

T.C.
İNÖNÜ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANILAN SİMÜLASYON TEKNİKLERİ

MURAT AYYILDIZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

MALATYA

OCAK – 2016

Tezin Başlığı : Yüksek Enerji Fiziğinde Kullanılan Simülasyon Teknikleri

Tezi Hazırlayan : Murat AYYILDIZ

Sınav Tarihi : 18.01.2016

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

Sınav Jüri Üyeleri :

Doç.Dr. Serdar ALTIN (Başkan)
İnönü Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Yusuf Oğuzhan GÜNAYDIN(Üye)
Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi

Tez Danışmanı : **Yrd. Doç. Dr. Fatih BULUT (Üye)**
İnönü Üniversitesi

İnönü Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

Prof. Dr. Alaattin ESEN
Enstitü Müdürü

ONUR SÖZÜ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “**Yüksek Enerji Fiziğinde Kullanılan Simülasyon Teknikleri**” 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.

Murat AYYILDIZ

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca bana rehberlik eden; bilgi, deneyim ve tecrübelerini esirgemeyen danışmanım **Yrd. Doç. Dr. Fatih BULUT**'a teşekkür ederim.

İ.Ü. kütüphanesinin imkanlarından en iyi şekilde yararlanma kolaylığı sağlayan **Bekir GÜNEŞ, Erdoğan ÇELİKKIRAN, Celal YAŞA** ve **Mehmet KUYUCU**'ya, üzüntülerimizi, sevinçlerimizi ve başarılarımızı birlikte yaşadığımız arkadaşım **Gökhan KIRAT**'a teşekkür ederim.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YÜKSEK ENERJİ FİZİĞİNDE KULLANILAN SİMÜLASYON TEKNİKLERİ

Murat AYYILDIZ

İnönü Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Ana Bilim Dalı

64 + ix sayfa

2016

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Fatih BULUT

Bu tezde, Yüksek Enerji Fiziği'nde kullanılan simülasyon teknikleri incelenmiştir. Analiz etme ve hesaplama paketi olan CompHep, Monte Carlo olay üretici olan Pythia8 ve deneysel parçacık fiziği alanında kullanılan ROOT yazılım paketleri detaylı bir şekilde anlatılmıştır.

520 GeV de elektron pozitron bozonumu ve müon antimüon oluşumu ($e + e^+ \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) gerçekleştirildi. 10, 25, 100 tane Higgs bozonunun oluşumu incelendi. Higgs bozonu, simülasyon verilerinden yararlanarak ROOT ile histogramı oluşturulup grafiğinden Higgs bozonun kütlesinin yaklaşık $124,3 \text{ GeV}/c^2$ olduğu sonucuna ulaşıldı.

Anahtar Kelimeler: Simülasyon, CompHep, Pythia8, ROOT, Higgs Bozonu

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

SIMULATION TECHNIQUES USED IN HIGH ENERGY PHYSICS

Murat AYYILDIZ

Inonu University, Graduate School of Natural and Applied Science

Department of Physics

64+ ix pages

2016

Advisor: Assist. Prof. Dr. Fatih BULUT

In this thesis, we investigated the simulation techniques that used in High Energy Physics. The CompHep package program that is used for analysis and computation, Phythia8 which is a Monte Carlo event generator, ROOT software package that is used in experimental high energy physics, are explained in details.

The electron positron annihilation and muon antimuon creation is simulated at 520 GeV ($e + e^+ \rightarrow \mu + \bar{\mu}$). We investigated the Higgs Boson creation for 10, 25, 100 particles. We used the Higgs boson simulation data to draw the histogram with root and from the gradphic we see the mass of the Higgs boson as 124.3 GeV/c².

Key Words: Simulation, CompHep, Pythia8, ROOT, Higgs Boson

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
TABLolar DİZİNİ.....	vii
SEMBOLLER.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. STANDART MODEL(SM).....	5
2.1. Temel Parçacıklar.....	7
2.1.1. Kuarklar.....	8
2.1.2. Leptonlar.....	10
2.1.3. Mezonlar.....	11
2.1.4. Baryonlar.....	13
2.2. Etkileşimler.....	15
2.2.1. Kütle Çekim Etkileşimi.....	15
2.2.2. Elektromanyetik Etkileşim.....	15
2.2.3. Zayıf Etkileşim.....	16
2.2.4. Güçlü Etkileşim.....	16
2.3. Feynman Diyagramları.....	17
3. SİMÜLASYON.....	20
3.1. Simülasyonun Avantajları.....	21
3.2. Simülasyonun Dezavantajları.....	21
3.3. Simülasyon Modelleri Genel Özellikleri.....	21
3.3.1. Fonksiyonel Özellik.....	21
3.3.2. Zamana Bağlılık.....	21
3.3.3. Giriş Verisi.....	22
3.4. Rastgele Sayı Üreticiler.....	22
3.5. Monte Carlo Simülasyon Metodu.....	26
3.5.1. Stokastik Modeller.....	26
3.5.2. Monte Carlo Yöntemi.....	27
3.5.3. Monte Carlo Metodunun Matematiği.....	28

3.5.4. Monte Carlo İntegral Yöntemleri.....	28
3.6. Parçacık Fiziginde Simülasyonlar.....	29
3.6.1. Fizik Modellemesi Ve Olay Üretimi.....	30
3.6.1.1. Fizik Modellemesi.....	30
3.6.1.2. Olay Üretimi.....	31
3.6.2. Hesaplama.....	32
3.6.3. Dedektör Simülasyonu.....	32
3.6.4. Temel İşlemler.....	34
4. KULLANILAN SİMÜLASYON PAKETLERİ.....	35
4.1. CompHep... ..	35
4.1.1. Tesir Kesiti Ve Olay.....	35
4.2. Pythi8.....	36
4.2.1. Higgs Bozonu.....	36
4.3. ROOT.....	37
5. SİMÜLASYONLAR VE SONUÇLARI.....	38
5.1. CompHep’de Elektron Pozitron Yokolması, Müon Antimüon Oluşumu ve Sonuçları.....	38
5.2. Pythia8 İle Higgs Bozonun Üretimi.....	47
5.2.1. Pythia8 İle Higgs Bozonun Üretiminin Feynman Diyagramları.....	47
5.2.2. Pythia8 İle Higgs Bozonunun Bozonum Feynman Diyagramları.....	48
5.2.3. Pythia8 İle Higgs Bozonun Üretim Ayarları.....	48
5.2.4. Pythia8 İle Parçacık Verileri Fizik Model Ve Süreçleri.....	48
5.2.5. Pythia8 İle Higgs Bozonunun Bozonum Ayarları, Higgs Bozonunun Üretimi ve Sonuçları.....	49
5.3. Pythia8 ve ROOT ile Higgs Bozonun Kütlesinin Üretim Ayarları, Higgs Kütlesinin Hesaplanması Ve Sonuçları.....	52
6. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	57
7. KAYNAKLAR.....	58
EK-1.....	62
ÖZGEÇMİŞ.....	64

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Gargamelle deneyinde gözlemlenen yüksüz akım etkileşimlerine iki örnek.....	3
Şekil 2.1.	Kuarklar.....	6
Şekil 2.2.	Temel Parçacıklar.....	7
Şekil 2.3.	Hadronlar.....	8
Şekil 2.4.	Fermiyonlar ,Bozonlar.....	8
Şekil 2.5.	Nötron,Proton.....	9
Şekil 2.6.	Mezonlar.....	12
Şekil 2.7.	Mezonları yük ve gariplik sayılarına göre ayıran mezon sekizlisi.....	13
Şekil 2.8.	Baryonlar.....	13
Şekil 2.9.	Baryon grubu parçacıkları için baryon sekizlisi.....	14
Şekil 2.10.	Feynman Diyagramı... ..	17
Şekil 2.11.	İlk Durumdaki Foton İle Son Durumdaki Foton.....	18
Şekil 2.12.	Feynman Diyagramında zamanın gösterimi.....	18
Şekil 2.13.	Elektron-pozitron yokolma sürecini gösteren Feynman Diyagramı	19
Şekil 2.14.	Feynman Diyagramları kullanarak elektrozayıf etkileşimlerin açıklanması.....	19
Şekil 2.15.	Elektron Saçılması Feynman diyagramı.....	19
Şekil 3.1.	Değişik çekirdek değerlerinde gelişi güzel sayılar elde edilmesi	23
Şekil 3.2.	Gözlem sayısının değerlere göre histogramı.....	24
Şekil 3.3.	Frekans grafiği.....	24
Şekil 3.4.	Yığın frekansın grafiği.....	25
Şekil 3.5.	Bilgisayarda olayları yeniden oluşturma.....	30
Şekil 3.6.	Feynman Diyagramları.....	30
Şekil 3.7.	Parçacıkların dedektörlerde vereceği sinyallerin gösterimi.....	33
Şekil 3.8.	Fizik Sümülasyonu ve Olay Üretimi.....	33
Şekil 5.1.	CompHep'in Çalıştırılması.....	38
Şekil 5.2.	CompHep'de Standart Model Seçimi.....	38
Şekil 5.3.	CompHep'de Elekton ve Pozitoronun Belirlenmesi Enerji Değerinin Girilmesi.....	39
Şekil 5.4.	CompHep'de Oluşacak Müon Antimüonun Belirlenmesi.....	39

Şekil 5.5.	CompHep’de Oluşan İki Tane Feynman Diyagramları.....	40
Şekil 5.6.	CompHep’de alt süreçlerin incelenmesi için Feynman diyagramları.....	40
Şekil 5.7.	Sembolik Hesabın Yapılması.....	41
Şekil 5.8.	Sonuçların Yazdırılması.....	41
Şekil 5.9.	c (c code) Dilinde Sembolik Hesap Derlenmesi.....	42
Şekil 5.10.	Başlangıç Durumunun (İnitial State) Kontrol Edilmesi.....	42
Şekil 5.11.	Itmax ve Ncall Değerlerinin Girilmesi.....	43
Şekil 5.12.	Cross Section(Tesir Kesiti).....	43
Şekil 5.13.	Dağılımların Ayırılması.....	44
Şekil 5.14.	ISR Etkisi ve BS Etkisi.....	44
Şekil 5.15.	ISR Etkisi ve BS Etkisinin Aktif Hali.....	45
Şekil 5.16.	Cross Section(Tesir Kesiti).....	45
Şekil 5.17.	Dağılımların Ayırılması.....	46
Şekil 5.18.	Cross section (tesir kesiti)(pb olarak)hesabı.....	46
Şekil 5.19.	Higgs Bozonun Üretiminin Feynman Diyagramları.....	47
Şekil 5.20.	Higgs Bozonunun Bozonum Feynman Diyagramları.....	47
Şekil 5.21.	Pythia8’in Çalıştırılması.....	49
Şekil 5.22.	Programın Yazılması.....	50
Şekil 5.23.	10 Tane Higgs Bozonun Üretimi.....	51
Şekil 5.24.	25 Tane Higgs Bozonun Üretimi.....	51
Şekil 5.25.	100 Tane Higgs Bozonun Üretimi.....	52
Şekil 5.26.	rootexamples Dosyasının Derlenip Çalıştırılması.....	54
Şekil 5.27.	1000 Tane Higgs Bozonun Üretimi.....	55
Şekil 5.28.	ROOT Programının Çalıştırılması.....	55
Şekil 5.29.	Higg Kütlesi.....	56

TABLolar DİZİNİ

Tablo 2.1.	Kuarkların değerleri.....	9
Tablo 2.2.	Kuarkların kütle değeri aralıkları.....	10
Tablo 2.3.	Leptonların kuantumsal zellikleri	10
Tablo 2.4.	Lepton kütleleri	11
Tablo 3.1.	Verilerle bir deney sonucu.....	23
Tablo 3.2.	Gözlem sayıları ve onların frekansları.....	24
Tablo 5.1.	Parçacık Verileri Fizik Model ve Süreçleri Tablosu.....	48
Tablo 5.2.	Kuark ve Lepton kodları Ayar Bozonları ve Diğer Bozon Kodları....	49

SEMBOLLER

SM	Standart Model
E	Enerji
M	Kütle
c	Işık hızı
p	Momentum
e^-	Elektron
μ^-	Müon
τ^-	Tau
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu
ν_τ	Tau Nötrinosu
LC	Doğrusal Çarpıştırıcı
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcı
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
ATLAS	Toroidal Büyük Hadron Çarpıştırıcı Aleti
P	Parite
LİNAC	Lineer Hızlandırıcı
SLAC	Stanford Lineer Hızlandırıcısı
MC	Monte Carlo
LEP	Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı
ISR	Depolama Halkası
TeV	10^{12} eV
GeV	10^9 eV
MeV	10^6 eV
Q	Elektriksel Yük
L_e	Elektron Leptonluk Kat Sayısı
L_μ	Müon Leptonluk Kat Sayısı
L_τ	Tau Leptonluk Kat Sayısı
QCD	Kuantum renk dinamiği
QED	Kuantum Elektrodinamiği
s	Spin

L	Orbital Açısal Momentumu
J	Toplam Açısal Momentum
n_u	Up Kuarkı Sayısı
n_{u^-}	Anti Up Kuarkı Sayısı
n_d	Down Kuarkı Sayısı
n_{d^-}	Anti Down Kuarkı Sayısı
Θ	Bozunum Tepkimesinde Parçacıklar Arasındaki Açık Değeri
Γ	Bozunum Oranı
p_t	Dörtlü Momentum
σ	Tesir Kesiti
Q	Feynman Diyagramı köşe Faktörü
α	İnce Yapı Sabiti
Ψ	Dalga Fonksiyonu
B	Baryonluk Sayısı
q^-	Anti-Kuark
H	Hamiltonyen
V	Potansiyel
f_ψ	Bozunma Sabiti
Q_c	Sihirli Kuark
g_e	Elektro Manyetik Bağlanma Sabiti
Γ_{ψ_i}	Bozunma Genişliği

1.GİRİŞ

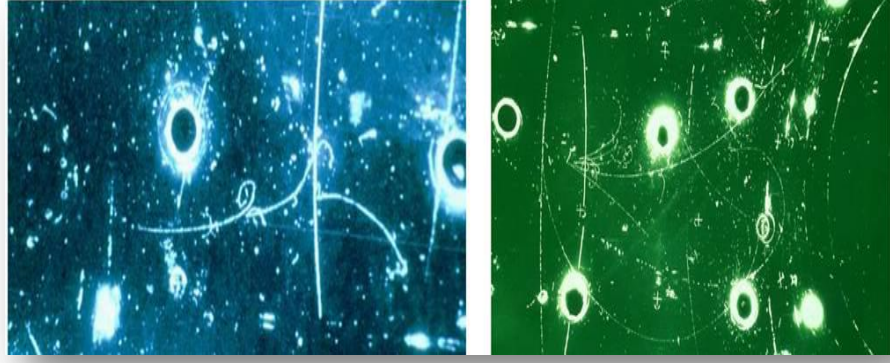
Fizik bilimi içerisinde önemli bir yeri olan temel parçacık fiziği ve yüksek enerji fiziği, maddeyi oluşturan yapının ne olduğunu araştırmaktadır [1]. Temel parçacık fiziği elektronun keşfiyle başlamıştır. Bu keşfin ardından yeni parçacıklar kozmik ışınlar kullanılarak keşfedilmiştir [2]. Keşfedilen bu parçacıkların maddeyi oluştururken nasıl bir araya geldiklerini, birbirleriyle nasıl etkileşebildikleri ve nasıl değişebildiklerini öğrenmek ve açıklayabilmek için geliştirilen teori ise Standart Model (SM) teorisidir [3].

Standart modelin oluşturulması Fermi Dirac'ın 1934'te öneride bulunduğu teori olan “tek bir noktada dört fermiyon etkileşimi” ile başlayarak, Gamov ve Teller'in de bazı değişiklikler yaparak ve en son olarak V-A kuramı(“vector axial”, eksenel vektör teorisi) ile son halini almıştır. Kuram düşük enerjili zayıf etkileşimleri problemsiz bir şekilde açıklarken, yüksek enerjilerdeki etkileşimleri açıklamada bazı problemlerle karşılaşmıştır. Karşılaşılan sorunlara değinecek olursak, teori nötrino etkileşiminin tesir kesiti nötrinin enerjisiyle doğru orantılı olarak arttığını ileri sürmüştür bu ise birimsellik ilkesini (Unitarity Principle) ihlal eder. Yaklaşık 300 GeV enerji seviyesinde tesir kesiti birimsellik ilkesince sınırlandırılan maksimum değerin üzerine çıkar. Yüksek enerjilerdeki tesir kesiti hesapları kozmik ışın deneylerinin sonuçlarıyla çelişmektedir. Fermi'nin beta bozunum teorisi renormalize edilebilir değildir. Herhangi bir sebeple renormalize edilemeyen teorilerde, fiziksel olasılık genlikleri hesaplamak mümkün değildir, sonuç olarak bu teorilerde laboratuvarlarda ölçülebilecek sayılar hesaplanamaz. Renormalizasyonu yapılabilen kuantum elektrodinamiğine benzer bir teori oluşturmak için büyük gayretler sarfedilmiştir. C. N. Yang ve R. Mills 1954'te kütesiz parçacıkların etkileşimi üzerine bir teori (Abelyen olmayan ayar teorisi) geliştirdiler [4].

Bu teori foton, w^- ve w^+ parçacıklarının kütesiz olmaları koşuluyla birbirleri arasında etkileşmesine imkan sağlıyordu. Abelyen olmayan ayar teorisi bu çalışmayla birlikte uygulanabilir tüm olaylarda çalışılmaya başlanmıştır. Birimsellik ilkesine göre kütesiz aracı parçacıkların değiş-tokuşunun yer aldığı kuvvetler uzun mesafeli olmalıdır. Bilinen tek uzun mesafeli kuvvet, elektromanyetik etkileşimler ve Kuantum Elektrodinamiği tarafından açıklanmaktadır. Elektromanyetik etkileşimler spini 1, kütesiz, vektörel bir parçacık olan fotonun değiş-tokuşu yoluyla gerçekleşir.

Bir benzetme yapacak olursak, zayıf etkileşimler çok daha kısa mesafeli olduğu için aracı parçacığın ağır olması beklenirken, beta bozunumunda çekirdeğin yükü değiştiğinden dolayı da yüklü olması gerekir. Yang-Mills teorisi renormalize olduğu gösterilemediğinden dolayı zayıf etkileşimleri açıklamak için kullanılmıyordu. 1957’ de Julian Schwinger, “A theory of a fundamental interactions” (temel etkileşimlerin teorisi) isimli makalesinde foton ve W^- ve W^+ aracı vektör bozonlarının, π^0, π^-, π^+ gibi tek bir aileden olabileceğini ileri sürmüştür [5]. Bu yaklaşıma göre zayıf etkileşim ve elektromanyetik etkileşimlerin birleştirilebileceği fikri doğmuştur. Fakat aşılması gereken bir takım sorunlar söz konusuydu, elektromanyetik etkileşimler zayıf etkileşimlerden daha güçlüydü, uzun mesafeli ve parite korunumu geçerliydi, fakat zayıf etkileşimler kısa mesafeliydi parite korunumu geçerli değildi. Sheldon Lee Glashow 1961’de oluşturmuş olduğu modellemelerde kütesiz foton elektromanyetik etkileşimde ve kütleli W^-, W^+ ve Z^0 zayıf etkileşimlerde aracı vektör bozonları olarak ele alınmış ve parite problemi çözüme kavuşmuş ayrıca zayıf etkileşimlerde kısa mesafeli kılınmıştır [6]. 1964’ de Abdus Salam ve J. C. Ward da S. L. Glashow’un ayar teorisine benzer bir model geliştirdiler. Geliştirilen bütün teorilerde aracı vektör bozonlarının kütleleri doğrudan elle konulmuştur. Bu nedenle oluşturulan modeller renormalize olmadığı için matematiksel açıdan tutarsızdır. Aracı vektör bozonlarına kütle kazandıracak yöntem, 1964 ‘de Peter Higgs ve Francois Englert ve Robert Brout tarafından bulunmuştur [7]. Bu yöntem “Brout-Englert-Higgs (BEH) mekanizması” olarak isimlendirilmiştir. BEH mekanizmasına göre her yerde bulunan skaler bir, Higgs alanı, bulunmaktadır ve parçacıklar bu alanla etkileşebildiklerinde kütle kazanmaktadır [8].

1967’ de Stewen Weinberg ve A. Salam birbirlerinden bağımsız olarak, Glashow’un 1961’de zayıf etkileşim ve elektromanyetik etkileşimlerinin birleştirilmesi için öne sürdüğü teoriyi ve Higgs mekanizmasını göz önünde bulundurarak elektrozayıf etkileşim teorisini geliştirdiler [9].



Şekil 1.1. Gargamelle deneyinde gözlemlenen yüksüz akım etkileşimlerine iki örnek:
 $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ (Sol) $\nu_\mu + p(n) \rightarrow \nu_\mu + \text{hadronlar}$ (sağ)

1973’de CERN Proton Synchrotron’da 28 GeV enerji ile hızlandırılan protonların, berilyum hedefe çarpıştırılması ile elde edilen nötrino demetinin kullanıldığı, kabarcık odası (Bubble Chamber) algıç teknolojisinin kullanıldığı Gargamelle deneyinde, Şekil 1.1’de ki olaylara benzer nötrinonun yüksüz akım etkileşimleri gözlemlenmiştir [10]. Bu gözlem Glashow-Weinberg-Salam elektrozaıf etkileşim modelinin geçerliliğini kanıtlamıştır. Böylece 1979’da S. L. Glashow, S. Weinberg ve A. Salam Nobel Fizik ödülünü aldılar. 1973’de Gerard ’t Hooft ve Martin Veltman teorisinin renormalize edilebilir olduğunu ispatlamış ve elektrozaıf etkileşimlerin Glashow-Weinberg-Salam teorisi, Kuantum Elektrodinamiği kadar iyi çalışan bir teori olarak görülmüştür. Gerard Hooft ve M. Veltman bu başarılarından dolayı 1999’da Nobel fizik ödülünü almıştır. Zayıf etkileşim ve elektromanyetik etkileşimin birleştirildiği Glashow-Weinberg-Salam modeli olarak tanınan teorisinin güçlü etkileşimleri de içerecek biçimde genişletilmesine “Standart Model” denir. Standart modelin doğrulanması için yaklaşık protonun kütesinin 100 katı ağırlığında olması beklenen W^- , W^+ ve Z^0 bozonlarının varlığı kanıtlanmalıydı. Beklenen kütle değerlerine ise CERN de gerçekleştirilen UA1 ve UA2 deneylerinde gözlemlendiler [11].

Gözlemi ilk kez gerçekleştiren deney grubunun lideri Carlo Rubbia ve karşı-proton demetinin oluşturulmasına imkan sağlayan hızlandırıcı fizikçisi Simon Van der Meer bu başarılarından dolayı 1984’de Nobel Fizik ödülünü aldılar.

Elektrozayıf etkileşmelerin Standart Model'ine ilişkin pek çok parametre CERN $e^+ - e^-$ çarpıştırıcısı LEP'de (Large Electron Positron) yüksek bir duyarlılıkla test edilmiştir. Nötrinoların Z bozonuyla eşleşimleri, Z bozonun dedekte edilemeyen parçacıklara bozunumunun genişliğinin ölçülmesi ile gerçekleştirilmiştir. Bu sonuçlar doğrultusunda Z bozonu ile eşleşimde bulunan toplam nötrino sayısı hesaplanmıştır. Standart Model'e göre nötrinolar yüksüz, kütsüz ve spini 1/2 fermiyonlar olarak tanımlanmaktaydı ancak daha sonra deneysel olarak nötrinoların kütesinin varlığı ortaya konuldu. Standart modelin son eksik parçası olan Higgs bozonun kütesi teorik olarak tahmin edilemediğinden, parçacık hızlandırıcılarının ulaşabildiği enerji seviyelerinde sınırlı kütle aralığında aranmış fakat uzun bir süre bulunamamıştır. 1989-2000 yılları arasında, CERN'de 100-200 GeV enerji aralığında çalışmış olan elektron-pozitron çarpıştırıcısında (LEP) gerçekleştirilen deneylerde, Higgs bozonu kütle değerinin alt sınırı $114 \text{ GeV}/c^2$ olarak elde edilmiştir. Fermilab'da ara dönemde çalışmalar yapılmıştır. Daha sonra LEP yerini Higgs bozonun daha yüksek kütle değerlerinde aranmasına fırsat tanımak için Büyük Hadron Çarpıştırıcısına (LHC) devretmiştir. 2008 yılında tamamlanan LHC'de 7 TeV enerjide proton-proton çarpışmaları gerçekleştirilmiş, Temmuz 2012 yılında Higgs bozonu hata payı olmakla beraber $125 \text{ GeV}/c^2$ kütle değerinde ATLAS ve CMS deneylerinde gözlemlenmiştir. Bu önemli gözlem üzerine P. Higgs ve F. Englert, 2013 yılında Nobel Fizik ödülüyle onurlandırılmıştır [12].

2.STANDART MODEL(SM)

Standart model, bilinen bütün parçacıkların ve bu parçacıkların arasındaki bilinen bütün kuvvetlerin matematiksel bir ifadesidir. Bu matematiksel model, parçacıkların davranışını açıklamaya yardımcı olur. Atom altı kavramları ifade edebilmek için standart modelde bazen “parçacık” bazen de “alan” kavramı kullanılır [13].

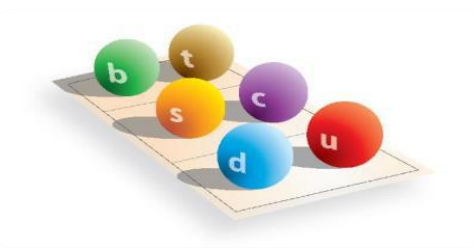
Bu model kuantum mekaniği ve özel göreliliği içeren kuantum alan kuramıdır. Kuantum alanının anlaşılması için bir örnek ile ifade edecek olursak; 7’şer metre ara ile dikili kayısı ağaçları düşünelim. Ağaçların her biri farklı sayıda kayısı meyvesi verecektir. Bu bahçeden bahsederken bahçenin her noktasına karşılık gelen kayısı sayısını söyleyemeyiz. Yalnızca ağaç başına düşen kayısı sayısını söyleyebiliriz. X noktasında bulunan ağaç 175,Y noktasında bulunan ağaç 239,Z noktasında bulunan ağaç 203 kayısı meyvesi verdi diyebiliriz. Bu bahçe kuantize olmuş bir alandır. Eğer kayısı meyvelerini toplar ve onları sıkıp sularını bir havuzda depolasaydık bu havuzun her noktasındaki kayısı suyu miktarını o noktalardaki derinliğe bakarak hesaplayabilirdik. Yani havuzda depolanan kayısı suyu sürekli alanlara bir örnektir. Kayısı bahçesindeki kayısı miktarlarını haritalayacak olsaydık kağıda bir sürü nokta işaretleyecektik havuzdaki kayısı suyu miktarını hesaplamak için de kağıda eğimi değişen sürekli bir düzlem çizmemiz gerekecekti.

Fakat mikroskobik dünyaya indiğimizde karşılaştığımız tüm alanlar kuantum alanlarıdır ve kayısı suyu havuzu sürekli bir alan gibi görünse de kayısı suyuna atomlar düzeyinde baktığımızda atomların varlıklarının bir alan oluşturduğunu ve bu alanın bir kuantum alanı olduğunu görürüz [14].

SM, temel parçacıkları ve bu parçacıklar arasındaki dört ana etkileşmeden üçünü açıklamaktadır. Bu üç temel etkileşim ise elektromanyetik etkileşme, zayıf etkileşme ve güçlü etkileşmedir. Standart model, elektrozayıf etkileşme ve güçlü etkileşmeleri başarılı bir şekilde açıklamasına rağmen modelde karşılaşılan bazı güçlükler vardır. Bunlardan birisi gravitasyonel etkileşmeleri içermemesidir. Bu eksiklik bilim adamlarını SM’in ötesinde başka teoriler aramaya yönlendirmiştir.

SM, elektromanyetik kuvvetin, elektrik yüküne sahip tüm kuvvetlerle fark edilebileceğini söyler. Foton ise, elektrik yüküne sahip parçacıkların kendi arasındaki etkileşmesi ile oluşur. Gluonlar, nötronlar ile Z bozonu elektrik yüküne sahip olmadığından elektromanyetik kuvveti fark etmezler. Elektrik yüküne sahip olmadığından foton, elektromanyetik kuvveti hissetmez. Tüm kuarkların ve leptonların zayıf etkileşim yükleri vardır. Bu nedenle zayıf kuvveti hissederler. Zayıf etkileşimler ise yüklü W bozonlar ve yüksüz Z bozonu tarafından sağlanır. “Up, charm, top” kuarklarının elektrik yükü protonun $2/3$ katıdır ve bu kuarklar W^+ bozonu yayınlayabilir ya da W^- ile bir araya gelerek $-1/3$ yükünde “down, strange, bottom” kuarklarından biri oluşabilir. Aynı şekilde “down, strange, bottom” kuarkları W^- bozonu yayınlayabilir ya da W^+ ile bir araya gelerek “up, charm, top” kuarklarından biri oluşabilir[1].

SM oluşturulurken incelemeler sonucu kuarklar aynı yüke sahip kuarklara dönüşmüyor. SM buna “Çeşni değiştiren nötr akımların olmaması” olarak izah etmiştir. Standart Model bunun tabiatta nadir olduğunu söyler. Hızlandırıcılarla yapılan deneyler SM’in öngörüsünü onaylamıştır. Elektromanyetik kuvvet ile Zayıf kuvveti birbirinden farklı kılan başka özellik ise, zayıf kuvveti oluşturan Z bozonu ile W bozonu zayıf yük taşır. Yani Z bozonu ile W bozonu zayıf yüke sahip diğer parçacıklarla etkileşimde bulunabilirler. SM’in izah ettiği bir diğer etkileşim, güçlü kuvvettir. Güçlü kuvveti yalnızca kuarklar ile gluonlar fark eder. Kuarkları bir araya getiren güçlü kuvvet nötron, proton, hadronları oluşturur. Güçlü kuvvetin yüküne “renk” denir. Kuarklar üç çeşit renk taşıyabilir, bunlar; mavi, kırmızı, sarıdır. (Şekil 2.1.).

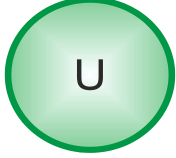
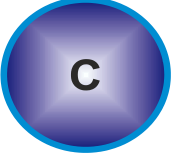
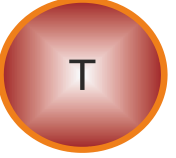
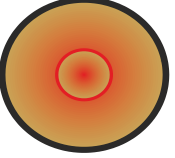
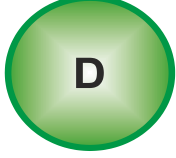
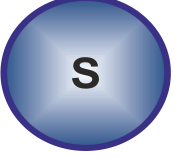
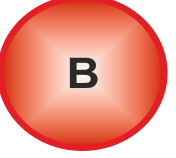
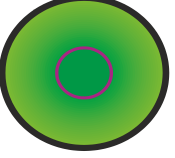
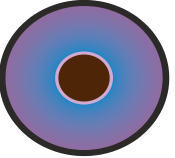
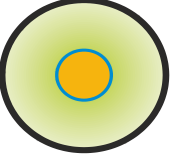


Şekil 2.1. Kuarklar

SM’de en az anlaşılan olan kuvvet, güçlü kuvvettir. Bunun sebebi, teorik öngöründe bulunurken, bu kuvvetin zayıf olduğu varsayımıdır. Fakat güçlü kuvvet, güçlülük yönünden elektromanyetik kuvvetin yüz katıdır. Güçlü kuvvetin taşıyıcısı olan gluon renk yüküne sahip olduğundan renk yükü taşıyan başka parçacıklar ile gluon alışverişi yapabilirler [15].

2.1.Temel Parçacıklar

Standart Model (SM)'de, leptonlar ve kuarklar maddenin temel yapıtaşlarıdır. Bunlar arasında ki kuvvet taşıyıcıları ise bozonlardır. (Şekil 2.2.) [16].

	FERMİYONLAR			BOZONLAR
KUARKLAR	 Yukarı kuark (up)	 Tılsımlı kuark (charm)	 Üst kuark (top)	 Foton
	 Aşağı kuark (down)	 Tuhaf kuark (strange)	 Alt kuark (bottom)	 Gloun
LEPTONLAR	 Elektron nötrinosu	 Müon nötrinosu	 Tau nötrinosu	 Z bozon
	 Elektron	 Müon	 Tau	 W bozon
	I	II	III	

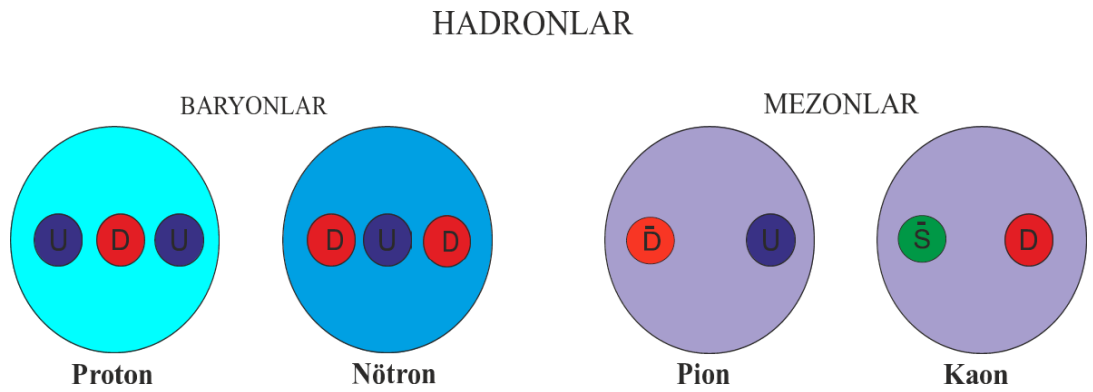
Madde Ailesi

Şekil 2.2. Temel Parçacıklar

2.1.1. Kuarklar

İlk kez 1964’de George Zweig ile Murray Gell-Mann’ın ayrı çalışmaları sonucu keşfedilmiştir [27]. Serbest parçacık olarak tespit edilememiş kuarklar, sadece gözlemlenebilen hadronlar içinde bağlı olarak tespit edilmişlerdir [17].

Üç tane kuarkın bir araya gelmesiyle “baryon”lar meydana gelir veya bir kuark bir antikuark bir araya gelerek “mezon”lar oluşur. Bu ikili ya da üçlü kuark gruplarının tümüne “hadron” denir. (Şekil 2.3.) [14].



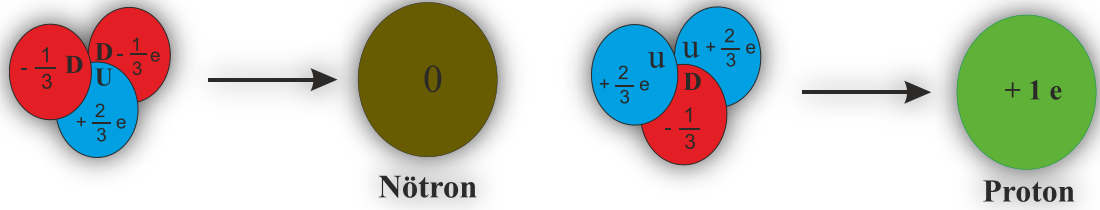
Şekil 2.3. Hadronlar

Kuarklar buçuklu spinlere sahip ve fermiyon ailesindendir. (Şekil 2.4.). Altı adet kuark vardır ve bunlar üç nesilden(aileden) oluşurlar. Bu altı kuarkın her birinin birer anti kuarkı bulunmaktadır. Bu kuarklar yukarı (up), aşağı (down), tılsım (charm), tuhaf (strange), üst (top) ve alt (bottom) olarak isimlendirilir.



Şekil 2.4. Fermiyonlar, Bozonlar

Kuarklar kendi aralarında her biri iki çeşniden oluşacak şekilde gruplanırlar. Birinci nesil(aile) yukarı ve aşağı kuarklardan, ikinci nesil (aile) garip ve tılsım kuarklardan ve üçüncü nesil(aile) alt ve üst kuarklardan meydana gelir [14]. Kuarkların yükleri normal elektrik yüklerinden farklı olarak daha karışıktır. Kuarkların elektrik yükü artı ya da eksidir ve bu yükler bir birlerini nötrleştirebilir. (Şekil 2.5.).



Şekil 2.5. Nötron, Proton

Farklı renklerdeki kuarklar bir birlerini çeker ve renklerin karışımından meydana gelen maddeyi oluştururlar.

Glounlar hem renk hem de karşıt renk taşırlar. Bu nedenle dokuz çeşit karışım oluşturabilir. Ancak kırmızı / karşıt – kırmızı, yeşil / karşıt – yeşil, mavi / karşıt – mavi’den meydana gelen bir karışıma renksiz denebilir, yani bu karışım bağlanma görevi yapmaz. Bu nedenle geriye sekiz çeşit gloun kalır [13].

Tablo 2.1. de kuarkların bu değerleri, kuarkların bir araya gelerek oluşturmuş olduğu hadronların özelliklerini belirler. Tablo 2.2. de ise kuarkların kütle değeri aralıklarını gösterir [18]. Q; Kuarkları ve kuarkların sahip oldukları yük, I; izospin, I_3 ; izospin z bileşeni S; tuhaflık, C; tılsım, B; bottom, T; top sayılarını göstermektedir [18].

Tablo 2.1. Kuarkların Değerleri

		Q	I	I_3	S	C	B	T
1.aile	Down	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0
	up	2/3	1/2	1/2	0	0	0	0
2.aile	strange	-1/3	0	0	-1	0	0	0
	Charm	2/3	0	0	0	+1	0	0
3.aile	bottom	-1/3	0	0	0	0	-1	0
	Top	2/3	0	0	0	0	0	+1

Tablo 2.2. Kuarkların Kütle Değeri aralıkları

Kuark Kütleleri (MeV/ c ²)	
u: (1,5 - 4,5) x 10 ⁻³	d: (5 - 8,5) x 10 ⁻³
c: 1,0 - 1,4	s: (80 – 155) x 10 ⁻³
t: 174,3 ± 5,1	b: 4 – 4,5

2.1.2. Leptonlar

Elektron ilk bilinen leptonudur. J. J Thomson tarafından 1897 yılında keşfedilmiştir [19]. Leptonlar kuarklardan farklı olarak doğada serbest halde bulunabilirler. Örnek verecek olursak: elektron atomunun çekirdeğine zayıf elektromanyetik kuvvetle bağlıdır ve rahatlıkla serbest hale geçebilir. Serbest hale geçirilmiş elektronlardan, nötrinolardan ve muonlardan ışınlar yapılmıştır. Televizyonun film tüpünün içindeki elektron tabancası, bir resim oluşturmak üzere ekrana modüle edilmiş bir elektron ışını ateşler [17]. Leptonlar da fermiyon ailesinin bir parçasıdır. SM’de fermiyonlar 3 aileden(nesil) oluşur. SM’ de fermiyonik aileler ve elektron (e), müon (μ) ve tau(τ)’nun elektrik yükü tablo 2.1’de gösterilmiştir. Yüklü leptonlar elektromanyetik ve zayıf olarak etkileşirken, yüksüz leptonlar ise sadece zayıf olarak etkileşirler [20]. Tablo 2.3. Leptonların kuantumsal özelliklerine göre sınıflandırılmasını gösterir [21]. Tablo 2.4. Lepton grubu parçacıklarının kütleleri gösterir [22].

Tablo 2.3. Leptonların Kuantumsal Özellikleri

	Parçacık	Q (Yük)	L _e	L _μ	L _τ
1.aile	e ⁻	-1	1	0	0
	ν _e	0	1	0	0
2.aile	μ ⁻	-1	0	1	0
	ν _μ	0	0	1	0
3.aile	τ ⁻	-1	0	0	1
	ν _τ	0	0	0	1

Tablo 2.4. Lepton Kütleleri

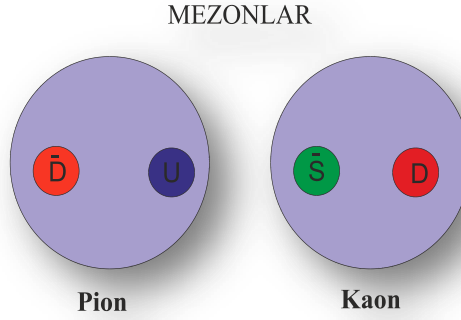
Parçacık- Antiparçacık	Kütle (MeV/c ²)
e^- e^+	$0,510998910 \pm 0,000000011$
μ^- μ^+	$105,6583658 \pm 0,0000038$
τ^- τ^+	$1776,82 \pm 0,16$
ν_e $\bar{\nu}_e$	$0,0000022$
ν_μ $\bar{\nu}_\mu$	$0,17$
ν_τ $\bar{\nu}_\tau$	$18,2$

2.1.3. Mezonlar

Mezonların varlığından ilk defa Yukawa 1934 yılında çekirdeği bir arada tutan kuvvetler teorisinde bahsetmiştir. Yukawa'ya göre elektronun çekirdeğe elektriksel alanla çekilmesi ve ay ile dünya arasındaki yerçekimi ilişkisinde olduğu gibi proton ve nötronların birbirlerine bir kuantalı alan tarafından çekilmesi gerektiğini düşünmüş ve bu kuantalı alanın değiş-tokuş ettiği parçacığın güçlü kuvvetin bilinen özelliklerine yol açtığını düşünmüştür. Yukawa değiş-tokuş parçacığının ağırlığının elektronun ağırlığının yaklaşık 300 katı ve protonun ağırlığının altıda biri olduğunu hesaplamıştır. Yukawa parçacığı orta ağırlıklı olarak ifade edilen “mezon” diye isimlendirmiştir. Bu parçacık laboratuvarda halen bulunamadığını düşündüğünden, teorisinin doğru olmadığını varsayımında bulunmuştur. Fakat 1937 yılında laboratuvar da kozmik ışın deneyleri yapan Anderson ve Neddermeyer grupları Yukawa'nın tarifine uyan parçacıklar belirlediler. Ama kozmik parçacıklarla daha detaylı deneyler sonucu bu parçacıkların var olma süreleri ve ağırlıklarının Yukawa'ninkinden daha hafif olduğu tespit edildi. 1946 yılında Roma'daki laboratuvarlar da kozmik ışın parçacıkları ile atom çekirdeğinin çok zayıf etkileştikleri ispatlandı.

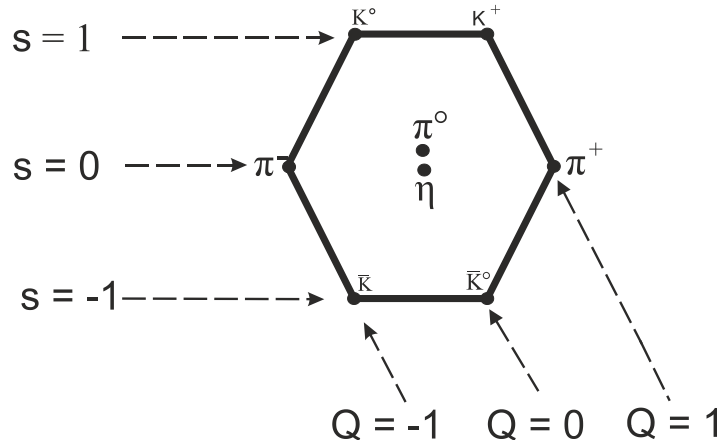
Ayrıca 1947 yılında Powell ile ekibi kozmik ışınlarda gerçekte iki orta-ağırlıklı parçacık olduğunu kanıtlamaları ile çözüme kavuşmuş oldu; bunlar pion (π) ile müon (μ) ismini aldı [1].

Mezonların içyapısı ise kuarkların keşfinden ve Kuantum Renk dinamiği'nin (QCD) ardından belirlendi. Buna göre mezonlar bir kuark ve bir anti-kuarkın çiftlenmesinden oluşur. Bu tip kuarklara valans kuarkları denir.(Şekil 2.6.). Valans kuarkları kuark ile anti-kuark çiftlenimi ve gluonların birlikte bağlanımını içeren bir yapıdır.



Şekil 2.6. Mezonlar

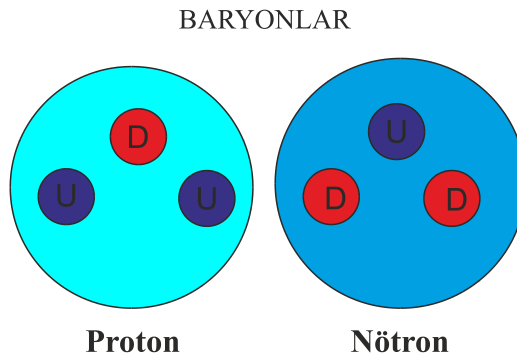
Bir mezonun spini, sistemin toplam açısal momentumudur. İçerdiği kuarkların toplam spini (s) ve kuarkların orbital açısal momentumunun (L) toplamıdır. Mezonlar için parite (P) ve yük konjügasyonu (C) sırasıyla $P = (-1)^{L+1}$ ve $C = (-1)^{L+s}$ gibidir. Burada parite (P) fiziksel olarak evrensel bir simetri olan ayna simetrisidir. Ayna simetrisine göre fiziksel kanunlar tüm referans sistemlerinde aynı ve değişmezdir. Sistemdeki parçacıkların elektriksel renk yükünün simetrisi ise yük konjügasyonu (C) dir [23]. Mezonların spinleri tam sayı olduğu için bozon grubu parçacıklarıdır. Spinleri 0 veya 1 değerlerini alır. Mezonlar güçlü etkileşimlere girerler. Mezonlar Murray Gell-Mann tarafından sekiz katlı sistem olarak bilinen bir yöntemle sınıflandırılmışlardır. Bu sınıflamada mezonlar ihtiva ettikleri kuarklar sayesinde edinmiş oldukları tuhaflık sayısı ve yük değerlerine göre altıgen bir dizi üzerinde yerleştirilir. (Şekil 2.7.).



Şekil 2.7. Mezonları Yük ve Gariplik Sayılarına Göre Ayıran Mezon Sekizlisi [1].

2.1.4. Baryonlar

Baryonlar kuarklar tarafından oluşturulan kompozit parçacıklardır. Fakat mezonlardan farklı olarak üç valans kuarkı veya üç anti-kuarktan oluşurlar. (Şekil 2.8.). [23].



Şekil 2.8. Baryonlar

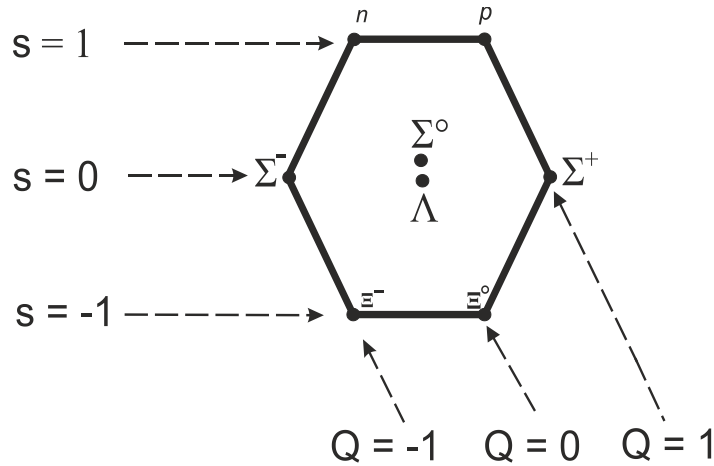
Baryonlar hadron grubu parçacığıdır ve spinleri buçuklu değerler alır, bu nedenle baryon grubu parçacıkları fermiyon özelliktedir. Baryonları sınıflandırılma kuralları Particle Data Group (PDG) tarafından belirlenmiştir.

Bu kurallar şunlardır;

- Üç tane u veya d kuarkı içeren ve $I=1/2$ değerine sahip olan baryonlara Nükleonlar adı verilir ve $I=3/2$ durumunda ise Δ baryonları denir.

- İki u veya iki d kuarkı içeren ve $I=0$ değerine sahip olan baryonlara Λ baryonları adı verilir, $I=1$ değerine sahip olan baryonlara ise Σ baryonları denilir. Şayet üçüncü kuark ağır ise bunun tanımı baryonun alt indisi tarafından yapılır.
- Bir tane u veya d kuarkı içeren ve $I=1/2$ değerine sahip olan baryonlara Ξ baryonları denilir. Eğer içerdiği bir kuark yada tüm kuarkları ağır ise bir ya da iki tane alt indis kullanılır.
- Hiç u veya d kuarkı içermeyen ve $I=0$ değerine sahip olan baryonlara Ω baryonları adı verilir ve alt indislerinde hiç ağır kuark içermedikleri belirtilir.
- Güçlü etkileşimlerle bozunan baryonlar isimlerini kütlelerinden alırlar. Örnek olarak, Σ^0 güçlü bir etkileşimle bozunmaz, ancak $\Delta^{++}(1232)$ baryonu güçlü etkileşimle bozunur.
- Toplam açısal momentumu $J=3/2$ ve $J=1/2$ konfigürasyonundaki baryonlar aynı sembolle gösterilir. Bu baryonlar yıldız işareti (*) ile temsil edilirler [24].

Baryonlar da sekiz katlı sisteme göre sınıflandırılabilir. Buna göre en hafif sekiz baryonu altıgen bir diziye şekildeki gibi yerleştirilir.(Şekil 2.9.).



Şekil 2.9. Baryon Grubu Parçacıkları için Baryon Sekizlisi [1].

2.2. Etkileşimler

2.2.1. Kütle Çekim Etkileşimi

Kütle çekim etkileşimi, “uzun mesafeli” olarak tanımlanır. Temel etkileşimleri en zayıf olanıdır. Modern kuantum alan kuramına göre, her alanın kendisi ile bağlantılı bir kuantum parçacığı vardır. Kütle çekim alanı için bu kuantalara graviton denir. Modern fizikçiler kütle çekim alanının sayısız gravitonlara “kuantalanmış” olduğunu düşünürler. Kütle çekim alanının kuantalaştığını kabul etmelerine rağmen, graviton- kütle çekimin kuantası, direk tespit edilmesi mümkün değildir. Graviton etkileşimleri görülemeyecek kadar zayıftır [17].

2.2.2. Elektromanyetik Etkileşim

Yüklü parçacıklar arasındaki elektromanyetik etkileşim kütle çekiminden milyarlarca kez daha güçlüdür. Elektrik ve manyetik alanlar şeklinde görülen elektromanyetik kuvvet de “uzun mesafeli” olarak tanımlanır. Elektrik ve manyetik alanların kaynağı hareket eden elektrik yüklü parçacıklardır. Elektrik yüklü parçacıklar artı veya eksi yüklü olabilirler. Bu sebeple her zaman çekici olan kütle çekimin tersine, elektromanyetik kuvvet ya çekicidir yada iticidir.

Kuantum elektrodinamiği, fizikçilerin göreceli kuantum alan kuramı diye adlandırdıkları ilk örnekti. Kuantum elektrodinamiği fotonu elektromanyetik alanın gluonu olarak kabul ediyor ve bu foton kavramının ve etkileşimlerin glounlar ile olduğu görüşünü geliştirmelerine sebep olmuştur [17].

Eğer süreçte;

- Gerçek bir fotonun yayımlanması veya soğrulması
 - Kuantum elektrodinamik süreçlerindeki gibi sanal bir fotonun değiş-tokuşu
- Her hangi biri sağlanıyorsa elektromanyetik etkileşmedir [25].

2.2.3. Zayıf Etkileşim

Zayıf etkileşim, “kısa mesafeli” olarak tanımlanır. Zayıf etkileşim, laboratuvar ortamında karşılaşılan kuantum parçacıklarının büyük bir bölümünün parçalanmasından sorumludur, özellikle radyoaktiviteyi atomik çekirdeğin parçalanışını açıklar. Zayıf etkileşimlerin incelenmesi bilim insanlarını çekirdeğin içine ve hadronların dünyasına götürmüştür [17].

Eğer süreçte;

- Nötrino veya karşıt-nötrino yayımlanması ve soğrulması
- Kuark çeşnisinde değişiklik olması
- Bir sistemin parite dönüşümünde değişmez olmaması yada parite korunumunun ihlal edilesi
- (Fermi)² cinsinden toplam tesir kesitinin, Mev cinsinden gelen parçacığın enerjisine bölümünün 10^{-16} - 10^{-19} fm²Mev⁻¹ düzeyinde olması
- Saniye cinsinden yaşam süresiyle, Mev/c cinsinden bozunum ürünleri için uygun olan maximum momentumun 5. Kuvvetinin çarpımının, 1 veya daha büyük düzeyde olmasından

Her hangi biri sağlanıyorsa Zayıf etkileşmedir [25].

2.2.4. Güçlü Etkileşim

Kuarkları bir arda tutan şey nedir? Hadronlar çarpıştıklarında neden kolayca ayrılmazlar? Teorik fizikçiler buldukları cevap, kuarkların, yapıştırılmamış duruma geçemeyecekleri kadar süper-yapıştırıcı yeni bir gluon dizisi tarafından bir arada bağlanmış olduklarıdır. Bu yeni gluonlara duyulan gereklilik, Stanford’ da yapılan elektron-saçılma deneylerinde ortaya çıktı. Etkileşimlerin gluonlar aracılığıyla olduğu doğrulanmış oldu. Bu yeni kuark bağlayıcı gluonlar kısa zamanda yeni bir teoriyi beraberinde getirdi “Kuantum Renk dinamiği” Kuantum elektrodinamiğinin fotonun tanımını yaptığı gibi gluonların matematiksel tanımını yapan bir göreceli alan teorisiydi.

Kuantum Renk dinamiğinin ana fikri, kuarkların her birinin üç rengi olduğudur. Kuantum Renk dinamiğine göre güçlü kuark bağlayıcı kuvvetleri sağlayan sekiz renkli gluon vardır [17].

Hadronlar arasındaki çarpışmalarda veya bir hadronun diğer hadronlara bozunum sürecinde;

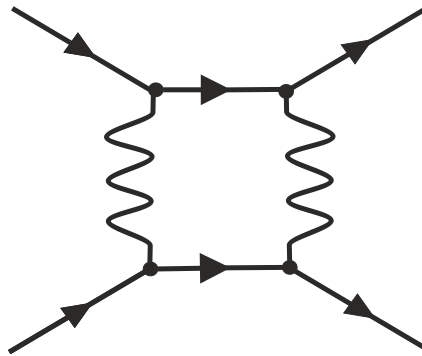
- Tüm kuantum sayıları korunur.
- Değişim oranlarının $> 10^{20} \text{ s}^{-1}$ olması ya da toplam veya kısmi tesir kesitlerinin $> 10^{-2} \text{ fm}^2$ olması, her hangi biri sağlanıyorsa güçlü etkileşmedir [25].

Her etkileşime kuanta - gluonlar tarafından aracılık edilmektedir. Kütle çekimin gluonu “graviton”dur, elektromanyetizmanın ki “foton”, zayıf etkileşiminki “zayıf gluonlar” ve güçlü etkileşimin ki ise “renkli gluonlar”dır. Bu gluonların her biri, diğerine oldukça benzer olan bir göreceli kuantum alan teorisi tarafından tanımlanmıştır [17].

2.3. Feynman Diyagramları

Temel parçacık etkileşmelerinin mekanizmalarını temsil etmek için Richard Feynman tarafından ortaya konulan diyagramlardır. Bu diyagramlar parçacık etkileşim süreçlerinin bir resmini görmemizi sağlar [25]. Kuarklar, anti-kuarklar ve gluonlar beraber Richard Feynman’ın partonlarını (Hadronların yapı taşlarının genel adıdır.) oluştururlar [13].

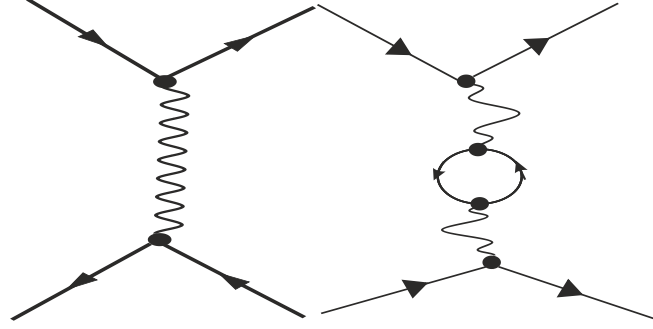
- Fermiyon grubundaki bir parçacık diyagramda düz çizgi ile temsil edilirken, bozon grubundaki parçacıklar ise kesikli, dalgalı yada kıvrımlı çizgilerle gösterilir. (Şekil 2.10).



Şekil 2.10. Feynman Diyagramı

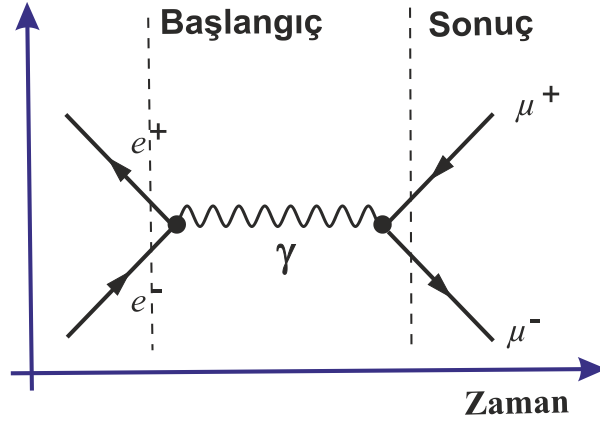
- Diyagrama bakarsak ilk durum parçacığı noktaya doğru ($\rightarrow\bullet$) ile gösterilir.
- Son durumdaki parçacık ise noktadan dışarıya doğru olan çizgi ($\bullet\rightarrow$) ile gösterilir.

- Anti parçacığı ilk durumda($\leftarrow\bullet$) ile gösterilir ve son durumdaki parçacık ($\bullet\leftarrow$) ile gösterilir.
- İlk durumdaki foton ($\bullet\sim$) ile gösterilirken, son durumda açığa çıkan foton ($\sim\bullet$) ile gösterilir.(Şekil 2.11.).



Şekil 2.11. İlk Durumdaki Foton ile Son Durumdaki Foton

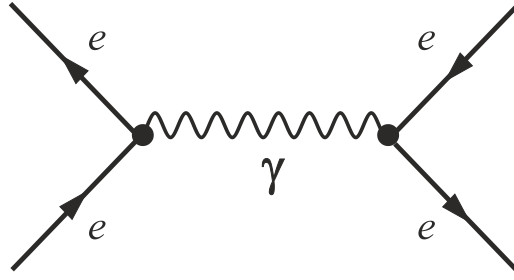
- Diyagramlar, zaman ve uzay olmak üzere iki eksenle oluşur.
- Zaman ekseninde seçtiğimiz yöne göre parçacıklar ve anti parçacıklar tanımlanır.
- Zaman soldan sağa doğru devam eder. (Şekil 2.12.). [25].



Şekil 2.12. Feynman Diyagramında Zamanın Gösterimi

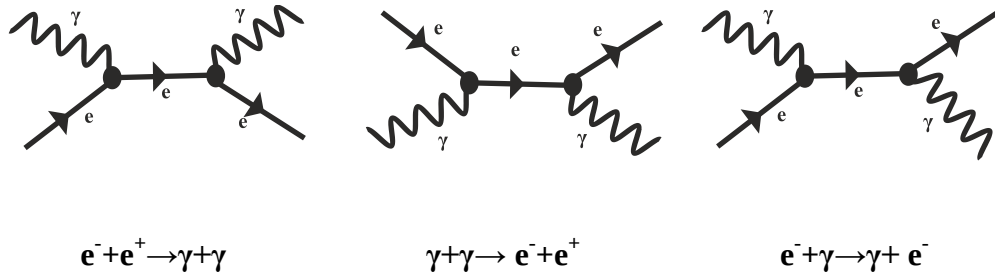
Buna göre zaman ekseninde aynı yönde hareket eden parçacığın anti parçacığı zaman ekseninde ters yönde hareket eder. Elektrik yükü ve bir köşede enerji ve momentum korunur.

Parçacıklar arasındaki elektro-zayıf etkileşimleri Feynman diyagramlarının farklı kombinasyonları ile açıklayabiliriz. Bhabba saçılması olarak adlandırılan elektron-pozitron yok olması sürecini de şekil 2.13. deki gibi ifade ederiz.



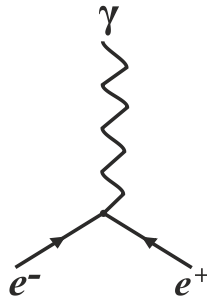
Şekil 2.13. Elektron-Pozitron Yok Olması ($e^-+e^+ \rightarrow e^+ + e^-$) Sürecini Gösteren Feynman Diyagramı

Aşağıdaki diyagramlar sayesinde üç farklı etkileşim sürecini açıklayabiliriz. (Şekil 2.14).



Şekil 2.14. Feynman Diyagramları Kullanarak Elektro-Zayıf Etkileşimlerin Açıklanması [25].

Şekil 2.15.' de elektron saçılması için oluşturulan bir diyagramdır.



Şekil 2.15. Elektron Saçılması Feynman Diyagramı

Diyagramları açıklarken Feynman kuralları olarak adlandırılan hesaplama yöntemleri kullanılır [26].

3. SİMÜLASYON

Simülasyon ismi modern olarak John Von Neumann ile Stanislaw Ulam 'ın 1940 yılının sonlarında ilk kez nötron yayılımı problemlerine uygulayan çalışmalarına “Monte Carlo Simülasyonu (MCS)” ismini kullanmaları ile başlar [28].

Genel olarak simülasyonu, var olan reel bir sistemin ifade etme şekli diyebiliriz. Simülasyonun misyonu ise, var olan reel sistemin giriş ve çıkış verilerini tanımlamak, bu sistemi oluşturulan modeli incelemek, farklı sonuçları ve alternatifleri reel sistem üzerinde farklılık yapmadan uygulayabilmektir. Simülasyon tekniği yardımı ile çözümlemeli işlemleri zor olan ve deneysel yöntemleri masraflı olan problemlerin ortadan kaldırılması sağlanmıştır [29].

Simülasyonlar; gerçek deneylerde, sistemin değişkenlerini değiştirerek sistemin davranışının incelenmesine ve gerçek deneylerde oluşabilecek tahmini olayların oluşturulması ile bunların etkisinin araştırılmasına olanak verir [30].

Teorik veya gerçek bir sisteme ait oluşumun, sebep ve sonuç ilişkilerinin bir bilgisayar ortamına programlama yaparak aktarılması ile farklı koşullar altında gerçek sisteme ait davranışların bilgisayar yardımı ile izlenmesine olanak sağlayan bir tekniktir. Yeni sürecin değişikliklere gösterdiği tepkiler simülasyonla tahmin edilebilir. Simülasyonlar;

- Gözlemlenen sonuçların sebeplerini tahmin etmeye olanak sağlar.
- Gerçek bir problemle çalışmaya başlamadan önce problemin alanlarını belirlemeyi sağlar.
- Değişikliklerin etkilerini ortaya çıkarmayı hedefler.
- Bütün sistem parametrelerinin bulunmasını sağlar
- Fikirleri değerlendirmede ve verimsizlikleri belirlemede yardımcı olur.
- Yeni fikir geliştirmeye ve yeni düşüncelere teşvik eder.
- Bütün planların olabilirliğini test etmeye yardımcı olur.
- Maliyeti düşük olacak şekilde gerçek sistem hakkında bilgi sahibi olmamıza olanak sağlar [31].

3.1. Simülasyonun Avantajları

- Bir sistemin modeli kurulduktan sonra değişik durumlar için tekrar tekrar kullanılabilir.
- Modellenen sistemi değiştirmeden yeni düşüncelerin model üzerinde rahatlıkla uygulamasını sağlar.
- Simülasyon istenilen zamanda durdurulup tekrar başlatılabildiğinden deney şartları üzerinde tam bir kontrol söz konusudur.
- Sistem verilerinin ayrıntılı olmadığı durumlarda daha elverişlidir.
- Sistemdeki karmaşık yapıları çözümlemeyi ve bunlar üzerinde denemeler yapmayı sağlar.
- Sonuçları zaman alan sistemlerin daha kısa sürede analizini sağlar.
- Simülasyon, analitik çözümlerin doğruluğunu kanıtlamak üzere kullanılabilir.
- Simülasyonu gerçekleştirilen sistemin detaylı gözlemlenmesi, doğru bir şekilde ifade edilmesi ve önceden belirtilemeyen eksikliklerin ortadan kaldırılmasını, sağlayabilir.

3.2. Simülasyonun Dezavantajları

- Farklı olan bütün sistemler için ayrı ayrı yazılıma ihtiyaç vardır.
- Araştırmacılar simülasyon yöntemini öğrenmelerinin ardından çözümleme tekniklerinin elverişli olduğu şartlarda kullanmaya meyillidirler [32].

3.3. Simülasyon Modellerinin Genel Özellikleri;

3.3.1. Fonksiyonel Özellik

Deterministik özellik; Gerçek bir modeldir. Sistemin simülasyon sonucu her bir tekrar için aynıdır.

Stokastik özellik; Gelişigüzel bir yapıya sahip bir modeldir. Simülasyon sonucu her bir tekrar çalışmada aynı olmaz.

3.3.2. Zamana Bağlılık

Statik özellik; Zamana bağlı olmayan bir modeldir.

Dinamik özellik; Bu model, zamana bağlıdır ve inceleme süresince pek çok zaman aralıklarında farklılık gösterir.

3.3.3. Giriş Verisi

Kesikli özellik; Giriş verisi kesikli olasılık yoğunluk fonksiyonuna sahiptir.

Sürekli özellik; Giriş verisi sürekli olasılık yoğunluk fonksiyonuna sahiptir [32].

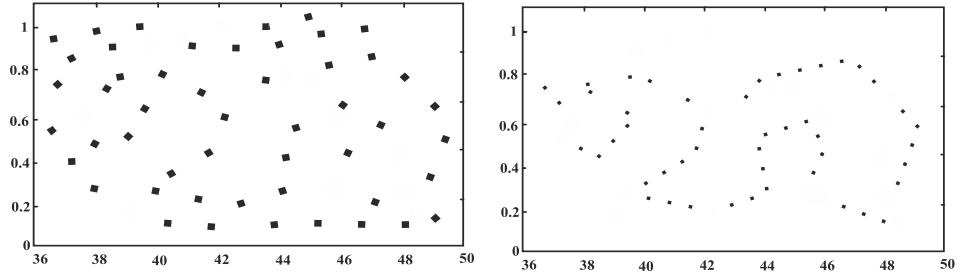
Simülasyon modelleri analitik yaklaşımlardan farklı olarak, kompleks olan problemlerde modelleme ve çözümde gayet başarılı olmuştur. Parametreler arasındaki etkileşimi simülasyon modellerinde gözlemlemek kolaydır. Fakat bilgisayarı etkin bir şekilde kullanmak gerekir.

Reel sistemlerde bir araya getirilen veriler, bilgisayarlarda geliştirilen modellerle uygulamaya konularak, numerik verilere ulaşılması amaçlanır. Bu verilerin değerlendirilmesi ve sonuçlarına ulaşılması sistemin başarı ölçütlerinin tahminleridir [28].

Ardışık rastgele sayı üretmek simülasyonda ilk adımdır. Simülasyon çalışmalarında gelişigüzel sayı üreticileri önem arz eder. Bu üretilen gelişigüzel sayıların istatistiği; üretilen dataların gruplanması, sembollerle ifade edilmesi indirgenmesi, grafikler ve sayısal metotlarla alakalıdır. Grafikler ve sayısal metotlar ise dataların hesaplanmasını sonuçlar elde edilmesini ve yorumlanmasını sağlar [30].

3.4. Rastgele Sayı Üreticiler

Rastgele sayılar mekanik yada elektronik ortamlarda üretilebilir. Pratikte gelişigüzel sayılar genelde bilgisayar yardımı ile üretilir. Böylelikle bilgisayar başlangıçta belirttiği nümerik bir çizelge yardımı ile istenilen aralıklar da (0-9) gelişigüzel sayı üretmiş olur. Bu ise bir yazılımdır. Bilgisayar yardımı ile gelişigüzel sayılar belirli kurallara bağlı olduğundan gerçekte tam olarak gelişigüzel değildir. Ama birinci sayı rastgeledir, buda “çekirdek değer” adını alır. Bilgisayar programının farklı çalıştırılmasında eğer aynı çekirdek değer kullanılırsa programda her bir test için aynı sıralı rasgele sayı üretilecektir. (Şekil 3.1).



Şekil 3.1. Değişik Çekirdek Değerlerinde Gelişi Güzel Sayılar Elde Edilmesi

Ölçümlerden yada deneylerden sonra bilgilerin bir araya getirilmesi data çözümlemesinde temel basamaktır. Daha sonra dataların doğru bir şekilde anlaşılması için histogram kullanılır. (Şekil 3.2.). Histogram ise; ölçümlerin datalarının sınıflarına ayırarak çizilen iki-boyutlu grafiklere verilen isimdir. Datalar sınıflara ayrıldıktan sonra aralıklara konur böylece her bir aralık için düşen gözlem sayısı belirlenir. Daha sonra her bir aralıktaki gözlem sayısı ve yatay ile düşey çizgiler çizilir. Histogram; datalarının ortalama değeri ya da tipik değerler etrafında dağılım bölgesini, çok sıklıkla meydana gelen değerlerini ifade etmektedir.

Dataların simgeleri, yığın frekans dağılımları ve bağıl frekans diyagramlarıdır. Verilerin sınıflandırılmasında aralık sayısı $x=1+3.3(\log_{10}y)$ değerine yakın olmalı, y data noktalarının sayısıdır. Bağıl frekans değerlerine şekil 3.3. deki gibi, daha alt gruplardaki frekansların eklenmesi ile yığın frekans oluşturulur. (Şekil 3.4.) böylece toplam değerler datalara karşılık gelen düz çizgilerle gösterilir.

0' dan 1'e kadar toplam değerler tablodaki datalar yardımı ile yığın frekans dağılımı ve bağıl frekans diyagramını çizerek olursak (Tablo 3.1);

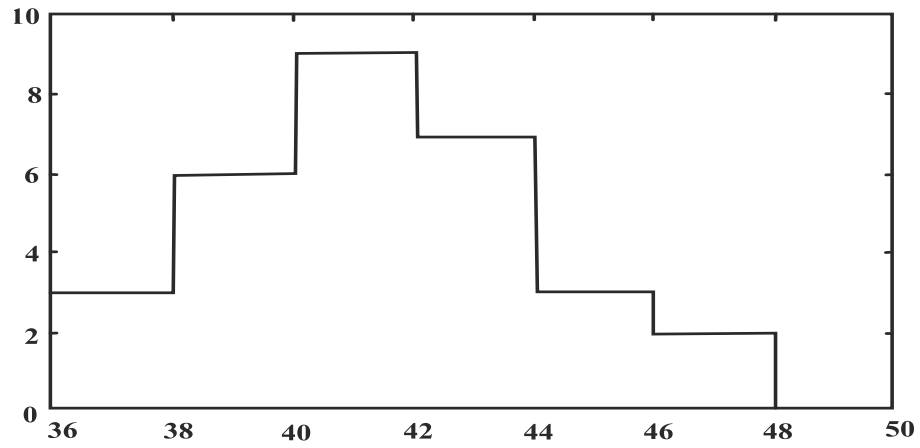
Tablo 3.1. Verilerle Bir Deney Sonucu

38.7	40.5	44.8	39.9	42.5	42.8	36.2	38.3	43.3	41.4
41.8	37.5	45.4	36.8	38.5	40.1	46.2	40.2	42.1	47.6
39.6	42.4	41.6	45.3	40.7	39.2	43.1	41.5	41.8	42.3

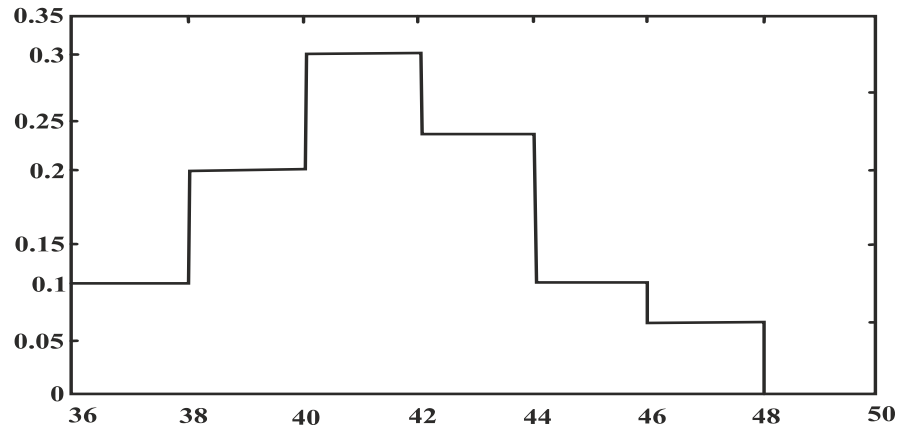
Verilerin sınıflandırılmasında aralık sayısı $x=5.87 \sim 6$ hesaplanır. Tabloda 36.2 küçük değerimiz ve 47.6 büyük değerimizdir, 36 biriminden başlayarak aralığı 2 birim tutabiliriz. (Tablo 3.2.).

Tablo 3.2. Gözlem Sayıları ve Onların Frekansları

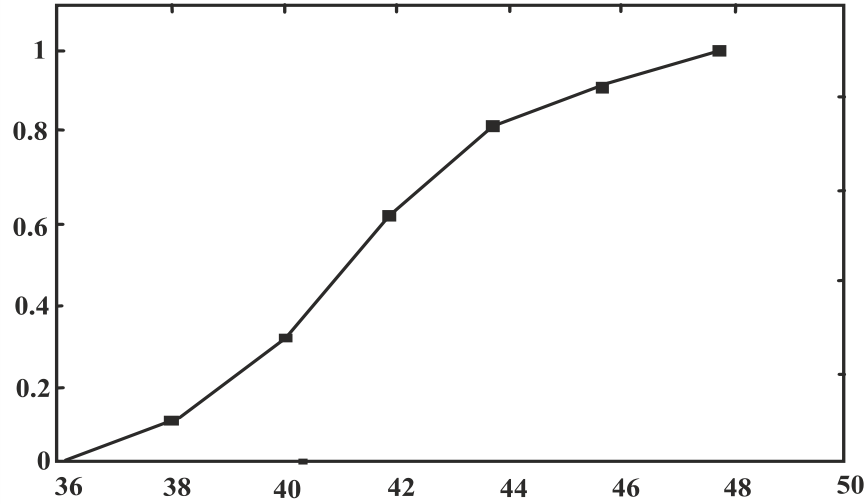
Aralık	Gözlem sayısı	Bağıl frekans	Yığın frekans
36.0-38.0	3	0.10	0.10
38.0-40.0	6	0.20	0.30
40.0-42.0	9	0.30	0.60
42.0-44.0	7	0.23	0.83
44.0-46.0	3	0.10	0.93
46.0-48.0	2	0.07	1.00



Şekil 3.2. Gözlem Sayısının Değerlere Göre Histogramı



Şekil 3.3. Frekans Grafiği



Şekil 3.4. Yığın Frekansın Grafiği

Mühendislik sistemleri serbest değişkenlere sahip ise çözümlemesi Monte Carlo (MC) simülasyon yöntemleri ile gerçekleştirilebilir. Bugün tekrar edilen ve zor hesapların yerine kullanılabilirliği sebebiyle bilgisayarlar, simülasyonların realizasyonu için kullanılıyor. Sistemlerin kompleksliği sebebiyle girişteki ve çıkıştaki verilerin lineer olmayan bağıntılarından dolayı sistemlerin analitik çözümleri genelde bulunmaz. MC çözümlerinde giriş değişkenleri, giriş değişkenlerinin dağılım yapısı ile uyuşan gelişigüzel sayı üreticileri ile olur. Prosedür birden fazla tekrar edilir. İşlem sonucu sistemi değerlendirip istatistiksellliğini belli etmek için çözümlenir. Bu çözümleme hassasiyeti simülasyon için yapılan deneme sayısı ile ilişkilidir.

Analiz sonuçları genelde kompleks sistemin davranışının anlaşılmasını sağlar. Giriş değişkenlerinin değişimi, çok masraflı olan ayrıca makroskobik genişlikteki deney gruplarını oluşturmada, sistemin performansı sayesinde değişimin etkisini basit bir şekilde görmemiz mümkündür [30].

3.5. Monte Carlo Simülasyon Metodu

Risk analizi metotlarından birisi MC simülasyonudur. Sonucu başka metotlarla karşılaştırıldığı zaman, riski iyi bir şekilde temsil eder. Nükleer teknolojide fen ve mühendislikte, askeri savunma teknolojisinde, uzay sistemlerinde, istatistiksel analiz ve sosyoekonomik sahalarda çokça başvurulan bir tekniktir [33].

MC simülasyonları, “Gerçek Stokastik simülasyonlardır.” Başlangıç durumunun dağılım fonksiyonlarından yola çıkarak son durumu tanımlar. Statik (kolay) ya da dinamik (zor) olabilir.

Herhangi bir süreç farklı nedenlerden dolayı rastgele bir karakteristik gösterebilir. Bunları şöyle sıralayabiliriz:

1. Fiziksel olan gerçek bir süreç olayların büyük ölçeklerde gözlemlendiği gibi stokastiktir.
2. Süreç, büyük ölçekli dalgalanmalara dayanır.
3. Sistem için oluşturulan model, sistemin sürecini yeterince temsil etmeyebilir.
4. Süreç insan davranışlarına da bağlıdır.

Sonuçta net bilgi sahibi olamadığımız bir yöne sahipse bu süreç rastgele (stokastik) bir özellik gösterir [32].

3.5.1. Stokastik Modeller

Olayı karakterize eden rastgele parametrelerin özelliğine bağlı olarak değişir. Değişkenler kesikli veya sürekli olabilir ve zamanla süreklilik değişebilir. Yada zamanın belirli bir anında değerler alabilir. Örneğin iş gücü değişiminde bir işçinin işini ne zaman değiştireceğini tahmin edemeyebiliriz. Aynı şekilde bir madde içinde hareket eden parçacığın hangi etkileşimleri yapacağı yada hangi açılarda saçılacağı olasılıklar içindedir.

Stokastik bir modelden istenen öncelikli sayısal değerler şöyle belirtilebilir;

- (1) - Zamanın bir fonksiyonu olarak durum değişkenlerinin ortalama değeri
- (2) - Zamanın bir fonksiyonu olarak durum değişkenlerinin değişimi
- (3) - Çeşitli durum değişkenleri arasındaki bağımsızlık derecesi

örneğin x rastgele bir değişken olsun.

Bu değişkenin $t=t_1, t=t_2$ ve $t=t_3$ zamanlarında ölçülen x_1, x_2, x_3 değerlerine rastgele dizi yada “stokastik süreç” denir. x ’de burada t ’ye bağlı olarak iki olası durum söz konusudur. x yalnızca t ’nin kesikli değerini alır. Böyle bir durumda “ $x(t)$ kesikli zamanlı stokastik süreçtir.” Tüm değerlerin oluşması eşit olasılıktadır. Yani daha önceden oluşturulan tüm değerlerden bağımsızdır. Eğer rastgele değişken x t zamanın bir fonksiyonu olarak sürekli gözlenebilirse “ $x(t)$ sürekli zamanlı stokastik süreçtir.” X rastsal bir değişken olmak üzere önce $F(x)=P(X\leq x)$ kümülatif yoğunluk fonksiyonu elde edilir. Daha sonra 0 ile 1 arasında değişen düzgün bir rastgele sayı üretilir. Son adım ise, $P(X\leq x)$ rastgele sayıya eşitleyip x ’e göre çözmektir. Bunun gibi simülasyonlar, stokastik yapıda birbiriyle ilişkili pek çok değişkene sahip sistem çıktılarının çalışılmasında kullanılır.

MC teknikleri, bilgisayarda analitik olarak ele alınması mümkün olmayan rastgele davranışları incelemek için kullanılır. Hesaplamaların çoğu düzgün dağılımlı, çeşitli istatistiksel testleri sağlayan ve $(0,1)$ aralığında elde edilen, tekrarlanabilir, sözde rastgele sayılara dayandırılır. Gerçekte ise bu sayılar düzgün dağılımlı ve birbirinden bağımsız değildirler. Bu sebeple bilgisayarda üretilen bu sayılara “ sözde gelişigüzel sayılar ” denir [32].

3.5.2. Monte Carlo Yöntemi

Bu teknik, 1930’dan sonra hızlı bir şekilde gelişim göstermiş bir yöntemdir. Los Alamos laboratuvarlarında nükleer silah yapımı için hazırlanan projede görev alan bilim insanlarının çalışmaları doğrultusunda önerilmiştir. Bu metot olasılık kuramına bağlıdır. Tekniğin pratiğine bakacak olursak, amaç problemi rastgele sayılar ile simüle edip, hesaplanan değişkeni simülasyona bakıp yaklaşık olarak hesap etmektir. Teknik kolay hesaplama metotlarından, bugünün çağdaş simülasyon metotlarına doğru gelişim kaydetmiştir [34, 35].

MC tekniği, olasılık kuramı ile ilişkili bir yöntemdir. MC tekniğinde istatistiği ve matematiği kullanarak, ölçümü yada analiz edilmesi istenen fiziki bir olayı gelişigüzel sayıların bir çok defa kullanımı ile simüle edip çözme esasına dayanır [36].

MC yöntemi, özel bir deneme veya simülasyon çalışması içinde bir veya birden fazla olasılık dağılımından gelişigüzel sayılar seçme yöntemidir. Hesaplamalar, fiziki sistemi oluşturan olasılık yoğunluk fonksiyonundan elde edilen gelişigüzel seçilmiş sayılarla oluşturulur [37].

MC metodunu basit bir örnek ile ifade edecek olursak, kapalı bir eğri içinde kalan alanı hesap etmektir. Bu kapalı eğrinin, bir kenarının uzunluğunu bir birim alarak, eğri ele alınan karenin içine konulur. Karenin içindeki gelişigüzel bir noktayı belirleyen 0 ve 1 arasında bulunan birbirinden farklı olarak oluşturulan rastgele iki tane sayı çiftidir. Birden fazla üretilen bu noktalar, kapalı eğri içine denk gelenlerin sayısı oluşturulan bütün noktaların sayısına oranı, yaklaşık olarak kapalı eğrinin içinde kalan alanı verir. Noktaların sayısı çoğaldıkça bu yaklaşıklık biraz daha artar. MC metodunun bilgisayarlarda kullanılması, bilgisayarda rastgele sayı üretilmesi metotlarının geliştirilmesine neden olmuştur.

MC teknikleri parçacık fiziğinde, çok katlı integral hesaplarında; kısmi diferansiyel ve doğrusal denklem yapılarının analizinde; nötron yayılımı, gamma ışınımı soğurulması problemlerinde, bozunum genişlikleri ve saçılma tesir kesitleri hesaplarında kullanılır [30, 38, 39].

3.5.3. Monte Carlo Tekniğinin Matematiği

Deneyi sayısal veriler kullanarak canlandırmak için esas etken 0 ile 1 arasındaki değerleri alan, düzenli dağılıma sahip sayıları kullanmaktır. MC tekniğinde böyle sayılar yazılım ile üretilirse, belirli değerleri olan rastgele sayılar kümesini oluşturmuş oluruz. Bu kümede rastgele bir sayının gelebilme ihtimali diğerlerinden ayrı olabilir. İhtimalleri benzer olan küme düzgün dağılımlıdır. Bu rastgele sayılar kümesidir [40].

3.5.4. Monte Carlo İntegral Yöntemleri:

Sayısal integralleme determinasyon metotları, fonksiyondan alınan örneğin bir kısmını ele alıp öyle işlem yapar. Böyle metotlar bir parametrelili fonksiyonlarda daha güzel işlem görür. Fakat vektör fonksiyonlar için determinasyon alan hesabı metotları yetersizdir.

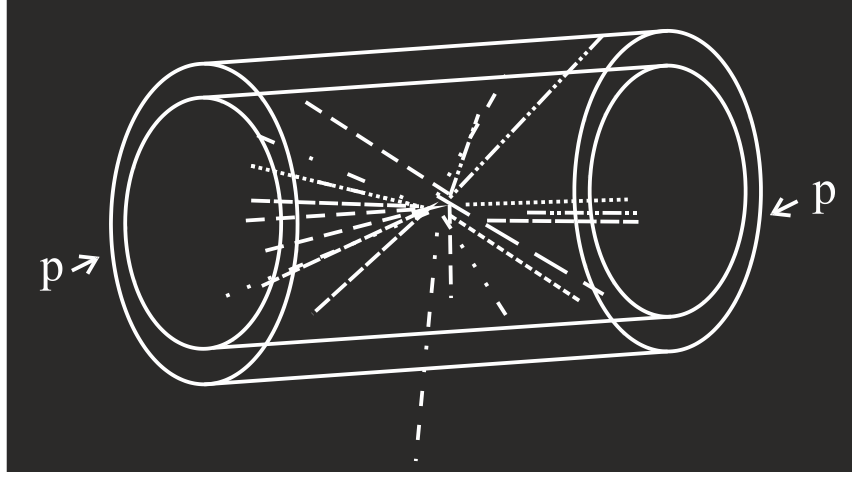
İki boyutlu bir vektörün integralini almak için iki boyutlu yüzey üzerine eşit yerleştirilmiş karelere bölünmüş sistem noktaları gerekir. Yalnız 10×10 'luk karelere bölünmüş sisteme gerek duyuluyorsa 100 noktaya ihtiyaç vardır. Birçok fiziki problemde tek boyut tek serbestlik derecesinin karşılığıdır. Yani üç boyutlu simülasyon üç serbestlik derecesine sahiptir. Üstel zaman fonksiyonlarını çözmek zordur, MC teknikleri bu fonksiyonların çözümüne kolaylık getirir. Eğer seçilen fonksiyonlar da noktalar düzgün dağılımlı olursa çok boyutlu bir uzayda gelişigüzel noktalar belirleyerek ve bu noktaların da ortalamasını alarak öngörülebilir. Merkezi limit kuramına göre bu yöntemin $1/N$ açılımına uyması beklenir, böylece boyutların sayısı dikkate alınmadan belirlenen noktaların sayısı 4 kat olacak şekilde hata yarıya düşürülebilir.

MC da bir kısıtlama söz konusu ise bu da noktaların neye göre gelişigüzel belirleneceğidir, ama noktalar integrale küçük katkıda bulunan yerlerin yerine büyük katkıda bulunan yerlerden belirlenmesi daha mümkündür. Yani noktalar fonksiyona benzer bir biçimdeki dağılım yardımı ile seçilmesi gerekir. Fakat böyle bir işlemi yapabilmek başlangıçtaki integrali çözmekten zordur [30].

3.6. Parçacık Fiziğinde Simülasyonlar

Yüksek enerji fiziği deneyleri için doğrusal çarpıştırıcı (LC) yada büyük hadron çarpıştırıcısı (LHC), yüksek performanslı hesaplar için gerekli donanımına sahiptir. Yüksek enerji fiziği pek çok yüksek teknoloji alanlarına klavuzluk etmiş ve yeni oluşan kavramlar için bir test yeri olmuştur. Yüksek enerji fiziğinin başlıca araştırma hedefleri, maddenin ve evrenin nasıl oluştuğu hakkında bilgi elde etmektir. Ayrıca pratik uygulamalarla da ilgilenmektedir. Yüksek enerji fiziğindeki gelişmeler, tıbbi cihazların gelişmesi gibi bu süreçlerde farklı endüstri alanların (internet gibi) doğmasına sebep olmuştur. Simülasyon sisteminin yardımıyla büyük ve etkileyici olan bu deney dedektörlerinin yapımı ve alt dedektörün ince ayrıntılarını tekrardan üretecek şekilde daha hassas üretimleri mümkün kılabilir.

Yüksek enerji deneyinin temel kısmı simülasyon program paketidir. Başlangıç aşamasından son aşamasına kadar olan bu kısım zorunlu olan kısımdır. Bir simülasyon yazılım paketi temel iki şeyden oluşur. Birincisi, fizik modellemesi ikincisi dedektör simülasyonudur. Yeniden oluşturma yazılımı ise simülasyon ve gerçek data akışı için ortaktır. (Şekil 3.5.).[30].



Şekil 3.5. Bilgisayarda Olayları Yeniden Oluşturma

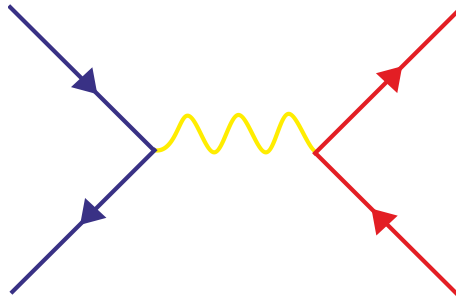
3.6.1. Fizik Modellemesi ve Olay Üretimi

Alanlardan (veya parçacıklardan) örnek grup simetrilerini ve sürecin hesaplama girdilerini kendiliğinden oluşturmak fizik modellemesidir. Bir süreçte olay sayısı ve tesir kesitini hesaplamak mümkündür. Diferansiyel tesir kesitinin istatistiksel dağılımını takip ederek rastgele olay kısmı üretilmiş olur [30].

3.6.1.1. Fizik Modellemesi

Lagranjiyen denklemi parçacık etkileşmelerinin fiziğinin bir parçasıdır. Modelleme yaparken ise lagranjiyeni oluşturan grup simetrisine ve parçacıklara ihtiyaç vardır. Fakat günümüzde bunu otomatik olarak yapmak mümkün değildir.

Bunun yanında bazı yazılımlar sembolik hesaplar yardımıyla bu karışık işlemlerde ilerleme kaydetmiştir. Bu da teorik çalışanlara yardımcı olmuştur. Lagranjiyen denklemleri ile ana değişkenlerden parçacık kütle dağılımlarının senkronizasyonu ile Feynman'ın kuralları ortaya konabilir. (Şekil 3.6.). [30].



Şekil 3.6. Feynman Diyagramları

Yüksek Enerji Fiziğinde modelleme yapabilmek için, modellenecek sistemin iyi analiz edilmesi gerekir. Başlıca;

- LHC Hızlandırıcısının özelliklerinin iyi bilinmesi gerekir
- ATLAS Dedektörü, Hızlı Dedektör Modelleme Programı olan ATLFAST, Tam Dedektör Modelleme Programı olan ATHENA, PYTHIA olay üreteç programı ile Programın Yazımı ve Olayların Analizi, Liste Çıktılarının Analizi, ROOT-Histogramlama Programı, ROOT ile Sonuçların elde Edilmesi ve yorumlanmasının da iyi bilinmesi gerekir.
- YEF’te başka modelleme programları da mevcuttur: CompHep, CalcHEP, CMSJet, ORCA, gibi [31].

3.6.1.2. Olay Üretimi

Son yıllarda bazı özel program paketleri olan GRACE, CompHep, ALPHA olay üretimlerinde son hesap adımlarını kendiliğinden yapmaya başlamıştır. Bu ise simülasyonun birinci basamağını oluşturur. Saçılma sürecinde belli başlı adımlar şu şekildedir;

- Feynman kuralları yardımı ile diyagramları çizilir.
- Matrislerin ifadeleri bulunur.
- Faz uzayı üzerinden integral alınır.
- Toplam yada diferansiyel tesir kesiti bulunur.
- En son ise, olaylar dörtlü enerji-momentum vektörlerinin karşılığı olan son durum parçacıkları toplam diferansiyel tesir kesitine göre üretilmiş olur.

Güçlü etkileşmelerin saçılma son durumları, partonları içerir. Paket yazılımlar olan PYTHIA ile HERWIG hadronlaşma algoritmasını bulundurur. Bu yazılımlar ise partonları hadronlara dönüşüm simülasyonunu içermektedir. Böylelikle sonunda üretilen olaylar yüklü ve yüksüz parçacıklar bulunduracaktır. Bunun gibi yazılımlar Büyük Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısında yaygın bir şekilde kullanılmıştır [30].

3.6.2. Hesaplama

Deney duyarlılığı ve başlangıç durumu enerjisi, yüksek derecede hesapların karmaşıklığına neden olmaktadır. Bunun dışında, hipotezdeki yeni kuramlar, yeni egzotik parçacıkları ortaya çıkarmıştır. Egzotik parçacıkların üretimlerinin oranı ile etkileşim tesir kesiti hesap edilmelidir. Ayrıca hesaplama süresi arttığı gibi hesap sayısı da oldukça çoğalmıştır. Çoğalan hesaplamalar ise şunlardır;

- Etkin olan hedefe göre hazırlanmış sembolik hesaplama paketlerinin gelişmesi
- Sembolik hesaplama amacına uygun paralelleştirme yöntemleri,
- Çok boyutlu integral hesaplamaları
- Verimi yüksek hassasiyetli kayan nokta işlemleri ile proses veri tabanı teknik sistemleri [30].

3.6.3. Dedektör Simülasyonu

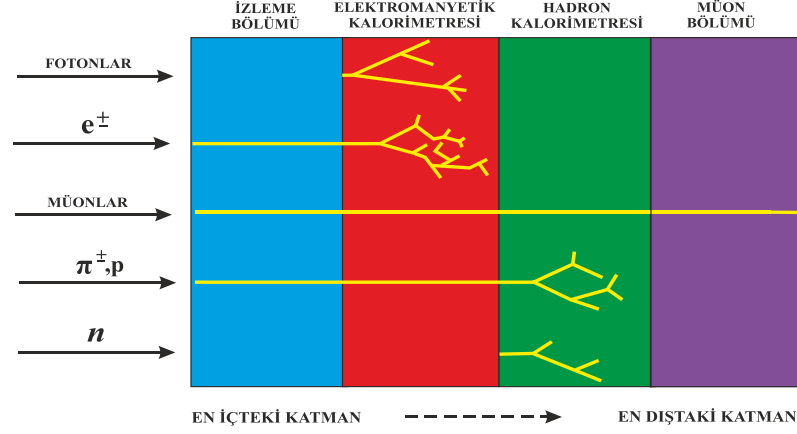
Üretilmiş olaylar parçacıkların farklı bir dedektörle bir sonraki etkileşmenin, reel olay sinyali (Şekil 3.7.) olması halinde dedektör datasına benzer “işlenmemiş datalara” sebep olacak biçimde detaylı simülasyonu yapılmalıdır. (Şekil 3.8.).

İz takip edici(izleme bölümü); Dedektörün iç bölgesidir ve tüm yüklü parçacıkların izlerini kaydetmek üzere planlanmıştır.

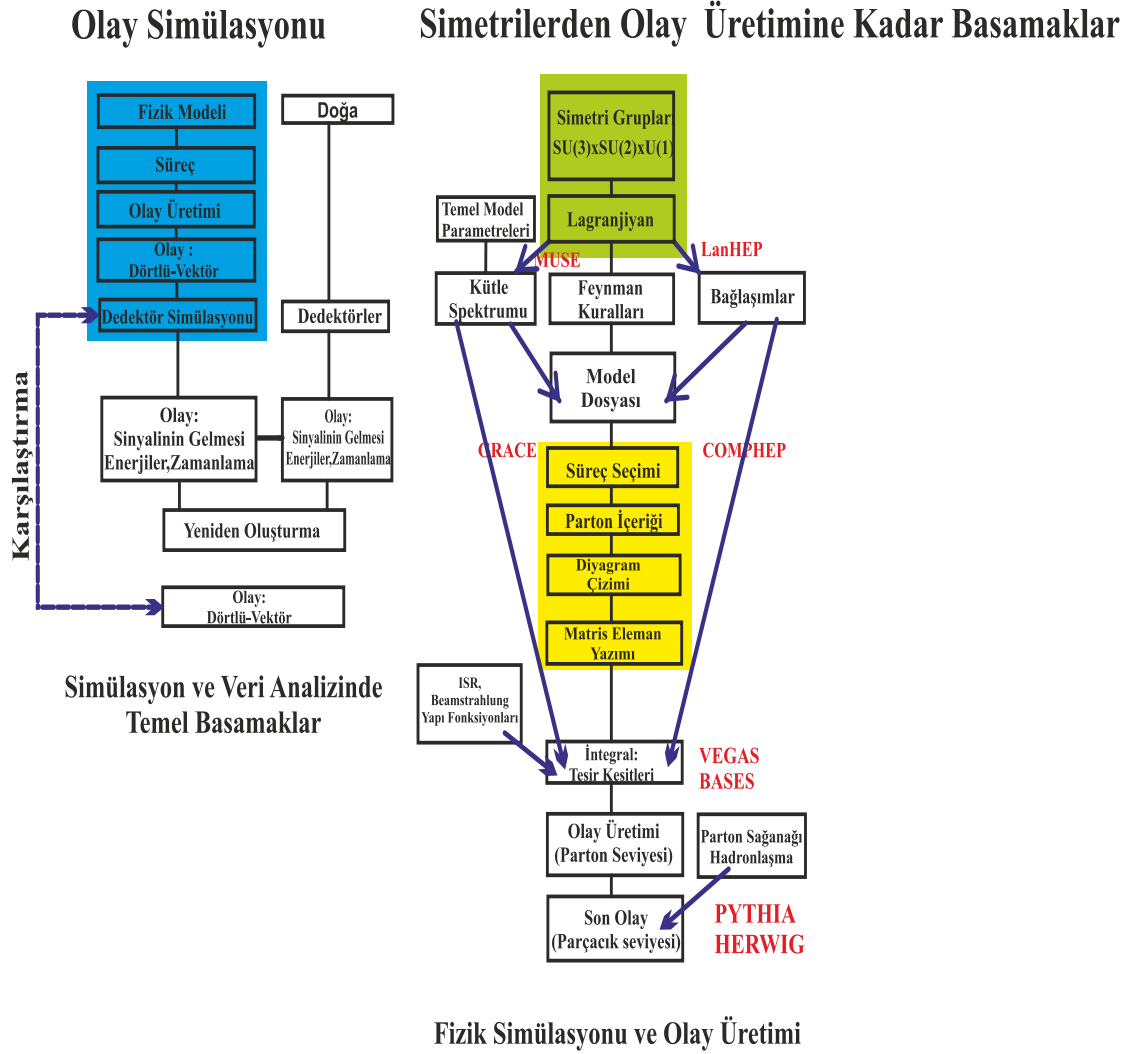
Elektromanyetik kalorimetre; Elektron, pozitron ve fotonların toplam enerjisini ölçmektedir.

Hadron kalorimetre; Hadronların toplam enerjisini ölçmektedir.

Müon Odaları (bölümü); Sadece müonların ve nötrinoların ulaşabildiği uzaklıktadır [30].



Şekil 3.7. Parçacıkların Dedektörlerde Vereceği Sinyallerin Gösterimi [30].



Şekil 3.8. Fizik Sümülasyonu ve Olay Üretimi [30].

3.6.4. Temel İşlemler

Parçacıkların madde ile olan etkileşmesi etkileşme yasalarını baz alarak gerçekleşir. Parçacıklardan biri elektron ise foton yayınımlı yada iyonlaşma ile sonuçlanabilir.

Parçacıklar deneyde tek tek, 3 boyutlu hali göz önüne alarak basamak basamak takip edilir. Simülasyonun yazılımı, sinyalin 4'lü vektörleri, enerjinin depolanmasını, zamanlama bilgisine çevirecektir. Yazılım paketi olan GEANT ise bir algoritmaya örnektir. Bunun ardından olay üretme gelir. Dedektörün datalarından olay tekrardan üretilir ve orijinal etkileşme tekrardan belirlenir.

Gerçek simülasyon ve gerçekleştirilen olaylar ile tekrardan üretilen olaylar karşılaştırılır. Karşılaştırıldıktan sonra dedektörlerin geçerliliği ile data kabulü belirlenebilir. Reel data ile simülasyonda gerçekleştirilen data karşılaştırılır ve referans fizik modeli denenmiş olur. İlkesel bakıldığında, deneyde elde edilen datayla simülasyonun datasında mümkün olabilecek başkalık standart modelde bulunmayan bir sinyalin kanıtı olur.

Simülasyonun datası ve deneysel datalarına bakıldığında eğer deneyin datasında bir sinyal görülmezse, tanımlanan yeni fizik kuramlarının değişken uzayı halen bulunamamış alana sınırlandırılır [30].

4. KULLANILAN SİMÜLASYON PAKETLERİ

4.1. CompHep

Çoklu parçacıkların çarpışmaları ve bozunmaları sürecinde olayların üretimi ve olay üretim işlemi amacıyla hazırlanan analiz etme ve hesaplama paketidir. CompHep de parçacıklar semboller ile rakamların kullanımı ile gösterilir. CompHep YEF ile ilişkilidir. YEF deki hesaplama metotlarının otomatikleştirilmesi için kullanılmaktadır.

Matris elemanı hesaplar, ağaç düzeyi tesir kesiti(cross section) ve bozunum genişliği (decay rate) hesaplayan Monte Carlo programıdır. Bu programla ne yapılabilir?

- Cross section (tesir kesiti) ve decay rate (bozunum genişliği) hesabı
- Hızlandırıcıların özelliklerinin etkisi
- Parton Distribution Function (PDF) etkisi
- Feynman Diyagram çizimi
- Branching Ratio(dallanma oranı) hesabı
- Üst düzeyde analiz için olay üretme yapılabilir [41, 42, 43].

4.1.1. Tesir Kesiti ve Olay

Düzgün bir ışın demetinin oluşturduğu yüksek enerjili parçacıkların kullanıldığı saçılma deneylerinde demetten gelen parçacıkların yalnız küçük bir kesri, hedef çekirdeklerle etkileşimde bulunur. Tesir kesiti bir etkileşimin olabilme olasılığının ölçüsüdür. Belirli bir parçacığın etkileşimi hangi olasılıkla oluşacağını belirten niceliğe tesir kesiti (σ) denir. Bu etkileşimler bir esnek saçılma ya da nükleer bir reaksiyon ile sonuçlanır ve gelen ışın demetinden parçacık eksilir. Bu yüzden saçılma deneyleri tesir kesiti kavramı ile ifade edilir.

Tesir kesiti ne kadar büyükse birim zamanda oluşan etkileşim sayısı ile ışın demetinden azalan parçacık sayısı o kadar fazladır. Tesir kesiti parçacığın cinsi, özellikleri ve etkileşim enerjisine bağlıdır ve alan birimleri ile ölçülür (barn, picobarn, femtobarn).

Olay: YEF de belirli zamanda temel parçacıklar arasında kısa sürede belirli bir yerde oluşan etkileşim sonuçlarına denir [49].

4.2. Pythia8

Pythia8, YEF de bir Monte Carlo olay üreticidir. Parçacıkların çarpışmaları ile etkileşimlerinin simülasyonun da kullanılır. Etkileşmeler sonucu ortaya çıkan parçacıkların; ışımlarının ilk ve son durumlarını, saçılım tesir kesitini, parçacıkların bozunumu ve dallanmaları, partonların dağılım fonksiyonu ile bunların hadronlaşması için gereken programları içerir [44].

4.2.1. Higgs Bozonu

Evrenin çok sıcak, yoğun bir patlama ile oluştuğu kabul edilir. Bu nedenle çarpışan parçacıkların hızlarını artırarak ulaşacağımız enerjiler ne kadar büyük olursa, maddenin ilk oluşumuna o kadar yaklaşmış oluruz. Parçacık fizikçileri, enerjiyi ölçü alarak alanı ölçümlüyorlar. Einstein'ın $E = mc^2$ denklemini baz alıp parçacıkları yüksek hızlarda çarpıştırarak, kütlelerini çok yüksek enerjili bir hale dönüştürüp diğer başka parçacıklara şekil verebileceğini düşünüyorlar [45].

Özel görelilik ile kuantum mekaniği bir araya gelip kuantum alan teorisi yardımı ile SM oluşturulmuştur. Temel parçacıklar kütlelerini elde edilebilmek için Higgs alanı ile etkileşmeye girmesi gerekir. Higgs bozonu higgs alanının kuantumlanmış halidir. Peter Higgs'in 1964'teki öngörüsü ile bu mekanizma SM'deki fermiyonlara kütle kazandırmak için öngördüğü spini sıfır olan parçacıktır. Higgs alanıyla etkileşimler maddenin nasıl kütle kazandığını ifade eder. Yani tüm temel parçacıklar kütlelerini elde edebilmek için Higgs alanı ile etkileşime geçerler. 1980'lerde başlayarak Fermilab (Chicago, ABD) ve CERN (Cenevre, İSVİÇRE) de çeşitli deneylerle gözlemlenmeye çalışılmıştır. 2012 de keşif gerçekleşmiştir. Bu sayede önceden keşfedilen elektron gibi temel parçacıkların neden bu kütlelere sahip olduğu ve bu kütlelerini nasıl aldığı anlaşılmış oldu [46].

4.3. ROOT

CERN de geliştirilmekte olan, yüksek enerji fiziğinde deneysel parçacık fiziği alanında kullanılan bilimsel amaçlı bir yazılım paketidir. Birçok program ve kütüphaneden meydana gelir. ROOT'un önemli özelliklerden biri nesne yönelimli bir yapıya sahip olmasıdır. Bu yüzden modern nesne yönelimli programlama dilleri olan C++, Python, Ruby gibi programlama dilleri uyumludur. ROOT C++ dilinde yazılmış olup ayrıca bir C++ yorumlayıcıyı da (CINT) içinde bulundurur. Öncelikle CERN'de yapılan deneyler olmak üzere çoğu parçacık fiziği deneyleri yazılımında ROOT'un kütüphaneleri kullanılmaktadır. (ALICE, ATLAS, BaBaR, Belle CMS, COMPASS, DO, LHcB, OPERA).

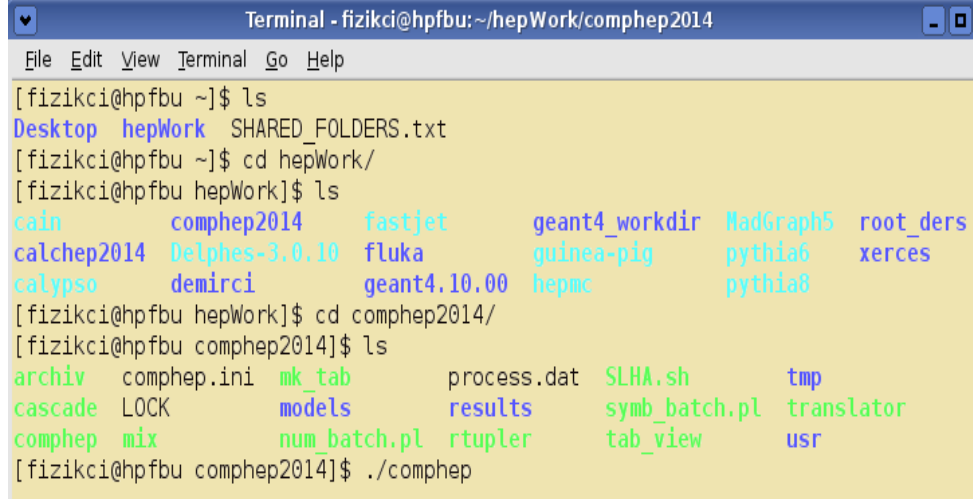
ROOT kapsamlı bir yazılım paketidir. Kullanıcıya sağladığı kolaylıkların bazıları şunlardır;

- Parçacık fiziğinde kullanılan histogramlama, grafik çizimi, ve eğri uydurma (Curve Fitting) gibi işlemlerde kolaylık sağlar.
- Çarpışma olayı datasından histogram ve grafiklere kadar çoğu bilginin (nesnenin) data tabanı niteliği taşıyan özel "ROOT" dosyalarının da depolanabilmesini sağlar.
- Sağladığı geniş yazılım kütüphanesi sayesinde 4-vektör işlemlerinden matris işlemlerine kadar çoğu işlemin kolayca, hızlıca ve doğru biçimde yapılabilmesine olanak sağlar [50].

5. SİMÜLASYONLAR VE SONUÇLARI

5.1. CompHep’de Elektron Pozitron Yokolması ve Müon Antimüon Oluşumu ve Sonuçları;

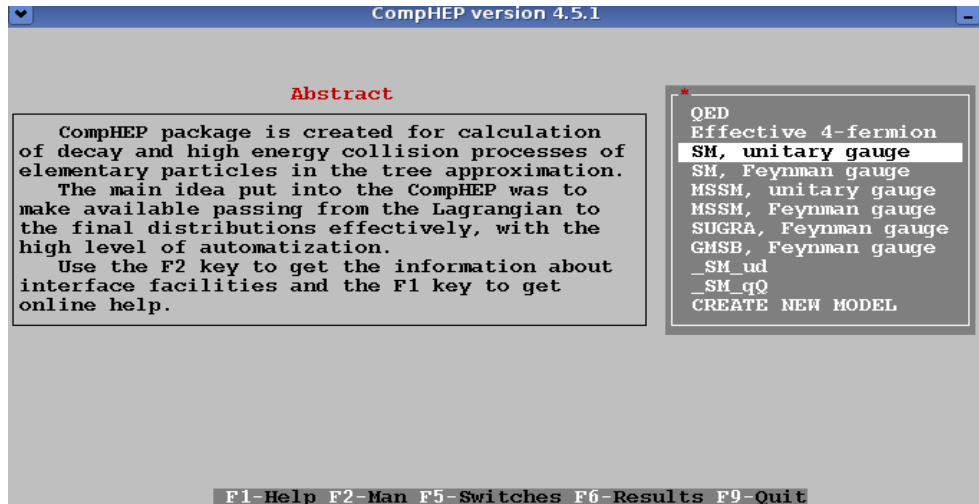
Aşağıdaki komutlar girerek bilgisayardan şekil 5.1’deki gibi CompHep çalıştırılır.



```
Terminal - fizikci@hpfbu: ~/hepWork/comphep2014
File Edit View Terminal Go Help
[fizikci@hpfbu ~]$ ls
Desktop  hepWork  SHARED_FOLDERS.txt
[fizikci@hpfbu ~]$ cd hepWork/
[fizikci@hpfbu hepWork]$ ls
cain      comphep2014  fastjet      geant4_workdir  MadGraph5  root_ders
calchep2014  Delphes-3.0.10  fluka        guinea-pig      pythia6     xerces
calypso     demirci       geant4.10.00  hepmc           pythia8
[fizikci@hpfbu hepWork]$ cd comphep2014/
[fizikci@hpfbu comphep2014]$ ls
archiv  comphep.ini  mk_tab      process.dat  SLHA.sh     tmp
cascade  LOCK         models      results      symb_batch.pl  translator
comphep  mix          num_batch.pl  rtupler      tab_view     usr
[fizikci@hpfbu comphep2014]$ ./comphep
```

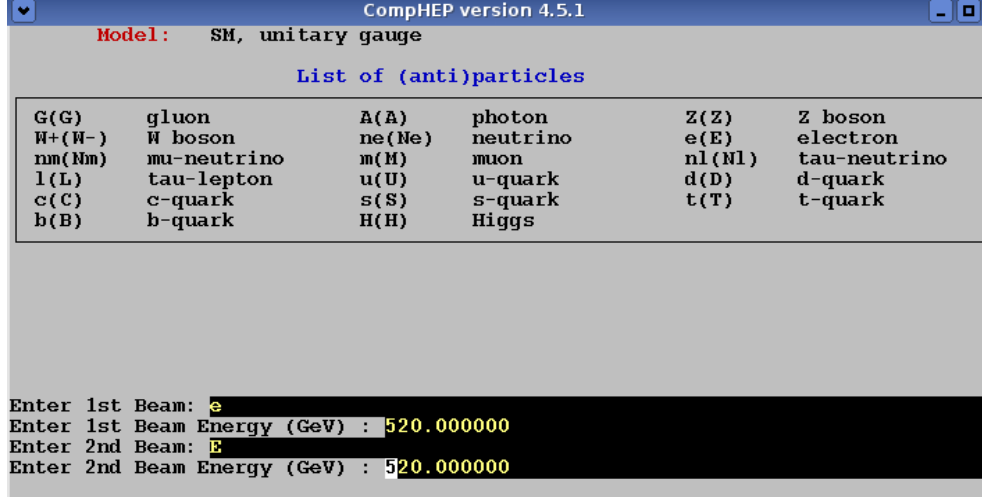
Şekil 5.1. CompHep’in Çalıştırılması

Başlangıç için model seçimi yapılır. Şekil 5.2’de olduğu gibi Standart Model seçilir. Daha sonra ise süreç seçimi yapılır. Decay(bozunum) veya scattering(saçılım) seçilir.

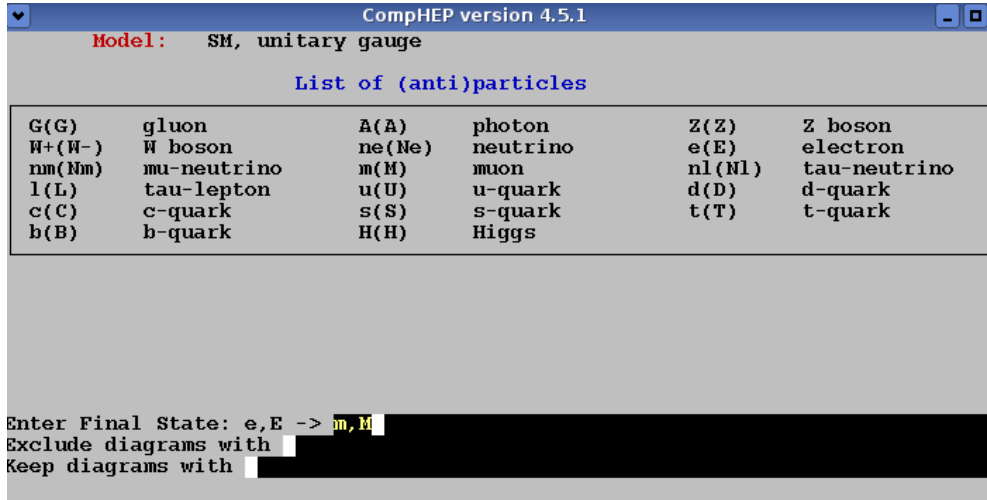


Şekil 5.2. CompHep’de Standart Model Seçimi

elektron+pozitron $\rightarrow$ muon+antimüon ($e^-+e^+\rightarrow m+M$) için parçacık (küçük harfle gösterilir) ve anti parçacıklar (büyük harfle gösterilir) belirlenir. (Şekil 8.4.). Ayrıca; enerji değeri girilmeden önce elektron ve pozitron belirlenir. Ardından 520 GeV'lik enerji değeri girilir. (Şekil 5.3.). Oluşacak parçacıklar da seçildikten sonra; ara parçacıklar elenebilir veya isteğe göre eklenebilir.

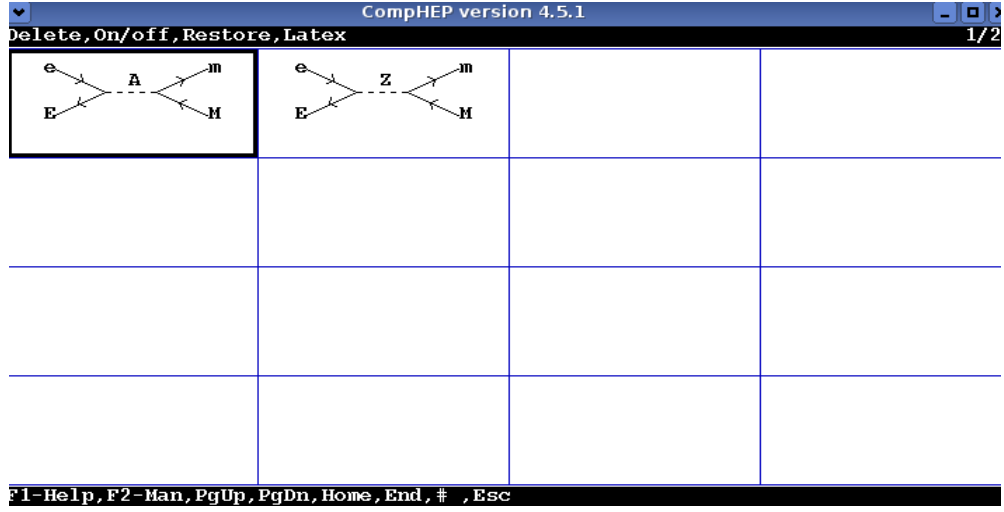


Şekil 5.3. CompHep’de Elekton ve Pozitoronun Belirlenmesi ve Enerji Değerinin Girilmesi



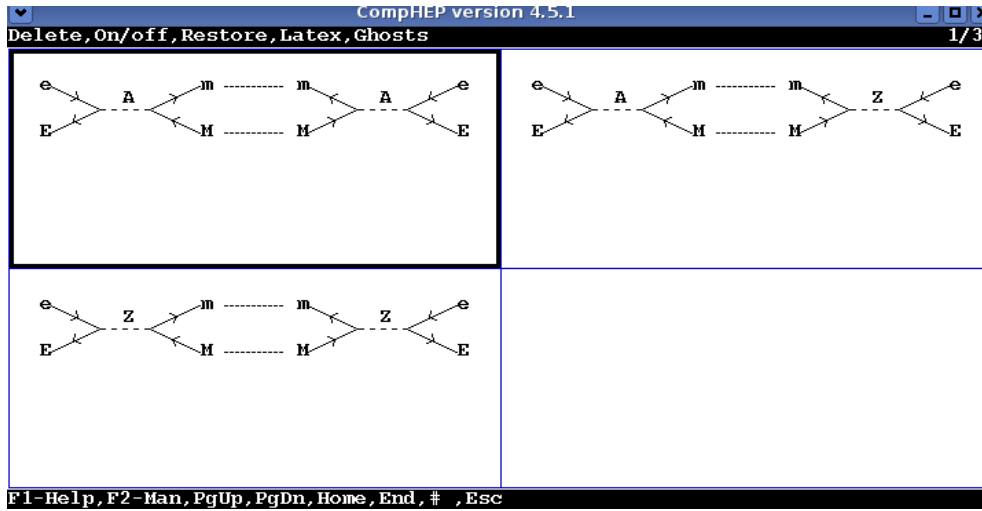
Şekil 5.4. CompHep’de Oluşacak Müon Antimüonun Belirlenmesi

Şekil 5.5'deki gibi Feynman Diyagramları çizilir; iki tane Feynman Diyagramı oluşur.



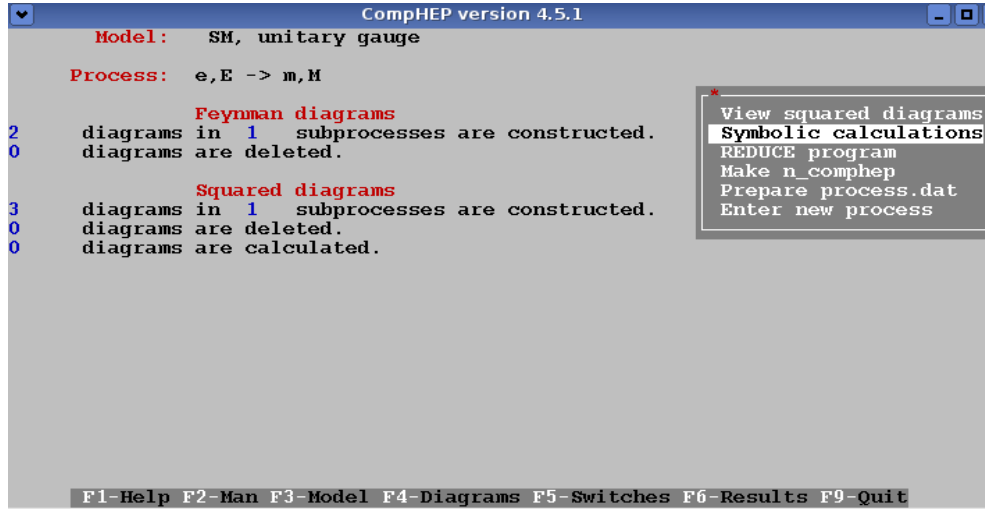
Şekil 5.5. CompHep’de Oluşan İki Tane Feynman Diyagramı

Feynman Diyagramları daha detaylı bir şekilde alt süreçleri incelenebilir. Alt süreçler için diyagramlar tekrar çizilir. (Şekil 5.6.).



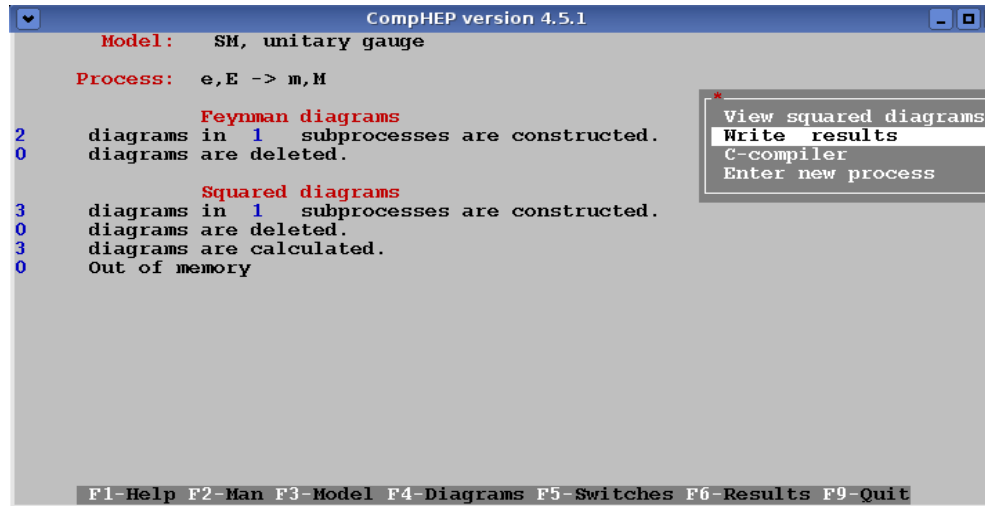
Şekil 5.6. Comphep’de Alt Süreçlerin İncelenmesi için Feynman Diyagramları

Sembolik hesap yapılır.(Şekil 5.7.).



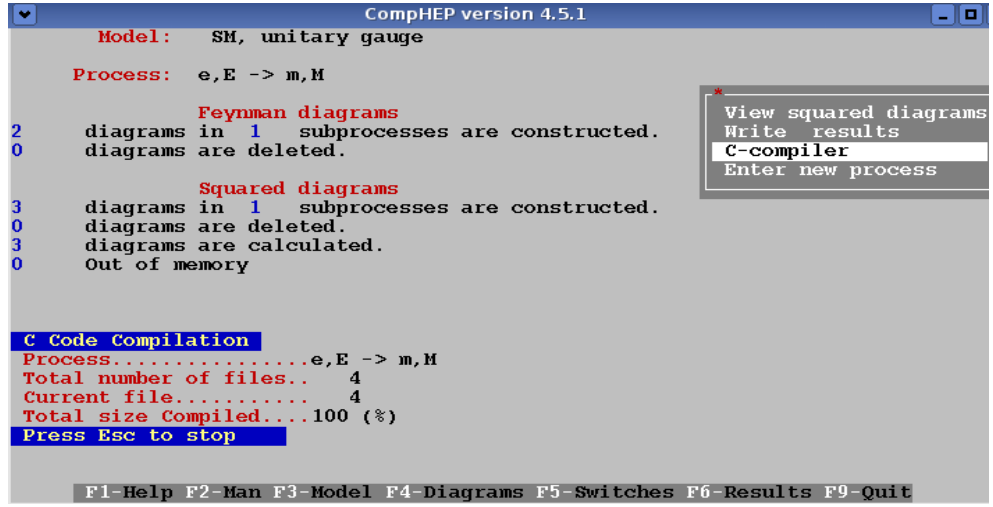
Şekil 5.7. Sembolik Hesabın Yapılması

Sembolik hesap yapıldıktan sonra sonuçlar yazılır. (Şekil 5.8.).



Şekil 5.8. Sonuçların Yazdırılması

Sonuçlar yazıldıktan sonra c kodu ile derlenir.(c-compiler). (Şekil 5.9.).



```
CompHEP version 4.5.1
Model: SM, unitary gauge
Process: e, E -> m, M

Feynman diagrams
2 diagrams in 1 subprocesses are constructed.
0 diagrams are deleted.

Squared diagrams
3 diagrams in 1 subprocesses are constructed.
0 diagrams are deleted.
3 diagrams are calculated.
0 Out of memory

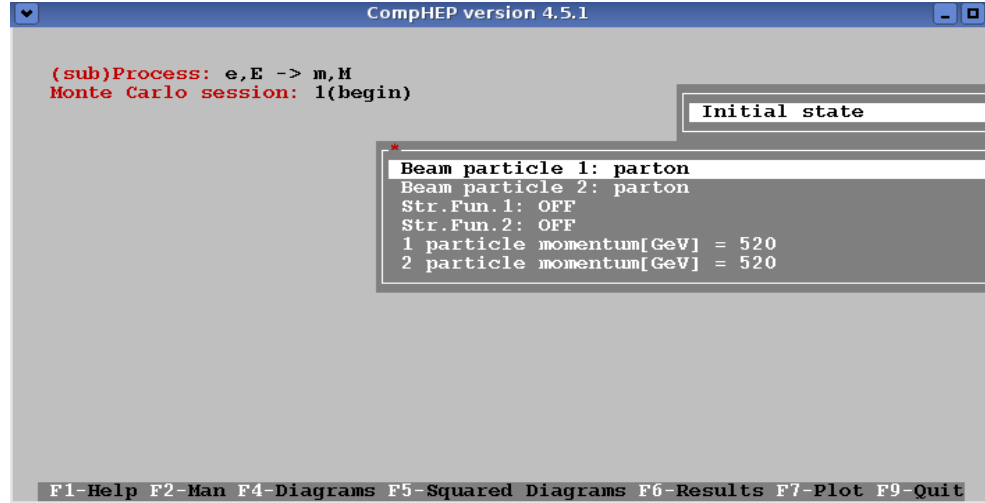
C Code Compilation
Process.....e, E -> m, M
Total number of files.. 4
Current file..... 4
Total size Compiled....100 (%)
Press Esc to stop

F1-Help F2-Man F3-Model F4-Diagrams F5-Switches F6-Results F9-Quit
```

Şekil 5.9. c (c code) Dilinde Sembolik Hesap Derlenmesi

Şekil 5.10' da Hızlandırıcı hakkında bildiklerimizi başlangıç durumundan (initial state) kontrol ederiz.

İnitial state; paket uzunluğunu ve paketteki parçacık sayısını belirtir.



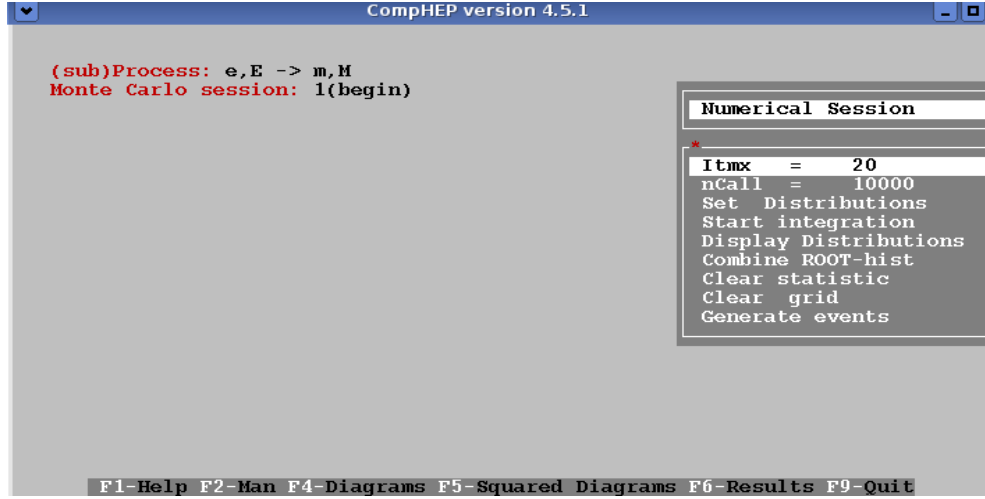
```
CompHEP version 4.5.1
(sub)Process: e, E -> m, M
Monte Carlo session: 1(begin)

Initial state
Beam particle 1: parton
Beam particle 2: parton
Str.Fun.1: OFF
Str.Fun.2: OFF
1 particle momentum[GeV] = 520
2 particle momentum[GeV] = 520

F1-Help F2-Man F4-Diagrams F5-Squared Diagrams F6-Results F7-Plot F9-Quit
```

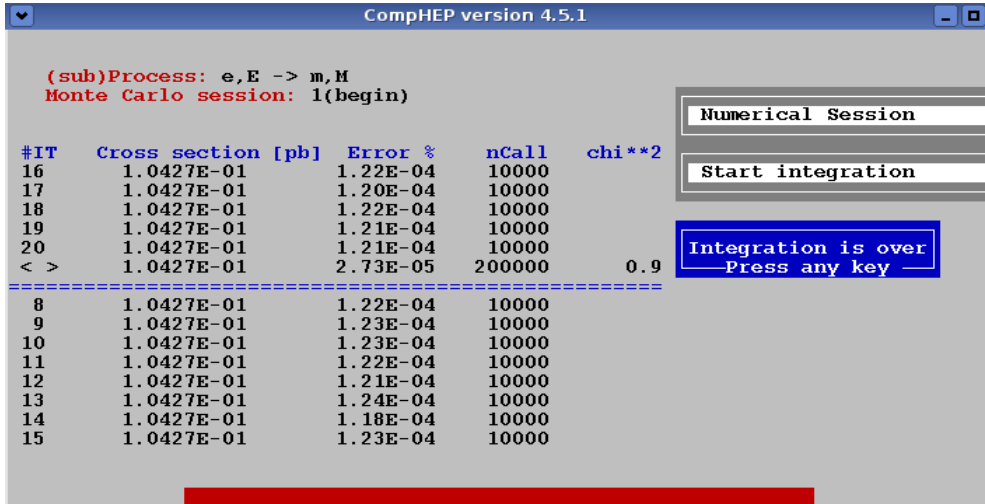
Şekil 5.10. Başlangıç Durumunun (İnitial State) Kontrol Edilmesi

Şekil 5.11. ise basit süreçler için $It_{max} = 20$ ve $n_{Call} = 10000$ alınabilir. Bunları yapmamızın nedeni χ^2 (kikare) değerimizin yaklaşık 1 veya 1 den küçük olmasını zorlamaktır.



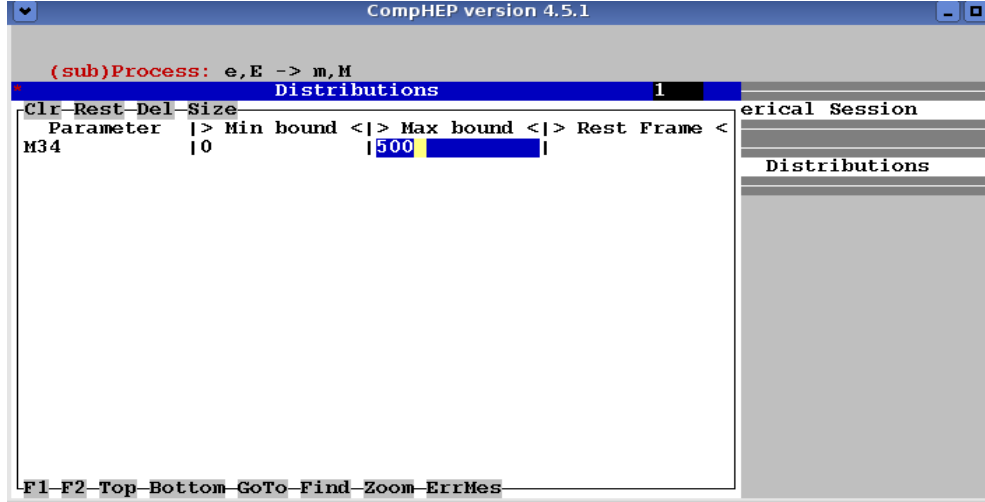
Şekil 5.11. It_{max} ve N_{call} Değerlerinin Girilmesi

Şekil 5.12’de “Start integration”; sonuçları elde etmek ve ayrıtılan dağılımlara bakmak için kullanır. Aşağıda “cross section” dediğimiz kısım tesir kesiti sonuçlarıdır. χ^2 (kikare) değerimizde 1 den küçük ve 0.9dur.



Şekil 5.12. Cross Section(Tesir Kesiti)

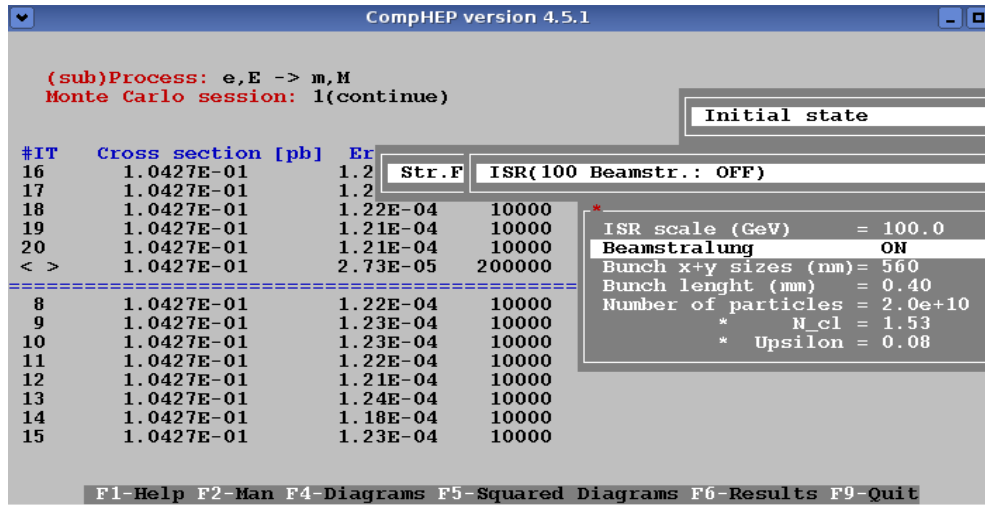
“Set Distributions” ile süreci anlamak için dağılımlara ayırtmamız gerekiyor. (Şekil 5.13). Bu dağılımlar bize hesapların neden kararsız olabileceğini veya hangilerinin işe yarayacağını gösterir. Klavyedeki F₁ tuşu kısaltmaları açıklar. M34 üçüncü ve dördüncü parçacıkların değişmez kütleleridir.



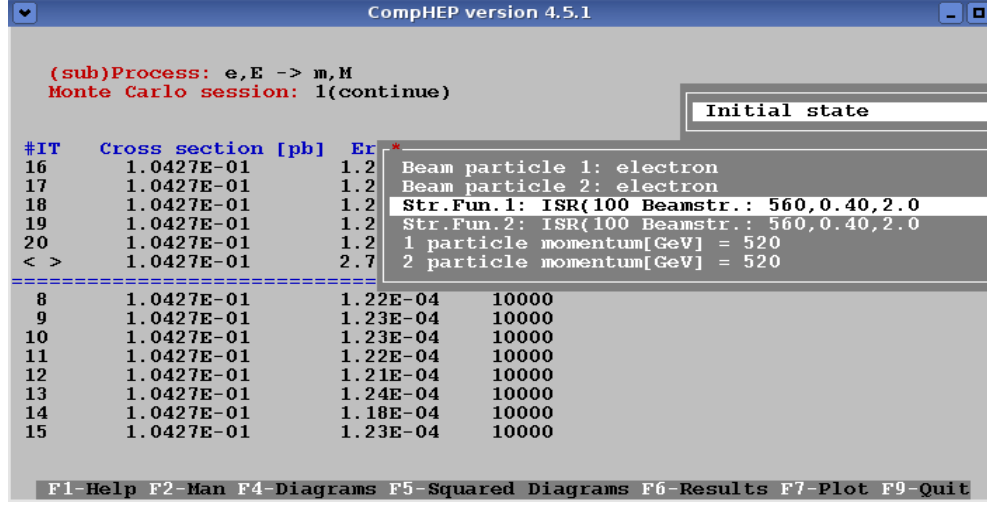
Şekil 5.13. Dağılımların Ayırılması

ISR&BS etkisini şekil 5.14 ve şekil 5.15’de (hızlandırıcıya uygun olarak) göz önüne alalım; ISR: İlk ışımadan yayınlanan foton radyasyonu-kütle merkezi(KM) enerjisini azaltır.

BS: Parçacıkların EM alanından dolayı enerji kaybediyor. Bu spektrum doğrusal çarpıştırıcının geometrisine (bunch x+y sizes), demetin boyutlarına(bunch lenght), demetdeki parçacık sayısına (number of particles), demet enerjisine göre değişim göstermektedir.

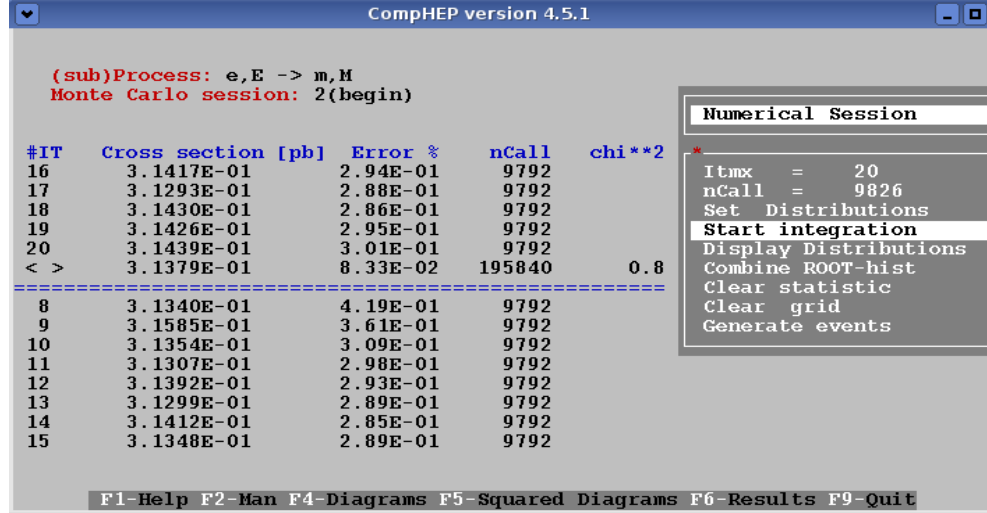


Şekil 5.14. ISR Etkisi ve BS Etkisi



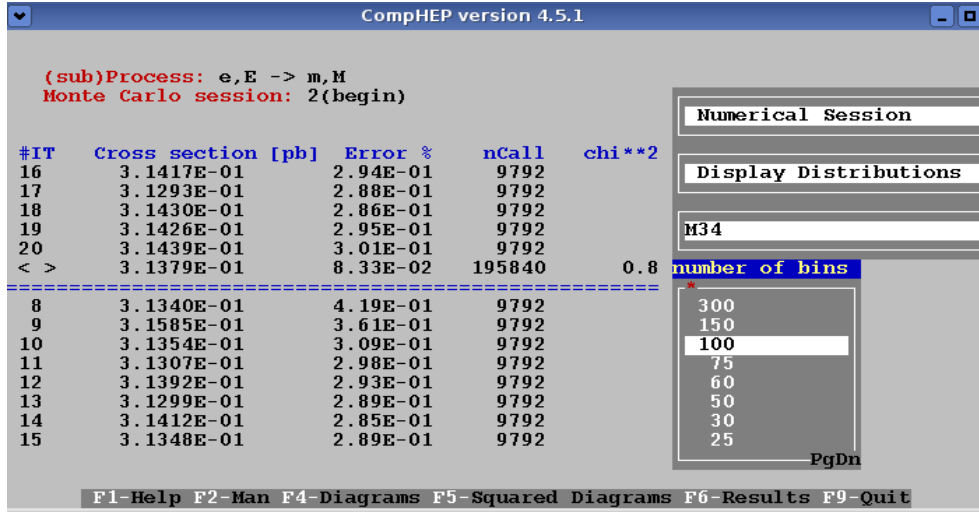
Şekil 5.15. ISR Etkisi ve BS Etkisinin Aktif Hali

Aşağıdaki şekil 5.16'daki tesir kesitleri ve χ^2 (kikare) değerimizin bir önceki hesaplardan farklı çıkmasının nedeni hızlandırıcı parametrelerinin tesir kesiti üzerindeki etkisinden kaynaklanıyor.



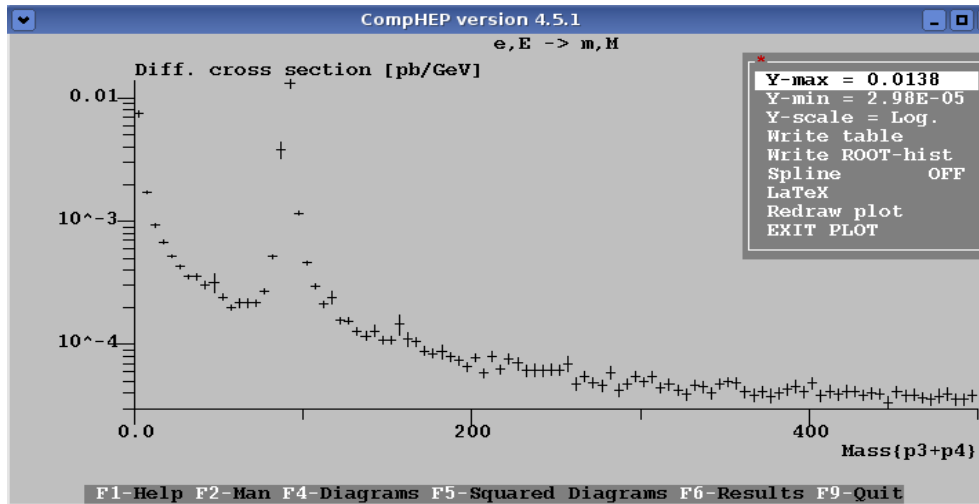
Şekil 5.16. Cross Section(Tesir Kesiti)

Süreci anlamak için dağılımları tekrar şekil 5.17'deki gibi ayırtmamız gerekiyor.



Şekil 5.17. Dağılımların Ayırılması

Şekil 5.18'de ise F₁ tuşuna basarak grafiğimizi elde etmiş oluruz.



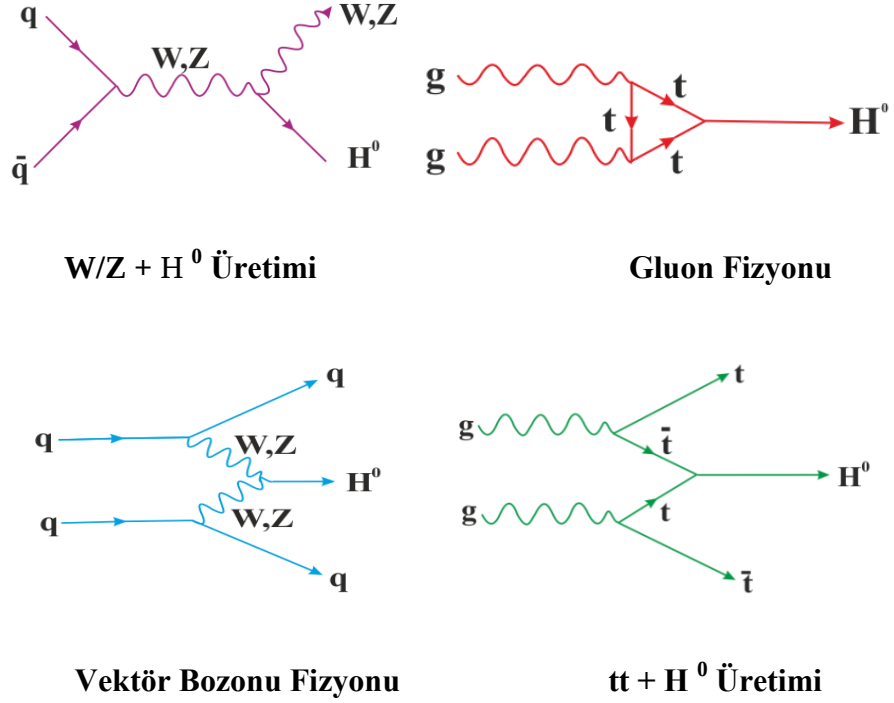
Şekil 5.18. Cross Section (Tesis Kesiti) (Pb Olarak) Hesabı

Sonuç olarak;

- Cross section (tesir kesiti) (pb olarak) hesabı ve decay rate (bozunum genişliği) hesabı yapılmış oldu.
- Çift $-\mu$ değişmez kütle dağılımı elde edilmiş oldu.
- Latex & text çıktı alınabilir. log & lineer Y eksenı kullanılabılır. Spline ile noktalar arası tahmin edilebilir.
- Hızlandırıcı özelliklerinin etkisi, Parton Distribution Function (PDF) etkisine bakıldı. Feynman Diyagram çizimi yapıldı.

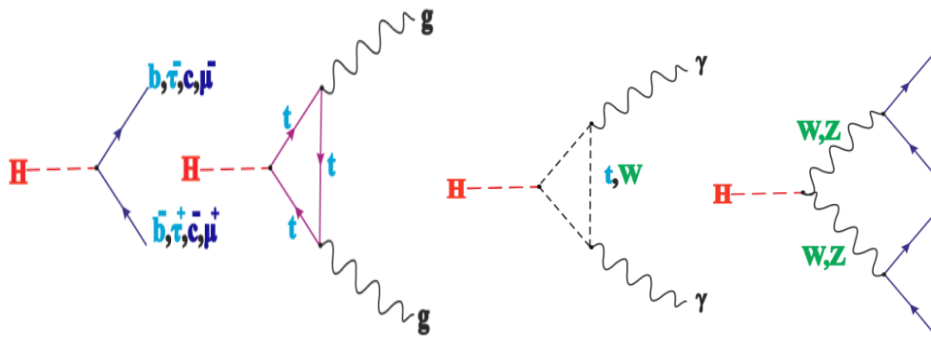
5.2. Pythia8 ile Higgs Bozonun Üretimi

5.2.1. Pythia8 ile Higgs Bozonun Üretiminin Feynman Diyagramları



Şekil 5.19. Higgs Bozonun Üretiminin Feynman Diyagramları

5.2.2. Pythia8 ile Higgs Bozonunun Bozonum Feynman Diyagramları



Şekil 5.20. Higgs Bozonunun Bozonum Feynman Diyagramları

5.2.3. Pythia8 ile Higgs Bozonun Üretim ayarları

HiggsSM: ffbar2H $ff^- \rightarrow H^0$ ($bb^- \rightarrow H^0$)

HiggsSM: gg2H ($gg \rightarrow H^0$)

HiggsSM: ffbar2HZ $ff^- \rightarrow H^0 Z^0$

HiggsSM: ffbar2HW $ff^- \rightarrow H^0 W^\pm$

HiggsSM: ff2Hff ($t:ZZ$) $ff^- \rightarrow H^0 ff^-$, $Z^0 Z^0$ füzyon

HiggsSM: ff2Hff ($t:WW$) $ff^- \rightarrow H^0 ff^-$, $W^+ W^-$ füzyon

HiggsSM: all (Bütün süreçler) [47].

5.2.4. Pythia8 ile Parçacık Verileri Fizik Model ve Süreçleri

Tablo 5.1. Parçacık Verileri Fizik Model ve Süreçleri Tablosu [48].

Process Grup	Process Name
HiggsSM	ffbar2H, gg2H, ffbar2HZ, ff2Hff (t:WW),
HiggsBSM	h, H and A as above, chard Higgs, pairs

5.2.5. Pythia8 ile Higgs Bozonunun Bozunum Ayarları, Higgs Bozonunun Üretimi ve Sonuçları

Higgssm: All = On

25: m0 = 125.

25: onMode = off

25: onlfMatch = 22 22 ($H \rightarrow \gamma\gamma$)

25: onlfAny = 22 ($H \rightarrow \gamma\gamma$ ve $H \rightarrow Z\gamma$)

Tablo 5.2. Kuark ve Lepton kodları Ayar Bozonları ve Diğer Bozon Kodları [47].

1	d	11	e^-	21	g	111	π^0	2112	n
2	u	12	ν_e	22	γ	221	η	2212	p
3	s	13	μ^-	23	Z^0	331	η'	3122	Λ^0
4	c	14	ν_μ	24	W^+	223	ω	3112	Σ^-
5	b	15	τ^-	25	H^0	333	ϕ	3212	Σ^0
6	t	16	ν_τ	211	π^+	113	ρ^0	3222	Σ^+

```
Terminal - fizikci@hpfbu:~/hepWork/pythia8/examples
File Edit View Terminal Go Help
[fizikci@hpfbu hepWork]$ ls
cain          Cozumleme_Ornek  fluka          hepmc          pythia8
calchep2014   Delphes          geant4.10.00   hepWork        root_ders
calypso       demirci          geant4_workdir MadGraph5      xerces
comphep2014   fastjet          quinea-pig     pythia6
[fizikci@hpfbu hepWork]$ cd pythia8
[fizikci@hpfbu pythia8]$ ls
AUTHORS       examples         lhapdfdummy    pythia8175     rootexamples
CODINGSTYLE   GUIDELINES      lib             Pythia.h       src
config.mk     hepmcinterface  Makefile        README         tmp
configure     htmldoc         Makefile.msc    README.HepMC   worksheet.pdf
COPYING       include         phpdoc          README.Win32    xmlldoc
[fizikci@hpfbu pythia8]$ cd examples/
[fizikci@hpfbu examples]$ ls
bin            main20.cc        main85.cc
cmssm.spc     main21.cc        main85.cmdnd
CombineMatchingInput.h main22.cc        main86.cc
config.csh    main23.cc        main86.cmdnd
config.mk     main24.cc        main87.cc
config.sh     main24.cmdnd     main87.cmdnd
configure     main25.cc        main88.cc
GeneratorInput.h main25.lhe       main88.cmdnd
JetMatching.h main26.cc        main91.cc
main01.cc     main27.cc        Makefile
```

Şekil 5.21. Pythia8’in Çalıştırılması

Pythia8 çalıştırıldıktan sonra (Şekil 5.21.) “examples” içerisinde bir dosya oluşturulur. Oluşturulan dosya ya program yazılır. (Şekil 5.22.). Oluşturulan dosya kaydedildikten sonra “make”komutu ile derlenir (make main01 gibi). Derlenen dosyayı çalıştırmak ve çıktı almak için “cd examples” ile örneklerin bulunduğu dizine gidilir ve oluşturulan ve derlenen örnek “./ make main01.exe” ile çalıştırılır.

Şekil 5.22. Programın Yazılması

Main: number Of Events = olay sayısı(üretilecek olay sayısı)

Demet Ve Çarpışma Parametreleri ;

Beams: İda = 2212 Birinci Işın(Demet), P = 2212

Beams: İdb = 2212 İkinci Işın(Demet), P = 2212

Beams: Ecm = 14000 Çarpışmanın Kütle Merkezi(KM) Enerjisi

Higgs Bozonu Uretim Ve Bozunum Ayarları ;

Higgssm: All = On (Higgs üretimi)

25:M0 = 125 (Higgs kütlesi)

25:Onmode = Off (Bütün Higgs bozunum kanalları kapalı)

Olay Ayarları ;

Partonlevel: MPI = Off (Multiparton Etkileşmesi)

Partonlevel: ISR = Off (İlk-Durum Radyasyonu)(İlk ışımadan yayınlanan foton radyasyonu)

Partonlevel: FSR = Off (Son-Durum Radyasyonu)(Son ışımadan yayınlanan foton radyasyonu)

Hadronlevel: Hadronize = Off (Hadronizasyon)

Hadronlevel: Decay = Off (Bozunum)

PDF: Pset = 8 (Parton Distribution Function (PDF)) Seçimi [47].

Terminal - fizikci@hpfbu: ~/hepWork/pythia8/examples						
File Edit View Terminal Go Help						
----- End PYTHIA Event Listing -----						
*----- PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						
Subprocess	Code	Number of events			sigma +- delta	
		Tried	Selected	Accepted	(estimated)	(mb)
f fbar -> H (SM)	901	5	2	2	4.128e-12	2.725e-12
g g -> H (SM)	902	78	8	8	6.643e-11	1.705e-11
f fbar -> H0 Z0 (SM)	904	0	0	0	0.000e+00	0.000e+00
f fbar -> H0 W+- (SM)	905	1	0	0	0.000e+00	0.000e+00
f f' -> H0 f f' (Z0 Z0 fusion) (SM)	906	8	0	0	0.000e+00	0.000e+00
f_1 f_2 -> H0 f_3 f_4 (W+ W- fusion) (SM)	907	16	0	0	0.000e+00	0.000e+00
g g -> H t tbar (SM)	908	8	0	0	0.000e+00	0.000e+00
q qbar -> H t tbar (SM)	909	7	0	0	0.000e+00	0.000e+00
sum		123	10	10	7.056e-11	1.727e-11
*----- End PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						

Şekil 5.23. 10 Tane Higgs Bozonun Üretimi

Main: Number Of Events = 10 olay sayısı(yani etkileşim sonucu üretilen Higgs bozonu sayısı) 123 tane etkileşim sonucu sadece 10 tane Higgs bozonu üretilmiştir. (Şekil 5.23.). Üretim tesir kesiti = $7.056e-11\text{mb}$ $\sigma(pp \rightarrow H)$

Terminal - fizikci@hpfbu: ~/hepWork/pythia8/examples						
File Edit View Terminal Go Help						
----- End PYTHIA Event Listing -----						
*----- PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						
Subprocess	Code	Number of events			sigma +- delta	
		Tried	Selected	Accepted	(estimated)	(mb)
f fbar -> H (SM)	901	8	2	2	2.586e-12	1.843e-12
g g -> H (SM)	902	216	20	20	5.818e-11	9.709e-12
f fbar -> H0 Z0 (SM)	904	1	0	0	0.000e+00	0.000e+00
f fbar -> H0 W+- (SM)	905	11	0	0	0.000e+00	0.000e+00
f f' -> H0 f f' (Z0 Z0 fusion) (SM)	906	25	1	1	3.337e-12	3.337e-12
f_1 f_2 -> H0 f_3 f_4 (W+ W- fusion) (SM)	907	62	2	2	7.217e-12	2.067e-12
g g -> H t tbar (SM)	908	30	0	0	0.000e+00	0.000e+00
q qbar -> H t tbar (SM)	909	24	0	0	0.000e+00	0.000e+00
sum		377	25	25	7.132e-11	1.063e-11
*----- End PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						

Şekil 5.24. 25 Tane Higgs Bozonun Üretimi

Main: Number Of Events = 25 olay sayısı(yani etkileşim sonucu üretilen Higgs bozonu sayısı) 377 tane etkileşim sonucu sadece 25 tane Higgs bozonu üretilmiştir. (Şekil 5.24.). Üretim tesir kesiti = $7.132e-11\text{mb}$ $\sigma(pp \rightarrow H)$

Terminal - fizikci@hpfbu: ~/hepWork/pythia8/examples						
File Edit View Terminal Go Help						
0.000 0.000 0.000 14000.000 14000.000						
----- End PYTHIA Event Listing -----						
*----- PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						
Subprocess	Code	Number of events			sigma +- delta	
		Tried	Selected	Accepted	(estimated) (mb)	
f fbar -> H (SM)	901	39	4	4	1.655e-12	8.155e-13
g g -> H (SM)	902	801	74	74	5.658e-11	4.807e-12
f fbar -> H0 Z0 (SM)	904	10	2	2	2.510e-12	9.300e-13
f fbar -> H0 W+- (SM)	905	35	4	4	4.955e-12	9.660e-13
f f' -> H0 f f' (Z0 Z0 fusion) (SM)	906	81	4	4	2.689e-12	6.004e-13
f_1 f_2 -> H0 f_3 f_4 (W+ W- fusion) (SM)	907	219	12	12	8.527e-12	1.217e-12
g g -> H t tbar (SM)	908	140	0	0	0.000e+00	0.000e+00
q qbar -> H t tbar (SM)	909	73	0	0	0.000e+00	0.000e+00
sum		1398	100	100	7.692e-11	5.236e-12
*----- End PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----						

Şekil 5.25. 100 Tane Higgs Bozonun Üretimi

Main: Number Of Events = 100 olay sayısı(yani etkileşim sonucu üretilen Higgs bozonu sayısı) 1398 tane etkileşim sonucu sadece 100 tane Higgs bozonu üretilmiştir. (Şekil 5.25.). Üretim tesir kesiti = $7.692e-11\text{mb}$ $\sigma(pp \rightarrow H)$

5.3. Pythia8 ve ROOT ile Higgs Bozonun Kütlesinin Üretim Ayarları, Higgs Kütlesinin Hesaplanması ve Sonuçları

```
pythia.readString("Beams:eCM = 13000.");
```

Hızlandırılmış Çarpışan ışının kütle merkezinin enerjisi 13 Tevdir.

```
pythia.readString("HiggsSM:gg2H = on");
```

Burda higgs bozonu üretmek için Gluon-füzyon mekanizmasını açmak gerekir. Higgs bozonun parçacık kodu 25 ile temsil edilir veya Higgs bozonunun varsayılan kütlesi olan 125 Gev manuel olarak da ayarlanabilir.

```
pythia.readString("25:m0 = 125.");
```

```
pythia.readString("25:onMode = 0");
```

```
pythia.readString("25:onIfAll = 13 -13");
```

25:onMode = 0; ayarlandığında bütün higgs bozunum kanalları kapalı olur. Böylece sadece müon anti müonun bozunumuna izin verilir. Yani "25:onIfAll = 13 - 13"; müon ve anti müon açık demektir.

```
for (int iEvent = 1; iEvent <= 1000; ++iEvent) {}
```

Higgs bozonunu üretmek için bir olay döngüsü gerekir. Bu olay döngüsünde çarpışmalar olur 1000 kez çarpışma meydana gelene kadar tekrarlanır.

```
for (int i1 = 0; i1 < pythia.event.size(); ++i1) {  
if (pythia.event[i1].id() == 13) iMu = i1; }
```

Bu da parçacık döngüsüdür. Üretilen her olay için üretilen parçacıkların enerjileri, saçılan parçacıkların gelen ışına göre koordinatları, momentumları, enine momentumları ve diğer özellikleri birlikte listelenir. Bu döngü içinde daha öncede belirtildiği gibi kod numarası 13 olan müon parçacığı aranır. Her olay tekrarında bulunan müon iMu adlı bir değişkene atanır.

```
double pTMu = pythia.event[iMu].pT();  
double etaMu = abs(pythia.event[iMu].eta());  
double pxMu = pythia.event[iMu].px();  
double pyMu = pythia.event[iMu].py();  
double pzMu = pythia.event[iMu].pz();  
double eMu = pythia.event[iMu].e();
```

Her bir müon için bulunan saçılan parçacıkların gelen ışına göre koordinatlarına, enine momentumuna; (eta), (pT) ve (px, py, pz) her bir bileşenin momentumuna ve toplam enerjinin momentumuna bu döngü ile ulaşılır.

```
for (int i2 = 0; i2 < pythia.event.size(); ++i2) {  
if (pythia.event[i2].id() == -13) iMubar = i2; }
```

Aynı döngü parçacık kod numarası -13 olan anti parçacık içinde yapılır.

```
double totpx = pxMu + pxMubar;  
double totpy = pyMu + pyMubar;  
double totpz = pzMu + pzMubar;  
double totp = sqrt( pow2(totpx)+ pow2(totpy)+ pow2(totpz));  
double tote = eMu + eMubar;
```

Müon ve anti müon çiftleri üretildikten sonra toplam momentum(totp) ve bu müon ve antimüon çiftinin toplam enerjilerinin(tote) hesaplanması gerekir.

Veri analizinde, değişmeyen kütle bilinmeyen parçacığı tanımlamak için kullanışlı bir özelliktir. Böylece Dimüon çiftlerinin birleşim değişmez kütlesi daha sonra hesaplanır.

```
double invmass = sqrt( pow2( tote ) - pow2( totp ) );
```

Bütün dimüon çiftleri seçilmeyecektir. Higgs sinyali daha net görmek için sınırlamalar uygulandığında ve ancak bu sınırlar içerisinde olduğunda sinyallerin histogramı çizilebilir. Bu sınırlamalarda her iki müon ve antimüon için göreceli koordinat en fazla 2,1 rad olmalıdır.

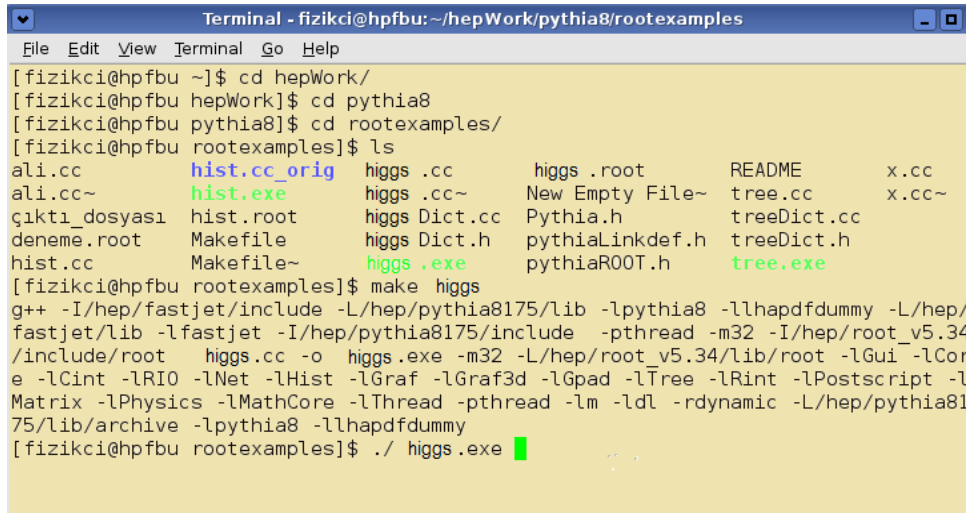
Ayrıca dimuon çiftlerinden birinin enine momentumu 25 GeV / c den daha fazla olmalı ve diğeri de 15 GeV / c gibi bir değer alabilir. Bu sınırlar dışında üretilen parçacıklar hesaba katılmaz. Bu sınırlamalar daha önce 7 veya 8 TeV enerji değerlerinde yapılan deneylerden çıkarılmıştır.

```
if ( (invmass >= 110) && (invmass < 1000) && ( ((pTMu > 25.0)&&(pTMubar > 15.0)) || ((pTMu > 15.0)&&(pTMubar > 25.0)) ) && (etaMu <= 2.1) && (etaMubar <= 2.1) ) {
```

```
DimuonH->Fill( invmass );
```

```
}
```

Yukarı da ki kodlar kullanarak Higgs bozonun değişmeyen kütle spektrumu kolaylıkla çizilebilir [51].



```
Terminal - fizikci@hpfbu:~/hepWork/pythia8/rootexamples
File Edit View Terminal Go Help
[fizikci@hpfbu ~]$ cd hepWork/
[fizikci@hpfbu hepWork]$ cd pythia8
[fizikci@hpfbu pythia8]$ cd rootexamples/
[fizikci@hpfbu rootexamples]$ ls
ali.cc          hist.cc_orig    higgs.cc        higgs.root      README          x.cc
ali.cc~         hist.exe        higgs.cc~       New Empty File~ tree.cc          x.cc~
çıktı_dosyası  hist.root      higgs Dict.cc   Pythia.h        treeDict.cc
deneme.root     Makefile        higgs Dict.h    pythiaLinkdef.h treeDict.h
hist.cc         Makefile~       higgs.exe       pythiaROOT.h    tree.exe
[fizikci@hpfbu rootexamples]$ make higgs
g++ -I/hep/fastjet/include -L/hep/pythia8175/lib -lpythia8 -llhapdfdummy -L/hep/fastjet/lib -lfastjet -I/hep/pythia8175/include -pthread -m32 -I/hep/root_v5.34/include/root higgs.cc -o higgs.exe -m32 -L/hep/root_v5.34/lib/root -lGui -lCore -lCint -lRIO -lNet -lHist -lGraf -lGraf3d -lGpad -lTree -lRint -lPostscript -lMatrix -lPhysics -lMathCore -lThread -pthread -lm -ldl -rdynamic -L/hep/pythia8175/lib/archive -lpythia8 -llhapdfdummy
[fizikci@hpfbu rootexamples]$ ./ higgs.exe
```

Şekil 5.26. “rootexamples” Dosyasının Derlenip Çalıştırılması

Pythia8 çalıştırıldıktan sonra ROOTExamples içerisinde bir dosya oluşturulur. Oluşturulan dosya ya program yazılır. (EK-1). Oluşturulan dosya kaydedildikten sonra “make” komutu ile derlenir. (“make higgs” gibi). Derlenen dosyayı çalıştırmak ve çıktı almak için “ls rootexamples” ile örneklerin bulunduğu dizine gidilir ve oluşturulan derlenen örnek “./make higgs.exe” ile çalıştırılır. (Şekil 5.26.).

```

*----- PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----*
| Subprocess                                Code |      Number of events      | sigma +- delta |
|                                           | Tried Selected Accepted | (estimated) (mb) | |
|---|---|---|---|
| g g -> H (SM)                            902 |      10311      1000      1000 | 5.164e-12 1.196e-13 |
| sum                                       |      10311      1000      1000 | 5.164e-12 1.196e-13 |
|-----|-----|-----|-----|
*----- End PYTHIA Event and Cross Section Statistics -----*
*----- End PYTHIA Error and Warning Messages Statistics -----*
Info in <TCanvas::MakeDefCanvas>: created default TCanvas with name c1
[fizikci@hpfbu rootexamples]$

```

Şekil 5.27. 1000 Tane Higgs Bozonun Üretimi

Main: Number Of Events = 1000 olay sayısı (yani etkileşim sonucu üretilen Higgs bozonu sayısı) 10311 tane etkileşim sonucu sadece 1000 tane Higgs bozonu üretilmiştir. (Şekil 5.27.). Üretim tesir kesiti = $5.164 \times 10^{-12} \text{ mb}$ ($gg \rightarrow H$)

```

Terminal - fizikci@hpfbu: ~
File Edit View Terminal Go Help
[fizikci@hpfbu ~]$ root
*****
*          W E L C O M E  t o  R O O T          *
*          *          *          *          *          *
*   Version   5.34/14   16 December 2013   *
*          *          *          *          *          *
*   You are welcome to visit our Web site   *
*         http://root.cern.ch               *
*          *          *          *          *          *
*****

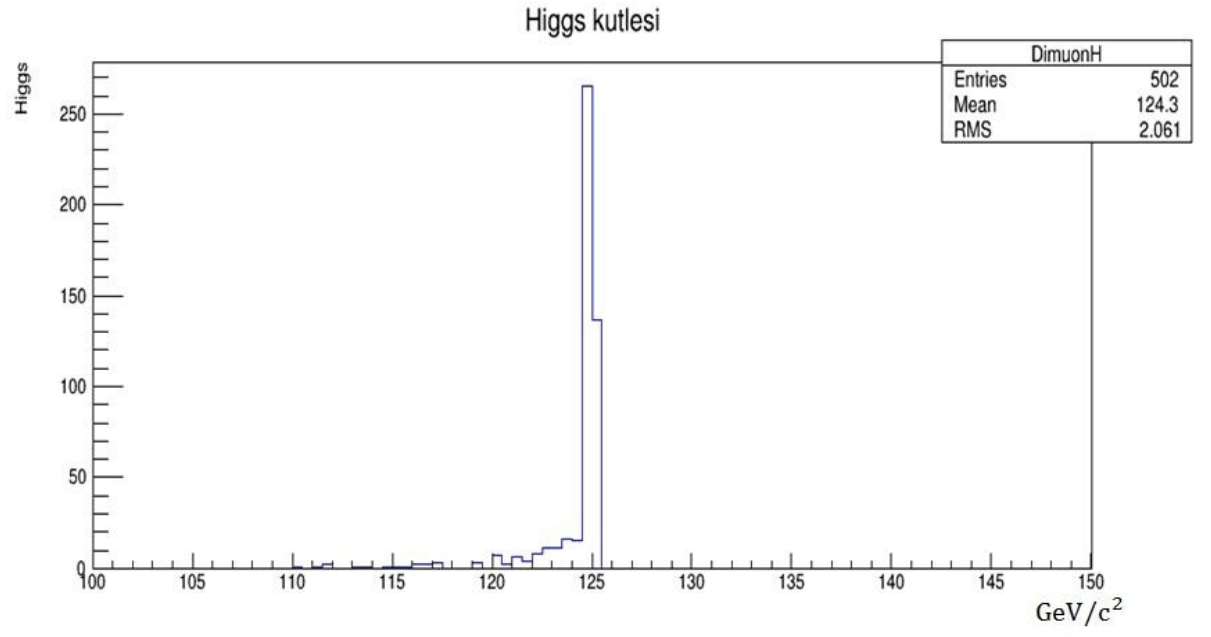
ROOT 5.34/14 (v5-34-14@v5-34-14, Dec 16 2013, 12:23:58 on linux)

CINT/ROOT C/C++ Interpreter version 5.18.00, July 2, 2010
Type ? for help. Commands must be C++ statements.
Enclose multiple statements between { }.
root [0] TBrowser higgs
root [1] (class TFile*)0x91ee8c0

```

Şekil 5.28. ROOT Programının Çalıştırılması

ROOT çalıştırıldıktan sonra (Şekil 5.28.). TBrowser’a bir dosya adı girerek (“higgs” gibi) Canvas içinde oluşan “higgs root” dosyası içinde bir histogram oluşur. Oluşan bu grafik Higgs bozonun kütlelerinin $124,3 \text{ GeV}/c^2$ olduğunu söyler. (Şekil 5.29.).



Şekil 5.29. Higgs Kütlesi

6. TARTIŞMA VE SONUÇ

Simülasyonla teorik veya gerçek bir sisteme ait oluşumun, sebep ve sonuç ilişkilerinin bir bilgisayar ortamına programlama yaparak aktarılması ile sistemin davranışının izlenmesi gerçekleştirildi. Ayrıca, tahminlerde bulunarak sistemin değişkenlerinin araştırılmasına olanak verildi. Analitik işlemleri zor olan ve deneysel yöntemleri masraflı olan problemlerin ortadan kaldırılması sağlanabileceği görüldü.

YEF deki hesaplama metotlarından biri olan CompHep ile çoklu parçacıkların çarpışmaları ve bozunmaları sürecinde olayların üretimi ve analizi için; 520 GeV'de Elektron Pozitron yokolması Ve Müon Antimüon Oluşumu ($e + e^+ \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) gerçekleştirildi. Bu etkileşimin Feynman Diyagramları çizildi. Cross section (tesir kesiti) hesabı yapıldı. Hızlandırıcı parametrelerinin tesir kesiti üzerindeki etkisine bakıldı.

YEF de bir Monte Carlo olay üretici olan Pythia8 ile parçacıkların çarpışmaları ile etkileşimlerinin simülasyonunda etkileşmeler sonucu ortaya çıkan parçacıkların; ışımlarının ilk ve son durumlarını, saçılım tesir kesitine bakıldı. 10, 25, 100 tane Higgs bozonunun oluşumu incelendi.

Düzgün bir ışın demetinin oluşturduğu yüksek enerjili parçacıkların kullanıldığı saçılma deneylerinde demetten gelen parçacıklar yalnız küçük bir kesri, hedef çekirdeklerle etkileşimde bulunduğu tesir kesiti ne kadar büyükse birim zamanda oluşan etkileşme sayısı ile ışın demetinden azalan parçacık sayısı o kadar fazla olduğu görüldü.

Pythia8 ile 10311 etkileşim sonucu üretilen 1000 tane Higgs bozonu, çarpışma verilerinden yararlanarak ROOT ile histogramı oluşturulup grafiği çizildi. Grafiğe bakıldığında Higgs bozonun kütlesinin yaklaşık 124,3 GeV/c² olduğu sonucuna ulaşıldı.

KAYNAKLAR

- [1] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 1987 John Wiley & Sons, Inc 0-471.
- [2] Donald H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics* 4th Edition, , University of Oxford, Cambridge University Press.
- [3] Djouadi, A., “*The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking Tome I : The Higgs Boson in the Standard Model*”, *Phys. Rept.*, 457 : 1-216, (2008).
- [4] C. N. Yang, R. L. Mills, “*Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*”, *Phys. Rev.* 96 (1954) 191.
- [5] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, *Theory of the Fermi Interaction*, *Phys. Rev.* 109 (1958) 193; E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, *Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction*, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1860; J. Schwinger, *A Theory of the Fundamental Interactions*, *Annals of Physics*, Volume 2 (1957) 407.
- [6] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [7] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508; F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [8] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [9] A. Salam, *Renormalizability of Gauge Theories*, *Phys. Rev.* 127 (1962) 331.
- [10] Gargamelle Grubu, F.J. Hasert et al., *Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment*, *Phys. Lett. B* 46 (1973) 138.
- [11] C. Rubbia, S. vander Meer, Nobel Lecture, <http://www.nobelprize.org/Nobelprizes/physics/laureates/1984>.

- [12] ATLAS Grubu, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B 716 (2012) 1; CMS Grubu, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B 716 (2012) 30.
- [13] *In search of the ultimate Building Blocks* 1996 Gerard 't Hooft.
- [14] *Parçacık Fiziği En Küçüğü Keşfetme Macerası* Sezen Sekmen 2006.
- [15] W. -M. Yao et al. *J. Phys. G*33 (2006) 1.
- [16] Prof. Dr. Orhan Çakır, *Standart Model ve Ötesi*, 6. UPHDYO, Bodrum(2010).
- [17] *Cosmic Code* Heinz R. PAGELS Newyork Aspen, Colorado 1981.
- [18] W. -M. Yao et al. *J. Phys. G*33 (2006) 1 Quark summary tablo.
- [19] S. Weinberg, *The Discovery of Subatomic Particles*. Cambridge University Press (2003).
- [20] *Elementary particles and Their interactions* Ho-Kim and Pham 1998.
- [21] J. Berringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 *particle listings electron* (2012).
- [22] J. Berringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 *particle listings neutrino properties* (2012).
- [23] İnanç Kanık, *LightCone QCD Sum Rules and Meson Physics*(2008).
- [24] Particle Data Group, http://pdg.lbl.gov/2012/listings/contents_listings.html.
- [25] *Nuclear and Particle Physics*, W. S. C. WILLIAMS, Depertmant of Physics, Universty of Oxford and St Edmund Hall, Oxford 1991. 322.
- [26] <http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/~barra/teaching/feynman.pdf>.
- [27] B.Carithers, P. Grannis, *Discovery of the Top Quark*,(1995).
- [28] Ulam,S,Metropolis ,N., “*The Monte Carlo Method*,” J.Amer. Stat.Assoc, 44,335,1949.

- [29] Foster, D, Artur, G., “*Avarege Neutronic Properties Of “Prompt” Fission Products,*” Los Alamos National Laboraty Report La-9168-Ms,February 1982.
- [30] Orhan Çakır, *Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları Yaz Okulu* - Ankara 2005.
- [31] Doç. Dr. Hatice Duran Yıldız, *Parçacık Fiziğinde Veri Analizi ve Simülasyon Teknikleri*, Uphdyo V11 21-26 Ağustos 2011.
- [32] Yrd. Doç. Dr. Nilgün Demir, *Monte Carlo Metoduna Giriş*, Nupamc 10-12 Mayıs 2012.
- [33] Lux,I,Koblinger,L. “*Monte Carlo Particle Transport Methods, Neutron And Photon Calculations*”, Crc Pres, Boc Raton.,1991.
- [34] Leimddorter,A. “*On The Transformation Of The Transport Equation For Solving Deep Penetration Problems By The Monte Carlo Metod,*” Trans.Chalmers Univ.Technol.,Gothenbers.No:286,1964.
- [35] G,Menkinli C.T., “*Applications Of Monte Carlo Simulation İn Petroleum Exploration And Production As A Method Of Risk Analysis*” Tpjđ Bülteni,Cilt 15,Sayı 1Haziran,2003.
- [36] Briesmeister, J., “*Rsic Computer Code Collection Mcnp4a, Monte Carlo N-Particle Transport Code System*”, Los Alamos National Laboratory, New Mexiko, 1993.
- [37] Spanier,J., “*Monte Carlo Methods And Their Application To Neutron Transport Problems*”, Usaec Report Wappd-195,Bettis Atomic Power Laboratory,July 1959.
- [38] Çakır, O., *F 548 Yefte Simulasyon Teknikleri*, Ders 6, Ankara Üniversitesi.
- [39] Pengelly, J., February 26, 2002, *Monte Carlo Methods*.
- [40] Hammerssley,J.M., “*Monte Carlo Methods For Solving Multivariable Problems.*” Ann.Newyork Acad.Sci.86,844-874.
- [41] <http://CompHep.sinp.msu.ru,>
- [42] *A Particle Physics Tour with CompHep* (J.D.Richman).

- [43] *CompHep* (E. Boos).
- [44] HPFBUO/26-30.01.09/ÇÜ/Adana Orhan Çakır.
- [45] *NewScientist Magazine* Issue 3011 7 March 2015.
- [46] *Cumhuriyet Bilim Teknik Dergisi Higgs Bozonunun Keşfi* 13.07.2012.
- [47] *PYTHIA 8 Worksheet* Torbjorn Sjostrand, Richard Corke Department of Theoretical Physics, Lund University Peter Skands Theoretical Physics, CERN.
- [48] *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, Peter Skands.
- [49] *Çözümleme Kavramları Sezen Sekmen / Kyungpook Nat. U.Gökhan Ünel / UC Irvine HPFBUIV- Şubat 2015.*
- [50] *ROOT Data Analysis Framework ROOT Dersleri* Halil GAMSIZKAN 13.06.2013.
- [51] Particle Data Group, <http://pdg>, *Status Of Higgs Boson Physics*.

EKLER

EK-1

Higgs kütlelerinin üretim programı

```
#include <iostream>
#include "Pythia.h"
#include "TFile.h"
#include "TH1.h"
#include "TVirtualPad.h"
#include "TApplication.h"
using namespace Pythia8;
int main(int argc, char* argv[]) {
    TApplication theApp("DimuonH", &argc, argv);
    Pythia pythia;
    pythia.readString("HiggsSM:gg2H = on");
    pythia.readString("Beams:eCM = 14000.");
    pythia.readString("25:m0 = 125.");
    pythia.readString("25:onMode = 0");
    pythia.readString("25:onIfAll = 13 -13");
    pythia.init();
    int iMu, iMubar;
    TFile* outFile = new TFile("murat.ROOT", "RECREATE");
    TH1F *DimuonH = new TH1F("DimuonH", "Higgs kutlesi", 100,100, 150);
    for (int iEvent = 0; iEvent < 1000; ++iEvent) {
        if (!pythia.next()) continue;
        for (int i1 = 0; i1 < pythia.event.size(); ++i1) {
            if (pythia.event[i1].id() == 13) iMu = i1;
        }
        double pTMu = pythia.event[iMu].pT();
        double etaMu = abs(pythia.event[iMu].eta());
        double pxMu = pythia.event[iMu].px();
        double pyMu = pythia.event[iMu].py();
        double pzMu = pythia.event[iMu].pz();
```

```

double eMu = pythia.event[iMu].e();
for (int i2 = 0; i2 < pythia.event.size(); ++i2) {
if (pythia.event[i2].id() == -13) iMubar = i2;
}
double pTMubar = pythia.event[iMubar].pT();
double etaMubar = abs(pythia.event[iMubar].eta());
double pxMubar = pythia.event[iMubar].px();
double pyMubar = pythia.event[iMubar].py();
double pzMubar = pythia.event[iMubar].pz();
double eMubar = pythia.event[iMubar].e();
double totpx = pxMu + pxMubar;
double totpy = pyMu + pyMubar;
double totpz = pzMu + pzMubar;
double totp = sqrt( totpx*totpx+ totpy*totpy+ totpz*totpz);
double tote = eMu + eMubar;
double Higgskutlesi = sqrt( tote*tote - totp*totp );
if (( Higgskutlesi >= 110) && ( Higgskutlesi < 1000) && ( ((pTMu >
25.0)&&(pTMubar > 15.0)) || ((pTMu > 15.0)&&(pTMubar > 25.0)) ) && (etaMu
<= 2.1) && (etaMubar <= 2.1) ) {
DimuonH->Fill( Higgskutlesi);
} }
pythia.stat();
DimuonH->Draw();
DimuonH->Write();
delete outFile;
return 0;}

```

ÖZGEÇMİŞ

Ad Soyad : MURAT AYYILDIZ

Doğum Yeri ve Tarihi : Malatya 30/06/198

E-posta : muratayyildiz2015@hotmail.com

Lisans : İnönü Üniversitesi Fizik Bölümü (2006-2011)