Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit im Studiengang Physik

> vorgelegt von Marco Rothley aus Hockenheim

> > März 2009

Kalibrierung der Impulsmessung des LHCb Experimentes und Studien zur Messung der K^0 Produktion am LHC

Die Diplomarbeit wurde von Marco Rothley ausgeführt am Physikalischen Institut unter der Betreuung von Prof. Dr. Ulrich Uwer

Kurzfassung

Schon zu Beginn der Datennahme am LHCb Experiment werden in kurzer Zeit große Datensätze generiert, in denen viele $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle gut selektierbar sein werden. Es ist möglich diese Zerfälle ohne Teilchenidentifikation mit sehr geringem Untergrund zu rekonstruieren. Im ersten Teil der Diplomarbeit wird die Messung der Produktionsrate von K_S^0 in Abhängigkeit vom Impuls und der Pseudorapidität vorbereitet. Diese Information kann benutzt werden, um die Monte-Carlo-Generatoren genauer einstellen zu können.

Im zweiten Teil werden die invarianten Massen der Tocherpionen des Zerfalls $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ und der Tochtermyonen des Zerfalls $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ in Abhängigkeit verschiedener Variablen aus simulierten Daten bestimmt und mit den Massen des K_S^0 und des J/ψ verglichen. Des weiteren wird untersucht, wie sich die invariante Masse bei Änderung der Magnetfeldstärke und der Position der Spurkammern verändert. Ziel ist es eine Methode zu entwickeln, die Impulskalibrierung schon mit sehr frühen Daten zu überprüfen.

Abstract

Already by the beginning of data taking at the LHCb experiment there will be big data sets created. In these data sets it is possible to select a huge amount of $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ decays with high purity even without using particle identification. In the first part of this thesis the measurement of the production rate of K_S^0 will be prepared. This information can be used, for example, to tune the Monte-Carlo generators.

In the second part of this thesis the invariant mass of the daughter pions of the $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ decay and of the daughter muons of the $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ decay is determined in dependency of various variables on simulated data and compared to the mass of the K_S^0 and the J/ψ . Furthermore the invariant mass is determined in two different scenarios: one with a increased magnetic field and one with changed positions of the tracking chambers. The aim is to develop a method to check the momentum calibration on very early data.

Inhaltsverzeichnis

Ei	nleitu	ing	7					
1	Das	LHCb Experiment	9					
	1.1	Der LHC Beschleuniger	9					
	1.2	Der LHCb Detektor	9					
		1.2.1 Strahlrohr	11					
		1.2.2 Magnetfeld	12					
		1.2.3 Vertexdetektor VELO	13					
		1.2.4 Spurkammern	15					
		1.2.5 Spurarten	16					
		1.2.6 Myonkammern	17					
2	Mes	sung der K^0_S Produktion mit dem LHCb Detektor	19					
	2.1	Selektion der $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	20					
		2.1.1 Kriterien zur Selektion der Tochterpionen	22					
		2.1.2 Kriterien zur K_S^0 Selektion	24					
	2.2	K_S^0 aus Interaktion mit Detektormaterie $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	27					
	2.3	Rekonstruktionseffizienz	29					
		2.3.1 Bestimmung der Effizienzmatrix $\varepsilon_{\pi\pi}$	29					
		2.3.2 Effizienz der Akzeptanzschnitte: $\varepsilon_{K_s^0}$	36					
	2.4	Ermittlung der K_S^0 Produktionsrate	38					
3	Impulskalibration mithilfe von Resonanzen 45							
	3.1	Impulsmessung und Messung der invarianten Masse	45					
	3.2	2 Invariante Massen des K_S^0 und J/ψ						
		3.2.1 Invariante Masse des Zerfalls $K_S^0 \to \pi^+ \pi^- \ldots \ldots \ldots$	47					
		3.2.2 Selektion von $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfällen und invariante Masse	48					
	3.3	Einfluss eines um einen Skalenfaktor skalierten Magnetfeldes und						
		einer Skalierung entlang der z -Achse auf invariante Masse	49					
		3.3.1 Einfluss auf K_S^0 Massenbestimmung	51					
		3.3.2 Einfluss auf J/ψ Massenbestimmung	55					
	3.4	Unterscheidung zwischen Skalierung des Magnetfeldes und Skalie-						
		rung entlang der z-Achse \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	59					
4	Zus	ammenfassung	67					

Einleitung

Im Sommer 2009 wird am CERN (Centre Europeenne de la Recherche Nucleaire) erneut der LHC (Large Hadron Collider) in Betrieb genommen. Eines der vier Großexperimente am LHC ist das LHCb (Large Hadron Collider beauty) Experiment das sich auf Präzessionsmessungen im B-System insbesondere im B_s System spezialisiert hat. Kleine Abweichungen von Standard-Modell-Vorhersagen können als indirekte Messungen von Beiträgen Neuer Physik dienen.

Der LHCb-Detektor ist ein einarmiges Vorwärtsspektrometer, d.h. es detektiert Teilchen bei hohen Pseudorapiditätäten ($\eta = 5,3$). In diesem Bereich im Phasenraum werden die leichten $b\bar{b}$ Paare vorwiegend produziert. Zudem haben *B*-Mesonen die in Vorwärtsrichtung produziert werden einen großen Lorentzboost, so dass ihre Eigenzeit sehr präzise vermessen werden kann. Das ist insbesondere für die Messung von zeitabhängigen Asymmetrien entscheidend. Bei einer nominellen integrierten Luminosität von 2 fb⁻¹ pro Jahr werden etwa 10¹¹ *b* \bar{b} -Paare produziert. Dadurch wird bei LHCb auch die Suche nach sehr seltenen *B*-Zefällen ermöglicht.

Die ersten Daten, die im Herbst diesen Jahres im LHCb-Experiment genommen werden, werden vorwiegend zur Kalibration & Alignment des Detektors und zum Testen der Trigger-Sequenz benutzt werden. Erst wenn der Detektor genau verstanden ist können Präzsessionsmessungen im B-System durchgeführt werden. Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit Analysen und Kalibrationen, die bereits mit diesen ersten Daten, schon nach wenigen Stunden Datennahme durchführbar sind.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Messung von Produktionsraten von K_S^0 und J/ψ Resonanzen vorgestellt. Das werden die ersten Messungen von Produktionsraten bei der Schwerpunktsenergie des LHC von $\sqrt{s} = 14$ TeV und insbesondere bei hohen Pseudorapiditäten sein. Diese Messungen sind ein interessanter Test der Theorie-Modelle und dienen als wichtige Eingabeparameter für Monte-Carlo Generatoren, die dann wiederum für die Bestimmung des Untergrundes der *B*-Physik Analysen benötigt werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wird vorgestellt wie K_S^0 und J/ψ Resonanzen zur Kalibration der Massen- bzw. Impulsskala benutzt werden können. Das integrierte B-Feld des LHCb-Magneten ist durch detaillierte Messungen vor dem Einbau der Detektorkomponenten auf 0.3% bekannt. Die Menge an Material im Experiment ist auf etwa 0.5% bekannt. Studien der Abhängigkeit der J/ψ und K_S^0 Masse von verschiedenen Variablen, wie z.B. vom Impuls oder der Position des Produktionsvertex, helfen B-Feld und Materialeffekte zu separieren. Diese Arbeit stellt einige für die Kalibration wichtige Verteilungen vor und untersucht insbesondere wie eine Variation des B-Felds von einer Dehnung bzw. Stauchung des Koordinatensystems unterschieden werden kann.

Das letzte Kapitel faßt die Ergebnisse der vorliegenden Studie zusammen.

1 Das LHCb Experiment

Das LHCb Experiment [TDR08] ist ausgelegt für das Studium von Eigenschaften von B Mesonen. Es nutzt dazu B Mesonen, die bei Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV erzeugt werden, wie sie der LHC Ringbeschleuniger zur Verfügung stellt. Die durch die hohe integrierte Luminosität von 2 fb⁻¹ pro Jahr dabei entstehende große Anzahl von etwa 10¹¹ B Mesonen, ermöglicht besonders das Studium seltener Zerfälle des B Mesons mit ausreichender Statistik.

1.1 Der LHC Beschleuniger

Im LHC Beschleunigerring werden auf einem Umfang von 27 km Protonen in 2,808 Paketen pro Richtung zu jeweils etwa $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen gespeichert. Sie kreuzen sich an den verschiedenen Interaktionspunkten alle 25 ns, also mit einer Rate von 40 MHz. Diese hohe Rate ermöglicht auch das Studium sehr seltener Zerfälle.

1.2 Der LHCb Detektor

Neben der hohen Ereignisrate, die zu einer guten Statistik bei B Zerfällen führen wird, hat auch die hohe Schwerpunktsenergie der kollidierenden Protonen verschiedene Vorteile für die B Physik. Erstens haben B Mesonen so einen vergleichsweise hohen Impuls und dadurch einen großen Lorentzboost, der zu einer Fluglänge der B Mesonen im Zentimeterbereich führt. Man kann aus der großen Fluglänge bei einer guten Impulsmessung die Lebenszeit der B Mesonen sehr genau messen. Ein zweiter Vorteil ist folgender: B Mesonen entstehen zu 99.9%paarweise. In Abbildung 1.1 ist auf der einen Achse der Winkel des b Quarks zur Strahlachse und auf der anderen des \overline{b} Quarks von $b\overline{b}$ Paaren aufgetragen. Im Allgemeinen werden beide unter flachem Winkel entweder in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung fliegen. Die daraus entstehenden B Mesonen sind also beide entweder in Vorwärtsrichtung oder Rückwärtsrichtung zu finden. Der LHCb Detektor ist ein einarmiges Vorwärtsspektrometer. Durch die beschriebene Verteilung der bb Paare, wird erwartet, dass etwa zu 35% beide aus den bb Paaren entstehenden B Mesonen innerhalb des LHCb Detektors liegen werden. Anforderungen an einen Detektor für B Physik am LHC sind deshalb:



Abbildung 1.1: Winkel der Flugrichtung des b \bar{b} Paares zur Strahlachse

- Der Akzeptanzbereich muss auch möglichst kleine Winkel um die Strahlachse herum abdecken.
- Eine gute Impulsauflösung ist nötig, um *B*-Zerfälle möglichst gut rekonstruieren zu können. Mit einer guten Impulsauflösung ist es möglich, die Massen von Resonanzen, die *B* Zerfallsprodukte sind, genau zu bestimmen und so bei der Rekonstruktion von kombinatorischem Untergrund zu trennen. Außerdem ist die Impulsauflösung für eine gute Eigenzeitauflösung wichtig, weil die Eigenzeit aus Impuls und Zerfallslänge des *B* Mesons bestimmt wird.
- Eine gute Ortsauflösung des Primärvertex (Ort der Proton-Proton Kollision) und des Zerfallsvertex der Resonanzen.
- Gute Teilchenidentifikation, um die Zerfallsprodukte von B Zerfällen und damit die verschiedenen B Zerfälle möglichst sicher unterscheiden zu können.
- Eine flexible und intelligente Triggerung. Aufgrund des kleinen Winkels zwischen der Flugrichtung der *B* Mesonen und der Strahlachse, sind *B* Ereignisse schwer von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Die Triggerung beim LHCb Experiment findet deshalb zu einem großen Teil in Software statt, die während der Laufzeit des Experiments auf Basis neuer Erkenntnisse leicht anpassbar und erweiterbar ist.



Abbildung 1.2: Querschnitt des LHCb Detektors in der Seitenansicht. Dargestellt sind Vertex-Detektor (VELO), beide "Ring Imaging Cherenkow" Detektoren (RICH1 und RICH2) zur Teilchenidentifikation, Trigger Tracker (TT), Magnet, Spurkammern (T1, T2, T3), die Myonkammern (M1 bis M5); elektronisches, hadronisches Kalorimeter (ECAL und HCAL), SPD und PS sind Teile des Kalorimetersystems

In Abbildung 1.2 ist die Seitenansicht des LHCb Detektors dargestellt. Der Proton-Proton-Interaktionspunkt ist links innerhalb des Vertex Detektors (VE-LO "Vertex Locator"). Der Detektor ist so konstruiert, dass seine Akzeptanz bis zu einem sehr kleinen Winkel von 10 mrad zur Strahlachse und bis 250 mrad in vertikaler sowie 300 mrad in horizontaler Richtung liegt. Das Magnetfeld von 1 T des Dipolmagneten zeigt in negative *y*-Richtung, so dass geladene Teilchen in x-z-Ebene abgelenkt werden. Um zu vermeiden, dass so abgelenkte Teilchen den Akzeptanzbereich der Spurkammern verlassen, ist in dieser Ebene der Akzeptanzbereich größer, als in der *y*-*z*-Ebene.

1.2.1 Strahlrohr

In Abbildung 1.3 ist eine Skizze des Strahlrohrs dargestellt. Links ist mit "IP" der Interaktionspunkt eingezeichnet. Der erste Abschnitt des Strahlrohrs besteht aus



Abbildung 1.3: Skizze des Strahlrohrs

einem 1840 mm langen Konus mit einem Öffnungswinkel von 25 mrad. Der Konus ist aus Beryllium gefertigt, um Materie in diesem Bereich einzusparen. Außerdem ist er projektiv auf den Interaktionspunkt ausgerichtet, damit der Winkelbereich klein ist, unter dem Teilchen mit der Strahlrohrmaterie reagieren können. Im weiteren Verlauf schließt ein langer Konus mit einer Apertur von 10 mrad an. Auch er ist projektiv auf den Interaktionspunkt ausgerichtet. Teilchen, die unter einem kleineren Winkel als 10 mrad zur Strahlachse fliegen, können nicht nachgewiesen werden.

Aufgrund der Apertur des ersten Konus von 25 mrad ist eine geringere Nachweiseffizienz von Teilchen zu erwarten, die unter diesem Winkel fliegen. Der Öffnungswinkel entspricht einer Pseudorapidität von $\eta \approx 4,38$.

1.2.2 Magnetfeld

Die y-Komponente des Magnetfeldes B_y entlang der Strahlachse ist in Abbildung 1.4 in Abhängigkeit der z-Koordinate aufgetragen. Die senkrechten, gestrichelten Linien geben die z-Position einzelner Subdetektoren an. Der Dipolmagnet ist so konstruiert, dass das Magnetfeld möglichst nur in negative y-Richtung zeigt und



Abbildung 1.4: Verlauf der Magnetfeldstärke entlang der Strahlachse

nur kleine Beträge in der x-z-Ebene aufweist. Es hat seine maximale Feldstärke von etwa 1 T bei z = 470 mm und ein entlang der z-Achse integriertes Magnetfeld von 4 Tm.

1.2.3 Vertexdetektor VELO

Der VELO-Subdetektor ist aus 21 Stationen aufgebaut. Jede Station besteht aus zwei halbkreisförmigen Modulen. Die Module können auseinander und zusammen gefahren werden. Wenn der LHC neu gefüllt wird und der Strahl noch nicht völlig stabil ist, wird der VELO im geöffneten Zustand belassen. Sobald der Strahl stabil ist, werden die beiden Module zusammen gefahren. Auf diese Weise erreicht man im Normalbetrieb mit geschlossenem VELO, dass die Sensoren sehr nahe an den Interaktionspunkt heran reichen und so eine gute Vertexauflösung erreichen können. Bei offenem VELO ist hingegen ausreichend Abstand zum Strahl gegeben, so dass die Sensoren durch einen instabilen Strahl nicht gefährdet sind. Die halbkreisförmigen Module sind jeweils aus zwei unterschiedlichen Siliziumdetektorentypen zusammen gesetzt, die in einem Abstand von 2 mm entlang der z-Achse angebracht sind. Wie in Abbildung 1.6 dargestellt unterscheidet man zwischen einem r-Sensor und einem ϕ -Sensor. Der r-Sensor hat konzentrische Sensorstreifen um die Strahlachse. Damit kann der radiale Abstand des detektierten Teilchens von der Strahlachse bestimmt werden. Mit dem ϕ -Sensor wird der Azimutwinkel bestimmt.

Die 15 inneren VELO-Stationen haben einen geringen Abstand von 30 mm in z-Richtung. Die letzten Module des inneren Bereichs liegen auf der einen Seite bei z = 275 mm und auf der anderen Seite bei z = 290 mm. Wenn ein neutrales Teilchen aus dem inneren Bereich heraus fliegt und dann erst zerfällt, können



Abbildung 1.5: Oben: Anordnung der VELO Stationen um den Interaktionspunkt; Unten links: VELO Station mit geschlossenem Modulpaar; Unten rechts: VELO Station mit geöffnetem Modulpaar



Abbildung 1.6: Die zwei unterschiedlichen Sensortypen der VE-LO Module; Links: r-Sensor; Rechts: ϕ -Sensor

die Tochterteilchen nur noch dann eine VELO-Spur erzeugen, wenn sie keinen zu großen Winkel mit der z-Achse haben und noch Treffer in den bei größerem z liegenden VELO-Stationen erzeugen. Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, beschränkt das den Akzeptanzbereich bei kleinen Werten für die Pseudorapidität.

1.2.4 Spurkammern

Die Spurkammern setzen sich aus einem Inner Tracker (IT) und einem Outer Tracker (OT) zusammen. Es gibt jeweils drei Stationen, die mit T1 (z = 7943 mm), T2 (z = 8625 mm) und T3 (z = 9320 mm) bezeichnet werden. Der Inner Tracker



Abbildung 1.7: x- und u-Lage des Inner Trackers

ist ein Siliziumdetektor, der eng um das Strahlrohr angebracht ist. In diesem Bereich wird eine sehr hohe Teilchenmultiplizität erwartet. Wenn die Okkupanz (Anteil ausgelöster Detektorkomponenten pro Ereignis) eines Detektors zu groß ist, wird es schwierig, einzelne Spuren erkennen zu können. Durch die hohe Auflösung des Inner Trackers ist die Okkupanz geringer. Der Inner Tracker besteht aus vier Lagen je Station. Wie in Abbildung 1.7 dargestellt gibt es zwei verschiedene Arten von Lagen. Die erste und die letzte Lage einer Station sind x-Lagen, so genannte Monolagen. Ihre Sensoren sind senkrecht ausgerichtet, so dass sie die x-Position eines Teilchens detektieren können. Die u- und v-Lagen sind um 5° nach links und rechts um die z-Achse gedreht. Durch diese so genannten Strereolagen kann auch die Position des Teilchens in y-Richtung bestimmt werden, allerdings mit einer geringeren Auflösung als in x-Richtung.

Auch der Outer Tracker besteht je Station aus vier Lagen. Die Reihenfolge der Lagen ist wieder x, u, v, x. Wie in Abbildung 1.8 dargestellt ist, sind die Lagen des Outer Tracker aus insgesamt 36 Modulen zusammen gesetzt. Jedes Modul enthält 128 Driftröhren, die mit einem Argon/CO₂ Zählgas gefüllt sind und einen Durchmesser von 5 cm haben. Die Driftzeit beträgt bis zu 45 ns. Das ist länger als die Zeit von 25 ns zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen. Die Outer Tracker Stationen decken eine große sensitive Fläche von 595 cm in x-Richtung und 480 cm in y-Richtung ab. Mit diesen Abmessungen wird auch



Abbildung 1.8: Skizze einer Spurkammer Station

bei der z-Position der Station T3 bei 932 cm der Akzeptanzbereich in x-Richtung (300 mrad) und y-Richtung (250 mrad) ausreichend abgedeckt.

1.2.5 Spurarten

Spuren werden bei der Rekonstruktion aus Teilspuren in den einzelnen Subdetektoren zusammen gesetzt. In Abbildung 1.9 ist dargestellt, wie man die Spuren anhand der Teilspuren, aus denen sie gebildet werden, unterscheidet. Es gibt drei Spurarten, bei denen man einen Impuls messen kann:

- long Tracks: Die Spur ist aus Teilspuren im VELO, im Trigger Tracker und in den Spurkammern zusammen gesetzt. Diese Spuren haben die beste Impulsauflösung.
- upstream Tracks: Die Spur ist aus Teilspuren im VELO und im Trigger Tracker zusammen gesetzt. Teilchen mit niedrigem Impuls, die durch das Magnetfeld so stark abgelenkt werden, dass sie nicht mehr in der Akzeptanz der Spurkammern gelangen, können so noch nachgewiesen werden. Allerdings ist die Impulsauflösung sehr schlecht, weil die Teilchen bis zum



Abbildung 1.9: Skizze zur Unterscheidung von Spurarten

Trigger Tracker nur eine kurze Strecke durch ein schwaches Magnetfeld geflogen sind.

• downstream Tracks: Die Spur ist aus Teilspuren im Trigger Tracker und in den Spurkammern zusammen gesetzt. Die Impulsauflösung ist besser als bei upstream Tracks, allerdings schlechter als bei long Tracks. Ein Nachteil ist auch, dass die Bahn der Spur im Bereich vor dem Trigger Tracker nicht gut bekannt ist.

In dieser Studie werden aufgrund der guten Impulsauflösung nur long Tracks verwendet.

1.2.6 Myonkammern

Die Myonkammern M2 bis M5 befinden sich hinter den Kalorimetern. Zwischen den Kammern sind 80 cm dicke Bleiplatten angebracht. Die Bleiplatten dienen zur Absorption von Hadronen, die zu einem geringen Teil die Kalorimeter durchfliegen können. Die Myonkammer M1 ist vor den Kalorimetern angebracht und dient vor allem dazu, zu einer Spur gehörende Teilspuren der Myonkammern mit Teilspuren des Spursystems abgleichen zu können.

Weil die Myonkammern wichtig für die Triggerung sind, müssen die Signale schnell ausgelesen werden können. Das wurde durch die Verwendung von "multiwire proportional chambers" (MWPC, "Vieldraht Proportionalzähler"), die in weniger als 25 ns ausgelesen werden können, erreicht.

Da Hadronen durch die Bleiplatten sehr effizient absorbiert werden, sind in den hinteren Myonkammern Myonen die einzigen, die noch ionisierend sind. So ist der Nachweis von Myonen mit den Myonkammern sehr zuverlässig.

2 Messung der K_S^0 Produktion mit dem LHCb Detektor

Ziel dieser Studie ist die Vorbereitung der Messung der K_S^0 Produktion mit dem LHCb Detektor, wobei mit den Daten sowohl die absolute K_S^0 Rate (d. h. pro Minimum Bias Ereignis) gemessen werden soll, aber auch die Verteilung der K_S^0 als Funktion ihrer Impulse p und ihrer Pseudorapidität η . Um die K_S^0 Produktion zu messen, wird der Zerfall $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$, der mit LHCb gut nachweisbar ist, benutzt. Die Winkelabdeckung des Detektors, die Spurrekonstruktion (p > 1.5 GeV) und auch die endliche Ausdehnung des Vertexdetektors (z < 650 mm) führen zu einer erheblichen Variation der Nachweiseffizienz für die Tochter-Pionen in Abhängigkeit von Impuls, Produktionswinkel und Zerfallslänge der zu messenden K_S^0 . Zudem sind diese Größen auch noch untereinander korreliert. So treten z. B. bei größerer Zerfallslänge häufiger hohe Impulse auf. Um die notwendige Akzeptanzkorrektur besser kontrollieren zu können und die aufgrund der Korrelationen bestehenden Abhängigkeit der Monte-Carlo Akzeptanz von der in der Simulation verwendeten Winkel und Impulsverteilung klein zu halten, wird ein zweistufiges Akzeptanzkorrekturverfahren vorgeschlagen und in dieser Arbeit getestet:

1. Man beschränkt sich auf den Nachweis von Pionen im Akzeptanzbereich

$$\begin{array}{rclcrcl} 2\,{\rm GeV} &< & p_{\pi^+,\pi^-} \\ 2.5 &< & \eta_{\pi^+,\pi^-} &< & 4.2 \\ 50\,{\rm mm} &< & z_{\rm SV} &< & 200\,{\rm mm} \end{array}$$

der in etwa, bis auf $z_{\rm SV}$ dem Akzeptanzbereich des Detektors entspricht. $z_{\rm SV}$ ist hierbei die z-Koordinate des Zerfallsvertex des K_S^0 , p_{π^+} , p_{π^-} die Impulse der Pionen und η_{π^+} , η_{π^-} die Pseudorapiditäten. Wie in Abschnitt 2.3.1 besprochen, wird auf den Bereich $z_{\rm SV} > 200$ mm verzichtet, weil dort die Akzeptanz der Pionen bei kleiner Pseudorapidität stark beschränkt ist.

2. Jedes nachgewiesene $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ wird mit einem Gewichtungsfaktor $1/\varepsilon_{\pi\pi}$ korrigiert, der die Nachweiseffizienz der beiden Pionen berücksichtigt:

$$\varepsilon_{\pi\pi} = \frac{\text{Zahl } K^0_S \to \pi^+ \pi^- \text{ im obigen Akzeptanzbereich nachgewiesen}}{\text{Zahl } K^0_S \to \pi^+ \pi^- \text{ im obigen Akzeptanzbereich erzeugt}}$$

3. Die mit dem obigen Gewichtungsfaktor korrigierte Anzahl detektierter K_S^0 Kandidaten wird mit einem weiteren Faktor korrigiert, der berücksichtigt, wie viele der in einem Impuls- und Pseudorapiditäts-Bereich erzeugten K_S^0 in Pionen zerfallen, die in obigem Akzeptanzbereich liegen. Da dieser Akzeptanzkorrekturfaktor doppeldifferenziell abhängig vom Impuls und der Pseudorapidität des K_S^0 bestimmt wird, sollte keine Modellabhängigkeit mehr vorliegen.

$$\varepsilon_{K^0_S}(\Delta p, \Delta \eta) = \frac{\text{Zahl der } K^0_S \text{ mit } (\Delta p, \Delta \eta) \text{ und } \pi \pi \text{ im Akzeptanzbereich}}{\text{Zahl der } K^0_S \text{ mit } (\Delta p, \Delta \eta) \text{ erzeugt}}$$

2.1 Selektion der $K^0_S ightarrow \pi^+ \pi^-$ Zerfälle

In dieser Studie wird ein Monte-Carlo Datensatz¹ verwendet, bei dem knapp 20 Millionen Minimum Bias Ereignisse² bei einer Luminosität von $2 \cdot 10^{-32} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ simuliert wurden. Der gesamte Datensatz wird in zwei Teile aufgeteilt: Datensatz 1 enthält 9 868 103 Ereignisse, in denen 35 047 502 $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle simuliert wurden (3,55 Zerfälle pro Ereignis). Diese Anzahl entspricht einer integrierten Luminosität von 120 μ b⁻¹. Bei einer Rate der Datenaufzeichnung von 2 kHz ist man in der Lage, diese Anzahl von Ereignissen in weniger als 90 Minuten zu sammeln. Der Datensatz 1 wird zur Ermittlung der Selektionskriterien in diesem Abschnitt verwendet. Außerdem wird er auch verwendet, um in den Abschnitten 2.3.1 und 2.3.2 die Effizienz $\varepsilon_{\pi\pi}$ und $\varepsilon_{K_S^0}$ zu bestimmen. Datensatz 2 enthält 10 Millionen Ereignisse, in denen 34 660 168 $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle simuliert wurden. Dieser Datensatz wird nur in Abschnitt 2.4 zur Überprüfung der Methode verwendet.

Um den Zerfall $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ zu rekonstruieren, benutzt man die verhältnismäßig lange Lebenszeit der K_S^0 ($\tau_{K_S^0} = 89,53 \text{ ps} \pm 0,05 \text{ ps}$ [Pdg08]). Im LHCb Experiment führt diese Lebenszeit aufgrund des Lorentzboosts zu einer Fluglänge im Zentimeterbereich. Die Zerfallsprodukte π^+ und π^- entstehen deshalb an einem Ort, der häufig mehrere Zentimeter von dem Ort der Proton-Proton-Kollision entfernt ist. Den Ort der Proton-Proton-Kollision bezeichnet man als Primärvertex (hier mit "PV" abgekürzt), den Zerfallsort des K_S^0 als Sekundärvertex (hier mit "SV" abgekürzt). Das neutrale K_S^0 hinterlässt in den Silizium-Subdetektoren (VE-LO und TT), den RICH-Detektoren und den Spurkammern (T1, T2, T3) (s. 1.2) keine Spur, weil es wegen der fehlenden Ladung nicht ionisierend ist. Dagegen sind die beiden Zerfallsprodukte π^+ und π^- geladen und lösen einzelne Detektorelemente aus, so dass Spuren ihrer Flugbahn rekonstruiert werden können. In Abbildung 2.1 sind die räumlichen Verhältnisse eines solchen Zerfalls skizziert. Man erkennt, dass die Stoßparameter der Zerfallsprodukte IP_{π^+} und IP_{π^-} (nicht eingezeichnet) bezüglich des Primärvertex größer werden, je weiter das K_S^0 geflogen ist. Aus einer rekonstruierten Spur alleine ist nicht eindeutig feststellbar,

¹Die genaue Bezeichnung des Datensatzes ist: DC06-phys-v4-lumi2-minbias

²Als Minimum Bias Ereignissen bezeichnet man ein Ereignis, bei dem eine Proton-Proton-Kollision aufgetreten ist, so dass zumindest in den Kalorimetern Teilchen nachgewiesen werden konnten



Abbildung 2.1: Skizze zur Veranschaulichung die räumlichen Verhältnisse eines typischen $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfalls

an welchem Ort das zugehörige Teilchen entstanden ist, weil man nicht feststellen kann, wie weit es vor dem ersten Detektorelement, das ausgelöst hat, schon geflogen ist. Deshalb greift man auf den Stoßparameter zurück, der unabhängig vom genauen Entstehungsort entlang der Trajektorie ist, um zu entscheiden, ob das Teilchen im Primärvertex entstanden sein kann, oder nicht.

Wie alle Messgrößen ist der gemessene Wert des Stoßparameters fehlerbehaftet. Man misst auch für Teilchen, die tatsächlich direkt im Primärvertex entstanden sind, endliche Werte des Stoßparameters. Bei der Rekonstruktion der Spur des Teilchens und des Primärvertex selbst, werden jeweils Fehler ermittelt, so dass auch ein Fehler auf den Wert des Stoßparameters σ_{IP} errechnet werden kann. Da wir letztendlich nicht am absoluten Wert des Stoßparameters interessiert sind, sondern an der Wahrscheinlichkeit, ob dieser Wert mit 0 vereinbar ist. Deshalb ist es besser zur Ereignisselektion die Stoßparameter-Signifikanz (hier abgekürzt als IPs, "impact parameter significance") und nicht den Stoßparameter selbst zu nutzen. Die Stoßparametersignifikanz ist definiert als:

$$IPs = \frac{IP}{\sigma_{IP}}$$

Zur Bestimmung des Zerfallsvertex des K_S^0 führt man einen Vertexfit mit den Spuren des Pionpaares durch. Dabei wird in einem iterativen Prozess der Punkt im Raum bestimmt, der am ehesten zu der Hypothesen passt, dass beide Pionen in diesem Ort entstanden sind, also ein K_S^0 dort zerfallen ist. Das χ^2 dieser Fitprozedur wird im Folgenden mit χ^2_{vtx} bezeichnet. Verlangt man für das $\frac{\chi^2}{ndf}$ einen kleineren Wert so selektiert man automatisch Spurpaare die mit höherer Wahrscheinlichkeit aus einem gemeinsam Vertex stammen. Dadurch werden automatisch zufällige Spurkombinationen, die keinem K_S^0 Zerfall entsprechen unterdrückt. Solche zufälligen Kombinationen zweier Pionen, die aus unterschiedlichen Zerfällen stammen, nennt man "kombinatorischen Untergrund".

Der LHCb-Detektor ist ein Vorwärtsspektrometer. Teilchen, die in negativer z-Richtung fliegen, können zwar noch eine rekonstruierbare Spur im VELO-Subdetektor erzeugen, aber ihre Impulse können nicht bestimmt werden. Sie gehen also für eine Analyse verloren. Das bedeutet für den $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfall, dass beide Pionen in positive z-Richtung fliegen müssen, damit sie nachgewiesen werden können. Aufgrund der Impulserhaltung muss auch der Impuls des K_S^0 eine positive z-Komponente haben. Weiterhin ist der Akzeptanzbereich des Detektors von 10 mrad $\approx 0.57^{\circ}$ bis horizontal 300 mrad $\approx 17.2^{\circ}$ und vertikal 250 mrad $\approx 14.32^{\circ}$ von der Strahlachse beschränkt. Es müssen also beide Pionen einen größeren Impuls p_z in Richtung der z-Koordinate haben, als senkrecht dazu. Aufgrund der recht großen Fluglänge der K_S^0 , verlangt man in der Ereignisselektion einen Wert für $\Delta z = z_{\rm SV} - z_{\rm PV}$, der deutlich größer als 0 ist.

2.1.1 Kriterien zur Selektion der Tochterpionen

Es wird eine Vorselektion angewendet, um die große Anzahl der K_S^0 Kandidaten zu reduzieren. Die Kriterien der Vorselektion sind so gewählt, dass sie bei der Bestimmung der endgültigen Selektionskriterien keinen Einfluss haben, weil erstere weniger restriktiv sind als letztere. Alle Vorselektionskriterien, sowie die Selektionskriterien, sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

		Vo	orselektion		Selection
Kriterien für π^{\pm} :	IPs	>	2,0	>	$7,46~(\sqrt{60})$
	p_T	>	$40,0~{\rm MeV}$	>	$50,0 {\rm ~MeV}$
	IP			<	$55,0 \mathrm{~mm}$
Kriterien für	$\Delta z = z_{\rm SV} - z_{\rm PV}$			>	+6,0 mm
beide Spuren:	$z_{ m SV}$			<	$650,0~\mathrm{mm}$
	$\chi^2_{ m vtx}$	<	80,0	<	25,0
	IPs			<	$5,92 \ (=\sqrt{35})$

Tabelle 2.1: Kriterien für die K_S^0 -Selektion

Durch die Beschränkung auf Pionen mit einer Stoßparametersignifikanz IPs > 2 werden geladene Teilchen unterdrückt, die direkt im Primärvertex entstehen. Diese sind sehr zahlreich und würden ohne die Vorselektion zu einer enormen Anzahl von Spurkandidaten führen, von denen kaum welche aus $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfällen stammen.

In Abbildung 2.2 sind jeweils die Anzahl der so selektierten Pionen dargestellt. Das rote Histogramm zeigt jeweils die Verteilungen der selektierten Spu-



Abbildung 2.2: Selektionskriterien der Pionen. Rot: K_S^0 Kandidaten; Blau: rekonstruierte K_S^0 ; rot schraffiert: Bereiche, in denen das jeweilige Selektionskriterium nicht erfüllt ist

ren, während die blauen Histogramme nur die zeigt, die tatsächlich aus einem $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfall stammen. Außer dem gezeigten Selektionsschnitt sind für die dargestellten Ereignisse alle anderen Selektionskriterien für Spuren und K0 Kandidaten angewendet, wie in Tabelle 2.1 in der rechten Spalte aufgelistet.

Das wichtigste Selektionskriterium auf die Pioneigenschaften ist die Bedingung $IPs > \sqrt{60^3}$. Wie oben beschrieben, werden damit Pionen sehr stark unterdrückt, die entweder direkt bei der Proton-Proton-Kollision und damit direkt im Primärvertex entstanden sind, oder die Zerfallsprodukte von eher kurzlebigen Teilchen sind und deshalb in der Nähe des Primärvertex ihren Ursprung haben.

Das Kriterium für den Transversalimpuls $p_T > 50$ MeV unterdrückt hauptsächlich Pionen, die direkt aus einer Kollision irgendeines Teilchens mit der Materie des Detektors (z. B. auch dem Strahlrohr) entstanden sind. Da ein Reaktionspartner bei einer solchen Reaktion im Laborsystem in Ruhe ist, ist im allgemeinen

³Häufig wird auch das Quadrat der Größe IPs verwendet. Es wird also eigentlich IPs^2 berechnet und dafür gefordert $IPs^2 < 60$.

auch der Transversalimpuls der Reaktionsprodukte gering.

Durch das Kriterium für den Stoßparameter IP < 55 mm für jede Spur wird kaum Untergrund unterdrückt, der nicht schon durch andere Schnitte unterdrückt wird. Ebenso wird durch dieses Kriterium nur wenig Signal unterdrückt. Um zu verstehen, warum dieses Kriterium dennoch sinnvoll ist, ist in Abbildung 2.3 die Anzahl der rekonstruierten K_S^0 wieder in Abhängigkeit des Stoßparameters dargestellt. Bei diesen Histogrammen sind aber nur die Selektionskriterien angewendet, die sich auf Piongrößen beziehen, also nur die beiden Kriterien für die Größen



Abbildung 2.3: Stoßparameter der Pionen. Rot: Pionen von K_S^0 Kandidaten; Blau: Pionen aus K_S^0 mit zugeordnetem generierten K_S^0

 $IPs > \sqrt{60}$ und $p_T > 50$ MeV. Es werden nicht die Selektionskriterien für Eigenschaften des Sekundärvertex und der K_S^0 selbst, wie sie in Abschnitt 2.1.2 besprochen werden, gefordert. Man erkennt, dass sehr viele Pionen durch das Kriterium IP < 55 mm unterdrückt werden, die zu K_S^0 Kandidaten führen, die keinem echten K_S^0 zuzuordnen sind. Solche Kandidaten werden zwar anschließend durch die Kriterien, die in Abschnitt 2.1.2 genannte sind, zum großen Teil unterdrückt, aber um diese Kriterien anwenden zu können, muss vorher ein rechenintensiver Vertexfit durchgeführt werden. Durch das Kriterium IP < 55 mm wird die Anzahl von möglichen Tochterteilchen reduziert, das die Anzahl der nötigen Vertexfits noch stärker verringert, weil für jedes Paar aus positiv und negativ geladenen Tochterteilchen jeweils ein Vertexfit durchgeführt werden muss. So steigt die Anzahl der benötigten Vertexfits erheblich mit der Anzahl der Tochterteilchen. Der Grund für dieses Selektionskriterium ist also Einsparung von Rechenzeit.

2.1.2 Kriterien zur K_S^0 Selektion

In Abbildung 2.4 sind für die K_S^0 Kandidaten die Eigenschaften des ermittelten Zerfallsvertex und ihre Verteilung in Abhängigkeit der Stoßparametersignifikanz dargestellt, auf die Selektionskriterien angewendet werden. Wie in den Abbildungen in Abschnitt 2.1.1 zeigt das rote Histogramm jeweils die Verteilung aller



Abbildung 2.4: Selektionskriterien des K_S^0 und des Zerfallsvertex. Rot: K_S^0 Kandidaten; Blau: rekonstruierte K_S^0 ; rot schraffiert: Bereiche, in denen das jeweilige Selektionskriterium nicht erfüllt ist

 K_S^0 Kandidaten und das blaue die K_S^0 , die einem tatsächlichen K_S^0 zuzuordnen sind. Es werden wieder jeweils die Kriterien aller anderen Größen angewendet und die schraffierten Flächen zeigen die Bereiche an, die für die Ereignisselektion weggeschnitten werden.

 $\chi^2_{\rm vtx}$ ist das χ^2 , das sich aus der Fitprozedur des Vertexfits ergibt. Es ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass die Spuren der beiden Pionen tatsächlich aus einem gemeinsamen Ort stammen. Da durch andere Selektionskriterien bereits ausgeschlossen ist, dass die Pionen beide aus dem Primärvertex stammen, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass sie tatsächlich aus einem $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfall stammen, wenn der Vertexfit ein kleines $\chi^2_{\rm vtx}$ ergibt.

Die auf die z-Achse projizierte Fluglänge $\Delta z = z_{\rm SV} - z_{\rm PV}$ sollte positiv sein. Da K_S^0 im Allgemeinen recht weit fliegen, ist ein Wert von $\Delta z > 6$ mm geeignet, um noch zusätzlich eher kurzlebigen Untergrund zu unterdrücken. Man erkennt um $\Delta z = 0$ herum einen deutlichen Einbruch bei der Anzahl der K_S^0 Kandidaten. Das ist eine Auswirkung des Selektionskriteriums $IPs > \sqrt{60}$ der Pionen. Wie beabsichtigt werden dadurch K_S^0 Kandidaten mit einer sehr kurzen Fluglänge unterdrückt. Da dieses Kriterium in dem Histogramm der Verteilung in Δz schon angewendet ist, resultiert daraus dieser Einbruch.

Da in dieser Studie nur long Tracks ⁴ als Pionspuren verwendet werden und die Selektionskriterien auch nur darauf ausgelegt sind, ist zwingend erforderlich, dass der Zerfallsvertex der K_S^0 sich innerhalb des VELO-Subdetektors befindet. Der VELO-Subdetektor erstreckt sich entlang der z-Achse bis zu z = 650 mm. Daher das Kriterium für z_{SV} .

Auch für K_S^0 Kandidaten wird die Stoßparametersignifikanz IPs als Selektionskriterium verwendet. Im Gegensatz zu seinen Zerfallsprodukten kommt das K_S^0 selbst meistens direkt aus dem Primärvertex oder aus einem Zerfall eines relativ kurzlebigen Teilchens. Deshalb kann man fordern, dass die Stoßparametersignifikanz des K_S^0 klein ist. Dieses Kriterium unterdrückt den Untergrund besonders gut, weil durch einige andere Selektionskriterien erzwungen wird, dass der Sekundärvertex einen deutlichen Abstand vom Primärvertex haben muss. Dadurch ergibt sich ein langer "Hebel" für die Flugbahn des K_S^0 . Für Kandidaten, die aus zufälligen Kombination von zwei ansonsten unabhängigen Pionen entstehen, ist es unwahrscheinlich, dass ihre errechnete Flugbahn einen geringen Stoßparameter zum Primärvertex aufweist.

In Abbildung 2.5 ist die invariante Masse des Pionenpaares dargestellt. Der blaue Streifen zeigt rekonstruierte K_S^0 Kandidaten, die keinem generierten K_S^0 zugeordnet werden können, während die grüne Fläche rekonstruierte K_S^0 Kandidaten darstellt, denen ein generiertes K_S^0 zugeordnet werden kann. Die beiden senkrechten Linien zeigen die untere und obere Grenze des für die Analyse verwendeten Massefensters. Die Untergrenze ist bei 497,7 MeV – 25 MeV = 472,7 MeV und die Obergrenze bei 497,7 MeV + 25 MeV = 522,7 MeV. Dabei ist 497,7 MeV die Masse des K_S^0 , die bei der Monte-Carlo-Simulation verwendet wurde.

In den 9868103 simulierten Ereignissen sind 35047502 $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle von denen mit diesen Selektionskriterien 448126 K_S^0 Kandidaten selektiert werden, also 0,0454 K_S^0 Kandidaten pro Ereignis. Davon liegen 367615 (0,0373 pro Ereignis) innerhalb des Massefensters von 50 MeV Breite. Von diesen können 342669 (0,035 pro Ereignis, 0,98% aller $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle) einem generierten K_S^0 zugeordnet werden und es bleiben 24946 (0,0023 pro Ereignis) Kandidaten übrig, die zum Untergrund gehören.

	K_S^0 Kandid.	echt	$K \in K^0_S$	Unter	grund
nach Vorsel.	78185306	419943	100,0%	77765363	100,0%
nach π^{\pm} Krit.	4555488	372165	$88,\!62\%$	4183323	$5{,}38\%$
nach K_S^0 Krit.	448 126	344842	82,12	103284	$0,\!133\%$
in Massenfenster	367615	342 669	81,60	24946	$0,\!032\%$

⁴zur Definition der Spurtypen s. Abschnitt 1.2



Abbildung 2.5: Invariante Masse; Blau: rekonstruierte K_S^0 Kandidaten; Grün: rekonstruierte K_S^0 , die einem generierten K_S^0 zugeordnet werden können, senkrechte Linien: für Analyse verwendetes Massenfenster

2.2 K_S^0 aus Interaktion mit Detektormaterie

Teilchen, die bei der Proton-Proton-Kollision entstanden sind, können mit dem Detektormaterial reagieren. Dabei können neben anderen Teilchen auch K_S^0 entstehen. Diese K_S^0 stammen jedoch nicht aus der Proton-Proton-Kollision, sondern entstehen durch die Wechselwirkung von Hadronen mit dem Detektormaterial. Sie sollen deshalb nicht zu der Anzahl $N_{K_S^0}^{\text{true}}$ beitragen, mithilfe derer die Effizienzmatrizen in 2.3.1 und 2.3.2 bestimmt werden.

In den bei dieser Studie verwendeten Monte-Carlo simulierten Minimum Bias Ereignissen werden durchschnittlich 4,26 K_S^0 pro Ereignis generiert. Davon stammen 16,5% aus Reaktionen mit der Detektormaterie. Allerdings passieren davon nur ein äußerst geringer Anteil die Selektionskriterien. Das liegt vor allem daran, dass bei der Selektion (s. Abschnitt 2.1) auch gefordert wird, dass die Stoßparameter-Signifikanz der K_S^0 Kandidaten zum Primärvertex kleiner als $\sqrt{35} \approx 5,92$ sein muss. K_S^0 , die durch sekundäre Wechselwirkung mit Detektormaterial entstehen, haben jedoch fast ausschließlich eine viel größere Stoßparameter-Signifikanz als solche, die tatsächlich aus der Proton-Proton-Interaktion entstanden sind, wie man in Abb. 2.6 sehen kann. Dort ist die Stoßparametersignifi-



Abbildung 2.6: Stoßparameter-Signifikanz der rekonstruierten K_S^0 . Schwarz: K_S^0 aus Proton-Proton Kollisionen; Blau: K_S^0 aus Detektor-Materie-Interaktion

kanz aller K_S^0 aufgetragen, die alle anderen Selektionskriterien erfüllt haben. Das schwarze Histogramm zeigt die Verteilung der K_S^0 die entweder direkt aus der Proton-Proton-Kollision entstehen oder Teil der Zerfallskette eines solchen Teilchens sind. Das blaue Histogramm zeigt K_S^0 , die aufgrund einer Interaktion eines Teilchens mit der Materie des Detektors entstehen. Der senkrechte Strich zeigt die Grenze für den erlaubten Stoßparameter-Signifikanz Bereich an. Alle K_S^0 mit kleinerer Stoßparametersignifikanz passieren, alle anderen werden verworfen. Von den insgesamt 344,842 rekonstruierten K_S^0 sind nach Anwendung aller Selektionskriterien nur 21 (entsprechend einem Anteil von $6,1 \cdot 10^{-5}$) übrig, die aufgrund von Interaktion mit Detektor-Materie entstanden sind. Sie fallen also in dieser Analyse nicht weiter ins Gewicht und werden deshalb im weiteren ignoriert. Allerdings ist es wichtig, dass man sie auch nicht bei der Anzahl der generierten K_S^0 hinzu zählt, die zur Ermittlung der Effizienz im Nenner auftaucht. Im Weiteren ist also mit "Anzahl der generierten K_S^0 " immer nur die Anzahl ohne zusätzlich durch Detektormaterie-Interaktion entstandene K_S^0 gemeint.

2.3 Rekonstruktionseffizienz

Um die Zahl der tatsächlich produzierten K_S^0 Mesonen zu bestimmen, muss die Zahl der nachgewiesenen und selektierten K_S^0 mit der Nachweiseffizienz korrigiert werden. Gründe, warum K_S^0 nicht nachgewiesen werden, sind:

- Eine oder beide der Töchter liegen außerhalb der Detektor Akzeptanz, die durch die Detektorgeometrie vorgegeben ist.
- K_S^0 , die mit Materie des Detektors selbst reagieren und deshalb nicht mehr in ein π^{\pm} -Paar zerfallen.
- Eine oder beide der Töchter bzw. deren Spuren können nicht rekonstruiert werden, z. B. weil Subdetektoren nicht auslösen, oder die Spurekonstruktions-Algorithmen die Spuren nicht finden können.
- Bei der Rekonstruktion des Zerfalls $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ müssen sowohl die Töchter als auch die K_S^0 Kandidaten Selektionskriterien passieren. Nicht alle K_S^0 erfüllen die Selektionsschnitte (s. Abschnitt 2.1).

Die Effizienz der Rekonstruktion hängt also in erster Linie von der Rekonstruktionseffizienz der beiden Produkte des Zerfalls $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ ab. Daher wird in dieser Studie eine zweischrittige Methode verwendet, um von den rekonstruierten K_S^0 -Zerfällen auf die bei der Proton-Proton Kollision tatsächlich entstanden K_S^0 zu schließen. Im ersten Schritt wird für K_S^0 , die innerhalb des Akzeptanzbereichs

$$\begin{array}{rclcrcl} 2\,{\rm GeV} &< & p_{\pi^+,\pi^-} \\ 2.5 &< & \eta_{\pi^+,\pi^-} &< & 4.2 \\ 50\,{\rm mm} &< & z_{\rm SV} &< & 200\,{\rm mm} \end{array}$$

liegen in Abhängigkeit von p_{π^+,π^-} , η_{π^+,π^-} und $z_{\rm SV}$ die Effizienz $\varepsilon_{\pi\pi}$ bestimmt, diese als K_S^0 nachzuweisen. Im zweiten Schritt wird für K_S^0 mit einem bestimmten Impuls p und Pseudorapidität η die Akzeptanz bestimmt, im obigen Akzeptanzbereich zu liegen. Man summiert auf Monte-Carlo-Ebene zuerst alle generierten K_S^0 , die in $\pi^+\pi^-$ zerfallen sind, in Bins einer fünfdimensionalen Matrix auf. Auch die rekonstruierten K_S^0 werden in eine solche Matrix einsortiert. Anschließend dividiert man die Anzahl in den Bins der Matrix mit den rekonstruierten K_S^0 durch die Anzahl des jeweils entsprechenden Bins der Matrix mit den generierten K_S^0 .

2.3.1 Bestimmung der Effizienzmatrix $\varepsilon_{\pi\pi}$

Im ersten Schritt wird für Bins von Eigenschaften des π^{\pm} -Paares eine Effizienz-Matrix erstellt. Hierzu wird die Anzahl der rekonstruierten K_S^0 durch die Anzahl der generierten K_S^0 geteilt, deren Zerfallsprodukte jeweils in den selben Bins der fünf Größen $p_{\pi^+}, p_{\pi^-}, \eta_{\pi^+}, \eta_{\pi^-}$ und $z_{\rm SV}$ liegen.

$$\varepsilon_{\pi\pi}(\eta_{\pi\pm}, p_{\pi\pm}, z_{\rm SV}) = \frac{N_{K_S^0}^{\rm rec}(\eta_{\pi\pm}, p_{\pi\pm}, z_{\rm SV}) - N_{K_S^0}^{\rm bg}(\eta_{\pi\pm}, p_{\pi\pm}, z_{\rm SV})}{N^{\rm true}(\eta_{\pi\pm}, p_{\pi\pm}, z_{\rm SV})}$$
(2.1)

Hierbei ist $N_{K_S^0}^{\text{rec}}$ die Anzahl der K_S^0 Kandidaten, $N_{K_S^0}^{\text{bg}}$ die des Untergrunds und $N_{K_S^0}^{\text{true}}$ die Anzahl der erzeugten K_S^0 jeweils in Abhängigkeit der Variablen $\eta_{\pi^{\pm}}$, $p_{\pi^{\pm}}$ und z_{SV} .

Die Effizienz wird in Abhängigkeit der folgenden Variablen ermittelt:

- Der Pseudorapiditäten η_{π^+} und η_{π^-} der π^+ und der π^- Tochter,
- die Beträge der Impulse p_{π^+} und p_{π^-} der π^+ und der π^- Tochter,
- die z-Koordinate $z_{\rm SV}$ des Entstehungsvertex der beiden Pionen. Dies ist gleichzeitig der Zerfallsvertex des K_S^0



z-Koord. des Zerfallsvertex

Abbildung 2.7: Effizienzen als Funktion von Variablen der Pionen, getrennt nach π^+ (rot) und π^- (blau) und der z-Koordinate des K_S^0 Zerfallsvertex. Vertikale Linien: Einteilung der Effizienzmatrix

In Abbildung 2.7 sind die eindimensionalen Projektionen der Effizienzkorrektur $\varepsilon_{\pi\pi}$ in Abhängigkeit von Impuls, Transversalimpuls und Pseudorapidität der Pionen und der z-Koordinate des Zerfallsvertex des K_S^0 dargestellt. Die senkrechten Linien geben die Grenzen der Intervalle an, in denen die Effizienz ermittelt wird. Die roten Datenpunkte gehören dabei zu den π^+ und die blauen zu den π^- . Es ist kein signifikanter Unterschied in den Effizienz-Verteilungen p, p_T und η der Pionen abhängig von ihrer Ladung festzustellen. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren müssen aber die Impulse und Winkel beider Pionen berücksichtigt werden.

Im Falle der impulsabhängigen Effizienzkorrektur fällt ein starker Abfall unterhalb 3 GeV auf. Das liegt daran, dass ein geladenes Teilchen einen minimalen Impuls haben muss, um durch das Magnetfeld nicht aus dem Akzeptanzbereich der Spurkammern gelenkt zu werden. Nur so können sie eine Spur hinterlassen, die als ein long Track rekonstruiert werden kann (s. 1.2.5.

Die Effizienz als Funktion der Pseudorapidität η_{π^+} und η_{π^-} zeigt mehrere Auffälligkeiten. Man erkennt einen deutlichen Einschnitt bei $\eta_{\pi} = 4,38$. Das entspricht dem Öffnungswinkel des ersten Strahlrohr-Abschnitts von 25 mrad (s. Abschnitt 1.2.1). Durch Wechselwirkung mit dem Material des Strahlrohrs gehen Pionen in diesem Winkelbereich verloren. Außerdem fällt auf, dass die Effizienz bei Pseudorapiditätswerten $\eta_{\pi} < 3.3 \ (\vartheta = 73.8 \,\mathrm{mrad})$ deutlich geringer ist, als zwischen $\eta_{\pi} \approx 3.4$ ($\vartheta = 66.8 \,\mathrm{mrad}$) und $\eta_{\pi} \approx 4.2$ ($\vartheta = 30 \,\mathrm{mrad}$). Das ist hauptsächlich auf die Geometrie des VELO-Detektors zurückzuführen (s. Abschnitt 1.2.3). Betrachtet man K_S^0 , die außerhalb des zentralen VELO-Bereichs zerfallen, ist der Entstehungsort der Pionen in der Regel auch weiter von der Strahlachse entfernt. Außerdem haben die Detektor-Doppelscheiben des VELO-Detektors ab $z > 275 \,\mathrm{mm}$ einen deutlich größeren Abstand zueinander. So steigt die Wahrscheinlichkeit mit einem größeren z-Wert des Zerfallsvertex an, dass die Pionen undetektiert zwischen den VELO-Doppelscheiben heraus fliegen. In Abbildung 2.8) ist die Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität der Pionen und der z-Koordinate des Zerfallsvertex $z_{\rm SV}$ dargestellt. Das schwarze Rechteck markiert den Bereich für den die Akzeptanzkriterien für die gezeigten Variablen erfüllt sind. In diesem Bereich ist die Effizienz weitgehend flach zwischen etwa 30% bis 50%. Man erkennt auch hier die verringerte Effizienz bei 25 mrad (entsprechend $\eta \approx 4.38$). Außerdem erkennt man, dass Pionen, die bei $z_{SV} > 275 \,\mathrm{mm}$ und $\eta_{\pi} < 2.8$ liegen kaum rekonstruiert werden können. Man kann auch erkennen, dass die Effizienz auch im Bereich 150 mm $< z_{\rm SV} < 200$ mm und $\eta_{\pi} < 3.3$, der noch innerhalb des Rechtecks liegt, schon deutlich geringer ist, als bei $\eta_{\pi} > 3,3$.

In Abbildung 2.9 ist die K_S^0 Nachweiseffizienz in Abhängigkeit des Impulses $p_{K_S^0}$, des Transversalimpulses $p_{T;K_S^0}$ und der Pseudorapidität $\eta_{K_S^0}$ für K_S^0 dargestellt, deren Töchter innerhalb des Akzeptanzbereichs $p_{\pi^{\pm}} > 2 \text{ GeV}, 2,5 < \eta_{\pi^{\pm}} < 4,2$ und 50 mm $< z_{\rm SV} < 200$ mm liegen. Man erkennt, dass die Effizienz bei niedrigem Impuls stark abfällt. Das ist auch zu erwarten, weil mindestens ein Zerfallsprodukt eines K_S^0 mit niedrigem Impuls, selbst auch einen niedrigen Im-



Abbildung 2.8: Effizienz der Töchter der rekonstruierten K_S^0 in Abhängigkeit ihrer Pseudorapidität η und des z-Wertes des Zerfallsvertex (schwarzes Rechteck: untersuchter Akzeptanzbereich)

puls haben muss. Der Effizienzabfall bei geringem Impuls des K_S^0 ist also direkt auf den Effizienzabfall für niedrige π^+/π^- Impulse zurückzuführen.

Die Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität der K_S^0 ist hingegen flach.

Auffällig ist der Effizienzverlust für kleines z-Werte der Zerfallsvertizes. Dieser Verlust ist auf die Selektionskriterien zurückzuführen. Durch die Selektion werden Pionen unterdrückt, die direkt aus dem Primärvertex kommen, indem für die $\pi^+ \pi^-$ eine große Stoßparameter-Signifikanz von $IPs_{\pi^\pm} > \sqrt{60} \approx 7,75$ gefordert wird. Außerdem wird verlangt, dass die Differenz der z-Koordinaten von Zerfallsvertex und Primärvertex $\Delta z = (z_{\rm SV} - z_{\rm PV}) > 6$ mm ist (s. Abschnitt 2.1). Durch diese beiden Selektionskriterien sinkt allerdings auch die Effizienz der Rekonstruktion von K_S^0 mit kleinen Zerfallslängen. Der Effekt der Schnitte auf die Effizienz in Abhängigkeit der Zerfallslänge in z-Richtung ist in Abb. 2.10 (a) dargestellt. In blau sind K_S^0 dargestellt, deren beide Pionen jeweils eine als long Track rekonstruierte Spur erzeugen. In schwarz ist der Anteil der K_S^0 dargestellt, der auch die Selektionschnitte erfüllt. Man erkennt deutlich, dass die Effizienz bis zu einer projizierten Zerfallslänge von $\Delta z < 50$ mm durch die Selektionsschnitte stark unterdrückt wird.

Die z-Koordinate des Primärvertex variiert beim LHCb-Experiment von Ereignis zu Ereignis gaußförmig um den Koordinatenursprung mit einer Breite



Abbildung 2.9: Effizienz nach Eigenschaften der K_S^0

 $\sigma\approx53\,\mathrm{mm}$. Dadurch ergibt sich der in Abb. 2.10 (b) dargestellte Effizienzverlauf in Abhängigkeit der z-Komponente des Zerfallsvertex z_{SV} .

$p_{\pi^{+},\pi^{-}}$	2 GeV - 2,5 GeV; 2,5 GeV - 3 GeV;
	$3 \mathrm{GeV}$ - $4 \mathrm{GeV}$; $4 \mathrm{GeV}$ - $6 \mathrm{GeV}$;
	$6 \mathrm{GeV}$ - $9 \mathrm{GeV}$; $9 \mathrm{GeV}$ - $12 \mathrm{GeV}$; $> 12 \mathrm{GeV}$
η_{π^+,π^-}	2,5 - 2,75; 2,75 - 3,2; 3,2 - 3,4; 3,4 - 4,2
$z_{\rm SV}$	$50 \mathrm{mm}$ - $80 \mathrm{mm}$; $80 \mathrm{mm}$ - $160 \mathrm{mm}$; $160 \mathrm{mm}$ - $200 \mathrm{mm}$

Tabelle 2.2: Einteilung der Piongrößen für die Effizienzmatrix $\varepsilon_{\pi\pi}$

Man kann nun die Effizienz $\varepsilon_{\pi\pi}$ in Abhängigkeit der fünf Variablen p_{π^+} , η_{π^+} , p_{π^-} , η_{π^-} und $z_{\rm SV}$ nach Gleichung 2.1 bestimmen. Die Effizienzfunktion $\varepsilon_{\pi\pi}$ wird mit einer fünfdimensionalen Effizienzmatrix abgebildet. Die Unterteilung der Variablen in Intervalle, in denen die Effizienz als konstant angenommen wird, ist in Tabelle 2.2 dargestellt.

Um bei den rekonstruierten K_S^0 Kandidaten den Untergrund subtrahieren zu können, wird für jeden Akzeptanzbin das invariante Massenspektrum der K_S^0 Kandidaten bestimmt. In diesen Massenspektren kann man eindeutig bei der K_S^0



Abbildung 2.10: Effizienz der K_S^0 Rekonstruktion in Abhängigkeit von $\Delta z = (z_{SV} - z_{PV})$ und z_{SV} . Blau: Ohne Selektionskriterien; Schwarz: alle Selektionskriterien angewendet

Masse einen Peak erkennen (s. Abbildung 2.3). Außerdem erkennt man in Bereichen außerhalb dieses Peaks, die man Seitenbänder nennt, K_S^0 Kandidaten, die aus kombinatorischem Untergrund stammen. Unter der Annahme, dass der Untergrund sich im Masse-Bereich des K_S^0 Peaks flach fortsetzt, kann man aus der Zahl der Untergrund-Ereignisse in den Seitenbändern auf den Anteil des Untergrundes im Bereich des Massenfensters schließen. Die untergrundbereinigte Zahl der K_S^0 Kandidaten im Massenpeak 25 MeV um die K_S^0 Masse herum ergibt sich, indem man von der Gesamtzahl im Massefenster $N_{\rm MW}$ den erwarteten Untergrund abzieht. Dieser wird aus den Seitenbändern im Bereich von 400 MeV bis 466,7 MeV und 533,3 MeV bis 600 MeV bestimmt ($N_{\rm SB}$). Aus der Gesamtbreite der Seitenbänder von 133,3 MeV und der Breite des Massenfensters von 50 MeV kann nach

$$N_{K_{S}^{0}}^{\text{found}} = N_{\text{MW}} - \frac{50 \,\text{MeV}}{133,3 \,\text{MeV}} \cdot N_{\text{SB}}$$
(2.2)

die Anzahl $N_{K^0_S}^{\rm found}$ der untergrundfreien K^0_S Kandidaten ermittelt werden. In Ab-

	(a)	(b)
p_{π^+}	$4\mathrm{GeV}-6\mathrm{Gev}$	$9\mathrm{GeV} - 12\mathrm{GeV}$
$p_{\pi^{-}}$	$4\mathrm{GeV}-6\mathrm{Gev}$	$3\mathrm{GeV}-4\mathrm{GeV}$
η_{π^+}	3,4-4,2	3,2-3,4
$\eta_{\pi^{-}}$	3,4-4,2	3,4-4,2
$z_{\rm SV}$	$80\mathrm{mm} - 160\mathrm{mm}$	$50\mathrm{mm}-80\mathrm{mm}$

 Tabelle 2.3: Pioneigenschaften der betrachteten Beispielbins

bildung 2.11 sind als Beispiel Massepeaks zweier Bins der Matrix $\varepsilon_{\pi\pi}$ dargestellt. Dabei stellt (a) ein Beispiel für einen Bin mit guter Statistik dar, während bei (b)



Abbildung 2.11: Beispiele für Massepeaks zweier Bins der Effizienzmatrix $\varepsilon_{\pi\pi}$. Rot schraffierte Bereich: Seitenbänder; Blau gepunktet: Massefenster

die Statistik gering ist. Die beiden Bins entsprechen den in Tabelle 2.3 gezeigten Pioneigenschaften.

In Abbildung 2.11 (a) sind im dargestellten Massebereich zwischen 400 MeV und 600 MeV insgesamt 1350 K_S^0 Kandidaten eingetragen. Davon sind 1312 innerhalb des Massefensters (blau gepunkteter Bereich), 19 im linken Seitenband und 13 im rechten Seitenband (rot schraffierte Bereiche), insgesamt also 32 in den Seitenbändern. Nach der Normierung der Seitenbänder auf die Breite des Massefensters mit dem Faktor 50/133,3 ergibt sich eine Abschätzung für den Untergrund innerhalb des Massefensters von 12 K_S^0 Kandidaten. Es wird also für diesen Bin eine Anzahl von 1300 echten K_S^0 angenommen. In Abbildung 2.11 (b) ist die Anzahl aller Einträge elf, wovon sich zehn innerhalb des Massefensters und nur einer im rechten Seitenband befinden. Es wird also von den zehn K_S^0 Kandidaten innerhalb des Massepeaks $1 \cdot \frac{50}{133,3}$ subtrahiert und man erhält eine Anzahl von 9,625.

Dieses Vorgehen hat aber in diesem Fall ein Problem: Zum Untergrund tragen hier die Zerfälle $\Lambda \to p^+ \pi^-$ und $\bar{\Lambda} \to p^- \pi^+$ bei. Das resultiert in einem Untergrund, der je nach Impulsbereich der Zerfallsprodukte nicht flach ist. Allerdings ist der Untergrund in dieser Messung insgesamt sehr gering, so dass im Rahmen dieser darauf verzichtet wird, eine kompliziertere Untergrundbestimmung vorzunehmen, die den Untergrund aus $\Lambda/\bar{\Lambda}$ Zerfällen berücksichtigt.

Zur Überprüfung der Effizienzmatrix $\varepsilon_{\pi\pi}$ werden nach Gleichung 2.1 die nachgewiesenen K_S^0 mit der jeweiligen Nachweiseffizienz gewichtet bestimmt. In Abbildung 2.12 ist die K0 Nachweiseffizienz in Abhängigkeit der Eigenschaften der Zerfallspionen dargestellt. Die so erhaltene Anzahl wird durch die Anzahl der generierten K_S^0 geteilt, die die Akzeptanzschnitte erfüllt haben. Abbildung 2.13 zeigt die Nachweiseffizienz als Funktion der Eigenschaften des K_S^0 . Unter Berücksichtigung der Gewichtung erwartet man nun eine flache Effizienzkurve bei 1.



Abbildung 2.12: Effizienzen als Funktion von Variablen der Pionen, getrennt nach π^+ (rot) und π^- (blau) und der z-Koordinate des K_S^0 Zerfallsvertex nach Gewichtung mit $1/\varepsilon_{\pi\pi}$. Vertikale Linien: Einteilung der Effizienzmatrix

2.3.2 Effizienz der Akzeptanzschnitte: $\varepsilon_{K_S^0}$

Im ersten Schritt werden bei der Bestimmung der K_S^0 Nachweiseffizienz $\varepsilon_{\pi\pi}$ nur Ereignisse benutzt, die die obigen Akzeptanzkriterien erfüllen. Um zu berücksichtigen, dass nicht alle K_S^0 in Pionen innerhalb der gegebenen Akzeptanzschnitte zerfallen, wird ein zweiter zweidimensionaler Korrekturfaktor in Abhängigkeit von pund η der K_S^0 bestimmt. Dieser Faktor $\varepsilon_{K_S^0}(p,\eta)$ wird ebenfalls separat für bestimmte p und η Bereiche ermittelt. Insgesamt wird der mögliche p- η Bereich von $4 \text{ GeV} < p_{K_S^0} < 50 \text{ GeV}$ und $2,5 < \eta_{K_S^0} < 4,5$ in 10×10 äquidistante Intervalle aufgeteilt. Zur Berechnung wird für jedes Intervall einzeln das Verhältnis aus der Zahl der nachgewiesenen K_S^0 , deren Töchter innerhalb des obigen Akzeptanzbereichs liegen, der tatsächlich erzeugten K_S^0 ermittelt. Bei der Matrix für die rekonstruierten K_S^0 wird auch hier für jeden Bin ein Massenpeak erstellt. Damit kann der Untergrund mithilfe der Seitenbänder ermittelt werden nach der selben Methode wie im Abschnitt 2.3.1 unter Verwendung der Formel 2.2.



Abbildung 2.13: Gezeigt sind die nach Gl. 2.1 berechneten Effizienzen nach der Gewichtung der Ereignisse mit einem Ereignis abhängigen Korrekturfaktor für K_S^0 Zerfälle, die die obigen Akzeptanzkriterien erfüllen. Es handelt sich hierbei um einen Konsistenzcheck, da man eine flache Effizienzkurve bei 1 erwartet.

In Abbildung 2.14 ist die so ermittelte Effizienz in Abhängigkeit von $p_{K_S^0}$ und $\eta_{K_S^0}$ dargestellt. Das ist direkt die Effizienzmatrix $\varepsilon_{K_S^0}$, wie sie für den zweiten Korrekturschritt verwendet wird. In 2.15 (a) ist die Effizienz als Funktion des Impulses dargestellt mit der Beschränkung von 2,5 < $\eta_{K_S^0}$ < 4,5 und in 2.15 (b) in Abhängigkeit der Pseudorapidität unter Beschränkung des Impulses auf 4 GeV < $p_{K_S^0}$ < 50 GeV. Der Abfall der Effizienz hin zu großen Impulsen lässt sich durch die Beschränkung $z_{\rm SV}$ < 200 mm erklären. K_S^0 mit großen Impulsen lässt 200 mm und fallen so nicht mehr in den gewählten Akzeptanzbereich. Kleine Impulse und die Ränder des η -Bereichs werden unterdrückt, weil in diesen Bereichen die Wahrscheinlichkeit ansteigt, dass nur eines der Pionen die Akzeptanzkriterien erfüllt, aber das zweite nicht.



Abbildung 2.14: Effizienzmatrix $\varepsilon_{K_{c}^{0}}$

2.4 Ermittlung der K_S^0 Produktionsrate

Unter Benutzung der beiden Effizienzmatrizen wird nun jedes nachgewiesen K_S^0 abhängig von der Kinematik der Tochterpionen und abhängig von seinem eigenen Impuls p und Pseudorapidität η gewichtet. Die so korrigierte Zahl N^{corr} von K_S^0 sollte die tatsächlich produzierten K_S^0 innerhalb eines p- η Intervalls angeben. Für jeden dieser Bins wird ein Histogramm mit der invarianten Masse der Pionen gefüllt, in denen mithilfe der Seitenbänder wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, der Untergrund bestimmt wird.

In Abbildung 2.16 ist links die Zahl der nach Akzeptanzkorrektur und Untergrundsubtraktion ermittelte Zahl der produzierten K_S^0 in Abhängigkeit von η und p gezeigt. Zum Vergleich ist rechts die tatsächliche Zahl der im Monte-Carlo generierten K_S^0 gezeigt. Beide Verteilungen stimmen bei niedrigem Impulse sehr gut miteinander überein, bei höherem Impuls und kleiner Pseudorapidität ist die Statistik gering und die Abweichungen größer: die 2. Abbildung in Abbildung 2.16 zeigt das Verhältnis aus tatsächlicher Zahl und "gemessener" Zahl.

Um von der ermittelten Anzahl $N_{K_S^0}^{\text{corr}}$ in jedem Bin auf den jeweiligen Wirkungsquerschnitt zu schließen, wird nach

$$\frac{\mathrm{d}^2 f_{K^0_S}}{\mathrm{d}\eta\,\mathrm{d}p} = \frac{N^{\mathrm{corr}}_{K^0_S}(\eta,p)}{N_{\mathrm{tot}}\Delta\eta\,\Delta p}$$



Abbildung 2.15: Effizienz in Abhängigkeit von $p_{K_S^0}$ und $\eta_{K_S^0}$ nach Korrektur mit $\varepsilon_{\pi\pi}$

jeweils $N_{K_c^0}^{\text{corr}}$ mit dem Faktor

$$\frac{1}{N_{\rm tot}\Delta\eta\,\Delta p} = \frac{1}{12,55\cdot10^6 {\rm GeV}}$$

multipliziert, wobei $N_{\rm tot}$ die Gesamtzahl der Proton-Proton Kollisionen ist (in dieser Studie 13,64 · 10⁶) und die Binbreiten $\Delta \eta = 0.2$; $\Delta p = 4.6 \,{\rm GeV}$ betragen. Daraus ergibt sich der in Abbildung 2.17 dargestellt doppeldifferenzielle Produktionsrate $\frac{{\rm d}^2 f_{K_S^0}}{{\rm d}p {\rm d}\eta}$.

In den Abbildungen 2.18 und 2.19 sind die K_S^0 Raten, die auf Datensatz 2, der nicht zur Ermittlung der Akzeptanzkorrekturen benutzt wurde, in Abhängigkeit von p und η gezeigt: Die Punkte sind die in dieser Arbeit nach voller Rekonstruktion und unter Anwendung der beschriebenen Korrekturen ermittelten Ereignisraten. Das blaue Histogramm ist die Rate wie sie unter Verwendung der Generatorinformation ermittelt wurde. Beide Raten stimmen bis auf sehr große Pseudorapiditätswerte gut überein, was das verwendete 2-stufige Korrekturverfahren bestätigt.



Abbildung 2.16: Ergebnis nach Anwendung beider Korrekturmatrizen



Abbildung 2.17: Doppeldifferentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp d\eta}$ der Reaktion $p p \to K_S^0$ bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$



Abbildung 2.18: Produktionsraten in Abhängigkeit vom Impuls in verschiedenen η Bereichen. Rechts unten ist über den gesamten hier betrachteten Pseudorapiditätsbereich aufintegriert



Abbildung 2.19: Produktionsraten in Abhängigkeit von der Pseudorapidität in verschiedenen Impulsbereichen. Rechts unten ist über den gesamten hier betrachteten Impulsbereich aufintegriert

3 Impulskalibration mithilfe von Resonanzen

Die Messung von Teilchenimpulsen ist ein essentieller Schritt in der Rekonstruktion von Teilchenzerfällen. Mit Hilfe einer korrekten Impulsbestimmung lassen sich Massen sowie räumliche Informationen der an einem Zerfall beteiligten Teilchen herleiten.

Bei LHCb basiert die Messung des Impulses auf der Rekonstruktion von Spurstücken vor und hinter dem Dipolmagneten. Eine Spurhypothese wird dazu mittels eines Kalmanfilter Fits (s. [Kal60] und [Fru87]) an die räumliche Information der Teilchentreffer in den Spurkammern angepasst. Dieser Fit berücksichtigt die Form des Magnetfeldes, Mehrfachstreuung der Teilchen an Detektormaterial sowie die Detektorposition. Innerhalb des Magneten ist die Flugbahn der Teilchen durch die Lorentzkraft gekrümmt. Der Krümmungsradius r ergibt sich aus

$$r = \frac{p_\perp}{q \cdot B},\tag{3.1}$$

wobei p_{\perp} der Anteil des Impulses, der senkrecht auf die Richtung des Magnetfeldes steht, q die Ladung des Teilchens und B das Magnetfeld im betrachteten Raumbereich ist. Im folgenden wird der Einfluss von Abweichungen des Magnetfeldes bzw. Kammerposition auf die Impulsmessung und auf die Bestimmung der invarianten Massen untersucht.

3.1 Impulsmessung und Messung der invarianten Masse

Eine Überprüfung der Kalibration der Impulsmessung ist möglich, indem man die invariante Masse der Zerfallsprodukte eines Teilchens bildet, dessen Masse bereits gut bekannt ist. Der Vergleich der gemessenen invarianten Masse mit der bekannten Masse des Mutterteilchens prüft die Güte der Impulsbestimmung. Dieses Verfahren kann auch im Experiment verwendet werden, soll hier aber in der Simulation getestet werden. Im folgenden werden dazu die Zerfälle $K_S^0 \to \pi^+ \pi^$ und $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ verwendet.

Der Impuls eines geladenen Teilchens wird über die Änderung des Winkels seiner Flugbahn vor dem Magneten (im Folgenden "Upstream" genannt) im Vergleich zum Winkel seiner Flugbahn nach dem Magneten (im Folgenden "Downstream" genannt) bestimmt. Die infinitesimale Winkeländerung d φ über eine kleine Flugstrecke ds entspricht

$$\mathrm{d}\varphi = \frac{1}{2\pi \cdot r\left(\vec{s}\right)}\mathrm{d}s$$

Unter Verwendung von Gleichung 3.1 erhält man:

$$d\varphi = \frac{q \cdot B\left(\vec{s}\right)}{2\pi \cdot p_{\perp}} ds \tag{3.2}$$

Da das Magnetfeld überall fast ausschließlich eine Komponente in negativer y-Richtung hat, ist der Senkrechte Anteil des Impulses p_{\perp} identisch mit der Projektion des Teilchenimpulses p_{xz} in die x-z-Ebene. Führt man nun auf beiden Seiten die Integration durch, erhält man:

$$\Delta \varphi = \varphi_{\rm ds} - \varphi_{\rm us} = \frac{q}{2\pi \cdot p_{xz}} \cdot \int_{\vec{s}_{\rm us}}^{\vec{s}_{\rm ds}} B(\vec{s}) \,\mathrm{d}s = \frac{q}{2\pi \cdot p_{xz}} \cdot I_B$$

Hierbei ist φ_{us} und φ_{ds} der Winkel zwischen der z-Achse und der Projektion der Flugbahn des Teilchens auf die x-z-Ebene (jeweils Upstream und Downstream). I_B ist das Feldintegral entlang der Flugbahn des Teilchens. Man erhält so für die Projektion des Impulses auf die x-z-Ebene:

$$p_{xz} = C \cdot q \frac{I_B}{\varphi_{\rm ds} - \varphi_{\rm us}} \tag{3.3}$$

Man sieht, dass der gemessene Impuls proportional vom integrierten Magnetfeld I_B abhängt und antiproportional von der Steigungsänderung der Spur $\Delta \varphi = \varphi_{\rm ds} - \varphi_{\rm us}$. Die Ladung q ist bei fast allen geladenen langlebigen Teilchen, deren Impuls man messen möchte, $\pm 1e$.

Die Masse M eines Teilchens, das in zwei Zerfallsprodukte mit den Massen m_1 und m_2 zerfällt, wird bestimmt, indem man die invariante Masse $M_{1;2}$ der Zerfallsprodukte bildet:

$$M_{1,2}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cdot \cos(\vartheta)$$
(3.4)

Wobei \vec{p}_1 und \vec{p}_2 die Impulse und E_1 und E_2 die Gesamtenergien der Zerfallsprodukte sind und ϑ der Öffnungswinkel zwischen den beiden Flugbahnen der Zerfallsprodukte. In dieser Studie werden die beiden Zerfälle $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ und $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ verwendet. Beide Zerfälle haben zwei Teilchen mit jeweils identischer Masse im Endzustand, so dass hier $m_1 = m_2$ ist.

3.2 Invariante Massen des K^0_S und J/ψ

Die invariante Masse wird für die Zerfälle $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ und $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ bestimmt und jeweils Funktionen an ihre Verteilung angepasst. Aus den angepassten Funktionen wird die gemessene Masse bestimmt. 3.2.1 Invariante Masse des Zerfalls $K^0_S
ightarrow \pi^+ \, \pi^-$



Abbildung 3.1: Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Paares aus K_S^0 Töchter. Beschreibung der Fitfunktion, s. Text

Es werden die selben Selektionskriterien wie in Abschnitt 2.1 verwendet. Statt 10 Millionen Minimum Bias Ereignissen werden hier nur 1,2 Millionen aus dem selben Datensatz 1 verwendet. Daraus erhält man 41 683 rekonstruierte $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle. In Abbildung 3.1 ist die invariante Masse der rekonstruierten K_S^0 dargestellt. Die gefittete Funktion ist die Summe aus einer Gerade, um den Untergrund zu modellieren (rote Gerade), und zwei Gaußfunktionen für das Signal (blaue Linie). Zwei Gaußfunktion beschreiben die Verteilung besser, als nur eine, weil der innere Bereich recht schmal ist, aber verhältnismäßig breite Ausläufer vorhanden sind. Das liegt daran, dass die Impulse der Spuren mit unterschiedlichen Fehlern bestimmt werden. So hängt der relative Fehler der Impulsmessung auch wieder vom Impuls ab. Die Fitfunktion $f_{K_S^0}$ ist also:

$$f_{K_S^0}(x) = \underbrace{a_0 + a_1 \cdot x}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{b \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_1^2}\right) + c \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_2^2}\right)}_{\text{Signal}} \qquad (3.5)$$

Die Masse ergibt sich aus diesem Fit zu $m = (497,96 \pm 0,02)$ MeV. Der in der Simulation verwendete Wert ist 497,67 MeV. Der aus dem Fit bestimmte Wert liegt also fast 0,3 MeV über dem simulierten. Das ist ein bekanntes Problem mit der $\frac{dE}{dx}$ Korrektur beim Spurfit und wird gegenwärtig untersucht. Im Folgenden wird zur Bestimmung der gemessenen Masse bei $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfällen die Funktion $f_{K_S^0}$ an die Verteilungen angepasst und der Parameter m mit der gemessenen Masse identifiziert.

Anzah 2000 6000 $m = (3\,097, 15\pm 0, 05) \,\mathrm{MeV}$ $\frac{\chi^2}{ndf} = \frac{434}{291}$ 5000 4000 3000 2000 1000 <u>2.8</u> 3.1 2.9 3 3.2 3.3 3.4 Masse [GeV]

3.2.2 Selektion von $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Zerfällen und invariante Masse

Abbildung 3.2: Invariante Masse der $\mu^+ \mu^-$ -Paare der J/ψ Töchter. Beschreibung der Fitfunktion, s. Text

Zum Studium von $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfällen wird ein Datensatz verwendet, in dem 190 000 simulierte $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfälle enthalten sind. Die J/ψ stammen dabei entweder direkt aus der Proton-Proton Kollision oder sind Zerfallsprodukte von *B* Mesonen. Als Selektionskriterien wird ein Stoßparameter der rekonstruierten J/ψ von $IP_{J/\psi} < 0.15$ mm zum Primärvertex verwendet und ein Transversalimpuls der $\mu^+ \mu^-$ von $p_T > 500$ MeV gefordert. Die Anzahl der rekonstruierten $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfälle ergibt sich mit diesen Selektionskriterien auf 78 500.

In Abbildung 3.2 ist die Verteilung der invarianten Masse der rekonstruierten $\mu^+ \mu^-$ Paare dargestellt. An die Verteilung wird wieder eine Funktion angepasst. Für den Untergrund (rote Linie) wird auch hier eine Gerade verwendet. Die invariante Massenverteilung ist asymmetrisch, weil beim Zerfall selbst teilweise ein zusätzliches Photon entsteht. Die invariante Masse der beiden Myonen alleine ist

dann geringer, als die Masse des J/ψ , aus dem sie entstanden sind. Für das Signal wird die Summe einer Crystal-Ball Funktion (s. [Gai82]) und einer Gaußfunktion verwendet (blaue Linie), um die asymmetrische Verteilung und die endliche Detektorauflösung zu modellieren. Insgesamt ergibt sich die Funktion:

$$f_{J/\psi}(x) = \underbrace{a_0 + a_1 \cdot x}_{\text{Untergrund}} + \underbrace{b \cdot f_{cb}(x; \alpha, n, m, \sigma_1) + c \cdot \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_2^2}\right)}_{\text{Signal}} \tag{3.6}$$

Wobei f_{cb} die Crystal-Ball Funktion (s. [Gai82])

$$f_{cb}(x;\alpha,n,m,\sigma_1) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_1^2}\right) & \text{für } \frac{x-m}{\sigma_1} > -\alpha \\ \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot e^{\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)} \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{x-m}{\sigma_1}\right)^{-n} & \text{sonst} \end{cases}$$

ist.

Aus diesem Fit erhält man eine Masse von $(3\,097,15\pm0,05)$ MeV. Im Vergleich zu der in der Simulation verwendeten Masse für das J/ψ von $m_{\rm gen} = 3\,096,87$ MeV ist die gemessene wie schon bei den $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfällen knapp 0,3 MeV zu hoch.

3.3 Einfluss eines um einen Skalenfaktor skalierten Magnetfeldes und einer Skalierung entlang der z-Achse auf invariante Masse

Obwohl das Magnetfeld und die Position der Subdetektoren schon vor der Inbetriebnahme des Experiments möglichst genau vermessen werden und diese Daten in die Simulation übernommen werden, ist dennoch eine gewisse Abweichung zur Realität möglich. Die Auswirkungen von Abweichungen zwischen den angenommen Werten und den tatsächlichen Werten von Magnetfeld und z-Position der Spurkammern soll in der Simulation untersucht werden. Zu diesem Zweck werden zwei Szenarien betrachtet:

1. Magnetfeldskalierung:

Das Magnetfeld wird bei der Rekonstruktion der simulierten Daten größer angenommen, als es während der Generation der Daten benutzt wurde. Es wird während der Rekonstruktion ein um den Faktor $s_B = 1,002$ stärkeres Magnetfeld angenommen. Nach Formel 3.3 ergibt sich für ein skaliertes Magnetfeld ein veränderter Impuls

$$p_{B \text{ scaled}} = C \cdot q \cdot \frac{s_B \cdot I_B}{\varphi_{\rm ds} - \varphi_{\rm us}}$$



Abbildung 3.3: Skizze der Skalierung der z-Koordinate der Spurkammern

Im Fall einer zu hoch angenommenen Magnetfeldstärke erwartet man also einen um den selben Faktor zu groß gemessenen Impuls.

2. Vergrößerung des Abstandes der Spurkammern entlang der z-Achse (z-Skalierung):

Die Simulation wird mit den Soll-Positionen aller Detektoren durchgeführt. Die Spurkammern T1, T2 und T3 werden zur Rekonstruktion der Spuren entlang der z-Achse verschoben. Dadurch wird auch die z-Koordinate der Messungen in den Spurkammern verändert. Für die Skalierung der z-Koordinate der Spurkammern wird, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, jede einzelne Station entlang der z-Achse verschoben. Dadurch ändert sich die Steigung der rekonstruierten Spur. Der Abstand der Mittelpunkte von T1 und T3 ist bei der Simulation $z_{T3} - z_{T1} = 9320 \text{ mm} - 7943 \text{ mm} = 1377 \text{ mm}.$ Bei der Rekonstruktion beträgt er 1377 mm + 0,51 mm = 1377,51 mm. Im Vergleich zur Simulation wird die Steigung also um den Faktor $s_z = 0,99963$ geringer. Die Spurrekonstruktion liefert so einen veränderten Wert für den Impuls. Für die Skalierung der Steigung im Downstream-Bereich ergibt sich für den Impuls:

$$p_{z \text{ scaled}} = C \cdot q \cdot \frac{I_B}{s_z \cdot \varphi_{\rm ds} - \varphi_{\rm us}}$$

Nach dieser Formel bewirkt die z-Skalierung des Downstream-Bereichs keine einfache Impulsskalierung. Man beobachtet (s. u.) meist zu hohe Impulse und damit Massen.

3.3.1 Einfluss auf K_S^0 Massenbestimmung

Im folgenden werden die Einflüsse eines veränderten Magnetfeldes und einer Skalierung der z-Achse auf die rekonstruierten K_S^0 Massen betrachtet. Für die drei Fälle

- 1. Standardmagnetfeld und Standardposition der Spurkammern
- 2. Mit s_B skaliertes Magnetfeld und Standardposition der Spurkammern
- 3. Standardmagnetfeld und vergrößerter Abstand der Spurkammern

werden rekonstruierte $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle in Abhängigkeit vom Impuls p, Transversalimpuls p_T , Pseudorapidität η , Azimutwinkel φ und der z-Koordinate des Zerfallsvertex $z_{\rm SV}$ betrachtet. Die Histogramme dieser Verteilungen werden nun wiederum in unterschiedliche Bereiche aufgeteilt [Abbildung 3.4]. Für jeden dieser Bereiche werden die invarianten Massen der Pionenpaare gebildet. An die Verteilungen der invarianten Masse wird die Funktion $f_{K_S^0}$ (s. Formel 3.5) angepasst und daraus ein Wert für die rekonstruierte Masse bestimmt, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Anhand der Standardwerte für Magnetfeld und z-Positionen soll das Verfahren zunächst erläutert werden. In den in Abbildung 3.4 dargestellten Verteilungen sind die Intervalle eingezeichnet, in denen die invariante Masse bestimmt wird. Sie sind so gewählt, dass in jedem Bereich die Anzahl der K_S^0 noch ausreicht, um die Funktion $f_{K_S^0}$ an die Massepeaks anzupassen.

Die Verteilung in Abhängigkeit des Azimutwinkels φ zeigt eine Verminderung bei $\varphi = 0$ und bei $\varphi = \pm \pi$, also in positiver und negativer *x*-Richtung. Da das Magnetfeld des LHCb-Dipolmagneten in negativer *y*-Richtung gerichtet ist, werden die Pionen des $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfalls je nach Ladungsvorzeichen in positiver oder negativer *x*-Richtung abgelenkt. Wenn das K_S^0 schon eine Flugrichtung in positive oder negative *x*-Richtung hat, steigt die Wahrscheinlichkeit, dass eines der beiden Tochterteilchen nicht rekonstruiert werden kann, weil es nach Durchfliegen des Magnetfeldes so weit abgelenkt wird, dass es außerhalb der Spurkammern liegt.

In Abbildung 3.5 sind für die sechs Intervalle des Transversalimpulses p_T die K_S^0 Massenpeaks dargestellt. Die blaue Kurve ist die angepasste Funktion $f_{K_S^0}$ an den jeweiligen Massenpeak. Außerdem sind die aus dem Fit gewonnen Werte für die Masse sowie der χ^2 -Wert genannt. Die hier dargestellten Massenpeaks ergeben sich bei der Standardposition der Spurkammern und dem Standardmagnetfeld, also bei Übereinstimmung bei Generierung und Rekonstruktion. Nach diesem Muster werden auch in allen anderen Größen die rekonstruierte Masse bestimmt und auch für die beiden anderen Szenarien mit stärkerem Magnetfeld und veränderten Positionen der Spurkammern.

In Abbildung 3.6 sind für die Intervalle der verschiedenen Größen die ermittelten Werte für die Massen in den drei Szenarien dargestellt. Es sind die drei Fälle wie folgt farblich aufgeschlüsselt:



 K^0_S mit Standardwerten für Magnetfeld und Positionen der Spurkammern

Abbildung 3.4: Verteilungen der K_S^0 in verschiedenen Variablen. Senkrechte Linien zeigen Einteilungsgrenzen, für die jeweils eine rekonstruierte Masse bestimmt wird



 K^0_S mit Standardwerten für Magnetfeld und Positionen der Spurkammern

Abbildung 3.5: Massenpeaks in Abhängigkeit des Transversalimpulses



Abbildung 3.6: Ermittelte Massen der K_S^0 in Einteilungen der verschiedenen Größen und in den drei verschiedenen Szenarien: Schwarz: Standard-Detektor; Rot: veränderte Position der Spurkammern; Blau: verändertes Magnetfeld; Die fein gepunkteten Linien geben den Mittelwert des jeweiligen Szenarios an. Die grau gestrichelte Linie den Wert für die Masse, wie er bei der Simulation verwendet wurde.

- Schwarz: Standardwerte für Magnetfeld und Position der Spurkammern
- Blau: Skalierung des Magnetfeldes mit $s_B = 1,002$
- Rot: Verschiebung der Spurkammern entlang der z-Achse.

Wie zu erwarten, ist die Masse bei stärkerem Magnetfeld (blaue Linien) größer, als bei richtig angenommenem Feld (schwarze Linien). Der Grund ist, dass sich der gemessene Impuls für jedes Pion um den selben Faktor erhöhen muss wie auch das Magnetfeld größer angenommen wird. Bei einer Skalierung $s_B = 1,002$ des Magnetfeldes wird die invariante Masse des Pionpaares um etwa 0,12% erhöht.

Bei den Variablen Impuls und Transversalimpuls ist zu erkennen, dass die Masse bei höherem Impuls niedriger gemessen wird, als bei kleinen Impulsen. Das ist ein bekanntes Problem mit der dE/dx Korrektur des Spurfits, das gegenwärtig untersucht wird (s. [Nee08]). Bei den anderen drei Variablen ist der rekonstruierte Wert für die Masse innerhalb der Fehler übereinstimmend.

Außerdem wird die Masse auch größer rekonstruiert, wenn die Spurkammern als weiter auseinander stehend (rote Linien) angenommen werden. Bei diesem Szenario wird die Masse um etwa 0,03% erhöht rekonstruiert. Wenn man nun in einer realen Messung herausfinden will, ob es sich bei einer Abweichung der gemessenen Massen von den bekannten Werten um ein falsch angenommenes Magnetfeld oder um Positionierungsfehler der Spurkammern handelt, kann man anhand der Einteilungen in den hier gezeigten Variablen das nicht erkennen. Beides könnte die Messung der Masse um einen bestimmten Faktor verändern und die Abhängigkeit von einer der Variablen ist sehr ähnlich. Auf diese Fragestellung wird weiter unten in Abschnitt 3.4 weiter eingegangen.

3.3.2 Einfluss auf J/ψ Massenbestimmung

Die obige Untersuchung wird für den Zerfall $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ für die gleichen Szenarien wiederholt. Die für diesen Zerfall betrachteten Variablen sind der Impuls p, der Transversalimpuls p_T , die Pseudorapidität η und der Azimutwinkel φ . Da das J/ψ eine im Vergleich zum K_S^0 sehr kurze Lebensdauer hat und deshalb nahe an seinem Entstehungsort zerfällt, zerfällt es fast ausschließlich in unmittelbarer Nähe des Primärvertex. Die Verteilung in Abhängigkeit der z-Koordinaten des Zerfallsvertex ist deshalb auf einen sehr engen Bereich begrenzt. Im Gegensatz zum Zerfall $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ ist es hier also nicht nötig, die z-Koordinate des Zerfallsvertex zu betrachten.

In den in Abbildung 3.7 dargestellten Verteilungen sind die Grenzen eingezeichnet, die die Einteilungsbereiche für jede Größe trennen. Sie sind so gewählt, dass in jedem Einteilungsbereich die Anzahl der J/ψ noch groß genug ist, um die Funktion $f_{J/\psi}$ an die Massepeaks anzupassen.

In Abbildung 3.8 sind die Massenpeaks der sechs Intervalle der Größe p_T dargestellt. Ebenso wie im Fall der $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle sind wieder die durch den



 J/ψ mit Standardwerten für Magnetfeld und Positionen der Spurkammern

Abbildung 3.7: Verteilungen der J/ψ in verschiedenen Variablen. Senkrechte Linien zeigen Einteilungsgrenzen, für die jeweils eine rekonstruierte Masse bestimmt wird



 J/ψ mit Standardwerten für Magnetfeld und Positionen der Spurkammern

Abbildung 3.8: Massenpeaks in Abhängigkeit des Transversalimpulses

Fit bestimmten Werte für die Massen und deren Fehler genannt. Entsprechende Fits werden auch wieder an die Massepeaks der Einteilungen der anderen Größen sowie für die anderen beiden Szenarien durchgeführt und die invariante Masse damit bestimmt.



Abbildung 3.9: Ermittelte Massen der J/ψ in Einteilungen der verschiedenen Größen und in den drei verschiedenen Szenarien: Schwarz: Standard-Detektor; Rot: veränderte Position der Spurkammern; Blau: verändertes Magnetfeld; Die fein gepunkteten Linien geben den Mittelwert des jeweiligen Szenarios an. Die grau gestrichelte Linie den Wert für die Masse, wie er bei der Simulation verwendet wurde.

In Abbildung 3.9 sind wieder die durch den Fit bestimmten Massen in Abhängigkeit der vier betrachteten Größen und der drei Szenarien dargestellt. Auch hier ist eine Abhängigkeit der Massenbestimmung vom Impuls zu erkennen. Bei Skalierung des Magnetfeldes ist die rekonstruierte Masse beim Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^$ durchgängig um +0,2% größer als im selben Intervall des Standarddetektors. Das entspricht dem Skalierungsfaktor $s_B = 1,002$ der Magnetfeldstärke. Dieses Ergebnis ist zu erwarten, weil bei diesem Zerfall Einfluss der Massen der Tochterteilchen nach Gleichung 3.4 sehr viel kleiner ist, als beim Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Bei Vernachlässigung der Masse der Zerfallsprodukte ergibt sich aus Gleichung 3.4 eine Proportionalität des Quadrats der invarianten Masse zu den Impulsen der Zerfallsprodukte. Die gemessenen Impulse der Zerfallsprodukte werden beide um den selben Faktor s_B größer, so dass auch der gemessene Wert der invarianten Masse um diesen Faktor vergrößert wird (s. Herleitung im nächsten Abschnitt).

3.4 Unterscheidung zwischen Skalierung des Magnetfeldes und Skalierung entlang der z-Achse

Sowohl die Skalierung des Magnetfeldes als auch die Verschiebung der Spurkammern entlang der z-Achse führen bei den hier betrachteten Szenarien zu einer zu hoch bestimmten invarianten Masse bei den $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ und $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfällen. Es wäre anhand des Vergleichs der gemessenen invarianten Massen in diesen Einteilungen nicht möglich, zwischen einer Verschiebung der Spurkammern und einer kleineren Skalierung der Magnetfeldstärke zu unterscheiden. Im Folgenden wird eine Methode diskutiert, mit der eine Unterscheidung dieser beiden speziellen Szenarien prinzipiell möglich ist. Da der Einfluss eines falsch gemessenen Impulses auf die Masse im Fall der $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ Zerfälle wegen des großen Unterschiedes zwischen der Masse der Myonen und des J/ψ größer ist, wird im Folgenden nur dieser Zerfall betrachtet.

Im Falle des $J/\psi \to \mu^+\,\mu^-$ Zerfalls kann man bei der Berechnung der invarianten Masse

$$M_{\mu\mu}^2 = 2m_{\mu}^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cdot \cos\vartheta$$

in guter Näherung die Massen der Myonen wegen $M_{J/\psi} \gg 2m_{\mu}$ vernachlässigen. Damit erhält man

$$M_{\mu\mu}^2 \approx 2p_1 p_2 \cdot (1 - \cos \vartheta) \propto p_1 \cdot p_2$$

Das Quadrat der invarianten Masse ist also in dieser Näherung proportional zu den beiden Impulsen und hängt zusätzlich vom Öffnungswinkel ϑ zwischen den Flugrichtungen der beiden Myonen ab. Nach Gleichung 3.3 ergibt sich eine Proportionalität der Skalierung des integrierten Magnetfeldes zum Impuls und damit auch eine Proportionalität zwischen dieser Skalierung und der invarianten Masse der Myonpaare:

$$M'_{\mu\mu}^{2} \propto p'_{1}p'_{2} \propto \frac{s_{B} \cdot I_{B}}{\Delta \vartheta_{1}} \cdot \frac{s_{B} \cdot I_{B}}{\Delta \vartheta_{2}}$$
$$\propto s_{B}^{2}p_{1}p_{2}$$
$$\Rightarrow M'_{\mu\mu} \propto s_{B}$$

_

Betrachtet man das Szenario mit den entlang der z-Achse verschobenen Spurkammern, ist nicht für jede Spur eine Erhöhung des gemessenen Impulses zu erwarten.



Abbildung 3.10: Skizze der Auswirkung einer Verschiebung der Spurkammern entlang der z-Achse auf die Impulsmessung

In Abbildung 3.10 ist skizziert, wie sich die Verschiebung der Spurkammern auf die Messung des Winkels ϑ_{ds} auswirkt. ϑ_{ds} ist der Winkel zwischen der Projektion der Spur auf die *x*-*z*-Ebene und der *z*-Achse nach dem Magneten. Im linken Teil ist eine Spur skizziert, deren Winkel ϑ_{us} vor dem Magneten positiv ist. Auf der rechten Seite ist die Situation dargestellt, bei der er einen großen negativen Wert hat. Das Magnetfeld zeigt in die Zeichenebene hinein und die Spur ist durch die Lorentzkraft nach links gekrümmt. Es handelt sich also um ein Teilchen mit positiver Ladung.

Auf den unteren Skizzen ist dargestellt, wie sich eine Verschiebung der Positionen der Spurkammern entlang der z-Achse auswirkt. Der Abstand der z-Koordinaten wird dadurch vergrößert und die Steigung im Downstream Bereich zu gering gemessen. Im Falle $\vartheta_{ds} > 0$ (linke Seite) führt dies zu einer geringer gemessenen Krümmung der Spur und somit zu einem zu groß gemessenen Impuls. Im Falle $\vartheta_{ds} < 0$ (rechte Seite) ist die Spur nach dem Magneten so gebogen, dass ihre Projektion in die x-z-Ebene annähernd parallel zur z-Achse ist. Der Betrag des Winkels ϑ_{ds} ist im gezeigten Beispiel klein. Auch hier wird die Steigung der Spur kleiner gemessen. In diesem Fall würde sich in der Rekonstruktion eine etwas stärkere Krümmung der Spur ergeben, als sie ursprünglich generiert war. Der Impuls wird dadurch minimal zu gering gemessen. In beiden Fällen wird nur der Winkel ϑ_{ds} verändert. während ϑ_{us} in Rekonstruktion und Generation übereinstimmt¹.

¹Bei einer Streckung des gesamten Detektors entlang der z-Achse würden sich sowohl für den Winkel ϑ_{us} als auch für die Winkel ϑ_{ds} kleinere Beträge ergeben und nach Gleichung

Der hier gezeigten Methode liegt nun die Idee zugrunde, dass ein Sortieren der J/ψ danach, wie stark der Impuls ihrer Zerfallsprodukte durch die Verschiebung der Spurkammern verändert gemessen wird, anhand der gemessenen Spuren möglich ist. Wenn man nun die invariante Masse nach dieser Sortierung bildet, erwartet man, dass sie bei Zerfällen mit geringer Abhängigkeit der Verschiebung näher an der wahren J/ψ -Masse liegt und für Zerfälle, bei denen man eine stärkere Abhängigkeit erwartet, weiter von der wahren J/ψ -Masse entfernt ist. Im Vergleich hierzu sollte eine Skalierung der Magnetfeldstärke keine solche Abhängigkeit zeigen, weil man in diesem Fall erwartet, dass sich alle Impulse um den gleichen Faktor verändern und somit sich die gemessenen invarianten Massen für alle Zerfälle um den gleichen Faktor von der wahren J/ψ -Masse unterscheiden sollten. Um eine Bewertung der Anfälligkeit einzelner Spuren auf die z-Skalierung zu finden, wird nach Formel 3.3 der veränderte Impuls p'

$$p' = \frac{I_B}{(s_z \cdot \vartheta_{\rm ds}) - \vartheta_{\rm us}}$$

mit einer Taylorentwicklung bis erster Ordnung genähert:

$$p' = p \cdot \left(1 - \frac{\vartheta_{\rm ds}}{\Delta \vartheta} \cdot s_z\right)$$

Verwendet man nun die Proportionalität der gemessenen invarianten Masse zu den beiden Impulsen erhält man:

$$M_{\mu\mu}^{\prime 2} \approx M_{J/\psi}^{2} \cdot \left(1 - \frac{\vartheta_{\rm ds;1}}{\Delta \vartheta_{1}} s_{z}\right) \cdot \left(1 - \frac{\vartheta_{\rm ds;2}}{\Delta \vartheta_{2}} s_{z}\right)$$
$$\approx M_{J/\psi}^{2} \cdot \left(1 - \left(\frac{\vartheta_{\rm ds;1}}{\Delta \vartheta_{1}} + \frac{\vartheta_{\rm ds;2}}{\Delta \vartheta_{2}}\right) \cdot s_{z} + \mathcal{O}\left(s_{z}^{2}\right)\right)$$

wobei $M_{J/\psi}$ die reale Masse der J/ψ ist. Nach Formel 3.3 ist $1/\Delta \vartheta \propto (1/q) \cdot p$. Man kann deshalb den blau gefärbten Term auch durch die *x*-Komponenten der Impulse Downstream ausdrücken:

$$\left(\frac{\vartheta_{\mathrm{ds};1}}{\Delta\vartheta_1} + \frac{\vartheta_{\mathrm{ds};2}}{\Delta\vartheta_2}\right) \propto p_1'\vartheta_{\mathrm{ds};\mu^+} - p_2'\vartheta_{\mathrm{ds};\mu^-} \approx p_{x;\mathrm{ds};\mu^+} - p_{x;\mathrm{ds};\mu^+}$$

Hierbei sind $p_{x;ds;\mu^+}$ und $p_{x;ds;\mu^-}$ die *x*-Komponenten der Myonenimpulse nach dem Magnetfeld. Die gemessene invariante Masse sollte sich also annähernd verhalten wie

$$M'_{\mu\mu}^{2} \propto M^{2}_{J/\psi} \cdot (1 - p_{x;ds;\mu^{+}} - p_{x;ds;\mu^{-}})$$

so dass man bei Sortierung nach dieser Variablen eine Abhängigkeit erwartet, die es bei einer Skalierung der Magnetfeldgröße nicht geben sollte.

^{3.3} würde dann dieser Skalierungsfaktor den kompletten Nenner um den selben Faktor verändern. Ein Unterschied zwischen einer solchen kompletten Skalierung entlang der z-Achse und einer entsprechenden Skalierung der Magnetfeldgröße wäre dann anhand von Massenpeaks nicht möglich.



Abbildung 3.11: Verteilung der J/ψ Kandidaten nach der Variablen $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$. Senkrechte Linien sind die Grenzen der verwendeten Einteilungsbereiche

In Abbildung 3.11 ist die Verteilung der J/ψ Kandidaten in Abhängigkeit der Variable $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ dargestellt. Es sind die Grenzen der Intervalle eingezeichnet, die im Weiteren verwendet werden, um für die darin liegenden J/ψ Kandidaten einen Massenpeak mit der Funktion $f_{J/\psi}$ anzupassen. Das Vorgehen ist identisch mit dem für die in Abschnitt 3.3.2 gezeigten Größen.

In Abbildung 3.12 sind die Massenpeaks in den Einteilungen nach der Variablen $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ dargestellt, wie sie sich bei entlang der z-Achse verschobenen Spurkammern ergeben. Es ist die Funktion $f_{J/\psi}$ für jeden Massenpeak angepasst und die sich daraus ergebenden gemessenen Massen jeweils genannt. Man erkennt ein deutliches Ansteigen dieses Wertes bei größeren Werten von $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$. In Abbildung 3.13 sind die Ergebnisse der Massenbestimmung nach der Variablen $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ für alle drei Szenarien im Vergleich dargestellt. Man erkennt, dass bei einer Skalierung des Magnetfeldes sich die Massen für verschiedene Werte von $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ nicht signifikant unterscheiden. Im Unterschied dazu ist eine deutliche Abhängigkeit der rekonstruierten Masse von der Variable $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ zu erkennen, wenn die Spurkammern entlang der z-Achse auseinander gezogen angenommen werden. Es ist somit möglich, zwischen diesen beiden Szenarien zu unterscheiden, wenn man, wie hier gezeigt, die invariante Masse in Abhängigkeit der Variablen $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ aufträgt.



 J/ψ mit Standardwerten für Magnetfeld aber veränderten z-Koord. der Spurkammern

Abbildung 3.12: Massenpeaks in Einteilungen der Variablen $p_{x;ds;\mu^+} - p_{x;ds;\mu^-}$ bei Verschiebung der Spurkammern entlang der z-Achse



Abbildung 3.13: Ermittelte Massen der J/ψ in Einteilungen der verschiedenen Größen und in den drei verschiedenen Szenarien: Schwarz: Standard-Detektor; Rot: veränderte Position der Spurkammern; Blau: verändertes Magnetfeld; Die fein gepunkteten Linien geben den Mittelwert des jeweiligen Szenarios an. Die grau gestrichelte Linie den Wert für die Masse, wie er bei der Generation verwendet wurde.

Literaturverzeichnis

- [Kal60] R. Kalman, A new approach to linearfiltering and prediction problems, Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, D82:35-45, 1960.
- [Gai82] J. E. Gaiser, Appendix-F Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Psi and Psi-Prime, Ph.D. Thesis, SLAC-R-255, 1982.
- [Fru87] R. Frühwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. Math. A262 p. 444, 1987.
- [TDR08] The LHCb detector at LHC, The LHCb Collaboration / 2008 JINST 3 S080005, 2008.
- [Pdg08] Particle Data Group, Particle Physics Booklet 2008.
- [Nee08] M. Needham, Momentum scale calibration using resonances, CERN-LHCb-2008-037; LPHE-2008-08.- Geneva : CERN, 2008.

4 Zusammenfassung

Im ersten Teil der Diplomarbeit wurde ein zweischrittiges Verfahren vorgeschlagen, um die Messung der doppeldifferentiellen Produktionsrate von K_S^0 Mesonen vorzubereiten. Dabei wurde gezeigt, dass die Selektion der $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ Zerfälle auf Minimum Bias Daten, die in wenigen Stunden Laufzeit des LHC im LHCb Experiment gesammelt werden, mit geringem Untergrund möglich ist. Mit Daten aus einer Monte-Carlo Simulation wurde die Effizienz in Abhängigkeit verschiedener Größen der Tochterpionen und des K_S^0 ermittelt. Anschließend wurde mit einem weiteren Datensatz eine Effizienzkorrektur durchgeführt. Um die Methode zu testen wurde die korrigierte Produktionsrate mit der simulierten verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass bei ausreichender Statistik bei der Erzeugung der Effizienzmatrizen eine gute Übereinstimmung erzielt werden kann.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden die invarianten Massen der Zerfallsprodukte der Zerfälle $K_S^0 \to \pi^+ \pi^-$ und $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ in drei verschiedenen Szenarien und in Abhängigkeit verschiedener kinematischer Variablen bestimmt. Im ersten Szenario wurde zur Rekonstruktion das selbe Magnetfeld und die selbe Position der Subdetektoren verwendet, wie bei der Generation der simulierten Daten. Im zweiten Szenario wurde bei der Rekonstruktion ein stärkeres Magnetfeld und im dritten Szenario eine veränderte Position der Spurkammern verwendet. Es wurde untersucht, wie sich die invarianten Massen in diesen Szenarien verändern und festgestellt, dass beide Szenarien zu einer höheren Bestimmung der invarianten Masse führen. Anschließend wurde eine Methode vorgeschlagen, um beide Szenarien mit Hilfe der invarianten Masse unterscheiden zu können und mit dem Zerfall $J/\psi \to \mu^+ \mu^-$ getestet. Mit dieser Methode soll die Impulskalibration des LHCb Detektors mit frühen Daten überprüft werden um zum Verständnis des Detektors beizutragen.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 4. März 2009