



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



DOKTORA TEZİ

**FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLER VE DİĞER
BAZI YENİ FİZİK YAKLAŞIMLARINDA HADRONİK
FCNC GEÇİŞLERİNİN FENOMENOLOJİSİ**

Asiye Tuğba OLGUN

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

Danışman

Prof. Dr. Sehban KARTAL

II. Danışman

Doç. Dr. Kazem AZİZİ

Ekim, 2014

İSTANBUL

Bu çalışma 01/10/2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.


Tez Jürisi:



Prof. Dr. Sehban KARTAL (Danışman)

İstanbul Üniversitesi

Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ali TUTAY

İstanbul Üniversitesi


Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ömer OĞUZ

Haliç Üniversitesi

Fen Edebiyat Fakültesi



Doç. Dr. Hayriye SUNDU

PAMUK

Kocaeli Üniversitesi

Fen Edebiyat Fakültesi



Doç. Dr. Olcay BÖLÜKBAŞI

YALÇINKAYA

İstanbul Üniversitesi

Fen Fakültesi

ÖNSÖZ

Ulu Önder Mustafa Kemal Atatürk'ün; “Dünyada her şey için, uygarlık için, yaşam için, başarı için, en hakiki mürşit ilimdir, fendir. İlim ve fen haricinde mürşit aramak gaflettir, cehalettir, delalettir.” sözlerini hedef alarak başladığım bu yolculukta;

Lisans öğrenimimden bu yana hem yüksek lisans hem doktora eğitimim boyunca yanında çalışma gururunu bana yaşatan; yapmış olduğum bilimsel çalışmalarımın her aşamasında ilgisini, sabrını ve hoşgörüsünü benden esirgemeyen; bilgisi, önerileri ve tecrübeleri ile çalışmalarımı yönlendiren, onu tanıdığım süre boyunca her konuda pek çok şey öğrendiğim çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Sehban KARTAL'a yürekten teşekkür ederim.

Tez çalışmam boyunca bana yol gösteren; değerli zamanını ve kıymetli görüşlerini benimle paylaşan; kapısını her çaldığımda beni kabul edip sabır ve hoşgörü ile sorularımı yanıtlayan; bilimsel çalışmaların yaşadığım her dakikadaki gelişimini kavramanın ve izlemenin önemini bana aşıl原因an, olumlu yorum ve yararlı öngörülerini ile tezimin kalitesini arttırmamı sağlayan çok değerli ikinci danışman hocam Doç. Dr. Kazem AZİZİ'ye sonsuz teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Kayıtsız şartsız her zaman yanımda olan; ümitsizliğe kapıldığım tüm durumlarda ve arkamı döndüğüm her an koşulsuz desteklerini bana sunan; güvenlerini ve sevgilerini sürekli hissettiren; bugünlere gelmemi ve en önemlisi benim ben olmamı sağlayan; kazandığım tüm başarıların en büyük mimarları; canımdan çok sevdiğim annem Esmâ OLGUN ve babam İhsan OLGUN'a, bana her zaman gösterdikleri sonsuz inançla tüm zorlukları aşmamı mümkün kıldıkları için teşekkür sözcüğü yetersiz kalsa da sonsuz sevgilerimi ve teşekkürlerimi sunarım. Aynı zamanda yüksek lisans ve doktora öğrenimim boyunca en çok ihtiyaç duyduğum anlarda yardımlarını ve desteklerini hiçbir zaman benden esirgemeyen çok sevdiğim Gökben GÜÇLÜ ve Prof. Dr. Mehmet ÖZKAN'a yürekten teşekkürler.

Yalnızca fizik değil aynı zamanda yaşamın diğer yönleri hakkında tecrübelerini benimle paylaşan; aydınlatıcı sohbetleri, fikirleri ve deneyimleri ile kişiliğini kendime örnek aldığım; yokluğunu her zaman hissettiren ve varlığıyla bulunduğu her yere mutluluk ve neşe veren; kendisinden hayatın incelikleri hakkında çok şey öğrendiğim çok sevdiğim değerli hocam Prof. Dr. Nurten ÖNCAN'a en içten dileklerle teşekkür eder saygılarımı sunarım.

Üniversite hayatıma başladığım ilk günden beri etrafımdaki tüm kalabalıktan sıyrılarak benim için en önemli kişilerden biri haline gelen, hayatın belki de bana sunmuş olduğu en büyük hediye olarak kabul ettiğim, anlamsız karamsarlıklarla umutsuz kaldığım anlarda yanımda olup sabırla beni destekleyen, bunaldığım anlarda beni kendime getiren, iyi ve kötü anlarımı herkesten iyi anlayan, yalnız olduğum bu hayatta beni tek başıma bırakmayarak sevginin ve paylaşmanın değerini anlamamı sağlayan, karşılıksız sevgisi ile

bana bir dosttan çok kardeş olan; üzüntülerimizi, sevinçlerimizi ve başarılarımızı birlikte paylaştığımız çok sevdiğim Zeynep TAVUKOĞLU'na sevgilerimi sunar ayrıca birlikte yapmış olduğumuz bilimsel çalışmalar için yürekten teşekkür ederim.

Tez dönemim boyunca hazırlamış olduğum tüm ara raporlarımı ayrıntılı bir şekilde inceleyerek önerilerini benden esirgemeyen; araştırmamın geliştirilmesi ve tamamlanmasında bana yol gösteren; tez izleme komitemde yer alan hocalarım Doç. Dr. Hayriye SUNDU PAMUK'a ve Doç. Dr. Olcay BÖLÜKBAŞI YALÇINKAYA'ya yaptıkları tüm değerlendirmeler için sonsuz teşekkür ederim.

Tez yazma aşamasında yaşadığım en büyük probleme çözüm bulmamı sağlayan Yrd. Doç. Dr. Özkan DEĞER'e; LaTeX konusundaki bilgilerini benimle paylaştığı ve tez şablonunun hazırlanması sırasında sunduğu teknik yardım için teşekkür ederim. Ayrıca bu şablonun hazırlanması sırasında katkıda bulunan ve ismini sayamadığım herkese sonsuz teşekkürler.

Doktora öğrenimim boyunca verdiği 2211 Yurt İçi Doktora Burs Programı ile mali destek sağlayan Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu TÜBİTAK'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak; doktora tez savunma jürimde yer almayı kabul ederek beni gururlandıran saygıdeğer hocalarıma tezimin son aşamasındaki heyecanımı ve mutluluğumu benimle paylaştıkları için sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Şüphe ederek araştırmaya başladığımız ve doğruya ulaştığımız bu yolda sahip olduğumuz bütün bilginin tecrübe ile başladığı ve sadece tecrübe sayesinde birşeyler öğrenebildiğimiz gerçeğinden yola çıkarak fizik biliminin bugünkü aşamasına gelmesini sağlayan, tezde ismi geçen ya da ismini sayamadığım tüm bilim insanlarına teşekkürü bir borç bilirim. Kendime her zaman bu kişileri örnek alarak ilerlemeye devam edeceğim bu uzun yolculukta öğrendiklerim; sonsuz uzunluktaki bir kumsalda var olan tek bir kum taneciğinden daha fazla değerlidir..

Ekim, 2014

Asiye Tuğba OLGUN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ	ix
TABLO LİSTESİ	xi
SİMGE VE KISALTIMA LİSTESİ	xii
ÖZET	xvi
SUMMARY	xix
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	9
2.1. PARÇACIK FİZİĞİ'NİN STANDART MODEL'İ	9
2.1.1. Temel Parçacıklara Tarihsel Bakış	10
2.1.2. Temel Etkileşmelerin Kısa Tarihi	19
2.1.3. Hadronlar	22
2.1.4. Klasik Mekanikten Kuantum Alan Teorisine	25
2.1.5. Higgs Mekanizması ve Kendiliğinden Simetri Kırınımı	30
2.1.6. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrisi	37
2.1.7. Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC) Geçişleri	40
2.1.8. Standart Model'in Başarıları ve Eksiklikleri	43
2.2. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE BAZI ÖNEMLİ HIZLANDIRICI MERKEZLERİ	46
2.2.1. Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi	47
2.2.2. Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Kurumu	49
2.2.3. Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı	51
2.2.4. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi	54
2.3. YENİ BİR FİZİK MODELİ : SÜPERSİMETRİ	63
2.3.1. Standart Model'in Süpersimetrik Genişletilmesi İçin Motivasyonlar	64
2.3.2. Süpersimetri'nin Tarihsel Gelişim Süreci	66
2.3.3. Süpersimetri'de Parçacık Spektrumu	69
2.3.4. Süpersimetri Kırınımı	70

2.3.5. Süpersimetri ve Farklı Süpersimetrik Modeller	72
2.4. DİĞER YENİ FİZİK YAKLAŞIMLARI	75
2.4.1. Evrensel Ekstra Boyutlar	76
2.4.2. Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk	79
2.5. HADRONİK ÇEŞNİ DEĞİŞTİREN YÜKSÜZ AKIM GEÇİŞLERİNİN FENOMENOLOJİSİ	80
2.5.1. Bottom (Alt) Baryonlar	81
2.5.2. Λ ve Σ Baryonlarının Keşfi ve Özellikleri	81
2.5.3. Nadir Bottom Baryon Bozunumları ve Önemi	84
2.5.4. Alt Kuark İçeren Hadron Bozunumları İçin Süpersimetrik Motivasyonlar	85
3. MALZEME VE YÖNTEM	86
3.1. STANDART VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİ	86
3.1.1. Standart Model'de Baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi	87
3.1.2. Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarileptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi . . .	98
3.2. STANDART VE BİR - İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUTLU MODELLERDE İŞİNIMSAL $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ GEÇİŞİ	109
3.2.1. $b \rightarrow s \gamma$ Geçişi İçin Etkin Hamiltonyen	113
3.2.2. Standart ve Bir - İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyutlu Modellerde Wilson Katsayısı	114
3.2.3. Geçiş Genliği, Matris Elemanı, Yapı Faktörleri ve Bozunum Genişliği .	120
3.3. TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE NADİR FCNC $\Lambda_b \rightarrow$ $\Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİ	121
3.3.1. Toprenk-Destekli Teknirenk Modelde Etkin Hamiltonyen ve Wilson Katsayıları	124
3.3.2. $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ İçin Geçiş Genliği ve Matris Elemanları	130
4. BULGULAR	134
4.1. STANDART VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİNİN KARŞILAŞTIRMALI ANALİZİ	134
4.2. STANDART VE BİR - İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUTLU MODELLERDE İŞİNIMSAL $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ GEÇİŞİNİN İNCELENMESİ	141
4.3. STANDART VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE NADİR FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİNİN ARAŞTIRILMASI	145
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	156
KAYNAKLAR	164

ÖZGEÇMİŞ	182
-----------------------	------------

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil 2.1: Rutherford saçılma deneyinde kullanılan aparatın şematik diyagramı.	12
Şekil 2.2: 1932 yılında, Anderson'un yaptığı deneyde, bir kozmik ışın parçacığının sis odasında bıraktığı izin fotoğrafı.	14
Şekil 2.3: İlk acayip parçacık [1].	16
Şekil 2.4: Atomlardan kuarklara.	17
Şekil 2.5: Standart Model'de temel parçacıklar.	17
Şekil 2.6: Spin-1/2 baryon octet.	23
Şekil 2.7: Spin-0 mezon octet.	23
Şekil 2.8: Spin-3/2 baryon decuplet.	24
Şekil 2.9: Higgs alanının evrene eklediği enerji ile ilişkisi.	33
Şekil 2.10: Higgs alanının potansiyel enerjisinin Meksika şapkası şeklindeki gösterimi. .	35
Şekil 2.11: CMS ve ATLAS deneylerinin Higgs parçacığının gözlemlenmesi ile ilgili sundukları grafikler.	36
Şekil 2.12: Birimsel CKM üçgeninin taslağı.	39
Şekil 2.13: Standart Model'de tipik ağaç, penguen ve kutu diyagramları.	42
Şekil 2.14: BaBaR deneyi.	48
Şekil 2.15: Belle dedektörü.	50
Şekil 2.16: Fermilab.	52
Şekil 2.17: Fermilab hızlandırıcı zinciri.	53
Şekil 2.18: CERN hızlandırıcı merkezi.	57
Şekil 2.19: ALICE dedektörü.	59
Şekil 2.20: ATLAS dedektörü.	60
Şekil 2.21: CMS dedektörü.	60
Şekil 2.22: LHCb dedektörü.	61
Şekil 2.23: SUSY'de temel parçacıklar.	70
Şekil 2.24: Ekstra boyutların algılanması.	77
Şekil 2.25: Ekstra boyutlarda zar ve yığın.	78
Şekil 2.26: Hafif, bir alt kuark ve iki alt kuark içeren spin-1/2 baryonlar.	82
Şekil 3.1: SM'de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu için temsili penguen ve kutu diyagramları. .	90
Şekil 3.2: UED5 modelinde orbifold kompaktifikasyonu.	111

Şekil 3.3: Kompaktifikasyon ölççeği üzerinde, %95 C.L.'de, dört farklı Higgs bozon bozunum kanalından kaynaklanan en düşük sınırlar [188].	112
Şekil 3.4: SM'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalı için temsili Feynman diyagramı.	113
Şekil 4.1: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+e^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+\mu^-$ geçişleri için diferansiyel dallanma oranının \hat{s} 'a bağlılığı.	134
Şekil 4.2: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+\tau^-$ geçişi için diferansiyel dallanma oranının \hat{s} 'a bağlılığı.	135
Şekil 4.3: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+e^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+\mu^-$ geçişleri için \mathcal{A}_{FB} 'nin \hat{s} 'a bağlılığı.	137
Şekil 4.4: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+\tau^-$ geçişi için \mathcal{A}_{FB} 'nin \hat{s} 'a bağlılığı.	137
Şekil 4.5: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+e^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.	138
Şekil 4.6: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+\mu^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.	139
Şekil 4.7: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+\tau^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.	139
Şekil 4.8: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında tüm lepton kanalları için \hat{s} 'a bağlı \mathcal{A}_{FB} 'nin farklı SUSY modelleri ve SM'den elde edilen sonuçlarının karşılaştırılması.	140
Şekil 4.9: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanıldığında SM, UED5 ve $N_{KK} = (5, 10, 15)$ ile UED6 modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R'$ 'ye bağlılığı.	142
Şekil 4.10: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 5$ ile UED6'da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R'$ 'ye bağlılığı.	143
Şekil 4.11: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 10$ ile UED6'da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R'$ 'ye bağlılığı.	144
Şekil 4.12: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 15$ ile UED6'da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R'$ 'ye bağlılığı.	144

Şekil 4.13: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde). Ayrıca her iki şekilde de CDF [16] ve LHCb [17] tarafından sağlanan son deneysel sonuçlar sunulmaktadır.	146
Şekil 4.14: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).	146
Şekil 4.15: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için m_{π^+} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).	147
Şekil 4.16: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için m_{π^+} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).	147
Şekil 4.17: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).	147
Şekil 4.18: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).	148
Şekil 4.19: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının m_{π^+} 'a bağlılığı.	151
Şekil 4.20: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının m_{π^+} 'a bağlılığı.	151
Şekil 4.21: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	151
Şekil 4.22: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.	152
Şekil 4.23: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 'ye bağlılığı.	153
Şekil 4.24: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 'ye bağlılığı.	153
Şekil 4.25: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin m_{π^+} 'a bağlılığı.	153

- Şekil 4.26:** SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin m_{π^+} 'a bağlılığı. 154
- Şekil 4.27:** SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin $M_{Z'}$ 'a bağlılığı. 154
- Şekil 4.28:** SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin $M_{Z'}$ 'a bağlılığı. 154

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 2.1: Lambda baryonlar.	82
Tablo 2.2: Sigma baryonlar.	83
Tablo 3.1: Yapı faktörleri $f_1, f_2, f_3, g_1, g_2, g_3, f_2^T, f_3^T, g_2^T$ ve g_3^T 'nin fit fonksiyonundaki parametrelerinin yanı sıra tam teoride hesaplanmış $q^2 = 0$ 'daki değerleri [149]. . .	93
Tablo 3.2: Yapı faktörleri f_1^T ve g_1^T 'nin fit fonksiyonundaki parametrelerinin yanı sıra tam teoride hesaplanmış $q^2 = 0$ 'daki değerleri [149].	94
Tablo 3.3: $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ rezonanslarına ilişkin kütleler, dallanma kesirleri ve toplam bozunum genişliklerinin değerleri [156].	100
Tablo 3.4: Nümerik hesaplamalarda kullanılan Wilson katsayılarının değerleri [138–140, 157]. Parantez içeren değerlerde, parantez dışındaki değerler e ve μ durumlarına aitken, parantez içindeki değerler τ durumu içindir. Diğer değerler (parantezsiz) tüm leptonları nitelemektedir.	101
Tablo 3.5: Nümerik analizlerde kullanılan bazı giriş parametrelerinin değerleri [156]. . .	108
Tablo 3.6: Nümerik analizlerde kullanılan kuark kütlelerinin değerleri [156].	109
Tablo 3.7: Yapı faktörleri $f_2^T(0)$ ve $g_2^T(0)$ 'nin değerleri [194].	121
Tablo 3.8: SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının nümerik analizlerinde kullanılan TC2 modele bağlı bazı giriş parametrelerinin değerleri [120].	132
Tablo 4.1: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.	135
Tablo 4.2: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.	136
Tablo 4.3: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.	136
Tablo 4.4: SM'de ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişi için toplam bozunum genişliğinin nümerik değerleri.	141
Tablo 4.5: SM'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ kanalları için dallanma oranlarının değerleri. . .	142

Tablo 4.6: CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından sağlanan deneysel datalar ile birlikte SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.	149
Tablo 4.7: SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.	149
Tablo 4.8: SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.	149
Tablo 4.9: CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından sağlanan datalar ile birlikte SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV için $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının dallanma oranlarının nümerik değerleri.	150

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
e	:Elektron
μ	:Muon
τ	:Tau
ν	:Nötrino
u	:Yukarı kuark
d	:Aşağı kuark
s	:Acayip kuark
c	:Cazibe kuark
b	:Alt kuark
t	:Üst kuark
γ	:Foton
W^+, W^-, Z^0	:Zayıf kuvvet ara parçacıkları
q	:Kuark
\bar{q}	:Karşıt kuark
l	:Lepton
\bar{l}	:Karşıt lepton
p	:Proton
n	:Nötron
Λ	:Lambda
Λ_b	:Alt Lambda
Σ	:Sigma
Σ_b	:Alt Sigma
α_{em}	:Elektromanyetik kuvvet bağlaşım sabiti
α_W	:Zayıf kuvvet bağlaşım sabiti
α_s	:Güçlü kuvvet bağlaşım sabiti
\sqrt{s}	:Kütle merkezi enerjisi
$\pi_t^{0,\pm}$:Top pionlar
h_t^0	:Top Higgs
Z'	:Evrensel olmayan ayar bozonu
m_n	:Kaluza-Klein parçacıklarının kütleleri
N_{KK}	:Kaluza-Klein modlarının sayısı
\hbar	:İndirgenmiş Planck sabiti
\mathcal{H}^{eff}	:Etkin Hamiltonyen
\mathcal{M}	:Genlik
G_F	:Fermi zayıf çiftlenim sabiti
V_{ij}	:CKM matris elemanları

$C_7^{eff}, C_9^{eff}, C_{10}$:Wilson katsayıları
$f_i^{(T)}, g_i^{(T)}$:Yapı faktörleri
Γ	:Bozunum genişliği
\mathcal{A}_{FB}	:Lepton İleri-Geri Asimetrisi
BR	:Dallanma oranı
dBR	:Diferansiyel dallanma oranı
$1/R$:Kompaktifikasyon faktörü

Kısaltmalar	Açıklama
ACD	:Appelquist, Cheng, Dobrescu
ADD	:Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali
BB	:Büyük Patlama
BR	:Dallanma Oranı
BSM	:Standart Model Ötesi
CDF	:Fermilab Çarpıştırıcı Dedektörü
CERN	:Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CKM	:Cabbibo-Kabayashi-Maskawa
CP	:Klasik Fizik
dBR	:Diferansiyel Dallanma Oranı
DCH	:Sürüklenme Odası
DIRC	:Dahili Yansıtıcı Çerenkov Işınım Dedektörü
ED	:Ekstra Boyut
EMC	:Elektromanyetik Kalorimetre
EW5B	:Elektrozayıf Simetri Kırınımı
FCNC	:Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım
FNAL	:Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı
GIM	:Glashow-Iliopoulos-Maiani
GR	:Genel Görelilik
GUT	:Büyük Birleşim Teorisi
HEP	:Yüksek Enerji Fiziği
HER	:Yüksek Enerji Halkası
HQET	:Ağır Kuark Etkin Teorisi
KEK	:Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Kurumu
KK	:Kaluza-Klein
LED	:Büyük Ekstra Boyut
LEP	:Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
LER	:Düşük Enerji Halkası
LHC	:Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
LO	:Düşük merteye
MSSM	:Minimal Süpersimetrik Standart Model
NDR	:Saf Boyutlu Düzenleştirme
NHBs	:Yüksüz Higgs bozonları
NNLO	:Bir sonraki düşük merteye
NP	:Yeni Fizik
PP	:Parçacık Fiziği
PS	:Proton Hızlandırıcısı
RS	:Randall-Sundrum
QCD	:Kuantum Kromodinamiği
QED	:Kuantum Elektrodinamiği

QFT	:Kuantum Alan Teorisi
QM	:Kuantum Mekaniki
SLAC	:Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi
SM	:Standart Model
SPS	:Süper Proton Hızlandırıcısı
SR	:Özel Görelilik
SUSY	:Süpersimetri
TC	:Teknirenk
TC2	:Toprenk-Destekli Teknirenk
UED	:Evrensel Ekstra Boyut
UED5	:Bir ek boyutlu Evrensel Ekstra Boyut
UED6	:İki ek boyutlu Evrensel Ekstra Boyut

ÖZET

DOKTORA TEZİ

FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLER VE DİĞER BAZI YENİ FİZİK YAKLAŞIMLARINDA HADRONİK FCNC GEÇİŞLERİNİN FENOMENOLOJİSİ

Asiye Tuğba OLGUN

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Sehban KARTAL
II. Danışman : Doç. Dr. Kazem AZİZİ

Parçacık Fiziği'nin uzun yıllardır başarılı bir teorisi olan Standart Model; hemen hemen bilinen tüm dataları açıklayabilen ve şimdiye kadar elde edilen deneysel verilerle mükemmel bir şekilde uyum gösteren bir teoridir. Son yıllarda, 1964 yılından beri Standart Model'in eksik bir unsuru olarak görülen Higgs bozonunun araştırılması ile ilgili önemli ilerlemeler kaydedilmiştir. 2012 yılında, CERN'deki ATLAS ve CMS deneyleri 5σ 'lık bir istatistiksel güvenilirlik seviyesinde 126 GeV'lik bir kütle ile Higgs benzeri bir bozonun gözlemlendiğini ilan etmişlerdir ve bu bozonun bozunum özellikleri hakkında deneysel girişimler hala devam etmektedir. Standart Model parçacık hızlandırıcılarından yirmi yıla yakın bir süredir gelen dataların neredeyse tamamını başarılı bir şekilde açıklamasına rağmen, cevaplanamayan pek çok soru içermesinden dolayı doğanın nihai bir teorisi olarak kabul edilememektedir. Bu nedenle, Yeni Fizik adı altında bazı alternatif teoriler ileri sürülmüştür. Yeni Fizik modelleri ağırlıklı olarak TeV ölçeğinin ötesindeki enerjilerde önerilmiştir ve Standart Model'in bu teorilerin düşük bir enerji durumu olduğuna inanılmaktadır. Yeni Fizik etkilerini araştırmanın direkt ve dolaylı olarak iki yolu bulunmaktadır. Direkt araştırmada, Standart Model Ötesi parçacıklar direkt olarak çarpıştırıcılarda araştırılmakta, fakat dolaylı araştırmada ise yeni parçacıkların Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC) bazlı bozunum kanallarına etkileri incelenmektedir. Bu

bağlamda, tezde, bazı FCNC bazlı kanallar farklı Süpersimetrik modeller, Bir veya İki Evrensel Ekstra Boyutlu modeller ve Toprenk-Destekli Teknirenk model gibi bazı Yeni Fizik senaryoları kullanılarak çalışılmakta, elde edilen sonuçlar Standart Model sonuçları ile karşılaştırılmaktadır.

Tezin en önemli kısmını meydana getiren ilk çalışmada, Standart ve farklı Süpersimetrik modellerde (SUSY I, SUSY II, SUSY III, SUSY SO(10)) yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi incelenmektedir. Özellikle, yapı faktörlerinin bağlamında düşük enerjili etkin Hamiltonyen'e girilen matris elemanlarının parametrizasyonu göz önüne alınarak, Süpersimetrik modellerde bu bozunum kanalını temsil eden genlik ve diferansiyel bozunum oranı hesaplanmaktadır. Bu bozunum kanalı ile ilgili diferansiyel dallanma oranını ve lepton ileri-geri asimetrisini farklı Süpersimetrik modellerde analiz edebilmek amacıyla tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları yolu ile hesaplanmış yapı faktörleri kullanılmaktadır. Farklı Süpersimetrik modeller için elde edilen sonuçlar Standart Model sonuçları ile karşılaştırılmakta, ayrıca farklı Süpersimetrik modellerin sonuçlarının Standart Model tahminlerinden farklı olarak nasıl sapma gösterdikleri ve hangi Süpersimetri senaryolarının tercih edildiği tartışılmaktadır.

İkinci çalışma olarak; tekrar tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış geçiş yapı faktörleri kullanılarak, Standart Model ve Bir veya İki Evrensel Ekstra Boyutlu modellerde nadir ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu karşılaştırmalı olarak analiz edilmektedir. Ekstra boyutlu modellerde bu bozunum kanalı ile ilişkili toplam bozunum genişliği ve dallanma oranı hesaplanmakta, elde edilen sonuçlar Standart Model sonuçları ile kıyaslanmaktadır. Ayrıca, ekstra boyutun kompaktifikasyon faktörü arttığında Evrensel Ekstra Boyutlu modellerin sonuçlarının Standart Model öngörülerine nasıl yaklaştıkları tartışılmaktadır.

Son olarak, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak Standart Model'in yanı sıra Toprenk-Destekli Teknirenk modelde Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım süreci $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ karşılaştırmalı olarak analiz edilmektedir. Özellikle, bu geçiş ile ilgili olarak bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi hesaplanmaktadır. Her iki modelin sonuçlarının gösterdikleri farklılıklar karşılaştırılarak Toprenk-Destekli Teknirenk modelin Standart Model öngörülerinden ayrı olarak nasıl bir sapma meydana getirdiği tartışılmaktadır. Ayrıca; CDF ve LHCb deneyleri tarafından sağlanan en son deneysel datalar ile dallanma oranı ve diferansiyel dallanma oranı üzerinde elde edilen sonuçlar mukayese edilmektedir.

Baryonik bölgede Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım bazlı geçişler Standart Model için en hassas testi sağladıklarından ve Standart Model Ötesi Yeni Fizik etkilerine duyarlı olduklarından dolayı, bu tez çalışmasında göz önüne alınan bozunum kanalları yalnızca deneysel dataları analiz etmek konusunda yardımcı olmakla kalmayarak aynı zamanda kuantum kromodinamiğin tedirgemeli ve tedirgemesiz yönleri hakkında yararlı bilgiler elde edilmesini sağlayacaktır.

Ekim 2014, 204 Sayfa.

Anahtar kelimeler: FCNC Bazlı Geçişler, Ağır Baryonlar, Yeni Fizik Modelleri, Yarıleptonik Geçişler, Işınımsal Geçişler.

SUMMARY

Ph.D. THESIS

**PHENOMENOLOGY OF THE HADRONIC FCNC TRANSITIONS
IN DIFFERENT SUPERSYMMETRIC MODELS AND SOME
OTHER NEW PHYSICS APPROACHES**

Asiye Tuğba OLGUN

İstanbul University

Graduate School of Science and Engineering

Department of Physics

**Supervisor : Prof. Dr. Sehban KARTAL
Co-Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Kazem AZİZİ**

The standard model of particle physics has been a successful theory for many years. It has shown a perfect agreement with the experimental data so far and has explained almost all known data. In recent years, significant progresses have been made regarding the investigation of Higgs boson as a missing element of the standard model since 1964. In 2012, the ATLAS and CMS experiments at CERN reported their observations of a Higgs like boson with a mass of 126 GeV at a statistical significance of 5σ . Experimental attempts on the decay properties of this boson are continued. Although the standard model has successfully explained almost all data obtained from particle accelerators in a period of nearly twenty years, it can not be considered as a ultimate theory of nature due to many questions that can not be answered by this model. For this reason, some alternative theories under new physics have been proposed. The new physics models have been mainly proposed in energies beyond the TeV scale and it is believed that the standard model is a low energy manifestation of those theories. There are two ways of searches for new physics effects: direct and indirect. In direct search, people are looking for the particles beyond the standard model at colliders directly, but in indirect search, we look at the effects of new particles to the flavor changing neutral current (FCNC) based decay channels. In this connection, in this thesis, some FCNC based channels are

studied using some new physics scenarios like different supersymmetric models, extra dimensional models with one or two universal extra dimensions and topcolor-assisted technicolor model. The results obtained are compared with those of the standard model.

As the first study which constitutes the most important part of the thesis, the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition is studied in standard as well as different supersymmetric models (SUSY I, SUSY II, SUSY III, SUSY SO(10)). In particular, considering the parametrization of the matrix elements entered the low energy effective Hamiltonian in terms of form factors, the amplitude and differential decay rate responsible for this decay channel are calculated in supersymmetric models. The form factors calculated via light cone QCD sum rules in full theory are used to analyze the differential branching ratio and lepton forward-backward asymmetry related to this decay channel in different supersymmetric models. The obtained results are compared with those of the standard model. Also it is discussed how the results of different supersymmetric models deviate from the standard model predictions and which SUSY scenarios are favored.

As the second work, using transition form factors calculated again via light cone QCD sum rules in full theory, the rare radiative $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ decay is comparatively analyzed in the standard model and models with one or two universal extra dimensions. The total decay width and branching ratio associated with this decay channel are estimated in extra dimensional models. The obtained results are compared with those of the standard model. It is discussed how the results of universal extra dimensional models approach to the standard model predictions when the compactification factor of extra dimension is increased.

Finally, the flavor changing neutral current process of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ is comparatively analyzed in the standard model as well as topcolor-assisted technicolor model using the form factors calculated via light cone QCD sum rules in full theory. In particular, the decay width, branching ratio and lepton forward-backward asymmetry related to this decay channel are calculated. The results of the topcolor-assisted technicolor model are compared with those of the standard model and debated how the results of the topcolor-assisted technicolor model depart from the standard model predictions. Also our results on the branching ratio and differential branching ratio are compared with recent experimental data provided by CDF and LHCb Collaborations.

Since the flavor changing neutral current based transitions in baryonic sector provide the most sensitive test for the standard model and are sensitive to new physics effects beyond the standard model, the decay channels considered in this thesis can help us not only in analyzing the experimental data but also in getting useful information about the perturbative and non-perturbative aspects of the quantum chromodynamics.

October 2014, 204 Pages.

Keywords: FCNC Based Transitions, Heavy Baryons, New Physics Models, Semileptonic Transitions, Radiative Transitions.

1. GİRİŞ

İnsanların dünyanın farklı yerlerinde, farklı zamanlarda evrende var olan düzen için rasyonel bir açıklama yapma girişimi ve bunu geliştirerek devam ettirme çabası “bilim” olarak nitelendirilmektedir. Evrenin nasıl davrandığını; yani “doğanın işleyişi” ni anlamak için yapılan çalışmalar bir bilim dalı olarak “*Fizik*”i meydana getirmiştir. Daha geniş bir anlamda fizik; mikrokozmosların nano dünyasından makrokozmozun işgal eden gezegenler, güneş sistemleri ve galaksilere kadar herşey için fiziksel yasalar bulma amacı ile deneylere, ölçümlere, kuramsal çalışmalara ve bu çalışmalardan elde edilen sonuçların matematiksel analizlerine dayanan bir doğa bilimidir.

Çağımızda birçok alt alanı neredeyse ayrı bir bilim dalı olarak kabul edecek kadar geniş olan fizik; birçok yönden Antik Yunan felsefesinden kaynaklanmıştır ve 18. yüzyılın sonlarına kadar doğa felsefesi olarak bilinmiştir. İnsanlar yaşadıkları dünyayı; kendileri de dahil olmak üzere okyanuslar, dağlar, gezegenler ve yıldızlar gibi cansız nesnelere çok çeşitli bitki ve hayvanlara kadar milyonlarca yapıdan oluşmuş çok karmaşık bir yer olarak görmüşlerdir ve “Neden?” merakıyla fizik başlamıştır. Yunan doğa filozofları; neden belirli zamanlarda yağmur yağar, neden gündüz ve gece arasında sürekli bir döngü vardır, neden canlılar doğar ve ölür gibi soruların yanında evren nelerden oluşmuştur ve madde nedir şeklindeki problemlerine cevap aramışlardır. Rasyonel olarak bu tür sorulara cevap verebilmenin ve doğanın tüm gizemleriyle başa çıkabilmenin üstesinden gelebilmek için bir çare olarak düşünmeyi savunarak; deneyin genellikle doğanın iyi düşünülmüş açıklamasını doğrulamak için gereksiz olduğunu kabul etmişlerdir. Pythagoras ve onun takipçileri dünyanın sonlu elemanlara ayrıldığına inanmışlar ve bu inanış “atom” (bölünemez) fikri için erken bir haberci olarak sayılmıştır. Leucippus (M.Ö. 440), Democritus (M.Ö. 420) ve Epicurus (M.Ö. 342-270); farklı malzemelerin atomların farklı kombinasyonlarından oluşmuştur şeklinde ifade ettikleri hipotezleri ile maddenin son derece küçük atomlardan meydana geldiğini ileri sürmüşlerdir. Aristarchus (M.Ö. 310-230); güneşin dünya etrafında dönmesinin sezgisel olarak açıklanmasını daha ileri götürmüş ve dünyanın güneş etrafında yılda bir kez döndüğünü ileri süren ilk kişi olmuştur. Ayrıca dünya, ay ve güneşin göreceli boyutlarını hesaplamaya çalışmıştır. Tarihin en büyük bilimsel düşünürlerinden biri olan Aristotle (M.Ö. 384-322); hareket için ilk kapsamlı açıklamayı geliştirmiştir. Ancak Yunanlılar deneysel olarak bu hipotezleri test etmenin gerekli olduğunu düşünmemişler, bu nedenle de bir bilim olarak fizik yüzyıllar boyunca ilerleyememiştir. On yedinci yüzyıla gelindiğinde, Galileo Galilei’nin ve daha sonra Issac Newton’un fizikte temel bir araç olarak matematiğin kullanılmasına

öncülük etmeleri, uzun yıllar devam edecek olan gelişmelerin başlamasına neden olmuştur. Gerçekleştirilen ilerlemeler sonucunda pek çok bilim adamı özellikle optik ve termodinamiğin anlaşılmasına katkıda bulunurken; elektrik, manyetizma ve elektromekanik dalgaların yasaları 1800'lü yıllarda Michael Faraday ve James Clerk Maxwell tarafından geliştirilmiştir. Modern Fizik'in ise; X-ışınları (Wilhelm Conrad Röntgen 1895), radyoaktivite (Henri Becquerel 1896), kuantum hipotezi (Max Planck 1900), görelilik (Albert Einstein 1905) ve atom teorisinin (Niels Bohr 1913) keşfi ile 20. yüzyılın sonuna doğru başlamış olduğu söylenebilmektedir. 1926 yılında başlayan Kuantum Mekanikliği (Quantum Mechanics-QM) (Werner Heisenberg ve Erwin Schrödinger) Kimya ve Katıhal Fiziği'nin daha iyi anlaşılmasına olanak verirken tüm bu gelişmelerle birlikte Nükleer ve temel Parçacık Fiziği (Particle Physics-PP) zamanla önemli alanlar haline gelmiş, PP aynı zamanda astrofizik ve kozmoloji için de temel oluşturmuştur.

Yunan filozoflarının maddenin temel yapı taşlarının atomlar olduğu fikrini ileri sürmeleri 2500 yıl öncesine giden bir düşüncedir ve Standart Model (SM) bu yirmi beş asırlık düşüncüyü doğrulamak için gerçekleştirilen en modern girişimdir. Aynı zamanda SM bir adım daha ileri giderek, her parçacığın sadece belirli kuvvetleri hissetmesi sebebiyle, maddenin temel parçacıkları ile temel kuvvetlerin ilişkili olduğunu ileri sürmüş ve kuvvetler hakkında da var olan soruları cevaplamaya çalışmıştır. Bu doğrultuda 1970'li yıllarda geliştirilen ve Kuantum Alan Teorisi'nin (Quantum Field Theory-QFT) formalizmi içinde temel matematiksel yasaları izleyerek bilinen tüm temel parçacıkların davranışlarını ve etkileşmelerini etkileyici bir doğrulukla açıklayan bir teori olarak SM; temel Parçacık Fiziği'nin başarılı bir teorisi olarak kabul edilmektedir.

SM'de, uzun yıllar boyunca yapılan deneysel ve teoriksel çalışmaların sonucunda parçacıklar; kuantum mekaniksel bir özellik olan *spin* durumuna göre iki temel sınıfa ayrılmaktadır. Buna göre SM temel parçacıkları; spin kuantum sayısı buçuklu tam sayı olan ve *fermiyon* olarak adlandırılan *kuarklar* ve *leptonlardan* oluşan bir grup ve bunların birbirleri ile etkileşmelerine izin veren spin kuantum sayısı tam sayı olan ve *bozon* olarak adlandırılan kuvvet taşıyıcı ara parçacıkların bulunduğu bir gruptan oluşmaktadır. SM temel parçacıkları sınıflandırmasının yanında, eğer *kütle çekim* etkileşmeleri sayılmazsa; *elektromanyetik*, *zayıf* ve *güçlü* etkileşmelerin temel kuvvetleri hakkında da bilinmesi gereken herşeyi özetlemektedir. Kuantum Mekanikliği ve Özel Görelilik (Special Relativity-SR)'in temel ilkelerini içeren bir rölativistik Kuantum Alan Teorisi olan SM, Abelian olmayan $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ayar grubu ile temsil edilmektedir. SM'nin ayar

gruplarına ait ayar bozonları; elektromanyetik etkileşmelere aracılık eden fotonlar, zayıf etkileşmelere aracılık eden W^\pm ve Z^0 bozonları ve son olarak da güçlü etkileşmelere aracılık eden gluonlardır. Ayar teorileri; kütesiz ayar bozonları [Kuantum Elektrodinamik (Quantum Electrodynamics-QED)'deki gibi] ile Coulomb fazı, kendiliğinden kırılan ayar simetrisi ve kütleli ayar bozonları (örneğin W-Z bozonları) ile Higgs fazı ve spektrumunda görünmeyen ayar bozonları [Kuantum Kromodinamik (Quantum Chromodynamics-QCD)'deki gluonlar gibi] ile hapsedilme fazı olmak üzere birkaç aşamada var olabilmektedir. Tüm bu farklı fazlar aslında doğada gerçekleşmektedir ve bu nedenle SM doğayı iyi bir şekilde tanımlamaktadır. Oldukça başarılı bir model olarak SM, özel bir parçacık olan ‐Higgs bozonu‐nun varlığına dayanmaktadır ve Glashow-Weinberg-Salam (GWS) tarafından elektromanyetik ve zayıf etkileşmelerin birleştirilmesi ile meydana gelen *elektrozayıf* teorisinin mantıksal tutarlılığı için Higgs parçacığının varlığı bir hayli önemlidir. Modern elektrozayıf teori; tüm parçacıkların Büyük Patlama'nın (Big Bang-BB) muazzam sıcaklığında kütesiz doğmuş oldukları, elektromanyetik ve zayıf kuvvetler ile onları taşıyan parçacıklar (γ , W^\pm , Z^0) arasında mükemmel bir simetrisinin var olduğu fikrinden kaynaklanmaktadır. Son derece sıcak evrenin soğuyarak, parçacıklara bugünkü kütlelerini veren ‐kendiliğinden‐ simetri kırılımını tetiklemiş olduğu düşünülmektedir ve bu bağlamda ‐Higgs mekanizması‐nın icadı Parçacık Fiziği'nde önemli bir atılım anlamına gelmektedir. Yaklaşık elli yıldır Higgs mekanizmasının kuantasını bulmak için yapılan çalışmalar sonucunda; CERN'deki CMS ve ATLAS deneyleri 2012 yılında 5σ 'lık bir istatistiksel güvenilirlik seviyesinde (Confidence Level-C.L.) 126 GeV'lik bir kütle ile SM Higgs bozonu benzeri yeni bir parçacığın gözlemlendiğini ilan etmişlerdir. (SM ve Higgs mekanizması hakkında daha ayrıntılı bilgi tezin Genel Kısımlar bölümünde 2.1. *Parçacık Fiziği'nin Standart Model'i* başlığı altında yer almaktadır.)

SM öngörülerinin çoğu DESY, CERN, FNAL vb. gibi hızlandırıcı merkezlerinde yapılan deneylerde mükemmel hassasiyetlerle doğrulanmasına rağmen; hala modelin yanıtlayamadığı çeşitli sorular bulunmaktadır. Bunlardan bazıları; modelde bulunan serbest parametrelerle ilgili bir şey söyleyememesi, kütle çekim kuvvetinin neden bu kadar zayıf olduğunu açıklayamaması, kuvvetler arasındaki farkın kaynağının ne olduğuna cevap verememesi ve modelin kütle çekim kuvvetini içine alacak şekilde genişletilememiş olması olarak sayılabilmektedir. Bu gibi eksikliklerinden dolayı SM'nin yerini alacak olan başka bir teorisinin var olması gerektiğine ilişkin görüşler ve çalışmalar oldukça yaygın bir şekilde yapılmaktadır. Standart Model Ötesi (Beyond the Standard Model-BSM) olarak da adlandırılan bu Yeni Fizik (New Physics-NP) teorilerinin, Elektrozayıf Simetri Kırılımı (Electroweak Symmetry Breaking-EWSB) ölçeği ($v = 245$ GeV) aşığındaki

enerjilerde SM'ye yakınsadığı kabul edilmektedir. SM'de bulunmayan yeni parçacıkları ve bunlar arasındaki yeni etkileşimleri içeren NP teorilerinden; farklı Süpersimetrik modeller (Supersymmetry-SUSY), Evrensel Ekstra Boyutlu modeller (Universal Extra Dimension-UED), Toprenk-Destekli Teknirenk model (Topcolor-Assisted Technicolor-TC2), Büyük Birleşim Teorisi (Grand Unified Theory-GUT), Sicim Teorisi (String Theory) ve Kompozitlik (Compositeness) en çok çalışılan senaryolar olarak kabul edilmektedir. (Yeni Fizik modelleri hakkında daha ayrıntılı bilgi *Bölüm 2.3.* ve *Bölüm 2.4.*'de bulunmaktadır.)

SM'nin öngörülerini doğrulamanın ve NP teorilerini test etmenin iki mümkün yöntemi bulunmaktadır. "Doğrudan" araştırma adı verilen ilk yöntem; çarpışan parçacıkların kütle merkezi enerjilerini arttırarak hızlandırıcı laboratuvarlarında yapılacak deneylerde araştırılan parçacıkların gözlemlenmesine dayanmaktadır. Diğer yöntem ise bu etkilerin "dolaylı" olarak araştırılması ile *fenomenolojik* çalışmalar sayesinde gerçekleştirilmekte ve bu da FCNC (Flavor Changing Neutral Current-Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım) geçişlerini incelemek aracılığı ile mümkün olabilmektedir. FCNC geçişleri; bir fermiyonun elektrik yükünün değişmeden, çeşnisinin değiştiğini ifade eden bozunum süreçleridir. SM'de ağaç seviyesinde yasaklı olan FCNC geçişleri; Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) mekanizması aracılığıyla ilmek seviyesinde meydana gelmektedir. NP teorilerinin öne sürmüştüğü yeni parçacıklar kuantum ilmek (loop) seviyesine katkıda bulunabileceğinden dolayı FCNC geçişlerini incelemek PP senaryolarını araştırmada önemli bir rol oynamaktadır. NP modellerinin etkilerini bu şekildeki nadir bozunum süreçlerinde göstermelerinin iki farklı yolu bulunmaktadır ve bunlardan biri yeni kombinasyonlar ile Wilson katsayılarının değişimleri aracılığıyla gerçekleşebilirken, bir diğer yöntem ise etkin Hamiltonyen'e SM'de bulunmayan yeni operatörler eklemek aracılığıyla meydana gelmektedir. FCNC geçişleri ayrıca, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matris üyelerinin, CP (Charge Parity/Yük-Parite) ve T (Time/Zaman) ihlali ve polarizasyon asimetrisinin güvenilir bir şekilde belirlenmesi için iyi bir çalışma alanıdır [1-14].

NP modelleri ve SM için mükemmel bir test alanı sağladığından dolayı hem kuramsal hem de deneysel olarak FCNC süreçlerini çalışmak fenomenolojik araştırmalar açısından oldukça büyük bir önem taşımaktadır ve bu nedenle; tezde gerçekleştirilen fenomenolojik çalışmalarda; hadronik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ FCNC geçişleri incelenmektedir. FCNC süreçlerinin fenomenolojisi yapılırken, hesaplamalarda kullanılan temel giriş parametreleri incelenecek bozunum kanallarını temsil eden yapı faktörleridir

ve bahsi geçen bozunum kanallarında, QCD toplam kuralları sonucunda bulunan yapı faktörleri kullanılmaktadır. Ayrıca Λ_b ve Σ_b parçacıklarını içeren bozunum kanallarını incelemenin bir sebebi de; ağır kuark içeren (bottom-alt kuark) baryonların teorik araştırmalar açısından ilgi çekici olmasıdır. Bu tip baryonlar hem NP etkileri için ipuçları hem de QCD ve onun parametrelerinin yapısı hakkında bilgi sağlayabilmektedir ve ağır baryonların özelliklerini mümkün olduğu kadar hassas bir şekilde anlamak büyük bir önem taşımaktadır.

Yeni Fizik teorileri arasında en çok ilgi çeken ve çalışma yapılan bir teori olarak SUSY; kütle çekimini içeren ve bilinen tüm etkileşmeleri birleştirmek için en favori adaylardan biri olarak gösterilen Sicim Teorisi'nin en önemli elemanıdır. Teoriye göre SM'nin içerdiği parçacıkların yanında bir de spini bu parçacıklardan $1/2 \hbar$ kadar farklı olan birer süpereşler vardır. Bu şekilde parçacık spektrumunu ikiye katlamasının yanında SUSY'nin pek çok avantajı da bulunmaktadır. Bunlar; kuvvetli, elektromanyetik ve zayıf etkileşmeleri tek kuvvet olarak ifade edebilmek, Higgs kütesinin neden küçük olabileceği konusuna doğal bir açıklama getirmek, evrendeki karanlık madde için aday göstermek şeklinde sayılabilmektedir [15]. SUSY'yi doğrulamak için Süpersimetrik teorilerde ortaya çıkan yeni parçacıklar olan süperparçacıkları (sparçacıklar) keşfetmek gerekmektedir ve *SUSY etkilerinin fenomenolojik olarak araştırılması FCNC geçişlerini çalışmakla mümkündür.* 2011 ve 2013 yıllarında, bir FCNC süreci olarak yarileptonik $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ geçişinin deneysel ölçümleri gerçekleştirilmiştir. İlk olarak 2011 yılında Fermilab'daki CDF deneyi, $\sqrt{s} = 1.96$ TeV kütle merkezi enerjisinde 24 sinyal olay ve 5.8σ 'lık istatistiksel bir güvenilirlik seviyesi ile $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunu gözlemlediğini bildirmiş ve bu kanal için dallanma oranını $[1.73 \pm 0.42(stat) \pm 0.55(syst)] \times 10^{-6}$ olarak ölçmüştür [16]. İkinci olarak 2013 yılında ise; CERN'deki LHCb deneyi $\sqrt{s} = 7$ TeV'de $1.0 fb^{-1}$ 'lık integre edilmiş ışınlılığa karşılık gelen ve LHCb dedektörü tarafından toplanmış 78 ± 12 'lik bir sinyal verimi ile aynı bozunum kanalını gözlemleyerek dallanma oranını $[0.96 \pm 0.16(stat) \pm 0.13(syst) \pm 0.21(norm)] \times 10^{-6}$ olarak ölçtüğünü ilan etmiştir [17]. FCNC geçişleri için baryon sektöründe yapılan bu ilk deneylerle teorik çalışmalar hızlanmış ve büyük bir önem taşımaya başlamıştır. Bu doğrultuda; tezin "Malzeme ve Yöntem" bölümünün ilk çalışmasında FCNC $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ geçişinin deneysel olarak ölçülmesinin yaratmış olduğu etki göz önüne alınmakta ve QCD'de hesaplanmış tüm yapı faktörleri kullanılarak baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalında hem SM hem de SUSY parçacıklarının katkıları (farklı SUSY modelleri aracılığıyla) incelenmektedir. Tezin en önemli kısmını meydana getiren bu incelemede yarileptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi için göz önüne alınan SUSY modelleri; iki yüksüz Higgs bozununun (h^0, A^0) vakum beklenen

değerlerinin oranı olarak tanımlanan $\tan\beta$ ve iki Higgs çiftinin kütle karışım terimine karşılık gelen kütle boyutuna sahip ekstra bir parametre olan μ terimine göre kategorize edilen SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) senaryolarından oluşmaktadır. Verilen bilgiler ışığında; bu çalışmada, SM ile farklı Süpersimetrik modellerin sonuçları diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi gibi fiziksel nicelikler aracılığıyla karşılaştırılmakta ve çizdirilen grafikler ile modellerin öngörülleri arasındaki benzerlikler ve farklılıklar tartışılmaktadır [18].

1909 yılında Minkowski'nin; Maxwell'in elektrodinamiği ile Einstein'in SR teorilerinden yola çıkarak, doğanın bilinen üç boyutuna ek olarak dördüncü bir boyutun ifade edilebileceğini belirtmesi ile NP teorilerinden biri olan Ekstra Boyut'ların (Extra Dimension-ED) temeli atılmıştır. 1915 yılında Einstein, yayınladığı Genel Görelilik (General Relativity-GR) teorisi ile Minkowski'nin bu iddiasını genelleştirerek doğayı dört boyutlu (3 uzay ve 1 zaman) olarak betimlemiştir. Bu şekilde boyut sayısı ile oynayarak evreni tanıma ve anlama çabası geliştirilmiş ve günümüzde farklı teorilerde farklı boyut sayıları ortaya çıkmıştır. Yirminci yüzyılın ilk çeyreğinde T. Kaluza ve O. Klein tarafından ortaya atılan teoriye göre, evrende görülen ve algılanan dört boyuttan fazlası yani; uzaysal karakterli ve kendi üzerine kapanmış beşinci bir boyut vardır. Bu teori; kütle çekim ile elektromanyetizmanın yalnız ek bir uzaysal boyutun varlığında birleşebileceği temeline dayanmaktadır [15]. Özellikle son zamanlarda, literatürde, ED modelleri üzerinde yapılan çalışmalar daha önceki zamanlara göre arttırılmış ve ekstra boyutların düşünüldüğü kadar küçük olmadığı, aksine mm (milimetre) boyutunda olduğu ve bu boyutların evrenin algılanmasında temel bir değişikliğe sebep olacağı fark edilmiş olması bu durumun nedeni olarak gösterilmiştir. Ayrıca eğer varsa ekstra boyutların TeV mertebesindeki çarpıştırıcılarda test edilebilecek olması da bu çalışmalara olan ilgiyi oldukça arttırmıştır. Bu bilgiler ışığında; tezin "Malzeme ve Yöntem" bölümünde bulunan ikinci çalışmayı SM'nin yanı sıra, bilinen dört boyuta ek olarak bir ve iki boyutun varlığında yani 5. (UED5) ve 6. (UED6) boyutun var olması halinde ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin incelenmesi oluşturmaktadır. Literatürde, UED5 senaryosunda farklı bozunum kanallarının analizlerinin yapıldığı pek çok çalışma yer alırken [19–35], UED6 modelin uygulamalarına yönelik çalışma sayısı nispeten daha az bulunmaktadır [36–41] ve buna sebep olarak UED6 modelde Wilson katsayılarından sadece bir tanesinin ifadesinin mevcut olması gösterilebilmektedir. Işınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin analizinin gerçekleştirildiği bu bölümde; etkin Hamiltonyen'de yer alan Wilson katsayısının yeni kombinasyonlar sonucu değişimi göz önüne alınarak; fiziksel gözlenebilir olan dallanma oranının, 4 boyutlu SM sonuçları ile 5 ve 6 boyutlu UED model sonuçları mukayese

edilmektedir [42].

SUSY ve UED senaryoları gibi araştırma yapılan diğer bazı NP modellerinden biri de TC2 modelidir. Teknirenk (Technicolor-TC) modelindeki genel fikir; SM'nin varlığını öne sürdüğü ve temel parçacıklara kütle kazandırdığına inanılan Higgs parçacığı olmasa da, Higgs gibi davranan, daha temel parçacıklardan oluşan parçacıkların var olduğudur. TC mekanizması; W^\pm ve Z^0 elektrozaayıf ayar bozonlarının kütlelerinin orijini için alternatif bir açıklama sağlarken üst (top) kuarkın kütesinin niçin çok büyük olduğu sorusuna cevap verememektedir. TC modelde ortaya çıkan bu eksiklik Toprenk (Topcolor) modelleri ile giderilmektedir ve bu nedenle Toprenk senaryosunu içeren bir TC modeli olarak TC2 senaryosu geliştirilmiştir. Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünde yer alan mevcut araştırmaların sonucunda, TC2 modelde yarıleptonik FCNC kanalı $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ analiz edilmektedir. Bu çalışmada; fiziksel gözlenebilirler olarak; bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi hesaplanmakta ve TC2 modeli için bulunan sonuçların SM tahminleri ile arasındaki farklılıklar araştırılmaktadır. Ayrıca daha önce söz edilen $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumu için CDF ve LHCb deneyleri tarafından sağlanan deneysel datalar ile bu kanalda yapılan analizler sonucunda elde edilen değerler karşılaştırılmaktadır [43].

Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünü meydana getiren tüm çalışmaların nümerik analizleri “Bulgular” başliğı altında bulunmaktadır. Bu bölümde; SM, SUSY, UED ve TC2 modellerinde hesaplanan diferansiyel bozunum genişliği ve toplam bozunum genişliği formülleri kullanılarak, fiziksel gözlenebilirler için elde edilen değerler ve çizdirilen grafikler sunulmakta, SM ve NP modellerinin etkileri hakkında yapılan yorumlar yer almaktadır.

Son olarak tezin “Tartışma ve Sonuç” bölümünde; fenomenolojik olarak yapılan çalışmalar ışığında; SM ve NP modellerinin benzerlikleri ve farklılıkları hakkında çeşitli görüşler öne sürülmekte; Parçacık Fiziği'nin günümüzde geldiği aşama göz önünde bulundurularak, elde edilen sonuçlar yardımıyla incelenen kanalların ve NP modellerinin gözlenebilirliği tartışılmaktadır.

Yukarıda söz edilen deneysel ilerlemeler ve CERN'de yer alan LHC deneyindeki son gelişmeler dikkate alındığında, artan kütle merkezi enerjisi ile, yakın gelecekte NP etkilerinin yanı sıra daha fazla FCNC bozunum süreçlerinin araştırılmasının mümkün olacağı umulmaktadır. Bu nedenle; bu tez çalışmasında olduğu gibi farklı senaryoları

kullanarak FCNC süreçleri için NP etkileri üzerinde teoriksel hesaplamaların yapılmasının, deneysel sonuçların analizleri için gerekli olacağı düşünülmektedir.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. PARÇACIK FİZİĞİ'NİN STANDART MODEL'İ

Parçacık Fiziği'nin amacı maddenin temel bileşenleri ve bu bileşenlerin aralarındaki temel etkileşimleri tanımlamaktır. Fiziğin bu alanı; 1895 yılında W. C. Röntgen tarafından X-Işınları, 1896 yılında H. Becquerel tarafından radyoaktivite, ve 1897 yılında J. J. Thomson tarafından ilk temel parçacık olan elektron gibi heyecan verici keşiflerin bir dizisi ile on dokuzuncu yüzyılın sonunda modern evresine girmiştir.

Son 100 yıl içinde, özellikle zayıf etkileşim üzerindeki deneysel sonuçlar, temel olarak kabul edilen fiziksel kavramların değişimine neden olan birçok sürpriz meydana getirmiştir. Bunlardan bazıları; β -bozunumlarında enerji-momentum ve açısal momentum korunumunu sağlamak için 1930 yılında W. Pauli tarafından nötrinoların öne sürülmesi, 1957 yılında C. S. Wu ve arkadaşları tarafından yüklü zayıf bozunumlarda parite ihlalinin keşfi, 1964 yılında J. W. Cronin, V. L. Fitch ve arkadaşları tarafından CP-ihlalinin keşfi ve 1973 yılında F. J. Hasert ve arkadaşları tarafından yüksüz zayıf etkileşmelerin keşfi olarak sayılabilir. Ayrıca tüm bu gelişmelere ek olarak ayar teorilerinin çerçevesinde zayıf etkileşimin gerektirdiği kütleli spin-1 ayar bozonları W^\pm ve Z^0 'ın, 1983 yılında CERN'de yapılan UA1 ve UA2 deneylerinde C. Rubbia ve arkadaşları tarafından keşfedilmesi oldukça önemli bir başarı olmuştur ve bu ölçümler *1984 Nobel Fizik Ödülü*'nü kazanmalarını sağlamıştır.

Fenomenolojik olarak çok farklı olan güçlü, zayıf ve elektromanyetik etkileşmeleri ortak bir çerçevede tanımlamak için SR, QM, yerel ayar simetrisi ve kendiliğinden simetri kırınımının kavramları kullanılmaktadır. Parçacık Fiziği'nin SM'si elektrozayıf ve güçlü etkileşmelerin renormalize edilebilir bir Kuantum Alan Teorisi'dir. Bu teori Parçacık Fiziği'nde şimdiye kadar elde edilmiş tüm deneysel sonuçları açıklamak ya da en azından karşılamak için uygun görünmektedir.

1961'den 1968'e S. L. Glashow, S. Weinberg ve A. Salam tarafından geliştirilmiş elektrozayıf teori; zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleştirilmiş bir açıklamasını sağlamıştır. Ayar teorilerinde kütle üretim problemi P. W. Higgs'in 1964 yılında ileri sürmüş olduğu Higgs mekanizması tarafından çözülmüştür. QCD'nin güçlü etkileşim teorisi H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leytwyler, D. J. Gross, F. Wilczek ve diğerleri tarafından 1973 yılında geliştirilmiştir. Hadronlar içinde kuark ve gluonların hapsi kavramı

S. Weinberg tarafından önerilmiştir. Asimptotik özgürlük özelliği D. J. Gross, F. Wilczek ve H. D. Politzer tarafından keşfedilmiştir. Güçlü ve elektrozayıf etkileşmelerin SM'si gibi, teorilerin renormalize edilebilirliği 1971 yılında G.'tHooft tarafından kanıtlanmıştır. Bu gelişmeler Parçacık Fiziği'nin SM'sinin teorik temelini oluşturmaktadır [44].

2.1.1. Temel Parçacıklara Tarihsel Bakış

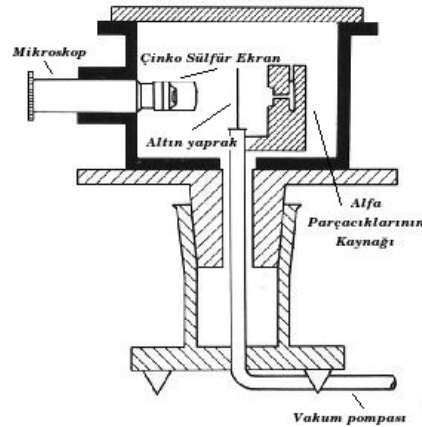
Evrenin kökeni ve bileşimi hakkında temel sorular her zaman insanların ilgilerini çekmiştir. İnsanoğlu yıllarca maddenin yapısını merak etmiş, maddeyi oluşturan en küçük parçacığın ne olduğunu belirlemeye çalışmıştır [45]. İnsanların ilk olarak aklına gelen “Madde nedir?” sorusu çevrelerinde gördükleri tüm varlıkların bir ilk maddeden meydana geldiklerini ileri sürmeleri ile “İlk madde nedir?” gibi daha güç bir soruya dönüşmüştür. Bu soru zaman içinde daha da ileriye giderek “Maddeyi oluşturan temel birim nedir?” sorusuna ulaşmıştır. Aynı soru hala fiziğin en temel problemlerinden birini oluşturmaktadır. Her ne kadar günümüz fiziğinde kuarklara kadar inilmişse de, “Acaba kuarklardan daha temel parçacıklar da var mıdır?” sorusu henüz olumlu bir yanıt bulamamıştır [3, 46].

Antik çağda yetişen pek çok düşünürle birlikte, maddenin yapısı sorgulanmaya başlanmış, ilk kez Thales, evreni anlamının yolunun maddeyi anlamaktan geçtiğini ifade etmiştir. Doğayı açıklamak için kılavuz alınan düşünce “Hiç'ten hiçbir şey meydana gelmez” düşüncesi olmuştur. Bundan dolayı, kendisi meydana gelmemiş ve yok olmayacak olan bir varlığı, her şeyin *ilk nedeni* olarak kabul etmek gerekmiştir. Meydana gelmemiş ve yok olmayacak olan varlık da, kendi kendisiyle özdeş kalan, kalıcı olan bir ana madde, “arkhe” olarak ifade edilmiştir. Thales'in göz önünde bulundurduğu da maddi bir varlık olan *su* olmuştur. Bu arkhe (ilk, temel madde) kavramı Thales'ten sonraki evrelerde yavaş yavaş aydınlanmıştır. Thales'in öğretisi bu bakımdan henüz bir başlangıç ve ilk adım olarak kabul edilmektedir. Thales'in öğrencisi Anaximander'e göre ilk-maddenin sonsuz, tükenmez olması gerekmektedir; çünkü ilk-maddenin sonsuz yaratmasında, sınırsız ve tükenmez olduğunu göstermiştir. *Sonsuz kavramını* açık olarak belirleyip bunu maddeye yükleyen Anaximander, bu sonsuz ilk-maddeye *Aperion* (sınırı olmayan) adını vermiştir. Anaximander'in öğrencisi Anaximenes de arkhe sorunu üzerinde durmuştur. O da Anaximander gibi, ana maddenin, bu varlık temelinin birlikli ve sonsuz olması gerektiğini söylemiştir. Ama bu sonsuz şeyi, o da, Thales gibi, belirli bir şeyle bir tutmuş ve ilk-maddeyi *hava* olarak kabul etmiştir. Bir diğer felsefi düşünür Heraclitus da varlık sorununa yönelmiş, ana maddenin ne olduğunu araştırmıştır. Ona göre, evrenin

temel maddesi *ateş*'tir ve bütün var olanların ilk gerçek temelidir. Pythagoras felsefesine göre, nesnelere özü, gerçeği, varlığın ana maddesi *sayıdır*. Empedocles'e göre çok küçük parçalardan kurulmuş olan temel maddelerin (panton:her şeyin kökeni) kendileri meydana gelmemişlerdir, yok olmamakta ve değişmemektedirler. Ana maddeler uzay içinde hareket ederken türlü matematik orantılara göre birbirleriyle karışmakta ve nesnelere çokluğu ve değişimleri temel maddelerin uzaydaki bu hareketleri yüzünden meydana gelmektedir. Empedocles doğa bilgisinin gelişmesinde çok önemli bir yeri olan *element* kavramını ilk olarak ortaya koyan kişi olmuştur. Element; burada kendi içinde bir cinsten, niteliği bakımından değişmeyen, artık bölünemeyen, yalnız çeşitli hareket durumlarına geçebilen madde demektir. Bu elementler Empedocles'e göre, *toprak, su, ateş ve havadır*. Döneminin en büyük doğa bilgini olan Anaxagoras ana elementlerin sayısında Empedocles'den ayrılmıştır. Ona göre, nesnelere nitelik bakımından sayısız çeşitliliği dört öğenin birleşmesiyle açıklanamamaktadır. Democritus'a göre var olan, meydana gelmemiştir, yok olmayacaktır, değişmezdir, hep kendi kendisiyle aynı kalmaktadır. Ama var olanın dışında bir de var olmayan, yani *boşluk*, uzay da vardır ve uzay yüzünden var olan, kendileri artık bölünemeyen, görülemeyen kılıklara (*ideai*) ayrılmaktadır. Bunlara da Democritus *atom* (bölünemeyen) adını vermiştir. Atomlar yapıcı birdirler, hepsi cisimseldir, birbirlerinden yalnız biçimleri, boşluk içindeki yerleri ve düzenlenişleri, büyüklükleri, ağırlık ve hafiflikleri bakımından ayrılmaktadırlar [2]. On sekizinci yüzyılın sonlarında modern kimya gelişmeye başlayana kadar bu fikir üzerinde daha fazla ilerleme meydana gelmemiştir. O zamana kadar tamamen felsefi olan atom fikri, kimyasal özellikleri açıklamak için kabul edilmiştir ve bu görüş 1896 yılında Dimitri Mendeleev tarafından elementlerin periyodik tablosunun yayınlanmasına neden olmuştur. Periyodik tablo sadece elementlerin kimyasal özelliklerinin şeklini ortaya çıkarmamış, aynı zamanda henüz tespit edilmemiş elementlerin özelliklerini ve varlıklarını da tahmin etmiştir ve bu durum periyodik tabloyu bilimin büyük başarılarından biri yapmıştır.

Atomların bölünemez olma fikri, J. J. Thomson'un elektronu (e^-) keşfettiği 1897 yılında terk edilmiştir. Thomson, 30 yıl önce keşfedilmiş katot ışınlarının aslında negatif yüklü parçacıklardan oluştuğunu göstermiştir. Elektrik ve manyetik alan içinden geçirdiği katot ışınları için *yük/kütle* oranını ölçmüş, bu oranın sonucunu daha önce yapılan çalışmalardan bildiği kütle için küçük olması gerçeği ile açıklayarak bu parçacıklara önce *corpuscles* (*zerre*) daha sonra da *elektron* ismini vermiştir. Daha da önemlisi, bu atom altı parçacıkların aynı olduğunu keşfetmiş ve bu hafif elektronların, güneş etrafındaki gezegenler gibi, düzgün bir şekilde dağılmış pozitif bir yük çevresinde döndüğünü öne

sürmüştür. Yaklaşık on yıl sonra Ernest Rutherford, Şekil 2.1’de görülen deney düzeneği ile ünlü altın varak deneyini gerçekleştirmiş α -ışınları veya Helyum (He) çekirdekleri ile ince bir altın varacağı bombalamıştır. Folyodaki altın atomlarından saçılan α -ışınlarının sapma deseni Thomson’un modeli ile izah edilememiştir. Sonuçlar göstermiştir ki pozitif yüklü çekirdek homojen bir şekilde dağılmamıştır; çok küçüktür ve atomun merkezinde yoğunlaşmıştır. En hafif atom (Hidrojen [H]) çekirdeğine Rutherford tarafından *proton* (p) ismi verilmiştir. 1914 yılında Niels Bohr, tek bir elektron ve protondan meydana gelen H atomu için bir model önermiş, elektronun güneş etrafında hareket eden bir gezegene benzemesinden ziyade, zıt yüklerin ortak bir çekimi ile yörüngede durduğu ve proton etrafında belirli enerji seviyelerine denk gelen yörüngelerde dolaştığını ileri sürmüştür. Tek protonlu H atomu için yapıyı anlatmak kolay olmasına rağmen ilerleyen zamanlarda başka elementlerde bu açıklama bir probleme sebep olmuştur. H’den bir sonraki ağır atom olan He’nin, aslında iki elektron taşıyor olmasına rağmen H’den dört kat ve Lityum (Li)’un (üç elektronlu) ise H’den yedi kat daha fazla ağırlığa sahip olduğu görülmüştür. Bunun sonucunda çekirdek içinde pozitif yükü değiştirmeyecek (kütle açısından problem var) yüksüz bir parçacık olmalı ki bu kütle farkı açıklansın şeklinde bir düşünce ortaya çıkmıştır. Bu sorun; protonun elektriksel olarak yüksüz ikizi *nötronun* (n) 1932’de James Chadwick tarafından keşfi ile çözülmüştür. Nötronun keşfi temel PP’de klasik dönem denilebilecek çağa son noktayı koymuştur. 1932 yılında; “Maddenin temel bileşenleri nedir?” sorusunun cevabı sadece proton, nötron ve elektrondur. Bununla birlikte; Parçacık Fiziği’nde 1930-1960 dönemine hakim olan üç büyük fikir için tohumlar ekilmiştir: Yukawa’nın mezonu, Dirac’ın pozitronu ve Pauli’nin nötrinusu [1, 45].



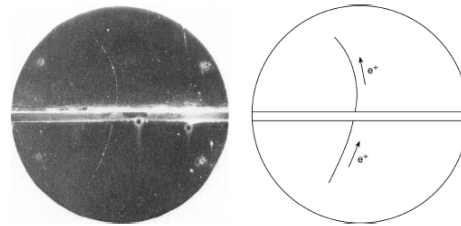
Şekil 2.1: Rutherford saçılma deneyinde kullanılan aparatın şematik diyagramı.

1900 ile 1924 yılları arasındaki süreçte önemli aşamalar yeterince açık olmasına rağmen *fotonun* gerçekten kimler tarafından ya da tam olarak ne zaman keşfedildiğini söylemek zordur. Bu konudaki ilk katkı 1900 yılında Planck tarafından yapılmıştır. Planck sıcak bir nesne tarafından yayılan elektromanyetik radyasyon için sözde karacisim spektrumunu açıklamaya çalışırken, bu ışımada yayınlanan radyasyonların Latince’de “miktar, nicelik” anlamına gelen ve *kuantum* adı verilen enerji paketlerinin $E = h\nu$ halinde olduğunu söylediğinde fotonu ortaya atmış olmaktadır. Burada ν radyasyonun frekansı ve h ise 6.626×10^{-27} erg s değeri ile Planck sabitidir. Einstein, 1905 yılında, çok daha radikal bir görüş ortaya koymuş ve bu yeni çözüm ile elektromanyetik radyasyonun metal bir yüzeye çarptığında elektron koparması olarak isimlendirilen *fotoelektrik etkiyi* açıklamak için, Planck’ın fikrini ve formülünü uyarlamıştır. Einstein’a göre gelen bir ışık kuantası metaldeki bir elektrona çarpar, $h\nu$ enerjisini bırakır, w (maddenin iş fonksiyonu) ile temsil edilen bir enerji kaybeder ve uyarılan elektron bu nedenle bir enerji ile metal yüzeyden kopar. 1923 yılında ise A. H. Compton, hareketsiz bir parçacıktan saçılan ışığın dalga boyunda $\lambda' = \lambda + \lambda_c(1 - \cos\theta)$ denkleminde göre kayma olduğunu bulmuştur. Sonuç olarak; ışığın bu seviyedeki parçacık yapısı fotonun öğrenilmesine sebep olmuştur ve bu parçacığa 1926 yılında kimyager Gilbert Lewis tarafından önerilen bir isim olarak *foton* denilmiş, sembolü de γ (gamma ışını) ile gösterilmiştir.

Yaşanan tüm gelişmelerle birlikte “Çekirdeği bir arada tutan şey nedir?” sorusu ortaya çıkmış, buna cevap olarak; elektriksel itme kuvvetinden daha kuvvetli olacak ve protonları (ve nötronları) bir arada tutacak bu kuvvete güçlü kuvvet ismi verilmiştir. Doğada böyle güçlü bir kuvvet varsa; günlük hayatta bunun görülmemesine sebep olarak, bu kuvvetin güçlü olsa bile çok kısa mesafeli olması gösterilmiştir. Güçlü kuvvetin ilk önemli teorisi 1934 yılında Hideki Yukawa tarafından önerilmiştir. Yukawa alanın kuantize olması gerektiğini düşünerek ve foton ile analogi yaparak, bu alanın kuantumunun özelliklerinin neler olabileceğini düşünmüştür. Kuvvetin kısa menzili bu parçacığın ağır olacağını göstermiş, Yukawa; elektron ve proton kütlesi arasında olması gerektiğini hissederek parçacığa “orta ağırlık” anlamına gelen *mezon* ismini vermiştir. Aynı şekilde; elektrona *lepton* (hafif anlamında), proton ve nötrona *baryon* (ağır anlamında) denilmiştir. Yukawa böyle bir parçacığın laboratuvarlarda gözlemlenmemiş olmasına dayanarak teorisinin yanlış olduğunu düşünmüş; ama kozmik ışınlarla ilgili yapılan çalışmalar sonucunda 1937’de iki ayrı grup tarafından Yukawa’nın tarifine uyan parçacıklar tespit edilmiştir. Kozmik ışınlarla daha ayrıntılı çalışmalar yapıldığında rahatsız edici farklılıklar ortaya çıkmaya başlamıştır. Özellikle kozmik ışın parçacıklarının, Yukawa’nın öngördüğünden belirgin bir şekilde daha hafif olduğu görülmüş ve 1946 yılında yapılan deneylerle de atom

çekirdekleri ile çok zayıf etkileşimleri gösterilmiştir. Bu bulmaca nihayet 1947 yılında, Powell ve çalışma arkadaşları fotoğraf filmi üzerine kozmik ışın düşürerek kozmik ışınlar içinde iki orta ağırlıkta parçacık π (*pion*) ve μ (*muon*) keşfettiklerinde çözülmüştür. Gerçek Yukawa mezonu π 'dur; üst atmosferde bolca üretilmekte ancak yere ulaşmadan önce parçalanmaktadır.

Rölativistik olmayan QM şaşırtıcı şekilde kısa bir dönemde, 1923-1926 yılları arasında tamamlanmış; ama rölativistik versiyonunda birçok sıkıntılı problem olduğu kanıtlanmıştır. İlk büyük başarı 1927 yılında kendi adını taşıyan denklemlerle Paul Dirac'ın keşfidir. Dirac denklemleri; $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$ rölativistik formülü ile enerjili serbest elektronların tanımını sağlamıştır. Fakat bu formülün çok rahatsız edici bir özelliği bulunmaktadır. Her pozitif enerjili çözüm için bir de buna karşılık gelen negatif enerjili bir çözüm vardır. Bu durumu açıklamak için bilinen bir parçacık olmaması, Dirac teorisinin problemli olduğunu ortaya çıkarmıştır. 1930 yılında ölümcül bir kusur olarak görülen bu durum; ancak 1931 yılının sonunda P. W. Anderson tarafından yapılan deneyde, Şekil 2.2'de görüldüğü gibi, bir manyetik alan içerisindeki kozmik ışın parçacığının, bir sis odasından çıkarken fotoğrafa bıraktığı iz ile; Dirac'ın öngördüğü tüm özelliklere sahip elektronun pozitif yüklü ikizi *pozitronu* (e^+) keşfetmesi sonucu muhteşem bir zafere dönüşmüştür. 1940'larda Ernst Stueckelberg ve Richard Feynman daha basit ve etkileyici bir yorum getirerek; her parçacığın aynı kütle ama zıt elektrik yüklü bir "*karşıt-parçacığı*" olmalı fikrini ortaya atmışlardır. Bu durumda pozitron karşıt-elektrondur. 1955 yılında da Berkeley Bevatron' da karşıt-proton (negatif yüklü) ertesi yıl ise karşıt-nötron ilk kez deneysel olarak gözlemlenmiştir.



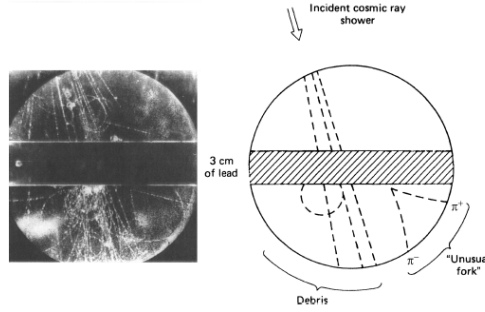
Şekil 2.2: 1932 yılında, Anderson'ın yaptığı deneyde, bir kozmik ışın parçacığının sis odasında bıraktığı iz fotoğrafı.

Tekrar 1930 yılına dönülecek olursa; nükleer beta bozunumunun çalışmasında bir problem olduğu ortaya çıkmıştır. Bu süreçte radyoaktif çekirdek bir elektron yayınlarken kendisinden daha hafif başka bir çekirdeğe dönüşmektedir. Problem; bozunum sonucu

açığa çıkan elektronun ölçülen enerjisinin her seferinde farklı çıkması olmuştur. Niels Bohr enerjinin korunumu yasasını terk etmeye hazırlanırken, Pauli; kayıp enerji taşıyan ve elektron ile birlikte yayınlanan başka bir parçacık olduğu düşüncesini ortaya atmıştır. Parçacık; yük korunumu için elektriksel olarak yüksüz olmak zorundadır ve Pauli bu parçacığa nötron (henüz nötron keşfedilmemiştir) ismini önermiştir. Fikir şüphe ile karşılanmış ve 1932 yılında Chadwick nötronu keşfetmiştir. Sonraki yıl Fermi; beta bozunumunun teorisini sunmuş ve gözlenen elektron enerjisinin değerlerinden yola çıkarak yeni parçacığın çok hafif olması gerektiği için bu parçacığa *nötrino* (ν) ismini vermiştir. 1950’lerde nötrino parçacığı için teoriksel kanıt olmasına rağmen deneysel olarak doğrulama gerçekleştirilememiştir; çünkü parçacık olağanüstü bir şekilde madde ile zayıf etkileşmektedir ve tespiti için son derece yoğun bir kaynak kullanılması gerekmektedir. 1950’li yılların ortalarında, güney Carolina’da Savannah River nükleer reaktöründe belirleyici deneyler gerçekleştirmiş, Clyde L. Cowan ve Frederick Reines nötrinonun varlığını yaptıkları deneylerle kesin olarak göstermişlerdir.

1947 yılında kısa bir süre için Parçacık Fiziği’nin önemli sorunlarının çözüldüğüne inanmak mümkün olmuştur. Ama bu rahat durum uzun sürmemiş, aynı yılın Aralık ayında Rochester ve Butler Şekil 2.3’de yer alan deney düzeneği ile elde ettikleri sonuçları yayınlamışlardır. Bulut odasında gerçekleştirilen bu deneyde; kozmik ışın parçacıkları sol üstten girmekte, bir kurşun plakaya çarpmakta ve yüksüz bir parçacık üretmektedir. Üretilen bu parçacık da ters “V” oluşturan iki yüklü parçacığa bozunmaktadır. Yapılan detaylı analizler bu parçacıkların π^+ ve π^- olduğunu göstermiştir. Sonuç olarak; ismine K^0 (Kaon) denilen ve en azından pion kütesinin iki katı kütleyle sahip olan yeni bir parçacık bulunmuştur. Kaonlar bazı bakımlardan ağır pionlar gibi davranışlarından mezon ailesi onları içerecek şekilde genişletilmiştir ve zamanla çok daha fazla mezon keşfedilmiştir. 1950 yılında Anderson’un grubu tarafından bulunan yüksüz diğer bir parçacığın fotoğrafları yayınlanmıştır ve bu parçacığın proton ve π^- ’den oluştuğu görülmüştür. “*Lambda*” ismi verilen parçacık protondan önemli ölçüde daha ağırdır ve proton ile nötron gibi baryon ailesine aittir. Birkaç yıl içinde de çok daha ağır baryonlar keşfedilmiştir. Bu yeni ağır baryonlar ve mezonlar, topluca “*acayip parçacıklar*” olarak isimlendirilmiştir. 1952 yılında modern parçacık hızlandırıcılarının ilki (Brookhaven Cosmotron) çalışmaya başladığında (daha önceki araştırmalarda sadece kozmik ışınlar kaynak olarak kullanılmıştır) laboratuvarında acayip parçacık üretmek mümkün olmuş ve bununla birlikte bu parçacıkların çok hızlı olarak üretilmekte (yaklaşık 10^{-23} sn) ancak nispeten daha yavaş (yaklaşık 10^{-10} sn) olarak bozunmakta oldukları belirlenmiştir. Abraham Pais ve arkadaşları bunların üretimlerine dahil olan mekanizma ile

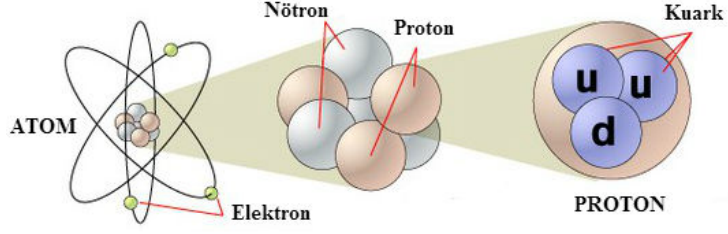
bozunumlarını yöneten mekanizmanın farklı olduğunu söylemişlerdir. Modern dilde acayip parçacıklar güçlü kuvvet (çekirdeği bir arada tutan ile aynı) ile üretilmekte, ama zayıf kuvvet (beta bozunumu ve diğer nötrino süreçleri gibi) ile bozunmaktadırlar. 1953 yılında da Murray Gell-Mann ve Kazuhiko Nishijima bu fikri uygulamak ve geliştirmek için başarılı bir yol bulmuşlar ve Gell-Mann'ın “*acayıplık*” ismini verdiği, her parçacığa atanan yeni bir özellik ileri sürmüşlerdir. 1947’de derli toplu görünen parçacık bahçesi 1960’a kadar bir ormana benzetilecek kadar büyümüş ve hadron fiziği sadece kaos olarak tarif edilmiştir (Hadron kavramı tezin 2.1.3. *Hadronlar* bölümünde ayrıntılı olarak anlatılmıştır) [1, 46].



Şekil 2.3: İlk acayip parçacık [1].

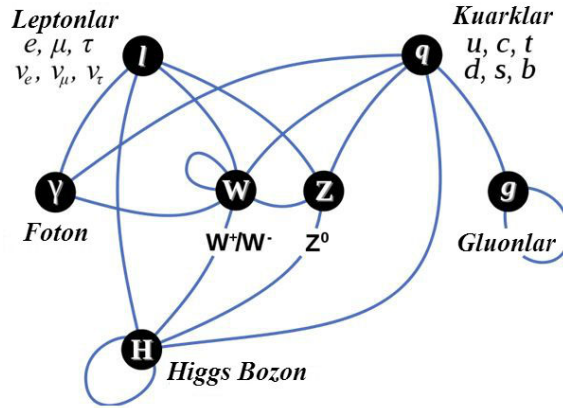
1960’ların ortalarında; var olan karışıklığa bir düzen getirilebileceği anlaşılmış, temel olduğu ileri sürülen birçok parçacığın aslında bileşik parçacıklar olduğu görülmüştür. Daha az sayıda ve daha temel düzeydeki bu parçacıklara “*kuark*” adı verilmiştir. Kuarkların macerası; 1963 yılında Gell-Mann’ın proton hedefler üzerinde gerçekleştirilen derin saçılma deney sonuçlarını açıklamak için ortaya attığı model ile başlamıştır. Gell-Mann’a göre, nötron ve proton, daha küçük parçacıklara bölünemeyen üç temel parçacıktan meydana gelmiştir. Deneyler bir protonun içinde, bir metrenin 1000 katrilyonda biri büyüklüğünde (10^{-18} m) nokta saçılma merkezleri olduğunu göstermiştir. Gell-Mann, bu nokta saçılma merkezlerinin birer parçacık olduğunu ileri sürmüş ve onlara James Joyce’un ünlü “*Finnegan’s Wake*” adlı romanının kahramanı üç ördekten esinlenerek *kuark* adını vermiştir. Böylece Şekil 2.4’de görüldüğü gibi parçacıkların temel yapısı atomlardan kuarklara kadar inmiştir.

SM; keşfedilen tüm bu parçacıkları belirli bir düzen altında açıklayabilen oldukça başarılı bir teoridir. Yukarıda söz edilen keşifler sonucunda; SM’de temel parçacık sınıflandırması yapılırken, özdeş parçacık sistemlerini, dalga fonksiyonu parçacık değişimi altında



Şekil 2.4: Atomlardan kuarklara.

simetrik yapıda olan parçacıklar ve anti-simetrik yapıda olan parçacıklar bulunduğu için iki temel sınıfa ayırmak mümkün olmaktadır. Buna göre dalga fonksiyonları simetrik yapıda olan parçacıklar *bozon*, anti-simetrik yapıda olan parçacıklar ise *fermion* olarak adlandırılmaktadır. Tüm bozonların spin kuantum sayıları tam sayılarla verilirken fermiyonların spin kuantum sayıları buçuklu sayılarla verilmektedir. Özdeş iki fermiyon, Pauli dışarlama ilkesi gereği aynı kuantum durumunda bulunamazken, bozonlar aynı kuantum durumunda bulunabilmekte ve fermiyonlar *Fermi-Dirac* istatistiğine uyarken bozonlar *Bose-Einstein* istatistiğine uymaktadır. SM’de yer alan temel parçacıklar Şekil 2.5’de gösterilmektedir.



Şekil 2.5: Standart Model’de temel parçacıklar.

SM; fermiyonları kendi aralarında, leptonlar ve kuarklar olmak üzere iki gruba ayırmaktadır. Kuarklarla leptonların hepsinin spini aynı ve \hbar cinsinden, $1/2$ ’dir. Leptonlar, lepton

sayısı adı verilen bir kuantum sayısına sahip olan parçacıklardır ve tüm leptonlar zayıf ve elektromanyetik etkileşmeye girebilmektedir. Kuarklar ise hem zayıf hem de güçlü etkileşime girebilen parçacıklardır. Aynı zamanda elektrik yükleri (yukarı, cazibe ve üst kuarkların yükü $+2/3 e$; aşağı, acayip ve alt kuarkların yükü $-1/3 e$) de olduğu için elektromanyetik olarak da etkileşebilmektedirler. Kuarkların bir özelliği de bir araya gelerek, temel olmayan parçacıkları oluşturmalarıdır. Bu bağlamda, iki kuarkın bir araya gelmesi ile oluşan parçacıklara *mezon*, üç kuarkın bir araya gelmesi ile oluşan parçacıklara ise *baryon* adı verilmektedir.

Fermiyonlar, çeşni (flavor) kuantum sayıları ile farklı üç ailede ortaya çıkmaktadırlar. Birinci aile fermiyonları, maddenin temel yapı taşlarını oluşturan *yukarı* (*up-u*), *aşağı* (*down-d*) kuarklar ile atomik yörüngede bulunan *elektron* (e^-) ve buna tekabül eden *elektron nötrinosu* (ν_e) dur . Elektron nötrinosu, kütlesi sifıra yakın olan, çekirdeğin radyoaktif bozunması sonucu yayılan β -ışınlarında, açısal momentumun ve enerjinin korunumunu sağlamak üzere ortaya atılan ve varlığı daha sonra deneysel olarak kanıtlanan temel parçacıktır. İkinci aile kuarklar *cazibe* (*charm-c*) ve *acayip* (*strange-s*) olmak üzere birinci aileye benzer olarak iki çeşittir. Bu aile kuarklarına karşılık gelen leptona *muon* (μ^-), muon'a karşılık gelen nötrino'ya da *muon nötrinosu* (ν_μ) denilmektedir. Üçüncü aile kuarklar da ilk iki ailede olduğu gibi *üst* (*top-t*) ve *alt* (*bottom-b*) olmak üzere iki çeşitten oluşmaktadır. Bunlara karşılık gelen leptona *tau* (τ^-) , tau'ya karşılık gelen nötrinoya *tau nötrinosu* (ν_τ) denilmektedir. Her aile bir önceki aileden daha ağır olma eğiliminde bulunmaktadır. İkinci ve üçüncü aile kuarklar Büyük Patlama'nın hemen ardından kısa bir süre serbest olarak ortaya çıkmışlar daha sonraları ise bozunarak ortadan kalkmışlardır. Lepton grubundan sadece elektron madde yapısında yer almaktadır. Çünkü elektron hem en küçük kütleli parçacıktır hem de bozunarak dönüşebileceği daha hafif bir parçacık olmadığından kararlıdır. İkinci ve üçüncü aile fermiyonları kısa yarı ömürlüdürler ve bu nedenle kendiliğinden bozunuma uğradıkları için normal bir maddenin parçası olamamaktadırlar. Bunlar sadece Yüksek Enerji Fiziği (High Energy Physics-HEP) laboratuvarlarında özel hızlandırıcılarda elde edilebilmekte ve varlıkları ancak yüksek enerji deneyleri ile kanıtlanabilmektedir; günlük yaşantıda yer almamaktadırlar.

Kuarklar renk yükü denilen ve leptonlarda olmayan ikinci bir yük daha taşımaktadırlar. Bu renkler *kırmızı*, *mavi* ve *yeşil* olmak üzere üç tiptir, yani her kuark, renk yükü bakımından üç çeşittir. Bunların bilinen renkler ile hiçbir ilişkisi bulunmamaktadır; sadece kuantum durumlarına verilen isimlerdir. Coulomb yasasına göre, aynı yükler -yani iki pozitif veya iki negatif yük- birbirlerini iterken, farklı yükler -yani bir pozitif ve bir

negatif yük- birbirlerini çekmektedir. Kuarklar arasında da buna benzer bir itme ve çekme bulunmaktadır. Aynı renk yüküne sahip yani iki kırmızı, iki mavi, iki yeşil yüklü kuarklar birbirlerini iterlerken, farklı renk yüküne sahip kırmızı-mavi, kırmızı-yeşil, mavi-yeşil yüklü kuarklar birbirlerini çekmektedirler. Leptonlar doğada serbest halde yer alabilirlerken, kuarklar doğada tek başlarına bulunamamaktadırlar. Kuarklar bileşikler halinde parçacıkları oluştururken, birim miktarda renk ve karşıt-rengi (örnek olarak mezon) veya birim miktarda farklı üç rengi bir araya getirerek (örnek olarak baryon) renksiz parçacıkların meydana çıkmasını sağlamakta ve doğada parçacıkların içinde hapsedilmiş şekilde bulunmaktadırlar.

SM'de temel parçacıklar yalnızca maddenin temel yapı taşlarından değil bir de kuvvet taşıyıcı parçacıklardan oluşmaktadır. Çünkü QFT'ye göre tüm kuvvetler, kuvveti taşıyan aracı parçacıklar (bozon) sayesinde ortaya çıkmaktadır. Kuvvet taşıyıcıları olan vektör bozonları, spini \hbar cinsinden 1 olan parçacıklardır. Elektromanyetik etkileşmelerin taşıyıcı parçacığı foton (γ), zayıf etkileşmelerin taşıyıcı parçacıkları Z^0 , W^+ , W^- bozonları, güçlü etkileşmelerin taşıyıcı parçacıkları ise 8 çeşidi var olan gluon (g)'dur. Ayrıca SM; kütle çekim kuvvetinin taşıyıcı parçacığı *gravitonun* spininin \hbar cinsinden 2, elektrik yükü ve kütesinin ise sıfır olduğunu söylemektedir; ancak bu parçacık halen deneysel olarak gözlemlenememiştir [3].

SM'de; toplam kuark-karşıtkuark sayısı 36 (renk yüklerinin de hesaba katılmasıyla), toplam lepton-karşıtlepton sayısı 12 ve toplam ara parçacık sayısı 12 olmak üzere 60 tane temel parçacık bulunmaktadır. Parçacıklara kütle kazandırdığı öne sürülen Higgs bozonu da sayılırsa SM'de bulunan temel parçacık sayısı 61'e çıkmaktadır [46].

2.1.2. Temel Etkileşmelerin Kısa Tarihi

Maddenin, bölünemeyen en küçük yapı taşlarından meydana geldiği düşüncesi geçmişten günümüze kadar geldiği gibi, varlık olarak algılanılan nesnelerin madde ve form bütünlüğünü sağlayan kuvvet kavramı da aynı şekilde geçmişten günümüze kadar gelmiştir. Democritus, maddenin bölünemeyen temel yapı taşlarından oluştuğunu düşünmüş; ancak bu yapı taşlarını bir arada tutarak madde ve biçim olarak algılanılan varlıkların nasıl oluştuğunu açıklayamamıştır. Diğer bir deyişle Democritus, kuvvetin ve kuvvetin kaynağının farkında olmamıştır. Kuvvetin, maddenin dışında olmasına rağmen maddeyi oluşturan etken olarak kavranması Aristotle'ye aittir. Evrenin oluşumunu ve varlıkların maddesel formlarını nasıl koruduklarını anlamak için, SM'nin öngördüğü temel parçacıklar arasında nasıl bir etkileşim bulunduğunun ve bu etkileşimin nasıl bir

kuvvet yapısı doğurduğunun açıklanması gerekmektedir. Örneğin, H atomunda iki tane yukarı kuarkı ve bir tane aşağı kuarkı bir arada tutup hidrojen çekirdeğini kararlı duruma sokan kuvvet; yani kuarkları bir arada tutan kuvvet nedir? Aynı şekilde, atomik yapıda elektronu Hidrojen yörüngesinde tutan kuvvet nedir? Bu kuvvetler olmazsa, hiçbir element var olamaz; yani evren var olamazdı. Dolayısıyla evrenin varlığını anlamak, yalnızca en küçük temel parçacıkları bulmak değil aynı zamanda bu temel parçacıkların evreni nasıl oluşturduğunu da anlamak demektir. Günümüzde de; kuvvet sözcüğünün kavramsal içeriği, kuvvetin kaynağı ve maddeyi oluşturan temel parçacıklar ile kuvvetler arasındaki ilişkiler ayrıntılı bir şekilde araştırılmaktadır [3].

Kuvvet nedir sorusu kısa bir cevap ile; itme ya da çekme yaratan şey şeklinde yanıtlanabilmektedir. Bu kavramın daha anlamlı bir tanımı ise; iki veya daha fazla nesne arasındaki etkileşimin kuvveti meydana getirmesi olarak söylenebilmektedir. Örneğin; elektriksel kuvvet elektrik yükleri arasındaki etkileşimden dolayı iken; çekim kuvveti kütleler arasındaki etkileşimden kaynaklanmaktadır [7].

Günlük yaşamda tanık olunan olayların çoğu; iki temel kuvvet olan kütle çekimi ve elektromanyetizmanın bağlamında açıklanabilmektedir. Bu etkileşimler; sadece galaksilerin dinamiklerinden atom ve katihal fiziğine kadar uzanan olayların çok geniş bir yelpazesine ilişkili etkileşimlerdir. Ancak bu iki etkileşim tüm atom altı fiziğe açıklama yapmak için yeterli değildir. Kütle çekim kuvveti gerçekten atomik seviye ile herhangi bir ilgisi olamayacak kadar zayıftır. Diğer bir taraftan elektromanyetizma; 10^{-15} m mertebesinde bir boyuta sahip olan çekirdekte, pozitif yüklü protonların nasıl çok sayıda olabildiğine açıklama sunamamaktadır. Aynı zamanda bu iki kuvvet de β -bozunumu gibi nükleer süreçleri açıklayabilen herhangi bir mekanizma sağlayamamaktadır. Bu olaylar iki nükleer etkileşime başvurmayı gerektirmektedir. Etkileşimlerden biri; atom çekirdeğinde proton ve nötronların birbirlerine bağlanmasından sorumlu “güçlü” kuvvet; bir diğeri de bağlı durumlar üretmeden nükleer parçalanmayı (bozunma) açıklayan “zayıf” kuvvettir. Bu durum, güçlü ve zayıf etkileşmelerin sadece mikroskobik ölçekte öneme sahip olduğu anlamına gelmemektedir. Örneğin; Güneş’in parlaması ve yıldızlarda yer alan nükleer yakıtların yanma hızı; güçlü ve zayıf etkileşmelerin yürüttüğü reaksiyonlara bağlıdır [47, 48].

Kütle çekimi; doğru bir şekilde tanımlanmış ilk temel kuvvettir (etkileşimdir). Bu, 17. yüzyılda Isaac Newton’un *Principia* adlı eserinde evrensel kütle çekimi ($F = Gm_1m_2/r^2$) yasasını ifade etmesi ile gerçekleştirilmiştir. Newton; bu yasayı kullanarak, Güneş

etrafindaki gezegenlerin yanı sıra Dünya yüzeyindeki mermi hareketinden de sorumlu olan kütle çekim kuvvetini gösterebilmiştir. Bu şekildeki bir açıklama; yer ve gök hareketlerine farklı kuvvetlerin neden olduğuna inanıldığından dolayı devrimci bir başarı olarak kabul edilmektedir. Newton'un kütle çekim yasası yaklaşık üç yüz yıl sonra 1916'da Albert Einstein tarafından çalışılmıştır. Einstein'ın GR teorisine göre; kütle çekimi, kütlenin (veya enerjinin) varlığından dolayı uzay-zamanın eğriliğinin sonucudur. Kuvvet doğrudan doğruya parçacığın kütlesine etki etmektedir ve öylesine zayıftır ki, iki temel parçacık arasındaki karşılıklı kütle çekim kuvvetini deneysel olarak ölçmek belki de hiçbir zaman mümkün olmayacaktır. Bu kuvvetin hissedilmesinin tek nedeni toplam oluşundan kaynaklanmaktadır ([Dünya'daki] tüm parçacıklar [vücudumuzdaki] tüm parçacıkları aynı yönde çekmektedir.).

On sekizinci yüzyıldan önce elektrik ve manyetik kuvvetlerin birbirlerinden ilgisiz kavramlar oldukları kabul edilmiştir. Elektrik kuvveti, yüklü iki parçacığın birbirini ittiği (yükleri aynı işaretli ise) ya da birbirini çektiği (yükleri zıt işaretli ise) kuvvet olarak tanımlanırken, manyetik kuvvet ise elektrik yüklü bir parçacığın manyetik alandan geçerken üzerine etki eden kuvvet şeklinde betimlenmiştir. 1819 yılında Hans Oersted'in akım taşıyan bir telin bir manyetik pusula iğnesini saptırdığını kaza ile keşfetmesinden sonra; 1820'lerde Michael Faraday ve Joseph Henry bir dizi deney ile manyetik alandaki değişimin elektrik alan yarattığını göstermişlerdir. Ek olarak; André-Marie Ampère atomik boyutta elektrik akım döngülerinin, tüm manyetizmanın temeli olduğu sonucuna varmıştır. Elektrik ve manyetik kuvvetler arasındaki yakın ilişki; 1879 yılında James Clerk Maxwell tarafından elektromanyetik teorisinin geliştirilmesi ile en yüksek noktaya erişmiştir. Maxwell'in elektromanyetik teorisi; elektrik ve manyetizmanın tam bir birleşimini sağlamıştır ve bu; kuvvetlerin birleşmesinin ilk örneği olmuştur. Uzayın herhangi bir noktasında elektrik alandaki (birim yük başına kuvvet) bir değişime; bu noktada manyetik alanda meydana gelen bir dengeleme değişimi eşlik etmektedir. Yerel simetrisinin bu şekilde çeşitli alan bileşenlerinde oluşan değişikliklerin dengelenmesi aracılığı ile korunması ayar alanları olarak isimlendirilen vektör alanlarının özelliğidir. Elektromanyetik kuvvet; çekirdekleri ve elektronları atomlar halinde birleştiren kuvvet olarak söylenebilmektedir.

β -bozunumu gibi çekirdeğin radyoaktif bozunumunu meydana getiren ve pek çok parçacığın hatta pek çok atom çekirdeğinin kararsız olmasından zayıf etkileşimler sorumludur. Daha önce de söz edildiği gibi 1930 yılında Wolfgang Pauli; enerji, momentum ve spin istatistiği korunumlu ise, nötron tarafından β parçacığının emisyonuna

eşlik etmesi gereken nötrino isimli yarım spinli kütesiz parçacığın varlığını öne sürmüştür. Dört yıl sonra Fermi zayıf etkileşimin ilk kuantum teorisini geliştirmiştir ve bu literatürde dört-fermiyon etkileşimi olarak bilinmektedir. Atom çekirdeğindeki radyoaktif bozunmayı yaratan zayıf kuvvetin, atomik boyutlarda etkin olmasıyla birlikte temel parçacıklar üzerinde bağlayıcı bir etkisi de bulunmamaktadır. Abdus Salam, Seldan Glashow ve Steven Weinberg, 1979'da *Nobel Ödülü* kazandıkları çalışmalarında; düşük enerjilerde çok farklı görünen zayıf kuvvetlerle elektromanyetik kuvvetlerin yüksek enerjilerde tek bir kuvvet olduğunu göstermişler ve buna “*elektrozayıf kuvvetler*” ismini vermişlerdir.

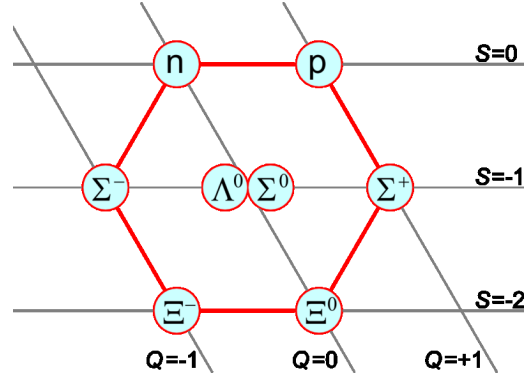
Temel parçacıklar arasında etkin olan bir diğer kuvvet, atom çekirdeğini oluşturan kuarkları gözlenen yapıda tutan (baryonlar veya mezonlar şeklinde) güçlü etkileşimlerdir. 1932 yılında nötronun keşfedilmesi sonucunda çekirdeğin bir arada duran proton ve nötronlardan oluştuğu anlaşılmıştır. O tarihlerde bilinen kuvvetleri kullanarak, örneğin elektromanyetik kuvveti, çekirdeğin kararlılığını açıklamak imkansızdır. Elektromanyetik kuvvet aslında aynı yüke sahip olan protonların şiddetli bir şekilde birbirlerini iteceğini söylemektedir. Bu durum Yukawa'nın kısa menzilli güçlü kuvveti önermesine yol açmıştır. Güçlü kuvvetlerin erimleri bir metrenin katrilyonda biri gibi çok küçük mesafelerdir ve kendilerini ancak böylesine küçük boyutlarda hissettirmektedirler. Bu sebeple günlük yaşantıda hiçbir zaman güçlü kuvvetler ile karşılaşılmamaktadır [49].

Şimdiye kadar yapılmış tüm deneylerde öngörülerinin doğrulanması SM'nin büyük bir başarısı olsa da, SM bazı eksiklikleri olan bir modeldir. Çünkü model; elektrozayıf kuvvet ile güçlü kuvvet veya kütle çekim kuvvetini birleştirememektedir. Nihai hedef tek bir birleşik teoride tüm bu etkileşmelerin nasıl birleştirilebileceğini anlamaktır. Bu tek ilkel kuvvetin Büyük Patlama sonrası ($\sim 10^{-35}$ sn) çok kısa bir zaman için var olduğuna inanılmaktadır. Evrenin soğumaya başlaması ile bu tek kuvvet bugün görülen farklı biçimleri almaya başlamıştır [7].

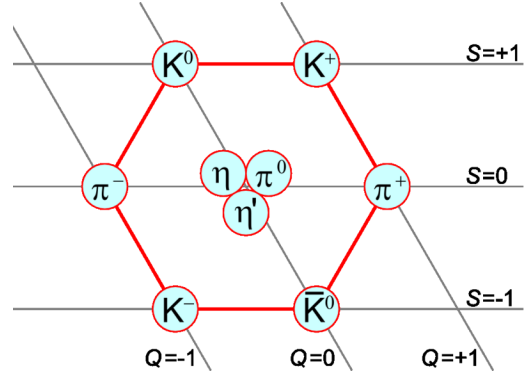
2.1.3. Hadronlar

Temel Parçacık Fiziği'nde periyodik cetvel gibi öneme sahip olan parçacık sınıflandırılması, 1961 yılında Gell-Mann tarafından “*Sekizkatlı Yol (Eightfold Way)*” olarak tanımlanmıştır (aynı düzen Ne'eman tarafından da bağımsız olarak önerilmiştir). Sekizkatlı yol, baryon ve mezonları sahip oldukları yükleri ve acayıplıklarına göre geometrik desenler içinde düzenlemiştir. Sekiz en hafif baryon; merkezde iki parçacık ile altıgen bir dizi içine oturtulmuş ve bu yapıya *baryon octet (baryon sekizlisi)* ismi verilmiştir (Şekil 2.6). Bu

yapı; aşağıya doğru diyagonal çizgiler üzerinde aynı yüklü parçacıklar ve yatay çizgiler üzerinde aynı acayıplık sayısına sahip parçacıklar olacak şekilde düzenlenmiştir. Sekiz en hafif mezon da aynı kuralla benzer bir altıgen desende düzenlenmiş buna da *mezon octet* ismi verilmiştir (Şekil 2.7).

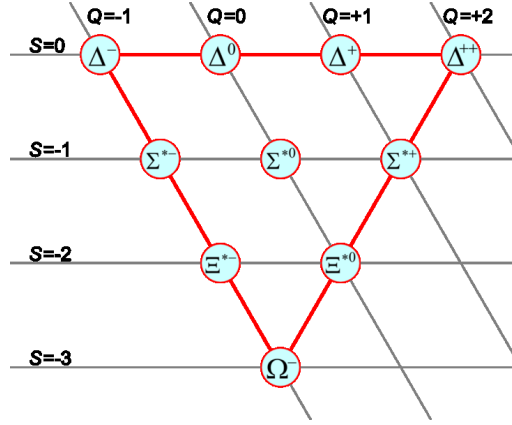


Şekil 2.6: Spin-1/2 baryon octet.



Şekil 2.7: Spin-0 mezon octet.

Sekizkatlı yola izin veren şekiller sadece altıgenler değildir; örneğin, on baryon içeren bir üçgen dizilimi *baryon decupleti* meydana getirmiştir (Şekil 2.8). Baryon decuplette bulunan parçacıkların dokuzu deneysel olarak bilinmekteyken onuncu parçacık Ω^- (yükü -1, acayıplık sayısı -3) laboratuvarlarda dedekte edilememiş; Gell-Mann cesaretle böyle bir parçacığın bulunmasını öngörmüş ve onun tam olarak nasıl üretileceğini deneycilere söylemiştir. Ayrıca bu parçacığın yaşam ömrü ve kütesini hesaplamış ve 1964 yılında ünlü Ω^- parçacığı tam olarak Gell-Mann'ın öngördüğü gibi keşfedilmiştir. Ω^- 'nin keşfinden dolayı, sekizkatlı yolun doğruluğundan ciddi bir şekilde şüphe edilmemiştir.



Şekil 2.8: Spin-3/2 baryon decuplet.

Sekizkatlı yolun başarısı “Niçin hadronlar bu tuhaf kalıbın içine sığacak?” sorusunu akla getirmiştir. Sekizkatlı yolu anlamak ancak; 1964 yılında Gell-Mann ve Zweig birbirlerinden bağımsız olarak, tüm hadronların aslında Gell-Mann’ın kuark ismini verdiği daha temel bileşenlerden oluştuklarını öne sürmeleri ile sağlanmıştır. Buna göre; iki temel birleşme kuralı bulunmaktadır:

- Her baryon üç kuarktan oluşmaktadır (ve her karşıt baryon üç karşıt kuarktan)
- Her mezon bir kuark ve bir karşıt kuarktan oluşmaktadır [1].

Bu şekilde, güçlü etkileşim aracılığıyla etkileşen kuarkların bağlı durumları *hadron* olarak isimlendirilmektedir. Ayrı ayrı kuarklar kesirli elektrik yüklerine sahip olmalarına rağmen, hadronlarda kompozit parçacıklar şeklinde birleştiklerinde net bir tam sayı elektrik yüküne sahip olmaktadır. Ayrıca kuarklar renk yükü taşıyor olsa bile hadronların net renk yükü yoktur, renksizdirler. Hadronların benzersiz bir özelliği de; bir hadronun kütesinin sadece çok küçük bir kısmının içindeki kuarklardan dolayı olmasıdır. Hadronlar güçlü etkileşmelerin yanı sıra elektromanyetik ve zayıf etkileşmelere de sahip parçacıklardır. Bu parçacıklar hem tam hem de yarım spinli olabilmektedirler. Yarım tam sayı spinli baryon olarak adlandırılan parçacıklar ya 1/2 ya da 3/2 toplam spinli üç kuarkın bağlı durumu olan fermiyonik hadronlardır [50, 51]. Baryonlar ağır parçacıklardır (en hafifi protondur) ve isimlerini, Yunanca’da anlamı ağır olan “*barus*” kelimesinden almaktadırlar [7]. Baryonların yaklaşık 120 farklı tipi vardır. Baryon sayısı B ; herhangi bir saçılma reaksiyonu ya da baryon bozunumunda korunması gereken bir sayıdır; yani baryon-karşıt baryon sayısı herhangi bir etkileşimde sabittir. Baryonlar (proton dışında); kütleleri daha düşük olacak ve baryon sayısı B korunacak şekilde daha hafif bileşenlere

bozunmaktadırlar. Tam sayı spinli parçacıklar mezon olarak adlandırılmaktadır. Toplam spinleri 0 veya 1 olan bu parçacıklar bir kuark ve bir karşıt-kuarkın bağlı durumundan oluşan bozonik hadronlardır. Bu parçacıkların kütleleri baryonlardan daha hafif olma eğilimindedir (en hafif mezon pionlardır) ve isimlerini Yunanca bir kelime olan orta anlamına gelen “*mezon*” sözcüğünden almaktadırlar. Yaklaşık 140 farklı mezon tipi vardır. Mezonlar için baryon sayısı B sıfırdır ve hem güçlü hem de zayıf etkileşmeye katılabilen parçacıklardır. Ayrıca net yüke sahip olan mezonlar; elektromanyetik etkileşmeye de katılmaktadırlar. Mezonlar bir parçacık ve bir karşıt-parçacıktan oluştuklarından dolayı oldukça kararsızdırlar ve sadece parçacık hızlandırıcıları veya kozmik ışıklarda üretildiklerinde gözlenmektedirler. Bu nedenle baryon sınıfında olan proton ve nötron kadar bilindik değildirler. Sonuç olarak yüzlerce farklı çeşit hadron vardır ve bazıları hemen hemen kararlıyken bazıları son derece kısa ömürlüdür (rezonans) [51].

İzole edilmiş kuark üretmek için yapılan deneylerin başarısızlığı 1960’ların sonu ve 1970’lerin başlarında kuark modeli hakkında yaygın bir şüpheciliğe neden olmuş ve kuarkların baryon ve mezonlar içinde *hapsedilmiş* (confinement) olduğu düşünülmüştür. Kuarklar hiçbir zaman yalnız gözlemlenememekte çünkü güçlü kuvvet; kuarkların çok uzak ve serbest olmasına izin vermemektedir [52].

2.1.4. Klasik Mekanikten Kuantum Alan Teorisine

Klasik Mekanik (Classical Mechanics-CM); ağırlıklı olarak gezegen hareketini çalışan Newton, Leibniz ve Galileo döneminde doğmuş olmakla birlikte Newton’un hareket ve kütle çekim yasaları ile Maxwell’in elektromanyetik ışınım teorisine dayanmaktadır. Newton; niçin Dünya Güneş’in etrafında dönüyor, niçin Ay Dünya’nın etrafında dönüyor ve niçin elma (ve diğer nesnelere) düşüyor anlamak istemiş, ampirik (gözleme dayalı) verileri analiz ederek kütle çekimini içeren ve gözlenen olayların çoğunu açıklayan bir formül keşfetmiştir. Newton’un yeryüzündeki fizik yasalarının, gezegenlerin hareketlerini belirleyen fizik yasaları ile aynı olduğunu fark etmesi büyük bir felsefi atılım olmuştur. Newton’un yasaları ile; güneş sisteminin farklı bileşenlerinin konumlarını ve hızlarını içeren diferansiyel denklemleri anlamak mümkünleşmiştir. Böylece; verilen bir zamanda tam olarak tüm konumları ve hızları bilerek, herhangi başka bir zamanda; prensipte, konumları ve hızları anlamak mümkün olabilmektedir [53].

Klasik Mekanik’de madde ve enerji iki ayrı kavramdır. Madde; uzayda yer kaplayan

ve kütleye sahip olan bir şeyi ifade ederken; enerji ise madde taşıma ya da daha yaygın bir ifadeyle iş yapma kapasitesidir. Kütle, enerji ve momentum korunum yasaları Klasik Mekanik için çok önemlidir. Kütle, enerji ve momentum korunum yasaları maddenin yaratılamaz veya yok edilemez olduğunu; enerjinin korunum yasası enerjinin yaratılamaz veya yok edilemez olduğunu ve momentum korunum yasası bir kuvvetin etkisi olmadığı sürece bir nesnenin momentumunun değişmeyeceğini belirtmektedir. Max Planck'ın enerjinin küçük birimleri olarak adlandırılan kuantum hakkında konuşmaya başladığı 1900'lü yıllar, Klasik Mekanik'in sonu için kaba bir sınır olarak kullanılmakta ve 1900 yılı sonrası sık sık "*Modern Fizik*" başlığı altında yer almaktadır. Çok geniş bir anlamda Klasik Mekanik; makro ölçekte fizik olarak düşünülebilmekte, dünyada yer alan büyük ve temel şeyleri açıklamakta, fakat molekül ve atomların küçük dünyasındaki detayı anlatamamaktadır [54].

1900 ve 1920 yılları arasındaki dönemde, Klasik Mekanik; Özel Görelilik teorisi ve Genel Görelilik teorisi ile zenginleştirilmiştir. Özel Görelilik ve Genel Görelilik teorisinde, uzay ve zaman, uzay-zaman olarak adlandırılan 4-boyutlu bir manifold içinde birleşmiştir. Özel Görelilik teorisinde uzay-zaman düzdür ve farklı gözlemcilerin tümü ışığın hızını aynı görmektedir. Ancak mesafeler sadece Minkowski metriği ile ölçüldüğünde -Öklid uzaysal veya zamansal metriği ile değil- aynı görünmektedirler. Bu durumda; yerleştirilmiş sistemler arasında uzaysal ve zamansal ayrılma farklı gözlemciler için farklı olmaktadır ve bu fark iki sistem sadece çok farklı hızlarda hareket ettiğinde gözlenmiş; bu nedenle Newton, teorisinde bu sapmayı fark edememiştir. Klasik Mekanik'de zaman mutlak, her koordinat sisteminde iki olay arasındaki zaman farkı aynıdır. Tüm gözlemciler için boşlukta ışığın hızının deneysel olarak aynı olması gerçeği, Einstein'ın zamanın mutlak olmadığını düşünmesine neden olmuştur ve bu sonuç Özel Görelilik teorisine ulaşılmasını sağlamıştır.

Kuantum Mekaniği (QM); Planck sabiti mertebesinde hareketin olduğu mikroskobik ölçeklerde fiziksel olaylarla ilgilenen ve kuantizasyon ismi verilen bir süreç ile elde edilen, Klasik Mekanik'in deformasyonu olan bir fizik dalıdır. Burada deformasyon parametresi Planck sabiti \hbar 'dır. Günlük yaşamda Kuantum Mekaniği'nin görülmemesi *karşılıklılık prensibinin* bir sonucudur. Karşılıklılık prensibi $\hbar \rightarrow 0$ limitinde, Kuantum Mekaniği'nin formüllerinin Klasik Mekanik'in ilgili formüllerine dönüşmesi gerektiğini belirtmektedir ve bu limit klasik sınır olarak adlandırılmaktadır [53].

Kuantum Mekaniği'ni görselleştirmek çok zordur. Klasik Mekanik ve Kuantum Mekaniği arasındaki temel farklardan biri; kuantum parçacıklarının, hareketin klasik denklemlerine

uymak zorunda değilken kendi klasik yörüngelerinden rastgele sapabilmeleridir. Bu nedenle belirli bir zamanda parçacığın konumu ve hızı göz önüne alındığında, daha sonraki bir zamanda parçacığın konumu tespit edilememekte; ama belirli bir noktada bulunabilecek parçacığın daha sonraki zamanda sadece olasılık yoğunluğu belirlenebilmektedir. Bu anlamda kuantum parçacıklar rastgele (Brownian) parçacıklara benzerdir [55]. Kuantum Mekaniği'nde fiziksel durumlar *Hilbert* uzayındaki vektörler tarafından; fiziksel gözlenebilirler de durum vektörlerine etki eden *hermitsel operatörler* tarafından tanımlanmıştır. Operatörlerin hermitselliklerinin gerekliliği onların gerçek özdeğerlere sahip olması anlamına gelmekte; yani onların beklenen değerleri bir ölçümün sonucu olarak yorumlanabilmektedir. Ayrıca Kuantum Mekaniği'nde operatörler *komütasyon bağıntılarına* uymalıdır ve bu durum; örneğin, iyi bilinen bir gerçek olan konum ve momentumun hassas ve bağımsız şekilde ölçümleri yapılamayacağı anlamına gelmektedir (Heisenberg Belirsizlik İlkesi) [56].

Kuantum Alan Teorisi yıllar içinde önemli ölçüde gelişen ve gelişmeye de devam eden bir konudur ve modern fizikteki en önemli başarılarından biridir. Halen tüm gözlemsel kanıtlar; QFT'nin, Planck kütesine kadar ($E \lesssim M_{Planck} \simeq 10^{19}$ GeV) enerjilerin geniş bir yelpazesi için, temel parçacıkların iyi bir açıklamasını sağladığı gerçeğine işaret etmektedir [56]. Bununla birlikte QFT'nin gelişiminde, aşağıda sıralanan bazı tarihsel perspektiflerin (tarihler yaklaşıktır) göz önüne alınması yararlıdır [57]:

- **19. yy** : Elektromanyetizma için klasik alan teorisinde Maxwell denklemleri.
- **1900** : Işığın kuantumu olarak Planck'ın foton hipotezi.
- **1920/30** : Parçacık Kuantum Mekaniği'nin gelişimi.
- **1930/40** : Görelilik ve Kuantum Mekaniği'nin gerçekleşmesi.
- **1940'lar** : QED için hesaplama kurallarının formülasyonu - Feynman kuralları; yol integral yaklaşımının formülasyonu.
- **1950'ler** : Renormalizasyon aracılığıyla Feynman diyagramlarının ıraksamasının üstesinden nasıl gelineceğinin anlaşılması; QFT yöntemlerini diğer çok gövdeli sistemlere uygulamaya başlamak.
- **1960'lar** : QFT'de durgunlaşma - QFT'nin zayıf ve güçlü etkileşmeler için nasıl geçerli olabileceği konusu üzerinde yoğunlaşma.
- **1970'ler** : Abelian olmayan alan teorilerinin renormalizasyonu, renormalizasyon grubu ve asimptotik özgürlük; SM'nin formülasyonu.

- **1970'ler** : Yol integrali ve renormalizasyon grup yöntemlerinin geliştirilmesi.
- **1970'ler** : Tedirgemeli (perturbative) olmayan yöntemler; latis (örgü) ayar teorisi.
- **1980'ler** : Sicim Teorisi ve Kuantum Kütle Çekimi, Konformal Alan Teorisi; tüm QFT'lerin sadece uzunluk ve enerji ölçeğinin bazı bölgeleri üzerinde etkili olduğunun fark edilmesi.
- **1990/2000'ler** : Ayar alan teorileri için holografi ve güçlü bağlaşım sonucu; yoğun madde fiziğinde Konformal Alan Teorisi'nin uygulamaları.

SM'ye göre, parçacıklar arasındaki kuvveti oluşturan -klasik fizikte olduğu gibi- alanlardır. “Alan” fikri 19. yy'da; nesnelere bir mesafe üzerinden nasıl etkileştikleri sorusunu cevaplamak için geliştirilmiştir (kütle çekim durumunda Dünya ve Güneş arasındaki 93 milyon km gibi çok büyük mesafeler üzerinde). Buna göre, her kuvvet kendi ile ilişkili alana sahiptir. Örneğin; bir elektrik yükü uzay boyunca bir elektrik alan üretmekte ve daha sonra bu elektrik alan ilkinde göre belli bir mesafede yerleşmiş ikinci bir elektrik yükü ile etkileşmektedir. Alan kavramının çok güçlü olduğu kanıtlanmıştır ve günümüzde radyo, televizyon ve mikrodalga iletimi gibi birçok amaç için kullanılmaktadır. Ancak en modern teoride; her kuvvet alanı kendi kuvvet parçacığı ile ilişkilidir. Belirli bir kuvvet, iki madde parçacığı arasında uygun kuvvet parçacığının değiş-tokuş edilmesi ile yaratılmaktadır. Sonuç olarak; atom çekirdeği boyutundan (10^{-10} m) astronomik boyutlara (10^{11} m) kadar, gözlenebilen tüm boyutlarda kuvveti “*bozon alanları*” oluşturmaktadır; yani “kuvvet” ancak bir alanın varlığında ortaya çıkan fiziksel bir büyüklüktür. Bozonlar alanları; alanlar kuvvetleri ve kuvvetler ise -evren de dahil- varlık olarak algılanılan tüm nesnelere oluşmasını sağlamaktadır [3, 7].

SM'de kuvvetler Kuantum Alan Teorileri tarafından tanımlanmaktadır. Atom veya atom çekirdeği içinde bulunan elektrik yüklü parçacıklar arasındaki elektromanyetik etkileşmeyi tanımlayan teori; QED olarak isimlendirilmektedir. Alan teorileri bazı ayar simetrilerine dayanmaktadır ve Noether teoremine göre simetriler, korunumlu nicelikleri gerektirmektedir. Bu nedenle, SM'nin ayar simetrileri, etkileşen parçacıkların yükleri olarak tanımlanan değişmeyen kuantum sayılarına neden olmaktadır. Elektromanyetik etkileşim, $U(1)_Y$ (Y : *Hiper yük*) dönüşümü altında ayar değişmezliğinin sonucudur ve korunumlu nicelik elektrik yüküdür. Elektromanyetik etkileşimin bağlaşım sabiti α_{em} ;

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}, \quad (2.1)$$

ile verilmektedir. Burada e elektron yükü biriminde elektrik yükü, \hbar indirgenmiş Planck sabiti ve c vakum içinde ışığın hızıdır. α_{em} 'nin küçük değeri, yüksek mertebelere kadar tedirgemeli hesaplamaları gerçekleştirmeye izin vermektedir. Elektromanyetik teorisinin rölativistik kuantum versiyonu (QED) Richard Feynman, Julian Schwinger ve Sin-Itiro Tomanaga tarafından 1940'lı yıllarda geliştirilmiştir. QED; gözlenebilir niceliklerin kesin bir şekilde belirlenmesi ile fizikte en hassas şekilde test edilmiş teorilerden biridir. Kuvvetlerin birleşmesi ve bir prototip ayar teorisinin ilk örneği olmasının yanı sıra; elektromanyetik kuvvet tüm atomik, moleküler ve bu nedenle biyokimyasal olaylardan sorumlu etkileşimdir. Elektromanyetik kuvvetin taşıyıcısı, en yaygın olarak bilinen bozon olan fotondur (γ) ve bu etkileşim foton alanından kaynaklanmaktadır. Foton; kütlesi sıfır, spini \hbar cinsinden 1 ve yüksüz olan enerji taşıyan ışık taneciğidir. Yüklü bütün parçacıklar elektromanyetik olarak etkileşmektedirler.

SM'de yer alan kuvvetlerden biri olarak zayıf etkileşim $SU(2)_L$ (L :Sol kiralite) dönüşümleri altında ayar değişmezliğinin bir sonucudur ve bu etkileşimde korunumlu nicelik zayıf izospindir (I_3). Zayıf kuvvetlerin erimleri, elektromanyetik kuvvetlere göre daha kısadır ve W^+ , W^- , Z^0 bozonlarının oluşturduğu alanlarda ortaya çıkmaktadır. Tıpkı foton gibi bu ara parçacıkların da spinleri \hbar cinsinden 1'dir; ancak farklı olarak elektrik yükleri vardır (Z^0 bozonu dışında) ve çok ağırdırlar (bu yüzden kuvvetin menzili kısadır). Zayıf etkileşimlerde lepton veya kuark çeşnisi değişebilmekte; böylelikle zayıf kuvvetler *Çeşnidinamik (Flavordynamics)* ile açıklanabilmektedir.

SM'nin açıkladığı bir diğer kuvvet olarak güçlü etkileşim $SU(3)_C$ (C :Renk yükü) dönüşümleri altında ayar değişmezliğinin sonucudur ve burada korunan nicelik renk yüküdür. 1972 yılına kadar spinleri sıfır, kütleleri 135 ile 140 MeV arasında değişen pionların, güçlü kuvvetin taşıyıcıları oldukları sanılmış; ancak pionların da diğer hadronlar gibi kuarklardan meydana geldikleri anlaşılmıştır. Günümüzde; yaşanan bu yanılgının nedeni pionların en hafif hadron olmalarına bağlanmaktadır. İlerleyen zamanlarda; güçlü kuvvet alanlarını doğuran bozonların "gluonlar" olduğu anlaşılmıştır. Spinleri \hbar cinsinden 1 olan gluonların dalga fonksiyonları renk-karşırenk çiftlerinin $3^2 - 1 = 8$ lineer kombinasyonudur. Gluonlar renkli parçacıkları birleştirmekte ve bu durum ayrıca renk yükü taşıyan gluonların kendileriyle de birleştiklerine işaret etmektedir. Güçlü renk alanının kuantasına gluon denmesinin sebebi, bu parçacıkların hadronlar içinde kuarkları sınırlayan "tutkal" görevi görmesidir. QED ile benzer olarak, kuarklar ve renk değişimine

dayalı güçlü etkileşmelerin teorisi QCD'dir. Güçlü etkileşimin bağlaşım sabiti α_s ;

$$\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi}, \quad (2.2)$$

şeklindedir ve burada g_s birleşen kuarkların güç yükü olarak tanımlanmaktadır. Güçlü bağlaşım sabiti α_s , 10^{-15} m'den büyük mesafelerde büyük değerler almaktadır. Bunun sonucu olarak gluonlar ve kuarklar doğada serbest parçacıklar halinde gözlemlenememekte ve bu durum *hapsedilme* olarak isimlendirilmektedir. Benzer bir şekilde 10^{-15} m'den küçük mesafelerde α_s küçük değerler almakta ve bu olgu da *asimptotik özgürlük* şeklinde adlandırılmaktadır [49, 58].

Elektromanyetik kuvvet ile güçlü ve zayıf kuvvetler Kuantum Alan Teorileri ile başarıyla açıklanmasına karşın, kütle çekim kuvveti kuantumlu bir teori olmayan Genel Görelilik teorisi ile açıklanmaktadır. Kütle çekim kuvvetinin de QFT ile açıklanabileceğine inanılmakta ve bu konuda çalışmalar yapılmaktadır. Bu kuvvetin QFT ile açıklanabileceği varsayılarak, henüz gözlemlenmemiş spini \hbar cinsinden 2 ve kütsüz, graviton adı verilen bir parçacık tarafından taşındığı öne sürülmektedir. Kütle ile enerjinin eşdeğer olması nedeniyle bütün parçacıklar kütle çekiminden etkilenmektedir. Bunun dışında; parçacıklar, ancak taşıdıkları yüklerin türleriyle ilgili olarak kuvvet taşıyıcı parçacıkları salabilmekte veya soğurabilmekte, böylece yüklerinin türleriyle ilgili etkileşimlere girerek bu kuvvetler tarafından etkilenmektedirler.

SM yukarıda bahsedilen tüm bilgiler ışığında; elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlerin etkin oldukları boyutları belirleyebilen bir model olarak kabul edilmektedir. Bu kuvvetler, alanı doğuran bozonun kütlesi ile orantılıdır ve kütle arttıkça kuvvetin menzili, yani etkin olduğu mesafe küçülmektedir. Kütlesi sıfır olan foton alanının yarattığı elektromanyetik kuvvet ile kütlesi sıfır olan gravitonun yarattığı kütle çekim kuvvetinin sonsuz erimli olduğu kabul edilmektedir. Güçlü ve zayıf kuvvetler ise yalnızca çok kısa mesafelerde etkili olmaktadır.

2.1.5. Higgs Mekanizması ve Kendiliğinden Simetri Kırınımı

Parçacık Fiziği'nin SM'si; daha önceki bölümlerde söz edildiği gibi, evrendeki tüm görünür maddenin temel bileşenlerinin etkileşmelerini ve özelliklerini tanımlamakta; çok yüksek derecede hassas olan hızlandırıcı deneylerinden elde edilen on binlerce sonucu başarılı

bir şekilde açıklamaktadır. Bununla birlikte SM; eksik bir parça “*Higgs bozonu*” ile de bir bilmeceye benzetilmiştir. SM’nin hesaplanabilirliği ve deneysel datalarla tutarlılığı için bu parçacık gerekli ve kesinlikle çok önemlidir. Bu nedenle; fiziğin en çok merak uyandıran ve son otuz yıldır üzerinde en çok çalışılan konularından birisi, tüm madde parçacıklarına kütle kazandırdığı düşünülen Higgs bozonunu gözlemleyebilmek olmuştur. Parçacıkların niçin kütlesi vardır ve bu kütleleri nasıl kazanırlar (bazılarının kütlesi varken bazılarının neden yoktur!); kütlelerin kökeni nedir; maddenin ve karşıt-maddenin yapısı nedir gibi SM’nin cevabını bulamadığı bazı soruların yanıtları da Higgs bozonunun keşfine bağlanmıştır.

Higgs bozonunun varlığı, Parçacık Fiziği’nde kendiliğinden simetri kırılımının (ya da diğer ismiyle Elektrozayıf Simetri Kırılımı-EWSB) tanıtıldığı teorik çalışmayı takiben ilk olarak 1964 yılında kabul edilmiştir. 1967 yılında SM içine dahil edilmiş ve 1971 yılında zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleşim teorisinin öngörülmesine ve hesaplanabilirliğine yol açtığı gösterilmiştir. 1973 yılından itibaren yüksüz akımların, 1974 yılında cazibe kuarkın ve 1983 yılında da W^\pm ve Z^0 parçacıklarının keşfi ile SM’nin öngörülleri başarılı bir şekilde taçlandırılmıştır ve Higgs bozonunun keşfinin SM’nin deneysel doğrulanmasının doruk noktası olacağı kabul edilmiştir. İlk zamanlarda deneysel gündemde yer almamasına rağmen sonraki yıllarda popülaritesi artmış, ilk olarak e^-e^+ çarpışmalarında ve daha sonra $\bar{p}p$ ve pp çarpışmalarında araştırılmıştır (LEP-CERN ve Tevatron- Fermilab). Son zamanlarda da CERN LHC’de yapılan deneylerin birinci hedefi haline gelmiştir.

Vakum kavramı “boş” uzay fikrine karşı gelmemekte; bunun yerine fiziksel parçacıkların yokluğunda “sanal” parçacıklardan dolayı kuantum etkilerin var olduğunu kabul etmektedir. Genel olarak *vakum*; kuantum etkiler göz önüne alındıktan sonra *en düşük enerji durumuna* verilen isimdir. Bu en düşük enerji durumu fiziksel sistemin temel denklemlerinin tüm simetrilerine sahip olmamakta, bu olgu “kendiliğinden” simetri kırılımı veya “gizli” simetri olarak bilinmektedir. Kendiliğinden simetri kırılımının bu mekanizması ilk olarak John Bardeen, Leon Cooper ve John Robert Schrieffer’in teorisinde tanımladığı gibi süperiletkenlik olgusunda öneme ulaşmıştır. Kendiliğinden simetri kırılımı düşüncesi Parçacık Fiziği’ne 1960 yılında Yoichiro Nambu tarafından tanıtılmıştır. Ayar simetrisinin kendiliğinden kırılımının Parçacık Fiziği’ne girmesi ise, 1964 yılında, François Englert ve Robert Brout, ardından bağımsız olarak Peter Higgs ve daha sonra Gerry Guralnik, C. R. Hagen ve Tom Kibble tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu; spinsiz bir Goldstone bozonu ve tam bir yerel simetrinin bir ayar bozonunu tamamen

rölativistik bir teoride, tek bir kütleli vektör bozona birleştirerek iki istenmeyen kütsüz bozonun aynı anda nasıl ortadan kaldırılacağını göstermeleri ile yapılmıştır. Kütleli spin-1 parçacığın üç serbestlik derecesini elde etmek için, bir kütsüz vektör bozonunun iki polarizasyon durumunu, bir spin-0 parçacığın bir serbestlik derecesi ile birleştirmişlerdir. Sonraki önemli adım Glashow'un zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleştirilmiş $SU(2) \otimes U(1)$ modelini Weinberg ve Salam tarafından Abelian olmayan kendiliğinden simetri kırınımının içine katmış olmalarıdır. İlk olarak Weinberg'in makalesinde; skaler alan vakum beklenen değerinin temel fermiyonlara kütle verebileceği farkedilmiştir [59].

Atom çekirdeklerinin bozunmasına yol açan zayıf kuvvet ile, atomları bir arada tutan elektromanyetik kuvvetin aslında elektrozayıf adlı tek bir kuvvet olduğunun kanıtlanması, bu kuvvetleri taşıyan parçacıkların, yani bozonların simetrik olmasını gerektirmiştir. Elektromanyetik kuvvetin taşıyıcısı, kütsüz olduğu bilinen fotondur ve deneyler, fotonun kütsesinin, elektronun kütsesinin “Katrilyonda birinin katrilyonda birinden” (10^{-30}) büyük olamayacağını göstermekte, kuramsal olarak ise bu kütsenin sıfır olması gerekmektedir. Kütsesi olmadığı için foton, hem en hızlı hem de sınırsız erimli bir parçacıktır. Ancak zayıf kuvveti taşıyan W^+ , W^- ve Z^0 bozonları çok kısa erimlidir. Bu nedenle zayıf etkileşimin erimi, atom çekirdeğinden daha da kısa; yani santimetrenin katrilyonda biri (10^{-15} cm) kadardır. 1960'lı yıllarda elektrozayıf kuvvet kuramını geliştiren ABD'li fizikçi Sheldon Glashow, iki kuvveti birleştirebilmek için zayıf kuvvet bozonlarına kaynağını bilmediği bir kütle koymak zorunda kalmıştır ve yapılan deneylerle gerçekten de bu bozonların kütseleri yaklaşık olarak 81 ve 92 GeV olarak bulunmuştur. Her iki etkileşimin ara parçacıkları arasındaki bu büyük kütle farkı elektrozayıf kuramı çarpıtmaktadır. Simetrik olması gereken kuvvet taşıyıcılarından biri (foton) kütsesiz, ötekilerse (W^\pm , Z^0) kütselye sahiptir. Bu paradoks, parçacıklara kütle kazandırarak aslında var olan simetriyi perdeleyen yeni bir parçacık, bir Higgs parçacığı düşüncesine sebep olmuştur. SM'de oldukça önemli bir konumda bulunan Higgs parçacığına *Nobel Ödüllü* fizikçi *Leon Lederman* tarafından keşfedilmesindeki zorluk açısından “Tanrı'nın belası parçacık” denilmiş ancak daha sonra bu isim “*Parçacıkların tanrısı*” (*God Particle*) olarak değiştirilerek yansıtılmıştır.

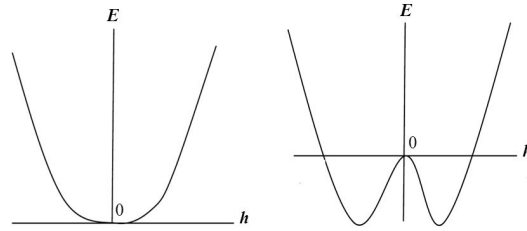
Spini sıfır olan Higgs bozonunun yaratmış olduğu “Higgs alanı” uzay tamamen boşaltılmış olsa bile devre dışı kalmayı reddeden hayalet benzeri bir alan olarak tanımlanmaktadır ve parçacıklar sadece Higgs alanı ile etkileştiklerinde kütle kazanmaktadır. Kurama göre parçacıklar Higgs alanı ile kuvvetli etkileştiklerinde daha büyük, zayıf etkileştiklerinde ise daha küçük kütle sahibi olmaktadır. Higgs alanının en önemli özelliği skaler bir alan

olması ve bu sayede büyüklüğünün yön ile değişmemesidir (böylece parçacıkların Higgs alanının içindeyken yönlerinin değişmesi kütlelerini değiştirmemektedir).

Evren alanlarla doludur ve hepsi de enerji taşıyan bu alanlar, uzayın her yerine bir enerji yoğunluğu eklemektedir. Alanlar sıfır iken, enerji yoğunluğunun en düşük olduğu durumdadırlar. Bu önemli bir özelliktir; çünkü her sistem, sonunda en düşük enerji durumunda olmak istemektedir. Evren de bundan farklı değildir ve parçacıklardan kaynaklanan alanlar göz ardı edilirse, evrenin en düşük enerji durumu, temelde boş uzaydır. Higgs alanı (h), E ile adlandırılan bir enerji miktarı ekleyerek evrenin enerji yoğunluğunu arttırmaktadır ve Higgs alanı h ile onun eklediği E enerji miktarı arasındaki bağıntının;

$$E = M^2 h^2 + A h^4, \quad (2.3)$$

denklemleriyle verildiği varsayılmaktadır. Burada A pozitif fakat değeri belli olmayan bir sabittir. Denklemdaki M^2 , Higgs alanının kuantumlarının kütesinin karesi olarak yorumlanmaktadır. A ve M^2 bilinirse, h 'nin verilen bir değeri için, eklenen enerji yoğunluğu E 'yi hesaplamak için bu denklem kullanılabilir; hatta, SM'de M^2 ve A bilinmese bile, kabaca bu bağıntının nasıl davrandığına bakılarak pek çok önemli sonuç elde edilebilmektedir. h sıfırdan başlayıp daha büyük değerlere arttırıldığında, E 'nin nasıl davrandığını gösteren bir grafik Şekil 2.9'da görülmektedir.



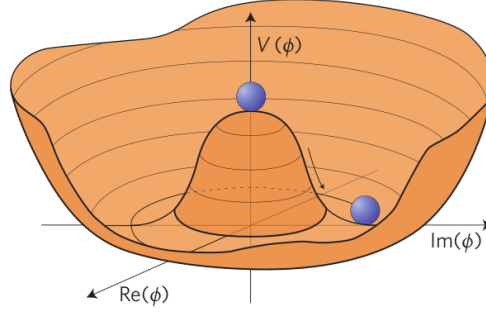
Şekil 2.9: Higgs alanının evrene eklediği enerji ile ilişkisi.

$h = 0$ için denklemin sağındaki her iki terim sıfır; dolayısıyla E de sıfır olmaktadır. Bu, $E = h = 0$ noktasını belirlemektedir. h 'nin küçük bir değer; örneğin $h = 0.1$ olduğu düşünüldüğünde, M^2 ve A pozitif kaldıkça (gerçek değerleri ne olursa olsun), E pozitif olmakta ve h arttıkça E 'de büyümekte; böylece grafik şekilindeki gibi (sol grafik) elde edilmektedir. M^2 katsayısının Higgs alanlarının kuantumları olan Higgs bozonlarının kütlesi şeklinde açıklanması ile, $h = 0$ için E sıfır olmalı; h arttıkça E 'de artmalıdır.

Bununla birlikte; Higgs alanı için çarpıcı bir adım atıp, M^2 'nin negatif bir nicelik olduğu düşünüldüğünde; artık bu terimin bir kütlelenin karesi anlamını taşımayacağı sanılabilmektedir. Fakat ilginç olabileceğinden, E 'nin davranışları açısından sonuçlar incelenmektedir. $h = 0$ için yine $E = 0$ olmaktadır. İlk terim daima negatiftir; çünkü M^2 negatiftir; ikinci terim ise daima pozitifdir. h 'nin 0.1 gibi küçük bir değer aldığı varsayıldığında, A ve M^2 'nin büyüklükleri çok farklı değilse, $h^2 = 0.01$ ancak $h^4 = 0.0001$ olduğundan ilk terim değerce daha büyük olacak; dolayısıyla h sıfırdan başlayarak artıyorsa, E daima negatif değerlerden geçecektir. h büyüdükçe, ikinci terim giderek baskın olacağından sonunda E pozitif hale gelmekte; böylece E 'nin grafiği şeklindeki gibi elde edilmektedir (sağ grafik). Nasıl çizileceği tamamen bilinmemekle birlikte temel şekil, Şekil 2.9'un sağ kısmında gösterildiği gibi olmaktadır. Bu şekil evrenin bir tür enerji manzarası olarak düşünülürse -tıpkı bir vadi ile kenarlarında inip çıkan bir top gibi- top ve evrenin ikisi de sonunda en dibe, en düşük enerji durumuna yerleşmektedirler. Böylece *en düşük enerji durumunun, Higgs alanı sıfır iken değil h sıfırdan farklıyken* oluştuğu görülmektedir. Yani; evren boş iken, sıfırdan farklı bir Higgs alanıyla dolmuştur [4].

SM'nin denklemleri simetriktir ve bu denklemleri tanımlayan perspektif değişse bile denklemler değişmeden kalmaktadır. SM'nin sahip olduğu simetrilere biri kütleyle sahip parçacıkları yasaklamakta, yani parçacıkların kendi kütlelerini elde etmiş olmaları gerekmektedir. Bu bilgiler ışığında; evrenin muhtemelen simetrik olarak doğduğu, Büyük Patlama zamanında tüm parçacıkların kütlelessiz ve tüm kuvvetlerin tek bir ilkel kuvvette birleşmiş olduğu kabul edilmektedir. Ancak; Büyük Patlama'dan sadece 10^{-11} sn sonra bu orijinal düzenin yok olduğu ve Higgs alanının dengesini kaybettiği varsayılmaktadır. Yuvarlak bir kase içinde yer alan bir topun konumunda meydana gelen değişiklikler göz önüne alınarak Higgs alanı daha anlaşılabilir bir şekilde anlatılabilmektedir. Bir itme ile top kase içinde yuvarlanmaya başlamakta; ama bir süre sonra en düşük noktaya dönmektedir. Ancak; eğer kasein merkezinde bir tümsek meydana getirilirse, kase *Meksika şapkası* gibi görünmekte (Şekil 2.10) ve ortadaki konum hala simetrik iken aynı zamanda da kararsız hale gelmiş olmaktadır. Şapka simetriktir; fakat top bir kez aşağı yuvarlandığında merkezden uzaktaki konumu simetriyi gizlemektedir. Benzer bir şekilde Higgs alanı da var olan simetriyi kırmakta ve simetrik sıfır konumundan uzak vakumda kararlı bir enerji seviyesi bulmaktadır. Bu kendiliğinden simetri kırılımı, Higgs alanının faz geçişi olarak nitelendirilmektedir. Faz geçişinin meydana gelmesi için, dört parçacıktan sadece birinin kurtulmuş olması gerekmektedir ve bu parçacık Higgs parçacığıdır. Diğer üç parçacık ise zayıf kuvvetin ara parçacıkları olan iki elektrik yüklü

W parçacığı ve bir yüksüz Z parçacığı tarafından tüketilmekte; böylece bu parçacıklar kütleye sahip olmaktadır. Bu şekilde, zayıf kuvvetin üç ağır parçacığı ve elektromanyetik kuvvetin kütsüz fotonu arasındaki simetri; yani elektrozayıf kuvvetin simetrisi korunmuş olmaktadır [60].



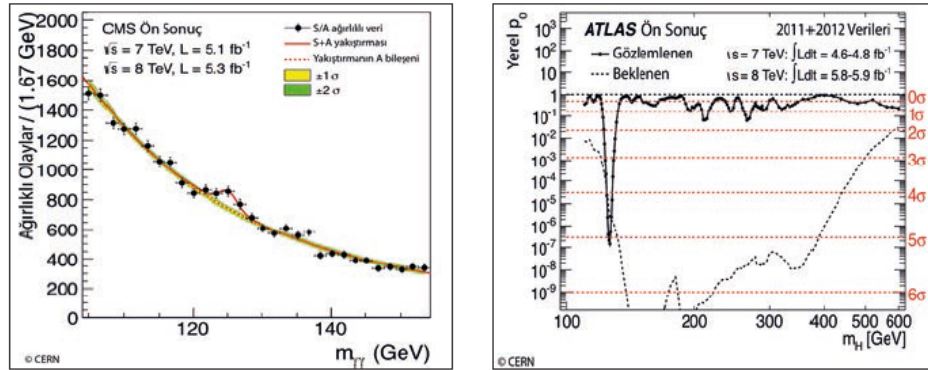
Şekil 2.10: Higgs alanının potansiyel enerjisinin Meksika şapkası şeklindeki gösterimi.

Potansiyel enerjisinin şapka şeklindeki grafiği verilen Higgs alanının, varlığını öngördüğü Higgs bozonunun tüm özellikleri Higgs yöntemi ile hesaplanabilmesine rağmen, kütlelerinin duyarlı bir şekilde öngörülememiş olması nedeniyle yoğun aramalara karşın uzun yıllar bu parçacık gözlemlenememiştir. Higgs bozonunu bulmaya yönelik heyecanlı serüven 1980’li yıllarda başlamıştır. 1989 yılında CERN’in NA31 deneyi, Higgs bozonunun kütlelerinin 0.015 GeV’den yüksek olması gerektiğini göstererek ilk sonucu vermiştir. Daha yüksek enerji düzeylerine doğru yolculuğa çıkmayı başaran CERN’in LEP (Large Electron Positron-LEP) çarpıştırıcısı ise 2000 yılında Higgs parçacığının kütlelerinin 114.4 GeV’den büyük olması gerektiğini bulmuştur. Buna paralel olarak ABD’de Fermilab’da Tevatron isimli çarpıştırıcıda gerçekleşen çalışmalarda da Higgs parçacığının izleri aranmış; 2011 yılında Tevatron’da kurulu bulunan CDF ve DZero deneylerinde çalışan fizikçiler Higgs parçacığının kütlelerinin 156 – 177 GeV arasında olması gerektiğini öngörmüşlerdir. Daha sonra LEP’te ve Tevatron’da yapılan hassas ölçümlerin birleştirilmesi ile Higgs parçacığının kütlelerinin 161 GeV’den küçük olması gerektiğinde karar birliğine varılmıştır.

Higgs parçacığı çok kısa ömürlü olduğu için (10^{-22} sn mertebesinde), oluştuğu anda SM’de bilinen parçacıklara bozunmakta; bozunma sonucunda oluşan parçacıklar ve bunların da kendi bozunum ürünleri, bıraktıkları izler sayesinde algıçlar tarafından gözlemlenmekte ve özellikleri ölçülmektedir. Bu durum çarpışıp tamamen parçalanmış iki otomobilin etrafa saçılan parçalarına bakarak otomobillerin markalarını ve çarpışmanın nasıl olduğunu anlamaya benzetilebilmektedir. Olay yerinde kazaya dair izlerin

araştırılmasına benzer olarak, çarpışma deneylerinde de algıçlarda iz sürülmektedir. Higgs parçacığı araştırmalarında, bozunma ürünlerini; yani bozunma kanallarını incelenen model belirlemektedir. Örneğin; Higgs bozonunu bulmak için *iki foton kanalı*, *iki W kanalı* veya *iki Z kanalı* incelenmekte, bu parçacıklar ile bozunma ürünleri aranmaktadır. Algıçlar bozunma ürünlerinin izlerini ölçerek Higgs bozonu olmaya aday parçacıkları ortaya çıkarmaktadır. Aranana benzer izler SM'de Higgs dışındaki başka süreçlerden de gelebilmekte ve bunlara sinyalin arkasında hep oldukları için, artalan denmektedir. Bu nedenle Higgs parçacığının var olduğunu söyleyebilmek için ilgili ölçümlerde (SM'nin Higgs dışındaki beklentilerinin üzerinde) bir fazlalık gözlenmesi gerekmektedir. Bu nedenle, deneylerde çok fazla miktarda veri toplamaya yani yüksek istatistiğe gerek duyulmaktadır [61].

Higgs parçacığının bulunması için tüm dünyada büyük çabalar sarfedilmiş uzun bir süre için Fermilab ve CERN laboratuvarları Higgs parçacığının keşif çalışmasında yarışmıştır. Fermilab Tevatron hızlandırıcısı birkaç yıl önce kapatılmış ama CERN, Higgs parçacığını aramak için dünyada çalışmaya devam eden tek yer olmuştur. İleri sürülmesinden neredeyse yarım yüzyıl sonra, 4 Temmuz 2012 Çarşamba günü, CERN'de (ATLAS ve CMS deneyleri), teoriyi doğrulayan Higgs parçacığının keşfi dünyaya duyurulmuştur [60].



Şekil 2.11: CMS ve ATLAS deneylerinin Higgs parçacığının gözlemlenmesi ile ilgili sundukları grafikler.

Yukarıda yer alan Şekil 2.11'de; sol resimde, CMS deneyinden en güçlü kanıtı sunan, iki fotonlu olaylardan elde edilen kütle görülmektedir. Yatay ekseninde iki fotondan elde edilen kütle, düşey ekseninde o kütlede toplanan olay miktarı bulunmaktadır. Siyah noktalar

toplanan veriyi, noktalı kırmızı çizgi bilinen süreçlerden ölçülen artalanı göstermektedir. Düz kırmızı çizgi ise sinyal artı artalan, yani *yeni bir parçacık* varsayımına göre oluşturulan ve çözümlenen veriye en uygun eğridir. *Yeni parçacık* CMS deneyinde yaklaşık 125 GeV’ de bir fazlalık olarak kendini göstermektedir. “Bu yeni parçacık Higgs bozonu mudur?” sorusuna cevap verebilmek için, kuramın önerdiği başka kanallarda da aynı parçacık aranmıştır. Aynı kütle aralığında, yani 120 GeV’den 130 GeV’e kadar olan aralıkta, ATLAS deneyi 5.3 olay beklerken (bu yeni parçacığı destekler şekilde) 13 olay saptamıştır. Bir sonraki adım, ölçüm yapılan tüm kanallardan alınan sonuçların birleştirilmesidir. Burada amaçlanan, görülen sinyalin istatistiksel bir tesadüf olup olmadığını anlamaktır. Yukarıdaki resimde, sağ tarafta ATLAS deneyinin, çözümlemede denenen bütün Higgs bozonu kütleleri ve bütün kanalları için, artalanın sinyal benzeri bir fazlalık üretme olasılığı verilmiştir. Yatay eksende aranan parçacığın kütlesi, sol dikey eksende ise her kütle değerinde elde edilen verinin “yeni bir parçacıktır yoktur” varsayımına uyumluluk olasılığı gösterilmiştir. Sağ dikey eksende ise, bu olasılığın normal bir dağılımın (Gauss Çan Eğrisi) genişliği cinsinden (σ) ifadesi bulunmaktadır. Görüldüğü gibi, neredeyse bütün kütlelerde gözlenen olasılık (düz çizgi) en az yüzde bir civarında olduğu halde, 126.5 GeV’de 3×10^{-7} ’ye düşmektedir. Bu değer de yaklaşık üç milyonda bir, yani yeni bir parçacığın keşfinde kullanılan ölçüt olan 5σ ’ya eşittir. Bu sonuç ile de yeni bir parçacığın keşfi tamamlanmaktadır [61].

2.1.6. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrisi

SM’ye göre evren birbirinin kopyası gibi duran üç aileden oluşmaktadır. İkinci ve üçüncü aileler, birinci aileden daha ağırdırlar. Aynı zamanda ikinci aile üyeleri birinci, üçüncü aile üyeleri de ikinci aileden daha büyük olmakla birlikte temel özellikleri aynıdır. Bu sınıflandırmalar yapılırken karşılaşılan küçük zorluklar, farklı ailelerde kuarkların birbirlerine nasıl karışmaları gerektiği ile ilgilidir. Bu aşamada; Parçacık Fiziği’nin en önemli amaçlarından biri de kuark ve leptonlar arasındaki karışımı anlamak olmuştur. Bu karışım matematiksel olarak (3×3)’lük bir birimsel matrisle ifade edilmektedir. İki aileli durum için ilk defa Nicola Cabibbo tarafından yazılan matris, üç aileli durum için Makoto Kobayashi ve Toshihide Maskawa tarafından gerçekleştirildiğinden isimlerinin baş harfleri olan *CKM* kısaltması ile anılmaktadır [62].

Doğanın en ilginç ve gizemli yönlerinden biri CP dönüşümü altındaki davranışıdır. Yüksüz Kaon (K) sektöründe CP ihlalinin keşfinden sonra, otuz yıldan daha fazla bir süre için, diğer olaylarda bu simetrisinin ihlal edildiğine dair kesin bir kanıt bulunamamış; fakat bu yönde büyük bir deneysel çaba harcanmıştır. SM’de bu çeşit olayların büyüklüğünün

hesaplanabilip hesaplanamadığı sorusu bu araştırmaların temel sebebi olmuştur. CP-ihlali; üç farklı ailede yer alan kuarklar arasında gerçekleşen yüklü akım zayıf etkileşmelerde ortaya çıkmıştır ve SM'de CP-ihlali; kuark durumları arasında çeşni karışımını açıklayan CKM matrisinde taşınamaz bir kompleks fazın var olmasından kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak; CP-ihlalinin gerçekleştiği olayları güvenilir bir şekilde öngörmek için; tüm CKM matris elemanlarının kesin olarak bilinmesi gerekmektedir. CKM matris elemanlarının değerleri teori ile sabitlenmemiş, mevcut deneysel bilgiler ışığında değerlendirilmiştir. Bu; örneğin, mezon ve baryonların yarıleptonik bozunumları ve bozunum oranları veya dallanma oranları deneysel olarak belirlenerek ve ilgili matris elemanları arasındaki ilişkiler incelenerek yapılmaktadır. Hadronik sistemlerde var olan teorik belirsizliklerin, deneysel bilgileri işe yaramayacak hale getirmesi zorluğuna rağmen; tüm CKM matris elemanlarının ilk iki satırı güvenilir bir şekilde tespit edilmiştir [63].

Üç aile içinde farklı bağlaşım kuvvetlerini açıklamak için var olan 2×2 'lik Cabibbo matrisi; $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ ve $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bozunumlarının birinci aileden ikinci ve üçüncü aileye de dönüşümlerin olduğunu göstermesi ile 3×3 'lük bir matrise genişletilmiştir. *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* matrisi veya kısaca *CKM* matrisi;

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

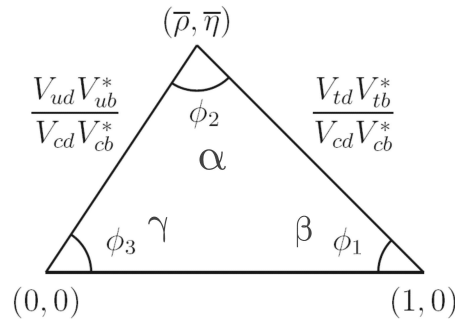
şeklinde ifade edilmektedir [64]. Bu matris elemanlarının değerleri ise aşağıdaki gibidir;

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.97428 \pm 0.00015 & 0.2253 \pm 0.0007 & 0.00347_{-0.00012}^{+0.00016} \\ 0.2252 \pm 0.0007 & 0.97345_{-0.00016}^{+0.00015} & 0.0410_{-0.0007}^{+0.0011} \\ 0.00862_{-0.00020}^{+0.00026} & 0.0403_{-0.0007}^{+0.0011} & 0.999152_{-0.000045}^{+0.000030} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Geleneksel olarak, u , c ve t saf durumlar, d , s ve b kütle öz durumları ve d' , s' ve b' zayıf öz durumlar olmak üzere kuark karışımları CKM matrisi ile aşağıdaki gibi ifade edilmektedir;

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

ve ayrıca CKM matrisi kompleks bir düzlemde, Şekil 2.12'de görüldüğü gibi üçgenlerle de temsil edilebilmektedir.



Şekil 2.12: Birimsel CKM üçgeninin taslağı.

CKM matrisin üniter matris olma şartı elemanlar arasına güçlü kısıtlamalar getirmektedir ve üniterlik şartı;

$$V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1, \quad (2.7)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Bu denklem; dokuz bağımsız denkleme neden olmakta; bu nedenle SM'de var olan 18 serbest parametrenin dokuzunu ortadan kaldırmaktadır. Ayrıca beş faz kuark alanları da onları absorbe ederek ortadan kaldırabilmektedir. Bu durum geride sadece dört serbest parametre bırakmaktadır. Bu parametreler üç karışım açısı θ_{12} , θ_{23} ve θ_{13} ve bir faz faktörü δ 'dir. δ fazı iki aile için var olan kuark karışım matrisinde mevcut değildir. Kobayashi ve Maskawa'nın başarısı; eğer bir tane daha aile eklenirse bunun fiziksel bir faz meydana getireceğini göstermeleri olmuştur. CP-ihlalinin şimdiye kadar deneysel olarak gözlenen tüm etkileri bu tek parametre ile açıklanabilmektedir. Bununla birlikte, faz ve karışım açıları teori tarafından öngörülmemekte, deneyler ile ölçülmeleri gerekmektedir. CKM matris elemanları, SM'nin temel parametreleri

olduğundan dolayı, bu elemanların kesin ve hassas bir şekilde belirlenmesi ve üzerlerinde sınırlamalar yapabilmek çeşni fiziği araştırmalarının temel amaçlarından biridir ve oldukça büyük bir önem taşımaktadır [64]. Bu hedef ile ilgili olarak gerçekleştirilen birçok ölçüm ρ , η düzlemi içinde kolayca bulunabilmekte ve kıyaslamalar yapılabilmektedir. Ayrıca hadronların zayıf bozunumu, CP-ihlali ve nadir bozunum süreçleri kısa mesafe etkilerine hassas olduklarından dolayı kuarkların zayıf yüklü akım etkileşmelerini parametrize eden CKM matris elemanlarının belirlenmesi Parçacık Fiziği'nde önem teşkil etmektedir. CKM matrisin dört parametresi; SM'de kuarkları içeren tüm çeşni değiştiren geçişleri kontrol etmektedir ve bu nedenle ilmek seviyesinde meydana gelen FCNC süreçleri Yeni Fizik ve SM'ye oldukça duyarlı olmaktadır [65].

2.1.7. Çeşni Değiştiren Yüksüz Akım (FCNC) Geçişleri

Zayıf etkileşim; 1896 yılında H. Becquerel tarafından aynı çekmeceye uranyum ve bir fotoğrafik emülsiyon yerleştirilmesi ve daha sonra emülsiyonun açıkta bırakılmış hale geldiğinin farkedilmesi üzerine kazara keşfedilmiştir. Bu, yüklü akım zayıf etkileşimin keşfidir. Yüksüz zayıf akımların 1973 yılında keşfedilmesi için yetmiş yedi yıl daha geçmesi gerekmiştir. Aradan geçen yıllarda, yüksüz akım etkileşimlerinin olabileceğine dair öneriler sürekli olarak gündeme gelmiştir. Bilinen en eski önerinin 1937 yılında Gamow ve Teller tarafından yapılmış olduğu sanılmaktadır. 1932 yılında Fermi; nokta etkileşim teorisinin formülasyonunu formüle ettikten sonra, yüklü ve yüksüz akım etkileşimini birleştirmek için ilk girişim 1938 yılında Oscar Klein tarafından yürütülmüştür. Bununla birlikte, zayıf yüksüz akım için gerçek aramalar 1960'lı yılların başlarında nadir Kaon (K) bozunumları ile başlamıştır [66].

Temel parçacık ve temel etkileşimleri çok başarılı bir şekilde tanımlayan Parçacık Fiziği'nin SM'sinde önemli bir kuantum sayısı 1953 yılında Gell-Mann tarafından tanıtılan kuark çeşnisidir. Kuark çeşnisinin üç ailesi çiftler olarak;

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

şeklinde gösterilmektedir. Her çift elektrik yükü $+2/3 e$ ile bir yukarı tip kuark ve $-1/3 e$ yük ile bir aşağı tip kuark içermektedir [64].

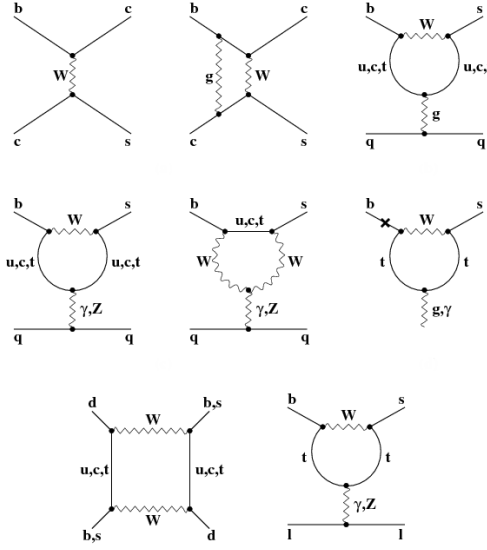
Çeşni kavramı 1960'ların başları ve ortalarında iyi bir şekilde anlaşılammıştır ve var

olabilecek herhangi bir zayıf yüksüz akımı aramanın tekniği olarak kullanılan nadir K bozunumları çalışmalarında ortaya çıkmıştır. 1965 ile 1970 yıllarında $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ kanalı için önemli bir araştırma yapılmaya başlanmıştır. Gerçekleştirilen diğer tüm araştırmalar, son durumlarda yüklü parçacıklara sahip ve elektromanyetik etkileşim tarafından etkilenmiş iken; bu arama saf bir FCNC süreci olmuştur. 1970 yılında zayıf yüksüz akım üzerindeki CERN limiti ve FCNC üzerindeki son derece güçlü limitler çok fazla insanın yüksüz akımlara inanmalarına neden olmuştur [66].

SM'de çeşni kuantum sayısı; güçlü ve elektromanyetik etkileşimlerde korunumludur. Bu nicelik; zayıf etkileşimler göz önüne alındığında ise, W^\pm bozonunun değişimi ile tanımlanan yüklü akım zayıf süreçlerde korunmazken; Z^0 bozon değişimi ile meydana gelen yüksüz akım zayıf etkileşimlerde korunmaktadır. Bu nedenle; FCNC süreçleri SM'de ağaç seviyesinde meydana gelmemektedir. Bu durum; FCNC süreçlerini, SM'den farklı olarak ortaya çıkabilecek sapmaları araştırmak için iyi bir aday yapmaktadır; çünkü yeni parçacıklar veya yeni etkileşimler; yüksek mertebeli SM ilmek süreçlerinin genliğinden daha büyük veya kıyaslanabilir boyutta olan çeşni değiştiren ağaç seviyesi genliklerini meydana getirmektedir [64].

FCNC geçişleri; bir fermiyonun yükünün değişmeden çeşnisinin değiştiği süreçlerdir. Eğer aileler (veya çeşniler) arasında mükemmel bir simetri varsa aile sayısı veya çeşni kesinlikle korunumlu olmalıdır (*Noether Teoremi*). Bu nedenle; FCNC geçişleri, çeşni simetrisinin ihlalden kaynaklanmaktadır [67]. Parçacık karşıt-parçacık karışımı, bazı nadir ve ışınımsal mezon bozunumları ve CP-ihlal bozunumları gibi FCNC süreçleri; SM'nin inşasında önemli bir rol oynamıştır. SM'de FCNC bozunumları, bu süreçlerin doğal bir şekilde bastırılmasını sağlayan ve deneysel olarak gözlemlenmiş GIM mekanizması tarafından yönetilmektedir. Bu mekanizmanın bir sonucu olarak ağaç seviyesinde (en düşük mertebe) FCNC süreçleri yoktur ve önde gelen baskın katkılar bir-ilmek seviyesinde (daha yüksek mertebe) meydana gelmekte ve hem elektrozayıf penguen hem de zayıf kutu (box) diyagramlarını içermektedir [68, 69]. Ağaç seviyesindeki diyagramlarda yüklü akım vasıtasıyla çeşni değişimi gerçekleşirken, ilmek seviyesi olarak adlandırılan geçişlerde ise; çeşni değişimi yüksüz akım geçişi vasıtasıyla meydana gelmektedir. Şekil 2.13'de görülen diyagramlar SM'de görülen tipik ağaç, penguen ve kutu diyagram temsilleridir.

FCNC süreçleri; bazı CKM matris parametrelerini, özellikle üst kuark bağlaşımları $|V_{td}|$ ve $|V_{ts}|$ 'yi ve CP-ihlal fazlarını belirlemek için çok önemli bir araçtır. Aynı zamanda



Şekil 2.13: Standart Model’de tipik ağaç, penguen ve kutu diyagramları.

Standart Model Ötesi fizikten gelecek olan katkılara oldukça hassas olan [69] FCNC geçişlerini çalışmanın temel nedenleri aşağıda yer almaktadır;

- FCNC geçişleri SM’de ilmek seviyesinde meydana gelmektedir ve ağaç seviyesinde yasaklanmıştır. Bu nedenle SM’nin ayar yapısı için en hassas testi sağlamaktadır.
- FCNC geçişleri bir-ilmek penguen diyagramları aracılığıyla en düşük mertebede meydana geldiğinden; SUSY parçacıkları, hafif karanlık madde, kuarkların olası dördüncü ailesi, ED vb. NP modellerini aramak için iyi bir adaydır [70, 71]. Çünkü bu nadir bozunumların oranları ve kinematik dağılımları, ilmekte sanal olarak görülebilecek yeni ağır parçacıklara duyarlıdır [72].
- Bu geçişler; CKM matrisinin bazı parametreleri ve matris elemanlarının üyeleri olan V_{tb} , V_{td} , V_{ts} , V_{cb} ve V_{bu} ’nun hassas hesabı için yeni bir çalışma alanı sağlamaktadır [69, 71, 73].
- FCNC geçişleri; zayıf etkileşimlerde meydana gelen CP ve T ihlallerinin kökeni ve $b \rightarrow s$ penguen kanallarında polarizasyon asimetrisinin güvenilir bir şekilde belirlenmesi için iyi bir çerçeve sağlamaktadır [71, 74].

FCNC süreçlerinin; kısa mesafeli ölçeklerdeki fiziğin derin bir şekilde anlaşılmasını sağlaması beklenmektedir [75]. Acayip ve alt kuarklar FCNC geçişlerini araştırmaya

devam etmek için zengin bir zemin sağlamaktadır ve bu geçişlerin dallanma oranları SM’de küçük olmasına rağmen devam eden deneylerde oldukça ilgi çekici sonuçlar elde edilmektedir [66, 76].

2.1.8. Standart Model’in Başarıları ve Eksiklikleri

SM’ye var olan güven, mevcut datanın büyük kısmını doğru bir şekilde tanımlama yeteneğinden ve özellikle yeni olayları tahmin etmedeki büyük başarısından kaynaklanmaktadır. SM’nin başarıları veya başarısızlıkları, kuramsal hesaplarla deneysel ölçümler karşılaştırılarak bulunmaktadır. Modelin başarılarının kısa bir listesi aşağıdaki gibi özetlenebilmektedir [77]:

- SM; sadece zayıf yüksüz akımların varlığını değil aynı zamanda onların temel özelliklerini de tahmin etmiştir.
- Cazibe kuark içeren parçacıklar öngörölmüş ve acayip parçacıklara ağırlıklı bozunumları bulunarak teorik tahmin doğrulanmıştır.
- Elektronun anormal manyetik momenti, deneysel olarak on bir anlamlı basamağa kadar ölçölmüştür ve bunlardan sadece son iki basamakta hata payı bulunmaktadır. Kuramsal olarak yapılan hesaplar yine bu hassasiyete kadar yapılabilmektedir ve hesaplarla deney, ölçüm hata payları çerçevesinde uyumaktadır.
- SM; her ailenin tamamlanmış olması gerektiğini savunmaktadır. Bu nedenle yeni bir leptonun (τ) keşfi üçüncü bir ailenin açılması olarak yorumlanmış; gerçekten de daha sonra b ve t kuarkları keşfedilmiştir.
- Ara vektör bozonları W ve Z ’nin öngörölen kütleleri ve bozunum özelliklerinin doğru bir şekilde tahmini ile deneysel keşfi; deneysel Yüksek Enerji Fiziği ve hızlandırıcı teknolojisinin en önemli başarılarından biri olmuştur. Çünkü bu bozonlar SM’de önemli bir yere sahiptir ve varlıkları model için zorunludur.
- Yüksek enerji ve büyük enine momentum (p_T) fiziği ile ilgili son yıllarda toplanmış datanın büyük miktarı güçlü etkileşmelerin ayar teorisi QCD’yi içeren SM tarafından doğru bir şekilde tanımlanmıştır.
- SM’yi, tutarlı bir kuram olarak yazabilmek için EWSB’nin kökeni olarak Higgs mekanizması ileri sürölmüş ve onun kuantası olan Higgs parçacığı adı verilen, spini olmayan bir parçacığın olduğu varsayılmıştır. SM bakımından bu parçacık, bulmacayı tamamlayan son parçacıktır ve 2012 yılında CERN’deki CMS ve ATLAS

deneilerinin Higgs bozonunun keşfini ilan etmeleri modelin en büyük başarılarından biri olmuştur.

SM oldukça başarılı bir kuram olduğu halde, yeni kuram arayışları bitmemiştir. Her ne kadar tüm hızlandırıcılardan elde edilen verileri başarılı bir şekilde açıklayabilse de, modelin pek çok eksikliği de bulunmaktadır. SM'nin matematiksel yapısını daha fazla sadeleştirmek mümkün müdür, evrendeki karanlık maddenin bileşimi nedir, evrende niçin madde gibi karşıt-maddenin aynı miktarı yoktur, kütle çekim etkileşimi Parçacık Fiziği'nin bağlamında nasıl tarif edilebilir vb. sorular; SM'de var olan bazı kavramsal eksiklikler olarak düşünülebilmektedir. SM'nin cevap veremediği soruların bazılarını yakından incelemek, modelin çok daha iyi kavranmasına neden olacağından bunlara kısaca değinmek gerekmektedir [78].

Serbest Parametreler: SM'yi oluştururken temel parçacıkların kütlelerinin, etkileşme şiddetlerinin, ve bunlar gibi en az 19 parametrenin bilinmesinin gerekmesine rağmen, SM bu parametrelerin değerleri hakkında hiç bir şey söyleyememektedir. Neden μ leptonunun kütlesi, elektronun kütlesinin yaklaşık 200 katı; neden bütün nötrinoların kütlesi bu kadar küçük; neden α_{em} ile gösterilen elektromanyetik etkileşme sabiti, düşük enerjilerde neredeyse $\alpha_{em} \sim 1/137$ gibi soruların cevapları SM'nin içinde yer almamaktadır.

Üç Farklı Kuvvet: SM, üç farklı kuvveti içinde barındırır da, bu üç farklı kuvvetin her birinin kendi kuvvet taşıyıcı bozonları ve şiddetlerini belirleyen kendi etkileşme sabitleri bulunmaktadır. “Kuvvetler arasındaki bu fark nereden gelmektedir?” sorusuna SM bir açıklama getirememektedir. Maxwell'in, farklı kuvvetler olduğu düşünülen elektrik ve manyetik kuvvetlerin, aslında aynı kuvvetin farklı iki yüzü olduğunu ve ikisinin de aynı etkileşme sabitiyle açıklanabildiğini göstermesi ile, aynı bütünleşme SM için de yapılabilir mi sorusu ortaya çıkmıştır.

Aile Problemi: Doğa neden kendini aileler şeklinde tekrarlamıştır; doğal olarak bulunan bütün parçacıklar, sadece u ve d kuarklarla *elektron* ve onun *nötrinolarından* oluşmaktayken, neden kuark ve lepton içeren iki tane daha aile bulunmaktadır; farklı ailelerin kütleleri neden birbirinden farklıdır gibi sorular SM tarafından açıklanamamaktadır.

Evrendeki Madde-Karşıtmadde Asimetrisi: Yapılan gözlemlere göre, evren maddeden oluşmuştur ve karşıt-madde yok denecek kadar az bulunmaktadır. Madde ve karşıt-madde arasındaki bu fark nereden gelmektedir; evren ilk oluştuğunda bu fark var mıydı, yoksa

sonradan mı oluştu soruları için; eğer evren ilk oluştuğunda bu farkın olduğu kabul edilmezse, bu farkı açıklamak gerekmektedir. SM içerisinde madde-karşıtmadde arasındaki farklılığı bir ölçüye kadar açıklayabilecek mekanizmalar vardır; ancak tam olarak açıklamakta yeterli değildir.

Kütle Çekimi: SM, kütle çekim kuvveti hakkında hiçbir öngöründe bulunamamaktadır ve kütle çekimi bilinen kuvvetler arasındaki en zayıf kuvvettir. Çok zayıf olduğu için, şimdiye kadar yapılan hızlandırıcı deneylerinde etkileri gözlemlenememiştir. Ancak evreni anlamak için en önemli kuvvet olmaktadır. Bunun sebebi, bazen çeken bazen de iten kuvvetler olan diğer kuvvetlerin tersine, kütle çekim kuvveti her zaman için kütleleri birbirine çeken bir kuvvettir. Gezegen boyutundaki nesnelere göz önüne alındığında, hissedilen tek kuvvet olan kütle çekiminin, SM içinde yer almaması büyük bir eksikliklerdir. Bugüne kadar kütle çekim kuvvetini SM'ye ekleme çabaları boşa çıkmış ve kütle çekimini açıklayabilmek için bambaşka kuramlar öne sürülmüştür. Bunlardan en çok gelecek vaat eden Süper Sicim kuramıdır.

Karanlık Madde: Gökadalar gözlemlendiğinde, parlaklıklarından faydalanılarak, yıldızların toplam kütlesi hakkında tahminde bulunulabileceği gibi, etraflarında dönen cisimlerin dönme hızına bakarak da kütle hakkında tahminde bulunulabilmektedir. Bu iki farklı yöntemle elde edilen kütleler arasında çok büyük fark vardır. Bu farkı açıklayabilmek için, evrenin, görülemeyen bir maddeyle dolu olduğu öne sürülmüştür. Şu anki tahminlere göre, evrenin kütlesinin %23'ünün bu görünmeyen maddeden oluştuğu söylenmektedir. Bu madde, şimdiye kadar, SM'de bulunan hiçbir parçacıkla açıklanamamıştır.

Karanlık Enerji: 1990 yılında yapılan gözlemler, evrenin hızlanarak genişlediğini göstermiştir. Bilinen maddelerin kütle çekim kuvvetleri hep birbirlerini çekecek şekilde olduğu için, evrenin genişleme hızını yavaşlatmaları gerekmektedir. Gözlemlenen hızlanmayı açıklayabilmek içinse, evrenin her tarafının negatif basınçlı bir enerji ile dolu olması gerektiği öne sürülmüştür. Tahminlere göre bu enerji evrendeki toplam maddenin %73'ünü oluşturmaktadır. Karanlık enerjinin toplamda bu kadar fazla olmasının nedeni, yoğunluğunun fazla olmasından çok, bütün evreni kaplıyor olmasından kaynaklanmaktadır. Karanlık maddenin de evrendeki toplam maddenin %23'ü olduğu düşünülürse, SM, evrendeki toplam kütle için sadece %4'ünü açıklayabilmektedir [15].

Ayrıca SM'nin; temel parçacıkların yüklerinin niçin kuantize olduğunu, gözlemlenen nötrino kütleleri ve salınımlarını açıklayamadığı ve ince-ayar gerektiren bir ayar hiyerarşi problemine sahip olduğu da bilinmektedir [79].

2.2. YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE BAZI ÖNEMLİ HIZLANDIRICI MERKEZLERİ

İnsanoğlu ilk çağlardan beri, çevresinde gördüğü nesnelere nelerden yapıldığını hep merak etmiş ve bu merakını gidermek için eline geçirdiği cisimleri parçalayarak daha küçük parçalara bölünemeyen en küçük birime ulaşabileceğini düşünmüştür. Maddeyi parçalayarak bölünemeyen temel parçacığa ulaşma düşüncesi, günümüzde de mantıksal geçerliliğini korumaktadır. Gözün ayırt etme sınırına gelindiğinde, optik mikroskop kullanılarak taneciklerin hangisinin daha küçük olduğu saptanabilmekte ve en küçük taneciği uygun bir yöntem ile parçalara ayırarak daha küçükleri elde edilebilmektedir. Ancak belli bir noktadan sonra mikroskop da taneciklerin hangisi daha küçük hangisi daha büyük ayırt edememekte; yani bu noktada yetersiz kalmaktadır. Buna rağmen mantıksal kurgu geçerli olduğundan, yeni deneyler ve yöntemler kullanılarak, maddenin bölünemeyen en küçük yapı taşlarına ulaşma çabası devam etmektedir [3].

Yüksek Enerji Fiziği maddenin temelinde bulunan yapı taşlarını ve bunların birbirleri arasındaki etkileşimleri inceleyen bilim dalıdır. Çok yüksek hızlardaki parçacıkları kafa kafaya çarpıştırarak daha küçük parçacıklara bölmek ve elde edilen parçacıkların maddenin temel yapı taşı olup olmadığını araştırmak, Parçacık Fiziği deney düzenekleriyle gerçekleştirilebilmektedir ve bu yöntem maddeyi anlama çabalarının günümüzdeki aşamasıdır. Son yıllarda yüksek teknoloji olanakları kullanan deneysel çalışmalar sayesinde maddenin yapısı hakkındaki bilgiler hızla gelişmektedir. Temel parçacıkların yapısını inceleyebilmek için yüksek enerjilere çıkılması gerekmekte ve bu nedenle Yüksek Enerji Fiziği'nin araştırmaları kilometrelerce uzunluktaki parçacık hızlandırıcı laboratuvarlarında yapılmaktadır. Parçacık hızlandırıcılarında yüklü parçacıklardan, çoğunlukla protonlar ve elektronlar, elektromanyetik alan içinde hızlandırılmakta ve yönlendirilmektedir. Hızlandırılan parçacıklar ya sabit hedefler ile ya da birbirleri ile çarpıştırılmaktadır. Bu çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan parçacıkların incelenmesi çeşitli dedektör sistemleri ile gerçekleştirilmektedir ve SM; elde edilen bu bilgilerin düzenli bir şekilde ifade edilmesine dayanmaktadır [80, 81].

Parçacık Fiziği'nin SM'sini şekillendiren ve bu alanda gerçekleştirilen keşiflere ev sahipliği yapan; Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (SLAC), Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Kurumu (KEK), Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (FNAL) ve Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN) Yüksek Enerji Fiziği'nde en önemli hızlandırıcı merkezleri olarak kabul edilmektedir.

2.2.1. Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi

California'da, 1962 yılında Stanford Üniversitesi tarafından inşasına başlanan Dünya'nın en uzun ve düz hızlandırıcısı Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi (Stanford Linear Accelerator Center-SLAC)'nde maddenin temel yapı taşlarını araştırmak amacıyla elektron demetleri kullanmıştır. Hızlandırıcı tam çalışma kapasitesine ulaştıktan sonra; ışık hızına yakın olacak şekilde hızlandırılan elektron demetleri kullanılarak, protonların atomik çekirdeklerinin "kuark" adı verilen daha küçük yapıların birleşiminden oluştuğu SLAC ve MIT (Massachusetts Institute of Technology) fizikçilerinden oluşan bir araştırma grubu tarafından keşfedilmiştir. Bu araştırma ile SLAC'tan Richard Taylor ve Jerame I. Friedman ve MIT'den Henry Kendall *1990 Nobel Fizik Ödülü*'nü kazanmışlardır.

SLAC'ın kuruluşundan yaklaşık on iki yıl sonra; SPEAR (Stanford Pozitron Elektron Asimetrik Halkası)'ın eklenmesi ile mümkün olan keşifler fizikte altın çağ olarak nitelendirilebilecek bir dönemin başlamasına neden olmuştur. Örneğin; Parçacık Fiziği'nde "*Kasım Devrimi (November Revolution)*" olarak bilinen cazibe ve karşıt cazibe kuark çiftinden oluşan J/ψ parçacığı; birbirinden bağımsız olarak SLAC'daki Burton Richter liderliğindeki grup ve Brookhaven Ulusal Laboratuvarı'ndaki Samuel Chao Chung Ting liderliğindeki grup tarafından 1974 yılında keşfedilmiştir ve bu çalışma *1976 Nobel Fizik Ödülü*'nün kazanılmasına neden olmuştur. Yine 1975 yılında Martin Perl'in tau leptonunun keşfini ilan etmesi SLAC'ın başarılarına bir yenisini eklemiş ve *1995 Nobel Fizik Ödülü* kazanılmasını sağlamıştır. Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde maddenin temel bileşenleri hakkındaki bilgileri şekillendiren bu keşiflerin gerçekleştirildiği hızlandırıcı ve dedektörler aşağıda yer almaktadır;

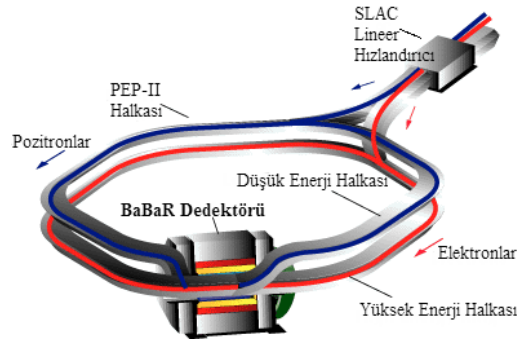
- Pozitron-Elektron Projesi (PEP), SPEAR'dan yaklaşık on kat daha büyük bir çapa sahip çarpıştırıcı halkasıdır ve 1980-1990 yılları arasında çalışmıştır.
- Stanford Lineer Çarpıştırıcı (SLC), 1987 yılında tamamlanmıştır ve orijinal lineer hızlandırıcıdan mikron boyutlu noktalara elektron ve pozitron demetlerinin çarpışmalarına odaklanılmasına izin vermiştir. SLC fizikte yeni ufuklar açan

deneylere on yıl boyunca ev sahipliği yapmıştır.

- PEP projesini takip eden PEP-II projesi 1998-2008 yılları arasında çalışmış ve iki depolama halkasını içermiştir [82].

SLAC'da bulunan BaBar; bir protonun durgun kütleinin (~ 10 GeV) yaklaşık on katı enerjide temel parçacıkların en küçük bileşenlerini keşfederek evren hakkındaki en temel sorulardan bazılarını cevap bulabilmek amacıyla dizayn edilen Parçacık Fiziği deneyidir. Deneyde 13 ülkede yer alan 75 enstitüden katılan yaklaşık 600 fizikçi ve mühendis bulunmaktadır.

BaBar dedektörü, CP-ihlalinin ölçümü ile evrendeki madde ve karşıt madde arasındaki farkı anlamak için kurulmuştur ve genel anlamda; PEP-II depolama halkası tarafından üretilen *B mezonları* sistemlerindeki CP-ihlali çalışmaları üzerine odaklanmaktadır. Deneyin ismi B mezonunun sembolü *B* ve onun karşıt parçacığının (B bar olarak okunan \bar{B} sembolünün) terimlenmesiyle türetilmiştir. BaBar deneyinde madde ve karşıtmadde arasındaki farkların hassas ölçümleri ile CP-ihlalinin keşfi, Makoto Kobayashi ve Toshihide Maskawa'nın teorisini kanıtlamış ve 2008 Nobel Fizik Ödülü kazanmalarına sebep olmuştur.



Şekil 2.14: BaBar deneyi.

BaBar deneyi iki hızlandırıcı kullanmaktadır ve Şekil 2.14'de görülen düzeneğe sahiptir. Deneyin kullandığı hızlandırıcılar; *SLAC linak (lineer hızlandırıcı)* ve *PEP-II depolama halkası* tesisidir. SLAC linakı gerekli yüksek enerjilere elektron ya da pozitron ışınımalarını hızlandırmakta ve aynı zamanda PEP-II'nin depolama halkalarından birine onların enjekte edilmesini sağlayarak enjektör görevi yapmaktadır. PEP-II iki depolama halkası

içermektedir. Bunlardan birincisi 9 GeV’de elektron demeti için *Yüksek Enerji Halkası (High Energy Ring - HER)*; ikincisi 3.1 GeV’de pozitron demetleri için *Düşük Enerji Halkası (Low Energy Ring - LER)*’dır. İki demet farklı yönlerde hareket ettirilerek BaBar dedektörüne yerleştirilmiş etkileşim noktasında çarpıştırılmaktadır.

BaBar dedektörü beş alt dedektörden meydana gelmektedir. Bunlar içten dışa doğru sıralanacak olursa:

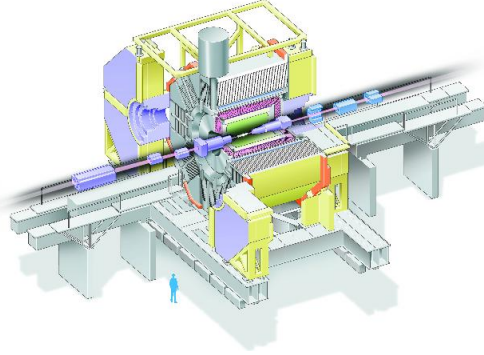
- Silikon Köşe İzleyici (Silicon Vertex Tracker - SVT)
- Sürüklenme Odası (Drift Chamber - DCH)
- Dahili Yansıtıcı Çerenkov Işınım Dedektörü (Detector of Internally Reflected Cerenkov Radiation - DIRC veya DRC)
- Elektromanyetik Kalorimetre (Electromagnetic Calorimeter - EMC)
- Solenoid

7 Nisan 2008 yılında BaBar; CP-ihlali için data alımını sonlandırmış; *Upsilon (3S)* ve *Upsilon (2S)*’in bozunumlarından hafif Higgs parçacıkları ve karanlık maddeyi araştırmaya başlamıştır. Ayrıca BaBaR deneyi keşiflere ve güçlü nükleer etkileşme ile birbirlerine bağlanmış cazibe ve karşıt cazibe kuarkların birleşimi yeni parçacıkları çalışmaya devam etmekte ve hassas bir şekilde yapılan ölçümlerle yeni teorilerin testlerini gerçekleştirmektedir [83, 84].

2.2.2. Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Kurumu

Japonya Yüksek Enerji Hızlandırıcı Araştırma Kurumu (KEK); Tokyo Üniversitesi’nin Yüksek Enerji Fiziği Ulusal Laboratuvarı (kurulum yılı 1971) ve Mezon Bilim Laboratuvarı (kurulum yılı 1988) Nükleer Çalışma Enstitüsü’nün yeniden yapılanması ile 1997 yılında kurulmuştur. KEK; maddenin temel özelliklerini araştırmak için yüksek enerjili parçacık ışınları ve sinkrotron ışık kaynaklarını kullanan dünyanın önde gelen hızlandırıcı bilimi araştırma laboratuvarlarından birisidir. KEK araştırma kurumunun olanakları geniş bir çeşitlilik sağlayarak yerli ve yabancı araştırmacılar için önemli bir merkez olarak hizmet vermektedir [85].

Japonya, Tsukuba'da bulunan KEK araştırma kurumundaki *KEKB hızlandırıcısı* ve *Belle dedektörü*; çeşni fiziğini araştırmak için mükemmel bir ortam sağlamaktadır. KEKB hızlandırıcısı, $e^- - e^+$ çarpıştırıcısında asimetrik bir enerjiye sahip olmuş ve $\Upsilon(4s)$ rezonansının kütesine karşılık gelen $\sqrt{s} = 10.56$ GeV'lik kütle merkezi enerjisinde çalışmıştır. $\Upsilon(4s)$; b ve \bar{b} kuarklarının bağlı durumunu oluşturmaktadır ve bu parçacık neredeyse $B^0\bar{B}^0$ ya da B^+B^- mezon çiftleri içinde bozunmaktadır. Dolayısıyla KEKB hızlandırıcısı; B mezon ve *karşıt-B mezon* çiftleri üretmiştir. Bu mezonlar hızlıca diğer parçacıklara bozunmaktadırlar ve Şekil 2.15'de görülen Belle dedektöründe bu parçacıkların bozunum modları çalışılmıştır. B-mezonlarının kütle üretiminden dolayı bu çarpıştırıcı zaman zaman B fabrikası olarak isimlendirilmiştir.



Şekil 2.15: Belle dedektörü.

Hızlandırıcı; yaklaşık 3 km çevreye sahip ve yerin 11 m altına yerleştirilmiş iki depolama halkasından meydana gelmektedir. B-mezon üretimi; 600 m uzunluğundaki lineer hızlandırıcı ile başlamakta, elektron ve pozitronların üretilip hızlandırılmasıyla süreç devam etmektedir. Hızlandırılan elektron ve pozitron demetleri sırasıyla 8 GeV ve 3.5 GeV'lik enerjilerde *Yüksek Enerji Halkası (High Energy Ring - HER)* ve *Düşük Enerji Halkası (Low Energy Ring - LER)* içinde depolanmaktadır. KEKB hızlandırıcısında yüksek akımlı demetleri depolamak için geliştirilen özel hızlandırma ve vakum odaları HER ve LER'den gelen demetler; zıt yönlerde KEKB'nin depolama halkalarında dolaştıktan sonra verilen komut ile Belle dedektörü etrafında bulunan etkileşim bölgesinde kafa-kafaya çarpıştırılmaktadır.

KEKB halkalarının kuzey-doğu yönündeki çarpışma noktasında yer alan Belle dedektörü parçacık etkileşmelerini dedekte edebilmek amacıyla her biri farklı fonksiyonlu yüksek çözünürlüklü dedektör bileşenlerinin katmanlarından oluşmaktadır. 2001 yılında CP-

ihlalinin Kobayashi-Maskawa teorisinin deneysel bir doğrulamasını sağlayarak B-mezon ve karşıt B-mezonların bozunum zaman dağılımındaki fark hakkında bilgi sağlamıştır. Bu durum, maddenin -karşıt madde değil- neden evrende daha baskın olduğunu ve parçacık-karşıt parçacık arasındaki farklılıkları kısmen de olsa açıklamaktadır.

Belle deneyinin 2010 yılında kapatılmasından sonra KEKB hızlandırıcısı; Belle II deneyi için anlık ışınlılığı kırk kat arttırılmış olan Süper-B fabrikasında SuperKEKB'ye yükseltilmiştir ve deneyin 2015 yılında yapılması planlanmaktadır [86].

2.2.3. Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı

Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarı (Fermi National Acceleratory Laboratory-FNAL) 21 Kasım 1967 yılında Batavia'da kurulmuş ve Dünya'nın en büyük proton-karşıtproton çarpıştırıcısı olan *Tevatron*'a ev sahipliği yapmıştır. SM temel parçacıklarından *alt kuark* (Mayıs-Haziran 1977) ve *üst kuark* (Şubat 1995) Fermilab'da keşfedilmiştir. Ayrıca 2000 yılının Temmuz ayında; son temel parçacık *tau nötrinosu* direkt olarak ilk kez Fermilab deneyileri tarafından gözlemlenmiştir.

Orijinal ismi *Enerji Doubler* olan Tevatron hızlandırıcısı yaklaşık 6.43 km çevreye sahiptir ve 1983 yılında çalışmaya başladığında; İsviçre'de daha yüksek enerjili *Büyük Hadron Çarpıştırıcısı* (Large Hadron Collider-LHC) 2008 yılında açılmaya başlayana kadar dünyanın en yüksek enerjili parçacık hızlandırıcısı olmuştur. Tevatron; hemen hemen ışık hızına yakın hızlarda hareket eden proton ve karşıtproton demetlerini, $-268^{\circ}C$ ($-450^{\circ}F$)'ye kadar sıvı helyum ile soğutulan 1000'den fazla süperiletken mıknatıs kullanarak hızlandırıcı halkası etrafındaki vakum borusu aracılığıyla yönlendirmiştir. 1983 yılında faaliyete başlayan Tevatron'un düşük sıcaklıklı soğutma sistemi o zamana kadar yapılmış en büyük sistem olma özelliğini taşımıştır [87]. 1992 yılından 1996 yılına kadar, *Run I* data alımı esnasında, Tevatron deneyleri *CDF* ve *DZero*'nun her biri, üst kuark keşfi ve onun kütesinin ölçümü, *W* bozonunun kütesinin hassas ölçümü, ayar bozon bağlaşımlarının detaylı analizi, jet üretimi ve leptokuarklar ve süpersimetrik parçacıklar gibi yeni olaylar üzerindeki çok gelişmiş sınırların çalışmalarına yol açan $\sqrt{s} = 1,8$ TeV kütle merkezi enerjisinde $p\bar{p}$ çarpışma datasının yaklaşık $125 pb^{-1}$ 'ni toplamıştır. Hızlandırıcı ve deneylerin önemli yükseltmelere uğraması ile beş yıl aradan sonra 2001 yılında, *Run II* olarak isimlendirilen ikinci faz data alımı $\sqrt{s} = 1,96$ TeV kütle merkezi enerjisinde yapılmaya başlanmıştır. Fermilab'da yapılan $p\bar{p}$ çarpışmalarının sayısını arttırmak için Tevatron'a 3.21 km'lik Ana Enjektör hızlandırıcısı eklenmiş; böylece Run

II'de önemli keşifler için şans büyük ölçüde arttırılmıştır. İki apartman büyüklüğündeki CDF ve DZero dedektörleri, Run II için yaklaşık on yıl süren hazırlıklar sırasında önemli ölçüde değişikliklere uğramışlardır [88].

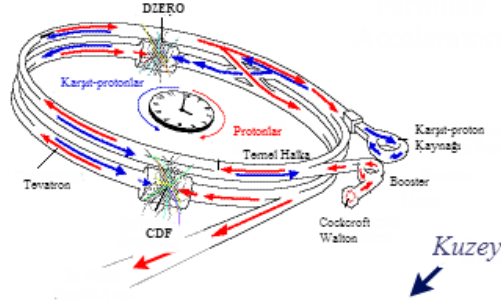
Yerin 7.62 m altına gömülü şekilde bulunan Tevatron 26 yıl parçacık çarpıştırdıktan sonra 29 Eylül 2011 yılında kapatılmadan önce, LHC'den sonra dünyanın en güçlü ikinci, ABD'nin ise birinci hızlandırıcısı olma özelliğini taşımıştır. Işık hızının yüzde 99,999954'ne kadar hızlandırılan proton-karşıtpoton demetleri ışın borusu etrafında konumlandırılmış iki farklı noktada yer alan iki dedektör CDF ve DZero'nun merkezinde çarpıştırılmıştır. Çarpışmalarda; erken evren şartları ve çok küçük ölçeklerde maddenin yapısı araştırılmıştır. Aynı zamanda; Fermilab'daki bilim insanları nötrino ışınlarını üretebilmek için sabit hedeflere yönlendirilen demetler ile yapılan parçacık çarpışmaları üzerinde de çalışmışlardır. Şekil 2.16'da Fermilab'ın bir görüntüsü yer almaktadır [89].



Şekil 2.16: Fermilab.

Fermilab'da Dünya'nın en güçlü parçacık demetlerinden bazılarını oluşturabilmek için; Şekil 2.17'de görüldüğü gibi bir dizi hızlandırıcı kullanılmıştır. Hidrojen gazı ile başlanarak proton ışınları oluşturulmuştur. Negatif yüklü Hidrojen iyonları Cockroft-Walton hızlandırıcısı ile 750 keV'e hızlandırılarak ve enerjileri 400 MeV'e arttırılarak 165 m uzunluğunda bir lineer hızlandırıcıya enjekte edilmişlerdir. İyonlar daha sonra

grafitin bir tabakasından geçirilerek elektronlarından temizlenmiş ve enerjilerini 8 GeV'e getirecek bir sinkrotron Booster'a enjekte edilmişlerdir. Protonlar, Booster'dan temel injektöre gönderilmiş ve burada 150 GeV enerjiye ulaşmaları için daha fazla hızlandırılmışlardır. Çarpışmalarda kullanılan karşıt-protonlar ise bir Nikel-Bakır üzerindeki 120 GeV'lik proton demeti olayının bir kısmının etkileşim ürünlerinden toplanmıştır. Çarpışma enerjisi, çıkan karşıt-protonların enerji spektrumu yaklaşık 8 GeV' de maksimuma sahip olacak şekilde seçilmiştir. Ortalama olarak yaklaşık 50.000 proton, gerekli enerji aralığında bir karşıt-proton üretmek için yeterli olmuştur. Tevatron kompleksi; yeni karşıt-protonlar temel Tevatron halkasında yer alan çarpışmalara paralel üretilebilir şekilde dizayn edilmiştir. Üretilmiş karşıt-protonlar Debuncher ve Accumulator (akümülatör)'de soğutulmuş ve toplanmış ve ilk kez karşıt-proton sayısı yeterince büyük olduğunda temel injektöre gönderilmiştir. Burada Tevatron'a transfer için 150 GeV enerjisine kadar hızlandırılmışlardır. Tevatron'a enjekte edilen parçacık demetleri 980 GeV'lik son enerjiye hızlandırılmış, protonlar aynı sinkrotron halkada ters yönde hareket eden karşıt-protonlar ile CDF ve DZero dedektörlerinin merkezinde kafa-kafaya çarpıştırılmışlardır [88, 89].



Şekil 2.17: Fermilab hızlandırıcı zinciri.

CDF; $p\bar{p}$ demetleri arasında meydana gelen çarpışmaları gözlemlemek için; Tevatron tüneline kullanılmış iki dedektörden birisidir. 4500 tonluk CDF dedektörünün boyutu dört katlı bir ev büyüklüğündedir. DZero ise; Tevatron'da üretilen çarpışmaların incelenmesi için kullanılmış iki dedektörden bir diğeridir. DZero dedektörü yaklaşık olarak 5500 ton ağırlığında ve dört katlı bir apartman büyüklüğündedir. Her iki dedektör; yaklaşık ışık hızında meydana gelen çarpışmalardan çıkan farklı tipte parçacıkların tanımlanmasını sağlayan bir milyondan fazla alt algılama sistemi içermektedir. Çarpışmalar sonucunda meydana gelen enkaz incelenerek madde, uzay ve zamanın yapısı araştırılmıştır. Tevatron'daki CDF ve DZero dedektörlerini kullanan ekipler; elde edilen

verileri analiz etmeye ve gelecek yıllar için aynı rekor oranda bilimsel makale üretmeye devam etmektedirler. CDF deneyinde, 15 ülkeden 63 kurumdan yaklaşık 500 üye bulunurken, DZero'da ise 18 ülkeden, 90 kurumdan yaklaşık 500 fizikçi çalışmaktadır.

Tevatron'da tipik haliyle saniyede yaklaşık 10 milyon proton-karşıtpoton çarpışması meydana gelmiş, her çarpışmada yüzlerce parçacık üretilmiştir. Daha fazla analiz yapabilmek için her dedektörde saniyede yaklaşık 200 çarpışma kaydedilmiştir. 2011 Temmuz itibarı ile, CDF çarpışma datalarının $8 fb^{-1}$ 'dan daha fazlasını analiz ediyorken, DZero; $9 fb^{-1}$ kadarını mercek altına almıştır ($1 fb^{-1}$ Tevatron'da 50 trilyon $p\bar{p}$ çarpışmasını temsil etmektedir.). CDF ve DZero dedektörleri içerdikleri birçok alt dedektasyon (algılama) sistemleri ile, çarpışmalar sonucunda ortaya çıkan farklı tiplerdeki parçacıkları belirlemişlerdir. İlginç olayları tespit edebilmek için CDF ve DZero dedektörlerinde her parçacığın uçuş yolu, enerjisi, momentumu ve elektrik yükü kaydedilmiştir. Çarpışmalarda yaratılan parçacıkların tiplerini ve yeni bir keşif olup olmadığını belirlemek için kaydedilen bu bilgiler kullanılmıştır. CDF ve DZero dedektörleri $p\bar{p}$ çarpışmalarında üretilen parçacıklar hakkında benzer bilgileri yakalamak ve analiz etmek için farklı teknolojiler kullanmışlar ancak benzer olarak üç temel katmandan meydana gelmişlerdir. Her dedektörün iç tabakası elektriksel olarak yüklü parçacıkların uçuş yollarını takip edebilmek amacıyla manyetik alan içine yerleştirilmiş izleme dedektörlerinden oluşmuştur. Bir sonraki katman parçacıkların enerjilerini ölçen kalorimetrelerdir. Dedektörlerin en dış katmanları ise muonların izlerini tespit eden muon odası ismi verilen kısımdan meydana gelmiştir [89].

İlk $p\bar{p}$ çarpışmalarının 13 Ekim 1985 yılında gözlemlendiği Tevatron'da yer alan CDF ve DZero dedektörlerinde 2 Mart 1995 yılında üst kuarkın keşfedildiği ilan edilmiş ve her iki deney; yüksek hassasiyet ile üst kuarkın kütlelerini ölçmeyi başarmıştır. Üst kuarkın kütle değerinin bilinmesi Parçacık Fiziği'nin teorik çerçevesi SM'nin önemli bir bileşeni olan Higgs bozonunun kütlesi ile ilgili çalışmalara odaklanılmasını sağlamıştır.

2.2.4. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi

Dünyanın en büyük Parçacık Fiziği laboratuvarlarından biri olan Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi ismiyle bilinen CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), 29 Eylül 1954 yılında 12 Avrupa ülkesi arasında yapılan anlaşmayla Cenevre'de kurulmuştur. Kurumun amacı, Avrupa ülkelerinin güçlerini birleştirerek, ortak bir program çerçevesinde Parçacık Fiziği'nin gelişmesine katkıda bulunmaktır. Kurucu üye ülkeler;

Belçika, Danimarka, Batı Almanya, Fransa, Yunanistan, İtalya, Hollanda, Norveç, İsveç, İsviçre, İngiltere ve Yugoslavya'dır. Üye ülkelerin yanı sıra, dünyanın hemen her ülkesinden gelen fizikçiler de CERN'deki çeşitli projelere katılmaktadır. Ülkemiz; CERN'ün kuruluşundan 2014 yılı Mayıs ayına kadar gözlemci ülke statüsünde kalmış; ancak bu tarihte tam üye olmak için ara statü kabul edilen bir üyelik anlaşması imzalamıştır.

CERN'deki ilk parçacık hızlandırıcısı 600 MeV'lik *Synchro-Cyclotron (SC)* 1957'de faaliyete geçmiş ve uzun zamandır beklenen pion bozunumunun (pionun elektron ve nötrinoya bozunumu) gözlemlenmesini sağlamıştır. 1958'de tamamlanan *Proton Synchrotron'u (PS)* protonları 24 GeV enerjisine kadar hızlandırabilmiştir. Bu, o yıllarda erişilebilen en yüksek enerjidir. 1960'larda parçacıkları gözlemlenmenin en yaygın yöntemi, onların *kabarcık odasında (bubble chamber)* bıraktığı izlerin fotoğrafını çekmek olmuştur. Etrafındaki manyetik alan sayesinde, yüklü bir parçacığın kimliğini, bıraktığı izden çıkarmak kolay olmuştur. Proton hızlandırıcısından gelen yüksek enerjili protonlar, kabarcık odasının içinde bulunan sıvının atomlarının çekirdeğiyle çarpıştığı anda ortaya yüksek enerjili birçok parçacık çıkmakta ve bunlar, kaynama noktasına yakın olan sıvının içinde yol alırken, yüksek enerjileri sayesinde kabarcıklar oluşturmaktadırlar. Aynı anda fotoğrafları çekilmekte ve bu fotoğraflar tek tek incelenerek parçacıkların özellikleri saptanmaktadır. Bu yöntemle, 1950-1960'lı yıllarda yüzlerce parçacık bulunmuştur. Zaman içinde toplanan veriler sayesinde, parçacıkların kendi aralarında gruplar oluşturdukları ve daha küçük parçacıklardan meydana geldikleri keşfedilmiş ve böylelikle kuark teorisi ortaya çıkmıştır. O yıllarda yapılan çalışmalar, bulunan yeni parçacıklar, sonraları geliştirilen standart fizik teorisinin (kütle çekimi hariç evrendeki diğer üç kuvveti birleştirmeye çalışan teori) ve kuark teorisinin temel malzemesini oluşturmuştur [90].

Modern parçacık dedektörlerinin gelişmesinde CERN'deki çalışmaların büyük rolü olmuştur. 1968 yılında *Multiwire Proportional Chambers* ve *Drift Chambers* denilen yeni tip elektronik parçacık dedektörleri CERN'de geliştirilmiştir. Bunlar sayesinde çok daha hassas ölçümler yapmak ve parçacıkların izlerini anında saptamak olanaklı hale gelmiştir. Bu dedektörler, içinden geçen parçacığın yönünü, enerjisini ve zamanını vermektedir. Temel ilke, parçacığın dedektörün içinden geçerken iyonizasyona (yani atomlardaki elektronların kopmasına) yol açarak, elektrik sinyalleri yaratmasıdır. Bilgisayar alanında da çeşitli gelişmeler yine CERN'deki deneyler sayesinde gerçekleşmiştir. Saniyenin milyarda biri kadar küçük zaman dilimlerinde milyarlarca verinin ve elektrik sinyallerinin toplanması ve bunların değerlendirilmesi için devasa bilgisayar programları ile gelişmiş elektronik devrelerin gerekliliği; elektronik ve bilgisayar alanında büyük adımlar

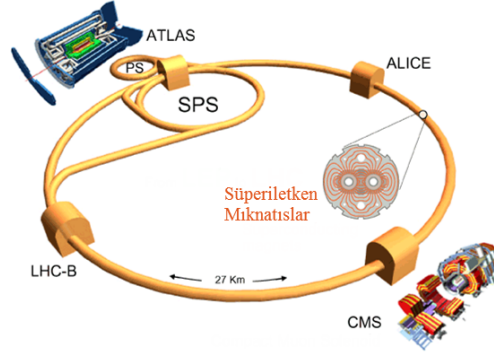
atılmasını sağlamıştır. Özellikle CERN’de bulunan İngiliz bilim adamı Tim Berners-Lee tarafından 1989 yılında “World Wide Web (WWW)” keşfedilmesi CERN’ün en büyük başarılarından biri olarak kabul edilmektedir.

CERN’deki önemli buluşlardan biri 1973’de, nötrino parçacığının yüksüz akım alışverişi sayesinde başka bir parçacıkla etkileşime girebileceğinin ispatlanması olmuştur. Böylelikle, elektromanyetik kuvvet ile zayıf kuvvetin birleştirilebileceği deneysel olarak bulunmuş ve bu gelişme ile birlikte yeni fiziğin kapıları açılmıştır.

CERN’deki 450 GeV’lik *Süper Proton Synchrotron (SPS)*’u 1976 yılında çalışmaya başlamıştır. Yine o yılların en büyük hızlandırıcısı olan SPS’de; proton ve karşıt-protonlar aksi yönlerde hızlandırılarak, parçacık dedektörlerinin içinde çarpıştırılmıştır. Bu sayede elde edilen çok büyük enerjilerde; yeni parçacıkları gözlemlemek, eldeki teorileri test etmek olanaklı hale gelmiştir.

1980’lerin sonlarında faaliyete geçen *Large Elektron-Positron (LEP)*; dünyanın en büyük elektron-pozitron hızlandırıcısı olmuştur. Yerin 100 m altında inşa edilen ve yaklaşık 27 km’lik çember şeklinde bir tünel olan LEP’de; elektronlar ve pozitronlar (karşıt-elektron) ışık hızına yakın hızlarda hızlandırılarak, dört noktada çarpıştırılmıştır. Bu dört noktada dört büyük dedektör yer almış ve her biri dört katlı apartman büyüklüğünde olan bu dedektörlerde, elektron pozitron çarpışmasından ortaya çıkan parçacıklar incelenmiştir. LEP deneyinin en önemli yönü, *Z bozonu* adı verilen elektrozaıf kuvvet taşıyıcısını üretmesidir. İlk defa 1983’de (LEP’den önce) yine CERN’de gözlemlenen Z bozonu, sahip olduğu 90 GeV’lik kütleyle (protonun kütesinin 90 katı) fizik teorilerinin geçerliğini ispatlamakta büyük önem taşımıştır.

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider-LHC); 2000 yılında faaliyeti sona eren LEP çarpıştırıcısı yerine inşa edilmiştir. CERN Parçacık Fiziği laboratuvarındaki bir deney olan LHC, çevresi 27 km ve yer yüzeyinden 100 m derinlikteki boyutları ve ulaşacağı 14 TeV’lik kütle merkezi enerjisi ile dünyanın en büyük ve en güçlü parçacık hızlandırıcısı olma özelliğini taşımaktadır. Büyük patlamadan kısa bir süre sonra oluşan koşulları yeniden yaratarak maddenin temel doğasını incelemek ve SM’nin bir öngörüsü olarak var olduğu düşünülen Higgs parçacığını bulmak amacıyla kurulmuştur. LHC ayrıca; evrenin SM tarafından açıklanamayan %96’lık bölümü nerede, madde-karşıtmadde arasındaki fark nedir vb. sorulara da cevap aramaktadır.



Şekil 2.18: CERN hızlandırıcı merkezi.

LHC’de 7 TeV’lik enerjiye ulaşacak proton demetleri, ilk olarak doğrusal hızlandırıcıda (linac) 50 MeV’e kadar hızlandırılarak, enerjileri PS makinesinde 26 GeV’e ve PS’den SPS’ye gönderilerek 450 GeV’e çıkarılacaktır. Bu enerjiye ulaşıldığında parçacıklar LHC içinde 0.9999999991 ışık hızında hareket edecekler ve her bir proton 27 km’lik yolu saniyede ~ 11.000 defa dönmüş olacaktır. Her bir tünelde 2835 adet demet bulunacak ve demet başına proton sayısı 10^{11} olacaktır. LHC, parçacıkların çarpışma şansını arttırmak için ışın çapını, çarpışma noktasında düşürebildiği kadar düşürecek; içerisinde 10^{11} proton bulunan her bir demetin kalınlığını etkileşme noktasında 64 mikrona (bir insan saçı kalınlığında) kadar indirecektir. Ortalama 20 proton-proton çarpışması, belirlenen dört çarpışma noktasında 25 ns’de bir (çarpışma frekansı 40 MHz olur) gerçekleşecek, saniyede 800 milyon (bazı protonların çarpışmadan geçmesi ihtimalinden dolayı yaklaşık olarak 600 milyon çarpışma kabul edilebilir) adet meydana gelecektir. Yani çarpışmalar oldukça sık gerçekleşecek, bir çarpışmadan çıkan parçacık dedektör boyunca hareket ettiği anda, bir sonraki çarpışma dedektörün merkezinde olmuş olacaktır. Yüksek ışınlığın (luminosity) $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ ve düşük ışınlığın ise $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sn}^{-1}$ olması beklenmektedir. Halka boyunca zıt yönlerde hareket eden proton demetlerinin enerjisi güçlü elektrik alanları ile yükseltilecek, böylece her bir turda, parçacıklar daha fazla enerji kazanacaklardır. Bu kadar yüksek enerjili demetleri kontrolde tutmak için, $1.9^0 K$ yani $-271^0 C$ ’lik (bu dış uzaydan daha soğuk bir sıcaklıktır) mutlak sıfırın iki derece yakınına kadar soğutulmuş süperiletken elektromiknatıslar tarafından üretilen çok büyük manyetik alanlar kullanılacaktır. Deneyde kullanılacak dipol magnet sayısı yaklaşık 9300 tanedir ve bu magnetler protonları yörüngede tutabilmek için 8.33 Tesla’lık manyetik alan sağlayacaklardır. Her bir dipol magnet 14.3 m uzunluğunda ve yaklaşık 35 ton ağırlığındadır. Dipol magnetlerin sağlayacağı manyetik alan yaklaşık olarak dünyanın manyetik alan şiddetinden 200.000 kez daha büyüktür. Demet borusu 10^{-10} Torr’luk

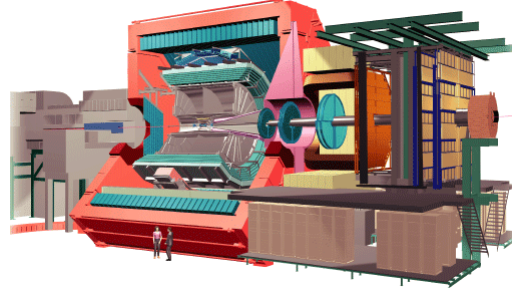
ultra yüksek vakum değerine (cm^3 başına 3 milyon molekül) sahip olacaktır ve bu da yaklaşık olarak dünyanın 1000 km yükseklikteki vakum basıncına eşittir. Işın demetleri, çok sayıdaki mıknatıstan geçerek vakum ortamındaki ışın borusunda hareket edeceklerdir. LHC'deki toplam süperiletken telin uzunluğu bugüne kadar dünyada döşenmiş en uzun süperiletken kablolu olup 250.000 km'dir ve bu uzunluk ekvator çevresini 6.8 defa saracak miktardır. Bu süperiletken tellerin her biri 6300 adet niobium-titanium lifinin bir bakır içinde gömülmesinden oluşmuştur. Her bir lifin kalınlığı insan saçının onda biri kadardır ve ultra soğuk (bunu sağlamada gerekli olan sıvı helyumu üretmek için çok büyük bir cryogenics sisteme ihtiyaç vardır) olduğunda tel elektriği hiçbir direnç göstermeden iletmektedir. Şekil 2.18'de CERN hızlandırıcı merkezinin şematik bir diyagramı görülmektedir.

LHC deneylerinin (*ALICE*, *ATLAS*, *CMS*, *LHCb*, *TOTEM* ve *LHCf*) hepsinin toplam bir yılda üreteceği data 10 milyon GB'dan daha fazla olacaktır (bu kadar bilginin depolandığı CD'ler üst-üste konulursa 20 km yüksekliğinde bir CD süper-gökdeleni oluşturur). Bu nedenle LHC'de; *Grid Hesaplama Sistemi* adı altında 100'den fazla küçük ve büyük hesaplama merkezinden oluşan; depolama, işleme ve analiz işlemlerinin sorumluluğunu paylaşacak bir sistem oluşturulmuştur. Ancak Grid sistemi sayesinde bu kadar büyük miktarda data işlenip, analiz edilebilecektir. Bu amaçla ülkemizde de Tübitak merkezli Grid Hesaplama Sistemi kurulmuştur [91].

LHC'de toplam altı deney mevcuttur, bunlar ; **ALICE**, **ATLAS**, **CMS**, **LHCb**, **TOTEM** ve **LHCf**'dir. Bu deneylere dünyanın 85'den fazla ülkesinden 7000'den fazla bilim adamı katılmaktadır. 14 TeV'lik kütle merkezi enerjisinde proton-proton ve ağır iyon çarpışmaları sağlayacak olan LHC'de; **CMS** ve **ATLAS**, Higgs ve NP aramak üzere genel amaçlı olup; **LHCb**, *b* kuarkı içeren parçacıkları; **ALICE** ağır iyon çarpışmalarını; **TOTEM** toplam tesir kesiti ölçümünü; **LHCf** ise uzak bölgede, parçacıkların üretim tesir kesitini inceleyecektir. Evrenin yapısının çözümlenmesi gibi önemli bir amaç doğrultusunda Dünya uluslarının ortaklaşa çalışmaları bu deneylerin önemini arttırmaktadır.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment); bir ağır iyon dedektörü olarak çekirdek-çekirdek etkileşmelerini LHC enerjilerinde incelemek için kurulmuştur. Amacı çok yüksek enerji yoğunluğunda kuvvetli etkileşen maddelerin fiziğini araştırmaktır ve burada maddenin yeni bir fazı olarak kabul edilen *kuark-gluon plazma* oluşumu beklenmektedir. Büyük patlamadan çok kısa bir zaman sonra erken evrenin yaratılma şartları, kurşun

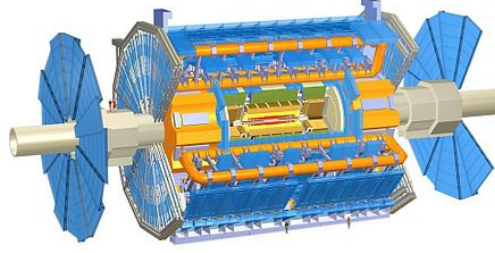
iyonlarının çarpışmaları ile araştırılacaktır ve bu şekilde oluşturulacak kuark-gluon plazması ile erken evren koşullarının sağlanacağı düşünülmektedir. Böyle bir fazın varlığı ve özellikleri, QCD içindeki hapsolme ve kiral-simetri konusunun daha iyi anlaşılmasını sağlayacaktır. Bu amaçla; ağır çekirdeğin çarpışmasından ortaya çıkan e , μ ve hadronlar araştırılmaktadır. Dedektör ayrıca bir referans noktası oluşturmak üzere proton-proton çarpışmalarını da incelemekte ve böylece LHC deneylerinde yapılacak fizik araştırma sonuçlarının karşılaştırmalarını yapabilmek amacıyla data toplamaktadır. Deneyde 31 ülkeden, 109 farklı enstitüde çalışan 1000'den fazla bilim adamı görev almaktadır. Şekil 2.19'da görülen ALICE dedektörü; 26 m uzunluğunda, 16 m yüksekliğinde ve 16 m genişliğinde olup 10.000 ton ağırlığındadır.



Şekil 2.19: ALICE dedektörü.

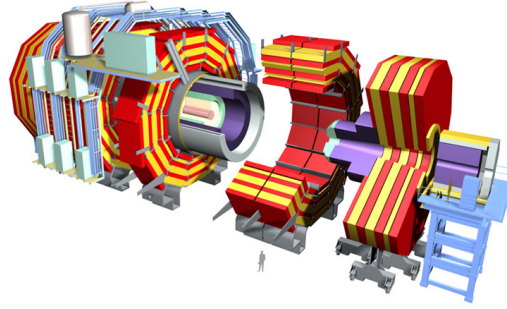
ATLAS (A Torodial LHC ApparatuS); çok yüksek enerjilerde kafa kafaya proton çarpışmalarında evreni oluşturan temel kuvvetleri, maddenin temel yapısını ve Yeni Fizik'i araştırmaktadır. Bu deneydeki çalışmalara ülkemizden Ankara Üniversitesi, Boğaziçi Üniversitesi ve Gazi Üniversitesi katılmaktadır. LHC'deki genel kullanımlı ikinci büyük dedektör olan ATLAS geleneksel solenoid mıknatısların yerine toroidal mıknatıslara dayanmaktadır. 7.000 ton ağırlığındaki dedektör; 46 m uzunluğunda, 25 m yüksekliğinde ve 25 m genişliğindedir. Deneyde; 38 ülkede yer alan 174 farklı enstitüden katılan 3000'den fazla bilim adamı görev almaktadır. ATLAS dedektörünün görüntüsü Şekil 2.20'de görülmektedir.

CMS (Compact Muon Solenoid); genel amaçlı bir dedektördür ve manyetik alanı solenoid şeklindeki bir mıknatıs tarafından oluşturulmaktadır. Bazı fizik süreçlerinin iyi algılanabilmesi için özel tasarımı vardır. Deneye 42 ülkeden, yaklaşık 4300 fizikçi ve mühendis katılmakta, 182 enstitü katkı vermektedir. Bu deneydeki çalışmalara ülkemizden Boğaziçi Üniversitesi, Çukurova Üniversitesi ve Ortadoğu Teknik Üniversitesi projeler



Şekil 2.20: ATLAS dedektörü.

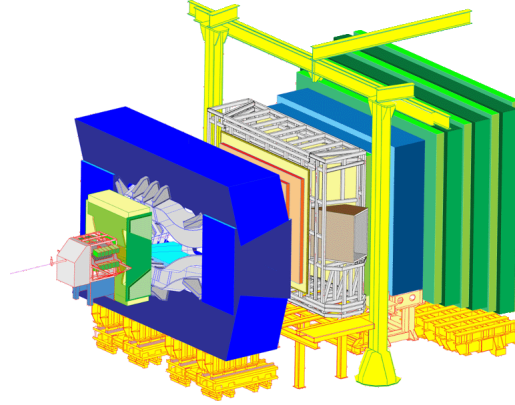
kapsamında katılmaktadır. CMS; Higgs ve diğer yeni parçacıklar için yürütülecek araştırmada başı çekecek olan genel kullanımlı iki büyük dedektörden birisidir. Şekil 2.21’de görülen CMS dedektörü; 21 m uzunluğunda, 15 m genişliğinde ve 15 m yüksekliğindedir.



Şekil 2.21: CMS dedektörü.

LHCb (A Large Hadron Collider beauty); “alt” kuark ve karşıt-kuarkları araştırarak evrende karşıt-madde bulunmayışının gizemini ortaya çıkarmaya çalışmaktadır. Dedektör çarpışma noktasının yalnızca bir tarafını izlemektedir. Deneye 13 ülkeden 66 farklı enstitüden 7000 bilim adamı katılmaktadır. 21 m uzunluğa, 10 m yüksekliğe ve 13 m genişliğe sahip olan dedektör 5600 ton ağırlığındadır ve Şekil 2.22’de görülmektedir.

TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement); deneyi genel amaçlı deneylerde gerçekleştirilmesi zor olan, uzaktaki parçacıklara yoğunlaşmış fizik araştırmalarıdır. Bu çalışmaların dışında, LHC ışınlığını ve proton büyüklüğünü ölçmek için kullanılmaktadır. Bu amaçla TOTEM’in LHC demetine çok yakın bir şekilde üretilmiş parçacıkları dedekte etmesi gerekmektedir. Dedektör özel olarak dizayn edilmiş vakum odası içermektedir ve burada bulunan “Roman kabı” LHC’deki ışın tüpüyle bağlantılıdır.



Şekil 2.22: LHCb dedektörü.

CMS deneyinde çarpışma noktasına yakın 4 noktaya ikişerli Roman kabı toplamda 8 adet olmak üzere konulmuştur. CMS ve TOTEM bilimsel olarak birbirinden farklı iki deney olmasına rağmen TOTEM deneyi, CMS dedektöründen ve LHC'nin diğer deneylerinden elde edilen sonuçlarla tamamlanmış olacaktır. TOTEM deneyinde 7 ülkeden, 9 farklı enstitüde çalışan 143 bilim adamı bulunmaktadır. Dedektör 440 m uzunluğunda, 5 m yüksekliğinde, 5 m genişliğinde ve 20 ton ağırlığındadır.

LHCf (*Large Hadron Collider forward*); LHC deneyleri içindeki en küçük deneydir. LHC halkası üzerinde ATLAS bölgesine yakın bir yere kurulmuştur. Proton-proton ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerinde en uzaktaki bölgede oluşacak yüksüz parçacık üretim tesir kesitini hesaplamak amacıyla yapılmıştır. 5 ülkeden, 9 farklı enstitüden 30 bilim adamının katıldığı deneydeki dedektör; 30 cm uzunluğunda, 80 cm yüksekliğinde ve 10 cm genişliğinde olup 40 kg ağırlığındadır [92].

1980'li yıllarda uluslararası bilim platformunda düşünülen ve 1990'lı yıllara gelindiğinde yapımına başlanan LHC deneyi, 10 Eylül 2008 tarihinde çalışmaya başlamıştır. Ancak 19 Eylül 2008 tarihinde; hatalı elektrik bağlantısı nedeniyle hızlandırıcının iki mıknatısı arasına aşırı soğutulmuş helyumun sızması, deneyin uzun süre ertelenmesine sebep olmuştur. Arızanın giderilebilmesi için tünel içi sıcaklığın mutlak sıfırdan normal koşullara gelmesi beklenmiş, sıcaklıkların çalışma şartlarına uygun hale getirilmesinden sonra arızanın giderilmesi sağlanarak cihaz yeniden soğutulmuş ve beklenen uzun süre sonunda LHC deneyi 20 Kasım 2009 yılında yeniden çalışmaya başlamıştır. Kasım 2009'da başlayan çalışmalarda önce hızlandırmanın ilk aşamasının gerçekleştirildiği SPS hızlandırıcısında 0.45 TeV enerjiye ulaştırılan bir proton demeti, 27 km'lik LHC halkasına

oturtulmuş ve demetler kısa süreler için LHC halkasında döndürülmüştür. Daha sonra protonlar 0.9 TeV (0.45 TeV + 0.45 TeV) kütle merkezi enerjisinde çarpıştırılmıştır. Saç telinden daha ince boyutlara sıkıştırılan parçacık demetleri, çarpışma noktalarında dedektörlerin de tespit ettiği gibi çarpıştırılınca maddenin temel yapısının görüntüleri ortaya çıkmaya başlamıştır. Daha sonraki aşamalarda parçacık demetlerinin sayıları artırılarak, karşılıklı 16'şar demetin halkada dönüşü gerçekleştirilmiştir. LHC tasarımında bu sayının 2808'e ulaşması önerilmiştir. Aynı zamanda yine tasarımda 100 milyar protonun bir demete sıkıştırılmasının amaçlandığı bu hızlandırma işleminde, bunun onda biri düzeylerine ulaşılmıştır. Son olarak enerjileri LHC halkasında 1.18 TeV'e ulaştırılan protonlar hızlandırıcıda kafa kafaya çarpıştırılmış bu da CERN tarihine bir dünya rekoru olarak geçmiştir. Kütle merkezi enerjisi 2.36 TeV'e ulaşan LHC bu şekilde ABD'deki Tevatron hızlandırıcısının yıllardır 1.96 TeV'de sürdürdüğü liderliğine son vermiştir. 16 Aralık 2009 akşamı LHC, çalışmalarına 2010'un ilk aylarında tekrar başlamak üzere, bakım ve tasarlanan çarpıştırma şartlarına hazırlanması için önceden planlandığı şekilde kapatılmıştır. 2010 yılı için LHC'de protonların 3.5 TeV enerjilere ulaşması hedeflenmiş ve 7 TeV kütle merkezi enerjisinde çarpışmalar gerçekleştirilmiştir. Böylelikle LHC deneyleri ilk üç yıl süresince 7 – 8 TeV'lik çarpışma enerjilerinde çalışmışlardır. Bu ilk üç yıllık periyod esnasında alınan LHC verileri ile, ATLAS ve CMS deneyleri 4 Temmuz 2012 tarihinde uzun süredir aranan Higgs bozonunun deneysel olarak keşfedildiğini ilan etmişlerdir [93].

Dünya'nın en büyük ve en güçlü parçacık hızlandırıcısı olan LHC; ilk üç yıllık çalışmanın ardından, teknik olarak ikinci üç yıllık çalışma dönemine hazırlanabilmesi için 18 Haziran 2014 yılında kapatılmıştır. Devasa makinenin soğuması uzun zaman almaktadır ve makinenin ilk hızlandırma aşamasında hemen hemen iki kat daha fazla enerjilerde çalışabilmesi için uzun bir teknik duraksama gerekmektedir. Yapılacak hazırlıkların ardından LHC'nin 2015 yılında çalışmaya yeniden devam etmesi planlanmaktadır [94].

CERN hızlandırıcı merkezinin, 2014 yılı için yeniden başlatılma programı aşağıdaki şekilde belirlenmiştir:

- PS Yükselticisi; 2 Haziran 2014 tarihinde yeniden başlatılmıştır.
- PS; 18 Haziran 2014'de yeniden çalışmaya başlamıştır.
- SPS'de güç testleri, Temmuz 2014 başında tekrar başlatılmıştır.
- Ağustos 2014 ortalarında karşıt-proton yavaşlatıcısında karşıt-madde fizik programı yeniden başlatılmıştır.

- Ekim 2014 ortalarında SPS'de fizik programlarının yeniden başlatılması planlanmaktadır.
- 2015 yılının başlarında LHC deneyi tekrar başlatılacaktır.
- 2015 yılının ilkbaharında LHC deneylerinde fizik programları yeniden başlatılacaktır.

2.3. YENİ BİR FİZİK MODELİ : SÜPERSİMETRİ

Süpersimetri (SUSY); Yuri Golfand ve E. P. Likhtman, D. V. Volkov ve V. P. Akulov ve J. Wess ve B. Zumino tarafından bağımsız olarak yaklaşık 30 yıl önce, teorik çalışmaları yapılan son derece ilginç bir matematiksel yapıdır. SUSY ile ilgili olarak teorinin öne sürüldüğü tarihten itibaren günümüze kadar birçok çalışma yapılmıştır ve SUSY teorileri için gerçekleştirilen dikkat çekici etkinlikler; süpersimetrik teorilerin, SM'nin çeşitli problemleri için mümkün çözümler sunan, tek bir teorinin çerçevesinde tüm etkileşmelerin birleşimi için perspektif açan eşsiz matematiksel doğasından kaynaklanmaktadır [95].

SUSY; başlangıçta, doğanın simetrilerinin bir uzantısı ve sicim teorisinin bir parçası olarak geliştirilmiştir. Yıllar içinde gözden düşmüş, beğenilmemiş ve birkaç kez öldüğü veya ölmekte olduğu ilan edilmiştir. Bununla birlikte; R-parite korunumunun ek simetrisi ile SUSY'nin doğru kozmik yoğunluklu, kararlı, zayıfça etkileşen kütleli bir parçacığı üretme kapasitesine sahip olduğu gösterildiğinde birçok deneycinin ilgisini kazanmıştır. Günümüzde SUSY; Parçacık Fiziği deneycilerinin dünyasında Yeni Fizik için önemli bir model olarak kullanılmaktadır [96].

SUSY; fermiyon-bozon değiş tokuşunun doğa yasalarını değiştirmedeğini söyleyen bir düşüncedir. Bu, temel kuramı oluşturan denklemlerde bir elektronun bir selektron haline gelmesi demek değildir. Bunun aksine; denklemler, hem elektronları hem de selektronları temsil eden semboller içermektedir ve bu sembollerin değiş tokuşunda denklemler değişmemektedir [4].

2.3.1. Standart Model'in Süpersimetrik Genişletilmesi İçin Motivasyonlar

Son otuz yıldır teoriksel Yüksek Enerji Fiziği'ndeki neredeyse tüm araştırmalar, TeV ölçeğinin ötesindeki enerjilerde doğanın doğru açıklaması olarak SM'nin yerini alacak olan teori arayışı üzerinde yoğunlaşmıştır. Bu nedenle, çok başarılı bir teori olan SM, deneysel datalar ve kuramsal öngörüler arasında en çarpıcı uyumları sunarken bu arayışın haklı olup olmadığını bilmek önemlidir. Sonuç olarak böyle başarılı bir teoriyi geride bırakarak bu arayışın nedenlerini incelemeye başlamak gerekmektedir [95].

SM'nin daha temel bir teorinin etkin bir teorisi olması gerektiği sonucuna neden olan hem kuramsal hem de deneysel çeşitli argümanlar vardır. Kısaca en önemli argümanlar sayılacak olursa; ilk olarak SM kütle çekim kuvvetini içermemektedir. Bu durum geçerli teorinin; doğanın dört temel kuvvetinden biri hakkında kesinlikle hiçbir şey söyleyememesi anlamına gelmektedir. Diğer popüler problem "kütle hiyerarşi" sorunudur. SM içindeki Higgs parçacığının kütlesi daha yüksek enerjilerde NP'ye son derece duyarlıdır ve eğer SM o ölçeğe kadar geçerli ise onun doğal değeri Planck kütlelerinin mertebesinde. Bu, deney tarafından işaret edilen elektrozayıf ölçekten birkaç kat daha yüksektir. SM içinde bu farklılığı gidermenin yolu parametrelerin inanılmaz ince bir ayarını gerektirmektedir. Ayrıca SM temel parçacıkların yüklerinin niçin kuantize olduğunu söyleyememektedir. Tüm bunlara ek olarak SM, gözlenen nötrino kütleleri ve salınımlarını açıklayamamakta ve deneyler tarafından öngörülen ayar bağlaşımlarının birleşimlerini tahmin edememektedir [97]. Bu soruların cevapları Standart Model Ötesi teoriler ile verilmeye çalışılmaktadır. Standart Model Ötesi teorilere gitmenin ise mümkün iki yolu bulunmaktadır [98];

- **Yeni etkileşmeler ile aynı temel alanları düşünmek.** Bu yol; SUSY, Büyük Birleşim Teorisi, Sicim Teorisi vb. teorileri oluşturmaktadır.
- **Yeni etkileşmeler ile yeni temel alanları düşünmek.** Bu yol; Kompozitlik, Teknirenk vb. modelleri oluşturmaktadır.

Standart Model Ötesi teorilere gitmenin en basit yolu; daha simetrik modelleri göz önüne almak, bozonlar ve fermiyonlar arasında simetrinin yeni bir çeşidini (SUSY) tanıtmaktır [99].

Süpersimetrik teorilerin ortaya atılmasına sebep olan en önemli SM problemleri ve bu problemleri SUSY'nin nasıl çözdüğü daha ayrıntılı bir şekilde incelenecek olursa;

- *Higgs Fiziği*

SM anlatımına parçacıkların kütlelerini katabilmek için, bir Higgs alanının varlığı öne sürülmüş ve bu alanın çok özel ve biraz esrarengiz bir biçimde etkileştiği varsayılmıştır. Higgs fiziği, ileri sürüldüğü problem için teknik bir çözüm geliştirse de, SM'nin kabul edilmesi ve sınanması zor, gizemli bir parçası olmuştur. SM'nin ötesinde ve Higgs fiziğini de verecek yeni bir fizik *olmalıdır*; çünkü SM, parçacıkların kütlelerini açıklamak için gerekli Higgs etkileşmelerinin tutarlı bir biçimde yorumunu sağlayamamaktadır. Böylece 1982'de, eğer SM süpersimetrik olacak şekilde genişletilirse, bunun Higgs fiziği için güzel bir açıklama sağlayacağı düşünülmüştür. Birçok kuramcıyı; SUSY'nin sadece hoş bir matematik değil aynı zamanda doğanın da bir özelliği olduğuna inandıran bu sonuç olmuştur. Higgs fiziğine süpersimetrik yaklaşımın işlemesi için, üst kuarkın (kütlesi 1990'lara dek ölçülemediği) diğer kuark ve leptonlara göre umulmadık derecede ağır olmasının gerektiği öne sürülmüştür. Üst kuarkın çok ağır olarak öngörülmesi ve on yıl kadar sonra gerçekten de çok ağır olduğunun deneyle doğrulanması, SUSY'nin geçerliliği için çok güçlü bir dolaylı sınama olmuştur.

- *Hiyerarşi Problemi*

SM, hiyerarşi problemi denen çok ciddi kavramsal bir soruna sahiptir. Birincil kuram için doğal ölçek, 10^{-35} metre civarındaki Planck ölçeğidir. SM, kuarklar ve leptonlar ile onların etkileşmelerinin 10^{-17} metre ölçeğinde bir betimlemesidir. Bir kuantum kuramında, her ölçekteki fizik her başka ölçekte fiziğe katkıda bulunabilir; dolayısıyla birbirinden bu kadar uzak iki ölçeğe sahip olunması tutarlı olmayabilir. Bunun yerine SM ölçeği ve Planck ölçeği birbirlerine çok yakın olmalıdır. Bu sorunu görmenin başka bir yolu da, SM'de elektronların, kuarkların, W'ların ve Z'nin tümünün kütlelerinin ya sıfır olması, ya da Planck kütlelerinde bulunması gerektiğini fark etmekten geçmektedir. Bu, SM'nin deneysel öngörülerini açıkça etkileyen kavramsal bir sorun olmasa bile SM için gerçekten büyük bir sorundur. Sorunun iki parçası vardır. Birincisi SM ölçeği ile Planck ölçeği arasında bir aralığın bulunmasıdır; SM neden bir başka ölçekte değil de olduğu yerde (yani 10^{-17} metre civarında) sonlanmaktadır? İkincisi ve kavramsal açıdan daha da önemlisi, kuramın bu aralığı matematiksel olarak tutarlı bir biçimde koruyabilmesini sağlayan nedir? Süpersimetrik SM ikinci sorunu çözmekte ve birincisi hakkında da fikir vermektedir. Bunu, fermiyonların ve bozonların temel bir şekilde birleştirilmesini kullanan bir yöntem ile yapmaktadır. Fermiyonların ve bozonların gerçek doğası, onların birbirlerini yok etmesine katkıda bulunacak şekilde ölçeklerin bir araya gelmesine yol açmakta; böylece ölçeklerin karışımı genel bir tarzda yok edilebilmekte ve bu da belirtilen sorunu

çözmüş olmaktadır.

- ***Ayar Bağlaşımlarının Birleşmesi***

Yaklaşık iki yüzyıldır; doğa kuvvetlerinin betimlenişi açıklanmaya çalışılmaktadır. Maxwell; elektrik ve manyetizmayı birleştirmeyi başarmış, SM ise zayıf etkileşmeler ile elektromanyetizmanın anlatımlarını birleştirmiştir. Bir kuantum kuramında, çok küçük uzaklıklarda incelenebilen bir kuvvetin nasıl davrandığının hesaplanması mümkündür. Bu işlem SM'de elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlere uygulandığında, onların nispeten kısa mesafelerde birbirlerine gitgide daha fazla benzedikleri görülmektedir. Aynı çalışma süpersimetrik SM'de yinelenildiğinde (bu 1980'lerin başlarında yapılmıştır), çok küçük (Planck ölçeğinden yaklaşık yüz kez daha büyük) mesafelerde, kuvvetlerin temelde eşit hale geldikleri görülmüştür. Bu zorunluluktan kaynaklanmamaktadır; çünkü SM'de hiçbir şey kuvvetlerin eşit hale gelmesi gerektiğini ima etmemektedir. Ve eğer kuvvetler eşit hale gelmişlerse ve tam birleşme Planck ölçeğinde olsaydı, SM'deki hiçbir şey kuvvetlerin bu mesafe ölçeğinde eşit olması gerektiğini söylememektedir. Böylesine küçük mesafelerde kuramın biçimi çok iyi bilinmediği için, daha da küçük uzaklıklara onun nasıl genelleneceği bilinmemektedir. Bunu yapmanın yolları, bu kuvvetlerin yaklaşık olarak Planck ölçeğinde kütle çekim kuvvetine eşitleneceği izlenimini uyandırmaktadır. Bu doğadaki kuvvetlerin anlaşılması hedefine gerçekten de basit bir biçimde ulaşılabileceği düşüncesini yüreklendiren bir sonuçtur ve bu işin yapılabilmesi için, süpereslere ihtiyaç duyulmaktadır.

- ***Kütle Çekim Kuvveti İle Birleşme***

SUSY; iki (tutarlı) yoldan; elektromanyetik, zayıf ve güçlü kuvvetlerin anlatımını kütle çekimi ile birleştirmeyi önermektedir. Birincisi; tüm bu kuvvetler, Planck ölçeğine yakın olan küçük uzaklıklarda aynı şiddete erişmişlerdir. İkincisi; SUSY, uzay ve zaman içinde bir simetri olarak, zorunlu şekilde kütle çekimin kuramsal anlatımı ile bağlantıya sahiptir. SUSY ile kütle çekimi arasındaki bağlantı henüz tam olarak anlaşılmuş olmamasına rağmen, SM'nin kendisinin değilse de süpersimetrik SM'nin kütle çekim kuramıyla ilişkili olması oldukça umut vericidir [4].

2.3.2. Süpersimetri'nin Tarihsel Gelişim Süreci

Süper sicimlerin keşfedilmesi söz konusu olduğunda en ön planda ortaya çıkan kişi, Kalifornia Teknoloji Enstitüsü'nden John Schwarz'dır. 1966 yılında Berkeley'den ayrılan

Schwarz, Princeton Üniversitesi'ne giderek orada Paris'ten gelen iki genç Fransız fizikçiyle, Andre Neveu ve Joel Scherk ile çalışmış ve bu iki Fransız ile birlikte yeni ufuklar açan bir makale dizisi yayımlamıştır. 1971 yılında Neveu ve Schwarz, Veneziano ve Suzuki tarafından ortaya atılan Beta fonksiyonunda temel bir hata bulunduğunu fark etmişlerdir: Kuram, doğada bulunan bütün “döner” parçacıkları tanımlamamaktadır. Bütün nesnelere bir “dönüş” hareketine veya açısız devinime sahiptir. Döner bir topaç gibi tanıdık nesnelere, herhangi bir hızda dönebilirler. Buna karşın kuantum dünyasında bir elektron, gelişigüzel şekilde dönemez. Tıpkı yalnızca foton adı verilen belirli demetler halinde ortaya çıkabilen ışık gibi, atom altı parçacıklar da yalnızca belirli miktarlarda açısız devinim ile dönebilirler. Aslında Kuantum Mekaniği, Dünya'daki bütün parçacıkları yalnızca ikiye ayırmaktadır: *Bozonlar* ve *Fermiyonlar*. Fermiyonlar isimlerini Enrico Fermi'ye saygı ifadesi olarak alırlarken; bozonlar ise Hintli fizikçi Satyendra Bose'dan almaktadırlar. Bugün Nambu'nun, Veneziano-Suzuki Beta fonksiyonunun kaynağını açıklayan sicim kuramının yalnızca bir bozon sicimi olduğu anlaşılmaktadır. Neveu, Schwarz ve Ramond, bozon sicimine eşlik edecek bir *fermion* sicimi icat ederek kuramı tamamlamışlardır. Neveu-Schwarz-Ramond kuramı, (küçük bir değişiklikle) günümüzün süper sicim kuramı olmuştur.

Neveu, Schwarz ve Ramond'un bu teorileri, Veneziano ile Suzuki'ye ait eski S-matrisinden dahi daha iyi özelliklere sahip olan yeni bir S-matrisi öngörmekte ise de, bu yeni özelliklerin kökeni pek açık olmamıştır. Ne zaman böyle harikulade “tesadüfler” ortaya çıksa, onun altında gizli bir simetri bulunduğundan şüphe edilmiştir. 1971 yılında Bunji Sakita ve Jean Loup Gervais, bu bulmacaya kısmen bir cevap bulmuşlardır. Gerçekten de, Neveu, Schwarz ve Ramond kuramının bu şaşırtıcı özellikleri gizli bir *simetri* nedeniyle sergilediğini göstermişlerdir. Öncü niteliği taşıyan bu keşifler, SUSY'nin başlangıcı olmuştur. (SUSY, iki Sovyet fizikçi, Yu. A. Golfand ve E. P. Likhtman tarafından aynı anda öne sürülmüş, fakat onların çalışmalarının kıymeti o sıralarda batıda dikkate alınmamıştır.)

Gervais ve Sakita'nın keşfettiği SUSY, o zamana kadar bulunan en alışılmamış simetri olmuştur. Bozon türü bir nesneyi fermiyon türü bir nesnenin içine döndürebilecek bir simetri ilk kez yaratılmıştır. Sonuç olarak bu, evrendeki bütün bozon parçacıklarının fermiyon türü bir eşe sahip olduğu anlamına gelmektedir. (Bununla beraber, bunların simetrisi henüz tamamlanmamıştı; çünkü yalnızca iki boyutlu bir simetriydi.) Bu yeni süper sicim kuramı ve fermiyonlarla bozonlar arasında alışveriş sağlayan tamamen yeni bir simetrinin keşfi, muazzam bir heyecan yaratmıştır.

Nambu'nun bozon siciminin yalnızca yirmi altı boyutta var olduğunu ve Neveu, Schwarz ve Ramond'un süper siciminin yalnızca on boyutta var olduğunu keşfi, modelin 1970'lerin ortalarında ölümüne yol açmıştır. Sicimin hızla gözden düşmesine karşın, SUSY olağan nokta parçacıklara ait bir simetri olarak kurtarılmaya çalışılmıştır. Fermiyonları bozonlara, bozonları da fermiyonlara dönüştüren simetri, göz ardı edilemeyecek kadar iyi bir düşüncedir.

Gervais ve Sakita'nın çalışmalarından esinlenen Bruno Zumino ve Julius Wess, 1974 yılında bu yeni simetrinin sicimden nasıl çıkartılabileceğini ve dört boyut içerisinde tanımlanan basit bir nokta parçacık kuramına (geleneksel bir QFT) nasıl indirgenebileceğini göstermişlerdir. Alan kuramlarının en basit olanlarından birini ($1/2$ dönüşlü bir fermiyonla etkileşime giren 0 dönüşlü bir bozon) almışlar ve onun süpersimetrik hale getirilebileceğini kanıtlamışlardır. Daha da önemlisi, nokta parçacıklara ait Kuantum Alan Teorisi'nde bulunan pek çok istenmeyen ıraksaklıkların süpersimetri tarafından yok edildiğini basit ve temiz bir şekilde göstermişlerdir [5].

Tüm bu bilgiler ışığında; SUSY'nin tarihi gelişimi kısaca özetlenecek olursa;

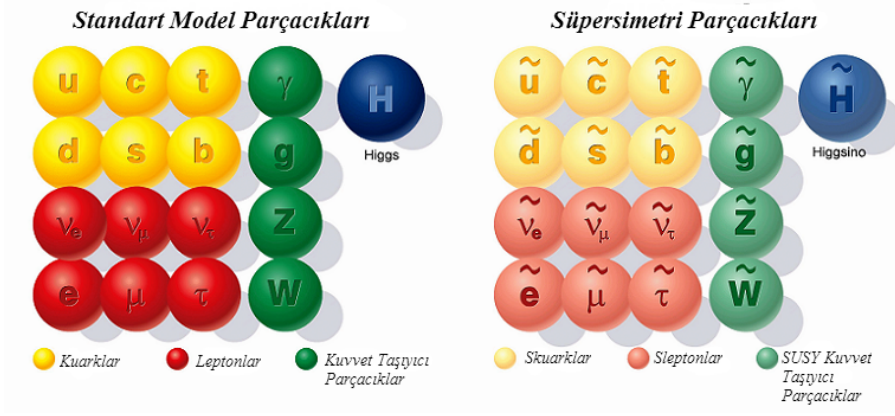
- 1960'lı yıllarda, güçlü etkileşmelerin çalışmalarından birçok hadron keşfedilmiştir ve başarılı bir şekilde $SU(3)$ 'ün çoklularında organize edilmişlerdir. Bu prosedür Gell-Mann ve Neeman'ın sekizkatlı yolu olarak bilinmektedir. Bu gelişmeyle birlikte farklı spinli parçacıkları içeren büyük çoklular hakkında sorular gündeme gelmiştir [100].
- 1967 yılında ortaya atılan Coleman-Mandula teoremi SUSY'ye ivme sağlayan bir no-go teoremidir. Bu teorem belirli varsayımları karşılayan S-matrisli Kuantum Alan Teorisi'ne ilişkindir. Böyle Kuantum Alan teorileri; daima Poincare grup ve bir iç gurubun direkt çarpımı olan Lie cebirinin bir simetrisine sahip olabilmektedir; yani bu iki grup arasında karışım mümkün değildir. Bu teorem sadece S-matrisinin simetrisi üzerine kısıtlamalar getirmektedir. Kendiliğinden kırılmış simetrisi bu teoremin kapsamında değildir [101]. Bununla birlikte, Coleman-Mandula teoremi bir boşluğa sahiptir; teoremde, sadece bozonik simetri jeneratörleri düşünülmüştür [102].
- Golfand ve Likhtman (1971) spinör jeneratörleri Q_α ($\alpha = 1, 2$) içermesi için Poincare cebirini genişletmiştir.

- Ramond, Neveu-Schwarz, Gervais ve Sakita (1971) iki boyutta SUSY tasarlamışlardır (sicim teorisinden).
- Wess ve Zumino (1974) dört boyutta süpersimetrik alan teorilerini yazmışlardır. Bu genellikle SUSY'nin sistematik çalışmasında gerçek başlangıç noktası olarak görülmektedir [100].
- Haag-Lopuszanski-Sohnius (1975) Coleman-Mandula teoreminin yalnızca Lie cebri durumunda geçerli olduğunu göstermişler ve fermiyonik simetri jeneratörlerini içerecek şekilde genişletmişlerdir [102]. Onlara göre SUSY; Süper-Lie cebrine dayandığı gerçeği ile sadece izin verilen ek bir simetridir [101]. Haag-Lopuszanski-Sohnius'a göre S-matrisinin en genel simetrisi Süper-Poincare ve iç simetrilerin direkt bir çarpımıdır. Süper-Poincare cebri; bozonları fermiyonlara ve fermiyonları bozonlara dönüştüren SUSY dönüşümlerini içeren Poincare grubunun uzantısıdır [102].

2.3.3. Süpersimetri'de Parçacık Spektrumu

SUSY, maddenin $1/2$ spinli yapıtaşları (fermionlar) ile tam sayı spinli kuvvet taşıyıcıları (bozonlar) arasında SM'de bulunmayan bir ilişki öngörmektedir. SUSY'de her fermiyonun 0 spinli ve her bozonun $1/2$ spinli birer süpereşi bulunmaktadır. Bu nedenle SUSY, bilinen SM parçacıklarının her biri için yeni bir süpersimetrik parçacık (sparçacık) tanıtmaktadır. Süpersimetrik eşlerin en önemli özelliklerinden biri de eş fermiyon ve bozonların aynı kütleyle sahip olmalarıdır. Şimdiye kadar keşfedilen parçacıklar incelendiğinde, SUSY'nin doğada gerçekleşmesi durumunda kırılmış olması gerektiği açıkça görülmektedir. Kırılmamış süpereşler için eşit kütle ve eşit ayar grup temsiline olması gerektiği bilinmektedir ve farklı spinli böyle partnerler henüz keşfedilmemiştir.

SUSY'de SM parçacıklarına karşılık gelen süpereşlerin adlandırma kuralı bulunmaktadır. Bu kurala göre fermiyon partnerleri isimlerinin önüne “s-” harfi almaktadır. Yani kuark ve leptonların süpereşleri tam sayı spinli “*skuark*” ve “*slepton*”lardır. Bozonların partnerleri ise kurala göre isimlerinin sonlarına “-ino” eki almaktadır ve böylece *foton*, *W*, *Z*, *gluon* ve *Higgs* bozonlarının spini $1/2$ olan süpereşleri “*fotino*”, “*Wino*”, “*Zino*”, “*gluino*” ve “*Higgsino*” olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca süpereşler için basit bir gösteriliş ve terminoloji mevcuttur; her parçacığın süpereşi için, parçacık üzerine bir tilda (\sim) yazılmaktadır. SM ve buna karşılık gelen SUSY süpereşleri Şekil 2.23'de yer



Şekil 2.23: SUSY’de temel parçacıklar.

almaktadır.

SUSY’de; Higgs bozonu için durum biraz daha karmaşıktır. Anormallik iptali dört alanın her biri için Higgsino adı verilen bir süpereş ile SUSY’de iki Higgs $SU(2)$ çoklusunun olmasını gerektirmektedir. Dört Higgs alanının ikisi bir elektrik yüküne sahiptir. $SU(2) \otimes U(1)$ Higgs mekanizması aracılığıyla kırıldığında, “yukarı-tip” Higgs alanı H_u ve “aşağı-tip” Higgs alanı H_d , sırasıyla, bir vakum beklenen değeri v_u ve v_d elde etmektedir. Yukarı-tip kuarklar için H_u , aşağı-tip kuarklar ve elektronlar için H_d bu parçacıklara kütlelerini vermektedir. Vakum beklenen değerlerin biri, sadece teorinin serbest bir parametresi olarak v_u/v_d oranını bırakarak W ve Z kütlelerinin deneysel değerleri ile sabitlenmiştir. Bu oran da literatürde genellikle bir açının tanjantı; $\tan\beta$ olarak alınmaktadır [96].

2.3.4. Süpersimetri Kırınımı

SM kütle çekim kuvveti dışında tüm bilinen parçacıklar ve alanları incelemek için bir çerçeve sağlamaktadır. Bu çerçeve bilinen temel parçacıklar arasındaki mevcut ayar etkileşmelerinden (elektrozayıf ve güçlü) oluşmaktadır. Şu ana kadar çerçevenin en önemli eksik parçası, ayar değişmezliğini korurken bozonlara ve fermiyonlara kütle veren Higgs parçacığının bulunamaması olmuştur. Vakumda SM’nin sanal parçacıkları Higgs kütlesine katkıda bulunmakta ve bu şekilde Higgs’in kütlesi 1 TeV ölçeğini aşmaktadır. Bu durumda Higgs kütlesine büyük katkıyı önlemek için EWSB’nin yeni bir mekanizmasını keşfetmek veya yeni bir simetri bulmak gerekmektedir. SUSY; parçacıklar olarak adlandırılan (madde bileşenleri ve bozonlar) yeni parçacıklar öne süren böyle bir simetridir ve

spartnerler SM partnerleri ile aynı kütleyle sahip olmadıklarından dolayı SUSY kırılmış olmalıdır [101].

SM'nin süpersimetrik versiyonu pek çok yeni parçacık içermektedir. Şimdiye kadar yapılan deneylerde, bu parçacıkları gözleme çalışmaları hep başarısız olmuştur. En basitinden kütlesi elektronun kütlesine eşit olan bir bozon, hiçbir deneyde gözlemlenememiştir. Süpersimetrik eşlerin gözlemlenememesiyle ilgili bilinen tek açıklama süpersimetrik eşlerin kütlelerinin, şimdiye kadar yapılan deneylerde üretilmeyecek kadar ağır olmasıdır. Bu durum evrende tam bir simetri olmadığını, bir başka deyişle, SUSY'nin kırılmış olduğunu göstermektedir. SUSY'nin nasıl kırıldığıysa henüz tam olarak anlaşılamamıştır. Bugüne kadar herhangi bir deneyde gözlemlenen parçacıklar olmadığı gibi eğer SM benzerlerine göre çok daha yüksek kütleyle sahip parçacıklara neden olan "*SUSY kırınımı*"nın bir mekanizması varsa, SUSY sadece SM'nin uygulanabilir bir uzantısı olmaya devam edecektir. SUSY kırınımını üretmek için öne sürülen çeşitli mekanizmalar vardır; örneğin; çok yüksek enerjilerde gizli bir sektörde meydana geldiği varsayılan kütle çekim-aracılı, anomali-aracılı veya ayar-aracılı kırınım [103].

Doğanın simetrik olduğu göz önüne alındığı takdirde herşey oldukça kolay olur; birleştirme kuramı açıkça ortaya çıkardı; çünkü ortada dört değil yalnızca bir kuvvet var olmuş olurdu. Bununla beraber doğa, kırık simetriler şeklinde karşılaşılan sürprizlerle doludur. Örneğin doğal evren mükemmel kristal şeklinde veya tekdüze değil, asimetrik galaksilerle, dengesiz gezegen yörüngeleriyle ve buna benzer şeylerle doludur. Dünya, simetrisinin kırılma nedeniyle gizli olduğu birçok örneğe sahiptir. Aslında eğer simetri asla kırılmasaydı, evren epeyce sıkıcı bir yer olur, insanlar var olamaz, yaşam mümkün olamaz ve kimya çökerdi. Dolayısıyla, evreni böylesine ilgi çekici yapan şey, simetrisinin kırılmasıdır.

Kırık simetrilerin incelenmesi, örneğin suyun donmasını açıklamaktadır. Su, sıvı halde iken büyük bir simetriye sahiptir. Ne yöne çevrilirse çevrilsin, su olarak kalmaktadır. Buna karşın, su yavaş yavaş soğutulduğu zaman her yönde rastgele buz kristalleri şekillenmeye başlar, sonunda sert buz haline gelen düzensiz bir ağ yaratır. Sorunun özü burada yatmaktadır: Orijinal denklemler büyük bir simetri sahibi olmakla beraber, denklemlerin çözümlerinin bu simetriye sahip olması şart değildir.

Gizli simetriyi bulup çıkartmak için bir simetrinin kırık parçalarının incelenmesi, ümitsiz bir çaba gibi görülebilmektedir. Bununla beraber; orijinal simetriyi tekrar elde etmek için bir yol bulunmaktadır: *Nesneyi ısıtmak*. Örneğin su ısıtılarak simetrisi geri kazandırılmaktadır. Aynı şekilde, eğer dört kuvvetin gizli simetrisi yenilenmek istenirse, kuramı ısıtmak -sıcaklıkların süper sicimin kırılmış olan simetrisini geri getirecek kadar yüksek olduğu Büyük Patlama'ya geri gitmek- gerekmektedir. Şüphesiz ki, evreni en baştan ısıtmak ve Büyük Patlama'nın koşullarını yeniden yaratmak, fiziksel olarak mümkün değildir. Bununla beraber, Büyük Patlama'yı incelemek suretiyle evrenin bütün simetrisinin sağlam olduğu bir dönemi çözümlenmek mümkündür. Aslında, zamanın başlangıcında sıcaklıklar o kadar yüksektir ki, dört kuvvetin dördünün de birbirleri ile karışmış olduğu tahmin edilmektedir. Ancak, evren soğudukça dört kuvveti bir arada tutan simetrisi teker teker kırılmaya başlamıştır. Başka bir deyişle, bugün dört kuvvet görülüyor olmasının nedeni, evrenin böylesine yaşlı ve böylesine sağlıklı olmasıdır [5].

2.3.5. Süpersimetri ve Farklı Süpersimetrik Modeller

Bir müzisyen için güzellik, büyük bir tutku uyandıran armonik, uyumlu bir parça olabilir. Bir ressam için güzellik, doğanın özünü yakalayan veya romantik bir kavramı simgeleştiren bir tablo olabilir. Bir fizikçi için ise güzellik, *simetridir*.

Fizikte simetrinin en açık örneği, bir kristal veya kıymetli taşdır. Kristaller ve kıymetli taşlar, değerlidirler; çünkü simetri sahibidirler, belli açılarda döndürüldükleri zaman aynı şekli korumaktadırlar. Bir kristalin belli bir açıda döndürüldüğü zaman kendi şekline geri dönmesi nedeniyle, kristalin *değişmez* olduğu söylenmektedir. Örneğin bir küp; eksenlerinden herhangi biri üzerinde doksan derece döndürüldüğü zaman başlangıçtaki şekline dönmektedir. Bir küre daha da simetriktir, çünkü bütün olası dönüşlerde değişmezdir. Buna çok benzer bir şekilde, simetri fizik alanına uygulandığı zaman, belli bazı "döndürmeler" yapıldığında denklemlerde herhangi bir değişiklik meydana gelmemesi, değişmeden kalması istenmektedir. Bu olayda dönüşler, uzay-zamana veya elektronlar kuarka çevrildiği zaman gerçekleşmektedir. Bu dönüşler yapıldıktan sonra denklemler aynı kalıyorsa, denklemlerin güzel bir simetriyi koruduğu söylenmektedir.

Simetri, yalnızca insanlara özgü bir estetik sorunu mudur, yoksa doğa, evrende simetriyi tercih eder mi sorusu üzerinde sık sık tartışmalar yaşanmıştır. Evrenin simetrik bir şekilde yaratılmadığı kesindir. Bununla birlikte, Yang-Mills ve ayar kuramlarından yararlanılarak yapılan keşifler sayesinde anlaşılmıştır ki, doğa, temel düzeyde bir fizik kuramının içinde

simetriyi yalnızca tercih etmez, onu şart koşar. Felaketlere yol açan anomaliler ve ıraksaklıklar taşımayan fizik yasaları oluşturmak için gerekli anahtarın *simetri* olduğu artık anlaşılmıştır [5].

SUSY fermiyonlar ve bozonlar arası bir simetri anlamına gelmektedir. SUSY’de; SM’deki her parçacık durumuna karşılık gelen sadece spini yarım birim farklı, diğer tüm karakteristik özellikleri aynı süperdeşler vardır. Yani SM’de bir fermiyon süpersimetrik dönüşüm altında bir bozon olmakta ve bir bozon da fermiyon olmaktadır. Bu durum, modele yeni alanlar tanıtmak gerektiğini göstermektedir.

Bir süpersimetrik modelin lagranjyeninde etkileşmeler yazıldığında genel form lepton ve baryon sayısının artık korunmaması gibi bir probleme sahiptir. Bu bir protonun aşağı kuarkının, skaler partnerinin değişimi aracılığıyla bozunabileceği anlamına gelmektedir. Bu; %90 güvenilirlik seviyesinde 10^{30} yıldan büyük olan bir protonun ortalama yaşam ömrü üzerinde ölçülen üst sınır ile çelişmektedir. Lepton ve baryon sayısı ihlali ile başa çıkmak için farklı stratejiler bulunmakta; ama en yaygını yeni bir simetri getirerek bunları yasaklamaktır. Simetri, R-parite korunumu ismi ile kullanılmaktadır ve uygun yeni kuantum sayısı R-parite korunumu aşağıdaki gibi yazılmaktadır:

$$R \equiv (-1)^{3(B-L)+2S}, \quad (2.9)$$

burada B ve L sırasıyla baryon ve lepton sayısı ve S parçacığın spinidir. R-parite tüm etkileşimlerde korunumlu olmalıdır. SM’nin parçacıklarının tümü için özdeğeri $R = 1$ ve bu parçacıkların tüm süperdeşleri için $R = -1$ ’dir [103].

1980’lerin başlarından başlayarak, SUSY’nin aslında bazı temel sorunları çözebilir olduğu farkedilmeye başlanmıştır. SUSY’nin birçok doğru tahmini ortaya çıkmıştır ve bunlardan bazıları aşağıdaki gibi sayılabilmektedir [95];

- SUSY; EWSB’yi açıklamanın geçerliliği için gerekli bir koşul olarak üst kuarkın ağır olacağını 1980’lerin başlarında öngörmüştür.
- Yüksek bir temel ölçekli süpersimetrik büyük birleşim teorileri $\sin^2\theta_W$ ’nin mevcut deneysel değerini ölçülmeden önce doğru bir şekilde tahmin etmiştir.
- SUSY; hafif bir Higgs bozonu gerektirmiştir ve mevcut hassas ölçümler ile tutarlı olarak Higgs kütlesi için $M_H < 200$ GeV sınırını önermiştir.

Parçacık spektrumunu ikiye katlamakla birlikte, SUSY'nin pek çok avantajı bulunmaktadır. TeV-ölçekli kütlelere sahip süpereşlerin varlığı kuvvetli, elektromanyetik ve zayıf etkileşme şiddetlerinin $\sim 10^{16}$ GeV'lik bir enerjide aynı olmasını sağlamaktadır. Ayrıca, Higgs kütesinin neden küçük olabileceği (< 1 TeV) konusuna doğal bir açıklama getirmektedir. En hafif SUSY parçacıkları olan nötralinolar, evrendeki karanlık madde adayları arasındadır. Ayrıca Sicim kuramlarındaki bol serbestlik derecesi sorunu, modeli 22 boyutta yazmak yerine SUSY kullanarak, süpersicimler sayesinde modeli 11 boyutta yazarak çözülebilmektedir. Bu yüzden SUSY'nin varlığı süpersicim modellerinin bir öngörüsü olarak düşünülebilmektedir. SUSY'nin deneysel olarak gözlenmesi sicim kuramı için de bir ileri adım sayılabilecektir [96].

SUSY parçacıkları SM parçacıklarına eşit kütlede olmadıklarından, SUSY modelinin tam bir simetriye sahip olmadığı; dolayısıyla simetrinin kendiliğinden kırılmış olduğu söylenmektedir. SUSY kırınım mekanizmasının hala tam olarak nasıl meydana gelmiş olduğu bilinmemekte, bu mekanizmanın anlaşılabilmesi için çeşitli modeller ileri sürülmektedir. SUSY kırınım mekanizması için öngörülen bu modeller; literatürde, GUT ölçeğinde parçacık kütleleri olarak tanımlanan m_0 , $m_{1/2}$; genel çiftlenim terimi A_0 , iki Higgs çiftinin vakum beklenen değerlerinin oranı olarak tanımlanan $\tan\beta$ ve Higgs kütle terimi μ gibi bazı parametrelerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Süpersimetrik modeller arasında en yaygın olarak bilinen Minimal Süpersimetrik Standart Model (Minimal Supersymmetric Standard Model-MSSM)'de; μ ve $\tan\beta$ parametreleri Higgs sektörü ile ilişkili parametrelerdir ve bir Higgs kütle ile birlikte bu sektörü belirlemektedir. Aynı zamanda bu parametrelerin büyüklüğü ve işareti için SUSY'nin parametre uzayında birçok seçenek mevcuttur. Ancak bu seçenekler arasından; $b \rightarrow s \gamma$ ve $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişlerinin oranı gibi deneysel sonuçlar, tez çalışmasında incelenen farklı SUSY modellerini göz önüne almayı gerektirmektedir.

Fenomenolojik alanda yapılan çalışmalarda, deneysel araştırmalarda hangi parametrelerin incelendiği büyük önem taşımaktadır. Dolayısıyla, fenomenolojik olarak incelenecek konularda hangi modellerde hangi parametrelerle analizlerin yapıldığı oldukça değer kazanmaktadır. Sonuç olarak teorisyenler; yapılacak deneysel çalışmalarda SM'den sapmaların olup olmadığını gözlemlemek için ilgi duydukları modeller ile ilgili kendi belirledikleri parametreler ve sınırlamalar hakkında yeni fikirler öne sürmektedirler. Bu bağlamda; tezde çalışılan süpersimetrik modeller, yukarıda bahsedilen μ ve $\tan\beta$ parametreleri üzerinde çeşitli farklılıklar düşünülerek oluşturulmuştur. Tez çalışmasında incelenen farklı Süpersimetrik modeller SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10)'dan

kısaca bahsedilecek olursa;

- SUSY I; NHBs katkılarının ihmal edildiği, μ parametresinin negatif değerler aldığı ve Wilson katsayısı C_7 'nin işaretinin değiştiği SUSY bölgesine karşılık gelmektedir.
- SUSY II; $\tan\beta$ 'nin büyük ve süpereslerin kütlelerinin birkaç yüz GeV olacak şekilde göreceli olarak küçük olduğu bölgeyi nitelemektedir. Ayrıca bu modelde NHBs katkıları da göz önüne alınmaktadır.
- SUSY III; NHBs katkılarının göz önüne alındığı bu modelde $\tan\beta$ 'nin değeri büyüktür. Aynı zamanda model; süpereslerin kütlelerinin 450 GeV veya daha fazla olacak şekilde göreceli olarak büyük olduğunu söylemektedir.
- SUSY SO(10); NHBs katkılarının göz önüne alındığı bölgeye karşılık gelen bu modelde diğer farklı SUSY modelleri ile kıyaslandığında üstlü Wilson katsayılarının var olduğu görülmektedir [18, 27, 104].

Tezde SM ve SUSY modeli ile ilgili yer alan incelemede; yukarıda söz edilen SUSY modellerinin seçilmesinin temel sebebi fenomenolojik olarak bu modellerin literatürde çalışılmış olmasıdır. Bu durum; fenomenolojik yetkinlikle elde edilen bilgilerin; hem fenomenolojisi yapılmış çalışmalarla hem de güncel deneysel veriler ile karşılaştırılmasına imkan sağlaması açısından oldukça büyük bir öneme sahiptir.

2.4. DİĞER YENİ FİZİK YAKLAŞIMLARI

SM'nin açıklayamadığı konular veya eksiklikleri bu teorinin yanlış olduğu anlamına gelmemektedir. Örneğin Isaac Newton'un mekanik kanunları yanlış değildir ve hala, düşük hızlara sahip büyük boyutlu cisimler için doğru sonuçlar vermektedir. Işık hızına yaklaşan yüksek hızlara ulaşıldığında Newton kanunlarıyla açıklanamayan olaylarla karşılaşmış; bu durumda Klasik Mekanik'in daha doğru sonuçlar verebilmesi için, Einstein'ın görelilik kuramıyla yaptığı gibi genişletilmesi gerekmiştir. Benzer şekilde SM'nin de, eksikliklerini giderecek şekilde geliştirilmesi gerekmektedir. Bu durum fizikte, oldukça sık karşılaşılan bir durumdur; bir süre için her şeyi açıklayabilen bir teori, açıklayamadığı olaylarla karşılaştığında, bu teoriyi kaldırıp bir köşeye kaldırarak sıfırdan başlamak yerine, onu yeni bulguları da açıklayabilecek şekilde geliştirmeye çalışmak gerekmektedir. Bu sebeple; yüksek enerjilerde geçerli olacak, düşük enerjilerde SM'ye

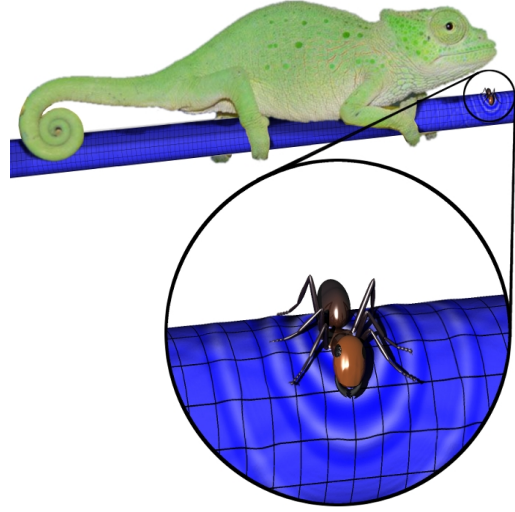
dönüşecek SM'nin genişletilmesi şeklinde isimlendirilen modeller ve Standart Model Ötesi olarak adlandırılan Yeni Fizik modelleri ortaya atılmıştır [105].

2.4.1. Evrensel Ekstra Boyutlar

SM ~ 100 GeV'e kadar enerjilerde fiziksel olayları muazzam bir başarı ile anlatmaktadır. Ancak; kütle hiyerarşi problemi, Yukawa hiyerarşi problemi (kuarklar ve leptonlar için kütle modellerinin açıklaması), aile sayısı, CP-ihlal problemi, bağlaşım sabitlerinin değerlerinde keyfilik vb. SM'nin bilinen dezavantajlarını çözmek için Standart Model Ötesi modelleri gerektiren birçok teorik girişimden biri de Ekstra Boyut'lardır (Extra Dimension-ED) [106].

1909 yılında, Minkowski; Maxwell'in elektrodinamiği ile Einstein'in Özel Görelilik teorilerinden ilham alarak, doğanın, bilinen üç boyuta ek olarak dördüncü bir boyut yardımıyla tasvir edilebileceğini belirtmiştir. 1914 yılında Finli fizikçi Gunnar Nordstrom dördüncü bir uzaysal boyutun varlığını kabul ederek elektromanyetizma ve kütle çekiminin birleştiğini keşfetmiştir. Bununla birlikte Genel Görelilik teorisinin henüz var olmadığı düşünülürse, Nordstrom kütle çekim teorisini doğru üretmemiştir, sadece bir yaklaşımdır [107]. Einstein, Nordstrom fikrini görmezden gelerek 1915 yılında yayınladığı Genel Görelilik teorisıyla, Minkowski'nin iddiasını genelleştirerek uzay-zaman kavramı ile doğayı DÖRT boyutlu ($3\text{-uzay} + 1\text{-zaman}$) tasvir etmiştir. Polonyalı matematikçi Theodor Kaluza 1921 yılında bazı varsayımlar yaparak elektromanyetik bir alan için Maxwell denklemlerini içeren ekstra bir uzaysal boyut ile Genel Görelilik denklemlerini keşfetmiştir. Nordstrom; Einstein ve Kaluza göremediklerinden dolayı 5. boyutun gerçek olmadığını kabul etmiştir. Ancak 1926 yılında İsveçli fizikçi Oskar Klein, Kaluza'nın varsayımı için bir açıklama sağlamış; ekstra boyutun gözlemlenen mesafe ölçeğinden çok daha küçük R yarıçaplı bir daire oluşturduğunu ve bunun görmek için çok küçük olduğunu ileri sürmüştür. Klein'in bu yazısı oldukça güzel ve etkileyicidir ve kütle çekim ile elektromanyetizmanın birleşmiş bir teorisini vermesi için 5. boyutun çevresinin ne kadar küçük olması gerektiğini hesaplamıştır (10^{-32} m). Kuantum mekaniksel olarak, tüm enerji özdurumları dairenin boyutu ile ters orantılı kütlelere sahiptir ve çok büyük enerji olmadan böyle durumları üretmenin hiçbir yolu yoktur. Kompakt bir uzay-zaman üzerinde kütle çekiminin teorisi Kaluza-Klein (KK) teorisi olarak adlandırılmaktadır. KK; eğer tüm boyutlar yeterince küçük ise, o zaman onların henüz fark edilemeyeceğini söylemişlerdir. 1926 yılından sonra Einstein, Jordon, Pauli, Ehrenfest gibi isimler KK düşüncesini geliştirmişlerdir [108].

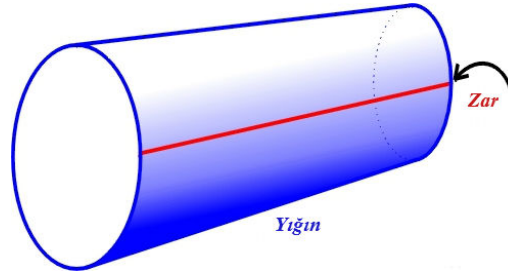
Kaluza-Klein teorisinin bir teori olarak yorumlanmasında kütle çekim ve elektromanyetizmanın birleşmesi, en önemlisi de yükün biriminin elektronun yükünden çok daha küçük öngörülmesi gibi bazı sorunlar ortaya çıkmış; bunun bir sonucu olarak birçok fizikçi ED fikrini bırakmıştır. Süperkütle çekimi ve süpersicim teorilerinin gelişimi ile 1970 ve 1980’lerde, ED’lerin çalışılması, bu teorilerin kendi formülasyonlarında ekstra boyutlar gerekli olduğundan dolayı bir kez daha popüler olmuştur. Minkowski ve Einstein tarafından başlatılan boyut sayısı ile oynama ile evreni anlama fikri geçmişten günümüze kadar artan bir ivme ile farklı teorilerde farklı boyut sayısı ile ortaya çıkmıştır. Ekstra boyutların algılanması ile ilgili bir resim Şekil 2.24’de yer almaktadır.



Şekil 2.24: Ekstra boyutların algılanması.

Ekstra Boyut’ların üç temel teorisi vardır. Bunlardan ilki 1998 yılında Arkani Hamed, Dvali ve Dimopoluos (ADD) tarafından öne sürülen “Büyük Ekstra Boyutlar (Large Extra Dimension-LED)”dır ve aynı zamanda ADD modeli olarak da bilinmektedir. Motivasyonları Planck ölçeğini zayıf ölçeğe indirerek hiyerarşi problemini çözmektir. R yarıçaplı çembere tamamen kompakte edilmiş n ekstra boyutlu bir model önererek ekstra boyutlu modellere ilgiyi canlandırmışlardır [58]. Buradaki “büyük” kelimesi; Yüksek Enerji Fiziği bağlamında Ekstra Boyut’ların büyüklüğünün, Parçacık Fiziği’nde normal olarak karşılaşılan temel mesafe/enerji ölçeğine göre göreceli olarak son derece büyük olmasından kaynaklanmaktadır [109]. Bu modelde *brane* (zar) olarak adlandırılan SM alanlarının, tüm *bulk* (yığın) uzay-zamanda ikamet eden dört boyutlu bir manifold ile sınırlı olduğu varsayılmaktadır. Yani ADD senaryosunda tüm SM parçacıkları dört boyutlu

bir *zarda* yaşar; ancak kütle çekimi $(4+n)$ boyutlu *yığına* yayılmaya izinlidir. SM alanları ekstra boyutları araştırmaya izin vermediğinden dolayı onların boyutlarındaki deneysel sınırlamalardan büyük ölçüde kaçınılmaktadır. Kütle çekim, diğer bir taraftan, ekstra boyutları araştırmaya izin vermektedir. Prensipite kütle çekiminin daha yüksek boyutlu bir uzay-zaman içinde yaşadığı varsayımı, kısa mesafelerde Newton'un ters kare kanunundan sapmalara yol açmaktadır. Bununla birlikte SM kuvvetlerine nispetle zayıflığından dolayı kütle çekimi sadece mikrometre mertebesinde aşağı mesafelerde test edilmiştir ve bu nedenle deneysel sınırlamaları hala oldukça zayıftır. Ek olarak; ADD modelde iç uzayın n -boyutlu bir torus üzerinde kompaktifike olduğu ve düz olduğu kabul edilmektedir [110]. Şekil 2.25 ekstra boyutlarda zar ve yığın kavramlarını göstermektedir.



Şekil 2.25: Ekstra boyutlarda zar ve yığın.

Ekstra Boyut'ların ikinci temel teorisi 1999 yılında Lisa Randall ve Raman Sundrum tarafından öne sürülen "Eğri Ekstra Boyutlar (Warped Extra Dimension-WED)" olarak adlandırılan modeldir ve ayrıca RS modeli olarak da bilinmektedir. ADD modeli gibi, hiyerarşi problemini açıklamaya çalışan ekstra boyutları kullanır; fakat düz ekstra boyutlar eklemekten ziyade, eğri veya çarpık bir ekstra boyut eklerler. RS yaklaşımının ayırt edici özelliği; uyarılmış kütleli graviton durumlarının sıradan parçacıklara güçlüce bağlanması ve temel ölçeğin üstündeki SM süreçlerine anlamlı bir şekilde katkıda bulunabilir olmasıdır [58, 109].

Son model 2000 yılında Appelquist, Cheng ve Dobrescu tarafından ilk olarak öne sürülen ve "Evrensel Ekstra Boyutlar (Universal Extra Dimension-UED)" olarak isimlendirilen modeldir [111]. Burada evrensel kelimesi, bu modelde, ADD ve RS modelleri gibi bazı durumlarda bir zar sınırlamanın aksine tüm SM alanlarının ekstra boyutların tümü aracılığıyla yayılmasının serbest olduğu ayrımını vurgulamak için kullanılmaktadır. ADD ve RS modellerindeki durumların aksine, UED hiyerarşi probleminin tekrar formülasyonuna izin vermez ve diğer motivasyonel amaçlar için inşa edilmiştir [109].

Bu modelde SM'deki alanların tümü daha yüksek boyutlu alanlara yükseltilmiştir [111]. Modelde tüm SM alanları, fermiyonların yanı sıra bozonlar, yığın içinde yayılmaktadır [106]. Bu nedenle SM'nin tüm alanları ekstra boyutları araştırmak için izinlidir. Modelin anahtar özelliği KK paritesi olarak bilinen kesikli bir simetrinin varlığıdır. KK paritesinin korunumu sonucu olarak KK parçacıkları sadece çift olarak üretilebilmektedir. KK paritesinin diğer önemli yansıması da en hafif KK parçacığının (LKP) kararlı olmasını sağlamasıdır ve bu nedenle LKP karanlık madde adayı olmaktadır. Karanlık maddenin bu türü KK karanlık maddesi olarak bilinmektedir [112]. ADD modeli gibi UED modelin de LHC deneyinde gözlenebilir etkiler yaratması beklenmektedir. UED modelin teknik ayrıntıları hakkında daha fazla bilgi tezin "Malzeme ve Yöntem" bölümünde 3.2. başlığı altında yer almaktadır.

2.4.2. Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk

Higgs bozonu diye temel bir parçacığın hiç bir zaman gözlemlenememesi olasılığına karşılık, temel bir Higgs parçacığı içermeyen modeller bulunmaktadır. Bu modellerden bir grup *Teknirenk (Technicolor-TC)* kuramları olarak isimlendirilmektedir. TC kuramlarındaki genel fikir, Higgs şeklinde temel bir parçacık olmasa da, Higgs gibi davranan, daha temel parçacıklardan oluşan parçacıkların olduğudur. Bu parçacıkları birbirine bağlayan kuvvete de teknirenk kuvveti adı verilmektedir. Bu kuvvet, SM'deki güçlü kuvvete çok benzemekle beraber, ondan çok daha kuvvetlidir. Bu kuvveti hisseden temel parçacıkların ne olduğuyorsa modelden modele değişmektedir [15].

TC mekanizması; W^\pm ve Z^0 elektrozayıf ayar bozonlarının kütlelerinin orijini (kökeni) için alternatif bir açıklama sağlamaktadır [113]. TC ve genişletilmiş TC (Extended Technicolor-ETC) modelleri, çeşni simetrisi ve EWSB'yi açıklamalarına rağmen, bu modeller üst kuarkın kütlelerinin niçin çok büyük olduğu sorusuna cevap verememektedir [114,115]. *Toprenk* modeller, bununla birlikte, bazı yüksek enerji ölçeklerinde kendiliğinden kırılan ama sınırlayıcı (kısıtlayıcı) olmayan yeni bir güçlü etkileşimde üst kuark içermektedir. Bu modellere göre güçlü dinamikler, üst kuark için büyük bir dinamiksel kütleyle neden olan ama doğal olmayan ince bir ayar ile üst kuark yoğunlaşmasını (condansate) $t\bar{t}$ 'in oluşumunu sağlamaktadır [115, 116]. Bu nedenle toprenk senaryosu içeren bir TC modeli (*Topcolor-Assisted Technicolor (TC2) Model*) geliştirilmiştir [114]. Bu model elektrozayıf ve çeşni simetri kırınımının yanı sıra doğal olmayan ince ayar olmadan üst kuarkın büyük kütlelerini açıklamaktadır. Model ayrıca; top-pion ($\pi_t^{0,\pm}$), top-Higgs (h_t^0) ve evrensel-olmayan ayar bozonu (Z') isimli parçacıkların varlığını

öngörmektedir. TC2 model ve onun bazı uygulamaları hakkında daha ayrıntılı bilgiler 3.3. başlığı altında ve özellikle [117–120] referanslarında yer almaktadır.

2.5. HADRONİK ÇEŞNİ DEĞİŞTİREN YÜKSÜZ AKIM GEÇİŞLERİNİN FENOMENOLOJİSİ

Fenomenoloji ismi gözlemlenebilir herhangi bir olay anlamına gelen “phenomenon” ve “inceleme” veya “araştırma” olarak çevrilen “logia” sözcüklerinden türetilmiştir. Gelişmekte olan hemen hemen tüm bilimlerde; teorik ve deneysel çalışan bilim adamları arasındaki yararlı etkileşimler oldukça büyük önem taşımaktadır. Teoriciler kendi düşüncelerinin inceliklerini tamamen matematiksel ve felsefik bir şekilde ortaya koyarken deneyseller mümkün olan en iyi sonuçları elde etmeye izin verecek teknoloji ile cihazlarını dizayn etme konusu üzerine yoğunlaşmaktadır. Fenomenoloji ise; teori ve deneyin arasındaki farkı kapatarak bilimin gelişmesini sağlayan bir araçtır.

Fenomenoloji yapan kişinin temel aracı ilk olarak önemli kuramsal fikirleri somutlaştıran basit modeller inşaa etmek ve daha sonra tüm ilgili deneysel veriler ile bu modellerin kritik karşılaştırmalarını yapmaktır. Fenomenolojistin bilimin her iki dalının anlamlı bir şekilde etkileşimine izin vermek için mevcut olan ve gelecekte yapılacak uygulanabilir deneylerin tam bilgisi ile teori anlayışını birleştirmesi bunu takip etmektedir. Böylece fenomenolojinin etkisi hem teori hem de deneyde kendisini hissettirmektedir. Fenomenoloji bu şekilde; beklenmedik deneysel gözlemleri belirlemekte ve böylece yeni kuramsal fikirlere nerede ihtiyaç olduğunu belirginleştirmektedir. Ayrıca en son teorileri test edebilmek için yapılması gereken deneyleri önerebilmektedir. Bu özelliği sayesinde fenomenoloji; birçok fizikçinin yıllarını alan deneyleri tamamlamak açısından özellikle önemlidir [121].

Tezde gerçekleştirilen fenomenolojik çalışmalarda; farklı Süpersimetrik modeller ve diğer bazı Yeni Fizik yaklaşımlarının, Parçacık Fiziği'nin geçerli teorisi SM'den farklı olarak gösterdikleri etkileri inceleyebilmek adına hadronik FCNC geçişleri seçilmiş; bu amaçla Λ_b ve Σ_b baryonlarının nadir bozunumlarından bazıları göz önüne alınmıştır.

2.5.1. Bottom (Alt) Baryonlar

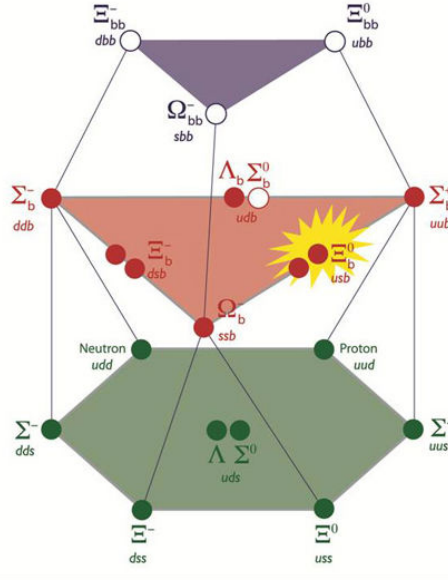
Orijinal teoriler, kuarkların üç farklı çeşidinin var olduğunu önermektedir. 1974 yılında, Brookhaven Ulusal Laboratuvarı ve Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'nde keşfedilen J/ψ parçacıkları “charm” kuark adı verilen dördüncü çeşit kuarkın varlığının güçlü kanıtını gösteren çeşitli keşiflerin ilkidir. Dördüncü kuark ile ilgili gerçekleşen bu gelişme, maddenin temel yapısında başka bir bileşen olarak beşinci bir kuarkın olabileceği yönündeki düşünceleri geliştirmiş ve Fermilab'daki çalışmaların bu yönde ilerlemesine neden olmuştur. 1977 yılında, Fermilab'da Nobel ödüllü fizikçi Leon Lederman liderliğindeki bir deney, SM'nin teorik çerçevesinde önemli bir unsur olan bottom (alt) kuarkın varlığı için ilk kanıtı sağlamıştır. Deneyde keşfedilen parçacık yeni bir kuark çeşidi (alt) ve onun karşıt-parçacığından (karşıt-alt) oluşan “Upsilon” ismi verilen parçacıktır. 1978 yılında Fermilab, CERN ve DESY'de yapılan deneylerle bu keşif doğrulanmış, Upsilon parçacığı bir hedeften yayılan muon çiftlerinin üretiminin dikkatli bir şekilde çalışılması ile gözlemlenmiştir [122, 123].

Bir bottom (alt) baryon bir ağır alt kuark ve iki kuark çiftinden oluşmaktadır. Alt baryon içindeki b kuark ve diğer kuarklar arası etkileşim; güçlü etkileşim veya QCD'ye dayanmaktadır. Alt baryon durumlarının çalışması bu nedenle latis (örgü) ayar hesaplamaları dahil QCD'nin tüm yönlerinin hassas testlerini sağlayan (tedirgemeli olmayan/non-perturbative) QCD çalışmalarıdır. Buna ek olarak; alt baryonlar, kuark geçişlerini yöneten CKM mekanizmasının çalışmasına, SM'nin hassas testine ve SM parçacığı olmayan parçacıkların katkıda bulunabileceği ilmek (loop) süreçlerinin ölçümleri aracılığıyla Standart Model Ötesi fiziği araştırmaya izin vermektedir [124].

Bir b kuarkı içeren ve $1/2$ spinli alt baryonlar; Λ_b , Ξ_b , Σ_b ve Ω_b 'dir. Şekil 2.26'da hafif, bir alt kuark ve iki alt kuark içeren spin- $1/2$ baryonlar görülmektedir. Tez çalışmasında Λ_b ve Σ_b baryonlarının bozunum kanalları dikkate alındığından dolayı; bu baryonlar hakkında daha ayrıntılı bilgiler bir sonraki başlık altında verilmektedir.

2.5.2. Λ ve Σ Baryonlarının Keşfi ve Özellikleri

1947 yılında kozmik ışın etkileşmelerinin çalışması sırasında, bir çekirdek ile bir proton çarpışmasının bir ürününün, 10^{-23} sn yerine 10^{-10} sn olarak beklenenden çok daha uzun yaşam ömrüne sahip olduğu bulunmuştur. Bu parçacığa “lambda (Λ)” ismi verilmiştir. Çok uzun süre yaşaması “acayıplık” olarak adlandırılmasına sebep olan özelliktir ve



Şekil 2.26: Hafif, bir alt kuark ve iki alt kuark içeren spin-1/2 baryonlar.

aynı zamanda bu parçacığı meydana getiren kuarklardan birinin de ismidir. Lambda parçacığı; yukarı, aşağı ve acayıp kuark olmak üzere üç kuarktan meydana gelen bir baryondur. 10^{-23} sn'lik kısa yaşam ömrü beklenmektedir; çünkü bir baryon olarak Λ , güçlü etkileşimlere katılmaktadır ve güçlü etkileşimler genellikle bu şekilde çok kısa yaşam ömrüne neden olmaktadır. Gözlemlenen uzun yaşam ömrü “acayıplık korunumu” ismi verilen böyle bozunumlar için yeni bir korunum yasası geliştirilmesine yardımcı olmuştur. Lambda parçacığı için bozunum süreçleri acayıplık korunumunu ihlal etmekte acayıp kuark diğer kuark çeşitlerine dönüşmektedir; çünkü bir acayıp kuark içeren daha hafif bir parçacık bulunmamaktadır [125]. Lambda baryonlarının çeşitleri ve bunların sahip olduğu bazı özellikler Tablo 2.1’de yer almaktadır.

Tablo 2.1: Lambda baryonlar.

Parçacık	Sembolü	Kuark Yapısı	Kütlesi MeV/c^2
Lambda	Λ^0	uds	1115.683 ± 0.006
Cazibe Lambda	Λ_c^+	udc	2286.46 ± 0.14
Alt Lambda	Λ_b^0	udb	5619.4 ± 0.6

Alt kuark içeren b -baryon Λ_b 'nin ilk gözlemi 1991 yılında CERN proton-karşıtpoton çarpıştırıcısında $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ bozunum kanalında UA1 deneyi tarafından rapor edilmiştir.

1988/89 çarpıştırıcı çalışmalarında toplanan 4.7 pb^{-1} 'lık muon verisi kullanılarak, yaklaşık beş standart sapmalı bir güvenilirlik seviyesine karşılık gelen (9+1) olaylık bir arkaplan üzerinde $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ bozunum modunda Λ_b 'ler (16 ± 5) yeniden inşa edilmiştir [126]. 1996 yılında ise Fermilab'da CDF deneyi tarafından $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ 'de alınan $p\bar{p}$ çarpışmalarının 110 pb^{-1} 'lık verisinde $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ bozunumunun gözlemlendiği ilan edilmiştir [127]. Λ_b 'nin yarıleptonik bozunumu CDF'de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \bar{\nu}_e X$ bozunumu aracılığıyla RunIA'dan 19.3 pb^{-1} 'lık veride gözlemlenmiştir. Bu bir hadron çarpıştırıcısında ilk Λ_b yarıleptonik oran ölçümü olmuştur. Alt baryonlar arasında Λ_b 'nin ud kuark çifti ile sık olarak üretilmesi beklenmektedir. Ayrıca ud kuark çiftinin spini sıfırdır ve bu nedenle baryon spinini alt kuark spini yansıtmaktadır [128].

Sigma (Σ); bir acayıp kuark içeren bir baryondur. Üç farklı Σ parçacığının kuark bileşenleri Tablo 2.2'de gösterilmektedir. Sigma parçacığının üç çeşidinin de kütleleri benzerdir ve bir izospin üçlüsü olduğu söylenmektedir. Σ parçacığından daha hafif olan ve bir acayıp kuark içeren tek baryon Λ baryonudur. Yüksüz Σ parçacığı acayıplık korunumunu ihlal etmeden elektromanyetik etkileşme ile Λ baryonuna bozunabilmektedir. Σ^0 ve Λ^0 baryonları aynı kuark bileşenlerine sahip parçacıklardır ve Σ^0 parçacığı, Λ^0 baryonunun elektromanyetik etkileşme yoluyla uyarılmış bir hali olarak kabul edilebilmektedir. Yüklü Σ baryonları ise acayıp kuark dönüşümü içermeyen bozunumlara sahip değildir; bu nedenle bu parçacıkların bozunumları çok daha yavaştır ve sadece zayıf etkileşmeler aracılığıyla meydana gelmektedirler [129].

Tablo 2.2: Sigma baryonlar.

Parçacık	Sembolü	Kuark Yapısı	Kütlesi MeV/c^2
Sigma	Σ^+	uus	1189.37 ± 0.07
	Σ^0	uds	1192.642 ± 0.024
	Σ^-	dds	1197.449 ± 0.030
Cazibe Sigma	Σ_c^{++}	uuc	2453.98 ± 0.16
	Σ_c^+	udc	2452.9 ± 0.4
	Σ_c^0	ddc	2453.74 ± 0.16
Alt Sigma	Σ_b^+	uub	5811.3 ± 1.9
	Σ_b^0	udb	5807.8 ± 2.7
	Σ_b^-	ddb	5815.5 ± 1.8

2.5.3. Nadir Bottom Baryon Bozunumları ve Önemi

Nadir parçacıkların bozunumlarını incelemek dünyadaki en güçlü parçacık çarpıştırıcılarına bile direkt ulaşmaktan kurtulan atom altı süreçlere benzersiz bir bakış sağlamaktadır. Bu tür bozunumların gözlemi, madde ve enerjinin doğası hakkında sorulara cevap verebilecek, erken evrenin evrimine ışık tutacak ve madde ile karşıt-madde arası ince farkları açıklayabilecektir. Kararsız bir parçacık, daha hafif bir parçacığa bozduğunda, her olası sonucun meydana gelmesinde, bir zar oyununda tüm altılı durumların gelme şansına benzer olarak belli bir olasılık vardır. Yeni kuvvetlerin gizli etkilerinden dolayı meydana gelebilecek bu nadir olayları bulmak için milyarlarca veya daha fazla parçacık bozunum sonuçlarının elenmeleri gerekmektedir. Nadir bozunumlarda, örneğin; bir muonun direkt olarak bir elektrona dönüşmesi gibi imkansız görünen bir sürecin sonucu aranmaktadır ve SUSY gibi teoriler böyle bir geçişin oluşabileceğini önermektedir. Nadir bozunumlar için yapılan aramalarda parçacıkların muazzam sayılarını üreten yüksek yoğunluklu hızlandırıcılar kullanılmaktadır [130]. Bu tür bozunumlar SM’de bastırıldıklarından dolayı “nadir bozunumlar” olarak bilinmektedirler [131].

FCNC süreçlerinin genlikleri SM’de bastırılmıştır ve birkaç yüz GeV ölçeğinde Yeni Fizik, bu bozunumlara kıyaslanabilir bir seviyede katkıda bulunabilmektedir. Bu nedenle; *nadir alt (b) kuark bozunumları*, yüksek enerji ölçeklerinde çeşni fiziğinin yapısının hassas bir şekilde araştırılmasına olanak sağlamaktadır. SM’de bu tip geçişler çok sayıda olduğundan dolayı, nadir geçişlerin mümkün olduğunca çok çalışılması Yeni Fizik’e güçlü sınırlamalar (veya keşifler) konulmasına yardımcı olabilecektir [132].

Alt (bottom) baryonların yapısında yer alan b kuark, büyük kütleyle sahip olduğundan dolayı, bu kuarkı içeren fizik süreçlerinin çalışılması çeşitli avantajlar sağlamaktadır. Bu nedenle, *b kuarkı* gibi ağır kuark içeren parçacıkların bulunduğu süreçlere hem kuramsal hem de deneysel açıdan büyük bir ilgi mevcuttur [133]. Üst kuarkın alt kuarktan çok daha ağır olmasının yanında, üst kuarkın üretim oranının büyük istatistik çalışmalar için mevcut teknoloji ile çok zor olduğu bilinmektedir. Bu sebeple; üst kuark her durumda ilk olarak bir alt kuark ve bir W bozon aracılığıyla bozduğundan dolayı alt kuark fiziğini anlamak üst kuark çalışmaları için de oldukça gerekli ve önemlidir. Sonuç olarak alt kuark, kuark-seviyesi dinamiklerini çalışmak için en ağır kuarktır ve bol miktarda üretilebilmektedir [128]. Ayrıca; b kuarkları özellikle kısa mesafeli fizik etkilerinin araştırılması için önemli bir çalışma alanıdır [132]. Ek olarak; b kuarkı içeren *b hadronlarının* yaşam ömrü, bağlı durumlar içinde kuark etkileşimlerini tanımlayan modellerin önemli bir testini sağlamaktadır [134].

Sonuç olarak; alt kuark fiziğinin, Yeni Fizik ve onun özelliklerini doğru bir şekilde belirlemenin yanında, teorik sonuçları anlamada önemli olan direkt araştırmalar için tamamlayıcı bir şekilde Standart Model Ötesi fiziğin güçlü bir araştırması olduğu fark edilmiştir [27].

2.5.4. Alt Kuark İçeren Hadron Bozunumları İçin Süpersimetrik Motivasyonlar

Hassas elektrozayıf datalar ile tutarlılık açısından SM'nin en başarılı uzantısı SUSY modelidir. SUSY modelinin ortaya çıkaracağı etkiler; FCNC ve CP-ihlal süreçleri üzerindeki SM öngörülerini üç farklı şekilde değiştirebilmektedir:

- CKM matris elemanları ile orantılı ek ilmek katkıları aracılığıyla. Bu tip katkıların tipik bir örneği stop ve chargino ilmekleri ile verilmektedir. Bu etki SM'nin herhangi bir SUSY uzantısında mevcuttur.
- Çeşni ve CP-ihlalinin yeni kaynakları tarafından yönetilen ek ilmek katkıları aracılığıyla. FCNC süreçlerinin bu yeni katkıları gluino değişiminden ortaya çıkmaktadır.
- Ek ağaç seviyesi katkıları aracılığıyla. Bu katkılar sadece R-parite ihlalli modellerde ortaya çıkmakta ve tipik olarak FCNC süreçlerini etkilemektedir.

Katkıların yalnızca birinci çeşidinin mevcut olduğu modeller; deneysel veriler ile çok daha iyi uyuma gösterme eğilimindedirler. Öte yandan, ikinci veya üçüncü çeşit katkıların varlığı genellikle henüz gözlenmemiş FCNC ve CP-ihlal süreçleri üzerinde SM öngörülerinden daha büyük sapmalar oluşturmaktadır. Bu bağlamda, *b* fiziği zayıf bozunumlarda SUSY'yi test etmenin en iyi araçlarından biridir. Son yıllarda, FCNC ve CP-ihlal süreçleri aracılığıyla SUSY sinyallerinin dolaylı olarak çalışılmasının, hızlandırıcı araştırmaları için önemli bir tamamlayıcı araç olduğu kanıtlanmıştır [135].

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. STANDART VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİ

Tezin en önemli kısmını meydana getiren ilk çalışmada; SM ve farklı süpersimetrik modellerde yarileptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi incelenmektedir. Mevcut çalışmada; tam QCD'de hesaplanmış yapı faktörlerinin bağlamında düşük enerjili etkin Hamiltonyen'e girilen geçiş matris elemanlarının parametrizasyonu göz önüne alınarak, hem SM hem de SUSY modellerinde bu bozunum kanalını temsil eden genlik ve diferansiyel bozunum oranı bulunmaktadır.

Son zamanlarda Parçacık Fiziği'nde; SM'nin eksik bir unsuru olan Higgs bozununun araştırılması ile ilgili önemli bir ilerleme kaydedilmiştir. CERN'deki ATLAS ve CMS deneyleri 5σ 'lık istatistiksel bir güvenilirlik seviyesinde 126 GeV kütleli Higgs parçacığını gözlemlediklerini ilan etmişlerdir [12, 13]. Göreceli olarak ağır bir Higgs bozununun keşfi ile ilgili yaşanan bu gelişme, son yıllarda NP senaryoları için en popüler adaylardan biri olan SUSY modelinin parametrelerinin nasıl sınırlanacağını araştıran teoriksel çalışmaları canlandırmıştır [136]. Öte yandan bu gelişmeler ile birlikte, hem deneysel olarak kütle merkezi enerjisinin artmasının hem de fenomenolojik olarak FCNC geçişlerinin çalışılmasının; SUSY parçacıklarının varlığını araştırmak için önemli ilerlemeler yaşanmasına neden olacağı umulmaktadır.

Prensipte SUSY parçacıkları ilmek seviyesindeki geçişlere katkıda bulunabileceğinden dolayı; diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi gibi bazı fiziksel gözlenebilirlerin hesaplanması aracılığıyla söz konusu kanalda süperparçacıkların etkileri araştırılmaktadır. SUSY modelinin; belirgin özellikleri nedeniyle; SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) gibi farklı senaryoları mevcuttur [137–140]. Bu modellerde Wilson katsayıları $\tan^3\beta$ ile orantılı olarak yüksüz Higgs bozonlarından (NHBs) katkılar almaktadırlar. Burada kullanılan $\tan\beta$ ifadesi; iki yüksüz Higgs bozonu h^0 ve A^0 parçacıklarının vakum beklenen değerlerinin oranı olarak tanımlanmaktadır. Farklı SUSY modelleri; $\tan\beta$ 'ya ve iki Higgs çiftinin karışımının kütle terimine karşılık gelen kütle boyutuna sahip ek bir parametre olan μ 'ye göre kategorize edilmektedirler. SUSY I senaryosunda; μ parametresi negatif değerler alırken Wilson katsayılarının bazıları işaret değiştirmektedir ve NHBs katkıları ihmal edilmektedir. SUSY II modelinde; süperparçacıkların kütleleri birkaç yüz GeV mertebesinde olacak şekilde küçük iken $\tan\beta$

büyük değerler almaktadır. SUSY III senaryosunda; $\tan\beta$ büyük değer almakta ve süperparçacıkların kütleleri 450 GeV veya daha fazla olacak şekilde göreceli olarak büyük olmaktadır. SUSY SO(10) modelinde ise; Wilson katsayılarının sanal kısımları büyüktür ve NHBs katkıları göz önüne alınmaktadır.

Baryonik sektörde gerçekleşen FCNC süreçleri, Yeni Fizik etkilerini araştırmak için önemli araçlardır ve bu nedenle; FCNC geçişleri üzerinde gerçekleştirilen hem deneysel hem de fenomenolojik çalışmalar günümüzde oldukça büyük bir öneme sahiptir. 2011 yılında; Fermilab'daki CDF deneyi, CDF II dedektörü tarafından $\sqrt{s} = 1.96$ TeV kütle merkezi enerjisinde toplanmış 24 sinyal olaylar ve 5.8σ 'lık istatistiksel bir bulunma olasılığı ile yarıleptonik $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunu ilk kez gözlemlediğini bildirmiştir [16]. Son zamanlarda ise; CERN'deki LHCb deneyi, $\sqrt{s} = 7$ TeV kütle merkezi enerjisinde 1.0 fb^{-1} 'lık integre edilmiş ışınlılığa karşılık gelen ve LHCb dedektörü tarafından toplanmış 78 ± 12 'lik bir sinyal verimi ile $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunumunun ikinci kez gözlemlendiğini ilan etmiştir [17]. Farklı teoriksel sonuçların deneysel veriler ile karşılaştırılması; SUSY parçacıklarının varlıkları hakkında bilgi elde etmeye yardımcı olabileceğinden, bahsedilen deneysel gelişmeler göz önüne alındığında, bu kanalı tanımlayan gözlenebilirler üzerindeki teoriksel ve fenomenolojik tahminlerin SUSY parçacıklarının dolaylı olarak araştırılması konusunda ilerleme yaşanmasına sebep olacağı düşünülmektedir. Bu bağlamda literatürde yer alan inceleme göz önüne alındığında dikkat edilmelidir ki; [137] çalışmasında aynı çerçevede gerçekleştirilen analizde, nadir $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi için ağır kuark etkin teorisi yolu ile hesaplanmış sadece iki yapı faktörü kullanılmaktadır. Mevcut tez çalışmasında ise; söz konusu bozunum kanalının analizini yapabilmek amacıyla; *tam teoride QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış tüm yapı faktörleri (12 tane)* göz önüne alınmaktadır.

3.1.1. Standart Model'de Baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi

Baryonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişinin diferansiyel bozunum genişliğini bulabilmek ve çeşitli fiziksel gözlenebilirlerin analizlerini yapabilmek amacıyla, SM etkin Hamiltonyen'i tanıtarak, geçiş matris elemanlarına girilen on iki yapı faktörünün bağlamında söz konusu bozunum kanalının genliğinin hesaplanması gerekmektedir.

- *Etkin Hamiltonyen ve Geçiş Genliği*

Hadronların zayıf bozunumlarının fenomenolojisini yapmak için temel başlangıç noktası etkin Hamiltonyen'dir ve etkin Hamiltonyen aşağıdaki genel yapıya sahiptir:

$$\mathcal{H}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM} C_i(\mu) O_i(\mu), \quad (3.1)$$

burada G_F Fermi bağlaşım sabiti, V_{CKM} CKM matris elemanları, $O_i(\mu)$ dört-kuark operatörü ve $C_i(\mu)$, μ enerji ölçeğinde ilişkili Wilson katsayılarıdır. Kısa-mesafe (short-distance) katkıları Wilson katsayıları $C_i(\mu)$ 'lere kodlanmıştır ve tedirgemeli şekilde hesaplanabilen tüm etkileşmeleri içermektedir. Uzun-mesafe (long-distance) katkıları ise $O_i(\mu)$ operatörleri ile tanımlanmaktadır ve tedirgemeli olarak hesaplanamayan güçlü etkileşmelerin etkilerini içermekte; bu nedenle büyük teorik güçlükler oluşturmaktadırlar. Birçok teknik -örneğin Ağır Kuark Etkin Teorisi (Heavy Quark Effective Theory-HQET)- geliştirilmiş; fakat buna rağmen problem henüz tatmin edici bir şekilde çözümlenememiştir. Etkin Hamiltonyen'de yer alan operatörlerin açık formları aşağıdaki gibi ifade edilmektedir [141, 142]:

- Akım-Akım (Current-Current) Operatörleri;

$$\begin{aligned} O_1 &= (\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{s}_\beta c_\alpha)_{V-A}, \\ O_2 &= (\bar{c}b)_{V-A} (\bar{s}c)_{V-A}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

- QCD Penguen Operatörleri;

$$\begin{aligned} O_3 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}q)_{V-A}, \\ O_4 &= (\bar{s}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V-A}, \\ O_5 &= (\bar{s}b)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}q)_{V+A}, \\ O_6 &= (\bar{s}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V+A}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

- Elektrozayıf Penguen Operatörleri;

$$\begin{aligned}
O_7 &= \frac{3}{2}(\bar{s}b)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q(\bar{q}q)_{V+A} , \\
O_8 &= \frac{3}{2}(\bar{s}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V+A} , \\
O_9 &= \frac{3}{2}(\bar{s}b)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} e_q(\bar{q}q)_{V-A} , \\
O_{10} &= \frac{3}{2}(\bar{s}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q=u,d,s,c,b} (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V-A} .
\end{aligned} \tag{3.4}$$

- Manyetik Penguen Operatörleri;

$$\begin{aligned}
O_{7\gamma} &= \frac{e}{8\pi^2} m_b \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) b_\alpha F_{\mu\nu} , \\
O_{8G} &= \frac{g_s}{8\pi^2} m_b \bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) T_{\alpha\beta}^a b_\beta G_{\mu\nu}^a .
\end{aligned} \tag{3.5}$$

- Yarıleptonik Operatörler;

$$\begin{aligned}
O_{9V} &= (\bar{s}b)_{V-A} (\bar{\ell}\ell)_V & O_{10A} &= (\bar{s}b)_{V-A} (\bar{\ell}\ell)_A , \\
O_{V\bar{\nu}} &= (\bar{s}b)_{V-A} (\bar{\nu}\nu)_{V-A} & O_{\ell\bar{\ell}} &= (\bar{s}b)_{V-A} (\bar{\ell}\ell)_{V-A} .
\end{aligned} \tag{3.6}$$

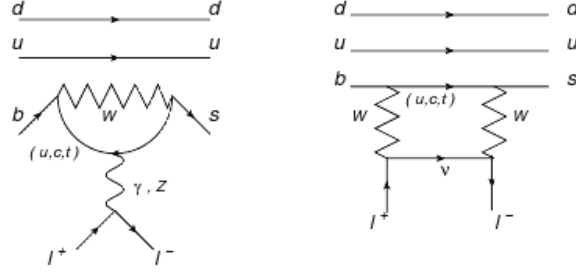
Yukarıdaki operatörlerde yer alan α ve β renk indisleri, e ve g_s ise sırasıyla elektromanyetik ve güçlü etkileşmelerin bağlaşım sabitleridir. $F_{\mu\nu}$ elektromanyetik alanın alan kuvvet tensörüdür ve aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır;

$$F_{\mu\nu}(x) = -i(\varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu) e^{iqx} , \tag{3.7}$$

burada ε_μ fotonun polarizasyon vektörü ve q foton momentumudur.

Kuark yapıları sırasıyla (u, d, b) ve (u, d, s) olarak bilinen Λ_b ve Λ baryonlarının geçişlerinin göz önüne alındığı $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu SM'de ilmek seviyesinde elektrozayıf penguen

ve zayıf kutu diyagramları tarafından $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi ile Şekil 3.1'de görüldüğü gibi temsil edilmektedir.



Şekil 3.1: SM'de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu için temsili penguen ve kutu diyagramları.

Tüm bu bilgiler ışığında; söz konusu $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için etkin Hamiltonyen aşağıdaki şekilde verilmektedir [143–146];

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{SM}^{eff} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[C_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \right. \\ & \left. - 2m_b C_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \right], \end{aligned} \quad (3.8)$$

denklemden yer alan α_{em} Z kütle ölçeğinde ince yapı sabiti, $i, j = 1, 2, 3$ olmak üzere V_{ij} CKM matris elemanları ve C_7^{eff} , C_9^{eff} ve C_{10} Wilson katsayılarıdır.

Etkileşimin fiziği; belirli bir bozunum sürecine katkıda bulunan tüm olası Feynman diyagramlarının toplamına karşılık gelen genliktir [147] ve geçiş genliğini bulabilmek için, etkin Hamiltonyen ilk ve son baryon durumları arasında sıkıştırılmaktadır (sandwich edilmektedir), yani;

$$\mathcal{M}_{SM}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} = \langle \Lambda(p_\Lambda) | \mathcal{H}_{SM}^{eff} | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle. \quad (3.9)$$

Yukarıdaki ifadede p_{Λ_b} ve p_Λ sırasıyla Λ_b ve Λ baryonlarının momentumlarını temsil etmektedir.

• *Geçiş Matris Elemanları ve Yapı Faktörleri*

Denklem (3.9)'a bakıldığında; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumunun geçiş genliğini hesaplamak için $\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle$ ve $\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle$ geçiş matris elemanlarının ifadeleri gerekmektedir. Bu aşamada, hesaplamalara devam edebilmek için; $i = 1, 2, 3$ olmak üzere tam teoride on iki geçiş yapı faktörü f_i, g_i, f_i^T ve g_i^T 'nin bağlamında parametrize edilmiş olan aşağıdaki geçiş matris elemanlarına ihtiyaç duyulmaktadır:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle = & \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\ & + q^\mu f_3(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) - i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) \\ & \left. - q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

ve

$$\begin{aligned} \langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle = & \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\ & + q^\mu f_3^T(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \\ & + i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) \\ & \left. + q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Denklem (3.10) ve (3.11)'de görülen q^2 transfer edilmiş momentumun karesi; u_{Λ_b} ve u_Λ ilk ve son baryonların spinörleridir. Yapı faktörlerinin bağlamında tanımlanan yukarıdaki geçiş matris elemanları kullanılarak yapılan işlemler sonucunda SM'de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu için geçiş genliği;

$$\mathcal{M}_{SM}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} = \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left\{ \right.$$

$$\begin{aligned}
& \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda)(\gamma_\mu[A_1R + B_1L] + i\sigma_{\mu\nu}q^\nu[A_2R + B_2L] \right. \\
& \left. + q^\mu[A_3R + B_3L])u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell}\gamma^\mu\ell) \\
& + \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda)(\gamma_\mu[D_1R + E_1L] + i\sigma_{\mu\nu}q^\nu[D_2R + E_2L] \right. \\
& \left. + q^\mu[D_3R + E_3L])u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell}\gamma^\mu\gamma_5\ell) \left. \right\} ,
\end{aligned} \tag{3.12}$$

şeklinde bulunmaktadır. Denklem (3.12)'de yer alan $R = (1 + \gamma_5)/2$ ve $L = (1 - \gamma_5)/2$ ifadeleri sağ eli ve sol eli projektör (right-handed/left-handed projector) operatörleridir. Göz önüne alınan bozunum kanalı için, geçiş genliği denkleminde yer alan katsayılar aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{1}{q^2} (f_1^T + g_1^T) \left(-2m_b C_7^{eff} \right) + (f_1 - g_1) C_9^{eff} , \\
A_2 &= A_1 (1 \rightarrow 2) , \\
A_3 &= A_1 (1 \rightarrow 3) , \\
B_1 &= A_1 (g_1 \rightarrow -g_1; g_1^T \rightarrow -g_1^T) , \\
B_2 &= B_1 (1 \rightarrow 2) , \\
B_3 &= B_1 (1 \rightarrow 3) , \\
D_1 &= (f_1 - g_1) C_{10} , \\
D_2 &= D_1 (1 \rightarrow 2) , \\
D_3 &= D_1 (1 \rightarrow 3) , \\
E_1 &= D_1 (g_1 \rightarrow -g_1) , \\
E_2 &= E_1 (1 \rightarrow 2) , \\
E_3 &= E_1 (1 \rightarrow 3) .
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumunun analizi için yapılan hesaplamaların temel giriş parametreleri yapı faktörleridir. Belirli bir parçacık etkileşmesinin özelliklerini veren fonksiyon şeklinde tanımlanan geçiş yapı faktörlerinin hesaplanabilmesi için bazı tedirgemesiz yaklaşımlara ihtiyaç duyulmaktadır. Kuark modeli, örgü QCD, QCD toplam kuralları, büyük enerjili ve Ağır Kuark Etkin Teorileri gibi çeşitli yöntemler geçiş yapı faktörlerinin hesaplanmasında kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlar arasından QCD toplam kuralları; temel QCD lagranjyenine dayandığından dolayı özel bir öneme sahiptir. Aynı zamanda QCD toplam kuralları; hadron fiziğindeki problemlerin geniş bir yelpazesine

başarılı bir şekilde uygulanmaktadır. Yarıleptonik bozunumlarda ortaya çıkan geçiş yapı faktörleri; yalnızca kuarklar arasındaki güçlü etkileşmelerin dinamiklerine değil aynı zamanda bozunumlara katılan hadronların yapısına da bağlıdır [148]. Verilen tüm bu bilgiler ışığında; tezde ışık koni QCD toplam kuralları ile tam teoride hesaplanmış yapı faktörleri kullanılmaktadır. Söz konusu bozunumu temsil eden geçiş yapı faktörleri f_1 , f_2 , f_3 , g_1 , g_2 , g_3 , f_2^T , f_3^T , g_2^T ve g_3^T için fit fonksiyonu ise aşağıdaki şekilde verilmektedir [149]:

$$f_i^{(T)}(q^2)[g_i^{(T)}(q^2)] = \frac{a}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{fit}^2}\right)} + \frac{b}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{fit}^2}\right)^2}. \quad (3.14)$$

Denklem (3.14)'de görülen fit parametreleri a , b ve m_{fit}^2 'nin yanı sıra ilgili yapı faktörlerinin tam teoride hesaplanmış $q^2 = 0$ 'daki değerleri Tablo 3.1'de verilmektedir. Ayrıca, yapı faktörleri f_1^T ve g_1^T 'nin fit fonksiyonu [149]:

$$f_1^T(q^2)[g_1^T(q^2)] = \frac{c}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{fit}'^2}\right)} - \frac{c}{\left(1 - \frac{q^2}{m_{fit}''^2}\right)^2}, \quad (3.15)$$

olarak ifade edilmektedir. Denklem (3.15)'de yer alan c , $m_{fit}'^2$ ve $m_{fit}''^2$ parametrelerinin yanı sıra ilişkili yapı faktörlerinin $q^2 = 0$ 'da değerleri Tablo 3.2'de sunulmaktadır.

Tablo 3.1: Yapı faktörleri f_1 , f_2 , f_3 , g_1 , g_2 , g_3 , f_2^T , f_3^T , g_2^T ve g_3^T 'nin fit fonksiyonundaki parametrelerinin yanı sıra tam teoride hesaplanmış $q^2 = 0$ 'daki değerleri [149].

	a	b	m_{fit}^2	$q^2 = 0$
f_1	-0.046	0.368	39.10	0.322 ± 0.112
f_2	0.0046	-0.017	26.37	-0.011 ± 0.004
f_3	0.006	-0.021	22.99	-0.015 ± 0.005
g_1	-0.220	0.538	48.70	0.318 ± 0.110
g_2	0.005	-0.018	26.93	-0.013 ± 0.004
g_3	0.035	-0.050	24.26	-0.014 ± 0.005
f_2^T	-0.131	0.426	45.70	0.295 ± 0.105
f_3^T	-0.046	0.102	28.31	0.056 ± 0.018
g_2^T	-0.369	0.664	59.37	0.294 ± 0.105
g_3^T	-0.026	-0.075	23.73	-0.101 ± 0.035

Tablo 3.2: Yapı faktörleri f_1^T ve g_1^T 'nin fit fonksiyonundaki parametrelerinin yanı sıra tam teoride hesaplanmış $q^2 = 0$ 'daki değerleri [149].

	c	$m_{f\bar{u}}^{\prime 2}$	$m_{f\bar{u}}^{\prime\prime 2}$	$q^2 = 0$
f_1^T	-1.191	23.81	59.96	0 ± 0.0
g_1^T	-0.653	24.15	48.52	0 ± 0.0

- **Bazı Fiziksel Gözlenebilirler**

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ gibi FCNC bozunum modları, SM ve NP modellerinin benzer yönlerinin görülebilmemesine ya da ayırt edilebilmesine olanak sağlayacak çeşitli fiziksel gözlenebilirleri kapsamaktadır. Yarıleptonik b-hadron bozunumları için diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi gibi gözlenebilirler, farklı Standart Model Ötesi senaryolar tarafından büyük ölçüde etkilenmektedir. Bu nedenle bu fiziksel gözlenebilirlerin hassas ölçümleri, NP'nin dolaylı araştırmalarında önemli bir rol oynamaktadır. Aynı zamanda; LHC gibi direkt araştırmaların yapıldığı hadron çarpıştırıcılarında daha fazla data mevcut olduğunda, bu fiziksel gözlenebilirlerin çalışılması, SM ve NP'nin hassas bir testini sağlayacaktır [141].

- **Diferansiyel Bozunum Genişliği**

Parçacık bozunumu; bir temel parçacığın, kendiliğinden, diğer temel parçacıklara dönüşme sürecidir ve aynı zamanda hadronların bozunumunu ifade etmek için de kullanılmaktadır. Bozunum süreci esnasında, bir temel parçacık daha hafif kütleli farklı bir parçacığa(lara) dönüşmektedir ve eğer yaratılan yeni parçacık(lar) kararlı değilse, bozunma durumu devam etmektedir. Bozunum genişliği ise; ana parçacığın kütle merkezi çerçevesinde (rest frame) zamanın verilen bir miktarı içinde meydana gelen belirli bir bozunum sürecinin olasılığının ölçüsüdür. Parçacığın bozunum genişliğinin hesaplanma işlemi temel olarak iki adımda yapılmaktadır:

- Sürecin genliği M' 'yi hesaplamak. Genlik, verilen ilk durumu belirli bir son duruma bağlayan unsurdur. Aynı zamanda matris elemanı olarak nitelendirilmektedir ve ilk ve son durumlar ile birlikte dönüşüm sürecini temsil eden bir matrisi göstermektedir. Alt süreçlerin kombinasyonu olabilen bir süreçte, toplam genlik, alt süreç genliklerinin toplamıdır. Her bir (alt)süreç özel bir Feynman diyagramı ile temsil edilmektedir. Genlik; herhangi bir aracı propagatör de dahil olmak üzere tüm parçacıkların faz uzayında bir nokta fonksiyondur ve her bir köşenin (veya diyagramın) bağlaşımının doğasına bağlıdır. Verilen bir diyagram için genlik; her

bir dış çizgi için (ilk veya son durumdaki serbest parçacığı temsil eden), her bir iç çizgi için (sanal bir propagator parçacığı temsil eden) ve her bir köşe noktası için birer çarpan elemanlarını birleştiren Feynman kurallarını takip ederek elde edilebilmektedir.

- Bozunum genişliğini elde etmek için izin verilen faz uzayı üzerinden genliği integre etmek. İntegral bazı basit durumlar dışında son derece zor olabilmesine rağmen Fermi'nin altın kuralını takip ederek prensipte kolayca inşa edilebilmektedir [150].

Tüm bu bilgiler ışığında, yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen geçiş genliği kullanılarak, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişinin, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları ile hesaplanmış yapı faktörlerinin bağlamında ve $4m_\ell^2 \leq q^2 \leq (m_{\Lambda_b} - m_\Lambda)^2$ fiziksel bölgesinde SM için diferansiyel bozunum oranı aşağıdaki şekilde bulunmaktadır:

$$\frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Lambda_b}}{16384\pi^5} |V_{tb}V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda(1, r, \hat{s})} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \mathcal{T}_1(\hat{s})z + \mathcal{T}_2(\hat{s})z^2 \right], \quad (3.16)$$

burada $v = \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{q^2}}$ ile lepton hızı, $\hat{s} = \frac{q^2}{m_{\Lambda_b}^2}$ ve $r = m_\Lambda^2/m_{\Lambda_b}^2$ ile $\lambda = \lambda(1, r, \hat{s}) = (1 - r - \hat{s})^2 - 4r\hat{s}$ olağan üçgen fonksiyonudur. Ayrıca; leptonların kütle merkezinde, l^+ leptonu ve Λ_b baryonunun momentumları arasındaki açı θ olmak üzere $z = \cos \theta$ ile verilmektedir. Kaligrafik $\mathcal{T}_0(\hat{s})$, $\mathcal{T}_1(\hat{s})$ ve $\mathcal{T}_2(\hat{s})$ fonksiyonları ise aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_0(\hat{s}) = & 32m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^4 \hat{s}(1+r-\hat{s}) \left(|D_3|^2 + |E_3|^2 \right) \\ & + 64m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^3 (1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[D_1^* E_3 + D_3 E_1^* \right] \\ & + 64m_{\Lambda_b}^2 \sqrt{r} (6m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \operatorname{Re} \left[D_1^* E_1 \right] \\ & + 64m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^3 \sqrt{r} \left(2m_{\Lambda_b} \hat{s} \operatorname{Re} \left[D_3^* E_3 \right] + (1-r+\hat{s}) \operatorname{Re} \left[D_1^* D_3 + E_1^* E_3 \right] \right) \\ & + 32m_{\Lambda_b}^2 (2m_\ell^2 + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \left\{ (1-r+\hat{s}) m_{\Lambda_b} \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[A_1^* A_2 + B_1^* B_2 \right] \right. \\ & - m_{\Lambda_b} (1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[A_1^* B_2 + A_2^* B_1 \right] \\ & \left. - 2\sqrt{r} \left(\operatorname{Re} \left[A_1^* B_1 \right] + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s} \operatorname{Re} \left[A_2^* B_2 \right] \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 8m_{\Lambda_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2(1+r-\hat{s}) + m_{\Lambda_b}^2 \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^4 \left\{ 4m_\ell^2 \left[\lambda + (1+r-\hat{s})\hat{s} \right] + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s} \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 \right) \\
& - 8m_{\Lambda_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2(1+r-\hat{s}) - m_{\Lambda_b}^2 \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v^2 \left\{ -8m_{\Lambda_b} \hat{s} \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[D_2^* E_2 \right] + 4(1-r+\hat{s}) \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[D_1^* D_2 + E_1^* E_2 \right] \right. \\
& \left. - 4(1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[D_1^* E_2 + D_2^* E_1 \right] + m_{\Lambda_b} \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \left(|D_2|^2 + |E_2|^2 \right) \right\}, \tag{3.17}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_1(\hat{s}) & = -16m_{\Lambda_b}^4 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ 2\operatorname{Re} \left(A_1^* D_1 \right) - 2\operatorname{Re} \left(B_1^* E_1 \right) \right. \\
& \left. + 2m_{\Lambda_b} \operatorname{Re} \left(B_1^* D_2 - B_2^* D_1 + A_2^* E_1 - A_1^* E_2 \right) \right\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ m_{\Lambda_b} (1-r) \operatorname{Re} \left(A_2^* D_2 - B_2^* E_2 \right) \right. \\
& \left. + \sqrt{r} \operatorname{Re} \left(A_2^* D_1 + A_1^* D_2 - B_2^* E_1 - B_1^* E_2 \right) \right\}, \tag{3.18}
\end{aligned}$$

ve

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_2(\hat{s}) & = -8m_{\Lambda_b}^4 v^2 \lambda \left(|A_1|^2 + |B_1|^2 + |D_1|^2 + |E_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^6 \hat{s} v^2 \lambda \left(|A_2|^2 + |B_2|^2 + |D_2|^2 + |E_2|^2 \right). \tag{3.19}
\end{aligned}$$

Denklem (3.16); $[-1, 1]$ aralığında z üzerinden integrale edilerek, diferansiyel bozunum oranının yalnızca \hat{s} bağlamındaki formu aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$\frac{d\Gamma}{d\hat{s}}(\hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Lambda_b}}{8192\pi^5} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \frac{1}{3} \mathcal{T}_2(\hat{s}) \right]. \tag{3.20}$$

Hesaplamaların bu aşamasından sonra; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi için SM’de bulunan diferansiyel bozunum oranı formülü kullanılarak, söz konusu bozunuma ait farklı lepton kanallarında çeşitli fiziksel gözlenebilirler için gerekli analizler yapılmakta ve elde edilen sonuçlar tezin “BULGULAR” kısmında yer almaktadır.

- *Dallanma Oranı*

Genel olarak bir parçacık çeşitli bozunum modlarına sahiptir. Bozunum kesri; mümkün bozunumların toplam sayısına göre belirli bir bozunum modu aracılığıyla bozunan parçacıkların kesridir. Bu şekilde belirli bir kanala bozunmanın olasılığı *dallanma oranı* (*Branching Ratio-BR*) olarak isimlendirilmektedir. Dallanma oranı deneylerde ölçülebilir bir fiziksel niceliktir. Kısmi bozunum genişliklerini tanımlamak için, toplam bozunum genişliği ile dallanma oranı kullanılabilir [151]. Göz önüne alınan bir geçişin dallanma oranının değerini hesaplamak için toplam bozunum genişliğini başlangıç baryonunun yaşam ömrü ile çarparak \hbar ile bölmek gerekmektedir ve dallanma oranı formülü;

$$BR = \frac{\Gamma * \tau}{\hbar}, \quad (3.21)$$

şeklinde verilmektedir. Bu noktada ayrıca belirtmek gerekmektedir ki, bir parçacığın en önemli karakteristik özelliklerinden biri de yaşam ömrüdür. Bu özellik, uygun kuantum sayıları için korunum yasaları, bozunum sürecinin bağlaşım gücü ve kinematik sınırlamalara tabi olan mevcut bozunum modları veya kanallarına bağlıdır. Tek bir parçacığın yaşam ömrü tahmin edilememekte, ancak istatistiksel dağılımı büyük bir örnek için belirtilebilmektedir. Eşdeğer olarak; verilen bir parçacığın birim zamanda bozunum olasılığı olan bozunum oranı Γ bağlamında ifade edilebilmektedir [150].

- *Lepton İleri-Geri Asimetrisi \mathcal{A}_{FB}*

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının nümerik analizlerinde kullanılacak temel giriş parametreleri olan yapı faktörleri belirsizliklere sahiptir ve bu nedenle hadronik belirsizlikleri açısız dağılımlara yaymaktadır. Yapı faktörlerinin etkilerini bastırmanın bir yolu asimetrisi hesaplamaktır ve bu amaçla lepton *ileri-geri asimetrisinin* (*Forward-Backward Asymmetry- \mathcal{A}_{FB}*) hesabı yapılmaktadır.

SM’nin tahmin gücünü test etmek ve NP teorilerini araştırmak için gerekli olan ölçümlerden biri, tesir kesitlerinin oranları arasındaki farkı tanımlamakta ve bu aynı

zamanda \mathcal{A}_{FB} olarak bilinmektedir [147]. \mathcal{A}_{FB} 'nin kaynağı, zayıf akımın parite ihlalinden gelmektedir [152] ve \mathcal{A}_{FB} ;

$$\mathcal{A}_{FB} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b}, \quad (3.22)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Denklem (3.22)'de görülen N_f ileri yönde hareket eden parçacıkların, N_b ise geri yönde hareket eden parçacıkların sayısını göstermektedir. Teknik dilde \mathcal{A}_{FB} , diferansiyel bozunum genişliği bağlamında aşağıdaki gibi formüle edilmektedir:

$$\mathcal{A}_{FB}(\hat{s}) = \frac{\int_0^1 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz - \int_{-1}^0 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz}{\int_0^1 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz + \int_{-1}^0 \frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) dz}. \quad (3.23)$$

3.1.2. Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi

SUSY modelinde yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişinin diferansiyel bozunum oranını bulabilmek ve fiziksel gözlenebilirleri analiz edebilmek amacıyla; SUSY modelinde söz konusu bozunum kanalını temsil eden etkin Hamiltonyen ile hesaplamalara başlanmaktadır. Bu aşamadan sonra izlenecek yol ise; SM'de uygulanan işlem süreçleri ile aynıdır.

- **Süpersimetri'de Etkin Hamiltonyen**

Genel olarak Yeni Fizik modellerini ve bu modellerin etkilerini araştırmak için mümkün iki yöntem bulunmaktadır. Bunlardan biri; mevcut Parçacık Fiziği hızlandırıcılarındaki parçacık çarpışmaları sonucu ortaya çıkan yeni parçacıkların incelenmesiyle gerçekleştirilen *direkt* araştırmalardır. Diğer yöntem ise Yeni Fizik etkilerinin kendilerini açıkça gösterebildiği farklı SM süreçlerini araştırmak için yapılan *dolaylı* araştırmalardır. NP'nin dolaylı araştırmaları için uygun süreçler SM'de nadirdir ve hassas bir şekilde ölçülebilmektedir. Bu bağlamda çeşni fiziği; SM ve Standart Model Ötesi fiziği araştırmak için önemli bir rol oynamaktadır. Bu şekilde gerçekleşen nadir bozunumlara NP etkilerini dahil etmenin, Wilson katsayılarının değiştirilmesi ve SM'de bulunmayan yeni operatörler eklemek şeklinde genel olarak iki yolu vardır. Sonuç olarak etkin Hamiltonyen'de NP katkıları:

- Wilson katsayılarının mutlak değerlerinin, yeni ağır iç serbestlik derecelerinin

varlığını yansıtacak şekilde değiştirilmesi,

- Yeni kompleks fazların var olan Wilson katsayılarında ortaya çıkması (CKM modeli ötesinde yeni çeşni değişim geçişlerine izin vermektedir),
- Daha önce tanımlanmış olan operatörlere ek olarak yeni operatörlerin eklenmesi,

şeklinde ortaya çıkmaktadır [153].

Yukarıda söz edilen bilgiler ışığında; SUSY modellerinde NHBs değişim diyagramlarının neden olduğu yeni etkileşmelerden gelen yeni operatörlerin katkıları göz önüne alındığında, süpersimetrik etkin Hamiltonyen aşağıdaki gibi yazılmaktadır [137, 139, 140];

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{SUSY}^{eff} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[C_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_9^{\prime eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \right. \\
& + C_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell + C_{10}^{\prime} \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \\
& - 2m_b C_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \\
& - 2m_b C_7^{\prime eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \\
& + C_{Q_1} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \ell + C_{Q_1}^{\prime} \bar{s} (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \ell \\
& \left. + C_{Q_2} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell + C_{Q_2}^{\prime} \bar{s} (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell \right], \quad (3.24)
\end{aligned}$$

burada üstlü olarak (ℓ) yazılan katsayılar yalnızca SUSY SO(10) senaryosunda görülürken, yeni Wilson katsayıları C_{Q_1} ve C_{Q_2} göz önüne alınan tüm SUSY modellerinde mevcuttur.

• Farklı Süpersimetrik Modellerde Wilson Katsayıları

Farklı SUSY modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalına ait nümerik analizlerin yapılabilmesi için, bu bozunum kanalını temsil eden yapı faktörlerinin yanı sıra etkin Hamiltonyen’de yer alan Wilson katsayılarının da bilinmesi gerekmektedir. Bu bağlamda, Wilson katsayısı C_9^{eff} ’in, charmonium rezonanslarından gelen uzun mesafe (long distance-LD) etkilerini içerdiğini vurgulamak önemlidir. Bu etkiler Breit-Weigner metodu (ansatz) kullanılarak aşağıdaki gibi parametrize edilmektedir [143, 154, 155]:

$$Y_{LD} = \frac{3\pi}{\alpha^2} C^{(0)} \sum_{i=1}^6 \kappa_i \frac{\Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-) m_{V_i}}{m_{V_i}^2 - q^2 - im_{V_i} \Gamma_{V_i}}, \quad (3.25)$$

burada, $C^{(0)} = 0.362$ ve κ_i fenomenolojik faktörlerdir. Ayrıca Denklem (3.25)'de yer alan diğer ifadeler m_{V_i} ve Γ_{V_i} sırasıyla vektör charmonia'nın kütleleri ve bozunum oranlarını temsil etmektedir. Mevcut çalışmada yalnızca iki en düşük rezonans durumu $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ göz önüne alınmaktadır. Ayrıca fenomenolojik faktörler $\kappa_1 \cong 1$ ve $\kappa_2 \cong 2$ olarak seçilmektedir. Göz önüne alınan rezonanslara ilişkin kütleler, dallanma kesirleri ve toplam bozunum genişliklerinin değerleri Tablo 3.3'de verilmektedir.

Tablo 3.3: $J/\psi(1s)$ ve $\psi(2s)$ rezonanslarına ilişkin kütleler, dallanma kesirleri ve toplam bozunum genişliklerinin değerleri [156].

J/ψ Ailesi	Kütle [GeV]	$\Gamma(V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-)$	Γ_{V_i}
$J/\psi(1s)$	3.096	5.55×10^{-6}	92.9×10^{-6}
$\psi(2s)$	3.686	2.35×10^{-6}	304×10^{-6}

J/ψ ailesinin yukarıda söz edilen rezonansları göz önüne alındığında, elektron ve muonun son lepton olduğu durumlar için, izin verilen fiziksel bölgeler aşağıdaki şekilde üç bölgeye ayrılmaktadır:

- I. Bölge ; $4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_{J/\psi(1s)} - 0.02)^2$,
- II. Bölge ; $(m_{J/\psi(1s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\psi(2s)} - 0.02)^2$,
- III. Bölge ; $(m_{\psi(2s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda})^2$.

Son lepton τ durumunda ise aşağıdaki iki bölge kullanılmaktadır:

- I. Bölge ; $4m_\tau^2 \leq q^2 \leq (m_{\psi(2s)} - 0.02)^2$,
- II. Bölge ; $(m_{\psi(2s)} + 0.02)^2 \leq q^2 \leq (m_{\Lambda_b} - m_{\Lambda})^2$.

Son olarak; yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının analizi için nümerik hesaplamalarda kullanılan Wilson katsayılarının hem SM hem de farklı SUSY modellerinde aldığı değerler Tablo 3.4'de sunulmaktadır.

Tablo 3.4: Nümerik hesaplamalarda kullanılan Wilson katsayılarının değerleri [138–140, 157]. Parantez içeren değerlerde, parantez dışındaki değerler e ve μ durumlarına aitken, parantez içindeki değerler τ durumu içindir. Diğer değerler (parantezsiz) tüm leptonları nitelemektedir.

Katsayı	SM	SUSY I	SUSY II	SUSY III	SUSY SO(10) ($A_0 = -1000$)
C_7^{eff}	-0.313	+0.376	+0.376	-0.376	-0.219
$C_7'^{eff}$	0	0	0	0	$0.039 + 0.038i$
C_9^{eff}	4.334	4.767	4.767	4.767	4.275
$C_9'^{eff}$	0	0	0	0	$0.011 + 0.072i$
C_{10}	-4.669	-3.735	-3.735	-3.735	-4.732
C_{10}'	0	0	0	0	$-0.075 - 0.67i$
C_{Q_1}	0	0	6.5 (16.5)	1.2 (4.5)	$0.106 + 0i$ $(1.775 + 0.002i)$
C_{Q_1}'	0	0	0	0	$-0.247 + 0.242i$ $(-4.148 + 4.074i)$
C_{Q_2}	0	0	-6.5 (-16.5)	-1.2 (-4.5)	$-0.107 + 0i$ $(-1.797 - 0.002i)$
C_{Q_2}'	0	0	0	0	$-0.25 + 0.246i$ $(-4.202 + 4.128i)$

- **Süpersimetri İçin Geçiş Genliği ve Matris Elemanları**

Farklı SUSY modellerinde, diferansiyel bozunum genişliği ifadesini elde edebilmek için, SM'de yapılan işlemler yeni etkin Hamiltonyen formülü kullanılarak tekrar yapılmaktadır. Bu bağlamda; farklı SUSY modelleri için geçiş genliği, yeni etkin Hamiltonyen ilk ve son baryonik durumlar arasında sıkıştırılarak elde edilmektedir;

$$\mathcal{M}_{SUSY}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} = \langle \Lambda(p_\Lambda) | \mathcal{H}_{SUSY}^{eff} | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle. \quad (3.26)$$

SUSY modelinde işlemlere devam edebilmek için, SM'de elde edilen geçiş matris elemanlarına ek olarak, tam teoride hesaplanan on iki yapı faktörünün bağlamında parametrize olmuş aşağıdaki şekilde ifade edilen geçiş matris elemanlarına da ihtiyaç

duyulmaktadır:

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle &= \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\gamma_\mu f_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^\mu f_3(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 g_1(q^2) \\
&\left. + i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) + q^\mu \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}),
\end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 - \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle &= \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\gamma_\mu f_1^T(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2^T(q^2) \right. \\
&+ q^\mu f_3^T(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 g_1^T(q^2) \\
&- i \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2^T(q^2) \\
&\left. - q^\mu \gamma_5 g_3^T(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}),
\end{aligned} \tag{3.28}$$

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s} (1 + \gamma_5) b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle &= \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^2 f_3(q^2) - \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) \\
&- i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) \\
&\left. - q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}),
\end{aligned} \tag{3.29}$$

ve

$$\begin{aligned}
\langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s}(1 - \gamma_5)b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle &= \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) \right. \\
&+ q^2 f_3(q^2) + \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) \\
&+ i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) \\
&\left. + q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) .
\end{aligned} \tag{3.30}$$

Geçiş matris elemanlarının ifadelerinde yer alan yapı faktörlerinin; tam teoride, ışık koni QCD toplam kuralları kullanılarak hesaplanmış sayısal değerleri bir önceki başlık altında Tablo 3.1 ve Tablo 3.2’de sunulmaktadır. Yapı faktörlerinin bağlamında yazılan yukarıdaki geçiş matris elemanları kullanılarak, süpersimetrik geçiş genliği:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{SUSY}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} &= \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left\{ \right. \\
&\left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\gamma_\mu [\mathcal{A}_1 R + \mathcal{B}_1 L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{A}_2 R + \mathcal{B}_2 L] \right. \\
&\left. + q^\mu [\mathcal{A}_3 R + \mathcal{B}_3 L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \ell) \\
&+ \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\gamma_\mu [\mathcal{D}_1 R + \mathcal{E}_1 L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{D}_2 R + \mathcal{E}_2 L] \right. \\
&\left. + q^\mu [\mathcal{D}_3 R + \mathcal{E}_3 L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell) \\
&+ \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\not{q} [\mathcal{G}_1 R + \mathcal{H}_1 L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{G}_2 R + \mathcal{H}_2 L] \right. \\
&\left. + q^2 [\mathcal{G}_3 R + \mathcal{H}_3 L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \ell) \\
&+ \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\not{q} [\mathcal{K}_1 R + \mathcal{S}_1 L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{K}_2 R + \mathcal{S}_2 L] \right. \\
&\left. + q^2 [\mathcal{K}_3 R + \mathcal{S}_3 L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma_5 \ell) \left. \right\} ,
\end{aligned} \tag{3.31}$$

olarak elde edilmektedir. Denklem (3.31)'de yer alan kaligrafik katsayılar ise;

$$\begin{aligned}
C_9^{eff+} &= C_9^{eff} + C_9'^{eff} , & C_9^{eff-} &= C_9^{eff} - C_9'^{eff} , \\
C_7^{eff+} &= C_7^{eff} + C_7'^{eff} , & C_7^{eff-} &= C_7^{eff} - C_7'^{eff} , \\
C_{10}^+ &= C_{10} + C_{10}' , & C_{10}^- &= C_{10} - C_{10}' , \\
C_{Q_1}^+ &= C_{Q_1} + C_{Q_1}' , & C_{Q_1}^- &= C_{Q_1} - C_{Q_1}' , \\
C_{Q_2}^+ &= C_{Q_2} + C_{Q_2}' , & C_{Q_2}^- &= C_{Q_2} - C_{Q_2}' ,
\end{aligned} \tag{3.32}$$

olmak üzere;

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_1 &= f_1 C_9^{eff+} - g_1 C_9^{eff-} - 2m_b \frac{1}{q^2} \left[f_1^T C_7^{eff+} + g_1^T C_7^{eff-} \right] , & \mathcal{G}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_1}^+ - g_1 C_{Q_1}^- \right] , \\
\mathcal{A}_2 &= \mathcal{A}_1 (1 \rightarrow 2) , & \mathcal{G}_2 &= \mathcal{G}_1 (1 \rightarrow 2) , \\
\mathcal{A}_3 &= \mathcal{A}_1 (1 \rightarrow 3) , & \mathcal{G}_3 &= \mathcal{G}_1 (1 \rightarrow 3) , \\
\mathcal{B}_1 &= f_1 C_9^{eff+} + g_1 C_9^{eff-} - 2m_b \frac{1}{q^2} \left[f_1^T C_7^{eff+} - g_1^T C_7^{eff-} \right] , & \mathcal{H}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_1}^+ + g_1 C_{Q_1}^- \right] , \\
\mathcal{B}_2 &= \mathcal{B}_1 (1 \rightarrow 2) , & \mathcal{H}_2 &= \mathcal{H}_1 (1 \rightarrow 2) , \\
\mathcal{B}_3 &= \mathcal{B}_1 (1 \rightarrow 3) , & \mathcal{H}_3 &= \mathcal{H}_1 (1 \rightarrow 3) , \\
\mathcal{D}_1 &= f_1 C_{10}^+ - g_1 C_{10}^- , & \mathcal{K}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_2}^+ - g_1 C_{Q_2}^- \right] ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{D}_2 &= \mathcal{D}_1(1 \rightarrow 2) , & \mathcal{K}_2 &= \mathcal{K}_1(1 \rightarrow 2) , \\
\mathcal{D}_3 &= \mathcal{D}_1(1 \rightarrow 3) , & \mathcal{K}_3 &= \mathcal{K}_1(1 \rightarrow 3) , \\
\mathcal{E}_1 &= f_1 C_{10}^+ + g_1 C_{10}^- , & \mathcal{S}_1 &= \frac{1}{m_b} \left[f_1 C_{Q_2}^+ + g_1 C_{Q_2}^- \right] , \\
\mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_1(1 \rightarrow 2) , & \mathcal{S}_2 &= \mathcal{S}_1(1 \rightarrow 2) , \\
\mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_1(1 \rightarrow 3) , & \mathcal{S}_3 &= \mathcal{S}_1(1 \rightarrow 3) ,
\end{aligned} \tag{3.33}$$

şeklindedir.

- **Süpersimetri'de Diferansiyel Bozunum Genişliği**

Tezin bu kısmında, göz önüne alınan bozunum kanalı için diferansiyel bozunum genişliği; yukarıda bahsedilen geçiş genliği kullanılarak, tam teoride yapı faktörlerinin bağlamında, süpersimetrik modeller için bulunmaktadır:

$$\frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Lambda_b}}{16384\pi^5} |V_{tb}V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda(1, r, \hat{s})} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \mathcal{T}_1(\hat{s})z + \mathcal{T}_2(\hat{s})z^2 \right] . \tag{3.34}$$

Denklem (3.34)'de görülen kaligrafik $\mathcal{T}_0(\hat{s})$, $\mathcal{T}_1(\hat{s})$ ve $\mathcal{T}_2(\hat{s})$ fonksiyonları süpersimetrik modellerde aşağıdaki gibi elde edilmektedir:

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_0(\hat{s}) &= 32m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^4 \hat{s}(1+r-\hat{s}) \left(|\mathcal{D}_3|^2 + |\mathcal{E}_3|^2 \right) \\
&\quad + 64m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^3 (1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_3 + \mathcal{D}_3 \mathcal{E}_1^* \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 64m_{\Lambda_b}^2 \sqrt{r} (6m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_1 \right] \\
& + 64m_\ell^2 m_{\Lambda_b}^3 \sqrt{r} \left\{ 2m_{\Lambda_b} \hat{s} \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{E}_3 \right] + (1-r+\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{D}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3 \right] \right\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^2 (2m_\ell^2 + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \left\{ (1-r+\hat{s}) m_{\Lambda_b} \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_2 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{B}_2 \right] \right. \\
& - m_{\Lambda_b} (1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{B}_2 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{B}_1 \right] \\
& \left. - 2\sqrt{r} \left(\operatorname{Re} \left[\mathcal{A}_1^* \mathcal{B}_1 \right] + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s} \operatorname{Re} \left[\mathcal{A}_2^* \mathcal{B}_2 \right] \right) \right\} \\
& + 8m_{\Lambda_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1+r-\hat{s}) + m_{\Lambda_b}^2 \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{A}_1|^2 + |\mathcal{B}_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^4 \left\{ 4m_\ell^2 \left[\lambda + (1+r-\hat{s})\hat{s} \right] + m_{\Lambda_b}^2 \hat{s} \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{A}_2|^2 + |\mathcal{B}_2|^2 \right) \\
& - 8m_{\Lambda_b}^2 \left\{ 4m_\ell^2 (1+r-\hat{s}) - m_{\Lambda_b}^2 \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \right\} \left(|\mathcal{D}_1|^2 + |\mathcal{E}_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v^2 \left\{ -8m_{\Lambda_b} \hat{s} \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_2^* \mathcal{E}_2 \right] + 4(1-r+\hat{s}) \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{D}_2 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_2 \right] \right. \\
& \left. - 4(1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{E}_2 + \mathcal{D}_2^* \mathcal{E}_1 \right] + m_{\Lambda_b} \left[(1-r)^2 - \hat{s}^2 \right] \left(|\mathcal{D}_2|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 \right) \right\} \\
& - 8m_{\Lambda_b}^4 \left\{ 4m_\ell \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{H}_1 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{S}_1 \right] \right. \\
& + (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \left(|\mathcal{G}_1|^2 + |\mathcal{H}_1|^2 \right) \\
& \left. + 4m_{\Lambda_b}^2 \sqrt{r} \hat{s}^2 (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{G}_3^* \mathcal{H}_3 \right] \right\} \\
& - 8m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} \left\{ 2\sqrt{r} (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) (1-r+\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{H}_1^* \mathcal{H}_3 \right] \right. \\
& + 4m_\ell \sqrt{r} (1-r+\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{D}_3^* \mathcal{H}_1 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{S}_1 \right] \\
& + 4m_\ell (1-r-\hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{D}_3^* \mathcal{S}_1 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{H}_1 \right] \\
& + 2(1-r-\hat{s}) (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_1^* \mathcal{G}_3 \right] \\
& \left. - m_{\Lambda_b} \left[(1-r)^2 - \hat{s}(1+r) \right] \left(|\mathcal{H}_1|^2 + |\mathcal{S}_1|^2 \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - 32m_{\Lambda_b}^4 \sqrt{r} \hat{s} \left\{ 2m_\ell \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_1^* \mathcal{S}_1 + \mathcal{E}_1^* \mathcal{H}_1 \right] + (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{G}_1^* \mathcal{H}_1 \right] \right\} \\
& + 8m_{\Lambda_b}^6 \hat{s}^2 \left\{ 4\sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{S}_1 \right] + 2m_{\Lambda_b} \sqrt{r} (1 - r + \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{S}_1^* \mathcal{S}_3 \right] \right. \\
& + 2m_{\Lambda_b} (1 - r - \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{K}_1^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{S}_1^* \mathcal{H}_3 \right] \\
& - (4m_\ell^2 - m_{\Lambda_b}^2 \hat{s}) (1 + r - \hat{s}) \left(|\mathcal{G}_3|^2 + |\mathcal{H}_3|^2 \right) \\
& \left. - 4m_\ell (1 + r - \hat{s}) \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{S}_3 \right] - 8m_\ell \sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{D}_3^* \mathcal{S}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{H}_3 \right] \right\} \\
& + 8m_{\Lambda_b}^8 \hat{s}^3 \left\{ (1 + r - \hat{s}) \left(|\mathcal{H}_3|^2 + |\mathcal{S}_3|^2 \right) + 4\sqrt{r} \operatorname{Re} \left[\mathcal{H}_3^* \mathcal{S}_3 \right] \right\},
\end{aligned} \tag{3.35}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_1(\hat{s}) & = -32m_{\Lambda_b}^4 m_\ell \sqrt{\lambda} v (1 - r) \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{G}_1 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{H}_1 \right) \\
& - 16m_{\Lambda_b}^4 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ 2\operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{D}_1 \right) - 2\operatorname{Re} \left(\mathcal{B}_1^* \mathcal{E}_1 \right) \right. \\
& + 2m_{\Lambda_b} \operatorname{Re} \left(\mathcal{B}_1^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{D}_1 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{E}_1 - \mathcal{A}_1^* \mathcal{E}_2 \right) \\
& + 2m_{\Lambda_b} m_\ell \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{G}_3 - \mathcal{A}_2^* \mathcal{H}_1 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{G}_1 \right) \left. \right\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^5 \hat{s} v \sqrt{\lambda} \left\{ m_{\Lambda_b} (1 - r) \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{E}_2 \right) \right. \\
& + \sqrt{r} \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{D}_1 + \mathcal{A}_1^* \mathcal{D}_2 - \mathcal{B}_2^* \mathcal{E}_1 - \mathcal{B}_1^* \mathcal{E}_2 \right) \\
& - \sqrt{r} m_\ell \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_1^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{B}_1^* \mathcal{H}_3 + \mathcal{A}_2^* \mathcal{G}_1 + \mathcal{B}_2^* \mathcal{H}_1 \right) \left. \right\} \\
& + 32m_{\Lambda_b}^6 m_\ell \sqrt{\lambda} v \hat{s}^2 \operatorname{Re} \left(\mathcal{A}_2^* \mathcal{G}_3 + \mathcal{B}_2^* \mathcal{H}_3 \right),
\end{aligned} \tag{3.36}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}_2(\hat{s}) & = -8m_{\Lambda_b}^4 v^2 \lambda \left(|\mathcal{A}_1|^2 + |\mathcal{B}_1|^2 + |\mathcal{D}_1|^2 + |\mathcal{E}_1|^2 \right) \\
& + 8m_{\Lambda_b}^6 \hat{s} v^2 \lambda \left(|\mathcal{A}_2|^2 + |\mathcal{B}_2|^2 + |\mathcal{D}_2|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 \right).
\end{aligned} \tag{3.37}$$

Farklı SUSY modelleri için kuark seviyesinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi tarafından yönetilen $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı göz önüne alınarak, yukarıda elde edilen diferansiyel bozunum genişliği formülünün (süpersimetrik) ilk kez bu çalışmayla hesaplanmış olması tezin önemini oldukça arttırmaktadır. Uzun uğraşlar ve matematiksel hesaplamalar sonucunda bulunan süpersimetrik bozunum genişliği kullanılarak; diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} gibi fiziksel gözlenebilirler için elde edilen analiz sonuçları tezin “BULGULAR” başlığı altında yer almaktadır. Yapılan bu hesaplamalarda, parçacık kütlelerinin yanı sıra ilk baryonun yaşam ömrü, bazı sabitler ve CKM matris elemanlarına ihtiyaç bulunmakta ve analizlerde kullanılan bu değerler Tablo 3.5 ve Tablo 3.6’da sunulmaktadır [156]. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan temel giriş parametrelerinden $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları yolu ile [149]’da hesaplanmış yapı faktörlerinin değerleri tezin 3.1.1. başlığı altında yer almaktadır.

Tablo 3.5: Nümerik analizlerde kullanılan bazı giriş parametrelerinin değerleri [156].

Bazı Giriş Parametreleri	Değerler
m_e	0.00051 GeV
m_μ	0.1056 GeV
m_τ	1.776 GeV
m_W	80.38 GeV
m_Z	91.2 GeV
m_{Λ_b}	5.620 GeV
m_Λ	1.1156 GeV
m_{Σ_b}	5.807 GeV
m_Σ	1.192 GeV
τ_{Λ_b}	$1.425 \times 10^{-12} s$
τ_{Σ_b}	$1.391 \times 10^{-12} s$
μ_b	5 GeV
μ_W	80.4 GeV
μ_0	160 GeV
\hbar	$6.582 \times 10^{-25} GeVs$
G_F	$1.17 \times 10^{-5} GeV^{-2}$
α_{em}	1/137
$ V_{tb}V_{ts}^* $	0.041

Literatürde; kuark kütlelerinin farklı şemalarda elde edilmiş değerlerinin olduğu görülmekte; tezde ise bunlardan \overline{MS} şemasında hesaplanan kütle değerleri ile pole kütle değerleri kullanılmaktadır. QCD pertürbasyon teorisi için en yaygın kullanılan

Tablo 3.6: Nümerik analizlerde kullanılan kuark kütlelerinin değerleri [156].

Giriş Parametreleri	Değerler
$m_c \overline{MS}$	1.275 GeV
$m_s \overline{MS}$	0.095 ± 0.005 GeV
$m_b \overline{MS}$	4.18 ± 0.03 GeV
$m_t \overline{MS}$	$160^{+4.8}_{-4.3}$ GeV
m_b (pole kütle)	4.8 GeV

renormalizasyon şeması \overline{MS} şeması olarak bilinmektedir. Elektron gibi gözlemlenebilir bir parçacık için propagatördeki kutup konumu parçacığın kütlelerini tanımlamaktadır. QCD’de kuark kütlelerinin bu tanımı pole (kutup) kütle olarak bilinmektedir [158]. Bu bilgiler ışığında belirtmek gerekmektedir ki; kuark kütlelerinin yer aldığı Tablo 3.6’da; pole kütle değeri yalnızca *Standart ve Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişinin analizinde kullanılırken tezde yer alan sonraki çalışmalarda (Standart ve Bir - İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyutlu Modellerde Işınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ Geçışı ile Toprenk-Destekli Teknirenk Modelde Nadir FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçışı) \overline{MS} şemasında hesaplanan kuark kütleleri kullanılmaktadır.*

3.2. STANDART VE BİR - İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUTLU MODELLERDE IŞINIMSAL $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ GEÇİŞİ

Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünü meydana getiren mevcut çalışmada; tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, nadir ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumunun SM ve bir veya iki kompakt boyutlu evrensel ekstra boyutlu modellerde karşılaştırmalı analizleri yapılmaktadır. Ayrıca ekstra boyutların kompaktifikasyon parametresi $1/R$ ’nin farklı değerlerinde, göz önüne alınan fiziksel gözlenebilirler üzerinde SM ve UED modellerinin öngörülleri arasında nasıl sapmaların meydana geldiği incelenmektedir.

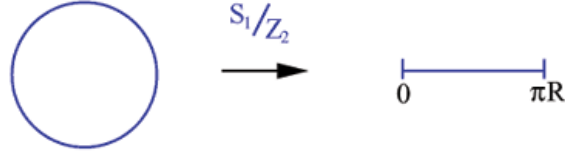
Literatürde, kuark seviyesinde $b \rightarrow s$ geçişine dayalı, farklı Yeni Fizik modellerinin incelendiği pek çok mezonik ve baryonik süreç bulunmaktadır ve bu süreçler hem SM öngörülerinin test edilmesi hem de Yeni Fizik etkilerinin araştırılması için büyük bir önem taşımaktadır. LHC deneylerinin en önemli amaçlarından biri de TeV ölçeğinde var

olabilecek Yeni Fizik modellerini keşfetmektir [159]. Mevcut Parçacık Fiziği deneylerinde Yeni Fizik modellerinin etkileri için doğrudan bir kanıt olmamasına rağmen; bu modellerin etkilerinin görülebileceği ölçek Planck ölçeğinin çok altında olduğundan dolayı, 126 GeV civarında kütle ile Higgs bozonunun keşfedilmesinin ve özelliklerinin hassas bir şekilde ölçülmesinin [12, 13, 160–165] Standart Model Ötesi fiziği keşfetmek için yeni bir pencere açacağı yönündeki düşünceler oldukça yaygındır [166, 167].

Yeni Fizik'in önemli adaylarından biri olarak UED'li modellerde, SM parçacıklarının KK uyarılmalarına Higgs bozonunun üretim ve bozunum süreçleri katkıda bulunabileceğinden [166] dolayı ED'li modelleri araştırmak, yaşanan deneysel gelişmelerle birlikte önemini korumaktadır [168]. Ekstra boyutları araştırma yollarından biri, ağır hadronların bozunumları ile ilgili parametreler üzerinde ED'lerin dolaylı etkilerini incelemektir. Bu bağlamda, tezin bu kısmında, [169]'da $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ geçişi ile ilgili yapılan çalışma genişletilerek, ışıınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ baryonik bozunumu, hem SM hem de bir ve iki boyutlu UED modellerinde çalışılmaktadır. CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından incelenen Λ_b baryon bozunumları üzerindeki deneysel gelişmeler göz önüne alındığında, yakın gelecekte Σ_b baryonunun bozunum kanallarının da deneysel çalışmaların gündeminde olacağı düşünülmektedir.

Literatürde yer alan ED'li modeller göz önüne alındığında; bu modellerin birbirlerinden farklı olmasına neden olan temel özellik, SM'e eklenen boyutların sayısıdır. SM ile kıyaslandığında; UED5 modelinde kompaktifike olmuş ekstra bir evrensel boyut bulunurken, UED6 modelinde evrensel ekstra boyutların sayısı iki olarak görülmektedir. Evrensellikten dolayı; SM parçacıkları, UED'ler içine yayılabilmekte ve aynı zamanda ekstra boyutlarda var olan KK modları ile etkileşebilmektedirler. Bu etkileşmelerin bir sonucu olarak, yeni Feynman diyagramları ortaya çıkmakta ve bu durum, hadronik bozunum kanallarını tanımlayan düşük enerjili Hamiltonyen'lere girilen Wilson katsayılarında değişikliğe (modifikasyona) neden olmaktadır [22, 36, 143, 170].

UED5 modelinde; ekstra boyut, 0'dan $2\pi R$ 'ye değişen 5. koordinat $x_5 = y$ ile S_1/Z_2 orbifolduna kompaktifike olmaktadır (Şekil 3.2). $y = 0$ ve $y = \pi R$ noktaları bu orbifoldun sabit noktalarıdır. Bu modelde, KK parçacıklarının kütleleri kompaktifikasyon skalasının bağlamında $n = 1, 2, \dots$ olmak üzere $m_n^2 = m_0^2 + n^2/R^2$ şeklinde verilmekte ve sıfırdan mod m_0 , SM parçacıklarının kütlelerini temsil etmektedir (model hakkında daha fazla bilgi için [22, 171–178]'e bakınız).

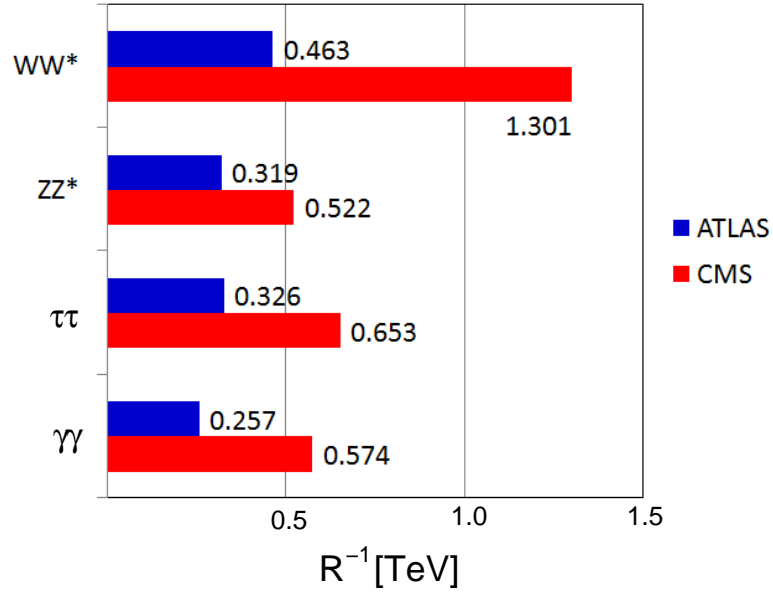


Şekil 3.2: UED5 modelinde orbifold kompaktifikasyonu.

İki Ekstra Boyut'lu modeller; SM'de var olan bazı sorulara cevap verebildiğinden dolayı oldukça cazip görünmektedir [37]. Bu modelde kiral anomalilerin ihlalleri sağ-elli nötrinoların varlığına izin vermekte ve model fermiyon ailelerinin sayısını doğru bir şekilde tahmin ederken [37, 38, 179] aynı zamanda protonun uzun yaşam ömrü için doğal bir açıklama sağlamaktadır [39, 40]. Ayrıca UED6 modelinde, tüm SM alanlarının, $L = \pi R$ kenarlı kiral bir kare üzerine kompaktifike olmuş iki düz ekstra boyuta yayılabildiği varsayılmaktadır [36, 37, 180]. Bu modelde var olan KK parçacıkları, ED'ler boyunca momentum kuantizasyonunu sembolize eden iki pozitif tam sayı k ve l ile belirtilmektedir. Bu parçacıkların kütleleri kompaktifikasyon ölçeğinin bağlamında $M_{k,l} = \sqrt{k^2 + l^2}/R$ formülü ile verilmektedir [37]. UED6 modelinde; birinci KK seviyesindeki parçacıklar KK sayıları $(1, 0)$ ile KK paritesi altında tektir ve parçacık çarpıştırıcılarında sadece çiftler halinde üretilebileceklerdir. Seviye-2'deki parçacıklar KK paritesi altında çifttir ve $(1, 1)$ KK sayısına sahiptir [180]. Bu; üst ve alt kuarkların rezonanslarını içeren işaretlerin tamamen farklı bir set oluşturmasına neden olabilecektir [41, 180]. Seviye-2'deki parçacıkların kütleleri Seviye-1'deki parçacıkların kütlelerinden $\sqrt{2}$ kat daha büyüktür [37]. Bu durum, Seviye-2'deki parçacıkları LHC deneyinde daha kolay erişilebilir hale getirmektedir [41]. Literatürde, UED5 modelinde farklı bozunum kanallarının analizlerinin yapıldığı pek çok çalışma bulunmaktadır [19–35]. Bununla birlikte; UED6 modelinin uygulamalarına yönelik çalışma sayısı nispeten daha azdır ve etkin Hamiltonyen'de yer alan Wilson katsayılarından sadece bir tanesinin UED6 modelinde hesaplanmış olması bu duruma sebep olarak gösterilmektedir. Sonuç olarak; UED6 modelinde sadece C_7^{eff} Wilson katsayısının ifadesi mevcut olduğu için $b \rightarrow s \gamma$ geçişine dayalı ışınımsal kanalları çalışmak mümkün olmaktadır. UED6 model ve onun bazı uygulamaları hakkında daha fazla bilgi için [36–41] bakınız.

Fiziksel gözlenebilirler üzerinde, deneysel veriler ile kuramsal ve fenomenolojik tahminlerin karşılaştırılması sadece bu süreçlere katılan parçacıkların iç yapısı, güçlü etkileşim ve SM'nin diğer parametreleri hakkında değil aynı zamanda NP etkileri hakkında

da yararlı bilgiler elde etmeye yardım ederken, birçok NP senaryosunda var olan parametrelere sınırlamalar koymaya neden olmaktadır. SM ve KK parçacıkları arasındaki etkileşimlerin bir sonucu olarak, etkin Hamiltonyen'e girilen Wilson katsayıları, ekstra boyutun kompaktifasyon ölçeği $1/R$ 'nin fonksiyonları şeklinde ifade edilmektedir. Bu nedenle bu faktöre sınırlama koymak oldukça büyük önem taşımaktadır. Geçmişte, ekstra boyutun $1/R$ kompaktifasyon skalası ve KK modlarının kütleleri üzerine konulan sınırlamalar, sadece fiziksel gözlenebilirler üzerinde mezonic sektördeki teoriksel öngörüler ile deneysel verilerin karşılaştırılması ile yapılmıştır. Ancak tezin daha önceki bölümlerinde bahsedilen FCNC sektöründeki deneysel ilerlemeler sonucunda, günümüzde, söz konusu parametreler üzerinde bilgi elde etmek FCNC baryonik bozunum kanallarında da mümkün hale gelmiştir [19]. Sonuç olarak; kompaktifasyon ölçeği $1/R$ üzerine en düşük sınırlamalar; UED5 ve UED6 modellerinde incelenen farklı FCNC geçişleri, kozmolojik sınırlamalar, elektrozayıf hassalık testleri ve LHC deneyinde Higgs bozununun en son araştırma/keşif sonuçları gibi farklı yaklaşımlar aracılığıyla konulmaktadır [19, 168, 181–187]).



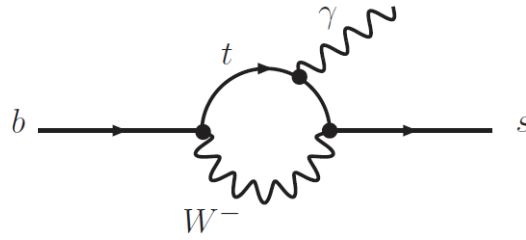
Şekil 3.3: Kompaktifasyon ölçeği üzerinde, %95 C.L.'de, dört farklı Higgs bozunum kanalından kaynaklanan en düşük sınırlar [188].

Şekil 3.3'de kompaktifasyon ölçeği üzerine konulan en son ve en düşük sınırlar; $H^0 \rightarrow WW^*, ZZ^*, \tau\tau$ ve $\gamma\gamma$ bozunum kanallarında ölçülen Higgs bozunum sinyal gücünden elde edilmiştir [188]. %95 güvenilirlik seviyesinde; $1/R$ için ATLAS (CMS) deneyleri tarafından sağlanan en düşük sınırlar WW^* kanalından 463 GeV (1.301 TeV), ZZ^*

kanalından 319 GeV (522 GeV), $\tau\tau$ kanalından 326 GeV (653 GeV) ve $\gamma\gamma$ kanalından 257 GeV (574 GeV) olarak elde edilmiştir.

3.2.1. $b \rightarrow s \gamma$ Geçişi İçin Etkin Hamiltonyen

SM'de ilmek seviyesinde meydana gelen $b \rightarrow s \gamma$ geçişi deneysel olarak ilk kez 1993 yılında, CLEO'da, $B \rightarrow K^* \gamma$ bozunum kanalında gözlemlenmiştir. Tezde gerçekleştirilen çalışmada; kuark yapıları sırasıyla (u, d, b) ve (u, d, s) olan Σ_b ve Σ baryonlarının geçişlerinin göz önüne alındığı $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu da ışınımsal $b \rightarrow s \gamma$ geçişi ile meydana gelmektedir ve bu geçiş Şekil 3.4'de görülen Feynman diyagramı ile temsil edilmektedir.



Şekil 3.4: SM'de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalı için temsili Feynman diyagramı.

Kuark seviyesinde, $b \rightarrow s \gamma$ ve $b \rightarrow s g$ geçişlerini temsil eden genel etkin Hamiltonyen, Wilson katsayıları ve operatörlerin bağlamında SM'de aşağıdaki gibi verilmektedir [143];

$$\mathcal{H}^{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \left[\sum_{i=1}^6 C_i(\mu) O_i(\mu) + C_{7\gamma}(\mu) O_{7\gamma}(\mu) + C_{8G}(\mu) O_{8G}(\mu) \right]. \quad (3.38)$$

Denklem (3.38)'de görülen etkin Hamiltonyen'e girilen operatörlerin tam listesi tezin 3.1.1. Standart Model'de Baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi başlığı altında ayrıntılı olarak verilmektedir. $b \rightarrow s \gamma$ geçişine en uygun katkı manyetik penguin operatörü $O_{7\gamma}$ 'dan gelmektedir ve sonuç olarak $b \rightarrow s \gamma$ geçişi için etkin Hamiltonyen aşağıdaki formda

ifade edilmektedir:

$$\mathcal{H}^{eff}(b \rightarrow s \gamma) = -\frac{G_{Fe}}{4\pi^2\sqrt{2}} V_{tb}V_{ts}^* C_7^{eff}(\mu) \bar{s}\sigma_{\mu\nu} [m_b R + m_s L] \times bF^{\mu\nu}, \quad (3.39)$$

burada C_7^{eff} Wilson katsayısıdır.

3.2.2. Standart ve Bir - İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyutlu Modellerde Wilson Katsayısı

Bu alt bölümde, SM ve bir veya iki ekstra boyutlu UED senaryolarında, Wilson katsayısı C_7^{eff} , de meydana gelen değişiklikler gösterilmektedir. Bir veya iki kompakt ekstra boyut içeren ED'li senaryolarda etkin Hamiltonyen'in formu SM'de olduğu gibi değişmeden kalmakta; fakat Wilson katsayısı C_7^{eff} 'in SM formu, KK parçacıklarının yığın (bulk) içinde hem kendi aralarında hem de SM parçacıkları ile etkileşimleri sonucunda meydana gelen ek Feynman diyagramlarından dolayı değişmektedir.

Wilson katsayısı C_7^{eff} SM'de aşağıdaki gibi verilmektedir [189–192]:

$$C_7^{eff}(\mu_b) = \eta^{\frac{16}{23}} C_7(\mu_W) + \frac{8}{3} \left(\eta^{\frac{14}{23}} - \eta^{\frac{16}{23}} \right) C_8(\mu_W) + C_2(\mu_W) \sum_{i=1}^8 h_i \eta^{a_i}, \quad (3.40)$$

burada

$$\eta = \frac{\alpha_s(\mu_W)}{\alpha_s(\mu_b)}, \quad (3.41)$$

ve

$$\alpha_s(x) = \frac{\alpha_s(m_Z)}{1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(m_Z)}{2\pi} \ln\left(\frac{m_Z}{x}\right)}. \quad (3.42)$$

Denklem (3.42)'de görülen $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ ve $\beta_0 = \frac{23}{3}$ değerindedir. Ayrıca Denklem

(3.40)'da yer alan h_i ve a_i katsayılarının değerleri [190, 191];

$$\begin{aligned} h_i &= \left(\begin{array}{cccc} 2.2996, & -1.0880, & -\frac{3}{7}, & -\frac{1}{14}, \\ -0.6494, & -0.0380, & -0.0186, & -0.0057 \end{array} \right), \\ a_i &= \left(\begin{array}{cccc} \frac{14}{23}, & \frac{16}{23}, & \frac{6}{23}, & -\frac{12}{23}, \\ 0.4086, & -0.4230, & -0.8994, & 0.1456 \end{array} \right), \end{aligned} \quad (3.43)$$

şeklinde verilmektedir.

Denklem (3.40)'da yer alan Wilson katsayıları $C_2(\mu_W)$, $C_7(\mu_W)$ ve $C_8(\mu_W)$ aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$C_2(\mu_W) = 1, \quad C_7(\mu_W) = -\frac{1}{2}D_0'^{SM}(x_t), \quad C_8(\mu_W) = -\frac{1}{2}E_0'^{SM}(x_t), \quad (3.44)$$

burada $x_t = \frac{m_t^2}{m_W^2}$ ile $D_0'^{SM}(x_t)$ ve $E_0'^{SM}(x_t)$ ifadeleri;

$$D_0'^{SM}(x_t) = -\frac{(8x_t^3 + 5x_t^2 - 7x_t)}{12(1-x_t)^3} + \frac{x_t^2(2-3x_t)}{2(1-x_t)^4} \ln x_t, \quad (3.45)$$

$$E_0'^{SM}(x_t) = -\frac{x_t(x_t^2 - 5x_t - 2)}{4(1-x_t)^3} + \frac{3x_t^2}{2(1-x_t)^4} \ln x_t, \quad (3.46)$$

şeklinde verilmektedir.

UED5 modelinde, Wilson katsayısı C_7^{eff} [21, 22, 143, 189–191] referanslarında hesaplanmaktadır. Bu modelde, Wilson katsayısı içindeki her periyodik fonksiyon $F(x_t, 1/R)$ ($F = D'$ veya E'); $F_0(x_t)$ şeklinde bir SM kısmı ve yeni etkileşimlerden gelen kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'nin bağlamında ek bir kısım ile tanımlanmaktadır, yani;

$$F(x_t, 1/R) = F_0(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} F_n(x_t, x_n), \quad (3.47)$$

şeklinde verilmektedir. Burada $x_n = \frac{m_n^2}{m_W^2}$ ve $m_n = \frac{n}{R}$ olarak ifade edilmektedir. m_t , m_W ve m_n sırasıyla üst kuark, W bozonu ve KK parçacıklarının (sıfır-olmayan modlar) kütlelerini

temsil etmektedir. UED5 senaryosunda $D'(x_t, 1/R)$ ve $E'(x_t, 1/R)$ fonksiyonları kompaktifikasyon parametresi $1/R$ 'nin bağlamında aşağıdaki gibi formüle edilmiştir:

$$D'(x_t, 1/R) = D_0'^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} D_n'(x_t, x_n), \quad (3.48)$$

$$E'(x_t, 1/R) = E_0'^{SM}(x_t) + \sum_{n=1}^{\infty} E_n'(x_t, x_n). \quad (3.49)$$

Bu formüllerde KK katkılarını içeren fonksiyonların ifadeleri;

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} D_n'(x_t, x_n) = & \frac{x_t[37 - x_t(44 + 17x_t)]}{72(x_t - 1)^3} \\ & + \frac{\pi m_W R}{12} \left[\int_0^1 dy (2y^{1/2} + 7y^{3/2} + 3y^{5/2}) \coth(\pi m_W R \sqrt{y}) \right. \\ & - \frac{x_t(2 - 3x_t)(1 + 3x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, -1/2) \\ & - \frac{1}{(x_t - 1)^4} \{x_t(1 + 3x_t) + (2 - 3x_t)[1 - (10 - x_t)x_t]\} J(R, 1/2) \\ & - \frac{1}{(x_t - 1)^4} [(2 - 3x_t)(3 + x_t) + 1 - (10 - x_t)x_t] J(R, 3/2) \\ & \left. - \frac{(3 + x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, 5/2) \right], \end{aligned} \quad (3.50)$$

ve

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} E_n'(x_t, x_n) = & \frac{x_t[17 + (8 - x_t)x_t]}{24(x_t - 1)^3} \\ & + \frac{\pi m_W R}{4} \left[\int_0^1 dy (y^{1/2} + 2y^{3/2} - 3y^{5/2}) \coth(\pi m_W R \sqrt{y}) \right. \\ & \left. - \frac{x_t(1 + 3x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, -1/2) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{(x_t - 1)^4} [x_t(1 + 3x_t) - 1 + (10 - x_t)x_t] J(R, 1/2) \\
& - \frac{1}{(x_t - 1)^4} [(3 + x_t) - 1 + (10 - x_t)x_t] J(R, 3/2) \\
& + \frac{(3 + x_t)}{(x_t - 1)^4} J(R, 5/2) \Bigg], \tag{3.51}
\end{aligned}$$

şeklinde verilmektedir ve Denklem (3.50) ve (3.51)'de görülen $J(R, \alpha)$ aşağıdaki gibidir:

$$J(R, \alpha) = \int_0^1 dy y^\alpha [\coth(\pi m_W R \sqrt{y}) - x_t^{1+\alpha} \coth(\pi m_t R \sqrt{y})] . \tag{3.52}$$

İki ekstra boyutlu UED6 modelinde Wilson katsayısı $C_7^{eff}(1/R)$ [36] tarafından aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$C_i^{eff}(\mu) = C_{iSM}^{eff}(\mu) + \Delta C_i^{eff}(\mu) , \quad i = 1, \dots, 8 \tag{3.53}$$

burada

$$\Delta C_i^{eff}(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^n \Delta C_i^{eff(n)}(\mu) , \tag{3.54}$$

ve

$$\Delta C_i^{eff(0)}(\mu_0) = \begin{cases} 0 & i = 1, \dots, 6 \text{ için,} \\ -\frac{1}{2} \sum'_{k,l} A^{(0)}(x_{kl}) & i = 7 \text{ için,} \\ -\frac{1}{2} \sum'_{k,l} F^{(0)}(x_{kl}) & i = 8 \text{ için.} \end{cases} \tag{3.55}$$

Toplam sembolünde görülen üst simge ($'$) KK toplamlarının yalnızca $k \geq 1$ ve $l \geq 0$ yani; $\sum'_{k,l} = \sum_{k \geq 1} \sum_{l \geq 0}$ sınırlandırılmış aralıkları üzerinden çalıştığı anlamına gelmektedir. N_{KK} (5 – 15) aralığında olmak üzere, k ve l için üst limitler; $k + l \leq N_{KK}$ olacak şekilde sınırlandırılmaktadır [36]. Hesaplamalarda kullanılan N_{KK} parametresi, KK modlarının katkılarının toplam sayısını temsil etmektedir [172]. Bu kompaktifikasyonun en yüksek KK seviyesi $N_{KK} = \Lambda R$ [193] ile sabitlenmiştir ve burada Λ ultraviyolede QCD

etkileşmelerinin güçlü hale geldiği bir ölçektir [41]. Bununla birlikte; UED5 $N_{KK} = n$ durumunda, n üzerinden KK toplamları sonsuza yakınsadığından dolayı, KK toplamında N_{KK} 'ya hiçbir bağıllık yoktur. UED6 modelinde ise; KK spektrumunu UED5 durumundan daha yoğun olduğundan KK mod toplamları $N_{KK} \rightarrow \infty$ limitinde ıraksamaktadır. Elektrozayıf gözlenebilirler bir ilmekte dört veya beş boyutta yakınsarken, $d = 6$ durumunda logaritmik olarak ıraksamaya başlamakta ve daha yüksek boyutlarda daha fazla ıraksamaktadır [172]. Bu nedenle UED6 modelinde, bir cut-off (sınır) ölçüğü konulmakta ve sonuç olarak $k + l$ bir üst sınır olmaktadır.

Düşük mertebede (Leading Order-LO) C_7^{eff} Wilson katsayısı içindeki Inami-Lim fonksiyonları aşağıdaki gibi bileşenlere ayrılmaktadırlar:

$$X^{(0)}(x_{kl}) = \sum_{I=W,a,H} X_I^{(0)}(x_{kl}), \quad X = A, F \quad (3.56)$$

burada x_{kl} ;

$$x_{kl} = (k^2 + l^2)/(R^2 m_W^2), \quad (3.57)$$

şeklinde verilmektedir ve $X_{W,a,H}^{(0)}(x_{kl})$ fonksiyonları; Goldstone bozonları $G_{(kl)}^\pm$, W -bozonları $W_{\mu(kl)}^\pm$ ve skaler alanlar $a_{(kl)}^\pm$ ile $W_{H(kl)}^\pm$ olan KK modlarının değişimlerinden meydana gelen katkıları tanımlamaktadır. Bunlar;

$$\begin{aligned} A_W^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(6((x_t - 3)x_t + 3)x_{kl}^2 - 3(5(x_t - 3)x_t + 6)x_{kl} + x_t(8x_t + 5) - 7)}{12(x_t - 1)^3} \\ &+ \frac{1}{2}(x_{kl} - 2)x_{kl}^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl} + 1}\right) \\ &- \frac{(x_{kl} + x_t)^2(x_{kl} + 3x_t - 2)}{2(x_t - 1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl} + x_t}{x_{kl} + 1}\right), \end{aligned} \quad (3.58)$$

$$\begin{aligned}
F_W^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(-6((x_t-3)x_t+3)x_{kl}^2-3((x_t-3)x_t+6)x_{kl}+(x_t-5)x_t-2)}{4(x_t-1)^3} \\
&- \frac{3}{2}(x_{kl}+1)x_{kl}^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right) \\
&+ \frac{3(x_{kl}+1)(x_{kl}+x_t)^2}{2(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right),
\end{aligned} \tag{3.59}$$

$$\begin{aligned}
A_a^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(6x_{kl}^2-3(x_t(2x_t-9)+3)x_{kl}+(29-7x_t)x_t-16)}{36(x_t-1)^3} \\
&- \frac{(x_{kl}+3x_t-2)(x_t+x_{kl}((x_{kl}-x_t+4)x_t-1))}{6(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right) \\
&- \frac{1}{6}(x_{kl}-2)x_{kl} \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right),
\end{aligned} \tag{3.60}$$

$$\begin{aligned}
F_a^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(-6x_{kl}^2+(6x_t^2-9x_t-9)x_{kl}+(7-2x_t)x_t-11)}{12(x_t-1)^3} \\
&+ \frac{(x_{kl}+1)(x_t+x_{kl}((x_{kl}-x_t+4)x_t-1))}{2(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right) \\
&+ \frac{1}{2}x_{kl}(x_{kl}+1) \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right),
\end{aligned} \tag{3.61}$$

$$\begin{aligned}
A_H^{(0)}(x_{kl}) &= \frac{x_t(6(x_t^2-3x_t+3)x_{kl}^2-3(3x_t^2-9x_t+2)x_{kl}-7x_t^2+29x_t-16)}{36(x_t-1)^3} \\
&- \frac{(x_{kl}+1)(x_{kl}^2+(4x_t-2)x_{kl}+x_t(3x_t-2))}{6(x_t-1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl}+x_t}{x_{kl}+1}\right) \\
&+ \frac{1}{6}x_{kl}(x_{kl}^2-x_{kl}-2) \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl}+1}\right),
\end{aligned} \tag{3.62}$$

ve

$$\begin{aligned}
F_H^{(0)}(x_{kl}) &= -\frac{x_t (6(x_t^2 - 3x_t + 3)x_{kl}^2 + 3(3x_t^2 - 9x_t + 10)x_{kl} + 2x_t^2 - 7x_t + 11)}{12(x_t - 1)^3} \\
&- \frac{1}{2}x_{kl}(x_{kl} + 1)^2 \ln\left(\frac{x_{kl}}{x_{kl} + 1}\right) \\
&+ \frac{(x_{kl} + x_t)(x_{kl} + 1)^2}{2(x_t - 1)^4} \ln\left(\frac{x_{kl} + x_t}{x_{kl} + 1}\right),
\end{aligned} \tag{3.63}$$

formülleri ile verilmektedir.

3.2.3. Geçiş Genliği, Matris Elemanı, Yapı Faktörleri ve Bozunum Genişliği

$b \rightarrow s$ γ geçişinin genliği; söz konusu geçişi temsil eden etkin Hamiltonyen'in ilk ve son baryonik durumlar arasında sıkıştırılması ile elde edilmektedir;

$$\mathcal{M}^{(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma)} = \langle \Sigma(p_\Sigma) | \mathcal{H}^{eff} | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle, \tag{3.64}$$

burada p_Σ ve p_{Σ_b} sırasıyla Σ ve Σ_b baryonlarının momentumlarıdır. Hesaplamalara devam edebilmek için; iki yapı faktörü f_2^T ve g_2^T 'nin bağlamında tanımlanan aşağıdaki geçiş matris elemanına ihtiyaç duyulmaktadır:

$$\begin{aligned}
\langle \Sigma(p_\Sigma) | \bar{s} \sigma_{\mu\nu} q^\nu (g_V + \gamma_5 g_A) b | \Sigma_b(p_{\Sigma_b}) \rangle \\
= \bar{u}_\Sigma(p_\Sigma) \sigma_{\mu\nu} q^\nu \left(g_V f_2^T(0) + \gamma_5 g_A g_2^T(0) \right) u_{\Sigma_b}(p_{\Sigma_b}), \tag{3.65}
\end{aligned}$$

burada $g_V = 1 + m_s/m_b$ ve $g_A = 1 - m_s/m_b$ şeklinde verilmektedir. Ayrıca Denklem (3.65)'de görülen \bar{u}_Σ ve u_{Σ_b} sırasıyla Σ ve Σ_b baryonlarının spinörleridir.

Daha önce de bahsedildiği gibi, tam teoride ışık konik QCD toplam kuralları yolu ile hesaplanmış yapı faktörlerinin değerleri nümerik analizlerde temel giriş parametreleri olarak kullanılmaktadır. Σ_b baryonunun Σ baryonuna yarıleptonik geçişi için [194]'de bulunan ve mevcut çalışmanın analizinde göz önüne alınan yapı faktörlerinin değerleri Tablo 3.7'de sunulmaktadır.

Tablo 3.7: Yapı faktörleri $f_2^T(0)$ ve $g_2^T(0)$ 'nin değerleri [194].

$q^2 = 0$ 'da Yapı Faktörleri	
$f_2^T(0)$	0.13 ± 0.04
$g_2^T(0)$	0.086 ± 0.024

Verilen bilgiler ışığında, söz konusu bozunum kanalının nümerik analizlerinin yapılabilmesi amacıyla, toplam bozunum genişliğinin bulunarak dallanma oranının hesaplanması gerekmektedir. Bu doğrultuda, yukarıda belirtilen yapı faktörleri bağlamındaki geçiş matris elemanları kullanılarak, $1/R$ 'ye bağlı toplam bozunum genişliği aşağıdaki şekilde elde edilmektedir:

$$\Gamma_{(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma)}(1/R) = \frac{G_F^2 \alpha_{em} |V_{tb} V_{ts}^*|^2 m_b^2}{64\pi^4} |C_7^{eff}(1/R)|^2 \left(\frac{m_{\Sigma_b}^2 - m_{\Sigma}^2}{m_{\Sigma_b}} \right)^3 \times \left(g_V^2 |f_2^T(0)|^2 + g_A^2 |g_2^T(0)|^2 \right). \quad (3.66)$$

Denklem (3.66) kullanılarak; $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalının analizlerinden elde edilen sonuçlar, SM tahminleri ile karşılaştırılmakta ve kompaktifikasyon ölçeğinin farklı değerlerinde UED modellerinin tahminlerinin SM öngörülerinden gösterdikleri sapmalar grafikler yardımıyla incelenmektedir. Bozunum genişliği ve dallanma oranını nümerik olarak analiz etmek için, Tablo 3.5 ve Tablo 3.6'da sunulan bazı giriş parametrelerine ihtiyaç duyulmaktadır. Ayrıca ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla twist 8 dalga fonksiyonuna kadar hesaplanmış yapı faktörlerinin değerleri de temel giriş parametreleri olarak kullanılmaktadır (Tablo 3.7). Yapılan analizler aracılığıyla elde edilen tüm sonuçlar tezin "BULGULAR" bölümünde yer almaktadır.

3.3. TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE NADİR FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİ

Tezde yer alan son çalışmada; Toprenk-Destekli Teknirenk (TC2) modelde yarıleptonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının analizi yapılmaktadır. Göz önüne alınan bozunum

kanalı ile ilgili olarak; bozunum genişliği, dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} gibi fiziksel gözlenebilirler hesaplanmakta ve TC2 model için elde edilen sonuçların SM tahminleri ile aralarındaki farklılıklar araştırılmaktadır. Ayrıca, ek olarak $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ kanalında daha önce bahsedilen deneysel gelişmeler ışığında bulunan deneysel datalar; fenomenolojik hesaplamalar aracılığıyla elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmaktadır.

Tezin ‘‘Genel Kısımlar’’ bölümünde; Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk modellerinden 2.4.2. *Teknirenk ve Toprenk-Destekli Teknirenk* başlığı altında bahsedilmektedir. Ancak; bu modellerin önemini daha iyi bir şekilde vurgulamak için teknik açıdan daha ayrıntılı bir şekilde incelenmeleri gerekmektedir. Daha önceden de bahsedildiği gibi; TC2 model, hem Higgs senaryosuna hem de ~ 1 TeV’e yakın ölçekte üçüncü aile için toprenk etkileşmelerine bir alternatif olarak dinamik EWSB mekanizmasından sorumlu olan TC etkileşmelerini birleştirmesi sebebiyle cazip bir düzen oluşturmaktadır. Bu model; elektrozaıf ve çeşni simetri kırınım mekanizmalarına ve aynı zamanda üst kuarkın büyük kütesine bir açıklama sağlamaktadır. Ayrıca model, kuvvelice çiftlenmiş sözde (pseudo)-Nambu- Goldstone bozonlarının bir üçlüsü (triplet); üst (top) kuark kütle ölçeğine yakın yüksüz-yüklü ‘‘top-pionlar’’ ($\pi_t^{0,\pm}$), bir izospin-teklisi (singlet) bozon; yüksüz ‘‘top-Higgs’’ (h_t^0) ve evrensel-olmayan ayar bozonu (Z') ismi verilen parçacıkların varlığını öngörmektedir. Bu yeni parçacıkların değiş-tokuşu; SM’de görülen Wilson katsayılarında değişime neden olacak Çeşni-Değişim (Flavor-Changing/FC) etkilerini üretmektedir [114].

Top-pionların fermiyonlara Çeşni-Köşegen (Flavor-Diagonal/FD) bağlaşımları [114, 115, 195–197];

$$\begin{aligned} & \frac{m_t^*}{\sqrt{2}F_\pi} \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left[i\bar{t}\gamma^5 t \pi_t^0 + \sqrt{2}\bar{t}_R b_L \pi_t^+ + \sqrt{2}\bar{b}_L t_R \pi_t^- \right] \\ & + \frac{m_b^*}{\sqrt{2}F_\pi} \left[i\bar{b}\gamma^5 b \pi_t^0 + \sqrt{2}\bar{t}_L b_R \pi_t^+ + \sqrt{2}\bar{b}_R t_L \pi_t^- \right] + \frac{m_l}{v} \bar{l}\gamma^5 l \pi_t^0, \end{aligned} \quad (3.67)$$

olarak tanımlanmaktadır. Burada $m_t^* = m_t(1 - \varepsilon)$ ve $m_b^* = m_b - 0.1 \varepsilon m_t$ sırasıyla, toprenk etkileşimlerinden meydana gelen üst (top) ve alt (bottom) kuarkların kütlelerini göstermektedir. Denklemden yer alan F_π ; Pagels-Stokar formülünden hesaplanan fiziksel top-pion bozunum sabitidir. $v_w = v/\sqrt{2} = 174$ GeV değeri ile verilmektedir ve burada v Higgs alanının vakum beklenen değeri olarak tanımlanmaktadır. $\frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w}$ çarpanı Goldstone bozonları (tekni-pionlar) ve top-pionlar arasındaki karışım etkilerini temsil

etmektedir.

Top-pionların kuarklara FC bağlaşımları [198–200];

$$\frac{m_t^*}{\sqrt{2}F_\pi} \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left[iK_{UR}^{tc} K_{UL}^{tt*} \bar{l}_{LCR} \pi_t^0 + \sqrt{2} K_{UR}^{tc*} K_{DL}^{bb} \bar{c}_R b_L \pi_t^+ + \sqrt{2} K_{UR}^{tc} K_{DL}^{bb*} \bar{b}_{LCR} \pi_t^- \right. \\ \left. + \sqrt{2} K_{UR}^{tc*} K_{DL}^{ss} \bar{l}_{RSL} \pi_t^+ + \sqrt{2} K_{UR}^{tc} K_{DL}^{ss*} \bar{s}_{LlR} \pi_t^- \right], \quad (3.68)$$

olarak yazılmaktadır. Denklemden görülen $K_{UL(R)}$ ve $K_{DL(R)}$ sırasıyla aşağı-tip sol ve sağ elli kuarklar için yukarı-kuark ve aşağı-kuark kütle matrisleri M_U ve M_D 'yi köşegenleştiren dönme matrisleridir. Bağlaşım parametrelerinin değerleri ise aşağıdaki gibi verilmektedir;

$$K_{UL}^{tt} \approx K_{DL}^{bb} \approx K_{DL}^{ss} \approx 1, \quad K_{UR}^{tc} \leq \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2}. \quad (3.69)$$

Yeni ayar bozonu Z' 'in fermiyonlara FD bağlaşımları [114, 115, 195–198];

$$\mathcal{L}_{Z'}^{FD} = -\sqrt{4\pi K_1} \left\{ Z'_\mu \left[\frac{1}{2} \bar{\tau}_L \gamma^\mu \tau_L - \bar{\tau}_R \gamma^\mu \tau_R + \frac{1}{6} \bar{l}_L \gamma^\mu l_L + \frac{1}{6} \bar{b}_L \gamma^\mu b_L + \frac{2}{3} \bar{l}_R \gamma^\mu l_R \right. \right. \\ \left. - \frac{1}{3} \bar{b}_R \gamma^\mu b_R \right] - \tan^2 \theta' Z'_\mu \left[\frac{1}{6} \bar{s}_L \gamma^\mu s_L - \frac{1}{3} \bar{s}_R \gamma^\mu s_R - \frac{1}{2} \bar{\mu}_L \gamma^\mu \mu_L - \bar{\mu}_R \gamma^\mu \mu_R \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \right] \left. \right\}, \quad (3.70)$$

ile verilmektedir. Burada K_1 bağlaşım sabitidir ve (0.3 - 1) bölgesinde alınmaktadır. θ' karışım açısıdır ve sıradan hiper yük ayar bağlaşım sabiti g_1 ile $\tan \theta' = \frac{g_1}{\sqrt{4\pi K_1}}$ olarak formüle edilmektedir.

Evrensel-olmayan Z' ayar bozonunun fermiyonlara FC bağlaşımları aşağıdaki gibi yazılmaktadır [201];

$$\mathcal{L}_{Z'}^{FC} = -\frac{g_1}{2} \cot \theta' Z'^\mu \left\{ \frac{1}{3} D_L^{bb} D_L^{bs*} \bar{s}_L \gamma_\mu b_L - \frac{2}{3} D_R^{bb} D_R^{bs*} \bar{s}_R \gamma_\mu b_R + \text{h.c.} \right\}, \quad (3.71)$$

burada D_L ve D_R sırasıyla; aşağı-tip sol ve sağ elli kuarkların kütlelerinden biri için zayıf-özdeğer dönüşüm matrisleridir.

Tezin bu alt bölümünde TC2 senaryosu ayrıntılı bir şekilde tanıtıldıktan sonra; söz konusu geçiş için, Wilson katsayılarını içeren etkin Hamiltonyen'in yanı sıra yapı faktörlerinin bağlamında geçiş matris elemanları ve geçiş genliği sunulmakta, son olarak TC2 modelde diferansiyel bozunum genişliği hesaplanmaktadır.

3.3.1. Toprenk-Destekli Teknirenk Modelde Etkin Hamiltonyen ve Wilson Katsayıları

TC2 modelinde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için etkin Hamiltonyen ve bu etkin Hamiltonyen'de yer alan Wilson katsayılarının fonksiyonları verilmeden önce; modelin SM ile karşılaştırıldığında neden olduğu değişiklikleri vurgulayabilmek için bu niceliklerin SM'deki ifadelerinin bilinmesi gerekmektedir. Tezin "Malzeme ve Yöntem" bölümünü meydana getiren ilk çalışmada söz konusu geçiş için SM etkin Hamiltonyen'i Denklem (3.8) ile verilmektedir. Bu denklemde yer alan Wilson katsayısı C_7^{eff} 'in SM fonksiyonları yine tezin "Malzeme ve Yöntem" bölümünde yer alan 3.2.2. *Standart ve Bir - İki Boyutlu Evrensel Ekstra Boyutlu Modellerde Wilson Katsayısı* başlığı altında (3.40-3.46) denklemleri ile sunulmaktadır. Denklem (3.8)'de geriye kalan Wilson katsayılarından C_9^{eff} ve C_{10} 'un SM fonksiyonları ise sırasıyla aşağıda verilmektedir.

- C_9^{eff} Wilson Katsayısı

SM'de C_9^{eff} aşağıdaki gibi ifade edilmektedir [190, 191];

$$\begin{aligned} C_9^{eff}(s') &= C_9^{NDR} \eta(s') + h(z, s') (3C_1 + C_2 + 3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6) \\ &\quad - \frac{1}{2} h(1, s') (4C_3 + 4C_4 + 3C_5 + C_6) \\ &\quad - \frac{1}{2} h(0, s') (C_3 + 3C_4) + \frac{2}{9} (3C_3 + C_4 + 3C_5 + C_6) , \end{aligned} \quad (3.72)$$

burada q^2 ; $4m_l^2 \leq q^2 \leq (m_{\Lambda_b} - m_\Lambda)^2$ aralığında olmak üzere $s' = \frac{q^2}{m_b^2}$ ile verilmektedir. Denklemde yer alan C_9^{NDR} ; NDR, Saf Boyutlu Düzenleştirme (Naive Dimensional Regularization) şeması olmak üzere aşağıdaki gibidir:

$$C_9^{NDR} = P_0^{NDR} + \frac{Y^{SM}}{\sin^2 \theta_W} - 4Z^{SM} + P_E E^{SM} , \quad (3.73)$$

burada $P_0^{NDR} = 2.60 \pm 0.25$, $\sin^2 \theta_W = 0.23$, $Y^{SM} = 0.98$ ve $Z^{SM} = 0.679$ değerlerindedir [190–192].

Denklem (3.73)'deki son terim; P_E 'nin değerinin çok küçük olması sebebiyle ihmal edilmektedir. Ayrıca Denklem (3.72)'de yer alan $\eta(\hat{s}')$ 'in tanımı;

$$\omega(\hat{s}') = -\frac{2}{9}\pi^2 - \frac{4}{3}\text{Li}_2(\hat{s}') - \frac{2}{3}\ln \hat{s}' \ln(1 - \hat{s}') - \frac{5 + 4\hat{s}'}{3(1 + 2\hat{s}')} \ln(1 - \hat{s}') - \frac{2\hat{s}'(1 + \hat{s}')(1 - 2\hat{s}')}{3(1 - \hat{s}')^2(1 + 2\hat{s}')} \ln \hat{s}' + \frac{5 + 9\hat{s}' - 6\hat{s}'^2}{6(1 - \hat{s}')(1 + 2\hat{s}')}, \quad (3.74)$$

ile

$$\eta(\hat{s}') = 1 + \frac{\alpha_s(\mu_b)}{\pi} \omega(\hat{s}'), \quad (3.75)$$

şeklinde verilmektedir.

Denklem (3.72)'de görülen $h(y, \hat{s}')$ fonksiyonu aşağıdaki forma sahiptir:

$$h(y, \hat{s}') = -\frac{8}{9} \ln \frac{m_b}{\mu_b} - \frac{8}{9} \ln y + \frac{8}{27} + \frac{4}{9}x - \frac{2}{9}(2+x)|1-x|^{1/2} \begin{cases} \left(\ln \left| \frac{\sqrt{1-x}+1}{\sqrt{1-x}-1} \right| - i\pi \right), & x \equiv \frac{4z^2}{\hat{s}'} < 1 \text{ için} \\ 2 \arctan \frac{1}{\sqrt{x-1}}, & x \equiv \frac{4z^2}{\hat{s}'} > 1 \text{ için} \end{cases}, \quad (3.76)$$

burada $y = 1$ veya $y = z = \frac{m_c}{m_b}$ ve

$$h(0, \hat{s}') = \frac{8}{27} - \frac{8}{9} \ln \frac{m_b}{\mu_b} - \frac{4}{9} \ln \hat{s}' + \frac{4}{9} i\pi, \quad (3.77)$$

olarak ifade edilmektedir.

C_j ($j=1, \dots, 6$) katsayıları $\mu_b = 5$ GeV ölçeğinde [192]:

$$C_j = \sum_{i=1}^8 k_{ji} \eta^{a_i} \quad (j = 1, \dots, 6), \quad (3.78)$$

şeklinde verilmektedir. Bu denklemde yer alan k_{ji} sabitleri;

$$\begin{aligned}
k_{1i} &= (0, 0, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0, 0, 0, 0), \\
k_{2i} &= (0, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0, 0, 0), \\
k_{3i} &= (0, 0, -\frac{1}{14}, \frac{1}{6}, 0.0510, -0.1403, -0.0113, 0.0054), \\
k_{4i} &= (0, 0, -\frac{1}{14}, -\frac{1}{6}, 0.0984, 0.1214, 0.0156, 0.0026), \\
k_{5i} &= (0, 0, 0, 0, -0.0397, 0.0117, -0.0025, 0.0304), \\
k_{6i} &= (0, 0, 0, 0, 0.0335, 0.0239, -0.0462, -0.0112).
\end{aligned} \tag{3.79}$$

değerlerine sahiptir.

- C_{10} Wilson Katsayısı

SM'de ölçekten bağımsız olan C_{10} aşağıdaki yapıda verilmektedir:

$$C_{10} = -\frac{Y^{SM}}{\sin^2 \theta_W}. \tag{3.80}$$

TC2 modelde $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ geçişi için etkin Hamiltonyen [120]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{TC2}^{eff} &= \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left[\tilde{C}_9^{eff} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + \tilde{C}_{10} \bar{s} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell \right. \\
&\quad - 2m_b \tilde{C}_7^{eff} \frac{1}{q^2} \bar{s} i \sigma_{\mu\nu} q^\nu (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma^\mu \ell + C_{Q_1} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \ell \\
&\quad \left. + C_{Q_2} \bar{s} (1 + \gamma_5) b \bar{\ell} \gamma_5 \ell \right], \tag{3.81}
\end{aligned}$$

ile verilmektedir. Burada \tilde{C}_7^{eff} , \tilde{C}_9^{eff} , \tilde{C}_{10} , C_{Q_1} ve C_{Q_2} yeni Wilson katsayılarıdır. \tilde{C}_7^{eff} , \tilde{C}_9^{eff} ve \tilde{C}_{10} ; hem SM hem de TC2 modellerinden gelen katkıları içermektedir. Evrensel-olmayan ayar bozonu Z' ; \tilde{C}_9^{eff} ve \tilde{C}_{10} Wilson katsayılarına katkılar verirken, yüklü top-pionlar π_t^\pm yalnızca \tilde{C}_7^{eff} Wilson katsayısına katkı vermektedir. Aşağıda ilk olarak, TC2 modelde, Denklem (3.40)'a girilen Wilson katsayıları $C_7(\mu_W)$ ve $C_8(\mu_W)$ 'nin açık ifadeleri sunulmaktadır. TC2 modelde yeni fotonik -ve gluonik- penguen diyagramları; birim-yüklü skaler (π_1^\pm , π_8^\pm ve π_t^\pm) çizgileri ile SM penguen diyagramlarındaki içsel W^\pm çizgilerinin yer değiştirmeleri ile meydana gelmektedir (daha

fazla bilgi için, Ref. [117] bakınız). Tüm bu bilgiler ışığında, TC2 modelde, $\tilde{C}_7(\mu_W)$ ve $\tilde{C}_8(\mu_W)$ Wilson katsayıları aşağıdaki formlara sahiptir [120, 202]:

$$\tilde{C}_7(\mu_W) = -\frac{1}{2}D_0'^{TC2tot}(x_t, z_t), \quad \tilde{C}_8(\mu_W) = -\frac{1}{2}E_0'^{TC2tot}(x_t, z_t), \quad (3.82)$$

burada $z_t = m_t^{*2}/m_{\pi_t^\pm}^2$ ile

$$\begin{aligned} D_0'^{TC2tot}(x_t, z_t) &= D_0'^{SM}(x_t) + D_0'^{TC2}(z_t), \\ E_0'^{TC2tot}(x_t, z_t) &= E_0'^{SM}(x_t) + E_0'^{TC2}(z_t), \end{aligned} \quad (3.83)$$

ve

$$\begin{aligned} D_0'^{TC2}(z_t) &= \frac{1}{8\sqrt{2}G_F F_\pi^2} \left[-\frac{22 - 53z_t + 25z_t^2}{18(1-z_t)^3} - \frac{3z_t - 8z_t^2 + 4z_t^3}{3(1-z_t)^4} \log[z_t] \right], \\ E_0'^{TC2}(z_t) &= \frac{1}{8\sqrt{2}G_F F_\pi^2} \left[-\frac{5 - 19z_t + 20z_t^2}{6(1-z_t)^3} + \frac{z_t^2 - 2z_t^3}{(1-z_t)^4} \log[z_t] \right]. \end{aligned} \quad (3.84)$$

TC2 modelde; Denklem (3.72)'deki C_9^{NDR} , ye girilen Y^{SM} and Z^{SM} , e, evrensel-olmayan ayar bozonu Z' 'dan yeni katkılar gelmektedir [120] ve TC2 modelde \tilde{C}_9^{NDR} :

$$\tilde{C}_9^{NDR} = P_0^{NDR} + \frac{Y^{TC2tot}(y_t)}{\sin^2 \theta_W} - 4Z^{TC2tot}(y_t), \quad (3.85)$$

ile verilmektedir. Burada;

$$\begin{aligned} Y^{TC2tot}(y_t) &= Y^{SM} + Y^{TC2}(y_t), \\ Z^{TC2tot}(y_t) &= Z^{SM} + Z^{TC2}(y_t), \end{aligned} \quad (3.86)$$

şeklindedir.

$Y^{TC2}(y_t)$ ve $Z^{TC2}(y_t)$ fonksiyonları e veya μ 'nun son lepton olduğu durumlarda aşağıdaki gibi ifade edilmektedir [119, 120]:

$$Y^{TC2}(y_t) = Z^{TC2}(y_t) = \frac{-\tan^2 \theta' M_Z^2}{M_{Z'}^2} [K_{ab}(y_t) + K_c(y_t) + K_d(y_t)], \quad (3.87)$$

burada $y_t = m_t^{*2}/m_W^2$ şeklinde verilmektedir. Son leptonik durum olarak τ parçacığı için, yukarıdaki denklemde yer alan $-\tan^2 \theta'$ çarpanı 1 ile yer değiştirmektedir. Ayrıca Denklem (3.87)'deki fonksiyonlar aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [203]:

$$\begin{aligned} K_{ab}(y_t) &= \frac{8}{3}(\tan^2 \theta' - 1) \frac{F_1(y_t)}{(v_d + a_d)}, \\ K_c(y_t) &= \frac{16F_2(y_t)}{3(v_u - a_u)} - \frac{8F_3(y_t)}{3(v_u + a_u)}, \\ K_d(y_t) &= \frac{16F_4(y_t)}{3(v_u - a_u)} + \frac{8F_5(y_t)}{3(v_u + a_u)}, \end{aligned} \quad (3.88)$$

burada

$$\begin{aligned} F_1(y_t) &= -\left[0.5(Q-1)\sin^2 \theta_W + 0.25\right] \left\{ y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t/(y_t-1) \right. \\ &\quad - y_t \left[0.5 \left(-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) \right) + 0.75 \right. \\ &\quad \left. \left. - 0.5 \left(x^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - 1/(y_t-1) \right) \right] \right\} \left[(1+y_t)/(y_t-2) \right], \\ F_2(y_t) &= \left(0.5Q \sin^2 \theta_W - 0.25 \right) \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - 2y_t \ln(y_t)/(y_t-1)^2 + y_t/(y_t-1) \right], \\ F_3(y_t) &= -Q \sin^2 \theta_W \left[y_t/(y_t-1) - y_t \ln(y_t)/(y_t-1)^2 \right], \\ F_4(y_t) &= 0.25 \left(4 \sin^2 \theta_W / 3 - 1 \right) \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t - y_t/(y_t-1) \right], \\ F_5(y_t) &= -0.25Q \sin^2 \theta_W y_t \left[-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) + 1 - y_t \ln(y_t)/(y_t-1) \right] \\ &\quad - \sin^2 \theta_W / 6 \left[y_t^2 \ln(y_t)/(y_t-1)^2 - y_t - y_t/(y_t-1) \right], \end{aligned} \quad (3.89)$$

şeklinde verilmektedir. u ve d sırasıyla yukarı ve aşağı tip kuarkları temsil etmek üzere; $a_{u,d} = I_3$, $v_{u,d} = I_3 - 2Q_{u,d} \sin^2 \theta_W$ ile ifade edilmektedir.

TC2 model etkin Hamiltonyen'inde görülen C_{Q_1} ve C_{Q_2} Wilson katsayıları; nadir bozunumlara katkı veren yüksüz top-pion π_t^0 ve top-Higgs h_t^0 parçacıklarından kaynaklanmaktadır. TC2 modelde C_{Q_1} katsayısı [119];

$$C_{Q_1} = \frac{\sqrt{v_w^2 - F_\pi^2}}{v_w} \left(\frac{m_b^* m_t v}{2\sqrt{2}\sin^2\theta_w F_\pi m_{h_t^0}^2} C_0(x_t) + \frac{V_{ts} m_t m_b^* M_W^2}{4\sqrt{2}g_2^4 F_\pi^2 m_{h_t^0}^2} C(x_s) \right), \quad (3.90)$$

ile formüle edilmektedir. Denklemden yer alan Inami-Lim fonksiyonu $C_0(x_t)$ aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [192]:

$$C_0(x_t) = \frac{x_t}{8} \left[\frac{x_t - 6}{x_t - 1} + \frac{3x_t + 2}{(x_t - 1)^2} \ln x_t \right]. \quad (3.91)$$

Ayrıca Denklem (3.90)'da görülen $C(x_s)$ fonksiyonu [120]:

$$\begin{aligned} F_6(x_s) = & - \left[0.5(Q - 1) \sin^2 \theta_W + 0.25 \right] \left\{ x_s^2 \ln(x_s)/(x_s - 1)^2 - x_s/(x_s - 1) \right. \\ & - x_s \left[0.5 \left(-0.5772 + \ln(4\pi) - \ln(M_W^2) \right) + 0.75 - 0.5 \left(x^2 \ln(x_s)/(x_s - 1)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - 1/(x_s - 1) \right) \right] \left. \right\}, \quad (3.92) \end{aligned}$$

ile

$$C(x_s) = \frac{F_6(x_s)}{-[0.5(Q - 1) \sin^2 \theta_W + 0.25]}, \quad (3.93)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada $x_s = m_t^{*2}/m_{\pi_t^0}^2$ ve g_2 , $SU(2)$ bağlaşım sabitidir. Fermiyonlar ile yüksüz top-Higgs bağlaşımları γ_5 çarpanı ile yüksüz top-pionlardan farklı olduğundan dolayı, C_{Q_2} 'nin formu skaler parçacıkların kütleleri hariç C_{Q_1} ile aynı olmaktadır [119].

3.3.2. $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ İçin Geçiş Genliği ve Matris Elemanları

$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu için geçiş genliği; etkin Hamiltonyen ilk ve son baryonik durumlar arasında sıkıştırılarak elde edilmektedir:

$$\mathcal{M}_{TC2}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} = \langle \Lambda(p_\Lambda) | \mathcal{H}_{TC2}^{eff} | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle. \quad (3.94)$$

Yukarıdaki geçiş genliğini hesaplamak için, tam QCD'de on iki yapı faktörünün bağlamında tanımlanan geçiş matris elemanlarına ihtiyaç duyulmaktadır. Tezin 3.1.1. başlığı altında Denklem (3.10) ve (3.11)'de verilen SM geçiş matris elemanlarının yanı sıra TC2 modelde ortaya çıkan yeni geçiş matris elemanı:

$$\begin{aligned} \langle \Lambda(p_\Lambda) | \bar{s}(1 + \gamma_5)b | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle = & \frac{1}{m_b} \bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) \left[\not{q} f_1(q^2) + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu f_2(q^2) + q^2 f_3(q^2) \right. \\ & \left. - \not{q} \gamma_5 g_1(q^2) - i q^\mu \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^\nu g_2(q^2) - q^2 \gamma_5 g_3(q^2) \right] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}), \end{aligned} \quad (3.95)$$

şeklindedir.

Yukarıda ve önceki bölümde (3.1.1.) tanımlanan geçiş matris elemanları kullanılarak TC2 modelde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunumu için geçiş genliği aşağıdaki gibi bulunmaktadır:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{TC2}^{\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-} = & \frac{G_F \alpha_{em} V_{tb} V_{ts}^*}{2\sqrt{2}\pi} \left\{ \right. \\ & \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\gamma_\mu [\mathcal{A}_1^{TC2} R + \mathcal{B}_1^{TC2} L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{A}_2^{TC2} R + \mathcal{B}_2^{TC2} L] \right. \\ & \left. + q^\mu [\mathcal{A}_3^{TC2} R + \mathcal{B}_3^{TC2} L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \ell) \\ & + \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\gamma_\mu [\mathcal{D}_1^{TC2} R + \mathcal{E}_1^{TC2} L] + i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{D}_2^{TC2} R + \mathcal{E}_2^{TC2} L] \right. \\ & \left. + q^\mu [\mathcal{D}_3^{TC2} R + \mathcal{E}_3^{TC2} L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell) \\ & + \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\not{q} [\mathcal{G}_1^{TC2} R + \mathcal{H}_1^{TC2} L] + i q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{G}_2^{TC2} R + \mathcal{H}_2^{TC2} L] \right. \\ & \left. + q^2 [\mathcal{G}_3^{TC2} R + \mathcal{H}_3^{TC2} L]) u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \ell) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\bar{u}_\Lambda(p_\Lambda) (\not{q} [\mathcal{K}_1^{TC2} R + \mathcal{J}_1^{TC2} L] + iq^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu [\mathcal{K}_2^{TC2} R + \mathcal{J}_2^{TC2} L] \right. \\
& \quad \left. + q^2 [\mathcal{K}_3^{TC2} R + \mathcal{J}_3^{TC2} L] u_{\Lambda_b}(p_{\Lambda_b}) \right] (\bar{\ell} \gamma_5 \ell) \Big\} .
\end{aligned} \tag{3.96}$$

Denklem (3.96)'da yer alan kaligrafik katsayılar;

$$\mathcal{A}_1^{TC2} = (f_1 - g_1) \tilde{C}_9^{eff} - 2m_b \frac{1}{q^2} (f_1^T + g_1^T) \tilde{C}_7^{eff}, \quad \mathcal{G}_1^{TC2} = \frac{1}{m_b} (f_1 - g_1) C_{Q_1},$$

$$\mathcal{A}_2^{TC2} = \mathcal{A}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{G}_2^{TC2} = \mathcal{G}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2),$$

$$\mathcal{A}_3^{TC2} = \mathcal{A}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \quad \mathcal{G}_3^{TC2} = \mathcal{G}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3),$$

$$\mathcal{B}_1^{TC2} = \mathcal{A}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1; g_1^T \rightarrow -g_1^T), \quad \mathcal{H}_1^{TC2} = \mathcal{G}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1),$$

$$\mathcal{B}_2^{TC2} = \mathcal{B}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{H}_2^{TC2} = \mathcal{H}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2),$$

$$\mathcal{B}_3^{TC2} = \mathcal{B}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \quad \mathcal{H}_3^{TC2} = \mathcal{H}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3),$$

$$\mathcal{D}_1^{TC2} = (f_1 - g_1) \tilde{C}_{10}, \quad \mathcal{K}_1^{TC2} = \frac{1}{m_b} (f_1 - g_1) C_{Q_2},$$

$$\mathcal{D}_2^{TC2} = \mathcal{D}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{K}_2^{TC2} = \mathcal{K}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2),$$

$$\mathcal{D}_3^{TC2} = \mathcal{D}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3), \quad \mathcal{K}_3^{TC2} = \mathcal{K}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3),$$

$$\mathcal{E}_1^{TC2} = \mathcal{D}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1), \quad \mathcal{J}_1^{TC2} = \mathcal{K}_1^{TC2} (g_1 \rightarrow -g_1),$$

$$\mathcal{E}_2^{TC2} = \mathcal{E}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2), \quad \mathcal{J}_2^{TC2} = \mathcal{J}_1^{TC2} (1 \rightarrow 2),$$

$$\mathcal{E}_3^{TC2} = \mathcal{E}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3) , \quad \mathcal{F}_3^{TC2} = \mathcal{F}_1^{TC2} (1 \rightarrow 3) , \quad (3.97)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Yukarıda hesaplanan geçiş genliği kullanılarak, TC2 modelde, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi için tam teoride yapı faktörlerinin bağlamında diferansiyel bozunum oranı,

$$\frac{d^2\Gamma}{d\hat{s}dz}(z, \hat{s}) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2 m_{\Lambda_b}}{16384\pi^5} |V_{tb}V_{ts}^*|^2 v \sqrt{\lambda(1, r, \hat{s})} \left[\mathcal{T}_0(\hat{s}) + \mathcal{T}_1(\hat{s})z + \mathcal{T}_2(\hat{s})z^2 \right] , \quad (3.98)$$

olarak bulunmaktadır. Denklem (3.98)'de yer alan $\mathcal{T}_0(\hat{s})$, $\mathcal{T}_1(\hat{s})$ ve $\mathcal{T}_2(\hat{s})$ fonksiyonları tezin 3.1.2. *Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişi* başlığı altında hesaplanan (3.35-3.37) denklemleri ile aynı forma sahiptir. Fakat bu denklemlerde görülen kaligrafik katsayılar yerine yukarıda yer alan TC2 modele ait kaligrafik katsayıların kullanılması gerekmektedir.

TC2 modelde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının analizlerini yapabilmek ve gerekli hesaplamaları gerçekleştirebilmek adına Tablo 3.5 ve Tablo 3.6'da sunulan bazı giriş parametrelerinin değerlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Ayrıca analizlerde kullanılan TC2 modele bağlı bazı parametrelerin değerleri Tablo 3.8'de yer almaktadır.

Tablo 3.8: SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının nümerik analizlerinde kullanılan TC2 modele bağlı bazı giriş parametrelerinin değerleri [120].

Giriş Parametreleri	Değerler
$m_{\pi_t^0}$	(200 – 500) GeV
$m_{\pi_t^+}$	(350 – 600) GeV
$m_{h_t^0}$	(200 – 500) GeV
$M_{Z'}$	(1200 – 1800) GeV
F_π	50 GeV
ε	(0.06 – 0.1)
K_1	(0.3 – 1)

Yukarıdaki Tablo 3.8’de yer alan giriş parametrelerinden bazılarının değerleri aralıklar içinde verilmekte fakat nümerik hesaplamalarda $m_{\pi_i^0} = m_{h_i^0} = 300$ GeV, $m_{\pi_i^+} = 450$ GeV, $M_{Z'} = 1500$ GeV, $\varepsilon = 0.08$ ve $K_1 = 0.4$ karakteristik değerleri kullanılmaktadır. Ayrıca analizlerde kullanılan diğer giriş parametreleri tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış yapı faktörleridir ve değerleri Tablo 3.1 ve Tablo 3.2’de sunulmaktadır.

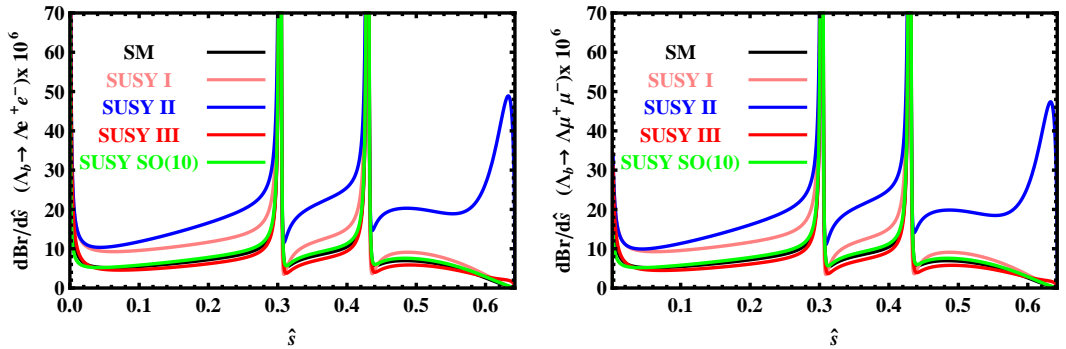
4. BULGULAR

4.1. STANDART VE FARKLI SÜPERSİMETRİK MODELLERDE YARILEPTONİK $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİNİN KARŞILAŞTIRMALI ANALİZİ

Tezin bu kısmında; “Malzeme ve Yöntem” bölümünde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı için hem SM hem de SUSY’de bulunan diferansiyel bozunum oranı kullanılarak, diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi \mathcal{A}_{FB} ’nin nümerik analizleri yapılmakta ve farklı lepton kanallarında dallanma oranının değerleri hesaplanmaktadır.

- *Diferansiyel Dallanma Oranı (dBR)*

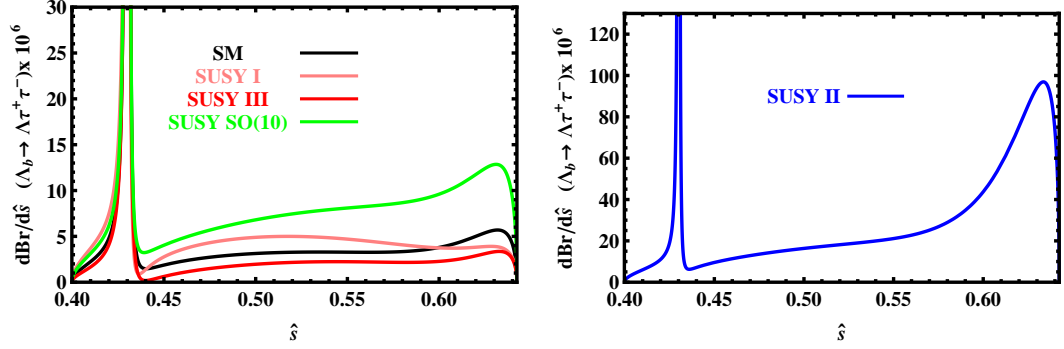
Tüm giriş parametreleri kullanılarak SM ve farklı SUSY senaryolarında e , μ ve τ leptonları için diferansiyel dallanma oranının \hat{s} ’a bağlılığını gösteren grafikler Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’de sunulmaktadır.



Şekil 4.1: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ geçişleri için diferansiyel dallanma oranının \hat{s} ’a bağlılığı.

Yapı faktörlerinin merkezi değerleri alınarak çizdirilen bu şekillerden görülmektedir ki;

- tüm lepton kanallarında; SUSY II modelinin öngörülmesi, SM ve göz önüne alınan diğer SUSY modellerinden maksimum sapma göstermektedir. τ durumunda, bu sapma yaklaşık olarak bir merteye artmaktadır.
- e ve μ ’nun son lepton olduğu durumlarda, SUSY I modeli ile elde edilmiş sonuçların diğer modellerin öngörülerinden önemli ölçüde sapma gösterdiği görülmektedir.



Şekil 4.2: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ geçişi için diferansiyel dallanma oranının \hat{s} 'a bağlılığı.

- Son lepton olarak τ durumunda, tüm modellerin öngörülleri arasında oldukça büyük farklılıklar mevcuttur. SM'ye en yakın sonuçlar SUSY I ve SUSY III modellerine karşılık gelmektedir.

- **Dallanma Oranı (BR)**

Farklı lepton kanalları için göz önüne alınan fiziksel bölgelerde, diferansiyel dallanma oranı \hat{s} üzerinden integre edilerek ve yapı faktörlerinin merkezi değerleri ile belirsizlikleri alınarak, SM ve farklı SUSY modellerinde bulunan dallanma oranı değerleri Tablo 4.1, Tablo 4.2 ve Tablo 4.3'de sunulmaktadır.

Tablo 4.1: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.

$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>	<i>III. Bölge</i>
SM	$(2.86 \pm 1.43) \times 10^{-6}$	$(1.12 \pm 0.56) \times 10^{-6}$	$(0.81 \pm 0.40) \times 10^{-6}$
SUSY I	$(4.57 \pm 2.42) \times 10^{-6}$	$(1.56 \pm 0.82) \times 10^{-6}$	$(0.99 \pm 0.52) \times 10^{-6}$
SUSY II	$(5.66 \pm 3.05) \times 10^{-6}$	$(2.69 \pm 1.45) \times 10^{-6}$	$(2.61 \pm 1.40) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(2.93 \pm 1.52) \times 10^{-6}$	$(0.98 \pm 0.50) \times 10^{-6}$	$(0.66 \pm 0.34) \times 10^{-6}$
SUSY SO(10)	$(2.65 \pm 1.35) \times 10^{-6}$	$(1.20 \pm 0.61) \times 10^{-6}$	$(1.09 \pm 0.55) \times 10^{-6}$

Bu tablolar incelendiğinde aşağıdaki sonuçlar elde edilmektedir;

- beklenildiği gibi dallanma oranlarının değerleri e 'dan τ 'ya doğru gidildiğinde azalmaktadır.

Tablo 4.2: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.

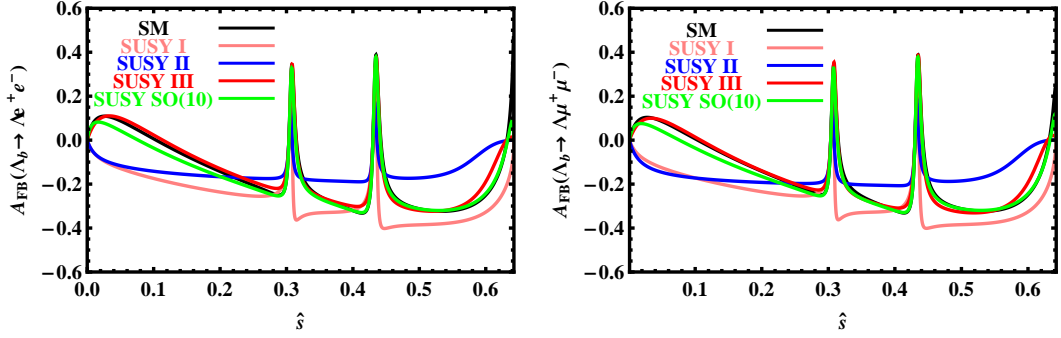
$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>	<i>III. Bölge</i>
SM	$(2.25 \pm 1.12) \times 10^{-6}$	$(1.12 \pm 0.56) \times 10^{-6}$	$(0.81 \pm 0.40) \times 10^{-6}$
SUSY I	$(3.69 \pm 1.95) \times 10^{-6}$	$(1.56 \pm 0.82) \times 10^{-6}$	$(0.99 \pm 0.52) \times 10^{-6}$
SUSY II	$(4.65 \pm 2.51) \times 10^{-6}$	$(2.63 \pm 1.42) \times 10^{-6}$	$(2.55 \pm 1.37) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(2.04 \pm 1.06) \times 10^{-6}$	$(0.97 \pm 0.50) \times 10^{-6}$	$(0.65 \pm 0.33) \times 10^{-6}$
SUSY SO(10)	$(2.33 \pm 1.18) \times 10^{-6}$	$(1.20 \pm 0.61) \times 10^{-6}$	$(1.09 \pm 0.55) \times 10^{-6}$

Tablo 4.3: SM ve farklı SUSY modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alındığında farklı bölgelerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için dallanma oranının değerleri.

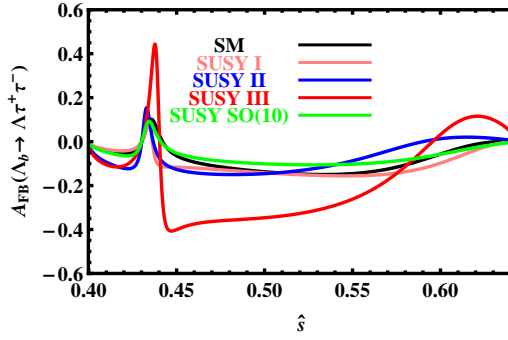
$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-)$	<i>I. Bölge</i>	<i>II. Bölge</i>
SM	$(0.87 \pm 0.43) \times 10^{-7}$	$(3.84 \pm 1.92) \times 10^{-7}$
SUSY I	$(1.35 \pm 0.71) \times 10^{-7}$	$(5.55 \pm 2.94) \times 10^{-7}$
SUSY II	$(2.01 \pm 1.08) \times 10^{-7}$	$(2.44 \pm 1.31) \times 10^{-6}$
SUSY III	$(0.72 \pm 0.37) \times 10^{-7}$	$(2.13 \pm 1.10) \times 10^{-7}$
SUSY SO(10)	$(1.12 \pm 0.57) \times 10^{-7}$	$(1.61 \pm 0.82) \times 10^{-6}$

- Dallanma oranlarının mertebeleri; bu kanalların LHC deneyinde ulaşılabilir olduğuna işaret etmektedir. Dikkat edilmelidir ki; Fermilab'daki CDF ve CERN'deki LHCb deneyleri tarafından μ kanalının zaten daha önce gözlemlenmiş olduğundan bahsedilmiştir.
- Tüm SUSY modellerinin tüm bölgelerde ve tüm lepton kanallarında SM'ye nazaran oldukça farklı tahminleri olduğu görülmektedir.
- SM sonuçlarından maksimum sapma SUSY II modeline aittir. Nümerik değerler göz önüne alındığında, SM tahmininden SUSY II sonucunun maksimum sapma göstermesi τ kanalı için II. bölgeye karşılık gelmektedir. Bu durumda SUSY II modelinin sonucu SM'nin sonucundan yaklaşık olarak altı kat daha büyüktür.
- **Lepton İleri-Geri Asimetrisi (\mathcal{A}_{FB})**

\mathcal{A}_{FB} tanımı kullanılarak, SM ve farklı SUSY modellerinde e , μ ve τ kanalları için \hat{s} 'a bağlı çizdirilen \mathcal{A}_{FB} grafikleri Şekil 4.3 ve Şekil 4.4'de verilmektedir.



Şekil 4.3: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+e^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+\mu^-$ geçişleri için \mathcal{A}_{FB} 'nin \hat{s} 'a bağlılığı.



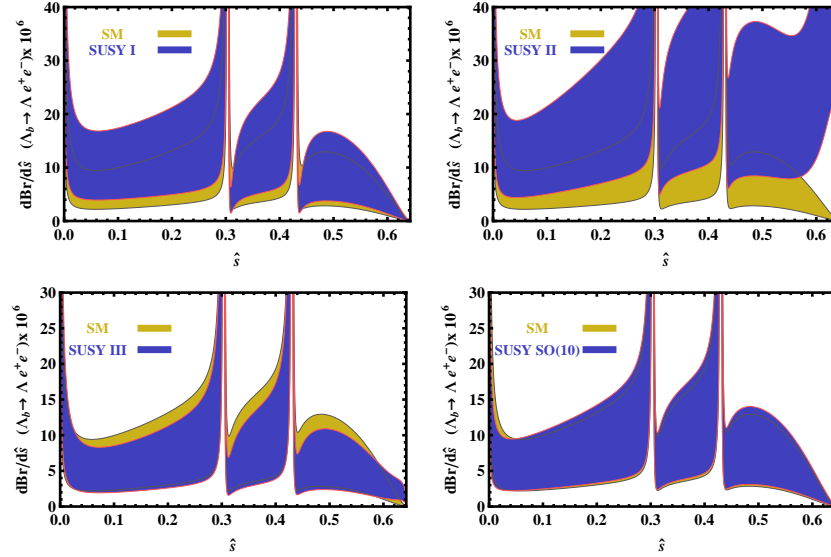
Şekil 4.4: SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+\tau^-$ geçişi için \mathcal{A}_{FB} 'nin \hat{s} 'a bağlılığı.

Yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alınarak çizdirilen bu şekillerden açıkça görülmektedir ki;

- e ve μ kanallarının durumlarında, SUSY I ve SUSY II modelleri diğer modellerden farklı davranmaktadır. Bu kanallarda \hat{s} 'in küçük değerlerinde görülen maksimum sapma SUSY I modeline aittir. Bununla birlikte, \hat{s} 'in daha yüksek değerlerinde görülen maksimum sapma ise SUSY II modeline karşılık gelmektedir.
- τ kanalında, SM öngörüsünden maksimum sapma SUSY III modeline aittir.
- Farklı SUSY modellerinde, \mathcal{A}_{FB} 'nin sıfır noktaları SM öngörülerine göre hafifçe sola doğru hareket etmektedir. Bazı bölgelerde SUSY I, SUSY II ve SUSY III modelleri; SM öngörüsü ile farklı işaretlere sahiptir.
- SUSY SO(10) modeli genel olarak SM tahminlerine en yakın sonuçları temsil etmektedir.

• *Yapı Faktörlerinin Belirsizlikleri Göz Önüne Alındığında Söz Konusu Geçişin Fiziksel Gözlenebilirliği*

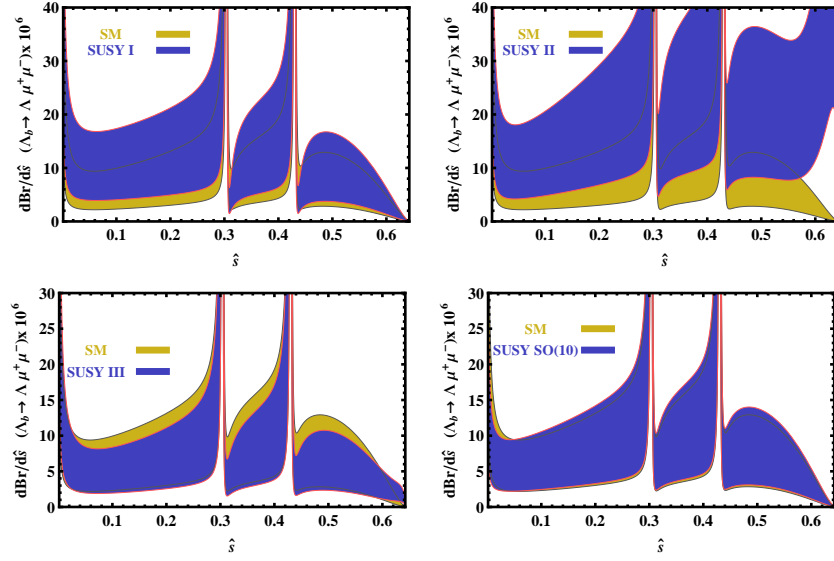
Bu bölümde yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, yukarıda bahsedilen fiziksel nicelikler sunulmakta ve elde edilen sonuçlar üzerinde bu hataların etkileri tartışılmaktadır. Bu amaç için, yapı faktörlerinin hataları dikkate alınarak, farklı lepton kanallarında ve farklı modellerde diferansiyel dallanma oranı ve lepton ileri-geri asimetrisi \mathcal{A}_{FB} 'nin \hat{s} 'a bağlılığının çizdirildiği grafikler Şekil 4.5-Şekil 4.8'de sunulmaktadır.



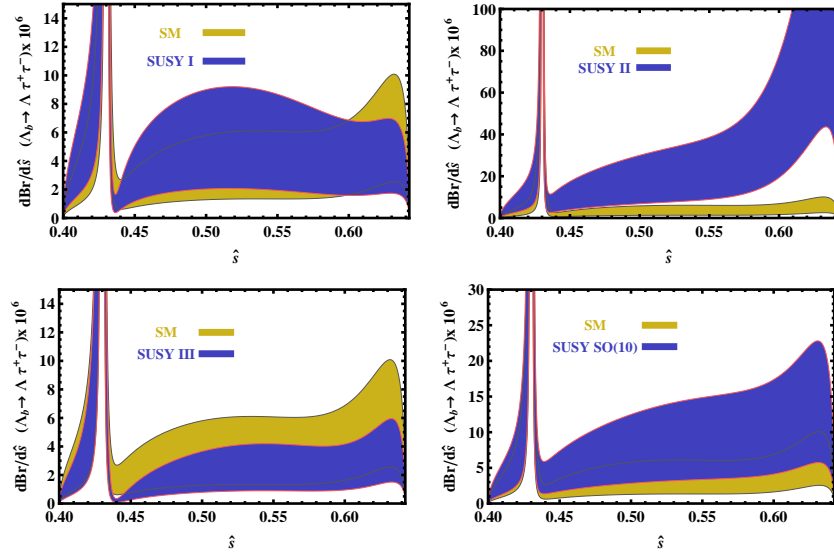
Şekil 4.5: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.

Bu şekillerden görülmektedir ki;

- diferansiyel dallanma oranına göre; e ve μ kanallarında, SUSY SO(10) modelinin bantı yaklaşık olarak SM bantını kapsamaktadır. SUSY I, SUSY II ve SUSY III durumlarında, modellerin bantları SM bantları ile çakışmasına rağmen bu SUSY modellerinin farklı öngörülere sahip olduğu bazı bölgeler mevcuttur. Farklı SUSY modelleri arasında, SM öngörüsünden maksimum sapma SUSY II modeline aittir. τ kanalında, farklı SUSY modellerinin öngörülere ve SM tahminleri arasındaki fark, herhangi bir SUSY modeli için yapı faktörlerinin hataları tarafından tamamen yok edilememektedir. Bu kanalda, SM sonucu ile hemen hemen hiçbir yerde çakışmayan



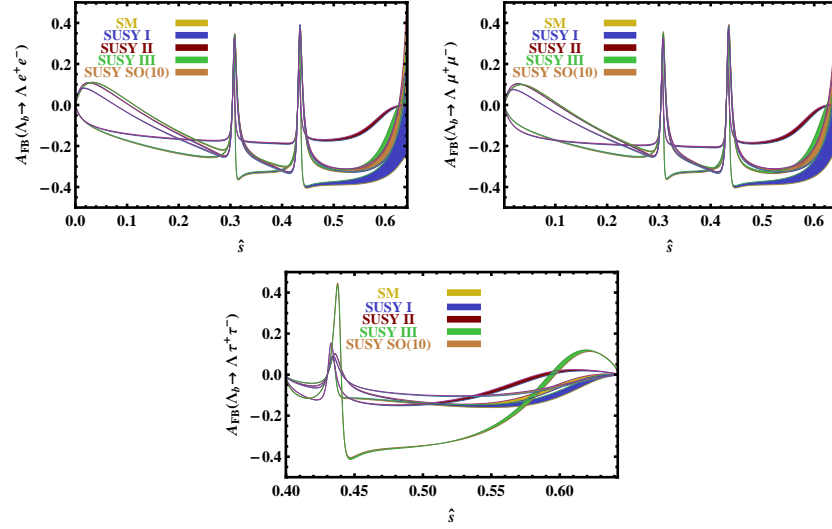
Şekil 4.6: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.



Şekil 4.7: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ geçişi için \hat{s} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranının farklı SUSY modellerinden elde edilen sonuçları ile SM sonuçlarının karşılaştırılması.

SUSY II modeli hariç, SUSY modellerinin ve SM'nin bantları arasında ortak bölgelerin de olduğu görülmektedir.

- \mathcal{A}_{FB} durumunda, farklı SUSY modellerinin yanı sıra SM için dar bantların



Şekil 4.8: Yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında tüm lepton kanalları için \hat{s} 'a bağlı \mathcal{A}_{FB} 'nin farklı SUSY modelleri ve SM'den elde edilen sonuçlarının karşılaştırması.

görüldüğü \hat{s} 'ın yüksek değerleri haricinde yapı faktörlerinin hataları yaklaşık olarak merkezi değerleri etkilememektedir. e ve μ kanallarında; SUSY I, SUSY III, SUSY SO(10) ve SM bantları \hat{s} 'ın daha yüksek değerlerinde bazı yerlerde birbirleri ile çakışmaktadırlar; fakat SUSY II modeli farklı öngörüye sahiptir. τ kanalında ise tüm modellerin öngörülleri birbirlerinden farklıdır.

- Beklenildiği gibi; \mathcal{A}_{FB} ve \mathcal{A}_{FB} 'nin sıfır geçiş noktaları, yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından neredeyse etkilenmeyecek şekilde diferansiyel dallanma oranından daha sağlamdır. Bu durum $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$ kanalında da aynı şekildedir.

Bu adımda; farklı bölgelerde ve farklı modellerde, dallanma oranları için yapı faktörlerinin belirsizliklerinin etkileri tartışılmaktadır. Yapı faktörlerinin hataları dikkate alındığında, farklı kanallarda elde edilen dallanma oranlarının değerleri Tablo 4.1, Tablo 4.2 ve Tablo 4.3'de sunulmaktadır. Farklı SUSY modelleri ve SM için yapı faktörlerinin merkezi değerleri ile hesaplanan dallanma oranlarının değerleri birbirlerinden oldukça farklı olmasına rağmen, bu tablolarda sunulan sonuçların hataları göz önüne alındığında, τ kanalı ve II. bölgede, diğer model öngörülleri ile önemli ölçüde tutarsızlığa sahip SUSY II ve SUSY SO(10) modelleri hariç farklı modellerin sonuçlarının yaklaşık olarak tüm kanallarda birbirleri ile çakıştıkları gözlemlenmektedir [18].

4.2. STANDART VE BİR - İKİ BOYUTLU EVRENSEL EKSTRA BOYUTLU MODELLERDE IŞINIMSAL $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ GEÇİŞİNİN İNCELENMESİ

Bu bölümde; 3.2.3. başlığı altında bulunan toplam bozunum genişliği formülü kullanılarak; ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalının kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ 'ye bağlı bozunum genişliği ve dallanma oranı değerleri için elde edilen sonuçlar sunulmaktadır. Tüm giriş parametreleri kullanılarak, SM'de ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ kanalı için elde edilen toplam bozunum genişliğinin değeri Tablo 4.4'de yer almaktadır. Ayrıca karşılaştırma yapabilmek adına, bu tabloda, aynı metot aracılığıyla fakat Σ baryonunun twist 6 dağılım genliğine (distribution amplitudes-DAs) kadar hesaplanmış yapı faktörlerinin kullanıldığı benzer bir çalışmanın sonucu gösterilmektedir [204].

Tablo 4.4: SM'de ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişi için toplam bozunum genişliğinin nümerik değerleri.

	$\Gamma(\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma) [GeV]$
Tezde elde edilen sonuç	$(0.85 - 2.94) \times 10^{-18}$
Işık-koni QCD toplam kuralları [204]	$(7.21 \pm 0.04) \times 10^{-18}$

Tablo incelendiğinde; $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişi için her iki çalışmadan elde edilen toplam bozunum genliği sonucunun; merteye olarak aynı katsayı olarak farklı olduğu görülmektedir. Toplam bozunum genişliğinin sonuçları arasındaki bu fark; Σ baryonunun yapı faktörleri hesabında dalga fonksiyonlarının, [204]'de twist 6'ya kadar, mevcut tez çalışmasında ise twist 8'e kadar göz önüne alınmış olmasına bağlanmaktadır. Ayrıca [204]'de kuarkların pole (kutup) kütleleri kullanılırken tezde yer alan çalışmada kuark kütlelerinin \overline{MS} şemasında hesaplanan değerleri alınmaktadır (Tablo 3.6).

Toplam bozunum genişliği hesabından sonra; $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin hem SM hem de UED5 ve UED6 modellerinde, $1/R$ 'ye bağlı dallanma oranını elde etmek için Σ_b baryonunun yaşam ömrüne ihtiyaç duyulmakta fakat bu değer tam olarak bilinmemektedir. Bu nedenle hesaplarda, b-baryon karışımının ($\Lambda_b, \Sigma_b, \Xi_b, \Omega_b$) yaşam ömrü kullanılmaktadır. Verilen tüm giriş parametrelerinin değerleri kullanılarak bulunan $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum modunun dallanma oranı Tablo 4.5'de sunulmaktadır. Ayrıca karşılaştırma yapabilmek amacıyla; [169]'da hesaplanmış $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ kanalı için elde edilen sonuç da aynı tabloda yer almaktadır.

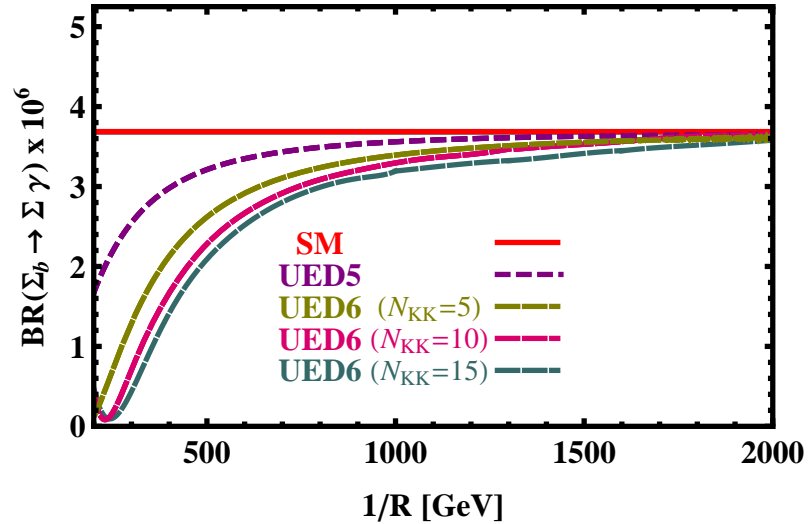
Bu tabloda; $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ kanalına ait dallanma oranının $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunumunun dallanma

Tablo 4.5: SM’de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ kanalları için dallanma oranlarının değerleri.

Bozunum Kanalı	SM’de Dallanma Oranı
$\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$	$(1.809 - 6.226) \times 10^{-6}$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$	$(1.003 - 4.457) \times 10^{-5}$

oranından yaklaşık olarak bir mertebe daha küçük olduğu görülmektedir. Fakat yine de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişi için bulunan dallanma oranı mertebesi; bu bozunum modunun LHCb’de ulaşılabilir olduğunu göstermektedir.

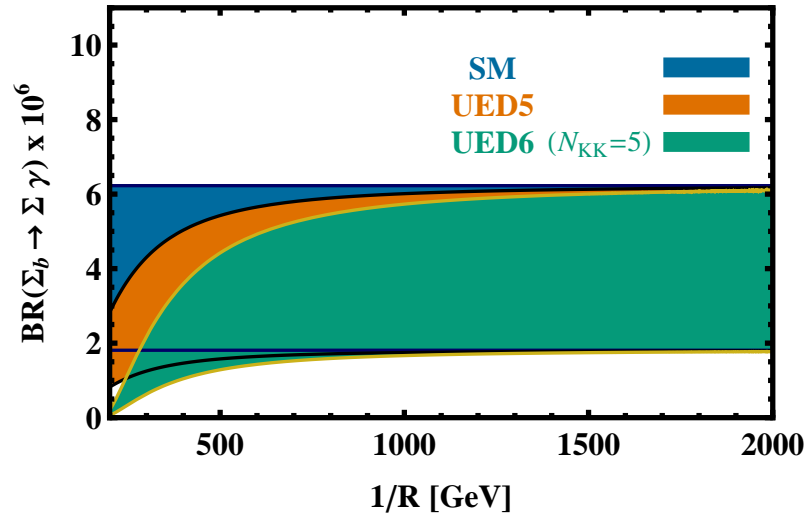
Yapı faktörlerinin merkezi değerleri ve belirsizlikleri göz önüne alınarak, SM, UED5 ve UED6 senaryolarında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ ’ye bağlı grafikleri çizdirilmekte ve UED senaryolarının tahminleri SM öngörürleri ile karşılaştırılmaktadır. Kompaktifikasyon faktörü üzerinde daha önce bahsedilen en düşük bantlar göz önüne alınarak UED5 ve UED6 ile SM öngörürleri arasındaki farkı daha iyi görebilmek adına, tüm şekillerde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin $1/R$ ’ye bağlı dallanma oranı; $1/R$, $200 \text{ GeV} \leq 1/R \leq 2000 \text{ GeV}$ aralığında olacak şekilde çizdirilmektedir. Şekil 4.9; yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanıldığında söz konusu bozunum kanalına ait dallanma oranının $1/R$ ’ye bağlılığını göstermektedir.



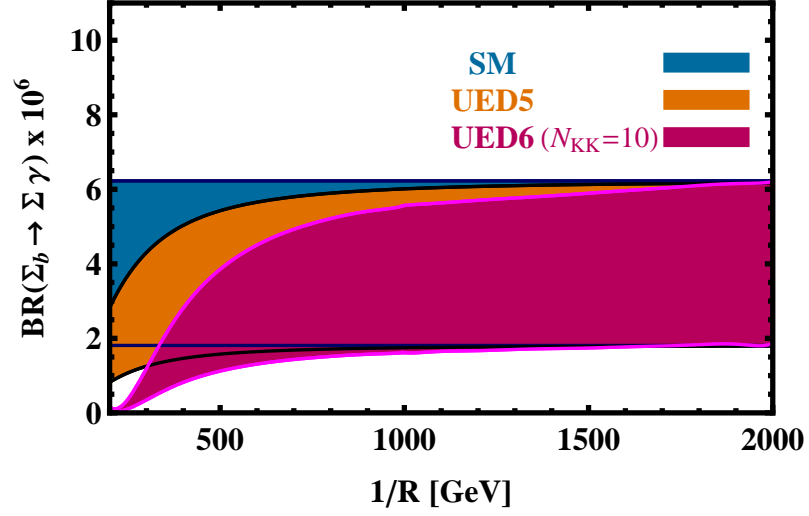
Şekil 4.9: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri kullanıldığında SM, UED5 ve $N_{KK} = (5, 10, 15)$ ile UED6 modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ ’ye bağlılığı.

Şekil 4.9’da; kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ ’nin düşük değerlerinde, UED5 ve UED6 modellerinin sonuçları ile SM sonuçları arasında belirgin sapmalar olduğu görülmektedir. SM sonucuna en yakın tahmin UED5 modeline ait iken, UED6 modelinde ortaya çıkan N_{KK} parametresinin değeri arttığında, SM sonuçları ile UED6 modelin sonuçları arasında gözlemlenen farklılık artmakta ve özellikle SM tahminlerinden maksimum sapma $N_{KK} = 15$ ile UED6 modeline ait olmaktadır. Kompaktifikasyon ölçeği $1/R$ ’nin değerinin artması UED5 ve UED6 öngörülerinin SM sonuçlarına yaklaşmasıyla (yönelmesiyle) sonuçlanmaktadır. $1/R \geq 1000$ GeV’de, UED modellerinin sonuçlarının SM tahminlerine çok yakın olduğu ve farklılıkların sifıra yaklaştığı görülmektedir.

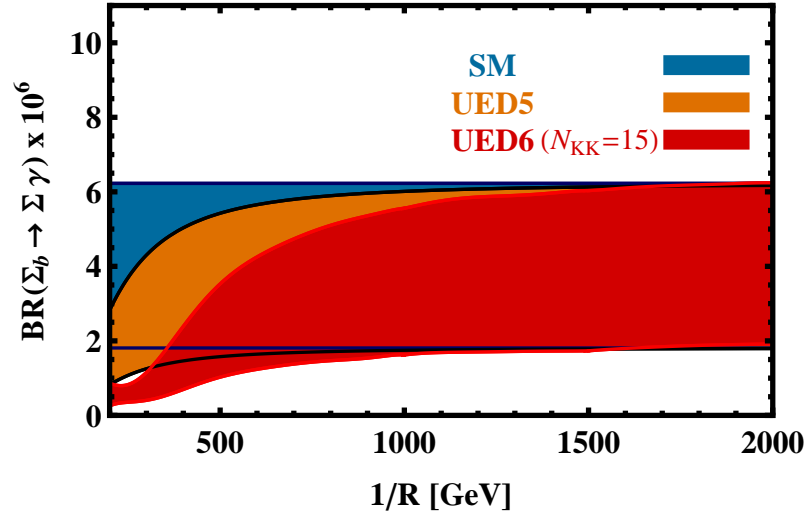
Son olarak, yapı faktörlerinin belirsizlikleri kullanıldığında $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalı için elde edilen $1/R$ ’ye bağlı dallanma oranı grafikleri Şekil 4.10, Şekil 4.11 ve Şekil 4.12’de yer almaktadır. Bu şekillerde; kompaktifikasyon faktörünün düşük değerlerinde UED senaryolarının tahminleri SM öngörülerini ile bazı yerlerde çakışmalarına rağmen; yapı faktörlerinin belirsizliklerinin dallanma oranı sonuçları üzerindeki farklılıkları tamamen yok edemediği görülmektedir. UED modelleri ile SM tahminleri arasında en fazla fark yine $N_{KK} = 15$ ile UED6 modeline aittir. Ayrıca kompaktifikasyon faktörünün daha yüksek değerlerinde SM bantlarının UED5 ve UED6 modellerinin bantlarını kapsadığı gözlemlenmektedir.



Şekil 4.10: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 5$ ile UED6’da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ ’ye bağlılığı.



Şekil 4.11: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 10$ ile UED6'da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.



Şekil 4.12: Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında SM, UED5 ve $N_{KK} = 15$ ile UED6'da $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumu için dallanma oranının kompaktifikasyon faktörü $1/R$ 'ye bağlılığı.

4.3. STANDART VE TOPRENK-DESTEKLİ TEKNİRENK MODELDE NADİR FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ GEÇİŞİNİN ARAŞTIRILMASI

Tezde yapılan son incelemenin yer aldığı bu bölümde; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının SM ve TC2 modellerinde hesaplanan diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} gibi bazı fiziksel gözlenebilirlerinin grafikleri ve sayısal değerleri sunulmaktadır.

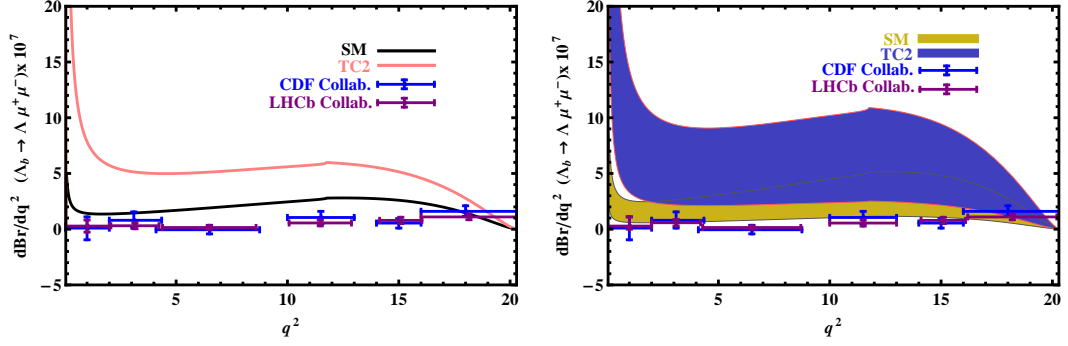
- **Diferansiyel Dallanma Oranı (dBr)**

Bu kısımda, göz önüne alınan bozunumun diferansiyel dallanma oranı için farklı lepton kanallarında yapılan analiz sonuçları yer almaktadır. Diferansiyel dallanma oranının analizlerini yapabilmek amacıyla, tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünde bulunan diferansiyel bozunum genişliği formülü kullanılarak, q^2 , m_{π^+} ve $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı grafikleri çizdirilmekte ve bu niceliğin gösterdiği değişimler tartışılmaktadır.

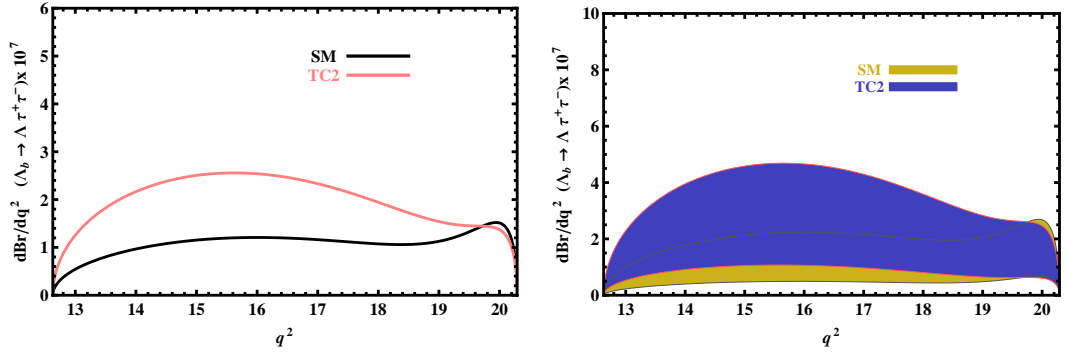
Hem SM hem de TC2 modellerinde; μ ve τ lepton durumları için, diferansiyel dallanma oranının q^2 , m_{π^+} ve $M_{Z'}$ 'a bağlılığı Şekil 4.13-Şekil 4.18'de yer almaktadır. Her bir şekilde, hem yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) hem de belirsizlikleri (sağ grafik) göz önüne alınarak diferansiyel dallanma oranının farklı gözlenebilirlerle bağlılığı gösterilmektedir. Hesaplanan tüm fiziksel gözlenebilirler için e durumunda elde edilen sonuçların μ durumuna ait sonuçlara çok yakın olduğunu belirtmek gerekmektedir. Bu nedenle; çizdirilen grafiklerde e kanalı için elde edilen sonuçlar bulunmamaktadır. Ayrıca $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının q^2 'ye bağlı diferansiyel dallanma oranının yer aldığı Şekil 4.13'de, tez çalışmasında yapılan analiz sonuçları ile birlikte CDF ve LHCb deneyleri tarafından ölçülen son deneysel sonuçlar da gösterilmektedir.

Bu şekiller incelendiğinde aşağıdaki sonuçlara varılmaktadır;

- her iki lepton kanalı için, yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında q^2 , m_{π^+} ve $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı üzerinde SM ve TC2 modellerinin öngörülleri arasında önemli farklılıklar bulunmaktadır.
- SM ve TC2 modelleri tarafından süpürülen bölgeler bazı yerlerde çakışmasına rağmen; yapı faktörlerinin belirsizlikleri eklendiğinde, diferansiyel dallanma oranı üzerinde iki modelin öngörülleri arasındaki farklar tamamen yok olmamaktadır.



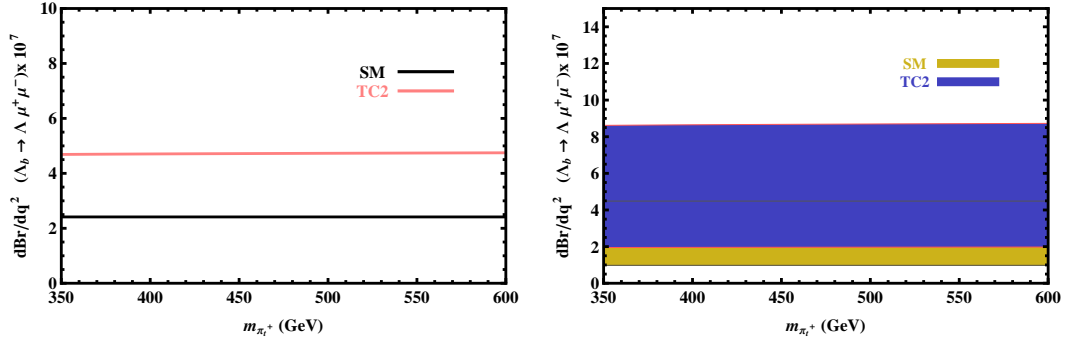
Şekil 4.13: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde). Ayrıca her iki şekilde de CDF [16] ve LHCb [17] tarafından sağlanan son deneysel sonuçlar sunulmaktadır.



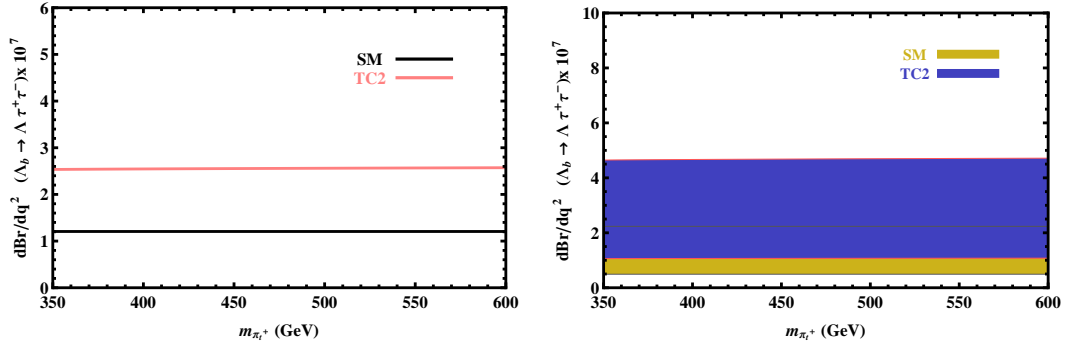
Şekil 4.14: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).

- μ kanalının q^2 'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı durumunda (Şekil 4.13), CDF ve LHCb deneyleri tarafından sağlanan deneysel datalar $q^2 \leq 16 GeV^2$ için genel olarak SM tahminlerine yakındır. Mevcut deneysel datalar $q^2 > 16 GeV^2$ olduğunda ise SM ve TC2 modelleri tarafından süpürülen ortak bölgede yer almaktadır.

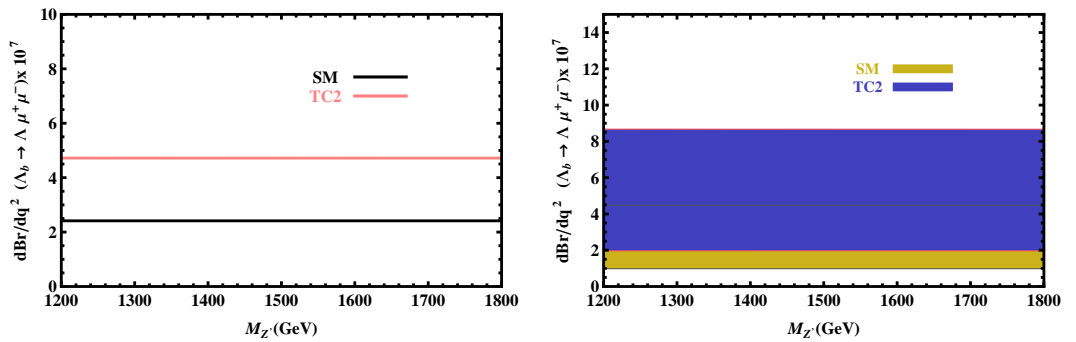
Analiz sonuçlarını daha iyi karşılaştırabilmek adına, hem SM hem de TC2 modelleri için tüm lepton kanallarında ve izin verilen fiziksel bölgeler içindeki q^2 'nin farklı değerlerinde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri Tablo 4.6-Tablo 4.8'de gösterilmektedir. Ayrıca Tablo 4.6'da, μ kanalında, CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından sağlanan deneysel datalar da yer almaktadır.



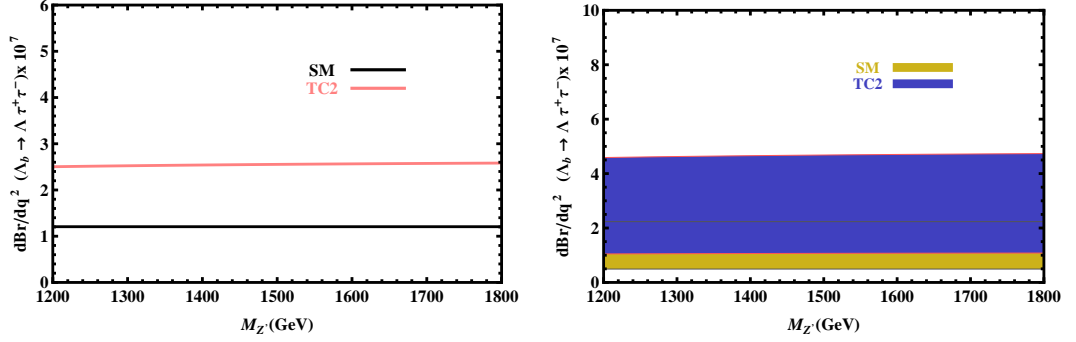
Şekil 4.15: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için m_{π^+} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).



Şekil 4.16: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için m_{π^+} 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).



Şekil 4.17: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için M_Z 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).



Şekil 4.18: Yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak SM ve TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için $M_{Z'}$ 'a bağlı diferansiyel dallanma oranı (GeV^{-2} biriminde).

Bu tablolardan görülmektedir ki;

- μ durumunda; diferansiyel dallanma oranı üzerinde, özellikle CDF deneyi tarafından sağlanan deneysel veriler başta olmak üzere tüm deneysel verilerin q^2 'nin tüm bölgelerinde SM tarafından öngörülen aralıklara denk/yakın olduğu gözlemlenmektedir. Hatalar içinde; TC2 model sonuçlarının CDF deneyi tarafından sağlanan verilerle q^2 'nin $[2.00 - 4.30]$, $[10.09 - 12.86]$ ve $[16.00 - 20.30]$ aralıklarında tutarlı olduğu görülürken, LHCb deneyinin ölçtüğü verilerle q^2 'nin yalnızca $[16.00 - 20.30]$ aralığında uyumlu olduğu dikkat çekmektedir.
- Tüm lepton kanallarında ve hatalar içinde, diferansiyel dallanma oranı için TC2 model tarafından tahmin edilen aralıklar yaklaşık olarak SM tarafından öngörülen aralıklar ile q^2 'nin tüm bölgelerinde kısmen çakışmaktadır.

Son olarak; grafik ve tablolardan elde edilen yorumları kısaca özetlemek gerekirse; teorik sonuçların merkezi değerleri deneysel verilerle oldukça farklı olmalarına rağmen, yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında her iki modelde ve özellikle de SM durumunda; teori tarafından öngörülen aralıkların, deneysel verilere yakın oldukları gözlemlenmektedir.

• *Dallanma Oranı (BR)*

Bu kısımda, hem SM hem de TC2 modelde, söz konusu bozunum kanalı için tüm lepton kanallarında hesaplanan dallanma oranlarının değerleri yer almaktadır. Her iki model için; m_{π^+} ve $M_{Z'}$ kütlelerinin karakteristik değerleri göz önüne alındığında hesaplamalardan elde edilen nümerik sonuçlar, CDF ve LHCb deneyleri tarafından

Tablo 4.6: CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından sağlanan deneysel veriler ile birlikte SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.

	SM	TC2	CDF [16]	LHCb [17]
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
0.00 – 2.00	(0.60 – 2.58)	(3.29 – 14.36)	$0.15 \pm 2.01 \pm 0.05$	$0.28 \pm 0.38 \pm 0.40 \pm 0.06$
2.00 – 4.30	(0.61 – 2.65)	(2.16 – 9.33)	$1.84 \pm 1.66 \pm 0.59$	$0.31 \pm 0.26 \pm 0.07 \pm 0.07$
4.30 – 8.68	(0.80 – 3.48)	(2.17 – 9.31)	$-0.20 \pm 1.64 \pm 0.08$	$0.15 \pm 0.17 \pm 0.02 \pm 0.03$
10.09 – 12.86	(1.11 – 4.93)	(2.46 – 10.62)	$2.97 \pm 1.47 \pm 0.95$	$0.56 \pm 0.21 \pm 0.16 \pm 0.12$
14.18 – 16.00	(1.05 – 4.78)	(2.13 – 9.37)	$0.96 \pm 0.73 \pm 0.31$	$0.79 \pm 0.24 \pm 0.15 \pm 0.17$
16.00 – 20.30	(0.54 – 2.57)	(1.06 – 4.84)	$6.97 \pm 1.88 \pm 2.23$	$1.10 \pm 0.18 \pm 0.17 \pm 0.24$

Tablo 4.7: SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.

	SM	TC2
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
0.00 – 2.00	(0.60 – 2.59)	(3.29 – 14.37)
2.00 – 4.30	(0.61 – 2.65)	(2.17 – 9.34)
4.30 – 8.68	(0.80 – 3.49)	(2.17 – 9.32)
10.09 – 12.86	(1.11 – 4.94)	(2.46 – 10.63)
14.18 – 16.00	(1.05 – 4.78)	(2.13 – 9.37)
16.00 – 20.30	(0.54 – 2.57)	(1.06 – 4.84)

Tablo 4.8: SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV karakteristik kütle değerleri kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için q^2 (GeV^2)'nin farklı aralıklarında GeV^{-2} biriminde elde edilen diferansiyel dallanma oranlarının nümerik değerleri.

	SM	TC2
q^2	$dBr/dq^2[10^{-7}]$	$dBr/dq^2[10^{-7}]$
12.60 – 12.86	(0.11 – 0.53)	(0.28 – 1.22)
14.18 – 16.00	(0.47 – 2.15)	(1.05 – 4.61)
16.00 – 20.30	(0.43 – 1.96)	(0.77 – 3.46)

Tablo 4.9: CDF [16] ve LHCb [17] deneyleri tarafından sağlanan datalar ile birlikte SM ve TC2 modellerinde $m_{\pi^+} = 450$ GeV ve $M_{Z'} = 1500$ GeV için $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının dallanma oranlarının nümerik değerleri.

	$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda e^+ e^-)[10^{-6}]$	$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-)[10^{-6}]$	$BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-)[10^{-6}]$
SM	(1.81 – 8.06)	(1.64 – 7.30)	(0.34 – 1.51)
TC2	(6.62 – 29.03)	(4.55 – 19.81)	(0.63 – 2.77)
CDF [16]	–	$1.73 \pm 0.42 \pm 0.55$	–
LHCb [17]	–	$0.96 \pm 0.16 \pm 0.13 \pm 0.21$	–

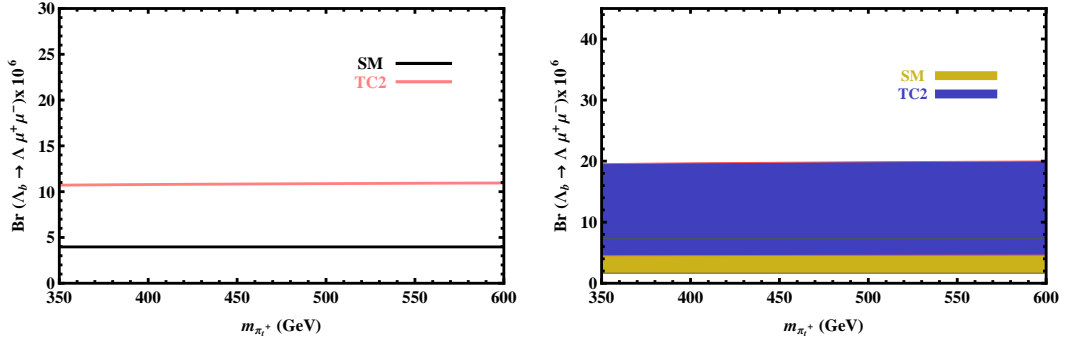
sağlanan datalar ile birlikte Tablo 4.9’da sunulmaktadır.

Tablo incelendiğinde aşağıdaki sonuçlar elde edilmektedir;

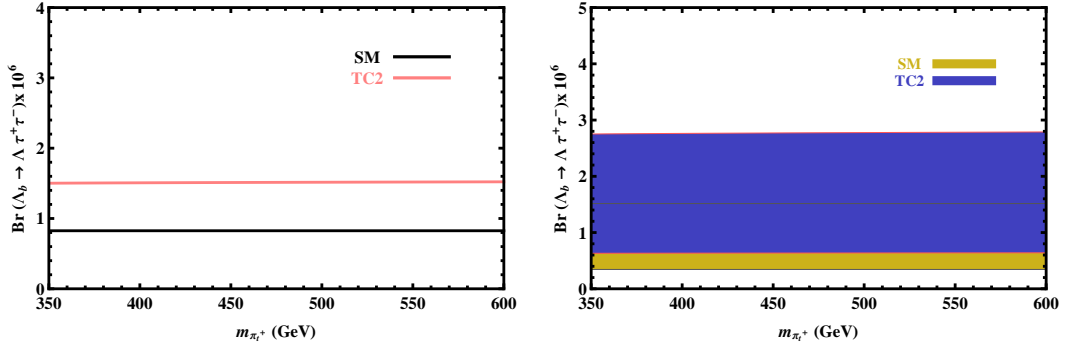
- TC2 modelde bulunan dallanma oranlarının merkezi değerleri SM’den elde edilen değerlerden yaklaşık olarak (2-3.5 kat) daha büyük olmasına rağmen; yapı faktörlerinin hataları eklendiğinde, tüm lepton kanalları için her iki model tarafından öngörülen dallanma oranları değerlerinin aralıkları birbirlerine denk gelerek son bulmaktadır.
- Dallanma oranlarının mertebeleri; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının, tüm lepton durumları için LHC deneyinde erişilebilir olduğunu göstermektedir ve bu bozunumun μ kanalı için CDF ve LHCb deneyleri tarafından gözlemlendiğinden tezin daha önceki bölümlerinde bahsedilmektedir.
- Dallanma oranlarının değerleri beklenildiği gibi son lepton kütesinin artması ile azalmaktadır.
- μ kanalında; hatalar göz önüne alındığında, dallanma oranı üzerindeki deneysel dataların SM tarafından öngörülen aralık ile çakıştığı, fakat TC2 model tarafından öngörülen aralıktan belirgin ölçüde farklı olduğu görülmektedir.

TC2 model öngörülerinin SM tahminlerinden nasıl sapma gösterdiklerini daha iyi görebilmek adına, dallanma oranlarının m_{π^+} ve $M_{Z'}$ ’a bağlı değişimlerinin çizdirildiği grafikler Şekil 4.19-Şekil 4.22’de sunulmaktadır.

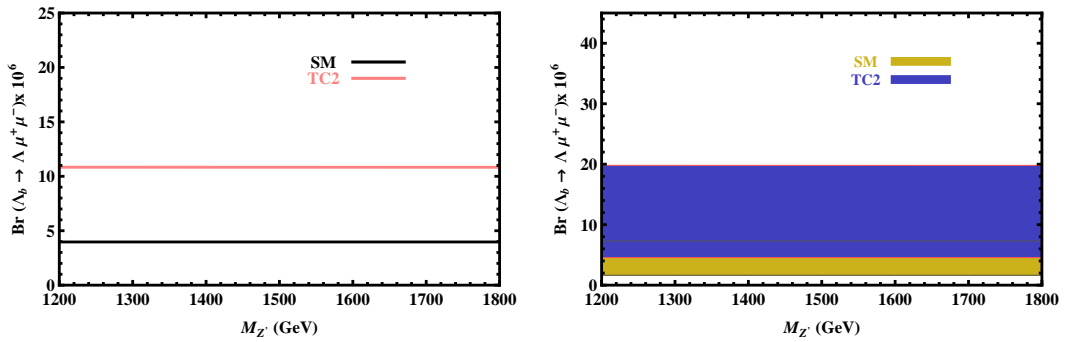
Bu şekillerden görülmektedir ki;



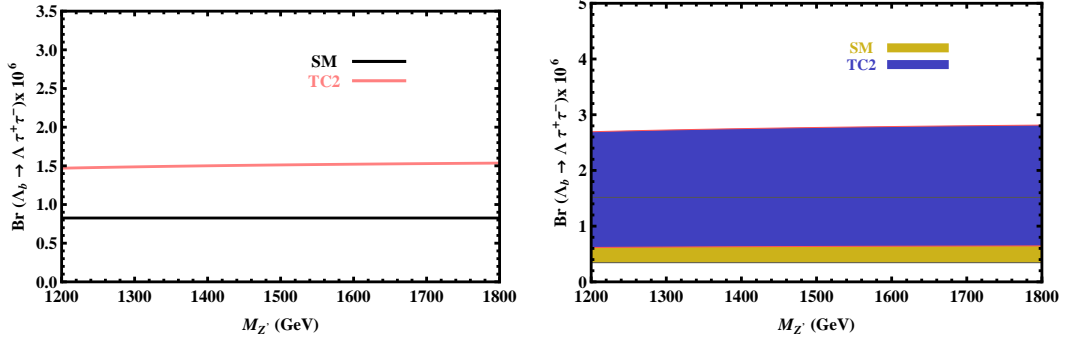
Şekil 4.19: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının m_{π^+} 'a bağlılığı.



Şekil 4.20: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının m_{π^+} 'a bağlılığı.



Şekil 4.21: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.



Şekil 4.22: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalı için elde edilen dallanma oranının $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.

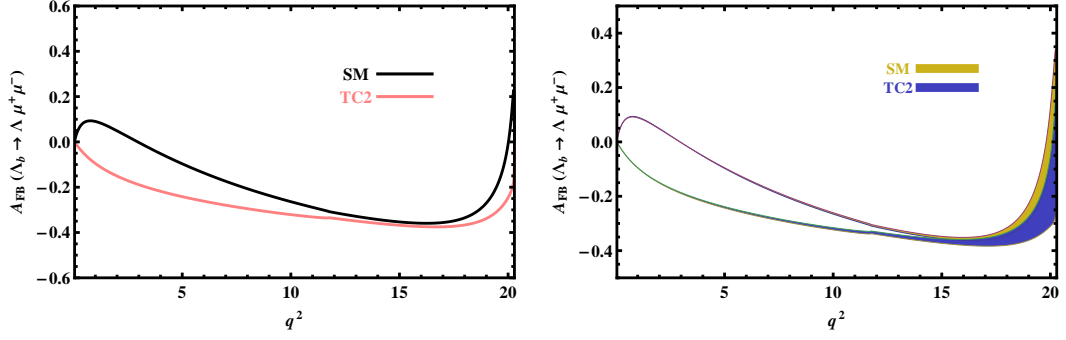
- yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında, $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ 'a bağlı dallanma oranları üzerinde SM ve TC2 modellerinin tahminleri arasında büyük farklılıklar mevcuttur.
- Her iki lepton kanalı için, şekillerde sunulan bölgelerde, $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ kütleleri değiştiğinde dallanma oranları yaklaşık olarak değişmeden kalmaktadır.
- Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, her iki modelin süpürdüğü bölgeler arasında kesişmeler görülmekte fakat bu durum modellerin tahminleri arasındaki farkları tamamen yok etmemektedir.

• *Lepton İleri-Geri Asimetrisi* (\mathcal{A}_{FB})

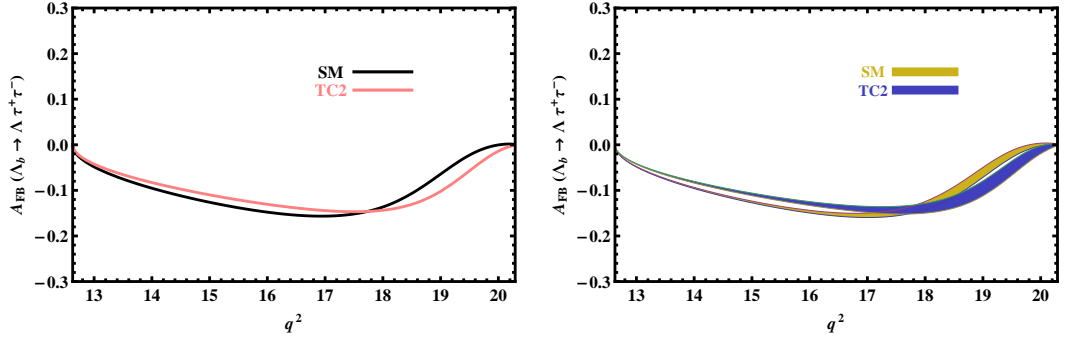
Söz konusu bozunum için \mathcal{A}_{FB} 'nin hem μ hem τ kanalında q^2 , $m_{\pi_t^+}$ ve $M_{Z'}$ 'a bağlı değişimi Şekil 4.23-Şekil 4.28'de gösterilmektedir.

Bu şekiller incelendiğinde aşağıdaki sonuçlar ortaya çıkmaktadır;

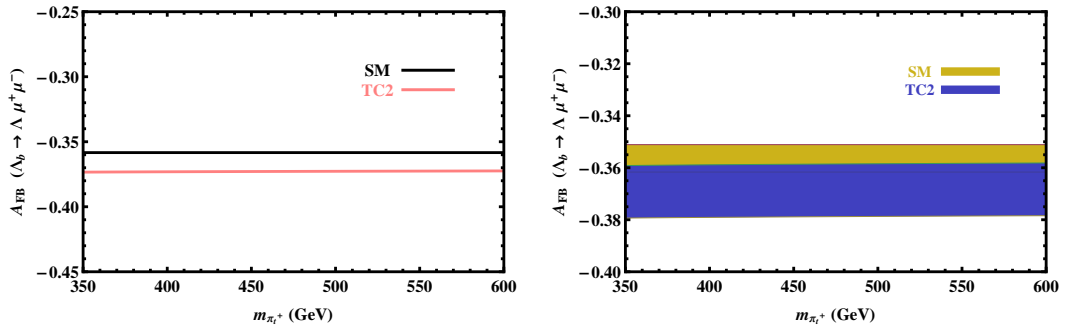
- \mathcal{A}_{FB} üzerinde yapı faktörlerinin belirsizliklerinin etkilerinin daha önceki şekillerde tartışılan diferansiyel dallanma oranı ve dallanma oranı grafikleri ile karşılaştırıldığında daha küçük olduğu görülmektedir.
- μ kanalında \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 'ye bağlılığını gösteren Şekil 4.23'de, sol ve sağ kısımda yer alan her iki grafikte de q^2 'nin düşük değerlerinde, SM ve TC2 modellerinin öngörülere arasında önemli farklılıklar görülmekteyken; q^2 'nin daha yüksek değerlerinde, iki modelin yaklaşık olarak aynı öngörülere sahip olduğu



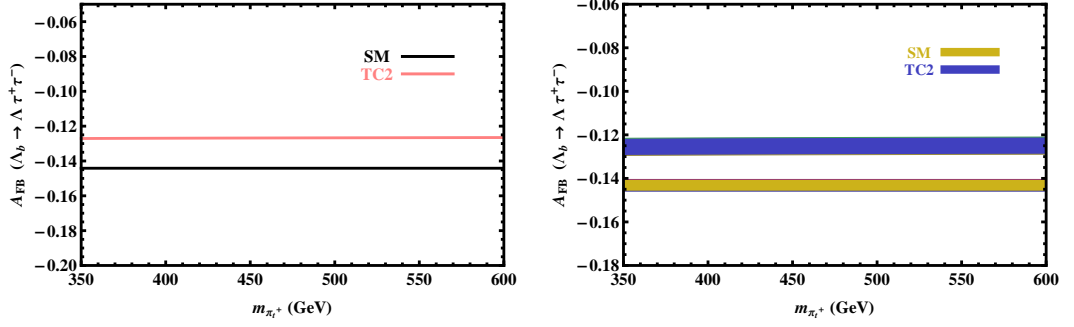
Şekil 4.23: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 'ye bağlılığı.



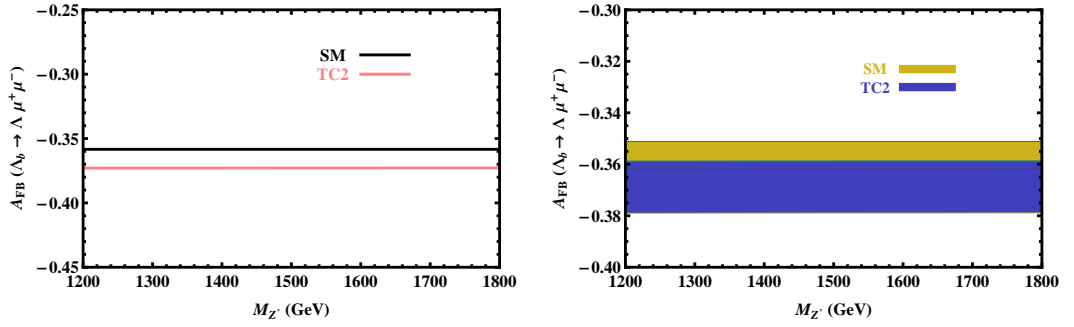
Şekil 4.24: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 'ye bağlılığı.



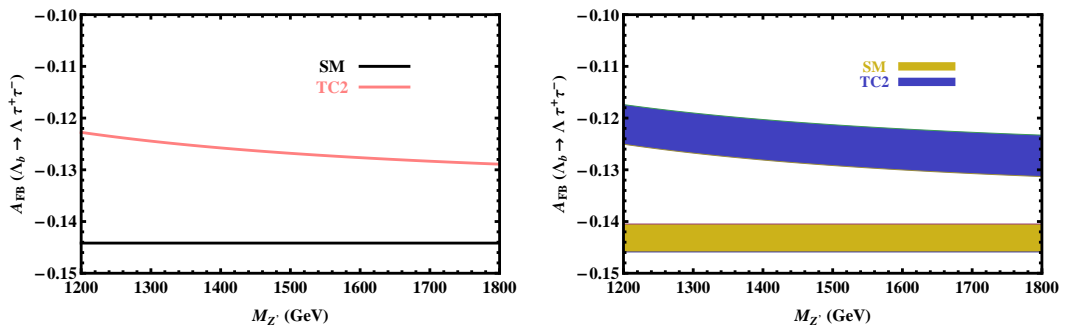
Şekil 4.25: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin m_{π^+} 'a bağlılığı.



Şekil 4.26: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin m_{π^+} 'a bağlılığı.



Şekil 4.27: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.



Şekil 4.28: SM ve TC2 modellerinde yapı faktörlerinin merkezi değerleri (sol grafik) ve belirsizlikleri (sağ grafik) kullanılarak $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \tau^+ \tau^-$ bozunum kanalına ait \mathcal{A}_{FB} 'nin $M_{Z'}$ 'a bağlılığı.

gözlemlenmektedir. τ kanalında ise (Şekil 4.24) SM ve TC2 modelleri hemen hemen aynı sonuçlara sahiptir.

- m_{π^+} 'a bağılı \mathcal{A}_{FB} durumunda; μ kanalında (Şekil 4.25), yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, SM ve TC2 modellerinin öngörülerinin bazı ortak bölgelere sahip olduğu görülmektedir. τ kanalında ise (Şekil 4.26), her iki modelin sonuçları arasındaki fark, yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında da mevcuttur.
- $M_{Z'}$ 'a bağılı \mathcal{A}_{FB} durumunda; μ kanalında (Şekil 4.27), yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında SM ve TC2 modellerinin öngörülerini arasında küçük bir fark gözlemlenmekteyken; yapı faktörlerinin hatalarının eklenmesi her iki modelin öngörülerini arasında bazı kesişim bölgelerinin görülmesine neden olmaktadır. τ durumunda ise (Şekil 4.28), SM ve TC2 modellerinin öngörülerini arasında önemli farklılıklar görülmekte ve bu farklılıklar yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından yok edilememektedir.
- \mathcal{A}_{FB} her iki lepton kanalı için de q^2 'ye hassastır. Ayrıca \mathcal{A}_{FB} yalnızca τ durumu için $M_{Z'}$ 'a da hassastır. Bununla birlikte, bu nicelik her iki lepton kanalı için m_{π^+} 'un ve sadece μ kanalı için $M_{Z'}$ 'in değişimlerine rağmen yaklaşık olarak değişmeden kalmaktadır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Son elli yıldır gerçekleştirilen deneysel keşiflerden sonuç çıkararak kuramsal fizikçiler Kuantum Alan Kuramı çerçevesinde Parçacık Fiziği'nin Standart Model'ini kurmayı başarmışlardır. Bu model, temel fizikte bilinen çoğu şeyi bir çatı altında toplamış, maddenin temel bileşenleri ile bu bileşenlerin aralarındaki temel etkileşimleri tek bir çerçeve içerisinde anlatmıştır. 1965'lerden önce maddenin yapı taşlarının hangi temel parçacıklar olduğu hakkında çok az şey bilinirken 1980'li yılların sonunda SM sayesinde bu parçacıkların neler olduğu öğrenilip var olan kuvvetlerin dünyayı biçimlendirirken nasıl işlediği anlaşılmıştır. SM anlatımına parçacıkların kütlelerini katabilmek için bir Higgs alanının varlığı öne sürülmüş, mekanizmaları sürüldüğü problem için teknik bir çözüm geliştirse de SM'nin kabul edilmesi ve sınanması zor bir parçası olmuştur. Higgs alanının kuantası olan Higgs bozonunu bulmaya yönelik 1980'li yıllarda başlayan heyecanlı serüven parçacığın nihayet 4 Temmuz 2012 yılında CERN'de yapılan iki büyük deney ATLAS ve CMS tarafından keşfedilmesi ile son bulmuştur. Tezin "Genel Kısımlar" bölümünün ilk kısmında dünyamızı şekillendiren temel parçacıkların ve kuvvetlerin tam bir betimlemesini verip gördüğümüz fiziksel olguların nasıl anlatılabileceğini sergileyen SM'ye genişçe yer verilmektedir. Ayrıca; daha önce anlaşılamayan pek çok şeyi açıklayan, çoğu çarpıcı olan yüzlerce başarılı öngöründe bulunan, şimdiye kadar elde edilen tüm deneysel verileri oldukça doğru bir şekilde tanımlayabilen SM'nin madde-antimadde asimetrisi, aile sayısı, temel etkileşmelerin birleşmesi vb. cevap veremediği bazı problemlere sahip olduğu vurgulanmış, modelin başarıları ve eksikliklerinden de ayrıntılı bir şekilde bahsedilmiştir. Parçacık Fiziği'nin SM'sinin bu problemlerine çözüm getirebilmek amacıyla genişletilerek düşük enerjilerde SM'ye dönüşecek Yeni Fizik olarak adlandırılan Standart Model Ötesi teorilere duyulan ihtiyaç yine tezin "Genel Kısımlar" bölümünde anlatılmıştır. Bu bölümde aynı zamanda literatürde en çok çalışılan Standart Model Ötesi teorilerden özellikle SUSY başta olmak üzere, UED ve TC2 modelleri ayrıntılı bir şekilde ele alınmıştır.

Tezde bahsedildiği gibi; SM'nin etkilerini araştırabilmek ve Standart Model Ötesi teorilerin önerdiği yeni parçacıkları bulabilmek için iki farklı yöntem bulunmaktadır. Doğrudan araştırma ismi verilen birinci yöntem; Parçacık Fiziği hızlandırıcı merkezlerinde yapılacak olan yüksek enerjili (TeV mertebesinde) çarpışmalarda ortaya çıkacak yeni parçacıkların gözlemlenmesi; dolaylı olarak adlandırılan diğer yöntem ise, SM ve Standart Model Ötesi teorilerin etkilerinin nadir bozunum kanalları aracılığıyla fenomenolojik olarak incelenmesi esasına dayandırılmıştır. Bu bilgiler ışığında; tez

çalışmasında; SM ve Standart Model Ötesi teorilerin etkilerinin incelenip karşılaştırılabilmesi amacıyla dolaylı araştırma yolu seçilerek fenomenolojik çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Standart Model Ötesi teorilerin etkilerinin fenomenolojik olarak araştırılması bu teorilerin ileri sürdüğü yeni parçacıklar kuantum ilmek seviyesine katkıda bulunabileceğinden dolayı ağaç seviyesinde yasaklanmış ve ilmek seviyesinde meydana gelen FCNC geçişlerini çalışmakla mümkün olmuştur. Bu bağlamda; hem NP modellerinin etkileri hem de QCD ve onun parametrelerinin yapısı hakkında bilgi sahibi olunmasını sağlayabilecek ağır alt kuark içeren Λ_b ve Σ_b baryonlarının; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ FCNC geçişlerinin fenomenolojik çalışma yolu ile analizleri yapılmıştır. Tezdeki bozunum kanallarından biri olan $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ semileptonik FCNC geçişinin hem CDF hem de LHCb deneyleri tarafından ölçümlerinin gerçekleştirilmesi ve baryon sektöründe yapılan bu deneylerle teorik çalışmaların hızlanması; bu kanalda NP parçacıklarının katkılarının fenomenolojik olarak incelenmesini önemli hale getirmiş ve bu gelişme, fenomenolojik çalışmaların dolayısıyla da tez çalışmasının önemini oldukça arttırmıştır. Sonuç olarak; SM ve Standart Model Ötesi teorilerin etkilerini araştırabilmek adına tezin “Genel Kısımlar” bölümünü meydana getiren son kısımda; hadronik FCNC geçişlerinin fenomenolojisi temel araştırma yöntemi olarak seçilerek bu incelemeyi gerçekleştirebilmek amacıyla kullanılan Λ_b ve Σ_b parçacıklarından bahsedilmiş ve bu parçacıklar ile gerçekleşen nadir bozunumların önemi vurgulanmıştır.

Tezin temel amacı; SM ve Standart Model Ötesi teorilerin etkilerinin hangi noktalarda birbirlerinden ayrıldıklarını hangi noktalarda benzer davranışlar sergilediklerini inceleyerek doğayı en iyi şekilde tanımlayan modele yaklaşma konusunda yapılacak deneysel çalışmalara ışık tutmak ve aynı zamanda NP teorilerinin önerdiği yeni parçacıkların arayışına yardımcı olabilmektir. Bu bağlamda; “Malzeme ve Yöntem” bölümünde; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) bozunum kanalı aracılığıyla Standart Model Ötesi teorilerden SUSY ve TC2 modellerinin; $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalında ise UED modellerinin yarattıkları etkileri araştırılabilmek için izlenen adımlardan bahsedilmiştir. Hesaplamalara, incelenecek geçişleri temsil eden etkin bir Hamiltonyen ile başlanmış, etkin Hamiltonyen ilk ve son baryonik durumlar arasında sıkıştırılarak bozunum genliği elde edilmiştir. Bu işlemler sonucunda ulaşılan geçiş matris elemanları; tam teoride ışık koni QCD toplam kurallarından yararlanılarak hesaplanmış yapı faktörleri cinsinden ifade edilmiştir. Hadronik FCNC süreçlerinin fenomenolojisi yapılırken, hesaplamalarda kullanılan temel giriş parametreleri incelenecek bozunum kanallarını temsil eden yapı faktörleridir. Bu yapı faktörleri; örgü QCD toplam kuralları gibi çeşitli tedirgemesiz yöntemler, çeşitli görelî ve görelî olmayan kuark modelleri, Kiral Pertürbasyon Teorisi,

Ağır Kuark Etkin Teorisi, Hiper-Central Modeli vb. modeller ile hesaplanmaktadır. Tedirgemesiz yöntemler içinde en etkin olan ve deneyle uyumlu sonuçlar veren QCD toplam kuralları; QCD lagranjyeni üzerine kurulmuş bir yöntemdir ve serbest parametre içermemektedir. Bu nedenle; bu yöntem ile hesaplanan yapı faktörleri daha güvenilirdir ve tezde incelenen bozunum kanallarında QCD toplam kuralları sonucunda bulunan yapı faktörleri kullanılmıştır. Uzun matematiksel işlemler ile diferansiyel bozunum genişliği; hem SM hem de NP modellerinden SUSY, UED ve TC2 senaryoları için bulunmuştur. Göz önüne alınan geçişler ile ilgili olarak; diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı, lepton ileri-geri yön asimetrisi gibi çeşitli fiziksel niceliklerin hesaplanması yapılmış, elde edilen sonuçlar birçok alanda yaygın bir kullanıma sahip olan Wolfram Mathematica adlı bilgisayar programında nümerik olarak analiz edilmiş, yine bu analiz programıyla çizdirilen grafikler ile SM öngörülleri ve NP modellerinden bulunan sonuçlar karşılaştırılmıştır. Analizlerden elde edilen grafikler ve bu grafiklerin yorumları tezin “Bulgular” bölümünde yer almaktadır.

Tezin “Malzeme ve Yöntem” bölümünü meydana getiren ilk çalışmada; SM ve farklı Süpersimetrik modellerde yarileptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) geçişi için genlik ve diferansiyel bozunum oranı hesaplanmıştır. Elde edilen diferansiyel bozunum oranı formülü ile; diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} gibi fiziksel gözlenebilirleri analiz edebilmek için, tam teoride ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış düşük enerjili matris elemanlarına girilen on iki yapı faktörü kullanılmıştır [149]. Hesaplamalarda; SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) olmak üzere farklı SUSY senaryoları göz önüne alınmış ve tüm SUSY senaryolarından elde edilen sonuçlar SM öngörülleri ile karşılaştırılmıştır. Yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında, genel olarak, SUSY modellerine ait öngörülerin SM tahminlerine göre önemli sapmalar gösterdikleri görülmektedir. Söz konusu bozunum kanalının tüm lepton kanallarında diferansiyel dallanma oranı için çizdirilen grafikleri incelendiğinde; SM öngörülerinden maksimum sapma gösteren modelin SUSY II modeli olduğu gözlemlenmektedir. SM ve farklı SUSY modelleri; SUSY I, SUSY II, SUSY III ve SUSY SO(10) için $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının çizdirilen \mathcal{A}_{FB} grafikleri göz önüne alındığında; e ve μ kanallarında ve \hat{s} 'in düşük değerlerinde diğer model öngörülerinden maksimum sapma SUSY I modeline ait iken, aynı lepton kanallarında ve \hat{s} 'in daha yüksek değerlerinde görülen maksimum farkın SUSY II modeline karşılık geldiği görülmektedir. Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında, fiziksel gözlenebilirlerden dallanma oranının; diferansiyel dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} 'sine nazaran yapı faktörleri hatalarından daha fazla etkilendiği gözlemlenmektedir. Yapı

faktörlerinin belirsizlikleri eklendiğinde elde edilen diferansiyel dallanma oranı incelendiğinde, e ve μ kanallarında SUSY SO(10) modelini temsil eden bantın yaklaşık olarak SM bantını kapsadığı belirlenmektedir. Aynı zamanda tüm lepton kanalları için SUSY I, SUSY II ve SUSY III modellerine ait bantlar ile SM bantları arasında bazı kesişim bölgeleri mevcut olmasına rağmen SM ve farklı SUSY modellerinin öngörülleri arasında belirgin farklılıklar görülmektedir. Özellikle τ kanalında; SUSY II ve SM modellerinin bantları arasında önemli farklar mevcuttur. Söz konusu bozunum kanalında tüm lepton durumları için \mathcal{A}_{FB} ve \mathcal{A}_{FB} 'nin sıfır geçiş noktalarının yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından etkilenmediği gözlemlenmekte; genel olarak farklı SUSY modellerinin dar bantları ve SM bantları arasında önemli sapmaların meydana geldiği görülmektedir. SM ve farklı SUSY modelleri arasında bahsedilen bu tür farklılıkların süpersimetrik parçacıkların varlığı için bir işaret olarak kabul edilebileceği düşünülmektedir; ancak şimdiye kadar yapılan deneylerde bu parçacıkların var olduğuna dair izlere henüz rastlanmamıştır.

Tüm lepton kanallarında ve q^2 'nin göz önüne alınan tüm bölgelerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ geçişi için elde edilen dallanma oranlarının mertebeleri, yakın gelecekte bu bozunum kanallarının CERN'de yapılan LHC deneyinde ulaşılabilir olduklarına işaret etmektedir. Tezde bahsedildiği gibi; ilk olarak 2011 yılında, Fermilab'daki CDF deneyi 5.8σ 'lık istatistiksel bir imza ile $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ bozunum kanalının dallanma oranını $[1.73 \pm 0.42(stat) \pm 0.55(syst)] \times 10^{-6}$ olarak ölçmüştür. İkinci olarak, 2013 yılında ise; CERN'deki LHCb deneyi aynı bozunum kanalını gözlemlemiş ve dallanma oranını $[0.96 \pm 0.16(stat) \pm 0.13(syst) \pm 0.21(norm)] \times 10^{-6}$ olarak ölçmüştür. Gerçekleşen bu deneysel ilerlemeler göz önüne alındığında; baryonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalında yapılacak deneysel araştırmalardan gelecek sonuçlar ile mevcut tez çalışmasının dallanma oranı ve \mathcal{A}_{FB} gibi fiziksel gözlenebilirleri için elde edilen sonuçlarının karşılaştırılmasının, özellikle de \mathcal{A}_{FB} 'nin işaretinin ve sıfır-geçiş noktalarının belirlenmesinin, SUSY parçacıklarının varlığı hakkında değerli bilgiler elde etmeye yardımcı olabileceği düşünülmektedir.

Nümerik analizlerde, farklı SUSY senaryoları için Tablo 3.4'de sunulan Wilson katsayılarının değerleri kullanılmaktadır. Bu değerler yüksüz Higgs bozonlarının kütlelerinin (91 – 200) GeV aralığında kabul edilmesi sonucu elde edilmiştir [140, 205–207]. Higgs bozonunun kütlesi (126 GeV) üzerinde CERN'de CMS ve ATLAS deneyleri tarafından gerçekleştirilen son gelişmeler göz önüne alındığında, Wilson katsayılarının kullanılan bu değerlerinin hala geçerli olduğu görülmektedir. Bununla

birlikte, LHC’de elde edilen bozonun tam kütlesi kullanılarak, farklı SUSY modellerinde Wilson katsayılarının daha dikkatli hesaplanması söz konusu olabilecektir. Bu bağlamda, Wilson katsayılarının yeni değerleri kullanılarak mevcut çalışmada elde edilen sonuçları geliştirmek mümkün olabilecektir.

Parçacık Fiziği’nde SM tarafından açıkta bırakılan soruların bazılarında yanıt arayan SUSY’nin doğa yasalarının bir özelliği olduğu yönünde oldukça fazla dolaylı kanıt bulunurken; bunu destekleyici dolaysız kanıtlar henüz bulunmamıştır. Bu durum; doğanın süpersimetrik oluşuna karşı bir görüş oluşturmamaktadır ve onun desteklenmesini hızlandıracak düzeneklerin süpersimetriye ilişkin sinyalleri ortaya çıkaracak bölgeyi kapsayacak şekilde geliştirilmesi gerekmektedir. Eğer SUSY ve yol açtığı sonuçlar doğru bir şekilde anlaşılırsa SUSY için doğrudan deneysel kanıtların yakın gelecekte bulunması beklenmektedir. Bu bağlamda; kazanılan fenomenolojik yetkinlikle birlikte tezde yapılan analizler sonucunda elde edilen farklılıkların süpersimetrik parçacıkların var olduğuna dair bir işaret olarak yorumlanabileceği dolayısıyla SUSY’nin varlığı yönündeki dolaylı kanıtlardan biri olarak sayılabileceği göz önüne alındığında; SUSY modellerinin etkilerinin $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı aracılığıyla fenomenolojik olarak incelenmesi, yapılacak deneysel çalışmalara yön vermesi açısından oldukça büyük bir öneme sahiptir. Ayrıca mevcut çalışma; literatürde yer alan ve farklı süpersimetrik modellerde gerçekleştirilen fenomenolojik araştırmalarla kıyaslandığında, kullanılan yapı faktörlerinin tam teoride QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış olmasının yanında etkin Hamiltonyen’deki tüm operatörlerin göz önüne alınması bakımından ilk inceleme olması ile özgün bir çalışma niteliğine ulaşmıştır. SM ve farklı Süpersimetrik modellerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı için yapılan çalışma 2012 yılında *Journal of High Energy Physics* dergisinde yayınlanmıştır [18].

Standart Model Ötesi teorilerin en önemli adaylardan birinin etkilerinin araştırıldığı bir diğer çalışmada; ışınımsal FCNC $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum modu; SM ve bir veya iki boyutlu Evrensel Ekstra Boyutlu senaryolarda analiz edilmektedir. Analizlerin başlangıcında; yapı faktörlerinin bağlamında hesaplanmış söz konusu bozunum kanalının genliği kullanılarak, $1/R'$ ’ye bağlı toplam bozunum genişliği formülü elde edilmektedir. Işık-koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, bu kanalın toplam bozunum genişliği bulunmakta ve [204]’de yapılan mevcut tahmin ile karşılaştırılmaktadır. Ayrıca $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunumunun dallanma oranı hesaplanmakta ve bulunan sonuç $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ kanalından elde edilen sonuç [169] ile kıyaslanmaktadır. Yapılan analizler sonucunda $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişi için hesaplanan dallanma oranı mertebesi; bu kanalın

yakın gelecekte LHC’de çalışılabileceğine işaret etmektedir. Tezin bu çalışmasında; son olarak; SM, UED5 ve UED6 modellerinde kompaktifikasyon faktörü $1/R$ ’ye bağılı olarak çizdirilen dallanma oranları grafikleri ile tüm modeller için elde edilen sonuçların benzer ve farklı yönleri karşılaştırılmaktadır.

Mevcut tez çalışmasında toplam bozunum genişliği için elde edilen sonuç [204]’de bulunan sonuç ile karşılaştırıldığında; değerlerin merteye olarak aynı fakat katsayı olarak farklı oldukları görülmektedir. Bu durum; [204]’de göz önüne alınan yapı faktörlerinin twist 6 dalga fonksiyonuna kadar hesaplanmış olmasının yanında bu çalışmada kuarkların pole kütlelerinin kullanılmasına bağlanmakta; çünkü tezde gerçekleştirilen analizlerde twist 8 dağılım genliklerine kadar hesaplanmış yapı faktörleri ve \overline{MS} şemasındaki kuark kütleleri kullanılmaktadır. Ayrıca $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ kanalına ait dallanma oranı mertebesinin, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunumundan elde edilen sonuç ile karşılaştırıldığında bir merteye daha küçük olduğu görülmektedir.

Yapı faktörlerinin merkezi değerleri göz önüne alındığında; özellikle $N_{KK} = 15$ ile UED6 modeli başta olmak üzere, SM öngörülleri ve UED modellerinin sonuçları arasında önemli sapmaların olduğu gözlemlenmektedir. Yapı faktörlerinin belirsizlikleri göz önüne alındığında ise, $1/R$ ’nin düşük değerlerinde SM ve UED modellerinin sonuçları arasındaki farklılıklar tamamen yok olmamaktadır. Ayrıca bu durumda; SM ve UED senaryolarının sonuçlarının çakışmadığı bazı bölgelerin (özellikle UED6 ($N_{KK} = 15$) için) mevcut olduğu görülmektedir.

Literatürde; UED5 modeli ile ilgili yapılmış pek çok çalışma bulunmasının yanında [19–35]; UED6 modelinde etkin Hamiltonyen’de görülen Wilson katsayılarından sadece birinin (C_7^{eff}) ifadesinin var olması nedeniyle daha az araştırmanın mevcut olduğu görülmektedir [36–41]. Bu bilgiler ışığında; ışınımsal $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ geçişinin incelendiği bu araştırma; hem UED5 hem de UED6 modelinde ilk kez yapılması açısından özgün bir çalışmadır. Ayrıca tezde yer alan analiz sonuçlarının; sadece LHCb’de $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ bozunum kanalının deneysel datalarını analiz etme konusunda yardımcı olmakla kalmayarak; aynı zamanda FCNC b-hadron bozunum kanalları için olası ekstra boyut katkılarını dolaylı olarak araştırma konusunda yardımcı olabileceği umulmaktadır. Ek olarak; şimdiye kadar yapılan deneylerde ekstra boyutların izi bulunmamış olsa bile, varlıklarına inanılmıştır. Bu tez çalışmasında olduğu gibi artık ekstra boyutların gerçekliği ve var olmaları durumunda yaratacakları etkiler daha somut yollarla incelenebildiğinden, kuramın anlaşılması ve onu gerçek dünya ile ilişkilendirecek deneyimlerin kazanılması açısından

da yapılan bu araştırmanın önemi oldukça büyüktür. SM ve bir veya iki Evrensel Ekstra Boyutlu modellerin (UED5 ve UED6) etkilerinin incelendiği bu çalışma 2014 yılında *Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics* dergisinde yayınlanırken [42]; $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ bozunum kanalı için yapılan benzer çalışma ise 2013 yılında *Physical Review D* dergisinde yayınlanmıştır [169]. Ayrıca tez dönemi boyunca yine UED modelinin etkisinin araştırıldığı bir diğer çalışma 2012 yılında *Journal of High Energy Physics* dergisinde yer almıştır [19].

Tezde yer alan incelemelerin sonucunda; baryonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalının hem SM hem de TC2 senaryolarında kapsamlı bir şekilde analizleri yapılmaktadır. Özellikle; temel giriş parametreleri olarak ışık koni QCD toplam kuralları aracılığıyla hesaplanmış yapı faktörleri kullanılarak, diferansiyel dallanma oranı, dallanma oranı ve lepton \mathcal{A}_{FB} 'nin q^2 ve TC2 model parametreleri m_{π^+} ile $M_{Z'}$ 'a bağlı olarak nasıl değişim gösterdikleri araştırılmaktadır.

Mevcut çalışmada genel olarak; iki modelin öngörülleri arasında hataların temel kaynakları olan yapı faktörlerinin belirsizlikleri tarafından tamamen yok edilemeyen belirgin farklılıklar görülmektedir. Bununla birlikte; q^2 'ye bağlı diferansiyel dallanma oranı durumunda yapı faktörlerinin hataları göz önüne alındığında; CDF ve LHCb deneyleri tarafından sağlanan mevcut deneysel verilerin q^2 'nin tüm bölgelerinde yaklaşık olarak SM sonuçlarına çok yakın olduğu görülürken, q^2 'nin yalnızca bazı aralıklarında TC2 model tarafından öngörülen aralıklara denk geldiği gözlemlenmektedir. Deneysel açıdan; farklı lepton durumlarında söz konusu bozunum kanalının yanı sıra farklı baryonik ve mezonik süreçlerin çeşitli fiziksel nicelikleri üzerinde daha fazla datanın var olması gerektiği düşünülmektedir. Sonuç olarak; gerçekleşecek bu deneysel gelişmelerin; Yeni Fizik etkilerini ve özellikle de Higgs mekanizmasına alternatif bir EWSB senaryosu sağlayan TC2 modelini araştırmak için yardımcı olacağı umulmaktadır. Ek olarak; TC2 modelin etkilerinin araştırıldığı literatürde var olan çalışmalar incelendiğinde, tezde yapılan araştırma baryon sektöründe gerçekleştirilen ilk analiz olması bakımından özgün olma niteliğine ulaşmıştır. Bu bağlamda; hem SM hem de TC2 modellerinde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ bozunum kanalı için yapılan çalışma 2013 yılında *Physical Review D* dergisinde yayınlanmıştır [43].

Evreni yöneten temel mekanizmaları anlamaya yönelik atılacak deneysel adımların doğru olup olmadığını öğrenmek için ihtiyaç duyulan kanıtların elde edilebilmesi amacıyla Parçacık Fiziği'nde gerçekleştirilen fenomenolojik çalışmaların büyük öneme sahip olduğu

gerçeğinden yola çıkılarak, bu tez çalışmasında; Standart Model Ötesi teorilerin etkilerini incelemek ve elde edilen sonuçları SM öngörülleri ile karşılaştırabilmek için dolaylı araştırma yolu tercih edilerek, söz konusu bozunum kanallarının fenomenolojik çalışma yolu ile analizleri yapılmıştır. Teorik çalışmalar ile deneysel araştırmalar arasında bir köprü görevi gören fenomenolojik incelemelerin doğru bir şekilde yapılabilmesi için ilk adım, literatürde yer alan çalışmaların eksiksiz bir şekilde taranarak yeterli teorik bilgiye sahip olunmasıdır ve ancak bu şekilde yapılacak çalışmalar özgün hale getirilmektedir. Keşif hızının her zaman giderek artmakta olduğu bilimsel değişim çağında, teorik çerçevenin öngördüğü fiziksel gözlenebilirlerin araştırılması; yapılan çalışmaların Yüksek Enerji Fiziği'nde meydana gelen gelişmelere öncülük etmesini ve kavranmasını sağlaması açısından oldukça önemlidir. Bu bağlamda tez çalışmasında yapılan fenomenolojik incelemelerin özgün hale gelebilmesi adına büyük bir titizlikle çalışılmış ve uluslararası fizik dergilerinde beş makale yayınlanmıştır.

Sonuç olarak; semileptonik $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ FCNC geçişinin hem CDF hem de LHCb deneylerinde ölçülmesinin yaratmış olduğu etki göz önüne alındığında tezde yapılan fenomenolojik çalışmaların oldukça büyük bir öneme sahip olduğu görülmektedir. Bu tezde yer alan fenomenolojik analizlerin yakın gelecekte yapılacak deneysel sonuçlarla karşılaştırılması; SM ve Standart Model Ötesi teoriler hakkında önemli bilgiler vererek, Yeni Fizik modellerinin önerdiği yeni parçacıkların arayışında yardımcı olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1]. Griffiths, D., 1987, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons Inc., ABD, ISBN:0-471-60386-4.
- [2]. Gökberk, M., 1990, *Felsefe Tarihi*, Remzi Kitabevi, 6. Basım, İstanbul, ISBN:975-14-0156-9.
- [3]. Yalçın, C., 2008, Demokrites'ten Higgs'e Maddenin Öyküsü, *Bilim ve Ütopya*, 167, 5-21.
- [4]. Kane, G., 2000, *Süpersimetri*, Tübitak Popüler Bilim Kitapları, Ankara, ISBN:978-975-403-507-0.
- [5]. Kaku, M. and Thompson J., 2012, *Einstein'dan Ötesi*, ODTÜ Yayıncılık, Ankara, ISBN:978-605-4362-49-3.
- [6]. Slavin, A. J., 1994, *A Brief History and Philosophy of Physics*, http://www.trentu.ca/physics/history_895.html, [Ziyaret Tarihi: 1 Kasım 2013].
- [7]. Sadoff, A. and Hine, L., 2012, *The Standard Model*, http://xraise.classe.cornell.edu/document/Standard_Model_sm.pdf, [Ziyaret Tarihi: 27 Ekim 2013].
- [8]. Baird, D., Hendel, F. and Scheider, W., 2011, *PhyzGuide: A Brief History of Physics*, https://wiki.rockwallisd.org/sandbox/groups/mfrederiksen/wiki/77197/attachments/36e4d/G-The_History_of_Physics.pdf, [Ziyaret Tarihi: 27 Ekim 2013].
- [9]. Lindner, M. and Rodejohann, W., 2013, *Theoretical Elementary-Particle Physics beyond the Standard Model*, http://www.mpi-hd.mpg.de/mpi/fileadmin/files-mpi/Flyer/Standard_model.pdf, [Ziyaret Tarihi: 28 Ekim 2013].
- [10]. Wiese, U. J., 2010, *The Standard Model of Particle Physics*, <http://www.wiese.itp.unibe.ch/lectures/standard.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 20 Ekim 2013].
- [11]. Atkins, W., 2009, *The standard model (SM) of elementary particle physics*, <http://www.physicsideas.com/StandardModel.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 15 Ekim 2013].

- [12]. The ATLAS Collaboration, 2012, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys. Lett. B*, 716, 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [13]. The CMS Collaboration, 2012, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Phys. Lett. B*, 716, 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [14]. Lascaris, E., 2006, *Extensions of the Standard Model and their Influence on Single-Top*, Thesis (M.Sc.), University of Twente.
- [15]. Özpineci, A., 2007, Standart Model ve Ötesi, *Bilim ve Teknik - Yeni Ufuklara*, 473, 2-15.
- [16]. Aaltonen, T., *et al.* [CDF Collaboration], 2011, Observation of the Baryonic Flavor-Changing Neutral Current Decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 201802 [arXiv:1107.3753 [hep-ex]].
- [17]. The LHCb Collaboration, 2013, Measurement of the differential branching fraction of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$, *Phys. Lett. B*, 725, 25 [arXiv:1306.2577 [hep-ex]].
- [18]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T. and Tavukoglu, Z., 2012, Comparative analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in SM and different SUSY scenarios using form factors from full QCD, *JHEP*, 1210, 118 [arXiv:1208.2203 [hep-ph]].
- [19]. Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., Olgun, A. T. and Tavukoglu, Z., 2012, Constraint on compactification scale via recently observed baryonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ channel and analysis of the $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ transition in SM and UED scenario, *JHEP*, 1205, 024 [arXiv:1203.4356 [hep-ph]].
- [20]. Azizi, K. and Katirci, N., 2011, Investigation of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in universal extra dimension using form factors from full QCD, *JHEP*, 1101, 087 [arXiv:1011.5647 [hep-ph]].
- [21]. Buras, A. J., Spranger, M. and Weiler, A., 2003, The impact of universal extra dimensions on the unitarity triangle and rare K and B decays, *Nucl. Phys. B*, 660, 225 [arXiv:hep-ph/0212143].

- [22]. Buras, A. J., Poschenrieder, A., Spranger, M. and Weiler, A., 2004, The Impact of Universal Extra Dimensions on $B \rightarrow X_s \gamma$, $B \rightarrow X_s g$, $B \rightarrow X_s \mu^+ \mu^-$, $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, and ε'/ε , *Nucl. Phys. B*, 678, 455 [arXiv:hep-ph/0306158].
- [23]. Colangelo, P., Fazio, F. D., Ferrandes, R. and Pham, T. N., 2006, Exclusive $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$, $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ and $B \rightarrow K^* \gamma$ transitions in a scenario with a single Universal Extra Dimension, *Phys. Rev. D*, 73, 115006 [arXiv:hep-ph/0604029].
- [24]. Bashiry, V. and Azizi, K., 2012, Systematic analysis of the $B_s \rightarrow f_0 \ell^+ \ell^-$ in the universal extra dimension, *JHEP*, 1202, 021 [arXiv:1112.5243 [hep-ph]].
- [25]. Katirci, N. and Azizi, K., 2011, B to strange tensor meson transition in a model with one universal extra dimension, *JHEP*, 1107, 043 [arXiv:1105.3636 [hep-ph]].
- [26]. Bashiry, V., Bayar, M. and Azizi, K., 2008, Double-lepton polarization asymmetries and polarized forward backward asymmetries in the rare $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 78, 035010 [arXiv:0808.1807 [hep-ph]].
- [27]. Wang, Y.-M., Aslam, M. J. and Lü, C.-D., 2009, Rare decays of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ and $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ in universal extra dimension model, *Eur. Phys. J. C*, 59, 847 [arXiv:0810.0609 [hep-ph]].
- [28]. Aliev, T. M. and Savcı, M., 2007, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay in universal extra dimensions, *Eur. Phys. J. C*, 50, 91 [arXiv:hep-ph/0606225].
- [29]. Fazio, F. D., 2007, Rare B decays in a single Universal Extra Dimension scenario, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 174, 185 [arXiv:hep-ph/0610208].
- [30]. Sirvanli, B. B., Azizi, K. and Ipekoglu, Y., 2011, Double-lepton polarization asymmetries and branching ratio in $B \rightarrow K_0^*(1430) l^+ l^-$ transition from universal extra dimension model, *JHEP*, 1101, 069 [arXiv:1011.1469[hep-ph]].
- [31]. Azizi, K., Pak, N. K. and Sirvanli, B. B., 2012, Double-Lepton Polarization and Asymmetries Branching Ratio of the $B \rightarrow \gamma l^+ l^-$ transition in Universal Extra Dimension, *JHEP*, 1202, 034 [arXiv:1112.2927 [hep-ph]].
- [32]. Aliev, T. M., Savcı, M. and Sirvanli, B. B., 2007, Double-lepton polarization asymmetries in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay in universal extra dimension model, *Eur. Phys. J. C*, 52, 375 [arXiv:hep-ph/0608143].

- [33]. Ahmed, I., Paracha, M. A. and Aslam, M. J., 2008, Exclusive $B \rightarrow K_1 l^+ l^-$ decay in model with single universal extra dimension, *Eur. Phys. J. C*, 54, 591 [arXiv:0802.0740 [hep-ph]].
- [34]. Colangelo, P., Fazio, F. D., Ferrandes, R. and Pham, T. N., 2006, Spin effects in rare $B \rightarrow X_s \tau^+ \tau^-$ and $B \rightarrow K^{(*)} \tau^+ \tau^-$ decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 74, 115006 [arXiv:hep-ph/0610044].
- [35]. Mohanta, R. and Giri, A. K., 2007, Study of FCNC-mediated rare B_s decays in a single universal extra dimension scenario, *Phys. Rev. D*, 75, 035008 [arXiv:hep-ph/0611068].
- [36]. Freitas, A. and Haisch, U., 2008, $B \rightarrow \chi_s \gamma$ in two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 77, 093008 [arXiv:0801.4346 [hep-ph]].
- [37]. Freitas, A. and Kong, K., 2008, Two universal extra dimensions and spinless photons at the ILC, *JHEP*, 0802, 068 [arXiv:0711.4124 [hep-ph]].
- [38]. Burdman, G., 2007, Two Universal Extra Dimensions, *AIP Conf. Proc.*, 903, 447 [arXiv:hep-ph/0611064].
- [39]. Ghosh, K. and Datta, A., 2008, Phenomenology of spinless adjoints in two Universal Extra Dimensions, *Nucl. Phys. B*, 800, 109 [arXiv:0801.0943 [hep-ph]].
- [40]. Appelquist, T., Dobrescu, B. A., Ponton, E. and Yee, H.-U., 2001, Proton Stability in Six Dimensions, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 181802 [arXiv:hep-ph/0107056].
- [41]. Burdman, G., Dobrescu, B. A. and Ponton, E., 2006, Resonances from Two Universal Extra Dimensions, *Phys. Rev. D*, 74, 075008 [arXiv:hep-ph/0601186].
- [42]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2014, Radiative $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ decay in SM and BSM, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 41, 095006.
- [43]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in topcolor-assisted technicolor (TC2) model, *Phys. Rev. D*, 88, 7, 075007 [arXiv:1307.3101 [hep-ph]].
- [44]. Grünewald, M. W., 1998, *Experimental Tests of the Electroweak Standard Model at High Energies*, Thesis, Humboldt University of Berlin.

- [45]. Jansen, E., 2011, *Supersymmetry search using Z^0 bosons produced in neutralino decays at the ATLAS detector*, Thesis, Nikhef (The National Institute for Subatomic Physics).
- [46]. Kartal, S., 2007, *Temel Tanecikler Ders Notları*, İstanbul Üniversitesi.
- [47]. Álvarez-Gaumé, L. and Vázquez-Mozo, M. Á., 2012, *Theories and Lagrangians III: The Standard Model*, <http://www.iop.vast.ac.vn/theor/conferences/vsop/18/files/QFT-5.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 29 Ekim 2013].
- [48]. Naviliat, O., 2005, Mirror symmetry and fundamental interactions, *European Review*, 13 (2), 13–27.
- [49]. Sebhatu, M., 2001, *The Standard Model of Fundamental Particles and Their Interactions*, http://www.physnet.org/modules/pdf_modules/m305.pdf, [Ziyaret Tarihi: 3 Kasım 2013].
- [50]. Ragheb, M., 2013, *CONSTITUTION OF MATTER, THE STANDARD MODEL*, <http://mragheb.com>, [Ziyaret Tarihi: 5 Kasım 2013].
- [51]. Gasiorowicz, S. and Langacker, P., 2013, *Elementary Particles in Physics*, <http://107.215.221.225/home/admin/DAVINCI/SCIENCE/>, [Ziyaret Tarihi: 2 Aralık 2013].
- [52]. Kaplan, D., 2010, *Physics for the 21st Century*, Harvard Smithsonian Center, Harvard University, ISBN:1-57680-891-2.
- [53]. Neumaier, A. and Westra, D., 2011, *Classical and quantum mechanics via Lie algebras*, University of Vienna, Austria [arXiv:0810.1019 [quant-ph]].
- [54]. Science Channel, 2013, *What is classical physics?*, <http://curiosity.discovery.com/question/classical-physics>, [Ziyaret Tarihi: 8 Aralık 2013].
- [55]. Etingof, P., 2002, *MATHEMATICAL IDEAS AND NOTIONS OF QUANTUM FIELD THEORY*, <http://ocw.mit.edu/courses/mathematics/18-238-geometry-and-quantum-field-theory-fall-2002/lecture-notes/sec1.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 8 Aralık 2013].
- [56]. Wittig, H., 2003, *An Introduction to Quantum Field Theory*, http://www.kph.kph.uni-mainz.de/T/members/wittig/talks_lecture/ral.pdf, [Ziyaret Tarihi: 8 Aralık 2013].

- [57]. Cardy, J., 2010, *Introduction to Quantum Field Theory*, <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/people/JohnCardy/qft/qftcomplete.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 8 Aralık 2013].
- [58]. Stein, M., 2012, *Search for SUSY in Same-Sign Di-Lepton Events with the CMS Detector*, Thesis, Universität Hamburg.
- [59]. Ellis, J., Gaillard, M. K. and Nanopoulos, D. V., 2012, *A Historical Profile of the Higgs Boson*, <http://arxiv.org/pdf/1201.6045v1.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 3 Aralık 2013].
- [60]. Rose, J., 2013, *THE NOBEL PRIZE IN PHYSICS 2013*, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/popular-physicsprize2013.pdf, [Ziyaret Tarihi: 10 Mayıs 2014].
- [61]. Kozçaz, C., Mete, Ö. and Ünel, G., 2012, Yeni bir parçacık bulmak, *Bilim ve Teknik*, 537, 22-25.
- [62]. Ceccucci, A., Ligeti and Sakai, Y., 2006, The CKM Quark-Mixing Matrix, *Journal of Physics G*, 33, 138.
- [63]. Bargiotti, M. et al., 2000, Present knowledge of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix, *La Rivista del Nuovo Cimento*, 23 (3), 1-71 [arXiv:hep-ph/0001293].
- [64]. Kuhr, T., 2013, *Flavor in the Standard Model*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, ISBN:978-3-642-10300-1.
- [65]. Battaglia, M., Buras, A. J., et al., 2003, The CKM Matrix and the Unitarity Triangle, CERN-2003-002, FERMILAB-CONF-02-422 [arXiv:hep-ph/0304132].
- [66]. Cline, D. B., 1997, *Could Neutral Currents Have Been Discovered in The 1960s? The Role of Flavor-Changing Neutral Current (FCNC)*, <http://lss.fnal.gov/archive/other/ucla-pph-0077-6-97.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 25 Ekim 2013].
- [67]. Lim, C. S., 2009, *Theoretical Studies of Flavor [U+2010]Changing Neutral Currents in 1980's*, http://kaon09.kek.jp/sci/pdf/KAON09_C.S.Lim.pdf, [Ziyaret Tarihi: 25 Ekim 2013].
- [68]. Yazgan, E., 2013, Flavor changing neutral currents in top quark production and decay, *6th International Workshop on Top Quark Physics (TOP2013)*, 14-19 September 2013 Durbach, Germany [arXiv:1312.5435 [hep-ex]].

- [69]. Buras, A. J., 1996, Flavor changing neutral current processes , *28th International Conference on High-energy Physics (ICHEP 96)*, 25-31 July 1996 Warsaw, Poland, Singapore, World Scientific [arXiv:hep-ph/9610461].
- [70]. Azizi, K., Khosravi, R. and Falahati, F., 2010, Rare Semileptonic B_s Decays to η and η' mesons in QCD, *Phys. Rev. D* 82, 116001 [arXiv:1008.3175 [hep-ph]].
- [71]. Azizi, K., Bayar, M. and Zeyrek, M. T., 2010, Flavor Changing Neutral Currents Transition of the Σ_Q to Nucleon in Full QCD and Heavy Quark Effective Theory, *J. Phys. G*, 37, 085002 [arXiv:0910.4521 [hep-ph]].
- [72]. BaBar Collaboration, 2002, Evidence for the flavor changing neutral current decays $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ and $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$, *31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002)*, 24-31 July 2002 Amsterdam, The Netherlands, North-Holland [arXiv:hep-ex/0207082].
- [73]. Azizi, K. and Bayar, M., 2009, Asymmetry Parameter of the $K_1(1270, 1400)$ by Analyzing the $B \rightarrow K_1 v\bar{v}$ Transition Form Factors within QCD, *Eur. Phys. J. C*, 61, 401-410 [arXiv:0811.2692 [hep-ph]].
- [74]. Khosravi, R., Azizi, K., Ghanaatian, M. and Falahati, F., 2009, Investigation of the D_{s1} structure via B_c to $D_{s1}\ell^+\ell^-/v\bar{v}$ transitions in QCD, *J. Phys. G*, 36, 095003 [arXiv:0907.4773 [hep-ph]].
- [75]. Buras, A. J., 2010, FCNC Processes Waiting for The Next Decade, *Acta Physica Polonica B*, 3.
- [76]. Aliev, T. M., Azizi, K. and Savci, M., 2007, Analysis of rare $B \rightarrow K_0^*(1430)\ell^+\ell^-$ decay within QCD sum rules, *Phys. Rev. D*, 76, 074017 [arXiv:0710.1508 [hep-ph]].
- [77]. Iliopoulos, J., 2009, *Beyond the Standard Model*, <http://cds.cern.ch/record/1143385/files/p139.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 3 Ekim 2013].
- [78]. Womersley, J., 2005, Beyond The Standard Model, *Symmetry*, 02, 01.
- [79]. Goldfain, E., 2009, Fractional Dynamics and the Standard Model for Particle Physics, *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation* 13, 1397-1404 [viXra:0911.0045].

- [80]. Zeyrek, M., 1996, Parçacık Fiziği, *Bilim ve Teknik*, 344, 26-35.
- [81]. Kartal, S., 2008, *DeneySEL Parçacık Fiziği Ders Notları*, İstanbul Üniversitesi.
- [82]. SLAC, 2014, *SLAC History*, <https://www6.slac.stanford.edu/about/slac-history.aspx>, [Ziyaret Tarihi: 14 Ağustos 2014].
- [83]. Wikipedia, 2012, *BaBar experiment*, http://en.wikipedia.org/wiki/BaBar_experiment, [Ziyaret Tarihi: 5 Ocak 2014].
- [84]. BaBaR, 2014, *The Purpose of BABAR*, <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/Purpose.aspx>, [Ziyaret Tarihi: 14 Ağustos 2014].
- [85]. KEK, 2013, *What is KEK? - Our Mission*, <http://legacy.kek.jp/intra-e/about/whatskek.html>, [Ziyaret Tarihi: 20 Ocak 2014].
- [86]. KEK, 2014, *Belle B Factory*, <http://www.kek.jp/en/Facility/IPNS/Belle/>, [Ziyaret Tarihi: 20 Ocak 2014].
- [87]. Fermilab, 2013, *What is Fermilab?*, <http://www.fnal.gov/pub/about/whatis/history.html>, [Ziyaret Tarihi: 10 Ocak 2014].
- [88]. Lehner, F., 2005, *Flavor-Changing Neutral Currents at Hadron Colliders*, Thesis (PhD), Universität Zürich.
- [89]. Fermilab, 2014, *Accelerator*, <http://www.fnal.gov/pub/tevatron/tevatron-accelerator.html>, [Ziyaret Tarihi: 14 Ocak 2014].
- [90]. Taek, 2009, *Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN)*, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, <http://www.taek.gov.tr/egitim-arastirma/cern/740-avrupa-nukleer-arastirma-merkezi-cern.html>, [Ziyaret Tarihi: 22 Ocak 2014].
- [91]. Gillies, J., 2006, Introducing the Large Hadron Collider, *Symmetry*, 03, 10-11.
- [92]. CERN, 2014, *Experiments*, <http://home.web.cern.ch/about/experiments>, [Ziyaret Tarihi: 22 Ocak 2014].
- [93]. Zeyrek, M., 2010, *Higgs'i Ararken*, <http://www.biyolojiegitim.yyu.edu.tr/fizpdf/higssi20104S.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 17 Ağustos 2014].

- [94]. CERN, 2014, *CERN announces LHC restart schedule*, <http://home.web.cern.ch/about/updates/2014/06/cern-announces-lhc-restart-schedule>, [Ziyaret Tarihi: 7 Temmuz 2014].
- [95]. Rodriguez, M. C., 2009, History of Supersymmetric Extensions of the Standard Model, *Int. J. Mod. Phys. A*, 25, 1091-1121 [arXiv:0911.5338 [hep-ph]].
- [96]. Koetsveld, F., 2012, *Searching for supersymmetry in the first LHC data with ATLAS*, Thesis, Radboud University Nijmegen.
- [97]. Antoniadis, I. and Tziveloglou, P., 2009, *Beyond the Standard Model: supersymmetry*, <http://cds.cern.ch/record/1183648/files/p157.pdf?version=1>, [Ziyaret Tarihi: 10 Eylül 2013].
- [98]. Kazakov, D. I., 2000, Beyond the standard model: In search of supersymmetry, *European School of High-Energy Physics (ESHEP 2000)*, 20 August - 2 September 2000 Caramulo Portugal, Geneva, Switzerland, CERN [arXiv:hep-ph/0012288].
- [99]. Kundu, A., 2003, B decays and supersymmetry, *Pramana-Journal of Physics*, 60 (2), 345–351.
- [100]. Allanach, B. C., 2013, *Supersymmetry*, <http://www.damtp.cam.ac.uk/user/allanach/3P7.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 8 Eylül 2013].
- [101]. Mir, A., 2010, *Some Rare Decays of Particles within R-parity violating Supersymmetric Model*, Thesis (PhD), COMSATS Institute of Information Technology.
- [102]. Conlon, J., 2009, *A Bluffers' Guide to Supersymmetry*, <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/people/JosephConlon/LectureNotes/SUSYNotes.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 10 Eylül 2013].
- [103]. Koutsman, A. J., 2011, *On the road to supersymmetry with ATLAS*, Thesis, Radboud University Nijmegen.
- [104]. Bashiry, V. and Azizi, K., 2009, Forward-backward Asymmetry and Branching Ratio of $B \rightarrow K_1 \ell^+ \ell^-$ Transition in Supersymmetric Models, *JHEP*, 1001, 033 [arXiv:0903.1505 [hep-ph]].
- [105]. Altın, V., 2007, *Maddenin Yapısı ve Standart Model*, <http://www.biltek.tubitak.gov.tr/bilgipaket/madde/>, [Ziyaret Tarihi: 3 Şubat 2014].

- [106]. Shmatov, S., 2007, Search for Extra Dimensions with Atlas and CMS Detectors at the LHC, *33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2006)*, 26 July - 2 August 2006 Moscow, Russia [arXiv:0707.0470 [hep-ex]].
- [107]. Erlich, J., 2005, *Notes: History of Extra Dimensions*, <http://physics.wm.edu/~erlich/690S05/notes1.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 15 Şubat 2014].
- [108]. Krippendorff, S., Quevedo, F. and Schlotterer, O., 2010, *Cambridge Lectures on Supersymmetry and Extra Dimensions*, <http://arxiv.org/pdf/1011.1491v1.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 15 Şubat 2014].
- [109]. Byatt, T. J., 2009, *Supersymmetry or Universal Extra Dimensions? Utilizing the ATLAS Experiment at CERN*, Thesis (PhD), University College London.
- [110]. Fatholahzadeh, B., 2012, *Search For Universal Extra Dimensions in the Two Photon and Missing Transverse Energy Final State With The ATLAS Detector*, Thesis (PhD), University of Toronto.
- [111]. Melb eus, H., 2010, *Astrophysical and Collider Signatures of Extra Dimensions*, Sweden by Universitetsservice US AB, Stockholm, ISBN:978-91-7415-556-3.
- [112]. Theoretical Elementary Particle Physics Group, 2012, *Extra dimensions*, http://theophys.kth.se/tepp/research_extra_dimensions.html, [Ziyaret Tarihi: 5 Şubat 2014].
- [113]. Kaul, R. K., 1983, Technicolor, *Rev. Mod. Phys.*, 55, 449.
- [114]. Hill, C. T., 1995, Topcolor Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 345, 483 [arXiv:hep-ph/9411426].
- [115]. Lane, K. and Eichten, E., 1995, Natural Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 352, 382 [arXiv:hep-ph/9503433].
- [116]. Komins, D., 1995, Flavor-Changing Neutral Current Constraints in Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 358, 312 [arXiv:hep-ph/9506305].
- [117]. Xiao, Z., Li, W., Guo, L. and Lu, G., 2001, Charmless decays $B \rightarrow PP, PV$, and effects of new strong and electroweak penguins in Topcolor-assisted Technicolor model, *Eur. Phys. J. C*, 18, 681 [arXiv:hep-ph/0011175].

- [118]. Xiao, Z. and Guo, L., 2003, Charmless hadronic decays $B \rightarrow VV$ in the Topcolor-assisted Technicolor model, *Commun. Theor. Phys.*, 40, 77 [arXiv:hep-ph/0306292].
- [119]. Liu, W., Yue, C.-X. and Yang, H.-D., 2009, Rare decays $B_s \rightarrow l^+l^-$ and $B \rightarrow Kl^+l^-$ in the topcolor-assisted technicolor model, *Phys. Rev. D*, 79, 034008 [arXiv:0901.3463 [hep-ph]].
- [120]. Lü, L.-X., Yang, X.-Q. and Wang, Z.-C., 2012, $B_s \rightarrow \phi l^+l^-$ decays in the topcolor-assisted technicolor model, *JHEP*, 1207, 157 [arXiv:1204.3361 [hep-ph]].
- [121]. Chiu, C. B., Fox, G. C. and Hey A. J. G., 1971, Phenomenology in particle physics 1971, *California Institute of Technology*, 25-26 March 1971 Pasadena, CA.
- [122]. Fermilab, 2001, *Discoveries at Fermilab - Discovery of the Bottom Quark*, http://www.fnal.gov/pub/science/inquiring/physics/discoveries/bottom_quark_pr.html, [Ziyaret Tarihi: 12 Mart 2014].
- [123]. Fermilab, 2001, *Discovery of the bottom quark, Upsilon*, <http://history.fnal.gov/botqrk.html>, [Ziyaret Tarihi: 12 Mart 2014].
- [124]. Paulini, M., 2009, Physics of B_s^0 Mesons and Bottom Baryons, *10th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2009)*, 26-31 May 2009 San Diego, California [arXiv:0906.3786 [hep-ex]].
- [125]. Nave, R., 2005, *The Lambda Baryon*, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/Hbase/Particles/lambda.html>, [Ziyaret Tarihi: 5 Mart 2014].
- [126]. UA1 Collaboration, 1991, *First Observation of the beauty baryon Λ_b in the decay channel $\Lambda_b \rightarrow J/\psi\Lambda$ at the CERN proton-antiproton collider*, <http://cds.cern.ch/record/227329/files/cer-000141176.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 2 Ocak 2014].
- [127]. Abe, F., *et al.*, 1997, Observation of $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ at the Fermilab proton-antiproton collider, *Phys. Rev. D*, 55, 1142.
- [128]. Tseng, J. C.-L., 1996, *Observation of Semileptonic Decays of Baryons Containing Bottom Quarks at the Fermilab Tevatron*, Thesis (PhD), Johns Hopkins University.
- [129]. Nave, R., 2005, *The Sigma Baryon*, <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/Hbase/Particles/sigma.html>, [Ziyaret Tarihi: 5 Mart 2014].

- [130]. Tschirhart, R., 2008, Explain it in 60 seconds, *Symmetry*, 03.
- [131]. Bharucha, A. K. M., 2010, $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ and Form Factors for Semi-Leptonic and Radiative B Decays, Thesis (PhD), Durham University.
- [132]. Luke, M., 2004, *Bottom Quark Physics and The Heavy Quark Expansion*, http://www.physics.utoronto.ca/~luke/documents/tasi_02.pdf, [Ziyaret Tarihi: 2 Nisan 2014].
- [133]. Bjorken, J. D., Dunietz, I. and Taron, J., 1998, *Inclusive Semileptonic Decays of Bottom Baryons and Mesons into Charmed and Uncharmed Final States: The Case of Infinitely Heavy b and c Quarks*, <http://slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/5500/slac-pub-5586.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 30 Mart 2014].
- [134]. Abazov, V. M., *et al.* [DZero Collaboration], 2007, Measurement of the Λ_b^0 lifetime using semileptonic decays, *Phys. Rev. Lett.*, 99, 182001 [arXiv:0706.2358 [hep-ex]].
- [135]. Masiero, A., Piai, M., Romanino, A. and Silvestrini, L., 2001, Signals of Supersymmetric Flavour Models in B Physics, *Phys. Rev. D*, 64, 075005 [arXiv: hep-ph/0104101].
- [136]. Hirsch, M., Joaquim, F. R. and Vicente, A., 2012, Constrained SUSY seesaws with a 125 GeV Higgs, *JHEP*, 1211, 105 [arXiv:1207.6635 [hep-ph]].
- [137]. Aslam, M. J., Wang, Y.-M. and Lü, C.-D., 2008, Exclusive semileptonic decays of $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ in supersymmetric theories, *Phys. Rev. D*, 78, 114032 [arXiv:0808.2113 [hep-ph]].
- [138]. Yan, Q.-Sh., Huang, Ch.-Sh., Wei, L. and Zhu, Sh.-H., 2000, Exclusive Semileptonic Rare Decays $B \rightarrow (K, K^*) \ell^+ \ell^-$ in Supersymmetric Theories, *Phys. Rev. D*, 62, 094023 [arXiv:hep-ph/0004262].
- [139]. Ahmed, A., Ahmed, I., Paracha, M. A., Junaid, M., Rehman, A. and Aslam, M. J., 2011, Comparative Study of $B_c \rightarrow D_s^* \ell^+ \ell^-$ Decays in Standard Model and Supersymmetric Models [arXiv:1108.1058 [hep-ph]].
- [140]. Li, W.-J., Dai, Y.-B. and Huang, Ch.-Sh., 2005, Exclusive Semileptonic Rare Decays $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$ in a SUSY SO(10) GUT, *Eur. Phys. J. C*, 40, 565 [arXiv:hep-ph/0410317].

- [141]. Paracha, M. A., 2012, *Rare Semileptonic B Meson Decays Beyond The Standard Model*, Thesis (PhD), Quaid-i-Azam University.
- [142]. Buras, A. J. and Fleischer, R., 1998, Quark mixing, CP violation and rare decays after the top quark discovery, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 15, 65-238 [arXiv:hep-ph/9704376].
- [143]. Buchalla, G., Buras, A. J. and Lautenbacher, M. E., 1996, Weak decays beyond leading logarithms, *Rev. Mod. Phys.*, 68, 1125 [arXiv:hep-ph/9512380].
- [144]. Bobeth, G., Buras, A. J., Krüger, F. and Urban, J., 2002, QCD Corrections to $\bar{B} \rightarrow X_{d,s} \nu \bar{\nu}$, $\bar{B}_{d,s} \rightarrow l^+ l^-$, $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in the MSSM, *Nucl. Phys. B*, 630, 87 [arXiv:hep-ph/0112305].
- [145]. Altmannshofer, W., Ball, P., Bharucha, A., Buras, A. J., Straub, D. M. and Wick, M., 2009, Symmetries and Asymmetries of $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ Decays in the Standard Model and Beyond, *JHEP*, 0901, 019 [arXiv:0811.1214[hep-ph]].
- [146]. Ghinculov, A., Hurth, T., Isidori, G. and Yao, Y. P., 2004, The rare decay $B \rightarrow X_s l^+ l^-$ to NNLL precision for arbitrary dilepton invariant mass, *Nucl. Phys. B*, 685, 351 [arXiv:hep-ph/0312128].
- [147]. Freedman, D. Z., 2011, *Cross sections and decay rates*, <http://www.staff.science.uu.nl/~wit00103/ftip/Ch03.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 5 Nisan 2014].
- [148]. Aliev, T. M. and Savci, M., 2006, Analysis of exclusive ($B_s \rightarrow D_{s_0}(2317) l \nu_l$) decay in full QCD, *Phys. Rev. D*, 73, 114010 [arXiv:hep-ph/0604002].
- [149]. Aliev, T. M., Azizi, K. and Savci, M., 2010, Analysis of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$ decay in QCD, *Phys. Rev. D*, 81, 056006 [arXiv:1001.0227 [hep-ph]].
- [150]. Chakraborty, D., 2010, *Decay Widths and Scattering Cross Sections*, http://nicadd.niu.edu/~dhiman/courses/phys684_10/lectures/process_rates.pdf, [Ziyaret Tarihi: 10 Mart 2014].
- [151]. Brock, I. C. and Toerne, E. V., 2007, *Lifetime, Cross-Section and Luminosity*, http://brock.physik.uni-bonn.de/~brock/teaching/tp1_ss07/chapter03.pdf, [Ziyaret Tarihi: 10 Mart 2014].
- [152]. Smit, G. Y., 2010, *Asymmetries in the decay of beauty*, Thesis, Vrije Universiteit.

- [153]. Koppenburg, P., 2002, *Contribution to the Development of the LHCb Vertex Locator and Study of Rare Semileptonic Decays*, Thesis (PhD), Université de Lausanne.
- [154]. Beneke, M., Buchalla, G., Neubert, M. and Sachrajda, C. T., 2009, Penguins with charm and quark–hadron duality, *Eur. Phys. J. C*, 61, 439 [arXiv:0902.4446 [hep-ph]].
- [155]. Khodjamirian, A., Mannel, Th., Pivovarov, A. A. and Wang, Y.-M., 2010, Charm-loop effect in $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ and $B \rightarrow K^*\gamma$, *JHEP*, 1009, 089 [arXiv:1006.4945 [hep-ph]].
- [156]. Beringer, J., *et al.*, [Particle Data Group], 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 010001.
- [157]. Aslam, M. J., Lu, C.-D. and Wang, Y.-M., 2009, $B \rightarrow K_0^*(1430)\ell^+\ell^-$ decays in supersymmetric theories, *Phys. Rev. D*, 79, 074007 [arXiv:0902.0432 [hep-ph]].
- [158]. Manohar, A.V. and Sachrajda, C.T., 2012, *QUARK MASSES*, <https://pdg.web.cern.ch/pdg/2012/reviews/rpp2012-rev-quark-masses.pdf>, [Ziyaret Tarihi: 18 Ağustos 2014].
- [159]. Abdalgabar, A., Cornell, A.-S., Deandrea, A. and Tarhini, A., 2013, Evolution of Yukawa couplings and quark flavour mixings in 2UED models, *Phys. Rev. D*, 88, 056006 [arXiv:1306.4852 [hep-ph]].
- [160]. The ATLAS Collaboration, 2013, ATLAS-CONF-2013-012.
- [161]. The ATLAS Collaboration, 2013, ATLAS-CONF-2013-013.
- [162]. The ATLAS Collaboration, 2013, ATLAS-CONF-2013-030.
- [163]. The CMS Collaboration, 2013, CMS PAS HIG-13-001.
- [164]. The CMS Collaboration, 2013, CMS PAS HIG-13-002.
- [165]. The CMS Collaboration, 2013, CMS PAS HIG-13-003.
- [166]. Flacke, T., Kong, K. and Park, S.-C., 2014, 126 GeV Higgs in Next-to-Minimal Universal Extra Dimensions, *Phys. Lett. B*, 728, 262 [arXiv:1309.7077 [hep-ph]].

- [167]. Datta, A. and Raychaudhuri, S., 2013, Vacuum Stability Constraints and LHC Searches for a Model with a Universal Extra Dimension, *Phys. Rev. D*, 87, 035018 [arXiv:1207.0476 [hep-ph]].
- [168]. Kakuda, T., Nishiwaki, K., Oda, Kin-ya. and Watanabe, R., 2013, Universal Extra Dimensions after Higgs Discovery, *Phys. Rev. D*, 88, 035007 [arXiv:1305.1686 [hep-ph]].
- [169]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T. and Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the radiative $\Lambda_b \rightarrow \Lambda\gamma$ transition in SM and scenarios with one or two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 88, 015030 [arXiv:1303.2233 [hep-ph]].
- [170]. Buras, A. J., Merlo, L. and Stamou, E., 2011, The Impact of Flavour Changing Neutral Gauge Bosons on $B \rightarrow X_s\gamma$, *JHEP*, 1108, 124 [arXiv:1105.5146 [hep-ph]].
- [171]. Appelquist, T. and Yee, H.-U., 2003, Universal Extra Dimensions and the Higgs Boson Mass, *Phys. Rev. D*, 67, 055002 [arXiv:hep-ph/0211023].
- [172]. Appelquist, T., Cheng, H. C. and Dobrescu, B. A., 2001, Bounds on universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 64, 035002 [arXiv:hep-ph/0012100].
- [173]. Antoniadis, I., 1990, A possible new dimension at a few TeV, *Phys. Lett. B*, 246, 377.
- [174]. Antoniadis, I., Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G., 1998, New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a TeV, *Phys. Lett. B*, 436, 257 [arXiv:hep-ph/9804398].
- [175]. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G., 1998, The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter, *Phys. Lett. B*, 429, 263 [arXiv:hep-ph/9803315].
- [176]. Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S. and Dvali, G., 1999, Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity, *Phys. Rev. D*, 59, 086004 [arXiv:hep-ph/9807344].
- [177]. Randall, L. and Sundrum, R., 1999, An Alternative to Compactification, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 4690 [arXiv:hep-th/9906064].

- [178]. Randall, L. and Sundrum, R., 1999, Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3370 [arXiv:hep-ph/9905221].
- [179]. Dobrescu, B. A. and Poppitz, E., 2001, Number of Fermion Generations Derived from Anomaly Cancellation, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 031801 [arXiv:hep-ph/0102010].
- [180]. Dobrescu, B. A., Kong, K. and Mahbubani, R., 2007, Leptons and photons at the LHC: cascades through spinless adjoints, *JHEP*, 0707, 006 [arXiv:hep-ph/0703231].
- [181]. Biancofiore, P., Colangelo, P. and Fazio, F. D., 2012, $B \rightarrow K\eta^{(\prime)}\gamma$ decays in the standard model and in scenarios with universal extra dimensions, *Phys. Rev. D*, 85, 094012 [arXiv:1202.2289 [hep-ph]].
- [182]. Belanger, G., Kakizaki, M. and Pukhov, A., 2011, Dark matter in UED: the role of the second KK level, *JCAP*, 1102, 009 [arXiv:1012.2577 [hep-ph]].
- [183]. Haisch, U. and Weiler, A., 2007, Bound on minimal universal extra dimensions from $\bar{B} \rightarrow X_s\gamma$, *Phys. Rev. D*, 76, 034014 [arXiv:hep-ph/0703064].
- [184]. Gogoladze, I. and Macesanu, C., 2006, Precision electroweak constraints on universal extra dimensions revisited, *Phys. Rev. D*, 74, 093012 [arXiv:hep-ph/0605207].
- [185]. Kakuda, T., Nishiwaki, K., Oda, K.-Y., Okuda, N. and Watanabe, R., 2013, Phenomenological constraints on universal extra dimensions at LHC and electroweak precision test [arXiv:1304.6362 [hep-ph]].
- [186]. ATLAS Collaboration, 2012, Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Momentum in 7 TeV pp Collision Data with the ATLAS Detector, ATLAS-CONF-2012-072.
- [187]. Servant, G., 2014, Status Report on Universal Extra Dimensions After LHC8 [arXiv:1401.4176 [hep-ph]].
- [188]. Datta, A., Patra, A. and Raychaudhuri, S., 2013, Higgs Boson Decay Constraints on a Model with a Universal Extra Dimension, OSU-HEP-13-08, TIFR-TH-13-27 [arXiv:1311.0926 [hep-ph]].

- [189]. Buras, A., Misiak, M., Münz, M. and Pokorski, S., 1994, Theoretical Uncertainties and Phenomenological Aspects of $B \rightarrow X_s \gamma$ Decay, *Nucl. Phys. B*, 424, 374 [arXiv:hep-ph/9311345].
- [190]. Misiak, M., 1995, The $b \rightarrow se^+e^-$ and $b \rightarrow s\gamma$ decays with next-to-leading logarithmic QCD-corrections, *Nucl. Phys. B*, 393, 23 (1993); *Erratum-ibid B*, 439, 161.
- [191]. Buras, B. and Muenz, M., 1995, Effective Hamiltonian for $B \rightarrow X_s e^+ e^-$ Beyond Leading Logarithms in the NDR and HV Schemes, *Phys. Rev. D*, 52, 186 [arXiv:hep-ph/9501281].
- [192]. Buras, A. J., 1997, Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays, C97-07-28 [arXiv:hep-ph/9806471].
- [193]. Chivukula, R. S., Dicus, D. A., He, H.-J. and Nandi, S., 2003, Unitarity of the Higher Dimensional Standard Model, *Phys. Lett. B*, 562, 109 [arXiv:hep-ph/0302263].
- [194]. Azizi, K., Bayar, M., Özpineci, A., Sarac, Y. and Sundu, H., 2012, Semileptonic transition of Σ_b to Σ in Light Cone QCD Sum Rules, *Phys. Rev. D*, 85, 016002 [arXiv:1112.5147 [hep-ph]].
- [195]. Lane, K., 1998, A New Model of Topcolor-Assisted Technicolor, *Phys. Lett. B*, 433, 96 [arXiv:hep-ph/9805254].
- [196]. Hill, C. T. and Simmons, E. H., 2004, Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking, *Phys. Rept.*, 381, 235; *Erratum-ibid.* 390, 553 [arXiv:hep-ph/0203079].
- [197]. Cvetič, G., 1999, Top quark condensation, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 513 [arXiv:hep-ph/9702381].
- [198]. Buchalla, G., Burdman, G., Hill, C. T. and Komins, D., 1996, GIM Violation and New Dynamics of the Third Generation, *Phys. Rev. D*, 53, 5185 [arXiv:hep-ph/9510376].
- [199]. He, H.-J. and Yuan, C.-P., 1999, New Method for Detecting Charged (Pseudo-) Scalars at Colliders, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 28 [arXiv:hep-ph/9810367].

- [200]. Burdman, G., 1999, Scalars from Top-condensation Models at Hadron Colliders, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 2888 [arXiv:hep-ph/9905347].
- [201]. Hill, C. T., 1998, Topcolor, FERMILAB-CONF-97-032-T, September [arXiv:hep-ph/9702320].
- [202]. Xiao, Z., Lü, C.-D. and Huo, W., 2003, Technicolor corrections on $B_{s,d} \rightarrow \gamma\gamma$ decays in QCD factorization, *Phys. Rev. D*, 67, 094021 [arXiv:hep-ph/0301221].
- [203]. Yue, C.-X., Zhang, J. and Liu, W., 2010, Rare decays $B \rightarrow M\nu\bar{\nu}$ in the TC2 model and the LHT model, *Nucl. Phys. B*, 832, 342 [arXiv:1002.2010 [hep-ph]].
- [204]. Liu, Y.-L., Gan, L.-F. and Huang, M.-Q., 2011, The exclusive rare decay $b \rightarrow s\gamma$ of heavy b-Baryons, *Phys. Rev. D*, 83, 054007 [arXiv:1103.0081 [hep-ph]].
- [205]. Cheng, J.-F., Huang, Ch.-Sh. and Wu, X.-H., 2004, Neutral Higgs boson contributions to CP asymmetry of $B \rightarrow \Phi K_S$ in MSSM, *Phys. Lett. B*, 585, 287 [arXiv:hep-ph/0306086].
- [206]. Huang, Ch.-Sh., Ko, P., Wu, X.-H. and Yang, Y.-D., 2006, MSSM Anatomy of the Polarization Puzzle in $B \rightarrow \phi K^*$ Decays, *Phys. Rev. D*, 73, 034026 [arXiv:hep-ph/0511129].
- [207]. Cheng, J.-F., Huang, Ch.-Sh. and Wu, X.-H., 2004, CP asymmetries in $B \rightarrow \phi K_S$ and $B \rightarrow \eta' K_S$ in MSSM, *Nucl. Phys. B*, 701, 54 [arXiv:hep-ph/0404055].

ÖZGEÇMİŞ



Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Asiye Tuğba OLGUN
Uyruğu	Türkiye Cumhuriyeti
Doğum Tarihi, Yeri	14 Mayıs 1986, İSTANBUL
Telefon	
E-mail	a.t.olgun@gmail.com
Web Adres	

Eğitim

Derece	Kurum / Anabilim Dalı / Programı	Yılı
Doktora	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik / Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği	2009 - 2014
Yüksek Lisans	İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü / Fizik / Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği	2007 - 2009
Lisans	İ.Ü. Fen Fakültesi / Fizik	2003 - 2007
Lise	Mehmet Niyazi Altuğ Lisesi	2000 - 2003

Makaleler / Bildiriler

Makaleler:

- [1]. Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Constraint on compactification scale via recently observed baryonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ channel and analysis of the $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ transition in SM and UED scenario, *JHEP*, 1205, 024 [arXiv:1203.4356 [hep-ph]].
- [2]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2012, Comparative analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in SM and different SUSY scenarios using form factors from full QCD, *JHEP*, 1210, 118 [arXiv:1208.2203 [hep-ph]].
- [3]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the radiative $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ transition in SM and scenarios with one or two universal extra dimensions, *Phys. Rev. D* 88, 015030 [arXiv:1303.2233 [hep-ph]].
- [4]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2013, Analysis of the semileptonic $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ transition in topcolor-assisted technicolor (TC2) model, *Phys. Rev. D*, 88, 7, 075007 [arXiv:1307.3101 [hep-ph]].
- [5]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 2014, Radiative $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \gamma$ decay in SM and BSM, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 41, 095006.

Bildiriler:

- [1]. Tavukoglu, Z., Olgun, A. T., Azizi, K., Kartal, S., 2011, $B_c \rightarrow D_s \nu \bar{\nu}$ in the Standard and Supersymmetric Models, 28TH *International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.
- [2]. Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Azizi, K., Kartal, S., 2011, $B_c \rightarrow D_s \ell^+ \ell^-$ in the Standard and Supersymmetric Models, 28TH *International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.
- [3]. Tavukoglu, Z., Olgun, A. T., Azizi, K., Kartal, S., Katirci, N., 19-23 Haziran 2012, Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ Baryonik Geçişinin İncelenmesi, *İZYEF 2012 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.

- [4]. Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Azizi, K., Kartal, S., 19-23 Haziran 2012, Standart Model ve Farklı Süpersimetrik Modellerde Yarı Leptonik FCNC $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2012 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [5]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 3-5 Mayıs 2013, Standart Model ve Evrensel Ekstra Boyut Modellerinde $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ ve $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ Baryonik Geçişlerinin İncelenmesi, *THM Parçacık Fabrikası Çalıştayı*, Ankara / Türkiye.
- [6]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 3-5 Mayıs 2013, Standart ve Farklı Süpersimetrik Modellerde $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ ve $\Sigma_b \rightarrow \Sigma \ell^+ \ell^-$ Geçişlerinin Analizleri ve Karşılaştırmaları, *THM Parçacık Fabrikası Çalıştayı*, Ankara / Türkiye.
- [7]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 11-13 Eylül 2013, Standart Model ve Bir veya İki Evrensel Ekstra Boyutlu Senaryolarda Işınımsal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \gamma$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2013 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [8]. Azizi, K., Kartal, S., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., 11-13 Eylül 2013, Toprenk-Destekli Teknirenk (TC2) Modelde Yarıleptonik $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^+ \ell^-$ Geçişinin Analizi, *İZYEF 2013 – İzmir Yüksek Enerji Fiziği ve Uygulamaları Çalıştayı*, İzmir / Türkiye.
- [9]. Sen, S., Yalçın, G. Ç., Olgun, A. T., Tavukoglu, Z., Akdeniz, K. G., 2008, A Study on the Nonlinear Behaviour of gluino particle at $\sqrt{s} = 14$ TeV pp Collisions, *25TH International Physics Congress of Turkish Physical Society*, Bodrum / Turkey.