

**STANDART MODEL'DE HİGGS MEKANİZMASININ VE
BOZUNUMLARININ İNCELENMESİ**

H.Uğur BARLAS

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KASIM 2008
ANKARA**

H.Uğur BARLAS tarafından hazırlanan “ STANDART MODEL’DE HİGGS MEKANİZMASININ VE BOZUNUMLARININ İNCELENMESİ ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd.Doç.Dr.Berin Belma Şirvanlı
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile FİZİK Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof.Dr. Takhmasib M. Aliev
Fizik Anabilim Dalı, Ortadoğu Teknik Üniversitesi

Yrd.Doç.Dr. Berin Belma Şirvanlı
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Prof.Dr. Güneş Tanır
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Tarih : 21/11/2008

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nail Ünsal
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

H.Uğur BARLAS

STANDART MODELDE HİGGS MEKANİZMASININ VE BOZUNUMLARININ İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Hasan Uğur BARLAS

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Kasım 2008

ÖZET

Bu çalışmada, Standart Model kuramının evren için neyi ifade ettiği ve nasıl çalıştığı, Higgs mekanizmasının bu kuram içerisinde nasıl işlediği ve parçacıklara nasıl kütle kazandırdığını, Standart Model Higgs Bozonunun özellikleri, çiftlenimleri, kütle sınırlaması ve bozunumları tartışılmıştır. Ayrıca hadron çarpıştırıcılarında baskın olacak bazı bozunum modları için Higgs kütesinin 50GeV ila 1000GeV aralığına karşılık gelen matris elemanı hesaplamaları, bozunum genişliği ve dallanma oranı hesaplamaları yapılmıştır. Bulunan sonuçlar ve bunlara göre çizilen grafiklerimiz, literatürde belirtilen hesaplar ve grafiklerle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Bilim Kodu : 202.1.149

Anahtar Kelimeler : Yüksek Enerji ve Parçacık Fiziği

Sayfa Adedi : 77

Tez Yöneticisi : Yrd. Doç. Dr. Berin Belma Şirvanlı

**SEARCHING OF HIGGS MECHANISM AND DECAY MODES
IN THE STANDARD MODEL**

(M.Sc.Thesis)

Hasan Uğur BARLAS

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

November 2008

ABSTRACT

In this study, there is some topics about “ What is the mean of Standard Model theory for the universe and how does it work ? ”, “ How does the Higgs boson get a mass to all observable elementary particles and the Higgs mechanism work in the Standard Model ? ” and “ What is the properties, couplings and decay modes of Higgs boson? ” discussed. And also calculated matrice elements, decay width and branching ratio values corresponding to 50 GeV between to 1000 GeV of Higgs mass range for some decay modes which will be dominant at hadron colliders.

Science Code : 202.1.149

Key Words : High Energy and Particle Physics

Page Number : 77

Adviser : Assist. Prof. Dr. Berrin Belma Şirvanlı

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca bilgi birikimini benle paylaşması ve beni araştırma konuyla ilgili önemli organizasyonlara yönlendirmesi açısından mesleki gelişimimde çok büyük katkısı olan değerli Hocam Yard.Doç.Dr.Berrin Belma Şirvanlı'ya, beni bu süreçte destekleyen Bilkent Üniversitesi Hazırlık Okulu (BUPS) çalışanlarına ve manevi destekleriyle beni hiç bir zaman yalnız bırakmayan aileme teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL.....	3
2.1. Kuantum Mekaniğinde Ayar Prensibi ve Ayar İnvaryanslığı.....	7
2.2. SM' de Lagranjiyen Formalizmi.....	10
2.2.1. Lagranjiyenin diagramsal gösterimi.....	13
2.3. Kendiliğinden Simetri Kırınım Mekanizması.....	14
2.3.1. Goldstone modeli.....	15
2.3.2. Higgs modeli.....	20
3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI VE HİGGS BOZONU.....	29
3.1. Higgs Bozon Özellikleri.....	33
3.1.1. Higgs bağlaşımları.....	34
3.1.2. Higgs bozon kütle sınırlamaları.....	35
3.2. Parçacık Çarpıştırıcılarında Higgs Bozon Üretimi.....	39
3.2.1. Lepton Çarpıştırıcılarında Üretim Mekanizma.....	39

Sayfa

3.2.2. Hadron Çarpıştırıcılarında Üretim Mekanizması.....	41
3.3. Higgs Bozonu Bozunum Modları.....	44
3.3.1. Vektör Bozon Bozunumları.....	47
3.3.2. Çevrime (Loop) Bağlı Bozunumlar.....	55
4. SONUÇ.....	69
KAYNAKLAR.....	71
ÖZGEÇMİŞ.....	77

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Lepton Kuantum Sayıları.....	5
Çizelge 2.2. Kuark Kuantum Sayıları.....	5
Çizelge 3.1. Higgs bozon bağlaşımları.....	34
Çizelge 3.2. $H \rightarrow WW$ ve $H \rightarrow ZZ$, bozunum genişlikleri ve dallanma oranları değerleri.....	53
Çizelge 3.3. $(H \rightarrow \gamma\gamma)$ bozunumu için dallanma oranı ve bozunum genişliği değerleri.....	64
Çizelge 3.4. $(H \rightarrow gg)$ bozunumu için dallanma oranı ve bozunum genişliği değerleri.....	67

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Gözlemlenen etkileşimlerin Lagranjyeni.....	13
Şekil 2.2. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Sembolik Lagranjyeni.....	14
Şekil 2.3. Skaler alan ($\phi(x)$) potansiyelinin V , $\mu^2 > 0$ (a) ve $\mu^2 < 0$ (b) gösterimi.....	19
Şekil 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) dedektörleri.....	33
Şekil 3.2. Yüksek enerjili e^+e^- çarpıştırıcılarındaki temel Higgs üretim mekanizmaları.....	39
Şekil 3.3. Hadronik çarpıştırıcılardaki temel SM Higgs bozonu üretim mekanizmaları.....	41
Şekil 3.4. FermiLab Hızlandırıcı Zinciri.....	43
Şekil 3.5. SM Higgs bozonu bozunum modları için dallanma oranları.....	45
Şekil 3.6. SM Higgs bozonu bozunum modları için toplam bozunum genişliği.....	45
Şekil 3.7. İki gövdeli bozunum modu.....	47
Şekil 3.8. $H \rightarrow ZZ$ bozunumu için Feynman diyagramı ve köşe faktörü.....	48
Şekil 3.9. $100 < m_H < 350 \text{ GeV}$ kütle aralığına karşılık gelen bozunum genişliği.....	54
Şekil 3.10. $200 < m_H < 1000 \text{ GeV}$ kütle aralığına karşılık gelen dallanma oranı.....	54
Şekil 3.11. Çevrime bağlı Higgs Bozon bozunumlarına ait Feynman Diagramları.....	55
Şekil 3.12. $H \rightarrow \gamma\gamma$ ait bozunum diagramı.....	56

Şekil	Sayfa
Şekil 3.13. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen bozunum genişliği.....	65
Şekil 3.14. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen dallanma oranı.....	65
Şekil 3.15. $H \rightarrow gg$ bozunumuna ait Feynman diagramı.....	66
Şekil 3.16. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen bozunum genişliği.....	68
Şekil 3.17. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen dallanmaoranı.....	68

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada yer alan bazı simgeler ve kısaltmalar aşağıda açıklamalarıyla birlikte verilmiştir.

Simgeler	Açıklama
\sqrt{s}	Kütle Merkezi Enerjisi
L	Lüminosite (Işınlılık)
T₃	İzospin
TeV	Parçacık demet enerjisi - Tera Elektron Volt
Y	Hiperyük
Kısaltmalar	Açıklama
BR	Dallanma Oranı (Branching Ratio)
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
SM	Standart Model

1.GİRİŞ

En temel düzeyde ‘‘Maddeyi oluşturan Şey nedir?’’ sorusunun cevabı, fizik bilimi içerisinde önemli bir yeri olan temel parçacık ve yüksek enerji fiziği konuları içerisinde araştırılmaktadır [1]. Bu soruya verilen cevaplar, 1897 yılından (elektronun keŐfi) günümüze kadar yapılan deneyler sonucunda varılan sonuçlara ve gözlemlere göre bir geliŐim göstermiştir. Özellikle yaşadığımız makroskopik evrende, parçacıkların birbirleriyle olan etkileŐimlerinin klasik fizik yasalarına uyumluluğunun mikroskopik evrendeki parçacıkların birbirleriyle olan etkileŐimlerinde gözlenememesi ve bu yeni evren için yeni fizik yasalarının oluşturulması, bu geliŐimin en önemli noktasını oluŐturur.

Bugün bilinen, gözlemlenen ve yaratılabilen tüm parçacıkları meydana getiren elementer parçacıklar ; *leptonlar, kuarklar ve ara parçacıklardır* [1].

Maddeyi oluşturan bu elementer parçacıkların nasıl bir araya geldiklerini, birbirleriyle olan etkileşimlerini ve nasıl deĐiŐebildiklerini anlayabilmek ve açıklayabilmek için geliştirilen en başarılı kuram *Standart Model (SM)* kuramıdır. Bu model 60’ların ortalarında *Glashow, Salam ve Weinberg* tarafından öne sürülmüştür ve yaklaşık 40 yıldır yaygın bir Şekilde parçacık hızlandırıcıları deneylerinde yüksek hassasiyet seviyesinde denenmektedir [2]. Bu model ve bu model içerisinde varlığı öngörülen fakat henüz deneysel olarak açıklanamayan *Higgs Mekanizması* konusu, bu çalıŐmanın temelini oluşturmaktadır.

Bu çalışmada ayrıca, parçacık hızlandırıcılarında SM Higgs bozonunun gözlemlenmesi halinde bu bozonun olası üretim ve bozunum türleri, kütle sınırlamaları, olası bozunumlarından dominant olanları için bozunum genişliği, bozunum dallanma oranı hesaplanması yer alacaktır. Bu alıŐma bölümlere göre Şu Şekilde daĐılmıŐtır :

İkinci Bölümde, SM kuramı ve bu kuramın temelini oluşturan ayar grupları hakkında genel bir bilgi verildi. Ayrıca bu bölümde kuantum mekaniksel olarak ayar prensibi ve ayar invaryanslığı ilkeleri, SM'de Lagranjiyen formalizmi, SM'in açıklanmasında önemli yer tutan *kendiliğinden simetri kırınımı mekanizması* ve bu mekanizmayı açıklayan en temel örnek olan *Goldstone Modeline* değinilmiştir.

Üçüncü bölümde, SM kuramı içerisinde Higgs bozonunun önemi ve Higgs mekanizmasına ait genel bir bilgi, Higgs bağlaşımları ve kütle sınırlamaları, Higgs Bozonunun çeşitli parçacık çarpıştırıcılarında baskın olacak üretim ve bozunum modları incelenmiştir.

Dördüncü bölümde, SM Higgs Bozonunun direkt olarak bağlaşmadığı kütesiz gluon ve foton parçacıklarına, W bozonu ve ağır kuarkların oluşturduğu etkileşim alan bölgesi (loop) aracılığıyla bozunumu olan Hgg ve H $\gamma\gamma$ ilişkin bazı temel hesaplamalar (bozunuma ait matris elemanı hesabı, bozunum genişliği ve tesir kesiti hesaplamaları) ve grafikler bulunmaktadır.

2.STANDART MODEL

Bildiğimiz gibi evrende 4 temel doğa kuvveti bulunmaktadır. Bunlar; elektromanyetik, şiddetli çekirdek kuvveti, zayıf çekirdek kuvveti ve kütleçekim kuvvetidir. Bu kuvvetler elementer parçacıkların birbirleriyle olan etkileşimlerini anlayabilmek için önemlidir [1].

Her bir etkileşimin sağlanmasına yardımcı olan parçacıklara *araparçacıklar* denir. Elektromanyetik etkileşim için ara parçacık *foton*, zayıf etkileşim için W^{\pm} ve Z^0 bozonları, şiddetli etkileşim için *gluon* ve kütleçekim etkileşimi için *graviton*dur.

1900' lü yılların sonlarına doğru bilim dünyası, temel doğa kuvvetlerinden elektrozayıf ve şiddetli etkileşimlerin , yukarıda da belirtilen temel parçacıklarını bir çatı altında açıklayan *Standart Modelin (SM)* başarısına tanıklık etmiştir [2]. Birbirinden bağımsız üç bilim adamı, Glashow, Salam ve Weinberg, tarafından önerilen bu model, zayıf sol eli izospin korunumunu temsil eden $SU(2)_L$ *abelyan olmayan* ayar grubu ve hiperyük korunumunu temsil eden *abelyan* $U(1)_Y$ ayar gruplarına $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dayanır [2]. Bu ayar simetri grubunun, şiddetli etkileşimlerin araparçacığı olarak da bilinen en temel parçacıklardan biri olan kuarkların birbirleriyle olan etkileşimlerini açıklayan ve bu kuarkların taşıdıkları renk yükünün korunumunu temsil eden $SU(3)_C$ simetri grubuna dayanan Kuantum Renk Dinamiği (QCD) teorisiyle birleştirildiği *nonabelyan* $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubu, doğada tanımlanmış üç temel kuvveti bir çatı altında birleştirir [2]. Bu teori, parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarında ulaşılan yeterince yüksek enerjilerdeki hassasiyetlik testlerinden elde edilen sonuçlara göre, pertürbatif ve renormalize olduğu kanıtlanmıştır [2,3-6]. Bundan dolayı *SM* etkileşimleri kuantum düzeyinde tanımlar. Ayar grubunun *nonabelyan* olması, grup elemanlarının birbiriyle komüte etmediği

$$[D_\mu, D_\nu] = igF_{\mu\nu}$$

anlamına gelir. *Renormalize* olması ise parçacıkların birbirleri ile etkileşime girdiklerinde kütlelerinin değişmesi durumudur.

2008 Nobel Fizik Ödülüne konu olan “ *kendiliğinden elektrozayıf simetri kırınımı mekanizması* ”, Higgs, Brout, Englert, Guralnik, Hagen ve Kibble adlı bilim adamları tarafından yaklaşık 40 yıl önce, zayıf etkileşimin ara parçacıkları olan vektör bozonlarına kütle sağlayan, renormalizeliği ve üniterliğin gerekliliğini göz önünde bulunduran bir model olarak önerilmiştir [2,5-11].

Elektrozayıf olarak tanımlanan sektör *SM*'de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisinin, Higgs mekanizması yoluyla kendiliğinden elektromanyetik $U(1)_Q$ simetrisine kırılır [2,12].

Başlangıçta belirtildiği gibi $SU(2)_L$, sol eli fermiyonları temsil eden ve “*zayıf izospin korunumuna*” dayanan *abelyan olmayan* ayar grubu ve $U(1)_Y$ ise “*zayıf hiperyük korunumuna*” dayanan ayar grubudur [13]. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ grubu 4 jeneratore sahiptir ki bunların üçü $SU(2)_L$ grubuna ait $T_i = \frac{\sigma_i}{2}$ ($i=1,2,3$) jeneratörleri

ve $U(1)$ grubuna ait $\frac{Y}{2}$ jeneratörüdür [13]. Toplam grup için komutasyon bağıntıları :

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk} T_k \quad ; \quad [T_i, Y] = 0 \quad ; \quad i,j,k = 1,2,3 \quad (2.1)$$

$SU(2)_L$ ayar grubu altında sol eli fermiyonların dönüşümleri dublet şeklinde [13],

$$f_L \rightarrow e^{i\vec{T}\vec{\theta}} f_L \quad ; \quad f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

oysaki sağ eli fermiyonların dönüşümleri singlet şeklindedir [13],

$$f_R \rightarrow f_R \quad ; \quad f_R = e_R, u_R, d_R \quad (2.3)$$

Fermiyon kuantum sayıları arasındaki ilişki “*Gell-Mann-Nishijima bağıntısı*” olarak bilinen bağıntısıyla verilir [3,13]:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.4)$$

Burada Q *elektromanyetik yük*, T_3 *izospin* ve Y *hiperyük* kuantum sayılarını temsil eder.

Birinci fermiyon ailesi için kuantum sayıları sırasıyla Çizelge 2.1 ve 2.2’de verilmiştir [13].

Çizelge 2.1. Lepton Kuantum Sayıları [13].

LEPTON	T	T_3	Q	Y
ν_L	1/2	1/2	0	-1
e_L	1/2	-1/2	-1	-1
e_R	0	0	-1	-2

Çizelge 2.2. Kuark Kuantum Sayıları [13].

Kuark	T	T_3	Q	Y
u_L	1/2	1/2	2/3	1/3
d_L	1/2	-1/2	-1/3	1/3
u_R	0	0	2/3	4/3
d_R	0	0	-1/3	-2/3

Ortak ayar bozonlarının sayısı, jeneratörlerin sayısına eşit olduğundan dolayı bu sayı dördür. Ayar bozonları şunlardır :

- W_{μ}^i , $i=1,2,3$. $SU(2)_L$ grubunun zayıf ayar bozonlarıdır [12,13].
- B_{μ} . Bu da $U(1)_Y$ grubunun hiperyük bozonudur [12,13].

SM Lagranjyeninin yapılanması ve lokal ayar invaryanslığını içeren renormalize ayar modelini oluşturmak için herhangi bir ayar teorisini oluşturmak için izlediğimiz adımların aynılarını izlenir [12] :

- Bir ayar grubu (G) jeneratörleriyle (N_G) birlikte seçilir.
- N_G vektör alanları ayar grubunun özel temsili içine ilave edilir,
- Madde alanları için (elementer parçacıklar) bir temsil seçilir,
- Bazı vektör bozonlarına kütle kazandıran skaler alanlar eklenir,
- Kovaryant türev ifadesi tanımlanır ve her bir alanla çiftlenebilen, ayar grubu G altında invaryant olan en genel renormalize Lagranjiyen yazılır,
- Skaler alanlar potansiyelin minimumu olan 0 noktasına kaydırılır,
- Renormalizeliği doğrulamak ve tahminde bulunmak için kuantum alan teorisinin genel teknikleri uygulanır,
- Modelin doğayla uyumu sınanır,
- Eğer doğayla uyumlu değilse en baştan başlanır,

SM 'in yapılanması için yukarıdaki yol haritası izlendiği takdirde $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisi, alan türevlerinin ve bunlara bağlı olan kovaryant türevlerin yerine yazılmasıyla Global simetriden Lokal simetriye geçilir [14]. Bu ifadenin matematiksel içeriği bir sonraki bölümde verilecektir.

SM kuramı, LEP, SLC, Tevatron ve diğer parçacık hızlandırıcılarında yüksek hassasiyetli bazı testlere tabii tutulmuş ve tahminlerinin büyük bir kısmının başarılı olduğu kanıtlanmıştır. Özellikle CERN'de inşaatı tamamlanan ve kısa bir sürede tamamen çalıştırılacak olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndan (LHC) elde edilecek deneysel verilere göre parçacık fiziğinde yola SM kuramıyla devam edilip

edilemeyeceğine karar verilecektir. Çünkü yüksek hassasiyet seviyelerinde hem kuramsal hem de deneysel hesapların birbiriyle uyum gösterdiği bu kadar muhteşem bir kuramın önemli sayılabilecek bazı soruları cevaplandıramaması fizik dünyasında şüphelere yol açmıştır. SM'in bu eksikliklerinden bazıları şu şekildedir :

- SM içerisinde yer alan serbest parametrelerin fazlalığı(yaklaşık olarak 30 tane) ve bunların deneysel olarak ölçülememesi sonucunda,bu parametrelerin değerleri hakkında SM hiçbir açıklayıcı bilgi veremez
- Bir diğer önemli sorun ise hiyerarşi sorunudur. Doğadaki temel kuvvetlerden kütle çekim kuvvetinin diğer kuvvetlere göre çok zayıf olması(elektromanyetik kuvvetten 10^{40} kat kadar zayıf) ve SM kuramı içerisinde açıklanamaması.
- En önemlilerinden biri de Higgs problemidir. Bugün gözlemleyebildiğimiz tüm parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen ve “*Tanrı'nın Parçacığı*” olarak isimlendirilen, SM kuramının eksik tek parçacığı olan Higgs henüz gözlenememiştir. Ayrıca deneysel bazı veriler dışında SM bu parçacığın kütlesi hakkında da hiç bir tahminde bulunamaz ve bu da bir yönüyle hiyerarşi problemi ile ilgilidir.
- Yaşadığımız evrenin maddeden oluştuğunu gözleriz. Anti-Madde ise yok denecek kadar azdır. Madde ile Anti-Madde arasındaki bu farklılığın nereden kaynaklandığını SM kuramı tam olarak açıklayamaz.

Bunlar sadece öne çıkan üç temel eksikliktir. Bunun yanında bu kuram için kuramsal eksikliklerde söz konusudur. Bu eksikliklerin varlığı, fizikçileri, Standart Model ötesinde bazı kuramlar geliştirmeye mecbur kılmıştır.

2.1. Kuantum Mekaniğinde Ayar Prensibi ve Ayar İnvaryanslığı

Ayar prensibi ve ayar invaryanslığının içeriği kuantum mekaniğinde parçacığın elektromanyetik alandaki varlığı ile gösterilir. Klasik Mekanik'te bize Lorentz kuvvetini geliştirmemizi sağlayan klasik Hamiltoniyen ifadesi [12],

$$H = \frac{1}{2m} (\vec{p} - q\vec{A}) \quad ; \quad \psi' = \exp(iq\chi)\psi \quad (2.5)$$

olarak verilir. Burada elektrik alan ve manyetik alan $A^\mu = (\phi, \vec{A})$ cinsinden tanımlanabilir,

$$E = -\nabla\phi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \quad ; \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.6)$$

Eş.2.6' daki, ϕ ve \vec{A} ifadeleri sırasıyla, skaler alan ve vektör alanı temsil eden ifadelerdir. Potansiyellere ayar dönüşümünü uyguladığımızda bu alanlar tam olarak aynı kalırlar [12].

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{\partial\chi}{\partial t}, \vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\chi \quad (2.7)$$

$\vec{p} \rightarrow -i\vec{\nabla}$ operatörünü uygulayıp hamiltonyen kuantize edildiğinde elektromanyetik alanda Schrodinger denklemi,

$$\left[\frac{1}{2m} (-i\vec{\nabla} - q\vec{A})^2 + q\phi \right] \psi(x, t) = i \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} \quad (2.8)$$

olarak verilir ve bu daha da sadeleştirilmiş olarak,

$$\frac{1}{2m} (-i\vec{D})^2 \psi = iD_0 \psi \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \rightarrow \vec{D} = \vec{\nabla} - iq\vec{A}, \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow D_0 = \frac{\partial}{\partial t} + iq\phi \quad (2.10)$$

şeklinde elde edilir [12].

Eğer ayar dönüşümlerini $(\phi, \vec{A}) \xrightarrow{G} (\phi', \vec{A}')$ eş. 2.3 'de verilen şekliyle uygulanırsa, aşağıdaki denklemin çözümü olan yeni alan ψ' ,

$$\frac{1}{2m}(-i\vec{D}')^2\psi' = iD_0'\psi' \quad (2.11)$$

şeklindedir. Yapılan dönüşüm aynı zamanda madde içindeki yeni alanı tanımlamak için faz dönüşümlerine de uygulanmalıdır:

$$\psi' = \exp(iq\chi)\psi \quad (2.12)$$

Elektromanyetik alan dönüşümündeki aynı fonksiyonu $\chi = \chi(x,t)$ uygulayarak ψ' dönüşümünün türevi alınır,

$$\begin{aligned} D'\psi' &= [\vec{\nabla} - iq(\vec{A} + \vec{\nabla}\chi)]\exp(iq\chi)\psi \\ D'\psi' &= \exp(iq\chi)\vec{D}\psi \end{aligned} \quad (2.13)$$

elde edilir [12].

Aynı yolla D_0 içinde,

$$D_0'\psi' = \exp(iq\chi)\vec{D}_0\psi \quad (2.14)$$

işlemi yapılabilir ve ψ' için Schrodinger denklemi tekrar yazılırsa,

$$\frac{1}{2m}(-i\vec{D}')^2\psi' = \frac{1}{2m}(-i\vec{D}')(-i\vec{D}'\psi') = \frac{1}{2m}(-i\vec{D}')[-i\exp(iq\chi)\vec{D}\psi]$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{2m}(-i\bar{D}')^2\psi' &= \exp(iq\chi)\frac{1}{2m}(-i\bar{D})^2\psi \\ \frac{1}{2m}(-i\bar{D}')^2\psi' &= \exp(iq\chi)(i\bar{D}_0)\psi = iD_0'\psi'\end{aligned}\tag{2.15}$$

Eş. 2.15 elde edilir. Sonuç olarak her ikisinde, ψ ve ψ' , aynı fiziği tanımlar [12].

$$|\psi|^2 = |\psi'|^2\tag{2.16}$$

$$\bar{\nabla} \rightarrow \bar{D}, \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \bar{D}_0$$

Dönüşümü ile tüm gözlenebilirleri değişmez hale getirebiliriz. Örneğin,

$$\bar{J} = \psi^*(\bar{\nabla}\psi) - (\bar{\nabla}\psi)^*\psi$$

Ayar invariantlığından gelen değişimler ile,

$$\begin{aligned}\psi'^*(\bar{D}'\psi') &= \psi^*\exp(-iq\chi)\exp(iq\chi)(\bar{D}\psi) = \psi^*(\bar{D}\psi) \\ \psi'^*(\bar{D}'\psi') &= \psi^*\exp(-iq\chi)\exp(iq\chi)(\bar{D}\psi) = \psi^*(\bar{D}\psi)\end{aligned}$$

elde edilir. Bu örnekle de elektromanyetik alandaki bir parçacığın *ayar değişmezliğinin* kuantum mekaniksel olarak nasıl elde edileceği gösterilir [12].

2.2. SM' de Lagranjiyen Formalizmi

Kuantum alan teorisinde, Lagranjiyen yapısını oluşturmak için, en iyi yol simetriler ve korunum kanunları arasında bağlantı kurmaktır [15]. Bunu yapabilmek için klasik

mekanikteki $q_i(t)$ genelleştirilmiş koordinatlarına sahip süreksiz bir sistemden, $\phi(x,t)$ değişken koordinatlarına sahip olan sürekli bir sisteme geçilmelidir.

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow L(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu) \quad (2.17)$$

Ve bu dönüşüm sonucunda çok iyi bilinen Euler-Lagrange denklemi şu şekilde yazılabilir :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial L}{\partial (\partial \phi / \partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial L}{\partial \phi} = 0$$

Yapılan bu dönüşümler, Euler-Lagrange denkleminin zamandan bağımsızlığı ve Lorentz dönüşümleri altında invaryans kalması bizi momentumun, enerjinin ve açısal momentumun korunumuna götürür [15]. Örneğin Dirac denklemiyle tanımlanan elektronun durum dalga denklemi $\Psi(x)$ faz dönüşümleri altında invaryanttır.

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \Psi(x) \quad (2.18)$$

Burada α reel sabittir. Bu faz dönüşüm formlarındaki üniter Abelian grup aileleri $U(1)$ grubu olarak bilinirler. Lagranjiyenin $U(1)$ ayar grubu altında invaryans kalmasının önemsiz olduğu düşünülebilir. Çünkü Noether Teoremi yoluyla korunumlu akımların invaryanslığı ima edilir [15]. Bu bakış açısındaki fizikçilere göre simetrielerin varlığı bazı fiziksel sayılabilirlerin ölçümsüz olabileceğini ima eder. Yani daha açık olarak Eş. 2.14'deki dönüşümler altında invaryans olan α fazı ölçümsüzdür ve keyfi olarak seçilebilir. Buna *global ayar invaryanslığı* denmektedir. Ancak bu ayar en genel ayar formalizmi değildir ve eğer α fazı uzay- zaman pozisyonuna $\alpha = \alpha(x)$ bağımlı olsaydı (ki buna da *lokal ayar invaryanslığı* diyeceğiz.) ayar daha tatmin edici olabilirdi [15].

Dirac denkleminle tanımlanan elektrona göre olan Lagranjiyen şu şekilde verilir,

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (2.19)$$

ve bu denklem lokal faz dönüşümleri altında invaryans değildir :

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(x) \quad (2.20)$$

ψ 'nin türevi Eş. 2.15'i sağlamayacağından dolayı Lagranjiyenin invaryanslığından söz edemeyiz. Bu yüzden, eğer Lagranjiyenin invaryantlığı konusunda kararlıysak mutlaka modifiye edilmiş bir türev tanımlamamız şarttır. Bu tanımlayacağımız türev de kovaryant türev yani :

$$D_\mu = \partial_\mu - igV_\mu \quad (2.21)$$

$$V_\mu \rightarrow V_\mu + \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha \quad (2.22)$$

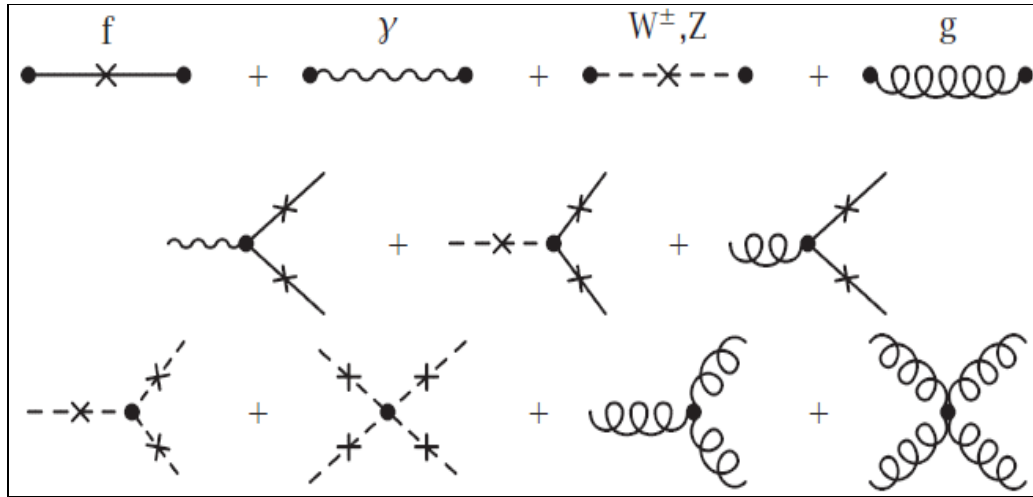
şeklinde olmalıdır. Burada V_μ vektör (ayar) alanıdır. Son olarak Dirac denkleminde bağlı olarak lokal ayar invaryant Lagranjiyeni şu şekilde yazabiliriz :

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi + g\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi V_\mu \quad (2.23)$$

Eğer bu denklemde g yerine e ve V_μ yerine A_μ şeklinde bir değişiklik yapılırsa, kuantum elektrodinamik Lagranjiyeni elde edilir [15] .

2.2.1. Lagranjiyenin diagramsal gösterimi

Lagranjiyenin klasik, yazılı olarak gösteriminin yanısıra Langrange formalizmi ile Feynman kuralları arasında ilişki kuran sembolik Lagranjiyen denklemi gösterimide yapılabilir[15]. Amaç Lagranjiyen denkleminin içindeki çeşitli terimleri, propagatör setleri ve köşe faktörleriyle birleştirmektir.



Şekil 2.1. Gözlemlenen etkileşimlerin Lagranjiyeni [15].

Şekil 2.1 de gözlemlenen etkileşimlere karşılık gelen Lagranjiyen gösterilmektedir. Aslında bu gösterim bir bakıma üzerinde yaşadığımız dünyayı betimlemektedir [15]. Şekil 2.1 deki ilk satır sırasıyla fermiyon, foton, bozon ve gluonların kinetik enerjilerine karşılık gelir. Şeritler üzerindeki çarpı işaretleri parçacığın bir kütleyle sahip olduğu anlamına gelir. İkinci satırdaki diagramlar yine sırasıyla fermiyonların fotonlarla, bozonlarla ve gluonlarla olan etkileşimlerini temsil eder. Son satır ise kütleli bozonların ve kütsüz gluonların kuartik düzeyde birbirleriyle olan etkileşimlerini temsil eder.

Bu genel etkileşim Lagranjyeni'nin yanı sıra elektrozayıf etkileşme içinde böyle bir sembolik gösterim Şekil 2.2 de gösterilmektedir. Lagranjyen şu diagramları içerir :

$$\mathcal{L}_{EW} = \text{---} + \text{---} + \text{---} + \text{---}$$

Şekil 2.2. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Sembolik Lagranjyeni [15].

Burada $\bar{\gamma}$ ve \bar{W} terimleri sırasıyla anti-foton ve anti-bozonlardır[15].

2.3. Kendiliğinden Simetri Kırınım Mekanizması

Bu bölümde kendiliğinden simetri kırınımı mekanizmasını inceleyeceğiz. Burada global $U(1)$ faz dönüşümleri altında invaryant olan, alan teorisinin en temel örneği olan *Goldstone Modeli*'ni ele alacağız. Goldstone Modeli doğada şu ana kadar gözlenememiş olan kütleli bozonları (foton haricindeki) temsil eder [16] . Bu istenmeyen durum, lokal faz dönüşümleri altında invaryant olan bir ayar teorisinin sahip olduğu ayar grubunun kendiliğinden simetri kırınımına uğraması sonucunda önceden kütleli olan bu bozonların kütle kazanmasıyla ortadan kalkar.

Bu bölümün ikinci kısmında ise bu modelin kolaylıkla genelleştirilebileceği diğer bir model olan *Higgs Modeli*'ni inceleyeceğiz.

2.3.1. Goldstone modeli

Bu modeli ve kendiliğinden simetri kırınımı mekanizmasını açıklamak için Lagranjiyeni kısmi simetriye sahip olan yani sisteme ilişkin simetri dönüşümleri altında değişmez olan bir sistemi ele alacağız. Örneğin Lagrange küresel simetrik olabilir yani uzaysal dönmeler altında değişmezdir [16]. Bu sistemin enerji düzeyleri için iki olası durum söz konusudur.

Birincisi , eğer verilen enerji düzeyleri dejenere değilse buna ilişkin enerji öz durumunu tektir ve sisteme ilişkin simetri dönüşümleri altında Lagrange değişmezdir.

İkinci olarak, enerji düzeyleri dejenere olabilir ve ilişkin öz durumlar tek değildir. Bu durumda simetri dönüşümleri altında Lagrange değişmez değildir. Fakat, Lagranjiyenin kendi aralarındaki lineer kombinasyonları simetri dönüşümleri altında invarianttır. Eğer biz bu dejenere durumlardan herhangi bir tanesini keyfi olarak değişmez seçersek, temel durum (vakum) Lagrange simetrilerini paylaşmaz. Asimetrik temel durumları elde etmenin yolu ise *kendiliğinden simetri kırınımıdır* [1,16]. Buna “ *kendiliğinden* ” *simetri kırınımı* denmesinin nedeni hiçbir dış etkinin bu durumdan sorumlu olmamasından ileri gelir [1].

Alan teorisinde, en düşük enerji seviyesi “*vakum*” durumudur. Kuantum Alan Teorisinde kendiliğinden simetri kırınımı sadece, vakum durumunun tek değerli olmadığı (dejenere durumlar) durumlarla ilgilidir [16]. Bu fikir ilk olarak Nambu ve çalışma arkadaşları tarafından öne sürülmüştür [16,17]. Buna göre, vakum içerisindeki bazı fiziksel sayılabilirlerin kaybolmadığını, sistemin simetri dönüşümleri altında invariant kalmadığını ve bu yüzden kısmi vakum durumun temel durummuş gibi karakterize edebilmek için kullanılabileceğini ima eder [16].

Bu fiziksel sayılabilir, kuantize alanın *vakum beklenen değeri* olarak adlandırılır. Eğer vakum durumlarının Lorentz dönüşümleri altında invariant olma şartı

aranıyorsa, çalışılan alan skaler alan $\phi(x)$ ve vakum beklenen değeri sabit olmalıdır [18] :

$$\langle 0|\phi(x)|0\rangle = c \neq 0 \quad (2.24)$$

Buna karşın herhangi bir spinör alanın $\psi(x)$ veya herhangi bir vektör alanın $V^\mu(x)$ beklenen değeri sıfır olmalıdır :

$$\langle 0|\psi(x)|0\rangle = 0 \quad (2.25)$$

$$\langle 0|V^\mu(x)|0\rangle = 0 \quad (2.26)$$

Alan teorisinin kendiliğinden simetri kırınımına uğramasının en temel örneği Goldstone Modelidir [14,16].

Lagranjiyen yoğunluğu ve kompleks skaler alan şu şekilde verilir :

$$L(x) = [\partial^\mu \phi^*(x)][\partial_\mu \phi(x)] - \mu^2 |\phi(x)|^2 - \lambda |\phi(x)|^4 \quad (2.27)$$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_1(x) + \phi_2(x)] \quad (2.28)$$

Burada μ^2 ve λ keyfi reel parametrelerdir.

Bu aşamadan sonra klasik alan teorisini ele alarak işe başlarsak, yani $\phi(x)$ klasik skaler alan ve μ parçacık kütlesine karşılık gelecek şekilde düşüneceğiz. Eş. 2.27'

deki Lagranjiyen yoğunluğu global U(1) faz dönüşümleri altında invaryanttır [19] :

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \phi(x)e^{i\alpha}$$

$$\phi^*(x) \rightarrow \phi'^*(x) = \phi^*(x)e^{-i\alpha}$$

Görüldüğü üzere bu simetri bu ayar modeli içerisinde kendiliğinden simetri kırınımına uğramıştır.

Bu teoremin Hamiltoniyen yoğunluğu Eş. 2.27 ve bazı genel ilişkiler takip edilerek şu şekilde verilir :

$$H(x) = [\partial^\mu \phi^*(x)][\partial_\mu \phi(x)] + [\nabla \phi^*(x)] \cdot [\nabla \phi(x)] + v(\phi) \quad (2.29)$$

Burada,

$$v(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 |\phi(x)|^2 + \frac{1}{4} \lambda |\phi(x)|^4 \quad (2.30)$$

Eş. 2.30 alanın potansiyel enerji yoğunluğudur. Alan enerjisi için $\lambda > 0$ gibi bir üst sınır gereklidir [16]. Eş. 2.30' daki kütle terimi μ^2 'nin işaretine bağlı olarak iki farklı durum meydana gelir :

- $\mu^2 > 0$. Bu örnekte 2.30 eşitliği içerisindeki iki terimde pozitif sınırlardır. Şekil 2.1.a'ya bakarak $v(\phi)$ potansiyel enerji yüzeyi $\phi(x)$ 'in fonksiyonu gibi görüldüğü söylenebilir. Potansiyel enerji yoğunluğu $\langle 0|\phi(x)|0\rangle = \phi_0(x) = 0$ değerinde mutlak minimuma sahiptir [19,20]. Yani kendiliğinden simetri kırınımı meydana gelmez [16]. $\lambda |\phi(x)|^4$ kuadratik terimini ihmal edersek, $L(x)$ ve $H(x)$ için Eş. 2.27 ve Eş. 2.29' deki açılımlar serbest kompleks Klein-Gordon alanının

açılımlarıdır [16]. Ayrıca Eş. 2.27' de tanımlanan Lagranjiyen açıkça μ kütleli spin 0 parçacık Lagranjiyenidir [2].

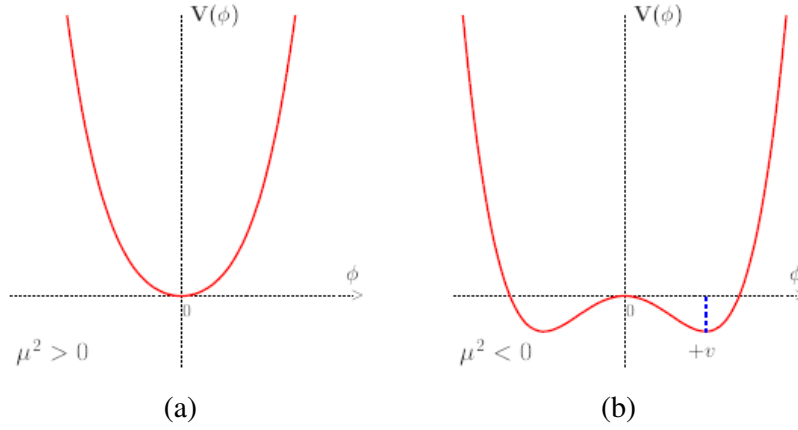
- $\mu^2 < 0$. Potansiyel enerji yüzeyi şekil 2.1.b'de gösterilmiştir. Bu örnek için $V(\phi)$ potansiyeli, $\phi(x) = 0$ noktasında lokal maksimuma sahiptir ve şu şekilde yazılabilir [16]:

$$\phi(x) = \phi_0 = \left(\frac{-\mu^2}{2\lambda}\right)^{1/2} e^{i\theta} ; \quad 0 \leq \theta < 2\pi \quad (2.31)$$

Burada θ faz açısı kompleks ϕ düzlemindeki yönelimi tanımlar. Bu son örnekte görüldüğü gibi en düşük enerji seviyesi olan vakum durumu tek değerli değildir. Eğer biz vakum temel seviyeyi temsilen özel bir θ değeri seçersek kendiliğinden simetri kırınımı meydana gelecektir [16]. Global faz dönüşümleri altında Lagrange yoğunluğunun değişmezliği sebebiyle seçilen θ değeri çok büyük değildir ve biz $\theta=0$ alacağımız için Eş. 2.31 şu şekilde yazılır :

$$\phi_0 = \left(\frac{-\mu^2}{2\lambda}\right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} v (> 0) \quad (2.32)$$

Bu eşitlik tamamen reeldir. Burada $\langle \phi_0(x) \rangle, \phi$ skaler alanının (VEV) *vakum beklenen değeri* olarak adlandırılır [21].



Şekil 2.3. Skaler alan ($\phi(x)$) potansiyelinin V , $\mu^2 > 0$ (a) ve $\mu^2 < 0$ (b) gösterimi [2].

Daha karmaşık sistemler için, örneğin dörtlü skaler alanı içeren $\phi_i (i=0,1,2,3)$ sistemi için tüm i indeksleri üzerinden toplam alınarak yazılan Lagranjiyen şu şekildedir :

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_i \phi_i) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_i \phi_i)^2 \quad (2.33)$$

Bu Lagranjiyen 4 boyutlu rotasyon grubu $O(4)$ altında invaryanttır ve $\phi_i(x) = R_{ij} \phi_j(x)$ herhangi ortogonal R matrisi için eşitliğiyle ifade edilir [2].

$\mu^2 < 0$ örneğimiz için potansiyelin $\phi_i^2 = -\mu^2 / \lambda = v^2$ durumunda minimuma sahip olacağını ve buradaki v teriminin ise vakum beklenen değeri olduğu daha önce belirtilmişti. Yeni bir alan yazılır $\phi_i = \pi_i (i=1,2,3)$ ve vakum beklenen değeri bir minimum etrafında açılırsa $\phi_0 = v + \sigma$, yeni alanlar σ ve π_i terimlerini içeren Lagranjiyen [2],

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} (-2\mu^2) \sigma^2 - \lambda v \sigma^3 - \frac{1}{4} \lambda (\sigma)^4 + \frac{1}{2} \partial_\mu \pi_i \partial^\mu \pi_i - \frac{1}{4} \lambda (\pi_i \pi_i)^2 - \lambda v \pi_i \pi_i \sigma - \frac{1}{2} \lambda \pi_i \pi_i \sigma^2 \quad (2.34)$$

olarak elde edilir.

Beklendiği gibi hala $m^2 = -2\mu^2$ kütleli σ bozonu ve ayrıca 3 kütsüz pion vardır. Bu sonuç bizi Goldstone Teoremine götürür [2,22,23]. Bu teoreme göre kendiliğinden kırılan her sürekli simetri, adına “*Goldstone Bozonu*” denilen skaler, kütsüz ve spini 0 olan parçacıklar içerir. Goldstone bozonlarının sayısı kırılan jeneratörlerin(N) sayısına eşittir [2].

2.3.2 Higgs modeli

Abelian Higgs modeli

Elektrozayıf fiziğinin temel sorusu : “Neden W ve Z ayar bozonlarının kütleleri sıfırdan farklıdır?” [21]. Bu ayar bozonları 1983 yılında CERN’de Carlo Rubbia ve Simon van der Meer tarafından bulunmuştur [1]. Deneysel olarak ölçülen değerleri, $M_w = 80\text{GeV}$ ve $M_z = 91\text{GeV}$, bu ayar bozonlarının sanılan aksine kütsüz olmadığı hatta önemli bir kütle değerine sahip olduğunu göstermiştir. Bir önceki bölümde bunun nedeni Goldstone Teoremi yoluyla açıklanmıştır. Goldstone teoremine göre önceden kütsüz olan skaler Goldstone bozonlarının, skaler alanın kendiliğinden simetri kırınımına uğraması sonucunda ayar bozonlarına kütle kazandırması anlamına gelmektedir. Bu olay aslında invaryant ayar teorisinde kütleli vektör bozonları yaratan ve bir bakıma kendiliğinden simetri kırınımının uzantısı olan Higgs Mekanizması’nı çağırıştırır [14]. Burada sadece abelian U(1) grubu altında Higgs Mekanizmasının nasıl çalıştığı üzerinde durulacaktır. Öncelikle skaler alan Lagranjyenini potansiyel ile birlikte yazarsak :

$$\begin{aligned}
L &= \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi^* \phi) \\
V(\phi^* \phi) &= \mu^2 (\phi^* \phi) + \lambda (\phi^* \phi)^2 \\
V(\Phi) &= \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| + \lambda (|\Phi^\dagger \Phi|)^2
\end{aligned} \tag{2.35}$$

eşitliklerini elde ederiz. Lagranjiyenin invaryantlığını sağlayabilmek için normal türevleri kovaryant türevler ile değiştirmeliyiz [14]. Kovaryant türevi tanımlarsak :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \tag{2.36}$$

şeklindedir. Lagranjiyeni yeniden yazarsak :

$$L = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - V(\phi^* \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{2.37}$$

buradaki $F_{\mu\nu}$ terimi [21],

$$F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu \tag{2.38}$$

alan tensörü olarak bilinir.

Bu yeni Lagranjiyen şimdi U(1) ayar dönüşümleri altında invaryanttır. U(1) grubuna ait lokal faz dönüşümleri :

$$\begin{aligned}
\phi(x) &\rightarrow e^{-iq\alpha(x)} \phi(x) \\
A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x)
\end{aligned} \tag{2.39}$$

şeklindedir. Burada $\alpha(x)$ türevlenebilir bir fonksiyondur. Goldstone Teoreminde kütle terimi μ^2 'nin işaretine bağlı olarak iki olasılığın söz konusu olduğundan söz edilmişti. $\mu^2 > 0$ durumunda Potansiyel enerji yoğunluğunun $\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle = \phi_0(x) = 0$

değerinde mutlak minimuma sahip olduğu söylenilmiştir [2,16]. Diğer olasılık için ise , $\mu^2 < 0$, durumun daha farklı olduğunu potansiyel enerji yoğunluğunun $\phi_0(x) = 0$ durumunda mutlak minimuma sahip olmadığı ve minimum enerji düzeyinin tek olmadığı belirtilmişti ve $\phi_0(x)$ şu şekilde yazılmıştı :

$$\langle \phi_0(x) \rangle = \left(\frac{-\mu^2}{2\lambda} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} v (> 0)$$

burada $\langle \phi_0(x) \rangle, \phi$ skaler alanının *vakum beklenen değeri*(VEV) olarak adlandırılır. Şimdi bu skaler alan içerisinde iki reel alan tanımlanacaktır ve buna göre ϕ skaler alanını şu şekilde yazmak daha uygun olacaktır [21] :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\chi} v (v + H) \quad (2.33)$$

burada χ ve H reel alanlardır. Eş. 2.33 Lagranjiyen içerisindeki yerine koyulursa yeni Lagranjiyen şu şekilde :

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - qv A_\mu \partial^\mu \chi + \frac{q^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} (\partial_\mu H \partial^\mu H + 2\mu^2 H^2) + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \text{etkileşimler} \quad (2.34)$$

Eş. 2.34, $M_A = qv$ kütleli fotonu, $-2\mu^2 > 0$ kütle terimine sahip H skaler alanını ve kütsüz skaler χ alanını tanımlar [21].

Ancak kütsüz skaler alanın bu denklem içerisinde yer almasını istemediğimizden, bu terimi yok edebileceğimiz şu dönüşümü :

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{qv} \partial_\mu \chi \quad (2.35)$$

Lagranjiyene uygulayabiliriz. Bu dönüşüm uygulandıktan sonra χ skaler alan terimi denklem içerisinde, vektör bozonlarının kütle kazanmasını sağlayarak kaybolur. Bunu görebilmenin en uygun yolu, Eş. 2.29' da verilen ilk durum Lagrange denklemi ve Eş. 2.34 denkleminde verilen son durum Lagrange denklemlerindeki serbestlik derecesi sayılarının sayılmasıdır [12]. İlk durum Lagranjiyeni, kompleks skaler alanın ve kütleli vektör alanının ($A_\mu(x)$) her ikisinde eşit serbestlik derecesine sahip olmalarından ötürü toplamda 4 serbestlik derecesine sahiptir. Son durum Lagrange denkleminde ise ilk durum denkleminde ki kompleks skaler alana ait serbestlik derecesinin sayısının azaldığı, kütle kazanan vektör bozon alanına ait serbestlik derecesi sayısının arttığı gözlenir. Yeni durumda ki dağılım şu şekildedir [12] :

H nötral skaler alan : 1

$A_\mu(x)$ ' kütleli vektör alanı : 3

Son durum Lagrange denklemi içerisinde yapılan dönüşümler sonucunda kaybolan χ skaler alanı, kütleli vektör alanı tarafından soğurulmasıyla vektör bozonlarının kütle kazanmasına ve görüldüğü gibi serbestlik derecesi sayılarının da değişmesine sebep olur [12]. Bu χ skaler alanı *Goldstone Bozonu* olarak adlandırılır[11-16,21]. Lagranjiyenin içerisinde kalan terimler ise sırasıyla, kütleli foton ve H skaler alanı terimleridir. H nötral skaler alanı ise *Higgs Bozonu* olarak adlandırılır.

Kısaca Higgs mekanizmasını, ayar teorisinin kendiliğinden simetri kırınımına uğraması sonucunda kütleli skaler Goldstone bozonlarının kaybolması ve kütleli ayar bozonlarına dönüşmesi olarak özetleyebiliriz [21].

Abelian olmayan higgs modeli

Bir önceki bölümde U(1) Abelyan ayar grubuna ait Lagrange için Higgs Mekanizması oluşturulmuştur. Ancak bu sistematığı, SM mekanizmasının iskeletini oluşturan ve Abelyan olmayan ayar grubu olarak bilinen $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ için genelleştirmek mümkündür [12]. Ancak bu model bir önceki örneğe göre biraz daha karmaşıktır. Çünkü bu modelde üç tane $SU(2)_L$ grubuna ait W_μ^i (i=1,2,3) ayar bozonu ve bir tane U(1) grubuna ait B_μ ayar bozonu için kütle üretilmesi gerekmektedir [2,21]. Bu ayar bozonlarına ait kinetik enerji Lagranjyeni ,

$$L_{KE} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.36)$$

şeklindedir.

Burada ;

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \end{aligned} \quad (2.37)$$

terimleri bu şekildedir. Bu ayar bozonlarının ayar alanlarıyla çiftlenimi kompleks skaler dubleti :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ H + i\phi_0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

şeklinde verilir. Skaler potansiyel ise şu şekilde

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| + \lambda (|\Phi^\dagger \Phi|)^2 \quad (2.39)$$

verilir. Skaler alan Lagranjiyeni :

$$L_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 |\Phi^\dagger \Phi| - \lambda (|\Phi^\dagger \Phi|)^2 \quad (2.40)$$

$\mu^2 < 0$ için, dublet alanın Φ nötral elemanı vakum beklenen değeri olarak oluşacaktır [2].

$$\langle \Phi \rangle_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

$$v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{1/2}$$

Şimdi ilk olarak $\langle \Phi \rangle_0$ alanının Eş 2.41' deki gibi seçilmesi durumunda skaler dublet $U(1)_Y$ hiperyüke sahip olur $Y_\Phi = 1$ ve elektromanyetik yük $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ şeklinde ifade edilir [21].

Elektromanyetik yük terimini skaler alan üzerine etki ettirdiğimizde şu ifadeyi :

$$Q \langle \Phi \rangle = 0 \quad (2.42)$$

elde ederiz. Bu ifadenin anlamı ise $U(1)_Y$ hiperyük ayar simetrisi kırılır ve $U(1)_{EM}$ simetrisine dönüşür. Yani Eş. 2.41' deki skaler vakum beklenen değerinin sayesinde elektromanyetizma bozulmaz [21].

Eş. 2.40'a geri dönersek skaler alan için yazılmış olan Lagranjiyen ifadesi içerisinde yer alan kovaryant türevi şu şekilde :

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g}{2} \tau W_\mu + i \frac{g'}{2} B_\mu \quad (2.43)$$

yazabiliriz. Burada τ terimi Pauli Matrisini temsil etmektedir. Sırasıyla $SU(2)_L$ ve $U(1)_Y$ ayar gruplarına karşılık gelen çiftlenim sabitleri olan g ve g' terimlerinin pozitif veya negatif seçilmesine bağlı olarak, kovaryant türev ifadesi ve ayar kinetik enerji ifadesi için değişik seçimler söz konusudur ; fakat bu seçimlerin hiç bir fiziksel sonucu yoktur [21].

Üniter skaler ayar alanı abeliyan örnekteki gibi :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

yazılabilir. Bu ayar alanı, skaler kinetik enerji teriminden ileri gelen bir katkıyı ayar bozon kütesine aktarır [21]. Bu da şu şekilde :

$$\frac{1}{2} (0 \quad v) \left(\frac{1}{2} g \tau W_\mu + \frac{1}{2} g' B_\mu \right)^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

ifade edilir. Bu yüzden ayar alanları, Higgs Mekanizması yoluyla kütle kazanırlar [21]:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \\ Z^\mu &= \frac{-g' B_\mu + g W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ A^\mu &= \frac{g B_\mu + g' W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (2.46)$$

bu denklemlerdeki çiftlenim sabitleri :

$$\begin{aligned} e &= g \sin \theta_w \\ e &= g' \cos \theta_w \end{aligned} \quad (2.47)$$

şeklindedir ve genel ilişkiye uyar. Burada θ_w terimi Weinberg açısını temsil eder. Ayar bozonlarına ait kütleler ise şu şekilde :

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g^2 v^2 \quad ; \quad M_Z^2 = \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v^2 \quad ; \quad M_\gamma = 0 \quad (2.48)$$

verilir [21]. Abelyan örnekte yapılan sağlamanın burada da yapılmasında yarar vardır. Bunun için kompleks skaler alanın kendiliğinden simetri kırınımı sonucu serbestlik derecesi sayısındaki değişim yorumlanabilir. Başlangıçta, kompleks skaler alan dört(4), SU(2) ayar alanı (W_i) altı(6) ve U(1) ayar alanı (B) iki(2) serbestlik derecesine sahip olmak üzere toplamda 12 serbestlik derecesine sahip bir Lagrange söz konusudur [21]. Kompleks skaler alanın kendiliğinden simetri kırınımı sonucu geriye sadece, 1 serbestlik derecesine sahip H reel skaler alanı, 9 serbestlik derecesine sahip kütleli W ve Z ayar bozonları ve 2 serbestlik derecesine sahip kütsüz foton kalır. Abelyan örnekteki yorum burada da geçerlidir ki kompleks skaler alanın kendiliğinden simetri kırınımına uğraması sonucu üç skaler goldstone bozonu (W^\pm ve Z^0) ayar bozonlarına kütle kazandırarak yokolur [21].

Higgs mekanizmasıyla ilgili en önemli noktalardan birisi, Higgs bozonunun fermiyonlar ve ayar bozonlarıyla olan bütün çiftlenimleri, çiftlenim sabitleri ve fermiyon kütlelerine dayanarak belirlenmesidir [21]. Eş. 2.39 iki serbest parametre içermektedir ki bunlar μ ve λ terimleridir. Bu terimlerle ilgili olarak vakum beklenen değeri formülünden yararlanılarak :

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$$

$$M_H^2 = 2v^2\lambda$$

Higgs kütle değeri için bir ifade yazılabilir. Higgs üretimi ve bozunumu süreçleride bu kütleyle dayanarak hesaplanabilir [21]. Bu kütleyle ilişkin sınırlamalar ve deneysel bulgular bir sonraki bölümde detaylı bir şekilde tartışılacaktır.

3. BÜYÜK HADRON ÇARPIŞTIRICISI (LHC) VE HİGGS BOZONU

Maddenin nasıl ve nelerden oluştuğu sorusuna cevap bulabilmek için en iyi yol hiç şüphe yok ki bütün olan maddeyi küçük parçalarına ayırarak incelemektir. Bir maddeyi küçük parçalarına ayırmak için başka bir maddeyle çarpıştırırız. Dahada küçük ve daha fazla parçaya ayırabilmek için bu maddeleri daha yüksek enerjilerle birbirine çarpıştırırız. Günümüzde ki parçacık çarpıştırıcılarının temel mantığı aslında bu basit fikre dayanır. Bu çalışmada en önemli parçacık çarpıştırıcılarından biri olan, Standart Model içerisinde eksik kalan tek parçacık olan *Higgs Bozonunun* araştırılacağı, şu ana dek dünyadaki diğer hızlandırıcılarda ulaşılmamış bir enerji seviyesine ulaşacak olan ve *Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC)* olarak adlandırılan parçacık çarpıştırıcısı da ele alınacaktır [24].

LHC, 1954 yılında Fransa-İsviçre sınırında kurulmuş olan ve dünyanın en büyük parçacık fiziği araştırma merkezlerinden biri olan *Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)* bünyesindeki beş parçacık hızlandırıcısından biridir. LHC, CERN’de 1983-1988 yılları arasında kurulmuş olan ve 1989-2000 yılları arasında deneylerin yapıldığı *Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı(LEP)* yerine kurulmuştur. 27 km çevresi olan ve yerin yaklaşık 175 m altında bulunan [24] bir tünel içerisindeki bu dairesel parçacık çarpıştırıcısında parçacıklar birbirlerine zıt yönde iki demet halinde dolaşacaklardır. LHC’de 7 TeV enerjili birbirine zıt yönde ilerleyen iki proton demeti 14 TeV’lik kütle merkezi enerjisinde çarpıştırılacaktır. Altı farklı istasyondaki dedektörlerde, bu demetlerin birbiriyle çarpışması sonucunda meydana çıkan yeni parçacıklar incelenecektir [24]. Bu dedektörler, LHC’de araştırılacak konular için yapılacak deneylere veri kaynağı olacaktır. Bu dedektörlerden *ATLAS* ve *CMS*, LHC’deki genel amaçlı dedektörler olarak kullanılacaktır. Bu dedektörlerde geniş çaplı bir inceleme yürütülecek ve *Higgs Bozonu*, *Ekstra Boyutlar* ve *kara cisim* oluşturabileceği düşünülen parçacıklar aranacaktır [24].

ALICE dedektöründe yine genel amaçlı dedektörlerden biridir; fakat burada kurşun (Pb) iyonları çarpıştırılacak ve laboratuvar koşulları altında Büyük Patlama (Big Bang) sonrası anı tekrardan yaratılacaktır. Burada özellikle, Büyük Patlama anı sonrasında olduğu bilinen *kuark-gluon plazmasının* yapısı çalışılacaktır. Bu saydığımız dedektörlere göre daha küçük çapta tasarlanmış ancak daha spesifik deneylerin yapılacağı diğer üç dedektör : *LHCb*, *TOTEM* ve *LHCf* dedektörleridir. *LHCb* dedektöründe yapılacak deneyler, yaşadığımız evrenin neden tamamen sadece maddeden meydana geldiğini ve antimaddenin neden yok denecek kadar az olduğunu anlamamıza yardımcı olacaktır. Ayrıca burada, “*güzel(beauty) kuark*” yada “*b-kuark*” olarak adlandırılan bir parçacık çeşidinin çalışılması sonucunda madde ve antimadde arasındaki ufak farklılıklar aydınlatılacaktır. *TOTEM* deneyinde ilerleyen parçacıklar üzerine çalışılacaktır. Bu deneyde özellikle LHC'nin sahip olacağı parlaklık değeri tam olarak ölçülebilecektir. *LHCf* deneyi laboratuvar koşulları altında, ilerleyen parçacıkları kullanarak LHC içerisinde *kozmetik ışın kaynağı* oluşturulacak ve bu kozmik ışının çeşitli çekirdeklerle çarpıştırılması sonucunda bir parçacık çığına sebep olması beklenilmektedir.

LHC'nin çalışmalarına Ağustos 2008'de başlaması beklenilmektedir. Bu çalışmaların başlamasıyla LHC dünya üzerindeki en büyük ve en yüksek enerjiye sahip parçacık çarpıştırıcısı olacaktır [24].

Giriş paragrafında belirtildiği gibi daha fazla miktarda temel parçacık elde edilebilmesi için maddelerin birbirlerine daha yüksek enerjilerde çarpması gerekmektedir. Parçacık hızlandırıcılarında meydana gelen olay sayısını (N) arttırmanın bir yolu, parçacık demetlerinin enerjilerini ve bu sayede kütle merkezi enerjisini arttırmaktır. Olay sayısını arttırmanın diğer bir yolu ise parlaklık düzeyini arttırmaktır [14]. Özel bir prosesin olay sayısı şu şekilde,

$$n_x = \sigma_x L \quad (3.1)$$

formüle edilir [14]. Burada L parlaklık ve σ_x ise prosesin tesir kesiti değeridir. Bir çarpıştırıcı için Parlaklık değeri şu formüle dayanılarak :

$$L = \frac{1}{4\pi} \frac{N^2 f}{t A_i} \quad (3.2)$$

hesaplanabilir [14]. Bu formül içerisinde N her bir demetteki proton sayısını, t bireysel demetler arasındaki zamanı, A_i etkileşim bölgelerindeki demetlerin enine boyutlarını ve f ise demet pozisyonlarının kesirini veren parametrelerdir [14]. Gerçekleştirilebilir maksimum parlaklık değeri $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ değerine yaklaşacaktır ama kararlı bölgede parlaklık nominal değerine $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ayarlanacaktır [2,14,19]. LHC'nin çalışmasıyla birlikte ilk yıllar için düşük parlaklık değerinde $L_{\text{low}} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ çalışması beklenmektedir ve yüksek parlaklık değerine $L_{\text{high}} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ kademeli olarak yükseltilecektir [14]. Ancak Higgs parçacığının ve bozunum modlarının gözlemlenebilmesi için $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ veya daha yüksek değerli bir parlaklık değerinin oluşturulması gereklidir [14].

LHC'de, Standart Modelin yanısıra SM ötesi için geliştirilen alternatif kuramlar da sınıanacaktır. Bu kuramların en önemlilerinden biri de “*Süpersimetri*” kuramıdır. Bu kuram, spini bir olan parçacığa (bozon) spini buçuklu olan (fermiyon) bir parçacığın eşlik ettiğini söyler –aynı zamanda bu durumun tam tersi yani spini buçuklu olan fermiyonada yine spini bir olan bozon eşlik eder- ve bu eşlik eden parçacığa da “*Süper eş*” parçacık adı verilir. Eğer LHC'de bu kuram doğrulanabilirse SM'in açıklayamadığı konulardan ikisine cevap verilebilecektir. Bu konular, *hiyerarşi problemi ve büyük birleşim problemi*. *Hiyerarşi problemi*, Doğadaki temel kuvvetlerden kütle çekim kuvvetinin diğer kuvvetlere(elektromanyetik, zayıf, şiddetli) göre çok zayıf olması(elektromanyetik kuvvetten 10^{40} kat kadar zayıf) olması ve doğal farkın nasıl doğduğu konusu SM'de açıklanamamıştır. *Birleşim problemi*, SM içerisinde tek bir çatıda birleştirilen, ancak birbirinden farklı olan üç doğa kuvvetine(elektromanyetik, zayıf, şiddetli) karşılık gelen üç farklı etkileşim

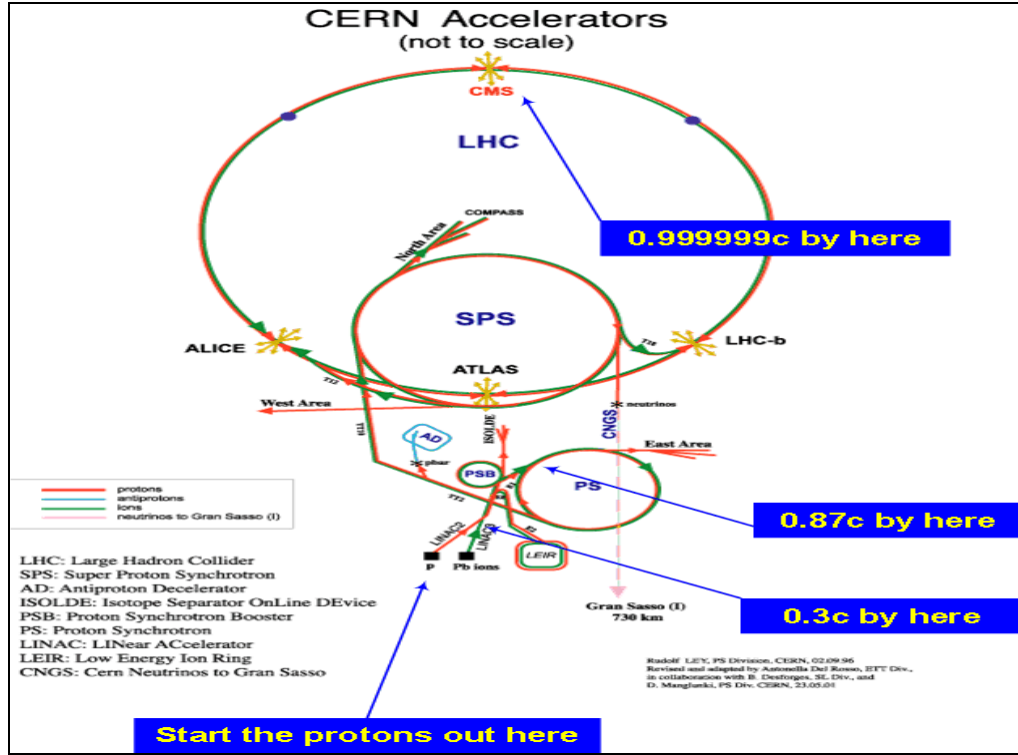
sabitinin olması, bu kuvvetlerin varsayıldığı gibi tek bir çatı altında bütünleşmemesinden kaynaklanır. LHC'de ulaşılacak yüksek enerjiler bu problemlere çözüm getirebilecektir.

LHC'nin başarılı sonuçlar elde etmesi halinde gelecekte tasarlanacak olan çarpıştırıcılar için çeşitli planlar vardır. Bunlardan bazıları şu şekildedir :

Süper Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (SLHC) : LHC de kullanılan magnetler ve dipoller muhafaza edilecek. LHC operasyonları aynı kütle merkezi $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ enerjisi ile gerçekleştirilecektir. Ancak tek fark parlaklık değeri $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olacaktır ve bu bizi her yıl için 1 ab^{-1} bütünleşik parlaklık değerine götürecektir [2,20,25,26]. Yaklaşık 16 Tesla'lık alan şiddetine sahip yeni magnetlerin kurulmasıyla, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 28 \text{ TeV}$ değerine yükseltilebilecektir [2].

Çok Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (VLHC) : Amerikada FermiLab'da kurulması planlanan bu gelecek nesil parçacık çarpıştırıcısında, çarpışmalar için kütle merkezi enerjisi ilk aşamada 40 TeV olarak düşünülmektedir daha sonraki aşamalarda 200 TeV değerine kadar yükseltilebilecektir.

LHC'den çıkacak sonuçlar kuşkusuz, fizik dünyasını yeni bir yol ayrımına getirecektir. Yola, ya eksiklikleri giderilmiş bir SM kuramı ile yada SM'e alternatif olarak geliştirilen kuramlarla devam edilecektir. Ancak her iki durumunda beraberinde sorgulanacak yeni sorunlar getirmesi beklenilmektedir. Yani her bir sonuç aslında yeni araştırmalar için bir başlangıç olacaktır.



Şekil 3.1 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) dedektörleri

3.1. Higgs Bozon Özellikleri

CERN’de W^\pm ve Z^0 bulunmasının ardından, elektrozayıf simetri kırınım mekanizmasının sınanması, parçacık fiziğinde temel bir konu haline gelmiştir [2]. Bu mekanizmanın teorik olarak işaret ettiği Higgs parçağının keşfedilmesi, yüksek enerjili parçacık çarpıştırıcıları arasında adeta önemli bir yarışa dönüşmüştür [2,12]. Bu nedenle bu parçacık üzerine yapılacak olan çalışmalar gelecek nesil yüksek enerji parçacık çarpıştırıcıları (LHC, yeterli parlaklık değerine ulaştırılabilirse TEVATRON ve LHC’den alınacak sonuçlara göre yapılması planlanan Süper Büyük Hadron Çarpıştırıcısı(SLHC)) için temel çalışma konusudur [2]. Özellikle deneysel veriler, elektrozayıf simetri kırınımı mekanizması ve fermiyonlara kütle sağladığı belirtilen Higgs mekanizmasının anlaşılması hakkında çok önemli bilgiler sağlayacaktır [12].

Bu bölümde Higgs Bozonunun temel özellikleri ele alınacaktır ve bunlar şu sırayla :

- Higgs'in olası bağlaşımları
- Higgs Bozon kütle sınırlamaları

verilecektir.

3.1.1. Higgs bağlaşımları

Higgs bozon çiftleri, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubunun kendiliğinden simetri kırınımına uğraması yoluyla tüm parçacıklara kütle kazandırır. Higgs bozonunun çeşitli parçacıklarla yaptığı bağlaşımlar ve bunlara ilişkin şiddet değerleri aşağıdaki çizelgede sergilenmiştir [12] :

Çizelge 3.1. Higgs bozon bağlaşımları [12].

Bağlaşımlar	Şiddet
$Hf\bar{f}$	M_f/v
HW^+W^-	$2M_w^2/v$
HZ^0Z^0	M_z^2/v
HHW^+W^-	M_w^2/v^2
HHZ^0Z^0	$M_z^2/2v^2$
HHH	$M_H^2/2v$
$HHHH$	$M_H^2/8v^2$

Bu çizelge, Higgs bozonunun, farklı parçacıklarla yaptığı bağlaşımlar sonucunda bu parçacıklara belirli oranlarda kütle sağladığını gösterir. Bu çizelge dikkate alınarak, Higgs bozonu araştırılırken şu iki genel prensibi göz önünde bulundurulmalıdır [12] :

- *Higgs bozonu ağır parçacıklarla birlikte üretilebilecektir*
- *Uygun bir kinematik ile de daha ağır parçacıklara bozunabilecektir.*

Bu tabloda verilen bağlaşımların yanısıra Higgs bozonu, bir etkileşim alanı (loop) sayesinde $\gamma\gamma$, $Z\gamma$ ve ayrıca gluonlardaki bağlaşımları yapabilir [12,27-30]. Elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerde araparçacık rolü üstlenen yüklü leptonlar, kuarklar ve W bozonları, oluşturdukları etkileşim bölgesi sayesinde Higgs bozonu fotonlarla ve gluonlarla etkileşim içerisinde bulunabilir. Etkileşim bölgesiyle ilgili neyin kastedildiğine dair daha detaylı bilgi Higgs üretim ve bozunum modları bölümünde feynman diagramları üzerinden verilecektir. Ayrıca Tablo 3 te verilen bağlaşımlara karşılık gelen Feynman diagramları ve çiftlenim sabitleri ek 1 de verilmiştir.

3.1.2. Higgs bozonu kütle sınırlamaları

Gözlemleyebildiğimiz tüm parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen Higgs parçacığının henüz gözlenmemiş olmasından dolayı, kütle değeri için de somut bir değer elde edilememiştir. Ancak yapılan bazı deneyler ve teorik bazı yaklaşımlar sayesinde Higgs bozon kütle değeri için, yaklaşık olarak bir sınırlama getirebilmek mümkündür. Ayrıca bu yapılan deneylerden elde edilen veriler ve teorik olarak geliştirilen yaklaşık yöntemler, gelecek nesil parçacık çarpıştırıcılarında yapılacak çalışmalar için yol haritası olacaktır. Bu yüzden bu bölüm, deneysel verilere göre ve teorik olarak belirlenmiş Higgs kütlesi sınırlamaları olmak üzere iki kısımda incelenecektir.

Higgs bozon kütle değeri için SM kuramı herhangi bir tahminde bulunamaz [12,31]. Ancak higgs araştırmaları sonucunda elde edilen sonuçlara göre bu kütle değeri için en azından bazı sınırlamalar getirilebilmektedir. Higgs bozon kütle değeri üzerindeki deneysel sınırlama için en önemli veriler, *Büyük Elektron Pozitron (LEP)* çarpıştırıcısında bu konu üzerine yapılmış olan deneylerden elde edilmiştir [12,14].

Bu çarpıştırıcıda deneysel veriler, 172 GeV'lik maksimum kütle enerjili elektron-pozitron çiftlerinin çarpışmalardan elde edilmektedir [14]. Bu çarpıştırıcı üzerinde bulunan dedektörlerden alınan deneysel sonuçlara göre, Higgs bozonu kütle sınırı değeri için yaklaşık olarak şu sonuçlar makalelerde belirtilmiştir :

- 70.7 GeV (ALEPH) [14,32],
- 69.5 GeV (L3) [14,33],
- 65.0 GeV (OPAL) [14,34].

Ancak en inandırıcı limit değeri ,192 GeV'lik kütle merkezi enerjisine sahip çarpışmaların yapıldığı ve her bir deney için $150 pb^{-1}$ parlaklık değerine sahip olan *LEP2*'den elde edilmiştir : $M_H > 95.2 GeV$ [12,14,35]. LHC'nin çalışmasından önce yapılacak hiçbir deneyin bu sınır değerini geliştirebilmesi beklenmemektedir [14]. *LHC*'de çarpışmaların kütle merkezi enerjisi değeri 14 TeV değerine ulaşacağından, Higgs kütlelerinin sınır değer aralığı da gelişecektir. $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumu ve $pp \rightarrow Zl^+l^-$ prosesi yoluyla, LHC kütle aralığını $100 < M_H < 180 GeV$ değerleri arasında ölçecektir [21]. Bunun yanı sıra yüksek kütle aralığı $180 < M_H < 800$ için, “*altın kaplamalı bozunum modu*” , $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, olarak adlandırılan bozunum yoluyla LHC'de Higgs Bozonu gözlemlenebilecektir [21].

Bu aşamada Higgs bozon kütle değeri için deneysel araştırma sonuçları ve gelecekte bu sonuçların nasıl geliştirilebileceği verilmiştir.

Bu bölümün ikinci kısmında ise Higgs Bozon kütle sınırlamaları için geliştirilen teorik bazı yaklaşımlar verilecektir. SM Higgs Bozon kütlelerine iki yolla sınır getirilebilir [31]. Yükselen enerji değeriyle birlikte kendiliğinden bağlaşımlı Higgs alanı büyür ve dikkate alınan SM parçacıklarının Λ skalasına kadar zayıf etkileşim içerisinde kalması şartıyla, Higgs kütleleri üzerindeki üst sınır elde edilir [31,36-38]. Öte yandan, elektrozayıf *vakum kararlılığı* gereksiniminden de Higgs Bozon kütleleri

için alt sınır elde edilebilir [31,36-41]. Yapılan deneylerden elde edilen bulgular sayesinde teorik varsayımlarda bulunmak mümkündür. Eğer SM teorisi Planck Skalasına yakın bir değerde geçerli olabilirse, SM Higgs kütlesi üzerinde verilen sınır değerleri (≈ 176 GeV'lik üst kuark kütle değeri için) ~ 130 GeV ile ~ 180 GeV aralığında elde edilebilir [31]. Ayrıca SM Higgs bozonu, deneysel gözlemler sonucunda LEP2'den elde edilen $M_H > 95.2$ GeV kütle değerine uygun bir şekilde bulunabilirse, bu sonuç, 10 TeV mertebesindeki Λ skalası altındaki enerjilerde geçerli SM ötesi yeni bir fiziği ima edecektir [31].

Standart Model, Higgs bozonu kütle değeri tahmin edemez. Bu yüzden teorik bazı yaklaşımlar geliştirilmiştir. Önceki bölümlerde Higgs bozon kütlesi için verilen formülasyonda, $M_H^2 = 2v^2\lambda$, vakum beklenen değerine (v) ve serbest parametre olan λ kuartik bağlaşım parametresine bağlı bir fonksiyon olarak yazılmıştır. Bu fonksiyon, hiçbir ayar bozonu veya fermiyon içermediği için SM'in skaler sektörüdür [21]. Bu kuartik bağlaşım, renormalizasyon skalasında,

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} \quad (3.3)$$

çalışır [21]. Burada t parametresi,

$$t = \log(Q^2 / Q_0^2) \quad (3.4)$$

bağıntısı ile ifade edilir ve burada da Q_0 terimi referans renormalizasyon skalasını temsil eder ki bu skala çoğu zaman vakum (v) olarak alınır [21]. Eş 3.1 ile verilen diferansiyel denklemin çözümünden :

$$\frac{1}{\lambda(Q)} = \frac{1}{\lambda(Q_0)} - \frac{3}{4\pi^2} \log(Q^2/Q_0^2)$$

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(Q_0) \log(Q^2/Q_0^2)]} \quad (3.5)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeden görüleceği gibi eğer Q sonsuza(∞) giderse $\lambda(Q)$ ifadesi belirsiz olur ki bu noktaya ($Q \rightarrow \infty$) *Landau kutup noktası* denir [21]. Eş. 2.39' da verilen skaler potansiyel terimi içerisindeki $\lambda\phi^4$ etkileşim terimini hesaba katmazsak bu teori, düşük enerjilerde *etkileşim terimi* içermeyen teoriye dönüşür ve bu "*etkileşimsiz teori*" olarak adlandırılır [21]. Burada yapılan işlemler sadece, bir çevrim (loop) seviyesindeki hareket denkleminin büyük λ değerinde teoriyi doğru tanımlayabiliyorsa geçerlidir ki ayrıca büyük λ değerleri için hareket denklemi üzerinde yüksek seviyeden ve pertürbatif olmayan bazı düzeltmelerin yapılması gerekmektedir [21].

Higgs kütle sınırını belirleyebilmek için bu teori üzerinde çeşitli kabuller yapmak mümkündür. Örneğin bu teorinin sadece skaler parçacıklarla çalışan bir teori olduğunu ve $\Lambda < M_{\text{pl}}$ skalasında SM ötesi yeni bir fiziğin varlığı kabul edilebilir [21]. Daha sonra $\lambda(\Lambda)$ maksimum değerde(∞) alınır ve zayıf skala değeri olan vakum(v) değerine kadar geliştirilerek, Higgs kütesinin geçerli maksimum değeri bulunabilecektir ki o da,

$$\lambda(v) = \frac{M_H^2(\text{maks})}{2v^2} = \frac{4\pi^2}{3 \log(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \quad (3.6)$$

eşitliğiyle verilir [21].

Sonuç olarak LEP2'de Higgs kütle sınırlamasına getirilen üst sınır değeri açık bir şekilde ortaya konmuştur. Teorik olarak getirilen sınırlamalar ise Λ skalasının M_{pl}

skalasına göre durumuyla belirlenebilir. Λ skalasının M_{pl} skalasına göre büyük değerde olması yada bu değer altında olmasının, geliştirilen teorik yaklaşımlara göre SM ötesi yeni bir fiziğe yol açabilir. Fakat bu konuda net bir bilgi sahibi olabilmek için herhangi bir parçacık hızlandırıcısının deneysel olarak LEP2’de belirtilen üst sınırın ötesinde bir sonuç kanıtlaması gerekmektedir.

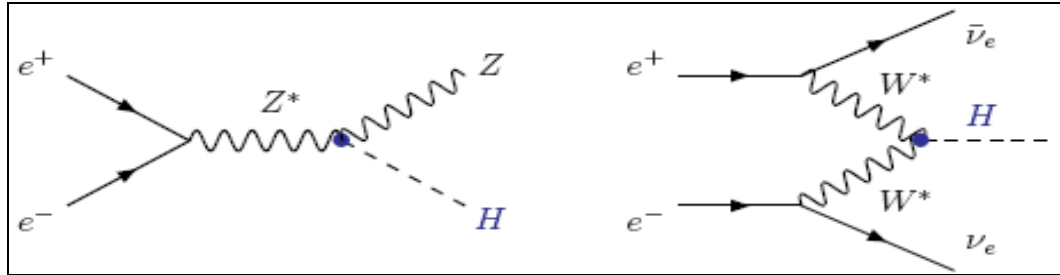
3.2. Parçacık Çarpıştırıcılarında Higgs Bozon Üretimi

3.2.1. Lepton çarpıştırıcılarında üretim mekanizması

LEP2 çarpıştırıcısının sahip olduğu kütle merkezi enerjisinin ötesinde bir enerji ile *elektron-pozitron* (e^+e^-) çarpışmalarında, Higgs parçacığı için temel üretim mekanizması “*Higgs-strahlung*” ve “*WW birleşimi*” mekanizmasıdır [2]. Bu prosesler ve feynman diagramları :

$$\text{Higgs-strahlung prosesi : } e^+e^- \rightarrow (Z^*) \rightarrow ZH \quad (3.7)$$

$$\text{WW birleşimi prosesi : } e^+e^- \rightarrow \bar{\nu} \nu (W^*W^*) \rightarrow \bar{\nu} \nu H \quad (3.8)$$



Şekil 3.2. Yüksek enerjili e^+e^- çarpıştırıcılarındaki temel Higgs üretim Mekanizmaları [2].

Bu temel proseslerin yanı sıra e^+e^- çarpışmalarında, Higg bozonunun üretilebileceği çeşitli diğer mekanizmalar ise :

ZZ birleşim mekanizması, radyasyon bırakan ağır fermiyon birleşimi ve WW/ZZ birleşimi veya Higgs-strahlung mekanizmalarından birinden çift Higgs bozon üretimi prosesidir [2].

Bu prosesler :

$$\text{ZZ birleşimi prosesi : } e^+e^- \rightarrow e^+e^-(Z^*Z^*) \rightarrow e^+e^-H \quad (3.9)$$

$$\text{Radyasyon bırakan ağır fermiyon birleşimi : } e^+e^- \rightarrow (\gamma^*Z^*) \rightarrow f\bar{f}H \quad (3.10)$$

$$\text{Çift Higgs üretim prosesi : } e^+e^- \rightarrow ZHH, \mu HH \quad (3.11)$$

Higgs-strahlung ve WW birleşim proseslerine göre çok daha küçük üretim tesir kesiti değerlerine sahip yüksek dereceli proseslerdir [2]. Bu prosesler, gelecekte de yapılacak olan, yüksek kütle merkezi enerjisine ve parlaklığa sahip gelecek nesil lineer çarpıştırıcılarında, özellikle Higgs bozonunun bazı temel özelliklerinin belirlenmesi açısından baskın prosesler olacaklardır. Örneğin Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezinde (*SLAC*), $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ kütle merkezi enerjisine ve $L \approx 50 \text{ fb}^{-1}$ parlaklığa sahip bir e^+e^- çarpıştırıcısı olan Uluslararası Lineer Çarpıştırıcısının (*ILC*) kurulması planlanmaktadır ve burada yılda 2000 olayın meydana gelmesi beklenilmektedir [12]. WW birleşim prosesinin temel proses olacağı ve $100 < M_H < 200 \text{ GeV}$ aralığında Higgs bozon üretimi olacağı düşünülmektedir [12]. Lepton çarpıştırıcıları arasında en gelişmiş olacak bu çarpıştırıcı, LHC'nin buluşlarıyla çizeceği yol ile henüz gözlenmemiş olan eksik parçacıkları bulacaktır.

3.2.2. Hadron çarpıştırıcılarında üretim mekanizması

Higgs bağlaşımları bölümünde verilen “*Higgs bozonu ağır parçacıklarla birlikte üretilebilecektir*” ilkesinden yararlanarak, hadron çarpıştırıcılarında, Higgs parçacığının üretiminde kütleli W ve Z bozonlarının, ağır kuarkların ve kütleli fermiyonların yer alacağı söylenebilir. Hadron çarpıştırıcılarında, proton-(anti)proton çarpışmaları sonucunda Higgs bozon üretilebilir.

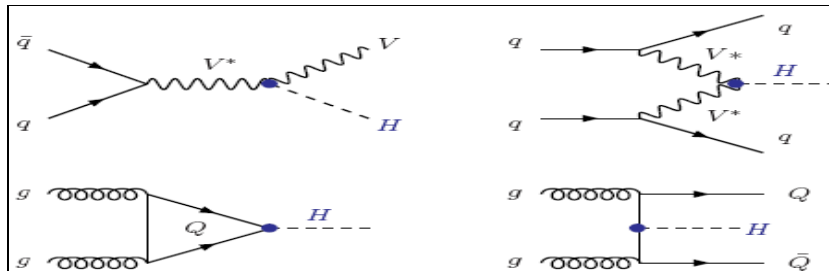
Hadron çarpıştırıcılarında dört temel Higgs bozon üretim mekanizması vardır [2] : W/Z bozonları ile birlikte üretim prosesi , zayıf vektör bozon füzyon prosesi, gluon-gluon füzyon prosesi, ağır üst kuark ve alt kuarklar ile birlikte Higgs üretim prosesidir [2]. Bunlara ilişkin üretim denklemleri ve Feynman diagramları aşağıdadır :

$$\text{W/Z bozonları ile birlikte üretim : } p\bar{p} \rightarrow q\bar{q} \rightarrow V + H \quad (3.12)$$

$$\text{Vektör bozon füzyon prosesi : } p\bar{p} \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + H \quad (3.13)$$

$$\text{Gluon-gluon füzyon prosesi : } p\bar{p} \rightarrow gg \rightarrow H \quad (3.14)$$

$$\text{Ağır kuarklar ile birlikte üretim : } p\bar{p} \rightarrow gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H \quad (3.15)$$



Şekil 3.3. Hadronik çarpıştırıcılardaki temel SM Higgs bozonu üretim mekanizmaları[2].

Bu temel proseslerin yanı sıra, lepton çarpıştırıcılarında olduğu gibi hadron çarpıştırıcılarında da Higgs parçacık çifti üretebilmek için çeşitli mekanizmalar vardır [2]. Bu mekanizma :

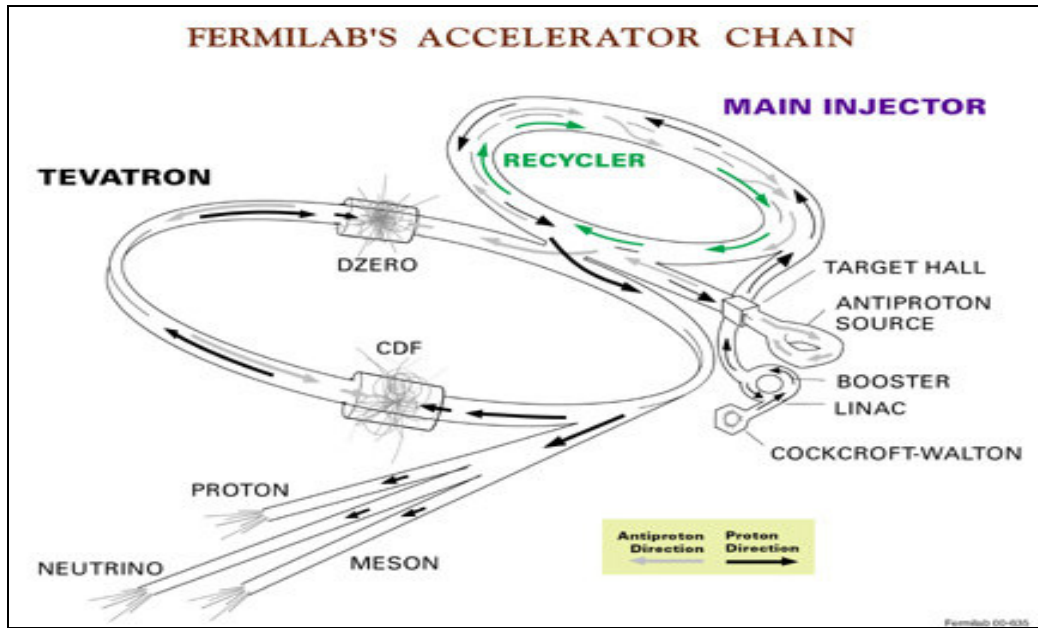
$$\text{Higgs çifti üretimi : } pp \rightarrow HH + X \quad (3.16)$$

denklemlerle verilir. İlgili alt prosesler ise : ağır üst ve alt kuarkların oluşturdukları etkileşim bölgesi çevrimleri (loops) sayesinde gerçekleşen $gg \rightarrow HH$ mekanizması, kütleli ayar bozonları ile birleşimi yoluyla üretilen Higgs bozon çifti üretimi $q\bar{q} \rightarrow HHV$ ve vektör bozon füzyonu mekanizmasıyla Higgs bozon çifti üretimi $qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow HHqq$ prosesleridir. Bu prosesler, tek Higgs'in üretildiği temel proseslere göre çok daha küçük üretim tesir kesitlerine sahip yüksek dereceli proseslerdir [2].

Bugün için hala en yüksek enerjiye sahip olan parçacık hızlandırıcısı Amerikada, Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı'nda (*FermiLab*) bulunan *TEVATRON* dairesel hızlandırıcısıdır. Bu hızlandırıcıda proton-antiproton demetleri, *CDF* ve *DØ* olarak adlandırılan iki ayrı dedektörde çarpıştırılmaktadır. *Run I* de, $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisinde, birbirine göre zıt yönlerde hızlandırılan proton-antiproton demetleri çarpışmaktadır ve bu istasyonda bulunan *CDF* ve *DØ* dedektörlerinin her ikisinde $L \sim 100 \text{ pb}^{-1}$ parlaklık değerine karşılık gelen veriler toplanmıştır [2]. *Run II* 'de, bu verilerin 5 fb^{-1} parlaklık değerinde toplanması beklenilmektedir ve eğer 10 sene sonuna kadar *Run II*'den beklenen verim elde edilebilirse 5 fb^{-1} olan parlaklık değerinin 10 fb^{-1} değerine yükseltileceği olasıdır [2]. *Run II*'de buna paralel olarak hızlandırıcının sahip olduğu $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisi, $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisine yükselecektir ve bazı fizik prosesleri için tesir kesiti değerlerinde yaklaşık olarak %30 oranında bir artış olacaktır [2]. *CDF* ve *DØ* dedektörleride ayrıca iyileştirilecektir ve bu sonuçla, *CDF* ve *DØ* dedektörlerinin

Run I'deki durumlarına göre daha hassas araştırmalar yapmasına olanak sağlanacaktır [2,42,43].

FermiLab TEVATRON'da [12,44], Higgs üretimi için temel mekanizma (3.8) denklemi ile verilen vektör bozonları ile birlikte üretim mekanizmasıdır ve bu üretim için en iyi işaret olan $VH(\rightarrow b\bar{b})$ mekanizması üzerinde durulmaktadır [12]. Parlaklık değerinin 10 fb^{-1} değerine yükseltilmesinden sonra Higgs bozon kütle için yapılacak araştırmalarda $M_H \sim 100 \text{ GeV}$ değerine ulaşılabilecektir [12].



Şekil 3.4. FermiLab Hızlandırıcı Zinciri

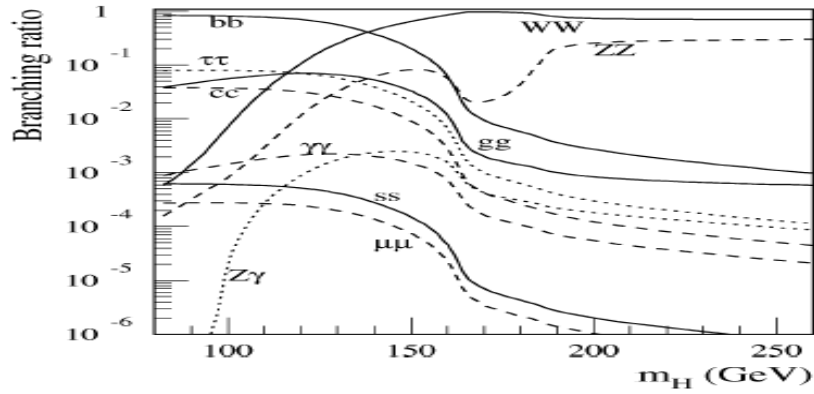
Fransa-İsviçre sınırında 27 km'lik çevre uzunluğuna sahip ve yerin 100m altında inşaa edilen, kainata dair önemli bilgileri su yüzüne çıkartacağı düşünölen ve çalışmaya başladığında Dünya üzerindeki en yüksek enerjili parçacık çarpıştırıcısı olacak olan *LHC* gelecek nesil dairesel hadron çarpıştırıcısıdır. Birbirlerine göre zıt yönlere ve 7 TeV'lik enerjiyle hızlandırılacak olan proton-proton demetleri $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ kütle merkezi enerjisinde 6 farklı istasyonda (*ATLAS, CMS, LHCb,*

TOTEM ve LHCf) çarpıştırılacaktır. İlk çarpışma Ağustos 2008'de beklenmektedir [1]. İlk aşamadaki parlaklık değeri, $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ olacaktır ve bu değer ilerleyen yıllarda LHC için tasarlanan parlaklık değerine $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ yükseltilecektir[9]. İlk 10 sene sonunda LHC'deki toplam parlaklık değerinin $L = 100 \text{ ab}^{-1}$ (ki bu değer TEVATRON'da ulaşılması planlanan değer 6 katıdır.) ve LHC'nin tasarlanan parlaklık değerinde çalışmaya başlamasıyla bu değer $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ olacaktır[9]. Bu parlaklık değerinde Higgs bozon kütlesi $M_H \sim 700 \text{ GeV}$ değerine kadar araştırılabilecektir[12]. LHC'de gluon-gluon füzyonu mekanizması yoluyla Higgs Bozon üretimi yapılacak ve $M_H > 130 \text{ GeV}$ için en iyi işaret $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ olacaktır [12,21].

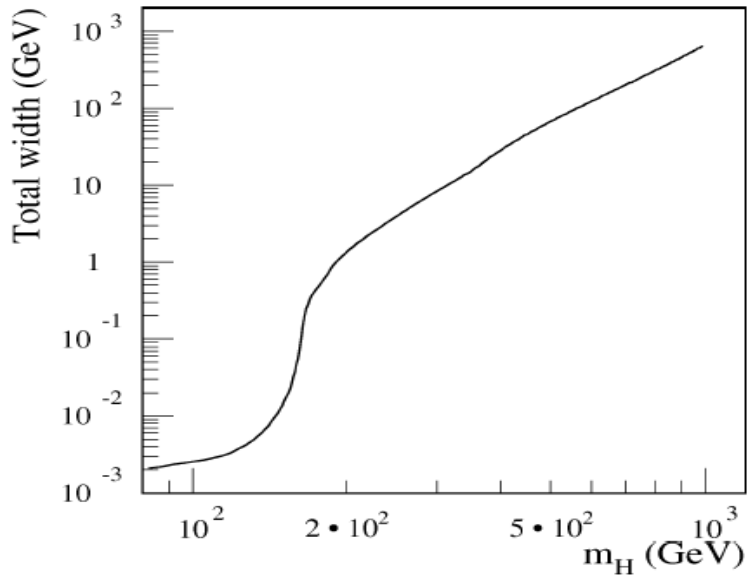
3.3. Higgs Bozonu Bozunum Modları

Higgs bozonunun ağır parçacıklarla birlikte üretilebileceği ve uygun bir kinematikte yine ağır parçacıklara bozunabileceği önceki bölümlerde belirtilmiştir. Bunun ışığında Higgs bozonunun, ayar bozonları ve fermiyonlarla yapacağı bağlaşımlar direkt olarak bu parçacıkların kütleleriyle orantılıdır ve Higgs bozonu, bu parçacıklardan ağır olanına bozunmaya eğilim gösterecektir [2]. Bu bölümde baskın olan Higgs bozunum modlarından : *vektör bozon bozunumları*, *fermionik bozunumlar*, *çevrime(loop) bağlı bozunumlar* incelenecektir. Bu bozunum türlerinden *çevrime(loop) bağlı bozunumlar* da incelenecek bozunumlar ki bunlar için yaptığımız hesaplamalar dördüncü bölümüde daha detaylı bir şekilde incelenecektir.

LHC ana kanallarındaki [2] Standart Model Higgs bozonu için bozunum dallanma oranı ve toplam bozunum genişliği ile ilgili literatürde yer alan hesaplamalara karşılık gelen grafikler şu şekildedir :



Şekil 3.5. SM Higgs bozonu bozunum modları için dallanma oranları [14].



Şekil 3.6. SM Higgs bozonu bozunum modları için toplam bozunum genişliği [14].

Bu grafiklere göre eğer Higgs bozon kütle değeri $95 < M_H < 130$ GeV aralığında – bu kütle aralığı “*Hafif Higgs kütle aralığı*” olarak da bilinir [2] – ise Higgs bozonu için toplam bozunum genişliği oldukça sınırlıdır, $\Gamma_H < 10$ MeV, ve ana dallanma oranları, uygun kinematiğe sahip :

$$BR(H \rightarrow b\bar{b}) \sim 90\%$$

$$BR(H \rightarrow c\bar{c}) \approx BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-) \sim 5\%$$

ağır fermiyonlardan ileri gelmektedir [2,12].

$M_H \approx 120 \text{ GeV}$ kütesine yakın bir değerde seyreden Higgs bozonu için gluon-gluon bozunumunun, bozunum genişliğine verdiği katkı :

$$BR(H \rightarrow gg) \sim 7\%$$

7% dir [2,12].

“Orta Higgs kütle aralığı” olarak sınıflandırılan aralıkta ise $130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 180 \text{ GeV}$ Higgs bozonunun vektör bozon çiftlerine bozunumu, $H \rightarrow VV^*$ $V = W, Z$, baskındır [2,12].

Bu bozunumların bozunum genişliğindeki katkıları ise sırasıyla :

$$BR(H \rightarrow W^+W^-) \sim 65\%$$

$$BR(H \rightarrow Z^0Z^0) \sim 35\%$$

şeklinde verilir [2].

“Ağır Higgs kütle aralığı” için, $180 \text{ GeV} \leq M_H \leq 1 \text{ TeV}$, yaklaşık olarak $M_H \approx 500 \text{ GeV}$ değerinde bozunum genişliğindeki katkısı $\sim 20\%$ olan :

$$BR(H \rightarrow t\bar{t}) \sim 20\%$$

üst kuark çifti üretimi bozunum modudur [2,12].

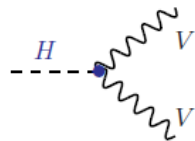
Bunların haricinde çevrime (loop) bağı olan bozunum modlarının, $H \rightarrow \gamma\gamma$ ve $H \rightarrow Z\gamma$, çok nadir gözlemlenebilecek olmasından ötürü bunların bozunum genişliğine olan katkıları çok küçüktür ve bu değer yaklaşık olarak 0,001% civarındadır [12]. Ancak buna rağmen daha büyük katkı sağlayan $H \rightarrow \gamma\gamma$ ve $H \rightarrow Z\gamma$ bozunum modlarında vardır [12].

Son olarak toplam Higgs bozunum genişliğiyle ilgili belirtilmesi gereken bazı şeyler vardır. Higgs bozununun tüm olası bozunumları için toplam Higgs bozunum genişliğinin $95 < M_H < 130$ GeV aralığında oldukça sınırlı olduğu, $\Gamma_H < 10$ MeV, belirtilmişti [12]. Ancak bu bozunum genişliği, büyük kütle değerlerine gidildikçe hızla genişler ve $M_H > 130$ GeV kütle değeri için bozunum genişliği yaklaşık $\Gamma_H \sim 1$ GeV dir [2]. Yaklaşık olarak $M_H \sim 1$ TeV kütle değerinde ise bozunum genişliği çok geniş bir rezonansa sahip olur ve bu değer için toplam Higgs bozunum genişliği $\Gamma_H \sim 700$ GeV dir [2,20].

Bu girişten sonra konunun başında belirtilen bozunum modları ayrı ayrı incelenebilir.

3.3.1. Vektör bozon bozunumu

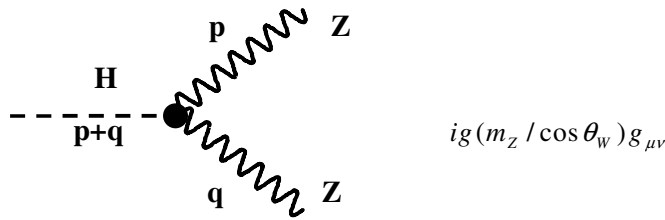
Bu bozunum modu için ilk söylenmesi gereken şey, bu bozunumun “ ağaç seviyesinde ” bir yapıya sahip olduğudur. Bu yapıyı açıklamak için bu yapıya ait Feynman diyagramını :



Şekil 3.7 İki gövdeli bozunum modu

incelersek, reaksiyona giren bir Higgs bozonu reaksiyon sonrasında iki vektör bozonuna bozulması bunun ikili bir gövdeye sahip olduğunu gösterir. Bu diagram üzerinden devam edersek, burada kesikli çizgilerle gösterilen parçacık “ *skaler Higgs bozonu* ” temsil etmektedir. Dalga şeklinde temsil edilen parçacıklar ise *vektör bozonlarıdır*. Bu iki temsili birleştiren ve kalın noktayla temsil edilen ise *köşe faktörüdür* Bu özellikler Feynman diagramlarında her bir parçacığı temsil eden bir şekil olmasından kaynaklanır. Feynman diagramları ve Feynman kuralları ile ilgili daha detaylı bilgi referans [1]’de bulunabilir.

Bu bozunum modu için bozunum genişliği, Feynman kurallarında $H \rightarrow ZZ$ bozunumu için verilen köşe faktöründen [14] yararlanılarak hesaplanabilir. Bu bozunum için Feynman diyagramı ve köşe faktörü :



Şekil 3.8. $H \rightarrow ZZ$ bozunumu için Feynman diyagramı ve köşe faktörü

şekil 3.7 deki gibi verilir. Burada p ve q değerleri dörtlü momentumu, $g_{\mu\nu}$ metrik tensörü ve θ_w ise Weinberg açısını temsil etmektedir [14]. Bu bozunum için matris elemanı temsili ise :

$$M_{H \rightarrow ZZ} = \sum_{\lambda, \rho} ig \frac{m_Z}{\cos \theta_w} g_{\mu\nu} \epsilon_{1\lambda}^{*\mu} \epsilon_{2\rho}^{*\nu} \quad (3.17)$$

şeklinde verilir [14]. Burada ϵ_1 ve ϵ_2 , Z bozonunun polarizasyon vektörleridir. λ ve ρ ise bu polarizasyon vektörlerinin dörtlü vektör indisleridir [14]. Bu bozunum için diferansiyel bozunum genişliği :

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\sqrt{\lambda(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2)}}{64\pi^2 m_H^3} |M|^2 S \quad (3.18)$$

olarak verilir [14]. Bu eşitlikte karekök içerisinde verilen bir kuadratik formdur ve

$$\sqrt{\lambda(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2)} = m_H^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_H}\right)^2} \quad (3.19)$$

olarak yazılabilir [14]. Eş. 3.18 içerisinde yer alan “S” ise özdeş son durum parçacıklarının sayısını veren bir terimdir ve :

$$S = \prod_k n_k^{-1} = 2^{-1} \quad (3.20)$$

Eş. 3.20 ile verilir [14]. Bu bozunum örneğimiz için son durumda iki tane Z bozonu olacağı için bu sayıyı temsil eden n yerine 2 yazılmıştır. Parçacıklar özdeş oldukları için, parçacık türünü temsil eden k yerine ise 1 gelir. Eş. 3.17’ den yararlanarak matris elemanının mutlak karesini :

$$|M_{H \rightarrow ZZ}|^2 = \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \right)^2 \sum_{\lambda, \rho} g_{\mu\nu} \epsilon_{1\lambda}^{*\mu} \epsilon_{2\rho}^{*\nu} g_{\alpha\beta} \epsilon_{1\lambda}^{*\alpha} \epsilon_{2\rho}^{*\beta} \quad (3.21)$$

olarak elde edebiliriz. Burada polarizasyon vektörlerini temsil eden terimleri yok edebilmek ve matris elemanının karesini daha sade bir forma getirebilmek için, polarizasyon durumları üzerinden alınan toplam :

$$\sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda}^{\mu} \epsilon_{\lambda}^{*\nu} = -g^{\mu\nu} + \frac{p^{\mu} p^{\nu}}{m_Z^2} \quad (3.22)$$

bu şekilde ifade edilebilir [14]. Bu ifade, durgun haldeki Z bozonunun sahip olduğu ortonormal polarizasyon vektörlerinin Lorentz kovaryant bir biçimde genelleştirilmesini sağlar [14]. Ayrıca ortonormal polarizasyon vektörlerinin diklik özelliğinden kaynaklanan :

$$\sum_{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^i \varepsilon_{\lambda}^j = \delta^{ij} \quad (3.23)$$

kuralı da göz önünde bulundurarak Eş. 3.21 de verilen matris elemanı formu tekrardan düzenlenirse :

$$\begin{aligned} |M_{H \rightarrow ZZ}|^2 &= \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \right)^2 g_{\mu\nu} \left(-g^{\mu\alpha} + \frac{p^{\mu} p^{\alpha}}{m_Z^2} \right) g_{\alpha\beta} \left(-g^{\nu\beta} + \frac{q^{\nu} q^{\beta}}{m_Z^2} \right) \\ &= \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \right)^2 \left(-g_{\nu}^{\alpha} + \frac{p_{\nu} p^{\alpha}}{m_Z^2} \right) \left(-g_{\alpha}^{\nu} + \frac{q^{\nu} q_{\alpha}}{m_Z^2} \right) \\ &= \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \right)^2 \left(4 - \frac{q^{\alpha} q_{\alpha}}{m_Z^2} - \frac{p_{\nu} p^{\nu}}{m_Z^2} + \frac{p_{\nu} q^{\nu} p^{\alpha} q_{\alpha}}{m_Z^4} \right) \\ &= \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \right)^2 \left(2 + \frac{(p \cdot q)^2}{m_Z^4} \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

daha sade bir şekile getirilebilir. Burada p ve q dörtlü momentumlarını içeren terimi daha açık bir biçimde yazabilmek için :

$$m_H^2 = (p+q)^2 = p^2 + q^2 + 2p \cdot q = 2m_Z^2 + 2p \cdot q \quad (3.25)$$

Şekil 3.8' de verilen Higgs parçacığının durgun kütesinin p ve q dörtlü momentumlarının toplamı olarak yazılmasından yararlanıldı. Bu denklem içerisinde (p.q) ifadesi yalnız bırakılırsa :

$$p.q = \frac{m_H^2 - 2m_Z^2}{2} \quad (3.26)$$

Eş. 3.26 elde edilir ve bu ifade Eş. 3.24 içerisinde yerine yazılırsa matris elemanının karesi şu şekilde :

$$\begin{aligned} |M_{H \rightarrow ZZ}|^2 &= \left(g \frac{m_Z}{\cos \theta_w} \right)^2 \left(2 + \frac{(m_H^2 - 2m_Z^2)^2}{4m_Z^4} \right) \\ &= \left(g \frac{m_H^2}{2m_Z \cos \theta_w} \right)^2 \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4} \right) \\ &= \left(g \frac{m_H^2}{2m_W} \right)^2 \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4} \right) \end{aligned} \quad (3.27)$$

ifade edilebilir. Burada $m_Z \cos \theta_w = m_w$ eşitliği Eş. 2.48' den yararlanılarak yazılmıştır [14]. Matris elemanı karesi ifadesinin de tam olarak elde edildilmesinden sonra Eş. 3.18 ifadesinden yararlanarak, bozunum genişliği ifadesini :

$$\begin{aligned} \Gamma_{H \rightarrow ZZ} &= \int d\Omega \frac{d\Gamma}{d\Omega} \\ &= \frac{g^2}{512\pi^2} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_H} \right)^2} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4} \right) \int d\Omega \\ &= \frac{g^2}{128\pi} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_Z}{m_H} \right)^2} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4} \right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

olarak elde edebiliriz. Bu işlemlerin tamamı $H \rightarrow W^+W^-$ bozunumu içinde geçerlidir. Sadece Eş. 3.20 da $H \rightarrow Z^0Z^0$ için bulunan sonuçtan farklı bir sonuç elde

edilecektir. Bunun nedeni ise Eş. 3.20' de , çıkan parçacıkların türünün sayısını temsil eden k parametresi, $H \rightarrow Z^0 Z^0$ bozunumunda olduğu gibi bir değildir [14].

Bu sonuç $H \rightarrow W^+ W^-$ bozunum aralığı değerinin, $H \rightarrow Z^0 Z^0$ bozunum aralığı değerine göre iki kat daha büyük olmasına etki edecektir [14].

$$\begin{aligned}\Gamma_{H \rightarrow ZZ} &= \frac{g^2}{128\pi} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1-x_Z} \left(1-x_Z + \frac{3x_Z^2}{4} \right) \\ \Gamma_{H \rightarrow WW} &= \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_H^3}{m_W^2} \sqrt{1-x_W} \left(1-x_W + \frac{3x_W^2}{4} \right)\end{aligned}\quad (3.29)$$

Burada

$$x_Z = \frac{4m_Z^2}{m_H^2} \quad ; \quad x_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2}$$

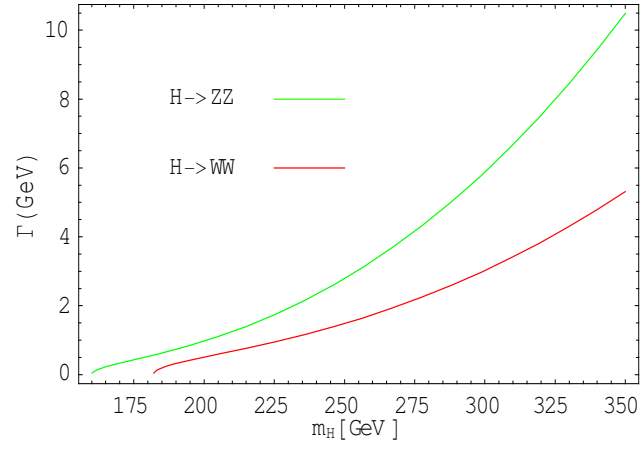
olarak ifade edilir.

Bu çalışmada, Eş. 3.29' da verilen bu bozunum oranları kullanılarak, $50 < M_H < 1000$ GeV Higgs kütle aralığına karşılık gelen bozunum genişliği, dallanma oranları değerleri hesaplanmış ve bu kütle değerlerine karşılık gelen M_H bozunum genişliği ve dallanma oranı grafikleri çizilmiştir. Hesaplanan bu değerler Çizelge 3.2' de verilmiştir.

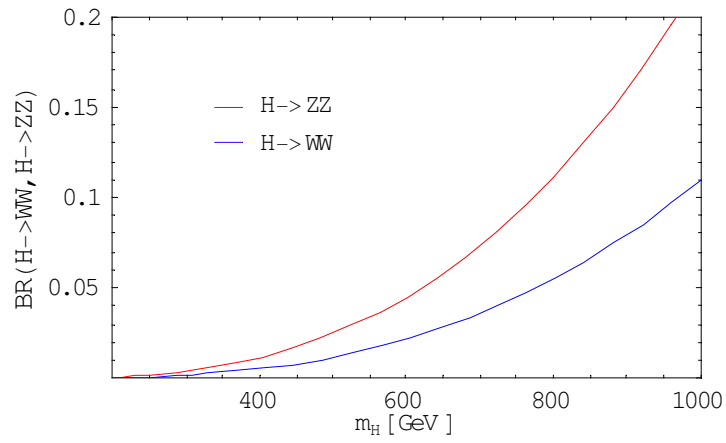
Çizelge 3.2. H \rightarrow WW ve H \rightarrow ZZ ,Bozunum genişlikleri ve dallanma oranı değerleri

M_H (GeV)	Γ (H \rightarrow WW) (GeV)	Γ (H \rightarrow ZZ) (GeV)	BR (H \rightarrow WW)	BR (H \rightarrow ZZ)
50	8,653	8,571	$6,076 \times 10^{-3}$	$6,02 \times 10^{-3}$
100	1,375	1,476	$9,65 \times 10^{-4}$	$1,03 \times 10^{-3}$
150	0,342	0,438	$2,4 \times 10^{-4}$	$3,08 \times 10^{-4}$
200	1,050	0,373	$7,37 \times 10^{-4}$	$2,62 \times 10^{-4}$
250	2,821	1,196	$1,981 \times 10^{-3}$	$8,40 \times 10^{-4}$
300	5,817	2,583	$4,08 \times 10^{-3}$	$1,81 \cdot 10^{-3}$
350	10,308	4,713	$7,23 \times 10^{-3}$	$3,30 \times 10^{-3}$
400	16,538	7,715	$1,16 \times 10^{-2}$	$5,41 \times 10^{-3}$
500	35,188	16,823	$2,47 \times 10^{-2}$	0,011
600	63,716	30,878	$4,47 \times 10^{-2}$	0,021
700	104,078	50,856	$7,30 \times 10^{-2}$	0,035
800	158,234	77,735	0,11	0,054
900	228,152	112,498	0,16	0,078
1000	315,796	156,127	0,221	0,109

H \rightarrow WW ve H \rightarrow ZZ bozunumları için hesaplanan bu değerlere karşılık gelen bozunum genişliği ve dallanma oranı grafikleri ise şekil 3.9 ve şekil 3.10'daki gibi çizilmiştir.



Şekil 3.9. $100 < m_H < 350 \text{ GeV}$ kütle aralığına karşılık gelen bozunum genişliği



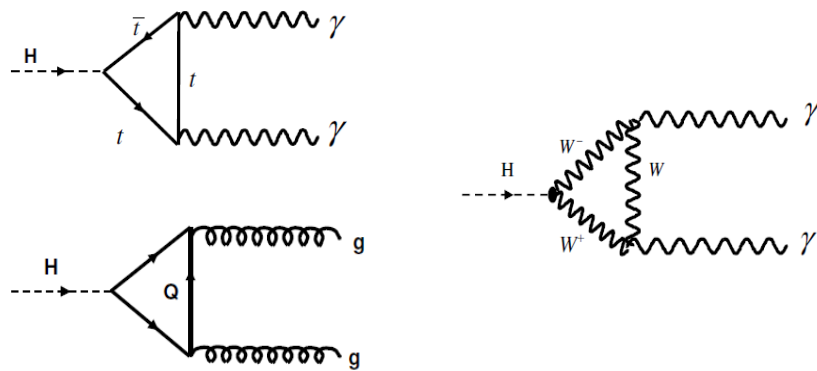
Şekil 3.10. $200 < m_H < 1000 \text{ GeV}$ kütle aralığına karşılık gelen dallanma oranı

Elde edilen bu grafik literatürde belirtilen grafiklerle uyumludur.

3.3.2. Çevrime (Loop) bağlı bozunumlar

Her elemanter parçacık birbiriyle etkileşemeyebilir. Bunun bazı nedenleri vardır. Örneğin kütsüz bir parçacık veya etkileşmeye gireceği parçacığın kütsesi yanında önemsenemeyecek kadar küçük kütselye sahip bir parçacık, kütseli bir parçacıkla etkileşmeye giremeyip elastik saçılmaya uğrayabilir. Ancak bu kütsüz yada çok küçük kütseli parçacıklar, büyük kütselye sahip olan parçacıklarla etkileşime girebilme özelliğine sahip parçacıkların oluşturacağı bir *çevrim* sayesinde büyük kütseli parçacıklarla etkileşime girebilirler.

Kütsüz gluonlar ve fotonlar için de durum aynıdır. Bu elemanter parçacıklar Higgs bozonu ile doğrudan etkileşime giremezler ; fakat Higgs bozonuyla etkileşime girebilen ağır parçacıkların (vektör bozonları, ağır kuarklar ve fermiyonlar) kuantum seviyesinde oluşturdukları çevrim sayesinde $H \rightarrow gg$ ve $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumları gerçekleşebilir [2,14]. $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunumu, W bozonu, yüklü fermiyon ve ağır kuark çevrimleri ve $H \rightarrow gg$ bozunumu ise sadece kuark çevrimi sayesinde gerçekleşebilir [2]. Bu bozunumlara ait diagramlar :



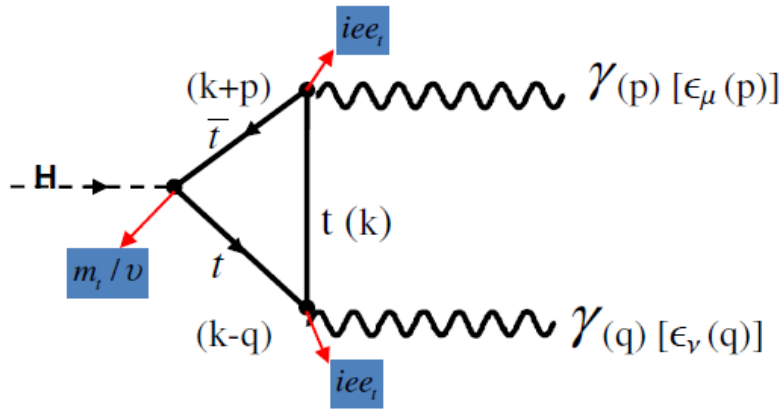
Şekil 3.11. Çevrime bağlı Higgs Bozon bozunumlarına ait Feynman Diagramları

şekil 3.11'deki gibi verilir.

Bu çalışmada, bu bozunumlardan Higgs bozonun üst kuarkların yapmış olduğu çevrim sayesinde iki fotona bozunumuna ve yine üst kuark çiftlerinin yaptığı çevrim sayesinde iki gluona bozunumuna dair matris elemanı ve bozunum aralığı hesaplamaları yapılmıştır.

Higgs'in iki fotona bozunumu ($H \rightarrow \gamma\gamma$)

Fotonların kütesiz olmasından dolayı Higgs bozonunun doğrudan bu parçacıklara bozunması söz konusu değildir. Ancak fermiyonların ve bozonların yapacağı çevrimler sayesinde bu bozunum mümkün olabilir. Bir önceki bölümde belirtildiği gibi burada üst kuark çiftlerinin yapmış olduğu çevrimler sayesinde Higgs bozonun iki fotona bozunum süreci işlenecektir. Bu düşük mertebeli sürece ait Feynman diagramı :



Şekil 3.12. $H \rightarrow \gamma\gamma$ ait bozunum diagramı

Şekil 3.12'de görüldüğü gibidir. Bu şekle göre Higgs skaleri üst kuark çiftlerinin ($t\bar{t}$) oluşturduğu çevrim (loop) sayesinde iki fotona bozunabilmektedir. Ayrıca şekilde yer alan k, p, q harfleriyle verilen terimler *dörtlü momentumlardır*. Şekilde mavi kutular içerisinde bulunan m_t/v ve iee_t terimleri ise köşe faktörleridir ve matris elemanı hesaplanırken kullanılacaklardır. Köşeli parantez içerisinde verilen ϵ_μ

ve ϵ_ν terimleri de polarizasyon vektörlerini temsil eder. Bu bozunum sürecine ait matris elemanı hesaplama süreci biraz karmaşıktır ve çevrimden ileri gelen sonsuzluklar için boyutsal düzeltmeler içerir [14]. Çevrim içerisindeki kütleli fermiyonlar için genlik ifadesi şu şekilde :

$$iA = -(-ig_s)^2 Tr(T_A T_B) \left(\frac{-im_t}{v}\right) \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{T^{\mu\nu}}{D} (i)^3 \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \quad (3.30)$$

verilir [21]. İntegral içerisinde D ile verilen ifade *payda* ifadesidir ve açık bir biçimde şu şekilde

$$D = (k^2 - m_t^2)[(k+p)^2 - m_t^2][(k-q)^2 - m_t^2] \quad (3.31)$$

yazılabilir. Feynman parametrizasyonunun genel metodu,

$$\frac{1}{ABC} = 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{dy}{[Ax + By + C(1-x-y)]^3} \quad (3.32)$$

payda için kullanılırsa [21],

$$\begin{aligned} \frac{1}{D} &= 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{dy}{[[(k+p)^2 - m_t^2]x + [(k-q)^2 - m_t^2]y + (k^2 - m_t^2)(1-x-y)]^3} \\ \frac{1}{D} &= 2 \int dx dy \frac{1}{[k^2 - m_t^2 + 2kpx - 2kpy]^3} \end{aligned} \quad (3.33)$$

payda ifadesi Eş. 3.33' e dönüşür. $k' = k + px - qy$ dönüşümü kullanılarak Eş. 3.33'deki payda kısmı tekrardan düzenlenirse,

$$\begin{aligned}
[k + (px - qy)]^2 - (px - qy)^2 - m_i^2 &= [k^2 + 2kpx - 2kqy] - p^2 x^2 - q^2 y^2 + 2pqxy - m_i^2 \\
&= [k + (px - qy)]^2 + m_H^2 xy - m_i^2 \\
&= [k'^2 - m_i^2 + m_H^2 xy]
\end{aligned}$$

$$\frac{1}{D} \rightarrow 2 \int dx dy \frac{1}{[k'^2 - m_i^2 + m_H^2 xy]^3} \quad (3.34)$$

payda Eş. 3.34' deki gibi ifade edilebilir [21]. Eş. 3.30' daki integral içerisindeki $T^{\mu\nu}$ terimi *pay* olarak tanımlanır ve şu şekilde :

$$\begin{aligned}
T^{\mu\nu} &= Tr[(k + m_i)\gamma^\mu (k + p + m_i)\gamma^\nu] \\
&= 4m_i [g^{\mu\nu} (m_i^2 - k^2 - \frac{M_H^2}{2}) + 4k^\mu k^\nu + p^\nu q^\mu]
\end{aligned} \quad (3.35)$$

ifade edilir [21]. Burada Eş. 3.35 içerisinde k ile verilen dörtlü momentum, k' olarak alınır ve pay kısmı tekrardan düzenlenirse

$$T^{\mu\nu} = 4m_i [g^{\mu\nu} (m_i^2 - [k'^2 - 2k'(px - qy) + (px - qy)^2] - \frac{M_H^2}{2}) + 4k'_\mu k'_\nu + 4(px - qy)_\mu (px - qy)_\nu + p^\nu q^\mu]$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeye enine polarizasyon vektörleri için geçerli olan

$$\varepsilon(p) \cdot p = 0 \quad (3.36)$$

kuralı [21] uygulanıp tekrardan düzenlenirse,

$$T^{\mu\nu} = 4m_i [g^{\mu\nu} (m_i^2 - [k'^2 - 2k'(px - qy) + (px - qy)^2] - \frac{M_H^2}{2}) + 4k'_\mu k'_\nu + p^\nu q^\mu (1 - 4xy)]$$

ifadesi bulunur. Bu ifade içerisinde yer alan $[k'^2 - 2k'(px - qy) + (px - qy)^2]$ ifadesi açılıp, Eş. 3.36' daki kural uygulandığı takdirde pay ifadesi,

$$T^{\mu\nu} = 4m_t [g^{\mu\nu} [(m_t^2 - k'^2 + M_H^2(xy - \frac{1}{2}) + 4k'_\mu k'_\nu + p^\nu q^\mu (1 - 4xy))] \quad (3.37)$$

şekline dönüşür. Bu ifadeyi, aşağıdaki genel bağıntıya [21] uyarlayarak,

$$\int d^n k' \frac{k'_\mu k'_\nu}{(k'^2 - C)^m} = \frac{g^{\mu\nu}}{n} \int d^n k' \frac{k'^2}{(k'^2 - C)^m} \quad (3.38)$$

Eş. 3.30 geliştirilir. Bu aşamada Eş. 3.37' de verilen pay ifadesine yukarıdaki integral uygulandığında,

$$T^{\mu\nu} = 4m_t [g^{\mu\nu} \{k'^2(\frac{4}{n} - 1) + m_t^2 + M_H^2(xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1 - 4xy)\}] \quad (3.39)$$

eşitliğini elde ederiz. Bu ifade ve Eş. 3.34 ifadesi Eş. 3.30 denklemini içerisindeki yerlerine yazıldığında,

$$iA = -\frac{2.4e^2 m_t^2}{9v} \int \frac{d^n k'}{(2\pi)^n} \int dx dy [g^{\mu\nu} \{k'^2(\frac{4}{n} - 1) + m_t^2 + M_H^2(xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1 - 4xy)\}]$$

$$\frac{2dx dy}{[k'^2 - m_t^2 + m_H^2 xy]^3} \mathcal{E}_\mu(p) \mathcal{E}_\nu(q)$$

ifadesi elde edilir. Bu integrali çözebilmek için boyutsal düzeltme formülleri,

$$\int \frac{d^n k'}{(2\pi)^n} \frac{k'^2}{(k'^2 - C)^3} = \frac{i}{32\pi^2} (4\pi)^\epsilon \frac{\Gamma(1+\epsilon)}{\epsilon} (2-\epsilon) C^{-\epsilon}$$

$$\int \frac{d^n k'}{(2\pi)^n} \frac{1}{(k'^2 - C)^3} = -\frac{i}{32\pi^2} (4\pi)^\epsilon \Gamma(1+\epsilon) C^{-1-\epsilon} \quad (3.40)$$

kullanılır [21,45]. İlk olarak Eş. 3.30' daki integral ifadesi şu şekilde :

$$iA = -\frac{8.4\pi\alpha_s m_t^2}{9v} \left\{ \int \frac{d^n k'}{(2\pi)^n} \frac{k'^2}{[k'^2 - (m_t^2 - m_H^2 xy)]^3} g^{\mu\nu} \left(\frac{4}{n} - 1\right) \right\}$$

$$\left\{ \int \frac{d^n k'}{(2\pi)^n} \frac{1}{[k'^2 - (m_t^2 - m_H^2 xy)]^3} g^{\mu\nu} m_t^2 + M_H^2 \left(xy - \frac{1}{2}\right) + p^\nu q^\mu (1-4xy) \right\} \quad (3.41)$$

şeklinde tekrardan düzenlenir. Bu ifadede verilen parantez içerisindeki iki integralin sonucuda Eş. 3.40' da verilen boyutsal düzeltme formüllerinden yararlanarak aşağıdaki şekilde,

$$iA = -\frac{8e^2 m_t^2}{9v} \int dx dy \left\{ g^{\mu\nu} \frac{i}{32\pi^2} (4\pi)^\epsilon \frac{1}{2} \Gamma(1+\epsilon) (2-\epsilon) (m_t^2 - m_H^2 xy)^{-\epsilon} \right\}$$

$$+ [g^{\mu\nu} \{m_t^2 + M_H^2 (xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1-4xy)\}] \left(-\frac{i}{32\pi^2} (4\pi)^\epsilon \Gamma(1+\epsilon) (m_t^2 - m_H^2 xy)^{-1-\epsilon}\right)$$

yazılabilir. Bu boyutsal düzeltmeler, $n=4-2\epsilon$ boyutu içerisinde kullanılmıştır [21].

İntegralin sonlu bir değer alabilmesi için aşağıdaki gibi bir düzenleme ,

$$\frac{4}{n} = \frac{4}{4-2\epsilon} = \frac{1}{\left(1-\frac{\epsilon}{2}\right)}$$

$$\left(1-\frac{\epsilon}{2}\right)^{-1} = 1 - \frac{-1(\epsilon)}{2} - \frac{(-1) \cdot [(-1)-1] \epsilon^2}{2! \cdot 2} + \dots \approx \left(1 + \frac{\epsilon}{2}\right)$$

$$\left(\frac{4}{n} - 1\right) = \left(1 + \frac{\epsilon}{2}\right) - 1 = \frac{\epsilon}{2}$$

yapılır. Bu ifade integral içerisindeki yerine yazılır ve tekrardan bir düzenleme yapılırsa,

$$iA = -\frac{8e^2 m_i^2}{9\nu} \int dx dy \left\{ g^{\mu\nu} \frac{i}{32\pi^2} \right\} \\ + [g^{\mu\nu} \{ m_i^2 + M_H^2 (xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1-4xy) \}] \left(-\frac{i}{32\pi^2} (4\pi)^\epsilon \Gamma(1+\epsilon) (m_i^2 - m_H^2 xy)^{-1-\epsilon} \right)$$

ifadesi elde edilir ve dörtlü momentumlarla çalışıldığı için $n=4$ olacağından $\epsilon=0$ olur ve böylece bu ifade

$$iA = -\frac{8e^2 m_i^2}{9\nu} \frac{i}{32\pi^2} \left\{ \int dx dy [g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} [m_i^2 + M_H^2 (xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1-4xy)] \frac{1}{(m_i^2 - m_H^2 xy)} \right\}$$

sade bir şekilde yazılabilir. Bu ifade içinde bazı kısaltmalar yapmak mümkündür.

$$\frac{i}{32\pi^2} \left\{ \int dx dy \frac{g_{\mu\nu} (m_i^2 - m_H^2 xy) - g_{\mu\nu} (m_i^2 + M_H^2 (xy - \frac{1}{2}) + p^\nu q^\mu (1-4xy))}{(m_i^2 - m_H^2 xy)} \right\} \\ \frac{i}{32\pi^2} \left\{ \int dx dy \frac{g_{\mu\nu} \frac{M_H^2}{2} (1-4xy) + p^\nu q^\mu (1-4xy)}{(m_i^2 - m_H^2 xy)} \right\} \quad (3.42)$$

elde edilir. Eş. 3.42 ifadesinin de Eş. 3.41' de yerine yazılmasıyla matris elemanı için şu ifade,

$$|M| = \frac{-\alpha_s m_i^2}{9\pi\nu} \left(g_{\mu\nu} \frac{M_H^2}{2} - p^\nu q^\mu \right) \int dx dy \left(\frac{(1-4xy)}{(m_i^2 - m_H^2 xy)} \right) \epsilon_\mu(p) \epsilon_\nu(q) \quad (3.43)$$

olarak elde edilir [21,46-49].

Bu aşamadan sonra bozunum oranının “ Γ ” hesaplanabilmesi için Eş. 3.43 eşitliğinde elde edilen matris elemanın, $|M|^2$, karesinin bulunması gerekir. Bu ifadenin karesini alıp gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$\begin{aligned}
 |M|^2 &= (Sbt)^2 \cdot (g_{\mu\nu} \frac{M_H^2}{2} - p^\nu q^\mu) (g_{\alpha\beta} \frac{M_H^2}{2} - p^\beta q^\alpha) \varepsilon_\lambda^\mu \varepsilon_\rho^\nu \varepsilon_\lambda^\alpha \varepsilon_\rho^\beta \int I \\
 \varepsilon_\lambda^\mu \varepsilon_\lambda^\alpha &= -g^{\mu\alpha} \\
 \varepsilon_\rho^\nu \varepsilon_\rho^\beta &= -g^{\nu\beta} \\
 |M|^2 &= (Sbt)^2 g_{\mu\nu} (-g^{\mu\alpha}) g_{\alpha\beta} (-g^{\nu\beta}) \frac{M_H^4}{4} - g_{\mu\nu} (-g^{\mu\alpha}) (-g^{\nu\beta}) p^\beta q^\alpha \frac{M_H^2}{2} \\
 &\quad - p^\nu q^\mu g_{\alpha\beta} \frac{M_H^2}{2} (-g^{\mu\alpha}) (-g^{\nu\beta}) + p^\nu q^\mu p^\beta q^\alpha (g^{\mu\alpha}) (g^{\nu\beta}) \\
 |M|^2 &= \frac{\alpha_s^2 m_t^4}{72\pi^2 v^2} \left| \sum_i N_c e_i F_i \right|^2 \tag{3.44}
 \end{aligned}$$

Eş. 3.44 elde edilir. Bu ifade içerisinde parantez içerisinde verilen sabit ifadesi

$$(Sbt)^2 = \left(\frac{-\alpha_s m_t^2}{9\pi v} \right)^2$$

olarak verilir. Yine aynı ifade içerisinde N_c , kuarklar için 3 diğer tüm elementer parçacıklar için 1 olan *renk faktörünü*, e_i ifadesi ise çevrim içerisindeki fermiyon ve bozonların yüklerini temsil etmektedir [14]. Yine aynı ifade içerisinde yer alan F_i ifadeside çevrim içerisindeki parçacıklar için *Form Faktörlerini*,

$$F_{boson} = 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau) \tag{3.45}$$

$$F_{fermion} = -2\tau(1 + (1 - \tau)f(\tau)) \tag{3.46}$$

$$F_{scalar} = \tau(1 - \tau)f(\tau) \tag{3.47}$$

temsil eder [2,14]. Alt indis “ i ” çevrim içerisindeki parçacık türünü (fermiyon,bozon,skaler) tanımlar. İncelenen bozunumda, Higgs parçacığının iki fotona bozunumu, üst kuark (t) çiftinin oluşturduğu çevrim(loop) sayesinde gerçekleştiği için Eş. 3.46’daki fermiyona ait form faktörü Eş. 3.44’deki yerine yazılacaktır.

Form faktörleri içerisinde yer alan τ ise,

$$\tau = \left(\frac{2m_i}{m_H} \right)^2 \quad (3.48)$$

olarak ifade edilir ve buna göre $f(\tau)$ fonksiyonu,

$$f(\tau) = \begin{cases} \left[\sin^{-1}(\sqrt{1/\tau}) \right]^2 & \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log\left(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}}\right) \right]^2 & \tau < 1 \end{cases} \quad (3.49)$$

τ 'nun değerine bağlı olarak Eş. 3.49’daki değerleri alır [2,14]. Bu aşamadan sonra Eş. 3.18 kullanılarak,Higgs’in iki fotona bozunum sürecine ait bozunum genişliği ifadesi,

$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 g^2 m_H^3}{1024 \pi^3 m_w^2} \left| \sum N_c e_i^2 F_i \right|^2 \quad (3.50)$$

elde edilir [14].

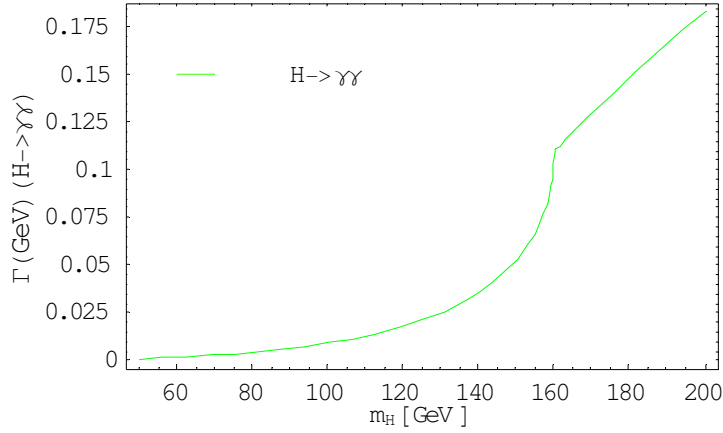
Bu çalışmada, Eş. 3.50’de elde edilen Higgs parçacığının iki fotona bozunum genişliği ifadesi, Higgs’in $50 < M_H < 1000$ GeV aralığındaki kütle değerleri için ayrı

ayrı hesaplanmıştır. Bu değerlere karşılık gelen bozunum genişliği grafiği ve dallanma oranı grafiği çizilmiştir. Hesaplara ait değerler Çizelge 3.3'te verilmiştir.

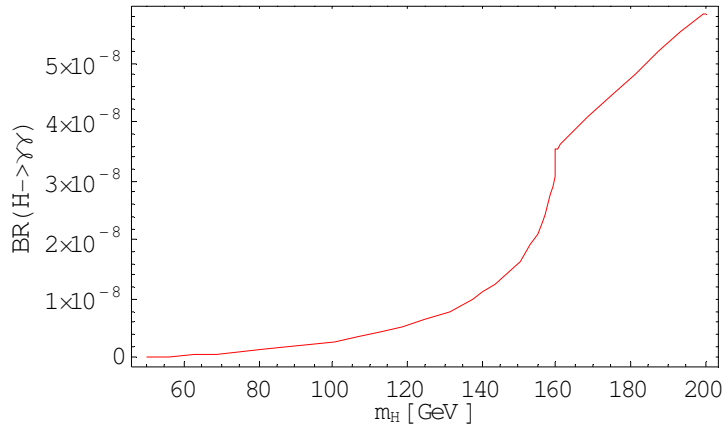
Çizelge 3.3. ($H \rightarrow \gamma\gamma$) bozunumu için dallanma oranı ve bozunum genişliği değerleri

M_H (GeV)	$\Gamma (H \rightarrow \gamma\gamma)$ (GeV)	BR ($H \rightarrow \gamma\gamma$)
50	$3,98 \times 10^{-7}$	$2,79 \times 10^{-10}$
100	$3,86 \times 10^{-6}$	$2,71 \times 10^{-9}$
150	$2,33 \times 10^{-5}$	$1,63 \times 10^{-8}$
200	$8,3 \times 10^{-5}$	$5,83 \times 10^{-8}$
250	$1,11 \times 10^{-4}$	$7,81 \times 10^{-8}$
300	$1,25 \times 10^{-4}$	$8,82 \times 10^{-8}$
400	$8,53 \times 10^{-5}$	$5,99 \times 10^{-8}$
500	$6,46 \times 10^{-5}$	$4,53 \times 10^{-8}$
600	$7,03 \times 10^{-5}$	$4,94 \times 10^{-8}$
700	$9,25 \times 10^{-5}$	$6,49 \times 10^{-8}$
800	$1,30 \times 10^{-4}$	$9,17 \times 10^{-8}$
900	$1,86 \times 10^{-4}$	$1,30 \times 10^{-7}$
1000	$2,62 \times 10^{-4}$	$1,84 \times 10^{-8}$

Çizelge 3.3'de elde edilen bu değerlere karşılık çizilen grafikler :



Şekil 3.13. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen bozunum genişliği

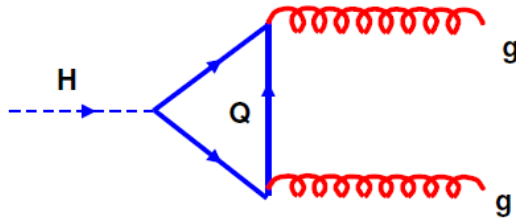


Şekil 3.14. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen dallanma oranı

Elde edilen bu grafikler de eğrinin 160 ile 180 GeV kütle aralığında yaptığı pik dikkat edilmesi gereken bir noktadır. Bilindiği gibi SM Higgs bozununun, kütesiz kabul edilen fotona direkt olarak bozunması gibi bir durum fiziksel açıdan mümkün değildir. Bu yüzden, ağır bir kuarkın (örneğin $m_t = 175$ GeV) veya vektör bozunun (W, Z) içinde bulunabileceği bir çevrim ile bu bozunum sürecinin gerçekleşmesi mümkün olabilir. İncelenen bozunum sürecinde üst kuark çevrimi ile bu reaksiyon gerçekleşmektedir. Grafiğin pik yaptığı aralık ile üst kuarkın kütle değerinin örtüşmesi, bu reaksiyonun doğrulanması anlamına gelir.

Higgs'in iki gluona bozunumu ($H \rightarrow gg$)

Şiddetli kuvvetin araparçacığı olan ve kütesiz kabul edilen gluonların, kütleyle sahip olan vektör bozonları veya skaler parçacıklar ile çiftlenim yapabilmesi, tıpkı foton örneğinde olduğu gibi fiziksel açıdan olası değildir [14]. Şekil 3.11'de verilen diagramlardan Higgs'in iki gluona bozunumu grafiğı,



Şekil 3.15. $H \rightarrow gg$ bozunumuna ait Feynman diagramı

şekliyle verilmiştir. Bu bozunum sürecine dair söylenecek herşey, bir önceki bölümde incelenen $H \rightarrow \gamma\gamma$ bozunum sürecinde söylenenlerle benzerlik taşıyacaktır. Bunun en önemli sebebi gluonların da kütesiz kabul edilmesidir. Yine aynı şekilde bu bozunum sürecinde de ağır bir kuark olan üst kuarkın oluşturduğu çevrim sayesinde Higgs bozonu, indirekt olarak iki gluona bozunabilir. Burada üst kuarkın diğer kuarklara oranla, toplam bozunum aralığına vereceğı katkı daha açık bir şekilde gözlemlenebileceğı için üst kuark çevrimi söz konusudur [2,14].

Verilen diagram Şekil 3.12 ile benzerdir. Bu durum yapılan hesaplamalar içinde bir benzerliğin olduğunu gösterir. Bir önceki bölümde Eş. 3.43'de elde edilen matris elemanı aynı olacağından, matris elemanının karesi alınıp bozunum aralığı için şu şekilde bir denklem,

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{\beta_s^2 g^2 m_H^3}{512\pi^3 m_W^2} \left| \sum_i F_i \right|^2 \quad (3.51)$$

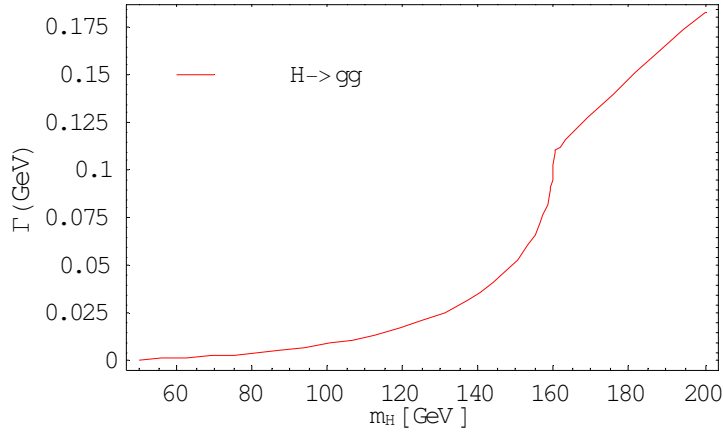
ifade elde edilir. Bu eşitlikte β_s^2 ile verilen ifade $\alpha N_c e_i^2$ yerine yazılmıştır [14]. Bu eşitliğin, Eş. 3.50' deki ifadeye göre bir 2 çarpanı içerdiği gözlemlenir. Bunun sebebi ise Eş. 3.20'den ileri gelmektedir. Bozunum sonucunda özdeş iki gluon yaratıldığı için bu çarpan göz önüne alınmıştır.

Eş. 3.51 göz önünde bulundurularak yapılan hesaplamalarda $H \rightarrow gg$ bozunumu için, Higgs bozonunun, $50 < M_H < 1000$ GeV aralığındaki kütle değerleri için, bozunum aralığı ve bozunum dallanma oranları hesaplanmıştır. Ayrıca yine bu değerlere karşılık gelen grafikler çizilmiştir. Doğal olarak Higgs'in iki fotona bozunum sürecinde hesaplanan değerlere yaklaşık değerler elde edilmiştir. Bu değerler Çizelge 3.4'de sergilenmiştir.

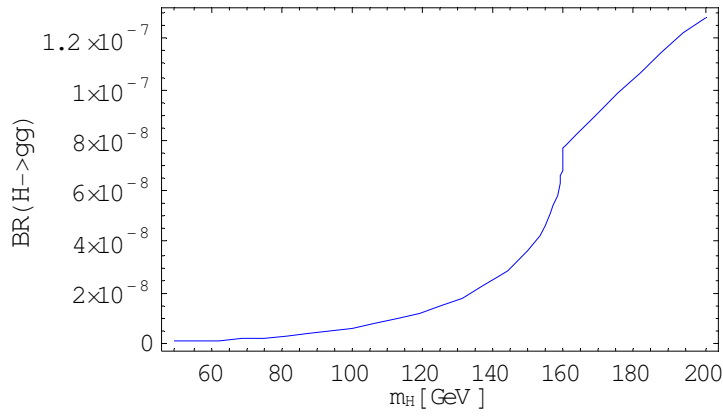
Çizelge 3.4. ($H \rightarrow gg$) bozunumu için dallanma oranı ve bozunum genişliği değerleri

M_H (GeV)	Γ ($H \rightarrow gg$) (GeV)	BR ($H \rightarrow gg$)
50	$9,346 \times 10^{-7}$	$6,659 \times 10^{-10}$
100	$8,957 \times 10^{-6}$	$6,382 \times 10^{-9}$
150	$5,223 \times 10^{-5}$	$3,726 \times 10^{-8}$
200	$1,830 \times 10^{-4}$	$1,304 \times 10^{-7}$
250	$2,518 \times 10^{-4}$	$1,794 \times 10^{-7}$
300	$2,965 \times 10^{-4}$	$2,112 \times 10^{-7}$
400	$2,633 \times 10^{-4}$	$1,876 \times 10^{-7}$
500	$2,545 \times 10^{-4}$	$1,814 \times 10^{-7}$
600	$2,998 \times 10^{-4}$	$2,136 \times 10^{-7}$
700	$3,855 \times 10^{-4}$	$2,747 \times 10^{-7}$
800	$5,108 \times 10^{-4}$	$3,639 \times 10^{-7}$
900	$6,786 \times 10^{-4}$	$4,835 \times 10^{-7}$
1000	$8,933 \times 10^{-4}$	$6,366 \times 10^{-7}$

Bu değerlere karşılık gelen grafikler ise şu şekildedir :



Şekil 3.15. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen bozunum genişliği



Şekil 3.16. $50 < m_H < 200$ GeV aralığına karşılık gelen dallanma oranı

Bu grafikler de bir önceki bozunma prosesine ($H \rightarrow \gamma\gamma$) oranla 160 ile 180 GeV bölgesinde meydana gelen pik çok keskin değildir. Bozunum genişliğine ve bozunum dallanma oranlarına ait bu grafikler bir önceki bölümdeki grafiklerle uyusmaktadır ve bu da beklenen bir sonuçtur.

4. SONUÇ

Standart Model, parçacık fiziğinde ve hatta fizikte fenomen haline gelen, geçtiğimiz yüzyılda fizik adına yaşanan en önemli başarılarından biridir. *SM*, yaşadığımız evreni çok iyi bir şekilde tanımlayan bir model olmasına rağmen fizik dünyası tarafından sorgulanan bazı önemli eksiklikleride barındırmaktadır. Bu eksikliklerden en önemlisi yada günümüzde en popülerleri, “ Higgs Parçacığı ” yada bir diğer adıyla “ Tanrı Parçacığı ” olarak bilinen ve evrende gözlemleyebildiğimiz tüm parçacıklara kütle kazandırdığı düşünülen parçacıktır. Bu eksikliklere vede diğerlerine, yine günümüzde sıkça duymaya alıştığımız Avrupa’nın en önemli nükleer araştırma merkezi olan *CERN*’de bulunan ve Büyük Hadron Çarpıştırıcısı olarak bilinen *LHC*’de cevap aranacaktır.

SM’de Higgs mekanizması, $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubunun kendiliğinden simetri kırınımına uğraması sonucunda kütleli Goldstone bozonlarının kütle kazanması yolu ile açıklanır. Yapılan çalışmada bu mekanizmanın *SM* içerisinde nasıl çalıştığı detaylı bir biçimde açıklanmıştır.

Higgs parçacığının kütlesine dair deneysel ve teorik yaklaşımlara yer verilmiştir. Deneysel olarak Higgs parçacığının kütlesine dair en önemli bulgu, *CERN*’de bulunan ve *LHC*’nin inşasına başlanana kadar faaliyetini sürdüren Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısından elde edilmiştir. Burada yapılan deneye göre Higgs bozonunun kütlesi 114 GeV’den küçük olamayacağı tespit edilmiştir. Şu ana kadar Higgs bozonunun çeşitli çarpıştırıcılarda gözlenememiş olması da bu parçacığın 114 GeV değerinden büyük olduğuna kanıt oluşturmaktadır. *LHC*’de gözlemlenmesi beklenen bu parçacığın kütlesi eğer 1 TeV mertebesinde büyük ise bu *Standart Model* teorisinin çöküşü anlamına gelecektir ve *SM* ötesi yeni kuramlar daha ciddi bir biçimde sorgulanacaktır.

Bu çalışmada spesifik olarak Higgs parçacığının (eğer gözlemlenebilirse) olası bozunum ve üretim modları incelenmiştir. Bozunum modlarından $H \rightarrow WW$, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ ve $H \rightarrow gg$ bozunumlarına ilişkin, bozunum genişliği ve bozunum dallanma oranları hesapları yapılmıştır. Bu sonuçlara göre $130 \text{ GeV} \leq M_H \leq 180 \text{ GeV}$ kütle aralığında vektör bozon (WW , ZZ) çiftlerine bozunum baskın olduğu gözlemlenmiştir.

Bunun yanı sıra hadron çarpıştırıcılarında Higgs bozunumu için diğer önemli mekanizmalar $H \rightarrow \gamma\gamma$ ve $H \rightarrow gg$ bozunum mekanizmalarıdır. Bu bozunumlar direkt olarak gerçekleşmezler ve ağır bir kuarkın yada bozonun oluşturacağı çevrim sayesinde meydana gelirler. Bunların sahip olduğu yüksek bozunum dallanma oranı (BR) değeri bu bozunumları baskın duruma getirmektedir.

LHC'nin tam olarak çalışmaya başlamasıyla beraber bu bozunum kanalları önemli bir rol kazanacaktır.

KAYNAKLAR

1. Griffiths, D., “ Introduction to Elementary Particles ”, *John Wiley & Sons Inc.*, Canada,1-55, (1987).
2. Djouadi, A., “ The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking Tome I : The Higgs Boson in the Standard Model ” , *Phys.Rept.*, 457 : 1-216 , (2008).
3. Gell-Mann, M., “ A schematic model of baryons and mesons ”, *Phys Lett.*, 8 : 214, (1964).
4. Gross, D. and Wilczek, F.,“ Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories”, *Phys.Rev.Lett.*, 30 : 1343, (1973).
5. Hooft, G.’t, “ Renormalization of massless Yang-Mills fields ”, *Nucl.Phys.*, B33 : 173, (1971).
6. Hooft, G.’t and Veltman, M., “ Regularization and renormalization of gauge fields ”, *Nucl.Phys.*, B44 : 189, (1972).
7. Higgs, P.W.,“ Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ”, *Phys. Rev. Lett.*, 13 : 508-509, (1964).
8. Englert, F. and Brout, R.,“ Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ”, *Phys.Rev.Lett.*, 13 : 321-323, (1964).
9. Guralnik, G.S., Hagen, C.R. and Kibble, T.,“ Global Conservation Laws and Massless Particles ”, *Phys.Rev.Lett.*,13 :585-587, (1965).

10. Kibble, T., “ Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories ”, *Phys.Rev.*, 155 : 1554-1561, (1967).
11. Smith Llewellyn, C.H., “ High energy behaviour and gauge symmetry ” *Phys.Lett.*, B46 : 233-236, (1973).
12. Novaes, S. F., “ Standard Model : An Introduction ”, *10th Jorge Andre Swieca Summer School: Particle and Fields*, Sao Paulo, Brazil, 5-102, (2000).
13. Herrero, M., “ The Standard Model ” , *10th NATO ASI on Techniques and Concepts of High-Energy Physics*, St. Croix, , Virgin Islands, USA, 1-58, (1998).
14. Egede, Ulrik, “ The Search for a Standard Model Higgs at LHC and Electron Identification Using Transition Radiation in The ATLAS Trackers ” , *Doktora Tezi, Lund University Department of Physics*, Sweden, 7-26, (1998).
15. Internet : Batič, M., “ The Higgs Boson ” , , http://www-f9.ijs.si/~cindro/seminars/Higgs_presentation.pdf, (2004).
16. Mandl, F. and Shaw, G. , “ Quantum Field Theory ” , *John Wiley & Sons Ltd.*, Great Britain, 279-289, (1984).
17. Internet : Arxiv, Adler, S. L., “ Adventures in Theoretical Physics : Selected Papers of Stephen L. Adler Drafts of Commentaries ”, http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0505/0505177v3.pdf, (2005).
18. Sher, M., “ Electroweak Higgs potential and vacuum stability ”, *Phys.Rept.*, 179 : 273-418, (1989).

19. UA1 Collaboration, “ Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV ”, *Phys. Lett.*, B122 : 103-116, (1983).
20. Gianotti, F., Mangano, M. and Virdee, T , “ Physics Potential and experimental Challenges of the LHC Luminosity Upgrade ”, *Eur.Phys.J.*, C39 : 293-333, (2005).
21. Internet : Arxiv, Dawson, S., “ Introduction to the Physics of Higgs Boson ” , http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/9411/9411325v1.pdf, (1994).
22. Nambu, Y., “Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions ” , *Phys.Rev.Lett.* , 4 : 380-382, (1960).
23. Goldstone, J., Salam, A. and Weinberg, S.,“ Broken Symmetries ”, *Phys.Rev.*, 127 : 965-970, (1962).
24. Internet : CERN “ The Large Hadron Collider ” , <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>, (2008).
25. Baur, U., Brock, R., Parsons, J., “ Physics at Future Hadron Colliders ”, *Proceedings of the APS/DPF/DPP Summer Study on the Future of Particle Physics*, Snowmass, Colorado, 1-8, (2001).
26. Internet : SNOWMASS 2001 “ Electroweak Symmetry Breaking and TeV Scale Physics after LEP ”, <http://snowmass2001.org/>, (2001).
27. Gaillard, M.K., Ellis, J. and Nanopoulos, D.V., “ A phenomenological profile of the Higgs boson ”, *Nucl.Phys.*, B106 : 292-340, (1976).

28. Romão, J.C., Barroso, A. and Pulido, J., “ Higgs production at e^+e^- colliders ”, *Nucl.Phys.*, B267 : 509-530, (1986).
29. Machacek, M.E., Nanopoulos, D.V, Georgi, H.M. and Glashow, S.L., “ Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton Collisions ”, *Phys.Rev.Lett.*, 40 : 692-694, (1978).
30. Novaes, S.F., “ Higgs-boson production in $p\bar{p}$ collisions at collider energies ”, *Phys.Rev.*, D27 : 2211-2213, (1983).
31. Internet, Zerwas, P., Carena, M., “ Higgs Physics at LEP2 ” , http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/9602/9602250v1.pdf,7-10, (1996).
32. Barate, R., Buskulic, D., Décamp, D., Ghez, P., Goy, C., Lees, J.P., Lucotte, A., Minard, M.N., Nief, J.Y. and Pietrzyk, B., Aleph Collaboration, “ Search for the Standard Model Higgs Boson in $e^+ e^-$ Collisions at $\sqrt{s} = 161, 170$ and 172 GeV ”, *Phys.Lett.*, B412 : 155-172, (1997).
33. L3 Collaboration, “ Search for the Standard Model Higgs Boson in $e^+ e^-$ Interactions at $161 < \sqrt{s} < 172$ GeV ”, *Phys.Lett.*, B411 : 373-386, (1997).
34. OPAL Collaboration, “ Search for the Standard Model Higgs Boson in $e^+ e^-$ Collisions at $\sqrt{s} = 161, 170$ and 172 GeV ”, *Phys.Lett.*, B393 : 231-244, (1997).
35. Internet : Arxiv, M. Carena and P.M. Zerwas “ Higgs Physics In Physics at LEP2 ”, http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/9602/9602250v1.pdf, (1996).
36. Cabibbo, N., Maiani, L., Parisi, G. and Petronzio, R., “ Bounds on the fermions and Higgs boson masses in grand unified theories ”, *Nucl.Phys.*, B158 : 295-305, (1979).

37. Lindner, M., “ Implications of Triviality for the Standard Model ”, *Z.Phys.*, C31 : 295-316, (1986).
38. Lindner, M., Sher, M. and Zaglauer, H.W., “ Probing vacuum stability bounds at the fermilab collider ”, *Phys.Lett.*, B228 : 139-143, (1989).
39. Sher, M., “ Precise vacuum stability bound in the standard model ”, *Phys.Lett.*, B317 : 159-163, (1993).
40. Casas, J.A., Espinosa, J.R. and Quiros, M., “ Improved Higgs mass stability bound in the standard model and implications for supersymmetry ”, *Phys.Lett.*, B342 : 171-179, (1995).
41. Lee, B.W., Quigg, C. and Thacker, H.B., “ Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass ”, *Phys. Rev.*, D16 : 1519-1531, (1977).
42. Heintz, U., Kuhlmann, S. and Willenbrock, S., “*Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron*”, Report of the TeV2000 Study Group, Fermilab-PUB-96-082, 120-156, (1996).
43. Yao, W. M., “*New Direction for High Energy Physics*”, **DPF/DPB Summer Study on High Energy Physics**, June 25-July 12, Snowmass, Colorado, 619-621, (1996).
44. Marciano, W., Stange, A. and Willenbrock, S., “ Higgs bosons at the Fermilab Tevatron ”, *Phys. Rev.*, D49 : 1354-1362, (1994).
45. Marciano, W., “Dimensional regularization and mass singularities”, *Phys. Rev.*, D12 : 3861-3871, (1975).

46. Georgi, H., Glashow, S.L., Machacek, M. and Nanopoulos, D., “ Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton Collisions ”, *Phys. Rev. Lett.*, 40 : 692-694, (1978).
47. Hooft, G't. and Veltman, M., “Scalar one-loop integrals”, *Nucl. Phys.*, B153 : 365, (1979).
48. Wilczek, F., “Decays of Heavy Vector Mesons into Higgs Particles”, *Phys. Rev.Lett.*, 39 :1304, (1977).
49. Ellis, J., Gaillard, M. K., Nanopoulos, D. V. and Sachrajda, C.T., “Is the mass of the Higgs boson about 10 GeV?”, *Phys.Lett.*, B83 : 339, (1979).
50. Rizzo, T., “Gluon final states in Higgs-boson decay”, *Phys. Rev.*, D22 : 178-183 (1980).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : BARLAS, Hasan Uğur
Uyruğu : T.C
Doğum tarihi ve yeri : 23.01.1984 Ankara
Medeni Hali : Bekar
Telefon : 0(312)257 24 27
Faks : -
e-mail : ugur_barlas@yahoo.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2006
Lise	Ankara Bahçelievler Deneme Lisesi	2002

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2006-...	Bilkent Üniversitesi Hazırlık Okulu (BUPS)	Laborant

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Tiyatro, Sinema ve Müzik

