

Universität Konstanz  
Physikalisches Institut Heidelberg

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science im Fach Physik:

**Untersuchung richtungsabhängiger Systematiken  
beim Nachweis geladener Teilchen mit dem  
LHCb-Detektor**

durchgeführt von Michael Körber

betreut von Prof. Dr. Ulrich Uwer (Universität Heidelberg)  
und Dr. Christoph Aegerter (Universität Konstanz)

Juni 2010

## Abstract

This thesis discusses the direction systematics of charged particles in the LHCb-detector. These systematics provide information about the functionality of the reconstruction. Therefore, the distribution of the particles vertical and horizontal to the magnetic field and their reasons are investigated. A vertical asymmetry is found for a center of mass energy of 7 TeV as well for 900 GeV. In the process, the crossing angle between the proton-beams is located as the main reason for this asymmetry. At 900 GeV one finds effects, not being explained by the crossing angle. It is possible, that there are inefficiencies at the reconstruction causing these effects. Horizontal to the magnetic field there is an asymmetry at 900 GeV data that cannot be explained by simulation or crossing angle.

## Kurzfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Richtungssystematiken geladener Teilchen im LHCb-Detektor. Diese Systematiken geben Aufschluss über die Funktion der Spurrekonstruktion. Dabei wird sowohl die Verteilung der Teilchen senkrecht als auch waagrecht zum Magnetfeld und deren Ursachen untersucht. Es wird sowohl bei den Daten mit 7 TeV als auch mit 900 GeV Schwerpunktsenergie eine Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld gefunden. Hier wird gezeigt, dass die Hauptursache der Strahlkreuzungswinkel zwischen den Protonenstrahlen ist. Es treten jedoch bei 900 GeV Schwerpunktsenergie Effekte auf, die dadurch nicht erklärt werden können. Mögliche Ursachen hierfür sind Ineffizienzen bei der Rekonstruktion. Waagrecht zum Magnetfeld tritt nur bei 900 GeV Schwerpunktsenergie eine Asymmetrie auf, die nicht durch die Simulation oder Kreuzungswinkel erklärbar ist.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Physik am LHCb</b>	<b>6</b>
2.1	Physik mit B-Mesonen und Verletzung der CP-Symmetrie . . . . .	6
2.2	Teilchenproduktion am LHC . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Der LHCb Detektor</b>	<b>9</b>
3.1	Übersicht über den Detektor . . . . .	9
3.2	Detektorstationen zur Spurrekonstruktion . . . . .	9
3.3	Detektorkomponenten zur Teilchenidentifikation . . . . .	10
3.4	Trigger . . . . .	11
3.5	Struktur der gespeicherten Daten . . . . .	11
3.6	Monte-Carlo Simulation . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Rekonstruktion und Selektion</b>	<b>11</b>
4.1	Spurrekonstruktion . . . . .	12
4.2	Selektion der Daten . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Richtungssystematiken</b>	<b>16</b>
5.1	Berechnung von Asymmetrien . . . . .	16
5.2	Verteilung der Teilchenspuren in der Ablenkungsrichtung des Magneten bei 7 TeV Schwerpunktenenergie . . . . .	16
5.2.1	Asymmetrie in Abhängigkeit von Position und Impuls . . . . .	17
5.2.2	Ursachen der Asymmetrie . . . . .	19
5.3	Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld bei 900 GeV Schwerpunktenenergie . . . . .	24
5.4	Asymmetrie waagrecht zum Magnetfeld . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>26</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Quarkkonfiguration eines Protons . . . . .	7
2	tiefinelastische Kollisionen . . . . .	8
3	Proton-Kollisionen . . . . .	8
4	Aufbau LHCb-Detektor . . . . .	9
5	Event-Display LHCb . . . . .	12
6	Spurrekonstruktion . . . . .	13
7	Stoßparameter und Primärvertex . . . . .	13
8	Stoßparameter und Flugwinkel . . . . .	14
9	$\eta$ -Verteilung bei 7 TeV . . . . .	15
10	x-Verteilung und Asymmetrie bei $z = 770$ mm (7 TeV) . . . . .	17
11	x-Asymmetrie über $P$ , $P_t$ und $\eta$ bei $z=770$ mm (7 TeV) . . . . .	18
12	Strahlkreuzungswinkel (7 TeV) . . . . .	19
13	$P_x$ -Verteilung generiert (7 TeV) . . . . .	20

15	Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld über z-Position . . . . .	21
16	Strahlverlauf durch den Magneten . . . . .	22
17	x-Verteilungen für beide Magnetfeldkonfigurationen (7 TeV) . . . . .	23
14	Px-Verteilung generiert (7 TeV) nach Boost . . . . .	28
18	Asymmetrie pro Lauf . . . . .	28
19	x-Verteilung bei z=770 mm und z=7500 mm (900 GeV) . . . . .	29
20	y-Verteilungen bei 7 TeV und 900 GeV . . . . .	29

## Tabellenverzeichnis

1	Übersicht x-Asymmetrien (7 TeV) . . . . .	21
3	Übersicht Asymmetrien (7 TeV) . . . . .	25
2	Übersicht x-Asymmetrien (900 GeV) . . . . .	25
4	Übersicht y-Asymmetrien (900 GeV) . . . . .	26

# 1 Einleitung

Das LHCb-Experiment ist eines der vier Experimente, die derzeit am „Large Hadron Collider“ betrieben werden. Das Hauptziel des LHCb-Experiments ist die genaue Vermessung seltener Zerfälle des B-Mesons. Dabei werden insbesondere die Zerfälle betrachtet, bei denen die CP-Symmetrie verletzt wird. Auf diese Weise wird nach neuen physikalischen Phänomenen gesucht, die nicht durch das Standardmodell beschrieben werden. Dabei steht vor allem die Frage im Vordergrund, weshalb beim Urknall mehr Materie als Antimaterie entstanden ist. Eine notwendige Bedingung hierfür ist die Verletzung der CP-Symmetrie. CP-Verletzungen treten dann auf, wenn ein physikalischer Prozess nicht invariant gegenüber Ladungskonjugation und Paritätstransformation ist und somit für Teilchen und Antiteilchen verschieden verläuft. Die im Standardmodell beschriebene CP-Verletzung gilt jedoch nur im Bereich der Quarks, was jedoch nicht ausreicht, den Materieüberschuss im Universum zu erklären.

Am LHCb-Experiment wird die CP-Verletzung in Zerfällen von B-Mesonen untersucht. Der LHC liefert mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV eine bisher noch nicht erreichte Energie in Teilchenkollisionen, wodurch eine enorm hohe Zahl an B-Mesonen produziert werden kann. Es wird erwartet, dass bei LHCb jährlich etwa  $10^{12}$  B-Mesonenpaare entstehen. Dies ermöglicht Untersuchungen der B-Mesonen mit einer deutlich höheren Statistik als es bei vorherigen Experimenten möglich war. In den ersten anderthalb Betriebsjahren wird der LHC aber nur bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben, was zu einem um einen Faktor kleineren Wirkungsquerschnitt für B-Mesonen führt.

Der LHCb-Detektor ist darauf ausgelegt, die Zerfallsprodukte von B-Mesonen zu bestimmen, und aus ihnen die B-Mesonen zu rekonstruieren. Da die B-Mesonen vor allem in Vorwärtsrichtung produziert werden, ist der LHCb-Detektor auch als Vorwärtsspektrometer aufgebaut. Dabei sind sämtliche Detektorelemente vom Kollisionspunkt aus in einem kleinen Winkelbereich um die Strahlachse hintereinander angeordnet. Wichtige Bestandteil des Detektors ist der „Vertex Locator“ (Velo), der in der Lage ist, den Zerfallsvertex<sup>1</sup> der B-Mesonen aus den Zerfallsprodukten mit hoher Präzision zu bestimmen. Außerdem verfügt LHCb über Detektorelemente zur Rekonstruktion von Teilchenspuren und zur Messung der Impulse sowie zur Bestimmung der Energie von Zerfallsprodukten wie Pionen, Kaonen oder Myonen.

Zur Bestimmung der CP-Verletzung werden systematische CP-Asymmetrien gemessen, die ein sehr genaues Verständnis des Detektors und seiner Funktionsweise benötigt. Wichtig für die Detektorfunktion ist die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen. In dieser Arbeit wird die Richtungsabhängigkeit der Spurrekonstruktion untersucht werden. Es werden vor allem Asymmetrien untersucht, die zwischen verschiedenen Detektorbereichen gemessen wurden. Diese Asymmetrien können Hinweise auf Fehlfunktionen im Detektor oder bei der Rekonstruktion geben. Dafür wird die Verteilung der Teilchen in Ablenkrichtung und senkrecht zur Ablenkrichtung des Magnetfeldes für verschiedene Energien und Magnetfeldkonfigurationen betrachtet. Durch einen Vergleich mit Ergebnissen, die man für simulierte Teilchenspuren erhält, werden gefundene Systematiken weiter untersucht. Können dabei gefundene Asymmetrien in der Simulation reproduziert werden, ist davon auszugehen, dass diese Asymmetrien von bereits bekannten Effekten erzeugt wurden. Sind die Asymmetrien jedoch nicht durch die Simulation beschrieben, müssen diese Effekte weiter untersucht werden, damit ihre Ursache ermittelt werden kann.

---

<sup>1</sup>Der Zerfallsvertex ist der Ort, an dem ein Teilchen zerfällt.

## 2 Physik am LHCb

Mit dem LHCb-Experiment werden CP-Verletzungen (Teilchen-Antiteilchen Symmetrien) im System der B-Mesonen untersucht. Die B-Mesonen werden aus hochenergetischen Proton-Proton-Kollisionen im LHC erzeugt. Im Folgenden wird eine Übersicht über die Physik mit B-Mesonen und die Verletzung der CP-Symmetrie gegeben sowie grundlegende Vorgänge bei Teilchenkollisionen erläutert.

### 2.1 Physik mit B-Mesonen und Verletzung der CP-Symmetrie

Die Physik mit B-Mesonen (B-Physik) beschäftigt sich mit Hadronen, die ein beauty-Quark enthalten. Das beauty-Quark wurde 1977 entdeckt, was die B-Physik zu einem relativ jungen Forschungszweig macht. Durch den Bau des LHC und speziell des LHCb-Experiments bieten sich neue Möglichkeiten in der B-Physik. Dazu gehört vor allem die genaue Untersuchung der CP-Verletzung bei B-Mesonen.

Eine Verletzung der CP-Symmetrie (CP-Verletzung) liegt vor, wenn ein Prozess nicht gegenüber Ladungskonjugation und Paritätstransformation invariant ist. Eine Paritätstransformation lässt sich ähnlich wie eine Spiegelung beschreiben. Für einen Paritätsoperator  $P$  und eine Wellenfunktion  $\Psi$  gilt dann

$$P\Psi(\mathbf{r}) = \Psi(-\mathbf{r}). \quad (1)$$

Von P-Invarianz spricht man dann, wenn  $P\Psi(\mathbf{r}) = \Psi(-\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})$  ist. Das bedeutet, dass die Eigenschaften im gespiegelten System die selben sind, wie im ungespiegelten System. Ein einfaches Beispiel für die Verletzung der Parität ist der  $\beta$ -Zerfall im Wu-Experiment. Hier zeigen die Spins des zerfallenden Materials alle in die selbe Richtung, beispielsweise nach oben ( $|\uparrow\rangle$ ). Beim Zerfall werden nur Elektronen gefunden, die entgegen der Spinrichtung nach unten emittiert werden. Führt man nun eine Paritätstransformation durch indem man den Spin des Materials umkehrt ( $|\downarrow\rangle$ ), erwartet man bei einer Paritätsinvarianz, dass die Elektronen ebenfalls nach unten erzeugt werden. Es werden jedoch lediglich Elektronen nach oben erzeugt. Diese maximale Verletzung der Parität ist eine der wichtigsten Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung, die auch für den  $\beta$ -Zerfall verantwortliche ist. Betrachtet man nun statt der Paritätstransformation eine CP-Transformation, bei der zusätzlich eine Ladungskonjugation durchgeführt wird, die ein Teilchen durch den ladungskonjugierten Teilchenzustand ersetzt, erwartet man unter CP-Invarianz bei Spin  $|\downarrow\rangle$  Positronen die nach unten emittiert werden. Dies ist in der Natur auch der Fall, weswegen dieser Zerfall CP-invariant ist.

Muss bei Wechselwirkungen die Häufigkeit der Teilchen berücksichtigt werden, wie dies bei der schwachen Wechselwirkung der Fall ist, so ist die CP-Symmetrie die eigentliche Teilchen-Antiteilchen Symmetrie. Eine Verletzung der CP-Symmetrie bedeutet demnach, dass Teilchen und Antiteilchen unterschiedliche Eigenschaften haben. Das erste Mal wurde 1964 eine sehr schwache CP-Verletzung für Kaonen gefunden. Die CP-Verletzung wurden im sogenannten CKM-Modell in das Standardmodell eingebaut. Das CKM-Modell beschreibt die Mischung schwerer Quarks, wie zum Beispiel beim strange-Quark des Kaons und die daraus resultierende CP-Verletzung. Dieses Modell sagt eine höhere CP-Verletzung bei schwereren Quarks voraus, was eine Untersuchung von B-Mesonen, die ein schweres beauty-Quark enthalten anbietet. Dabei wird vor allem nach Ursachen gesucht, die für den Überschuss von Materie

gegenüber Antimaterie verantwortlich sind, denn die CP-Verletzung wie sie im Standardmodell vorhergesagt wird ist nicht in der Lage die hohe Asymmetrie zu erklären. Somit ist die B-Physik ein guter Kandidat bei der Suche nach neuen physikalischen Phänomenen.

## 2.2 Teilchenproduktion am LHC

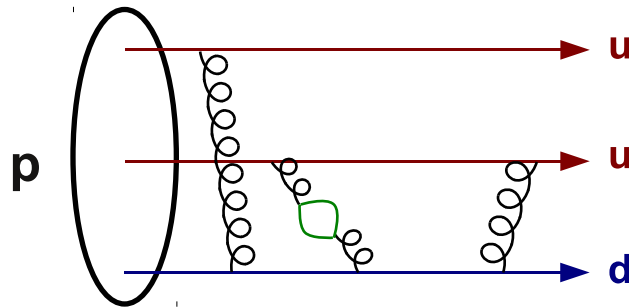


Abbildung 1: Die Quarkkonfiguration eines Protons. Es tritt die starke Wechselwirkung durch Gluonen auf bei denen kurzzeitig Quark-Antiquark-Paare (grün) entstehen können. Diese Quarks bilden einen sogenannten Quarksee im Proton.

Neue Teilchen können bei der Kollision zweier hochenergetischer Protonen auf verschiedene Weisen entstehen. Die im LHCb-Experiment physikalisch interessanten B-Hadronen entstehen in tiefinelastischen Kollisionen. Um diesen Kollisionstyp zu verstehen, muss man sich den Aufbau der Protonen anschauen. Ein Proton besteht aus drei Valenzquarks. Diese Quarks wechselwirken stark über Gluonenaustausch. Dabei können wie in Abb. 1 dargestellt kurzzeitig weitere Quarks aus Gluonen entstehen. Diese Quarks bilden einen sogenannten „Quarksee“, was auch bedeutet, dass sämtliche Quarks mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in einem Proton vorkommen. Treffen nun zwei Protonen aufeinander, kann es zu einer Wechselwirkung zwischen Quarks oder Gluonen der beiden Protonen kommen, bei denen ein Austausch von Farbladung stattfindet. In Abb. 2 ist die Wechselwirkung zweier Quarks mit hohem Impuls dargestellt. Dabei entsteht beispielsweise ein Gluon, aus dem ein Teilchenstrom (Jet) hervorgeht. Da sich durch diese Wechselwirkung die Farbladung des Protonens verändert, entstehen Farbfelder aus denen weitere Teilchenströme hervorgehen.

Neben dieser sogenannten tiefinelastischen Teilchenproduktion, kann es zu elastischen Kollisionen oder zu sogenannten diffraktiven Ereignissen kommen, wobei man in beiden Fällen den Austausch eines farb- und ladungsneutralen Teilchen mit den Quantenzahlen des Vakuums annimmt. Im Falle sogenannter diffraktiver Ereignisse, bei denen das Proton einfach aufbricht unterscheidet man zwischen einfacher und doppelter Diffraktion sowie dem Austausch mehrerer farbloser Teilchen, wobei ebenfalls Teilchenströme erzeugt werden. Dabei entstehen jedoch keine Farbfelder, die zusätzliche Teilchenproduktionen im Zentralbereich zur Folge haben. In Abb. 3 sind diese Ereignisse mit dem Bereich der Pseudorapidität<sup>2</sup>  $\eta$ , den sie abdecken dargestellt. Zusätzlich ist eine elastische Kollision und eine tiefinelastische Kollision zu sehen. Bei elastischen Kollisionen treffen sich die Protonen wie bei der Kollision zweier Kugeln, und bleiben nahe an der Strahlachse. Es kann dabei jedoch zur Anregung der Protonzustände kommen,

<sup>2</sup>Die Pseudorapidität  $\eta$  ist eine Größe, die in der Teilchenphysik anstelle des Winkels zur Strahlachse  $\theta$  verwendet wird. Sie ist definiert als  $\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$ .

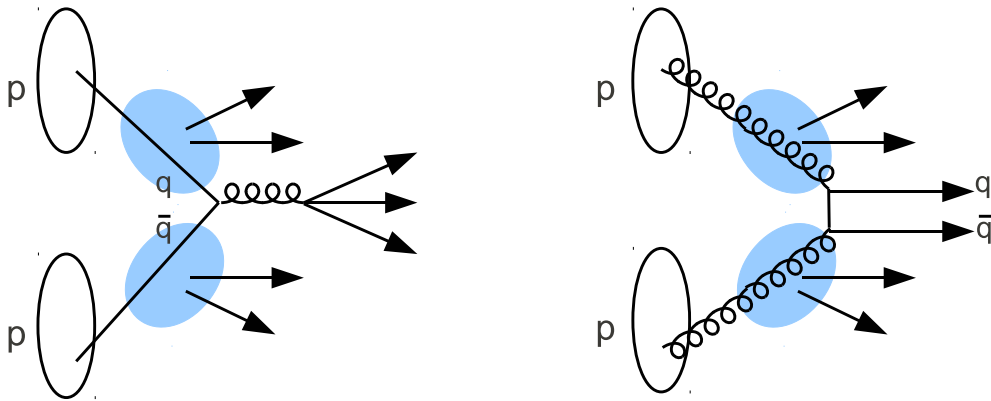


Abbildung 2: Hier sind zwei Beispiele für tiefinelastische Kollisionen dargestellt. Links wechselwirken ein Quark ( $q$ ) und ein Antiquark ( $\bar{q}$ ) wodurch ein Teilchenstrom und Farbfelder entstehen. Rechts ist eine Wechselwirkung zweier Gluonen dargestellt.

wodurch beim Rückfallen in den Grundzustand zusätzliche Teilchen emittiert werden können. Wie in Abb. 3 dargestellt, decken die unterschiedlichen Kollisionsarten verschiedene Bereiche in der Verteilung der Pseudorapidität ab. Somit ist nur ein Teil dieser Ereignisse im LHCb-Detektor, der einen Bereich von ungefähr  $1.5 < \eta < 5$  abdeckt, zu sehen. [d'E08, Fab10]

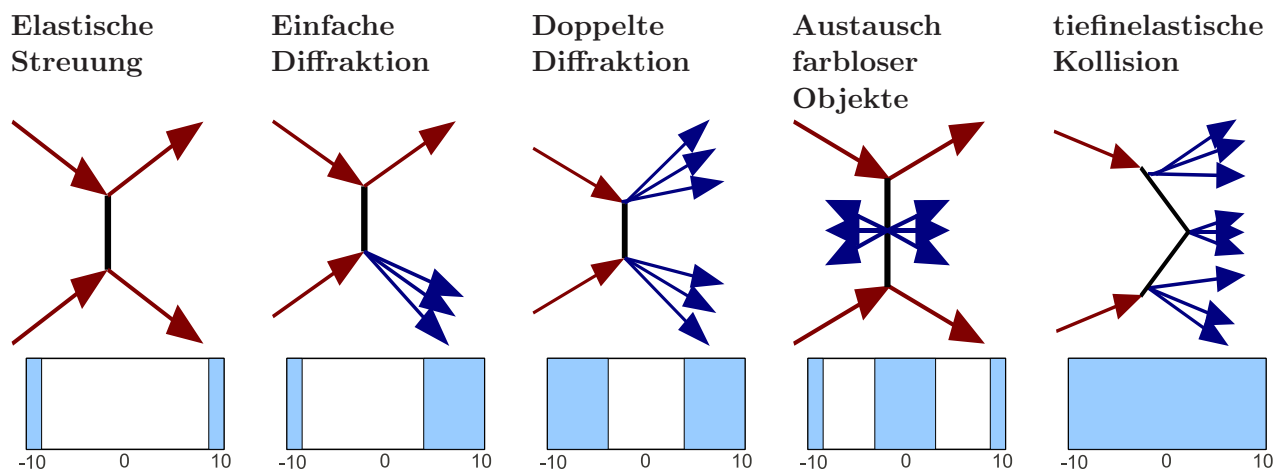


Abbildung 3: Eine Übersicht der verschiedenen elastischen und diffraktiven Kollisionsarten. Unter dem Feynman-Graphen ist jeweils der Bereich der Pseudorapidität angegeben, indem man die Produkte finden kann. Bei der elastischen Streuung bleiben die Protonen unversehrt, bei der Beugung werden die Protonen aneinander gebeugt. Kommt es zum farblosen Austausch, werden zusätzliche Teilchenströme emittiert.



## 3 Der LHCb Detektor

### 3.1 Übersicht über den Detektor

Das LHCb-Experiment und der dabei verwendete LHCb-Detektor ist ein Experiment am LHC (Large Hadron Collider) am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) das vor allem der Untersuchung der CP-Verletzungen in B-Mesonen dient. Dabei hofft man, aus diesen Effekten Erkenntnisse über neue physikalische Phänomene zu gewinnen.

Der dabei eingesetzte 4500 Tonnen schwere LHCb-Detektor ist ungefähr 10 Meter hoch und breit und ungefähr 20 Meter lang. Es handelt sich um ein Vorwärtsspektrometer, das nur den kleinen Winkelbereich um das Kollisionszentrum abdeckt, indem die meisten B-Mesonen entstehen.

Der Detektor besteht aus mehreren Nachweiskomponenten, einem Magnetfeld und dem Strahlrohr für die Protonenstrahlen wie in Abb. 4 zu sehen ist. Die Nachweiskomponenten sind unterteilt in solche, die für die Spurrekonstruktion verantwortlich sind und solche, die für die Teilchenidentifikation verantwortlich sind. Das Magnetfeld wird von einem Dipol-Magneten erzeugt, der zwischen den Nachweiskomponenten angebracht ist und dient der Ablenkung geladener Teilchen zur Impulsbestimmung.

Das Koordinatensystem des Detektors ist so gewählt, dass sich die Strahlachse auf der z-Achse liegt. Somit ergibt sich als Ablenkrichtung des Dipol-Magneten die x-Achse. Die y-Achse steht demnach senkrecht auf diesen beiden Achsen.

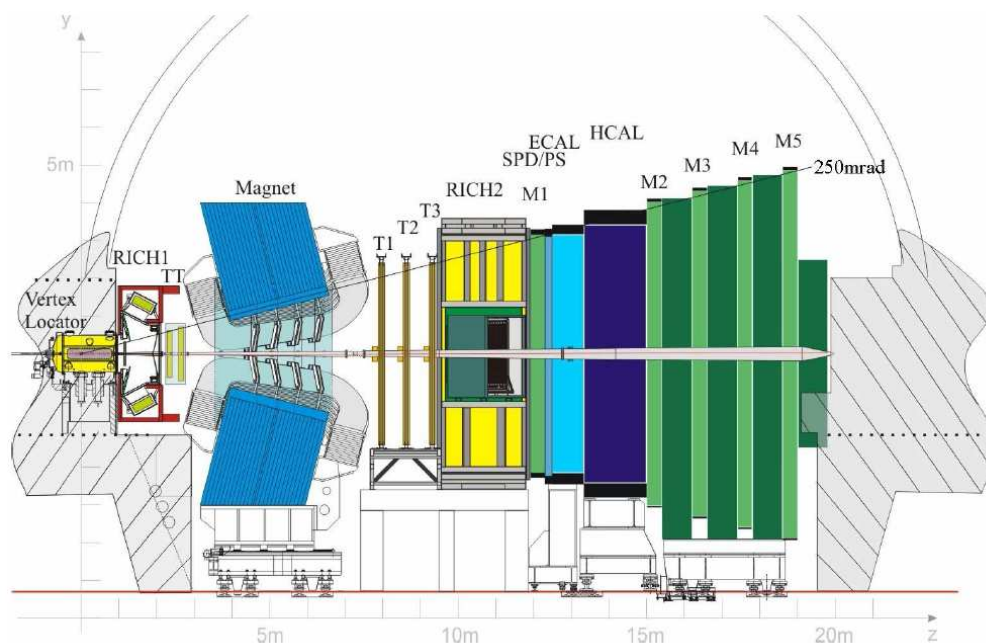


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des LHCb-Detektors. [LHC08]

### 3.2 Detektorstationen zur Spurrekonstruktion

Die erste Detektorstation ist der „Vertex Locator“ (Velo), der direkt um den Kollisionspunkt angeordnet ist. Seine Aufgaben sind die Bestimmung des Primärvertex (Ort der Kollision),

der Sekundärvertices, in denen die B-Hadronen zerfallen und die Spurrekonstruktion. Dazu ist er aus zwei Hälften aus jeweils halbscheibenförmigen Siliziumstreifendetektoren aufgebaut, welche abwechselnd die Radialkomponente  $r$  und die Winkelkomponente  $\phi$  der durchfliegenden Teilchen bestimmen. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Positionen des Durchgangs eines geladenen Teilchens in Polarkoordinaten mit einer Auflösung zwischen 10 und 25  $\mu\text{m}$ . Da die beiden Detektorhälften nur 8 mm vom Strahl entfernt sind kann der Velo aus Schutzgründen geöffnet werden, wobei die beiden Hälften bis zu 6 cm auseinander gefahren werden können, wodurch man verhindern kann, dass zum Beispiel bei niedrigen Schwerpunktenenergien die Velo-Schichten von den dort schlechter fokussierten Protonenstrahlen getroffen werden.

Der „Trigger-Tracker“ (TT) befindet sich weiter in Flugrichtung der Teilchen im Detektor direkt vor dem Dipol-Magneten. Er besteht aus zwei Unterstationen (TTa und TTb) welche jeweils aus zwei Schichten Siliziumstreifendetektoren mit einer Auflösung von ungefähr 50  $\mu\text{m}$  aufgebaut sind.

Direkt hinter dem Magnetfeld befinden sich der „Inner-Tracker“ (IT) und der „Outer-Tracker“ (OT), welche ebenfalls der Spurrekonstruktion dienen. Sie sind in drei Stationen angeordnet, wobei jeweils der aus Siliziummodulen bestehende Inner-Tracker den Bereich nahe des Strahlrohrs einnimmt, und der aus Driftröhrchen bestehende Outer-Tracker den äußeren Bereich abdeckt. Dies hat den Grund, dass die Silizium-Detektoren eine höhere Granularität als die Driftröhrchen haben, jedoch auch deutlich teurer sind. Da die höchsten Teilchendichten nahe der Strahlachse vorliegen, werden die präziseren Siliziumelemente dort eingesetzt. Jede der drei Stationen besteht aus vier Doppelschichten, wodurch bis zu acht Treffer pro Station und Teilchen detektiert werden können. [LHC08]

### 3.3 Detektorkomponenten zur Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation ist neben der Spurrekonstruktion eine sehr wichtige Aufgabe. So muss der Detektor beispielsweise unterscheiden können, ob bei einem B-Zerfall die Spur von einem Kaon oder einem Pion verursacht wurde.

Das erste Element zur Teilchenidentifikation im Detektor sind die RICH-Detektoren (Ring Imaging CHerenkov). Er ist in zwei Unterdetektoren aufgeteilt (RICH1 und RICH2), wobei RICH1 vor dem Magneten und RICH2 hinter dem Magneten angeordnet ist. In RICH1 werden die Teilchen mit einem niedrigeren Impuls ( $1 \text{ GeV} < p < 60 \text{ GeV}$ ) im vollen Winkelbereich des Detektors identifiziert, in RICH2 die Teilchen mit einem höheren Impuls ( $15 \text{ GeV} < p < 100 \text{ GeV}$ ) in einem kleineren Winkelbereich um die Strahlachse. Beide RICH-Detektoren arbeiten mit einem Verfahren, das die Cherenkov-Strahlung relativistischer Teilchen beim Durchfliegen eines Mediums nutzt. Aus dem Öffnungswinkel<sup>3</sup> des Lichtkegels der Teilchen können hier Protonen, Kaonen und Pionen identifiziert werden.

Ein weiteres Element bei der Teilchenidentifikation ist das Kalorimeter (CALO), welches hinter dem RICH2-Detektor angeordnet ist. Das Kalorimeter ist für die Identifikation von Elektronen, Photonen und Hadronen sowie die Messung deren Energien und Positionen zuständig. Es besteht ebenfalls aus zwei Unterdetektoren. Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) detektiert Elektronen und Photonen, das dahinter angeordnete Hadronische Kalorimeter (HCAL) Hadronen. Beide Kalorimeter arbeiten mit Szintillatoren, welche die Energiedeposition der

<sup>3</sup>Der Öffnungswinkel  $\vartheta$  des Lichtkegels bei der Cherenkovstrahlung hängt vom Brechungsindex  $n$  des durchfliegenden Materials und dem Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit  $\beta = v/c$  ab. Er lässt sich mit  $\cos \vartheta = \frac{1}{n\beta}$  berechnen.

Teilchen nachweisen. Daneben benutzen die Kalorimeter Absorber aus Blei und Eisen um die Teilchen zu stoppen. Das Kalorimeter arbeitet zusätzlich bei der Vorselektion der Teilchen im Trigger mit (s. Kap. 3.4).

Das hinterste Detektorelement ist das Myon-System. Es besteht aus 5 Stationen mit dazwischen gelagerten Eisenabsorbern. Durch die Absorber werden alle Teilchen bis auf die minimal ionisierende Myonen gestoppt. Die Myonen können dann in den Myondetektoren nachgewiesen und vermessen werden. Die Myonen spielen eine wichtige Rolle, da sie die Endprodukte von B-Zerfällen darstellen. [LHC08]

### 3.4 Trigger

Die Trigger des LHCb-Detektors dienen der Verkleinerung der enormen Datenmenge von bis zu 10 Millionen Ereignissen pro Sekunde und der Filterung der interessanten Ereignisse aus den Kollisionen. Die Filterung der Daten findet in zwei Stufen statt. In einer ersten Stufe (L0) wird von der Elektronik aus den Signalen der Kalorimeter und des Myondetektors nach Ereignissen mit großer transversaler Energie gesucht.

Die zweite Stufe bildet ein Trigger, der auf einem Computercluster läuft (HLT). An ihn werden alle Ereignisse aus dem L0-Trigger weitergeleitet. Es werden Informationen aus dem Velo und den T-Stationen benutzt, um nach Zerfallsprodukten von B-Mesonen zu suchen. Durch das Durchlaufen beider Trigger wird die Datenrate auf ungefähr 0.02% der Anfangsrate reduziert und kann gespeichert werden. In den ersten Wochen der Datenentnahme war die Datenmenge jedoch so gering, dass ein Einsatz der zweiten Triggerstufe noch nicht nötig war. Somit werden Ereignisse betrachtet, welche vom L0-Trigger selektiert wurden. [CER10]

### 3.5 Struktur der gespeicherten Daten

### 3.6 Monte-Carlo Simulation

## 4 Rekonstruktion und Selektion

Um die richtungsabhängigen Systematiken im LHCb-Detektor zu untersuchen, ist zuerst eine Rekonstruktion der Teilchenspuren notwendig um Aussagen über den Ort der Teilchen im Detektor zu treffen. Außerdem ist eine Selektion der interessanten Ereignisse und Teilchen wichtig. In Abb. 5 sind die Spuren eines Ereignisses dargestellt. Man kann den Kollisionspunkt erkennen und die Ablenkung der Spuren im Magnetfeld.

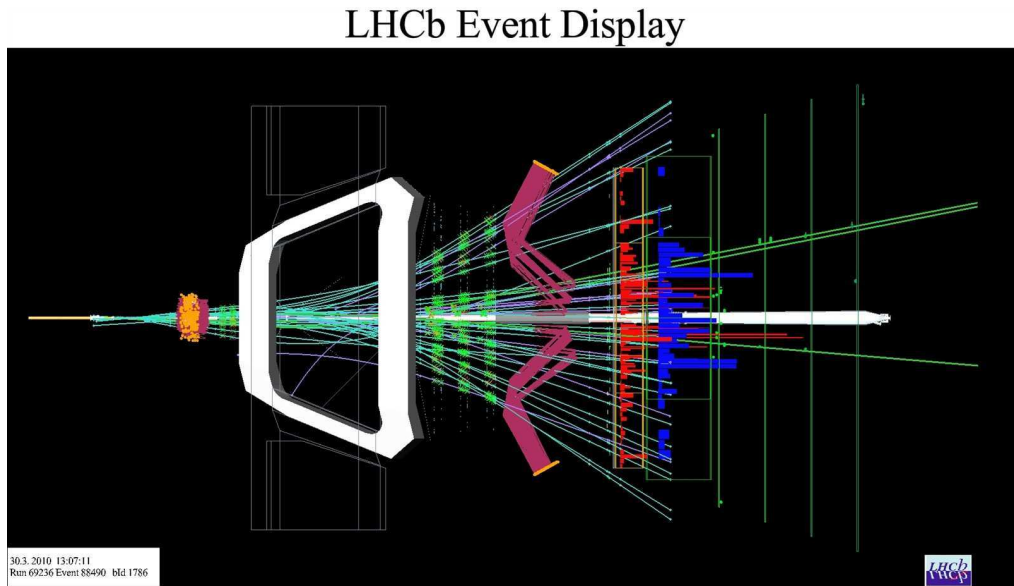


Abbildung 5: Event Display einer Kollision im LHCb Detektor. Es sind die Spuren der bei der Kollision entstandenen Teilchen zu sehen. [CER10]

## 4.1 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion ist Voraussetzung für die Bestimmung der Flugbahn geladener Teilchen. Hierbei werden die Spuren, auf denen sich die Teilchen bewegt haben, aus den Messpunkten in den einzelnen Detektorelementen rekonstruiert. Die Funktionsweise der Spurrekonstruktion ist hier vereinfacht dargestellt:

Im Velo wird aus 3 Treffern in einer  $R$ -Lage und 3 Treffern in einer  $\Phi$ -Lage eine gerade Spur rekonstruiert. Dies ist möglich, da im Velo quasi kein Magnetfeld vorliegt. Dasselbe wird in den T-Stationen durchgeführt. Dazu werden in jeder T-Station zwei Treffer benötigt. Nun wird wie in Abb. 6 dargestellt, für die Velo-Spur eine passende Spur in den T-Stationen gesucht. Ist diese Suche erfolgreich, kann eine Teilchenspur rekonstruiert werden. Spuren, die wie hier beschrieben ein Velo- und ein T-Segment besitzen, werden als „lange“ Spuren bezeichnet. In dieser Arbeit werden nur dieser Spurtyp verwendet, weshalb im Folgenden nur noch von Spuren gesprochen wird.

Die Güte der Spurrekonstruktion kann über das  $\chi^2$  der Spuranpassung<sup>4</sup> angegeben werden und macht es somit möglich durch eine Einschränkung dieser Größe falsch rekonstruierte Spuren zu unterdrücken.

In dieser Arbeit werden nur Teilchen verwendet, die in diesem Spurtyp rekonstruierbar sind, da dieser Spurtyp die beste Impuls- und Ortsauflösung besitzt.

<sup>4</sup>Das  $\chi^2$  der Spuranpassung gibt den Grad der Anpassung der Spur an die Messpunkte an. Es gilt für Messpunkte in einem zweidimensionalen Koordinatensystem  $\chi^2 = \sum_j = 1^m \frac{(y_j - y_{j0})^2}{y_{j0}}$  wobei  $m$  die Anzahl der Messpunkte,  $y_j$  die  $y$ -Position des Messpunktes und  $y_{j0}$  die  $y$ -Position der Spur bei der  $x$ -Position des Messpunktes ist. Teilt man den  $\chi^2$ -Wert durch die Anzahl der Freiheitsgrade  $k = m - 1$ , ist bei guter Übereinstimmung das Ergebnis  $\chi^2/k \approx 1$ .

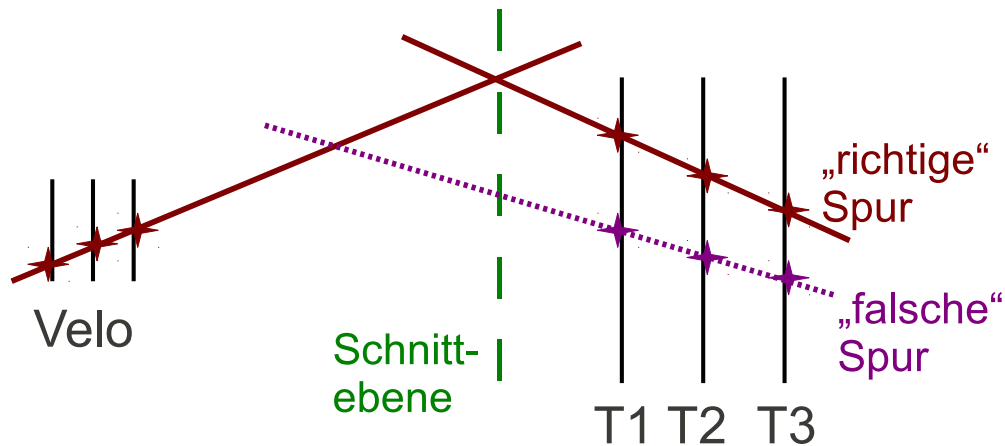


Abbildung 6: Spurrekonstruktion aus einer Spur aus dem Velo zusammen mit einer passenden Spur aus den T-Stationen (vereinfachte Darstellung).

## 4.2 Selektion der Daten

Die Spurdaten können ohne Selektion nicht ausgewertet werden, da auch Teilchen detektiert werden, die nicht oder nicht direkt aus der Kollision zweier Protonen entstanden sind. Es werden auch Teilchen detektiert, welche aus Kollisionen von einem Proton mit einem Gasmolekül im Detektor oder aus Materialwechselwirkungen entstanden sind.

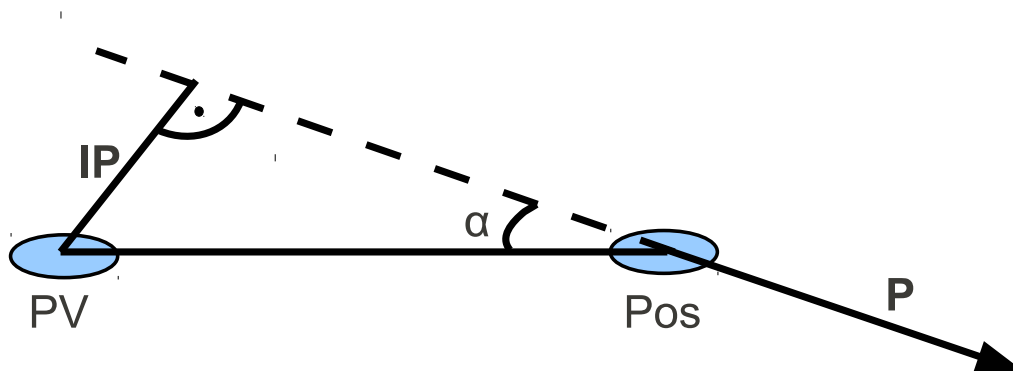


Abbildung 7: Die Abbildung zeigt den Primärvertex (PV), den Stoßparameter (IP) und den Entstehungsort des Teilchens (Pos) sowie dessen Impuls (P). Über einen Schnitt auf den Flugwinkel  $\alpha$  kann man Materialinteraktionen unterdrücken.

Dazu wird als erstes die Bedingung aufgestellt, dass der Ort der Kollision, der Primärvertex (PV), der aus den Spuren rekonstruiert wird auch dort ist, wo die Protonenstrahlen sich tatsächlich treffen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, dass die Kollision auch wirklich eine Kollision zwischen zwei Protonen war.

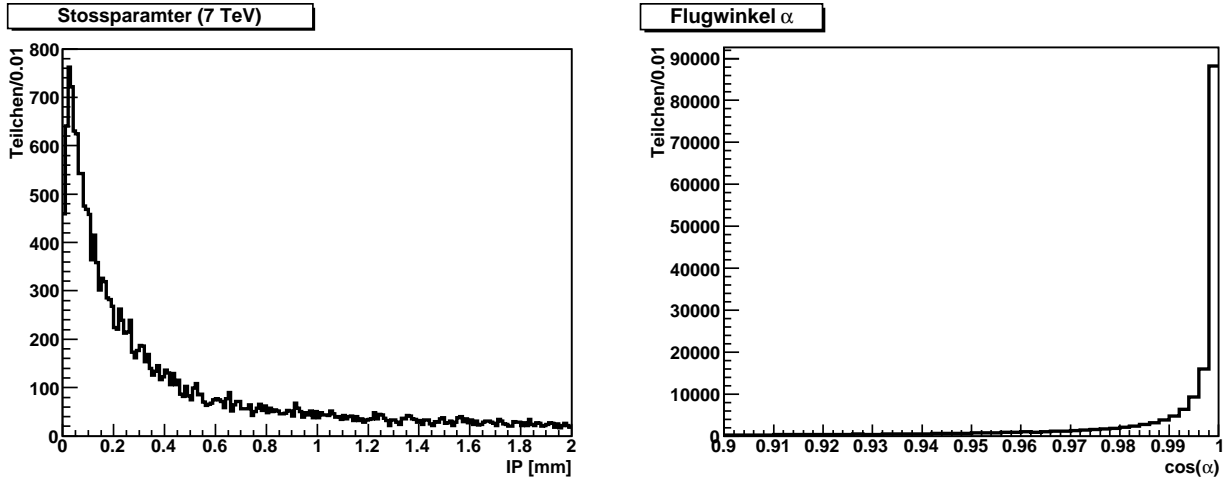


Abbildung 8: Verteilung des Stoßparameters und des Kosinus des Flugwinkels bei 7 TeV Schwerpunktsenergie.

Um nun sicherzustellen, dass die Teilchen wirklich aus dem Primärvertex und nicht aus Materialinteraktion stammen, wird der Stoßparameter betrachtet, dessen Definition in Abb. 7 gezeigt ist. Er gibt den geringsten Abstand der Teilchenspur zum Primärvertex an. Abb. 8 zeigt die Verteilung des Stoßparameters (IP), in der zu erkennen ist, dass die meisten Teilchen einen Stoßparameter  $IP < 2$  mm besitzen, was auch bedeutet dass sie nahe des Primärvertex entstanden sind. Deshalb betrachtet man auch nur diese Teilchen. Man kann diese Selektion noch verbessern, indem man sich den Flugwinkel  $\alpha$  des Teilchens anschaut, der ebenfalls in Abb. 7 definiert wird. Für Teilchen die direkt aus dem Primärvertex kommen, gilt  $\alpha = 0$ . Deswegen schneidet man auf den Kosinus dieses Winkels und verlangt  $\cos \alpha > 0.99$ , wodurch man die Spitze der Verteilung selektiert, wie in Abb. 8 zu sehen ist.

Einige weitere Größen müssen bei der Selektion noch eingeschränkt werden, beziehungsweise werden durch die Geometrie des Detektors oder die Rekonstruktion schon eingeschränkt. Dies betrifft die Impulsverteilung  $p$  und die Verteilung des transversalen Impulses  $p_t$ . Diese sind aufgrund der Detektorgeometrie und der Magnetfeldkrümmung unterhalb  $p = 2$  GeV und  $p_t = 100$  MeV abgeschnitten. Jedoch sind diese Schnitte in der Impulsverteilung nicht scharf und zieht sich über einen breiteren Impulsbereich. Um falsche Effekte durch diese Auswaschung vorzubeugen, werden die Verteilungen erneut scharf geschnitten. Auch die Verteilung der Pseudorapidität  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , eine Größe welche in der Teilchenphysik oft anstatt dem Winkel  $\theta$  zur z-Achse verwendet wird, ist wie in Abb. 9 zu sehen auf den Bereich  $1.9 < \eta < 5.3$  beschränkt. Dies entspricht dem Winkelbereich des Detektors von  $10 \text{ mrad} < \theta < 300 \text{ mrad}$ .

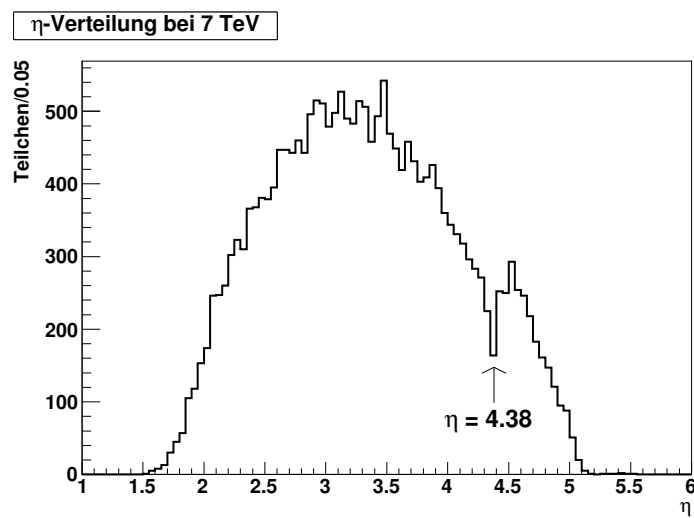


Abbildung 9:  $\eta$ -Verteilung bei 7 TeV. Es werden nur Longtracks mit  $1.5 < \eta < 5.2$  gefunden. Bei  $\eta = 4.38$  sieht man einen Abfall in der Verteilung. Dies entspricht einem Winkel von 25 mrad, bei dem der Rand des Strahlrohrs liegt, dort können die Teilchen nicht detektiert werden.

## 5 Richtungssystematiken

In Proton-Proton-Kollisionen sollte die Winkelverteilung der entstanden Teilchen symmetrisch sein. Somit sollte die Verteilung der Teilchen im Idealzustand auch im Winkel um die Kollisionsachse symmetrisch detektiert werden, da ansonsten weiterführende Messungen fehlerhaft sein können. Verschiedene Effekte im Detektor können diese Symmetrie aufheben und somit Asymmetrien in der Richtungsverteilung erzeugen.

Im Folgenden werden solche Asymmetrien untersucht und deren Ursachen diskutiert, wobei die Systematik der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld (x-Richtung) und der Teilchen waagrecht zum Magnetfeld (y-Richtung) separat betrachtet werden, da dort jeweils andere Effekte auftreten können.

### 5.1 Berechnung von Asymmetrien

Die Asymmetrie  $A$  zwischen den Teilchenanzahlen zweier Detektorbereiche wird standardmäßig aus der Anzahl der Teilchen im Detektorbereich 1 ( $N_1$ ) und der Anzahl der Teilchen Detektorbereich 2 ( $N_2$ ) mit

$$A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (2)$$

berechnet. Der Fehler der so bestimmten Asymmetrie  $\delta A$  kann, wenn  $N_1 \approx N_2$  und für die Summe  $N_1 + N_2 = \text{const.}$  gilt, durch

$$\delta A \approx \frac{\sqrt{N_1 + N_2}}{N_1 + N_2} = \frac{\sqrt{N_{ges}}}{N_{ges}} \quad (3)$$

genähert werden. Dabei gilt  $\delta N_i = \sqrt{N_i}$ . [Lyo86]

Eine Asymmetrie von  $A = 0$  bedeutet, dass keine Asymmetrie vorhanden ist, bei  $A = 1$  sind alle Teilchen in Detektorbereich 1. Typischerweise werden Asymmetrien in Prozent angegeben.

### 5.2 Verteilung der Teilchenspuren in der Ablenkungsrichtung des Magneten bei 7 TeV Schwerpunktenenergie

Die Betrachtung der Verteilung der Teilchen in Ablenkungsrichtung des Magneten muss man zwischen drei verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen unterscheiden. Es gibt Daten, die mit nach unten gerichtetem Magnetfeld ( $B_\downarrow$ ) aufgenommen werden und Daten, die mit nach oben gerichtetem Magnetfeld ( $B_\uparrow$ ) aufgenommen werden. Die Verteilung der Teilchen sieht für jede dieser Konfigurationen unterschiedlich aus. Die Verteilung kann aufgrund der Struktur der gespeicherten Spuren direkt hinter dem Velo bei  $z = 770$  mm betrachtet werden. Dabei findet man folgende Asymmetrien  $A_x(770)$  zwischen der linken und rechten Seite:

$$A_x(770) = \frac{N_{x<0} - N_{x>0}}{N_{x<0} + N_{x>0}} \quad (4)$$

$$A_x(770) = (0.87 \pm 0.07)\% \quad (B_\downarrow) \quad (5)$$

$$A_x(770) = (-0.91 \pm 0.09)\% \quad (B_\uparrow) \quad (6)$$



Hierbei bedeutet eine positive Asymmetrie mehr Teilchen links ( $x < 0$ ) und eine negative Asymmetrie mehr Teilchen rechts ( $x > 0$ ). Dabei sieht man, dass bei nach oben gerichtetem Magnetfeld mehr Teilchen rechts sind und bei nach unten gerichtetem Magnetfeld mehr Teilchen links sind. Bei ausgeschaltetem Magnetfeld ist die Asymmetrie jedoch gleich groß wie bei nach unten gerichtetem Magnetfeld.

Um der Ursache dieser Asymmetrie auf den Grund zu gehen, wird die Asymmetrie für nach unten gerichtetes Magnetfeld genauer betrachtet.

### 5.2.1 Asymmetrie in Abhängigkeit von Position und Impuls

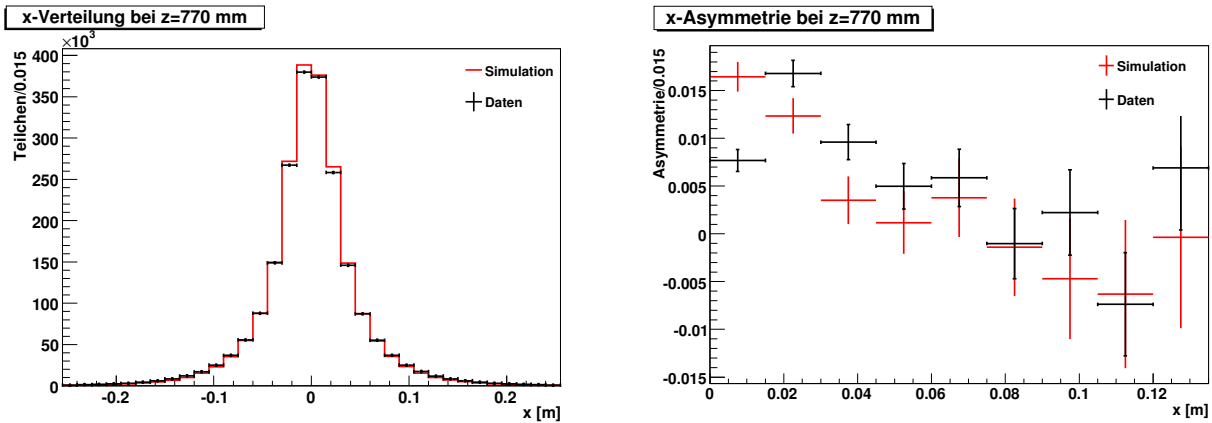


Abbildung 10: Die x-Verteilung bei  $z = 770$  mm (links) und die Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld über den Betrag von  $x$  (rechts). Es handelt sich um Daten mit nach unten gerichtetem Magnetfeld. Die x-Verteilung der rekonstruierten Simulation wurde auf die der Daten normiert.

Die Asymmetrie lässt sich durch eine Betrachtung der x-Verteilung genauer untersuchen. Dabei soll der Vergleich mit einer Simulation zeigen, ob die Asymmetrie theoretisch zu erwarten ist. Bei der Simulation handelt es sich um eine Monte-Carlo Simulation in die die bekannte Teilchen- und Detektorphysik einfließt. Dabei werden Teilchen generiert, wie man es aus dem Standardmodell bei einer Proton-Proton-Kollision erwartet. Die generierten Teilchen können mit den aktuell bekannten Detektoreigenschaften rekonstruiert werden und somit mit den Daten verglichen werden.

Die Asymmetrie der rekonstruierten Simulation bei  $z = 770$  mm von  $A_x^{sim}(770) = (0.89 \pm 0.09)\%$  ist gleich groß wie die entsprechende Asymmetrie auf Daten. Wie man in Abb. 10 sieht, sind auch die x-Verteilungen bei Daten und Simulation und somit auch die Asymmetrie in den Einzelnen x-Bereichen sehr ähnlich. Die Asymmetrien sind zwar außer direkt um  $x = 0$  für die Simulation etwas niedriger als für die Daten, stimmen aber innerhalb der Fehler überein. Bei  $x = 0$  ist die Asymmetrie am größten. Die Asymmetrie ist also hauptsächlich bei Teilchen vorhanden, welche sich nahe des Strahlrohrs bewegen.

Um mehr über diese Teilchen zu erfahren kann man die Asymmetrie über den Impuls  $p$ , den transversalen Impuls  $p_T = p \cdot \cos \theta$  und die Pseudorapidität  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$  wie in Abb. 11 bei  $z = 770$  mm auftragen.  $\theta$  ist hierbei der Winkel zwischen dem Teilchenimpuls und der z-Achse.

Bei der Impulsverteilung sieht man, dass die Asymmetrie für kleine Impulse kleiner als null ist.

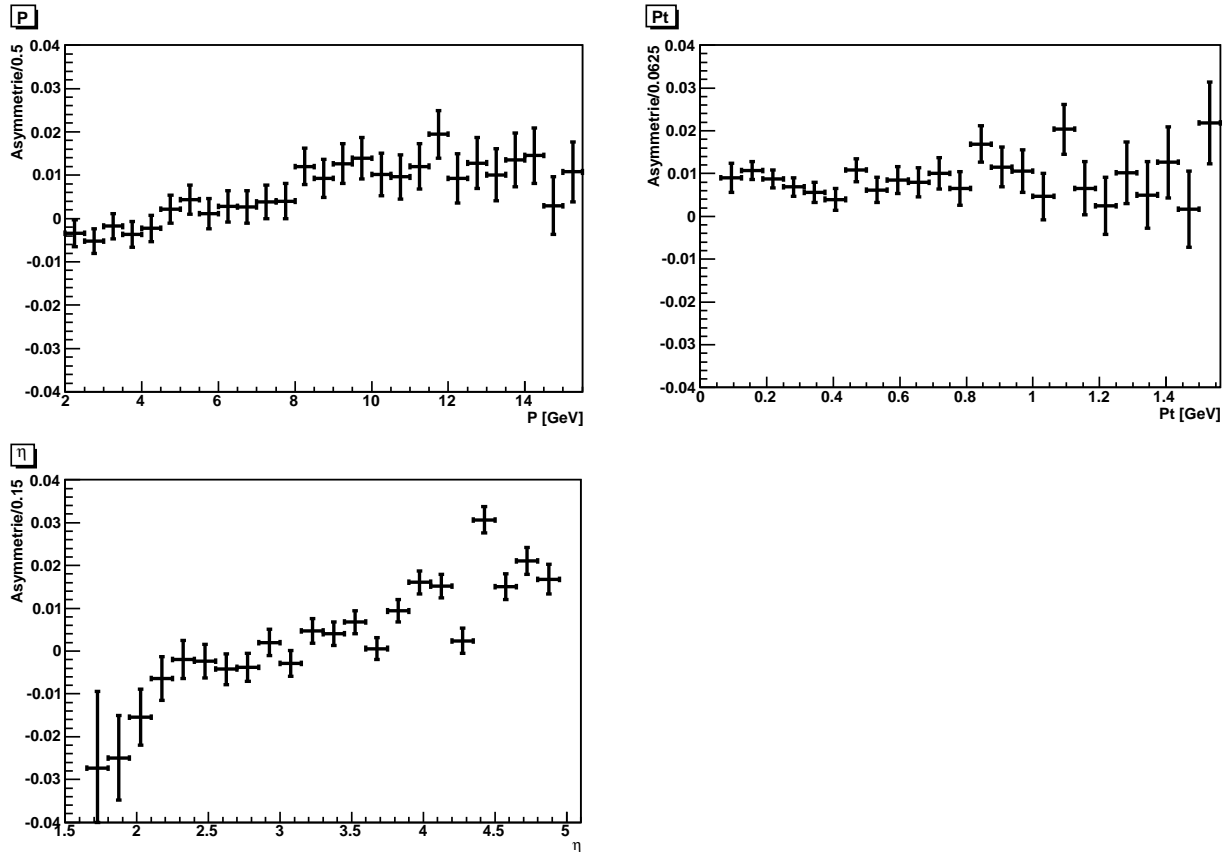


Abbildung 11: Die x-Asymmetrie über den Impuls (links oben), den transversalen Impuls (rechts oben) und die Pseudorapidität (links unten) für Daten bei  $z=770$  mm. Dabei entspricht  $\eta = 5$  einem Bereich nahe des Strahlrohrs.

Das heißt man findet bei kleinen Impulsbereichen etwas mehr Teilchen rechts. Jedoch steigt die Asymmetrie schnell an, und ab einem Impuls von ungefähr 5 GeV findet man mehr Teilchen auf der linken Seite. Man sieht, dass die Asymmetrie vor allem von Teilchen mit einem hohem Impuls verursacht wird. Dies sind Teilchen die aufgrund der Impulserhaltung vorwiegend in Richtung des Protonstrahls produziert werden.

Die Verteilung des transversalen Impulses zeigt keine Abhängigkeit. Bis auf kleine Schwankungen scheint diese Asymmetrie relativ konstant zu sein.

Bei der Verteilung der Pseudorapidität sieht man einen ähnlichen Verlauf wie beim Impuls. Teilchen mit einer kleinen Pseudorapidität haben eine negative Asymmetrie, weisen jedoch auch eine geringe Statistik auf, wie man an den großen Fehlern sieht. Diese Teilchen sind relativ weit von der Strahlachse entfernt. Die Teilchen mit einer hohen Pseudorapidität hingenen liegen nahe am Strahlrohr und weisen eine hohe Asymmetrie auf.

Diese Verteilungen bestätigen, dass die Asymmetrie nahe der  $z$ -Achse am höchsten ist und von Teilchen mit einem hohen Impuls erzeugt werden. Mögliche Ursache für die beobachtete Asymmetrie ist der Kreuzungswinkel der Protonenstrahlen. Die Strahlen treffen sich nicht genau frontal, sondern sind etwas gekrümmt um des Magnetfeldes auszugleichen.

## 5.2.2 Ursachen der Asymmetrie

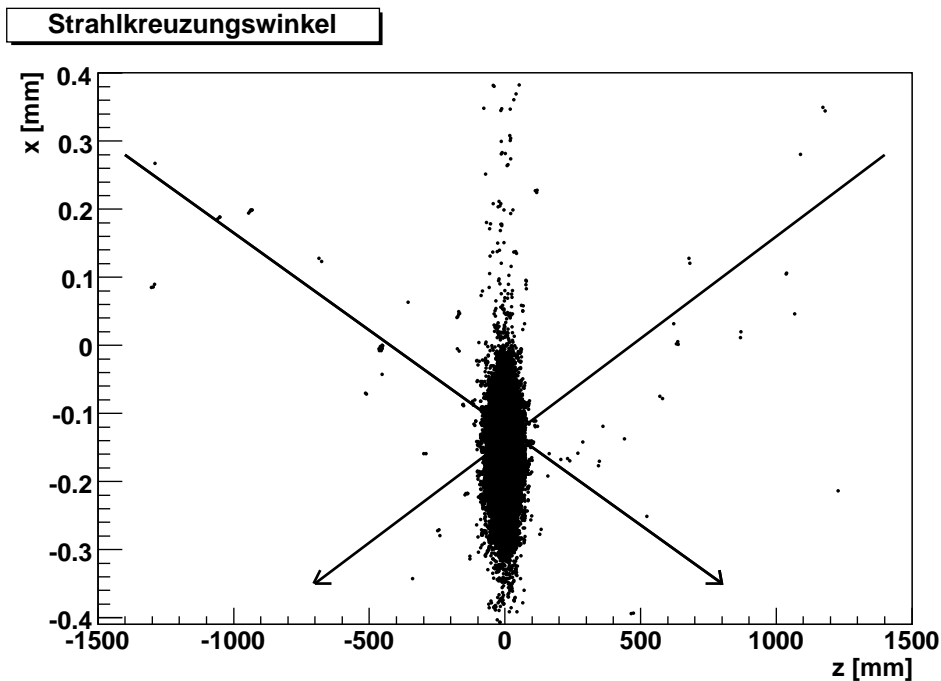


Abbildung 12: Eine xy-Verteilung der Primärvertices der Teilchen. Darin ist der Strahlkreuzungswinkel eingezeichnet. Er beträgt  $-0.277$  mrad gegen die z-Achse.

In Kap. 5.2.1 wird die Vermutung aufgestellt, dass die Asymmetrie vom Strahlkreuzungswinkel der Protonenstrahlen verursacht wird. Dessen Existenz kann durch eine xz-Verteilung der Primärvertices bei Daten gezeigt werden. In Abb. 12 sieht man bei  $z = 0$  mm die Primärvertices die durch Kollisionen von zwei Protonen erzeugt wurden. Entlang der Strahlen kommt es jedoch auch zu Kollisionen mit Restgasteilchen im Strahlrohr, welche man links und rechts vom Kollisionszentrum in einem Winkel zur z-Achse erkennen kann. Diese liegen dort, wo der Strahl verläuft und zeigen einen Strahlkreuzungswinkel von  $-0.277$  mrad gegen die z-Achse. Die Existenz dieses Winkels hat die Erklärung, dass aufgrund der Konstruktion des LHCb-Detektors als Vorwärtspektrometer die Protonenstrahlen durch das Magnetfeld des Detektors laufen müssen. Dieses Magnetfeld lenkt die Strahlen ab. Deshalb ist gegenüber des Detektors ein Kompensationsmagnet angebracht, der die Strahlen wieder in die gerade Laufrichtung von LHC bringt. Als Konsequenz haben die Strahlen im Kollisionspunkt einen kleinen Winkel zur Strahlachse.

Um den Effekt dieses Winkels auf die Asymmetrie zu untersuchen ist es hilfreich die simulierten Teilchen zu betrachten bevor sie durch die Detektorsoftware rekonstruiert werden. Dabei werden alle geladenen Teilchen betrachtet, die bei der Simulation generiert wurden. Betrachtet man hier die Asymmetrie zwischen den Teilchen die in die linke Hälfte fliegen ( $p_x < 0$ ) und denen die in die rechte Hälfte fliegen ( $p_x > 0$ ) findet man eine Asymmetrie von

$$A_{p_x}^{sim}(0) = (8.16 \pm 0.34)\%, \quad (7)$$

wobei sich positive Teilchen und negative Teilchen unterschiedlich verhalten. Die Verteilung für alle Teilchen sowie für positive und negative Teilchen ist in Abb. 13 dargestellt.

Um nun zu klären, ob nur der Strahlkreuzungswinkel für diese Asymmetrie verantwortlich

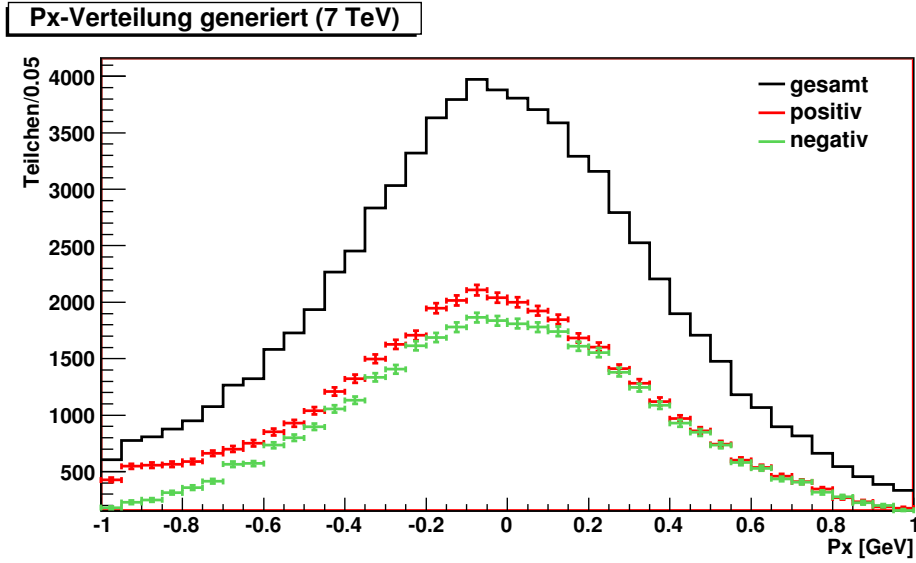


Abbildung 13:  $P_x$ -Verteilung der generierten Teilchen am Primärvertex mit einer Asymmetrie von  $A_{p_x}^s(0) = (8.16 \pm 0.34)\%$ . Die positiven Teilchen haben eine höhere Asymmetrie als die negativen Teilchen.

ist, schaut man sich die  $p_x$ -Verteilung im tatsächlichen Proton-Proton-Schwerpunktsystem an. Dazu wird ein Lorentzboost auf den Schwerpunkt in x-Richtung ausgeführt mit

$$v = \begin{pmatrix} v_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \frac{P}{E} \cdot \frac{\tan \phi_1}{\sqrt{1 + \tan^2 \phi_1}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Dabei ist  $P$  der Gesamtimpuls der einzelnen Protonenstrahlen ( $P = 3.5$  TeV) und  $\phi_1$  der Winkel des auf den Detektor zulaufenden Strahls ( $\phi_1 = -0.277$  mrad).

Nach diesem Boost beträgt die Asymmetrie

$$A_{p_x}^{sim}(0) = (0.22 \pm 0.34)\%, \quad (9)$$

was innerhalb der Fehler kompatibel mit Null ist. Die in der Simulation beobachtete Asymmetrie ist also eine Folge des Strahlkreuzungswinkel, der verschwindet wenn man ins Schwerpunktsystem der Protonen wechselt, wie man auch der Verteilung in Abb. 14 entnehmen kann. Auch die positive und die negative Verteilung sind nun symmetrisch. Jedoch gibt es hier vor allem bei  $p_x = 0$  deutlich mehr positive als negative Teilchen. Dies ist im Schwerpunktsystem jetzt gerade die Richtung, in welche der Protonstrahl zeigt. Diese zusätzlichen positiven Ladungen nahe des Strahlrohrs sind gerade die „Reste“ der positiv geladenen Protonen. Im Detektor ist dieser Effekt jedoch nur noch schwach vorhanden, da die meisten dieser positiven Teilchen eine Pseudorapidität von  $\eta > 5$  haben und folglich nicht mehr im Akzeptanzbereich des Detektors liegen und im Strahlrohr bleiben.

In den Daten und in den rekonstruierten simulierten Ergebnissen lässt sich dieser Boost jedoch nicht durchführen, da durch die ortsfesten Dimensionen des Detektors das Laborsystem

vorgegeben wird. Diese Ortskomponenten können demnach nicht transformiert werden, was eine Kompensation des Kreuzungswinkel durch einen Lorentzboost unmöglich macht. Es gibt jedoch die Möglichkeit, sich Daten für nach oben gerichtetes Magnetfeld anzuschauen.

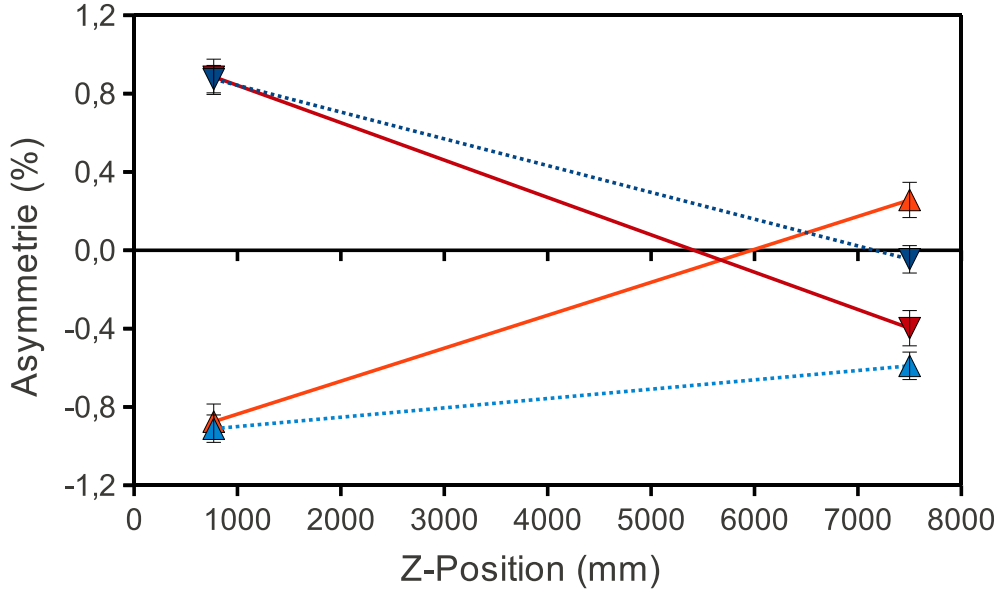


Abbildung 15: Die Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld über  $z$  aufgetragen. Dargestellt sind die Daten mit nach oben gerichtetem Magnetfeld ( $\triangle \dots$ ) und mit nach unten gerichtetem Magnetfeld ( $\nabla \dots$ ) sowie für die rekonstruierten Simulationen ( $\triangle \nabla \text{---}$ ).

Die umgekehrte Asymmetrie für nach oben gerichtetes Magnetfeld hat ihre Ursache darin, dass der Strahlkreuzungswinkel hier gerade in die andere Richtung zeigt um die nun geänderte Ablenkung durch das Magnetfeld zu kompensieren. Somit kann man nun indirekt überprüfen, ob der Strahlkreuzungswinkel die einzige Ursache für die Asymmetrie ist. In diesem Falle sollten die Asymmetrien für die beiden Magnetfeldkonfigurationen betragsmäßig gleich sein, aber ein unterschiedliches Vorzeichen haben. In Abb. 15 und Tab. 1 sind die Asymmetrien bei

7 TeV	$z=770$ mm [%]	$z=7500$ mm [%]
Data ( $B_{\downarrow}$ )	$0.87 \pm 0.07$	$-0.05 \pm 0.07$
Data ( $B_{\uparrow}$ )	$-0.91 \pm 0.07$	$-0.59 \pm 0.07$
MC ( $B_{\downarrow}$ )	$0.89 \pm 0.09$	$-0.40 \pm 0.09$
MC ( $B_{\uparrow}$ )	$-0.88 \pm 0.09$	$0.26 \pm 0.09$

Tabelle 1: Eine Übersicht der Asymmetrien beide Magnetfeldkonfigurationen für Daten und rekonstruierte simulierte Ergebnisse bei 7 TeV Schwerpunktsenergie. Die Asymmetrien sind in Abb. 15 dargestellt.

$z = 770$  mm und hinter dem Magneten bei  $z = 7500$  mm dargestellt. Bei  $z = 770$  mm ist dies der Fall, hinter dem Magneten ist die Asymmetrie der Daten für die beiden Magnetfeldkonfigurationen jedoch betragsmäßig etwas unterschiedlich.

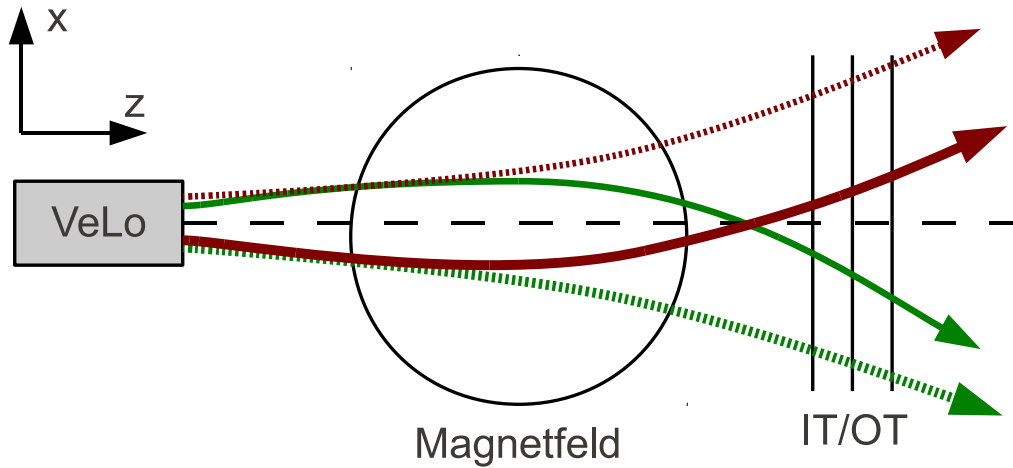


Abbildung 16: Der Strahlverlauf für positive (rot) und negative (grün) Teilchen durch den Detektor. Bei  $x < 0$  sind vor dem Magnetfeld mehr Teilchen, dadurch werden auch mehr Teilchen durch das Magnetfeld abgelenkt.

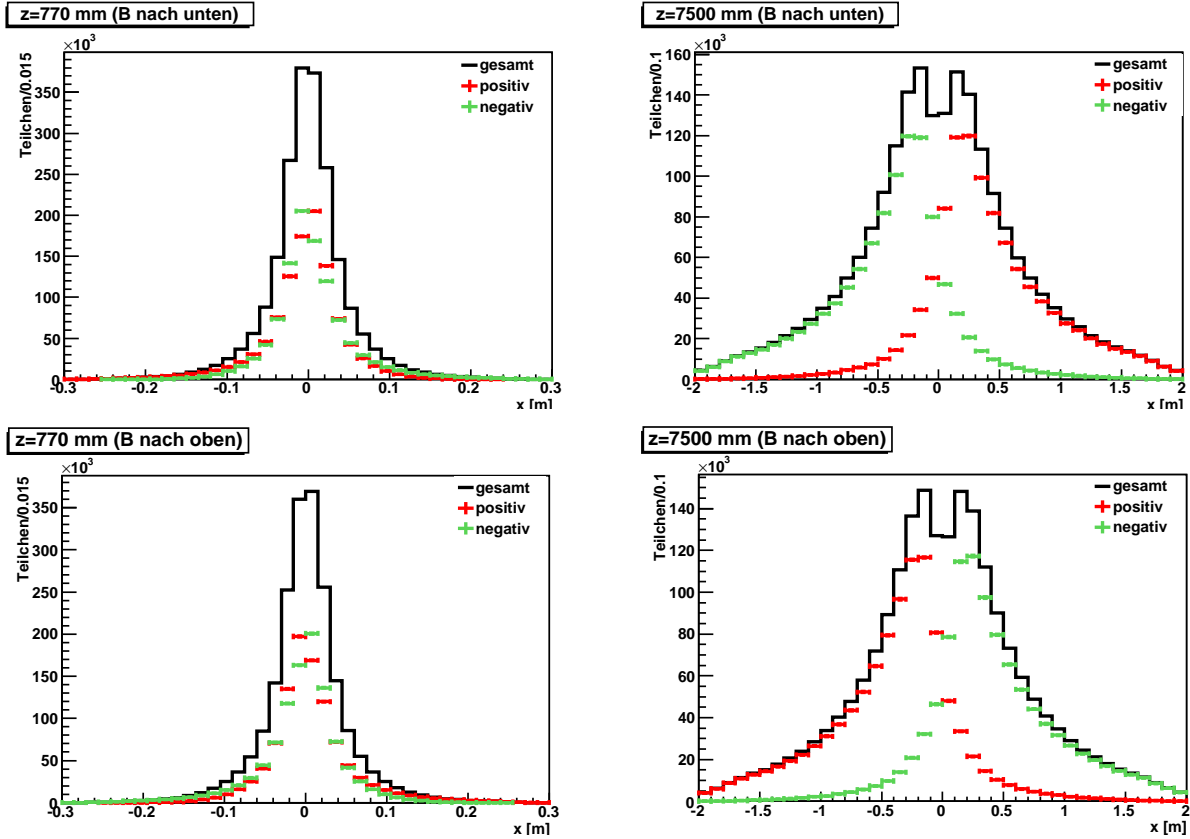


Abbildung 17: Die x-Verteilungen von Daten für beide Magnetfeldkonfigurationen bei  $z=770$  mm und  $z=7500$  mm. Es ist jeweils auch die Verteilung der positiven und negativen Teilchen dargestellt. Diese Verteilungen verschieben sich durch das Magnetfeld.

Auffallend ist, dass die Asymmetrie hinter dem Magnetfeld kleiner wird, beziehungsweise sich auf die andere Seite verschiebt. Dies hängt damit zusammen, dass durch die Ablenkung des Magnetfeldes Teilchen wie in Abb. 16 dargestellt die Seite wechseln können. Da auf der einen Seite vor dem Magnetfeld durch die Asymmetrie mehr Teilchen vorhanden sind, werden auch mehr Teilchen von dieser Seite abgelenkt als von der anderen. Dies hat zur Folge, dass die Teilchenanzahl hinter dem Magnetfeld auf dieser Seite sinkt und auf der anderen steigt, wodurch sich auch die Asymmetrie verändert. In Abb. 17 sind die x-Verteilungen der Daten vor und nach dem Magnetfeld dargestellt. Man sieht, dass sich bei nach unten gerichtetem Magnetfeld die negativen Ladungen nach links und die positiven Ladungen nach rechts verschieben. Bei nach oben gerichtetem Magnetfeld kehrt sich der Effekt wie erwartet um. Dass dies ein Effekt des Magnetfeldes ist, lässt sich durch die Asymmetrie bei  $z = 7500$  mm mit ausgeschaltetem Magnetfeld verifizieren:

$$A_x(770) = (0.83 \pm 0.34)\% \quad (B = 0) \quad (10)$$

$$A_x(7500) = (0.85 \pm 0.34)\% \quad (B = 0) \quad (11)$$

Wie erwartet, ist hier die Asymmetrie an beiden Positionen gleich, was bestätigt, dass nur das Magnetfeld die Asymmetrie verschiebt.

Weitere Ursachen für die Asymmetrie können Rekonstruktionsineffizienzen oder tote beziehungsweise ineffiziente Module in den Detektorschichten sein, welche jedoch im Umfang dieser Arbeit nicht genauer untersucht wird.

Weiterhin muss erwähnt werden, dass die Asymmetrie in unterschiedlichen Läufen (Runs) nicht ganz konsistent ist. Ein Lauf ist ein Zeitraum, indem Daten aufgezeichnet werden. Zwischen unterschiedlichen Läufen kann sich der Detektor eventuell leicht verändern. In Abb. 18 ist die Asymmetrie in einzelnen Läufen dargestellt. Man sieht jedoch auch, dass bei allen Durchläufen, außer bei einem, die Asymmetrien innerhalb der zweifachen Standardabweichung übereinstimmen. Dies zeigt, dass die genaue Asymmetriestimmung eine hohe Statistik voraussetzt.

### 5.3 Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld bei 900 GeV Schwerpunktenergie

Ein Vergleich mit einer Kollision bei einer Schwerpunktenergie von 900 GeV ermöglicht Erkenntnisse, ob der Effekt bei niedrigeren Energien gleich verläuft. Die  $x$ -Verteilung in Abb. 19 zeigt wieder, dass mehr Teilchen links als rechts zu finden sind. Jedoch fallen zwei Eigenschaften der Verteilung auf. Die Verteilung von Daten und Simulation stimmen nicht überein und in der Mitte bricht die Verteilung ein, was sich dadurch erklären lässt, dass bei den Messungen mit 900 GeV der Velo geöffnet ist, in diesem Fall 10 mm in beide Richtungen. Dies hat zur Folge, dass Teilchen die mit einem kleinen Impuls in  $x$ -Richtung  $p_x$  erzeugt werden, keine Treffer im Velo haben und deshalb auch nicht rekonstruiert werden können.

Die unterschiedliche Verteilung bei Daten und rekonstruierte Simulation wirkt sich auch auf die Asymmetrie aus. Die Asymmetrien bei Daten betragen

$$A_x(770) = (7.13 \pm 0.20)\% \quad (B_\downarrow), \quad (12)$$

$$A_x(770) = (-4.33 \pm 0.21)\% \quad (B_\uparrow) \quad (13)$$

und die Asymmetrien in der Simulation

$$A_x^s(770) = (3.48 \pm 0.18)\% \quad (B_\downarrow), \quad (14)$$

$$A_x^s(770) = (-8.09 \pm 0.18)\% \quad (B_\uparrow). \quad (15)$$

In Tab. 2 sind die Asymmetrien auch hinter dem Magneten dargestellt. Es fällt auf, dass die Asymmetrien deutlich größer als bei 7 TeV Schwerpunktenergie sind, was sich durch den größeren Strahlkreuzungswinkel von 2.1 mrad bei 900 GeV erklären lässt. Jedoch fällt auch auf, dass die Beträge der Ergebnisse bei nach oben und nach unten gerichtetem Magnetfeld weder bei den Daten noch bei der rekonstruierten Simulation übereinstimmen. Dies kann nun bei der Simulation genauer untersucht werden, da dort wieder die generierten Ergebnisse betrachtet werden können.

Betrachtet man alle generierten Teilchen in der Simulation, die geladen sind und deren Impuls in positive  $z$ -Richtung zeigt ( $p_z > 0$ ), findet man in der  $p_x$  Verteilung die Asymmetrien

$$A_{p_x}^s(0) = (8.89 \pm 0.08)\% \quad (B_\downarrow), \quad (16)$$

$$A_{p_x}^s(0) = (-9.03 \pm 0.08)\% \quad (B_\uparrow). \quad (17)$$

Man sieht, dass die Beträge der Asymmetrien übereinstimmen. Es wird nun verlangt, dass die Teilchen die Anforderungen für die Spurrekonstruktion erfüllen, also je drei Treffer in den



unterschiedlichen Velo-Schichten und je zwei Treffer in jeder T-Station. Für diese rekonstruierbaren Teilchen erhält man die Asymmetrien von

$$A_{p_x}^s(0) = (5.68 \pm 0.23)\% \quad (B_{\downarrow}), \quad (18)$$

$$A_{p_x}^s(0) = (-4.72 \pm 0.24)\% \quad (B_{\uparrow}). \quad (19)$$

Man sieht also, dass die generierten Teilchen in jedem Schritt bei beiden Magnetfeldkonfigurationen die selbe betragsmäßige Asymmetrie aufweisen. Somit folgt der Schluss, dass diese unterschiedlichen Asymmetrien bei der Rekonstruktion entstehen müssen.

Bei den Daten kann der betragsmäßige Unterschiede der Asymmetrien der unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen ebenfalls aus der Rekonstruktion kommen, jedoch zeigt die Verteilung in Abb. 19 auch, dass die stärkste Abweichung der Daten von der Simulation nahe des Öffnungsbereich des Velos existiert, was die Öffnung des Velos ebenfalls als Ursache vermuten lässt. Zusätzlich können bei Daten natürlich auch tote oder ineffiziente Module eine Rolle für die Asymmetrie spielen. Die genaue Ursache ist jedoch bisher noch nicht klar.

## 5.4 Asymmetrie waagrecht zum Magnetfeld

Die Asymmetrie waagrecht zum Magnetfeld (y-Richtung) ist nicht oder kaum von Magnetfeld und Strahlkreuzungswinkel abhängig, da beides nur in x-Richtung vorhanden ist. Es ist also keine, beziehungsweise eine geringe Asymmetrie, welche sich vor und nach dem Magneten nicht ändert, zu erwarten.

Bei 7 TeV Schwerpunktsenergie ist dies der Fall und die Asymmetrien in y-Richtung sind verschwindend gering (s. Tab. 3).

7 TeV	z=770 mm [%]	z=7500 mm [%]
Data ( $B_{\downarrow}$ )	$0.17 \pm 0.07$	$0.28 \pm 0.07$
Data ( $B_{\uparrow}$ )	$0.15 \pm 0.07$	$0.20 \pm 0.07$
MC ( $B_{\downarrow}$ )	$0.14 \pm 0.09$	$0.11 \pm 0.09$
MC ( $B_{\uparrow}$ )	$0.01 \pm 0.09$	$-0.01 \pm 0.09$

Tabelle 3: Eine Übersicht der Asymmetrien beider Magnetfeldkonfigurationen für Daten und Simulation bei 7 TeV Schwerpunktsenergie.

900 GeV	z=770 mm [%]	z=7500 mm [%]
Data ( $B_{\downarrow}$ )	$7.13 \pm 0.20$	$2.80 \pm 0.20$
Data ( $B_{\uparrow}$ )	$-4.33 \pm 0.21$	$-1.97 \pm 0.21$
MC ( $B_{\downarrow}$ )	$3.48 \pm 0.18$	$0.18 \pm 0.18$
MC ( $B_{\uparrow}$ )	$-8.09 \pm 0.18$	$-3.65 \pm 0.18$

Tabelle 2: Eine Übersicht der Asymmetrien beide Magnetfeldkonfigurationen für Daten und rekonstruierte Simulation bei 900 GeV Schwerpunktsenergie.

Auch bei 900 GeV ist dies in der rekonstruierten Simulation der Fall (s. Tab. 4), jedoch findet man in den Daten bei beiden Magnetfeldkonfigurationen mehr Teilchen in der oberen Hälfte ( $y > 0$ ):

$$A_y(770) = (1.18 \pm 0.20)\% \quad (B_{\downarrow}) \quad (20)$$

$$A_y(770) = (0.96 \pm 0.21)\% \quad (B_{\uparrow}) \quad (21)$$

900 GeV	z=770 mm [%]	z=7500 mm [%]
Data ( $B_{\downarrow}$ )	$1.18 \pm 0.20$	$1.16 \pm 0.20$
Data ( $B_{\uparrow}$ )	$0.96 \pm 0.21$	$1.03 \pm 0.21$
MC ( $B_{\downarrow}$ )	$-0.15 \pm 0.18$	$-0.15 \pm 0.18$
MC ( $B_{\uparrow}$ )	$-0.32 \pm 0.18$	$-0.30 \pm 0.18$

Tabelle 4: Eine Übersicht der Asymmetrien beider Magnetfeldkonfigurationen für Daten und Simulation bei 900 GeV Schwerpunktsenergie.

Auf der Suche nach der Ursache hierfür, ist in Abb. 20 die  $y$ -Verteilung der Daten und der rekonstruierten Simulation für 7 TeV und 900 GeV Schwerpunktsenergie dargestellt. Man sieht, dass der Verlauf bei 7 TeV zwischen Daten und Simulation übereinstimmt. Bei 900 GeV hingegen fällt auf, dass für  $|y| < 30$  mm die Verläufe unterschiedlich aussehen. Interessant ist dabei, dass die Verteilung etwas in der Mitte einbricht. Dies erinnert an die  $x$ -Verteilung, bei der durch die Öffnung des Velos die Verteilung eingebrochen ist. Der Velo kann jedoch nur in  $x$ -Richtung geöffnet werden, weshalb dies hier prinzipiell keine Rolle spielen darf. Jedoch lässt diese Verteilung gerade vermuten, dass ein Velo-Effekt für diese Asymmetrie verantwortlich ist.

## 6 Zusammenfassung

Die Zusammenfassung ist noch in Arbeit, will ich aber erst komplett fertigstellen, wenn ich weiß, dass sich an der Arbeit nichts mehr ändert.

Man findet eine Asymmetrie senkrecht zum Magnetfeld, welche hinter dem Magnetfeld kleiner wird. Die Hauptursache dieser Asymmetrie ist der Strahlkreuzungswinkel der Protonenstrahlen, da dadurch die Teilchen einen resultierenden Impuls in die eine Detektorhälfte bekommen. Dieser Winkel ist bei 900 GeV Schwerpunktsenergie um das zehnfache größer als bei 7 TeV Schwerpunktsenergie. Das Resultat ist, dass die Asymmetrien bei 900 GeV ebenfalls deutlich größer sind, als die Asymmetrien bei 7 TeV. Während die Asymmetrien bei 7 TeV in einer Größenordnung von einem Prozent liegen, kommen bei 900 GeV Asymmetrien von fast 10% vor.

Die Betrachtung verschiedener Magnetfeldkonfiguration mit nach oben gerichtetem Magnetfeld und nach unten gerichtetem Magnetfeld, wobei der Strahlkreuzungswinkel ebenfalls sein Vorzeichen geändert hat zeigt, dass bei 7 TeV Schwerpunktsenergie weitere Detektoreffekte kaum eine Auswirkung auf die Asymmetrie haben. Bei 900 GeV Schwerpunktsenergie hingegen sind

die Beträge der Asymmetrien bei beiden Magnetfeldkonfigurationen deutlich unterschiedlich. Dies zeigt einen weiteren Effekt auf, der sich auf die Asymmetrie auswirkt aber nicht bestimmt ist. Mögliche Ursachen hierfür können eventuell Ineffizienzen der Detektorelemente oder bei der Rekonstruktion sein.

In der Richtung waagrecht zum Magnetfeld findet man im Allgemeinen keine Asymmetrie. Bei den Daten mit 900 GeV Schwerpunktsenergie findet sich jedoch eine Asymmetrie von ungefähr einem Prozent, die systematisch mehr Teilchen in der oberen Detektorhälfte aufzeigt. Eine Betrachtung der  $y$ -Verteilung zeigt, dass die Verteilung nahe der Strahlachse nicht mit der rekonstruierten Simulation übereinstimmt. Dies führt zu der Vermutung, dass es sich bei der Asymmetrie um einen Effekt des in  $x$ -Richtung geöffneten Velos handeln könnte.

Bei der Betrachtung der Verteilung der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld tritt eine Asymmetrie auf. Diese Asymmetrie ändert sich durch das Magnetfeld. Vor dem Magneten findet man bei nach unten gerichtetem Magnetfeld mehr Teilchen auf der linken Seite ( $x < 0$ ). Dies hat die Ursache, dass die Protonenstrahlen nicht direkt aufeinander treffen, sondern mit einem kleinen Winkel zur  $z$ -Achse. Dies Strahlkreuzungswinkel resultiert in einem Impuls  $P_x = \sum p_x < 0$ . Durch das Magnetfeld werden diese Teilchen dann abgelenkt, wodurch sich die Asymmetrie verschiebt. Bei umgekehrter Magnetfeldkonfiguration findet man mehr Teilchen auf der rechten Seite, was dadurch verursacht wird, dass hier auch der Strahlkreuzungswinkel auf die andere Seite zeigt.

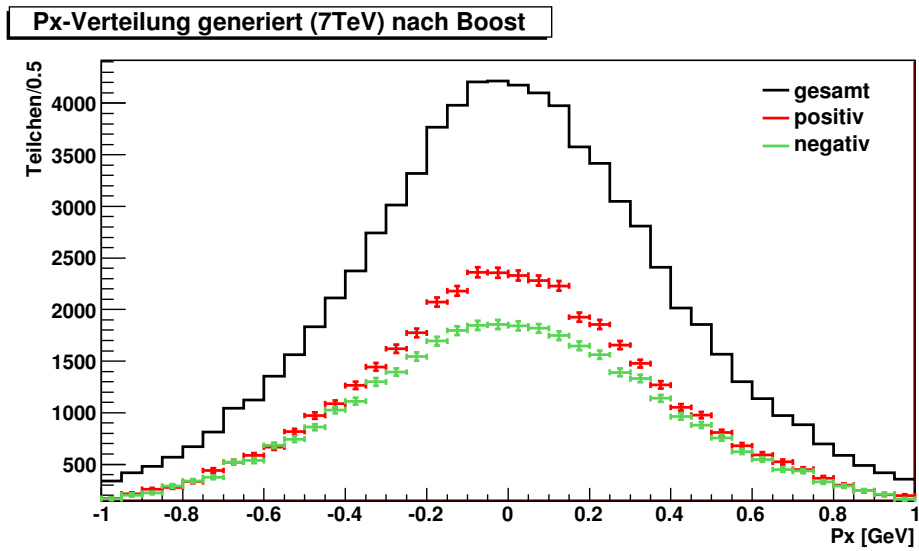


Abbildung 14:  $P_x$ -Verteilung der generierten Teilchen am Primärvertex im Schwerpunktsystem. Die Verteilung ist annähernd symmetrisch mit  $A_{p_x}^s(0) = (0.22 \pm 0.34)\%$ .

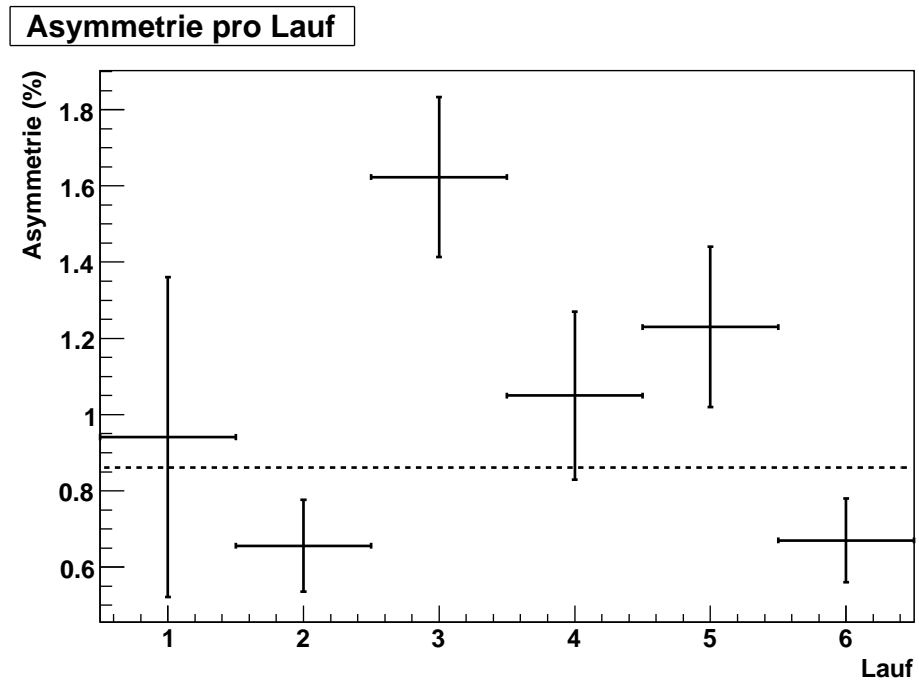


Abbildung 18: Die x-Asymmetrie pro Lauf bei  $z = 770$  mm. Die gestrichelte Linie zeigt die gemittelte Gesamtasymmetrie über alle Läufe.

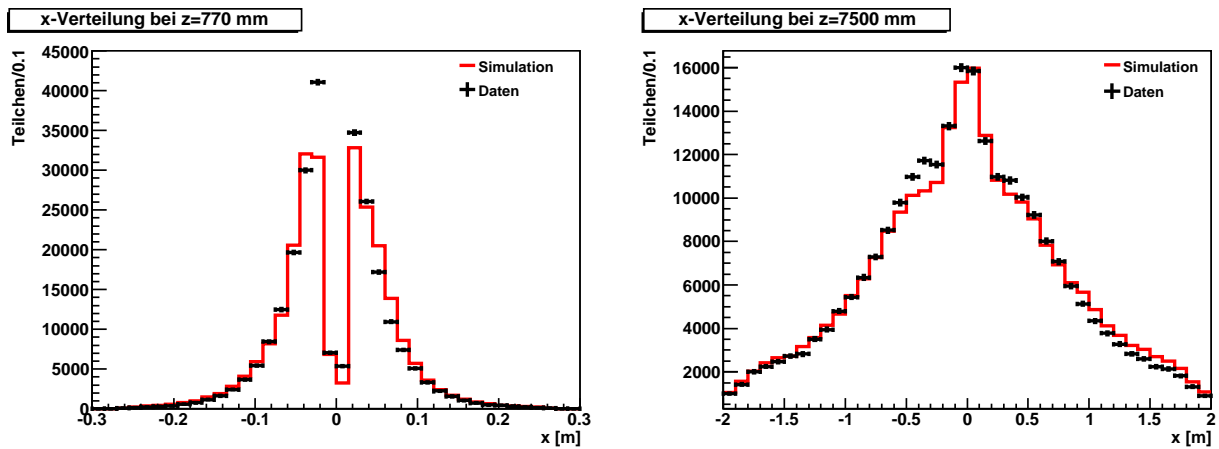


Abbildung 19: Die hier dargestellten Verteilungen für Daten und Simulation (normiert) an verschiedenen  $z$ -Positionen bei 900 GeV Schwerpunktsenergie weisen unterschiedliche Verläufe auf. Dies wirkt sich auch auf die Asymmetrie aus.

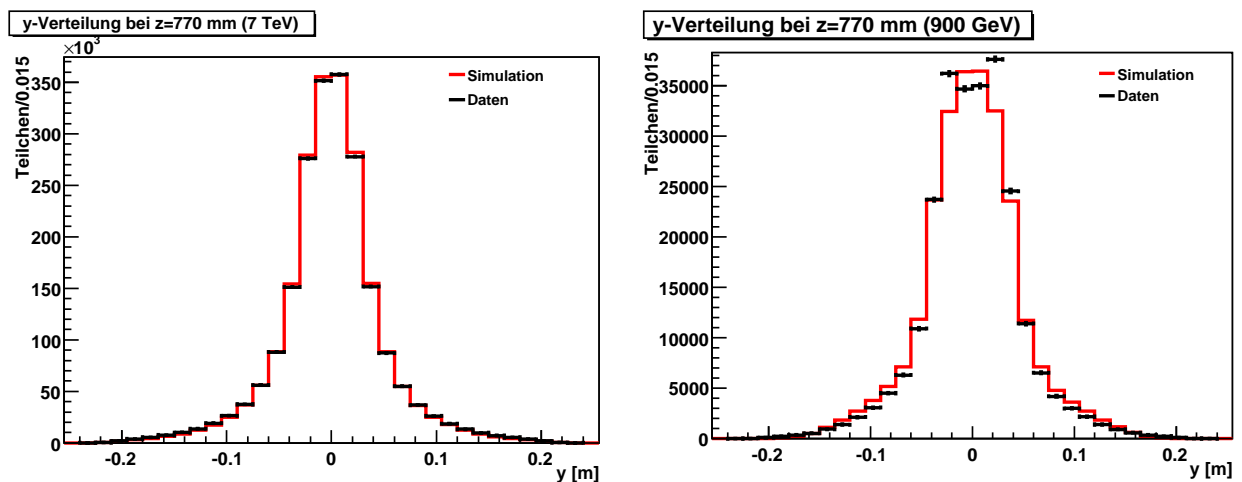


Abbildung 20: Die  $y$ -Verteilungen für nach unten gerichtetes Magnetfeld bei  $z = 770$  mm. Links ist die Verteilung bei 7 TeV Schwerpunktsenergie dargestellt, rechts die Verteilung bei 900 GeV Schwerpunktsenergie. Die Verteilungen der rekonstruierten Simulationen sind auf die Verteilungen der Daten normiert.

## Literatur

- [CER10] CERN: *The LHCb Detector*. <http://lhcb-public.web.cern.ch/>. Version: 2010.  
– [Online; Stand 25. Mai 2010]
- [d'E08] D'ENTERRIA, David: *Forward Physics at the LHC: within and beyond the Standard Model* / CERN. 2008. – Forschungsbericht
- [Fab10] FABBRI, Laura: *ATLAS and forward physics* / INFN and University of Bologna. 2010.  
– Presentation. – *Diffractive and electromagnetic processes at the LHC (Workshop)*
- [LHC08] LHCb COLLABORATION: *The LHCb Detektor at the LHC* / CERN. Geneva, 2008.  
– Forschungsbericht
- [Lyo86] LYONS, Louis: *Statistics for nuclear and particle physicists*. Cambridge : Cambridge University Press, 1986