

STANDART MODEL'DE $Z \rightarrow b\bar{b}$ BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ

Sinan EREN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MART 2014

ANKARA

Sinan EREN tarafından hazırlanan “STANDART MODEL’DE $Z \rightarrow b\bar{b}$ BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Berin Belma ŞİRVANLI
Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

.....

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

Prof. Dr. Pervin ARIKAN
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Berin Belma ŞİRVANLI
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

.....

Doç. Dr. Şengül KURU
Fizik Anabilim Dalı, Ankara Üniversitesi

.....

Tez Savunma Tarihi : 27/03/2014

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

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU
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 bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Sinan EREN

STANDART MODEL' DE $Z \rightarrow b\bar{b}$ BOZUNUMUNUN İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)

Sinan EREN

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Mart 2014

ÖZET

Bu çalışmada, $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumu Standart Model'de ağaç seviyesinde incelenmiştir. Bu bozunum moduna karşılık gelen matris elemanı, bozunum genişliği ve dallanma oranı hesapları hem teorik olarak hem de bilgisayar ortamında yapıldı. Bulunan sonuçların literatürde belirtilen hesaplar ile uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Bilim Kodu : 202.1.149
Anahtar Kelimeler : Standart model, Z bozonu, ağaç seviyesinde geçiş, bozunum genişliği
Sayfa Adedi : 37
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Berin Belma ŞİRVANLI

SEARCHING OF $Z \rightarrow b\bar{b}$ DECAY IN THE STANDARD MODEL**(M.Sc. Thesis)****Sinan EREN****GAZİ UNIVERSITY****GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES****March 2014****ABSTRACT**

In this study, we examined to $Z \rightarrow b\bar{b}$ decay in the Standard Model. We calculated to the matrix element, decay width and branching ratio for $Z \rightarrow b\bar{b}$ decay in the tree level as theoretical and computer. When our results compared to the literature, we observed to compliance.

Science Code : 202.1.149**Key Words : Standard model, Z boson transition in tree level, Z boson of lifetime, decay width****Page Number : 37****Supervisor : Doç. Dr. Berin Belma ŞİRVANLI**

TEŞEKKÜR

Standart Model ve parçacık fiziği ile tanışmamı sağlayan, çalışmam süresince bilgi ve tecrüberiyle benden yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Doç. Dr. Berin Belma ŞİRVANLI'ya teşekkür ederim.

Manevi destekleriyle beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan aileme teşekkürü bir borç bilirim ve arkadaşım Sinan ÖCALAN'a tez yazma sürecinde beni desteklediği için teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. STANDART MODEL	3
2.1. Standart Model Teorisi	3
2.2. SM’de Lagranjiyen Formalizmi	8
2.3. İki Cisim Bozunumu İçin Kinematik	17
3. HIZLANDIRICILAR.....	19
4. $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ BOZUNUM HESAPLAMASI	25
5. SONUÇLAR	33
KAYNAKLAR	34
ÖZGEÇMİŞ	37

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Fermiyonlar	4
Çizelge 2.2. Bozonlar	4
Çizelge 2.4. Kuark kuantum sayıları.....	6
Çizelge 2.3. Lepton kuantum sayıları	7
Çizelge 4.1. Yüksüz zayıf etkileşim için çiftlenim katsayıları	29

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli	19
Şekil 3.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 1	20
Şekil 3.3. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 2	21
Şekil 3.4. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 3	23
Şekil 3.5. LEP'deki hızlandırıcı hattı	24
Şekil 4.1. $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumun Feynman gösterimi	25
Şekil 4.2. Kütle merkezine $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumun çarpışması	26
Şekil 4.3. Z ayar kütesine göre $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunum genişliğinin grafiği.....	30
Şekil 4.4. Z ayar kütesine göre $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, $Z \rightarrow e^- e^+$, $Z \rightarrow d\bar{d}$ ve $Z \rightarrow u\bar{u}$ bozunum genişliklerinin grafiği	30
Şekil 4.5. $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumun dallanma oranının Z bozonun kütle değişimi- mine göre grafiği	31

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
c	Işık hızı
eV	Elektron volt
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
E	Enerji
fm	10^{-15} m
g_e	Elektromanyetik bağlanma sabiti
g_z	Z bozonun bağlanma sabiti
g_w	$W^\pm$ bozonun bağlanma sabiti
GeV	10^{-9} eV
G_F	Fermi bağlanma sabiti
l	Lepton
M	Feynman genliği – enerji aktarım genliği
m	Kütle
N_c	Renk yükü
p	4 boyutta momentum vektörü
$\vec{p}$	3 boyutta momentum vektörü
T_3	İzospin
Y	Hiperyük
q	Kuark
$q\bar{q}$	Mezon veya karşıt mezon
qqq	Baryon
$\bar{q}\bar{q}\bar{q}$	Karşıt baryon
$\sqrt{s}$	Kütle merkezi enerjisi

Simgeler**Açıklama** γ^μ μ köşesinde 4×4 pauli spin matrisi γ^5

Gamma 5 matrisi

 $\hbar$

Planck sabiti

 ϵ_μ

Vektör bozona ait kutuplama vektörü

 θ_w

Weinberg açısı- nötr akım açısı

 Γ_Z

Z bozonun bozunum genliği

Kısaltmalar**Açıklama****ALEPH**

LEP fiziği için aygıt

BR

Dallanma Oranı

BHÇ

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

CERN

Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu

CKM

Cabbibbo Kobayashi Maskawa matris

DELPHI

Lepton, Foton ve Hadron Kimliğini Saptayan Dedektörü

DESY

Almanya Elektron Dairesel Hızlandırıcı

EWSB

Kendiliğinden Elektrozayıf Simetri Kırınımı Mekanizması

HERA

Hadron-Elektron Halka Tesisi Hızlandırıcı

HERA-B

Hadron-Elektron Halka Tesisi B Hadron İçin Dedektör

FermiLab

Uluslar arası Tevatron Hızlandırıcı Fermi Laboratuvarı

GUT

Büyük Birleşme Teorisi

GWS

Glashow – Weinberg – Salam Teori

KED

Kuantum Elektrodinamiği

KRD

Kuantum Renk Dinamiği

KÇD

Kuantum Çeşni Dinamiği

LEP

Büyük Elektron Pozitron Çarpıştırıcısı

LHC

Büyük Hadron Çarpıştırıcı

LHCb

LHC-beauty (b kuarkı)

PEP-II

Pozitron Elektron Projesi

Kısaltmalar	Açıklama
SLAC	Stanford Lineer Hızlandırıcısı
SLC	Stanford Çizgisel Çarpıştırıcı
SLD	Stanford Büyük Dedektör
SM	Standart Model
SUSY	Supersimetri
SPS	Süper Proton Sinkroton
Tevatron	Proton – Karşıt proton çarpıştırıcı

1. GİRİŞ

Yüzyıllardır insanların tüm çabası evreni ve doğayı daha iyi anlayabilmektir. Yüksek enerji fiziği atom altı parçacıkların yapı taşlarını ve bunlar arasındaki etkileşimleri mikroskopik sistemde teorik ve deneysel olarak inceleyen bir fizik dalıdır. Atom altı parçacıkların bir çoğunun normal şartlarda gözlemlenmesi imkansızdır. Bunun nedeni bu atom altı parçacıklarının ömürlerinin çok kısa olmasıdır. Bundan dolayı bu parçacıkları gözlemlemek amacıyla birçok teori ortaya atılmış ve parçacık hızlandırıcıları inşa edilmiştir. Doğadaki tüm madde ve temel kuvvetleri ve bunların etkileşimlerini tanımlamak ve gruplandırmak üzere mükemmel bir teori olan Standart Model (SM) oluşturulmuştur. Bu model, temel parçacıkların özellikleri ve aralarındaki etkileşimler hakkında bilgi verir. 1897 yılında elektronun keşfiyle başlayan bu yolculuk ile parçacıkların keşfi ve doğayı anlama çabası, günümüzde Higgs parçacığının aranmasıyla devam etmektedir. Bu süreçte, atomaltı parçacıklar bulunup teorik olarak test edilerek SM teorisinin oluşması sağlanmıştır. Doğayı ve evreni anlayabilmemizi sağlayan bu dört temel kuvvet: Şiddetli, elektromanyetik, zayıf ve kütle-çekim kuvvetleridir [1, 2]. Standart Model bu kuvvetlerden sadece üç tanesini tam olarak cevaplayabilmektedir. Kütle-çekim hakkında hala bilinmeyen çok şey vardır. Temel parçacıklar arasındaki kuvvetin oluşturduğu etkileşim temel etkileşimler olarak ifade edilir. Bu etkileşimler sayesinde birçok parçacık, parçacık hızlandırıcılarında keşfedilmiştir. Keşfedilen tüm parçacıklar Standart Model çerçevesinde verilmektedir. Böylece SM evrende var olan altmışbir tane temel parçacığın varlığını tahmin etmiştir. Bunlardan altı tanesi kuark ve her birinden üçer renk gelerek onsekiz adet kuark olmasını sağlamaktadır. Benzer şekilde onsekiz adet antikuar ile toplamda 36 adet kuark bulunmaktadır. Fermiyonları oluşturan kuark ailelerinin dışında lepton aileleri de bulunmaktadır. Altı lepton ve altı antilepton olmak üzere 12 adet lepton vardır. Sekiz adet renkli gluon, iki yüklü ara bozon, bir yüksüz ara bozon, bir Higgs bozon, bir foton olmak üzere onüç adet ara bozon bulunmaktadır [2, 3]. Standart Model, evrendeki üç kuvveti tek bir çatı altında birleştirir ve $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetri ayar grubuna göre ifade edilir [4].

Yüzyıllardan beri insanoğlunun en çok araştırdığı konulardan biri, maddenin nasıl ve nelerden oluştuğudur. Bu soruyu cevaplayabilmek için bütün olan maddeyi küçük parçalarına ayırarak incelemek gerekir. Bir maddeyi en küçük parçalarına ayırmak için başka bir maddeyle daha yüksek enerjilerle birbiri ile çarpıştırılır. Günümüzde ki parçacık çarpıştırıcılarının temel mantığı aslında bu basit fikre dayanır. En önemli parçacık çarpıştırıcılarından biri ise, Standart Model içerisinde eksik kalan tek parçacık Higgs bozonunun araştırılacağı, şu ana kadar dünyadaki diğer hızlandırıcılarda ulaşılmamış bir enerji seviyesine ulaşacak olan ve Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) adı verilen CERN (Avrupa Nükleer Araştırma Organizasyonu)'de kurulan bir çarpıştırıcıdır. Başlıca diğer hızlandırıcı merkezleri, DESY (Almanya Elektron Dairesel Hızlandırıcı), FermiLab (Uluslararası Tevatron Hızlandırıcı Fermi Laboratuvarı)'dır [1]. Dünyanın en büyük hızlandırıcı merkezi olan CERN'de 1982 yılında ilk kez SM'nin öngördüğü Z^0 ayar bozonu keşfedildi. Bu hızlandırıcılarda dolaylı ve doğrudan Z^0 ayar bozonu hakkında birçok deney yapılmıştır [1, 5].

Bu tezin içeriğinde Z^0 ayar bozonun Standart Model'deki bozunumu incelenmiştir. Tezin ikinci bölümünde, Standart Model kuramı ve bu kuramın temelini oluşturan ayar grupları hakkında genel bir bilgi ile modele ait Lagranjiyen formalizmi verilmektedir. Üçüncü bölümde, dünyadaki farklı hızlandırıcılar hakkında genel bilgi verilmektedir. Dördüncü bölümde ise Standart Model kuramı içerisinde $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumuna ilişkin bazı temel hesaplamalar (bozunuma ait matris elemanı hesabı, bozunum genişliği ve tesir kesiti hesaplamaları) ve grafikler bulunmaktadır.

2. STANDART MODEL

2.1. Standart Model Teorisi

Standart model mikroskopik düzeyde atom altı parçacıkları anlamamızı sağlayan en iyi teoridir. Bunlar deneysel ve teorik çalışmalarla kanıtlanmıştır. Ancak bu mükemmel teorinin cevaplayamadığı bazı sorular da bulunmaktadır. Bunlardan bazılarını kısaca değinecek olursak;

1. Fermiyonlar (Çizelge 2.1) üç kuark ve üç lepton ailesinden oluşmaktadır. Ama tüm evren bu ailelerin sadece birincisinden meydana gelmiştir. Diğer aileler neden var olmuştur ve başka bir dördüncü aile var mıdır?
2. Evrende geçerli olan bir simetri varsa, bu simetriye uygun şekilde madde-antimadde olmalı iken neden sadece madde var? Buna karşılık gelen antimaddeler nerede?
3. Karanlık madde ve karanlık enerji nasıl açıklanabilir?

Standart Model test edilebilir en doğru model olmasına rağmen eksikliklerini doldurabilmek için Standart Model ötesinde bazı modeller ortaya atılmıştır. Bu modeller şunlardır: Süpersimetri (SUSY), Büyük Birleşim Teorileri (GUT-Grand Unified Theory), ekstra boyutlar, küçük Higgs modelleri, teknikrenk, kompozitlik, sicim vb. kuramlardır [1].

Fermiyonlar spini buçuklu olan ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan temel parçacıklardır. Bu nedenle fermiyonlar, belirtilen zamanda yalnızca bir kuantum durumuna karşılık gelirler. Doğada parçacıkların kararlı olması için elektrik yükünün e^- 'nin tam katları olması gerekir. Ayrıca renk yükünün bütün parçacıklar için nötr olması gerekir. Kuarklarda mavi, yeşil ve kırmızı ve karşıt kuarkda ise karşıt mavi, karşıt yeşil ve karşıt kırmızı yükü vardır. Renk yükünün nötr olmasından dolayı kuarkların oluşturduğu yapı hadroniktir [6]. Hadron; mezon ve baryonlardan oluşur.

Mezon ($q\bar{q}$), kuark (q) ile karşı kuarktan ($\bar{q}$), baryon (qqq) ise 3 kuarktan ve karşı baryon ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) ise 3 karşı kuarktan oluşur. Kuarklar doğada tek başına bulunamadıkları halde, leptonlar tek başına bulunabilirler. Kuark ve leptonların sol-elli olanları ikili aileler halinde gruplandırılmıştır. Sağ-elliler ise tekli olarak bulunmaktadır. Bunlardan birinci kuark ve lepton ailesi en hafif ve ilk bulunan ailelerdir [2, 3]. Üçüncü aileler ise en ağır ve en son bulunan ailelerdir. Bozonlar ise özelliklerine göre Çizelge 2.2 de verilmektedir.

Çizelge 2.1. Fermiyonlar

Nesil	Kuarklar				Leptonlar			
	Adı	Simge	Q	Kütle (eV)	Adı	Simge	Q	Kütle (eV)
1.	Yukarı	u	2/3	2,4 M	Elektron	e^-	-1	0,511 M
	Aşağı	d	-1/3	4,8 M	Elektron Nötrinosu	ν_e	0	< 2,2
2.	Tılsım	c	2/3	1,27 G	Müon	μ^-	-1	105,7 M
	Tuhaf	s	-1/3	104 M	Müon Nötrinosu	ν_μ	0	< 0,17 M
3.	Üst	t	2/3	171,2 G	Tau	τ^-	-1	1,777 G
	Alt	b	-1/3	4,20 G	Tau Nötrinosu	ν_τ	0	< 15,5 M

Çizelge 2.2. Bozonlar [2]

Etkileşim	Bozon	Spin	Kütle (GeV)
Elektromanyetik	Foton (γ)	1	0,00
	W^+		80,399±0,023
Zayıf	W^-	1	80,399±0,023
	Z^0		91,1876±0,0021
Kuvvetli	Gluon(g)	1	0,00
Kütle çekim	Graviton (G)	2	0,00

Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklar bozon olarak ifade edilir. Bozonlar spini tamsayı olan ve fermiyonlar arasındaki etkileşimleri sağlayan ara parçacıklardır.

Foton elektromanyetik etkileşiminin ara parçacığı olup, boşluktaki hızı, ışık hızıdır. Foton, grup teorisinde $U(1)_Y$ grup ile temsil edilir. Uzun mesafede etkileşime girdiği için $SU(1)_Y$ yerine $U(1)_Y$ ile ifade edilir. Kütle çekim ara bozonu gravitondur. Graviton, Isaac Newton'un keşfettiği kütle çekim kuvvetinin sanal parçacığı deneysel olarak gözlenmemiştir. Zayıf etkileşimin ara parçacıkları yüklü bozonlar W^+ , W^- ve yüksüz bozon Z^0 vardır [3-9]. 1983 yılında Carlo Rubia ve grubu tarafından ilk olarak gözlenen bu parçacığının bozunum süresi $2,63761 \times 10^{-25}$ sn olarak belirlenmiştir.

Kuarklar ve leptonlar arasındaki elektromanyetik ve zayıf etkileşimleri tanımlayan, Glashow, Weinberg, Salam [10] tarafından önerilen elektrozaıf teori, zayıf sol - elli 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. Bu ayar simetri grubunun, renkli kuarklar arasındaki şiddetli etkileşimleri açıklayan ve kuark renk yükü korunumunu temsil eden $SU(3)_C$ simetri grubuna dayanan Kuantum Renk Dinamiği (KRD) teorisıyla birleştirildiği nonabelyan $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubu, doğada tanımlanan üç temel kuvveti birleştirir [11-22]. Bu teori yeterince yüksek enerjilerde [16] pertürbatif ve renormalizedir [18, 19]. Bundan dolayı SM etkileşimleri kuantum düzeyinde tanımlar. Ayar grubunun nonabelyan olması, grup elemanlarının birbiriyle komüte etmediği

$$[D_\mu, D_\nu] = igF_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

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

Bilim adamları tarafından zayıf vektör bozonlarına kütle sağlayan, renormalizeliği [21] ve üniterliğin [22] gerekliliğini öne süren, SM'in kilometre taşlarından biri olarak bilinen kendiliğinden elektrozaıf simetri kırınımı mekanizması (EWSB) önerildi.

Elektrozayıf olarak tanımlanan sektör SM’de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisi, Higgs mekanizması yoluyla kendiliğinden elektromanyetik $U(1)_Y$ simetrisine kırılır [23]. $SU(2)_L$ sol-elli fermiyonları temsil eden “zayıf izospin” ayar grubu ve $U(1)_Y$ ise “zayıf hiperyük” ayar grubudur. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ grubu 4 jeneratöre sahiptir ki bunların üçü $SU(2)_L$ grubuna ait $T_i = \sigma_i/2$ ($i = 1,2,3$) jeneratörleri ve $U(1)$ grubuna ait $Y/2$ jeneratörüdür [4]. Toplam grup için komütasyon bağıntıları ile verilir:

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ijk}T_k \quad ; \quad [T_i, Y] = 0 \quad ; \quad i, j, k = 1,2,3 \quad (2.2)$$

$SU(2)_L$ ayar grubu altında sol-elli fermiyonların dönüşümleri dublet şeklinde [4],

$$f_L \rightarrow e^{i\vec{T} \cdot \vec{\theta}} f_L \quad ; \quad f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

oysaki sağ-elli fermiyonların dönüşümleri singlet şeklindedir [4]:

$$f_L \rightarrow f_R \quad ; \quad f_R = e_R, u_R, d_R \quad (2.4)$$

Fermiyon kuantum sayıları arasındaki ilişki “Gell-Mann-Nishijima bağıntısı” olarak bilinen bağıntısıyla verilir [4 - 15, 23].

$$Q = T_3 + Y/2 \quad (2.5)$$

Çizelge 2.3. Kuark kuantum sayıları [4]

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

Çizelge 2.4. Lepton kuantum sayıları [4]

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

Burada Q elektromanyetik yük, T_3 izospin ve Y hiperyük kuantum sayılarını temsil eder. Birinci fermiyon ailesi için kuantum sayıları sırasıyla Çizelge 2.3 ve Çizelge 2.4'de verilmiştir [4].

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

- W_μ^i , $i=1,2,3$: $SU(2)_L$ grubunun zayıf ayar bozonlarıdır.
- B_μ : $U(1)_Y$ grubunun hiperyük bozonudur [4, 23].

SM Lagranjiyeninin oluşturulabilmesi ve yerel ayar değişmezliğini içeren renormalize ayar modelini oluşturabilmek için aşağıdaki yol izlenebilir [23]:

- Bir ayar grubu (G) jeneratörleriyle (N_G) birlikte seçilir.
- N_G vektör alanları ayar grubunun özel temsili içine ilave edilir.
- Madde alanları için (temel 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 sıfır noktasına kaydırılır.
- Renormalizeliği doğrulamak ve tahminde bulunmak için kuantum alan teorisinin genel teknikleri uygulanır.

SM'in oluşturulmasında yukarıdaki madde izlendiğinde, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisi, alan türevlerinin ve bunlara bağlı olan kovaryant türevlerin yerine yazılmasıyla

Global simetriden Lokal simetriye geçilir. Bir fermiyon alanı için $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar simetrisine karşılık gelen kovaryant türev aşağıdaki gibidir [4]:

$$D_\mu f = (\partial_\mu - ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - ig' B_\mu Y/2) \quad (2.6)$$

Burada g , $SU(2)_L$ grubuna karşılık gelen çiftlenim (bağlama) sabiti ve g' ise $U(1)_Y$ grubuna karşılık gelen çiftlenim sabitidir.

SM kuramı, birçok kez deneysel ve teorik olarak sınanmış ve başarısı kanıtlanmıştır. CERN'deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı'ndan (LHC) elde edilecek deneysel verilere göre parçacık fiziğinde yola SM kuramıyla devam edilip edilemeyeceğine karar verilecektir.

2.2. SM'de Lagranjiyen Formalizmi

Kuantum alan teorisinde, Lagranjiyeni oluşturabilmek için, simetriler ve korunum kanunları arasında bağlantı kurmak gerekir [26]. Bunun için öncelikle klasik mekanikteki $q_i(t)$ genelleştirilmiş koordinatlarına sahip süreksiz bir sistemden, $\phi(x, t)$ değişken koordinatlarına sahip olan sürekli bir sisteme geçilmelidir:

$$\mathcal{L}(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}(\phi, \partial\phi/\partial x_\mu, x_\mu) \quad (2.7)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial\phi/\partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (2.8)$$

Yapılan bu dönüşümler, Euler-Lagrange denkleminin zamandan bağımsızlığı ve Lorentz dönüşümleri altında değişmez kalması bizi momentumun, enerjinin ve açısal momentumun korunumuna götürür [26]. Örneğin Dirac denklemiyle tanımlanan elektronun durum dalga denklemi $\Psi(x)$ faz dönüşümleri altında değişmezdir.

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(x) \quad (2.9)$$

Burada α reel sabittir. Bu faz dönüşüm formlarındaki üniter Abelian grup aileleri $U(1)$ grubu olarak bilinirler. Lagranjiyenin $U(1)$ ayar grubu altında değişmez kalmasının önemsiz olduğu düşünülebilir. Çünkü Noether Teoremi yoluyla korunumlu akımların değişmezliği kastedilir. Eş. 2.9 denklemindeki dönüşümler altında değişmez olan α fazı ölçümsüzdür ve keyfî olarak seçilebilir. Buna global ayar değişmezliği denir. 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 [27].

Dirac denklemiyle tanımlanan elektrona göre olan Lagranjiyen şu şekilde verilir,

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (2.10)$$

ve bu denklem lokal faz dönüşümleri altında değişmez değildir:

$$\Psi'(x) = U\Psi(x_\mu) = e^{i\alpha(x_\mu)}\Psi(x_\mu) \quad (2.11)$$

ψ 'nin türevi Eş. 2.10 denklemini sağlamayacağından dolayı Lagranjiyenin değişmezliğinden söz edemeyiz. Bu nedenle, eğer Lagranjiyenin değişmezliği konusunda kararlıysak mutlaka modifiye edilmiş bir türev tanımlamamız şarttır. Bu tanımlayacağımız türev de kovaryant türev olmalıdır:

$$D_\mu = \partial_\mu - igV_\mu \quad (2.12)$$

Burada vektör (ayar) alanı ise,

$$V_\mu \rightarrow V_\mu - \partial_\mu\alpha/g \quad (2.13)$$

şeklinde olmalıdır.

$\bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi$, terimi serbest fermiyon alanını, $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ terimi serbest ayar bozonun kinematiğini, $-g\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi V_\mu$ terimi ise fermiyon ile foton arasındaki etkileşim alanını ifade eden Lagranjiyen terimleridir. Bu denklemde g yerine g_e ve V_μ yerine A_μ şeklinde bir değişiklik yapılırsa, kuantum elektrodinamik Lagranjiyeni elde edilir [27].

Standart Model için grup yazılırken $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar simetri grubunun faz dönüşümlerine göre yazılır. Bu modelin simetri lokal ayar grubunun gösterimi aşağıdaki gibidir:

$$U(1)_Y \rightarrow U(x_\mu)_Y = \exp[ig'y\theta(x_\mu)] \quad (2.14)$$

$$SU(2)_L \rightarrow U(x_\mu)_L = \exp[ig_w T_n \theta^n(x_\mu)] \quad (n = 1, 2, 3) \quad (2.15)$$

$$SU(3)_c \rightarrow U(x_\mu)_c = \exp[ig_s \eta_\alpha \theta^\alpha(x_\mu)] \quad (\alpha = 1, \dots, 8) \quad (2.16)$$

$U(1)_Y$ ayar simetri grubunun ayar alanı B_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) olarak verilir. $SU(2)_L$ ayar simetri grubu ise sol-elli fermiyonun izospin işlemcisine ve özdeğerine $T_n = \sigma_n/2$ ($n = 1, 2, 3$ ve σ_n : pauli matrisi) bağlı olarak ifade edilir. Bu grup için ayar alanı W_μ^1, W_μ^2 ve W_μ^3 ($\mu = 0, 1, 2, 3$) olup izospinin korunduğunu gösterir.

Elektrozayıf etkileşimi tanımlamak için

$$U_{em}(2) \subset SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.17)$$

zayıf etkileşim ayar simetri grubu ile elektromanyetik etkileşimi ayar simetri grubunun bir kombinasyonu olarak $U_{em}(2)$ ayar grubu alınır. $SU(3)_c$ simetri grubu ise kuarkların renk yüküne göre $\eta_\alpha = \lambda_\alpha/2$ ($\alpha = 1, \dots, 8$ ve λ_α : Gell-Mann matrisi) yazılır. Bu grubun kuvvetli etkileşimi ifade eden terimi ise gluonların ayar alanı G_μ^α olarak ifade edilmektedir. Burada, g_s kuvvetli etkileşimin çiftlenim sabiti, g_w zayıf etkileşim için çiftlenim sabiti ve g' ise hiperyük için çiftlenim sabitidir. Bu üç temel

etkileşimi ifade eden ayar grubu ise Standart Model teorisinin simetri ayar grubu olan

$$U_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.18)$$

ile verilmektedir. Bu ayar grubuna ait ayar alanı,

$$B_\mu = B_\mu, \quad \tilde{W}_\mu = \sum_{n=1}^3 T_n W_\mu^n, \quad \tilde{G}_\mu = \sum_{\alpha=1}^8 G_\mu^\alpha \lambda_\alpha / 2 \quad (2.19)$$

ile verilir. SM'nin kovaryant türevi, $D_\mu = U_{SM}^\dagger \partial_\mu U_{SM}$, verilen ayar alanı terimlerine göre yazılırsa

$$D_\mu = \partial_\mu + ig' y B_\mu + ig_w \sum_{n=1}^3 T_n W_\mu^n + ig_s \sum_{\alpha=1}^8 G_\mu^\alpha \lambda_\alpha / 2 \quad (2.20)$$

elde edilir. Standart modelde etkileşimlerin alan şiddetleri:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.21)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_w \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (i, j, k: 1, 2, 3) \quad (2.22)$$

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (\alpha, b, c: 1, \dots, 8) \quad (2.23)$$

denklemleri ile verilir. Burada ϵ_{ijk} , pauli matrislerin yapı sabiti ve f_{abc} Gell-Mann matrislerin yapı sabitidir. $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetri ayar gruptaki B_μ ve W_μ^3 bozonundan A_μ ve Z_μ ayar alanlarına geçişi gösteren dönüşüm matrisi, Eş. 2.24'de verilmektedir:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Burada θ_w Weinberg açısıdır. W_μ^1 ve W_μ^2 ayar bozonlar yardımıyla elektromanyetik yüke sahip kütleli ayar alanları (W_μ^+ ve W_μ^-) şu şekilde yazılır:

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \text{ ve } W_\mu^- = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (2.25)$$

Standart Model'deki kütleli ayar bozonların alanına göre Standart Model'in kinematik Lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_{Kin}^{SM} = -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\sum_{\alpha=1}^8 G_{\mu\nu}^\alpha G_\alpha^{\mu\nu} \quad (2.26)$$

olarak bulunur. Burada fermiyonlar sağ-elli (R) tekliler (singlet) ve sol-elli (L) ikililer (doublet) şekildedir:

$$l_L \rightarrow \begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_{\mu^-} \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_{\tau^-} \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (2.27)$$

$$\nu_R^i \rightarrow \nu_{e_R^-}, \nu_{\mu_R^-}, \nu_{\tau_R^-} \text{ ve } e_R^i \rightarrow e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^- \quad (2.28)$$

Serbest fermiyonlar için lagranjiyen

$$\mathcal{L}_{Serbest}^{SM} = \sum_f i\bar{f}\gamma^\mu D_\mu f \quad (2.29)$$

şeklinde tanımlanır.

Serbest fermiyonlar için kovaryant türev:

$$\begin{aligned}
D_\mu = & \partial_\mu + ig_e A_\mu \left(y_L + \frac{\sigma_3}{2} \right) L + ig_e A_\mu y_R R \\
& + ig_z Z_\mu \left[\left(\frac{\sigma_3}{2} \cos \theta_w - y_L \sin^2 \theta_w \right) L - y_R R \sin^2 \theta_w \right] \\
& + ig_w L \left(\frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{4} \right) (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\
& + ig_w L \left(\frac{\sigma_1 - i\sigma_2}{4} \right) (W_\mu^1 + iW_\mu^2) + ig_s \sum_{\alpha=1}^8 G_\mu^\alpha \frac{\lambda_\alpha}{2}
\end{aligned} \tag{2.30}$$

şeklinde olur ve burada $Q_L^f = y_L + \sigma_3/2$, $Q_R^f = y_R$, $Q^f = Q_R^f = Q_L^f$, $c_z^f = T_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_w$, $a_z^f = T_3^f$ alındığında kovaryant türev aşağıdaki gibi olur:

$$\begin{aligned}
D_\mu = & \partial_\mu + ig_e A_\mu Q^f + i \frac{g_z}{2} Z_\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) + i \frac{g_w}{\sqrt{2}} L (\sigma_+ W_\mu^\dagger + \sigma_- W_\mu^-) \\
& + ig_s \sum_{\alpha=1}^8 G_\mu^\alpha \frac{\lambda_\alpha}{2}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Kovaryant türevin içinde A_μ , $W_\mu^\dagger$, W_μ^- , Z_μ ve G_μ^α ($\alpha = 1, \dots, 8$) ayar alanlarından oluşan terimler akım terimlerini ifade etmesinde kullanılır. Elektromanyetik etkileşimin Lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_{em} = -g_e \sum_f Q^f \bar{f} \gamma^\mu A_\mu f + h.c \tag{2.32}$$

şeklinde olur. Z bozonu ile oluşan nötr akım Lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_z = -\frac{g_z}{2} \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) Z_\mu f + h.c \tag{2.33}$$

şeklinde tanımlanır. Elektrozayıf etkileşimin yüklü ayar bozonlarının oluştuğu akım Lagranjiyeni,

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g_w}{2\sqrt{2}} \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\sigma_+ W_\mu^\dagger + \sigma_- W_\mu^-) f + h.c \quad (2.34)$$

veya

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g_w}{\sqrt{2}} \sum_f \bar{f}_L \gamma^\mu (\sigma_+ W_\mu^\dagger + \sigma_- W_\mu^-) f_L + h.c \quad (2.35)$$

şekilde ifade edilir. $(q_i^\alpha)^T = (q_i^1, q_i^2, q_i^3)$, renk uzayında vektör rotasyonudur (vektörsel gösterimdir). q_i^α , α rengi ve i çeşni indisi olup kuark alanıdır. Renk yükünün değişmesinden oluşan kuark akımların Lagranjiyen eşitliği $\mathcal{L}_{renk}$ 'dir.

$$L_{renk} = -g_s \sum_i \bar{q}_i^\alpha \gamma^\mu G_\mu^\alpha \left(\frac{\lambda_\alpha}{2} \right)_{\alpha\beta} q_i^\beta \quad (2.36)$$

Dirac denklemi helisiteye göre yazıldığında kütle terimini ($\bar{f}mf = \bar{f}_R m f_L + \bar{f}_L m f_R$) yok etmek için bir skaler alan oluşur. Spin 0 alanı kendiliğinden simetri kırılmasına neden olur. Bu kırılan simetri sayesinde $Z_\mu, W_\mu^\dagger, W_\mu^-$ ayar alanları kütle kazanır. Bu skaler alan Φ 'dir:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Eklenen skaler alan Lagranjiyeni:

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi^\dagger - V(\Phi \Phi^\dagger) \quad (2.38)$$

şeklindedir. $SU(2)_L$ ayar dönüşümlerine göre skaler alan

$$\Phi \xrightarrow{SU(2)_L} \Phi' = \exp \left(i g' y_\Phi \theta(x_\mu) + i g_w \sum_{n=1}^3 T_n \theta^n(x_\mu) \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x_\mu) \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

şeklindedir ve bu alanın elektromanyetik ayar teorisine göre kovaryant türevi,

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g'}{2} B_\mu + i \frac{g_w}{2} \sum_{n=1}^3 \sigma_n W_\mu^n \quad (2.40)$$

olur ve bu eşitlikte skaler alanın hiperyükü $y_\Phi = 1/2$ 'dir. Skaler alanın potansiyeli,

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \Phi^\dagger \Phi (-\mu^2 + \lambda \Phi^\dagger \Phi) = \frac{m_H^2 H^2}{2} \left(1 + \frac{H}{v} + \frac{H^2}{4v^2} - \frac{v^2}{4H^2} \right) \quad (2.41)$$

ile verilir. Skaler alanın potansiyelini hesaplariken $\mu^2 = \lambda v^2$, $m_H^2 = 2v^2 H$ ve $m_H = \sqrt{2\mu}$ şeklinde alınır. m_H Higgs parçacığının kütlesi ve Higgs çiftlenim sabiti λ SM'de tamamen belirli değildir ve bu değer ağaç seviyesinde $\lambda = m_h^2/2v^2$ alınır [4]:

$$D_\mu \Phi = \left[\partial_\mu + \frac{ig'}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} + \frac{ig_w}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \right] \Phi \quad (2.42)$$

$SU(2)_L$ ayar dönüşümüne göre W_μ^3 ve B_μ ayar alanları yardımıyla Z_μ ve A_μ bozonları ifade edilebilir [28]:

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (2.43)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (2.44)$$

Çiftlenim sabitlerine göre $\sin \theta_w$ ve $\cos \theta_w$ değerleri,

$$\sin \theta_w = g' / \sqrt{g'^2 + g_w^2} \quad (2.45)$$

ve

$$\cos \theta_w = g_w / \sqrt{g'^2 + g_w^2} \quad (2.46)$$

şeklindedir. Skaler alan Lagranjiyenin $D_\mu \Phi D^\mu \Phi^\dagger$ kısmıdır:

$$D_\mu \Phi = \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} + \frac{i(\nu + H)}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}g_w W_\mu^\dagger \\ -g_z Z_\mu \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

$$D_\mu \Phi D^\mu \Phi^\dagger = \frac{\partial_\mu H \partial^\mu H}{2} + (H + \nu)^2 \frac{(g_z^2 Z_\mu Z^\mu + 2g_w^2 W_\mu^\dagger W^{-\mu})}{8} \quad (2.48)$$

Skaler alanın Lagranjiyeninde $m_z = g_z \nu / 2$, $m_w = g_w \nu / 2$ alındığında

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi = & \frac{\partial_\mu H \partial^\mu H}{2} + \left(\frac{m_z^2 Z_\mu Z^\mu}{8} + \frac{m_w^2}{4} W_\mu^\dagger W^{-\mu} \right) \left(1 + \frac{2H}{\nu} + \frac{H^2}{\nu^2} \right) \\ & - \frac{m_H^2 H^2}{2} \left(1 + \frac{H}{\nu} + \frac{H^2}{4\nu^2} - \frac{\nu^2}{4H^2} \right) \end{aligned} \quad (2.49)$$

olur.

Dirac denkleminde $f m \bar{f}$ ifade etmek için Yukawa terimi kullanılır. Bu terim skaler alanı ile fermiyonların kütle arasındaki etkileşiminin lagranjiyeni gösterilir. Bu terimde nötrinoları kütleli olarak alınır. $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$, yük eşleniğinin skaler alan terimidir. Yukawa Lagranjiyeni,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YW}^{SM} = & -G_{ij}^d \bar{q}_L^i \Phi d_R^j - G_{ij}^d \bar{d}_R^i \Phi^\dagger q_L^j - G_{ij}^u \bar{q}_L^i \tilde{\Phi} u_R^j - G_{ij}^u \bar{u}_R^i \tilde{\Phi}^T q_L^j - G_{ij}^d \bar{l}_L^i \Phi e_R^j - \\ & G_{ij}^d \bar{e}_R^i \Phi^\dagger l_L^j - G_{ij}^u \bar{l}_L^i \tilde{\Phi} \nu_R^j - G_{ij}^u \bar{\nu}_R^i \tilde{\Phi}^T l_L^j \end{aligned} \quad (2.50)$$

ile verilmektedir. Standart Model Lagranjiyeni tüm bu Lagranjiyenlerin toplamı ile aşağıdaki gibi verilir [29]:

$$\mathcal{L}^{SM} = \mathcal{L}_{Kin}^{SM} + \mathcal{L}_{serbest}^{SM} + \mathcal{L}_{\Phi}^{SM} + \mathcal{L}_{YW}^{SM} \quad (2.51)$$

Son olarak Dirac denkleminin bağılı olarak lokal ayar invariant Lagranjienin şu şekilde yazabilir:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\Psi + g\bar{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi V_{\mu} + \dots \quad (2.52)$$

Eğer bu denklemde $\mathbf{g}$ yerine $\mathbf{e}$ ve V_{μ} yerine A_{μ} şeklinde bir değişiklik yapılırsa, kuantum elektrodinamik Lagranjienin elde edilir [27].

2.3. İki Cisim Bozunumu İçin Kinematik

Bozunma öncesinde (ilk durumda) durgun çerçevede olan n tane cisimli, M kütleli bir parçacığın kısmi bozunum oranı $\mathcal{M}$ Lorentz-invariant matris elemanı ile verilir. Bu referans çerçevesine Kütle Merkezi (KM) çerçevesi adı verilir. Ağaç seviyesinde 1'den 2'ye geçiş süreçlerinde kısmi bozunum genişliği için genel ifade aşağıdaki gibi verilmektedir [2]:

$$d\Gamma = \frac{S}{2m_z} \frac{d^3|\vec{p}|}{2E_p(2\pi)^3} \frac{d^3|\vec{q}|}{2E_q(2\pi)^3} |M|^2 (2\pi)^4 \delta^4(k - p - q) \quad (2.53)$$

Burada $S = 1/j!$ ile ifade edilir ve son durumdaki özdeş parçacıkların sayısını ifade eder. k bozunan parçacığın p ve q oluşan parçacığın dörtlü momentumlarını temsil etmektedir. Oluşan parçacıkların enerjileri E_p ve E_q ile verilmektedir. Dörtlü momentum korunumuna göre $\vec{k} = \vec{p} + \vec{q}$ olmalıdır. $1(k) \rightarrow 2(p) + 3(q)$ reaksiyonu için ilk durumdaki parçacığın durgun çerçevede olmasından dolayı momentumu sıfırdır. Bu nedenle $\vec{p} = -\vec{q}$ olacaktır. Dirac delta işlemcisinde dört boyuttan üç boyuta indirgemek ile integral hesaplarında kolaylık sağlandığı için, Eş. 2.54'deki Dirac delta ifadesi

$$\int d^3|\vec{q}| \delta^4(k - p - q) = \delta^0(m_z - E_p - E_q) \quad (2.54)$$

şeklinde yazılır. Burada kütle merkezi çerçevesinde $\vec{k} = 0$ olduğu için, $\hbar = c = 1$ birimsel sisteminde, $Z \rightarrow b\bar{b}$ sürecinde $E_k = m_z$ alınır. Bu basit yerdeğiştirmeler yapıp momentumun korunumu kullanıldığında ve küresel koordinatlara geçildiğinde hacimsel (üç boyutlu) momentum uzayı integrali,

$$d^3|\vec{p}| = |\vec{p}|^2 d|\vec{p}| d\Omega \quad (2.55)$$

elde edilir. Burada $d\Omega$ katı açığı temsil etmektedir ve $\int_{\theta=0}^{\pi} \sin\theta d\theta \int_{\phi=0}^{2\pi} d\phi = 4\pi$ olarak alınmıştır. Momentumun korunumu kullanıldığında, $\vec{q} = -\vec{p}$, $E_z = m_z$, $E_p = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_p^2}$ ve $E_q = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_q^2}$ olarak enerji değerleri bulunur. Dirac delta denklemini çözmek için, $E_z = E_p + E_q$ enerjinin korunumu kullanıldığında,

$$dE_z = \frac{E_z |\vec{p}| d|\vec{p}|}{E_q E_p} \quad (2.56)$$

elde edilir. Bu durumda birim katı açığa göre bozunum genişliği ifadesi:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{S|M|^2 |\vec{p}| dE_z}{32\pi^2 m_z E_z} \delta^0(m_z - E_z) = \frac{S|M|^2}{32\pi^2 m_z^2} |\vec{p}| \quad (2.57)$$

olarak elde edilir. $|\vec{p}|$ 3'lü momentumu ($|\vec{p}| = |\vec{q}|$ ve $E_z = E_q + E_p$) :

$$|\vec{p}| = \frac{1}{2m_z} \sqrt{m_z^4 + m_q^4 + m_p^4 - 2m_q^2 m_p^2 - 2m_z^2 m_p^2 - 2m_z^2 m_q^2} \quad (2.58)$$

olarak bulunur [27].

3. HIZLANDIRICILAR

Dünya'nın çeşitli ülkelerinde atomaltı parçacıkları incelemek için birçok hızlandırıcı merkezleri kurulmuştur. Bu incelemeler sonucunda gözlemlenen parçacıkları üretebilmek üzere mezon fabrikaları kurularak (ϕ -mezon fabrikası bunlardan bir tanesidir) yapılan araştırmalar teknolojiye sunulmuştur. Sözü edilen hızlandırıcı merkezlerinden bir tanesi LHC, Büyük Hadron Çarpıştırıcısıdır.

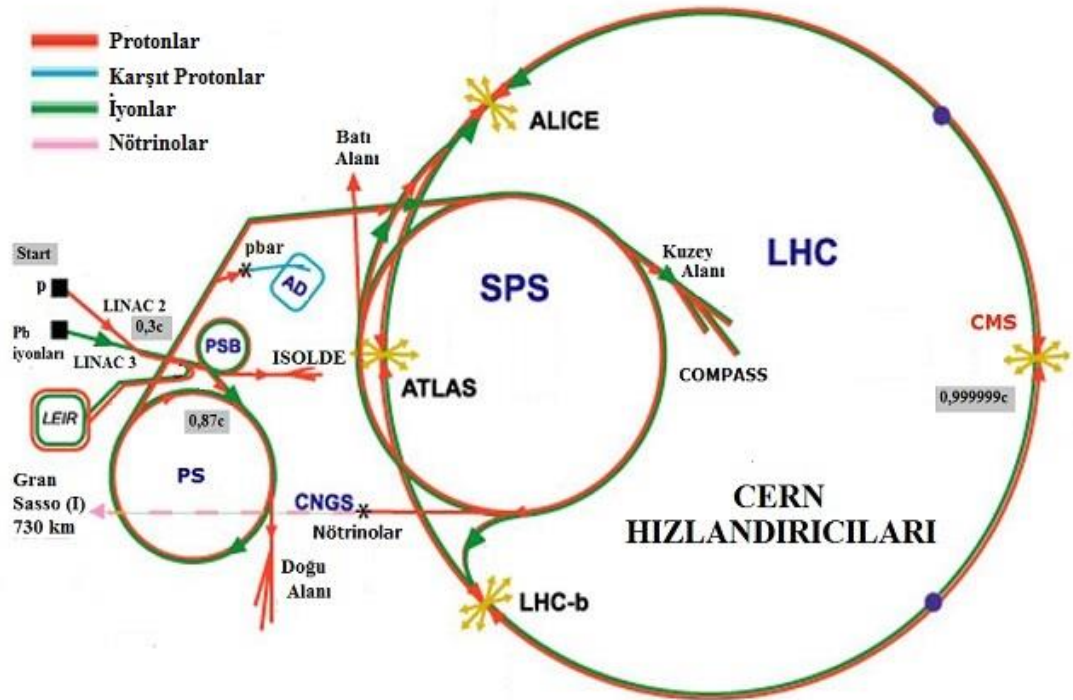


Şekil 3.1. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli [30]

Bu hızlandırıcı merkezi 1954 yılında Fransa-İsviçre sınırında kurulmuş olup 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. Hızlandırıcının çevresi 27 km ve yerine yaklaşık 175 m altındadır. Bu tünel içerisindeki dairesel parçacık çarpıştırıcısında parçacıklar birbirlerine zıt yönde iki demet halinde dolaşmaktadırlar. 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 [30-32]. 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 dedektörlerdeki araştırmalar sonucunda Higgs bozonu, ekstra boyutlar ve kara cisim gibi SM ötesi modellerin oluşturabileceği düşünülen parçacıklar aranacaktır [6].

ALICE dedektörü de yine genel amaçlı dedektörlerden biri olmakla birlikte 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.

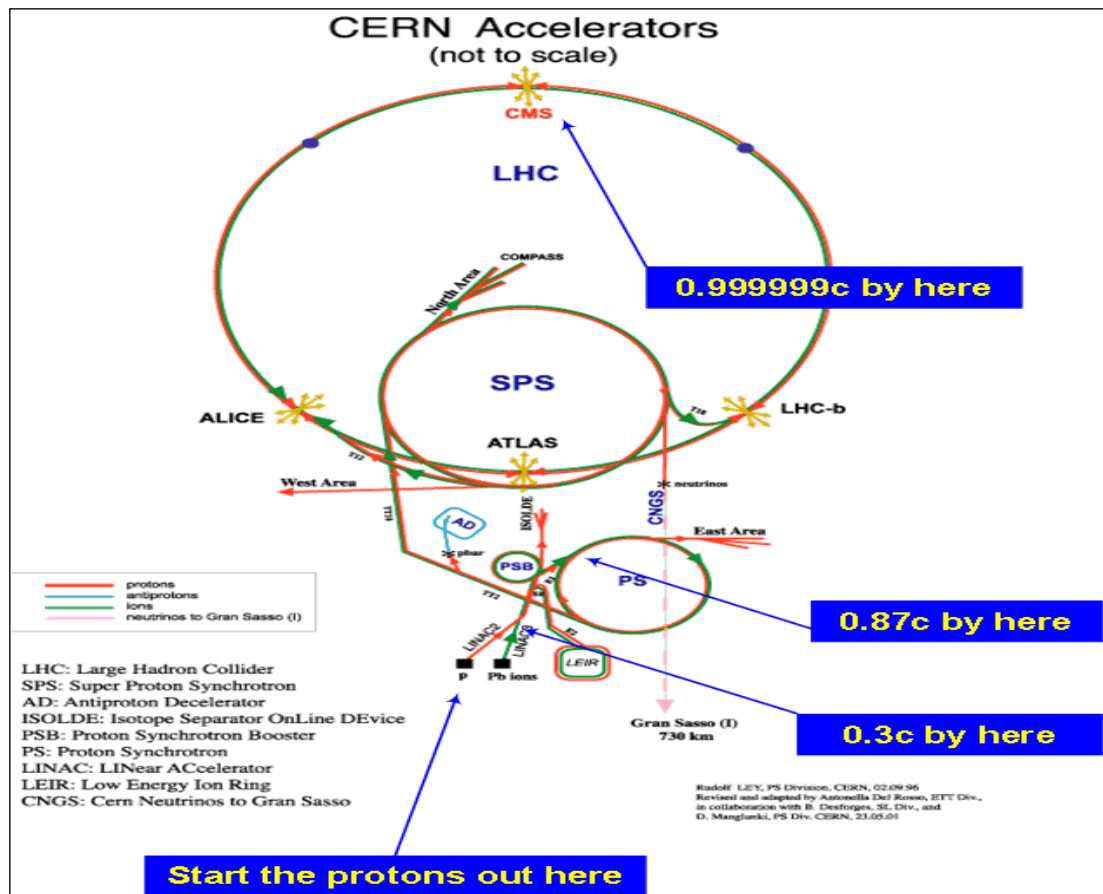


Şekil 3.2. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 1

LHC-Büyük Hadron Çarpıştırıcısı, SPS - Süper Proton Senkrotron, ISOLDE- çevrimiçi izotop ayıcı aygıt, PSB-Proton Senkrotron yükseltici(booster), LINAC - Çizgesel hızlandırıcı, LEIR - Düşük enerjiyi iyon halkası, CNGS – Gran Sasso'ya giden Cern nötrinoları [31]

Söz konusu olan bu dedektörlere göre daha küçük çapta tasarlanmış ancak daha özelleştirilmiş 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” ya da “b-kuark” olarak adlandırılan bir parçacık çeşidinin çalışılması sonucunda madde ve antimadde arasındaki bilinmeyenler araştırılacaktır. 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 kozmik ışın kaynağı oluşturulacak ve bu kozmik ışının çeşitli çekirdeklerle çarpıştırılması sonucunda bir parçacık açığına sebep olması beklenilmektedir [32-36].



Şekil 3.3. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 2 [31]

LHC çalışmaya başlamış ancak henüz 14 TeV mertebesine tam olarak çıkılamamıştır. Önceden belirtildiği gibi çok 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 [37-38] . Herhangi bir süreç için verilen olay sayısı,

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

formüle edilir [7]. Burada L parlaklık ve σ_x ise prosesin tesir kesiti değeridir. Bir çarpıştırıcı için parlaklık değeri şu formüle dayanılarak,

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

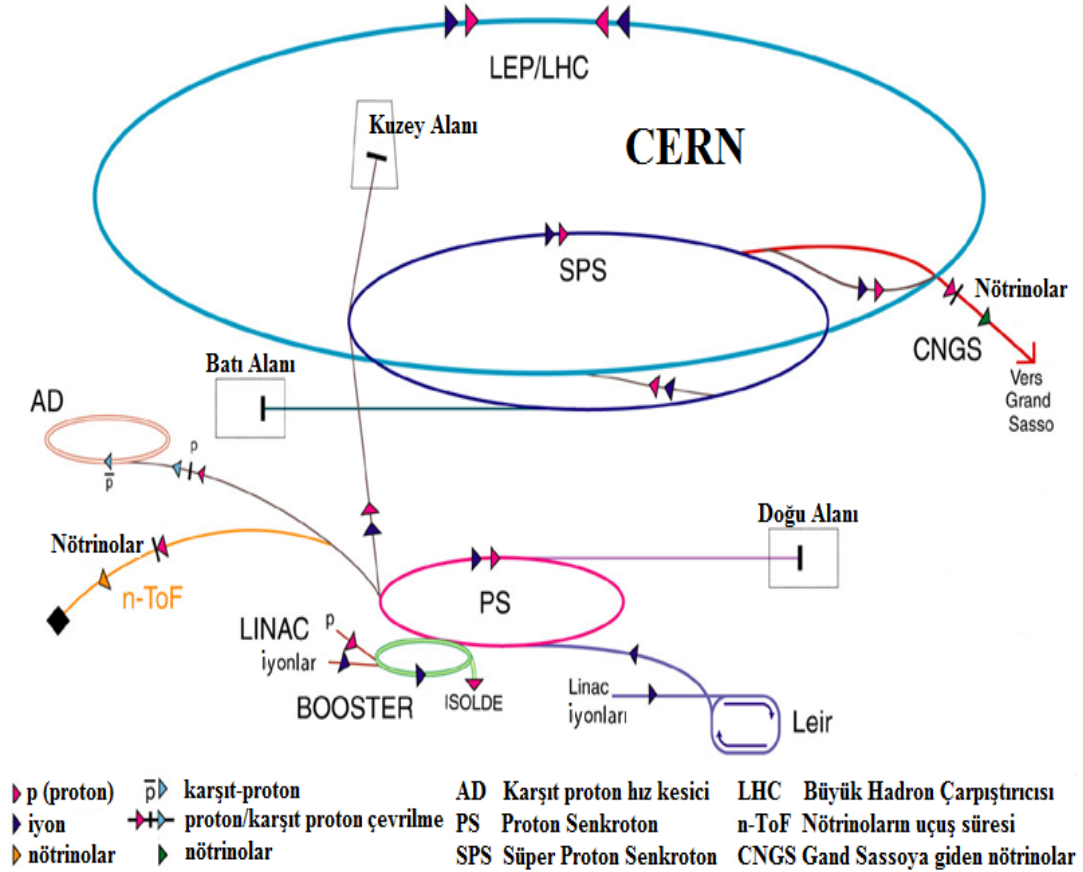
hesaplanabilir. Bu formül içerisinde N her bir demetteki proton sayısını, t bireysel demetler arasındaki zamanı, A_t etkileşim bölgelerindeki demetlerin enine boyutlarını ve f ise demet pozisyonlarının kesirini veren parametrelerdir [37].

1995 yılının son baharında Z rezonans civarlarında alınan LEP verinin pik parlaklığını $1,6 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ ölçüldü ve LEP'nin tasarımı ise $2 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ değerine kadar çıkar [39].

Büyük hadron çarpıştırıcısında Standart Model'in yanı sıra SM ötesi modellerde test edilecektir. Büyük hadron çarpıştırıcısında sonuçlar elde edildikten sonra gelecekte tasarlanacak olan çarpıştırıcılardan bazıları şöyledir:

Süper Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (SLHC): Büyük hadron çarpıştırıcısında kullanılan magnetler ve dipoller burada korunacaktır. BHÇ operasyonları aynı kütle merkezi $\sqrt{s} = 14 TeV$ enerjisi ile gerçekleştirilecektir. Ancak tek fark parlaklık değeri $L = 10^{35} cm^{-2} s^{-1}$ olacaktır ve bu bizi her yıl için $1 ab^{-1}$ bütünleşik parlaklık değerine götürecektir. Yaklaşık 16 Tesla'lık alan şiddetine sahip yeni

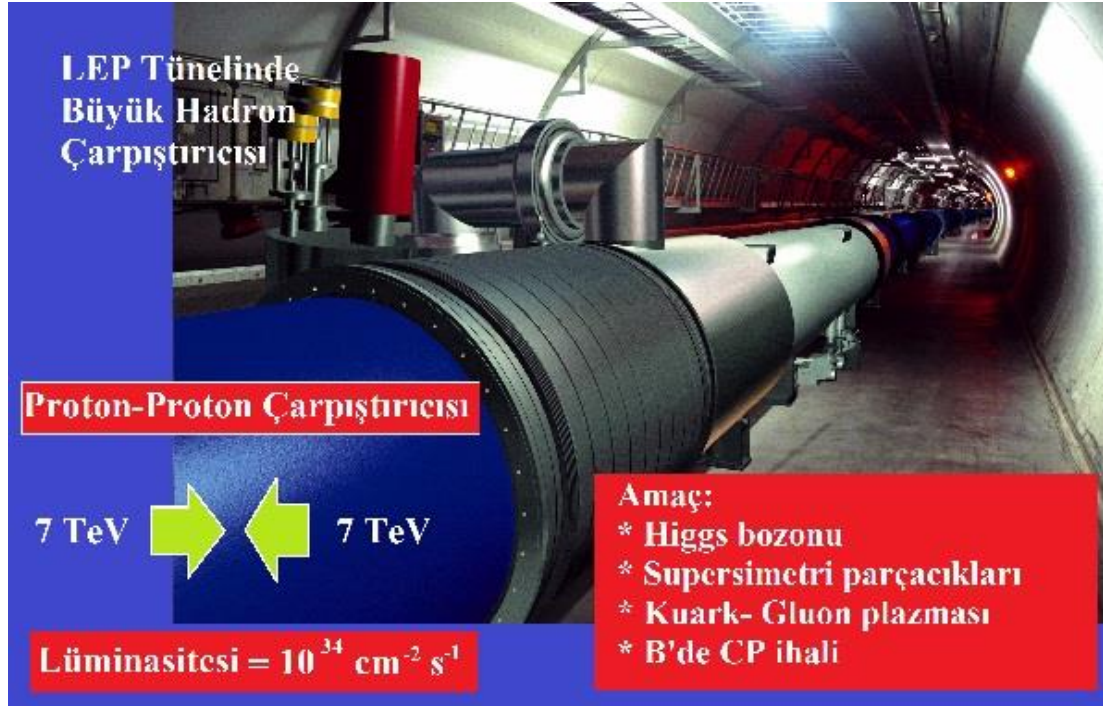
magnetlerin kurulmasıyla, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 28 \text{ TeV}$ değerine yükseltilebilecektir [40].



Şekil 3.4. Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) tüneli LHC dedektörleri 3 [41-42]

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 [40].

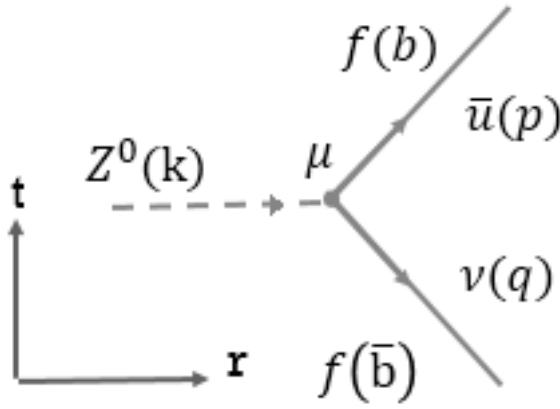
BHÇ'den çıkacak sonuçlar fizik dünyasına yeni bir bakış açısı getirecektir. Bu durumda ya eksiklikleri giderilmiş bir SM kuramı veya SM'e alternatif olarak geliştirilen kuramlarla karşılaşılacaktır. Ancak her iki durumunda beraberinde sorgulanacak yeni sorunlar getirmesi beklenilmektedir. Yani her bir sonuç aslında yeni araştırmalar için bir başlangıç olacaktır.



Şekil 3.5. LEP'deki hızlandırıcı hattı [38]

4. $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ BOZUNUM HESAPLAMASI

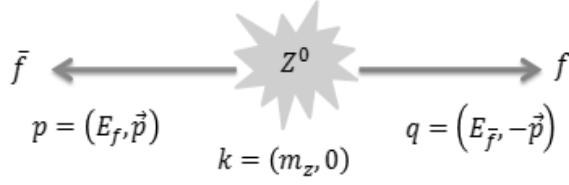
Z bozonu zayıf etkileşimin yüksüz ara parçacığıdır. Z bozonunun kütlesi 1982’de Carlo Rubia ve arkadaşları tarafından CERN’de yapılan deneyler sonucunda $m_Z = 93 \text{ GeV}$ olarak belirlenmiştir. Zayıf etkileşim bozonu Z’nin $b\bar{b}$ fermiyonlarına bozunumu gösteren Feynman gösterimi (diagramı) Şekil 4.1’de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumunun Feynman gösterimi

Şekil 4.1’de Z bozonunun μ köşesinden b kuarkı ile karşıt b kuarkına geçişi gösterilmiştir. Şekildeki çizgisel ok, b ve $\bar{b}$ fermiyonlarını, r konumu ve t zamanın yönünü göstermektedir. Şekilde fermiyon zaman yönünde ve karşıt fermiyon ise zamanın ters yönünde alınmıştır. Çıkan parçacık olduğu için b kuarkının spinör gösterimi $\bar{u}(p)$ olarak giren parçacığın spinörü ise $v(q)$ olarak alınmıştır. Kuarklar için renk yükü (N_c^f), Z bozonun bozunum genişliği ile orantılıdır. SM’e göre leptonlar tekil renkte olduğunu için $N_c^f = 1$, kuarklar ise 3 farklı renge sahip olduğu için $N_c^f = 3$ alınmıştır [2].

Z bozonunun bozunum genişliği hesaplanırken eylemsiz referans sistemine göre hesaplanır. Momentumları kütle merkezine göre yazılarak Z bozonun enerjisi kütlesine eşit alınır, $E_Z = m_Z$. Bu şekilde Z bozonun üçlü momentumu sıfır alınır.



Şekil 4.2. Kütle merkezine $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunumun çarpışması

Bozunumun kinematiği enerji ve momentumun korunumundan faydalanılarak,

$$k = (m_z, \vec{0}); \quad p = \left(\sqrt{\vec{p}^2 + m_p^2}, \vec{p} \right); \quad q = \left(\sqrt{\vec{p}^2 + m_q^2}, -\vec{p} \right) \quad (4.1)$$

olarak elde edilir.

Zayıf etkileşimin yüksüz ayar bozonu Z için köşe çarpanı:

$$-\frac{ig_z}{2} \gamma^\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) \quad (4.2)$$

ile verilmektedir. Eş. 4.2'deki g_z , yüksüz ayar bozonuna ait çiftlenim sabitini, f herhangi bir fermiyonu, c_z^f ve a_z^f ise yüksüz ve eksensel vektör katsayılarını, γ^μ μ köşesine ait Dirac matrisini ve γ^5 ise eksensel vektör matrisini temsil etmektedir. Kütleli bir parçacık için spin-1 propagatörü:

$$-i \left[g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m^2} \right] / (k^2 - m^2) \quad (4.3)$$

ile ifade edilmektedir. Zayıf etkileşimde $M = M(Z \rightarrow b\bar{b})$ şeklindeki bir sürecin matris elemanı,

$$-iM = \epsilon_\mu^Z(k) \bar{u}(p) \left[-\frac{ig_z}{2} (c_z^f - a_z^f \gamma^5) \right] v(q) \delta^4(k - p - q) \quad (4.4)$$

ile ifade edilir. Burada, ϵ^Z , yüksüz ayar bozonunun polarizasyon (kutuplama) vektörünü temsil etmektedir. Akımın korunum yasası kullanıldığında, $\epsilon_\mu k^\mu = 0$, $k^\mu k_\mu = m_Z^2$ ve $\epsilon_\mu \epsilon^\mu = -1$ alındığında

$$\sum_{\epsilon_\mu k^\mu} \epsilon_\mu \epsilon^{\mu*} = \sum_{\epsilon_\mu k^\mu} \epsilon_\mu \epsilon_\nu = \frac{1}{3} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_Z^2} \right) \quad (4.5)$$

şeklinde yazılabilir.

$$M = \frac{g_Z}{2} \epsilon_\mu^Z(k) [\bar{u}(p)(c_z^f - a_z^f \gamma^5) v(q)] \quad (4.6)$$

Matris elemanının eşleniği ($M^\dagger$) hesaplanırken Dirac matris özellikleri kullanılır,

$$\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0; \quad \gamma^0 \gamma^0 = I \quad ve \quad \gamma^\nu = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^{0\dagger} \quad (4.7)$$

ve kullanılan spinörlerin açılımı

$$\bar{v}(q) = v^\dagger(q) \gamma^0 \quad ve \quad \bar{u}(p) = u^\dagger(p) \gamma^0 \quad (4.8)$$

şeklindedir. $M^\dagger$ matris elemanının eşleniği:

$$M^\dagger = \frac{g_Z}{2} \epsilon_\mu^*(k) [\bar{u}(p) \gamma^\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) v(q)]^\dagger$$

$$M^\dagger = \frac{g_Z}{2} \epsilon_\nu(k) [u^\dagger(p) \gamma^0 \gamma^\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) v(q)]^\dagger$$

$$M^\dagger = \frac{g_Z}{2} \epsilon_\nu(k) [v^\dagger(q) (c_z^f - a_z^f \gamma^5) \gamma^{\mu\dagger} \gamma^{0\dagger} u(p)]$$

$$M^\dagger = \frac{g_Z}{2} \epsilon_\nu(k) [v^\dagger(q) \gamma^0 \gamma^0 (c_z^f - a_z^f \gamma^5) \gamma^{\mu\dagger} \gamma^{0\dagger} u(p)]$$

$$M^\dagger = \frac{g_z}{2} \epsilon_\nu(k) \left[\bar{v}(q) \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^{0\dagger} (c_z^f - a_z^f \gamma^5) u(p) \right]$$

$$M^\dagger = \frac{g_z}{2} \epsilon_\nu(k) \left[\bar{v}(q) \gamma^\nu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) u(p) \right] \quad (4.9)$$

şeklinde elde edilir.

Bozunum genişliğini elde edebilmek için matris elemanının karesini almak gerekir, $\langle MM^\dagger \rangle = |M|^2$. Böylece,

$$|M|^2 = \left(\frac{g_z}{2} \right)^2 \epsilon_\mu^z \epsilon_z^{\mu*} [\bar{u}(p) (c_z^f - a_z^f \gamma^5) v(q)] [\bar{v}(q) (c_z^f - a_z^f \gamma^5) u(p)] \quad (4.10)$$

elde edilir.

$$|M|^2 = \left(\frac{g_z}{2} \right)^2 \frac{1}{3} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_z^2} \right) \text{Tr} \left[\gamma^\mu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) (\gamma^\sigma q_\sigma - m_b) \right. \\ \left. \gamma^\nu (c_z^f - a_z^f \gamma^5) (\gamma^\rho p_\rho + m_b) \right] \quad (4.11)$$

Matris elemanın karesi tüm spinler üzerinden toplam alınarak gerçekleştirilir. Bu toplam alınarak, İz (trace) işlemi ve Casimir işlemi yapılarak,

$$|M|^2 = \frac{g_z^2}{3} \left\{ (c_z^b c_z^b + a_z^b a_z^b) \left[p \cdot q + \frac{2(p \cdot k)(q \cdot k)}{m_z^2} \right] + 3(c_z^b c_z^b - a_z^b a_z^b) m_b^2 \right\} \quad (4.12)$$

elde edilir [36]. Kütle merkezindeki durgun bir parçacık için $|M|^2$ matris elemanı

$$|M|^2 = \frac{(g_z m_z)^2}{3} (c_z^b c_z^b + a_z^b a_z^b) \left[1 + 2 \frac{c_z^b c_z^b - 2a_z^b a_z^b}{c_z^b c_z^b + a_z^b a_z^b} \left(\frac{m_b}{m_z} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

olarak elde edilir. Eş. 4.13'deki çiftlenim katsayılarının değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Yüksüz zayıf etkileşim için çiftlenim katsayıları [2, 25-27]

Fermiyonlar	ν_e, ν_μ, ν_τ	e^-, μ^-, τ^-	u, c, t	b, s, d
c_Z^f	0,5	-0,03768	0,19179	-0,34590
a_Z^f	0,5	-0,5	0,5	-0,5
N_c^f	1,0	1,0	3,0	3,0
Q^f	0,0	-1,0	0,66667	-0,33333
T_3^f	0,5	-0,5	0,5	-0,5

$Z \rightarrow b\bar{b}$ süreci için bozunum genişliği

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{N_c^b S |M|^2}{32\pi^2 m_Z} |\vec{p}_b| \quad (4.14)$$

ile verilir. Burada b kuarkın momentumu

$$|\vec{p}_b| = \frac{1}{2} \sqrt{m_Z^2 - 4m_b^2} \quad (4.15)$$

olarak alınmıştır. Fermi sabiti ise

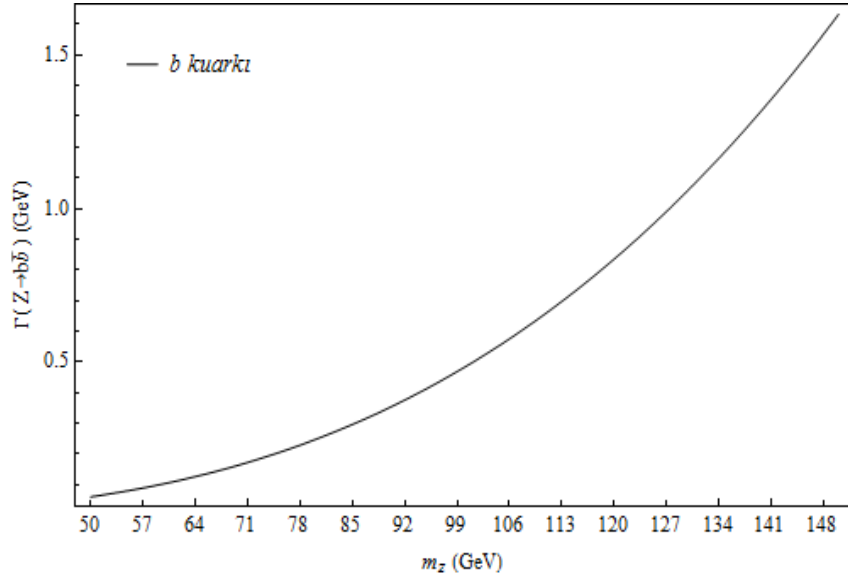
$$G_F = \frac{\sqrt{2} g_Z^2}{8 m_Z^2} \quad (4.16)$$

olarak alınmıştır. Çiftlenim sabitlerine bağlı olarak elde edilen bozunum genişliği değeri

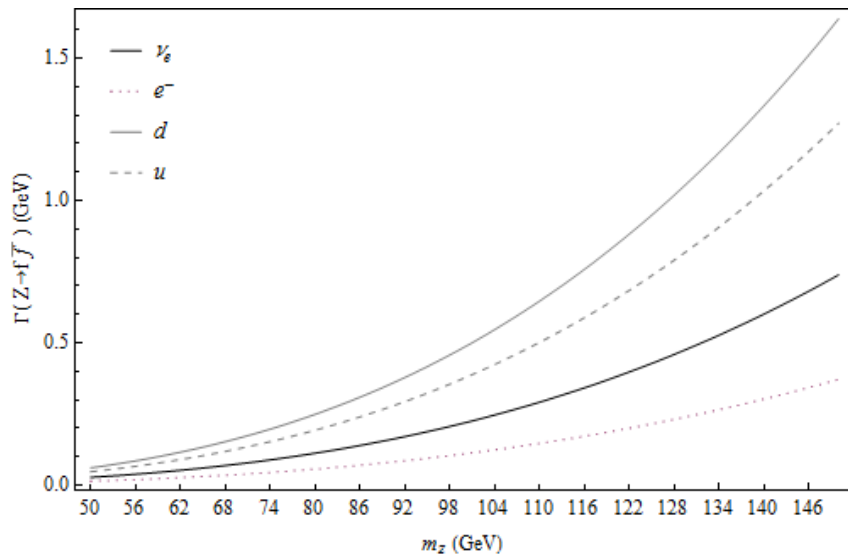
$$\Gamma \cong \frac{N_c^b G_F}{6\sqrt{2}\pi} m_Z^3 (c_Z^b c_Z^b + a_Z^b a_Z^b) \quad (4.17)$$

şeklinde bulunur.

$50 \text{ GeV} < m_Z < 150 \text{ GeV}$ aralığında $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \text{ GeV}$ bozunum genişlik eğrisi Şekil 4.3’de gösterilmiştir. Bu eğri yaklaşık m_Z^3 doğru orantılıdır ve bu eğri c_Z^f, c_Z^f ve m_f değişkenlerine bağlıdır. Bozunum genişliğinden $(m_b/m_Z)^2$ sayısal değeri birden çok küçük olur. Alt kuarkının kütle enerjisi bozunum genişliğinde ihmal edildiği zaman Şekil 4.3’de bozunum genişliği eğrisi ile hemen hemen aynı olur.



Şekil 4.3. Z ayar kütesine göre $Z \rightarrow b\bar{b}$ bozunum genişliğinin grafiği

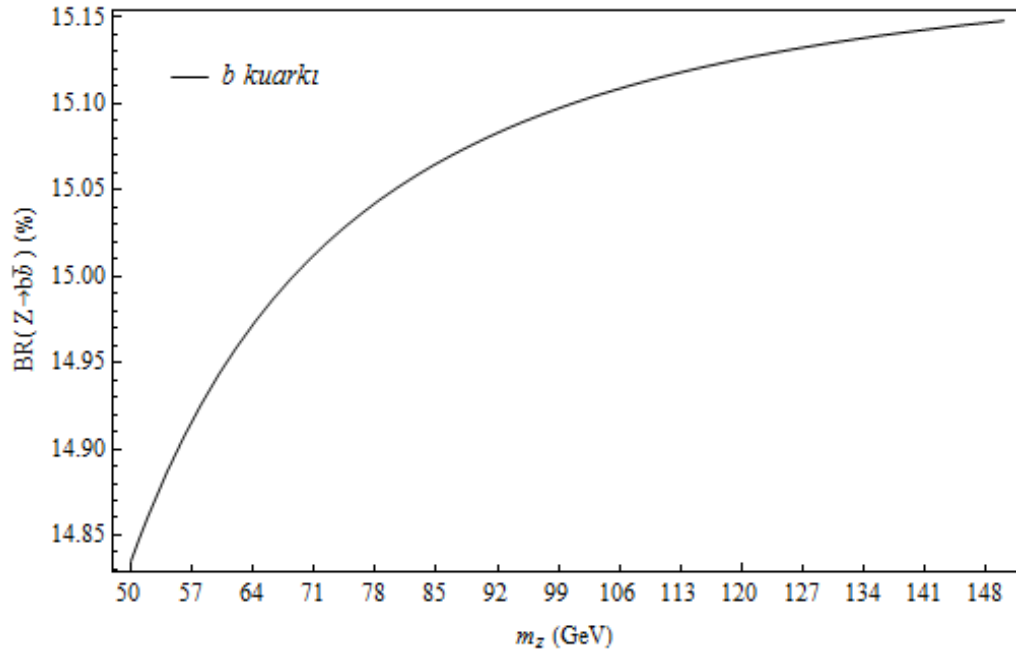


Şekil 4.4. Z ayar kütesine göre $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, $Z \rightarrow e^- e^+$, $Z \rightarrow d \bar{d}$ ve $Z \rightarrow u \bar{u}$ bozunum genişliklerinin grafiği

Değişken Z kütle enerjisinde $\Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e)$, $\Gamma(Z \rightarrow e^- e^+)$, $\Gamma(Z \rightarrow d \bar{d})$ ve $\Gamma(Z \rightarrow u \bar{u})$ bozunum genişlik eğrileri Şekil 4.4’de gösterilmiştir. Burada görüldüğü gibi fermiyon elektrik yükü aynı olan fermiyonların bozunum genişlik eğrileri hemen hemen aynıdır. Aynı elektromanyetik yüküne sahip olan fermiyonların bozunum genişlik eğrileri m_Z artıkça ($m_Z \gg m_f$) hemen hemen aynı olur.

Şekil 4.5’de m_Z enerjisinin 50 ile 150 GeV arasında Z ayar bozonunun b kuarkına (ve $\bar{b}$ kuarkına) dallanma oranı gösterilmiştir. m_Z enerjisi artıkça artış miktarı azalmıştır. Bu bozunumun fermiyonlara göre ortalama bozunum süresini hesaplamak için bozunum genişliği kullanılmıştır. Z bozonun yarı ömrünü GeV-s birimine çevirmek için Eş. 4.18’deki işlem yapılmalıdır [1].

$$\tau(Z \rightarrow f \bar{f}) = \frac{\hbar}{\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f})} = \frac{6.58211899110^{-25} \text{ GeV} \cdot \text{sn}}{\Gamma(Z \rightarrow f \bar{f})} \quad (4.18)$$



Şekil 4.5. $Z \rightarrow b \bar{b}$ bozunumun dallanma oranının Z bozonun kütle değişimine göre grafiği

Z bozonun bozunum modlarından biri olan $Z \rightarrow b \bar{b}$ için Standart modeldeki dallanma oranı $BR(Z \rightarrow b \bar{b}) = 0,1512 \pm 0,0005 (SM)$ [12], iken hesaplanan değer

$BR(Z \rightarrow b\bar{b}) = 0,1537$ olarak bulunmuştur. Ortalama bulunma olasılığını, bozulan m_Z kütlesi, t_0 ortalama yaşam süresi, $\tau (= 1/\Gamma_Z)$ ortalama has yaşam süre üstel olarak azalmıştır.

5. SONUÇLAR

Evrenin yapıtaşlarını oluşturan temel parçacıklar ve bu parçacıklar arasındaki temel etkileşimler Standart Model yardımıyla anlama ve ifade edilmeye çalışılmıştır. Bu model sayesinde evrendeki parçacıklar hakkında detaylı bilgiler elde edilir. Zayıf etkileşimin yüksüz bozonu olan $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ bozunmasında matris elemanı, bozunum genişliği ve bozunumun dallanma oranı hesaplanmıştır. Standart Model’de elde edilen bu sayısal değerler hemen hemen deneysel değer ile uyumludur.

KAYNAKLAR

1. Serway, Raymond A., “Fen ve Mühendislik İçin Fizik : Modern Fizik İlaveli”, *Palme Yayıncılık*, Ankara, 548-550, 556-557, 581-582 (2005).
2. Griffiths, D., “Introduction to Elementary Particles”, *John Wiley & Sons Inc.*, Canada, 55-56, 194-198, 322-325, 343-359, 376-383 (1987).
3. Yang, C. N., “Elementary Particles”, *Princeton University Press*, New Jersey, 43-68 (1961).
4. Herrero, M., “The Standard Model”, *10 th NATO ASI on Techniques and Concepts of High-Energy Physics*, St. Croix, Virgin Islands, USA, 1, 2, 11, 28-30, 50 (1998).
5. Rubia C. “AIP Conference Proceedings”, *Experimental Observation of the Vector Boson W^+ , W^- and Z^0* , Santa Monica, California (1983).
6. Fritzsch, H., Gell-Mann, M., Leutwyler, H., “Advantages of the color octet gluon picture”, *Phys. Lett.*, B47: 365-368 (1973).
7. Ferbel, T., “The Standard Model”, *Techniques and Concepts of High Energy Physics Z*, *Kluwer Academic Publishers*, New York, 1-61 (1999).
8. Beringer J., Arguin J.-F., Barnett R.M. “Review of Particle Physics”, *Phys. Rev. D* 86, California, 147, 482-490 (2012).
9. The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, *European Organization For Nuclear Research Stanford Linear Accelerator Center*, hep-ex/0509008, 16, 32 (2006).
10. Glashow, S., “Partial-symmetries of weak interactions”, *Nucl. Phys.*, 22 : 579-588 (1961).
11. Weinberg, S., “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.*, 19 : 1264-1266 (1967)
12. Salam, A., “Elementary Particle Theory”, ed. Svartholm, N., *Almqvist and Wiksells*, Stockholm, 367 (1969).
13. Pich. A., “The Standard Model of Electroweak Interactions”, *IFIC, University of Valencia* – CSIC, 0705.4264v1[hep-ph], İspanya, 1-4, 9-10, 20 (2007).
14. Gell - Mann, M., “A schematic model of baryons and mesons”, *Phys Lett.*, 8 : 214-215 (1964).

15. Dirac, P.A.M., "The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation", *Proc. Roy. Soc. London*, A114 : 243 (1927).
16. Heisenberg, W., Pauli, W., "On Quantum Field Theory", *Z. Phys.*, 56: 1-61 (1929).
17. Tomonaga, S., "on a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields", *Prog. Theor. Phys.*, 1 : 27 (1946).
18. Schwinger, J., "On Quantum - Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron", *Phys. Rev.*, 73 : 416-417 (1948).
19. Feynman, R., "The Theory of Positrons", *Phys. Rev.*, 76 : 749-759 (1949).
20. Hooft, G.'t, "Renormalization of massless Yang-Mills fields", *Nucl. Phys.*, B33 : 173-199 (1971).
21. Hooft, G.'t, Veltman, M., "Regularization and renormalization of gauge fields", *Nucl. Phys.*, B44 : 189-213 (1972).
22. Novaes, S. F., "Standard Model: An Introduction", *Particle and Fields Proceedings of the X J. A. Swieca Summer School*, Singapore, 4-50 (2000)
23. Gross, D., Wilczek, F., "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories", *Phys. Rev. Lett.*, 30 : 1343-1346 (1973)
24. Politzer, H.D., "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?", *Phys. Rev. Lett.*, 30 : 1346-1349 (1973)
25. Batič, M., "The Higgs Boson", www-f9.ijs.si/.../seminars/Higgs_seminar.pdf, *Seminar*, Ljubljana, (2004).
26. Nakamura K. "Review of Particle Physics Booklet", *Journal of Physics*, G 37, 4-6, 8-9, 172-174, 177, 287-289 (2010).
27. Cottingham W.N., Greenwood D. A., "Standard Model of Particle Physics", *Cambridge University Press*, Cambridge, 112 (2007)
28. Burgess C.P., More G. D., "The Standard Model: A primer", *Cambridge University Press*, Cambridge, 67-72, 127-145, 169-184 (2007).
29. Internet: CERN "The Large Hadron Collider" <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider> (2013).
30. Internet: CERN "Accelerator complex of CERN: An overview of all accelerators of CERN" <https://cds.cern.ch/record/42384?ln=en> (2001).

31. Landsberg G., “LHC: Past, Present, and Future”, **Brown University**, 1-12, USA (2013).
32. White S., “Experimental Challenges of the European Strategy for Particle Physics”, **The Rockefeller University**, 1-3 New York, (2013).
33. The ATLAS collaboration, “Observation of New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Dedector at the LHC”, **CERN**, 1-3 (2012).
34. SLIWA K., “Tevatron collider program physics, results, future”, **Thufs University**, Boston, 3-4 (2012).
35. LHCb Collaboration, “Roadmap for selected key measurements of LHCb”, **CERN**, Geneva, 1-2 (2010).
36. Egede, Ulrik, “The searh for a Standard Model higgs at LHC and electron identification using transition in the ATLAS Trackers”, Doktora Tezi, **Lund University**, Sweden, 7-26, (1998).
37. Brüning O., Collider P., Lebrun P., “LHC Design Report”, The LHC main ring, Vol1, **CERN**, Geneva, 1-2, 21-25 (2004)
38. Schott M., “Determination of Integrated Luminosity via W and Z boson Production with the ATLAS Dedector ”, 1-4, **Arxiv**, hep-ph/1108.2230v1 (2011).
39. Bour U., Brock R. and Porsons J., “Physics at Future Hadron Colliders”, **Arxiv**, hep-ph/020122v1, 1-26 (2007).
40. İnternet: CERN, “The CERN accelerator complex”, <https://cds.cern.ch/record/1621894> (2013).
41. Xia, G., Caldwell, A., Muggli, P., “Future Colliders Based on a Modulated Proton Bunch Driven Plasma Wakefield Acceleration”, **Arxiv**, 1-3 (2012).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : EREN, Sinan
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 30.12.1986 BOLU
 Medeni hali : Bekâr
 Telefon : 0 546 801 82 09
 e-posta : sinaneren@outlook.com, kralsinaneren@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Karadeniz Teknik Üniv./Fizik Böl.	2011
Ön lisans	Aibü MYO /Bilgi. Prog. Don. ve Tekno.	2005
Lise	Bolu Semerkart Anadolu Ticaret Meslek Lisesi / Yazılım	2003

İş Deneyim

Yıl	Yer	Görev
2011	Öztürksoft Yazılım	Stajer

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Bisiklete binme, kitap okuma, Wolfram Mathematica çalışma, gezi ve seyahat etme, müzik dinleme, film izlemek