

**Messung der Ladungsasymmetrie bei
Proton-Proton Kollisionen mit einer
Schwerpunktsenergie von 7 TeV am LHCb
Detektor**

**zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
im Studienfach Physik
Universität Konstanz/Physikalisches Institut Heidelberg**

von

Lukas Zielke

Konstanz/Heidelberg

2010

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit
selbständig verfasst und keine anderen als die
angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Datum

Lukas Zielke

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Der LHCb- Detektor	5
2.1	Aufbau	6
2.2	Spurrekonstruktion	8
2.2.1	Strategie der Spurrekonstruktion	10
2.2.2	Ghosts und Clones	11
3	Proton-Proton Kollisionen	11
4	Datenstruktur	14
5	Monte Carlo Simulation von Proton-Proton Kollisionen	15
5.1	Prinzip	15
5.2	Generierte Monte Carlo Teilchen (MCG)	15
5.3	Rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR)	16
6	Vergleich kinematischer Größen für simulierte und gemessene Daten	16
6.1	Auswahlkriterien für generierte und rekonstruierte Monte Carlo Spuren und Daten	16
6.1.1	Generierte MC Teilchen	16
6.1.2	Rekonstruierte MC Teilchen und Daten	17
6.2	Vergleich der kinematischen Größen	19
7	Messung der Ladungsasymmetrie	23
7.1	Vergleich der Ladungsasymmetrie von rekonstruierten Monte Carlo Teilchen und Daten	23
7.2	Gründe für die Messung der Ladungsasymmetrie	26
7.2.1	Materialinteraktion	26
7.2.2	Protonreste	28
8	Zusammenfassung	32
9	Anhang	36
9.1	Kreuzungswinkel	36

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht Proton-Proton Kollisionen des Large Hadron Colliders (LHC) bei Schwerpunktsenergien von 7 TeV die mit dem LHCb- Detektor aufgenommen wurden. Gegenstand der Arbeit ist die Verteilung der Spuren geladener Teilchen.

Es soll untersucht werden, ob der Detektor eine, aufgrund des zweifach positiv geladenen Anfangszustands der Kollision, wie erwartet geringe positive Ladungsasymmetrie misst und wie stark sich diese auswirkt.

Für die nachgewiesenen Spuren wird eine Ladungsasymmetrie aus der Anzahl von Spuren positiv geladener Teilchen (p) und der Anzahl von Spuren negativ geladener Teilchen (n) mit $A = \frac{p-n}{p+n} = (1.1 \pm 0.1)\%$ gemessen, was gut mit der Simulation mit $A = (1.2 \pm 0.1)\%$ übereinstimmt.

Für eine exakte Messung müssen verfälschende Effekte, wie Materialwechselwirkungen im Detektor, Fehler der Spurrekonstruktion oder Proton-Restgas Kollisionen so weit wie möglich aus der Messung ausgeschlossen werden.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es die Monte Carlo Simulation, die auf bekannten Phänomenen beruht, mit den tatsächlich gemessenen Daten zu vergleichen, mögliche Unterschiede festzustellen und zu erklären.

Abstract

This work examines proton-proton collisions at the Large Hadron Collider (LHC) with center of mass energies of 7 TeV , recorded by the LHCb-detector. The subject-matter of this work is the track distributaion of charged particles.

It shall be examined whether the detector is able to messure a slightly positiv charge asymmetry, caused by the doubly positively charged initial state of the collision and how big this asymmetry is.

To calculate the charge asymmetrie for the measured tracks one uses the measured number of tracks of positively charged particles (p) and the number of tracks of negatively charged particles (n). The asymmetry for data arises to $A = \frac{p-n}{p+n} = (1.1 \pm 0.1)\%$, which is consistent with the asymmetry for the simulation with $A = (1.2 \pm 0.1)\%$.

For an exact measurement one must exclude falsifying effects such as material interaction in the detector, mistakes made by the track reconstruction or proton-gas collisions.

Another aim of this work is to compare the Monte Carlo Simulation, which is based on known phenomena, with the actually measured data and to determine possible differences and explain them.

1 Einleitung

Das LHCb-Experiment ist eines von vier großen Experimenten am Large Hadron Collider (LHC) in Genf. Die anderen Experimente heißen Atlas, CMS und Alice. An den vier Detektoren des Teilchenbeschleunigers LHC arbeiten verschiedene Gruppen aus aller Welt zusammen. Der Large Hadron Collider beschleunigt maximal etwa 2800 Protonenpakete a 115 Milliarden Protonen auf eine Geschwindigkeit sehr nahe der Lichtgeschwindigkeit. Der zeitliche Abstand dieser Protonenpakete beträgt etwa 25 *ns*. Kollisionen dieser Pakete werden in den vier großen Experimenten zu verschiedenen Zwecken analysiert.

Der LHCb- Detektor wurde gebaut, um CP-verletzende Zerfälle im System von b-Hadronen mit einer hohen Genauigkeit messen zu können. Das physikalische Ziel dahinter ist ein genaueres Verständnis der Quark-Flavourstruktur des Standardmodells zu erhalten und eventuelle Anzeichen von neuen Phänomenen zu finden. Voraussetzung für die bei LHCb geplanten Präzisionsmessungen ist ein sehr gutes Verständnis des Detektors und seiner Eigenschaften. Im Rahmen dieser Arbeit werden die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen analysiert. Insbesondere wird die Ladungsasymmetrie bestimmt und mit den Ergebnissen aus der Simulation verglichen. Die Arbeit ist wie folgt strukturiert: zuerst wird der Detektor mit den für die Messungen dieser Arbeit wichtigen Teilen, sowie den verwendeten Spurtypen und deren Rekonstruktion vorgestellt, dann folgt die Erklärung der Produktion von Teilchenströmen durch verschiedene Prozesse zwischen den Protonen und eine kurze Erläuterung der Simulation. Danach werden Spektren der Simulation und der Daten miteinander verglichen und prinzipiell erläutert, worin sie sich unterscheiden, anschließend wird die Messung der Asymmetrie mit den Auswahlkriterien, den Ausprägungen der Asymmetrie und den Gründen der Asymmetrie dargestellt.

2 Der LHCb- Detektor

Der LHCb- Detektor identifiziert Teilchen und rekonstruiert Spuren von Teilchen aus Ereignissen wie dem in Abbildung 1 dargestellten.

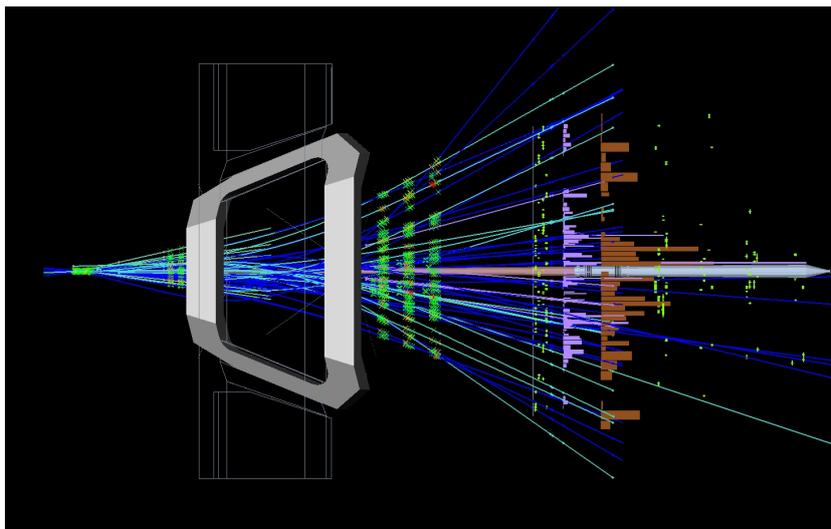


Abbildung 1: Sicht auf die Ablenkebene (xz Ebene) des Magneten. Der Wechselwirkungspunkt ist ganz links, grüne Kreuze sind Treffer in den verschiedenen Detektorteilen, aus welchen dann eine Spur rekonstruiert wird. Es handelt sich um ein Ereignis einer Simulation [CERNweb]

Dafür benutzt der LHCb Detektor verschiedenen Subdetektoren, welche nun vorgestellt werden.

2.1 Aufbau

Die folgende Abbildung zeigt den LHCb-Detektor in der Seitenansicht, bzw. die yz Ebene. Der Wechselwirkungspunkt, der von links bzw. rechts kommenden Protonen, befindet sich in der Nähe des Koordinatenursprungs innerhalb des Vertex Detektors.

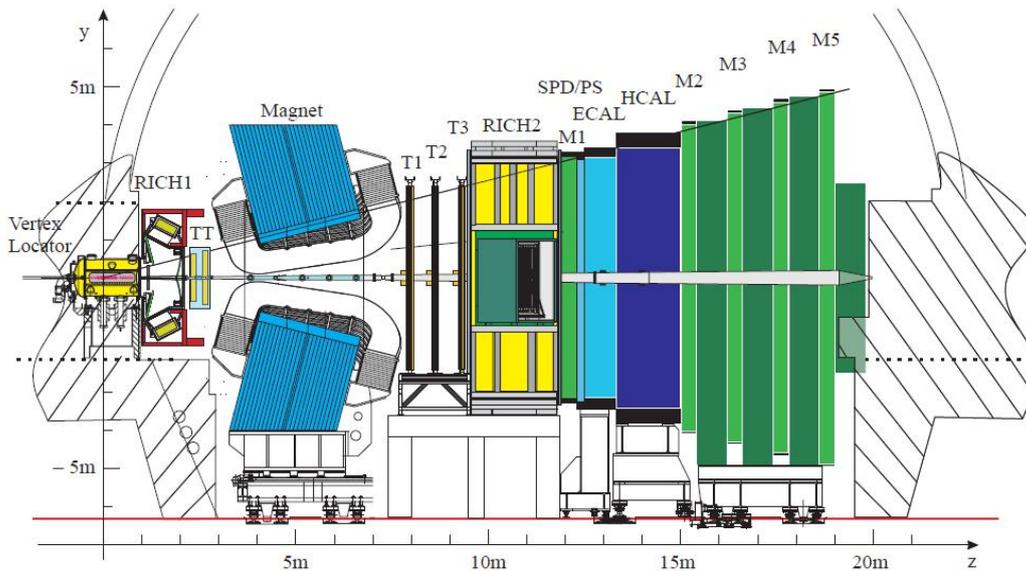


Abbildung 2: Der LHCb-Detektor in der y,z -Ebene: links beginnend der Vertex-Detektor (VELO), der RICH1, der Trigger Tracker (TT), der Magnet, die Spurkammern T1,T2,T3 (T-Stationen), der RICH2, die Myonkammer M1, die Kalorimeter (ECAL,HCAL) und die Myonkammern M2, M3, M4 und M5. [LHCb]

Für die hier gemachten Betrachtungen und Messungen sind der Vertex Detektor (VELO), der Triggertracker (TT) und das Hauptspursystem (T-Stationen) am wichtigsten. Diese werden unten näher beschrieben.

Daneben besteht der LHCb- Detektor noch aus Komponenten zur Teilchenidentifikation: zwei Ring-Cherenkov-Detektoren (RICH1+2), die den Öffnungswinkel des Cherenkovlichts benutzen, um Teilchen zu identifizieren, zwei Kalorimeter zum Nachweis von Photonen und Elektronen sowie Hadronen, und ein Myonsystem zur Detektion von Myonen.

VELO Der Vertex Detektor umgibt den Wechselwirkungspunkt der Protonenstrahlen. Er besteht aus zwei Halbscheiben, mit einem Loch in der Mitte. Der Abstand der Scheiben zum Teilchenstrahl kann je nach Stabilität des Strahls geändert werden, da ein instabiler nicht streng lokaler Strahl den VELO beschädigen könnte. Der Vertexdetektor besteht aus zwei auseinanderfahrbaren Detektorhälften die jeweils aus 21 halbkreisförmigen Siliziumstreifendetektoren aufgebaut sind. Die beiden fahrbaren Hälften ermöglichen es den Detektor im Falle unsicherer Strahlbedingungen zu öffnen, bzw. für einen stabilen Strahl den Detektor nahe (bis 8 mm) an den Strahl heranzufahren.

Durch die Siliziumdetektoren kann man die radialen und azimutalen Koordinaten einer Teilchenspur mit einer Genauigkeit von $10 \mu m$ messen.

Trigger Tracker (TT) der TT ist 150 cm breit und 130 cm hoch, somit deckt er den gesamten Winkelakzeptanzbereich des Detektors ab. Er wird benutzt um den Impuls niederenergetischer Teilchen zu bestimmen, da diese wegen der Ablenkung im Magnetfeldes nicht die T-Stationen erreichen. Er besteht aus Siliziumsensoren, die nahe am Strahlrohr feiner segmentiert sind. Die Genauigkeit der Ortbestimmung von Teilchentreffern ist 0.05 mm .

Spurkammern T1,T2,T3 (T-Stationen) Die Spurkammern sind aufgeteilt in innere (IT) und äußere (OT) Spurdetektoren. Der IT besteht, aufgrund der großen Spurdichte nahe am Strahlrohr, aus Siliziumsensoren und ist ähnlich wie der TT aufgebaut. Der OT besteht aus vielen Proportionalzählrohren mit einer $Ar-CO_2$ Gasmischung. Das Verhältnis der Gase ist $0,7 \text{ Argon}$ und $0,3 \text{ CO}_2$, da somit eine Driftzeit ermöglicht wird, welche die Auflösung von zwei aufeinander folgenden Proton-Proton Kollisionen erlaubt. [LHCfacts]

Der LHCb- Detektor kann Teilchen mit einem minimalen Winkel θ (siehe Abbildung 4) zum Strahlrohr von 10 mrad detektieren. Die Winkelakzeptanz in der Ablenkebene (xz Ebene) des Magneten beträgt 300 mrad , senkrecht dazu (yz Ebene) 250 mrad . Damit die Teilchen trotz eventueller starker Krümmung in den Spurkammern detektiert werden können, ist der Winkelakzeptanzbereich in der xz-Ebene größer im Vergleich zum Winkelakzeptanzbereich in der yz-Ebene.

Das Strahlrohr, das die Akzeptanz zu kleinen Streuwinkeln hin begrenzt, ist in Abbildung 3 genauer dargestellt.

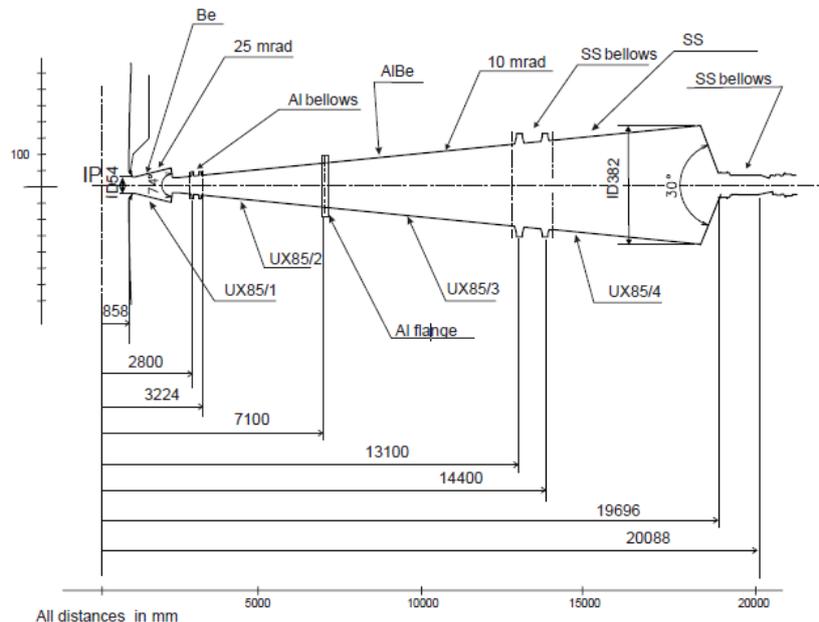


Abbildung 3: Das Strahlrohr: der erste Kegel mit einem Öffnungswinkel von 25 mrad und ein weiterer Kegel mit einem Öffnungswinkel von 10 mrad sind zu sehen. [M.Rothley]

Eine oft verwendete Variable, die den Winkel θ zum Strahlrohr beinhaltet, heißt Pseudorapidität.

Pseudorapidität η Die Pseudorapidität ist wie folgt über den Winkel θ zwischen Impulsvektor \underline{p} und der Strahlachse z definiert

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1)$$

Folgende Tabelle enthält markante Werte von η und den dazugehörigen Winkel θ in Grad

η	θ [°]
0	90
1.5	25,2
4.38	1,4
5.3	0,6
9	0,1
∞	0

Tabelle 1: η Werte in Winkeln

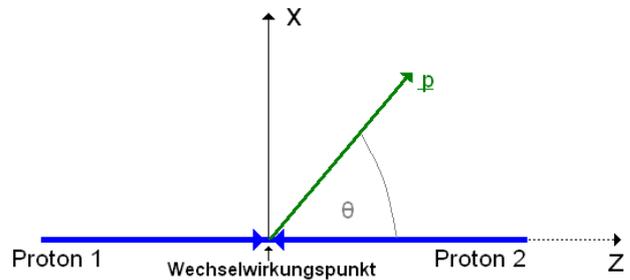


Abbildung 4: Schematische Darstellung einer Proton-Proton Kollision mit dem Winkel θ

Je größer also die Pseudorapidität, desto geringer ist der Öffnungswinkel der Teilchen mit dem Strahlrohr. Die aufgenommenen Spektren zeigen eine Pseudorapiditätsverteilung in einem η -Bereich von ungefähr 1.5 bis 5.3. Die Geometrie des Detektors schränkt die Akzeptanz auf einen Pseudorapiditätsbereich von $1,9 < \eta < 5,3$ ein (siehe Abschnitt 2.1). Zur Berechnung der Ladungsasymmetrie wird jedoch das komplette Spektrum der Messung betrachtet, um keine echten Teilchen auszuwählen, da das Magnetfeld die Teilchen außerhalb des geometrisch beschränkten Winkelbereiches $1,9 < \eta < 5,3$ in die Akzeptanz „zurückbiegen“ kann. Spuren mit noch größerer Pseudorapidität fliegen zu nah an der Strahlachse, sodass sie nicht detektiert werden können, mit einer kleineren kollidieren sie mit dem Magneten oder fliegen ganz am Detektor vorbei. Bei einer Pseudorapidität von $\eta = 4.4$ ist in den Spektren ein Senke zu sehen (siehe dazu Abbildung 16). Dies lässt sich mit der Geometrie des Strahlrohres bzw. dem Öffnungswinkel des ersten Konus erklären. Teilchen mit einem Flugwinkel von 25 mrad ($\eta \approx 4,4$) durchdringen mehr Material, was eine geringere Rekonstruktionseffizienz zur Folge hat (siehe dazu Abbildung 3). [M.Rothley]

2.2 Spurrekonstruktion

Abbildung 5 enthält eine Skizze der verschiedenen Spurtypen und der Magnetfeldstärke in Z-Richtung

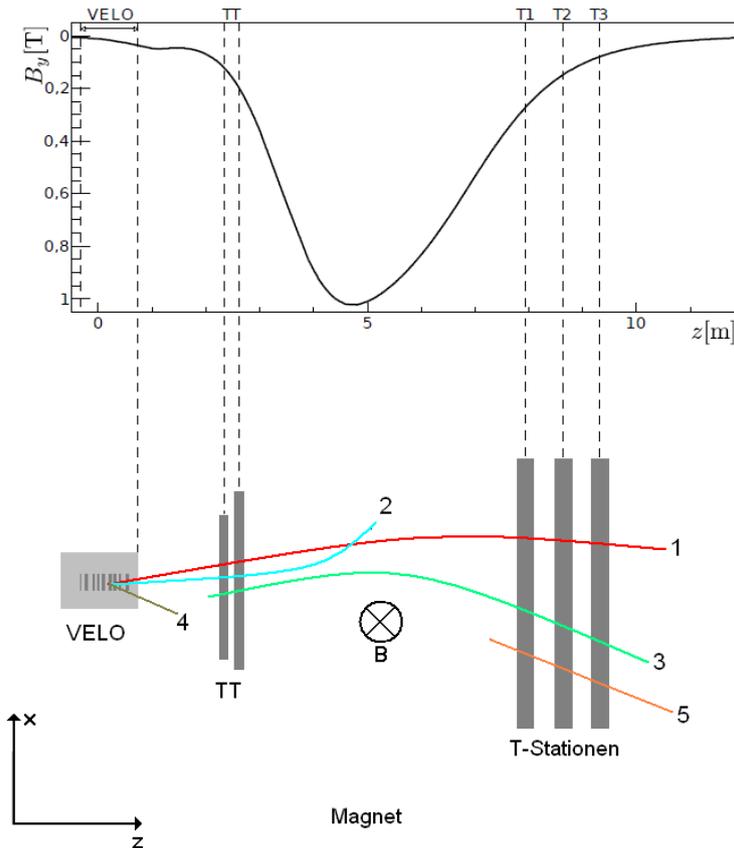


Abbildung 5: Schematische Darstellung des Detektors in der xz -Ebene mit den verschiedenen Spurtypen und der dazugehörigen Magnetfeldstärke: Longtrack (1), Upstream Spur (2) und die Downstream Spur (3), VELO Spuren (4) und die T Spuren (5). (Magnetfeldstärke über z -Richtung aus [LHCb])

Die verschiedenen Spuren haben bestimmte charakteristische Eigenschaften

- Longtracks (1): diese Art der Spur durchläuft alle Stationen des Spurfindungssystems und besitzt die beste Impulsauflösung. Sie werden daher bevorzugt für physikalische Analysen benutzt.
- Upstream Spur (2): diese Teilchen weisen einen zu geringen Impuls auf, sodass sie in den Magneten gebogen werden. Sie sind nicht im Akzeptanzbereich der T-Stationen.
- Downstream Spur (3): diese Teilchen stammen meistens aus langlebigen Zerfällen, wie z.B. den K_S^0 - Zerfällen. Diese zerfallen erst außerhalb des Vertexdetektors.
- Velo Spuren (4): weisen nur im VELO Treffer auf und sind annähernd gerade. Die Steigung der VELO-Spur wird zur Berechnung der Pseudorapidität benutzt.
- T Spuren (5): weisen nur Treffer in den T-Stationen auf und sind ebenfalls annähernd gerade.

In dieser Arbeit werden nur „Longtracks“ betrachtet. Das hat folgende Gründe:

- die durchschnittliche Rekonstruktionseffektivität für Spuren mit Impulsen von mindestens 10 GeV ist mit 94% sehr hoch.

- die Ghostrate, das ist die Rate falscher Spuren (siehe dazu Abschnitt 2.2.2), ist für „Longtracks“ mit Impulsen von mindestens 10 GeV nur etwa 3%.
- „Longtracks“ sind die Spuren mit der besten Impulsauflösung, da sie die meisten Treffer in den verschiedenen Detektorteilen aufweisen. Eine größere Anzahl von Treffern in den T-Stationen macht eine genauere Spurrekonstruktion, und damit eine höhere Impulsauflösung, möglich.

Es zeigt sich, dass Teilchen mit kleinem Impuls schlechter detektiert werden können, das liegt daran, dass die Krümmung durch das Magnetfeld für sie größer ist und sie deshalb aus der Akzeptanz gebogen werden.[LHCb]

Im Folgenden wird nur noch von langen Spuren geredet, wobei ein „Longtrack“ gemeint ist.

2.2.1 Strategie der Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion, insbesondere die Messung des Impulses, muss hier stark vereinfacht werden, da dieses Thema sehr komplex ist.

Abbildung 6 skizziert das Zuordnen von Treffern im Detektor zu Spuren und die erste, grobe Berechnung der Ladung und des Impulses

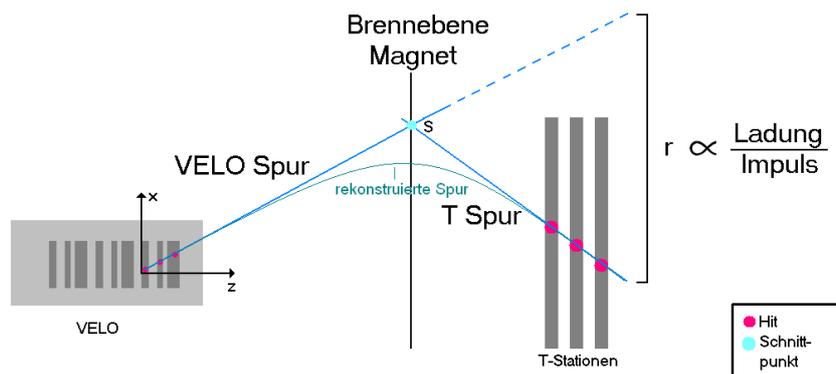


Abbildung 6: Skizzierung der Rekonstruktionsmethode für „Longtracks“ in der x,z-Ebene

Die, wegen eines sehr geringen Restmagnetfeldes (siehe Abbildung 5), fast geraden VELO- und T-Spuren werden linear extrapoliert und der Schnittpunkt S berechnet. Liegt dieser Schnittpunkt in der Brennebene des Magneten (vergleichbar mit Brennebene einer Linse), so gehören die beiden Spuren mit hoher Wahrscheinlichkeit zu dem selben Teilchen. Je mehr Treffer zu einer Spur vorhanden sind, desto genauer kann der Abstand r bestimmt werden. Für den Abstand r , welcher der zur T-Station parallele Abstand zwischen der linearen Erweiterung der VELO-Spur und dem letzten Treffer in der T-Station der T Spur ist, gilt

$$r \propto \frac{q}{p} \quad (2)$$

Wobei q die Ladung und p die erste Abschätzung des Impulses ist. Somit hat man nun Informationen über die Ladung (durch das Vorzeichen von r , also die Krümmung) und über den ungefähren Impuls des Teilchens zur rekonstruierten Spur. [LHCb]

2.2.2 Ghosts und Clones

„Ghosts“ und „Clones“ sind falsch rekonstruierte Spuren. Ein Ghost ist eine Spur, die aus zufällig verteilten, nicht zugehörigen Treffern zusammengesetzt wird. Somit wird fälschlicherweise ein geladenes Teilchen rekonstruiert. Ein Clone ist ein Teilchen das mehr als einmal rekonstruiert wurde. Eine Spur heißt Clone, wenn mehr als 70% der Treffer mit einer anderen Spur geteilt werden. Das bedeutet, dass Teilchen rekonstruiert werden, die keine echten Teilchen sind. Für „Longtracks“ liegt die Ghostrate um einen einstelligen Prozentwert. Für Teilchen mit geringem Impuls und geringem transversalen Impuls ist die Ghostrate am höchsten.[LHCb]

Diese Raten sind aufgrund des nicht vollständig richtig simulierten Detektorverhaltens für die Simulation und Daten unterschiedlich. Für die verwendeten Daten kann die Ghostrate noch nicht angegeben werden, was eine Verfälschung der Asymmetrie durch diese Rekonstruktionsfehler möglich macht.

3 Proton-Proton Kollisionen

Zu den sichtbaren Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV der beiden Strahlen tragen unterschiedliche Prozesse bei:

- **elastische Streuung**, bei der beide Protonen erhalten bleiben.
- **diffraktive Prozesse**, wobei es zur Dissoziation eines oder beider Protonen kommen kann.
- **tiefinelastische Prozesse**, wobei beide Protonen dissoziieren.

Mit dem LHCb-Detektor können hauptsächlich inelastische Prozesse beobachtet werden, da Produkte aus elastischen Streuungen und diffraktiven Kollisionen zu geringe Pseudorapiditäten aufweisen, also zu nah am Strahlrohr entlangfliegen, um sie detektieren zu können.

In Abschnitt 7.2.2 können durch Monte Carlo Simulationen elastisch gestreute Protonen gefunden und deren Eigenschaften in typischen Variablen aufgezeigt werden.

Die erste Art der Kollision ist die vollständig **elastische Kollision**, bei der die beiden Protonen sehr eng in die jeweilige Richtung am Strahlrohr weiterfliegen. Ein positiver Wert der Pseudorapidität bedeutet dabei, dass sich das Teilchen im Halbraum, indem auch der Detektor steht, befindet.

Diffraktive Prozesse werden über den Austausch von ladungs- und farbneutralen Objekten, auch als „Pomeron“ bezeichnet, beschrieben. Die „Pomeronen“ haben die Quantenzahlen des Vakuums und müssen farblos sein, da die Reichweite des Austausches zu groß ist für starke Wechselwirkung. Da durch den Austausch eines farbneutralen Teilchens die Farbneutralität der Protone erhalten bleibt, kann die starke Wechselwirkung das Proton zusammenhalten, sodass es nicht zur Dissoziation kommen muss.

Bei einfachen und doppelten, diffraktiven Prozessen, und damit bei der Produktion von vielen Teilchen wie zum Beispiel Hadronen und Fermionen, ist eine Lücke im Pseudorapiditätsbereich in Abbildung 7 zusehen. In diesem sogenannten „Gap“ kommt es nicht zu Teilchenströmen. Kommt es jedoch zu tiefinelastischer Streuung sind die produzierten Teilchen mit dem LHCb-Detektor beobachtbar, da sie im Winkelakzeptanzbereich des

Detektors liegen.

Beim, in Abbildung 7 dargestellten, **doppelten Pomeron** senden beide Protonen ein Pomeron aus, die dann miteinander wechselwirken, dabei können Teilchen in einem vom Strahlrohr aus gesehenen, großen Winkeln entstehen.

Abbildung 7 zeigt die möglichen Arten der Kollision und die Pseudorapiditätsbereiche, in denen die Produkte nachzuweisen sind

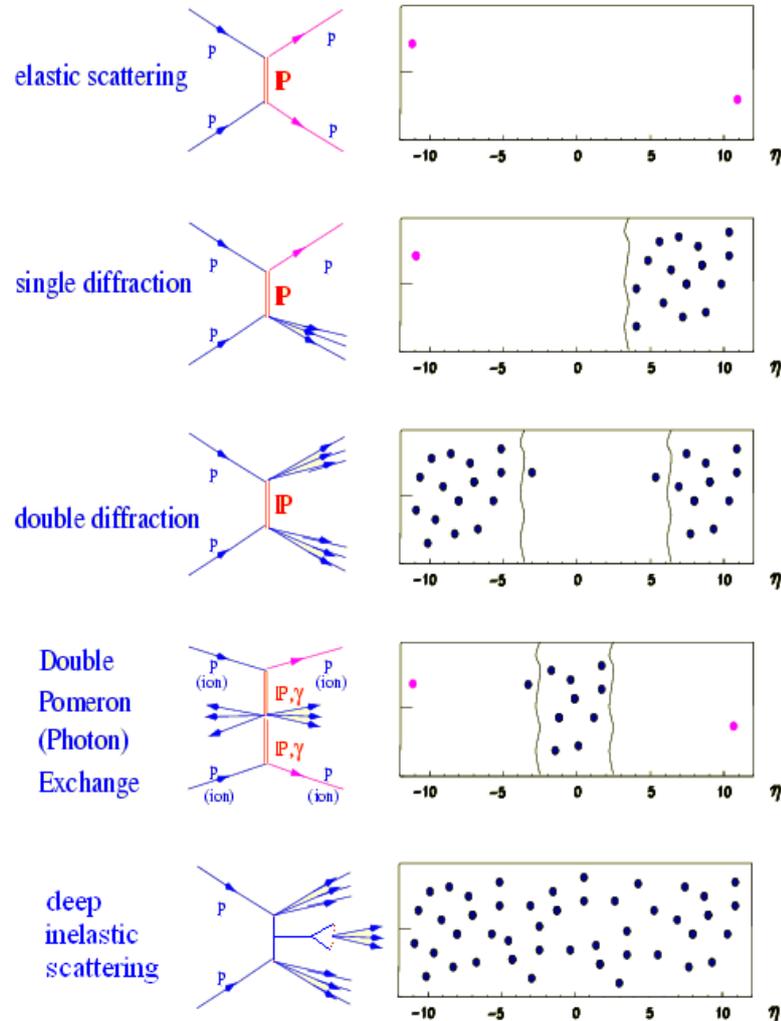


Abbildung 7: Arten der Kollisionen und η -Bereiche [DeRoock]

Die komplexen tiefinelastischen Prozesse sollen im Folgenden genauer erläutert werden:

Tiefinelastische Prozesse In Abbildung 8 ist die erwähnte, komplizierte innere Struktur der Protonen abgebildet. Sie wurde aus Strukturfunktionsmessungen mit inelastischen Elektron-Proton Wechselwirkungen bestimmt. Alle Teilchen, welche die innere Struktur des Protons ausmachen, heißen Partonen. Dabei gibt es die drei Valenzquarks des Protons: zwei Up-Quarks und ein Down-Quark. Desweiteren, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, alle anderen Quarks des Standardmodells und jeweils auch Anti-Quarks und Gluonen. Diejenigen Quarks, welche keine Valenzquarks sind, heißen Seequarks (man spricht von

einem See aus Nicht-Valenzquarks, dem Quarksee. Indem sich alle bekannten Quarks, mit einer ihrer Energie zugeordneten Wahrscheinlichkeit, befinden).

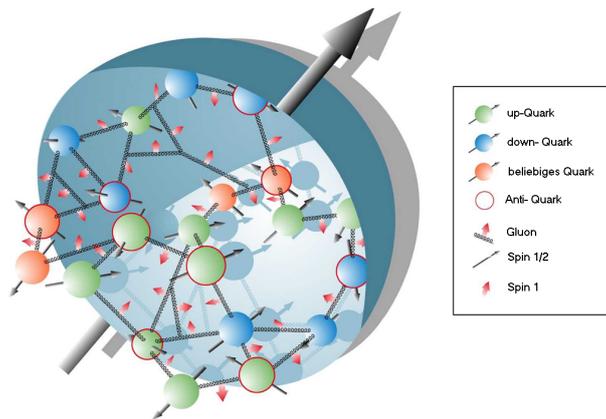


Abbildung 8: Schematische Darstellung der inneren Struktur eines Nukleons [Münster]

Von tiefinelastischen Prozessen spricht man nun, wenn Protonen miteinander wechselwirken. Dabei kommt es zur **Hadronisierung**. Abbildung 9 skizziert allgemein den Ablauf einer Hadronisierung, welche für den einen enormen Teilchenstrom (sogenannte „Hadronenjets“), der teilweise mit dem LHCb-Detektor gemessen werden kann, verantwortlich ist.

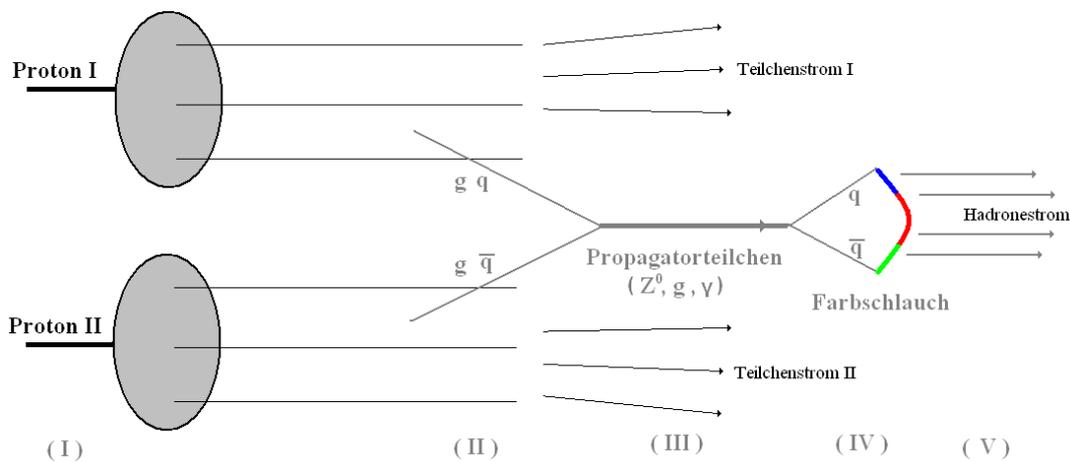


Abbildung 9: Schematische Darstellung einer Hadronisierung beim tiefinelastischen Prozess zwischen zwei Protonen

- (I) : Es fliegen zwei beschleunigte Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufeinander zu.
- (II) : **Quark** und **Antiquark** aus dem Quarksee (wobei auch mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit ein Valenzquark beteiligt sein kann) oder **Gluonen** aus dem Proton wechselwirken miteinander.
- (III): Es entsteht ein ladungsneutrales **Propagatorteilchen**, wie z.B. ein Gluon (starke Wechselwirkung), ein Z^0 -Boson (schwache Wechselwirkung) oder ein Photon γ (elektromagnetische Wechselwirkung). Desweiteren entstehen aus den restlichen Protonen Teilchenströme (Teilchenstrom I und II), da durch die Wechselwirkung

farbtragender Teilchen in Schritt (II) miteinander wechselwirken, die Farbneutralität der Protonen nicht mehr gegeben ist und so die starke Wechselwirkung das Proton nicht mehr zusammenhalten kann. Die beiden Protonen dissoziieren.

- (IV) : Aus dem Propagatorteilchen entsteht wiederum ein hochenergetisches, sich voneinander fortbewegendes Quark- Antiquark -Paar, das mit einem ständigen Gluonenaustausch miteinander wechselwirkt, da Quarks nicht separat stehen dürfen. Dabei entsteht eine sogenannter „**Farb-oder Gluonenschlauch**“ (oder auch „Farbfeld“). Dieses Farbfeld entnimmt seine Energie der Bewegungsenergie des Quark-Antiquark- Paares.
- (V) :Es ist irgendwann energetisch günstiger für den „Farbschlauch“ zu zerreißen, wobei weitere Quark-Antiquark- Paare aus dem Vakuum entstehen. Diese Quark-Antiquark- Paare wechselwirken instantan mit den ursprünglichen in (IV) entstandenen Quarks und Antiquarks und erzeugen so (farbneutrale) **Hadronenströme** (Mesonen und Baryonen).

Der Pseudorapiditätsbereich von tiefinelastischen Prozessen ist in Abbildung 7 ergänzt. Man sieht, dass nun im gesamten Winkelbereich Teilchenströme sind. Somit auch in der Winkelakzeptanz des LHCb- Detektors.

Die Produkte aus den in diffraktiven und tiefinelastischen Prozessen, dissoziierten Protonen, heißen „Protonrest“. Sie werden in dieser Arbeit (siehe Abschnitt 7.2.2) auf Generatorebene untersucht und als Grund für die gemessene Ladungsasymmetrie identifiziert.

4 Datenstruktur

Die in dieser Arbeit verwendeten realen Daten entstehen folgendermaßen: nach einer Proton-Proton Kollision, einer Proton-Restgas Kollision oder Materialwechselwirkungen, gibt der Detektor „Treffer“ oder „Nicht-Treffer“ in den verschiedenen Kanälen der Subdetektoren an. Die Koordinaten der Kanäle geben Informationen über den Ort des Treffers. Mit diesen Geometrieinformationen und zusätzlichen Informationen über das Magnetfeld (Konfiguration und Magnetfeldstärke) berechnet eine Spurrekonstruktionssoftware mögliche Spuren (siehe Abschnitt 2.2.1).

Mit Hilfe der Informationen der Kalorimeter, der zwei RICH-Detektoren und der Myonkammern wird eine Teilchenhypothese der stabilen Teilchen aufgestellt. Diese sind meist Pionen, Kaonen, Protonen, Elektronen und Myonen. Zusätzlich wird Teilchen in Kombination durch bestimmte Minimalanforderungen (z.B. Impuls, Flugwinkel) eines Zerfalls ein Mutterteilchen zugeteilt (z.B. wird einem π^- und einem π^+ die die Minimalanforderungen ein K_s -Zerfalls erfüllen, ein K_s als Mutter zugeordnet) . Dies ist für diese Arbeit jedoch nicht relevant.

Diese physikalischen Informationen (rekonstruierte Spur, Teilchenhypothese, Mutterteilchen, invariante Masse, Impuls und Ladung etc.) werden alle auf einem sogenannten „n-Tuple“ gespeichert und können für Analysen ausgelesen werden.

5 Monte Carlo Simulation von Proton-Proton Kollisionen

5.1 Prinzip

Das grobe Vorgehen zur Erzeugung von simulierten Ereignissen, mittels dem Monte Carlo Verfahren, kann folgendermaßen eingeteilt werden: die bekannte Physik des Standardmodells wird in einer Ereignissimulation implementiert und berechnet, aus Inputparametern der Kollision, die Viererimpulse der erzeugten Teilchen. Man muss zwischen der Generatorebene und der Rekonstruktionsebene, der rekonstruierten Spuren von Monte Carlo Teilchen unterscheiden. Abbildung 10 zeigt, wie man diese Ebenen unterscheiden kann, was sie charakterisiert und wie es zu rekonstruierbaren MC Spuren kommt.

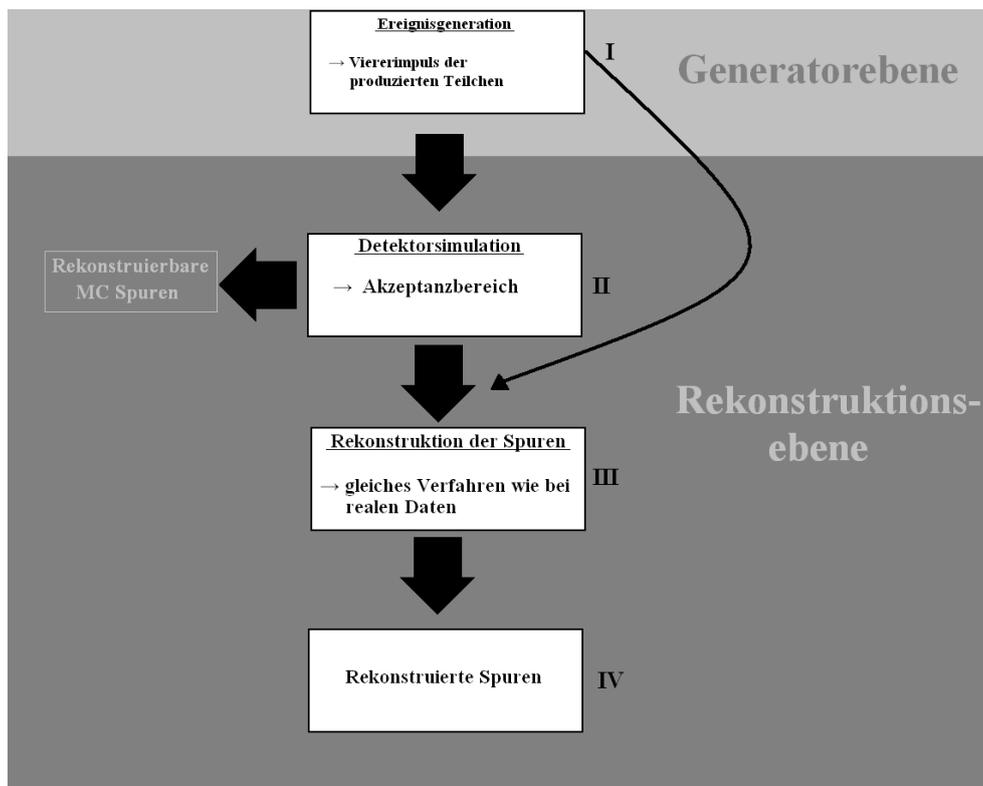


Abbildung 10: Schema der Monte Carlo Simulation

5.2 Generierte Monte Carlo Teilchen (MCG)

Generierte Monte Carlo Teilchen sind Teilchen, deren Produktion aus Proton-Proton Kollision simuliert werden und bei denen die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial noch nicht beschrieben ist (keine Senke bei $\eta \approx 4.38$). Es kann somit die Verteilung der Teilchen im ganzen Raum oder in bestimmten Regionen betrachtet werden (I). Desweiteren kann bei der Simulation bereits geprüft werden, in wieweit ein Teilchen rekonstruiert werden kann, indem z.B. geprüft wird, durch welche Detektorteile es fliegt und ob dies ausreicht um als Spur rekonstruiert werden zu können (siehe in Abbildung 10 „Rekonstruierbare MC Spuren“, I + II).

5.3 Rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR)

Auf die generierten Monte Carlo Teilchen wird dieselbe Rekonstruktionssoftware wie sie für Daten verwendet wird, angewandt (III). Daraus resultieren realistische Spuren (IV). Damit können rekonstruierte Monte Carlo Teilchen mit gemessenen Daten verglichen werden, um zum Beispiel Systematiken der Spurrekonstruktion zu erkennen oder Aussagen über Detektoreigenschaften machen zu können. Es treten Rekonstruktionsfehler, wie Ghosts und Clones, genauso auf, wie bei echten Daten (siehe dafür 2.2.2).

6 Vergleich kinematischer Größen für simulierte und gemessene Daten

Es sollen normierte Verteilungen rekonstruierter Monte Carlo Spuren und Daten verglichen werden. Dazu soll zuerst die Selektion der Daten anhand von bestimmten Auswahlkriterien beschrieben werden. Dabei werden auch Auswahlkriterien für generierten Teilchen, welche für spätere Untersuchungen (siehe Abschnitt 7.2.2) eine Rolle spielen, beschrieben.

6.1 Auswahlkriterien für generierte und rekonstruierte Monte Carlo Spuren und Daten

Für den Impuls und den transversalen Impuls der Teilchen wurden keine Selektionskriterien definiert, da bei der Messung der Ladungsasymetrie durch eine Selektion mehr negative bzw. positive herausgeschnitten werden könnten, was eine Aussage über die zugrundeliegende Produktions- und Detektionsasymmetrie unmöglich macht.

6.1.1 Generierte MC Teilchen

Um sicher zu gehen, dass die gemessenen Spuren aus einer Proton-Proton-Kollision kommen und nicht aus einer Materialwechselwirkungen im VELO, kann bei generierten MC Teilchen auf die Koordinaten des tatsächlichen *Produktionsvertex* des Teilchens geschnitten werden. In der zweidimensionalen Darstellung der Produktionsvertices kann ein geeigneter Bereich ausgewählt werden. Dabei wurden alle geladenen Teilchen betrachtet, die einen in positive Z-Richtung zeigenden Impuls aufweisen.

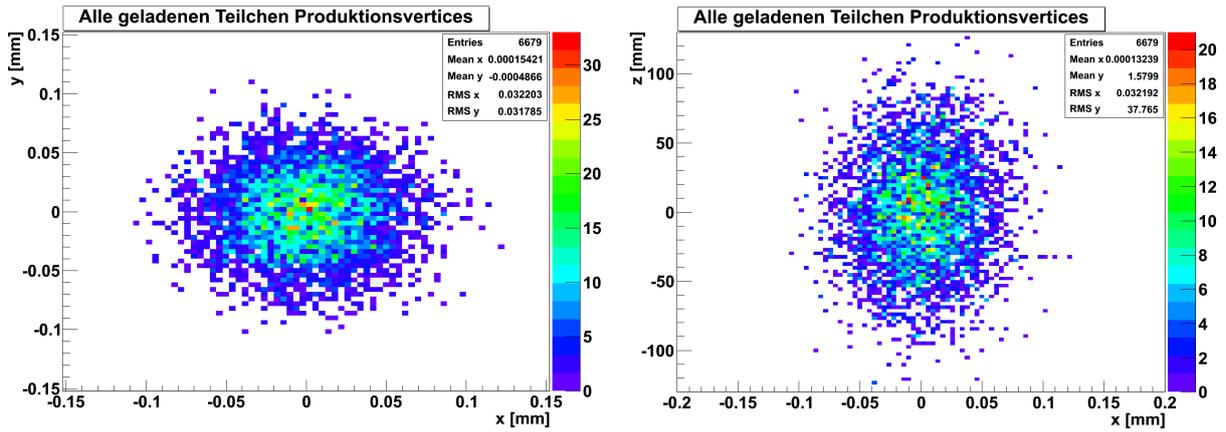


Abbildung 11: x,y-Verteilung der Produktionsvertices aller generierten, geladenen MC Teilchen

Abbildung 12: x,z-Verteilung der Produktionsvertices aller generierten, geladenen MC Teilchen

In anbetracht der in Histogramm 11 und 12 dargestellten Produktionsvertices wurde der Produktionsvertex auf folgenden Bereich eingeschränkt

$$\frac{|x| [mm]}{< 0.1} \quad \frac{|y| [mm]}{< 0.1} \quad \frac{|z| [mm]}{< 100}$$

Tabelle 2

6.1.2 Rekonstruierte MC Teilchen und Daten

Folgende Liste enthält die Auswahlkriterien, nach deren Anwendung die Ladungsasymmetrie von rekonstruierten MC Teilchen und Daten bestimmt wurde. Eine äquivalente Behandlung der rekonstruierten Monte Carlo Teilchen und der Daten dient dazu sie vergleichbar zu machen.

- die Daten mit unterschiedlicher **Magnetfeldorientierung** (in positive y-Richtung: „Magnet Up“ oder negative y-Richtung: „Magnet Down“) erlauben einen sehr guten Test, ob die gemessene Ladungsasymmetrie eine Folge einer asymmetrischen Detektorakzeptanz ist. Durch Umpolung des Magnetfeldes landen die Teilchen einer bestimmten Ladung in der anderen Detektorhälfte wie zuvor.
- es wurden nur lange Spuren für die Messung verwendet.
- der Winkelakzeptanzbereich des Detektors wird eingeschränkt auf einen **Pseudorapiditätsbereich** von $1.5 < \eta < 5.2$.
- um die Datenrate von rund 10 Millionen Ereignisse pro Sekunde sinnvoll zu reduzieren benutzt LHCb den sogenannten **L0 Trigger** (nach dem L0 Trigger und einem weiteren Trigger, dem High Level Trigger der nach Stoßparametern (siehe Abschnitt ??) filtert, sind es nur noch 2000 Ereignisse pro Sekunde). Die spezielle Elektronik des L0 Triggers sucht in den Detektorteilen des Kalorimeters und der Myonkammern, ob das Ereignis gewisse Minimalbedingungen erfüllt. Der Trigger nutzt aus, dass Teilchen, die direkt aus der Proton-Proton Kollision kommen, einen

hohen transversalen Impuls haben. Diese Teilchen filtert dieser Trigger dann heraus. Desweiteren schneidet er Ereignisse mit mehr als nur einer Kollision zwischen Protonen heraus, indem er eine vereinfachte VELO-Spur rekonstruiert, die Ereignisse mit mehreren Proton-Proton Kollisionen nicht aufweisen.[CERNweb]

- eine Selektion durch den **Flugwinkel** wird verwendet, um Materialwechselwirkung ausschließen zu können. Es wird auf einen Bereich von $\cos(\varphi) > 0.98$ (siehe dazu Abschnitt 7.2.1) eingeschränkt. Er ist wie folgt definiert:

Flugwinkel Aus den Informationen über den Impuls (\underline{p}), den Primärvertex (\underline{a}) und den ersten Treffer im VELO (\underline{b}), kann der sogenannte Flugwinkel wie folgt berechnet werden:

$$\cos(\varphi) = \frac{(\underline{b} - \underline{a}) \cdot \underline{p}}{|\underline{b} - \underline{a}| \cdot |\underline{p}|} \quad (3)$$

Dabei ist der Winkel φ der Winkel zwischen dem ersten berechneten Impulsvektor und dem Vektor zwischen Primärvertex und erstem Treffer im VELO. Abbildung 13 veranschaulicht den Zusammenhang. Je kleiner dieser Winkel, desto wahrscheinlicher kommt das beobachtete Teilchen mit dem Impuls \underline{p} aus dem Primärvertex (Wechselwirkungspunkt der Protonen).

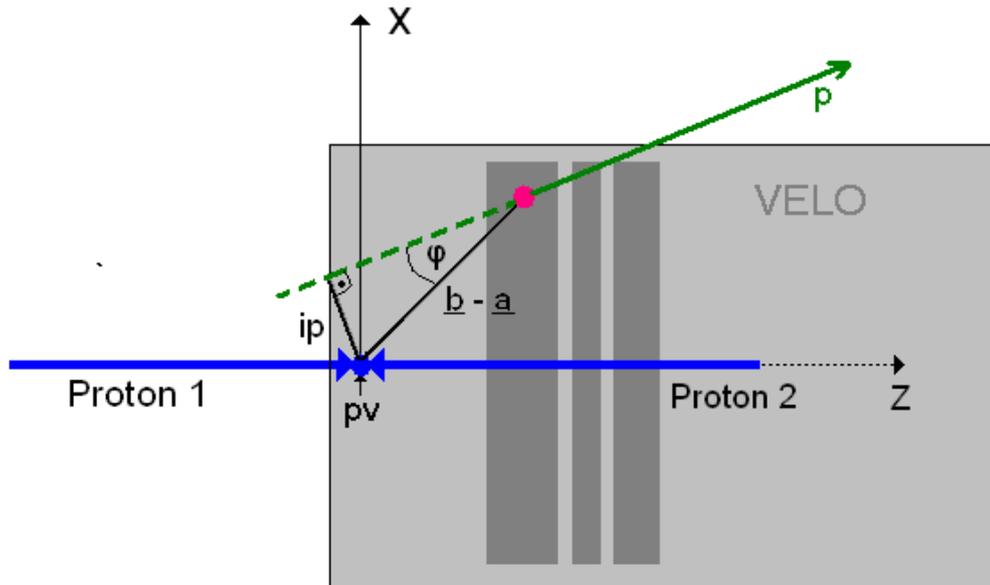


Abbildung 13: Schematische Darstellung des Flugwinkels

Die Größe ip wird als Stossparameter (Impact Parameter) bezeichnet. Er misst den senkrechten Abstand zwischen Impulsvektor und Verbindung vom Primärvertex und dem ersten Treffer im VELO. Sie kann ebenfalls zur Unterscheidung von Spuren aus Proton-Proton Ereignissen und Spuren von Untergrundprozessen beitragen.

Eine weitere Variable in der man rekonstruierte Monte Carlo Spuren und Daten vergleichen kann ist der transversale Impuls. Er ist wie folgt definiert

Transversalimpuls p_T Der Transversalimpuls p_T berechnet sich aus den $p_{x,y}$ -Komponenten des jedem Teilchen nach der Produktion bzw. für Daten Rekonstruktion zugeordneten Lorenzvektors folgendermaßen

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (4)$$

Dabei ist die z-Achse die Strahlachse. Abbildung 14 zeigt die Orientierung des Transversalimpulses in Bezug zur Flugrichtung des (geladenen) Teilchens.

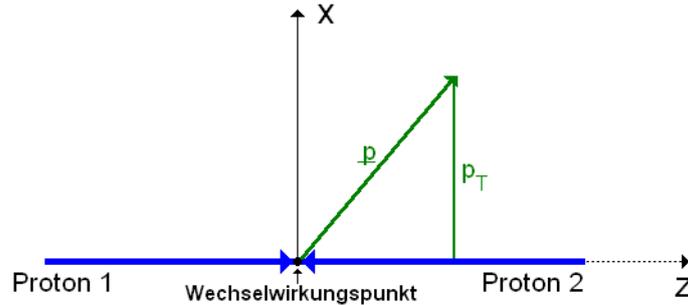


Abbildung 14: Schematische Darstellung einer Proton-Proton Kollision mit dem Impulsvektor und dem Transversalimpulsanteil

Der Transversalimpuls hängt bei den gemessenen Spuren der geladenen Teilchen mit der Pseudorapidität so zusammen, dass Teilchen mit geringem Transversalimpuls ein größeres η aufweisen (siehe dazu Abbildung 15).

6.2 Vergleich der kinematischen Größen

Die Häufigkeit geladener Spuren bei bestimmten Werten der Pseudorapidität und dem dazugehörigen Transversalimpuls ist in Abbildung 15 dargestellt.

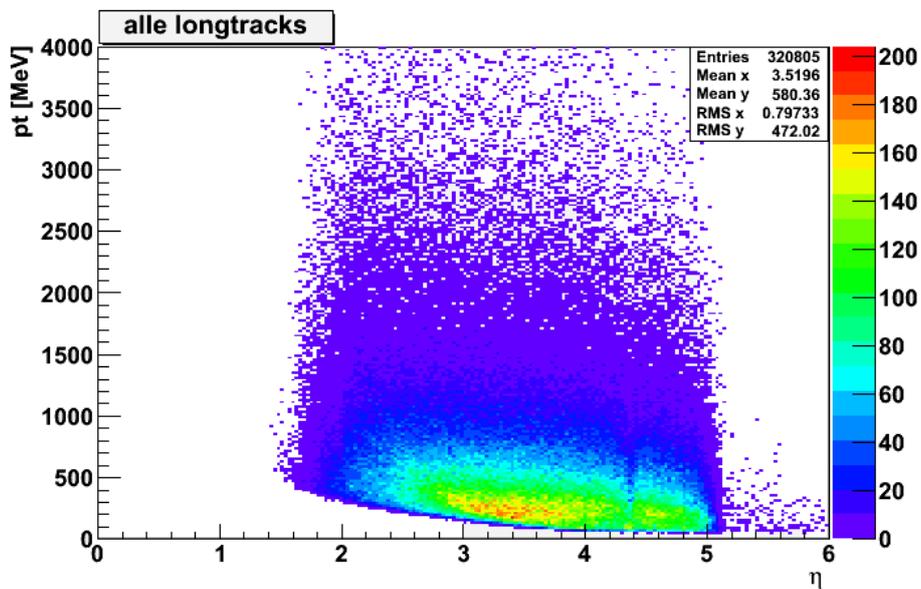


Abbildung 15: Pseudorapidität und Transversalimpuls in Daten

In Abbildung 15 fällt auf, dass die Spuren mit niedrigem η im Allgemeinen einen höheren transversalen Impuls aufweisen. Desweiteren ist eine Senke bei $\eta \approx 4.4$ zu beobachten. Man erkennt, dass sehr wenige Teilchen mit einer Pseudorapidität von $\eta > 5.3$ rekonstruiert worden sind. Diese Spuren liegen zu weit außerhalb der Geometrie des Detektors vorgegebenen Akzeptanz, sodass sie in weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt werden.

Im Folgenden sind die verschiedenen Verteilungen (Anzahl der rekonstruierten Spuren über Pseudorapidität, transversalem Impuls und Impuls) für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen und Daten auf eine willkürlich ausgesuchte Zahl normiert dargestellt, um mögliche systematische Abweichungen zwischen Simulation und Datenerfassung zu erkennen und den allgemeinen Verlauf beschreiben zu können. Aufgrund der Art der Normierung ist die Y-Achse normierter Verteilungen fortan als „arbitrary units“ („au“) beschriftet, was soviel bedeutet wie „willkürliche Einheit“.

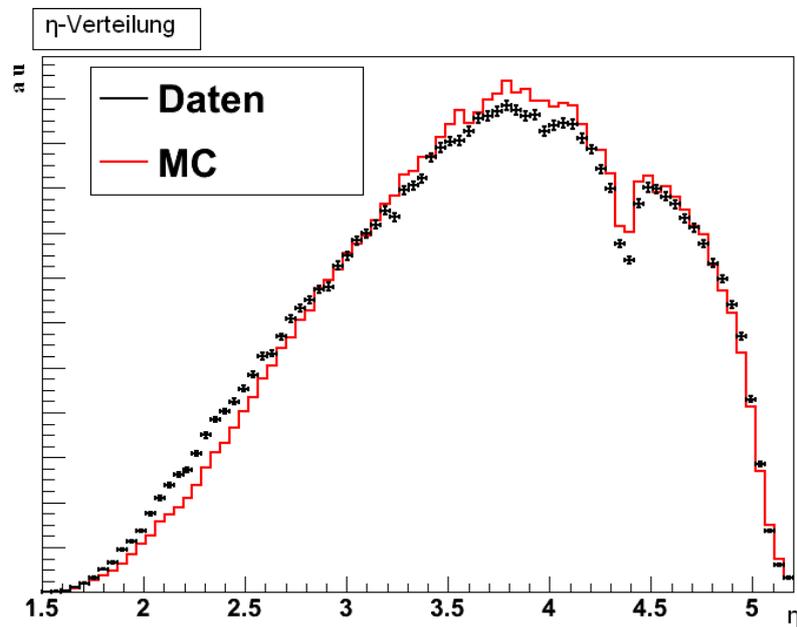
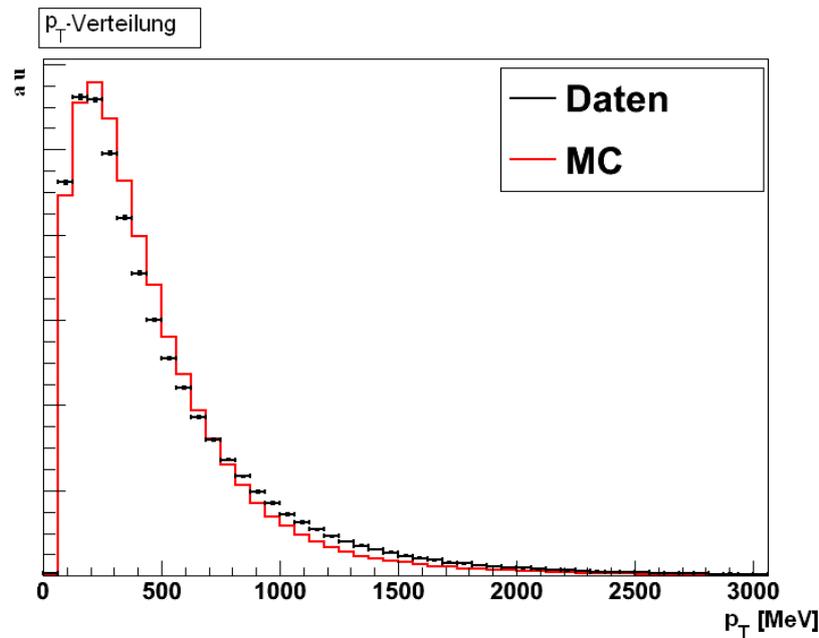


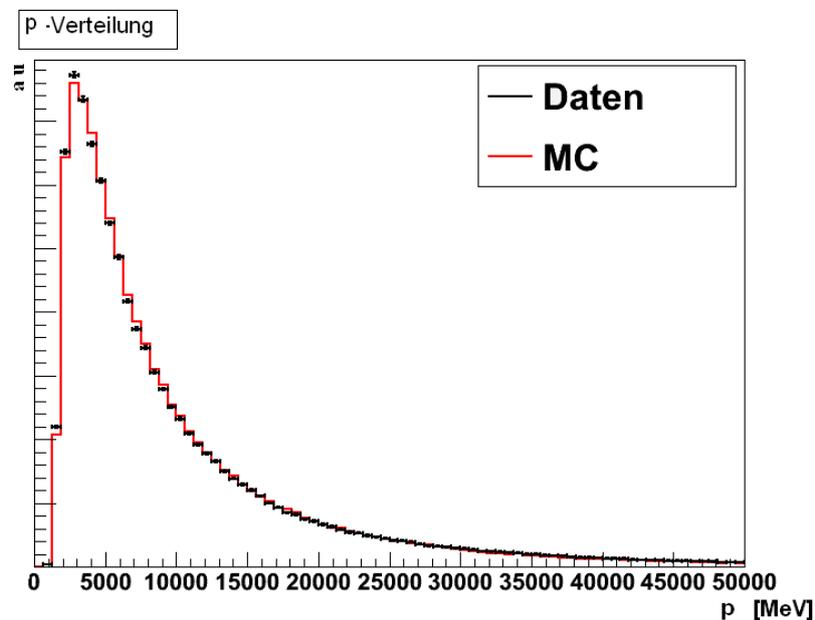
Abbildung 16: Normierte Verteilung von MCR und Daten über η

In in Abbildung 16 erkennt man, dass die Simulation eine systematisch verschiedene Verteilung, als die Daten liefert. Die Verteilung der Daten ist breiter und etwas flacher, als die der Simulation. Die Senke und den Maximalwert haben sie jedoch bei gleichen Pseudorapiditäten. Ein derartiger Unterschied kann z.B. mit unterschiedlichen VELO-Positionen in Daten und der Simulation erklärt werden.

Abbildung 17: Normierte Verteilung von MCR und Daten über p_T

Aus Abbildung 17 ist die Verteilung des transversalen Impulses der Spuren für Daten und die Simulation gemeinsam dargestellt. Man erkennt, dass die Verteilung für Daten zu größeren transversalen Impulsen tendiert, da sie für diese bis zu etwa 750 MeV systematisch flacher ist, als die Simulation. Der transversale Impuls ist wie folgt definiert:

In Abbildung 18 ist die Verteilung vom Impuls der rekonstruierten Spuren für Daten und die Simulation dargestellt.

Abbildung 18: Normierte Verteilung von MCR und Daten über p

Das gemessene Impulsspektrum wird durch das der Simulation gut beschrieben. Abschließend ist zu sagen, dass die grobe Form der Verteilungen der Monte Carlo Simulation und Daten für Pseudorapidität und transversalen Impuls ähnlich sind, dass es jedoch systematische Abweichungen gibt. Die Impulsverteilungen stimmen gut überein. Die Abwei-

chungen der Pseudorapiditätsverteilung kann durch nicht vorhandene Selektionsschnitte der Impulse, sowie Fehlern in der Simulation des Detektors bzw. der Simulation nicht bekannte, kaputte Detektorteile erklärt werden.

Die Fehler der Werte in den Histogrammen werden wie folgt berechnet: In einem eindimensionalen Histogramm, bei dem y die Zahl der Ereignisse einer Variable x beschreibt, wird der Fehler σ_y wie folgt berechnet:

$$\sigma_y = \sqrt{y} \quad (5)$$

Der gezeigte Fehler δx der Variable x in den Histogrammen gibt die Breite des Intervalles an, die sich wie folgt berechnet:

$$\delta x = \frac{1}{2} \cdot \frac{x_{min} + x_{max}}{X_N} \quad (6)$$

Dabei ist X_N die gewählte Anzahl der x -Werte, x_{min} der minimale Wert der Variable und x_{max} der maximale Wert der Variable. Somit ist dieser Fehler für alle Werte des selben Histogramms konstant.

7 Messung der Ladungsasymmetrie

Im Folgenden wird die Asymmetrie zwischen Spuren positiv und negativ geladener Teilchen für rekonstruierbare generierte Monte Carlo Teilchen, die rekonstruierten Monte Carlo Teilchen und Daten bestimmt.

Die gemessene Gesamtanzahl von Spuren positiv geladener Teilchen ist aufgrund der Ladungserhaltung in der Simulation, sowie in den dazugehörigen Daten stets größer, als die der negativ geladenen Teilchen. Die Ladungsasymmetrie berechnet sich aus dem Verhältnis der Differenz zwischen positiven und negativen Teilchen und deren Summe:

$$A = \frac{p - n}{p + n} \quad (7)$$

Dabei ist p die Anzahl der Spuren positiv geladener Teilchen und n die Anzahl von Spuren negativ geladener Teilchen. Die Messung ergab für rekonstruierbare Monte Carlo Teilchen auf Generatorebene $A = (1.3 \pm 0.1)\%$, für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen $A = (1.2 \pm 0.1)\%$ und für Daten $A = (1.1 \pm 0.1)\%$. Der Fehler der Asymmetrie berechnet sich wie folgt:

für eine Asymmetrie A zwischen zwei gemessenen Größen p und n

$$A = \frac{p - n}{\underbrace{p + n}_N} \quad (8)$$

gilt für den Fehler σ_A im Extremfall: $p \approx n \approx \frac{N}{2} \rightarrow A \approx 0$:

$$\sigma_A \approx \frac{\delta N}{N} \underbrace{=}_{\text{Gl. 5}} \frac{\sqrt{N}}{N} \quad (9)$$

Die gemessenen Gesamtasymmetrien sind stets kleiner als 0.013, sodass die Anwendung dieses Fehlers vertretbar ist [Lyons].

Nun soll die Verteilung der Asymmetrie betrachtet werden. Die Auswahlkriterien bleiben für diese Messung erhalten (siehe Abschnitt 6.1)

7.1 Vergleich der Ladungsasymmetrie von rekonstruierten Monte Carlo Teilchen und Daten

Folgende Diagramme zeigen die Verteilungen der Spuren positiv und negativ geladener Teilchen für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen und Daten. Die Asymmetrieverteilungen sind ebenfalls zu sehen. Die Asymmetrien und ihre Fehler sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Asymmetrieverteilung ist der übersichtlicher mit weniger Datenpunkten gemacht worden.

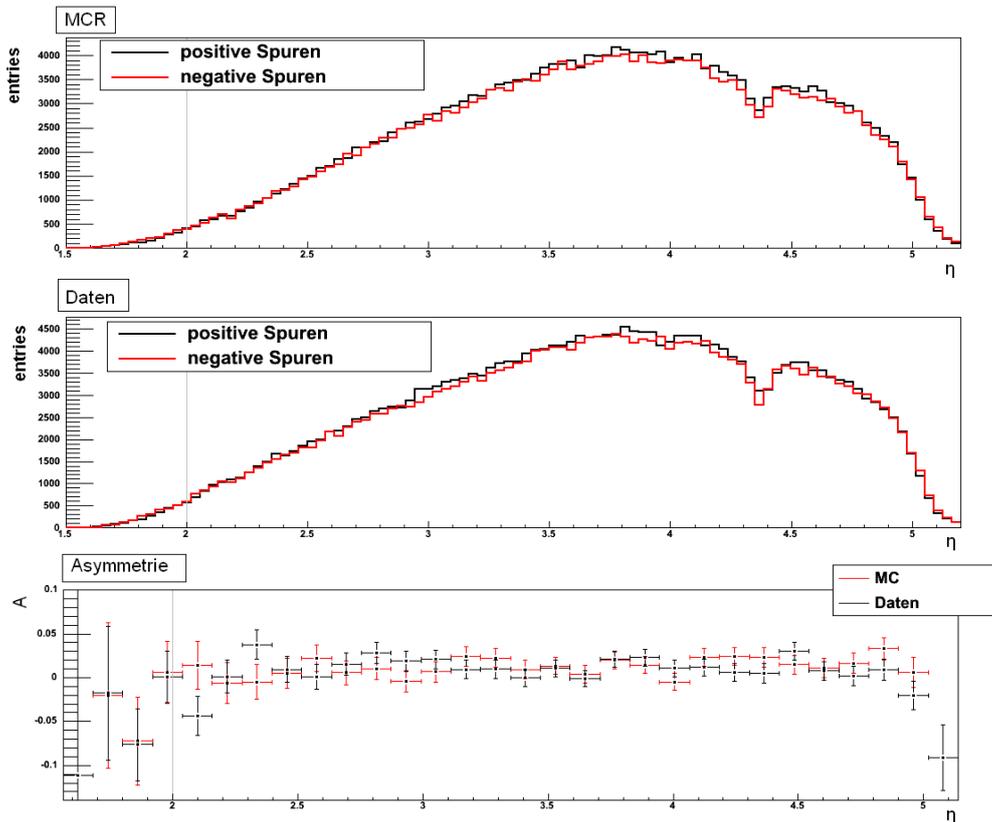


Abbildung 19: oben: η -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern

Abbildung 19 zeigt einen Vergleich der Asymmetrien, in den verschiedenen Pseudorapiditätsbereichen, die bis auf wenige Ausnahmen (z.B. Datenpunkt bei $\eta = 2.1$) jeweils innerhalb der Fehler übereinstimmen. Außer dieser sehr guten Übereinstimmung lässt sich noch sagen, dass die Asymmetrien sowohl für Daten als auch für die Simulation in den Randbereichen (links: $1.5 < \eta < 2$, rechts: $\eta > 4.9$) eher zu negativen Asymmetrien neigen. Jedoch ist in diesen Bereichen die Statistik gering. Da der Detektor fas nur Teilchen in einem Winkelbereich von $1,9 < \eta < 5,3$ (siehe oben: $10\text{mrad} < \theta < 300\text{mrad}$) detektieren und damit rekonstruieren kann, sind Teilchen außerhalb dieses Bereiches unsichere Ausläufer und haben damit einen großen Fehler.

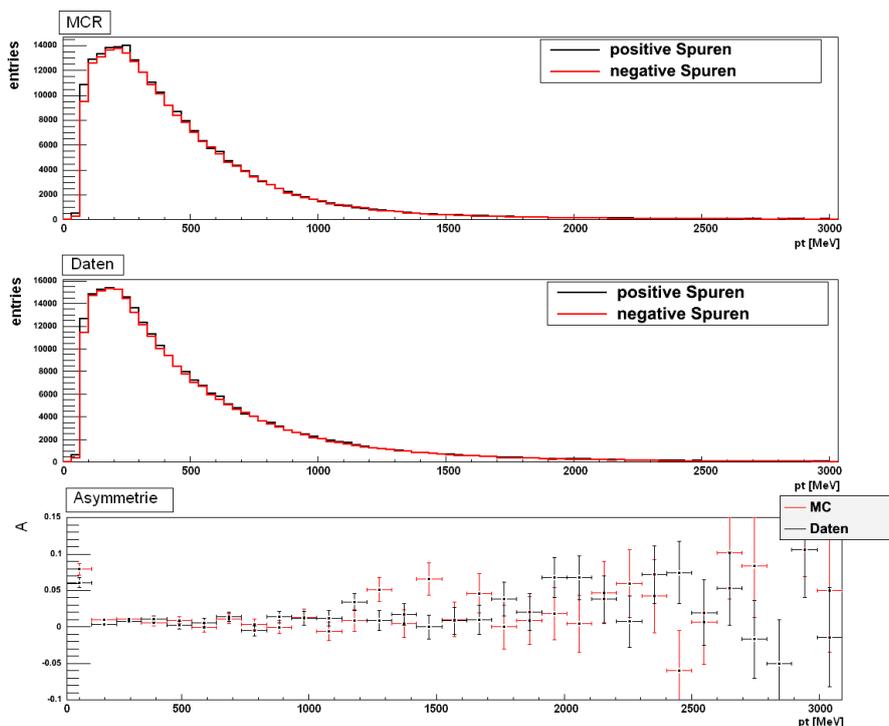


Abbildung 20: oben: p_T -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern

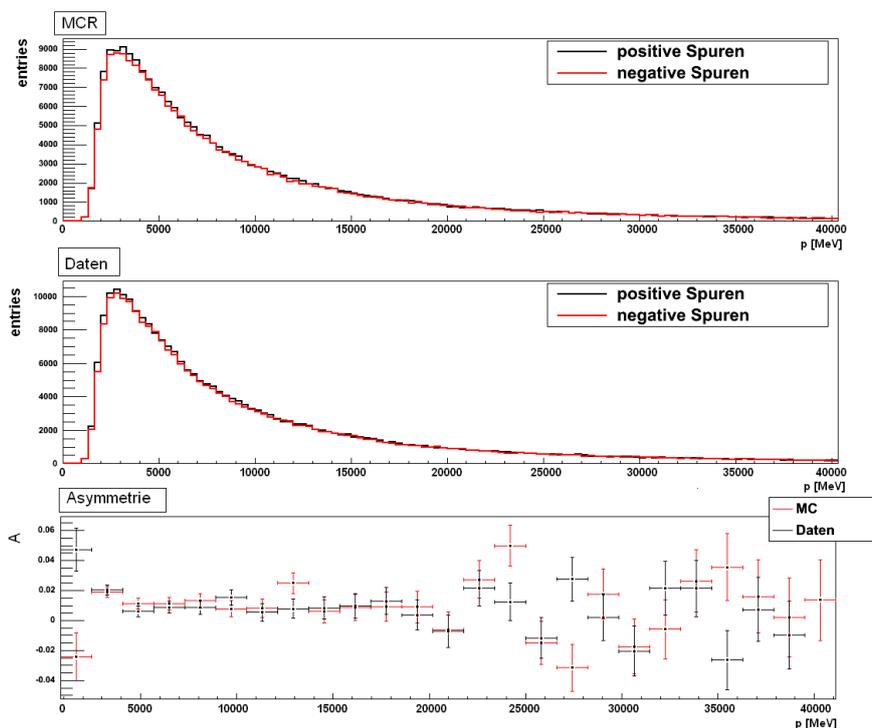


Abbildung 21: oben: p -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern

Für die in Abhängigkeit vom Impuls und transversalen Impuls gemessenen Asymmetrien in Abbildung 20 und 21 ist folgendes zu sagen: auch hier stimmen die Asymmetrien

in Daten und der Simulation innerhalb der Fehler überein. Die Asymmetriewerte in den Randgebieten der Verteilung ($p_T < 100 \text{ MeV}$ und $p < 2000 \text{ MeV}$) weisen etwas größere Abweichungen auf. Dies liegt daran, dass in diesen Gebieten die Rekonstruktion (in Monte Carlo sowie in Daten) am Fehleranfälligsten und somit am Unsichersten ist. Damit liegt eine Grenze für eine saubere Spurrekonstruktion bei einem transversalen Impuls bis hin zu 100 MeV und einem Impuls bis zu 2 GeV . Für das Randgebiet beim transversalen Impuls gilt, dass diese Teilchen zu nahe am Strahlrohr entlang fliegen, um gut rekonstruiert werden zu können. Für Impulse von weniger als 2000 MeV werden die Teilchen durch das Magnetfeld aus der Detektorakzeptanz gebogen. Somit kommt es in diesem Bereich meist zu Unsicherheiten und Rekonstruktionsfehlern. Teilchen in diesen Gebieten der Messung wurden nicht herausgeschnitten, da unklar ist, in wie weit man nun richtige bzw. falsche Teilchen rausschneidet. Aus dieser Handhabung der Spuren mit niedrigem Impuls entsteht eine gewisse Unsicherheit, die jedoch eine vernachlässigbare Rolle spielt.

In Tabelle 3 sind die gemessenen Gesamtasymmetrien und ihre Fehler, in Prozent, aufgelistet

	rekonstruierbare MCG	MCR	Daten
Magnet Down	$(1.3 \pm 0.1)\%$	$(1.2 \pm 0.1)\%$	$(1.1 \pm 0.1)\%$
Magnet Up	$(1.1 \pm 0.2)\%$	$(1.1 \pm 0.1)\%$	-

Tabelle 3: Gesamtasymmetrie mit Fehlern für 7 TeV rekonstruierbare Monte Carlo Teilchen auf Generatorebene (MCG), rekonstruierbare Monte Carlo Teilchen (MCR) und Daten für die Magnetfeldkonfiguration Magnet Down und Magnet Up. Die Magnet Up Daten haben dabei die Funktion einer Gegenprobe, um eine Veränderung der Asymmetrie durch die Polarität des Feldes auszuschließen.

Für die Magnetfeldkonfiguration Magnet Up ist keine Asymmetrie auf Daten berechnet, da in den vorhandenen Daten die entsprechenden L0 Triggerinformationen fehlen. Somit ist ein Vergleich nicht sinnvoll.

7.2 Gründe für die Messung der Ladungsasymmetrie

Mögliche Gründe für die leicht positiv gemessene Ladungsasymmetrie sind, der zweifach positiv geladene Anfangszustand der beiden Protonen, Wechselwirkungen mit Material des Detektors, bei der vorallem Teilchen und keine Antiteilchen entstehen, Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Vertexdetektor oder Rekonstruktionsfehler. Wobei zu diesen Rekonstruktionsfehlern momentan keine Aussage gemacht werden kann. Die Proton-Restgas Wechselwirkungen (Restgas, da zwar ein Ultrahochvakuum im Vertexdetektor herrscht, jedoch trotzdem noch einige Teilchen vorhanden sind) bei 7 TeV Daten spielen eine vernachlässigbare Rolle und wurden deshalb nicht unterdrückt. Desweiteren können auch noch Effekte der Anordnung des Detektors eine Rolle spielen oder eine Kombination aus den einzelnen Faktoren, sowie unbekannte Gründe. Die bekannten möglichen Ursachen sollen nun systematisch untersucht werden.

7.2.1 Materialinteraktion

Da stets lange Spuren untersucht werden und diese eine bestimmte Anzahl von Treffern im Vertexdetektor benötigen, um rekonstruiert zu werden, kann die Materialwechselwirkung zum größten Teil nur aus dem Material innerhalb des Vertexdetektors kommen. Eine

Eigenschaft der Materialwechselwirkung ist, dass Teilchen aus diesen Wechselwirkungen unter einem Winkel zur vorigen Flugbahn weiter fliegen. Verlängert man die Spur nach der Wechselwirkung linear, muss bei einem Großteil der Materieteilchen der Abstand von Produktionsvertex zum Schnittpunkt der linearen Verlängerung mit der X-Achse, groß sein (siehe dazu Abbildung 13).

Um solche Teilchen nicht in die Untersuchungen mit einzubeziehen, muss eine geeignete Selektion stattfinden. Für eine solche Selektion bietet sich der Stoßparameter oder der Flugwinkel an. Es wurde der Schnitt auf den Flugwinkel gewählt. Dazu wurde die Verteilung der Spuren über den Flugwinkel geplottet. Sie ist in Abbildung 22 für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen und Daten normiert dargestellt.

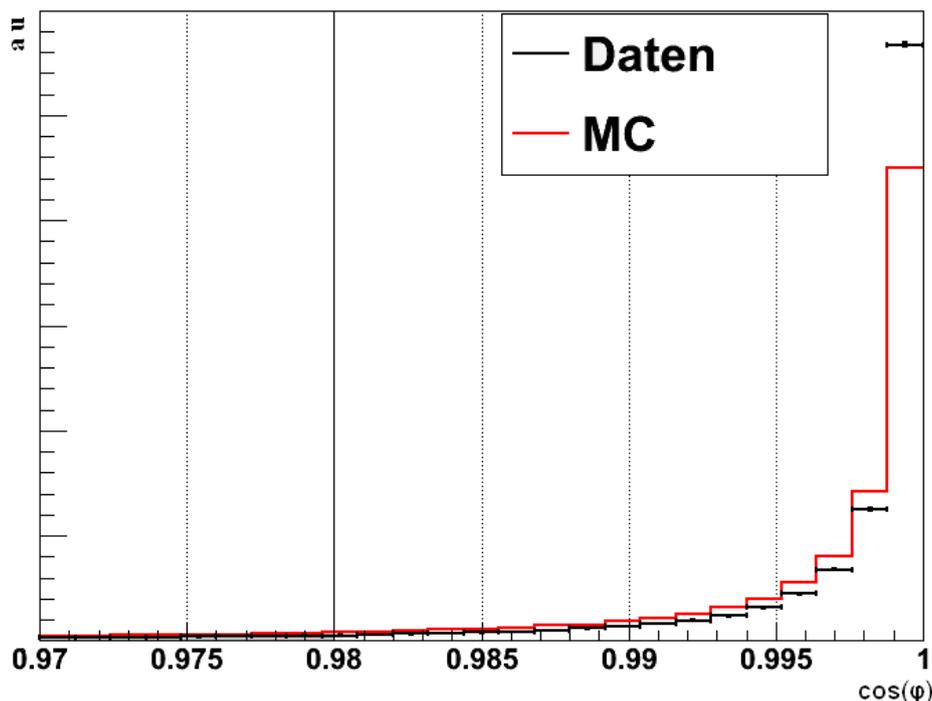


Abbildung 22: Normierte Verteilung des Flugwinkels für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (rot) und Daten (Schwarz), der untersuchte Bereich wurde auf $\cos(\varphi) > 0.98$ (schwarze Linie) eingeschränkt

Beide Verteilungen weisen ein starkes Maximum mit steilem Anstieg um $\cos(\varphi) \approx 1$ auf, wobei auffällt, dass die der Ausläufer der Daten systematisch flacher verläuft als die Simulation, jedoch die Steigung nahe des Maximums auf Daten stärker ansteigt als in der Simulation. Somit tendieren Teilchen der gemessene Daten zu kleineren Flugwinkeln als die Teilchen der Simulation.

Schränkt man diese Variable ein, kann man einen virtuellen Raum erzeugen, aus dem die geladenen Spuren stammen (dies entspricht dem Produktionsvertex bei generierten MC Teilchen). Je enger dieser Schnitt gemacht wird, desto wahrscheinlicher sind Materialinteraktionen auszuschließen. Bei engen Schnitten werden jedoch auch Teilchen herausgeschnitten, welche direkt aus der Proton-Proton Kollision stammen, was die Asymmetrie verfälschen kann.

Das Auswählen des Selektionsschnittes wird folgendermaßen gehandhabt: Die Selektion soll nicht in die tatsächliche Verteilung hineinreichen (also nicht zu nahe an dem Maximalwert liegen) und eine kleine Variation um die letztendliche Ausprägung darf keine merkwürdigen Diskrepanzen in der gemessenen Gesamtasymmetrie erzeugen.

Bei der Messung beschränkt man sich auf einen Bereich von $\cos(\varphi) > 0.98$.

Eine Variation des Cosinus des Flugwinkels um 0.01 ergibt eine Asymmetrierverschiebung von etwa einem Fehlerintervall ($\sigma = 0.1\%$).

7.2.2 Protonreste

Die folgenden Betrachtungen sind ausschliesslich mit Teilchen aus der Generatorebene gemacht (siehe Abschnitt 5.1), da sich die untersuchten Teilchen nicht im Akzeptanzbereich des Detektors befinden.

Teilchen aus dem Protonrest sind Teilchen, welche die überschüssige positive Ladungen des Protons tragen und aus diffraktiven oder tiefinelastischen Prozessen, bei denen eins bzw. beide der Protonen dissoziiert sind, kommen (siehe dazu Abschnitt 3). Eine weitere Eigenschaft der Protonreste ist, dass sie sich bei großen η häufen, d.h. sich nahe der Strahlachse befinden.

Im Folgenden soll gezeigt werden, dass die Protonreste der Grund für die gemessene Asymmetrie sind. Dazu beginnt man bei produzierten Teilchen auf Generatorebene und prüft, ob die Ladungserhaltung auf Generatorebene richtig implementiert ist, also eine überschüssige positive Ladung pro Ereigniss vorhanden ist. Darüber, ob diese Protonreste dann als lange Spuren rekonstruiert werden, kann zu diesem Zeitpunkt noch keine Aussage getroffen werden.

Eine Messung der Ladungsasymmetrie aller Teilchen auf Generatorebene aus Proton-Proton Kollisionen mit positiver z-Richtung als Flugrichtung ergibt

$$A_{MCG} = (3.7 \pm 0.1)\% \quad (10)$$

Also herrscht im gesamten Halbraum eine deutlich höhere Ladungsasymmetrie als man für rekonstruierte Spuren im Detektor sieht.

Die bisherige Asymmetrie beinhaltet jedoch auch elastisch gestreute Protonen oder einfach diffraktive Ereignisse. Diese sollen untersucht werden um sie später von den Protonenresten abziehen zu können, da diese in den folgenden Untersuchungen von Protonenresten als Verursacher der gemessenen Asymmetrie nicht beachtet werden dürfen.

Elastisch gestreute Protonen Diese Protonen haben die charakteristische Eigenschaft, dass sie einen Impuls von 3.5 TeV haben. Somit können ihre weiteren Eigenschaften durch einen Selektionsschnitt um den Impuls bei 3.5 TeV ermittelt werden. Die folgenden Histogramme zeigen die Eigenschaften der gestreuten Protonen.

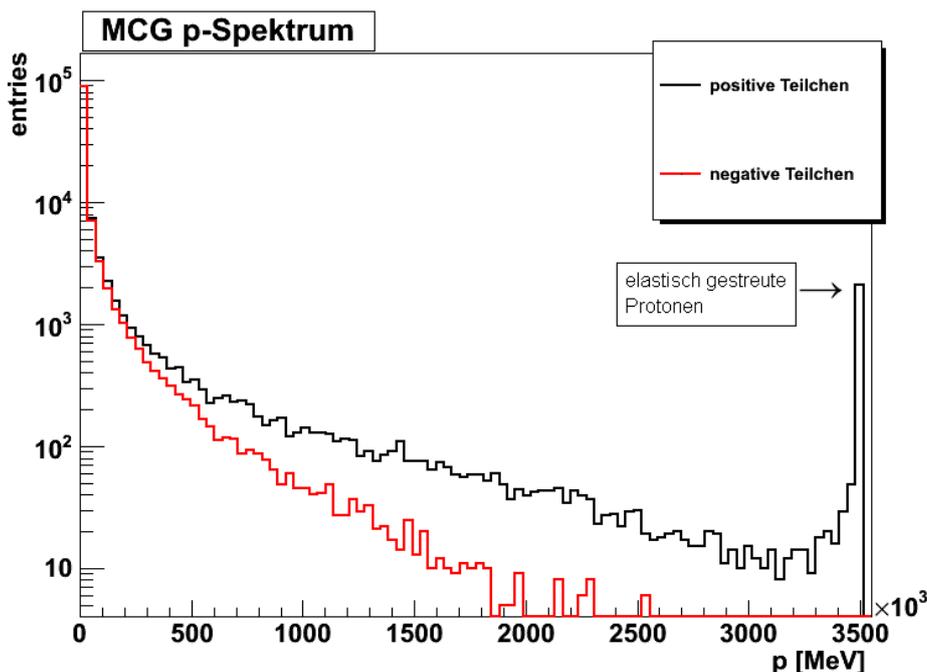


Abbildung 23: Generiertes Impulsspektrum aller geladenen Teilchen im vorderen Halb- raum mit einem deutlichen Maximum bei 3.5 TeV. Die Y-Achse ist loga- rithmisch dargestellt. Die Schwarze Kurve entspricht positive Teilchen, die rote Kurve entspricht negativen Teilchen.

Der prozentuale Anteil der elastisch gestreuten Teilchen an der Summe von allen positiv geladenen Teilchen (p) und negativ geladenen Teilchen (n) bei einer Untersuchung von 20.000 Ereignissen beträgt $\frac{el.gestr.Protonen}{p+n} \approx \frac{5156}{457701+425250} \approx 0.6\%$.

Hierbei sieht man, dass sich bei einem Impuls von $p = 3.5 TeV$, wie erwartet, die positiv geladenen Teilchen häufen. Diese wurden als Protonen identifiziert.

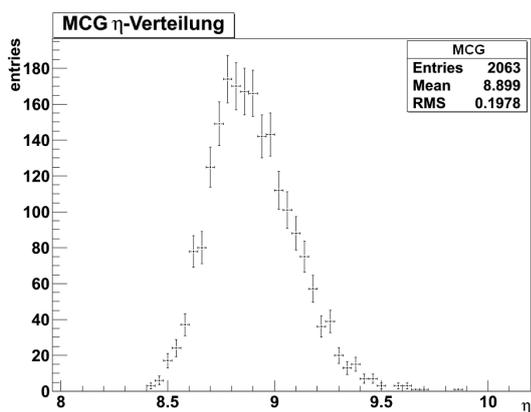


Abbildung 24: η -Verteilung der elas- tisch gestreuten Protonen. Mit einem max. Pseudorapiditätswert von etwa 8.9, Verteilung von 8.4 – 9.8

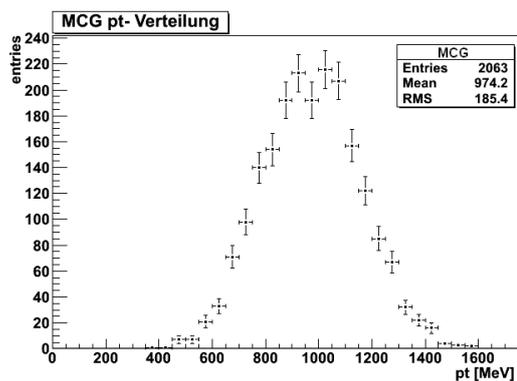


Abbildung 25: p_T -Verteilung. Maxi- mum bei $p_T = 960 MeV$, Verteilung aufgrund des Kreuzungswinkel der Protonenstrahlen von 350 – 1600 MeV

In Abbildung 25 ist die transversale Impulsverteilung der elastisch gestreuten Protonen zu sehen. Dass der transversale Impulsbereich zwischen 400 MeV und 1500 MeV erklärt sich damit, dass die Protonen unter einem bestimmten Winkel, dem Kreuzungswinkel, aufeinander zu fliegen und die inelastische Streuung schon für einen transversalen Impuls sorgt. Somit haben elastisch gestreute Protonen eine nicht verschwindende transversale Impulskomponente.

Aus dem in Abbildung 24 dargestellten η -Bereich kann geschlussfolgert werden, dass die elastisch gestreuten Protonen nicht in der Detektorakzeptanz liegen und somit nicht rekonstruiert werden können. Dies bedeutet, dass elastische Streuung bei einer Kollision mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV (für Daten und rekonstruierten Monte Carlo Daten) nicht beobachtet werden kann und die Protonen somit keine Rolle für die gemessene Ladungsasymmetrie von langen Spuren spielen (wie erwartet, siehe Abschnitt 3). Jedoch konnte durch scharfe Selektionsschnitte des Impulses der Teilchen, zur Isolierung der elastisch gestreuten Protonen, der Kreuzungswinkel der beiden Strahlen ausgerechnet werden (siehe hierzu das Thema Kreuzungswinkel im Anhang)

Nach der Unterdrückung der elastisch gestreuten Protonen ergibt sich die Ladungsasymmetrie für Teilchen auf Generatorebene zu

$$A_{MCG,2} = (3.1 \pm 0.1)\% \quad (11)$$

Wenn man nun die durchschnittliche Anzahl positiver Teilchen pro Ereignis (p/X), wobei X die Anzahl der betrachteten Ereignisse pro Messung ist, und die durchschnittliche Anzahl negativer Teilchen pro Ereignis (n/X) auf Generatorebene im kompletten vorderen Halbraum misst und ihre Diskrepanz $\Delta p^+ = p/X - n/X$ berechnet, so muss sich ein Unterschied von etwa einer positiven Ladung ergeben, da man davon ausgeht, dass pro Ereignis im ganzen Raum zwei überschüssige positive Ladungen vorhanden sind. Dabei ist X die Anzahl der untersuchten Ereignisse.

Es ergibt sich ein Überschuss an generierten, positiv geladenen Teilchen aus Protonresten Δp^+ von:

$$\Delta p^+ = \left(\frac{p}{X} - \frac{n}{X} \right) = \quad (12)$$

$$= \left(\frac{452545}{20000} - \frac{425250}{20000} \right) \quad (13)$$

$$= (22,6 - 21,3) = (1,3 \pm 0,1) \quad (14)$$

Der Fehler für die Differenz zwischen der durchschnittlichen Anzahl positiv geladener Teilchen pro Ereignis und der durchschnittlichen Anzahl negativ geladener Teilchen pro Ereignis, ohne elastisch gestreute Protonen, ergibt sich zu

$$\delta(\Delta p^+) = \delta \left(\frac{p}{X} - \frac{n}{X} \right) \approx \frac{1}{X} \cdot (\delta p + \delta n) \quad (15)$$

Dabei sind δp bzw. δn die Fehler der Anzahl von positiven Teilchen und negativer Teilchen, die in das Histogramm gefüllt wurden (siehe dazu Gleichung 5).

Die Differenz ist entgegen der Erwartung nicht genau 1.0. Dies kann daran liegen, dass für generierte Daten manuell eine Liste von geladenen Teilchen erstellt werden muss

um nach Ladung zu unterscheiden, da für generierte Daten keine Krümmung bzw. kein $\frac{q}{p}$ -Faktor bestimmt wird und die Ladung so über die Teilchenidentität abgefragt werden muss. Somit kann es zu Verfälschungen kommen, wenn geladene Teilchen oder Antiteilchen in der Liste fehlen. Die verbleibenden Protonenreste werden nun weiter untersucht

restliche positiv geladene Teilchen Um die Eigenschaften dieser Teilchen zu untersuchen, müssen die elastisch gestreuten Protonen herausgeschnitten werden. Die restlichen Protonenreste können in Abbildung 26 erkannt werden.

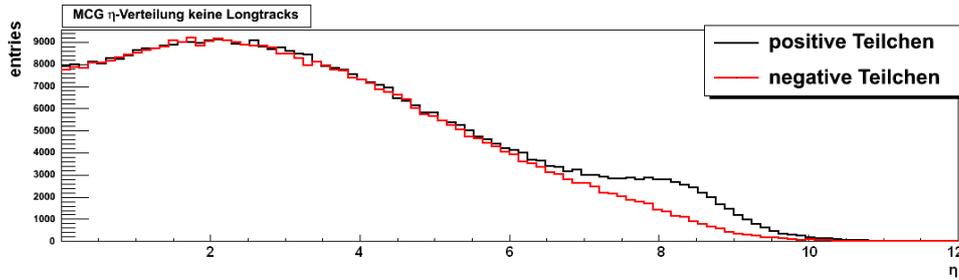


Abbildung 26: η -Verteilung produzierter Teilchen auf Generatorebene, ohne elastisch gestreute Protonen

Hierbei sieht man, dass die positiv geladenen Teilchen ab einem Pseudorapiditätswert von $\eta \approx 6.5$ in deutlich höherer Zahl vorhanden sind, als die negativ geladenen Teilchen, was man auch erwartet.

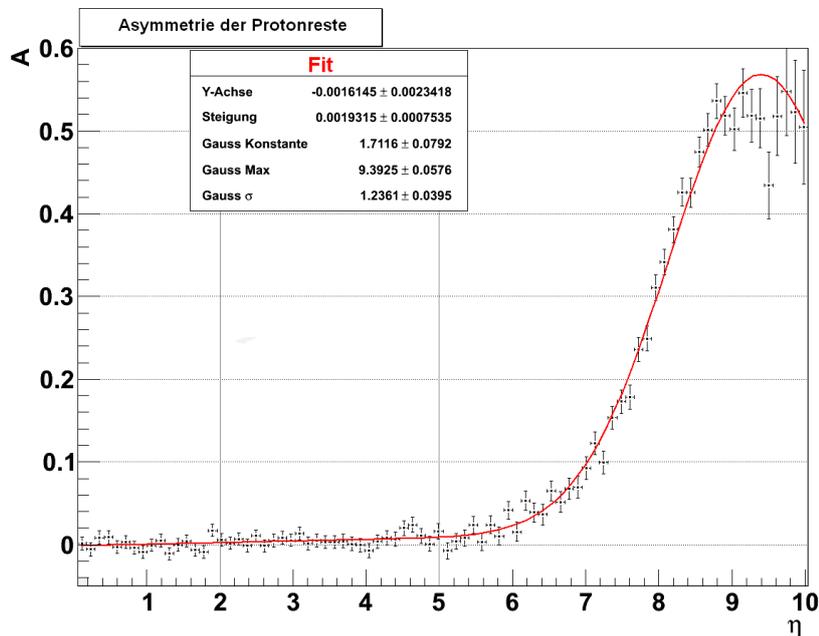


Abbildung 27: η -Verteilung produzierter Teilchen auf Generatorebene, ohne elastisch gestreute Protonen. Die grauen Linien markieren den Winkelakzeptanzbereich des Detektors

In Abbildung 27 ist die Verteilung der Ladungsasymmetrie der Protonenreste ohne die elastisch gestreuten Protonen zu sehen. Der Verlauf wurde mit einer Summe aus einem

Polynom ersten Grades und einer Gauß-Kurve gefittet. Die Fitfunktion wird beschrieben als

$$f(\eta) = 0.0019 \cdot \eta - 0.0016 + 1.7116 \cdot e^{-0.5 \left(\frac{\eta - 9.3925}{1.2361} \right)^2} / \sqrt{2\pi \cdot 1.2361^2} \quad (16)$$

Man erkennt eine über den Raum verschmierte Verteilung mit zunehmender Asymmetrie für höhere Pseudorapiditäten η , wobei die Asymmetrie im Detektorakzeptanzbereich $1.5 < \eta < 5.3$ leicht positiv ist. Dies bekräftigt die Annahmen, dass die Protonreste, die größtenteils eng am Strahlrohr entlang fliegen, die im Detektor beobachtbare Ladungsasymmetrie verursachen.

Die hier auf Generatorebene betrachtete Asymmetrie entspricht nicht vollständig der Asymmetrie der Rekonstruktionsebene für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen und Daten. Diese Studie zeigt lediglich, dass im Bereich des Detektors eine geringe, positive Asymmetrie von geladenen Teilchen herrscht, welche als Verschmierung der Protonreste-Verteilung identifiziert wird. Man kann davon ausgehen, dass von diesen positiven Teilchen auch einige als lange Spuren rekonstruiert werden. Somit sind die Protonenreste die Verursacher der gemessenen Ladungsasymmetrie.

Eine Gegenprobe mit den 2009 erhaltenen Daten mit einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV zeigt einen ähnlichen Sachverhalt, nur ist der Bereich, indem es zur großen positiven Asymmetrien kommt, näher am Bereich der Detektorakzeptanz, was die systematisch höhere Ladungsasymmetrie im Detektor, die bei den 900 GeV Daten ($A \approx 3\%$) im Vergleich zu den 7 TeV Daten beobachtet wird, erklären könnte.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Ladungsasymmetrie von den als „Longtrack“ rekonstruierten Teilchenspuren, die mit dem LHCb- Detektor für Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommen wurden, bestimmt.

Es wurde, wie aufgrund des zweifach positiv geladenen Anfangszustands der Kollision erwartet, eine leicht positive Ladungsasymmetrie in den Daten sowie in der Simulation festgestellt. Die Werte der Ladungsasymmetrie von Daten und Simulation stimmen überein.

Dabei wurden störende Prozesse wie Materialwechselwirkung im Vertexdetektor für die Simulation und die Daten durch einen geeigneten Selektionsschnitt des Flugwinkels der untersuchten Teilchen, unterdrückt.

Ausgiebige Simulationsstudien auf Generatorebene haben den „Protonrest“, welcher aus in diffraktiven und tiefinelastischen Prozessen dissoziierten Protonen kommt, als wahrscheinlichste Ursache für diese Ladungsasymmetrie herausgestellt.

Literatur

- [Lyons] Louis Lyons „Statistics for nuclear and particle physicists“, Cambridge 1986
- [M.Rothley] Marco Rothley "Kalibrierung der Impulsmessung des LHCb Experimentes und Studien zur Messung der K₀ Produktion am LHC", Heidelberg März 2009
- [LHCb] "LHCb, Reoptimized Detector Design and Performance", Geneva 2003
- [lhcmachine] "<http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/collisions.htm>", Stand Juni 2010
- [DeRoeck] "moriond.in2p3.fr/QCD/2006/WednesdayMorning/DeRoeck.ppt", Power Point Präsentation, Stand Juni 2010
- [CERNweb] "<http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>", Stand Juni 2010
- [LHCfacts] "<http://www.lhc-facts.ch/>", Stand Juni 2010
- [Münster] "<http://qgp.uni-muenster.de/~jowessel/pages/teaching/ws03/seminar/talks/>", Stand Juni 2010

Alle Abbildungen die nicht mit einer Quelle gekennzeichnet sind, wurden selbst erstellt. Für die Histogramme wurde das Programm ROOT verwendet und für die schematischen Darstellungen MSPaint.

Abbildungsverzeichnis

1	Sicht auf die Ablenkebene (xz Ebene) des Magneten. Der Wechselwirkungspunkt ist ganz links, grüne Kreuze sind Treffer in den verschiedenen Detektorteilen, aus welchen dann eine Spur rekonstruiert wird. Es handelt sich um ein Ereignis einer Simulation [CERNweb]	5
2	Der LHCb-Detektor in der y,z-Ebene: links beginnend der Vertex-Detektor (VELO), der RICH1, der Trigger Tracker (TT), der Magnet, die Spurkammern T1,T2,T3 (T-Stationen), der RICH2, die Myonkammer M1, die Kalorimeter (ECAL,HCAL) und die Myonkammern M2, M3, M4 und M5. [LHCb]	6
3	Das Strahlrohr: der erste Kegel mit einem Öffnungswinkel von 25 mrad und ein weiterer Kegel mit einem Öffnungswinkel von 10 mrad sind zu sehen.[M.Rothley]	7
4	Schematische Darstellung einer Proton-Proton Kollision mit dem Winkel θ	8
5	Schematische Darstellung des Detektors in der xz-Ebene mit den verschiedenen Spurtypen und der dazugehörigen Magnetfeldstärke: Longtrack (1), Upstream Spur (2) und die Downstream Spur (3), VELO Spuren (4) und die T Spuren (5). (Magnetfeldstärke über z-Richtung aus [LHCb]	9
6	Skizzierung der Rekonstruktionsmethode für „Longtracks“ in der x,z-Ebene	10
7	Arten der Kollisionen und η -Bereiche [DeRoeck]	12
8	Schematische Darstellung der inneren Struktur eines Nukleons [Münster] .	13
9	Schematische Darstellung einer Hadronisierung beim tiefinelastischen Prozess zwischen zwei Protonen	13
10	Schema der Monte Carlo Simulation	15
11	x,y-Verteilung der Produktionsvertices aller generierten, geladenen MC Teilchen	17
12	x,z-Verteilung der Produktionsvertices aller generierten, geladenen MC Teilchen	17
13	Schematische Darstellung des Flugwinkels	18
14	Schematische Darstellung einer Proton-Proton Kollision mit dem Impulsvektor und dem Transversalimpulsanteil	19
15	Pseudorapidität und Transversalimpuls in Daten	19
16	Normierte Verteilung von MCR und Daten über η	20
17	Normierte Verteilung von MCR und Daten über p_T	21
18	Normierte Verteilung von MCR und Daten über p	21
19	oben: η -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern	24
20	oben: p_T -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern	25
21	oben: p -Verteilung für positive und negative, rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (MCR), mitte: gleiche Verteilung für Daten, unten: Ladungsasymmetrie für MCR und Daten im Vergleich mit Fehlern	25

22	Normierte Verteilung des Flugwinkels für rekonstruierte Monte Carlo Teilchen (rot) und Daten (Schwarz), der untersuchte Bereich wurde auf $\cos(\varphi) > 0.98$ (schwarze Linie) eingeschränkt	27
23	Generiertes Impulsspektrum aller geladenen Teilchen im vorderen Halbraum mit einem deutlichen Maximum bei 3.5 TeV. Die Y-Achse ist logarithmisch dargestellt. Die Schwarze Kurve entspricht positive Teilchen, die rote Kurve entspricht negativen Teilchen.	29
24	η -Verteilung der elastisch gestreuten Protonen. Mit einem max. Pseudorapiditätswert von etwa 8.9, Verteilung von 8.4 – 9.8	29
25	p_T -Verteilung. Maximum bei $p_T = 960$ MeV, Verteilung aufgrund des Kreuzungswinkel der Protonenstrahlen von 350 – 1600 MeV	29
26	η -Verteilung produzierter Teilchen auf Generatorebene, ohne elastisch gestreute Protonen	31
27	η -Verteilung produzierter Teilchen auf Generatorebene, ohne elastisch gestreute Protonen. Die grauen Linien markieren den Winkelakzeptanzbereich des Detektors	31

9 Anhang

9.1 Kreuzungswinkel

Isoliert man die elastisch gestreuten Protonen durch einen scharfen Impulsschnitt bei 3.5 TeV und stellt von diesen Protonen die η -Verteilung hochaufgelöst dar, so kann der Kreuzungswinkel relativ exakt berechnet werden. Die entstandene η -Verteilung in Abbildung 24 kann mit Hilfe einer Gauß-Kurve gefittet werden. Dieser Fit ergab ein Maximum von:

$$Mean_{Gauss} = 8.8832 \pm 0.23 \quad (17)$$

Über die Beziehung:

$$\eta = 8.8832 = -\ln(\tan(\theta/2)) \rightarrow \theta = 0.000277 \text{ rad} \quad (18)$$

wurde somit der Winkel berechnet, um den die Protonen von der Detektorachse abweichen. Um dem Fehler Rechnung zu tragen, wurden die Grenzwerte für das erste Fehlerintervall der Gaußkurve ebenfalls umgerechnet. Abschließend kommt man auf einen Kreuzungswinkel auf Generatorebene von

$$\theta = (2.77 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} \text{ rad} \quad (19)$$

Dieser Winkel wird zum Beispiel benötigt, um vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem Lorentz zu boosten.