyi, $E_{T,\text{ Kayıp}}$; kaybolan dik enerjiyi, $\vec{p}_{T,\text{ Gözlenen}}$ ve $\vec{p}_{T,\text{ Kayıp}}$; sırasıyla, gözlenen ve kayıp dik momentumu temsil etmektedir.

5.4.1.2. İki Parçacıklı Bozunma

Burada Higgs'in iki özdeş parçacığa diğer bir deyişle 2γ, $2Z$ ya da $2W$ bozonuna bozunduğu kanallar göz önünde bulundurulmaktadır. Basit bir kinematik yardımıyla bozunma ürünleri arasındaki minimum açı bulunabilir. Kütlesiz bozunma ürünleri için, bozunma ürünleri arasındaki minimum açıyı temsil eden bozunma açısı; Şekil 5.3'te gösterildiği gibi, Higgs'in kendi durgun referans sisteminde Higgs'in laboratuar momentumuna dik olan bozunma ürünleri arasındaki açıdır. Bu kütleli parçacıklar için de parametre uzayının çoğunda geçerli bir durumdur. Eğer bozunma ürünlerinden biri Higgs parçacığı yönüne yakın hareket ederse ve Higgs parçacığının momentumu ters yönde giden bozunma ürününü ileri yönde itebilecek kadar büyükse, bozunma ürünleri arasındaki açı küçük olabilir. Bozunma ürünleri arasındaki minimum θ açısı Higgs momentumunun bir fonksiyonu olarak Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Burada 100 GeV'lik bir kütleye sahip Higgs'in fotonlara bozunumu alınmıştır (Perini, 1998). Hatta çok yüksek momentuma sahip Higgs'ler bile aralarındaki açı 20° olan iki fotona bozunurlar. Böylece, Higgs'in iki fotona bozunumu sinyali ayırt edilebilir. W ve Z bozunumlarında son durumda gözlenebilen fermiyonlar ya da gözlenemeyen nötrinolardan kaynaklanan kayıp enerji E_T ölçülebilir. Zayıf akım W_μ, sol elli fermiyonlara ve sağ elli antifermiyonlara dönüşür. Bu da bozunma ürünlerinin açısının, vektör bozonu yönünde açısal bir bağlılığına neden olur. W ya da Z bozonunun açısı ve spin yönelimleri hakkındaki bilgiler, Higgs'in bozunum ürünlerini ve sürekli çift oluşumunu $\vec{p}_{T,\text{Gözlenen}}$ birbirinden ayırt etmek için kullanılabilir.



Şekil 5.3. Laboratuar ve Higgs çerçevesine göre Higgs'in bozunum kinematiği (Perini, 1998)

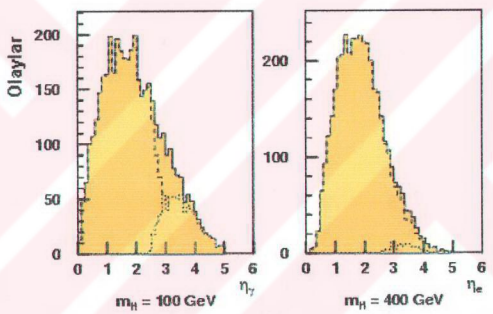


Şekil 5.4. İki fotona bozunan Higgs parçacığının (m_H=100 GeV) bozunum ürünleri arasındaki açının momentumun bir fonksiyonu olarak değişimi (Perini, 1998)

5.4.1.3. Higgs Parçacığının Kinematiği

Son bozunum ürünlerinin gözlenmesi dedektörün kabul bölgesinde olup olmamalarına bağlıdır. CMS dedektörü; elektronlar, fotonlar ve müyonlar için pseudorapidite $|\eta|<2.5$ bölgesini kapsarken, jetler ve kayıp E_T ölçümü için $|\eta|<5$ bölgesini kapsamaktadır. Higgs parçacığının yönü ve bozunma ürünleri arasında güçlü bir ilişki vardır. Merkezi bölgede üretilen Higgsler merkezi bozunma ürünleri

oluşturma eğilimine girerler. Şekil 5.5'te bir örnek gösterilmiştir. Soldaki şekil, $H \to \gamma\gamma$ (m_H=100 GeV) bozunumundaki en büyük η'lı fotonun η dağılımını göstermektedir. Sağdaki ise, $H \to ZZ \to 4e^{\pm}$ (m_H=400 GeV)'deki en büyük η'lı elektronun ya da pozitronun η dağılımını göstermektedir. Düz çizgiler rapidite oranı $|y|$<2.4 olan Higgs olaylarından gelen katkıları verir. m_H=100 GeV durumunda; dağılımın uç kısmındaki olaylar, tamamen yüksek rapiditeli Higgs olaylarından meydana gelmiştir. Bu olaylar dedektörün kabul limitinden dolayı dışlanırlar. Daha büyük Higgs kütleleri için, ortalama Higgs rapiditesi daha küçüktür ve $|y|$>2.4 olan olaylar, toplam olay oranına küçük bir katkıda bulunurlar.



Şekil 5.5. En yüksek η değerine sahip $H \to \gamma\gamma$ (m_H=100 GeV) ve $H \to 4e$ (m_H=400 GeV) kanallarının bozunum ürünlerinin dağılımı. Noktalı çizgiler $|y|$>2.4 rapiditeli, tire şeklindeki çizgiler ise $|y|$<2.4 rapiditeli Higgs olaylarından gelen katkıyı göstermektedir (Perini, 1998)

Daha önceden de belirtildiği gibi, Higgs parçacığı birkaç mekanizma yoluyla üretilebilir. Baskın olan üretim mekanizması gluon gluon füzyonudur. İki gluon daha sonra Higgs bozonu üreten bir kuark halkası oluşturur. Higgs bozonunun p_T dağılımı, büyük kütle değerlerinde daha geniş olmasına rağmen tüm kütle değerleri için düşük p_T değerlerinde bir tepe yapar.

Higgs'in daha düşük dik momentumu (p_T) Higgs'in bozunum ürünlerinin dik düzlemde birbirine yakın olmak yerine sırt sırta olmayı tercih etmelerine neden olur.

$m_H \approx 100$ GeV olan olayların yaklaşık %76'sında Higgs parçacığı $|y|<2.4$'ün altında bir rapidite değerine sahiptir. Daha büyük kütleler için bu oran %90 ya da daha fazladır.

Ağır vektör bozon füzyonu yoluyla olan Higgs üretimi ikinci önemli mekanizmadır. Kuark çizgisinden yayınlanan iki vektör bozonunun ortalama p_T'si gluon gluon füzyonunkinden biraz daha büyüktür. Higgs'in ortalama p_T dağılım değerleri Çizelge 5.1'de verilmiştir. Olayların büyük bir kısmı $|y|<2.4$ rapiditeli Higgs parçacıklarına sahiptir. m_H=100 GeV için %89 ve daha büyük kütleler için %95-100'dür. Higgs olaylarının büyük bir kısmı dedektör kabulü içinde olan bu mekanizma tarafından üretilmektedir. Bu yüzden, lepton ve foton bozunmaları için bu vektör bozon füzyonu gluon füzyonuna oranla daha önemlidir. Bu kanalda, çıkan kuarkların meydana getirdiği ileri yönlü iki jet görmek mümkündür. Sinyali fondan ayırmak için bu görüntüler kullanılmaktadır.

Çizelge 5.1. Farklı Higgs kütleleri ve üretim mekanizmaları için Higgs'in dik momentumunun ortalama değerleri (Perini, 1998)

m_H	*gg Füzyonu*	*VB Füzyonu*
100 GeV	31.7 GeV	87.5 GeV
200 GeV	58.3 GeV	99.1 GeV
400 GeV	101.4 GeV	114.2 GeV
700 GeV	147.3 GeV	116.1 GeV

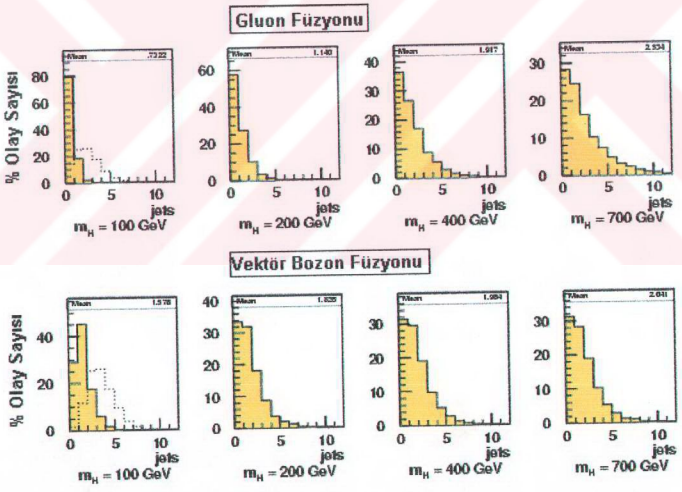
Vektör bozon çizgisinin ışıması yoluyla olan Higgs üretimi (Higgs-strahlung) sadece düşük Higgs kütlelerinde önemlidir. Bu kanaldaki asıl ilginç olan şey, dedektörde gözlenebilecek olan vektör bozonudur.

$t\bar{t}$ kuark çizgisinden gelen Higgs yayınımı yalnızca Higgs kütleleri 120 GeV'in altında olduğu zaman bir katkı sağlar. Bu kanalın ilginç özelliği yine $t \to Wb$ 'den oluşan W bozonunun kimliğini saptayabilme olasılığıdır.

Higgs parçacığının p_T'si jetler şeklinde olabilen olay parçacıkları tarafından oluşturulur. Şekil 5.6 farklı Higgs kütle değerleri için, gluon gluon ve vektör bozon füzyonunda çıkan jetlerin sayısını göstermektedir (Perini, 1998). Jet, burada,

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

ΔR<0.5, p_T>20 GeV ve pseudorapidite aralığı $|\eta|$ <5 olan bir hadronik duş olarak tanımlanmıştır. Koyu çizgili histogram, tek başına bir Higgs olayının jet çokluğunu göstermektedir. 200 GeV'den küçük Higgs kütlelerinde, bu tanıma uygun jet olmadığı için jet sistemini kullanmak zordur. Gluon gluon sürecinin baskın olduğu büyük Higgs kütlelerinde, olayların %60-70'i jete sahiptir. Öyle ki Higgslerin p_T'si ile jetlerin p_T'si arasında bir ilişki bulunmaktadır. Büyük Higgs kütle değerlerinde jet sistemi Higgs parçacığının özellikleri hakkında faydalı bilgiler sağlayabilir. Bu özellikle nötrino gibi bozunum ürünleri bulunan bozunum kanallarında ve Higgs kütlesinin doğrudan belirlenemediği durumlarda önemlidir. Nötrinoların dik momentumları, görülebilir bozunum sisteminin dik momentumundan ve jet sisteminden belirlenebilir.



Şekil 5.6. Farklı Higgs kütle değerleri ve 2 en önemli üretim mekanizması (gluon ve vektör bozon füzyonu) için Higgs olaylarının jet çokluşu (Perini, 1998)

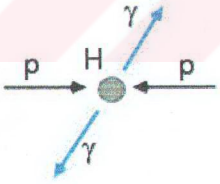
Biriken (pile up) olayların varlığı jet desenini değiştirebilir. Örneğin, Şekil 5.6'daki kesikli çizgiler, çarpışan demet başına 17.3 adet biriken olaylar olması durumunda, jet çoklusunun nasıl değiştiğini göstermektedir

5.5. Higgs Bozunum Kanallarındaki Sinyallerin Belirlenmesi

Bu bölümde Higgs'in temel bozunum kanalları üzerine CMS'de yapılan simülasyon çalışmaları sunulmuştur. Bu çalışmalardaki temel amaç; Higgs'in tüm kütle aralığından gelen sonuçları birleştirerek Higgs kütlesinin bir fonksiyonu olarak gözlenebilecek bir sinyal için ne kadarlık bir toplam ışıklığa gereksinim duyulduğunu tahmin etmektir.

5.5.1. Higgs→$\gamma\gamma$ Kanalı

Şekil 5.7'de gösterilen iki fotonun bulunduğu kanaldaki Higgs araştırmaları Higgs kütlesinin 100 GeV'den 150 GeV'e kadar bulunduğu bir kütle aralığında yapılmaktadır.



Şekil 5.7. $H\rightarrow\gamma\gamma$ bozunum kanalı

Bu bozunum kanalının temel özellikleri

- Femtobarn mertebesindeki büyük tesir kesitini (σ) bastıran küçük dallanma oranı (BR),
- Higgs parçacığının genişliğinin çok dar olması ($\Gamma\approx$MeV),

- Elektromanyetik kalorimetrede yalıtılmış foton çiftinin temiz deneysel işaret vermesi,
- Çok miktarda fona sahip olması nedeniyle sinyali ayırt etmek için mükemmel bir kütle çözünürlüğüne ihtiyaç duyulması

şeklinde sıralanabilir.

$H \to \gamma\gamma$ kanalının fon süreçleri indirgenemez (2 gerçek foton içeren) ve indirgenebilir olmak üzere 2'ye ayrılır. İndirgenemez fonlar

a) İstenmeyen iki fotonu içeren ($q\bar{q} \to \gamma\gamma$, $gg \to \gamma\gamma$),

b) Kuark Bremsstrahlung'dan gelen fotonları içeren ($qg \to q\gamma \to q\gamma\gamma$)

süreçlerden kaynaklanır. İndirgenebilir fonlar ise;

a) γ-jet olaylarında π^0'dan kaynaklanan jetlerin foton gibi tanımlanmasından,

b) Jet-jet olaylarındaki her iki jetin de foton olarak tanımlanmasından

kaynaklanır.

Fon süreçleri MRS(R1) PDF'ler kullanılarak PYTHIA ile üretilmektedir. γ-jet fonu, PYTHIA'daki γ-jet süreçleriyle üretilir. Eğer nötr bir piyon temel kinematik seçim kriterlerini sağlarsa; bir jet, bir foton adayı olarak düşünülür. Bremsstrahlung olayları da ikinci istenmeyen fotonun gözlendiği γ-jet olayları olarak düşünülür. Bremsstrahlung olayları ve sert saçılma arasındaki ayrımın iki foton fonu için yapılan diğer teorik hesaplamalarda ve PYTHIA'da aynı olması gerekmez (Aurenche, 1985: Bailey ve ark., 1992). PYTHIA, başlangıç ve bitiş durum yayınımını içerir. Böylece, bir LO Monte Carlo olmasına rağmen foton ve gluon yayınımının yumuşak kısmını içerir. Bunlar NLO süreçleridir ve fon için hesaplanan K faktörlerinde yer alır. Böylece, NLO düzeltmeleri içeren PYTHIA simülasyonunun en iyi metot olmadığı açıktır. Aşağıdaki noktalar dikkate alınmalıdır.

- $q\bar{q} \to \gamma\gamma$ fonuna bir K faktörü uygulanırsa, PYTHIA'nın Bremsstrahlung katkısını içermesine gerek yoktur.

- Bir K-faktörü uygulanmazsa PYTHIA'daki Bremsstrahlung katkısı hesaba katılmalı, sert gluon, foton yayınımı ve kuark-antikuark saçılmasının halka düzeltmesi ihmal edilmelidir.

Burada sözü edilen çalışmada, birinci yaklaşım olan kuark-antikuark saçılmasına bir K-faktörü uygulanmasına ve γ-jet olay örnekleminden gelen Bremsstrahlung olaylarının atılmasına karar verilmiştir (Perini, 1998). Ayrıca, Bailey ve Graudenz tarafından yapılan çalışmada 100-150 GeV'lik kütle aralığında sinyal K faktörü 2.11-2.34 ve aynı kütle aralığında iki foton fonu için K faktörü 1.91-2.01 olarak hesaplanmıştır (Bailey ve Graudenz, 1994).

$$K = NLO / LO = (LO + \alpha_s düzeltmesi) / LO \tag{5.5}$$

şeklinde tanımlanan K faktörünün aslında fiziksel bir anlamı yoktur. Burada LO=Born + kutu + tek ya da çift parçalanma'dır. İki foton fonuna uygulanan ile kuark–antikuark saçılmasına uygulanan K faktörü birbirinden farklıdır. Kuark-antikuark saçılmasının NLO=K-Born+Kutu şeklinde farklı bir tanımı bulunmaktadır. Öncelikle, yapı fonksiyonlarındaki ve LO ile NLO'nun tanımları arasındaki farklılıklar sinyal K faktörünün büyük bir değer almasına neden olur (Spira ve Dittmar, 1997).

gg süreçlerine olan NLO katkıları henüz bilinmemekte olsa da $gg \to H$ sürecinin K faktörü kuark-antikuark sürecine uygulanarak NLO katkılarının büyüklüğüne dair bir tahmin yapılabilir (Bailey ve Graudenz, 1994).

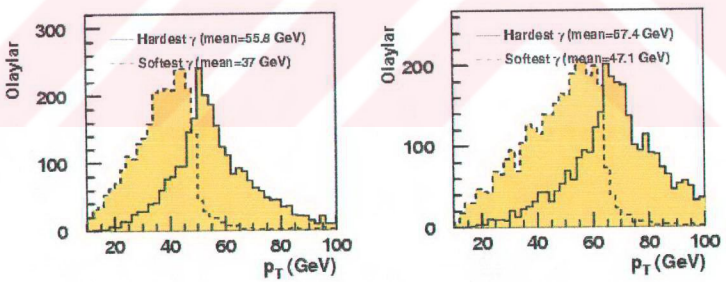
NLO hesaplamalarının yokluğunda, γ-jet sürecine K faktörleri uygulanmaz. Bu çalışmada fon süreçlerine uygulanan K faktörleri Çizelge 5.2'de verilmiştir. Jet-jet fonunun, ayırt etme kriterleri ve π^0 olaylarının atılmasıyla belirgin olmayan bir seviyeye indirgenebildiği kabul edilmiştir (Seez ve Virdee, 1994).

Çizelge 5.2. $H \rightarrow \gamma\gamma$ kanalının fon süreçlerine uygulanan K faktörleri (Perini, 1998)

	$q\bar{q}$	gg	γ-jet
K-faktörü	2.33	1.8	1

5.5.1.1. Olay Seçim Kriterleri

Deneysel sinyal, elektromanyetik kalorimetrenin η<2.5 bölgesinde yüksek p_T'ye sahip yalıtılmış iki fotona sahip olmalıdır. Bu özelliklere sahip olaylar için, m_H=100 ve 130 GeV'de fotonların p_T dağılımı Şekil 5.8'de gösterilmiştir. Bu çalışmada, fotonlar için p_T sınırlaması 25 ve 40 GeV şeklinde alınarak fondaki yumuşak foton olayları üretilmiştir. Bu yolla sinyal olaylarının %59-73'ü tutulabilmiştir. Tek foton verimliliği %76 oranındadır. Fotonların başka parçacıklara dönüşmesi sonucunda %9, elektromanyetik kalorimetredeki çatlaklarda %7 (%5'i fıçı ile kapaklar arasındaki çatlaklarda, %2'si ise fıçıdaki çatlaklarda), π^0'ın çıkarılmasından %10 olmak üzere toplam %24 oranında bir kayıp meydana gelmiştir.



Şekil 5.8. $H \rightarrow \gamma\gamma$ (m_H=100 ve 130 GeV) olaylarındaki iki fotonun p_T dağılımı (Perini, 1998)

Sinyal olaylarında, fotonlar kendiliğinden yalıtılırlar. Higgs parçacığının bozunum kinematiği, bozunum ürünleri ile iki foton sisteminin p_T'sini dengeleyen temel olay arasındaki minimum açıyı belirler. Bremsstrahlung olaylarında, foton kuarktan yayımlanır ve olayların büyük bir çoğunluğunda kuarkla foton arasındaki

açı küçüktür. Böylece, yalıtım kriterleri Bremsstrahlung fonunun büyüklüğünü belirler. Bu çalışmada, ΔR=0.255'ten daha küçük olan bölgedeki partonların enerjilerinin 5 GeV'den küçük olduğu $q\bar{q}$ sürecine K faktörü uygulanmıştır (Bailey ve Graudenz, 1994). Bu olaylardaki yalıtım sınırlama etkisinin $q\bar{q}$ fonundan gelen olaylarla aynı olduğu kabul edilmiştir. Aksine, γ-jet fonunda, foton adayı geri kalan jet parçacıkları tarafından çevrelenir. Böylece, yalıtım kriterleri sinyal oranını yüksek tutarken bu fonu azaltmada oldukça verimli olabilir.

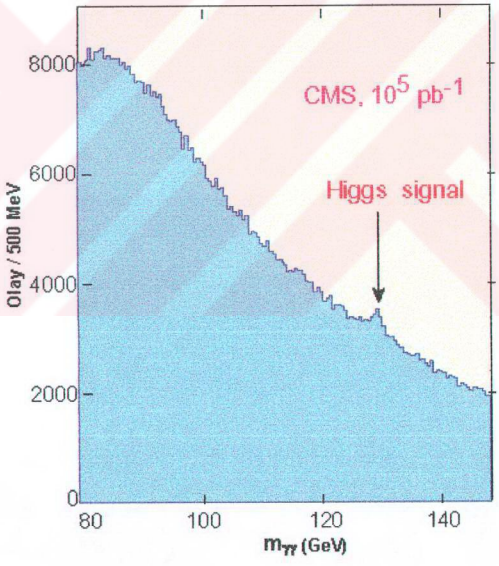
LHC ortamında, yalıtım birikme olaylarının varlığından etkilenir. Sinyal ve fon süreçleri ile birlikte PYTHIA ile üretilen birikme olayları aracılığıyla değişik yalıtım kriterleri çalışılmıştır. Yüksek ve düşük ışıklık koşullarına bağlı olan iki durum çalışılmıştır. Bu durumlar; çarpışan demet başına 17.3 birikme olay düşen 10^{34}cm^{-2}s^{-1} sabit değerli ışıklıkla, çarpışan demet başına 1.7 olayın düştüğü 10^{33} cm^{-2}s^{-1} sabit değerli ışıklığa sahip durumlardır. Yalıtım, izleyiciden gelen bilgi üzerine dayandırılır. Yani, seçilen p_T sınırlamasının üzerinde hiç bir yüklü izin yalıtım bölgesi içinden geçmesi istenmez. Manyetik alan simülasyonda dikkate alınmaz. Yüksek ışıklık durumunda, ΔR=0.2 ve p_T sınırlamasının 2.5 GeV ya da daha büyük olduğu sinyal olayları için %90 verim elde edilmiştir. Düşük ışıklık için, sinyal verimliliği ΔR=0.2 ve p_T>2 GeV'de %95'in üzerindedir. γ-jet olayları için, kabul edilen olaylar yüzdesi, genel p_T ve η sınırlamalarını geçen π^0 ve γ'daki yalıtılmamış $\pi^0\gamma$ çiftlerinin sayısına göre verilir.

Foton adayına yakın olan enerji akışı sınırlandırılarak fon olay oranını azaltmak mümkün olabilir. Birikme olaylarının yokluğunda, bu, sinyal fotonlarının verimliliğini azaltmayacaktır ancak birçok düşük enerjili parçacıkla çevrili olan bir jet içindeki sahte fotona sahip sinyal olayları da rededilebilir.

5.5.1.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

$H\rightarrow\gamma\gamma$ (m_H=100 GeV) sinyalinin belirginliği hem düşük ışıklık (30 fb^{-1}) hem de yüksek ışıklık (100 fb^{-1}) durumları için ΔR=0.2'lik yalıtım konisinde en iyi sonuçları vermektedir. Düşük ışıklık durumunda, belirginlik yalıtım kriterlerine

oldukça duyarsızdır. ΔR=0.2 yalıtım konisinde 1.5 ve 3 GeV arasındaki p_T eşik değerleri aynı sonuçları vermektedir. Yüksek ışıklık durumunda ise daha büyük p_T sınırlamaları tercih edilir. ΔR=0.2'lik yalıtım konisindeki 2 GeV'den büyük olan p_T sınırlaması ile en iyi sonuçlar elde edilmiştir. Yalıtım kriterleri hem yüksek hem de düşük ışıklık durumu için ΔR=0.2'lik yalıtım konisinde p_T sınırlaması 2 GeV'den daha büyük seçilir. Bunun sonucunda seçim kriterlerine sahip fonun en üstündeki Higgs bozunumundan gelen iki foton sinyali gözlenir. Şekil 5.9; bu seçim kriterleri sonucunda Higgs'in bozunumundan gelen iki foton sinyalini göstermektedir. 10^5 pb^{-1} lik bir ışıklıkta her 500 MeV'lik enerji aralığında meydana gelen olaylara bakılmıştır (http://www.cmsinfo.cern.ch).



Şekil 5.9. 10^5 pb^{-1} toplam ışıklıkta ve m_H=130 GeV kütle değerinde $H \rightarrow \gamma\gamma$ kanalındaki iki fotonun kütle grafiği (http://www.cmsinfo.cern.ch)

Farklı Higgs kütle değerleri için 30 fb^{-1} ve 100 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta elde edilmiş olan sinyal (S), fon (B), sinyal/fon oranı (S/B) ve sinyalin belirginliği olarak tanımlanan $S/\sqrt{B}$ oranı Çizelge 5.3'te verilmiştir.

Çizelge 5.3. 30 fb^{-1} ve 100 fb^{-1} ışıklıkta elde edilen S, B, S/B oranı, $S/\sqrt{B}$ oranı ve 5σ fb^{-1} için gerekli minimum ışıklık değerleri (Perini, 1998)

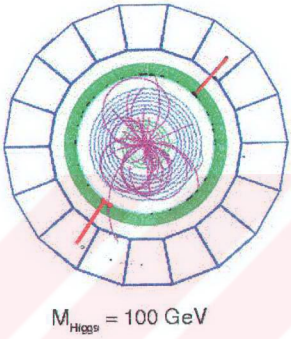
m_H (GeV)	$\int L$=30 fb^{-1}				$\int L$=100 fb^{-1}				5σ fb^{-1} için min L
	S	B	S/B	$S/\sqrt{B}$	S	B	S/B	$S/\sqrt{B}$	
100	477	13540	0.04	4.1	1375	48358	0.03	6.3	44.6
110	572	10784	0.05	5.5	1696	38134	0.04	8.7	24.7
120	600	8426	0.07	6.5	1766	29576	0.06	10.3	17.6
130	532	6464	0.08	6.6	1563	22685	0.07	10.4	17.1
140	433	4898	0.09	6.2	1287	17460	0.07	9.7	19.6
150	290	3730	0.08	4.8	840	13903	0.06	7.1	33.3

Higgs'in herhangi bir kanalda keşfedilip edilemeyeceğine dair bir öngörümde bulunmak için 5 standart sapma (5σ) için gerekli olan minimum ışıklık değerini hesaplamak gerekir. Etiketleme (tagging) tekniği kullanılmadığında Poisson dağılımı Gaussian dağılımına benzetilerek keşfedilme ışıklığının formülü

$$L = 2500\frac{B}{S^2} \tag{5.6}$$

şeklinde yazılabilir. S; sinyal olaylarını, B ise fon olaylarını temsil etmektedir. Etiketleme tekniği kullanıldığında Poisson dağılımı kullanılmalıdır. Son sütunda ise bu sinyalin keşfedilmesi için gerekli olan minimum ışıklık değerleri verilmiştir. Çizelge 5.3'e baktığımızda bu kanalın hem düşük ışıklıkta hem de yüksek ışıklıkta 130 GeV'lik kütle değerinde keşfedilme olasılığının yüksek olduğunu kolaylıkla söyleyebiliriz. Ayrıca, bu kanalın CMS dedektöründe 10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ başlangıç ışıklık değerinde yaklaşık olarak 198 günlük bir süreçte gözlenmesi beklenmektedir.

100 GeV'lik bir kütle değeri için $H \rightarrow \gamma\gamma$ kanalındaki iki fotonun CMS dedektöründe bırakmaları beklenen izlerin simülasyonu Şekil 5.10'da gösterilmiştir. Kırmızı renkteki çizgiler her iki fotonun takip ettiği yolu temsil etmektedir (CMS Collaboration, 1998).



Şekil 5.10. CMS dedektöründe 2 fotonun bırakması beklenen iz (CMS Collaboration, 1998)

5.5.2. Higgs$\rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\nu$ (l=e, μ) Kanalı

Büyük Higgs kütlelerinde dört lepton kanalının belirginliği Higgs üretim tesir kesitindeki azalmadan dolayı azalır. CMS keşif potansiyelinin tamamen görülebilmesi için diğer bozunum kanallarına da bakmak gerekir. Bu kanalın 500-800 GeV aralığındaki Higgs kütle değerleri için iyi sinyaller verdiği bilinmektedir. Her Z'nin elektronlar ve müyonlara olan bozunumunun dallanma oranı %3.37'dir. Böylece; her iki Z bozonunun müyon ve elektronlara bozunmasını istemek, toplam sinyali 0.0045'lik bir faktörle azaltacaktır. Z'nin nötrinolara bozunumu dahil edilirse (dallanma oranı %20) azalma faktörü ise 0.027 olur. Böylece, kanal dört lepton kanalından 6 kat daha büyük bir dallanma oranına sahip olur. Bu bozunum kanalının temel özellikleri

- Onlarca femtobarn mertebesinde bir sinyal vermesi (yani; m_H=500 GeV, σ.BR=(4.1 pb).(0.07)= 28.9 fb),
- Higgs'in kütlesinin direk olarak yeniden oluşturulamaması ancak, sistemin dik kütlesinden tahmin edilebilmesi

şeklinde sıralanabilir.

Bu süreç, yüksek kütle bölgesinde Abdullin ile Stepanov (1994) ve CMS kalorimetre sisteminin p_T çözünürlüğü kullanılarak Gaines (1995) tarafından çalışılmıştır.

Bu çalışmada (Perini, 1998); kayıp p_T'yi hesaplamak için farklı bir yaklaşım kullanılmıştır. PYTHIA ve MRS(R1) PDF ile üretilen sinyale uygun K faktörleri uygulanarak NLO düzeltmeleri hesaba katılmıştır. Z bozonunun elektron veya müyon çiftlerine ya da nötrinolara bozunumuna izin verilmiştir. Higgs parçacığının gerçek genişliği dedektörün çözünme verimliliğine baskın geldiği için bu kanalda parçacık düzeyinde çalışılmıştır. Müyonlar ve elektronlar için lepton verimliliği %90 olarak kabul edilmiştir.

Bir bozunum kanalının birim ışıklık başına düşen olay sayısı olarak tanımlanan σ.BR çarpımı simülasyon çalışmalarında hesaplanan önemli bir parametredir. En belirgin iki Higgs üretim mekanizması olan gluon ve vektör bozon füzyonu için bu sinyalin σ.BR çarpımı Çizelge 5.4'te verilmiştir (Nicollerat, 2001).

Çizelge 5.4. $H \to ZZ \to 2l2\nu$ kanalının sinyali için tesir kesiti ile dallanma oranının çarpımı (Nicollerat, 2001)

Sinyal		
Kanal:	$qq \to qqH \to ZZ \to ll\nu\nu$	$gg \to H \to ZZ \to ll\nu\nu$
m_H (GeV)	σ.BR, NLO (fb)	σ.BR, NLO (fb)
300	16	90
450	7	60
600	4	23

$H \to ZZ \to 2l2\nu$ kanalının temel fon süreçleri şunlardır:

- Higgs'ten gelmeyen ZZ, WZ ve WW'nun 2 lepton ve 2 nötrinoya bozunumu,
- $t\bar{t}$ 'nin leptonlar ve müyonlara bozunumu,
- Jet enerjisinin bir kısmının kayıp olduğu ve Z'nin leptonik olarak bozunduğu Z-jet üretimi.

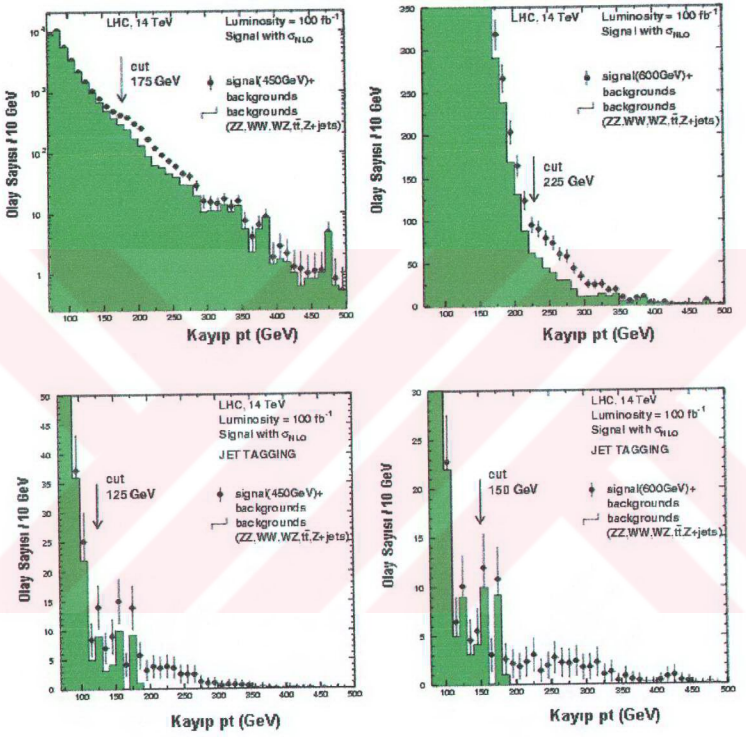
Fon, PYTHIA ile MRS(R1) PDF tarafından üretilmiştir. NLO katkıları K faktörleri uygulanarak dikkate alınmıştır. NLO düzeltmeleri, yüksek değişmez kütle kuyruğunda tesir kesitinin en yüksek olduğu düşük kütle bölgesindekinden daha önemli olduğundan, toplam tesir kesitinden çıkarılan K faktörünü uygulamak fonu belirlenemez hale getirir. Böylece, K faktörü değişmez kütle (ZZ) ya da sistemin dik kütlesi m_T'nin (WW ve WZ) bir fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. $q\bar{q} \to ZZ / ZW / WW$ fonlarına uygulanan K faktörleri Çizelge 5.5'te verilmiştir.

Çizelge 5.5. $H \to ZZ \to 2l2\nu$ kanalındaki $q\bar{q} \to ZZ / ZW / WW$ fonlarına uygulanan K faktörleri (Perini, 1998)

m_T	300 GeV	500 GeV	700 GeV	800 GeV
ZZ	1.36	1.46	1.48	1.5
WZ	1.85	1.86	1.9	1.8
WW	1.6	1.8	1.73	1.7

5.5.2.1. Olay Seçim Kriterleri

Kanalın deneysel işareti; yalıtılmış iki lepton ile değişmez kütleleri Z bozonunun kütlesine eşit olan nötrinoların varlığından kaynaklanan kayıp p_T'den ibarettir. Şekil 5.11, Higgs'in 450 GeV (soldakiler) ve 600 GeV (sağdakiler) kütle değerlerinde sinyal ve fon süreçleri için lepton çiftinin kayıp p_T dağılımını göstermektedir. Her 10 GeV'lik enerjideki kayıp p_T olaylarına bakılmıştır. Üstteki iki grafik jet etiketleme tekniği kullanılmadan önce, alttakiler ise kullanıldıktan sonra elde edilen sonuçları göstermektedir (Dittmar, 2001).



Şekil 5.11. 450 GeV (soldakiler) ve 600 GeV (sağdakiler) Higgs kütle değerleri için lepton çiftinin kayıp p_T dağılımı (Dittmar, 2001)

Perini (1998) çalışmasında; her iki leptonun, $|\eta|$<2.0 bölgesinde, yalıtılmış olması istenmiş ve sert lepton için p_T>20 GeV ve yumuşak lepton için p_T>10 GeV sınırlaması kullanılmıştır. Ayrıca, iki lepton sisteminin yeniden yapılandırılmış kütlesi Z bozonunun kütlesi ile ($|m_{ll} - m_Z|$<6 GeV) uyumlu olmalıdır. Sinyal

süreçleri iki lepton sisteminin daha sert bir p_T dağılımına neden olur. Bu yüzden, p_T sınırlaması 100 GeV'e ayarlanır. Bu sınırlama, fonu %80-85 oranında azaltır.

Böylece; 500, 700 ve 800 GeV'lik Higgs sinyalinin %90'dan fazlası ve 300 GeV'lik Higgs sinyalinin %64'ü saklanmıştır. Bu kanalda sinyal nötrinoların varlığı ile temsil edilir.

Sinyaldeki nötrino çiftinin bir başka deyişle ikinci Z bozonunun p_T'si, dedektörde ölçülen kayıp p_T'den ya da gözlenen iki lepton ve jet sisteminden hesaplanabilir. ΔR=0.5 yalıtım konisinde p_T>20 GeV'e sahip bir jetin olması istenmiş ve kayıp p_T sınırlaması da 100 GeV olarak alınmıştır (Perini, 1998).

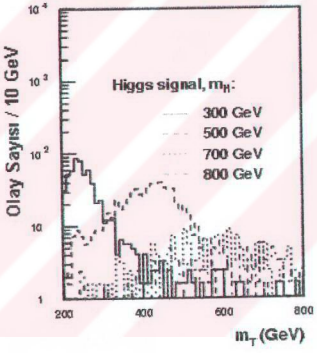
Nicollerat'ın çalışmasında ise jetlerin bulunduğu olaylarda ZZ sürekli oluşumunu atmak için yeniden oluşturulan ZZ sisteminin p_T'sine bir sınırlama getirilmiştir. Bu yolla sinyal 1.5, fon 3 gibi bir faktör kadar indirgenmiştir. Eğer olayda jetler bulunmuyorsa, yeniden oluşturulan Higgs'in dik momentumunun p_T=0 olduğu açıktır. Z-jet fonunu indirgemek için yeniden oluşturulan Z'nin p_T'sine sınırlamalar getirilmiştir. Eğer yalıtılan leptonlar Z kütlesini vermiyorsa, $t\bar{t}$ fonu bir problem teşkil etmez. Higgs sinyal olaylarında $|\eta|$<2.5 bölgesinde p_T>10 GeV değerine sahip, aynı çeşnili yalıtılmış 2 leptonun olması istenir. En son aşamada da kayıp p_T üzerinde 300 (450, 600) GeV kütleleri için $p_T^{\text{Kayıp}}$>150 (175, 225) GeV şeklinde daha zor bir sınırlama yapılmıştır. Jet etiketleme tekniği yapıldığında geriye kalan tek fon jetlerle birlikte Z üretimidir. Son aşamada yapılan p_T sınırlamaları hariç zayıf bozon füzyonu için yapılan sınırlamalar yukarıda sözedilen sınırlamaları sağlamalıdır. Aynı zamanda, $|\eta|$<4.5 bölgesinde ve p_T>20 GeV'lik olayda 2 jet mutlaka bulunmalıdır. Jetlerin değişmez kütlelerinin 800 GeV'den daha büyük olması gerekir. En son olarak kayıp p_T üzerinde 300 (450, 600) GeV kütleleri için $p_T^{\text{Kayıp}}$>100 (125, 150) GeV şeklinde daha zor bir sınırlama yapılmıştır.

Bir başka çalışmada (Levchuk, 2001); $|\eta|\leq$2.4 bölgesinde, kayıp enerjye $E_T^{\text{Kayıp}}\geq$60 GeV, leptonun dik momentumuna $p_T^l\geq$20 GeV ve Z ile lepton kütlesine $|m_Z - m_{ll}|\leq$5 GeV sınırlamaları getirilmiştir. Kayıp dik momentum vektörü ile leptonların dik momentum vektörünün arasındaki açının 90°'den küçük, hem jetlerin

dik momentum vektörü ile leptonlarınki arasındaki, hem de kayıp dik momentum vektörü ile jetlerin dik momentum vektörü arasındaki açının 120°'ye eşit ve büyük olduğu kinematik sınırlamaları getirilmiştir. Rezonans olmayan ZZ/WZ üretiminden kaynaklanan fon ihmal edilmesine rağmen yeterince iyi bir sinyal gözlenememiştir.

5.5.2.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

Şekil 5.12'de 100 fb^{-1}'lik ışıklıkta fonun üzerinde olan sinyalin dik kütle dağılımı farklı Higgs kütleleri için gösterilmiştir. Eğer sinyal, fonun üzerine geniş bir şekilde yayılmışsa, fon oranının ve şeklinin iyi bilinmesi gerekir.



Şekil 5.12. 100 fb^{-1} ışıklıkta, farklı Higgs kütlelerinde elde edilen $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2\nu$ kanalının dik kütle dağılımı (Perini, 1998)

Çizelge 5.6'da 100 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta kanalın keşfedilmesi için gerekli minimum ışıklık değerleri verilmiştir. 300, 450 ve 600 GeV kütleleri Nicollerat'ın 300, 500, 700 ve 800 GeV kütleleri ise Perini'nin çalışmasında elde edilen sonuçları göstermektedir. Buna göre, 450 ile 600 GeV aralığında bu kanalın gözlenme olasılığı yüksektir. Eğer, Higgs 450 GeV'lik bir kütleye sahip ise, minimum 5 fb^{-1} ışıklık değeri keşfedilmesi için yeterli olabilecektir.

Çizelge 5.6. 100 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta değişik Higgs kütle değerlerinde sinyalin belirginliği ve keşfedilmesi için gerekli minimum ışıklık değerleri (Perini, 1998: Nicollerat, 2001)

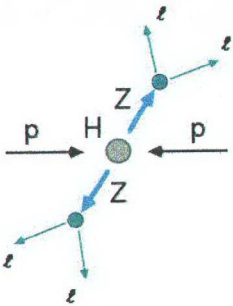
M_H	$\int L = 100\, fb^{-1}$				$L_{KEŞIF}$
	S	B	S/B	$S/\sqrt{B}$	
300	362	2635	0.14	7.1	50.3
	145	2115	0.07	3.2	251
450	810	1313	0.62	22.4	5
500	420	588	0.71	17.3	8.3
600	410	400	1.03	20.5	6
700	92	147	0.63	7.6	43.4
800	57	66	0.86	7.0	50.8

5.5.3. Higgs $\rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ (l=e, μ) Kanalı

Şekil 5.13'te gösterilen Higgs'in 2Z bozonuyla 4 leptona bozunduğu kanalın 140 GeV ile 600-700 GeV'lik Higgs kütle aralığında geçekleşmesi beklenmektedir. Eğer Higgs yeterince büyük kütleye sahip değilse, bir ya da her iki Z bozonu sanal olabilir. Z'nin tau leptonlarına bozunumunda, tau bozunumundan kaynaklanan ve dedekte edilemeyen nötrinolardan dolayı Higgs kütle tepesinin yeniden oluşturulmasında çok büyük güçlükler yaşanmaktadır. Bu yüzden, yapılan çalışmalarda genellikle müyonlara ve elektronlara olan bozunumlar incelenmiştir. Higgs kütle tepesi iyi bir şekilde yeniden oluşturulabildiğinden ve leptonlar çok iyi bir çözünürlükle dedekte edilebildiğinden bu kanala aynı zamanda altın kaplı kanal da denilmektedir. Kanalın başlıca özellikleri:

- Z'nin e^+e^- ve $\mu^+\mu^-$'ye olan dallanma oranı nedeniyle bastırılan küçük dallanma oranına sahip olması,
- Küçük sinyal tesir kesitine (~10 fb^{-1}) sahip olması,
- Temiz deneysel işaret vermesi,
- Sinyalin verimliliğini azaltan iç ve dış Bremsstrahlung'a sahip olması

şeklinde sıralanabilir.



Şekil 5.13. Higgs'in 2*Z* bozonu aracılığıyla 4 leptona bozunumu

ZZ kanalı $m_H \approx 650$ GeV'e kadar olan kütle aralığında ve hatta daha yüksek enerjilerde bile çalışılmıştır (Denegri, 1993: Bomestar ve Dzelalija, 1995). Bu çalışmaların hiçbirinde ne sinyal ne de fon süreçleri için *K*-faktörleri kullanılmamıştır.

2001 yılında Nicollerat tarafından yapılan çalışmaya göre; sırasıyla 300, 450 ve 600 GeV'lik Higgs kütleleri için elde edilen sinyal ve fon miktarları, sırasıyla, 140-4, 90-6, 40-10'dur.

Sadece sürekli *ZZ* oluşumu, kanalın fon kaynağını oluşturmaktadır. Çizelge 5.7'de yapılan bazı çalışmalara göre σ.BR çarpımı ve farklı Higgs kütle değerleri için uygulanan *K*-faktörleri sunulmuştur. Çizelgedeki değerlerin farklı olması kullanılan sınırlamaların özellikle p_T sınırlamalarının farklı değerlerde alınmasından kaynaklanmaktadır. Çizelgenin 2., 3., 4. ve 5. sütunları Nicollerat'ın çalışmasının sonuçlarını temsil ederken geri kalan sütunlar ise 1998 yılında Perini'nin yaptığı çalışmanın sonuçlarını göstermektedir. 2., 4. ve 6. sütunlar her iki çalışmada iki kanala uygulanan *K*-faktörlerini göstermektedir. (-) işaretleri o enerji değerinde çalışma yapılmadığı anlamına gelmektedir.

Çizelge 5.7. $H \to ZZ \to 4l$ kanalının farklı Higgs kütlelerindeki σ.BR değerleri ve uygulanan K-faktörleri (Perini, 1998: Nicollerat, 2001)

Sinyal							
Kanal:	$qq \to qqH \to ZZ \to 4l$		$gg \to H \to ZZ \to 4l$		gg ya da ZBF		
m_H (GeV)	K	σ.BR (NLO)	K	σ.BR (NLO)	K	σ.BR (LO)	σ.BR (NLO)
300	0.88	4.3	1.48	22.1	1.36	8.4	11.8
400	-	-	-	-	1.37	6.5	9.9
450	0.94	1.7	1.66	15.3	-	-	-
500	-	-	-	-	1.43	3.2	4.9
600	1.06	1.0	1.69	4.5	1.47	1.6	2.5

Bu kanalın fon süreçleri 2 şekilde oluşabilir:

1-) $m_H < 2m_Z$ olduğu durumda Higgs, $H \to ZZ^* \to 4l$ kanalına bozunur. Z bozonlarından birinin kütle kabuğu üzerinde olmadığı bölgedeki Higgs kütlesi için temel fon

- W bozonlarından üretilen 4 leptonun bulunduğu $t\bar{t}$ olaylarından, b-kuark bozunumları ve/veya çağlayan duşlarından,
- İndirgenemez fon spektrumuna neden olan ZZ^* sürekli oluşumundan,
- İleri duş bozunumlarında bulunan b kuarklarından gelen 2 lepton ve Z bozunumundan gelen 2 leptona sahip $Zb\bar{b}$ bozunumlarından

kaynaklanmaktadır.

2-) $m_H > 2m_Z$ olduğu durumda ise Higgs, $H \to ZZ \to 4l$ kanalına bozunur. Higgs'in bu kütle aralığında Z bozonlarının her ikisinin de gerçek olması nedeniyle fon indirgenebilirdir. ZZ sürekliliği asıl fonu teşkil etmektedir.

5.5.3.1. Olay Seçim Kriterleri

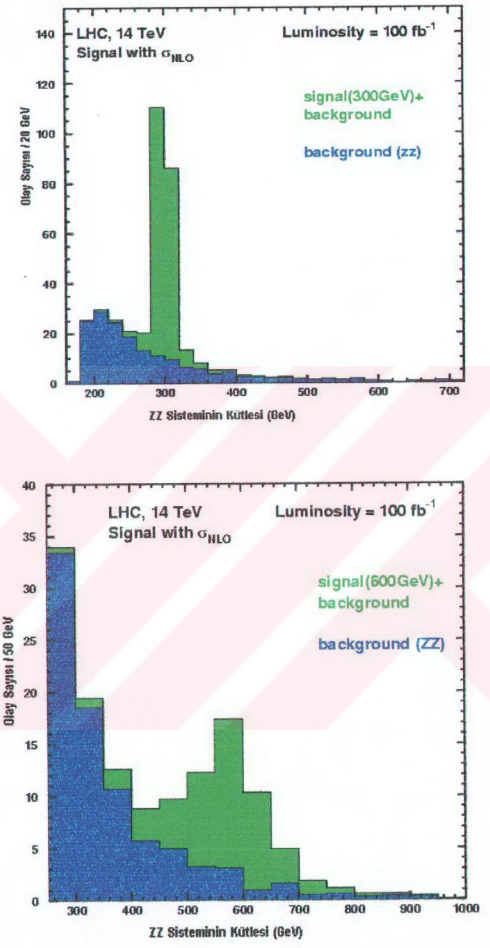
Sinyal değişmez kütleleri Z bozonunun kütlesi ile uyumlu olan (ZZ^*) 1 ya da 2 (ZZ) çifti ile 4 leptondan ibarettir. Yapılan bir çalışmada (Perini, 1998); leptonların bir çiftinin p_T'si, elektronlar için 20 ve 10 GeV'den, müyonlar için 20 ve 15 GeV'den büyük alınmıştır. Diğer çiftteki elektronlar için 10 GeV'den, müyonlar için 5 ya da 7 GeV'den büyük alınmıştır. Müyonların pseudorapiditesi $|\eta|$ <2.4 ve elektronlar için $|\eta|$ <2.5 olarak belirlenmiştir.

Nicollerat'ın çalışmasında ise 4 lepton (elektron ya da müyon) için p_T>10 GeV ve $|\eta|$ <2.5 değerleri kullanılmıştır. Ayrıca, Higgs sinyalini ayırt etmek için hem jet etiketleme yöntemi kullanılarak hem de kullanılmaksızın veriler elde edilmiştir. Jet etiketleme yöntemi kullanıldığında fon olaylarının büyük oranda azaldığı görülmüştür (Nicollerat, 2001).

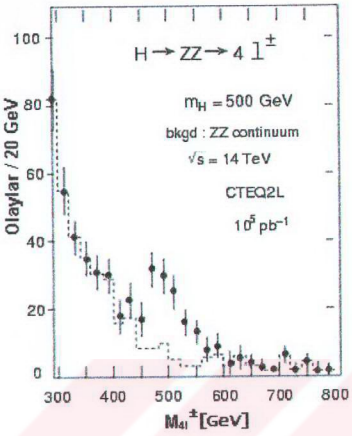
5.5.3.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

Bilindiği üzere; sinyal/fon oranı ve belirginlik, olay oranları kullanılarak hesaplanmaktadır. Sinyal ya da fon olaylarının sayısının az olması beklenilen belirginliğin az olması veya ışıklığın beklenilenin üzerinde bir değere sahip olması anlamına da gelir.

m_H=300 ile 600 GeV kütle değerleri ve ışıklığın 100 fb^{-1} olduğu durumda ZZ sisteminin kütlesi Şekil 5.14'te verilmiştir. 300 GeV için yapılan simülasyonda her 20 GeV enerji aralığındaki olaylara bakılırken 600 GeV için her 50 GeV'dekilere bakılmıştır (Nicollerat, 2001). Şekil 5.15'te ise m_H=500 GeV ve ışıklığın 10^5 pb^{-1} olduğu durumda 4 leptonun kütle grafiği verilmiştir (Bornestar ve ark., 1995).

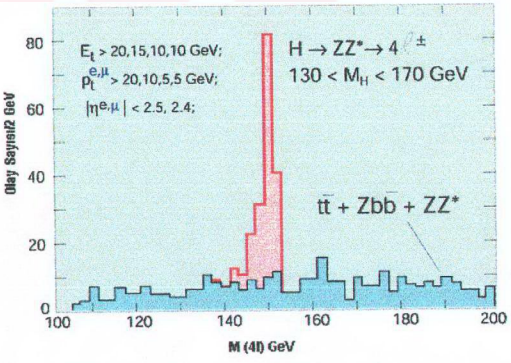


Şekil 5.14. 100 fb^{-1} ışıklıkta, 300 (üstteki) ve 600 (alttaki) GeV Higgs kütlelerinde $ZZ \rightarrow 4l$ sisteminin kütlesi (Nicollerat, 2001)



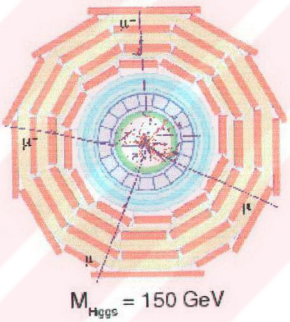
Şekil 5.15. m_H=500 GeV kütlesinde ve 10^5 pb^{-1}ışıklıkta elde edilen 4 leptonun kütle grafiği (Bomestar ve ark., 1995)

Şekil 5.16'da ise 10^5 pb^{-1} ışıklıkta ve Higgs'in130 ile 170 GeV gibi düşük bir kütle aralığında her 2 GeV'lik aralıklardaki olaylar incelenmiş, bunun sonucunda elde edilen 4 leptonun kütle tepesi gösterilmiştir.



Şekil 5.16. 130 ile 170 GeV kütle aralığındaki Higgs'in 4 lepton kanalına bozunum kütle tepesi (www.cmsinfo.cern.ch)

Bu kanalda etiketleme yöntemi kullanılmadan yapılan Higgs çalışmaları iyi bir sinyal/fon oranına sahip mükemmel sonuçlar vermektedir. Bu yüzden, 4 lepton kanalı çok iyi bir keşif kanalı adayıdır. Diğer yandan, jet etiketleme tekniği çok küçük istatistikten dolayı belirgin sonuçlar vermemektedir. 4 lepton sinyali 30 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta 130-160 GeV ve 185-600 GeV'lik, 100 fb^{-1}'lik ışıklıkta ise 130-600 GeV'lik Higgs kütle bölgelerinde gözlenebilecektir (Perini, 1998). Ayrıca, Higgs'in 170 GeV gibi bir kütle değerinde 4 müyona olan bozunumundaki müyonların CMS dedektöründe bırakması beklenen izlerin simülasyonu Şekil 5.17'de verilmiştir. Şekilde her bir müyonun dedektörde bıraktığı izler sürekli çizgi halinde gösterilmiştir.



Şekil 5.17. $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^+$ bozunumundaki müyonların CMS'de bırakmaları beklenen izler (www.cmsinfo.cern.ch)

5.5.4. Higgs$\rightarrow WW \rightarrow 2l2\nu$ (l=e, μ) Kanalı

Bu kanal şimdiye kadar söz edilen kanallardan biraz farklıdır. Higgs kütlesini yeniden yapılandırmak imkansız olup sinyali ayırt etmek için yapılan sınırlamalar sinyalin kinematik özelliklerine dayanmak zorundadır. Buna rağmen, 150 ile 200 GeV arasındaki Higgs kütleleri için çok iyi bir sinyal vermeleri dikkat çekicidir (Dittmar ve Dreiner, 1997). ZZ bozunum modunun dallanma oranındaki azalmadan

dolayı WW kütle eşiğinde WW bozunum modu baskın hale gelmektedir. Higgs kütle aralığındaki bu açıklığı, 4 lepton sinyali ile kapatmak güçtür. Bu bölgede, WW bozunumunun yüksek dallanma oranının avantajı kullanılarak W bozonlarının leptonik bozunumlarının çalışılabileceği fikri ilk kez Dittmar ve Dreiner (1997)'de tartışılmıştır. Bu kanalın bazı özellikleri

- Higgs bozunumunun dallanma oranının yüksek olması (~1) ve W'ların her bir leptona olan bozunumunun dallanma oranının 0.1 olması sinyal tesir kesitinin pikobarn mertebesinde değer almasına neden olması,
- Higgs'in kütlesinin doğrudan oluşturulamaması ancak ölçülen iki lepton sisteminin kinematiğinden belirlenebilmesi,
- Yalıtılan elektronlar ya da müyonların temiz deneysel işaret vermeleri,
- Kayıp p_T

şeklindedir.

1998 yılında yapılan bir çalışmada (Green ve ark., 1998) hem sinyal hem de fon PYTHIA MRS(A) dağılım fonksiyonları kullanılarak üretilmiştir. W bozonunun çift oluşumu için NLO katkıları 1.1 değerinde bir K faktörü kullanılarak hesaba katılmıştır. m_H=170 GeV/c^2 kütledeki Higgs'in bu kanala bozunumu CTEQ2L PDF kullanılarak incelenmiştir.

$H \rightarrow WW \rightarrow 2l2\nu$ sinyalinin fon süreçleri

- Rezonans olmayan W^+W^- üretiminden,
- $t \rightarrow Wb$ ile $t\bar{t}$ üretiminden,
- W'nun b ya da t kuarkıyla birlikte üretiminden

kaynaklanmaktadır.

5.5.4.1. Olay Seçim Kriterleri

Sinyalin deneysel işareti; Z bozonundan farklı bir değişmez kütleye sahip yalıtılmış 2 lepton ile kaçan nötrinolardan kaynaklanan kayıp p_T'den oluşur. Olay adaylarının seçilebilmesi için, leptonların elektromanyetik kalorimetreye veya müyon sistemine ($|\eta|<2.4$) bölgesinde ulaşmaları istenir. En büyük enerjili leptonun 25 GeV'den ve daha yumuşak leptonun ise 10 GeV'den büyük dik momentuma sahip olduğu sınırlamalar kullanılmıştır. Ayrıca, jet vetosunda $|\eta|<3$ bölgesinde ve $p_T>20$ GeV olan jetler rededilmiştir (Perini, 1998).

Bu kanaldaki Higgs olaylarını yalıtmak için yapılan bir çalışmada (Nicollerat, 2001); olayda bulunan her iki lepton için $p_T>10$ GeV alınmış ve $|\eta|<2.5$ bölgesinde çalışılmıştır. Bu yolla tek Z üretiminden gelen fon indirgenmiştir. Ayrıca, kayıp $p_T>50$ GeV alınırken leptonun sahip olduğu en yüksek momentum $m_H=300$ GeV için $p_T^l(\max)>100$ GeV, $m_H=600$ GeV için $p_T^l(\max)>150$ GeV alınmıştır. Jet etiketleme yöntemi kullanıldığında her iki jetin dik momentumunun $p_T>20$ GeV ve pseudorapiditenin $|\eta|<4.5$ olduğu sınırlamalar kullanılmıştır. $t\bar{t}$ fonunu indirgemek için, jet etiketleme yöntemi yapıldığında ise her iki leptonun kütlesinin $m_{l,\,\mathrm{jet}}>200$ GeV, dik momentumunun $p_T>20$ GeV ve rapiditenin $|\eta|<4.5$ olduğu sınırlamalar kullanılmıştır. Aynı zamanda, iki lepton arasındaki açının $\cos\theta<0$ olması şeklinde bir sınırlama yapılmıştır. Ayrıca, leptonlar arasındaki rapidite farkı ve değişmez kütleleri üzerine sınırlamalar getirmek gibi diğer sınırlamalar da denenmiştir. Ancak, bu diğer sınırlamalara rağmen sinyal belirginliğinde herhangi bir artış başarılamamıştır.

PYTHIA 5.7 kullanılarak yapılan bir başka çalışmada (Kunori, 1998) ise leptonlardan birinin $p_T>20$ GeV/c, diğerinin ise $p_T>10$ GeV/c değerinde dik momentuma sahip olma şartı konulmuştur. Ayrıca, her bir leptonun pseudorapiditesi $|\eta|<2$ ve iki leptonun sahip oldukları momentum vektörleri arasındaki açının $\cos\theta<0.8$'i sağlaması istenmiştir.

Dittmar ve Dreiner (1999) tarafından yapılan analizde 2 önemli kriter bulunmaktadır.

* Gluon-gluon saçılmasından gelen sinyal olayları, $q\bar{q}$ saçılmasından gelen W^+W^- fonundan daha merkezidir. Bu fark, yeniden oluşturulan dileptonun momentumunun, leptonun momentum vektörünün demet eksenine gore yaptığı polar açının $|\cos\theta|<0.8$'i sağlaması nedeniyle meydana gelir. Sonuç olarak, her iki leptonun özellikle deneyin fiçı kısmında ($|\eta|<1.5$) bulunduğu görülmüştür.

* W^+W^- spin korelasyonları (ilişkileri) ve W bozunumlarının V-A (Vektör-Aksiyal Vektör) yapısı, Higgs bozunumlarında üretilen W^+W^- çiftleri için ayırt edici bir sinyale neden olur. Higgs kütlesinin $2m_W$'ya yakın olduğu durumlarda, $W^{\pm}$'nın hızları küçüktür ve demet yönüne dik düzlemdeki yüklü 2 lepton arasındaki açı çok küçüktür.

5.5.4.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

Çizelge 5.8'de verilen değerler; L=30 fb^{-1}'lik ışıklıkta, iki farklı simülasyon çalışmasında değişik Higgs kütlelerinde elde edilen sinyal (S) ve fon (B) miktarlarını göstermektedir. 2. ve 3. sütunlar Perini'nin (1998), 5. ve 6. sütunlar ise Zeppenfeld ve ark. (2000)'nin elde ettiği sonuçları temsil etmektedir. Çizelgeye baktığımızda; eğer Higgs kütlesi 140-180 GeV'lik kütle aralığında ise bu kanal L=30 fb^{-1}'lik ışıklıkta en hızlı keşfin gerçekleşebileceği görülmektedir. Yapılan çalışmaları incelediğimizde jet etiketleme tekniğinin çok iyi işlediğini görmekteyiz. Bu yolla sinyal/fon oranını artırmak ve sinyali açıkça görebilmek mümkündür. Kütle tepesi yeniden yapılandırılamadığından bu kanalla Higgs'i bulmanın zor olduğuna dikkat edilmelidir.

Çizelge 5.8. L=30 fb^{-1} ışıklıkta yapılan çalışmalar sonucunda elde edilen sinyal ve fon oranları (Perini, 1998: Zeppenfeld ve ark., 2000)

$H \rightarrow WW \rightarrow 2l2\nu$						
m_H	S	B	$S/\sqrt{B}$	S	B	$S/\sqrt{B}$
120	75	291	4.4	44	272	2.7
130	168	469	7.8	106	440	5.1
140	441	877	14.9	279	825	9.71
150	497	775	17.9	330	732	12.2
160	712	380	36.5	468	360	24.7
170	557	380	28.6	371	360	19.6
180	812	1752	19.4	545	1653	13.4
300	97	537	4.	-	-	-
400	135	537	5.8	-	-	-
500	78	537	3.4	-	-	-

5.5.5. Higgs$\rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ Kanalı

Higgs kütle aralığının üst kısmında azalan üretim tesir kesitleri daha önce sözü edilen kanalların çoğunun keşfedilmesini zor hale getirir. Büyük Higgs kütle değerlerinde ($m_H \approx 1$ TeV) önem kazanan $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ kanalı geniş bir dallanma oranına sahiptir. Hatta, bu kanalın dallanma oranı, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ kanalından 135 kat daha fazladır. Kanalın başlıca özellikleri:

- Bir leptonik ve bir hadronik bozunum tarafından bastırılan küçük üretim tesir kesiti (1 pikobarn'dan az),
- Bir üretim mekanizması olarak önem kazanırsa, vektör bozon füzyonunun tipik jet deseninin kullanılma olasılığı,
- Sinyal yalıtılmış bir lepton ile en az 2 jete sahip olmalıdır.

Sinyaldeki jetlerden dolayı fon kaynakları büyük tesir kesitine sahiptir. Bu potansiyel fon kaynakları; W ile birlikte ek bir jet üretimi ve $H \rightarrow WW$ durumundaki $t\bar{t}$ üretimidir. Ana fon kaynağı olan $t\bar{t}$ üretimi, $m_{W,\,\text{jet}}$ üzerinde sınırlama yapılarak

güçlü bir şekilde indirgenebilir. Vektör bozon çifti oluşumundan gelen katkı yüksek değişmez kütleler için ihmal edilebilir.

5.5.5.1. Olay Seçim Kriterleri

Ağır Higgs olayları bir vektör bozonunun leptonik bozunumundan gelen yüksek p_T'li bir ya da iki leptona ve diğer vektör bozonunun hadronik bozunumdan gelen iki jete sahiptir. Higgs bozonunun yüksek kütlesinden dolayı, bozunum ürünlerinin enerjileri artar. Ve sonuçta hadronik bozunumdan gelen iki jet birbirine çok yakın olur. $W \to jj$ bozunumu iki küçük jeti içeren bir topluluk şeklinde yeniden yapılandırılır.

2001'de yapılan başka bir çalışmada (Yıldız ve ark., 2001) ise m_H=300 ve 600 GeV Higgs kütle değerlerinde çalışılmıştır. $|\eta|$<2.5 olduğu bölgede leptonun dik momentumuna p_T^l (max)>30 GeV gibi bir başlangıç sınırlaması getirilmiştir. Farklı η bölgelerindeki hadronik jetleri saymak için yeniden yapılandırılan jetler (E_T^{jet}>20 GeV) ileri ve merkezi olmak üzere 2 sınıfa ayrılmıştır. Rapidite aralığı merkezi jetler için $|\eta|$<2, ileri yönlü jetler için 2<$|\eta|$<5 olarak belirlenmiştir. m_H=600 GeV için elde edilen E_T dağılımı; bu kütlede boost'un çok geniş olması ve W bozunumundan 2 jetin çıkması nedeniyle $E_T \approx$300 GeV'de bir artış göstermiştir. Bu çalışmada hadronik W'nun yeniden yapılandırılması için yapılan sınırlamalar;

- m_H=300 ve 600 GeV'de $W \to$2 jet için E_T^{jet1}, $E_T^{jet2} \geq 40$ GeV
- m_H=600 GeV'de $W \to$1 jet için $E_T^{jet1} \geq 200$ GeV
- m_H=300 ve 600 GeV için 65<m_W<100 GeV

şeklinde sıralanabilir. Ayrıca;

- m_H=300 GeV için $p_T^{W \to jj} \geq 100$ GeV
- m_H=600 GeV için $p_T^{W \to jj} \geq 200$ GeV

şeklinde daha katı sınırlamalar da uygulanarak fonlar indirgenebilmiştir.

Bir Higgs üretim mekanizması olan vektör bozon füzyonunun önemi, artan Higgs kütlesi ile artar. Bu yüzden, giden kuark çizgisini takip eden ileri yönlü ve düşük p_T'li jetler etiketlenerek fonun bastırılabileceği umut edilmektedir. Yıldız ve ark., iki farklı ileri jet etiketleme metodu kullanmışlardır. İlk metodda $E_T^{jet}>20$ GeV $2<|\eta|<5$ olan en az bir ileri ve bir geri yönde jet olması istenmektedir. Bu şart, jetlerin etiketlenmesi sırasında herhangi bir katı enerji sınırlamamsı kullanılmadan fonu 10 çarpanıyla indirgemektedir. Etiketli jetler için $E_T^{jet}\geq 300$ GeV sınırlaması olay seçimini çok az değiştirir. İleri jetlerin etiketlenmesi için aşağıdaki sınırlamalar kullanılmıştır:

- m_H=300 ve 600 GeV için $2<|\eta|<5$
- $E^{\text{jet-ileri ve geri}}\geq 300$ GeV
- $E^{\text{jet1-ileri}}\geq 50$ GeV, $E^{\text{jet2-ileri}}\geq 30$ GeV

2. Metodda ise; ileri jetler $\eta>0$ olduğu bölgede, geri yöndeki jetler ise $\eta<0$ olan bölgede aranmıştır. İleri ve geri yönde etiketlenmiş jetlerin η farklılığı için $\left|\eta^{jet1}-\eta^{jet2}\right|>5$ sınırlaması kullanıldığında $t\bar{t}$ ve W+jet fonları sırasıyla 10 ve 5 çarpanlarıyla indirgenebilmektedir. Buna gore, m_H=300 ve 600 GeV kütle değerlerinde sinyal ve fon için elde edilen olay sayıları ve istatistiksel belirginlikler Çizelge 5.9'da verilmiştir.

Çizelge 5.9. Sinyal ve fon için elde edilen S, B, S/B ve $S/\sqrt{B}$ değerleri (Yıldız ve ark., 2001)

Sınırlamalar	S	$t\bar{t}$	W+ Jet	S/B	$S/\sqrt{B}$
m_H=300 GeV (Etiketleme Metodu)	124	258	70	0.39	6.85
m_H=300 GeV (Etiketleme Metodu)	121.3	97.9	42.2	0.87	10.25
m_H=600 GeV	56.4	14.7	38.1	1.07	7.76

Yapılan bir diğer çalışmada ise merkezi bölgede ($|\eta|$<2.4); E_T>150 GeV, $p_{T,l}$>150 GeV, $p_{T,\ W}$>300 GeV, $p_{T,\ l\nu}$>300 GeV sınırlamaları uygulanmıştır (Perini, 1998).

Abdullin (1994) tarafından yapılan çalışmada sunulan ileri etiketleme olasılıkları Çizelge 5.10'da verilmiştir. Buna göre; jet enerjisinin 400 GeV'den büyük ve jet p_T'sinin 30 GeV'den daha büyük olması gerekir. Çizelgedeki sonuçlar ΔR=0.2 ve ΔR=0.4 gibi iki farklı jet konisi için gösterilmiştir.

Çizelge 5.10. Sinyal ve fon için çift etiketleme olasılıkları (Abdullin, 1994)

Süreç	ΔR=0.2	ΔR=0.4
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	% 5.2	% 11
$W+j$	% 0.12	%0.22
$t\bar{t}$	% 0.28	%0.5

Nicollerat'ın çalışmasında ise jet etiketlemesi yapılmadan sinyal elde etmek için getirilen sınırlar şunlardır:

- $|\eta|$<2.5'te p_T>10 GeV'e sahip yalıtılmış 1 lepton (elektron ya da müyon) ve $|\eta|$<4.5'te p_T>20 GeV'e sahip en az 2 jet istenmiştir.
- Lepton için p_T (l)>25 GeV ve kayıp dik momentum $p_T^{Kayıp}$ >25 GeV alınmıştır.
- Yalnızca, WW sisteminin değişmez kütlesinin 70 (100, 200) GeV ile 300 (450, 600) GeV arasında olduğu olaylar saklanmıştır.
- Son olarak, hesaplanan W'ların p_T'leri üzerinde; 300 (450, 600) GeV kütleli Higgs için p_T (W_{jj}, $W_{l\nu}$)>100 (150, 200) GeV sınırlamaları yapılmıştır.

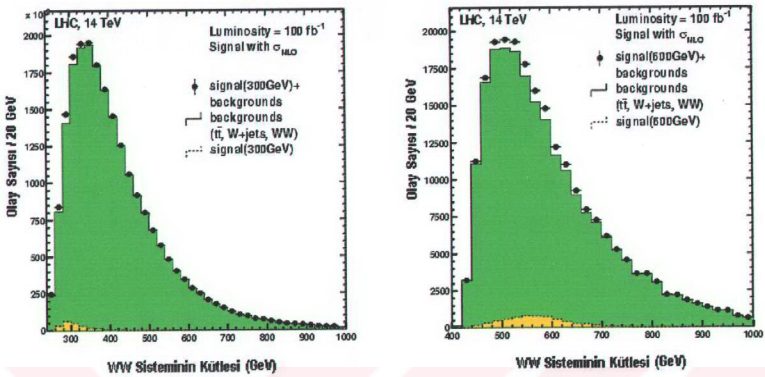
Jet etiketleme tekniği kullanıldığında ise getirilen sınırlar şöyle sıralanabilir:

- Olaylar yukarıdaki sınırlamaları sağlamalıdır.

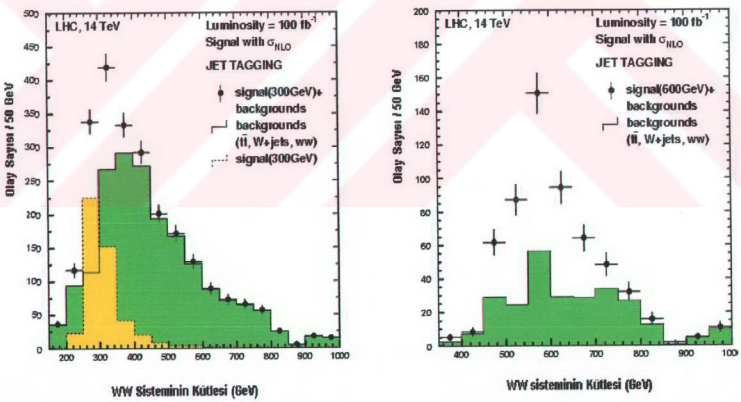
- p_T>20 GeV ve $|\eta|$<4.5'li 4 jet olayda aranmıştır. Bunlardan ikisi Z'yi hesaplamak için, diğerleri etiketleme jetleri için kullanılmıştır. Etiketli jetlerin değişmez kütlesi 800 GeV'den büyük olmalıdır.

5.5.5.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

Jet etiketleme tekniği kullanılmaksızın elde edilen sonuçları tartışmak ilginçtir. Bu kanalın düşük keşif ışıklıklarında en az 4 lepton kanalı kadar iyi görünebileceği anlamına gelir. Etiketlemeksizin elde edilen sinyal belirginliği çok güzel olsa bile, olay sayısının çokluğundan dolayı S/B oranı oldukça düşüktür. Eğer fon, %3 oranında bir kesinlikle bilinmiyorsa, fondaki olay sayısındaki hata beklenen sinyalden daha büyük olacaktır. S/B oranı küçük olduğundan, uygun sonuçlar elde etmek için sistematik hatalar hesaba katılmalıdır. Ayrıca, 300 ve 600 GeV Higgs kütlelerinde etiketleme yapılmaksızın elde edilen kütle grafiklerine baktığımızda (Nicollerat, 2001), Şekil 5.18, büyük bir aşırılık gözlenmemektedir. Jet etiketleme tekniği kullanılır kullanılmaz, olay sayısı indirgenir (Şekil 5.19). Ancak, geri kalan ölçülebilir miktardaki olay sayısıyla birden büyük S/B oranı elde edilir. Bu, fon çok iyi bilinmese bile, bir sinyalin gözlenmesi gerektiği anlamına gelir. Bu durumda, fondaki dalgalanmalar sinyalin gözlenmesine izin verir. Bu kanal seçim sınırlamalarında etiketleme tekniği kullanıldığında çok ilginç olabilir.



Şekil 5.18. Jet etiketleme tekniği kullanılmadığı zaman $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ kanalında 300 (soldaki) ve 600 GeV (sağdaki) kütleli bir Higgs için elde edilen kütle spektrumu (Nicollerat, 2001)



Şekil 5.19. Jet etiketleme tekniği ile $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ kanalında 300 (soldaki) ve 600 GeV (sağdaki) kütleli bir Higgs için elde edilen kütle spektrumu (Nicollerat, 2001)

Bir diğer ilginç nokta ise olaydaki jetlerin sayısının, özellikle jet etiketleme tekniği kullanılmadığında, S/B oranını etkilemesidir. Eğer, olayda 2'den fazla jet varsa, $t\bar{t}$ fonu önemli olmaya başlar.

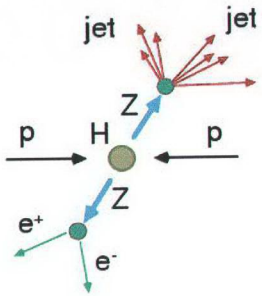
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ kanalının jet etiketleme tekniği ile çok iyi sonuçlar verdiği görülmüştür. L=100 fb^{-1}'lik toplam ışıklıkta kanalın keşfedilmesi için gerekli minimum ışıklık değerleri Çizelge 5.11'de verilmiştir. Buna gore, büyük kütle değerlerinde yaklaşık 100 fb^{-1}'e, 450 GeV kütlede 3 fb^{-1}'e yakın bir keşif ışıklığına ihtiyaç duyulmaktadır.

Çizelge 5.11. 100 fb^{-1} ışıklıkta, kanalın keşfedilmesi için gerekli olan minimum ışıklık değerleri (Nicollerat, 2001: Perini, 1998)

M_H (GeV)	$\int L = 100\, fb^{-1}$				$L_{KEŞİF}$ (fb^{-1})
	S	B	S/B	$S/\sqrt{B}$	
300	330	280	1.18	19.72	6
450	420	200	2.10	29.7	3
600	260	150	1.73	21.2	6
800	17	11.5	1.5	5.0	99.5
1000	20	11.5	1.7	5.9	71.9

5.5.6. $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2j$ Kanalı

Şekil 5.20'de resmedilmiş olan ve büyük Higgs kütle değerlerinde beklenen $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l2j$ kanalı; bir Z'nin 2 lepton yerine 2 jete bozunumu dışında, Higgs'in 4 leptona bozunum kanalından çok farklı değildir. Bu kanalın dallanma kesri, 4 lepton kanalından 21 kat daha büyük olmasına rağmen, yine de bir sinyal elde etmek güçtür. Sinyali yalıtmak için yapılan sınırlamalar 4 lepton kanalı için yapılanlara benzerdir. Bununla birlikte, Z'nin 2 jete olan bozunumunun yeniden oluşturulmasında yaşanan güçlükten ve sinyaldeki jetlerden kaynaklanan büyük tesir kesitine sahip yeni fonlardan dolayı problemler meydana gelir. Sinyal; aynı çeşnili, yalıtılmış 2 lepton ile 2 jete sahiptir.



Şekil 5.20. $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ kanalı

Bozunum kanalının özellikleri

- 1 pikobarn'dan daha küçük bir üretim tesir kesitine sahip olması,
- Z'nin 2 leptona dallanma oranının 0.07, 2 jete dallanma oranının 0.7

olmasıdır. Bu kanalda hem qq hem de gg füzyon sürecinden gelen sinyal için elde edilen σ.BR değerleri Çizelge 5.12'de verilmiştir. 300, 450 ve 600 GeV değerleri Nicollerat (2001), 800 ve 1000 GeV değerleri ise Perini (1998) tarafından elde edilen sonuçları göstermektedir.

Çizelge 5.12. $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ kanalındaki sinyal için elde edilen σ.BR değerleri (Perini, 1998: Nicollerat, 2001)

Kanal	$qq \rightarrow qqH \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$
m_H (GeV)	$\sigma.BR$ (NLO)
300	54
450	25
600	15
800	5.5
1000	3.2

Kanalın potansiyel fonlarından biri Z ile birlikte bir jetin üretildiği olaylardır ($qq \to Z+jet$, $Z \to e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$). $qq \to Z+jet$ fonunda Z'nin τ'ya olan bozunumunun seçim kriterlerini geçemediği görülmüştür. Diğerleri ise $t\bar{t}$ üretimi ile yalıtılmış 2 lepton ile 2 jet üretebilen tüm süreçlerdir.

5.5.6.1. Olay Seçim Kriterleri

Önce jet etiketleme tekniği kullanılmadan

- $|\eta|<2.5$ ve $p_T>10$ GeV değerlerinde aynı çeşniden (değişmez kütlesi 5 ile 91 GeV aralığında olması gereken) 2 lepton ile birlikte $|\eta|<4.5$ ve $p_T>20$ GeV olan en az 2 jet olması istenmiştir.
- Merkezi kaymış Z kütlesinde (85 GeV) olan ve 40 GeV'lik bir kütle aralığı veren tüm jet kombinasyonları alınmış ve kombinasyonlar içinde en büyük p_T seçilmiştir.
- Jetlere bozunan Z'nin kütlesi kaydığından, ZZ sisteminin kütlesi de biraz kaydırılmıştır. (Yani; 300 GeV'lik Higgs için tepe 285 GeV civarındadır.)
- Son olarak hesaplanan vektör bozonlarının ve Higgs'in p_T'si üzerinde 300 (450, 600) GeV kütleli Higgs için, $p_T(ZZ)>50$ GeV, $p_T(Z\,ll$ ya da $Z\,jj)>100$ (150, 200) GeV

şeklinde bir sınırlama yapılmıştır. Jet etiketleme tekniği kullanıldığında ise

- Olayların yukarıdaki sınırlamalardan geçmesi beklenmiş,
- Olayda Z'yi hesaplamak için 2, etiketleme yapmak için 2 olmak üzere 4 jet aranmıştır. Etiketli jetlerin değişmez kütlesinin 800 GeV'den daha büyük olması koşulu aranmıştır (Nicollerat, 2001).

p_T üzerinde farklı sınırlamalar uygulanmasından önce ve sonra elde edilen sonuçların aynı olduğu görülmüştür. Bu durumda ana fon kaynağının tek Z üretimi olduğuna karar verilmiştir. Aksi takdirde, sinyale jet etiketleme tekniği

uygulanmazsa sinyali görmek zor olurdu. Jet etiketleme tekniği kullanıldığında iyi bir sinyal/fon oranı (1'den büyük) elde edilmiş ve fon üzerinde temiz bir sinyal görülmüştür (Nicollerat, 2001).

Bir diğer çalışmada ise $|\eta|<2.4$ merkezi bölgede $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kanalı için

- Leptonların dik momentumu $p_{T,l}>50$ GeV,
- Z'nin dik momentumu $p_{T,Z}>150$ GeV,
- Z tek bir kümeden hesaplanması,
- Z'nin kütlesi ile 2 lepton kütlesi arasında $|m_Z - m_{ll}|<10$ GeV,
- Z'nin kütlesi ile kümenin kütlesi arasında $|m_Z - m_{Küme}|<15$ GeV

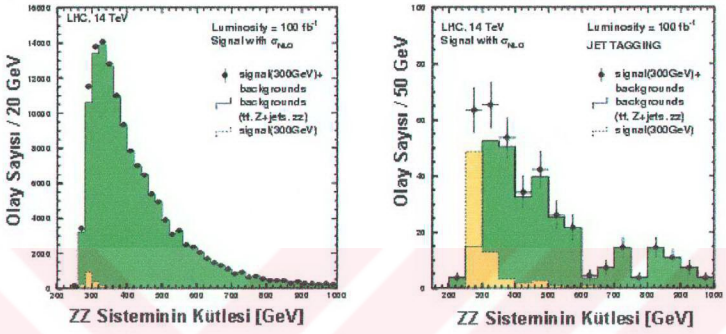
şeklinde sınırlamalar yapılmıştır (Perini, 1998).

Yapılan bir başka çalışmada ise büyük miktardaki Z+jet fonunu indirgemek için $\Delta R=0.2$ konisinde $E_T>50$ GeV'e sahip jetlere bakılmıştır. Leptonun dik momentumunun $p_{T,l}>50$ GeV, Z'nin ise $p_{T,Z}>200$ GeV olduğu olaylara bakılmıştır. Var olan fon, nispeten indirgense de, büyük miktarda olduğu için jet etiketleme tekniği kullanılmıştır. Bunun için, $2<|\eta|<5$ bölgesinde enerjisi $E_j>600$ GeV olan jetlere bakılmıştır (Virdee, 2001).

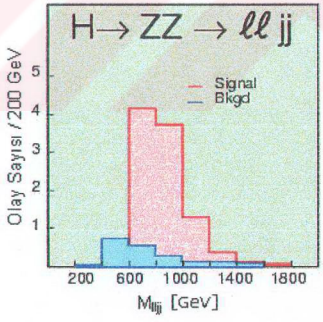
5.5.6.2. CMS'de Beklenen Belirginlik

Şekil 5.21'de, 100 fb^{-1} ışıklıkta 300 GeV kütleli Higgs için elde edilen ZZ sisteminin kütlesi gösterilmiştir. Şeklin solundaki histogramda etiketleme tekniği kullanılmadan, sağ tarafında ise etiketleme tekniği kullanıldıktan sonra elde edilen kütle tepesi görülmektedir. Jet etiketleme tekniği kullanılmadığında, şayet fon çok iyi bir biçimde biliniyorsa, sadece bir sinyalin görüleceği açıktır. Yine de, sinyal tek başına gözönünde bulundurulursa, iyi bir tepe elde edilebilir. Şekil 5.22'de ise 10^5 pb^{-1}'lik ışıklıkta $m_H=800$ GeV için elde edilen $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ kütle tepesi verilmiştir. Büyük Higgs kütle değerlerinde önem kazanan bu kanalın, 100 fb^{-1} toplam ışıklıkta

bile dikkate değer bir olay oranına ulaşabilmenin uzun yıllar alacağı düşünülmektedir.

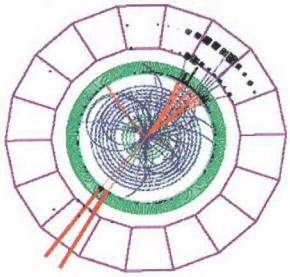


Şekil 5.21. 300 GeV kütleli bir Higgs için etiketleme tekniği kullanılmadan (solda), etiketleme tekniği ile (sağda) yeniden yapılandırılan *ZZ* sisteminin kütlesi (Nicollerat, 2001)



Şekil 5.22. 10^5 pb^{-1}'lik ışıklıkta elde edilen $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ kütle tepesi (CMS Collaboration, 1998)

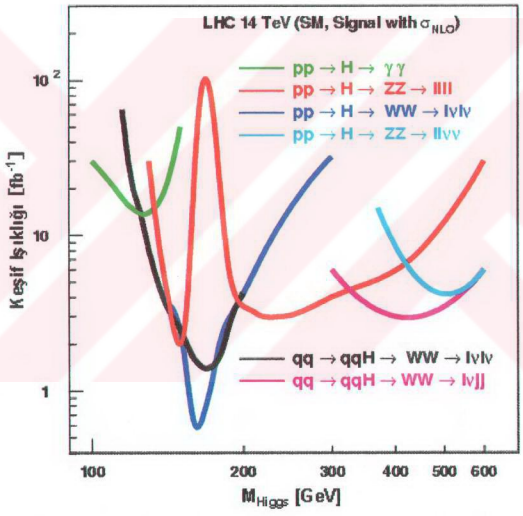
Şekil 5.23'te yine 800 GeV kütleli Higgs'in *ZZ* bozonları aracılığıyla ortaya çıkan jetlerin CMS dedektöründe bırakmaları beklenen izlerin simülasyonu gösterilmiştir (CMS Collaboration, 1998).



Şekil 5.23. $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ kanalındaki jetlerin CMS dedektöründe bırakmaları beklenen iz (CMS Collaboration, 1998)

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Dedektör performansı ile sinyal ve fon oranlarına dair şu an LHC hakkında bildiklerimize dayanarak; CMS deneyinin, tüm m_H kütle aralığı üzerinde SM Higgs'i keşfedebileceğini rahatlıkla söyleyebiliriz. İşte bu noktada, Higgs'in hangi ışıklıkta keşfedilebileceğini belirlemek önemli bir konudur. Şekil 6.1'de, olası tüm kanallarda 5σ'lık bir standart sapma için Higgs'in gözlenmesi beklenen keşif ışıklığı $L_{\text{KEŞİF}}$ gösterilmiştir. Sinyal için NLO tesir kesitleri kullanılmıştır.



Şekil 6.1. 5σ'lık bir standart sapma için Higgs'in gözlenmesi beklenen keşif ışıklığı (Dittmar ve Nicollerat, 2001)

Eğer Higgs parçacığı 150-500 GeV'lik kütle aralığında ise 10 fb^{-1}'den daha küçük bir toplam ışıklık keşfedilmesi için yeterli olabilir. LHC'nin, işleve girdiği ilk yıl içerisinde bu ışıklık değerine ulaşması beklenmektedir.

Düşük kütle aralığında $H\rightarrow\gamma\gamma$ kanalının temiz bir sinyal verdiği görülmüştür. Bu kanal mükemmel bir enerji çözünürlüğüne sahip elektromanyetik kalorimetreyi gerekli kılar. Detaylı bir şekilde yapılan simülasyon çalışmaları, CMS'nin elektromanyetik kristal kalorimetre kısmının mükemmel bir foton çözünürlüğüne sahip olduğunu göstermiştir.

Seçim sınırlamaları yapılırken kullanılan tekniklerden biri de jet etiketlemesidir. Jet etiketleme tekniği, sadece birkaç kanalda iyi S/B oranı vermektedir. Bununla birlikte, bu teknik kullanıldığında sinyal olaylarında büyük bir azalma söz konusudur. Jet etiketleme tekniği kullanıldığında $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$, $H\rightarrow WW\rightarrow l\nu\nu$ ve $H\rightarrow WW\rightarrow l\nu jj$ kanallarının, jet etiketleme tekniği kullanılmadığı zaman ise $H\rightarrow ZZ\rightarrow ll\nu\nu$ ve $H\rightarrow ZZ\rightarrow llll$ kanallarının belirgin sinyaller verdiği görülmüştür.

$H\rightarrow ZZ\rightarrow llll$ bozunum kanalının 300 ve 450 GeV'lik kütle değerleri için sırasıyla 4 ve 8 fb^{-1} arasında bir ışıklık değerinde keşfedilebileceği görülmüştür.

$H\rightarrow ZZ\rightarrow ll\nu\nu$ kanalının büyük Higgs kütlelerinde iyi bir sinyal belirginliğine sahip olduğu görülmüştür. Bu kanalın 450 ve 600 GeV'lik Higgs kütlelerinde, sırasıyla, 5 ve 6 fb^{-1}'lik bir ışıklıkta keşfedilmesi beklenmektedir. Büyük kütleye sahip Higgs'in bozunum ürünleri de daha büyük p_T'ye sahip olur. Dolayısıyla, sinyal olaylarında daha fazla kayıp p_T bulunduğundan, bu kanalın büyük kütleye sahip Higgs değerlerinde çok iyi işlediği görülmüştür.

$H\rightarrow WW\rightarrow ll\nu\nu$ kanalının 300, 450 ve 600GeV'de sırasıyla 28, 12 ve 13 fb^{-1}' lik ışıklıkta keşfedilmesi beklenmektedir. Büyük Higgs kütlesinde beklenen $H\rightarrow ZZ\rightarrow lljj$ ve $H\rightarrow WW\rightarrow ll\nu\nu$ kanalları toplam sinyal belirginliğine daha küçük katkılar vermektedirler.

Higgs'in hadronik bozunum modunda yeniden oluşturulması, leptonik bozunumundakinden daha zor olmasına rağmen, sinyal istatistiğinin daha fazla olduğu görülmüştür. Bu, sadece Higgs'in keşfedilmesini artırmakla kalmayıp, aynı zamanda Higgs'in üretim ve bozunum modlarını çalışmaya izin vermektedir.

Yapılan çeşitli simülasyon sonuçlarına bakarak Higgs'in değişik kanallara bozunumunun beklendiği kütle aralığı şu şekilde özetlenebilir:

$H \to \gamma\gamma$	$90 \leq m_H \leq 140$ GeV
$H \to ZZ^* \to llll$	$130 \leq m_H \leq 200$ GeV
$H \to ZZ \to llll$	$200 \leq m_H \leq 750$ GeV
$H \to ZZ \to ll\nu\nu$	$500 \leq m_H \leq 1000$ GeV
$H \to WW \to ll\nu\nu$	$140 \leq m_H \leq 200$ GeV
$H \to WW \to l\nu jj$	$m_H \approx 1000$ GeV
$H \to ZZ \to lljj$	$m_H \approx 1000$ GeV

SM Higgs'in keşfedilme olasılığı LHC ve CMS için umut verici görünmektedir. İşte bütün bu sorulara doğru yanıtları almak ve SM'in şimdilik gizemli görünen Higgs parçacığının varlandığını görmek için 2007 yılını beklememiz gerekir.

KAYNAKLAR

ABDULLIN, S., 1994. CMS-TN/94-177

ABDULLIN, S., ve STEPANOV, N., 1994. CMS-TN/94-179

ALEPH Collaboration, 2000. Observation of an Excess in the Search for the Standard Model Higgs Boson at ALEPH. CERN-EP/2000-138

AURENCHE, P., ve ark., 1985. Z. Phys. C29 459

BAILEY, B., ve GRAUDENZ, D., 1994. Phys. Rev. D49 1486

BAILEY, B.,ve ark., 1992. Phys. Rev. D46 2018

BOMESTAR, D., ve ark., 1995. CMS-TN/95-018

CMS Collaboration, March 1998. The Story of Universe

DAWSON, S., 1997. Perspectives in Higgs Physics. BNL-HET-SD-97-004

DENEGRI, D., ve ark., 1993. CMS-TN/93-101

DITTMAR, M., 2001. LHC Luminosity Estimates to Observe the Higgs and Test its Properties (Some Recent CMS Studies). ETHZ-Zurich/CMS (yayınlanmamış)

DITTMAR, M., ve NICOLLERAT, A. S., 2001. High Mass Higgs Studies Using $gg \rightarrow H$ and $qq \rightarrow qqH$ at the LHC. CMS NOTE 2001/036

DITTMAR, M., ve DREINER, H., 1999. Searching for the Higgs and other Exotic Objects. CMS CR 1999/009. (hep-ex/990109)

_____,1997. Phys. Rev. D55 167

DJOUADI, A., 1997. The Search for the Standard Model Higgs Boson at Present and Future Colliders. PM. 97-32

DROLLINGER, V., ve SPOCZAK, A., 2001. Comparison of Higgs Boson Mass and Width Determination of the LHC and Linear Colliders. EPJ Direct, CN1, 1-12 (2001)

DZELALIJA, M., ve ark., 1995. CMS-TN/95-076

EGEDE, U., 1998. The Search for a Standard Model Higgs at the LHC and Electron Identification Using Transition Radiation in the ATLAS Tracker. Ph. D. Thesis, Lund University, 196s.

FRIXIONE, S., 1993. Nucl. Phys. B410 280

GAINES, I., ve ark., 1995. CMS-TN/95-084

GLOVER, E. W. N., ve VAN DER BIJ, J. J., 1989. Nucl. Phys. B321 561

GREEN, D., ve ark., 1998. Search for the Standard Model Higgs Boson with $M_H \approx 170$ GeV/c^2 in W^+W^- Decay Mode. CMS NOTE 1998/089

GUNION, J.F., ve ark., 1990. The Higgs Hunter's Guide. Addison-Wesley, Reading,

KADO, M., 2000. Cornering Higgs Bosons at LEP. (hep-ex/0005022)

KANE, G., 1997. The Standard Model Intermediate Mass Higgs Boson. hep-ph/9703387

KAO, C., ve DICUS, D. A., 1991. Phys. Rev. D43 1555

KUNORI, S., 2001. A Study of $t\bar{t}$ + Higgs at CMS. CMS NOTE 2001/039

KUNSZT, Z., ve ark.,1996. Higgs Pruduction at the LHC: An Update on Cross-sections and Branching Ratios. Z. Phys., C74:479

LEVCHUK, L. G., 2001. Possibilities to Observe Heavy Higgs Signal in $H^0 \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow l^+l^-\nu\nu$ Decays at CMS. 6th annual RDMS CMS Collaboration Meeting Physics Program with the CMS Detector (yayınlanmamış)

MANDL, F., ve SHAW, G.,1984. Quantum Field Theory. John Wiley & Sons,238s.

NICOLLERAT, A. S., 2001. Prospects of Measuring $qq \rightarrow qqH$ and $gg \rightarrow H$ Cross Sections at the LHC or Higgs Files. Diploma Thesis, Universite de Lausanne, 96s. (hep-ex/0103023)

NIKITENKO, A., 2001. Higgs & Supersymmetry Conference. Orsay (yayınlanmamış)

OHNEMUS, J., 1991a. Phys. Rev. D44 1403

_____, 1991b. Phys. Rev. D44 3477

_____, 1994. Phys. Rev. D50 1931

OHNEMUS, J., ve OWENS, J. F., 1991. Phys. Rev. D43 3626

PERINI, K. L., 1998. Discovery Potential of the Standard Model Higgs in CMS at the LHC. For the degree of Doctor of Natural Sciences, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, ETH No: 12961, 170s.

_____, 2001. Higgs Physics at the in CMS at the LHC. CMS CR 2001/018

SEEZ, C., ve VIRDEE,T. S., 1994. CMS-TN/94-289

SJÖSTRAND, T., 1992. PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 Physics and Manual. CERN-TH. 6488/92

SPIRA, M. ve DITTMAR, M., 1997. CMS NOTE 1997/080

SPIRA, M., ve ark., 1997a. HDECAY: A Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension. Comput. Phys. Commun., 108(1998) 56-74. (hep-ph/9704448)

_____,1997b. CERN-TH/97-68

SPIRA, M., ve ZERWAS, M. P., 1997. Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics. CERN-TH/97-379. (hep-ph/9803257)

VIRDEE, T. J., 2001. GIF Conference, Annecy (yayınlanmamış)

YILDIZ, H. D., ve ark., 2001. Study of $pp \to jj$ with $HH \to WW \to l\nu jj$ in CMS for m_H=300 and 600 GeV.CMS NOTE 2001/050

ZEPPENFELD, D., ve ark., 2000. Measuring Higgs Boson Couplings at the LHC. CERN-TH/2000-039. (hep-ph/0002036)

http://www.cmsinfo.cern.ch

ÖZGEÇMİŞ

1978 yılında İskenderun'da doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi İskenderun'da tamamladıktan sonra 1994 yılında Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne girdim. Bir yıl İngilizce Hazırlık eğitimi aldıktan sonra, 1995-1996 öğretim yılında başladığım Fizik öğrenimimi 1999 yılında tamamladım. Aynı yıl, Çukurova Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde yüksek lisans öğrenimime başladım. 2000 yılında aynı bölüme Araştırma Görevlisi olarak atandım. Halen bu görevimi sürdürmekteyim.

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ