



T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



DOKTORA TEZİ

BES-III DENEYİNDE $J/\psi \rightarrow \varphi\pi^0\pi^0$ BOZUNUM KANALININ
ANALİZİ İLE REZONANSLARIN ARAŞTIRILMASI

Onur Buğra KOLCU

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı

DANIŞMAN
Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

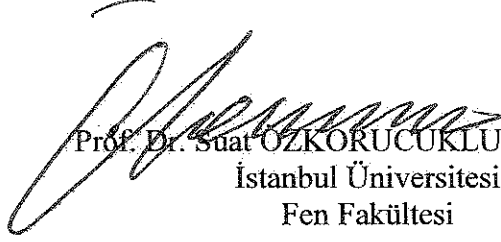
II. DANIŞMAN
Doç. Dr. İsmail Ruhi UMAN

Haziran, 2017

İSTANBUL

Bu çalışma 5.06.2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programında Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi




Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Serkant Ali ÇETİN
Bilgi Üniversitesi
Mühendislik ve Doğa Bilimleri
Fakültesi



Doç. Dr. Taylan Yetkin
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Ekrem AYDINER
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen Fakültesi



20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin abonesi olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

ÖNSÖZ

Tez çalışması boyunca desteğini esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Suat Özkorucuklu'ya teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmasının her aşamasında gece gündüz demeden desteğini esirgememiş ikinci danışmanım Doç. Dr. İsmail Ruhi Uman'a içtenlikle teşekkür ederim.

Ayrıca tüm BESIII deney grubuna teşekkürü borç bilirim. Desteği ve sevgisiyle daima yanımda olan aileme ve sevgilim Başak Özcan Kolcu'ya teşekkür ederim.

Haziran 2017

Onur Buğra KOLCU

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ.....	iv
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ.....	vii
TABLO LİSTESİ	xi
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	xii
ÖZET.....	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR	8
2.1. HADRON SPEKTROSKOPİSİ	8
2.2. GLUEBALL YAPILARI.....	10
2.2.1. Skaler Glueball Adayları.....	13
2.2.1.1. $f_0(1370)$	13
2.2.1.2. $f_0(1500)$	13
2.2.1.3. $f_0(1710)$	14
2.3. BESIII DENEYİ	15
2.3.1. Ana Sürüklenme Odacığı	17
2.3.1.1. <i>Ana Sürüklenme Odacığı Momentum Belirleme Çözünürlüğü</i>	18
2.3.2. Zaman Kestirimli Oda.....	19
2.3.3. Elektromanyetik Kalorimetre.....	20
2.3.4. Müon Odacıkları	21
2.3.5. Süperiletken Solenoid Mıknatıs	22
2.3.6. Tetikleme ve Veri Toplama Sistemi	22
3. MALZEME VE YÖNTEM	24
3.1. BESIII ÇEVİRİMDIŞI YAZILIM SİSTEMİ	24
3.1.1. Benzetim	24
3.1.1.1. <i>KKMC Olay Üretici</i>	25
3.1.1.2. <i>BesEvtGen Olay Üretici</i>	26

3.1.1.3. KEDİ Üreteçleri	26
3.1.1.4. Dahili MC Olay Üreteçleri	27
3.1.2. Parçacık Tanımlama.....	27
3.1.2.1. BESIII Deneyinde Parçacık Tanımlama Sistemi.....	27
3.1.2.2. Likelihood Metodu.....	30
3.2. KİNEMATİK FİT	32
3.3. KISMİ DALGA ANALİZİ.....	35
3.3.1. Kısmi Dalga Analizinde Kovaryant Tensör Formalizmi	36
3.3.2. Kısmi Dalga Analizinin $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ Kanalına Uygulanması	39
4. BULGULAR	44
4.1. $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ BOZUNUM KANALININ SEÇİMİ.....	44
4.1.1. Yüklü Parçacıkların Seçimi	44
4.1.2. Foton Seçimi	47
4.1.3. Kinematik Fit Sonrası Veri Seti	47
4.2. ARKA PLAN ANALİZİ	53
4.2.1. Dahili Monte Carlo	53
4.2.2. Deney Verisi Üzerinde Arka Plan Analizi	57
4.3. DENEY VERİSİNE KISMİ DALGA ANALİZİNİN UYGULANMASI	65
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	87
KAYNAKLAR	93
EKLER.....	98
EK 1.	98
ÖZGEÇMİŞ.....	99

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 1.1:** Kuark modeli çerçevesinde oktet ve singlet mezon dalga fonksiyonları gösterimi [5].....3
- Şekil 1.2:** Kuark modeli uyarınca pseudo-skaler (sol, $J^{PC} = 0^{-+}$) ve vektör (sağ, $J^{PC} = 1^{-}$) mezonlarının sınıflandırılması [4].4
- Şekil 2.1:** u, d, s hafif kuarklarının oluşturduğu sıradan mezonlar, molekül-mezon ve glueball adayları. dikey ekseninde L'nin alabileceği değerlere göre mezon spektrumu verilirken, yatayda rezonansların radyal durumları gösterilmiştir. Enerji seviyeleri rezonansların bulunduğu ortalama enerji bölgesini temsil ederken, siyah renkli olanlar varlığı kanıtlanmış mezonlar, diğerleri ise kesinleşmemiş muhtemel sonuçları temsil etmektedir [6].....9
- Şekil 2.2:** Temel seviye skaler ($J^{PC} = 0^{++}$) nonet gösteriminde iki varsayımsal yaklaşım.10
- Şekil 2.3:** Örgü Kuantum Renk Dinamiği (ÖKRD) çerçevesinde öngörülen glueball adaylarının kuantum sayıları ve enerji aralıklarına göre sınıflandırılması. Kütle değerleri hadronik oran sabitiyle (r_0) ölçeklenerek GeV/C^2 biriminde verilmiştir. $r_0^{-1} = 41020 \text{ MeV}/C^2$ alınmış ve sağ dikey kısım bu kabul altında ifade edilmiştir. Bölgelerin kalınlıkları öngörülen kütle bölgesi hata payını ifade etmektedir [22].....11
- Şekil 2.4:** BEPCII hızlandırıcısının tepeden görünümü ve bazı parçalarının gösterimi.....16
- Şekil 2.5:** BESIII dedektörünün, kedisini oluşturan alt bileşenleriyle temsili gösterimi.....17
- Şekil 2.6:** Ana sürüklenme odacığı yanal benzetim gösterimi (sol), tellerin ve halkaların gösterildiği kurulum öncesi çekilmiş ASO fotoğrafı (sağ) [32].18
- Şekil 2.7:** ZKO benzetim (sol) ve kurulum öncesi görüntüsü (sağ). Fıçı kısmına yerleştirilmiş çift katman sintilatörler sağdaki resimde görülmektedir [32].....19
- Şekil 2.8:** ZKO uç kapak kısmı sintilatörlerin yerleşimi [32].20
- Şekil 2.9:** BESIII elektromanyetik kalorimetre benzetimi [26].....21
- Şekil 2.10:** Müon odacığı katmanlarının fıçı ve uç kısımlar için benzetimi [32].....22

Şekil 3.1: BESIII olay üretici yapısı gösterimi. KKMC elektron pozitron çarpışma sürecini modellerken, BesEvtGen $c\bar{c}$ bozunum yapılarını modellemektedir [40].	25
Şekil 3.2: p, e, K, μ ve π parçacıklarının dE/dx bilgisi. Yatay eksen momentum ve düşey eksen normalize atım yüksekliğini göstermektedir [26].	28
Şekil 3.3: ZKO ölçümlerinden elde edilen parçacıkların kütle kare dağılımı [26].	29
Şekil 4.1 : BESIII dedektörü yan kesit görünümü.	45
Şekil 4.2: Yüklü parçacıkların ortalama enerji kaybı (dE/dx) eğrileri. π/μ eğrisinin sol yanında kalan silik iz elektronlara aittir.	46
Şekil 4.3: Zaman kestirimli odadan elde edilen, aşağıdan yukarıya doğru pion, kaon ve proton sıralamasıyla kütle kare - momentum dağılımı.	46
Şekil 4.4 : 6C kinematik fit sonrası dE/dx dağılımı.	48
Şekil 4.5: 6C kinematik fit sonrası m^2 - momentum grafiği. Kinematik fit sonrasında uçuş zamanı ölçer aracılığıyla elde edilen verilerden kaonlar seçilmiştir.	48
Şekil 4.6 : $\phi\pi^0$ ve $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımları. Kütle dağılımlarında baskın rezonansların oluşturduğu tepe karakterli dağılım görülmektedir.	50
Şekil 4.7 : Simetrik (sol) ve asimetrik (sağ) Dalitz plot gösterimleri ve tek boyutta Dalitz plot gösterimini oluşturan değişmez kütle dağılımlarının karesi.	51
Şekil 4.8 : Kırmızı 6C fit sonrası seçilen fotonların kombinasyonlarıyla oluşturulmuş pion kütle dağılımını, mavi 4C fit sonrası $\chi^2 < 50$ koşulunda ve yeşil 4C fit sonrası pion kütle dağılımını temsil etmektedir.	52
Şekil 4.9 : $S/\sqrt{S+B}$ ifadesinin χ^2 dağılımına göre oluşturduğu eğri gösterimi. Yeşil ok $S/\sqrt{S+B}$ ifadesinin maksimum olduğu noktayı göstermektedir.	54
Şekil 4.10 : Dahili MC sonucu χ^2 dağılımı. Sinyali oluşturan kanallar mavi, arka planı oluşturan ve istatistiği yüksek temel bozunum kanalları çerçevede belirtilen renklerle temsil edilmiştir. Olay sayısı, sinyal olaylarının toplamıdır.	55
Şekil 4.11 : $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımı sarı ve $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımında, $K^*(890)^{\mp}$ rezonansının kütle kısıtlaması altındaki tüm veri dağılımı kırmızıyla gösterilmiştir.	57
Şekil 4.12 : $K^*(890)^{\mp}$ kütle kısıtlaması sonrası $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımı.	58
Şekil 4.13 : $K^*(890)^{\mp}$ kütle kısıtlaması sonrası Dalitz plot gösterimi.	59
Şekil 4.14 : Dahili MC verisine $K^*(890)^{\mp}$ kütle kısıtlaması uygulandıktan sonra arka planı oluşturan kanalların Dalitz plot üzerindeki dağılımı.	61

Şekil 4.15 : ϕ sinyal ve yan bant aralıkları. Mavi oklar ϕ kütle çerçevesini (1.005 GeV < M(ϕ) < 1.035 GeV), kırmızı oklar yukarıda verilmiş olan yan bant aralıklarını temsil etmektedir.	62
Şekil 4.16 : Üst kısımda yer alan grafikler sırasıyla $M_{\pi\pi}$ ve $M_{\phi\pi}$ 'a ait 6C fit sonrası elde edilmiş ve sarı ile gösterilen bölgeler ϕ sağ yan bant bölgesinin içinde kalan veriye aittir. Alt kısımda yer alan grafikler üstteki grafiklerden farklı olarak $K^*(890)^{\mp}$ kütle kısıtlamasının uygulandığı durumları göstermektedir.....	63
Şekil 4.17 : ϕ değişmez kütlesi dağılımının araka plan ve sinyalinin fit eğrileri.....	63
Şekil 4.18 : π^0 değişmez kütlesi dağılımının arka plan ve sinyalinin fit eğrileri.	64
Şekil 4.19 : Harici MC sonucunda elde edilen $\pi^0 \pi^0$, $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımı, Dalitz plot gösterimi ve f_j rezonansının bozunumu sonrası π^0 polar açısallık dağılımı grafiği.....	65
Şekil 4.20 : $\pi^0 \pi^0$ kütle dağılım verisi, fit eğrisi ve arka plan gösterimi.	68
Şekil 4.21 : $\phi\pi^0$ kütle dağılım verisi, fit eğrisi ve arka plan gösterimi.....	68
Şekil 4.22 : Deney verisinin Dalitz plot gösterimi (sol) ve fit sonrası, fit edilen rezonanslar için MC ile üretilen Dalitz plot gösterimi (sağ). Üretilen MC veri sayısı deney verisinin yaklaşık iki katı seçilmiştir.....	69
Şekil 4.23 : Üst kısımda yer alan açısallık dağılımlar $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sonucu oluşan yüksüz pionların soldan sağa polar ve azimutal açısallık dağılımları, alt kısımda X ve ϕ rezonanslarının polar açısallık dağılımları verilmiştir.	70
Şekil 4.24 : $f_0(1500)$ rezonansının başlangıç fit modeline göre optimizasyonu. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.	71
Şekil 4.25 : 1.4 – 1.5 GeV enerji bölgesi aralığında $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bozunumu için polar açısallık dağılım. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı bölge fit erişimini temsil etmektedir.....	72
Şekil 4.26 : $f_2(1430)$ rezonansının optimizasyonu sonucu ele alınan kütle ve genişlik değerlerine karşılık gelen minimum log-likelihood dağılımı.....	73
Şekil 4.27 : $\pi^0 \pi^0$ kütlesi 1.4 -1.5 GeV aralığındayken $f_2(1430)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonrasında polar açısallık dağılıma uygulanan fit eğrisinin gösterimi.....	74
Şekil 4.28 : $f_0(1790)$ rezonansının log-likelihood minimum değeri etrafında kütle ve genişlik için parabolik olmayan dağılımların temsili.....	75
Şekil 4.29 : Temel fit + $f_2(1430)$ modeliyle gerçekleştirilen fit sonucu $\pi^0 \pi^0$ kütle dağılımı ve olası rezonansların bulunabileceği kütle tepe değerlerinin gösterimi.....	76

Şekil 4.30 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020)$ fit modeliyle $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta\ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı.	77
Şekil 4.31 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020)$ modeliyle gerçekleştirilen fit sonucu $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımı ve fit eğrisi.	78
Şekil 4.32 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle $f_2(1810)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta\ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı.....	80
Şekil 4.33 : $f_2(1810)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	80
Şekil 4.34 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta\ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı.....	81
Şekil 4.35 : $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	82
Şekil 4.36 : $f_2(1270)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	82
Şekil 4.37 : $f_0(1370)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	83
Şekil 4.38 : $f_2(1430)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	83
Şekil 4.39 : $f_0(1500)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri.	84
Şekil 4.40 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modelinin $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımıyla uyumu.	85
Şekil 4.41 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modelinin $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımıyla uyumu.	85
Şekil 4.42 : $X \rightarrow \pi^0\pi^0$ sonucu oluşan yüksüz pionların soldan sağa polar ve azimutal açısal dağılımları. Hata paylı noktalar veriyi, sarı dolgu fiti göstermektedir.....	86
Şekil 4.43 : $J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunumunda, X ve ϕ rezonanslarının polar açısal dağılımları. Hata paylı noktalar veriyi, sarı dolgu fiti göstermektedir.....	86
Şekil 5.1 : $f_2(1270)$, $f_2(1430)$ ve $f_2(1810)$ tensörlerinin $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımı üzerinde gösterimi.	89
Şekil 5.2 : σ , $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1790)$ ve $f_0(2020)$ skaler rezonanslarının $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımı üzerinde gösterimi.	90

TABLO LİSTESİ

	Sayfa No
Tablo 1.1 : Nesillerine göre kuarkların sınıflandırılması ve özellikleri [3].	2
Tablo 2.1 : BEPCII hızlandırıcısının dizayn özellikleri.	16
Tablo 4.1 : Veri istatistiğinin uygulanan sınırlamalarla değişimi.	49
Tablo 4.2 : Dahili MC bozunum kanalları ve tüm olay sayısı içindeki oranı.	53
Tablo 4.3 : Dahili MC bozunum kanalları ve bozunum kanallarının tüm olay sayısı içinde $\chi^2 < 50$ koşulu altında yüzdeler oranı.	56
Tablo 4.4 : $K^*(890)^{\mp}$ kütle kısıtlaması uygulaması sonrası dahili MC istatistiğinin değişimi.	60
Tablo 4.5 : Başlangıç fit modelinde içerilen rezonansların kütle ve genişlik değerleri ve PDG ortalama değerleriyle kıyaslanması.	67
Tablo 5.1 : Analiz sonucunda elde edilen rezonansların kütle, genişlik, anlamlılık düzeyleri ve PDG verileriyle [3] karşılaştırılması.	88

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
S	: Spin
L	: Açısal momentum
J	: Toplam açısal momentum
C	: Yük paritesi
P	: Parite
n	: Radyal kuantum sayısı

Kısaltmalar	Açıklama
ASO	: Ana sürüklenme odacığı
ZKO	: Zaman kestirimli oda
EMK	: Elektromanyetik kalorimetre
PDG	: Particle data group
MC	: Monte Carlo
BEPC	: Beijing electron positron collider
ÖKRD	: Örgü kuantum renk dinamiği
BES	: Beijing Spectrometer

ÖZET

DOKTORA TEZİ

BES-III DENEYİNDE $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ BOZUNUM KANALININ ANALİZİ İLE REZONANSLARIN ARAŞTIRILMASI

Onur Buğra KOLCU

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

II. Danışman : Doç. Dr. İsmail Ruhi UMAN

Tez çalışmasında BEPCII (Beijing Elektron-Pozitron Çarpıştırıcısı) aracılığıyla BESIII (Beijing Spektrometresi) deneyinde üretilen $1.225 \times 10^9 J/\psi$ olayı incelenmiş ve $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ bozunum kanalına kısmi dalga analizi uygulanmıştır. Analiz sonucunda $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ glueball adayları gözlemlenmiştir. Ayrıca 1800 MeV civarında BESII deney sonuçlarıyla tutarlı skaler bir rezonans gözlemlenmiş ve kütlesi 1799 ± 9.1 MeV, genişliği 124 ± 12.9 MeV bulunmuştur [7]. 1800 MeV civarındaki skaler rezonansla aynı bölgede $f_2(1810)$ tensörünün varlığı da görülmüştür. Bunun yanı sıra $f_2(1270)$ ve literatürde hakkında az bilgi bulunan $f_2(1430)$ rezonansları da gözlemlenmiştir.

Haziran 2017, 113 sayfa.

Anahtar kelimeler: BESIII, glueball, kısmi dalga analizi

SUMMARY

Ph.D. THESIS

A STUDY OF RESONANCES IN $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ DECAY CHANNEL AT BES-III EXPERIMENT

Onur Buğra KOLCU

Istanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor : Prof. Dr. Suat ÖZKORUCUKLU

Co-Supervisor : Assoc. Prof. Dr. İsmail Ruhi UMAN

In this thesis, 1.225×10^9 J/ψ data sample analysed which are produced in the BESIII (Beijing Spectrometer) experiment via BEPCII (Beijing Electron-Positron Collider) and partial wave analysis is performed on the $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ decay channel. $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ glueball candidates are observed as a result of the analysis. In addition to this, a scalar resonance is obtained at the vicinity of 1800 MeV consistent with the BESII results with 1799 ± 9.1 MeV mass and 124 ± 12.9 MeV width [7]. $f_2(1810)$ tensor resonance is observed at the same mass region of the scalar around 1800 MeV. As well as $f_2(1270)$ and poor defined $f_2(1430)$ resonances are observed with the partial wave analysis.

June 2017, 113 pages.

Keywords: BESIII, glueball, partial wave analysis

1. GİRİŞ

İlk somut betimlemesi Demokritos tarafından yapılan ve “parçalanamayan” anlamına gelen, ilk tabiriyle “atomos” yani “atom” üzerine yapılan tüm çalışmalar doğayı daha iyi anlamının bir yolu olarak görüldü. Atomun kaba tarifini yakın dönem sonuçları üzerinden yaparsak, çekirdek ve çekirdek içerisinde protonlar ve nötronlardan bahsedebiliriz. Bugünden baktığımızda ise proton ve nötronların da kuark adı verilen temel parçacıkların bağlı durumları olduğunu söyleyebiliriz. Ancak bunu söylemek oldukça zaman almıştır.

1932 yılında J. Chadwick bir dizi deneyle elektriksel olarak yüksüz ve kütlesi neredeyse protonla aynı olan nötronu buldu [1]. Bu keşif sonrası atomun çekirdeğinin proton ve nötrondan oluştuğu tespit edildi ve ikisini bir arada tutacak kuvvetin varlığına dair bilginin temeli atıldı. Ardından 1935 yılında H. Yukawa proton ve nötron arasında kısa erimli etkileşimi gerçekleştiren varsayımsal bir parçacık olarak pion’un varlığını ileri sürdü [2]. 1950/70 yıllarında birçok parçacığın (π^{\pm} , π^0 , K^{\pm} , K^* , Δ , vs.) bulunması ve 1964 yılında M. Gell-Mann ve G. Zweig tarafından kuark modelinin ileri sürülmesinin ardından pion mezon olarak sınıflandırıldı. 1970’li yılların başında pion gibi kuarkların bağlı durumlarından oluşan hadronların güçlü etkileşimlerini açıklamak için “Kuantum Renk Dinamiği ” (KRD) kuramı ileri sürüldü.

Kuantum renk dinamiği güçlü etkileşimin ayar bozonu olan gluonların ve kuarkların güçlü etkileşimlerini tarif eden ayar alan teorisi. Kuantum renk dinamiği SU(3) simetri grubuyla ifade edilir. KRD kuramına göre kuarkların farklı kombinasyonlarıyla hadronlar meydana gelir. Standart model çerçevesinde kuarklar üç nesil üzerinden sınıflandırılmaktadır. Tablo-1’de kuarklar nesillerine göre sınıflandırılmıştır.

Tablo 1.1: Nesillerine göre kuarkların sınıflandırılması ve özellikleri [3].

Nesil	I		II		III	
Ad	u (yukarı)	d (aşağı)	s (acayıp)	c (tılsımlı)	b (alt)	t (üst)
Kütle (MeV/c ²)	2.2 ^{+0.6} _{-0.4}	4.7 ^{+0.5} _{-0.4}	96 ⁺⁸ ₋₄	1280 ⁺³⁰ ₋₃₀	4180 ⁺⁴⁰ ₋₃₀	173100 ⁺⁶⁰⁰ ₋₆₀₀
Yük	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I(J ^P)	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^+$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^+$	$0\left(\frac{1}{2}\right)^+$	$0\left(\frac{1}{2}\right)^+$	$0\left(\frac{1}{2}\right)^+$	$0\left(\frac{1}{2}\right)^+$

KRD kuramının izinli konfigürasyonlarıyla baryonlar üçlü ($q_1q_2q_3$) ve mezonlar ($q_1\bar{q}_2$) ikili kuark kombinasyonlarından meydana gelir. Baryonların ve mezonların sınıflandırılmasında kuark modeli kullanılmaktadır. Kuark modeline göre hadronlar temel durumda değildir ve kuark, anti-kuarkların bağlı durumlarıyla tarif edilir. Kuark modeline göre hafif kuarklarla (u, d, s) düşük kütleli 10 baryon tarifi spin paritesi $J^P = \frac{1}{2}^+$ (baryon oktet) ve $J^P = \frac{3}{2}^+$ (baryon dekuplet) durumları için yapılır. Benzer biçimde mezonlar, spin 0 ve spin 1 durumları için sırasıyla singlet ve triplet durumlarıyla tarif edilir. Mezonlar için spin dalga fonksiyonları Denklem 1.1 ve Denklem 1.2’de verilmiştir [5].

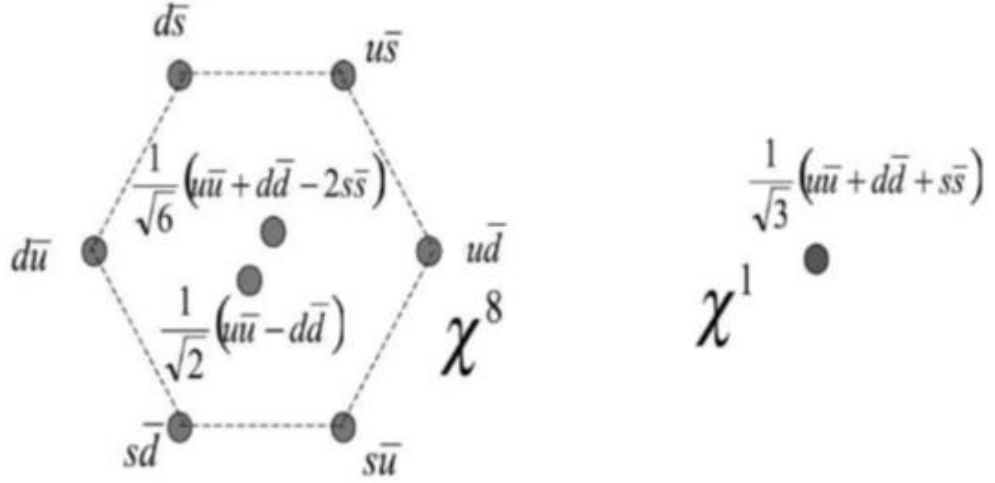
$$Triplet \psi_T^1 \begin{cases} |1,1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle \\ |1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \\ |1,-1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases} \quad (1.1)$$

$$Singlet \psi_S^0 \{ |0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \quad (1.2)$$

Mezonları sınıflandırırken çeşni durumları da dikkate alınmalıdır. Çeşni durumlarını ifade eden dalga fonksiyonu:

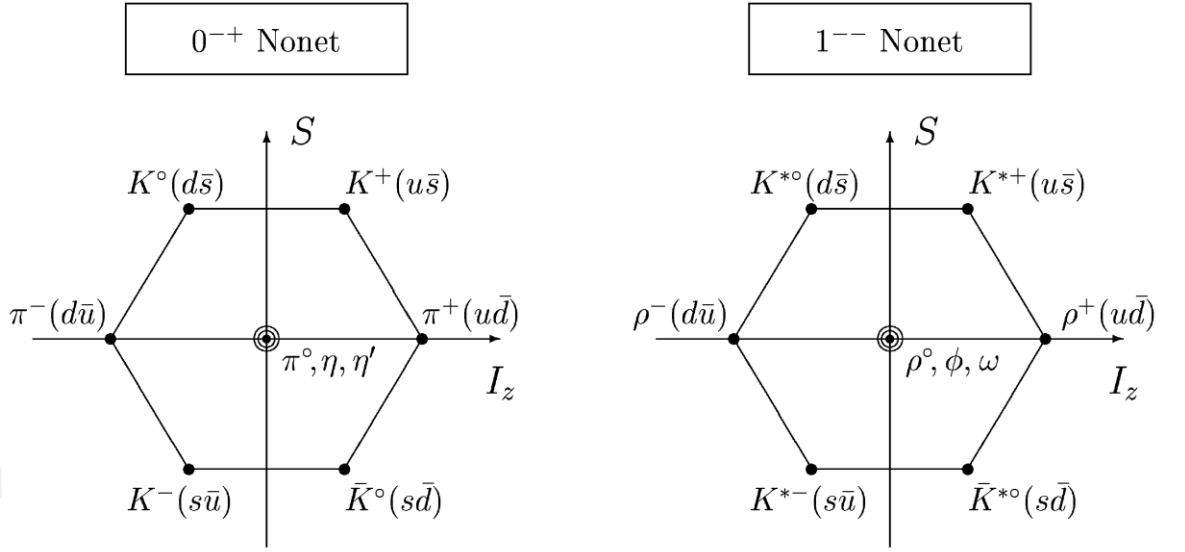
$$\varphi_s = \frac{1}{\sqrt{3}} (|r\bar{r}\rangle + |b\bar{b}\rangle + |g\bar{g}\rangle) \quad (1.3)$$

ile verilir. Çeşni durumunu ifade etmek için kırmızı, mavi ve yeşil sırasıyla r, b ve g harfleriyle temsil edilmektedir. u, d, s kuarkları ve anti-kuarklarıyla mezonlar $3 \times \bar{3} = 8 \oplus 1$ biçiminde gruplandırılır. Buna göre 9 farklı mümkün durum için bir oktet ve bir singlet oluşur.



Şekil 1.1: Kuark modeli çerçevesinde oktet ve singlet mezon dalga fonksiyonları gösterimi [5].

Yukarıda verilen bilgilerle mezonları oluşturan $\frac{1}{2}$ spine sahip ikili kuark kombinasyonlarıyla, toplam açısal momentumu (J) 0 veya 1 olan, skaler (spin-0) ve vektör mezonların (spin-1) elde edileceği görülebilir. Ayrıca L açısal momentumu ve S spini temsil etmek üzere, mümkün parite ($P = (-1)^{L+1}$) ve yük-paritesi (C-parite, $C = (-1)^{L+S}$) durumları da göz önüne alındığında, L = 0 temel durumu için $J^{PC} = 0^{-+}$ pseudo-skaler ve $J^{PC} = 1^{-}$ vektör durumları elde edilir.



Şekil 1.2: Kuark modeli uyarınca pseudo-skaler (sol, $J^{PC} = 0^{-+}$) ve vektör (sağ, $J^{PC} = 1^{--}$) mezounlarının sınıflandırılması [4].

Şekil 1.2’de kuark modeline göre temel düzey pseudo-skaler ve vektör mezoun nonetleri gösterilmiştir. Görüleceği üzere $s\bar{s}$ mezounlarının u ve d kuarklarının kombinasyonu olan $n\bar{n}$ durumlarıyla karışımı söz konusudur. Pseudo-skaler mezounların nonet gösteriminde bulunan η ve η'

$$|\eta_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle)\psi_S^0 \quad (1.4)$$

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)\psi_S^0 \quad (1.5)$$

biçiminde singlet ve oktet olarak ifade edilebildiği gibi θ_η karışım açısıyla

$$|\eta\rangle = \cos\theta_\eta |\eta_0\rangle + \sin\theta_\eta |\eta_8\rangle \quad (1.6)$$

$$|\eta'\rangle = -\sin\theta_\eta |\eta_0\rangle + \cos\theta_\eta |\eta_8\rangle \quad (1.7)$$

olarak ifade edilir. Deneysel olarak $\theta_\eta \cong 11^\circ$ ‘dir [5]. η_0 ve η_8 aynı kuantum sayılarına sahip olduklarından dalga fonksiyonlarında karışım olacaktır.

Vektör mezonlarını spin-0 durumlarının analogisi olarak, η yerine ϕ , η' yerine ω , π yerine ρ yazılırsa Şekil 1.2'de gösterildiği gibi 1^{--} nonet temsili oluşur. Benzer biçimde dalga fonksiyonları

$$|\phi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle)\psi_7^1 \quad (1.8)$$

$$|\phi_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)\psi_7^1 \quad (1.9)$$

ve θ_ϕ karışım açısıyla

$$|\omega\rangle = \cos\theta_\phi |\phi_0\rangle + \sin\theta_\phi |\phi_8\rangle \cong \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) \quad (1.10)$$

$$|\phi\rangle = -\sin\theta_\phi |\phi_0\rangle + \cos\theta_\phi |\phi_8\rangle \cong |s\bar{s}\rangle \quad (1.11)$$

biçimindedir. Karışım açısı $\theta_\phi \cong 35^\circ$ 'dir [5]. ω ve ϕ mezonlarının son durumları incelendiğinde ω ve ρ kuark yapılarının benzerlikleri sonucu karışımı ve ϕ mezonunun neden $K\bar{K}$ bozunumu yaptığı anlaşılmaktadır.

Kuark modeli çerçevesinde izinli temel durum kombinasyonlarıyla tarif edilen sıradan mezonlar dışında rezonanslar da öngörülmektedir. Bu rezonanslar $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \dots$ vb. gibi durumlarla tarif edilen egzotik mezonların yanı sıra, gluon kombinasyonlarıyla oluştuğu ve sıradan mezonlarla karışım içinde olduğu düşünülen glueball yapıları ve sıradan mezonlarla yapısal olarak farklılık gösteren hibrit mezon, tetra-kuark ve mezon-molekül adaylarıdır [6]. Egzotik mezonlar izinli mümkün J^{PC} durumlarının dışındaki $q\bar{q}$ durumlarıyla tarif edilir. Hibrit mezonlar $q\bar{q}g$ (kuark, anti-kuark, gluon), mezon-molekül ikili mezon yapısı çiftiyle ($q\bar{q} - q\bar{q}$), dörtlü kuark bağlı durumları olan tetra-kuarklarla ($qq\bar{q}\bar{q}$) ve glueball durumları gluon kombinasyonlarıyla (gg, ggg, ...) tarif edilir. Sıradan mezon yapılarından farklı olan bu durumların araştırılması için dünya çapında parçacık fabrikası deneyleri bulunmaktadır. Bu deneylerden elektron pozitron annihilasyonunu inceleyenlerden bazıları BESIII, Belle-II, BaBar deneyleridir.

BESIII (Beijing Spectrometer III) deneyi elektron-pozitron parçacık fabrikası deneyleri içerisinde en yüksek ışınlılık ve veri istatistiğine sahip deney olmasıyla, sıradan mezon

yapıları dışındaki yapıların araştırılması için elverişlidir. BESIII deneyinde BEPCII (Beijing Electron-Positron Collider) hızlandırıcısında hızlandırılan elektron ve pozitronlar simetrik bir halkada yol aldıktan sonra 2 - 4.6 GeV kütle merkezi enerjisi aralığında çarpıştırılabilmektedir. BESIII deneyi önceden BESII ismiyle adlandırılan dedektörün güncellenmesiyle faaliyetlerine devam etmektedir. BESII deneyiyle glueball adayları ve molekül mezon adayları üzerine birçok araştırma yapılmış ve yayınlanmıştır. Bu çalışmalardan biri de $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalıyla yapılmıştır [7]. Bu kanalda glueball adayları olan $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ ve $f_0(1710)/f_0(1790)$ rezonansları gözlenmiştir.

Tezde, yukarıda bahsedilen yapıların araştırılması için $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ kanalı seçilmiştir. Bu kanalın seçilme sebebi, 2006 yılında BES II deney verileriyle benzer bir kanal olan $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalıyla yapılan analiz sonuçlarını, yüksek istatistikle ve alternatif bir bozunum kanalı aracılığıyla ele alınmasıdır. Böylece daha önce gözlemlenen rezonansların parametreleri yüksek istatistikle incelenecek ve BESII'de gözlemlenen $f_0(1790)$ rezonansının varlığı araştırılacaktır.

Tezin temel motivasyonu $c\bar{c}$ yapılı J/ψ rezonansının, ϕ ($s\bar{s}$) ve iki yüksüz pion ($\pi^0 \pi^0$ ($u\bar{u}$ veya $d\bar{d}$)) bozunumunu inceleyerek glueball yapılarının araştırılmasıdır. Glueball yapıları üzerine Örgü Kuantum Renk Dinamiği (ÖKRD) aracılığıyla teorik çalışmalar yapılmış ve öngörülen aralıklar uyarınca glueball adayları için deneysel sonuçlar elde edilmiştir. Ancak elde edilen sonuçların geliştirilmesi ve glueball arayışları için yeni araştırmalara ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çalışmayla hafif hadron spektroskopisi kapsamında literatüre katkı sunmak ve seçilen kanaldaki rezonanslar için BES III deneyinden alınan verilerle glueball aday yapıları üzerine araştırma yapılması amaçlanmıştır.

Okumakta olduğunuz birinci bölümde giriş niteliğinde özet bilgiler verilmiş ve tezin temel motivasyonu açıklanmıştır.

İkinci bölümde hadron spektroskopisi, glueball yapıları ve bazı glueball adaylarının güncel durumlarının yanı sıra, BESIII deneyi ve deneyle aynı adı taşıyan dedektörün bileşenlerine ait bilgilere yer verilecektir.

Üçüncü bölümde veri analizi için kullanılan yazılımlar ve seçilen bozunum kanalıyla ilgili detaylı bilgiye yer verilecektir. Aynı bölümde kısmi dalga analizi için kullanılan tensör formalizmi tartışılacak ve seçili bozunum kanalında kısmi dalga analizinin uygulanması üzerinde durulacaktır.

Dördüncü bölümde deney veri seti üzerine uygulanacak kısıtlamalar ve benzetim çalışması üzerinde durulacaktır. Ayrıca arkaplan çalışması, gerçek veriler, dahili ve harici benzetim verileri üzerinden tartışılacaktır. Kısmi dalga analizinin verilere uygulanması sonucu fit modeli ve veri yapısı arasındaki uyum tartışılarak, fit modelinin aşamaları ve elde edilen bulgular sunulacaktır.

Beşinci ve son bölümde ise elde edilen bulgular literatürdeki geçmiş bulgularla karşılaştırılarak uygulanan modelin tutarlılığı tartışılacaktır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1. HADRON SPEKTROSKOPİSİ

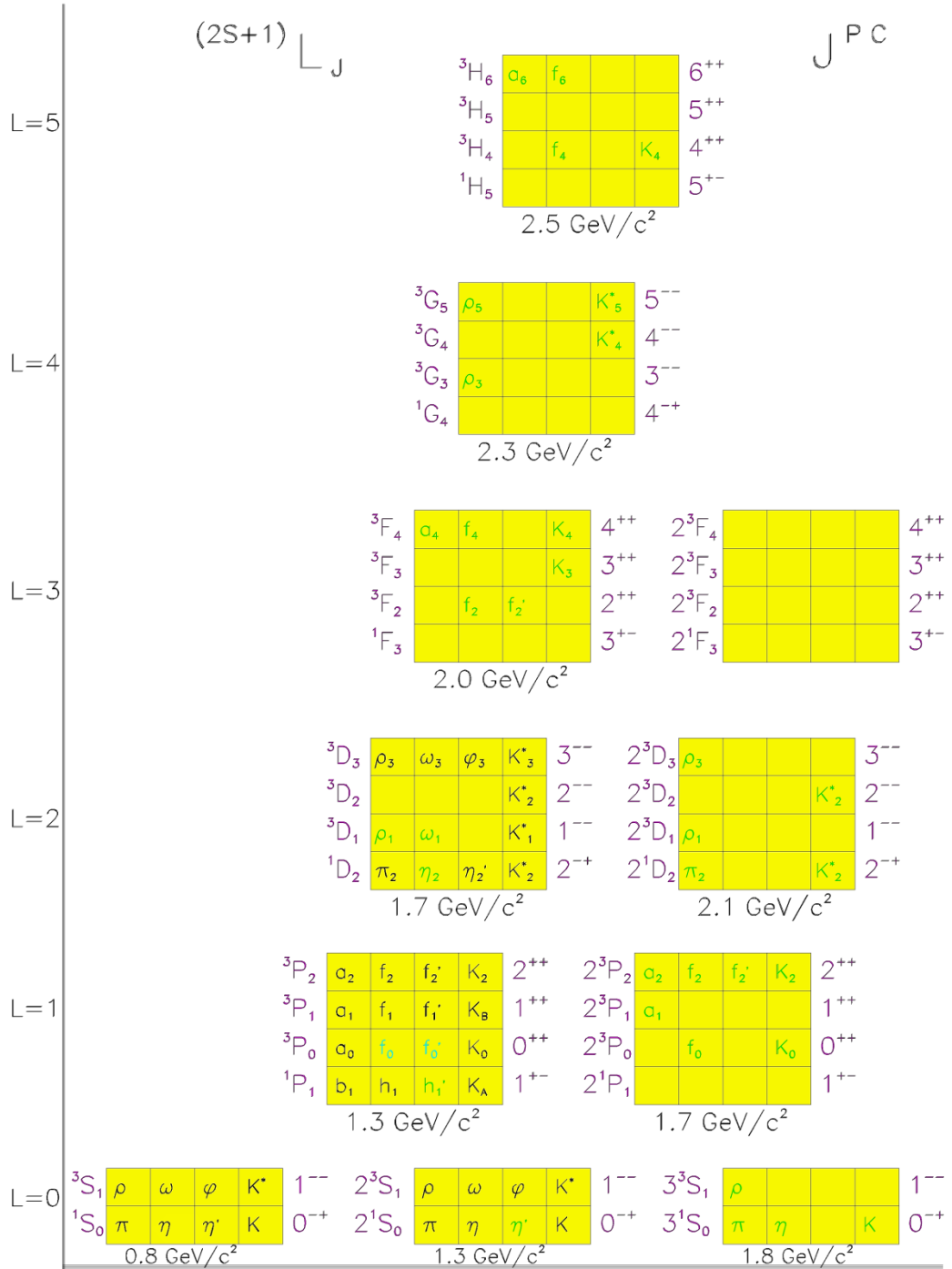
Hadron spektroskopisi hadronların özellikleri hakkında bilgi edinmek için kullanılan bir yöntemdir. Spektroskopinin birçok örneğinde olduğu gibi, hadron spektroskopisinde son durum bilgilerinden yola çıkarak hadronların yapısını açıklamak mümkün olur. Bu durum ışığın enerji ve buna bağlı olarak frekans ve dalga boyuna göre sınıflandırılması sonucu renklerin sınıflandırılmasına benzer. Başka bir örnek ise Bohr atom modeli çerçevesinde ayırık enerji seviyeleri arasındaki geçişlerin tarifleriyle verilebilir. Hidrojen atomu için enerji seviyeleri arasında Lyman, Balmer, Paschen ve Brackett geçiş serileri tarifıyla, bu geçişlerde salınan fotonların enerjisine karşılık elde edilen bilgiden yola çıkarak atomun yapısıyla ilgili daha fazla bilgi elde etmek mümkündür. Hadron spektroskopisinde de temel bilgilerden yola çıkarak, hadronların kütle, genişlik, kuantum sayıları gibi özelliklerini belirlemek mümkündür.

Hadron spektroskopisiyle elde edilen bulgular incelendiğinde sıradan mezonların dışında da rezonans yapılarının olduğu görülmüştür. Bu yapılar izinli kuantum sayılarına sahip olmayan egzotik mezonlar, glueball, hibrit ve molekül-mezon durumlarıdır. Spektroskopik notasyonda bu yapıları sınıflandırmak için $n^{2S+1}L_J$ ifadesi kullanılır. Bu ifadede n radyal kuantum sayısı, S spin, L açısal momentum ve J toplam açısal momentum sayısını ifade eder. Buna göre L = 0, 1, 2, ...durumlarına karşılık S, P, D, ... atomik kabuk belirteçleri kullanılır. Belirtilen sınıflandırma uyarınca Şekil 2.1'de yukarıda bahsedilen yapılar verilmiştir.

Şekil 2.1'de verilen J = 0 durumları için hafif mezon spektrumunda L = 1 skaler (0^{++}) durumu

$$1^3P_0 : a_0(980), f_0(980), f_0(1370), K_0^*(1430)$$

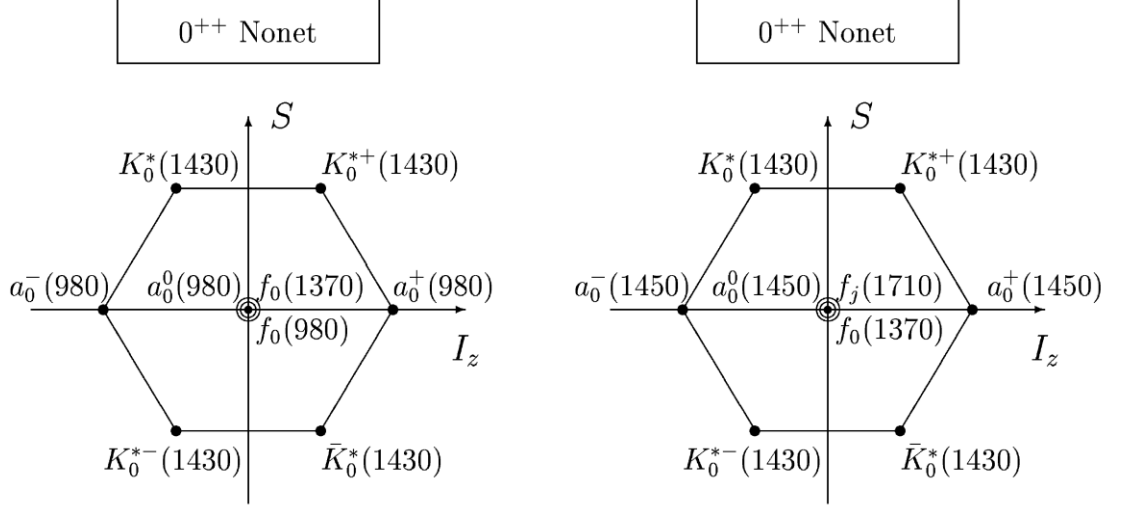
olarak tarif edilmiştir. Ancak başka skaler rezonansların ($a_0(1450)$ [8], $f_0(1500)$ [9], $f_0(1710)$ [10]) gözlemlenmesiyle farklı temel durum 0^{++} nonet konfigürasyonu mümkün olmuştur. Bu konfigürasyon



Şekil 2.1: u, d, s hafif kuarklarının oluşturduğu sıradan mezonsal, molekül-mezon ve glueball adayları. dikey ekseninde L'nin alabileceği değerlere göre mezonsal spektrumu verilirken, yatayda rezonansların radyal durumları gösterilmiştir. Enerji seviyeleri rezonansların bulunduğu ortalama enerji bölgesini temsil ederken, siyah renkli olanlar varlığı kanıtlanmış mezonsal, diğerleri ise kesinleşmemiş muhtemel sonuçları temsil etmektedir [6].

$$1^3P_0 : a_0(1450), f_0(1370), f_0(1710), K_0^*(1430)$$

biçiminde yazılabilir. Şekil 2.2’de iki farklı konfigürasyonu da içeren skaler nonet durumu gösterilmiştir.



Şekil 2.2: Temel seviye skaler ($J^{PC}=0^{++}$) nonet gösteriminde iki varsayımsal yaklaşım.

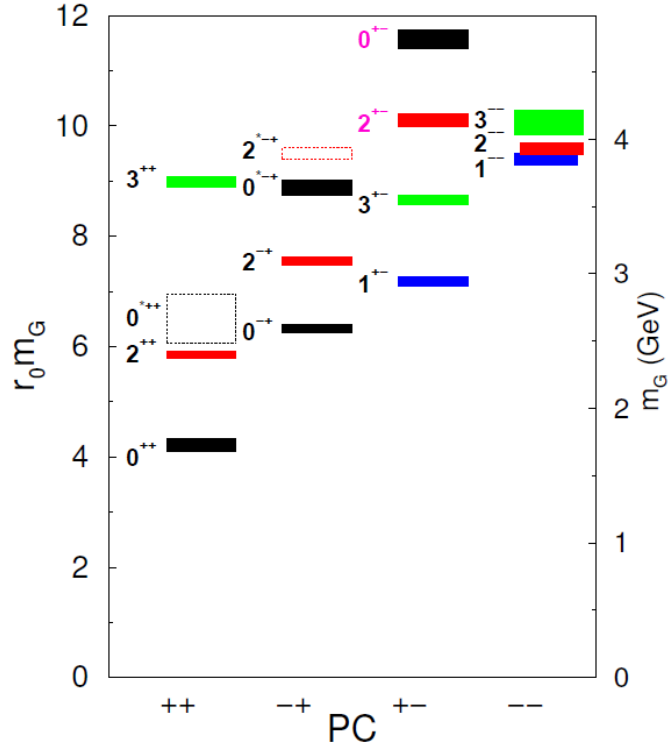
$a_0(980)$ ve $f_0(980)$ rezonanslarının $q\bar{q}$ skaler durumu olmayabileceği ve bu rezonansların molekül-mezon ($q\bar{q} - q\bar{q}$) olabileceğini işaret eden çalışmalar [11] bulunmakla birlikte $f_0(980)$ 'in molekül-mezon olmadığını iddia eden bir çalışma [12] yakın zamanda LHCb tarafından yayınlanmıştır. Ayrıca $f_0(1370)$ ve $f_0(1710)$ rezonansları, skaler glueball adayları olmalarının yanında sıradan $q\bar{q}$ mezon durumları olabilecekleri ihtimali üzerinde de durulmaktadır. Bu durum düşük enerji bölgesini niteleyen hafif hadron spektroskopisi çalışmalarını önemli kılmaktadır. Henüz düşük kütleli skalerlerin durumunun açıklanamamış olması teorik öngörülerin yanı sıra deneysel çalışmaları da halen gerekli kılmaktadır.

2.2. GLUEBALL YAPILARI

Gluonlar güçlü etkileşimin ara parçacıklarıdır. Gluonlar güçlü etkileşim ara parçacığı olarak renk-yükü olarak da nitelendirebileceğimiz renk ve anti-renk taşıyıcısıdır. Bu sebeple SU(3) renk oktetinin bir parçasıdır ve renk singleti olarak bulunabilirler. Bu yaklaşımla “bag modeli” [13] ile açıklanan glueball yapıları teorik olarak ikili (gg) ve üçlü (ggg) gluonlar biçiminde bulunabilirler. Glueball yapıları için yük paritesi C, gg ikili yapıları için C = + ve ggg üçlü yapıları için C = - alınır. Buna göre açıl momentum L =

0 koşulu altında, gg glueball yapısı 0^{++} (skaler) ve 2^{++} (tensör) formunda ele alınır. Bu durumda temel seviye gg glueball yapısı skaler olacaktır.

Glueball yapılarının kütlelerine ilişkin teorik çalışmalar birbirinden farklı yaklaşımlar sunmaktadır. Örneğin “bag model” en hafif skaler glueball kütlelerini $M(0^{++}) = 0.65 - 1.21$ GeV aralığında öngörürken [14, 15, 16], “potansiyel model” ise en hafif kütle değerinin $M(0^{++}) = 1.15$ GeV olduğunu ileri sürmüştür [17]. Diğer QCD tabanlı yaklaşımlar ise daha yüksek kütlelerde taban durumu skaler glueball yapılarının olduğunu ileri sürmüştür. Flux-tube modeline göre $M(0^{++}) = 1.52$ GeV [18] ve KRD toplam kuralı hesaplarına göre $M(0^{++}) \cong 1.5$ GeV olarak tarif edilmiştir [19, 20, 21].



Şekil 2.3: Örgü Kuantum Renk Dinamiği (ÖKRD) çerçevesinde öngörülen glueball adaylarının kuantum sayıları ve enerji aralıklarına göre sınıflandırılması. Kütle değerleri hadronik oran sabitiyle (r_0) ölçülerek GeV/c^2 biriminde verilmiştir. $r_0^{-1} = 410(20)\text{MeV}/c^2$ alınmış ve sağ dikey kısım bu kabul altında ifade edilmiştir. Bölgelerin kalınlıkları öngörülen kütle bölgesi hata payını ifade etmektedir [22].

Son 25 yıl içerisinde glueball spektrumunu belirlemek için nümerik hesaplar geliştirilmiştir. Yapılan hesaplar Örgü Kuantum Renk Dinamiği (Lattice-QCD) kuramı

çerçevesinde ele alınmıştır. ÖKRD'nin öngördüğü taban durumu skaler glueball kütlesi 1.5 – 1.7 GeV aralığındadır. ÖKRD'nin öngördüğü taban durumları Şekil-2.3'te düşük kütleden yüksek kütle bölgesine doğru sırasıyla $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}$ ve 0^{-+} durumları için verilmiştir. Bu durumda en hafif glueball yapısının skaler olacağı söylenebilir.

Glueball adayları için öngörülen kuantum sayıları aynı zamanda sıradan mezonların ($q\bar{q}$) kuantum sayılarıyla aynıdır (0^{+-} and 2^{+-} hariç) ve öngörülen enerji aralığındaki sıradan mezonlarla karışıkları düşünülmektedir. Bu karışımın öngörülen enerji aralığı ve beklenen kuantum sayıları uyarınca, $1^3P_0(0^{++}), 2^3P_2(2^{++}), 3^3P_2(2^{++})$ ve $1^3F_2(2^{++})$ sıradan mezon durumlarıyla oluşabileceği düşünülmektedir (Bkz Şekil 2.1 ve 2.3).

En hafif glueball spektrumunun öngörüldüğü aralık göz önünde tutularak, 2 GeV'den düşük enerji bölgesindeki izoskaler (I (izospin) = 0) rezonanslar $f_0(500)$ (veya σ), $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ 'dur. Bu rezonanslar içerisinde σ ve $f_0(980)$ rezonanslarının mezon molekül veya tetrakuark durumları olabileceği yönünde çalışmalar bulunmaktadır[11]. $f_0(1370)$ [7], $f_0(1500)$ [9,23,24], $f_0(1710)$ [10,25] rezonanslarının ise glueball adayı olduğu düşünülmektedir. Şekil 2.2'de verilen varsayımsal yaklaşımlar incelendiğinde $a_0(1450)$ izospin 1 ve $K_0^*(1430)$ izospin $\frac{1}{2}$ rezonansları olduklarından, $I = 0$ çeşni noneti içerisinde $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ bulunacaktır. Bu durumda nonet tarifinde $f_0(1370)$ veya $f_0(1500)$ rezonanslarından birisi fazladan rezonans halinde bulunacaktır. Böylece bu rezonanslardan en az birisinin sıradan mezon durumlarının dışında yapıya sahip olması ve olasılıkla glueball adayı olması söz konusudur.

Glueball yapılarının sıradan mezon yapılarıyla karışım halinde bulunuyor olduğuna ilişkin yaklaşım, glueball adaylarının bozunum kanallarıyla ve dallanma oranlarıyla ilişkilidir. Saf glueball yapısının öngörülen dallanma oranı P.S. faz uzayı faktörünü temsil etmek üzere

$$\frac{1}{P.S.} \Gamma(G \rightarrow \pi\pi : K\bar{K} : \eta\eta : \eta\eta') = 3 : 4 : 1 : 0 \quad (2.1)$$

biçimindedir. Ancak skaler glueball adayları için elde edilen dallanma oranları öngörülenden farklıdır. Dolayısıyla $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ rezonanslarının sıradan mezon glueball karışımı olduğu düşünülmektedir. Örneğin $f_0(1370)$

veya $f_0(1500)$ rezonanslarının genellikle pionlara (4π veya 2π) bozunuyor olması bu rezonansların $n\bar{n}$ ($u\bar{u} + d\bar{d}$) ve $f_0(1710)$ 'un genellikle $K\bar{K}$ bozunumu yapması [3] yapısal olarak $s\bar{s}$ karışımına sahip olduğu kanısını yaratmaktadır.

2.2.1. Skaler Glueball Adayları

ÖKRD kuramı ve deneysel sonuçlar, taban durumdaki skaler glueball yapıları için en olası adayların $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ ve $f_0(1710)$ olduğunu göstermektedir. Bu bölümde söz konusu rezonanslarla ilgili detaylı bilgi rezonansların adlarıyla aynı olan başlıklar altında verilecektir.

2.2.1.1. $f_0(1370)$

Parçacık Veri Grubu'na (PDG) göre şimdiye kadar yapılmış çalışmaların bir ortalaması olarak $f_0(1370)$ 'in kütlesi 1200 – 1500 MeV ve genişliği 200 – 500 MeV aralığındadır [3]. Genişliğinin tarif edildiği aralık referans alınarak $f_0(1370)$ 'in $f_0(1500)$ ve $f_0(1710)$ 'dan daha geniş olduğu söylenebilir. $f_0(1370)$ rezonansı $\pi\pi$ çiftini içeren bozunum kanallarında gözlemlendiği gibi aynı zamanda $K\bar{K}$ ve $\eta\eta$ kanallarında da gözlemlenmiştir [23, 24]. $\eta\eta'$ kanalında $f_0(1370)$ 'e rastlanmamıştır. Bunun sebebinin $\eta\eta'$ 'ın faz uzayı limiti olduğu düşünülmektedir [26]. $f_0(1370)$ bozunumu için $\pi\pi$ ve $K\bar{K}$ dallanma oranlarının birbirine göre oranının ($BR_{f_0(1370)\rightarrow\pi\pi} / BR_{f_0(1370)\rightarrow K\bar{K}} = 2.17 \pm 0.9$ [24]) büyük olması, $K\bar{K}$ bozunumunun genellikle $s\bar{s}$ durumlarından kaynaklanmasından dolayı, bu rezonansın $n\bar{n}$ ($n = u$ veya d) skaler mezon olması yönündeki fikirleri güçlendirmektedir.

BESII deneyinde $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$, $\phi\pi^+\pi^-$, ϕK^+K^- bozunum kanallarında analizler gerçekleştirilmiş ve $f_0(1370)$ sinyali görülmüştür [27, 7]. Ancak $f_0(1370)$ 'in kütle ve genişliği oldukça geniş bir aralıkta çeşitlilik gösterdiğinden ve ayrıca dominant bozunumu olan $\pi\pi$ kanalı için yakın bölgesinde yer alan $f_2(1270)$ ve olası $f_0(1500)$ rezonanslarıyla girişimde bulunduğundan $f_0(1370)$ 'in yapısı hakkında kesin bir bulgu henüz sunulamamıştır.

2.2.1.2. $f_0(1500)$

$f_0(1500)$, $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ kanallarında bulunmuştur [3]. Bu bozunum kanalları glueball yapılarının beklendiği bozunum kanalları olması sebebiyle elde edilen sonuçlar $f_0(1500)$ 'ün yapısıyla ilgili önemli bulgulardır. Ayrıca glueball yapılarının baskılandığı

$\gamma\gamma \rightarrow K_S K_S$ ve $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ bozunumlarında $f_0(1500)$ glueball adayının bulunamamış olması, rezonansın glueball yapısı olduğuna dair güçlü bir kanı oluşturmuştur [28, 29].

PDG, $f_0(1500)$ 'ün kütleini ortalama 1504 ± 6 MeV ve genişliğini 109 ± 7 MeV olarak duyurmuştur. $f_0(1370)$ 'in oldukça geniş bir rezonans olması ve $f_0(1500)$ rezonansıyla girişim halinde olması ve ayrıca sıradan mezonların kütle bölgesinde yer almasından dolayı, $f_0(1500)$ 'ün kütle ve genişliğinin tespitinde belirsizlikler bulunmaktadır.

Güçlü bir glueball adayı olmasına karşın yukarıda belirtilen sebeplerle farklı bozunum kanallarında araştırılması, $f_0(1500)$ 'ün doğasını daha iyi anlamaya yardımcı olacaktır.

2.2.1.3. $f_0(1710)$

$f_0(1710)$ 'un glueball zengini bozunum kanallarında ($J/\psi \rightarrow \gamma X$) üretim oranı fazla olduğundan kaynaklı, üzerine çokça çalışma bulunmaktadır. İlk aşamada bu rezonansın tensör (2^{++}) olduğu düşünülmüşse de sonrasında MarkIII [30] ve BES [31] analizleriyle skaler olduğu yönünde güçlü kanaat oluşmuştur. $f_0(1710)$ 'un spin paritesinin belirlenmesi rezonansın doğasını tespit etmek konusunda önemli rol oynamaktadır. $J = 2$ olması durumunda, kuramsal çalışmaların tensör glueball adayları için minimum 2.4 GeV limit vermesi sebebiyle, 1710 MeV civarında bulunan bir rezonansın glueball adayı olmasının düşük bir ihtimal olduğu değerlendirilebilir. $J = 0$ durumu içinse 1710 MeV civarı kütle değerinin skaler glueball adaylarının beklendiği kütle aralığında olması sebebiyle, $f_0(1710)$ 'un glueball olması imkan dahilinde olabilir. Elbette bu durum $f_0(1710)$ 'un olası $q\bar{q}$ sıradan mezon durumu olmasını veya mezon-glueball karışımı olması olasılıklarını göz ardı etmemize sebep olmayacaktır. Son olarak PDG $f_0(1710)$ rezonansını skaler olarak yayınlamıştır [3]. PDG'de yer alan ortalama kütle değeri 1723_{-5}^{+6} MeV ve genişlik değeri 139 ± 8 MeV'dir [3]. Ancak verili ortalama değerlerden uzak sonuçlar gündemdedir. BESII deneyinde $f_0(1710)$ haricinde 1790 MeV kütle değerine sahip bir rezonans gözlenmiştir ($f_0(1790)$) [7]. Ayrıca bulunan bu rezonansın da glueball adayı olduğu ve $f_0(1370)$ 'in uyarılmış radyal durumu olduğu iddia edilmiştir [7]. PDG $f_0(1790)$ için bulunan sonuçları $f_0(1710)$ 'un kütle ve genişlik aralığında kabul etmiş ve aynı kuantum sayılarını paylaşan $f_0(1790)$ 'ı haricen bir rezonans olarak değerlendirmemiştir. Bu iki rezonansın ayrık durumlar olup olmadığını görebilmek için BESIII verileriyle çeşitli kanallarda analizler gerçekleştirilmektedir. Tez çalışmasında

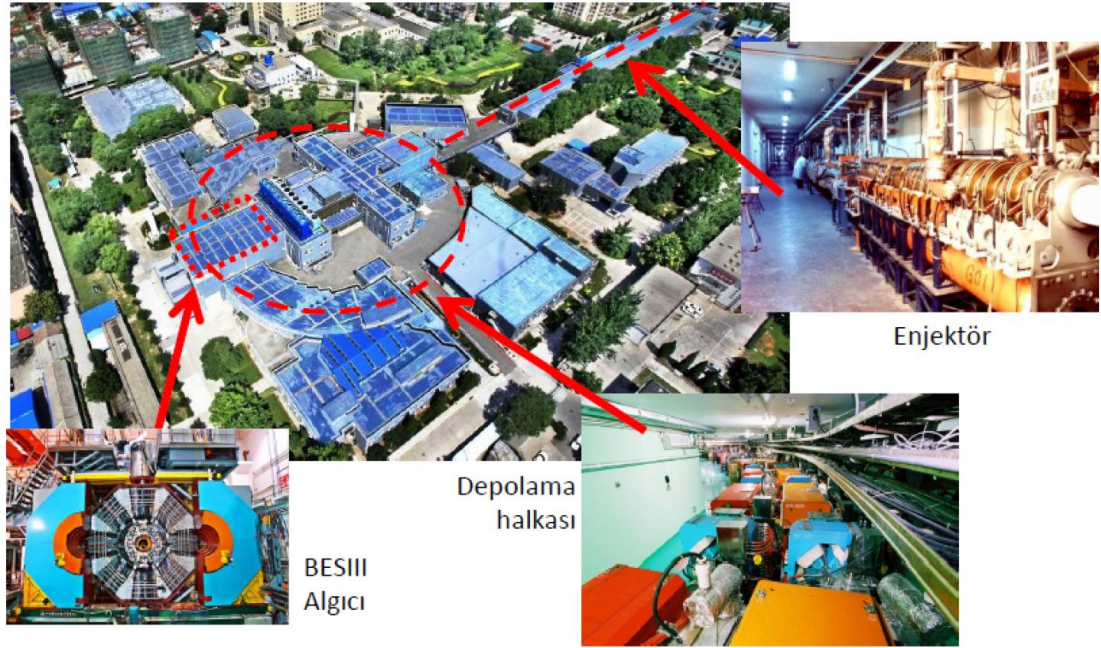
seçilmiş olan $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ bozunum kanalı üzerinde yapılan çalışma, $f_0(1790)$ 'ın daha önce gözlemlendiği $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ kanalının [7] alternatif bir çalışması olarak kurgulanmış ve daha yüksek istatistikle $f_0(1790)$ 'ın varlığını araştırma hedefinin olmasının yanı sıra, $f_0(1710)$ glueball adayıyla benzerliklerini de tartışmayı hedeflemektedir. Bu amaçla BESIII deneyinde J/ψ bozunumu için üretilen veri setleri kullanılmıştır.

Yukarıda bahsedilen glueball adayları için üretilebilecek bazı soruların cevaplanması, glueball yapılarının doğasını daha iyi anlamamızı sağlayacaktır. Glueball adaylarının iç yapısı gerçekte nedir? Saf gluonlardan mı oluşmaktadırlar, yoksa birer sıradan mezon glueball karışımı mı? Daha ötesi gerçekten glueball yapıları var mı? BESIII deneyi glueball adayları için hala cevapsız olan bu ve benzeri sorulara yanıt bulabilmenin bugünlerdeki en etkin aracı olmaya adaydır.

2.3. BESIII DENEYİ

BESIII deneyi Çin Halk Cumhuriyeti'nin Pekin kentinde bulunan Yüksek Enerji Fiziği Enstitüsünde (IHEP) yer almaktadır. Deney ismini deneyde kullanılan detektörden "Beijing Spectrometer" almaktadır.

İlk olarak 1989 yılında BEPC (Beijing Electron Positron Collider) çarpıştırıcısından elde edilen elektron pozitron çiftlerinin çarpıştırılmasıyla başlayan deney, 1996'da BES dedektörünün yenilenmesiyle BESII adını, sonrasında hızlandırıcı kısmının ve dedektörün yenilenmesiyle, hızlandırıcı BEPCII ve dedektör BESIII ismini almıştır. BESIII deneyinde veri alımı 2009 yılından bugüne sürmektedir. Deneyde 11 ülke, 53 kurum ve 430'dan fazla kişi faaliyet göstermektedir.

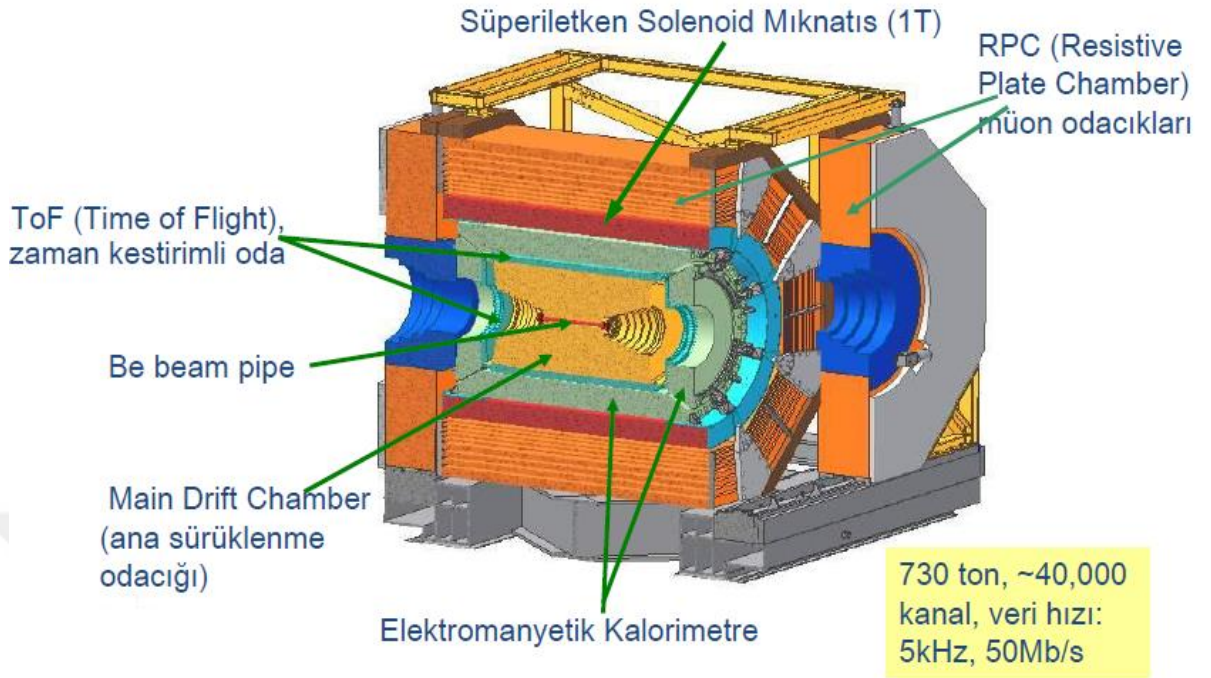


Şekil 2.4: BEPCII hızlandırıcısının tepeden görünümü ve bazı parçalarının gösterimi.

BEPCII hızlandırıcısı yerin 6 m altında, 240 m çevre uzunluğuna sahip depolama halkası ve 200 m uzunluğunda doğrusal hızlandırıcı bölümlerinden oluşmaktadır. BEPCII hızlandırıcısı simetrik halkalarda depolanan elektron ve pozitronların çarpıştırılmasıyla, τ -charm enerji bölgesinde (kütle merkezi enerjisi $\approx 2.0 - 4.6$ GeV aralığında) olay üretimi gerçekleştirilmektedir. BEPCII hızlandırıcısının 1.89 GeV enerji değerinde ışınılık tepe değeri $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 'dir. Hızlandırıcının genel özellikleri Tablo-2'de özetlenmiştir. BESIII deneyi charmonyum fiziği, D-fiziği, hafif hadron spektroskopisi ve τ -fiziği alanlarında çalışmak üzere tasarlanmıştır [26].

Tablo 2.1: BEPCII hızlandırıcısının tasarım özellikleri.

Kütle merkezi enerjisi	2 – 4.6 GeV
Tepe ışınılık değeri (2 x 1.89 GeV enerjide)	$10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Kesişme açısı	± 11 mrad
Hüzme akımı	2 x 0.91 A



Şekil 2.5: BESIII dedektörünün, kendisini oluşturan alt bileşenleriyle temsili gösterimi.

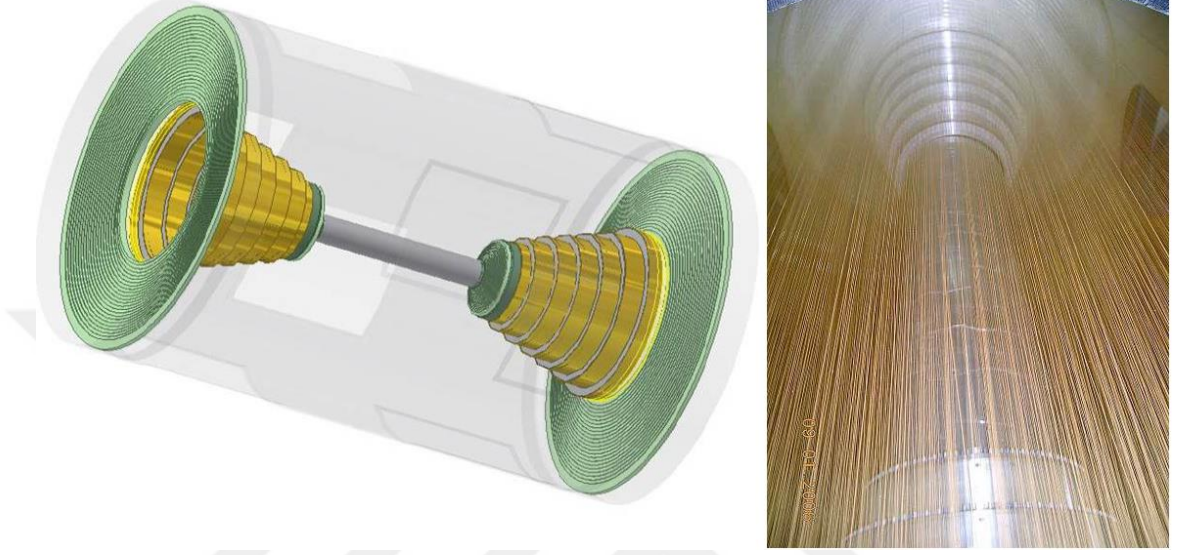
BESIII dedektörü, ana sürüklenme odacığı (ASO), elektromanyetik kalorimetre (EMK), süper iletken sarmal bobin (solenoid) mıknatıs, müon odacıkları (MO) ve zaman kestirimli odadan (ZKO) oluşmaktadır. Dedektörün tüm alt bileşenleri detaylarıyla başlıklar halinde aşağıda açıklanmıştır.

2.3.1. Ana Sürüklenme Odacığı

Ana sürüklenme odacığı (ASO) yüklü parçacıkların manyetik alan içindeki izini kullanarak momentumunun ölçülmesi için kullanılır. Ayrıca yüklü parçacıkların dedektör içinde ilerlerken aldığı yol başına kaybettiği enerji ölçümü karakteristiğiyle parçacıkların ayırt edilmesi için de kullanılır.

BESIII dedektöründe ASO iç ve dış bölümlerde bulunan ikili halka parçalardan oluşmaktadır. Parçalar birbirinden ayrılmamıştır ve aynı gaz ortamını paylaşırlar. Seçili hacimde (4 m^3) 3 mbar basınç altında Helyum-Propane gaz karışımı ($\text{He-C}_3\text{H}_8$, 60:40) bulunmaktadır. Argon gazı baz alındığında saf Helyum gazı için ışıma uzunluğu ideal (Argon gazının 50 katı) ancak yüklü parçacıkların iyonizasyon oranı 5 kat daha düşüktür. İyonizasyon sonucu elde edilen dE/dx bilgisini verimli biçimde elde edebilmek ve çoklu saçılma etkisini azaltabilmek için çoğunluğu Helyumdan oluşan karışım kullanılmıştır.

ASO, hüzmeye borusuyla eş merkezli olarak 8 iç halka ve 35 dış halka olmak üzere 43 silindirik katmana sahiptir [26].



Şekil 2.6: Ana sürüklenme odacığı yanal benzetim gösterimi (sol), tellerin ve halkaların gösterildiği kurulum öncesi çekilmiş ASO fotoğrafı (sağ) [32].

ASO momentum çözünürlüğü 1 GeV/C için %0.5'tir. ASO $|\cos \theta| < 0.93$ aralığında polar açığı tarayacak biçimde etkileşim bölgesini kaplamaktadır [26]. ASO'nun dış çeper halkaları, etkileşim bölgesinden gelmeyen olayların ayırt edilmesi için 1. seviye tetikleme olaylarını ayırıştırarak arka planın belirlenmesinde de kullanılmaktadır.

2.3.1.1. Ana Sürüklenme Odacığı Momentum Belirleme Çözünürlüğü

Birbiçim manyetik alan altında eşit tel uzaklıklarının bulunduğu ortamda hareket eden parçacıkların enine momentumları

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{p_t}^{tel}}{p_t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{p_t}^{cs}}{p_t}\right)^2} \quad (2.2)$$

ile bulunur. p_t enine momentumu, $\sigma_{p_t}^{tel}$ tellerin konum belirleme belirsizliğinden kaynaklanan momentum çözünürlüğünü, $\sigma_{p_t}^{cs}$ çoklu saçılmaya ait izlerin momentum çözünürlüğünü temsil etmektedir [33].

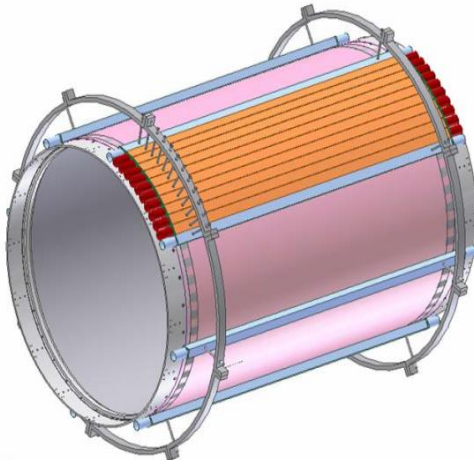
Kullanılan ana sürüklenme odası için çözünürlük ifadeleri $\sigma_{p_t}^{tel} = \% 0.32$ ve $\sigma_{p_t}^{cs} = \% 0.35$ olarak bulunmuştur. Böylece 1 GeV enerjili ve 90° polara açığa sahip yüklü parçacık izleri için ASO çözünürlüğü

$$\sigma_{p_t} = \sqrt{(0.32)^2 + (0.35)^2} = \% 0.47 \quad (2.3)$$

olarak bulunur. Bu hesaba dayanarak $p_t = 1$ GeV için ASO momentum belirleme çözünürlüğünün $\% 0.5$ 'ten iyi olacağı sonucuna varılmıştır [33].

2.3.2. Zaman Kestirimli Oda

Zaman kestirimli oda (ZKO) terimi uçuş zamanı ölçer olarak çevrilebilecek “time of flight (TOF)” dedektörü için kullanılmıştır. Zaman kestirimli oda dedektörü yüklü parçacıkların uçuş zamanını ölçerek yüklü parçacıkların ayrıştırılmasında kullanılır. Etkileşim noktası civarıyla dedektörler arasındaki mesafe belirli olduğundan, hızlarına bağlı olarak yüklü parçacıkların ne kadar zamanda dedektöre ulaştığı ölçülür ve böylece yüklü parçacıkları sınıflandırmak mümkün olur. ZKO dedektöründen elde edilen bilgiler genellikle ASO'dan elde edilen dE/dx bilgisiyle birlikte ele alınır.



Şekil 2.7: ZKO benzetim (sol) ve kurulum öncesi görüntüsü (sağ). Fıçı kısmına yerleştirilmiş çift katman sintilatörler sağdaki resimde görülmektedir [32].

ZKO, ASO'nun etrafını fıçılı biçimde çevreleyen ve uç kapak kısmını çevreleyecek biçimde yerleştirilmiş sintilatörlerden oluşmaktadır. Fıçılı kısmında iki katman halinde sintilatörler yerleştirilmiştir. Fıçılı kısmının çevrelediği polar açısı $|\cos \theta| < 0.83$ ve uç kapak

kısımının taradığı polar açı aralığı $0.85 < |\cos \theta| < 0.95$ 'tir. 1 GeV enerjili müonlar için ZKO tek katmanı 90 ps zaman çözünürlüğüne sahiptir [33].



Şekil 2.8: ZKO uç kapak kısmı sintilatörlerin yerleşimi [32].

Yüklü parçacıkların hızı (βc) ve kütlesi (m) ZKO'dan alınan zaman ölçümüyle aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\beta = \frac{L}{c \times t_{ölçülen}} \quad (2.4)$$

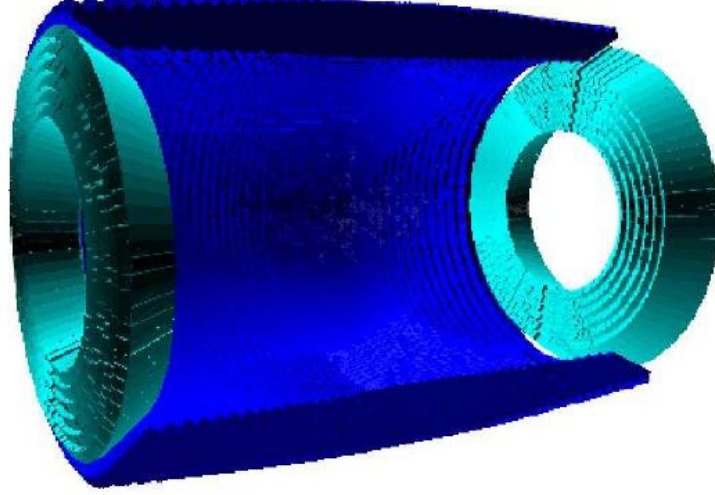
$$m^2 = p^2 \times \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \quad (2.5)$$

Denklem 2.4'te belirtilen $t_{ölçülen}$ ZKO tarafından ölçülmüş zamanı, L ve p sırasıyla ASO'dan alınan yüklü parçacığın izlediği yol uzunluğu ve momentum bilgileridir. ASO'dan alınan bilgilerle ZKO zaman ölçümleri birlikte ele alınarak yüklü parçacıkların kütle karesi dağılımıyla, yüklü parçacıkları birbirinden ayırmak mümkün olmaktadır.

2.3.3. Elektromanyetik Kalorimetre

Elektromanyetik kalorimetre elektronların ve fotonların enerjilerini belirlemekte kullanılır. Elektromanyetik kalorimetre polar açı aralıkları $|\cos \theta| < 0.83$ olacak biçimde fiçı ve $0.85 < |\cos \theta| < 0.95$ aralığını kapsayan uç kısımlarından oluşur. Elektromanyetik

kalorimetrede Thalyum katkılı Sezyum İyodür (CsI(Tl)) kristalleri kullanılmıştır. Toplamda 6240 kristalden oluşan elektromanyetik kalorimetrenin fıçı kısmında 5280 ve uç kısımlarında 960 kristal kullanılmıştır.



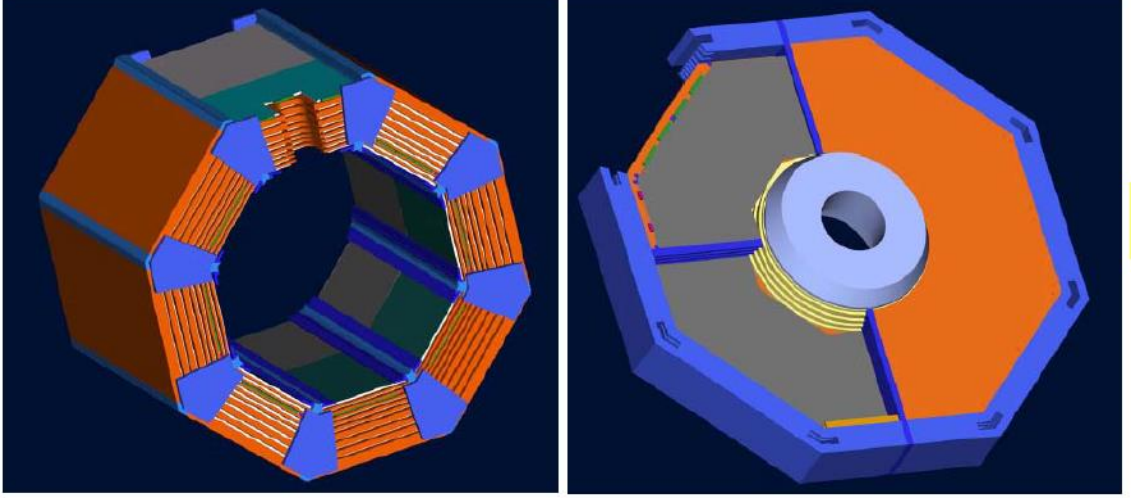
Şekil 2.9: BESIII elektromanyetik kalorimetre benzetimi [26].

Elektromanyetik kalorimetre 20 MeV üzeri enerjiye sahip fotonların enerji ölçümünü %2.5 enerji çözünürlüğü ile tespit edebilmektedir. Dedektörün 1 GeV enerjili parçacıklar için konum çözünürlüğü ise 6 mm'dir [34].

2.3.4. Müon Odacıkları

Müon odacıkları ismi verilmiş dedektörün orijinal ismi “resistive plate chambers” olarak ifade edilmektedir. Dedektör, dayanıklı plastik kalıplar arasında Ar/C₂F₄H₂/C₄H₁₀ gaz karışımından oluşmaktadır. Gaz karışımı sırasıyla Ar/C₂F₄H₂/C₄H₁₀ %50 : %42 : %8 oranındadır [34].

Müon odacıkları da fıçı ve uç kısımlarda olmak üzere üç parçadan oluşur. Fıçı kısmı 8 ve uç kısımlar 4 bölümden oluşacak biçimde tasarlanmıştır.



Şekil 2.10: Müon odacığı katmanlarının fiçı ve uç kısımlar için benzetimi [32].

Müon odacıkları kozmik müonları ayırtmak için kullanılmasının yanında çarpışma sonucu üretilen müonların tespitinde de kullanılmaktadır. Müon odacıklarıyla düşük momentumlu müonların (minimum 400 MeV) tespiti mümkün olmaktadır. Bunun için ASO'da belirlenen izlerin elektromanyetik kalorimetrede enerjileri ölçülür ve bu bilgilerle müon odacıklarından elde edilen bilgiler kombine edilerek düşük momentumlu müonların tespiti mümkün olur [33].

2.3.5. Süperiletken Solenoid Mıknatıs

Süperiletken solenoid mıknatıs 1T'lık manyetik alan oluşturulması için kullanılmaktadır. Süperiletken seçilmesinin sebebi, aynı manyetik alanı üretebilecek emsallerine kıyasla daha az yer kaplamasıdır. Mıknatısın iç yarıçapı ASO'ya bitişik olacak şekilde 1.38 m ve dış yarıçapı 1.7 m'dir. Süperiletken mıknatıs sıvı Helyum'la soğutulmaktadır. İdeal sıcaklığı 4.5 K ve tanımlı akım değeri 3369 amperdir [26].

2.3.6. Tetikleme ve Veri Toplama Sistemi

Tetikleme sistemi ilgilenilen fiziksel olayları seçmek ve arka plan olaylarını bir düzeyde baskılamak için kullanılmaktadır. BESIII veri toplama sisteminin maksimum iş hacmi 4000 Hz seviyesindedir. Bu yüzden tetikleme sisteminin arka plan ve Bhabha olaylarını 2000 Hz seviyesinin altında tutması, yüksek verimle sinyal olaylarını elde etmenin gerekliliğidir. Örneğin J/ψ tepe değeri etrafındaki olay oranının 2000 Hz'den fazla olması

tetikleme sisteminde arka plan için olay ayıklamasının olmadığı durumda sinyal olaylarının işlenemeyeceğini göstermektedir [26].

BESIII tetikleme sistemi iki aşamalı olarak kurgulanmıştır. Birinci aşama (L1) donanımsal tetikleme ve ikinci aşama (L3) yazılımsal filtrelemeyle olay kayıdır. Birinci aşamada ana sürüklenme odası, zaman kestirimli oda, elektromanyetik kalorimetre ve müon odacıklarından alınan sinyaller toplanarak evrensel tetikleme mantık birimine (global trigger logic (GTL)) gelir. Toplanan verilerle tetikleme koşulları oluştuğunda L1 tetikleme atması oluşturulur. Bir sonraki aşamada veri toplama sistemiyle toplanan verilere yazılımsal olay filtrelemesi yapılarak (L3) seçilen olaylar kaydedilir [33].



3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. BESIII ÇEVİRİMDIŞI YAZILIM SİSTEMİ

BESIII çevrimdişı yazılım sistemi (BOSS), benzetim, iz geri aktırma (reconstruction), kalibrasyon ve analiz araçlarını içeren tümleşik bir yazılımdır. Scientific Linux CERN (SLC4-5-6) [35] işletim sistemi üzerinde, nesne tabanlı C++ dilinde geliştirilmiştir. BOSS, benzetim, veri işleme ve analizi için kullanılan GAUDI [37] yazılım mimarisi üzerine kurulmuştur. BOSS üzerinde üç farklı veri tipi tanımlanmıştır. Bunlar ham (raw) veri, iz geri aktırılmış veri ve Data-Summary-Tape (DST) verileridir. DST veri ve iz geri aktırılmış veri setleri kolay kullanım açısından ROOT [36] formatında işlenirler [26].

Dedektör benzetimi BOSS yazılımı içerisine gömülmüş GEANT4 (Geometry And Tracking) [38] benzetim programıyla yapılmaktadır. BOSS iz geri aktırma süreci dört ana ayak üzerine oturmaktadır. Birincisi yüklü parçacıkların momentumunun belirlenmesi için iz bulma ve Kalman Filter tabanlı iz uydurma algoritması üzerine kurulmuştur. İkincisi ZKO ölçümleri ve dE/dx ölçümlerinin ilişkilendirilmesiyle parçacık kimlik belirleme algoritmasıdır. Üçüncüsü elektromanyetik kalorimetreden elde edilen enerji ve konum ölçümlerinden parçacık sağanağı bulma algoritması ve son olarak dördüncü ayak müon iz bulma algoritmasından oluşmaktadır [33].

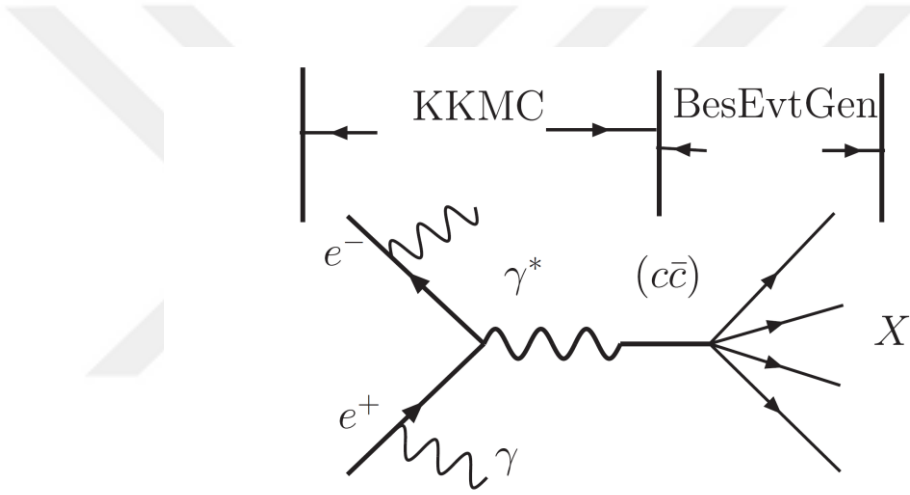
BOSS yazılımıyla gerçekleştirilen benzetim, iz geri aktırma ve kalibrasyon süreçleri aşağıda detaylarıyla verilmiştir.

3.1.1. Benzetim

GEANT4 aracılığıyla yapılan dedektör benzetimi, olay üretimi, dedektörlerin tarifi, parçacıkların izlerinin oluşturulması ve dedektörlerin yanıtından oluşan dört parçadan meydana gelmektedir. GEANT4 benzetimleriyle BESIII dedektörünün alt bileşenleri olan ASO, ZKO, EK ve MO kısımlarındaki fizik olayları benzetim düzeyinde öngörülebilmektedir.

Parçacıkların algılanma verimliliğinin belirlenmesi, arka planın modellenmesi ve sistematik hataların minimize etmek için Monte Carlo üretelerleriyle olay üretilmektedir.

BESIII deneyi için kullanılan bazı olay üreticileri KKMC (KORALZ KORALB MC) [39], BesEvtGen, KEDİ (Kuantum Elektrodinamiği) üreticileri (Bhlumi, Bhwide, Babayaga) ve dahili (inclusive) olay üreticileridir. Charmonium bozunumları için olay üretici yapısı temelde KKMC ve BesEvtGen olay üreticilerine dayanmaktadır. Çarpıştırılan elektron ve pozitronlar yok olma sonucu sanal bir fotona dönüşmeden önce başlangıç durumu ışınmasıyla (initial state radiation (ISR)) gerçek fotonlar salabilirler. Doğru bir ölçüm ve olay üretimi için bu durum dikkate alınmalıdır. KKMC $c\bar{c}$ olay üretiminde başlangıç durumu ışınmasını da içeren benzetimin yapılması için kullanılmaktadır. $c\bar{c}$ durumlarının bozunumu ise BesEvtGen aracılığı ile gerçekleştirilir [26].



Şekil 3.1: BESIII olay üretici yapısı gösterimi. KKMC elektron pozitron çarpışma sürecini modellerken, BesEvtGen $c\bar{c}$ bozunum yapılarını modellemektedir [40].

Üreteçler aracılığıyla oluşturulan olaylar kütle merkezi sisteminde üretilmektedir. Sonrasında üretilen olaylar üreteç yapısının dışında laboratuvar sistemine uyarlanmaktadır [40].

3.1.1.1. KKMC Olay Üretici

KKMC, LEP (Large Electron Positron Collider) ve SLC (Stanford Linear Collider) için tasarlanmış ve doğrusal çarpıştırıcılar, b, c, τ parçacık fabrikaları için olay üretici olamaya uygun tasarlanmıştır. KKMC olay üretici $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f} + n\gamma$ ($f = \mu, \tau, d, u, s, c, b$) elektrozayıf etkileşimlerinin tarifi için kullanılmaktadır. KKMC'nin en önemli özelliği başlangıç durumu ışınmasını (ISR) ve son durum ışınmasını (FSR)

içermesidir. Son durum kuark yapıları PYTHIA [43] aracılığıyla parton saçanak modeli kullanılarak oluşturulur. τ bozunumları TAUOLA [41] kitaplığı aracılığıyla spin polarizasyon etkisi göz önünde bulundurularak oluşturulur [40].

BESIII üreteç yapısında KKMC başlangıç durumu ışınmasını içerecek biçimde charmonium yapılarının oluşturulmasında kullanılır. KKMC tarafından üretilebilecek rezonanslar J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$, $\psi(4030)$, $\psi(4160)$, $\psi(4415)$ ve ikincil rezonanslardır ($\rho, \rho', \rho'', \omega, \omega', \phi, \phi'$) [26]. Son durum ışınmasını (FSR) içeren benzetimleri oluşturmak için ise BesEvtGen olay üretici kullanılır.

3.1.1.2. *BesEvtGen Olay Üretici*

BesEvtGen olay üretici, BaBar ve CLEO deneylerinde B fiziği için oluşturulmuş EvtGen [44] olay üreticinin geliştirilmiş türevidir. EvtGen seçilen bozunum kanalında benzetim verilerinin oluşturulmasını sağlamakla birlikte PYTHIA ve PHOTOS [42] olay üreteçleriyle birlikte çalışmayı desteklemektedir [40].

EvtGen kabul-ret algoritmasıyla ardışık bozunum zinciri üretir. Bozunum kanallarının seçimi olasılık genliği ve spin-yoğunluk matris bilgisine göre gerçekleştirilmektedir [26].

3.1.1.3. *KEDİ Üreteçleri*

KEDİ olay üretimi için Bhlumi [45], Bhwide [46] ve Babayaga [47] olay üreteçleri kullanılmaktadır.

Bhlumi ve Bhwide olay üreteçleri $e^- e^+ \rightarrow e^- e^+ + n\gamma$ Bhabha saçılma süreçlerinin benzetimi için kullanılmaktadır. İki üreteç de LEP1/SLC ve LEP2 için tasarlanmış olay üreteçleri olmalarına rağmen, istenilen enerji ölçeğinde olay üretimi yapabilmektedir. Bhlumi olay üretici düşük açılı ($\theta < 6^\circ$), Bhwide olay üretici ise geniş açılı ($\theta > 6^\circ$) Bhabha olaylarının üretilmesinde kullanılır. Bhlumi olay üreticinin tutarlılık sapması LEP1 enerji ölçeğinde % 0.11 ve LEP2 için % 0.25'tir. Bhwide için LEP2 enerji bölgesinde bu oran % 1.5 düzeyindedir [26].

Babayaga olay üretici 12 GeV altındaki $e^- e^+ \rightarrow e^- e^+, \mu^- \mu^+, \gamma\gamma, \pi^- \pi^+$ olaylarının üretilmesi için kullanılmaktadır. Babayaga olay üreticinin teorik tutarlılık sapması % 0.1 olarak verilmiştir [47].

3.1.1.4. Dahili MC Olay Üreteçleri

Yüksek enerjili $e^- e^+$, pp çarpışmalarının dahili (inclusive) olay üretimi için genellikle PYTHIA olay üretici kullanılmaktadır. PYTHIA olay üretici Lund modeline dayanmaktadır ve ilk olarak 1978 yılında yayınlan JETSET olay üreticinin üzerine inşa edilmiştir [48].

Lundcharm modeli J/ψ ve $\psi(2S)$ bozunumlarını tarif etmek için BESII benzetimlerinde kullanılmıştır. C ve G parite kısıtlamaları modele uygulanarak deneyden elde edile verilerle tutarlılıkları araştırılmıştır [49]. BESIII deneyi için BESII benzetimlerinde kullanılan model, J/ψ parçacığının hafif hadronlara bozunumunu içeren model parametreleri optimizasyonu ile yeniden düzenlenerek BesEvtGen yapısı içerisine dahil edilmiştir [50].

BESIII deneyinde J/ψ bozunumları için 2009 ve 2012 yıllarında sırasıyla 225 milyon ve 1 milyar dahili olay üretimi yapılmış ve kanal seçimi için oluşturulan algoritmayla, seçili bozunum kanalı üzerindeki arkaplan çalışması üretilen bu olayların kullanımıyla daha hızlı hale getirilmiştir.

3.1.2. Parçacık Tanımlama

Parçacık tanımlama (PID) μ, π, K, p ve e parçacıklarının ayrıştırılması için kullanılmaktadır. Parçacık tanımlama için BESIII dedektörünün alt bileşenlerinden yararlanılmaktadır. Tüm alt dedektörlerin parçacıkları tanımlayabilme yetisi farklıdır. Bu yüzden elde edilen bilgiler ilişkili olarak değerlendirilir ve parçacıklar tanımlanarak birbirinden mümkün mertebe ayrıştırılır.

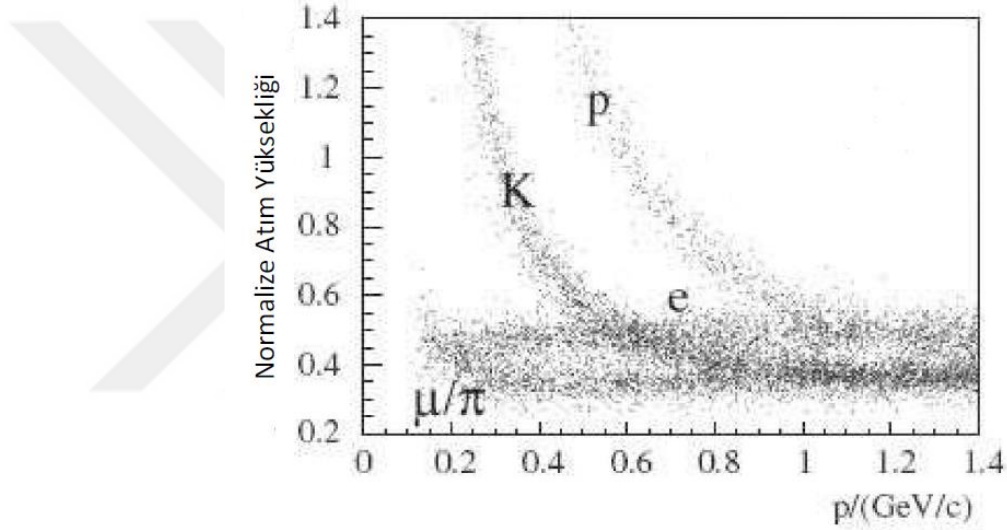
Parçacık tanımlama için likelihood metodu [51], Fisher ayrıştırıcısı [52], H-Matris tahmin edici [53], vb. gibi algoritmalar kullanılmaktadır. BESIII deneyinde parçacık tanımlamaya en çok e/π , μ/π ve π/K ayrımları için ihtiyaç duyulmaktadır ve genel olarak tanımlamada likelihood metodu kullanılır.

3.1.2.1. BESIII Deneyinde Parçacık Tanımlama Sistemi

BESIII deneyinde ASO, ZKO, EMK dedektörlerinden gelen bilgiler ilişkili biçimde ele alınarak parçacıkların tanımlanması ve ayrıştırılması sağlanır. Dedektör bileşenleriyle

ilgili Bölüm 2.3'te bilgi verildiğinden yalnızca parçacık tanımlama ve ayrıştırmadaki işlevleri üzerinde durulacaktır.

ASO aracılığıyla yüklü parçacıkların iyonizasyonla enerji kaybı ölçümlenebilir. Yüklü parçacıklar Bethe-Bloch [54] durdurma gücü ifadesi uyarınca aldıkları yola bağlı olarak ASO içerisinde enerji kaybederler. Bu dE/dx dağılımı parçacıkların kütle ve momentumuna bağlı olduğundan ($\beta\gamma = p/m$), her bir parçacık için farklı bir enerji kaybı eğrisi meydana gelecektir. BESIII deneyinde üretilmiş benzetim verisiyle yapılan analiz için bazı parçacıkların enerji kaybı eğrileri Şekil 3.2'de gösterilmiştir.



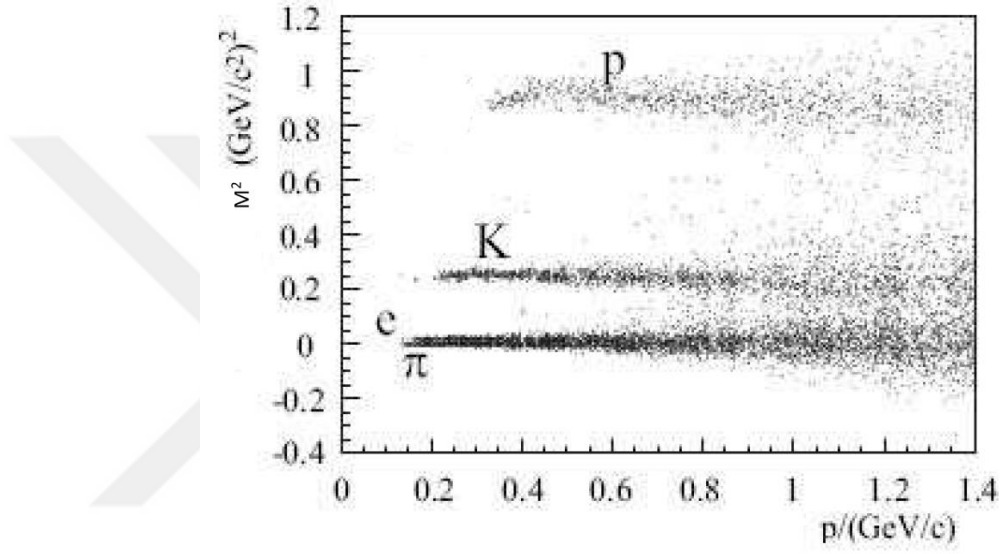
Şekil 3.2: p, e, K, μ ve π parçacıklarının dE/dx bilgisi. Yatay eksen momentum ve dikey eksen normalize atım yüksekliğini göstermektedir [26].

Şekil 3.2'de görüldüğü gibi 0.2 GeV/C civarında elektronlar, pionlar ve müonların yalnızca dE/dx bilgisiyle ayrıştırılması mümkün değildir. Benzer biçimde 0.5 GeV/C bölgesinde kaonların enerji kaybı eğrisi de diğer parçacıkların enerji kaybı eğrisiyle karışmaktadır. Bu nedenle yalnızca dE/dx bilgisiyle parçacık tanımlama yapılması mümkün değildir.

dE/dx ölçüm performansını etkileyen birçok faktör vardır. Parçacık vuruş sayısı, dedektörün hücre yapılarında parçacıkların iz uzunluğu, elektrik alandaki dalgalanmalar dE/dx ölçümünü etkileyen faktörler arasında sayılabilir. dE/dx bilgisi kullanılarak 0.6

GeV/C altında 3σ anlamlılık düzeyiyle K/π ayrıştırılması ve 0.4 GeV/C üzerinde e/π ayrıştırılmasının başarılı olduğu tespit edilmiştir [26].

ASO dışında parçacık tanımlama için kullanılan dedektör bileşenlerinden biri de zaman kestirimli odadır (ZKO). İki katmandan oluşan ZKO'nun katmanlar arasındaki zaman farkı kaon ve pionlar için sırasıyla 100 ve 110 ps'dir. 0.9 GeV/C momentum değerine kadar K/π ayrımı 2σ anlamlılıkla gerçekleştirilebilmektedir.



Şekil 3.3: ZKO ölçümlerinden elde edilen parçacıkların kütle kare dağılımı [26].

Zaman kestirimli odada parçacıkların kütle karelerinin ölçülen zamanla ilişkisi bölüm 2.3.2'de verilmiştir. ZKO ile yapılan parçacık tanımlama işlemi zaman çözünürlüğüne (σ_t) bağlıdır. Zaman çözünürlüğü atım yüksekliği, sintilatörlere vuruş konumu ve hızı durumuna bağlıdır [55].

Parçacık tanımlama sisteminin bir diğer parçası da elektromanyetik kalorimetredir. Elektron, müon ve hadronların elektromanyetik kalorimetrede bıraktıkları enerji ve saçınak karakterleri farklıdır. Dolayısıyla bu özellikten faydalanarak elektromanyetik kalorimetreden elde edilen bilgiler parçacık tanımlamada kullanılabilir.

Elektromanyetik kalorimetre içerisinde yüklü parçacıkların geçişiyle iyonizasyon veya uyarılmayla enerji kaybı süreçleriyle enerji kaybı gerçekleşir. Elektron ve pozitronlar için

enerji kaybı genellikle çift oluşum ve frenleme ışımasıyla gerçekleşirken, iyonizasyon ve uyarılmaya da enerjilerini kaybederler. Böylece elektronlar ve pozitronlar enerjilerinin neredeyse tamamını kalorimetre içerisinde kaybetmiş olurlar. Bu durumda kalorimetrede depolanan enerjinin parçacığın momentumuna oranı (E/p) yaklaşık 1 olur. Müonlar ise yalnızca dE/dx oranında enerji kaybına uğradıklarından kalorimetre içerisinde enerji kaybı en az olan parçacık olacaktır. Bu durumda E/p oranları kıyaslanırsa

$$(E/p)_\mu < (E/p)_\pi < (E/p)_e \quad (3.1)$$

yazılır [26].

Parçacıkların oluşturduğu saçanak karakteri üç farklı enerji durumu üzerinden tarif edilebilir: merkez kristalde depolanan enerji (E_{merkez}), merkezde bulunan 3×3 'lük kristalde depolanan enerji miktarı ($E_{3 \times 3}$), merkezde bulunan 5×5 'lik kristalde depolanan enerji miktarı ($E_{5 \times 5}$). Müonlar kalorimetreden geçerken saçanak yaratmayacaklarından $E_{merkez}/E_{3 \times 3}$ ve $E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5}$ oranları 1 olacaktır. Ancak benzer durum elektronlar, pozitronlar ve pionlar için farklılık gösterir.

$$(E_{merkez}/E_{3 \times 3})_e < (E_{merkez}/E_{3 \times 3})_\pi < (E_{merkez}/E_{3 \times 3})_\mu \quad (3.2)$$

$$(E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5})_e < (E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5})_\pi < (E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5})_\mu \quad (3.3)$$

Denklem 3.2 ve 3.3'te verilen enerji oranlarının dağılımından faydalanarak kısmi biçimde yüklü parçacıkları birbirinde ayırmak mümkün olacaktır [55].

3.1.2.2. Likelihood Metodu

Likelihood metodu, olasılıksal olarak iki farklı modelin veya hipotezin birbirine uyumunu kıyaslamayı sağlayan istatistiksel yöntemdir. Parçacık tanımlama hipotezlerinin test edilmesi için likelihood oranları kullanılır ve bunun sonucunda elde edilen istatistiksel anlamlılık (significance) veri ve hipotez arasındaki uyumun kabul edilebilirlik ölçütünü verir.

Her bir parçacığın ölçümlenmesi için dedektör cevabı olasılık yoğunluğu fonksiyonuyla (PDF) belirlenir. Olasılık yoğunluğu fonksiyonu $P(x; p, H)$ ile ifade edilir. $H = e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$ parçacıklarını, x ölçüm değerini (dE/dx , ZKO, E/p , ...) ve p

momentumu temsil etmektedir. $P(x; p, H)dx$ H tipinde parçacığın p momentumuna karşılık dedektör cevabının olasılık yoğunluğunu ölçüm aralığında (x, x+dx) vermektedir. Ölçüm değeri olarak nitelendirilmiş x bir dedektördeki tek bir ölçüm, bir dedektördeki birden fazla ölçüm veya birden fazla dedektörde birden çok ölçüm olarak ele alınabilir. Her bir durum için ölçümler tek bir hipotezle ilişkili hale getirilebilir [26].

Yukarıda verilen olasılık yoğunluğu fonksiyonu için likelihood fonksiyonu $L(H; p, x)$ biçiminde ifade edilir. Olasılık yoğunluğu fonksiyonu verili hipotez (p, H) için ölçülebilir büyüklüklere (x) bağlı bir fonksiyonken, likelihood fonksiyonu belirli momentum ve ölçülebilir büyüklüğün değerini baz alan parçacığın cinsine (H) bağlı bir fonksiyondur. Yani likelihood fonksiyonuyla her ölçülebilir değere karşılık parçacık cinslerine bağlı likelihood değeri elde edilir. Likelihood değerlerinin oranlanmasıyla elde edilen değerler hipotezin hangi parçacığın varlığıyla daha uyumlu olduğuna dair sayısal sonuçlar verir ve bu sonuçlarla parçacıkların ayrıştırılması mümkün olur. Likelihood oranlarının kıyaslanması için genellikle kullanılan iki farklı ifade bulunmaktadır. Birincisi likelihood değerlerinin farklarının alınması ve ikincisi normalize likelihood oranının elde edilmesiyle temsil edilir. Bu iki durumu K^+ ve π^+ izlerinin ayrıştırılmasını tarif eden hipotez için

$$\frac{L(K^+; p_{göz}, x_{göz})}{L(\pi^+; p_{göz}, x_{göz})} = \log[L(K^+; p_{göz}, x_{göz})] - \log[L(\pi^+; p_{göz}, x_{göz})] \quad (3.4)$$

$$\frac{L(K^+; p_{göz}, x_{göz})}{L(K^+; p_{göz}, x_{göz}) + L(\pi^+; p_{göz}, x_{göz})} \quad (3.5)$$

biçiminde yazabiliriz. p ve x'in alt indisinde verilen "göz" kısaltması gözlemlenen anlamında kullanılmıştır [55].

Genellikle likelihood methodu uçuş zamanı ölçümleri ve dE/dx bilgilerinin ilişkili biçimde ele alınmasında kullanılmaktadır. Tezin konusu olan seçili bozunum kanalında ($J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$) ϕ mezoununun K^+K^- bozunumu için kaonların yüklü pionlardan ayrıştırılması, ASO'dan elde edilen zaman ölçümüyle bulunan kütle karesi dağılımları ve dE/dx eğrilerinin ilişkili biçimde değerlendirilmesi sonucu gerçekleştirilmiştir. Analiz verilerinin sunulacağı Bölüm 4'te seçili kanalda parçacıkların tanımlanması ve ayrıştırılmasıyla ilgili detaylı bilgi verilecektir.

3.2. KİNEMATİK FİT

Dedektörler verimlilikleri ve çözünürlükleri oranında verileri kullanıcıya sunarlar. Ancak sunulan verilerin analizinde fizik uygulamaları son kullanıcılar tarafından sağlanmalı veya kontrol edilmelidir. Dedektörlerin sunduğu veriler üzerindeki belirsizliğin kaldırılması prosedürlerinden biri kinematik fit uygulamasıdır.

Kinematik fit, dedektörden elde edilen verilerin sınırlandırılmış koşullara (enerji, momentum korunumu, verili değişmez kütle uyma koşulu, vs.) uyması durumuna zorlanması sonucu ölçüm belirsizliklerine dayanan verilerin ayıklanması ve uygulanan koşullara uyan fiziksel durumların seçilmesidir.

Kinematik fit Lagrange çarpanları yöntemine dayanan matematiksel bir prosedürdür. Dedektörlerde algılanan n tane iz için parametreler α ile gösterilmek üzere

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

vektör gösterimiyle temsil edilsin. Bu durumda α sınırlandırılmış durumları içeren ve α_0 dedektörün algıladığı izlerden gelen sınırlandırılmamış verileri temsil ederken, r sınır koşullarını temsil eden fonksiyonlar

$$H(\alpha) \equiv 0, \quad H = (H_1 H_2 \dots H_r) \quad (3.7)$$

biçiminde yazılırsa α_A noktası etrafında lineer denklem

$$0 = \frac{\partial H(\alpha_A)}{\partial \alpha} (\alpha - \alpha_A) + H(\alpha_A) = D\delta\alpha + d \quad (3.8)$$

olarak yazılır. $\delta\alpha = \alpha - \alpha_A$ olmak üzere D ve d matris gösterimleri

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_1}{\partial \alpha_n} \\ \frac{\partial H_2}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_2}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_2}{\partial \alpha_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial H_r}{\partial \alpha_1} & \frac{\partial H_r}{\partial \alpha_2} & \dots & \frac{\partial H_r}{\partial \alpha_n} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

$$d = \begin{pmatrix} H_1(\alpha_A) \\ H_2(\alpha_A) \\ \vdots \\ H_r(\alpha_A) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

olmak üzere $D_{ij} = \frac{\partial H_i}{\partial \alpha_j}$ ve $d_i = H_i(\alpha_A)$ 'dır. Sınırlamalar Lagrange çarpanlarını içerecek biçimde yazıldığında χ^2 iki terimin toplamı olarak

$$\chi^2 = (\alpha - \alpha_0)^T V_{\alpha_0}^{-1}(\alpha - \alpha_0) + 2\lambda^T(D\delta\alpha + d) \quad (3.11)$$

ifade edilir. λ , Lagrange çarpanlarını içeren r tane vektörün büyüklüğünü temsil etmektedir [57]. χ^2 , α ve λ değerlerine göre minimize edilirse α ve kovaryans matrisi

$$V_{\alpha_0}^{-1}(\alpha - \alpha_0) + D^T \lambda = 0 \quad (3.12)$$

$$D\delta\alpha + d = 0 \quad (3.13)$$

biçiminde ifade edilir [56].

Bu durumda α , λ ve V_α

$$\alpha = \alpha_0 - V_{\alpha_0} D^T \lambda \quad (3.14)$$

$$\lambda = V_D(D\delta\alpha_0 + d) \quad (3.15)$$

$$V_\alpha = V_{\alpha_0} - V_{\alpha_0} D^T V_D D V_{\alpha_0} \quad (3.16)$$

olarak ifade edilebilir. $V_D = (D V_{\alpha_0} D^T)^{-1}$ sınırlamaları içeren $r \times r$ kovaryans matrisi ve

$$\chi^2 = \lambda^T V_D^{-1} \lambda = \lambda^T (D\delta\alpha_0 + d) \quad (3.17)$$

sınırlamalar için χ^2 ifadesidir. χ^2 , r tane ayrı terimin toplamı olarak her biri için ayrı ayrı yazılabilir [57].

Kinematik fit genellikle değişmez kütle ve enerji-momentum üzerinde uygulanır. Bir örnek üzerinden anlatmak gerekirse $J/\psi \rightarrow xyz$ bozunumunda J/ψ rezonansının üç farklı parçacığa bozunumunu ele alalım. J/ψ 'ın bozunduğu parçacıkların dört-vektörleri fit sonucu iyileştirilerek toplam enerji ve momentum korunumuna uyum zorlandığına J/ψ

için daha iyi kütle çözünürlüğü elde edilir. Böylece kinematik fit sonucunda dedektör ölçümlerinden gelen belirsizlikleri içeren veriler ayıklanarak daha kesin sonuçlar elde edilir. Değişmez kütle üzerinden uygulanan sınırlamayla, dedektörde algılanan izin sahip olduğu momentum bileşenleri ve enerjisinin değişmez kütleyle ilişkisi

$$E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 - m_s^2 = 0 \quad (3.18)$$

ifadesini sağlayacak biçimde olmaya zorlanır [26]. Denklem 3.18'de verilen momentum ve enerji bileşenleri bozunan parçacığın ölçülen enerji ve momentum bileşenlerini, m_s sınırlandırılmış değişmez kütleyle temsil etmektedir. J/ψ bozunumunda tüm son durum parçacıklarının izleri geri çaktırılabacaktır. Parçacıkların enerji ve momentum korunumunu sağlayıp sağlamadığı kinematik fit sonucunda kontrol edilir.

$$\begin{aligned} p_x - p_{sx} &= 0 \\ p_y - p_{sy} &= 0 \\ p_z - p_{sz} &= 0 \\ E - E_s &= 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Denklem 3.19'da s alt indisyle verilen tüm elemanlar getirilen sınırlamayı temsil etmektedir. Buna göre $p_{sx, sy, sz}$ momentum bileşenleri üzerine getirilen kısıtlama ve E_s enerji üzerine getirilen kısıtlamayı temsil etmekteyken, s alt indisine sahip olmayan terimler ölçülen momentum bileşenleri ve enerjiyi temsil etmektedir.

J/ψ üretimi için e^- ve e^+ hüzmeleri J/ψ mezonunun kütlelerinin yarısı kadar enerjiye sahip olacak biçimde çarpıştırılırlar. Bu durumda çarpışma sonrası tüm enerjinin J/ψ mezonunun üretimine harcadığı varsayımıyla başlangıçta öngörülen momentum ve enerji bileşenleri, ölçülen değerlerle uyumlu halde olmalıdır. Bu durumu J/ψ üretimi sonrası için ele alırsak, $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunum kanalında $\phi \rightarrow K^+ K^-$ ve her bir π^0 çoğunlukla $\gamma\gamma$ foton çiftine bozunmaktadır. Bu durumda öncelikle J/ψ değişmez kütlelerini sağlayacak biçimde parçacıkların enerji ve momentum bileşenleri sınırlandırılarak kinematik fit uygulanır. Bu sınırlandırma 4C olarak adlandırılır. Tez çalışmasında 4C kinematik fit, ilk üç terim momentum bileşenleri

ve sonuncu terim enerjiyi göstermek üzere $(p_x, p_y, p_z, E) = (0.034, 0, 0, 3.097)$ biçiminde, J/ψ 'in bozunduğu parçacıkların momentum ve enerji toplamları üzerinden tarif edilmiştir. Enerji terimi GeV cinsinden J/ψ kütlesine karşılık gelmektedir. p_x bileşeninin sıfırdan farklı alınması, hızı görece düşük olan ağır parçacıklara (hızının düşük olması sebebiyle etkileşim bölgesinden uzaklaşması diğer parçacıklara göre daha fazla zaman alacaktır) küçük bir boost vererek, parçacıkların etkileşim bölgesinden uzaklaşmasını ve yığılma (pile-up) problemini önlemeyi sağlamaktadır. Son durumda $J/\psi \rightarrow K^+ K^- \gamma \gamma \gamma$ parçacıkları için 4C kinematik fit enerji-momentum sınırlamaları

$$\begin{aligned}
 p_{x_1} + p_{x_2} + p_{x_3} + p_{x_4} + p_{x_5} + p_{x_6} &= 0.034 \text{ GeV} \\
 p_{y_1} + p_{y_2} + p_{y_3} + p_{y_4} + p_{y_5} + p_{y_6} &= 0 \\
 p_{z_1} + p_{z_2} + p_{z_3} + p_{z_4} + p_{z_5} + p_{z_6} &= 0 \\
 E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6 &= M_{J/\psi} = 3.097 \text{ GeV}
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

şeklinde tarif edilir. Ayrıca π^0 parçacığının bozunumu için de değişmez kütle kısıtlaması uygulanmış ve iki yüksüz pion bozunumu için 4C kısıtlamasına ek olarak iki sınırlama daha uygulanmıştır. π^0 parçacığı için kullanılan değişmez kütle üzerindeki kısıtlama, ikili foton kombinasyonlarının toplamda π^0 parçacığının kütlesini (0.135 GeV) verecek biçimde seçilmesiyle gerçekleştirilmiştir. İki π^0 değişmez kütlesi üzerine uygulanan bu kinematik kısıtlamayla toplamda 6C olarak adlandırılan (4C + 1C ($M_{\pi^0} = 0135 \text{ GeV}$) + 1C ($M_{\pi^0} = 0135 \text{ GeV}$)) kinematik fit uygulanmıştır. Kinematik fit sonucunda elde edilen değişmez kütle dağılımı ve kinematik fit χ^2 dağılımlarına Bölüm 4'te veri analizinin detaylarıyla birlikte yer verilecektir.

3.3. KISMİ DALGA ANALİZİ

Kararlı olmayan ve yaşam ömrü kısa olan parçacıklar için bilgi elde etmek istenildiğinde, elde edilen son durum parçacıklarından yararlanılır. Bu son durum parçacıkları proton, elektron, foton, kaon ya da pion gibi parçacıklardan oluşabilir. Son durum parçacıklarının açılma dağılımları ve momentumları kullanılarak, bu parçacıklara bozulan rezonansların spin, parite, dallanma oranı, kütle ve genişlik değerleri hakkında bilgi elde etmek için

kısmi dalga analizi yöntemi kullanılır. Kısmi dalga analizi hadron spektrumunun belirlenmesi açısından gelişkin olanaklar sunmaktadır.

Kısmi dalga analizi kütle merkezi sisteminde parçacıkların elastik saçılması için toplam genliklerinin Legendre polinomları cinsinden ifade edilmesini sağlar. Bir başka ifadeyle kuantum sisteminin toplam genliği, saçılma sürecini tarif eden her bir kısmi dalganın toplamına ayrıştırılır. Böylece saçılma sürecinin bileşenlerinin fiziksel özellikleri hakkında bilgi toplamak mümkün olur. En çok kullanılan ayrıştırma toplam genliğin bazı kuantum operatörlerin öz fonksiyonlarına ayrıştırılmasıdır. Örneğin bir A parçacığının B ve C parçacığına bozunumunu ele alalım. Bozunan A parçacığının toplam genliği, B ve C parçacıklarının birbirine göre yörüngesel açısal momentumu L_{BC} cinsinden karakterize edilmiş S, P, D kısmi dalgalarının toplamı olarak tarif edilebilir. S, P ve D kısmi dalgaları L_{BC} 'nin sırasıyla 0, 1 ve 2 olduğu durumlara karşılık gelecektir [58].

Kısmi dalga analizinin uygulanması açısından farklı formalizmalar (helisite formalizmi, tensör formalizmi, K-matris formalizmi, vs.) mevcuttur. Giriş kısmında değinildiği üzere tez çalışmasında seçilen bozunum kanalı ($J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$) BESII'de analizi yapılmış olan $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalının alternatifi bir çalışmayı kapsamaktadır. BESII'de gözlemlenen skaler glueball adaylarının yüksek istatistikle alternatif bir kanalda araştırılması için, kısmi dalga analizinde BESII verilerinin analizinde kullanılan kovaryant tensör formalizmi kullanılmıştır. Bu yüzden yalnızca kısmi dalga analizinde kovaryant tensör formalizmi ve seçili bozunum kanalında genlik ifadelerinin tensör formalizmine göre yazımı üzerinde durulacaktır.

3.3.1. Kısmi Dalga Analizinde Kovaryant Tensör Formalizmi

Rezonansların spine bağlı bozunum genlikleri genellikle helisite veya tensör formalizmi çerçevesinde yazılır. Kısmi dalga analizinde tensör formalizmi ilk olarak 1965 yılında Zemach tarafından önerilmiştir [59]. Zemach'ın tensör formalizmi kovaryant olmayan formda yazılmıştır ve tüm tensörler kendi durağan referans sisteminde hesaplanmaktadır. Tensör formalizmi ve helisite formalizmi bozunum süreçlerinin açısal dağılımları ve bozunum genliklerini farklı vermektedir. Buna karşılık kovaryant tensör formalizmi, bir diğer adıyla "Rarita-Schwinger" formalizminin [60] sunduğu bozunum genliklerinin kovaryant olmayan helisite formalizmiyle aynı bozunum genliklerini vermesi, kısmi dalga analizinde bu iki formalizmanın yaygın olarak kullanılmasını sağlamaktadır [62].

Bu bölümde kısmi dalga analizinde kovaryant tensör formalizmi çerçevesinde genlik ifadesinin nasıl yazılabileceği, genliğin diferansiyel tesir kesitiyle ilişkisi ve Blatt-Weisskopf bariyer faktörleri üzerinde durulacaktır.

Kovaryant tensör formalizminde bozunum genliği ve açılal bağılıklar doğrudan başlangıç ve son durum parçacıklarının dört vektörleriyle ilgili olarak ifade edilir [59]. J/ψ hadronik bozunumu için bozunum genliği

$$A = \psi_\mu(m)A^\mu = \psi_\mu(m) \sum_i \Lambda_i U_i^\mu \quad (3.21)$$

biçiminde ifade edilir. Denklem 3.21'de $\psi_\mu(m)$, J/ψ 'in polarizasyon vektörü, m manyetik kuantum sayısı ve U_i^μ , Λ_i kompleks parametresine bağlı belirlenen i 'inci dalga genliğini ifade etmektedir. Polarizasyon vektörü, p^μ dört vektörleri cinsinden

$$\sum_{m=1}^3 \psi^\mu(m)\psi^{*\nu}(m) = -g^{\mu\nu} + \frac{p_\psi^\mu p_\psi^\nu}{p_\psi^2} \equiv -\tilde{g}^{\mu\nu}(p_\psi) \quad (3.22)$$

ifadesini sağlar [61].

Elektron pozitron yok olmasıyla J/ψ üretimi için diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Phi_n} = \frac{(2\pi)^4}{2M_\psi} \frac{1}{2} \sum_{m=1}^2 \psi_\mu(m)A^\mu \psi_{\mu'}^*(m)A^{*\mu'} \quad (3.23)$$

ile ifade edilir. M_ψ , ψ rezonansının kütesini ve $d\Phi_n$, n tane durumun faz uzayını tarif etmek üzere

$$d\Phi_n(p_\psi; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(p_\psi - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (3.24)$$

ve

$$\sum_{m=1}^2 \psi_\mu(m)\psi_{\mu'}^*(m) = \delta_{\mu\mu'}(\delta_{\mu 1} + \delta_{\mu 2}) \quad (3.25)$$

olmak üzere, diferansiyel tesir kesiti için

$$\frac{d\sigma}{d\Phi_n} = \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^2 A^\mu A^{*\mu} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \Lambda_i \Lambda_j^* \sum_{\mu=1}^2 U_i^\mu U_j^{*\mu} \equiv \sum_{i,j} P_{i,j} \cdot F_{i,j} \quad (3.26)$$

ifadesi yazılır.

Böylelikle $P_{i,j} = P_{ji}^* = \Lambda_i \Lambda_j^*$ ve $F_{i,j} = F_{ji}^* = \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^2 U_i^\mu U_j^{*\mu}$ olmak üzere diferansiyel tesir kesiti U_i^μ kısmi dalga genlikleri cinsinden ifade edilmiş olur [61, 63].

Yörüngesel açısal momentum kovaryant tensörleri $\tilde{t}_{\mu_1 \dots \mu_l}^{(l)}$, kovaryant spin dalga fonksiyonları $\phi_{\mu_1 \dots \mu_s}$, metrik tensörü $g_{\mu\nu}$ ve $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}$ antisimetrik Levi-Civita tensörünü temsil etmek üzere, bozunan rezonansların momentumları üzerinden, $a \rightarrow bc$ bozunumu için yörüngesel açısal momentum kovaryant tensörleri

$$\begin{aligned}
\tilde{t}^0 &= 1 \\
\tilde{t}_\mu^{(1)} &= \tilde{g}_{\mu\nu}(p_a) r^\nu B_1(Q_{abc}) \equiv \tilde{r}_\mu B_1(Q_{abc}) \\
\tilde{t}_{\mu\nu}^{(2)} &= \left[\tilde{r}_\mu \tilde{r}_\nu - \frac{1}{3} (\tilde{r} \cdot \tilde{r}) \tilde{g}_{\mu\nu}(p_a) \right] B_2(Q_{abc}) \\
\tilde{t}_{\mu\nu\lambda}^{(3)} &= \left[\tilde{r}_\mu \tilde{r}_\nu \tilde{r}_\lambda - \frac{1}{5} (\tilde{r} \cdot \tilde{r}) (\tilde{g}_{\mu\nu}(p_a) \tilde{r}_\lambda + \tilde{g}_{\nu\lambda}(p_a) \tilde{r}_\mu + \tilde{g}_{\lambda\mu}(p_a) \tilde{r}_\nu) \right] B_3(Q_{abc}) \\
&\dots
\end{aligned} \tag{3.27}$$

şeklinde yazılır. $r = p_b - p_c$ ve $\tilde{r} \cdot \tilde{r}$ terimi $\tilde{t}_{\mu\nu}^{(2)}$, $\tilde{t}_{\mu\nu\lambda}^{(3)}$ 'i izsiz (traceless) yapan dört vektörlerin nokta çarpımı ($\tilde{r}_0 \tilde{r}_0 - \tilde{r}_1 \tilde{r}_1 - \tilde{r}_2 \tilde{r}_2 - \tilde{r}_3 \tilde{r}_3$) ve Q_{abc} a'nın durgun referans sistemindeki b ve c rezonanslarının momentumlarının (p_b, p_c) büyüklüğüdür [61, 64, 65]. Q_{abc} ifadesi, $s_a = E_a^2 - p_a^2$ olmak üzere

$$Q_{abc}^2 = \frac{(s_a + s_b - s_c)^2}{4s_a} - s_b \tag{3.28}$$

biçiminde yazılır. Denklem 3.27'de verilen $\tilde{t}_{\mu_1 \dots \mu_l}^{(l)}$ yörüngesel açısal momentum kovaryant tensörü Blatt-Weisskopf bariyer faktörü [66] terimlerini içermektedir. Bu terimler

$$\begin{aligned}
B_1(Q_{abc}) &= \sqrt{\frac{2}{Q_{abc}^2 + Q_0^2}} \\
B_2(Q_{abc}) &= \sqrt{\frac{13}{Q_{abc}^4 + 3Q_{abc}^2 Q_0^2 + 9Q_0^4}}
\end{aligned} \tag{3.29}$$

$$B_3(Q_{abc}) = \sqrt{\frac{277}{Q_{abc}^6 + 6Q_{abc}^4 Q_0^2 + 45Q_{abc}^2 Q_0^4 + 225Q_0^6}}$$

şeklinde ifade edilir. Q_0 hadron ölçek parametresi olup $Q_0 = \frac{0.197321}{R} \text{ GeV}/c$ değerindedir. R fm cinsinden bariyerin etkileşim merkezine olan uzaklığı (yarıçap) ifade etmektedir [61, 67].

$a \rightarrow bc$ bozunum sürecinde bozunan rezonansın kütle ve genişlik ifadesinden faydalanarak b, c rezonanslarının kütle ve genişlik ifadelerini tarif etmek için Breit – Wigner propagatörü kullanılır. $f_{(bc)}^a$ Breit-Wigner propagatörünü göstermek üzere

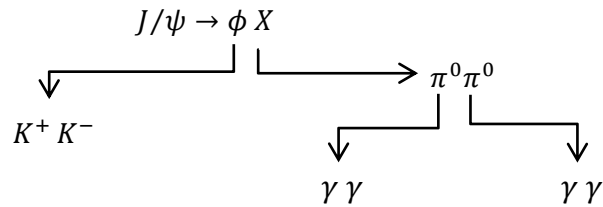
$$f_{(bc)}^a = \frac{1}{m_a^2 - s_{bc} - im_a \Gamma_a} \quad (3.30)$$

biçiminde yazılır. $s_{bc} = (p_b + p_c)^2$ ve m_a, Γ_a sırasıyla bozunan rezonansın kütle ve genişliğidir [67].

3.3.2. Kısmi Dalga Analizinin $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ Kanalına Uygulanması

Seçili bozunum kanalında kısmi dalga analizinin uygulanması için kovaryant tensör formalizmi kullanılmıştır. Kovaryant tensör formalizmi uyarınca rezonansların genlik ifadelerinin yazımına geçmeden önce izinli bozunum süreçlerini incelemek kör bir analiz yapmanın kısmen önüne geçeceği gibi aynı zamanda fazladan genlik ifadesi yazımından da tasarrufa gidilmesini sağlayacaktır.

$J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunumu için son durum parçacıklarının oluşumu ve rezonansların bozunumunu ifade eden basit şema aşağıdaki gibidir.



Yüksüz pionların toplam açısal momentumu (J), paritesi (P) ve yük simetrisi (C) $J^{PC} = 0^{-+}$ değerlerini alacak biçimde tarif edilir. Buna göre $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bozunumu için parite $P_X = (-1)^{L_{\pi^0 \pi^0}}$ ve yük simetrisi $C_X = (-1)^{L_{\pi^0 \pi^0} + S_{\pi^0 \pi^0}}$ olmak üzere, toplam açısal momentum $J_{\pi^0 \pi^0} = 0$ ve spin $S_{\pi^0 \pi^0} = 0$ olduğundan $C_X = (-1)^{L_{\pi^0 \pi^0}} = P_X$ olacaktır

($J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunum süreci için yörünge açısıl momentum ℓ , $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bozunumu için L ile gösterilmiş ve L pionlar arasındaki yörünge açısıl momentumu ifade etmektedir.). Böylelikle yalnızca aynı P ve C paritesine sahip rezonansların $\pi^0 \pi^0$ bozunumu yapması olası olacaktır. Bu durumda X için 0^{++} (skaler), 1^{--} (vektör), 2^{++} (tensör), 3^{--} , 4^{++} , vs durumlarından bahsedilebilir. Bozunum tümüyle incelendiğinde ϕ ve J/ψ birer tensör olmasından dolayı ($J_{J/\psi}^{PC} = J_{\phi}^{PC} = 1^{--}$) $C_{J/\psi} = C_{\phi} = C_{\phi} C_X = -1$ olacaktır. C parite korunumundan $C_X = +1$ bulunur. Yukarıda açıklandığı üzere X rezonansı için $C_X = P_X$ olduğundan $C_X = P_X = +1$ değerini alacak kombinasyonlarla X rezonansının bozunumu mümkün olacaktır.

C parite korunumu göz önüne alındığında X rezonanslarının durumu $J_X^{PC} = (\text{çift})^{++}$ yani 0^{++} , 2^{++} , 4^{++} , vs biçiminde tarif edilebilir. İzospin korunumuyla, X rezonansının izospin 0, yani izoskaler bir rezonans olması beklenir. PDG'nin notasyonuna göre izoskaler durumlar f_0, f_2, f_4, f_j olarak adlandırılır [3]. Ayrıca parite korunumundan $P_{J/\psi} = -1 = P_X P_{\phi} (-1)^{\ell_{\phi X}}$ yazılabilir ve $\ell = \text{çift}$ olacaktır. $J/\psi \rightarrow \phi + f_0$ için $\ell = 0, 2$ olur ve tensör formalizminde toplam iki kısmi dalga oluşturur. $J/\psi \rightarrow \phi + f_2$ için ise $\ell = 0, 2, 4$ olur ve tensör formalizminde toplam beş kısmi dalga oluşturur.

4^{++} durumu için yazılabilecek izoskaler, ϕ ve f_4 arasındaki açısıl momentumun $\ell = 2$ olduğu koşulda izinli olduğundan güçlü Blatt-Weisskopf bariyer faktörü tarafından büyük oranda baskılanacaktır [7]. Bu yüzden kısmi dalga analizinde f_4 durumları incelenmemiş ve yalnızca f_0 (0^{++}) skaler ve f_2 (2^{++}) tensör durumları ele alınmıştır.

$J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunumu olası izinli durumlar göz önünde tutularak $J/\psi \rightarrow \phi f_j$ biçiminde ifade edilir. Burada f_j ifadesi f_0 ve f_2 durumlarını belirtmek için kullanılmıştır. U_i^{μ} kısmi dalga genliği ifadeleri yazılırken bozunulan rezonanslar K^+, K^-, π^0, π^0 sırasıyla 1, 2, 3, 4 sayılarıyla temsil edilmiştir.

X rezonansının f_0 olduğu koşulda $\ell = 0, S = 0$ ve $\ell = 2, S = 2$ olmak üzere iki izinli durum olduğundan, $J/\psi \rightarrow \phi f_0$ bozunumunu tarif eden iki bağımsız kısmi dalga genliği yazılabilir. Bu kısmi dalga genlikleri

$$U_{(f_0)1}^{\mu} = \tilde{t}_{(12)}^{(1)\mu} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_0)} \quad (3.31)$$

$$U_{(f_0)2}^\mu = \tilde{T}_{(\phi f_0)}^{(2)\mu\nu} \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_0)} \quad (3.32)$$

şeklinde ifade edilir. $J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunumunu tarif eden tensörler $\tilde{t}_{\mu_1 \dots \mu_l}^{(l)}$ ve $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ikincil bozunumunu tarif eden tensör $\tilde{T}_{\mu_1 \dots \mu_L}^{(L)}$ ile gösterilmiştir.

X rezonansının f_2 olduğu koşulda ise $\ell = 0, S = 2; \ell = 2, S = 0, 1, 2$ ve $\ell = 4, S = 2$ olmak üzere beş izinli duruma karşılık, $J/\psi \rightarrow \phi f_2$ bozunumunu tarif eden beş bağımsız kısmi dalga genliği yazılabilir. Kısmi dalga genlikleri

$$U_{(f_2)1}^\mu = \tilde{t}_{(34)}^{(2)\mu\nu} \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_2)} \quad (3.33)$$

$$U_{(f_2)2}^\mu = \tilde{T}_{(\phi f_2)}^{(2)\mu\alpha} \tilde{t}_{(34)\alpha\nu}^{(2)} \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_2)} \quad (3.34)$$

$$U_{(f_2)3}^\mu = \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} p_{\psi\alpha} \tilde{T}_{(\phi f_2)\beta}^{(2)\delta} \left[\epsilon_{\gamma\lambda\sigma\nu} \tilde{t}_{(34)\delta}^{(2)\lambda} + \epsilon_{\delta\lambda\sigma\nu} \tilde{t}_{(34)\gamma}^{(2)\lambda} \right] p_\psi^\sigma \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_2)} \quad (3.35)$$

$$U_{(f_2)4}^\mu = P^{(3)\mu\alpha\beta\gamma\delta\nu}(p_\psi) \tilde{T}_{(\phi f_2)\alpha\beta}^{(2)} \tilde{t}_{(34)\gamma\delta}^{(2)} \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_2)} \quad (3.36)$$

$$U_{(f_2)5}^\mu = \tilde{T}_{(\phi f_2)}^{(4)\mu\nu\lambda\alpha} \tilde{t}_{(12)v}^{(1)} \tilde{t}_{(34)\lambda\sigma}^{(2)} f_{(12)}^{(\phi)} f_{(34)}^{(f_2)} \quad (3.37)$$

biçimindedir. Denklem 3.36'da verilen $P^{(3)\mu\alpha\beta\gamma\delta\nu}(p_\psi)$, spin izdüşüm operatörünü temsil etmektedir [61].

Kısmi dalga analizi FORTRAN [68] dilinde yazılmış kodla, f_0 ve f_2 rezonanslarını tarif eden genlikler, diferansiyel tesir kesiti, vs. gibi bölüm 3.3. altında ifade edilmiş elemanların tarifiyle gerçekleştirilmiştir.

Verilerin uygulanan yöntem çerçevesinde fit edilmesi için maksimum likelihood metodu [69] kullanılmıştır. Olasılık yoğunluğu fonksiyonu $P(x_i)$ ile gösterilmek üzere, likelihood fit hesabı ele alınan modelin olasılık yoğunluğunun hesaplanmasına bağlı olarak gerçekleştirilir. Likelihood fonksiyonu tüm verilerin olasılık yoğunluğu üzerinden, x_i ölçülen bağımsız büyüklükleri temsil etmek üzere

$$L = \prod_{i=1}^{N_{\text{olay sayısı}}} P(x_i) \quad (3.38)$$

şeklinde ifade edilir. Olasılık yoğunluğu fonksiyonu

$$P(x_i) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right)_i}{\int \left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right) d\Phi} \quad (3.39)$$

diferansiyel tesir kesitinin $\left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right)_i$ toplam tesir kesitine $\left(\int \left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right) d\Phi\right)$ oranı olarak yazılabilir [61,75]. Böylece normalize olasılık yoğunluğu fonksiyonu için bir ifade türetilmiş olur. Normalizasyon için kullanılan integral

$$\int \left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right) d\Phi = \sigma = \frac{1}{N_{MC}} \sum_{i'=1}^{N_{MC}} \left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right)_{i'} = \frac{1}{N_{MC}} \sum_{i'=1}^{N_{MC}} (\sum_{j,k} P_{jk} \cdot F_{jk})_{i'} \quad (3.40)$$

ifadesiyle, Monte Carlo üzerinden üretilen olaylarla ifade edilir [75]. Toplam tesir kesitini hesaplamak için BOSS yazılımı kullanılarak 1.5×10^7 harici (exclusive) MC olayı üretilmiştir. Üretilen harici MC olayları, dedektör benzetimi aracılığıyla deney verisiyle aynı koşullardan geçmiş ve aynı analiz prosedürü elde edilen ham olaylara uygulanmıştır. Toplam tesir kesitini veren ifadede, üretilen MC olaylarının deney verisinin fit edilmesi için kullanılacağı, denklem 3.40'ın son halinden anlaşılmaktadır. Denklem 3.26'da belirtildiği üzere P_{jk} 'nin içerdiği serbest parametreler (Λ_i) ve F_{jk} 'nin içerdiği kısmi dalga genliklerinin (U_i^μ) bulunmasıyla, Denklem 3.31- 3.37 aralığında verilen genliklerin eşit olduğu ifadelerde içerilen Breit-Wigner propagatörleri aracılığıyla, fit edilen rezonansların kütle, genişlik ve katkılarını elde etmek mümkün olacaktır.

Fit sırasında L maksimum değerinin yerine, negatif logaritmasının ($S = -\ln L$) minimum değeri FUMILI [70] minimizasyon paket programı kullanılarak elde edilmiştir. $\ln L$ değeri nihai olarak

$$\ln L = \sum_{i=1}^{N'} \ln \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Phi}\right)_i}{\sigma} \right] = \sum_{i=1}^{N'} \ln \left[\frac{(\sum_{j,k} P_{jk} \cdot F_{jk})_i}{\frac{1}{N_{MC}} \sum_{i'=1}^{N_{MC}} (\sum_{j,k} P_{jk} \cdot F_{jk})_{i'}} \right] \quad (3.41)$$

ifadesiyle tarif edilir [75]. N' arka plan olaylarını içeren toplam olay sayısıdır. Arka plan olaylarının kısmi dalga analizinden ayrıştırılması için

$$\ln L = \ln(L_{veri} - L_{arkaplan}) \quad (3.42)$$

işlem algoritması kullanılmıştır. Verili ifadeye göre arka plan olaylarının kısmi dalga analizinden ayrıştırılması için, ϕ kütle dağılımının yan bantlarından (sideband) elde

edilen arka plan verileri log-likelihood methodu kullanılarak fit edilmiş ve tüm veri setinin fit sonucundan çıkarılmıştır.



4. BULGULAR

4.1. $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ BOZUNUM KANALININ SEÇİMİ

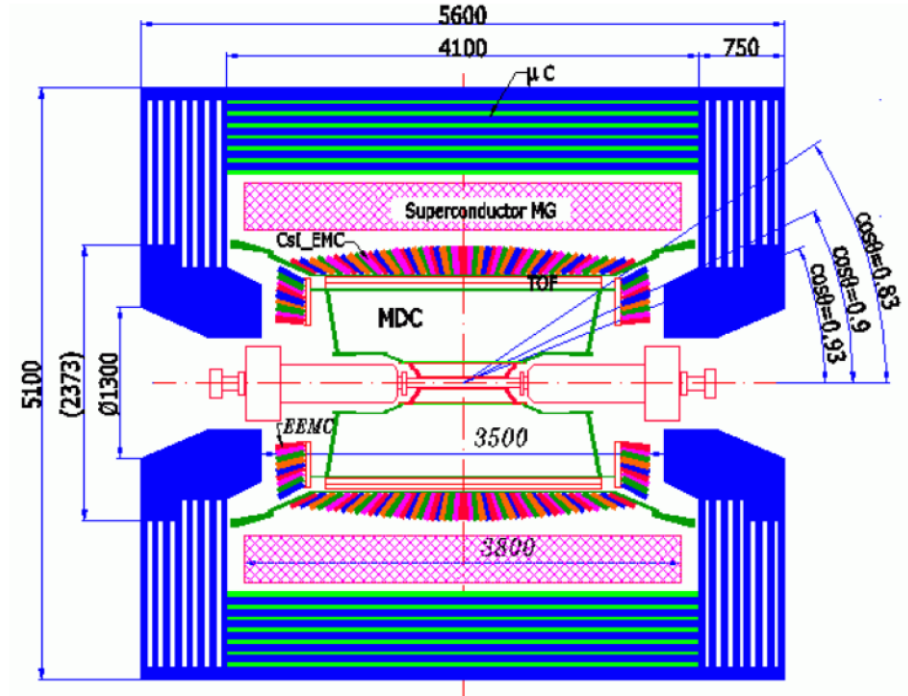
BEPCII hızlandırıcısında 2009 ve 2012 yıllarında $e^- e^+$ çarpıştırılması sonucu toplam 5.3×10^9 olay oluşturulmuş ve sırasıyla 225×10^6 ve 1×10^9 J/ψ olayı üretilmiştir. Bu ham olayların seçilimi sonucunda ϕ parçacığının son durumu olan $K^+ K^-$ ve $\pi^0 \pi^0$ bozunumundan gelen foton (4 foton) son durumlarından yararlanılarak $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunum kanalına ait veriler seçilmiştir. Verilerin seçilmesi için BOSS 6.6.4 yazılımı kullanılmıştır. Olay seçilimi yüklü parçacıklar ve yüksüz parçacıklar için ayrı prosedürlerle gerçekleştirildiğinden, yüklü ($K^+ K^-$) ve yüksüz (γ) parçacıkların seçimi ayrı başlıklar altında incelenecektir.

4.1.1. Yüklü Parçacıkların Seçimi

Yüklü parçacıklar BESIII dedektörünün ana sürüklenme odacığı, zaman kestirimli oda, elektromanyetik kalorimetre ve müon odacıklarında algılanırlar. Bölüm 3.1.2.'de verildiği gibi parçacık tanımlama için detektörlerden gelen bilgiler ilişkili olarak kullanılırlar. Yüklü parçacıkların ana sürüklenme odasında aldıkları yola bağlı bıraktıkları enerji eğrisi (dE/dx) ve zaman kestirimli odadan alınan uçuş zamanı bilgisiyle yüklü parçacıkların ayırt edilmesi ve dolayısıyla seçilmesi mümkündür. Seçili bozunum kanalında ϕ parçacığının son durumu $K^+ K^-$ olduğundan, kaonların pionlarla ayrıştırılması gerekmektedir. Bu nedenle dedektör yerleşimleri de göz önünde tutularak bir dizi sınırlama uygulanmıştır.

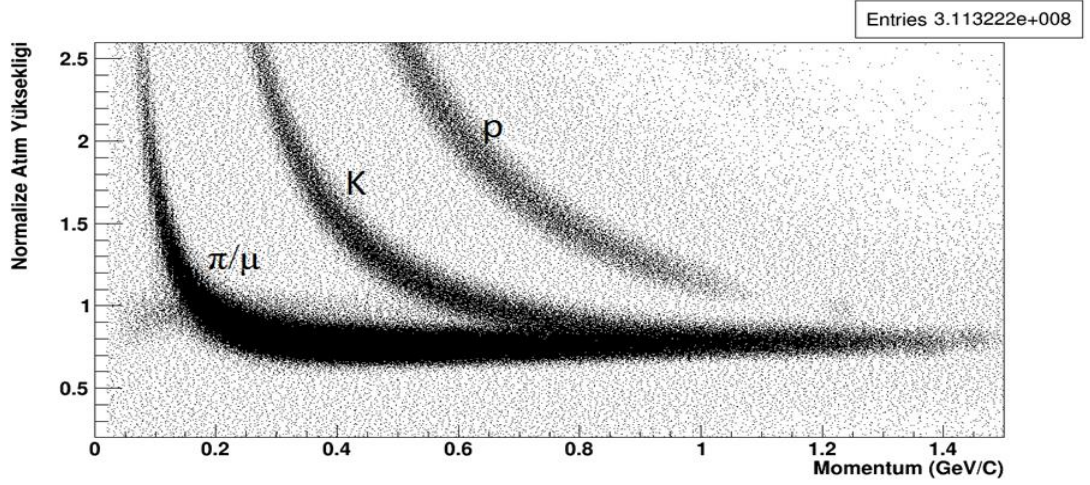
Ana sürüklenme odasının yerleşimi açısından etkin ölçüm yapabildiği polar açısı $|\cos \theta| \leq 0.93$ kısıtlamasına sahiptir. Bu nedenle veri setine polar açısı kısıtlaması uygulanmıştır.

Etkileşim bölgesine en yakın olayların seçilimi için, hüzmelin ilerlediği yol z eksenini belirtmek üzere, $|V_z| \leq 5\text{cm}$ köşe (vertex) kısıtı ve enine koordinatlarda $|V_{xy}| \leq 1\text{cm}$ köşe kısıtı uygulanmıştır. Ayrıca $K^+ K^-$ seçilimi için toplam yük sıfır olacak biçimde, toplam yüklü parçacık sayısı iki seçilmiştir.



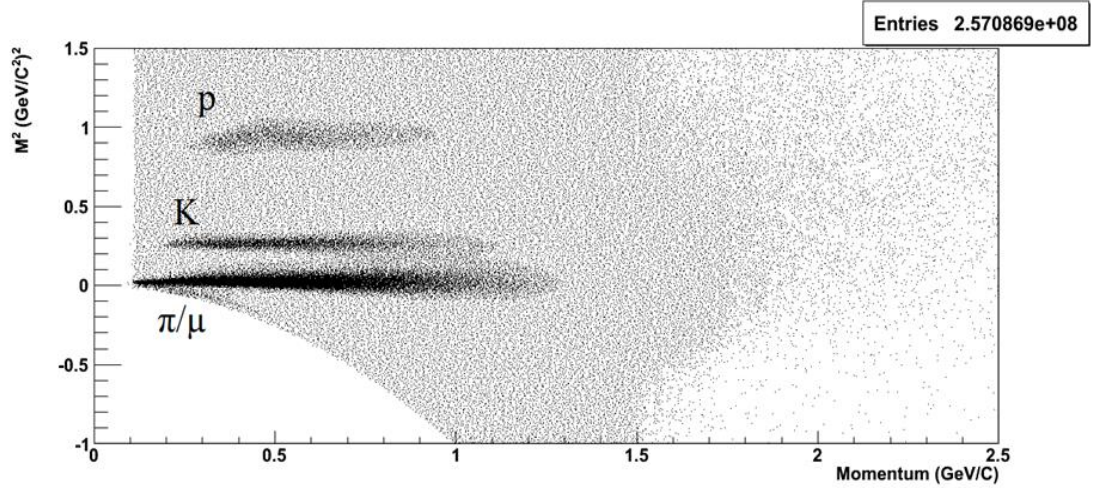
Şekil 4.1 : BESIII dedektörü yan kesit görünümü.

Bölüm 3.1.2.1’de ana sürüklenme odasıyla elde edilen dE/dx dağılımlarında yüklü kaonlar ve pionların ayrıştırılmasındaki zorluklar üzerinde durulmuştur. Yüksek momentumlu ($0.6 \text{ GeV}/c$ üzerinde) kaon ve pionların ayrıştırılması için tek başına ana sürüklenme odası verileri yeterli olmayacaktır. Bunun yerine ana sürüklenme odacığı ve zaman kestirimli odadan alınan bilgiler ilişkili biçimde kullanılmış ve BOSS 6.6.4 yazılımı aracılığıyla olasılık hesabı yapılarak kaon ve pionların ayrıştırılmasına çalışılmıştır. Bunun için olasılıksal durum $\text{Prob}(K^\pm) > \text{Prob}(\pi^\pm)$ seçilmiştir. Şekil 4.2 ve 4.3’te sırasıyla ana sürüklenme odacığından elde edilen dE/dx ve zaman kestirimi odadan elde edilen kütle kare, momentum grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.2: Yüklü parçacıkların ortalama enerji kaybı (dE/dx) eğrileri. π/μ eğrisinin sol yanında kalan silik iz elektronlara aittir.

Yüklü parçacıklar için uygulanan açisal ve köşe kısıtlamaları ile elde edilen dE/dx ve kütle kare-momentum grafiklerinde kaonların diğer yüklü parçacıklardan yeterince ayrıştırılmadığı görülebilir. Bu nedenle yeni bazı kısıtlamalarla parçacık tanımlamasının yapılması gerekmektedir. Parçacık tanımlamayla yeterince ayrıştırılmayan kaonları elde edebilmek için kinematik fit uygulanmıştır ve bu ayrıştırma kinematik fit başlığı altında yeniden incelenecektir.



Şekil 4.3: Zaman kestirimli odadan elde edilen, aşağıdan yukarıya doğru pion, kaon ve proton sıralamasıyla kütle kare - momentum dağılımı.

4.1.2. Foton Seçimi

Yüksüz pionlar % 98.823 ± 0.034 oranla iki fotona bozunur [3]. Bu durumda bozunum kanalında son durumda dört foton olması beklenir. Fotoların seçimi için elektromanyetik kalorimetreden alınan enerji bilgisine ihtiyaç vardır. Elektromanyetik kalorimetrenin BESIII dedektörü içindeki yerleşimi fiçı ve uç kısımlarda olmak üzere iki bölümden oluşmaktadır. Buna göre elektromanyetik kalorimetrede ölçülen enerji değerleri, fiçı kısmı $|\cos \theta| < 0.8$ ve uç kısımları $0.86 < \cos \theta < 0.92$ açısasal kısıtlarının varlığı altında incelenmiştir. Açısasal kısıtlamaların limitleri Şekil 4.1'de görülmektedir.

Pion bozunumlarından son durumda dört foton bekleniyor olsa da, analizde foton sayısında kısıtlamaya gidilmemiştir. Bu yöntem analizin ilk aşamalarında kullanılmış ancak daha sonra seçimin kinematik fitle, fotonların pionların kütesini sağlamasına bağlı olarak pionları oluşturan foton çiftleri seçilmiştir. Kinematik fit kısmında son seçilimlere yer verirken pionlardan oluşan dörtlü foton kombinasyonu ele alınacaktır.

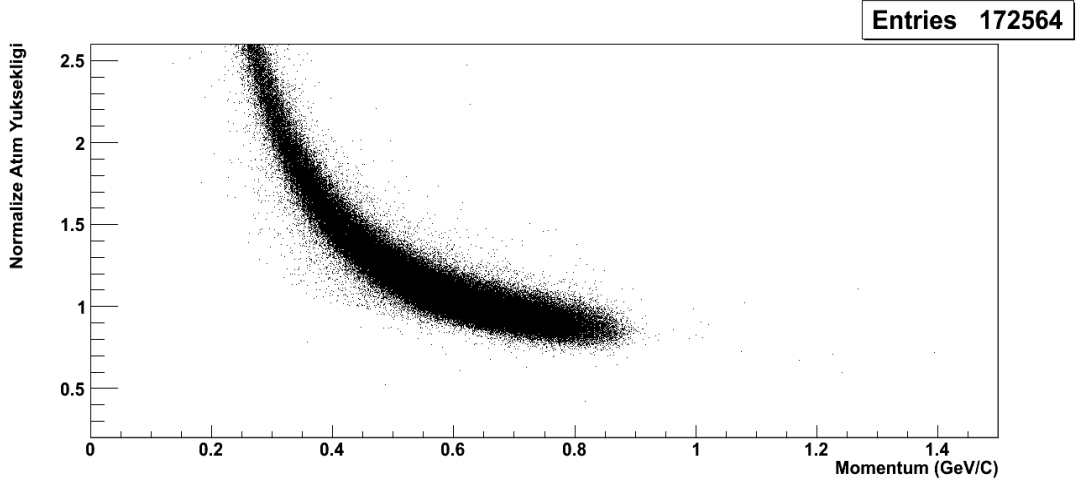
4.1.3. Kinematik Fit Sonrası Veri Seti

Kinematik fit parçacık etkileşimleri veya bozunumları için tarif edilen sürece göre dört vektörler üzerinde düzeltmeler yapan veya seçili bozunum sürecinin eşleştirilmesini sağlayan matematiksel bir süreçtir. Seçilen kanal üzerinden tarif edersek, kinematik fit son durum parçacıklarının kütle ve momentum değerlerinin ilgilenilen parçacıkların kütle ve momentum değerlerinin son durumuyla eşleştirilmesi ve böylece ϕ parçacığının $K^+ K^-$ ve yüksüz pionların ikili foton kombinasyonlarıyla ifade edilmesini sağlar. Böylelikle pionun kütesinden daha büyük enerjiye sahip olabilecek ikili foton kombinasyonları elenmiş olur.

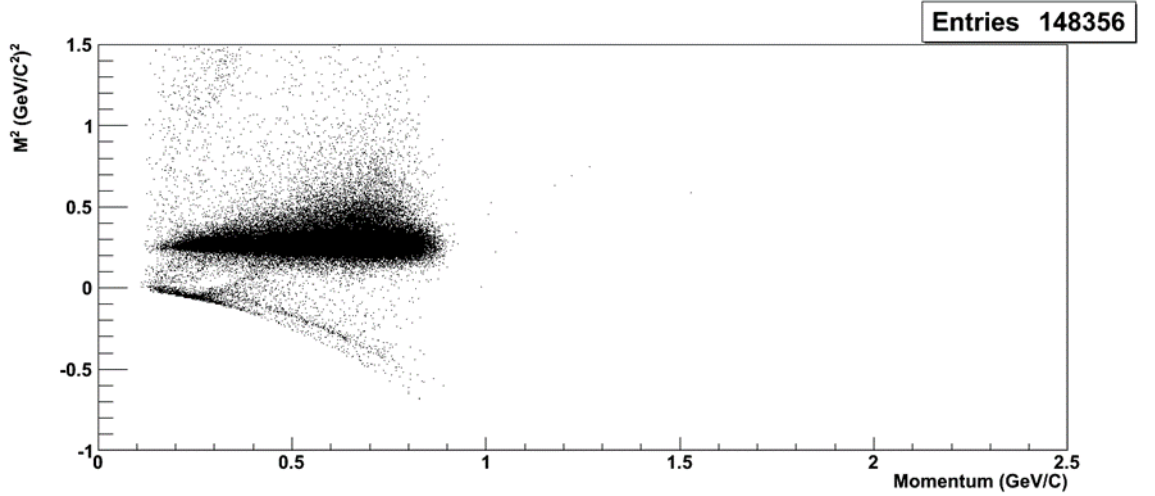
Bu çalışmada kinematik fit iki aşamada gerçekleştirilmiştir. Öncelikle 4C olarak adlandırılan kısıtla dörtlü foton kombinasyonunun toplam kütesi ve PID ile tanımlanmış olan iki yüklü parçacık ($K^+ K^-$) küteleleri toplamının, J/ψ parçacığının kütesi olan 3.097 GeV'e eşit olma durumu sağlanır. Böylelikle 3.097 GeV'lik enerji değeri etrafında toplam vermeyen istatistik, verilerden ayıklanmış olur. Sonrasında 6C kinematik fit denilen 4C+2C şeklinde ifade edebileceğimiz kısıt oluşturulur. Burada 2C kısıtı pion başına kütle toplamı sınırlamasını ifade etmektedir. Yüksüz pionların kütesi olan 0.135

GeV kütle değerini sağlamayan foton kombinasyonlarından bu aşamada arınılır. İki adet pion oluşumu için iki koşul tarif edilir ve böylece toplam 6 kısıt gerçekleştirilmiş olur.

PID ve 6C fit sonrası dE/dx dağılımı ve TOF verisi sırasıyla Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te verilmiştir.



Şekil 4.4 : 6C kinematik fit sonrası dE/dx dağılımı.



Şekil 4.5: 6C kinematik fit sonrası m^2 – momentum grafiği. Kinematik fit sonrasında uçuş zamanı ölçer aracılığıyla elde edilen verilerden kaonlar seçilmiştir.

Parçacık tanımlaması yapılmadan önce dE/dx dağılımında protonlar, yüklü kaon, pion ve müonlar varken, PID ve kinematik fit sonrasında yalnızca kaonların enerji kaybı dağılımı elde edilmiştir. Kinematik fit sonrası dE/dx ve M^2 – momentum grafiklerinde kaonların arka planından büyük oranda ayrıldığı görülmektedir.

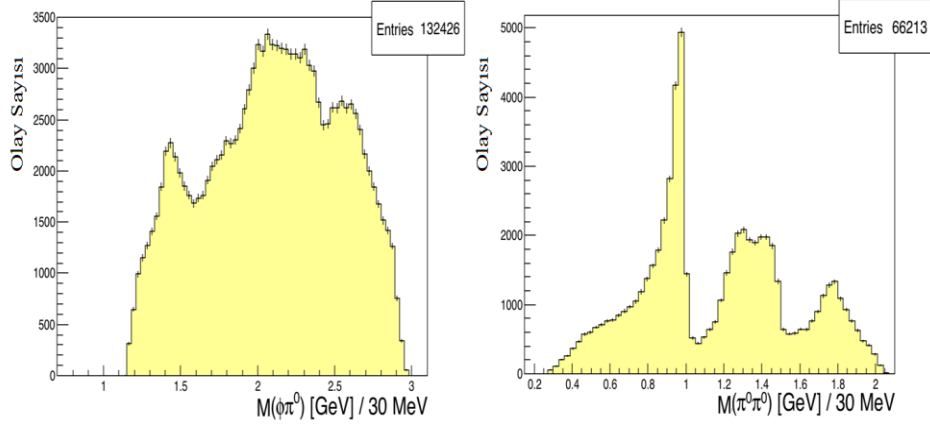
PID uygulaması için verilere uygulanan kısıtlamalar özetlenirse, toplam enerji 3.02 – 3.12 GeV aralığında (J/ψ kütle aralığı), π^0 değişmez kütle aralığı 0.1 – 0.17 GeV ve ϕ değişmez kütle 1.005 – 1.035 GeV seçilmiştir. Böylece ϕ ve π^0 bozunumları sonucu oluşan parçacıklar üzerinde seçilen kütle aralıklarına uygun kısıtlamalar uygulanmış olur. Uygulanan kısıtlamaların yanı sıra yukarıda bahsedilen kinematik fit koşullarıyla, analiz edilen kanal verilerine büyük oranda ulaşılmıştır. Ancak verilerin seçili kanala ait olup olmadığının analizi arka plan çalışmasıyla tamamlanmalıdır. Veri setine uygulanan kısıtlamalarla istatistiğin değişimi Tablo 4.1’de verilmiştir.

6C fit χ^2 dağılımına $\chi^2 < 50$ kısıtlaması uygulanmıştır. Uygulanan kısıtlamanın nedenleri dahili MC çalışmasında anlatılacaktır. Tablo 4.1’de verildiği gibi son olarak 6.62×10^4 istatistikle veri analizi yapılmıştır.

Tablo 4.1: Veri istatistiğinin uygulanan sınırlamalarla değişimi.

Toplam başlangıç verisi	5.32×10^9
$ V_z < 5\text{cm}$	4.92×10^9
$ V_{xy} < 1\text{cm}$	4.53×10^9
$ \cos \theta < 0.83$	4.51×10^9
Toplam yükü parçacık sayısı = 2 ve toplam yük = 0	6.66×10^8
PID K^+ , K^-	5.36×10^6
6C fit, $\chi^2 < 50$	6.76×10^5
$ m(K^+, K^-) - m(\phi) \leq 15 \text{ MeV}$	6.62×10^4

Veri setine uygulanan kısıtlamalarla $\phi\pi^0$ ve $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımlarına ait grafikler aşağıda verilmiştir. Değişmez kütle dağılımlarından bazı baskın rezonansların varlığı görülmektedir. Ancak başlangıç düzeyinde rezonansların belirlenmesi ve analizi için Dalitz plot gösterimine ihtiyaç bulunmaktadır.



Şekil 4.6 : $\phi\pi^0$ ve $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımları. Kütle dağılımlarında baskın rezonansların oluşturduğu tepe karakterli dağılım görülmektedir.

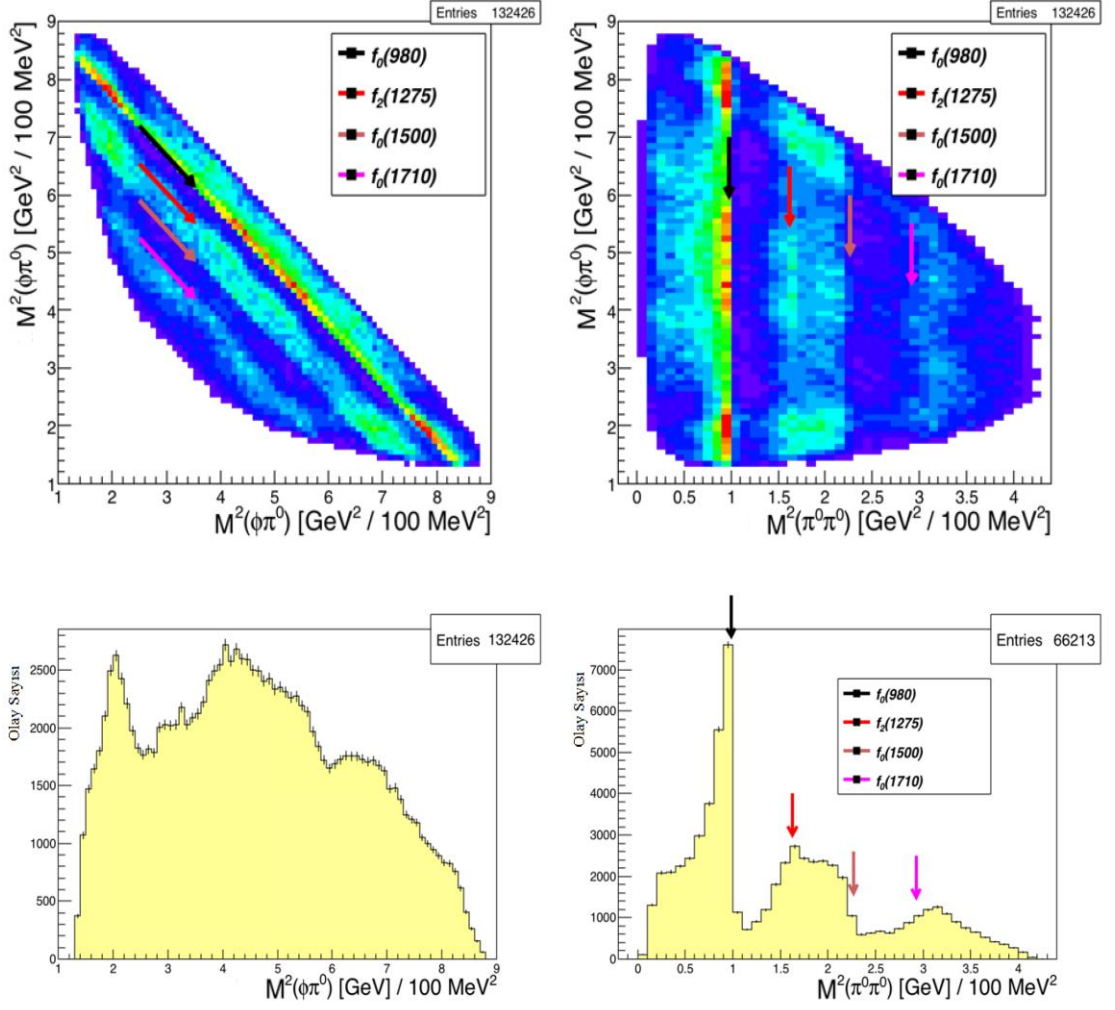
Dalitz plot gösterimi üçlü yapı bozunumu için faz uzayı dağılımının belirlenmesini sağlamaktadır. Bozunan ana parçacık A ile temsil edilmek üzere, $A \rightarrow 1 + R$ ve $R \rightarrow 2 + 3$ bozunumu için Dalitz plot kinematığı

$$m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = W^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = C \quad (4.1)$$

biçiminde ifade edilir. W çarpışmanın kütle merkezi enerjisi, C sabit ve $m_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\vec{P}_i + \vec{P}_j)^2$ ile ifade edilmektedir. m_{12}^2 değişmez kütle m_{13}^2 değişmez kütle göre çizdirilirse, $m_2 = m_3$ olduğu koşul altında Dalitz plot temsili simetrik olacaktır. Buna göre 2. ve 3. parçacıklardan kaynaklanan rezonanslar simetrik bir Dalitz plot temsiline karşılık gelecek ve değişmez kütlelerin birbirine göre ilişkisi

$$m_{12}^2 = C - m_{13}^2 - m_{23}^2 \quad (4.2)$$

eşitliğine göre tarif edilecektir. Tezde ele alınan bozunum kanalı için 1., 2. ve 3. parçacıklar sırasıyla ϕ , π^0 ve π^0 'dur.

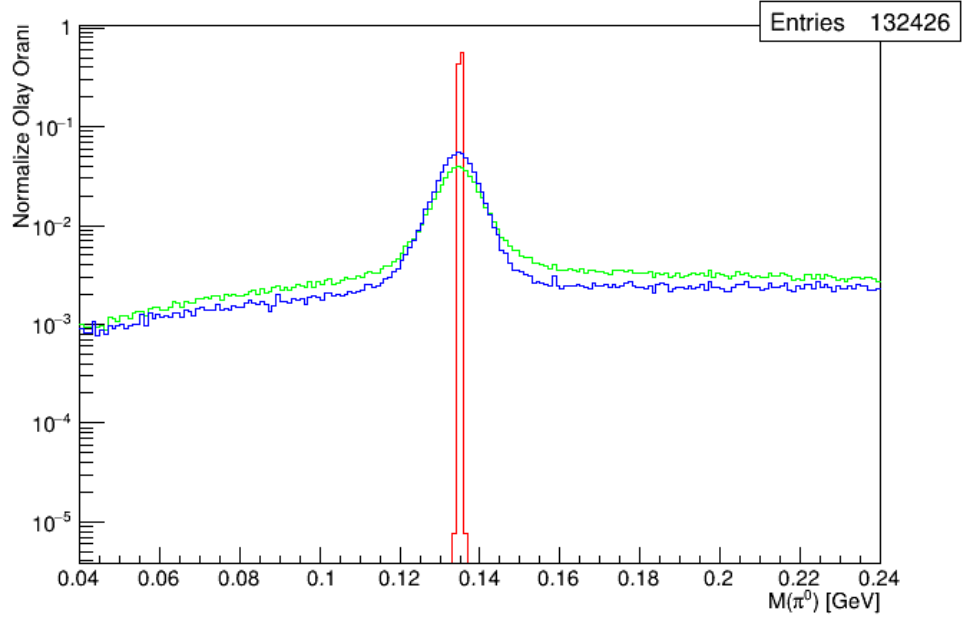


Şekil 4.7 : Simetrik (sol) ve asimetrik (sağ) Dalitz plot gösterimleri ve tek boyutta Dalitz plot gösterimini oluşturan değişmez kütle dağılımlarının karesi.

Yukarıda bahsedilen simetrik Dalitz plot gösterimi Şekil 4.7’de sol üst köşedeki gibidir. Simetrik köşegen bantların her biri, olası bir rezonansın varlığıyla ilgili öngörü sunmaktadır. Dominant karakterli rezonanslar ($f_0(980)$, $f_2(1275)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$) şekilde köşegen bantları oluşturmaktadırlar. Dalitz plot gösteriminde köşegen bantların öngörülen isimleri PDG’nin yayınladığı ortalama kütle değerlerine göre belirlenmiştir [3]. PDG ortalama kütle değerleriyle uyum içerisinde olmayan tepe karakteri Şekil 4.7 sağ alt köşe grafiğinde görülebilir. Tepe karakteri $f_0(1710)$ PDG ortalama kütesinden farklı ve 1790 MeV civarındadır. Ancak tek başına kütle dağılımı veya Dalitz plot gösteriminden yola çıkarak, $f_0(1710)$ ’dan farklı bir rezonansın varlığından bahsetmek

mümkün değildir. Bu kütle tepe karakteri $f_2(1810)$ tensöründen kaynaklanan bir yapıyı da temsil ediyor olabilir. Rezonansların kütle, genişlik ve spinlerini belirleyebilmek ve değişmez kütle dağılımında görülen tepe karakterlerinin hangi rezonansa ait olduğunu bulabilmek için kısmi dalga analizi uygulanmalıdır. Kısmi dalga analizinin gerçekleştirilebilmesi için arka plan analizinin yapılması, arka planı oluşturan verilerin veri setinden çıkarılması ve olası rezonanslara ait dağılımların bu koşullarda belirlenmesi gerekmektedir.

6C kinematik fit sonrasında yalnızca yüksüz pionun kütle tepe değerini (0.135 GeV) sağlayan foton kombinasyonları seçilerek pion a ait foton kombinasyonlarının seçimi sağlanmıştır. 6C fitle seçilen fotonların verdiği pion dağılımı Şekil 4.8’de verilmiştir. Kinematik fitte uygulanan her yeni koşulun pion değişmez kütle çözünürlüğünü arttırdığı bu grafikten görülebilir.



Şekil 4.8 : Kırmızı 6C fit sonrası seçilen fotonların kombinasyonlarıyla oluşturulmuş pion kütle dağılımını, mavi 4C fit sonrası $\chi^2 < 50$ koşulunda ve yeşil 4C fit sonrası pion kütle dağılımını temsil etmektedir.

Her ne kadar pionların seçimi için katı bir kısıtlama uygulanarak pion kombinasyonu vermeyen fotonlardan gelen katkılardan arınılmışsa da, foton sayısında kısıtlamaya gidilmediği sürece pion kombinasyonu veren ve seçili kanala ait olmayan pionlar arka plana katkı sunacaktır. Ancak bu katkının miktarının ihmal edilebilir düzeyde olup

olmadığını belirlemek, hangi bozunum kanallarından bu katkının gelebileceğini öngörmek ve toplam arka plan oranını belirleyebilmek için dahili Monte Carlo (inclusive MC) çalışması yapılmıştır.

4.2. ARKA PLAN ANALİZİ

4.2.1. Dahili Monte Carlo

Dahili MC, Particle Data Group (PDG) tarafından J/ψ bozunumu için tarif edilmiş tüm bozunum kanallarını içeren benzetimdir. Benzetim bölüm 3.1.1’de bahsedilen KKMC ve BesEvtGen adlı üreteçle gerçekleştirilir. Dahili MC kullanımındaki temel amaç uygulanan kısıtlamalardan geçerek $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ bozunum kanalıyla karışabilecek ve arka plana katkı oluşturacak bozunum kanallarının tespit edilmesidir.

Tablo 4.2 : Dahili MC bozunum kanalları ve tüm olay sayısı içindeki oranı.

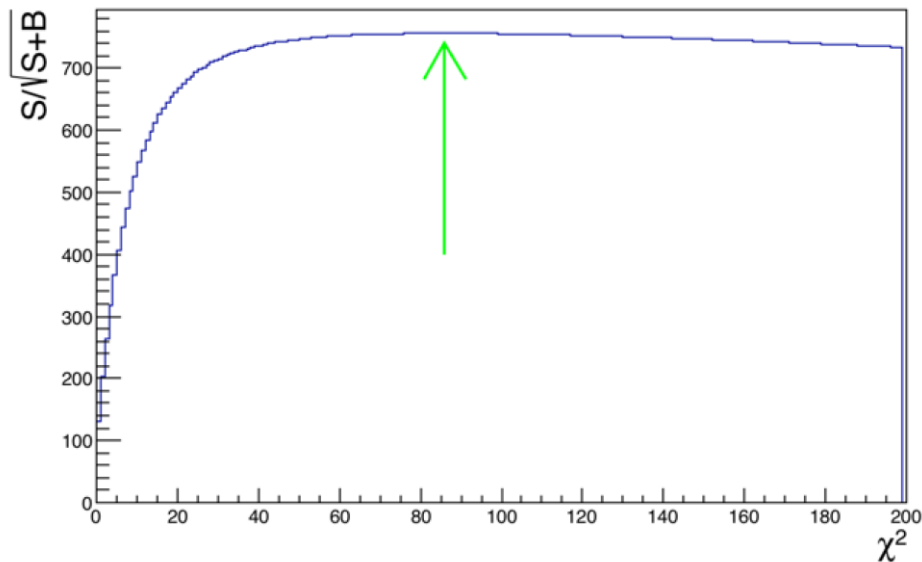
Bozunum Kanalı	Olay Sayısı	Yüzdeler Oranı
$J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$	56418	36.1 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1710)$	41245	26.38 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1270)$	12140	7.76 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(980)$	9485	6.06 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1370)$	8936	5.71 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1500)$	8443	5.4 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$	6302	4.03 %
$J/\psi \rightarrow \phi\eta$	5027	3.21 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^+K^-\pi^0$	2283	1.46 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^-K^+\pi^0$	2259	1.44 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^+K^-\pi^0$	602	0.38 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^-K^+\pi^0$	603	0.38 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1525)$	201	0.13 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1710)$	123	0.08 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_2(1270)$	97	0.07 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1370)$	58	0.04 %
$J/\psi \rightarrow \text{diğer kanallar}$	1877	1.2 %
<i>Toplam</i>	156300	100 %

Dahili MC 2009 ve 2012 yıllarında alınmış J/ψ verisiyle aynı istatistiğe sahip ve sırasıyla 225×10^6 ve 1×10^9 olay içeren veri kümelerinden oluşmaktadır. Gerçek veri setine uygulanan yöntemler dahili MC veri setine uygulanmış ve aynı koşullarda analiz

edilmiştir. Dahili MC sonucunda veri setine uygulanan koşullardan geçen bozunum kanalların listesi Tablo 4.2’de verilmiştir.

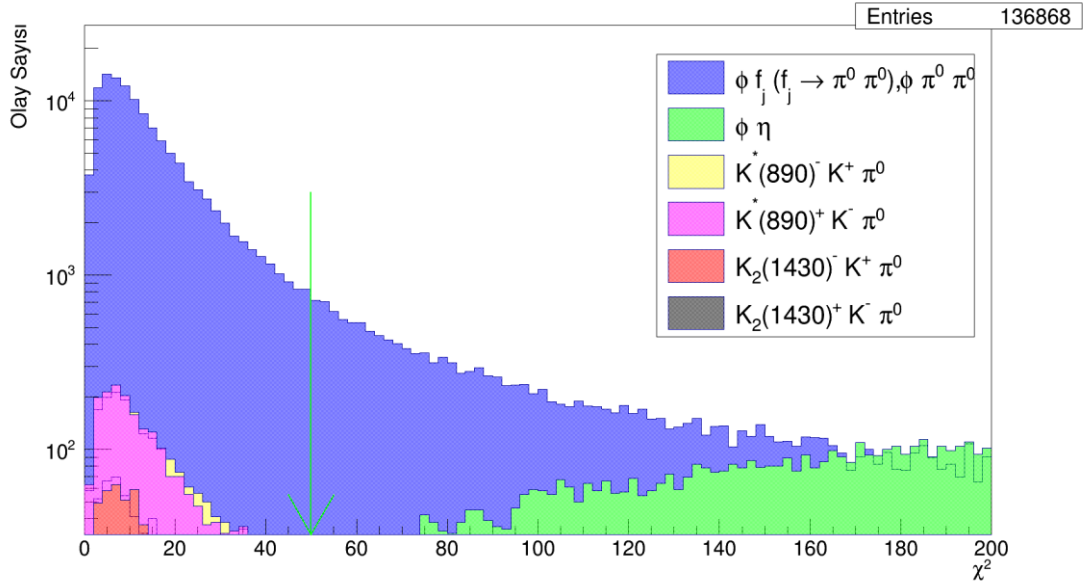
Tablo 4.2’de verilen kanallardan ilk altı kanal sinyal verisini oluşturmaktadır ve beklenildiği gibi tüm veri setinin içerisinde en yüksek istatistiğe sahip kanallardır. Ancak arka planı oluşturması muhtemel kanalların istatistiği yaklaşık %12.4 düzeyindedir ve 19432 olaya karşılık gelmektedir. Benzer durumun gerçek veri setinde de olması kısmi dalga analizinin gerçekleştirilmesini ve sonuçlarını önemli ölçüde etkileyecektir. Bu nedenle dahili MC verilerine uygulanarak sonuçları test edilebilecek ve gerçek veri setine de aynı koşullarla uygulanabilecek bir veri kısıtlamasına ihtiyaç vardır. Dahili MC istatistiğine göre son durum parçacıkları aynı kanalların 6C fit sonrasında χ^2 dağılımındaki yerinin belirlenmesi ve χ^2 dağılımı üzerinde gerçekleştirilebilecek kısıtlama, gerçek verilerin olası arka planı oluşturan kanallardan temizlenmesi için bir olanak sunacaktır.

χ^2 dağılımı üzerinde yapılacak bir kısıtlama için sinyal ve arka plan arasında $S/\sqrt{S+B}$ uyarınca, S sinyal ve B arka planı temsil etmek üzere, harici MC (exclusive MC) ile üretilen sinyalin (S), arka planı içeren gerçek veri setine (S+B) bölümüyle elde edilen maksimum noktası üzerinden belirlenir. Bu dağılım Şekil 4.9’da verilmiştir.



Şekil 4.9 : $S/\sqrt{S+B}$ ifadesinin χ^2 dağılımına göre oluşturduğu eğri gösterimi. Yeşil ok $S/\sqrt{S+B}$ ifadesinin maksimum olduğu noktayı göstermektedir.

$S/\sqrt{S+B}$ oranı χ^2 değerinin 80 olduğu noktada maksimum noktasına ulaşmıştır. Bu durumda χ^2 sınırlaması bulunan maksimum noktadan yapılmalıdır. Ancak dahili MC sonucu arka planı oluşturan kanalların χ^2 dağılımındaki yeri, gerçek veri setinde arka planın ayrıştırılması için χ^2 kısıtlaması limitinin belirlenmesinde fazladan bir çerçeve sunmaktadır. Sinyal ve arka planı oluşturan kanalların χ^2 dağılımı Şekil 4.10'da verilmiştir.



Şekil 4.10 : Dahili MC sonucu χ^2 dağılımı. Sinyali oluşturan kanallar mavi, arka planı oluşturan ve istatistiği yüksek temel bozunum kanalları çerçevede belirtilen renklerle temsil edilmiştir. Olay sayısı, sinyal olaylarının toplamıdır.

Maviyle belirtilen sinyali oluşturan kanalların χ^2 dağılımı, içerisinde arka planı oluşturan ve son durumları seçili kanalla aynı olan kanalların bulunduğu Şekil 4.10'da görülebilir. $J/\psi \rightarrow K^*(890)^- K^+ \pi^0, K^*(890)^+ K^- \pi^0, K_2(1430)^- K^+ \pi^0, K_2(1430)^+ K^- \pi^0$ bozunum kanallarından gelen arka plan olaylarından, χ^2 dağılımı üzerinde uygulanacak bir kısıtlamayla arınmak mümkün değildir. Ancak $J/\psi \rightarrow \phi \eta$ ($\phi \rightarrow K^+ K^-, \eta \rightarrow 2\gamma, 3\pi^0, \pi^0 2\gamma$, vb. gibi bozunumlardan kaynaklı son durum parçacıkları, foton sayısı kısıtlaması olmadığından $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunum kanalı son durumlarıyla aynı ya da benzerdir) bozunum kanalından gelen arka planı, χ^2 dağılımı üzerinde uygulanacak kısıtlamayı 50'ye zorlayarak büyük oranda ayrıştırmak mümkündür. Bu yüzden χ^2 kısıtlaması 50 olarak belirlenmiştir ($\chi^2 < 50$). Böylelikle son durum foton sayısında

kısıtlamaya gidilmemesine rağmen, 72.12 ± 0.34 oranında nötral durumlara bozulan η rezonansından gelen fotonların [3], π^0 kütle dağılımından büyük oranda arındırılması sağlanmış olacaktır.

$\chi^2 < 50$ koşulu altında bozunum kanallarının istatistiğinin değişimi Tablo 4.3'te verilmiştir.

Tablo 4.3 : Dahili MC bozunum kanalları ve bozunum kanallarının tüm olay sayısı içinde $\chi^2 < 50$ koşulu altında yüzdelik oranı.

Bozunum Kanalı ($\chi^2 < 50$)	Olay Sayısı	Yüzdelik Oranı
$J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$	49835	37.52 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1710)$	36340	27.36 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1270)$	10745	8.09 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(980)$	8299	6.25 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1370)$	7961	5.99 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1500)$	7487	5.63 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$	5572	4.19 %
$J/\psi \rightarrow \phi\eta$	157	0.12 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^+K^-\pi^0$	535	0.4 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^-K^+\pi^0$	538	0.4 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^+K^-\pi^0$	1951	1.47 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^-K^+\pi^0$	1941	1.46 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1525)$	180	0.13 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1710)$	106	0.08 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_2(1270)$	85	0.06 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1370)$	49	0.03 %
$J/\psi \rightarrow \text{diğer kanallar}$	831	0.62 %
<i>Toplam</i>	132792	100 %

$\chi^2 < 50$ koşulu altında $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ kanalından gelen katkı 5027 olay sayısından 157 olaya düşmüştür. Dolayısıyla arka plan olaylarının toplam olay sayısı içerisindeki oranı da azalmıştır. Bu koşullarda dahili MC ile öngörülen toplam arka plan oranı % 8.995 olarak bulunmuştur.

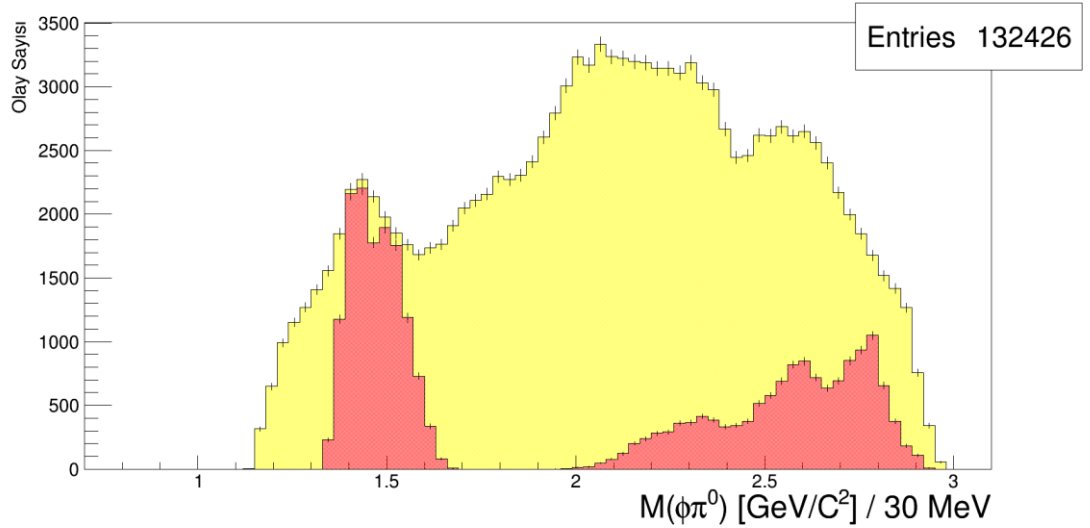
Arka planı oluşturan ve χ^2 dağılımına uygulanan kısıtlamayla azaltılması mümkün olmayan bozunum kanallarından gelen verilere uygulanacak koşullar, deneyden elde edilen veri üzerinde arka plan araştırılmasının verildiği gelecekte ele alınacaktır.

4.2.2. Deney Verisi Üzerinde Arka Plan Analizi

Dahil MC sonucunda arka planı oluşturacağı öngörülen bozunum kanalları arasında $J/\psi \rightarrow K^*(890)^\pm K^\mp \pi^0$ bulunmaktadır. $K^*(890)^\pm$ son durumu % 99.754 ± 0.021 oranıyla $K^\mp \pi^0$ parçacıklarına bozunmaktadır [3]. Böylece $J/\psi \rightarrow K^*(890)^\pm K^\mp \pi^0$ bozunumuyla son durumda $K^+ K^- \gamma \gamma \gamma$ parçacıkları oluşur. Bu durumda son durum parçacıkları $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunumunun son durum parçacıklarıyla aynı olur. Dolayısıyla bu bozunum kanalından gelen ana katkının etkisini değerlendirmek gereklidir.

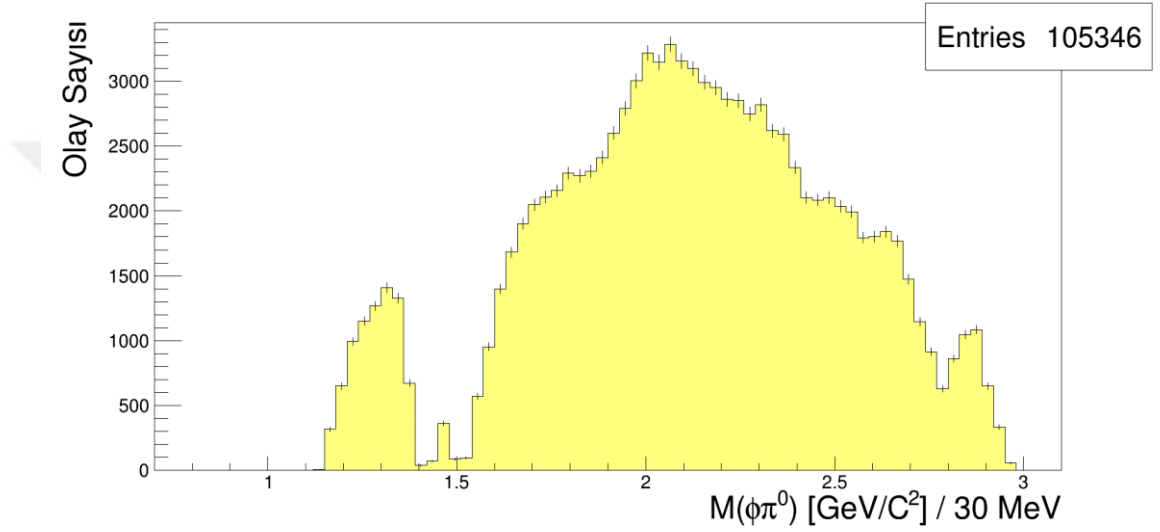
$K^*(890)^\pm$ 'ın Dalitz plot gösteriminde köşegen bantlara etkisi, gözlenmesi olası olan rezonansların parametrelerinin belirlenmesinde hata payının artmasına ve seçili kanaldan gelmeyen verilerle yanıltıcı sonuçların bulunmasına yol açabilir. $K^*(890)^\pm$ 'ın arka plan katkısı, simetrik Dalitz plot köşegen bantlarının değişimini gözlemleyebilmek için Dalitz plotu oluşturan $\phi \pi^0$ kütle dağılımı üzerinden tartışılacaktır.

$K^*(890)^\pm$ rezonansı 891.66 ± 0.26 MeV kütle ve 50.8 ± 0.9 MeV genişliğe sahiptir [3]. Yaklaşık 50 MeV'lik genişlikle ince bir rezonans olan $K^*(890)^\pm$ 'ın, $K^\mp \pi^0$ bozunumu dolayısıyla $\phi \pi^0$ değişmez kütle dağılımında tepe karakterli bir dağılım vermesi beklenebilir.



Şekil 4.11 : $\phi \pi^0$ değişmez kütle dağılımı sarı ve $\phi \pi^0$ değişmez kütle dağılımında, $K^*(890)^\pm$ rezonansının kütle kısıtlaması altındaki tüm veri dağılımı kırmızıyla gösterilmiştir.

Verili $K^*(890)^\pm$ kütle tepe değeri etrafında kendi genişliği kadar bir bölge seçilerek (842 - 942 MeV aralığında) $K^*(890)^\pm$ rezonansının $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımındaki katkısı araştırılmıştır. Şekil 4.11'de $K^*(890)^\pm$ rezonansının seçilen kütle aralığında $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımındaki yansıması gösterilmiştir. Şekilde kırmızıyla gösterilen bölgede $K^*(890)^\pm$ 'a ait verilerin yanı sıra seçilen kütle aralığındaki sinyale ait veriler de bulunmaktadır.

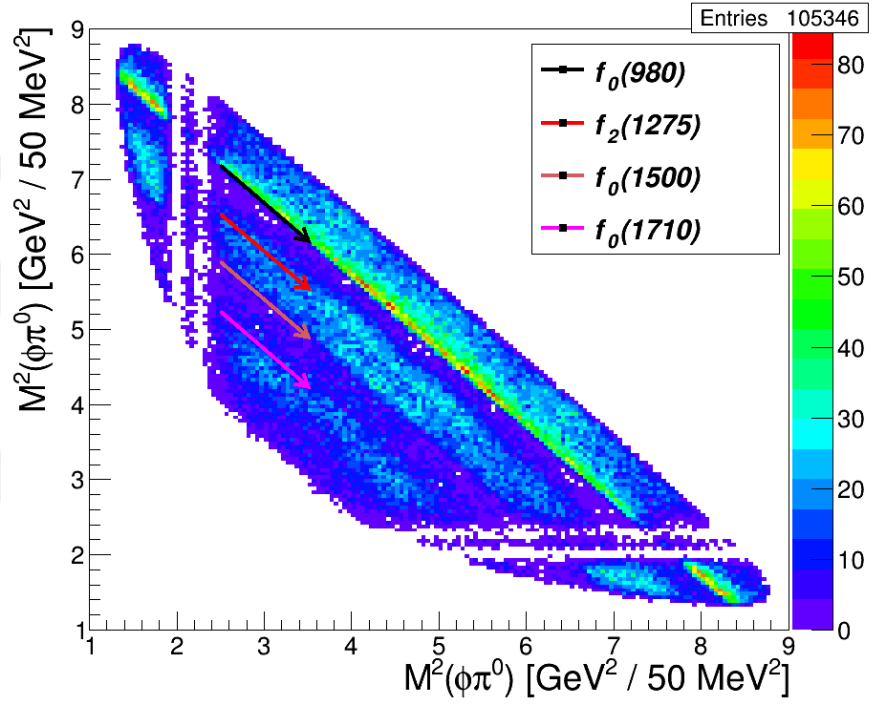


Şekil 4.12 : $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması sonrası $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımı.

Veri setine uygulanan $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması sonrasında $\phi\pi^0$ kütle dağılımı ve Dalitz plot gösterimindeki değişime sırasıyla Şekil 4.12 ve Şekil 4.13'te yer verilmiştir.

Şekil 4.12 incelendiğinde $K^*(890)^\pm$ 'dan kaynaklanan tepe karakterli katkının büyük oranda veri setinden elendiği görülmektedir. Uygulanan kütle kısıtlamasıyla aynı zamanda $J/\psi \rightarrow K_2(1430)^- K^+ \pi^0, K_2(1430)^+ K^- \pi^0, K^+ K^- \pi^0 \pi^0$ kanallarına ait veriler, son durumlarının çoğunlukla aynı olması ($K_2(1430)^\pm \rightarrow K^\pm \pi$ (%49.9 \pm 1.2)[3], $K^+ K^- \gamma \gamma \gamma$) sebebiyle $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması altında istatistik olarak azalacaktır. Ancak bu istatistik azalmanın az olacağı dahili MC sonucu bozunum kanallarının olay sayılarını veren tablolar kıyaslanarak görülebilir. $K_2(1430)$ rezonansının geniş bir rezonans olması ve tepe karakterli arka plan oluşturmayacağı öngörüsüyle, $K_2(1430)$ rezonansı için ayrıca bir kısıtlamaya gidilmemiştir. Şekil 4.14'te

$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^- K^+ \pi^0, K_2(1430)^+ K^- \pi^0$ bozunum kanallarının tepe karakterli arka plan dağılımı vermediği Dalitz plot üzerinde görülebilir. Ayrıca ϕ üzerine uygulanacak yan bant kısıtı içinde kalan olaylar kısmi dalga analizi yapılırken veri setinden çıkarılacaktır.



Şekil 4.13 : $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması sonrası Dalitz plot gösterimi.

Şekil 4.13'te $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması sonucu boşalan dikey ve yatay simetrik bantlar görülebilir. Buradaki en önemli durum kütle kısıtlamasının $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunumuna ait sinyal verilerinin de azalmasını sağlamasına rağmen, olası rezonansları temsil eden köşegen bantların varlığını etkilememiş olmasıdır.

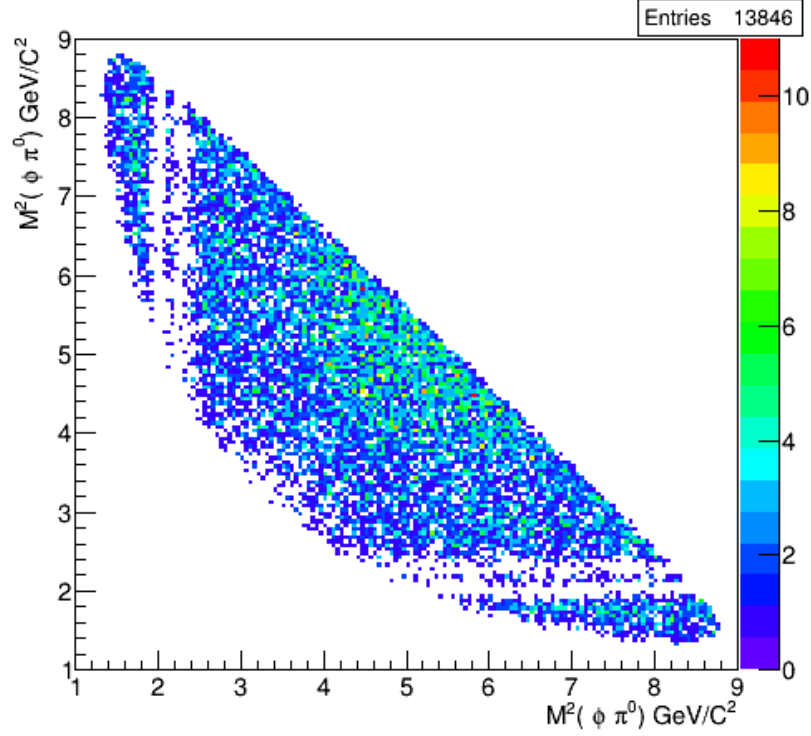
$K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması deney veri setine uyguladığı gibi dahili MC verisine de uygulandığında, dahili MC ile öngörülen arka plan oranının değişmesi beklenmelidir. $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması uygulaması sonucu dahili MC verisiyle elde edilecek arka plan oranı, deney verisinden elde edilecek arka plan oranının tutarlılığının araştırılması için kullanılacağından aynı koşullarda sonuçların elde edilmesi gerekmektedir. Buna göre

$K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlamasıyla dahili MC olay sayılarındaki değişim Tablo 4.4'te verilmiştir.

Tablo 4.4 : $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması uygulaması sonrası dahili MC istatistiğinin değişimi.

Bozunum Kanalı ($\chi^2 < 50$)	Olay Sayısı	Yüzdelik Oranı
$J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$	39819	38.7 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1710)$	28505	27.7 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1270)$	8500	8.27 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(980)$	6944	6.75 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1370)$	6225	6.05 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_0(1500)$	5698	5.54 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$	4451	4.33 %
$J/\psi \rightarrow \phi\eta$	128	0.12 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^+K^-\pi^0$	524	0.5 %
$J/\psi \rightarrow K_2(1430)^-K^+\pi^0$	523	0.5 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^+K^-\pi^0$	358	0.34 %
$J/\psi \rightarrow K^*(892)^-K^+\pi^0$	332	0.32 %
$J/\psi \rightarrow \phi f_2(1525)$	137	0.13 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1710)$	84	0.08 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_2(1270)$	73	0.07 %
$J/\psi \rightarrow K^+K^-f_0(1370)$	43	0.04 %
$J/\psi \rightarrow \text{diğer kanallar}$	408	0.39 %
<i>Toplam</i>	102752	100 %

$K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması sonucunda $J/\psi \rightarrow K^*(890)^+K^-\pi^0$ ve $J/\psi \rightarrow K^*(890)^-K^+\pi^0$ bozunum kanallarına ait istatistiğin büyük oranda azaldığı Tablo 4.3 ve Tablo 4.4 kıyaslamasıyla görülmektedir. Toplamda 3892 $K^*(890)^\pm$ içeren olaydan geriye 690 olay kalmıştır. Son durumda dahili MC verisine uygulanmış olan kısıtlamalarla ($1.005 < M(\phi) < 1.035$ GeV, $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtı, $\chi^2 < 50$) toplam arka plan oranı % 6.74 bulunmuştur.



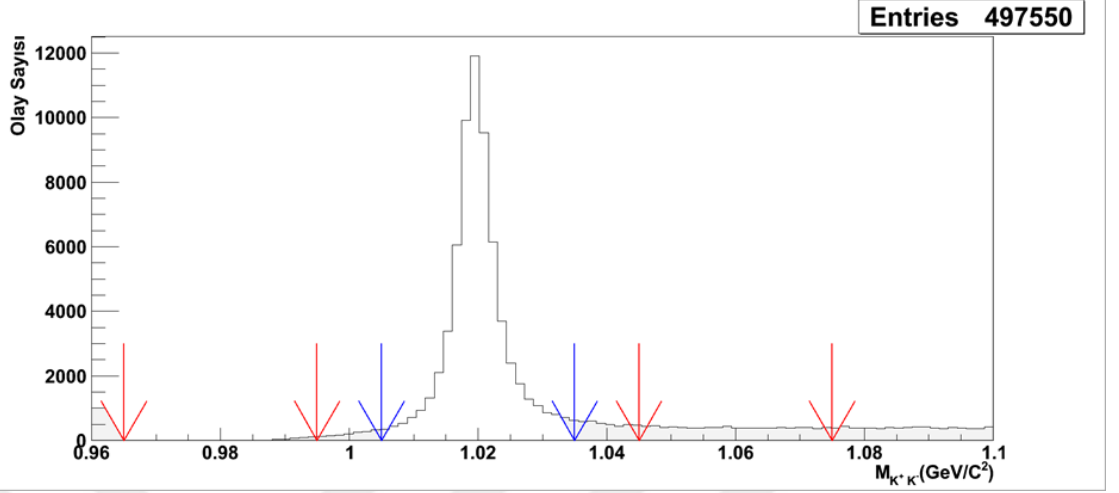
Şekil 4.14 : Dahili MC verisine $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması uygulandıktan sonra arka planı oluşturan kanalların Dalitz plot üzerindeki dağılımı.

$K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması $\chi^2 < 50$ koşulunun yanında dahili MC verisine uygulanarak arka planı oluşturan tüm kanallar Dalitz plot üzerinde incelenmiştir. Dalitz plot dağılımı Şekil 4.14'te görüleceği gibi düzgün bir dağılıma sahiptir. Bu durum arka plan olaylarının tepe karakterli bir arka plan üretmediğini göstermektedir.

Arka planın belirlenmesinde kullanılacak bir başka yöntem ise $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ kanalındaki ϕ ve π^0 kütleleri etrafında bir kütle çerçevesi oluşturularak seçilen yan bantlar (sideband) vasıtasıyla arka plan büyüklüğünün tespitidir. Bunun için ϕ ve π^0 yan bantları

- ϕ sol yan bant : $0.965 \text{ GeV} < M_{K^+K^-} < 0.995 \text{ GeV}$
- ϕ sağ yan bant : $1.045 \text{ GeV} < M_{K^+K^-} < 1.075 \text{ GeV}$
- π^0 sol yan bant : $0.055 \text{ GeV} < M_{\gamma\gamma} < 0.085 \text{ GeV}$
- π^0 sağ yan bant : $0.185 \text{ GeV} < M_{\gamma\gamma} < 0.215 \text{ GeV}$

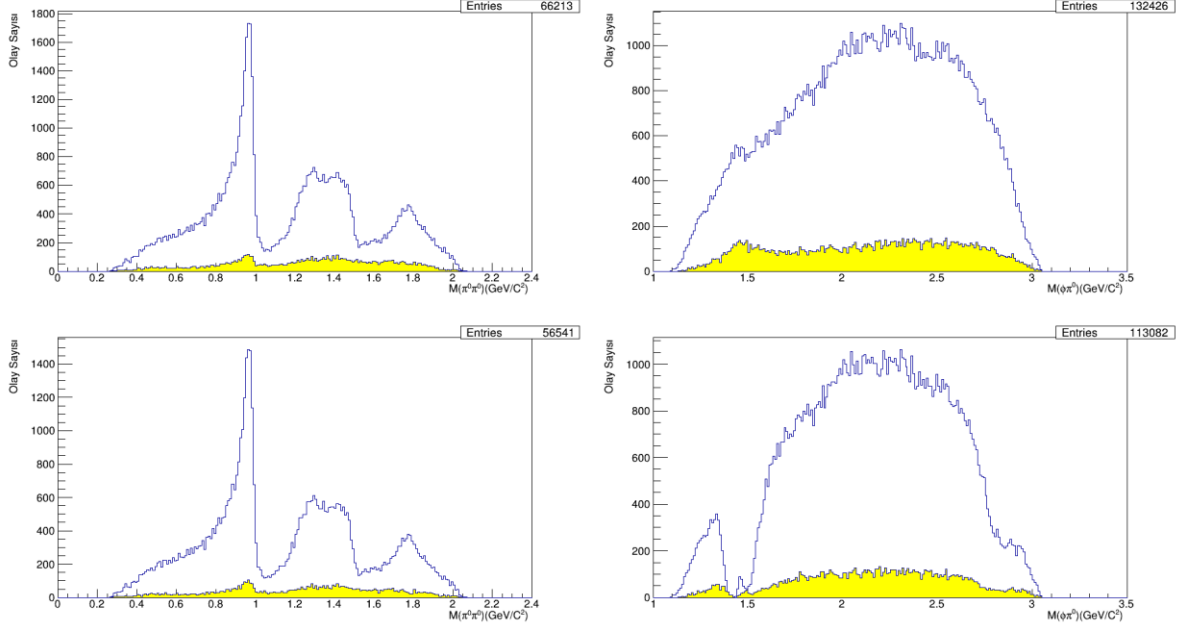
aralığında seçilmiştir.



Şekil 4.15 : ϕ sinyal ve yan bant aralıkları. Mavi oklar ϕ kütle çerçevesini ($1.005 \text{ GeV} < M(\phi) < 1.035 \text{ GeV}$), kırmızı oklar yukarıda verilmiş olan yan bant aralıklarını temsil etmektedir.

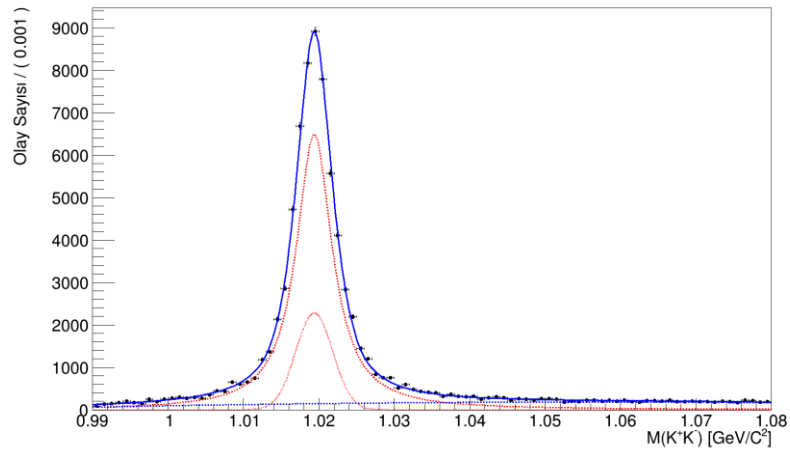
ϕ rezonansının kütle dağılımı 6σ altında $\chi^2 < 50$ koşulu uygulanarak çizdirilmiş ve ϕ kütle çerçevesi sınırlandırılmadığından dolayı istatistik nihai elde edilen olay sayısından fazladır. Yukarıda verilen yan bant aralıkları için $M_{\phi\pi}$ ve $M_{\pi\pi}$ kütle dağılımları çizdirildiğinde yan bant aralığında seçilen olayların toplam olaylar içindeki payı görülebilir.

ϕ rezonansının sol yan bant bölgesi için istatistiğin düşük olması sebebiyle yalnızca sağ yan bant aralığında kalan veriler $M_{\phi\pi}$ ve $M_{\pi\pi}$ kütle dağılımlarının gösteriminde kullanılmıştır. Ancak kısmi dalga analizi için arka plan verilerin belirlenmesi aşamasında her iki bölge verileri kullanılarak arka plan veri seti oluşturulmuştur.



Şekil 4.16 : Üst kısımda yer alan grafikler sırasıyla $M_{\pi\pi}$ ve $M_{\phi\pi}$ 'a ait 6C fit sonrası elde edilmiş ve sarı ile gösterilen bölgeler ϕ sağ yan bant bölgesinin içinde kalan veriye aittir. Alt kısımda yer alan grafikler üstteki grafiklerden farklı olarak $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlamasının uygulandığı durumları göstermektedir.

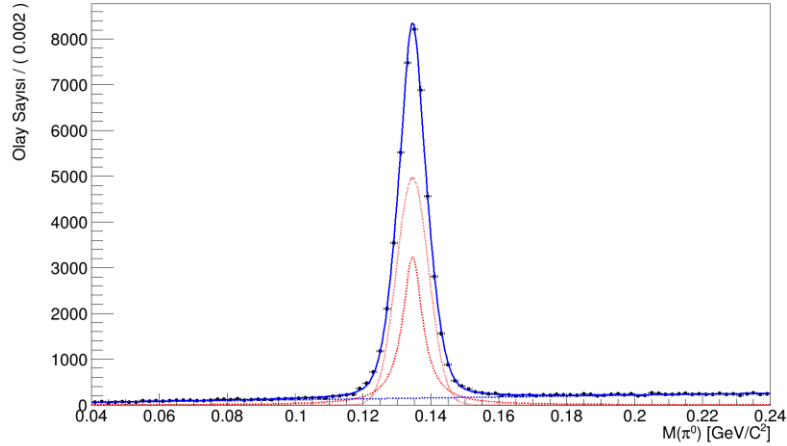
Şekil 4.16'da sarı renkle gösterilen ve yan bant bölgelerine karşılık gelen verilerin tümü yerine, arka plan oranında olaylar kısmi dalga analizi yapılırken veri setinden çıkarılacaktır.



Şekil 4.17 : ϕ değişmez kütlesi dağılımının araka plan ve sinyalinin fit eğrileri. Mavi fit eğrisi sinyal (Breit-Wigner+Gaussian) ve arka plan toplamını, kırmızı çizgili eğri Breit-Wigner, kırmızı noktalı eğri Gaussian ve mavi noktalı çizgi arka plana karşılık gelen Chebyshev polinomudur

ϕ rezonansının kütle dağılımındaki arka planın oranını belirlemek için ϕ rezonansının değişmez kütlesi ROOFIT programı kullanılarak fit edilmiştir [71]. Sinyali fit edebilmek için Breit-Wigner +Gaussian fonksiyonu kullanılmış ve arka plan tespiti için Chebychev polinomu kullanılmıştır. Şekilde fit eğrilerinden mavi sinyal (Breit-Wigner + Gaussian) ve arka plan toplamını, kırmızı çizgili eğri Breit-Wigner, kırmızı noktalı eğri Gaussian ve mavi noktalı çizgi arka plana karşılık gelen Chebychev polinomudur. Fit $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması uygulanmadan ve uygulanarak iki farklı koşulda gerçekleştirilmiştir. Yalnızca 6C kinematik fitinden geçen ve $\chi^2 < 50$ koşulu altında fit gerçekleştirildiğinde arka plan % 6.17 ve bu koşullara ek olarak $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması uygulandığında arka plan değeri %2.35 bulunmuştur.

Benzer biçimde π^0 için ROOFIT kullanılarak fit işlemi gerçekleştirildiğinde arka plan değeri % 4.74 bulunmuştur.



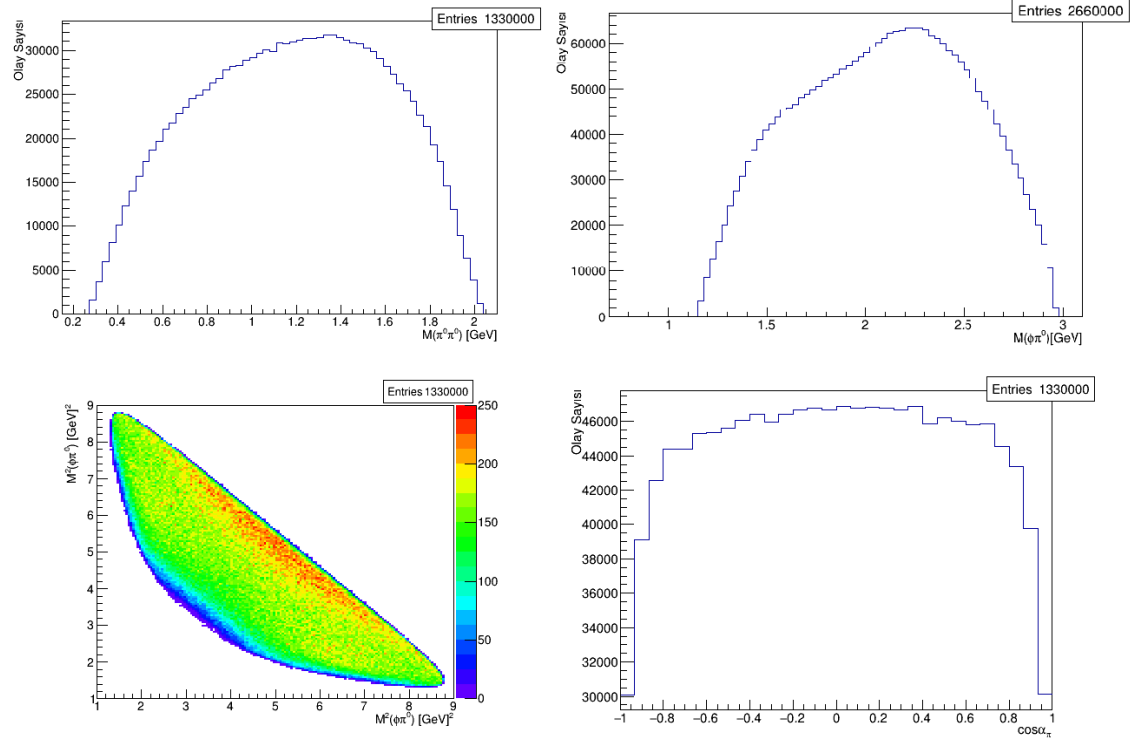
Şekil 4.18 : π^0 değişmez kütlesi dağılımının arka plan ve sinyalinin fit eğrileri. Mavi fit eğrisi sinyal (Breit-Wigner+Gaussian) ve arka plan toplamını, kırmızı çizgili eğri Breit-Wigner, kırmızı noktalı eğri Gaussian ve mavi noktalı çizgi arka plana karşılık gelen Chebychev polinomudur

π^0 kütlesi üzerinde kinematik fit uygulandığından, belirtilen yan bant verileri arka plan olarak kısmi dalga analizinde tarif edilmemiştir. Ancak deney verisinin benzetim verisinden elde edilen arka plan oranıyla uyumunu araştırmak için 4C fit sonrası elde edilen verilerle π^0 kütle fiti gerçekleştirilmiştir.

Deney verisi kullanılarak ϕ ve π^0 kütle dağılımlarından elde edilen toplam arka plan oranı % 7.1'dir. Bulunan bu oran dahili MC sonucunda bulunan arka plan oranıyla (% 6.74) kabul edilebilir düzeyde uyum içerisindedir.

4.3. DENEY VERİSİNE KISMİ DALGA ANALİZİNİN UYGULANMASI

Kısmi dalga analizinin gerçekleştirilmesi için dedektör kabiliyetlerini dikkate alarak 15 milyon harici Monte Carlo (exclusive MC) olayı üretilmiştir. Verilerin üretimi için GEANT4 üzerinden benzetimi gerçekleştiren BOSS 6.6.4 programı kullanılmıştır. Üretilen ham olaylar gerçek verilerle aynı koşullar altında analiz edilmiştir. Şekil 4.19'da harici MC verisine $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlamasının uygulanmadığı koşul altında grafikler verilmiştir. Bunun sebebi mümkün faz uzayı ve dedektör kabiliyetine (acceptance) bağlı olarak açılal dağılımın sınırlarını görmektir.



Şekil 4.19 : Harici MC sonucunda elde edilen $\pi^0 \pi^0$, $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımı, Dalitz plot gösterimi ve f_j rezonansının bozunumu sonrası π^0 polar açılal dağılımı grafiği.

Kısmi dalga analizinin gerçekleştirilmesi için dört vektörlerin değerlerini içeren üç farklı veri dosyası oluşturulmuştur. Bunlar gerçek veriler için $K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması altında ϕ ve π^0 parçacıklarının dört vektörlerinin yazdırıldığı, arka plan olaylarını oluşturan ϕ yan bant bölgesi içerisindeki olayların dört vektörlerinin yazdırıldığı ve

$K^*(890)^\pm$ kütle kısıtlaması altında harici MC olaylarının yazdırıldığı veri kümeleridir. Tüm veri kümeleri $6C \text{ fit} + \chi^2 < 50$ koşulundan geçen olaylardan oluşmaktadır. ϕ yan bant olayları için ayrıca dosya oluşturmaktaki amaç kısmi dalga analizini yaparken daha önce dahili MC ve yan bant verilerinin tespitiyle belirlenen arka planın oranını baz alarak, bu oran ölçütünde arka planı oluşturan verileri haricen fit etmektir. Fit süreciyle ilgili detaylı açıklama Bölüm 3.3.2’de verilmiştir.

Kısmi dalga analizinin gerçekleştirilmesi için BES II deneyinde $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ kanalı analizinde kullanılan fit betiği seçili kanala uyarlanmıştır. Kullanılan betiğin yazım dili FORTRAN’dır. Fit sonucu elde edilen verilerin çizdirilmesi ve analizlerin geliştirilmesi için, C++ dilinde yazılmış betikler ve ROOT veri analiz programı kullanılmıştır.

$J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ kanalıyla benzer nitelikte olan $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalı daha önce MARKIII [72], DMII [73] ve BESII [7] deneylerinde $J/\psi \rightarrow \phi K^+ K^-$ kanalıyla birlikte analiz edilmiştir. Tez çalışmasında daha önce $J/\psi \rightarrow \phi K^+ K^-$ bozunum kanalıyla kombine biçimde analiz edilen $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ kanalının alternatif bir çalışması gerçekleştirilmiştir. Geçmiş deneyler arasında, benzer bozunum kanalında en fazla istatistiğe sahip olan BESII deney sonuçları $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ bozunum kanalından elde edilecek sonuçlarla kıyaslanabilir olması açısından kısmi dalga analizinde başlangıç modeli olarak BESII sonuçları ele alınmıştır. BESII sonuçlarında deney verisini tanımlayan nihai fit modeli içerisinde $\sigma, f_0(980), f_2(1270), f_0(1370), f_0(1500)$ ve $f_0(1790)$ rezonansları bulunmaktadır. Bu rezonansların içerisinde PDG listesinde yer almayan $f_0(1790)$ göze çarpmaktadır. $\pi^0 \pi^0$ değişmez kütle dağılımında tepe karakterinin 1800 MeV civarında olması ve BESII deney sonuçlarında $f_0(1790)$ isimlendirmesiyle $f_0(1710)$ ’dan farklı olduğu iddia edilen bir skalerin varlığı sebebiyle, başlangıç modelinde PDG tarafından kabul edilen $f_0(1710)$ yerine $f_0(1790)$ kullanılmıştır.

σ ve $f_0(980)$ rezonansları Breit-Wigner dağılımına uymayan bir dağılım karakterine sahip olmalarından kaynaklı kütle ve genişliklerinin optimizasyonunu gerçekleştirmek için ikili kanal analizi üzerinde Flatté formalizmi kullanmak gereklidir [74]. Tez çalışmasında ikili kanal analizi yapılmadığından σ ve $f_0(980)$ rezonanslarının kütle ve genişliklerinin optimizasyonunu yapmak mümkün değildir. Bu yüzden σ ve $f_0(980)$

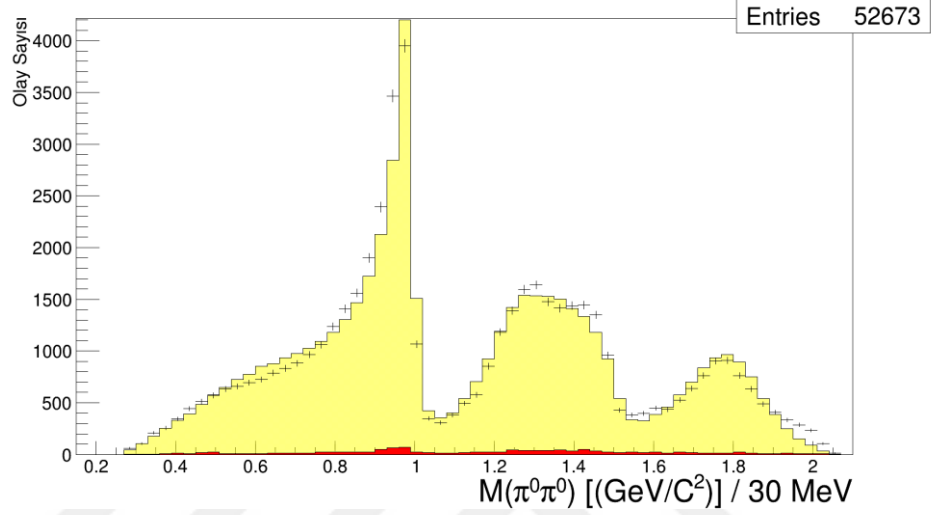
rezonansları için BESII deneyinde elde edilmiş olan $g_{1,2}$ bağlaşım sabitleri ve $\rho_{1,2}$ faz uzayı faktörleri analizde kullanılarak, σ ve $f_0(980)$ katkıları $J/\psi \rightarrow \phi \pi^0 \pi^0$ tek kanal analizinde tanımlanmıştır [7].

Tablo 4.5 : Başlangıç fit modelinde içerilen rezonansların kütle ve genişlik değerleri ve PDG ortalama değerleriyle [3] kıyaslanması.

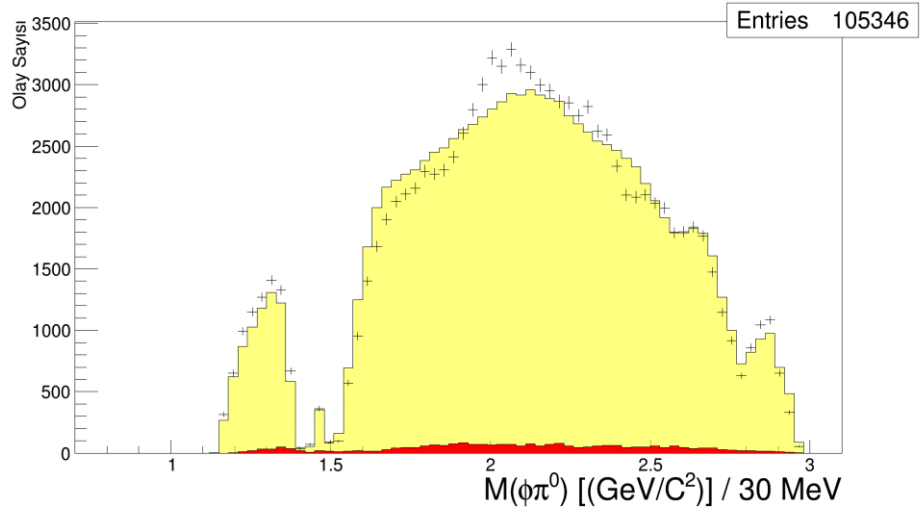
Rezonans	Başlangıç kütle değeri (MeV)	Başlangıç genişlik değeri (MeV)	Kütle (PDG) (MeV)	Genişlik (PDG) (MeV)
σ	BESII parametreleri	BESII parametreleri	400 – 500	400 – 700
$f_0(980)$	965	BESII Flatté Parametreleri	990 ± 20	40 - 100
$f_2(1270)$	1275	185	1275.5 ± 0.8	$185.9^{+2.8}_{-2.1}$
$f_0(1370)$	1350	350	1200 - 1500	200-500
$f_0(1500)$	1504	109	1504 ± 6	109 ± 7
$f_0(1710)$	Kullanılmamıştır	Kullanılmamıştır	1723^{+6}_{-5}	139 ± 8
$f_0(1790)$	1790	270	-	-

Başlangıç fit modeli BESII sonuçlarını dikkate alınarak σ , $f_0(980)$, $f_2(1270)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ ve $f_0(1790)$ rezonanslarıyla oluşturulmuştur. Rezonansların kütle ve genişlik değerleri başlangıçta PDG ortalama değerleri üzerinden tarif edilmiştir [3]. Kullanılan kütle ve genişlik değerleri Tablo 4.5'te verilmiştir. σ ve $f_0(980)$ rezonansı için BESII parametreleri kullanılmıştır. Ayrıca yukarıda açıklandığı gibi $f_0(1710)$ rezonansı yerine $f_0(1790)$ rezonansı kullanılmış, $f_0(1790)$ 'ın PDG tarafından onaylanmış bir rezonans olmamasından kaynaklı BESII sonuçları kütle ve genişlik başlangıç değerlerinin ataması için kullanılmıştır [7].

Başlangıç fit modeliyle gerçekleştirilen fit sonucunda log-likelihood değeri $S = -\ln L = 20766.2$ elde edilmiştir. Uygulanan fit için serbestlik derecesi (d.o.f.) 15'tir. Fit sonucunda sırasıyla $\pi^0\pi^0$ ve $\phi\pi^0$ kütle dağılımları, fit eğrileri ve arka plan dağılımları Şekil 4.20 ve 4.21'de verilmiştir.

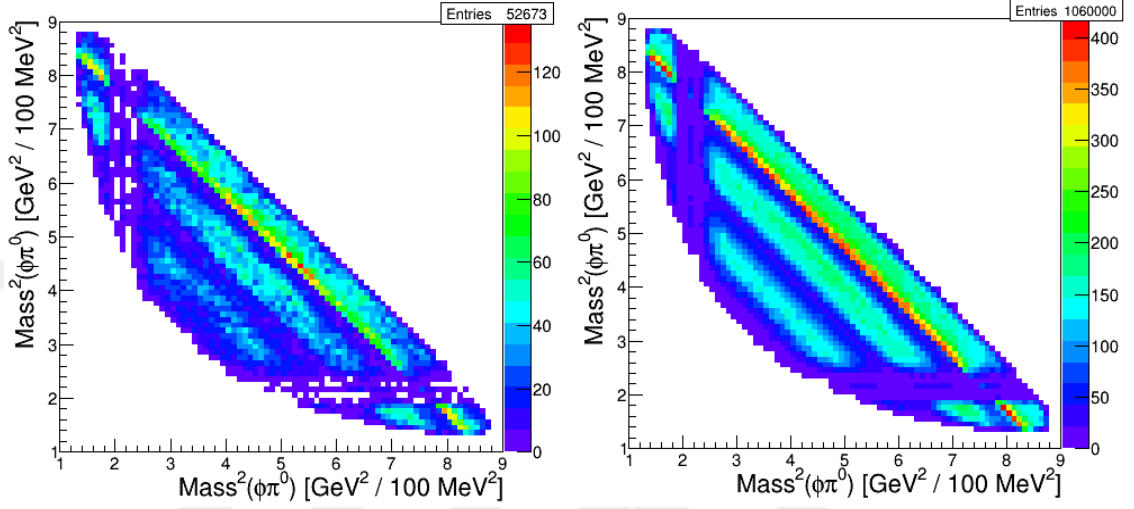


Şekil 4.20 : $\pi^0\pi^0$ kütle dağılım verisi, fit eğrisi ve arka plan gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit eğrisini ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.



Şekil 4.21 : $\phi\pi^0$ kütle dağılım verisi, fit eğrisi ve arka plan gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit eğrisini ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.

Şekillerde hata paylı noktalar veriyi, sarı kısım fit eğrisini ve kırmızı kısım arka plana karşılık gelen dağılımı temsil etmektedir. Tezin bu kısmından sonra kullanılacak grafiklerde noktalar daima veriyi ve fonu kaplayan sarı ve kırmızı dağılımlar sırasıyla fit eğrisi ve arka plan olaylarını temsil edecektir.

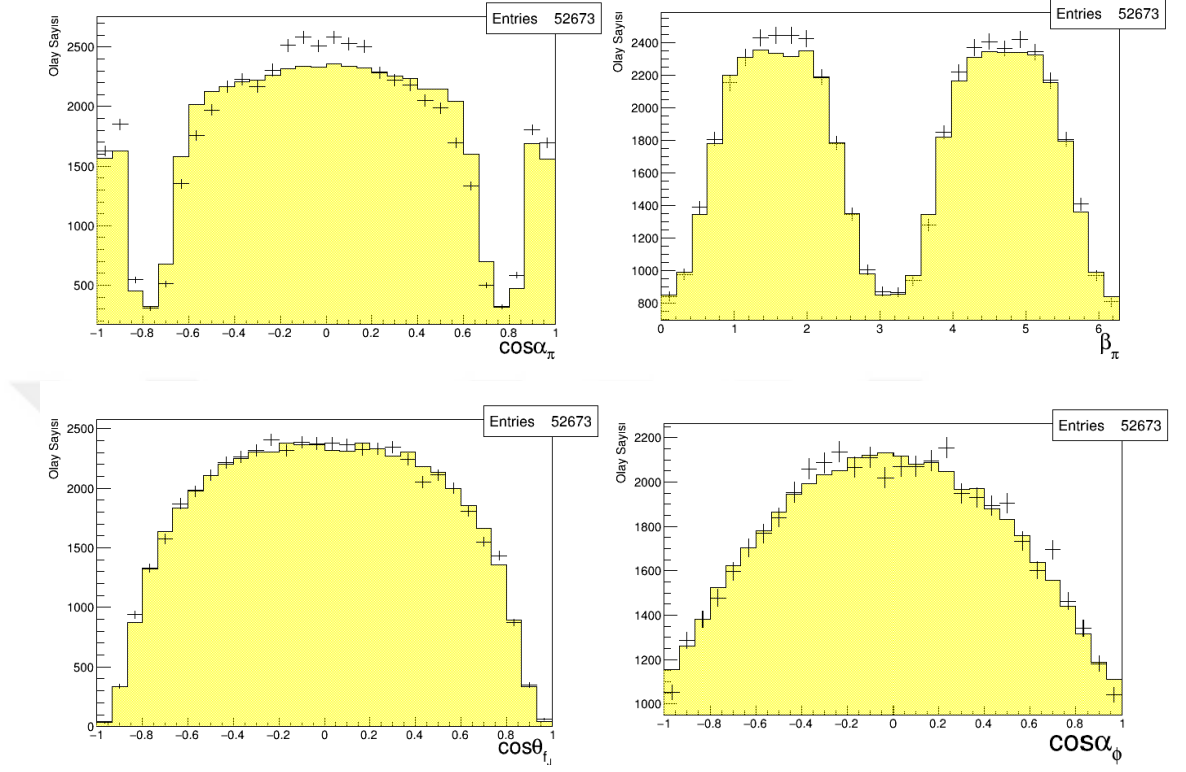


Şekil 4.22 : Deney verisinin Dalitz plot gösterimi (sol) ve fit sonrası, fit edilen rezonanslar için MC ile üretilen Dalitz plot gösterimi (sağ). Üretilen MC veri sayısı deney verisinin yaklaşık iki katı seçilmiştir.

Başlangıç fiti sonucunda modelde içerilen rezonansların fit sonrası Dalitz plot üzerinde temsil ettikleri köşegen bantlar, fit öncesi durumla kıyaslanabilir halde Şekil 4.22’de gösterilmiştir. Fit sonrası elde edilen Dalitz plot dağılımında başlangıç fiti için kullanılan rezonansların oluşturduğu bantlar açık biçimde görülmektedir.

Ele alınan modelin, deney verisiyle ne kadar uyumlu olduğunu görmenin bir başka yolu da açısız dağılımların incelenmesidir. Bozunum süreci sonunda 0^{++} rezonanslarının polar açısız dağılımı 2^{++} rezonanslarına kıyasla düzgün (flat) dağılıma sahip olurken, 2^{++} yapılarının polar açısız dağılımları konkav veya düz olmayan karakterde olması beklenmektedir. Bu durumda fit modelinde içerilen rezonansların spin durumları açısız dağılımlar yoluyla test edilebilir. $J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunumunda X rezonansının (mümkün durumlar ele alındığında $X = f_J$, $J = 0, 2$ durumlarını temsil etmektedir) polar ve azimutal açısız dağılımları ve X rezonansının bozduğu pionların ($X \rightarrow \pi^0 \pi^0$) polar ve azimutal

açısal dağılımlarıyla, fit modelini yorumlamak mümkündür. Başlangıç fiti için açısal dağılımlar Şekil 4.23'te verilmiştir.

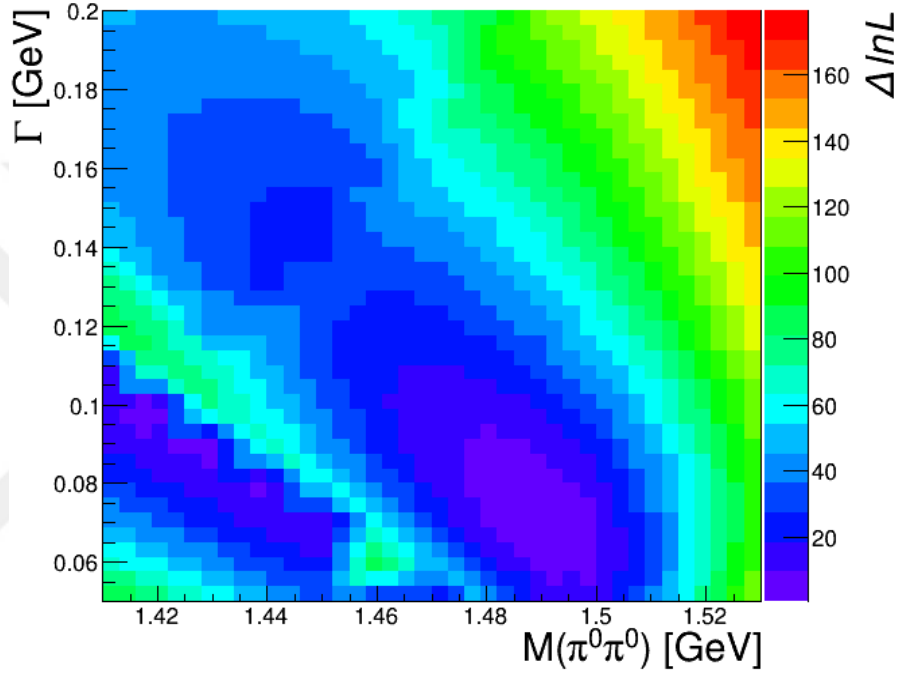


Şekil 4.23 : Üst kısımda yer alan açısal dağılımlar $X \rightarrow \pi^0\pi^0$ sonucu oluşan yüksüz pionların soldan sağa polar ve azimutal açısal dağılımları, alt kısımda X ve ϕ rezonanslarının polar açısal dağılımları verilmiştir. Hata paylı noktalar deney verisini ve sarı kısım fit eğrisini temsil etmektedir.

Başlangıç fiti sonucunda $X \rightarrow \pi^0\pi^0$ sürecinin polar açısal dağılımı incelendiğinde veriler ve model arasında uyuşmazlık gözle görülür biçimdedir. Ek olarak $\pi^0\pi^0$ ve $\phi\pi^0$ kütle dağılımlarının fit eğrileri de deney verisiyle uyumlu değildir. Ancak modele yeni bir rezonans eklenmesi veya başlangıç fit parametrelerinin değiştirilmesi gibi olasılıkları değerlendirmeden önce, modelde varlığı yüksek olasılıkla beklenen rezonanslar üzerinde kütle ve genişlik optimizasyonu yapmak, likelihood dağılımlarından faydalanarak modelin sorunlarını açığa çıkarma olanakları sunacaktır. Ele alınan model veri setiyle uyumluysa, farklı kütle ve genişlik değerleriyle bir minimum etrafında parabolik dağılım elde edilir. Rezonansların optimizasyonu, tahmini kütle ve genişlik değerleri etrafında

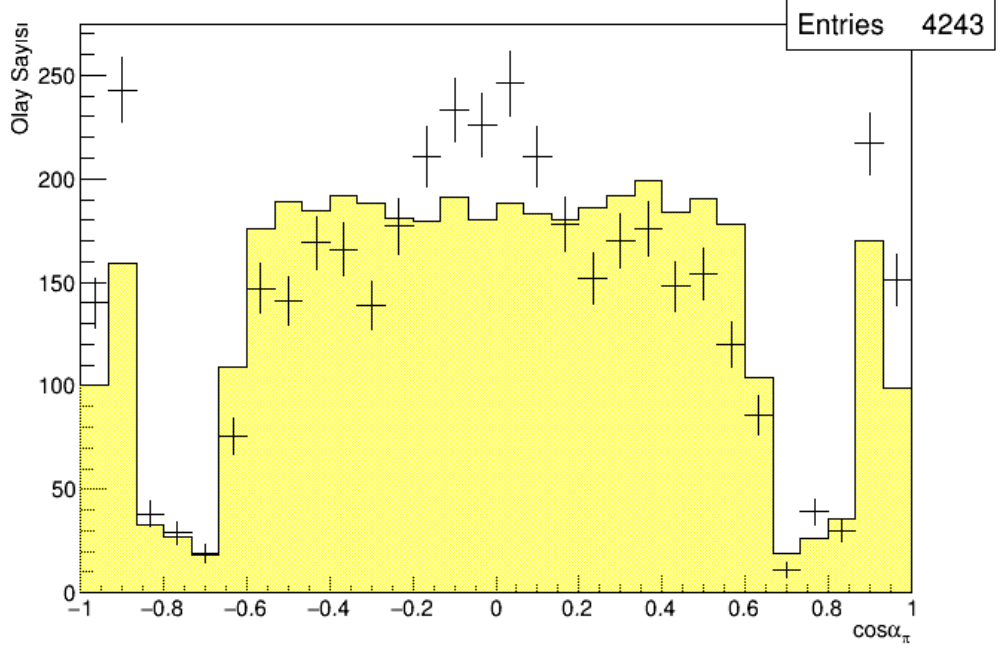
fitlerin tekrarıyla likelihood değerindeki değişime bakılarak, minimum etrafında oluşan parabolik eğrilerin fiti sonucu gerçekleştirilir.

$X \rightarrow \pi^0\pi^0$ bozunumunda, pion bozunumundan kaynaklı X yerine kuvvetli olasılıkla beklenen rezonanslardan birisi $f_0(1500)$ 'dür. Ayrıca $f_0(1500)$ BESII tarafından $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+\pi^-$ kanalında gözlemlenmiştir [7].



Şekil 4.24 : $f_0(1500)$ rezonansının başlangıç fit modeline göre optimizasyonu. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

$f_0(1500)$ rezonansının kütle ve genişliği için elde edilen eğrilerin log-likelihood farkına göre dağılımı, beklenen parabolik ve simetrik karaktere sahip değildir. Ayrıca 1.430 GeV civarında ayrı bir minimum bulunduğu Şekil 4.24'te görülmektedir. Bu durum $f_0(1500)$ dışında 1.430 GeV bölgesinde farklı bir rezonansın muhtemel katkısına işaret ediyor olabilir. 1.4 – 1.5 GeV arasında veri ve gerçekleştirilen fitin açılal dağılımlarını görmek, konu edilen enerji bölgesi aralığında farklı bir rezonansın varlığının değerlendirilmesine katkı sunacaktır.

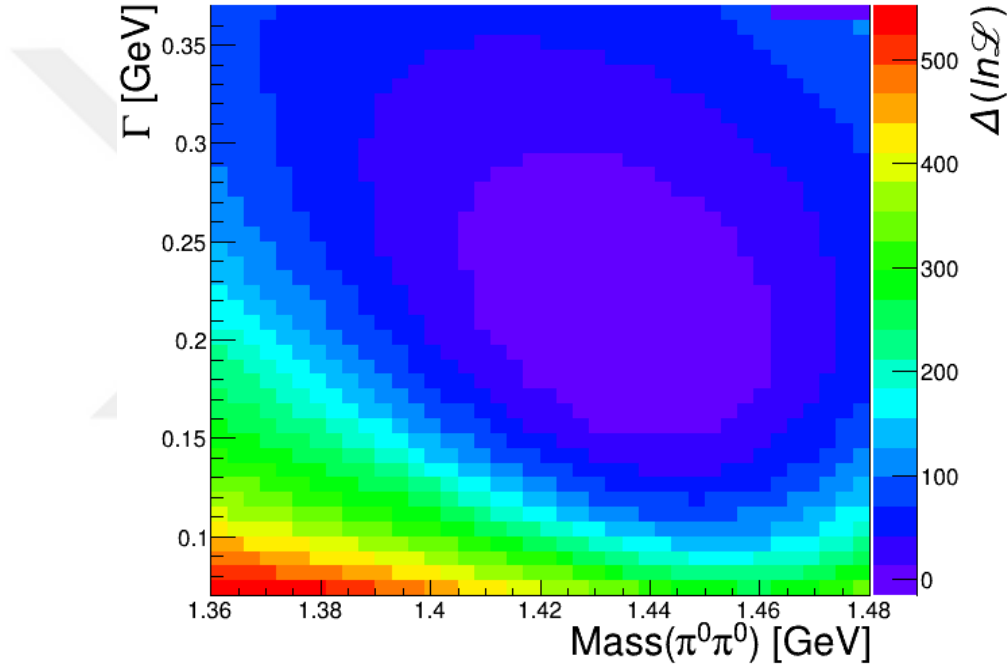


Şekil 4.25 : 1.4 – 1.5 GeV enerji bölgesi aralığında $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bozunumu için polar açısıl dağılım. Hata paylı noktalar deney verisini ve sarı bölge fit eğrisini temsil etmektedir.

Uygulanan fit modelinin 1.4 – 1.5 GeV enerji bölgesinde deney verisiyle uyumlu açısıl dağılım vermediği Şekil 4.25'te görülmektedir. Düzgün polar açısıl dağılımın skaler rezonansların polar açısıl dağılımını temsil ettiğine daha önce değinilmişti. Modelde ele alınan enerji bölgesinde yalnızca skaler rezonanslar bulunduğundan, fit eğrisi düzgün dağılım göstermektedir. Ancak deney verisi konkav karaktere sahiptir. Konkav polar açısıl dağılım bu enerji bölgesinde tensör varlığının işaretçisi olarak görülebilir. PDG'ye göre 1.4 - 1.5 GeV enerji bölgesinde $f_2(1430)$ tensörü bulunmaktadır [3]. Ayrıca $f_2(1430)$ tensörü $\pi\pi$ bozunum kanalında gözlenmiştir [3]. Bu durumda 1.430 GeV civarında elde edilen log-likelihood minimum değerinin olası tensör katkısına karşılık gelebileceği göz önüne alınarak fit modeline $f_2(1430)$ tensörü eklenmiştir. PDG $f_2(1430)$ tensörünün kütleini ortalama 1430 MeV olarak ilan etmiş ancak genişlik değeri için ortalama bir değer sunmamıştır [3]. Daha önce deneylerden elde edilen genişlik değerleri de birbirine göre uyumlu değildir [76, 77, 78]. Bu nedenle daha önce $f_2(1430)$ tensörünün gözlendiği çalışmalarda elde edilen genişlik değerleri etrafında değerler denenerek, en az log-likelihood değeri veren genişlik değeri fit modelinde nihai

olarak $f_2(1430)$ rezonansının genişliği olarak seçilmiştir. Fit modelinde $f_2(1430)$ rezonansının kütlesi 1430 MeV ve genişliği 120 MeV olacak biçimde giriş (input) parametreleri seçilmiştir.

$f_2(1430)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonrası gerçekleştirilen fitle elde edilen log-likelihood değeri $S = -\ln L = 20151.2$ ve serbestlik derecesi 20'dir. Serbestlik derecesinin artışı, 2^{++} rezonanslar için kovaryant tensör formalizminde 5 farklı genlik ifadesinin yazılmasından kaynaklanmaktadır.

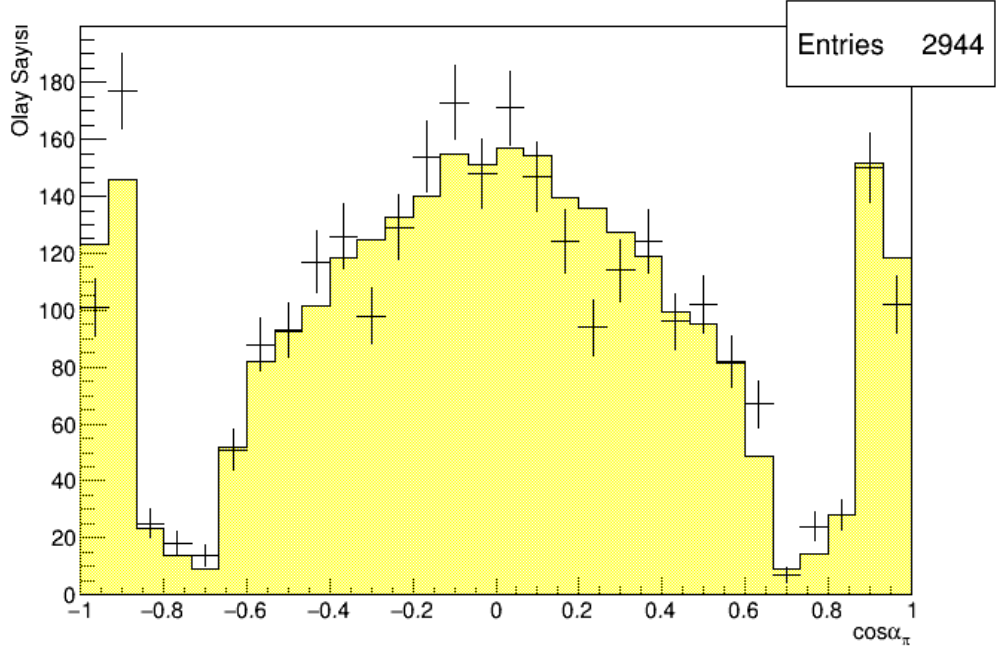


Şekil 4.26 : $f_2(1430)$ rezonansının optimizasyonu sonucu ele alınan kütle ve genişlik değerlerine karşılık gelen minimum log-likelihood dağılımı. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

$f_2(1430)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonrasında $f_2(1430)$ optimizasyonu gerçekleştirilerek, model veri uyumluluğu, giriş parametrelerinin tutarlılığı test edilmiştir. Optimizasyon sonucunda giriş parametreleri etrafında kütle ve genişlik değerleri için elde edilen minimumların dağılımı Şekil 4.26'da verilmiştir.

$f_2(1430)$ optimizasyonu sonucu kütle yaklaşık 1430 MeV ve genişlik yaklaşık 200 MeV civarında elde edilmiştir. Genişlik değeri şimdiye kadar $f_2(1430)$ için bulunan genişlik

değerleriyle uyumlu değildir. Ancak PDG tarafından açıklanmış ortalama bir değer de bulunmamaktadır. Bu durumun yanı sıra $f_2(1430)$ rezonansının gözlemlendiği deneyler oldukça eski ve veri sayısı BESIII deneyinden elde edilecek veri istatistiğine oranla oldukça düşüktür [77, 78]. Bu durum elde edilen sonucu fit modelinde içermek için yeterli bir sebep olmasa da, 1.4 -1.5 GeV aralığı için polar açılal dağılım incelendiğinde, deney verisi ve fitin uyumu $f_2(1430)$ 'un varlığı hakkında kuvvetli kanı oluşturmaktadır. $f_2(1430)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonucu 1.4 -1.5 GeV enerji aralığında polar açılal dağılımın fiti Şekil 4.27'de verilmiştir.

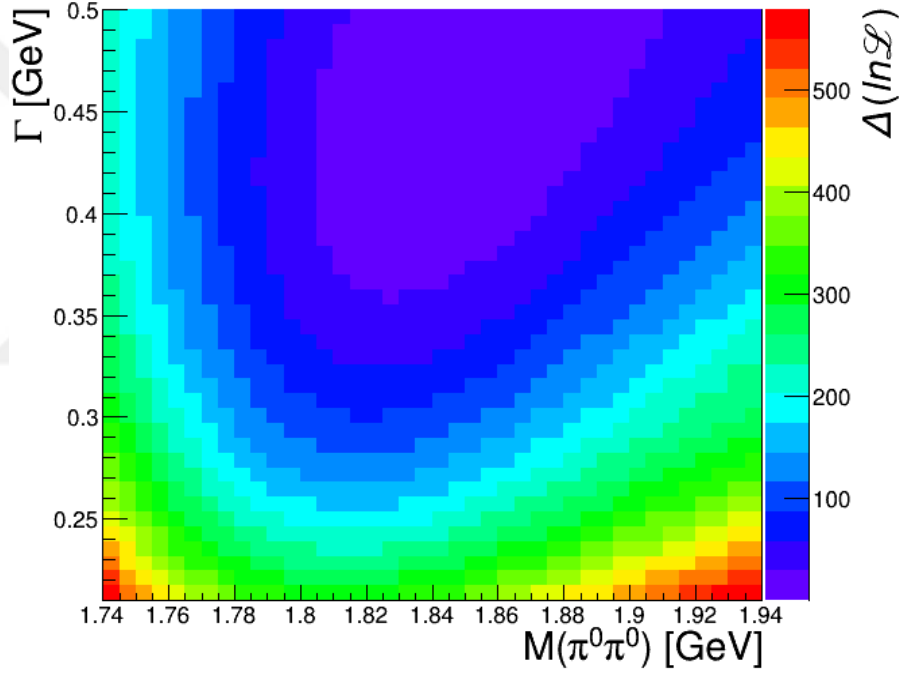


Şekil 4.27 : $\pi^0\pi^0$ kütlesi 1.4 -1.5 GeV aralığındayken $f_2(1430)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonrasında polar açılal dağılıma uygulanan fit eğrisinin gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini ve sarı bölge fit eğrisini temsil etmektedir.

Deney verisine uygulanan fitin, $f_2(1430)$ rezonansı fit modelinde içerilmeden önce gerçekleştirilen fite göre daha uyumlu olması ve 1430 MeV civarında minimum elde edilmesi göz önünde bulundurularak $f_2(1430)$ rezonansı fit modeline eklenmiştir. Elde edilen yaklaşık sonuçlarla giriş parametreleri kütle 1430 MeV ve genişlik 200 MeV olacak biçimde değiştirilerek fit tekrarlanmıştır. Fit sonucunda $S = -\ln L = 19880.0$ bulunmuştur. Serbestlik derecesi değişmeden log-likelihood değerinde $\Delta \ln L = 271,2$

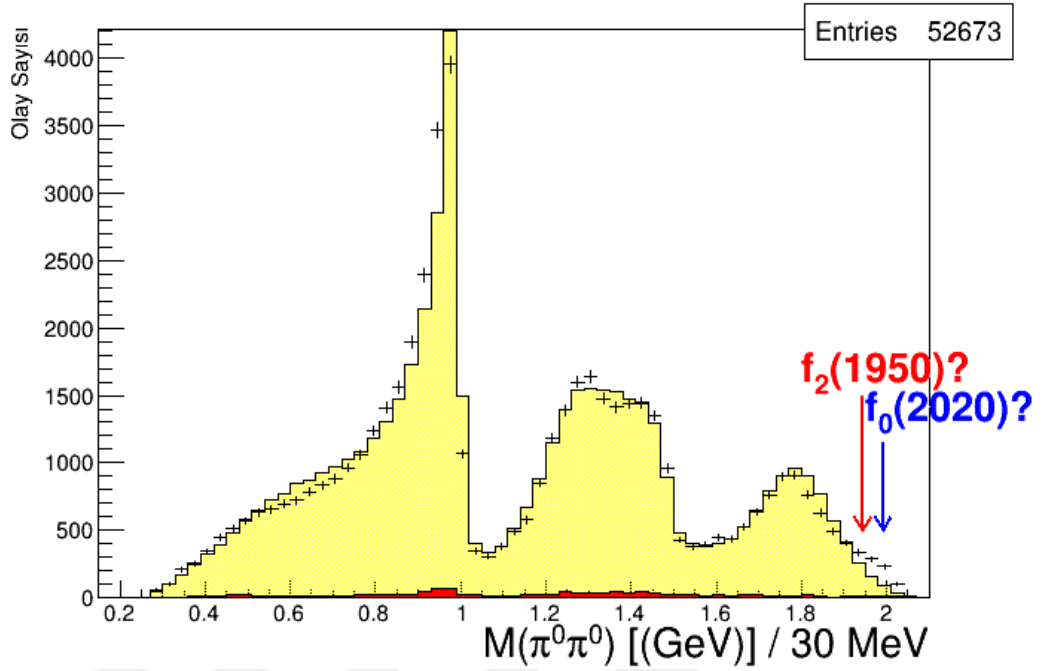
kadar azalmanın gerçekleşmesinden kaynaklı uygulanan fitin veri setine daha uygun olduğu düşünülerek, $f_2(1430)$ giriş parametreleri, uygulanacak fitlerde optimizasyon sonucu elde edilen kütle ve genişlik değerlerinde alınmıştır. $f_2(1430)$ 'un başlangıç fit modeline eklenmesi sonrası fit modeli “temel fit + $f_2(1430)$ ” olarak adlandırılacaktır.

Temel fit + $f_2(1430)$ modeliyle gerçekleştirilen fit kapsamında $f_0(1790)$ skaler rezonansının optimizasyonu gerçekleştirilmiştir. Fit sonucunda $f_0(1790)$ rezonansı için log-likelihood minimumu etrafında kütle ve genişlik için parabolik dağılım elde edilememiştir.



Şekil 4.28 : $f_0(1790)$ rezonansının log-likelihood minimum değeri etrafında kütle ve genişlik için parabolik olmayan dağılımların temsili. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

Log-likelihood değer dağılımı incelendiğinde verili kütle ve genişlik eğrilerinin parabolik olmaması ve simetrik bir dağılıma sahip olmaması, $f_0(1790)$ 'ın bulunduğu kütle bölgesinde farklı rezonansların varlığını olası kılmaktadır. $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımında $f_0(1790)$ kütle bölgesinin fit eğrisi incelendiğinde 1.7 – 2.1 GeV enerji bölgesinde olası bir rezonansın varlığı değerlendirilebilir.

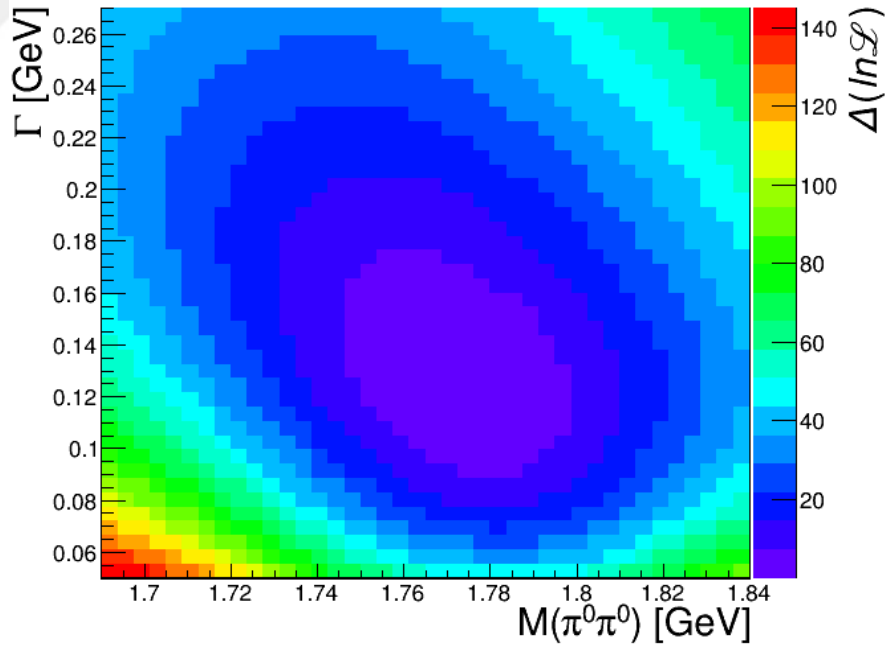


Şekil 4.29 : Temel fit + $f_2(1430)$ modeliyle gerçekleştirilen fit sonucu $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımı ve olası rezonansların bulunabileceği kütle tepe değerlerinin gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.

1.7 – 2.1 GeV enerji bölgesinde $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımında model ve verinin uyumu tartışmalıdır. Bu enerji bölgesinde $\pi\pi$ bozunumu olan rezonanslar $f_2(1950)$, $f_0(2020)$, $f_4(2050)$, vb. gibi rezonanslardır [3]. f_4 durumlarının Blatt-Weisskopf bariyer faktörü tarafından büyük oranda baskılanacağı Bölüm 3.3.2’de açıklanmıştır. Bu durumda $f_0(2020)$ ve $f_2(1950)$ rezonanslarının varlığı modelde test edilmiştir. İki rezonans da fit modeline ayrı ayrı eklenerek optimizasyonları gerçekleştirilmiştir. $f_2(1950)$ tensörünün PDG ortalama değerleriyle uyumlu kütle ve genişliği elde edilememiştir. $f_0(2020)$ rezonansının kütlesi 1980 MeV civarında minimum vermiş ancak genişliği PDG ortalama genişlik değerinin hata payı dışında bulunmuştur. PDG, $f_0(2020)$ rezonansının kütlesini 1992 ± 16 MeV ve genişliğini 442 ± 60 MeV olarak vermiştir [3]. $f_2(1950)$ rezonansından farklı olarak $f_0(2020)$ rezonansı faz uzayı dağılımının sınır bölgesindedir. Bu durum $f_0(2020)$ rezonansının Breit-Wigner fit süreciyle optimizasyonunda zorluklar yaratmaktadır. Ayrıca 2 GeV üzerinde sınırlı istatistiğin olması da $f_0(2020)$ rezonansının optimizasyonunu zorlaştıran başka bir etkidir. $f_0(2020)$ rezonansının PDG verilerine

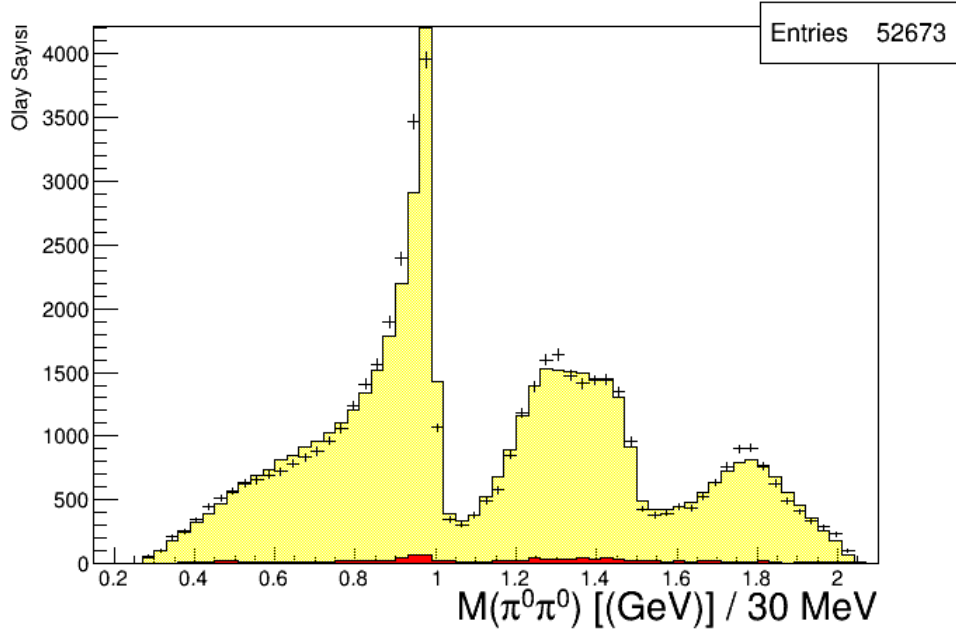
göre 442 ± 60 MeV genişliği olduğu göz önünde tutulursa, bu rezonansın kuyruk kısmının $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımının içinde olabileceği ve skaler olması sebebiyle 1.7 – 2.1 GeV arasında bulunan $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunu etkileyebileceği düşünülmüştür. Bu nedenle $f_0(2020)$ rezonansı fit modeline eklenerek $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu tekrarlanmış ve $f_0(2020)$ 'nin uzun kuyruk bölgesinin $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunu etkilediği hipotezi test edilmiştir. $f_0(2020)$ rezonansı fit modeline dahil edilirken giriş parametreleri PDG değerleri olarak seçilmiştir.

Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ fit modeliyle elde edilen log-likelihood değeri, $S = 19726.5$ bulunmuştur. Skaler bir rezonansın fit modeline dahil edilmesiyle genlik ifadesi için iki tensör temsili fit modeline eklenmelidir. Bu nedenle serbestlik derecesi 22 olacaktır. $f_0(2020)$ rezonansını fit modeline eklenmesi sonrasında $f_0(1790)$ optimizasyonu tekrarlanmış, kütle ve genişlik değerlerinin log-likelihood değerlerine göre dağılımı Şekil 4.30'da verilmiştir.



Şekil 4.30 : Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ fit modeliyle $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta\ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

$f_0(2020)$ rezonansının fit modeline eklenmesi sonrası, $f_0(1790)$ rezonansının kütle ve genişlik parabolik eğrilerinin log-likelihood minimum değeri etrafında neredeyse simetrik bir dağılım vermesi, $f_0(2020)$ rezonansının uzun kuyruğunun $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımında bir karşılığının olduğunu göstermektedir. Ayrıca kendisiyle aynı kuantum sayılarına sahip (0^{++}) $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunu etkilediği Şekil 4.30'da görülmektedir. Benzer etki Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ fit modeliyle $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımını gösteren Şekil 4.30'da görülebilir. Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ fit modelinin uygulanmasıyla $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımı fiti, 1.7- 2.1 GeV enerji bölgesinde deney verisiyle daha uyumlu haldedir.



Şekil 4.31 : Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ modeliyle gerçekleştirilen fit sonucu $\pi^0\pi^0$ kütle dağılımı ve fit eğrisi. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.

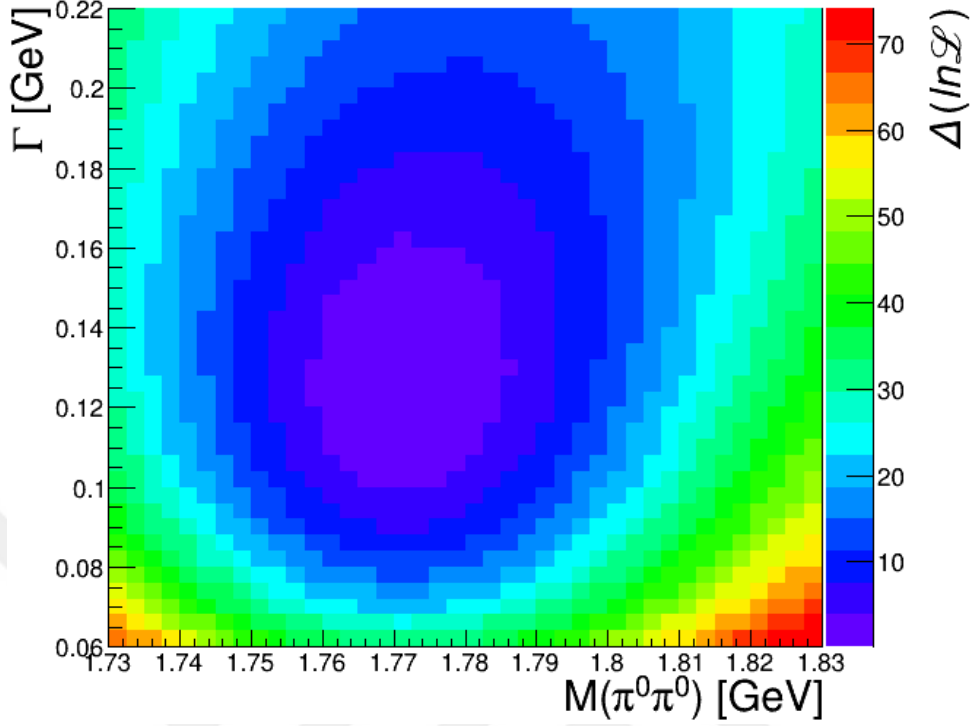
$f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunu sonucu kütlesi 1773.49 ± 7 MeV ve genişliği 127.8 ± 9.9 MeV bulunmuştur. Hata payları istatistik hatayı göstermektedir. Optimizasyon sonucu bulunan kütle ve genişlik değerleri son gerçekleştirilen fit için giriş parametresi olarak kullanıldığında log-likelihood değeri $S = 19622.8$ bulunmuştur. Bulunan değerlerin giriş parametresi olarak alınması sonucu log-likelihood değerinde $\Delta \ln L = 103.7$ kadarlık düşüş yaşanması, optimizasyon sonucu elde edilen kütle ve

genişlik değerlerinin uygulanan model çerçevesinde deney verisiyle daha uyumlu olduğunu göstermektedir.

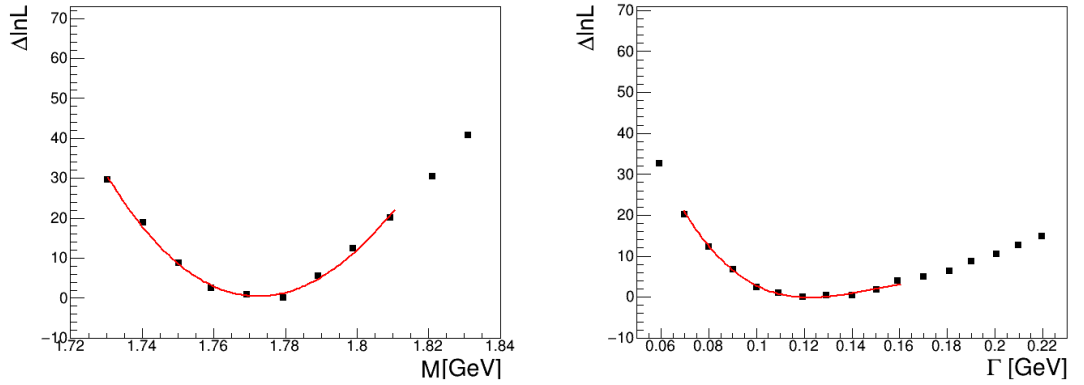
$f_0(1790)$ rezonansı Örgü Kuantum Renk Dinamiği kuramının öngörüsüyle, skaler glueball adaylarının gözlenebileceği taban enerji bölgesinde bulunan glueball adaylarından biri olduğu düşünülmektedir. Kütleli $f_0(1710)$ rezonansından farklı olsa da bulunan genişlik değeri $f_0(1710)$ genişliğine oldukça yakındır. Ancak $f_0(1710)$ rezonansı çoğunlukla $K\bar{K}$ durumuna bozunmaktadır. $\pi\pi$ ve $K\bar{K}$ durumlarının dallanma oranları $\Gamma(f_0(1710) \rightarrow \pi\pi) / \Gamma(f_0(1710) \rightarrow K\bar{K}) = 0.41_{-0.17}^{+0.11}$ olarak bulunmuştur [79]. BES verisiyle $\gamma K^+ K^-$ kanalının analizinde $f_0(1710)$ rezonansı gözlenmiş ancak $f_0(1790)$ olarak yorumlanabilecek ayrı bir tepe karakteri 1800 MeV civarında görülmemiştir [80]. BESII verisiyle $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ ve $J/\psi \rightarrow \phi K^+ K^-$ kanallarının ikili analizinde $f_0(1790)$ rezonansının $\pi^+\pi^-$ bozunumu için dallanma oranı $6.2 \pm 1.4 \times 10^{-4}$ ve $K^+ K^-$ dallanma oranı $1.6 \pm 0.8 \times 10^{-4}$ olarak verilmiştir [7]. Bu bulgularla $f_0(1710)$ rezonansının $\pi\pi$ bozunumlarında nadir görüldüğü söylenebilir. Bu koşullar altında $f_0(1790)$ rezonansı $f_0(1710)$ rezonansından farklı düşünülerek nihai fit sonuçları elde edilene kadar $f_0(1710)$ rezonansı fit modeline dahil edilmemiştir.

$f_0(1790)$ rezonansının işgal ettiği kütle bölgesi dikkate alınarak bu bölgedeki tensör katkısı sorgulanmalıdır. $f_0(1790)$ rezonansı ile aynı bölgede bulunan $f_2(1810)$ tensörü fit modeline dahil edilerek varlığı araştırılmıştır. Bu durumda fit modeli Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ biçiminde tarif edilmiştir. $f_2(1810)$ rezonansı modele PDG ortalama kütle ve genişlik değerleri üzerinden dahil edilmiştir. Kütle değeri için 1815 ± 12 MeV ve genişlik için 197 ± 12 MeV kullanılmıştır [3].

Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle log-likelihood değeri $S = 19407.5$ bulunmuştur. Serbestlik derecesi 2^{++} rezonansın eklenmesiyle 5 artarak 27 olmuştur.



Şekil 4.32 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle $f_2(1810)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta \ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

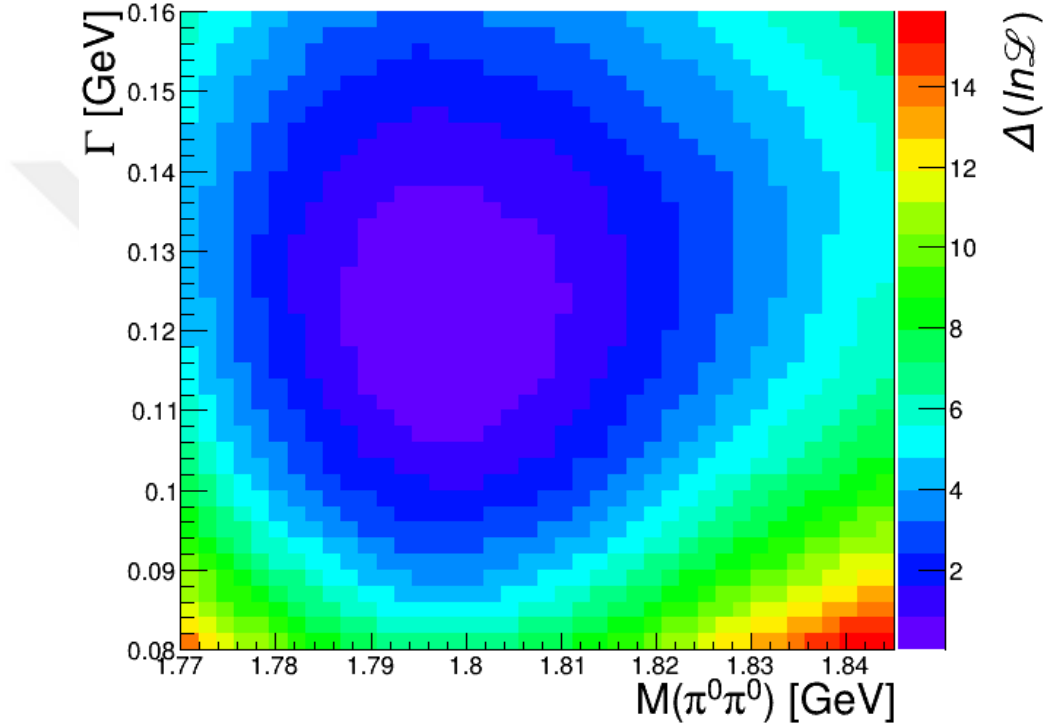


Şekil 4.33 : $f_2(1810)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

Optimizasyon sonucunda $f_2(1810)$ log-likelihood grafiği simetrik bir dağılımla elde edilmiştir. Bulunan kütle ve genişlik parabolik eğrileri fit edilmiş ve kütle $M = 1773 \pm$

5.5 MeV ve genişlik 129 ± 9.2 MeV bulunmuştur. Kütle ve genişlik fit eğrileri Şekil 4.33'te verilmiştir.

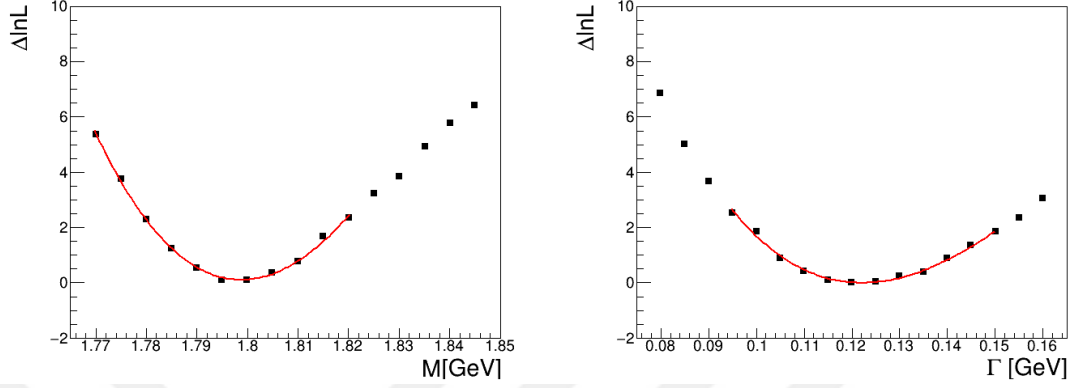
$f_2(1810)$ rezonansının modele dahil edilmesinden sonra $f_0(1790)$ rezonansı tekrar optimize edilerek $f_2(1810)$ rezonansının modele eklenmesinin $f_0(1790)$ rezonansı üzerine etkisi araştırılmıştır.



Şekil 4.34 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu sonucu $\Delta \ln L$ minimum değeri etrafında kütle ve genişlik dağılımı. Renkler, bulunan log-likelihood (S) değerinin minimum log-likelihood değerinden farkını göstermektedir.

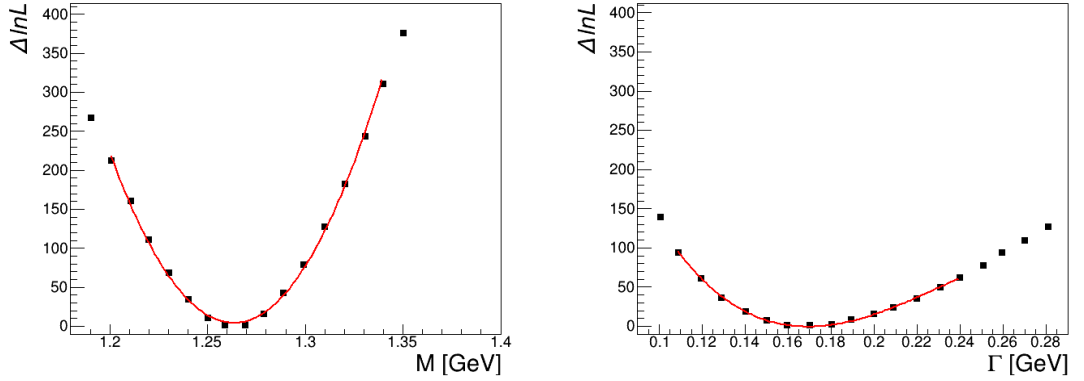
$f_2(1810)$ rezonansının modele eklenmesinin ardından $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonu simetrik log-likelihood dağılımı vermiştir. Bu sonuçla 1800 MeV civarında modele eklenen rezonansların deney verisiyle uyumu görülmüştür. Optimizasyon sonucunda $f_0(1790)$ rezonansının kütlesi 1799 ± 9.1 MeV ve genişliği 124 ± 12.9 MeV bulunmuştur. Bu sonuçları veren fit eğrileri Şekil 4.35'te verilmiştir. Bulunan değerler BESII sonuçlarıyla ($M = 1790 \pm 40$ MeV, $G = 270 \pm 60$ MeV) kısmi bir uyum

içinde olmakla beraber, bulunan genişlik değeri $f_0(1710)$ genişlik değerine (139 ± 8 MeV) oldukça yakındır [3].



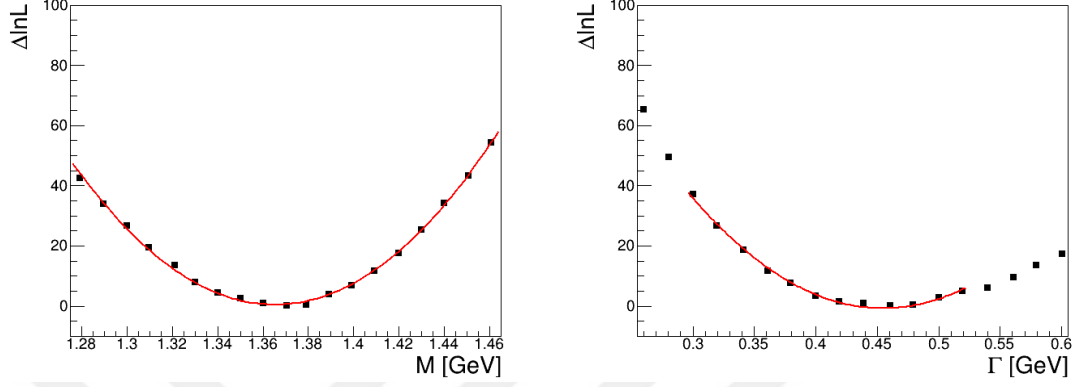
Şekil 4.35 : $f_0(1790)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeline eklenen diğer rezonansların da optimizasyonu gerçekleştirilmiş, aşağıdaki fit eğrileri ve bu fitlere karşılık rezonansların kütle ve genişlik değerleri bulunmuştur.



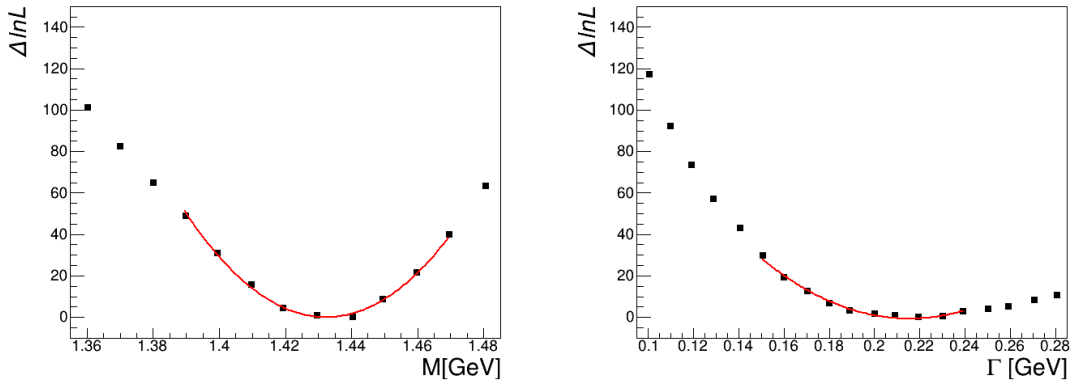
Şekil 4.36 : $f_2(1270)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

$f_2(1270)$ rezonansının optimizasyonu sonucu kütle 1263 ± 2.9 MeV ve genişlik 173 ± 5.4 MeV bulunmuştur. PDG kütle ve genişlik ortalama değerleri sırasıyla 1275.5 ± 0.8 MeV ve $185.9^{+2.8}_{-2.1}$ MeV'dir [3].



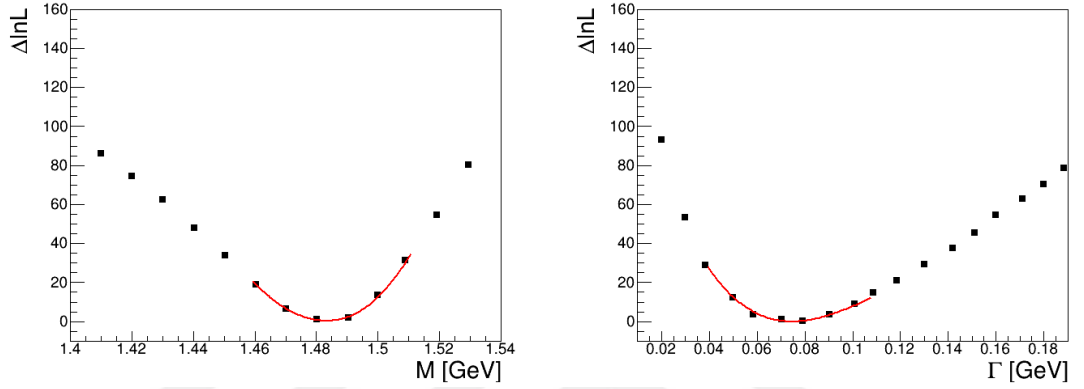
Şekil 4.37 : $f_0(1370)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

$f_0(1370)$ rezonansının optimizasyonu sonucu kütle 1365 ± 9.2 MeV ve genişlik 454 ± 18 MeV bulunmuştur. PDG $f_0(1370)$ rezonansının kütle ve genişlik değerlerini bir aralık olarak vermiş ve kütleli 1200 – 1500 MeV genişliği ise 200 – 500 MeV aralığında tanımlamıştır [3].



Şekil 4.38 : $f_2(1430)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

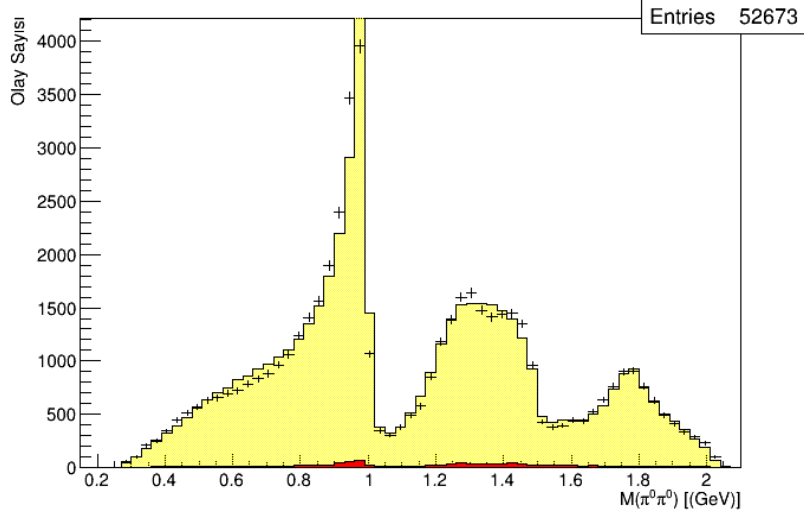
$f_2(1430)$ rezonansının optimizasyonu sonucu kütle 1432 ± 4.2 MeV ve genişlik 215 ± 8.5 MeV bulunmuştur. PDG $f_2(1430)$ rezonansının kütle değerini yaklaşık 1430 MeV olarak belirlemiştir [3]. Ancak genişlik değeri için ortalama bir değer sunmamıştır [3]. Deneylemlerden elde edilen sonuçlar da birbirleriyle uyumlu değildir. Bu sebeple bulunan genişlik değerinin $f_2(1430)$ rezonansının olası genişlik değerleri arasında yerini alacağı umulmaktadır.



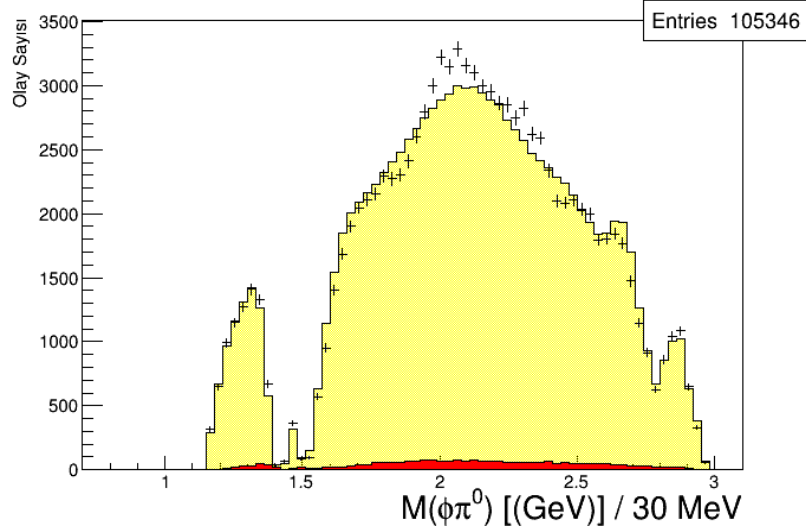
Şekil 4.39 : $f_0(1500)$ rezonansının optimizasyonunun gerçekleştirildiği aralıkta kütle ve genişlik fit eğrileri. Kırmızı çizgi fit eğrisini, noktalar optimizasyon sonucu elde edilen veri kümesini temsil etmektedir.

$f_0(1500)$ rezonansının optimizasyonu ile kütle 1482 ± 3.4 MeV ve genişlik 77 ± 5.5 MeV bulunmuştur. PDG $f_0(1500)$ rezonansının kütle ve genişlik değerlerini sırasıyla 1504 ± 6 MeV ve 109 ± 7 MeV olarak tanımlamıştır [3]. Verilen değerlerle uyum içinde olmayan sonuçlar, PDG'nin kütle ve genişlik ortalama değerlerini bulurken dikkate aldığı sonuçlarla uyum içerisindedir [79, 80, 81].

Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modeliyle elde edilen $\pi^0\pi^0$ ve $\phi\pi^0$ kütle dağılımları da sırasıyla Şekil 4.40 ve 4.41'de verilmiştir.



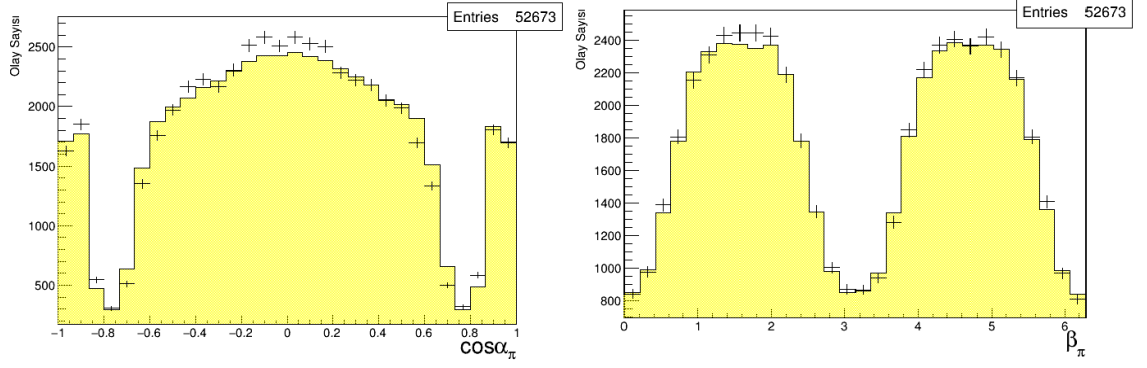
Şekil 4.40 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modelinin $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımıyla uyumu. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.



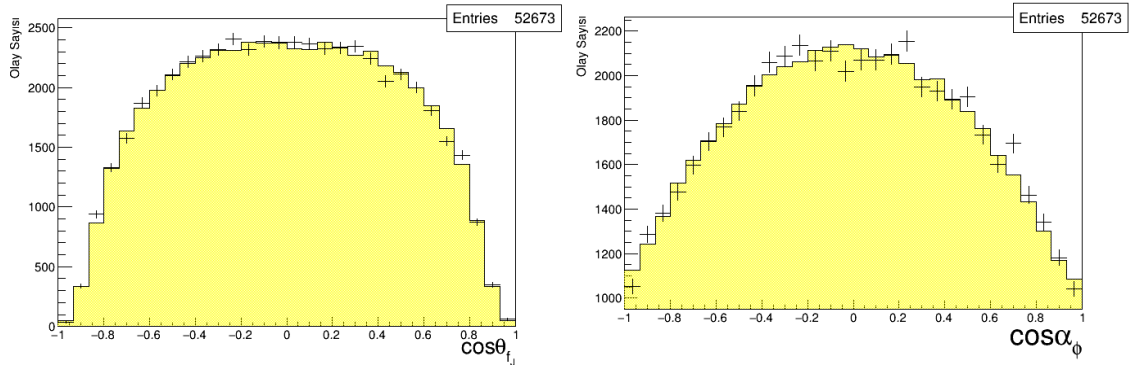
Şekil 4.41 : Temel fit + $f_2(1430) + f_0(2020) + f_2(1810)$ fit modelinin $\phi\pi^0$ değişmez kütle dağılımıyla uyumu. Hata paylı noktalar deney verisini, sarı kısım fit ve kırmızı kısım ϕ yan bantlarına karşılık gelen deney verisini temsil etmektedir.

Başlangıç durumu göz önüne alındığında, ele alınan fit modeli çerçevesinde değişmez kütle dağılımları fitlerinin büyük oranda deney verisiyle uyumlu hale geldiği söylenebilir. Ancak modelde içerilen rezonansların anlamlılık düzeyleri (significance) bulunarak, model veri uyumu ayrıca test edilmelidir. Bu analiz sonuçları son bölümde verilecektir.

Fit modeli ve deney verisinin uyumu için ayrıca açısal dağılımlar da göz önünde bulundurulmalıdır. Açısal dağılımların son durumu aşağıdaki grafiklerde verilmiştir.



Şekil 4.42 : $X \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sonucu oluşan yüksüz pionların soldan sağa polar ve azimutal açısal dağılımları. Hata paylı noktalar veriyi, sarı dolgu fiti göstermektedir.



Şekil 4.43 : $J/\psi \rightarrow \phi X$ bozunumunda, X ve ϕ rezonanslarının polar açısal dağılımları. Hata paylı noktalar veriyi, sarı dolgu fiti göstermektedir.

Fit modeli uyarınca oluşturulmuş açısal dağılımların deney verisiyle kabul edilebilir ölçekte uyumlu olmasıyla, ele alınan fit modelinin gerçekçi bir faz uzayı tarifi yaptığı söylenebilir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Tez çalışmasında, BEPCII hızlandırıcısıyla 2009 ve 2012 yıllarında $e^- e^+$ çarpıştırılması sonucu oluşturulan toplam 5.3×10^9 olaydan, sırasıyla 225×10^6 ve 1×10^9 J/ψ olayı analiz edilmiştir. Analiz sonucunda daha önce benzer bir kanalda ($J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$) BESII verileriyle yapılan çalışma sonucu bulunan rezonanslara ek olarak $f_2(1430)$, $f_2(1810)$ ve $f_0(2020)$ rezonansları gözlenmiştir [7]. Gözlemlenen rezonansların nihai kütle ve genişlik değerlerinin yanı sıra anlamlılık düzeyleri (significance) Tablo 5.1'de verilmiştir.

Analiz sonucunda $f_2(1270)$, $f_2(1430)$ ve $f_2(1810)$ tensörleri gözlemlenmiştir. $f_2(1270)$ tensörü için bulunan kütle ve genişlik değerleri PDG verileriyle uyumludur [3]. $f_2(1270)$ tensörü 35σ 'dan fazla anlamlılık düzeyiyle gözlemlenmiştir.

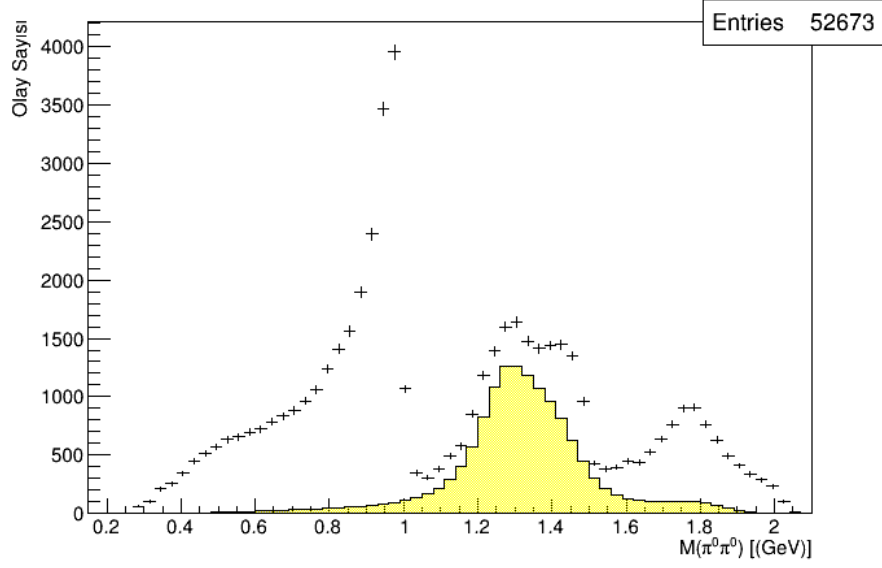
$f_2(1270)$ tensörüyle yakın kütle bölgesinde bulunan $f_2(1430)$ rezonansı için PDG kütle değerini yaklaşık 1430 MeV vermiştir. Optimizasyon sonucu bulunan kütle değeri 1432 ± 4.2 MeV'dir. Bulunan kütle değeri PDG değeriyle uyumlu olmasına karşın genişlik için bulunan değer şimdiye kadar elde edilmiş en büyük genişliğe karşılık gelmektedir. Ancak PDG $f_2(1430)$ rezonansının genişliği için bir değer öngörmemiştir. Bunun sebebi bulunan sonuçların kendi içerisinde uyuma sahip olmaması ve sonuçları verir deneylerin istatistiğinin düşük olması olabilir [77,78]. Bu sebeple $f_2(1430)$ rezonansı için bulunan genişlik değerinin kabul edilebilir olduğunu söylemek mümkündür. $f_2(1430)$ rezonansı 30.8σ anlamlılık düzeyiyle gözlemlenmiştir.

$f_2(1810)$ rezonansının bulunan kütle ve genişlik değerleri PDG ortalama değerleri sınırları içerisinde değildir. Ancak yapılan analizlerde hata paylarıyla bu rezonansın kütlelerinin 1728 – 1910 MeV ve genişliği 130 – 280 MeV aralığında değerler aldığı görülmüştür [82, 83, 84].

Tablo 5.1 : Analiz sonucunda elde edilen rezonansların kütle, genişlik, anlamlılık düzeyleri ve PDG verileriyle [3] karşılaştırılması.

Rezonans	Fit Sonucu Kütle (MeV)	Fit Sonucu Genişlik (MeV)	Kütle (PDG) (MeV)	Genişlik (PDG) (MeV)	Anlamlılık
σ	BESII parametreleri	BESII parametreleri	400 – 500	400 – 700	29.6 σ
$f_0(980)$	965 (Fit başlangıç değeri)	BESII Flatté Parametreleri	990 ± 20	40 – 100	> 35 σ
$f_2(1270)$	1263 ± 2.9	173 ± 5.4	1275.5 ± 0.8	$185.9^{+2.8}_{-2.1}$	> 35 σ
$f_0(1370)$	1365 ± 9.2	454 ± 18	1200 - 1500	200-500	> 35 σ
$f_2(1430)$	1432 ± 4.2	215 ± 8.5	≈ 1430	–	30.8 σ
$f_0(1500)$	1482 ± 3.4	77 ± 5.5	1504 ± 6	109 ± 7	21.5 σ
$f_0(1790)$	1799 ± 9.1	124 ± 12.9	–	–	15.7 σ
$f_2(1810)$	1773 ± 5.5	129 ± 9.2	1815 ± 12	197 ± 22	20.2 σ
$f_0(2020)$	≈ 2000	–	1992 ± 16	442 ± 60	6.8 σ

$f_2(1270)$, $f_2(1430)$ ve $f_2(1810)$ tensörlerinin $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımı üzerinde fit modeli içerisindeki yerinin deney verisiyle birlikte gösterimi Şekil 5.1’de verilmiştir.



Şekil 5.1 : $f_2(1270)$, $f_2(1430)$ ve $f_2(1810)$ tensörlerinin $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımı üzerinde gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini ve sarı kısım modelde ele alınan tensör rezonansların fit eğrisini temsil etmektedir.

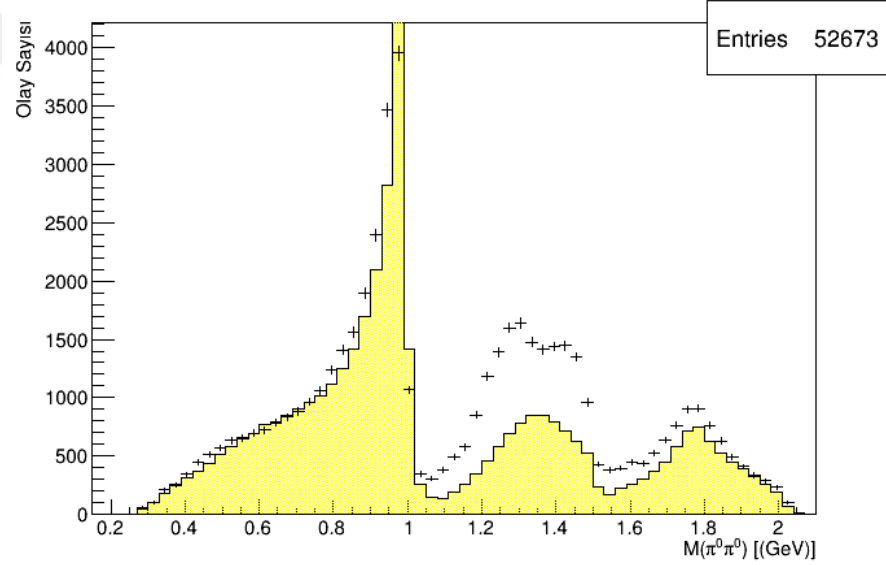
Tez çalışmasında tensör rezonansların yanı sıra skaler rezonanslar da gözlemlenmiştir. Gözlemlenen rezonanslar $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1790)$ ve $f_0(2020)$ 'dir. Gözlemlenen bu rezonanslara ek olarak tez çalışmasında BESII parametreleri kullanılarak fit edilen σ ve $f_0(980)$ rezonansları da analizin bir parçasıdır.

$f_0(1370)$ rezonansı glueball veya glueball-mezon karışımı olabileceği düşünülen ve henüz doğası belirlenemeyen bir glueball adayıdır. Tezin önemli bulgularından birisi 1370 MeV bölgesinde 1365 ± 9.2 MeV kütle ve 454 ± 18 MeV genişlikle bir rezonans yapısının görülmüş olmasıdır. Bulunan bu değerler PDG'nin verdiği kütle ve genişlik aralığı içerisinde [3] ve rezonans 35σ anlamlılık düzeyinin üzerinde belirlenmiştir. Bu rezonansın doğrudan gözlemi, rezonansın varlığına ilişkin doğrulayıcı bir bilgi niteliğindedir. Benzer biçimde $\pi\pi$ bozunumu içeren $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ bozunum kanalında gözlemlenen $f_0(1370)$ rezonansı, bulunan sonuçla doğrulanmıştır [7]. $f_0(1370)$ rezonansının $f_2(1270)$ ve $f_0(1500)$ rezonanslarıyla girişim yapması sonucu, rezonansa ait parametreleri elde etmenin güçlüğüne yanı sıra, gerçekleştirilen fit modelinde $f_2(1430)$ rezonansının da bulunmasına rağmen, $f_0(1370)$ rezonansının doğrudan

gözlemlenmiş olması, rezonansın varlığına ilişkin önemli bir bulgu olarak değerlendirilmiştir.

$f_0(1500)$ rezonansı için optimizasyon sonuçları PDG ortalama değer aralığının içinde olmamakla beraber, daha önce yapılmış çalışmalarla uyumludur [3, 79, 80, 81]. $f_0(1500)$ rezonansının kütlesi 1482 ± 3.4 MeV ve genişliği 77 ± 5.5 MeV bulunmuştur. $f_0(1500)$ rezonansının fit modeli çerçevesinde anlamlılık düzeyi 21.5σ elde edilmiştir.

$f_0(2020)$ rezonansı için ise faz uzayı limitinde bir rezonans olması ve 2 GeV üzerinde sınırlı istatistiği olmasından kaynaklı yalnızca kütle optimizasyonu gerçekleştirilebilmiş ancak $f_0(2020)$ rezonansının uzun kuyruğunun $f_0(1790)$ rezonansını etkilediği gözlemlenmiştir. Bu skaler rezonansın fit modeline eklenmesi sonucu, fit modeli deney verisini daha iyi tanımlamıştır. Ayrıca $f_0(2020)$ rezonansının anlamlılık düzeyi 6.8σ bulunmuştur.



Şekil 5.2 : σ , $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$, $f_0(1790)$ ve $f_0(2020)$ skaler rezonanslarının $\pi^0\pi^0$ değişmez kütle dağılımı üzerinde gösterimi. Hata paylı noktalar deney verisini ve sarı kısım modelde ele alınan skaler rezonansların fit eğrisini temsil etmektedir.

$f_0(1790)$ rezonansı için bulunan kütle ve genişlik değerleri daha önce bu rezonansın varlığı konusunda yapılmış yayınlarla kısmi uyum içindedir. Crystal Barrel verisiyle yapılan analizde $f_0(1770)$ olarak adlandırılmış rezonansın kütlesi 1770 ± 12 MeV ve

genişliği 220 ± 40 MeV olarak bulunmuştur [85]. BESII sonuçlarına göre $f_0(1790)$ rezonansının kütle ve genişlik değerleri sırasıyla 1790_{-30}^{+40} MeV ve 270_{-30}^{+60} MeV'dir [7]. $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ bozunum kanalının MARKIII verileriyle analizinde, $f_0(1710)$ rezonansından farklı olarak kütlesi 1750 ± 15 MeV ve genişliği 160 ± 40 MeV olan bir rezonansın varlığı ileri srlmştur [10]. Optimizasyon sonucu $f_0(1790)$ rezonansının elde edilen kütle ve genişlik değerleri sırasıyla 1799 ± 9.1 MeV ve 124 ± 12.9 MeV bulunmuştur. $f_0(1790)$ rezonansı kullanılarak oluşturulan fit modeliyle bu rezonansın optimizasyonunun gerçekleştirilebilmesi sonucu, BESII deney verisiyle yapılan $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ bozunum kanalı analizi doğrulanmıştır [7].

$f_0(1790)$ rezonansı için bulunan sonuçlar bir düzeyde daha önce ileri sürülen sonuçlarla uyum içerisinde olsa dahi genişlik değeri $f_0(1710)$ rezonansının genişliğine oldukça yakındır. Ancak $f_0(1790)$ rezonansı yerine $f_0(1710)$ rezonansı fit modeline eklendiğinde $\Delta\ln L = 22.35$ artmıştır. Log-likelihood farkının artması uygulanan modelin daha kötü bir fit verdiğini göstermektedir. Bu nedenle $f_0(1710)$ fit modeline dahil edilmemiş ancak tezde kullanılan nihai fit modeline (Temel fit + $f_2(1430)$ + $f_0(2020)$ + $f_2(1810)$) eklenerek $f_0(1790)$ rezonansı yanında varlığı araştırılmıştır. Rezonansın modele eklenmesi sonrası log-likelihood değeri $\Delta\ln L = 12.5$ azalma göstermiş olsa da anlamlılık düzeyi 5σ altında olduğundan (4.6σ), bu rezonansı içeren model analizde kullanılmamıştır. Bu sonuçlar ve geçmiş literatürün katkısıyla 1.7 – 1.8 GeV enerji bölgesinde $f_0(1710)$ rezonansından farklı bir skaler olarak $f_0(1790)$ rezonansının varlığından söz etmek mümkündür.

Elde edilen $f_0(1500)$ ve $f_0(1370)$ rezonanslarının yanı sıra $f_0(1710)$ rezonansı da glueball adayı veya glueball-sıradan mezon karışımı adayıdır. Tez çalışmasıyla bu glueball adaylarının yanı sıra 1790 MeV bölgesinde bulunan harici bir glueball veya glueball-sıradan mezon karışımı adayının daha göz önünde bulundurulması gerektiği sonucuna varılmıştır. $f_0(1710)$ rezonansının çoğunlukla $s\bar{s}$ bozunumu yaptığđ göz önüne alınarak, $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0\pi^0$ bozunum kanalı üzerine yapılan analiz, $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$ veya $J/\psi \rightarrow \phi K_s K_s$ gibi bozunum kanalları kullanılarak ikili kısmi dalga analizinin gerçekleştirilmesi, $f_0(1710)$ ve $f_0(1790)$ rezonansları arasındaki ayrımı daha net açığa çıkarmak için gereklidir. Ayrıca ikili kanal analiziyle σ ve $f_0(980)$ rezonanslarının da

optimizasyonları mümkün olacağından, önerilen fitin rezonansların parametrelerini belirlemede daha iyi sonuçlar vereceği öngörülmektedir.



KAYNAKLAR

- [1]. Chadwick, J., 1932, Nature, Volume 129, Issue 3252, pp. 312.
- [2]. Yukawa, H., 1935, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17.
- [3]. Patrignani, C. ve diğ., 2016, Chin. Phys. C, 40, 100001.
- [4]. Uman, İ., 2001, *Antiproton-Proton Annihilation in Flight into $K^+K^-\pi^0$* , Thesis (Phd), Ludwig-Maximilians University.
- [5]. Mann, R., 2010, *An introduction to particle physics and the standart model*, 978-1-4200-8300-2.
- [6]. Meyer, C. A., 2001, *Light and exotic mesons*, Hadronic Structure, pp. 148-201.
- [7]. Ablikim, M. ve diğ., 2005, Resonances in $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ and $J/\psi \rightarrow \phi K^+ K^-$, Physics Letters B, 607, 243-253.
- [8]. Amsler C. ve diğ., 1994, *Observation of a new $I^G(J^{PC})=1^-(0^{++})$ resonance at 1450 MeV*, Physics Letters B, Volume 333, Issue 1, 277-282.
- [9]. Anisovich V.V., ve diğ., 1994, *Observation of two $J^{PC}=0^{++}$ isoscalar resonances at 1365 and 1520 MeV*, Physics Letters B, Volume 323, Issue 2, 233-241.
- [10]. Bugg, D., 1995, *Further amplitude analysis of $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$* , Phys. Lett. B, 353, 378.
- [11]. Branz, T., 2008, *$f_0(980)$ -meson as a K^-K^- molecule in a phenomenological Lagrangian approach*, EPJA, Volume 37, Issue 3, pp 303–317.
- [12]. Aaij, R., 2014, *Measurement of the resonant and CP components in $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$ decays*, Physical Review D 90, 01200.
- [13]. Barnes, T, Close, F.E., 1983, *Where are hermaphrodite baryons?*, Physics Letters B, Volume 123, Issue 1, 89-92.
- [14]. Carlson, C.E., ve diğ., 1954, *Glueball spectrum in the bag model and in lattice gauge theories*, Phys. Rev. D 30, 1594.
- [15]. Donoghue, J.F., ve diğ., 1981, *Low mass glueballs in the meson spectrum*, Phys. Lett. B 99, 416.
- [16]. Chanowitz, M., Sharpe, S., 1983, Nucl. Phys. B 222, 211.

- [17]. Cornwall, J.M., Soni, A., 1983, *Glueballs as bound states of massive gluons*, Phys. Lett. B 120, 431.
- [18]. Isgur, N., Paton, J., 1985, *Flux-tube model for hadrons in QCD*, Phys. Rev. D 31, 2910.
- [19]. Latorre, J.L., ve diğ., 1984, *Hermaphrodite mesons and QCD sum rules*, Phys. Lett. 147B, 169.
- [20]. Giacosa, F., ve diğ., 2005, *Scalar nonet quarkonia and the scalar glueball: mixing and decays in an effective chiral approach*, Phys. Rev. D 72, 094006.
- [21]. Shifman, M.A., ve diğ., 1979, Nucl. Phys. B147, 385.
- [22]. Morningstar, C., Peardon, M., 1999, *The Glueball Spectrum from an Anisotropic Lattice*, Phys. Rev. D60, 034509.
- [23]. Abele A., ve diğ., 1996, *Observation of $f_0(1500)$ decay into $K_L K_L$* , Phys. Lett. B385, 425.
- [24]. Barberis D., ve diğ., 2000, *A study of the $\eta\eta$ channel produced in central pp interactions at 450 GeV/C*, Phys. Lett. B 479, 59.
- [25]. Ablikim, M., ve diğ., 2004, *Study of $J/\psi \rightarrow \omega K^+ K^-$* , Phys. Lett. B 603, 138.
- [26]. IHEP Physics Report BESIII, 2008, arXiv:0809.1869 [hep-ex].
- [27]. Ablikim, M., ve diğ., 2004, *The σ pole in $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$* , Phys. Lett. B 598, 149.
- [28]. Acciarri, M., ve diğ., 2001, *$K_S^0 K_S^0$ final state in two photon collisions and implications for glueballs*, Phys. Lett. B501, 173-182.
- [29]. Barate, R., ve diğ., 2000, *Search for the glueball candidates $f(0)(1500)$ and $f(J)(1710)$ in gamma gamma collisions*, Phys. Lett. B472, 189-199.
- [30]. Dunwoodie, W., 1997, *Hadron Spectroscopy*, AIP Conf. Proc. No. 432, p. 753.
- [31]. Bai, J. Z., ve diğ., 2000, *Partial wave analysis of $J/\psi \rightarrow \gamma(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$* , Phys. Lett. B472, 207.
- [32]. Harris, F.A., 2008, BEPCII and BES3, 10th International workshop on meson production and properties (presentation).
- [33]. Ablikim, M., ve diğ., 2010, *Design and construction of the BESIII detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 614, 345–399.
- [34]. Ablikim, M., ve diğ., 2009, *The construction of the BESIII experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598, 7–11.
- [35]. <http://linux.web.cern.ch/linux/> , [Ziyaret Tarihi : 06.04.2017].

- [36]. Brun, R., Rademakers, F., 1997, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389, 81-86.
- [37]. Barrand, G., ve diğ., 2001, Comput. Phys. Commun. 140, 45.
- [38]. Agostinelli, S, ve diğ., 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 506, 250-303.
- [39]. Jadach, S., ve diğ., 2001, *The Precision Monte Carlo Event Generator KK For Two-Fermion Final States In $e + e -$ Collisions*, Phys. Rev. D, 63, 113009.
- [40]. Rong-Gang, P., 2008, *Event generators at BESIII*, Chinese Physics C, 32, 8.
- [41]. Jadach, S., ve diğ., 1993, *The tau decay library TAUOLA: version 2.4*, Comp. Phys. Commun. 76, 361.
- [42]. Barberio, E., Was, Z., 1991, *PHOTOS-A universal Monte Carlo for QED radiative corrections: version 1.7*, Comp. Phys. Commun., 66, 115.
- [43]. Sjöstrand, T., 1982, *The Lund Monte Carlo for jet fragmentation*, Computer Physics Commun., 27, 243.
- [44]. Lange, D. J., 2001, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. A462, 152.
- [45]. Jadach, S., ve diğ., 1991, *Higher order QED corrections to Bhabha scattering at low angles*, Phys. Lett. B260, 438.
- [46]. Jadach, S., ve diğ., 1997, *BHWIDE 1.00: $O(\alpha)$ YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP-1 / SLC and LEP-2*, Phys.Lett. B, 390, 298-308.
- [47]. Carlone Calame, C.M., 2003, *The BABAYAGA event generator*, Nuclear Physics B, 131, 48-55.
- [48]. Sjöstrand, T., 1986, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and $e+ e-$ Physics - JETSET version 6.2*, Comput.Phys.Commun.,39, 347.
- [49]. Chen, J. C., ve diğ., 2000, *Event generator for J/ψ and $\psi(2S)$ decay*, Phys. Rev. D 62, 034003.
- [50]. Yang, R. L., ve diğ., 2014, *Tuning and Validation of the Lundcharm Model with J/ψ Decays*, Chin. Phys. Lett. Vol. 31, 6, 061301.
- [51]. Carli, T., Koblitz, B, 2003, *A Multi-variate Discrimination Technique Based on Range-Searching*, Nucl. Instrum. Methods, A501, 576-588.
- [52]. FISHER, R. A., 1936, *The Use Of Multiple Measurements In Taxonomic Problems*, Annals of Human Genetics, 7, 2, 179–188.

- [53]. Pushpalatha, C. B., 1996, *Search for the Top Quark at DO/ using multivariate methods*, AIP Conference Proceedings 357, 308.
- [54]. Bethe, H.A., 1930, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. Phys. 5, 325.
- [55]. Kanglin, H., ve diğ., *Particle identification at BESIII*, 2007, 11th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Amsterdam, Netherlands, C07-04-23.1, April 23-27.
- [56]. Avery, P., *Kinematic Fitting Algorithms and Lessons Learned from KWFIT*, <http://www.phys.ufl.edu/~avery/kwfit/>, (09.04.2017).
- [57]. Liang, Y., ve diğ., 2010, *Lagrange multiplier method used in BESIII kinematic fitting*, Chinese Physics C, Vol. 34, No. 2, p. 204.
- [58]. Tsipenyuk, A., 2016, *Fundamentals of Partial Wave Analysis and an Application to Heavy-Meson Decay using the No-U-Turn Sampler*, Thesis (Phd), Technische Universität München.
- [59]. Zemach, C., 1965, *Use of Angular-Momentum Tensors*, Phys. Rev. 140, B97.
- [60]. W.Rarita, J.Schwinger, 1941, Phys. Rev. 60, 61.
- [61]. Zou, B.S. ve Bugg, D.V., 2003, *Covariant tensor formalism for partial-wave analyses of ψ decay to mesons*, Euro. Phys. J., A16, 537.
- [62]. Filippini, V., 1995, *Covariant Spin Tensors In Meson Spectroscopy*, Phys. Rev. D, 51, 5.
- [63]. Dulat, S., ve diğ., 2004, *Covariant tensor formalism for partial wave analyses of ψ decays into γBB^-* , arXiv:hep-ph/0403136.
- [64]. Chung, S.U., 1993, *Helicity-coupling amplitudes in tensor formalism*, Phys. Rev. D48, 1225.
- [65]. Chung, S.U., 1998, *General formulation of covariant helicity-coupling amplitudes*, Phys. Rev. D57,431.
- [66]. Blatt, J., Weisskopf, V., 1952, *Theoretical Nuclear Physics*, New York: John Wiley & Sons.
- [67]. Klaus, J. P., 2006, *A Primer on partial wave analysis*, Int.J.Mod.Phys. A21, 5618-5624.
- [68]. Backus, J. W., ve diğ., 1957, *The FORTRAN Automatic Coding System*, IRE-AIEE-ACM '57 Techniques for reliability, 188-198.
- [69]. Fisher, R. A., 1922, *On the mathematical foundations of theoretical statistics*, Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A.

- [70]. Silin, I.N., 1983, CERN Program Library, D510, FUMILI.
- [71]. Verkerke, W. ve diğ., 2003, *The RooFit toolkit for data modeling*, arxiv.org/abs/physics/0306116.
- [72]. L. Kopke, 1987, *Recent Mark III results on radiative and hadronic J/ψ decays*, in: Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 1986, World Scientific, Singapore, p. 692.
- [73]. A. Falvard, ve diğ., 1988, Phys. Rev. D 38, 2706.
- [74]. S.M. Flatt'e, 1976, Phys. Lett. B 63, 224.
- [75]. Ablikim M., ve diğ., 2005, Partial wave analysis of $\chi_c^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^-$, Phys. Rev. D 72, 092002.
- [76]. Vladimírsky, V.V., ve diğ., 2001, *Resonance maximum in the system of two K_S mesons at 1450 MeV*, Physics of Atomic Nuclei, 64, 10, 1895–1897.
- [77]. Augustin, J. E., ve diğ., 1987, *Radiative decay of J/ψ into $\gamma \pi^+ \pi^-$* , Zeitschrift für Physik C Particles and Fields, 36, 3, 369–376.
- [78]. Akesson, T., ve diğ., 1986, *A search for glueballs and a study of double pomeron exchange at the CERN intersecting storage rings*, Nuclear Physics B, 264, 154-184.
- [79]. Ablikim, M, ve diğ., 2006, *Partial wave analyses of $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^-$ and $\gamma \pi^0 \pi^0$* , Physics Letters B, 642, 441–448.
- [80]. Ablikim, M, ve diğ., 2013, *Partial wave analysis of $J/\psi \rightarrow \gamma \eta \eta$* , Phys. Rev. D, 87, 092009.
- [81]. Uehara, S., ve diğ., 2008, *High-statistics measurement of neutral pion-pair production in two-photon collisions*, Phys.Rev. D, 78, 052004.
- [82]. Uehara, S., ve diğ., 2010, *Measurement of eta eta production in two-photon collisions*, Phys.Rev. D, 82, 114031.
- [83]. Alde, D., ve diğ., 1986, *Production of $G(1590)$ and Other Mesons Decaying Into eta Pairs by 100-GeV/c pi- on Protons*, Nucl.Phys. B, 269, 485-508.
- [84]. Alde, D., ve diğ., 1988, *Observation of the Tensor $X(1810)$ Meson in 300-GeV Central $\pi-N\pi-N$ Collisions*, Sov. J. Nucl. Phys., 47, 810-81.
- [85]. Anisovich, A.V., ve diğ., 1999, *Observation of the $f_0(1770) \rightarrow \eta \eta$* , Phys. Lett. B449, 154.

EKLER

EK 1.

Tezde ikili bozunum kanalı analizinde kullanılan Flatté formalizmi σ ve $f_0(980)$ rezonanslarını fit modeline ekleyebilmek için kullanılmıştır. İkili kanal analizi gerçekleştirilmediğinden BESII verileriyle $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ ve $J/\psi \rightarrow \phi K^+ K^-$ ikili kanalı analizinde σ ve $f_0(980)$ fiti için kullanılan g_1 , g_2 bağlaşım sabitleri ve ρ_1 , ρ_2 faz uzayı faktörleri analizde kullanılmıştır [7]. $f_0(980)$ rezonansı için Flatté formalizmi aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$f = \frac{1}{M^2 - s - i(g_1 \rho_{\pi\pi} + g_2 \rho_{K\bar{K}})}$$

$s = (p_\pi + p_\pi)^2$ veya $s = (p_K + p_{\bar{K}})^2$ biçiminde ifade edilirken, $\rho = 2k / \sqrt{s}$ ile verilir. k , pion veya kaonun momentumudur. Flatté formalizmindeki g_1 , g_2 bağlaşım sabitleri $g_1 = 165 \pm 10 \text{ MeV/C}^2$ ve $g_2 = 694 \pm 3 \text{ MeV/C}^2$ değerlerinde alınmıştır [7].

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Onur Buğra Kolcu
Doğum Yeri	Samsun
Doğum Tarihi	04.10.1984
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	
E-Posta Adresi	onurbugra@gmail.com
Web Adresi	

Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	2009

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği
Mezuniyet Tarihi	2012

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Yüksek Enerji ve Plazma Fiziği Programı
Mezuniyet Tarihi	2017

Makale ve Bildiriler	
BESIII Collaboration, 2017, <i>Amplitude Analysis of the Decays $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ and $\eta' \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$</i> , Phys. Rev. Lett., 118, 012001.	
BESIII Collaboration, 2016, <i>Observation of pseudoscalar and tensor resonances in $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$</i> , Phys. Rev. D, 93, 112011.	
BESIII Collaboration, 2016, <i>Observation of $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi^0$</i> , Phys. Rev. D, 94, 072005.	

BESIII Collaboration, 2015, *Amplitude analysis of the $\pi^0\pi^0$ system produced in radiative J/ψ decays*, Phys. Rev. D, 92, 052003.

BESIII Collaboration, 2015, *Observation of the isospin-violating decay $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0 f_0(980)$* , Phys. Rev. D, 92, 012007.

BESIII Collaboration, 2015, *Study of $J/\psi \rightarrow \eta\phi\pi^+\pi^-$ at BESIII*, Phys. Rev. D, 91, 052017.

BESIII Collaboration, 2015, *Observation of the electromagnetic doubly OZI-suppressed decay $J/\psi \rightarrow \phi\pi^0$* , Phys. Rev. D, 91, 112001.

