

T.C
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

D MEZON BOZUNUMUNDA CP
BOZULUMU

FATİH ALTIN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

AĞUSTOS 2014

T.C
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

D MEZON BOZUNUMUNDA CP
BOZULUMU

FATİH ALTIN
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

AĞUSTOS 2014

Tezin Başlığı : D Mezon Bozunumunda CP Bozulumu
Tezi Hazırlayan : Fatih ALTIN
Sınav Tarihi : 07-08-2014

Yukarıda adı geçen tez jürimizce değerlendirilerek Fizik Ana Bilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Sınav Jürisi Üyeleri

Prof.Dr.İbrahim ADIGÜZEL

İnönü Üniversitesi(Başkan)

.....

Prof.Dr.Yakup BALCI

İnönü Üniversitesi(Üye)

.....

Yrd.Doç. Dr. Fatih BULUT

İnönü Üniversitesi(Üye)

.....

İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı:

.....

Prof.Dr.Mehmet ALPARSLAN
Enstitü Müdürü

ONUR SÖZÜ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “*D Mezon Bozunumunda CP Bozulumu*” başlıklı bu çalışmanın bilimsel ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yardıma başvurmaksızın tarafımdan yazıldığını ve yararlandığım bütün kaynakların, hem metin içinde hem de kaynakçada yöntemine uygun biçimde gösterilenlerden oluştuğunu belirtir, bunu onurumla doğrularım.

Fatih ALTIN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

D Mezon Bozunumunda CP Bozulumu

Fatih ALTIN

İnönü Üniversitesi

Fenbilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

47+x sayfa

2014

Danışman:Yrd.Doç.Dr. Fatih BULUT

Temel parçacık fiziği, en temel seviyede madde neden yapılmıştır sorusuna cevap aramaktadır. Madde, atomaltı seviyede küçük parçalardan ve bunlar arasındaki çok geniş boşluklardan meydana gelmektedir. Evren çoğunlukla maddeden (proton, nötronlar, elektronlar gibi) ve çok az miktarda da anti-maddeden oluşmaktadır. Madde ve anti-maddenin temel özellikleri ve aralarındaki ilişki, evrenin nasıl değişeceğini belirlemektedir. Madde ve anti madde arasında simetriler mevcuttur, bunlardan biri olan CP denilen simetrinin bozulumu sayesinde madde ile anti-maddeyi ayırt edebiliyoruz. C yük konjugasyonu, P de pariteyi ifade etmektedir. Biz bu çalışmada D Mezon bozulumunda CP bozulumunu inceledik.

ABSTRACT

M.Sc.Thesis

CP Violation in D Meson Decays

Fatih ALTIN

Inonu University, Graduate School of Natural and Applied Science

Department Of Physics

47+x pages

2014

Elementary particle physics seeks the answers for the basic question: What is the matter made of ? In subatomic level, matter is made of tiny particles and vast space between them. Universe is mostly made of matter (protons, neutrons, electrons etc.) and very little anti-matter. Basic characteristics of matter and anti-matter and the relation between them determine how the universe changes. There are symmetries between the matter and anti-matter and CP is one of them. Here C is the charge conjugation and P is the Parity symmetry. Violation in CP symmetry helps us to distinguish the matter from anti-matter. In this thesis we investigate the CP Violation in D meson decays.

TEŞEKKÜRLER

Tez danışmanım ve değerli hocam Sayın Yrd.Doç.Dr.Fatih BULUT'a araştırmalarım boyunca anlayış ve rehberliği için en derin teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca hayat boyu kanatlarını üzerimde hissettiğim ve bu çalışmada da tavsiye ve yorumlarını esirgemeyen değerli ağabeylerim Doç.Dr.SerdarALTIN ve H.Emin ALTIN'a,

Tüm hayatım boyunca maddi ve manevi hiçbir desteği esirgemeyen annem Narin ALTIN, babam Durmuş ALTIN ve kız kardeşim H.Tuba ALTIN'a,

Bana karşı duyduğu sarsılmaz inancından ve engin hoşgörüsünden dolayı eşim Ümmühan ALTIN'a teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iv
İÇİNDEKİLER	ivv
ŞEKİLLER DİZİNİ	iv
TABLolar DİZİNİ	vii
SEMBOLLER	viii
1. GİRİŞ	1
1.1. TARİHSEL GELİŞİM	1
2. STANDART MODEL	8
2.1. MODELİN PARÇACIKLI YAPISI	8
2.1.1. LEPTONLAR	8
2.1.2. KUARKLAR	10
2.1.3. ARA TAŞIYICILAR	12
2.2. FEYNMAN DİYAGRAMLARI	13
2.3. KUANTUM ELEKTRODİNAMİĞİ VE ELEKTROZAYIF ETKİLEŞİMLER	15
2.4. KUANTUM KROMODİNAMİĞİ ve KUVVETLİ ETKİLEŞİMLER	19
2.5. STANDART MODELİN EKSİKLERİ VE YENİ FİZİK	21
2.6. ÖZEL OLARAK MEZONLAR,	22
3. SİMETRİLER	25
3.1. PARİTE TRANSFORMASYONU	25
3.2. YÜK KONJUGASYONU	26
3.3. ZAMANIN TERSİNE ÇEVİRİLMESİ	27
3.5. CRONİN VE FİTCH DENEYİ	28
4. D MEZONLARDA CP BOZULUMU	31
4.1. STANDART MODELDE CP BOZULUMU	31
4.2. CP'NİN SAĞLANDIĞI KISIM	32
4.3. CP'NİN BOZULAN KISIMI VE YUKAWA EŞLEŞMESİ	33
4.4. CP BOZULUMU	36
4.5. ZAMAN DÖNÜŞÜMLERİ	38
4.6. SİNGLİY CABİBO BASTIRILIMIŞ BOZUNUMU	38
5. SONUÇ VE TARTIŞMA	42
6. KAYNAKLAR	43
7. ÖZGEÇMİŞ	46

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. SM'ye göre, Kuarklar kendi aralarında birleşerek oluşturdukları yapılar.	10
Şekil 2.2. elektron-elektron (Moller) saçılımı için Feynman diyagramları: (a) ikinci dereceden diyagramı (iki tepe); (b-j) dördüncü dereceden diyagramları göstermektedir	14
Şekil 2.3. Feynman diyagramlarında vertice ve verteks örnekleri	15
Şekil 2.4. En basite indirgenmiş feynman diyagramı	16
Şekil 2.5. Daha karmaşık feynman diyagramının gösterimi.....	16
Şekil 2.6. Feynman diyagramının farklı gösterimi	17
Şekil 2.7. İki verteks kullanılarak oluşturulan diyagramlar.....	17
Şekil 2.8. Aynı yüklü parçacıkların feynman diyagramları.....	18
Şekil 2.9. $e \rightarrow e^+ + \gamma$ bozunumu Feynman Diyagramı	19
Şekil 2.10. İki kuark arasındaki kuvveti gösteren en düşük dereceli feynman diyagramı	20
Şekil 2.11. Mezon okdeti	23
Şekil 3.1. Parite transformasyonunun Pion bozunumunda gösterimi	26
Şekil 3.2. Yük konjigasyonu dönüşümünün gösterimi	27
Şekil 3.3. CPT bozulmasının gösterimi.....	28
Şekil 3.4. Cronin ve Fitch deneyi şeması	29
Şekil 4.1. Dolaylı ve Doğrudan ölçümler ile elde edilen, üniter üçgen (UT).....	40
Şekil 4.2. $K^+ K^-$ CP öz durumlarındaki D^0 bozunumunun Feynman diyagramı.....	43

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo.2.1. Lepton ailesinin nesillerine göre sınıflandırılması ve sahip oldukları yük(q), L_e , L_μ ve L_τ sayılarının gösterilmesi	16
Tablo.2.2. Kuarkların sembolleri ile birlikte, Kütle (m), Spin (s) ve Yüklerine (q) göre sınıflandırılmasının gösterilmesi.....	18
Tablo.2.3. Standart Modelde Kuarkların $SU_{L(2)} \times U_{Y(1)}$ ayar grubu ile temsili gösterilmesi	18
Tablo.2.4. Parçacık taşıyıcı Bozonların, Kütle(m), Spin (s), Yük (q) ve Yarıömür (1/t) değerlerinin gösterilmesi	19
Tablo 2.5. Mezon Ailesi	31

SEMBOLLER

SM	Standart Model
E	Enerji
m	Kütle
c	Işık Hızı
P	Momentum
e^-	Elektron
q	Kuark
S	Spin
L	Orbital Açısai Momentumu
P	Parite
C	Yük Konjigasyonu
I	İzospin
J	Toplam Açısai Momentum
T	Zaman Matrisi
ϕ	Skaler Higgs Alanı
ϵ	CP Bozulur Parametresi
Γ	Bozunma Genişliği
ψ	Dalga Fonksiyonumi

H	Hamiltonyen
L_{SM}	Standart Model Lagranjyeni
CPV	CP Bozulumu
D^μ	Kovaryant Türev
G_α^μ	Gluon Alanları
w_b^μ	Zayıf Etkileşen Bosonlar
B^μ	Tek Hiper Charge Bosonu
L_a	$SU(3)$ 'ün dönüştürücüsü.
T_b	$SU(2)_L$ 'nin dönüştürücüsü
g_s	Güçlü Etkileşim Çiftenim Sabiti
g	Zayıf Etkileşim Çiftenim Sabiti
g'	Zayıf Hiper Charge Çiftenim Sabiti
v	Higgs Alanının Boşluk Beklenen Değeri
$\gamma \mu$	Dirac Matrisleri
$g^{\mu\nu}$	Minkowski Metriği
QCD	Kuantum Kromodinamiği
QED	Kuantum Elektrodinamiği
CKM	Cabibo- Kobayashi-Maskawa 3x3 Birim Matrisi
$SU(3)_c$	3x3'lük Birim Matris
$SU(2)_w$	2x2'lik Birim Matris

$U(1)_\gamma$	1x1'lik Birim Matris
λ^a	Gell-Mann Matrisleri
g_e	Feynman Diyagramı Çiftlenim Sabiti
Q_f	Feynman Diyagramı Vertex Faktörü
$\emptyset$	Yük Konjigeli Higgs Dubleti
$Y^d, Y^u Y^l$	3x3 Kompleks Matrisler
μ_{fi}	Feynman Diyagramı Saçılım Genliği
C	Charm Kuantum Sayısı
η_f^{CP}	Son Durum CP Özdeğeridir.
μ_{ν}	Lorentz İndisleri
τ^i	Pauli Matrisleri
θ_w	Elektrozayıf Karışım Açısı
M	Nötral Higgs Bozonlarının Kütle Matrisi
$f^{\alpha\beta\gamma}$	Ayar grubu yapı sabiti
Δm	Karışım Frekansı
ϕ^T, ϕ_f	Zayıf Fazlar

1. GİRİŞ

İnsanoğlu daha ilkçağlardan beri evreni oluşturan temel maddenin ne olduğunu anlamaya çalışmıştır. Birçok bilim insanı bu mefkure ile çalışmaya devam etmektedir. Buradaki amaç evreni anlamaktır.

"Maddenin en küçük ögesi bilinmeden insan evreni asla anlayamaz." sözü ile Plato parçacık fiziğinin temel amacını ortaya koymaktadır. Bu anlama çabaları sonucu keşfedilen atomaltı parçacıklar ve bunların etkileşimleri ise *Parçacık Fiziğinin* temellerini oluşturmaktadır [1].

Madde, atom altı seviyede minicik parçalardan ve bunlar arasındaki çok geniş boşluklardan meydana gelmektedir. Bundan daha etkileyicisi ise bu küçücük parçaların değişik tiplerde olduğudur (elektronlar, protonlar, nötronlar, nötrinolar, pi mezonlar, vs.). Bu parçacıklar astronomik sayılarda birleşerek etrafımızdaki şeyleri oluştururlar. Bunlara astronomik seviyede bakıldığında oldukça benzerdirler. Bir elektrona bir numara veremezsiniz yada belirleyici bir nokta koyamazsınız. Her biri birbirinin aynı gibidir. Bu benzerlik parçacık fiziğinin işini oldukça kolaylaştırır. Büyük elektron yada küçük elektron, eski yada yeni elektron diye düşünmemize gerek yoktur, elektron elektrondur.

Atomaltı parçacıklar bağımsız olarak ömürleri çok kısa olduğu için normal şartlar altında gözlemlenemezler. Bu amaçla oluşturulan parçacık hızlandırıcısı denilen dev düzeneklerde, yüksek elektriksel alan etkisi ile hızlandırılmış parçacıkların manyetik alan etkisi ile odaklanarak çarpıştırılması ile ortaya çıkan farklı parçacıklar incelenebilir hale getirilmeye çalışılır. Bu işlemlerin yapılmasında ve yaratılan çarpışmalarda ortaya çıkan enerji miktarları çok büyük olduğundan parçacık fiziği yüksek enerji fiziği olarak da adlandırılır [2].

1.1.Tarihsel Gelişim

Tüm eksiklerine rağmen quantize olmuş atomun standart modeli ortaya çıkması uzun ve meşakkatli bir sürecin sonunda ortaya konulmuştur. İki bin yılı aşkın bir süredir insanoğlu maddenin temel yapı taşı nedir sorusuna cevap aramaktadır. Keşfedilen parçacıkları tanıyarak

Bu surece göz atacak olursak;

Temel Parçacık Fiziğinin J.J. Thomson'un elektronu bulmasıyla doğduğu söylenebilir. Thomson flaman telini ısıttığımızda katot ışınları yaydığını ve bunların mıknatıslarla yön değiştirebildiğini biliyordu. Bu, katot ışınlarının elektrik yüklü olduğunu ortaya koymaktaydı ve çizdiği eğrinin yönü bu yükün negatif olması gerektiğini gösteriyordu. Öyle anlaşıyordu ki bunlar aslında ışın değil parçacıkların akışıydı. Bu huzmeyi elektrik ve magnetik alanların arasından geçirdiğinde ve alanın gücünü net eğrilmenin sıfır olduğu duruma kadar artırdığında Thomson parçacıkların hızlarını (ışık hızının onda biri kadar) ve bunların yük/kütle oranlarını ölçebilmiştir. Bu oranın bilinen iyonlarınkinden çok daha fazla olduğu ortaya çıkmıştır. Bu durumda ya yükün çok fazla olması ya da kütlenin çok küçük olması gerekmektedir. Dolaylı kanıtlar ikinci seçeneğin doğru olduğunu göstermiştir. Thomson parçacıklara corpuscles ve yüklerine de elektron ismini vermiştir. Sonradan parçacıkların kendilerine elektron denilmiştir.

Thomson elektronların atomda önemli bir rol oynadığını kavramıştır. Ama, atomlar nötr olduklarına göre elektronun negatif yükünü kompanse edecek pozitif yük nerden gelmekteydi. Thomson elektronların ağır, artı yüklü puding gibi bir yapının içerisinde olduklarını hayal etmiştir. Rutherford'un saçılma deneyi artı yükler ve kütlenin büyük bir bölümü atomun merkezinde çekirdekte toplandığını göstermiştir. Rutherford bunu alfa parçacıklarını (iyonize helyum atomları) çok ince bir altın folyosuna hızla göndererek yapmıştır. Altın atomları Thomson'un dediği gibi küre halinde olsalardı gönderilen alfa parçacıkları yolundan bir nebze olsun sapması gerekirdi, ama pek bir sapma gözlenmemiştir. Aslında olan, alfa parçacıklarının büyük bir çoğunluğunun altının içinden hiç zorlanmadan geçmesidir, fakat bir kısmı çok çarpıcı açılarda saçılmıştır. Rutherford'un vardığı sonuç alfa parçacıkları çok küçük, çok sert ve çok ağır bir şeye çarptığı yönündedir. Sonuç olarak pozitif yük ve neredeyse kütlenin tamamı merkezde konsantre olmuştur ve atomun tüm hacminin çok küçük bir kısmını oluşturmaktadır. Elektronlar çok hafif olduklarında saçılmada önemli bir rol almamışlardır ve kendilerine göre çok ağır olan alfa parçacıklarının yolundan çekilmişlerdir.

En hafif atomun çekirdeğine Rutherford tarafından proton ismi verilmiştir. Bohr 1914'te hidrojen için dünyanın güneşin etrafında dönmesi gibi tek bir elektronun protonun çevresinde dolaştığı, elektronunda yörüngede zıt yüklerin birbirini çekmesinden dolayı askıda kaldığı bir model ortaya atmıştır. Kuantum teorisinin ilkel bir versiyonunu kullanarak Bohr hidrojenin spektrumunu hesaplayabilmiştir ve bu hesaplar deneyle uyum göstermiştir. Hidrojenen sonraki elementin doğal olarak birbirine kitlenmiş iki veya daha fazla protonu ve aynı sayıda elektronu olması gerektiği düşünülmüştür. Ne yazık ki, bir sonraki ağır atom (Helyum) iki

elektron taşıdığı halde Hidrojen'den 4 kat daha ağır olduğu ve 3 elektronlu Lityum'un Hidrojen'den 7 kat daha ağır olduğu görülmüştür. Bu sorun 1932'de Chadwick'in, protonun yüksüz ikizi nötronu bulmasıyla çözülmüştür. Helyum çekirdeği iki nötrondan ve iki protondan oluşmaktadır. Genel olarak daha ağır çekirdeklerde yaklaşık olarak proton kadar nötron bulunmaktadır. Nötronları sayısı atomda esnek olabilmektedir. Aynı atomun kimyasal olarak bakıldığında birkaç değişik izotopu bulunabilir. Hepsisi aynı sayıda protona sahiptirler ama nötron sayısı değişebilmektedir.

Nötronun keşfi Klasik Dönemin son parçası olmuştur. Madde nelerden oluşmuştur sorusunun cevabı 1932 de çok basit olarak proton elektron ve nötronlardan oluşmaktadır denmektedir. Fakat 1930-1960 yılları arasındaki orta dönemde yeni keşifler yapılmıştır: Yukawa'nın mezonu, Dirac'ın pozitronu, Pauli'nin nötrinosu gibi.

Foton'un daha modern bir parçacık olduğu söylenebilir. Klasik dönem parçacıklarından çok 1983'e kadar bulunamayan W ve Z ile daha fazla ortak noktaya sahiptir. Bundan başka, fotonun kim tarafından yada ne zaman keşfedildiği tam olarak bilinmemekle birlikte keşfedilme evresi yeterince açıktır. İlk katkı 1900'de Planck'tan gelmiştir. Planck ısıtılan bir objeden yayılan elektromanyetik ışınım için karacisim spektrumunu açıklamaya çalışıyordu. İstatistik mekanik diğer termal işlemler için başarılı sonuçlar verirken elektromanyetik alanlara uygulandığında anlamsız sonuçlar vermekteydi, yayılan toplam gücün sonsuz olması gerekiyordu. Planck bu sorunu, elektromanyetik ışımanın kuantalı, küçük enerji paketlerinde olduğunu düşünerek aşmıştır. $E=h\nu$. ν burada ışımanın frekansı ve h da sabittir. Planck h sabitini deneysel verilere uydurmak için kullanmıştır. Planck sabitinin değeri $h= 6.626 \times 10^{-27}$ erg s dir. Planck ışımanın kuantalı olmasını derinlemesine araştırmamıştır, ışıma işleminin bir özelliği olarak düşünmüştür. Einstein 1905'de kuantizasyonun elektromanyetik alanın bir özelliği olduğunu ışıma mekanizmasıyla alakası olmadığını savunmuştur. Bu yeni bulguyla, Einstein Planck'ın düşüncesini ve formülünü fotoelektrik etkiyi açıklamak için kullanmıştır. Elektromanyetik ışınlar metal bir yüzeye çarptıklarında elektronlar çıkartmaktadırlar. Einstein gelen ışın metaldeki elektron çarptığında enerjisini ($h\nu$) verecektir ve uyarılmış elektron w kadar enerjisini bırakarak metal yüzeyden çıkacaktır. w iş fonksiyonu olarak geçer ve metalin cinsine bağlı bir sabittir. Elektron sonuçta $E \leq h\nu - w$ kadar bir enerjiyle çıkacaktır. elektron yüzeye çıkmadan bir miktar enerjisini kaybedebilir bu yüzden $=$ yerine $\leq$ kullanılmıştır. Einstein'ın bu formülüne göre elektronun maksimum enerjisi ışığın şiddetine bağlı değildir, ışığın rengine (frekansına) bağlıdır. Daha şiddetli ışık gönderildiğinde daha fazla elektron koparılacaktır ama enerjileri aynı olacaktır.

Einstein'ın teorisine uzunca süre karşı çıkılsa da Milikan'ın 1916'da yaptığı deneyler Einstein'ın fotoelektrik denkleminin doğruluğunu ispatlasa da Compton'un 1923'de yaptığı deneyler bu meseleye son noktayı koymuştur. Compton ışığın duran bir parçacıktan saçıldığında dalgaboyunda , $\lambda' = \lambda + \lambda_c(1 - \cos\theta)$ denklemine göre bir kayma olduğunu gözlemlemiştir. λ gelen ışığın, λ' ise saçılan ışığın dalgaboyu, θ saçılma açısı ve $\lambda_c = h/mc$ ise kütlesi m olan hedef parçacık için Compton dalgaboyu. Eğer ışığın durgun kütlesini sıfır olarak alırsak ve Planck'ın formülündeki enerjiyi kullanırsak ve de relativistik enerji ve momentum korunumu kanunlarını uygularsak tamda bu formülü elde ederiz. Bu deney ışığın atomaltı seviyede parçacık gibi hareket ettiğini inkâr edilemeyecek şekilde göstermektedir. Bu parçacığa foton diyoruz.

Foton fizikçilerin dünyasına zorla girmiş olsa da, kuantum alan teorisi içerisinde kendine doğal bir yer bulabilmiştir ve elektromanyetik etkileşimlere farklı bir bakış açısı getirebilecektir. Klasik elektrodinamikte, iki elektronun elektriksel itmesini çevrelerindeki elektrik alana bağlarız. Fakat kuantum alan teorisinde elektrik alan kuantalıdır (fotonlar halindedir), elektronlar arasındaki etkileşimi sürekli gidip gelen fotonlar halinde düşünebiliriz, her bir elektron durmadan foton ışıması yapacak ve soğuracaktır. Bu dokunma olmadan gerçekleşen tüm kuvvetler için bu söylenebilir. Klasik olarak uzaktan etkileşimin bir alandan kaynaklandığını düşünürüz ama şimdi bunun parçacık (kuantalanmış alan) değiş tokuşundan kaynaklandığını söyleyebiliriz. Elektrodinamikte bu kaynak fotonlar olduğu gibi yerçekiminde graviton olmaktadır. (yerçekimi için kuantum teorisi henüz tam olarak tamamlanmamış ve deneysel olarak gravitonun bulunması yüzyıllar bile alabilecek olsa da)

Tüm kuvvetlerin parçacık değiş tokuşundan kaynaklandığı söylendiğinde bunun kinematik bir olaydan bahsedilmemektedir. Bu çekici kuvvetler için açıklanması zor bir iştir. Bu parçacıkları daha çok haberci gibi düşünmemiz gerekir, biraz yaklaş veya geri git gibi haber vermektedirler.

Şimdi Klasik Modelin tek başına cevap veremediği belirgin bir soru ortaya çıkıyor. Çekirdeği birarada tutan nedir? Protonları düşündüğümüzde çekirdekte bu kadar yakın durduklarında pozitif yüklü olduklarından birbirlerini itmeleri gerekir. Sonuç olarak elektriksel kuvvetten daha güçlü başka bir kuvvetin proton ve nötronları birarada tutması gerekir ki fizikçiler buna güçlü kuvvet demişlerdir. Fakat eğer bu kadar güçlü bir kuvvet var ise neden günlük yaşamamızda bunu hissetmiyoruz? Aslında kasımızın kasılmasından, dinamitin patlamasına kadar hissettiğimiz neredeyse tüm kuvvetler (nükleer reaktör ve atom

bombası dışında) elektromanyetik orijinli yerçekimi kuvvetidir. Cevap ise, güçlü kuvvetin o kadar güçlü olmasına rağmen çok kısa mesafede etkili olması gerekir. Yerçekimi ve elektromanyetik kuvvetlerin mesafesi sonsuz olmasına rağmen, güçlü kuvvetin etki mesafesi çekirdeğin boyutu kadardır.

Güçlü kuvvetin ilk belirgin teorisi Yukawa tarafından 1934'te ortaya atılmıştır. Yukawa, elektronun çekirdeğe elektriksel alanla çekilmesi ve ayın dünyaya yerçekimi alanıyla çekilmesi gibi proton ve nötronların birbirlerine bir alan tarafından çekilmesi gerektiğini düşünmüştür. Bu alanın kuantalı olması gerekir ve Yukawa güçlü kuvvetin bilinen özelliklerine bu alanın değiş tokuş ettiği parçacığın yolaçması gerektiğini düşünmüştür. Örneğin etki mesafesinin kısa olması değiş tokuş parçacığının çok ağır olması gerektiğini işaret etmektedir.

Yukawa bu parçacığın ağırlığının elektronun ağırlığının yaklaşık 300 katı kadar ve proton ağırlığının altıda biri kadar olması gerektiğini hesaplamıştır. Parçacığın ağırlığı elektronla proton arasına düştüğü için Yukawa'nın parçacığı Mezon (Orta siklet) olarak çağırılmaya başlanmıştır. Aynı düşünceyle elektronlar lepton olarak (hafif siklet) çağırılmaktadır ve proton ve nötronlar baryonlar (ağır siklet). Oana kadar böyle bir parçacık laboratuarda bulunamamıştı bu yüzden Yukawa teorisinin güçlü olduğunu biliyordu. 1937'de kozmik ışınlar üzerinde çalışan farklı iki grup tarafından Yukawa'nın tarifine uygun parçacıklar belirlenmiştir. Sürekli olarak birkaç saniyede bir bombardımanına maruz kaldığımız kozmik ışınlar özellikle mezonlardan meydana gelmektedirler.

Bir süre taşlar yerine oturmuş gibi görünüyordu. Kozmik ışınlar üzerinde daha detaylı çalışmalar yapıldığında çok fazla uyuşmazlıklar tespit edilmiştir. Yukowa'nın mezonlarıyla kozmik ışınlarının yarıömürleri faklıydı ve Yukowa'nın tahmin ettiğinden çok daha hafiftiler. Bundan başka farklı kütle ölçümleri birbirini tutmamaktaydı. 1946'da Roma'da yapılan deneyler kozmik ışın parçacıklarının atomun çekirdeğiyle çok az etkileşime girdiğini göstermiştir. Eğer bulunan gerçekten Yukowa'nın parçacığı olsaydı güçlü kuvvetlerin etkileri çok belirgin olması gerekirdi. Problem sonunda 1947'de çözüme ulaştı, aslında iki orta siklet parçacık bulunmaktaydı, bunlara pion ve muon ismi verildi. Yukowa'nın parçacığı aslında pion du ve atmosferin üst tabakalarında görülüyordu ve yere inene kadar ortadan yok oluyordu. Bunların etkileri dağların tepesinde görülebilmştir. Bozunum ürünlerinden bir tanesi daha hafif olan ve yarı ömrü daha uzun olan muon du ve deniz seviyesinde yapılan ölçümlerde esas olarak muonlar görülmekteydi. Muonlar güçlü kuvvetlerle ilgili bir etkisi

olmayan Yukawa'nın mezonunun bir kalıntısı şeklindedir. Aslında her yönüyle elektronun daha ağır bir versiyonu gibidir ve lepton ailesinden olması gerekir.

Relativistik olmayan kuantum mekaniği çok kısa bir süre de tamamlanmıştı 1923-1926 yılları arasında, fakat relativistik versiyonu çok çetrefilli bir problem olduğu görülmüştür. İlk büyük atılım 1927'de Dirac'ın kendi ismiyle anılan denklemleriyle gelmiştir. Dirac'ın denklemleri

$E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 = m^2 c^4$ Formülü ile enerjiye sahip serbest elektronları tasvir etmesi gerekiyordu. Fakat bu denklemin rahatsız edici bir özelliği vardı. Herbir pozitif enerji çözümü için ($E = +(\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$) birde buna karşılık gelen negatif çözümü ($E = -(\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$) vardı. Bu tüm sistemlerin doğal yaklaşımına bakıldığında daha düşük enerjiye dönmeleri gerektiği ve elektronun gittikçe negatif durumlara dönüşmesi ve bu işlem sırasında sonsuz miktarda enerji vermesi anlamına gelmektedir. Dirac denklemini kurtarmak için negatif enerji durumlarının hepsi sonsuz bir elektron denizi ile doldurulmaktadır ve bu deniz hep orda ve düzenli yapıda olduğu için hiçbirşeye net kuvvet uygulamamaktadır ve normalde bunun farkında değilizdir. Dirac sonra hiçbir elektronun aynı durumda olamayacağını söyleyen Pauli prensibini uygulayarak, gördüğümüz elektronların neden pozitif durumda olduklarını açıklamıştır. Eğer bu doğruysa o zaman şu soru ortaya çıkıyor, denizdeki elektronlardan birini yeterli enerjiyle kopararak pozitif enerji seviyesine getirirsek ne olur? Denizde olması gereken elektronun eksikliği o bölgede ne pozitif yük olarak algılanacak ve beklenen negatif enerji net pozitif enerji olarak görülecektir. Bu nedenle de denizdeki bu delik pozitif yüklü pozitif enerjili normal bir parçacık gibi görev yapacaktır. Dirac önceleri bu deliklerin protonlar olabileceğini ummuştur, fakat bu parçacıkların elektronla aynı kütleye sahip olması gerektiği ortaya çıkmıştır. O dönemde böylesi bir parçacık bilinmiyordu ve Dirac'ın teorisi sorunlu gibi görünüyordu. 1930'da denklem için talihsiz bir hata gibi görünen bu durum 1931'de Anderson'un elektronun pozitif yüklü ikizi pozitronu keşfiyle Dirac için mükemmel bir zafere dönüşmüştür.

Bu keşiften sonra bile bir çok fizikçi sonsuz bir elektron denizinde yüzdüğümüz düşüncesinden rahatsızdı. 1940'larda Stueckelberg ve Feynman negatif enerji durumlarına daha basit ve daha ikna edici bir çözüm sundu. Feynman- Stueckelberg formülasyonunda negatif enerji durumları farklı parçacıkların (pozitronların) pozitif enerji durumları olarak tanımlanmıştır. Elektron ve pozitron aynı seviyede görünmektedir ve Dirac'ın elektron denizine de gizemli deliklerine de gerek yoktur. Dirac'ın denklemlerindeki durum kuantum alan teorisinin engin ve evrensel bir özelliği haline dönüşmüştür. Her bir parçacığa karşılık

gelen aynı kütlede fakat zıt yükte bir anti parçacık olması gerekmektedir. Bu durumda pozitron anti elektron olmaktadır. Aslında hangisine anti dediğimiz keyfidir, elektrona antipositron diyebileceğimiz gibi. Etrafımızda çok fazla elektron olmasına rağmen pek fazla pozitron olmadığı için elektronu madde pozitronu antimadde olarak düşünüyoruz. Negatif yüklü antiproton ilk olarak deneysel olarak 1955’de Berkeleye Bevatronda görülmüştür. Bir sonraki yılda aynı yerde nötr antinötronlar keşfedilmiştir.

Antiparçacıklar için standart gösterim üstçizgidir. Örneğin, p protonu göstermektedir, $\bar{p}$ protonu temsil ederken, $\bar{n}$ antiprotonu göstermektedir; n nötronu ve $\bar{n}$ antinötronu. Fakat bazı durumlarda elektrik yükünü yazmak daha uygun bir gösterim şekli olarak seçilmiştir. Pozitron için genellikle $\bar{e}$ yerine e^+ kullanılır, antimuon için $\bar{\mu}$ yerine μ^+ kullanılır. Bazı nötr parçacıklar kendilerinin anti parçacığıdır, örneğin foton: $\bar{\gamma} = \gamma$. Antinötronu düşündüğümüzde nötron anti parçacığından nasıl bir farklılık göstermektedir, ikisi de sonuçta nötr parçacıklardır. Bu durumda devreye diğer kuantum sayıları girmektedir (özellikle baryon sayıları), anti parçacıklarda negatifleri alınmaktadır. Bundan başka, net yükü sıfır olmasına rağmen nötronun bir yük yapısı (merkezde ve kenarlarda pozitif, bunlar arasında da negatif) ve manyetik dipol momenti vardır. Bu ikisi $\bar{n}$ için zıt işaretlidir. Parçacık Fiziğinde çapraz simetri adı altında genel bir prensip vardır. Diyelim ki $C + D \rightarrow A + B$ Şeklinde bir reaksiyonun olduğu bilinsin. Bu parçacıklardan herhangi biri denklemin diğ er yanına çapraz geçiş yapabilir. Bunun için anti parçacığına dönüşmesi gerekir ve son durumdaki etkileşim yine olabilmektedir. Örneğin, $A \rightarrow \bar{B} + C + D$, $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$, $\bar{C} + \bar{D} \rightarrow \bar{A} + \bar{B}$ Bununla birlikte ters reaksiyon da mümkündür $C + D \rightarrow A + B$ Çapraz simetri bize Compton saçılmasının $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ ve çift bozunumun $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ laboratuarda çok farklı iki işlem olmalarına rağmen aynı işlem olduğunu söylemektedir. Özel görelilik ve kuantum mekaniğinin birleşmesiyle memnun edici bir madde antimadde simetrisine dönüşmüştür. Fakat bu rahatsız edici bir soruyu ortaya çıkarır: Bizim dünyamız neden antiprotonlardan, antinötronlardan, pozitronlardan değil de protonlardan, nötronlardan, elektronlardan oluşmaktadır? Madde ve antimadde bir arada bulunamazlar, eğer bir madde antimaddesiyle karşılaşırsa yok olurlar. Belki de evrenin bizim bulunduğumuz köşesinde antimaddeden çok maddenin olması tarihsel bir kazadır, madde antimadde bozunumu geriye kalan madde dışında her şeyi elimine etmiştir. Eğer bu doğruysa antimaddenin domine ettiği evrenin başka bölgeleri bulunabilir.

2. STANDART MODEL

Parçacık Fiziğinin ana hedeflerinden biri, tüm parçacıkları ve bunların aralarındaki etkileşimlerini de içerisinde barındıran bir kuram ortaya koymaktır.

Bu amaç ile şimdiye kadar ortaya konulan modellerin en başarılısı, elektromanyetik kuvvet, zayıf nükleer kuvvet ve güçlü nükleer kuvveti de içerisine alan Standart Model denilen modeldir. Standart Model, Ayar teorisi (Gauge Theory) denilen dönüşümlerle genelleştirilmiştir. Ayar teorisi ise, sürekli grupların yerel dönüşümleri altında değişmeyen Lagrange'da Alan teorisinin farklı bir şeklidir. Standart Model (SM), Abelian olmayan (yani her a.b elemanı için $ab=ba$ eşitliğini doğru olmadığı grup) Yang- Mills tipi, $SU_C(3)$ renk grubu, $SU_L(2)$ zayıf izospin grubu ve $U_Y(1)$ hiper yük grubuna dayanan bir ayar teorisidir [3].

Dolayısıyla ayar grubu;

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \quad (2.1)$$

Denklem (2.1) şeklinde olacaktır. Buradan yola çıkarak SM, $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar simetrisi üzerine kurulmuş hem, klasik parçacıkları hem de klasik kuvvet alanlarını birlikte kuantalayan, zayıf ve elektromanyetik etkileşimleri bir Lagrajyen altında birleştirebilen, aynı zamanda deneysel sonuçlarla örtüşen, kuvvetli etkileşimleri (QED) de içerecek şekilde genişletilmiş bir Kuantum Alan teorisidir [4].

2.1. MODELİN PARÇACIKLI YAPISI

Standart Modele göre doğadaki tüm maddeler üç çeşit temel parçacıktan oluşmaktadır. Bunlar Leptonlar, Kuarklar ve aynı zamanda kuvvetleri de taşıyan Ara parçacıklardır. Leptonlar ve Kuarklar $S= 1/2$ spinli Fermiyonlardır. Ara taşıyıcılar ise spinleri tamsayı olan Bose-Einstein istatistiğine uyan Bozonlardır. Bu parçacıkları kısaca inceleyelim;

2.1.1.LEPTONLAR

Maddenin en temel parçacıklarının başında gelen Leptonlar çok küçük kütlelidirler. Doğada tek başına bulunabilen Leptonlar iki temel sınıfa ayrılırlar. Bunlar yüklü ve nötr leptonlardır. Yüklü leptonlar diğer parçacıklarla birleşerek atom ya da pozitronyum gibi

bileşik parçacıkları meydana getirirler[5]. Nötr Leptonlar ise (diğer adı nötrinolardır) diğer parçacıklarla etkileşime girmezler ve bu sebepten algılanmaları çok zordur. Bilinen altı tip lepton vardır. bunlar nesillerine göre kısaca;

Tablo 2.1.Lepton ailesinin nesillerine göre sınıflandırılması ve sahip oldukları yük(q) , L_e , L_μ ve L_τ sayılarını gösterilmektedir. Leptonlar yük ve bu kuantum sayılarına göre etkileşime girerler.

	LEPTONLAR		YÜK(q)	L_e	L_μ	L_τ
1.NESİL	e^-		-1	1	0	0
	ν_e		0	1	0	0
2.NESİL	μ^-		-1	0	1	0
	ν_μ		0	0	1	0
3.NESİL	τ^-		-1	0	0	1
	ν_τ		0	0	0	1

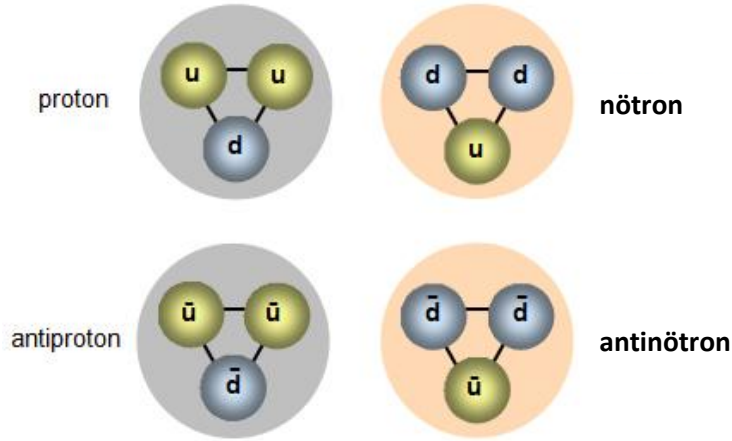
İlk nesil leptonlara elektronik leptonlar denir. Bunlar elektron ve elektron nötrinosudur. Elektron, en küçük kütleye sahip, evrende en çok bulunan ve en istikrarlı olan leptondur. İkinci nesil ise müonik leptonlar olarak bilinir, müon ve müon nötrinosundan oluşur. Üçüncü nesil taunic leptonlardır, tau ve tau nötrinosunu içerir [6]. Elektronik leptonlara göre daha büyük kütlelere sahip olan müonlar ve taular hızlı bir şekilde bozunarak elektronlara dönüşür. Ayrıca Standart modelde nötrinolar kütsüz kabul edilmektedir.

Leptonlar renk kuantum sayıları taşımazlar, dolayısıyla kuvvetli etkileşimlere girmezler. Elektriksel olarak ise; nötrinolar yüksüz olduklarından zayıf etkileşimlere girerlerken, yüklü Leptonlar olan e^- , μ^- ve τ^- ise zayıf etkileşimlere ve elektromanyetik etkileşimlere girerler. Leptonlar aileler halinde aynı kuantum sayılarını taşırlar. Örneğin; e^- ve ν_e için $L_e = 1$, μ^- ve ν_μ için $L_\mu = 1$ ve τ^- ve ν_τ için ise yine $L_\tau = 1$ lepton sayılarına

sahiptirler [7]. Tüm bu parçacıkların karşıt parçacıkları da aynı kuantum sayılarının zıt işaretlilerine sahiptirler.

2.1.2.KUARKLAR

Hadronların yapısını açıklamak için 1964'te Murray Gell-Mann ve George Zweig tarafından birbirlerinden bağımsız olarak ortaya atılan kuarklar, yüklü ve kütleli parçacıklardır. Kuarklar, (Gell-Mann kuark sözcüğünü, ördeğin çıkardığı sestten türetmiş olduğu söylenir [8]. Diğer parçacıklar ile beraber bir araya gelerek, Mezonlar ve Baryonlar dediğimiz nisbeten büyük kütleli Hadronları oluşturlar. Bunların en bilinenleri, aynı zamanda en kararlıları olan, atomun çekirdeğindeki Proton ve Nötrondur.



Şekil 2.1. SM'ye göre, Kuarklar kendi aralarında yük ve kuantum sayılarını (renk hapsi gibi) gözönüne alarak birleşirler ve kendilerinden daha büyük yapıları meydana getirirler [9].

Deneyssel olarak da doğrulanan kuarkların, altı çeşnisi bulunur. Bunlar; Yukarı (up-u), Aşağı (down-d), Üst (top-t), Alt (bottom-b), Acayip (strange-s) ve Tılsım (charm-c) olarak adlandırılırlar [9]. Kuarklar, içerisinde Elektrik yükü, kütle, renk yükü barındırdıklarından dolayı dört temel kuvvetinin tamamıyla (gravitasyon, elektromanyetizma, zayıf ve güçlü etkileşme) etkileştiği bilinen tek parçacık ailesidir. Her kuarkın ona karşılık gelen bir tane de antiparçacığı bulunur [10]. Antikuark olarak adlandırılan bu parçacıklar kuarklardan, sadece bazı özelliklerinin aynı büyüklükte fakat ters işaretli olması ile ayrılır.

Tablo 2.2.Kuarkların sembolleri ile birlikte, Kütle (m), Spin (s) ve Yüklerine (q) göre sınıflandırılması gösterilmiştir. Kütle değerleri net olmadığı için tabloya alınmamıştır.

	Yukarı (up) u	Aşağı (down) d	Üst (top) t	Alt (bottom) b	Acayip (strange) s	Tılsım (charm) c
Kütle	2.3 MeV/cm ²	4.8 MeV/cm ²	173.07 GeV/cm ²	4.18 GeV/cm ²	95 MeV/cm ²	1275 GeV/cm ²
Spin	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Yük	2/3	-1/3	2/3	-1/3	-1/3	2/3

Kuarklar, toplanabilir üç çeşit renk kuantum sayılarına sahiptirler. Dolayısıyla her kuarkın q_i , $i=1,2,3$ şeklinde üç renk çeşnişi ve serbestlik derecesi bulunur. Bilindiği gibi bu renk yüküne sahip kuarklar, doğada renk serbestlik derecesi bulunmadığından, renk hapsine yakalanır ve tek başlarına izole edilemez, dolayısıyla da doğrudan gözlenemezler. Kuarklar ancak, renksiz kompozit hadronların içerisinde hapsolmuş şekilde bulunabilirler [11]. Örneğin Hadronların çeşitleri olan baryonlar, üç kuarktan olmuş (qqq) bir fermiyondur. Mezonlar ise bir kuark bir antikuarktan oluşan bozondur. Bu sebeple kuarklar hakkında elde edilen bilgilerin çoğu hadronların gözlenmesi sonucunda elde edilmiştir. Standart modelde kuarklar $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubu ile temsil edilir. Bu ayar grubu ise Tablo 2.3. 'deki gibidir.

Tablo 2.3. Standart Modelde kuarkların $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ayar grubu ile temsili gösterilmektedir.

$$1. \text{ Aile : } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, u_R, d_R$$

$$2. \text{ Aile : } \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, c_R, s_R$$

$$3. \text{ Aile : } \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, t_R, b_R$$

2.1.3.ARA TAŞIYICILAR

Gravitasyonel etkileşim hayatta en çok hissettiğimiz fakat hakkında en az bilgi sahibi olduğumuz etkileşimdir. SM'nin en temel eksiklerinden birisi de gravitasyonel etkileşimler ve de gravitonlardır. Gravitasyonel etkileşimleri ve gravitonları bir kenara bırakırsak parçacık fiziğindeki bütün etkileşimleri, Spin $S=1$ olan Bozon denen parçacıkların değiş tokuşu sağlar[12].

Bozonlar, Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklardır. bu sebeple farklı bozonlar aynı kuantum konumunda olabilir, dolayısıyla aynı enerjiye sahip bozonlar uzayda aynı mekanı işgal edebilirler. Bozonlar güç taşıyıcı parçacıklardır. Tüm gözlenen bozonlar tamsayı spinlere sahiptirler. Aynı şekilde Spin-istatistiğine göre; Relativistik Kuantum Alan Teorisinde, tam sayılı spinlere sahip olan parçacıklar bozondurlar. Standart Modelde bilinen beş temel bozon vardır. Bunlar:

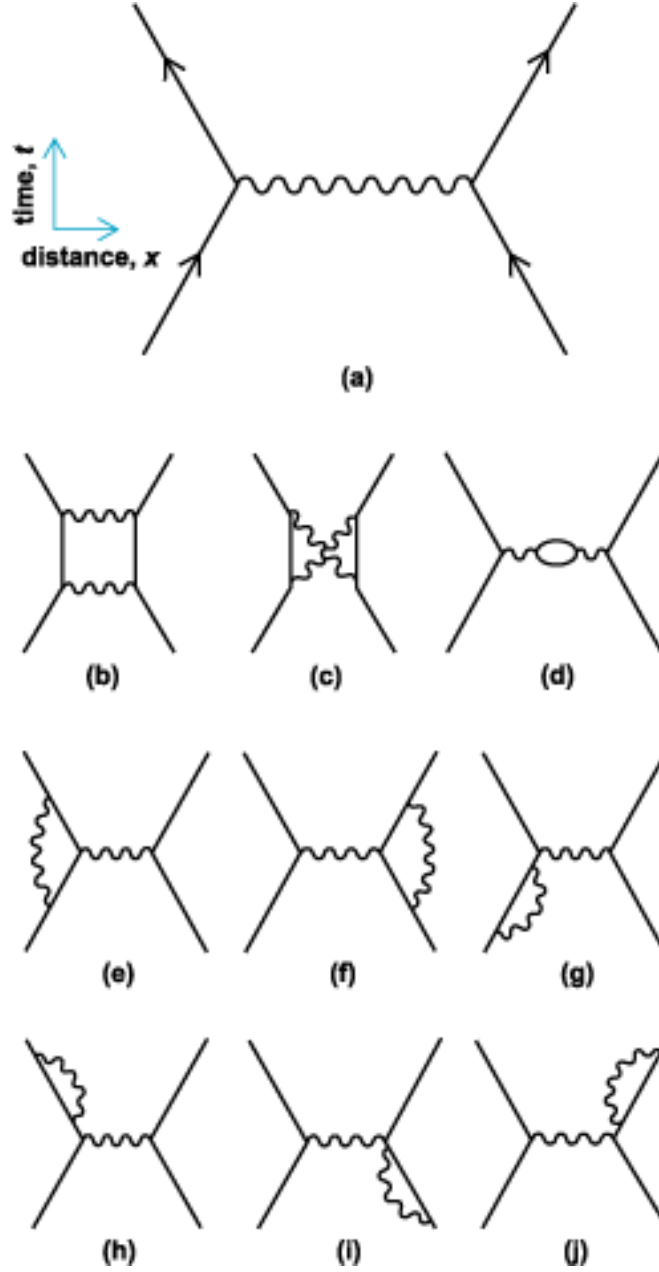
Ayar bozonları (γ , g , $W^\pm$, Z), Higgs bozonu (H^0) ve Graviton(G) denen parçacıklardır. [$SU(2)_L \times U(1)_Y$ ayar grubunun ayar bozonları; γ , g , $W^\pm$, Z^0 dir.] Fotonlar (γ) elektromagnetik etkileşimlerde kuvvet taşıyıcısıdır. Fotonlar kütsüz ve yüksüzdürler. $W^\pm$ ve Z^0 bozonları, zayıf etkileşimlerin ara parçacıklarıdır. $SU(3)_c$ ayar grubunun bozonları ise Gluonlardır (g). Gluonlar kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşimlerin ara parçacıklarıdır [13]. Elektriksel olarak yüksüz olmalarına rağmen renk yükü taşırlar. Renk yükü taşımalarından dolayı kendi aralarında da etkileşime girerler. 8 çeşit gluon vardır.

Tablo 2.4.Parçacık taşıyıcı Bozonların, Kütle (m), Spin (s), Yük (q) ve Yarıömür ($1/t$) değerlerinin gösterilmesi.

	γ	$W^\pm$,	Z	g
Kütle	kütlesiz	80.398 ± 0.25 GeV/cm ²	91.1876 ± 0.0021 GeV/cm ²	kütlesiz
Spin	1	1	1	1
Yük	0	+1/-1	0	0
Yarı ömür	-	3×10^{-25} s	3×10^{-25} s	3×10^{-25} s

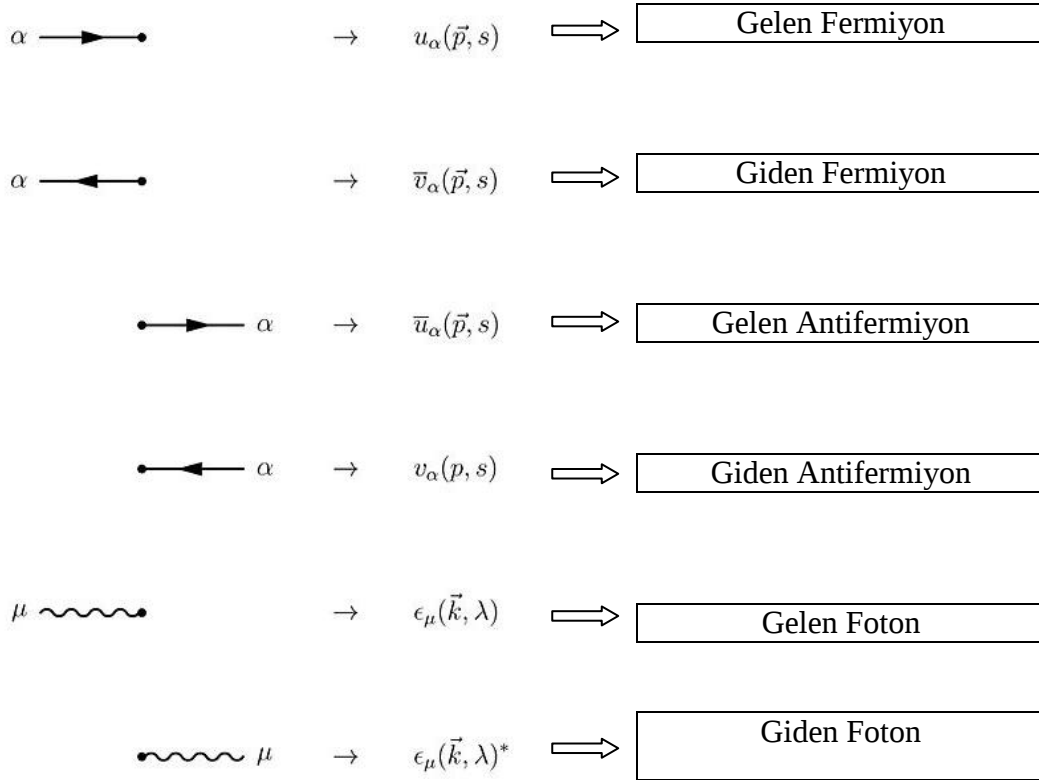
2.2. FEYNMAN DİYAGRAMLARI

Yüksek Enerji Fizikindeki süreçler genelde karmaşıktır. Bu karmaşık süreçleri açıklamak için Richard Feynman kendi ismiyle anılan bir diyagram tekniği ortaya koymuştur [14].



Şekil 2.2. Elektron-Elektron (moller) Saçılımı için feynman diyagramları: (a) ikinci dereceden diyagramı (iki tepe); (b-j) dördüncü dereceden diyagramları göstermektedir [15].

Feynman Diyagramları, μ_{fi} (Lorenz İnvaryant saçılım genliği) genliğinin bileşenlerinin gösterildiği özel bir diyagramdır. Diyagram, iki ana eksen, ki bunlar zaman ve uzaydır, vertice denen noktalar, vertex denen çizgilerden oluşmaktadır [16]. Fermiyon grubu parçacıklar düz vertexler ile temsil edildirken, bozon grubu parçacıklar ise kesikli, kıvrımlı ve dalgasal vertexler ile temsil edilir. Zaman ekseninde seçtiğimiz yöne göre parçacıklar ve antiparçacıklar tanımlanır. Zaman ekseninde yukarı doğru hareket parçacığı, aşağı doğru hareket ise antiparçacığı temsil eder. Yine Vertexler, Vertice denen noktalara doğru ise ($\rightarrow \bullet$) parçacık, noktalardan uzaklaşıyorsa ($\bullet \rightarrow$) antiparçacıktır denir. Aynı gösterim şekli farklı vertex çizimleriyle diğer parçacıklar için de geçerlidir. Bunlar şekil 2.3.'te gösterilmiştir.



Şekil 2.3. Feynman diyagramlarında Vertice ve Verteks örnekleri.

Feynman diyagramları açıklanırken yine Feynman tarafından ortaya konan kurallar kullanılır. Her vertex bir vertex faktörü ile birleştirilerek μ_{fi} genlik katkısı hesaplanır. örneğin fotonların elektronlarla etkileşiminde vertex faktörü, boyutsuz yük ve çiftlenim sabiti olan $-g_e$ dir. $-g_e$, vertexteki kuvvet taşıyıcıları ile parçacıklar arasındaki etkileşmenin büyüklüğünü

gösterir. Bu sebeple elektromanyetik etkileşimlerin olduğu vertexlerde yük ile orantılı, boyutsuz bir niceliğe ihtiyaç duyulur, bu ise ;

$$\alpha = \frac{e^2}{(4\pi\epsilon)hc} = 1/137 \quad (2.2)$$

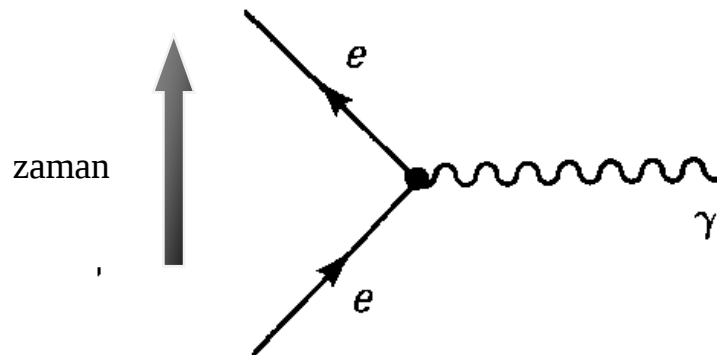
Denklem(2.2)'de verilen ince yapı sabitidir [17]. Burada uygun bir g_e seçilerek;

$$\alpha_{EM} = \frac{g_e^2}{4\pi} \quad (2.3)$$

Denklem (2.3) elde edilir. Ayrıca Feynman diyagramları, teorilerin getirdiği şartlara göre farklı düzenler almaktadır.

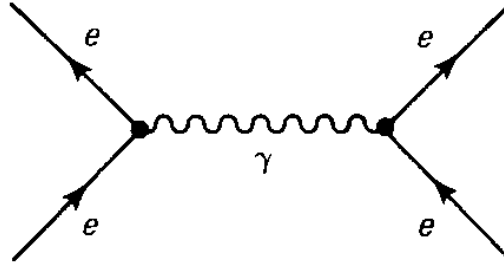
2.3.KUANTUM ELEKTRODİNAMİĞİ VE ELEKTROZAYIF ETKİLEŞİMLER

II. Dünya Savaşından sonraki fizik alanındaki gelişmelerin parçacıkların kuantalandığını ortaya koyması, aynı şekilde alanların kuantalanabileceği fikrinin doğmasına sebep olmuştur. İşte bu fikirden yola çıkılarak hem klasik parçacıkların hem de klasik kuvvet alanlarının beraber kuantalandığı bir teori ortaya atıldı, bu teori Elektromanyetik Alanlar Teorisi yada Kuantum Elektrodinamiği (QED) olarak adlandırılır [18]. Kuantum Elektrodinamiği elektrodinamik teoriler arasında en başarılı ve en eski olanıdır. Tüm elektromanyetik olaylar aşağıdaki işleme kadar indirgenebilirler:



Şekil 2.4. En basite indirgenmiş Feynman Diyagramı.

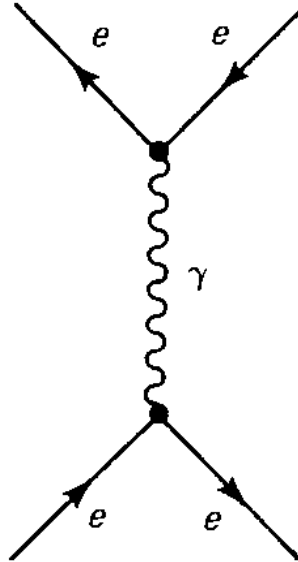
Bu diyagramda özetle, yüklü parçacık e etkileşime girer, bir fotonu soğurur yada yayımlar ve etkileşimden çıkar, diyebiliriz. Daha karmaşık işlemlerde aynı şekilde :



Şekil 2.5. Daha karmaşık Feynman diyagramının gösterimi.

Burada iki elektron etkileşime girer, aralarında bir fotonu etkileşimi olur ve iki elektron etkileşimden çıkar. Kısaca bu diyagram, iki elektron arasındaki etkileşimi anlatır,

Yukardaki diyagram, Klasik teoride aynı yüklü parçacıkların Coulomb itmesi ile birbirini itmesi şeklinde tanımlanabilir. Oysa QED'de bu işlem Moller Saçılması olarak bilinir ve etkileşimin bir fotonun değiş tokuş edilmesiyle taşınır denir. Şimdi de Şekil 2.5'i yan çevirip incelediğimizde;

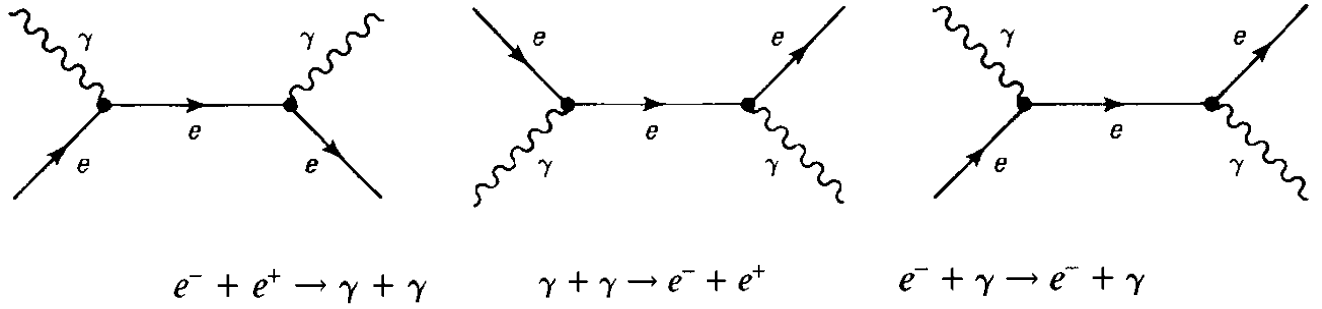


Şekil 2.6. Feynman diyagramının yan çevrilmiş gösterimi.

Burada kural, eğer bir parçacık zamanda geriye doğru gidiyorsa (oklarla gösterildiği gibi) buna karşılık gelen antiparçacığın ileriye doğru gidiyor şeklinde yorumlanır.

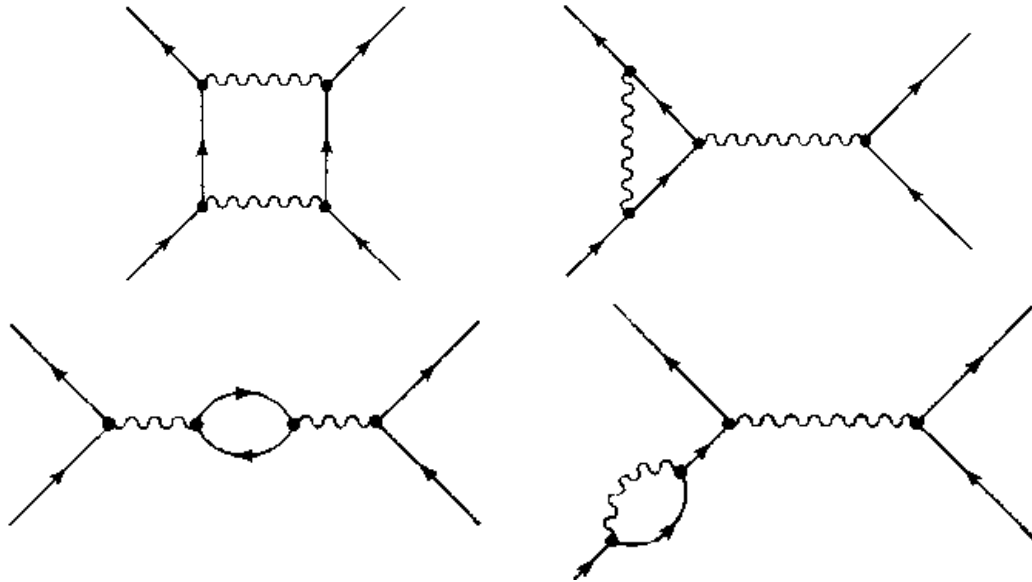
(unutulmamalı ki Foton kendisinin anti-parçacığdır.) Bu işlemde bir elektron ve bir pozitron yok olurlar ve bir foton oluştururlar ve fotonda yeni bir elektron-pozitron çifti oluşturur. Bir elektron ve pozitron girer ve bir elektron ve pozitron çıkar. Bu iki zıt yüklü parçacığın etkileşimi, QED'de Bhabba saçılması olarak adlandırılır.

Sadece iki vertex kullanarak Şekil 2.7'deki diyagramları oluşturabiliriz:



Şekil 2.7.İki verteks kullanılarak oluşturulan diyagramlar.

Eğer daha fazla vertice olmasına müsaade edersek, mümkün olan seçenekler çok daha fazla olacaktır. Örneğin 4 vertice ile elde edebileceklerimiz Şekil 2.8'de gösterilmiştir.



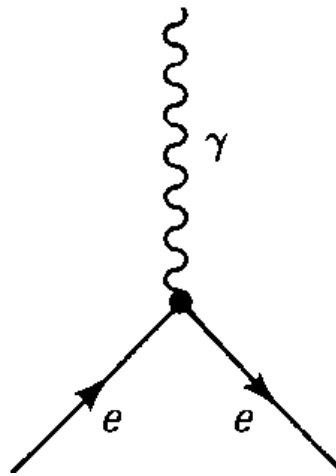
Şekil 2.8.Aynı Yüklü Parçacıkların Feynman Diyagramları.

Şekil 2.8'de, iki elektron girmekte ve iki elektron çıkmaktadır. Bu etkileşimlerde aynı yüklü parçacıkların itmesini anlatmaktadır. İçerideki etkileşimler görünen işlemleri düşündüğümüzde pek ilgili değildir. İçerideki çizgiler gözlenmeyen parçacıkları

göstermektedir ve işlemi tamamen değiştirmeden gözlenmeleri mümkün değildir. Bu parçacıklara sanal parçacıklar diyoruz. Dışarıdaki çizgiler (etkileşime giren ve çıkan) gerçek (gözlenebilen) parçacıkları gösterir. Dışarıdaki çizgiler hangi fiziksel işlemlerin gerçekleştiğini, içerideki çizgilerde işlemin mekanizmasını gösterir [19].

Bu Feynman diyagramlarının sembolik olduğunu unutmamak ve bunların parçacıkların izlediği yolu göstermediğini belirtmemiz gerekiyor. Dikey boyut zamanı gösterir ama yatay boşluk fiziksel ayrılmayı göstermemektedir. Her bir Feynman diyagramı bir sayıyı göstermektedir, bunların ayrıntısına bu çalışmada girilmeyecektir. Fakat kısaca değinecek olursak; belirli fiziksel bir işlemi incelemek istediğinizde öncelikle uygun dış çizgilerden oluşan diyagramların hepsini çizeriz, (iki verticeli olanları, 4 verticeli olanları vs.) sonrada her bir diyagramın katkısını Feynman kurallarını kullanarak hesaplarız ve hepsini toplarız. Verilen dış çizgilerin Feynman diyagramlarının toplamı asıl fiziksel işlemi göstermektedir. Herhangi bir fiziksel işlem için sonsuz sayıda Feynman diyagramı çizilebilse de fazla vertice olan diyagramlarda her bir diyagramın katkısı $1/137$ katsayısıyla olduğu için 4 vertice den fazla olan diyagramlarda verticeler ihmal edilebilir.

Feynman diyagramlarında her bir vertice ve tüm diyagram için enerji ve momentum korunum kanunları geçerlidir. Temel QED vertexi tek başına fiziksel bir işlemi göstermemektedir. Diyagramını çizebiliriz ama hesaplama bu verticeye sıfır verir. Bunun nedeni de kinematik olarak $e^- \rightarrow e^- + \gamma$ enerji korunumuna uymamasından kaynaklanır. Kütle merkezi sisteminde elektron durgun haldedir ve enerjisi mc^2 dir ve bir fotona ve elektrona bozunması mümkün değildir çünkü bozunumun sağ tarafı mc^2 den daha fazla enerjiye ihtiyaç duyacaktır. Bunun yanında $e^- \rightarrow e^+ + \gamma$ kinematik olarak mümkündür.



Şekil 2.9. $e^- \rightarrow e^+ + \gamma$ bozunumu Feynman Diyagramı.

Kütle merkezi sisteminde elektron ve pozitron simetrik olarak eşit ve zıt hızlarda girerler ve sonuç olarak toplam momentum çarpışmadan önce sıfırdır. Fakat son momentum sıfır olamaz, çünkü fotonlar her zaman ışık hızında hareket ederler. Bir elektron ve pozitron çifti yok olup bir değil iki foton oluştururlar. Daha geniş bir diyagramda bu figürler kabul edilebilir olsa da ve her bir vertexte enerji ve momentum gerekse de sanal bir parçacık buna karşılık gelen serbest parçacıkla aynı kütleyi taşımaz. Aslında sanal parçacık korunum kanununun gerektirdiği herhangi bir kütleye sahip olabilir. Sanal parçacıklar kendi kütle çerçevelerinde bulunmazlar. Harici çizgiler gerçek parçacıkları gösterirler ve doğru kütleyi taşırlar.

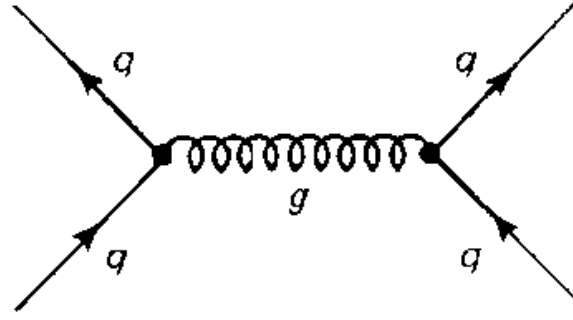
2.4. KUANTUM KROMODİNAMİĞİ ve KUVVETLİ ETKİLEŞİMLER

Kuvvetli etkileşimlerin ayar teorisi, Kuantum Kromodinamiğidir. Bu teori şimdiye kadar birçok başarılı öngöründe bulunmuştur. Kromodinamikte renk, yük rolünü üstlenmektedir. Ayar simetrisi ise Lagranjyeni değişmez kılan yerel renk dönüşümleri üzerine kurulmuştur. ayar simetri grubu ise abelian olmayan $SU(3)$ grubudur. Buradaki c harfi (color) rengi, 3 sayısı ise renk durumlarının serbestlik derecesini ifade etmektedir [19]. Yani kuarkların ancak 3 tane renk durumunda bulunabileceklerini ifade etmektedir. 8 adet Gluon ise kuarklar arasındaki kuvvetli etkileşimlerin kuvvet taşıyıcılarıdır.

$SU(3)$ renk simetrisi, yalnızca renk kuantum sayısını taşıyan alanlarda etkili bir simetridir. Örneğin Leptonlar, zayıf etkileşime giren parçacıklar olmasından dolayı renk kuantum sayısı taşımazlar ve kuvvetli etkileşime girmezler [20].

En basit anlamda kuvvetli etkileşimlerde temel işlem; ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$ anlamına gelen) kuark $\rightarrow$ kuark + gluon dur.

Daha önce de yaptığımız gibi iki veya daha fazla temel vertice birleştirip daha karmaşık işlemler oluşturabiliriz. Örneğin, iki kuark arasındaki kuvvet (kuarkları biraraya getirip baryonları oluşturan kuvvet ve dolaylı olarak nötronları ve protonları bir arada tutup çekirdeği oluşturan kuvvet) en düşük derecede diyagramla tanımlanır:



Şekil 2.10.İki Kuark arasındaki kuvveti gösteren en düşük dereceli Feynman Diyagramı.

ve iki kuark arasındaki kuvvet gluonlar tarafından taşınır.

Bu seviyede kromodinamik, elektrodinamikle birbirine benzemektedir. Bununla birlikte önemli farklılıklar da bulunmaktadır. elektrik yükünü gösteren negatif yada pozitif tek bir sayı olmakla birlikte üç çeşit (kırmızı, yeşil ve mavi) renk bulunmaktadır. $q \rightarrow q + g$ işleminde kuarkın rengi (çeşnisi değil) değişebilir. örneğin, mavi up-kuark kırmızı up-kuarka dönüşebilir. Renk, yük gibi her zaman korunduğu için aradaki farkı gluonun taşınması gerekir.

Standart modeldeki Lagranjyen ifadesindeki kuvvetli etkileşimden gelen katkı L_{QCD} 'yi kuarkların kovaryant türevleri ve gluon alanlarının kinetik terimi cinsinden yazamak istersek;

$$L_{QCD} = \sum_i \bar{q} i(\not{D} - m_i)q_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^\alpha F_{\alpha}^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

Denklem (2.4) şeklinde yazılır. i indisi kuarkların üzerinden toplamı tanımlamaktadır. Buradaki ilk terim kuark ve gluonların etkileşimlerini ifade ederken ikinci kısmı; ayar alanlarının kinetik terimidir. İkinci kısımdaki $F_{\mu\nu}^\alpha$ ise şiddet tensörüdür. Şimdi $F_{\mu\nu}^\alpha$ ifadesini tanımlayalım;

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - g_s f^{\alpha\beta\gamma} G_{\mu\beta} G_{\nu\gamma} \quad (2.5)$$

Denklem (2.5) elde edilir. g_s , QCD ayar alanı etkileşme sabiti, G_μ^α , ($\alpha=1,2,3,\dots,8$) renk yükü taşıyan gluon alanlarını, $f^{\alpha\beta\gamma}$ ifadesi ise $SU_c(3)$ ayar grubu yapı sabitini temsil etmektedir.

Görüldüğü gibi birçok yapı ve ayar sabiti için içine girmek zorunda kalmıştır. Bu durum fizik ilkelerinin basitliği ilkesine ters düşmüş biraz sonra bahsedeceğimiz Standart modelin eksikleri hanesine yazılmıştır.

2.5.STANDART MODELİN EKSİKLERİ VE YENİ FİZİK

Standart model tüm başarılarına rağmen içerisinde barındırdığı bazı eksiklikler ve açıklayamadı bir çok fiziksel nicelikler vardır. Bu sebepten dolayı, standart modelin üstünde yeni bir fizik modeli olduğu düşüncesini doğmaktadır. Şimdi bu eksikliklere kısaca değinelim;

- Karanlık Madde ve Karanlık Enerji: Albert Einstein, kendisinin ortaya attığı görelilik teorisinde, evrenin asla sabit hacimde kalamayacağını, genişleyeceğini ve/veya çökeceğini hesaplamıştır. Hubble evrenin hep genişlediğini bulmuştur. sonraki araştırmalar evrenin hızla genişlediğini ve hızını gün geçtikçe arttırdığını ortaya koymuştur. Bu sonuç yeni bir problemi doğurmuştur." Evren, hızını arttırıp genişlemek için hangi enerjiyi kullanmaktadır?"

Bu sorunun cevabını teorik fizikçi Alan Harvey Guth 1980 yılında "Karanlık Enerji" olarak vermiştir. Karanlık Enerji, evreni sürekli genişlettiği ve galaksileri birbirlerinden uzaklaştırdığı düşünülen bir enerji türüdür. Kepler yasalarından yola çıkılarak, görünen uzaya, ki bu bilinen evrenin yalnızca %5'ine tekabül eder, Kepler yasasının uygulanamadığı, ek kütle eklenirse ancak bu yasanın uygulanabileceği ortaya çıkmıştır. Bu ek kütle Karanlık maddedir. Son gözlemler sonucunda evrenin %23'ünün karanlık madde, %72'sinin ise karanlık enerjiden oluştuğu sanılmaktadır [21]. Karanlık madde ve karanlık enerji hiç bir şekilde ışık ile etkileşime girmediğinden gözlenememiştir. Bilindiği gibi Karanlık Madde ve Karanlık Enerji Kavramı Standart model ile açıklanamaz, dolayısıyla bu modelin eksikliğini göstermektedir.

- Birleştirme Problemi: Standart Modelin en temel eksiği ve ötesine doğru yapılan çalışmaların odak noktası birleştirme problemidir. Standart Modelde üç tane farklı grubun birleşiminden bir ayar simetrisi oluşturulmuş, ve bu çerçevede renormalizasyon grubu teknikleri kullanılarak, kuvvetli, zayıf ve elektromanyetik etkileşimlere ait etkileşme sabitlerinin özellikle yüksek enerji aralığında aynı enerji ölçeklerinde birleşmediği görülmüştür. Ayrıca Standart model Gravitasyonel kuvvet hakkında ise hiçbir şey söylemez, bu da teorinin en büyük eksikliklerinden biridir [22].

- Parametre sayısının fazlalığı: Standart Model, teorelin kullanışlı olmasını da aynı zamanda zorlaştıran deneysel verilerden elde edilerek belirlenmesi gereken çok sayıda parametre içermektedir. Örneğin cabibo açısı, ince ayar sabiti v.s. parametreler teoriyi çetrefilli bir hale sokmakta bu da fizikte basite ulaşma ilkesine ters düşmekte olup daha compact ve deneysel parametrelere daha az bağımlı bir teorelin var olabileceği düşüncesi oluşturmaktadır.

Ayrıca Hiyerarşi Problemi ve İnce Ayar, Fermiyon Ailesi Problemi, Evrende gözlenen madde-karşı madde orantısızlığı, CP simetrisinin bozulumu, Nötrinoların barındırdığı çok küçük de olsa kütle hakkında bir açıklama yapamaması ve nötrino osilasyonu hakkında bir şey söylememesi, Kuarkların teoriye sonradan dahil edilmesi gibi temel problemlerinde bulunduğu bilinmektedir.

Tüm bu problemler Standart Modelin ötesinde yeni teorilerin olduğu, Standart Modelin ise bu teorilerin alt limiti olabileceği düşüncesini akla getirmektedir.

2.6.ÖZEL OLARAK MEZONLAR

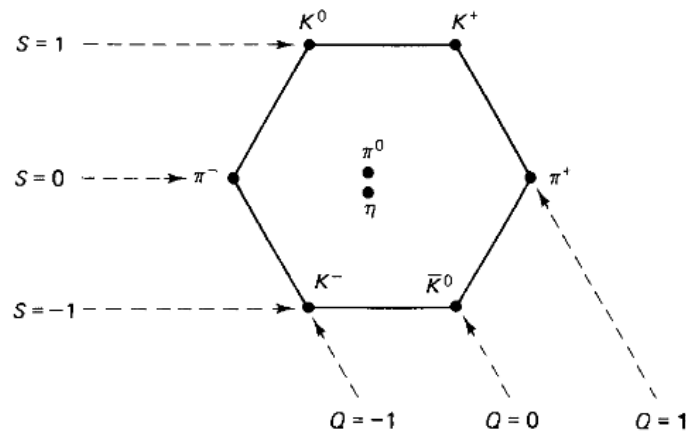
Standart Modele göre temel parçacıkların genel olarak; Leptonlar, Kuarklar ve Ara parçacıklar olarak sınıflandırıldığını daha önce ifade etmiştik. Diğer bir sınıflandırma ise parçacıkların kütlelerine göre yapılan sınıflandırmadır. Buna göre ana ailelerden bir tanesi de Hadronlar denen ağır parçacık grubudur. Hadronlar ise , Baryonlar ve Mezonlar olarak ikiye ayrılırlar [23].

Mezonlar 1934 yılında, Japon bilim adamı Hideki Yukawa tarafından yapılan teorik hesaplamalar sonucunda ilk defa ortaya atılmıştır. Yukawa, atom içerisindeki çekirdek ve elektronun elektriksel alan ile çekilmesi gibi proton ve nötronların da aynı şekilde bir birlerini bir alan ile çekilmesi gerektiği kanatine varmıştır. Kauntalı olması gereken bu alanın değiş tokuş parçacığının yol açması gerektiğini düşünen Yukawa, atom çekirdeğini bir arada tutan nükleer kuvvetin taşıyıcısının yaklaşık kütlesi hakkında öngöründe de bulunarak mezonlar olduğu savını ortaya koymuştur. Yukawa bu parçacığa Yunancada orta kütleli anlamına gelen 'mesos'tan yola çıkarak mezon adını vermiştir. Bunun sebebi ise mezonun öngörülen kütlesinin elektron ile protonunkinin ortasında olmasıdır.

Yukawa'nın o zaman teorik olan mezonu için ilk deneysel adayı, 1936'da Carl David Anderson tarafından kozmik ışın ürünlerinde keşfedilen mü mezon (veya müyon) olarak isimlendirilen parçacık oldu. Mü mezonu, Yukawa'nın öne sürdüğü güçlü nükleer kuvvet taşıyıcısı olan teorik parçacıkla hemen hemen aynı kütleye sahipti. Ancak devam eden on yıl boyunca süren çalışmalar sonucunda, mü mezonunun Yukawa'nın teorik parçacığı olmadığı anlaşılmıştı. Devam eden süreçte Müyonun güçlü nükleer kuvvetten hiçbir şekilde etkilenmediği bulundu. Bu parçacık elektronun biraz daha ağır olan hali gibiydi, sonraki yıllar boyunca devam eden çalışmalar sonucu İlk gerçek mezon olan pi mezonu (veya pion) kozmik ışın ürünlerini inceleyen Cecil Powell, César Lattes ve Giuseppe Occhialini tarafından 1947'de Bristol Üniversitesi'nde keşfedildi [24]. Devam eden çalışmalar yaklaşık olarak doğru kütleye sahip olan pionun aynı zamanda güçlü etkileşimden de etkilendiğini gösterdi. Sanal bir parçacık olarak pion atom çekirdeğindeki nükleer kuvvetin birincil taşıyıcısıdır. Ro mezonu gibi diğer mezonlar da güçlü kuvvete iştirak ederler ancak bu iştirak diğerlerine kıyasla daha az ölçüdedir. Bu çalışmalar Yukawaya nobel ödülü kazandırmıştır.

Mezonlar, kuarkların birleşiminden meydana geldiğinden, yaklaşık bir femtometre kadarlık bir yarıçapa (proton veya nötronun 2/3'ü kadar) sahiptirler. Mezonların tamamı kararsızdır ve en uzun ömürlüsü 10^{-6} sn ömre sahiptirler. elektron ve nötrinolar yüklü mezonların bozunmasıyla oluşur. Fotonlar ise nötr mezonların bozunmasıyla oluşur.

Mezonların içyapısı kuarkların varlığının bilinmesi ve güçlü etkileşim kuramlarının açıklanmasıyla anlaşılmıştır. Mezonlar, güçlü etkileşim ile birbirine bağlı bir kuark ve bir antiquark çiftlenmelerinden oluşan hadronik atomaltı parçacıklardır. Bu çiftlenmiş kuarklara valans kurkları da denir.



Şekil 2.11. Mezon Okdeti.

Tablo 2.5. Mezon Ailesi, 1^* , $\mathbf{K}_s^0$ ve $\mathbf{K}_L^0$ uş ve sş kurak kombinasyonlarının simetrik ve antisimetrik karışımlarını temsil eder. 2^* , nötr eta mezonu, $\frac{u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$ kuark kombinasyonun temsil eder. Altı çizili harfler antiparçacıkları temsil eder [25].

PARÇACIK	SEMBOL	ANTİPARÇACIK	İÇERİĞİ	KÜTLE MeV/c ²	S	C	B	ÖMÜR	BOZUNMA MODU
Pion	π^+	π^-	$u\bar{d}$	139.6	0	0	0	2.60×10^{-8}	$\mu^+ \nu_\mu$
Pion	π^0	KENDİSİ	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	135.0	0	0	0	0.83×10^{-16}	2γ
Kaon	$\mathbf{K}^+$	$\mathbf{K}^-$	$u\bar{s}$	493.7	+1	0	0	1.24×10^{-8}	$\mu^+ \nu_\mu, \pi^+ \pi^0$
Kaon	$\mathbf{K}_s^0$	$\mathbf{K}_s^0$	1^*	497.7	+1	0	0	0.89×10^{-10}	$\pi^+ \pi^-, 2\pi^0$
Kaon	$\mathbf{K}_L^0$	$\mathbf{K}_L^0$	1^*	497.7	+1	0	0	5.2×10^{-8}	$\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$
Eta	η^0	KENDİSİ	2^*	548.8	0	0	0	$<10^{-18}$	$2\gamma, 3\mu$
Eta prime	η'^0	KENDİSİ	2^*	958	0	0	0	...	$\pi^+ \pi^- \eta$
Rho	ρ^+	ρ^-	$u\bar{d}$	770	0	0	0	0.4×10^{-23}	$\pi^+ \pi^0$
Rho	ρ^0	KENDİSİ	$u\bar{u}, d\bar{d}$	770	0	0	0	0.4×10^{-23}	$\pi^+ \pi^-$
Omega	ω^0	KENDİSİ	$u\bar{u}, d\bar{d}$	782	0	0	0	0.8×10^{-22}	$\pi^+ \pi^- \pi^0$
Phi	ϕ	KENDİSİ	$s\bar{s}$	1020	0	0	0	20×10^{-23}	$\mathbf{K}^+ \mathbf{K}^-, \mathbf{K}_s^0 \mathbf{K}_s^0$
D	$\mathbf{D}^+$	$\mathbf{D}^-$	$c\bar{d}$	1869.4	0	+1	0	10.6×10^{-13}	$\mathbf{K} + \bar{\nu}, e + \bar{\nu}$
D	$\mathbf{D}^0$	$\mathbf{D}^0$	$c\bar{u}$	1864.6	0	+1	0	4.2×10^{-13}	$[\mathbf{K}, \mu, e] + \bar{\nu}$
D	$\mathbf{D}_s^+$	$\mathbf{D}_s^-$	$c\bar{s}$	1969	+1	+1	0	4.7×10^{-13}	$\mathbf{K} + \bar{\nu}$
J/Psi	$\mathbf{J}/\psi$	KENDİSİ	$c\bar{c}$	3096.9	0	0	0	0.8×10^{-20}	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^- \dots$
B	$\mathbf{B}^-$	$\mathbf{B}^+$	$b\bar{u}$	5279	0	0	-1	1.5×10^{-12}	$\mathbf{D}^0 + \bar{\nu}$
B	$\mathbf{B}^0$	$\mathbf{B}^0$	$d\bar{b}$	5279	0	0	-1	1.5×10^{-12}	$\mathbf{D}^0 + \bar{\nu}$
B _s	$\mathbf{B}_s^0$	$\mathbf{B}_s^0$	$s\bar{b}$	5370	0	0	-1	...	$\mathbf{B}_s^- + \bar{\nu}$
Upsilon	Υ	KENDİSİ	$b\bar{b}$	9460.4	0	0	0	1.3×10^{-20}	$e^+ e^-, \mu^+ \mu^- \dots$

3.SİMETRİLER

Simetriler, evrenin temel prensiplerini anlamak için çok önemlidir. Ayrıca karmaşık yapıları basitleştirmek için de kullanılabilir. Her bir simetrinin bir korunum yasası vardır. Bu korunumlar sürekli ya da süreksiz olabilirler. Simetrilerin bir kısmı gerçek fiziksel dünyada kırılabirler. Bunları çalışmak son derece önemlidir.

3.1.PARİTE TRANSFORMASYONU

Parite, kelime anlamı olarak değer eşitliği anlamına gelir, parçacık fiziğinde ise koordinatların eşzamanlı olarak işaretlerinin değiştirilmesidir. Parite, tüm koordinatlar için bir ayna görevi görür. Bir dalga fonksiyonunun parite transformasyonu; $P\Psi(\vec{x}) \rightarrow P\Psi(-\vec{x})$ şeklindedir. Parite operatörünün $|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle$ durumuna etkisi;

$$|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle = \eta_p |N, -\vec{p}, \vec{s}\rangle \quad (3.1)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada N iç kuantum sayılarını (yük, baryon sayısı vs.), p vektörü, momentumu ve s vektörü spindir [26]. Dönüşümde η_p gerçek parite olarak gösterilen faz faktörüdür.

Kuantum mekaniğinde, parite değişmezliği, etkileşim potansiyelinin parite dönüşümüyle değişmediği bir özelliktir.

$$V(\vec{x}) = V(-\vec{x}) \quad (3.2)$$

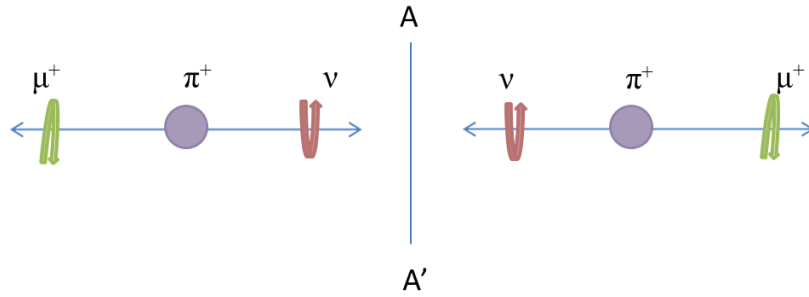
Denklem (3.2), $\Psi(-\vec{x}) \rightarrow \Psi^*(-\vec{x}) = \Psi(\vec{x}) \rightarrow \Psi^*(\vec{x})$ anlamına gelmektedir ve böylece başlangıçtan son duruma geçme olasılığı $P_i \rightarrow P_f$ ile aynı olur.

Parite evrensel bir simetri değildir. Elektromanyetizmada, güçlü etkileşimlerde ve yer çekiminde parite simetrisi korunsa da zayıf etkileşimlerde simetri bozulmaktadır. 1956'da zayıf etkileşimlerin parite simetrisine uymadıkları keşfedilmiştir. Bu da zayıf etkileşimleri anlamakta yardımcı olmuştur. Parite bozulumu zayıf etkileşimlerde deneysel olarak;

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \quad (3.3)$$

Denklem (3.3) bozunumunda gözlenmiştir. Başlangıçta durgun olan pionun uzaysal ve açısal momentumu sıfırdır. Skalar olmadığı için de intrinsic spini de yoktur. Muon da nötrino

da $\frac{1}{2}$ intrinsic spine sahiptir. Ayrıca son durumda toplam açısal momentumun ve uzay momentumunda sıfır olması gerekir. Konfigürasyonlardan bir tanesi de muon ve nötrininonun arka arkaya olmasıdır ki bu durumda hem muonun hem de nötrininonun hareket yönüne göre solak açısal momentumu olması gerekir. Diğer bir olasılıkta ilk durumun ayna etkisi oluşturulmuş konfigürasyonudur. İkinci konfigürasyonda muon ve nötrininonun son durumunda her ikisi de sağlaktır. Bu teorik olarak mümkündür, lineer ve açısal momentum korunur ama bu olay doğada gözlenmemektedir. Bu bozunumun parite transformasyonu aşağıdaki şekilde gösterilmektedir. Soldaki durum doğada gözlemlenebilirken sağdaki durum gözlemlenmemektedir. Bu da zayıf etkileşimlerde parite simetrisinin korunmadığını göstermektedir.



Şekil 3.1. Parite transformasyonunun Pion bozunumunda gösterimi.

3.2.YÜK KONJUGASYONU

C-simetrisi fiziksel yasaların yük konjugasyonu dönüşümü simetrisidir. C transformasyonu parçacığı anti-parçacığa dönüştüren bir operatördür. Elektromanyetizmada, güçlü etkileşimlerde ve yer çekiminde C simetrisi korunsun da zayıf etkileşimlerde simetri bozulmaktadır. C transformasyonu spin ve moment dışında tüm toplam kuantum sayılarının işaretini değiştirir. $C | N, \vec{p}, \vec{s} \rangle = \eta C | -N, \vec{p}, \vec{s} \rangle$ Burada ηC faz faktörüdür [27]. Bu denklemden anlıyoruz ki eğer bir parçacığın tüm toplam kuantum sayıları sıfırsa bu parçacık yük konjugasyonunun öz durumudur. Buna bir örnek π^0 dır:

$$C | \pi^0 \rangle = + | \pi^0 \rangle \quad (3.4)$$

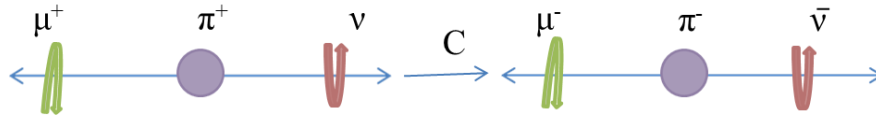
Denklem (3.4)'ün Bu özelliğine, kendi kendisinin eşleneği (self-conjugate) denir. Pion bozunumu reaksiyonuna bakarsak;

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \quad (3.5)$$

Denklem (3.5) şeklinde bozunacaktır. Bu bozunuma, yük konjugasyonu dönüşümünü uygular ve tüm parçacıkları anti-parçacıkları ile değiştirirsek;

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \quad (3.6)$$

Denklem (3.6)'yı elde ederiz.



Şekil 3.2. Yük konjugasyonu dönüşümünün gösterimi.

Şekil (3.2)'de verilen π^- bozunumu da doğada görülmemektedir. Bu da zayıf etkileşimlerin C simetrisine uymadıklarını gösterir.

3.3.ZAMANIN TERSİNE ÇEVİRİLMESİ

Zamanı tersine çeviren operatör T, zamanın işaretini ters çevirmektedir. ($t \rightarrow -t$) Bu operatör momenti ve spini ters çevirir, başlangıç durumuyla son durumu yer değiştirir. Sönümlü sarkaç zamanı tersine çeviren operatörün değişmezliğini gösteren güzel bir örnektir. Sönümlü sarkacın hareket denkleminde T operatörünü uyguladığımızda;

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (3.7)$$

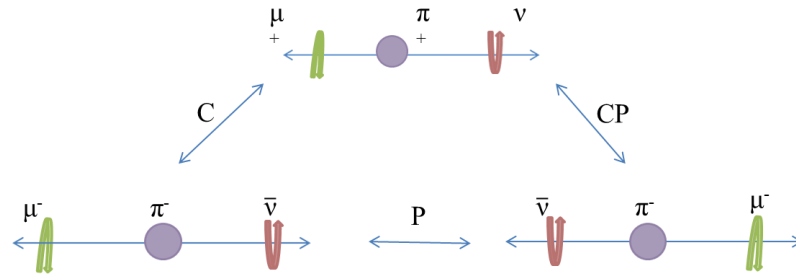
Denklem(3.7)'de T dönüşümü yaparsak:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} - r \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (3.8)$$

Denklem (3.8)'yi elde ederiz. Bu sönün salınımlar yerine büyüyen salınımları tanımlamaktadır. Sönümlü sarkaç t bağımlılığından dolayı T operatörü altında değişmez değildir.

3.4.CP SİMETRİSİ VE BOZULUMU

CP, C ve P simetrilerinin ürünüdür. Pion deneyine tekrar bakacak olursak π^+ , bozunumuna C operatörünü uyguladıktan sonra P operatörünü de uygularsak π^+ bozunumunun CP dönüşümü yapılmış halini elde ederiz. Bu dönüşüm şekil 3.3'te gösterilmiştir. C dönüşümü yapılmış durum doğada gözlemlenmese de son durum gözlemlenebilmektedir. Bu da zayıf etkileşimlerin C ve P dönüşümünde simetriye uymasalar da CP dönüşümü altında değişmez kaldıklarını gösterir [28].



Şekil 3.3. CP bozulunun Gösterimi.

Güçlü etkileşimler ve elektromanyetik etkileşimler CP dönüşümü operatörü altında değişmemektedirler, zayıf etkileşimlerde de CP dönüşümünde değişmediği düşünülüyordu ama 1964'te Cronin ve Fitch tarafından yapılan deney CP simetrisinin zayıf etkileşimlerde kırılacağı gösterildi. Onların buluşları zayıf etkileşimlerin parçacıklar ve anti parçacıklar arasındaki C ve P simetrilerine uymadıklarını göstermiştir.

3.5.CRONİN VE FİTCH DENEYİ

Cronin ve Fitch bir Kaon bozunumu deneyinde CP simetrisinin bozulduğunu keşfetmişlerdir. Daha zayıf bir simetri olan CPT simetrisinin korunabildiğini görmüşlerdir. T hareketin tersine karşılık gelmektedir ve T operatörü altındaki değişmezlik her ne zaman bir hareket fiziki yasalarla mümkün olabiliyorsa bu hareketin tersinin de mümkün olduğunu göstermektedir. Bu nedenle de CPT kombinasyonu her türlü temel etkileşimler için tam simetriyi sapladığı düşünülmüştür. CPT simetrisinden dolayı, CP simetrisinin bozulması T simetrisinin de bozulması anlamına gelir [29].

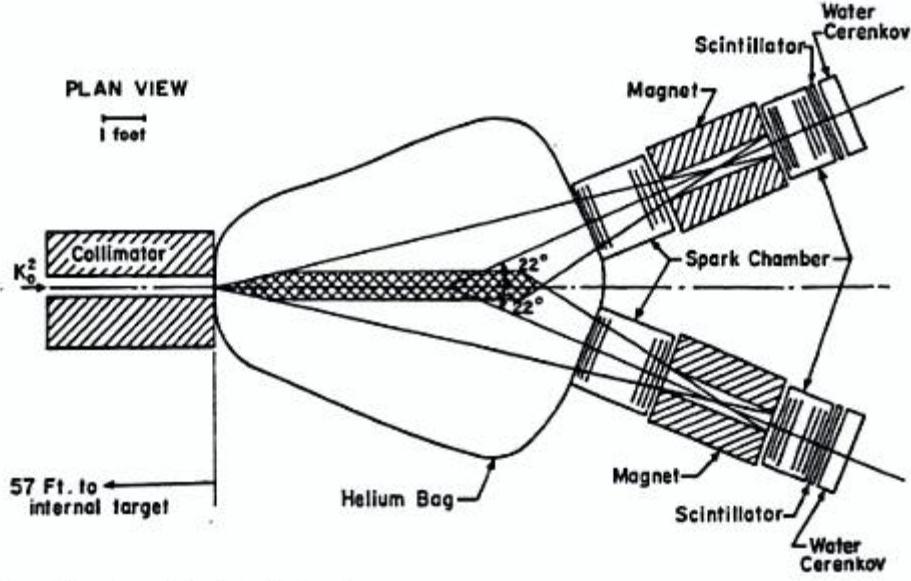


Fig. 9a. Set-up used to detect $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Şekil 3.4. Cronin ve Fitch tarafından yapılan ve Nobel ödülü kazandıran deney düzeneği [30].

Nötr kaonların pionlara bozunumunun arkasındaki zayıf kuvvetleri anlamak için nötr kaon sistemlere özgü özelliklere bakmamız gerekiyor. Kaonlar ve pionlar skalarimsilerdir ve P dönüşümü altında;

$$\pi \rightarrow -\pi, \quad K \rightarrow -K \quad (3.8)$$

aynı şekilde C dönüşümü altında ise;

$$\pi^+ \rightarrow \pi^-, \pi^0 \rightarrow \pi^0, \quad K^0 \rightarrow \bar{K}^0 \quad (3.9)$$

Denklem (3.9)'u elde ederiz. Bu dönüşümde nötr pionlar kendisinin anti-parçacığdır ama nötr kaonlar değildir. Bu iki kaon birbirlerinden gariplik sayısı ile ayrılırlar. K^0 'ın garipliği +1, $\bar{K}^0$ 'nın garipliği ise -1 dir.

Zayıf etkileşimlerde nötr kaonlar iki veya üç piona bozunurlar. Eğer CP dönüşümü korunuyorsa, bu bozunumlardan sorumlu olan etkileşimin durumları aynı CP özdeğerleri ile bağlamasını bekleriz K^0 ve $\bar{K}^0$ oluşturulan iki adet nötr kaon CP özdeğeri vardır, bunlar:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \text{CP}_{\text{even}} \quad (3.10)$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \text{CP}_{\text{odd}} \quad (3.11)$$

Pion sistemleri için beklenen bozunumlar:

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0, \quad (3.13)$$

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0. \quad (3.14)$$

Kinematik olarak düşündüğümüzde K_2^0 bozunumu K_1^0 bozunumundan çok daha yavaş olacaktır. Bunun sebebi, pionların kütlesi 140 MeV ve kaonların kütlesi 490 MeV kadardır. Bu da iki pion için var olan enerjiden daha azı üç pion için vardır. K_2^0 'nun gözlenen yarıömrü 10^{-7} s ve K_1^0 'nun gözlenen yarıömrü ise 10^{-10} sn dir. Bu sebepten dolayı, eğer yeterince uzun beklersek nötr bir kaon huzmesi sadece K_2^0 'den oluşan bir huzmeye dönüşecektir ki bu da üç tane piona bozunacaktır. 1964'teki deney göstermiştir ki daha uzun yaşayan bin kaondan sadece birkaçı iki pion a dönüşmüştür. Bu da uzun yaşayan kaonlar K_L ile kısa yaşayan kaonlar K_S , K_1^0 ve K_2^0 'ın bir karışımıdır. K_1^0 ve K_2^0 de K^0 ve $\bar{K}^0$ 'ın bir karışımlarıdır.

Uzun ve kısa yaşayan kaonlar şu şekilde gösterilirler:

$$K_L = \frac{K_2^0 + \epsilon_1 K_1^0}{\sqrt{1 + |\epsilon_1|^2}}, K_S = \frac{K_1^0 + \epsilon_2 K_2^0}{\sqrt{1 + |\epsilon_2|^2}} \quad (3.15)$$

Bu denklemlerde ϵ_1 ve ϵ_2 birbirinden farklıdır ve dereceleri 10^{-3} tür. Bu da açıkça zayıf etkileşimlerin CP simetriye uymadıklarını göstermektedir. Eğer Kaon bozunumunda CP simetriye uyulsaydı, K_1^0 CP çift, K_2^0 CP tek olurdu ve $K_1 = K_S \rightarrow 2\pi$ ve $K_2 = K_L \rightarrow 3\pi$ ve olurdu. Cronin ve Fitch yaptıkları deneyde durumun böyle olmadığını göstermişlerdir ve bu da kaon bozunumlarının zayıf etkileşimlerinde CP'nin bozulduğunu göstermektedir [30].

4.D MEZONLARDA CP BOZULUMU

CP bozulumu (CPV) deneysel olarak mezonlarda gözlenebilmektedir. 1964'te keşfedildiği üzere nötr Kaon bozunumlarında CP dolaylı yoldan ve karışım diyagramındaki genlikte bozulmaktadır. Daha sonraları bozunumun kendisinde de bozulum keşfedilmiştir ve bu olaya direk CPV denmiştir. Göreceğimiz gibi, yeterli CPV parametrelerinin ölçülmesiyle direk ve dolaylı bozulmaları ayırt edebiliriz. CPV B-mezon bozunmalarında da gözlemlenmiştir, yeni fiziğin etkilerinin görülmesi umulmuştur ama bu keşifle Standart Modelden bir kayma olmamıştır.

D-mezon sistemlerinde CPV henüz gözlemlenememiştir ama D-mezon bozunumları yeni fizik için benzersiz bir araştırma alanı sağlamaktadır. Öncelikle SM hem direk hem de dolaylı CPV için çok küçük etkilerin olabileceğini öngörmektedir. Bu nedenle şu andaki seviyedeki deneysel hassaslık açıkça yeni fiziği işaret etmektedir. İkinci olarak, D-mezonların hadron bozunumları harici yukarı-benzeri kuarkların dahil olduğu tek etkileşimdir. Bu nedenle de up sektörünün özeli bir rolünün olduğu yeni fizik modellerinin araştırılmasına imkan sağlamaktadır.

4.1.STANDART MODELDE CP BOZULUMU

Standart Model normalize edilebilir Lagranjiyen olan L_{SM} ile tanımlanır. L_{SM} gauge transformasyonları altında değişmez kalmaktadır. Standart Modelin fermiyon alanları G_{SM} in beş farklı reprezentasyonuna sahiptir. Bunlar; $Q_{Li}^I(3, 2)_{+1/6}$, $u_{Ri}^I(3, 1)_{+2/3}$, $d_{Ri}^I(3, 1)_{-1/3}$, $L_{Li}^I(1, 2)_{-1/2}$, $l_{Ri}^I(1, 1)_{-1}$. alt indisler alanların L solak, R sağlak kısımlarıdır. I üst indisi etkileşim özdeğerleriyle çalıştığımızı gösterir. Kütle öz durumlarının aynı olması gerekmemektedir. Bu notasyona göre örneğin solak kuarklar color grubu altında bir üçlüye, altında bir ikiliye dönüşüler ve hiper yükü taşırlar. Üç jenerasyon madde alanlarımız bulunmaktadır. Fermiyon alanları arasındaki etkileşimi gaugo bozunları sağlamakadır ve birleşme bunlara karşılık gelen gauge dönüşümü altında fermiyon alanının representasyonu (tekli, ikili veya üçlü) ile verilmektedir. Bununla birlikte Higgs ikilisi olarak bilinen bir tek skalar ikilisi bulunmaktadır.

L_{SM} 'yi üç parçaya ayırarak inceleriz;

$$L_{SM} = L_{KINETİK} + L_{HİGGS} + L_{YUKOWA} \quad (4.1)$$

Bu lagrange ifadesindeki terimleri, CP'nin sağlandığı (korunduğu) ve sağlanmadığı kısımlarını göre ayrı ayrı inceleyeceğiz .

4.2.CP'NİN SAĞLANDIĞI KISIM

Denklem (4.1)'deki ilk terim olan $L_{KINETİK}$, bütün fermiyonların ve bosonların kinetik enerjisinin tamamını, ayar bosonlarının kendi aralarındaki etkileşimlerden kaynaklanan kinetik enerjiyi ve fermiyon ve bosonlar arasındaki etkileşimlerden kaynaklanan kinetik enerjileri içermektedir. 2. terim ise fermiyon alanlarındaki kovaryant türevlerin hareketini tanımlamaktadır.

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_s G_\alpha^\mu L_a + ig w_b^\mu T_b + ig B^\mu Y \quad (4.2)$$

Denklem (4.2)'deki G_α^μ 8 gluon alanını, w_b^μ üç tane zayıf etkileşen bosonlarını, B^μ tek hiper charge bosonlarını, $U(1)_Y$ ise yükleri ifade eder. L_a , $SU(3)$ 'ün, ve T_b , $SU(2)_L$ 'nin dönüştürücüsüdür. g_s , g , g' ise literatürde olan yada deneysel datalardan yararlanarak elde edilen, güçlü, zayıf, zayıf hiper charge çiftlenim sabitleridir. L_{SM} 'deki 2. Terim Higgs potansiyeli olarak adlandırılır [31]. Şimdi Higgs potansiyelini yazalım;

$$L_{HIGGS} = \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (4.3)$$

Bu terim, ϕ 'in sıfır vakumdaki beklenen değerinde, görüldüğü gibi, vakum çözümünü kararsız hale getirir. Bunun yerine, higgs potansiyelinden kaynaklanan skalar alan ϕ , sıfırdan farklı bir beklenen değer alındığında;

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

bu ifade SM'in temel durumunun (vakum) simetrisinin daha küçük simetri gruplarına indirgeneceğini gösterir.

$$G_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM} \quad (4.4)$$

yukarıdaki denklemlerden görüldüğü gibi birleşme sabitlerinin hepsi gerçek olduğu için Lagranjiyenin hem kinetik hem de Higgs kısmında CP korunmaktadır.

4.3.CP'NİN BOZULAN KISIMI VE YUKAWA EŞLEŞMESİ

L_{SM} 'deki üçüncü terim, Yukawa etkileşim terimidir.

$$-L_{YUKOWA} = Y_{ij}^d Q_{Li}^I \bar{d}_{Rj}^I + Y_{ij}^u Q_{Li}^I \bar{u}_{Rj}^I + Y_{ij}^l L_{Li}^I \bar{l}_{Rj}^I + h.c \dots \quad (4.5)$$

burada $\bar{Q}$, yük konjigeli Higgs dubleti, Y^d , Y^u ve Y^l ise üretildiği uzayda 3x3 kompleks matrislerdir.(i=1,2,3) Bu matrisler Tekil sağ fermiyon, bir higgs dubleti ile sol fermiyon dubletleri arasındaki çiftlenme sabitini belirlerler. Ayrıca denklem (4.5)'e hermitik eşlenikler de dahildir.

Eğer biz sadece 6 kuarkı baz alacak olursak 18 gerçek 18 tane de imajiner toplam 36 tane parametre ile karşılaşırız. Yukowa çiftlenmesi olmaksızın SM' Lagrange ifadesinde geriye kalanlar; jenerasyonlar arasındaki üniter döngülere göre değişmeyeceğinden, elimizde fiziksel 10 quark çeşnisi kalır, bunlar: 6 kuark kütlesi, üç açı ve bir tek kompleks fazdır.

CKM Matrisi ve Fazı, Higgs alanı sıfırdan farklı bir vakum beklenen değeri aldığıında, denklem (4.5)'teki Yukawa Lagranjiyenindeki terimler, kuarklar için kütle matrislerini oluştururlar.

$$L_M^q = (M_d)_{ij} \bar{d}_{Li}^I d_{Rj}^I + (M_u)_{ij} \bar{u}_{Li}^I u_{Rj}^I + h.c \dots, \quad (4.6)$$

Burada $M_q = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^q$ dir. denklemde Aynı zamanda SU(2) dubletlerini up ve down kuark parçalarına ayırdığımız görülmektedir.

$$(Q_{Li}^I) = \begin{pmatrix} u_{Li}^I \\ d_{Li}^I \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Yukawa etkileşimlerinden gelen kütle matrisleri genelde diyagonal değildir. Bu da bizlere u_{Li}^I ve d_{Li}^I 'nin iyi tanımlanmış kütleli durumlar olmadıklarını göstermektedir. Etkileşim

özdurumlarından kütle özdurumlarına üniter transformasyon sol ve sağ elli kuark bileşenleri için ayrı ayrı yapılmalıdır. Böylece iki adet pozitif quark kütle matrisi elde ederiz. Bu matrislerin diyagonal terimleri ise, 6 kuark kütlesi olacaktır.

Kütle dönmesindeki tek fiziksel gözlenebilen etki, Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) karışım matrisi olarak bilinen üniter 3×3 V matrisidir. Bu matris, Üç dönme açısı ve bir kompleks faz ile parametrize edilirler. Karışım etkisi, yüklü zayıf bozonlarla ($W^\pm$) etkileşim vertexlerini içeren işlemlerde gözlenir.

$$-L_{W^\pm}^q = \frac{g}{\sqrt{2}} u_{Li} \gamma^\mu V_{ij} d_{Lj} W_\mu^\pm + \text{h.c.}, \quad (4.8)$$

hermitik eşleniklerinde yine dahil olduğu Denklem(4.8), kütle bazında ve fermiyon alanları cinsinden verilmiştir. Bu terimler, yüklü zayıf etkileşimlerde down ve up tipli kuarklar, jenerasyon indislerinde birlikte döndüklerini göstermektedir. CKM matrisinin elemanları şu şekilde verilmiştir;

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \sim \begin{bmatrix} 0.9739 & -0.9751 & 0.221 & -0.227 & 0.0029 & -0.0045 \\ 0.221 & -0.227 & 0.9730 & -0.9744 & 0.039 & -0.044 \\ 0.0048 & -0.014 & 0.037 & -0.043 & 0.9990 & -0.9992 \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

Burada nümerik değerler, CKM matrisinin elemanlarının deneysel bilinen değerlerini göstermektedir. V'nin diyagonal olmaması, Denklem(4.8) ile kuarkların çeşni değişimi etkileşimlerine sebep olur ve SM'de kuark çeşnilerinin korunumuna uymayan tek terim budur. CKM matrislerinin farklı paramatrizasyonları vardır, bunların en yaygını particul data grubuna ait olandır [32].

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Burada δ , Kobayashi-Maskawa fazında iken, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ ve $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ ($i, j=1,2,3$) şeklinde gerçekte açılardır. Denklem(4.8)'de, yüklü etkileşim terimlerinde görülen kompleks faz δ 'nın CP değişmezliğini neden bozduğu daha kolay görülmektedir.

$$u_{Li} \gamma^\mu V_{ij} d_{Lj} W_\mu^+ + d_{Li} \gamma^\mu V_{ij}^* u_{Li} W_\mu^- . \quad (4.11)$$

Denklem (4.11)'deki alana CP dönüşümü uygulandıktan sonra, çiftlenme terimleri Denklem(4.12)'deki şekle dönüşür;

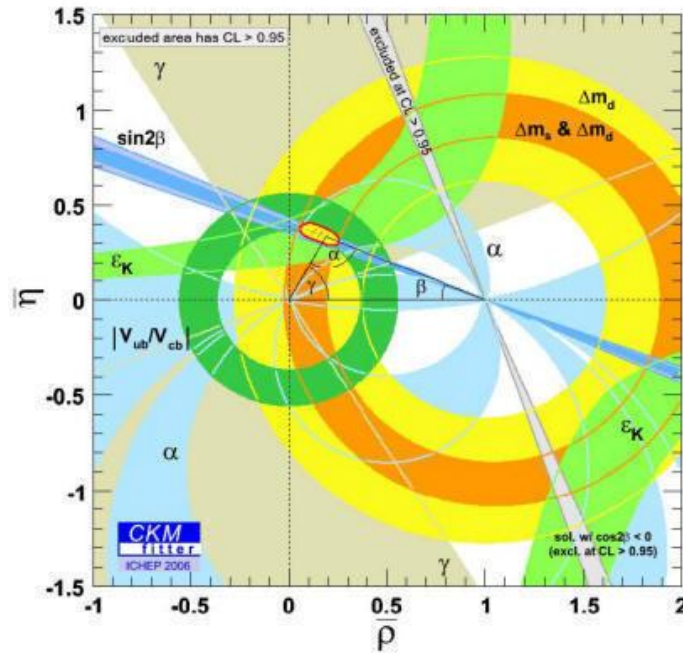
$$d_{Lj}\gamma^\mu V_{ij} u_{Li} W_\mu^- + u_{Li}\gamma^\mu V_{ij}^* d_{Lj} W_\mu^+. \quad (4.12)$$

Görüldüğü gibi CKM matrisinin reel olduğu durumda, CP değişmez kalır ($V_{ij}=V_{ij}^*$). Dolayısıyla SM'de CP bozunumlarının sebebi δ kompleks fazıdır. Başka bir ifade ile bu faz SM'de tüm CP bozulunun köküdür.

CKM matrisinin üniterliği nedeniyle;

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (4.13)$$

şeklinde yazılır. Bu ilişki kompleks uzayda bir üçgen ile gösterilir. Bu üçgenin alanı da SM'de CP bozulum miktarını verir ve CKM matrisinin paramatrizasyonundan bağımsızdır.



Şekil 4.1. Dolaylı ve Doğrudan ölçümler ile elde edilen, üniter üçgen (UT) [33].

SM'den farklı olarak yeni fiziğin nerdeyse tüm modellerinde birkaç CP bozulumuna sebep olan parametre bulunmaktadır ki bu da Mezon bozunumlarında CP bozulumunun açıklanmasıyla ilişkilidir. Şimdi bu ilişkiyi açıklayalım.

4.4.CP BOZULUMU

Bu bölümde, Nötral D-mezon sistemlerinde karışım olayının incelenmesine değinileceğiz. D^0 ve $\bar{D}^0$ mezonları sırasıyla $C=\pm 1$ charm kuantum sayılarına sahiptirler. Bu durumlar charmin korunduğu güçlü etkileşimlerde ortaya çıkar. Böylece kuarkları Mezonlara bağlayan güçlü etkileşimlerin öz durumları aynı zamanda, C öz durumları olmaktadır. Zayıf etkileşimleri hesaba kattığımızda C artık korunmamaktadır, bu da durumlar arasındaki karışıma sebep olmaktadır. Denklem (4.8) 'de verilen verilen kuarkların yüklü zayıf etkileşimleridir. Bu terimler Feynman diyagramlarında $I\Delta C I=2$ ye yol açmaktadır.

D-Mezonlar genellikle güçlü etkileşimlerin sonucu üretilirler. Sonuç olarak ya D^0 ya da $\bar{D}^0$ üretilir. İlk olarak D^0 üretildiği durumu düşünelim, bu durumun zamanla değişimi, SM'deki Hamiltöyen ile belirlenir, D^0 durumunun izin verilen son durumlardan birine bozuna bilir yada $\bar{D}^0$ ile karışabilir. Biz bu çalışmada sadece D^0 ve $\bar{D}^0$ durumlarında bulunma olasılığını inceleyeceğiz. Belirli bir t süresi sonunda D^0 veya $\bar{D}^0$ bulma olasılığı ile ilgilendiğimiz için Hilbert uzayımızı bu iki durumla sınırlandıracağız.

Böylece başlangıç durumumuz;

$$|\psi(t=0)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

t süresi sonraki durum;

$$|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} a_0(t) \\ a_{\bar{0}}(t) \end{pmatrix} \leftrightarrow a_0(t) |D^0\rangle + a_{\bar{0}}(t) |\bar{D}^0\rangle \quad (4.15)$$

Denklem (4.15)'teki durumları $|a_0(t)|^2 + |a_{\bar{0}}(t)|^2 = 1$ şeklinde normalize edersek zaman dönüşümü efektif 2x2 'lik Hamiltöyen ile belirlenir.

$$H = \begin{bmatrix} \langle D^0 | H^{(0)} | D^0 \rangle & \langle D^0 | H^{(2)} | \bar{D}^0 \rangle \\ \langle \bar{D}^0 | H^{(2)} | D^0 \rangle & \langle \bar{D}^0 | H^{(0)} | \bar{D}^0 \rangle \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Burada $H=H^{(0)}+H^{(2)}$ ifadesi, SM Hamiltöyenidir. Bu ifade charmin korunduğu $H^{(0)}$ ($\Delta C=0$) ve charmin bozunduğu $H^{(2)}$ ($\Delta C=0$) zayıf kısmının birleşiminden oluşur. 2. kısım ise karışımın nedenidir. Denklem (4.16)'daki matris hermityen değildir. Baz durumlarının her ikisi de Hilbert uzayının dışında bozunduğundan bozulan matris hermityen değildir.

$$H = M + i\Gamma \quad (4.17)$$

Burada M ve Γ 2×2 'lik Hermityen matristir. Eş zamanlı yük konjigasyonunun, uzayın ve zamanın değişimi ile ilgili olarak Hamiltonyen sabiti içeren CPT teoremi kullanılmasıyla, Hamiltonyen Matris elemanlarında bazı sınırlamalar getirebiliriz. Sonuç olarak $M_{11}=M_{22}=m_{D^0} \approx 1.86 \text{ GeV}$ D^0 Mezonun kütlesidir ve $\Gamma_{11}=\Gamma_{22}=\Gamma_{D^0}$ ifadesi D^0 mezonun yarı ömrü ile birlikte toplam bozulumdur [33].

Nötral D mezon sisteminin zamanla değişimini belirlemek için, öncelikle hamiltonyen diyagonalleştirileceğiz. İyi tanımlanmış kütle ve exponansiyel bozunum kuralı olmak üzere iki tane öz durum vardır.

Bu öz durumlar;

$$|D_L\rangle \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}, |D_H\rangle \begin{pmatrix} p \\ -q \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Şeklindedir. Eş Özdeğerleri ise;

$$m_L - \frac{i}{2} \Gamma_L = M_0 - \frac{i}{2} \Gamma_0 - \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*)} \quad (4.19-a)$$

$$m_H - \frac{i}{2} \Gamma_H = M_0 - \frac{i}{2} \Gamma_0 - \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*)} \quad (4.19-b)$$

şeklinde olacaktır. Kütle ve bozulma genişliği ifadelerini yazacak olursak;

$$\Delta m \equiv m_H - m_L, \quad \Delta \Gamma \equiv \Gamma_H - \Gamma_L \quad (4.20)$$

$$m \equiv \frac{m_H + m_L}{2}, \quad \Gamma \equiv \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2} \quad (4.21)$$

burada iki tane boyutsuz parametreyi tanımlamamız gerekecek;

$$x \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma}, \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}, \quad (4.22)$$

daha önce de belirttiğimiz gibi p ve q D mesonların öz fonksiyonlarıdır. Yukarıdaki denklemleri de kullanarak;

$$(q/p)^2 = \frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}} \quad (4.23)$$

denklem 4.23 elde edilir. Buradan yola çıkarak $q/p \neq 1$ çıkar. q - p oranının birden farklı çıkması CP'nin bozulduğunu net bir şekilde ortaya koymaktadır.

4.5.ZAMAN DÖNÜŞÜMLERİ

Öz durum ve öz değerleri biliyorsak, ki yukarıda tanımlamıştık, $|D_L\rangle$ ve $|D_H\rangle$ durumlarına bağlı olarak $|D^0\rangle$ durumunun zamanla değişimini açıklayabiliriz. $t=0$ anında D^0 ($\bar{D}^0$) saf durumu için aşağıdaki denklemler elde edilir;

$$|D_{phys}^0(t)\rangle = g_+(t) |D^0\rangle - (q/p)g_-(t) |\bar{D}^0\rangle \quad (4.23-a)$$

$$|\bar{D}_{phys}^0(t)\rangle = g_+(t) |\bar{D}^0\rangle - (q/p)g_-(t) |D^0\rangle \quad (4.23-b)$$

Burada Denklem (4.18)'deki $(p/q)=1$ öz durumunu için, CP simetrisinin korunduğu durumu göz önüne alındığında, Denklem (4.18)'deki CP korunumunun gerçekten var olduğunu anlamak için CP $|D^0\rangle = -|\bar{D}^0\rangle$ ve CP $|\bar{D}^0\rangle = -|D^0\rangle$ uygulandığında CP öz durumları elde edilir. ve $(H,CP)=0$ olduğu görülür. Bu durumların D^0 normalize yoğunluğu, aşağıdaki denklemlerdeki gibidir;

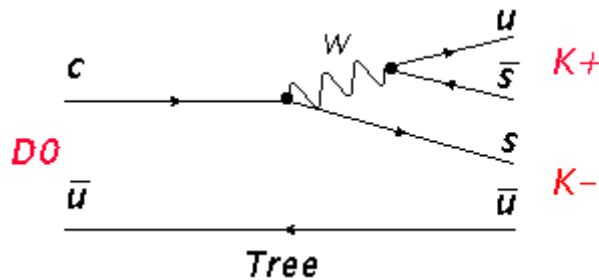
$$I_0(t) = \frac{1}{4}(e^{\Gamma_L t} + e^{-\Gamma_H t} + \cos(\Delta m t)e^{\Gamma t}) \quad (4.25)$$

$$I_0(t) = \frac{1}{4}(e^{\Gamma_L t} + e^{-\Gamma_H t} - \cos(\Delta m t)e^{\Gamma t}) \quad (4.26)$$

denklemdeki Δm karışım frekansıdır.

4.6.SİNGLİY CABİBO BASTIRILIMIŞ BOZUNUMU

Bu bölümde $\pi^+ \pi^-$ ve $K^+ K^-$ CP öz durumlarındaki, D^0 ve $\bar{D}^0$ bozulumlarını inceleyeceğiz. Kuark seviyesinde şekil 4.2'de verildiği gibi bu bozulumlar; $c \rightarrow u d \bar{d}$ ve $c \rightarrow u s \bar{s}$ şeklindedir.



Şekil 4.2. $K^+ - K^-$ CP öz durumlarındaki D^0 bozunumunun Feynman diyagramı.

son durumdaki konum için genlik tanımlanacak olursa;

$$A_f \equiv \langle f | H^{\Delta C = \pm 1} | D^0 \rangle, \quad \overline{A_f} \equiv \langle f | H^{\Delta C = \pm 1} | \overline{D^0} \rangle \quad (4.27)$$

şeklinde elde edilir. Burada c kuarkının $|\Delta C| = 1$ geçişlerinin tanımı için, Hamiltonyen ifadesinin beklenen değeri alınır.

Denklem (4.27) 'deki 2 genlik ifadesi başlangıç ve son durumdaki CP dönüşümleriyle ilişkilidir. Bu yüzden bu iki ifade aşağıdaki formülle yazılabilir;

$$A_f = A_f^T e^{i\phi^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f + \phi_f)}] \quad (4.28-a)$$

$$A_f = \eta_f^{CP} A_f^T e^{-i\phi^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f - \phi_f)}] \quad (4.28-b)$$

$A_f^T e^{\pm i\phi^T}$ ifadesi şekil (4.3)'te gösterilen SM'deki 3. seviye katkılarıdır. $r_f e^{i(\delta_f \pm \phi_f)}$ ise fiziksel farklı katkılardan kaynaklanan daha yüksek seviyedeki diyagramları içerir. $\eta_f^{CP} = \pm 1$ ifadesi ise son durum CP özdeğeridir. ϕ^T ve ϕ_f , lagrange'daki kompleks parametrelerden kaynaklanan, zayıf faz olarak bilinen fazlardır. Bu ifadelere istinaden CP yük değişimi altında işaretleri değiştirebiliriz. δ_f fazı ise CP konjigasyonundan etkilenmez çünkü, ara kütle kabuk durumunları ile son durumlar arasındaki etkileşimlerin sonucu olarak üretilir.

Eğer D^0 ve $\overline{D^0}$ durumlarını gözönüne alırsak her ikisi de osilasyon yapacak ve bozunacaktır. Bu ışınımaların birim zamandaki durumlarının bozunma olasılıkları Denklem (4.29) ve Denklem (4.30)'da verilmiştir.

$$\frac{d\Gamma(D_{phys}^0(t) \rightarrow f)}{dt} \sim \left| g + (t)A_f - \frac{q}{p}g_-(t)\overline{A_f} \right|^2, \quad (4.29)$$

$$\frac{d\Gamma(\overline{D}_{phys}^0(t) \rightarrow f)}{dt} \sim \left| g + (t)\overline{A_f} - \frac{q}{p}g_-(t)A_f \right|^2, \quad (4.30)$$

D^0 için zaman bağlı bozunma oranı aşağıdaki şekilde elde edilir;

$$e^{-\Gamma t} \left\{ \left(|A_f|^2 + \left| \frac{q}{p}\overline{A_f} \right|^2 \right) \cosh y\Gamma t + 2\text{Re}(A_f^* \overline{A_f} \frac{q}{p}) \sinh y\Gamma t \right. \\ \left. + \left(|A_f|^2 + \left| \frac{q}{p}\overline{A_f} \right|^2 \right) \cosh x\Gamma t - 2\text{Im}(A_f^* \overline{A_f} \frac{q}{p}) \sinh x\Gamma t \right\} \quad (4.31)$$

$\overline{D^0}$ durumu için de benzer bir ifade üretmek mümkündür [34]. Her iki ışınım için de zamana bağlı integral ifadesi tanımlandığında aşağıdaki ifade elde edilir;

$$\Gamma(D^0 \rightarrow f) \equiv \int_{-\infty}^0 \frac{d\Gamma(D_{phys}^0(t) \rightarrow f)}{dt} dt, \quad \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f) \equiv \int_{-\infty}^0 \frac{d\Gamma(\bar{D}_{phys}^0(t) \rightarrow f)}{dt} dt, \quad (4.32)$$

buradan yola çıkarak zamana bağlı CP asimetri ifadesi aşağıdaki formda elde edilir.

$$a_f \equiv \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)} \quad (4.33)$$

x, y ve r_f değerleri verilen deneysel sınırlar içinde 1'in çok çok altında bulunmuştur. Biz bu parametreleri genişletirsek zamandan bağımsız asimetri ifadesini [35] buluruz;

$$a_f \equiv a_f^d + a_f^m + a_f^i \quad (4.34)$$

Denklem (4.34) 'teki her bir terimin katkısını açıklayalım;

1. Bozunumdaki CP bozulumu:

$$a_f^d = 2 r_f \sin \phi_f \sin \delta_f \quad (4.35)$$

2. Karışımındaki CP bozulumu:

$$a_f^m = -\eta_f^{CP} \frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi \quad (4.36)$$

3. Bozunum ve karışımın arayüzlerindeki CP bozulumu:

$$a_f^i = \eta_f^{CP} \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi \quad (4.37)$$

burada ϕ , bozunum ve karışım genlikleri arasındaki bağıl zayıf fazı ifade eder. Dolayısıyla zamana bağlı asimetri ölçüldüğünde, karışım ve bozunum genliğindeki CPV'ye dikkat etmeliyiz. x ve y'nin küçük değerinden dolayı zamana bağlı bozunum oranı exponansiyel bozunum formundadır.

$$\Gamma(D^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\bar{\Gamma}_{D^0} \rightarrow f^t] \quad (4.38)$$

$$\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\bar{\Gamma}_{\bar{D}^0} \rightarrow f^t] \quad (4.39)$$

parçacıkların ömürleri gözönüne alındığında;

$$\bar{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} = \Gamma \left[1 + \eta_f^{CP} \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos \phi - x \sin \phi) \right] \quad (4.40)$$

$$\bar{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} = \Gamma \left[1 + \eta_f^{CP} \left| \frac{p}{q} \right| (y \cos \phi + x \sin \phi) \right] \quad (4.41)$$

bu iki terim ölçülebilirdir ve aşağıdaki formda tanımlanabilir;

$$\Delta y_f \equiv \frac{\bar{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} - \bar{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}}{2\Gamma} = a^m + a^i \quad (4.42)$$

burada; Δy_f son durumdan bağımsızdır ve direkt olmayan CP bozulumunun son genel durum katkısıyla verilir. Böylece Δy_f ve a_f 'nin ölçülmesi ile bozunma genliği a_f^d olan, CP bozunumunu doğrudan isole edebiliriz. ΔY Bella kalibrasyonu ile ölçülmüş olup değeri; $\Delta Y = (+0.20 \pm 0.63 \pm 0.30) \times 10^{-2}$ şeklindedir, ortalama değeri ise;

$$\Delta Y = (-0.35 \pm 0.47) \times 10^{-2} \quad (4.43)$$

şeklinde olacaktır[36]. Yukarıdaki genlik ifadeleri CP bozulumunun bir ifadesidir ve bozulumun büyüklüğü hakkında bize bilgi verir.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

İnsanoğlunun varlığıyla birlikte sorgulamaya başladığı, madde neden yapıldı, en temel parçacık hangisi v.b sorulara cevap aramak günümüz bilim adamlarının da en temel problemlerinden birisidir.

Standart model, bugüne kadar yapılan çalışmaları derleyip birleştirmiş ve başarılı sonuçlar vermiştir. Fakat bazı durumlar standart modelinde ötesinde çok daha yeni şeylerin olduğunu bize göstermektedir. Bu durum tahminlerimizin de ötesinde farklı yeni parçacıklar hatta yeni kuramlar ortaya koyabilir.

CP bozulumu (ihlali) standart modele uymayan belki “yeni fizik” dediğimiz, standart modelin üstünde olan kurama giden küçük yollardan biri olabilir. Bizde yaptığımız bu çalışmada bu ipucundan yola çıkarak D mezonlarda CP bozulumunu inceledik. CP bozulumu bize madde ve anti madde arasındaki ayrımı gösterdi.

Bir sonraki aşamada dünya çapında deneysel çalışmalar yapan laboratuarlardan alınan deneysel veriler ile CP bozulumu incelenecektir. Bu sonuçlar ile yapılan çalışmalar genişletilerek neden madde sayısı antimadde sayısından daha çok (veya Çok mu?) sorusuna cevap bulmamıza ve uçsuz buçaksız bir dehliz gibi önümüzde duran evreni daha iyi anlamamıza neden olacak sonuçlar çıkarmak ana hedefimizdir.

6.KAYNAKÇA

- [1] Sekmen, S. (2011).*Parçacık Fiziği En Küçükü Keşfetme Macerası*. ODTÜ Yayınları.
- [2] Weinberg, S. (2003).*The Discovery of Subatomic Particles*. Cambridge University Press.
- [3] Rolnick, W.B. (1994).*The Fundamental Particles and Their Interactions*. Addison Wesley Press.
- [4] Herrero, M.J. (1998).*Standard Model*. hep-ph/9812242
- [5] Sakurai, J.J. (1994). *Modern Quantum Mechanics*. Addison Wesley Press.
- [6] Srednicki, Mark (2007). *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press.
- [7] *Lepton (physics)*. (2010) Encyclopedia Britannica.
- [8] Gribbin, J. et al. (1997). *Richard Feynman: A Life in Science*. Penguin Books.
- [9] Anonymous (2013) <http://www.schoolphysics.co.uk/>. (2013). (on-line access on 26 Nov, 2013).
- [10] Nave, R. (2008).*Quarks*. Georgia State University Press.
- [11] Nave, R. (2009).*The Color Force*. Georgia State University,
- [12] Sakurai, J.J. (1994). *Modern Quantum Mechanics*. Addison Wesley Press.
- [13] Söding, P. (2010). *On the discovery of the gluon*. European Physical Journal.
- [14] Kaiser, D. (2005) *Physics and Feynman's Diagrams*, American Scientist, Volume 93,
- [15] Anonymous (2007) <http://www.answers.com/topic/feynman-diagram>. (on-line access on 12 Apr, 2014).
- [16] Anonymous (2002) <https://teachers.web.cern.ch/teachers/archiv/HST2002/feynman/feynmanvertices.html> (on-line access on 10 mar, 2013).
- [17] Penco R., Mauro D. (2006).*Perturbation theory via Feynman diagrams in classical mechanics*.

- [18] Dereli,T.(2010). *Elektrozayıf Etkileşimlerin Kuantumlu Yapısı*.Bilim ve Teknik
- [19] Gell-Mann, M. (1995). *The Quark and the Jaguar*. Owl Books.
- [20] Eidemüller, M. et al.(1999). *The field strength correlator from QCD sum rules*
*Nucl.Phys.Proc.Suppl.*86:
- [21] Trimble, V. (1987). *Existence And Nature Of Dark Matter In The Universe*. Annual Review
of Astronomy and Astrophysics 25
- [22] Sushkov, A. O. et al.(2011). *New Experimental Limits on Non-Newtonian Forces in The*
Micrometer Range. Physical Review Letters 107 .
- [23] Amsler, C. et al. (2008). *Review of Particle Physics*. Physics Letters B 667 (1): 1–1340.
- [24] Dereli,T.(2010). *Elektrozayıf Etkileşimlerin Kuantumlu Yapısı*.Bilim ve Teknik
- [25] Anonymous. (2014). <http://pdg.lbl.gov> (on-line access on 12 Apr, 2014).
- [26] Sozzi, M.S. (2008). *Parity. Discrete Symmetries and CP Violation: From Experiment to*
Theory. Oxford University Press.
- [27] Sozzi, M.S. (2008). *Charge Conjugation. Discrete Symmetries and CP Violation: From*
Experiment to Theory. Oxford University Press.
- [28] M.S. Sozzi (2008). *"CP-Symmetry". Discrete Symmetries and CP Violation: From*
Experiment to Theory. Oxford University Press.
- [29] Fitch, V.L. (1980). *The Discovery of Charge—Conjugation Parity Asymmetry*. The Nobel
Foundation.
- [30] Anonymous. (2014). [http://www.hepl.phys.nagoyau.ac.jp/public/www/Intro/atlas_v2/index.](http://www.hepl.phys.nagoyau.ac.jp/public/www/Intro/atlas_v2/index.php?Ks%A4%C8%A4%CF)
[php?Ks%A4%C8%A4%CF](http://www.hepl.phys.nagoyau.ac.jp/public/www/Intro/atlas_v2/index.php?Ks%A4%C8%A4%CF)(on-line access on 20 Apr, 2014).
- [31] Kosnik,N.(2006). CP Voilation in D Meson Decays(Seminar)
- [32] Yao, W.M. et. al.(2006).J.Phys.G33.

- [33] Anonymous. (2007)<http://www-group.slac.stanford.edu/oa/selfevaluation/2006/appendixb/appendixb-part2.htm>(on-line access on 20 Feb, 2013).
- [34] Ho-Kim, Q.(1998) Springer-Verlag.661
- [35] Grossman,Y.et.al.(2006).hep-ph/0609178
- [36] Nir,Y.(2005).hep-ph/0510413

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Ad/Soyad	:Fatih ALTIN
Doğum Yeri ve Tarihi	:Bursa/08.02.1983
e-posta	:fatihaltin@yahoo.co.uk

Eğitim ve Öğretim

Yüksek Lisans	:İnönü Üniversitesi – Malatya Yüksek Enerji Fiziği	2011 –2014
Lisans	:Gaziosmanpaşa Üniversitesi – Tokat Fizik	2001 – 2005

Katıldığı Bilimsel Toplantılar

ICOFEPS sözlü sunum 2005 İzmir,
Nano Teknoloji Bilgilendirme Raporu 2006 EGM,
NANOTR2 2006 ODTÜ,
NANOTR3 Sözlü Sunum 2007 BİLKENT,
Risk Altında ve Korunması Gereken Çocuklar Uluslararası Sempozyumu Poster Sunum 2009 TBMM.