

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

B VE D MEZON SİSTEMLERİNİN HADRONİK
PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ

İSMAİL SANDIKÇI

KOCAELİ 2018

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK
ANABİLİM DALI

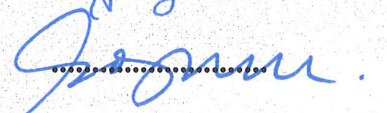
YÜKSEK LİSANS TEZİ

B VE D MEZON SİSTEMLERİN HADRONİK
PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ

İSMAİL SANDIKÇI

Doç. Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ
Danışman, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Oktay CEBECİOĞLU
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Nuray ER
Jüri Üyesi, Abant İzzet Baysal Üniversitesi

Tezin Savunulduğu Tarih: 18.07.2018



ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Evrenin yaklaşık 13,7 milyar yıl önce aşırı yoğun ve sıcak bir ateştopunun zamanla genişerek soğuması sonucu oluştuğu düşünülmektedir. Bu fikre dayanan ve Büyük Patlama teorisi adı verilen teori çeşitli kanıtlarla desteklendiğinden bilim insanları tarafından geniş ölçüde kabul görmüştür.

Evrenin başlangıcını araştırmak ve bilinmeyi ortaya çıkarabilmek adına tarih boyunca atom altı parçacıklar incelenmiş ve Büyük Patlama modeline ışık tutabileceği düşünülen çok sayıda deneyler yapılmış ve hala yapılmaya devam etmektedir. Bu bağlamda Standart Model çerçevesinde, B ve D mezonların hadronik parametrelerinin incelemesi ile ilgili çalışmaların, evrenin başlangıç aşamalarında varolduğu düşünülen simetri kırılması nedeniyle oluşan madde-karşıtmadde asimetrisi, kuarklararası etkileşmeler, kuarkların ebedi hapsi, CP ihlali ve hatta Standart Model ötesi Yeni Fizik gibi pekçok konu hakkında ipuçları vermesi beklenmektedir. Tüm bunlar içinde bulunduğumuz evreni ve oluşum mekanizmasını daha iyi anlayabilmemizi sağlayacaktır.

Bu çalışmada; doğadaki temel parçacıklar ve etkileşmeleri hakkında bilgi sahibi olmamı sağlayan, yardımını hiçbir zaman esirgemeyen, çalışmamın bir not ya da belge için değil, gerçekten bilinmeyi idrak etmek için öğrenmek olduğunu fark etmemi sağlayan, beni yönlendiren ve motive eden danışman hocam Doç. Dr. Jale YILMAZKAYA SÜNGÜ'ye sonsuz teşekkür ederim. Ayrıca gülen yüzü, akademik hayatımdaki yönlendirmeleri ile ailemden biri gibi hissettiğim, Fizik Bölüm Başkanımız Prof. Dr. Elşen Veli VELİEV'e sonsuz teşekkür ederim.

Hayata tutunmamı sağlayan, manevi desteğini hep artıran, ışığım eşim Zeynep SANDIKÇI'ya ve canım oğlum Murat Efe SANDIKÇI'ya, beni hep ellerinin üstünde tutan değerli kardeşlerim, Selma TİRYAKİ ve Sezgin TİRYAKİ'ye, kadim dostum Gürkan YURTTUTAN'a verdikleri pozitif enerji ve destekten ötürü minnettarım. Sağ olunuz...

Haziran - 2018

İsmail SANDIKÇI

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iii
TABLolar DİZİNİ	iv
SİMGELEr VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ÖZET.....	vi
ABSTRACT	vii
GİRİŞ	1
1. STANDART MODEL	8
1.1. Standart Model Lagranjyeni	11
1.2. Ayar, Fermiyonik, Yukawa ve Skaler Kısımlar	11
2. SİMETRİ VE KORUNUM	14
2.1. Parite ve Korunum.....	15
2.2. Ayna Simetrisi, Zaman ve Yük Dönüşümleri	15
2.3. Ayna Simetrisi, Zaman ve Yük İşlemcileri	16
2.4. Paritenin Korunmaması	17
3. CP BOZULMASI.....	19
3.1. CPT ve CP Simetrisi.....	22
3.2. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrisi.....	23
3.3. CKM Matrisinin Parametrize Edilmesi ve Kısıtlamaları	26
3.4. Birimsel Üçgenler.....	26
3.5. Klein-Gordon Alanı.....	31
3.6. Dirac Alanı	31
4. B VE D MEZON SİSTEMLERİNİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ.....	33
4.1. B ve D Mezonlar	33
4.2. B ve D Mezonların Bozunma Sabitleri ve Bozunma Genişlikleri	34
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	39
KAYNAKLAR	42
ÖZGEÇMİŞ	48

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Temel parçacıklar ve aracı bozonlar	8
Şekil 3.1.	Güçlü öz durumların $ d\rangle$ ve $ s\rangle$ tarafından oluşturulan güçlü öz durum uzayından, zayıf öz durumlar $ d'\rangle$ ve $ s'\rangle$ tarafından zayıf öz durum uzayına dönüşümü	20
Şekil 3.2.	Gözlemci kuarklarla nötron bozunumu.....	23
Şekil 3.3.	Soldan sağa doğru artan kütle ile bozunma modlarının temsili resmi	25
Şekil 3.4.	CKM karışım matrisinin bileşenlerinden birkaç örnek	25
Şekil 3.5.	$V_{ud}V_{ub}^*+V_{cd}V_{cb}^*+V_{td}V_{tb}^* =0$ eşitliği tarafından oluşturulan bir üniter üçgeninin gösterimi	27
Şekil 3.6.	ρ, η düzleminde küresel CKM uygunluğu	28
Şekil 4.1.	B mezonların bozunma sabiti – kütle grafiği	36
Şekil 4.2.	B mezonların bozunma genişliği - kütle grafiği.....	37
Şekil 4.3.	D mezonların bozunma sabiti – kütle grafiği	37
Şekil 4.4.	D mezonların bozunma genişliği - kütle grafiği.....	38

TABLULAR DİZİNİ

Tablo 1.1. Etkileşmelere aracılık eden ara bozonların temel özellikleri	10
Tablo 3.1. Dirac bilineer alanı B üzerine uygulanan kesikli dönüşümler	23
Tablo 3.2. CKMfitter grubunun global fit sonuçları. Belirsizlikler % 68 güvenirlilik sınırları içerisindedir	28
Tablo 3.3. Birimsel üçgen açıları α , β ve γ 'nin dünya ortalaması değerleri	29
Tablo 3.4. Klein-Gordon alanında C, P ve T dönüşümleri.....	31
Tablo 4.1. B ve D mezonlarının bozunma sabiti ve bozunma genişliği değerleri.....	34



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Γ	: Bozunma genişliği
α_ϵ	: Elektromanyetik etkileşme sabiti
$\phi(x)$: Kompleks skaler alan
$\Psi(x)$: Kuark alanı, spinör alanı
μ, ν	: Lorentz indisleri
$\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3, \gamma^4, \gamma^5$: Dirac Matrisleri
$\epsilon_{i,j,k}$: Antisimetrik yapı sabiti
A^μ, B_μ	: U_1 ayar alanı
$F_{\mu\nu}^a$: Alan şiddet tensörü
W_μ^i	: SU_2 ayar alanı
C	: Yük eşleniği
D_μ	: Kovaryant türev
f	: Bozunma sabiti
g, α_s	: Güçlü etkileşme sabiti
I	: Birim operatör
L	: Lagranj yoğunluğu
L_{KRD}	: Kuantum Renk Dinamiği Lagranyiyeni
m	: Kütle
N_c	: Kuark renk sayısı
n_f	: Kuark çeşni sayısı
P	: Parite
S	: Aksiyon

Kısaltmalar

CERN	: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Avrupa Parçacık Fiziği Araştırma Merkezi)
CKM	: Cabibbo Kobayashi Maskawa
CP	: Charge Conjugation Parity (Yük Eşleniği ve Parite)
KED	: Kuantum Elektrodinamiği
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
LHC	: Large Hadron Collider (Büyük Hadron Çarpıştırıcısı)
PDG	: Particle Data Group (Parçacık Veri Grubu)
SLAC	: Stanford Linear Accelerator Center (Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi)
SM	: Standart Model

B VE D MEZON SİSTEMLERİNİN HADRONİK PARAMETRELERİNİN İNCELENMESİ

ÖZET

Kuark ve karşıkuarklardan oluşan mezonlar, hadronların en basit formudur. Mezonların hadronik özelliklerinin incelenmesi, evrendeki madde-karşıtmadde asimetrisi, kiral simetri, CP simetri bozulması, kuarkların hadronlar içerisinde ebedi hapsi, Standart Model ve Standart Model ötesi yeni fiziğin anlaşılması için en iyi araçlardan biridir.

Parçacık fiziğinin Standart Modeli, günümüzde temel parçacıklar ve onlar arasındaki etkileşmelerin en eksiksiz teorisi olarak kabul edilir. İyi test edilmiş bir fizik teorisidir, ancak Standart Model'deki CP ihlalinin kaynağı, bugün gözlemlediğimiz evrendeki madde baskınlığını açıklamak için yeterli değildir. Bu uyumsuzluklar ya yeni bir fiziğin işaretidir ya da teorik ve deneysel hatalardan kaynaklanıyor olabilir. Bu nedenle, Standart Model'in tahminlerini doğrulamak ve Standart Model dışı katkıların da mevcut olup olmadığını kontrol etmek için daha yüksek hassasiyetli ölçümler zorunludur.

Bu tezde, B ve D mezonlarının kütle, bozunma sabiti ve bozunma genişlikleri gibi hadronik özellikleri incelenmiştir. B ve D mezon parametreleri, ağır iyon deneylerinin sonuçlarının analizini, Standart Model'in test edilmesini ve Standart Modelin temel parametrelerden biri olan Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matris elemanlarının büyüklüklerinin tespit edilebilmesini sağlar.

Tüm dünyada yapılan deneyler, yüksek hassasiyetli verileri toplayıp B ve D mezonların spektrumunu tamamlamaya ve literatürde varolan sorunlara yeni bakış açıları sağlamaya devam etmektedirler. Yakın gelecekte SuperB, LHCb gibi gelecek-nesil B fabrikalarının hadronik fizikteki problemleri çözmesi ve yüksek enerji fizikçilerine yeni bakış açıları kazandırmaya yardımcı olması beklenmektedir.

Anahtar Kelimeler: B Mezon, Bozunma Sabiti, Bozunum Genişliği, CP Bozulması, D Mezon.

INVESTIGATION OF HADRONIC PARAMETERS OF B AND D MESON SYSTEMS

ABSTRACT

The mesons formed of quarks and antiquarks are the simplest form of hadrons. Investigation of the hadronic parameters of the mesons is one of the best tools for understanding the Standard Model and new physics beyond the Standard Model, matter-antimatter asymmetry, in the universe, chiral symmetry, CP symmetry violation and quark confinement in the hadrons.

The Standard Model of the particle physics is now regarded as the most complete theory of fundamental particles and their interactions. It is a well-tested physics theory, but the source of the CP violation in the Standard Model is not enough to explain the dominance of matter in the universe that we are observing today. These discrepancies may be either a sign of a new physics or a result of theoretical and experimental errors. For this reason, higher precision measurements are necessary to verify the estimates of the Standard Model and to check whether out of the Standard Model contributions are also available.

In this thesis, hadronic properties such as mass, decay constant and decay width of B and D mesons are investigated. The B and D meson parameters allow the analysis of the results of heavy ion experiments, the testing of the Standard Model, and the determination of the magnitude of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matrix elements, which is one of the fundamental parameters in Standard Model.

Experiments all over the world continue to gather high-precision data to complete the spectrum of B and D mesons and provide new perspectives on the problems in the literature. In the near future, it is expected that the next generation B factories like SuperB, LHCb can solve the problems in hadronic physics and help to give new insights to high energy physicists.

Keywords: B Meson, Decay Constant, Decay Width, CP Violation, D Meson.

GİRİŞ

Doğada, temel parçacıklar arasında bugünkü bilimiz dahilinde dört tip temel etkileşme mevcuttur. Bunlar; kütleçekim, elektromanyetik, güçlü çekirdek ve zayıf çekirdek etkileşmeleridir.

Kaynağı kütle olan kütleçekim kuvveti diğer temel kuvvetlere göre oldukça zayıf bir etkileşme türüdür, ancak uzun mesafelerde diğerlerine oranla daha ön plana çıkar. Bunun üç nedeni vardır: Birincisi kütleçekim etkileşmesinin menzilinun sınırsız olmasıdır. İkincisi, kütleçekim etkileşimi elektromanyetik kuvvet gibi hem itici hem çekici değil, sadece çekicidir. Ek olarak, diğer etkileşimlerden farklı olarak, kütleçekimi evrensel olarak tüm maddeye etki eder. Bu etkileşmenin ara parçacığı ise henüz deneysel olarak tespit edilememiş olan gravitondur.

Elektromanyetik kuvvet ise elektrik yüklü parçacıklar arasında olur. Elektromanyetik kuvvet de sonsuz erimlidir, ancak şiddeti kütleçekim kuvvetinden çok daha büyüktür. Lazer ve radyolardan, atom ve metallerin yapısına, sürtünme ve gökkuşağına kadar güncel hayatımızdaki pek çok olayı açıklar. Elektrik ve manyetik kuvvetler antik çağdan beri gözlenmekteydi, ancak bilim adamlarının her ikisinin tek bir temel etkileşimin farklı görünümüleri olduğunu keşfetmeleri 1800'leri buldu. 1864'e gelindiğinde Maxwell denklemleri, durumu detaylı bir şekilde açıklamıştı. 1905'te Einstein Özel görelilik kuramı ile ışık hızının sabitliğini öngörmüş, fotoelektrik etkiyi ışığın bugün foton dediğimiz enerji paketçiklerinden oluştuğunu kuramlaştırarak açıklamıştır. Elektromanyetik etkileşmenin ara bozununu fotondur. 1927'de Paul Dirac ile başlayan kuantum mekaniğı ve görelilik elektromanyetizma kuramını birleştirerek, Kuantum Elektrodinamiğı (KED) kuramını oluşturma süreci, Richard Feynman, Freeman Dyson, Julian Schwinger ve Sin-Itiro Tomonaga tarafından 1950'lerde tamamlanmıştır.

Güçlü etkileşim (veya güçlü çekirdek kuvveti) ise farklı uzaklıklarda değişken olması nedeniyle en kompleks kuvvetlerden biridir. Yaklaşık birkaç femtometreden daha fazla uzaklıklarda etkin değildir ve 20. yüzyılın başlarına kadar fark edilememesinin nedeni de budur. Çekirdeğin keşfinden sonra, pozitif yüklü

protonları çekirdekten fırlamaktan alıkoyacak yeni bir kuvvete ihtiyaç olduğu açıktı. Çünkü çekirdekte bulunan aynı cins elektrik yükleri birbirini itmeliydi. Demek ki çekirdekte elektromanyetik kuvvetten başka ve çok daha baskın bir kuvvet devreye giriyordu. Bu güçlü nükleer kuvvetti. Böylece protonların bir arada kalabilmesi açıklanabildi. Daha sonra Hideki Yukawa, 1935 yılında güçlü nükleer kuvvetin kısa erimi nedeniyle yaklaşık 100 MeV kütleli bir ara parçacıkla iletilebileceğini öngördü. Pion adı verilen bu parçacık 1947'de keşfedildiğinde parçacık fiziğinde yeni bir dönem başlamış oldu. Ardından 1979 yılında Almanyadaki DESY laboratuvarında güçlü etkileşmenin ara parçacığı olan gluon keşfedildi.

1968 yılında, deneylerle oldukça uyum içinde olan Kuantum KED'den esinlenerek, Zayıf etkileşmelerin teorisi oluşturulmaya çalışıldı. Zayıf etkileşim (veya zayıf çekirdek kuvveti), Beta ışıması gibi atomun çekirdeği çapındaki boyutta gerçekleşen olaylardan sorumludur. Ayrıca kuarkların çeşni değişimlerinde bu kuvvet tarafından yönetilir. Elektromanyetik ve zayıf kuvvet, kuramsal olarak birleşik bir kuramın yani elektrozayıf etkileşimin iki bileşeni olarak ele alınmıştır. Bu ilişki, üç kuvvetin birleşik kuramı olan Standart Model'e (SM) giden ilk adımdır. Bu çalışmaları ile S. L. Glashow, A. Salam ve S. Weinberg'e 1979 Nobel fizik ödülü verilmiştir. Elektrozayıf kuramda, kuvveti taşıyan ara parçacıklar diğer etkileşmelerdekinden farklı olarak kütleyle sahip olan ve 1983 yılında CERN laboratuvarlarında keşfedilen W^{\pm} ve Z^0 bozonlarıdır. Standart Modelin kütlelerini yaklaşık 90 GeV olarak öngördüğü W^{\pm} ve Z^0 bozonlarının keşifiyle C. Rubbia ve S. Meer 1984 yılında Nobel fizik ödülüne layık görülmüş ve SM'in büyük bir teknik zaferi olarak tarihe geçmiştir. Zayıf etkileşim simetrisinin korunmadığı tek etkileşimdir; sağ-sol asimetriktir. CP (yük-parite) simetrisini ihlal etmektedir [1,2].

1970 li yıllarda oluşturulan parçacık fiziğinin Standart Modeli, temel parçacıkların ve etkileşimlerinin en eksiksiz teorisi olarak görünmektedir. İyi test edilmiş bir fizik teorisi olmasına rağmen teorik tahminler ve deneysel sonuçlar arasında tutarsızlıklar bulunmaktadır. Bu tutarsızlıklar, ya yeni fiziğin bir işaretidir ya da teorik ve deneysel hataların bir sonucu olabilir. Çeşni sektöründeki bu yeni fizik etkilerini tespit edebilmek için veya devre dışı bırakmak için Standart Model, ağaç ve döngü (loop) düzeyinde meydana gelen süreçlerdeki çeşni değişim süreçlerini daha iyi anlayabilmemiz bakımından önemlidir. Özellikle yarıleptonik B ve D bozunumları,

Standart Modelin test edilmesini ve yeni fiziğin etkilerini araştırmamızı sağlayan bozunum kanallarıdır. B ve D mezonlarının bozunum sabitlerinin tespiti, diferansiyel dallanma oranları, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) matris elemanları ile bu nicelikler arasındaki açısız dağılımların belirlenmesi ve CP ihlalinin daha iyi anlaşılması bakımından gereklidir.

CP simetrisi, C (yük eşleniği) ve P parite (ayna simetrisi) olmak üzere iki simetriyi bir araya getirir. C yük eşleniği, pozitif ve negatif yüklü parçacıklar arasındaki simetri, parite ise uzay koordinatlarının simetrisidir. Yük eşlenik simetri bozulması durumunda, kısmi bozunma genişlikleri Denklem (1)'de görüldüğü üzere farklıdır;

$$\Gamma(A \rightarrow BC) \neq \Gamma(\bar{A} \rightarrow \bar{B}\bar{C}) \quad (1)$$

Bununla beraber, dört boyutlu dönmeler altında teoremin değişmezliği sonucu ortaya çıkan CPT simetrisi değişmez kalır. Böylece toplam bozunma genişlikleri ve ayrıca parçacık ve karşıparçacıkların kütleleri Denklem (2)'de görüldüğü gibi eşit kalır;

$$M_A = M_{\bar{A}}, \quad \Gamma_A = \Gamma_{\bar{A}} \quad (2)$$

CP simetrisi, elektromanyetik etkileşmelerde sağlanırken, bazı zayıf bozunma türlerinde ihlal edilir. Neden zayıf etkileşmelerde paritenin bozulduğu sorusuna, paritenin değil, CP'nin doğanın temel bir simetrisi olabileceği şeklinde bir cevap verilmiştir. Diğer deyişle doğanın yük ve parite simetrisine ayrı ayrı uymadığı, ancak CP simetrisine uyduğu düşünülmeye başlanmıştır. Bu soruya modern fiziğin cevabı ise; paritenin bozulması sonucunda kuark ve leptonların kütleleri üzerine bir sınırlama konmasıdır. Diğer bir deyişle paritenin bozulması, bulunduğumuz evrende hafif parçacıkların var olmasına imkan sağlar [3,4].

CP simetri bozulmasına tarihsel gelişim açısından bakacak olursak; 1956'da Lee ve Yang, yapılan deneyler sonucunda ortaya çıkan θ — τ problemini çözmek için zayıf etkileşmelerde paritenin korunmadığını öne sürdüler. Buna göre bir çekirdekte fırlatılan elektronların tercih ettiği belirli bir yön vardı. Ardından, önerdikleri teoride, yük eşlenik simetrisinin de bozulduğunu belirttiler [5].

Kararsız bir madde olan Kobalt-60 çekirdeğinin bir nikel, bir nötrino ve bir pozitrona dönüştüğü gözlemlendi. Bu bozunmanın beta bozunması diğer deyişle zayıf etkileşme olduğu biliniyordu ve sonuçta zayıf etkileşimde parite simetrisinin korunmadığı anlaşıldı. C. S. Wu'nun Kobalt-60 ile yaptığı deneyde [6] zayıf bozunmalarda parite simetrisinin korunmamasını açıklayabilmek için CP simetrisinin korunduğu fikri öne sürülmüştür. 1957 yılında bu sorunu çözmek için L.D. Landau ayna ve yük eşlenik simetrisi çarpımı altında zayıf etkileşmelerin değişmez kalabileceğini belirtti [7].

Bu fikir her ne kadar sorunu çözüyor gibi görünse de, deneyçilerin bu konudaki araştırmaları durmaksızın devam etti ve 1964 yılında yılında J. Cronin ve V. Fitch, uzun ömürlü yüksüz kaonun (K_L), iki piona bozunmasında CP simetrisinin ihlal edildiğini gözlemlədiler [8]. 1964 yılından beri, parçacık ve karşıtparçacıklar arasında simetri olmadığını biliyoruz. Bundan otuz yıl sonra ikinci büyük adım atıldı: Kaon bozunumlarında Denklem (3)'de belirtildiği üzere direk CP ihlali gözlemlendi [9];

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \neq \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \neq 0. \quad (3)$$

Fitch ve Cronin'in yaptığı deneyde madde-karşıtmadde simetrisi bozulmuştur. Bu da CP simetrisinin bir sonucudur ve bu çalışma ile 1980'de Nobel Ödülü'ne layık görülmüşlerdir.

1973'te Kobayashi ve Masakawa, Standart modelde CP ihlalini açıklayabilmek için üçüncü bir kuark ailesini önerdi [10]. Kayıp olan üçüncü kuark (c kuark) 1974 yılında keşfedildi. Bu çalışmalarıyla Kobayashi ve Maskawa 2008 yılında Nobel Fizik Ödülü'ne layık görüldüler.

2001 yılında CP ihlali, BaBar ve Belle işbirlikleri tarafından yüksüz (nötr) kaon bozunumları dışında, ilk kez aşağıda Denklem (4)'de belirtilen yüksüz B mezon bozunumlarında da;

$$\frac{N(B^0 \rightarrow J/\Psi K_{S(L)}) - N(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_{S(L)})}{N(B^0 \rightarrow J/\Psi K_{S(L)}) + N(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_{S(L)})} \neq 0 \quad (4)$$

Kobayashi-Maskawa şeması ile uyumlu bir şekilde gözlemlenmiştir [11-14].

1976 yılında Mark 1 işbirliği tarafından keşfedilen D mezonlar, c kuark içeren en hafif parçacıklardır. D mezon bozunumlarında c ve karşıt-c kuarklar, diğer tipteki kuark veya karşıtkuarklara dönüşürler. Standart Modelin öngörülleri ile beraber bozunma sabitinin deneysel ölçümü, CKM matris elemanlarının doğrudan belirlenmesini sağlar. Bu yüzden leptonik D_s bozunmaları çok sayıda deney tarafından (CLEO-c [15-21], BES [22], Belle [23] ve BaBar [24]) kapsamlı olarak incelenmiştir. Örneğin, en düşük mertebeden yaklaşımda, sözde skaler ve vektör mezonlarının bozunma genişlikleri aşağıdaki gibi yazılabilir [25, 26];

$$\Gamma(P \rightarrow l\nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_p^2 m_l^2 m_p \left(1 - \frac{m_l^2}{m_p^2}\right)^2 |V_{qQ}|^2 \quad (5)$$

$$\Gamma(V \rightarrow l\nu) = \frac{G_F^2}{12\pi} f_V^2 m_V^3 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_V^2}\right)^2 \left(1 + \frac{m_l^2}{2m_V^2}\right) |V_{qQ}|^2 \quad (6)$$

Burada G_F Fermi etkileşme sabiti, m_l lepton kütlesi, q hafif kuark ve Q ağır kuark olmak üzere $|V_{qQ}|$ bileşen kuarklar arasındaki CKM matris elemanıdır. $m_{p(v)}$ ve $f_{p(v)}$ sırasıyla ele alınan mezonun kütlesi ve bozunum sabitidir. Bozunma sabitleri, kuarkların ve karşıtkuarkların dalga fonksiyonunun üst üste gelmesi olarak kabul edilebilir. Leptonik bozunma ömürleri ve dallanma oranları deneysel ölçümleri, $f_p |V_{qQ}|$ ($f_V |V_{qQ}|$) çarpımının belirlenmesine izin verir. Böylece bozunma sabitinin teorik olarak kesin değeri bilinirse CKM matris elemanı da tespit edilebilir. CP ihlali SM etkilerinin 10^{-3} mertebesinde olması beklenen D mezon sistemlerinde, deneysel anlamda henüz tam olarak netleşmemiştir.

Ayrıca aşağıda belirtilen parçacık-karşıtparçacık karışımlarında da CP simetri ihlali gözlenmektedir. Karışımın oluşabilmesi için, aşağıdaki Denklem (7) ve Denklem (8)'de belirtildiği üzere, mezonlar yüksüz olmalı ve zayıf etkileşme yoluyla bozunmalıdır;

$$K^0(\bar{s}d) - \bar{K}^0(s\bar{d}) \quad , \quad D^0(c\bar{u}) - \bar{D}^0(\bar{c}u) \quad (7)$$

$$B_d^0(\bar{b}d) - \bar{B}_d^0(b\bar{d}) \quad , \quad B_s^0(\bar{b}s) - \bar{B}_s^0(b\bar{s}) \quad (8)$$

CP ihlali, üst kuark içeren süreçlerde, elektrik dipol moment gibi çeşni korunum süreçlerinde ve lepton sektöründe henüz gözlenmemiştir. Bunlardan herhangi birinin gözlenmesi SM'in ötesinde yeni bir fizik olduğunun göstergesi olabilir.

Son zamanlarda, mezonların bozunma sabitlerinin ve genişliklerinin belirlenmesi için yapılmış birçok teorik ve deneysel çalışma olmuştur. B ve D mezonlarının bozunma sabitlerinin ve genişliklerinin incelenmesi, hem yapılan deneysel çalışmaların doğrulanması, hem de CP simetri ihlalinin anlaşılması bağlamında önemlidir.

Kuantum Renk Dinamiğin'de mezonların leptonik bozunma sabitleri, mezon içerisindeki valans kuark ve karşıkuarklar arasındaki temel etkileşmeler hakkında da önemli bilgiler sağlar. Aynı zamanda bozunma sabitleri, pertürbatif olmayan teorik metotlarla kombine edilip hata payı ne kadar küçük bir şekilde hesaplanırsa, CKM kuark-karışım matris elemanlarının da o kadar hassas belirlenmesi mümkün hale gelir [27].

İlaveten u ve d gibi hafif kuarklar içeren B ve D mezonların bozunma sabitleri oranları ile ilgili son yıllarda çalışmalar yoğunlaşmıştır. Bunun nedeni ise bu oranların bize kiral simetri bozulması hakkında ipuçları vermesidir. Örneğin 2017 yılında yapılan bir çalışmaya göre $N_f=2+1$ dinamik çeşnili örgü KRD teorisinde D ve Ds mezonlarının bozunma sabitleri hesaplanmıştır. s kuark içeren D mezonların u veya d içeren mezonlara göre bozunma sabiti daha büyük olduğu tespit edilmiştir [28].

Son zamanlarda B-fabrikalarında, hadron çarpışma deneylerinde çok sayıda B-bozunması dedekte edilmiştir. Amerika Fermilab'daki Tevatron deneyleri ayrıca $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ bozunumunda karışım fazı gibi diğer CP-ihlali olayları ile ilgili araştırmaları başlatmıştır [29]. Tevatron deneyleri ile başlayan öncü çalışmalar, yüksek istatistik, geliştirilmiş dedektör performansı ve yeni analiz teknikleri ile aralıksız devam etmektedir. Büyük belirsizliklerle de olsa B_s^0 sistemindeki CP ihlali ile ilgili araştırmalar, LHCb deneyleri ile de devam etmektedir. LHCb deneyleri, B_s^0 sistemindeki CP ihlali ile ilgili araştırmalara önemli katkılar sağlamaktadır. Bu çalışmalar sonucunda birkaç kanalda direk CP ihlali gözlemlenmiştir. Ancak şuan ki veriler B_s^0 sistemindeki CP ihlalini doğrulamak için yeterli görünmemektedir.

İlaveten nadir $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bozunma dallanma oranı bağımsız olarak ATLAS, CMS ve LHCb deneylerinde ölçülmüştür [30-32]. Bu çalışmalar ayrıca $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sürecine sınırlama koyar. Bu sonuçları f_{B^+} , f_{B^0} ve f_{B_s} bozunma sabitlerinin hassas bir şekilde tespit edilebilmesi adına yorumlamak gereklidir. Yeni fizik etkileri için hala bazı boşluklar mevcuttur. Bozunumların girişimi ve CKM açısıyla tanımlanan karışımın CP-ihlalindeki deneysel belirsizlik gittikçe SM'deki değere yaklaşmaktadır. Bu bağlamda, penguen diyagramındaki küçük düzeltmelerin anlaşılması, teorik ve deneysel aktif bir araştırma alanıdır. Karışımındaki CP ihlali için teorik öngörü, hala deneysel belirsizlik değerinden oldukça küçüktür.

Bu tür tespitler ayrıca, Süper-KEKb'deki Belle II deneyinden ve 2023 – 2025 yılları arasında yapılması planlanan güncellenecek ATLAS, CMS ve LHCb' den gelecek ölçümleri netleştirmek için de gereklidir. Üçüncü aile kuarklarla birinci aile kuarklar arasındaki etkileşmeleri tanımlayan CKM matris elemanları hakkında direkt bilgi sağladığı için b ve c kuark içeren ağır mezonların bozunma sabitlerinin incelenmesi oldukça önemlidir. Bu matris elemanları, Standart Modelin temel parametreleridir ve bunların hassas ölçümleri, SM'deki CP ihlali ve kuark karışım matrisinin birimselliğini test etmemizi sağlar. Ancak, bozunma sabitinin ölçümündeki belirsizlik, CKM matris elemanlarının deney verilerinden doğru şekilde çıkarılmasını zorlaştırmaktadır [33].

1. STANDART MODEL

Temel parçacıklar, evreni oluşturan maddelerin en küçük yapıtaşlarıdır. Standart Model'e göre kuarklar, leptonlar ve ayar bozonları maddeyi oluşturan noktasal (içyapısı olmayan) parçacıklar olarak kabul edilir, buna rağmen Sicim Kuramı gibi bazı fizik kuramları bu parçacıklar için fiziksel bir boyut önermektedirler.

Bütün temel parçacıklar spinlerine bağlı olarak bozon veya fermiyon olarak sınıflandırılırlar. Temel kuvvetlere aracılık eden parçacıklar bozondurlar ve bunlar tamsayı spinlere sahiptirler. Madde ile ilişkilendirilen parçacıklar, fermiyondur. Bunlar yarım tamsayı spinlere sahiptirler ve on iki çeşit fermiyon mevcuttur. Aşağıdaki tabloda da belirtildiği üzere fermiyonlar da kendi aralarında kuarklar ve leptonlar olmak üzere iki gruba ayrılırlar, kuarklar ve leptonlar ise üç aileden oluşurlar. Şekil 1.1'in en sağ tarafında Standart Model'in öngördüğü etkileşmelere aracılık eden ayar bozonları yer alır [1,3].

Maddenin Üç Nesli (Fermiyonlar)			
	I	II	III
kütle→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV
yük→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
ad→	u yukarı	c tılsım	t üst
Kuarklar	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d aşağı	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s acayıp	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b alt
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e elektron nötrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ müon nötrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau nötrino
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e elektron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ müon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau
Leptonlar			91.2 GeV 0 1 Z ⁰ zayıf kuvvet
			80.4 GeV ± 1 1 W [±] zayıf kuvvet
			Bozonlar (kuvvetler)

Şekil 1.1. Temel parçacıklar ve aracı bozonlar [34]

Özetle, parçacık fiziğinin Standart Model'i temel fermiyonların on iki çeşidini, onlara karşılık gelen karşıparçacıkları, kuvvetlere aracılık eden temel bozonları ve Higgs bozonunu içerir. Ancak Standart Model tamamlanmış bir kuramdan ziyade geçici bir kuram olarak nitelendirilir. Çünkü kütleçekim etkileşmesinin kuantumlu teorisi oluşturulamadığından, bu modele kütleçekim etkileşmesi dahil edilememiştir.

Ayrıca kütleçekim kuvvetinin taşıyıcı parçacığı olduğu düşünülen graviton, parçacıklar ve parçacıkların süpersimetrik eşleri gibi SM'de açıklanamayan bazı hipotetik parçacıkların varlığı muhtemeldir.

12 temel fermiyon, herbirinde dört parçacık bulunan üç nesile ayrılır. Bu parçacıkların altısı kuarktır. Geriye kalan altı parçacık leptondur, bunların üçü nötrinodur ve geriye kalanlar da -1 elektrik yüküne sahip olan elektron, müon ve taudur.

Renk hapsi denilen bir durum sebebiyle kuarklar ve karşıtkuarklar hiçbir zaman izole bir şekilde algılanamaz. Her kuark güçlü etkileşimin üç renk yükünden birini taşır; karşıtkuarklar da benzer şekilde karşıt renk yükü taşırlar. Yüklü parçacıkların foton değiş-tokuşu yoluyla etkileşmesi gibi renk yüklü parçacıklar da gluon değiş-tokuşu yoluyla etkileşirler. Yüklü parçacıkların birbirlerinden ayrılmasıyla etkisi azalan elektromanyetik etkileşimden farklı olarak, renk yüklü parçacıklar birbirlerinden ayrıldıkça daha fazla kuvvet hissederler.

Renk yüklü parçacıklar biraraya gelerek, hadronlar olarak bilinen renk yüksüz bileşik parçacıkları oluştururlar. Bir kuark bir karşıtkuark ile çift oluşturabilir: Bu durumda kuark bir renkyükü ve karşıtkuark da ona karşılık gelen bir karşıt renk yükü taşır. Kuark ve karşıtkuark bir araya gelerek, mezonlar olarak bilinen renk yüksüz parçacıkları oluştururlar. Bunun alternatifi olarak biri kırmızı, diğerleri mavi ve yeşil olmak üzere üç kuark birarada bulunabilir. Bu üç renk yüklü kuark birlikte renk yüksüz baryonları oluştururlar. Simetrik olarak karşıtkırmızı, karşıtmavi ve karşıtyeşil renk yüklerine sahip üç karşıtkuark biraraya gelerek karşıtbaryon oluşturabilirler.

Ayrıca kuarklar kesirli elektrik yüküne sahiptirler, ancak kuarklar tamsayı elektrik yüklü hadronlar içerisinde hapis olduklarından kesirli yükler hiçbir zaman izole edilemez. Kuarklar $+2/3$ ve $-1/3$, karşıtkuarklarda bunun tersi $-2/3$ ve $+1/3$ elektrik yüküne sahiptirler.

SM'de vektör (spin-1) bozonları (gluonlar, fotonlar ve W, Z bozonları) kuvvet taşıyıcısıdır. Higgs bozonu (spin-0) ise parçacıkların kütlelerinden sorumludur. Gluonlar güçlü etkileşimin aracısıdır ve hem renk yükü hem de karşıt renk yükü

taşırlar. Üç zayıf ayar bozonu W^+ , W^- ve Z^0 zayıf etkileşime aracılık ederler. Kütlesiz foton elektromanyetik etkileşimin aracı parçacığdır.

Higgs bozonu, Peter Higgs, Gerald Guralnik, Richard Hagen, Tom Kibble, François Englert ve Robert Brout tarafından SM'deki fermiyonlara kütle kazandırmak için varlığı öne sürülmüş skaler (spin-0) bir parçacıktır. H veya h olarak kısaltılır. Aralık 2011'de o zamanlar iki ana deneyin (ATLAS ve CMS) sözcüleri birbirlerinden bağımsız olarak, Higgs parçacığının $125 \text{ GeV}/c^2$ (133 proton kütlesi, 10^{-25} kg) değerinde bir kütleyle sahip olabileceğini belirtti. LHC'nin kesin bir sonuç için gerekli cevabı 2012'nin sonunda vereceği söylendi ve 2013 yılında Higgs bozonu dedekte edildi. 14 Mart 2013'te bilimadamları Higgs bozonunun varlığından emin olduklarını, yani diğer adıyla Tanrı Parçacığ'ını bulduklarını açıkladılar. 2013 yılı Nobel Fizik Ödülü, Higgs bozonunu öngören Peter Higgs ve François Englert'e verildi. Altındaki Tablo 1.1'de etkileşmelere aracılık eden ara bozonların temel özellikleri verilmiştir.

Tablo 11. Etkileşmelere aracılık eden ara bozonların temel özellikleri

Parçacık	Durgun enerji (GeV/c^2)	Spin	Elektrik yükü	Etkileşim Türü
Foton	0	1	0	Elektromanyetik etkileşim
Z^0 -Bozon	91	1	0	Zayıf etkileşim
W^+ -Bozon	80	1	1	
W^- -Bozon			-1	
Gluon	0	1	0	Güçlü etkileşim
Graviton	0	2	0	Kütleçekim etkileşmesi

Kuarklar $\frac{1}{2}$ spinli olduğundan, içerdikleri kuark sayısına bakıldığında mezonların bozon, baryonların da fermiyon olduğu kolayca anlaşılabilir. Mezonlar güçlü etkileşim ile bağlı bir kuark ve bir karşıkuarktan oluşan hadronik atomaltı parçacıklardır. Bütün mezonlar kararsızdırlar ve en uzun ömürlüsü mikrosaniyenin altında bir ömre sahiptir. Yüklü mezonların (bazen aracı parçacıklar yoluyla) bozunmasıyla elektron ve nötrino oluşur. Yüksüz mezonların bozunmasıyla da fotonlar oluşur. Mezonlar, kuarklardan oluşan maddeler arasındaki yüksek enerjili etkileşimlerin kısa ömürlü ürünü olarak açığa çıkarlar. Mezonlar kuarklardan oluştuğundan hem zayıf, hem de güçlü etkileşime katılırlar, ayrıca elektromanyetik etkileşime de katılırlar. Mezonlar kuark içeriklerine, toplam açıl momentum sayısına, paritesine ve C paritesi ve G paritesi gibi diğer fiziksel özelliklerine göre de

sınıflandırılırlar. Hiçbir mezonun kararlı olmamasına karşın, hafif olanlar ağırlarına göre daha kararlıdır ve bu yüzden parçacık hızlandırıcılarında ve kozmik ışın deneylerinde gözlenmeleri daha kolaydır.

1.1. Standart Model Lagranjiyeni

SM elektrozayıf ve güçlü kuvvetleri bir araya getiren ve bilinen atom altı parçacıkların dinamiğini tanımlayan bir kuramdır. Alanları kuantumlamak ve uyarılmış kuantalara parçacıklar olarak bakmak için kuantum alan teorisi kullanılır. Aşağıdaki şekilde tanımlandığı gibi en küçük etki ilkesi ile yönetilir;

$$S = \int L dt \quad (1.1)$$

$$L = \int d^3x L(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)) \quad (1.2)$$

burada L Lagranj yoğunluğudur. SM'deki CP bozulması, $SU_2 \times U_1$ Lagranjiyenine dayanan elektrozayıf kuramdan ortaya çıkar. SM Lagranj yoğunluğu aşağıdaki bileşenlerden oluşur [35,36,37];

$$L_{SU_2 \times U_1} = L_{Ayar} + L_{Fermiyonik} + L_{Skaler} + L_{Yukawa} \quad (1.3)$$

1.2. Ayar, Fermiyonik, Yukawa ve Skaler Kısımlar

Lagranj yoğunluğunun ayar kısmı ve alan şiddet tensörleri aşağıdaki şekilde tanımlanır;

$$L_{ayar} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^2 \quad (1.4)$$

U(1) ayar alan şiddeti Denklem (1.5)'de verilmiştir;

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.5)$$

$SU(2)$ ayar alan şiddeti ise aşağıdaki şekilde tanımlıdır;

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.6)$$

Burada $i=1,2,3$, $\mu=0,1,2,3$ olmak üzere, W_μ^i ve B_μ sırasıyla üç SU_2 ve bir U_1 ayar alanıdır. $g(g')$, $SU_2(U_1)$ etkileşme sabiti ve ϵ_{ijk} antisimetrik semboldür.

1/2 spinli parçacıkların davranışlarını, yani parçacıklar ve bunların ayar alanlarıyla olan ilişkilerini tanımlayan aşağıda belirtilen fermiyonik kısım, Dirac formuna sahiptir;

$$L_{\text{Fermiyonik}} = i\bar{\psi} (\gamma^\mu D_\mu) \psi \quad (1.7)$$

Burada γ^μ 'ler Dirac matrisleri, ψ spinör alanı ve $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ 'dir. D_μ kovaryant türev ifadesi ise aşağıdaki şekilde tanımlıdır;

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{1}{2} B_\mu Y \quad (1.8)$$

Denklem (1.8)'deki τ^i , Pauli matrislerini ifade eder ve Y ise hiperyüktür.

Yukawa ve skaler Lagranj yoğunlukları aşağıdaki şekilde tanımlıdır;

$$L_{\text{Yukawa}} = - \sum_{n,n'} Y_{n,n}^E H_\alpha^\dagger \bar{L}_n^\alpha E_{n'} - \sum_{n,n'} Y_{n,n}^D H_\alpha^\dagger \bar{Q}_n^{i\alpha} D_{n'i} - \sum_{n,n'} Y_{n,n}^U H^\alpha Q_n^{i\alpha} U_{n'i} \\ + \text{Hermityen eşlenikler} \quad (1.9)$$

$$L_{\text{Skaler}} = D^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi - \frac{h}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 + \mu^2 \phi^\dagger \phi. \quad (1.10)$$

Sırasıyla n aileyi, i rengi ve α SU_2 grubunun indislerini temsil eder. $Y_{n,n'}$ ise Yukawa çiftlenimini gösterir. Ayrıca H higgs alanını, h higgs parçacığını, $Q_n^{i\alpha}$ sol elli kuarkları, \bar{L}_n^α sol elli leptonları, E_n sağ elli leptonları, $U_{n'i}$ sağ elli üst tip kuarkları, ϕ skaler alanı gösterir.

Sağ ve sol-elli parçacıklar arasındaki zayıf etkileşimin farklılaşması nedeniyle, gösterimler alttaki gibi 4 gruba ayrılır:

Sol-elli kuark ikilileri;

$$Q_{Li}^I(3,2)_{Y=\frac{1}{3}} = \begin{pmatrix} u_g^I & u_r^I & u_b^I \\ d_g^I & d_r^I & d_b^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c_g^I & c_r^I & u_b^I \\ s_g^I & s_r^I & s_b^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t_g^I & t_r^I & t_b^I \\ b_g^I & b_r^I & b_b^I \end{pmatrix}_L \quad (1.11)$$

Sağ-elli kuark teklileri;

$$u_{Ri}^I(3,1)_{Y=\frac{4}{3}} = (u_g^I \ u_r^I \ u_b^I)_R, (c_g^I \ c_r^I \ c_b^I)_R, (t_g^I \ t_r^I \ t_b^I)_R \quad (1.12)$$

$$d_{Ri}^I(3,1)_{Y=\frac{2}{3}} = (d_g^I \ d_r^I \ d_b^I)_R, (s_g^I \ s_r^I \ s_b^I)_R, (b_g^I \ b_r^I \ b_b^I)_R \quad (1.13)$$

Sol-elli lepton ikilisi;

$$L_{Li}^I(1,2)_{Y=-1} = \begin{pmatrix} \nu_e^I \\ e^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu^I \\ \mu^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau^I \\ \tau^I \end{pmatrix}_L \quad (1.14)$$

Sağ-elli lepton teklisi;

$$I_{Li}^I(1,1)_{Y=-2} = e_R^I, \mu_R^I, \tau_R^I \quad (1.15)$$

Üst indis I, alanların etkileşmede olduğunu gösterir. L ve R kiral bileşenleri ayırır, g,r,b (yeşil, kırmızı, mavi) alt indisleri de üç renk yükünü temsil eder. Parantez içindeki argümanlar, sırasıyla SU(3)_c ve SU(2)_L dönüşümleri altında fermiyonların tekli mi, çiftli mi, yoksa üçlü mü olduğunu söyler.

Solak kuarklar arasındaki yüklü akım etkileşimi, Lagranjiyenin fermiyonik bölümü tarafından şu şekilde tanımlanır [35,36];

$$\begin{aligned} L_{Fermiyonik,cc}(Q_L) &= i \overline{(u \ d)}_{Li}^I \gamma_\mu \left(\partial^\mu - \frac{i}{2} g W_b^\mu \sigma_b \right) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{Li}^I + \dots \\ &= i \overline{u}_{Li}^I \gamma_\mu \partial^\mu u_{Li}^I + i \overline{d}_{Li}^I \gamma_\mu \partial^\mu d_{Li}^I - \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{u}_{Li}^I \gamma_\mu W^{-\mu} d_{Li}^I - \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{d}_{Li}^I \gamma_\mu W^{+\mu} u_{Li}^I + \dots \quad (1.16) \end{aligned}$$

2. SİMETRİ VE KORUNUM

Korunum yasaları yalnızca yararlı olmakla kalmazlar, aynı zamanda doğadaki olayların simetrilerini yansıtır. Korunum yasaları ya enerji ve elektrik yükü durumunda olduğu gibi mutlak, ya da izospin ve acayıplık durumunda olduğu gibi yalnızca yaklaşık olabilirler. Birinci tiptekiler doğanın anayasaları gibidir. Korunum yasaları doğal dünyanın çeşitli simetleriyle çok yakından ilişkilidir. Önce enerji ve momentumun korunumuyla başlayalım.

Enerji ve momentum yasaları sırasıyla, zaman ve uzayın homojenliğinden kaynaklanır. Homojenlik, herhangi bir noktanın bir diğeri gibi olması demektir. Uzayda belirli bir noktada ve belirli bir zamanda geçerli olan fizik yasaları, herhangi bir diğeri nokta ya da zamandakinden farklı değildir. Aynı şekilde açısal momentumun korunumu, uzayın izotropisi ile (eşyönlülük) ilişkilidir. İzotropi, bakılan yönün koşullarda hiçbir şey fark ettirmemesidir. Homojenlik ve izotropi zaman ve uzayın temel simetrisi olarak görülürler, dolayısıyla da bunlardan kaynaklanan korunum yasalarının mutlak olarak kabul edilmesi şartıdır değildir. Simetri, birkaç eşdeğer bakış noktası olabileceğine işaret eder ve bu noktaların birinden bir diğeri geçmek doğanın yasalarında hiçbir şey fark ettirmez. Korunum yasalarını bu biçimde düşünmek, izospininki gibi neredeyse korunmuş bir yasanın varlığını varsaymayı kolaylaştırır. Proton ve nötron, ya da π^0 , π^+ ve π^- benzer özelliklere sahip olduklarından ve hemen hemen birbirlerinin yerlerini alabilecekleri için izospin yaklaşık olarak korunmuştur. Elektrik yükü bir tür açısal momentum olarak düşünülebilir. Ama bu açısal momentum gerçek uzayda dönmeyi içermemektedir. Bu daha çok, kuantum mekaniğin dalgayla ilgili sembolik bir dönmedir. Yükün, $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 'ye kuantize olması, açısal momentumun kuantize olması gibidir. Elektrik yükünün böylesi geometrik bir yorumu, daha sonra sözünü edeceğimiz ayar alanı kuramları için başlangıç noktasıdır [1,3].

2.1. Parite ve Korunum

Uzay-zaman simetrisi, yukarıda anlatılan öteleme ve dönme ile sınırlı değildir; ayrıca tersinmeler de düşünülebilir. İki türden tersinme vardır: uzayda tersinme ve zamanda tersinme. Tersinmelerin özelliği, bunların derece derece sürekli değişiklikler değil, kesintili değişiklikler olmasıdır. Gerçekte peş peşe iki tersinme her şeyi ilk durumuna geri getirir. Uzay tersinmesine, ayna görüntüsü de denir. İnsanların kabaca sağ ve sol simetrik yapıda olmalarına karşın, sağ elini kullanan birinin aynada sol eli görüntüsünün olacağını herkes bilir. Farklı yönlere dönmek sağ elini kullanan bir insanı solak yapmayacağına göre, ayna görüntüleri dünyası gerçek yaşamdan farklı bir dünya olmalıdır. Öte yandan, temel parçacıkların sağ-sol farkının olmadığını düşünmek doğaldır. Başka bir deyişle, aynada görülen dünya “kuramsal olarak” olasıdır ve bizim dünyamızla aynı yasalara uyar.

Bu türden uzaysal tersine çevrilmeye eşlik eden korunum yasasına paritenin korunumu denir. Bunun etkisi ancak kuantum kuramında hissedilir. Burada söz konusu olan, tersine çevrilme sırasında kuantum mekaniksel dalganın tepe ve çukur noktalarının konum değiştirip değiştirmediği sorusudur. Örneğin, bir nokta çevresinde hareket eden bir dalganın eşit sayıda tepe ve çukur noktaları varsa (açısal momentum $1 = \text{çift sayı}$), o zaman tersine çevrilme sırasında bir tepe gene bir tepe olarak çizilebilir; ama eğer bunlar tek sayılardaysa, o zaman tepeler, çukur noktalar haline gelir. Birinci durumun artı paritesi, ikincisinin ise eksi paritesi olduğu söylenir. Bir tepkimede ilk durumun paritesi son durumun paritesiyle aynıysa, parite korunmuştur. Aynı açısal momentum gibi, parite de yörüngesel ya da içsel olabilir. Alışılmış kuantum sayılarının tersine, paritenin yalnızca iki değeri vardır: artı ya da eksi. Bu da, bileşik bir durumun paritesinin, bileşenlerin paritelerinin toplamı değil, çarpımı olması anlamına gelir. Örneğin, π -mezonunun içsel paritesi eksidir, ama eğer iki pion bir aradaysa ve yörüngesel açısal momentumu sıfırsa, toplam parite artıdır [1,3].

2.2. Ayna Simetrisi, Zaman ve Yük Dönüşümleri

Ayna simetrisi, uzay koordinatları x , y ve z 'nin işaretlerinin değişimi altında fizik kurallarının değişmezliğidir. Ayna simetrisi bazen ayna yansıması olarak da adlandırılır, çünkü koordinat eksenlerinin tersine çevrilmesi iki adımda yapılabilir.

Ayna simetrisi altında işaret değiştiren kutup vektörler ($\vec{V} \xrightarrow{P} -\vec{V}$) ve değiştirmeyen aksenal vektörler ($\vec{A} \xrightarrow{P} \vec{A}$) formunda yazılabilir. Bunun gibi skaler $S(S \xrightarrow{P} S)$ ve sözde skalerlerimizde $[P(P \xrightarrow{P} -P)]$ vardır.

Zamanın tersinmesi, genellikle T ile ifade edilir. Bu operatör, koordinatları değişmez bırakırken zaman koordinatı t'nin işareti değişir ve bu yüzden ters yönde hareketi temsil eder.

Yük eşleniği C ise bir parçacığı karşıtparçacığına dönüştürür; başka bir deyişle parçacık ve karşıtparçacıkların kütle, momentum ve spini aynı, fakat izospinin üçüncü bileşeni, baryon ve lepton sayısı, elektrik ve çeşni yükü gibi kuantum sayıları zıttır. Görelî kuantum alanında, hem pozitif hem de negatif şekilde yüklü parçacıklar ile kompleks ϕ alanı ilişkilendirilebilir. Yük eşleniği ϕ alanını ϕ^\dagger 'a dönüştürür ki bu da elektrik yükü, baryon, lepton sayısı, acayıplık ve izospinin üçüncü bileşenin işaretleri zıttır. Dönüştürölmüş alan, aynı görelî hareket denkleminde uyar, fakat bunun elektromanyetik potansiyel ile etkileşmesi zıt elektrik yükü ile karakterize edilir. C simetrisi, zıt yüklü parçacıkların tam olarak aynı şekilde hareket ettiğini ifade eder [37].

2.3. Ayna Simetrisi, Zaman ve Yük İşlemcileri

Kuantum teorisinde C, P ve T operatörleri \hat{C} , \hat{P} ve \hat{T} ile gösterilir. Kuantum alan teorisindeki simetrisi tanımlamak için bütün fiziksel gözlenebilirleri değişmez bırakan işlemciler vardır. Teorem bu işlemcilerin hareketi altında şu şekilde formüle edilir;

Taban durumu (ya da vakum durumu) sabit kalır;

$$\hat{P}|0\rangle = |0\rangle, \hat{C}|0\rangle = |0\rangle, \hat{T}|0\rangle = |0\rangle \quad (2.1)$$

Eylem sabit kalır;

$$S = \int d^4x L(t, \vec{x}) \rightarrow S \quad (2.2)$$

veya eşdeğeri aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$[\hat{P}, \hat{H}] = [\hat{C}, \hat{H}] = [\hat{T}, \hat{H}] = 0 \quad (2.3)$$

Kuantumlanma durumları sabit kalır [35].

1956'da Lee ve Yang tarafından önerilip kısa süre sonra da Wu tarafından beta bozunmalarında keşfedilen ayna simetrisi, zayıf etkileşmelerde korunmaz [5,6]. Genel olarak zayıf etkileşmelerde C'nin, P ile birlikte bozulduğu görülebilir. Ayrıca 1957'de Garvin tarafından Friedman ve Telegdi tarafından ölçülen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ pion bozunumunda oluşan müon nötrinosu sol-ellidir [38]. C yük eşlenik süreci, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ karşınötrininin sol-elli oluşuyla, hiçbir zaman ortaya çıkmaz. Müon nötrinosunun sağ-elli olduğu P-eşlenik süreci de gözlenmez.

Elektromanyetik etkileşmelerde C ve P değişmez kalır. Ayrıca güçlü etkileşmelerin de C ve P dönüşümleri altında değişmez kaldığı varsayılır. Böylece Lagranjiyen teriminin sadece elektromanyetik ve kinetik terimlerine bakılırsa C ve P dönüşümleri altında simetriktir. Bu kısmi Lagranjiyen \hat{C} ve \hat{P} işlemcilerini tanımlamakta kullanılabilir [3].

2.4. Paritenin Korunmaması

1957 yılında fizik dünyası, uzay simetrisi ile ilişkilendirilen paritenin korunmadığı (yani sol ve sağın eşdeğerliliği) gerçeğiyle sarsıldı. Yapılan deneylerde aynı fiziksel özelliklere sahip iki parçacığın (τ ve θ) farklı bozunmalar yaptığı ($\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$, $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$) ve farklı yaşam süreleri olduğu görüldü. O zaman, τ ve θ parçacıkları tesadüfen aynı kütle ve spine sahip, ama pariteleri değişik olan farklı parçacıklar mıdır? Sorusu gündeme geldi. Kuramcıların başını ağrıtan bu probleme "t- θ bulmacası" adı verildi. Sonunda sorunu çözen Princeton İleri Araştırmalar Enstitüsü'nden iki genç fizikçi, C. N. Yang ile T. D. Lee oldu [5]. Beta bozunumu gibi zayıf etkileşimlerde, paritenin korunduğuna ilişkin henüz bir kanıt olmadığına dikkati çektiler. τ ve θ parçacıklarının (bugün bildiğimiz adıyla K mezon) aynı parçacık olduğunu, ama bozunum süreçlerinde parite korunmadığından iki ya da üç piona dönüşebileceğini açıkladılar. Bu sonuç aslında, pionun eksi olan paritesinden kaynaklanmaktadır. Bu hipotezi test etmek amacıyla hemen deneylere başlandı. Fermi Ulusal Hızlandırıcı Laboratuvarından L. M. Lederman ve Columbia

Üniversitesi'nden R. L. Garwin, π - μ -e bozunum sürecini ve aynı üniversiteden C. S. Wu'nun grubu ise, kobaltın beta bozunumunu incelediler. Her iki deney de bozunumda paritenin korunmadığını doğruladı [6].

Bu deneylerde açıklığa kavuşan önemli bir nokta, nötrinin spiniyle ilgiliydi. Beta bozunumunda pozitronla birlikte üretilen nötrino her zaman sol ellidir (sol helisite) ve elektronla birlikte üretilen karşınötrino her zaman sağ ellidir (sağ helisite). Burada sağ ve sol ellilik, tıpkı ışığın dairesel polarizasyonunda olduğu gibi, hareket yönüne göre, spinin sağ eli (+1/2) ya da sol eli (-1/2) olması demektir. Aynada yansıdığında sol helisitenin sağ helisiteye dönüştüğü görülebilir. Demekki doğa her zaman pariteyi korumamaktadır. Deneyde, nötrinin spini doğrudan gözlenmemektedir. Ama nötrinin helisitesi, beta bozunumu sürecinde elektronun salıverildiği yönde bir asimetriye neden olmaktadır. Lederman'ın deneyinde, bir siklotron tarafından üretilen π mezonu bozunuma uğrayıp μ^- (müon) ve ν_μ 'ye (müon-nötrinosu) dönüşmekte, müon da daha sonra bir e^- (elektron), $\bar{\nu}_e$ (elektron-karşınötrinosu) ve ν_μ (müon-nötrinosu) salarak bozunuma uğramaktadır. μ^- 'nin momentumu yönünde çıkan elektronların kesiri, ters yönde gelenlerinkinden daha büyüktür.

3. CP BOZULMASI

CP simetrisi temel olarak madde ve karşıtmadde arasındaki simetridir. Eğer doğa madde ve karşıtmaddeye aynı şekilde davransaydı, CP simetrik bir evrende yaşıyor olurduk. Ancak evrenimiz, madde baskın bir evrendir. Bu sonuç bize fizik yasalarının, CP simetri dönüşümleri altında değişmez kalmadığını göstermektedir.

Parite deneylerinden sonraki birkaç yıl, doğa yasalarının birleşik CP dönüşümü altında değişmediği, bunun tek istisnasının zayıf etkileşim olduğuna inanılıyordu. 1963 yılında N. Cabibbo, zayıf etkileşmeyi daha iyi açıklayabilmek için Cabibbo açısını (θ_c) önerdi [39]. Parçacık fiziği bağlamında, alt kuark yüklü akımla zayıf etkileşim yoluyla çiftlenerek süperpoze eder. Matematiksel olarak;

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s \quad (3.1)$$

veya Cabibbo açısı kullanılarak;

$$d' = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s \quad (3.2)$$

$|V_{ud}|$ ve $|V_{us}|$ için geçerli bir değer bulundu. Bu değerler kullanılarak, Cabibbo açısı şu şekilde hesaplanabilir;

$$\tan\theta_c = \frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|} = \frac{0,22534}{0,97427} \rightarrow \theta_c = 13,02^\circ \quad (3.3)$$

Tılsım kuark (c) 1974'te keşfedildiğinde, alt (d) ve acayip (s) kuarkların yukarı ve tılsım kuarklara bozunduğu iki eşitlik seti aşağıda belirtilmiştir;

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s \quad (3.4)$$

$$s' = V_{cd}d + V_{cs}s \quad (3.5)$$

veya Cabibbo açısı kullanılarak;

$$d' = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s \quad (3.6)$$

$$s' = -\sin\theta_c d + \cos\theta_c s \quad (3.7)$$

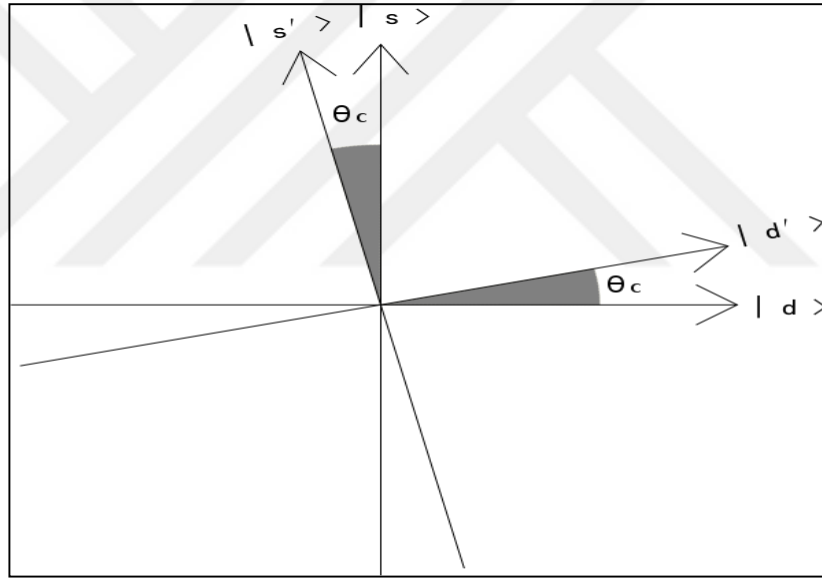
Matris notasyonu kullanılarak aşağıdaki şekilde de gösterilebilir;

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} \\ V_{cd} & V_{cs} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

veya Cabibbo açısı kullanılarak;

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir, burada $|V_{ij}|$ değerleri, i ve j kuark çeşnisini göstermek üzere olasılığı temsil eder. Bu 2 x 2 dönme matrisi Cabibbo matrisi olarak adlandırılır.



Şekil 3.1. Güçlü öz durumların $|d\rangle$ ve $|s\rangle$ tarafından oluşturulan güçlü öz durum uzayından, zayıf öz durumlar $|d'\rangle$ ve $|s'\rangle$ tarafından zayıf öz durum uzayına dönüşümü [40]

Şekil 3.1'de Cabibbo açısı (θ_c), alt ve acayip kuarkların görece bozunma olasılığını açıklar. Güçlü öz durumlar $|d\rangle$ ve $|s\rangle$ tarafından oluşturulan güçlü öz durum uzayının, zayıf öz durumlar $|d'\rangle$ ve $|s'\rangle$ tarafından oluşturulan zayıf öz durum uzayına dönüşümü görmek mümkündür [40].

Zayıf etkileşimlerde ayrı ayrı C ve P ihlali söz konusu iken, CP simetrisi pek çok zayıf etkileşim süreçlerinde korunmaktadır. Ancak CP simetrisi bazı nadir süreçlerde

bozular. 1964 yılında Princeton Üniversitesi'nden V. L. Fitch ve J. W. Cronin CP simetrisinin de bozulduğunu keşfettiler, yine söz konusu olan K mezonuydu [8]. Ancak doğada bu olay parite bozulmasından daha da gizlidir ve açıklaması daha zordur. CP bozulmasına çok duyarlı bir test mevcuttur. K^\pm bozunuma uğrayıp iki piona (π^+, π^- ya da π^0, π^0) ve üç piona (π^+, π^-, π^0 ya da π^0, π^0, π^0) dönüşürler. Bozunumun sonuç durumlarının yük simetrisi aynıdır, yani her ikisinde de C artıdır, ama ilk bozunmanın paritesi artı, ikincisinininki ise eksi. Eğer bozunum süreci pariteyi koruyorsa, birinci bozunum CP simetrisinin korunduğu bir parçacığın bozunumu, ikincisi ise ihlal edildiği bir bozunumdur ve bunları meydana getiren parçacıklar farklı olmalıdır. Bir K_L mezonu sıklıkla $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ bozunumundan ziyade $\pi^- e^+ \nu_e$ geçişini yapar. Fakat bozunma oranı asimetrisi sadece 0,003 seviyesindedir. Oysaki B mezon sistemlerinde gözlenen CP ihlali etkileri çok daha büyüktür. Örneğin B^0/\bar{B}^0 mezon dönüşümlerinde CP asimetrisini tanımlayan parametrenin değeri yaklaşık 0,7'dir. Benzer etkiler Λ_b^0 bozunumunda da $3,3 \sigma$ seviyesinde tesbit edilmiştir [11,12].

CP simetrisinin korunduğu parçacığa K_1 ihlal edildiği durumdaki parçacığa ise K_2 adı verildi. Bunların K^0 ve \bar{K}^0 , in aşağıda belirtildiği şekilde olduğu düşünülmektedir;

$$K_1 = K^0 - \bar{K}^0 \quad (C = -1, P = -1, CP = +1) \quad (3.10)$$

$$K_2 = K^0 + \bar{K}^0 \quad (C = +1, P = -1, CP = -1) \quad (3.11)$$

K^0 ve \bar{K}^0 , in da K_1 ve K_2 'nin kombinasyonları olduğu söylenebilir. Bu durum aynen polarize ışık durumundaki gibidir. Lineer polarize bir ışık, iki dairesel polarize ışığın kombinasyonu olarak düşünülebilir. Dairesel polarize bir ışık da, iki lineer polarize ışığın kombinasyonu olarak ele alınabilir. Işık polarize edici bir ortamdan geçtiğinde, ışığın içinden geçtiği ortamın türüne bağlı olarak, ya lineer polarize ışığın bir bileşeni ya da dairesel polarize ışığın bir bileşeni soğurulabilir. Güçlü etkileşimlerle K mezonu üretimi durumunda ise, acayıplık özelliğiyle ayırt edilen K^0 ve \bar{K}^0 terimlerini ele almak yararlıdır. Bunun tersine, zayıf etkileşimle bozunum durumunda CP özelliğiyle ayırt edilen K_1 ve K_2 durumlarını düşünmek yararlı olacaktır. K_1 ve K_2 bozunumunda farklı parçacıklar olduklarından, ömürleri farklı

olabilir. Gerçekten de K_1 'in ömrü K_2 'ninkinin ancak $1/100$ 'üdür. Başlangıçta bir K^0 (ya da \bar{K}^0) hüzmesi üretildiğinde, bu K_1 ile K_2 'nin bir karışımıdır. K_1 parçacığı hızla bozunuma uğrar ve sonrasında yalnızca K_2 kalır. Fitch ve Cronin K_2 'nin de bozunuma uğrayıp iki piona dönüşebileceğini buldular. K_2 hem 2π hem de 3π 'ye dönüşebileceğinden, CP simetrisi korunmamaktadır [8].

Fizikçiler, K mezonları dışında CP simetrisinin bozulmasını, B ve D mezonlarının bozunumlarını inceleyerek de araştırmaktadırlar. B ve D mezonlarındaki CP bozulması, Büyük Patlamadan hemen sonraki ilk nano saniyelerde madde parçacıklarının karşıt madde parçacıklarından neden daha fazla olduklarının ipuçlarını vermektedirler. B ve D mezonları, kuark ve karşıtkuark çiftlerinden oluşur. Büyük patlamadan hemen sonra etrafta bolca bulunmalarına karşın, bugünkü evrende çok nadir ortaya çıkarlar. LHC hızlandırıcısı gibi yüksek enerjili hadron çarpıştırıcılarında B mezonlarını bolca elde etmek mümkündür. Adını içlerindeki acayip kuarktan alan acayip B_s ve D_s mezonları ve bunların karşıt parçacıkları olan karşıt-B mezonları, madde parçacıkları ile karşıt madde parçacıklarının bozunumlarının karşılaştırılması için ideal parçacıklardır. Araştırmacılar acayip B-mezonlarının bozunumları ile karşıt-B mezonları arasında önemli miktarlarda asimetri tespit ettiler [13,14].

3.1. CPT ve CP Simetrisi

Yük eşleniği ve pariteye ilaveten T ile temsil edilen bir diğer uzay zaman işlemcisi daha vardır. Fizikçiler sürekli olarak yeni fiziğin varlığını gösterebilecek herhangi bir olası CPT ihlali bulgusu aradılar. CPT dönüşümü doğanın temel bir simetrisi ise zaten T simetri bozulması, CP ihlalinin bir sonucu olarak beklenir. \hat{C} , \hat{P} ve \hat{T} işlemcilerinin altındaki dalga fonksiyonlarının dönüşüm özellikleri Tablo 3.1'de özetlenmiştir.

Tablo 3.1. Dirac bilineer alanı B üzerine uygulanan kesikli dönüşümler [35]

Bilinear	$\hat{P}\hat{B}\hat{P}^\dagger$	$\hat{C}\hat{B}\hat{C}^\dagger$	$\hat{T}\hat{B}\hat{T}^\dagger$	$\hat{P}\hat{B}\hat{P}^\dagger$	$C\hat{P}\hat{T}B\hat{C}\hat{P}\hat{T}^\dagger$
$\Psi_1\Psi_2$	$\Psi_1\Psi_2$	$\Psi_2\Psi_1$	$\Psi_1\Psi_2$	$\Psi_2\Psi_1$	$\Psi_2\Psi_1$
$\bar{\Psi}_1\gamma^5\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_1\gamma^5\Psi_2$	$\bar{\Psi}_2\gamma^5\Psi_1$	$-\bar{\Psi}_1\gamma^5\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\gamma^5\Psi_1$	$\bar{\Psi}_2\gamma^5\Psi_1$
$\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\Psi_2$	$\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\Psi_1$	$\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\Psi_1$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\Psi_1$
$\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\gamma^5\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\gamma^5\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\gamma^5\Psi_1$	$\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\gamma^5\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\gamma^5\Psi_1$	$-\bar{\Psi}_2\gamma_\mu\gamma^5\Psi_1$
$\bar{\Psi}_1\sigma_{\mu\nu}\Psi_2$	$\bar{\Psi}_1\sigma^{\mu\nu}\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\sigma_{\mu\nu}\Psi_1$	$-\bar{\Psi}_1\sigma^{\mu\nu}\Psi_2$	$-\bar{\Psi}_2\sigma^{\mu\nu}\Psi_1$	$\bar{\Psi}_2\sigma_{\mu\nu}\Psi_1$

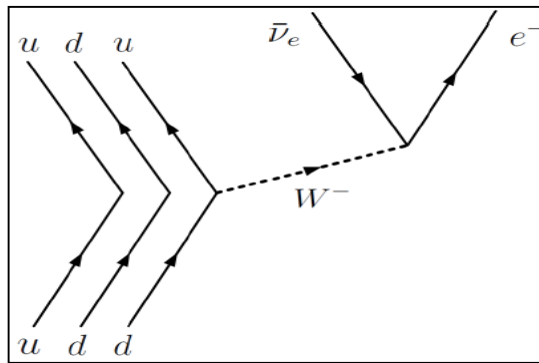
Diğer bir yandan bütün bu üçlü dönüşümlerin birlikte uygulanması ile SM'in Lagranjyeninin değişmez kaldığı görüldü. CP ve T dönüşümleri birlikte gerçekleştiğinde Denklem (3.12) elde edilir;

$$C\hat{P}T\hat{L}(t,\vec{r})C\hat{P}T=L(-t,-\vec{r}) \quad (3.12)$$

Bununla beraber, ilk olarak 1998 yılında yüksüz K mezon bozunumlarında [9], 2012 yılında ise yüksüz B mezon bozunumlarında, T zaman tersinme simetrisinin bozulduğu gözlemlenmiştir [41].

3.2. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrisi

Zayıf etkileşmenin ilk teorisi, 1933 yılında Enrico Fermi tarafından nötronun beta bozulması temel alınarak oluşturulmuştur. Sonraki aşamada nötronun deneyde bulunan ömrü ile teorik hesaplama kıyaslanmış ve yaklaşık %50 oranında bir fark tespit edilmiştir. Diğer deyişle serbest nötronun ömrü deneylerde $\tau=881.5.48 \pm 1,5$ s olarak ölçülüyorken, Fermi'nin Zayıf etkileşme teorisi ile bu değer 1316,48 s olarak bulunuyordu. Nötron bozunmasının Feynman diyagramı aşağıdaki şekildedir:



Şekil 3.2. Gözlemci kuarklarla nötron bozunumu [1]

Daha sonraları teori ve deney arasındaki bu farklılığın zayıf etkileşme yoluyla bozunan d quarkın dışındaki gözlemci denilen diğer kuarklarında duruma dahil edilmemesinden kaynaklandığı farkedildi.

u ve d kuarkları için hesaplama, kuark-kuark tepe faktörünün vektör ve eksenel vektör kısımlarının daha genel formunun alınması gerekliliği ile kolayca gerçekleştirilebilir. Yani Feynman diyagramındaki köşe faktörü $\kappa^\mu \rightarrow \frac{ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ yerine $\kappa^\mu \rightarrow \frac{ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(g_v - g_A\gamma^5)$ alınır. Teori hala bir V-A teorisidir, ancak vektör ve eksenel vektör çiftlenimlerinin büyüklükleri değişmiştir. Burada $\lambda = g_A/g_V = -1,2695 \pm 0,0029$ dur. g_A ve g_V sabitlerinin dahil edilmesi tam olarak durumu açıklamaz, çünkü elektro-zayıf teori kuark-kuark tepe noktasında karışıma izin verir ve bu da V_{ud} sabitinin çarpılmasıyla Denklem (3.13)'de tepe faktörünü değiştirir. Bu sabit Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (3x3) matris elemanıdır.

Bir kez daha bozunma oranı Fermi çiftlenim sabiti açısından tekrar yazılırsa bozunma genişliği için aşağıdaki eşitlik elde edilir;

$$\Gamma = \frac{f^R m_e^5}{2\pi^3 \hbar^7} |V_{ud}|^2 G_F^2 (1+3\lambda^2) \quad (3.13)$$

Burada, $G_V = G_F V_{ud}$ ve $G_A = \lambda G_F V_{ud}$ ilişkisi kullanılmış ve sonuçta aşağıdaki bozunma genişliği ifadesine ulaşılmıştır;

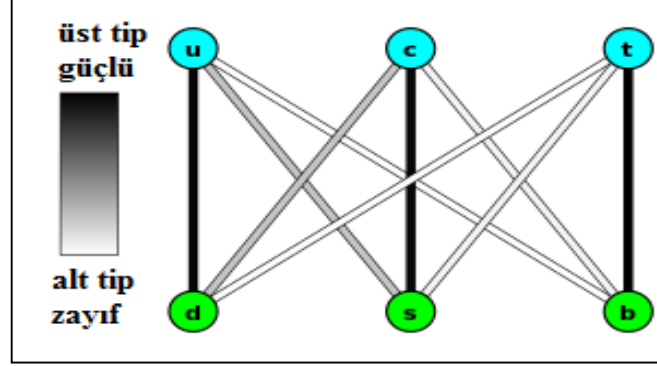
$$\Gamma = \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} (G_V^2 + 3G_A^2) \quad (3.14)$$

Daha hassas bir değer ($f^R=1,71482$) kullanılması ise nötronun $\tau=907,637$ s olan yaşam ömrü elde edilir. Fermi etkileşme sabitinin değeri ise, müon bozunma oranının deneysel ölçümleri kullanılarak belirlenmiştir. G_F 'nin hassasiyeti, müon bozunma oranı ölçümünün kesinliğine dayanmaktadır [42].

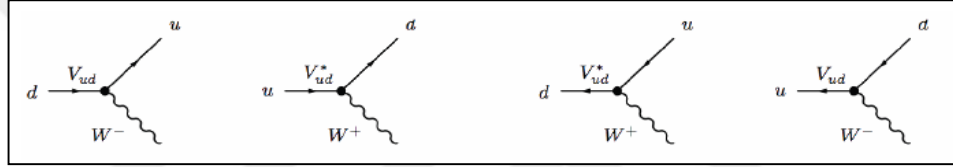
Yüklü akım etkileşimlerinde ortaya çıkan aşağıda gösterilen kompleks 3x3 matris Cabibbo – Kobayashi - Maskawa (CKM) karışımı matrisi olarak adlandırılır;

$$V_{CKM} = (V_L^u V_L^{d\dagger})_{ij} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

Aşağıda ise kuarklar arası geçiş olasılıkları güçlüden zayıfa doğru şematik olarak verilmiştir:



Şekil 3.3. Soldan sağa doğru artan kütle ile bozunma modlarının temsili resmi [40]



Şekil 3.4. CKM karışım matrisinin bileşenlerinden birkaç örnek [35]

Denklem (3.15)'deki V_{CKM} 'nin açıklamasından şu çıkmaktadır; u kuarktan d kuarka dönüşüm V_{ud}^* tarafından tanımlanırken; d kuarktan u kuarka dönüşüm CKM matris elemanı V_{ud} tarafından tanımlanır.

Bütün matris elemanlarının değerleri, ilgili zayıf bozunmaları deneysel olarak gözlemlenerek belirlenir.

CKM matrisi için güncel Parçacık Veri Grubunun (PDG-Particle Data Group), tüm deneysel değerleri kullanılarak bulunan ortalama değerleri;

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97425 \pm 0,00022 & 0,2252 \pm 0,0009 & (3,89 \pm 0,44) \times 10^{-3} \\ 0,230 \pm 0,011 & 1,023 \pm 0,036 & (40,6 \pm 1,3) \times 10^{-3} \\ (8,4 \pm 0,6) \times 10^{-3} & (38,7 \pm 2,1) \times 10^{-3} & (0,88 \pm 0,07) \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

şeklindedir [27].

3.3. CKM Matrisinin Parametrize Edilmesi ve Kısıtlamaları

CKM matrisi aşağıdaki koşulları yerine getirmelidir. CKM matrisi $V_{CKM}^\dagger V_{CKM}=1$ koşulu sağlamalıdır. Üç aileden oluşan SM için CKM matrisi dört gerçek parametreye sahiptir. Bunlardan üçü 3 boyutlu dönmeleri tanımlar (Euler açıları); ve kalan biri de kompleks fazdır.

CKM matrisi bir çok farklı şekilde parametrelerle ifade edilebilir. Günümüzde en sık kullanılan parametrik hal alttaki Wolfstein parametresidir;

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{2}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^2\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 \left[1 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(\rho + i\eta) \right] & -A\lambda^2 + \frac{A\lambda^4}{2} [1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6) \quad (3.17)$$

Burada λ katsayısı genişleme katsayısı olarak görev yapar ve Cabibbo açısı $\lambda = \sin \theta_C \approx 0,22$ 'nin sinüsü olarak tanımlanır. Çapraz olmayan elemanlar gittikçe küçülürken çapraz (köşegen) elemanlar bire yakındır. Birinci ve ikinci durumlar arasındaki geçiş, ilk sıranın CKM faktörleri tarafından bastırılır. Bu baskı birinci ve üçüncü durumlar ile ikinci ve üçüncü oluşumlar arasındaki geçiş için olan merteye ile artar. Bu $O(10^{-3})$ mertebesindedir ve A , ρ ve η katsayıları gerçek sayılardır; η gözlemlenen CP bozulmasının kaynağı olan sanal kısmı tanımlar [4].

3.4. Birimsel Üçgenler

CKM matrisi için diklik bağıntıları aşağıda gösterildiği gibidir;

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts} = 0 \quad (3.18)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb} = 0 \quad (3.19)$$

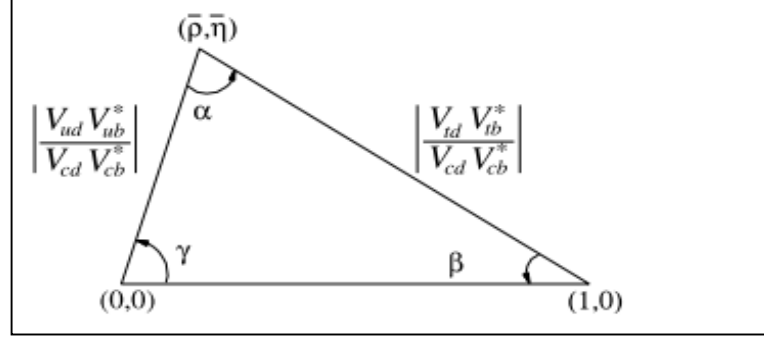
$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb} = 0 \quad (3.20)$$

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0 \quad (3.21)$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 \quad (3.22)$$

$$V_{cd}V_{td}^*+V_{cs}V_{ts}^*+V_{cb}V_{tb}^* =0 \quad (3.23)$$

kompleks düzlemde üçgenler olarak temsil edilir.



Şekil 3.5. $V_{ud}V_{ub}^*+V_{cd}V_{cb}^*+V_{td}V_{tb}^* =0$ eşitliği tarafından oluşturulan bd üniter üçgeninin gösterimi [43]

Şekil 3.5'deki kompleks düzlemde tepe açısı, $\bar{\rho}$ ve $\bar{\eta}$ 'nin genellenmiş Wolfenstein parametreleri olarak adlandırıldığı kısımda yer alır;

$$(\bar{\rho}, \bar{\eta}) \equiv (\rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) + O(\lambda^4), \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right) + O(\lambda^4)) \quad (3.24)$$

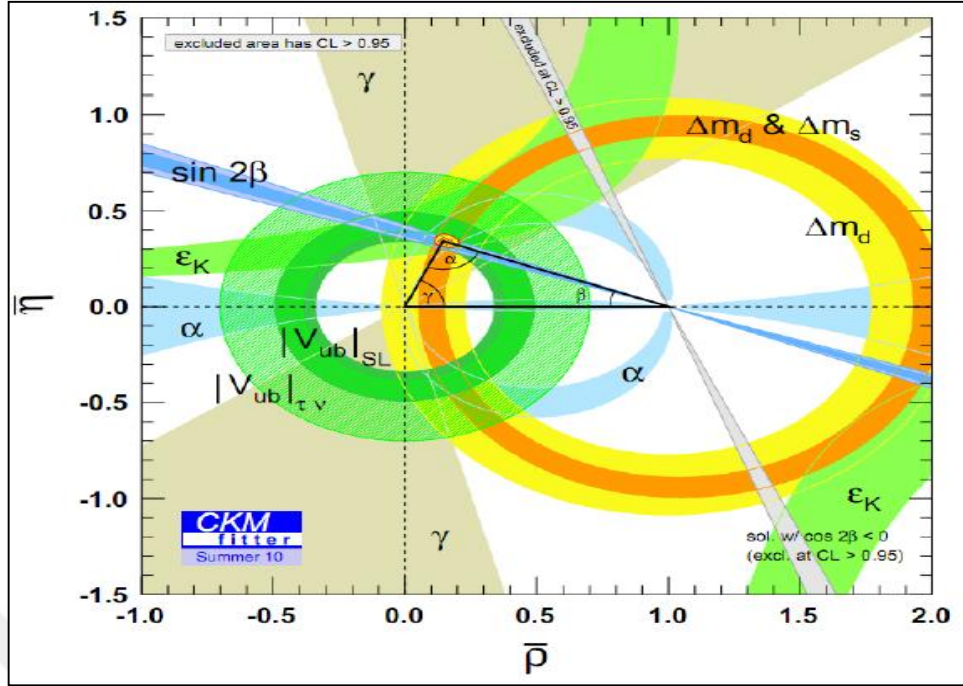
Birimsel üçgendeki α , β ve γ açıları altta gösterildiği üzere, yeniden fazlara ayıran değişmezlerdir, çünkü kuark alanına eklenen herhangi bir faz kesirlerde sıfırlanır;

$$\alpha \equiv \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (3.25)$$

$$\beta \equiv \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (3.26)$$

$$\gamma \equiv \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \quad (3.27)$$

Birimsel üçgen açıları için kabul edilen ortalama değerler Tablo 3.2'de listelenmiştir.



Şekil 3.6. $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ düzleminde küresel CKM uygunluğu [44]

Tablo 3.2. CKMfitter grubunun global fit sonuçları, belirsizlikler % 68 güvenilirlik sınırları içerisindedir [45]

A	$0,8184^{+0,0094}_{-0,0311}$
λ	$0,22512^{+0,00075}_{-0,00075}$
$\bar{\rho}$	$0,139^{+0,027}_{-0,023}$
$\bar{\eta}$	$0,342^{+0,016}_{-0,015}$

Şekil 3.6'da gösterilen ve Tablo 3.2'de özetlenen global fit, deneylerin SM ile olan uyumunu göstermektedir. Cabibbo açısı hassas bir şekilde ölçülürken, diğer parametrelerdeki doğruluk % 4 ile % 20 arasında değişmektedir.

Tablo 3.3. Birimsel üçgen açıları α , β ve γ 'nin dünya ortalaması değerleri, GS güvenilirlik seviyesidir [46]

Gözlenebilir değer	Açı değerleri \pm GS
α	$(91,0_{-3,9}^{+3,9})^0$
β	$(21,76_{-0,82}^{+0,92})^0$
γ	$(67,2_{-3,9}^{+3,9})^0$

2007'den beri α ve β açıları oldukça hassas bir şekilde ölçülmüştür. Bununla birlikte, γ açısının belirlenmesinde ise sürekli olarak ilerleme kaydedilmektedir. Yüklü veya yüksüz $B \rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ bozunumlarında γ açısını ölçmek için üç yöntem kullanılmıştır [47-49].

CP bozulması için birimsel üçgen açıları α , β ve γ 'nin dünya ortalaması değerleri CKM matrisinin elemanlarını ölçerek doğrulanır. İkisini de ölçerek, birimsel üçgenin açıları ve kenarları CKM matris elemanlarını sınırlar. Sınırlamalar arasındaki uyumsuzluk yeni fiziğin işareti olabilir. Birimsel üçgen ile ilgili deneysel bilginin güncel durumu Şekil 3.3'te özetlenmiştir.

Babar ve Belle deney sonuçları birbirleriyle uyumludur, her ikisinde de CP ihlali ($\gamma \neq 0$) 3,5 standart sapma seviyesindedir. Tüm ölçümlerin CKMfitter grup verileri ile kombinasyonu $\gamma_{\text{komb}} = 70_{-21}^{+14}$ değerini verir ve Global CKM fit sonucu ile kıyaslandığında $\gamma_{\text{CKMfit}} = 67,4 \pm 3,9$ değerini verir.

Yeni Fizik için, çeşni parametrelerine %10'luk bir düzeltme gerektirir. Birçok ölçüm istatistiksel olarak sınırlıdır. Şimdi hadron makinelerinin zamanıdır (TeVatron, LHCb). Sonuçta yeni fiziğin ortaya çıkması beklenmektedir. Ancak e^+e^- çarpıştırıcıları kapsamlı bir deney programı yürütmek için oldukça önemlidir. Fakat yine de karşıt madde problemi halen açıklanamamaktadır [50].

Foton Alanı: Serbest elektromanyetik alanının Lagranjyeni;

$$L_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = -\frac{1}{2} (\partial_\mu A_\nu) (\partial^\mu A^\nu) + \frac{1}{2} (\partial_\mu A_\nu) (\partial^\nu A^\mu) \quad (3.28)$$

$F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ alan şiddet tensörü ve A^μ dört boyutlu potansiyeldir.

Dört boyutlu potansiyel için dönüşüm yasaları, alttaki Lorentz kuvvetinin C, P ve T değişmezliğinden elde edilebilir;

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.29)$$

Kuvvet ve hız kutupsal vektörlerdir. Yani ayna simetrisi altında işaretlerini değiştirirler. Bu yüzden parite fiziği değişmez kılmak için $E \rightarrow -E$ ve $B \rightarrow -B'$ ye dönüşmelidir. Skaler potansiyel V ve vektör potansiyel A şu şekilde tanımlanır;

$$\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3.30)$$

$\vec{\Delta} = \partial / \partial \vec{r}$ işlemcisi P dönüşümü altında işaretini değiştirir, bu yüzden ayna simetrisi V sabitini değişmez bırakırken $\vec{A} \rightarrow -\vec{A}$ şeklinde dönüşmelidir. Klasik alanlardaki benzer deneyimlerden C, P ve T dönüşümlerinin altında enerji içeren alanların dönüşüm kuralları aşağıdaki ifadeleri sağlamalıdır;

$$\begin{aligned} \hat{C} A_\mu(t, \vec{r}) \hat{C}^\dagger &= -A_\mu(t, \vec{r}) \\ \hat{P} A_\mu(t, \vec{r}) \hat{P}^\dagger &= A_\mu(t, -\vec{r}) \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\hat{T} A_\mu(t, \vec{r}) \hat{T}^{-1} = A_\mu(-t, \vec{r})$$

Burada zaman dönüşümü işlemcisi karşıt-birimsel doğasından dolayı diğerlerinden farklıdır. Eşitlikler bize C, P ve T sabit Lagranjiyenin nasıl davranması gerektiğini söyler. Herhangi bir C, P ve T sabit Lagranjiyen için aşağıdaki dönüşüm kuralları kullanılmalıdır;

$$\begin{aligned} \hat{C} L_{\text{part}}(t, \vec{r}) \hat{C}^\dagger &= L_{\text{part}}(t, \vec{r}) \\ \hat{P} L_{\text{part}}(t, \vec{r}) \hat{P}^\dagger &= L_{\text{part}}(t, -\vec{r}) \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\widehat{T}L_{\text{part}}(t,\vec{r})\widehat{T}^{-1}=L_{\text{part}}(-t,\vec{r})$$

3.5. Klein-Gordon Alanı

Spinör-0 alanının foton alanı ile ilişkisi; spinör-0 alanı ϕ ile kütle m ve potansiyel A^μ tarafından verilmiş elektromanyetik alan içinde hareket eden elektrik yükü q için Denklem (3.33)'de belirtilen Klein Gordon (KG) Lagranjiyeni sayesinde açıklanır;

$$L_{\text{KG}}=(\partial_\mu\phi^\dagger-iqA_\mu\phi^\dagger)(\partial^\mu\phi+iqA^\mu\phi)-m^2\phi^\dagger \quad (3.33)$$

Tablo 3.4. Klein-Gordon alanında C, P ve T dönüşümleri (F alanı temsil eder)

Alan;	F	$\widehat{P}F\widehat{P}^\dagger$	$\widehat{C}F\widehat{C}^\dagger$	$\widehat{T}F\widehat{T}^{-1}$
Skaler Alan;	$\phi(t,\vec{r})$	$\phi(t,-\vec{r})$	$\phi^\dagger(t,\vec{r})$	$\phi(-t,\vec{r})$
Dirac alanı;	$\psi(t,\vec{r})$	$\gamma^0\phi(t,-\vec{r})$	$i\gamma^2\gamma^0\bar{\psi}^T(t,\vec{r})$	$i\gamma^1\gamma^3\psi^*(-t,\vec{r})$
Eksenel Vektör Alanı;	$A_\mu(t,\vec{r})$	$-A_\mu(t,-\vec{r})$	$-A_\mu(t,\vec{r})$	$-A_\mu(-t,\vec{r})$

Tablo 3.4'deki alanlarda KG Lagranjiyen'in sabit kalabilmesi için alttaki dönüşüm yasalarına uyması gerekmektedir;

$$\widehat{C}\phi(t,\vec{r})\widehat{C}^\dagger=e^{i\alpha_c}\phi(t,\vec{r})$$

$$\widehat{P}\phi(t,\vec{r})\widehat{P}^\dagger=e^{i\alpha_p}\phi(t,-\vec{r}) \quad (3.34)$$

$$\widehat{T}\phi(t,\vec{r})\widehat{T}^{-1}=e^{i\alpha_t}\phi(-t,\vec{r})$$

Burada α_p , α_c ve α_t keyfi durumlardır ve bundan sonra sıfıra eşit olarak alınacaktır.

3.6. Dirac Alanı

Elektromanyetik alan A^μ ile ilişkili elektrik yükü q ve kütle m ile Dirac spinör alanı ψ için Lagranjiyen;

$$L_D=\bar{\psi}\left[\gamma_\mu(i\partial^\mu-qA^\mu)-m\right]\psi \quad (3.35)$$

Lagranjiyene C, P ve T dönüşümleri uyguladıktan sonra Dirac spinörlerinin dönüşüm $\psi(t,\vec{r})$ özellikleri elde edilebilir;

$$\widehat{C}\psi(t,\vec{r})\widehat{C}^\dagger=e^{i\beta_c i\gamma^2}\psi^*(t,\vec{r})$$

$$\widehat{P}\psi(t,\vec{r})\widehat{P}^\dagger=e^{i\beta_p\gamma^0}\psi(t,-\vec{r}) \quad (3.36)$$

$$\widehat{T}\psi(t,\vec{r})\widehat{T}^{-1}=e^{i\beta_t i\gamma^1\gamma^3}\psi^*(-t,\vec{r})$$

Burada β_p , β_c ve β_t tekrar keyfidir ve sifıra eşit kabul edilir [35,36].



4. B VE D MEZON SİSTEMLERİNİN FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ

4.1. B ve D Mezonlar

B mezonlar, bir ağır karşıkuark (\bar{b}) ve bir hafif kuarktan oluşan sistemlerdir. Kuark birleşimi yüklü ya da yüksüz olabilir.

Altta belirtildiği gibi toplamda dört yüksüz B mezonu vardır;

$$|B_d^0\rangle = |\bar{b}d\rangle, \quad |\bar{B}_d^0\rangle = |b\bar{d}\rangle \quad (4.1)$$

$$|B_s^0\rangle = |\bar{b}s\rangle, \quad |\bar{B}_s^0\rangle = |b\bar{s}\rangle \quad (4.2)$$

Her iki B_d^0 ve B_s^0 yüksüz mezonu ifade etmek için B^0 'ı kullanacağız. (Aynı şekilde B^0 ; B_d^0 ve B_s^0 'yi ifade eder).

Birçok sebepten dolayı yüksüz B mezonları CP bozunma araştırmaları için uygundur. Öncelikle en büyük kütleli kuarklar hadronları oluşturmadan önce bozduğundan, B mezonları en ağır mezonlardır. Ayrıca B mezonları kısmen uzun ömre sahip olmakla bilinirler, $\sim 10^{-12}$ s. Büyük kütle ve kısmen uzun yaşam süresi B mezonları daha kolay inceleyebilmemizi sağlar. Dahası, yüksüz B mezonları karşıt-parçacıklarına ayrılabilir (ya da tam tersi olur). Bu olay B karışımı (ya da B salınımı) olarak bilinir. CP bozulmasını daha iyi açıklayabilmek için için; yüksüz B mezonlarının araştırılması oldukça önemlidir.

D mezonlar ilk olarak 1976 yılında Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezindeki (SLAC) Mark I dedektörü tarafından keşfedildi. D mezonlar, tılsımlı kuark (veya karşıtı) içeren en hafif mezonlar olduğu için, tılsımlı (veya karşıtı) kuarkını başka bir tür kuarka (veya karşıtı) dönüştürür. Bu geçişler tılsım kuantum sayısının değişmesini içerir ve sadece zayıf etkileşim yoluyla gerçekleşebilir. D mezon sistemlerinde, tılsımlı kuark ağırlıklı olarak bir W parçacığının değiş-tokuşu ile bir acayip kuarka dönüşür, bu nedenle D mezonlar genellikle kaon ve pionlara bozunurlar [27, 35,36].

4.2. B ve D Mezonların Bozunma Sabitleri ve Bozunma Genişlikleri

Şimdi ise, B ve D mezonlarının bozunma sabiti ve genişliği değerlerini hem teorik olarak hem de deneysel olarak literatürde var olan veriler aşağıda sunulmuştur.

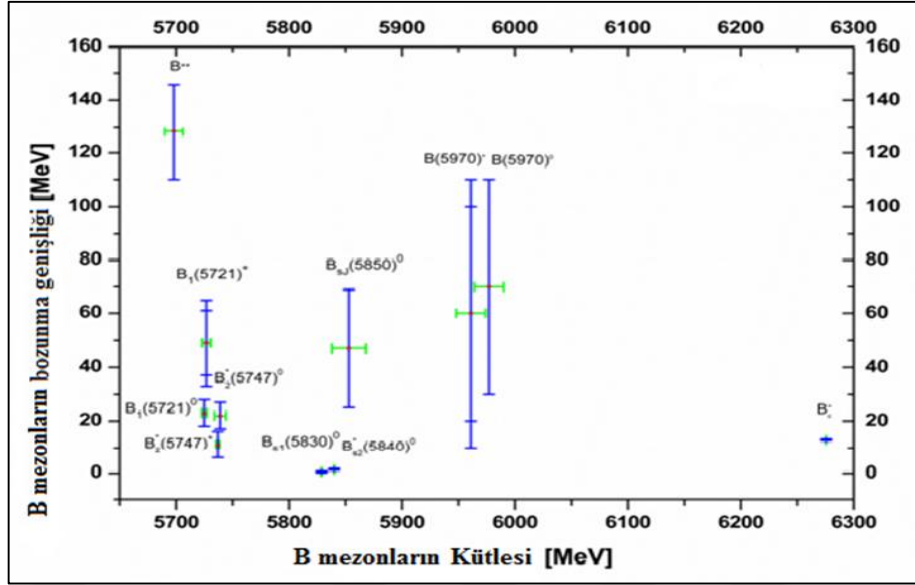
Tablo 4.1. B ve D mezonlarının bozunma sabiti ve bozunma genişliği değerleri

Parçacık	İçerik	J^{PC}	Kütle (MeV)	Bozunma Sabiti (MeV)	Bozunma Genişliği (MeV)
B^\pm	$b\bar{u}(\bar{b}u)$	0^-	$5279,26 \pm 0,17$	190,6 \pm 4,7 (Exp. [27]) 193 \pm 6 (LQCD [51]) 186 \pm 13 (HQET [52]) 186 \pm 14 (FESR [53]) 94 \pm 15 (QCDSR [54]) 219 \pm 15 (RPM [55])	$(4,01 \pm 0,02) \times 10^{-10}$
B^0	$b\bar{d}$	0^-	$5279,58 \pm 0,17$	199,5 \pm 12,6(LQCD [56]) 190,5(0.8) \pm (0,8) \pm (0,2) [57]	$(4,33 \pm 0,02) \times 10^{-10}$
B^\pm/B^0 karışımı	$u\bar{b}$				
$B^\pm/B^0/B_s^0$ b-baryon karışımı	$u\bar{b}$				$(4,2 \pm 0,01)$
B^*	u,d,s favor averaged	$1^-(QM)$	$5324,83 \pm 0,32$	175 \pm 6 (LQCD [58]) 181,8 \pm 13,1 \pm 4 (QCDSR [59]) 244,2 \pm 7,0 (LFQM [60]) 194 \pm 8 [61]	
B_s^0	$b\bar{s}$	0^-	$5366,77 \pm 0,24$	235,4 \pm 12,2 (LQCD [56]) 222 \pm 12 (FESR [53]) 231 \pm 16 (QCDSR [54]) 266 \pm 19 [62]	$(4,35 \pm 0,02) \times 10^{-10}$
B_s^*	$b\bar{s}$	1^-	$5415,4^{+1,8}_{-1,5}$	213 \pm 7 (LQCD [58]) 213,6 \pm 18,2 _{OPE} \pm 6 _{sys} (QCDSR [59]) 220 \pm 9 (LSR [63]) 473,4 \pm 18,2 (LFQM [60]) 225 \pm 9 [62]	
$B_J^*(5732)$ veya B^{**}	$u\bar{b}$		5698 ± 8	209 ± 8 (LSR [63])	128 ± 18
$B_1(5721)^0$	$d\bar{b}$	$1^+(QM)$	$5724,9 \pm 2,4$	555 ± 201 (QCSR [64])	23 ± 5
$B_1(5721)^+$	$u\bar{b}$	1^+	$5726,8^{+3,2}_{-4,0}$		49^{+12}_{-16}
$B_2^*(5747)^+$	$u\bar{b}$		$5736,9^{+1,3}_{-1,6}$	$80,9^{+33,8}_{-27,7}$ (LFQM [60])	11 ± 5
$B_2^*(5747)^0$	$u\bar{b}$	$2^+(QM)$	5739 ± 5	110 ± 11 (QCDSR [65])	22 ± 5
$B_{s1}(5830)^0$	$b\bar{s}$	1^+	$5828,7 \pm 0,4$	572 ± 213 (QCDSR [64])	$0,5 \pm 0,3$
$B_{s2}^*(5840)^0$	$b\bar{s}$	2^+	$5839,96 \pm 0,2$	134 \pm 11 (QCDSR [65]) 109,7 $^{+15,7}_{-15,0}$ (LFQM [60])	$1,47 \pm 0,33$
$B_{sJ}(5850)^0$	$b\bar{s}$		5853 ± 15	198 ± 45 (QCDSR [64])	47 ± 22
$B(5970)^+$	$d\bar{b}$	Olası durum lar $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-$	5961 ± 13	$196,9 \pm 8,9$ (LQCD[66])	60^{+50}_{-40}

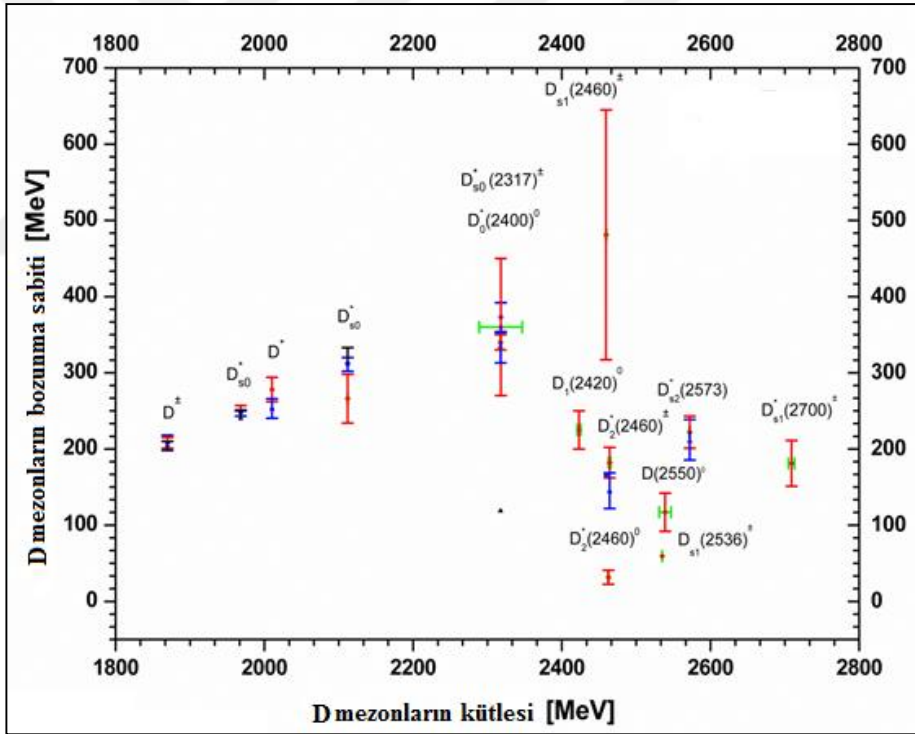
Şekil 4.1. (Devam) B ve D mezonlarının bozunma sabiti ve bozunma genişliği değerleri

$B(5970)^0$	$d\bar{b}$		5977 ± 13		70 ± 40
B_c^+	$b\bar{c}$	0^-	$6275,6\pm 0,0011$	434 ± 15 (LQCD [58]) 528 ± 19 (FESR [53]) 436 ± 40 (LSR [63])	$(12,98^{+0,22}_{-0,24}) \times 10^{-10}$
$B_c(2S)^\pm$	$b\bar{c}$		6842 ± 6		
D^0	$c\bar{u}$	0^-	$1864,84\pm 0,05$	$211,5(0,3)\pm(0,3) \pm (0,2)$ [67]	$(1,6\pm 0,005) \times 10^{-9}$
D^\pm	$c\bar{d}$	0^-	$1869,61\pm 0,09$	208 ± 7 (LQCD [68]) 208 ± 10 (QCDSR [54]) 204 ± 6 (LSR [63]) $202,57$ (RDF [69])	$(6,33\pm 0,04) \times 10^{-10}$
D_s^\pm	$c\bar{s}$	0^-	$1968,30\pm 0,1$	250 ± 7 (LQCD [51]) $247,2\pm 4,1$ (LQCD [70]) 240 ± 10 (QCDSR [54])	$(1,32\pm 0,02) \times 10^{-9}$
$D^*(2007)^0$	$c\bar{u}$	1^-	$2006,97\pm 0,08$		$< 2,1$
$D^*(2007)^\pm$	$c\bar{d}$	1^-	$2010,26\pm 0,07$	278 ± 16 (QCDSR [71]) $252,0^{+13,8}_{-11,6}$ (LFQM [60])	$(83,4\pm 1,8) \times 10^{-3}$
$D_s^{*\pm}$	$c\bar{s}$	1^-	$2112,1\pm 0,4$	266 ± 32 (Exp. [72]) 311 ± 9 (LQCD [71]) 314^{+19}_{-14} (QCDSR [73]) $318,3^{+15,3}_{-12,6}$ (LFQM [63]) $268,8\pm 6,6$ [74] $298,8\pm 11$ [75]	$< 1,9$
$D_{s0}^*(2317)^\pm$	$c\bar{s}$	1^+	$2317,7\pm 0,6$	340 ± 10 (LQCD [76]) 333 ± 20 (QCDSR [54]) $118,706$ (CQM [77])	$< 3,8$
$D_0^*(2400)^0$	$c\bar{u}$	0^+	2318 ± 29	360 ± 90 (LQCD [72]) 373 ± 19 (QCDSR [54])	267 ± 40
$D_0^*(2400)^\pm$	$c\bar{u}$	0^+	2403 ± 40		283 ± 40
$D_1(2420)^0$	$c\bar{u}$	1^+	$2423,2\pm 2,4$	225 ± 25 (QCDSR [77])	$27,4\pm 2,5$
$D_1(2430)^0$	$c\bar{d}$	1^+	2427 ± 40		384^{+130}_{-110}
$D_{s1}(2460)^\pm$	$c\bar{s}$	1^+	$2459,5\pm 0,6$	481 ± 164 (QCDSR [65]) $165,097$ (CQM [76])	$< 3,5$
$D_2^*(2460)^0$	$c\bar{u}$	2^+	$2462,6\pm 0,6$	$31,7\pm 9,2$ (QCDSR [78])	$49\pm 1,3$
$D_2^*(2460)^\pm$	$c\bar{d}$	2^+	$2464,3\pm 1,6$	182 ± 20 (QCDSR [65]) $143,6^{+24,9}_{-21,8}$ (LFQM [60])	37 ± 6
$D_{s1}(2536)^\pm$	$c\bar{s}$	1^+	$2535,1\pm 0,08$	$59,176$ (CQM) [76]	$0,92\pm 0,05$
$D(2550)^0$	$c\bar{u}$	0^-	2539 ± 8	117 ± 25 (QCDSR [79])	130 ± 18
$D_{s2}^*(2573)$	$c\bar{s}$	2^+	$2571,9\pm 0,8$	222 ± 21 (QCDSR [65]) $209,5^{+29,1}_{-24,2}$ (LFQM [60])	17 ± 4
$D(2600)$	$c\bar{u}$	1^-	2612 ± 6		93 ± 14
$D^*(2640)^\pm$	$c\bar{u}$		2637 ± 6		< 15
$D_{s1}^*(2700)^\pm$	$c\bar{s}$	1^-	2709 ± 4	181 ± 30 (QCDSR) [73]	117 ± 13
$D(2750)$	$c\bar{d}$		2761 ± 5		63 ± 6
$D_{s3}^*(2860)^\pm$	$c\bar{s}$		$2863,2^{+4,0}_{-2,6}$	$(6,02\pm 1,02) \text{ GeV}^{4\dagger}$ (QCDSR [80])	58 ± 11
$D_{sj}(3040)$	$c\bar{s}$	1^+	3040^{+31}_9		239 ± 60

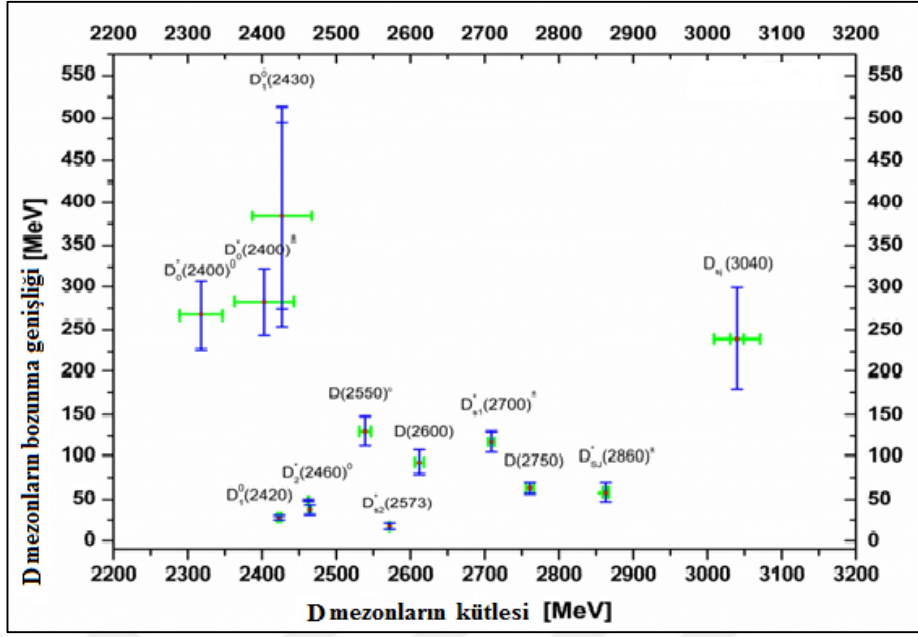
\dagger Tablodaki sadece bu mezon için bozunma sabiti GeV^4 biriminde verilmiştir.



Şekil 4.2. B mezounların bozunma genişliği - kütle grafiği



Şekil 4.3. D mezounların bozunma sabiti - kütle grafiği



Şekil 4.4. D mezonzların bozunma genişliği - kütle grafiği

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde, B ve D mezonlarının hadronik parametrelerinin literatürdeki mevcut durumu tartışılmıştır. Sonuçta, B ve D mezonların kütle-bozunma genişliği ile kütle-bozunum sabitleri arasında düzenli bir ilişki görülmemektedir. Literatürdeki verilere göre, B mezonlarının bozunum sabiti değerlerinin yaklaşık kütle aralığı $5279 \text{ MeV} \leq m_B \leq 5977 \text{ MeV}$ değerleri arasındadır ve bozunma sabiti değerleri $81 \text{ MeV} \leq f_B \leq 572 \text{ MeV}$ arasındadır. D mezonları için yaklaşık kütle aralığı $1865 \text{ MeV} \leq m_D \leq 3040 \text{ MeV}$ değerlerinde olup bozunma sabiti 32 MeV'den 373 MeV'e kadar değişmektedir. Bozunma genişliğine gelince, B mezonları için $4 \times 10^{-10} \text{ MeV} \leq \tau_B \leq 128 \text{ MeV}$ iken D mezonları için $6,33 \times 10^{-10} \text{ MeV} \leq \tau_D \leq 384 \times 10^{-10} \text{ MeV}$ aralığındadır. Gösterildiği gibi, hem B hem de D mezonları için minimum ve maksimum bozunma sabitleri ve aralıkları oldukça geniştir. Bu geniş aralık, mezonların kütleleri ile ömürleri ve bozunum sabiti değerleri arasında bir ilişki kurmamızı zorlaştırmaktadır.

Ek olarak, tabloya dikkatle baktığımızda, genellikle mezonlar, bazı istisnalar dışında oldukça kısa ömürlüdür. Bunun nedeni, gelecekte gözlenecek yeni bozunma kanalları ile açıklanabilir. Tablodan görüleceği gibi, B ve D mezonları için bozunma sabiti değerleri kendi arasında %3 ila % 66 aralığında değişmektedir. Bunun nedeni, her teorinin gluon yoğunlaşması ve kuark kütle değerleri gibi farklı girdi verileri kullanmasıdır. Yeni teknolojilerin kullanımı ile deneylerin hassasiyetini arttırdıktan ve daha doğru sonuçlar elde ettikten sonra bu sonuçlar daha sağlıklı bir şekilde yorumlanabilecektir. Son durum, gelecekte yapılacak olan yüksek hassasiyetli ve gelişmiş deneyler ve teorik çalışmalarla açıklığa kavuşacaktır.

Hadronik parametreler hadron fiziğinin cevap bulamamış sorularının anlaşılması bakımından oldukça önemlidir. Ayrıca CKM matris elemanlarının hassas tespiti ile SM'in doğru olup olmadığını test etmek için B fabrikaları inşa edilirken, yeni nesil SüperB fabrikaları SM'in ötesinde yeni fizik etkilerini araştırmaktadır. CP ihlali içeren Standart Model tanımı, mevcut verilerin açıklanmasında çok başarılı olmuştur. Ancak, SM'de CP ihlalinin kaynağı, bugün gözlemediğimiz evrende, madde-

karşıtmadde asimetrisini açıklamak için yeterli değildir. Bu nedenle, SM tahminlerini doğrulamak ve SM dışı katkıların da mevcut olup olmadığını kontrol etmek için CP ihlalinin hassas ölçümleri zorunludur.

Tüm dünyada deneylerin yüksek hassasiyetli verileri toplayarak, hadronik spektruma yeni bakış açıları sağlaması beklenmektedir. Son zamanlardaki teorik gelişmelerin desteklediği yeni deneysel veriler, hadronik fizikteki en zorlu problemleri çözmelerine imkan sağlayabilir. LHC'de B ve D bozunmaları TeV ölçeğinin üzerinde yeni fizik etkilerini arayacaktır. SuperKEKB hızlandırıcısını ve Belle-II dedektörünü oluşturmak için KEK'te büyük bir güncellemeye gidildi ve 2018'de yeni fizik ile ilgili etkileri ölçmek için deneylere başlandı. Veri analizleri, yapılan deneysel çalışmalarla umut verici sonuçlar elde edebileceğini işaret etmektedir. Eğer LHC'de yeni fizik etkileri bulunamazsa, B ve D mezoon bozunmaları TeV ölçeğinin ötesindeki yeni fiziği araştırmak için dahada önem kazanacaktır.

Bununla birlikte, mevcut deneysel doğruluk düzeyi ve çeşitli gözlemlerin yorumlanmasında yer alan teorik belirsizlikler, bizi yeni fizikten kaynaklanan ek CP ihlaline sevk eder. Gerçekten de, Standart Model'in neredeyse tüm uzantıları böyle ek kaynaklar olduğunu ima etmektedir. Dahası, CP ihlali, Evren'in madde-karşıtmadde asimetrisini dinamik olarak üretme süreci olan, baryogenesis (baryon asimetrisi) için gerekli bir koşuldur [81]. CKM mekanizmasının fenomenolojik başarısına rağmen, gözlemlenen asimetriyi açıklayamaz [82]. Bu tutarsızlık, Doğanın CKM mekanizmasının ötesinde ek CP ihlali kaynakları olması gerektiğini göstermektedir. Nötrino kütleli olduğunun gözlemlenmesi de CP'nin lepton sektöründe de bozulduğunun bir göstergesi olabilir. Bu durum leptogenesis (lepton asimetrisi) [83,84], nötrinoların Yukawa çiftlenimlerindeki CP simetrisini bozan fazların baryon asimetrisinin oluşumunda çok önemli rol oynadığı bir senaryoyu akla getirir. Yeni kaynakların beklentisi, CKM mekanizmasının tahminlerinden sapmaları bulmak için devam eden büyük deneysel çabaları motive etmektedir.

CP ihlali, hadron bozunmaları, nötronların elektrik dipol momentleri, elektronlar ve çekirdekler ve nötrino salınımları gibi çeşitli süreçlerde deneysel olarak araştırılabilir. Zayıf etkileşmeler yoluyla bozulan hadron çeşni değiştiren CP bozulmasının araştırılmasında önemli bir araçtır. Elektrik dipol momentlerinin

araştırılması, CKM fazının aksine, çeşni değiştiren çiftlenimlerle ilişkili olmayan CP ihlali kaynaklarını bulabilir veya sınırlayabilir. Higgs bozonunun keşfinin ardından [85,86], Higgs sektöründe CP ihlali aramaları yapılabilir hale gelmiştir. Nötrino salınımlarında CP ihlali için gelecekteki aramalar leptogenesis üzerinde daha fazla veri sağlayabilir.

Tüm LHC işbirliklerinin, 2030'a kadar veri almaya devam etmesi beklenmektedir. LHCb işbirliği şu anda, 10 kat daha fazla hassasiyete sahip bir dedektör ile çalışmalarına devam etmektedir. Yenilenen deney düzeneği ile 50 fb^{-1} aydınlanma şiddeti seviyesini aşmıştır [87,88].

Atlas deneyi 2030 yılına kadar Cabibbo açısı ϕ_s 'in değerini yaklaşık 0,022 hassasiyetiyle ölçmeyi planlamaktadır. LHC ölçümlerinin kesinliği SM'nin öngördüğü seviyeye ulaşacak ve SM'nin ötesindeki yeni modellerin test edilmesine imkan sağlayacaktır. Gelecek 10 yıl içerisinde $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$ benzeri diğer kanallarda CP ihlalini ölçmenin de mümkün olacağı beklenmektedir. Hadronik matris elemanları üzerine konulan sınırlamalarla ilgili diğer teorik modellerdeki gelişmeler temel niceliklere ulaşmamazı sağlayabilir. Yakın gelecekte CP ihlali bağlamında B ve D mezonlarla ilgili yapılacak araştırmaların yeni bir dönemin başlangıcı olacağı düşülmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Griffiths D., *Introduction to Elementary Particles*, 2nd Ed., Wiley-VCH, Singapore, 2008.
- [2] Coughlan G. D., Dodd J. E., Gripiaios B. M., *The Ideas of Particle Physics: An Introduction for Scientists*, 3rd ed., Cambridge University Press, New York, 2006.
- [3] Kaku M., *Quantum Field Theory: A Modern Introduction*, 1st ed., Oxford University Press, New York, 1993.
- [4] Jarlskog C., *CP Violation: Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, 1st ed., Wspc, Singapore, 2001.
- [5] Lee T. D., Yang C. N., Question of Parity Conservation in Weak Interactions, *Physical Review*, 1956, **104**(1), 254-258.
- [6] Wu C. S., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, *Physical Review*, 1957, **105**, 1413.
- [7] Landau L. D., On the Conservation Laws for Weak Interactions, *Nuclear Physics*, 1957, **3**, 127-131.
- [8] Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R., Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson, *Physics Review Letters*, 1964, **13**, 138-140.
- [9] Angelopoulos A., First Direct Observation of Time Reversal Noninvariance in the Neutral Kaon System, *Physics Letters*, 1998, **444**, 43-51.
- [10] Kobayashi M., Maskawa T., CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Program. Theory Physics*, 1973, **49**, 652.
- [11] Aubert B., Observation of CP Violation in the B^0 Meson System, *Physics Review Letters*, 2001, **87**, 1-8.
- [12] Abe K., Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System, *Physics Review Letters*, 2001, **87**, 1-12.
- [13] Aubert B., Direct CP Violating Asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ Decays, *Physics Review Letters*, 2004, **93**, 1-7.
- [14] Chao Y., Evidence for Direct CP Violation in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ Decays, *Physics Review Letters*, 2004, **93**, 1-9.
- [15] Artuso M., Improved Measurement of $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu)$ and the Pseudoscalar Decay Constant $f(D^+)$, *Physics Review Letters*, 2005, **95**, 1-9.

- [16] Artuso M., Measurement of the Decay Constant $f(D_s^+)$ Using $D_s^+ \rightarrow l^+ \nu$, *Physics Review Letters*, 2007, **99**, 1-6.
- [17] Eisenstein B. I., Precision Measurement of $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu)$ and the Pseudoscalar Decay Constant $f(D^+)$, *Physics Review Letters*, 2008, **78**, 1-25.
- [18] Alexander J. P., Measurement of $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu)$ and the Decay Constant $f_{D_s^+}$ from $600/\text{pb}^{-1}$ of e^\pm Annihilation Data Near 4170 MeV, *Physics Review Letters*, 2009, **79**, 1-26.
- [19] Naik P., Measurement of the Pseudoscalar Decay Constant f_{D_s} Using $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu$, $\tau^+ \rightarrow \sigma^+ \bar{\nu}$ Decays, *Physics Review Letters*, 2009, **80**, 1-26.
- [20] Ecklund K. M., Measurement of the Absolute Branching Fraction of $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ Decay, *Physics Review Letters*, 2008, **100**, 3-9.
- [21] Onyisi P. U. E., Improved Measurement of Absolute Branching Fraction of $D_s^+ \tau^+ \nu_\tau$, *Physics Review Letters*, 2009, **79**, 3-12.
- [22] Ablikim M., Precision Measurements of $B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$, the Pseudoscalar Decay Constant f_{D^+} , and the Quark Mixing Matrix Element $|V_{cd}|$, *Physics Review Letters*, 2014, **89**, 3-6.
- [23] Zupanc A. et al. [Belle Collaboration], Measurements of Branching Fractions of Leptonic and Hadronic D_s^+ Meson Decays and Extraction of the D_s^+ Meson Decay Constant, *JHEP*, 2013, **1309**, 139.
- [24] Sanchez P. A., Measurement of the Absolute Branching Fractions for $D_s^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$ and Extraction of the Decay Constant f_{D_s} , *Physical Review Letters*, 2010, **82**, 3-8.
- [25] Wang Z. G., Analysis of the Masses and Decay Constants of the Heavy-Light Mesons with QCD Sum Rules, *The European Physical Journal*, 2015, **75**, 427.
- [26] Gershtein S. S., Khlopov M. Y., SU(4) Symmetry Breaking and Lepton Decays of Heavy Pseudoscalar Mesons, *JETP Letters*, 1976, **23**, 338.
- [27] Tanabashi M., The Review of Particle Physics, *Physical Review Journal*, 2018, **98**, 1-9.
- [28] Boyle Peter A., The Decay Constants f_D and f_{D_s} in the Continuum Limit of $N_F=2+1$ Domain Wall Lattice QCD, *Journal of High Energy Physics*, 2017, **1712**, 8-38.
- [29] Artuso M., Borissov G., Lenz A., CP Violation in the B_s^0 System, *Reviews of Modern Physics*, 2016, **88**, 4.

- [30] Khachatryan V., CMS and LHCb Collaborations, Observation of the Rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decay from the Combined Analysis of CMS and LHCb Data, *Nature*, 2015, **522**, 68-72.
- [31] Aaboud M., Study of the Rare Decays of B_s^0 and B^0 into Muon Pairs from Data Collected During the LHC Run 1 with the ATLAS Detector, *The European Physical Journal*, 2016, **76**, 513.
- [32] Aaij R., Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Branching Fraction and Effective Lifetime and Search for $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays, *Physics Review Letters*, 2017, **118**, 1-11.
- [33] Bennett J., Belle II Physics Prospects, Status and Schedule, *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, **770**, 1-6.
- [34] [https://tr.wikipedia.org/wiki/Dosya:Standard Model of Elementary Particles tr.svg](https://tr.wikipedia.org/wiki/Dosya:Standard_Model_of_Elementary_Particles.tr.svg) (Ziyaret tarihi: 13 Nisan 2016).
- [35] Tolk S., A CP Violation Study in the B_d^0 Meson System with the First LHCb Data, Master Thesis, University of Amsterdam, Nikhef Faculty of Science, Amsterdam, 2011.
- [36] Lizarazo E., *B Physics from Lattice QCD: A Study of $B_s \rightarrow Klv$, $B_s \rightarrow D_s lv$ and $B_s \rightarrow \phi l^+ l^-$ Form Factors*, Doctoral Thesis, University of Southampton, Faculty of Physical Sciences and Engineering Physics and Astronomy, Southampton, 2018.
- [37] Perkins D. H., *Introduction to High Energy Physics*, 4th Ed., Cambridge University Press, England, 2009.
- [38] Friedman J. I., Telegdi V. L., Nuclear Emulsion Evidence for Parity Nonconservation in the Decay Chain $\pi^+ \mu^+ e^+$, *Physics Review Letters*, 1957, **106**, 1290-1293.
- [39] Cabibbo N., Unitary Symmetry and Leptonic Decays., *Physics Review Letters*, 1963, **10**, 531-533.
- [40] [https://en.wikipedia.org/wiki/Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix](https://en.wikipedia.org/wiki/Cabibbo-Kobayashi-Maskawa_Matrix), (Ziyaret tarihi: 26 Ağustos 2017).
- [41] Lees J. P., Observation of Time-Reversal Violation in the B^0 Meson System, *Physics Review Letters*, 2012, **109**, 1-8.
- [42] <http://aesop.phys.utk.edu/ph611/2012/projects/Hayes.pdf>, (Ziyaret tarihi: 10 Nisan 2017).
- [43] Wang W., Recent Developments on the CKM Matrix, *International Journal of Modern Physics A*, 2014, **29**, 1-32.

- [44] Marseille J., CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories, *The European Physical Journal B*, 2005, **1**, 1-131.
- [45] Chauveau J., CP Violation and CKM Matrix Elements at the B Factories, *Nuclear Physics Process Supplier*, 2010, **209**, 103-108.
- [46] Charles J. et al., CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories, *The European Physical Journal*, 2005, **41**, 1-131.
- [47] Gronau M., Wyler D., On Determining a Weak Phase from CP Asymmetries in Charged B Decays, *Physics Review Letters*, 1991, **265**, 172-176.
- [48] Atwood D., Dunietz I., Soni A., Improved Methods for Observing CP Violation in $B^\pm \rightarrow KD$ and Measuring the CKM Phase Γ , *Physics Review Letters*, 2001, **63**, 5-51.
- [49] Giri A., Grossman Y., Soffer A., Zupan J., Determining Γ Using $B^\pm \rightarrow KD^\pm$ with Multibody D Decays, *Physics Review Letters*, 2003, **68**, 1-17.
- [50] Peskin M., Schroeder D. V., *An Introduction To Quantum Field Theory*, 1st ed., Westview Press, Newyork, 2016.
- [51] Bussone A. et al., Mass of the b Quark and B Meson Decay Constants from $N_f=2+1+1$ Twisted-Mass Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2016, **93**, 1-21.
- [52] Bernardoni F. et al., Decay Constants of B Mesons from Non-Perturbative HQET with Two Light Dynamical Quarks, *Physics Review Letters*, 2014, **735**, 349.
- [53] Baker M. J., B Meson Decay Constants f_B , f_{B^*} and f_{B_c} from QCD Sum Rules, *Journal of High Energy Physics*, 2014, **1407**, 1-32.
- [54] Wang Z. G., Analysis of the Masses and Decay Constants of the Heavy-Light Mesons with QCD Sum Rules, *The European Physical Journal C*, 2015, **75**, 427.
- [55] KaiSun H., Yang Mao-Zhi., Decay Constants and Distribution Amplitudes of B Meson in the Relativistic Potential Model, *Physics Review Letters*, 2017, **95**, 1-30.
- [56] Christ N. H., B Meson Decay Constants from 2+1-Flavor Lattice QCD with Domain-Wall Light Quarks and Relativistic Heavy Quarks, *Physics Review Letters*, 2015, **91**, 5-25.
- [57] Bazavov A., B and D Meson Leptonic Decay Constants from Four-Flavor Lattice QCD, *Fermilab Publication*, 2017, **17**, 491.
- [58] Colquhoun B., B-Meson Decay Constants: A More Complete Picture from Full Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2015, **91**, 11-20.

- [59] Lucha W., Melikhov D, Simula S., Decay Constants of the Charmed Vector Mesons D^* and D_s^* from QCD Sum Rules, *Physics Review Letters*, 2014, **91**, 12-735.
- [60] Geng C. Q., Lih C. C., Xia C., Some Heavy Vector and Tensor Meson Decay Constants in Light-Front Quark Model, *The European Physical Journal C*, 2016, **76**, 6-313.
- [61] Georges A., Measurements of the Higgs Boson Production and Decay Rates and Coupling Strengths Using pp Collision Data at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV in the Atlas Experiment, *The European Physical Journal C*, 2016, **76**, 6.
- [62] Hwang D. S., Kim G. H., Ratios of B and D Meson Decay Constants in Improved Mock Meson Model, *Physics Review Letters*, 1996, **367**, 353-356.
- [63] Narison S., Improved $f_{D(s)^*}$, $f_{B(s)^*}$ and f_B from QCD Laplace Sum Rules, *International Journal of Modern Physics A*, 2015, **30**, 20.
- [64] Süngü J. Y., Sundu H., Azizi K., Yinelek N., Sahin S. Heavy-Light Scalar and Axial-Vector Mesons Decay Constants and Masses in QCD Sum Rule Approach, *PoS FacesQCD*, 2010, **45**, 1-10.
- [65] Wang Z. G., Strong Decay of the Heavy Tensor Mesons with QCD Sum Rules, *The European Physical Journal C*, 2014, **74**, 1-12.
- [66] Bazavov A., B and D Meson Decay Constants from Three-Flavor Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2012, **85**, 2-63.
- [67] Wang Z. G., Analysis of the $D_{s(3)}^*(2860)$ as a D Wave $c\bar{s}$ Meson with QCD Sum Rules, *Nuclear Physics A*, 2017, **957**, 85-98.
- [68] Vladikas A., FLAG: Lattice QCD Tests of the Standard Model and Foretaste For Beyond, *Flavour Physics and CP Violation 2015*, Nagoya, Japan, 25-29 May 2015.
- [69] Shah M., Patel B., Vinodkumar P. C., D Meson Spectroscopy and Their Decay Properties Using Martin Potential in a Relativistic Dirac Formalism, *The European Physical Journal C*, 2016, **76**, 36.
- [70] Carrasco N., Leptonic Decay Constants f_K , f_D and f_{D^*} and with $N_f=2+1+1$ Twisted-Mass Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2015, **91**, 1-20.
- [71] Becirevic D., Lubicz V., Sanfilippo F., Simula S., Tarantino C. J., D Meson Decay Constants and a Check of Factorization in Non-Leptonic B Decays, *JHEP*, 2012, **02**, 42.
- [72] Eidelman S., Review of Particle Physics, *Physics Letters B*, 2004, **592**, 1-5.
- [73] Colangelo P., Aspects of New Charmonium Spectroscopy, *Nuclear Physics B*, 2008, **185**, 140.

- [74] Bazavov A., B and D Meson Decay Constants from Three-Flavor Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2012, **85**, 5-63.
- [75] Shah M., Patel B., Vinodkumar P. C., D Meson Spectroscopy and Their Decay Properties Using Martin Potential in a Relativistic Dirac Formalism, *The European Physical Journal C*, 2016, **76**, 36.
- [76] Herdoiza G., McNeile C., Michael C., Decay Constants of P-Wave Heavy-Light Mesons from Unquenched Lattice QCD, *Physics Review Letters*, 2006, **74**, 1-17.
- [77] Segovia J., The Nature of the Orbitally Excited Charmed-Strange Mesons Through Nonleptonic $B \rightarrow D^{(*)} D_{s1}^{(*)}$ Decays, *European Physical Journal Web of Conferences*, 2012, **37**, 1-4.
- [78] Khosravi R., Azizi K., Ghanaatian M., Falahati F., Investigation of the D_{s1} Structure via B_s to $D_{s1} 1^+ 1^- / \nu \bar{\nu}$ to Transitions in QCD, *Journal of Physics G*, 2009, **36**, 1-45.
- [79] Sundu H., Azizi K., Mass and Meson-Current Coupling Constant of the Tensor $D_2^*(2460)$, *The European Physical Journal A*, 2012, **48**, 81.
- [80] Wang Z. G., Analysis of the D_{s3} (2860) as a D-wave cs Meson with QCD Sum Rules, *Nuclear Physics*, 2017, **957**, 85-98.
- [81] Chen W. P., Decay Constants of Pseudoscalar D-mesons in Lattice QCD with Domain-Wall Fermion, *Physics Review Letters*, 2014, **736**, 231-236.
- [82] Lubicz V., Melis A., Simula S., Masses and decay constants of $D_x(s)$ and $B_x(s)$ Mesons in Lattice QCD with $N_f=2+1+1$ Twisted-Mass fermions, *Proceedings, 34th International Symposium on Lattice Field Theory*, Southampton, UK, 24-30 July 2016.
- [83] Hwang D. S., Kim G. H., Ratios of B and D Meson Decay Constants in Relativistic Quark Model, *Physics Review Letters*, 1996, **53**, 3659-3663.
- [84] Sakharov A. D., Violation of CP Invariance, C Asymmetry and Baryon Asymmetry of the Universe, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 1991, **161**, 61-64.
- [85] Fukugita M., Yanagida T., Baryogenesis without Grand Unification, *Physics Review Letters*, 1986, **174**, 45.
- [86] Davidson S., Nardi E., Nir Y., Leptogenesis, *Physics Report*, DOI: 10.1016/j.physrep.2008.06.002.
- [87] Aad G., Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, *Physics Review Letters*, 2012, **716**, 1.
- [88] Chatrchyan S., Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC, *Physics Review Letters*, 2012, **716**, 30.

ÖZGEÇMİŞ

İsmail Sandıkçı 1980 yılında Kocaeli Gölcük’de doğdu. İlkokul, ortaokul ve süperlise öğrenimini Gölcük’de tamamladı. 2000 yılında girdiği Muğla Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü’nden 2004 yılında mezun oldu. Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimine ise 2004 yılında başladı. Lisans eğitiminden sonra Sakarya Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında Tezsiz Yüksek Lisans eğitimini 2005 yılında tamamladı. İkinci Üniversite olarak Açıköğretim İşletme Fakültesi Lisans programını 2008’de tamamladı.

