

T. C
MİMAR SİNAN GÜZEL SANATLAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

CMS DENEYİNDE, $J/\psi\phi$ KÜTLE SPEKTRUMUNDA
EGZOTİK DURUMLARIN ARAŞTIRILMASI

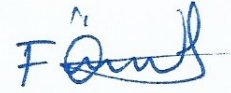
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Özlem ÖZÇELİK ÖZLÜDİL

Fizik Anabilim Dalı
Fizik Programı

Tez Danışmanı: Yar.Doç.Dr.Ferhat ÖZOK
Tez Danışmanı: Doç.Dr.E.Aslı YETKİN

Ocak 2017

Özlem ÖZÇELİK ÖZLÜDİL tarafından hazırlanan CMS DENEYİNDE $J/\psi\Phi$ KÜTLE SPEKTRUMUNDA EGZOTİK DURUMLARIN ARAŞTIRILMASI adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

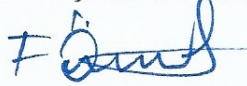


Yar. Doç. Dr. Ferhat ÖZOK

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : Yar. Doç. Dr. Ferhat ÖZOK



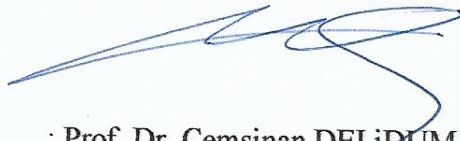
Üye : Yar. Doç. Dr. Barış YAPIŞKAN



Üye : Doç. Dr. Elif Aslı YETKİN



Üye : Doç. Dr. Ayben KARASU UYSAL



Üye : Prof. Dr. Cemsinan DELİDUMAN



Bu tez, Mimar Sinan Güzel Sanatlar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.



” Çok değerli eřime ... ”

ÖNSÖZ

Uzunca bir sürenin ardından sona gelebilmek kendi adıma sevindirici oldu. Bu süre zarfında boş durmayıp heybemi olabildiğince doldurmaya çalıştım. Bu süreçte kendi adıma çok şey öğrendim, en azından öğrenmeye çalıştım. Benim bu okula gelmemde en önemli paya sahip değerli danışmanım Yar.Doç.Ferhat Özok’a, her zaman yanımda olduğu ve benden ümidi hiç kesmediği için minnettarım. Her daim benim için bir danışmandan daha fazlası oldu. Zorda kaldığımda ilk koştuğum isimlerden biri olan danışmanımla çalışmak benim için bir zevkti.

Yıllar önce ilk kez gittiğim CERN’de tanıştığım, hiç tanımadığı halde o günden bu yana elini üzerimden hiç çekmeyen, deneysel parçacık fiziği adına öğrendiğim çoğu şeyde emeği olan, bir danışmandan her zaman daha fazlası; çok sevgili E.Aslı Yetkin’e de teşekkürlerimi bir borç bilirim. Her zaman işini profesyonelce yapan ve bu konuda kendisinden feyz almamı sağlayan başarılı kadın fizikçilerden biriyle çalışmaktan mutluluk duymaktayım.

Bir diğer feyz aldığım ve özellikle parçacık fiziğine olan bakış açımı değiştiren/geliştiren Prof.Dr.Cemsinan Deliduman’a, bana kattıklarından dolayı müteşekkirim. Hiç bir derste, Kuantum Alan Teorisi’nde olduğu kadar acı çekmesem de, şu an okuduğum herhangi bir teorik ya da fenomenolojik bir HEP makalesini anlayabilmenin mağrur gururunu taşımaktayım. Benim evrene olan merakımı arttıran bu çok değerli hocalarıma tekrar teşekkür ediyorum.

Ve tabi elbette sevgili dostum, CERN günlerinden bu yana beraber dirsek çürüttüğüm güzel insan Hüseyin Bahtiyar’a bana katlandığı ve daima desteklediği için çok teşekkür ederim.

Bu tez, Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırmalar Kurumu (TÜBİTAK) tarafından 114F215 nolu Egzotik Hadronların Yüksek Enerji Deneylerinde Gözlemlenebilirliklerinin Geliştirilmesi araştırma projesi kapsamında desteklenmiştir.

İçindekiler

ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
TABLO LİSTESİ	vii
KISALTMALAR	viii
SEMBOLLER	ix
ÖZET	x
ABSTRACT	xi
1 GİRİŞ	1
2 STANDART MODEL	3
2.1 STANDART MODEL	3
2.1.1 Fermiyonlar	3
2.1.2 Kuvvet Alanları ve Ayar Bozonları	5
2.2 KUARK MODEL	6
2.2.1 Hadronların Simetri Grupları	7
2.3 KUARK MODEL ÖTESİ DURUMLAR	9
2.4 ÇARMONYUM SPEKTRUMU	9
2.5 SON YILLARDAKİ EGZOTİK HADRON ÇALIŞMALARI	10
2.6 ÖNCEKİ Y(4140) ÖLÇÜMLERİ	11
3 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı	14
3.1 KOMPAKT MUON SOLENOİD(CMS)	15
3.1.1 İz Sürücü Dedektör(Tracker)	16
3.1.2 Elektromanyetik Kalorimetre(ECAL)	17
3.1.3 Hadronik Kalorimetre(HCAL)	17
3.1.4 Müon Dedektörleri	19
3.1.5 Tetikleyici ve Veri Yakalama	20
3.1.6 İzlerin Oluşturulması	20
3.1.7 Müonların Oluşturulması	20
4 EGZOTİK ADAY Y(4140) ANALİZİ	22
4.1 MOTİVASYON	22

4.2	VERİ ve MONTE CARLO ÖRNEKLERİ	22
4.2.1	Veri Örnekleri	22
4.2.2	Sinyal Monte Carlo Örnekleri	23
4.2.3	Ardalan Monte Carlo Örnekleri	23
4.3	OLAY SEÇİMİ	23
4.4	ϕ SİNYALİ	25
4.5	$B^\pm \rightarrow J/\psi \phi K^\pm$ BOZUNUMUNU VERİ İLE OLUŞTURMAK	28
4.6	ΔM KÜTLE SPEKTRUMUNDA REZONANS ARAŞTIRMASI	29
4.6.1	ΔM Spektrumunun Elde Edilişi	29
4.6.2	ΔM Aralıklarında B Olaylarının Elde Edilişi	31
4.6.3	Ardalan Temizlendikten Sonraki ΔM Dağılımı	32
4.7	FARKLI SEÇİMLER ALTINDA B SİNYALİ TARAMASI	33
4.7.1	Kaon p_T Seçimleri	34
4.7.2	B'nin Fit Olasılıkları Seçimleri	34
4.7.3	B $c\tau$ değerinin seçimleri	36
4.7.4	ϕ Kütle Aralığı Seçimleri	37
4.8	SİNYAL MONTE CARLO ÇALIŞMASI	38
4.8.1	$J/\psi \phi$ 'ın Bir Fonksiyonu Olarak B Kütle Çözünürlüğü	38
4.8.2	$J/\psi \phi$ 'ın Bir Fonksiyonu Olarak Görece B Verimi	43
4.9	ARDALAN ÇALIŞMALARI	44
4.9.1	$B^+ \rightarrow J/\psi + X$	44
4.9.2	$B^0 \rightarrow J/\psi + X$	45
4.9.3	$B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$	45
4.10	2-PARÇACIKLI KÜTLE DAĞILIMLARI	45
4.10.1	$J/\psi K^+$ Dağılımları	45
4.10.2	ϕK^+ Dağılımları	46
5	SONUÇLAR VE TARTIŞMA	48
5.1	SONUÇLAR	48
5.2	ÖZET ve TARTIŞMA	52
A	Okubo-Zweig-Iizuka(OZI) Kuralı	57
B	Seçim Değerlerinin Sinyal Monte Carlo ile Dağılımları	59
C	Olay Karşımı(Event Mixing) Tekniği ile ΔM Spektrumu	62
D	Daha Katı Seçimler İçin Bir Çalışma	63
E	Dalitz Plot Formalizmi	66
F	ΔM Aralıklarındaki B Olayları	67

Şekil Listesi

2.1	Standart Model Temel Parçacıkları	4
2.2	Güçlü etkileşme sabiti alfa	4
2.3	Meson Nonet spin-0	8
2.4	Çarmanyum Spektrumu	12
3.1	LHC'nin şematik görünümü	15
3.2	CMS katmanları ve her katmanda farklı bir parçacığın algılanabilirliği	17
3.3	CMS üç boyutlu görünüm.	18
4.1	Kapsayıcı(Inclusive) $\mu^+\mu^-$ kütle dağılımı	26
4.2	Hafif ve ağır ϕ kütle dağılımları.	26
4.3	ϕ sinyali	27
4.4	B'nin ardalanı temizlendikten sonraki $m(K^+K^-)$ dağılımları	27
4.5	Dataset A için $J/\psi\phi K$ dağılımı	29
4.6	Dataset B için $J/\psi\phi K$ dağılımı	30
4.7	Datasetler birleştirildikten sonraki B kütle dağılımı.	30
4.8	1.008-1.028, 1.028-1.048, 1.048-1.068 ve 1.068-1.088 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	31
4.9	1.088-1.108, 1.108-1.128, 1.128-1.148 ve 1.148-1.168 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	32
4.10	χ^2/ndof değerlerinin Δm 'in bir fonksiyonu olarak dağılımı. Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ).	32
4.11	Ardalan temizlendikten sonraki ΔM spektrumları	33
4.12	Verim düzeltilmeden önce ve sonraki ΔM spektrumu	34
4.13	Akarıldıktan sonraki ΔM spektrumları	35
4.14	Farklı seçimlerle B sinyali taraması	36
4.15	Farklı B $c\tau$ seçimleriyle B sinyali taraması	37
4.16	Farklı ϕ kütle aralığı seçimleriyle B sinyali taraması	39
4.17	Farklı seçimler uygulanarak B sinyali taraması	40
4.18	Yeni seçimlerle Dalitz plot ve X, Y eksenlerine izdüşümleri	40
4.19	Dataset A için sinyal MC ile elde edilen kütle dağılımları	41
4.20	DatasetB için sinyal MC ile elde edilen kütle dağılımları	42
4.21	B kütle çözünürlüğü	42
4.22	İlgili Y kütleleri için ΔM değerleri	43
4.23	Görece B verimi	44
4.24	Kapsayıcı MC örneğinden elde edilen kütle dağılımları	45
4.25	$B^+ \rightarrow J/\psi\phi K$ ve ΔM dağılımları	46
4.26	B_s^0 MC örneğinden elde edilen kütle dağılımları	46
4.27	$J/\psi K^+$ kütle dağılımı	47
4.28	$J/\psi K^+$ kütle dağılımı	47

4.29	ϕK^+ kütle dağılımı	47
5.1	$K^+K^-K^+$ data spektrumundaki $B^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$ adayları	50
5.2	$m(\phi K^+)$ dağılımları	50
5.3	Ardalan ve tek sinyal hipotezi fitleri	51
5.4	Esnek seçimler uygulayarak elde edilen ΔM dağılımı	51
A.1	OZI Kuralı	58
B.1	Seçimlerin Monte Carlo ile dağılımları-DatasetA	60
B.2	Seçimlerin Monte Carlo ile dağılımları-DatasetB	61
C.1	Olay karışımı tekniği ile ΔM spektrumu	62
D.1	Farklı seçimlerin fonksiyonu olarak S/S+B oranı	64
D.2	Seçimler optimize edildikten sonraki B kütle dağılımı.	65
D.3	Seçimler optimize edildikten sonraki Dalitz plot dağılımı	65
D.4	Seçimler optimize edildikten sonra ΔM dağılımları	65
F.1	1.168-1.188, 1.188-1.208, 1.208-1.228 ve 1.228-1.248 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	67
F.2	1.248-1.268, 1.268-1.288, 1.288-1.308 ve 1.308-1.328 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	68
F.3	1.328-1.348, 1.348-1.368, 1.368-1.388 ve 1.388-1.408 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	68
F.4	1.408-1.428, 1.428-1.448, 1.448-1.468 ve 1.468-1.488 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	69
F.5	1.488-1.508, 1.508-1.528, 1.528-1.548 ve 1.548-1.568 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.	69

Tablo Listesi

2.1	Standart Model kuvvet alanları	5
2.2	Kuarkların kuantum sayıları	7
4.1	K^+K^- invaryant kütle dağılımından elde edilen fit sonuçları	26
5.1	Sistemik belirsizlikler	52



KISALTMALAR

BHÇ	: Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
BW	: Breit-Wigner
CMS	: Kompakt Muon Solenoid
EM	: Elektromanyetik
HLT	: High Level Trigger
KRD	: Kuantum Renk Dinamiği
MC	: Monte Carlo
OZI	: Okubo-Zweig-Iizuka
SM	: Standart Model
SPS	: Süper Proton Sinkrontronu
UML	: Unbinned Maximum Likelihood

SEMBOLLER

$\sqrt{s}$	: Kütle merkezi enerjisi
γ	: Foton
g	: Glon
$W^{\pm}, Z$	: Elektrozayıf kuvvet ayar bozonları
Υ	: Hiper yk
η	: Pseudorapidite
ΔR	: Azimuthal aı
p_T	: Enine Momentum

**CMS DENEYİNDE, $J/\psi\phi$ KÜTLE SPEKTRUMUNDA EGZOTİK
DURUMLARIN ARAŞTIRILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Özlem ÖZÇELİK ÖZLÜDİL

MİMAR SİNAN GÜZEL SANATLAR ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak, 2017

ÖZET

LHC'deki CMS deneyinde, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 7$ TeV olan proton-proton çarpışmalarında, $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ bozunum kanalındaki $J/\psi\phi$ kütle tayfında olağan dışı bir yapı gözlenmiştir. 3-kütleli faz uzayı formundaki ardalanın üstündeki bu yapı, S-dalga Breit-Wigner rölativistik fonksiyonuyla fit edildikten sonra elde edilen istatistiki değer, 5σ 'dan fazla bulunmuştur. Yapının kütle ve genişlik değerleri sırasıyla, $m = 4148.0 \pm 2.4(stat.) \pm 6.3(syst.)MeV$ ve $\Gamma = 28_{-11}^{+15}(stat.) \pm 19(syst.)MeV$ şeklinde ölçülmüştür. Ayrıca, $J/\psi\phi$ kütle tayfının daha yüksek kütleli değerlerinde bir yapı daha gözlenmiştir ve bu yapıyla ilgili detaylar da çalışmada yer almaktadır. Her iki yapı da, açık tılsım ($D\bar{D}$) eşiğinin oldukça üstündedir ve görece dar bir kütle genişliğine sahiptir.

Anahtar Kelimeler : Kütle tayfı, faz uzayı, S-dalga Breit-Wigner, açık tılsım ($D\bar{D}$) eşiği.

Sayfa Sayısı : 69

Tez Danışmanı : Yar. Doç. Dr. Ferhat ÖZOK

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Elif Aslı YETKİN

SEARCHING FOR EXOTIC STRUCTURES IN THE $J/\psi\phi$ MASS SPECTRUM at CMS.

M.Sc.Thesis

Özlem ÖZÇELİK ÖZLÜDİL

MIMAR SINAN FINE ARTS UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

January, 2017

ABSTRACT

A peaking structure in the $J/\psi\phi$ mass spectrum is observed in the exclusive $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ decays which is produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and collected with the CMS detector at LHC. Fitting the structure S-wave relativistic Breit-Wigner lineshape above a three-body phase-space nonresonant background gives a statistical significance more than 5σ . The measured mass and width values are correspondingly, $m = 4148.0 \pm 2.4(stat.) \pm 6.3(syst.) MeV/c^2$ and $\Gamma = 28_{-11}^{+15}(stat.) \pm 19(syst.) MeV/c^2$. Additionally, a second structure at higher masses of $J/\psi\phi$ spectrum is observed and will also be reported in this study. The two structures are well above the threshold of open charm ($D\bar{D}$) decays and have relatively narrow widths.

Keywords : Mass spectrum, phase space, S-wave Breit-Wigner, threshold of open charm ($D\bar{D}$).

Number of Pages : 69

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Ferhat ÖZOK

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Elif Aslı YETKİN

1 GİRİŞ

Kuark Model, SU(3) çeşni simetrisine uyan ve hadronları sınıflandırmamıza yarayan bir teoridir. İlk olarak 1964 yılında, fizikçiler Murray Gell-Mann ve George Zweig tarafından ortaya atılmıştır [1, 2]. Kuark Model, güçlü etkileşmelerin teorisi olan Kuantum Renk Dinamiği(KRD) göz önüne alınarak oluşturulmuştur. Buna dayanarak mezon ve baryonlar, renk yükü taşıyan kuark ve gluonlardan oluşmalarına rağmen renksizdirler. Model, deneysel verilerle çoğunlukla uyumlu olmuştur.

Son bir kaç yıldır, özellikle gelişen hızlandırıcı teknolojileri ve parçacık fiziğine artan ilginin de etkisiyle, özellikleri Kuark Model ile örtüşmeyen yeni parçacık durumları gözlenmiştir. Bu parçacıklar, Kuark Model'in öngördüğünün dışında bir dallanma oranı ve kütle genişliğine sahiptirler ve olası bir çarmonyum ya da botomonyum durumundan bu özellikleriyle ayrılırlar. Bu parçacıklar, farklı kütle genişlikleri, kuantum sayıları ve dallanma oranlarından dolayı egzotik parçacık olarak adlandırılırlar.

Egzotik parçacıklardan en bilineni olan X(3872), 2003 yılında Belle Deneyi tarafından, $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ bozunum kanalı çalışılarak gözlenmiştir[3]. Kütle genişliği ve dallanma oranıyla klasik çarmonyum durumlarından ayrılan parçacık, aynı bozunum kanalı çalışılarak CDF ve D0 Deneyleri tarafından gözlenmiştir [4, 5]. BaBar ise aynı parçacığı, $B^+ \rightarrow X(3872)K^+ \rightarrow J/\psi \gamma$ bozunum kanalında gözlemiştir [6]. Bununla beraber, kütesinin, 3872 MeV, $D^0 D^{*0}$ eşliğine çok yakın olması, olası bir egzotik moleküler yapı tartışmalarını ortaya çıkarmıştır. Parçacığın kuantum numaraları, açısalları dağılımları göz önüne alınarak yapılan çalışma sonucu $J^{PC} = 1^{++}$ olduğu, LHCb tarafından 2013 yılında belirlenmiştir [7].

Bu tezde çalışılan bozunum kanalına oldukça benzerlik gösteren bir diğer egzotik aday olan Y(3940) parçacığı, 2005 yılında Belle'de gözlemlenmiştir. [8] $B \rightarrow K \omega J/\psi$ bozunum kanalı çalışılarak, $J/\psi \omega$ kütle spektrumunda olası rezonans durumları araştırılmıştır. Y(3940) parçacığı, tıpkı X(3872)'deki gibi beklenmedik bozunum

oranları ve kütle aralığına sahip olup, $J/\psi\omega$ gibi vektör-vektör durumlarında gözlenmesinden dolayı, $J/\psi\phi$ kütle spektrumunun araştırılmasına öncülük etmiştir.

Tezin içeriğini oluşturan Y(4140) parçacığı ilk olarak 2009 yılında CDF’te, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ olan $p\bar{p}$ çarpışmalarında $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ kanalı çalışılarak gözlemlendi.[9] Ölçülen kütle ve genişlik değerleri sırasıyla, $4143.0 \pm 2.9(\text{stat}) \pm 1.2(\text{syst})\text{MeV}$ ve $11.7^{+8.3}_{-5.0}(\text{stat}) \pm 3.7(\text{syst})$ ’dır. Kütlelerinin açık çarmonyum durumunun oldukça üstünde olmasından dolayı, tılsım kuark içeren parçacık çiftlerine bozunması ve vektör-vektör(VV) son durumlarının baskılanmış olması beklenirken, deneysel gözlemler bu tahminlere meydan okuyordu. Parçacığın yapılan çalışmalar sonucunda klasik Kuark Model’e uyum sağlamadığı anlaşılmıştır. Aynı kanal 2011 yılında CDF tarafından tekrar çalışılarak, 5σ ’dan fazla istatistiki değerle gözlem tekrarlanmıştır.

2011 yılında CMS, $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ olan $p\bar{p}$ çarpışmalarında aynı kanalı çalışarak, $J/\psi\phi$ kütle spektrumunda, kütlesi $m = 4148.0 \pm 2.4(\text{stat.}) \pm 6.3(\text{syst.})\text{MeV}$ ve genişliği $\gamma = 28^{+15}_{-11}(\text{stat.}) \pm 19(\text{syst.})\text{MeV}$ olan bir yapı gözlemlemiştir [10]. Bu tezde, $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ bozunumlarında, CMS’in başka bozunumlardan oluşan büyük ardalanı içinde, olası Y(4140) adaylarının elde edilişi ve bu amaçla uygulanan veri analiz tekniklerinden bahsedilecektir.

Yıllar içerisinde bu ve benzeri yapılara rastlanması, bu parçacıkları yeni bir çalışma alanı haline getirmiştir. Her ne kadar egzotik parçacıkların iç yapılarına dair hala kesin bilgilere sahip olmasak da, günümüzde son zamanlarda ağır kuark efektif teori, örgü KRD ve KRD toplam kuralları gibi teorik yaklaşımlar kullanılarak, parçacıkların enerji spektrumlarının anlaşılması amaçlanmaktadır.

2 STANDART MODEL

2.1 STANDART MODEL

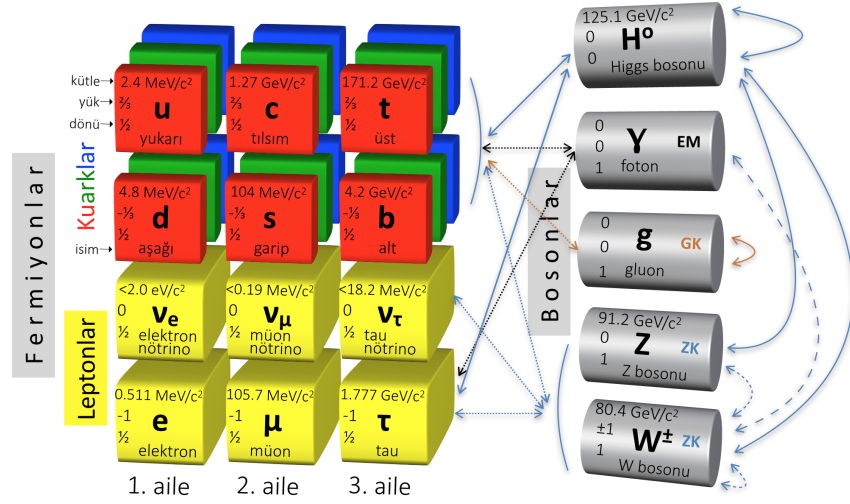
Evrende her şey temel parçacıklardan oluşmakta ve belli başlı kuvvetlerle etkileşmektedir. Parçacıkların bu etkileşimlerini açıklayan en önemli teori, Standart Model'dir. SM, üç temel kuvvet olan elektromanyetik, zayıf ve güçlü etkileşimleri ve atom-altı parçacıkların özelliklerini açıklayan bir teoridir. Her bir parçacık, bir diğeriyle belli bir kuvvet eşliğinde etkileşir ve her kuvvetin kendine özgü taşıyıcı parçacıkları bulunur. Bu kuvvet taşıyıcıları, temel parçacıkların iki alt grubundan biri olup, ayar bozonları şeklinde adlandırılırlar, Tablo:2.1. Diğer bir alt grup ise fermiyonlardır. Şekil 2.1'de üç farklı jenerasyondan oluşan fermiyonlar, ayar bozonları ve Higgs bozonu sınıflandırılmıştır.

SM, başlangıçta $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ simetrisine sahiptir. Bu simetri, Higgs mekanizması ile spontane şekilde kırılmış ve W, Z ayar bozonları ile temel parçacıklar kütle kazanmıştır. Kırılan simetrinin yerini $SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$ simetrisi almıştır.

2.1.1 Fermiyonlar

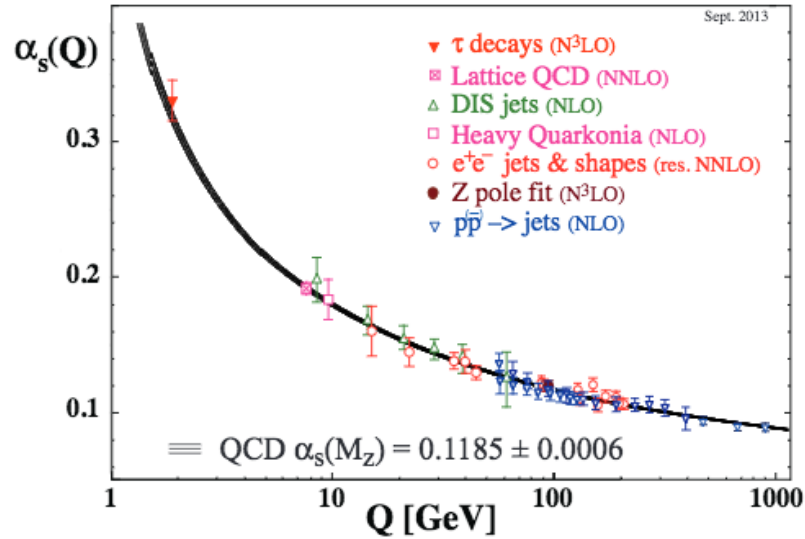
Bu parçacıklar, yarım spin kuantum sayılarına sahiptirler ve Pauli dışarlama ilkesine uyarlar. Fermiyonlar, altı kuark ve altı leptondan oluşmaktadır. Her parçacık, kendi anti parçacığına sahiptir.

Kuarklar, elektromanyetik, zayıf veya güçlü etkileşebilirler. Kuantum Renk Dinamiği, güçlü etkileşimin özelliklerini açıklayan ve kuarkları anlamamıza yardımcı olan en önemli teoridir. KRD'nin asimptotik özgürlük özelliği, kuarkların arasındaki etkileşimin uzaklıkla arttığını göstermektedir, Şekil 2.2. Bu demektir ki; kuarkları birbirinden ayırmak için ne kadar uğraşırsanız, onlar birbirine bir o kadar bağlanacaktır. Bu özellik, kuarkların tek başlarına neden gözlenemediklerinin bir göstergesidir. Kuarklar aynı zamanda renk yükü taşırlar ve son durumda daima renksiz



Şekil 2.1: Ayar bozonları ve fermiyonların bir listesi. Lepton ve kuarklar, fermiyon grubuna dahildirler. Ayar bozonları, kuvvet alanlarının taşıyıcılarıdır. Higgs bozonunun kütlesi, CMS ve ATLAS deneylerinin sonuçlarını birleştirdiği 2015 yılında 125.09 GeV olarak duyurulmuştur[11].

hadron durumları oluşturacak şekilde güçlü etkileşmelerde bulunurlar. Bu sınırlayıcı özelliğe KRD’de renk hapsi(color confinement) denir. Renksiz baryon ve mezonlar, SU(N) çeşni simetrisine sahiptirler.



Şekil 2.2: Farklı ölçümlerle güçlü etkileşme sabiti alfanın, enerjinin bir fonksiyonu olarak davranışı [12].

Leptonlar, 6 üyesi olan temel parçacıklardır. Bunlar elektron, müon, tau ve bu parçacıkların ilgili nötrinolarıdır. Nötrinoların üç tür çeşni bulunur; elektron, müon ve tau. Son çalışmalar göstermiştir ki, nötrinolar zaman içinde salınım yaparak çeşnilerini

değiştirebilirler. Bu demektir ki, sanıldığına aksine nötrinolar kütesiz parçacıklar değildirler. Leptonlar zayıf etkileşmelerinin yanısıra elektromanyetik etkileşimde de bulunabilirler. Tıpkı kuarklar gibi üç ayrı jenerasyona sahiptirler.

Tablo 2.1: Standart Model kuvvet alanları

etkileşme	ayar bozonu	menzil
elektromanyetik	γ	∞
güçlü	g	10^{-13}
zayıf	$W^{\pm}, Z$	10^{-16}

2.1.2 Kuvvet Alanları ve Ayar Bozonları

Ayar bozonları isimlerinden de anlaşıldığı üzere bozondurlar. Bozonlar, fermiyonların aksine tam spinli parçacıklar olup, Bose-Einstein istatistiğine uyarlar. Kuvvet alanlarının etkileşmesine neden olan şey, ayar bozonlarının varlığıdır. $W^{\pm}$ ve Z bozonları zayıf etkileşmelerden sorumludurlar. Kütleyle sahip yegane bozonlardır, bu nedenle zayıf etkileşimin menzili oldukça kısadır. Diğer yandan, foton ve gluonlar kütesiz ayar bozonlarıdır ve EM ve güçlü etkileşimlerden sorumludurlar. Gluonların kuarklar gibi renk yükleri bulunur ve güçlü etkileşimde bulunurlar. Güçlü etkileşme, en kuvvetli etkileşme olup, atomaltı parçacıkları kontrol eder. Ancak bunun dışında SM'in kapsamadığı bir kuvvet daha mevcuttur. Elbette bu kuvvet, doğadaki en zayıf kuvvet olan yerçekimi kuvvetidir. SM, her ne kadar tamamen kapsayıcı bir teori olmasa da, şu ana kadarki deneysel sonuçlarla oldukça uyumlu olmuştur. Bu nedenle hala, parçacık fiziğinde başvurulmuş en önemli ve kapsamlı teoridir.

Zayıf etkileşme, Weinberg-Glashow-Salam modeli ile elektromanyetizmle birleştirilmiş ve Higgs mekanizması göz önüne alınarak, elektrozaıf etkileşme olmak üzere tek bir kuvvet altında birleştirilmiştir. Higgs Mekanizması ilk kez 1962 yılında, süperiletkenlerdeki simetri kırınımını çalışan Yoichiro Nambu tarafından ortaya atılmıştır [13]. Simetri kırınımının parçacık fiziğine uygulanmasına üç farklı grup öncülük etmiştir; Robert Brout ve François Englert[14], Peter Higgs ve by Gerald Guralnik, C. R. Hagen ve Tom Kibble. Higgs bozonu, Higgs alanının ayar bozonudur. İlk olarak 1964'te ortaya atılmasına rağmen, ancak 2013'te CERN'de gözlenebilmiştir. Kütleli 125.09 GeV olan bu bozon [11], doğadaki temel parçacıkların ve kütleli ayar bozonların kütle kazanmasında rol oynar. Elektrozaıf etkileşmenin kendiliğinden

simetri kırınımından sonra, $SU(2)_L \oplus U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, doğada $U(1)$ simetrisi hala korunmaktadır. U_{EM} simetri grubunun jeneratörü olan elektrik yükü, o parçacığın izospini I_3 ve hiper yükünün Y toplamından elde edilebilir. Doğrudan elektrik yükü ile izospini ilişkilidiren Gell-Mann-Nishijima formülüdür (2.1).

Yine de SM'i kurabilmek için daha büyük bir simetri grubuna ihtiyaç vardır ve bu, $SU(3)_C \oplus SU(2)_L \oplus U(1)_Y$ olmalıdır. $SU(3)_C$ lokal bir simetri grubu olup çeşni simetrisi şeklinde ifade edilir. Kuarkların renk yükü değişimleri, ancak bu simetri grubuna uyacak şekilde gerçekleşebilir. Kuarkların üç farklı renk yükü bulunur; kırmızı, yeşil ve mavi. Bu renk yükleri uygun şekilde bir araya gelerek, renk yükü taşımayan hadronları oluştururlar. Doğada kuarkları tek başlarına gözlemlemek mümkün değildir. Düşük enerjilerde kuarklar daima hadronları oluşturma eğilimindedirler. Bu enerji skalalarında pertürbatif yaklaşım kullanılamaz. Bu nedenle kullanılan, pertürbatif olmayan bir takım yaklaşımlar mevcuttur ve bunlar son zamanlarda hadron fiziği çalışanların sıklıkla başvurdukları yaklaşımlardır; örn. örgü KRD, KRD toplam kuralları, ağır kuark efektif teori vb.

2.2 KUARK MODEL

Kuvvetli etkileşimlerin teorisi KRD'dir. Kuark ve gluonların birbiri aralarındaki etkileşmelerini konu alır. Hadronlar, kuarkların bir bağlı durumudurlar. Gluonlar, renk yükü dışında bilgi taşımadıklarından hadronların kuantum sayıları, kuark içeriğiyle birebir ilişkilendirilebilir. Güçlü etkileşimlerde bu ilişkiyi sağlayan Gell-Mann-Nishijima formülü şu şekildedir:

$$Q = I_Z + \frac{B + S + C + B + T}{2} = I_Z + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

burada B , baryon numarasıdır. Bütün kuarkların baryon numaraları $\frac{1}{3}$ ve antikuarkları ise $-\frac{1}{3}$ olacak şekildedir, Tablo 2.2. Kuark model hadronların özelliklerini, kuark yapılarını göz önüne alarak tanımlar. Renk hapsi ve hadronların renksiz olma durumları düşünüldüğünde, mezonların kuark yapısı $q\bar{q}$ ve baryonların kuark yapısı qqq şeklinde sınıflandırılır.

Tablo 2.2: Kuarkların kuantum sayıları

	d	u	s	c	b	t
Q-elektrik yükü	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
I-izospin	1/2	1/2	0	0	0	0
I_Z -izospin z-bileşeni	-1/2	1/2	0	0	0	0
S-strangeness	0	0	-1	0	0	0
C-charm	0	0	0	-1	0	0
B-bottomness	0	0	0	0	-1	0
T-topness	0	0	0	0	0	-1

2.2.1 Hadronların Simetri Grupları

İzospin/Çeşni simetri grubu $SU(2)_F$, mezon ve baryonları sınıflandırmamıza yarayan Sekiz Katlı Yolu(Eightfold Way) oluşturmamızı sağlar. Sekiz Katlı Yol, kuarkların çeşni simetrisinin bir sonucudur.

Protonun kütlesi neredeyse nötronunkiyle aynıdır. Bu açıdan bakıldığında tek fark elektrik yükleridir. Güçlü etkileşmelerde elektrik yükü rol almaz. Güçlü etkileşmeler altında proton ve nötronu birbirinden ayıran bir şey yoktur. Bu yaklaşım altında proton ve nötronu aynı parçacığın lineer bağımsız iki durumu şeklinde düşünebiliriz. Bu tıpkı 1/2 spine sahip bir parçacığın, spin yukarı ve aşağı iki durumuna benzemektedir.

$$p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Buradan yola çıkarak aynı simetriyi kuarklar üzerinde de kurabiliriz. Acayip kuarkın keşfiyle, bu simetri $SU(3)_F$ 'ye genişletilmiştir. u,d ve s kuarkların lineer kombinasyonları, izospin vektör uzayını oluşturular:

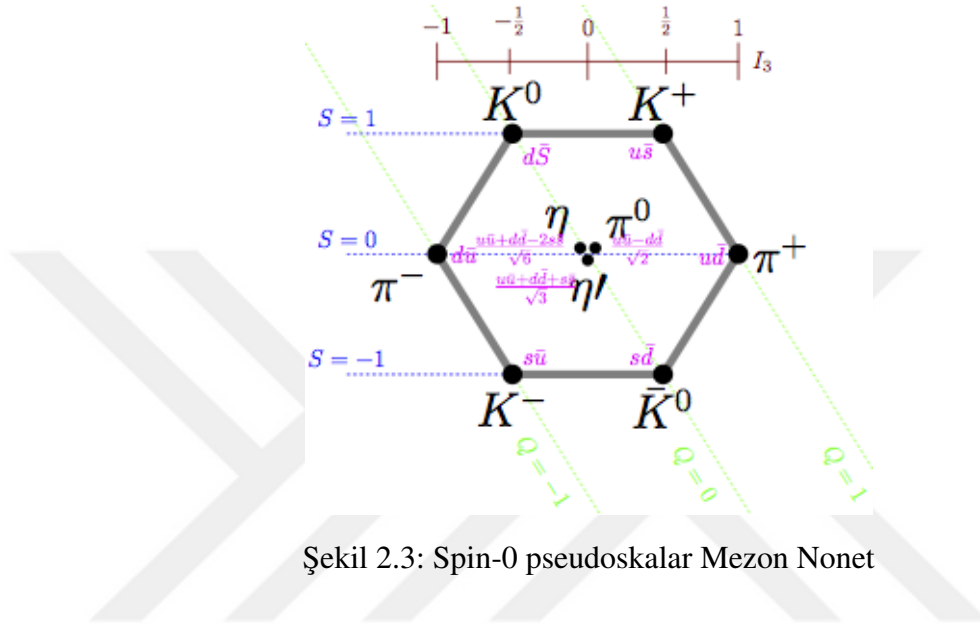
$$u = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, d = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Bunu takiben u, d, s kuarklarından oktet ve singlet durumların toplamıyla mezonlar oluşturulur:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \quad (2.4)$$

Bu simetri tılsım kuarkı da göz önüne alırsak SU(4) simetrisine genişletilebilir. Buna rağmen SU(4), ağır bir kuark olan tılsım içereceğinden tam bir simetri olarak düşünülemez.

Mezonlar, J^{PC} kuantum numaralarıyla sınıflandırılır. $\ell = 0$ durumu, psedoskalar için 0^{-+} , vektör mezon için 1^{--} şeklindedir. $\ell = 1$ uyarılmış durumu için skalar 0^{++} , aksiyel vektörler 1^{++} ve 1^{+-} , tensör mezonlar ise 2^{++} şeklinde belirtilir.



Şekil 2.3: Spin-0 pseudoskalar Mezon Nonet

Mezonların baryon numaraları $B = 0$ 'dır. Açısal momentumu ℓ olan bir mezon için P uzay paritesi $(-1)^{\ell+1}$, ve C-parite $(-1)^{\ell+s}$ olarak tanımlanır. Yalnızca, tamamen nötral sistemlerin C-paritesi vardır. Kuarkonyum sistemler, C-pariteye sahiptirler. Toplam açısal momentum, $|\ell - s| \leq J \leq |\ell + s|$ iken spin, kuark spinleri antiparalel ise 0, paralel ise 1 olmalıdır. Kuark Model, olası J^{PC} değerleri üzerinde sınırlama getirir. $P = (-1)^J$ ise, yukarıdaki tanımlar göz önüne alındığında $S = 1$ olmalıdır, böylelikle $CP = +1$ 'dir. Buna göre, Kuark Model için yasaklı bazı durumlar, $CP = -1(0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, vb.)$ şeklindedir. Bunun dışında $J^{PC} = 0^{--}$ durumu da yasaklıdır. Bu kuantum numaralarına sahip mezonlar, *egzotik* olarak adlandırılır ve klasik Kuark Model ile açıklanamazlar.

qqq durumdaki baryonları kurabilmek için kuark-kuark etkileşimlerinden yola çıkalım. $3 \otimes \bar{3} = 6 \oplus \bar{3}$ durumu, simetrik sekstet ve anti simetrik triplet durumlarından oluşur. Buna bir temel gösterim daha eklenirse baryonların multipletleri oluşturulabilir:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A \quad (2.5)$$

Burada indeksler sırayla simetrik, karışık-simetrik ve antisimetrik durumları tanımlamaktadır. Böylelikle $SU(3)_F$ izospin simetri altında baryon dekuilet ve oktet durumları oluşturulur. Fermi istatistiği, antisimetrik singlet durumuna izin vermez. Bunun yanı sıra, izospin/çeşni simetri grupları, lokal $SU(3)_C$ renk grubuyla karıştırılmamalıdır. İzospin global simetrisi, lokal simetriler gibi tam bir simetri sayılamaz. Burada kuarkların kütlelerinin eşit olduğu varsayımı yapılır, halbuki az da olsa kütleler birbirinden farklıdır.

Egzotik durumları, Kuark Model'in öngördüğü simetriler üzerinden açıklayabilmek mümkün değildir. Bu durumlar için, örneğin $qq\bar{q}\bar{q}$ yapılarının simetrilerine bakılmalıdır.

2.3 KUARK MODEL ÖTESİ DURUMLAR

KRD, hadronları oluşturan kuark ve gluonların etkileşmelerini açıklar. Bu teori Kuark Model'in aksine egzotik durumları yasaklı kılmaz. Zaman içinde Kuark Model ile açıklanamayan parçacıkların parçacıkların keşfiyle beraber, bir takım modellerin ortaya atılmasını sağlamıştır.

Glueballs herhangi bir kuark içermeyen, tamamen gluonlardan oluşmuş hadronik durumları öngörür. Bu tür parçacıkların kuantum numaraları, Kuark Model tarafından yasaklıdır. Olası adaylar, $f_0(500)$, $f_0(980)$ vb. [15].

Hybrids hem kuark hem de gluon içerirler. Temel seviye bir hibrit mezonun $J^{PC} = 1^{-+}$ olacak şekilde, egzotik kuantum numaralarına sahip olacağını öngörmektedir. Olası adaylar, $\pi_1(1400)$, $\pi_1(1600)$.

Çoklu-kuark durumları, dört veya daha fazla kuark ve anti kuarlardan oluşmaktadır. Bu alanda, iki farklı parçacığın lineer kombinasyonundan oluşan moleküler durum ya da pion alışverişi yapan iki kuark, iki anti kuark çifti $(\bar{q}\bar{q})(qq)$ durumları gibi farklı yaklaşımları göz önüne alan modeller bulunmaktadır.

Eşik etkisi, belli kütle değerleri eşiklerinde, iki mezonun etkileşiminden dolayı tekrar saçılma şeklinde ortaya çıkarlar. Kütle değerlerinde kaymalara neden olurlar.

2.4 ÇARMONYUM SPEKTRUMU

"Kuarkonyum", aynı çeşnili kuark ve anti kuark çiftlerinden oluşur. Böylelikle çarmonyum, bir tılsım ve bir anti tılsım kuark içeren mezon durumudur. J/ψ

parçacığının 1974 yılında, Brookhaven National Laboratory (BNL)[16] ve Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)'ta[17] iki farklı çalışma grubu tarafından eşzamanlı keşfi, 20. yüzyılın en büyük deneysel başarılarından biridir. Aynı yıl SLAC, yeni bir rezonans daha gözlemlediğini duyurmuştur. Bu yeni rezonanslar ψ' ve J/ψ , tamamen yeni bir tür kuark anti kuark çiftinden oluşmaktaydı. Bu tılsım kuarktır ve çarmonyum spektrumunun temelleri bu yeni kuarkla beraber ortaya atılmıştır. BNL ve SLAC tarafından çarmonyumun keşfi, 1976 yılında Nobel ödülüne layık görülmüştür.

ψ' ve J/ψ parçacıkları, tılsım kuarkların farklı enerjilerdeki bağlanma durumları olarak düşünülebilir. Bu tıpkı pozitronyumun, elektron ve pozitronun bir bağlı durumu olması gibidir. Tam da pozitronyumda olduğu gibi, uygun bir etkileşme potansiyeli göz önüne alınarak rölativistik olmayan Schrödinger denkleminin çözümü, çarmonyumun enerji spektrumu hakkında bilgi verebilir. Bilinen kuarklardan daha ağır olan tılsım kuarkın oluşturduğu çarmonyum sistemi için en bilinen etkileşim potansiyeli, rölativistik olmayan ve Coloumb benzeri etkileşim modeline sahip Cornell potansiyelidir [18]. Bu potansiyel uzun mesafelerde renk hapsini, kısa mesafelerde ise asimptotik özgürlüğü içeren yapıda olmalıdır. Tüm bu şartları sağlayan potansiyel aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + br \quad (2.6)$$

α_s KRD'de güçlü etkileşme sabitir. Son zamanlarda KRD ile doğrudan bağlantılı ve rölativistik olmayan potansiyel içeren daha modern yaklaşımlar, etkin alan teorileriyle uygulanmaktadır.

2.5 SON YILLARDAKİ EGZOTİK HADRON ÇALIŞMALARI

Egzotik adayların en meşhur olanı X(3872), 2003 yılında $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$ bozunum kanalı çalışılarak gözlenmiştir [3]. Aynı parçacık daha sonra CDF, D0 ve BaBar tarafından da gözlenmiştir. Bu keşiflerin ardından, parçacığın iç yapısını açıklamak adına bir çok çalışma başlatılmıştır. Buna rağmen, bu parçacıkların çoğu hakkında hala kesin bilgilere sahip olmadığımız bir gerçektir. X(3872)'nin DD' 'nin zayıf bağlı durumu olan moleküler bir durum olabileceği ya da çoklu kuark durumuna uyabileceği öngörülmektedir. Her ne kadar parçacığı sınıflandırmada bu sonuçlar

tartışmaya açık olsa da, kuantum sayıları LHCb tarafından $J^{PC} = 1^{++}$ olacak şekilde belirtilmiştir [7].

Y(3940) ilk kez Belle’de, $B \rightarrow J/\psi \omega K$ bozunumlarında gözlenmiştir [3]. BaBar, küçük bir kütle farkıyla parçacığın varlığını onaylamıştır [8]. Bu bozunum kanalı, son durumda vektör-vektör parçacıkların açığa çıkmasından ötürü, $B \rightarrow J/\psi \phi$ kanalı için yol gösterici olmuştur. $J/\psi \omega$ spektrumuna benzer şekilde, $J/\psi \phi$ (VV) için de bir yapıya rastlanabileceği düşünülmüştür.

İlk yüklü egzotik aday olan $Z(4430)^+$, Belle’de 2007 yılında gözlenmiştir [19]. $B \rightarrow \psi(2S)\pi^+K$ bozunum kanalı çalışılmıştır. 2014 yılında LHCb aynı kanalı çalışarak parçacığın varlığını onaylamıştır. Teorik yorumlar içerisinde parçacığın moleküler durumda ya da kütlesi $D^*\bar{D}_1$ eşiğine yakın olması nedeniyle, eşik etkisi altında olduğu düşünülmektedir.

Egzotik adaylar içerisinde en yenileri, LHCb tarafından 2015’te gözlemlenen ve pentakuark yapısına sahip olduğu anlaşılan $P_C^+(4450)$ ve $P_C^+(4380)$ ’dir [20]. Analiz, $\lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ bozunum kanalı çalışılarak yapılmıştır.

Son olarak, bu tezin konusunu oluşturan bozunum kanalını çalışan LHCb’nin 2016 yazında duyurduğu üzere, kuantum sayıları $J^{PC} = 1^{++}$ olacak şekilde Y(4140) parçacığının varlığını doğrulamıştır. Yapılan çalışmada, $J/\psi \phi$ kütle spektrumu olası tüm uyarılmış kaon durumları ile açıklanmaya çalışılmıştır. Çalışmada da görüldüğü üzere, varsayılan durumların hiç biri kütle spektrumunu açıklamaya yeterli olmamış ve 6 boyutta kapsamlı bir genlik analizinin ardından, makalede geçtiği adıyla X(4140)’a ilaveten, X(4274), X(4500) ve X(4700) egzotik adayların da gözlemlendiği duyurulmuştur[21].

2.6 ÖNCEKİ Y(4140) ÖLÇÜMLERİ

Son bir kaç yıldır ardarda bir çok egzotik aday gözlenmiştir. Bu gözlemler, egzotik hadron spektroskopisine olan ilgiyi şüphesiz arttırmıştır. Özellikle $J/\psi \omega$ eşliğinin hemen yakınında gözlemlenen Y(3940) parçacığı, VV yapılarının incelemesi için motive edici olmuştur.

Y(4140) ilk olarak 2009 yılında CDF’te, $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ bozunum kanalında, $s = \sqrt{1.96}$ TeV ve 2.7 fb^{-1} olan $p\bar{p}$ çarpışmalarında, 3.8σ istatistiki değerle gözlenmiştir. Çalışma, 6.0 fb^{-1} luminosite ile 2011 yılında tekrarlanmış ve CDF, parçacığı

$J/\psi\phi$ kütle spektrumunda bir rezonans gözlemlenmiştir. Rezonansın kütle ve genişlik değerleri; $m_1 = 4148.0 \pm 2.4(stat) \pm 6.3 MeV$ ve $\Gamma_1 = 28^{+15}_{-11}(stat) \pm 19(syst) MeV$ şeklinde ölçülmüştür. Bu değerler CDF'in elde ettikleriyle tutarlılık gözstermektedir. Buna ek olarak, yine CDF'te gözlemlendiği gibi, ikinci bir yapıya da rastlanmıştır. Bu iki yapının da açık tılsım eşiğinin($D\bar{D}$)¹ oldukça üstünde olması, bu parçacıkların geniş kütle aralığına sahip olması beklentisini doğururken, deney sonuçları tam aksini iddia etmektedir.

LHCb, bir süredir çalışmalarını yürüttüğü bu kanalda daha önceki yayınlarından farklı olarak, $J/\psi\phi$ kütle spektrumunda X(4140) parçacığını 8.4σ ile gözlemlendiğini 2016'nın yazında duyurmuştur. Parçacığın kütlesi $M = 4146.5 \pm 4.5^{+4.6}_{-2.8} MeV$ ölçülmüştür ve bu CMS'in verileriyle uyumlu olsa da, kütle genişliği $\Gamma = 83 \pm 21^{+21}_{-14} MeV$, CMS'in öngördüğünden daha büyük ölçülmüştür. Buna ek olarak LHCb aynı kütle spektrumunda, X(4274), X(4500) ve X(4700) egzotik parçacıkların da gözlemlendiğini belirtmiştir[21].

¹"Açık tılsım" eşiği, çarmonyum durumundaki bir mezonun, biri tılsım kuark ve bir hafif anti kuark, diğeri ise bir anti tılsım ve bir hafif kuark içeren iki mezona bozunmaya enerji açısından izinli olduğu taban durumudur. Bunu D ve $\bar{D}$ hafif mezonlarına bozunma olarak düşünmek mümkündür.

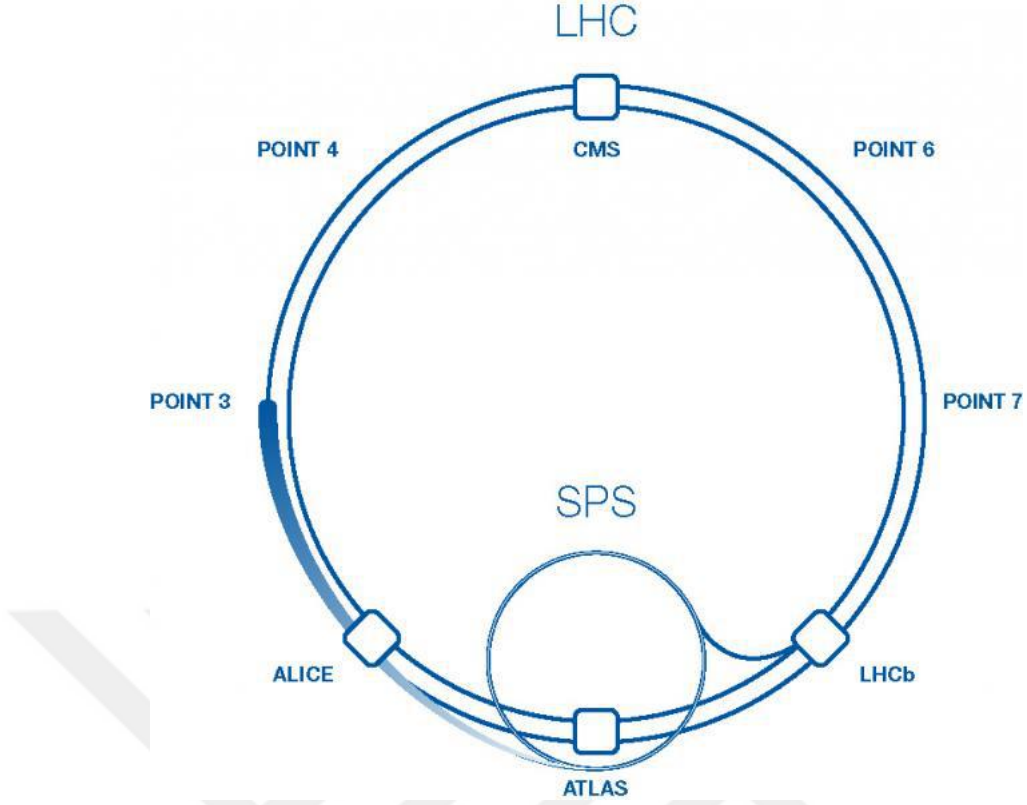
3 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

BHÇ, İsviçre'deki Parçacık Fiziği Avrupa Laboratuvarında(CERN) kurulmuştur ve dünyanın en büyük proton-proton çarpıştırıcısıdır. 2012'de başlayan ve üç yıl süren bir yenilemenin ardından, 2015 yılında 13TeV'lik kütle merkezi enerjisiyle çalışmalarına yeniden başlamıştır. 27 km çapındaki bu hızlandırıcı, Büyük Elektron-Pozitron Hızlandırıcısı'nın(LEP) tüneline yer almaktadır. LHC'de farklı amaçlara yönelik dedektörler, birbirinden farklı bir çok fizik analizi için veri sağlarlar. Dört büyük dedektörden en büyük ve çok amaçlı olanları, CMS ve ATLAS'tır, daha sonra LHCb ve ALICE gelir. Bu dedektörler, BHÇ halkasının üzerinde bulunan, yerin 100m altındaki büyük oyuklarda bulunmaktadır.

Parçacıklar BHÇ'de çarpıştırılmadan önce, lineer hızlandırıcı(LINAC) tarafından 50MeV'ye kadar hızlandırılırlar. Ardından Proton Sinkrotron Güçlendirici'yle(PSG) 1.4 GeV, buradan da Proton Sinkrotron'una gelerek 26GeV'ye kadar enerji kazanırlar. Son olarak Süper Proton Sinkrotron'da(PS) 450 GeV enerjiye sahip parçacık demetleri, çarpışmaların gerçekleşeceği BHÇ'ye yollanır.

BHÇ'de ilk olarak 30 Mart 2010'da 7 TeV ile çarpıştırmalara başlanmış, 2012'de kütle merkezi enerjisi 8TeV'ye çıkarılmış ve son olarak 2015'te bu rakam 13 TeV'ye yükseltilmiştir. Gelecek yıllarda, ışıklılığın(luminosite) $10^{34} cm^{-2} s^{-1} fb^{-1}$ olduğu BHÇ'nin yenilenerek, ışıklılığın 10 kat artırılması planlanmaktadır.

Çarpıştırıcı tünelinin içinde parçacıklar çarpışma gerçekleşmeden önce ışık hızına yakın bir hıza erişirler. Ultra yüksek vakum altındaki parçacıkların yörüngede kalmasını sağlayan, süperiletken mıknatıslardır. Elektrik iletiminde dirençle karşılaşmamak ya da herhangi bir enerji kaybı olmaması için mıknatıslar, -273C°'ye kadar soğutulurlar. Bu nedendir ki, hızlandırıcının bir bölümü soğutucu amaçlı kullanılan sıvı helyum dağıtıcı bir sisteme bağlıdır.



Şekil 3.1: LHC'nin şematik görünümü. İlk olarak Süper Proton Sinkrotronu (SPS)'te hızlandırılmaya başlanan proton demeti, buradan Nokta(Point) 2'ye gelerek saatin tersi yönünde bir yörünge çizmektedir. CMS, Nokta(Point) 5'te bulunmaktadır.

3.1 KOMPAKT MUON SOLENOİD(CMS)

CMS, farklı amaçlara sahip bir dedektör olarak, bir çok farklı parçacığı algılayan katmanlardan oluşmuştur. Bu katmanlar, parçacıkların enerji ve momentumlarını ölçerek, parçacığın kimliği hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlar.

Bu amaçla dedektör, dev bir solenoid magnete sahip olup, fiziki yapısını da buradan alır. Bu nedenle CMS, -268.5°C 'de, dev bir magnetin 4T'ya kadar, neredeyse dünyanınkinin 100.000 katı, manyetik alan üretildiği bir dedektördür.

Proton-proton çarpışmalarından hemen sonra parçacıklar ilk kez iz sürücü dedektörle karşılaşırlar. Bu dedektör katmanı tamamen silikondan yapılmıştır ve parçacıklar katmanda ilerledikçe onların bir yörüngesini belirler ve bu sayede momentumları ölçülür.

Elektromanyetik kalorimetre tungstenden yapılmış olup, elektromanyetik etkileşen elektron ve foton gibi parçacıkları algılamaya yarar. Hadron kalorimetresi ise, adından anlaşıldığı üzere, kuarklardan oluşan hadronların enerjilerini hassasiyetle

ölçebilmemize yardımcı olur.

CMS, muonları da ölçmek amaçlı tasarlanmıştır. Muon gibi yüksek enerjili parçacıklar, CMS'in en dış kısmındaki 4 katmanlı muon dedektörleriyle belirlenir. Nötrinolar ise CMS'ten kaçmayı başarabilirler ancak saptanan olaylardaki kayıp enerjiden belirlenmeleri mümkündür.

LHC'de saniyede 40M olay gerçekleştiğinden, tetikleme sistemi bunların yalnızca ilginç olanlarını kaydeder. Bu sayede kaydedilen veri sayısı saniyede 40M'dan, yalnızca 100K olaya indirgenir.

CMS'in uzaysal koordinatları silindirik yapısından dolayı, (θ, ϕ) ile belirlenir. ϕ , x-y düzleminde uzanır, θ ise z-ekseniyle x-y düzlemi arasındaki açıdır. Bunlar göz önüne alındığında pseudo-rapidity η şu şekilde belirlenir:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (3.1)$$

Bu koordinatlar düşünüldüğünde iki parçacık arasındaki mesafe aşağıdakine eşittir:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\theta^2} \quad (3.2)$$

Kartezyen koordinatlar ele alındığında ise, enine momentumu şu şekilde ifade edebiliriz:

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2} \quad (3.3)$$

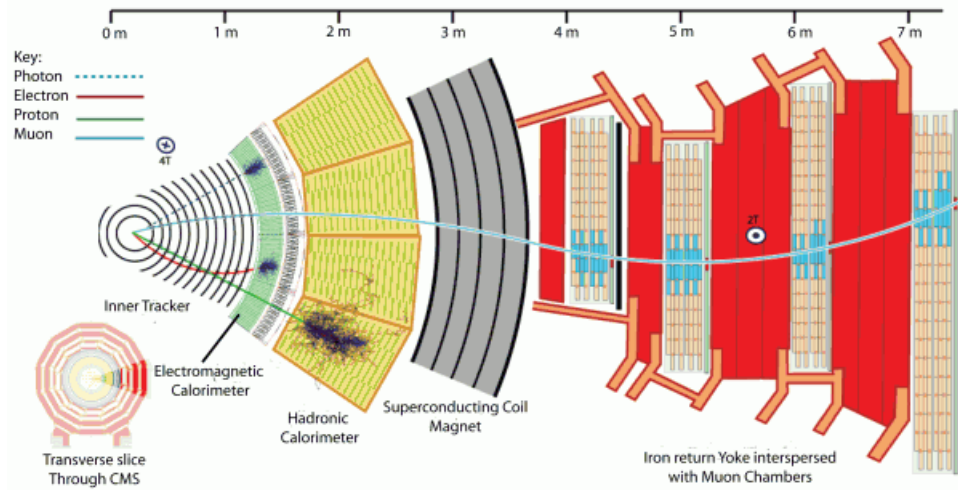
Enerjisi E olan bir parçacığın rapiditesi:

$$y = \arctan\left(\frac{|p|c}{E}\right) \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c}\right) \quad (3.4)$$

Yüksek enerji deneylerinde oluşan ikincil parçacıklar, demetin ilerlediği z-ekseni doğrultusunda ötelenen çarpışmalarda ortaya çıkarlar. Yüksek enerjilere çıkıldıkça $E \sim pc$ ve $p_z = pc \cos\theta$ olduğundan, $\theta \sim y$ olarak düşünülebilir.

3.1.1 İz Sürücü Dedektör(Tracker)

Yüklü parçacıkların manyetik alan altında izlediği yörünge, bize o parçacığın kimliği hakkında önemli bilgiler verir. İz sürücü dedektörde de, parçacıkların bu katmanla



Şekil 3.2: CMS katmanları ve her katmanda farklı bir parçacığın algılanabilirliği

etkileşimleri sayesinde izledikleri yol belirlenir ve böylece momentumları saptanır.

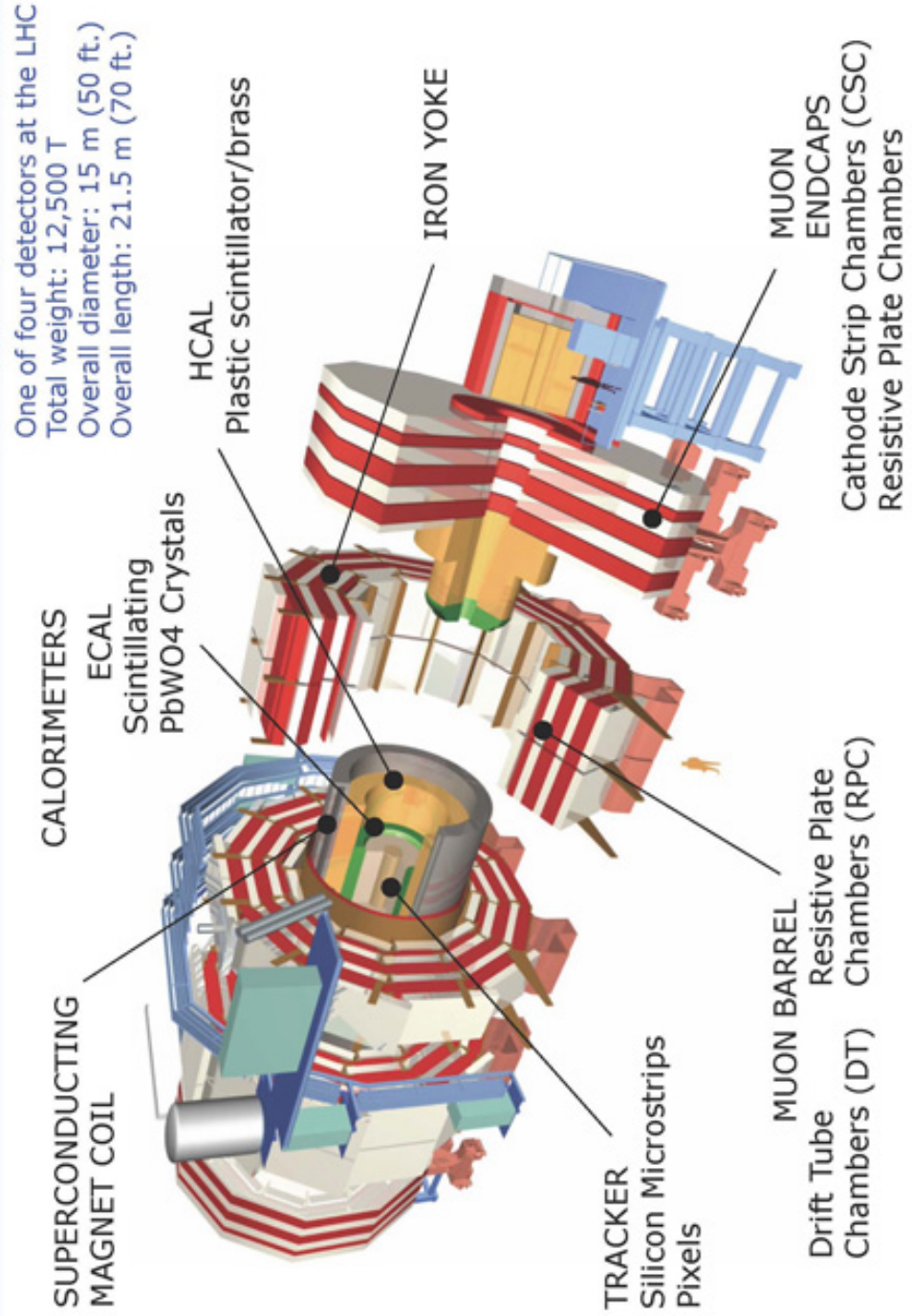
Bu katman, CMS dedektörünün en iç kısmında bulunur. Bu nedenle, çarpışmalardan sonra oluşan parçacıkların en yoğun görüldüğü yerdir ve radyasyona en çok maruz kalan bölgelerden biridir. Bu amaçla tamamı silikondan yapılmıştır. İz sürücünün tam kalbi piksellerden oluşurken, silikon mikro-şerit dedektörler bunları çevreler. Parçacıklar bu katmandan geçerken piksel ve mikro-şeritlerde küçük elektrik sinyalleri oluşturur ve bu sinyaller, daha sonra kuvvetlendirilerek saptanırlar. Dedektör, üzerinde 65M piksel ve 10M mikro-şerit olan tenis kortu büyüklüğünde bir alanı kapsar.

3.1.2 Elektromanyetik Kalorimetre(ECAL)

Elektromanyetik kalorimetre, foton ve elektronların enerjilerini yüksek çözünürlükle belirler. Oldukça yoğun bir madde olan tungstenden yapılmış kristallerden oluşur. Bu kristaller, yüksek enerjili parçacıklarla etkileştiğinde ışıma yaparlar. Kristallerden ışıyan fotonlar, foto-çoğaltıcılarla sinyale dönüştürülerek gelen parçacığın momentumu hakkında bilgi edinilir. Bu foto-çoğaltıcılar yüksek manyetik alana dayanıklı olarak tasarlanmış ve tungsten kristallerin arkasına eklenmiştir.

3.1.3 Hadronik Kalorimetre(HCAL)

Bu dedektör katmanında, kuarklardan oluşan hadronlar ve ayrıca gluonlar belirlenir. Kuarklar tek başlarına gözlemlenemediğinden, bu kalorimetrede hadronik jetleri



Şekil 3.3: CMS üç boyutlu görünüm.

gözlemek de mümkündür. Ayrıca nötrino gibi CMS’te doğrudan gözlemlenemeyen parçacıklar da, kayıp enerjiler(MET) ölçülerek indirekt olarak saptanırlar.

HCAL, absorblayıcıların ve sintilatör malzemelerin oluşturduğu katmanlara sahiptir. Absorbe eden katmanlar çelik veya piriçten olup, bir etkileşme anında ikincil parçacıklar yayabilirler. Bu parçacıklar yine aynı malzemeden yapılmış katmanlarda daha da fazla parçacığın oluşmasına neden olurlar ve sonucunda ”parçacık duşları” oluşur. Bunlar plastik sintilatörle karşılaştıklarında, sintilatörlerin belirli enerjilerde foton yayınlamasına neden olurlar. Bu fotonlar özel optik kablolar tarafından toplanarak, foto-çoğaltıcılara iletilir. Burada sinyal güçlendirilerek analize uygun hale gelir.

HCAL, farklı uzaysal koordinatlara yayılmış üç ayrı alt dedektöre sahiptir: Barrel(HB) ve endcap(HE) dedektörlerinin pseudo-rapiditesi $|\eta| < 3.0$ ’dır ve manyetik alanın içindedirler. İleri kalorimetre(HF) ise magnetin dışında yer alıp pseudo-rapiditesi $|\eta| < 5.0$ ’tir.

3.1.4 Müon Dedektörleri

Müonlar, yüklü parçacıklar olup, elektron ve pozitronlardan oldukça ağırdırlar (≈ 105.65 MeV). Ancak uzun yaşama ömürleri($\approx 10^{-6}s$) onları temiz bir sinyal olarak ölçebilmemizi sağlar. Demir materyal içinde bile uzun süre yol alabilirler. Muonları CMS’te gözlemleyebildiğimiz dedektörler, CMS’in en dış katmanlarındadır. Hemen manyetik bobinin etrafında olan bu muon dedektörleri dört kısımdan oluşur. Muonlar bu katmanlardan geçtiklerinde manyetik alanın etkisiyle bir yol çizerler. Bu yörüngeye bakarak parçacığın momentumuna ait bilgi edinilir. Muonlar, dedektörün başka hiç bir kısmında yakalanmazlar.

Bu dört müon dedektör katmanında toplamda 1400 müon odacığı: 250 sürüklemeye tüpü(DTs) ve 540 katot şerit odacıklarıyla(CSCs) müonların konumlarını saptayarak bir tetikleyici sağlar. Diğer bir parça ise , dirençli paralel levha odacıklarıdır ve burdaki olaylar daha sonra gerekli ya da gereksiz olarak ayrılacak şekilde bir tetikleyiciye gönderilirler.

3.1.5 Tetikleyici ve Veri Yakalama

CMS'te her saniyede milyarca proton-proton etkileşmesi gerçekleşmektedir. Eğer tüm bu olaylardan elde edilen verilerin hepsini saklamak isteseydik, ihtiyacımız olanları aralarından seçebilmek için bir hayli zaman harcamamız gerekirdi. Neyse ki CMS'te bunun için geliştirilen tetikleyici sistemleri, bunları bizim adımıza bir kaç aşamada yapmaktadırlar.

Seviye 1: Tetikleyicinin ilk aşaması oldukça hızlı ve otomatik bir süreç olup, olaylarda beklenmedik bir durum araştırılır. Bu şekilde saniyede kaydedilen veri sayısı milyardan 100K olaya düşer. Dedektörün tüm katmanlarından gelen verileri toplar ve ilginç olmayan olayları eler.

Yüksek Seviye Tetikleyici: Bu tetikleyicide, Seviye 1'de saklanan olaylar tekrar gözden geçirilir ve gerektiği taktirde elenip analize hazır hale getirilirler.

3.1.6 İzlerin Oluşturulması

İzler, yüklü parçacıkların konum ve momentumlarını belirlemekte kullanılırlar. Bu olay 4 aşamada gerçekleşir.

- İz sürücü dedektörünün piksel ve silikon katmanlarından gelen iki ve ikiden fazla noktada gözlenen izler saklanır.
- Bu iz kalorimetrede ilerletilerek, dedektörün başka katmanlarında uyumlu izlerin gözlemlenip gözlemlenmediği araştırılır. Bu aşamada yeterli görülmeyen izler göz ardı edilir ve böylelikle iz parametreleri yenilenir.
- Elemeden geçen tüm izler birleştirilerek, parçacık adayının çizdiği yörünge elde edilir. Yörüngeye uygulanan fit sonucunda elde edilen parametreler doğrultusunda ize, en olası kinematik parametreler atanır.
- Yenilenen parametrelere uygun olmayan izler son aşamada tekrar elenirler.

3.1.7 Müonların Oluşturulması

CMS'te farklı bozunumlardan gelen bir çok müon bulunur. Bu müonların farklı analizlerde kullanımları için, kimliklerinin net olarak belirlenmesi gerekir. İz sürücü ve müon dedektörlerinde farklı parçacıkların izleri belirlenir. Müonların oluşturulmasında farklı yaklaşımlar vardır:

- **Küresel Müonların Oluşturulması**, müon dedektörlerinde algılanan yüksek enerjili müon olayları, iz sürücü dedektörlerindeki uyumlu hitlerle birleştirilerek küresel-müon izlerine fit uygulanır.
- **İz Sürücü Müonların Oluşturulması**, $p_T > 0.5\text{GeV}$ ve $p_T < 2.5\text{GeV}$ olan iz sürücü dedektöründeki olaylar, müon dedektörlerindeki ilişkili izlerle birleştirilerek iz sürücü müonların özellikleri belirlenir.
- **Bağımsız Müonlar**, toplam müon sayısının %1'ini oluşturular ve yalnızca müon dedektöründeki izler göz önüne alınarak oluşturulmuşlardır.

Bu yaklaşımlar dışında farklı seçimler uygulanarak ilgili olayların tutulması sağlanabilir. Bu analizde Bölüm 4.3'teki müon seçimleri göz önüne alınmıştır.



4 EGZOTİK ADAY Y(4140) ANALİZİ

4.1 MOTİVASYON

Son yıllarda öngörülen kuark model yapılarına uygun olmayan parçacıkların keşfiyle beraber, egzotik durumlara olan ilgi artmıştır. X(3872), Y(3940), Y(4260) ve benzeri durumların gözlemlenmesi bu çalışmanın motivasyonlarından biri olmuştur. Özellikle $J/\psi\omega$ vektör-vektör eşiğinin hemen üstünde Y(3940) parçacığının gözlenmiş olması, benzer yaklaşımla $J/\psi\phi$ kütle tayfında da bir yapının bulunma olasılığını kuvvetlendirmiştir.

Bunun yanısıra CDF, $B^\pm \rightarrow J\psi\phi K^\pm$ kanalını 2009'da çalışmış ve parçacığın varlığını 3.8σ ile duyurmuştur. İlgili kütle ve genişlik değerleri sırasıyla; $4143.0 \pm 2.9(stat) \pm 1.2(syst) MeV/c^2$ ve $11.7^{+8.3}_{-5.0}(stat) \pm 3.7(syst) MeV/c^2$ şeklindedir. Parçacığı ilk etapta farklı kılan şey; açık tılsım eşiğinin oldukça üstünde bir kütlesi olmasına rağmen, dar bir kütle genişliğine ve beklenmedik dallanma oranına sahip olmasıdır.

Tüm bu gözlemlerden de anlaşıldığı üzere, bazı hadronları açıklamak için Kuark Model yaklaşımı yetersiz kalabilir. Bu tarz egzotik durumları açıklayabilmek için ortaya atılan modellerden bazıları; hibrit, çoklu-kuark durumları ve moleküler durum yaklaşımlarıdır. Non-pertürbatif yaklaşım olan toplam kuralları kullanılarak yapılan bir çalışmada, Y(4140) parçacığının moleküler durumda olduğu iddia edilmiştir[23]. Parçacığın CMS dedektörüyle gözlenmesinden bu yana, iç yapısı hakkında daha fazla bilgi sahibi olabilmek adına, parçacığın açısallığıyla ilgili de çalışmalarımızı sürdürmekteyiz.

4.2 VERİ ve MONTE CARLO ÖRNEKLERİ

4.2.1 Veri Örnekleri

Bu analiz boyunca, 2011 yılında, CMS'te elde edilen aşağıdaki veri örnekleri kullanılmıştır.

- /MuOnia/Run2011A-May10ReReco-v1/RECO
- /MuOnia/Run2011A-PromptReco-v4/RECO
- /MuOnia/Run2011A-05Aug2011-v1/RECO
- /MuOnia/Run2011A-PromptReco-v6/RECO
- /MuOnia/Run2011B-PromptReco-v1/RECO

CMS'in özel bir yazılımı kullanılarak yapılan analizde, daha iyi çarpışma olayları elde etmek adına, luminosite seçilimi uygulanan JSON dosyaları kullanılmıştır. Veriler, luminosite $5.2 \pm 0.1 fb^{-1}$ ve kütle merkezi enerjisi $\sqrt{7}$ TeV'de toplanmıştır.

- Cert_160404-163869_7TeV_May10ReReco_Collisions11_JSON_MuonPhys.txt
- Cert_170249-172619_7TeV_ReReco5Aug_Collisions11_JSON_MuonPhys_v2.txt
- Cert_160404-180252_7TeV_PromptReco_Collisions11_JSON_MuonPhys.txt

4.2.2 Sinyal Monte Carlo Örnekleri

Bu örnekler, $J/\psi\phi$ kütle tayfında olası bir yapıyı araştırmak amacıyla, CERN Monte Carlo üretim grubu tarafından, EvtGen ve Pythia6 kullanılarak $B \rightarrow YK^+$, $Y \rightarrow J/\psi\phi$ bozunumu, 29 farklı kütle değeri için üretilmiştir. $Y(4.107, 4.117, 4.127, 4.137, \dots, 4.647 \text{ GeV})$. Veri için kullanılan tetikleyici seçimlerinin aynısı, bu sinyal MC için de kullanılmıştır.

4.2.3 Ardalan Monte Carlo Örnekleri

$B^+ \rightarrow J/\psi\phi$ bozunumunun ardalanı, tetikleyicilerin ve bizim uyguladığımız yaşam ömrü seçimlerinden dolayı, çoğunlukla B mezonunun diğer bozunumlarından oluşmaktadır. Bu örnekler $B^0/B^+/B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$, X olası tüm parçacıklar için, tüm bozunumlarını içermektedir.

- BpToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S4_START42_V11v1/AODSIM
- B0ToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S3_START42_V11v2/RECO
- BsToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S4_START42_V11v1/AODSIM

4.3 OLAY SEÇİMİ

Olay seçiminde iki aşamalı tetikleyici sisteminden geçen olaylar kullanılmıştır. İlk aşamada, müon detektörlerindeki müon çiftlerinden oluşan olaylar saklanırken; ikinci

aşamada bu olaylardan, B mezonlarının bozunumundan oluşan 'non-prompt'¹ J/ψ adayların bulunduğu olaylar seçilir. J/ψ adayları içeren olaylar, HLT müon çifti tetikleyicileri kullanılarak seçilmiştir.

Ntuple'ları oluşturmak adına harcanan zamanı azaltmak için, üretim aşamasında bazı ön seçimler uygulanmıştır:

- Tüm izler için enine momentum $> 0.5 \text{ GeV}$
- Her $\mu^+\mu^-$ çiftinin kütle aralığı $2.7\text{-}3.4 \text{ GeV}$ olmalı ve geçerli bir fit parametresi olmalı.
- Her müonun en az 1 piksel ve 8 silikon izi olmalıdır.
- 3 kaonun toplam yükü 1 ya da -1 olmalıdır.
- Toplamda üç kaon ve $\mu^+\mu^-$ kütle aralığı, 5.0 ile $5.6 \text{ GeV}/c^2$ arasında olmalıdır.
- 3 yüklü kaondan, $m(K^+K^-)_{min}$ ve $m(K^+K^-)_{max}$ olmak üzere 2 tane K^+K^- çifti alınır. Şekil:4.2
- $m(K^+K^-)_{min}$ olanın kütlesi 1.06 'dan küçüktür.

Şekil 4.1'de kapsayıcı(inclusive) $\mu^+\mu^-$ dağılımı gösteriyor ki; neredeyse ardalan olmayan, temiz bir J/ψ sinyali elde edilmiştir. Bunun nedeni, yüksek kütle çözünürlüğüne sahip silikon dedektörleridir.

Farklı trigger lar için değişen J/ψ ve μ momentumlarından B kütlesinin etkilenmemesi için; tüm 2011 dataseti, A ve B olmak üzere ikiye ayrılmıştır. Dataset A $p_T(J/\psi) > 7 \text{ GeV}$ seçimine sahip aşağıdaki tetikleyicileri geçen olaydan oluşur:

- HLT_DoubleMu3_Jpsi_v1
- HLT_DoubleMu3_Jpsi_v2
- HLT_Dimuon6p5_Jpsi_Displaced_v1
- HLT_Dimuon7_Jpsi_Displaced_v2
- HLT_Dimuon_Jps_Displaced_v3

DatasetB, $p_T(J/\psi) > 7 \text{ GeV}$ ve her müonun p_T 'si 4 GeV 'den büyük olan seçimlere sahip aşağıdaki tetikleyicilerden geçmelidir:

- HLT_DoubleMu3p5_Jpsi_Displaced_v2
- HLT_DoubleMu4_Jpsi_Displaced_v1
- HLT_DoubleMu4_Jpsi_Displaced_v4

¹BHÇ'de J/ψ üretimi üç şekilde olur: pp çarpışmalarında doğrudan prompt J/ψ üretimi, pp çarpışmalarında dolaylı yoldan(daha ağır çarmonyum durumlarının bozunumuyla, örn: χ_c) prompt J/ψ üretimi ve B hadronu bozunumlarından elde edilen non-prompt J/ψ üretimi.[24]

- HLT_DoubleMu4_Jpsi Displaced_v5

Bu seçimler dışında, bazıları da sinyal MC kullanılarak yapılan analizlerden elde edilmiş optimum seçimler şunlardır:

- Kaon $p_T > 1.0\text{GeV}$ olmalıdır.
- Kaon ve müonlar için $|\eta| < 2.4$ 'dür.
- Kaonlar en az 1 piksel ve 3 şerit silikon hite sahip olmalıdırlar.
- İki ϕ adayından kütlesi düşük olan kullanılmamıştır. Şekil 4.2'de, $m(K^+K^-)_{min}$ ve $m(K^+K^-)_{max}$ dağılımları gösterilmiştir.
- J/ψ ve B köşelerinin fit olasılığı sırasıyla 0.1 ve 0.01'den büyük seçilmiştir.
- η ve ϕ düzlemlerinde, J/ψ ve ϕ arasındaki uzaklık $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, $\Delta R < 1.5$ olmalıdır.
- J/ψ momentum seçimleri:
 - Dataset A için kullanılan trigger seçimlerinde $p_T(J/\psi) > 7\text{GeV}$ ' dir.
 - DatasetB için kullanılan tetikleyicilerde bu seçim, $p_T(J/\psi) > 7\text{GeV}$ ve $p_T(\mu_1\mu_2) > 4\text{GeV}$ ' dir.
- Kütle seçimleri ise şöyledir:
 - J/ψ PDG kütle değerinin $\pm 150\text{ MeV}$ aralığındadır.
 - ϕ 1.008 ile 1.035 GeV aralığındadır².

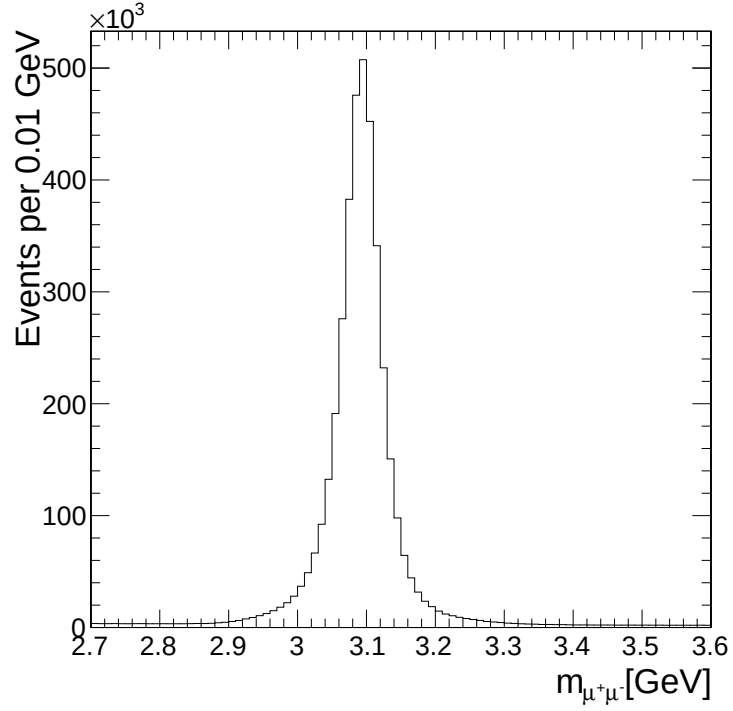
4.4 ϕ SİNYALI

B sinyal aralığını, PDG değerinin $\pm 3\sigma$; yan bantlarını da $[-12, 6]\sigma$ ve $[+12, 6]\sigma$ olarak seçiyoruz. Bu değer aralıklarında ϕ kütlesinin dağılımlarına bakalım. Şekil 4.3a'da, B sinyal aralığındaki K^+K^- kütle dağılımı, b'de, B'nin yan bantlarındaki dağılım ve c'de; ardalın temizlendikten sonraki sinyal K^+K^- dağılımını görmek mümkündür.

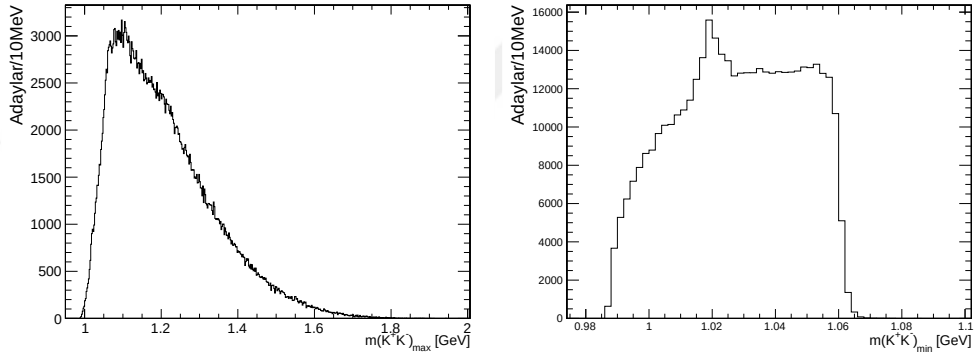
B'nin ardalanı temizlendikten sonra farklı kütle aralıklarındaki K^+K^- dağılımlarına, rölativistik Breit-Wigner³ fonksiyonu kullanılarak fit uygulanmıştır. İlk kütle aralığı(1.008-1.035 GeV), offline uyguladığımız seçimler için; ikincisi(0.987-1.06 GeV) ntuple üretiminde kullanılan başlangıç seçimleri içindir. B'nin ardalanı

² ϕ mezonunun kütle genişliği 4.3 MeV'dir. Kütle seçimini bu aralıkta tutularak, gerçek ϕ 'ların tamamına yakını saklanır.

³ $|M|^2 = \frac{m\Gamma(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2\Gamma^2(m)}$ iken $\Gamma(m) = \Gamma_0(\frac{q}{q_0})\frac{m_0}{m}$ 'dir. 0 indisi, rezonans için kullanılmaktadır. Bu ifadeler yalnızca, son durumda spin-0 parçacıklar olduğunda geçerlidir.[26]



Şekil 4.1: Kapsayıcı(inclusive) $\mu^+\mu^-$ kütle dağılımı [25].

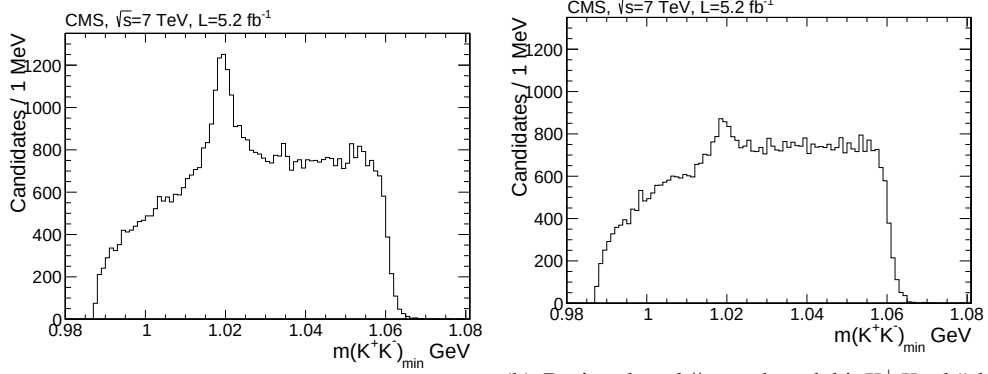


Şekil 4.2: K^+K^- 'den elde edilen ϕ dağılımları. Soldaki dağılım, ağır kütleli $m(K^+K^-)$ ve sağdaki hafif kütleli $m(K^+K^-)$ olaylarını içermektedir [25].

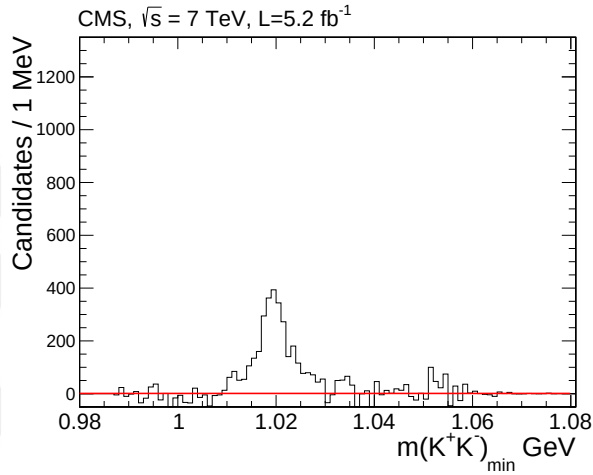
temizlendikten sonraki $m(K^+K^-)$ dağılımları, Şekil 4.4'de gösterilmiş, fitten elde edilen parametreler de, Tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1: K^+K^- invaryant kütle dağılımından elde edilen fit sonuçları. [25].

PDG: $M = 1019.455 \pm 0.020 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = 4.26 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2$					
Fit Aralığı	χ^2	d.o.f	$p(\chi^2)$	M	Γ
1.008 - 1.035 GeV	19.99	24	70%	$1019.4 \pm 0.1 \text{ MeV}/c^2$	$4.89 \pm 0.44 \text{ MeV}/c^2$
0.987 - 1.060 GeV	78.31	70	23%	$1019.4 \pm 0.1 \text{ MeV}/c^2$	$4.68 \pm 0.41 \text{ MeV}/c^2$

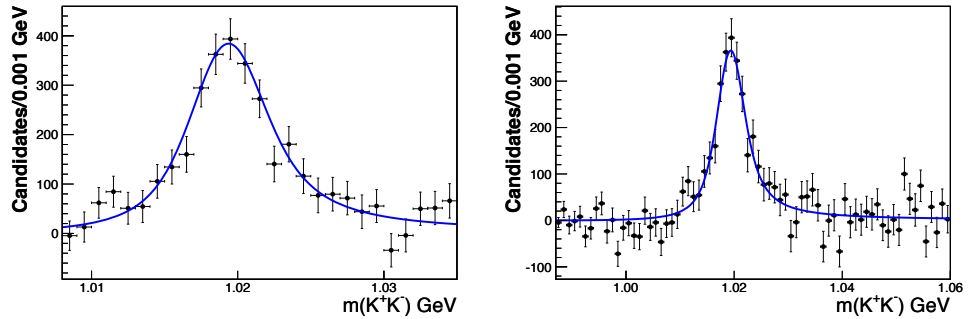


(a) B sinyal aralığındaki K^+K^- kütle dağılımı. (b) B sinyal aralığının dışındaki K^+K^- kütle dağılımı.



(c) Ardañan temizlendikten sonraki K^+K^- kütle dağılımı.

Şekil 4.3: ϕ sinyali. Dataset A ve DatasetB'ye J/ψ ve ϕ için kütle seçimleri uygulanarak elde edilen dağılımlardır [25].



(a) Fit aralığı $m(K^+K^-)=1.008-1.035$ GeV (b) Fit aralığı $m(K^+K^-)=0.987-1.060$ GeV

Şekil 4.4: Farklı fit aralıkları için, B'nin ardañanı temizlendikten sonraki $m(K^+K^-)$ dağılımları. Mavi çizgi P-dalga rölativistik Breit-Wigner fiti olup, dataya uygulanmıştır [25].

4.5 $B^\pm \rightarrow J/\psi \phi K^\pm$ BOZUNUMUNU VERİ İLE OLUŞTURMAK

Bölüm 3.3'teki seçimler göz önüne alınarak, $J/\psi \phi K$ kütle dağılımı elde edilir. B sinyali Gausyen; ardalansa ikinci dereceden Chebychev polinomuyla modellendirilerek dağılıma fit uygulanır. Bu çalışma için RooFit⁴ kullanılmıştır.

B kütlesi, sinyale uygulanan Gausyen fonksiyonun aşağıdaki durumları dikkate alınarak elde edilmiştir:

- Dağılımın ortalama ve ortalama karekök(RMS) değerleri serbest parametrelerdir.
- Dağılımın ortalaması, B'nin PDG kütle değerine eşitlenirken, ortalama kök serbest parametredir.
- Dağılımın ortalama ve ortalama karekök değerleri, MC'dan elde edilen değerlerle sabitlenir.

Şekil 4.5 ve 4.6'da bu durumlar göz önüne alınarak elde edilen dağılımlarda görüldüğü üzere; B kütle değerleri Dataset A ve B için sırasıyla, 5.2789 ± 0.0011 GeV ve 5.2789 ± 0.0006 GeV olup, PDG⁵ değeriyle uyumludur. Bu dağılımlarda elde edilen RMS yani kütle çözünürlük(mass resolution) değerleri :

- Dataset A : 11 ± 1.1 MeV 4.5.b
- Dataset B : 8.2 ± 0.7 MeV 4.6.b

Bu değerler MC'dan elde edilenlerle karşılaştırıldığında,

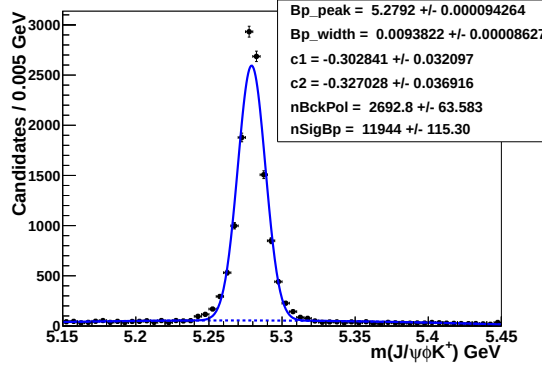
- Faz uzayı MC - Dataset A : 9.4 ± 0.1 MeV 4.5.a
- Faz uzayı MC - Dataset B : 8.4 ± 0.1 MeV 4.6.a

oldukça uyumludur. Bu nedenle ΔM kütle dağılımı oluşturulurken B sinyaline fit, RMS değerleri, MC'dan elde edilen değerlere sabitlenerek uygulanacaktır. Dataset A ve B için elde edilen B olayı sayısı, 1029 ± 108 ve 1792 ± 131 'dir.

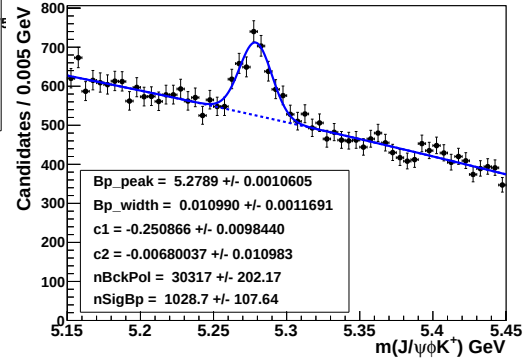
J/ψ ve müonların momentumları, B kütlesini etkileyebileceğinden iki dataset ayrı ayrı değerlendirilmiştir. İki datasetin birleştirilmesiyle elde edilen dağılım, Şekil 4.7'de verilmiştir.

⁴Veri analizi için yüksek enerji fiziğinde sıkça kullanılan ve genelde olasılık dağılımları modellemelerinde oldukça kolaylık sağlayan bir pakettir.

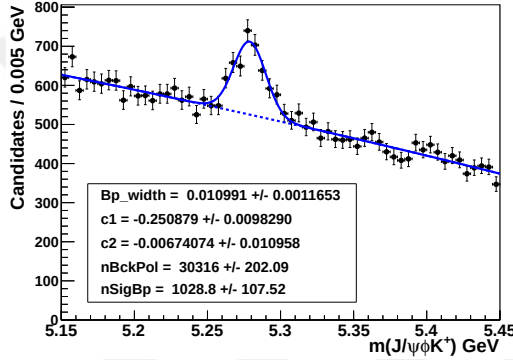
⁵ $m_{B^\pm} = 5.2795 \pm 0.00017$ GeV



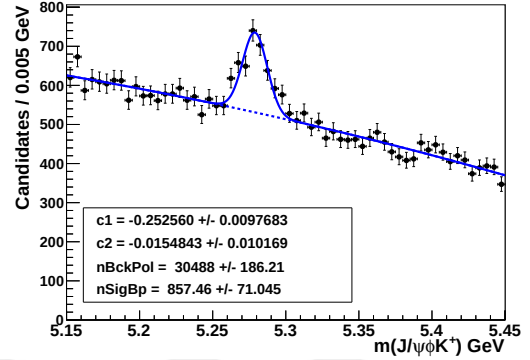
(a) Değişken Gausyen ortalaması ve rms ile $J/\psi\phi K$ dağılımı.



(b) Değişken Gausyen ortalaması ve rms ile $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı



(c) Sabit Gausyen ortalaması ve değişken rms ile $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı.



(d) Sabit Gausyen ortalaması ve rms ile $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı.

Şekil 4.5: $J/\psi\phi K$ dağılımı. Dataset A için J/ψ ve ϕ için değişken ve sabit fit parametreleri uygulanarak elde edilen kütle dağılımları [25].

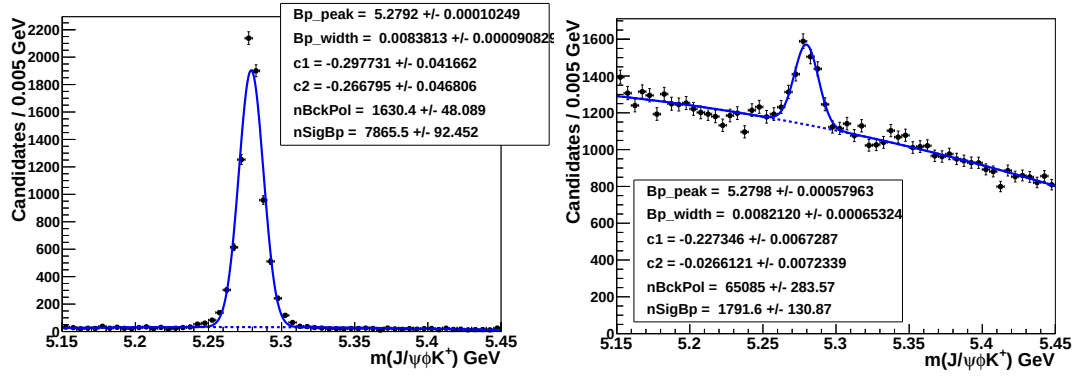
4.6 ΔM KÜTLE SPEKTRUMUNDA REZONANS ARAŞTIRMASI

4.6.1 ΔM Spektrumunun Elde Edilişi

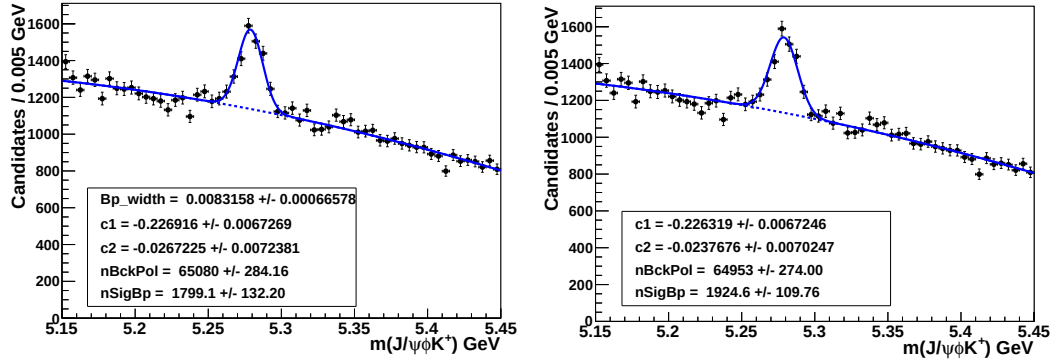
Belle ve BaBar'da $Y(3940)$ analizi için gerçekleştirilen çalışma [27], $Y(4140)$ için uygulanmıştır. Oldukça fazla olan ardalanda, $J/\psi\phi$ kütle tayfında bir yapıya rastlanıp raslanmadığı kontrol edilmiştir.

Çalışmayı birkaç maddede özetlersek:

1. Dataset uygun şekilde $\Delta M = m(\mu^+\mu^-K^+K^-) - m(\mu^+\mu^-)$ kütle farklarına bölünür. (Olay sayısının istatiski açıdan yeterli olması için, her bir kütle aralığı 20 MeV seçilmiştir.).
2. Her bir kütle aralığındaki $J/\psi\phi K$ dağılımlarına fit uygulanarak, bu aralıklardaki B sinyali sayısı elde edilir. Sinyal için iki Gausyen fit fonksiyonları uygulanır.

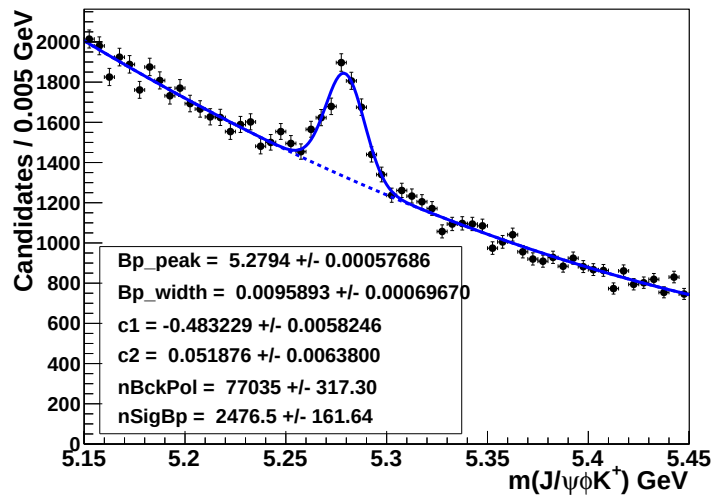


(a) Değişken Gausyen ortalaması ve rms ile MC(b) Değişken Gausyen ortalaması ve rms ile $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı.

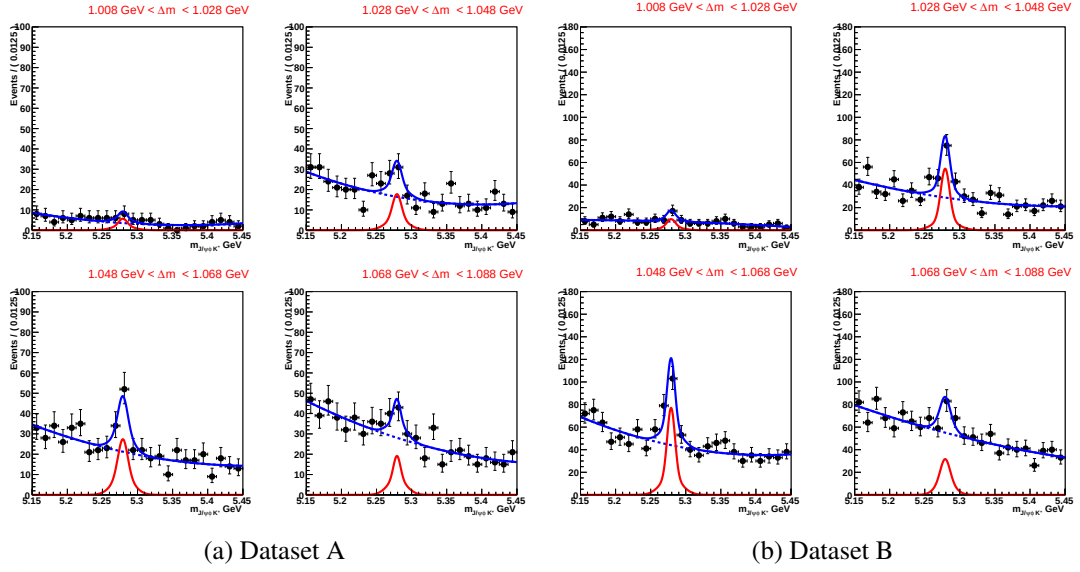


(c) Sabit Gausyen ortalaması ve değişken rms ile (d) Sabit Gausyen ortalaması ve rms ile $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı.

Şekil 4.6: $J/\psi\phi K$ dağılımı. DatasetB için J/ψ ve ϕ için değişken ve sabit fit parametreleri uygulanarak elde edilen kütle dağılımları [25].



Şekil 4.7: Dataset A ve B için $J/\psi\phi K$ kütle dağılımı [25].



Şekil 4.8: 1.008-1.028, 1.028-1.048, 1.048-1.068 ve 1.068-1.088 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.

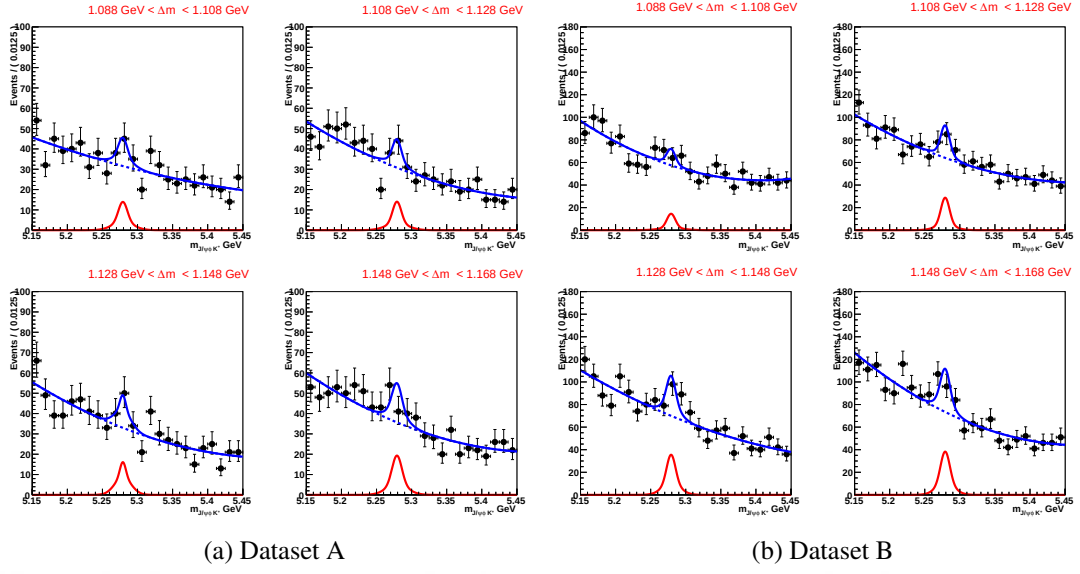
Bu fonksiyonda ortalama değer, B'nin nominal kütle değeriyle; RMS değeri ise, MC çalışmalarından elde edilen kütle genişlik değerleriyle sabitlenir. Bu işlemler Dataset A ve B için ayrı ayrı uygulanır.

3. Her ΔM dağılımı için elde edilen B sinyali sayısı hata paylarıyla birlikte çizdirilir.(Bu işlem uygulanırken B için ardalana temizlenmiştir.)
4. Her ΔM kütle aralığı, kendi görece verimiyle(relative efficiency) çarpılır.
5. Verimi düzeltilmiş(efficiency corrected) ΔM kütle tayfında, olası yapılar incelenir.

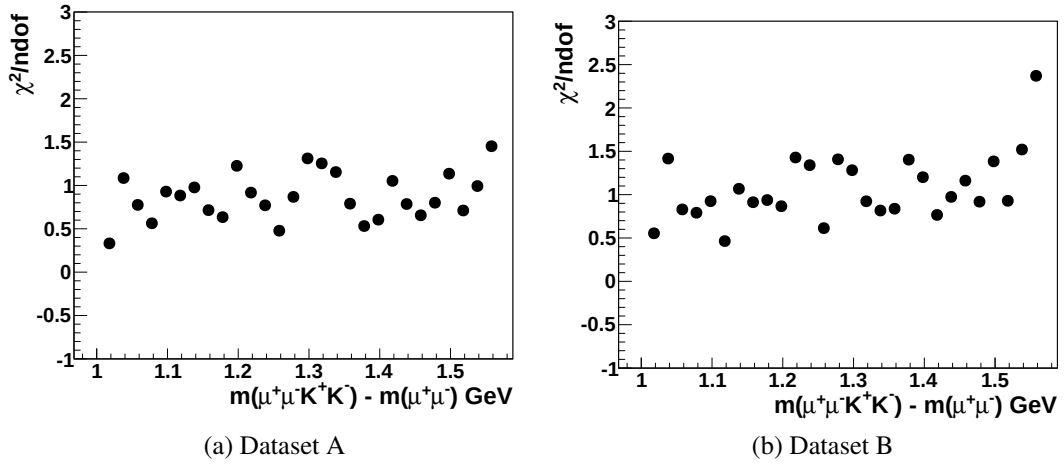
4.6.2 ΔM Aralıklarında B Olaylarının Elde Edilişi

ΔM kütle tayfı 1.008-1.568 GeV tutularak, 20 MeV'lik aralıklara bölünür. Her bir dataset için 28 farklı ΔM kütle değeri için B olay sayısı, sinyal olaylarına iki Gausyen fonksiyon, ardalana ise 2. dereceden ChebyChev fonksiyon atanarak elde edilir. Toplamda 56 farklı B dağılımdan elde edilen sinyal olayları, ardalanı temizlenmiş ΔM kütle tayfını oluşturacaktır. Her bir aralık için elde edilen dağılımlar Şekil 4.8 ve 4.9'de verilmiştir. Dağılımların geri kalan kısmı, EklerF bölümünde gösterilmiştir.

Dağılımlardan elde edilen χ^2/dof değerleri, ΔM 'nin bir fonksiyonu olarak Dataset A ve B için, Şekil 4.10'de belirtilmiştir.



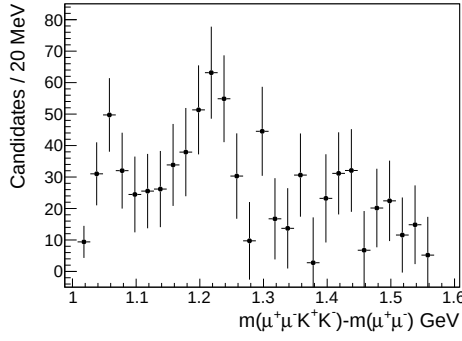
Şekil 4.9: 1.088-1.108, 1.108-1.128, 1.128-1.148 ve 1.148-1.168 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.



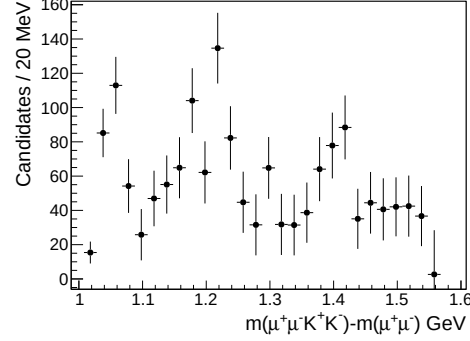
Şekil 4.10: χ^2/ndof değerlerinin Δm 'in bir fonksiyonu olarak dağılımı. Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ).

4.6.3 Ardalın Temizlendikten Sonraki ΔM Dağılımı

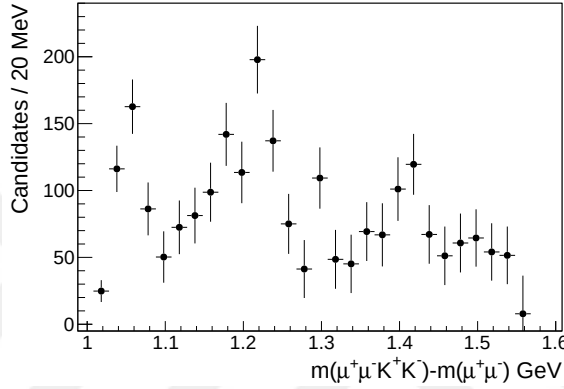
ΔM spektrumu, B sinyaline çift Gaussiyen fonksiyonu, ardalana ise 2. dereceden ChebyChev polinom fonksiyonu uygulanarak elde edilmiştir. Her bir ΔM kütle aralığındaki B dağılımına uygulanan bu fitlerden elde edilen sonuçlar, ardalanı temizlenmiş ΔM spektrumunu oluştururlar. Şekil 4.11, verim düzeltilmeden önceki ΔM dağılımları göstermektedir. Bu dağılımlarda ΔM , yüksek enerjilerde $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\phi \rightarrow J/\psi\pi\pi\phi$ bozunumundan gelebilecek ardalın nedeniyle, 1.008-1.568 GeV aralığında tutulmuştur.



(a) Dataset A için ardaldan temizlenmiş ΔM spektrumu.



(b) Dataset B için ardaldan temizlenmiş ΔM spektrumu.



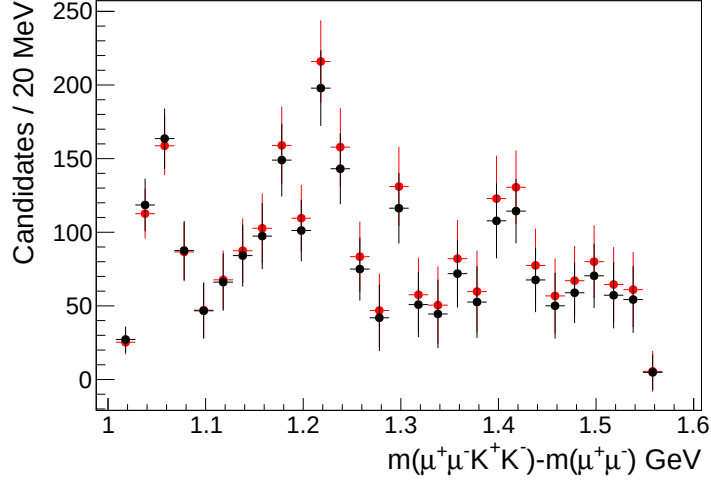
(c) Dataset A ve B için ardaldan temizlenmiş ΔM spektrumu.

Şekil 4.11: Ardalan temizlendikten sonraki ΔM spektrumları. Henüz verim düzeltilmemiştir [25].

Kütle aralıkları, Bölüm 4.8’de belirtilen sinyal MC çalışmaları sonucunda elde edilmiş görece verim değerleri kullanılarak düzeltilmiştir. Görece verim değerleriyle düzeltilen spektrum, Şekil 4.12’te düzeltilmeden önceki spektrumla karşılaştırmalı olarak gösterilmiştir.

4.7 FARKLI SEÇİMLER ALTINDA B SİNYALİ TARAMASI

Bu çalışmada Bölüm 4.3’te uygulanan seçimler değiştirilerek, bu değişimler altında B sinyalinin dayanıklılığı test edilmiştir. Uygulanan seçimlerden biri olan B’nin yaşam ömrü, $c\tau = L_{xy} \times (m(B)/p_T^B)$ olacak şekilde hesaplanır. L_{xy} , parçacığın çarpışma noktasına (beamspot) olan uzaklığıdır. $m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM dağılımları, her seferde bir parametre değiştirilerek elde edilmiştir. İlk olarak çalışılan kaon p_T seçimlerinde, diğer değişkenler sabit tutulup, yalnızca kaon p_T değerleri değiştirilerek B sinyali taraması yapılmıştır. $J/\psi\phi K$ dağılımlarının 1.5σ aralığındaki $S/(S+B)$ ve $S/\sqrt{S+B}$ değerleri



Şekil 4.12: Verim düzeltilmeden önce ve sonraki ΔM spektrumu. Düzeltilmemiş dağılım siyah noktalara verilenler, verim düzeltildikten sonraki dağılım kırmızılarla verilmiştir. Ardalan temizlenmiştir. [25].

de gösterilmiştir. Elbette amaçlanan $S/(S+B)$ oranını olabildiğince arttıracak seçimler uygulamaktır, ancak bu seçimler uygulanırken sinyal bölgesinden de oldukça az olay kaybı yaşanmalıdır. ΔM dağılımında seçilen olayların yanı sıra; Şekil 4.11.c'deki ilk dağılımla karşılaştırması da verilmiştir.

4.7.1 Kaon p_T Seçimleri

Kaon p_T değerlerini değiştirirken (ilk seçim 1 GeV), diğer parametreler sabit tutulmuştur.

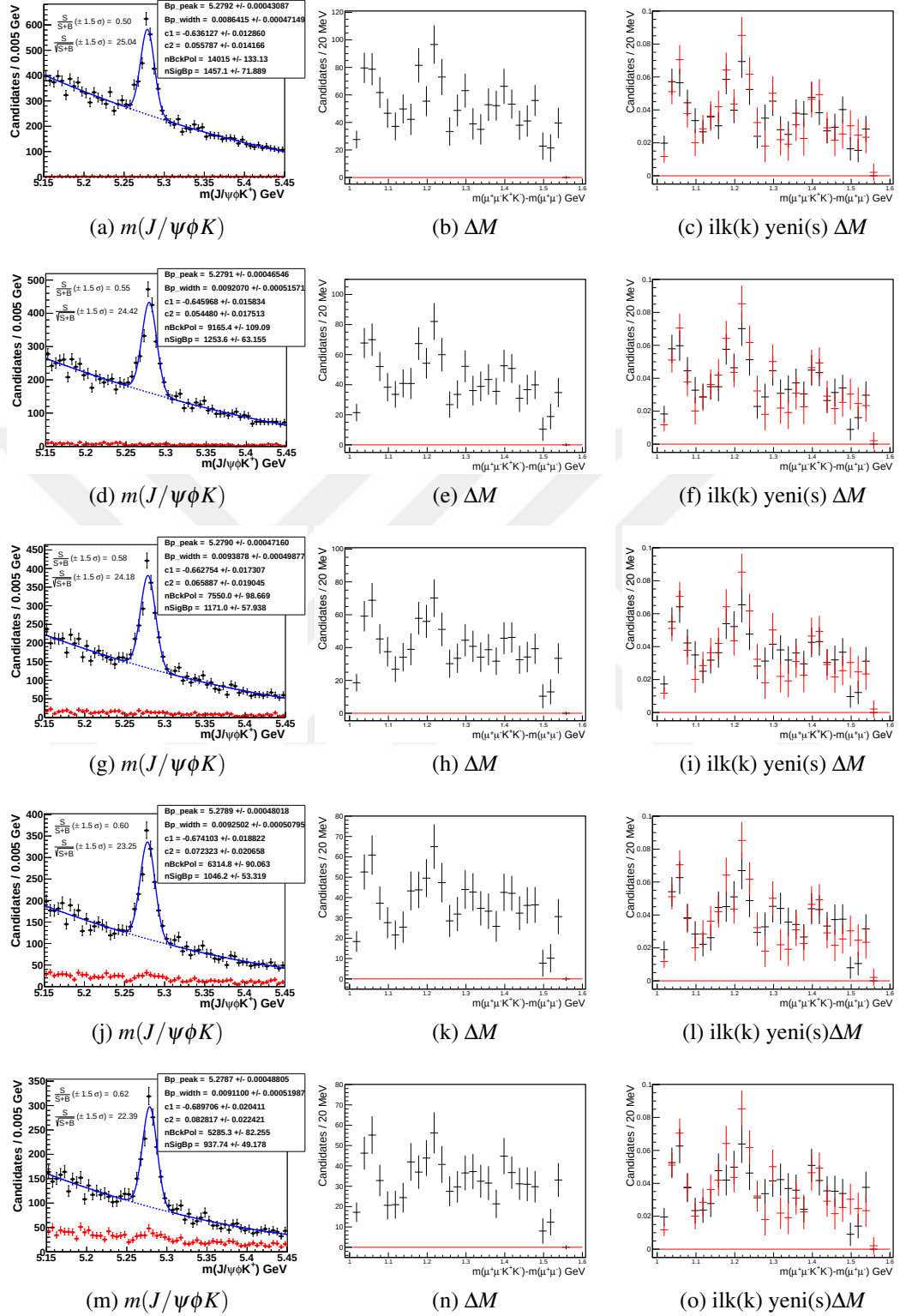
- B'nin fit olma olasılığı (B vertex probability) > 0.1
- B $c\tau$ değeri > 7
- ϕ kütle aralığı: ± 7 MeV

Kaon p_T değerleri sırasıyla 1.1, 1.3, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, ve 2.0 GeV'den büyük olacak şekilde seçilmiştir. Şekil 4.13.a'da kırmızıyla gösterilen dağılımlar, uygulanan seçimle elenen olaylardır. Şekil 4.13.c'de ise siyahla gösterilenler ilk ΔM dağılımı, kırmızıyla gösterilense kaon p_T 'ye uygulanan seçimle oluşan yeni ΔM dağılımıdır.

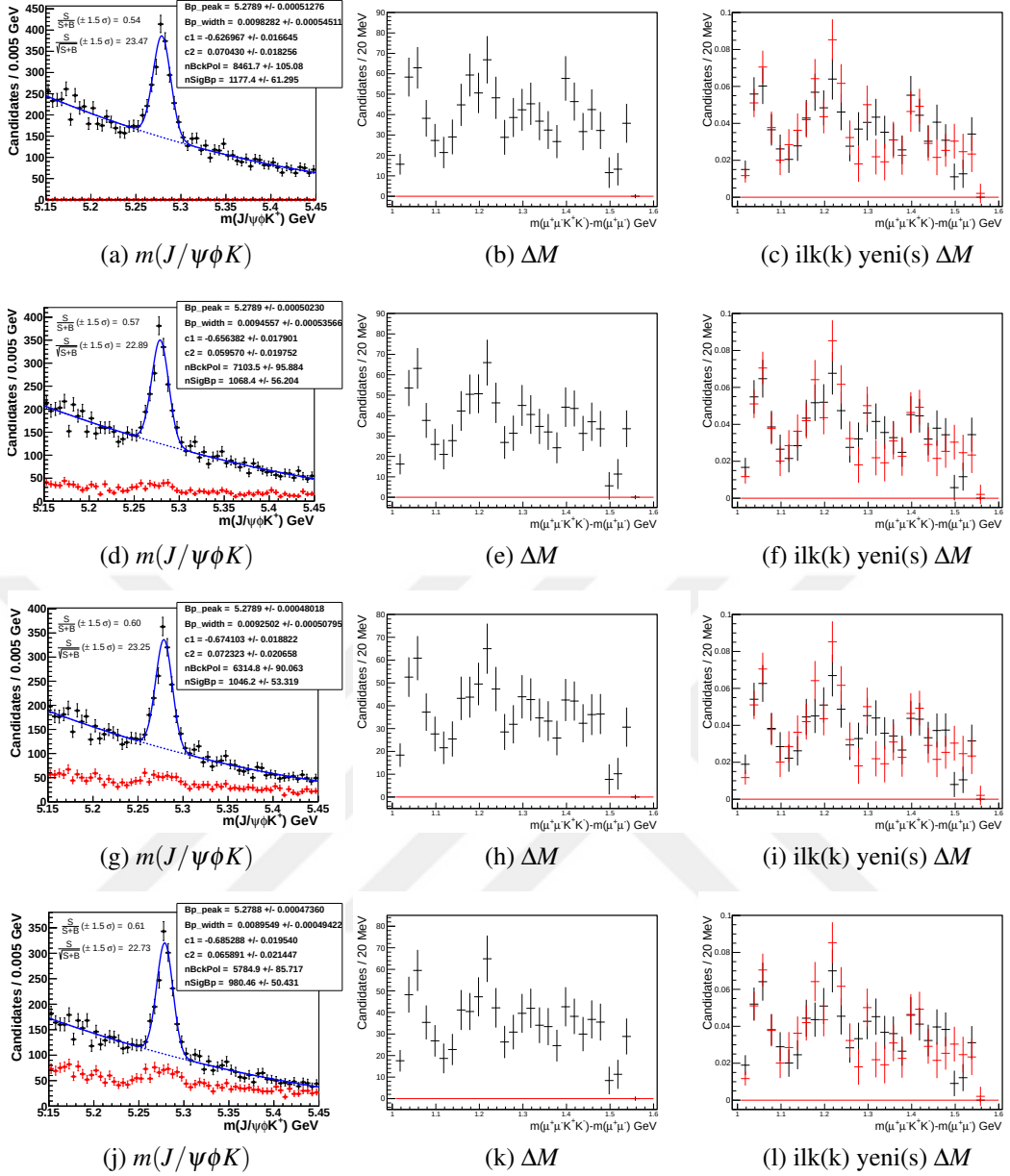
4.7.2 B'nin Fit Olasılıkları Seçimleri

B fit olasılığı değerleri değiştirilirken, aşağıdakiler sabit tutulmuştur:

- Kaon $p_T > 1.5$
- B $c\tau$ değeri > 7



Şekil 4.13: Ardalan temizlendikten sonraki ΔM spektrumları. Henüz verim düzeltilmemiştir [25].



Şekil 4.14: $m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM dağılımları. B fit olasılıkları sırasıyla > 0.01 (A), 0.05 (B), 0.1 (C), 0.15 (D) [25].

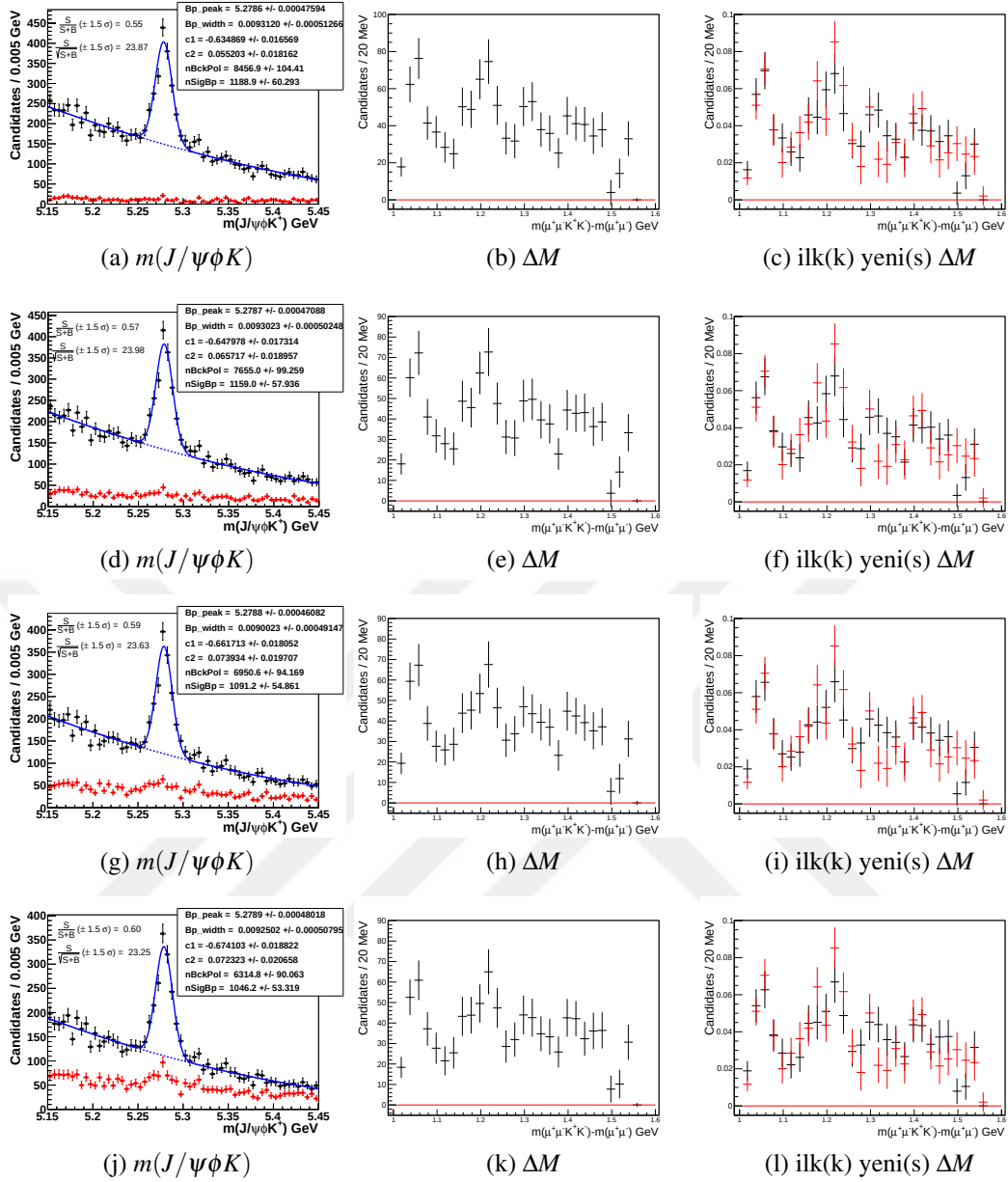
- ϕ kütle aralığı: ± 7 MeV

Fit olasılıkları sırasıyla 0.01, 0.05, 0.1, ve 0.15'ten büyük olacak şekilde seçilmişlerdir. Şekil 4.14'te gösterildiği üzere, $S/(S+B)$ oranı yüksek ve ilk dağılımla uyumlu olmasından dolayı, B'nin fit olasılığını 0.1'den büyük alırsız.

4.7.3 B $c\tau$ değerinin seçimleri

B $c\tau$ seçimleri çalışılırken, diğer değişkenler sabit tutulmuştur.

- Kaon $p_T > 1.5$



Şekil 4.15: $m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM dağılımları. B $c\tau$ sırasıyla $> 4, 5, 6, 7, 8$ [25].

- B fit olasılığı > 0.1
- ϕ kütle aralığı: ± 7 MeV

B $c\tau$ değeriyle sırasıyla 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 16, ve 18'den büyük seçilmiştir. Şekil 4.15 gösteriyor ki; 4 ile 18 değerleri arasında $S/S+B$ oranını yükseltirken, ilk ΔM dağılımına sadık kalmak da mümkündür. Bu amaçla B yaşam ömrü değeri ($c\tau/\Delta c\tau$) 7'den büyük olaylar saklanacaktır.

4.7.4 ϕ Kütle Aralığı Seçimleri

ϕ kütle aralığına farklı değerler verilirken, diğer değişkenler sabit tutulmuştur.

- Kaon $p_T > 1.5$
- B fit olasılığı > 0.1
- B $c\tau > 7$

$m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM spektrumları sırasıyla $\pm 5, 6, 7, 8, 9$ ve 10 MeV ϕ kütle değerleri için verilmiştir. Şekil 4.16'deki dağılımlardan ± 7 MeV'lik kütle aralığı öngörülmüştür. Bütün çalışma göz önüne alındığında, saflığı(purity) olabildiğince arttırmak amaçlanarak aşağıdaki seçimler uygulanmıştır:

- Kaon $p_T > 1.5$ (ilk seçim 1 GeV)
- B fit olasılığı > 0.1 (ilk seçim 0.01)
- B $c\tau > 7$
- ϕ kütle aralığı: ± 7 MeV (ilk seçim $1.008-1.035$ MeV)

Bu seçimler dikkate alındığında $S/(S + B) = \%60$ bulunmuştur. Yani, saflık olabildiğince artırılmış, ΔM tayfındaki yapılar bundan etkilenmemiştir.

Bu seçimlerle elde edilen $m(J/\psi\phi)$ ve ΔM son dağılımları da Şekil 4.17'de verilmiştir. $m^2(J/\psi\phi)$ ile $m^2(\phi K)$ korelasyonunu veren Dalitz⁶ histogramı ve bu dağılımın, X ve Y eksenlerine izdüşümleri Şekil 4.18'de gösterilmiştir. İzdüşümler, ikili invaryant kütlelerin karesinin dağılımlarını göstermektedir. Bu dağılımlar, homojen faz uzayı MC örnekleriyle kıyaslanır. Olası rezonanslar, MC ve verideki dağılımların farklı olması halinde belirlenebilir.

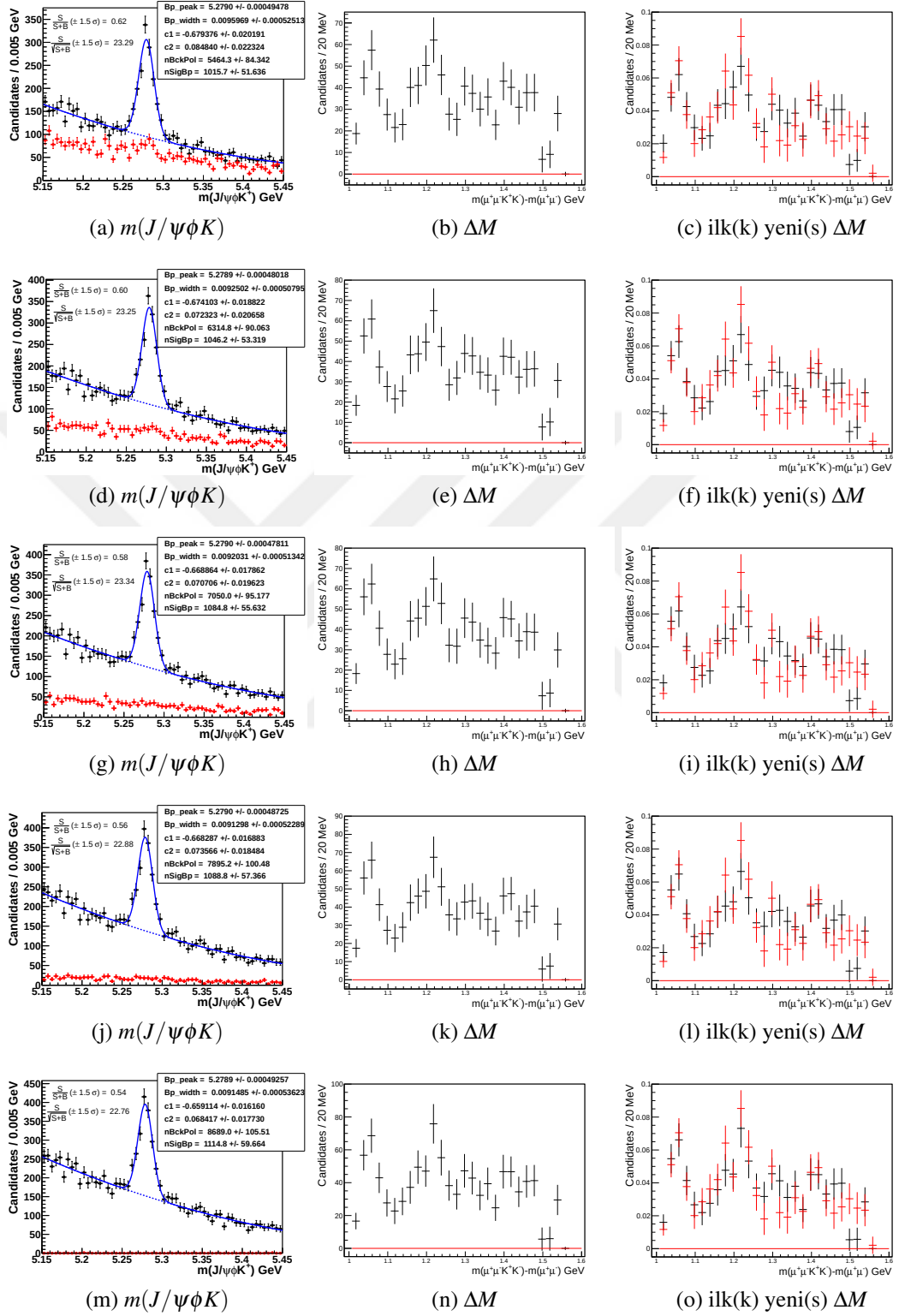
4.8 SİNYAL MONTE CARLO ÇALIŞMASI

4.8.1 $J/\psi\phi$ 'ın Bir Fonksiyonu Olarak B Kütle Çözünürlüğü

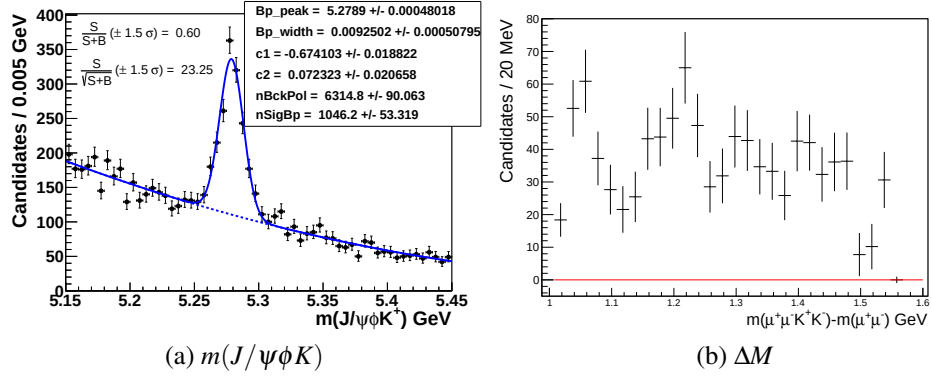
Bölüm 4.2.2'de bahsedilen MC örnekleri ele alınarak, farklı Y kütleleri için, Bölüm 4.3'teki seçimler uygulandıktan sonra $J/\psi\phi K$ dağılımları elde edilmiştir. 29 farklı Y kütle değerinde elde edilen B sinyali Gausyen bir fonksiyona, ardaalan ise 2. dereceden bir polinoma fit edilmiştir. Tetikleyicilerin farklı ($P_T(J/\psi) > 7$ GeV) ve ($P_T(J/\psi) > 7$ GeV ve $p_T(\mu_1\&\mu_2) > 4$ GeV) seçimlerinden elde edilen B dağılımları, sırasıyla Şekil:4.19 ve Şekil:4.20'de gösterilmiştir.

İlgili Y kütlelerinden($\equiv m_{\mu^+\mu^-K^+K^-} + m_{J/\psi(PDG)}$), $\Delta M(m_{\mu^+\mu^-K^+K^-} - m_{\mu^+\mu^-})$ belirlenebilir, Şekil 4.22. Bu şekilde, belirtilen Y kütlelerinde elde edilen B kütle çözünürlükleri, ΔM ile ilişkilendirilebilir. Şekil 4.21'de, iki farklı seçimle elde edilmiş

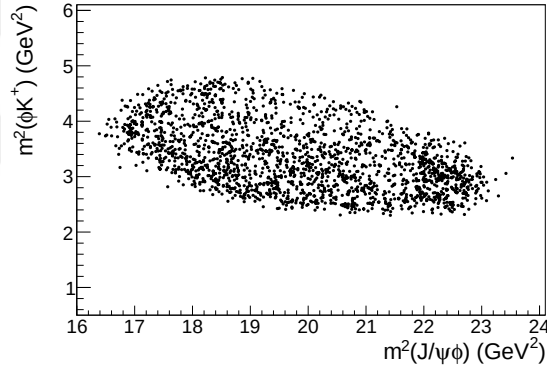
⁶Dalitz plot ile ilgili daha detaylı açıklama Ekler-E kısmında verilmiştir.



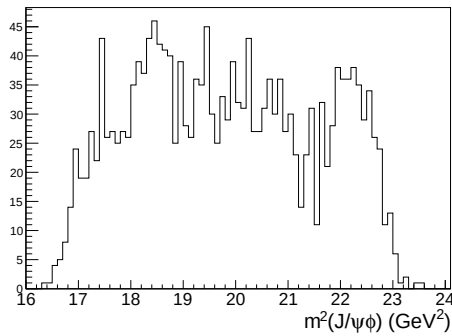
Şekil 4.16: $m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM dağılımları. ϕ kütle aralığı sırasıyla $\pm 6, 7, 8, 9, 10$ [25].



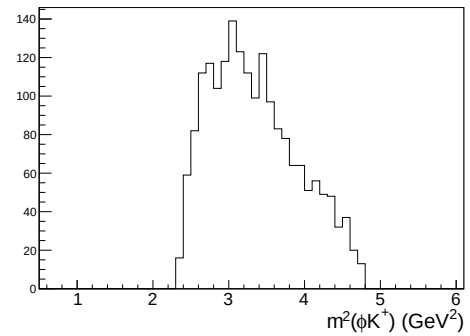
Şekil 4.17: Seçimler optimize edildikten sonra elde edilen $m(J/\psi\phi K)$ ve ΔM dağılımları [25].



(a) Dalitz plot

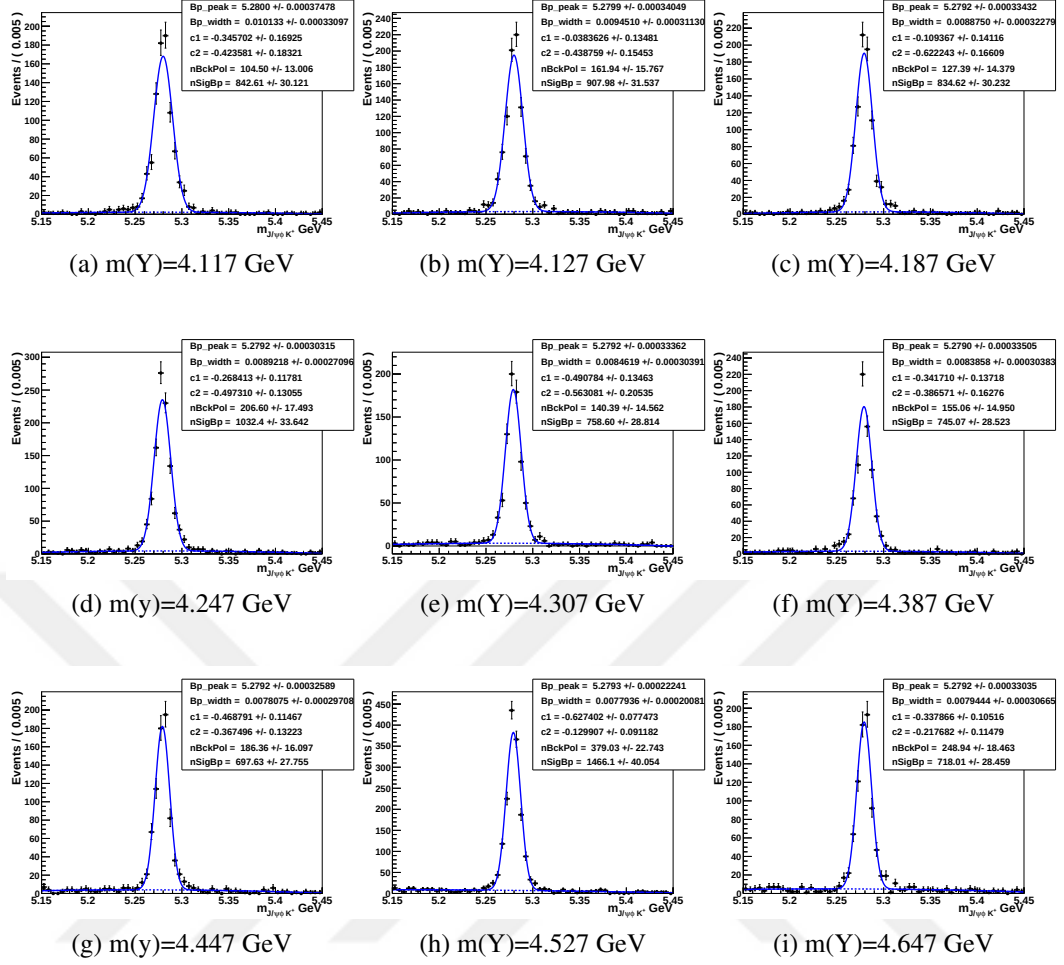


(b) X-izdüşüm



(c) Y-izdüşüm

Şekil 4.18: Yeni seçimlerle Dalitz plot(üst), X eksenine izdüşüm(sol alt), Y eksenine izdüşüm(sağ alt) [25].



Şekil 4.19: Farklı bir çok Y kütle değerinde $J/\psi\phi K^+$ kütle dağılımlarına fit uygulanmıştır. Dağılımlar, $p_T(J/\psi) > 7$ GeV ve $p_T(\mu_1\&\mu_2) > 4$ GeV seçimleri uygulanarak, MC'dan elde edilmiştir [25].

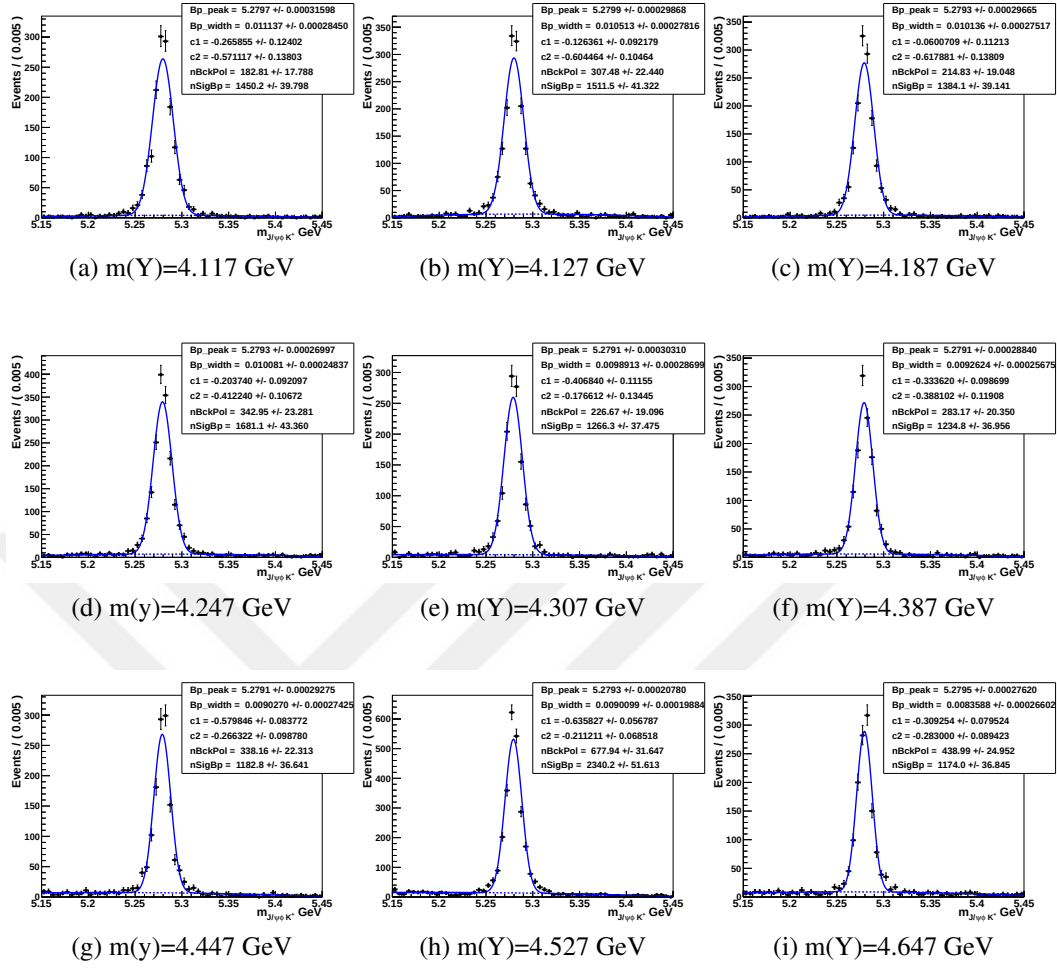
B kütle çözünürlükleri, ΔM 'in bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Öyleyse kütle çözünürlüğünü 2. dereceden bir fonksiyonla, şu şekilde belirtmek mümkündür:

$$\delta = a_0 + a_1(\Delta M) + a_2(\Delta M)^2 \quad (4.1)$$

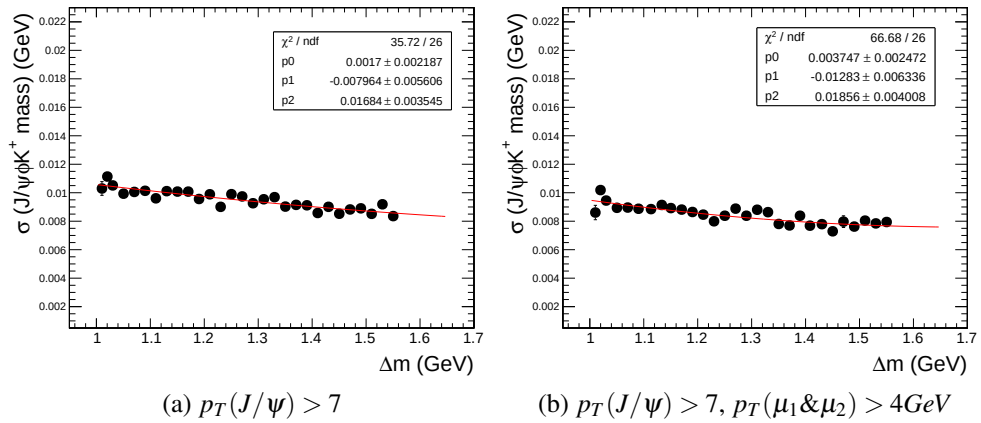
Böylelikle her bir ΔM aralığı için, Şekil 4.21'de elde edilen a_0, a_1 ve a_2 değerleri kullanılarak, kütle çözünürlükleri hesaplanır. MC kullanılarak elde edilen bu değerler daha sonra, ΔM spektrumunun datadaki dağılımında kullanılacaktır. Her iki dataset için hesaplanan bu değerler, $p_T(J/\psi) > 7$ GeV için:

$$\delta = (0.0017 \times (\Delta m)^2) - (0.0080 \times \Delta m) + (0.0168) \quad (4.2)$$

$p_T(J/\psi) > 7$ ve $p_T(\mu_1\&\mu_2) > 4$ GeV seçimi için:

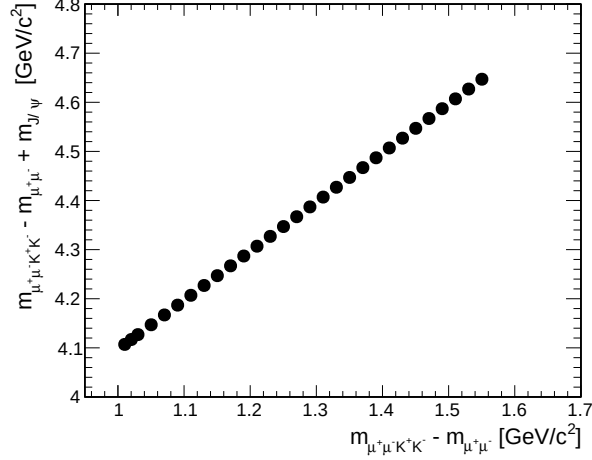


Şekil 4.20: Farklı bir çok Y kütle değerinde $J/\psi\phi K^+$ kütle dağılımlarına fit uygulanmıştır. Dağılımlar, $p_T(J/\psi) > 7$ GeV seçimleri uygulanarak, MC'dan elde edilmiştir [25].



Şekil 4.21: Dataset A ve B için ΔM 'nin fonksiyonu olarak B kütle çözünürlüğü [25]

$$\delta = (0.0037 \times (\Delta m)^2) - (0.0128 \times \Delta m) + (0.0186) \quad (4.3)$$



Şekil 4.22: İlgili Y kütleleri için ΔM değerleri

4.8.2 $J/\psi\phi$ 'ın Bir Fonksiyonu Olarak Görece B Verimi

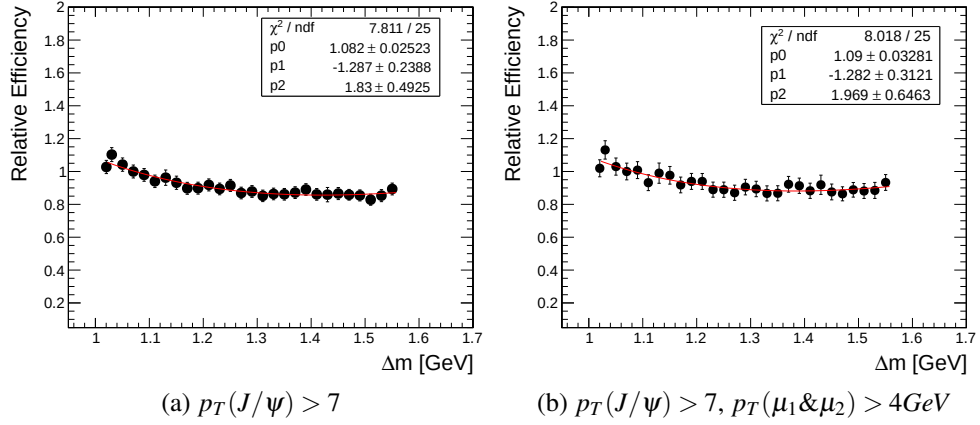
MC çalışmalarından elde edilen bir diğer önemli veri de, görece verimdir. Datada ΔM dağılımını araştırırken, spektrumu belli enerji aralıklara bölerek çalıştığımızı göz önüne alırsak; bu çalışmada, her bir aralık için görece verim değeri bulmak amaçlanmıştır. Görece verimi ölçmek için, her bir kütle değeri için 500K olay PYHTIA kullanılarak üretilmiş olup, referans noktası olarak $m(Y)=4.167 \text{ GeV}$ seçilmiştir. Her bir kütle değerinde gözlenen olay sayısı, referans noktasındaki toplam olay sayısına bölünmüştür. Aşağıdaki gibi göstermek mümkündür:

$$\epsilon_{rel} = \frac{\epsilon(B \rightarrow YK^+, Y \rightarrow J/\psi\phi)}{\epsilon(B \rightarrow YK^+, Y \rightarrow J/\psi\phi)(m(Y) = 4.167 \text{ GeV})} \quad (4.4)$$

B kütle değerlerinin ve görece verimin, J/ψ momentum seçimlerinden etkilenmesi beklenir. Bu nedenle Dataset A ve B ayrı ayrı değerlendirilmiştir. Şekil 4.23'de, farklı tetikleyici seçimleriyle $p_T(J/\psi) > 7$ (sol), $p_T(J/\psi) > 7$ ve $p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$ (sağ), ΔM spektrumları gösterilmiştir. Görece verimi, fit parametrelerini de kullanarak, ΔM 'nin bir fonksiyonu olarak parametrize edebiliriz:

$$\epsilon_{rel} = 1.082 + \text{Log}(\Delta m) \times (-1.287 + \text{Log}(\Delta m) \times 1.830) \quad (4.5)$$

$p_T(J/\psi) > 7$ seçiminden elde edilirken,



Şekil 4.23: Dataset A ve B için ΔM 'nin fonksiyonu olarak görece B verimi [25].

$$\varepsilon_{rel} = 1.090 + \text{Log}(\Delta m) \times (-1.282 + \text{Log}(\Delta m) \times 1.969) \quad (4.6)$$

$p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$ seçiminden hesaplanmıştır.

4.9 ARDALAN ÇALIŞMALARI

$B^\pm \rightarrow J/\psi \phi K^\pm$ bozunum kanalına etki edebilecek rezonansların varlığı, MC örnekleri kullanılarak incelenmiştir.

- $B^+ \rightarrow J/\psi + X$
- $B^0 \rightarrow J/\psi + X$
- $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$

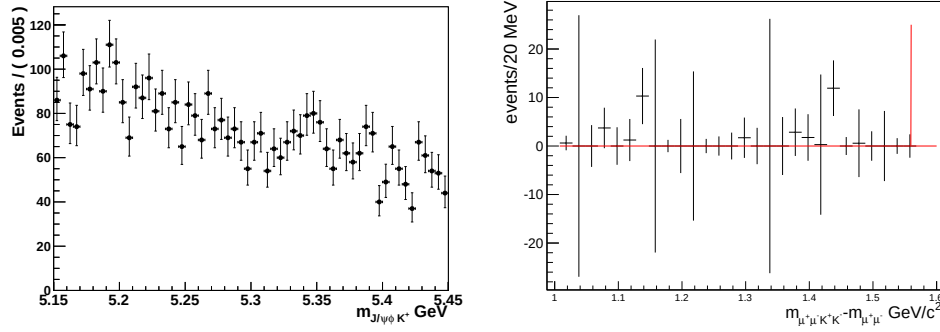
Her bir örnek için $B^\pm \rightarrow J/\psi \phi K^\pm$ olayları elde edilerek, ΔM kütle tayfı oluşturulmuştur. İncelenen ΔM dağılımlarında beklenmedik bir yapıya rastlanmamıştır.

4.9.1 $B^+ \rightarrow J/\psi + X$

Aşağıdaki MC örneği kullanılarak çalışılmıştır:

- *BpToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S4_START42_V11v1/AODSIM*

Şekil 4.24'de solda, $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ bozunumları ele alınmadan elde edilen B kütle dağılımı; sağda ise, ardalan temizlendikten sonraki ΔM spektrumu verilmektedir. Herhangi bir yapıya rastlanmamıştır.



(a) $B_p \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile oluşturulan (b) $B_p \rightarrow J/\psi + X$ ile oluşturulan ΔM dağılımı
 $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ dağılımı

Şekil 4.24: $B_p \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile elde edilen $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ ve ΔM dağılımları [25].

4.9.2 $B^0 \rightarrow J/\psi + X$

Bu çalışma için aşağıdaki MC örneği kullanılmıştır:

- *B0ToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S3_START42_V11v2/GSRECO*

Şekil 4.25’de $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ ve ΔM dağılımları gösterilmiştir.

4.9.3 $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$

şğıdaki MC kullanılarak çalışılmıştır:

- *BsToPsiMuMu_2MuPEtaFilter_7TeVpythia6evtgen/Summer11PU_S4_START42_V11v1/AODSIM*

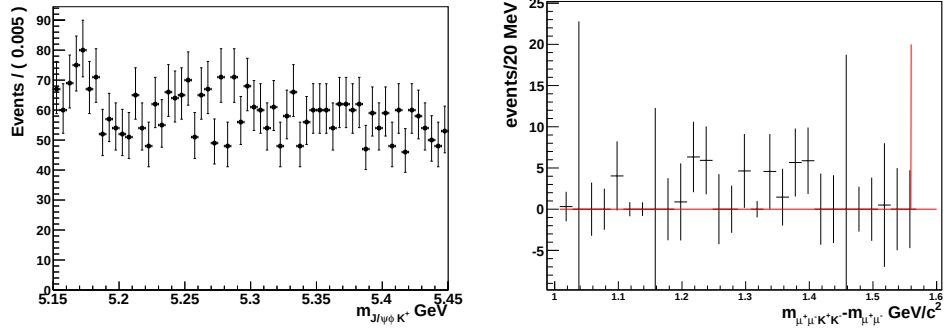
Şekil 4.26’de dağılımlar mevcuttur.

4.10 2-PARÇACIKLI KÜTLE DAĞILIMLARI

Bu çalışmada, $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ olaylarından elde edilen $J/\psi K^+$ ve ϕK^+ kütle dağılımları incelenmiştir. Her bir kütle tayfı, bir kaç MeV’lik aralıklara bölünerek, her aralıkta elde edilen B olayı sayısı, Şekil 4.27 ve 4.29’deki gibi gösterilmiştir. Dağılımlarda beklenmedik herhangi bir yapıya rastlanmamıştır.

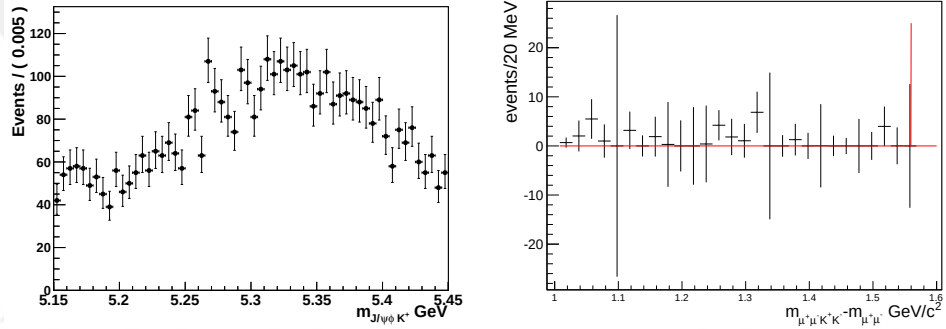
4.10.1 $J/\psi K^+$ Dağılımları

Şekil 4.27, ardaan temizlendikten sonra elde edilen $J/\psi K^+$ kütle dağılımıdır. $4.2 \text{ GeV}/c^2$ civarındaki zenginlik, $B_s \rightarrow \psi(2S) \phi$ ’dan kaynaklanmaktadır 4.28.



(a) $B^0 \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile oluşturulan (b) $B^0 \rightarrow J/\psi + X$ ile oluşturulan ΔM dağılımı
 $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ dağılımı

Şekil 4.25: $B^0 \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile elde edilen $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ ve ΔM dağılımları [25].

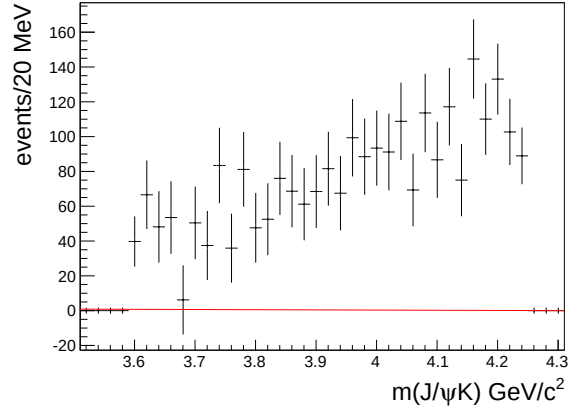


(a) $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile oluşturulan (b) $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$ ile oluşturulan ΔM dağılımı
 $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ dağılımı

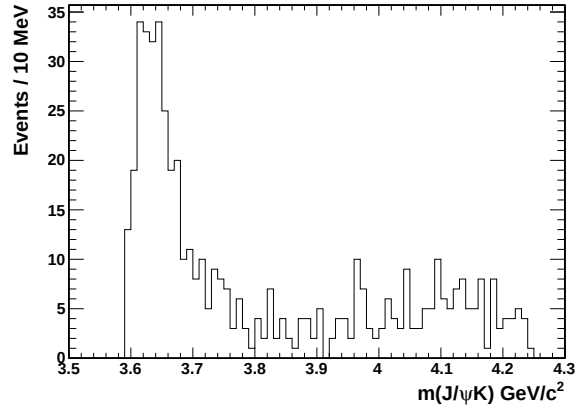
Şekil 4.26: $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$ MC örneği ile elde edilen $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K$ ve ΔM dağılımları [25].

4.10.2 ϕK^+ Dağılımları

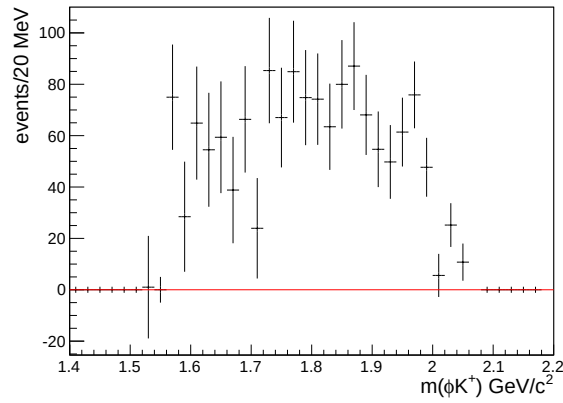
Ardalan temizlendikten sonraki dağılım Şekil 4.29'de gösterilmiştir.



Şekil 4.27: $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ 'dan elde edilen $J/\psi K^+$ kütle dağılımı [25].



Şekil 4.28: $B_s^0 \rightarrow J/\psi + X$ MC örneğinden elde edilen $J/\psi K^+$ kütle dağılımı [25].



Şekil 4.29: $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ 'dan elde edilen ϕK^+ kütle dağılımı [25].

5 SONUÇLAR VE TARTIŞMA

5.1 SONUÇLAR

Şekil 4.7’teki $J/\psi\phi K^+$ adayları için $\Delta M = m(\mu^+\mu^-K^+K^-) - m(\mu^+\mu^-) < 1.568$ GeV seçimi uygulanmıştır. B^+ kütle spektrumu, sinyal için Gausyen; ardaan için 2. dereceden polinom fonksiyonlarıyla fit edilir. Fitten elde edilen B kütle değeri, 5.2796 ± 0.0006 (stat.) GeV olup, B^+ ’ın nominal değeriyle uyumludur. Toplamda 2340 ± 120 (stat.) tane olay elde edilmiştir.

Daha sıkı seçimler uygulayarak elde ettiğimiz, ardaanı çok daha az olan Şekil 4.17’teki dağılımı, $J/\psi\phi$ kütle dağılımlarını kontrol etmek amaçlı kullanacağız. Bu dağılımı veren seçimler sonucunda sinyal olaylarının %40’ı korunurken, ardaan olayları 10 kat azaltılmıştır.

B’nin nominal kütle değerinin $\pm 3\sigma$ aralığındaki $J/\psi K^+K^-K^+$ olaylarından elde edilen K^+K^- kütle dağılımı, Şekil 4.4’te verilmiştir. P-dalga rölativistik Breit-Wigner fonksiyonu uygulanan fitten elde edilen parametreler, $m = 1019.4 \pm 0.1 MeV$ ve $\Gamma = 4.7 \pm 0.4 MeV$, ϕ mezonu kütlesiyle uyum içindedir. Bu noktaya kadar olan süreçte ϕ ve J/ψ dağılımları incelendiğinde, $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-K^+K^-K^+$ olaylarının büyük çoğunluğunun $J/\psi\phi K^+$ ’den oluştuğunu söyleyebilmek mümkündür.

$J/\psi\phi$ kütle dağılımını incelemek için, çok fazla ardalana sahip B^+ kütle spektrumunu fit etmek yerine; ΔM aralığını 20MeV’lik enerji aralıklarına böldük. Her bir aralıkta B kütle dağılımlarına fit uygulayarak, B^+ adaylarını elde ettik. Uyguladığımız fit fonksiyonları; tüm ardaan için, 2. dereceden polinom, sinyal için, Gausyen fonksiyonlardır. Elde edilen ΔM spektrumu Şekil 5.4’de verilmiştir. 3-parçacıklı faz uzayı formundaki ardaan üzerinde, iki farklı yapıya rastlanmıştır.

ΔM spektrumuna fit uygulanmadan önce, her bir kütle aralığını, Bölüm 4.9’da görece verim için elde ettiğimiz fonksiyonlarla normalize ettik. Bunun sonucunda sinyal olaylarına uyguladığımız Breit-Wigner fitinden dönen sonuçlar, kütle ve genişlik

için sırasıyla; $\delta m_1 = 1051.3 \pm 2.4(stat.)$ MeV ve $\Gamma_1 = 28_{-11}^{+15}(stat.)$ MeV, $\delta m_2 = 1217.1 \pm 5.3(stat.)$ MeV ve $\Gamma_2 = 38_{-15}^{+30}(stat.)$ MeV'dir. Sinyal olaylarının sayısı, düşük enerjilerde gözlemlenen yapı için $310 \pm 70(stat.)$, yüksek enerjideki için ise $418 \pm 170(stat.)$ 'dir. Her iki yapıyı da göz önüne alarak yapılan BW fiti, Şekil 5.4'te kırmızı çizgiyle gösterilmiştir.

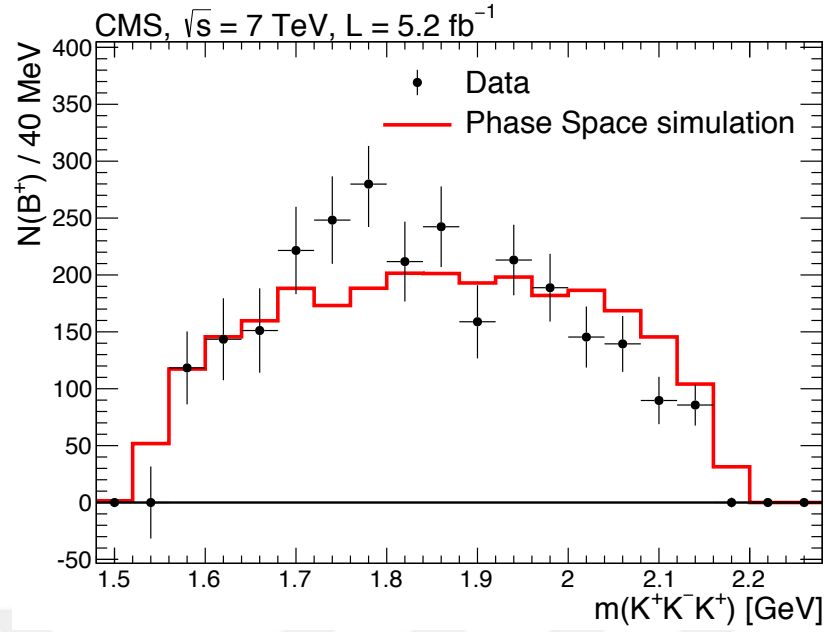
ΔM spektrumu, $J/\psi K^+$ ve ϕK^+ yapıdaki rezonansların girişiminden etkilenebilir. Özellikle ϕK^+ durumuna bozunan parçacık adayları olduğu bilinmektedir[28]. Burada ortaya çıkan herhangi bir rezonans durumu, $J/\psi \phi$ spektrumuna da mutlaka etki edecektir. Ancak bu rezonansların daha çok ϕK^+ 'ın düşük enerjili bölgesinde kalması, ΔM spektrumunda gözlemlenen yapılardan ağır olanına($\delta m = 1.2$ GeV) etki edebileceğini göstermektedir.

Literatürde $J/\psi K^+$ yapısına bozunan bir rezonansa rastlanılmamıştır.

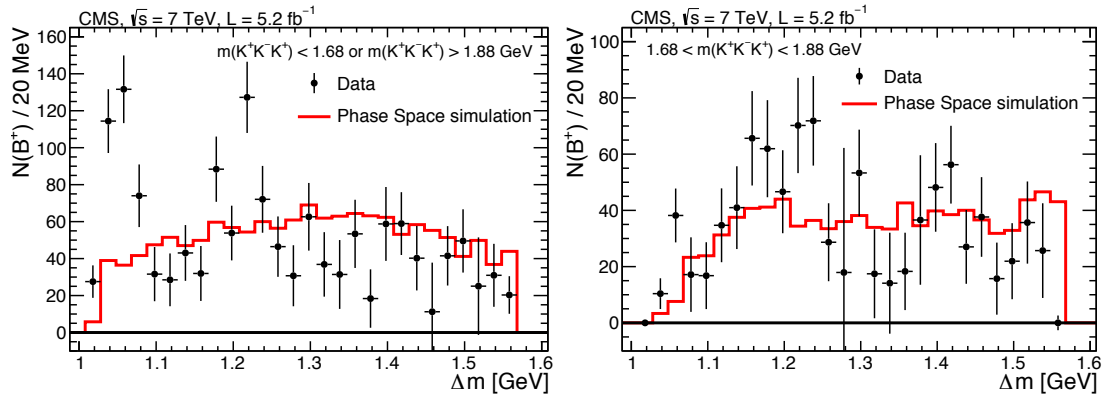
Yapılan tüm çalışmalarda, $J/\psi \phi$ spektrumunda gözlemlenen yapıların, başka rezonansların girişiminden kaynaklanmadığını ispatlamaya çalıştık. Buna rağmen, bu tür rezonansların varlığını tamamen göz ardı etmek de yanlış olacaktır. Örneğin Şekil 5.1'de verilen $K^+ K^- K^+$ dağılımında, 1.7–1.8 GeV civarında bir zenginlik görülmektedir. Bu enerji aralığındaki girişim her ne kadar düşük kütlede gözlediğimiz yapıya etki etmese de; yüksek kütledeki yapıyı etkileyebilmesi mümkündür. Dağılım, $K^+ K^- K^+$ spektrumunu 40 MeV'lik enerji aralıklarına bölüp, her aralık için ilgili $J/\psi \phi K$ dağılımlarına fit uygulanarak, B^+ adaylarının elde edilmesiyle oluşturulmuştur. Δm dağılımları, $1.68 < m(K^+ K^- K^+) < 1.88$ GeV aralığı elendikten sonra ve yalnızca bu aralıktaki B adayları seçilerek Şekil 5.2 yeniden elde edilmiştir. Görüldüğü üzere, ilk pik yine oldukça açık şekilde görülürken, 2.pik de olay sayısı azalmış olmasına rağmen, bu yapı da hala belirgindir. Olay sayısı yeterince fazla olmadığından, daha fazla araştırma yapmak mümkün olmamıştır. Sonuçlar, önemli bir rezonans girişimi olmadığı varsayımı üzerinden yapılmıştır.

Kontrol amaçlı bir diğer çalışma da, $J/\psi \phi$ spektrumuna 1-boyutlu(1D) χ^2 fit uygulanarak yapılmıştır. Sinyal ve ardaan için ortak, 1-boyutlu fonksiyon kullanılmıştır. Şekil 5.4'te, kesikli kırmızı çizgilerle gösterilmektedir.

3 boyutlu unbinned maximum likelihood(UML) ve 1D fit toplamda 3 defa uygulanarak, her iki yapının istatistiki değerleri belirlenmiştir. Bu 3 aşama sırasıyla; (1) yalnızca ardalana fit(null-hipotez), Şekil 5.3(a), (2) ardaan artı genişliği 2 MeV



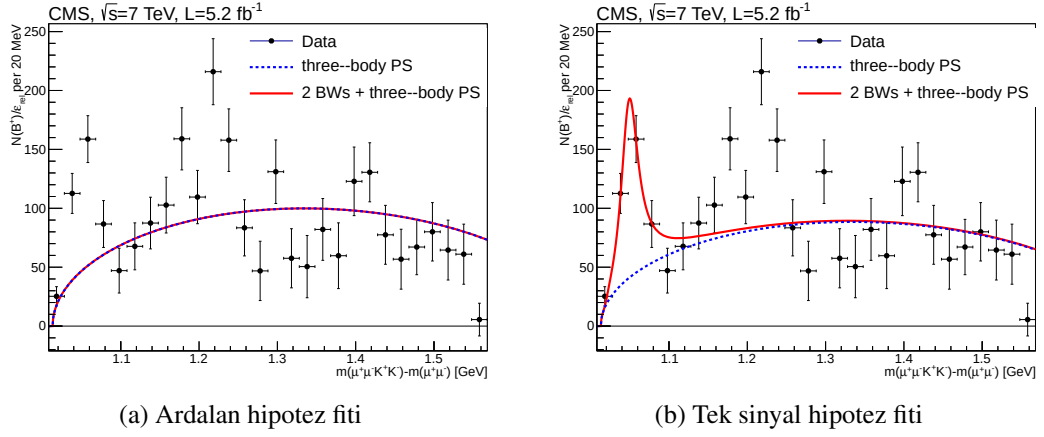
Şekil 5.1: 40 MeV’lik enerji aralıklarına bölünmüş $K^+K^-K^+$ data spektrumundaki $B^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$ adayları. Siyah kalın çizgi, faz uzayı simülasyonlarından elde edilmiştir [10].



Şekil 5.2: Solda, $m(\phi K^+) < 1.68$ GeV veya $m(\phi K^+) > 1.88$ GeV seçimleri için datadaki $K^+K^-K^+$ spektrumunu. Sağda $1.68 < m(\phi K^+) < 1.88$ GeV için B^+ elde edilen adayları [10].

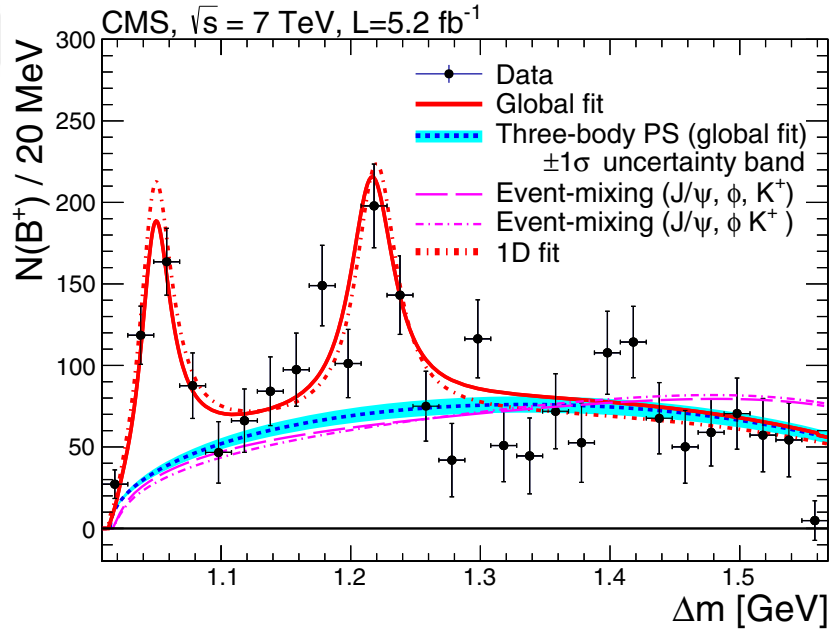
olan düşük kütleli yapı için S-dalga rölativistik BW fonksiyonu, Şekil 5.3(b), (3) iki yapıyı da içeren ardalın artı BW fonksiyonu dataya uygulanmıştır. UML fit için (1) ve (2) arasındaki log-likelihood oranı $-2\Delta\ln L$, 1D fit içinse $\Delta\chi^2$ hesaplanarak düşük enerji bölgesinde gözlemlenen yapının istatistiksel önemi hesaplanır. Aynı şekilde (2) ve (3) kullanarak da, yüksek enerjili bölgedeki yapının önemi bulunur.

Simülasyon örnekleri kullanılarak, ardalandaki değişimlerin datadaki yapılara etkisi olup olmadığı araştırıldı. Bu amaçla, Δm spektrumu 1.008 ile 1.568 GeV arasında 3-parçacıklı faz uzayı şeklinde olan 50M olay üretildi. Kütle 4.140 GeV’nin $\pm 3\sigma$



Şekil 5.3: Ardalan ve tek sinyal hipotezi fitleri [10].

aralığında ve genişliği, 10 ile 80 MeV arasında olan adaylar arasında, her bir aralık için en büyük dalgalanmaya sahip olan olaylar seçilmiştir. Böylelikle üretilen ardalan olaylarından, her bir aralık için $\Delta\chi^2$ değerleri bulunup, daha sonra bu değerler datadaki sinyalden elde edilen $\Delta\chi^2$ değerleriyle karşılaştırılmıştır. Bu şekilde her iki yapı için de ilgili p-değerleri ve ardından istatistik değeri, 5σ 'dan fazla bulunmuştur.



Şekil 5.4: Esnek seçimler uygulayarak elde edilen ΔM dağılımı [10].

Kütle ve genişlik değerlerinde elde edilen sistematik değişiklikler, Tablo 5.1 ile verilmiştir. Sinyaldeki dalgalanma, yapıları P-dalga BW fit uygulanarak elde edilmiştir. Ardalandaki değişimler, farklı fonksiyonlar kullanılarak elde edilen olasılık dağılımlarından oluşmaktadır. Görece verimdeki sapma, Bölüm 4.8'de MC üzerinde

Tablo 5.1: Farklı çalışmalardan her iki yapının kütle ve genişlik değerleri için elde edilen sistematik belirsizlikler [10].

Çalışma	m_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	m_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)
B^+ ardalan PDF	0.8	7.4	2.6	9.9
B^+ sinyal PDF	0.2	3.6	2.7	0.2
Görece verim	4.8	6.0	0.9	10.0
Δm binning	3.7	1.5	2.7	0.2
Δm yapı PDF	0.8	9.3	0.6	4.9
Δm kütle değişimi	0.8	6.4	0.6	4.6
Δm ardalan şekli	0.2	7.0	0.3	0.2
Seçim değerleri	0.8	7.8	5.5	1.8
Toplam Sistematik	6.3 MeV	19 MeV	7.3 MeV	16 MeV

yapılan çalışmayı, farklı Δm enerji aralıkları için tekrarlayarak elde edilmiştir. Bu çalışma, iki boyuttaki $m(J/\psi\phi)$ vs $m(\phi K^+)$ dağılımı kullanılarak kontrol edilmiş ve sonuçlar tutarlılık göstermiştir. ΔM spektrumunu 20 MeV’lik enerji aralıkları yerine 10 MeV’ye bölerek elde edilen sistematik belirsizlik Tablo 5.1 verilmektedir. Ardalanın şeklindeki sistematik belirsizlik olay-karışımı yöntemi kullanılarak; aynı kinematik seçimlerle ϕ ve K^+ aynı olaylardan, J/ψ ise farklı bir olaydan elde edilerek, belirlenmiştir. Gözlemlenen her iki yapı için de toplam belirsizlik, her bir çalışmada elde edilen belirsizlikler toplanarak bulunmuştur, Tablo 5.1.

5.2 ÖZET ve TARTIŞMA

Özetle, LHC’deki CMS deneyinde, kütle merkezi enerjisi $\sqrt{s} = 7$ TeV olan pp çarpışmalarında, $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ bozunum kanalından elde edilen $J/\psi\phi$ kütle spektrumunda bir yapıya rastlanılmıştır. 3-kütleli faz uzayı formundaki ardalanın üstündeki bu yapı, S-dalga rölativistik BW fonksiyonuyla fit edildikten sonra elde edilen istatistiki değer, 5σ ’dan fazladır. Yapının kütle ve genişlik değerleri sırasıyla, $m = 4148.0 \pm 2.4(stat.) \pm 6.3(syst.) MeV$ ve $\Gamma = 28_{-11}^{+15}(stat.) \pm 19(syst.) MeV$ şeklinde ölçülmüştür. Elde edilen değerler, CDF’in sonuçlarıyla uyumludur. Bunun yanı sıra, aynı kütle spektrumunda ikinci bir yapının varlığına rastlanmıştır. Bu yapı için kütle ve genişlik değerleri, $m_2 = 4313.8 \pm 5.3(stat.) \pm 7.3(syst.) MeV$ $\Gamma_2 = 38_{-15}^{+30}(stat.) \pm 16(syst.) MeV$ olarak ölçülmüştür. Her iki yapı da DD kütle eşiğinin oldukça üstünde olmasına rağmen, beklenin aksine dar kütle genişliklerine sahiplerdir. Oysa ki, aynı kütledeki geleneksel çarmonyum mezonlarının kısa süre içinde, ağırlıklı olarak DD

çiftine bozunması beklenirdi. $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ bozunumu üzerinde yapılacak kapsamlı bir genlik analiziyle, yapıların kuantum numaraları hakkında fikir edinilebilir. LHCb benzer bir yöntemle gerçekleştirdiği analizin sonucunda ilk yapının, 5.7σ ile $J^{PC} = 1^{++}$ değerlerine sahip olduğunu duyurmuştur [21]. CMS'in 2012 yılında elde ettiği veriler doğrultusunda bu çalışmanın bir benzeri amaçlandıysa da, yapılan analizler sonucu elde edilen olay sayısı, analizi gerçekleştirmemize olanak sağlamamıştır. Bu nedenle, $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ verileri ile istatistiğin arttırılmayı amaçlandığı analize devam edilmektedir.



Kaynakça

- [1] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8 (3):214–215, 1 1964.
- [2] G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Technical Report 8182, CERN, Geneva, SWITZERLAND, 2 1964.
- [3] S.-K. Choi et al. (Belle Collaboration). Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $b^\pm \rightarrow k^\pm \pi^+ \pi^- j/\psi$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, 91(262001), December 2003.
- [4] CDF Collaboration. Precision measurement of the X(3872) mass in $J/\psi \pi^+, \pi^-$ decays. *Physics Review Letters*, 103(15), 10 2009.
- [5] D0 Collaboration. Observation and properties of the x(3872) decaying to $j/\psi \pi^+, \pi^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{tev}$. *Physics Review Letters*, 93 (162002):15–16, 10 2004.
- [6] BABAR Collaboration. Search for $B^\pm \rightarrow X(3872) k^\pm$ $X(3872) \rightarrow J/\psi \gamma$. *Phys. Rev. D*, 74(071101):10–12, 10 2006.
- [7] LHCb Collaboration. Determination of the X(3872) meson quantum numbers. *Physics Review Letters*, 110(22):214–215, 5 2013.
- [8] BABAR Collaboration. Observation of $Y(3940) \rightarrow J/\psi \omega$ in $B \rightarrow J/\psi \omega K$ at BABAR. *Physics Review Letters*, 101(082001), 08 2008.
- [9] CDF Collaboration. Evidence for a narrow near-threshold structure in the $J/\psi \phi$ mass spectrum in $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ decays. *Physics Review Letters*, 102:3–5, 06 2008.

- [10] CMS Collaboration. Observation of a peaking structure in the $J/\psi\phi$ mass spectrum from $b^\pm \rightarrow J/\psi\phi k^\pm$ decays. *Physics Letters B*, 734(261–281), June 2015.
- [11] CMS Collaboration ATLAS Collaboration. Combined measurement of the higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 tev with the atlas and cms experiments. *Physics Review Letters*, 114:191803, 08 2015.
- [12] Günther Dissertori. The determination of the strong coupling constant. *World Scientific*, 26:12, 06 2015.
- [13] G. Jona-Lasinio Y. Nambu. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. *Physics Review Letters*, 122:345, 04 1961.
- [14] F. Englert; R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, 13(321), 6 1964.
- [15] Frederic Brünner; Anton Rebhan. Nonchiral enhancement of scalar glueball decay in the witten-sakai-sugimoto model. *Phys. Rev. Lett.*, 115(13), September 2015.
- [16] J. Aubert et al. E598 Collaboration. Experimental observation of a heavy particle j. *Physics Review Letters*, 33:1406–1408, 02 1974.
- [17] J. Augustin et al. SLAC-SP-017 Collaboration. Discovery of a narrow resonance in $e^+ e^-$ annihilation. *Physics Review Letters*, 33:1404–1406, 02 1974.
- [18] T. Kinoshita et al. E. Eichten K.Gottfried. Spectrum of charmed quark-antiquark bound states. *Phys. Rev. Lett.*, 34:6–10, 01 1976.
- [19] Belle Collaboration. Observation of a resonancelike structure in the $\pi^\pm\psi'$ mass distribution in exclusive $B^+ \rightarrow K\pi^\pm\psi'$ decays. *Physics Review Letters*, 100: 142001, 05 2008.
- [20] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration). Observation of $J\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J\psi K^- p$ decays. *Physics Review Letters*, 115: 072001, 06 2015.
- [21] The LHCb collaboration. Amplitude analysis of $B^\pm \rightarrow J/\psi\phi K^\pm$ decays. *arXiv:1606.07898 [hep-ex]*, page 1, 06 2016.

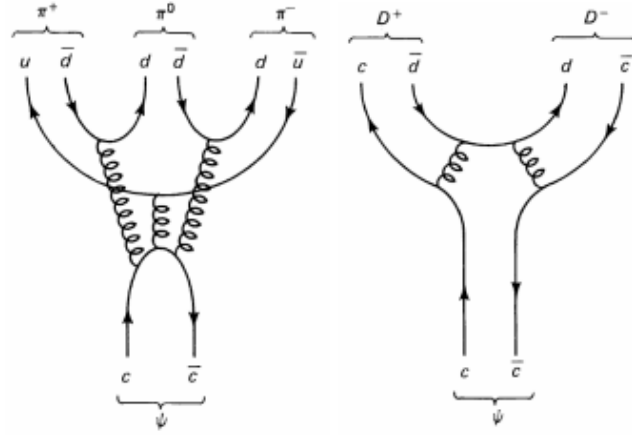
- [22] Stephen Godfrey. Topics in hadron spectroscopy in 2009. *arXiv:0910.3409v2 [hep-ph]*, page 4, 10 2009.
- [23] Gui-Jun Ding. Possible molecular states of $D_s^* \bar{D}_s^*$ system and Y(4140). *The European Physical Journal C*, 64(2), November 2009.
- [24] Khachatryan et al. The CMS Collaboration. Prompt and non-prompt J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Eur. Phys. J. C*, 71:1575, 2011.
- [25] Jane Nachtman Kai Yi, E. Asli Albayrak. Search for exotic states in the $J/\psi \phi$ mass spectrum in exclusive $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ decays at cms. Technical Report 445, CMS, University of Iowa, Iowa City, IA, USA, 10 2011. CMS Analysis Note.
- [26] D. Asner. Dalitz plot analysis formalism. Technical report, PDG, Pacific Northwest National Laboratory, 1 2006.
- [27] Belle Collaboration. Observation of a near-threshold $\omega J/\psi$ mass enhancement in exclusive $B \rightarrow K \omega J/\psi$ decays. *Phys. Rev. D*, 94(182002), 05 2012.
- [28] J. Beringer et al. Particle Data Group. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:3–4, 02 2012.

A Okubo-Zweig-Iizuka(OZI) Kuralı

OZI kuralı, Okubo, Zweig ve Iizuka tarafından, KRD temel alınarak geliştirilmiş bir teoridir. Bazı bozunum kanallarının diğerlerine oranla neden baskılandığını açıklamaktadır. OZI kuralına göre, içteki gluon propagatörlerini kaldırdığımızda gelen ve giden parçacıkları birbirinden ayrı iki Feynman diagramı olarak ifade edebiliyorsak, bu bozunum kanalı baskılanmıştır(yasaklanmıştır). Şekil A.1'in sol kısmında görüldüğü üzere $\Psi \rightarrow \pi\pi\pi$, örneğin $\psi \rightarrow \mu\mu$ bozunumuna göre çok daha az rastlanır. DD çiftine bozunacak kadar kütleyle sahip olmayan bu parçacıklar, nispeten daha dar bir kütle aralığına sahip, yani daha uzun ömürlü olurlar($10^{-20}s$).

DD eşiğinin üzerindeki parçacıklar, Şekil A.1'in sağ kısmında görüldüğü üzere, D mezonlarına bozunmaya izinlidirler. Bu görece daha kısa bir zamanda gerçekleşir ve parçacıkların kütle genişlikleri bir kaç MeV'yi bulabilir.

Bu durumu KRD temelinde görebilmek için çiftlenim sabitine bakabiliriz. OZI kuralınca baskılanmış durumlar, KRD çiftlenim sabiti cinsinden α_s^3 mertebesindeyken, izinli durumlar α_s^2 mertebesindedir. $\alpha_s < 1$ olduğu göz önüne alındığında, küçük çiftlenim sabitine sahip bozunumların baskılanması açıklanabilir.

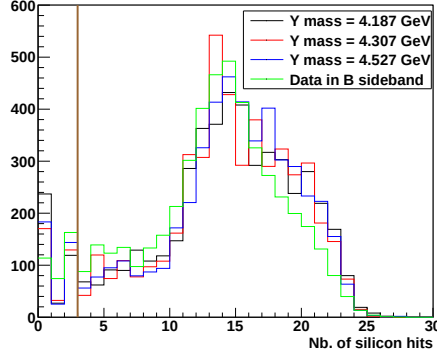


Şekil A.1: Sağ, $D\bar{D}$ eşliğinin üzerinde, OZI izinli durum; sağ, eşğin üzerindeki OZI baskılanmış durum.

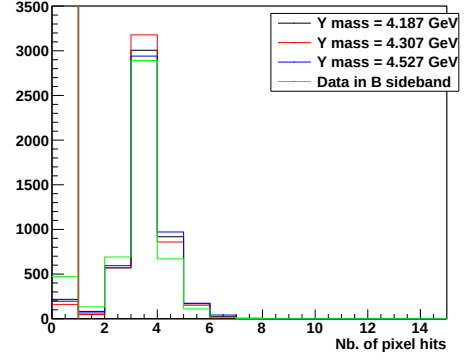
B Seçim Değerlerinin Sinyal Monte Carlo ile Dağılımları

Sinyal MC kullanılarak Bölüm 3.3'teki seçimlerin güvenilirliği test edilmiştir. Dataset A ve B ayrı değerlendirilmiş olup, $m(Y)=4.187, 4.307$ ve 4.527 GeV için 3 ayrı sinyal mC kullanılmıştır. Düşey kahverengi çizgiler Bölüm 3.3'te uygulanan seçimleri göstermektedir.

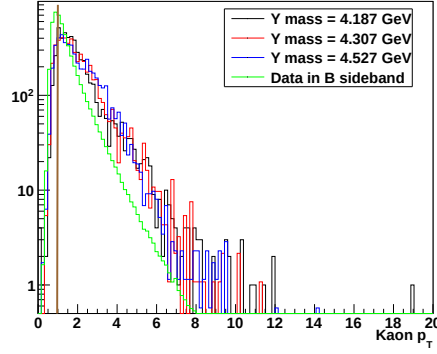
Şekil B.1'de, 3 farklı sinyal MC için seçimlerin spektrumları gösterilmektedir(DatasetA). Ayrıca data için B'nin yan bantlarının dağılımları da verilmiştir. Aynı seçimlerin dağılımları bu kez Dataset B için Şekil B.2'de verilmiştir.



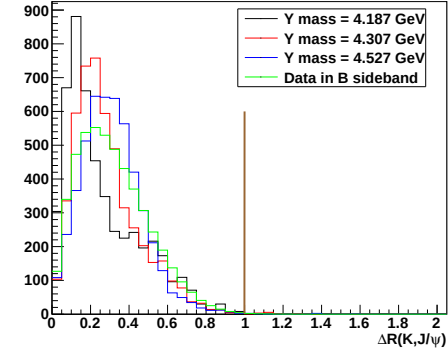
(a) $p_T(J/\psi) > 7$



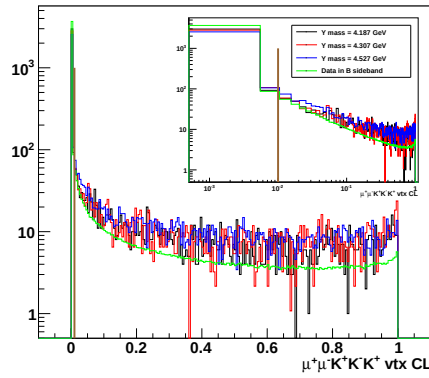
(b) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$



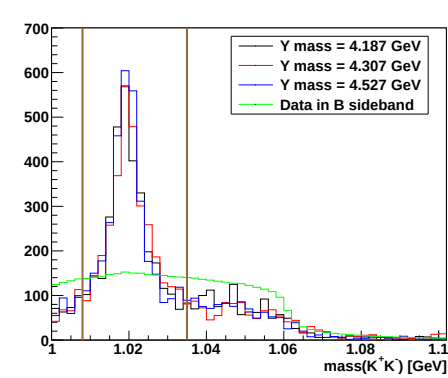
(c) $p_T(J/\psi) > 7$



(d) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$

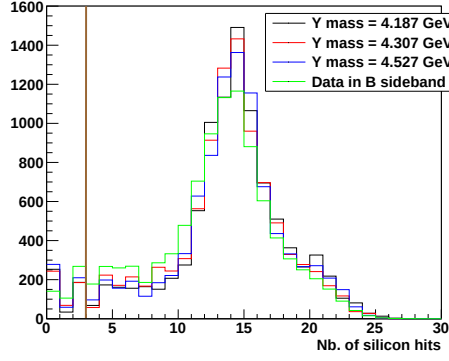


(e) $p_T(J/\psi) > 7$

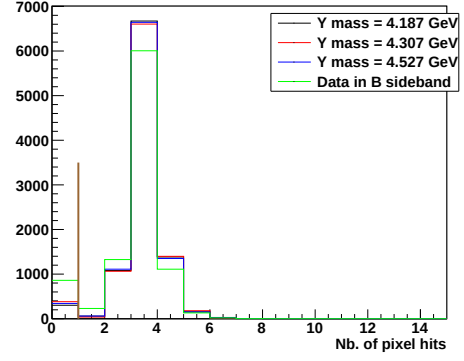


(f) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$

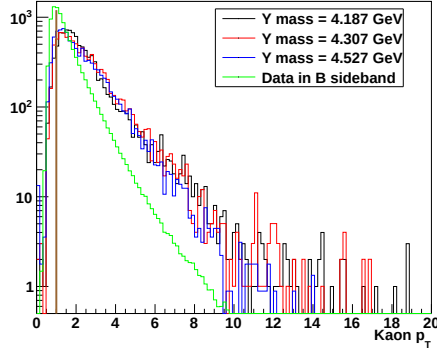
Şekil B.1: $m(Y)=4.187(s)$, $4.307(k)$ ve $4.527(s)$ GeV ve datada B'nin yan bantlarının dağılımları. Dağılımlarda tetikleyici seçimi olan $p_T(J/\psi) > 7 \text{ GeV}$ dışında seçim uygulanmamıştır. Dağılımlar MC'ya göre normalize edilmiştir [25].



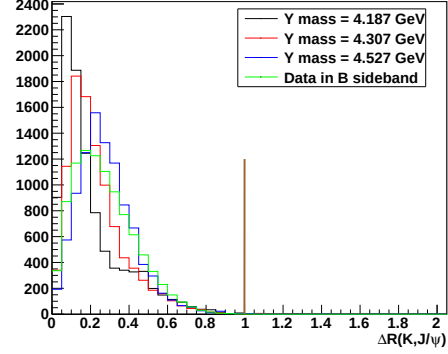
(a) $p_T(J/\psi) > 7$



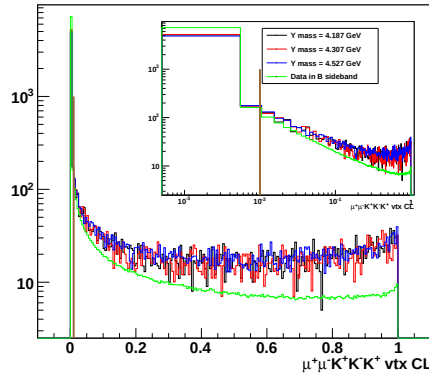
(b) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$



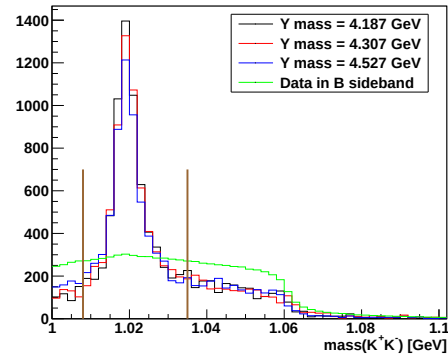
(c) $p_T(J/\psi) > 7$



(d) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$



(e) $p_T(J/\psi) > 7$

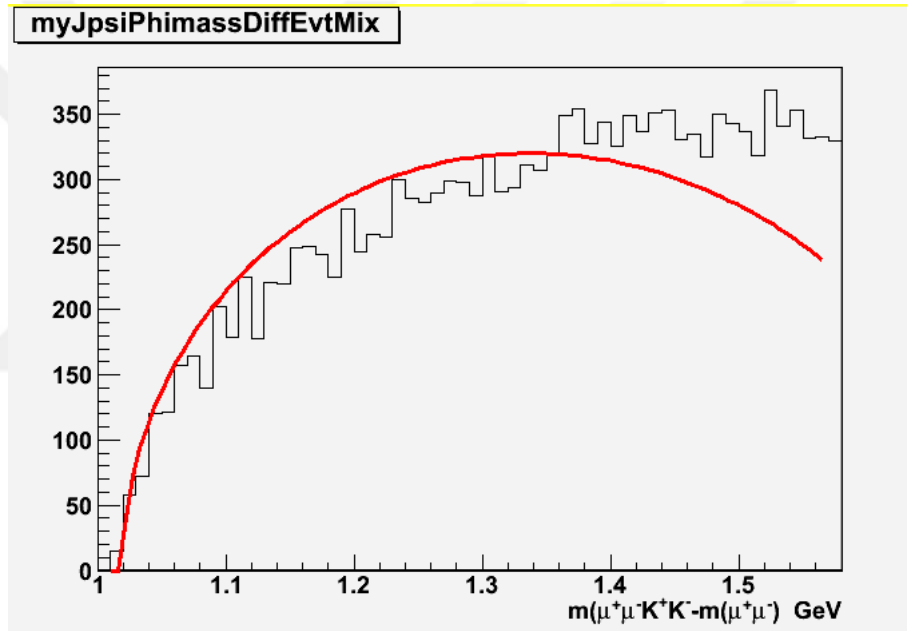


(f) $p_T(J/\psi) > 7, p_T(\mu_1 \& \mu_2) > 4 \text{ GeV}$

Şekil B.2: $m(Y)=4.187(s)$, $4.307(k)$ ve $4.527(s)$ GeV ve datada B'nin yan bantlarının dağılımları. Dağılımlarda tetikleyici seçimi olan $p_T(J/\psi) > 7 \text{ GeV}$ ve $P_T(\mu) > 4 \text{ GeV}$ dışında seçim uygulanmamıştır. Dağılımlar MC'ya göre normalize edilmiştir [25].

C Olay Karşımı(Event Mixing) Tekniği ile ΔM Spektrumu

Bu method, bir ardaan belirleme methodudur. Bu yöntem ile J/ψ herhangi bir olaydan elde edilirken, ϕK ise başka bir olaydan üretilirler. Bu sayede ΔM spektrumunda bir yapıya rastlanıp rastlanılmadığına bakılır. Şekil C.1’de, beklenildiği üzere herhangi bir gözlenmemiştir. Dağılım, 3-kütleli faz uzayı formuna oldukça benzemektedir.



Şekil C.1: Olay karışımı tekniği ile ΔM spektrumu [25].

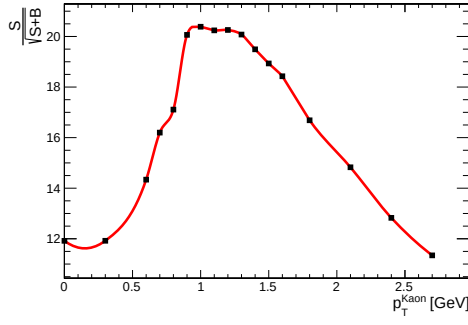
D Daha Katı Seçimler İçin Bir Çalışma

Bu çalışma bir egzersiz niteliğinde olup, daha katı seçimler uygulayarak $S/(S+B)$ oranını arttırmayı amaçlar. S, 1.5σ aralığındaki B olayları; B, sinyalin altında kalan ardalan olaylarının sayısıdır. Tüm seçimler optimize edildikten sonra 1.5σ aralığındaki sinyal zenginliği(purity) %44'tür. Bunun için optimize edilmiş seçimler aşağıdadır:

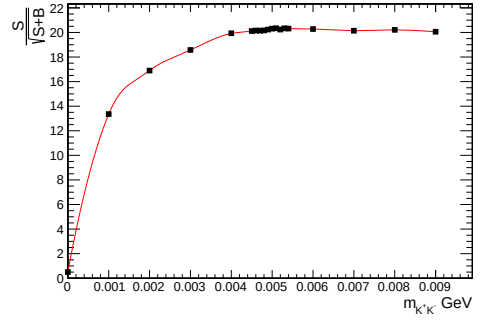
- Her kaon $p_T > 1.0$ GeV
- Her kaon ve muon $|\eta| \leq 2.4$
- Kaonlarda pixel ve silicon hit sınırlaması yoktur.
- Sırayla J/ψ ve B köşelerinin fit olasılıkları %0 ve %19'dan büyük seçilmiştir.
- $\Delta R(J/\psi, K) < 1.5$
- $L_{xy}(J/\psi)/\sigma(L_{xy}(J/\psi)) \geq 3$
- B izolasyon > 0.38
- J/ψ momentum seçimleri
 - Dataset A için tetikleyici seçimi $p_T(J/\psi) > 7$ GeV ve run numarası > 170722 olmalıdır.
 - Dataset B için tetikleyici seçimi $p_T(J/\psi) > 7$ GeV, $p_T(\mu_1 \& \mu_2)$ run numarası ≥ 170722 olmalıdır.
- Kütle aralığı seçimleri
 - J/ψ , PDG değerinin ± 140 MeV içindedir.
 - ϕ , PDG değerinin ± 5.1 MeV içindedir.

Burada B izolasyon, $\frac{p_T(B)}{p_T(B) + \sum p_T}$ olup, $\sum p_T$ momentumu 500 MeV'den büyük kaon izleridir.

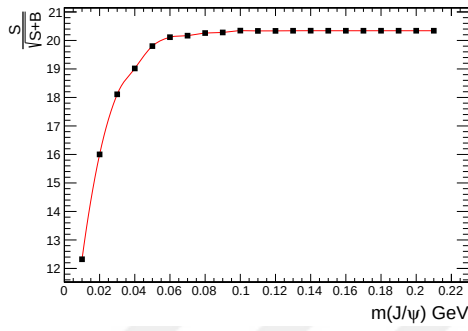
Seçimler uygulandıktan sonra elde edilen B kütle spektrumu Şekil D.2'de verilmiştir. Buna ek olarak, ardalan çıkarıldıktan sonraki ΔM dağılımı da gösterilmiştir.



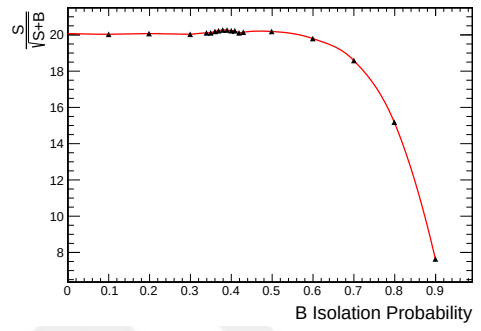
(a)



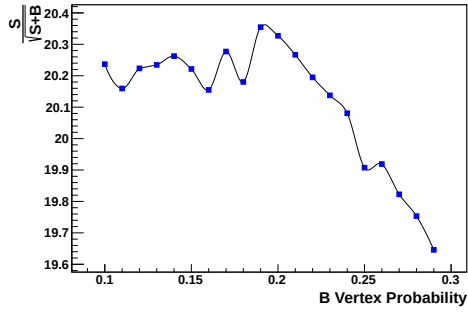
(b)



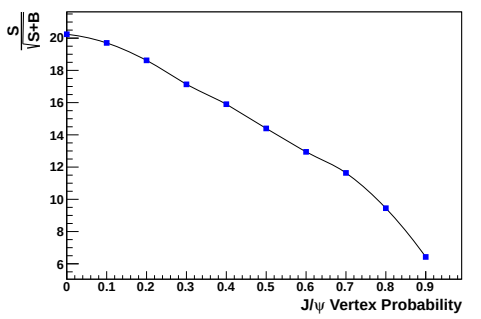
(c)



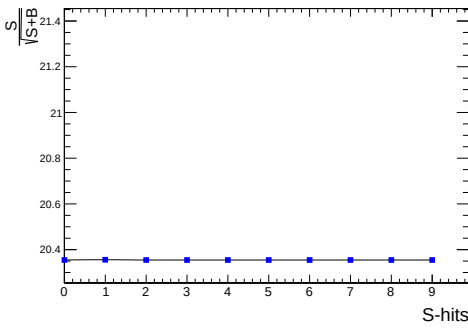
(d)



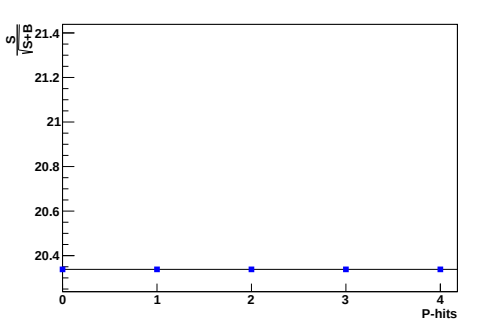
(e)



(f)

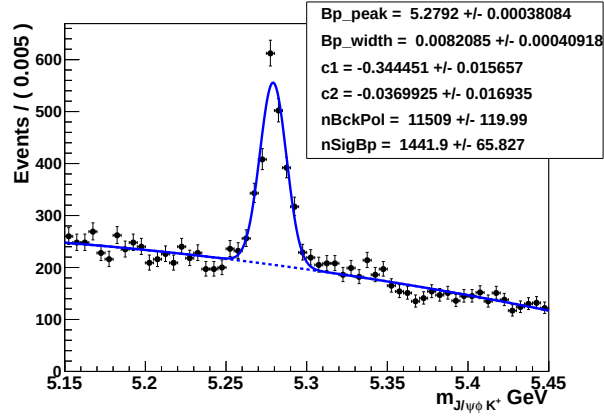


(g)

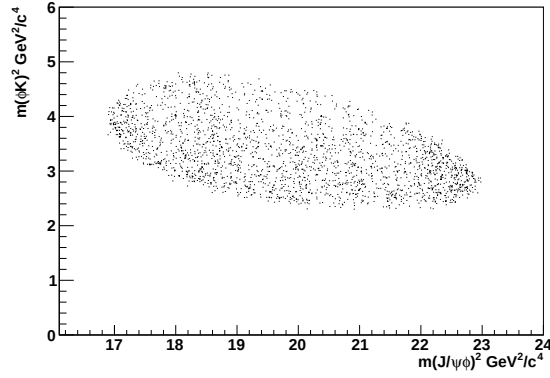


(h)

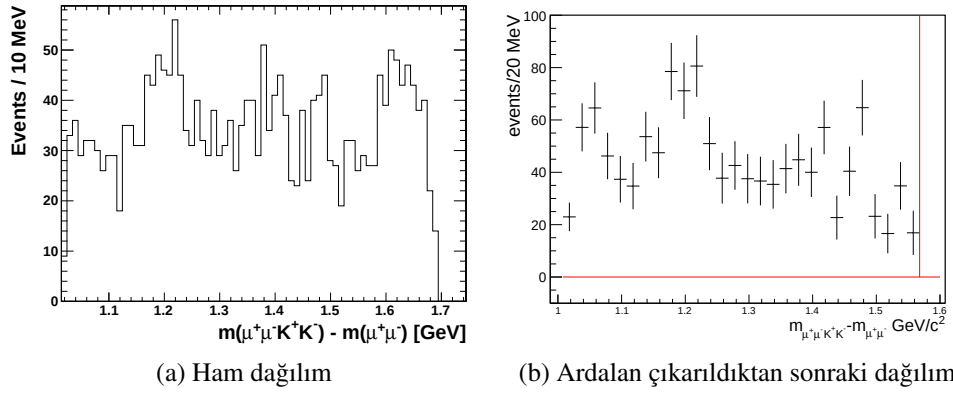
Şekil D.1: Farklı seçimlerin fonksiyonu olarak S/S+B oranı [25].



Şekil D.2: Seçimler optimize edildikten sonraki B kütle dağılımı. $B L_{xy} > 10$ [25].



Şekil D.3: Seçimler optimize edildikten sonraki Dalitz plot. $B L_{xy} > 10$ [25].



Şekil D.4: Seçimler optimize edildikten sonra, ardalan çıkarılmadan önce(sol) ve çıkarıldıktan sonra(sağ) ΔM dağılımları [25].

E Dalitz Plot Formalizmi

3-parçacıklı bir sistem için Dalitz plot tekniği kullanılarak, olası rezonans durumları incelenebilir. $B \rightarrow J/\psi \phi K$ bozunumunda ortaya çıkan parçacıkların değişmez(invaryant) kütleleri, $m^2(\phi K)$, $m^2(J/\psi \phi)$ ve $m^2(J/\psi K)$ faz uzayının koordinatları olarak düşünülebilirler.

Dalitz plot, 3-parçacıklı sistemlerin;

$$X \rightarrow ABC \quad (E.1)$$

2 boyutta gösterimidir. Böylesi bozunumlar için bozunma oranı:

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32\sqrt{s^3}} |M^2| dm_{AB}^2 dm_{BC}^2 \quad (E.2)$$

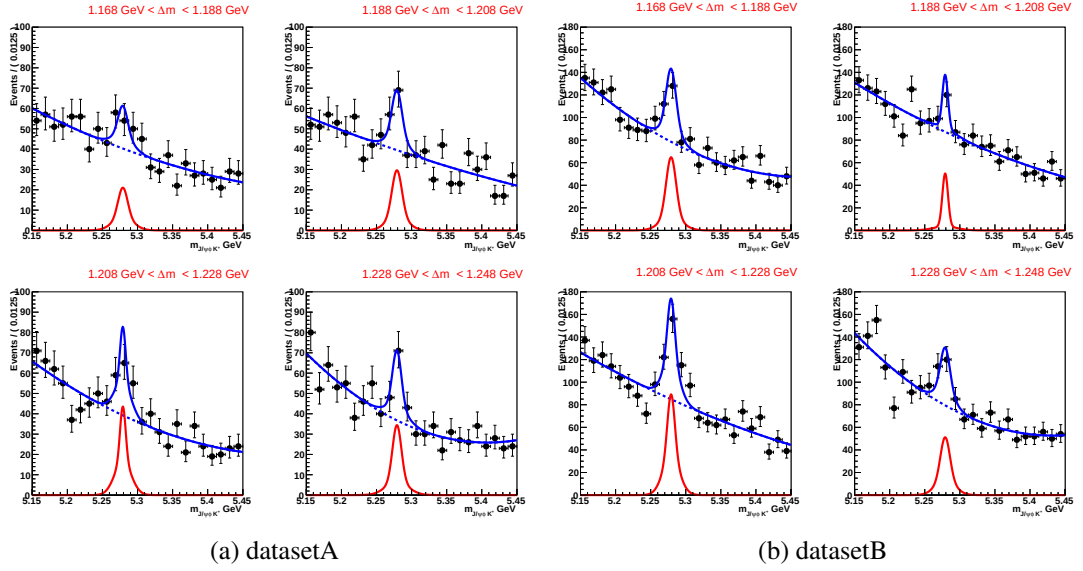
olarak verilir. M , Lorentz değişmez saçılma genliğidir, karesi ise sistemin ilk durumdan son duruma geçiş olasılığını tanımlar. İnvaryant kütlelerin kareleri arasındaki saçılmayı gösteren şekil Dalitz plottur. M^2 'nin sabit olması, faz uzayı sınırları içinde homojen bir olay dağılımına sahip olmamıza neden olacaktır. Bu anlamda sistemin rezonans durumlarına sahip olmadığı anlaşılır. Rezonans durumları 3-parçacıklı bu sistemlerde, son durumdaki parçacıkların, ikili bir sistemden saçılmaları şeklinde gözlemlenir.

$$X \rightarrow YC \rightarrow ABC \quad (E.3)$$

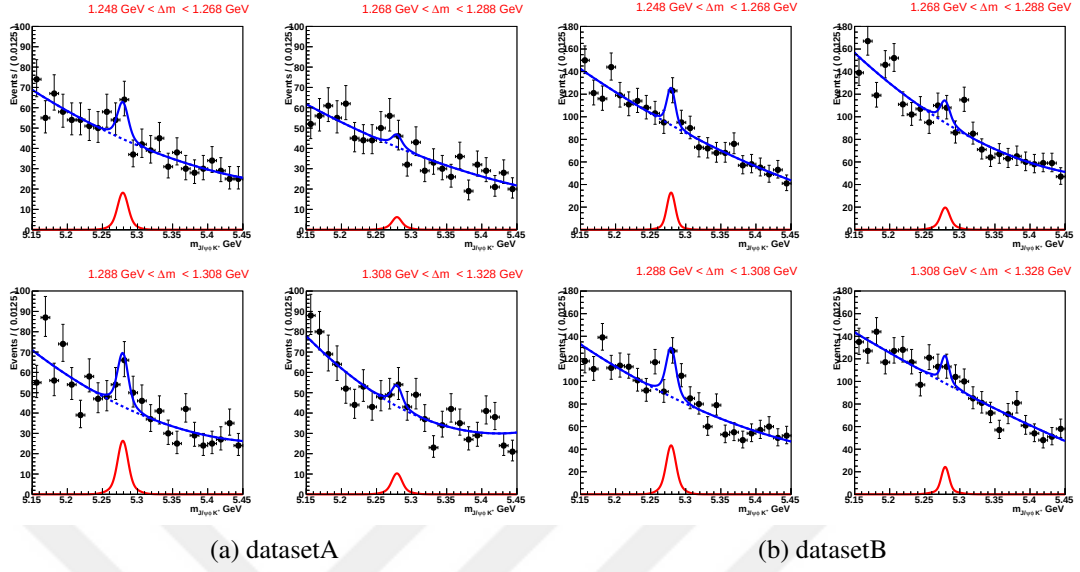
Bir ekseni m_{AB}^2 olan Dalitz plotta, rezonansın invaryant kütlelerine bağlı olarak saçılma olaylarının, bu eksene dik şekilde yığıldığı gözlemlenecektir.

F ΔM Aralıklarındaki B Olayları

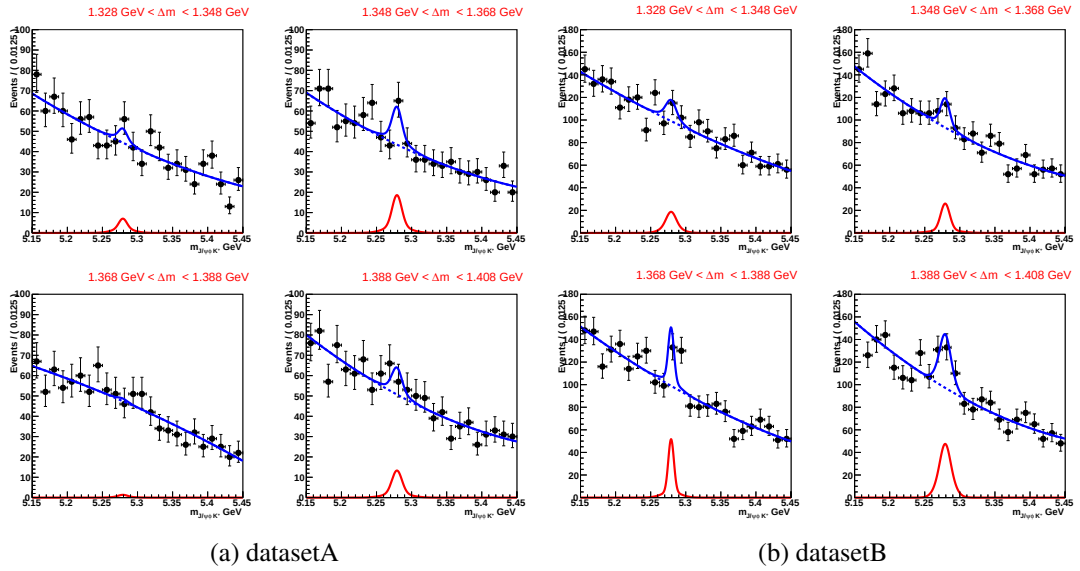
ΔM kütle tayfı, 1.008-1.568 GeV aralığındadır. Bölüm 4.6.2’de 1.168 GeV’ya kadar gösterilen dağılımların 1.568 GeV’ye kadar olan kısmı aşağıdaki şekillerde verilmiştir. Tüm bu aralıklardan elde edilen B sinyali olay sayısı, ΔM kütle dağılımını elde etmekte kullanılır. Bu şekilde elde edilen ΔM kütle tayfı, ardalandan arındırılmıştır.



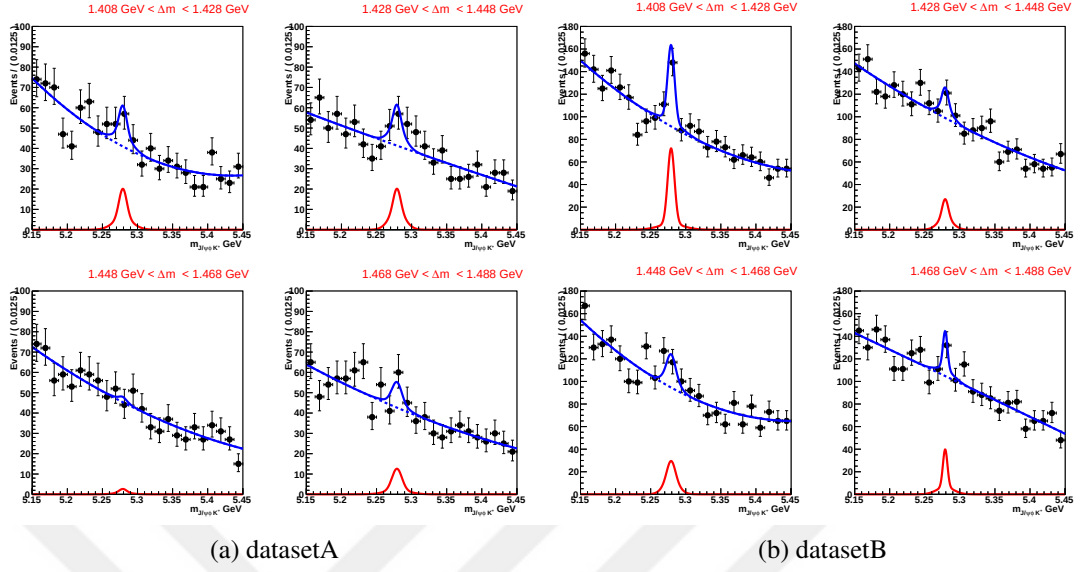
Şekil F.1: 1.168-1.188, 1.188-1.208, 1.208-1.228 ve 1.228-1.248 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.



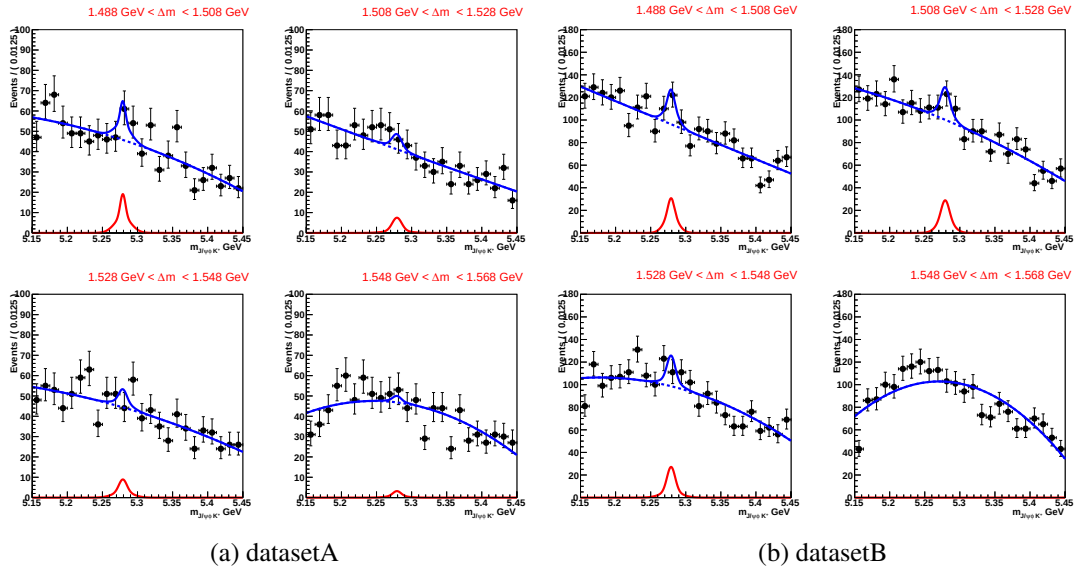
Şekil F.2: 1.248-1.268, 1.268-1.288, 1.288-1.308 ve 1.308-1.328 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.



Şekil F.3: 1.328-1.348, 1.348-1.368, 1.368-1.388 ve 1.388-1.408 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile edilen dağılımlar.



Şekil F.4: 1.408-1.428, 1.428-1.448, 1.448-1.468 ve 1.468-1.488 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.



Şekil F.5: 1.488-1.508, 1.508-1.528, 1.528-1.548 ve 1.548-1.568 GeV Δm aralıklarında Dataset A (sol) ve Dataset B (sağ) ile elde edilen dağılımlar.