

**PREONİK MODELLER VE $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ SÜRECİNDE
UYARILMIŞ Z BOZON ÜRETİMİ**

Erdoğan AKYAZI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

EYLÜL 2006

ANKARA

Erdoğan AKYAZI tarafından hazırlanan PREONİK MODELLER VE $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ SÜRECİNDE UYARILMIŞ Z BOZON ÜRETİMİ adlı bu tezin Yüksek Lisans/Doktora tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile.....FİZİK.....

Anabilim Dalında Yüksek lisans/Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof. Dr. Abbas Kenan ÇİFTÇİ

Üye : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Üye : Prof. Dr. Ergün KASAP

Üye : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ

Üye : Yrd. Doç. Dr. Eyyup TEL

Tarih : 28/09/2006

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

TEZ BİLDİRİMİ

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

Erdoğan AKYAZI

**PREONİK MODELLER VE $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ SÜRECİNDE UYARILMIŞ
Z BOZON ÜRETİMİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Erdoğan AKYAZI

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Eylül 2006

ÖZET

Standart Model çerçevesinde çözülemeyen problemler mevcut olup bunlardan bazıları; fermion kütleleri ve karışımları, L-R simetri kırılması, kuark–lepton simetrisi, temel parçacık sayısının ve serbest parametre sayısının fazla oluşu olarak sıralanabilir. Bu problemlerin aşılması için fizikçiler pek çok yeni parçacık ve yeni tür etkileşimler öngören yeni kuramlar geliştirmişlerdir. Örnek olarak; Preonik Modeller, Süpersimetri, Ek Boyut teorileri verilebilir. Fiziğin tarihi gelişimine bakıldığında yeni fizik için altyapı yaklaşımı makul görünmektedir. Bu tezde, kuark, lepton ve ara bozonların ortak bileşenlerden oluştuğunu öngören Preonik Modeller incelenmektedir. Son olarak uyarılmış Z bozonun CLIC elektron-pozitron çarpıştırıcısında üretilmesi ve özellikleri ele alınmıştır.

Bilim kodu : 202.1.149
Anahtar kelimeler : Standard Model, Preonik Modeller, Uyarılmış Z bozon
Sayfa Sayısı : 51
Danışman :Prof. Dr. Saleh Sultansoy

PREONIC MODELS AND PRODUCTION OF EXCITED Z BOSON**BY $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ PROCESS****(M.Sc.Thesis)****Erdoğan AKYAZI****GAZİ UNIVERSITY****INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY****September 2006****ABSTRACT**

There are several fundamental problems which do not have solutions in the framework of the Standard Model. Some of them are; fermion's mass and mixing pattern, L-R symmetry breaking, quark-lepton symmetry, very large numbers of fundamental particles and arbitrary parameters etc. So, physicists propose many different extensions of the Standard Model, most part of which predict a rich spectrum of new particles and interactions. Several examples are; Preonic Models, Supersymmetry, Extra-Dimensions. As in the history of physics, proposal a new level of substructure seems to be the right approach to a new physics. In this thesis, Preonic Models which assume that quarks, leptons and gauge bosons have same constituents are considered. Finally, property and production of excited Z boson at CLIC electron-positron collider have been investigated.

Science Code : 202.1.149**Key Words : Standard Model, Preonic Models, Exited Z boson****Page Number : 51****Adviser : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY**

TEŞEKKÜR

Bu tezin oluşması esnasında zamanını, enerjisini, maddi ve manevi desteğini esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Saleh SULTANSOY' a teŐekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Bu tez DPT2002K120250 no' lu "Türk Hızlandırıcı Kompleksi Genel Tasarımı" isimli DPT projesi tarafından kısmen desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

| | Sayfa |
|---|-------|
| ÖZET..... | iv |
| ABSTRACT..... | v |
| TEŞEKKÜR..... | vi |
| İÇİNDEKİLER..... | vii |
| ÇİZELGELERİN LİSTESİ..... | viii |
| RESİMLERİN LİSTESİ..... | ix |
| SİMGELER VE KISALTMALAR..... | x |
| 1. GİRİŞ..... | 1 |
| 2. TEMEL PARÇACIK FİZİĞİNE KISA BİR BAKIŞ..... | 2 |
| 2.1. Anti-Madde..... | 3 |
| 2.2. Mezonlar..... | 7 |
| 2.3. Hadronlar..... | 10 |
| 3. STANDART MODEL..... | 14 |
| 3.1. Bir Ayar Teorisi Olarak Standard Model..... | 16 |
| 3.1.1. Leptonik sektör..... | 18 |
| 3.1.2. Kuark sektörü..... | 18 |
| 3.2. Tarihsel Süreçte Standart Model..... | 20 |
| 3.2.1. Kuantum elektro dinamiği..... | 20 |
| 3.2.2. Zayıf etkileşimler..... | 21 |
| 3.2.3. Kuantum renk dinamiği..... | 22 |
| 3.3. Standart Modelde Kütle Kazanımı..... | 23 |
| 3.3.1. Goldstone fenomeni..... | 24 |
| 3.3.2. Standart Modelde Higgs mekanizması..... | 25 |
| 4. PREONİK MODELLER..... | 27 |
| 4.1. Preonlara Neden Gerek Var..... | 27 |
| 4.1.1. Tarihi argümanlar..... | 27 |
| 4.1.2. Standart Modeldeki problemler ve preonlara dair diğer işaretler..... | 28 |
| 4.2. Preonik Modeller..... | 32 |
| 4.2.1. Fritzh –Mandelbaum (Haplön) Modeli..... | 33 |

| | Sayfa |
|--|--------------|
| 4.2.2. Harari – Shupe (Rishon) Modeli | 35 |
| 4.2.3. Çelikel – Kantar – Sultansoy Modeli | 37 |
| 4.3. Preonik Modellerin Deneysel Durumu..... | 38 |
| 5. $e^-e^+ \rightarrow Z \gamma$ SÜRECİ İLE UYARILMIŞ Z BOZONUN ÜRETİMİ..... | 42 |
| 6.SONUÇ VE ÖNERİLER..... | 48 |
| 7.KAYNAKLAR..... | 49 |
| 8. ÖZGEÇMİŞ..... | 51 |

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

| Çizelge | Sayfa |
|--|--------------|
| Çizelge 2.1. Fermionik hadronlardan bazıları ve özellikleri..... | 13 |
| Çizelge 2.2. Bazı Bozonik hadronlar ve özellikleri..... | 13 |
| Çizelge 3.1. Temel kuvvetler ve bazı özellikleri..... | 15 |
| Çizelge 3.2. Standart modeldeki temel leptonların kütle ve yükleri..... | 15 |
| Çizelge 3.3. Kuvvet taşıyıcılarının kütle, yük ve spinleri..... | 16 |
| Çizelge 3.4. Sağ ve sol eli oluşlarına göre ilk aile fermionları..... | 17 |
| Çizelge 3.5. Kuarklar ve bazı özellikleri | 19 |
| Çizelge 4.1. Fredriksson modelinin preonları ve özellikleri..... | 30 |
| Çizelge 4.2. Haplon modelinin preonları ve bazı özellikleri | 34 |
| Çizelge 4.3. Rishonlar ve bazı özellikleri | 35 |
| Çizelge 4.4. İlk aile fermion ve anti-fermionları için Rishon kombinasyonları..... | 36 |
| Çizelge 4.5. Preonlar için olası elektrik yükleri..... | 37 |
| Çizelge 4.6. Kontak Etkileşmeler için Λ' 'nin alt sınırları..... | 39 |
| Çizelge 4.7. Uyarılmış Leptonların kütle limitleri..... | 41 |
| Çizelge 4.8. Renk Altılısı ve Sekizlisi Parçacıklar için kütle limitleri..... | 41 |
| Çizelge 5.1. Z^* 'in farklı bozunum modlarının genişlikleri..... | 46 |

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

| Şekil | Sayfa |
|---|-------|
| Şekil 2.1. Elektronların foton aracılığıyla etkileşimini gösteren Feynman diyagramı..... | 7 |
| Şekil 2.2. Proton ve Nötronun kuvvetli etkileşimi için Feynman diyagramı..... | 8 |
| Şekil 2.3. Baryon dekupleti..... | 12 |
| Şekil 2.4. Baryon okteti | 12 |
| Şekil 3.1. İlk üç aile kuark ve leptonları | 14 |
| Şekil 4.1. Mendeleveyf'in önerdiği periyodik tablo..... | 27 |
| Şekil 4.2.c ve s kuark'ın Cabibbo Karışımı..... | 29 |
| Şekil 4.3. Nötrino salınımının preonlarla ifadesi | 29 |
| Şekil 4.4. W^0/B^0 karışımının preonlarla ifadesi..... | 31 |
| Şekil 4.5. Fotonun ρ mezonla etkileşimi..... | 31 |
| Şekil 4.6. Fotonun Z bozonla etkileşiminin preonik ifadesi..... | 31 |
| Şekil 5.1. $Z^* \rightarrow Z \gamma$ sürecine ait Feynman diyagramı..... | 42 |
| Şekil 5.2. $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow Z\gamma$ sürecinin ve Standart Model fon süreçlerinin Feynman diagramları..... | 47 |

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış olan bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamalarıyla birlikte aşağıda sunulmuştur.

| Simgeler | Açıklama |
|---|--|
| L | Lagranjiyen yoğunluğu |
| T, V | Rishon modelinin preonları |
| F,S | Çelikel-Kantar-Sultansoy modelinin preonları |
| α , β, X,Y | Haplon modelinin preonları |
| α , β , δ | Fredriksson modelinin preonları |
| Ψ_i | Spinörler |
| ∂_μ | Kovaryant türev |
| γ^μ | Dirac spinörleri |
| B_μ | U(1) etkileşimi için vektör ayar alanı |
| W_μ^i | Zayıf etkileşim için vektör ayar alanı |
| G_μ^i | Güçlü etkileşim için vektör ayar alanı |
| g_i | Bağlanma şiddetleri |
| V, A | Vektör ve Axial Akımlar |
| J_μ^{+-} | Yüklü akımlar |
| I_3 | İzospin |
| S | Spin |

| Simgeler | Açıklama |
|--|--|
| Y | Hiperyük |
| HC | Hiperrenk |
| h ($\hbar = h / 2\pi$) | Plank sabiti |
| G_H | Kuantum Haplon Dinamiği ayar grubu |
| U (1) | Elektromanyetik etkileşimin ayar grubu |
| SU (2) | Zayıf etkileşimin ayar grubu |
| SU (3) | Güçlü etkileşimin ayar grubu |

| Kısaltmalar | Açıklama |
|--------------------|--|
| QED | Kuantum Elektro Dinamiği |
| QCD | Kuantum Renk Dinamiği |
| QHD | Kuantum Haplon Dinamiği |
| LHC | Büyük Hadron Çarpıştırıcısı |
| LEP | Lineer elektron – pozitron çarpıştırıcısı |
| SLAC | Stanford Lineer Hızlandırıcısı |
| MIT | Massachussets Teknoloji Enstitüsü |
| h.c | Hermitik konjüge |
| PEP/PETRA | DESY (THERA) daki elektron-pozitron ve elektron-pozitron-proton çarpıştırıcıları |
| PCAC | Kısmen korunumlu axial akımlar |
| V-A | Vektör ve Axial akımlar |

1. GİRİŞ

İlk çağlardan günümüze gelinceye kadar insanoğlu maddenin yapısını merak etmiş ve maddenin temelde nelerden oluştuğu sorusuna cevap aramıştır. İlk çağ filozofları bu soruya cevap olarak Ateş, Su, Toprak ve Hava'yı maddenin temel unsurları olarak ele almışlar ve bu yaklaşım bilimsel olmaktan çok felsefi bir çerçevede şekillenmiştir. Milattan önce 460-370 yılları arasında yaşamış olan Demokrit, maddenin bölünemeyen Atom' lardan oluştuğu fikrini ortaya attı.

Maddenin temeline yapılan bu yolculuk pozitif bilimin gelişmesiyle birlikte felsefi plandan bilimsel platforma taşındı. 19. yy'ın sonlarında kimyacıların elementler konusunda içine düştüğü karmaşanın Mendeleveye'ın Periyodik Tablosuyla aşılması bu konuda atılan ilk büyük adımdı. Bunu Thompson'un elektronu buluşu izledi (1895) ve bir sonraki gelişme Rutherford'un alfa saçılım deneyi ile atomun da aslında temel olmayıp daha alt bileşenlerden oluştuğunu göstermesiydi (1911). 1950 lere gelindiğinde 19. yyda elementler konusunda yaşanan karmaşa bu kez parçacık fizikçilerinin karşısına çıktı. Hızlandırıcılarda ulaşılan enerjilerin büyümesiyle laboratuvarlarda yüzlerce yeni parçacık gözlemlendi. Hadron adını verdiğimiz bu parçacıklar aslında bir alt seviyeye yani kuarklara işaret etmekteydi. Kuark hipotezi birbirinden bağımsız olarak çalışan Gell-Mann ve Zweig tarafından öne sürüldü.

Benzer bir durum parçacık fiziğinin bugün geldiği noktada karşımıza çıkıyor. Temel etkileşimleri tanımlayan Standard Modelde parametre sayısı ve temel(?) parçacık sayısı bizi aslında daha temel bir seviyenin olabileceği fikrine götürür.

Bu tezde 2. ve 3. bölümlerde sırasıyla parçacık fiziğinin tarihçesi ve temel kavramları ve Standart Modeldeki temel kavramlar verilmiştir. 4. bölümde Preonlara neden ihtiyaç olduğu sorusunun cevapları ile Standart Modelin problemleri ele alınmış, örnek olması açısından bazı Preon Modellerine yer verilmiştir. Ayrıca Preonik Modellerin deneysel durumu bu bölümün sonunda sunulmuştur. 5. bölümde ise $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ sürecinde uyarılmış Z bozonun rezonansta üretilmesi ve özellikleri verilmektedir.

2. TEMEL PARÇACIK FİZİĞİNE KISA BİR BAKIŞ

İlk gözlenen temel parçacık J.J.Thompson'un 1895 yılında gözlediği elektrondur. Bunu, Rutherford'un atom çekirdeğini bulması (1911) ve çekirdekdeki protonların varlığını göstermesi izledi. Daha sonra Chadwick nötronun varlığını kanıtladı (1932). Bu aşamada evreni oluşturan değişik elementlerin ortak yapıtaşları üç taneydi: elektron, proton, nötron. Bu sade ve güzel mozayığın taşları yerine otururken bile, gerçek durumun daha karmaşık olabileceğine dair kanıtlar birikmeye başlamıştı. Bir sonraki gelişme Anderson'un pozitronu bulması oldu. Bu parçacık elektronla aynı kütleyle ve spine sahip fakat elektrik yükü $+e$ idi. Maddenin yapısında pozitron yoktur fakat laboratuvarlarda üretildiği için onu da temel parçacıklar listesine ilave ederiz.

Diğer temel parçacık çekirdeğin beta bozunumunda ortaya çıkan nötrinodur, bu parçacığın varlığı 1930' larda Pauli tarafından öngörülmüştü. Nötrino da atomun yapısında yer almaz fakat tüm uzay, yıldızlardaki çekirdek reaksiyonlarından bize ulaşan nötrinolarla doludur.

Bunlardan başka temel parçacık olarak fotondan bahsedebiliriz. Fotonda atomun yapısında yer almadığı halde daha sonrada göreceğimiz gibi elektromanyetik etkileşmeyi taşıyan bir parçacıktır.

Böylece, 1930 lardaki, maddenin üç temel parçacıktan oluştuğu şeklindeki görüş kısa sürede terk edildi ve temel parçacıklar için uzun bir arayış başladı. 1960'lara kadar birçok temel parçacık bulundu ve çerçeve genişleyerek daha karmaşık bir hal aldı. 1960 ların ortalarında bu karmaşıklığa bir düzen getirilebileceği anlaşıldı; zira temel olduğu ileri sürülen birçok parçacığın aslında kompozit parçacıklar olduğu görüldü. Bu daha az sayıda ve daha temel düzeydeki parçacıklara kuark adı verildi. Daha önceden temel kabul edilen parçacıkların bir bölümü bu yeni düzende de temel sayılabiliyordu. Bunlar arasında elektron, nötrino ve fotonu sayabiliriz. Diğerleri, iki veya üç kuark'tan oluşmuş kompozit parçacıklar oluyorlardı.

Parçacık Fiziğini inceleyen fizik dalına Yüksek Enerji Fiziği de denir. Bunun nedenini anlamak kolaydır. Temel parçacıklar 10^{-15} metre veya daha küçük boyutlarda olduklarından dalga boyu 10^{-6} m olan görünür ışıktaki görünemezler. Bu parçacıklarla etkileşmek üzere gönderilen elektron, proton veya yüksek enerjili fotonların, $\lambda=h/p$, de Broglie bağıntısıyla verilen dalga boyları 10^{-15} m civarında olmalıdır. Bu bağıntıyı sağlayan parçacıkların kinetik enerjileri $1\text{Gev}=10^9$ eV mertebesinde olur. Günümüzdeki bazı deneylerde 10^{-17} m kadar mesafelere inebilmekte ve bunun için yüzlerce GeV enerji gerekmektedir. Atomik ölçeğe göre bu enerjiler çok büyük olduğundan yüksek enerji fiziği adı uygun düşmektedir. Bir bakıma parçacık fiziğinin tarihçesi daha büyük enerjili hızlandırıcılar yapımlarıyla paralel gitmiştir. Bugün en büyük hızlandırıcı olan Chicago civarındaki Tevatron'da protonlar ve anti-protonlar $1\text{TeV} = 1000\text{GeV} = 10^{12}$ ev enerjiye kadar çıkarılarak kafa kafaya çarpıştırılmaktadır.

2.1. Anti-Madde

Pozitronun varlığı deneysel olarak kanıtlanmadan önce bir hipotez olarak ortaya atılmıştı. 1928'de İngiliz fizikçisi Dirac, Schrödinger denklemini genişletti. Dirac'ın amacı Schrödinger denklemini görelilik teorisine uyumlu hale getirmektir, ama daha fazlasını elde etti. Dirac'ın denklemi spin kuantum sayısını $s=1/2$ olarak veriyordu ve böylece elektron spinini öngörölmüş oluyordu.

Dirac denklemi elektrona uygulandığında, yükü $+e$ olan ikinci bir parçacığın da aynı denklemi sağlayacağı göröldü. Yüğü pozitif olarak bilinen tek parçacık proton olduğundan, Dirac önce elektron için yazdığı denklemin protonu da kapsadığını zannetti. Fakat kısa sürede, $+e$ yüklü bu parçacığın elektronla aynı kütleli ve aynı spinli olması gerektiği anlaşıldı. O yıllarda yaşanan kargaşayı tahmin etmek zor değildir.

Bugün bu parçacığın pozitron adında yeni bir parçacık olduğunu biliyoruz. Dirac teorisinin diğeri bir sonucu şöyleydi; $2mc^2$ den büyük enerji ile bir elektron-pozitron

çifti yaratılabilmeliydi; örneğin enerjisi $2m_e c^2$ den büyük bir foton çekirdekle çarpıştığında çift yaratılması denilen olay meydana gelir;

$$\gamma + \text{çekirdek} \rightarrow e^- + e^+ + \text{çekirdek}$$

Burada e^- ve e^+ sırasıyla elektron ve pozitronu gösterir. Benzer şekilde, bir pozitronla elektron yan yana geldiklerinde birlikte yok olup, durgun ve kinetik enerjilerinin toplamıyla fotonlar yaratılır;

$$e^- + e^+ \rightarrow \text{fotonlar}$$

Bu varsayımlar hiç beklenmedik şekilde 1932 yılında Amerikalı deneyci Anderson tarafından kanıtlandı. Anderson kozmik ışınları inceliyordu. Bu ışınlar uzay boşluğundan gelen yüksek enerjili parçacıklardır; genellikle proton ve alfa parçacıklarıdır, bazen daha ağır çekirdekler olabilir. Bu parçacıklar dünyanın atmosferindeki atomlarla çarpıştığında ikincil parçacıklar üretirler. Anderson kozmik ışınları bir bulut odası aygıtıyla inceliyordu. Bulut odası bir magnetik alan içine konduğunda parçacıkların gözlenen dairesel yörünge yarıçapları ölçülerek kütleleri bulunabilir. Anderson kozmik ışınlar arasında elektron ve proton izlerini gözlemişti; fakat 1932 yılında gördüğü bazı izler kütlesi elektrona ve yükü protona eşit bir parçacığa işaret ediyordu. Bulut odasından alınan resimde gelen foton ve hedef proton görülmez fakat çarpışmada çıkan elektron ve pozitron açıkça görülmektedir. İki izin farklı yönde oluşu zıt yüklü olduklarını, eğrilik yarıçaplarının eşit oluşu da kütlelerinin aynı olduğunu gösterir. Böylece pozitronun varlığı ve Dirac'ın varsayımları doğrulanmış oldu.

Elektron'un bir anti-parçacığı olduğuna göre, tüm parçacıkların birer anti-parçacığı var mıdır? Bu sorunun yanıtının olumlu olduğu anlaşılmaktadır. Her yüklü temel parçacık için onunla aynı kütle ve spine sahip fakat zıt yüklü bir parçacık vardır. Ayrıca bir parçacık, kendi anti-parçacığıyla karşılaştığında birbirlerini yok eder ve tüm enerjileri foton şeklinde elektromanyetik ışımaya dönüşür. Örneğin proton ile anti-proton şöyle bir reaksiyonla yok olabilirler;

$$p + \bar{p} \rightarrow \text{fotonlar}$$

Elektrik yükü korunumlu ve foton yüksüz olduğundan, yukarıdaki çift yokolması süreci neden anti-parçacığın zıt yüklü olması gerektiğini gösterir. Eşitliğin iki tarafındaki yüklerin aynı olması için anti-proton yükünün $-e$ olması gerekir.

Benzer şekilde diğer korunum yasaları da genişletilebilir. Proton ve nötronun nükleon sayıları $+1$, elektron ve foton gibi diğer parçacıkların nükleon sayıları 0 kabul edilir. Toplam nükleon sayısının korunumlu olduğu evrensel bir yasa olarak doğrulanmıştır. Bu korunum yasasının ışığında yukarıdaki geçişe tekrar bakalım; eşitliğin sol tarafındaki protonun nükleon sayısı -1 olmalıdır. O halde yükün zıt olması yanı sıra, anti-parçacığın nükleon sayısı da zıt işaretlidir, yani -1 'dir. Nötron yüksüz olduğuna göre anti-nötronda yüksüzdür. Tıpkı yukarıdaki örnek de gördüğümüz gibi bir nötron ile anti-nötronda birlikte yok olurlar;

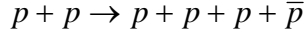
$$n + \bar{n} \rightarrow \text{fotonlar}$$

Anti-proton ve anti-nötronun varlığı 1955 yılına kadar kanıtlanamadı. Pozitron gibi anti-proton da maddenin yapısında bulunmaz. Bir anti-proton oluşturmak için çok büyük enerji gerekir. Örneğin, bir foton çekirdekle çarpışarak bir proton anti-proton çifti yaratabilir;

$$\text{foton} + \text{çekirdek} \rightarrow \text{proton} + \text{anti-proton} + \text{çekirdek}$$

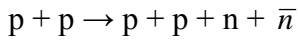
Gelen fotonun enerjisi en az 2 GeV kadar olmalıdır. Kozmik ışınlarda bu kadar enerjili parçacıklar bulunabilir, fakat 2 GeV mertebesindeki enerji, fotonlar için zor ulaşılabilecek bir değer olduğundan anti-proton gözlenmesi zayıf bir olasılıktır. Doğal reaksiyonlarda anti-proton bulunamıyorsa diğer seçenek hızlandırıcılarda yüksek enerjili parçacıklar kullanarak üretmektir. 1955'de Chamberlain, Segré ve arkadaşları Berkeley'de anti-proton yaratmaya yetecek enerjiye sahip protonlar üretebilen bir hızlandırıcı yaptılar.

Bu protonlar diğer protonlar üzerine gönderildiğinde anti-protonlar şöyle üretilir;



Bu araştırmacıların anti-protonları tanılaması çok zahmetli bir iş oldu, çünkü bu reaksiyonla üretilen her anti-protona ek olarak 40 bin kadar başka parçacık da üretiliyordu. Öncelikle bir manyetik alan yardımıyla yükü negatif ve momentumu anti-proton için beklenen değerde olan parçacıklar ayrıldı. Bu parçacıklar iki dedektör arasından geçirilip hızları ölçüldü ve hız ve momentum değerleri kullanılarak kütleleri hesaplandı. Böylece, Chamberlain ve arkadaşları anti-protonun yük ve kütlesine eşit birkaç yüz parçacık gözlediler ve anti-protonun varlığını kanıtladılar.

Chamberlain ve Segre anti-protonu buldukları için 1959' da Nobel ödülünü aldılar. Aynı deneyler dizisinde anti-nötronu da şöyle bir reaksiyonla gözlediler;



Günümüzde her yüklü parçacığın bir anti-parçacığı olduğu kanıtlanmıştır. Örneğin, kütlesi $139,6 \text{ Mev}/c^2$, spini 0 ve yükü $+e$ olan π^+ parçacığının anti-parçacığı π^- aynı kütle, aynı spin ve $-e$ yükle gözlenmiştir. Bazı parçacıkların anti-parçacığı kendisidir. Örneğin, foton, π^0 , ...

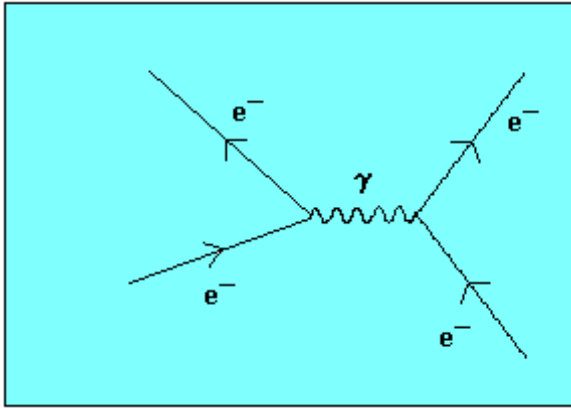
Her parçacığın bir anti-parçacığı olması anti-madde olasılığını gündeme getirir. Madde, proton, nötron, elektrondan oluştuğuna göre, anti-maddenin de anti-proton anti-nötron ve pozitronlardan oluşması beklenir. Gerçektende iki anti-proton ve iki anti-nötrondan oluşan anti-helyum çekirdeği gözlenmiştir. Maddenin olduğu yerde anti-maddenin kararsız olması beklenir.

Anti-madde yalıtılmış halde kararlı olur. Buna göre evrenin çok uzak bölgelerinde tümüyle anti-maddeden oluşan galaksilerin bulunması mümkündür; fakat bu tür galaksilerin varlığı konusunda henüz bir ipucu elde edilememiştir.

2.2. Mezonlar

1935' te Japon fizikçisi Hideki Yukawa, kütlesi $100 \text{ Mev}/c^2$ civarında olan bir parçacığın var olması gerektiğini öne sürdü. Bu kütle değeri elektron kütlesi ($0.5 \text{ Mev}/c^2$) ile nükleon kütlesi ($940 \text{ Mev}/c^2$) arasında olduğundan Yukawa'nın öngördüğü bu parçacıklara , 'orta kütleli' anlamına gelen Mezon adı verildi. Daha sonra bulunan orta kütleli parçacıklar arasında Yukawa'nın tarifine uyan parçacığa π mezon veya pion adı verildi.

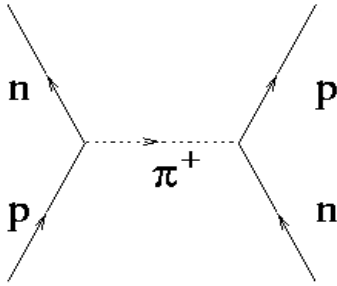
Yukawa'nın varsayımı şu düşünceye dayanıyordu; her kuvvet türü bir parçacık aracılığıyla iletilir, çekirdek kuvvetinin taşıyıcı parçacığı da pion'dur. Bu düşünceyi anlamak için, elektromanyetik etkileşmeden bildiğimiz fotonu göz önüne alalım. Elektromanyetik kuvvetin taşıyıcı parçacığı fotondur (γ) veya başka bir deyişle elektromanyetik kuvvet elektrik yükü taşıyan parçacıklar arasında foton alış verışı ile sağlanır. Fotonların elektromanyetik kuvveti iletmesi elektromanyetizmanın kuantum teorisinde tam olarak anlaşılabilir. Bu teori 1927'de Dirac tarafından kuruldu. İki elektron veya iki yüklü parçacık arasındaki foton alışverişi aşağıdaki Feynman diyagramı ile gösterilebilir;



Şekil 2.1.Elektronların foton aracılığıyla etkileşimini gösteren Feynman diyagramı

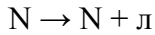
Yukawa'nın düşüncesine göre, elektromanyetik etkileşim bir parçacık (foton) alışverişiyle iletiildiğine göre, kuvvetli çekirdek etkileşmesi de benzer bir yolla iletilbilmeliydi.

Yani, iki nükleon arasında şekil 2.1 deki gibi fakat farklı bir parçacık vasıtasıyla kuvvetli etkileşim gerçekleşmeliydi. Nükleon çiftleri arasındaki kuvvetlerin özellikleri incelendiğinde, bu aracı parçacığın üç tip olabileceği anlaşıldı. Bunlar; π^+ , π^- ve π^0 ile verilen pion'lardır. Kuvvetli Etkileşim için Feynman diyagramlarına örnek olarak aşağıdaki süreci verebiliriz;



Şekil 2.2. Proton ve Nötronun kuvvetli etkileşimi için Feynman diagramı

Bir kuvveti ileten aracı parçacığın kütlesi ile kuvvetin erimi arasında bir ilişki vardır. Pionlar ve kuvvetli etkileşme için bu ilişki deneysel olarak da kanıtlanmış ve Yukawa varsayımının doğru olduğu görülmüştür. Kütle ve kuvvet arasındaki bu ilişki Heisenberg Belirsizlik İlkesinden kaynaklanır. Burada, yalıtılmış bir nükleonun pion saldıği şöyle bir reaksiyonu göz önüne alalım;



Açıkça görüldüğü gibi bu geçiş enerjinin korunumu ilkesine aykırıdır. Bunu görmek için başlangıçtaki nükleonun durgun olduğu koordinat sisteminde çalışırsak ilk nükleonun enerjisi $E_i = m_N c^2$ iken, son durumda toplam enerji $E_f = m_N c^2 + m_\pi c^2 + K$ şeklindedir. Burada, K, çıkan parçacıkların kinetik enerjilerinin toplamıdır. Kinetik enerji sıfırdan büyük olacağından yukarıdaki süreçte enerjinin korunumu en az $m_\pi c^2$ kadar çiğnenmiştir. Buradaki sorunun çözümü Heisenberg Belirsizlik İlkesinde yatar. Bildiğimiz gibi Δt zaman aralığında gerçekleşen bir olay için sistemin enerjisinde, $\Delta E \geq \hbar / 2\Delta t$, kadar bir belirsizlik söz konusudur. Buna göre bu süreçte salınan pion,

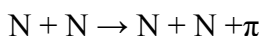
$\Delta t \leq \hbar / 2m_{\pi} c^2$ süresi içinde başka bir nükleon tarafından soğurulacağı için aradaki fark deneysel olarak ölçülemez.

Pionun ulaşabileceği maximum hız ışık hızı olduğundan erişebileceği maximum uzaklık, $c\Delta t = \hbar / 2 m_{\pi} c$ olur. Bu uzaklığı çekirdek kuvvetinin erimi olan ≈ 1 fermi alırsak öngörülen pionun kütlesi $100 \text{ Mev} / c^2$ bulunur. Bu yaklaşık hesabın sonucu Yukawa'nın tahmin ettiği değerdir. Gözlenen pionun kütlesi $\approx 140 \text{ Mev}/c^2$ dir. zaman için yazdığımız bağıntı kullanılarak pionun maximum ömrü 10^{-23} sn olarak bulunur.

1937' de Anderson ve öğrencisi Neddermeyer kozmik ışıklarda kütlesi $100 \text{ Mev}/c^2$ civarında olan Yukawa'nın öngörüsüne aday olabilecek bir parçacık gözlediler. Fakat sonraki on yıl içinde Anderson ve Neddermeyer'in gözlediği parçacığın Yukawa'nın öngördüğü mezon olmadığı anlaşıldı. Bu yeni parçacığa müon adı verildi. Artı ve eksi yüklü olmak üzere iki tip müon olduğu görüldü.

Pion ve müonlar arasındaki en temel fark; pionların çekirdekle kuvvetli etkileşmesi buna karşın müonun çekirdekle çok zayıf etkileşmesidir. Örneğin, negatif yüklü müonların çekirdek etrafında atomik yörüngelere yerleşebildiği gözlenmiştir. Eğer müon Yukawa'nın öngördüğü parçacık olsaydı, kısa sürede çekirdek tarafından soğurulur ve çekirdeği parçalayacak kadar enerji açığa çıkardı. Müonların kuvvetli çekirdek etkileşmesiyle hiçbir ilişkisi yoktur.

Yukawa'nın öngördüğü parçacığın müon olmadığını gören fizikçiler 1947' de tekrar kozmik ışıklarda orta kütleli bir parçacık aramaya koyuldular. Çarpışan iki nükleonun enerjisi yeterliyse pion üretilebilirdi;



veya daha büyük enerjilerde daha çok sayıda pion üretilebilir;



Buna göre, atmosferin üst tabakalarında yüksek enerjili kozmik ışınların atmosferdeki çekirdeklerle çarpışması sonucu çok sayıda pion üretilmesi beklenir. Diğer taraftan pionlar çekirdekle kuvvetli etkileşerek soğurulduklarından kilometrelerce atmosfer tabakasını geçip dünyaya gelme olasılıkları çok düşüktür. Bu durumda, deniz seviyesindeki laboratuarlarda pionların gözlenme olasılığı zayıf olur. İngiliz fizikçisi Powell yönetiminde bir grup Pirene ve Alp dağlarının zirvelerinde deneyler gerçekleştirdiler.

Dağın tepesinde bekletilen yüzlerce fotoğraf filmi incelendiğinde orta kütleli iki parçacık gözlemlendi. Bunlardan biri, $105 \text{ Mev}/c^2$ kütleli müon diğeri ise uzun zamandır beklenen $140 \text{ Mev}/c^2$ kütleli piondu. İlk gözlenen pionlar yüklü π^+ ve π^- idi. Powell ve arkadaşları pionların,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \quad \text{ve} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$$

şeklinde müonlara dönüştüğünü gözlediler. Bu iki reaksiyon pionların temel bozunum modu olup buradaki pionların ortalama ömrü 10^{-8} saniye kadardır. Burada oluşan pionlar da kararlı olmayıp, bozularak elektron (veya pozitron) ve nötrinoları dönüşür.

2.3. Hadronlar

Bugün Hadron adını verdiğimiz parçacıklara en bilinen örnekler çekirdekteki proton ve nötronlardır. Bu listeye 1947' de bulunan piona eklendi. 1950' lerde yapılan hızlandırıcılarda büyük enerjilere ulaşılmasıyla birlikte pek çok yeni hadron gözlemlendi. Yeni bulunan hadronlardan bir kısmının ortalama ömürleri 10^{-8} ile 10^{-10} arasında idi. Bu süre parçacık fiziği açısından uzun bir süredir, ışık hızına yakın hızlarla giden parçacıklar bu sürede birkaç cm yol alabilir ve yüklü iseler dedektördeki izleri ile ayırt edilebilirler.

Yeni bulunan hadronların bir bölümü çok kısa sürede bozularak kabarcık odasında iz

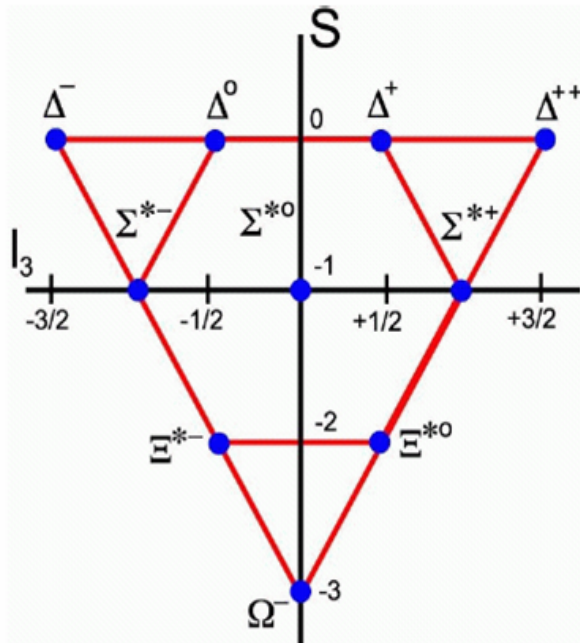
bırakmıyordu, bu parçacıklar Rezonans parçacıklarıdır. Örnek olarak Δ^+ parçacığının ömrü o kadar kısadır ki sadece 10^{-15} m yol alabilir ve hiçbir dedektörde izi gözlenemez.

1950' lerde bulunan yeni hadronların en şaşırtıcı özelliği ortalama ömürlerinin birbirinden çok farklı oluşu idi. Kuvvetli Etkileşmenin bilinen şiddeti göz önüne alındığında kararsız hadronların ortalama ömrü 10^{-23} s civarında olmalıydı (Δ^+ gibi). Halbuki Σ ve Λ gibi parçacıkların ortalama ömrü 10^{-10} s, yani beklenen değerden 13 merteye kadar yüksek olabiliyordu. Bu sebeple bu parçacıklar Acayip parçacıklar olarak adlandırıldı. Acayip parçacıkların varlığını açıklama çabasının sonucunda kuark modeli oluşturuldu.

Yeni hadronların diğer bir çarpıcı özelliği de kütleleri birbirine yakın fakat yükleri farklı parçacıklar şeklinde gruplandırılabilirmeleriydi. Örneğin, Δ^+ parçacığı dört elemanlı bir ailenin üyesidir; Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^- parçacıklarının kütleleri yaklaşık $1232 \text{ Mev}/c^2$ fakat yükleri farklıdır. Daha bilinen bir örnek nötron ve protonun oluşturduğu dublet veya pionların oluşturduğu triplettir. Yüklerinin farklı oluşu dışında multipler parçacıklarının diğer tüm özellikleri aynıdır; özellikle kuvvetli etkileşimde aynı davranışı sergilerler. Multiplerlerin varlığı hadronların kuark modelinin gelişmesinde diğer bir itici güç olmuştur.

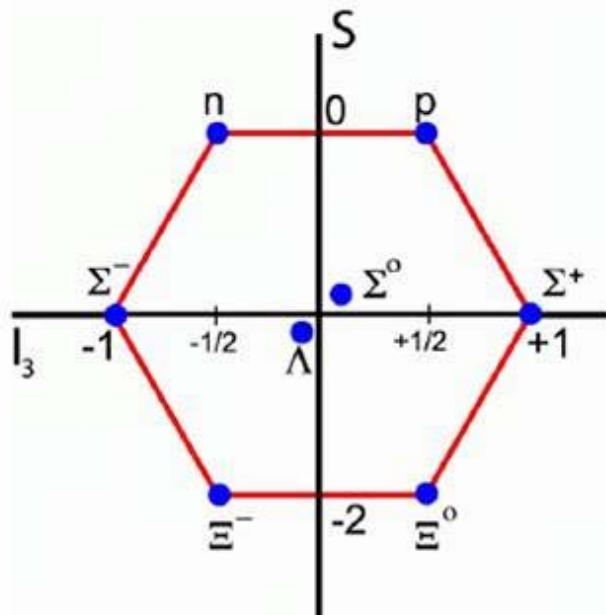
Hadronlar için izospinin spine bağlı grafiği çizildiğinde üçlü (triplet), onlu (de-kuplet) ve sekizli (oktet) gruplanmalar gözlenir. Bu aileler multipler parçacıklar veya hadron çokluları olarak isimlendirilir. Mendeleyev'in tablosundaki boşluklara karşılık gelen elementlerin keşfi Mendeleyev'in önermesinin doğruluğunu kanıtlamıştı, benzer olarak bu çoklularda öngörülen yeni parçacıkların bulunmasıyla birlikte Kuark Modeli doğrulanmıştır.

Decuplet (S=3/2)



Şekil 2.3. Baryon dekupleti

Octet (S=1/2)



Şekil 2.4. Baryon okteti

Standart Modeldeki hadronlardan bazıları ve özellikleri aşağıdaki gibidir.

Çizelge 2.1. Fermionik hadronlardan bazıları ve özellikleri

| | | | | |
|--|--|--|--|--|
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

Çizelge 2.2.Bazı bozonik hadronlar ve özellikleri

| | | | | |
|--|--|--|--|--|
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

3. STANDART MODEL

Günümüzde temel parçacıklar ve etkileşimler Standart Model çerçevesi içinde tanımlanır. Standart Model aslında Maxwell'le başlayıp sonrasında Einstein'la devam eden fizikteki 'birleştirme' çabalarının bugün için ulaşılan en son halkasını oluşturur. Maxwell meşhur denklemleriyle o güne kadar farklı birer olgu olarak düşünülen elektrik ve manyetik olayların aslında bir olayın farklı görüntüleri

olduğunu gösterdi. Aynı fikirden yola çıkan Einstein ise son on yılını kütleçekim ile elektromanyetizmayı birleştirebilecek yeni bir kuram geliştirmeye ayırdı. Maalesef Einstein'ın bu çabası olumlu bir sonuca ulaşmadı, kütleçekimin diğer kuvvetlerle birleştirilmesi için bugünde arayışlar sürmektedir.

Standart Modeldeki parçacıkları en genel anlamda leptonlar, kuarklar ve ara bozonlar olarak üç gruba ayırabiliriz. Lepton ve Kuarklar fermionik parçacıkla olup Fermi-Dirac İstatistiğine ve Pauli Dışarlama İlkesine uyarlar. Buna karşın, ayar bozonları Bose-Einstein İstatistiğine uyarlar ve Pauli Dışarlama İlkesine uymazlar.

Standart Modelde temel fermiyonlar üç aile altında toplanır;

| 1.aile | 2.aile | 3.aile |
|--|--|--|
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$ |
| $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}$ |

Şekil 3.1. ilk 3 aile kuark ve leptonları

Temel Etkileşimler ve özellikleri ise aşağıdaki çizelge de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Temel kuvvetler ve bazı özellikleri

| | | | | |
|--|--|--|--|--|
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

3.1. Bir Ayar Teorisi Olarak Standart Model

Standart Modelde etkileşimler elektromanyetizmada olduğu gibi bir ayar ilkesinden yola çıkarak verilir. Toplam ayar grubu $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ şeklindedir. Burada $SU(3)$ kuarklar arasında gluonlar aracılığıyla gerçekleşen kuvvetli etkileşmenin ayar grubudur.

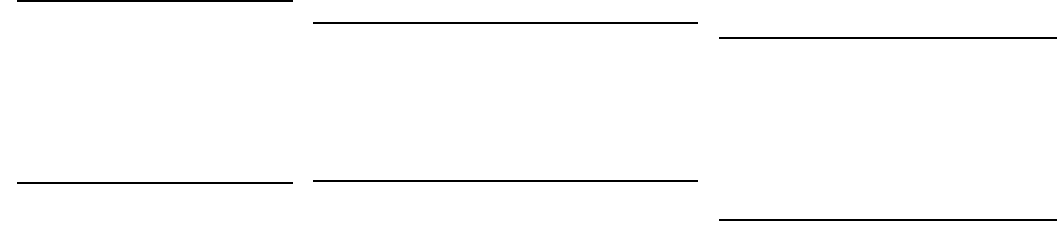
Gözlenen kuark ve leptonlar Standart Model çerçevesinde hesaplanamayan kütle durumlarının hiyerarşik bir spektrumunu sergiler. Standart Modelde diğer iki aile birinci ailenin kopyası gibi düşünülebileceği için kuark ve lepton ailelerinin sadece birincisini inceleyeceğiz. Parçacıkların lagranjiyen yoğunlukları üç önemli lokal invaryansa (değişmezliğe) sahiptir.

Bunlardan birincisi, $U(1)$ değişmezliği olup elektromanyetik etkileşimlerin üniter ayar grubudur. Elektromanyetik etkileşimin ayar alanı B^μ ile verilir. Standart modeldeki ikinci bir içsel invaryans $SU(2)$ lokal ayar grubu ile tanımlıdır ve üç tane vektör alanı gerektirir (W_μ^i , $i = 1, 2, 3$). Üçüncü simetri grubu ise $SU(3)$ ile verilir ve grup içinde 8 vektör ayar alanı vardır. Bu vektör alanları G_μ^a ile gösterilir ($a = 1, 2, \dots, 8$).

Lepton ve Kuarklar, $SU(2)$ çokluları olarak ve sağ / sol elli oluşlarına göre sınıflandırılabilirler. Sol el'li lepton ve kuarklar $SU(2)$ dubletlerini oluşturur. Sağ el'li elektron ve u, d kuarklar $SU(2)$ teklilerini oluşturur. 2001 yılında Süper Kamiokande deneyi ile nötrino salınımlarının saptanması neticesinde sağ el'li nötrinonunda varolması gerektiği gösterilmiştir.

Standart modeldeki ilk aile lepton ve kuarkları sağ ve sol elli oluşlarına göre aşağıdaki gibi sınıflandırılabilir;

Çizelge 3.4. Sağ ve Sol elli oluşlarına göre ilk aile fermiyonları



Buradaki, c indisi kuarklar için olası üç renk durumunu gösteren SU(3) indisidir.

Serbest bir parçacığın lagranjiyeni, (daha teknik söylersek, Lagranjiyen yoğunluğu)

$$L = i \sum \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_i \quad (3.1)$$

şeklinde olup burada i, lepton ve kuark çokluları üzerinden toplamdır. Bu ifadenin yukarıda sözü edilen simetri dönüşümleri altında invaryant olabilmesi için kovaryant türev,

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_1 (Y/2) B_\mu - i g_2 (\tau^i/2) W_\mu^i - i g_3 (\lambda^a/2) G_\mu^a \quad (3.2)$$

şeklinde alınmalıdır. Burada Y, τ , λ sırasıyla U(1), SU(2), SU(3) dönüşümlerinin üreticileridir. Burada Einstein'in toplam kuralı geçerlidir, yani toplam tekrarlayan indisler üzerinden yapılır. g_i ' ler ise sırasıyla elektromanyetizma, zayıf, ve güçlü etkileşimin bağlanma sabitleridir. Matris rankları farklı olan fermiyon durumlarına kovaryant türev etki ettiğinde yukarıdaki ifade daha kısa bir hale dönüşür sonuçta;

$$L = i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu D_\mu \Psi_i \quad (3.3)$$

lagranjiyen ifadesi elde edilir.

3.1.1. Leptonik sektör

Leptonik U(1) etkileşim terimleri,

$$L_{\text{lepton } U(1)} = g_1/2 (Y_L (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + Y_R (\bar{e}_R \gamma^\mu e_R)) B_\mu \quad (3.4)$$

SU(2) etkileşim terimleri,

$$L_{\text{lep. } SU(2)} = -g_2/2 (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^0 - \sqrt{2} \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ - \sqrt{2} \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^0) \quad (3.5)$$

ile verilir. Burada

$$W_\mu^+ = (-W_\mu^1 + iW_\mu^2) / \sqrt{2} \text{ ve } W_\mu^- = (-W_\mu^1 - iW_\mu^2) / \sqrt{2}, W_\mu^0 = W_\mu^3 \quad (3.6)$$

şeklindedir.

3.1.2. Kuark sektörü

Kuark dalga fonksiyonları, spin, uzay, U(1), SU(2), SU(3) faktörlerinin bir çarpımıdır. SU(3) kısmının hariç tutulmasıyla kuarklar, A_μ , Z_μ ve yüklü W alanlarını birleştiren U(1) ve SU(2) altında leptonlarla benzer davranışa sahiptirler. Yüklü akımlar u_L ve d_L arasındaki geçişlere yol açarken, nötral akımlar hem sağ eli hem de sol eli kuarkları birbirine bağlar.

Leptonlar renk yükü taşımadıkları için SU(3) teklileri olurlar ve langranjiyedeki SU(3) terimi sadece kuarklar için geçerli olup,

$$g_3/2 \{ \bar{u}_{RC} \gamma^\mu \lambda_{cd}^a G_\mu^a u_{RD} + \bar{d}_{RC} \gamma^\mu \lambda_{cd}^a G_\mu^a d_{RD} + \bar{Q}_c \gamma^\mu \lambda_{cd}^a G_\mu^a Q_d \} \quad (3.7)$$

şeklindedir. Burada a indisi 1'den 8'e kadar değerler alır ve c, d renk indisleri olup 1'den 3'e kadar değerler alır. Q , sol eli kuark'ın SU(2) dubletidir. SU(3)'ün λ üreticileri diagonal değildirler ve renk yükünü taşırlar böylece kuarklar gluon alış-verişi ile renk yükünü değiştirebilirler (gluonlar, G_μ^a ayar alanının kuantasıdır).

Standart modeldeki kuarklar ve bazı özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge 3.5. Kuarklar ve bazı özellikleri

| | | |
|--|--|--|
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |
| | | |

3.2. Tarihsel Süreçte Standart Model

Standard modelin bileşenleri olan Kuantum elektrodinamiği (QED), Kuantum Renk Dinamiği (QCD) ve Elektro-Zayıf teorinin tarihsel gelişim süreçleri şu şekilde verilebilir.

3.2.1. Kuantum Elektro Dinamiği (QED)

Kuantum Elektrodinamiği basitçe fotonun aracılık ettiği süreçleri tanımlayan ve deneylerle doğruluğu defalarca kanıtlanmış alan teorisidir.

QED Lagranjyeni,

$$L = -1/4(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 - \bar{\Psi} \gamma^\mu (i\partial_\mu - e A_\mu) \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \quad (3.8)$$

şeklindedir.

QED' nin tarihsel gelişimi ise aşağıdaki gibidir;

- Planck (1900): Işınım enerjisinin kuantize oluşu
 - Einstein (1905): Işığın foton adı verilen enerji paketlerinden oluşması
 - Bose (1924): Fotonların parçacık olarak ele alınması

 - Bose ve Einstein (1926)
 - Fermi ve Dirac (1926)
- } : Kuantum istatistiği
- Dirac (1927) : Fotonlar için $[a , a^+] = 1$ (aslında tüm bozonlar için)
 - Jordan ve Wigner (1928) : $\{ b, b^+ \} = 1$ (fermionlar için)

 - Compton (1925)
 - Raman (1928)
- } : Fotonun maddesel parçacıklar gibi saçıldığıının gösterilmesi
- Dirac (1928) : Elektron için relativistik alan denklemi
 - Anderson(1932): Pozitronun keşfi
 - Bhabha (1935) : e^+e^- saçılımı
 - Kramers (1947): Renormalizasyon fikri
 - Lamb ve Rutherford (1947): Lamb kayması
 - Bethe (1947): Renormalizasyon kullanılarak Lamb Kaymasının hesaplanması

 - Feynman
 - Schwinger
 - Tomonaga
 - Dyson
- } (1946 – 50):
- Kovaryant Formalizmi
 - S matris yaklaşımı için pertürbasyon serileri
 - Feynman diagramları
 - QED nin renormalize alan formülasyonu

3.2.2.Zayıf Etkileşimler

Zayıf etkileşimler W^+ , W^- ve Z bozonların aracılığıyla sağlanır. Zayıf etkileşimler için tarihteki önemli adımları şu şekilde sıralayabiliriz;

- Becquerel (1896) : Radyoaktivite (α, β, γ)
- Pauli (1930) : Nötrino hipotezi
- Fermi(1934) : β bozunumu teorisi: $L_{\text{int}} = G_F/\sqrt{2} (\bar{p} \gamma_\mu n \bar{e} \gamma^\mu \nu + \text{h.c.})$
- Lee, Yang, Wu (1956) : Parite devrimi
- Sudarshan ve Marshak (1957) : V-A formu

$$\left. \begin{array}{l} \text{Lee, Yang, Wu (1956) : Parite devrimi} \\ \text{Sudarshan ve Marshak (1957) : V-A formu} \end{array} \right\} \gamma_\mu \rightarrow \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$$

- Feynman ve Gell-Mann (1957) : Evrensel (akım x akım) teorisi

$L_{\text{int}} = G_F/\sqrt{2} (J_\mu^+ J_\mu^- + J_\mu^- J_\mu^+)$ burada yüklü akımlar

$$J_\mu^+ = 1/2 \{ \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d \} + 1/2 \{ \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e \} + \dots$$

$$J_\mu^- = 1/2 \{ \bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u \} + 1/2 \{ \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu \} + \dots$$

şeklindedir.

3.2.3. Kuantum Renk Dinamiği (QCD)

Kuantum Renk Dinamiği kuarklar arasında gluonlar aracılığıyla sağlanan etkileşimleri tanımlayan alan teorisidir. QCD' nin tarihsel gelişimi şu sırayla verilebilir;

- Yukawa (1934): Çekirdek etkileşimleri için mezon önermesi
- Heisenberg: İzospin simetrisi
- Powell, Occiliani,: pi mezonun keşfi (1947)
- Δ renansı: Fermi (1952)
- Chew – Low Teorisi : (1954)
- Acayıpliğin keşfi (1955) : Gell – Mann ve Nishijima
- Rezonanslar (1957-1965)
- S-Matrix Teorisi (1957 -1962): G. F. Chew

- SU(3) : Sakata, Gell – Mann, Neeman (1961), Ω^- nin keşfi (1964)
- Kuarklar: Gell – Mann, Zweig (1964)
- Akım cebri, PCAC, Chiral Simetri (1965-1970)
- Partonlar: Bjorken, Feynman (1967)
- SLAC deneyleri: Taylor, Friedman, Kendal (1967)
- Asimptotik Özgürlük ve QCD nin doğuşu (1973)

Standart Modelin teorik ve deneysel gelişimi ise şöyle özetlenebilir;

| Teori | Deney |
|-------------------------------------|---------------------------------|
| 1954 Abelyen olmayan ayar alanları | |
| 1964 Higgs mekanizması | |
| 1967 Elektrozayıf teori | |
| | 1968 Derin inelastik saçılma |
| 1971 Renormalize Elektrozayıf teori | |
| 1973 Asimptotik Özgürlük ve QCD | 1973 Nötral akımlar |
| | 1974 Charm |
| Teori | Deney |
| | 1975 τ lepton |
| | 1977 b kuark polarize ed deneyi |
| | 1979 3 jet |
| | 1983 W , Z bozonlar |
| | 1994 t kuark |
| | 1998 ν kütlesi |

3.3. Standart Modelde Kütle Kazanımı

Fermion kütle terimleri,

$$m \bar{\Psi} \Psi = \bar{\Psi}_R m \Psi_L + \bar{\Psi}_L m \Psi_R \quad (3.9)$$

formunda olduğu için lagranjiyene kolayca eklenemez. Bu terimler SU(2) teklileri olmadığı için lagranjiyenin SU(2) ayar değişmezliği bozular. Aynı şekilde bozonların kütle terimleride,

$$1/2 \{ m^2 \Phi^\mu \Phi_\mu \} \quad (3.10)$$

formunda olduğu için lagranjiyene doğrudan eklenemez. Standart modelde bu problemin çözümü Higgs mekanizmasıdır. Standart modelde parçacıklar Higgs alanıyla etkileşerek kütle kazanırlar. Bu fon alanı alışılmışın dışında SU(2) ve U(1)'in kuantum sayılarını taşıyan bir vakumdur. Taban durumu (vakum), lagranjiyen simetrilerini uzun süre tutamayıp simetri kendiliğinden kırılır. Higgs mekanizmasının nasıl işlediğini görmek için öncelikle çok basit bir durum olan, sürekli global simetrinin kendiliğinden kırılmasını inceleyeceğiz.

3.3.1. Goldstone fenomeni

U(1) global ayar dönüşümü altında invaryant kalan Φ kompleks skaler alanı için lagranjiyen yoğunluğu,

$$L = (\partial_\mu \Phi)^* (\partial_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2 \quad (3.11)$$

şeklindedir. Burada, $\Phi = 1/\sqrt{2} (\Phi_1 + i \Phi_2)$ alınıp $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\alpha} \Phi$ global dönüşümü yapılırsa lagranjiyen ifadesi,

$$L = 1/2 \{ (\partial_\mu \Phi_1)^2 + (\partial_\mu \Phi_2)^2 - \mu^2 (\Phi_1^2 + \Phi_2^2) - \lambda / 2 (\Phi_1^2 + \Phi_2^2)^2 \} \quad (3.12)$$

halini alır. Burada, $\mu^2 < 0$ ise potansiyel,

$$\Phi_1^2 + \Phi_2^2 = -\mu^2 / \lambda \equiv v^2$$

için minimum değerini alır.

Bu sonucu kullanarak, $\Phi_1 = v$ ve $\Phi_2 = 0$ çözümleri ne ulaşıyoruz. Daha genel bir ifadeye ulaşmak için, $\eta(x)$ ve $\rho(x)$ alanları, taban durumdaki (vakum) beklenen değerleri sıfırı verecek şekilde $\langle 0 | \eta | 0 \rangle = 0$ ve $\langle 0 | \rho | 0 \rangle = 0$ seçilip $\Phi_1(x) = v + \eta(x)$ ve $\Phi_2 = \rho(x)$ alınarak $\Phi(x) = 1/\sqrt{2} \{ v + \eta(x) + i \rho(x) \}$ şeklindeki alan ifadesi lagranjiyede kullanılırsa

$$L = 1/2 \{ (\partial_\mu \rho)^2 + (\partial_\mu \eta)^2 \} + \mu^2 \eta^2 - \lambda v (\nu \rho^2 + \eta^3) - \lambda / 2 (\eta^2 \rho^2) - 1/4 (\lambda \eta^4) - \lambda / 4 (\rho^4) \quad (3.13)$$

elde edilir.

Şimdi, η alanı $m_\eta = \sqrt{2}\mu$ kütesine sahiptir fakat ρ^2 yi içeren terim olmadığı için ρ alanı kütesiz kalır. Bu kütesiz alanlar sürekli global simetrinin kendiliğinden kırılmasıyla ortaya çıkar ve Goldstone bozonları olarak adlandırılır. Sonsuz dejenere taban durumundan belirli bir taban durumu seçtiğimiz zaman simetri bozulur. Bu sonuç şimdiye kadar incelediğimiz örnekle sınırlı değildir. Genelde lagranjiyen bir G grubu altında invaryant kaldığında vakum G' nin sadece bir alt grubu altında invaryant ise Goldstone bozonlarının sayısı koset uzayının boyutuna, G/H , eşittir. Bu sonuç, simetri kendiliğinden kırılmış olmasada uygulanır (G altında tek bir vakum vardır). Bu durumda $H = G'$ dir ve Goldstone bozonlarından söz edilemez. Diğer taraftan H alt grubu yok ise, $H=1$ ve $G/H = G$ dir. Yani Goldstone bozonlarının sayısı G' nin boyutuna eşittir.

Buradaki simetri lokal olduğunda ilginç bir durum gözlenir. Skaler kompleks alanın lagranjiyeninde global ayar dönüşümü kullanıldığında invaryansı korumak için bir B_μ kütesiz vektör alanına gerek vardır.

3.3.2. Standart modelde Higgs mekanizması

Standart Modeldeki diğer alanlara kütle kazandıran skaler fon alanı Higgs alanı olarak adlandırılır. Daha önceden de söylediğimiz gibi Higgs alanı, SU(2) ve U(1) kuantum sayılarını taşır. Standart modelde higgs parçacığı bir SU(2) dubleti ile verilir;

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^- \end{pmatrix}$$

Burada, $\Phi^+ = (\Phi_1 + i \Phi_2) / \sqrt{2}$ ve $\Phi^- = (\Phi_3 + i \Phi_4) / \sqrt{2}$ şeklinde tanımlıdır.

Higgs alanının lagranjiyen ifadesi;

$$L_{\text{Higgs}} = (\partial_\mu \Phi)^+ (\partial_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \quad (3.14)$$

şeklinde olup, Higgs potansiyeli

$$V = \mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \quad (3.15)$$

olarak alınır. Higgs Lagranjiyeni, $\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{i\alpha(x)\tau/2} \Phi(x)$ lokal SU(2) dönüşümü altında invaryantdır. Burada τ üreticileri, 2x2' lik Pauli matrisleri olup, α ' lar dönüşüm parametreleridir. $\mu^2 < 0$ için çözüm,

$$\Phi^+ \Phi = \frac{1}{2} (\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2) = -\mu^2 / \lambda \equiv v^2 / 2$$

değerinde minimuma sahiptir.

Burada özel olarak, $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = 0$ ve $\Phi_4 = v$ alınırsa taban durumu;

$$\Phi_0 = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

şeklinde elde edilir.

4. PREONİK MODELLER

4.1. Preonlara Neden Gerek Var

4.1.1.Tarihi argümanlar

19. yüzyılda kimyacılar gözlenen çok sayıdaki elementin nasıl bir modelle açıklanabileceği sorusunun cevabını arıyorlardı. Doğru cevap, birbirinden bağımsız olarak çalışan Dimitri Mendeleveyf ve Lothar Meyer tarafından bulundu. Mendeleveyf'in önerisine göre elementler ortak belirli özelliklerine göre gruplandırılabilirdi. Buradaki ortak özellik elementlerin aslında ortak bileşenlere sahip olduğu düşüncesine götürür (atomlar). Mendeleveyf tarafından önceden tahmin edilen elementlerden ikisinin keşfi yine kendisi tarafından gerçekleştirildi (Gallium

1875, Skandium 1879). Bunun sonucunda Periyodik Tablo önermesi bilim dünyasında kabul gördü.

| | Group | | | | | | | |
|----------|----------|----------|---------|----------|----------|----------|----------|----------|
| | I | II | III | IV | V | VI | VII | VIII |
| Period 1 | H | | | | | | | |
| Period 2 | Li | Be | B | C | N | O | F | |
| Period 3 | Na | Mg | Al | Si | P | S | Cl | |
| Period 4 | K Cu | Ca Zn | * * | Ti * | V As | Cr Se | Mn Br | Fe Co Ni |
| Period 5 | Rb Ag | Sr Cd | Y In | Zr Sn | Nb Sb | Mo Te | * I | Ru Rh Pd |

Şekil 4.1. Mendeleev'in önerdiği periyodik tablo

Kompozitlik açısından bir sonraki benzer aşama Rutherford' un α saçılım deneyi ile atomun da aslında temel bir yapı olmayıp daha alt bileşenlerden oluştuğunu göstermesiydi (1911). Rutherford, radyoaktif maddeden çıkan α parçacıkları ile altın plakayı bombardıman ederek saçılan, ekrana düşen ve geri tepen α ' ları sayarak şunları gözledi: α ' ların büyük bir kısmı hiç yolundan sapmadan ekran üzerine düşüyordu. Bundan yola çıkarak Rutherford atomun içindeki büyük bir bölgenin boşluk olduğu sonucuna ulaştı, kalan α ' ların bir kısmı saçılırken beklenen aksine bir kısımda tam olarak geri tepmekteydi. Rutherford buradan yola çıkarak; atomun kütesinin tamamına yakın bir kısmını tam merkezinde toplandığı sonucuna ulaştı. Yani atom temel olmayıp kompozit bir yapıya sahipti. 8 yıl sonra Rutherford çekirdek saçılmalarında azot çekirdeğinin bölünebildiğini gösterdi. Bu saçılmalarından çıkan parçacıklardan birinin H çekirdeği olduğunu buldu ve buna proton adını verdi (1919).

Çekirdeğin içindeki diğer eleman olan nötron 1934' de Chadwick tarafından bulundu. 1950' lere gelindiğinde hızlandırıcılarda ulaşılan enerjilerin artmasına paralel olarak çok sayıda yeni parçacık gözlemlendi. Parçacık fizikçileri bu karmaşanın içinden bir önceki adımda olduğu gibi gözlenen bu parçacıklarında aslında daha alt bileşenlerden oluştuğu fikri ile çıktılar. Çözüm birbirinden bağımsız olarak çalışan Murray-Gell Mann ve George Zweig tarafından bulundu (1964 kuark önermesi). Çok sayıda hadronun varlığı kuarkların varlığıyla açıklanmış oldu. İlk kuark önermesinde üç tip kuark'ın varlığı ortaya atıldı (u,d,s). Kuarkların varlığına deneysel kanıt Rutherford yöntemine benzer olarak ama bu kez yüzbin defa küçük boyutta α 'lar yerine elektronlar, çekirdek yerine proton ve nötron kullanarak SLAC-MIT ekipleri tarafından gerçekleştirildi.

4.1.2. Standart modelin problemleri ve preonların varlığına dair diğer işaretler

1) Standart Modelde parçacık sayısı temel bir model için oldukça fazladır. Üç aile

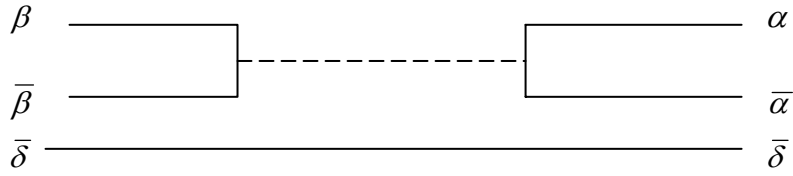
durumunda 18 kuark, 6 lepton, 12 ayar bozonu (8 gluon, W^+ , W^- , Z , γ) ve bir higgs parçacığı olmak üzere toplam 37 parçacık vardır. Anti-parçacıkların eklenmesiyle bu sayı 61'e ulaşır. Tarihsel süreçte değindiğimiz gibi parçacık sayısının fazla oluşu daha temel bir seviyeye işaret olabilir (1 ve ya 2 alt seviye).

2) Yine Standart Modeldeki özel kuantum sayılarının fazla oluşu da temel bir model için problem teşkil etmektedir (Baryon sayısı, lepton sayısı, acayıklık ,....). Tarihte buna benzer durum iki yerde karşımıza çıkar; nükleer fizikteki izotopik sayılar nötronun keşfinden yani çekirdeğin kompozit oluşunun anlaşılmasıyla açıklığa kavuştu. İkinci örnekte 1950' lerde hadronik izospin, acayıklık, yük kuantum sayıları, kuarkların varlığının kabulü ile kuark çeşnilerine indirgendi. Bir sonraki adımda preon sayılarının korunumu ile preon-çeşni SU(3) simetrisi olabilir.

3) Standart Modelde çoğu lepton ve kuark kararsız olup son durumda kararlı (?) elektron, nötrino, u ve d kuark kalıncaya dek hafif parçacıklara bozunur. Bu da preonik seviyeye bir işaret olabilir. Çünkü tarihsel gelişime baktığımızda bozunumlar kompozit bir yapının habercisi olarak ele alınabilir.

4) Standart Modeldeki salınım ve karışımlarda bizi preonik bir seviyenin olabileceği fikrine götürür. Tarihte benzer bir durum; çekirdek reaksiyonlarıyla üretilen farklı izotopların doğada belli oranlarda karışımı bulunur ve bunlar normal kimyasal reaksiyonlarla birbirinden ayrılamazlar. Kimyasal izotopların karışımı atomik çekirdeğin kompozit oluşuyla kolayca açıklanabilir.

Örnek olarak Standart Modeldeki c ve s kuark'ın Cabibbo karışımı preonlar ile;



Şekil 4.2.c ve s kuarkın Cabibbo karışımının preonlarla ifadesi

şeklinde ifade edilebilir. Buradaki d ve s kuark'ın karışımı aslında bir preon anti-preon çiftinin ($\beta\bar{\beta}$) başka bir preon anti-preon çiftine ($\alpha\bar{\alpha}$) dönüşmesi olayına indirgenir. Buradaki α , β , δ preonları Fredericsson preon üçlü modelinde kullandığı preonlar olup yük ve spinleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

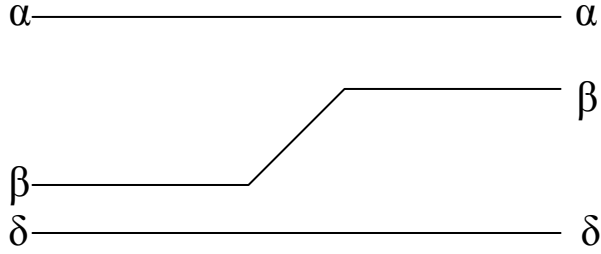
Çizelge 4.1. Fredericsson modelinin preonları ve bazı özellikleri

| | | | |
|-------|-------|-------|-------|
| _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ |

Yukarıda bahsedilen preon anti-preon çiftleri arasındaki geçişte taşıyıcı parçacıklar γ (veya γ 'lar), gluon (veya gluonlar) veya yeni tür taşıyıcılar olabilir.

Standart Modeldeki ikinci bir karışım örneği ise nötrinin salınımıdır. Yine bu olay

preonlar cinsinden şöyle ifade edilebilir;



$$\nu_1 = \alpha (\beta\delta)$$

$$\nu_2 = (\alpha\beta)\delta$$

Şekil 4.3. Nötrino salınımının preonlarla ifadesi

Standart Modelden başka bir örnek W^0/B^0 karışımıdır. Çoğu preonik modelde zayıf ayar bozonları preon anti-preon çiftinden oluşan (toplam spini 1) kompozit yapılar olarak düşünülür:

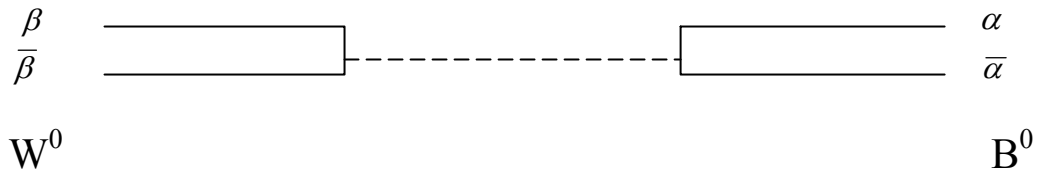
$$W^+ = (\alpha \bar{\beta})$$

$$W^0 = 1/\sqrt{2} (\alpha \bar{\alpha} - \beta \bar{\beta})$$

$$W^- = (\beta \bar{\alpha})$$

$$B^0 = 1/\sqrt{2} (\alpha \bar{\alpha} + \beta \bar{\beta})$$

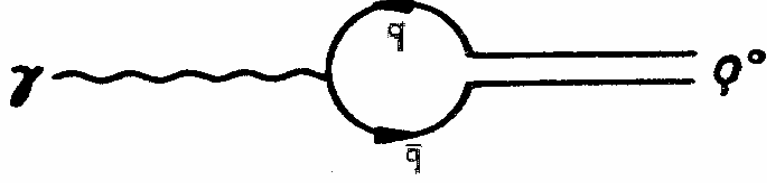
ve W^0/B^0 karışımının preonlar cinsinden ifadesi aşağıdaki gibi verilebilir.



Şekil 4.4. W^0/B^0 karışımının preonlarla ifadesi

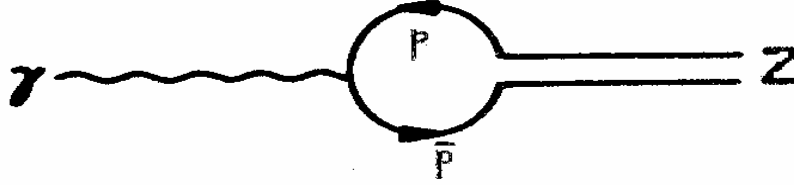
Standart Modelde elektrozayıf sektörde Weinberg açısıyla parametrize edilen γ/Z karışımı açıklanamamaktadır. Çünkü γ sadece yük ile etkileşir. Dolayısıyla Standart Model açısından burada anormal bir durum söz konusudur. Buna benzer bir problem 1960'lerde fotonun çekirdekle etkileşmesinde gözlemlendi; fotonun dalga fonksiyonu

hadronik bir bileşene sahipmiş gibi davranıyordu. Vektör mezon dominansı ile açıklanan bu olay aslında ρ mezonun bir kuark anti-kuark çifti içerdiğini gösteriyordu.



Şekil 4.5. Fotonun ρ mezonla etkileşimi

γ - Z karışımı içinde benzer bir açıklama, Z' in temel olmayıp bir preon anti-preon çiftinden oluştuğu şeklinde de yapılabilir.



Şekil 4.6. Fotonun Z bozonla etkileşimi

5) Kütleli, yüklü ve kararsız ara bozonların varlığı bizi yine daha temel bir alt seviyenin olabileceği fikrine götürür. Tarihsel bakış açısından kütleli ayar bozonları temel olamayacağı pek çok kez görülmüştür. Çekirdek kuvvetinin taşıyıcısı olduğuna inanılan π mezonların kütleli oluşu, bunların temel olmayıp daha alt bileşenlerden oluştuğu görüldü.

4.2. Preonik Modeller

İlk preonik model bir önceki bölümde bahsedilen problemlerin giderilmesi amacıyla 1974 yılında Abdus Salam ve A. Pais tarafından geliştirildi. Bundan sonraki 10 yılda farklı araştırmacılar tarafından farklı problemlerin çözümüne yönelik modeller geliştirildi. Preonik modeller arayışı 80'lerin ortalarından sonra süpersimetri, süper-kütle çekimi...vs gibi farklı teorilerin ortaya çıkmasıyla güncelliğini kaybetti. Ancak

2007'de LHC' den alınacak verilerle bu konudaki çalışmalar yeniden ivme kazanabilir.

Preonik model kurulurken iki önemli koşul göz önünde bulundurulmalıdır;

1) İstatistik korunmalı: Kurduğumuz modelde Bose-Einstein veya Fermi - Dirac istatistikleri çerçevesinde çalışmalıyız. Prensip olarak lepton ve kuaklar için üç farklı seçenek ortaya çıkabilir;

3 fermionik preon

fermionik + skaler preon

sadece skaler preonlar

kullanılarak model kurulabilir. Son seçenek istatistik olarak bildiğimiz çerçevenin dışında paraistatistik gerektirir. Bu nedenle modellerin büyük çoğunluğu ilk iki opsiyon altında şekillenir.

2) Preonlar renk yükü taşımalıdır. Bunun sonucunda preonik seviyede QCD benzeri etkiler tekrarlanarak (hapis-confinement), preonlar için tanımlanan simetri grubu $SU(3)_H$ şeklinde olabilir.

Bunlara ek olarak kurulan model tüm diğer fizik teorilerini tabi olduğu iki temel şartı sağlamalıdır: İç tutarlılık ve deneyle uyumluluk. Ayrıca etkin bir modelde: parametre sayısı olabildiğince az olmalı (ekonomik olmalı), model parametreleri kullanılarak Standart Modeldeki parametreler elde edilebilmeli (kuantum fiziğinde Planck sabiti sıfıra götürüldüğünde klasik fiziğe geçildiği gibi) ve Standart Modelde açıklanamayan aileler arası geçişler ile salınımlar açıklanabilmelidir.

Preonik modeller için aşılması gereken en büyük sorun kuark ve lepton kütlelerinin kompozitlik için öngörülen enerji skalasından oldukça küçük olmasıdır. Genel olarak kompozit yapının kütlesi kendini oluşturan bileşenlerin kütlelerinden büyük olmalıdır.

Örneğin, protonun kütlesi kendini oluşturan kuarkların kütleleri toplamından büyüktür. Bunu elektron için düşünersek; elektronun kompozit bir yapı olması halinde bileşenlerinin kütlesi yüzlerce GeV mertebesinde olmalıdır. Halbuki elektronun kütlesi bunun en az milyonda biri kadardır. Potansiyel Modeller çalışıldığında bu problemde aşılabilmektedir. Bu yaklaşımda yukarda sözü edilen farkın preonları bağlayan alan tarafından depo edildiği düşünülür.

Preon modellerine örnek olması açısından üç farklı modeli inceleyeceğiz.

4.2.1. Fritzch-Mandelbaum (Haplon) Modeli

Bu model 1981 yılında H. Fritzch ve G. Mandelbaum tarafından geliştirildi. Haplon kelimesi Yunanca basit, sade anlamlarına gelen Haplos kelimesinden ünlü fizikçiler Murray Gell-Mann ve Savas Dimopoulos tarafından türetilmiştir. Bu modelde fermionik ve skaler tipli fermionlar kullanılır, gluon, foton ve hiperbozonlar temel parçacıklar olarak alınır. Kompozitlik için öngörülen enerji ölçeği yaklaşık 100-200 Gev arasındadır.

Haplon modelindeki preonlar ve özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge 4.2. Haplon modelinin preonları ve bazı özellikleri

| Preon | Renk | Elektrik yükü | Spin |
|----------|------|---------------|------|
| α | 3 | -1/2 | 1/2 |
| β | 3 | 1/2 | 1/2 |
| X | 3 | -1/6 | 0 |
| Y | 3 | 1/2 | 0 |

Bu modeldeki renk bileşimi;

$$3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8 \quad \text{ve} \quad \bar{3} \otimes \bar{3} = 3 \oplus \bar{6}$$

şeklindedir. Yani renk üçlüsü bir preonla renk üçlüsü bir anti - preonun bileşimi bir renk tekli veya renk sekizlisi parçacığı verir. Buradan yola çıkarak her bir renk tekli parçacığa karşılık bir renk oktetinin varolması gerekir. İkinci olarak iki tane renk üçlüsü anti- preonun bileşiminden bir renk üçlüsü ile renk altılısı parçacık elde edilir. Bu da bize her renk üçlüsü parçacığa karşılık bir renk altılısı parçacığın varolması gerektiğini gösterir.

Haplon modelinin önerdiği ayar grubu, $SU(3)_c \otimes SU(2)_e \otimes G_H$ ile verilir. Buradaki G_H , Kuantum Haplon Dinamiği ayar grubudur. Bu modelde ilk aile kuark ve leptonların preon içeriği;

$$\begin{aligned} u &= (\bar{\alpha} \bar{X})_3 & \nu_e &= (\bar{\alpha} \bar{Y})_1 \\ d &= (\bar{\beta} \bar{X})_3 & e^- &= (\bar{\beta} \bar{Y})_3 \end{aligned}$$

şeklinde verilir. Parantezin altındaki indisler renk temsilidir.

Bozonik bağlı durumların bu model preonları cinsinden ifadesi,

$$W^+ = \bar{\alpha} \beta, \quad W^- = \bar{\beta} \alpha \quad \text{ve} \quad Z = \bar{\alpha} \alpha, \quad \bar{\beta} \beta$$

şeklindedir.

Bu modelde diğer ailelerin kuark ve leptonları ilk ailenin, QHD gluonlarını da içeren uyarılmış durumları olarak düşünülür. Örneğin,

$$\mu \rightarrow (\bar{\beta} \bar{Y} h) \quad \text{ve} \quad \tau \rightarrow (\bar{\beta} \bar{Y} hh)$$

şeklinde alınır. Buradaki h , QHD gluonudur. QHD etkileşimi bu durumlar arasındaki geçişlere sebep olur. Buradan yola çıkarak Zayıf etkileşimdeki karışımların aslında preon seviyesindeki geçişlerden kaynaklandığı sonucuna ulaşılır. Nötral akımlar;

$$W_3 = (\alpha \bar{\alpha} - \beta \bar{\beta}) / \sqrt{2} \text{ ve } W_0 = (\alpha \bar{\alpha} + \beta \bar{\beta}) / \sqrt{2}$$

bozonlarıyla sağlanır.

4.2.2. Harari-Shupe (Rishon) Modeli

Bu modeldeki temel birimler Rishon olarak adlandırılır. Rishonlar fermionik parçacıklardır. Bu modelde kullanılan Rishonlar ve bazı özellikleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge 4.3. Rishonlar ve bazı özellikleri

| Rishon | Elektrik Yüğü | Hiperrenk | Renk |
|--------|---------------|-----------|------|
| T | $e/3$ | 3 | 3 |
| V | 0 | 3 | 3 |

Bu modeldeki renk bileşimi;

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \quad \text{veya} \quad 3 \otimes 3 \otimes \bar{3} = 3 \oplus \bar{3} \oplus \bar{6} \oplus 15$$

şeklindedir. Buradan anlaşılacağı gibi üç tane renk üçlüsü rishonun renk bileşimi bir renk tekli, iki renk sekizlisi ve bir renk onlusu verir. Ayrıca iki renk üçlüsü rishonla bir renk üçlüsü anti-rishonun renk bileşimi bir renk üçlüsü, bir renk anti-üçlüsü, bir renk anti-altılısı ve bir renk onbeşlisi verecektir. Çizelge 4.3' den anlaşılacağı gibi tüm elektrik yükleri T rishondan gelir. Örneğin, Hidrojen atomu için toplam elektrik yükünün sıfır oluşunu bu model Rishonlarını kullanarak,

$$\bar{q} = FS = \bar{3} \oplus 6$$

şeklinde verilir.

FS tipli preonlar kullanıldığında ilk aile fermionları;

$$\begin{aligned} \nu_e &= F_1 \bar{S}_1 & e^- &= F_2 \bar{S}_1 \\ \bar{d} &= F_1 S_2 & \bar{u} &= F_2 S_2 \end{aligned}$$

şeklinde verilir. $|Q| \leq 1$ kabulü altında preonlar için olası elektrik yükleri aşağıdaki tabloda görüldüğü gibidir.

Çizelge 4.5. Preonlar için olası elektrik yükleri

| | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|
| | | | | | |
| | | | | | |
| | | | | | |
| | | | | | |
| | | | | | |

Bu tablodaki 3. sütun Fritsch – Mandelbaum Modeline karşılık gelir. Bu model t'Hooft Anomali şartını otomatik olarak sağlar. 4. sütun elektrik yükü açısından fermionik ve skaler tipli preonlar arasında simetrik bir durum sergiler. Buradan hareketle preonik seviyede süpersimetri ile karşılaşılabilceği yorumu yapılabilir.

4.3. Preonik Modellerin Deneysel Durumu

Şimdiye kadar yapılan deneylerde preonların varlığına dair direkt bir kanıt sağlanamamıştır. Bununla beraber LHC' den veri alınmasıyla birlikte preonların varlığına dair önemli sonuçlar elde edilecektir. Bu bölümde preonik modellerin deneysel durumunu belirtmek amacıyla fermion ve bozonların kompozitlik

sınırlarına bakacağız. Bu sınırlar çalışılan modellere göre farklılıklar göstermekle beraber daha sonrada göreceğimiz gibi genel bir bakış oluşmuştur.

Babbha saçılımının diferansiyel tesir kesiti elektron kompozitliği açısından kesin bir test sağlar. PEP ve PETRA'dan alınan verilerden yola çıkarak elektron kompozitliği için Λ (kesim ölçeği)'nin alt sınırının 2-5 Tev olduğu öngörülmektedir. PETRA'daki CELLO grubunun e^- , μ , τ , c , b ve diğer fermionların çift üretiminden aldıkları tesir kesitleri Standart Modelden bir sapma göstermemektedir.

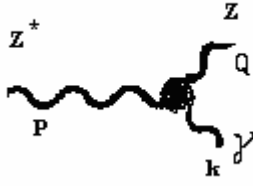
LEP'te L3 dedektöründe Z bozonun bozunumuyla oluşabilecek uyarılmış elektron ve müonlar aranmış buradada Standart Model sonuçlarından herhangi bir sapma bulunamamış yani söz konusu uyarılmış durumlara rastlanamamıştır. Çift üretimden uyarılmış müonlar için en küçük kütle limitinin 45.3 Gev'den büyük olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır.

Kuark ve leptonların manyetik momentlerinin ölçülmesi de kompozitlik için veri sağlayabilir. e^-e^+ yok olma sürecinde oluşan tauonlar'ın manyetik momentinin dağılımında yine daha alt bir seviyeye işaret olabilecek anomaliler gözlenmiştir. Fakat sözü edilen bu deneylerdeki (PEP, PETRA) sistematik ve istatistik hata payları ihmal edildiğinden alınan veriler tek başına kompozitlik ile ilgili kanıt olarak gösterilemez.

Standart Modelde tamamen yasaklanmayıp gerçekleşme olasılığı çok düşük olan Nadir Bozunumlar olarak adlandırılan süreçler de preonik bir dinamikle açıklanabilir. Örneğin, $\mu \rightarrow e \gamma$ ve $p \rightarrow e \pi$ bozunumları Standart Modeldeki nadir bozunumlardır. $\mu \rightarrow e \gamma$ geçişleri için Λ , kesim ölçeği 10^{-15} Tev'den daha büyüktür.

Kozmik ışınlar da kompozitlik araştırmaları için kullanılabilir. G. Domokos ve S. Kovasi – Domokos kuark ve leptonların preonlardan oluşması durumunda Pulsarların yaydığı foton ve nötrinoların kullanabileceği görüşünü öne sürdüler.

Eğer Z bozon preonlardan oluşmuşsa uyarılmış durumlarının olması gerekir ($q\bar{q}$ çiftinden oluşan π , ρ , η ... vb mezonlar gibi). Bugün için uyarılmış Z bozonun kütlelerinin 209 Gev' den büyük olması gerektiğini biliyoruz (LEP 2' den alınan verilerin ışığında). Bu uyarılmış durumların spinleri 0, 1 veya 2 olabilir. Bu bölümde spini 1 olan Z^* ' ın bozunum modları ve CLIC' te üretimine bakılacaktır. Uyarılmış Z bozonu, Z' bozonundan ayıran en önemli özellik $Z^* \rightarrow Z\gamma$ bozunma modudur.



Şekil 5.1. $Z^* \rightarrow Z\gamma$ sürecine ait Feynman Diyagramı

$$Z^* \rightarrow Z\gamma \text{ etkileşim Lagranjyeni; } f_1 Z_\mu Z^*_\nu F^{\mu\nu} + f_2 Z_\mu Z^*_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (5.1)$$

şeklindedir. Burada, f_1 ve f_2 büyüklüğü belli olmayan form faktörleridir (daha doğrusu Preon Dinamiğiyle hesaplanması gereken form faktörleridir).

Eğer $f_2 = 0$ alırsak, $Z^* \rightarrow Z\gamma$ sürecinin matris elemanı

$$M(Z^* Z\gamma) = f_1 \epsilon^Z_\mu \epsilon^{Z^*}_\nu (k^\mu \epsilon^\nu_\gamma - k^\nu \epsilon^\mu_\gamma) \quad (5.2)$$

şeklindedir. Matris elemanının mutlak değerinin karesi ise;

$$\begin{aligned} |M|^2 &= |f_1|^2 \epsilon^z_\mu \epsilon^z_{\mu'} \epsilon^{z^*}_\nu (\epsilon^{z^*}_{\nu'})^* k^\mu \epsilon^\nu_\gamma \{k^{\mu'} (\epsilon^{\nu'})^* - k^{\nu'} (\epsilon^{\mu'})^*\} \\ &= |f_1|^2 \left\{ -g_{\mu\mu'} + \frac{(p-k)_\mu (p-k)_{\mu'}}{m_Z^2} \right\} \left\{ -g_{\nu\nu'} + \frac{p_\nu p_{\nu'}}{m_{Z^*}^2} \right\} \\ & \times \{ (-g^{\nu\nu'}) k^\mu k^{\mu'} - (-g^{\nu\mu'}) k^\mu k^{\nu'} - (-g^{\mu\nu'}) k^\nu k^{\mu'} + (-g^{\mu\mu'}) k^\nu k^{\nu'} \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= |f_1|^2 \left\{ -k^\mu k^\nu \frac{P_\nu P_{\nu'}}{M^2} g^{\nu\mu'} - k^\nu k^\mu \frac{P_\nu P_{\nu'}}{M^2} g^{\mu\nu'} + g_{\mu\mu'} g^{\mu\mu'} \left(\frac{pk}{M}\right)^2 \right. \\
&+ g_{\nu\nu'} g^{\nu\nu'} \frac{k(p-k)k(p-k)}{m^2} - \frac{k(p-k)k(p-k)}{m^2} - \frac{k(p-k)k(p-k)}{m^2} \\
&\left. + \frac{1}{m^2 M^2} \left\{ (pk)^2 (-p)^2 + (pk)^3 + (pk)^2 p(p-k) - (p-k)^2 (pk)^2 \right\} \right\}
\end{aligned}$$

Burada, m ve M sırasıyla Z ve Z*' in kütleleri, p, k ve Q ise yine sırasıyla Z*, Z ve fotonun momentumlarını temsil etmektedir. Kinematik kullanılarak elde edilen

$$(p-k)^2 = m^2 \rightarrow M^2 - 2(pk) = m^2 \rightarrow 2(pk) = M^2 - m^2$$

eşitliği yerine yazılarak,

$$|M|^2 = \frac{1}{4} \frac{(M^2 - m^2)^2}{M^2 m^2} M^2 |f_1|^2 = \frac{1}{4} \frac{(M^2 - m^2)^2}{m^2} |f_1|^2 \quad (5.3)$$

şeklinde, Z* → Z γ süreci için matris elemanını bulmuş oluruz.

Bozunma genliği ise |M|^2 cinsinden

$$\Gamma = \frac{|\overline{M}|^2}{2M_{Z^*}} |f_1|^2 \phi \quad (5.4)$$

ile verilir. Burada, φ faz uzayı olup,

$$\phi = \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3 2E_\gamma} \frac{d\vec{Q}}{(2\pi)^3 2E_Z} (2\pi)^4 \delta^4(k + Q - p) \quad (5.5)$$

şeklinde verilir.

İntegralin içindeki Dirac delta fonksiyonu

$$\delta^4(k + Q - p) = \delta^3(k + Q - p)\delta(E_\gamma + E_Z - M)$$

şeklinde alınabilir. Bunu kullanarak Eş.5.4' deki faz uzayı ifadesi için,

$$\phi = \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{|\vec{k}|^2 d|\vec{k}| \sin \theta d\theta d\varphi}{2E_\gamma E_Z} \delta(E_\gamma + E_Z - M)$$

ifadesine ulaşırız. $|\vec{k}| = E_\gamma$ alınarak,

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \int \frac{E_\gamma dE_\gamma}{E_Z} \delta(E_\gamma + \sqrt{E_\gamma^2 + m_z^2} - M)$$

elde edilir.

$$E_Z = \sqrt{E_\gamma^2 + m_z^2} \text{ alınır ve Dirac delta fonksiyonunun } \delta[g(x)] = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|}$$

özellği kullanılırsa faz uzayı için

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \frac{E_\gamma}{M} \tag{5.6}$$

elde edilir. Bunu Eş.5.4' de yerine yazarsak,

$$\Gamma = \frac{|\overline{M}|^2}{2M} \phi = \frac{1}{4} \frac{(M^2 - m^2)^2}{m^2} \frac{1}{2M} \frac{1}{4\pi M} \frac{M^2 - m^2}{2M} |f_1|^2$$

ve gerekli sadeleşmeler yapılarak

$$\Gamma = \frac{(M^2 - m^2)^3}{64\pi m^2 M^3} |f_1|^2 \quad (5.7)$$

elde edilir. Burada m, Z bozonun kütlesi ,M ise uyarılmış Z bozonun kütlesidir. M >> m olacağından Eş.5.6 ifadesi

$$\Gamma = \frac{M^3}{64\pi m^2} |f_1|^2 \quad (5.8)$$

şekline dönüşür. Z^* bozonun kütlesi için CLIC'te planlanan $\sqrt{s} = 3$ Tev değeri kullanılırsa, $|f_1| = 0,1$ alınarak, $\Gamma \approx 3$ Gev elde edilir.

• $Z^* \bar{f}f$ köşesi: Z bozonun fermionlarla etkileşimine ait Lagranjiyeninin genel formu

$$L_{Z\bar{f}f} = g \bar{f} \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5) f Z^{*\mu} \quad (5.9)$$

ile verilir.

Z^{*} in Z ile aynı preon bileşenlerinden oluştuğu göz önünde tutularak $Z^* \bar{f}f$ etkileşimi için lagranjiyenin genel ifadesi

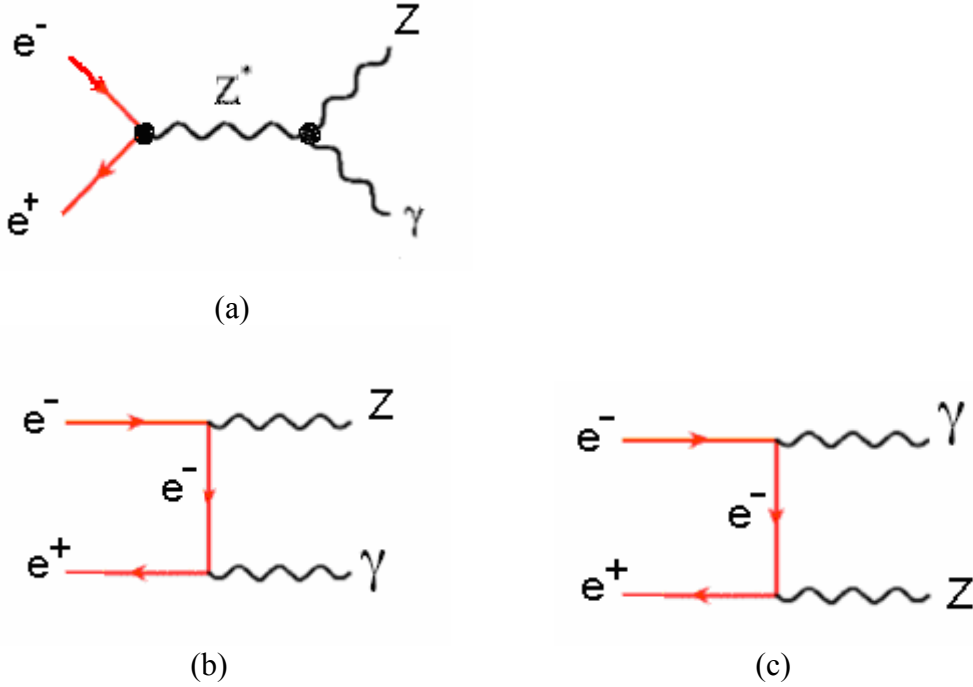
$$L_{Z^* \bar{f}f} = g \bar{f} \gamma_\mu (v_f^* - a_f^* \gamma_5) f Z^{*\mu} \quad (5.10)$$

şeklinde alınabilir.

Bu iki ifadedeki etkileşim sabitleri arasında $a_f^* = k a_f$ ve $v_f^* = k v_f$ ilişkisi baz alınabilir. Burada k sabit bir sayı olup hesaplamalarda kolaylık olması açısından k=1

şeklinde alınır. Çizelge 5.1 deki değerler kullanılarak, $M=3$ Tev ve $|f_1|=0.1$ durumunda $\sigma_{BW}(e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow Z\gamma) = 1,5$ pb bulunur. Standart Modelde $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ sürecinin tesir kesiti ise COMPHEP(version 33.22) kullanılarak yaklaşık 0,15 pb olarak bulunur.

Sinyal ve Standart Model fon süreçlerinin Feynman diagramları Şekil 5.2' de verilmiştir.



Şekil 5.2. $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow Z\gamma$ sürecinin, (a)Standart Model ve (b,c) fon süreçlerinin Feynman diagramları

CLIC' in 3 Tev kütle merkezi enerjisinde $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ışınlılığa sahip olacağını göz önünde bulundurursak ilk bakışta yılda $1,5 \times 10^6$ olay bekleniyor.

Fakat demet-demet etkileşmesinden dolayı çarpışma bölgesinde elektronların ve pozitronların enerjisi monokromatik olmayacağı için gözlenecek olay sayısı tam rezonans değerinin $(\Gamma/\Delta\sqrt{S}) \approx 0,01$ kadarı yani yılda 15000 olay olacaktır. Bu da $Z^* \rightarrow Z\gamma$ bozunumunun detaylı incelenebilmesi için yeterlidir.

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Standart Modeldeki problemlerin aşılması için geliştirilen yaklaşımlar arasında Preonik Modeller ön plana çıkmaktadır. Tarihi ve fiziksel perspektiften maddenin en az bir alt seviyesinin daha olabileceği düşüncesi ağırlık kazanır. Şimdiye kadar geliştirilen preonik modeller Standart Modeldeki problemlerin hepsini çözemeyip her model belirli bazı problemlerin çözümüne odaklanır.

Preonik Modellerin deneysel durumu kuark modellerinin test edilemeden önceki durumuna benzemektedir. Dolayısıyla geliştirilen modellerin dinamiğinin tam olarak oluşturulması ancak deneysel verilerin elde edilmesiyle sağlanabilecektir. Bu açıdan bakıldığında LHC' den alınacak veriler preonik seviyeyle ilgili önemli işaretler verecek gibi görünmektedir. Fiziğin tarihsel gelişim sürecine baktığımızda daha yüksek enerjilerle daha alttaki yapıya ulaşıldığında fiziksel anlayışımızda köklü değişimler yaşanmıştır. Buradan yola çıkarak maddenin özüne yaptığımız bu yolculukta LHC' den alınacak veriler teorik ve uygulama açısından devrim niteliğinde dönüşümlere yol açabilir. Burada en olası durum Standart Modelin tamamen terk edilmeyip geliştirilen yeni teorinin düşük enerjideki karşılığı olarak kalmasıdır (tıpkı klasik fiziğin kuantum fiziğinin düşük enerjilerdeki karşılığı olduğu gibi).

Preonik modellerin öngördüğü uyarılmış ara bozonlardan Z^* , e^-e^+ çarpışmalarında rezonans olarak üretilebilir. Bu bakımdan, multi-Tev skalasına ulaşma imkanı sağlayacak CLIC' in üstünlüğü aşikardır. Yaptığımız hesaplama göstermektedir ki, eğer CLIC'in enerjisi Z^* üretmeye imkan verirse, Z^{**} in en belirgin bozunum modu olan $Z^* \rightarrow Z\gamma$ detaylı bir biçimde incelenebilir.

KAYNAKLAR

1. Sultansoy, S., “ Four Ways to Tev Scale”, *Turk. J. of Physics*, 22: 575-594 (1998)
2. Sultansoy, S., Çelikel, A., Kantar, A., “A search for sextet quarks and leptogluons at the LHC”, *Physics Letters*, B 443: 359-364 (1998).
3. D’Souza, I., Kalman, C. S., “Preons” ,*World Scientific Publishing*, London, 5-106 (1992).
4. Fritzch, H., Mandelbaum, G., “ Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks” ,*Physics Letters*, B102(5): 319-322 (1981).
5. Fritzch, H., Mandelbaum, G., “The substructure of the weak bosons and the weak mixing angle” , *Physics Letters* , B109(3) :224-226 (1982).
6. Rajasekaran, G. “Perspectives in high-energy physics”, *Indian Journal of Physics*, A72A: 679-687 (1998).
7. Taylor, J. R., Zafaritos, C., “Modern Fizik” , B. Karaoğlu, *Prantice - Hall Inc.*, İstanbul, 295-321(1996).
8. Pati, J., Salam A., “ Lepton Number as the fourth color”, *Phys. Review*, D110(1): 224-226 (1974).
9. Nishimura, N., Hayashi, Y., “Preon model and cosmological quantum - hyperchromodynamics phase transition” , *Physical Review*, D 35(10): 3151-3157 (1987).
10. Buchmann, A. J., Schmidt, L. M, “Hyperquarks and Generation Number” , *Phys. Review*, D71(055002):1-4 (2005).
11. Dugne, J. J., Fredriksson, S., Hansson, J., “ Preon trinity: A schematic model of leptons, quarks and heavy vector bosons” , *Europhys. Lett.* , 57: 188-194 (2002).
12. Rizzo, T.G., “Exited Z^0 bosons and the anomalous CERN events” , *Physics Rev.*, D31(9): 2369-2371 (1985).
13. Yasué, M., “Dynamical exited weak bosons and their observable signatures” , *Physical Review*, D39(11): 3458-3472 (1989).
14. Korpa, C., Ryzak, Z., “Low energy phenomology of a realistic composite model” ,*Physical Review*, D34(7): 2139-2147 (1986).
15. Rizzo, T.G., “Z decay to jets plus photon as a probe for new, heavy particles”, *Workshop on Photon Radiation from Quarks*, Annency, France, Aralık 2-3, 1-6 (1991).

16. Kovesi-Domokos, S., Domokos, G., “Experimental signatures of composite quarks and leptons” , *Physical Review*, D24(11): 2866-2873 (1981).
17. Pati, J.C. , Salam, A. , “Unified Lepton-Hadron Symmetry and a Gauge Theory of the Basic interactions” , *Physical Review*, D8(4): 1240-1251 (1973).
18. Coutinho, Y.A., Martins Lopes, J.H., Martins Simoes, J.A., Pommot Maia, M.C., “ Gauge model for testing compositness in electron-positron collisions” , *Phys. Review*, D43(7): 2104-2110 (1991).
19. Yasué, M., Oneda, S., “Exited weak gauge bosons at colliders” , *Physics Review*, D37(9): 2499-2508 (1988).
20. Harari, H., Seiberg, N., “Dynamical Theory for the Rishon Model” , *Phy. Letters*, B98(4): 269-273 (1981).
21. Harari, H., Seiberg, N., “The Rishon Model” , *Nuclear Phys.* , B204(1): 141-167 (1982)
22. L3 collaboration, “Study of the $e^-e^+ \rightarrow Z\gamma$ process at LEP and limits on triple neutral-gauge-boson couplings” , *Physics Letters*, B597: 119-130 (2004).
23. L3 collaboration, “Z boson production with two unobserved, back-to-back, hard photons at LEP” , *Physics Letters*, B613:118-127 (2005).
24. Harari, H., “Composite Models for quarks and leptons” , *Physics Reports*, 104(2-4):159-179 (1984).
25. Yao, W-M et al., J. Phys. G: Nuclear & Particle Physics, *PDG*, California, 33 (1): 33-85(2006).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : AKYAZI, Erdoğan
Uyruğu : T.C
Doğum tarihi ve yeri : 12.04.1977 Ordu
Medeni hali : Bekar
Telefon : (0452) 212 38 83
e- mail : erdoakyazi@mynet.com

| Eğitim Derece | Eğitim Birimi | Mezuniyet |
|---------------|----------------------------------|-----------|
| Yüksek Lisans | Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü | 2006 |
| Lisans | Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü | 2004 |
| Lise | Ordu Atatürk Lisesi | 1994 |

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Fizik, Bilim Tarihi, Edebiyat