

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ALICE'DE 7 TeV'LİK pp ÇARPIŞMALARINDA K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$,
 $\Delta^{++}(1232)$ ve $\Delta^-(1232)$ OLUŞUMLARININ İNCELENMESİ**

AYBEN KARASU UYSAL

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
PROF. DR. METİN SUBAŞI**

İSTANBUL, 2011

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ALICE'DE 7 TeV'LİK pp ÇARPIŞMALARINDA K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$,
 $\Delta^{++}(1232)$ ve $\Delta^-(1232)$ OLUŞUMLARININ İNCELENMESİ**

Ayben KARASU UYSAL tarafından hazırlanan tez çalışması 03.06.2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Metin SUBAŞI
Yıldız Teknik Üniversitesi

Eş Danışman

Prof. Dr. Jean-Pierre Charles REVOL
CERN

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Metin SUBAŞI
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Mustafa Nizamettin ERDURAN
İstanbul Üniversitesi

Prof. Dr. Erhan GÜLMEZ
Boğaziçi Üniversitesi

Prof. Dr. Hasan Hüseyin GÜVEN
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Cenap Şahabettin ÖZBEN
İstanbul Teknik Üniversitesi

Bu alışma, Türkiye Bilimsel Araştırma Kurumu Bilim Adamı Yetiřtirme Grubu, Türkiye Atom Enerjisi Kurumu CERN-A.5.H.2.P.1.01–9 projesi ve CERN tarafından desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın yapılmasında, bana her zaman destek olan, CERN'e gidiş işlemlerimi sağlayan ve sürekli desteği ile her sorunuma bir çözüm bulan tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Metin Subaşı'na teşekkür ederim.

Çalışmalarında bana en büyük yardımı sağlayan, beni CERN'e davet eden ve araştırmalarımı sorunsuz bir şekilde yürütebilmem için CERN olanaklarından yararlanabilmemi sağlayan, her sorunuma bir çözüm bulan ve çok yoğun iş temposu içinde bana zaman ayıran ikinci tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Jean-Pierre Charles Revol'e teşekkür ederim.

Parçacık analizlerindeki yardımlarından dolayı Sayın Prof. Dr. Helmut Oeschler ve Sayın Dr. Karel Safarik'e teşekkür ederim.

Analizlerime yaptıkları değerli yorumlardan dolayı başta Sayın Dr. Alberto Pulvirenti ve Sayın Dr. Angela Badala olmak üzere ALICE rezonans grubunun tüm üyelerine teşekkürlerimi sunarım.

Biyisayar programlama konusundada büyük yardımlarını gördüğüm başta Sayın Andreas Morsh , Sayın Latchezar Betev ve Sayın Martin Vala olmak üzere tüm ALICE Offline grubuna teşekkür ederim.

Tanıştığımız ilk günden beri bana sürekli yardımcı olan tüm ALICE ekibine ve başta Sayın Natasha Sharma ve Sayın Alexander Kalweit olmak üzere tüm çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu çalışma, ben henüz üyesi olmadan başlayan binlerce LHC ve ALICE fizikçisinin büyük çabaları olmadan tamamlanamazdı. Bu nedenle bütün LHC ve ALICE grubuna çok teşekkür ederim.

Sonsuz sevgi, sabır ve destekleriyle ve daima yanımda olan sevgili annem Sayın Aynur Karasu ve babam Sayın Muzaffer Karasu ve kardeşim Aylin Karasu'ya teşekkür ederim.

Son olarak bana her zaman inanan, en umutsuz zamanlarımda bile beni cesaretlendirerek çalışmalarında yol almamı sağlayan sevgili yol arkadaşım Emrah Uysal'a en derin teşekkürlerimi sunarım.

Haziran, 2011

Ayben KARASU UYSAL

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ.....	viii
KISALTMA LİSTESİ.....	x
ŞEKİL LİSTESİ.....	xii
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xvii
ÖZET.....	xix
ABSTRACT.....	xxi
BÖLÜM 1	1
GİRİŞ.....	1
1.1 Literatür Özeti	2
1.2 Temel Bilgiler ve Tezin Amacı	2
1.2.1 Standart Model	2
1.2.2 Kuark-Gluon Plazma ve Acayiplik Oluşumu	4
1.2.3 Rezonans Oluşumu	6
1.2.4 Yüksek Enerjili Proton-Proton ve Ağır iyon Çarpışmaları	8
1.2.5 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı	9
1.2.6 Tezin Amacı	13
1.3 Orjinal Katkı	13
BÖLÜM 2	14
TEORİK MODELLER ve LHC ÖNCESİ DENEYLERLE KARŞILAŞTIRMA	14
2.1 İstatistiksel Termal Modeller	15
2.2 Kuantum Renk Dinamiği (QCD) Kullanan Modeller	17
2.3 PYTHIA ve PHOJET Modellerinin Diğer Deneylele Karşılaştırılması	25
2.3.1 Tesir Kesitleri	25
2.3.2 Parçacık Bollukları	26
2.3.3 Acayip Parçacık Oluşumu	36
BÖLÜM 3	43
ALICE DENEYİ	43
3.1 ALICE Koordinat Sistemi	46

3.2	Merkezi Bölüm	47
3.2.1	İç İzleme Sistemi – ITS	47
3.2.2	Zaman İzdüşüm Odası – TPC	49
3.2.3	Geçiş Radyasyon Dedektörü - TRD	52
3.2.4	Uçuş Zamanı Dedektörü - TOF	53
3.2.5	Yüksek Momentum Parçacık Tanımlama Dedektörü – HMPID	54
3.2.6	Foton Spektrometresi – PHOS	55
3.2.7	Elektromagnetik Kalorimetre – EMCal	55
3.2.8	Kozmik Işın Dedektörü – ACORDE	56
3.3	Ön Dedektörler	56
3.3.1	Sıfır Derece Kalorimetresi – ZDC	56
3.3.2	Ön Bolluk Dedektörü – FMD	56
3.3.3	Foton Bolluk Dedektörü – PMD	57
3.3.4	V0 Dedektörü	57
3.3.5	T0 Dedektörü	57
3.3.6	Muon Spektrometresi	58
BÖLÜM 4		59
MERKEZİ DEDEKTÖRLERDE İZ BULMA ve YENİDEN YAPILANDIRMA		59
4.1	AliROOT	59
4.2	Merkezi Dedektörlerde Vertex Bulma ve Yapılandırma	63
4.2.1	Birincil Vertekslerin Yapılandırılması	64
4.2.2	İz Bulma Yöntemi	65
4.2.3	İkincil Vertekslerin Yapılandırılması	67
4.2.3.1	V ⁰ Vertekslerinin Belirlenmesi	69
4.2.3.2	Cascade Vertekslerinin Belirlenmesi	72
BÖLÜM 5		74
PARÇACIK SİNYALLERİNİN ELDE EDİLMESİ		74
5.1	Analizde Kullanılan Veri Örneği ve Dedektörün Çalışma Koşulları	74
5.1.1	pp Çarpışma Olaylarının Seçimi	75
5.1.2	Parçacık İzlerinin Seçimi	79
5.1.3	Acayip Parçacık İzlerinin Seçimi	84
5.2	Kütle Dağılımından Parçacık Bolluklarının Elde Edilmesi	88
5.2.1	Parçacık Momentumunun Kütle Dağılımına Etkisi	90
5.2.2	V ⁰ Parçacıklarının y-p _t Dağılımları	94
5.3	Δ ⁺⁺ ve Δ ⁻ Rezonanslarının Yapılandırılması	94
5.3.1	TPC Dedektörü ile Parçacık Tanımlaması	95
5.3.2	TOF Dedektörü ile Parçacık Tanımlaması	95
5.3.3	İnvariant Kütle Yapılandırması	96
5.3.4	Rezonans Sinyalini Tanımlama	96
5.3.5	Background Analizi	98
5.3.6	Sinyal Fonksiyonu	102
5.3.7	Δ(1232) Parçacığının Kütle, Rezonans Genişliği ve Bolluk Dağılımları	106
5.3.8	Δ(1232) Parçacığının Kütle, Rezonans Genişliği ve Bolluk Dağılımlarının Multiplisiteye Bağlı olarak İncelenmesi	111
5.4	Dedektör Etkileri İçin Yapılan Düzeltmeler	114
5.4.1	Kapsam-Verim Düzeltmesi (Acceptance Correction)	115
5.4.2	Geri Besleme Düzeltmesi (Feed-Down Correction)	116

5.5	Sistemantik Belirsizlikler	118
5.5.1	Sinyal Fonksiyonunun Fit Edilmesinde Kullanılan Fonksiyonlar.....	119
5.5.2	Background Fonksiyonunun Fit Edilmesinde Kullanılan Fonksiyonlar	119
5.5.3	V^0 Parçacıklarının Bolluk Analizinde Kullanılan Bin Sayımı ve Gaus Yöntemleri.....	119
5.5.4	$\Delta(1232)$ Parçacıklarının Analizinde Uygulanan Normalizasyon Aralığı ...	120
5.5.5	$\Delta(1232)$ Parçacıklarının Faz Uzayı Faktörü Fonksiyonunda Kullanılan T_{fo} ve p_t Parametreleri.....	120
5.5.6	Analizde Kullanılan y Aralığı.....	120
5.5.7	z-Verteks Mesafesi	120
5.5.8	İz Seçim Parametreleri	120
5.5.9	$\Delta(1232)$ Parçacığının Analizinde Proton Tanımlamasında Kullanılan Momentum Sınırlaması.....	122
5.5.10	$\Delta(1232)$ Parçacığının Analizinde Proton ve Pion Tanımlamasında Kullanılan σ Parametreleri	122
5.5.11	Toplam Sistemantik Belirsizlikler.....	123
BÖLÜM 6		124
SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....		124
6.1	V^0 Parçacık Bollukları ve $\langle p_t \rangle$ Değeri	125
6.1.1	Baryon / Mezon Oranının Belirlenmesi	127
6.2	$\Delta(1232)$ Parçacık Bollukları ve $\langle p_t \rangle$ Değeri	130
6.2.1	$\Delta(1232)$ Parçacıklarındaki Kütleli Kayma	133
6.2.2	Teorik Modellerle Karşılaştırma	134
KAYNAKLAR.....		135
EK-A		142
ARMENTEROS-PODOLANSKI YÖNTEMİ.....		142
EK-B.....		146
PARÇACIK ANALİZİNDE KULLANILAN $\sqrt{s}=7$ TeV ÇARPIŞMA ENERJİLİ VERİ SETLERİ		146
EK-C.....		151
DEĞİŞMEZ ÜRÜN İFADESİNİN TÜRETİLMESİ.....		151
ÖZGEÇMİŞ		153

SİMGE LİSTESİ

A_T	Tesir kesit alanı
b	Vurma parametresi
c	Işık hızı
e^-	Elektron
eV	Elektron volt
ε	Birim hacimdeki enerji (GeV / fm^3)
g	gluon
h	Planck sabiti ($6,63 \cdot 10^{-34}$ j.s)
j/ψ	J/psi parçacığı
K	Kelvin
K	Kaon
κ_s	Sicim gerilmesi
Ξ	Ksi
χ^2	Ki kare
L	Işınlık
μ	Muon
μ_B	Baryokimyasal potansiyel
Λ	Lambda
n	Nötron
η	Sözde hızlılık (pseudorapidity)
Ω	Omega
θ_p	Görüş açısı
p	Proton
$PbPb$	Kurşun-Kurşun
pp	Proton-Proton
p_t	Enine (transverse) momentum
π	Pion
q	Kuark
Q^2	Momentum transfer miktarı
ϕ	Azimuthal açı
\sqrt{s}	Çarpışmanın kütle merkezi enerjisi
T_c	Kritik sıcaklık
τ	Tau
Y	Upsilon parçacığı
σ	Tesir kesiti
V	Hacim
ν	Nötrino
y	Rapidite

Z Atom numarası
 z_{vtx} Z verteks konumu

KISALTIMA LİSTESİ

ACORDE	Kozmik Işın Dedektörü
ALICE	Büyük İyon Çarpıştırıcısı Deneyi
AliEN	ALICE Environment (Ortamı)
AOD	Analiz Nesne Verisi
BR	Bir Bozunumun Dallanma Oranı
ATLAS	Toroidal LHC Aleti Deneyi
CERN	Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi
CMS	Kompact Muon Solenoid Deneyi
CP	Yük parite
DD	Çift kırınımlı
DCA	En Yakın Mesafe Yaklaşımı
DPM	Dual Parton Modeli
EMCal	Elektromagnetik Kalorimetre
ESD	Özet Olay Verisi
FF	Bölüşüm fonksiyonun
FMD	Ön Bolluk Dedektörü
GLOB.FO	Global Fast Or Sinyali
HMPID	Yüksek Momentum Parçacık Tanımlama Dedektörü
IY	Değişmez Ürün
ITS	İç İzleme Sistemi
LHC	Büyük Hadron Çarpıştırıcısı
IQCD	latis QCD
MB	Minimum Bias
MC	Monte Carlo
MIPs	Minimum İyonizan Parçacık
ND	Kırınımlı olmayan
NSD	Tek kırınımlı olmayan
PDF	Parton dağılım fonksiyonu
PHOS	Foton Spektrometresi
PMD	Foton Bolluk Dedektörü
pQCD	Pertürbatif QCD
QCD	Kuantum Renk Dinamiği
QED	Kuantum Elektrodinamiği
QGP	Kuark gluon plazma
SD	Tek kırınımlı
SDD	Silisyum Sürüklenme Dedektörü
SPD	Silisyum Piksel Dedektörü
SPS	Süper Proton Sinkrotronu

SSD	Silisyum Şerit Dedektörü
TPC	Zaman İzdüşüm Odası
TOF	Uçuş Zamanı Dedektörü
TRD	Geçiş Radyasyonu Dedektörü
T0	Zaman-0 Dedektörü
V0	Vertex-0 Dedektörü
ZDC	Sıfır Derece Kalorimetresi

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1. 1	Maddenin faz diyagramı [7]..... 5
Şekil 1. 2	Kimyasal ve termal donma noktaları arasındaki zamanda oluşan ve kaybolan rezonansların şematik gösterimi. 7
Şekil 1. 3	LHC'nin ölçeklendirilmemiş şematik gösterimi..... 11
Şekil 2. 1	Bir çarpışmada QGP oluşumu ve hadronlaşma safhalarının şematik gösterimi. 14
Şekil 2. 2	STAR deneyinde 200 GeV Au+Au çarpışmalarında elde edilmiş parçacık oranları (kırmızı) ve termal model tahminlerinin karşılaştırılması (mavi). 16
Şekil 2. 3	THERMUS modelinin çeşitli parçacık oranları için ürettiği tahminler. 17
Şekil 2. 4	İnelastik süreçlerin y dağılımları..... 19
Şekil 2. 5	pp ve $p\bar{p}$ çarpışmalarındaki yüklü parçacık η yoğunluğunun kütle merkezi enerjisine bağlı değişimi. 19
Şekil 2. 6	lQCD kullanılarak hesaplanmış nükleer maddenin enerji yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi [42]. 21
Şekil 2. 7	Toplam tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi..... 25
Şekil 2. 8	Elastik tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi. 25
Şekil 2. 9	İnelastik tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi. 25
Şekil 2. 10	K_s^0 bolluğu. 29
Şekil 2. 11	Λ^0 bolluğu..... 29
Şekil 2. 12	$\bar{\Lambda}^0$ bolluğu..... 30
Şekil 2. 13	Ξ^- bolluğu. 30
Şekil 2. 14	Ξ^+ bolluğu. 31
Şekil 2. 15	Ω^- bolluğu..... 31
Şekil 2. 16	Ω^+ bolluğu..... 32
Şekil 2. 17	p bolluğu. 32
Şekil 2. 18	\bar{p} bolluğu..... 33
Şekil 2. 19	Çeşitli deneylerde bulunan K^+/π^+ oranları..... 36
Şekil 2. 20	λ_s 'in enerji bağımlılığı a- λ_s 'e parçacık oluşumlarının katkısı b- Çeşitli deneylerde bulunan λ_s değerleri..... 37
Şekil 2. 21	Farklı parçacık yoğunlukları için yüklü parçacık bolluklarının (sol) pion ve (sağ) kaon $\langle p_t \rangle$ değerine bağlı olarak değişimi [66]. 38
Şekil 2. 22	PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranı ile UA1, CDF ve STAR deneylerinde bulunan $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlar. 39
Şekil 2. 23	PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de $ y < 0.5$ bölgesi için ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranları. 40

Şekil 2. 24	PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de $ \eta < 0.5$ ve $ y < 0.5$ bölgeleri için ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının karşılaştırılması.	41
Şekil 2. 25	PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de $ y < 0.5$, $ y < 0.9$ ve $ y < 2.5$ bölgelerinde $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının karşılaştırılması.	41
Şekil 3. 1	ALICE dedektörünün şematik gösterimi.	44
Şekil 3. 2	L3 mıknatısı içindeki ALICE merkezi dedektörlerinin dizilimi.	45
Şekil 3. 3	ALICE alt dedektörlerinin kapsadığı η aralıkları.	45
Şekil 3. 4	Parçacık oranları cinsinden ALICE'in parçacık tanımlama yeteneği.	46
Şekil 3. 5	ALICE koordinat sistemi.	47
Şekil 3. 6	ITS katmanları.	48
Şekil 3. 7	ITS dedektöründe enerji kaybı yöntemiyle parçacık tanımlaması.	49
Şekil 3. 8	TPC'nin şematik görünümü.	50
Şekil 3. 9	TPC'deki 2.76 TeV enerjili $PbPb$ çarpışmalarından elde edilmiş enerji kaybının parçacık momentumuna bağlı ifadesi. Bu analiz sonucunda 4 adet anti-alfa parçacığı bulunmuştur.	52
Şekil 3. 10	TRD'nin şematik görünümü.	53
Şekil 3. 11	TOF dedektörü.	53
Şekil 3. 12	TOF dedektörünün momentumun fonksiyonu olarak parçacık kütlesi ayırma performansı.	54
Şekil 3. 13	HMPID dedektörünün şematik çizimi.	55
Şekil 3. 14	PHOS kalorimetresi.	55
Şekil 3. 15	EMCal kalorimetresi.	56
Şekil 4. 1	AliROOT yapısı.	60
Şekil 4. 2	AliROOT veri işleme şeması.	61
Şekil 4. 3	SPD'de birincil verteksin z koordinatının bulunması.	65
Şekil 4. 4	İz bulma süreci.	66
Şekil 4. 5	ALICE dedektörünün merkezi bölgesinde iz bulma performansı.	66
Şekil 4. 6	ALICE dedektörünün ilk kaydettiği 7 TeV çarpışmalarında yapılandırılmış izler (114783 kodlu LHC çarpışmasının 126 numaralı olayından alınmıştır).	67
Şekil 4. 7	ALICE ile elde edilmiş cascade ve kink bozunmaları.	68
Şekil 4. 8	V^0 parçacıklarının yapılandırılmasında kullanılan parametreler.	69
Şekil 4. 9	V^0 bulma yöntemlerinin verim karşılaştırılması.	70
Şekil 4. 10	V^0 bulma yöntemlerinin sinyal/çevresayım oranlarının karşılaştırılması.	71
Şekil 4. 11	Armenteros-Podolanski yöntemi ile belirlenen V^0 parçacıkları.	72
Şekil 4. 12	Cascade parçacıklarının yapılandırılma geometrisi.	72
Şekil 5. 1	Demet eksenine olan z boyunca seçilen olayların verteks pozisyonları.	77
Şekil 5. 2	SPD'nin (sol) birinci ve (sağ) ikinci katmanlarındaki aktif olmayan modüller.	78
Şekil 5. 3	TPC'nin (sol) A ve (sağ) C bölümlerindeki aktif olmayan modüller.	79
Şekil 5. 4	(Sol) TPC'deki izlerin (sol) küme ve (sağ) ölçümlerinde kullanılan nokta sayısı dağılımları.	80
Şekil 5. 5	TPC iz kümeleri ile bu kümelere geçen eğri arasındaki χ^2 dağılımı.	80
Şekil 5. 6	Parçacık izlerinin (sol) xy ve (sağ) z düzlemlerindeki dca dağılımları.	81
Şekil 5. 7	PYTHIA simülasyonu ile elde edilen birim xy (r) ve birim z uzunluğu başına düşen N_{sec}/N_{prim} parçacık oranları (Dairesel şekil gözlemlemeyi kolaylaştırmak için çizilmiştir).	82
Şekil 5. 8	İz seçim kriterlerinin uygulanmasından (sol) önce ve (sağ) sonraki durumlarda dE/dx spektrumu.	83
Şekil 5. 9	İz seçme kriterlerinin performansı.	84

Şekil 5. 10	Pozitif ve negatif V^0 parçacık ürünlerinin birincil vertekse olan dca uzaklık dağılımları.	85
Şekil 5. 11	V^0 parçacık ürünlerinin birbirlerine olan dca uzaklık dağılımları.	85
Şekil 5. 12	V^0 görüş açısı dağılımı.	86
Şekil 5. 13	V^0 bozunma yarıçapı dağılımı.	86
Şekil 5. 14	K_s^0 kütesine karşılık bozunma yarıçapı dağılımı (Siyah çizgi, uygulanan sınırlamayı göstermektedir).	87
Şekil 5. 15	Analizde kullanılan seçme kriterlerinin (sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının kütle dağılımına etkisi.	88
Şekil 5. 16	(sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının kütle dağılımı. Kırmızı eğri gaus ve polinom toplamını temsil etmektedir.	89
Şekil 5. 17	(sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının bin sayımı tekniğinde kullanılan sinyal ve background aralıkları.	90
Şekil 5. 18	22 farklı p_t aralığında K_s^0 kütle dağılımı. Kırmızı çizgiler gaus sinyalin ve polinom backgroundun toplamı olan fiti göstermektedir.	91
Şekil 5. 19	21 farklı p_t aralığında Λ^0 parçacığının kütle dağılımı. Kırmızı çizgiler gaus sinyalin ve polinom backgroundun toplamı olan fiti göstermektedir.	92
Şekil 5. 20	İlk 13 p_t aralığında elde edilen K_s^0 kütle pikleri ve genişlikleri. Siyah çizgi PDG değerini göstermektedir.	93
Şekil 5. 21	İlk 12 p_t aralığında elde edilen Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının kütle pikleri ve genişlikleri. Siyah çizgi PDG değerini göstermektedir.	93
Şekil 5. 22	K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının y ve p_t terimleri cinsinden faz uzayı kapsamı. ..	94
Şekil 5. 23	TPC'de $\pm 3\sigma$ aralığında parçacık tanımlaması.	95
Şekil 5. 24	(sol) TPC ve (sağ) TOF yöntemlerinde kullanılan proton ve pion tanımlaması. TOF yönteminde maksimum proton momentumu 4 GeV/c olarak uygulanmıştır.	97
Şekil 5. 25	Delta parçacığının y - p_t dağılımı.	98
Şekil 5. 26	EM yönteminde kullanılan iz multiplisite aralıkları.	99
Şekil 5. 27	TPC yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütesini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık 0.02 GeV/c ² 'ye karşılık gelmektedir.	100
Şekil 5. 28	TPC yöntemi ile Δ^{--} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütesini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık 0.02 GeV/c ² 'ye karşılık gelmektedir.	101
Şekil 5. 29	TOF yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütesini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık 0.02 GeV/c ² 'ye karşılık gelmektedir.	101
Şekil 5. 30	TOF yöntemi ile Δ^{--} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütesini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık 0.02 GeV/c ² 'ye karşılık gelmektedir.	102

Şekil 5. 31	TPC yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.....	104
Şekil 5. 32	TPC yöntemi ile Δ^{-} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.....	104
Şekil 5. 33	TOF yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.....	105
Şekil 5. 34	TOF yöntemi ile Δ^{-} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.....	105
Şekil 5. 35	TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş kütle değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG kütle değeridir.....	106
Şekil 5. 36	TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş kütle değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG kütle değeridir.....	106
Şekil 5. 37	STAR deneyinde Δ^{++} rezonansı için p+p çarpışmalarından elde edilmiş olan kütle değerleri. Siyah çizgi delta parçacığının PDG kütle değerini göstermektedir.	107
Şekil 5. 38	TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş rezonans genişliği değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG rezonans genişlik değeridir.	108
Şekil 5. 39	TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş rezonans genişliği değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG rezonans genişlik değeridir.	108
Şekil 5. 40	TOF dedektörünün farklı momentum aralıklarında (pembe) pion, (mavi) kaon ve (siyah) proton ayırma yeteneği.....	109
Şekil 5. 41	TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir.....	110
Şekil 5. 42	TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Fit fonksiyonunda rezonans genişliğinin parametre olarak değişimine izin verilmiştir.	110
Şekil 5. 43	TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Turuncu bölge içindeki kısım fit fonksiyonunda rezonans genişliği sabitlenmiş olduğu momentum aralığını temsil etmektedir.	111
Şekil 5. 44	TPC yöntemi ile $1.0 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.2 \text{ GeV}/c$ momentum $(\Delta^{++} + \Delta^{-})/2$ kombinasyonundan farklı multiplisite aralıklarında elde edilmiş kütle değerleri.	114
Şekil 5.45	(sol) K_s^0 , (sağ) Λ ve $\bar{\Lambda}$ parçacıkları için bulunan düzeltme çarpanları.	116
Şekil 5. 46	TPC ve TOF yöntemlerinde Δ^{++} ve Δ^{-} parçacıkları için bulunan düzeltme çarpanları.....	116
Şekil 5. 47	Birincil ve ikincil Λ parçacıklarının verimleri için düzeltme çarpanı.	117
Şekil 5. 48	Λ parçacıklarının geri besleme etkisi için düzeltme çarpanı.	118

Şekil 6. 1	K_s^0 parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.	126
Şekil 6. 2	Λ^0 parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.	126
Şekil 6. 3	$\bar{\Lambda}^0$ parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.	127
Şekil 6. 4	$(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ oranının p_t 'ye bağlı değişimi.	128
Şekil 6. 5	$(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ oranının maksimum noktasının çarpışma enerjisine bağlı olarak değişimi.	129
Şekil 6. 6	Δ^{++} parçacığının düzeltilmiş p_t spektrumu. Kırmızı semboller TPC yöntemini, mavi semboller TOF yöntemini ifade etmektedir.	130
Şekil 6. 7	Δ^- parçacığının düzeltilmiş p_t spektrumu. Kırmızı semboller TPC yöntemini, mavi semboller TOF yöntemini ifade etmektedir.	131
Şekil 6. 8	Δ^{++} ve Δ^- parçacıkları p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.	132
Şekil 6. 9	Δ^{++} ve Δ^- parçacıklarının TPC ve TOF yöntemlerinden elde edilmiş olan kütle değerleri.	133
Şekil 6. 10	(sol) Δ^{++} ve (sağ) Δ^- parçacıklarının THERMUS modeli ile farklı sıcaklıklar için elde edilmiş dN/dy değerleri.	134
Şekil Ek A.1	V^0 parçacığının (a) laboratuvar (b) kütle merkezi sistemindeki bozunumu. .	142
Şekil Ek A.2	V^0 parçacıkları için Armenteros-Podolanski analizi.	144

ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 1. 1	Standart Modeldeki Temel Parçacıklar [1].....3
Çizelge 1. 2	Temel Kuvvetler ve Aracı Bozonları [2]. (Graviton teorik olarak öne sürülmüş fakat varlığı deneysel olarak gözlenmemiştir. Kuvvetlerin şiddeti 0.5 fm uzaklıkta bulunan iki protonun birbirlerine uyguladıkları güçlü kuvvete göre verilmiştir.).....4
Çizelge 1. 3	ALICE Deneyinde Ölçülen Mezonik (ρ^0, K^*, f^0, ϕ) ve Baryonik ($\Delta^{++}, \Sigma^*, \Lambda^*, \Xi^*$) Rezonanslar. 8
Çizelge 1. 4	Çeşitli deneylerdeki demet parametreleri ve enerji yoğunlukları.9
Çizelge 1. 5	LHC hızlandırıcısının bazı fiziksel parametreleri.12
Çizelge 2. 1	Bolluk analizinde kullanılan veri setlerinin özellikleri.26
Çizelge 2. 2	100 M pp olayı için PYTHIA ve PHOJET'in oluşturdukları 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında $ \eta < 0.5$ ve $p_t > 0.5$ GeV/c için ürettikleri parçacık miktarları.34
Çizelge 2. 3	100 M pp olayı için PYTHIA ve PHOJET'in oluşturdukları 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında $ y < 0.5$ ve $p_t > 0.5$ GeV/c için ürettikleri parçacık miktarları.35
Çizelge 2. 4	LHC öncesi deneylerde çalışılmış acayip parçacıklar.38
Çizelge 4. 1	İkincil vertekslerle yapılandırılan parçacıklar.69
Çizelge 5. 1	Farklı saçılma süreçlerinde trigger sistemlerinin verimi.76
Çizelge 5. 2	7 TeV enerjili çarpışmaların demet parametreleri.76
Çizelge 5. 3	7 TeV enerjili pp çarpışmalarında olay seçim kriterlerinin toplam olay miktarına etkisi78
Çizelge 5. 4	İz seçiminde kullanılan kriterler ve başlangıçtaki iz miktarına etkisi.....82
Çizelge 5. 5	V^0 seçme kriterleri.87
Çizelge 5. 6	Farklı yöntemlerle elde edilen parçacık bollukları.90
Çizelge 5. 7	EM yönteminde kullanılan multiplisite sınıfları.99
Çizelge 5. 8	$(\Delta^{++} + \Delta^{-})/2$ kombinasyonunun 1.2 GeV/c $< p_t(\Delta) < 1.4$ GeV/c momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan kütle değeri.112
Çizelge 5. 9	$(\Delta^{++} + \Delta^{-})/2$ kombinasyonunun 1.2 GeV/c $< p_t(\Delta) < 1.4$ GeV/c momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan rezonans genişlik değeri.112
Çizelge 5. 10	$(\Delta^{++} + \Delta^{-})/2$ kombinasyonunun 1.2 GeV/c $< p_t(\Delta) < 1.4$ GeV/c momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan bolluk değeri.113
Çizelge 5. 11	Toplam sistematik belirsizlikler.....123
Çizelge 6. 1	ALICE merkezi bölgesindeki V^0 parçacık bollukları ve $\langle p_t \rangle$ değeri.127

Çizelge 6. 2	ALICE merkezi bölgesindeki $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ bolluğu ve $\langle p_t \rangle$ değeri.....	128
Çizelge 6. 3	ALICE merkezi bölgesindeki $\Delta(1232)$ parçacık bollukları ve $\langle p_t \rangle$ değeri ...	132

ALICE'DE 7 TeV'LİK pp ÇARPIŞMALARINDA K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$, $\Delta^{++}(1232)$ ve $\Delta^-(1232)$ OLUŞUMLARININ İNCELENMESİ

Ayben KARASU UYSAL

Fizik Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Metin SUBAŞI

Eş Danışman: Prof. Dr. Jean-Pierre Charles REVOL

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı, LHC, bugün için nükleon başına 7 TeV kütle merkezi enerjili proton demetlerini çarpıştırabilecek yeteneindedir. LHC'deki deneylerden birisi olan ALICE deneyi maddenin ayrık kuark ve gluonlardan oluşan durumu olan kuark gluon plazmasının özelliklerini inceleyebilmek için özel olarak tasarlanmıştır.

Acayip parçacık oluşumundaki artma kuark gluon plazmasının varoluş belirtilerinden birisidir. Dolayısıyla, yüksüz acayip parçacıklar olan K_s^0 , Λ ve $\bar{\Lambda}$ parçacıklarının 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında ölçüm ve analizi, LHC'de süregelen ağır iyon çarpışmalarının karşılaştırılabileceği önemli bir referans olacaktır.

Hadronik rezonanslar da kuark ve gluonların oluşturduğu ayrık faza geçişin önemli belirtilerinden birisidir. Kısa yarı ömürlü olmalarından dolayı bu rezonanslar, kuark-gluon plazma fazı ile bu fazı takip eden hadronizasyon safhası arasındaki geçiş mekanizmasının araştırılmasında önemlidirler. Δ^{++} (ve buna karşılık gelen anti parçacık olan Δ^-) baryonu, $5.58 \pm 0.09 \times 10^{-24}$ s olan çok kısa yarı ömür değerinden dolayı özel bir önem arz eder. Bu baryonun hadronizasyondan daha önce bozunması, yeniden saçılması ve yeniden üretilmesi söz konusudur. Yüksek yoğunluk ve sıcaklıktan kaynaklanan çeşitli ortam etkileri Δ^{++} rezonansının kütle, rezonans genişliği ve bolluk gibi karakteristik özelliklerini etkiler. Bu özelliklerin parçacık transverse momentumuna bağlı olarak ölçülmesi çarpışmada yaratılan ortam dinamiğinin anlaşılmasına olanak sağlar.

Bu çalışmanın temel amacı parçacık bolluklarının bulunmasında kullanılan düzeltilmiş transverse momentum dağılımının yukarıda sözü edilen her bir parçacık türü için ayrı ayrı elde edilmesidir.

Bu tez çalışmasında 2010 yılında 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmaları sonucu ALICE dedektörü tarafından toplanan yaklaşık 100M veri analiz edilmiştir. Yüksüz acayip parçacıklar olan kısa yarı ömürlü kaon (K_s^0), lambda (Λ) ve anti-lambda ($\bar{\Lambda}$) parçacıklarının oluşumu TPC dedektörü ile herhangi bir parçacık tanımlama bilgisi kullanılmadan, sadece bozunma kinematığı yardımıyla incelenmiştir. Bunlara ek olarak yine s kuark içeren xi (Ξ) ve omega (Ω) parçacıklarının bozunum ürünü olan Λ parçacıklarının, çarpışma sonrası üretilen Λ parçacıklarına etkisi de incelenmiş ve bir düzeltme çarpanı bulunmuştur.

Ayrıca, üç u kuarktan oluşan +2 yüklü delta (Δ^{++}) ile onun anti parçacığı olan -2 yüklü delta (Δ^{--}) parçacıklarının oluşumları multiplisiteye bağlı olarak TPC ve TOF dedektörlerindeki parçacık tanımlamasına dayanan iki farklı yöntemle incelenmiştir.

Parçacık momentum dağılımlarının yüksek istatistikle elde edilmesi, sonuçların PYTHIA ve PHOJET gibi modellerle karşılaştırılmasına olanak sağlamıştır. Bu modellerin deneysel veriyle uyum içinde olmadığı belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Kuark-Gluon Plazma, Acayıplık Üretimi, K_s^0 , Λ ve $\bar{\Lambda}$, Δ^{++} ve Δ^{--} rezonansı, ALICE, LHC, AliRoot, PYTHIA, PHOJET

ABSTRACT

STUDY of K_s^0 , Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$, $\Delta^{++}(1232)$ and $\Delta^-(1232)$ PRODUCTIONS in pp COLLISIONS at 7 TeV with the ALICE

Ayben KARASU UYSAL

Department of Physics

Ph.D. Thesis

Advisor: Prof. Dr. Metin SUBAŞI

Co-Advisor: Prof. Dr. Jean-Pierre Charles REVOL

The Large Hadron Collider LHC is capable of colliding protons and at a center of mass energy of 7 TeV/nucleon. ALICE experiment at CERN was specifically designed to search for signatures of the Quark Gluon Plasma (QGP), a state of deconfined quark and gluon matter.

The enhancement of strange particles has been predicted as one of the signatures of QGP formation. In this thesis we present an analysis of the neutral strange particles K_s^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ in pp collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV performed at the ALICE experiment. This measurement establishes an important baseline to which heavy ion experiments can be compared to.

Hadronic resonances can be used as signatures of a possible phase transition of nuclear matter to a deconfined state of quarks and gluons. Such hadronic resonances, due to their short lifetimes, can be used to investigate the freeze-out mechanisms following the hadronization. Δ^{++} baryon is of particular interest due to its very short lifetime. With the $5.58 \pm 0.09 \times 10^{-24}$ s, the lifetime of Δ^{++} is expected to be less than the lifetime of the system formed. Therefore, the Δ^{++} is expected to decay, re-scatter and regenerate all the way throughout the kinetic freeze-out. Various in-medium effects, due to the high density and the high temperature of the medium, are expected to modify the characteristic properties of Δ^{++} resonance. Measurement of these properties such as

mass, width, yield as a function of the transverse momentum can provide insight for understanding the dynamics of the medium created in the collision.

The present thesis describes the procedures required to obtain the corrected transverse momentum distributions for each particle species, which in turn can be used to obtain an average yield per event.

This study is based on the data of the ALICE detector at LHC from the proton run at a center of mass energy of 7 TeV during the year 2010. Production of neutral strange particles short-lived kaon (K_s^0), lambda (Λ^0) and anti-lambda ($\bar{\Lambda}^0$) analyzed with the TPC detector with using only decay kinematics of these particles and without any particle identification information. The measured Λ yield includes secondary Λ particles coming from weak decays of heavier hyperons, i.e. Ξ and Ω . In order to disentangle the primary Λ production from the secondary an estimation of this contribution, a correction factor has been calculated.

In addition, production of +2 charged delta (Δ^{++}) and its anti-particle -2 charged delta (Δ^{-}) particles studied with multiplicity dependent and with two different methods which based on TPC and TOF particle identification.

High statistics measurement of strange particle transverse momentum spectra allows to compare obtained results with the phenomenological models (PYTHIA, PHOJET). Those models are not in good agreement with the experimental data.

Keywords: Quark-Gluon Plasma, Strangeness Production, K_s^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$, Δ^{++} and Δ^{-} resonance, ALICE, LHC, AliRoot, PYTHIA, PHOJET

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Büyük patlamanın gerçekleşmesinden birkaç mikrosaniye sonra bütün evrenin bağımsız kuark ve gluonlardan oluşmuş (maddenin bilinen en küçük yapıtaşları olan güçlü kuvvet yardımıyla etkileşen parçacıklar) bir kuark-gluon plazma faz sistemi olduğu düşünülmektedir. Evren genişledikçe ve soğudukça kuark ve gluonlar (partonlar) bir araya gelmeye başlar ve bir faz geçişiyle hadronları oluşturur. En önemli hadronlar, dünyanın yapıtaşları olan nükleonlardır (proton ve nötronlar).

İçinde bulunduğumuz evreni ve onun fiziksel özelliklerini tam olarak anlayabilmek için maddenin ilk durumu olan kuark-gluon plazma fazı anlaşılmalıdır ve bu nedenle öncelikle kuark-gluon plazma fazının yaratılması gerekmektedir. Rölativistik ağır iyon çarpışmaları çok yüksek sıcaklık ve basınç bölgesindeki güçlü kuvvetle etkileşen hadronik maddenin özelliklerinin laboratuvar koşullarında incelenmesine olanak sağlayan tek araçtır. Bu yoğun şartlar altındaki maddenin başlangıç durumu olan kuark-gluon plazma fazına tekrar geri dönmesi beklenmektedir.

Bugün, Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi'nde (CERN) çalışmakta olan Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (Large Hadron Collider - LHC) isimli hızlandırıcı yardımıyla yüksek enerjili proton demetleri hızlandırılarak kuark gluon plazma fazının oluşturulabilmesi çalışmaları sürdürülmektedir. LHC'de gerçekleşen proton-proton çarpışmalarının enerjisi günümüzde geline en yüksek enerjidir. LHC'deki ilk proton demetleri 10 Eylül 2008'de dönmeye başlamıştır ve 19 Eylül 2008'de gerçekleşen bir kaza sebebiyle LHC durdurulmak zorunda kalınmıştır. Yaklaşık bir yıl sonra, 20 Kasım 2009'da demetler tekrar LHC'de dönmeye başlamıştır ve 0.9TeV kütle merkezi enerjili ilk çarpışmalardan çok kısa bir süre sonra 2.36 TeV, ve ardından 7 TeV kütle merkezi enerjili proton proton çarpışmalarıyla günümüz fiziğinin en yüksek çarpışma enerjilerine ulaşılmıştır. LHC'deki çarpışmalar, 2010 yılının Kasım ayına kadar aralıklı

olarak proton-proton çarpışmalarıyla devam etmiş ve 7 Kasım 2010'da kurşun çekirdeklerinin hızlandırılıp nükleon çifti başına 2.76 TeV enerji ile çarpıştırılmasıyla ağır iyon fizik programı başlamıştır. LHC çarpışmalarının, aralıklı olarak yaklaşık yirmi yıl devam etmesi beklenmektedir.

Çarpışmalarda kuark-gluon plazmasının oluşup oluşmadığını bildiren sinyallerin alınması ve maddenin bu yeni fazının özelliklerinin incelenebilmesi için büyük detektör sistemlerine ihtiyaç vardır. LHC üzerinde dört ayrı deney tasarlanmıştır. ALICE (A Large Ion Collider Experiment – Büyük İyon Çarpıştırıcısı Deneyi), bu deneylerden bir tanesidir ve ağır iyon fiziği için özel olarak tasarlanan tek dedektördür. Ana amacı, yüksek basınç ve sıcaklık altında faz geçişine uğrayarak kuark-gluon plazmasını oluşturan maddenin özelliklerini incelemektir. ALICE deneyi ayrıca, ağır iyon fiziği çarpışmalarını daha kolay anlayabilmek ve yorumlayabilmek için bir yol gösterici olması nedeniyle proton-proton çarpışmalarını da fizik programına dahil etmiştir.

1.1 Literatür Özeti

Bir çarpışmada oluşan parçacıkların incelenmesi çalışmaları 1932 yılında Kaliforniya'da Lawrence Berkeley Ulusal Laboratuvarında inşa edilen siklotron ile başlamıştır. Bugün ise 3.5 TeV enerjili proton demetleri hızlandırılıp çarpıştırılabilmektedir ve çok yakın bir zamanda çarpışmaların kütle merkezi enerjisi 14 TeV olacaktır. Bu kadar geniş bir zaman aralığına yayılan parçacık analizi çalışmaları geniş bir literatür özeti gerektirmektedir. Bu nedenle, daha önceki deneylerde elde edilen verilerin incelendiği ve bu verilerin Monte Carlo modellemeleri ile karşılaştırmalarının yapıldığı detaylı incelemesi için Bölüm 2 ayrılmıştır.

1.2 Temel Bilgiler ve Tezin Amacı

1.2.1 Standart Model

Standart Model, temel parçacıkların tanımlanması ve bunlar arasındaki etkileşmelerin sınıflandırmasına olanak sağlayan bir rölativistik kuantum alan “ayar” (gauge) teorisidir. Ayar teorisi, lokal bir simetri dönüşümü altında değişmez kalan bir simetri grubuna (ayar grubu) sahiptir. Standart Model, güçlü, zayıf ve elektromanyetik kuvvetleri kapsar ve her kuvvetin kendi simetri grubu vardır.

Standart Model'de parçacıkların başlıca ayırt edici özelliği spinidir. Buna göre spini $\frac{1}{2}$ ve katları olan parçacıklar *fermion*, spini tamsayı olan parçacıklar ise *bozon* olarak

adlandırılır. Fermionlar, Pauli dışarlama ilkesine uyarlar, yani bir kuantum durumunda birden fazla fermion bulunamaz. Temel fermionlar, proton, nötron ve elektrondur. Bozonlar ise kuvvetleri taşıyan aracı parçacıklardır. İki yüklü parçacık arasındaki çekme ya da itme kuvveti ayar bozonları alış-verişidir. Güçlü kuvvetin (teorik olarak *Kuantum Renk Dinamiği (QCD)*), aracı parçacığı gluon iken elektromagnetik kuvveti tanımlayan *Kuantum Elektrodinamiğinin (QED)* aracı parçacığı fotondur. Zayıf kuvvet ise W^\pm ve Z^0 parçacıklarıyla taşınır. *Elektrozayıf Teori* ile zayıf etkileşme ve elektromagnetik etkileşme birleştirilmiştir ve böylece bu etkileşmenin dört aracı bozonu olmuştur (γ , W^\pm ve Z^0).

Maddenin yapıtaşları kuarklar ve leptonlardır. Leptonlar zayıf kuvvetten ve elektromanyetik kuvvetten etkilenirler. Kuarklarda ise kırmızı, mavi ve yeşil olabilen renk yükü vardır. Kuarklar serbest olarak gözlenemezler ve renksiz olan hadronları oluştururlar. Hadronlar kendi aralarında iki gruba ayrılırlar, baryonlar üç kuarktan (qqq yada $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), mezonlar ise bir kuark ile bir anti-kuarktan ($q\bar{q}$) oluşmuşlardır. Kuarklar güçlü, zayıf ve elektromanyetik kuvvetten etkilenirler. Çizelge 1.1 ve Çizelge 1.2'de Standart Model'deki temel parçacıklar ve etkileşmeler listelenmiştir.

Çizelge 1. 1 Standart Modeldeki Temel Parçacıklar [1]

Aile	Kuarklar			Leptonlar		
	İsim	Yük	Kütle	İsim	Yük	Kütle
1	u	2/3 e	1.5 – 3.3 MeV/c ²	e^-	-e	0.511 MeV/c ²
	d	-1/3 e	3.5 – 6.0 MeV/c ²	ν_e	0	< 2 eV/c ²
2	c	2/3 e	1.27 ^{+0.07} _{-0.11} GeV/c ²	μ^-	-e	106 MeV/c ²
	s	-1/3 e	104 ⁺²⁶ ₋₅₄ MeV/c ²	ν_μ	0	< 0.19 MeV/c ²
3	t	2/3 e	171.2 ± 2.1 GeV/c	τ^-	-e	1.78 GeV/c ²
	b	-1/3 e	4.2 ^{+0.17} _{-0.07} GeV/c ²	ν_τ	0	< 18.2 MeV/c ²

Çizelge 1. 2 Temel Kuvvetler ve Aracı Bozonları [2]. (Graviton teorik olarak öne sürülmüş fakat varlığı deneysel olarak gözlenmemiştir. Kuvvetlerin şiddeti 0.5 fm uzaklıkta bulunan iki protonun birbirlerine uyguladıkları güçlü kuvvete göre verilmiştir.)

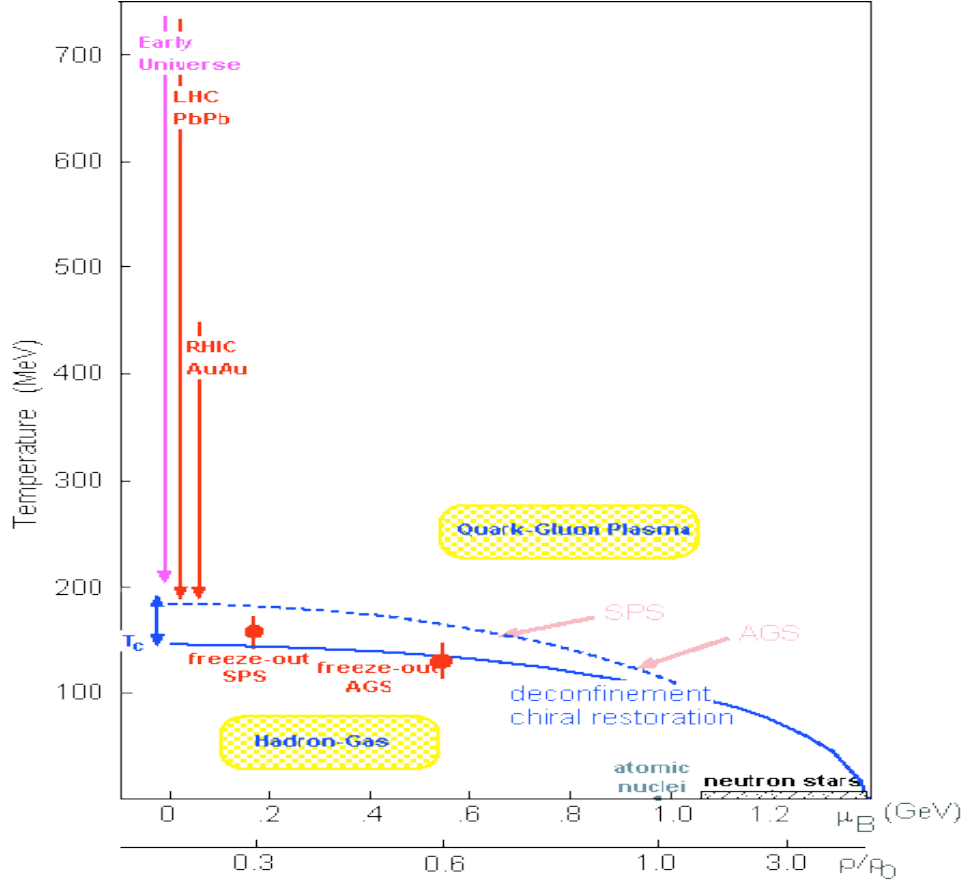
<i>Kuvvet</i>	<i>Şiddet</i>	<i>Aracı Bozon(lar)</i>	<i>Etki Ettiği Parçacıklar</i>
Güçlü Kuvvet	1	8 adet Gluon (g)	Kuarklar, gluonlar
Elektromagnetik Kuvvet	$\sim 10^{-2}$	Foton (γ)	Yüklü parçacıklar
Zayıf Kuvvet	$\sim 10^{-7}$	W^{\pm}, Z^0	Kuarklar, leptonlar
Gravitasyonel Kuvvet	$\sim 10^{-39}$	Graviton	Kütleli parçacıklar

Standart Model doğanın çok başarılı bir tanımlamasını yapmasına rağmen bazı eksiklikleri vardır. Örneğin gravitasyonel etkileşme Standart Model tarafından tanımlanamamaktadır ve sadece bu sebepten dolayı bile Standart Model, tamamlanmış bir model değildir. Bir başka önemli eksiklik teorik olarak sıfır hesaplanan elektrozayıf aracı bozonlarının kütesinin olması ve bu durumun teori ile tutarlı olmamasıdır. Bu problem, *Higgs Bozonu* [3] olarak adlandırılan ek bir aracı bozonun teoriye dahil edilmesiyle çözümlenmiştir fakat Higgs bozonu henüz gözlemlenmemiştir. Higgs bozonunun varlığı ile ilgili olan bilmece yakında LHC'deki Toroidal LHC Aparatı (A Toroidal LHC Apparatus-ATLAS) ve Kompakt Muon Solenoidi (Compact Muon Solenoid-CMS) deneylerinin yapacağı analizlerle açığa kavuşacaktır.

1.2.2 Kuark-Gluon Plazma ve Acayıplık Oluşumu

Düşük sıcaklıklarda kuark ve gluonlar birbirlerinden ayrılamazlar, kuarklar arasındaki potansiyel enerji uzaklıkla artar. Bu enerji yeni bir $q\bar{q}$ çiftinin oluşabilmesi için gereken eşik enerjinin üzerine çıktığında yeni bir çift yaratılır [2] ve böylece kuarkların birbirlerinden ayrılmaları mümkün olmaz. Bununla birlikte yeterli derecede yüksek enerjide ya da küçük baryokimyasal potansiyel (μ_B , sisteme bir baryon eklenmesi için gerekli olan enerji miktarı) değerlerinde maddenin bir durumu olan kuark-gluon plazma (QGP) fazına geçiş olması beklenmektedir [4]. Bu durumda kuark ve gluonlar birbirlerinden ayrılmış ve serbestçe hareket edebilmektedirler. Bu faz geçişinin $\mu_B \approx 0$ olduğu yaklaşık 150 MeV [5] ile 190 MeV [6] arası sıcaklıklarda oluşması tahmin edilmektedir. Bu sıcaklık yaklaşık $2 \cdot 10^6 K$ 'e karşılık gelmektedir ve güneşin sıcaklığından yaklaşık 250,000 kat daha yüksektir.

Şekil 1.1’de çeşitli deneyler tarafından bulunmuş kimyasal hadronik faz geçiş noktaları gösterilmiştir. Kiritik faz geçiş noktasının varlığı tam olarak kesin değildir ve üzerinde daha detaylı çalışmalar yapılması gerekmektedir.



Şekil 1. 1 Maddenin faz diyagramı [7].

Çarpışmalarda oluşan QGP fazı çok kısa ömürlüdür ve hadronizasyon (kuarkların yeniden hadronlaşması) süreci hemen başlar. Bu nedenle QGP’yi doğrudan dedekte etmek mümkün değildir. QGP fazının olup olmadığını anlayabilmek için hadronizasyon sürecinden bağımsız olan çeşitli sinyallere gereksinim vardır. 1982 yılında Rafelski ve Muller tarafından acayip kuark içeren parçacık sayısındaki artışın kuark-gluon plazmasının sinyallerinden birisi olduğu öne sürülmüştür [8].

Buna göre, QGP fazında acayip parçacık üretimi için gerekli olan enerji, hadronik madde fazında gerekli olan enerjiden daha düşüktür. Hadron gazı içinde,



reaksiyonun olması için gerekli olan enerji yaklaşık 700 MeV iken QGP fazında acayıklık,

$$q\bar{q} \rightarrow s\bar{s} \quad (1.2)$$

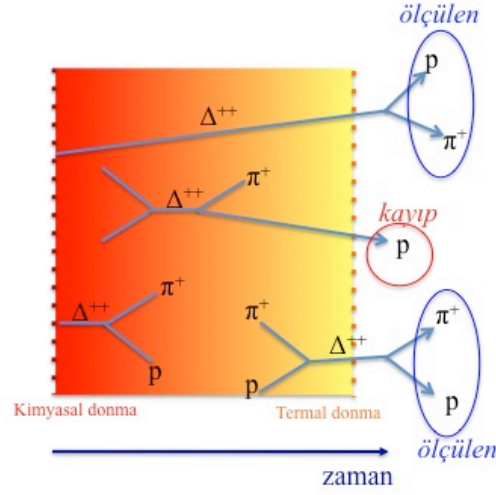
$$gg \rightarrow s\bar{s} \quad (1.3)$$

reaksiyonlarıyla üretilir ve bu reaksiyonlara karşılık gelen eşik enerjisi, acayip kuarkın kütlesi yaklaşık 104 MeV civarında olduğundan $2m_s = 208 \text{ MeV}$ 'dir. Gluon kanalı baskın olan reaksiyon kanalıdır. Gluonlar, hadron gazındaki hadronik madde içinde hapsolmüştür ve bu reaksiyonun olabilmesi için gluonların serbest halde olmaları gerekir. Özetle, eğer acayip parçacık sayısında bir artış oluyorsa bu düşük enerjili gg reaksiyonu sonucudur ve gg reaksiyonu ancak QGP fazında gerçekleşebilir. Acayiplik artışı SPS hızlandırıcısında yapılan WA97 [9], NA57 [10], NA49 [11] deneylerinde ve RHIC hızlandırıcısında yapılan STAR [12], PHENIX [13], BRAHMS [14] ve PHOBOS [15] deneylerinde gözlemlenmiştir.

Ek olarak acayip parçacıklar güçlü kuvvetle üretilirken, zayıf kuvvet etkisi altında bozunurlar ve bu nedenle yarı ömürleri uzundur. Bu sayede bu parçacıkların dedektör içinde aldıkları mesafe uzundur, dolayısıyla analiz edilebilmeleri oldukça kolaylaşır.

1.2.3 Rezonans Oluşumu

Rölativistik çarpışmalarda kuark-gluon plazmasının oluşumu rezonans parçacıkların kütle gibi fiziksel büyüklüklerindeki değişimlerle incelenebilir. Çarpışmalarda yaratılan yoğun ve sıcak ortam, hadronların inelastik çarpışmalar yoluyla enerji kaybetmesiyle soğumaya başlar. İnelastik çarpışmalarla kimyasal denge durumu oluşurken, elastik çarpışmalar termal denge oluşana kadar devam eder. Bir çok rezonans parçacığı, çok kısa yarı-ömürlü olmalarından dolayı ($\tau < 10 \text{ fm}/c$) çarpışmada yaratılan ortam içinde termal dengeye ulaşılmadan bozunmaya uğrarlar. Rezonans parçacıklarının bozunma ürünü olan parçacıkların ortamdaki diğer parçacıklarla etkileşmesi sonucunda momentumları değişir ve bu durum rezonans parçacığının ölçümünde sinyal kaybına neden olur. Bununla birlikte, bu ikincil reaksiyonlar sinyalin yeniden üretilmesine de neden olabilir ve böylece ölçülen rezonans parçacıklarının miktarı artar. Sonuç olarak bir deneyde ölçülen rezonans bolluğu hem çarpışma sonucunda birincil olarak üretilen ve saçılmayan hem de saçılma sonucu üretilen rezonanslardan kaynaklanır.



Şekil 1. 2 Kimyasal ve termal donma noktaları arasındaki zamanda oluşan ve kaybolan rezonansların şematik gösterimi.

Şekil 1.2’de $\Delta^{++}(1232)$ rezonansının saçılma yolu ile oluşması ve yok olması şematik olarak gösterilmiştir. Termal donma noktasından daha önce gerçekleşen elastik saçılmalar rezonans sinyalinde kayıp olmasına neden olurken ikincil reaksiyonlar sinyal miktarını artırır. Bu etkilerin ölçülen sinyal miktarına etkisi kimyasal ve termal donma noktaları arasındaki zaman farkına ve rezonans parçacığının yarı ömrüne bağlıdır ([16], [17]).

Yüksek momentumlu rezonansların bu ortamdan kaçma olasılığı daha fazla olduğundan bozunma ürünlerinin ortamla etkileşme olasılığı daha azdır ve dedekte edilebilme olasılığı daha fazladır. Elastik saçılmalar nedeniyle momentumu değişen bozunma ürünlerinin dedekte edilmesiyle anlaşılabilen rezonans sinyallerinin kütlelerinde kayma, rezonans genişliklerinde artma veya momentum spektrumlarında değişiklikler gözlenebilir. Böylece rezonans ve rezonans olmayan parçacık oranlarının karşılaştırılmasıyla, kimyasal ve termal denge noktaları arasında hadronizasyon için geçen zaman aralığının anlaşılmasında kullanışlı bir yöntem bulunmuş olur.

ALICE deneyinde analizi yapılmakta olan rezonans parçacıklarının çeşitli özellikleri Çizelge 1.3’te özetlenmiştir. Bu rezonanslardan $\phi(1020)$ ’nin 900 GeV enerjili pp çarpışmalarındaki analizi tamamlanmıştır [18]. Diğer rezonanslar için pp ve Pb-Pb çarpışma verilerinin analizi devam etmektedir.

Cizelge 1. 3 ALICE Deneyinde Ölçülen Mezonik (ρ^0 , K^* , f^0 , ϕ) ve Baryonik (Δ^{++} , Σ^* , Λ^* , Ξ^*) Rezonanslar.

Rezonans	Acayıplık	Bozunma Kanalı	Dallanma Oranı	Genişlik(MeV/c ²)
$\rho^0(770)$	0	$\pi^-\pi^+$	%100	150
$K^*(892)$	± 1	πK	%100	50.7
$f^0(980)$	0	$\pi^-\pi^+$	%100	40-100
$\phi(1020)$	0	K^-K^+	%49.2	4.46
$\Delta^{++}(1232)$	0	π^+p	%100	116
$\Sigma^*(1385)$	± 1	$\pi\Lambda$	%88.2	36
$\Lambda^*(1520)$	± 1	pK^-	%22.5	15.6
$\Xi^*(1530)$	± 2	$\pi^+\Xi^-$	%100	9.1

1.2.4 Yüksek Enerjili Proton-Proton ve Ağır iyon Çarpışmaları

Yüksek enerjili ağır iyon çarpışmalarının tam anlamıyla anlaşılabilmesi için öncelikle proton-proton (pp) çarpışmaları analiz edilmelidir. ALICE deneyi her ne kadar ağır iyon deneyleri için özel olarak tasarlanmış olsa da bir çok bakımdan proton-proton fiziğine özel önem vermektedir.

- Çok yüksek enerjili çarpışmalar sayesinde ulaşılan enerji yoğunluğu, SPS'te ulaşılmış olan ağır iyon çarpışmalarındaki enerji yoğunluğundan daha fazla ve RHIC'teki enerji yoğunluğu ile karşılaştırılabilir seviyededir. Böylece büyük hacimli ve küçük hacimli bölgeler arasında oluşan enerji yoğunlukları karşılaştırılabilir ([19], [20]).
- Ayrıca pp çarpışmalarından alınan veriler, ağır iyonlar için olan simülasyon kodlarının kontrolünde kullanılabilir.
- pp verileri, ağır iyon çarpışmaları için referans olacaktır. Özellikle hem pp hem de ağır iyon çarpışmalarının aynı dedektörle analiz edilmesi sistematik belirsizlikleri azaltacaktır.

- Ağır iyon çarpışmalarına kıyasla daha düşük miktarda veri elde edilmesi sebebiyle dedektörlerin kalibrasyonu daha kolay olacaktır.
- QGP'nin 1.8 TeV kütle merkezi enerjili proton-antiproton çarpışmalarında oluştuğu düşünülmektedir. Bu nedenle LHC'deki pp çarpışmalarında da QGP oluşması beklenmektedir [21].
- Çok yüksek enerjili pp çarpışmaları, kozmik ışın reaksiyonlarının teorik modellemelerin geliştirilmesinde kullanılabilir.

Çizelge 1.4'te çeşitli pp ve ağır iyon çarpışmalarındaki enerji yoğunlukları ve çeşitli çarpışma parametreleri özetlenmiştir.

Çizelge 1. 4 Çeşitli deneylerdeki demet parametreleri ve enerji yoğunlukları.

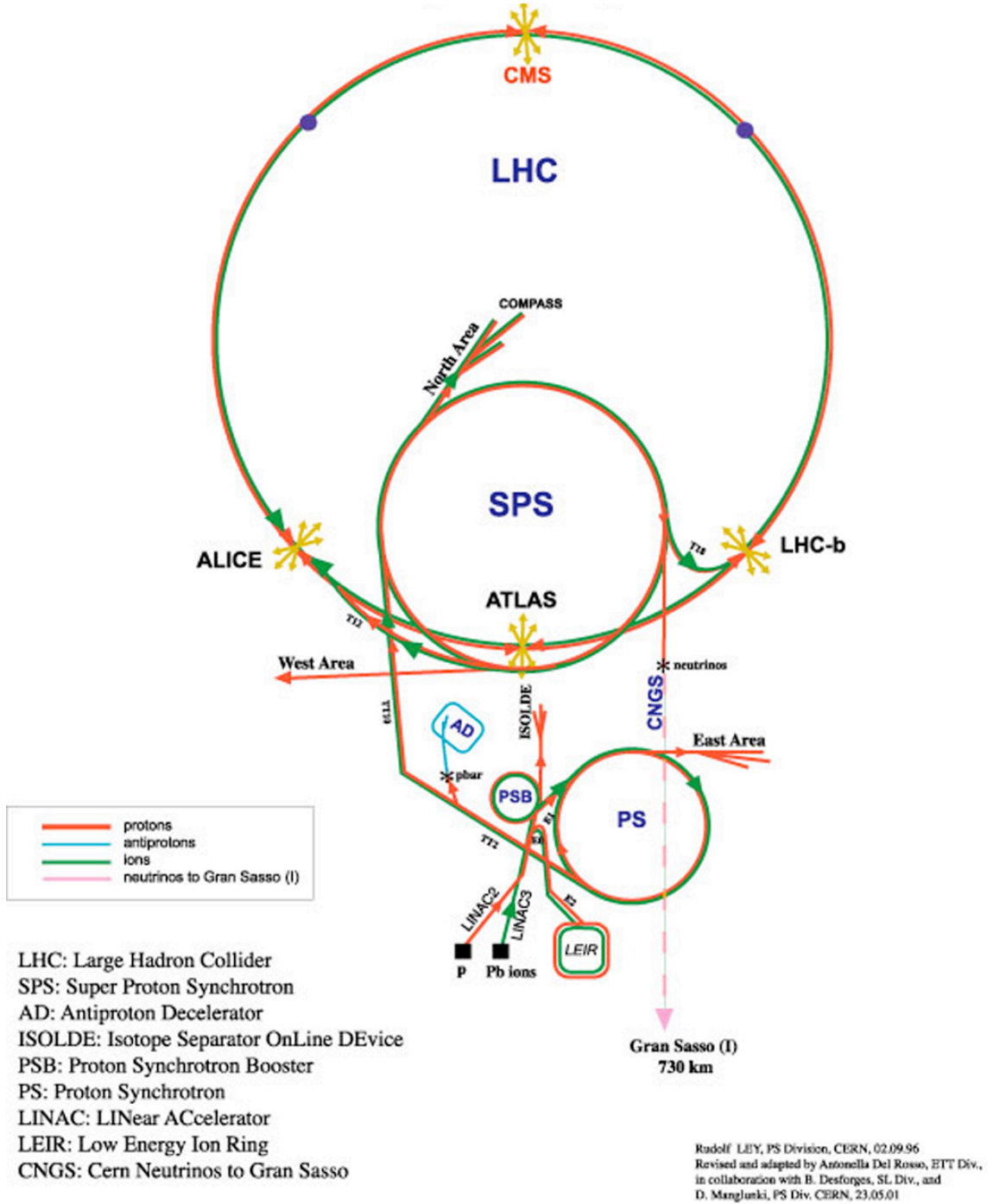
Hızlandırıcı	Çarpışan Sistem	$\langle E \rangle$ (MeV)	$dN_{yük} / dy$	V_i (fm ³)	ϵ_i (GeV / fm ³)
SPS	$p\bar{p}(\sqrt{s} = 0.63 \text{ TeV})$	400	4	4.5	0.5
Tevatron	$pp(\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV})$	400	5.3	4.5	0.7
LHC	$pp(\sqrt{s} = 14 \text{ TeV})$	500	7	4.5	1.2
RHIC	$Au - Au(\sqrt{s} = 0.2 \text{ TeV})$	500	700	153	5
LHC	$Pb - Pb(\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV})$	500	2000-8000	159	10-40

1.2.5 Büyük Hadron Çarpıştırıcısı

Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) [22], LEP ([23], [24], [25]) çarpıştırıcısının bulunduğu tünelde inşa edilmiş 4.3 km çapındaki dünyanın en güçlü hızlandırıcısıdır. İsviçre-Fransa sınırında ve yerin 100 m altında birbirlerine zıt yönde dönmekte olan proton demetlerini 7 TeV enerjiye kadar hızlandırabilmektedir.

LHC üzerinde dört büyük deney yapılmaktadır. Bunlardan ATLAS [26] ve CMS [27] genel amaçlı deneyler iken ALICE [28] ağır iyon fiziği için tasarlanmıştır. Bir diğer deney olan LHCb [29] ise b kuark içeren parçacıkların araştırılması (b-fiziği) ve zayıf etkileşmelerde gözlemlenen yük ve parite simetrisinde kayma (CP bozulması) konularını çalışmaktadır. Şekil 1.3'de LHC tüneli üzerinde kurulan deneyler şematik olarak gösterilmiştir.

Proton demetleri LHC'ye geçiş yapmadan önce bir çeşit iyon demeti kaynağı olan CERN-duoplasmatronunda üretilirler. Duoplasmatron, bir katot flamanı tarafından üretilen elektronların vakum odasına yayılması ve bu ortama hidrojen gazının az miktarda verilmesiyle gazın iyonize olması ve böylece protonların üretilmesi işlemine yapar. Buradan ~90 keV kinetik enerji ile ayrılan protonlar LINAC2 olarak adlandırılan lineer hızlandırıcıya geçer ve 50 MeV'ye kadar hızlandırılır. Daha sonra Proton Sinkrotron Hızlandırıcısı (PSBooster) ve Proton Sinkrotronuna geçerek sırasıyla 1.4 GeV ve 25 GeV enerji kazanırlar. Proton demetlerinin LHC'den önceki son durağı Süper Proton Sinkrotronu SPS'tir ve burada 0.45 TeV enerjiye kadar hızlandırılırlar. LHC'de ulaşılabilecek maksimum enerji magnetik alana bağımlıdır ve toplam 8.3 T değerinde manyetik alan oluşturan 1232 adet süperiletken mıknatıs bulunmaktadır.



Şekil 1. 3 LHC'nin ölçeklendirilmemiş şematik gösterimi.

Çizelge 1. 5 LHC hızlandırıcısının bazı fiziksel parametreleri.

<i>Fiziksel Parametre</i>	<i>pp</i>	<i>Pb-Pb</i>
Enerji/Nükleon	7 TeV	2.25 TeV
Kütle Merkezi enerjisi	14 TeV	5.5 TeV
Demetteki paketlerin uzunluğu	7.7 cm	7.7 cm
Bir saniyedeki paket sayısı	2808 s ⁻¹	592 s ⁻¹
Paketler arası zaman	25 ns	125 ns
Paketteki parçacık sayısı	1.1.10 ¹¹	6.8.10 ⁷
Luminosite (Işınlık)	10 ³⁴ cm ⁻² .s ⁻¹	10 ²⁷ cm ⁻² .s ⁻¹

Çizelge 1.5'te LHC'nin pp ve kurşun-kurşun (Pb-Pb) çarpışmalarındaki bazı önemli parametreleri listelenmiştir. LHC'de proton demetleri, ardı ardına ilerleyen proton parçacıklarından oluşmuş paketler halinde hareket etmektedirler. Bu nedenle demetin şiddeti hakkında bir fikir yürütebilmek için bu parçacık paketlerinin özelliklerinin bilinmesi önemlidir.

Çarpışma enerjisindeki artışla birlikte etkileşme sayılarında da bir artış gözlenir. Etkileşme sayısını arttıran bir diğer büyüklük luminositedir ve birim zamanda birim alandan geçen parçacık sayısı olarak tanımlanır. Bir sürecin oluşma hızı,

$$n = \sigma \cdot L \quad (1.4)$$

denklemleriyle gösterilebilir. σ , etkileşmenin tesir kesiti ve L ise ışıklık (*luminosite*) değeridir ve,

$$L = \frac{nN^2}{A_T} f \quad (1.5)$$

şeklinde ifade edilir. n , paket sayısı ve N , bir paketteki toplam parçacık sayısıdır, f , paket frekansı ve A_T , proton paketinin demeti ilerleme yönüne dik doğrultudaki kesit alanıdır. Bir etkileşmenin birim zamandaki oluşma sayısı aşağıdaki denklemle tanımlanır,

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad (1.6)$$

Bu denklem, etkileşme sayılarını arttıran etkenlerden birisinin niçin luminosite olduğunu açıklamaktadır.

21 Nisan 2011 tarihi itibarıyla LHC'de ulaşılmış olan maksimum ışınlık değeri $8.4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, demetteki paket sayısı 768 ve toplam ışınlık miktarı 280 pb^{-1} 'dir.

1.2.6 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasında 2010 yılında 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmaları sonucu ALICE dedektörü tarafından toplanan yaklaşık 100M veri analiz edilmiştir. Yüksüz acayip parçacıklar olan kısa yarı ömürlü kaon (K_s^0), lambda (Λ) ve anti-lambda ($\bar{\Lambda}$) parçacıklarının oluşumu TPC dedektörü ile herhangi bir parçacık tanımlama bilgisi kullanılmadan, sadece bozunma kinematiği yardımıyla incelenmiştir. Bunlara ek olarak yine s kuark içeren xi (Ξ) ve omega (Ω) parçacıklarının bozunum ürünü olan Λ parçacıklarının, çarpışma sonrası üretilen Λ parçacıklarına etkisi de incelenmiş ve bir düzeltme çarpanı bulunmuştur.

Ayrıca, üç u kuarktan oluşan +2 yüklü delta (Δ^{++}) ile onun anti parçacığı olan -2 yüklü delta (Δ^{-}) parçacıklarının oluşumları multiplisiteye bağlı olarak TPC ve TOF dedektörlerindeki parçacık tanımlamasına dayanan iki farklı yöntemle incelenmiştir.

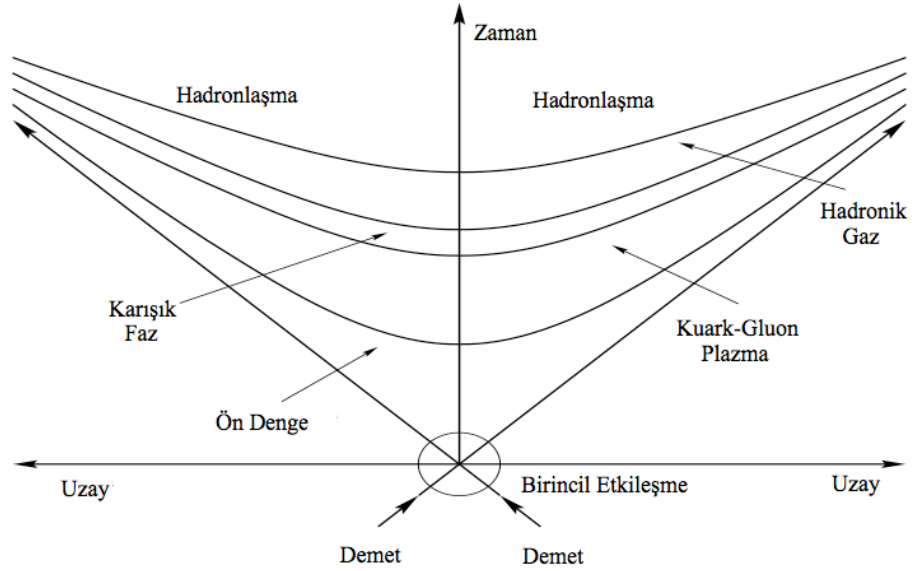
Elde edilen sonuçlar yüksek enerji fiziğinde sıklıkla kullanılan teorik modellerle karşılaştırılmıştır.

1.3 Orjinal Katkı

Acayip parçacıkların ve delta parçacığı ilk kez 7 TeV kütle merkezi enerjili proton-proton çarpışmalarında incelenmiştir. Ayrıca delta parçacığı ilk kez iki farklı yöntem kullanılarak incelenmiş ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu parçacığın multiplisiteye bağımlılığı da daha önce çalışılmamış bir konu başlığıdır.

TEORİK MODELLER ve LHC ÖNCESİ DENEYLERLE KARŞILAŞTIRMA

Deneylelerden elde edilen veriyi anlayabilmek ve yorumlayabilmek için teorik modellemelerle karşılaştırmalar yapılmasına ihtiyaç vardır. Şekil 2.1'den görülebileceği gibi çarpışan sistemlerin hadronlaşma sürecinde birçok farklı faz durumu vardır ve bu nedenle bir çarpışmayı tek bir modelle ifade edebilmek çok güçtür ve günümüzde bütün etkileşmeleri içeren bu tip bir model mevcut değildir.



Şekil 2. 1 Bir çarpışmada QGP oluşumu ve hadronlaşma safhalarının şematik gösterimi.

Bu bölümde pp çarpışmalarının teorik olarak modellenmesine kısaca değinilecektir ve bu etkileşmelerin Monte-Carlo olay üreticileri olan PYTHIA ve PHOJET olay üreticileri üzerinde durulacaktır. Son olarak LHC öncesi daha düşük enerjili deneylerde elde edilmiş verilerle simülasyon verileri karşılaştırılacaktır.

2.1 İstatistiksel Termal Modeller

Termodinamik yaklaşım, parçacık çarpışmalarında oluşan hadron üretim mekanizmasının makroskopik gözlenebilirler cinsinden anlaşılabilmesi için uzun zamandır başarıyla kullanılmaktadır [30].

Bu modeller QGP oluşumunun başlangıçtaki termal yapısının hadronizasyonda da korunduğunu varsaymaktadır [31]. Ölçülen parçacık bollukları termal dengedeki bir topluluk gibi davranmaktadırlar. Termal modeller makroskopik sistemin dengedeki özelliklerinin sistemi oluşturan yapıtaş parçacıkların ölçülen bollukları cinsinden tahmin edilmesi için kullanılırlar. Genellikle u ve d kuarklar gibi hafif kuarklardan oluşan sistemlerde daha başarılıdır çünkü bu sistemler termal dengeye daha çabuk ulaşırlar. Acayıp kuark içeren sistemlerde bu kütle etkisini göz önüne alan *acayıplik baskılama faktörü* (*strangeness suppression factor*), γ_s hesaplamalara dahil edilir [32].

Parçacık oranları bilindiğinde buradan T sıcaklığı, V hacmi, μ_B baryonik kimyasal potansiyeli, μ_S baryonik acayıplik potansiyeli ve μ_Q yük kimyasal potansiyeli belirlenebilir ([31], [33], [34]). Kimyasal potansiyeller büyük kanonik topluluklarda tüm sistem içinde ortalama olarak korunan değişkenlerdir ve böylece bölüşüm fonksiyonu $Z(T,V)$ aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$Z^{GC}(T,V,\mu_Q) = Tr \left[\exp \left(-\frac{1}{T} \left(H - \sum_i \mu_Q Q_i \right) \right) \right] \quad (2.1)$$

Denklem 2.1'de H , sistemin hamiltoniyeni ve Q_i korunan büyüklükleri göstermektedir. Hamiltoniyen fonksiyonun genellikle hadron gazını tanımlayacak bir fonksiyon olarak seçilir ve böylece bölüşüm fonksiyonu güçlü kuvvetle etkileşen ortamın ilgili bütün serbestlik derecelerini içerir. Yük, baryon numarası ve acayıplik bölüşüm fonksiyonunda korunan büyüklükler olduğundan Denklem 2.1 sistemdeki bütün hadronların ve bütün rezonansların bölüşüm fonksiyonlarının toplamı cinsinden yazılabilir. Korunum yasaları uygulandığında oluşan bir bölüşüm fonksiyonu örneği Denklem 2.2'de verilmiştir.

$$\ln Z(T,V,\vec{\mu}) = \sum_i \ln Z_i(T,V,\vec{\mu}) = \sum_i \frac{V g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \pm p^2 dp \ln \left[1 \pm \lambda_i \exp \left(-\frac{\varepsilon_i}{T} \right) \right] \quad (2.2)$$

Bu denklemde $\varepsilon = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, $\vec{\mu} = (\mu_B, \mu_S, \mu_Q)$ ve g_i ise spin-izospin dejenerasyon faktörüdür. Denklem 2.2'nin integre edilmesiyle bölüşüm fonksiyonu bulunur.

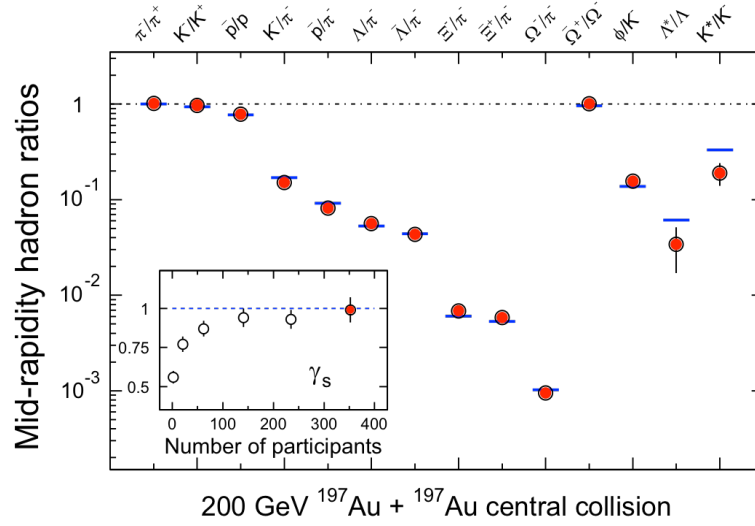
$$\ln Z_i(T, V, \vec{\mu}) = \frac{V T g_i}{2\pi^2} \sum_1^{\infty} \frac{(\pm 1)^{k+1}}{k^2} \lambda_i^k m_i^2 K_2\left(\frac{k m_i}{T}\right) \quad (2.3)$$

K_2 , modifiye Bessel fonksiyonudur ve λ_i ,

$$\lambda_i(T, \vec{\mu}) = \exp\left(\frac{B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q}{T}\right) \quad (2.4)$$

olarak tanımlanır. Büyük kanonik topluluk için parçacık sayısının beklenen değeri $\langle N \rangle = T(\partial \ln Z / \partial \mu)$ şeklindedir ve buradan i . parçacığın yoğunluğu bulunabilir.

$$\ln n_i(T, \vec{\mu}) = \frac{\langle N \rangle_i}{V} = \frac{T g_i}{2\pi^2} \sum_1^{\infty} \frac{(\pm 1)^{k+1}}{k^2} \lambda_i^k m_i^2 K_2\left(\frac{k m_i}{T}\right) \quad (2.5)$$

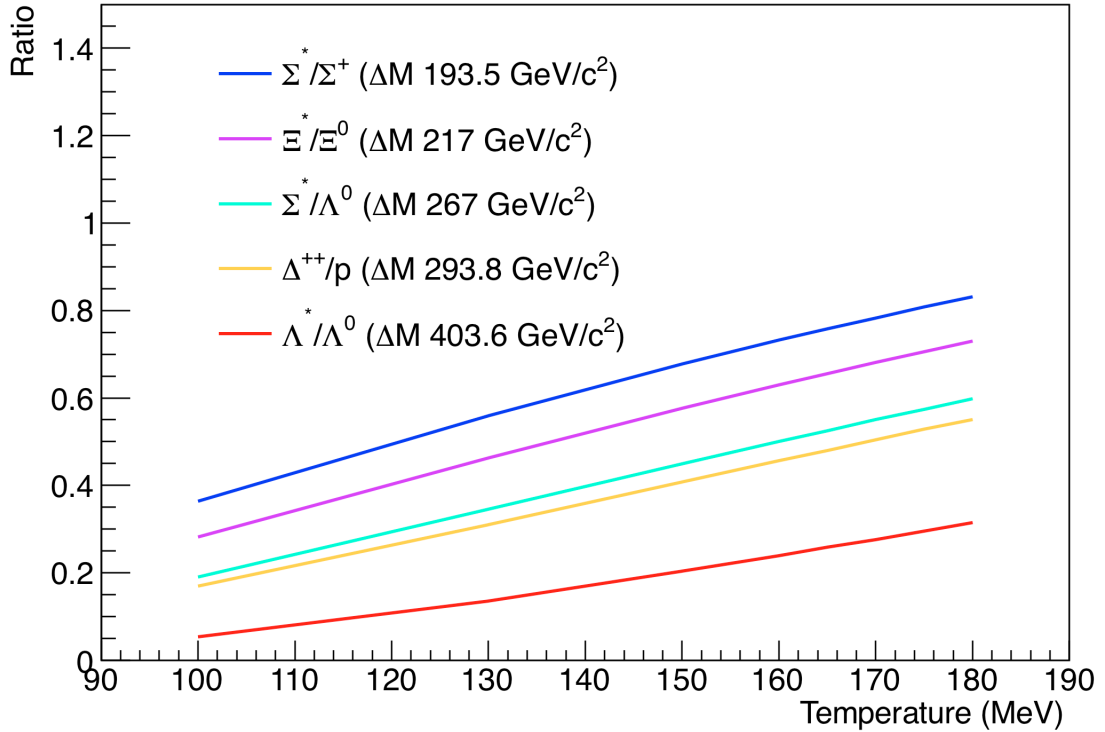


Şekil 2. 2 STAR deneyinde 200 GeV Au+Au çarpışmalarında elde edilmiş parçacık oranları (kırmızı) ve termal model tahminlerinin karşılaştırılması (mavi).

Şekil 2.2’de STAR deneyinde elde edilmiş parçacık oranları ve sistemin termal ve kimyasal dengede olduğu varsayımını yapan istatistiksel termal model tahminleri verilmiştir [35]. Termal model hesaplamalarında $T = 163 \pm 4 \text{ MeV}$, $\mu_B = 24 \pm 4 \text{ MeV}$ ve $\gamma_s = 0.99 \pm 0.07 \text{ MeV}$ kullanılmıştır. Termal model uzun yarı ömürlü parçacık oranlarında başarılı iken kısa yarı ömürlü rezonanslarda sapmalar gözlenmiştir.

En sık kullanılan termal modeller acayıpliğin dengede olduğunu varsayımını yapan THERMUS [36] modeli ($\gamma_s=1.0$) ile acayıpliğin hadronizasyon aşamasından sonra doyuma ulaştığını varsayan SHARE ($\gamma_s=0.6$) modelleridir [37]. Bu tez çalışmasında istatistiksel termal model olarak THERMUS v2.0 kullanılmıştır [36].

Şekil 2.3'te THERMUS modelinin parçacık oranları için ürettiği değerler sıcaklığın fonksiyonu olarak verilmiştir. Bu parçacık oranlarının her biri için acayıplık farkı ΔS ve baryon sayısı farkı ΔB değerleri 0 iken, toplam açısal momentum değerleri farkı 1'dir. Parçacık oranlarının ortam sıcaklığına kuvvetli bir şekilde bağımlı olduğu gözlemlenmiştir. Ayrıca parçacık oranlarının kütle farkları göz önüne alındığında parçacıklar arasındaki kütle farkı azaldıkça parçacık oranlarının arttığı anlaşılmıştır.



Şekil 2. 3 THERMUS modelinin çeşitli parçacık oranları için ürettiği tahminler.

2.2 Kuantum Renk Dinamiği (QCD) Kullanan Modeller

Hadronik bir çarpışmanın toplam tesir kesiti aşağıdaki şekilde ifade edilebilir,

$$\sigma_{Toplam} = \sigma_{Elastik} + \sigma_{Inelastik} \quad (2.6)$$

$$\sigma_{Inelastik} = \sigma_{Tek-Kırınımlı} + \sigma_{Çift-Kırınımlı} + \sigma_{Kırınımlı Olmayan} \quad (2.7)$$

Elastik çarpışmalarda kinetik enerji ve momentum korunurken inelastik çarpışmalarda kinetik enerji korunmaz ve bu kinetik enerji yeni parçacıkların oluşumuna harcanır. İnelastik çarpışmalar kendi içinde tek-kırınımlı (single diffractive-SD), çift-kırınımlı (double diffractive- DD) ve kırınımlı olmayan (non diffractive- ND) inelastik çarpışmalar olarak gruplandırılırlar. Kırınımlı çarpışmalarda çarpışan parçacık uyarılmış durumda kalır ve uyarılan parçacık bozunarak yeni parçacıklar üretilir. SD ve DD

süreçlerinde momentum transferi ve saçılma açısı küçüktür. Çarpışmada parçacıklardan sadece tek bir tanesi (SD) ya da her ikisi (DD) uyarılmış halde kalabilir. ND süreçlerinde parçacıklar kafa kafaya çarpışırlar ve momentum transferi büyüktür ve her iki parçacık bozunarak çok miktarda yeni parçacığın oluşmasına sebep olurlar. ND süreçlerine *minimum bias olayları* da denilir.

Çarpışan parçacıkların kinematik büyüklükleri için özel rölativite terimleri yaygın olarak kullanılır. Demet yönü z eksenine, parçacığın demet yönündeki momentum bileşeni p_z ve toplam enerjisi E olarak seçilirse parçacığın *hızlılığı* (*rapidity*, *sürat*, y) aşağıdaki gibi tanımlanır ($\hbar = c = 1$ olan doğal birim sistemi kullanılmaktadır),

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.8)$$

Bu büyüklük boyutsuzdur ve pozitif ya da negatif değer alabilir. Ayrıca y dağılımının şekli kütle merkezi sisteminde ve laboratuvar sisteminde değişmez.

y , iki ayrı değişkene bağlı olduğundan bir çarpışmada bu değere bağlı olarak ölçüm yapmak genellikle zordur ve genellikle çarpışma deneylerinde sadece parçacığın demet eksenine ile yapmış olduğu açı ölçülebilir. Bu nedenle, y yerine sadece açığa bağlı olan bir başka büyüklük, *sözde-hızlılık* (*pseudorapidity*- η) kullanılır.

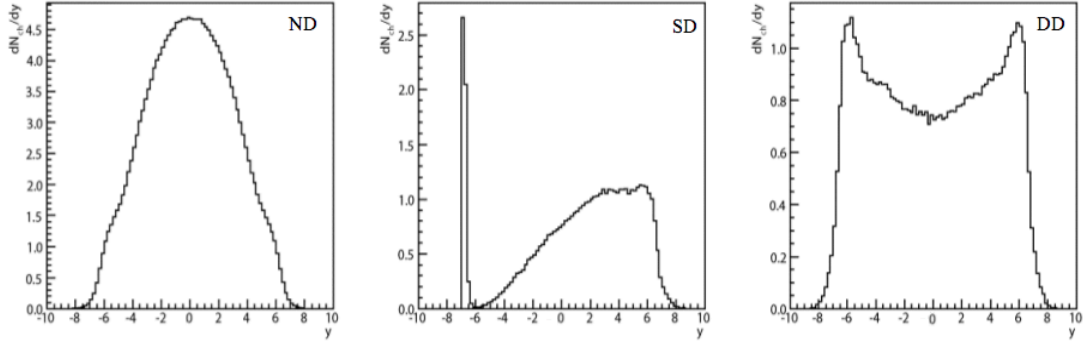
$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) \quad (2.9)$$

Denklem 2.9'da θ parçacığın momentumu ile demet düzlemi arasındaki açıdır. Işık hızına yakın hızlarda (ya da kütlesi sıfıra yakın olan parçacıklarda),

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (2.10)$$

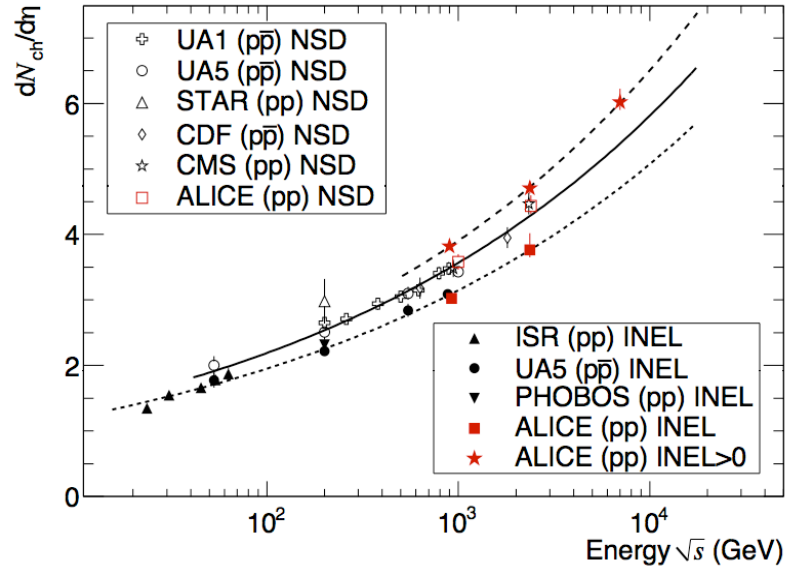
olduğundan $|\vec{p}| \approx E$ 'dir ve $\eta \approx y$ olur.

SD ve ND süreçlerde iki ayrı y dağılımı elde edilir. SD çarpışmalarında oldukça asimetric bir yapı varken DD'de y dağılımı simetriktir. ND'de ise tek bir y dağılımı elde edilir (Şekil 2.4).



Şekil 2. 4 İnelastik süreçlerin y dağılımları.

LHC’de 14 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında toplam tesir kesiti 100 mb, ND süreçler için 60 mb, SD süreçlerde 12 mb ve DD’de ise yine 12 mb civarında olacaktır [38]. ALICE, her bir olayın fizisel sürecini ayrı ayrı ayıramamaktadır ve elastik süreçlere duyarlı değildir, sadece ND, SD ve DD süreçleri merkezi ve ön dedektörlerden gelen sinyallerin kombinasyonlarıyla tanımlanabilmektedir. Bu nedenle sadece kırınımlı süreçlerin teorisine değinilecektir. Şekil 2.5’te ALICE dedektörünün 900 GeV enerjili pp çarpışmalarından analiz edilen inelastik ve tek kırınımlı süreçlerin göz önüne alınmadığı “tek kırınımlı olmayan (NSD)” inelastik süreçlerin η yoğunluk fonksiyonunun çarpışma enerjisine bağımlı değişimi diğer deneylerle karşılaştırılarak gösterilmiştir [39].



Şekil 2. 5 pp ve $p\bar{p}$ çarpışmalarındaki yüklü parçacık η yoğunluğunun kütle merkezi enerjisine bağımlı değişimi.

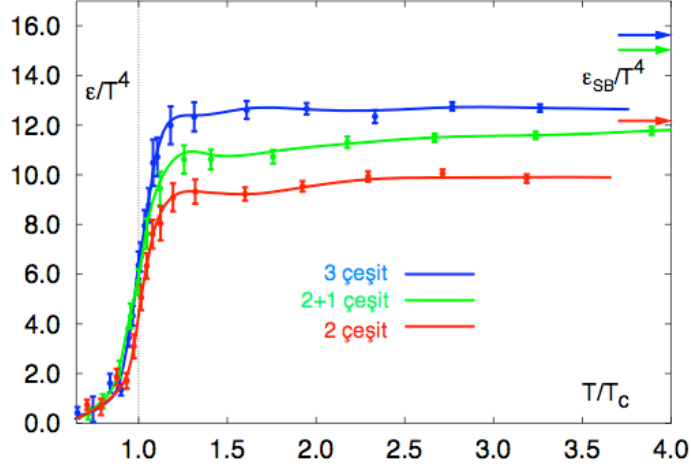
Teorik açıdan kırınımlı saçılmanın anlamı saçılma öncesi ve sonrası kuantum durumunun aynı olmasıdır. Regge teorisi, yüksek enerjili hadronik etkileşmeleri Regge

izleri ya da *Reggeonlar* olarak adlandırılan ve renk yüküne sahip olan büyüklüklerin değiş tokuşuna dayanarak tanımlayan teoridir [40]. Reggeonların kırınımlı süreçlerde baskın olan vakum kuantum sayısı vardır ve bunlara *pomeron* denilir (pomeronların gluonlar olduğu düşünülmektedir). Tek bir pomeronun değişimi ile SD, iki pomeronun değişimi ile DD süreçleri meydana gelir. Çarpışan hadronların biri ya da her ikisi uyarılmış durumda kalarak çarpışma öncesi durumla aynı kuantum sayısına sahip olur. Kırınımlı süreçlerde y dağılımı birbirinden ayrı iki dağılımla son duruma ulaşır. SD süreçlerde sadece bir tarafta büyük y piki gözlenirken diğer hadronun y dağılımı demetinkine yakın bir değerdedir. DD çarpışmalarda ise pozitif ve negatif kısımlarda iki ayrı y piki gözlemlenir. ND'de ise tek bir y dağılımı vardır.

Parçacık momentumunun xy düzlemindeki bileşeni *enine momentum* (*transverse momentum*- p_t) olarak isimlendirilir.

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin \theta \quad (2.11)$$

Çarpışmalarda oluşan yüklü parçacıkların p_T değerlerine göre süreçler *yumuşak* (*soft*) ve *sert* (*hard*) olarak ikiye ayrılabilir. Yumuşak etkileşmelerde p_t değeri 1-2 GeV/c'den daha küçüktür ve parçacıklar arası momentum transfer miktarı (Q^2 değeri) küçüktür. Bu tip etkileşmelerde pertürbe olmayan QCD modelleri kullanılır, QCD lagranjyeni ayrık uzay-zaman içindeki latisler üzerinden hesaplanmaktadır. Bu yöntemle latis QCD (lQCD) denilir [41]. lQCD hesaplamaları, belirli bir kritik T_C sıcaklığının üzerinde QGP fazına geçiş olması gerektiğini belirlemiştir. Şekil 2.6, nükleer maddenin enerji yoğunluğunun (ϵ) sıcaklığın 4. kuvvetine oranı olan büyüklüğün T_C kritik sıcaklığına bağımlılığını göstermektedir. T_C civarındaki ani ve dik artış, serbestlik derecelerinde hızlı bir artış olmasından kaynaklanır ve hadron gazından serbest kuark ve gluonların bulunduğu plazma fazına geçiş olduğunu gösterir. Grafikteki üç eğri, farklı kuark kütleleri için yapılan hesaplamaları göstermektedir. 3 ve 2 çeşit, sırasıyla üç ve iki hafif kuarktan oluşmuş sistemler için yapılmışken 2+1 çeşit iki hafif ve bir ağır kuarkın oluşturduğu sistem için yapılmış hesaplamaları göstermektedir.



Şekil 2. 6 IQCD kullanılarak hesaplanmış nükleer maddenin enerji yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi [42].

Teorik olarak IQCD yöntemi bütün Q^2 değerleri için geçerli olsa da hesaplamalarda gereken uzun bilgisayar zamanlarından dolayı algoritmaları basitleştirebilmek için kaba yaklaşıklıklar yapılması zorunludur ve bu da IQCD yönteminin güvenilirliğini azaltmaktadır.

Ayrıca Regge teorisi yumuşak etkileşmeleri açıklamakta kullanılabilir.

Sert süreçlerde ise pertürbe QCD hesaplamaları ve parton (kuark ve gluonlar) temelli modellemeler kullanılır. Pertürbasyon teorisi analitik olarak çözülemeyen bir denklemin iki parçaya ayrılmasına dayanan bir yöntemdir. Birinci kısmın analitik bir çözümü varken ikinci kısım bu yapıda değildir. Çözüme sahip olan kısımda küçük değişiklikler yapılmasıyla sistemin durumunun nasıl değiştiği incelenir. Pertürbasyon teorisini QCD'ye uygulayabilmek için küçük uzaklıklara ve büyük Q^2 değerlerine gereksinim vardır. Çarpışma sonrası oluşan hadronlar için bir tahmin yapabilmek için faktörizasyon teoremi kullanılır. Buna göre tesir kesiti üç bağımsız parçadan oluşur; *parton dağılım fonksiyonu (PDF)*, *parton tesir kesit fonksiyonu* ve *parçalanma fonksiyonu (fragmentation function-FF)*. PDF ve FF fonksiyonları pertürbe değildir ve deneysel olarak belirlenebilir.

$$\frac{d^2\sigma^h}{dydp_t} = K \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{c/d}^h(z, M_f)}{\pi z_{c/d}} \quad (2.12)$$

f_a ve f_b çarpışan iki hadronun PDF fonksiyonudur ve $x_a = p_{parton}/p_{hadron}$ momentum oranı ile Q^2 değerine bağlıdır. $D_{c/d}^h$, c partonundan h hadronunun yaratılmasını

tanımlayan FF'dir ve partonun $z_c = p_{parton} / p_{hadron}$ oranı ile M_f faktörizasyon ölçeğine bağlıdır. $\frac{d\sigma}{d\hat{t}}$, parton sert saçılmasının tesir kesitidir. x_a, x_b momentum kesirleri üzerinden integral alınmış ve a, b, c, d parton türleri üzerinden toplam yapılmıştır.

Günümüzde hadron-hadron etkileşmelerinin en detaylı modellemeleri *sicim (string)* temellidir. Sicimler, (standart model çerçevesinde gluonlar), iki kuark arasında renk alanı oluşturan ve bunların bir κ gerilme sabitiyle bir arada kalmasını sağlayan *akı tüpleri* olarak düşünülebilir. Sicim modeli 1980'li yılların başında geliştirilmeye başlanmıştır [43] ve çarpışmalardaki sicim sayısının az olmasından dolayı bir çok Monte-Carlo modeline başarıyla uygulanmıştır [44].

Sicim teorisine göre kuark-antikuark çekici kuvveti mesafe arttıkça lineer olarak artmaktadır (Bu varsayım deneysel olarak ve IQCD hesaplamalarıyla doğrulanmıştır [45]). Bu tip bir kuvvet $F(x) = -\kappa \cdot x$ şeklindeki klasik yay kuvvetine benzetilebilir ve çekici kuvvet x uzamasına ve κ sicim gerilmesine bağlı olarak parametrize edilebilir. Güçlü etkileşme için sicim gerilmesi, $\kappa_s = 1 \text{ GeV} / \text{fm}$ bulunmuştur. Hadronik etkileşmelerde bu sicimler hedef ve demet arasında olduğu varsayılarak modelleme yapılabilir. Bu durumda sicimler, etkileşmenin Q^2 momentum transfer değerine bağlı olarak gerilirler.

Bir pp etkileşmesi, protonun kuarkları arasında oluşan iki sicimin oluşumuyla tasvir edilebilir. Her sicimin bir yanında bir kuark bulunurken diğer yanında iki kuark (*dikuark*) bulunur. Bu noktada sicim modeli iki ana kısma ayrılabilir.

- Etkileşme sonucu kuarkların kuantum durumunda değişim olmaz (*enine uyarılma*). Bu mekanizmayı kullanan modeller PYTHIA [46], HIJING [47], FRITIOF [48] ve UrQMD'dir [49].
- Etkileşme sonucu renk yükü değişimi olur ve kuantum durumu değişir. VENUS [44], DPM [50] ve PHOJET [51] bu temele dayanan modellerdir.

Kuarklar arasında sicimler oluşuktan sonra, bazı noktalarda sicimler kırılmaya uğrar ve yeni $q\bar{q}$ parçacıklarının oluşumu süreci başlar.

Bu tez çalışmasında elde edilen sistematik belirsizlikler ve bulunan düzeltme çarpanları için PYTHIA ve PHOJET Monte Carlo olay üreticileri kullanılmıştır. Bu nedenle bu iki üreticiye daha ayrıntılı değinilecektir.

PYTHIA Olay Üreticisi

PYTHIA, pp , e^+e^- ve e^+p çarpışmalarını üretebilen genel amaçlı bir olay üreticisidir. 240 farklı fiziksel sürecin analizini yapabilir.

PYTHIA, hadronizasyon safhasında *sicim parçalanması* (*string fragmentation*) modelini kullanırken parçacık oluşumu safhasında hem düşük p_t hem de yüksek p_t bölgelerinde Denklem 2.5 ile özetlenmiş pertürbatif QCD yaklaşımını kullanan bir olay üreticisidir (yumuşak etkileşmeleri de dahil edebilmek için bir düzeltme çarpanı eklenmiştir). Belirli fiziksel süreçlerin açılıp kapatılmasına olanak sağlar. FORTRAN ve C++ kullanılarak yazılmış çeşitli PYTHIA versiyonları vardır.

Sert etkileşmelerdeki momentum transfer değeri PYTHIA’da bir *kesme parametresi* ($p_{t,min}$) ile değiştirilebilir ve yeni bir enerji bölgesi için hesaplamalar kolaylıkla yapılabilir. η gibi enerjiye oldukça hassas bağımlı değişkenlerin analizinde oldukça önemli bir avantaj sağlar. Sert etkileşmeler için tesir kesiti aşağıdaki gibi tanımlanmıştır,

$$\sigma_{sert}(p_t) = \int_{p_{t,min}^2}^{x/4} \frac{d\sigma}{dp_t^2} dp_t^2 \quad (2.13)$$

Bu denklemde p_t , enine momentum kesme parametresi ve s ise çarpışmanın kütle merkezi enerjisidir.

pp ve $p\bar{p}$ etkileşmelerindeki toplam tesir kesiti aşağıdaki şekilde ifade edilebilir [52],

$$\sigma_{toplam}^{pp} = 21.70s^{0.0808} + 56.08s^{-0.4525} \quad (2.14)$$

$$\sigma_{toplam}^{p\bar{p}} = 21.70s^{0.0808} + 98.39s^{-0.4525} \quad (2.15)$$

Denklem 2.14 ve 2.15’deki ilk terim pomeron değişiminin katkısını gösterirken ikinci terim reggeon değişiminden kaynaklanır. Yüksek enerjilerde reggeon terimi ihmal edilebilir ve $\sigma_{toplam}^{p\bar{p}} \cong \sigma_{toplam}^{pp}$ olur ve bu nedenden dolayı PYTHIA sonuçlarının deneysel veri ile karşılaştırılması hem pp hem de $p\bar{p}$ etkileşmeleri için yapılabilir.

PHOJET Olay Üreticisi

PHOJET, FORTRAN kullanılarak yazılmış ve yumuşak etkileşmelerde dual parton modelini (DPM), sert etkileşmelerde ise pQCD’yi kullanan bir olay üreticisidir. Toplam, elastik ve inelastik tesir kesitlerinin hesaplanmasında Regge

parametrizasyonunu kullanır. Saçılma genliklerinin hesaplanması PHOJET modelinin temelidir ve hesaplamalardan bulunan tesir kesitleri ile deneysel sonuçların karşılaştırılmasıyla modeldeki bilinmeyen parametreler bulunmaya çalışılır. Yumuşak ve sert etkileşmeler arasındaki ayırım kesme parametresinin kullanılmasıyla yapılır.

DPM’de hadronlar $[0, \pi]$ arasındaki açıyı kapsayan bir tabakadaki tek boyutlu parton dizileri şeklinde tasvir edilir ve bu dizinin yoğunluğu $\sin^{-1} \theta$ ile orantılıdır. Bu modelde partonların koordinatları ve momentumları vardır ve en yakın komşularıyla harmonik kuvvetler ile etkileşirler.

DPM’de toplam tesir kesiti yumuşak ve sert etkileşme tesir kesitlerinin toplamından oluşur. Yumuşak süreçlerde pomeron değişimi baskındır. Sadece yumuşak etkileşmeleri içeren bir süreç aşağıdaki şekilde ifade edilebilir [53],

$$\sigma_{yumuşak} = 37.8s^{0.076} (mb) \quad (2.16)$$

Yapılan deneylerde toplam tesir kesitinin $(\ln s)^2$ ile değiştiği gözlenmiştir [53]. Bu durumda s değeri arttıkça yumuşak etkileşme tesir kesiti toplam tesir kesitinden büyük olmaktadır. Bu problemi aşabilmek için modele *pomeron değişimi* mekanizması eklenmiştir.

Sert etkileşmeler için tesir kesiti,

$$\sigma_{sert} = \sum_{i,j \rightarrow k,l} \int dx_1 \int dx_2 \int dt x_1 f_i(x_1, Q^2) x_2 f_j(x_2, Q^2) \frac{1}{x_1 x_2} \pi M^2 \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{\hat{s}^2} \quad (2.17)$$

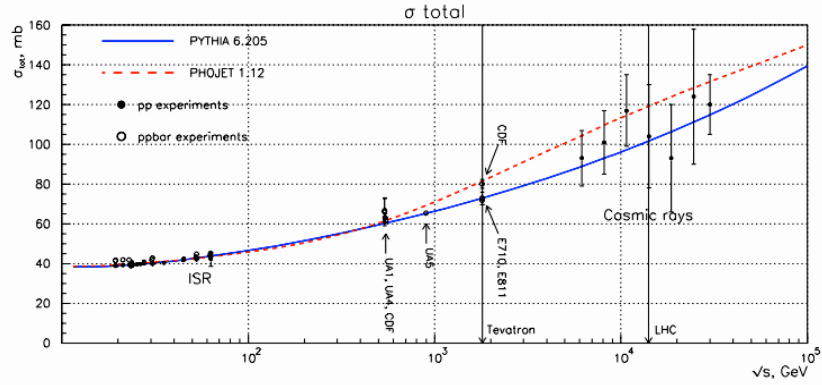
şeklinde [53]. Bu denklemdaki $f_{i,j}(x, Q^2)$ terimi parton dağılımlarını, M , parton-parton saçılmasının matris elementini, $\alpha_s(Q^2)$ güçlü etkileşmenin çiftlenim sabitini göstermektedir. \hat{s} ise $\hat{s} = x_1 x_2 s$ olan Mandelsam değişkenidir.

PHOJET için $p_{t,min}$ değeri 2 GeV/c’den daha büyüktür ve program, kütle değeri 5 GeV/c²’den büyük olan bölgelerde çalışabilir [53]. Ayrıca PYTHIA ile kıyaslandığında en belirgin fark PYTHIA’da fiziksel süreçler ve parametreler kullanıcı tarafından kolaylıkla değiştirilebiliyorken PHOJET için değiştirilebilen parametreler oldukça sınırlıdır.

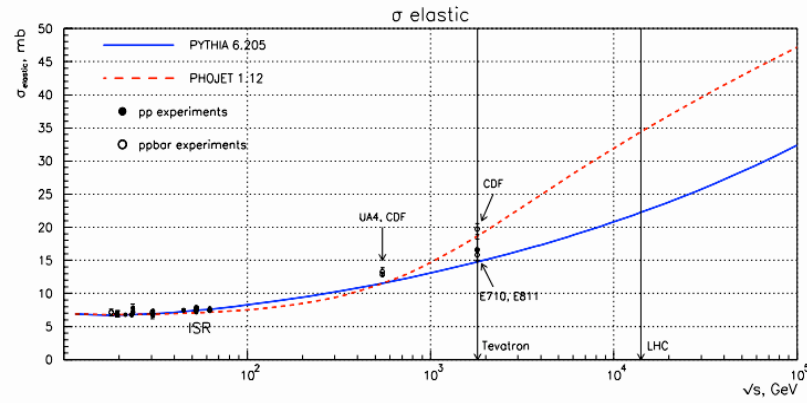
2.3 PYTHIA ve PHOJET Modellerinin Diğer Deneylerle Karşılaştırılması

2.3.1 Tesir Kesitleri

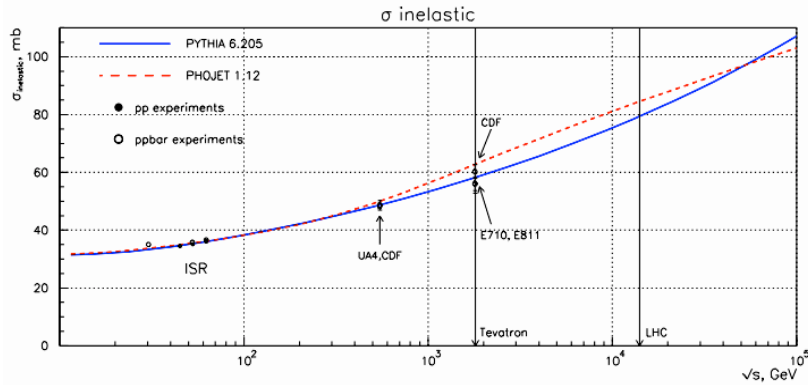
Şekil 2.7 ve 2.8 ve 2.9’da LHC öncesi yapılmış deneylerden bulunan toplam, elastik ve inelastik tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi ile PYTHIA ve PHOJET tahminleri gösterilmektedir [54].



Şekil 2. 7 Toplam tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi



Şekil 2. 8 Elastik tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi.



Şekil 2. 9 İnelastik tesir kesitinin enerjiye bağlı değişimi.

ISR deneyleri CERN’de yapılmıştır ve 30.4, 44.5, 52.6 ve 62.2 GeV enerjili pp ve $p\bar{p}$ çarpışmaları incelenmiştir [55]. CERN-SPS’teki UA5 ve UA4 deneylerinde 200, 546 ve 900 GeV kütle merkezi enerjili pp ([56], [57], [58]) ve $p\bar{p}$ çarpışmaları [59] çalışılırken Tevatron’da yapılan E736 [60] ve CDF [61] deneylerinde 1.8 TeV enerjili $p\bar{p}$ çarpışmaları analiz edilmiştir.

PYTHIA ve PHOJET tarafından tahmin edilen tesir kesitleri arasında 600-700 GeV enerjide başlayan büyük farklılıklar vardır. LHC enerjilerindeki inelastik süreçlerde bu farklılıklar yaklaşık %6’dan daha büyük seviyelerde iken elastik süreçlerde %50 civarındadır. Bu iki olay üreticisinin bu denli farklı sonuçlar üretmesi tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan farklı modellemelerden kaynaklanmaktadır.

2.3.2 Parçacık Bollukları

Bu bölümde PYTHIA ve PHOJET olay üreticileri kullanılarak bulunan 900 GeV ve 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarındaki farklı p_T , y ve η değerlerinde bir pp olayı başına oluşan yüklü parçacık sayılarının analizi yapılmıştır.

Çizelge 2.1’de GRID sistemi kullanılarak yapılan bu analizde kullanılan veri setlerinin özellikleri listelenmiştir.

Çizelge 2. 1 Bolluk analizinde kullanılan veri setlerinin özellikleri.

<i>ALICE Veriseti Kodu</i>	<i>MC Model</i>	<i>Ayar</i>	<i>Çarpışma Enerjisi (TeV)</i>	<i>Manyetik Alan (T)</i>	<i>Olay Sayısı</i>
LHC10c2	PYTHIA-6.4	Perugia-0	0.9	0.5	596700
LHC10c4	PYTHIA-6.4	Perugia-0	7.0	0.5	1180800
LHC10a14	PHOJET	--	0.9	0.5	2940600
LHC10b1	PHOJET	--	7.0	0.5	2940600

Daha önce değinildiği gibi PYTHIA olay üreticisinde fiziksel süreçler kolaylıkla açılıp kapatılabilir ve deney sonuçlarına uyumlu bir "ayar (tune)" bulunmaya çalışılır. Bu ayarlardan birisi Perugia-0’dır. Perugia-0 hakkında detaylı bilgi Skands, 2009 kaynağında bulunabilir [62]. Analiz edilen olay sayısı 10^5 - 10^6 mertebesinde olduğundan bu olayların tek bir bilgisayarda üretilmesi ve analizi uzun bilgisayar zamanları

gerektirir. Bu problemi aşmak için ALICE veriseti üretim grubunun GRID sistemi kullanarak hazırlamış olduğu veri setleri kullanılmıştır. Bu verisetlerinin Çizelge 2.1'den de görülebileceği üzere özel bir kodlaması vardır. LHC, hızlandırıcının ismini, 10 üretim yılını, c, dönemini ve sonda bulunan rakamlar ise o dönem içindeki kaçınıcı üretim olduğunu gösterir. Dönemler ise a, b, c, d olarak dört gruba ayrılır ve yılın mevsimlerine karşılık gelir.

Bu analizde “birincil parçacıklardan” kısa yarı ömürlü kaon (K_s^0), lambda (Λ^0) ve antilambda ($\bar{\Lambda}^0$), ksi (Ξ^-) ve antiksi (Ξ^+), omega (Ω^-) ve antiomega (Ω^+) ile proton (p) ve antiproton (\bar{p}) parçacıklarının bollukları çalışılmıştır. Birincil parçacık, pp çarpışmaları sonucu etkileşme noktasında (verteks) oluşan güçlü ve elektromagnetik kuvvet bozunma ürünleridir. Acayip parçacıklar güçlü kuvvetle üretilip zayıf kuvvetle bozunduklarından bozunma zamanları uzundur ve bozdukları nokta etkileşme noktasından uzaktadır. Bu nedenle acayip parçacıkların bozunma ürünleri birincil parçacık olarak sınıflandırılmaz.

Herhangi bir parçacık analizi çalışmasına başlamadan önce elde edilecek veri miktarının analize yetecek kadar olup olmadığının bilinmesi önemlidir. Bu nedenle bu parçacıkların bolluklarının hangi mertebede olduğu saptanmalıdır.

Bu çalışmada,

- $p_t > 0$,
- $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$,
- $p_t > 1.0 \text{ GeV}/c$,

olan momentum bölgelerinde analizler yapılmıştır. ALICE dedektörü her ne kadar düşük momentum bölgesindeki parçacıkların analizini yapabilse de tüm momentum değerlerini belirleyemez. Bu nedenle bu momentum sınırları seçilmiştir. Ayrıca, her bir momentum sınır değeri için ,

- $|\eta| < 0.5$ ve $|y| < 0.5$,
- $|\eta| < 0.9$ ve $|y| < 0.9$,
- $|\eta| < 2.5$ ve $|y| < 2.5$

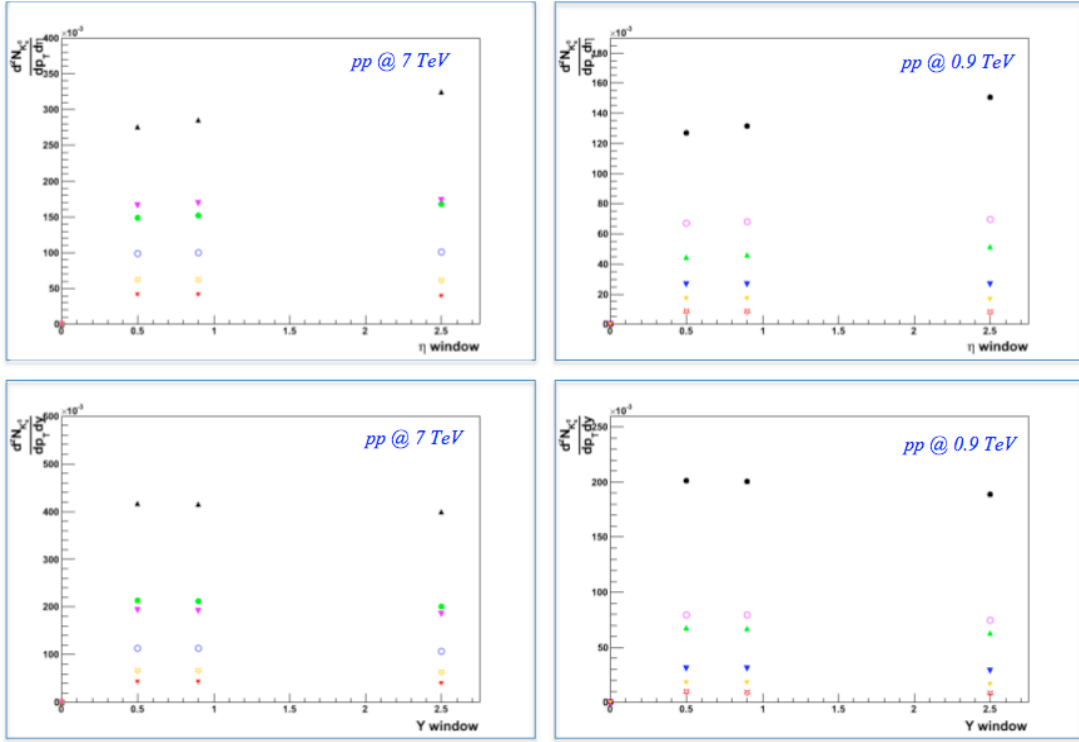
sınır η ve y sınır seçimi yapılmıştır. $|\eta| > 0.5$, ALICE dedektörünün merkezi bölgesi iken, $|\eta| > 0.9$ ALICE'in ana izleme dedektörü olan ve bu tez çalışmasında kullanılan TPC'nin toplam η kapsama bölgesidir. $|\eta| > 2.5$ ise daha önce CERN'de yapılmış olan UA1 deneyinin η aralığıdır ve ALICE sonuçlarının bu deneyle karşılaştırılabilmesi için kullanılacaktır. η sınırları seçilerek bulunan parçacık bollukları ile η yerine y seçilmesiyle elde edilen parçacık bolluklarının karşılaştırılmasıyla hangi seçimin daha verimli olduğuyla ilgili bir yorum yapılabilir.

Aşağıdaki şekillerde η ve y değerlerine göre normalize edilmiş PYTHIA ve PHOJET jeneratörlerinin belirtilen aralıklar için ürettikleri parçacık bollukları gösterilmiştir.

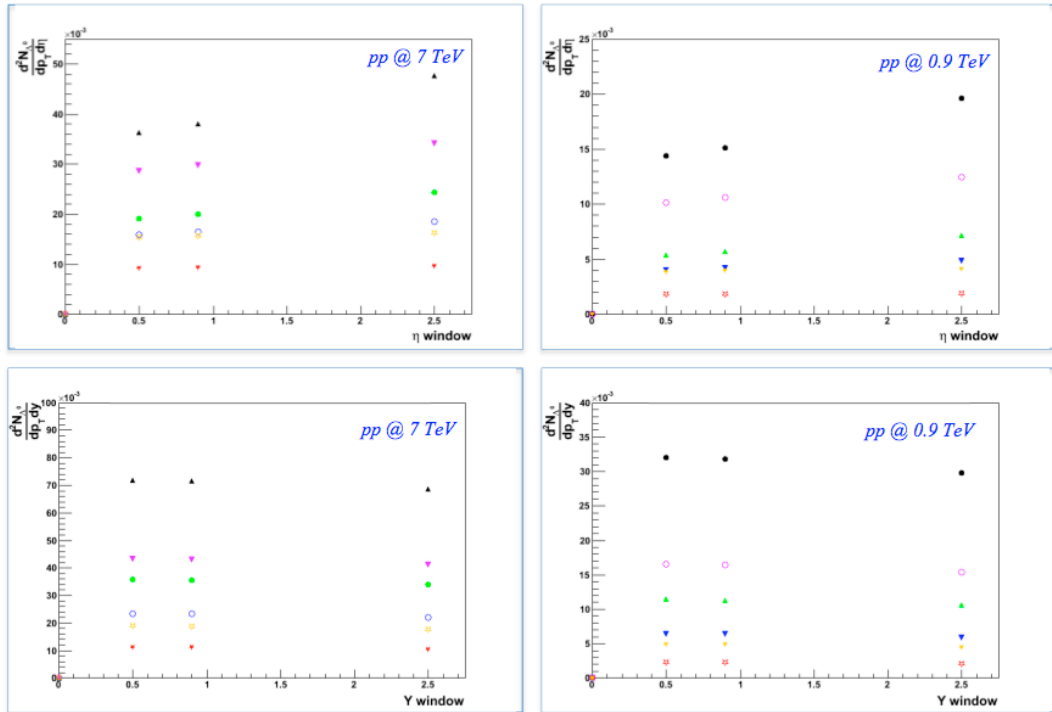
Histogramlardaki noktalar için aşağıdaki renklendirmeler kullanılmıştır,

momentum sınır değeri için ,

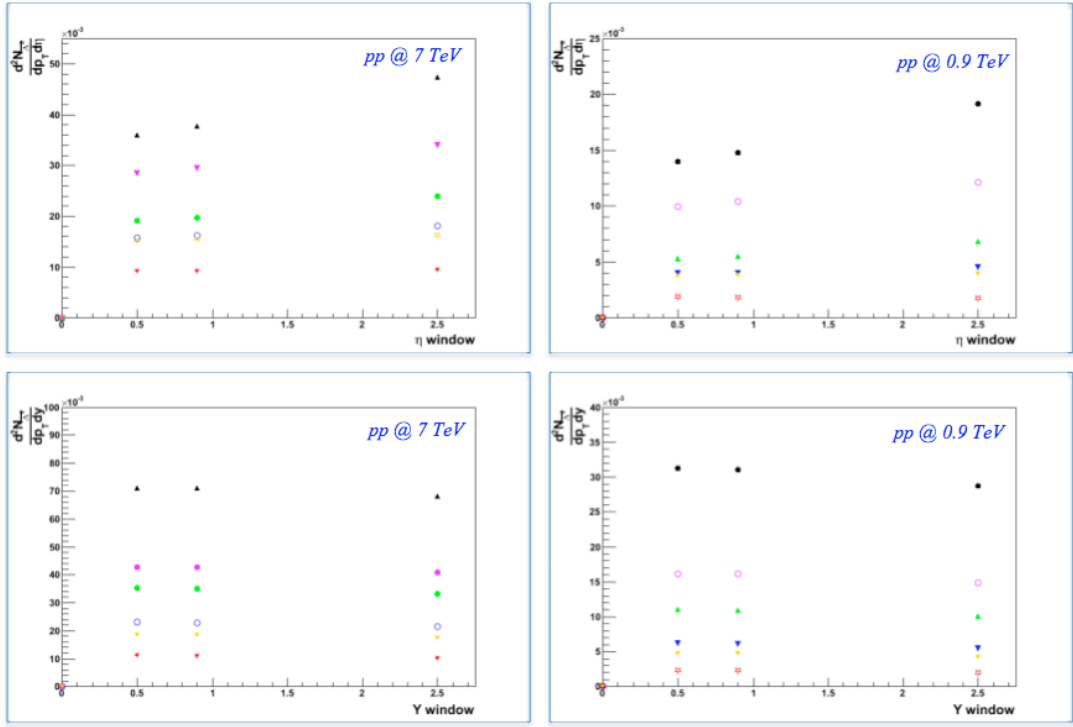
- Yeşil \rightarrow PYTHIA, $p_t > 0.$,
- Mavi \rightarrow PYTHIA, $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$,
- Kırmızı \rightarrow PYTHIA, $p_t > 1.0 \text{ GeV}/c$,
- Siyah \rightarrow PHOJET, $p_t > 0.$,
- Mor \rightarrow PHOJET, $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$,
- Sarı \rightarrow PHOJET, $p_t > 1.0 \text{ GeV}/c$,



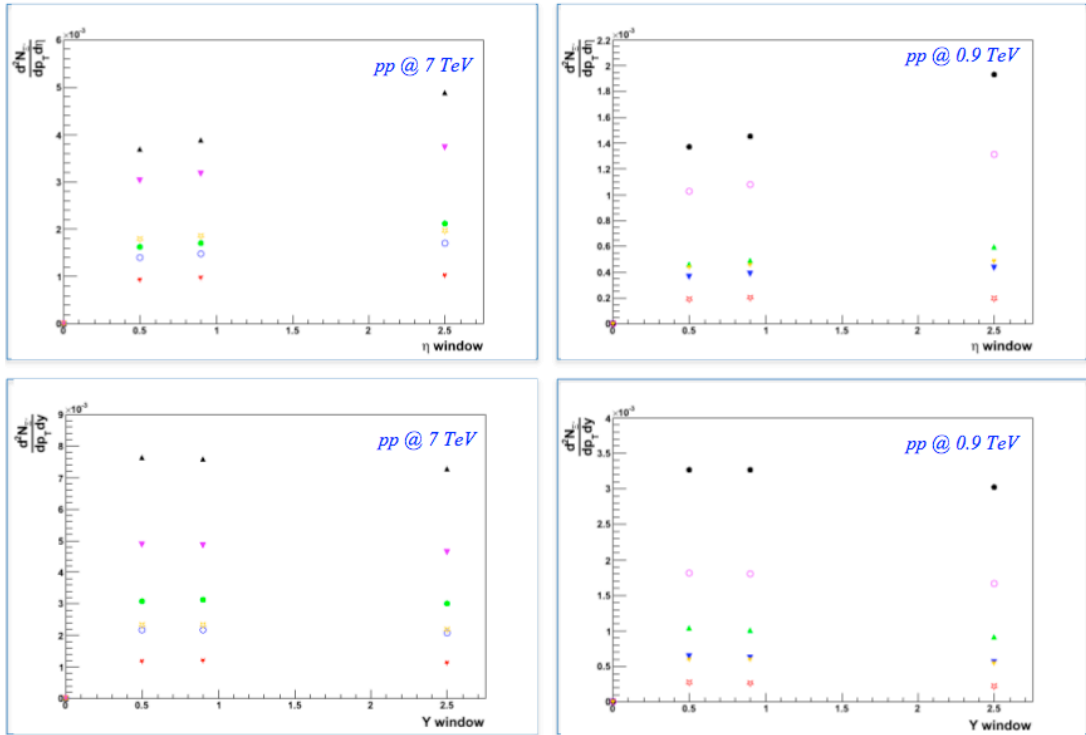
Şekil 2. 10 K_s^0 bolluğu.



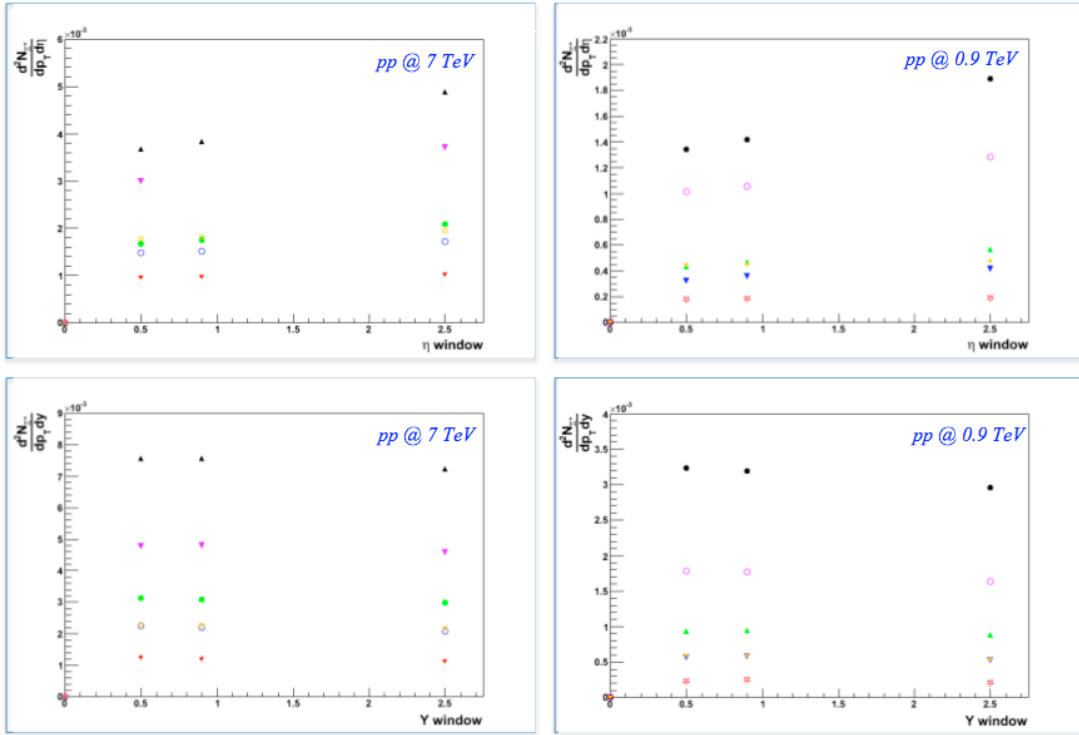
Şekil 2. 11 Λ^0 bolluğu.



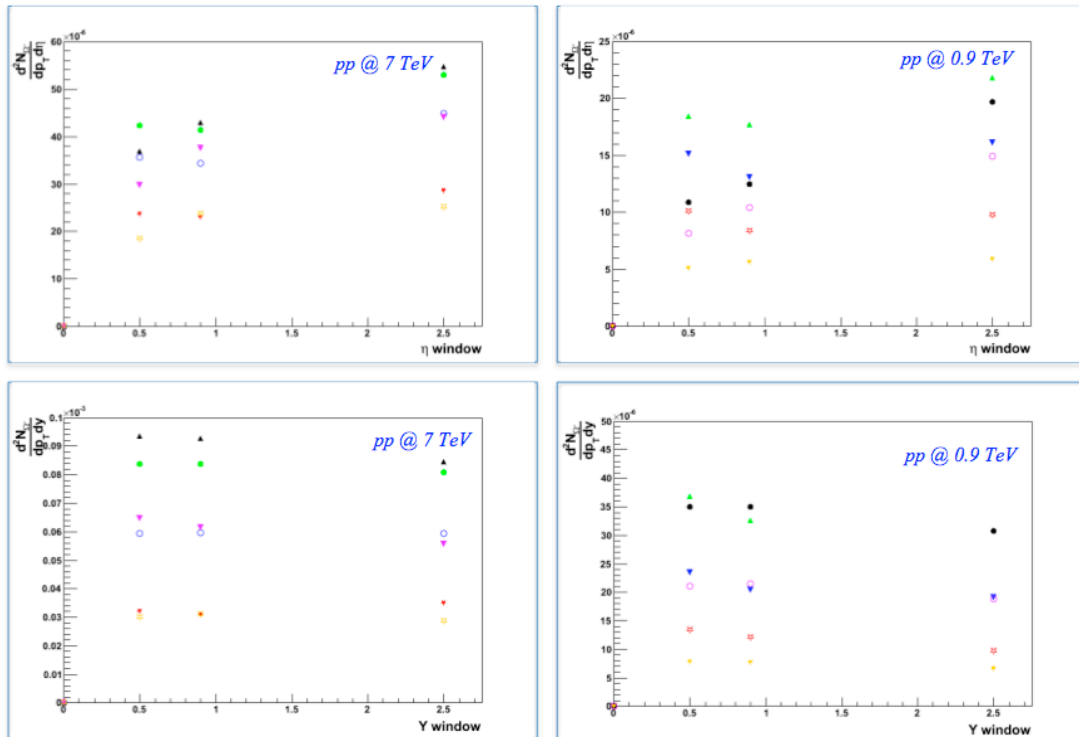
Şekil 2. 12 Λ^0 bolluğu.



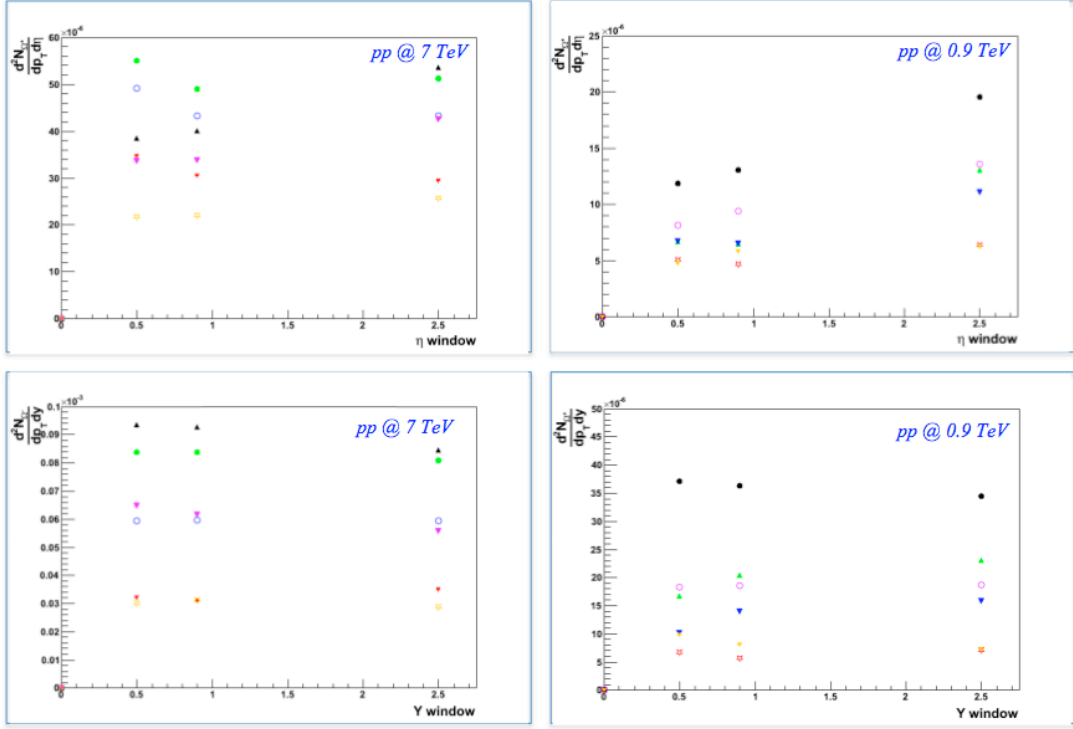
Şekil 2. 13 Ξ^- bolluğu.



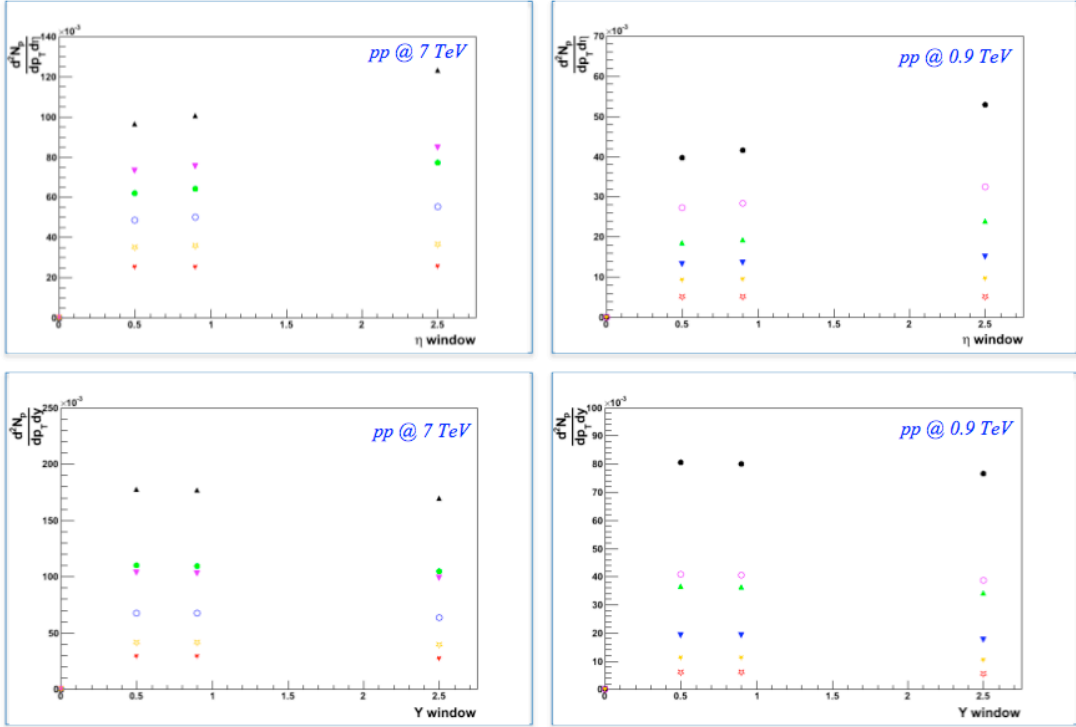
Şekil 2. 14 Ξ^+ bolluğu.



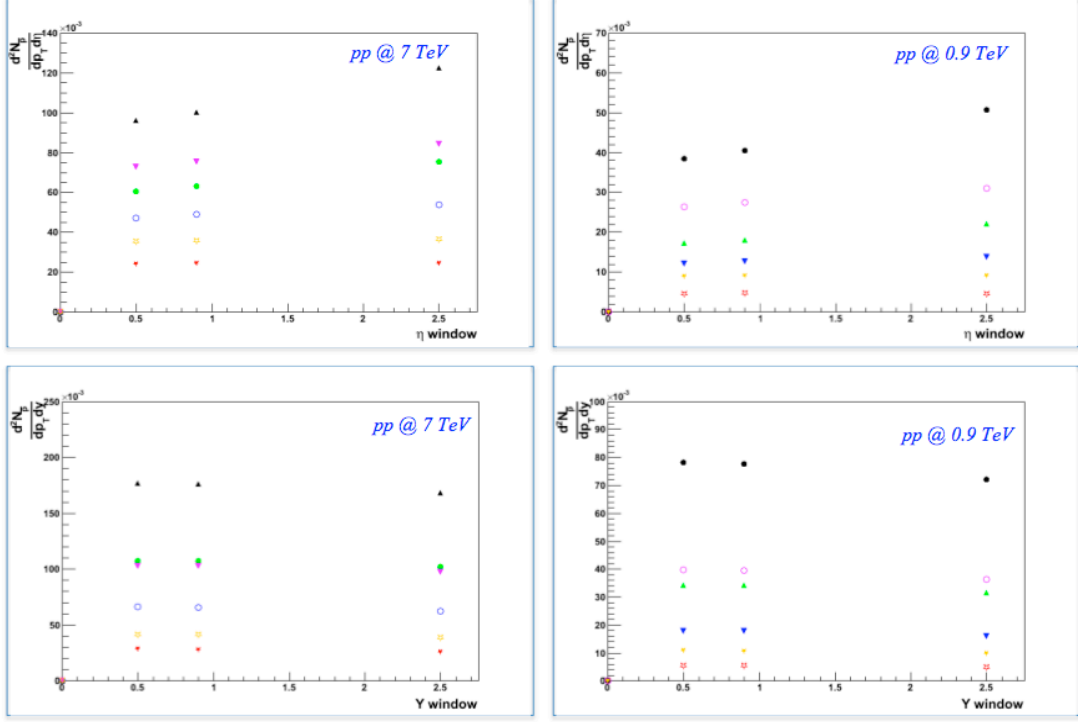
Şekil 2. 15 Ω^- bolluğu.



Şekil 2. 16 Ω^+ bolluğu.



Şekil 2. 17 p bolluğu.



Şekil 2. 18 \bar{p} bolluğu.

Histogramlar incelendiğinde, çarpışma enerjisi arttıkça, parçacıkların etkileşimleri artacağından üretilen parçacık bolluğundaki artış kolaylıkla gözlenmektedir. Bunun yanında oluşan parçacık sayıları η penceresine göre bir artış göstermekteyken y penceresine göre daha düz bir yapıdadır. y kinematik büyüklüğü bir parçacığın enerji ve momentumunun lineer kombinasyonunun oranı ile ve η ise parçacıkların açılal dağılımının trigonometrik fonksiyonuyla orantılı olduğundan böyle bir değişim göstermesi beklenen bir durumdur.

İki MC olay üreticisi karşılaştırıldığında ilk gözlenen durum genel olarak PHOJET modelinin PYTHIA'ya göre daha fazla parçacık üretmekte olduğudur. Bunun tek istisnası Ω^- ve Ω^+ parçacıklarında gözlenmiştir. Bu parçacıklar için bolluk 10^{-4} mertebesinde olduğundan ve özellikle η pencerelerinde dalgalanmalar fazla olduğundan bir yorum yapabilmek zordur.

Bu tez çalışmasında ALICE deneyinin 2010 yılında topladığı yaklaşık 100 M 7 TeV enerjili pp etkileşme verisinin analizi yapıldığından ALICE dedektörünün merkezi bölgesi ($|\eta| < 0.5$) ve $p_T > 0.5$ GeV/c momentum değeri için olay üreticilerinin 100M çarpışma olayı için ürettikleri parçacık miktarlarının bilinmesi önemlidir. Bu değerler Çizelge 2.2'de özetlenmiştir.

Çizelge 2. 2 100 M pp olayı için PYTHIA ve PHOJET'in oluşturdukları 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında $|\eta| < 0.5$ ve $p_t > 0.5$ GeV/c için ürettikleri parçacık miktarları.

<i>Parçacık Türü</i>	<i>0.9 TeV</i>		<i>7 TeV</i>	
	<i>PHOJET</i>	<i>PYTHIA</i>	<i>PHOJET</i>	<i>PYTHIA</i>
K_s^0	6.70 E06	6.70 E06	16.6 E07	9.87 E06
Λ^0	1.02 E06	1.02 E06	2.86 E06	1.60 E06
$\bar{\Lambda}^0$	9.95 E05	9.95 E05	28.40 E05	15.80 E05
Xi^-	10.30 E04	3.65 E04	30.30 E04	14.10 E04
Xi^+	10.20 E04	3.20 E04	30.00 E04	14.80 E04
Ω^-	0.81 E03	1.50 E03	2.98 E03	3.56 E03
Ω^+	1.70 E03	1.17 E03	6.06 E03	7.79 E03
p	2.73 E06	1.32 E06	7.30 E06	4.89 E06
\bar{p}	2.65 E06	1.20 E06	7.29 E06	4.74 E06

Parçacık oluşumunun y ile nasıl değiştiği Çizelge 2.3'te listelenmiştir.

Çizelge 2. 3 100 M pp olayı için PYTHIA ve PHOJET'in oluşturdukları 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında $|y| < 0.5$ ve $p_t > 0.5$ GeV/c için ürettikleri parçacık miktarları.

	0.9 TeV		7 TeV	
Parçacık Türü	PHOJET	PYTHIA	PHOJET	PYTHIA
K_s^0	7.95 E06	3.06 E06	19.20 E06	11.3 E06
Λ^0	1.66 E06	0.63 E06	4.32 E06	2.35 E06
$\bar{\Lambda}^0$	1.62 E06	0.61 E06	4.27 E06	2.32 E06
Xi^-	1.81 E05	0.64 E05	4.80 E05	2.17 E05
Xi^+	1.78 E05	0.56 E05	4.78 E05	2.24 E05
Ω^-	2.11 E03	2.35 E03	6.46 E03	5.93 E03
Ω^+	1.84 E03	1.01 E03	5.74 E03	6.72 E03
p	4.10 E06	1.92 E06	10.3 E06	6.78 E06
\bar{p}	3.97 E06	1.79 E06	10.3 E06	6.62 E06

Çizelge 2.2 ve 2.3'ten görülebileceği üzere genel olarak PHOJET, PYTHIA üreticisine kıyasla daha fazla parçacık üretmektedir (bu durum Ω^- parçacığı için geçerli değildir). Ek olarak her iki jeneratör için de üretilen parçacık sayıları antiparçacık sayılarından biraz daha yüksektir.

Ayrıca y aralığında oluşan parçacık sayıları η aralığında oluşan parçacık sayılarına göre bir miktar daha fazladır. Bu durum yine, η ve y 'nin fiziksel ifadelerine bağlıdır. Bir parçacığın η dağılımı 0 noktasında dip yapan simetrik bir eğridir, y ise 0 civarında fazla değişim göstermeyen doğrusal bir yapıdadır. Bu nedenle bu iki fonksiyonun integralleri alındığında η dağılımı daha düşük değer verir.

Çizelgelerden görüldüğü üzere 7 TeV enerjili 100 M pp verisi için model hesaplamaları sonucu oluşan acayip parçacıklar 10^6 mertebesinde ve dolayısıyla 2010 yılının sonuna kadar ALICE dedektörünün topladığı veri miktarıyla acayip parçacık analizi için yeterli bir istatistik sağlanmış olmaktadır.

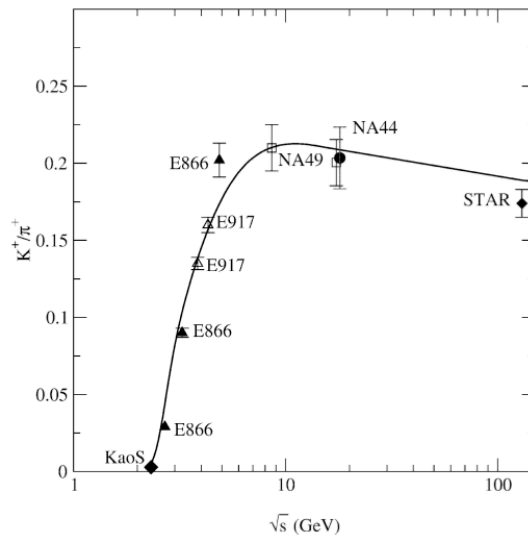
Simülasyon analizinin yapıldığı dönemde kullanılan veri setleri Δ^{++} parçacığını içermediğinden dolayı bu parçacığın ne kadar üretildiği anlaşılamamıştır. Daha sonra ALICE-Offline grubu tarafından üretilen LHC10d1 kod numaralı ve PYTHIA 6.4, Perugia0 versiyonu ile 7 TeV enerjili pp çarpışmaları için üretilen veri seti ile 40 M olayın analizi yapılmış ve $|y| < 0.5$ aralığı için olay başına oluşan parçacık sayısının hem Δ^{++} hem de Δ^{-} rezonansları için 0.01 parçacık/olay olduğu bulunmuştur.

2.3.3 Acayip Parçacık Oluşumu

ALICE deneyinde acayip parçacık analizinin iki önemli nedeni vardır,

- pp çarpışmalarında s kuark oluşumunun daha yüksek bir enerji rejimindeki davranışının belirlenmesi,
- Ağır iyon çarpışmalarındaki acayıplık oluşumuna referans veri sağlaması.

Daha önce belirtildiği üzere, acayip parçacık oluşumundaki artış QGP'nin oluşum sinyallerinden birisidir. Deneysel olarak bu etkiyi ölçmek için en basit yöntem K/π oranındaki artışın ölçülmesidir. Şekil 2.19'da çeşitli deneylerden elde edilen K^+/π^+ oranındaki artış görülmektedir [7].

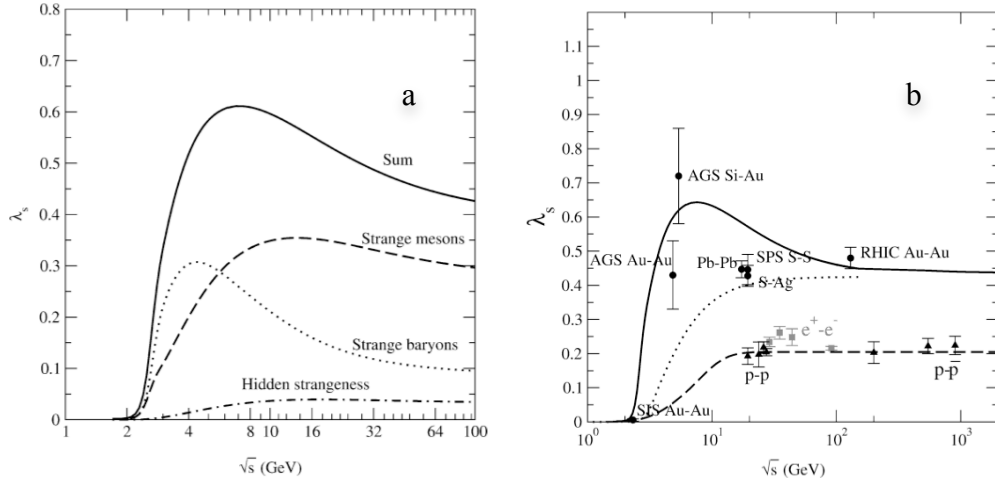


Şekil 2. 19 Çeşitli deneylerde bulunan K^+/π^+ oranları.

K/π oranının incelenmesine göre daha ideal bir yöntem, çarpışma sonrası oluşan s , u ve d kuark çiftleri arasındaki oranın incelenmesidir. Wroblewski tarafından öne sürülen bu oran aşağıdaki denklemle özetlenebilir [63].

$$\lambda_s = \frac{2s\bar{s}}{u\bar{u} + d\bar{d}} \quad (2.18)$$

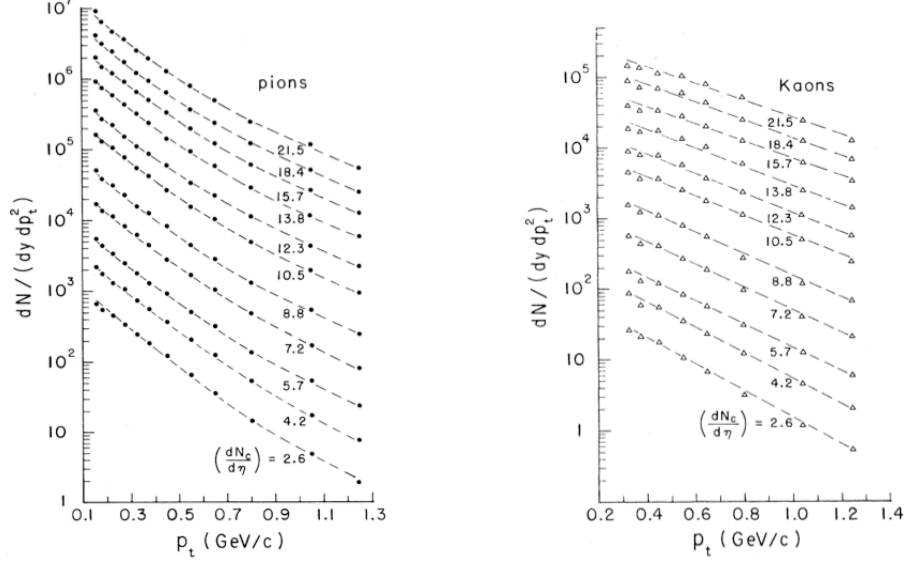
Bu denklemdeki λ_s Wroblewski faktörüdür ve değeri ≈ 0.25 ile 0.45 arasında değişmektedir. λ_s 'in enerji bağımlılığı Şekil 2.20'de gösterilmiştir [64].



Şekil 2. 20 λ_s 'in enerji bağımlılığı a- λ_s 'e parçacık oluşumlarının katkısı b- Çeşitli deneylerde bulunan λ_s değerleri.

Şekil 2.20'den görülebileceği üzere λ_s , $\sqrt{s} = 6 GeV$ 'de maksimum değerine ulaşan eğrisel bir yapıdadır. Çarpışma enerjisi arttıkça değeri azalır ve 0.43 limit değerine ulaşır. Wroblewski faktörünün maksimum noktasına en büyük katkı acayıklık içeren baryonlardan gelmektedir. Bu etki düşük çarpışma enerjilerinde baskınken yüksek enerjilerde önemini kaybeder. Yüksek enerji bölgesinde acayıp mezonların etkisi baskındır. Maksimum noktanın yayvan bir yapıda olması kaonların hiperonlarla (s , u ya da d kuark içeren parçacıklar) birlikte üretilmesinden kaynaklanmaktadır [65].

Tevatron'da gözlenen kaon $\langle p_t \rangle$ değeri ile birim η değeri başına üretilen yüklü parçacık sayısı arasındaki bağımlılık (*korelasyon*) pionları ile kıyaslandığında çok daha güçlüdür [66] (Şekil 2.21). Bu durumun sebebi henüz anlaşılabilir değildir. ALICE deneyinde düşük p_t değerlerine inilebildiğinden tanımlanan parçacık yoğunlukları önemli derecede artmaktadır ve bu problem çok yakın bir zamanda çözüme kavuşacaktır.



Şekil 2. 21 Farklı parçacık yoğunlukları için yüklü parçacık bolluklarının (sol) pion ve (sağ) kaon $\langle p_t \rangle$ değerine bağlı olarak değişimi [66].

Ek olarak, 200 GeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarının incelendiği STAR deneyinde K_s^0 parçacıklarının p_t spektrumu pQCD yaklaşımı ile uyumlu sonuçlar verirken ve Λ parçacıkları için aynı durum söz konusu değildir [67]. Yine bu durum ALICE deneyinde incelenecek olan bir başlıktır.

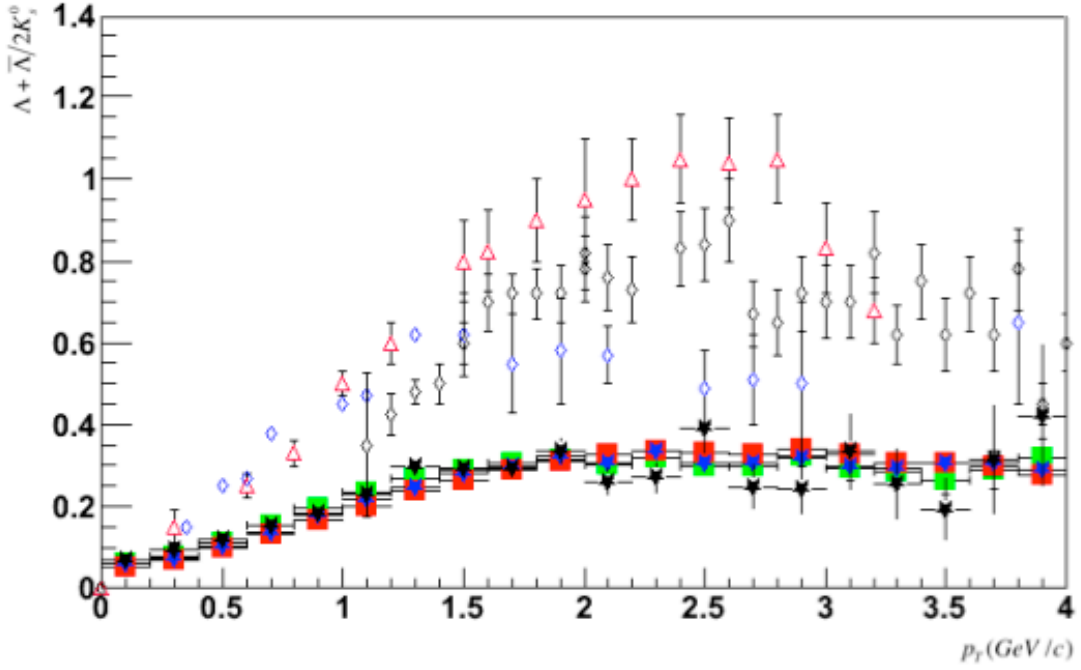
Bugüne kadar pp ve $p\bar{p}$ çarpışmalarında incelenmiş olan acayip parçacıklar ve enerjileri Çizelge 2.3'te özetlenmiştir.

Çizelge 2. 4 LHC öncesi deneylerde çalışılmış acayip parçacıklar.

Çarpışma	Enerji (TeV)	Deney	Parçacık
pp ve $p\bar{p}$	0.2	UA5 + STAR	K_s^0 , Λ^0 , Ξ^\pm , Ω^\pm
$p\bar{p}$	0.63	UA1 + CDF	K_s^0 , Λ^0
$p\bar{p}$	0.9	UA5	K_s^0 , Λ^0 , Ξ^\pm , Ω^\pm
$p\bar{p}$	1.8	CDF	K_s^0 , Λ^0

$\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 / 2K_s^0$ oranı, üç farklı parçacığın davranışını bir arada inceleyebilmek için uygun bir yöntemdir. Şekil 2.19'da UA1, CDF ve STAR deneylerinden elde edilen spektrumların PYTHIA ve PHOJET modelleri ile karşılaştırmaları görülmektedir (Deneysel oranlar [68] kaynağından alınmıştır). UA5 deneyinde Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, Σ^0 , $\bar{\Sigma}^0$ birlikte

ölçülmüşlerdir [58]. Dolayısıyla $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranı p_t spektrumundan belirlenememiştir.



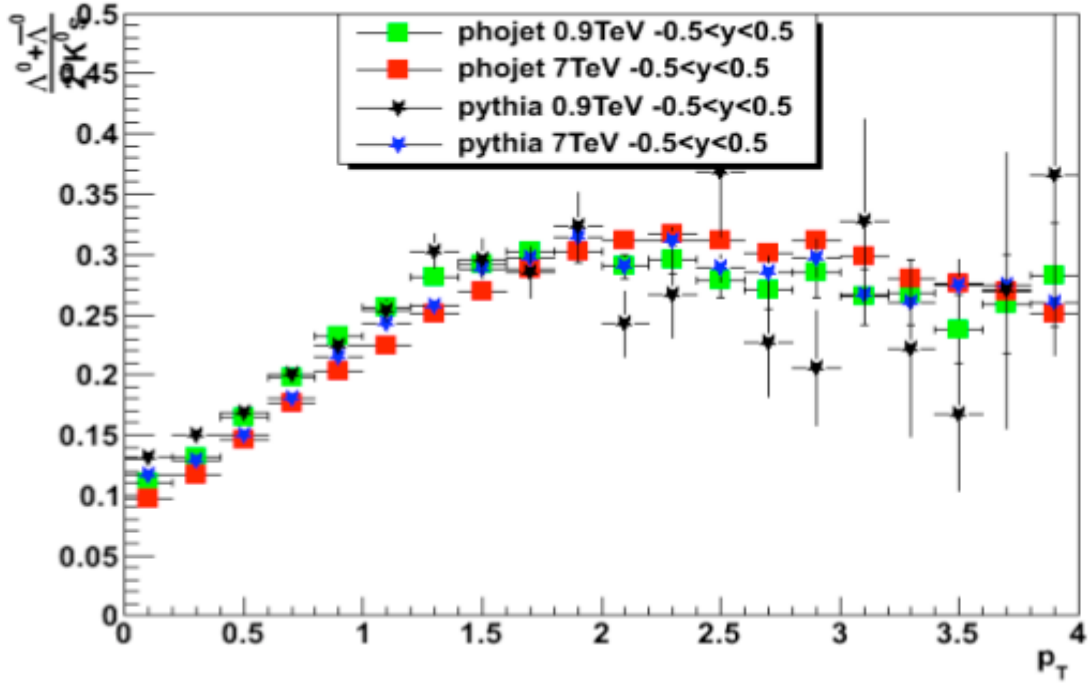
Şekil 2. 22 PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV’de ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranı ile UA1, CDF ve STAR deneylerinde bulunan $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlar.

Şekil 2. 22’de,

- Yeşil Kare → PHOJET, 0.9 TeV, $|\eta| < 0.5$,
- Kırmızı Kare → PHOJET, 7.0 TeV, $|\eta| < 0.5$,
- Siyah Yıldız → PYTHIA, 0.9 TeV, $|\eta| < 0.5$,
- Mavi Yıldız → PYTHIA, 7.0 TeV, $|\eta| < 0.5$,
- Kırmızı Üçgen → UA1 Deneyi, 0.63 TeV, $|\eta_{K_s^0}| < 2.5$, $|\eta_\Lambda| < 2.0$ [69],
- Mavi Elmas → STAR Deneyi, 0.2 TeV, $|y| < 1.0$, [70],
- Siyah Elmas → CDF Deneyi, 1.8 TeV, $|\eta| \leq 1.0$, [71].

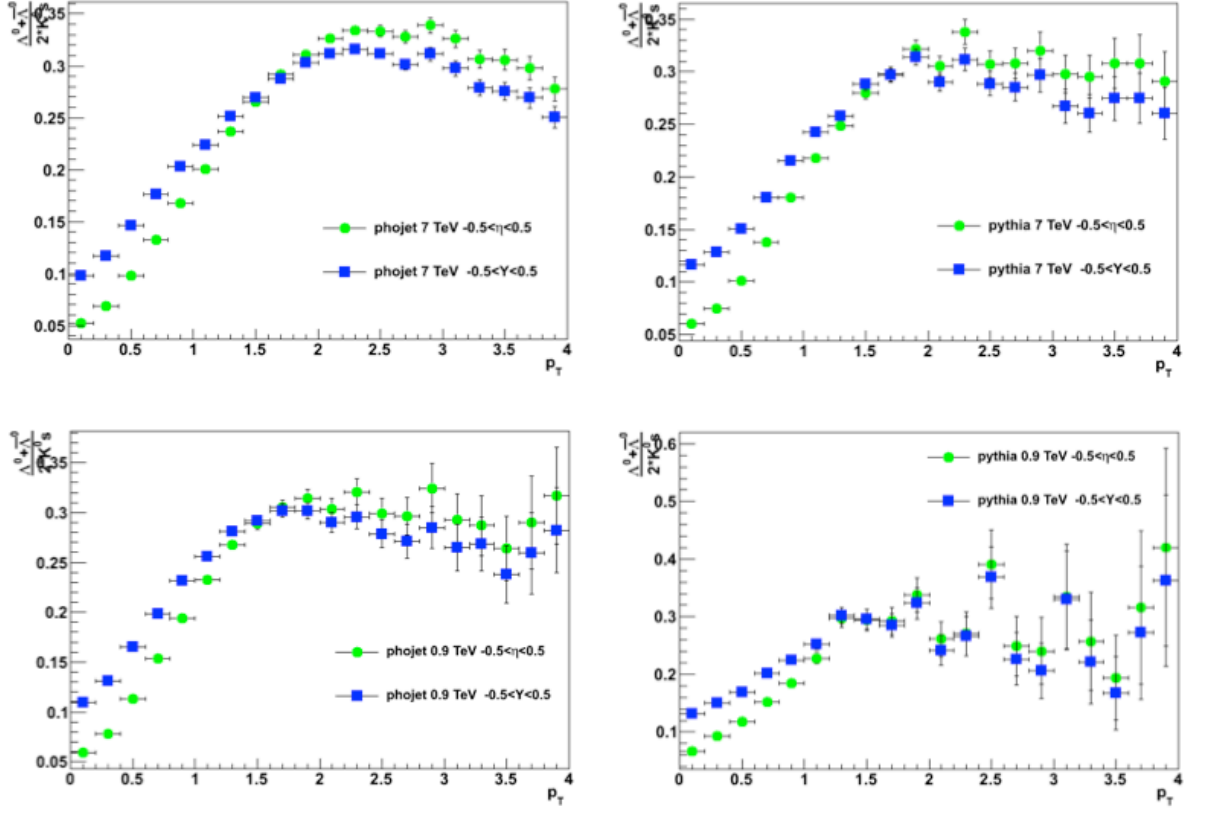
sembolleriyile gösterilmiştir. Görüldüğü gibi deney ve modellerde kullanılan farklı η ve y aralıkları bulunmaktadır. Bu nedenle öncelikle bunların birbirleriyle karşılaştırılmaya uygun olup olmadıkları incelenmelidir. Şekil 2.23’de $|y| < 0.5$ bölgesinde PYTHIA ve

PHOJET jeneratörlerinin $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ 0.9 TeV ve 7 TeV enerjili pp çarpışmalarında ürettikleri sonuçlar görülmektedir.

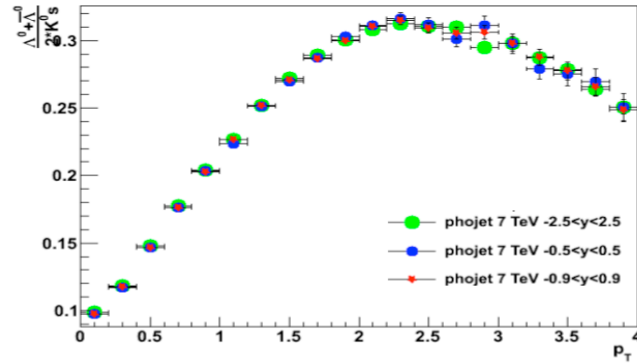


Şekil 2. 23 PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV’de $|y| < 0.5$ bölgesi için ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranları.

Şekil 2. 22 ve 2. 23 karşılaştırıldığında PYTHIA ve PHOJET $|\eta| < 0.5$ ve $|y| < 0.5$ bölgelerinde hemen hemen aynı eğrisel yapıya sahiptir ve her iki dağılımda ≈ 0.32 noktasında maksimum noktaya ulaşır ve bu noktadan sonraki p_t değerlerinde sabit kalmaktadır. Daha detaylı bir inceleme Şekil 2. 24 ve 2. 25’de bulunabilir.



Şekil 2. 24 PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de $|\eta| < 0.5$ ve $|y| < 0.5$ bölgeleri için ürettikleri $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının karşılaştırılması.



Şekil 2. 25 PYTHIA, PHOJET jeneratörlerinin 0.9 TeV ve 7 TeV'de $|y| < 0.5$, $|y| < 0.9$ ve $|y| < 2.5$ bölgelerinde $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının karşılaştırılması.

Şekil 2.24'den görüldüğü üzere üstteki dağılımlar 7 TeV enerjili, alttakiler ise 0.9 TeV enerjili pp çarpışmaları içindir. Yeşil noktalar PHOJET, mavi noktalar ise PYTHIA üreticisinin $|\eta| < 0.5$ ve $|y| < 0.5$ aralıklarındaki $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının p_T 'ye bağlı değişimini göstermektedir. Eğriler genel olarak benzer yapıdadır. Çarpışma enerjisi değişse de maksimum noktaları ≈ 0.32 'dedir. η aralığı için olan dağılımlar $p_T=0$ noktasında $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0 = 0.005$ değerinde başlarken y aralığı için bu değer biraz daha

yüksektir ($\cong 0.1$). 0.9 TeV enerjili sonuçlarda parçacık üretimi 7 TeV enerjili çarpışmalara kıyasla daha az olduğundan istatistiksel belirsizlikler daha büyüktür.

Bir diğer aynı üreticinin farklı y aralıklarındaki davranışının incelenmesi şeklinde yapılabilir ve Şekil 2. 25'te gösterilmiştir ve eğrilerin birbirleriyle çok benzer olduğu açıkça görülmektedir. Üreticinin farklı η aralıklarındaki ve farklı enerjilerdeki davranışının y ile çok benzer olacağı Şekil 2. 24'den anlaşılabilir olduğundan dolayı gösterilmemiştir. Analiz yapıldığı dönemde en yüksek istatistik PHOJET'in 7 TeV enerjili veri setinde bulunduğundan ($\approx 4M$ olay) dolayı bu jeneratör seçilmiştir.

Bütün bu incelemelerden sonra farklı enerjilerde ve farklı η ve y aralıklarındaki $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranlarının başlangıç noktaları ve eğrisel yapıları arasında farklar bulunmasına rağmen, bu farklılıkların ihmal edilebilecek seviyede olduğu ve dolayısıyla bu oranların bir arada incelenmesinde bir sakınca olmadığı görülmektedir.

Şekil 2. 22'deki $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0/2K_s^0$ oranının maksimum noktaları arasında bir karşılaştırma yapıldığında, STAR deneyi (0.2 TeV- maksimum noktası ≈ 0.6) ve UA1 (0.63 TeV- maksimum noktası ≈ 1.0) arasında enerji arttıkça hızlı bir artış bulunmaktadır. CDF deneyinde ise (1.8 TeV- maksimum noktası ≈ 0.8) daha az bir eğimle azalış vardır fakat hala bu nokta STAR deneyine göre daha yüksektir. 0.9 ve 7 TeV'deki PYTHIA ve PHOJET modellemeleri ise bu değerlerin altında ve ≈ 0.32 değerini vermektedir. Ayrıca deneysel verinin maksimum noktası çarpışma enerjisine göre farklı değer vermekteyken, PYTHIA ve PHOJET için maksimum değerler enerji değişiminden bağımsızdır.

Sonuç olarak, teorik modeller ve deneysel sonuçlar arasında oldukça büyük bir fark vardır ve modeller veriyi tasvir etmekte yetersizdir. Bu nedenle ek fiziksel süreçlerin ve LHC'de gerçekleşen ve gerçekleşecek (özellikle 14 TeV enerjili pp çarpışmaları) olan yeni çarpışma verilerinin bu modellere dahil edilmesi gerekmektedir.

BÖLÜM 3

ALICE DENEYİ

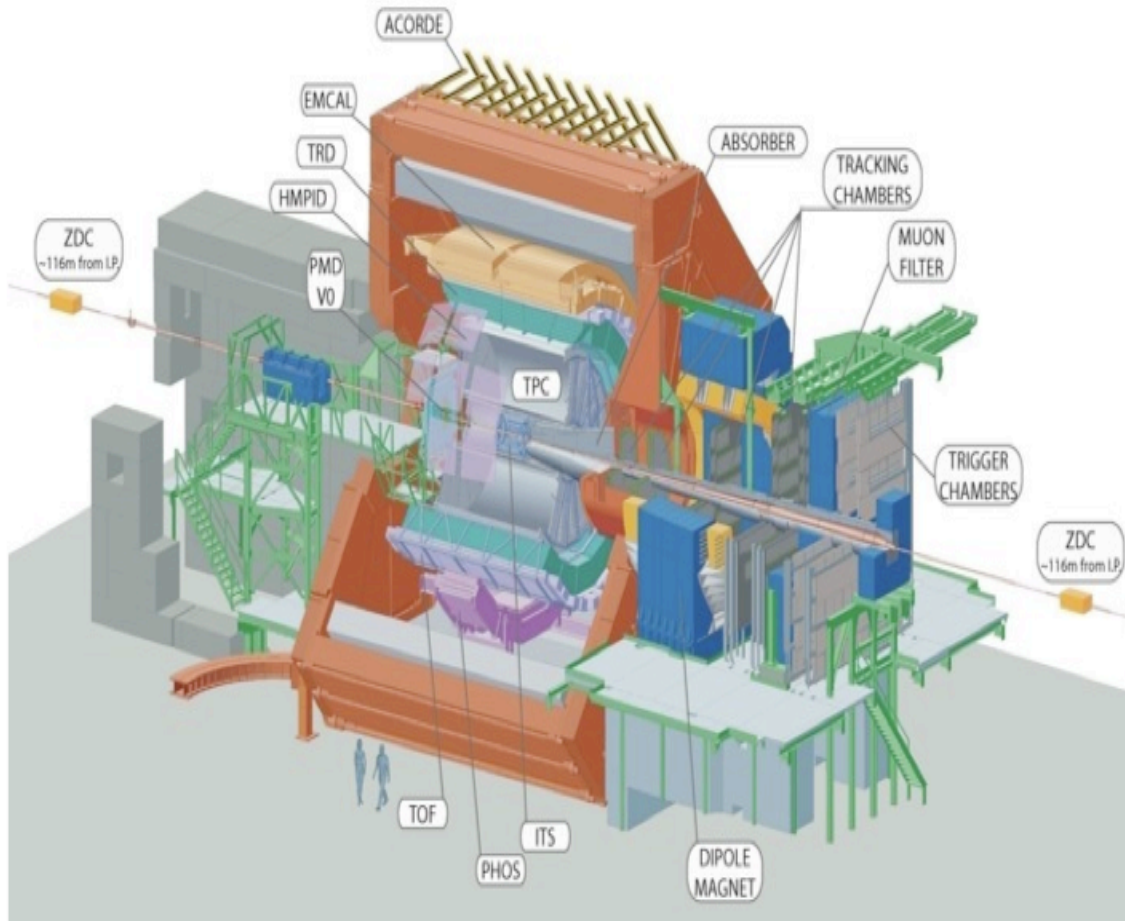
ALICE deneyi ağır iyon fiziği için tasarlanan ve asıl amacı 5.5 TeV kütle merkezi enerjili çekirdek çarpışmalarında (bu enerjide yüklü parçacık multiplisitesi $dN_{ch}/d\eta \approx 8000$ 'dir) QGP'ye duyarlı tüm parametreleri ölçmek olan bir LHC dedektörüdür. Yaklaşık 31 farklı ülkeden 1000'den fazla üyesi bulunmaktadır.

ALICE, LHC'nin 2 numaralı noktasında, yerin 44 m altında bulunmaktadır. 26 m uzunluğunda, 16 m genişliğinde ve 16 m yüksekliğindedir. Kütlesi yaklaşık 10000 tondur. ALICE dedektörü başlıca iki bölümden oluşmaktadır,

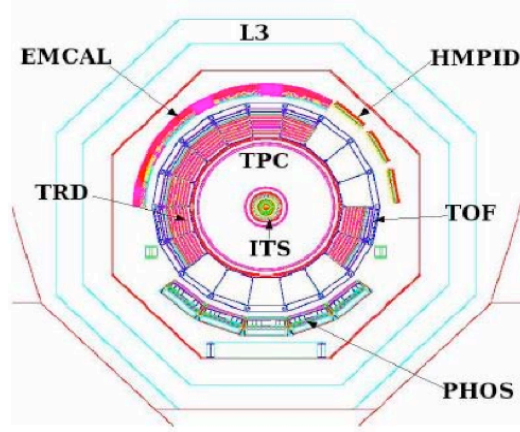
- $\eta = 0$ bölgesi (*mid-rapidity*) etrafında konumlanmış *merkezi kısım*,
- *Muon Spektrometresi*, *PMD (Photon Multiplicity Dedector- Foton Bolluk Dedektörü)*, *FMD (Forward Multiplicity Detector- Ön Bolluk Dedektörü)*, *V0 (Vertex-0)*, *T0 (Time-0)* ve *ZDC (Zero-Degree Calorimeter- Sıfır Derece Kalorimetresi)* dedektörlerini kapsayan *ön (forward) kısım*.

ALICE dedektörü Şekil 3.1'de gösterilmiştir. ALICE dedektörünün merkezi bölgesi momentum spectrumu, parçacık oranları ve sistemin çarpışmadan sonraki uzay-zaman davranışını belirlemek için tasarlanmıştır. Merkezi bölge 0.5 T değerinde zayıf bir manyetik alan üreten 15 m uzunluğunda ve 15 m çapındaki solenoid L3 mıknatısının içinde bulunmaktadır. Etkileşme bölgesinden başlayarak sırasıyla 6 katmanlı yüksek rezolüsyonlu silisyum izleme dedektöründen oluşan *ITS (Inner Tracking System-İç izleme Sistemi)*, ALICE'in ana izleme dedektörü olan silindirik *TPC (Time Projection Chamber- Zaman İzdüşüm Odası)*, elektron tanımlanması için tasarlanmış geniş alanlı bir TRD (Transition Radiation Detector- Geçiş Radyasyon Dedektörü) ve yüklü parçacık tanımlaması için yine geniş alanlı TOF (Time of Flight- Uçuş Zamanı Dedektörü) sayıcısı dizisinden oluşmaktadır. ITS, TPC, TRD ve TOF tüm azimutal açı bölgesini kapsar ve η aralığı ± 0.9 'dur.

Bu merkezi kısımda ayrıca ALICE'in sadece tek bir yanında bulunan ve dolayısıyla daha küçük η ve azimutal açı bölgesinde yer alan *tek-kollu (single-arm)* ve dar alanlı üç dedektör daha bulunmaktadır. Bunlardan ikisi elektromagnetik kalorimetre olan ve foton dedeksiyonu için tasarlanmış *PHOS (Photon Spectrometer- Foton Spektrometresi)* ile ve çok hızlı kuark ve gluon kümelerinin oluşturduğu *jetlerin* analizi için kullanılan *EMCal (Electromagnetic Calorimeter- Elektromagnetik Kalorimetre)* dedektörleridir. Bir diğer tek-kollu dedektör ise yüksek momentumlu parçacıkların tanımlanmasında kullanılan *HMPID (High Momentum Particle Identification Detector- Yüksek Momentum Parçacık Tanımlama Dedektörü)* sayııcı dizisidir. Son olarak yine merkezi kısımda fakat L3 mıknatısının dışında kozmik ışın analizi yapan *ACORDE (A Cosmic Ray Dedector- Kozmik Işın Dedektörü)* bulunmaktadır. L3 mıknatısı içindeki merkezi dedektörlerin dizilimi Şekil 3.2'de görülmektedir.

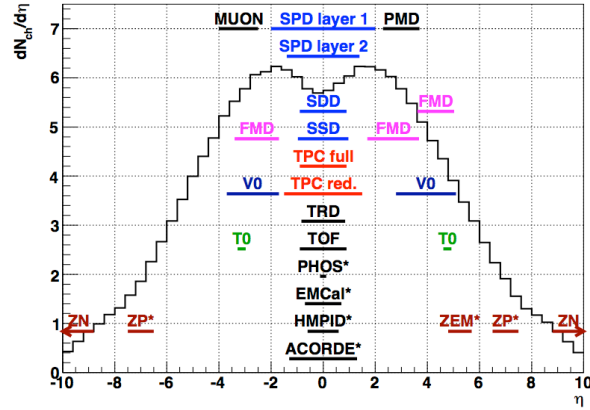


Şekil 3. 1 ALICE dedektörünün şematik gösterimi.



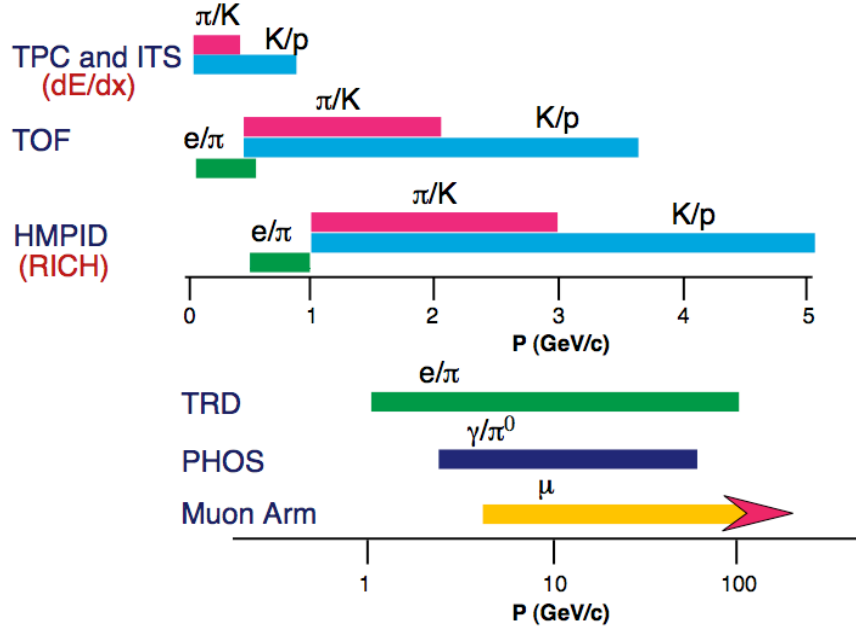
Şekil 3. 2 L3 mıknatısı içindeki ALICE merkezi dedektörlerinin dizilimi.

PYTHIA pp çarpışmalarının simülasyon hesaplamaları sonucu bulunan ALICE alt dedektörlerinin kapsadığı η aralıkları Şekil 3.3’de gösterilmiştir. Yıldız ile işaretlenmiş dedektörler bütün azimuthal açıyı kapsamayanlardır. TPC için verilen iki farklı erim Bölüm 3.1’de açıklanmıştır. Ayrıca SPD, SDD ve SSD, ITS dedektörünün tabakaları iken ZN, ZP ve ZEM, ZDC’nin farklı bölümleridir [72].



Şekil 3. 3 ALICE alt dedektörlerinin kapsadığı η aralıkları.

ALICE, $\approx 100 MeV/c - 100 GeV/c$ değerlerinde oldukça geniş bir momentum aralığındaki parçacıkları ölçebilecek yeteneindedir. Şekil 3.4’te ALICE dedektörünün pion, yüklü kaon, proton ve fotonlar için momentuma karşılık gelen ayırma tekniği görülmektedir [20].



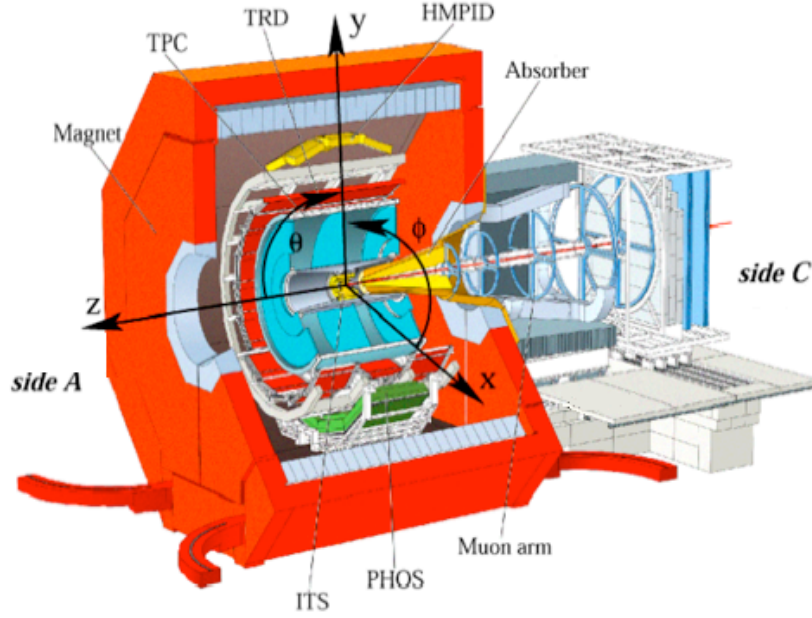
Şekil 3. 4 Parçacık oranları cinsinden ALICE'in parçacık tanımlama yeteneği.

Bu bölümde ALICE'in alt dedektörleri hakkında kısa bir bilgi verilecektir fakat bu tez çalışmasında kullanılan başlıca dedektörler olan ITS, TPC ve TOF dedektörlerine daha fazla değinilecektir. Şekiller ve dedektörlerin genel çalışma prensipleri için diğer bir kaynak gösterilmedikçe "ALICE: Physics Performance Report, Volume I" raporundan yararlanılmıştır [38].

3.1 ALICE Koordinat Sistemi

- ALICE için orjin demetlerin etkileşme noktasıdır.
- x eksen, demet yönüne diktir ve pozitif x yönü LHC merkezine doğrudur.
- y eksen, x eksenine ve demete diktir. Pozitif y yönü yukarıyı göstermektedir.
- z eksen, demet yönündeki eksendir. Muon kolu negatif z ekseninde bulunmaktadır. Pozitif z yönü, A ile ve negatif z yönü C ile etiketlenmiştir.
- ϕ azimutal açısı, pozitif x ekseninde duran bir gözlemciye göre x ekseninden ($\phi = 0$) y ($\phi = \pi/2$) eksenine doğru saatin ters yönünde artan açıdır.
- θ polar açısı, z ekseninden ($\theta = 0$) xy düzlemine ($\theta = \pi/2$) ve $-z$ eksenine doğru ($\theta = \pi/2$) yönelmiş olan açıdır [73].

ALICE koordinat sistemi Şekil 3.5'te gösterilmiştir.



Şekil 3. 5 ALICE koordinat sistemi.

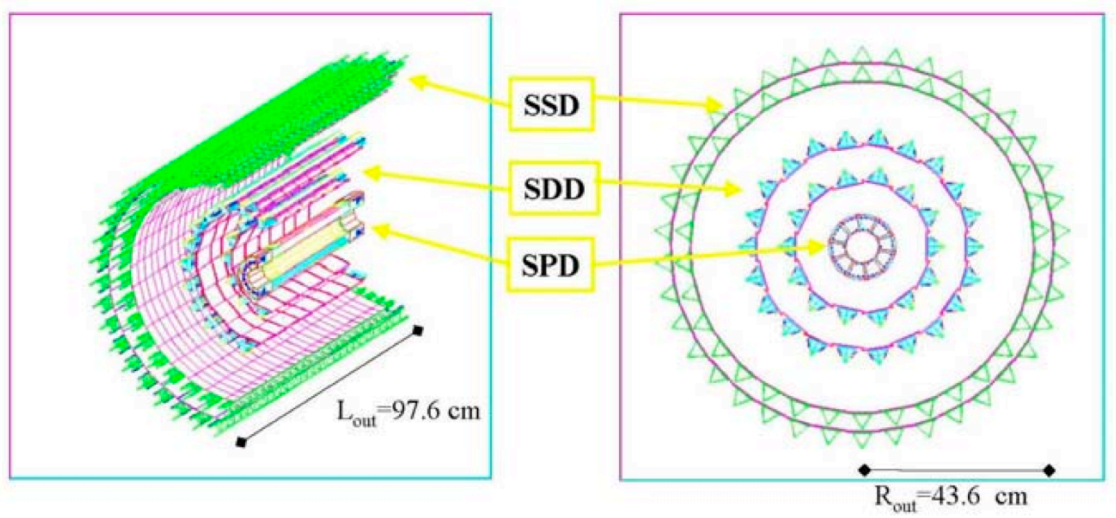
3.2 Merkezi Bölüm

Merkezi bölümdeki ITS, TPC, TRD ve TOF dedektörleri daha önce de belirtildiği üzere $[0 - 2\pi]$ azimuthal bölgesini kapsamaktadırlar. Bu dedektörlerin temel görevi parçacık izleme ve tanımlamaktır. Diğer merkezi dedektörlerin kendi spesifik görevleri vardır.

3.2.1 İç İzleme Sistemi – ITS

ITS dedektörü, 2 katman SPD (Silicon Pixel Detector- Silisyum Pikel Dedektör), 2 katman SDD (Silicon Drift Detector- Silisyum Sürüklenme Dedektörü) ve 2 katman SSD (Silicon Strip Detector- Silisyum Şerit Dedektörü) dedektörlerinden oluşmaktadır. Bu katmanlar sırasıyla $r = 4, 7, 15, 24, 39$ ve 44 cm çaplarındadır. Katmanların sayısı, boyutu ve dizilimi verimli bir şekilde parçacık izinin bulunması için optimize edilmiştir. ITS'in ilk katmanının η aralığı FMD dedektörü ile birlikte sürekli bir η kapsamı sağlaması ve yüklü parçacık bolluğunun ölçümü için genişletilmiştir ($|\eta| < 1.98$). Bu yöntem CERN'de daha önce yapılan WA97 ve NA57 deneylerinde başarıyla uygulanmıştır.

ITS katmanları Şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3. 6 ITS katmanları.

ITS'in başlıca görevleri şunlardır,

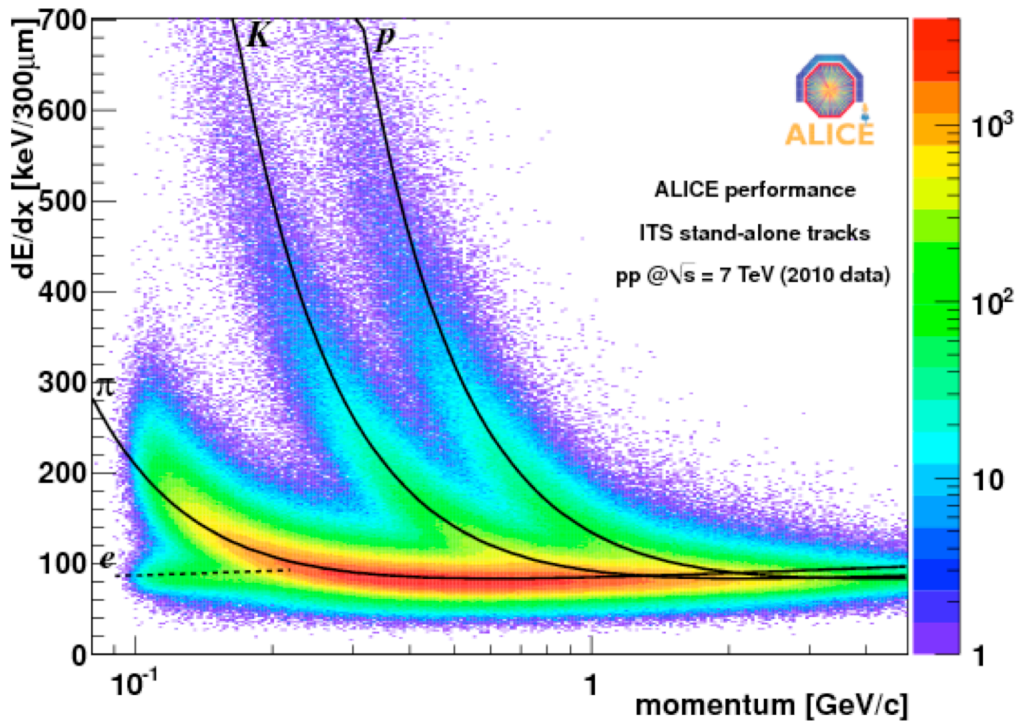
- pp etkileşmesinin gerçekleştiği noktanın konumu olan *birincil vertekslerin (primary vertex)* $100\mu m$ 'den daha iyi bir rezolüsyonla belirlenmesi,
- Birincil vertekste oluşan D ve B mezonları ile hiperonlar gibi uzun ömürlü parçacıkların bozunma noktalarının konumu olan *ikincil vertekslerin (secondary vertex)* yeniden yapılandırılması (*reconstruction*),
- TPC'ye ulaşamayan ve momentumu $100 MeV/c$ 'nin altındaki parçacıkların birim yoldaki enerji kaybetme yöntemiyle (*dE/dx yöntemi*) izlenmesi ve tanımlanması,
- TPC'nin ölü bölgelerine geçmiş parçacıkların, sınırlı da olsa yeniden yapılandırılması,
- TPC tarafından belirlenen açı ve momentum ölçümlerinin geliştirilmesi.

ITS'in ilk iki katmanı en yüksek parçacık yoğunluğuna maruz kalan bölümlerdir (≈ 50 parçacık/cm²). Bu nedenle birincil ve ikincil vertekslerin konumlarının yüksek doğrulukla ölçülmesinde büyük önem taşırlar. Bu katmanlar $200\mu m$ kalınlığındaki silisyum diyot detektörlerden oluşmuştur. Toplam alanı $0.24 m^2$ olan 9.8 M kanal bulunmaktadır. Bir yüklü parçacık bir piksele doğru ilerlediğinde, bu piksel parçacığın birim yolda ne kadar enerji kaybettiğini belirleyebilir.

Üçüncü ve dördüncü katmanlarda parçacık yoğunluğu ≈ 7 parçacık/cm² kadardır. Bu bölgelerdeki silisyum sürüklenme dedektörleri ile parçacıkların sürüklenme zamanları ölçülerek parçacık tanımlaması yapılabilir. Her bir dedektörün kalınlığı $300\mu m$ ve aktif bölgesi $70.17 \times 75.26 mm^2$ 'dir. Toplam 133000 kanallıdır.

ITS'in son iki katmanı SSD dedektörlerinden oluşmuştur. Bu bölgelerdeki parçacık yoğunluğu ≈ 1 parçacık/cm² civarındadır. Bu bölüm TPC ve ITS arasındaki uyumu sağlamakta büyük önem taşımaktadır. Düşük momentumlu parçacıkların birim yolda kaybettikleri enerjiyi ölçerek parçacık tanımlaması yapmakla görevlidir. 35 mrad katı açığa sahip çift taraflı silisyum şerit dedektörlerinden oluşmuştur. Her bir dedektörün aktif bölgesi 73×40 mm²'dir. Toplam 2608128 kanallıdır.

Şekil 3.7'de ITS sinyallerinin verdiği spektrum görülmektedir. ITS'teki dE/dx ölçümleri ile 0.45 GeV/c momentum değerine kadar pion-kaon ayrımı yapılabilirken, kaon-proton ayrımı ~ 1 GeV/c değerine kadar mümkün olmaktadır.



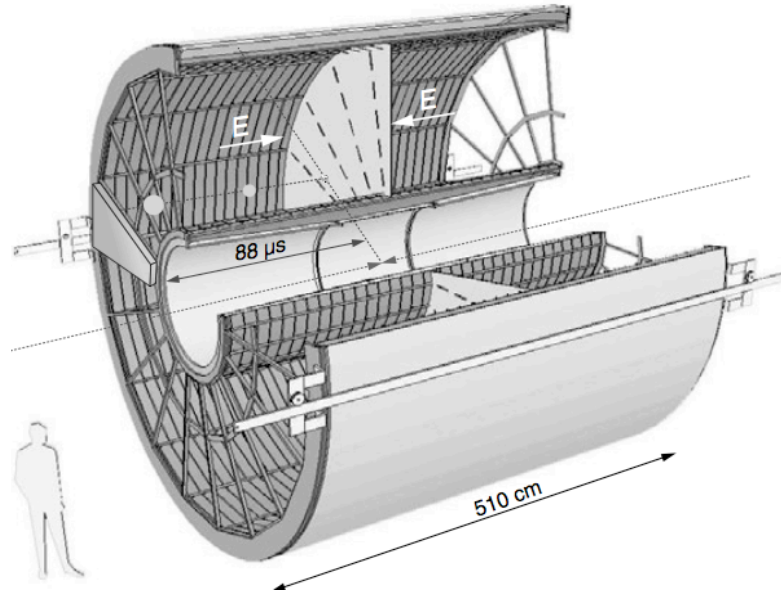
Şekil 3. 7 ITS dedektöründe enerji kaybı yöntemiyle parçacık tanımlaması.

3.2.2 Zaman İzdüşüm Odası – TPC

TPC, parçacık izlerinin yeniden yapılandırılması ve enerji kaybı yöntemiyle parçacık tanımlaması yapan ana dedektördür. ALICE TPC'si dünyadaki en büyük TPC dedektörüdür ve toplam aktif alanı 32.5 m²'dir. Silindirik şeklindeki dedektörün iç yarıçapı ≈ 85 cm ve dış yarıçapı ≈ 250 cm iken boyu 500 cm'dir. TPC, sürüklenme hızını optimize etmek için 90 m³ Ne/CO₂/N₂ (90/10/5) gaz karışımı ile doldurulmuştur. Bu gaz karışımının tek dezavantajı sürüklenme hızının sıcaklığa kuvvetli bir şekilde bağlı olmasıdır. Bu nedenle TPC'deki sıcaklık değişimi 0.1 K⁰'den daha küçük olmak zorundadır.

Yüklü bir parçacık bu gaz dolu hacme girdiğinde, gazın atomlarını izlediği yol boyunca iyonize eder. Bu iyonizasyon sonucu oluşan elektron ve iyonlar uygulanan elektrik ve magnetik alanların etkisiyle sürüklenirler. Bu parçacıkların anot ve katotta birikmesiyle sinyal üretilir. TPC içine giren parçacık birim yol boyunca enerji kaybeder (dE/dx) ve bu enerji kaybı her parçacık için spesifiktir. Böylece parçacık tanımlaması yapılabilir. TPC’de parçacık izlerinin yeniden yapılandırılması üç boyutludur. Parçacıkların sürüklenme zamanı maksimum $90 \mu s$ ’dir ve ALICE’in en yavaş dedektörüdür. TPC parçacık tanımlamasına ek olarak verteks tanımlamasında da görev alır.

TPC nin η aralığı ± 0.9 ’dur. Fakat diğer dedektörlerden bağımsız olduğunda ve düşük momentum rezolüsyonunda bu aralık ± 1.5 değerine kadar çıkabilir. TPC, $100 GeV/c$ ’ye kadar olan p_t değerlerini ölçebilir. TPC’nin şematik gösterimi Şekil 3.8’de verilmiştir.



Şekil 3. 8 TPC’nin şematik görünümü.

TPC’nin ortasındaki membran, 100kV değerinde pozitif gerilim uygulayan bir elektrottur ve bu gerilim sayesinde $E = 400V/cm$ büyüklüğünde bir elektrik alan uygulanır. Elektrik ve manyetik alanlar birbirine paraleldir.

Sürüklenen elektronlar, TPC’nin iki yanında bulunan 18 adet ikizkenar yamuk orantılı sayıcılarla (*MPWC-Multi Wire Proportional Counter*) toplanırlar. Bu sayıcıların toplam 560000 okuma kanalı (*pad*) bulunmaktadır.

LHC’deki *Pb-Pb* çarpışmalarında birim η aralığında yüklü parçacık sayısı ≈ 8000 olacaktır ve bu yaklaşık 20000 parçacık izine karşılık gelmektedir. TPC bu kadar büyük bir iz bolluğunu ayırabilme yeteneğine sahiptir.

TPC’de Parçacık Tanımlaması

Yüklü bir parçacığın dedektörde oluşturduğu iyonizasyon parçacık hızına bağlı bir büyüklük olduğundan önemli bir büyüklüktür. Enerji kaybı ve momentumun ölçümü yardımıyla parçacık tanımlaması yapılabilir.

Momentumunun belirlenmesi için manyetik alana gereksinim vardır. Manyetik alandaki bir parçacığın yörünge yarıçapının ölçülmesiyle momentumu bulunabilir.

$$p_t(\text{GeV}/c) \approx 0.3 qBR \quad (3.1)$$

Denklem 3.1’de q , parçacığın yükü, B , manyetik alan ve R ise parçacık yörüngesinin yarıçapıdır.

Yüklü parçacıkların birim yolda kaybettikleri ortalama enerji Bethe-Bloch formülü ile bulunabilir.

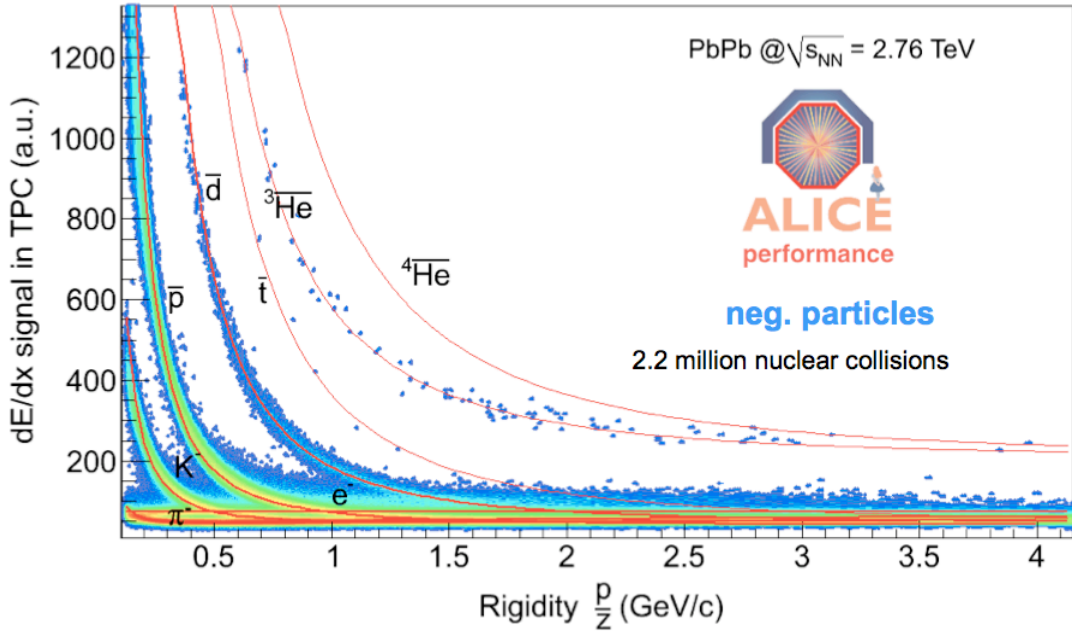
$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi n e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left(\ln \frac{2mc^2}{I} \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (3.2)$$

Bu denklemde,

- $n = \frac{N_A Z \rho}{A}$ = Ortamın elektron yoğunluğu (N_A , Avagadro sayısı, Z , A ve ρ sırasıyla ortamın atom numarası, kütle numarası ve yoğunluğudur).
- e = Elektronun yükü,
- m = Elektronun kütlesi,
- $\beta = v/c$ = Parçacığın hızı,
- $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$,
- z = Gelen parçacığın yükü,
- I = Malzemenin ortalama uyarılma enerjisi,
- $\delta(\beta)$ = “yoğunluk etkisi” denilen etki için düzeltme terimidir (Ortamın polarize olmasından dolayı parçacığın elektromagnetik etkileşmenin perdelenmesi göz önüne alınmaktadır).

Bu denklemde parçacığın enerji kaybının sadece onun hızına bağlı olduğu görülmektedir. Ayrıca Şekil 3.9’da 2.76 TeV kütle merkezi enerjili $PbPb$ çarpışmalarından ölçülmüş olan dE/dx enerji kaybının parçacık momentumuna bağlı değişimi ve Bethe-Bloch formülü (eğrisel

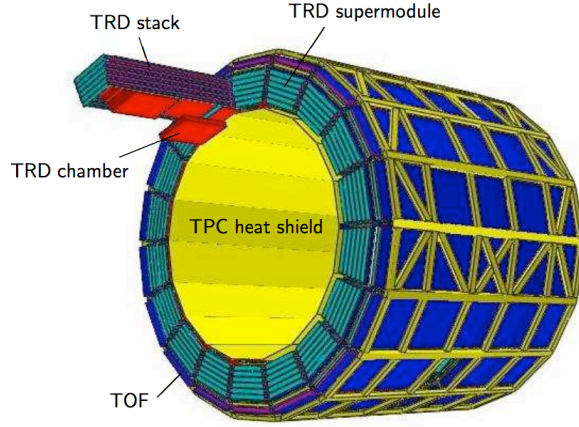
çizgiler) görülmektedir. Düşük hızlarda enerji kaybı $1/\beta^2$ ile orantılı olarak hızlı bir şekilde azalır. $\beta \approx 1$ (rölativistik momentum, $p = \gamma m v$ olduğundan $\beta\gamma = p/mc$ 'dir) bölgesi civarında iyonizasyon minimum değerine ulaşır ve bu bölgedeki parçacıklar *minimum iyonizan parçacık* (*minimum ionizing particles- MIPs*) olarak adlandırılır. Rölativistik parçacıkların büyük bir kısmının ortalama enerji kaybı minimuma yakındır. Bu nedenle bu tip parçacıklar *MIPs* grubuna dahil edilir [74]. Parçacık hızı arttıkça $\ln\beta^2$ terimi baskın olmaya başlar. Bu artış hız arttıkça limit değerine ulaşır. Bu bölge, *Fermi Platosu* olarak isimlendirilmiştir. Parçacıklar, Bethe-Bloch eğrilerine olan minimum uzaklıkları ile tanımlanabilirler. Eğrilerin birbirlerine yakın oldukları bölgelerde parçacık tanımlaması yapmak zordur. Bu bölgelerde farklı dedektörlerden gelen tamamlayıcı bilgilere gereksinim vardır.



Şekil 3. 9 TPC'deki 2.76 TeV enerjili *PbPb* çarpışmalarından elde edilmiş enerji kaybının parçacık momentumuna bağlı ifadesi. Bu analiz sonucunda 4 adet anti-alfa parçacığı bulunmuştur.

3.2.3 Geçiş Radyasyon Dedektörü - TRD

Bu dedektör momentumu 1 GeV/c'nin üzerindeki elektronların tanımlanmasında kullanılmaktadır. radyal konumu $r = 290 \text{ cm}$ ile $r = 370 \text{ cm}$ arasındadır. TPC ile uyumlu olması amacıyla 18 bölümden oluşmaktadır. Toplam 1.16 M adet orantılı sayıcısı vardır. Orantılı sayıcılar Xe/CO_2 (85/15) gaz karışımı ile doludurlar. Toplam aktif alanı 736 m^2 'dir.

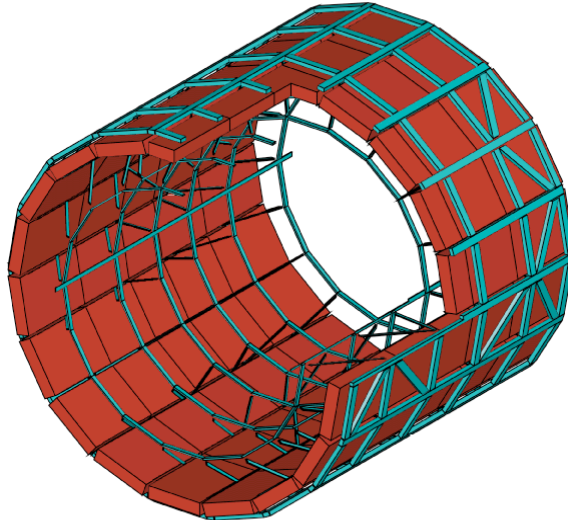


Şekil 3. 10 TRD'nin şematik görünümü.

Şekil 3.10'dan görüldüğü üzere bu dedektör 6 katmandan oluşmuştur. Her katmanın dielektrik sabiti farklıdır. Yüksek hızlı parçacık TRD'ye girdiğinde bu farklı katmanlardan geçerken X ışını şeklinde bir radyasyon yayar. Bu radyasyonun dedekte edilmesiyle parçacık tanımlaması yapılabilir.

3.2.4 Uçuş Zamanı Dedektörü - TOF

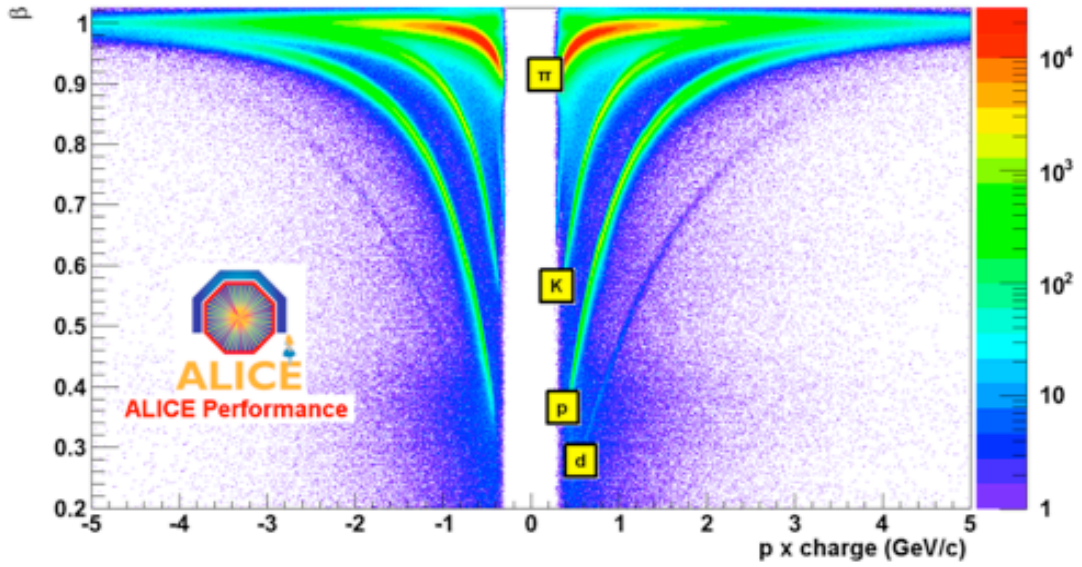
TRD'nin üzerinde bulunan ve $370 < r < 399 \text{ cm}$ arasındaki bölgeyi kapsayan TOF dedektörünün aktif alanı 141 m^2 'dir ve yaklaşık 158000 kanallıdır. 18 bölümden oluşmuştur. Şekil 3.11'da TOF dedektörü gösterilmiştir.



Şekil 3. 11 TOF dedektörü.

Aynı momentumlu ve farklı kütleli parçacıkların dedektördeki uçuş zamanları farklı olacaktır ve bu bilgiden yararlanarak parçacık tanımlaması yapılabilir. Momentum farkı $2.5 \text{ GeV}/c$ 'ye kadar olan pion ve kaonlar ile $4 \text{ GeV}/c$ 'ye kadar olan proton ve kaonların ayrımı yapılabilir.

Şekil 3.12’de TOF dedektörünün, 7 TeV enerjili pp çarpışmalarında elde edilen parçacık tanımlama performansı görülmektedir.

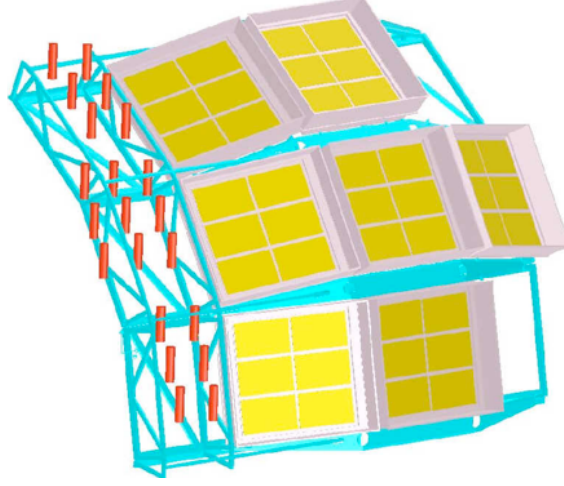


Şekil 3. 12 TOF dedektörünün momentumun fonksiyonu olarak parçacık kütlesi ayırma performansı.

3.2.5 Yüksek Momentum Parçacık Tanımlama Dedektörü – HMPID

HMPID, çerenkov sayıcılarından oluşmuştur. Yüklü parçacığın bir ortamdaki hızı ışığın o ortamdaki hızından daha büyük olduğunda parçacık elektromagnetik radyasyon yayar ve böylece parçacık tanımlaması yapılabilir. HMPID dedektörü TPC, ITS ve TOF’un dedeksiyon sınırlarından daha büyük momentumlu parçacıkların belirlenmesinde görevlidir. Pion-kaon ayırımı 3 GeV/c değerine kadar iken proton-kaon ayırımı 5 GeV/c’ye kadardır.

Demet ekseninin 500 cm üzerinde konumlanmıştır. $|\eta| < 0.6$ ve 57.81° azimuthal bölgesini kapsar. Toplam aktif alanı 10 m^2 ’dir. Kanal sayısı yaklaşık 162000 civarındadır. Şekil 3.13’de HMPID dedektörü şematik olarak gösterilmiştir.

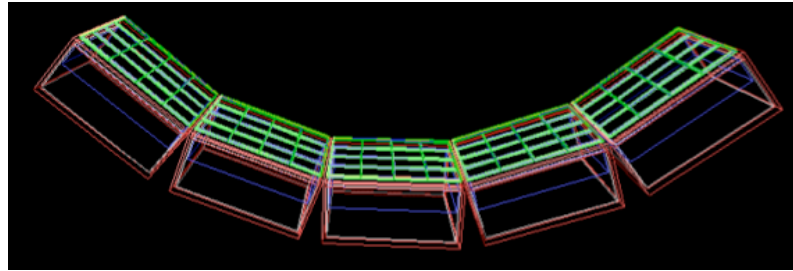


Şekil 3. 13 HMPID dedektörünün şematik çizimi.

3.2.6 Foton Spektrometresi – PHOS

PHOS, yüksek yoğunluklu $PbWO_4$ sintilatör kristallerinden oluşmuş bir elektromagnetik kalorimetredir. Bu kristal düşük enerjilerde bile çok iyi bir rezolüsyona sahiptir. Elektron ve fotonlar bu yoğun ortamdan geçerken arkalarında çok miktarda ikincil elektron-pozitron çifti bırakırlar ve böylece gelen fotonun enerjisi ölçülebilir.

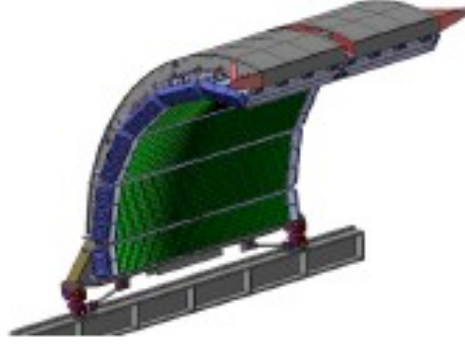
PHOS demet ekseninden $r=470cm$ uzaklıktadır. η aralığı sadece ± 0.12 'dir ve $\Delta\phi = 100^\circ$ 'de bulunur. Direkt fotonların, π^0 ve η gibi mezonların bozunma ürünü olan fotonların belirlenmesi ana amacıdır. Toplam alanı $8 m^2$ 'dir ve bu alanda 17920 kristal bulunmaktadır. Şekil 3.14'de PHOS dedektörü gösterilmektedir.



Şekil 3. 14 PHOS kalorimetresi.

3.2.7 Elektromagnetik Kalorimetre – EMCal

EMCal demet ekseninden $r=450cm$ uzaklıkta yer almaktadır. Yapımına 2008 yılında başlanmıştır. $|\eta| < 0.7$ ve $\Delta\phi = 107^\circ$ 'de konumlanmıştır. 12672 adet kurşun sintilatörden oluşur ve QGP'nin sinyallerinden birisi olan jetlerin tanımlanmasında görevlidir. $100 MeV/c - 100 GeV/c$ aralığında çok iyi bir rezolüsyona sahiptir. Şekil 3.15'te şematik olarak verilmiştir.



Şekil 3. 15 EMCal kalorimetresi.

3.2.8 Kozmik Işın Dedektörü – ACORDE

ACORDE, L3 mıknatısının dışında konumlanmıştır. Hem kozmik ışın fiziği analizleri için hem de ALICE dedektörünün kalibrasyonu için gerekli olan $10^{15} - 10^{17} eV$ enerjili kozmik ışın verisini toplamaktadır. Toplam 60 adet plastik sintilatörden oluşmuştur. $|\eta| < 0.7$ ve $|\phi| < 60^\circ$ de bulunmaktadır.

3.3 Ön Dedektörler

3.3.1 Sıfır Derece Kalorimetresi – ZDC

ZDC, çarpışmanın merkezi olup olmadığını ölçen elektromagnetik kalorimetredir. ALICE'in her iki yanında, demet boruları arasına konumlanmıştır ve etkileşme bölgesinden 116 cm uzaklıktadır.

Çarpışmanın geometrisi ile en çok ilgili olan gözlenebilir büyüklük, çarpışmaya katılan nükleonların sayısıdır. Bu büyüklük demetle yapılan açının 0 derece olduğu ön bölgede, etkileşmeye katılmayan nükleonların enerjisinin ölçülmesiyle belirlenebilir. Eğer çarpışmaya katılmayan nükleon sayısı fazla ise ZDC tarafından ölçülen enerji fazla olacaktır ve çarpışmanın merkezi olmadığı anlaşılacaktır. Enerji ölçümü nötronlar (ZN ve $|\eta| < 8.8$) ve protonlar (ZP- $6.5 < \eta < 7.5$) için ayrı ayrı kalorimetrelerle yapılmaktadır.

3.3.2 Ön Bolluk Dedektörü – FMD

51200 adet silisyum şeritten oluşmuş bu dedektör, ITS'in SPD katmanı ile birlikte yüklü parçacık bolluk bilgisini $-3.4 < \eta < -1.7$ ile $1.7 < \eta < 5.1$ bölgesinde verir. Etkileşme noktasından 340 cm uzaklıkta konumlanmıştır.

3.3.3 Foton Bolluk Dedektörü – PMD

Fotonların $\theta - \phi$ düzlemindeki dağılımlarını belirleyen dedektördür. Etkileşme noktasından 361.5 cm uzaklıkta ve $2.3 < \eta < 3.5$ bölgesinde bulunmaktadır. Aktif bölgesi 2 m^2 'dir ve toplam 221184 kanallıdır. Her birinde 24 orantılı sayıcı olan iki bölümden oluşmuştur.

3.3.4 V0 Dedektörü

V0A ve V0C olarak iki ayrı bölümde konumlanmış bu dedektör plastik sintilatörlerden oluşmuştur. V0A, muon spektrometresinin karşı kısmında ve etkileşme noktasından 340 cm ($2.8 < \eta < 5.1$), V0C ise muon spektrometresinin olduğu bölümde orjinden 90 cm ($-3.7 < \eta < -1.7$) uzaklıktadır.

Plastik sayıcıların zaman rezolüsyonları 1 ns'den daha iyidir. Bu özelliklerinden dolayı V0 dedektörünün birçok görevi vardır,

- Merkezi bölge dedektörleri için minimum bias olaylarının *tetiklemesini yapmak (trigger)*
- *Pb-Pb* çarpışmalarının merkeziliğinin belirlenmesi,
- Işınlık değerinin ölçümü,
- Demet-gaz olaylarını filtrelemek.

3.3.5 T0 Dedektörü

V0 gibi iki ayrı bölümde bulunan bu dedektör toplam 24 adet çerenkov sayıcısından oluşmuştur. T0A dedektörü pozitif z eksenini yönünde etkileşme noktasından 375 cm uzaklıktadır ($4.61 < \eta < 4.92$). T0C ise negatif z ekseninde ve -72.7 cm'dedir ($-3.28 < \eta < -2.97$). T0 dedektörü V0 ile birlikte tetikleme sinyali sağlamakla yükümlüdür. Başlıca görevleri,

- *pp* ya da *Pb-Pb* olayının zamanını 50 ps'den daha iyi bir kesinlikle ölçmek (TOF bu ölçüm zamanını kullanarak vertex pozisyonunu yaklaşık $\pm 1.5 \text{ cm}$ 'lik kesinlikle belirler),
- TRD dedektörüne tetikleme sinyali göndermek,
- Parçacık bolluğunu ölçerek çarpışmanın merkeziliği ile ilgili bilgi sinyali göndermek.

3.3.6 Muon Spektrometresi

Muon spektrometresi ağır kuarklı vektör mezonlarının (j/ψ , ψ' , Υ , Υ' ve Υ'') ve ϕ mezonunun $\mu^+\mu^-$ bozunma kanallı rezonans spektrumlarının ölçülmesi ve parçacıklarının tanımlanabilmesi için dizayn edilmiştir. Muon spektrometresi $-4.0 < \eta < 2.5$ bölgesinde yer alır. Etkileşme sonucu oluşan hadronları ve fotonların etkisini yok etmek için bir soğurucu içerir. Bu nedenle ancak $p_t > 4$ GeV/c olan muonların dedeksiyonuna olanak sağlar.

MERKEZİ DEDEKTÖRLERDE İZ BULMA ve YENİDEN YAPILANDIRMA

ALICE dedektöründe bir yılda toplanan veri miktarı yaklaşık 5 PB büyüklüğündedir ve bu kadar büyük miktarda verinin depolanması ve analizi daha önce hiç bir deneyde karşılaşılmamış bir problemdir ve sadece CERN bilgisayar merkezinin depolama sınırlarının çok ötesindedir. Bu nedenle, ALICE'e üye olan yaklaşık 80 enstitünün depolama alanları da kullanılmaktadır. Verinin dağılımı otomatik olarak GRID [75] sistemi ile yapılmaktadır.

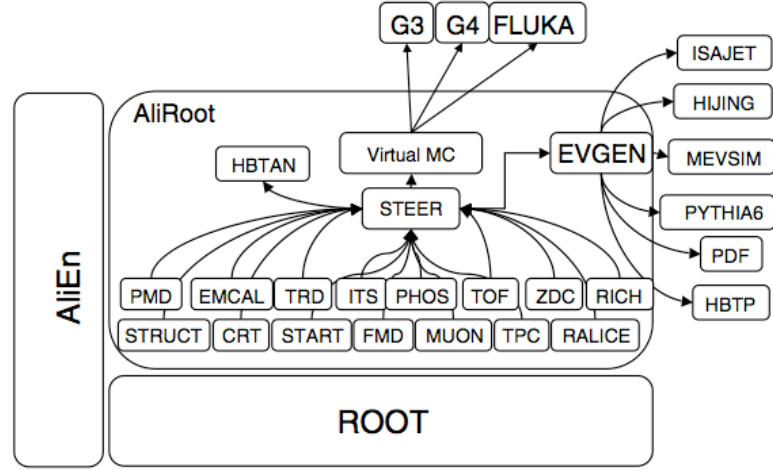
AliROOT [38], ALICE dedektörü için özel olarak tasarlanmış iz yeniden yapılandırması (*track reconstruction*), simülasyon gibi alt bölümleri olan veri işleme yazılımıdır. ROOT [76] temelli olan yazılım nesne yönelimli C++ programlama dili kullanılarak yazılmıştır.

Bu bölümde, tez çalışmasının konusu olan parçacıkların nasıl analiz edildiğine değinilecektir. Kullanılan yazılım hakkında kısa bir bilgi verildikten sonra vertex ve parçacık izi bulma konuları açıklanacaktır. Son olarak kaon, lambda ve delta(1232) parçacıklarının nasıl yeniden yapılandırıldığı anlatılacaktır. Başka bir kaynak gösterilmedikçe ilk alt bölümdeki bilgiler "ALICE: Physics Performance Report, Volume I" [38], ve sonraki alt bölümler "ALICE: Physics Performance Report, Volume II" [77] raporlarından alınmıştır.

4.1 AliROOT

Tasarımına 1998 yılında başlanmış olan bu yazılım, PYTHIA, PHOJET, HIJING gibi simülasyon paketleri ile GEANT 3 [78], GEANT 4 [79], FLUKA [80] gibi dedektör geometrisini içeren iz yapılandırmasında kullanılan paketleri içerir. AliROOT, ALICE deneyinin simülasyon, iz yapılandırması, kalibrasyon, görüntüleme ve analiz için kullanılan programıdır.

AliROOT program şeması Şekil 4.1'de görüldüğü üzere, alt dedektörler, Monte Carlo kodları, ROOT tabanlıdır. Aynı zamanda GRID arayüz programı olan AliEn [81] ile de bağlantılıdır.



Şekil 4. 1 AliROOT yapısı.

ROOT, yüksek enerjili çarpışma deneylerinde çıkan büyük ölçekli veriyi analiz etmek için CERN’de tasarlanmış bir yazılımdır. C++ programlama diliyle yazılmıştır. Toplam 20 kategoride 40 kütüphane ve 650 sınıftan oluşmuş büyük bir programdır. Bu nedenle veri toplama safhasından analize kadar deneylerin tüm aşamalarında kullanılmaya uygundur. ROOT programının, Unix tabanlı bilgisayarlar ve Windows tabanlı bilgisayarlar için iki ayrı versiyonu bulunmaktadır.

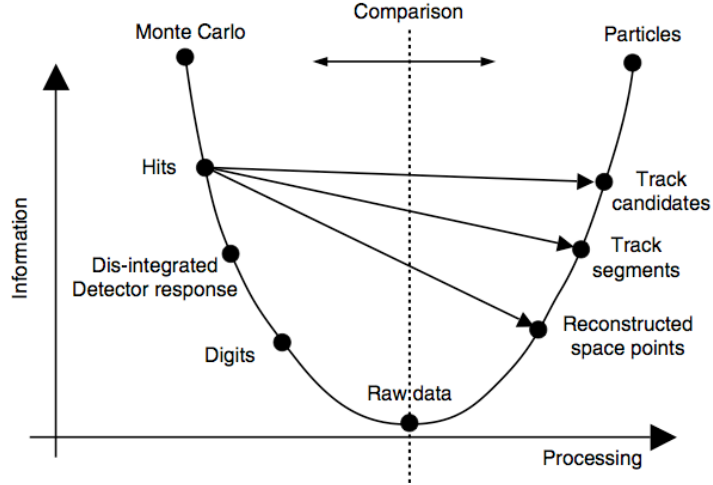
ROOT, bu geniş kapsamından dolayı Amerika (FermiLab, Brookhaven, SLAC) ve Avrupa’daki (CERN, DESY, GSI) parçacık ve nükleer fizik laboratuvarlarında yaygın olarak kullanılmaktadır. ROOT’un başlıca tasarım amacı parçacık fiziği ve nükleer fizik olsa da, büyük ölçekli veri işlemenin gerekli olduğu astronomi, biyoloji, genetik, finans, sigorta ve ilaç gibi bir çok uygulama alanı vardır.

ROOT bütün özellikleriyle AliROOT yazılımında kullanılmaktadır. Sadece tek bir programlama dilinin kullanımı kullanıcılar için önemli bir kolaylıktır. AliROOT’un GRID arayüzü olan AliEn sisteminin ve büyük ölçekli veri üretim ve analizinin yapılabildiği paralel bilgisayar sistemi olan PROOF’un [82] geliştirilmesinde yine sadece ROOT kullanılmıştır.

AliROOT’un temel modülü olan *STEER*, sınıfları yönetim ve diğer sınıflar arasındaki bağlantıdan sorumludur. Dedektörler bağımsız modüller olarak düzenlenmiştir ve analiz koduna bireysel olarak dahil edilebilirler. Çoğu zaman bir dedektör, diğer bir dedektörün verisine ihtiyaç duyar ve bu durumda paylaşımlı olan bu veri ROOT’un *paylaşımlı hafıza (shared memory)* bölgesinde tutulur. Bu bölgeye tüm dedektörler tarafından ulaşılabilir.

Dedektör cevabı GEANT 3, GEANT 4 ve FLUKA gibi farklı *nakil (transport)* kodlarıyla simüle edilebilir ve kullanıcı, *Virtual Monte Carlo* [83] arayüz programı ile istediği nakil

kodunu kolaylıkla seçebilir. Nakil programı değiştirilmek istendiğinde kullanıcının analiz kodunun değiştirilmesi gerekmez sadece ilgili programın kütüphanesinin dahil edilmesi yeterlidir. Analiz kodu C++ programlama dili kullanılarak yazılmalıdır. Aynı yöntem farklı olay üreticileri içinde geçerlidir. Olay üreticilerine, *AliGenerator* sanal arayüz programı ile ulaşılır.



Şekil 4. 2 AliROOT veri işleme şeması.

AliROOT'taki bilgi akışı Şekil 4.2'de gösterilmektedir. Monte Carlo olay üreticileri ile veri üretilir ve dedektör tepkisini içeren Monte Carlo paket programlarına gönderilir. Olay üreticilerinin oluşturduğu veride, parçacıkların momentumu ve kimliği ile ilgili bilgi mevcuttur. Dedektör tepki programları ise bu veriyi alır ve parçacıkların dedektördeki etkileşmeleri ile ilgili *hit* olarak adlandırılan dedektördeki enerji depolanmasını ve zamanını içeren bir bilgi üretir. Hit bilgileri daha sonra ideal ve gerçek dedektör cevabını içeren bilgiye dönüşür ve dedektör elektroniği yardımıyla sayısallaştırılarak *digit* ler oluşturulur. Bu aşamaların sonunda simüle olaylardan *raw data* isimli bir *ham veri* oluşur. Bu noktada yeniden yapılandırma ve analiz zinciri aktif hale gelir. Digitler uzay noktalarına, iz tabakalarına ve iz adaylarına ve son olarak ta parçacıklara dönüşür. Bu yeni aşama deney ve simüle veri için aynı yöntemi kullanır. Yapılandırma algoritması, parçacık izleri ve kütlesiyle ilgili bütün bilgiyi yeniden yapılandırır. Bu yazılımın ve dedektörün verimi yapılandırılmış parçacıkla üretilen parçacık arasında karşılaştırma yapılmasıyla bulunabilir.

AliROOT'un en temel özellikleri *modüler* (bir bölümün diğer bölümleri etkilemeden değiştirilebilmesi) olması ve *yeniden kullanılabilirliği*dir (yeni bir program geliştirildiğinde bu var olan sistemle maksimum düzeyde uyumlu olmalıdır).

Yazılmış olan analiz makrosu, kullanıcının kendi bilgisayarında çalıştığı şekliyle, herhangi bir değişikliğe gerek olmadan ALICE'in çeşitli analiz araçlarında çalıştırılabilir. Bu analiz

araçlarından ilki *Paralel ROOT Facility (PROOF)* sistemidir. CERN’de bulunan bilgisayar kümesi üzerinde interaktif paralel bir analiz yapmaya olanak sağlar. İnteraktif olmasından dolayı gönderilmiş işin tamamının bitmesini beklemeden sonuçlar görülebilir, bu özellik çalışma kodunun test edilmesi için gereken zamanı oldukça kısaltmasından dolayı çok faydalıdır. PROOF sisteminde bilgisayarlar birbirleri ile paralel olarak çalışırlar, gönderilen işin bir bölümünü bir bilgisayar yaparken bir diğer bölümünü başka bir bilgisayar yapar. Sistemde yaklaşık 288 bilgisayar olduğu düşünüldüğünde analiz zamanı 1/288 oranında kısalır.

ALICE Analysis Facility (AAF), CERN (*CERN Analysis Facility – CAF*), Slovakya (*Slovak Kosice Analysis Facility – SKAF*), Rusya (*Joint Institute for Nuclear Research Analysis Facility – JRAF*) ve Fransa (*Subatech Analysis Facility – SAF* ve *Lyon .Analysis Facility – LAF*) ülkelerinde bulunan bilgisayar kümelerinde (*cluster*), PROOF sistemini çalıştırır deneysel ve simüle veriler bu sistemlerde bulunur ve kullanıcılar analizlerini istedikleri veri üzerinde gerçekleştirir. Ayrıca, kullanıcıların ALICE dosya kataloğundaki verileri bu sisteme yükleyip analiz etme imkanları bulunmaktadır. PROOF, orta boyutlu veri setleri için hızlı bir araçtır.

Bir diğer analiz aracı ise GRID sistemidir. PROOF hızlı bir sistem olmasına rağmen depolama alanı sınırlıdır ve analizde kullanılacak veri seti büyük boyutta ise yeni bir analiz sistemine ihtiyaç vardır. GRID terimi, bir amaç için coğrafi olarak farklı bölgelere dağılmış bilgisayarların kombinasyonunu tanımlar. GRID sistemini bilgisayar kümelerinden ayıran en önemli özellik bilgisayarların heterojen olarak çalışabilmesi, dağınık olması ve bilgisayarların birbirleriyle internet gibi ağlarla iletişim kurmasıdır. Böyle büyük bir bilgisayar gücü ile depolama kaynakları neredeyse sınırsız biçimde artabilir ve analizler çok kısa zamanda bitebilir.

ALICE ve diğer LHC dedektörlerinden toplanan veriler GRID sistemine aktarılır. Veriler, Monarc Modeli [84] olarak bilinen sisteme göre *Tier* olarak adlandırılan sıralı merkezlerde depolanırlar. Tier-0 merkezi CERN’dedir. Tier-1 merkezleri yine CERN’de bulunan ve her deney için ayrı olan hem CERN hem de başlıca büyük bilgisayar merkezleridir (Lyon’daki IN2P3 merkezi ve Roma’daki CNAF merkezi gibi) ve deneylerin işlenmemiş verilerini toplarlar. Bu merkezler, bir yedekleme ünitesi gibi düşünülebilir. Monte Carlo olay üretimleri ve daha az miktardaki veri Tier-2 (Tier-1’lerden daha küçük ve bölgesel bilgisayar merkezleri), Tier-3 (enstirü ya da üniversitelerdeki merkezler) ve Tier-4 (kullanıcı bazlı bilgisayar alanları) merkezlerinde depolanır.

Böyle bir depolama modelinin temel mantığı her ALICE kullanıcısının veri kaynaklarına eşit imkanla ulaşmasının sağlanmasıdır fakat sistemin yönetimi çok karmaşıktır. Bu amaçla ALICE yazılım grubu tarafından geliştirilen *AliEn (ALICE Environment)* yazılımı kullanılmaktadır. AliEn, temel olarak ALICE kullanıcılarının GRID sistemlerine erişimlerini sağlar. Ayrıca üretilen verinin kontrolünü yapar. AliEn sisteminin, ALICE veri topladıkça kararlı bir yapıda varolması beklenmektedir.

4.2 Merkezi Dedektörlerde Vertex Bulma ve Yapılandırma

Bu tezde analiz edilen parçacıkların yeniden yapılandırılması ITS, TPC ve TOF dedektörlerinde gerçekleşmektedir. Bu nedenle bu üç dedektörün iz bulma yöntemlerine değinilecektir. Bu yöntemler hem *pp* hem de *Pb-Pb* süreçlerinde geçerlidir fakat en iyi performansı sağlayabilmek için süreçlerin parçacık bolluklarındaki farklılıklarından dolayı program parametrelerinde değişiklikler yapılmaktadır.

İz yapılandırması dedektörün veri toplama sürecinde verinin fiziksel büyüklüklerini belirleme işlemini ifade eder ve bir deneydeki en önemli unsurlardan birisidir. Parçacıkların üretilme noktalarındaki (birincil ya da ikincil vertexler) momentumunun gerçek değerine en yakın şekilde belirlenmesinin yapılacak analizlerdeki önemi çok büyüktür ve yapılandırma algoritması bu gereksinimi karşılamalıdır. Yapılandırma algoritmasında ALICE koordinat sistemi kullanılmıştır. Buna ek olarak aşağıdaki tanımlamalar yapılmıştır.

Dijit (Digit): Dedektörün duyarlı bölgesinden kesin olarak belirli bir zamanda elde edilmiş sayısal sinyaldir.

Küme (Cluster): Uzay ve/veya zamanda birbirine komşu dijitaler setidir. Bu sinyaller muhtemelen dedektörün duyarlı bölgesinden geçen bir parçacığa ait olacaktır.

Yapılandırılmış Uzay Noktası (Reconstructed Space Point): Dedektörün duyarlı bölümünden geçen parçacığın konumudur. Genellikle kümenin ağırlık merkezinin hesaplanmasıyla bulunurlar.

Yapılandırılmış İz (Reconstructed Track): Parçacığın uzayda belirli bir bölgedeki izine karşılık gelen beş fiziksel parametreden (y , z , $\tan(\pi/2 - \theta)$ ve $1/p_t$) oluşmuş *kovaryans matrisidir* (kovaryans terimi rastgele değişkenlerin birbirlerine göre değişimlerinin ölçüsünü ifade eder).

ALICE’de yapılandırma sonucu oluşan veriler *ESD (Event Summary Data- Özet Olay Verisi)* olarak isimlendirilen root dosyaları şeklinde depolanırlar. Bu dosyalarda birincil ve ikincil

verteks pozisyonları, iz parametreleri ve parçacık tanımlama bilgileri ve dedektörlere ait sinyal, kalibrasyon ve geometri gibi bilgiler mevcuttur. ESD dosyaları değişik türde bilgi içerdiğinden boyutu büyüktür ve genellikle bir kullanıcı analizi için bu kadar değişik tipte veriye ihtiyaç yoktur. Bu nedenle bu dosyalar sadece analize yönelik verileri içeren ve boyutları yaklaşık 200 kat daha küçük olan *AOD (Analysis Object Data- Analiz Nesne Verisi)* şekline indirgenir.

ESD dosyalarının üretiminden ve yapılandırma işleminden *AliReconstruction* sınıfı sorumludur. Benzer şekilde olay simülasyonundan sorumlu olan sınıf *AliGenerator* sınıfıdır ve simülasyon sonucu olan bilgiler (parçacık tipi, momentumu, yükü, oluşum süreci, ana parçacığı ve bozunma ürünleri) *kinematics.root* isimli root dosyalarında bulunurlar.

Bu tez çalışmasında, hem simülasyon hem de deneysel veri olarak ESD dosyaları kullanılmıştır.

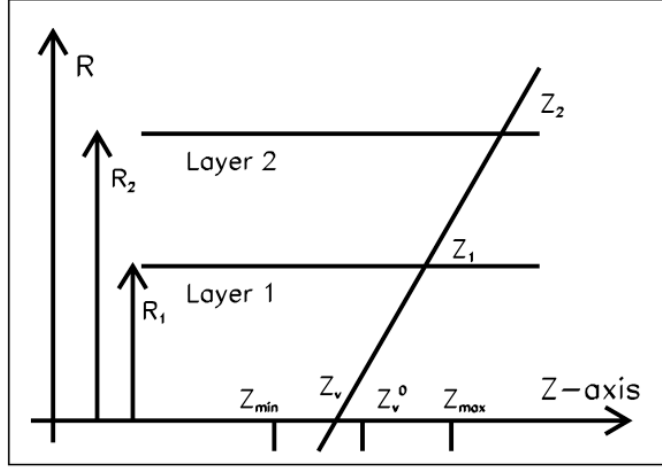
4.2.1 Birincil Vertekslerin Yapılandırılması

Birincil vertekler, daha önce de belirtildiği üzere ITS dedektörünün en iç iki katmanı olan SPD dedektörlerinden sağlanan bilgi ile yapılandırılırlar.

Verteks her ne kadar etkileşme noktası olarak adlandırılrsa da gerçekte bir nokta değildir ve dörtgen bir yapı (*verteks elması*) olarak düşünülmelidir ve bu yapı üç boyutlu gaus dağılımı olarak parametrize edilebilir.

SPD tabakaları kullanılarak birincil verteks bulma algoritması öncelikle yapılandırılmış uzay noktalarının z koordinatlarının dağılımını bulur. Bu dağılım etkileşme noktası olan $z=0$ 'a çok yakın ve simetrik olmalıdır. Orjinden uzaklaştıkça SPD'de ilerleyen parçacık sayısı azalır ve z dağılımı birincil verteksi doğru olarak vermemeye başlar. Bu mesafe $\pm 12cm$ olarak işleme alınır.

Uzay noktalarının z koordinatları dağılımının merkezi olan z_v^0 ve belirsizliği, $\pm \Delta z = a + bz_v^0 + c(z_v^0)^2$ şeklinde tanımlanan sınırlar içerisinde. z_v^0 değeri belirlendikten sonra, SPD birinci ve ikinci tabakalarında bulunan z_1 ve z_2 nokta çiftinden geçen doğru uzantısının z_v^0 vertex pozisyonunun belirsizlik sınırları içinde olup olmadığı araştırılır (Şekil 4. 3).



Şekil 4. 3 SPD’de birincil verteksin z koordinatının bulunması.

Daha sonra bu iki noktanın xy düzlemi ile yaptıkları azimuthal açılarının farkı ön tanımlı bir değerden küçük ise bu nokta verteks olarak kabul edilir. Bu değer genellikle $\Delta\phi = 0.1^0$ olarak belirlenir. Verteks bulma işlemi AliROOT’un *AliVertexer* sınıfı tarafından yapılır.

4.2.2 İz Bulma Yöntemi

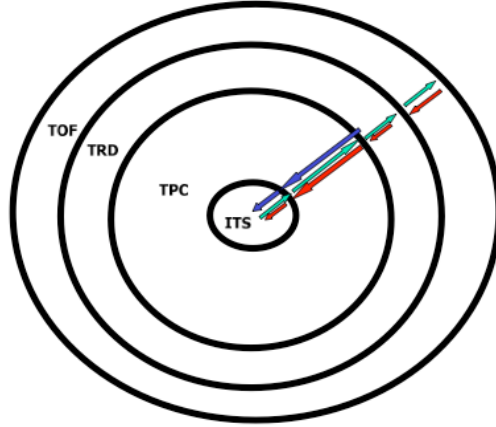
ALICE dedektöründe *yerel yöntemler* ve *lokal yöntemler* olmak üzere iki tip iz bulma yöntemi vardır. Yerel yöntemlerde, parçacık izinin kabul edilip edilmeyeceğine bütün dedektörlerden bilgi alındıktan sonra karar verilir. Böyle bir yöntem, yanlış ölçümlere ve dedektör gürültüsüne karşı kararlıdır, fakat kesin bir izleme modeline ihtiyaç duyar. Böyle bir model, sistemdeki (magnetik alanın düzgün olmaması gibi) heterojenliklerden dolayı her zaman bulunmayabilir. Eğer, yüksek momentumlu bir parçacık izinin yapılandırılması gibi konumun kesinliğinden çok ölçümün hızının önemli olduğu durumlarla ilgileniliyorsa yerel yöntemler kullanılır.

Lokal yöntemde, iz kararı için diğer dedektörlerin bilgisine ihtiyaç yoktur. İz parametreleri yerel olarak belirlenir. Yerel bir iz modeline ihtiyaç duymayan bu yöntemin başlıca dezavantajı gürültü ve yanlış ölçümlere duyarlı olmasıdır.

Lokal yöntemde parçacık izlerinin takibi için kullanılan algoritma *Kalman Filtrelemesine* dayanır [85]. Kalman yöntemi, istatistiksel tahminler için kullanılan güçlü bir yöntemdir. Eş zamanlı iz tanımlama ve yapılandırma yöntemi, enerji kayıplarının kolaylıkla yöntemde dahil edilebilmesi ve bir dedektörden diğerine ekstrapolasyon işlemi için uygun olmasından dolayı yüksek enerji fiziği deneylerinde sıklıkla kullanılır.

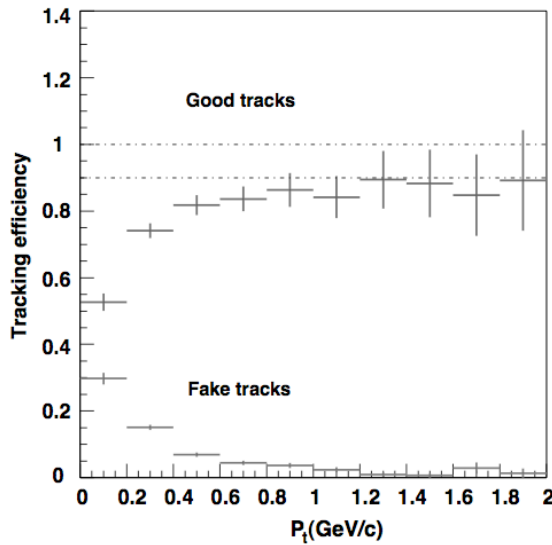
İz yapılandırması için öncelikle ALICE merkezi dedektörlerindeki kümelerin bulunması gerekir. SPD katmanlarındaki kümelerin yapılandırılmasıyla birincil verteks belirlenir izleme

(*tracking*- iz parametrelerinin belirlenmesi) aşaması başlar. Öncelikle TPC’de parçacık yoğunluğunun en az olan bölgesi olan dış kısımdan başlanır ve önce iz adayları (*seed*) belirlenir. Daha sonra Kalman tekniği kullanılarak TPC’nin iç bölgelerine doğru ilerlenir.



Şekil 4. 4 İz bulma süreci.

TPC’deki izleme bittikten sonra bu izin ITS’dedektöründeki birincil vertekse mümkün olan en yakın uzantısı aranır. Bu noktadan sonra aynı işlem bu kez ITS-TPC sırası ile tekrarlanır. TPC’nin dış yarıçapına gelindiğinde bulunan izler yine Kalman tekniği ile TRD, TOF, HMPID ve PHOS dedektörlerine uzatılır ve sonra birincil vertekse doğru geri uzatılır. Bu dedektörler arası iç-dış bölgelerde tekrarlı uzatma süreci (*refit*) ile bulunmuş izin parametrelerindeki belirsizlikler azaltılır. Şekil 4. 4’te bu yöntem şematik şekilde görülmektedir [86].

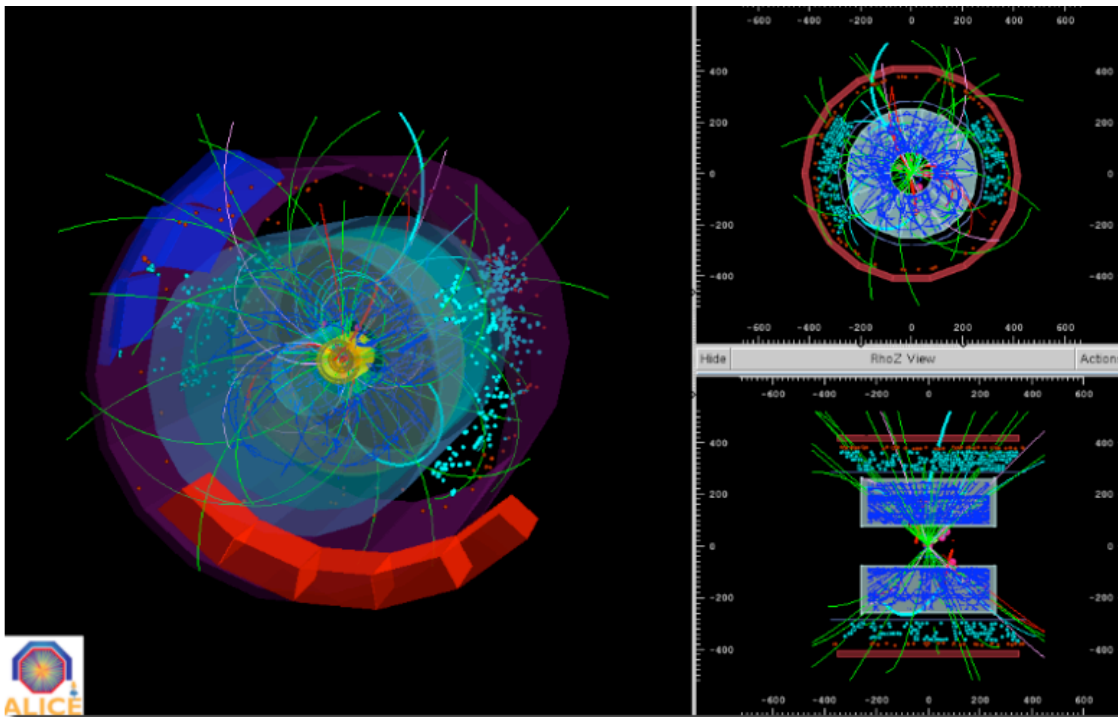


Şekil 4. 5 ALICE dedektörünün merkezi bölgesinde iz bulma performansı.

İzleme sürecinin verimi dedektörün performansı hakkında bilgi verir ve Monte Carlo simülasyonları ile belirlenir. Şekil 4.5’te $|\eta| < 0.9$ ve $0 - 2\pi$ azimuthal açı aralığındaki ALICE

dedektörünün izleme performansı gösterilmiştir [87]. Doğru olarak tanımlanmış izlerin, başlangıçta monte carlo üreticisi tarafından üretilen bütün izlere oranı *good tracks efficiency* olarak tanımlanmıştır. Benzer şekilde yanlış tanımlanan izlerin başlangıçtaki iz miktarına oranı ise *fake tracks efficiency* değerini verir. Şekil 4.5'ten görüldüğü gibi düşük momentum değerlerinde izleme gücü düşükken $p_t > 1$ GeV/c olan momentum bölgelerinde iz tanımlama verimi %85-90 arasındadır. Düşük momentum bölgesindeki zayıf performansın sebebi bu bölgelerde saçılmaların baskın süreçler olmasından dolayı enerji kayıplarının fazla olmasıdır.

Şekil 4.6'da ALICE dedektörünün 30 Mart 2010 tarihinde kaydettiği ilk 7 TeV enerjili pp çarpışmalarında yapılandırılmış parçacık izleri görülmektedir.



Şekil 4. 6 ALICE dedektörünün ilk kaydettiği 7 TeV çarpışmalarında yapılandırılmış izler (114783 kodlu LHC çarpışmasının 126 numaralı olayından alınmıştır).

4.2.3 İkincil Vertekslerin Yapılandırılması

Son aşamadan reddedilmeden geçen izler ikincil vertekslerin yapılandırılmasında kullanılır. Bu parçacıkların yapılandırılması TPC ve ITS dedektörlerinde gerçekleşir. Ayrıca, ikincil verteksleri izleme anında belirleme imkanı da bulunmaktadır. Bu yönetime *uçuş anında (on-the-fly)* yöntemi denilmektedir. Bu yöntemin en büyük avantajı ikincil verteksten gelen izlerin verteksin ötesine doğru uzatılmaması ve yanlış uzatılma riskinin minimize edilmesidir.

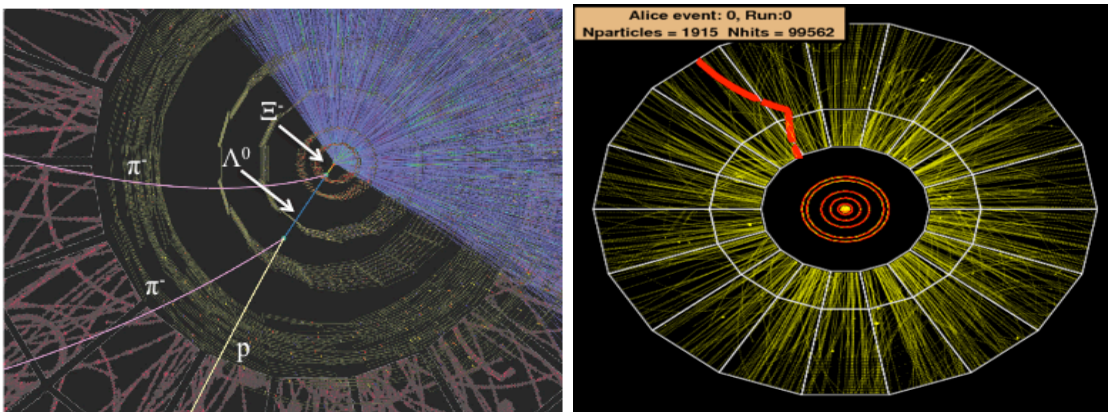
İkincil verteksler, V^0 , *cascade bozonları* ve *kink* parçacıklarının bozunma geometrileri göz önüne alınarak yapılandırılır.

V^0 parçacıkları K_s^0 ve Λ parçacıklarına genel olarak verilen isimdir. Bu parçacıklar yüksüz olduklarından manyetik alandan etkilenmezler ve doğrudan yapılandırılmazlar. Fakat bozunma ürünleri proton ve pion gibi yüklü parçacıklar olduğundan bu ikincil izler yardımıyla tanımlanabilirler. Bu parçacıkların bozunma ürünleri pozitif ve negatif yüklü iki parçacıktır ve bozunma ürünlerinin izleri V şeklinde bir yapı oluşturur. K_s^0 ve Λ , bu sebepten dolayı V^0 genel adını almıştır [88].

Cascade kelimesi hızlı bir şekilde dökülmek anlamındadır. Bu parçacıklar kararsız durumda üretilirler ve çok kısa sürede bir bozunma zinciri aracılığı ile daha hafif parçacıklara bozunurlar. Bu parçacıklar Ξ ve Ω baryonlarıdır. Cascade parçacıklarının bozunmasından bir V^0 ve bir de yüklü bir parçacık (*bachelor track- yalnız iz* olarak adlandırılır) oluşur. V^0 parçacığının bozunumundan iki parçacık oluştuğu düşünülürse toplam üç parçacığın kombinasyonu ile ikincil verteksler yapılandırılır.

Kink (*bükülme*) parçacıkları, K^+ ve K^- parçacıklarına verilen genel isimdir. Bu parçacıkların bozunma ürünü yüksüz bir parçacık içerir ve bu parçacık dedektörde gözlemlenemeyeceğinden ana parçacık izi ile bozunma noktasında süreksizlik oluşmasına sebep olur.

Şekil 4.7’de, bu bozunma vertekslerinin ALICE dedektörü ile alınmış görüntülemeleri verilmiştir. Sol tarafta cascade baryonun bozunması sonucu oluşan parçacıklar görülmektedir ve $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \rightarrow p^+ + \pi^- + \pi^-$ reaksiyonu gerçekleşmektedir. Kırmızı ve pembe renkli izler aynı zamanda V^0 parçacığının bozunumunu da göstermektedir. Sağ tarafta ise ana parçacığın izinin bükülmesi görülmektedir. İkincil vertekslerle yapılandırılan parçacıkların, yapılandırma işleminde kullanılan genel özellikleri Çizelge 4.1’de listelenmiştir [1].



Şekil 4. 7 ALICE ile elde edilmiş cascade ve kink bozunmaları.

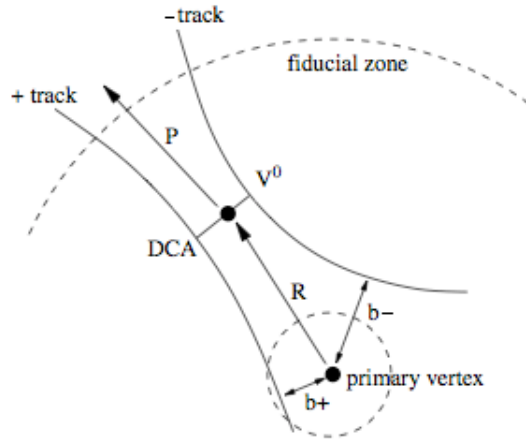
Çizelge 4. 1 İkincil vertekslerle yapılandırılan parçacıklar.

Verteks Tipi	Parçacık	Kütle (MeV/c^2)	Ortalama Ömür (s)	Bozunma Kanalı	Dallanma Oranı (%)
Kink	K^+	493.677 ± 0.016	$1.2380 \pm 0.0021 \times 10^{-8}$	$\pi^0 + \pi^-$	21.13 ± 0.14
V^0	K_s^0	497.648 ± 0.022	$8.953 \pm 0.005 \times 10^{-11}$	$\pi^- + \pi^+$	68.95 ± 0.14
V^0	Λ^0	1115.683 ± 0.006	$2.631 \pm 0.020 \times 10^{-10}$	$p^+ + \pi^-$	63.9 ± 0.5
Cascade	Ξ^-	1321.31 ± 0.13	$1.639 \pm 0.015 \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 + \pi^-$	99.887 ± 0.035
Cascade	Ω^-	1672.45 ± 0.29	$8.21 \pm 0.11 \times 10^{-11}$	$\Lambda^0 + K^-$	67.8 ± 0.7

Kink vertekslerinin belirlenmesi, her ne kadar ikincil vertekslerin yapılandırılması başlığı altına girse de bu tez çalışmasının dışında olduğundan bu konuya değinilmeyecektir.

4.2.3.1 V^0 Vertekslerinin Belirlenmesi

Şekil 4. 8’de V^0 parçacıklarının yapılandırılmasında kullanılan bozunma geometrisi ve çeşitli parametreler şematik olarak gösterilmiştir.

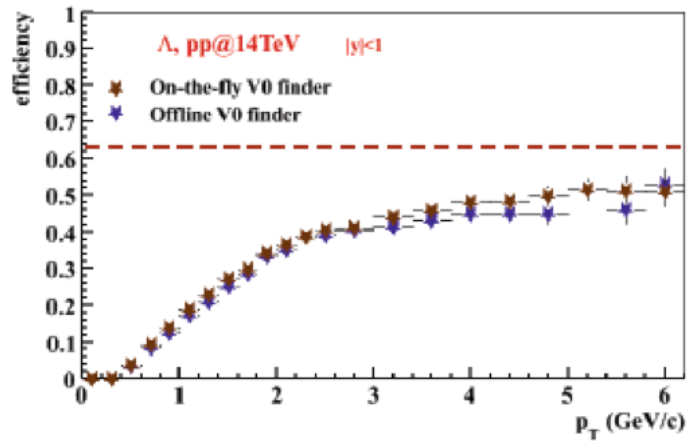


Şekil 4. 8 V^0 parçacıklarının yapılandırılmasında kullanılan parametreler.

Şekil 4.8’deki b terimi, *vurma (impact)* parametresi olarak adlandırılır ve bozunma ürünlerinin birincil vertekse en yakın uzaklığını gösterir. *DCA (distance to closest approach)*, ürünler arasındaki en yakın mesafedir. Yapılandırma algoritması öncelikle aralarında yeterli mesafe bulunan zıt yüklü izlerin kombinasyonunu arar. Bulunan kombinasyonlarda belirli bir DCA değerinin üzerindeki çiftler reddedilir. Bir diğer kısıtlama, bulunan ikincil vertekslerin *fiducial* bölge olarak adlandırılan yeterli parçacık bolluğuna sahip bölgede gerçekleşmesi üzerinedir. Bu değer genellikle 0.9 cm ile demetin geçtiği borunun çapı olan 3.0 cm

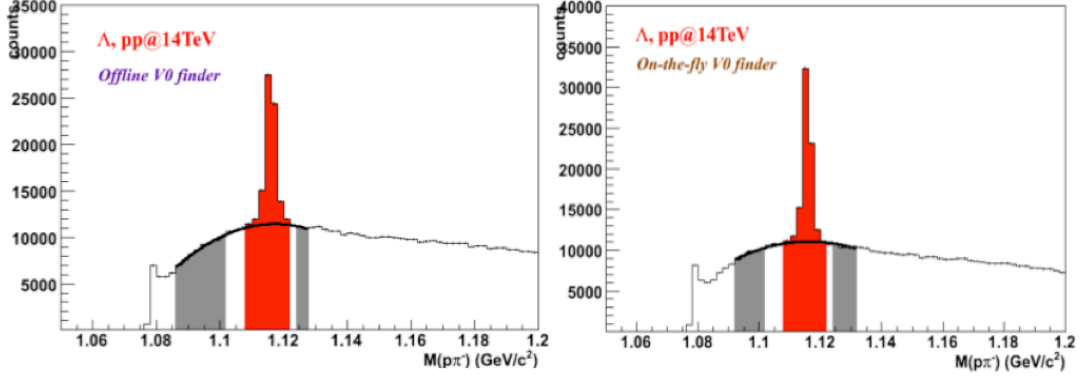
arasında seçilir ve böylelikle V^0 parçacıklarını dedektör malzemesi ile etkileşmesi önlenir. Son olarak ana parçacığın P momentumu, birincil verteksle aynı doğrultuda olmalıdır. Bu sınırlama terimi çoğu zaman *görüş açısı* θ_p karakterize edilir. V^0 momentumu P ile V^0 verteksi ve birincil verteks arasındaki mesafe olan R vektörü arasındaki görüş açısının kosinüsü belirli bir değerden (genellikle 0.99) büyük olmalıdır. Bütün bu sınırlamalardan geçen iz çiftleri V^0 olarak atanır.

V^0 bulma işlemi için *offline* V^0 finder ve *on-the-fly* V^0 finder olarak isimlendirilen iki farklı algoritma geliştirilmiştir. Offline yöntem izleme aşamasından sonra yapılır ve yukarıda bahsedilen sınırlamalara dayanır. On-the-fly yöntemi ise izleme anında yapılmaktadır. Bozunma ürünlerinin V^0 parçacığından kaynaklanma olasılığını iz kümelerinin izlere eklenmesi sürecinde hesaplar. On-the-fly yöntemi diğer tekniğe göre daha verimlidir. Fakat daha fazla çevre sayım (*background*) değeri verir. Şekil 4.9'da bu iki yöntemin Λ analizindeki verimleri gösterilmektedir. ve kütle değerleri cinsinden karşılaştırılması görülmektedir. $p_t = 3$ GeV/c'ye kadar olan momentum değerlerinde verimler hemen hemen aynı iken bu değerden sonra on-the-fly yöntemi $\approx 10\%$ daha fazla verimlidir. Offline yöntemin toplam verimi 9.9% iken on-the-fly yöntemi için toplam verim 10.6% 'dır.



Şekil 4. 9 V^0 bulma yöntemlerinin verim karşılaştırılması.

Şekil 4.10'da bu iki V^0 parçacığı bulma yöntemi ortamsayımları cinsinden karşılaştırılmaktadır. Offline yöntemde kütle sinyalinin (Şekil 4.9'daki kırmızı bölge) ortamın sayımına (gri bölge) oranı 0.464 ± 0.004 iken on-the-fly yöntemde bu oran 0.520 ± 0.004 değerindedir.



Şekil 4. $10 V^0$ bulma yöntemlerinin sinyal/çevresayım oranlarının karşılaştırılması.

Bir diğer V^0 tanımlama yöntemi 1954 yılında Armenteros ve Podolanski tarafından öne sürülen grafik analizi yöntemidir [89]. Bu grafik q_T ve α olarak tanımlanan iki büyüklüğün grafiğidir. Bu teknik zıt işaretli iki parçacığa bozulan tüm parçacıkların analizi için kullanılmaya elverişlidir.

Ürün parçacıkların momentumu \vec{p}_1 ve \vec{p}_2 , ana parçacığın \vec{p} momentumuna göre dik ve paralel bileşenlerine ayrılabilir. Bu durumda paralel bileşenler aşağıdaki gibi ifade edilir,

$$p_{1L} = \frac{\vec{p}\vec{p}_1}{p} \quad p_{2L} = \frac{\vec{p}\vec{p}_2}{p} \quad (4.1)$$

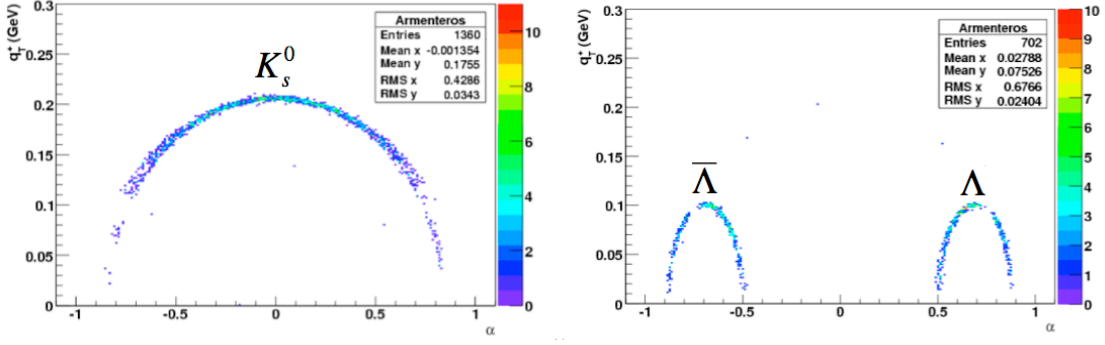
q_T ve α ise,

$$q_T = \frac{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|}{p} \quad (4.2)$$

$$\alpha = \frac{p_{1L} - p_{2L}}{p_{1L} + p_{2L}} = \frac{p_1^2 - p_2^2}{p^2} \quad (4.3)$$

şeklindedir. m kütleli ve p momentumlu bir ana parçacık m_1 ve m_2 kütleli iki parçacığa bozduğunda (α, q_T) nokta çiftleri, yarım elips şekilli bir bant boyunca uzanır. Elipsin merkezi $([m_1^2 - m_2^2]/m^2, 0)$ noktasındadır.

Armenteros analizi, parçacık tanımlamasının mümkün olmadığı durumlarda, parçacığın elipsel şekli üzerinde çeşitli kesmeler uygulanarak ana parçacıkları birbirinden ayırmak için kullanılabilir. Şekil 4. 11'de 200000 pp PYTHIA olayında K_s^0 , Λ ve $\bar{\Lambda}$ parçacıklarının Armenteros analizi görülmektedir.



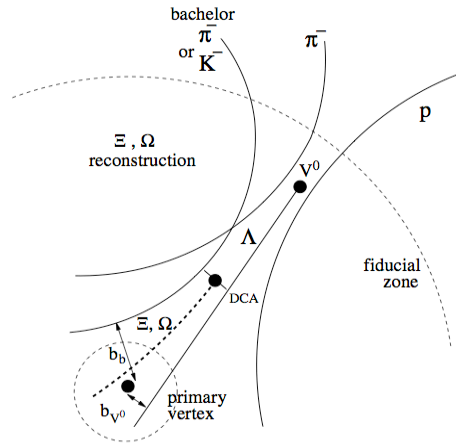
Şekil 4. 11 Armenteros-Podolanski yöntemi ile belirlenen V^0 parçacıkları.

α parametresi, bozunmanın momentum asimetrisini tanımlar. K_S^0 parçacığı, zıt yüklü iki π parçacığına bozunur. Bundan dolayı bu parçacığın elipsinin merkezi 0 noktasındadır. $\bar{\Lambda}$ ve Λ ise bir p ile bir π 'a bozunduğundan, protonun kütlesi daha büyük olduğundan elips merkezleri 0 noktasında değildir.

Armenteros elipsinin türetilişi Ek 1'de verilmiştir.

4.2.3.2 Cascade Vertekslерinin Belirlenmesi

Bu parçacıkların bozunma ürünü bir V^0 ve ek olarak bir yüklü parçacık izinden oluştuğundan dolayı yapılandırma süreci V^0 parçacığından başlar. Şekil 4. 12'de cascade parçacıklarının yapılandırma geometrisi görülmektedir.



Şekil 4. 12 Cascade parçacıklarının yapılandırılma geometrisi.

Cascade parçacıklarının bozunmasında oluşan V^0 parçacığı, Λ 'dır ve birincil verteksle aynı doğrultuda olmak zorunda değildir. Dolayısıyla θ_p görüş açısı üzerindeki sınırlama V^0 parçacığının tek başına yapılandırılmasındaki duruma göre daha düşüktür. Bu durumun diğer parçacıkların da V^0 gibi algılanma olasılığını azaltmak için V^0 parçacığının b_{V^0} vurma

parametresi üzerinde olan sınırlama arttırılır, yani V^0 'nun birincil vertekse olan uzaklığı belirli bir değerin üzerinde olmalıdır.

Kütle değeri Λ 'nın kütle değerine yakın olan V^0 parçacık adaylarının bir başka parçacık izi ile kombinasyonları belirlenir. Bu tekli izin vurma parametresi b_b , ortamdaki diğer birincil parçacıkların reddedilemesini sağlayacak kadar büyük olmalıdır. Bir diğer sınırlama ise V^0 ile arasındaki DCA en yakın yaklaşma uzaklığının küçük bir değerde olmasıdır. Son olarak cascade adayı parçacığın birincil verteksle aynı doğrultuda olup olmadığı kontrol edilir. Cascade belirlemesi, V^0 yapılandırmasında olduğu gibi, demet borusu ile sınırlı alanda yapılmaktadır. Yani hem bozunma ürünü olan Λ , hem de cascade parçacığı için $r = 0.9cm$ ile $r = 3.0cm$ arasındaki bölgede tanımlama yapılmalıdır.

PARÇACIK SINYALLERİNİN ELDE EDİLMESİ

Bir deneyde oluşan acayip parçacıkların ve rezonans parçacıklarının analizi, çarpışan sistemin çarpışmadan hemen sonraki davranışı ile ilgili önemli bilgiler verir. Bu parçacıkların üretim hızlarının hesaplanması ve p_t dağılımları parçacıkların hangi fiziksel süreçlerle oluştuğunun anlaşılmasına olanak sağlar. Bölüm 2.2.3'te değinildiği üzere günümüzde kullanılan Monte Carlo olay üreticileri parçacık oluşumlarını pek iyi tasvir edememektedir. LHC enerjilerinde yapılan yüksek istatistikli verilerin analizi ile acayip parçacıkların oluşum mekanizmaları daha iyi anlaşılabilir duruma gelecek ve bu modellerin gelişimine katkıda bulunacaktır. Ayrıca baryon/mezon oranının incelenmesi hadronizasyon mekanizmasının daha iyi anlaşılmasını sağlayacaktır. Bütün bu önemli sebeplerden dolayı bir deneyde acayip parçacık ve rezonans parçacığı analizlerinin özel bir önemi vardır.

Bu tez çalışmasının başlıca konusu parçacıkların yeniden yapılandırılmasıdır ve bu bölümde parçacık sinyallerinin, diğer sinyallerden nasıl ayrıldığı ve ayrılan sinyallerin nasıl analiz edildiğine değinilecektir.

Öncelikle alınan verinin özellikleri ile başlanacak ve hangi parçacık izlerinin analizde kullanıldığı ile devam edilecektir. Son olarak seçilmiş olan bu izler arasından parçacık yapılandırılması ve bunun sonucunda parçacıkların çeşitli dağılımları gösterilecektir.

5.1 Analizde Kullanılan Veri Örneği ve Dedektörün Çalışma Koşulları

Bu tez çalışmasında, ALICE dedektörünün Kasım 2009'dan bu yana $7 TeV$ kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında toplamış olduğu 93M veri kullanılmıştır. Hangi çarpışma olaylarının ve hangi izlerin analizlerde nasıl seçildiği bu bölümde anlatılmaktadır.

5.1.1 *pp* Çarpışma Olaylarının Seçimi

Çarpışmalar sonucu oluşan verinin büyük bir bölümü, parçacıkların demet borusu içindeki gaz ile etkileşmelerinden kaynaklanmaktadır. Bu nedenle *pp* çarpışma verisini analiz edebilmek için bu olayların filtrelenmesi gerekmektedir. Bu işlemi gerçekleştiren *minimum bias (MB) trigger* sistemlerinin temel görevi,

- Mümkün olan en düşük dedektör gürültüsü ve en yüksek verimle *pp* çarpışma olaylarını seçmek,
- Proton demetinin, demet borusu içindeki gazla olan etkileşmelerini (*demet-ortam etkileşmeleri*) reddetmek,

şeklinde özetlenebilir.

Bu amaçla uygun bir *trigger* kombinasyonu seçilmelidir. ALICE’te bu kombinasyon V0 ve SPD dedektörleri ile elde edilir. V0 dedektörü *pp* olaylarını ayırt edebilmek için yüklü parçacıkların bu dedektörde oluşturduğu sinyal zamanını kullanır. *VZERO.OR* sinyali merkezi bölümün iki yanında bulunan V0 dedektörlerinden en az bir tanesinin en az bir sinyal vermesini gerektirirken *VZERO.AND* sinyali, her iki V0 dedektörünün en az bir sinyal vermesini gerektirir. Demet-demet etkileşmesi sonucu oluşan parçacıkların bir t_0 zamanında V0 dedektörüne geldiği varsayılırsa, demet-gaz etkileşmesinden oluşan parçacıklar, etkileşme bölgesinden daha önce oluşacakları için t_0 zamanından daha kısa zamanda V0 dedektörüne ulaşırlar. Böylece iki olay birbirinden ayrılabilir [90]. V0 dedektörünün oluşturduğu bir diğer *trigger* sinyali *notBG* olarak kodlanmış sinyaldir. Bu sinyalle, demet gaz etkileşmelerinin belirli bir zaman aralığında gerçekleştiği varsayılarak veto edilmesi sağlanır.

SPD dedektörü, piksellerinin en az birinde en az bir tane *GLOB.FO (Global FAST.OR)* sinyali üreterek *trigger* sistemine katkıda bulunur. Bu dedektör, $|\eta| < 1.5$ olan geniş bir aralığı kapsadığından dolayı *trigger* olarak kullanılması faydalıdır.

ALICE dedektöründe başlıca üç tip *trigger* konfigürasyonu kullanılmaktadır,

- **MB1:** GLOB.FO veya VZERO.OR ve notBG,
- **MB2:** GLOB.FO ve VZERO.OR ve notBG,
- **MB3:** GLOB.FO ve VZERO.AND ve notBG.

Çizelge 5.1’de farklı olay sınıfları için PYTHIA ve PHOJET Monte Carlo olay üreticilerinin, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ enerjili *pp* çarpışmaları için ürettikleri MB1, MB2 ve MB3 *trigger* kombinasyonlarının verimleri listelenmiştir.

Çizelge 5. 1 Farklı saçılma süreçlerinde trigger sistemlerinin verimi.

Süreç	Verim (%)					
	PYTHIA			PHOJET		
	MB1	MB2	MB3	MB1	MB2	MB3
<i>İnelastik</i>	93.6	87.8	79.3	96.0	89.5	84.4
<i>ND</i>	99.9	99.1	96.9	99.9	99.4	97.2
<i>SD</i>	71.8	59.5	38.4	78.2	63.7	43.1
<i>DD</i>	87.8	68.7	45.6	94.0	73.1	51.9

Çizelge 5.1'den görüldüğü üzere MB1 trigger sistemi diğerlerine kıyasla daha verimlidir. Ayrıca PHOJET, PYTHIA'ya göre daha yüksek sonuçlar üretmiştir. Bu durum, modellerin farklı kinematik formlere bağlı olarak parçacık üretmesinden kaynaklanmaktadır.

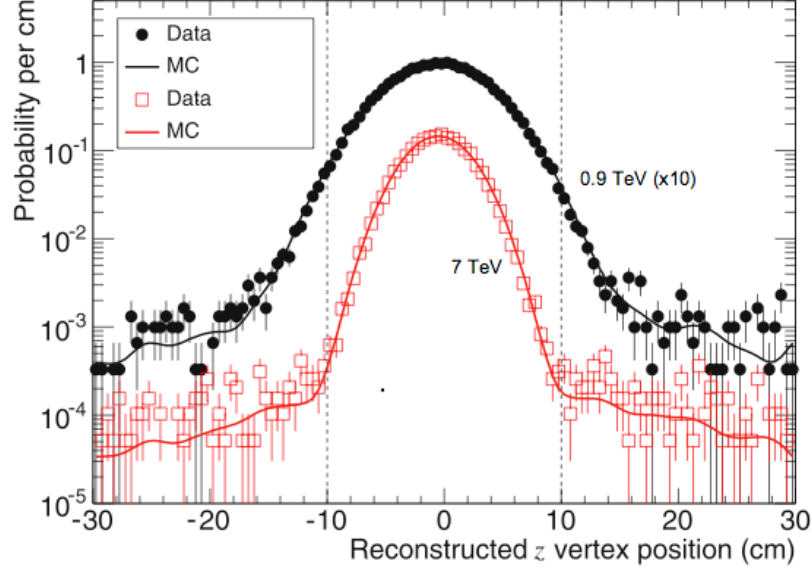
Eğer bir çarpışmada demet-ortam etkileşmesi çok yüksek derecelerde değilse MB1 trigger sistemi tercih edilebilir [77] ve genellikle bu tip etkileşmeler pp etkileşmelerinin yanında düşük bir frekansla gerçekleşir. Bu sebepten dolayı, tez çalışmasında kullanılan çarpışma olaylarının trigger konfigürasyonu SPD ya da V0 dedektörlerinden herhangi birisinde en az bir sinyal olmasını gerektiren MB1 trigger konfigürasyonu olarak seçilmiştir. Ayrıca demet-gaz etkileşmeleri de sistemden çıkarılmıştır.

7 TeV enerjili pp çarpışmalarında MB1 trigger sistemine sahip olan ve parçacık analizinde kullanılan olaylar LHC10b ve LHC10c çalışma periyotlarına aittir. Veri seti toplam olarak ~130M olay içermesine karşılık GRID bölgelerine aktarılan bazı veri dosyalarının transfer sırasında zarar görmelerinden dolayı ~93M olayın analizi yapılabilmektedir. Hasar görmüş olan bu dosyaların onarım çalışmaları ALICE Offline takımı tarafından devam etmektedir. Kullanılan veri seti Ek 2'de listelenmiş ve Çizelge 5.2'de bu çarpışmalardaki demet parametreleri ve ışınlık değeri verilmiştir.

Çizelge 5. 2 7 TeV enerjili çarpışmaların demet parametreleri

<i>Demetteki Toplam Paket Sayısı</i>	306
<i>Paketteki Parçacık Sayısı</i>	1.5×10^{10}
<i>Işınlık ($cm^{-2}s^{-1}$)</i>	$\sim 10^{32}$

MB1 trigger sistemine ve demet-gaz etkileşmelerinin reddedilmesine ek olarak, pp olaylarının tamamının yapılandırılmış vertekse sahip olması ve vertekslarının z eksenindeki konumu ile ALICE dedektörünün merkezi arasındaki mesafenin 10 cm'den daha küçük olması şartı aranmıştır ($|z_{vtx}| < 10 \text{ cm}$). Birincil vertekslar SPD ya da TPC izleri kullanılarak yapılandırılmıştır. Şekil 5.1'de bu olayların verteks dağılımları görülmektedir ($z_{vtx} = 0$ etkileşme noktasını göstermektedir).



Şekil 5. 1 Demet ekseni olan z boyunca seçilen olayların verteks pozisyonları.

Şekil 5.1'de noktalar deneysel veriyi gösterirken çizgiler PYTHIA olay üreticisinin verteks dağılımını belirtmektedir. Deneysel olarak gözlenen kuyruk kısmı başlıca bir ya da iki adet yapılandırılmış ize sahip olan demet-gaz etkileşmesi olaylarından kaynaklanmaktadır ve bu üretici tarafından iyi bir şekilde tasvir edilmektedir. $|z_{vtx}| < 10 \text{ cm}$ 'de çizilmiş olan noktalı çizgiler, seçilen olayların bu bölgede olduğunu ifade etmektedir.

Bu tez çalışmasında yapılan analiz temel olarak TPC dedektöründen elde edilen parçacık izlerine dayandığı için her çarpışma olayının en az bir tane TPC dedektöründe iz bırakması koşulu istenmiştir.

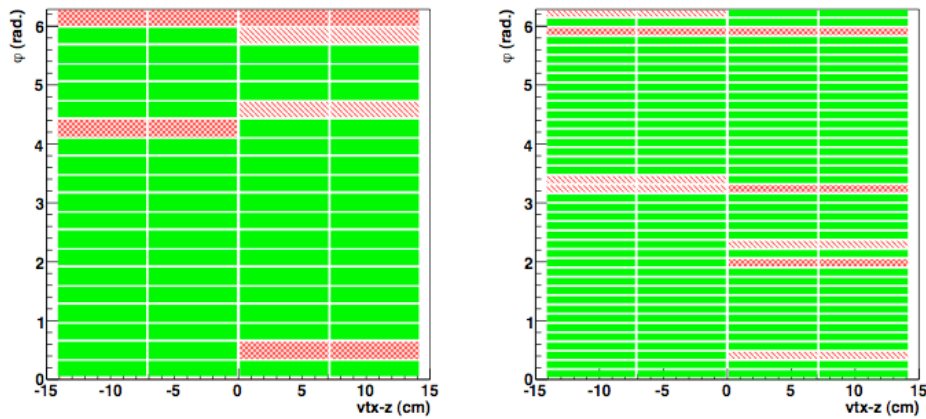
7 TeV enerjili pp çarpışmalarında MB1 trigger sistemine ve birincil vertekse sahip , ve ayrıca verteksinin z konumu $\pm 10 \text{ cm}$ aralığında olan ve en az bir TPC izi olan olayların, bu kriterlere sahip olmayan olaylara oranı Çizelge 5.3'te verilmiştir.

Çizelge 5. 3 7 TeV enerjili pp çarpışmalarında olay seçim kriterlerinin toplam olay miktarına etkisi .

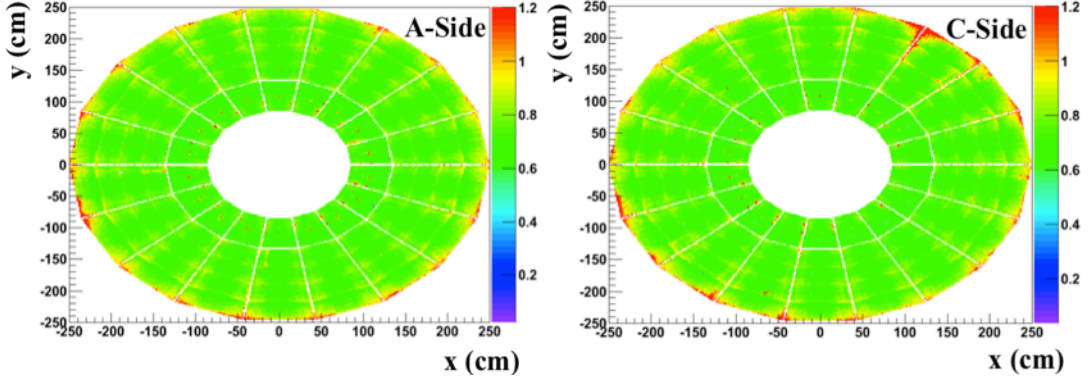
Sınırlama	Azalma Miktarı (%)
MB1 Trigger Sistemine Sahip Olay Sayısı	2.9
Birincil Vertekse Sahip Olay Sayısı	4.0
$ z_{vtx} < 10$ cm Olan Olay Sayısı	11.5
En az bir Yapılandırılmış TPC izine Sahip Olay Sayısı	20.9

Yukarıdaki çizelgeden görüldüğü üzere, toplam olay sayısının %20.9'u bu kısıtlamalardan geçememiştir. Olayların \approx %3 kadarının demet-gaz etkileşmesinden kaynaklandığı görülmektedir. Bu seçimleri geçen 73.5 M olay ile analize devam edilmiştir.

ALICE'in veri alması esnasında SPD piksellerinin \approx %1.5 kadarı aktif durumda değildir ve SPD'nin toplam bölgesinin \approx %17 kadarı yetersiz soğutmadan kaynaklanan problemden dolayı ölçüm alamamaktadır. TPC dedektörünün \approx %1.6 aktif değil iken TPC'nin tasarımından kaynaklanan duyarsız bölge alanı (modüllerin birleşim bölgeleri) \approx %10'dur [91]. SPD ve TPC'nin aktif olmayan bölgeleri (kırmızı ile belirlenmiş kısımlar) Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'de görülmektedir.



Şekil 5. 2 SPD'nin (sol) birinci ve (sağ) ikinci katmanlarındaki aktif olmayan modüller.



Şekil 5. 3 TPC'nin (sol) A ve (sağ) C bölümlerindeki aktif olmayan modüller.

Parçacık izlerini doğru pozisyonda ve iyi bir momentum rezolüsyonuyla yapılandırabilmek için dedektörlerin konumlarının gerçeğe mümkün olduğunca yakın bir değerle bilinmesi gerekmektedir. Bu amaçla SPD, 2008 yılında toplanan kozmik ışınlar kullanılarak [92] diğer dedektörlerle hizalanmıştır. SPD'nin pozisyonundaki belirsizlik $10\mu m$ 'den daha küçüktür. TPC dedektörünün ise lazer ve kozmik ışınlar kullanılarak pozisyonu belirlenmeye çalışılır. xy düzlemindeki konumsal belirsizliği $60 - 70\mu m$ iken z düzleminde $30\mu m$ civarındadır.

Ayrıca dedektördeki L3 mıknatısı $0.5T$ büyüklüğünde magnetik alan uygulamaktadır.

5.1.2 Parçacık İzlerinin Seçimi

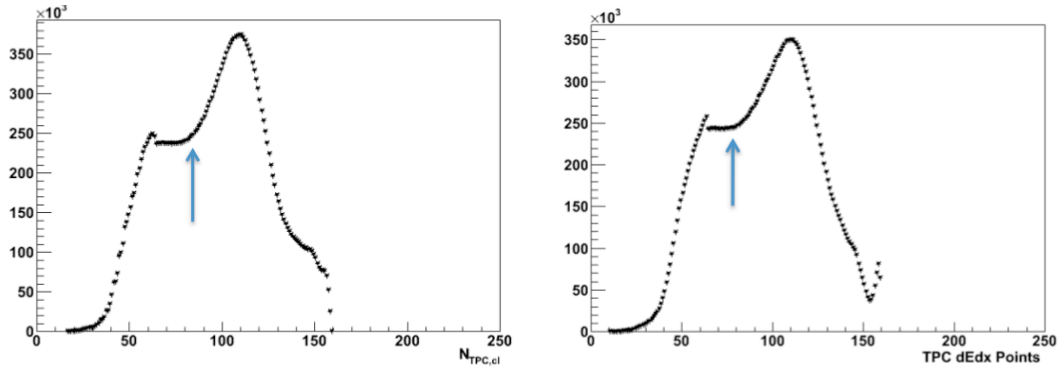
Çarpışmalarda oluşan ikincil parçacık kontaminasyonunun (bulaşıklık) minimum seviyeye indirebilmek ve maksimum seviyede birincil parçacığı analize dahil edebilmek için kullanılacak parçacık izlerine çeşitli kriterler konulmalıdır. Bu bölümde bu kriterlere değinilecektir.

TPC ve ITS'in η aralığı ± 0.9 olduğundan dolayı parçacık izlerine ilk konulacak kriter η üzerine olmalıdır. Bu durumda izlerin $\sim 17.5\%$ kadarı kaybolmaktadır.

İz yapılandırmasında iz kümeleri (cluster) bulunduktan sonra izler Kalman filtreleme yöntemi ile belirlenmektedir. TPC'nin iç bölgesine doğru iz eğrisinin yeniden yapılandırılması (*refit*) iz kalitesini arttıracak önemli bir etkidir. Bu kriterin konulmasıyla izler, $\sim 0.4\%$ oranında azalmaktadır.

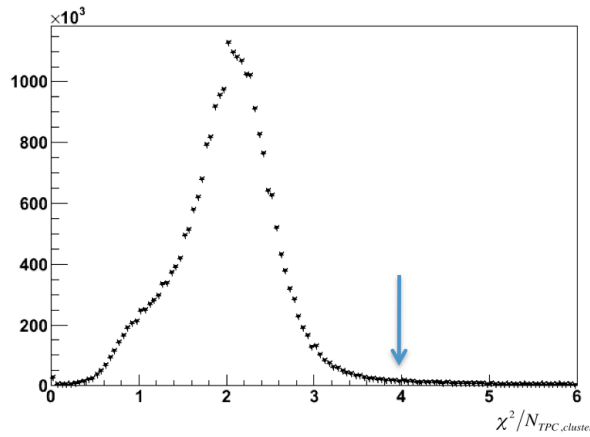
Kink parçacıklarının bozunum ürünlerinden bir tanesi yüksüz parçacık olduğundan dedektörde gözlemlenemez ve fizik analizinde yararlı değildir. Bu nedenle kink ürünleri reddedilmelidir. Bu sınırlamayla izlerin $\sim 1.1\%$ 'i kaybolmaktadır.

TPC dedektöründe bir izin yapılandırılmasında kullanılan küme sayısı ve dE/dx ölçümlerinde kullanılan nokta sayısı iz kalitesini belirleyen diğer önemli etkenlerdir. Bu sebeple analizde kullanılan veri setinde izlerin bu iki özelliğinin dağılımı incelenmiştir. Şekil 5.3'ten görüldüğü üzere her iki dağılım ≈ 85 'ten büyük değerlerde simetrik bir gauss eğrisi formundadır. Bu nedenle parçacık izlerinde bu şart aranmıştır. Küme sayısının minimum 85 olması durumunda izlerin $\sim\%19.7$ 'si kaybolurken buna ek olarak dE/dx ölçümlerinde kullanılan nokta sayısının 85'ten büyük olması da kullanılırsa toplam kayıp $\sim\%20.6$ olmaktadır.



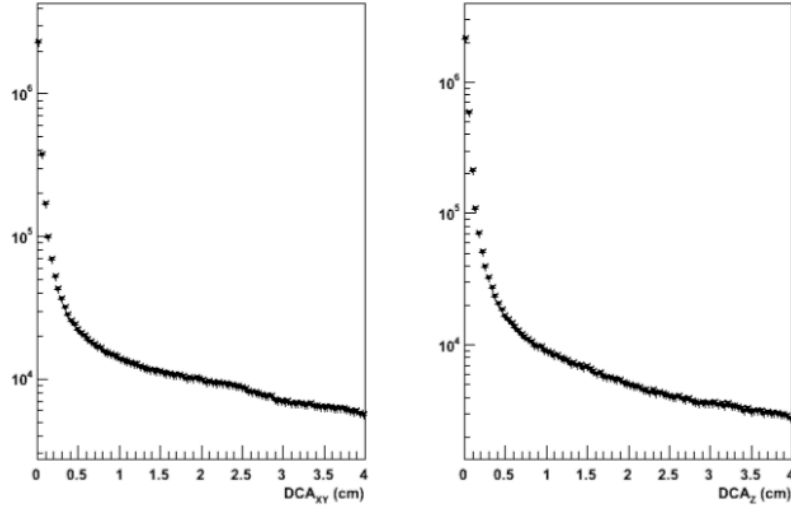
Şekil 5. 4 (Sol) TPC'deki izlerin (sol) küme ve (sağ) dE/dx ölçümlerinde kullanılan nokta sayısı dağılımları.

İzin kalitesini arttırmak için kullanılan bir diğer sınırlama ise TPC'deki her bir kümeden geçen iz eğrisinin kalitesini belirleyen χ^2 değeri üzerine olup bu dağılım Şekil 5.4'te verilmiştir. $\chi^2 > 4$ değerlerinde eğrinin simetrik yapısı bozulmakta ve uzun bir kuyruk oluşmaktadır. Bu nedenle maksimum χ^2 değeri 4 seçilmiştir. Sadece bu sınırlamanın uygulanmasıyla başlangıçtaki izlerin $\sim\%10.2$ 'si kaybolmuştur.



Şekil 5. 5 TPC iz kümeleri ile bu kümelerden geçen eğri arasındaki χ^2 dağılımı.

Parçacık izlerinin xy ve z düzlemlerindeki vertekse olan uzaklıkları da, ikincil izleri ayıklamakta kullanılan güçlü bir tekniktir. Birincil parçacıklar vertekste oluştuklarından dolayı bu uzaklıkları ikincil parçacıklara oranla daha kısa olmalıdır. Bu uzaklık, parçacık izinin vertekse en yakın olduğu nokta olan dca (*distance to closest approach*) değeri ile karakterize edilebilir. Uygun dca kriterinin belirlenebilmesi için öncelikle, analizde kullanılan izlerin dca değerlerinin dağılımı incelenmiştir. Şekil 5. 5'te bu dağılımlar görülmektedir.

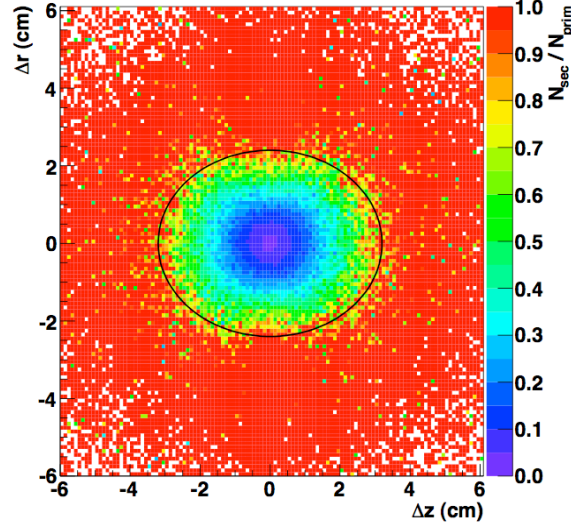


Şekil 5. 6 Parçacık izlerinin (sol) xy ve (sağ) z düzlemlerindeki dca dağılımları.

dca dağılımlarında eğri oldukça düzgün bir yapı sergilemektedir. Bu nedenle Şekil 5. 5'ten yararlanarak bir dca değeri belirlemek mümkün değildir.

Bu amaçla birincil ve ikincil parçacıkların kesin olarak belli olduğu Monte-Carlo simülasyonundan yardım alınabilir. Doğrudan dca dağılımı yerine, birincil ve ikincil izlerin xy ve z konumlarının iki boyutlu dağılımının incelenmesi dca değerini belirlemede kullanışlı bir yöntemdir.

Şekil 5.6'da birim xy ve birim z konumuna düşen ikincil parçacıkların birincil parçacıklara oranı (N_{sec}/N_{prim}) görülmektedir. Kırmızı bölgelerde $N_{sec}/N_{prim} \sim 1$ olmaktadır. Bu nedenle bu bölgenin dışında kalan dairesel kısımda birincil parçacık sayısı daha fazla olduğundan dca değerleri bu dairenin çapı olarak belirlenebilir.



Şekil 5. 7 PYTHIA simülasyonu ile elde edilen birim xy (r) ve birim z uzunluğu başına düşen N_{sec}/N_{prim} parçacık oranları (Dairesel şekil gözlemlemeyi kolaylaştırmak için çizilmiştir).

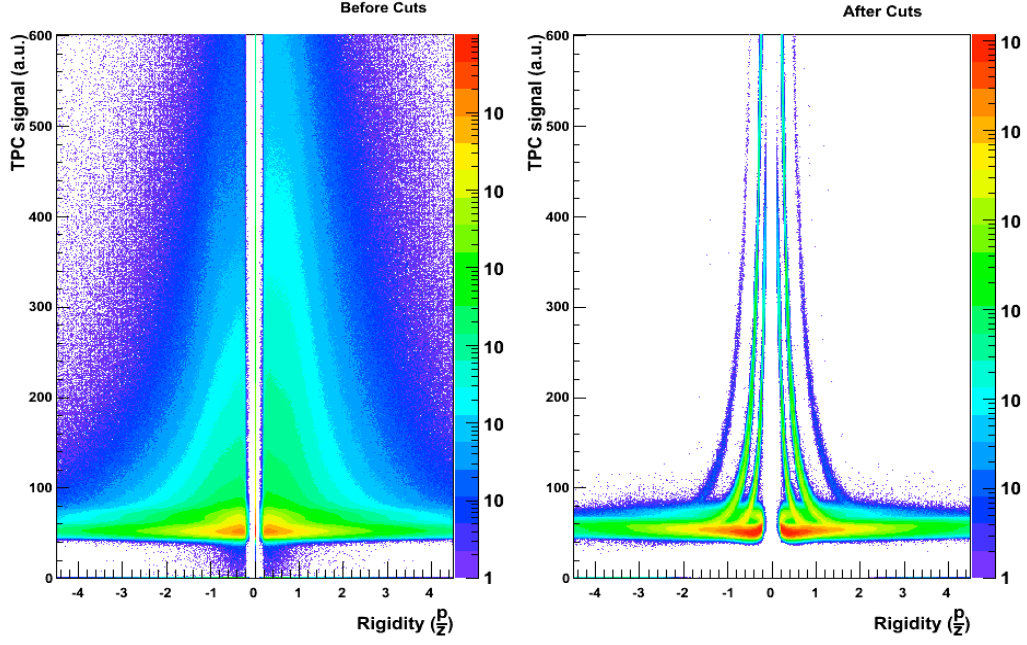
Analizde kullanılan izlerde dca_{xy} ve dca_z olarak seçilmiştir. xy sınırlamasının uygulanmasıyla iz sayısı başlangıçtaki durumuna göre $\sim\%27.4$ oranında azalırken buna ek olarak dca_z kriterinde uygulanmasıyla azalma $\sim\%34$ olmuştur.

Çizelge 5.4'te uygulanan bütün bu kriterlerin bir özeti listelenmiştir. Çizelgeden anlaşılacağı üzere başlangıçtaki iz miktarı $\%31$ değerine gerilemiştir. En büyük etki dca sınırlamasından kaynaklanmıştır.

Çizelge 5. 4 İz seçiminde kullanılan kriterler ve başlangıçtaki iz miktarına etkisi.

<i>Sınırlama</i>	<i>Azalma Miktarı (%)</i>
$ \eta < 0.9$	2.9
<i>TPC Refit</i>	3.3
<i>Kink Ürünlerinin Dışarlanması</i>	4.4
<i>İzin Cluster Sayısı > 85</i>	24.1
<i>dE/dx Ölçümünde Kullanılan Nokta Sayısı > 85</i>	25
<i>Küme ile İz Eğrisi Arasındaki $\chi^2 < 4$</i>	35.2
$dca_{xy} < 3 \text{ cm}$	62.6
$dca_z < 3 \text{ cm}$	69.2

Şekil 5.8'de iz seçim kriterlerinin uygulanmasından önce ve sonraki durumlarda TPC dedektörü ile elde edilen dE/dx spektrumu görülmektedir.

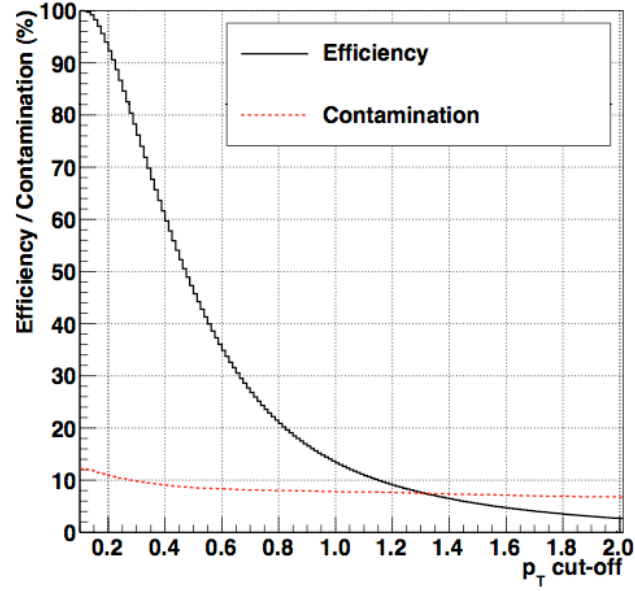


Şekil 5. 8 İz seçim kriterlerinin uygulanmasından (sol) önce ve (sağ) sonraki durumlarda dE/dx spektrumu.

Uygulanan bu kriterlerin performansını görebilmek için verim ve kontaminasyon dağılımları incelenebilir. Bu amaçla çarpışma verisine uygulanmış bu iz seçme kısıtlamaları, Monte-Carlo örneğine uygulanmalıdır. Verim ve kontaminasyon aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır,

$$Efficiency = \frac{N_{primaries, |\eta| < 0.9}}{N_{generated}} \quad Contamination = \frac{N_{secondaries, |\eta| < 0.9}}{N_{generated}} \quad (5.1)$$

Yukarıdaki denklemlerden anlaşılacağı gibi iz kriterlerinden geçen birincil izlerin başlangıçta üretilen ve $|\eta| < 0.9$ izlere oranı verim değerini verirken ikincil parçacıkların $|\eta| < 0.9$ aralığında üretilen izlere oranı kontaminasyon değerini verir. Şekil 5.9'da kriterleri geçen izlerin verim ve kontaminasyon değerleri momentuma bağlı olarak verilmiştir.



Şekil 5. 9 İz seçme kriterlerinin performansı.

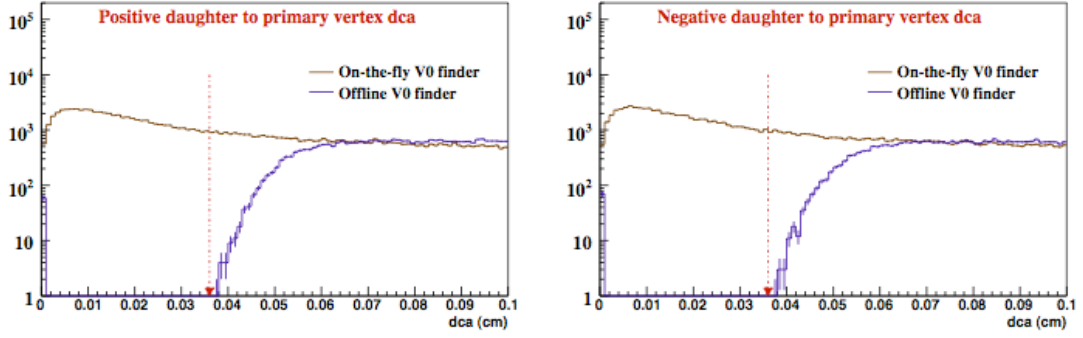
Şekil 5.9'dan görüldüğü üzere sistemde %10 oranında ikincil parçacıklardan kaynaklanan bir kontaminasyon bulunmaktadır.

Sınırlamaların seçiminden kaynaklanan hatalara sistematik belirsizlikler bölümünde değinilecektir.

5.1.3 Acayip Parçacık İzlerinin Seçimi

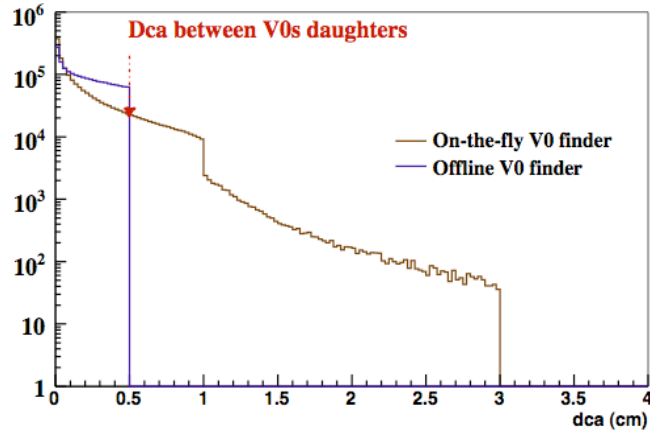
V^0 parçacıklarının seçiminde kullanılacak kriterler bölüm 4.2.3.1'de değinildiği üzere bozunmanın geometrisinden kaynaklanmaktadır. Bu amaçla yine bir önceki bölümde olduğu gibi kriterlerin dağılımlarının belirlenmesi gerekmektedir.

Pozitif ve negatif ürün parçacıkların vertekse olan dca değerleri birincil parçacıklarda istenilen kriterin aksine çok küçük olmamalıdır. Böylece ürün parçacıkların birincil parçacık olarak tanımlanması engellenmiş olur. Şekil 5.8'de ALICE deneyinde V^0 tanımlaması için kullanılan iki farklı yöntemin oluşturduğu ürün parçacık dağılımları görülmektedir. “On-the-fly” yönteminde dca değeri 0'dan başlayırken offline yönteminin algoritmasından kaynaklanan bir kesme değeri (0.036 cm) bulunmaktadır. Yöntemlerdeki tutarlılık açısından bu değer on-the-fly metoduna da uygulanmıştır.



Şekil 5. 10 Pozitif ve negatif V^0 parçacık ürünlerinin birincil vertekse olan dca uzaklık dağılımları.

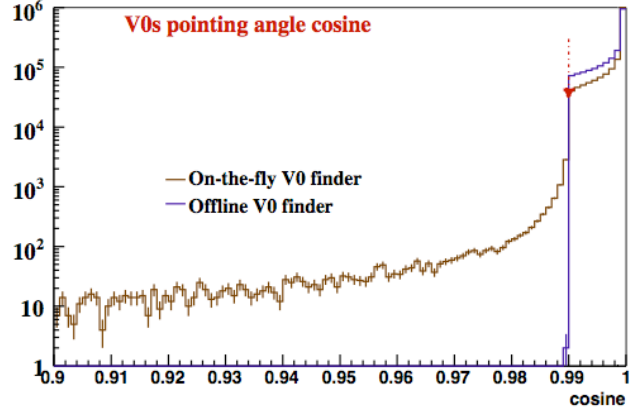
Uygulanan bir diğer kısıtlama V^0 parçacıklarının birbirleri arasındaki dca mesafesi üzerinedir ve ürün parçacıkların bu dca dağılımları aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil 5. 11 V^0 parçacık ürünlerinin birbirlerine olan dca uzaklık dağılımları.

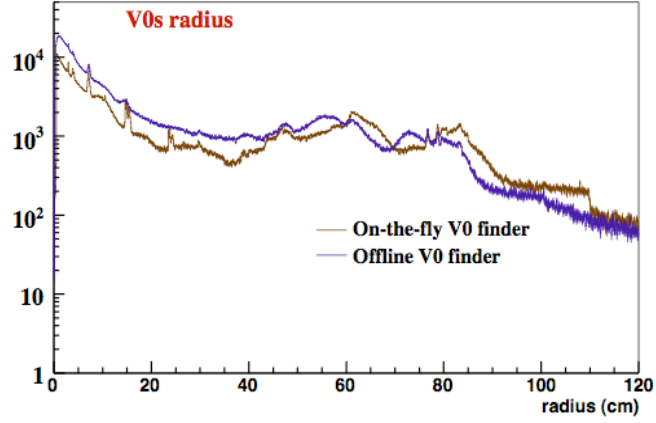
Offline yönteminde seçilmiş olan ürün parçacıklar arası dca mesafesinin 0.5 cm 'den küçük olması şartı on the fly yönteminde de kullanılmıştır.

V^0 parçacığının görüş açısının kosinüsü, onun birincil vertekse aynı doğrultuda olup olmadığını belirlemekte faydalı bir büyüklüktür ve Şekil 5.12'de dağılımı görülmektedir. Bu değerin her iki yöntemde de 0.99 'dan büyük olması kriteri konulmuştur.



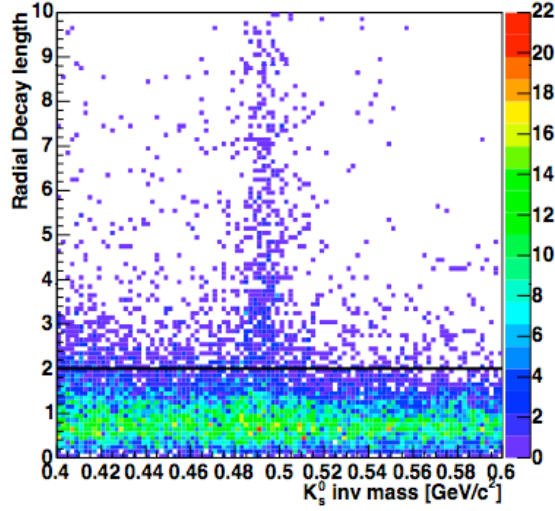
Şekil 5. 12 V^0 görüş açısı dağılımı.

Şekil 5.13'den görülebileceği üzere offline yöntemi, V^0 bozunma bölgesinin yarıçapı üzerine, herhangi bir sınırlama getirmemiştir.



Şekil 5. 13 V^0 bozunma yarıçapı dağılımı.

Bu değeri belirleyebilmek için V^0 parçacığının kütlesine karşılık gelen yarıçap dağılımını incelemek kullanışlı bir yöntemdir. Şekil 5.14'de K_s^0 kütlesine karşılık gelen K_s^0 bozunma uzunluğunun değişimi verilmiştir.



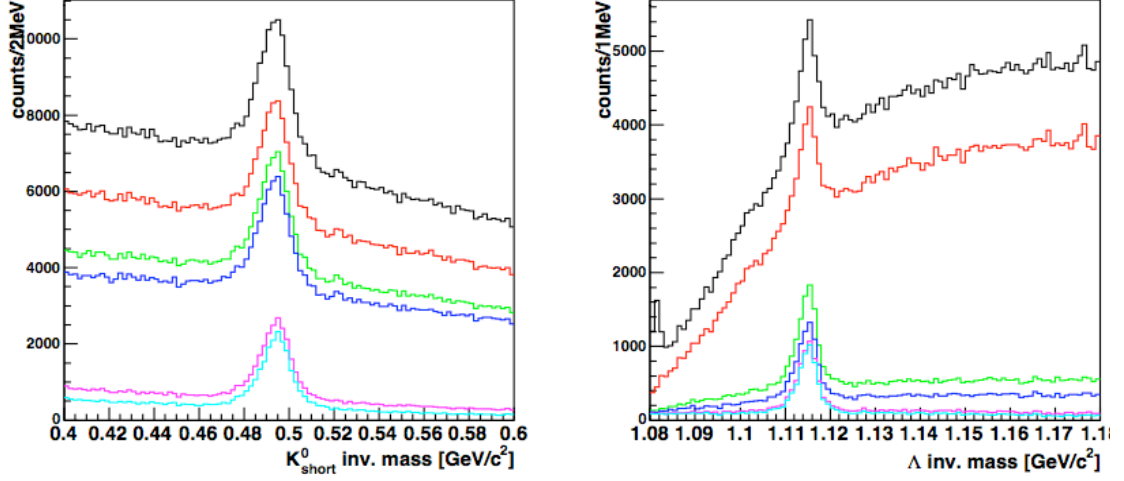
Şekil 5. 14 K_s^0 kütleğine karşılık bozunma yarıçapı dağılımı (Siyah çizgi, uygulanan sınırlamayı göstermektedir).

Şekil 5.14'den görülebileceği üzere, $r > 2 \text{ cm}$ olan uzaklıklarda K_s^0 sinyalinin oldukça azalmasından dolayı, her iki V^0 belirleme algoritması için bu kriterin konulması uygundur.

Çizelge 5. 5 V^0 seçme kriterleri.

<i>Sınırlama</i>	<i>Değer</i>
Pozitif Ürün Parçacığının Birincil Verteksle Arasındaki <i>dca</i> değeri	$> 0.036 \text{ cm}$
Negatif Ürün Parçacığının Birincil Verteksle Arasındaki <i>dca</i> değeri	$> 0.036 \text{ cm}$
Ürün Parçacıkları Arasındaki <i>dca</i> değeri	$< 0.5 \text{ cm}$
Görüş Açısının Kosinüsü	$> 0.99^0$
Bozunma Bölgesinin Yarıçapı	$> 2 \text{ cm}$

Çizelge 5.5'te V^0 seçme kriterleri özetlenmektedir. Tüm bu seçimlerin K_s^0 ve Λ parçacığının kütle dağılımına etkisi Şekil 5.15'te verilmiştir.



Şekil 5. 15 Analizde kullanılan V^0 seçme kriterlerinin (sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının kütle dağılımına etkisi.

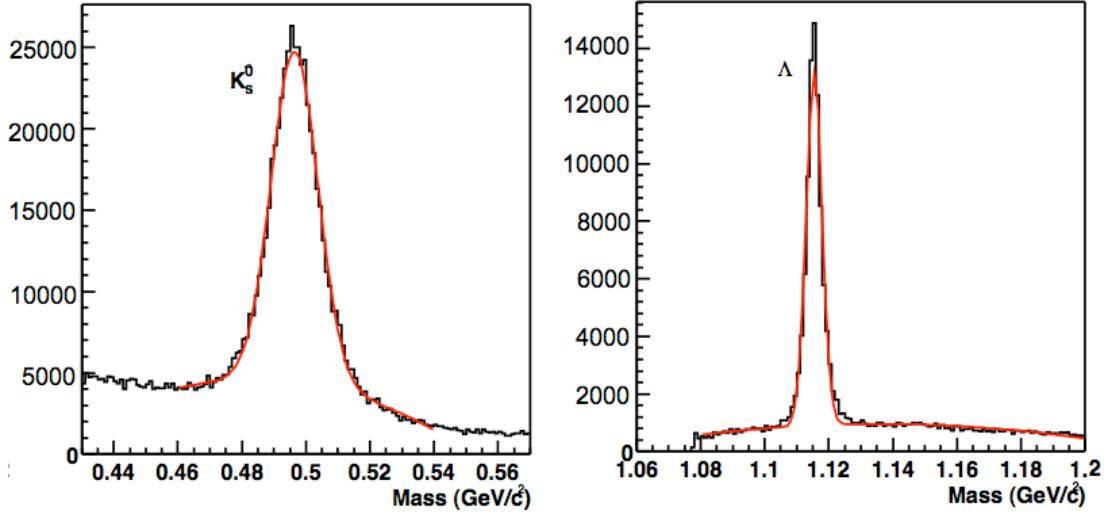
Şekil 5.15'teki renklendirme yöntemi aşağıdaki şekildedir,

- **Siyah**, bölüm 5.1.2'de anlatılan iz seçim kriterlerinin,
- **Kırmızı**, iz kriterleri + pozitif ürün parçacığının dca sınırlamasının,
- **Yeşil**, iz kriterleri + pozitif ve negatif ürün parçacıklarının dca sınırlamasının,
- **Mavi**, iz kriterleri + pozitif ve negatif ürün parçacıklarının dca değeri + ürünler arasındaki dca sınırlamasının,
- **Mor**, iz kriterleri + pozitif ve negatif ürün parçacıklarının dca değeri + ürünler arasındaki dca değeri + görüş açısının kosinüs sınırlamasının
- **Açık Mavi**, iz kriterleri + pozitif ve negatif ürün parçacıklarının dca değeri + ürünler arasındaki dca değeri + görüş açısının kosinüs değeri + bozunma bölgesi yarıçapı sınırlamasının,

parçacık kütle dağılımına etkisini ifade etmektedir. K_s^0 parçacığı için görüş açısının kosinüs değeri kriteri, birincil verteksten kaynaklanan K_s^0 parçacıklarını seçmekte en etkili sınırlama iken, Λ parçacığı için en etkili sınırlama negatif parçacığın dca değeri üzerinedir.

5.2 Kütle Dağılımından Parçacık Bolluklarının Elde Edilmesi

Şekil 5.16'da gösterilen parçacık kütle dağılımlarından yararlanılarak belirli bir p_t aralığına düşen parçacık sayısı elde edilebilir. Bu amaçla öncelikle kütle dağılımlarında elde edilen parçacık sinyalinden background çıkarılmalıdır. Bu çıkarma işlemi için iki farklı yöntem uygulanmıştır.



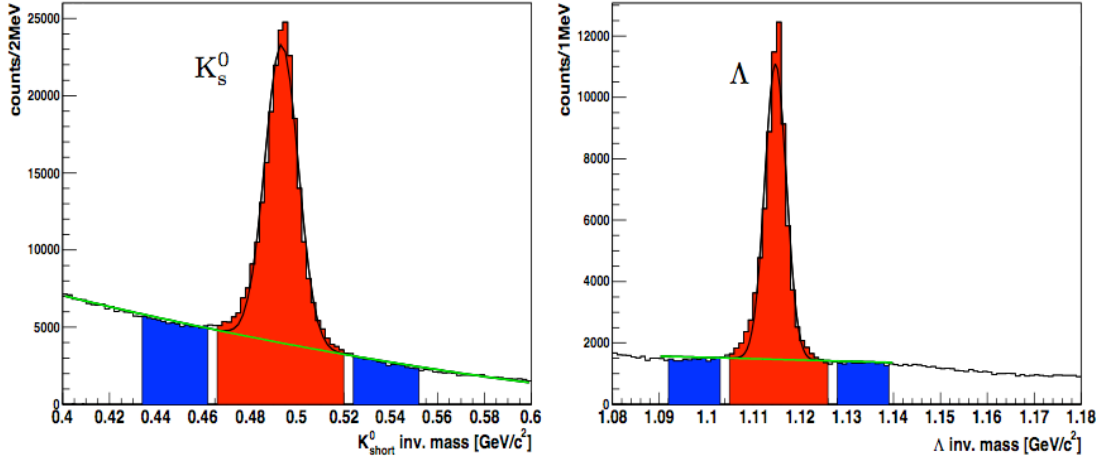
Şekil 5. 16 (sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının kütle dağılımı. Kırmızı eğri gaus ve polinom toplamını temsil etmektedir.

İlk yöntemde, spektrumun şeklini tanımlayan eğrinin Denklem 5.2’de gösterildiği üzere bir gaus fonksiyonu ve bir polinom fonksiyonun toplamı olduğu varsayılmıştır. Gaus fonksiyonu sinyali temsil ederken, polinom fonksiyonu background bölümünü ifade etmektedir. Bu yöntemde toplam spektrum fonksiyonundan background çıkarılarak net sinyal elde edilebilir.

$$f(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + a + bx + cx^2 \quad (5.2)$$

Diğer yöntem, “bin sayımı” adı ile bilinen tekniktir. Kütle dağılımında üç farklı bölgenin tanımlanmasına dayanır. İlk bölge, pik civarındaki sinyal+background kısmı iken diğer iki bölge sinyalin sol ve sağ bölgelerindeki sadece background’dan oluşmuş kısımdır. Sinyal+background bölgesindeki aralık başına düşen nokta sayısının sayılıp background bölgesindeki nokta sayısında çıkarılmasıyla sinyal değeri elde edilebilir. Bu yöntemde sinyal+background bölgesinin genişliği ile background bölgelerinin genişlikleri toplamı eşit olmalıdır.

Bin sayımı tekniği background bölgesinin lineer şekilli olması durumunda kullanılabilir. Şekil 5. 17’de bu analizde kullanılan sinyal ve background bölgeleri görülmektedir.



Şekil 5. 17 (sol) K_s^0 ve (sağ) Λ^0 parçacıklarının bin sayımı tekniğinde kullanılan sinyal ve background aralıkları.

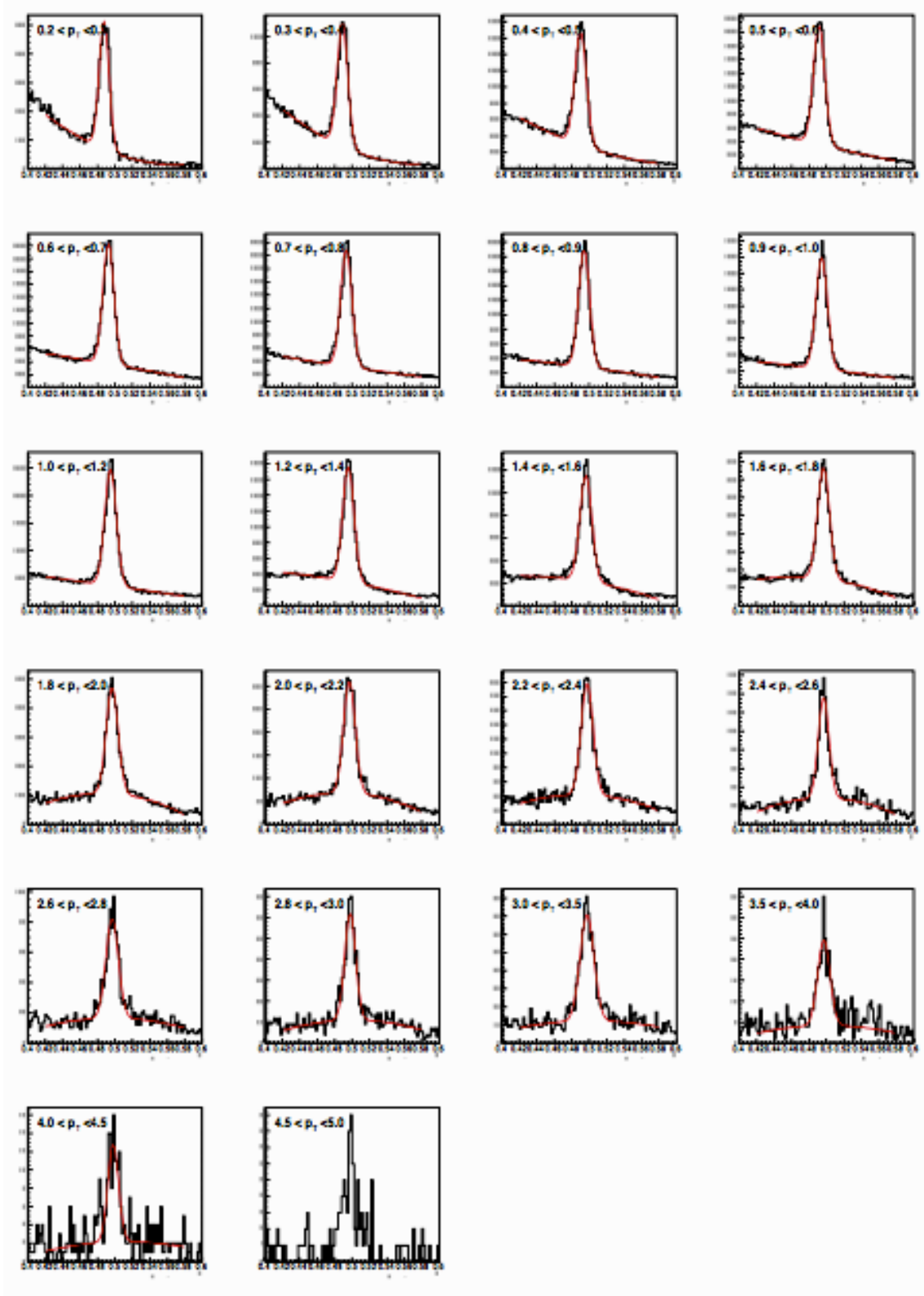
İki farklı metotla elde edilen parçacık bollukları aşağıdaki çizelgede listelenmiştir. Bunlar arasındaki farklılıklar sistematik belirsizlik analizinde kullanılabilir. Parçacıkların momentum spektrumunun belirlenmesinde gauss yöntemi kullanılmıştır.

Çizelge 5. 6 Farklı yöntemlerle elde edilen parçacık bollukları.

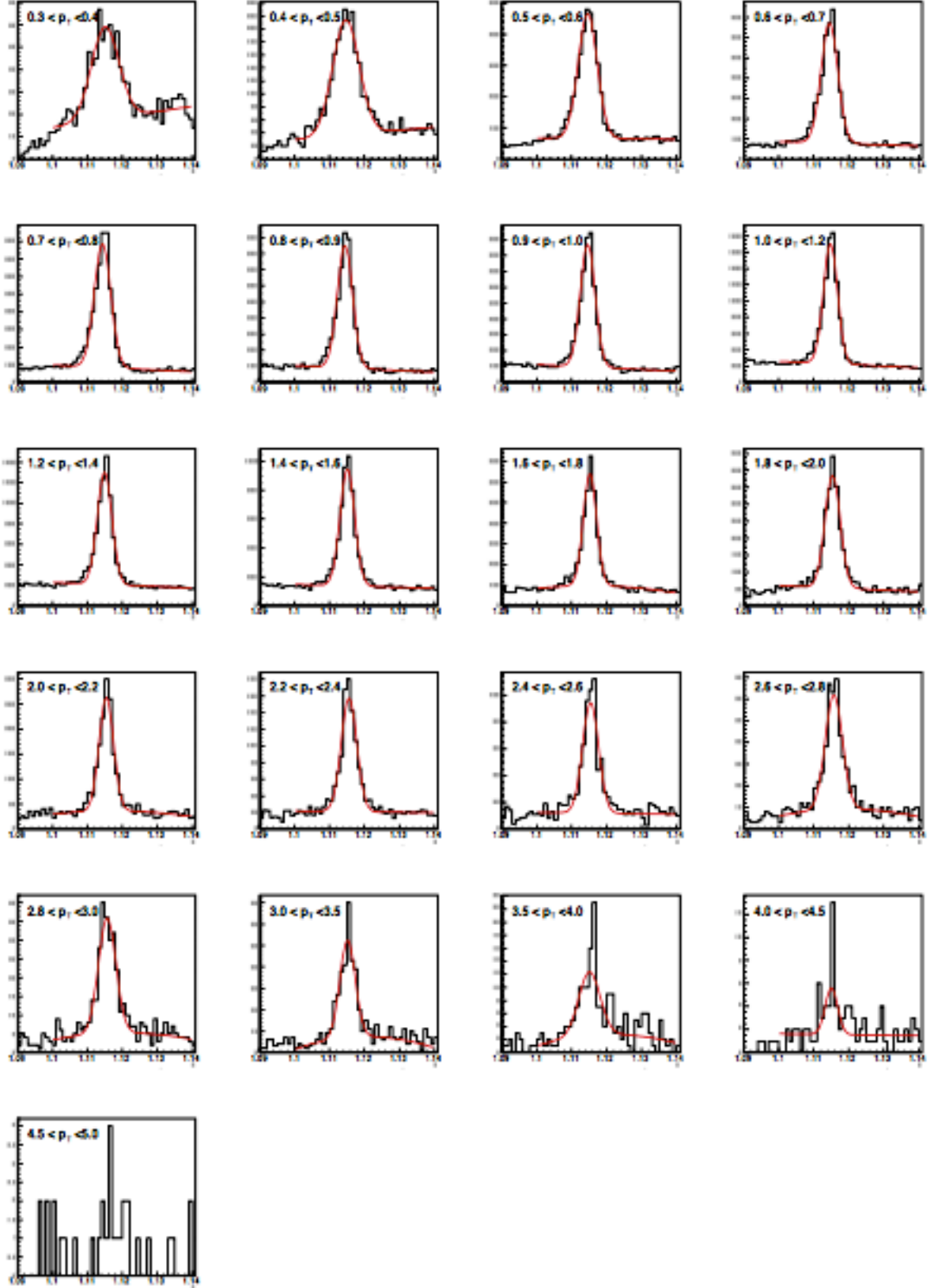
Yöntem	Parçacık Miktarı	
	K_s^0	Λ^0
Gaus	82593 ± 391	64621 ± 155
Bin Sayımı	85251 ± 327	65835 ± 132

5.2.1 Parçacık Momentumunun Kütle Dağılımına Etkisi

Parçacıkların p_t değerlerinin kütle dağılımına etkisinin anlaşılabilmesi için öncelikle farklı p_t aralıklarındaki K_s^0 ve Λ^0 parçacıklarının kütle dağılımları belirlenmiştir. Daha sonra bu dağılımlar gauss ve polinom fonksiyonlarının toplamı olan bir fonksiyonla fit edilmiştir. Şekil 5. 18 ve 5. 19'da bu işlemler görülmektedir.



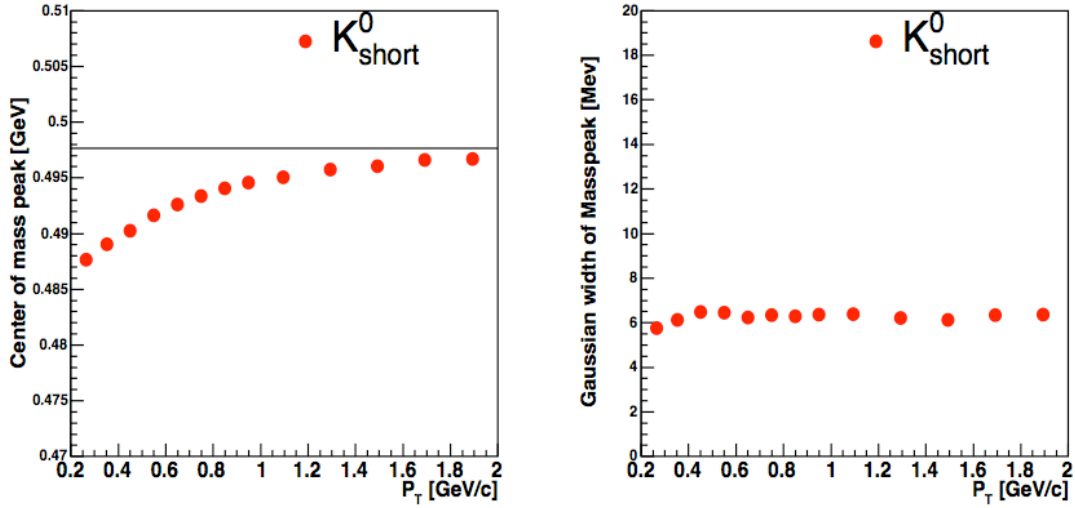
Şekil 5. 18 22 farklı p_t aralığında K_s^0 kütle dağılımı. Kırmızı çizgiler gauss sinyalin ve polinom backgroundun toplamı olan fiti göstermektedir.



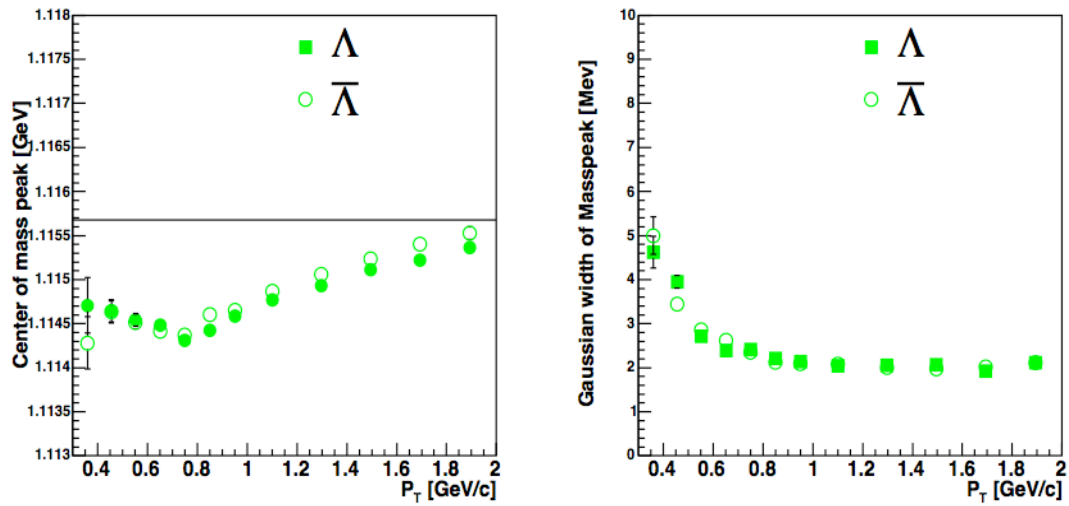
Şekil 5. 19 21 farklı p_t aralığında Λ^0 parçacığının kütle dağılımı. Kırmızı çizgiler gaus sinyalin ve polinom backgroundun toplamı olan fiti göstermektedir.

K_s^0 ve Λ^0 parçacıklarının pozisyonu ve genişliği fit fonksiyonunun yardımıyla belirlenmiş ve p_t 'ye bağlı olarak değişimi incelenmiştir. K_s^0 parçacığı için $p_t < 1.5$ GeV/c'ye kadar olan

momentum bölgelerinde, K_s^0 'in kütlesinde gerçek değerinden maksimum $10 \text{ MeV}/c^2$ 'ye kadar değişim gösteren bir kayma gözlenmiştir. Λ^0 parçacığı için bu kayma miktarı daha küçüktür ve maksimum $1.5 \text{ MeV}/c^2$ olmaktadır. Şekil 5.20 ve 5.21'de bu kayma miktarları ve ek olarak gaus fonksiyonunun genişliğinin gerçek değerden farkı gösterilmektedir. Gerçek değerler *Particle Data Group (PDG)* değerleridir [1].



Şekil 5. 20 İlk 13 p_t aralığında elde edilen K_s^0 kütle pikleri ve genişlikleri. Siyah çizgi PDG değerini göstermektedir.



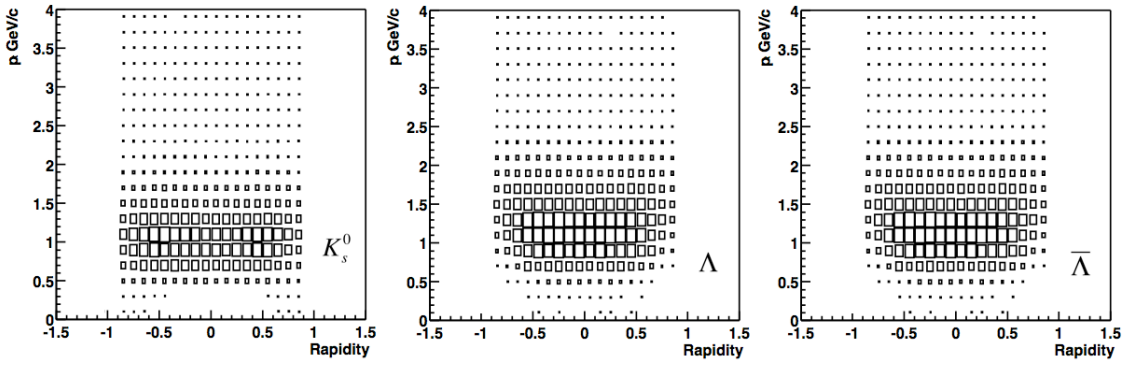
Şekil 5. 21 İlk 12 p_t aralığında elde edilen Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının kütle pikleri ve genişlikleri. Siyah çizgi PDG değerini göstermektedir.

Parçacık kütlelerindeki kayma detektörlerle ilgilidir. Düşük enerjili pion parçacıklarının TPC'deki enerji kayıpları olay yapılandırılmasında iyi bir şekilde belirlenmemektedir ve bu parçacıkların momentumları kesin bir doğrulukla bulunamadığından V^0 parçacıklarının kütle hesaplamasında kaymaya sebep olmaktadır.

Bu etkinin K_s^0 parçacıklarında Λ^0 parçacıklarına oranla daha yüksek olmasının nedeni K_s^0 bozunumundaki parçacıklar arası momentum transfer miktarı olan Q^2 değerinin daha yüksek olmasından kaynaklanmaktadır.

5.2.2 V^0 Parçacıklarının y - p_t Dağılımları

Parçacıkların değişmez ürün ifadelerini elde edebilmek için gerekli olan parametrelerden bir tanesi y değişkenidir. Parçacık bollukları elde edildikten sonra parçacıkların faz uzayındaki konumlarını belirleyen y - p_t dağılımları hesaplanabilir. Şekil 5.20’de olay, iz ve V^0 seçim kriterlerini geçen ve $|y| < 0.9$ olan K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının birim y aralığı başına düşen p_t değerleri görülmektedir.



Şekil 5. 22 K_s^0 , Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının y ve p_t terimleri cinsinden faz uzayı kapsamı.

Şekil 5.22’den görüldüğü gibi Λ^0 ve $\bar{\Lambda}^0$ parçacıklarının faz uzayı kapsamaları birbirleriyle tamamen aynıdır. Şekillerdeki noktaların yüzeylerinin büyümesi o bölgede daha fazla parçacık bulunmasıyla orantılıdır. Görüldüğü gibi $|y| < 0.5$ olan ALICE merkezi bölgesinde analiz edilen parçacık miktarı en fazladır. Ayrıca, bu bölgede K_s^0 ve Λ^0 parçacıkları y ’ye göre sabit kalmaktadır. Bu nedenden dolayı parçacık spektrumunun belirlenmesinde kullanılan y aralığı ± 0.5 olarak seçilmiştir.

5.3 Δ^{++} ve Δ^{--} Rezonanslarının Yapılandırılması

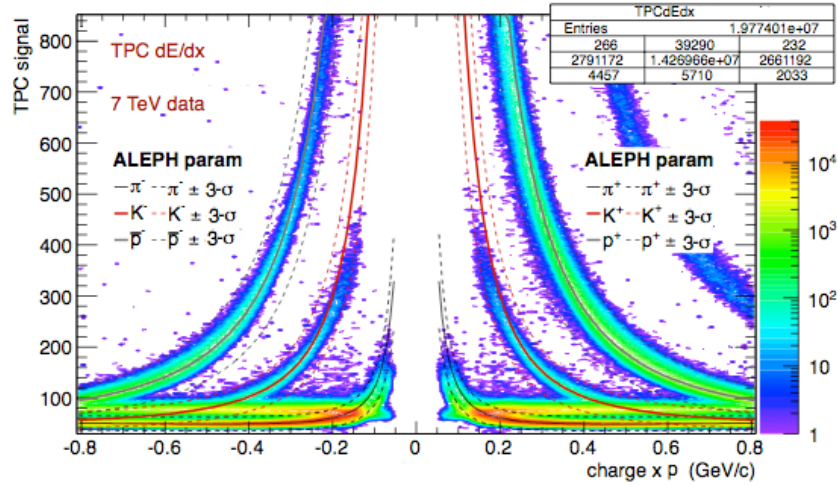
Δ^{++} rezonans parçacığı güçlü kuvvet etkisi altında bozunur ve ortalama ömrü $5.58 \pm 0.09 \times 10^{-24}$ s’dir. Dolayısıyla bu parçacık, dedektör içinde hareket etmeye vakit bulamadan hemen bozunmaya uğrar ve bozunma ürünleri olan proton ve pionlar vertekste oluşan birincil parçacıklar olarak gözlemlenirler. Δ^{++} parçacığına göre çok daha uzun yarı ömürlü olan V^0 parçacıklarının aksine, bu rezonanslarda bozunma kinematiki kullanılamaz. Dolayısıyla dedektörlerden alınan parçacık tanımlama bilgisine ihtiyaç vardır. Bu tez çalışmasında proton

ve pionlar için TPC ve TOF dedektöründen elde edilen parçacık tanımlama bilgisi kullanılmıştır. Dolayısıyla rezonans yapılandırılmasına geçmeden önce bu dedektörlerin nasıl parçacık tanımlaması yaptığı konusuna değinilecektir.

5.3.1 TPC Dedektörü ile Parçacık Tanımlaması

TPC’de enerji kaybı Denklem 3.2’de verilen Bethe-Bloch formülüne göre olur. Parçacık tanımlaması, dedektör tarafından ölçülen dE/dx değerinin formülden elde edilen değerle kıyaslanması ile gerçekleşir ve aşağıdaki formülle karakterize edilen bir σ değişkeni ile ifade edilir.

$$\sigma = \frac{[dE/dx]_{meas} - [dE/dx]_{calc}}{[dE/dx]_{calc}} \quad (5.3)$$



Şekil 5. 23 TPC’de $\pm 3\sigma$ aralığında parçacık tanımlaması.

5.3.2 TOF Dedektörü ile Parçacık Tanımlaması

TOF dedektörün parçacık kütlelerini belirleyebilmek için parçacığın dedektör içinde aldığı yol ve uçuş zamanı bilgisini kullanır. m kütleli ve p momentumuna sahip bir parçacığın hızı aşağıdaki denklemle ifade edilir,

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (5.4)$$

Bu parçacığın TOF dedektörü içinde l yolunu alması için gereken süre,

$$t = \frac{l}{c\beta} \quad (5.5)$$

şeklindedir. Aynı momentumlu fakat farklı kütleli iki parçacığı ölçmek için gerekli olan zaman farklı olacaktır. Bu zaman farkı aşağıdaki denklemle gösterilebilir ve böylece TOF dedektörünün parçacıkları ayırma yeteneği için TPC dedektörüne benzer bir σ değişkeni kullanılabilir.

$$\sigma_{TOF} = \Delta t = t_1 - t_2 = \frac{l}{c} \left(\sqrt{1 + \frac{m_1^2}{p_1^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2}{p_2^2}} \right) \quad (5.6)$$

Delta rezonansının TOF dedektörü ile analizinde proton ve pionlar, $\pm 3\sigma_{TOF}$ aralığında seçilmişlerdir.

5.3.3 İnvaryant Kütle Yapılandırması

TPC ve TOF dedektörü tarafından proton ve pion olarak tanımlanan parçacıklar invaryant kütle formülü kullanılarak delta parçacığının kütlesi belirlenebilir.

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 + E_2) - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \quad (5.7)$$

Bu denklemde M , delta parçacığının invaryant kütlelerini, m_1 ve m_2 proton ve pion kütleleri iken, E_1 ve E_2 bu parçacıkların toplam enerjilerini ve \vec{p}_1 , \vec{p}_2 ise momentum vektörlerini ifade etmektedir. Dedektörün proton ve pion olarak tanımladığı her iz bu formülde kullanılmış ve geniş bir kütle dağılımı elde edilmiştir. Bu dağılımdan delta sinyalinin nasıl ayıklandığı daha sonra anlatılacaktır.

5.3.4 Rezonans Sinyalini Tanımlama

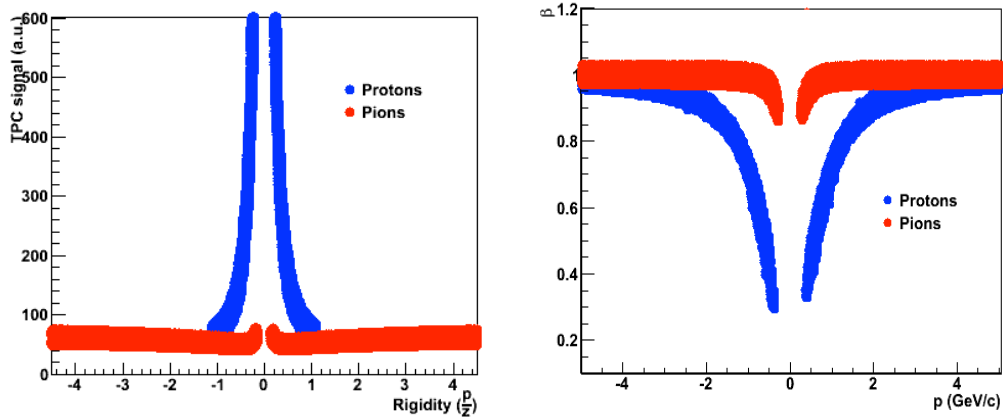
Delta rezonansını tanımlayabilmek için daha önce belirtildiği gibi TPC ve TOF dedektörlerinin kullanıldığı iki farklı yöntem uygulanmış ve böylece geniş bir momentum aralığında rezonans ölçümü yapılmıştır.

İlk yöntemde sadece TPC dedektöründen $\pm 3\sigma$ aralığında alınan proton ve pion sinyalleri kullanılmıştır. Pion momentumu için herhangi bir sınırlama uygulanmazken, proton momentumu için 1.1 GeV/c'ye kadar olan sinyaller seçilmiştir. Bu momentum aralığından sonra proton ve pionlar dE/dx spektrumunda birleşmekte ve proton-pion ayrımı yapılamamaktadır. Çarpışmalarda çıkan parçacıkların ~%80 kadarlık bir bölümünü pionlar oluşturduğundan bu momentum değerinden sonra proton olarak seçilen sinyallerin çok büyük bir kısmı pion parçacıkları olmakta ve delta sinyali kaybolmaktadır. Bu yöntem daha önce STAR deneyinde kullanılan yöntemle çok benzemektedir ([93], [94]). TPC'nin parçacık

tanımlama yeteneği çok yüksek olduğundan güvenilir bir yöntemdir fakat momentum spektrumunda ve verim eğrisinde 1.1 GeV/c momentumuna kadar ilerlenebilmektedir.

Delta rezonansının sadece TPC dedektörü kullanılarak yapılan analizi yüksek momentum değerleri hakkında bilgi vermez. Bu nedenle proton tanımlaması için TOF dedektörü kullanılmıştır. TOF dedektörüne giren parçacık sayısı TPC'ye oranla daha az olduğu için sayım istatistiğini daha fazla düşürmemek için pion analizinde yine sadece TPC tanımlaması yapılmıştır. Bu yöntemde pionlarda momentum sınırlaması kullanılmamışken protonların maksimum momentum değeri 4 GeV/c olarak uygulanmıştır. Bu değerden sonra proton ve pionların TOF tarafından ayırt edilmesi mümkün olamamaktadır.

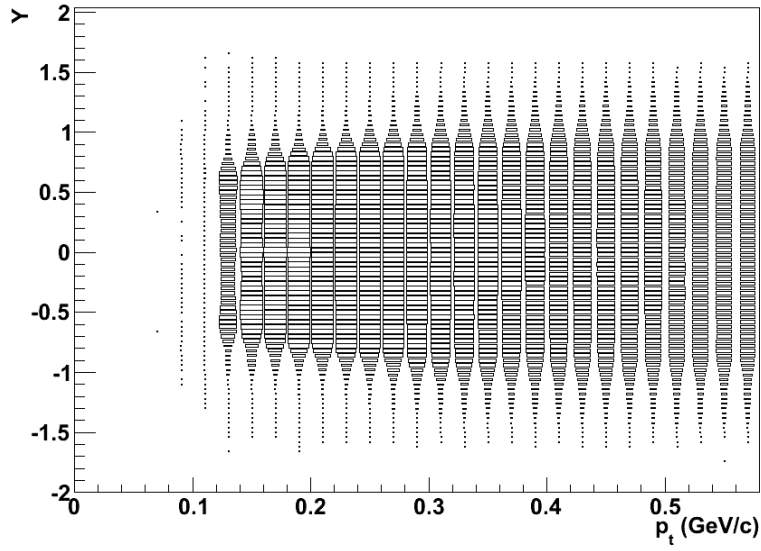
Şekil 5.24'te TPC ve TOF yöntemlerinde kullanılan parçacık tanımlama aralıkları görülmektedir.



Şekil 5. 24 (sol) TPC ve (sağ) TOF yöntemlerinde kullanılan proton ve pion tanımlaması. TOF yönteminde maksimum proton momentumu 4 GeV/c olarak uygulanmıştır.

Delta rezonansının momentum spektrumunda kullanılacak y değeri, ALICE-Resonance grubunda çalışılan tüm diğer rezonans parçacıkları ile aynı aralık olan $|y| < 0.5$ seçilmiştir.

Şekil 5.25'te delta parçacığının y - p_t dağılımı görülmektedir.



Şekil 5. 25 Delta parçacığının y - p_t dağılımı.

5.3.5 Background Analizi

TPC ve TOF dedektörleri olay başına birincil veriteksten gelen bir kaç bin yüklü parçacık izini algılayabilecek yetenektedir. Bu durum, hangi sinyalin delta rezonansından kaynaklandığının bulunmasını güçleştirir. Delta sinyalinin yapılandırılmasında proton-pion çiftlerinin invariant kütlesi hesaplanır. Bu durumda elde edilen kütle spektrumunun büyük bölümü rastgele çiftlenmiş proton-pion çiftlerinden kaynaklanan background dağılımıdır. Delta rezonansından gelen gerçek sinyal spektrumun yaklaşık %1.5'lik kısmıdır ve bu nedenle bu büyük background dağılımının spektrumdan çıkarılması gerekir.

Background analizi için *olay-karıştırma yöntemi (event-mixing method-EM)* kullanılmıştır [95]. Bu yöntem rezonans analizinde uzun zamandır başarıyla kullanılmaktadır [96]. Bu yöntemde delta rezonansının background dağılımı farklı olaylardan seçilen proton ve pion çiftlerinin kütlelerinin hesaplanmasıyla belirlenmektedir.

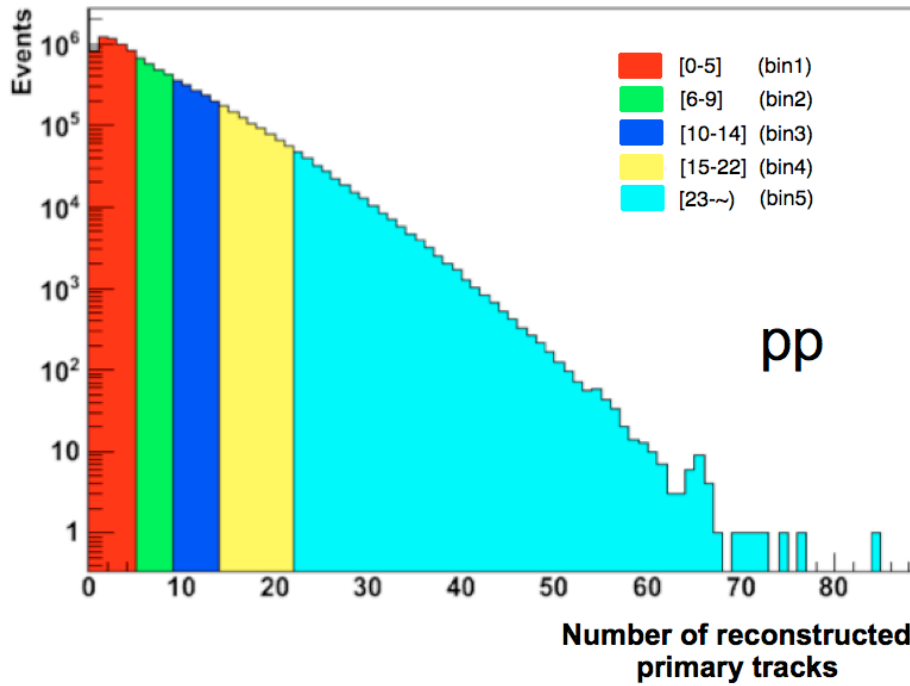
EM yönteminde çiftlendirilen parçacıkların hiçbirinin aynı anne parçacıktan gelme olasılığı yoktur ve bu nedenle background analizinde kullanılmaya çok uygundur. Fakat bu yöntem kullanılarak birbirleriyle karıştırılan olaylar birbirleriyle benzer yapıda olmalıdır. Olayların benzerliğini karakterize eden en önemli etkenler birincil vertekslerin konumu ve olaylardaki iz multiplisitesidir.

Aynı yapıda olan olayların seçilmesi amacıyla iki olayın birincil vertekslerinin z konumları arasındaki maksimum farkın 2 cm olması sınırlaması konulmuştur. Ayrıca, veri seti toplam 6 multiplisite sınıfına bölünmüştür ve sadece aynı multiplisite sınıfına ait olan olaylar

birbirleriyle karıştırılmıştır. Kullanılan multiplisite sınıfları Çizelge 5.7’de ve veri setinin multiplisite dağılımı Şekil 5.26’da verilmiştir.

Çizelge 5. 7 EM yönteminde kullanılan multiplisite sınıfları.

Sınıf	İz Sayısı Aralığı	Bütün İz Aralığına Oranı (%)
1	[0-5]	58,06
2	[6-9]	19,02
3	[10-14]	12,21
4	[15-22]	8,01
5	[23-∞)	2.70



Şekil 5. 26 EM yönteminde kullanılan iz multiplisite aralıkları.

ME spektrumundaki belirsizliği düşürebilmek için proton ve pionlar 10 farklı olaydan seçilmiş ve kütle hesaplaması yapılmıştır. Bu durumda ME spektrumundaki veri sayısı normal analizdeki veri sayısına oranla 200 kat artmıştır. Bu nedenle ME spektrumunun normalize edilmesi gerekmektedir. Normalizasyon katsayısı olarak normal analizdeki kütle spektrumunda $1.4 \text{ GeV}/c^2$ kütle değerinden büyük olan veri sayısı, ME spektrumunda $1.4 \text{ GeV}/c^2$ kütle değerinden büyük olan veri sayısına bölünmüştür. Delta rezonansının kütlesi $1.232 \text{ GeV}/c^2$ olduğundan $1.4 \text{ GeV}/c^2$ 'den büyük kütleli delta rezonansı olması küçük bir olasılıktır ve bu nedenle spektrumların düzgün bir yapıda olması beklenmektedir. Normalizasyon aralığının sonuçlara etkisi sistematik belirsizlikler kısmında bulunmaktadır.

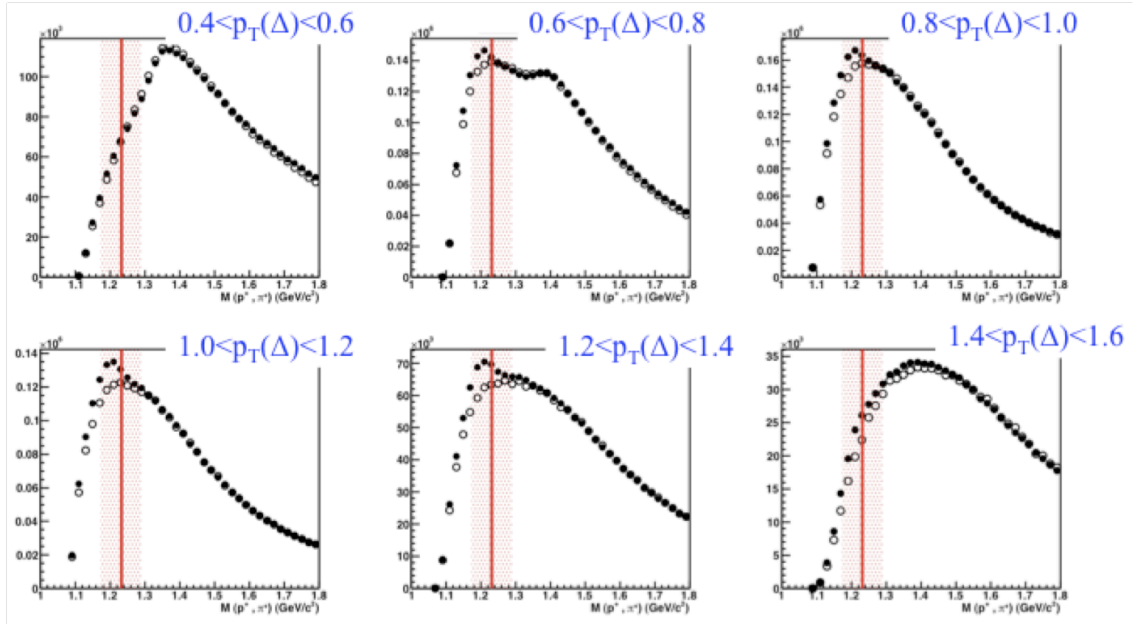
Delta rezonansını elde edebilmek için uygulanan bu adımlar aşağıdaki denklemlerle özetlenebilir,

$$N_{\Delta^{++}}(m) = N_{p\pi_1^+}(m) - R \times \sum_{i=2}^{11} \sum_{j=2}^{11} \left[N_{p_i\pi_j^+}(m) + N_{p_j\pi_i^+}(m) \right] \quad (5.8)$$

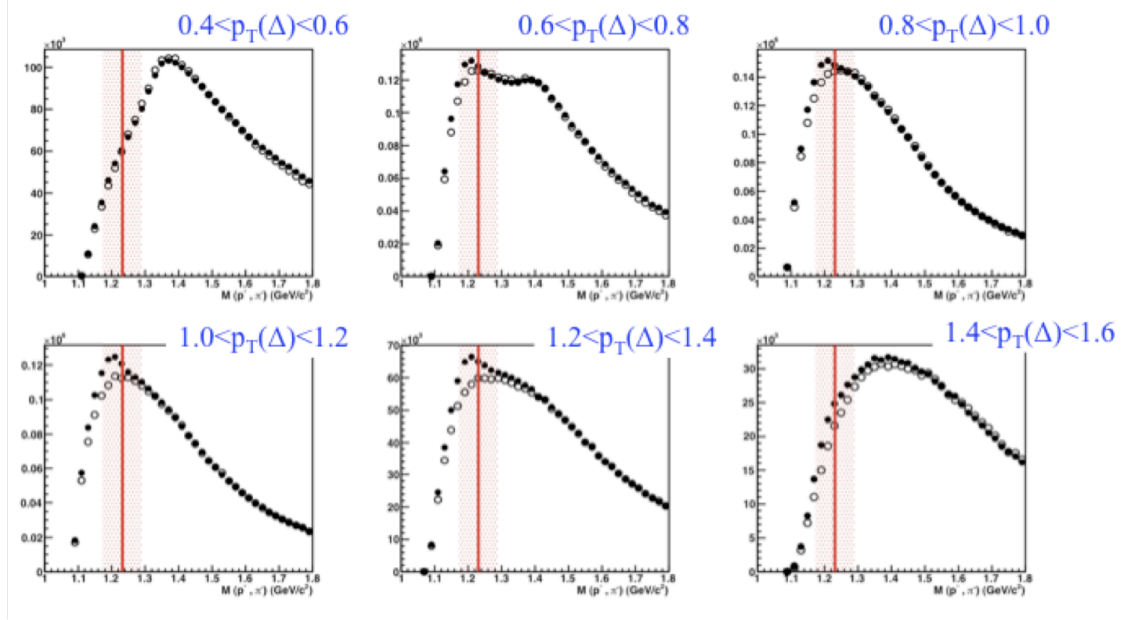
Bu denklemde N , m bin merkezindeki proton-pion çiftlerinin sayısı ve R , uygulanan normalizasyon sabitini göstermektedir.

$$R = \frac{\sum_{m=1.4}^{1.8} N_{\text{Signal+Background}}(m)}{\sum_{m=1.4}^{1.8} N_{\text{ME Background}}(m)} \quad (5.9)$$

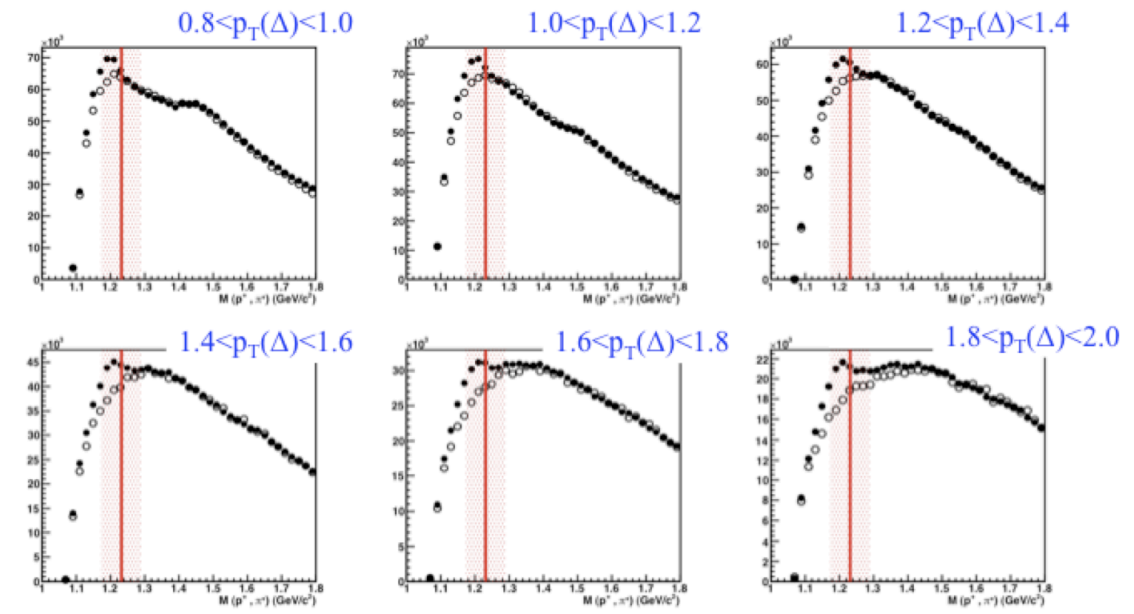
Şekil 5. 27, 5. 28, 5. 29 ve 5. 30'da TPC ve TOF yöntemleri ile Δ^{++} ve Δ^{-} rezonansları için elde edilen sinyal+background ve normalize edilmiş ME background spektrumları Δ parçacığının farklı momentum aralıklarında görülmektedir.



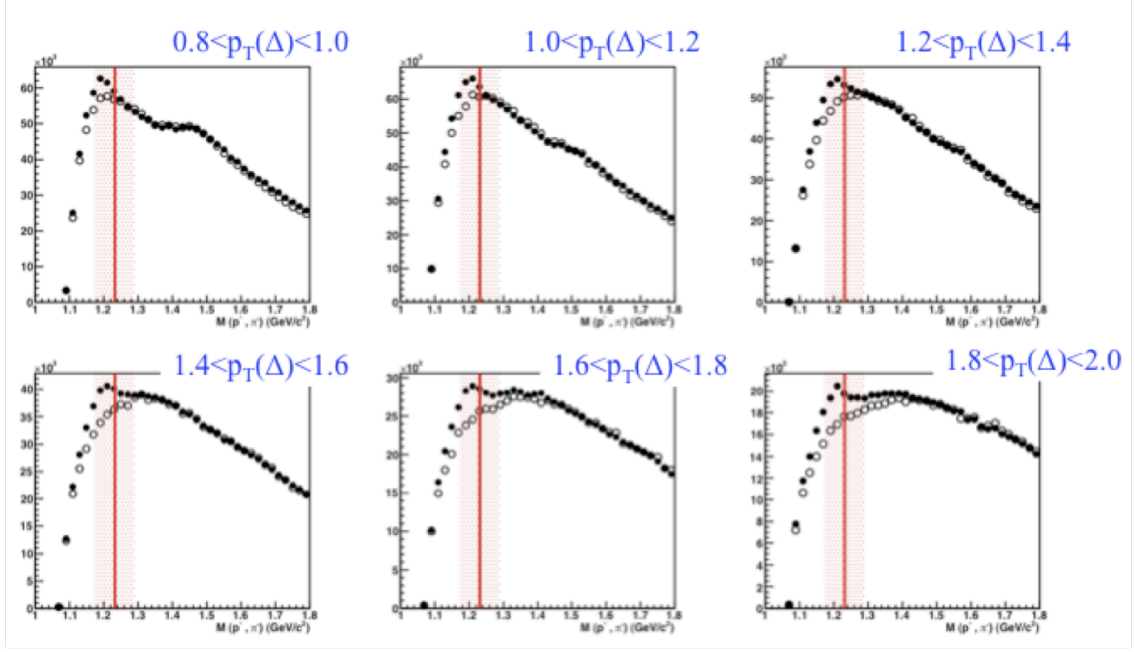
Şekil 5. 27 TPC yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütleini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık $0.02 \text{ GeV}/c^2$ 'ye karşılık gelmektedir.



Şekil 5. 28 TPC yöntemi ile Δ^- rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütleini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık $0.02 \text{ GeV}/c^2$ 'ye karşılık gelmektedir.



Şekil 5. 29 TOF yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütleini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık $0.02 \text{ GeV}/c^2$ 'ye karşılık gelmektedir.



Şekil 5. 30 TOF yöntemi ile Δ^- rezonansı için elde edilen (Daire) sinyal+background ve (Halka) normalize edilmiş ME background. Kırmızı çizgi parçacığın PDG kütlelerini göstermekte iken taralı bölge PDG rezonans genişliğini temsil etmektedir. Histogramlarda her bir aralık $0.02 \text{ GeV}/c^2$ 'ye karşılık gelmektedir.

5.3.6 Sinyal Fonksiyonu

$\Delta(1232)$ baryonunun izospin değeri $I = 3/2$, toplam açısal momentumu $J = 3/2$ ve yörünge açısal momentumu $l = 1$ olan bir pion-nucleon durumudur (psödoskaler mezon). Bu durum $P_{33}(1232)$ kuantum durumuyla karakterize edilir. Dolayısıyla bu rezonansı temsil edecek dalga fonksiyonu *p-dalga Breit-Wigner* fonksiyonudur [97]. Bu fonksiyon aşağıdaki denklem ile tanımlanır.

$$BW(M_{p\pi}) = \frac{YM_{p\pi}M_{\Delta}\Gamma(M_{p\pi})}{(M_{p\pi}^2 - M_{\Delta}^2) + M_{\Delta}^2\Gamma(M_{p\pi})^2} \quad (5.10)$$

Denklem 5.10'da Y , Δ parçacığının bolluğu ile orantılı olan sabit parametredir. $M_{p\pi}$, $p\pi$ invaryant kütlesi, M_{Δ} , Δ parçacığının PDG kütle değeri ve $\Gamma(M_{p\pi})$ ise Δ parçacığının rezonans genişliğini göstermektedir.

Çarpışmalarda, rezonanslar doğrudan oluşabildiği gibi bu parçacıklar ortamdaki diğer parçacıkların birleşmesi sonucunda da oluşabilir. Bu nedenle, $p\pi$ çiftinin invaryant kütle dağılımı ürün parçacıkların başlangıçtaki uzay zaman dağılımları tarafından değiştirilebilir. Bu etkiyi göz önüne alabilmek için fit fonksiyonuna uygun bir faktör eklenmelidir. Bu faktöre *faz uzay faktörü (phase space factor - PSF)* denir ve aşağıdaki fonksiyon ile ifade edilir ([98], [99], [100]).

$$PSF(M_{p\pi}) = \frac{M_{p\pi}}{\sqrt{M_{p\pi}^2 + p_t^2}} \exp\left(\frac{-\sqrt{M_{p\pi}^2 + p_t^2}}{T_{fo}}\right) \quad (5.11)$$

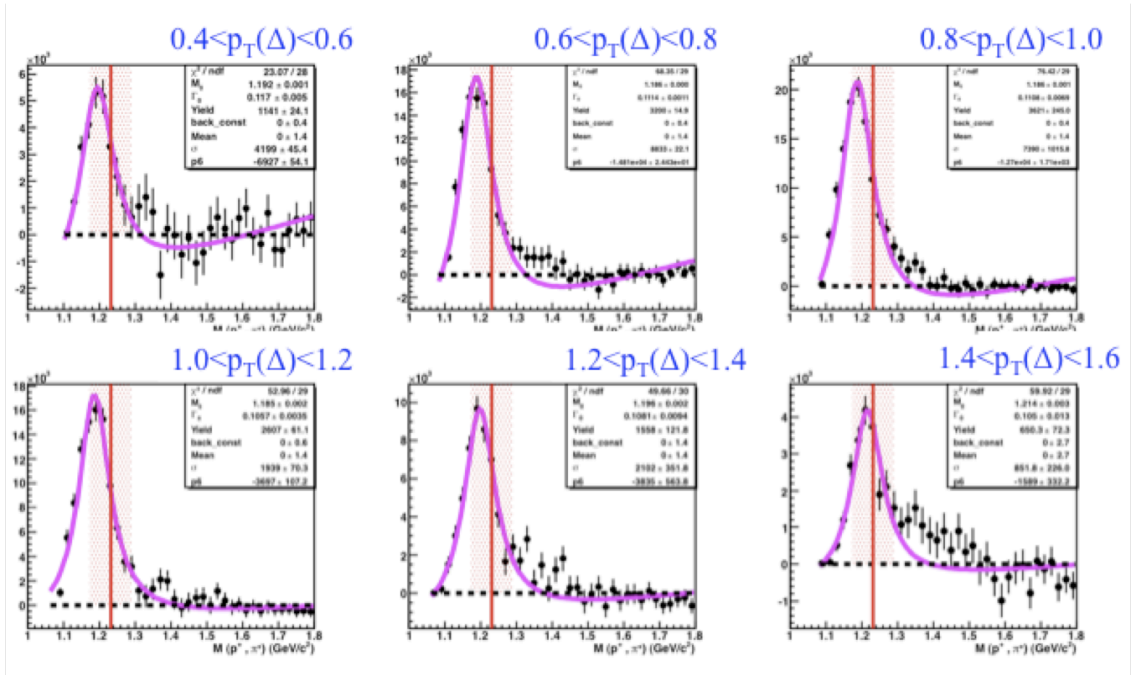
Yukarıdaki denklemde p_t , Δ parçacığının ortalama transverse momentumu ve T_{fo} rezonansın oluşması beklenen sistemin faz geçişi sıcaklık değeridir (*freeze-out temperature*). Ortalama p_t değeri için analizde ölçülebilen maksimum momentum değeri olan 2 GeV/c'nin yarısı olan 1 GeV/c alınmıştır. T_{fo} ise, STAR deneyinde $\sqrt{s}=200$ GeV enerjili pp çarpışmalarında 160 MeV olarak bulunmuştur (ALICE deneyi için çalışmalar devam etmektedir) [101]. Sistemik belirsizlikler bölümünde farklı p_t ve T_{fo} değerlerinin sonuçlara etkisi tartışılmıştır. Son olarak kalan background (*residual background - RBG*) bölgesini temsil etmek üzere lineer yapılı bir background fonksiyonu fit fonksiyonuna dahil edilmiştir. Bu fonksiyon aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$RBG(M_{p\pi}) = Ax + B \quad (5.12)$$

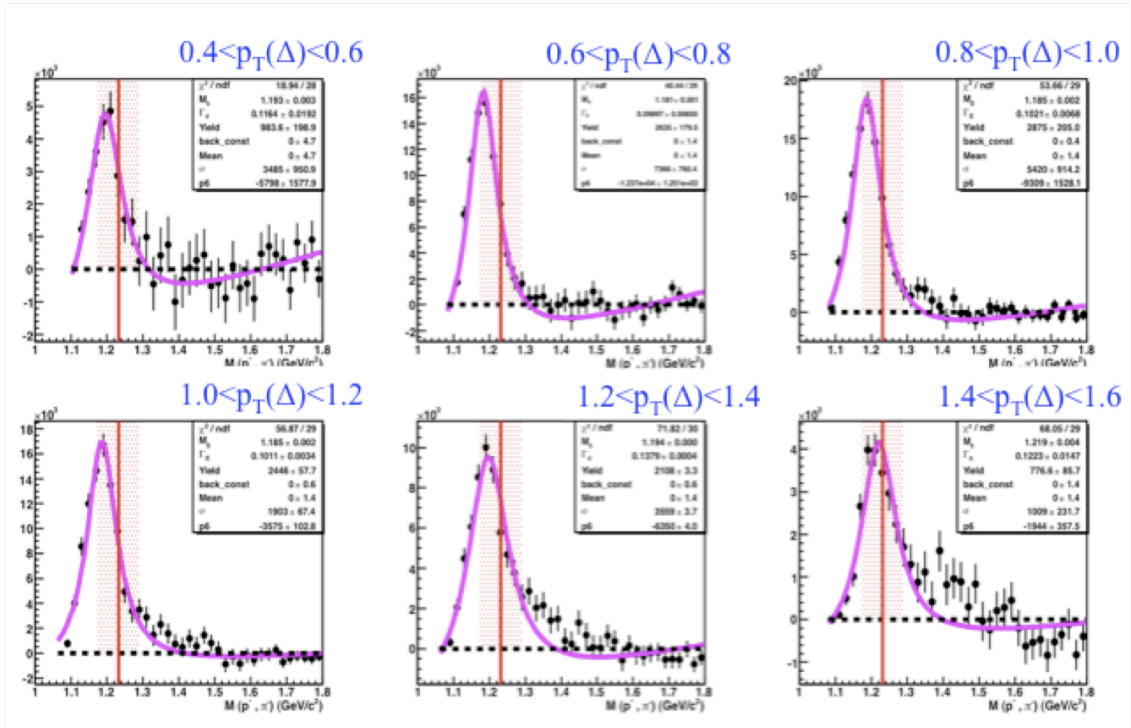
Sinyal fonksiyonu, faz uzay faktörü ve backgroundun toplamı olan aşağıdaki fonksiyon $p\pi$ invariant kütle spektrumunu fit etmek için kullanılmıştır.

$$f(M_{p\pi}) = BW(M_{p\pi}) \times PSF(M_{p\pi}) + RBG(M_{p\pi}) \quad (5.13)$$

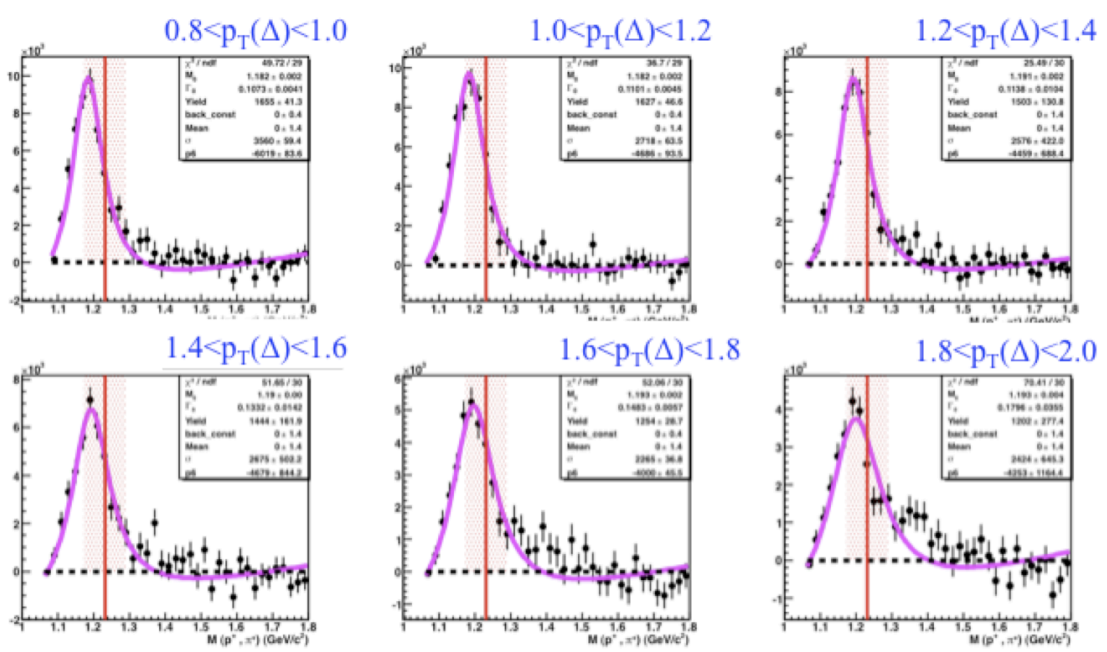
Normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen Δ^{++} ve Δ^{-} sinyal spektrumları ve bu spektrumları fit etmekte kullanılan fonksiyonları TPC ve TOF yöntemleri için Şekil 5. 31, Şekil 5. 32, Şekil 5. 33 ve Şekil 5. 34'de gösterilmiştir.



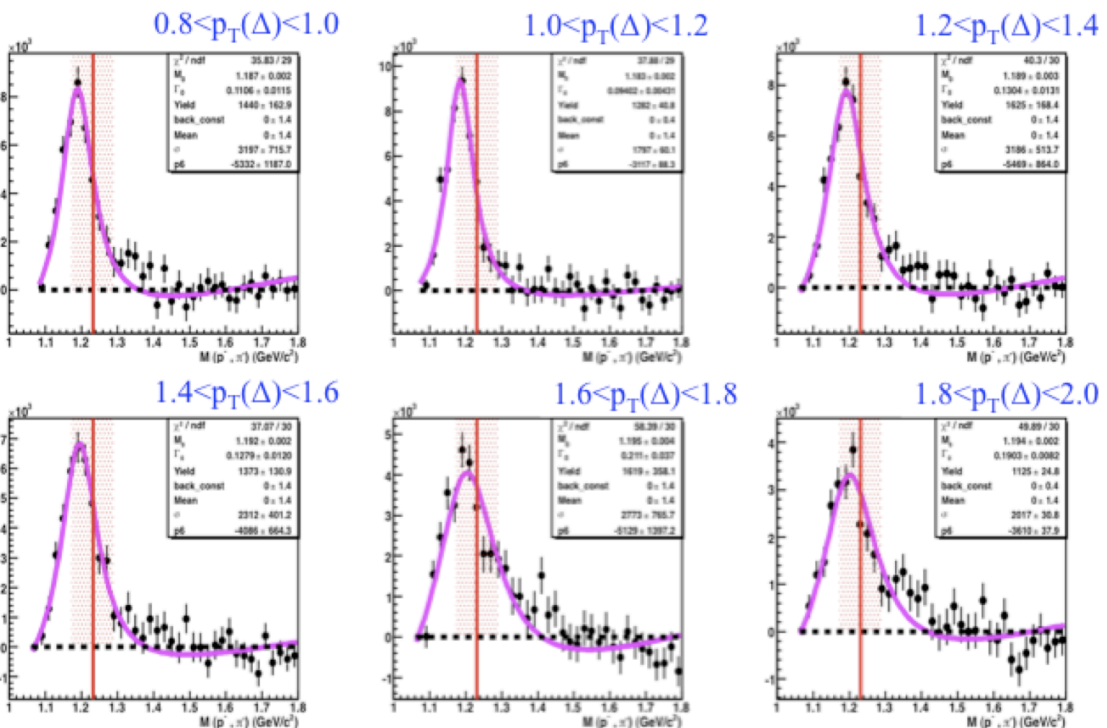
Şekil 5. 31 TPC yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.



Şekil 5. 32 TPC yöntemi ile Δ^{-} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.



Şekil 5. 33 TOF yöntemi ile Δ^{++} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.

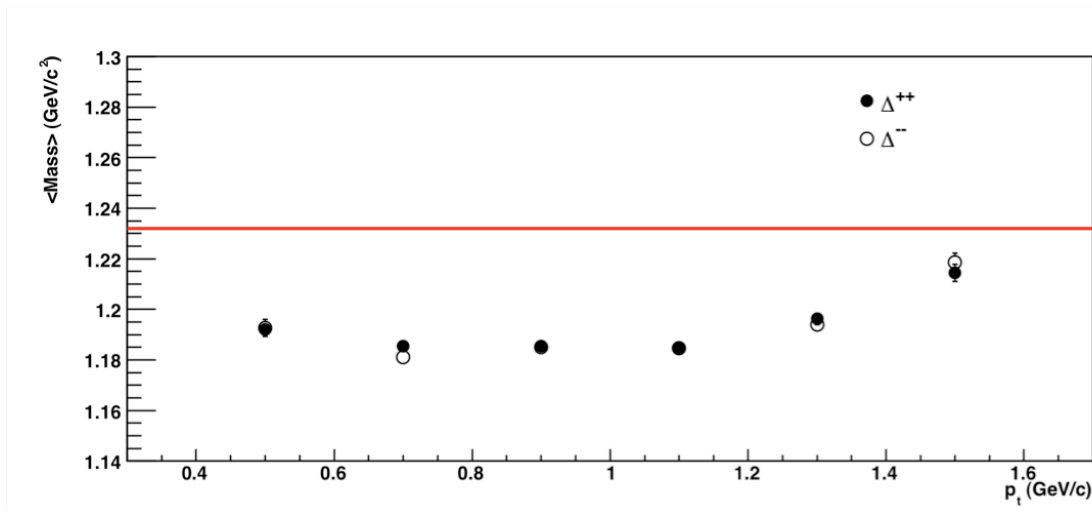


Şekil 5. 34 TOF yöntemi ile Δ^{-} rezonansı için normalize edilmiş ME background çıkarıldıktan sonra elde edilen sinyal spektrumu ve spektrumu fit eden fit fonksiyonu.

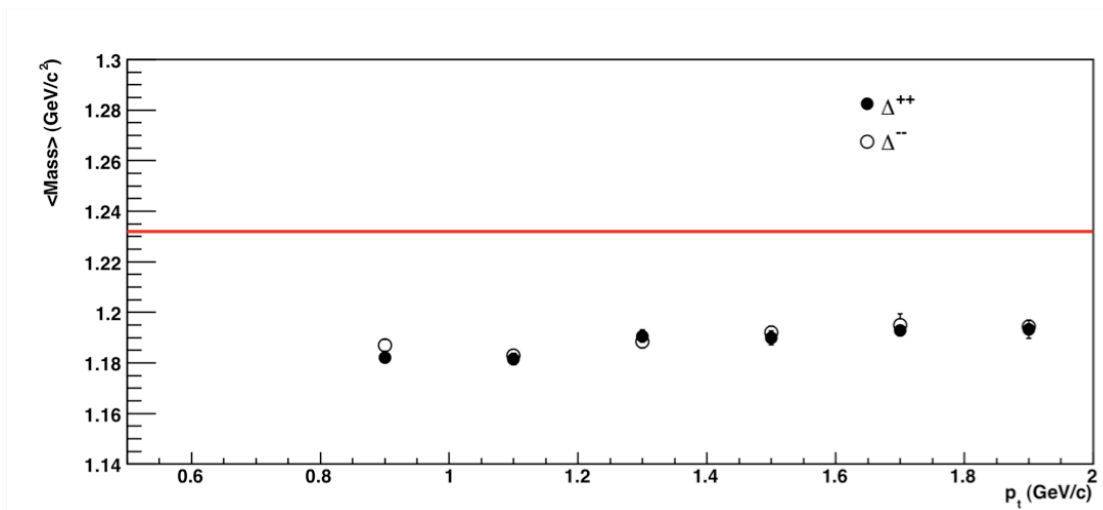
5.3.7 $\Delta(1232)$ Parçacığının Kütle, Rezonans Genişliği ve Bolluk Dağılımları

Delta rezonansı uygun bir fonksiyonla fit edildikten sonra bu fonksiyon yardımıyla kütle, rezonans genişliği ve bolluk dağılımları elde edilebilir.

Şekil 5. 35 ve Şekil 5. 36'da TPC ve TOF yöntemleri ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş kütle değerleri görülmektedir.



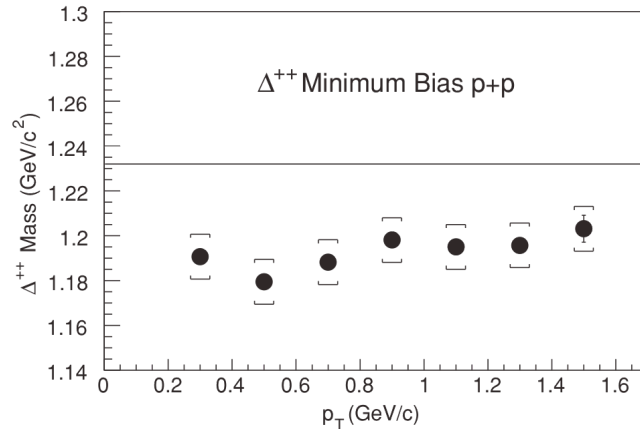
Şekil 5. 35 TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş kütle değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^- rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG kütle değeridir.



Şekil 5. 36 TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş kütle değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^- rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG kütle değeridir.

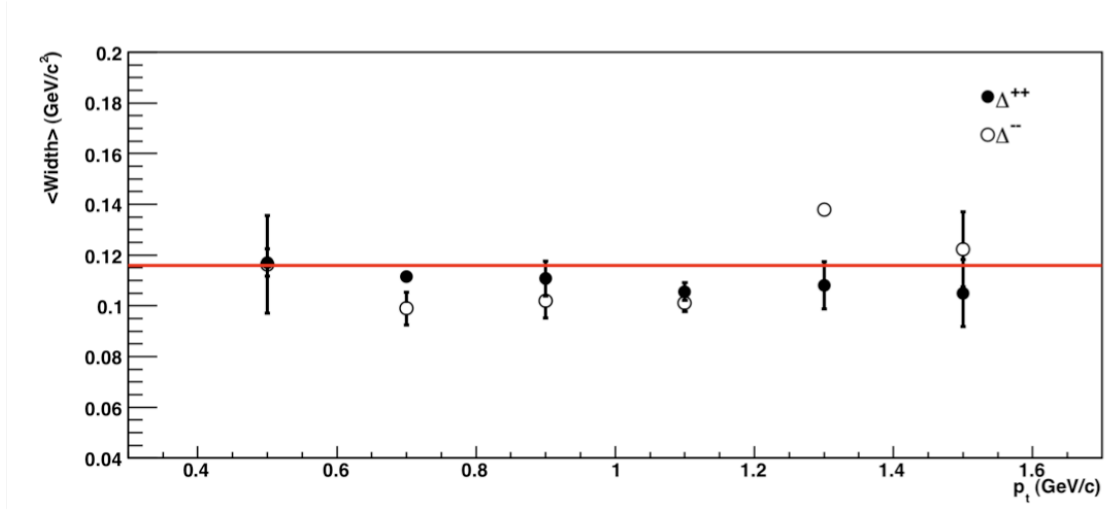
Şekil 5. 35 ve Şekil 5. 36'dan görüldüğü üzere her iki yöntemde de her momentum aralığında Δ parçacığının kütlelerinde 30-50 MeV arasında kütsel kayma gözlemlenmiştir. Δ^{++} ve Δ^- istatistiksel belirsizlik sınırları içinde birbirlerine yakın değerler vermiştir. Hesaplamaların

doğruluğunu kontrol etmek amacıyla pozitif yüklü proton ve negatif yüklü pion parçacığına bozunan Λ^0 rezonansının analizi aynı analiz koduyla bir kez daha yapılmış ve bu durumda kütle kaymanın $\sim 2\text{MeV}/c^2$ civarında olduğu bulunmuştur. Bu durum, Δ parçacığının yarı ömrünün kuark-gluon plazmasının yarı ömrü ile aynı mertebede olmasından dolayı bozunma ürünlerinin bu yoğun ortamda çarpışmalar yapmasıyla momentum kaybetmesi ve bu momentum değerlerinin Denklem 5.7’de verilmiş olan invaryant kütle formülünde kullanılmasıyla kütle değerinde azalmanın gözlemlenmesi olarak açıklanabilir [101]. Yüksek momentum değerlerinde kütle kaymanın bir miktar azaldığı gözlemlenmiştir. Bu durum, yüksek momentumlu bozunma ürünlerinin kuark-gluon plazma ortamıyla fazla etkileşmeye girmeden ortamdaki ayrılması ve böylece bu parçacıkların daha az momentum kaybetmesi ile ana parçacığın kütledeki kaymanın azalması şeklinde açıklanabilir. Bu kütle kayma değeri Şekil 5. 37’den görüldüğü üzere STAR deneyinde de gözlemlenmiştir [93].

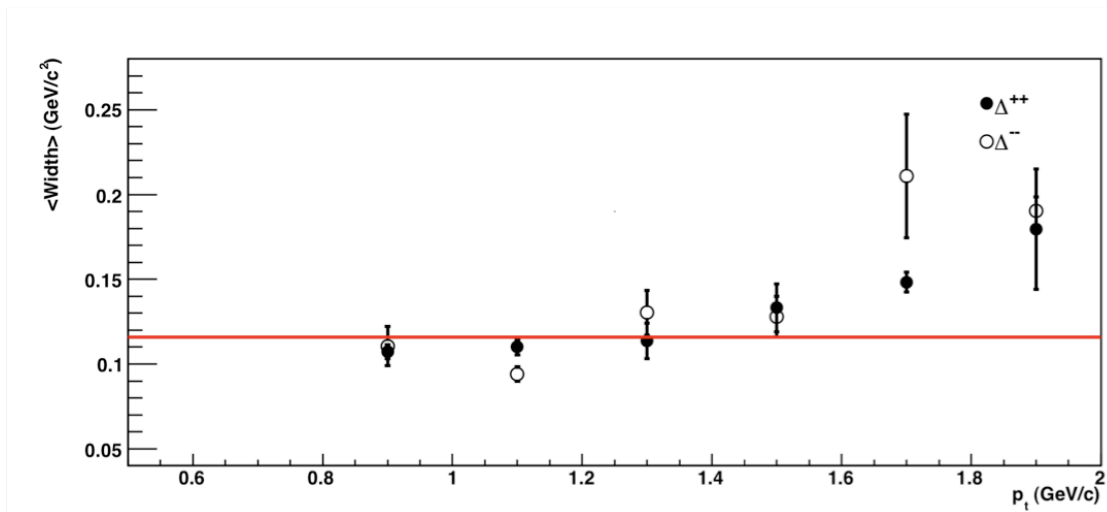


Şekil 5. 37 STAR deneyinde Δ^{++} rezonansı için p+p çarpışmalarından elde edilmiş olan kütle değerleri. Siyah çizgi delta parçacığının PDG kütle değerini göstermektedir.

Şekil 5. 38 ve Şekil 5. 39’da TPC ve TOF yöntemleri ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş rezonans genişlik değerleri görülmektedir.



Şekil 5. 38 TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş rezonans genişliği değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG rezonans genişlik değeridir.



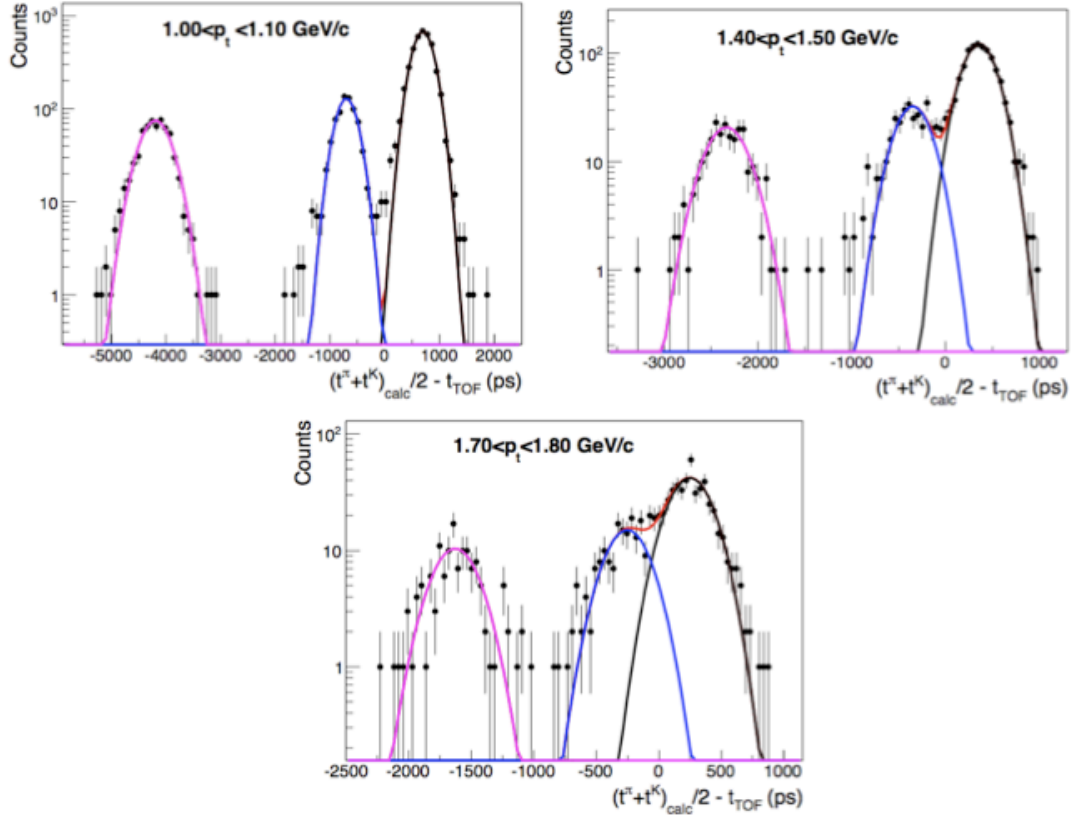
Şekil 5. 39 TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş rezonans genişliği değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Kırmızı çizgi Δ parçacığının PDG rezonans genişlik değeridir.

Delta parçacığının rezonans genişliği düşük momentum aralığında PDG rezonans genişliğine yakın değerler vermekteyken yüksek momentumda ve özellikle TOF yönteminde oldukça artmaktadır. Bu durum dedektör rezolüsyon etkilerinden kaynaklanmaktadır. Deneysel olarak ölçülen rezonans genişliği,

$$\Gamma_{Meas}^2(M_{p\pi}) = \Gamma_{Detector}^2(M_{p\pi}) + \Gamma_{PDG}^2(M_{p\pi}) \quad (5.14)$$

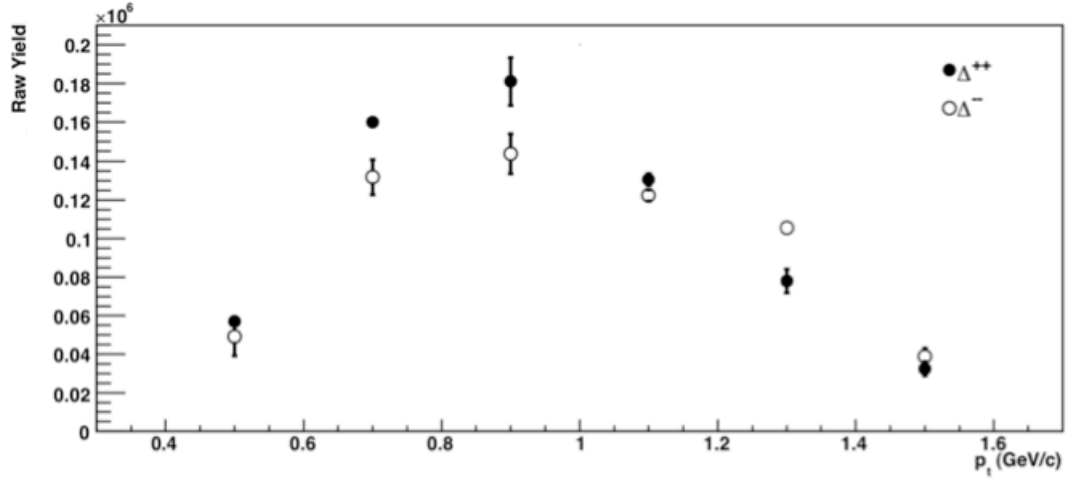
ile tanımlanır. Yüksek momentum değerlerinde TOF dedektörünün proton, kaon ve pionları ayırma yeteneği düşük momentum değerlerine oranla daha azdır. Şekil 5.40'da 0.9 TeV kütle merkezi enerjili p+p çarpışmaları için TOF dedektörünün parçacıkları ayırma yeteneği

görülmektedir [102]. Yüksek momentum değerlerinde proton ve kaon sinyalleri içi içe geçmekte ve bu durum sinyal genişliğini arttırmaktadır. 7 TeV enerjili çarpışmalar için TOF rezolüsyonunun tespit edilmesi çalışmaları ALICE-TOF grubu tarafından devam etmektedir. Bu etki tam olarak belirlendiğinde delta parçacığı için ölçülen TOF sinyalinden rezolüsyon etkisinin çıkarılması gerekmektedir.

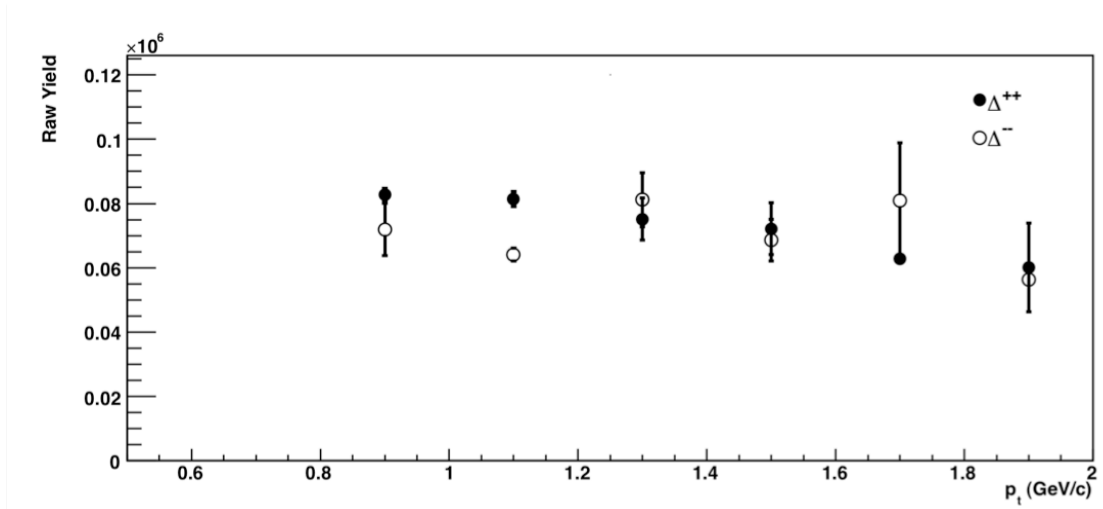


Şekil 5. 40 TOF dedektörünün farklı momentum aralıklarında (pembe) pion, (mavi) kaon ve (siyah) proton ayırma yeteneği.

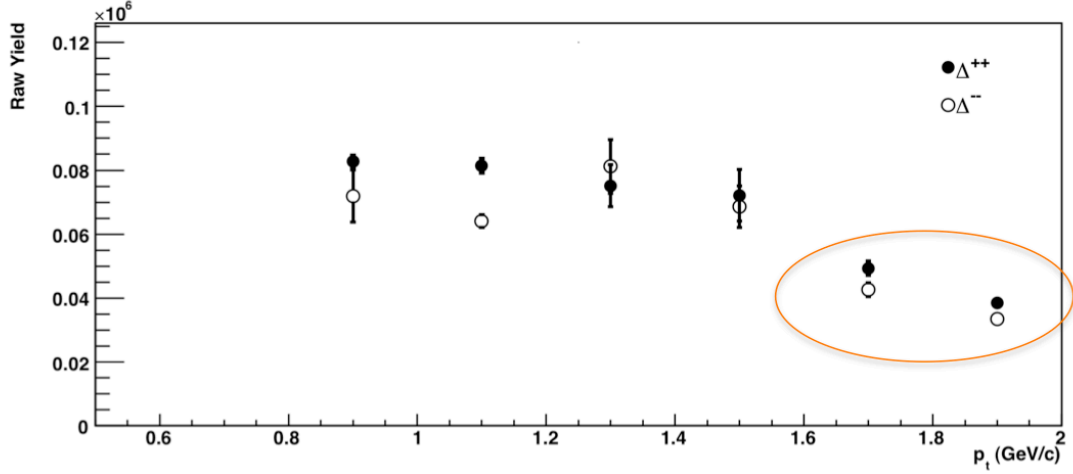
Sinyal genişlemesi üretilen parçacık miktarı olan bolluk değerini değiştiren en önemli etkidir. Bolluk değerinin belirlenmesi için fit fonksiyonunda genişlik değeri sadece son iki momentum aralığı için TOF yönteminde PDG değerine sabitlenerek ve parametre olarak değişimine izin verilerek her iki durumdada bolluk değerleri belirlenmiştir. Bu durumda $1.6 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.8 \text{ GeV}/c$ aralığında ortalama %34.14 oranında bir azalma bulunmuşken $1.8 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 2.0 \text{ GeV}/c$ momentum bölgesinde ortalama %38.46 oranında bir azalma gözlemlenmiştir. TPC yönteminde ve TOF yönteminde rezonans genişliğinin sabitlendiği ve değişimine izin verildiği durumlar için ölçülen bolluk değerleri Şekil 5. 41, Şekil 5. 42 ve Şekil 5. 43'te verilmiştir.



Şekil 5. 41 TPC yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir.



Şekil 5. 42 TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Fit fonksiyonunda rezonans genişliğinin parametre olarak değişimine izin verilmiştir.



Şekil 5. 43 TOF yöntemi ile sinyal fonksiyonundan elde edilmiş bolluk değerleri. İçi dolu semboller Δ^{++} rezonansını gösterirken boş semboller Δ^{-} rezonansını göstermektedir. Turuncu bölge içindeki kısım fit fonksiyonunda rezonans genişliği sabitlenmiş olduğu momentum aralığını temsil etmektedir.

Kütle, rezonans genişliği ve bolluk dağılımlarında sadece istatistiksel belirsizlikler verilmiş olup sistematik belirsizlikler eklenmemiştir. Bolluk dağılımları incelendiğinde genel olarak Δ^{++} parçacığının Δ^{-} parçacığından daha fazla üretilmekte olduğu gözlemlenmiştir. $1.2 \text{ GeV/c} < p_t(\Delta) < 1.4 \text{ GeV/c}$ aralığında ise hem TPC hem de TOF yönteminde parçacığı Δ^{++} parçacığına oranla bir miktar daha fazla üretilmektedir. Sistematik belirsizlikler bu dağılıma henüz eklenmediğinden bu durumdan herhangi bir sonuca ulaşmak kolay değildir. Rezonans genişliğinin PDG değerine sabitlenip bolluk değerleri incelendiğinde bolluk miktarındaki azalma net bir şekilde gözlemlenmekte ve özellikle $1.6 \text{ GeV/c} < p_t(\Delta) < 1.8 \text{ GeV/c}$ momentum aralığında bolluk değerleri birbirlerine oldukça yaklaşmaktadır. Bolluk dağılımları incelendiğinde, her ne kadar genişlik parametresinin sabitlenmesi uygun bir yöntem olarak gözükse de momentum spektrumunun belirlenmesinde bu yöntem kullanılmamış ve dedektör etkileri analize dahil edilmiştir.

5.3.8 $\Delta(1232)$ Parçacığının Kütle, Rezonans Genişliği ve Bolluk Dağılımlarının Multiplisiteye Bağlı olarak İncelenmesi

ALICE dedektörünün 7 TeV kütle merkezi enerjili pp çarpışmalarında toplamış olduğu veri miktarı ile delta rezonansının kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerinin parçacık multiplisitesine bağlı incelemesi yapılabiliştir. Bu amaçla yukarıda anlatılmış olan analiz Çizelge 5.7’de verilmiş olan 5 farklı iz bolluğu sınıfında tekrarlanmıştır ve kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerleri belirlenmiştir. Elde edilen bütün dağılımları bu tez çalışmasında göstermek çok fazla yer kaplayacağından dolayı sadece son sonuçlara değinilmiştir.

Δ^{++} ve Δ^{--} parçacıklarının toplam etkisini göstermek amacıyla $(\Delta^{++} + \Delta^{--})/2$ değeri hesaplanmıştır. Çizelge 5.8, Çizelge 5.9 ve Çizelge 5.10'da $1.2 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.4 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında her multiplisite sınıfı için bulunmuş olan kütle, rezonans genişliği ve bolluk parametreleri listelenmiştir.

Çizelge 5. 8 $(\Delta^{++} + \Delta^{--})/2$ kombinasyonunun $1.2 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.4 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan kütle değeri.

<i>Multiplisite Aralığı</i>	<i>Kütle Değeri (GeV/c^2)</i>	
	<i>TPC</i>	<i>TOF</i>
<i>[0-5]</i>	1.201±0.002	1.198±0.003
<i>[6-9]</i>	1.198±0.003	1.197±0.00
<i>[10-14]</i>	1.197±0.002	1.19±0.00
<i>[15-22]</i>	1.186±0.002	1.186±0.003
<i>[23-∞)</i>	1.185±0.002	1.183±0.001

Çizelge 5. 9 $(\Delta^{++} + \Delta^{--})/2$ kombinasyonunun $1.2 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.4 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan rezonans genişlik değeri.

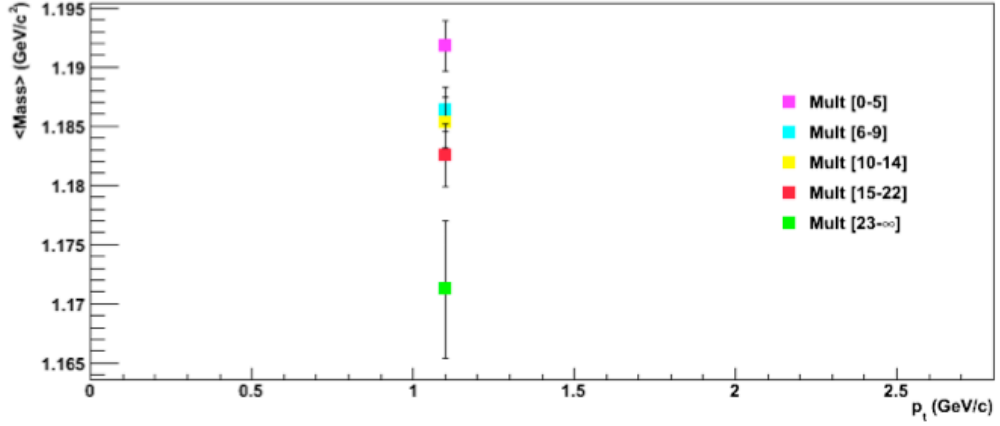
<i>Multiplisite Aralığı</i>	<i>Rezonans Genişliği (GeV/c^2)</i>	
	<i>TPC</i>	<i>TOF</i>
<i>[0-5]</i>	0.1043±0.0053	0.1064±0.0105
<i>[6-9]</i>	0.1095±0.0090	0.1308±0.0014
<i>[10-14]</i>	0.1059±0.0095	0.134±0.13
<i>[15-22]</i>	0.1084±0.0090	0.1029±0.0092
<i>[23-∞)</i>	0.10±0.002	0.119±0.0048

Çizelge 5. $10 (\Delta^{++} + \Delta^{--})/2$ kombinasyonunun $1.2 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.4 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında her multiplisite sınıfı için ölçülmüş olan bolluk değeri.

<i>Multiplisite Aralığı</i>	<i>Bolluk Değeri (Sayım)</i>	
	<i>TPC</i>	<i>TOF</i>
<i>[0-5]</i>	8270±290	8170±730
<i>[6-9]</i>	19460±1410	20065±120
<i>[10-14]</i>	23510±1890	29490±3005
<i>[15-22]</i>	26350±2080	21725±1915
<i>[23-∞)</i>	17450±565	8735±825

Çizelgeler incelendiğinde parçacık bolluk ve rezonans genişlik değerlerinde herhangi bir multiplisite bağımlılığı gözlemlenmemiştir. Fakat rezonans kütledeki kayma miktarı multiplisite arttıkça artmaktadır. Bu durum rezonans ürünlerinin kuark gluon plazma ortamı içinde saçılmalarla momentum kaybetmesi varsayımını doğrulamaktadır. Yüksek multiplisiteli bir ortamda daha fazla saçılmalar yaparak daha fazla momentum kaybetmesi mümkün olacak ve kütle değerindeki azalma miktarı daha fazla olacaktır.

Ölçülen bütün momentum aralıkları için kütle, rezonans aralığı ve bolluk değerleri her multiplisite aralığında $\pm\%20$ kadar değişmiştir ve multiplisite değeri arttıkça kütledeki kayma artmıştır. Bu duruma bir örnek daha olması amacıyla TPC yöntemiyle $1.0 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.2 \text{ GeV}/c$ aralığında ölçülmüş olan kütle değerleri Şekil 5.44'te verilmiştir. Ara multiplisite sınıfları istatistiksel belirsizlik sınırları içinde kalsada en düşük ve en yüksek multiplisite sınıfı arasındaki kütle kayma miktarları arasındaki farklılık net bir şekilde anlaşılmaktadır.



Şekil 5. 44 TPC yöntemi ile $1.0 \text{ GeV}/c < p_t(\Delta) < 1.2 \text{ GeV}/c$ momentum $(\Delta^{++} + \Delta^{--})/2$ kombinasyonundan farklı multiplisite aralıklarında elde edilmiş kütle değerleri.

5.4 Dedektör Etkileri İçin Yapılan Düzeltmeler

Dedektörde gözlenen parçacıklar pp çarpışmalarındaki p_t spektrumunun belirlenmesinde kullanılabilir. Bu spektrum parçacıkların *değişmez ürün* (*invariant yield- IY*) olarak adlandırılan ve belirli bir p_t aralığında oluşan parçacık sayısının belirlenmesiyle elde edilir ve rölativistik ağır iyon çarpışmaları genellikle bu ifade cinsinden tasvir edilmeye çalışılır. IY aşağıdaki şekilde tanımlanır,

$$IY = \frac{d^3N}{d\vec{p}^3} = \frac{d^2N}{2\pi p_t dy dp_t} = \frac{1}{2\pi p_t N_{Events}} \times \frac{1}{\varepsilon} \times \frac{d^2N}{dy dp_t} \times \frac{1}{BR} \quad (5.15)$$

Bu denklemin çıkarılışı Ek 3'te verilmiştir. N_{Events} , toplam olay sayısını göstermekten, ε dedektör etkilerini içeren düzeltme çarpanıdır. BR ise bozunmanın dallanma oranıdır. Analizlerde kullanılan bozunma kanallarının dallanma oranları aşağıda verilmiştir.

- $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (% 68.6)
- $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (% 63.9)
- $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ (% 63.9)
- $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ (% 100)
- $\Delta^{--} \rightarrow \bar{p} + \pi^-$ (% 100)

Çarpışmada oluşan parçacıkların büyük bir bölümü, dedektörün sınırlı η ve y aralıklarına ve dedektör verimine sahip olmasından dolayı deneysel olarak yapılandırılmazlar. Ek olarak, analizde birincil parçacık izlerini seçebilmek için konulan kriterler sinyaldeki parçacık miktarını düşürür. Tüm bu nedenlerden dolayı dedektörde ölçülen *ham* (*raw*) veri,

parçacıkların tam olarak fiziksel dağılımlarını yansıtmaz ve bazı düzeltmelerin uygulanması gerekmektedir.

Çarpışmada oluşan V^0 ve $\Delta(1232)$ parçacıklarının dedektör etkilerinden bağımsız olarak momentum dağılımlarının elde edilebilmesi için dedektör kapsamı ve verimi için düzeltme çarpanlarının hesaplanmalıdır. Bütün düzeltme çarpanları Monte Carlo simülasyonu ile belirlenmiştir. PYTHIA tarafından üretilen parçacıkların, AliRoot yardımıyla dedektör simülasyon paketi yardımıyla ALICE dedektöründe izlenmişlerdir.

Analizde toplam 40 M PYTHIA-Perugia0 ayarıyla üretilmiş olan veri seti kullanılmıştır. Deneysel verinin analizinde kullanılan seçme kriterlerinin aynen bu veriye de uygulanmıştır. Simülasyon verisinde parçacıkların cinslerinin ne olduğu tam olarak bilinebildiği için dedektörün bu parçacıkların yapılandırılmasındaki performansı belirlenebilmiştir.

Bu bölümde ölçüm sonuçlarına uygulanan düzeltmelerin nasıl bulunduğu anlatılacaktır.

5.4.1 Kapsam-Verim Düzeltmesi (Acceptance Correction)

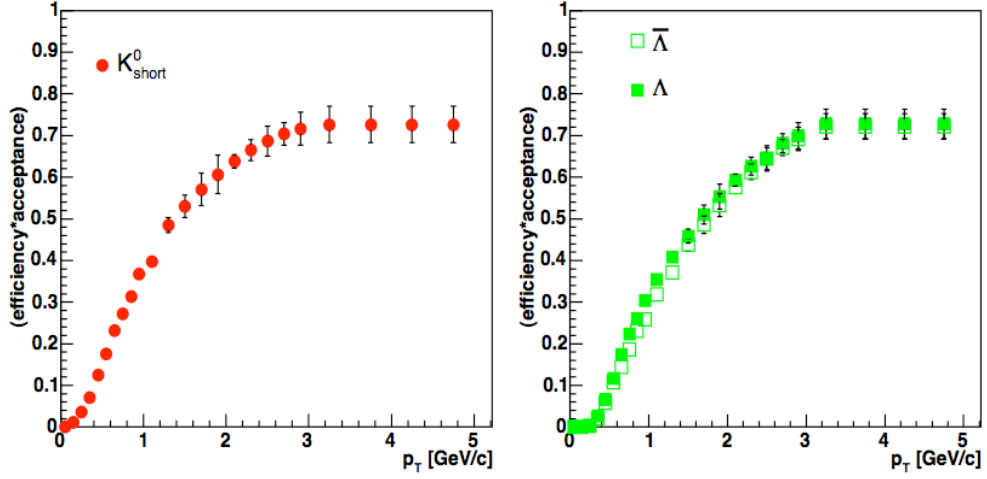
Bu düzeltme çarpanı, dedektörün sınırlı η kapsamına sahip olmasından dolayı gerekmektedir ve dedektörde parçacıkların dedekte edilebilme olasılığı olarak tanımlanır.

Gözlenebilen V^0 ve $\Delta(1232)$ parçacıklarının tamamının dedektörde belirlenebilmesi, dedektörlerin aktif olmayan bölgelerinin bulunması ve düşük enerjili parçacıkların dedektör aktif bölgesine girmeden bozunması sebebiyle oluşan kayıplardan dolayı mümkün değildir. Ayrıca iz seçiminde uygulanan sınırlamalar da parçacıklarının dedektörde belirlenmesini engellemiş olabilir. Bütün bu etkenler verim düzeltmesi çarpanı yardımıyla ölçüm sonuçlarına dahil edilebilir. Kapsam-verim düzeltme çarpanı $A \times Eff$ aşağıdaki şekilde tanımlanır,

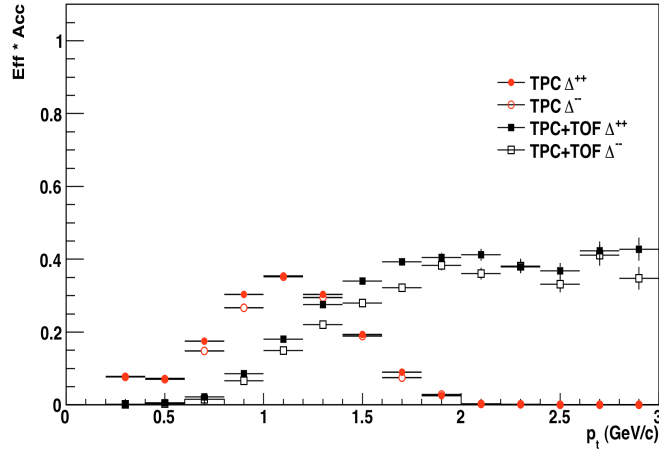
$$A \times Eff = \frac{|y| < 0.5 \text{ aralığında yapılandırılan parçacık sayısı}}{|y| < 0.5 \text{ aralığında üretilen parçacık sayısı}} \quad (5.16)$$

Özetle, $|y| < 0.5$ aralığında dedektör tarafından yapılandırılan parçacık sayısının başlangıçta üretilen parçacık sayısına oranı toplam düzeltme çarpanını vermektedir.

Şekil 5. 45 ve Şekil 5. 46'da verilmiş olan düzeltme çarpanı p_t bağımlıdır ve bu nedenle elde edilmiş olan birim y ve birim p_t aralığı başına düşen parçacık sayısı, düzeltilmiş bollukların bulunabilmesi için bu çarpana bölünmelidir.



Şekil 5.45 (sol) K_s^0 , (sağ) Λ ve $\bar{\Lambda}$ parçacıkları için bulunan düzeltme çarpanları.



Şekil 5.46 TPC ve TOF yöntemlerinde Δ^{++} ve Δ^- parçacıkları için bulunan düzeltme çarpanları.

Şekil 5.45 ve Şekil 5.46 incelendiğinde anti parçacıkların, parçacıklara göre daha az üretildiği anlaşılabilir. Ayrıca Şekil 6.2’de TPC yöntemindeki hızlı düşüşün sebebi protonlar için 1.1 GeV/c değerinde uygulanan momentum kesmesinden kaynaklanmaktadır.

5.4.2 Geri Besleme Düzeltmesi (Feed-Down Correction)

Çizelge 5.6’da listelenmiş olan Λ ve $\bar{\Lambda}$ parçacıklarının bollukları, Ξ ve Ω parçacıklarının bozunumundan kaynaklanan ikincil Λ parçacıklarının katkısı nedeniyle, tamamen birincil parçacıklara ait değildir. Bu etki, *geri besleme* etkisi olarak adlandırılır ve bu etkinin ölçümleri ne kadar etkilediğinin bilinmesi ve düzeltmelere dahil edilmesi önemlidir.

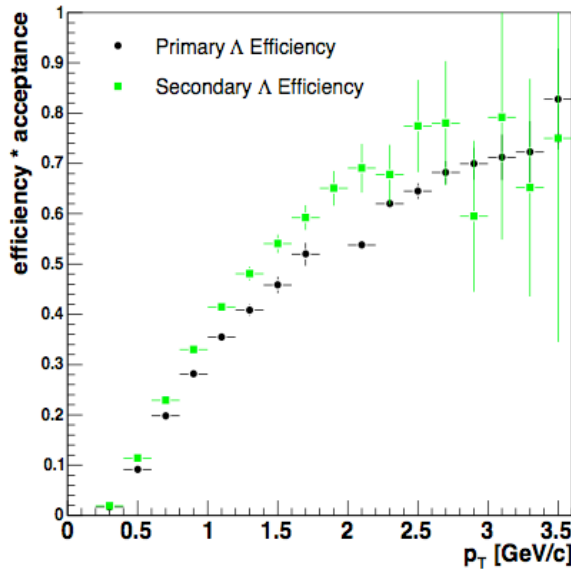
Çarpışmada üretilen toplam Λ parçacıklarının sayısı birincil ve ikincil Λ ’ların toplamı olarak aşağıdaki şekilde ifade edilir,

$$N_{\Lambda,tot} = N_{\Lambda,prim} + \frac{\epsilon_{\Lambda,sec}}{\epsilon_{\Lambda,prim}} N_{\Lambda,sec} \quad (5.17)$$

Bu denklemde $N_{\Lambda,tot}$, toplam Λ sayısını, $N_{\Lambda,prim}$, birincil Λ sayısını, $N_{\Lambda,sec}$, ikincil Λ sayısını göstermektedir. Şekil 5.47’de düzeltme çarpanı formundaki dağılımları gösterilen $\epsilon_{\Lambda,prim}$ ve $\epsilon_{\Lambda,sec}$ ise sırasıyla birincil ve ikincil Λ parçacıklarının verimini tanımlar ve dedekte edilen birincil ve ikincil parçacıkların üretilen birincil ve ikincil parçacıklara oranıdır ve,

$$\epsilon_{\Lambda,prim} = \frac{N_{\Lambda,rec,prim}}{N_{\Lambda,gen,prim}} \quad \epsilon_{\Lambda,sec} = \frac{N_{\Lambda,rec,sec}}{N_{\Lambda,gen,sec}} \quad (5.18)$$

şeklindedir.

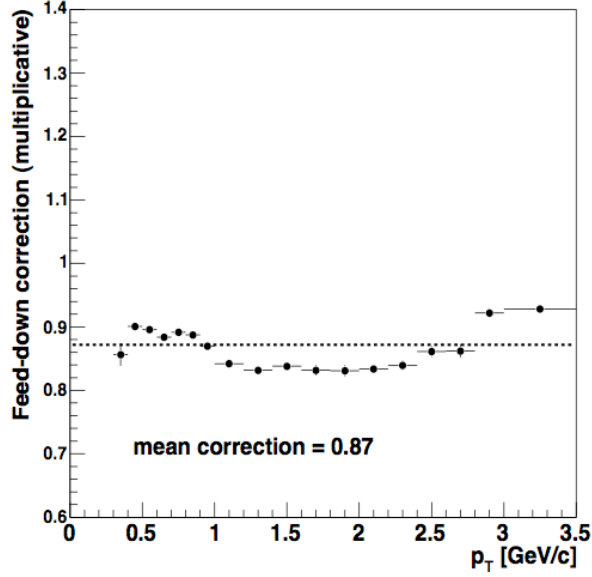


Şekil 5. 47 Birincil ve ikincil Λ parçacıklarının verimleri için düzeltme çarpanı.

Denklem 5.17’den birincil parçacık miktarı kolayca çekilebilir.

$$N_{\Lambda,prim} = N_{\Lambda,tot} + \frac{\epsilon_{\Lambda,sec}}{\epsilon_{\Lambda,prim}} N_{\Lambda,sec} = N_{\Lambda,tot} \left[1 - \frac{\frac{\epsilon_{\Lambda,sec}}{\epsilon_{\Lambda,prim}} N_{\Lambda,sec}}{N_{\Lambda,tot}} \right] \quad (5.19)$$

Denklem 5.19’daki parantez içindeki kısım düzeltme çarpanıdır ve p_t ye bağlı olarak değişimi Şekil 5. 48’de görülmektedir.



Şekil 5. 48 Λ parçacıklarının geri besleme etkisi için düzeltme çarpanı.

5.5 Sistematik Belirsizlikler

V^0 ve $\Delta(1232)$ parçacıklarının analizinde uygulanan çeşitli seçim parametrelerinin elde edilen kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki etkisinin belirlenebilmesi amacıyla bu parametreler eğer belirli bir değer ise $\pm\%10$ oranında, eğer belirli bir fonksiyon ise başka tipte bir fonksiyonla değiştirilmiş ve yapılan parçacık analizi tekrarlanıp kütle, rezonans genişliği ve bolluk büyüklüklerinin ne kadar değiştiği hesaplanmıştır. Bu bölümde değiştirilen büyüklükler üzerinde durulacaktır. Analizi yapılan her momentum aralığı için değişim değerleri verilmeyip sadece en fazla ve en az değişimler gösterilmiştir.

Başlıca sistematik belirsizlik kaynakları

- (1) Sinyal fonksiyonun fit edilmesinde kullanılan fonksiyonlar,
- (2) Background fonksiyonunun fit edilmesinde kullanılan fonksiyonlar,
- (3) V^0 parçacıklarının bolluk analizinde kullanılan bin sayımı ve gaus yöntemleri,
- (4) $\Delta(1232)$ parçacıklarının analizinde uygulanan normalizasyon aralığı,
- (5) $\Delta(1232)$ parçacıklarının faz uzayı faktörü fonksiyonunda kullanılan T_{fo} ve p_t parametreleri,
- (6) Analizde kullanılan y aralığı,
- (7) z-verteks mesafesi,
- (8) iz seçim parametreleri,

(9) $\Delta(1232)$ parçacığının analizinde proton tanımlamasında kullanılan momentum sınırlaması,
(10) $\Delta(1232)$ parçacığının analizinde proton ve pion tanımlamasında kullanılan σ parametreleri,
şeklinde özetlenebilir.

5.5.1 Sinyal Fonksiyonunun Fit Edilmesinde Kullanılan Fonksiyonlar

V^0 sinyalleri Gaus fonksiyonu yerine Denklem 5.20 ile tanımlanan Breit-Wigner fonksiyonu ile fit edilmiştir.

$$BW = \frac{\Gamma_0}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5.20)$$

Bu denklemde Γ_0 ve M_0 parçacıkların PDG rezonans genişliği ve kütle değerleridir Γ ve M ise sinyali tanımlayan genişlik ve kütle parametreleridir.

Breit-Wigner fonksiyonunun kullanılmasıyla V^0 parçacıklarının her momentum aralığı için kütle değeri en fazla $\pm\%0.5$, rezonans genişlik değeri en fazla $\pm\%1.7$ ve bolluk değeri en fazla $\pm\%7.5$ arasında değişmiştir.

$\Delta(1232)$ sinyal fonksiyonu için Breit-Wigner ve Gaus fonksiyonları denenmiş fakat her iki durumda da fonksiyonlar sinyali fit edememiştir.

5.5.2 Background Fonksiyonunun Fit Edilmesinde Kullanılan Fonksiyonlar

V^0 sinyallerinin background ifadesini tanımlayan ikinci derece polinom fonksiyonu, lineer bir fonksiyon ve üçüncü derece bir fonksiyonla değiştirilmiştir.

$\Delta(1232)$ rezonansı için kullanılan lineer background fonksiyonu ise ikinci ve üçüncü derece fonksiyonlarla değiştirilmiştir.

Her durum için V^0 ve $\Delta(1232)$ rezonanslarının kütle ve genişlik değerleri arasındaki fark $\%0.2$ 'den daha küçük iken bolluk değeri için $\%1$ 'den daha küçüktür.

5.5.3 V^0 Parçacıklarının Bolluk Analizinde Kullanılan Bin Sayımı ve Gaus Yöntemleri

V^0 parçacıklarının bolluk değerleri hesaplanırken gaus yöntemi kullanılmıştır. Bin sayımı yönteminin bolluk değerine etkisi K_s^0 için maksimum $\%4.2$ iken Λ^0 için maksimum $\%2.1$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\%2.23$ 'tür.

5.5.4 $\Delta(1232)$ Parçacıklarının Analizinde Uygulanan Normalizasyon Aralığı

Farklı olayların karıştırılmasıyla elde edilmiş olan background analizinde normalizasyon faktörünün belirlenmesinde kullanılan kütle aralığı $1.4 \text{ GeV}/c^2$ - $1.8 \text{ GeV}/c^2$ 'dir. Bu değer $1.3 \text{ GeV}/c^2$ - $1.8 \text{ GeV}/c^2$ ve $1.5 \text{ GeV}/c^2$ - $1.8 \text{ GeV}/c^2$ aralığında değiştirilmiştir. Kütle değeri Δ^{++} için en fazla $\pm\%0.3$, rezonans genişlik değeri en fazla $\pm\%3.5$ ve bolluk değeri en fazla $\pm\%8.35$ arasında değişmiş iken Δ^- için kütle değeri en fazla $\pm\%0.38$, rezonans genişlik değeri en fazla $\pm\%3.72$ ve bolluk değeri en fazla $\pm\%9.2$ arasında değişmiştir.

5.5.5 $\Delta(1232)$ Parçacıklarının Faz Uzayı Faktörü Fonksiyonunda Kullanılan T_{f_0} ve p_t Parametreleri

0.160 GeV olarak kullanılan T_{f_0} değeri 140 ve 180 MeV olarak uygulanmıştır. $1 \text{ GeV}/c$ olan p_t değeri ise $0.5 \text{ GeV}/c$ ve $1.5 \text{ GeV}/c$ olarak uygulanmıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki değişim $\%0.2$ 'den daha küçüktür.

5.5.6 Analizde Kullanılan y Aralığı

$|y| < 0.5$ olarak uygulanan y aralığı $|y| < 0.4$ ve $|y| < 0.6$ olarak uygulanmıştır. V^0 ve $\Delta(1232)$ parçacıklarının kütle ve rezonans genişliklerindeki değişim $\%0.3$ 'ten daha küçük olmuşken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%3.08$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%4.12$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%3.6$ 'dır. Δ^{++} için maksimum $\pm\%2.6$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%2.85$ 'tir.

5.5.7 z-Verteks Mesafesi

$|z| < 10 \text{ cm}$ olarak uygulanan z-verteks konumu $|z| < 8 \text{ cm}$ ve $|z| < 12 \text{ cm}$ olarak uygulanmıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki değişim $\%0.2$ 'den daha küçüktür.

5.5.8 İz Seçim Parametreleri

Kullanılan iz seçim parametrelerinin kütle, genişlik ve bolluk üzerindeki etkileri aşağıda özetlenmiştir.

- **$|\eta|$ aralığı:** ± 0.9 olarak uygulanan η aralığı ± 0.8 şeklinde değiştirilmiştir. TPC ve TOF dedektörlerinin maksimum η kapsamları ± 0.9 olduğundan bu değerden daha büyük bir değer çalışılmamıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerinde bir değişim olmamıştır.

- ***İzin Cluster Sayısı:*** Birincil parçacık izlerini tanımlamakta 85 olarak kullanılan cluster sayısı 94 ve 77 olarak uygulanmıştır. Bu durumda kütle ve rezonans genişliğindeki değişim %0.2'den daha küçükken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%5.6$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%5.3$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%6.1$ 'dir. Δ^{++} için maksimum $\pm\%4.7$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%5.2$ 'dir.
- ***dE/dx Ölçümünde Kullanılan Nokta Sayısı:*** Birincil parçacık izlerini tanımlamakta 85 olarak uygulanan dE/dx ölçümünde kullanılan nokta sayısı 94 ve 77 olarak uygulanmıştır. Bu durumda kütle ve rezonans genişliğindeki değişim %0.2'den daha küçükken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%5.45$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%5.6$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%5.8$ 'dir. Δ^{++} için maksimum $\pm\%4.73$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%4.88$ 'dir.
- ***Küme ile İz Eğrisi Arasındaki χ^2 Değeri:*** Küme ile iz eğrisi arasındaki fitin kalitesini belirleyen ve 4 olarak uygulanan χ^2 değeri sırasıyla 4.5 ve 3.5 olarak uygulanmıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerinde bir değişim olmamıştır.
- ***dca_{xy} Değeri:*** Parçacıkların birincil vertekse xy konumundaki maksimum uzaklığını belirlemek üzere maksimum 3 cm olarak uygulanan dca_{xy} değerinin kütle ve rezonans genişliğindeki değişimi %0.3'ten daha küçükken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%1.23$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%2.3$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%2.5$ 'dir. Δ^{++} için maksimum $\pm\%1.05$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%1.34$ 'tür.
- ***dca_z Değeri:*** Parçacıkların birincil vertekse z konumundaki maksimum uzaklığını belirlemek üzere maksimum 3 cm olarak uygulanan dca_z değerinin kütle ve rezonans genişliğindeki değişimi %0.4'ten daha küçükken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%6.78$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%7.3$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%7.82$ 'dir. Δ^{++} için maksimum $\pm\%5.82$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%6.33$ 'tür.
- ***Pozitif V^0 Ürün Parçacığının Birincil Verteksle Arasındaki dca Değeri:*** Analizde minimum 0.036 cm olarak uygulanan bu değer 0.040 cm ve 0.032 cm olarak uygulanmıştır. V^0 parçacıklarının kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki değişim %0.2'den daha küçüktür.

- **Negatif V^0 Ürün Parçacığının Birincil Verteksle Arasındaki dca Değeri:** Analizde minimum 0.036 cm olarak uygulanan bu değer 0.040 cm ve 0.032 cm olarak uygulanmıştır. V^0 parçacıklarının kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki değişim %0.3'ten daha küçüktür.
- **V^0 Ürün Parçacıkları Arasındaki dca Değeri:** Analizde minimum 0.5 cm olarak uygulanan bu değer 0.55 cm ve 0.45 cm olarak uygulanmıştır. V^0 parçacıklarının kütle, rezonans genişliğindeki değişim %0.1'den daha küçük iken bolluk değerleri K_s^0 için maksimum $\pm\%2.12$ iken Λ^0 için maksimum $\pm\%3.1$ ve $\bar{\Lambda}^0$ için maksimum $\pm\%3.12$ 'dir.
- **V^0 Görüş Açısının Kosinüs Değeri:** 0.99 olarak uygulanan bu değer 0.89 olarak uygulanmıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerinde bir değişim olmamıştır.
- **V^0 Bozunma Bölgesinin Yarıçap Değeri:** 2 cm olarak uygulanan bu değer 2.2 cm ve 1.8 cm olarak uygulanmıştır. Her durum için kütle, rezonans genişliği ve bolluk değerlerindeki değişim %0.6'dan daha küçüktür.

5.5.9 $\Delta(1232)$ Parçacığının Analizinde Proton Tanımlamasında Kullanılan Momentum Sınırlaması

TPC yönteminde protonların maksimum momentum aralığı olarak kullanılan 1.1 GeV/c değeri, 1.2 GeV/c ve 1.0 GeV/c olarak değiştirilmiştir. Bu durumda kütle ve rezonans genişliğindeki değişim %1'den daha küçük olmuşken bolluk değeri Δ^{++} için maksimum $\pm\%4.5$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%5.1$ oranında değişmiştir.

TOF yönteminde protonların maksimum momentum aralığı olarak kullanılan 4.0 GeV/c değeri, 4.4 GeV/c ve 3.6 GeV/c olarak değiştirilmiştir. Bu durumda kütle ve rezonans genişliğindeki değişim %1'den daha küçük olmuşken bolluk değeri Δ^{++} için maksimum $\pm\%1.2$ ve Δ^- için maksimum $\pm\%1.85$ oranında değişmiştir.

5.5.10 $\Delta(1232)$ Parçacığının Analizinde Proton ve Pion Tanımlamasında Kullanılan σ Parametreleri

TPC ve TOF yöntemlerinde parçacık tanımlamasında 3 olarak kullanılan σ parametresi 3.3 ve 2.7 olarak değiştirilmiştir. Bu durumda kütle ve rezonans genişliğindeki değişim %1'den daha

küçük olmuşken bolluk değeri Δ^{++} için TPC yönteminde maksimum $\pm\%3.1$ ve TOF yönteminde maksimum $\pm\%4.2$ olmuştur. Δ^- için TPC yönteminde maksimum $\pm\%4.4$ ve TOF yönteminde maksimum $\pm\%4.8$ oranında değişmiştir.

5.5.11 Toplam Sistemik Belirsizlikler

Her bir parçacık türü için elde edilen toplam sistemik belirsizlikler Çizelge 5.11’de verilmiştir. n adet sistemik belirsizlik kaynağı içeren bir büyüklüğün toplam sistemik belirsizliği aşağıdaki denklem ile verilir [103],

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_n^2} \quad (5.21)$$

Bu denklemde σ_{tot} , toplam sistemik belirsizlik değerini göstermekteyken σ_1 , σ_2 ve σ_n her bir kaynağın sistemik belirsizlik miktarını ifade etmektedir.

Çizelge 5. 11 Toplam sistemik belirsizlikler.

<i>Parçacık</i>	<i>Belirsizlik</i>		
	<i>Kütle</i>	<i>Rezonans Genişliği</i>	<i>Bolluk</i>
K_s^0	$\pm\%1.12$	$\pm\%1.97$	$\pm\%14.06$
Λ^0	$\pm\%1.12$	$\pm\%1.97$	$\pm\%14.38$
$\bar{\Lambda}^0$	$\pm\%1.12$	$\pm\%1.97$	$\pm\%14.96$
Δ^{++}	$\pm\%1.90$	$\pm\%3.97$	$\pm\%14.35$
Δ^{--}	$\pm\%1.92$	$\pm\%4.17$	$\pm\%16.07$

SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu bölümde düzeltilmiş spektrumdan parçacık bolluklarının ve antiparçacık/parçacık oranının nasıl elde edildiği anlatılacak ve ALICE dedektörü ile ölçülmüş sonuçlar listelenecektir. Verilecek olan sonuçlar dedektör kalibrasyonlarında hala değişikliklerin olması nedeniyle kesin sonuçlar değildir ve $\pm\%10$ oranında değişiklik gösterebilir.

Düzeltilme çarpanları ve sistematik belirsizlikler belirlendikten sonra parçacıkların momentum spektrumları elde edilebilir. Birim y aralığı başına üretilen parçacık miktarı (dN/dy) ve ortalama p_t ($\langle p_t \rangle$) değerlerinin belirlenebilmesi için momentum spektrumu uygun bir fonksiyonla fit edilmeli ve bu fonksiyondan dN/dy ve $\langle p_t \rangle$ hesaplanmalıdır.

p_t dağılımının fit fonksiyonu için genellikle,

- Düşük p_t 'li parçacıklar için *transverse kütle*nin yer aldığı $A e^{-\frac{m_t}{T}}$ eksponansiyel formdaki bir fonksiyon [30],
- Yüksek p_t 'li parçacıklar için ise $A (1 + p_t/p_0)^{-n}$ üstel fonksiyonu [104],

kullanılmaktadır. Transverse kütle, $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}$ şeklinde ifade edilir. m_0 , parçacığın durgun kütesidir. Fonksiyonlardaki T , n ve p_0 fit parametreleridir ve T , “*ters eğim*” (*inverse slope*) parametresi olarak adlandırılır.

Parçacıkların p_t dağılımları, bu fonksiyonlarla ayrı ayrı fit edildiğinde, düşük p_t ve yüksek p_t değerleri arasında keskin bir sınır olmadığından dolayı, fit fonksiyonunun kalitesini belirleyen χ^2 değeri yeterince küçük bulunamamıştır. Bu amaçla, her iki fonksiyonun kombinasyonundan oluşan Levy-Tsallis fonksiyonu, fit fonksiyonu olarak seçilmiştir. Böylece, her iki momentum bölgesinin de iyi bir şekilde tasvir edilmesi sağlanmıştır. Levi-Tsallis fonksiyonu aşağıdaki denklemle ifade edilir [105],

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2N}{dy dp_t} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{(n-1)(n-2)}{nT + m_0(n-2)} \times \frac{dN}{dy} \times \left(1 + \frac{m_t - m_0}{nT}\right)^{-n} \quad (6.1)$$

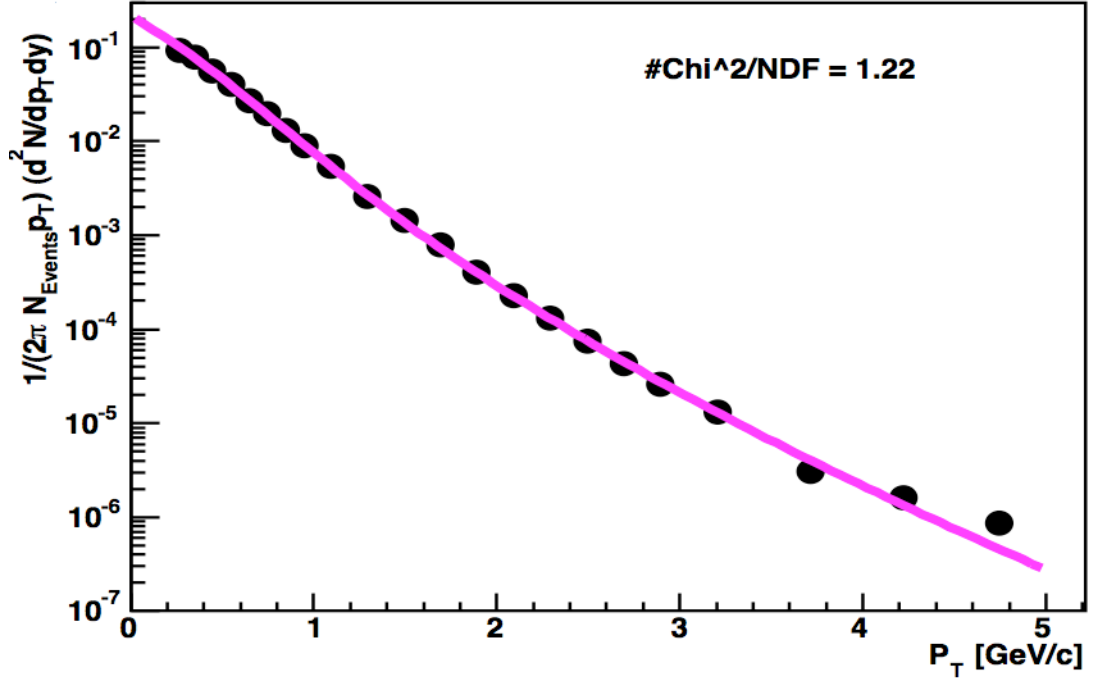
Levy-Tsallis fonksiyonu T parametresi ile karakterize edilen düşük p_t bölgesini ve n üstel parametresi ile karakterize edilen yüksek p_t bölgesini bir arada bulundurur ve böylece geniş bir momentum aralığını tanımlayabilir. Bu fonksiyon STAR ve ALICE deneylerinde momentum spektrumunu belirlemek amacıyla kullanılmıştır ([70], [102]).

Denklem 6.1'den görüldüğü üzere dN/dy , T ve n parametreleri fit fonksiyonu yardımıyla doğrudan belirlenebilir. $\langle p_t \rangle$ değerini belirlemek amacıyla fit fonksiyonunun $(0-\infty)$ aralığında integrali alınmalıdır,

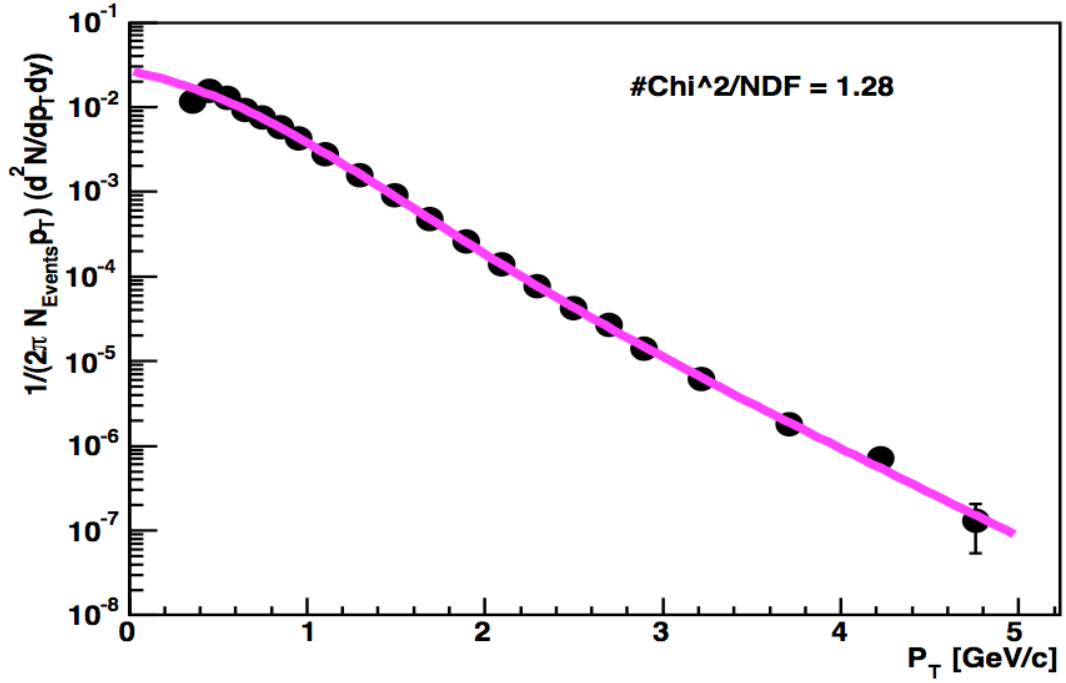
$$\langle p_t \rangle = \frac{\int_0^\infty p_t^2 \frac{1}{1 + (\sqrt{m_0^2 + p_t^2} - m_0)} \frac{1}{(nT)^n} dp_t}{\int_0^\infty p_t \frac{1}{1 + (\sqrt{m_0^2 + p_t^2} - m_0)} \frac{1}{(nT)^n} dp_t} \quad (6.2)$$

6.1 V^0 Parçacık Bollukları ve $\langle p_t \rangle$ Değeri

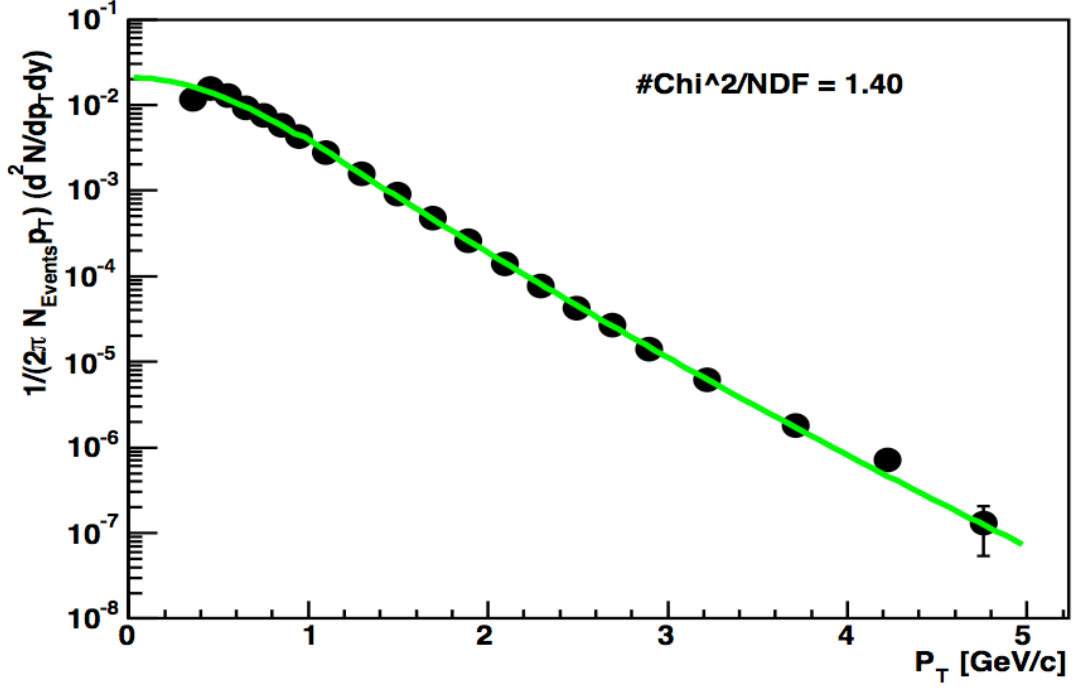
Şekil 6.1, Şekil 6.2 ve Şekil 6.3'te Levy-Tsallis fonksiyonunun V^0 parçacıklarının p_t spektrumunu nasıl fit ettiği görülmektedir. Çizelge 6.1'de ise bu fonksiyondan elde edilmiş dN/dy , $\langle p_t \rangle$, T ve n parametreleri listelenmiştir. Çizelgede verilmiş olan belirsizlik değerleri istatistiksel ve sistematik belirsizliklerin geometrik ortalamasıdır.



Şekil 6. 1 K_s^0 parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.



Şekil 6. 2 Λ^0 parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.



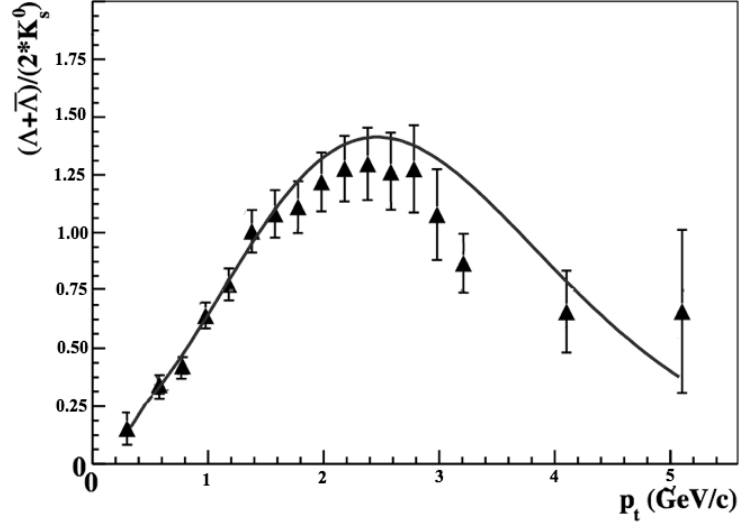
Şekil 6. 3 $\bar{\Lambda}^0$ parçacığı p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.

Çizelge 6. 1 ALICE merkezi bölgesindeki V^0 parçacık bollukları ve $\langle p_t \rangle$ değeri.

Parçacık	$ y < 0.5$ bölgesindeki bolluk (dN/dy)	$ y < 0.5$ bölgesindeki $\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	Ters Eğim Parametresi (T)	Üstel Parametre (n)
K_s^0	0.136 ± 0.003	0.60 ± 0.01	102 ± 34	3.16 ± 0.2
Λ	0.0430 ± 0.001	0.77 ± 0.02	134 ± 52	4.4 ± 0.2
$\bar{\Lambda}$	0.0402 ± 0.001	0.76 ± 0.02	128 ± 48	4.8 ± 0.3

6.1.1 Baryon / Mezon Oranının Belirlenmesi

Parçacıklar için p_t spektrumu elde edildikten baryon/mezon oranı da p_t 'ye bağlı olarak belirlenebilir ve bu dağılımdan bolluk değerleri bulunabilir.



Şekil 6. 4 $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ oranının p_t 'ye bağlı değişimi.

Şekil 6.4'te $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ parçacık oranının p_t 'ye bağlı değişimi gösterilmektedir. Fit fonksiyonu olarak aşağıdaki üstel fonksiyon seçilmiştir.

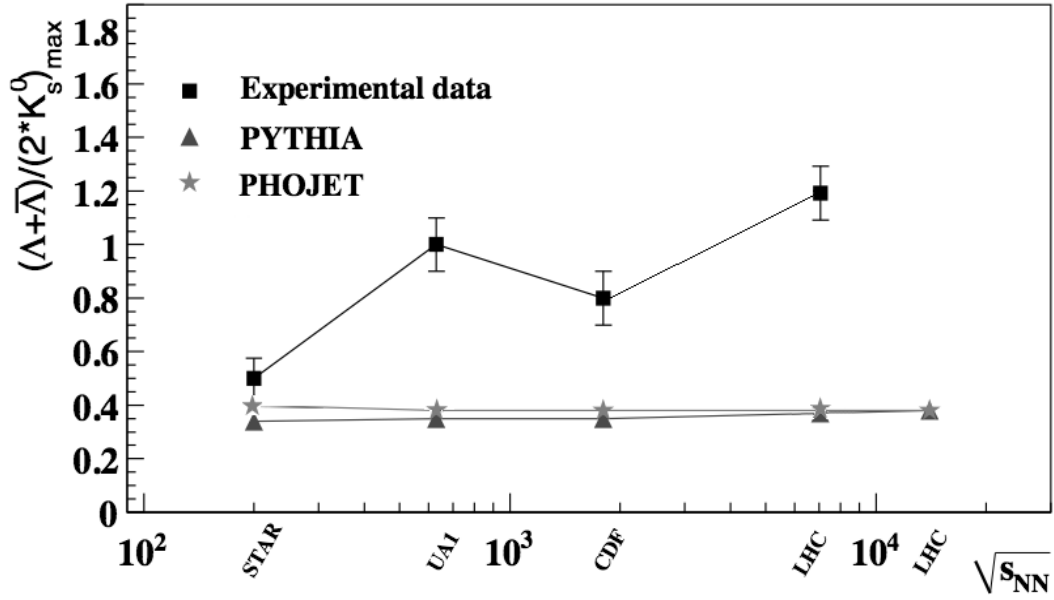
$$A \left(\frac{p_0}{p_0 + p_t} \right)^n \quad (6.3)$$

Fonksiyon veriyi tam olarak yansıtamasa da ($\chi^2/NDF = 12.6$) düşük momentum bölgesi istatistiksel belirsizlik sınırları içinde kalmaktadır. Bu fonksiyondan elde edilen bolluk ve $\langle p_t \rangle$ değeri Çizelge 6.2'de listelenmiştir.

Çizelge 6. 2 ALICE merkezi bölgesindeki $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ bolluğu ve $\langle p_t \rangle$ değeri.

Baryon/Mezon Oranı	$ y < 0.5$ bölgesindeki bolluk, (dN/dy)	$ y < 0.5$ bölgesindeki $\langle p_t \rangle$ (GeV/c)
$(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$	0.78 ± 0.015	1.13 ± 0.37

2. bölümde sunulmuş olan daha önceki deneylerden ve Monte Carlo simülasyonlarından elde edilen $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ oranlarının ALICE deneyinin sonuçlarıyla karşılaştırılması için bu spektrumların maksimum noktalarının çarpışma enerjisine bağımlılığı incelenebilir.



Şekil 6.5 $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ oranının maksimum noktasının çarpışma enerjisine bağlı olarak değişimi.

Şekil 6.5'ten anlaşılacağı gibi, her ne kadar UA1 ve CDF arasındaki baryon/mezon oranı bir azalma eğiliminde olsa da bu oran STAR deneyine göre hala daha yüksektedir ve baryon/mezon oranında bir artış gözlemlendiği sonucuna varılabilir.

$2 \text{ GeV}/c < p_t < 5 \text{ GeV}/c$ aralığındaki tranverse momentum bölgesi hadronizasyon mekanizmasının anlaşılmasında önemlidir. Deneylerden elde edilen baryon/mezon oranları bu bölgede bir maksimum değere ulaşmaktadır. Baryon/mezon oranındaki artışı açıklamaya çalışan teorik modellerden bir tanesi hadronların serbest kuarklardan oluştuğunu varsayan *birleşim (coalescence, recombination)* modelidir [106]. Bu model Ağır iyon çarpışmaları için başarılı sonuçlar üretirken pp çarpışmalarını açıklamakta yetersizdir. Çünkü pp çarpışmalarında oluşan parçacıkların faz uzayı kapsamı ($y-p_t$ dağılımları) ağır iyon çarpışmalarındaki gibi geniş değildir ve bu bölgede modelden kaynaklanan integraller doğru olarak hesaplanamaz.

Şekil 6.5'ten görüldüğü üzere pQCD modelleri olan PYTHIA ve PHOJET baryon/mezon oranını doğru olarak yansıtamamaktadır ve bundan dolayı ek süreçlerin tanımlanmasına ihtiyaç vardır.

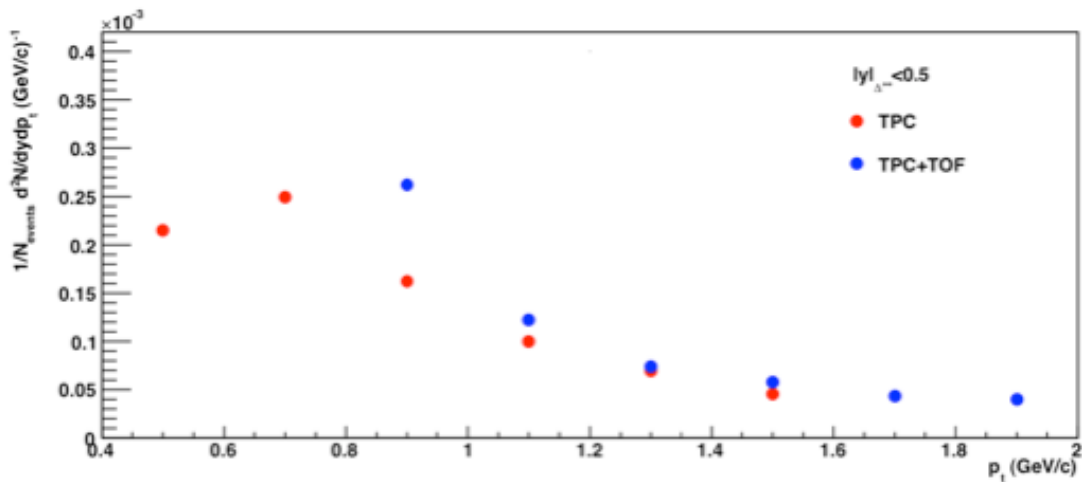
Yapılan son çalışmalar [107] PYTHIA modelinde partonların sadece ikili değil, üç ya da daha fazla sayıda partonun birlikte etkileşmesi (birbirleri arasında pomeron değişimi yapması) gibi *çoklu etkileşmeleri (multiple interactions)* içeren etkileşme kanalının aktif hale getirilmesiyle maksimum noktanın iki kat arttığını göstermiştir.

Yine aynı çalışmada, pp çarpışmalarında, parçacıkların aynı hızda belirli ve bir doğrultuda hareket etmesi gibi kollektif olayların var olduğu temeline dayanılarak geliştirilen EPOS [108] modelinin baryon/mezon oranındaki artışı yansıtabildiğini göstermiştir. Bu etki 0.63 TeV enerjili çarpışmalarda baskın değilken, çarpışma enerjisi LHC enerjilerine doğru ilerlediğinde hızlı bir artış göstermektedir ve bu sayede baryon/mezon oranının maksimum noktasında artışa ≈ 4 kat kadar bir artışa sebep olmaktadır.

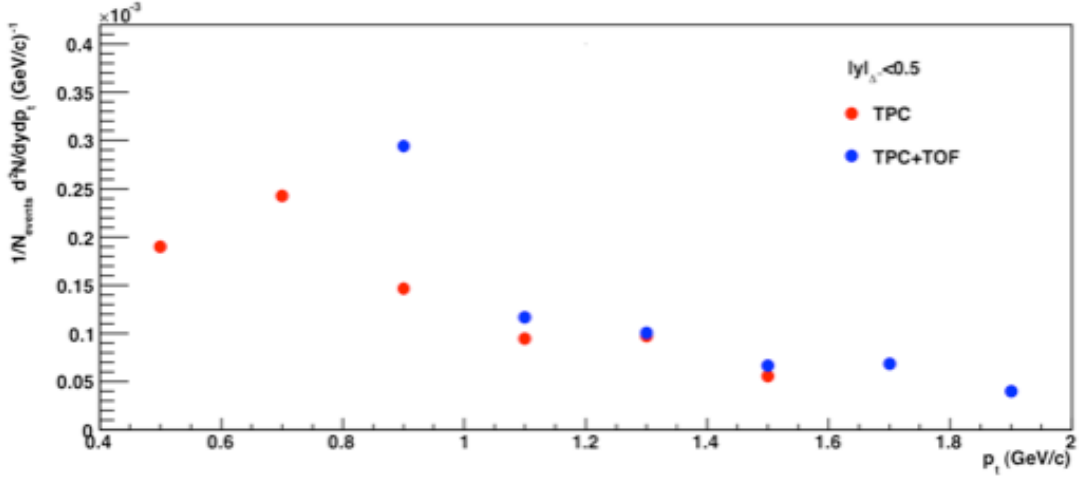
Eğer 14 TeV enerjili çarpışmalarda elde edilecek olan baryon/mezon oranının maksimum değeri bu tip bir hızlı artış gösterirse, sadece ağır iyon çarpışmalarında gerçekleştiği düşünülen kollektif olayların pp çarpışmalarında da var olduğu doğrulanacaktır.

6.2 $\Delta(1232)$ Parçacık Bollukları ve $\langle p_t \rangle$ Değeri

$\Delta(1232)$ rezonansının analizinde kullanılan TPC ve TOF yöntemleri sayesinde bu parçacıkların 2 GeV/c'ye kadar olan geniş bir aralıkta transverse momentum spektrumları belirlenmiştir. TPC ve TOF yöntemlerinin her ikisi de $0.8 \text{ GeV/c} < p_t < 1.6 \text{ GeV/c}$ aralağındaki dört momentum bölgesinde sonuçlar ürettiğinden öncelikle hangi yöntemin momentum spektrumunda kullanılması gerektiği incelenmelidir. Şekil 6.6 ve Şekil 6.7'de Δ^{++} ve Δ^- parçacıkları için TPC ve TOF yöntemlerinden elde edilen p_t spektrumları görülmektedir.



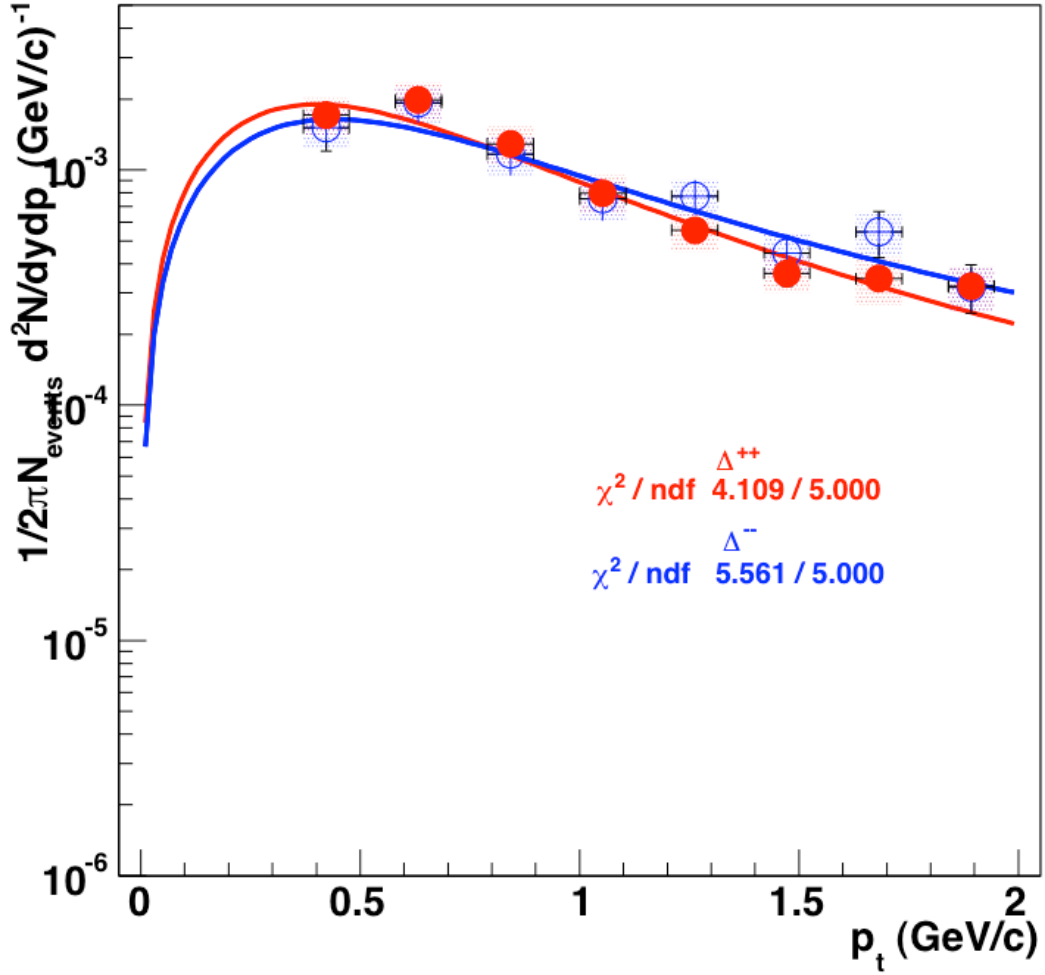
Şekil 6. 6 Δ^{++} parçacığının düzeltilmiş p_t spektrumu. Kırmızı semboller TPC yöntemini, mavi semboller TOF yöntemini ifade etmektedir.



Şekil 6. 7 Δ^- parçacığının düzeltilmiş p_t spektrumu. Kırmızı semboller TPC yöntemini, mavi semboller TOF yöntemini ifade etmektedir.

Şekil 6.6 ve Şekil 6.7'den görüldüğü üzere $0.8 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında TPC ve TOF yöntemleri ile elde edilen parçacık miktarları arasında oldukça büyük bir farklılık vardır. Bu durum, Şekil 5.46'da verilmiş olan kapsam-verim düzeltme faktörünün TOF yönteminde 0.1'den daha küçük bir değer vermesinden kaynaklanmaktadır. Bu momentum bölgesinde TOF yönteminin verimi çok düşük olduğundan analiz sonucu elde edilen bolluk değeri, düzeltme faktörüne bölüldüğünde bolluk miktarının anormal derecede artmasına sebep olmaktadır. $0.8 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında TPC yönteminin verimi ~ 0.3 civarındadır ve bu yöntem için maksimum verim ~ 0.4 olmaktadır. Dolayısıyla bu momentum bölgesinde TPC yönteminden elde edilmiş olan bolluk değeri spektrum analizinde kullanılmıştır. $1.0 \text{ GeV}/c < p_t < 1.6 \text{ GeV}/c$ momentum bölgesinde ise TPC ve TOF yöntemleri birbirlerine yakın değerler üretmiştir. Her iki yöntemin verdiği sonuçların ortalamaları alınarak spektruma yerleştirilmiştir.

Şekil 6.8'de Levy-Tsallis fonksiyonunun Δ^{++} ve Δ^- parçacıklarının p_t spektrumunu nasıl fit ettiği görülmektedir. Çizelge 6.3'te ise bu fonksiyondan elde edilmiş dN/dy , $\langle p_t \rangle$, T ve n parametreleri listelenmiştir. Çizelgede verilmiş olan belirsizlik değerleri istatistiksel ve sistematik belirsizliklerin geometrik ortalamasıdır.



Şekil 6. 8 Δ^{++} ve Δ^{-} parçacıkları p_t spektrumunun Levy-Tsallis fonksiyonu ile uyumu.

Çizelge 6. 3 ALICE merkezi bölgesindeki $\Delta(1232)$ parçacık bollukları ve $\langle p_t \rangle$ değeri.

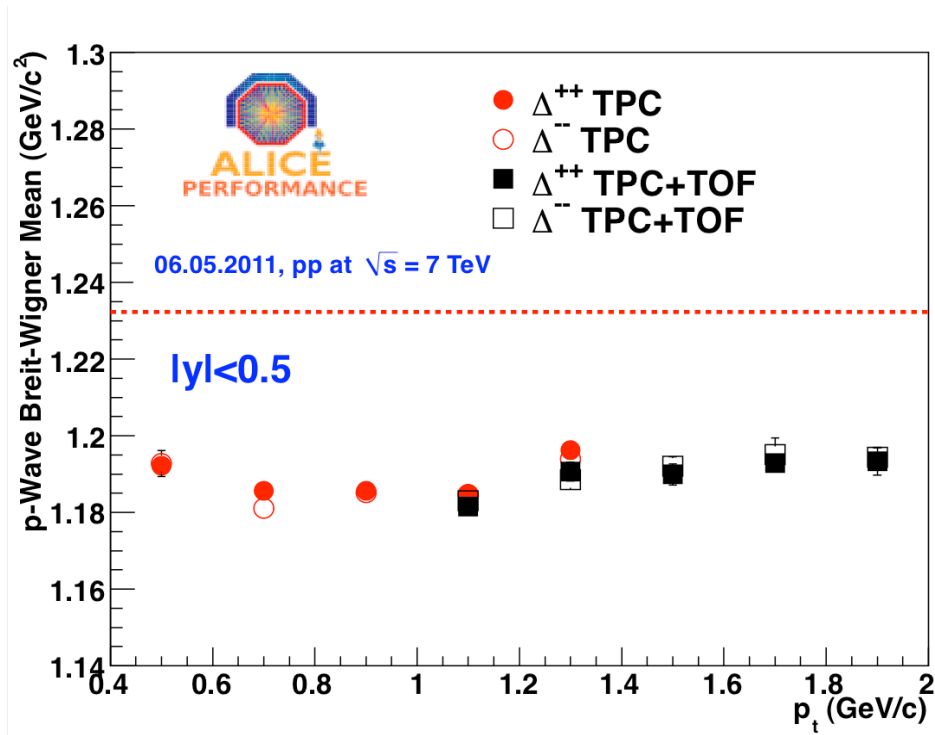
Parçacık	$ y < 0.5$ bölgesindeki bolluk (dN/dy)	$ y < 0.5$ bölgesindeki $\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	Ters Eğim Parametresi (T)	Üstel Parametre (n)
Δ^{++}	0.018 ± 0.005	0.92 ± 0.22	115 ± 48	2.57 ± 0.83
Δ^{-}	0.014 ± 0.004	0.87 ± 0.21	99 ± 38	2.30 ± 0.75

Δ/p oranı, ALICE deneyinde 7 TeV enerjili çarpışmalarda proton ortalama momentum değeri belirli olmadığından hesaplanamamıştır. Çok yakın bir zamanda bu değer belirlenecektir ve daha önceki deneylerden elde edilmiş olan sonuçlarla karşılaştırılacaktır.

6.2.1 $\Delta(1232)$ Parçacıklarındaki Kütlesel Kayma

Bölüm 5.3.7’de belirtildiği üzere 0.4-2.0 GeV/c momentum aralığında Δ parçacıklarının kütlesinde 50 MeV/c² civarında bir kütle kayması gözlemlenmiştir. Bu durum, rezonansların çok kısa yarı ömürlü olmalarından dolayı, kendilerini çevreleyen aşırı derecede yoğun ve sıcak ortamlarla etkileşime girip fiziksel özelliklerinin değişmesine neden olması düşüncesini doğrulamaktadır. Gözlemlenen bu kütle kayma miktarı STAR deneyi ile uyumlu olup [93] rapor edilen PDG değerlerinden önemli derecede küçüktür. Rezonans genişlik değeri ise belirsizlik sınırları içinde yayınlanmış sonuçlarla uyumludur.

TPC ve TOF yöntemlerinden elde edilmiş olan ve istatistik ve sistematik belirsizliklerin eklenmiş olduğu kütle değerleri Şekil 6.9’da görülmektedir [109].



Şekil 6.9 Δ^{++} ve Δ^- parçacıklarının TPC ve TOF yöntemlerinden elde edilmiş olan kütle değerleri.

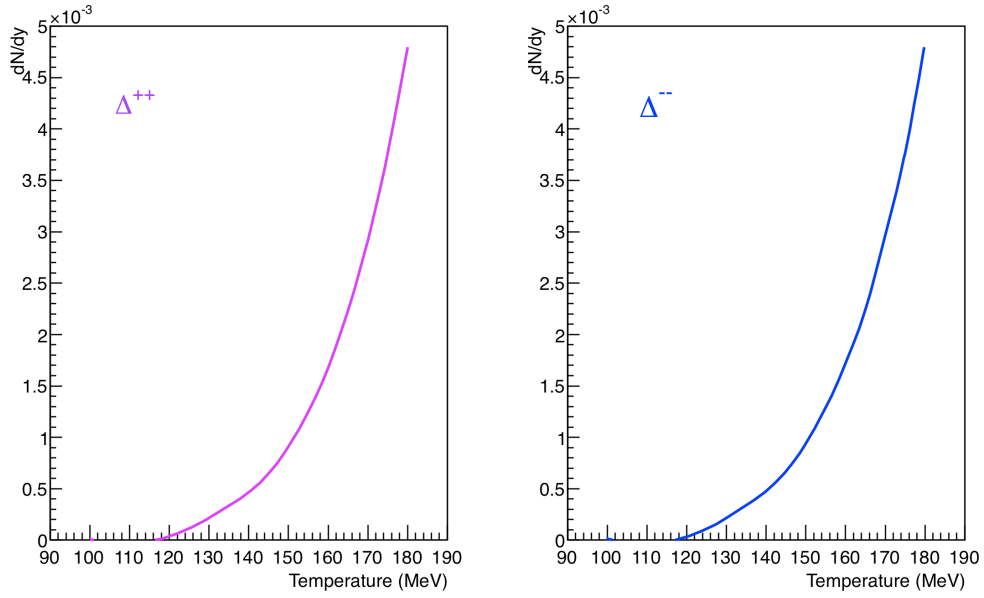
Şekil 6.9’dan anlaşılacağı üzere yüksek momentum değerlerinde kütle kayma miktarlarında bir miktar azalma gözlemlenmiştir. Bu durum, STAR deneyinde elde edilmiş olan sonuçlar incelendiğinde belirsizlik sınırları içinde kalmaktayken ALICE deneyinde daha belirgindir. Bu sonuç tam kesinleşmemiş olup üzerinde daha fazla çalışılması gerekmektedir. Özellikle Pb+Pb çarpışmalarında Δ parçacığının incelenmesiyle net bir yargıya varılacaktır.

İz multiplisitesinin de kütle kayma miktarını arttırdığı gözlemlenmiş olsa da yine de kesin sonuçlar için daha fazla çalışmanın yapılması gerekmektedir.

6.2.2 Teorik Modellerle Karşılaştırma

PHOJET modeli Δ parçacığını içermediğinden ne kadar parçacık üretildiği bulunamıştır. Fakat PYTHIA modelinin $|y|<0.5$ aralığında ürettiği Δ^{++} ve Δ^- miktarı dN/dy 0.01 olarak bulunmuştur. ALICE deneyinde ölçülen dN/dy değerleri Δ^{++} ve Δ^- için sırasıyla 0.018 ± 0.005 ve 0.014 ± 0.004 olarak ölçüldüğünden PYTHIA'nın bu parçacıkları ölçülenden daha az ürettiği anlaşılmıştır. PYTHIA modeline yeni etkileşme kanallarının eklenmesi gerekmektedir.

THERMUS modelinin farklı kuark-gluon plazma faz geçişi sıcaklığı için üretmiş olduğu dN/dy değerleri Şekil 6.10'da görülmektedir. Deneysel olarak ölçülmüş olan dN/dy değerleri bu grafikte y eksenine yerleştirilip bunlara karşılık gelen T değerleri belirlendiğinde kuark-gluon plazma faz geçiş sıcaklık değerinin 150-170 MeV arasında olduğu kolayca anlaşılabilir. Δ/p oranının belirlenmesiyle bu durum hakkında daha çok yorum yapılabilecektir.



Şekil 6. 10 (sol) Δ^{++} ve (sağ) Δ^- parçacıklarının THERMUS modeli ile farklı sıcaklıklar için elde edilmiş dN/dy değerleri.

- [1] Amsler, C. vd., [Particle Data Group], (2008), “Review of Particle Physics”, Phys. Lett. B 667 (1-5):1-1340.
- [2] Perkins, D.H., (2000), “Introduction to High Energy Physics”, Cambridge University Press, United Kingdom.
- [3] Higgs, P.W., (1964), “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, Phys. Rev. Lett. 13:508-509.
- [4] Cabibbo, N. ve Parisi G. (1975), “Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation”, Phys. Lett. B 59:67-69.
- [5] Aoki, Y., Fodor, Z., Katz S. D. ve Szabo, K. K., (2006), “The QCD Transition Temperature: Results with Physical Masses in the Continuum Limit”, Phys. Lett. B 643:46-54.
- [6] Cheng, M. vd., (2006), “The Transition Temperature in QCD”, Phys. Rev. D 74:054507 [arXiv:hep-lat/0608013].
- [7] Braun-Munzinger, P. ve Stachel, J., (2002), “Particle Ratios, Equilibration, and the QCD Phase Boundary”. J. Phys. G, 28:1971–1976.
- [8] Rafelski, J. ve Muller, B., (1982), “Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma”, Phys. Rev. Lett. 48:1066-1069.
- [9] Andersen, E. vd., [WA97 Collaboration],(1999), “Strangeness Enhancement at Midrapidity in Pb+Pb Collisions at 158-A-GeV/c”, Phys. Lett. B 449:401-406.
- [10] Antinori, F. vd., (2002), “First Results on Strange Baryon Production From the NA57 Experiment”, Nucl. Phys. A 698:118-126.
- [11] Alt, C. vd. [The NA49 Collaboration], (2004), “Strangeness From 20-A-GeV to 158-A-GeV”, J. Phys. G 30:119-128.
- [12] Adams, J. vd., [STAR Collaboration], (2005), “Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark–Gluon Plasma: the STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence From RHIC Collisions”, Nucl. Phys. A 757:102-183.
- [13] Adcox, K. vd., [PHENIX Collaboration], (2005), “Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration”, Nucl. Phys. A 757:184-283.
- [14] Arsene, I. vd., [BRAHMS Collaboration], (2005), “Quark–Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The Perspective From the BRAHMS Experiment”, Nucl. Phys. A 757:1-27.

- [15] Back, B. B. vd., (2005), “The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC”, Nucl. Phys. A 757:28-101.
- [16] Torrieri, G. ve Rafelski, J., (2001), “Strange Hadron Resonances as a Signature of Freeze-Out Dynamics”, Phys. Lett. B, 509:239–245.
- [17] Bleicher, M. ve Aichlen J., (2002), “Strange Resonance Production: Probing Chemical and Thermal Freeze-Out in Relativistic Heavy Ion Collisions”, Phys. Lett. B, 530:81-87.
- [18] ALICE Collaboration, (2011), “Strange Particle Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=0.9\text{TeV}$ with ALICE at LHC”, Eur. Phys. J. C 71:1594-1617.
- [19] Giubellino, P. vd., (2000), “Day One Proton-Proton Physics with the ALICE Central Detector”, CERN-ALICE-INT-2000-28.
- [20] Revol, J.P., (2003), “Low- p_T Proton-Proton Physics at Low Luminosity at LHC”, Pramana J. Phys., 60: 795-816.
- [21] Alexopoulos, T. vd., (2002), “Evidence for Hadronic Deconfinement in Anti-p p Collisions at 1.8 TeV”. Phys. Lett. B 528:43-48.
- [22] LHC Study Group, (1995), “The Large Hadron Collider Conceptual Design Report”, CERN/AC 95-05.
- [23] Lep Injector Study Group, (1983), “LEP Design Report Vol. 1: The LEP Injector Chain”, CERN-LEP-TH-83-29, CERN-PS-DL-83-81, CERN-SPS-83-26, LAL-RT-83-09.
- [24] Lep Injector Study Group, (1984), “LEP Design Report Vol. 2: The LEP Main Ring”, CERN-LEP/8-01
- [25] Lep Injector Study Group, (1996), “LEP Design Report Vol. 3: LEP2”, CERN-AC-96-01-LEP2.
- [26] ATLAS Collaboration, (1994), “ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS Technical Proposal”, CERN/LHCC 94-18, LHCC/P1.
- [27] CMS Collaboration, (1994), “The Compact Muon Solenoid Technical Proposal”, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1.
- [28] ALICE Collaboration, (1995), “A Large Ion Collider Experiment Technical Proposal Design”, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3.
- [29] LHCb Collaboration, (1998), “A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays LHCb Technical Proposal”, CERN/LHCC 98-04, LHCC/P4.
- [30] Hagedorn, R., (1965), “Statistical Thermodynamics of Strong Interactions at High-Energies”, Nuovo Cim.Suppl., 3:147-186.
- [31] Braun-Munzinger, P., Redlich K. ve Stachel J., (2003), “Particle Production in Heavy Ion Collisions”. Quark Gluon Plasma 3, World Scientific Publishing.
- [32] Rafelski, J. (1991), “Strange Anti-Baryons from Quark Gluon Plasma”, Phys. Lett. B:262, 333-340.
- [33] Rafelski, J. ve Letessier, J., (2003), “Testing Limits of Statistical Hadronization”, Nucl. Phys. A:715, 98-107.
- [34] Torrieri, G., (2004), Statistical Hadronization Phenomenology in Heavy Ion Collisions at SPS and RHIC Energies, Doktora Tezi, University of Arizona.

- [35] STAR Collaboration, (2005), “Experimental and the Theoretical Challenges in the Search for Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration’s Assessment of the Evidence from RHIC Collisions”, Nucl. Phys. A, 757: 102-183.
- [36] Wheaton, S. ve Cleymans, J., (2009), “THERMUS, A Thermal Model Package for ROOT”, Comput. Phys. Commun, 180: 84-106.
- [37] Torrieri, G., Jeon, S., Letessier, J. ve Rafelski J., (2006), “SHAREv2: Fluctuations and a Comprehensive Treatment of Decay Feed-Down”, Comput. Phys. Commun.,175: 635-649.
- [38] ALICE Collaboration, (2004), “ALICE: Physics Performance Report, Volume I”, J. Phys. G 30:1517, LHCC/P3.
- [39] ALICE Collaboration, (2010), “Charged-Particle Multiplicity Measurement in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ with ALICE at LHC”, Eur. Phys. J. C 68:89-108.
- [40] Collins, P. D. B., (1977), “An Introduction to Regge Theory & High-Energy Physics”, Cambridge University Press.
- [41] Muroya, S., Nakamura, A., Nonaka, C. ve Takaishi, T., (2003), “Lattice QCD at Finite Density: An Introductory Review”, Prog. Theor. Phys., 110:615–668.
- [42] Karsch, F., (2002), “Lattice Results on QCD Thermodynamics”, Nucl. Phys., A698:199–208.
- [43] Andersson, B., Gustafson, G., Ingelman, G., ve Sjostrand T., (1983), “Parton Fragmentation and String Dynamics”, Phys. Rept., 97:31.
- [44] Werner, K., (1993), “Strings, Pomerons, and the Venus Model of Hadronic Interactions at Ultrarelativistic Energies”, Phys. Rept., 232:87–299.
- [45] Wong, C. Y., (1994), “Introduction to High-Energy Heavy Ion Collisions”, Singapore: World Scientific, Singapore.
- [46] Sjostrand, T., Lonnblad, L., Mrenna, S. ve Skands. P., (2001), “Pythia 6.2: Physics and Manual”, arXiv:hep-ph/01088264.
- [47] Gyulassy, M. ve Wang, X., (1994), “Hijing 1.0: A Monte Carlo Program for Parton and Particle Production in High-Energy Hadronic and Nuclear Collisions”, Comput. Phys. Commun., 83:307.
- [48] Andersson, B., Gustafson, G. ve Nilsson-Almqvist, B., (1987), “A Model for Low P_T Hadronic Reactions, with Generalizations to Hadron - Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions”, Nucl. Phys., B281:289.
- [49] Bass, S. A. vd., “Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions”, Prog. Part. Nucl. Phys., 41:225–370.
- [50] Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C. ve Tran Thanh Van, J., (1994), “Dual Parton Model”, Phys. Rept., 236:225–329.
- [51] Engel, R. ve Ranft, J., (1996), “Hadronic Photon-Photon Interactions at High Energies”, Phys. Rev., D54:4244–4262.
- [52] Donnachie, A. ve Landshoff, P. V., (1992), “Total cross-sections”, Phys. Lett. B 296:227.
- [53] Hahn, K. ve Ranft, J., (1993), “Comparing Multiparticle Production within a Two-Component Dual Parton Model with Collider Data”, Phys. Rev. D, 41:1463-1470.

- [54] Ferro, F., Sobol, A. ve Guillaud, J., “Simulation of Diffractive and Non-Diffractive Processes at the LHC Energy with the PHYTHIA and PHOJET MC Event Generators”, CERN-TOTEM-NOTE-2004-005.
- [55] Breakstone, A., vd. [Ames-Bologna-CERN-Dortmund-Heidelberg-Warsaw Collaboration], (1984), “Charged Multiplicity Distribution in $p+p$ Interactions at ISR Energies”, Phys. Rev. D 30:528.
- [56] Aler, G. J. vd. [UA5 Collaboration], (1986), “ $p + \bar{p}$ Cross-Sections at 200 GeV and 900 GeV Center-of-Mass Energy”, Z. Phys. C 32:153.
- [57] Aler, G.J. vd. [UA5 Collaboration], (1987), “UA5: A general Study of Proton-Antiproton Physics at $\sqrt{s} = 546$ GeV”, Phys. Rept. 154:247.
- [58] UA5 Collaboration, (1989), “Hyperon Production at 200 and 900 GeV c.m. Energy”, Nucl. Phys. B, 328:36-58.
- [59] Bernard, D. vd. [UA4 Collaboration], (1986), “Pseudorapidity Distribution of Charged Particles in Diffraction Dissociation Events at the CERN SPS Collider”, Phys. Lett. B 166:459-462.
- [60] Alexopoulos, T. vd., (1998), “The Role of Double Parton Collisions in Soft Hadron Interactions”, Phys. Lett. B 435:453.
- [61] Abe, F. vd. [CDF Collaboration], (1990), “Pseudorapidity Distributions of Charged Particles Produced in $p + \bar{p}$ Interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV”, Phys. Rev. D, 41:2330.
- [62] Skands, P., (2009), “The Perugia Tunes”, arXiv:hep-ph/0905.3418.
- [63] Wroblewski, A., (1985), “On the Strange Quark Suppression Factor in High-Energy Collisions”, Acta Phys. Polon. B 16:379-392.
- [64] Braun-Munzinger P., Cleymans, J., Oeschler, H., Redlich, K., (2002), “Maximum Relative Strangeness Content in Heavy-Ion Collisions Around 30 A GeV”, Nucl. Phys. A 697:902-912.
- [65] Oeschler, H., Cleymans, J., Redlich K., (2003), “Strange Particle Production from SIS to LHC”, Pramana J. Phys., 60:1039-1044.
- [66] Alexopoulos, T. vd., (1993), “The Role of Double Parton Collisions in Soft Hadron Interactions”, Phys. Rev. D, 48:984-997.
- [67] DeFlorian, D., Stratmann, M. ve Vogelsang, W., (1998), “QCD Analysis of Unpolarized and Polarized Λ -Baryon Production in Leading and Next-to-Leading Order”, Phys. Rev. D, 57:5811-5824.
- [68] Ricaud, H., (2008), Étude de la Production des Baryons et Mésons étranges Λ et K_s^0 Dans les Collisions Proton-Proton avec l'Expérience ALICE Auprès du LHC, Doktora Tezi, Université de Strasbourg.
- [69] Bocquet, G. vd., (1996), “Transverse Momentum Spectra of Charged Particles in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=630$ GeV”, Phys Lett. B, 366:434-440.
- [70] STAR Collaboration, (2007), “Strange Particle Production in $p+p$ Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV”, Phys. Rev. C, 75:064901.
- [71] CDF Collaboration, (2005), “ K_s^0 and Λ^0 Production Studies in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1800$ and 630 GeV”, Phys. Rev. D, 72:52001.

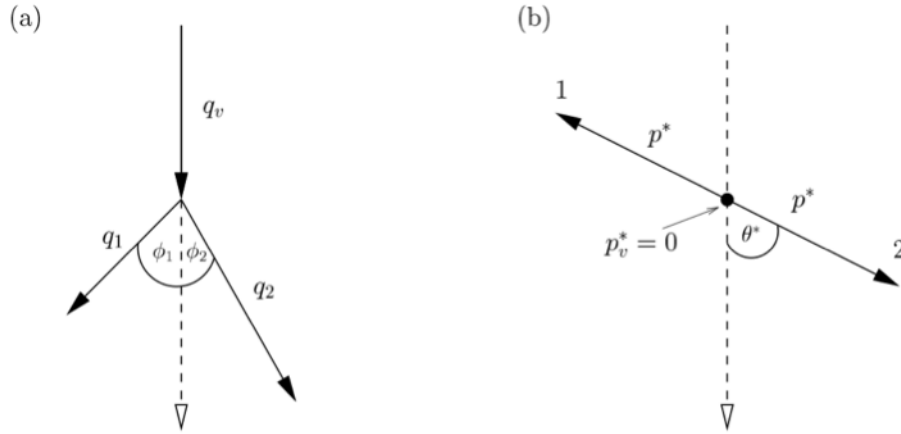
- [72] Grosse-Oetringhaus, J. F., (2009), Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton–Proton Collisions with the ALICE Detector, Doktora Tezi, Münster University.
- [73] ALICE Collaboration, (2003), “Definition of the ALICE Coordinate System and Basic Rules for Sub-detector Components Numbering”, ALICE-INT-2003-038.
- [74] Yao, W. M., vd., (1986), “Review of Particle Physics”, J. Physcis G, 33:1-1232.
- [75] Foster, I. ve Kesselmann, C., (2004), The Grid – Blueprint for a New Computing Infrastructure, 2nd edition, Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco.
- [76] ROOT Team, (2009), “ROOT User’s Guide”, <http://root.cern.ch/>.
- [77] ALICE Collaboration, (2006), “ALICE: Physics Performance Report, Volume II”, J. Phys, G 32:1295-2040.
- [78] Brun, R., Hagelberg, R., Hansroul, M. ve Lassalle, J. C., (1978), “Geant: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual”, CERN-DD-78-2-REV.
- [79] Agostinelli, S. vd., [GEANT4 Collaboration], (2003), “GEANT4: a Simulation Toolkit”, Nucl. Instrum. Meth. A 506:250-303.
- [80] Fasso, A. vd., (2003), “The Physics Models of FLUKA: Status and Recent Development”, Conference Proceedings of Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), 24-28 Mart 2003, La Jolla, California.
- [81] Bagnasco, S., vd., (2007), “AliEn: ALICE environment on the GRID”, International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP’07), 2–7 Eylül 2007, Victoria Conference Centre, British Columbia, Canada.
- [82] Ballintijn, M., Brun, R., Rademakers, F. ve Roland, G., (2003), “Distributed Parallel Analysis Framework with PROOF”, Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference, 24-28 Mart 2003, University of California, USA.
- [83] Hrivnacova, I., (2003), “The Virtual Monte Carlo”, Conference Proceedings of Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), 24-28 Mart 2003, La Jolla, California.
- [84] Monarc Collaboration, (2000), “Models of Networked Analysis at Regional Centres for LHC Experiments (MONARC) PHASE 2 REPORT ”, CERN/LCB 2000-001.
- [85] Billoir, P., (1984),”Track fitting with multiple scattering: A new method”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., 225:352-366.
- [86] Ivanov, M., Belikov, I., Hristov, P., Šafařík, K.,(2006),” Track Reconstruction in High Density Environment”, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 566:70-74.
- [87] Badala, A., vd., (2002), “Tracking inside the ALICE Inner Tracking System”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 485:15–22.
- [88] Rochester, G. , Butler, C., (1947), “ Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles”, Nature, 160:855-857
- [89] Armenteros, R. ve Podolanski, J., (1954), “Analysis of V-Events”, Phil. Mag. 45:13-30.

- [90] Conrad J., Contreras, J. G. ve Jørgensen, C. E., (2005), “Minimum Bias Triggers in Proton–Proton Collisions with the VZERO and Silicon Pixel Detectors”, ALICE-INT-2005-025.
- [91] ALICE Collaboration, (2008), “The ALICE Experiment at the CERN LHC”, JINST, 3:S08002.
- [92] ALICE Collaboration, (2010), “Alignment of the ALICE Inner Tracking System with Cosmic-Ray Tracks”, JINST, 5:P03003.
- [93] STAR Collaboration, (2008), “Hadronic resonance production in $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV measured at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider”, Phys. Rev. C, 78:044906.
- [94] Dipak, M., (2005), Study of Particle Multiplicity and Resonance Production at RHIC, Doktora Tezi, Utkal University.
- [95] Hote, (1994), “About Resonance Signal Extraction From Multiparticle Data: Combinatorics and Event Mixing Methods”, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A, 337:544-556.
- [96] STAR Collaboration, (2005), “ $K^*(892)$ Resonance Production in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV at STAR”, Phys. Rev. C, 71:064902.
- [97] Arndt, R. A., Ford, M. J., Roper D. L., (1985), “Pion-Nucleon Partial-Wave Analysis to 1100 MeV”, Phys. Rev. D. 32:1085-1103.
- [98] Kolb, P. F. ve Prakash, M., (2003), “Spectroscopy of Resonance Decays in RHIC Experiments”, Phys. Rev. C, 67:044902.
- [99] Shuryak, E. V. ve Brown, G. E., (2003), “Matter-Induced Modification of Resonances at RHIC Freezeout”, Nucl. Phys. A, 717:322-335.
- [100] Broniowski, W., Florkowski, W. ve Hiller B., (2003), “Thermal analysis of Production of Resonances in Relativistic Heavy-Ion Collisions”, Phys. Rev. C 68:034911.
- [101] STAR Collaboration, (2004), “ ρ^0 Production and Possible Modification in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, Phys. Rev. Lett., 92:092301.
- [102] ALICE Collaboration, (2011), “Production of Pions, Kaons and Protons in pp Collisions at $\sqrt{s}=900$ GeV with ALICE at the LHC”, Eur. Phys. J. C, arXiv:1101.4110, *baskıda*.
- [103] Taylor, R. J., (1996), “An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements”, University Science Books, Sausalito, CA.
- [104] UA1 Collaboration, (1983), “Jet Fragmentation into Charged Particles at the CERN Proton - Anti-Proton Collider”, Phys.Lett.B, 132:223-229.
- [105] Wilk, G. ve Wlodarczyk, Z., (2000), “Interpretation of the Nonextensivity Parameter q in Some Applications of Tsallis Statistics and Lévy Distributions”, Phys. Rev. Lett., 84: 2770-2773.
- [106] Fries, R., Greco, V. ve Sorensen, P., (2008), “Coalescence Models for Hadron Formation from Quark-Gluon Plasma”, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 58:177-205.
- [107] Ricaud, H., Kalweit, A., Maire, A., (2010), “Study of Strange Particle Production in pp Collisions with the ALICE Detector”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 37:094049.

- [108] Drescher, H. J., Hladik, M., Ostapchenko, S., Pierog, T. ve Werner, K., (2001), “Parton-Based Gribov–Regge Theory”, Phys. Rept, 350:93-289.
- [109] Donigus, B. ve Karasu Uysal, A., (2011), “Measurement of Baryonic Resonances in pp Collisions at the LHC with ALICE”, Quark-Matter 2011 Conference, 23-28 Mayıs 2011, Annecy, France.

ARMENTEROS-PODOLANSKI YÖNTEMİ

Armenteros-Podolanski yöntemi bir V^0 parçacığının bozunması göz önüne alınarak anlaşılabilir. Bu bozunma hem ölçümlerin alındığı laboratuvar sisteminde, hem de V^0 parçacığının durgun durumda bulunduğu ve kütle merkezi sisteminde incelenmelidir. Her iki sistem Şekil Ek-A.1’de gösterilmiştir.



Şekil Ek A.1 V^0 parçacığının (a) laboratuvar (b) kütle merkezi sistemindeki bozunumu.

Kütle merkezi sisteminde ürün parçacıkların momentumunun laboratuvar sistemindeki V^0 parçacığının momentum doğrultusu ile bir θ^* açısı yapar (* üst indisi kütle merkezi sistemini ifade etmektedir). Bu durumda parçacıkların momentumunun dik (q_t^*) ve paralel (q_l^*) bileşenleri aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$q_t^* = p^* \sin \theta^* \quad q_l^* = p^* \cos \theta^* \quad (\text{Ek A.1})$$

Bu büyüklükleri laboratuvar sisteminde ifade edebilmek için Lorentz dönüşümü kullanılmalıdır.

$$\begin{pmatrix} E \\ q_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta \\ \gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ q_l^* \end{pmatrix} \quad (\text{Ek A.2})$$

Yukarıdaki denklemde $\beta = v/c$ şeklindedir. v , parçacığın hızı iken c , ışık hızını göstermektedir. γ ise $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ olarak tanımlanır. Denklem Ek A.2 açıldığında q_l için bir ifade elde edilir.

$$q_l = \gamma\beta E^* + \gamma q_l^* \quad (\text{Ek A.3})$$

$q_l^* = p \cos\theta^*$ ifadesi yukarıdaki denklemde yerine konulursa,

$$q_l = \gamma\beta E^* + \gamma p^* \cos\theta^* \quad (\text{Ek A.4})$$

elde edilir. Parçacık momentumun dik bileşeni olan q_l^* için Lorentz dönüşümü işlemine gerek yoktur. Çünkü bu dik bileşen *Lorentz değişmezidir (Lorentz invariant)* ve bundan dolayı hem kütle merkezi sisteminde hem de laboratuvar sisteminde aynı kalır.

$$q_l = q_l^* = p^* \sin\theta^* \quad (\text{Ek A.5})$$

Artık α büyüklüğü tanımlanabilir (1 numaralı parçacığın pozitif ve diğerinin negatif olduğu varsayılmıştır).

$$\alpha = \frac{p_{1l} - p_{2l}}{p_{1l} + p_{2l}} = \frac{\gamma\beta(E_1^* - E_2^*) + 2\gamma p^* \cos\theta^*}{\gamma\beta(E_1^* + E_2^*)} \quad (\text{Ek A.6})$$

Kütle merkezi sisteminde enerji korunumu yazılırsa,

$$E^* = E_1^* + E_2^* \quad (\text{Ek A.7})$$

$$E^* = m_{V^0}, \quad E_1^* = \sqrt{p^{*2} + m_1^2}, \quad E_2^* = \sqrt{p^{*2} + m_2^2} \quad (\text{Ek A.8})$$

$$m_{V^0} = E_1^* + E_2^* \quad (\text{Ek A.9})$$

Kütle merkezi sisteminde V^0 durgundur ve momentumu 0'dır. Ek A.9 denklemi Ek A.6'da yazılırsa,

$$\alpha = \frac{(E_1^* - E_2^*)}{m_{V^0}} + \frac{2p^* \cos\theta^*}{m_{V^0}} \quad (\text{Ek A.10})$$

elde edilir. Yukarıdaki denklemde, rölativistik hızlarda $v \sim c$ ve dolayısıyla $\beta \sim 1$ kullanılmıştır. Bu denklemde,

$$\bar{\alpha} = \frac{(E_1^* - E_2^*)}{m_{V^0}} \quad \text{ve} \quad a = \frac{2p^* \cos\theta^*}{m_{V^0}} \quad (\text{Ek A.11})$$

şeklinde tanımlanırsa,

$$\alpha = \bar{\alpha} + a \cos \theta^* \quad (\text{Ek A.12})$$

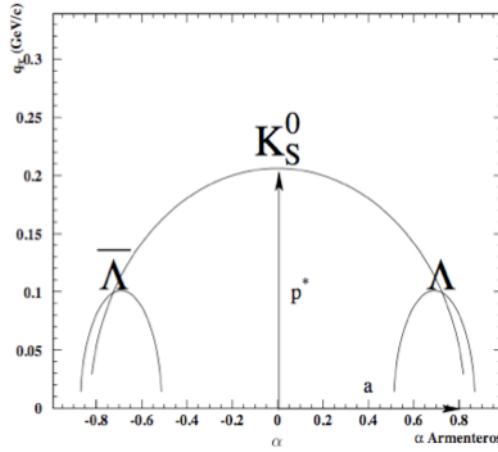
olur. Bu denklemde ve $q_t^* = p^* \sin \theta^*$ ifadesindeki $\cos \theta^*$ ve $\sin \theta^*$ yalnız bırakılıp,

$$\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1 \quad (\text{Ek A.13})$$

eşitliği kullanıldığında,

$$\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{a} \right)^2 + \left(\frac{q_t}{p^*} \right)^2 = 1 \quad (\text{Ek A.14})$$

şeklinde bir elips denklemi elde edilir. Yukarıdaki denklemde kullanılan parametrelerin Armenteros grafiğindeki yerleri aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil Ek A.2 V^0 parçacıkları için Armenteros-Podolanski analizi.

p^* terimini parçacık kütleleri cinsinden ifade edebilmek için P_1 ve P_2 ürün parçacıkların 4 momentumu olmak üzere V^0 parçacığının kütlesi,

$$m_{V^0}^2 = (P_1 + P_2)^2 = (E_1^* + E_2^*, \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*)^2 = (E_1^* + E_2^*)^2 - (\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*)^2 \quad (\text{Ek A.15})$$

şeklinde yazılabilir. Yukarıdaki denklemde ara işlemler yapıp $E^2 = m^2 + p^2$ eşitliği kullanılırsa,

$$m_{V^0}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{(m_1^2 + p_1^{*2})(m_2^2 + p_2^{*2})} - 2\vec{p}_1^* \cdot \vec{p}_2^* \quad (\text{Ek A.16})$$

elde edilir. Bu denklem yeniden düzenlenirse,

$$\left[\frac{(m_{V^0}^2 - m_1^2 - m_2^2) + 2\vec{p}_1^* \cdot \vec{p}_2^*}{2} \right]^2 = \vec{p}_1^* \cdot \vec{p}_2^* + m_1^2 m_2^2 + p_1^{*2} m_1^2 + p_2^{*2} m_2^2 \quad (\text{Ek A.17})$$

bulunur. Kütle merkezi sisteminde parçacıklar eşit fakat zıt yönlü momentumlarla birbirlerinde ayrılırlar. Momentumun korunması ilkesi gereği $\vec{p}_1^* = p^*$ ve $\vec{p}_2^* = -p^*$ olmalıdır. Yukarıdaki denklem açılıp momentumlar yerine konulursa,

$$\left[\frac{(m_{V^0}^2 - m_1^2 - m_2^2)^2 + 4p^{*4} - 4p^{*2}(m_{V^0}^2 - m_1^2 - m_2^2)}{4} \right]^2 = p_2^{*4} + m_1^2 m_2^2 + p_1^{*2} m_1^2 + p_2^{*2} m_2^2 \quad (\text{Ek A.18})$$

ifadesi elde edilir. Yukarıdaki ifadede p^* yalnız bırakılırsa, ürün parçacıkların momentumu kütleyle bağlı olarak tanımlanmış olur.

$$p^* = \frac{1}{2m_{V^0}} \sqrt{m_{V^0}^4 + m_1^4 + m_2^4 + 2m_{V^0}^2 m_1^2 - 2m_{V^0}^2 m_2^2 - 2m_2^2 m_1^2} \quad (\text{Ek A.19})$$

p^* değerinin 1.8 ve 1.11 denklemlerinde kullanılmasıyla, Armenteros elipsindeki bütün terimler sadece kütlelerin bilinmesiyle basitçe bulunabilecek duruma gelmiştir.

**PARÇACIK ANALİZİNDE KULLANILAN $\sqrt{s}=7$ TeV ÇARPIŞMA
ENERJİLİ VERİ SETLERİ**

<i>LHC Periyodu</i>	<i>Kaydedildiği Tarih</i>	<i>LHC Çalışma Kodu</i>	<i>Toplam Olay Sayısı</i>
LHC10b	01-04-2010	114931	319,460
LHC10b	03-04-2010	115186	136,454
LHC10b	03-04-2010	115193	252,382
LHC10b	06-04-2010	115310	1,253,165
LHC10b	06-04-2010	115401	846,854
LHC10b	06-04-2010	115414	347,916
LHC10b	12-04-2010	116102	212,250
LHC10b	14-04-2010	116288	604,739
LHC10b	16-04-2010	116402	119,940
LHC10b	16-04-2010	116403	127,418
LHC10b	17-04-2010	116562	451,472
LHC10b	17-04-2010	116571	234,917
LHC10b	17-04-2010	116574	729,650
LHC10b	18-04-2010	116643	174,834
LHC10b	18-04-2010	116645	165,560

<i>LHC Periyodu</i>	<i>Kaydedildiği Tarih</i>	<i>LHC Çalışma Kodu</i>	<i>Toplam Olay Sayısı</i>
LHC10b	24-04-2010	117048	1,395,140
LHC10b	24-04-2010	117050	736,376
LHC10b	24-04-2010	117052	677,019
LHC10b	24-04-2010	117053	983,366
LHC10b	24-04-2010	117054	1,135,303
LHC10b	24-04-2010	117059	760,998
LHC10b	24-04-2010	117060	1,207,422
LHC10b	24-04-2010	117063	943,493
LHC10b	24-04-2010	117065	1,120,210
LHC10b	24-04-2010	117077	197,062
LHC10b	24-04-2010	117086	1,040,618
LHC10b	24-04-2010	117092	775,512
LHC10b	24-04-2010	117099	2,409,312
LHC10b	24-04-2010	117109	1,364,818
LHC10b	25-04-2010	117112	2,786,160
LHC10b	25-04-2010	117116	2,433,876
LHC10b	26-04-2010	117120	1,455,652
LHC10b	26-04-2010	117122	979,524
LHC10c	02-05-2010	118506	1,789,745
LHC10c	02-05-2010	118507	268,304
LHC10c	02-05-2010	118512	118,431
LHC10c	02-05-2010	118518	472,554
LHC10c	03-05-2010	118556	1,090,254

<i>LHC Periyodu</i>	<i>Kaydedildiği Tarih</i>	<i>LHC Çalışma Kodu</i>	<i>Toplam Olay Sayısı</i>
LHC10c	03-05-2010	118558	1,077,788
LHC10c	03-05-2010	118560	1,120,954
LHC10c	03-05-2010	118561	632,567
LHC10c	09-05-2010	119037	1,520,915
LHC10c	09-05-2010	119041	2,489,505
LHC10c	09-05-2010	119047	2,514,709
LHC10c	09-05-2010	119061	1,619,152
LHC10c	09-05-2010	119067	174,996
LHC10c	09-05-2010	119077	672,200
LHC10c	09-05-2010	119079	638,452
LHC10c	09-05-2010	119084	894,593
LHC10c	09-05-2010	119085	1,175,757
LHC10c	09-05-2010	119086	638,045
LHC10c	10-05-2010	119159	1,513,435
LHC10c	10-05-2010	119161	3,072,099
LHC10c	10-05-2010	119163	1,766,638
LHC10c	14-05-2010	119841	359,866
LHC10c	14-05-2010	119842	2,409,308
LHC10c	14-05-2010	119844	300,341
LHC10c	14-05-2010	119845	1,961,707
LHC10c	14-05-2010	119846	3,277,468
LHC10c	14-05-2010	119853	725,986
LHC10c	14-05-2010	119856	1,304,520

<i>LHC Periyodu</i>	<i>Kaydedildiği Tarih</i>	<i>LHC Çalışma Kodu</i>	<i>Toplam Olay Sayısı</i>
LHC10c	14-05-2010	119849	1,112,440
LHC10c	14-05-2010	119859	349,334
LHC10c	14-05-2010	119862	4,349,825
LHC10c	17-05-2010	120067	2,171,828
LHC10c	17-05-2010	120069	1,783,608
LHC10c	17-05-2010	120072	3,206,600
LHC10c	17-05-2010	120073	3,352,704
LHC10c	17-05-2010	120076	3,469,240
LHC10c	17-05-2010	120079	1,109,223
LHC10c	19-05-2010	120244	2,314,670
LHC10c	22-05-2010	120503	1,291,319
LHC10c	22-05-2010	120504	3,339,347
LHC10c	22-05-2010	120505	4,425,515
LHC10c	23-05-2010	120616	5,832,489
LHC10c	23-05-2010	120617	1,974,880
LHC10c	23-05-2010	120671	750,397
LHC10c	24-05-2010	120741	129,582
LHC10c	24-05-2010	120750	1,417,780
LHC10c	24-05-2010	120758	1,110,526
LHC10c	25-05-2010	120820	128,639
LHC10c	25-05-2010	120823	837,787
LHC10c	25-05-2010	120824	4,003,134
LHC10c	25-05-2010	120825	2,867,978

<i>LHC Periyodu</i>	<i>Kaydedildiği Tarih</i>	<i>LHC Çalışma Kodu</i>	<i>Toplam Olay Sayısı</i>
LHC10c	25-05-2010	120829	3,925,880
LHC10c	25-05-2010	120821	1,142,681
LHC10c	25-05-2010	120822	6,723,763
LHC10c	27-05-2010	121039	219,824
LHC10c	27-05-2010	121040	639,240

Toplam	127,979,484
---------------	--------------------

DEĞİŞMEZ ÜRÜN İFADESİNİN TÜRETİLMESİ

Değişmez ürün, IY , aşağıdaki denklemle tanımlanır,

$$IY = E \frac{d^3 N}{d^3 \vec{p}} = E \frac{d^3 N}{dp_x dp_y dp_z} = E \frac{d^3 N}{p_t dp_t d\phi dp_z} \quad (\text{Ek C.1})$$

Bu denklemde N , $(\vec{p}, \vec{p} + d^3 \vec{p})$ momentum aralığındaki parçacık sayısıdır ve $E = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2} = m_t \cosh(y)$ şeklinde tanımlanan parçacık enerjisidir. Üretilen parçacıklar ϕ boyunca simetrik olacağından bu boyuta göre integrali 2π değerini verecektir. Ayrıca $p_z = m_t \sinh(y)$ şeklinde tanımlanırsa $dp_z = m_t \cosh(y) dy$ olacaktır.

(p_x, p_y) koordinatlarından (ϕ, p_t) koordinatlarına dönüşüm, Jakobian determinanı, J yardımıyla yapılır.

$$J = \begin{vmatrix} \frac{dp_x}{d\phi} & \frac{dp_x}{dp_t} \\ \frac{dp_y}{d\phi} & \frac{dp_y}{dp_t} \end{vmatrix} \quad (\text{Ek C.2})$$

$$p_x = p_t \sin(\phi) \quad p_y = p_t \cos(\phi) \quad (\text{Ek C.3})$$

eşitlikleri yardımıyla J determinanı kolayca çözülür,

$$J = \begin{vmatrix} p_t \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ -p_t \sin(\phi) & \cos(\phi) \end{vmatrix} = p_t \quad (\text{Ek C.4})$$

$$dp_x dp_y = J \times d\phi dp_t = p_t dp_t d\phi \quad (\text{Ek C.5})$$

Bulunan ifadeler Ek C.1 denkleminde yerine konulup eşitlik düzenlenirse,

$$IY = \frac{d^2 N}{2\pi p_t dp_t dy} \quad (\text{Ek C.6})$$

elde edilir. Bu büyüklük lorentz dönüşümü altında değişmez kalır. Rölativistik hızlarda $\eta \sim y$ olduğundan denklem Ek C.6, η değişkenine bağlı olarak ta ifade edilebilir.

$$\frac{d^2N}{2\pi p_i dp_i dy} \approx \frac{d^2N}{2\pi p_i dp_i d\eta} \quad (\text{Ek C.7})$$

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Ayben KARASU UYSAL
Doğum Tarihi ve Yeri : 29 Kasım 1979 Bünyan, Kayseri
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : akarasu@yildiz.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Nükleer Fizik	YTÜ	2004
Lisans	Nükleer Fizik	YTÜ	2002
Lise	Fen Bilimleri	Nuri Akın Anadolu Lisesi	1996

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2003-Devam Ediyor	YTÜ	Araştırma Görevlisi

YAYINLARI

Makale

1. Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [nucl-ex/1105.3865v2]
2. Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ Ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [nucl-ex/1105.0380v1]

Bildiri

1. Monte Carlo Simulation for K^+ and K^- Production at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 14 TeV pp Collisions
26th International Physics Congress, 24-27 September 2009, Bodrum, Turkey.
2. Measurement of Baryonic Resonances in pp Collisions at the LHC with ALICE”
XXII International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter, 2011), 22-28 May 2011, Annecy, France.
3. The Study of Short-Lived Resonances with the ALICE Experiment at the LHC”
2nd International Conference on Particle Physics, 20-25 June, 2011, Istanbul, Turkey.

Proje

1. Avrupa Nükleer Araştırma Merkezi (CERN), Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) Deneylerinden ‘ALICE’de 14 TeV Kütle Merkezi Enerjili Proton-Proton Çarpışmalarında Acayip Parçacık Oluşumunun İncelenmesi
Türkiye Atom Enerjisi Kurumu PROJE NO: CERN-A.5.H.2.P.1.01–9

ÖDÜLLERİ

1. TÜBİTAK Yurt İçi Yüksek Lisans Bursu
2. TÜBİTAK Yurt İçi Doktora Bursu
3. TÜBİTAK Yurt Dışı Doktora Araştırma Bursu