

# Effizienzstudien zur $K_S^0$ - Rekonstruktion bei 158 A GeV Pb - Pb Kollisionen

Moritz Pohl  
Institut für Kernphysik Frankfurt

Bachelorarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Goethe Universität  
Frankfurt am Main

September 2008







# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Quark Gluon Plasma und Kaonen</b>	<b>3</b>
1.1. Quark Gluon Plasma (QGP)	3
1.1.1. Quark Gluon Plasma in der Natur	5
1.1.2. Quark Gluon Plasma im Experiment	6
1.2. Kaonen und Strangeness	7
1.2.1. Strangeness	7
1.2.2. Kaonen	7
<b>2. Das NA49 Experiment und <math>V^0</math> Rekonstruktion</b>	<b>9</b>
2.1. NA49	9
2.2. $V^0$ Rekonstruktion	11
2.3. Cuts	12
2.4. Embedding	14
<b>3. Studien der Effizienzabhängigkeit von <math>dca</math></b>	<b>17</b>
3.1. Problemstellung / Motivation	17
3.2. Analyse	19
3.2.1. Eindimensionale Verteilungen	19
3.2.2. Untersuchte Korrelationen	26
3.3. Fazit	33
<b>A. Anhang</b>	<b>35</b>
A.1. Weitere Graphen	35



# 1. Quark Gluon Plasma und Kaonen

## 1.1. Quark Gluon Plasma (QGP)

### Quarks und Gluonen

Atomkerne bestehen aus Neutronen und Protonen, also aus Baryonen, einer Unterart der Hadronen. Diese Hadronen wiederum sind aufgebaut aus Quarks und Gluonen. Eine Übersicht der verschiedenen Quarkarten und einige ihrer wichtigsten Eigenschaften ist in Tabelle 1.1 zu sehen.

Quarks werden unterteilt in Valenzquarks, die nach außen die Quantenzahlen des Hadrons ausmachen (ausser die Masse, die großteils dynamisch entsteht), und den Seequarks, virtuellen Quark-Antiquark-Paaren. Gluonen sind die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, und damit direkt verantwortlich für den Zusammenhalt der Hadronen und damit auch indirekt für den Zusammenhalt von Atomkernen. Gluonen tragen ebenso wie die Quarks eine Farbladung und sind in der Theorie des Standardmodells elektrisch ungeladen und masselos.

Unter Normalbedingungen ist es nicht möglich die Quarks und Gluonen eines Hadrons einzeln zu beobachten. Versucht man Quarks zu trennen, ist die benötigte Energie dabei so groß, dass dadurch ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird, und somit die ursprünglichen beiden Quarks wieder gebunden vorliegen. Die Eigenschaft von farbgeladenen Teilchen, nicht isoliert aufzutreten, wurde im Rahmen der QCD beschrieben und als *Confinement* bezeichnet. Die Ursache dafür liegt in der Wechselwirkung zwischen den Gluonen. Das Potential der starken Wechselwirkung zwischen einem Quark-Antiquarkpaar fällt bei kurzen Abständen  $r$  der Quarks mit  $\frac{1}{r}$  ab, und wird daher Coulombartig. Bei großen Abständen wiederum wächst das Potential aber linear an und führt so zum Einschluss der Quarks und Gluonen in Hadronen.

Quarks			
Name	ungefähre Masse [MeV]	elek. Ladung	Spin
Up	1,5 - 3	+2/3	1/2
Down	3 - 7	-1/3	1/2
Strange	95 ± 25	-1/3	1/2
Charm	1250 ± 90	+2/3	1/2
Bottom	4200 ± 70	-1/3	1/2
Top	174200 ± 3300	+2/3	1/2

Tabelle 1.1.: Einige elementare Eigenschaften der Quarks sind hier dokumentiert, zudem trägt jedes Quark eine der Farbladungen r,g oder b. Hadronen haben keine Farbladung, daher addieren sich die Farbladungen gemäß der additiven Farbmischung bei Hadronen zu 0 (*Bsp.:*  $r+g+b$ ;  $r+\bar{r}$ ). Zu jedem Quark gibt es ein entsprechendes Antiquark mit entgegengesetzten Eigenschaften [1].

## Quark Gluon Plasma

Das Quark Gluon Plasma (QGP) ist nun ein Materiezustand, in dem Quarks und Gluonen ungebunden vorliegen sollen. Um diesen Zustand zu erreichen, muss das oben beschriebene *Confinement* überwunden werden, so dass die Materie von der hadronischen Phase in die partonische Phase übergeht. Dafür ist nach den Gitter-QCD-Rechnungen eine Energiedichte von etwa  $1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$  nötig [2]. Dies entspricht einer baryonischen Materiedichte von etwa  $2 \cdot 10^{15} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  oder einer Temperatur von  $10^{12}$  Kelvin beziehungsweise  $\approx 175$  MeV. Wird die kritische Energiedichte erreicht, lösen sich die stabilen Hadronen in heißes und dichtes QGP auf.

In dieser partonischen Phase der Materie liegen die Quarks und Gluonen ungebunden als quasi-freie Teilchen vor. Das QGP verhält sich nach neusten Erkenntnissen im Bereich knapp über der kritischen Energiedichte wie eine Flüssigkeit, daher sind die Quarks und Gluonen nicht komplett von einander losgelöst, erst bei höheren Energien geht das Verhalten des QGP vermutlich zu dem eines freien Gases über.

Das QGP begünstigt die Produktion von Strangeness- und Antistrangeness-Quarks (im Weiteren werden Strangeness- und Antistrangeness-Quarks unter dem Begriff s-Quarks zusammen gefasst). Im Gegensatz zu rein hadronischen Reaktionen wird im QGP durch den Mechanismus der Gluon - Gluon Reaktionen nur etwa die Hälfte der Energie zur Produktion der s-Quarks benötigt.

Wenn die Temperatur beziehungsweise die Dichte wieder abfällt, findet der Phasenübergang zur hadronischen Phase statt, nach dem die Quarks und Gluonen wieder dem *Confinement* unterliegen und als hadronische Materie vorliegen. Dabei entstehen auch s-Quarks enthaltende Hadronen.

In Abbildung 1.1 ist das Phasendiagramm für stark wechselwirkende Materie zu sehen. Dabei wird die hadronische Phase bis zum kritischen Punkt E vom QGP durch einen Phasenübergang erster Ordnung abgegrenzt. Zwischen dem kritischen Punkt und  $\mu_B = 0$  findet ein Cross-Over-Übergang statt. Zudem sind die Verläufe verschiedener (U)RHIC (*ultra-relativistische Schwerionenkollisionen*) Experimente eingezeichnet, die in den Bereich des QGP auf verschiedenen Wegen vordringen.

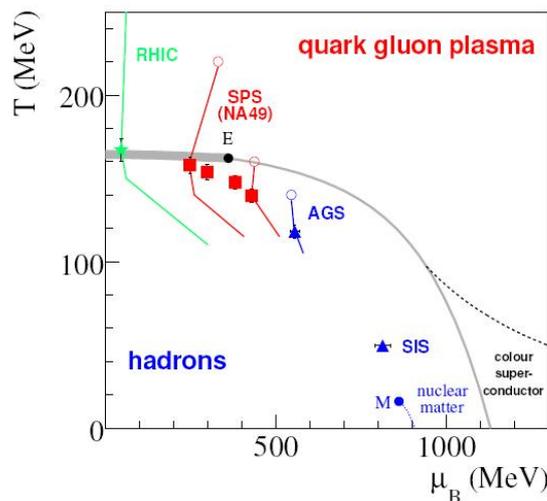


Abbildung 1.1.: Phasendiagramm. Gut zu erkennen sind die Regionen, in die das NA49 Experiment vordringen konnte [3].

### 1.1.1. Quark Gluon Plasma in der Natur

Nach dem Inflationsmodell, das die Entwicklungsstadien unseres Universums beschreibt, trat  $10^{-30}$  Sekunden nach dem Urknall die Quark-Ära ein. In dieser Entwicklungsphase des Universums bildeten sich die Quarks und Antiquarks. Wegen der Temperatur von  $10^{25}$  Kelvin bildeten sich noch keine Hadronen aus, sondern alle Materie lag als Quark Gluon Plasma vor.

$10^{-5}$  Sekunden nach dem Urknall ist die Temperatur auf  $10^{12}$  Kelvin, also die kritische QGP Temperatur, gesunken. Es hadronisierte die Materie, und im Laufe der Zeit zerfielen die schweren Hadronen, so dass sich aus den daraus entstehenden Neutronen und Protonen Atomkerne zusammen setzen konnten, aus denen wiederum mit Elektronen Atome wurden, wie in Abbildung 1.2 zu sehen ist.

Man nimmt an, dass heutzutage nur noch im Innern von Neutronensternen Quark-Gluon-Plasmen natürlich vorkommen.

Neutronensterne sind sehr kompakte Objekte, die nach einer Supernova entstehen können. Sie haben bei einer Masse von mehreren Sonnenmassen (etwa 1 bis 3) im Schnitt nur 20 Kilometer Durchmesser. Dadurch erreicht die Dichte im Kern bis zu  $10^{12} \frac{\text{kg}}{\text{cm}^3}$  bei mehr als 1 Milliarde Kelvin. Daher könnte dort ein QGP existieren.

Ein weiteres theoretisches Modell für das Vorkommen von Quark Gluon Plasma im Universum sind die Quarksterne, die im Prinzip nur aus der Quarkphase bestehen [4].

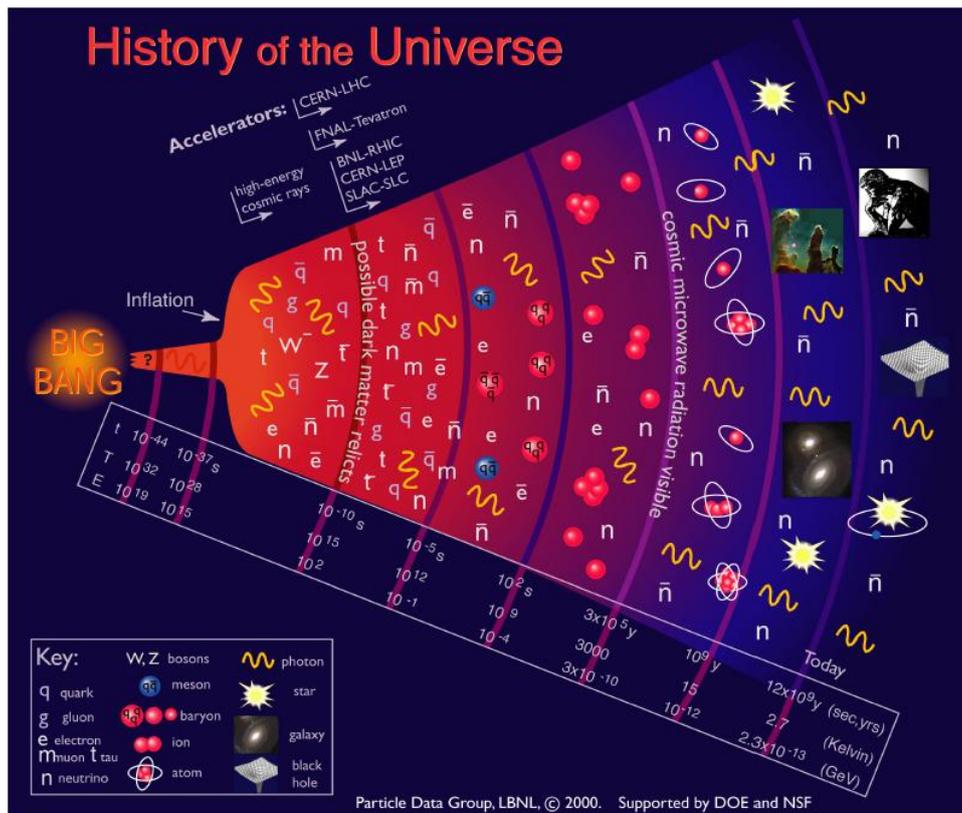


Abbildung 1.2.: Entwicklungsstufen des Universums. Die Quarkära, in der ein QGP vorlag, beginnt kurz nach der sprunghaften Expansion des Universums [5].

### 1.1.2. Quark Gluon Plasma im Experiment

Verständnis des QGP bedeutet Verständnis für die Entstehung und die Mechanismen der Materie. Experimentalphysiker versuchen durch Schwerionenkollisionen Quark Gluon Plasmen zu erzeugen, und diese zu studieren. Die geschieht an verschiedenen Einrichtungen weltweit, wie dem CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), der GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*) oder dem BNL (*Brookhaven National Laboratory*). Dabei werden Atomkerne auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und anschließend auf ein Target geschossen oder untereinander zu Kollision gebracht.

Im Kollisionsvertex entsteht dabei ein nuklearer Feuerball der die kritische QGP Temperatur beziehungsweise Dichte erreichen kann.

Wird die kritische Temperatur oder die Energiedichte erreicht, entsteht kurzzeitig ein QGP (welches allerdings etwas anders ist als im Urknall). Wie im Abschnitt 1.1 *Quark Gluon Plasma* beschrieben, entstehen in einem QGP s-Quarks und daher auch Hadronen die s-Quarks beinhalten. Diese Hadronen können gemessen werden und sind ein entscheidender Hinweis für die Existenz eines QGP, das nur indirekt gemessen werden kann.

Eine weitere signifikante Signatur sind hochenergetische Teilchen, die im QGP abgebremst oder aufgebrochen wurden.

Sind nun verschiedene Signaturen gemessen worden und können von einem theoretischen QGP-Modell erklärt werden, gilt ein QGP als nachgewiesen.

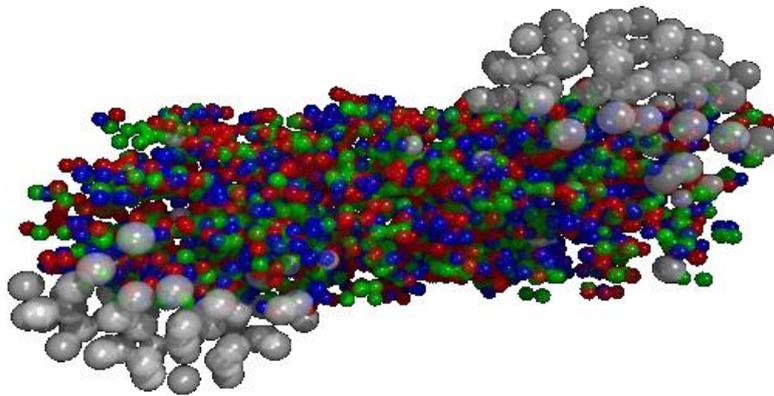


Abbildung 1.3.: Simulierte Kollision zweier Bleikerne. Dabei entsteht durch die hohe Energie eine große Zahl neuer Teilchen. Auch ein QGP kann dabei entstehen und anhand der entstandenen Teilchen nachgewiesen werden [6].

## 1.2. Kaonen und Strangeness

### 1.2.1. Strangeness

Die Strangeness oder Seltsamkeit ist eine Quantenzahl, die durch Anzahl von s-Antiquarks abzüglich der Anzahl der s-Quarks (an dieser Stelle werden mit dem Begriff s-Quarks die Antistrangeness-Quarks ausnahmsweise nicht mit bezeichnet) gegeben ist.

Hadronen, die ein oder mehrere s-Quarks enthalten, unterliegen den seltsamen Eigenschaften, die durch die Strangeness bestimmt werden. Sie entstehen aufgrund der starken Wechselwirkung, ihr Zerfallsmechanismus unterliegt aber der schwachen Wechselwirkung. Die Strangeness ist in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße, kann sich aber unter der Einwirkung von schwacher Wechselwirkung ändern.

In Blasenkammeraufnahmen wurde beobachtet, dass dem Zerfallsvertex bei der Klasse der neutralen seltsamen Teilchen eine V-förmige Spur folgt. Aufgrund dieses Verhaltens werden entsprechende Teilchen als  $V^0$ s bezeichnet (mehr dazu in 2.2,  $V^0$  Rekonstruktion).

### 1.2.2. Kaonen

Kaonen, oder K-Mesonen, sind Teilchen die aus der Kombination von einem s-Quark mit einem Up- oder Down-Quark bzw. deren Antiteilchen bestehen. Kaonen sind pseudoskalare Teilchen, daher stehen die Spins von Quark und Antiquark antiparallel zu einander und es gilt  $J^P = 0^-$ .

Es gibt vier verschiedene Kaonen, das  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ) und das  $K^0$  ( $d\bar{s}$ ) sowie deren Antiteilchen  $K^-$  ( $s\bar{u}$ ) und  $\bar{K}^0$  ( $s\bar{d}$ ) [1].

Wegen der Strangeness-Erhaltung und der Isospinsymmetrie werden geladene und neutrale Kaonen im gleichen Verhältnis produziert.

Kaonen sind in der Teilchenphysik von Bedeutung, da sie neben den B-Mesonen den einzigen bekannten Fall von CP-Verletzung darstellen.  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  können in ein zwei Pionen System zerfallen, das eine positive Parität hat, oder auch in ein drei Pionen System, das eine negative Parität aufweist. Dies ist ein klassischer Fall von Paritätsverletzung. Da die Ruhemasse von drei Pionen fast der Ruhemasse eines Kaons entspricht, ist der Phasenraum beim drei Pionen System wesentlich kleiner, daher sollte der entsprechende Zustand des Kaons langlebiger sein. Allerdings zeigt sich, dass etwa 0,3% der langlebigen Teilchen in zwei Pionen zerfallen. So ist die CP Symmetrie verletzt [7].

$K^0$  und  $\bar{K}^0$  werden in  $K_S^0$  und  $K_L^0$  unterschieden, wobei das S und das L für kurze beziehungsweise lange Lebensdauer stehen. Beide Kaonversionen existieren mit jeweils 50% Wahrscheinlichkeit und haben eine Masse von 497,65 MeV. Nach einer Lebensdauer von  $8.9 \cdot 10^{-11}$  Sekunden zerfällt das  $K_S^0$  mit etwa 31% Wahrscheinlichkeit in 2 neutrale Pionen und mit etwa 69% in ein  $\pi^+\pi^-$  Paar, welches detektiert werden kann [1].



## 2. Das NA49 Experiment und $V^0$ Rekonstruktion

### 2.1. NA49

#### Allgemeines

Das NA49 Experiment wurde bis 2003 in der NA (*North Area*) am SPS (*Super Proton Synchrotron*) des CERN, der europäischen Teilchenphysik-Forschungsanlage nahe Genf, durchgeführt.

Der SPS ist ein Beschleunigerring der geladene Teilchen auf eine Energie von bis zu 400 GeV beschleunigt.

NA49 wurde konzipiert, um die Endzustandsverteilung der Hadronen bei hochrelativistischen Schwerionenkollisionen genau zu untersuchen und damit Erkenntnisse über Kernmaterie in extremen Bedingungen (auch QGP) zu gewinnen.

NA49 basiert auf dem Konzept eines magnetischen Spektrometers und wurde so konstruiert, dass es eine große Akzeptanz für geladene Teilchen hat. Zusätzlich erlaubt NA49 die Untersuchung von verschiedenen Kollisionen unterschiedlicher Energie und Kerne.

In dieser Arbeit sind die Blei - Blei Kollisionen bei 158 AGeV Gegenstand.

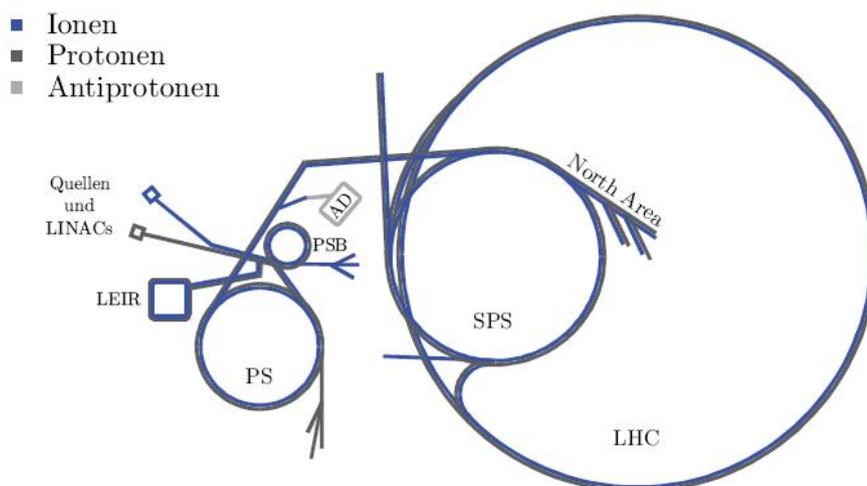


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der CERN Beschleunigeranlage. Dargestellt sind die Quellen und LINACs, der Antiproton Decelerator (AD), PS Booster (PSB), Low Energy Ion Ring (LEIR), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS) und der Large Hadron Collider (LHC) sowie die "North Area" [8].

## Aufbau

In Abbildung 2.2 ist der schematische Detektoraufbau des NA49 Experiments gezeigt. Markant sind die 4 verschiedenen TPC (*Time Projection Chamber*), die eine Ortsauflösung und Messung der verschiedenen Zerfallsspuren ermöglichen. Dies ist für die Rekonstruktion von neutralen Teilchen unabdingbar.

Die VTPC (*Vertex-TPC*) sind hintereinander angeordnet und enthalten jeweils 27648 Auslesepads. Sie liegen in einem Magnetfeld von 1.5 T (VTPC1) beziehungsweise 1.1 T (VTPC2). Die Polarität der Magnete kann variiert werden, sie wird im Datensatz mit (*STD +/-*) angegeben. Durch die Magnetfelder werden die Teilchenbahnen aufgefächert, so dass die Impulse der Teilchen bestimmt werden können. Diese könnte anhand der Ablenkung in einem homogenen Magnetfeld ermittelt werden, wenn Ladung  $q$  und Magnetfeldstärke  $B$  bekannt sind. Dies wird mit der Relation

$$p = 0.3 \cdot q \cdot B \cdot r \cdot \frac{1}{\cos\lambda} \quad (2.1)$$

bestimmt, wobei alle Werte in SI Einheiten eingegeben werden und der Impuls  $p$  in  $\frac{\text{GeV}}{c}$  berechnet wird.  $r$  ist dabei der Krümmungsradius der Spur und  $\lambda$  bezeichnet den Winkel zwischen Spur und Ebene.

Die Konstanz des Magnetfeldes wurde mit mehreren Hallsonden vermessen [9].

Die MTPC (*Main-TPC*) liegen in Strahlrichtung hinter den VTPC. Hier liegt kein Magnetfeld mehr an.

Sie haben eine Länge von 4 Meter und jeweils 63360 Spurpads. Insgesamt können etwa 70% der geladenen Teilchen detektiert werden.

Hinter den MTPC befinden sich die TOF (*Time Of Flight*) Detektoren. Diese messen die Flugzeit, so dass sich anhand dieser und der zurückgelegten Strecke die Geschwindigkeit und daraus mit Hilfe des in den TPC bestimmten Impulses mit

$$m_0 = \frac{p}{\beta\gamma c} \quad (2.2)$$

die Masse des Teilchens berechnet werden kann.

Vor dem Kollisionsvertex liegt der Detektor S1, der die Datenauslese startet. Die Markierungen S2 und S3 sowie BPD 1-3 & V0 stellen weitere Detektoren im Strahl dar, die Informationen über Strahlteilchen und Interaktion zwischen Target und Strahl liefern.

Die Zentralität des Events wird mit Hilfe des VCAL (*Veto Kalorimeters*) bestimmt. Dieses misst die Energie der Projektilnukleonen, die nicht an der Kollision teilgenommen haben, und liefert damit die nötigen Informationen zur Berechnung der Zentralität der Kollision.

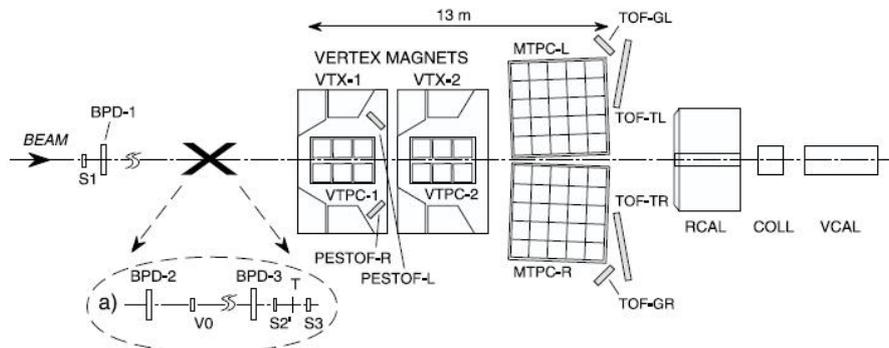


Abbildung 2.2.: Aufbau des NA49 Experiments [9].

## 2.2. $V^0$ Rekonstruktion

### ROOT und DST

Um gemessene Daten aus dem NA49 Experiment sinnvoll physikalisch interpretieren und auswerten zu können, muss der Ablauf der Reaktion aus den gemessenen Daten rekonstruiert werden. Mittels Software wird in der Rekonstruktionskette der Rohdatensatz verarbeitet und die relevanten Parameter extrahiert.

Die Daten werden dann in den DST (*Data Summary Tapes*) abgespeichert und für die Datenauswertung aufbewahrt. Zur Auswertung der Daten wird ROOT benutzt. Bei ROOT handelt es sich um ein auf C++ basierendes, freies Analysesoftwarepaket. Als Interpreter wird CINT genutzt. Im speziellen wird beim NA49 Experiment ROOT49 verwendet, das um NA49 spezifische Analyseklassen erweitert ist [10].

### Spuridentifizierung

Der erste Schritt in der Identifizierung von  $V^0$  ist die Ermittlung der Spurpunkte in den TPC. Jedes geladene Teilchen hinterlässt beim Durchqueren der TPC im Gas das in seiner Flugbahn liegt ein Signal, welches mit den Pads registriert wird. Wenn diese Signale ausgelesen sind, werden sie auf verschiedene Detektoreffekte korrigiert um unverfälschte Signale zu erhalten. Danach werden diese Signale mittels dem Tracking-Modul in der Rekonstruktionskette zu globalen Spuren zusammengesetzt, wobei in diesem Schritt jeder Spur verschiedene Parameter wie Impuls und Ladung zugewiesen werden. Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Impaktparameter  $b$ , der in der Targetebene bestimmt wird. Dabei gilt  $b_x = x_{\text{Spur}} - x_{\text{Hauptvertex}}$  für die  $X$ -Koordinate und  $b_y = y_{\text{Spur}} - y_{\text{Hauptvertex}}$  für die  $Y$ -Koordinate vom Hauptvertex.

Weitere Informationen wie der Energieverlust oder die Flugzeit werden dem Datensatz zugefügt und dieser schließend auf (mini-)DST gespeichert.

Diese Daten bilden den Ausgang für die weitere Analyse.

### $V^0$ Rekonstruktion

Bei der  $V^0$  Rekonstruktion werden alle Hadronen rekonstruiert, die die charakteristische  $V^0$ -Zerfallstopologie aufweisen, die in Kapitel 1.2.1 beschrieben wurde.

Neben den neutralen Kaonen werden dabei auch Lambdas und Hyperonen erkannt.

Da die seltsamen Teilchen nur eine recht kurze Lebenszeit haben und dann zerfallen werden die gemessenen Spuren der geladenen Tochterpartikel zur Rekonstruktion genutzt. Beim  $K_s^0$  sind das  $\pi^+ + \pi^-$ .

Es werden alle ungleich geladenen Spuren aus dem Tracking mit einander verknüpft. Auf alle verknüpften Spuren, die bestimmte Kriterien erfüllen werden nun verschiedene Cuts (siehe Kapitel 2.3) angewendet. Nur wenn die Spuren beziehungsweise die Spurteilchen bestimmte kinetische und energetische Anforderungen erfüllen werden sie weiter genutzt. Ausserdem muss der Gesamtimpuls erhalten sein.

## 2.3. Cuts

### GSI-Cuts

Cuts sind, wie im Kapitel 2.2 erwähnt, verschiedene geometrische und kinematische Kriterien, die Spurpaare beziehungsweise deren Teilchen erfüllen müssen, um als  $V^0$  Kandidaten akzeptiert zu werden. Der Sinn der Cuts ist es, durch eine gute Wahl der Kriterien möglichst viele zufällig passende Spuren los zu werden ohne dabei echte  $V^0$  zu verlieren. Im NA49 Experiment wurden Daten mit verschiedenen Cut-Methoden analysiert. Da in dieser Arbeit die Auswirkungen der GSI-Cuts auf die Rekonstruktionseffizienz untersucht wird, werden andere Cut-Methoden nicht genutzt und daher hier auch nicht erörtert.

GSI Cuts	
Cut	Wert
$N_{\text{Points}}$	$\geq 10(VTPC - 1)$ $\geq 20(VTPC - 2)$
dca X [cm]	$\leq 0.50$
dca Y [cm]	$\leq 0.25$
$z_{\text{vertex}}$ [cm]	$\geq -555.0$
$z_{\text{Dip}}$ [cm]	$= z_{\text{vertex}} - 5.0$
$ y1miny2 $ [cm]	$\geq 0.75$
$ x_{\text{Target}} $ [cm]	$\leq 25.0$
$ y_{\text{Target}} $ [cm]	$\leq 25.0$
$\phi$ [rad]	$\geq 0.2$ $\leq 2.9$
$P_{\text{t}}^{\text{Arm}}$ [GeV/c]	$\leq 0.35$

Tabelle 2.1.: GSI-Cuts in der  $V^0$  Rekonstruktion [8].

Die GSI-Cuts, die bei der Rekonstruktion angewendet werden, sind in Tabelle 2.1 zu sehen. Der erste Cut sind die  $N_{\text{Points}}$ , die nur Spuren mit mindestens 10 gemessenen Punkten in der VTPC1 oder mindestens 20 Punkten in der VTPC2 zulassen. Dies soll gewährleisten, dass die aus den Spurpunkten ermittelten Größen wie der Impuls ausreichend gut bekannt sind.

Der nächste Cut ist der  $dcaX/Y$ -Cut. Wie im Abschnitt 2.2 ( $V^0$  Rekonstruktion) erklärt, werden im Tracking Spuren miteinander kombiniert.  $dca$  (*Distance of Closest Approach*) ist ein Parameter, der angibt, wie nahe sich die extrapolierten Spuren der gemessenen und kombinierten Teilchenspuren kommen. Ausserhalb der Cut-Grenzen liegende Spurpaare werden verworfen, da sie als nicht zum selben Vertex gehörend betrachtet werden. Die Cut-Grenzen ergeben sich aus der begrenzten Ortsauflösung des Detektors. Anschaulich werden die  $dca$ -Cuts in Abbildung 2.3 dargestellt.

Der  $z_{\text{Vertex}}$ -Cut eliminiert den Untergrund der sich direkt hinter dem Target befindet dadurch, dass sich der rekonstruierte Vertex, also der Zerfallspunkt des Mutterteilchens in die gemessenen Tochterteilchen, einen bestimmten Abstand weit hinter dem Target befinden muss, um akzeptiert zu werden.

Um zu verhindern, dass beide kombinierten Spuren aus dem Hauptvertex stammen, wird gefordert, dass ihre extrapolierten Auftreffpunkte in der Targetebene einen Mindestabstand von 0.75 cm haben. Dies geschieht mit dem  $|y1miny2|$ -Cut.

Damit auch alle in die Targetebene extrapolierten Spurpaare beziehungsweise die daraus berechneten Mutterteilchen aus dem Hauptvertex stammen müssen, dürfen sie in x- und

y-Richtung maximal 25 cm vom Kollisionsmittelpunkt abweichen ( $|x_{\text{Target}}|, |y_{\text{Target}}|$ ). Der Winkel-Cut ( $\phi$ ) soll verhindern, dass normale Schnittpunkte der Teilchenflugbahnen als Zerfallsvertices missidentifiziert werden, während der Armenteros-Cut die Impulserhaltung ausnutzt. Im Armenterosplot wird der Armenteros-Transversalimpuls

$$p_t^{\text{Arm}} = p_{1,2} \cdot \sin \phi_{1,2} \quad (2.3)$$

gegen einen Symmetriefaktor

$$\alpha = \frac{p_{11} - p_{21}}{p_{11} + p_{21}} \quad (2.4)$$

aufgetragen. Dieser Plot beschreibt die Zerfallskinetik und spannt eine Halbellipse auf, von -1 bis 1 für  $\alpha$ . Da der Zerfall der  $K_S^0$  zu  $\pi^+ + \pi^-$  symmetrisch ist, liegt das Zentrum der Halbellipse bei 0. Dies lässt sich einfach berechnen, denn für das Maximum gilt

$$\alpha_{\text{max}} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{m_{12}^2} \quad (2.5)$$

und da das Kaon in zwei geladene Pionen zerfällt, die gleich schwer sind, muss das Maximum bei 0 liegen. Der Fall  $\alpha = 0$  bedeutet, dass die beiden Impulse der Tochterpionen im Ruhesystem senkrecht zu dem Impuls des Mutterteilchen stehen. Die überbleibende Energie ist die maximale Größe von  $p_t^{\text{Arm}}$ . Somit kann verlangt werden, dass nur Teilchen mit  $p_t^{\text{Arm}} \leq 0.35 \frac{\text{GeV}}{c}$  genutzt werden. Primär sollen durch diesen Cut  $\gamma$ -Konversionen aussortiert werden, die aufgrund des V-förmigen Zerfalls in  $e^+$  und  $e^-$  in den TPC als Kaonenzerfall in Pionen missidentifiziert werden könnten.

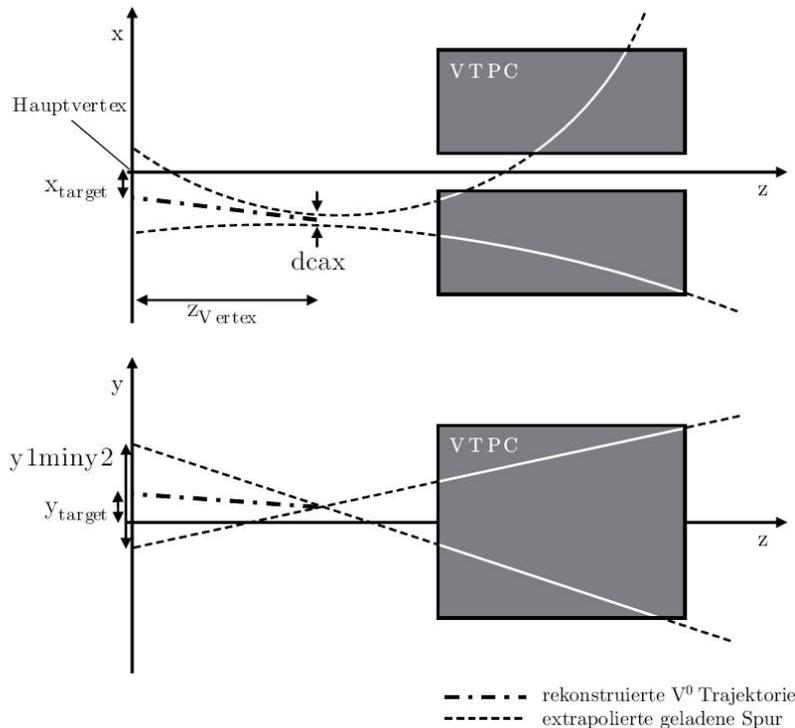


Abbildung 2.3.: Veranschaulichung einiger Cut-Parameter bei der  $V^0$  Analyse [8].

## 2.4. Embedding

Wie erwähnt hat der NA49 Detektor nur eine begrenzte Auflösung. Zudem werden in der Rekonstruktion nicht alle Spuren gefunden und erkannt, oder durch zu strikte Cuts verworfen.

Diese Ineffizienzen führen genau wie die Cuts dazu, dass in der Analyse nicht alle Teilchen rekonstruiert werden können.

Um diese Effekte zu korrigieren und die Analyseergebnisse zu berichtigen, werden Simulationen der Kollisionen beziehungsweise der Emission von Teilchen aus einer thermalen Quelle (dem Feuerball) durchgeführt. In diesen Simulationen werden künstlich Detektorsignale für die simulierten Teilchen erzeugt. Diese bezeichnet man als MC (*Monte Carlo*) Daten.

Diese künstlichen Events werden mit echten Events überlagert (*Embedding*) und im Rekonstruktionsverfahren ausgewertet. Es werden pro Event je 10  $K_s^0$  eingebettet. Anschließend wird untersucht, welche der simulierten Teilchen auch rekonstruiert werden konnten (*Matching*). So lassen sich Informationen über den Unterschied zwischen Eingangs- und Ausgangsverteilung finden und berücksichtigen. Damit lassen sich die gemessenen und ausgewerteten Daten dem tatsächlichen Ereignis anpassen, und die Effizienzen der Rekonstruktion bewerten.





# 3. Studien der Effizienzabhängigkeit von $dca$

## 3.1. Problemstellung / Motivation

Wie eingangs erwähnt wurde, sollten geladene und neutrale Kaonen bei 158 A GeV Pb - Pb Kollisionen in gleichen Anteilen erzeugt werden, der Grund dafür liegt in der Isospin-symmetrie. Zwar müssen nicht die Spektren in den jeweiligen Phasenraumregionen gleich sein, allerdings muss die totale Multiplizität übereinstimmen.

Bei der Analyse der  $K_s^0$  Produktion hat sich jedoch gezeigt, dass bei den rekonstruierten Daten bei 158 A GeV die totale Multiplizität der neutralen kurzlebigen Kaonen ungefähr 25% vom gemittelten Wert der geladenen Kaonen abweicht, was deutlich über den statistischen und systematischen Fehler hinausgeht. Im Detail liegt nach der Analyse mit den GSI-Cuts die totale Multiplizität  $\langle K_s^0 \rangle$  bei  $59.0 \pm 1 \pm 5.9$  gegenüber  $\langle (K^+ + K^-) / 2 \rangle = 77.45 \pm 2.7 \pm 2.9$  für eine Strahlenergie von 158 A GeV. Dabei steht der erste Fehler für den statistischen Fehler, der zweite für den systematischen. Dass der systematische Fehler gegenüber den Fehlern der totalen  $K_s^0$  Multiplizität bei anderer Strahlenergie groß ausfällt, liegt daran, dass die Effizienzen bei 158 A GeV niedriger sind [8].

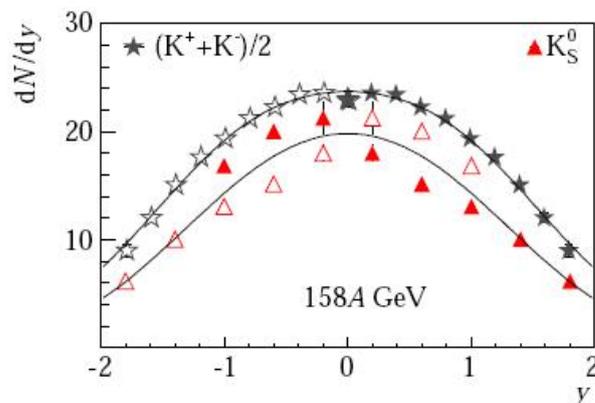


Abbildung 3.1.: Rapiditätsspektrum im Schwerpunktsystem für Pb - Pb Kollisionen bei 158 A GeV für  $K_s^0$ . Da  $K_s^0$  und  $K_L^0$  in gleichen Anteilen entstehen, reichen die  $K_s^0$  Daten zum vergleichen. Die gefüllten Symbole sind die gemessenen Datenpunkte, die leeren entsprechen diesen um Midrapidity gespiegelt [8].

Es wurde die Vermutung aufgestellt, dass die recht strikten GSI-Cuts dafür verantwortlich sein könnten, und diese gerade mit dem  $dca$ -Cut viele Ereignisse wegschneiden. Dadurch gehen  $K_s^0$  und andere erzeugte und gemessene Teilchen verloren, da die Simulation den weggeschnittenen Bereich nicht richtig beschreiben kann. Ein Vergleich der  $dca$ -Verteilungen aus Daten und Simulation in einer früheren Analyse zeigt Abweichungen zwischen beiden (siehe Abbildung 3.2).

Das Problem wird derzeit auf zwei Wegen untersucht.

Zum einen werden die Rohdaten mit loseren *dca*-Cuts neu rekonstruiert. Diese Methode scheint in der Lösung des totalen Multiplizitätsverhältnisproblems erfolgreich zu sein [11]. Da diese neue Rekonstruktion die Idee der Abhängigkeit des Problems vom *dca*-Cut bestärkt, wird zum anderen nach einer Strategie gesucht, in den bestehenden Daten den Einfluss des *dca*-Cuts korrekt zu simulieren.

Das ist in soweit auch von Interesse, dass es einen Datensatz mit mehr als 3 Millionen Einträgen gibt, von dem keine Rohdaten mehr vorhanden sind, so dass eine neue Rekonstruktion nicht möglich ist. Da ein so großer Datensatz aber eine Menge an Informationen enthält, wäre es ungünstig ihn nicht weiter verwenden zu können.

Es stellt sich die Frage, in wie weit wichtige Analyseparameter vom *dca* abhängen, und ob es gegebenenfalls einen Korrekturfaktor gibt, mit dem die Daten korrigiert werden können. Durch das Studieren und Auswerten dieser Korrelationen in dieser Arbeit soll ein erster Schritt hin zu einer Aussage über die Effizienz und deren Verbesserung in der Rekonstruktion der  $K_s^0$  gemacht werden können.

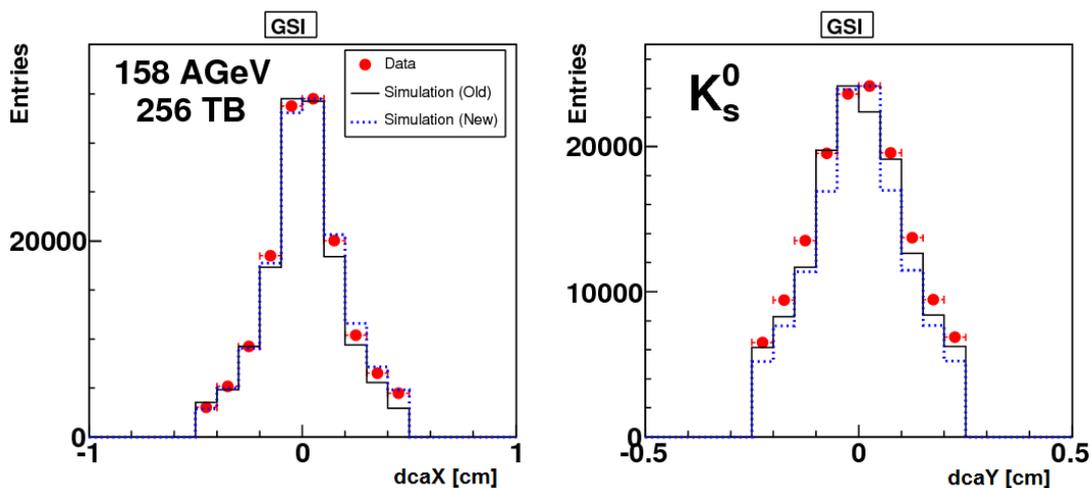


Abbildung 3.2.: Unterschied zwischen der *dcaX/Y* Verteilung in Daten und Simulation für den Pb - Pb 158 A GeV 256 TB Datensatz. Der Plot zeigt die Abweichungen in der Verteilung von Daten und Simulation und verdeutlicht damit das Problem, besonders für *dcaY* sind die Simulationen nicht ausreichend genau [12].

## 3.2. Analyse

### 3.2.1. Eindimensionale Verteilungen

Um Informationen über die Abhängigkeiten der verschiedenen Parameter vom *dca* zu gewinnen, werden die entsprechenden Korrelationen untersucht.

Zuerst werden die betrachteten kinematischen und geometrischen Parameter im einzelnen nochmals diskutiert, um ihre Bedeutung zu verdeutlichen. Anschließend werden einige der Korrelationen betrachtet, und die Vorgehensweise bei der Analyse erläutert. Abschließend sollen die Ergebnisse diskutiert und die Schlussfolgerungen vorgestellt werden.

Alle nachfolgende Untersuchungen beruhen auf  $K_s^0$  beziehungsweise deren Tochtereilchen, die simuliert und eingebettet wurden. Anschließend wurden die Daten mit der aktuellen Rekonstruktionskette bearbeitet. Insgesamt haben 119320  $K_s^0$  die GSI-Cuts überstanden und daher ist jedes der folgenden Spektren der  $K_s^0$  Verteilungen mit 119320 Einträgen gefüllt.

### RMS

Ein wichtiger Parameter in der folgenden Analyse ist das RMS. RMS steht für *Root Mean Square*, also das quadratische Mittel. Berechnet wird das RMS wie folgt:

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2} \quad (3.1)$$

RMS ist eine Möglichkeit, die Breite einer Verteilung zu messen und adäquat zu vergleichen. Aufgrund der quadratischen Berechnung ist das RMS auf einzelne Ausreißer in einer Verteilung nicht so sensitiv, so dass eine Änderung des RMS auf eine signifikante Änderung in der Verteilung hinweist.

### Datensatz

Der Datensatz der dieser Arbeit zu Grunde liegt ist mit der aktuellen Version der Rekonstruktionskette berechnet worden.

- 158 A GeV
- Pb - Pb Kollision
- STD -
- 10  $K_s^0$  eingebettet pro Event
- 10% zentralste Daten

### Distance of Closest Approach

Wie in Abschnitt 2.3 erklärt, ist  $dca$  der Parameter der die Annäherung der rekonstruierten Zerfallsspuren beschreibt. Um zu untersuchen welche Folgen die strikten Cut-Regeln der GSI-Cuts haben, werden zuerst die eindimensionalen Verteilungen für  $dcaX/Y$  betrachtet. Das Binning ist so gewählt, dass bei  $dcaX$  pro Bin 0.006 cm und bei  $dcaY$  0.003 cm pro Bin zusammen gefasst werden.

In Abbildung 3.3 ist die eindimensionale Verteilung für  $dcaX$  zu sehen. Sehr deutlich sind die Einschnitte des GSI-Cuts zu erkennen, dem augenscheinlich viele Kandidaten zum Opfer fallen.

Desweiteren ist eine Asymmetrie zu erkennen, die durch den Mittelwert (*Mean*) von  $-0.023$  cm deutlich wird.

Für die  $dcaY$ -Verteilung ist keine solche Asymmetrie zu erkennen, der Mittelwert liegt bei 0.001 cm leicht im positiven Bereich, dies ist aber keine signifikante Abweichung.

Dagegen sind in Abbildung 3.4 ebenso deutlich die Einschnitte der GSI-Cuts zu erkennen. Diese sind relativ zur Verteilung enger, was mehr Verlust an Daten bedeutet.

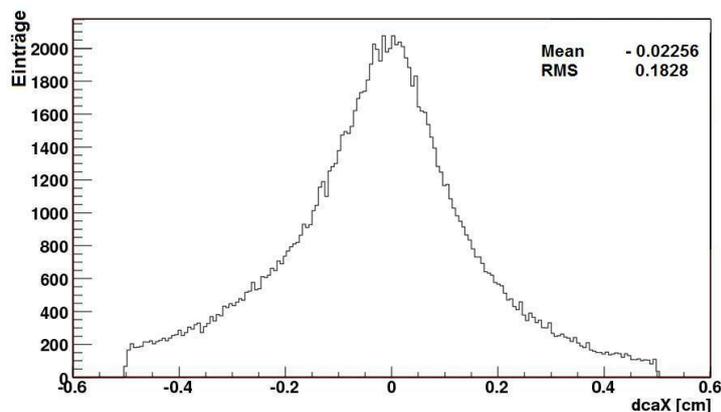


Abbildung 3.3.: Verteilung für  $dcaX$  für  $K_s^0$  nach Cuts. Aufgetragen ist die  $dcaX$  Verteilung gegen die Anzahl der Einträge. Die Asymmetrie und die Einschnitte der GSI-Cuts für den  $dcaX$  Bereich sind zu erkennen.

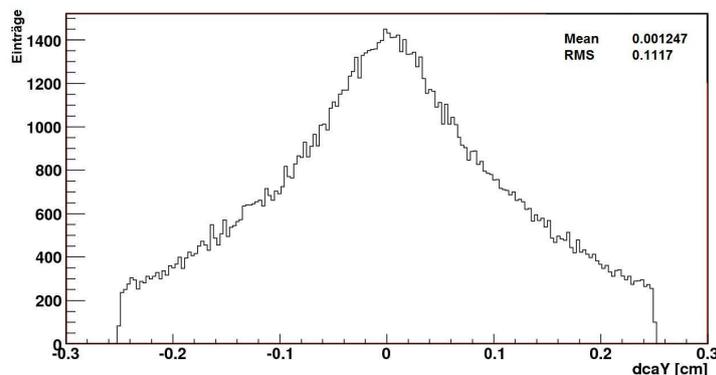


Abbildung 3.4.: Verteilung für  $dcaY$  für  $K_s^0$  nach Cuts. Aufgetragen ist die  $dcaY$  Verteilung gegen die Anzahl der Einträge. Eine Asymmetrie ist nicht zu erkennen, dafür ist der Anteil der verlorenen Einträge größer als in Abbildung 3.3.

### Zahl der gemessenen Spurpunkte

$N_{\text{Points}}$  bezeichnet die Anzahl der Spurpunkte die einer Spur in allen TPC insgesamt zugeordnet wurde. Im Prinzip ist es also ein Maß für die Spurlänge. Daher unterscheidet man zwischen negativen und positiven  $N_{\text{Points}}$ , je nach Ladung des zugeordneten Tochterteilchens. In Tabelle 3.1 ist die Anzahl der Pads der verschiedenen TPC aufgelistet.

	Anzahl der Pads		
	VTPC-1	VTPC-2	MTPC-L/R
Sektoren	6	6	25
Padreihen pro Sektor	24	24	18
Pads pro Padreihe	192	192	192/128/128
Pads insgesamt	27648	27648	63360

Tabelle 3.1.: Verteilung der Pads/Kanäle in den TPCs [9].

Die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen ein Verteilungsmuster mit zwei Maxima und einem Minimum. Dieses lässt sich leicht verstehen, wenn man sich vor Augen hält, dass je nach Impuls die Teilchen nur eine oder mehrere TPC durchfliegen. Pionen mit niedrigem  $p_{\text{tot}}$  werden nur von den VTPC gemessen, und sind so stark abgelenkt, dass sie aussen an den MTPC vorbei fliegen, während Pionen mit hohem Impuls sowohl in den VTPC als auch in den MTPC Signale hinterlassen. Dies ist in den Abbildungen 3.5 und 3.6 zu sehen.

$N_{\text{Points}}$  und  $dca$  korrelieren folgendermaßen: Umso mehr Spurpunkte einer Spur zugeordnet sind, desto genauer sollte sich die Spur und damit auch der  $dca$ -Bereich bestimmen lassen. Daraus folgt, dass mehr Spurpunkte ein besseres Ergebnis liefern sollten. Dies ist in Zeichnung 3.7 dargestellt.

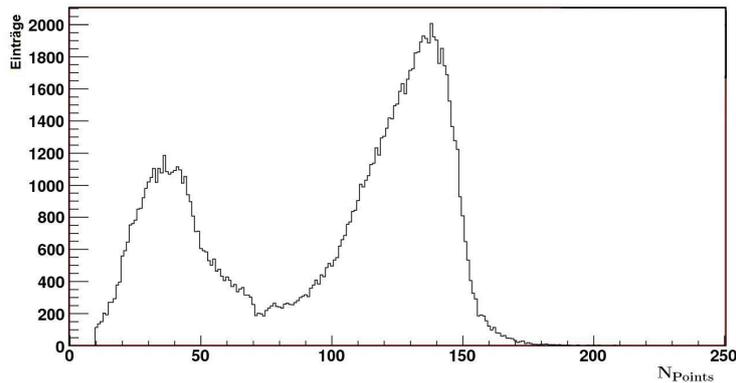


Abbildung 3.5.: Verteilung von  $K_s^0$  nach der Anzahl der Spurpunkte für positiv geladene Tochterteilchen nach Cuts.

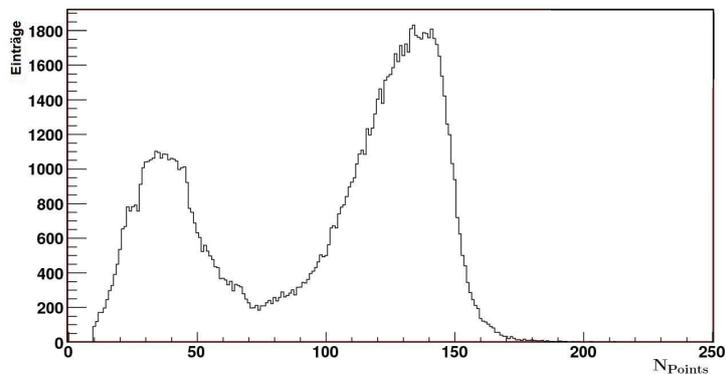


Abbildung 3.6.: Verteilung von  $K_s^0$  nach der Anzahl der Spurpunkte für negativ geladene Tochterpartikeln nach Cuts.

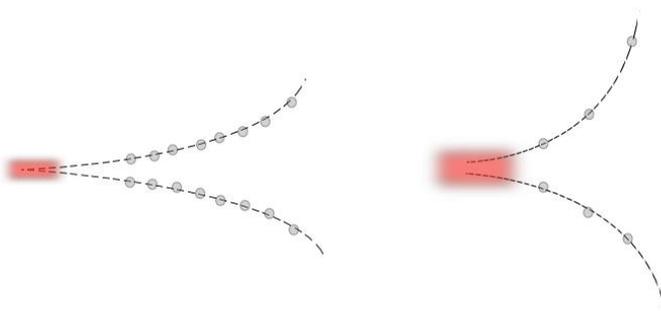


Abbildung 3.7.: Abhängigkeit von  $dca$  und  $N_{\text{Points}}$ . Links sind die aus vielen Spurpunkten rekonstruierten Spuren zu sehen und rechts die aus weniger Spurpunkten. Durch mehr Punkte lassen sich die Spuren genauer bestimmen, und daher auch der  $dca$ -Bereich.

## Öffnungswinkel

Der Öffnungswinkel ist der Winkel zwischen der rekonstruierten positiven Spur und der zugehörigen rekonstruierten negativen Spur der Tochterteilchens im Zerfallsvertex des Mutterteilchens. Der Öffnungswinkel wird wie in Gleichung 3.2 gezeigt berechnet.  $\vec{p}_1$  ist der Impuls der positiven Tochterteilchen,  $\vec{p}_2$  der Impuls des zugeordneten negativen Tochterteilchens.

$$\theta = \arccos \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2|} \quad (3.2)$$

Wie stark  $dca$  und der Öffnungswinkel korrelieren lässt sich an Zeichnung 3.9 erkennen. Je größer der Öffnungswinkel zwischen den beiden Tochterspuren ist, desto genauer lässt sich der Schnittpunkt der Spuren bestimmen. Dies bedeutet, dass der Vertex entsprechend schärfer definiert ist, und damit auch die mögliche Region für  $dca$ .

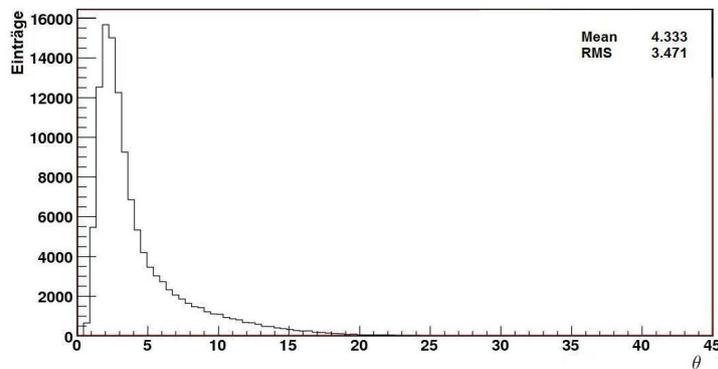


Abbildung 3.8.: Verteilung der Öffnungswinkel der  $K_s^0$  nach Cuts.

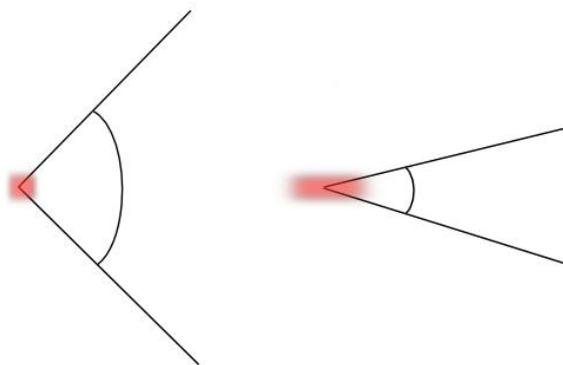


Abbildung 3.9.: Korrelation von  $dca$  und Öffnungswinkel. Links für große Öffnungswinkel, rechts für kleine. Der rot schattierte Bereich steht für das Areal, in dem sich die rekonstruierten Spuren nahe genug kommen um den  $dca$ -Cut zu erfüllen und markiert somit die mögliche Region des Zerfallsvertex.

### Transversalimpuls

Der Transversalimpuls  $p_t$  ist der Anteil des Impulses den ein Teilchen transversal zur Strahlachse hat. Vor der Kollision sollte dieser Anteil 0 sein.

Berechnet wird der Transversalimpuls wie folgend:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \sqrt{p^2 - p_z^2} \quad (3.3)$$

Aus der Orthogonalität des Transversalimpulses zur  $Z$ -Achse folgt, dass  $p_t$  Lorentz-invariant gegenüber Transformationen entlang der Strahlachse ist.

In Abbildung 3.10 ist das Spektrum für den Transversalimpuls zu sehen.

Die simulierte Verteilung ist eine thermische Boltzmann Verteilung, die wie in 3.4 berechnet wird, wobei etwa  $T = 300$  MeV ist.

$$p_t = e^{-\frac{m_T}{T}} \quad (3.4)$$

Analog zu den Überlegungen beim Öffnungswinkel stellt sich die Frage, ob ein hohes  $p_t$  ebenso für eine bessere Bestimmung des  $dca$  Bereichs geeignet ist. Dies wäre eine erfreuliche Erkenntnis, da in dem erwähnten Datensatz mit mehr als drei Millionen Einträgen die Untersuchung der Region des hohen  $p_t$  eine interessante Analyse wäre.

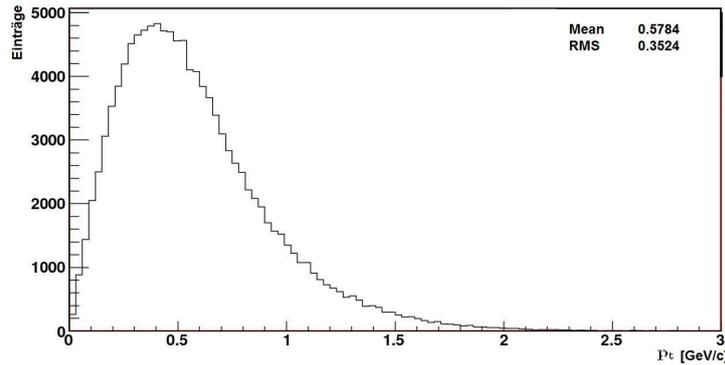


Abbildung 3.10.: Verteilung des Transversalimpulses für  $K_s^0$  nach Cuts. Die ursprüngliche Verteilung ist eine thermische Boltzmann Verteilung nach Gleichung 3.4.

## Rapidity

Die Rapidity ist ein Maß für Geschwindigkeit, das den Vorteil hat, dass Rapiditäten sich auch dann ganz einfach addieren lassen, wenn für Geschwindigkeiten dies aufgrund relativistischer Fälle nicht mehr möglich ist. Die Rapidity lässt sich wie folgt berechnen

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.5)$$

In Abbildung 3.11 ist die Rapidityverteilung für  $K_s^0$  nach Cuts aufgetragen. Da die simulierte Verteilung gaußförmig und symmetrisch um Null ist, werden in Rückwärtsrapidityen  $K_s^0$  nicht rekonstruiert. Dies liegt primär daran, dass das Experiment aufgrund des Aufbaues fast nur Teilchen mit Vorwärtsrapidityen misst.

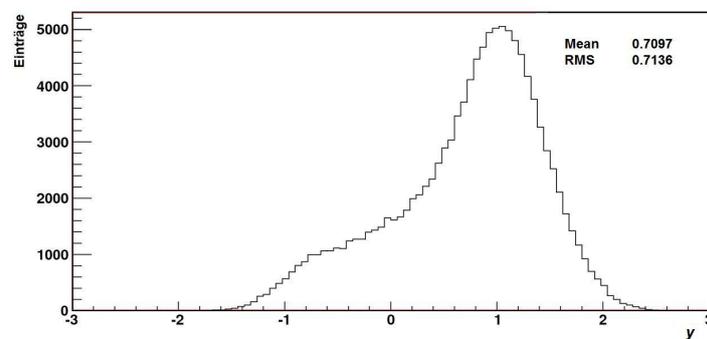


Abbildung 3.11.: Rapidityverteilung der  $K_s^0$  nach Cuts. Die Form der Verteilung ist Folge der geometrisch bedingten Akzeptanz und der daraus resultierenden großen Sensitivität des NA49 Experiments bei Vorwärtsrapidity

### 3.2.2. Untersuchte Korrelationen

#### $N_{\text{Points}}$ gegen $dca$

Anhand der Untersuchung der Korrelation zwischen  $N_{\text{Points}}$  und  $dca$  soll die Vorgehensweise bei der Analyse ausführlich dargestellt werden.

Zuerst werden die  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterpartikel und  $dcaX$  betrachtet. Der erste Plot dazu ist Abbildung 3.12. Dort wird  $dcaX$  gegen  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterpartikel aufgetragen. Das Binning für  $N_{\text{Points}}$  ist generell so gewählt, dass die diskreten Werten der  $N_{\text{Points}}$  jeweils ein Bin erhalten.

Im nächsten Schritt betrachten wir Schnitte in der Breite eines Bins für die zweidimensionale Verteilung in Abbildung 3.12, die uns das jeweilige  $dcaX$  Spektrum zu jedem spezifischen Spurlängenintervall gibt. Für jeder dieser Schnitte wird für jeden Eintrag der  $X$ -Achse das RMS, also die Breite der  $dcaX$  Verteilung extrahiert und in Abbildung 3.13 samt entsprechendem Fehler wieder aufgetragen. Im Bereich von 50 Spurlängen und weniger zeigt sich ein Anstieg im RMS, in diesem Bereich könnte es einen ersten signifikanten Anhaltspunkt für eine Korrekturmöglichkeit geben.

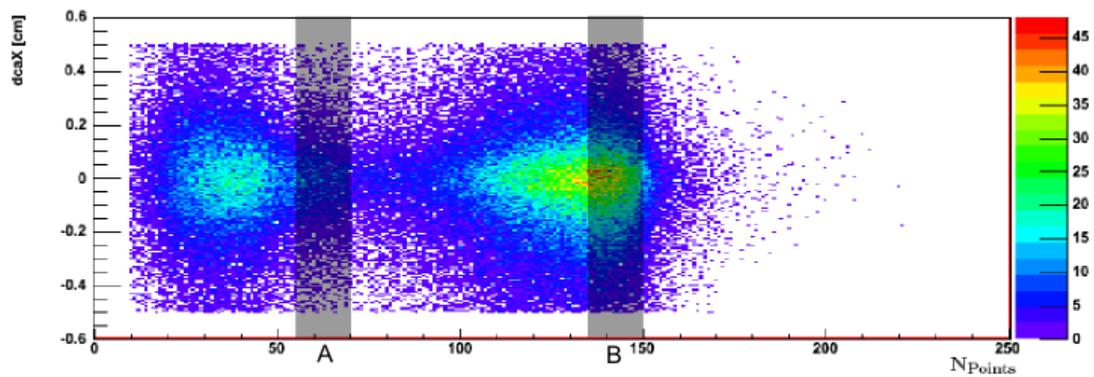


Abbildung 3.12.: Korrelation von  $dcaX$  und  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterpartikel nach Cuts. Die Verteilung der Einträge richtet sich um  $dcaX = 0$  sowie bei den Maxima aus Abbildung 3.5 aus. Markiert sind die beiden Bereiche für 55 bis 70 (A) beziehungsweise für 135 bis 150 (B) Spurlängen, die in Abbildung 3.14 diskutiert werden.

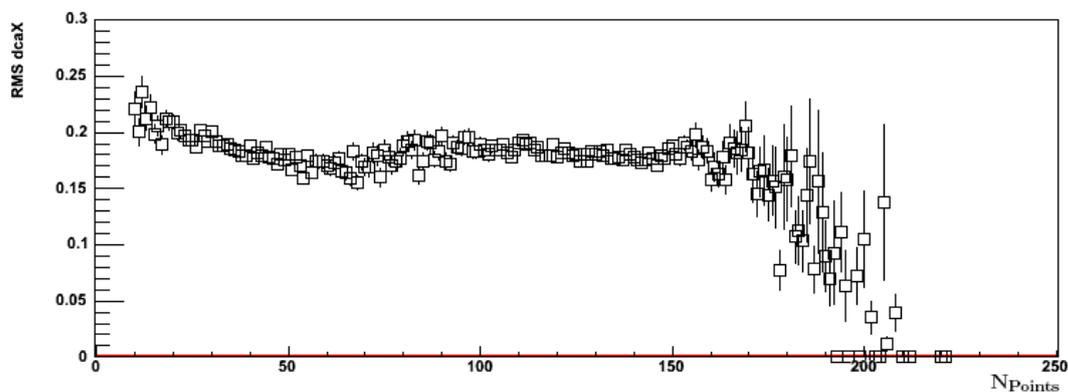


Abbildung 3.13.: Korrelation von RMS  $dcaX$  und  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterpartikel. Die aus Abbildung 3.12 extrahierten RMS Werte sind aufgetragen.

Die Verteilung der  $dcaX$  RMS Werte zeigt im ersten Bereich größerer Statistik im ersten Maximalbereich (10 bis 50 Spurpunkte) eine leicht abfallende Breite, im zweiten (100 bis 155) eine konstante Verteilung. Im Bereich des Minimums sind aufgrund der Statistik die Fehler etwas größer, ein leichter Anstieg ist zu erkennen.

Um die Eigenschaften der  $dcaX$  RMS Breite weiter zu untersuchen, werden aus Abbildung 3.12 zwei Bereich ausgewählt und die entsprechenden aufliegenden  $dcaX$  Verteilungen verglichen. Dies soll zeigen, ob die  $dcaX$  Verteilungen in Abbildung 3.12 im Bereich des Minimums eine andere Breite hat als im Bereich der Maximas. Als erstes werden die Einträge von  $N_{\text{Points}}$  55 bis 70 (markierter Bereich A) zusammengefasst und RMS und Mittelwert bestimmt. Dieser Bereich wurde aufgrund der geringen Statistik gewählt. Der zweite Bereich ist von  $N_{\text{Points}}$  135 bis 150 (markierter Bereich B) gewählt. In diesem Bereich liegen viele Einträge vor, so dass die Statistik groß ist. Die beiden Verteilungen wurden in einen Graph gezeichnet und normiert, um Unterschiede erkennen zu können. Dies ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

Es zeigt sich kein Unterschied, innerhalb der Fehler sind beide Verteilungen identisch, der RMS ist nur geringfügig anders. Es zeigt sich allerdings, dass in beiden Fällen ein Gaußfit nicht optimal den Verlauf der Verteilung wieder gibt. Dies wird im Abschnitt Öffnungswinkel gegen  $dca$  ausführlicher diskutiert. Die Untersuchung für negative Tochterteilchenspuren der  $K_s^0$  und  $dcaX$  liefert bisher vergleichbare Ergebnisse, die entsprechenden Graphen finden sich in Anhang A.1.

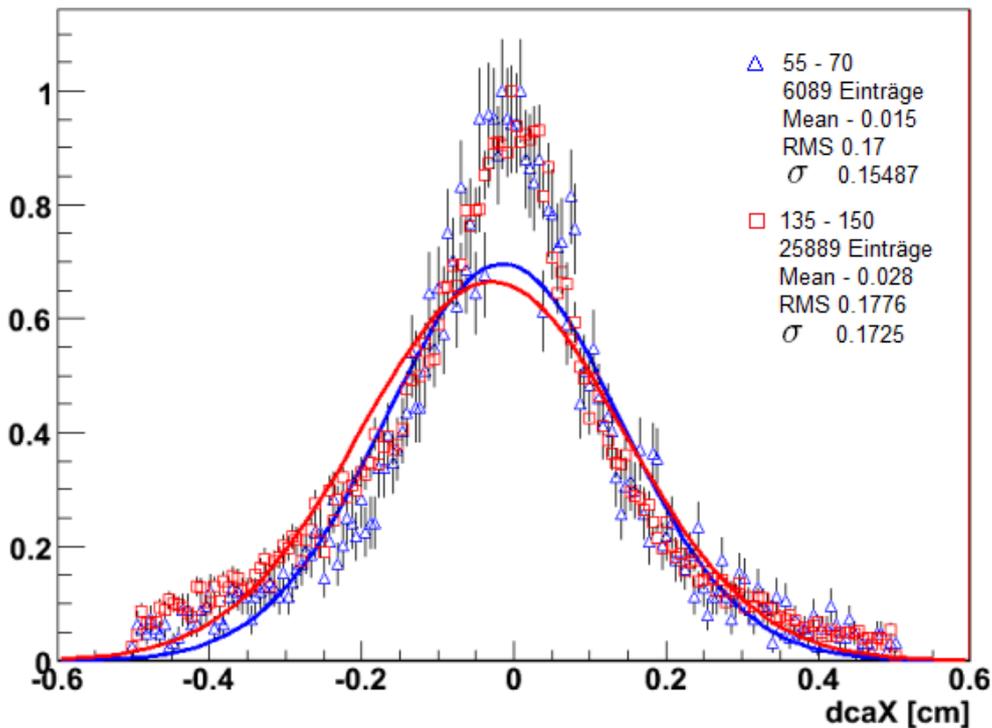


Abbildung 3.14.:  $dcaX$  Verteilung für  $K_s^0$  deren Tochter Spuren 55 - 70 Spurpunkte (blaue Dreiecke) und 135 - 150 Spurpunkte (rote Quadrate) in den TPC hinterlassen haben. Trotz der größeren Anzahl der Einträge der 135 - 150 Punkte Kurve ist innerhalb der Fehler kein Unterschied der Verteilungen zu erkennen.

Für das Verständnis der Korrelation zwischen  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}$  wurde die gleiche Vorgehensweise wie für  $dcaX$  und  $N_{\text{Points}}$  in der Analyse gewählt. Exemplarisch für diese Untersuchungen wird hier die Analyse von  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}^{\text{pos}}$ , also  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterteilchen, gezeigt.

In Abbildung 3.15 ist die Kombination der einzelnen Verteilungen ( $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}^{\text{pos}}$ ) zu sehen. Die im Vergleich zu Abbildung 3.12 andere Skala ist bedingt durch die engeren Cuts auf  $dcaY$ .

Für  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}^{\text{pos}}$  wurden, wie bei  $dcaX$  und  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterteilchen beschrieben, Schnitte in der Breite eines Bins gemacht und aus diesen die RMS Werte extrahiert und gegen die ursprüngliche  $N_{\text{Points}}$  Verteilung aufgetragen. Dies ist in Abbildung 3.16 zu sehen.

Es zeigt sich ein Muster, das sich von dem in Abbildung 3.13 unterscheidet. Das RMS nimmt zwischen 10 und 150 Spurpunkten leicht ab, dies geschieht relativ gleichmäßig. Der Knick im Bereich des Verteilungsminimums aus Abbildung 3.15 ist kaum ausgeprägt.

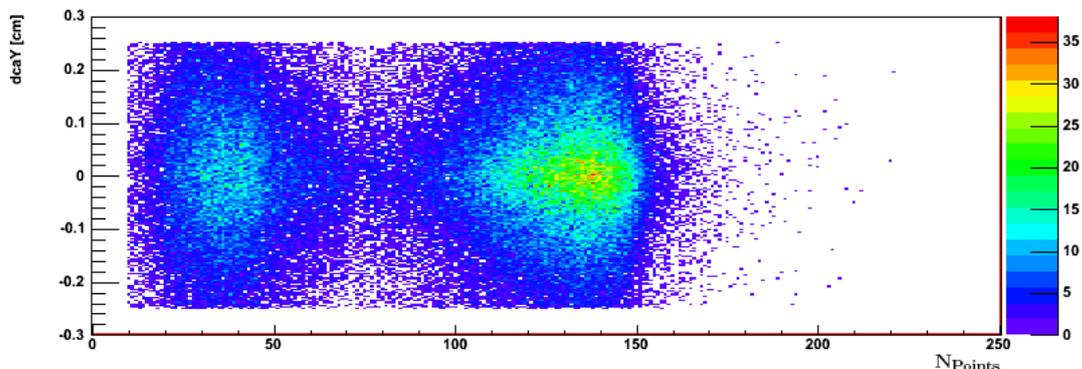


Abbildung 3.15.: Korrelation von  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterteilchen nach Cuts. Die Verteilung der Einträge richtet sich um  $dcaY = 0$  sowie bei den Maxima aus Abbildung 3.5 aus.

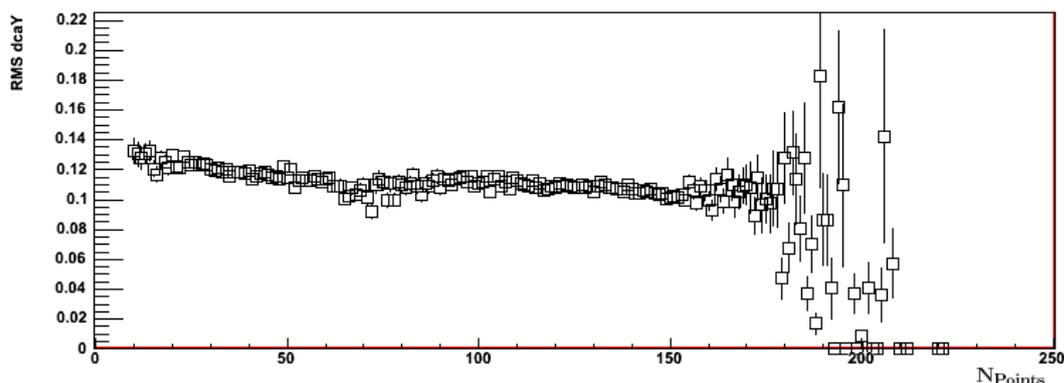


Abbildung 3.16.: Korrelation von RMS  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}$  für positive Tochterteilchen. Die aus Abbildung 3.15 extrahierten RMS Werte sind aufgetragen und zeigen ein weniger ausgeprägtes Verhalten als bei  $dcaX$ . Es gibt einen sehr leichten Knick im Bereich des Verteilungsminimums, generell zeigt sich ein leicht abfallender Verlauf im Bereich bis 150 Spurpunkte.

### Öffnungswinkel gegen $dca$

Die nächste Abhängigkeit die untersucht wird, ist die zwischen  $dca$  und dem Öffnungswinkel. Stellvertretend findet hier wieder die Diskussion der bisherigen Analyseregebnisse für  $dcaX$  statt, die entsprechenden Plots für  $dcaY$  finden sich im Anhang A.1.

In Abbildung 3.17 ist die Kombination aus der  $dcaX$  Verteilung und der des Öffnungswinkels zu sehen. Das Binning der  $X$ -Achse ist so gewählt, dass jedes Bin  $0.225^\circ$  umfasst.

Die Verteilung hat ihr Maximum bei  $dcaX = 0$  und etwa zwei bis drei Grad im Öffnungswinkel. Für die weitere Auswertung wurde wie bei der Analyse von  $dcaX/Y$  gegen  $N_{\text{Points}}$  die Breite der einzelnen  $X$ -Achsenbins extrahiert und gegen den Öffnungswinkel aufgetragen. Dies ist in Abbildung 3.18 zu sehen.

Trotz der recht geringen Statistik für Einträge bei mehr als vier Grad zeigt sich ein relativ konstanter, nur minimal absinkender Wert für das RMS in dem Bereich bis etwa zwölf Grad. Zwischen null und zwei Grad hingegen erkennt man ein Abfallen des RMS. Dies kann für die weitere Untersuchung von Bedeutung sein. Der Unterschied zwischen den beiden Bereichen sollte in weiteren Studien betrachtet werden, der erste Schritt ist in Abbildung 3.19 getan.

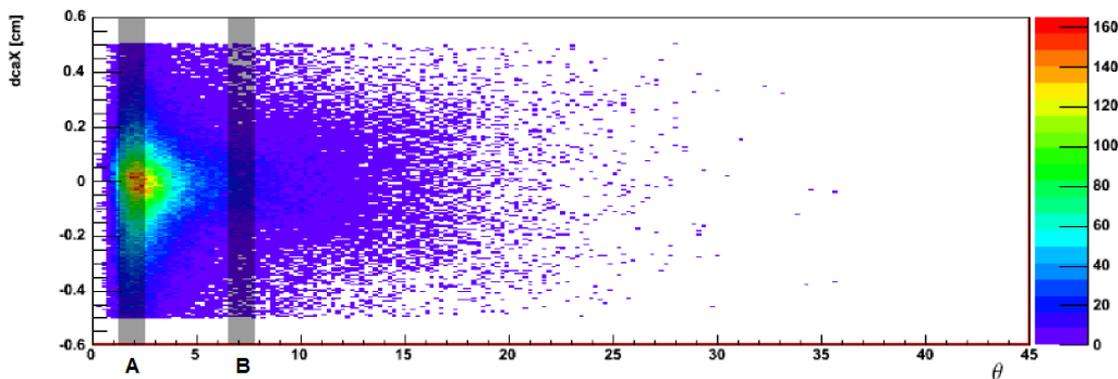


Abbildung 3.17.: Korrelation von  $dcaX$  und dem Öffnungswinkel nach Cuts. Das Maximum liegt bei kleinen Öffnungswinkel und  $dcaX = 0$ . Mit A und B sind die beiden Abschnitte markiert, die in Abbildung 3.19 verglichen werden.

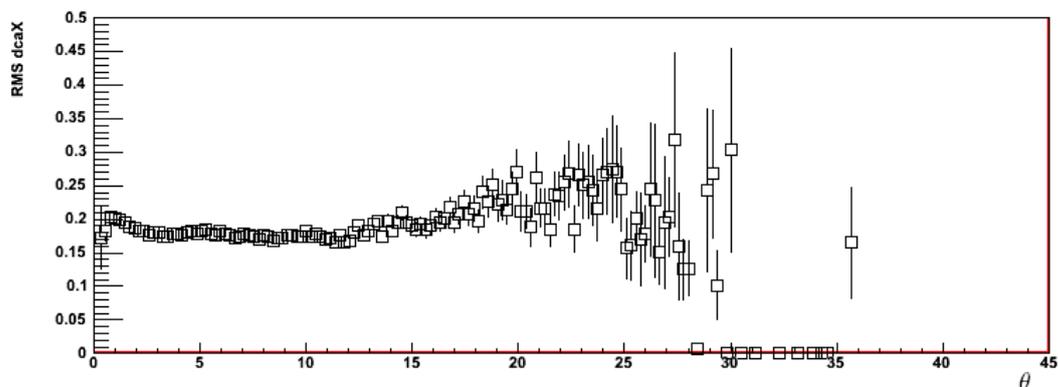


Abbildung 3.18.: Korrelation von RMS  $dcaX$  und dem Öffnungswinkel. Trotz stark sinkender Statistik ändert sich die Breite der  $dcaX$  Verteilungen zwischen 2 und zwölf Grad nur minimal, während zwischen null und zwei Grad ein Abfallen des RMS zu sehen ist.

Erster Schritt zur Prüfung dieses Verhalten im Bezug auf  $dcaX$  ist der Vergleich zweier Abschnitte der  $X$ -Achse die Unterschiede in der Statistik aufweisen. In Abbildung 3.19 wurde dies getan. Die Verteilungen entsprechen den aufsummierten und normierten ein Bin breiten Schnitten von 1.125 bis 2.25 Grad und daher dem markierten Bereich A in Abbildung 3.17 im Falle der roten Quader, und 6.75 bis 7.875 Grad für die blauen Dreiecke, dies entspricht dem markierten Bereich B ebenda. Die gewählten Schnittbereiche entsprechen den Bins 5 bis 10 und 30 bis 35.

Es zeigt sich, dass für die Verteilungen bei größeren Winkel Veränderungen eintreten. Die Verteilungen gehen stärker zur Form einer Gaußverteilung über, während bei kleineren Winkeln die Verteilung die Form wie auch in Abbildung 3.14 und der eindimensionalen  $dcaX$  Verteilung in Abbildung 3.3 gezeigt, und sich nicht durch einen einfachen Gaußfit beschreiben lässt. Bei der Untersuchung dieses Verhaltens hat sich gezeigt, dass die  $dcaX$  Verteilung sich bei größer werdenden Öffnungswinkeln immer besser einer Gaußverteilung anpasst. Das passiert ab etwa Bin 30, also ist die Verteilung für 6.75 bis 7.875 Grad gerade der Grenzfall. Dieses Verhalten ist eine wichtige Information, die in der weiteren Untersuchung genutzt werden kann.

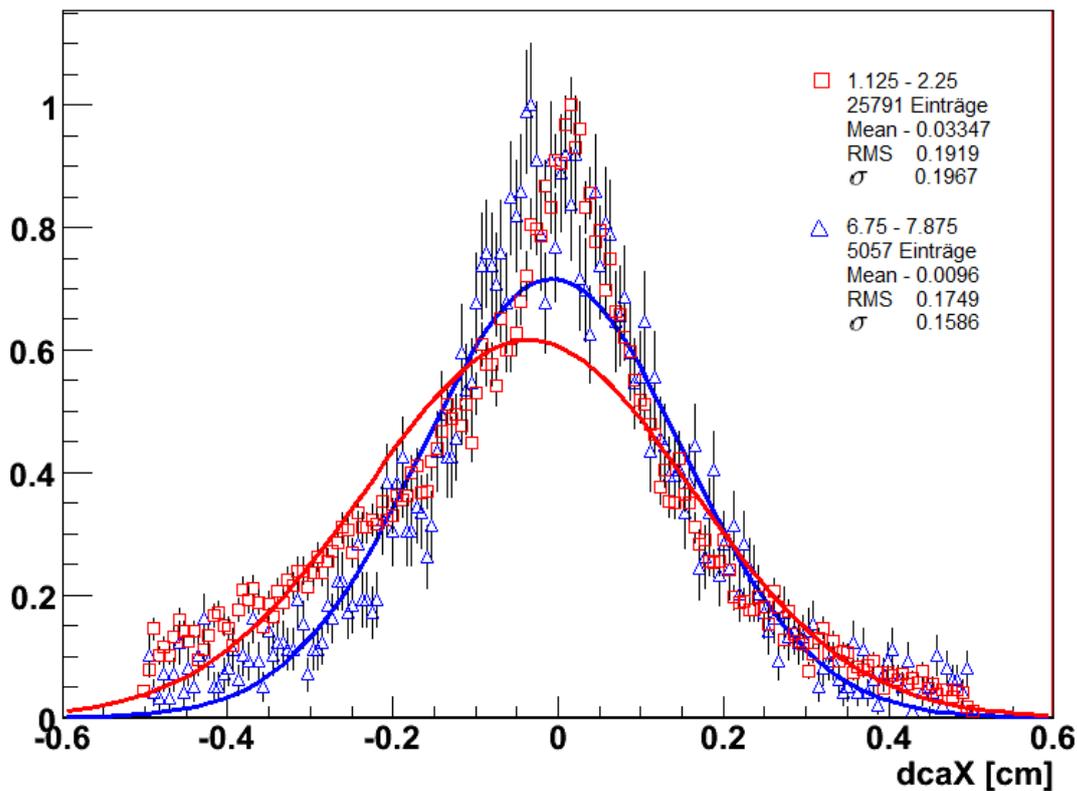


Abbildung 3.19.:  $dcaX$  Verteilung für  $K_s^0$  deren Tochterpartikeln einen Öffnungswinkel zwischen 1.125 und 2.25 Grad (rote Quader) beziehungsweise 6.75 und 7.875 Grad haben (blaue Dreiecke). Wie man erkennen kann, ist der einfache Gaußfit für  $dcaX$  Verteilungen mit guter Statistik nicht optimal, während sich Verteilung bei größeren Öffnungswinkeln immer besser an eine Gaußverteilung annähert.

### Transversalimpuls gegen $dca$

Für den Transversalimpuls  $p_t$  und  $dca$  wurde wie in den vorherigen beiden Studien vorgegangen. Der erste Plot ist in Abbildung 3.20 gezeigt. Das Binning ist so gewählt, dass jedes Bin 0.015 GeV umfasst.

Die Schnitte in Binsgröße wurden wie vorher erläutert gemacht und der extrahierte RMS gegen  $p_t$  aufgetragen. In Abbildung 3.21 zeigt sich erneut ein abnehmender Verlauf, der ab 1 GeV stärker wird. Im höheren  $p_t$  Bereich ist nicht genug Statistik vorhanden, so dass der Verlauf des Spektrums aufweitet und innerhalb der Fehler einen großen Bereich abdeckt. Allerdings ist der abfallende Trend der Verteilung ein Ansatzpunkt für weitere Studien zur Abhängigkeit des  $dca$  Parameters.

Für  $dcaY$  und den Transversalimpuls findet sich das RMS Spektrum im Anhang A.1.

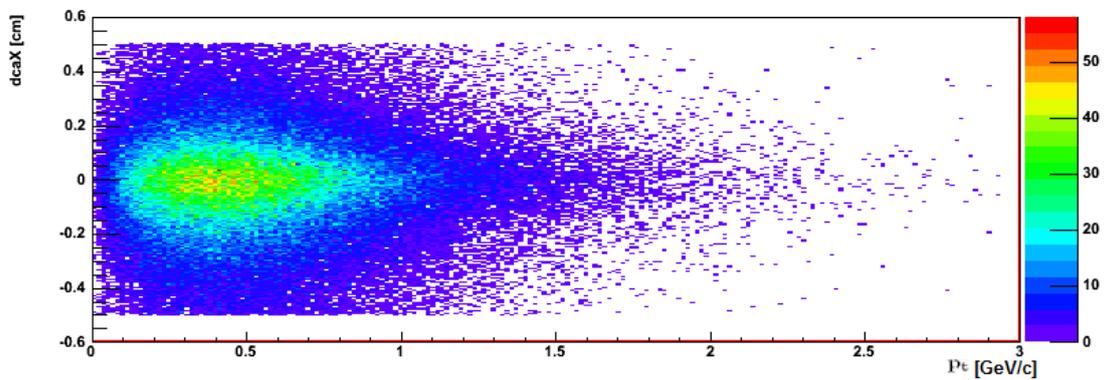


Abbildung 3.20.: Korrelation von  $dcaX$  und  $p_t$  für  $K_s^0$  nach Cuts. Bei höheren  $p_t$  sind kaum noch Einträge vorhanden.

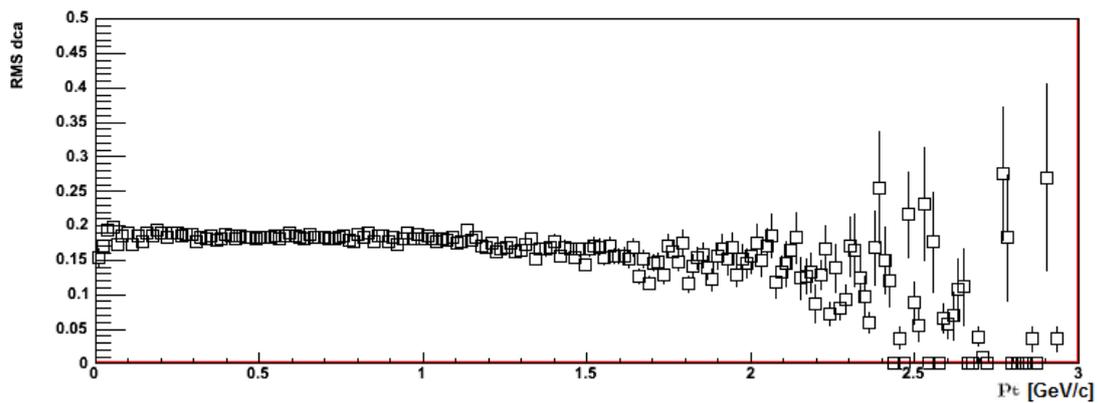


Abbildung 3.21.: Korrelation von RMS  $dcaX$  und dem Transversalimpuls. Im Bereich guter Statistik fällt das Spektrum leicht ab, ab 1 GeV verstärkt sich dieser Trend.

### Rapidität gegen $dca$

Als letzter Punkt soll kurz auf die Korrelation der Rapidität und  $dca$  eingegangen werden. Betrachtet wird wieder  $dcaX$ . Jedes Bin entspricht einem Rapiditätsintervall von  $\Delta y = 0.03$ .

In Abbildung 3.22 ist die korrelierte Verteilung zu sehen. Dass das Maximum bei einer Rapidität von ein und nicht symmetrisch um null liegt, wurde schon vorher erläutert.

Im nächsten Schritt wurden die RMS Werte der einzelnen  $dcaX$  Verteilungen für jeden  $X$ -Achsen Abschnitt extrahiert und aufgetragen. Im Bereich geringer Statistik, also außerhalb des Rapiditätsintervalls von  $[-1;2]$  ändert sich die flache Verteilung, im Bereich dazwischen ist die Verteilung relativ konstant, Im Intervall  $[-1.4;-1]$  steigt der RMS der  $dcaX$  Verteilungen deutlich an, im Intervall  $[1;2]$  weniger steil, aber auch signifikant. Die Signifikanz dieser beiden Abschnitte gilt es weiter zu überprüfen, das Verhalten in diesen Bereichen kann im Rahmen der Bestimmung eines Korrekturfaktors wichtig sein.

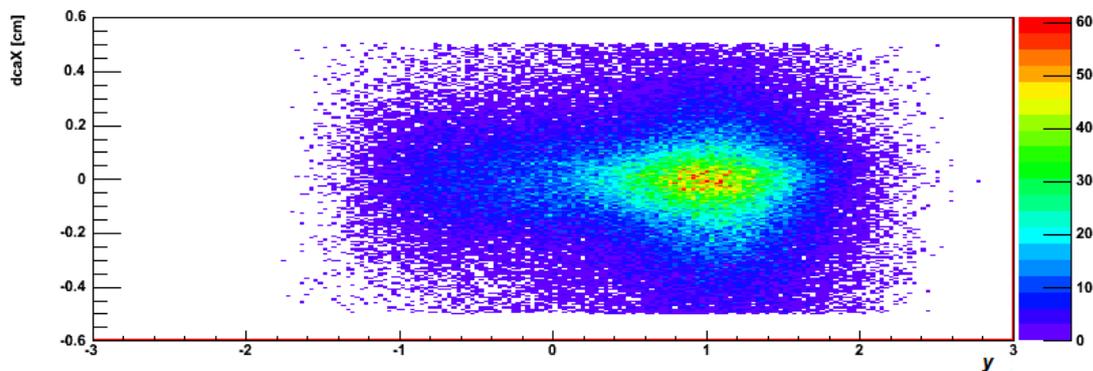


Abbildung 3.22.: Korrelation von  $dcaX$  und der Rapidität. Das Maximum liegt bei eins, was an der großen Akzeptanz für Vorwärtsrapiditäten des NA49 Experiments liegt.

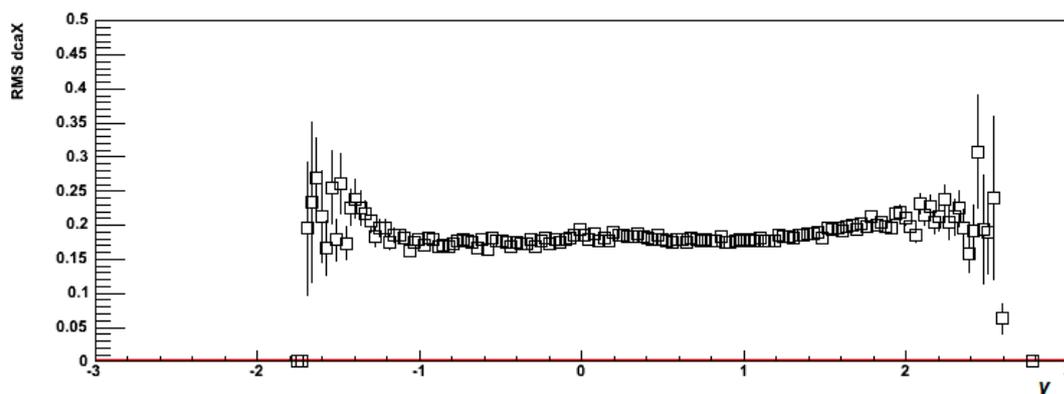


Abbildung 3.23.: Korrelation von RMS  $dcaX$  und Rapidität. Im Intervall  $[-1.4;-1]$  steigt der RMS der  $dcaX$  Verteilungen zu kleinen  $y$  deutlich an, im Intervall  $[1;2]$  weniger steil, aber auch signifikant.

### 3.3. Fazit

Im Verlauf der Analysen hat sich gezeigt, dass der *dca*-Cuts besonderer Untersuchung bedarf. Wenn die durch diesen strikten Cut weggeschnittenen und daher nicht mehr gemessenen Ereignisse nicht gut simuliert werden können, führt das zu Fehlern in der Effizienzbestimmung. Und nur wenn die Effizienz richtig bekannt ist, können genaue Aussagen über den wirklichen physikalischen Verteilung der  $K_s^0$  gemacht werden.

Die Verteilungen in der Korrelation von *dca* mit den behandelten Parametern bestehen zum Großteil aus flachen Anteilen und bieten in diesen Regionen keine Anhaltspunkte für die Verbesserung der Effizienz.

Im Gegensatz dazu stehen aber Bereiche in einigen der Korrelationen, in denen die RMS Abhängigkeit deutliche Trends aufweist, und sich von den sonst flachen Verteilungen unterscheidet. In den Korrelationen folgender Parameter mit *dca* gibt es solche Trends:

- $N_{\text{Points}}$ : Spuren mit weniger als 50 Einträgen
- Öffnungswinkel: Öffnungswinkel kleiner als drei Grad
- Rapidität: Rapiditätsintervalle  $[-1.4;-1]$  und  $[1;2]$
- Transversalimpuls: Transversalimpulse größer 1 GeV

Eine weitere wichtige Erkenntnis ist, dass die *dcaX* Verteilungen sich nicht durch einfache Gaußverteilungen beschreiben lassen. Vielmehr scheint es in einigen Bereichen einen breiten Untergrund unterhalb einer schmalen Verteilung zu geben. Eine einfache Gaußverteilung wäre allerdings für die Simulation wünschenswerter, da so die weggeschnittenen Anteile der Verteilung leicht zu korrigieren wären. Desweiteren hat sich bei der Untersuchung der Korrelation von Öffnungswinkel und *dcaX* herausgestellt, dass sich in diesem Fall die *dcaX* Verteilung ab 30 Bins beziehungsweise 6.75 Grad immer mehr einer Gaußverteilung anpasst. Bei der Korrelation von *dcaX* mit  $N_{\text{Points}}^{\text{pos}}$  hingegen zeigt sich solch ein Verhalten nicht, wie in Abbildung 3.14 zu sehen ist. Insgesamt ist es aber noch zu früh für ein genaues Ergebnis, es müssen mit den besprochenen Parametern weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Eine Methode wäre, die in der Liste aufgeführten Bereiche aus der Analyse auszuschließen und die Unterschiede im Ergebnis zu betrachten. Eine weitere Möglichkeit ist, dass die Korrelation von  $p_t$  dahingehend untersucht wird, dass der Bereich hohen Transversalimpulses genauer betrachtet wird. Dafür wäre eine Simulation von Nöten, die eine flache  $p_t$  Verteilung simuliert und somit Informationen liefert, ob der RMS wie in Abbildung 3.21 für hohe Transversalimpulse weiter abfällt. Zudem bedarf das Verhalten der *dcaX* Verhalten in Korrelation mit dem Öffnungswinkel bei größeren Winkeln einer weitergehenden Untersuchung.

Zudem gibt es noch weitere Parameter wie  $z_{\text{vertex}}$  oder asymmetrische Zerfälle, bei denen ein Pion einen deutlich größeren Impuls aufweist als das andere, die ebenfalls noch untersucht werden müssen.



# A. Anhang

## A.1. Weitere Graphen

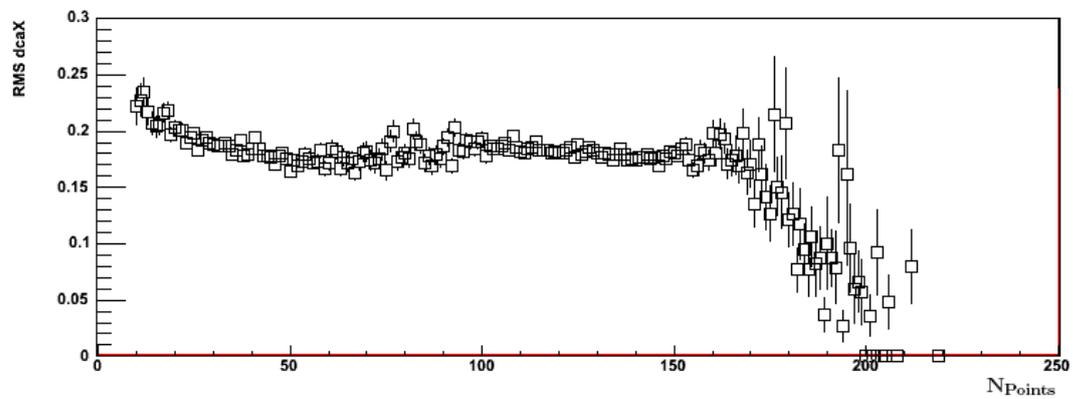


Abbildung A.1.: Korrelation von RMS  $dcaX$  und  $N_{\text{Points}}$  negativ.

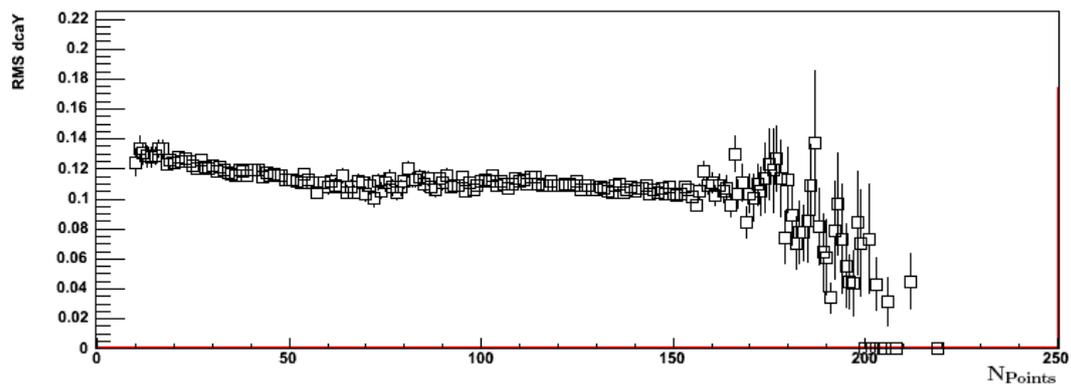


Abbildung A.2.: Korrelation von RMS  $dcaY$  und  $N_{\text{Points}}$  negativ.

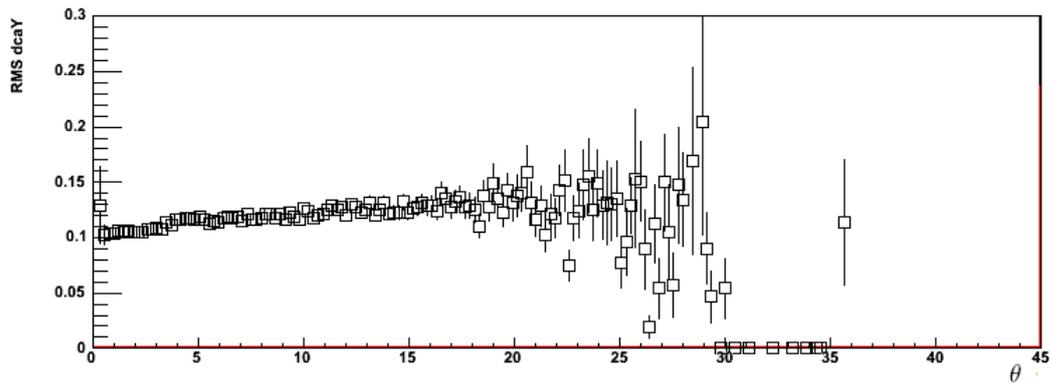


Abbildung A.3.: Korrelation von RMS  $dcaY$  und dem Öffnungswinkel.

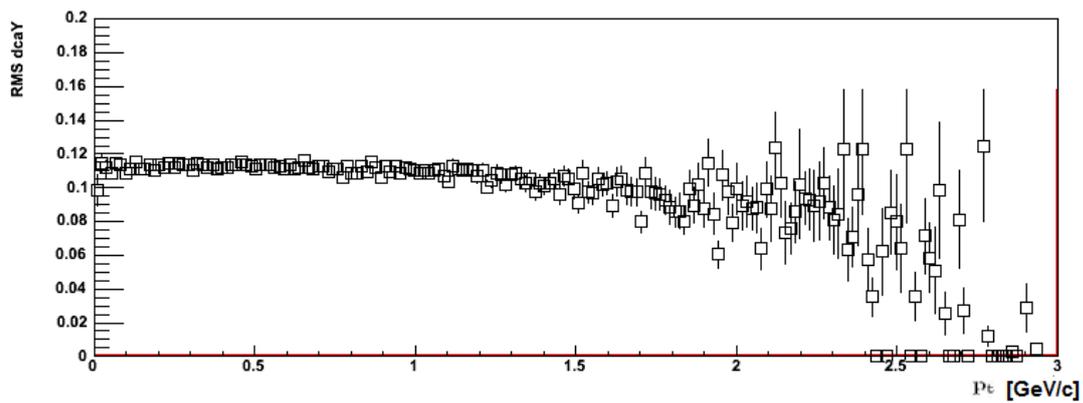


Abbildung A.4.: Korrelation von RMS  $dcaY$  und dem Transversalimpuls.

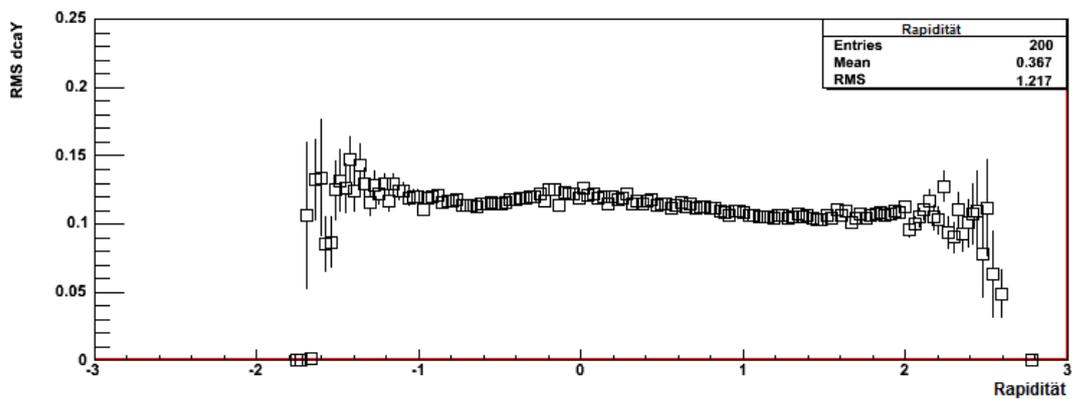


Abbildung A.5.: Korrelation von RMS  $dcaY$  und der Rapidity.

# Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group:  
*Nuclear and Particle Physics vol.33*  
Insitute of Physics Publishing (2006).
- [2] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert:  
*Quark mass and flavor dependence of the QCD phase transition*  
Nucl. Phys. B 605 579 (2001).
- [3] M. Mitrovski:  
*Energy and System Size Dependence of  $\Xi^-$  and  $\Xi^+$  Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions at the CERN SPS*  
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (2007).
- [4] Andreas Müller:  
[http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen/lexdt\\_q04.html#qs](http://www.wissenschaft-online.de/astrowissen/lexdt_q04.html#qs) (2007).
- [5] Particle Data Group:  
<http://sciencematters.berkeley.edu/archives/volume3/issue23/story1.php> (2000).
- [6] Henning Weber:  
*Simulated collision of two lead ions*  
CERN (2000).
- [7] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche:  
*Teilchen und Kerne*  
6. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York (2004).
- [8] C. Strabel:  
*Energieabhängigkeit der  $K_S^0$ -Produktion in zentralen Pb+Pb Reaktionen*  
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2006).
- [9] S. Afanasev et al. [NA49 Collaboration]:  
*The NA49 large acceptance hadron detector*  
Nucl. Instrum. Meth. A 430 210 (1999).
- [10] Rene Brun:  
*ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*  
AIHENP conference, Lausanne (1996).
- [11] J. Book:  
*vorläufig*  
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Frankfurt (2008).
- [12] M. Mitrovski:  
*Status of  $K_s^0 / K^+K^-$  discrepancy*  
Talk, NA49 Collaboration Meeting CERN(2007).



# Erklärung

(nach §30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang)

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 26. September 2008

Moritz Pohl