ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ELEKTRON-POZİTRON ÇARPIŞTIRICILARINDA D MEZONLARIN ÇİFT ÜRETİMİ

Burcu ZENGİN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2013

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Burcu ZENGİN tarafından hazırlanan **"Elektron-Pozitron Çarpıştırıcılarında D Mezonların Çift Üretimi"** adlı tez çalışması 16/04/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Jüri Üyeleri:

Başkan : Prof. Dr. Satılmış ATAĞ
Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Üye : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR
Ankara Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Üye : Yrd. Doç. Dr. Metin YILMAZ
Gazi Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. İbrahim DEMİR

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ELEKTRON-POZİTRON ÇARPIŞTIRICILARINDA
D MEZONLARIN ÇİFT ÜRETİMİ

Burcu ZENGİN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

Bu tez çalışmasında, düşük enerjili elektron-pozitron çarpıştırıcılarında ψ mezonun rezonansta üretimi ve D mezonlarına bozunma özellikleri kinematik olarak incelenmiştir. D mezon çiftlerinin üretim tesir kesitleri sürekli arka plan katkısı ve mümkün rezonansların katkısı göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Çift üretim tesir kesiti σ=7.5 nb olarak hesaplanmıştır ve tılsım fabrikasında yılda milyarlarca D mezonu üretilebileceği gösterilmiştir. Teorik hesapların deney verilerine uyumu için en iyi rezonans parametreleri çıkarılmış ve düşük enerjilerde olay üreticileri test edilmiştir. İlk durum enerji asimetrisinin D mezonlarının ölçülmesindeki etkisi araştırılmıştır. Bu araştırmada, üretim eşik enerjisi yakınlarındaki diğer rezonansların etkileri de hesaba katılmıştır.

Nisan 2013, 90 sayfa

Anahtar Kelimeler: Mezon, Üretim, Çarpıştırıcı, Asimetrik Enerji, Rezonans.

ABSTRACT

Master Thesis

PAIR PRODUCTION OF D MESONS AT ELECTRON POSITRON COLLIDERS

Burcu ZENGİN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

In this thesis study, the resonant production of ψ meson at low energy electron-positron colliders and decay properties of D mesons are examined kinematically. The production cross sections of D meson pairs have been calculated taking into account the contributions from the continuum background and possible resonances. It is shown that the billions of D mesons can be produced at a charm factory with the production cross section of σ=7.5 nb. The best resonance parameters are extracted from theoretical calculations to be good agreement with the experimental data and event generators are tested at low energies. The effect of the energy asymmetry of initial state on the measurement of D meson has been investigated. In this search, the effects of other resonances near production threshold energy have been considered as well.

April 2013, 90 pages

Key Words: Meson, Production, Collider**,** Asymmetric Energy, Resonance.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışması sırasında bana yol gösteren, her türlü yardım ve sabrı benden esirgemeyen, danışman hocam Sayın Prof. Dr. Orhan ÇAKIR' a (Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) teşekkürü bir borç bilirim. Tüm eğitim ve öğretim hayatımda benden desteklerini ve sevgilerini esirgemeyen anne ve babama sonsuz şükranlarımı sunarım.

Bu tez çalışması, DPT2006K-120470 No'lu "Türk Hızlandırıcı Merkezinin Teknik Tasarımı ve Test Laboratuarları" isimli Yaygınlaştırılmış Ulusal ve Uluslararası Proje (YUUP) tarafından desteklenmiştir.

Burcu ZENGİN
Ankara, Nisan 2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....i
ABSTRACT.....ii
TEŞEKKÜR iii
SİMGELER DİZİNİ vi
ŞEKİLLER DİZİNİ vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....viii
1. GİRİŞ 1
2. PARÇACIK FABRİKALARI 3
2.1 Enerji Öncüsü ve Işınlık Öncüsü Parçacık Fabrikaları.....3
2.2 Düşük Enerjili Parçacık Fabrikaları.....4
2.3 B Fabrikaları.....5
2.4 Tılsımlı Mezon – Tau Lepton Fabrikası.....5
2.5 Fabrikalar ve Keşifleri.....8
3. ÇARPIŞMA KİNEMATİĞİ 11
3.1 Kütle Merkezi Enerjisi ve Işınlık.....11
3.2 Simetrik ve Asimetrik Enerjiler.....13
4. FERMIYON ÇİFT ÜRETİM SÜREÇLERİ.....15
4.1 Fermiyon Çifti Üretimi.....15
4.1.1 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin hesabı.....16
4.1.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sürecinin hesabı.....21
4.1.3 $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e$ sürecinin hesabı.....24
4.1.4 $e^+e^- \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l$ sürecinin hesabı.....26
5. D MEZON ÇİFT ÜRETİMİ.....29
5.1 $e^-e^+ \rightarrow \gamma, Z \rightarrow c\bar{c}$ Üretim Tesir Kesiti Hesabı.....31
5.2 $e^-e^+ \rightarrow D\bar{D}$ Üretim Tesir Kesiti Hesabı.....34
5.3 Rezonanslar ve Breit-Wigner Formu.....38
6. OLAY ÜRETİCİLER.....41
6.1 Rastgele Sayı Üretimi.....41
6.2 Pythia Olay Üretici.....41
6.3 KKMC Olay Üretici.....45

6.4 CalcHEP Olay Üretici.....46
7. ANALİZ.....49
7.1 Deney Verilerinden Analiz.....49
7.2 MC Verilerinden Analiz.....59
8. SONUÇ VE TARTIŞMA.....61
KAYNAKLAR 63
EKLER.....65
EK 1DOĞAL BİRİMLER.....66
EK 2KİNEMATİK.....69
EK 2.1 Lorentz Dönüşümleri.....69
EK 2.2 Kütle Merkezi Enerjisi ve Momentum.....71
EK 2.3 Parçacık Bozunması.....72
EK 2.4 İki-Parçacık Bozunması.....73
EK 2.5 Tesir Kesiti.....74
EK 2.6 İki Parçacık Reaksiyonları.....74
EK 2.7 Kapsamlı (Inclusive) Reaksiyonlar.....77
EK 3. İZ BAĞINTILARI.....79
EK 4KISMİ DALGALAR VE REZONANS.....80
EK 4.1 Kısmi Dalgalar.....80
EK 4.2 Rezonanslar.....80
EK 5ALFANIN HESABI.....83
EK 6ROOT MAKROSU.....88
ÖZGEÇMİŞ.....90

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

e^-	Elektron
e^+	Pozitron
D^+	D^+ Mezonu
D^-	D^- Mezonu
Z	Z Bozonu
γ	Foton
U	Yukarı Kuark
D	Aşağı Kuark
S	Acayip Kuark
b	Alt Kuark
t	Üst Kuark
c	Tılsım Kuark
ν_e	Elektron Nötrinosu
ν_μ	Müon Nötrinosu
ν_τ	Tau Nötrinosu
m_w	W Bozonunun Kütlesi
m_z	Z Bozonunun Kütlesi
m_c	Tılsım Kuarkın Kütlesi
MC	Monte Carlo
L	Işınlık
ψ	Psi Mezon
ISR	İlk Durum Işıması
FSR	Son Durum Işıması
KM	Kütle Merkezi
DAFNE	Deneyler İçin Çift Dairesel Halka
BES-III	Beijing (Pekin) Spektrometresi III

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Enerji öncüsü ve ışınlık öncüsü parçacık fabrikaları ……3
Şekil 2.2 Enerjisi 1-100 GeV arasındaki parçacık fabrikalarının ışınlıklarının kütle merkezi enerjisine göre dağılımı.....…… ……..……....4
Şekil 2.3 Geçmişten bugüne tılsım fabrikaları ve onların ışınlıkları…..... .....……...6
Şekil 2.4 THM parçacık fabrikası tasarımı.....7
Şekil 4.1 Maddenin yapı taşı temel parçacıklar ve temel kuvvetlerin aracı parçacıkları..... 15
Şekil 4.2 $e^-e^+ \to \gamma/Z \to q\bar{q}$ süreci için Feynman diyagramları.……...…..16
Şekil 4.3 $e^-e^+ \to \gamma/Z \to l^-l^+$ süreci için Feynman diyagramları ……..16
Şekil 4.4 $e^-e^+ \to \gamma/Z \to e^-e^+$ süreci için Feynman diyagramları.....21
Şekil 4.5 $e^-e^+ \to \nu_e\overline{\nu_e}$ süreci için Feynman diyagramları……...… ……...24
Şekil 4.6 $e^-e^+ \to Z \to \nu_l\overline{\nu_l}(l = \mu, \tau)$ süreci için Feynman diyagramı…… ……...…26
Şekil 5.1 $e^-e^+ \to \gamma \to c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı.....31
Şekil 5.2 $e^-e^+ \to Z \to c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı..... 32
Şekil 5.3 $e^-e^+ \to \psi \to D\overline{D}$ sürecinin görsel olarak gösterimi.....35
Şekil 5.4 $e^-e^+ \to \psi \to D\overline{D}$ süreci için Feynman diyagramı.....35
Şekil 5.5 $e^-e^+ \to \gamma \to D\overline{D}$ süreci için Feynman diyagramı ……...35
Şekil 5.6 Relativistik Breit-Wigner tesir kesitinin enerjiye bağlı grafiği..... 40
Şekil 6.1 Yük çokluğu histogramı..... 43
Şekil 6.2 Yüklü parçacık çokluğu histogramları..... 44
Şekil 6.3 Pozitif yüklü kaonların ve pionların enerji dağılım histogramları..... 44
Şekil 6.4 Negatif yüklü kaonların ve pionların enerji dağılım histogramları..... 45
Şekil 6.5 $e^-e^+ \to \psi \to D\overline{D}$ süreci ve KKMC uygulaması.....45
Şekil 6.6 CalcHEP ile yakın üç rezonansa ait diyagramların oluşturulması..... 47
Şekil 7.1 Kütle merkezi enerjisi 0.3 GeV - 200 GeV aralığında hadronik tesir kesitinin QED tesir kesitine oranı (R)..... 50
Şekil 7.2 Enerji aralığı 3.5-5.0 GeV için hadronik tesir kesitinin QED tesir kesitine oranı (R) grafiği. Burada dört farklı ψ mezonu rezonansının pikleri gösterilmiştir..... 51
Şekil 7.3 Hadronik tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine bağlı grafiği..... 52
Şekil 7.4 $D^0\overline{D}^0$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi.... 54
Şekil 7.5 D^+D^- üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi.....55
Şekil 7.6 $D\overline{D}$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi.....55
Şekil 7.7 $D^0\overline{D}^0$ üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri.....57
Şekil 7.8 D^+D^- üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri..... 57
Şekil 7.9 $D\overline{D}$ üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri..... 58
Şekil 7.10 Asimetrik enerjide D mezonlarının hızlılık dağılımı.....59
Şekil 7.11 Simetrik enerjide D mezonlarının hızlılık dağılımı.....60

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Elektron-pozitron çarpıştırıcıları ve temel parametreleri.....8
Çizelge 3.1 Elektron ve pozitronun enerjileri asimetrik ve simetrik olması durumu için üretilen D mezonların bozunmadan önce alacakları ortalama yol ve hesaplanan momentumları.....14
Çizelge 4.1 Kuarklar ve leptonlar için yüksüz zayıf etkileşme bağlaşımları c_V^f ve c_A^f değerleri…….....20
Çizelge 4.2 Bazı temel süreçlerin hesaplanan tesir kesitleri. Parantez içindeki değerler karşılaştırm için CalcHEP ayarı (tune) ile eldeedilmiştir….....28
Çizelge 6.1 Pythia olay listesi.....42
Çizelge 6.2 Yük çokluğu olay listesi.....42
Çizelge 6.3 KKMC olay listesi.....48
Çizelge 6.4 CalcHEP olay listesi.....48
Çizelge 7.1 $\psi(3770)$ deney verisinden elde edilen $D^0\overline{D}^0$, D^+D^- ve $D\overline{D}$ üretim tesir kesitleri.....53

1. GİRİŞ

İnsanoğlu ilk çağlardan beri bir maddenin içinde ne olduğunu görmek için o maddeyi küçük parçalarına ayırmıştır. Önce mekanik yollarla, kırmak istediği cismi bir başka cisme çarptırmak suretiyle onu küçük parçalara ayırmıştır. Daha çok miktarda ve daha küçük parçalara ayırmak isteyince de, bu cisimleri birbirine daha hızlı çarptırmıştır. Şu anda hızlandırıcılarda tam olarak yapılan da budur. Parçacık hızlandırıcıları 20. yüzyılda gelişen ileri teknoloji alanlarından biri olmakla beraber 21. yüzyılın teknolojileri arasında önemli bir yere sahiptir. Bugün parçacık hızlandırıcıları, parçacık fiziği, katı hal fiziği, nükleer fizik, radyoizotop üretimi, kimya, biyoloji, tıp ve benzeri alanlarda geniş bir şekilde kullanılmaktadır.

Parçacık çarpıştırıcılarının yüksek enerji öncüsünün geleneksel araştırmalarını tamamlayıcı olarak, son yıllarda alt (bottom) kuark hadronları, tau lepton ve tılsım (charm) kuark hadronları gibi parçacıkları seri olarak üretmek için hızlandırıcının yeni bir türüne (ışınlık öncüsü) dikkat çekilmektedir. Tılsım kuarkların oluşturduğu mezonları çok sayıda üreten parçacık fabrikalarının fizik programı geliştirilmektedir. Bu fabrikalarda, hem parçacık fiziğinin Standart Modeli (SM) çerçevesinde mezonların yapıları ve özellikleri hassas olarak incelenirken hem de SM ötesinde yeni fizik için ipuçları elde edilmeye yönelik araştırmalar yapılmaktadır.

Tılsım fiziğine ilgi, kozmik ışın duşlarında açık tılsım bozunmalarının işaretlerinin 1971 yılında gözlenmesiyle başlar. Bu gözlemden üç yıl sonra tılsım kuark içeren mezon J/ψ, 1974 yılında Ting ve grubu tarafından Brookhaven National Laboratory (BNL)'de ve eş zamanlı olarak Richter ve grubu tarafından Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)'da keşfedildi. Bu keşif, beklenildiği gibi dördüncü kuarkın varlığını kanıtlamıştır. Tılsımın ikinci zamanı ise, QCD tarafından yer verilmeyen durumların D_{sJ} gözleminden (2003-2004) kaynaklanarak büyük bir ilgi gördü. Tılsım'ın üçüncü zamanı, 2007 yılında Belle ve BaBar deney grupları tarafından rapor edilen yüksüz tılsım mezonların karışımı için ilk kanıtla başladı. O zamandan beri birçok çalışma, karışım olayının çok hassas ölçümlerine devam etmektedir. Bununla birlikte, tılsım sektöründe yük-parite (CP) simetri ihlali 2007 yılında LHCb, CDF ve Belle deney grupları tarafından gözlenmiştir. Standart tılsım

fabrikasında $\psi(3770)$ mezonu rezonansında, simetrik bir e^+e^- çarpışması olduğundan $D\overline{D}$ mezonları çoğunlukla durgun olarak üretilir. Onların ortalama bozunum uzunluğundan bozunum köşelerini ve bozunum zamanı farklarını tam doğrulukla ölçmek oldukça güçtür. Bu nedenle asimetrik enerjili bir tılsım fabrikası tasarlamak D mezon bozunumlarının zaman dağılımlarını, $D^0\overline{D}^0$ karışımlarını ve CP ihlalini çalışma imkanı sağlamaktadır.

Türkiye'de hızlandırıcıya dayalı, temel ve uygulamalı araştırmalar yapmak için kurulmakta / tasarlanmakta olan bölgesel bir tesis olan Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesinin temel kısımlarından biri, süper tılsım fabrikası olarak bilinen 1 GeV enerjili elektron linak – doğrusal hızlandırıcı ile 3.6 GeV enerjili pozitron halkasından oluşan linak - halka tipli elektron – pozitron çarpıştırıcısıdır. Süper tılsım fabrikası olarak çalışacak bu yüksek ışınlıklı ($\sim 10^{35} cm^{-2} s^{-1}$), linak – halka tipi elektron – pozitron çarpıştırıcısının fizik programı geliştirilmektedir. Tılsım kuark içeren D mezonların $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\overline{D}$ sürecine göre çift üretimi, hadronik üretim süreçlerinden daha temiz bir ortam sağlar. Bu çalışmada, yukarıda temel parametreleri verilen çarpıştırıcı baz alınarak rezonans durumunda yılda $\sim 10^9$ tılsım olayı üretilebileceği gösterilmiştir. Bunun da tılsım mezonların nadir bozunumlarının ayrıntılı araştırılabilmesine imkan sağlayacağı belirtilmiştir.

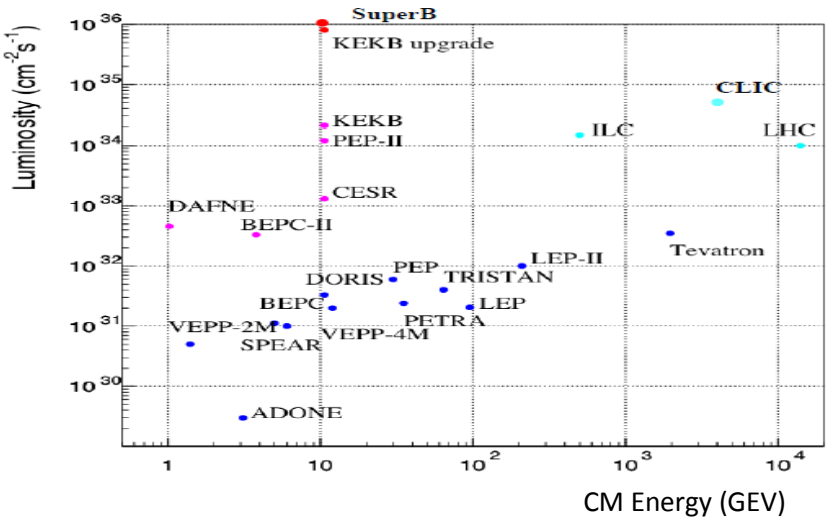
Bu çalışmada ilk olarak, dünya çapında parçacık fabrikalarına yer verilmiş, onların ışınlık ve kütle merkezi enerjileri belirtilmiştir. Daha sonra, 3. bölümde $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow c\bar{c}$ süreci için genlik ve tesir kesiti ifadeleri yazılmış ve düşük enerjili elektron-pozitron çarpıştırıcısında ψ mezonun rezonansta üretimi ve D mezonlarına bozunma özellikleri kinematik olarak incelenmiştir. D mezon çiftlerinin üretim tesir kesitleri sürekli arka plan (background) katkısı ve mümkün rezonansların katkısı göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Hassas standart model tahminleri hala büyük bir zorluk olmasına rağmen, bazı teorik hesaplamalar geliştirilmiştir. 4. bölümde teorik hesapların deney verilerine uyumu için en iyi rezonans parametreleri çıkarılmış ve düşük enerjilerde olay üreticileri test edilmiştir. İlk durum enerji asimetrisinin D mezonlarının ölçülmesindeki etkisi araştırılmıştır.

2. PARÇACIK FABRİKALARI

Parçacık Fabrikaları belirli türdeki parçacıkları çok sayıda (~ 10^9) üretmek ve onların özelliklerini analiz etmek için tasarlanmış hızlandırıcı ve algıç (dedektör) bazlı bilimsel makinalardır. Fabrikalar, dikkate değer olayların verimli ve hassas biçimde analiz edilebilmesi için, çalışmasının her saniyesinde milyonlarca çarpışmayı üretirler.

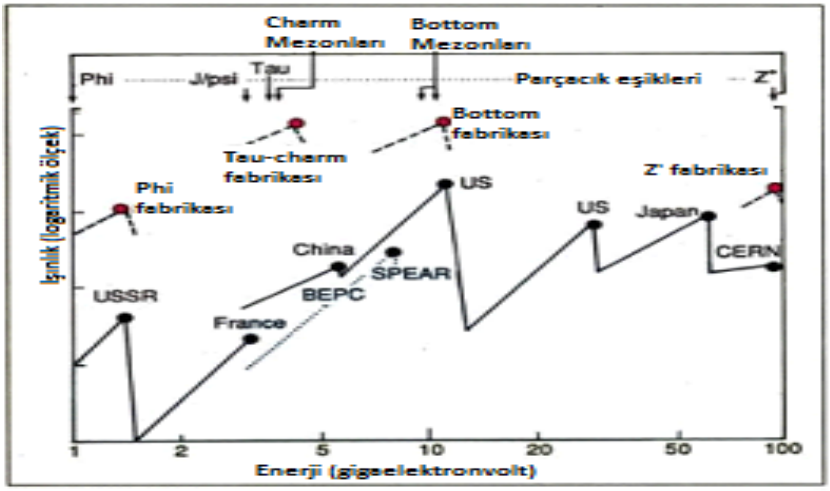
2.1 Enerji Öncüsü ve Işınlık Öncüsü Parçacık Fabrikaları

Bir parçacık fabrikası için ışınlık ve kütle merkezi enerjisi büyük bir öneme sahiptir. Yüksek enerjili parçacık fabrikalarına enerji öncüsü, yüksek ışınlıklı parçacık fabrikalarına da ışınlık öncüsü denir. Şekil 2.1 dünyadaki çarpıştırıcıların ışınlıklarının, kütle merkezi enerjisine göre dağılımını göstermektedir.



Şekil 2.1 Enerji öncüsü ve ışınlık öncüsü parçacık fabrikaları

Dünyadaki çarpıştırıcıların, 1 GeV – 14 TeV kütle merkezi enerjileri ve $10^{29} - 10^{36}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ ışınlıkları bölgesinde dağılımı şekil 2.1'de verilmektedir. Sonrasında ise enerji aralığını biraz daha küçültüp, 1-100 GeV arasındaki parçacık fabrikaları ele alınmıştır. Şekil 2.2'de 1-100 GeV arasındaki parçacık fabrikalarını; Tau-Charm fabrikası, Phi fabrikası, B fabrikası ve Z fabrikasını göstermektedir.



Şekil 2.2 Enerjisi 1-100 GeV arasındaki parçacık fabrikalarının ışınlıklarının kütle merkezi enerjisine göre dağılımı.

2.2 Düşük Enerjili Parçacık Fabrikaları

DAFNE

İtalya Frascati' de kurulmuş olan fabrika, 1999 yılında çalışmaya başlamıştır. Acayip kuarkların ($s\bar{s}$) bir durumu olan ϕ mezon fabrikasıdır. Standart halka-halka tipli bu çarpıştırıcının ışınlık değeri L=4.5 x 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ ve demet enerjisi ise E = 0.7 GeV'dir.

VEPP – 2000

Rusya Novosibirsk'de kurulmuş olan fabrika 2008 yılında çalışmaya başlamıştır, ve halen çalışmaktadır. Baryon / Mezon fabrikasıdır. Çarpıştırıcının ışınlık değeri L=1 x 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ ve demet enerjisi E = 1 GeV'dir.

VEPP – 4M

Rusya Novosibirsk'de kurulmuş olan fabrika 1994 yılında çalışmaya başlamıştır. Şu anda halen çalışmaktadır. Baryon / Mezon fabrikasıdır. Çarpıştırıcının ışınlık değeri L=2 x 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$ ve demet enerjisi E = 6 GeV'dir.

2.3 B Fabrikaları

B-fabrikaları, çok sayıda B-mezonu (b kuarklı mezon) oluşturarak ve analiz ederek, evrenin ilk zamanlarındaki koşulları keşfetmek için çalışan bilimsel makinelerdir. B fabrikaları, evrende maddenin baskın olmasının ve karşıt-madde bulunmamasının sebebini anlamaya çalışmak ve mikroskopik dünyayı keşfederek evrenin oluşumundan sonraki ilk hallerini ortaya çıkarmak amacıyla kurulmuştur. B Fabrikalarının yüksek enerjili hadron çarpıştırıcılarına tamamlayıcı bir rolü bulunmaktadır. B fabrikalarından bazıları: Stanford Doğrusal Hızlandırıcı Merkezi'ndeki (SLAC) PEP-II çarpıştırıcısı ve BaBar dedektörü, Japonya'daki KEKB çarpıştırıcısı ve Belle detektörüdür. Bu fabrikaların temel parametreleri aşağıda incelenmiştir.

KEKB

Japonya'da kurulmuş olan fabrika 1999 yılında çalışmaya başlamıştır. Şu anda halen çalışmaktadır. Asimetrik enerjili B Mezon fabrikasıdır. Çarpıştırıcının ışınlık değeri L=2.1 x 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$ ve elektron demet enerjisi E = 8.33 GeV, pozitron demet enerjisi E = 3.64 GeV'dir. Ortalama öteleme parametresi "boost" $\beta\gamma = 0.42$ olarak verilir.

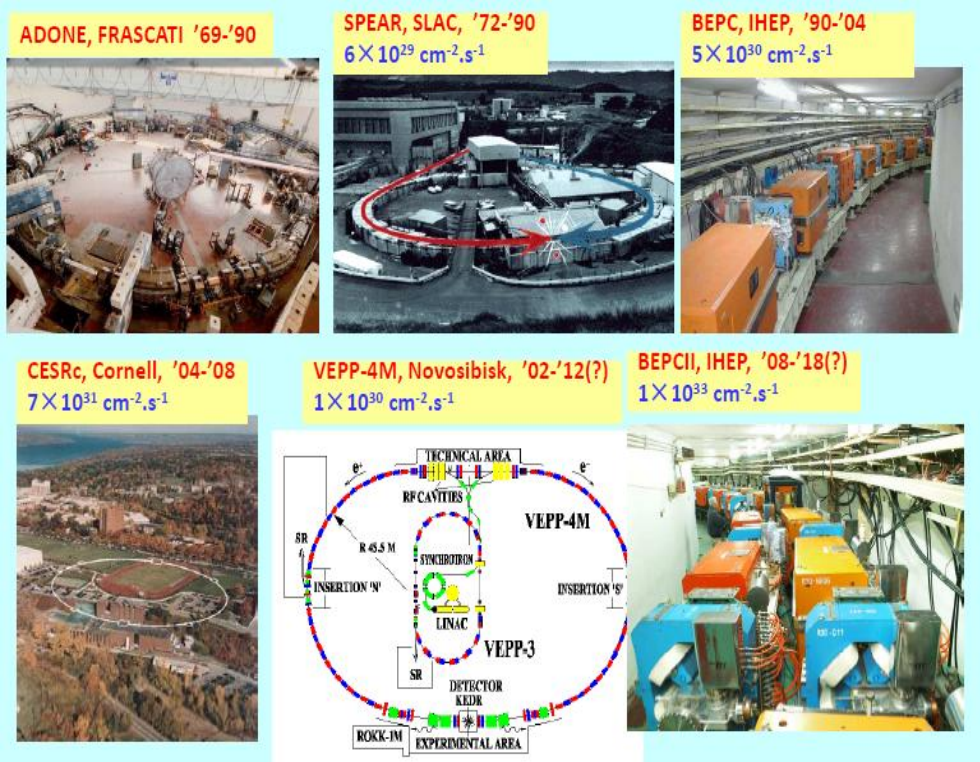
Super B

Gelecekte kurulacak yüksek ışınlıklı, $L = 10^{36}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, halka halka tipli süper B fabrikası ile ilgili tasarım çalışmaları yürütülmektedir (Aushev 2010). Super B fabrikaları daha önce çalışmış ve halen çalışmakta olan yüksek ışınlığa sahip $L{\sim}10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ iki farklı demet enerjisinde (halka halka tipli) asimetrik B fabrikalarının geleceği olarak önerilmiştir.

2.4 Tılsımlı Mezon - Tau Lepton Fabrikası

Bu fabrikalar, tau leptonu ve tılsımlı mezonu seri olarak üretmek için elektron ve pozitronları çarpıştırmaktadır. Parçacık fizikçileri bunların bozunduğu parçacıkların özelliklerini incelemektedir. Tau lepton ve tılsımlı mezonlar yeni olmamakla birlikte, bunlar 15 yıldır farklı makinelerde çalışılmaktadır. Yeni olan ise tau - tılsım fabrikasının

bunları çok sayıdaki miktarlarda üretmesidir. Geçmişten bugüne birkaç tılsım fabrikası kurulmuştur. Bunlardan bazıları Şekil 2.3' te gösterilmiştir.



Şekil 2.3 Geçmişten bugüne tılsım fabrikaları ve onların ışınlıkları

BEPC-II

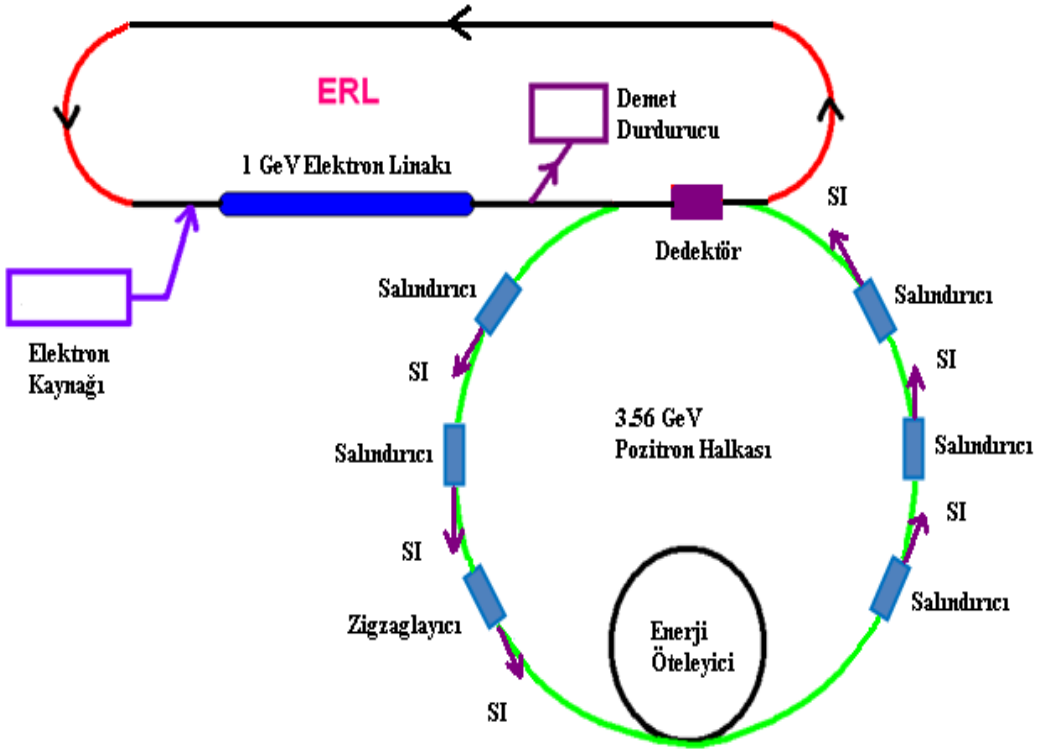
Çin'de kurulmuş olan tılsım fabrikası 2008 yılında çalışmaya başlamıştır. Şu anda halen çalışmaktadır. D Mezon Fabrikasıdır. Çarpıştırıcının ışınlık değeri L=3.3 x 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ ve simetrik demet enerjisi E = 1.89 GeV'dir.

BINP

Novosibirsk'de 2 ile 6 GeV kütle merkezi enerjisi bölgesinde ve yaklaşık $10^{35}cm^{-2}s^{-1}$ ışınlıkta çalışacak simetrik demet enerjili bir elektron-pozitron çarpıştırıcısıdır. Çarpışma tasarımı crab waist tekniği üzerine yapılmıştır. Tau fiziğinin yanında tılsım mezonlarının daha hassas ölçümleri yapılması planlanmıştır (Levichev 2010).

THM Parçacık Fabrikası

Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) çerçevesinde kurulması planlanan linak-halka tipli çarpıştırıcıda; linaktan (ERL) gelen 1 GeV 'lik elektron demeti ile halkadan gelen 3.56 GeV'lik pozitron demeti çarpıştırılarak, tılsım (charm) fabrikası kurulması planlanmıştır. Bu çarpıştırıcının ışınlığı $L \approx 10^{35}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır (Recepoğlu ve Sultansoy 2012). Asimetrik demet enerjili çarpışmada üretilen D mezonları ileri yönde (pozitron geliş yönünde) bir hıza (ortalama "boost" $\beta\gamma = 0.68$) sahip olacaklardır. Bir süper tılsım fabrikası olarak tasarım çalışmaları yapılan bu çarpıştırıcıda, D mezonların üretimi, yüksüz D mezonların karışımı, bu mezonların bozunumları ve CP ihlali konuları çalışılmaktadır. Böyle bir çarpıştırıcıda, daha hassas ölçümlerin yanısıra, olası yeni fiziğin parametreleri için de dolaylı sınırlar elde edilebilir. THM projesi ile ilgili güncel ve ayrıntılı bilgilere http://thm.ankara.edu.tr adresinden ulaşılabilir.



Şekil 2.4 THM parçacık fabrikası tasarımı

2.5 Fabrikalar ve Keşifleri

Enerjileri 0.1 GeV – 100 GeV bölgesinde olan elektron-pozitron çarpıştırıcılarının temel parametreleri, çalışma yılları ve yaptığı deneylerdeki keşifleri Çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1 Elektron-pozitron çarpıştırıcıları ve temel parametreleri (a)

Hızlan-dırıcı	Yer	Çalışma yılları	Şekli ve Çevresi	Elektron Enerjisi	Pozitron Enerjisi	Deney	Dikkate değer keşifler
AdA	Frascati, İtalya; Orsay, Fransa	1961-1964	Dairesel, 3 m	250 MeV	250 MeV	_	Touschek etkisi (1963) İlk e^- e^- etkileşmesi kaydedildi (1964)
Princeton -Stanford (e−e−)	Stanford, California	1962-1967	İki-halka, 12 m	300 MeV	300 MeV	_	e^- e^- etkileşmeleri
VEP-1 (e−e−)	INP, Novosibirsk, Sovyetler Birliği	1964-1968	İki-halka, 2.70 m	130 MeV	130 MeV	_	e^- e^- saçılması; QED ışımasal etkiler ve çoklu-hadron üretimi (1966)
VEPP-2	INP, Novosibirsk, Sovyetler Birliği	1965-1974	Dairesel, 11.5 m	700 MeV	700 MeV	OLYA, CMD	$e+e-\rightarrow\varphi$ (1966), $e+e-\rightarrow\gamma\gamma$ (1971)
SPEAR	SLAC	1972-1990?	-	-	-	Mark I, Mark II, Mark III	'Charmonium' durumlarının keşfi
VEPP-2M	BINP, Novosibirsk	1974-2000	Dairesel, 17.88 m	700 MeV	700 MeV	ND,SND, CMD-2	$e+e-$ tesir kesitleri, ρ,ω,ϕ ışıma-sal bozunumu

Çizelge 2.1 Elektron-pozitron çarpıştırıcıları ve temel parametreleri (b) (devam)

DORIS	**DESY**	**1974-1993**	**Dairesel, 300 m**	**5 GeV**	**5 GeV**	**ARGUS, Crystal Ball, DASP, PLUTO JADE**	**Yüksüz B mezonlarında salınım**
PETRA	**DESY**	**1978-1986**	**Dairesel, 2 km**	**20 GeV**	**20 GeV**	**MARK-J, PLUTO, TASSO**	**3 jet olaylarında gluonun keşfi**
CESR	**Cornell Üniversitesi**	**1979-2002**	**Dairesel, 768 m**	**6 GeV**	**6 GeV**	**CUSB, CHESS, CLEO, CLEO-2, CLEO-2.5, CLEO-3**	**B Bozunmasının ilk olarak gözlenmesi, tılsımsızlık ve "ışımasal penguen" B bozunmaları**
PEP	**SLAC**	**1980-1990**	**-**	**-**	**-**	**Mark II**	**-**
SLC	**SLAC**	**1988-1998**	**SLAC Doğrusal hızlandırıcısına ek yapılması**	**45 GeV**	**45 GeV**	**SLD, MARK II**	**İlk doğrusal çarpıştırıcı**
LEP	**CERN**	**1989-2000**	**Dairesel, 27 km**	**104 GeV**	**104 GeV**	**Aleph, Delphi, Opal, L3**	**sadece 3 hafif ($m \leq m_z/2$) zayıf etkileşen nötrinoların varlığı, kuark ve leptonların üç ailesinin kanıtı**
BEPC	**Çin**	**1989-2004**	**Dairesel, 240 m**	**2.2 GeV**	**2.2 GeV**	**BESS I-II**	**-**

Çizelge 2.1 Elektron-pozitron çarpıştırıcıları ve temel parametreleri (c) (devam)

VEPP – 4M	**BINP, Novosibirk**	**1994-**	**Dairesel, 366 m**	**6.0 GeV**	**6.0 GeV**	**KEDR**	**Upsilon-mezon kütlelerinin hassas ölçümleri**
PEP – II	**SLAC**	**1998-2008**	**Dairesel, 2.2 km**	**9 GeV**	**3.1 GeV**	**BaBar**	**B mezon sistemlerinde CP ihlalinin keşfi**
KEKB	**KEK**	**1999-2009**	**Dairesel, 3 km**	**8.0 GeV**	**3.5 GeV**	**Belle**	**B mezon sistemlerinde CP ihlalinin keşfi**
DAΦNE	**Frascati, Italy**	**1999-2013**	**Dairesel, 98 m**	**0.7 GeV**	**0.7 GeV**	**KLOE**	**Crab –waist Çarpışmaları (2007)**
CESR - c	**Cornell Üniversitesi**	**2002-2008**	**Dairesel, 768 m**	**6 GeV**	**6 GeV**	**CHESS, CLEO-c**	**-**
VEPP - 2000	**BINP, Novosibirsk**	**2006 -**	**Dairesel, 24.4 m**	**1.0 GeV**	**1.0 GeV**	**SND, CMD-3**	**Daire şeklinde demetler (2007)**
BEPC - II	**Çin**	**2008 -**	**Dairesel, 240 m**	**3.7/2 GeV**	**3.7/2 GeV**	**BES III**	**-**

3. ÇARPIŞMA KİNEMATİĞİ

Parçacık Fiziği açısından bir çarpıştırıcının iki önemli parametresi, kütle merkezi enerjisi ve ışınlıktır.

3.1 Kütle Merkezi Enerjisi ve Işınlık

Momentumları p_1 ve p_2 olan m_1 ve m_2 kütleli iki parçacığın çarpışmasında kütle merkezi enerjisi (E_{KM}) bir Lorentz değişmezi olan Mandelstam değişkeninin (s) karekökü $\sqrt{s}$ cinsinden ifade edilebilir (diğer değişkenler EK 2'de verilmiştir).

$$E_{KM} = \sqrt{s} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$$

$$= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \qquad (3.1)$$

Kütle merkezi (momentum merkezi) çerçevesinde $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = \vec{0}$ olduğundan kütle merkezi enerjisi $E_{KM} \cong 2\sqrt{E_1 E_2}$ ile verilir (burada m_1 ve m_2 kütleleri çarpışma enerjisi yanında çok küçük olduğundan ihmal edilmiştir).

Çarpıştırıcı için diğer önemli parametre anlık ışınlıktır. Anlık ışınlık, etkileşme noktasında birim kesit alanda birim zamanda karşılaşan parçacık sayısı olarak tanımlanabilir. Gerçekte demetler, paketler halinde bulunur. Demet 1 içinde herbir pakette n_1 ve demet 2 içinde herbir pakette n_2 parçacık bulunursa, çarpıştırıcı ışınlığı

$$L \sim f n_1 n_2 / a \qquad (3.2)$$

ile verilir. Burada f çarpışma frekansı ve a demetlerin enine kesitidir. Anlık ışınlık, genellikle $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ birimleri cinsinden verilir.

Işınlık makinenin bir karakteristiği iken, tesir kesiti ilk ve son durumlardaki parçacıkların temel etkileşme özellikleri tarafından belirlenir. Etkileşme tesir kesitini

belirlemek, ve saçılma özelliklerini enerjinin, momentumun ve açısal değişkenlerin bir fonksiyonu olarak çalışmak yüksek enerji eşiklerinde yeni dinamikleri ortaya çıkarmak için eşsiz bir önem taşımaktadır.

Reaksiyon oranı, birim zamanda saçılma olaylarının sayısıdır, ışınlık ile doğru orantılıdır ve aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$R(s) = \sigma(s) \cdot L_{int} \cdot \epsilon \tag{3.3}$$

burada $\sigma(s)$ toplam saçılma tesir kesiti olarak tanımlanır, L_{int} integre edilmiş ışınlıktır ve ϵ algılama verimliliğini gösterir. Tesir kesitlerinin birimleri geleneksel olarak cm^2 alınmasına rağmen, bu birimler atom-altı parçacıkların saçılmasını incelemek için oldukça büyüktür, bu nedenle daha uygun birimler, barn olarak adlandırılan birimler kullanılır.

$$1\ \mathrm{cm}^2 = 10^{24}\ \mathrm{barn} = 10^{27}\ \mathrm{mb} = 10^{30}\ \mu\mathrm{b} = 10^{33}\ \mathrm{nb} = 10^{36}\ \mathrm{pb} = 10^{39}\ \mathrm{fb}$$

Anlık ışınlığı da bu birimler cinsinden ifade etmek kullanışlı olabilir

$$1\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} = 10^{-33}\ \mathrm{nb}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$$

Aslında, ışınlığın bir yıl süresince toplanması ile ya da zaman üzerinden integre edilmesi ile elde edilen ışınlığı almak oldukça önemlidir. Bu nedenle bu birimlerde çarpıştırıcının ışınlığını hatırlamak yararlıdır (yaklaşık olarak, 1 yıl ~ $\pi \times 10^7$ saniye alınır, yaygın olarak çarpıştırıcı sadece bir yılın yaklaşık olarak $1/\pi$ zamanında çalışır, bu nedenle 1 yılda çalışma zamanı ~ 10^7 s olarak alınır). Örneğin, anlık ışınlık

$$L = 10^{33}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} = 1\ \mathrm{nb}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$$

için karşı gelen toplanmış ışınlık

$$L_{int} \cong 10^7\ \mathrm{nb}^{-1}/\mathrm{yıl} = 10^4\ \mathrm{pb}^{-1}/\mathrm{yıl} = 10\ \mathrm{fb}^{-1}/\mathrm{yıl}$$

olarak hesaplanır.

Fabrikalarda elektronlar ile pozitronları çarpıştırmanın bazı önemli avantajları vardır, bunlar aşağıda verilmiştir:

- e^+e^- etkileşmeleri standart elektrozayıf teoride iyi anlaşılmıştır. Standart Model (SM) süreçleri büyük belirsizlikler olmadan öngörülebilir, toplam olay sayıları ve biçimleri çarpıştırıcı ortamlarında kolayca belirlenebilir.
- Elektron ve pozitron sistemi sıfır yüke, sıfır lepton sayısına vb. sahiptir, böylece e^+e^- yok olmalarından sonra yeni parçacıklar üretmek için uygundur.
- Elektronlar ve pozitronların simetrik demetleri ile, laboratuar çerçevesi ve kütle merkezi çerçevesi aynı olur, böylece toplam kütle merkezi enerjisinden, mümkün en yüksek fizik araştırma eşiğine ulaşmak için yararlanılır.
- İyi anlaşılmış demet özellikleri ile, çarpışma kinematiği iyi belirlenmiştir.
- Demet polarizasyonlarını yüksek düzeyde elde etmek mümkündür, böylece sağ-sol elli bağlaşımlar ve diğer simetriler etkin bir şekilde keşfedilebilir.

3.2 Simetrik ve Asimetrik Enerjiler

Yüksek ışınlıklı ($L{\sim}10^{35}\ \mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$) pozitron-elektron çarpıştırıcısı $\psi(3770)$ mezonu rezonansında yılda yaklaşık milyar sayıda ($\sim 10^9$) $D\overline{D}$ mezon çifti üretebilir. Bu rezonans $D^0\overline{D}^0$ üretim eşiğinin 43 MeV yukarısında ve D^+D^- üretim eşiğinin 34 MeV üzerindedir. Burada D mezonların kütleleri $m_{D^0} = 1864.83\ \mathrm{MeV}$, $m_{D^\pm} = 1869.60\ \mathrm{MeV}$ ve ψ mezonun kütlesi $m_\psi = 3772.92\ \mathrm{MeV}$ alınmıştır (Nakamura 2010). Kütle merkezi çerçevesinde veya ψ'nin durgun üretildiği durumda (simetrik ilk durum enerjileri) D mezonları yavaş hareket edecektir. Bunların momentumları $p_D = \sqrt{s/4 - m_D^2}$ ile verilir. Buradan $p_{D^0} \cong 285\ \mathrm{MeV}$ ve $p_{D^\pm} \cong 252\ \mathrm{MeV}$ olarak hesaplanır. Burada hesaplamalar yapılırken $c\tau_{D^0} = 122.9\ \mu m$, $c\tau_{D^\pm} = 311.8\ \mu m$ (Nakamura 2010) değerleri kullanılırsa, D mezonlarının bozunmadan önce alacakları yol $d_D = \beta\gamma c\tau_D$ ile verilir ve böylece $d_{D^0} \cong 19\ \mu m$ ve $d_{D^\pm} \cong 42\ \mu m$ olarak hesaplanır. Bu mezonların bozunma köşelerinin, mevcut köşe izleyici teknikleriyle çözülmesi zordur.

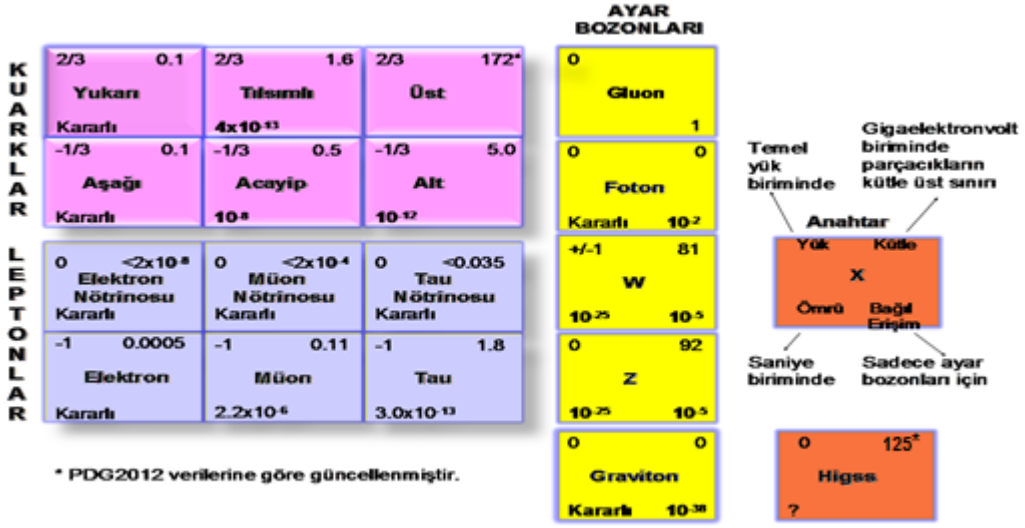
İlk durumdaki elektron-pozitron enerjileri asimetrik yapılırsa, laboratuar çerçevesinde kütle merkezi ve ψ mezonu bir hıza (boost) sahip olacaktır. Örneğin, Türk Hızlandırıcı Merkezi (THM) projesi çerçevesinde planlanan elektron-pozitron çarpıştırıcısının enerjileri $E(e^+) = 3.56$ GeV ve $E(e^-) = 1$ GeV alınırsa ψ mezonu için hız "boost" faktörü $\beta\gamma = 0.68$ olur. Bu değer $D\overline{D}$ sistemi için ortalama bir hız (boost) faktörüdür. D mezonların üretimi ile bozunma köşeleri arasındaki ortalama uzaklık $z_D = \beta\gamma c\tau$ ile verilir. Buradan asimetrik enerji durumunda, $z_{D^0} \cong 84\ \mu m$ ve $z_{D^\pm} \cong 212\ \mu m$ olarak elde edilir. Bu değerler ise günümüzdeki köşe izleyici dedektörler tarafından sağlanabilir (etkileşme köşelerini yeniden oluşturma çözünürlüğü 60-80 μm).

Çizelge 3.1 Elektron ve pozitronun enerjileri asimetrik ve simetrik olması durumu için üretilen D mezonların bozunmadan önce alacakları ortalama yol ve hesaplanan momentumları.

	Asimetrik Kurulum		Simetrik Kurulum	
	$p_{D_{ort}}$	z_D	p_D	d_D
D^0	1.28 GeV	83.5 μm	284.8 MeV	18.8 μm
$D^\pm$	1.28 GeV	212.1 μm	251.6 MeV	41.9 μm

4. FERMİYON ÇİFT ÜRETİM SÜREÇLERİ

Parçacık Fiziği'nin Standart Model (SM)'ine göre maddenin temel yapı taşları olan fermiyonlar; altı çeşit lepton ve altı çeşit kuarktır. Bunlar arasındaki temel etkileşmeler ise aracı parçacıklar ile gerçekleşmektedir.



Şekil 4.1 Maddenin yapı taşı temel parçacıklar ve temel kuvvetlerin aracı parçacıkları

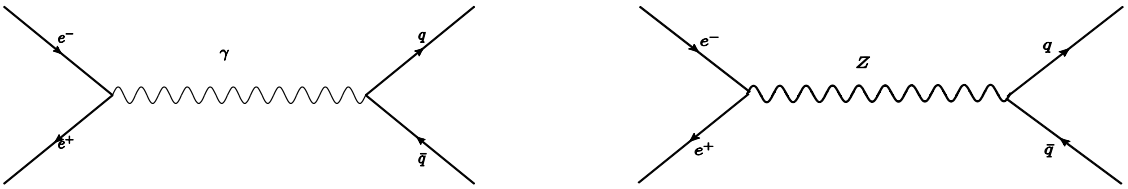
Doğada dört temel etkileşme vardır. Bunlar; güçlü, zayıf, elektromanyetik etkileşme ve kütle çekim kuvvetidir. Bunların kuvvet taşıyıcı parçacıkları ise sırasıyla, gluon, W/Z bozonları, foton ve graviton? dur. Buradaki ilk üç etkileşme mikro - kozmoz'u yönetir ve kütle çekim kuvvetinden (~10^{40} katı!) çok daha güçlü olduklarından SM içinde birleşik bir yapı gösterirken, kütle çekim ise birleşik modelin dışında kalır.

4.1 Fermiyon Çifti Üretimi

Bu bölümde, elektron-pozitron çarpışmasında temel fermiyonların çift üretimi süreçleri ile ilgileniyoruz. Öncelikle $e^+e^- \to f\bar{f}$ süreci için tesir kesitleri hesabı yapalım, burada $f\bar{f}$ ile kuark çifti $q\bar{q}$ (burada q=u,d,s,c,b) ve yüklü lepton çifti $l\bar{l}$ (burada *l*=mu, tau) belirtmiş olalım. Özel durum için (daha farklı diyagramlar) $e^+e^- \to e^+e^-$ ve $e^+e^- \to \nu_l\bar{\nu}_l$ süreçleri de hesaplanacaktır. Farklı enerjilerde parçacık fabrikalarında arkaplan oluşturabilecek süreçlerin katkılarını belirlemek önemli olacaktır.

4.1.1 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinin hesabı

Bu kısımda $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ sürecinde $f\bar{f} = q\bar{q}$ ve $l\bar{l}$ (burada $l = \mu, \tau$) karşılık gelmektedir. Elde edilen sonuçlar kuark çifti (q=u,d,s,c,b) üretimi için kullanılabilir, yüklü leptonlardan μ ve τ çift üretimi için kullanılabilir, ayrıca $Q_f = 0$ alınarak ν_e çifti üretimi için c_V^f ve c_A^f buna uygun şekilde tanımlanmalıdır.



Şekil 4.2 $e^+e^- \rightarrow (\gamma/Z) \rightarrow q\bar{q}$ süreci için Feynman diyagramları



Şekil 4.3 $e^+e^- \rightarrow (\gamma/Z) \rightarrow l^+l^-$ süreci için Feynman diyagramları

$e^-(p_1)e^+(p_2) \rightarrow f(p_3)\bar{f}(p_4)$ sürecinde $f\bar{f} = q\bar{q}$ veya l^+l^- alındığında, foton değişimi (elektromanyetik etkileşme) ile gerçekleşen sürecin hesabında genlikler aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$M_1 = \frac{-g_e^2 \, Q_f}{q^2} \left[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)\right] g_{\mu\nu} \left[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu v(p_4)\right] \tag{4.1}$$

Son durum spinleri üzerinden toplam ve ilk durum spinleri üzerinden ortalama alınmış genlik – karesi ifadesi aşağıda verilmiştir,

$$|M_1|^2 = \frac{2g_e^4 \ N_c Q_f^2 \ \left(2m_f^4+s^2-4m_f^2 t+2st+2t^2\right)}{s^2} \tag{4.2}$$

Burada g_e elektromagnetik bağlanma sabiti, N_c renk faktörü; Q_f fermiyon yükü; m_f fermiyon kütlesi, s ve t ise Mandelstam degişkenleridir.

Z – bozonu değişimi ile ilgili diyagram için genlik,

$$M_2 = \frac{-g_z^2}{4(q^2 - m_z^2) + im_z\Gamma_z}[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu \ (c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]$$

$$\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_z^2}\right)\left[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu\left(c_V^f - c_A^f\gamma^5\right) v(p_4)\right] \tag{4.3}$$

ve genlik karesi,

$$|M_2|^2 = \Bigg(g_z^4 N_c \Bigg(4c_A^e c_A^f c_V^e c_V^f s\left(-2m_f^2 + s + 2t\right) \ + {c_A^e}^2 \Big({c_A^f}^2\left(2m_f^4 + s^2 - 4m_f^2 t + 2st + 2t^2\right) + {c_A^f}^2\left(2m_f^4 + s^2 + 2st + 2t^2 - 4m_f^2(s+t)\right)\Big) + {c_V^e}^2 \ \Big({c_V^f}^2\left(2m_f^4 + s^2 - 4m_f^2 t + 2st + 2t^2\right) + {c_A^f}^2\left(2m_f^4 + s^2 + 2st + 2t^2 - 4m_f^2(s+t)\right)\Big)\Bigg)\Bigg) / \Big(8\left(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2\right)\Big) \tag{4.4}$$

şeklinde yazılabilir. Burada g_z yüksüz zayıf etkileşme bağlanma sabiti, c_V^f ve c_A^f fermiyon için sırasıyla vektör tipli ve eksensel – vektör tipli yüksüz etkileşmeler için sabitlerdir.

$M_1 M_2^\dagger$ girişim terimi,

$$M_1 M_2^\dagger = (g_e^2 g_z^2 \ N_c Q_f (m_z^2 - s)(c_A^e c_A^f s(-2m_f^2 + s + 2t) + c_V^e c_V^f (2m_f^4 + s^2 - 4m_f^2 t + 2st + 2t^2)))/(2(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2)s) \tag{4.5}$$

Bu durumda toplam genlik ifadesi şu formül ile elde edilir,

$$|M|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 + 2M_1{M_2}^{\dagger} \tag{4.6}$$

Bu formülden yola çıkarak denklem (4.6)'da $M_1{M_2}^{\dagger}$, $|M_1|^2$, $|M_2|^2$ yerine konulursa, diferansiyel tesir kesiti hesabında bize gerekli olacak $|M|^2$ ifadesi elde edilmiş olur. Bu durumda $|M|^2$ ifadesi,

$$|M|^2 = \frac{2g_e^4\ N_c Q_f^2\ \left(2m_f^4+s^2-4m_f^2t+2st+2t^2\right)}{s^2} + \frac{\left(g_e^2\ g_z^2 N_c Q_f \left(m_z^2-s\right)\left(c_A^e c_A^f s(-2m_f^2+s+2t)+c_V^e c_V^f\left(2m_f^4+s^2-4m_f^2t+2st+2t^2\right)\right)\right)}{\left(\left(\Gamma_z^2 m_z^2+\left(m_z^2-s\right)^2\right)s\right)} + \left(g_z^4 N_c\left(4c_A^e c_A^f c_V^e c_V^f s\left(-2m_f^2+s+2t\right)\ + {c_A^e}^2\left({c_A^f}^2\left(2m_f^4+s^2-4m_f^2t+2st+2t^2\right)+ {c_A^f}^2\left(2m_f^4+s^2+2st+2t^2-4m_f^2(s+t)\right)\right)+ {c_V^e}^2\ \left({c_V^f}^2\left(2m_f^4+s^2-4m_f^2t+2st+2t^2\right)+ {c_A^f}^2\left(2m_f^4+s^2+2st+2t^2-4m_f^2(s+t)\right)\right)\right)\right)/\left(8\left(\Gamma_z^2 m_z^2+(m_z^2-s)^2\right)\right) \tag{4.7}$$

şeklindedir. Denklem (4.7)'deki birinci terim M_1^2'ye ikinci terim $M_1{M_2}^{\dagger}$'ye karşılık gelir.

Diğer kısımlar ise M_2^2'ye karşılık gelir. Burada Z bozonunun kütlesi m_z ve bozunma sabiti Γ_z ile gösterilmiştir.

$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ süreci için diferensiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} \tag{4.8}$$

formülü ile verilir.

Diferensiyel tesir kesiti t_{min} ve t_{max} üzerinden integre edilirse toplam tesir kesiti elde edilir. Burada t için minimum ve maksimum değerler, $t_{min} = (m_1^2 - m_3^2 - m_2^2 + m_4^2)^2/(4s) - (p_{1cm} + p_{3cm})^2$ ve $t_{max} = (m_1^2 - m_3^2 - m_2^2 + m_4^2)^2 \,/\, (4s) - (p_{1cm} - p_{3cm})^2$ şeklinde alınarak toplam tesir kesiti elde edilir.

$$\sigma = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt}\, dt \tag{4.9}$$

ve

$$\sigma = \frac{1}{192\pi s^{5/2}} N_c \sqrt{-4m_f^2 + s}\left(32g_e^4 m_f^2 Q_f^2 + 16g_e^4 Q_f^2 (s + 2m_f^2) + \frac{8c_V^e c_V^f g_e^2 g_z^2 Q_f (m_z^2 - s) s (2m_f^2 + s)}{\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2} + \left((c_A^{e\,2} + c_V^{e\,2}) g_z^4 s^2 \left(c_A^{f\,2} (-4m_f^2 + s) + c_V^{f\,2} (2m_f^2 + s) \right) \right) / \left(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2 \right) \right) \tag{4.10}$$

olarak hesaplanır. Denklem (4.10)'daki ilk terim foton katkısını göstermektedir. İkinci terim foton – Z girişimini, üçüncü terim ise Z bozon katkısını göstermektedir.

Çizelge 4.1 Kuarklar ve leptonlar için yüksüz zayıf etkileşme bağlaşımları c_V^f ve c_A^f değerleri.

F	c_V	c_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$

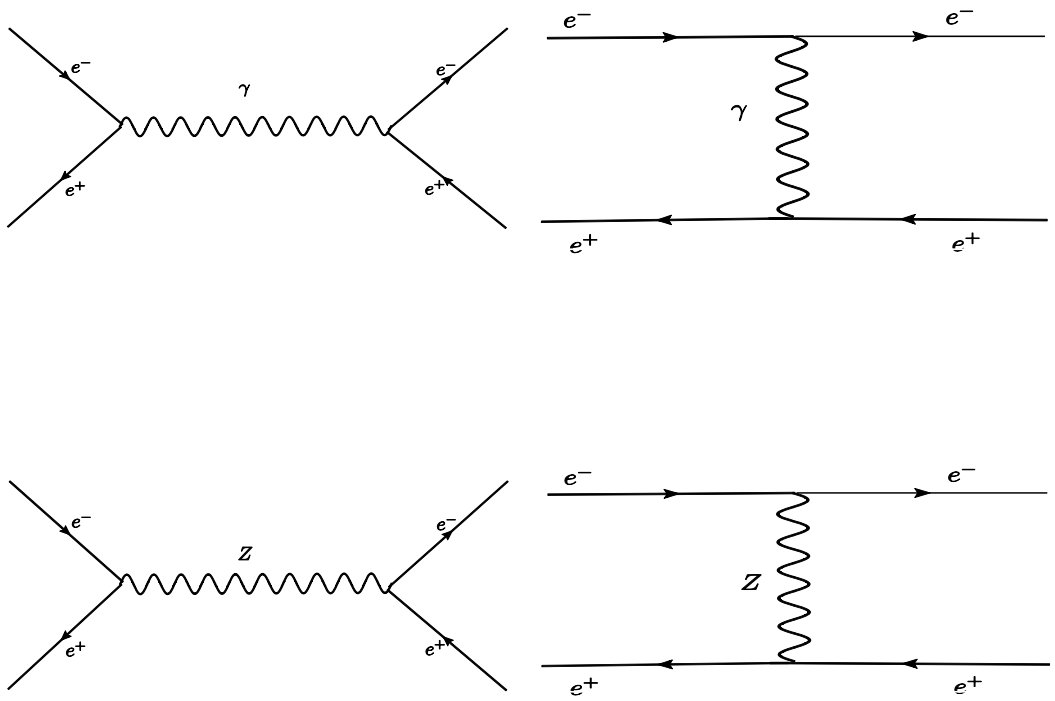
SM çerçevesinde bu bağlaşımlar için genel bağıntılar $c_V = I_3 - 2Q_f \sin\theta_w$, $c_A = I_3$ ile verilir (Griffiths 1987).

Burada $e^+e^- \to c\bar{c}$ süreci için denklem (4.10)'daki toplam tesir kesiti ifadesinde $c_V^f = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$, $c_A^f = \frac{1}{2}$, $c_V^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$, $c_A^e = -\frac{1}{2}$, $Q_f = \frac{2}{3}$, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $g_z = \frac{g_e}{\sin\theta_w \cos\theta_w}$, $m_f = 1.29\ \text{GeV}$, $m_z = 91.18\ \text{GeV}$, $\Gamma_z = 2.49$, $N_c = 3$, ve kütle merkezi enerjileri $\sqrt{s} = 3.8\ \text{GeV}$ ve 10.6 GeV alınarak tesir kesiti değerleri elde edilir. Bu durumda $\sqrt{s} = 3.8\ \text{GeV}$'de tesir kesiti $\sigma = 7.29\ \text{nb}$, $\sqrt{s} = 10.6\ \text{GeV}$'de tesir kesiti $\sigma = 1.03\ \text{nb}$ olarak bulunur.

$e^+e^- \to f\bar{f}$ (burada $f\bar{f} = q\bar{q}$ ve $l\bar{l}$) süreçleri için tesir kesitleri hesaplanmış ve $\sqrt{s} =$ 3.8 GeV ve 10.6 GeV'de sonuçlar karşılaştırmalı olarak çizelge 4.2'de verilmiştir.

4.1.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sürecinin hesabı

Bu sürecin tesir kesiti t-kanalında foton bulunan diyagram nedeniyle büyük olacaktır, ancak son durumdaki elektronlara bazı kesmeler (cuts) uygulandığında tesir kesiti azaltılabilmektedir. Işımasal katkılar, enstrumental arkaplan, toplanma (pileup) vs. araştırılması nedeni ile bu sürecin incelenmesi uygun olacaktır.



Şekil 4.4 $e^-e^+ \rightarrow (\gamma/Z) \rightarrow e^-e^+$ süreci için Feynman diyagramları

Şekil 4.4'deki diyagramlar yardımıyla, $e^-e^+ \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^-e^+$ süreci için tesir kesiti hesaplanabilir, Böylece s ve t kanalında foton değişim diyagramları için genlikler,

$$M_1 = \frac{-g_e^2}{q^2} [\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{u}(p_3)\gamma^\nu v(p_4)] \quad (4.11)$$

$$M_2 = \frac{-g_e^2}{p^2} [\bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{v}(p_2)\gamma^\nu v(p_4)] \quad (4.12)$$

Benzer şekilde Z – bozon değişimi diyagramları için genlik,

$$M_3 = \frac{-g_z^2}{4(q^2-m_z^2)+im_z\Gamma_z}[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu (c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_z^2}\right)[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu(c_V^e - c_A^e\gamma^5)\, v(p_4)] \quad (4.13)$$

$$M_4 = \frac{-g_z^2}{4(p^2-m_z^2)+im_z\Gamma_z}[\bar{u}(p_3)\gamma^\mu (c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_z^2}\right)[\bar{v}(p_2)\gamma^\nu(c_V^e - c_A^e\gamma^5)\, v(p_4)] \quad (4.14)$$

Burada toplam genlik,

$$M = M_1 + M_2 + M_3 + M_4$$

olarak verilir. Genliklerin kareleri alınıp Mandelstam değişkenleri s, t, u cinsinden ifade edilirse,

$$|M_1|^2 = \frac{2{g_e}^4((-s-t)^2+t^2)}{s^2} \quad (4.15)$$

$$|M_2|^2 = \frac{2{g_e}^4(s^2+(-s-t)^2)}{t^2} \quad (4.16)$$

$$|M_3|^2 = \frac{{g_z}^4(-2{c_A^e}^2{c_V^e}^2(-3(-s-t)^2+t^2)+{c_A^e}^4((-s-t)^2+t^2)+{c_V^e}^4((-s-t)^2+t^2)))}{8(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} \quad (4.17)$$

$$|M_4|^2 = \frac{{g_z}^4(-2{c_A^e}^2{c_V^e}^2(s^2-3(-s-t)^2)+{c_A^e}^4(s^2+(-s-t)^2)+{c_V^e}^4(s^2+(-s-t)^2))}{8(m_z^2-t)^2} \quad (4.18)$$

$$M_1M_2^\dagger = -\frac{2{g_e}^4(-s-t)^2}{st} \quad (4.19)$$

$$M_1M_3^\dagger = -\frac{{g_e}^2{g_z}^2(m_z^2-s)({c_A^e}^2((-s-t)^2-t^2)+{c_V^e}^2((-s-t)^2+t^2)))}{2s(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} \quad (4.20)$$

$$M_1M_4^\dagger = \frac{({c_A^e}^2+{c_V^e}^2){g_e}^2{g_z}^2(-s-t)^2}{2s(m_z^2-t)} \quad (4.21)$$

$$M_2M_3^\dagger = \frac{(c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2})g_e{}^2g_z{}^2(m_z^2-s)(-s-t)^2}{2t(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} \tag{4.22}$$

$$M_2M_4^\dagger = \frac{g_e{}^2g_z{}^2m_z^2(c_A^{e\,2}(-s^2+(-s-t)^2)+c_V^{e\,2}(s^2+(-s-t)^2)))}{\left(2t(m_z^3-m_zt)^2\right)} \tag{4.23}$$

$$M_3M_4^\dagger = -\frac{(c_A^{e\,4}+6c_A^{e\,2}c_V^{e\,2}+c_V^{e\,4})g_z{}^4(m_z^2-s)(-s-t)^2}{8(m_z^2-t)(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} \tag{4.24}$$

bulunur. Bu durumda toplam genlik karesi ifadesi şu formül ile elde edilir,

$$|M|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 + |M_3|^2 + |M_4|^2 + 2M_1M_2^\dagger + 2M_1M_3^\dagger + 2M_1M_4^\dagger + 2M_2M_3^\dagger + 2M_2M_4^\dagger + 2M_3 \tag{4.25}$$

Bu formülden yola çıkılarak denklem (4.25)'de $M_1M_2^\dagger$, $M_1M_3^\dagger$, $M_1M_4^\dagger$, $M_2M_3^\dagger$, $M_2M_4^\dagger$, $M_3M_4^\dagger$, $|M_1|^2$, $|M_2|^2$, $|M_3|^2$, $|M_4|^2$ yerine konulursa, diferansiyel tesir kesiti hesabında bize gerekli olacak $|M|^2$ ifadesi elde edilmiş olur. Bu durumda $|M|^2$ ifadesi,

$$\begin{aligned}|M|^2 \;=\; & \frac{\left(c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2}\right)g_e{}^2g_z{}^2(-s-t)^2}{s\left(m_z^2-t\right)} - \frac{4g_e{}^4(-s-t)^2}{st} + \frac{2g_e{}^4\left(s^2+(-s-t)^2\right)}{t^2} + \frac{2g_e{}^4\left((-s-t)^2+t^2\right)}{s^2} + \\ & \frac{g_e{}^2g_z{}^2m_z^2\left(c_A^{e\,2}\left(-s^2+(-s-t)^2\right)+c_V^{e\,2}\left(s^2+(-s-t)^2\right)\right)}{t\left(m_z^3-m_zt\right)^2} + \\ & \frac{g_z{}^4(-2c_A^{e\,2}c_V^{e\,2}(s^2-3(-s-t)^2)+c_A^{e\,4}(s^2+(-s-t)^2)+c_V^{e\,4}(s^2+(-s-t)^2))}{8(m_z^2-t)^2} - \\ & \frac{(c_A^{e\,4}+6c_A^{e\,2}c_V^{e\,2}+c_V^{e\,4})g_z{}^4(m_z^2-s)(-s-t)^2}{4(m_z^2-t)(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} + \frac{(c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2})g_e{}^2g_z{}^2(m_z^2-s)(-s-t)^2}{t(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} - \\ & \frac{(g_e{}^2g_z{}^2(m_z^2-s)(c_A^{e\,2}((-s-t)^2-t^2)+c_V^{e\,2}((-s-t)^2+t^2)))}{s(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} + \\ & \frac{(g_z{}^4(-2c_A^{e\,2}c_V^{e\,2}(t^2-3(-s-t)^2)+c_A^{e\,4}((-s-t)^2+t^2)+c_V^{e\,4}((-s-t)^2+t^2)))}{(8(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2)))}\end{aligned} \tag{4.26}$$

şeklinde elde edilir. Diferensiyel tesir kesiti saçılma açısının kosinüsüne bağlı olarak,

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2}\frac{s}{2} = \frac{|M|^2}{32\pi s} \tag{4.27}$$

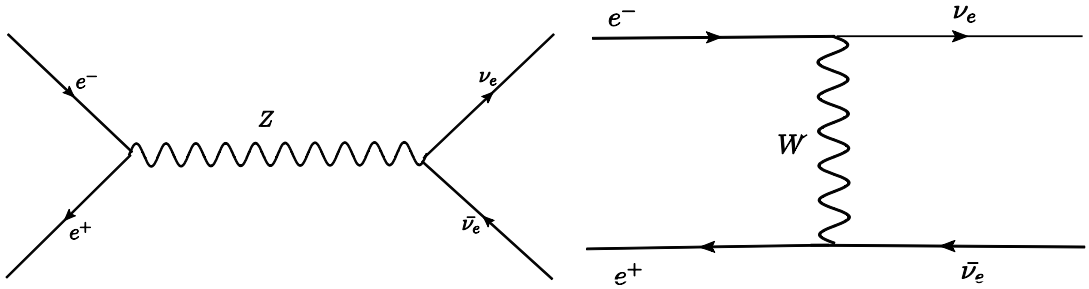
formülü ile verilir. Bu durumda diferensiyel tesir kesiti $\cos\theta$ üzerinden integre edilirse ve integral sınırları da $|\cos\theta| < 0.9$ referans alınırsa $\sqrt{s} = 3.8$ GeV'de toplam tesir kesiti $\sigma = 37.834$ nb , $\sqrt{s} = 10.6$ GeV'de toplam tesir kesiti $\sigma = 0.62$ nb olarak bulunur. Bu süreçte baskın katkı foton kanalından gelmektedir. Z bozonu değişimi içeren diyagramların katkısı ihmal edildiğinde hesaplanan diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibidir.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2g_e{}^4}{16\pi s^2}\left[-\frac{2\,(-s-t)^2}{st} + \frac{(s^2+(-s-t)^2)}{t^2} + \frac{((-s-t)^2+t^2)}{s^2}\right] = \frac{4ge^4(s^2+st+t^2)^2}{s^2t^2} \qquad (4.28)$$

Bu sonuç CalcHEP programının sembolik hesap kısmından elde edilen genlik-kare ifadesinin yerine konulmasıyla elde edilen sonuçla karşılaştırılmıştır ve aynı olduğu görülmüştür.

4.1.3 $e^+e^- \to \nu_e\bar{\nu}_e$ sürecinin hesabı

Parçacık fiziği deneylerinde nötrinolar doğrudan algılanamamaktadır. Ancak onların enine momentum bileşenleri belirlenebilmektedir. e^+e^- çarpışmalarında kayıp enerjinin miktarını belirlemek için $\nu\bar{\nu}$ üretim süreçlerinin çalışılması yararlı olacaktır.



Şekil 4.5 $e^-e^+ \to \left(\frac{Z}{W}\right) \to \nu_e\overline{\nu_e}$ süreci için Feynman diyagramları

Burada şekil 4.5'deki diyagramlar için genlikler aşağıdaki gibidir,

$$M_1 = \frac{-g_z^2}{4(q^2 - m_z^2) + im_z\Gamma_z}[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu\,(c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]$$

$$\times\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_Z^2}\right)[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu(c_V^\nu - c_A^\nu\gamma^5)\,v(p_4)] \quad (4.29)$$

$$M_2 = \frac{-g_w^2}{8(q_w^2 - m_w^2)}[\bar{u}(p_3)\gamma^\mu\,(1-\gamma^5)u(p_1)]\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu^w q_\nu^w}{m_w^2}\right)[\bar{v}(p_2)\gamma^\nu(1-\gamma^5)\,v(p_4)] \quad (4.30)$$

Mandelstam değişkenleri cinsinden genlik-karesi ifadeleri aşağıdaki gibi yazılabilir

$$|M_1|^2 = \frac{1}{8\left(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2)\right)}g_z^4\left(\left(-4c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu + {c_A^e}^2\left({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2\right) + {c_V^e}^2\left({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2\right)\right)t^2 + \left(4c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu + {c_A^e}^2\left({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2\right) + {c_V^e}^2\left({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2\right)\right)(s+t)^2\right) \quad (4.31)$$

$$|M_2|^2 = -\frac{g_w^4(s+t)^2}{4(m_w^2-t)} \quad (4.32)$$

$$M_1M_2^\dagger = -\frac{(c_A^e+c_V^e)(c_A^\nu+c_V^\nu)g_w^2g_z^2(m_z^2-s)(s+t)^2}{8(m_w^2-t)(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} \quad (4.33)$$

Bu durumda toplam genlik karesi ifadesi şu formül ile toplanır,

$$|M|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 + 2M_1M_2^\dagger \quad (4.34)$$

Bu formülden yola çıkılarak denklem (4.34)' de $M_1M_2^\dagger$, $|M_1|^2$, $|M_2|^2$ yerine konulursa, diferansiyel tesir kesiti hesabında bize gerekli olacak $|M|^2$ ifadesi elde edilmiş olur. Bu durumda $|M|^2$ ifadesi,

$$|M|^2 = \left(-\frac{g_w^4(s+t)^2}{4(m_w^2-t)} - \frac{(c_A^e+c_V^e)(c_A^\nu+c_V^\nu)g_w^2g_z^2(m_z^2-s)(s+t)^2}{4(m_w^2-t)(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))} + \frac{1}{8(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))}g_z^4\left(\left(-4c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu + {c_A^e}^2({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2) + {c_V^e}^2({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2)\right)t^2 + \left(4c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu + {c_A^e}^2({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2) + {c_V^e}^2({c_A^\nu}^2 + {c_V^\nu}^2)\right)(s+t)^2\right)\right) \quad (4.35)$$

şeklinde olur. Burada W bozonunun kütlesi m_w ve Z bozonun kütlesi m_z'dir; g_w zayıf bağlanma sabiti ve g_z ise yüksüz akım zayıf bağlanma sabitidir. Z bozonun nötrinolara vektör ve axial-vektör bağlaşımları c_V^ν ve c_A^ν ile tanımlanır.

Diferensiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} \tag{4.36}$$

ile verilir. Diferensiyel tesir kesiti $t_{min} = -s$ ve $t_{max} = 0$ üzerinden integre edilirse toplam tesir kesiti elde edilir,

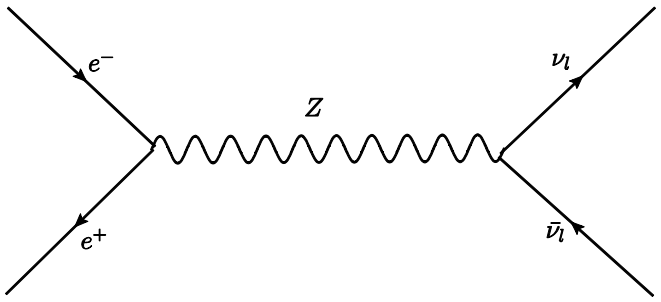
$$\sigma = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt \tag{4.37}$$

$$\sigma = \frac{1}{128\pi s^2}\left(-\frac{2\left(c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2}\right)\left(c_A^{\nu\,2}+c_V^{\nu\,2}\right)g_z^4 s^3}{3\left(m_z^4+s^2+m_z^2(-2s+\Gamma_z^2)\right)} - 2g_w^4\left(m_w^2 s + \frac{3s^2}{2} - (m_w^2+s)^2 \mathrm{Log}\left[1+\frac{s}{m_w^2}\right]\right) + \left((c_A^e + c_V^e)(c_A^\nu + c_V^\nu) g_w^2 g_z^2 (m_z^2 - s)(-s(2m_w^2+3s) + 2(m_w^2+s)^2 \mathrm{Log}\left[1+\frac{s}{m_w^2}\right])\right) / (m_z^4 + s^2 + m_z^2(-2s+\Gamma_z^2))\right) \tag{4.38}$$

Bu durumda denklem (4.38)'deki hesap yapıldığında, $\sqrt{s} = 3.8$ 'de tesir kesiti $\sigma = 0.021$ pb, $\sqrt{s} = 10.6$ GeV'de tesir kesiti $\sigma = 0.16$ pb olarak bulunur.

4.1.4 $e^+e^- \to \nu_l\bar{\nu}_l$ sürecinin hesabı

$e^+e^- \to \nu_l\bar{\nu}_l$ süreci için Feynman diyagramı şekil 4.6'da gösterilmiştir.



Şekil 4.6 $e^-e^+ \rightarrow Z \rightarrow \nu_l\overline{\nu_l}(l = \mu, \tau)$ süreci için Feynman diyagramı

$e^+e^- \rightarrow \nu_l\overline{\nu}_l$ (l=μ, τ) sürecinde genlik,

$$M_1 = \frac{-g_z^2}{4(q^2-m_z^2)+im_z\Gamma_z}[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu (c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_z^2}\right)[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu(c_V^\nu - c_A^\nu\gamma^5)\, v(p_4)] \quad \text{.....(4.39)}$$

ile verilir. Karesi alınıp iz yöntemi uygulanırsa,

$$|M|^2 = \left(g_z^4\left(4c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu s(s+2t) + c_A^{e\,2}\left(c_A^{\nu\,2} + c_V^{\nu\,2}\right)(s^2+2st+2t^2) + c_V^{e\,2}\left(c_A^{\nu\,2} + c_V^{\nu\,2}\right)(s^2+2st+2t^2)\right)\right) / \left(8\left(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2\right)\right) \quad (4.40)$$

elde edilir. Burada s, t Mandelstam değişkenleridir. $e^+e^- \rightarrow \nu_l\overline{\nu}_l$ sürecinde (l=μ, τ) Z bozonun kütlesi m_z ve bozunma genişliği Γ_z'dir. g_z zayıf yüksüz akım bağlanma sabitidir. Nötrino kütleleri çok küçük olduğundan ihmal edilmiştir. Z bozonun nötrinolara vektör ve axial-vektör bağlaşımları c_V^ν ve c_A^ν ile gösterilir.

Diferensiyel tesir kesiti,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} \quad (4.41)$$

ile verilir. Denklem (4.41)' da denklem (4.40)'daki $|M|^2$ ifadesi yerine konulursa, diferansiyel tesir kesiti elde edilir. Diferensiyel tesir kesiti $t_{min} = -s$ ve ve $t_{max} = 0$ üzerinden integre edilirse toplam tesir kesiti elde edilir,

$$\sigma = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt \quad (4.42)$$

$$\sigma = \frac{(g_z^4(3(c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2})(c_A^{\nu\,2}+c_V^{\nu\,2})m_\nu^4 - 12c_A^e c_A^\nu c_V^e c_V^\nu m_\nu^2 s + (c_A^{e\,2}+c_V^{e\,2})(c_A^{\nu\,2}+c_V^{\nu\,2})s^2))}{192\pi(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2)s)} \quad (4.43)$$

Bu durumda denklem (4.43)'deki hesap yapıldığında, $\sqrt{s} = 3.8$ GeV'de tesir kesiti $\sigma = 0.0045$ pb, $\sqrt{s} = 10.6$ GeV'de tesir kesiti $\sigma = 0.036$ pb olarak bulunur.

Sonuç olarak, burada incelenen süreçlerin tesir kesitleri çizelge 4.2'de verilmiştir. CalcHEP'te hesaplanan tesir kesitleri için kullanılan parametreler aşağıdaki gibidir: $\alpha = 1/137$, $g_e = \sqrt{4\pi\alpha} = 0.302862$, $\sin\theta_w = 0.4795$. Fermiyon kütleleri ise Nakamura (2010)'dan alınmıştır.

Çizelge 4.2 Bazı temel süreçlerin hesaplanan tesir kesitleri. Parantez içindeki değerler karşılaştırma için CalcHEP ayarı (tune) ile elde edilmiştir.

Süreç	$\sqrt{s} = 3.8$ GeV	$\sqrt{s} = 10.6$ GeV
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (q=d,s)	2003.65 pb (2005.6 pb)	257.22 pb (257.49 pb)
$e^+e^- \rightarrow u\bar{u}$	8015.75 pb (8023.5 pb)	1029.81 pb (1030.7 pb)
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	7293.85 pb (7960.3 pb)	1028.50 pb (1030.7 pb)
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	-	206.76 pb (235.87 pb)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ $(\lvert\cos\theta_{13}\rvert < 0.9)$	273.16 nb (273.40 nb)	35.12 (35.14 nb)
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	6012.08 pb (6018 pb)	772.625 pb (773.38 pb)
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	3060.68 pb (3061.7 pb)	768.816 pb (769.55 pb)
$e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e$	0.02065 pb (0.02105 pb)	0.15827 pb (0.16137 pb)
$e^+e^- \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l$ (l=μ, τ)	0.00455905 pb (0.0045276 pb)	0.0363262 pb (0.036076 pb)

5. D MEZON ÇİFT ÜRETİMİ

D Mezonları tılsım kuark içerirler. Tılsım (charm) kuark, +2/3 elektrik yüküne sahiptir. Kütlesi ~1.3 GeV'dir. Bu kuark 1970'te Sheldon Glashow, John Iliopoulos ve Luciano Maiani tarafından önceden tahmin edilmiştir ve 1974 yılında gözlenmiştir. SLAC da (Stanford Lineer Hızlandırıcı Merkezi) eş zamanlı bir keşfi J/ψ tılsım parçacığını bularak yapmıştır.

Enerji bölgesi 3-5 GeV aralığında, elektron-pozitron yokolması ile ilgili fizik oldukça ilginçtir. Özellikle, bu enerjiler iyi bilinen vektör mezonların ($c\bar{c}$ bağlı durumları) rezonans üretimini içerir. Bunların üretimleri ve bozunumlarını çalışmak kuarklar arasındaki etkileşme dinamiği hakkındaki bilgimizi genişletir.

Tılsım fiziği arkaplan fazlalığından dolayı diğer çarpıştırıcılarda (hadron çarpıştırıcılarında) iyi bir şekilde incelenememektedir. O yüzden ψ mezonunu rezonansta üretip, yani çok büyük tesir kesiti ile üretip (çok sayıda üretip) bozunma ürünlerinin davranışını araştırmak, burada CP ihlalini araştırmak, $D^0\overline{D}^0$ karışımını araştırmak, D mezonların bozunumunda yeni fizik etkilerini araştırmak oldukça ilginçtir.

Tılsım fiziği farklı enerji aralığında çarpıştırıcılarda çalışılmıştır ve bu konudaki çalışmalar güncel olarak devam etmektedir. Bunlar farklı üretim mekanizmalarıyla ve böylece büyük ölçüde değişen üretim tesir kesitleri ile yapılmıştır. e^+e^- çarpıştırıcılarında iki farklı çalışma durumları tılsım fiziği için ilginçtir. Kütle merkezi enerjisini $\psi(3770)$ durumlarını rezonans yaparak üretmeye ayarlayarak, kuantum-ilişkili $D^0\overline{D}^0$ ya da D^+D^- çiftlerinin üretimi sağlanır. Bu araştırma CESR-c çarpıştırıcısındaki CLEO-c deneyi ile ilgilidir, böyle olmakla birlikte BEPCII'deki BESIII için de böyledir. Çoğunlukla kullanılan alternatif teknik çarpıştırıcıyı yüksek kütle-merkezi enerjilerinde çalıştırarak, kuantum - ilşkili $B^0\bar{B}^0$ ya da B^+B^- çiftlerine bozunan $\Upsilon(4S)$'ı rezonansta üretmektir. Bu durum ise sırasıyla PEP-II ve KEKB çarpıştırıcılarında yer alan BaBar ve Belle deneyleri tarafından kullanılmaktadır. PEP-II ve KEKB' nin ikisi de asimetrik çarpıştırıcılardır, böylece laboratuar çerçevesine göre hız kazananmış çarpışma sistemine sahiptirler. Bu olay D^0'ın ömrünün 2-4 faktör

aşağısındaki bozunma-zaman çözünürlüklü ölçümlere ve bu yüzden bozunma-zamanı bağımlı çalışmalara da izin verir.

$\psi(3770)$ rezonansında $D\overline{D}$ çiftleri üretim tesir kesiti yaklaşık 7 nb'dır. $\Upsilon(4S)$ rezonansında çalıştırıldığında, $c\bar{c}$ çiftleri üretmek için tesir kesiti 1.3 nb'dır. $\psi(3770)$ sadece $D^0\overline{D}^0$ ya da D^+D^- çiftlerine bozunurken ikinci senaryo tılsım'ın bütün türlerini araştırma imkanı sağlar. BaBar ve Belle deneyleri, sırasıyla yaklaşık $500fb^{-1}$ ve $1000fb^{-1}$ integre edilmiş ışınlık toplamıştır. CLEO-c ise $\psi(3770)$ rezonansında $0.5\,fb^{-1}$ ve bunun yanında ${D_s}^+{D_s}^-$ üretimi için eşik değeri üzerinde $0.3\,fb^{-1}$ civarında integre edilmiş ışınlık toplamıştır. BESIII dedektörü 2010 ve 2011 çalıştırmalarında şimdiye kadar yaklaşık $3\,fb^{-1}$ ışınlık toplamıştır.

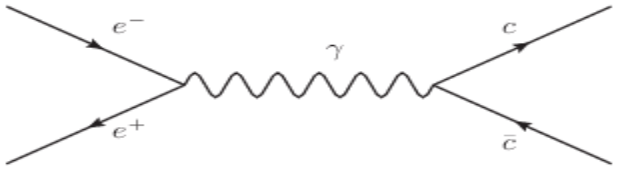
Hadron çarpıştırıcılarında üretim tesir kesitleri önemli ölçüde yüksektir. 7 TeV kütle-merkezi enerjisi ile LHC'de proton-proton çarpıştırıcılarında $c\bar{c}$ çiftleri üretmek için tesir kesiti yaklaşık 6 mb'dır, örneğin $\Upsilon(4S)$ rezonansında çalışan e^+e^- çarpıştırıcısıyla karşılaştırıldığında bu tesir kesiti yaklaşık 6 mertebe daha büyüktür. Bu değer LHCb algılanmasında D^0 üretimi için yaklaşık 1.5 mb tesir-kesitine karşılık gelir. Bu sayı $\sqrt{s} = 1.96\,TeV$ ile Tevatron'da proton-antiproton çarpışmaları için dedektör algılamasının içinde $13\,\mu b$ olarak ölçülen CDF'deki eşdeğeri ile karşılaştırılabilir. Bu çalışma aşamasında LHCb yaklaşık $1.8\,fb^{-1}$ toplarken, CDF yaklaşık $10\,fb^{-1}$ toplamıştır, bu ışınlıklarda ilgili dedektör algılamaları içinde 1.3×10^{11} ve 2.7×10^{12} D^0 mezonları üretilmiştir.

Hadron çarpıştırıcılarında tılsım (charm) kuarkların üretimi yüksek hızlılıklara sahip hızlandırılmış (boosted) kuarklarla sonuçlanan asimetrik çarpışmalarda baskın olarak oluşmaktadır. Bu nedenle, LHCb tılsım bozunmalarının bozunma zamanına bağlı çalışmaları gerçekleştirmek için ideal olarak uygundur. Aynı zamanda, LHC' de $c\bar{c}$ tesir–kesiti hadronik ortam için yeteri kadar düşük arkaplan seviyeleri sağlayan toplam esnek olmayan tesir-kesitinin yaklaşık %10 'u kadardır. Burada bahsedilen e^+e^- çarpıştırıcı deneylerinin yaklaşık tam katı açı kapsaması, tespit edilmemiş yüksüz parçacıkları içeren bozunmaları analiz etmek için ya da kapsamlı çalışmalar için onları çok güçlü bir araç haline getirmektedir.

Burada, elektron pozitron çarpışmasında $c\bar{c}$ kuarkların üretildiği süreç incelenmiştir. $e^+e^- \to c\bar{c}$ süreci $e^+e^- \to D\overline{D}$ sürecine sürekli arkaplan katkısı olarak geleceğinden burada ayrıntılı olarak incelenecektir.

5.1 $e^-e^+ \to \gamma, Z \to c\bar{c}$ Üretim Tesir Kesiti Hesabı

$e^-e^+ \to \gamma \to c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı Şekil 5.1.'deki gibidir;



Şekil 5.1 $e^-e^+ \to \gamma \to c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı

Bu süreç için genlik ifadesi şu şekilde yazılır;

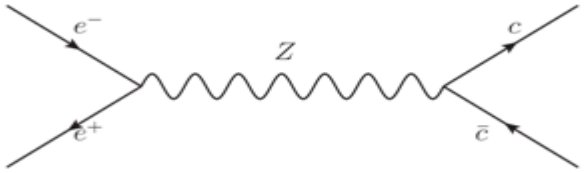
$$M_1 = -\frac{g_e^2 Q_c}{q^2}\,[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1)]\, g_{\mu\nu}\,[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu v(p_4)] \tag{5.1}$$

Bu genliğin karesi alındığında aşağıdaki ifade bulunur

$$|M_1|^2 = \frac{N_c Q_c^2 [8\, g_e^4\ (2m_c^4 + t^2 + 2m_c^2(s-t-u) + u^2)]}{s^2} \tag{5.2}$$

Burada Q_c, c kuarkın yükü, N_c renk faktörü, s kütle merkezi enerjisinin karesidir. Burada s, t ve u Mandelstam değişkenleridir. m_c ise c kuarkın kütlesidir ve g_e elektromanyetik bağlanma sabitidir.

$e^-e^+ \to Z \to c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı ise şekil 5.2'deki gibidir



Şekil 5.2 $e^-e^+ \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$ süreci için Feynman diyagramı

Bu süreç (Şekil 5.2) için genlik ifadesi şu şekilde yazılır

$$M_2 = -\frac{g_z^2 Q_c}{4(q^2 - m_z^2) + im_z\Gamma_z}\,[\bar{v}(p_2)\gamma^\mu(c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]$$

$$\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_z^2}\right)[\bar{u}(p_3)\gamma^\nu(c_V^c - c_A^c\gamma^5)v(p_4)] \qquad (5.3)$$

Bu genliğin karesi alındığında aşağıdaki ifade bulunur

$$|M_2|^2 = N_c[g_z^4\big(2(c_A^{e2}+c_V^{e2})(c_A^{c2}-c_V^{c2})m_f^2 s — (-4c_A^e c_A^c c_V^e c_V^c\big) + c_A^{e2}(c_A^{c2}+c_V^{c2}) + c_V^{e2}(c_A^{c2}+c_V^{c2}))\,(m_c^2 - t)^2)) - (4c_A^e c_A^c c_V^e c_V^c) + c_A^{e2}(c_A^{c2}+c_V^{c2}) + c_A^{e2}(c_A^{c2}+c_V^{c2}))(-m_c^2 + s + t)^2 / [\left(2\left(m_z^4 + s^4 + m_z^2\left(-2s^2 + \Gamma_z^2\right)\right)\right)] \qquad (5.4)$$

Benzer şekilde, burada c kuarkın yükü Q_c dir, renk faktörü N_c, kütle merkezi enerjisinin karesi s' dir. Ayrıca, Mandelstam değişkenleri s,t ve u dur. m_c ise c kuarkın kütlesi, ve m_z ise Z bozonunun kütlesidir. Bu diyagramların girişim terimi aşağıdaki gibi yazılır

$$M_1 M_2^\dagger = (g_e^2 g_z^2\, N_c Q_c(m_z^2 - s)(c_A^e c_A^c s(-2m_c^2 + s + 2t) + c_V^e c_V^c(2m_c^4 + s^2 - 4m_c^2 t + 2st + 2t^2)))/(2(\Gamma_z^2 m_z^2 + (m_z^2 - s)^2)s) \qquad (5.5)$$

İki sürecin toplam genliği ise, $|\mathrm{M}|^2 = |\mathrm{M}_1|^2 + |\mathrm{M}_2|^2 + 2\mathrm{M}_1\,\mathrm{M}_2^{\dagger}$ formülünden bulunur. Elektron pozitron çarpışmasında $\mathrm{e^-e^+} \to \gamma, \mathrm{Z} \to \mathrm{c\bar{c}}$ süreci, rezonanslar için bir arkaplan oluşturur. Bu sürecin diferansiyel tesir kesiti ise şu şekildedir;

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dt}} = \frac{|\mathrm{M}|^2}{16\pi \mathrm{s}^2} \tag{5.6}$$

(5.6) denkleminde $|\mathrm{M}|^2$ ve s^2 yerine konulduğunda diferansiyel tesir kesiti değeri elde edilir. Bu hesap D mezonların üretimindeki tesir kesiti hesabındaki arkaplan terimine katkı getirmektedir.

Burada $\mathrm{e^+e^-} \to \gamma^* \to \mathrm{c\bar{c}}$ sürecini ayrıntılı olarak inceleyelim. Mathematica ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi elde edilmiştir

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dt}} = \frac{\mathrm{g_e^4\ N_c Q_c^2}}{8\pi s^4}[2m_c^4 + s^2 - 4m_c^2 t + 2st + 2t^2] \tag{5.7}$$

Aynı sureç CalcHEP ile hesaplandığında $|M|^2$ ifadesi aşağıdaki gibidir,

$$|M|^2 = \frac{32\mathrm{g_e^4}}{3s^2}[2(p_1.p_3)^2 - 2(p_1.p_3)(p_1.p_2) + (p_1.p_2)^2 + (p_1.p_2)m_c^2] \tag{5.8}$$

$(p_1.p_3) = (m_c^2 - t)/2$, $(p_1.p_2) = s/2$ ve eşitlik (5.8)'deki $|M|^2$ eşitliği, $d\sigma/dt = |\mathrm{M}|^2/16\pi s^2$ formülünde yerine konulduğunda Mathematica ile hesaplanan eşitlik olan (5.7) ile aynı sonucu verdiği görülmüştür. Burada $t = (m_c^2 - s/2) + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_3|\cos\theta$ ve kütle merkezi sisteminde momentum büyüklükleri $|\vec{p}_1| = \sqrt{s}/2$ ve $|\vec{p}_3| = \sqrt{1 - 4m_c^2/s}\ \sqrt{s}/2$ ile verilir. Bu süreç için tılsımlı kuarkların açıya bağlı diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta} = \frac{|M|^2}{32\pi \mathrm{s}}\sqrt{1 - \frac{4\mathrm{m_c^2}}{\mathrm{s}}}$$

$$= \frac{g_e^4 N_c Q_f^2}{24\pi s^2}\sqrt{1-\frac{4m_c^2}{s}}[s(1+\cos^2\theta)+4m_c^2(1-\cos^2\theta)]$$

$$= \frac{N_c Q_f^2 \pi\alpha^2}{2s}\sqrt{1-\frac{4m_c^2}{s}}\left[(1+\cos^2\theta)+\frac{4m_c^2}{s}(1-\cos^2\theta)\right] \quad (5.9)$$

Yukarıdaki denklemde $m_c = 0$ alınırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{g_e^4 N_c Q_f^2}{24\pi s}(1+\cos^2\theta) = \frac{N_c Q_f^2 \pi\alpha^2}{2s}(1+\cos^2\theta) \quad (5.10)$$

Bu ifade $\cos\theta$'ya göre simetrik bir davranış gösterir. Bunun nedeni s kanalında etkileşmedeki aracı parçacığın fotonun vektör tipli bir etkileşmeye sahip olmasıdır.

$e^+e^- \to \gamma^* \to c\bar{c}$ sürecinin diferensiyel tesir kesitinden faydalanarak sürekli arkaplan terimi aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\sigma = \frac{1}{192\pi s^{5/2}} N_c\sqrt{-4m_c^2+s}\left(32g_e^4 m_c^2 Q_c^2 + 16g_e^4 Q_c^2(s+2m_c^2)\right)$$

$$= \frac{1}{12\pi s^{5/2}} N_c\sqrt{-4m_c^2+s}\, g_e^4 Q_c^2\left(2m_c^2+(s+2m_c^2)\right) \quad (5.11)$$

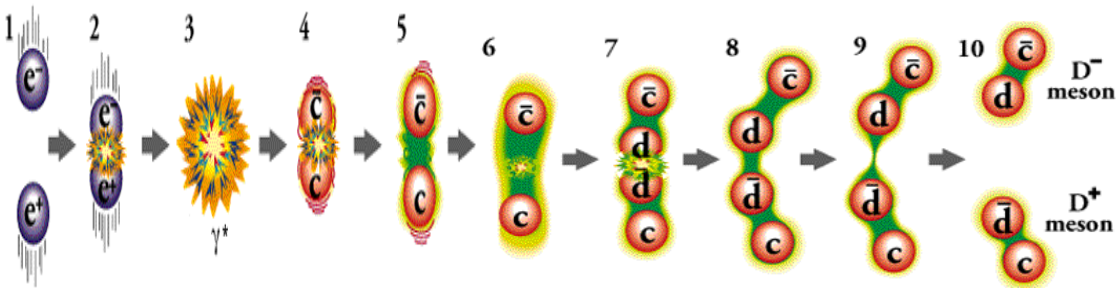
Burada $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$ değeri yerine konulursa tesir kesiti ifadesi şu hale gelir

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{3s^{5/2}}(-4m_c^2+s)^{1/2}\left(4N_c Q_c^2(s+4m_c^2)\right) \quad (5.12)$$

Burada pay ve payda $(s-4m_c^2)$ ile çarpılarak, $\pi\alpha^2 4N_c Q_c^2 (s-4m_c^2)^{\frac{3}{2}}(s+4m_c^2)/[3s^{5/2}(s-4m_c^2)]$ ifadesi elde edilir. Bu formul arkaplan katkısını rezonanslarla birlikte modellemek için kullanılabilir.

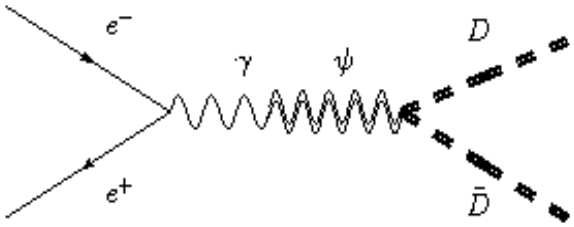
5.2 $e^-e^+ \rightarrow D\bar{D}$ Üretim Tesir Kesiti Hesabı

Elektron ve pozitron yüksek enerjilerde çarpıştıklarında yok olarak $\psi(c\bar{c})$ vektör mezonunu rezonansta üretirler. Bu mezon ise D mezonlarına bozunur.

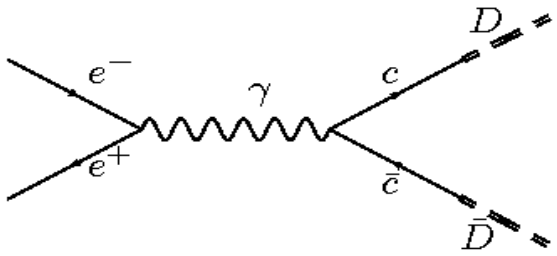


Şekil 5.3 $e^-e^+ \rightarrow \gamma^*/\psi \rightarrow D\bar{D}$ sürecinin görsel olarak gösterimi.

D mezon üretimi için önemli Feynman diyagramları şekil 5.4 - 5.5'de gösterilmiştir;



Şekil 5.4 $e^-e^+ \rightarrow \gamma/\psi \rightarrow D\bar{D}$ süreci için Feynman diyagramı



Şekil 5.5 $e^-e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow D\bar{D}$ süreci için Feynman diyagramı

$D\bar{D}$ üretimi için diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{|M|^2}{64\pi^2}\frac{|\vec{p}'|}{|\vec{p}|} \tag{5.13}$$

burada $|\vec{p}| = \sqrt{s}/2$, ve $|\vec{p}'| = \sqrt{s - 4m_D^2/2}$ ile verilir. Toplam genlik iki diyagram ile ilgili genliklerin toplamını içermektedir, $M = M_a + M_b$;

$$M_a = g_e^2 Q_c f_\psi m_\psi \frac{1}{s[s - m_\psi^2 + i m_\psi \Gamma_\psi]} g_{\psi D\bar{D}} (p_3 - p_4)^\mu \bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) \quad (5.14)$$

$$M_b = g_e^2 C_{D\bar{D}}(s) \frac{1}{s} (p_3 - p_4)^\mu \bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) \quad (5.15)$$

burada g_e elektromanyetik bağlanma sabiti, $g_{\psi D\bar{D}}$ mezonlar için etkin bağlanma sabiti, f_ψ bozunma sabiti ve Q_c sihirli kuarkın yüküdür. $C_{D\bar{D}}(s)$ sürekli katkı terimini tanımlar. Toplam genlikte ortak terimler paranteze alınırsa

$$M = \frac{g_e^2}{s}\left[C_{D\bar{D}}(s) + \frac{g_{\psi D\bar{D}} Q_c f_\psi m_\psi}{s - m_\psi^2 + i m_\psi \Gamma_\psi}\right](p_3 - p_4)^\mu \bar{v}(p_2)\gamma^\mu u(p_1) \quad (5.16)$$

elde edilir. Genliğin karesi ifadesinde Lorentz kısmının izi aşağıdaki gibi hesaplanabilir

$$(p_3 - p_4)^\mu (p_3 - p_4)^{\mu'} \mathrm{Tr}\left[\gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \not{p}_2\right] = (p_3 - p_4)^\mu (p_3 - p_4)^{\mu'} p_1^\alpha p_2^\beta \mathrm{Tr}\left[\gamma_\mu \gamma_\alpha \gamma_{\mu'} \gamma_\beta\right]$$

$$= 4(p_3 - p_4)^\mu (p_3 - p_4)^{\mu'} p_1^\alpha p_2^\beta \left(g_{\mu\alpha} g_{\mu'\beta} - g_{\mu\mu'} g_{\alpha\beta} + g_{\mu\beta} g_{\alpha\mu'}\right)$$

$$\begin{aligned} = 4\{&[(p_3 - p_4)\cdot p_1]\,[(p_3 - p_4)\cdot p_2] - \\ &[((p_3 - p_4)\cdot(p_3 - p_4))(p_1 \cdot p_2)] + \\ &[(p_3 - p_4)\cdot p_2][p_1(p_3 - p_4)]\} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Bu ifade biraz daha düzenlenirse

$$(p_3 - p_4)^\mu (p_3 - p_4)^{\mu'} \mathrm{Tr}\left[\gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \not{p}_2\right] = \{[(p_3 \cdot p_1 - p_4 \cdot p_1)(p_3 \cdot p_2 - p_4 \cdot p_2)]$$

$$-[(p_3^2 - 2p_3 \cdot p_4 + p_4^2)(p_1 \cdot p_2)] +$$

$$[(p_3 \cdot p_2 - p_4 \cdot p_2)(p_1 \cdot p_3 - p_1 \cdot p_4)]\} \quad (5.18)$$

Burada $p_1 \cdot p_2 = s/2$, $p_1 \cdot p_3 = (-t + m_D^2)/2$, $p_1 \cdot p_4 = (-u + m_D^2)/2$, $p_2 \cdot p_3 = (-u + m_D^2)/2$, $p_2 \cdot p_4 = (-t + m_D^2)/2$, $p_3 \cdot p_4 = (s - 2m_D^2)/2$ şeklindedir. Mandelstam değişkenleri cinsinden yazılan dörtlü momentum çarpımları denklem (5.18)'de yerine konulursa,

$$(p_3 - p_4)^{\mu}(p_3 - p_4)^{\mu'} \mathrm{Tr}\left[\gamma_{\mu} \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \not{p}_2\right] = -8(m_D^4 - 2m_D^2 t + t(s + t)) \tag{5.19}$$

ifadesi elde edilir. Bu durumda diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} \tag{5.20}$$

Tesir kesiti ifadesi

$$\sigma = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{|M|^2}{16\pi s^2} dt \tag{5.21}$$

şeklindedir. Burada $|M|^2$ ifadesi

$$|M|^2 = \frac{g_e^4}{s^2}\left|C_{D\bar{D}}(s) + \frac{g_{\psi D\bar{D}} Q_c f_{\psi} m_{\psi}}{s - m_{\psi}^2 + i m_{\psi} \Gamma_{\psi}}\right|^2 [-8(m_D^4 - 2m_D^2 t + t(s + t))] \tag{5.22}$$

ile verilir. Denklem (5.21)'deki tesir kesiti ifadesinde, $|M|^2$ eşitliği yerine konulur ve $t_{min} = m_d^2 - 1/2 * \sqrt{s}(\sqrt{s} + \sqrt{-4m_D^2 + s})$ ve $t_{max} = m_d^2 + 1/2 * (-s + \sqrt{s}\sqrt{-4m_D^2 + s})$ üzerinden integre edilirse $e^+e^- \to \psi \to D\bar{D}$ süreci için tesir kesiti aşağıdaki gibi bulunur

$$\sigma(e^+e^- \to \psi \to D\bar{D}) = \frac{\pi\alpha^2}{3} \frac{(s - 4m_D^2)^{3/2}}{s^{5/2}} \left|C_{D\bar{D}}(s) + \frac{g_{\psi D\bar{D}} Q_c f_{\psi} m_{\psi}}{s - m_{\psi}^2 + i m_{\psi} \Gamma_{\psi}}\right|^2 \tag{5.23}$$

Kütle merkezi enerjisi 3 – 4 GeV aralığında olduğunda, elektron-pozitron çarpışmasında *D*-mezon çifti üretimi $e^+e^- \to D\bar{D}$ süreci için toplam tesir kesiti, yakın rezonansların da katkısı hesaba katılarak aşağıdaki gibi hesaplanabilir

$e^-e^+ \to \psi \to D\bar{D}$, D^+D^- elektron-pozitron yokolması sürecinde D^+D^- veya $D^0\bar{D}^0$ üretim tesir kesiti şu şekilde verilir;

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{3}\frac{(s-4m_D^2)^{3/2}}{s^{5/2}}\left|C_{D\bar{D}}(s) + \frac{2}{3}\sum_i \frac{g_{\psi_i D\bar{D}}\, f_{\Psi_i}\, m_{\psi_i}\, e^{i\phi_i}}{s - m_{\psi_i}^2 + i m_{\psi_i}\Gamma_i}\right|^2 \quad (5.24)$$

burada $C_{D\bar{D}}(s)$ sürekli arkaplan terimidir. Genellikle propagator yapısındadır ve deney verisine fit edilirken iki parametreli olarak kullanılabilir. m_{ψ_i} *ve* Γ_{ψ_i} sırasıyla i. rezonans parçacığın kütlesi ve bozunma genişliğidir. Ayrıca, $e^{i\phi_i}$ rezonans ile ilgili faz çarpanıdır. Toplam terimi ise, rezonansı $\psi(3770)$ yakınındaki tüm rezonansların katkısını içerir. Burada f_{ψ_i} bozunma sabitidir, $g_{\psi_i D\bar{D}}$ ise ψ_i rezonansının bağlaşımıdır ve aşağıdaki gibi tanımlanmıştır;

$$< D(p_1)\bar{D}(p_2)|\psi(p)_i >= -g_{\psi_i D\bar{D}}\epsilon^{\lambda}.(p_1 - p_2)(2\pi)^4\delta^4(p - p_1 - p_2) \quad (5.25)$$

Burada ϵ^{λ}, ψ_i mezonunun polarizasyon vektörüdür, λ polarizasyon durumu için kullanılır. ψ_i mezonunun bozunma sabiti f_{ψ_i} aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$< 0|\bar{c}\gamma_\mu c|\psi_i >= f_{\psi_i} m_{\psi_i}\epsilon_\mu^{\lambda} \quad (5.26)$$

Sayısal değerler kullanılarak, tesir kesiti hesabı yapıldığında σ=7.5 nb olarak bulunur. Bu değer CLEO' nun 2010 düzeltmesine göre σ=6.38 nb olarak elde edilir. O halde bir parçacık fabrikasında D mezonların üretimi için tesir kesiti ~7 nb'dır.

5.3 Rezonanslar ve Breit-Wigner Formu

S_1 ve S_2 spinli parçacıkların çarpışmasında üretilen spin-J rezonans için spin-ortalamalı Breit-Wigner tesir kesiti

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)}\frac{\pi}{k^2}\frac{B_{gelen}B_{giden}\Gamma_{top}^2}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma_{top}^2}{4}}$$

$$= \sigma_0 \frac{\Gamma_{top}^2/4}{(E-E_R)^2+\frac{\Gamma_{top}^2}{4}} \quad (5.27)$$

Burada k kütle merkezi momentumu, E kütle merkezi enerjisi, B_{gelen} ve B_{giden} gelen ve giden kanallarına rezonansın dallanma oranlarıdır. $(2S+1)$ faktörleri gelen parçacık durumlarının çokluğudur, ve fotonlar için 2 olarak alınır. Bu ifade sadece izole edilmiş durumlar için geçerlidir. Eğer genişlik küçük değilse, Γ_{top} genişliği E'den bağımsız bir sabit olarak ele alınamaz. σ_{BW} için pek çok başka biçimler de vardır, bunlar dar-genişlik durumunda burada verilen formül ile eşdeğerdir. Eğer rezonans genişse, diğer formların bazıları daha uygun olabilir. Yukarıdaki formülde son ifade özellikle ψ mezon rezonansları verisine fit için uygun formdadır. Bu tesir kesiti ifadesi 3 bağımsız parametre ile modellenebilir.

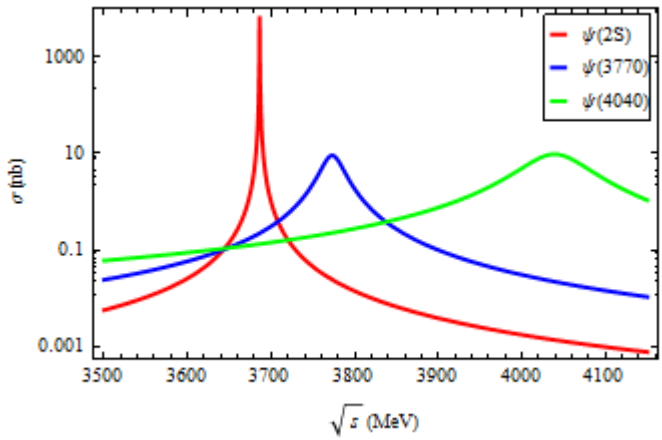
Elektron pozitron çarpışmasında bir rezonans üretimi ve son duruma geçişi süreci $e^+e^- \rightarrow R \rightarrow f$ için relativistik Breit-Wigner tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma_{BW} = \frac{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_f}{(E^2-m^2)^2+m^2\Gamma_{top}^2} \quad (5.28)$$

Burada Γ_{ee} ilk duruma $(\mathrm{R} \rightarrow \mathrm{e^+e^-})$ leptonik bozunma genişliği, Γ_f ise $(\mathrm{R} \rightarrow \mathrm{f})$ son duruma bozunma için genişliktir. Bu ifade daha iyi bir form olarak bilinen kinematik bağımlılıkları da içerebilir, relativistik formda $\mathrm{m}\Gamma_{top}$ yerine $\sqrt{s}\Gamma_{top}(s)$ alınarak, eğer rezonans kütlesi $\sqrt{s}$ ise rezonans parçacığın genişliği $\Gamma_{top}(s)$ olmalıdır (EK 4).

Relativistik Breit-Wigner tesir kesiti ifadesinde $\psi(3770)$ için toplam genişlik $\Gamma_{top} = 27.2$ MeV, elektron pozitrona bozunma genişliği $\Gamma_e = 0.262 \times 10^{-3}$ MeV, son durumda hadronlara bozunma genişliği $\Gamma_f = 25.04$ MeV ve kütle $m = 3773$ MeV alınmıştır. $\psi(2S)$ için $\Gamma_{top} = 304.0 \times 10^{-3}$ MeV, $\Gamma_e = 2.35 \times 10^{-3}$ MeV, $\Gamma_f = 297.464 \times 10^{-3}$ MeV ve $m = 3686.109$ MeV alınmıştır. $\psi(4040)$ için $\Gamma_{top} = 80.0$ MeV, $\Gamma_e = 0.86 \times 10^{-3}$ MeV, $\Gamma_f = 80.0$ MeV ve $m = 4039$ MeV alınmıştır. Böylece

Relativistik Breit-Wigner tesir kesitinin enerjiye bağlı grafiği Mathematica (Wolfram 2003) ile aşağıdaki gibi çizilmiştir (Şekil 5.6).



Şekil 5.6 Relativistik Breit-Wigner tesir kesitinin enerjiye bağlı grafiği

İlk durum parçacıklarının foton yayması sonucu kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s'} = \sqrt{s(1-x)}$ şeklinde değişir. Burada x yayılan fotonların enerjisi ile ilgili bir parametredir ve $\sqrt{s}$ de elektron-pozitron kütle merkezi enerjisidir. Böylece ışımaların da etkisiyle relativistik Breit-Wigner tesir kesiti aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\sigma_{BW}(s') = \frac{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_f}{(s'-m^2)^2+m^2\Gamma_{top}^2} \tag{5.29}$$

Elektron pozitron çarpıştırıcısında tılsım mezon rezonanslarının özellikleri, saçılma süreci $e^-e^+ \to \psi \to f$ ile ölçülmüştür (Ablikim 2006, Besson 2006), burada f son durumu, $D\bar{D}$ mezonlar veya diğer hadronlar olabilir.

6. OLAY ÜRETİCİLER

6.1 Rastgele Sayı Üretimi

Monte Carlo olay üreticilerin temelinde rastgele sayı üretimi vardır. Belirli fizik yasaları çerçevesinde bir sürecin oluşma olasılığı bu olay üreticileri ile hesaplanabilir. Rastgele sayı üreticisi, rastgele sayı dizisi üreten bir bilgisayar programıdır.

6.2 Pythia Olay Üreticisi

Pythia (Sjostrand 2003), Yüksek Enerji Fiziğinde parçacıkların çarpışması sonucu üretilen olayların benzetimi (simülasyonu) için kullanılır. SM ve SM ötesi modellerin öngörüleri çerçevesinde 2→1, 2→2 ve bazı 2→3 süreçlerinin hesaplanması ile parçacıkların bozunma ve dallanma oranı ile olay bilgisini veren bir MC olay üreticidir.

Tılsım fabrikasında olay üretimi ile ilgili süreç doğrudan bulunmamaktadır. Düşük enerjilerde Pythia'da $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ sürecinde ψ rezonansları ekli olmadığı için istenen olaylar üretilememektedir; ancak $f\bar{f} \rightarrow \gamma^*/Z/Z'$, $f\bar{f} \rightarrow f'\bar{f}'$ süreçleri Pythia' da bulunmaktadır.

Pythia ile yapılan çalışmada, Pythia 6.4'de tanımlı olan PY1ENT() ve PY2ENT() fonksiyonları kullanılarak olay üretimi yapılmıştır. Olay üretimi için bir program yazılmıştır. Bu program şu şekildedir;

```
IMPLICIT DOUBLE PRECISION(A-H, 0-Z)
CALL PY2ENT(0,4,-4,3.8D0)
CALL PYLIST(1)
END
```

Burada PY2ENT() alt programında birinci parametrenin değeri 0, olaydaki parton/parçacık satır numarasını, 4 c kuarkı, -4 $\bar{c}$ kuarkı ve 3.8 ise sistemin kütle merkezi enerjisini göstermektedir. Bu program çalıştırıldığında şu şekilde bir çıktı elde edilmiştir;

Çizelge 6.1 Pythia olay listesi

Event listing (summary)

I	particle/jet	KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	(c)	A 12	4	0	0.000	0.000	1.166	1.900	1.500
2	(cbar)	V 11	-4	0	0.000	0.000	-1.166	1.900	1.500
3	(string)	11	92	1	0.000	0.000	0.000	3.800	3.800
4	(D0)	11	421	3	0.107	0.178	0.301	1.900	1.865
5	(Dbar0)	11	-421	3	-0.107	-0.178	-0.301	1.900	1.865

Çizelge 6.1, $e^{-}e^{+} \rightarrow D^{0}\overline{D^{0}}$ süreci için olay listesini göstermektedir. Pythia'da oluşturulan program çalıştırıldığında olay sayısı 269' dan büyük olduğunda bir problem olduğu ve programın düzgün çalışmadığı görülmüştür. Bu sorunun ise, $c\bar{c}$ sisteminin yaklaşık eşit olasılıkla $D^{0}\overline{D^{0}}$ ve $D^{+}D^{-}$ geçişinin kararsız olmasından kaynaklandığı görülmüştür. Bu sorun $D^{0}\overline{D^{0}}$ ve $D^{+}D^{-}$ olayları ayrı ayrı üretilerek çözülmüştür.

Daha sonra yazılan programa CALL PYEDIT(3) eklenerek olaydaki yüklü parçacıklar çağrılarak, yüksüz parçacıklar olay listesinden çıkarılmıştır. Bu durumda yük çokluğu olay listesi elde edilmiştir. Yük çokluğu olay listesinden bir örnek Çizelge 6.2'deki gibidir;

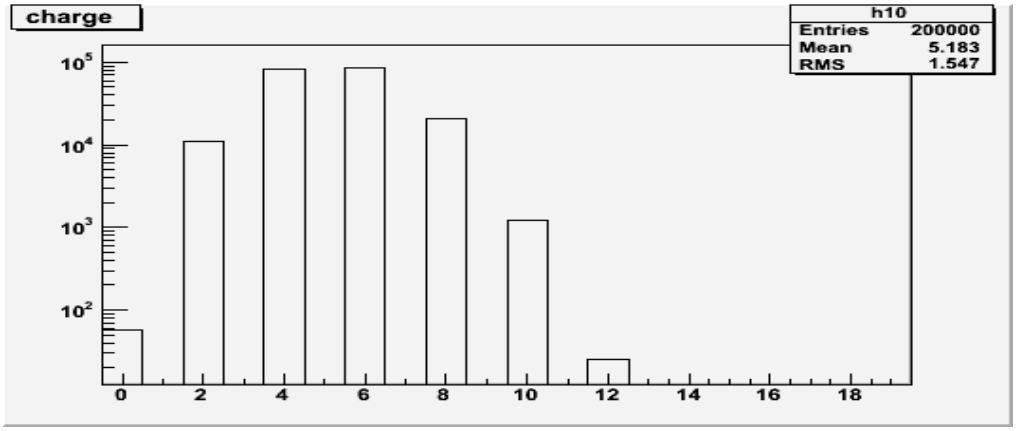
Çizelge 6.2 Yük çokluğu olay listesi

Event listing (summary)

I	particle/jet	KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	e+	1	-11	0	-0.149	0.177	0.198	0.305	0.001
2	pi-	1	-211	0	0.160	-0.075	-0.182	0.289	0.140
3	K+	1	321	0	0.678	0.301	-0.640	1.097	0.494
4	pi-	1	-211	0	-0.678	-0.301	0.274	0.803	0.140
5	K-	1	-321	0	0.034	-0.311	0.544	0.798	0.494
6	pi+	1	211	0	0.127	0.206	-0.049	0.284	0.140
		sum:	0.00		0.171	-0.002	0.145	3.576	3.569

pion: 3 Kaon: 2
Electron: 1 MUON: 0 TAU: 0

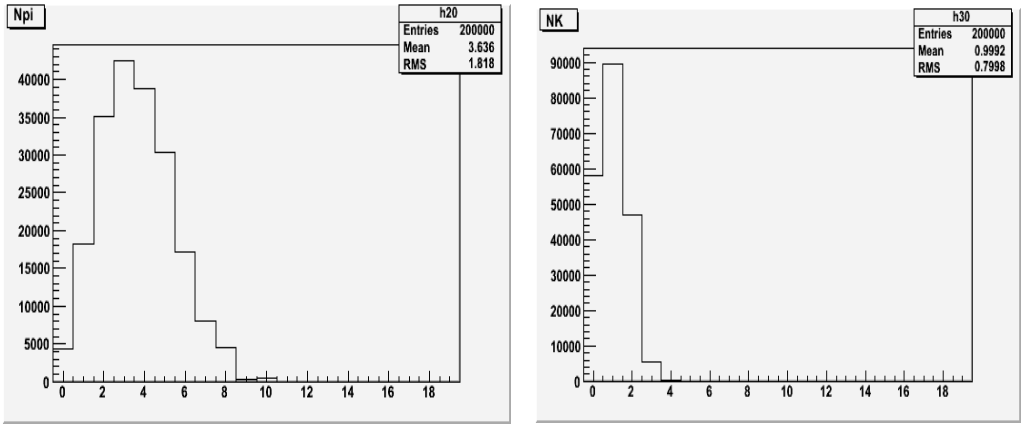
Çizelge 6.2, üretilen olaylarda hangi yüklü parçacıktan kaç tane çıktığını göstermektedir. Bu olay listelerinden yola çıkılarak yük çokluğu histogramları elde edilmiş, Pion ve Kaonların enerji dağılımları elde edilmiştir. Yük çokluğu histogramı şekil 6.1'deki gibi elde edilmiştir;

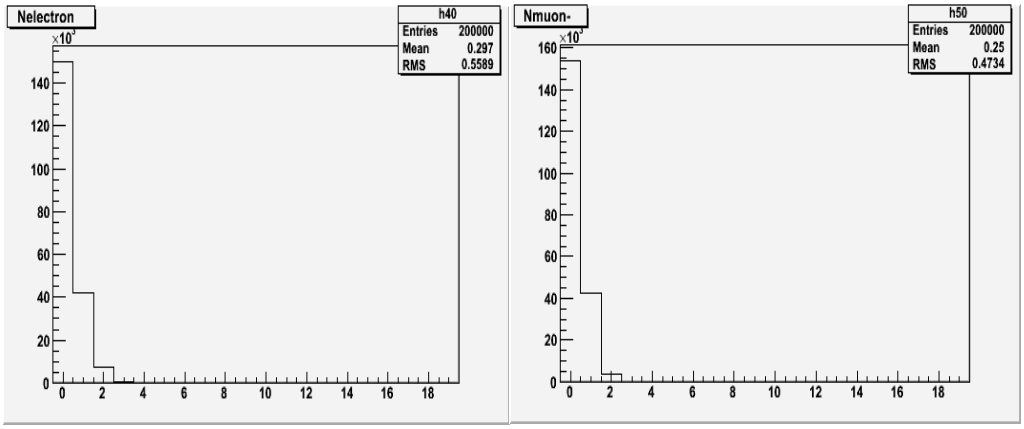


Şekil 6.1 Yük çokluğu histogramı

Şekil 6.1 yük çokluğu histogramına bakıldığında Pythia ile üretilen olaylarda 6 tane ve 4 tane yüklü parçacıktan en fazla sayıda üretildiği diğerlerinin ise daha az sayılarda üretildiği görülmüştür.

Yüklü parçacık çokluğu histogramları ise şekil 6.2'deki gibidir;

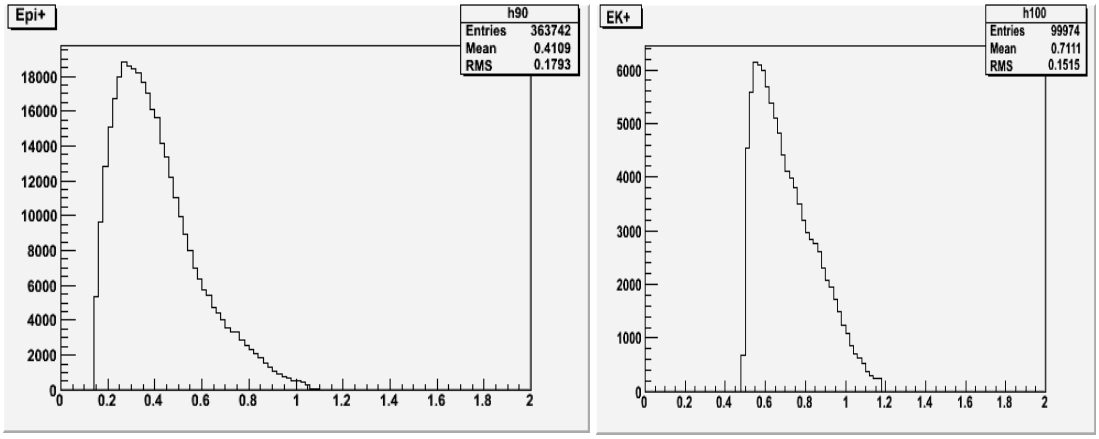




Şekil 6.2 Yüklü parçacık çokluğu histogramları

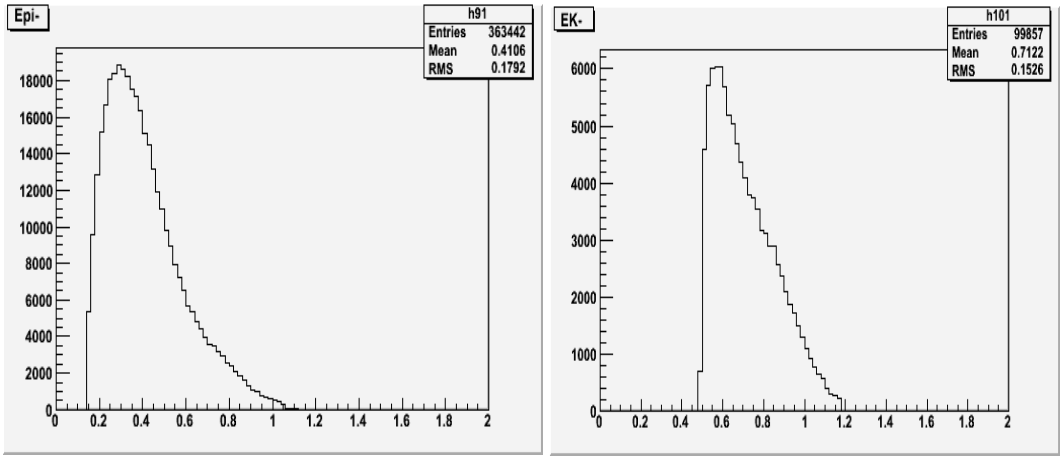
Şekil 6.2'deki ilk histograma bakıldığında 200K (200 000) olaydan ~42K olayın 3 tane yüklü pion, ~38K olayın ise 4 tane yüklü pion verdiği görülür.

Olay listelerinden yola çıkılarak pozitif yüklü pionların ve kaonların enerji dağılımları şekil 6.3'deki gibi elde edilmiştir.



Şekil 6.3 Pozitif yüklü kaonların (sağ) ve pionların (sol) enerji dağılım histogramları

Olay listelerinden yola çıkılarak negatif yüklü pionların ve kaonların enerji dağılımları ise Şekil 6.4'deki gibi elde edilmiştir.



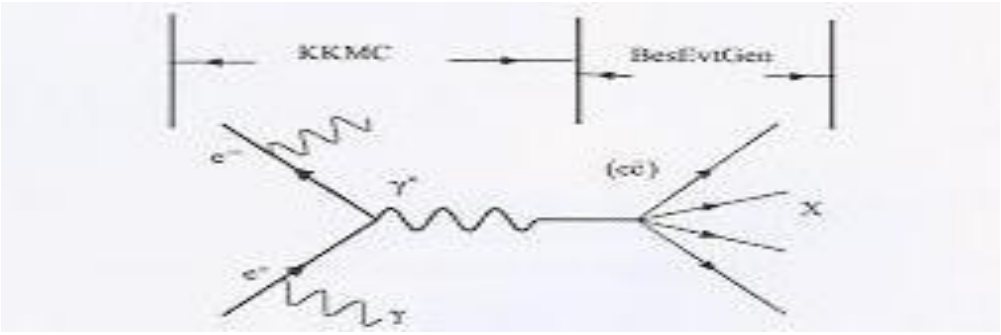
Şekil 6.4 Negatif yüklü kaonların (sağ) ve pionların (sol) enerji dağılım histogramları

Şekil 6.4'deki histogramlara bakılarak, tasarlanacak olan bir dedektörün duyarlı olacağı hadronik enerji aralığı 0.2 - 1.2 GeV olduğu görülebilir.

6.3 KKMC Olay Üreticisi

KKMC (Jadach 2002), tau lepton çift üretimi eşik enerji değerinden 1 TeV 'e kadar olan kütle merkezi enerjilerinde e^+e^---> $f\bar{f}+n\gamma$, (f=m,t,d,u,s,c,b) süreci için Elektrozayıf Standart Modelin hassas tahminleri üzerine kurulan bir olay üreticidir. KKMC'nin, gelecek lineer çarpıştırıcıları, b, c ve tau fabrikaları için kullanılması uygundur.

BESIII' de KKMC, ISR etkileri ve demet enerji yayılmasını içerecek şekilde charmonium durumlarını üretmek için de kullanılır. Ayrıca KKMC, J/ψ, ψ(2S), ψ(3770), ψ(4040) ve diğer charm rezonanslarını içermektedir.



Şekil 6.5 $e^-e^+ \rightarrow \psi \rightarrow D\overline{D}$ süreci ve KKMC uygulaması

Şekil 6.5'deki sürecin $c\bar{c}$'a kadar olan kısmı KKMC ile hesaplanabilir; ama $c\bar{c} \rightarrow$ hadronlar kısmı ise BestEvtGEn gibi daha özellikli olay üreticiler ile yapılabilmektedir. KKMC rezonans bozunumlarının olay üretimini desteklediği halde, rezonans bozunumu olaylarını ve FSR etkilerini içerecek şekilde BesEvtGen gibi daha güçlü modeller kullanılmaktadır.

KKMC'de bir girdi dosyası oluşturularak program çalıştırılmıştır. çizelge 6.3'deki olay çıktısı elde edilmiştir.

Çizelge 6.3 KKMC olay listesi

Event listing (summary)

I	particle/jet		KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	!e-!		21	11	0	0.000	0.000	1.900	1.900	0.001
2	!e+!		21	-11	0	0.000	0.000	-1.900	1.900	0.001
3	(Z0)		11	23	1	0.000	0.000	0.000	3.800	3.800
4	(c)		13	4	3	-0.669	0.028	1.213	1.900	1.300
5	(cbar)		13	-4	3	0.669	-0.028	-1.213	1.900	1.300
6	(c)	A	12	4	4	-0.669	0.028	1.213	1.900	1.300
7	(cbar)	V	11	-4	5	0.669	-0.028	-1.213	1.900	1.300
8	(string)		11	92	6	0.000	0.000	0.000	3.800	3.800
9	(D+)		11	411	8	0.249	0.195	-0.125	1.900	1.869
10	(D-)		11	-411	8	-0.249	-0.195	0.125	1.900	1.869
11	(K*bar0)		11	-313	9	-0.326	0.251	-0.195	0.984	0.872
12	(rho+)		11	213	9	0.575	-0.056	0.070	0.916	0.708
13	(K0)		11	311	10	-0.239	-0.238	0.006	0.601	0.498
14	(a_1-)		11	-20213	10	-0.010	0.043	0.118	1.299	1.293
15	K-		1	-321	11	-0.249	0.439	-0.212	0.737	0.494
16	pi+		1	211	11	-0.077	-0.187	0.017	0.247	0.140
17	pi+		1	211	12	-0.035	0.126	0.172	0.257	0.140
18	(pi0)		11	111	12	0.610	-0.182	-0.102	0.659	0.135
19	K_L0		1	130	13	-0.239	-0.238	0.006	0.601	0.498
20	(rho-)		11	-213	14	-0.341	-0.008	0.049	0.931	0.865
21	(pi0)		11	111	14	0.331	0.051	0.069	0.368	0.135
22	gamma		1	22	18	0.007	-0.017	0.014	0.023	0.000
23	gamma		1	22	18	0.603	-0.165	-0.115	0.636	0.000
24	pi-		1	-211	20	-0.334	0.094	-0.341	0.506	0.140
25	(pi0)		11	111	20	-0.007	-0.102	0.390	0.425	0.135
26	gamma		1	22	21	0.325	0.019	0.074	0.334	0.000
27	gamma		1	22	21	0.006	0.032	-0.005	0.033	0.000
28	gamma		1	22	25	-0.009	-0.022	-0.004	0.024	0.000
29	gamma		1	22	25	0.001	-0.080	0.394	0.402	0.000
		sum:	0.00			0.000	-0.000	-0.000	3.800	3.800

6.4 CalcHEP Olay Üretici

CalcHEP (Pukhov 2004), Feynman diyagramlarının hesabı, çok parçacık faz uzayı integrali ve olay üretimi için kullanılan bir paket programdır. SM model dosyaları CalcHEP'te hazır olarak gelmektedir. CalcHEP'te kullanıcı kendi model dosyalarını hazırlayabilmektedir. Bu programın düşük enerjilerde kullanımı için bir model dosyası geliştirilmiştir. CalcHEP' te tanımlı olan model dosyaları şu şekildedir;

extlib1.mdl: dışarıdan kütüphane desteği

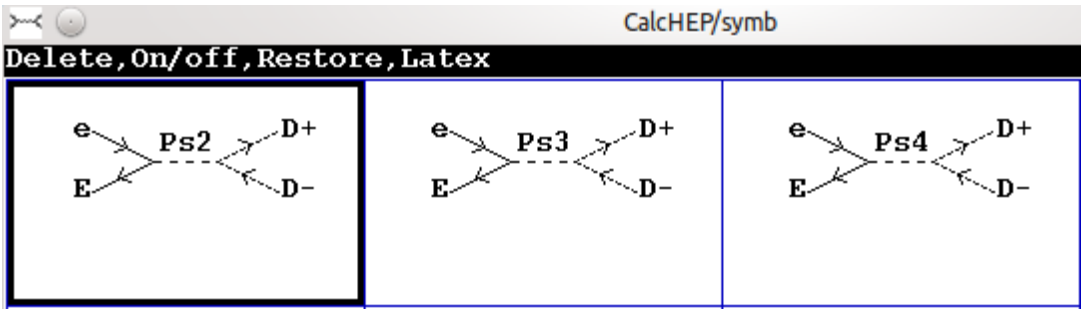
func1.mdl: parametre sınırlamaları

lgrng1.mdl: etkileşme lagranjyeni terimleri

prtcls1.mdl: parçacık bilgileri

vars1.mdl: değişkenler

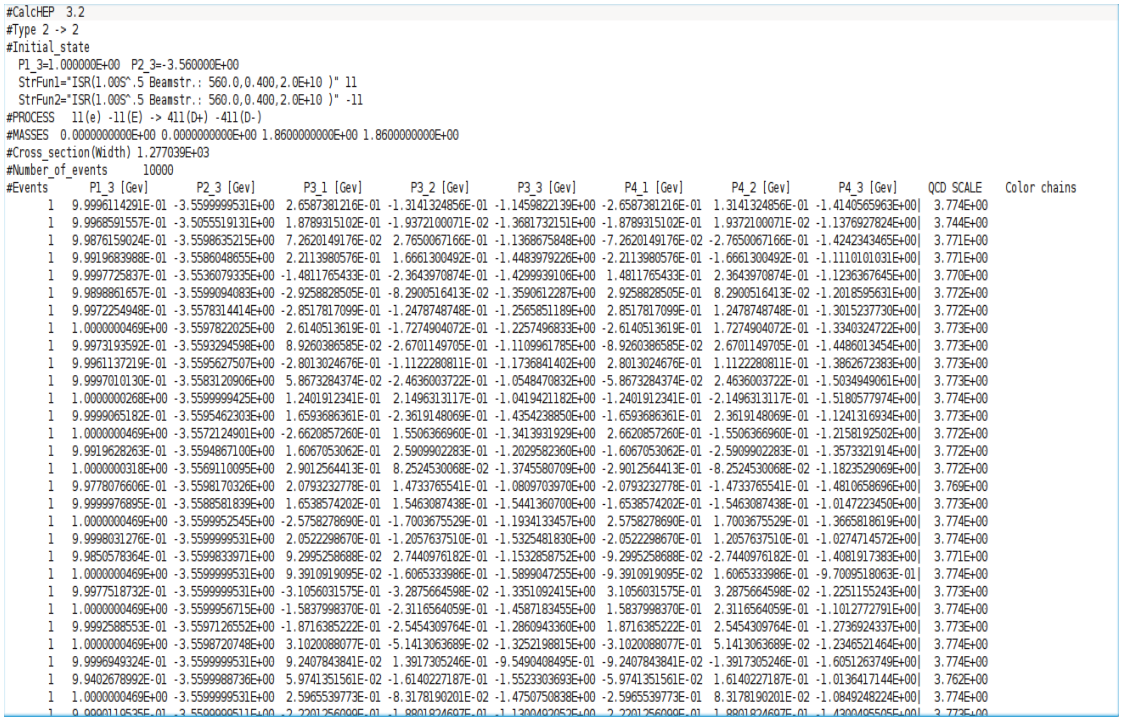
Bu model dosyalarından yararlanılarak özel bir model dosyası oluşturulmuştur. CalcHEP' te oluşturulan modele ψe^+e^- ,ψD^+D^-, ψD^0D^0 etkileşme köşeleri eklenmiş ve kütle, bozunma genişliği, bağlanma sabiti gibi parametreler girilmiştir.



Şekil 6.6 CalcHEP ile yakın üç rezonansa ait diyagramların oluşturulması

Model dosyası oluşturulduktan sonra program çalıştırıldığında çizelge 6.4' deki gibi bir olay listesi elde edilmiştir.

Çizelge 6.4 CalcHEP olay listesi



```
#CalcHEP  3.2
#Type 2 -> 2
#Initial_state
  P1_3=1.000000E+00  P2_3=-3.560000E+00
  StrFun1="ISR(1.00S^.5 Beamstr.: 560.0,0.400,2.0E+10 )" 11
  StrFun2="ISR(1.00S^.5 Beamstr.: 560.0,0.400,2.0E+10 )" -11
#PROCESS   11(e) -11(E) -> 411(D+) -411(D-)
#MASSES  0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 1.8600000000E+00 1.8600000000E+00
#Cross_section(Width) 1.277039E+03
#Number_of_events      10000
#Events       P1_3 [Gev]        P2_3 [Gev]        P3_1 [Gev]        P3_2 [Gev]        P3_3 [Gev]        P4_1 [Gev]        P4_2 [Gev]        P4_3 [Gev]     QCD SCALE    Color chains
      1   9.9996114291E-01 -3.5599999531E+00  2.6587381216E-01 -1.3141324856E-01 -1.1459822139E+00 -2.6587381216E-01  1.3141324856E-01 -1.4140565963E+00|  3.774E+00
      1   9.9968591557E-01 -3.5055519131E+00  1.8789315102E-01 -1.9372100071E-02 -1.3681732151E+00 -1.8789315102E-01  1.9372100071E-02 -1.1376927824E+00|  3.744E+00
      1   9.9876159024E-01 -3.5598635215E+00  7.2620149176E-02  2.7650067166E-01 -1.1368675848E+00 -7.2620149176E-02 -2.7650067166E-01 -1.4242343465E+00|  3.771E+00
      1   9.9919683988E-01 -3.5586048655E+00  2.2113980576E-01  1.6661300492E-01 -1.4483979226E+00 -2.2113980576E-01 -1.6661300492E-01 -1.1110101031E+00|  3.771E+00
      1   9.9997725837E-01 -3.5536079335E+00 -1.4811765433E-01 -2.3643970874E-01 -1.4299939106E+00  1.4811765433E-01  2.3643970874E-01 -1.1236367645E+00|  3.770E+00
      1   9.9898861657E-01 -3.5599094083E+00 -2.9258828505E-01 -8.2900516413E-02 -1.3590612287E+00  2.9258828505E-01  8.2900516413E-02 -1.2018595631E+00|  3.772E+00
      1   9.9972254948E-01 -3.5578314414E+00 -2.8517817099E-01 -1.2478748748E-01 -1.2565851189E+00  2.8517817099E-01  1.2478748748E-01 -1.3015237730E+00|  3.772E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5597822025E+00  2.6140513619E-01 -1.7274904072E-01 -1.2257496833E+00 -2.6140513619E-01  1.7274904072E-01 -1.3340324722E+00|  3.773E+00
      1   9.9973193592E-01 -3.5593294598E+00  8.9260386585E-02 -2.6701149705E-01 -1.1109961785E+00 -8.9260386585E-02  2.6701149705E-01 -1.4486013454E+00|  3.773E+00
      1   9.9961137219E-01 -3.5595627507E+00 -2.8013024676E-01 -1.1122280811E-01 -1.1736841402E+00  2.8013024676E-01  1.1122280811E-01 -1.3862672383E+00|  3.773E+00
      1   9.9997010130E-01 -3.5583120906E+00  5.8673284374E-02 -2.4636003722E-01 -1.0548470832E+00 -5.8673284374E-02  2.4636003722E-01 -1.5034949061E+00|  3.773E+00
      1   1.0000000268E+00 -3.5599999425E+00  1.2401912341E-01  2.1496313117E-01 -1.0419421182E+00 -1.2401912341E-01 -2.1496313117E-01 -1.5180577974E+00|  3.774E+00
      1   9.9999065182E-01 -3.5595462303E+00  1.6593686361E-01 -2.3619148069E-01 -1.4354238850E+00 -1.6593686361E-01  2.3619148069E-01 -1.1241316934E+00|  3.773E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5572124901E+00 -2.6620857260E-01  1.5506366960E-01 -1.3413931929E+00  2.6620857260E-01 -1.5506366960E-01 -1.2158192502E+00|  3.772E+00
      1   9.9919628263E-01 -3.5594867100E+00  1.6067053062E-01  2.5909902283E-01 -1.2029582360E+00 -1.6067053062E-01 -2.5909902283E-01 -1.3573321914E+00|  3.772E+00
      1   1.0000000318E+00 -3.5569110095E+00  2.9012564413E-01  8.2524530068E-02 -1.3745580709E+00 -2.9012564413E-01 -8.2524530068E-02 -1.1823529069E+00|  3.772E+00
      1   9.9778076606E-01 -3.5598170326E+00  2.0793232778E-01  1.4733765541E-01 -1.0809703970E+00 -2.0793232778E-01 -1.4733765541E-01 -1.4810658696E+00|  3.769E+00
      1   9.9999976895E-01 -3.5588581839E+00  1.6538574202E-01  1.5463087438E-01 -1.5441360700E+00 -1.6538574202E-01 -1.5463087438E-01 -1.0147223450E+00|  3.773E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5599952545E+00 -2.5758278690E-01 -1.7003675529E-01 -1.1934133457E+00  2.5758278690E-01  1.7003675529E-01 -1.3665818619E+00|  3.774E+00
      1   9.9998031276E-01 -3.5599999531E+00  2.0522298670E-01 -1.2057637510E-01 -1.5325481830E+00 -2.0522298670E-01  1.2057637510E-01 -1.0274714572E+00|  3.774E+00
      1   9.9850578364E-01 -3.5599833971E+00  9.2995258688E-02  2.7440976182E-01 -1.1532858752E+00 -9.2995258688E-02 -2.7440976182E-01 -1.4081917383E+00|  3.771E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5599999531E+00  9.3910919095E-02 -1.6065333986E-01 -1.5899047255E+00 -9.3910919095E-02  1.6065333986E-01 -9.7009518063E-01|  3.774E+00
      1   9.9977518732E-01 -3.5599999531E+00 -3.1056031575E-01 -3.2875664598E-02 -1.3351092415E+00  3.1056031575E-01  3.2875664598E-02 -1.2251155243E+00|  3.773E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5599956715E+00 -1.5837998370E-01 -2.3116564059E-01 -1.4587183455E+00  1.5837998370E-01  2.3116564059E-01 -1.1012772791E+00|  3.774E+00
      1   9.9992588553E-01 -3.5597126552E+00 -1.8716385222E-01 -2.5454309764E-01 -1.2860943360E+00  1.8716385222E-01  2.5454309764E-01 -1.2736924337E+00|  3.773E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5598720748E+00  3.1020088077E-01 -5.1413063689E-02 -1.3252198815E+00 -3.1020088077E-01  5.1413063689E-02 -1.2346521464E+00|  3.774E+00
      1   9.9996949324E-01 -3.5599999531E+00  9.2407843841E-02  1.3917305246E-01 -9.5490408495E-01 -9.2407843841E-02 -1.3917305246E-01 -1.6051263749E+00|  3.774E+00
      1   9.9402678992E-01 -3.5599988736E+00  5.9741351561E-02 -1.6140227187E-01 -1.5523303693E+00 -5.9741351561E-02  1.6140227187E-01 -1.0136417144E+00|  3.762E+00
      1   1.0000000469E+00 -3.5599999531E+00  2.5965539773E-01 -8.3178190201E-02 -1.4750750838E+00 -2.5965539773E-01  8.3178190201E-02 -1.0849248224E+00|  3.774E+00
      1   9.9999119535E-01 -3.5599999511E+00 -2.2201256099E-01 -1.8801824697E-01 -1.1309402052E+00  2.2201256099E-01  1.8801824697E-01 -1.4309495505E+00|  3.773E+00
```

$e^-e^+ \rightarrow D^+D^-$ süreci için olay listesi çizelge 6.4'de gösterilmiştir. Kütle merkezi enerjisi 3.8 GeV ve olay sayısı 10000 olarak alınmıştır. CalcHEP'de bu olay listesi Les Houches olayı (LHE) formatında da yazılabilmektedir. Bu formatta hazırlanan olay dosyaları ise daha ileri benzetim (simulasyon) için algıç (dedektör) programlarının girdileri için uygundur.

7. ANALİZ

Parçacık fiziğinde veriler iki türlü üretilmektedir, gerçek dedektör verisi ve Monte Carlo verisi. Bir deneyin fizik grupları amaçlarına göre veriyi seçmek için bazı süzmeler, ve kesmeler tanımlayabilir. Benzetimde (simulasyon) MC verisi üretilir ve bunun iki seviyesi tam "full" ve hızlı "fast" olarak adlandırılır. Tam benzetim zaman alır ve genellikle büyük bilgisayar hesaplama sistemlerinde çalışılır. Hızlı benzetim hem bilinen fizik nesnelerini kısa sürede oluşturma, hem de yeni fizik modellerine göre beklentileri araştırmak için kullanılır. İlgilenilen süreç için MC araçları ile tesir kesiti hesaplanır, analizde ilgilenilen değişkenlerin fonksiyonu olarak diferansiyel tesir kesitleri hesaplanır ve teorik model tarafından öngörülen davranışı veren fizik olaylarının benzetimi yapılır.

Bu çalışmada kütle merkezi enerjisi 0.3 GeV - 200 GeV arasında elektron pozitron çarpışmalarında hadronik tesir kesiti ve bu tesir kesitinin QED leptonik tesir kesitine oranı (R) verileri ele alınmıştır. Böylece, geniş bir enerji bölgesinde rezonansların algılanabildiği gösterilmiştir. Hem gerçek verilerden hem de olay üreticileri ile elde edilen Monte Carlo (MC) verilerinden analiz için gerekli yöntemlerden bahsedilmiştir.

7.1 Deney Verilerinden Analiz

Deneysel olarak tesir kesiti, gözlenen olayların sayısı, örnek verideki arkaplan karışımı ve analiz verimliliği ile çarpışmanın ışınlığı bilgilerinden oluşmaktadır. Burada toplam verimlilik, tetikleme verimliliği, yeniden oluşturma verimliliği, belirleme verimliliği ve seçme verimliliği çarpımı olarak yazılabilir. Seçme verimliliğinde verilen sürecin olaylarının ne kadar bir kısmının analizin seçim ve dedektör algılama aralığında bulunduğu hesap edilir. Bunun belirlenebilmesi için benzetim önemli olmaktadır.

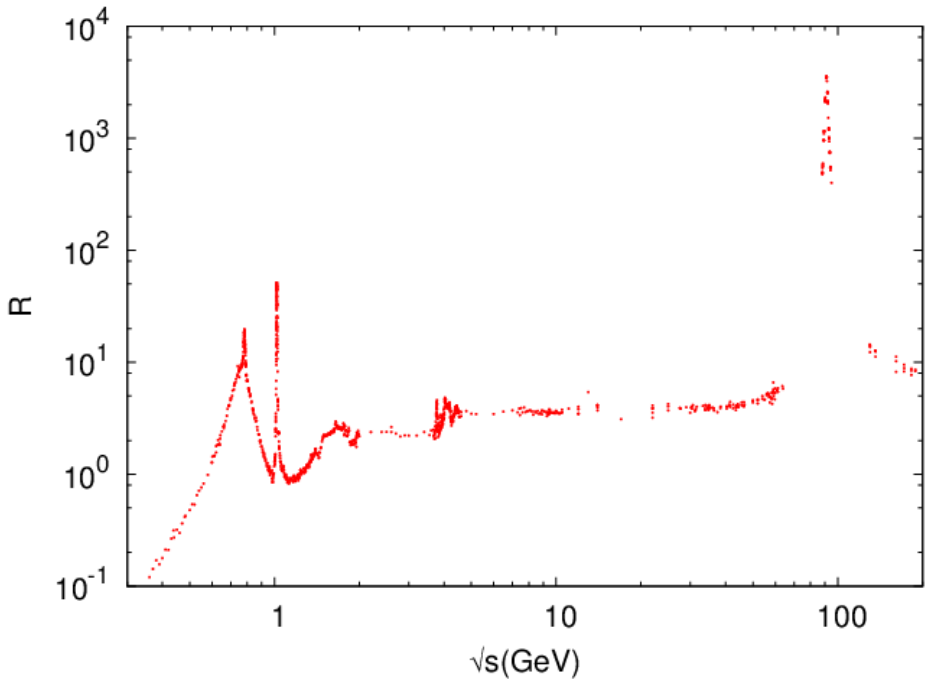
Elektron pozitron çarpıştırıcılarında kütle merkezi enerjisi 0.3 GeV ile 200 GeV arasında hadronik tesir kesitinin, QED tesir kesitine oranı (R) ölçümü için veriler (Bai vd. 2001) kullanılarak şekil 7.1'deki grafik elde edilmiştir. Burada tesir kesitlerinin oranı

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadronlar)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)} \quad (7.1)$$

ile tanımlanmıştır. QED tesir kesiti $\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2(s)/3s$ ile verilir. Burada $\alpha(s)$ ölçek bağımlı ince yapı sabitidir (EK 5). Bu R değeri basitçe elektrik yüklerinin (Q_i) kareleri toplamı ile verilir, $R = N_c \sum_i Q_i^2$. Burada toplam, eşik enerjisi üzerinde üretimi yapılan kuark çeşnileri üzerinden alınır. Örneğin, 1.6 - 3.5 GeV arasındaki enerji değerlerinde üç çeşni kuark (u,d,s) çifti içeren mezonlar üretilebilir ve R değeri

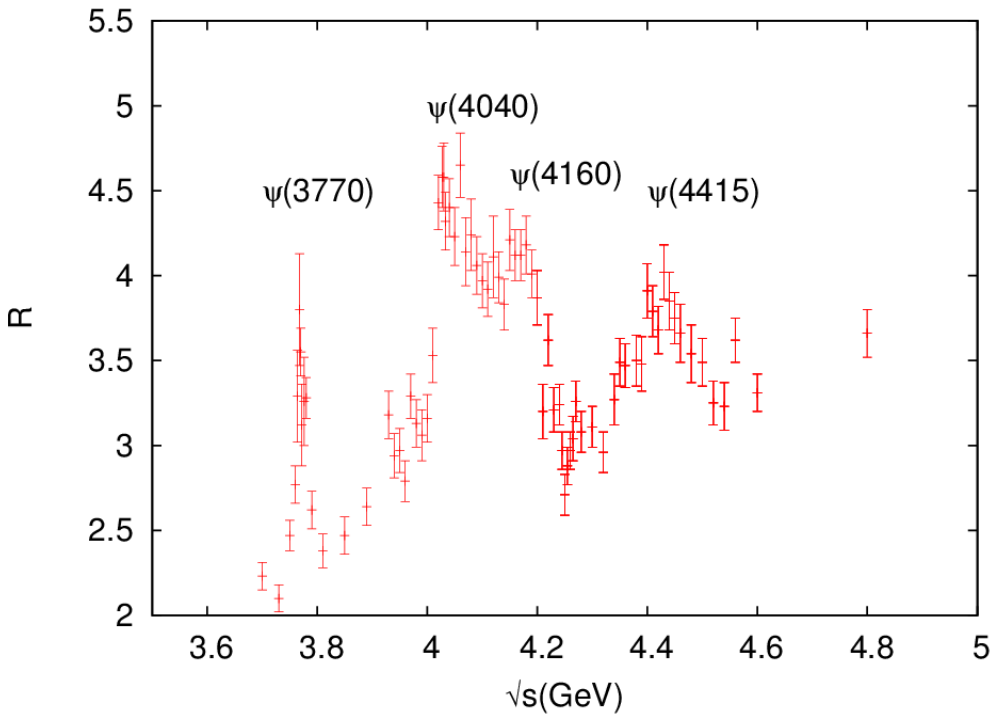
$$R = 3\left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2\right] = \frac{6}{3} \quad (7.2)$$

olarak hesaplanır. Bu sonuç deneysel veri ile de uyumlu olduğu için kuarkların üç renkli olmasının dolaylı bir göstergesidir.



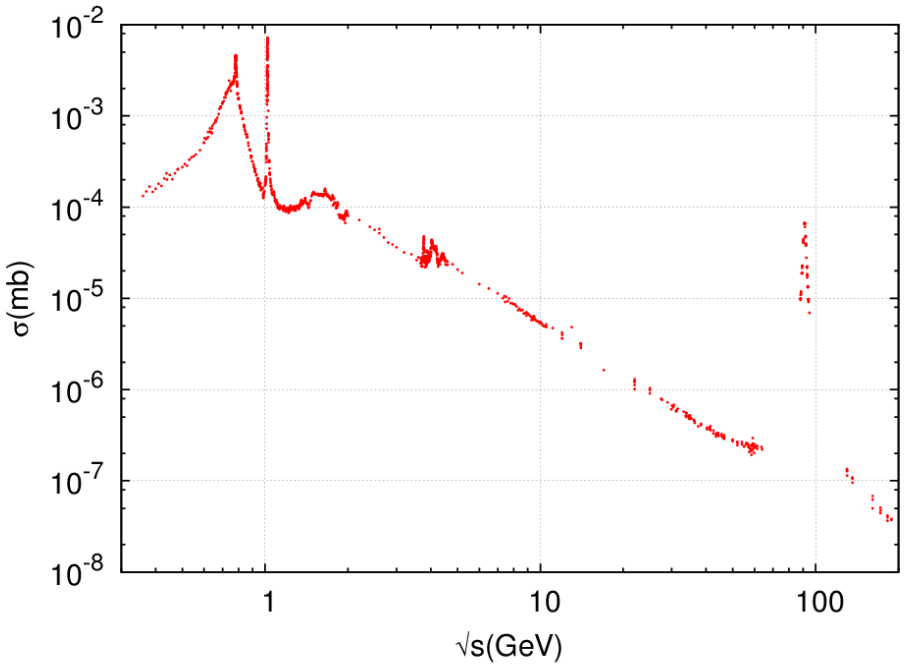
Şekil 7.1 Kütle merkezi enerjisi 0.3 GeV - 200 GeV aralığında hadronik tesir kesitinin QED tesir kesitine oranı (R).

Bu grafikten, kütle merkezi enerjisi 5-10 GeV arasında R değerinin hesaplanan 10/3 değerine çok yakın olduğu görülmektedir, bu sonuç ise bu bölgede dört çeşni kuarkın (u,d,s,c) katkıda bulunduğunu gösterir. 15-40 GeV arasında ise hesaplanan R değeri 11/3 olarak elde edilmektedir, burada ise beş çeşni kuark (u,d,s,c,b) katkıda bulunmaktadır.



Şekil 7.2 Enerji aralığı 3.5-5.0 GeV için hadronik tesir kesitinin QED tesir kesitine oranı (R) grafiği. Burada dört farklı ψ mezonu rezonansının pikleri gösterilmiştir.

$e^+e^- \rightarrow hadronlar$ süreci için deneysel toplam tesir kesiti şekil 7.3 de verilmiştir. Burada J/ψ, $\psi(2S)$ ve Υ(nS) rezonansları (bozunma genişlikleri küçük olduğu için) gösterilmemiştir. Buradan geçmeden önce, başka bir özelliği gözlemleyelim. Hadronik tesir kesiti genellikle 1/s davranışını takip ederken, oldukça sık bir basamaklama (adım) göstermektedir. Bu adımlar, artan kütleye göre çeşnilerin kuark-antikuark çiftlerinin üretimi için eşik değerine karşılık gelmektedir. Grafikteki rezonanslar soldan sağa doğru $\omega, \phi, \rho', \psi$ mezonlarına ve Z bozonuna ait pikleri göstermektedir.



Şekil 7.3 Hadronik tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine bağlı grafiği.

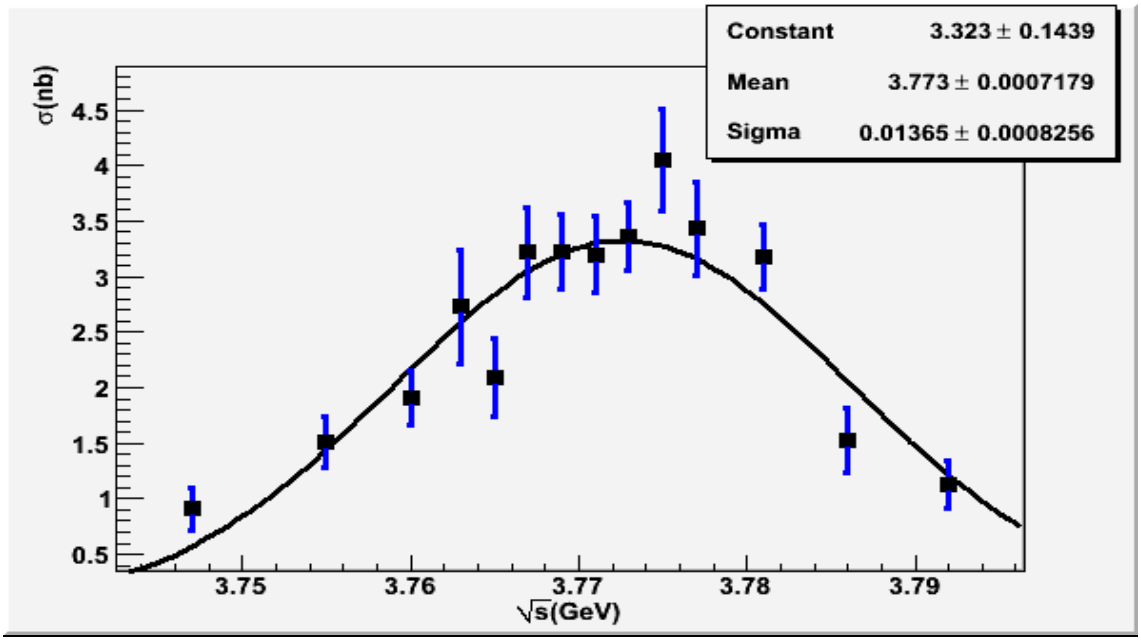
Ölçülen saçılma tesir kesitinden $\psi \to D\overline{D}$ ve $\psi \to D\overline{D} - sız$ dallanma oranları belirlenebilir. BES ve CLEO-c işbirlikleri hem $e^+e^- \to D\overline{D}$ tesir kesitini hem de $e^+e^- \to hadronlar$ tesir kesitini ölçtüler ve sonuçların yaklaşık uyumlu olduğunu gördüler. Bu tesir kesitleri arasındaki fark $-0.01 \pm 0.08^{+0.41}_{-0.30}$ nb olarak bulundu. Bu sonuç $\psi(3770)$ in $D\overline{D} - sız$ kanala bozunumunun küçük olduğunu gösterir. BES'in $D\overline{D} - sız$ kanala geçiş için yaptığı ölçüm CLEO-c'nin ölçümünden biraz farklı çıkmıştır (Ablikim 2006).

Parçacık fabrikalarında $e^+e^- \to \psi(3770) \to D\overline{D}$ süreci tesir kesiti ölçülmüş ve rezonansın şekli araştırılmıştır. BES deneyi $\psi(3770)$ rezonansında birçok enerji noktasında $D^0\overline{D}^0$, D^+D^- ve $D\overline{D}$ üretim tesir kesitlerini ölçmüştür (Ablikim 2008), bu değerler çizelge 7.1'de gösterilmiştir. Ortalama değerlerin yanında istatistik hata ve sistematik hata değerleri de gösterilmiştir.

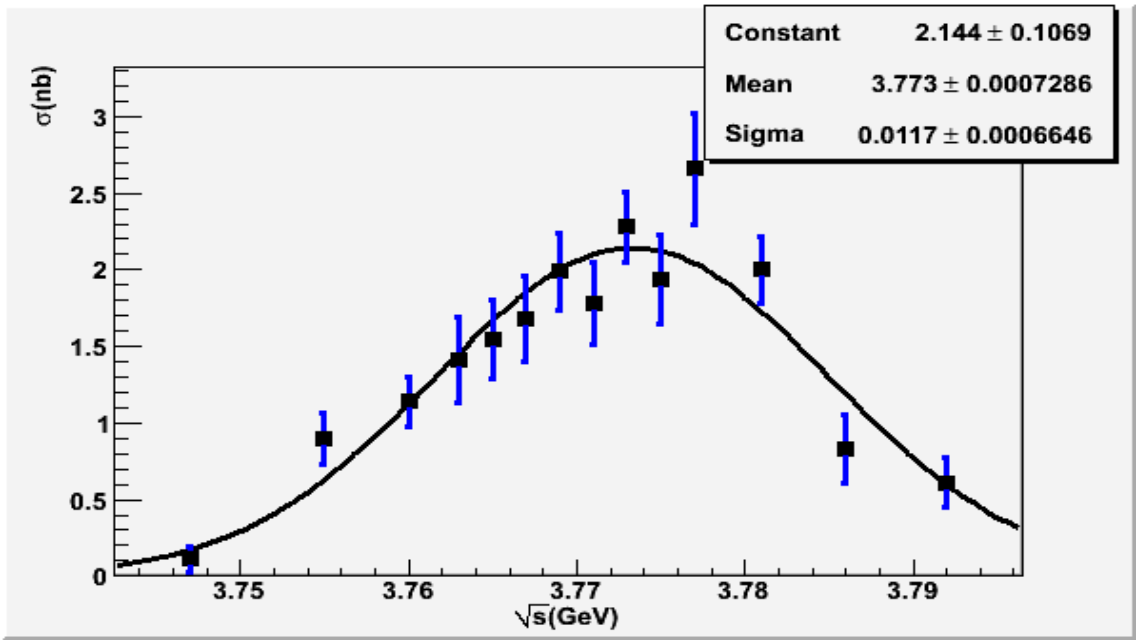
Çizelge 7.1 $\psi(3770)$ deney verisinden elde edilen $D^0\overline{D}^0$, D^+D^- ve $D\overline{D}$ üretim tesir kesitleri (Ablikim 2008)

E_{km} (GeV)	$\sigma^{göz}(D^0\overline{D}^0)$ (nb)	$\sigma^{göz}(D^+D^-)$ (nb)	$\sigma^{göz}(D\overline{D})$ (nb)
3.747	0.91±0.18±0.05	0.11±0.08±0.01	1.02±0.19±0.05
3.755	1.51±0.22±0.08	0.90±0.16±0.05	2.41±0.27±0.11
3.760	1.91±0.22±0.10	1.14±0.15±0.07	3.05±0.27±0.14
3.763	2.73±0.49±0.15	1.41±0.27±0.08	4.14±0.56±0.19
3.765	2.09±0.33±0.11	1.55±0.24±0.09	3.64±0.41±0.17
3.767	3.22±0.37±0.17	1.68±0.26±0.10	4.90±0.45±0.23
3.769	3.22±0.29±0.17	1.99±0.22±0.12	5.21±0.37±0.24
3.771	3.20±0.30±0.17	1.78±0.25±0.10	4.98±0.39±0.23
3.773	3.36±0.25±0.18	2.28±0.19±0.13	5.64±0.32±0.26
3.775	4.05±0.41±0.22	1.94±0.27±0.11	5.99±0.50±0.28
3.777	3.43±0.38±0.18	2.66±0.33±0.16	6.09±0.50±0.28
3.781	3.18±0.23±0.17	2.00±0.18±0.12	5.18±0.29±0.24
3.786	1.53±0.28±0.08	0.83±0.22±0.05	2.36±0.35±0.11
3.792	1.13±0.21±0.06	0.61±0.16±0.04	1.74±0.27±0.08

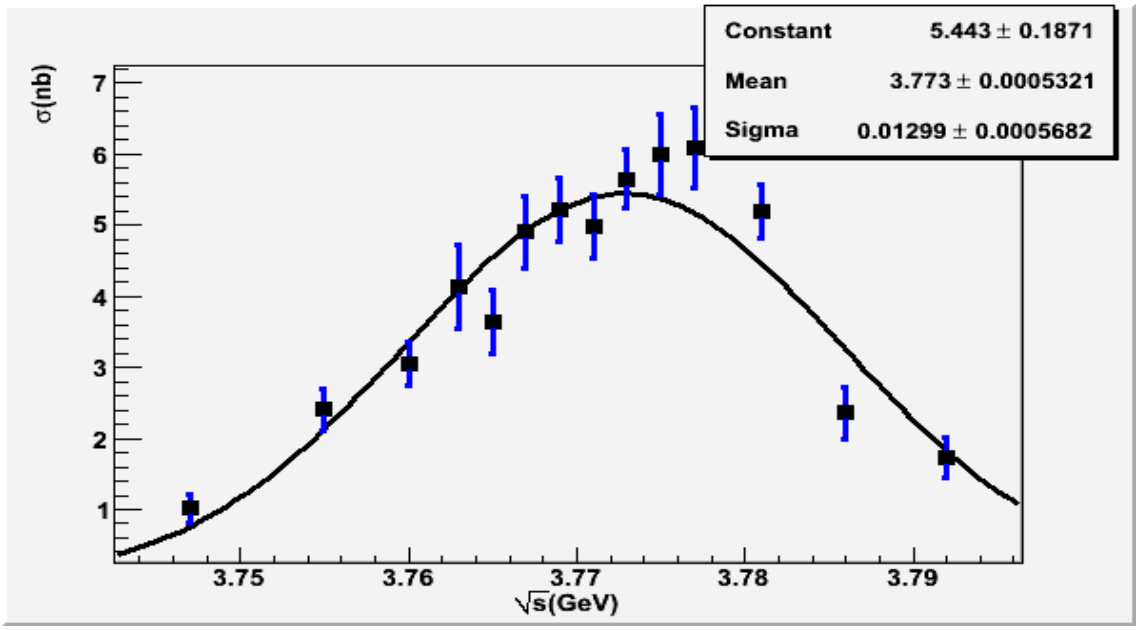
Farklı kütle merkezi enerjilerinde (E_{km}), tesir kesiti ($\sigma^{göz}$) değerlerinden $D^0\overline{D}^0$, D^+D^- ve $D\overline{D}$ üretimi çizgi yapısı sırasıyla şekil 7.4-7.5 ve 7.6'da verilmiştir. BES verileri kullanılarak Root programı ile bu grafikler elde edilmiştir. Burada deney verilerinin ortalama değerlerinde, istatistik hata (δ_{ist}) ve sistematik hataların (δ_{sis}) kareleri toplamının karekköüne karşı gelen hata ($\delta = \sqrt{\delta_{ist}^2 + \delta_{sis}^2}$) değerleri gösterilmiştir.



Şekil 7.4 $D^0\overline{D}^0$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi



Şekil 7.5 $D^{+}D^{-}$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi



Şekil 7.6 $D\overline{D}$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi

Bu grafiklerin çizilmesinde kullanılan Root makro programının ayrıntısı örnek olarak EK 6'da verilmiştir.

Farklı son durumların ve bunların birleşimi için Gauss fit yapılarak çıkarılan parametreler sabit (Constant), ortalama (Mean) ve standart sapma (Sigma) aşağıda verilmiştir.

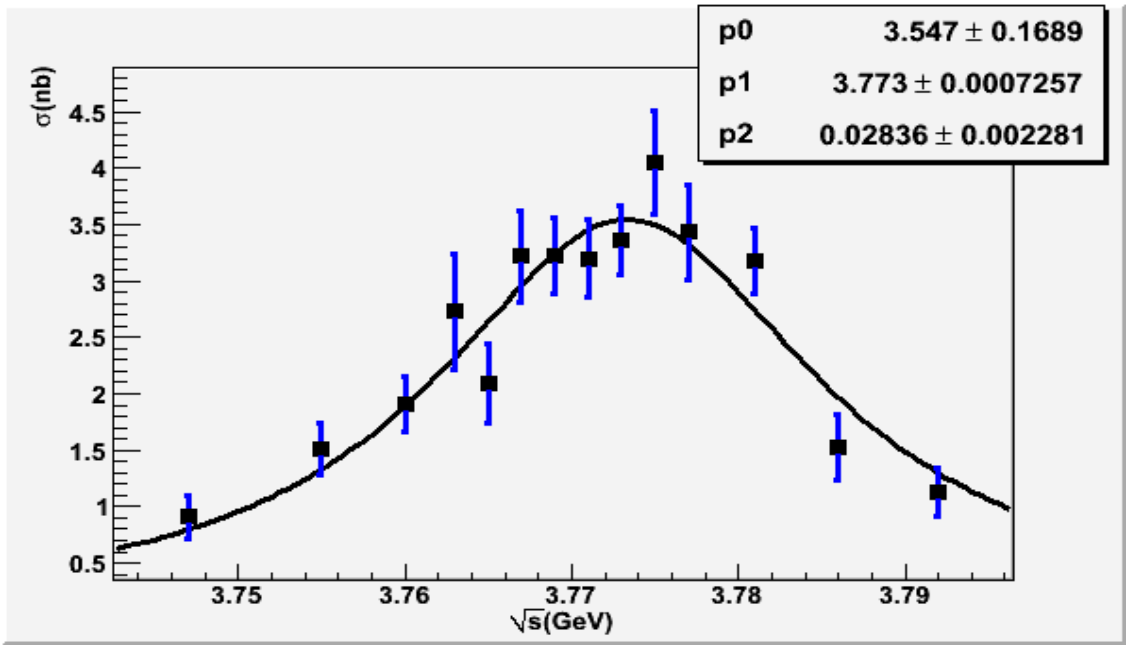
- $\boldsymbol{D^0\bar{D}^0}$ son durumu için
  Constant=3.23 ± 0.1439, Mean=3.773 ± 0.0007179,
  Sigma=0.01365 ± 0.008256

- $\boldsymbol{D^+D^-}$ son durmu için
  Constant=2.144 ± 0.1069, Mean=3.773 ± 0.0007286,
  Sigma=0.0117 ± 0.0006646

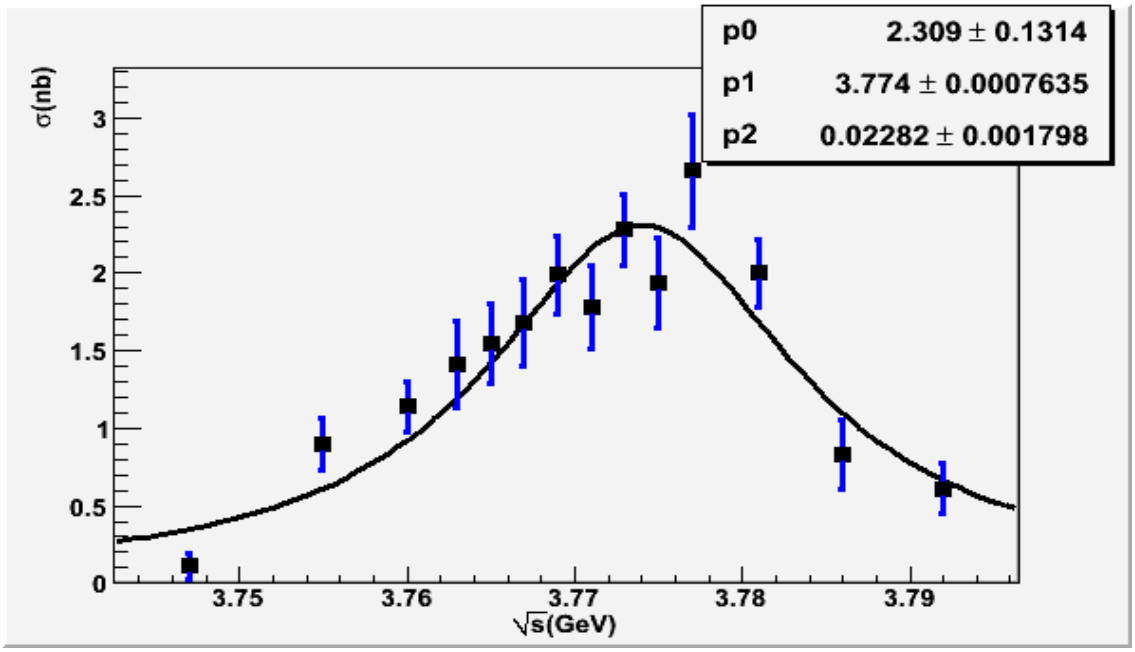
- $\boldsymbol{D\bar{D}}$ son durumu için
  Constant=5.443 ± 0.1871, Mean=3.773 ± 0.0005321,
  Sigma=0.01299 ± 0.0005682

elde edilir. Burada birleştirilmiş $D\bar{D}$ son durumu için yapılan Gauss fit sonuçlarına göre rezonans tesir kesiti (sabit) $\sigma_r = 5.443$ nb, rezonansın kütlesi (ortalama) $m_r = 3.773$ GeV ve rezonans yarı genişliği (sapma) $\Gamma_r/2 \cong 0.013$ GeV elde edilir. Bu değerler rezonansta üretilen $\psi(3770)$ mezonun özellikleridir. Bu değerlerin ölçülmesindeki hatalar da sırasıyla 0.18 nb, 0.00053 GeV ve 0.00056 GeV olarak elde edilir.

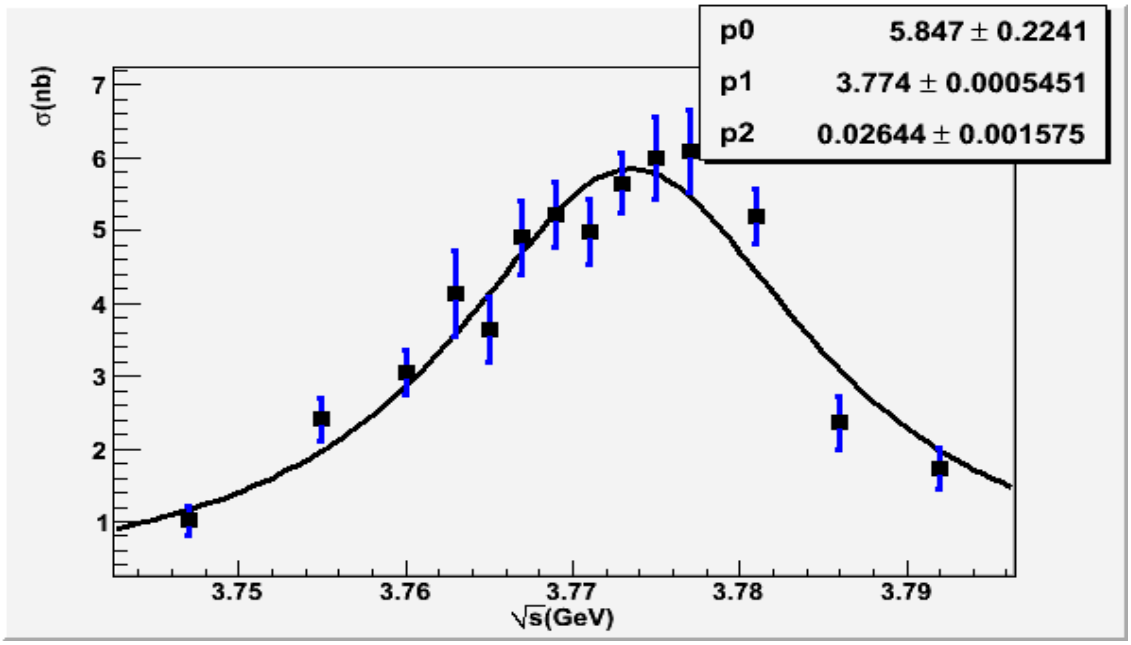
Yukarıda bahsedilen dağılımlar için Breit-Wigner fit yapıldığında $D^0\bar{D}^0$, D^+D^- ve $D\bar{D}$ üretim tesir kesitinin kütle merkezi enerjisine göre değişimi için grafikler aşağıdaki gibi elde edilir (Şekil 7.7 – 7.9).



Şekil 7.7 $D^0\overline{D}^0$ üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri



Şekil 7.8 D^+D^- üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri



Şekil 7.9 $D\bar{D}$ üretim tesir kesiti ve Breit-Wigner fit parametreleri

Breit-Wigner fit için parametreler,

- $\boldsymbol{D^0\bar{D}^0}$: p0= 3.547 ± 0.1689, p1= 3.773 ± 0.0007286, p2= 0.02836 ± 0.002281

- $\boldsymbol{D^+D^-}$: p0= 2.309 ± 0.1314, p1= 3.774 ± 0.0007635, p2= 0.02282 ± 0.001798

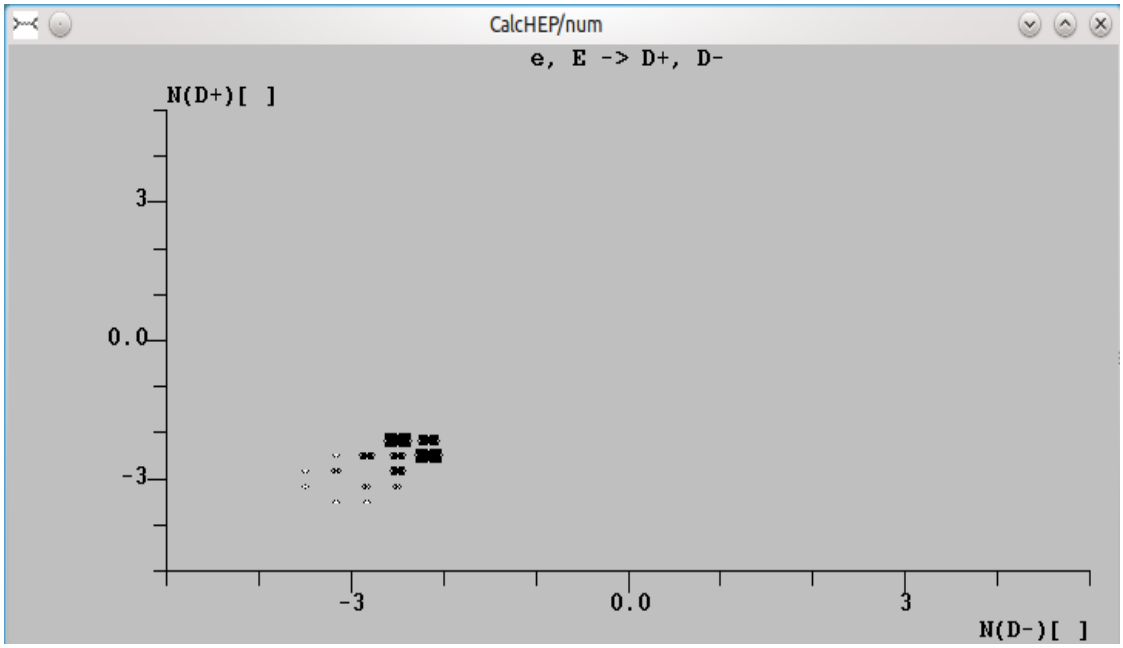
- $\boldsymbol{D\bar{D}}$: p0= 5.847 ± 0.2241, p1= 3.774 ± 0.0005451, p2= 0.02644 ± 0.001575

Burada birleştirilmiş $D\bar{D}$ son durumu için yapılan Breit-Wigner fit sonuçlarına göre rezonans tesir kesiti (p0) $\sigma_r = 5.847$ nb, rezonansın kütlesi (p1) $m_r = 3.774$ GeV ve rezonans genişliği (p2) $\Gamma_r \cong 0.026$ GeV elde edilir. Bu değerler rezonansta üretilen $\psi(3770)$ mezonun özellikleridir. Breit-Wigner fit'in daha iyi bir tesir kesiti değeri verdiği görülebilir. Buradaki değerlerin ölçülmesindeki hatalar sırasıyla 0.22 nb, 0.00054 GeV ve 0.0016 GeV olarak elde edilir. Bu sonuçlardan aynı zamanda $\psi(3770)$ mezonun $D^0\bar{D}^0$ ve D^+D^- son durumlarına dallanma oranları $\sigma_{D^0\bar{D}^0}/\sigma_{D\bar{D}} \cong \%60$ ve

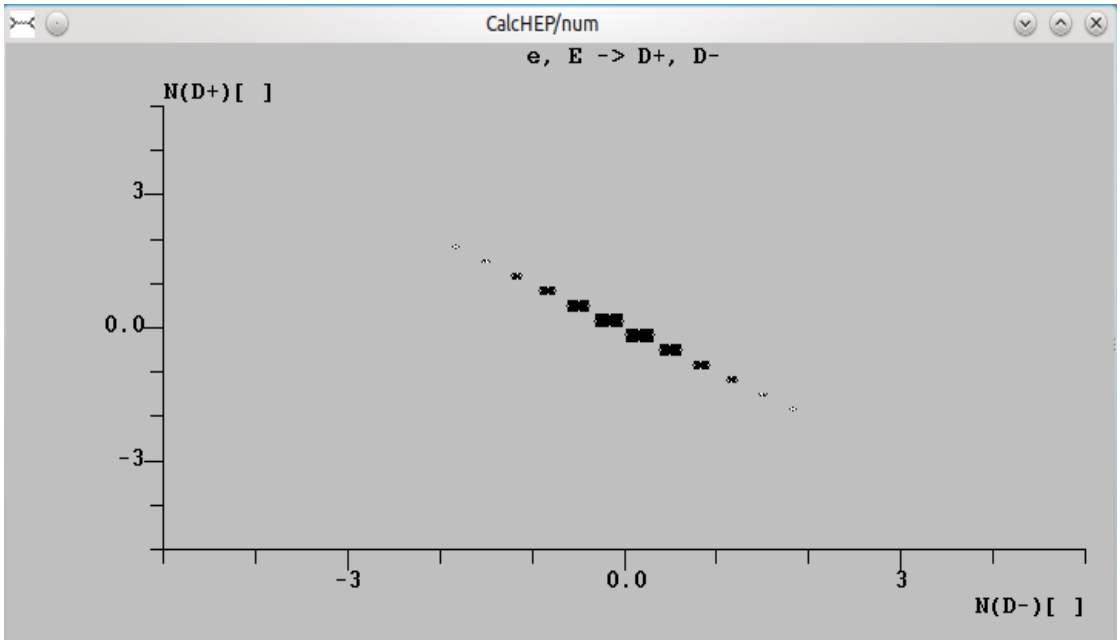
$\sigma_{D^+D^-}/\sigma_{D\bar{D}} \cong \%40$ olarak hesaplanmıştır. Burada elde edilen sonuçların literatürde verilen sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür.

7.2 MC Verilerinden Analiz

Bu çalışmada MC verileri CalcHEP ile üretilmiştir. Simetrik ve asimetrik demet enerjilerinde son durum parçacıklarının hızlılık dağılımları karşılaştırılmıştır. Asimetrik enerjilerde kütle merkezi laboratuar sistemine göre hareketlidir. Bu durumda 3-lü momentum korunumu D^+ D^- mezonlarının belirli bir yönde dağılım göstermesine neden olur. Şekil 7.10'da görüldüğü gibi asimetrik enerjili durumunda üretilen D^+ D^- mezonları |eta|~2 civarında dağılım göstermektedir. Simetrik enerjili durumda ise kütle merkezi laboratuar sistemine göre durgundur.



Şekil 7.10 Asimetrik enerjide D mezonlarının hızlılık dağılımı



Şekil 7.11 Simetrik enerjide D mezonlarının hızlılık dağılımı

Şekil 7.11'de görüldüğü gibi simetrik enerjili durumunda üretilen D^+D^- mezonları |eta|~0 civarında dağılım göstermektedir.

CalcHEP'te $e^-e^+ \to \psi(3770), \psi(2S), \psi(4040) \to D^+D^-$ durumunda tesir kesiti σ=3.14 nb olarak bulunmuştur. Son durumda D^+D^- ve $D^0\overline{D}^0$ üretimleri dikkate alındığında $e^-e^+ \to \psi(3770), \psi(2S), \psi(4040) \to D\overline{D}$ durumunda tesir kesitinin σ~7 nb olduğu görülür. Bu değerin KKMC ile hesaplanan tesir kesiti değeri ile yaklaşık olarak aynı olduğu görülmüştür. Burada ilk durumda asimetrik enerjiler alınmıştır ve D mezonların çift üretimi MC olay üretici ile yapılmıştır. Bu tezde, hadronik süreçlerin CalcHEP olay üreticisi ile benzetiminin yapılması yeni bir çalışmadır.

8. SONUÇ VE TARTIŞMA

Kozmik ışınlarda tılsım parçacıklarına ait ilk ipucunun gözlenmesinden 40 yıl sonra ve J/ψ mezonlarının keşfedilmesinden 37 yıl sonra tılsım ölçümleri, ve tılsım sektöründe CP ihlali için LHCb'de ve yüksüz mezonların karışımı için KEKB'de önemli sonuçlar elde edilmiştir. Bu ölçümler aynı zamanda Standart Model ötesindeki yeni fizik için de ipuçları sağlayabilir. Böylece, tılsım sektörü üçüncü kez gerçek bir tılsıma dönüşebilen ilk ürünlerini vermeye başlamıştır.

Bu çalışmada, düşük enerjilerde elektron pozitron çarpışmalarında 2→2 temel süreçleri ile fermiyon çifti üretimi hesaplanmıştır. İlk durumdan son duruma geçiş için genlik ifadeleri yazılmış ve tesir kesiti ifadeleri çıkarılmıştır. Ayrıca, elektron-pozitron çarpıştırıcısında (tılsım fabrikası) ψ mezonun rezonansta üretimi ve D mezonlarına bozunma özellikleri kinematik olarak incelenmiştir. D mezon çiftlerinin üretim tesir kesitleri sürekli arka plan katkısı ve mümkün rezonansların katkısı göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Teorik hesapların deney verilerine uyumu için en iyi rezonans parametreleri çıkarılmış ve düşük enerjilerde olay üreticileri test edilmiştir.

Parçacık fabrikalarında Monte Carlo olay üretimi oldukça önemlidir. Bunun için olay üreticileri üzerine bir çalışma yapılmıştır. Pythia ile $D\overline{D}$ olayları KM çerçevesinde üretilmiştir. Gerektiğinde son durumdaki parçacık momentumları ve enerjisi boost yapılarak asimetrik enerjili duruma dönüştürülebilir. Ancak bu işlem rezonansın dinamik genişliğini etkilemeyebilir, aynı zamanda diger rezonanslarla girişim özelliklerini de tam olarak içermeyebilir. Kütle merkezi sisteminde $c\bar{c}$ olayları üretildiğinde, sisteminin yaklaşık olarak eşit olasılıkla $D^0\overline{D^0}$ ve D^+D^- geçişinin kararsız olduğu görülmüş, bu nedenle de $D^0\overline{D^0}$ ve D^+D^- olayları ayrı ayrı üretilmiştir. Pythia'da yük çokluğu histogramları, Pionların ve Kaonların enerji dağılımları elde edilmiştir. Düşük enerjilerde Pythia'da $f\bar{f} \rightarrow f\bar{f}$ sürecinde ψ rezonansları ekli olmadığı için istenen olayların üretilemediği görülmüştür. Pythia ile asimetrik enerjilerde $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ süreci çalışılabilir, fakat bu süreç ψ rezonanslarını tam olarak içermediğinden, bu sürecin $e^+e^- \rightarrow D\overline{D}$ süreci için tam bir bilgi sağlamadığı, yine de $c\bar{c}$ bağlı durumun bozunumunda kullanılabilceği görülmüştür. KKMC programının kütle merkezi

sisteminde rezonansları da içerecek şekilde tılsım olaylarının üretiminde kullanılabileceği görülmüştür. Yeni bir çalışma olarak CalcHEP içerisinde bir model tanımlanmıştır. Burada ψ mezonların bozunma genişlikleri ve dallanma oranları hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılarak bozunma sabitleri programa eklenmiştir. CalcHEP'te çalışma yapılırken gelen demetlerin enerjileri asimetrik olarak seçilmiştir. Son durumdaki parçacıkların hızlılık dağılımları incelenmiştir. Böylece, düşük enerjilerde tılsım olaylarının üretiminde incelenen olay üreticileri ile tamamlayıcı bir şekilde çalışabileceği gösterilmiştir.

B-fabrikaları, CLEO-c ve CDF deneyleri son verilerini analiz etmektedir, bundan sonra tılsım fiziği ile ilgili yeni sonuçların çoğunun LHCb ve BESIII'den gelmesi beklenmektedir. Bunlar tılsım sektöründe CP ihlali için çok ilginç bir alanı keşfetmek için gerekmektedir. Gelecekte, LHCb yükseltmelerinin yanı sıra yüksek ışınlıklı süper e^+e^- çarpıştırıcısı deneylerinin, alt ve tılsım fiziğinde önemli keşifler yapacağı beklenmektedir.

KAYNAKLAR

Abbiendi, G. 2004. Euro. Phys. J. C 33, 173.

Ablikim, M. (BES Collaboration). 2006. Measurements of the branching fractions for $\psi(3770) \rightarrow D^0 D^0$, D^+D^-, DD, and the resonance parameters of $\psi(3770)$ and $\psi(2S)$. Phys. Rev. Lett. 97, 121801.

Ablikim, M. (BES Collaboration). 2006. Measurements of the cross sections for e^+e^- ->hadrons at 3.650, 3.6648, 3.773 GeV and the branching fraction for $\psi(3770)$ ->non-DD. Phys. Lett. B. 641, 145.

Ablikim, M. (BES Collaboration). 2008. Measurements of the line shapes of $D\bar{D}$ production and the ratio of the production rates of D^+D^- and $D^0\bar{D}^0$ in e^+e^- annihilation at $\psi(3770)$ resonance. Phys. Lett. B. 668, 263-267.

Aushev, T. 2010. Physics at Super-B Factory. arXiv: hep-ex/1002.5012.

Beck, M. G. 2012. Brief Review of Charm Physics, Modern Phys. Lett. A. Vol.27, No. 26.

Bescon, D. (CLEO Collaboration). 2006. Measurement of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow$hadrons) at E_{cm}=3773 MeV. Phys. Rev. Lett. 96, 092002.

Chen, G.Y. and Zhao, Q. 2012. Study of the anomalous cross section lineshape of e^+e^- - >DD at $\psi(3770)$ with an effective field teory. arXiv: hep-ph/1209.6268vl.

Gabrielse, G. 2006. Phys. Rev. Lett. 97, 030802.

Ho Kim, Q. and Pham X. Y. 1998. Elementary Particles and Their Interactions, Springer, 661 p., New York.

Jadach, S., Ward, B.F.L. and Was, Z. 2000. The Precision Monte Carlo Event Generator KK for two fermion final states in e^+e^- collisions. Comput. Phys. Commun.130:260.

Levichev, E. 2010. Status of Prospects of the Tau-Charm Factory in Novosibirsk. Talk at XXII Russian Particle Accerelator Conference RuPAC-2010, Protvino.

Li, H.B. and Qin, X.S. 2009. Study of the branching ratio of $\psi(3770) \rightarrow$ DD in e^+e^- --> DD scattering. arXiv:0910.4278v2 [hep-ph].

Li, H.B. and Qin, X.S. 2009. Study of the branching ratio of $\psi(3770) \rightarrow$ DD in e^+e^- - >DD scattering. Phys. Rev. D. 81, 011501(R).

Nakamura, K. 2010. Review of Particle Physics. Particle Data Group, J.Phys. Nucl. Part. Phys. G. 37, 075021.

Ping, R.G. 2008. Event Generators at BESIII, Chinese Phys. C Vol.32, No. 8.

Ping, R. G. and Pang, C. Y. Monte Carlo Generators for Tau-Charm-Physics at BESIII. BAD, 522, V6.

Pukhov, A. 1999. CompHEP-a package for evalution of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. arXiv:hep-ph/9908288.

Pukhov, A. 2009. CalcHEP 2.3: MSSM, structure functions, event generation, batchs, and generation of matrix elements for other packages. arXiv:hep-ph/0412191v2.

Seiden, A. 2005. Particle Physics. Addison Wesley, 473, Chapter 4-6.

Sjöstrand, T. Mrenna, S. Skands, P. 2006. Pythia 6.4 Physics and Manual. hep - ph / 0603175.

Tetervak, A. A. 1996. Automatic Analytical Computation of Feynman Diagram Expressions. Web sayfası. http://library.wolfram.com/infocenter.

Zhang, Y.J. and Zhao, Q. 2009. The Lineshape of $\psi(3770)$ and low-lying vector

charmonium resonance parameters in e^+e^- ->DD. arXiv:0911.5651v3 [hep-ph].
Zhang, Y.J. and Zhao, Q. 2010. The Lineshape of $\psi(3770)$ and low-lying vector charmonium resonance parameters in e^+e^- ->DD. Phys. Rev. D. 81, 034011.
Zweber. P. et al. 2009. Charm Factories: Present and Future. arXiv: hep-ex/0908.2157vl.

EKLER

EK 1. DOĞAL BİRİMLER.....66
EK 2. KİNEMATİK.....69
EK 3. İZ BAĞINTILARI.....78
EK 4. KISMİ DALGALAR VE REZONANS.....79
EK 5. ALFANIN HESABI.....82
EK 6. ROOT MAKROSU.....86

EK 1. DOĞAL BİRİMLER

Doğal birimlerin, $\hbar = \mathrm{c} = 1$ kullanımı parçacık fiziği notasyonunu büyük ölçüde basitleştirir. Göreli ve kuantum mekaniksel olarak parçacıklarla uğraşırken, eğer doğal birimler benimsenmemişse, $\hbar$ ve c 'nin büyüklüklerinin eşitliklere katılması gerekir. Bunun nasıl çalıştığını görmek açısından birkaç örnek ele alalım. $\hbar = \mathrm{c} = 1$ alalım; böylece hızın boyutu, uzunluk bölü zaman şeklinde ifade edilir. $[c] = [L][T]^{-1}$ (burada [ ] sembolü "boyut" anlamına gelmektedir), $[L] = [T]$ olur ve bundan dolayı $\mathrm{E}^2 = \vec{\mathrm{p}}^2 + \mathrm{M}^2$ dir, böylece şunu bulabiliriz

$$[\mathrm{E}] = [\mathrm{M}] = [\mathbf{p}] = [\mathbf{k}] \qquad \text{(EK 1.1)}$$

Burada $[\mathbf{p}] = \hbar\mathbf{k}$. Çünkü $[\hbar] = [\mathrm{M}][L]^2[T]^{-1}$, $\hbar = \mathrm{c} = 1$ alınırsa

$$[\mathrm{M}] = [L]^{-1} = [T]^{-1} \qquad \text{(EK 1.2)}$$

elde edilir. Bundan dolayı [M] doğal birimler kümemizin tek bağımsız boyutu olarak seçilebilir.

Elektromanyetik etkileşmeler için MKS birimlerinde $\in_0$ ve μ_0 birim alınmıştır, ve 4π faktörü alanlardan çıkarılmıştır. Bu Heaviside-Lorentz birim sisteminde yapılmıştır, ve yüksek enerji fiziğinde yaygındır. Üstelik, $\mathrm{c} = 1$ doğal birimlerinde elektrodinamik eşitliklerinde c gözükmeyebilir.

İnce yapı sabiti Compton dalgaboyu ile ayrılmış iki elektron arasındaki elektrostatik itmenin ve elektronun durgun kütlesinin bir oranıdır:

$$\alpha = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{e^2}{\hbar/\mathrm{mc}}\right)\left(\frac{1}{mc^2}\right) = \frac{e^2}{4\pi\hbar\mathrm{c}} = \frac{1}{137} \qquad \text{(EK 1.3)}$$

(burada $1/137$ değişen bağlanma sabitinin asimptotik değerine karşılık gelir). Böylece doğal birimlerde $e = (4\pi\alpha)^{1/2}$ dir. Doğal birimlerde pion Compton dalgaboyu

$$\lambda_\pi = \frac{h}{M_\pi c} \rightarrow \frac{1}{M_\pi} \simeq (140\ \text{MeV})^{-1} \qquad \text{(EK 1.4)}$$

olur. Bunu birim uzunluk sağlayan (veren) $\hbar$ ve c kombinasyonunu çarparak bilinen birimlere dönüştürebiliriz. $\hbar$c=197.3 MeV.fm ($1fm \equiv 1 \times 10^{-13}\ cm$) için doğal birimlerde $1\ \text{fm} = \frac{1}{197.3}\text{MeV}^{-1} = 5.068\ \text{GeV}^{-1}$ ve

$$1\ \text{fm}^{-1} = 197.3\ \text{MeV} \text{ ve } 1\ \text{GeV} = 5.068\ \text{fm}^{-1} \qquad \text{(EK 1.5)}$$

elde ederiz. Böylece

$$\lambda_\pi = \left(\frac{1}{40}\text{MeV}^{-1}\right)(197.3\ \text{MeV}.fm) = 1.41\ fm \qquad \text{(EK 1.6)}$$

Tesir kesitleri için $[\sigma] = [L]^2 = [M]^{-2}$ boyutlarını yazarız ve doğal birimlerde (EK 1.5) $1fm^2 = 25.7\ \text{GeV}^{-2}$ dir. Fakat $1\ b = 10^{-24}\ cm^2 = 100\ fm^2$ ve $1\ mb = 0.1\ fm^2$, böylece

$$1\ \text{GeV}^{-2} = 0.3894\ mb\ ,\ 1\ mb = 2.568\ \text{GeV}^{-2}\ ,\ 1\ fm^{-2} = 10\ mb \qquad \text{(EK 1.7)}$$

Örnek : Tipik (Normal) bir tesir kesiti σ mertebesinde

$$\sigma \simeq \lambda_\pi^2 \simeq \frac{1}{M_\pi^2} \simeq \frac{1}{(140)^2}\text{MeV}^{-2} \qquad \text{(EK 1.8)}$$

Eğer σ'nın birimi fm^2 olursa, $\text{MeV}^2.fm^2$ birimli $\hbar$ ve c nin bir kombinasyonunu çarparız. Bu sadece $\hbar^2c^2 = (197.3)^2\ \text{MeV}^2.fm^2$ ve

$$\sigma = \frac{\hbar^2c^2}{(140)^2 MeV^2} \simeq 2fm^2 \simeq 20mb. \qquad \text{(EK 1.9)}$$

Doğal birimlerde farklı (değişik) alan işlemcilerinin boyutlarını bilmek önemlidir. Uzay-zaman boyutunda d=4 varsayarsak,

$$[Lagranjiyen] = [M] \qquad \text{(EK 1.10)}$$

ve Lagrenjiyen yoğunluğu birimlere sahiptir

$$[\mathcal{L}] = [M][L]^{-3} = [M]^4 \qquad \text{(EK 1.11)}$$

Hamiltonien ve Hamiltonien yoğunluğu sırasıyla Lagrenjiyen ve Lagrenjiyen yoğunluğundaki gibi aynı boyutlara sahiptir ve doğal birimlerde eylem boyutsuzdur. Öyleyse serbest alan eşitliklerinden, değişik alanların boyutlarını ifade edebiliriz.

$$[\psi] = [M]^{3/2} \qquad \text{(EK 1.12)}$$

Skaler alanlar için

$$[\phi] = [M] \qquad \text{(EK 1.13)}$$

foton ve kütleli vektör alanları için

$$\left[A_\mu\right] = [M] \qquad \text{(EK 1.14)}$$

Aynı şekilde, türevli veya kovaryant türevli işlemciler için

$$[\partial^\mu] = [D^\mu] = [M] \qquad \text{(EK 1.15)}$$

Bu büyüklükleri (boyutları) ve (EK 1.10) kullanarak, Lagrenjiyen yoğunluğu etkileşmeleri içinde görülen herhangi bir bağlaşım sabitinin boyutunu bulabiliriz.

Parçacık Fiziğinde süreçler için genliğin kütle (m) boyutu, o sürece giren "dış" parçacıkların sayısına bağlıdır. Örneğin, gelen ve çıkan parçacıkların toplam sayısı n ise, genlik M boyutu $[M] = [m]^{4-n}$ ile verilir.

EK 2 KİNEMATİK

Bu bölümde $\hbar = c = 1$ birim sistemi kullanılmıştır. Böylece $\hbar c = 197.3$ MeV fm ve $(\hbar c)^2 = 0.384$ GeV^{2}mb dönüşümlerini kullanmak faydalı olacaktır.

EK 2.1 Lorentz Dönüşümleri

Saf bir Lorentz dönüşümü (Lorentz boost) v hızlı sadece düzgün bağıl hareketi ile ayrılan iki referans çerçevesini birbiriyle ilişkilendirir. Hareket pozitif x yönündeyken, dönüşüm bir matris ile verilir.

$$a_\nu^\mu = \begin{pmatrix} \cosh\omega & -\sinh\omega & 0 & 0 \\ -\sinh\omega & \cosh\omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad \text{(EK 2.1)}$$

Bu ise, $\det a = 1$ determinantına sahiptir. Zaman parametresi ile uzay koordinatlarını karıştıran bir çeşit dönmedir.

$$x'^0 = \cosh\omega\,(x^0 - x^1 tanhw) = \gamma(x^0 - vx^1),$$

$$x'^1 = \cosh\omega\,(-x^0 \tanh w + x^1) = \gamma(-vx^0 + x^1),$$

$$x'^2 = x^2,$$

$$x'^3 = x^3, \qquad \text{(EK 2.2)}$$

Burada $-\infty < \omega < \infty$, ve $\cosh\omega = \gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$, ya da $\tanh w = v$.

Aktif dönüşüm düşünüldüğünde, burada durgun m kütleli parçacık pozitif x yönünde v hızına (boost) sahip olduğunda, iki parçacık durumunun koordinatları, aynı değişmez referans sisteminde ölçülmüştür ve aşağıdaki bağlantılarla ilişkilidir

$$x'^0 = (x^0 \cosh\omega - x^1 \sinh w),$$

$$x'^1 = (x^0 \sinh w + x^1 \cosh\omega),$$

$$x'^2 = x^2,$$

$$x'^3 = x^3, \qquad \text{(EK 2.3)}$$

Aşağıda görüleceği gibi enerji ve momentum dörtlü vektör oluşturur. $p^\mu = (E,\ p)\ x^\mu$ gibi dönüşür, böylece 2 vektör (m,0,0,0) ve (E,p,0,0) aşağıdaki bağlantılarla verilir.

$$E = m\cosh\omega\ ,\ p = m\sinh w \qquad \text{(EK 2.4)}$$

Burada $\tanh\omega = p/E = v,\ \cosh\omega = 1/\sqrt{1-v^2}$, ve $\sinh w = v/\sqrt{1-v^2}$. Durgun m kütleli bir parçacık Lorentz boost'u ile $E = m\cosh\omega$ enerjisini ve $p = m\sinh w$ momentumunu kazanır. Burada, ω parametresi parçacık hızlılığı olarak adlandırılır.

Enerjisi E ve 3-lü momentumu $\vec{\mathrm{p}}$ olan m kütleli bir parçacığın 4-lü vektör formu $\mathrm{p} = (\mathrm{E}, \vec{\mathrm{p}})$, karesi $\mathrm{p}^2 \equiv \mathrm{E}^2 - |\vec{\mathrm{p}}|^2 = \mathrm{m}^2$dir (kütle kabuğunda parçacık için). Parçacığın hızı $\vec{\beta} = \vec{\mathrm{p}}/\mathrm{E}$ 'dir. $\vec{\beta}_\mathrm{f}$ hızı ile hareket eden bir çerçeveden bakıldığında, enerji ve momentum $(\mathrm{E}^*, \vec{\mathrm{p}}^*)$ şu şekilde verilir

$$\begin{pmatrix} \mathrm{E}^* \\ \mathrm{p}^*_{||} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\mathrm{f} & -\gamma_\mathrm{f}\beta_\mathrm{f} \\ \gamma_\mathrm{f}\beta_\mathrm{f} & \gamma_\mathrm{f} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{E} \\ \mathrm{p}_{||} \end{pmatrix}, \qquad \mathrm{p}^*_\mathrm{T} = \mathrm{p}_\mathrm{T} \qquad \text{(EK 2.5)}$$

burada $\gamma_\mathrm{f} = \left(1-\beta_\mathrm{f}^2\right)^{-1/2}$ ve $\mathrm{p}_\mathrm{T}(\mathrm{p}_{||})$ momentum bileşenleri β_f'ye dik (paralel) olan $\vec{\mathrm{p}}$'nin bileşenleridir. Diğer 4-vektörler, örneğin olayların uzay-zaman koordinatları, elbette aynı yolla dönüşürler. İki 4 – lü momentumun skaler çarpımı $\mathrm{p}_1.\mathrm{p}_2 = \mathrm{E}_1\mathrm{E}_2 - \vec{\mathrm{p}}_1.\vec{\mathrm{p}}_2$ Lorentz değişmezdir (yani çerçeveden bağımsızdır).

EK 2.2 Kütle Merkezi Enerjisi ve Momentum

Kütle merkezi çerçevesi, parçacıkların 3-lü momentumlarının toplamının sıfır olduğu çerçevedir. m_1 ve m_2 kütleli iki parçacığın çarpışmasında toplam kütle merkezi enerjisi Lorentz- değişmezi formunda ifade edilebilir

$$E_{cm} = [(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2]^{1/2},$$

$$= \left[m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2\left(1 - \beta_1\beta_2 \cos\theta\right)\right]^{1/2} \quad \text{(EK 2.6)}$$

burada θ parçacıklar arasındaki açıdır. Kütleleri ihmal edilen aynı enerjili (E) parçacıkların çarpışması durumunda, kütle merkezi enerjisi

$$E_{cm} = 2E \quad \text{(EK 2.7)}$$

dir. Parçacıkların enerjilerinin farklı olması durumda ise, kütle merkezi enerjisi

$$E_{cm} = 2\sqrt{E_1E_2} \quad \text{(EK 2.8)}$$

şeklinde verilir. Bir parçacığın (m_2 kütleli) durgun olduğu bir çerçevede (laboratuar çerçevesinde)

$$E_{cm} = (m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1lab}m_2)^{1/2} \quad \text{(EK 2.9)}$$

Laboratuar çerçevesinde kütle merkezinin hızı

$$\vec{\beta}_{cm} = \vec{p}_{lab}/(E_{1lab} + m_2) \quad \text{(EK 2.10)}$$

Burada $\vec{p}_{lab} = \vec{p}_{1lab}$ ve

$$\gamma_{cm} = (E_{1lab} + m_2)/E_{cm} \quad \text{(EK 2.11)}$$

1 ve 2 parçacıklarının c.m (kütle merkezi) momentumları aşağıdaki büyüklüktedir

$$p_{cm} = p_{lab}\frac{m_2}{E_{cm}} \qquad \text{(EK 2.12)}$$

Örneğin, 0.80 GeV/c' lik kaon demeti bir proton hedef üzerine gelmektedir, kütle merkezi enerjisi 1.699 GeV ve her iki parçacığın kütle merkezi momentumu da 0.442 GeV/c' dir. Başka bir önemli bağıntı

$$E_{cm}dE_{cm} = m_2 dE_{1lab} = m_2\beta_{1lab}d_{plab} \qquad \text{(EK 2.13)}$$

Başlangıçta enerjileri farklı olan iki parçacık sisteminin çarpışmasında eğer bir rezonans parçacığı üretiliyorsa bu parçacık lab sisteminde bir hıza sahip olacaktır. Bu durumda kütle merkezi, başlangıçta momentumu büyük olan parçacığın hızı yönünde bir hıza (boost) sahip olur.

EK 2.3 Parçacık Bozunması

M kütleli bir parçacığın onun durgun çerçevesinde n parçacığa kısmi bozunma oranı Lorentz değişmezi matris elemanı M'nin cinsinden verilir

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M}|M|^2 d\Phi_n(P;\ p_1, \dots, p_n) \qquad \text{(EK 2.14)}$$

burada $d\Phi_n$, n-parçacık faz uzayı elemanıdır ve şu şekilde verilir

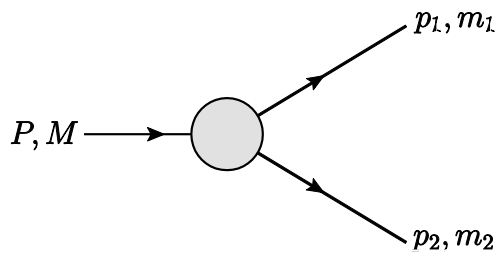
$$d\Phi_n(P;\ p_1, \dots, p_n) = \delta^4\left(P - \sum_{i=1}^{n} p_i\right)\prod_{i=1}^{n}\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \qquad \text{(EK 2.15)}$$

Bu faz uzayı yinelemeli olarak üretilebilir, yani

$$d\Phi_n(P;\ p_1, \dots, p_n) = d\Phi_j(q;\ p_1, \dots, p_j)d\Phi_{n-j+1}\left(P;\ q, p_{j+1}, \dots, p_n\right)(2\pi)^3 dq^2 \qquad \text{(EK 2.16)}$$

Burada $q^2 = \left(\sum_{i=1}^{j} E_i\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^{j} \mathbf{p}_i\right|^2$. Bu yazım özellikle bir parçacığın başka parçacıklara bozunduğu ve sonraki bozunmalarda kullanışlıdır.

EK 2.4 İki-Parçacık Bozunması



Şekil 1 İki parçacık bozunmasının değişkenlerinin tanımı

M kütleli parçacığın durgun çerçevesinde, 1 ve 2 olarak etiketlenmiş iki parçacığa bozunmasında,

$$\mathrm{E}_1 = \frac{\mathrm{M}^2 - \mathrm{m}_2^2 + \mathrm{m}_1^2}{2\mathrm{M}}$$

$$= \frac{\left[\left(\mathrm{M}^2 - (\mathrm{m}_1 + \mathrm{m}_2)^2\right)\left(\mathrm{M}^2 - (\mathrm{m}_1 - \mathrm{m}_2)^2\right)\right]^{1/2}}{2\mathrm{M}} \qquad \text{(EK 2.17)}$$

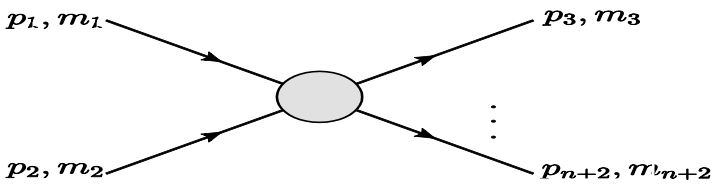
$$|\vec{\mathbf{p}}_1| = |\vec{\mathbf{p}}_2|$$

ve

$$\mathrm{d}\Gamma = \frac{1}{32\pi^2}|\mathrm{M}|^2 \frac{|\vec{\mathbf{p}}_1|}{\mathrm{M}^2}\mathrm{d}\Omega \qquad \text{(EK 2.18)}$$

burada $\mathrm{d}\Omega = \mathrm{d}\Phi_1 \mathrm{d}(\cos\theta_1)$ 1. parçacığının katı açısıdır. Değişmez kütle M denklem (EK 2.6) kullanılarak $\mathrm{M} = \mathrm{E}_{\mathrm{cm}}$ yazarak enerji ve momentumlardan belirlenebilir.

EK 2.5 Tesir Kesiti



Şekil 2 n- parçacık son durumunun üretimi için değişkenlerinin tanımı

Diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi verilir,

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |M|^2}{4\sqrt{(p_1.p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} d\Phi_n(p_1 + p_2;\ p_3, \dots, p_{n+2}) \qquad \text{(EK 2.19)}$$

$m_2(lab)$' ın durgun çerçevesinde,

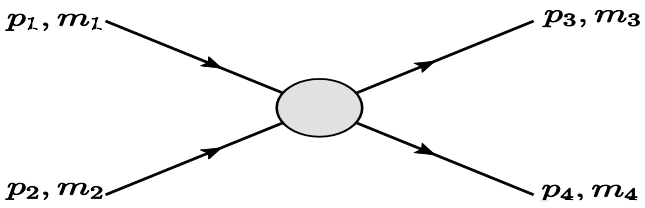
$$\sqrt{(p_1.p_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = m_2 p_{1lab} \qquad \text{(EK 2.20)}$$

kütle merkezi çerçevesinde ise

$$\sqrt{(p_1.p_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = p_{1cm}\sqrt{s} \qquad \text{(EK 2.21)}$$

biçimini alır.

EK 2.6 İki Parçacık Reaksiyonları



Şekil 3 Son durum 2- parçacık için değişkenlerin tanımı

p_1 ve p_2 momentumlu ve m_1 ve m_2 kütleli iki parçacığın, p_3 ve p_4 momentumlu ve m_3 ve m_4 kütleli parçacıklara saçılmasında; Lorentz-değişmezi Mandelstam değişkenleri şu şekilde verilir,

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$= m_1^2 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_2} + m_2^2 \qquad \text{(EK 2.22)}$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$= m_1^2 - 2E_1E_3 + 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_3} + m_3^2 \qquad \text{(EK 2.23)}$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

$$= m_1^2 - 2E_1E_4 + 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_4} + m_4^2 \qquad \text{(EK 2.24)}$$

ve bunlar aşağıdaki denklemi sağlar,

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \qquad \text{(EK 2.25)}$$

İki-parçacık tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s}\frac{1}{|p_{1cm}|^2}|M|^2 \qquad \text{(EK 2.26)}$$

Kütle merkezi çerçevesinde,

$$t = (E_{1cm} - E_{3cm})^2 = (p_{1cm} - p_{3cm})^2 - 4p_{1cm}p_{3cm}\sin^2(\theta_{cm}/2)$$

$$= t_0 - 4p_{1cm}p_{3cm}\sin^2(\theta_{cm}/2) \qquad \text{(EK 2.27)}$$

Burada θ_{cm}, 1 ve 3 parçacığı momentum vektörleri arasındaki açıdır. $2 \rightarrow 2$ saçılması için t_0 ($\theta_{cm} = 0$) ve t_1 ($\theta_{cm} = \pi$) sınır değerleri,

$$t_0(t_1) = \left[\frac{m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 + m_4^2}{2\sqrt{s}}\right]^2 - (p_{1cm} \mp p_{3cm})^2 \qquad \text{(EK 2.28)}$$

Literatürde bazen $t_0(t_1)$ için $t_{min}(t_{max})$ kullanılır, bu sıra $t_0 > t_1$ için değişebilir. Gelen parçacıklar için kütle merkezi enerjileri ve momentumları,

$$E_{1cm} = \frac{s + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s}}, \qquad E_{2cm} = \frac{s + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{s}} \qquad \text{(EK 2.29)}$$

E_{3cm} ve E_{4cm} için, $m_1 \rightarrow m_3$ ve $m_2 \rightarrow m_4$ değişimi yapılır. Bu durumda,

$$p_{icm} = \sqrt{E_{icm}^2 - m_i^2} \quad \text{ve} \quad p_{1cm} = \frac{p_{1lab} m_2}{\sqrt{s}} \qquad \text{(EK 2.30)}$$

Kütle merkezi sisteminde, birinci parçacığın momentumunu denklem EK 2.26'da yerine yazarsak aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} \qquad \text{(EK 2.31)}$$

Saçılma açısına bağlı diferansiyel tesir kesiti $t = m_1^2 + m_3^2 - 2(E_1 E_3 - |\vec{p}_1||\vec{p}_3|\cos\theta)$ ifadesi kullanılarak aşağıdaki gibi yazılabilir

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma}{dt}\frac{dt}{d\cos\theta} = \frac{|M|^2}{16\pi s^2} 2|\vec{p}_{1cm}||\vec{p}_{3cm}| \qquad \text{(EK 2.32)}$$

Burada gelen parçacıkların kütleleri ihmal edilirse, $|\vec{p}_{1cm}| = \sqrt{s}/2$ ve $|\vec{p}_{3cm}| = \sqrt{s}/2\sqrt{1 - 4m_3^2/s}$ ifadeleri denklem (EK 2.32)'de yerine konulursa açıya bağlı diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{|M|^2}{32\pi s}\sqrt{1 - \frac{4m_3^2}{s}} \qquad \text{(EK 2.33)}$$

EK 2.7 Kapsamlı (Inclusive) Reaksiyonlar

Genellikle demet yönünü gösterecek şekilde z-ekseni için bir yön seçilirse; sonrasında bir parçacık için enerji ve momentum aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$m_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2 \qquad \text{(EK 2.34)}$$

ve hızlılık (rapidity) y aşağıdaki şekilde verilir,

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

$$= \ln\left(\frac{E+p_z}{m_T}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right) \qquad \text{(EK 2.35)}$$

Eşitlik (EK 2.34)'deki enine kütle tanımı, hadron çarpıştırıcılarında deneycilerin kullandıklarından farklıdır. β hızlı bir çerçeveye z-yönünde boost için, $y \to y - \tanh^{-1}\beta$. Böylece hızlılıkta farklılıklar olduğu gibi, hızlılık dağılımı dN/dy şekli değişmezdir. Değişmez tesir kesiti tekrardan yazılabilir,

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\Phi dy p_T dp_T} \Longrightarrow \frac{d^2\sigma}{\pi dy d(p_T^2)} \qquad \text{(EK 2.36)}$$

İkinci form $\frac{dy}{dp_z} = 1/E$ özdeşliği kullanılarak elde edilmiştir, ve üçüncü form Φ üzerinde ortalamayı belirtmektedir.

Feynman'ın x değişkeni aşağıdaki gibi verilir,

$$x = \frac{p_z}{p_{zmax}} \approx \frac{E+p_z}{(E+p_z)_{max}} \ (p_T \ll |p_z|) \qquad \text{(EK 2.37)}$$

Kütle merkezi (c.m.) çerçevesinde,

$$x \approx \frac{2p_{zcm}}{\sqrt{s}} = \frac{2m_T \sinh y_{cm}}{\sqrt{s}} \qquad \text{(EK 2.38)}$$

ve

$$(y_{cm})_{max} = \ln(\sqrt{s}/m). \quad \text{(EK 2.39)}$$

İki-parçacık sisteminin değişmez kütlesi M, aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2[E_T(1)E_T(2)\cosh\Delta y - p_T(1).p_T(2)], \quad \text{(EK 2.40)}$$

Burada

$$E_T(i) = \sqrt{|\vec{p}_T(i)|^2 + m_i^2}, \quad \text{(EK 2.41)}$$

ve $p_T(i)$ i parçacığının enine momentum vektörünü belirtir.

$p \gg m$ için, eşitlik EK 2.35'daki hızlılık ifadesi seriye açılabilir

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\cos^2(\theta/2)+\frac{m^2}{4p^2}+\cdots}{\sin^2(\theta/2)+\frac{m^2}{4p^2}+\cdots}\right) \approx -\ln\tan(\theta/2) \equiv \eta \quad \text{(EK 2.42)}$$

burada $\cos\theta = p_z/p$. Sözdehızlılık (pseudorapidity) η ikinci kısım tarafından yaklaşık olarak $p \gg m$ ve $\theta \gg 1/\gamma$ için y hızlılığına eşittir, ve her koşulda parçacığın kütlesi ve momentumu bilinmediğinde bile ölçülebilir. Tanımdan aşağıdaki özdeşlikler elde edilir,

$$\sinh\eta = \cot\theta, \ \cosh\eta = 1/\sin\theta, \ \tanh\eta = \cos\theta \quad \text{(EK 2.43)}$$

EK 3 İZ BAĞINTILARI

Tek sayıda gama matrislerinin çarpımının izi 0'dır.

$$\mathrm{Tr}(1) = 4 \qquad \text{(EK 3.1)}$$

$$\mathrm{Tr}(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}) = 4g^{\mu\nu}, \quad \mathrm{Tr}(\cancel{ab}) = 4a.\,b \qquad \text{(EK 3.2)}$$

$$\mathrm{Tr}\left(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}\gamma^{\lambda}\gamma^{\sigma}\right) = 4\left(g^{\mu\nu}g^{\lambda\sigma} - g^{\mu\lambda}g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\lambda}\right) \qquad \text{(EK 3.3)}$$

$$\mathrm{Tr}(\cancel{abcd}) = 4(a.\,bc.\,d - a.\,cb.\,d + a.\,db.\,c) \qquad \text{(EK 3.4)}$$

γ^5 , gama matrislerinin çift sayıda çarpımı olduğundan, şu sonuç ortaya çıkar, $\mathrm{Tr}(\gamma^5\gamma^{\mu}) = 0$ ve $\mathrm{Tr}\left(\gamma^5\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}\gamma^{\lambda}\right) = 0$. γ^5 , çift sayıda gama'larla çarpıldığında, aşağıdakini buluruz,

$$\mathrm{Tr}(\gamma^5) = 0 \qquad \text{(EK 3.5)}$$

$$\mathrm{Tr}(\gamma^5\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}) = 0, \qquad \mathrm{Tr}(\gamma^5\cancel{ab}) = 0 \qquad \text{(EK 3.6)}$$

$$\mathrm{Tr}\left(\gamma^5\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}\gamma^{\lambda}\gamma^{\sigma}\right) = 4i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}, \ \mathrm{Tr}(\gamma^5\cancel{abcd}) = 4i\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}a_{\mu}b_{\nu}c_{\lambda}d_{\sigma} \qquad \text{(EK 3.7)}$$

Burada eğer μνλσ 0123'ün çift permütasyonu ise $\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} = -1$'dir, tek permütasyonu için ise $+1$'dir ve eğer iki indis de aynı ise sonuç sıfır'dır. Bu dikkate alındığında

$$\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}\epsilon_{\mu\nu\kappa\tau} = -2\left(\delta^{\lambda}_{\kappa}\delta^{\sigma}_{\tau} - \delta^{\lambda}_{\tau}\delta^{\sigma}_{\kappa}\right) \qquad \text{(EK 3.8)}$$

şeklindedir.

EK 4 KISMİ DALGALAR VE REZONANS

EK 4.1 Kısmi Dalgalar

Spinsiz parçacıkların esnek saçılması için kütle merkezi sisteminde genlik, Legendre polinomları cinsinden açılabilir

$$f(k,\theta) = \frac{1}{k}\sum(2l+1)a_l P_l(\cos\theta) \qquad \text{(EK 4.1)}$$

Burada k kütle merkezi momentumu, θ kütle merkezi saçılma açısı, $a_l = (\eta_l e^{2i\delta_l} - 1)/2i$, $0 \leq \eta_l \leq 1$, ve δ_l ise l. kısmi dalganın faz kaymasıdır. Saf esnek saçılma için, $\eta_l = 1$ dir. Diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k,\theta)|^2 \qquad \text{(EK 4.2)}$$

Optik teorem aşağıdaki bağıntıyı ifade eder

$$\sigma_{top} = \frac{4\pi}{k}\mathrm{Im}f(k,\theta), \qquad \text{(EK 4.3)}$$

ve l. kısmi dalgadaki tesir kesiti bu nedenle sınırlandırmıştır

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1)|a_l|^2 \leq \frac{4\pi(2l+1)}{k^2}\,. \qquad \text{(EK 4.4)}$$

EK 4.2 Rezonanslar

Esnek genişlik Γ_{es}, ve toplam genişlik Γ_{top} olarak tanımlanan durumda, E_R kütle merkezi enerjisinde bir rezonansa sahip esnek a_l genliği için Breit-Wigner (relativistik olmayan) formu

$$a_l = \frac{s/2}{E_R - E - i\Gamma_{top}/2} \qquad \text{(EK 4.5)}$$

Burada E kütle merkezi enerjisidir. Genlik $E = E_R - i\Gamma_{top}/2$ de bir kutup (maksimum) içerir. S_1 ve S_2 spinli parçacıkların çarpışmasında üretilen spin-J rezonans için spin-ortalamalı Breit-Wigner tesir kesiti

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{gelen} B_{çıkan} \Gamma_{top}^2}{(E-E_R)^2 + \Gamma_{top}^2/4}, \quad \text{(EK 4.6)}$$

Burada k kütle merkezi momentumu, E kütle merkezi enerjisi, ve B_{gelen} ve $B_{çıkan}$ gelen ve çıkan kanallarına rezonansın dallanma oranlarıdır. $(2S + 1)$ faktörleri gelen parçacık durumlarının çokluğudur, ve fotonlar için 2 ile yer değiştirilir. Bu ifade sadece izole edilmiş durumlar için geçerlidir. Eğer genişlik küçük değilse, Γ_{top} E'den bağımsız bir sabit olarak ele alınamaz. σ_{BW} için pek çok başka biçimlerde vardır, bunlar dar-genişlik durumunda burada verilen formül ile eşdeğerdir. Eğer rezonans genişse, diğer formların bazıları daha uygun olabilir.

Relativistik Breit-Wigner formu

$$a_l = \frac{-m\Gamma_{es}}{s - m^2 + im\Gamma_{top}}. \quad \text{(EK 4.7)}$$

Daha iyi bir form bilinen kinematik bağımlılıkları içerir, $m\Gamma_{top}$ yerine $\sqrt{s}\Gamma_{top}(s)$ alınarak eğer rezonans kütlesi $\sqrt{s}$ ise rezonans parçacık genişliği $\Gamma_{top}(s)$ olmalıdır, ve buna bağlı olarak $m\Gamma_{es}$ yerine $\sqrt{s}\Gamma_{es}(s)$ yazılır, burada $\Gamma_{es}(s)$ ise $\sqrt{s}$ kütlesi için gelen kanalda kısmi genişliktir.

$$a_l = \frac{-\sqrt{s}\Gamma_{el}(s)}{s - m^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{top}(s)} \quad \text{(EK 4.8)}$$

Z bozon için bütün bozunumlar, kütleleri ihmal edilebilecek kadar küçük olan tüm parçacıklara olacaktır. Boyutsal temelde $\Gamma_{top}(s) = \sqrt{s}\Gamma_0/m_z$, burada Γ_0 genişliği Z'nin genişliğini tanımlar, ve $\Gamma_{es}(s)/\Gamma_{top}(s)$ sabittir. Rezonans eğrisinin tam bir incelemesi sadece kinematiklerin değil, dinamiklerin de göz önüne alınmasını gerektirir. Z bozonu için Standart Modelde ışınımsal düzeltmeler hesaplanarak bu yapılmıştır.

Rezonans üretim $2 \rightarrow 1$ süreci, $1 \rightarrow 2$ bozunumunun ters süreci formundadır: $a1 + a2 \rightarrow a$ süreci için kütle merkezi çerçevesinde bir parçacık faz uzayı

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta(\vec{p}) \delta(m - E_1 - E_2) \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3 2E} \rightarrow \frac{\pi}{m} \delta\left(m - \sqrt{s}\right) \quad \text{(EK 4.9)}$$

Burada genellikle : $a1 + a2 \rightarrow a \rightarrow f$ süreci düşünülür, ara durum a'nın varlığı $\sqrt{s} = m$ de tesir kesitinde bir pik olarak kendini gösterir. Belirsizlik bağıntısına göre kararsız bir parçacığın kütlesi, $1/\tau = \Gamma$ duyarlılığında belirlenebilir. Diferansiyel tesir kesiti $d\sigma(a1 + a2 \rightarrow f)$, Breit-Wigner formülünde bulunan sonlu bozunma genişliğini de içerir.

$$d\sigma = \frac{\pi}{|\vec{k}|} \frac{n}{n_1 n_2} \frac{\Gamma_i d\Gamma_f}{(s-m^2)^2 + m^2 \Gamma_{top}^2} \quad \text{(EK 4.10)}$$

Burada Γ_i ilk duruma, Γ_f ise son duruma bozunma genişliğidir. Gelen parçacıkların durum çoklukları n_1 ve n_2 ile çıkan parçacık (rezonans) durum çokluğu ise n ile gösterilmiştir.

Relativistik Breit-Wigner tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma_{BN} = \frac{12\pi \Gamma_{ee} \Gamma_f}{(E^2-m^2)^2 + m^2 \Gamma_{top}^2} \quad \text{(EK 4.11)}$$

Burada Γ_{ee} leptonik bozunma genişliği, Γ_f ise R → f bozunumu için genişliktir.

EK 5. ALFANIN HESABI

Kuantum alan teorilerinde sonsuz niceliklerle karşılaşabiliriz, bu problemin 'renormalizasyon' olarak adlandırılan teorik işlemler tarafından çözüldüğü bilinmektedir. Kuantum Elektrodinamiğinde (QED) iki nicelik renormalize edilmiştir, bunlar yük ve kütledir. Biz yük ile yani bağlaşım sabiti ile ilgileniyoruz. 'Yalın' yükü tanımlayarak buna başlayabiliriz, fakat bizim ölçtüğümüz 'etkin yük' tür. Biri ıraksakları iptal ederek çıkarılmış olan Lagranjiyendeki karşı (counter) terimleri tanımlayabilir. Bu karşı terimler sonsuzluk getirir.

Her köşedeki bağlaşım sabiti yalın bir sabittir. Yine de, ölçtüğümüz zaman, efektif yük için yalın yükü azaltarak, serinin bütün terimleri katkıda bulunur. Belirtmek gerekir ki yüksek mertebe terimlerin önemi sanal foton eğrisi artışları olarak gelişir. Bu nedenle, etkin yük onu hangi uzaklıkta ölçtüğümüze bağlıdır. Buradan şunu anlıyoruz ki eğer biz yüke yakınlaşırsak yüksek mertebe diyagramları dahil edebiliriz.

Dielektrik ortam içerisine konulmuş negatif yüklü küçük bir küreyi kıyas yoluyla düşünerek devam ederiz. Bu yük aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi küreye karşı yönelme eğilimi gösteren ortamın moleküllerini kutuplar. Bu iyi bilinen perdeleme olayına neden olur. Dielektrik sabiti olarak makroskopik ortaya çıkan test parçacığının yön değiştirmesinden yükü ölçtüğümüzü hayal edelim. Böyle bir saçılma deneyinde test ucunun (prob) hedefe yakın yaklaşım mesafesi probun enerjisinin artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak, yüksek-enerjili problar küre üzerinde daha büyük yük "görecektir".

Kuantum fiziğinde vakum, kendiliğinden, mikroskobik seviyede kutuplanır. Aslında e^+e^- çiftleri sürekli olarak ortaya çıkar, kısa bir sürede yeniden birleşir. Yüklü cisim mevcutsa bu çiftler yönlendirilmiş olur. Bu yük negatifse, pozitron cisme yakın olma eğilimindedir, elektronlar biraz daha uzaktadırlar. Yüklü parçacık etrafında oluşan sanal parçacık bulutu, kendi perdeleme etkisi ile belli bir mesafede kendi yükünün gücünü azaltır.

Saçılma deneyini test (prob) parçacık ile tekrarlarsak, küçük ve daha küçük mesafelerde büyük ve daha büyük bir etkin yük bulabiliriz. Yukarıdaki tartışmanın bir sonucu olarak, ince yapı sabitini basitçe sonuna 'eff'eklemeden α olarak adlandırırız, fakat bu sabit değildir. Daha çok dörtlü-momentum transferi ile 'gelişir' ya da, bir başka deyişle, ölçüm yaptığımız kütle merkezi enerjisi ile gelişir. Q^2'yi ilgili Lorentz-değişmez nicelik olarak adlandıralım, duruma bağlı olarak s ya da t olabilir. Bütün temel kuvvetlerin bağlaşım sabitleri Q^2 'nin fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonlar neredeyse tamamen renormalizasyon teorisi tarafından belirlenir, ancak, genel bir ölçek sabitine uydurulamayabilir, deneysel olarak tespit edilmelidir.

Bir an için, sadece tek tip yüklü fermiyonların olduğunu varsayalım, bu elektron olsun. Sadece e^+e^- çiftleri boşlukta dalgalanır. Bu durumda α'nın açılımı

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1-\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\ln\left(|Q^2|/\mu^2\right)} \qquad \text{(EK 5.1)}$$

burada μ teorinin düzeltilemediği ölçek sabitidir. Dikkat edilirse bu sabit enerji boyutuna sahiptir. Ayrıca dikkat edilmelidir ki eşitlik (EK 5.1)'de bağımlılık Q^2'nin mutlak değeri üzerinedir, onun işareti üzerine değildir.

Eşitlik (EK 5.1) sadece e^+e^- çiftleri etkili bir şekilde uyarıldığında $|Q|$'nun küçük değerlerinde geçerlidir. Daha yüksek değerlerde daha fazla parçacık-antiparçacık çiftleri çözümlenir, $\mu^+\mu^-,\ \tau^+\tau^-, u\overline{u},\ d\overline{d}, \ldots$

Her çift, yükünün karesiyle orantılı olarak katkıda bulunur. Tam ifade şöyledir

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1-z_f\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}\ln\left(|Q^2|/\mu^2\right)} \qquad \text{(EK 5.2)}$$

burada z_f, Q^2'nin düşünülen değerinde etkin bir şekilde katkıda bulunan fermiyonların yüklerin karelerinin toplamıdır (elektron yükü birimlerinde), uygulamada $m <$ $|Q|$alınır.

Örneğin, 10 GeV $< Q <$ 100 GeV aralığında, üç yüklü lepton, iki yukarı-tipli kuark, u ve c (yükleri 2/3) ve üç aşağı-tipli kuark, d, s ve b (yükleri 1/3) katkıda bulunur, böylece aşağıdaki ifadeyi elde ederiz

$$z_f = 3(\text{leptonlar}) + 3(\text{renkler}) \times \frac{4}{9} \times 2(u, c) + 3 \times \frac{1}{9} \times 3(d, s, b) = 6.67 \qquad \text{(EK 5.3)}$$

böylece,

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - 6.67 \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln(|Q^2|/\mu^2)} \qquad 10 \text{ GeV} < Q < 100 \text{ GeV} \quad \text{için} \qquad \text{(EK 5.4)}$$

elde edilir.

α'nın tersi Q^2 üzerine bağımlılığı özellikle basittir, şöyleki

$$\alpha^{-1}(Q^2) = \alpha^{-1}(\mu^2) - \frac{z_f}{3\pi} \ln(|Q^2|/\mu^2). \qquad \text{(EK 5.5)}$$

Görüyoruz ki, daha fazla sanal parçacık için eşik değerleri aşılmadığı sürece, α^{-1} ifadesi ln $(|Q^2|/\mu^2)$'nin lineer bir fonksiyonudur. Göreceğimiz gibi, eşiklerin geçilmesi bağlaşım sabitlerinin açılımı için önemli bir husustur.

İnce yapı sabiti doğrudan ölçülemez, tercihen değeri belirli Q^2 de ölçülen miktardan çıkartılır, örneğin tesir kesitinden belirlenir. İlki ve sonuncusu arasındaki ilişki QED çerçevesinde teorik hesaplar tarafından verilir.

İnce yapı sabiti, elektron manyetik momentinin 0.7 ppt (trilyon başına birim, 1 trilyon= 10^{12}) doğrulukla ölçülerek, $Q^2 = 0$ 'da 0.7 ppb (milyar başına birim, 1

milyar=10^9) doğrulukla saptanmıştır. Teorik tarafta, manyetik moment ve ince yapı sabiti arasındaki QED ilişkisi, 891 Feynman diyagramı işlemi ile 8. mertebeden hesaplanmıştır (Gabrielse et al 2006).

$$\alpha^{-1}(0) = 137.035999710 \pm 0.000\,000\,096 \qquad \text{(EK 5.6)}$$

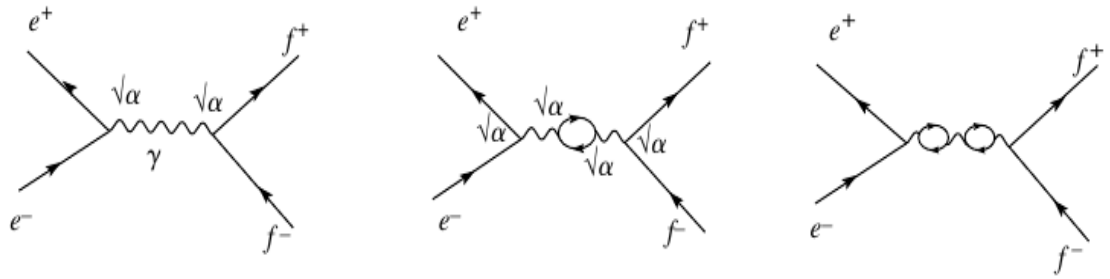
α 'nın gelişimi, ya da 'koşması' e^+e^- çarpıştırıcılarında $Q^2 < 0$ ve $Q^2 > 0$ ın her ikisi için de belirlenmiştir.

$Q^2 > 0$' da çalışmak için s kanal süreçlerini kullanırız, elektron-pozitronun, fermion-antifermion çiftlerine yok olmasının $e^+e^- \to f\bar{f}$ tesir kesiti ölçerek, (örneğin, son durumu $\mu^+\mu^-$ olabilir).

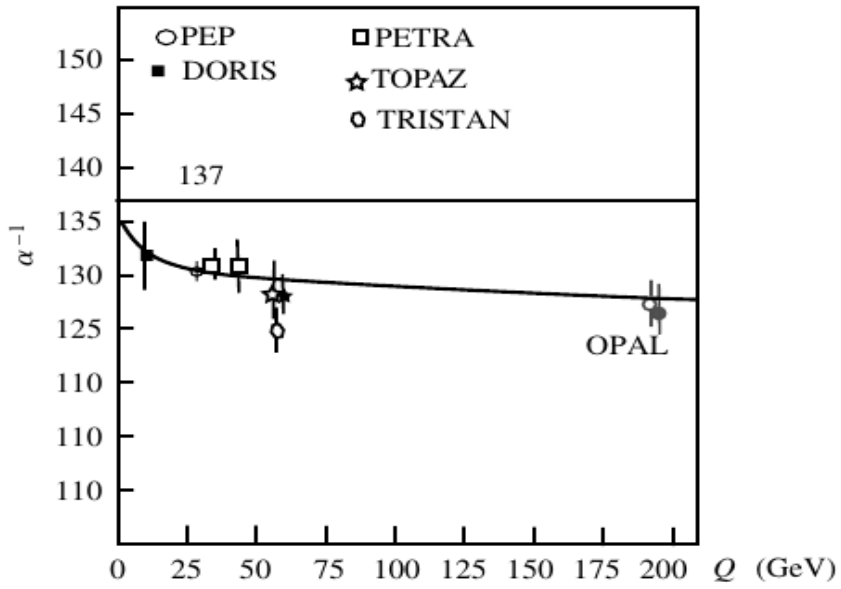
Şekil EK 5.1, sürece katkıda bulunan serilerin ilk üç diyagramını göstermektedir.

Ölçülen nicelikler $Q^2 = s$ 'in fonksiyonu olarak tesir kesitleridir, buradan $\alpha(s)$ fonksiyonu QED hesaplarından çıkartılmıştır. Şekil 2'deki sonuç değişik enerjilerde verilen $1/\alpha$'yı göstermektedir. Data göstermektedir ki, aslında α sabit değildir ve onun davranışı mükemmel bir şekilde kuantum alan teorisinin öngörüsü ile uyuşmaktadır.

Z kütlesinde α'nın yüksek hassasiyetle belirlenmesi 35 ppm (milyon başına birim) bileşik çözünürlük ile, LEP deneyleri tarafından yapılmıştır.



Şekil 1 $e^+e^- \to f^+f^-$ sürecine katkıda bulunan diyagramlar



Şekil 2 $1/\alpha$ nın enerjiye göre grafiği (Abbiendi 2004)

α'nın Z kütlesindeki değeri $\alpha^{-1}(M_z^2) = 128.936 \pm 0.046$ olarak verilir.

EK 6 ROOT MAKROSU

D^0 mezonların çift üretimi için deney verilerinden (örneğin, bes3_data_2008.txt dosyası) tesir kesiti grafiği çizmek ve analiz yapmak için hazırlanan Root makro programı (örneğin, root_bes3_data.C) aşağıda verilmiştir.

```
{
gROOT->Reset();
gStyle->SetOptFit(0111);
ifstream infile;
infile.open("bes3_data_2008.txt");
Int_t n=14;
Float_t ee[n],s1[n],is1[n],sis1[n];
Float_t s2[n],is2[n],sis2[n];
Float_t s3[n],is3[n],sis3[n];
Float_t er1[n],er2[n],er3[n];
// Int_t nlines=0;
for (Int_t i=0;i<n;i++){
infile>>ee[i]>>s1[i]>>is1[i]>>sis1[i]>>s2[i]>>is2[i]>>sis2[i]>>s3[i]>>is3[i]>>sis3[i];
cout<<ee[i]<<" "<<s1[i]<<" "<<is1[i]<<" "<<sis1[i]<<" "<<s2[i]<<" "<<is2[i]<<"
"<<sis2[i]<<" "<<s3[i]<<" "<<is3[i]<<" "<<sis3[i]<<endl;
er1[i]=sqrt(is1[i]*is1[i]+sis1[i]*sis1[i]);
if(!infile.good()) break;
}
infile.close();
gr1=new TGraphErrors(n,ee,s1,0,er1);
c1=new TCanvas("c1","Grafik",200,10,600,400);
gr1->SetTitle("");
gr1->SetLineColor(4);
gr1->SetLineWidth(3);
gr1->GetXaxis()->SetTitle("#sqrt{s}(GeV)");
gr1->GetXaxis()->CenterTitle();
gr1->GetYaxis()->SetTitle("#sigma(nb)");
```

```
gr1->SetMarkerStyle(21);
gr1->Draw("AP");
TF1 *f1 = new TF1("f1","gaus",3.7,3.8);
gr1.Fit("f1","R");
c1->SaveAs("D0D0bar.png");
}
```

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Burcu ZENGİN

Doğum Yeri : Mersin

Doğum Tarihi: 10.02.1987

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu:

Lise : Cemile Hamdi Ongun Lisesi (2001-2005)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü (2006-2010)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
(Eylül 2010 – Mayıs 2013)