

# Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Lars Wallbaum**  
aus Bielefeld

Juli 2010

# Bestimmung der $\Lambda/\bar{\Lambda}$ Produktionsasymmetrie und systematische Untersuchungen am LHCb-Experiment

*Diese Bachelorarbeit wurde von Lars Wallbaum ausgeführt am  
Physikalischen Institut  
unter der Betreuung von  
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

## Kurzfassung

In dieser Arbeit werden die beim LHCb-Experiment detektierten  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen untersucht. Diese zeigen besonders bei der Schwerpunktsenergie 0.9 TeV eine starke Asymmetrie auf Seiten der  $\Lambda$ -Teilchen. Diese Asymmetrie wird von den Simulationen nicht reproduziert. In dieser Arbeit werden dabei systematische Studien dieser Asymmetrie betrieben um zu untersuchen, ob es sich um einen Effekt des LHCb-Detektors handelt, oder die Asymmetrie in der Proton-Proton-Kollision des LHC-Ringbeschleunigers entsteht. Die Arbeit kommt dabei zu dem Schluss, dass es sich bei dieser Asymmetrie um keinen Detektoreffekt handelt, sondern einen physikalischen Effekt in der Produktion dieser Teilchen. Dies ist ein Anzeichen für Neue Physik jenseits des Standardmodells, die beim LHCb-Experiment gefunden werden kann.

## Abstract

In this work the  $\Lambda$ - and  $\bar{\Lambda}$ -particles, that were detected in the LHCb-experiment, were studied. These Particles show especially at a center-of-mass energy of 0.9 TeV a strong asymmetry. This asymmetry was not reproduced by monte-carlo simulations. In this work, systematic studies of this asymmetry were done to research whether this asymmetry is produced by an effect of the detector or in the proton-proton-collision in the LHC-accelerator. The work draws the conclusion that there is no effect of the detector so the asymmetry is in the production of these particles. This is a hint of new physics beyond the standard model that can be found at the LHCb-experiment.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das LHCb-Experiment</b>	<b>4</b>
2.1	Detektoraufbau . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Der untersuchte Lambda-Zerfall</b>	<b>6</b>
3.1	Die beobachtete Asymmetrie . . . . .	7
3.2	Die untersuchten kinematischen Eigenschaften . . . . .	9
3.3	Datenselektion und verwendete Schnitte . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Untergrundsubtraktion</b>	<b>12</b>
4.1	Seitenbänder . . . . .	12
4.2	Geladene-Zerfälle . . . . .	14
4.3	Richtungs-Winkel . . . . .	16
<b>5</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>18</b>
5.1	Impulsverteilung . . . . .	18
5.2	Vergleich der Impulsverteilungen bei beiden Schwerpunktsenergien . . . . .	21
5.3	Transversale Impulsverteilung . . . . .	24
5.4	$\eta$ -Verteilung . . . . .	27
5.5	$\phi$ -Verteilung . . . . .	30
5.6	Untersuchung auf Wechselwirkungen mit Materie . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>36</b>

# 1 Einleitung

Obwohl es nun bereits über 30 Jahre alt ist, konnte das Standardmodell der Teilchenphysik von keinem modernen Experiment grundlegend widerlegt werden. Trotzdem erwarten viele Physiker, dass bei höheren Energien als den in den bisherigen Experimenten erreichten, neue Effekte messbar werden, die vom Standardmodell nicht vorausgesagt werden.

Einige der wichtigsten aktuell laufenden Experimente, die auf der Suche nach dieser "Neuen Physik" sind, stehen am Large-Hadron-Collider (LHC) Ringbeschleuniger des Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) in Genf. In diesem werden Protonen beschleunigt und mit einer Schwerpunktsenergie von geplanten 14 TeV zur Kollision gebracht. Aus den dabei entstehenden Teilchen erhoffen sich die Forscher neue Erkenntnisse über die Physik bei diesen hohen Energien zu sammeln oder sogar neue Elementarteilchen zu finden.

Eines dieser Experimente ist das LHCb-Experiment, das sich auf die Untersuchung von CP-Verletzungen bei B-Mesonen spezialisiert hat. Allerdings wurde bisher nur eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV in der Protonenkollision erreicht und bei der dabei erreichten Luminosität reicht die Produktionsrate der B-Mesonen nicht aus, um statistische Untersuchungen durchzuführen. Daher werden in den bisher aufgenommenen Daten vor allem S-Hadronen untersucht. Obwohl der Detektor für diese nicht konzipiert ist, können sie dank der guten Auflösung des Detektors sehr präzise untersucht werden, so dass diese ebenfalls die Möglichkeit bieten Effekte zu entdecken, die auf "Neue Physik" schließen lassen und die Physiker auf die Auswertung der B-Mesonen vorbereitet.

Diese Bachelorarbeit untersucht die im Jahre 2010 aufgenommenen Daten des LHCb-Detektors mit besonderem Augenmerk auf das Produktionsverhältnis der Lambda- und Anti-Lambda-Teilchen. Die im Jahr 2009 bei einer Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV aufgenommenen Daten zeigten dabei deutlich mehr Lambda-Teilchen als Antiteilchen, was vom Standardmodell nicht vorausgesagt wird.

Im Jahr 2010 wurden nun zuerst Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommen. Diese zeigten keinen so großen Unterschied zwischen Lambda-Teilchen und Antiteilchen mehr wie die Daten aus 2009. Später wurden im Jahr 2010 nochmals Daten bei der Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV aufgenommen und wieder zeigten diese die Asymmetrie die schon 2009 bei dieser Schwerpunktsenergie beobachtet wurde.

In dieser Bachelorarbeit werden nun systematische Studien der Daten von 2010 bei beiden Schwerpunktsenergien betrieben und es wird versucht zu überprüfen, ob es sich bei dem Unterschied in der Asymmetrie um einen physikalischen Effekt handelt, oder ob ein Detektoreffekt diese Messwerte erzeugt.

## 2 Das LHCb-Experiment

Neben ALICE, ATLAS und CMS ist das LHCb Experiment eines der 4 Experimente, die derzeit am LHC-Ringbeschleuniger am Cern laufen. Das Ziel des LHCb-Experimentes ist es vor allem B-Hadronen mit besonderem Augenmerk auf eventuelle CP-Verletzungen zu untersuchen und neue Erkenntnisse über Physik zu sammeln, für die bisher nur Voraussagen vom Standardmodell der Teilchenphysik gemacht wurden.

### 2.1 Detektoraufbau

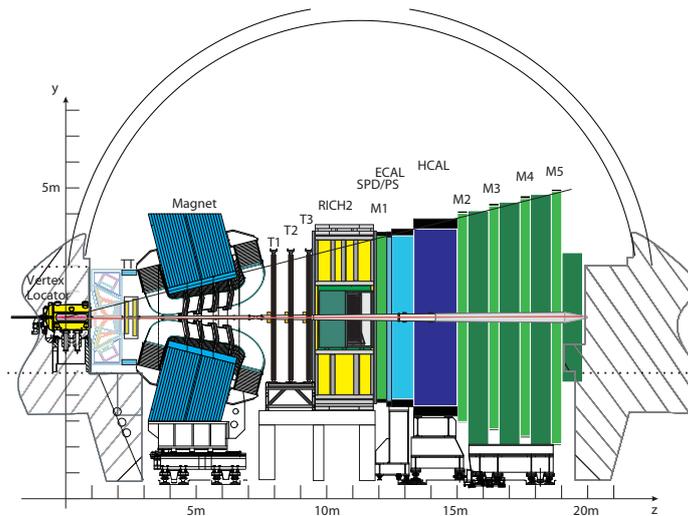


Abbildung 1: Schematischer Querschnitt des Detektors [1].

Abbildung 1 zeigt einen schematischen Querschnitt des Detektors. Anders als die meisten anderen Detektoren deckt der LHCb-Detektor nicht den gesamten Raumwinkel um den Kollisionspunkt ab, sondern nur einen Kegelausschnitt in eine der Strahlrichtungen. Dies liegt daran, dass der LHCb-Detektor speziell für die Untersuchung von B-Hadronen konzipiert wurde und diese aufgrund ihrer relativ großen Masse fast ausschließlich nahe um die Strahlachsen der Protonen, aus deren Kollision sie entstanden sind, weiterfliegen. Daher ist es ausreichend, den Detektor so zu bauen, dass dieser die Teilchen nahe der Strahlachsen misst. Aus finanziellen Gründen deckt der LHCb Detektor nur eine Strahlrichtung ab und erreicht daher nur die Hälfte der möglichen Akzeptanz. Dies soll aber ausreichen, um präzise Messergebnisse für B-Hadronen zu erzielen [6].

Die einzelnen Detektorbestandteile sind:

- Vertex Locator: Die Besonderheit des LHCb-Detektors ist der sogenannte Vertex-Locator, auch VELO genannt. Dieser besteht aus zwei beweglichen Hälften von denen jede aus 42 halb-kreisförmigen Halbleiter-Spurdetektoren besteht. Die Auflösung der Spurdetektoren beträgt  $10 \mu\text{m}$  und aufgrund ihrer beweglichen Lagerung können sie bis zu 8 mm an den Strahl herangefahren werden. Aufgrund dieser Nähe soll der Detektor eine Auflösung für die Kollisionsvertizes von unter  $50 \mu\text{m}$  erreichen.

- Trigger Tracker (TT): Dies ist ein Halbleiterspurdetektor, der die Spuren der Teilchen vor der Ablenkung durch das Magnetfeld detektieren soll.
- Dipolmagnet: Der Detektor verfügt über einen Dipolmagneten, der eine maximale Feldstärke von etwa  $1.05 T$  erreicht. Durch die Krümmung der Spuren im Magnetfeld ist es möglich, den Impuls geladener Teilchen zu bestimmen.
- Tracking-Stationen (T1-T3): Die Tracking-Stationen bestehen aus einem inneren Teil (inner tracker) und einem Äußeren (outer tracker). Bei dem inneren Teil handelt es sich wie beim Trigger Tracker um einen Halbleiterdetektor. Der äußere Teil besteht aus Driftröhren. Die T-Stationen befinden sich hinter dem Magneten und sollen die Spuren der Teilchen nach der Ablenkung durch diesen messen [10][9].
- Ring-Imaging-Cherenkov-Detektoren (RICH1 und RICH2): Im Detektor sind außerdem zwei Ring-Imaging-Cherenkov-Detektoren, genannt RICH1 und RICH2 angebracht. RICH1 befindet sich zwischen dem Velo und den TT-Stationen, ist in Abbildung 1 allerdings nicht beschriftet. Die RICH-Detektoren messen die Cherenkov-Strahlung, die von geladenen Teilchen emittiert wird, wenn diese durch optisch dichte Medien schneller fliegen, als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Aus dem Öffnungswinkel dieser Strahlung, bzw. dem Radius des im RICH detektierten Ringes lässt sich die Geschwindigkeit der geladenen Teilchen bestimmen.
- ECAL & HCAL: Hierbei handelt es sich um Kalorimeter zur Energiebestimmung von Elektronen, Photonen (ECAL) und Hadronen (HCAL) [7].
- M1-M5: Dies sind Myonen-Kammern zur Detektion von Myonen [8].

### 3 Der untersuchte Lambda-Zerfall

Wie bereits erwähnt, wird sich mit dem Zerfall des  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchens beschäftigt. Der Detektor ist zwar eigentlich für die Untersuchung von B-Mesonen konzipiert, allerdings reichen die bisher erreichten Luminositäten nicht aus, um genügend B-Mesonen zur Analyse zu erzeugen. Daher werden derzeit auch leichtere Teilchen mit dem Detektor untersucht.

Bei einem  $\Lambda$  Teilchen handelt es sich um ein Baryon mit der Strangness  $s = -1$ . Es ist neutral und hat den Quarkinhalt Up, Down und Strange. Das  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen hat entsprechend die Strangeness  $s = 1$ , den Quarkinhalt Anti-Up, Anti-Down und Anti-Strange und ist ebenfalls neutral geladen. Beide Teilchen haben den Isospin  $I = 0$ . Da das  $\Lambda$ -Teilchen keine Ladung trägt, kann es im Detektor nicht gemessen werden. Stattdessen misst man die geladenen Zerfallsprodukte, in die es mit einer mittleren Lebensdauer von  $2.631 \pm 0.020 \cdot 10^{-10}$  s zerfällt und rekonstruiert aus diesen Zerfallsprodukten das ursprüngliche  $\Lambda$ -Teilchen.

Das  $\Lambda$ -Teilchen zerfällt hauptsächlich in 2 Moden:

$$\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^-; (63.9 \pm 0.5)\%$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0; (35.8 \pm 0.5)\%$$

Da die Zerfallsprodukte der 2. Zerfallsmode keine Ladung tragen, sind sie im Detektor nur schwer messbar. Daher wird lediglich die 1. Zerfallsmode untersucht.

Die entsprechende Zerfallsmode des Antiteilchens ist:

$$\bar{\Lambda} \rightarrow p^- + \pi^+$$

Aus den Energien und Impulsen der Tochterteilchen lässt sich die Invariante Masse des *Lambda*-Teilchens berechnen. Diese ist in der relativistischen Kinematik für einen Zwei-Teilchen-Zerfall gegeben als:

$$m_0^2 = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2$$

Wobei  $\mathbf{P}_{1,2}$  für den Vierer-Impulsvektor  $(E, \vec{p})$  der Tochterteilchen steht und das Skalarprodukt der Vierervektoren durch die Minkovski-Metrik  $\eta = \text{diag}(-1,1,1,1)$  gegeben ist.

Da die  $\Lambda$ -Teilchen nun durch die Kombination von Protonen und Pionen rekonstruiert werden, kommt es natürlich zu einem statistischen Untergrund in der Massenverteilung durch die Kombination von Protonen und Pionen, die nicht aus dem Zerfall eines  $\Lambda$ -Teilchens stammen. Das Besondere dabei ist, dass das  $\Lambda$ -Teilchen mit einer Ruhemasse von  $m_\Lambda = 1115.683 \pm 0.006$  MeV nicht wesentlich schwerer ist als die kombinierte Ruhemasse der beiden Zerfallsprodukte von  $m_p + m_{\pi^-} = 1077.84219 \pm 0.00035$  MeV [4]. Dies gibt eine untere Schranke für die Massenverteilung des Untergrundes der fälschlicherweise kombinierten Pionen und Protonen.

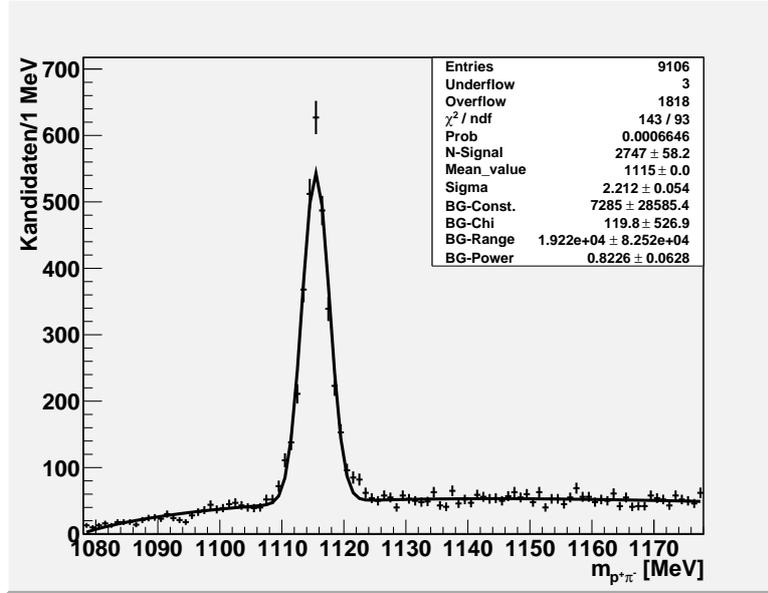


Abbildung 2: Massenverteilung der Rekonstruierten  $\Lambda$ -Kandidaten.

In Abbildung 2 ist die Massenverteilung der rekonstruierten  $\Lambda$ -Kandidaten zu sehen. Man erkennt deutlich die Gauß-Verteilung um die  $\Lambda$ -Masse von  $m_\Lambda = 1115.683 \pm 0.006 \text{ MeV}$ , die über einem Untergrund liegt, der auf der linken Seite bei 1080 MeV deutlich gegen 0 fällt. Zur Beschreibung dieser Untergrundverteilung wird eine (nicht normierte) Argusfunktion verwendet, die gespiegelt wurde, um die untere Grenze in der Massenverteilung zu beschreiben.

$$F(x) = c \cdot x \cdot (1 - x^2)^p \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2(1 - x^2)\right) \quad [2]$$

$$\text{mit } x = 1 - \frac{m - 1077.84}{r}$$

Die Parameter  $p$  und  $\chi$  definieren dabei die Form der Verteilung, der Parameter  $r$  bestimmt die obere Grenze der Verteilung und der Parameter  $c$  ist eine lineare Konstante, die die Gesamtgröße des Untergrunds bestimmt (da die Funktion allerdings nicht normiert ist, gibt  $c$  nicht die Anzahl der im Untergrund enthaltenen Teilchen an).

Zur Beschreibung des Signals wird eine einfache normierte Gaußverteilung

$$G(x) = \frac{n}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

mit dem Mittelwert  $\mu$ , der Breite  $\sigma$  und der Konstanten  $n$ , die die Anzahl der Teilchen in der Verteilung angibt, verwendet.

### 3.1 Die beobachtete Asymmetrie

Als Maß für das Verhältnis der Teilchen und Antiteilchen wird die Asymmetrie zwischen diesen verwendet. Diese ist definiert als:

$$A_{\Lambda/\bar{\Lambda}} = \frac{\Lambda - \bar{\Lambda}}{\Lambda + \bar{\Lambda}}$$

wobei hier jeweils die Anzahl der entsprechenden Teilchen gemeint ist.

Diese Arbeit betrachtet dabei die im Jahr 2010 aufgenommenen Daten bei den Schwerpunktsenergien 0.9 TeV und 7 TeV. Die entsprechenden Masseverteilungen der Teilchen und Antiteilchen sind in Abbildung 3 zu sehen.

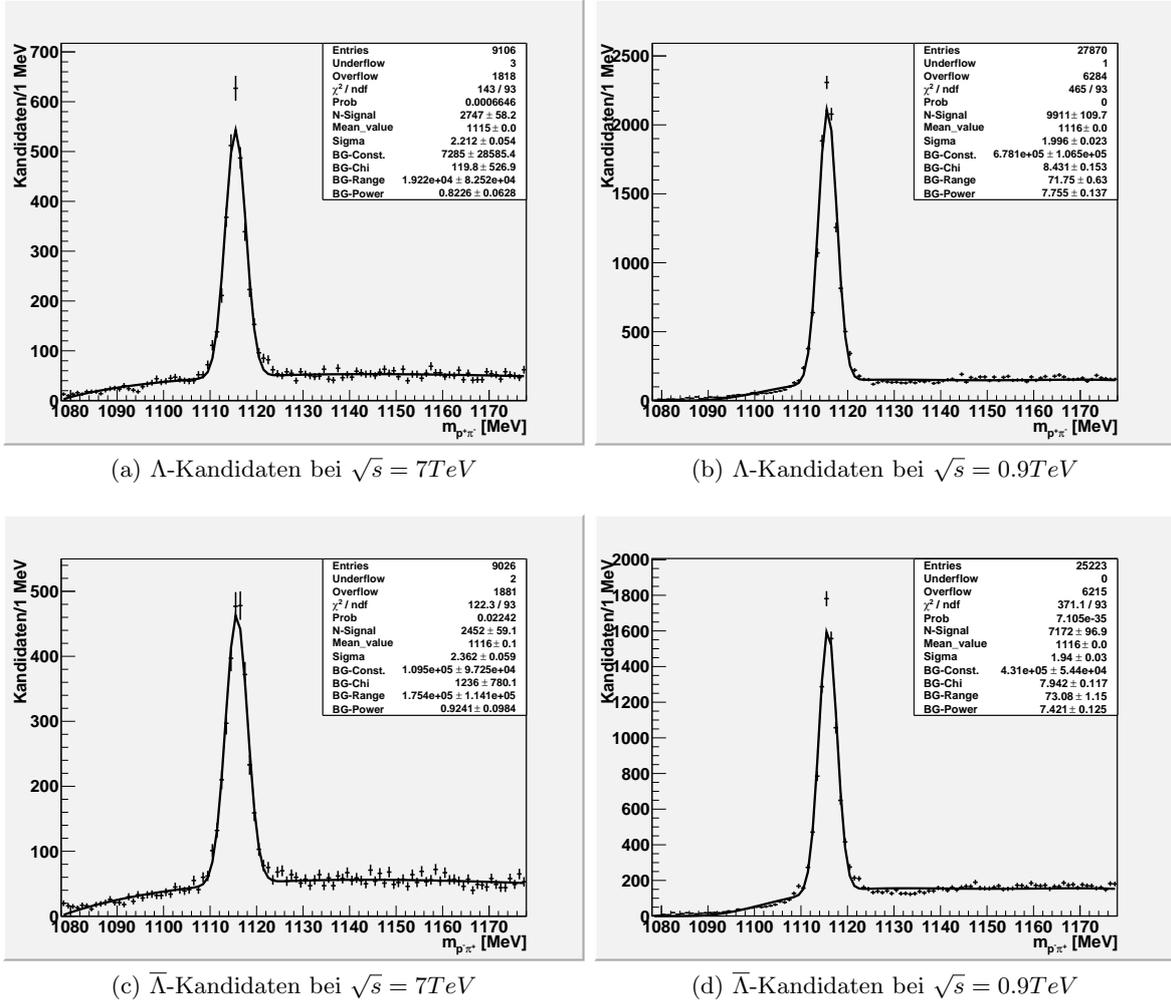


Abbildung 3: Massverteilung der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten bei beiden Schwerpunktsenergien aus den Daten von 2010.

Aus den Fitergebnissen der Massverteilungen in Abbildung 3 erhält man die Anzahl der jeweiligen Kandidaten:

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\#\Lambda$	$\#\bar{\Lambda}$	Asymmetrie
7	$2747 \pm 58$	$2452 \pm 59$	$0.0567 \pm 0.0160$
0.9	$9911 \pm 110$	$7172 \pm 97$	$0.1603 \pm 0.0085$

Tabelle 1: Asymmetrie bei beiden Schwerpunktsenergien in den Daten von 2010.

Wie in Tabelle 1 zu sehen ist, ist die Asymmetrie bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie etwa 3 mal größer als bei 7 TeV. Der zur Simulation der Proton-Proton Kollision verwendete Generator PYTHIA.G.x kann diese starke Asymmetrie insbesondere für 0.9 TeV nicht reproduzieren. Daher ist wichtig zu untersuchen, ob die beobachteten Asymmetrien eine Eigenschaft der Kollisionen sind oder aufgrund von effizienzbedingten Asymmetrien im Detektor beobachtet werden.

### 3.2 Die untersuchten kinematischen Eigenschaften

Um die Daten des Detektors bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien miteinander zu vergleichen, wird die Verteilungen der Teilchen und deren Asymmetrie in vier Variablen untersucht.

- Impuls: der Impulsbetrag des Teilchens.
- Transversaler Impuls: der Betrag der Impulskomponente, die transversal zur Strahlachse verläuft.
- Pseudo-Rapidity  $\eta$ : Die Pseudo-Rapidity ist definiert als:

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

wobei  $\theta$  der Polarwinkel der Teilchenflugbahn zur Strahlenachse ist. Aufgrund dieser Definition ist die Pseudo-Rapidity 0, für Teilchen die sich senkrecht zur Strahlenachse bewegen und läuft gegen  $\infty$  für Teilchen, die sich parallel zur Strahlenachse bewegen.

- Azimutwinkel  $\phi$ : der Azimutwinkel um die Strahlenachse. Dieser ist so definiert, dass er von  $-\pi$  bis  $\pi$  läuft. Dabei entspricht  $\phi = \pm\pi$  der linken Detektorhälfte,  $\phi = 0$  der rechten Detektorhälfte und  $\phi = \pi/2$  der oberen Detektorhälfte.

Diese Variablen werden sowohl bei den  $\Lambda$ -Teilchen, als auch bei deren Töchtern untersucht und es wird versucht eine Abhängigkeit der Asymmetrie zu finden, aus der entweder auf einen Detektoreffekt geschlossen werden kann, oder ein solcher Effekt ausgeschlossen werden kann.

### 3.3 Datenselektion und verwendete Schnitte

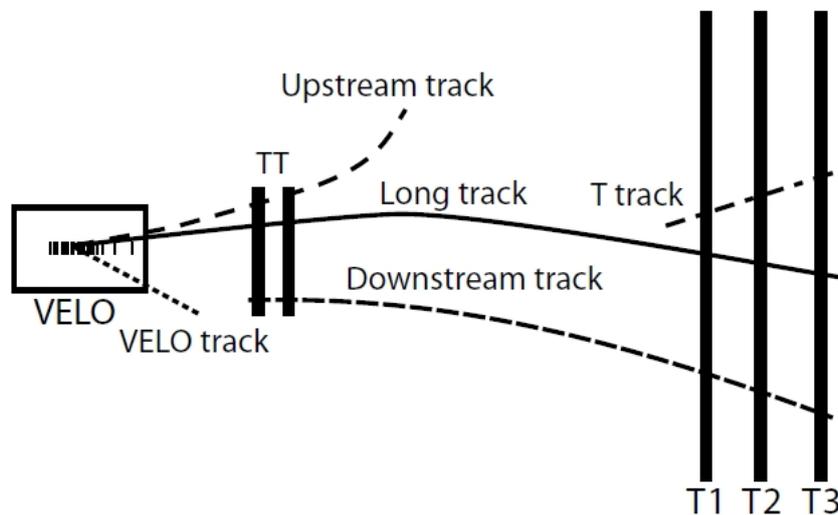


Abbildung 4: Darstellung verschiedener Spurtypen des LHCb-Detektors [5].

Je nachdem in welchen Bereichen des Detektors ein Teilchen detektiert wurde, unterscheidet man zwischen verschiedenen Spurtypen. Einige davon sind in Abbildung 4 dargestellt. Die in dieser Arbeit verwendeten Spurtypen sind die sogenannten Long- und Down-Spuren. Diese bezeichnen Teilchen, deren Spur in den T-Stationen nach dem Magneten detektiert wurde. Eine Long-Spur benötigt zusätzlich eine Detektion im Velo zur Spurrekonstruktion und kann außerdem auch in den TT-Stationen detektiert

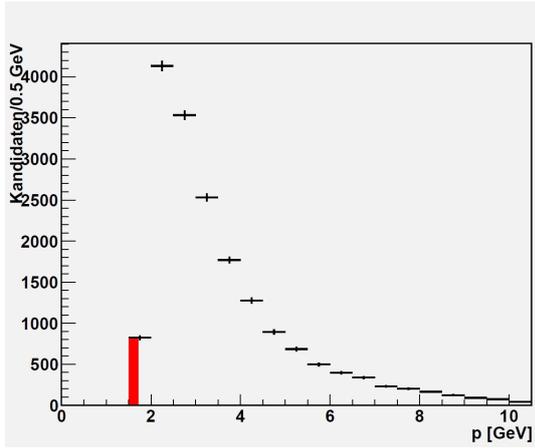
worden sein. Eine Down-Spur hat keine Detektion im Velo und benötigt daher zur Spurrekonstruktion eine Detektion in den TT-Stationen. Die beiden Spurtypen unterscheiden sich dadurch, dass, im Gegensatz zu den Down-Spuren, die Long-Spuren zusätzlich noch vom Vertex-Locator detektiert wurden. Da der Vertex-Locator, wie bereits erwähnt, eine sehr gute Auflösung für die Kollisionsvertizes der Protonen besitzt, ist die Rekonstruktion der Teilchenspuren mit dieser zusätzlichen Information deutlich präziser.

Beim Betrieb mit Schwerpunktsenergie 0.9 TeV sind die Protonenstrahlen allerdings nicht fokussiert genug, um den Velo bis auf 8 mm an die Strahlenachsen heranzufahren, ohne dass die Gefahr besteht, dass der Velo von den Protonen getroffen und beschädigt wird. Daher war bei diesen Messungen der Vertex-Locator geöffnet, wodurch von ihm fast keine Teilchen detektiert werden konnten. Deshalb können in den Daten der Schwerpunktsenergie 0.9 TeV fast keine Long-Spuren rekonstruiert werden, sondern nur Down-Spuren. Um die Daten der beiden Schwerpunktsenergien trotzdem miteinander vergleichen zu können, werden daher für die Analyse auch aus den Daten der Schwerpunktsenergie 7 TeV nur Down-Spuren verwendet, auch wenn in diesen der Vertex-Locator geschlossen war und daher genügend Long-Spuren rekonstruierbar sind.

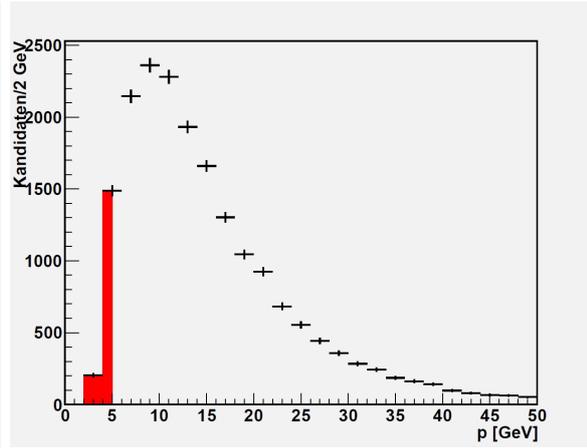
Des Weiteren werden folgende Bereiche des Phasenraums der Tochterpartikel weggeschnitten:

- Impuls:  $P(\pi) < 1.7 \text{ GeV}$  und  $P(p) < 5.0 \text{ GeV}$ . Diese Schnitte sind eher schwach und entfernen nur etwas an langsamen Untergrund. Der Schnitt auf den Impuls des Pions ist außerdem für die Vergleichbarkeit der Monte-Carlo Simulationen mit den gemessenen Daten wichtig, da der Detektor unterhalb dieses Wertes durch die Trigger-Entscheidungen anfängt die Teilchen zu ignorieren, was in den Simulationen nicht exakt berücksichtigt wird.
- Transversaler Impuls:  $P_T(\pi,p) < 0.05 \text{ GeV}$ . Ebenfalls ein eher schwacher Schnitt, der Teilchen wegschneidet, die nah an der Strahlachse bleiben. Auch dieser ist vor allem dafür da, die Daten mit der Simulation vergleichen zu können, die durch die Trigger-Entscheidungen bei niedrigen transversalen Impulsen nicht unbedingt übereinstimmen müssen.
- Pseudo-Rapidity:  $\eta(\pi,p) < 2.4$  und  $\eta(\pi,p) > 4.6$ . Diese Schnitte schneiden Teilchen an den Rändern des Detektors weg. Dies ist für den Vergleich der Daten mit den Simulationen wichtig, da die Simulation die Kanten des Detektors nicht beschreiben kann.

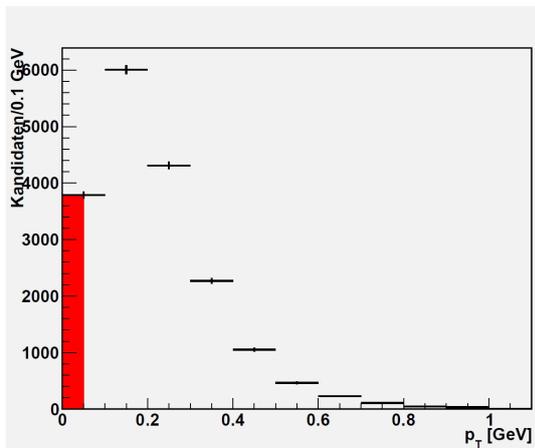
Abbildung 5 zeigt die Verteilungen der Variablen, auf die die Schnitte angewandt werden wobei jeweils alle Schnitte bis auf den auf die dargestellte Variable angewandt wurden. Die Bereiche die dabei weggeschnitten werden sind rot markiert.



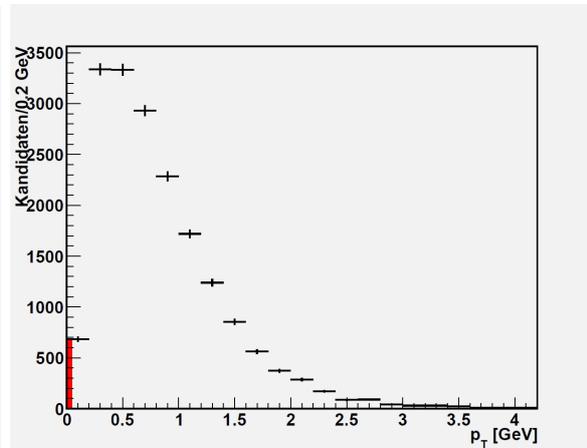
(a) Impuls des Pions



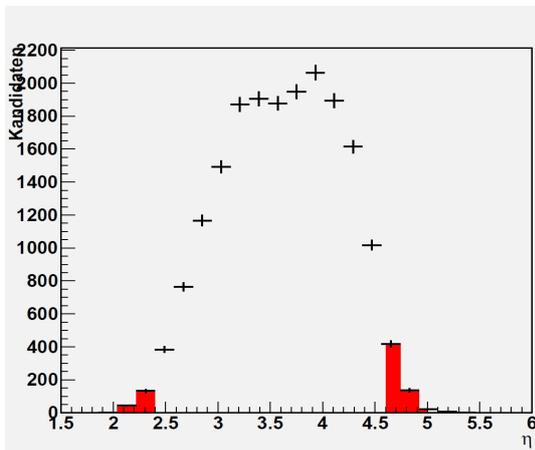
(b) Impuls des Protons



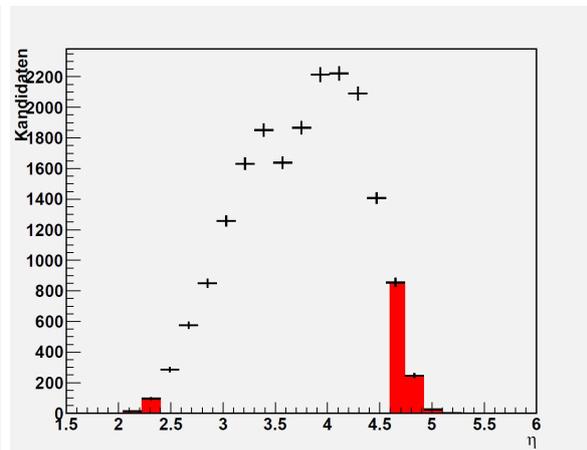
(c) transversaler Impuls des Pions



(d) transversaler Impuls des Protons



(e)  $\eta$  des Pions



(f)  $\eta$  des Protons

Abbildung 5: Verteilung der Variablen auf die geschnitten wird bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , jeweils ohne den Schnitt auf die dargestellte Variable. Der rote Bereich wird jeweils weggeschnitten.

## 4 Untergrundsubtraktion

Um die Daten auszuwerten ist es erforderlich, den kombinatorischen Untergrund durch die Rekonstruktion aus zufällig zusammengefügt Tochterteilchen zu reduzieren. Um diesen Untergrund zu reduzieren, kann man härtere Schnitte auf den Phasenraum anwenden, wodurch die Wahrscheinlichkeit der zufälligen Rekonstruktionen reduziert wird. Das Problem ist allerdings, dass man dabei auch Teile des wirklichen Signals verliert. Daher muss man bei den harten Schnitten immer darauf achten, ob sich das Verhältnis des Signals zum Untergrund deutlich verbessert und ob sich durch den Verlust eines Teils des Signals die Verteilung der untersuchten Variablen ändert, da diese zu der Variablen auf die der Schnitt angewendet wurde, korreliert sein könnte.

Eine weitere Möglichkeit mit dem Untergrund umzugehen ist eine Untergrundsubtraktion. Da man durch einfaches Zählen der Einträge in der zu untersuchenden Verteilung die Anzahl der vorhandenen Teilchen erhalten kann und aus dem Fit der Gaußverteilung an die Massenverteilung auch die Anzahl der wirklichen Teilchen kennt, weiß man wie viele Teilchen fälschlicherweise rekonstruiert wurden und nur Untergrund sind. Die Idee der Untergrundsubtraktion ist es nun, eine Verteilung der Teilchen des kombinatorischen Untergrunds zu finden, die keine wirklichen Teilchen mehr enthält. Diese Verteilung kann man dann von den Daten, entsprechend der dort vorhandenen Untergrundteilchen gewichtet, abziehen, um in der resultierenden Verteilung lediglich die Verteilung des Signals zu behalten.

Um die Verteilung des Untergrunds zu erhalten, wurden zwei verschiedene Verfahren untersucht, die unterschiedliche Vor- und Nachteile haben.

### 4.1 Seitenbänder

Bei der Beschreibung des Untergrunds mithilfe der Seitenbänder geht man davon aus, dass sich die Verteilung des Untergrunds in der beobachteten Variablen nicht mit der invarianten Masse des rekonstruierten Teilchens ändert. Die Verteilung der invarianten Masse des Signals ist gaußverteilt und fällt daher weit entfernt von ihrem Mittelwert sehr schnell gegen Null. Zur Untergrundreduzierung definiert man sich nun einen Signalbereich in der invarianten Masse, der den Großteil des Signals der Gaußverteilung enthält. Zusätzlich definiert man 2 Bereiche der invarianten Masse unterhalb und oberhalb des Signalbereichs. Aufgrund der stark abfallenden Normalverteilung ist in den Seitenbereichen fast nichts vom Signal enthalten, sondern nur Untergrund. Die Seitenbänder liefern also die gesuchte Untergrundverteilung.

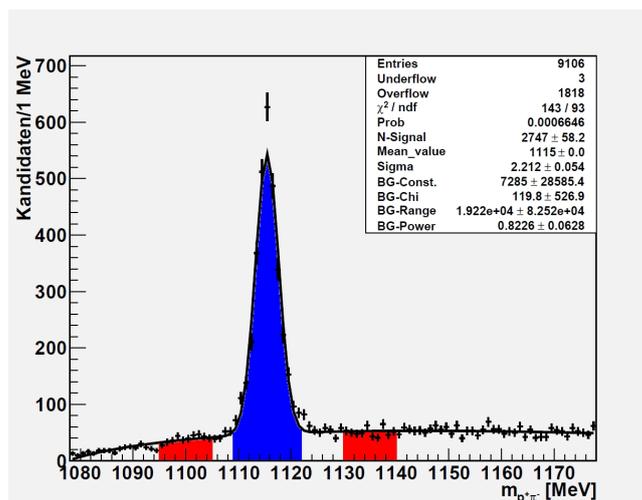


Abbildung 6: Massenverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten mit Signalregion (blau) und Seitenbändern (rot).

Abbildung 6 zeigt die Massenverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten. Der dabei definierte Signalbereich geht von  $m_\Lambda = 1109 \text{ MeV}$  bis  $m_\Lambda = 1122 \text{ MeV}$  und ist mit  $\sigma = 2.21 \text{ MeV}$  etwa der  $3\sigma$ -Bereich um den Mittelwert von  $\mu = 1115 \text{ MeV}$ . Dieser enthält über 99% des Signals. Daher kann man davon ausgehen, dass fast alle  $\Lambda$ -Teilchen in der Signalregion liegen und außerhalb dieses Bereiches nur Untergrund ist. Die Seitenbänder wurden definiert von  $m_\Lambda = 1095 \text{ MeV}$  bis  $m_\Lambda = 1105 \text{ MeV}$  und von  $m_\Lambda = 1130 \text{ MeV}$  bis  $m_\Lambda = 1140 \text{ MeV}$ . Diese Bereiche sind über  $5\sigma$  vom Mittelwert der Gaußverteilung entfernt und enthalten daher fast gar kein Signal mehr, sondern nur noch Untergrund.

Das Problem dieser Methode ist, dass sie falsche Ergebnisse liefert, wenn die Verteilung der zu untersuchenden Variable nicht unabhängig von der invarianten Masse des rekonstruierten Teilchen ist. Dies ist zum Beispiel beim Impuls der Fall. Da der Untergrund aus zufällig miteinander kombinierten Protonen und Pionen besteht, werden Töchter mit höherem Impuls wahrscheinlicher zu einer höheren invarianten Masse rekonstruiert als Teilchen mit niedrigerem Impuls. Dies führt dazu, dass die Untergrundverteilung des Impulses, den man in den Seitenbändern erhält, anders ist, als die Untergrundverteilung in der Signalregion. In diesem Fall ist die Impulsverteilung in der Seitenregion mit niedriger invarianter Masse zu niedrigeren Impulsen und in der Seitenregion mit höherer invarianter Masse zu höheren Impulsen verschoben. Durch die Mittelung der beiden Seitenbänder erhält man so zwar etwa den gleichen mittleren Impuls wie in der Signalregion, allerdings ist die Impulsverteilung breiter, als sie es in der Signalregion ist, da sie durch die Mittelung einer Verteilung mit höherem mittleren Impuls und einer Verteilung mit niedrigerem mittlerem Impuls entsteht. Dadurch wird in der Signalregion eine falsche Untergrundverteilung abgezogen. Dies kann durch die breitere Verteilung dazu führen, dass die resultierende Verteilung in einigen Bereichen ins Negative gerät, wie man in Abbildung 7 bei  $P = 7 \text{ GeV}$  sieht.

Dieser mögliche Fehler muss bei der Seitenbandsabstraktion beachtet werden.

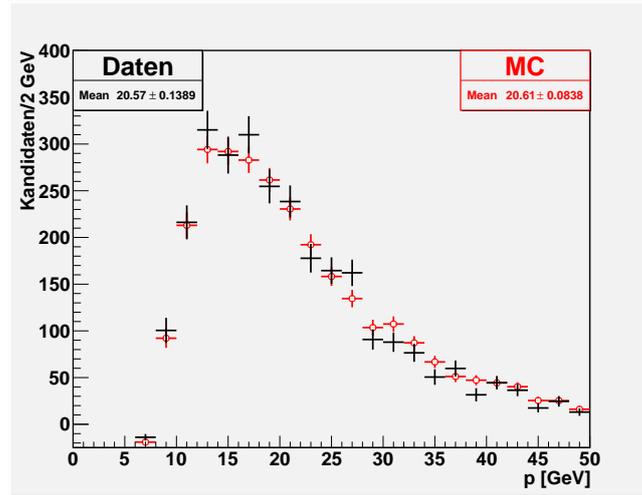


Abbildung 7: Impulsverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten mit Seidenbandsubtraktion. Daten (schwarz) und Simulation (rot).

## 4.2 Geladene-Zerfälle

Eine ideale Möglichkeit um sich den kombinatorischen Untergrund in der Signalregion zu verschaffen ist es, Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen zu kombinieren, da diese unmöglich aus dem Zerfall des gleichen Teilchens stammen können. Auf diese Weise erhält man nur den kombinatorischen Untergrund und dieser ist exakt der gleiche wie in den Einzelmessungen es sei denn, die Eigenschaften der zufällig miteinander kombinierten Teilchen würden sich zwischen den einzelnen Ereignissen unterscheiden, was allerdings nicht der Fall sein sollte.

Das Problem hierbei ist allerdings der enorme Rechenaufwand. Die Teilchen der einzelnen Ereignisse sind zusammen auf dem Computer gespeichert. Würde man nun Teilchen aus verschiedenen Ereignissen miteinander kombinieren wollen, so steht man vor dem Problem, dass aufgrund der Datenstruktur in der die Ereignisse gespeichert sind, extrem viel Speicher verbraucht werden würde, um diese miteinander zu kombinieren und die Anzahl der möglichen Partner für jedes gemessene Teilchen extrem stark steigen würde. Aufgrund dieser Tatsachen war es leider nicht möglich, diese Verteilungen zur Untergrundreduzierung im Rahmen dieser Bachelorarbeit zu erstellen.

Allerdings kann man stattdessen Zerfälle mit falschen Ladungen rekonstruieren:

$$X^{++} \rightarrow p^+ + \pi^+$$

$$\bar{X}^{--} \rightarrow p^- + \pi^-$$

Da es keine Teilchen gibt, die in ein Proton und ein Pion der gleichen Ladung zerfallen, bestehen diese Teilchenkombinationen nur aus kombinatorischem Untergrund, selbst wenn man Teilchen aus den gleichen Ereignissen miteinander kombiniert.

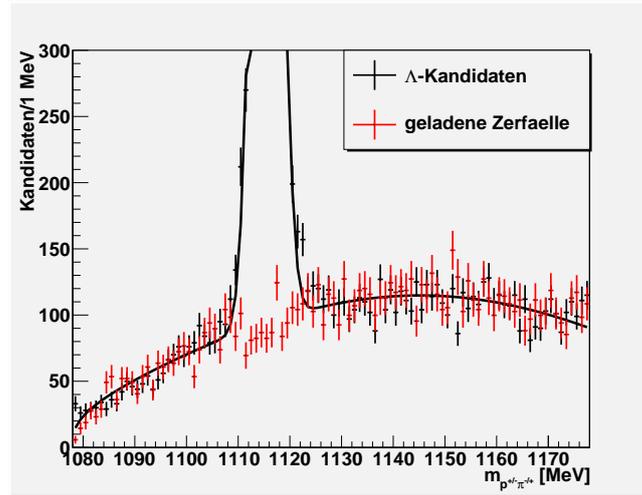


Abbildung 8: Vergleich der Massenverteilung des gemessenen Untergrunds (schwarz) mit den Messergebnissen der geladenen Zerfälle (rot).

In Abbildung 8 ist in rot die Massenverteilung der falschen Ladungskombinationen zu sehen. Wie erwartet erkennt man hier keinen Peak in der Verteilung, der durch wirkliche Teilchen entstehen würde, sondern lediglich einen kombinatorischen Untergrund. Dieser Untergrund beschreibt den Untergrund der Massenverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten sehr gut. Dies unterstützt die Annahme, den kombinatorischen Untergrund mit diesen Zerfällen beschreiben zu können.

Geht man nun davon aus, dass die Verteilung in der zu untersuchenden Variablen für diese geladenen Zerfälle dieselbe ist wie die der wirklichen  $\Lambda$ -Teilchen, so kann man sie zur Untergrundsubtraktion benutzen. Da es von der Impulsverteilung der Töchter abhängt, zu welcher invarianten Masse sie rekonstruiert werden, kann diese Methode zur Untergrundsubtraktion der Impulsverteilungen genutzt werden, wenn man davon ausgeht, dass die Impulsverteilung der Pionen und Protonen nicht von deren Ladung abhängt. Die Tochterteilchen kann man dabei einfach identifizieren, da diese die gleichen sind und sie nur mit den falschen Ladungen kombiniert werden. Will man diese Methode benutzen um den Untergrund aus den Verteilungen der  $\Lambda$ -Kandidaten zu subtrahieren, muss man allerdings eingestehen, dass diese nicht mit dem  $X^{++}$ - oder  $\bar{X}^{--}$ -Teilchen identifiziert werden können, da sie mit beiden Teilchen jeweils nur ein Tochterteilchen gemeinsam haben. Daher bleibt in diesem Fall nur die Möglichkeit, die Verteilungen der  $X^{++}$ - und  $\bar{X}^{--}$ -Teilchen gemittelt von der Verteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten zu subtrahieren.

Ein Problem in dieser Untergrundbeschreibung ist, dass die Teilchen im Detektor von dem Dipolmagneten abgelenkt werden. Die Tochterteilchen der  $X^{++}$ - und  $\bar{X}^{--}$ -Teilchen haben die gleiche Ladung und werden daher auch in die gleiche Richtung abgelenkt. Die Tochterteilchen der  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen dagegen tragen unterschiedliche Ladungen und werden in verschiedene Richtungen abgelenkt. Da der Detektor nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, kann es dabei passieren, dass ein Teilchen aus dem Detektor gelenkt wird und nicht mehr detektierbar ist. Die exakte Auswirkung dieser Tatsache auf die Untergrundverteilungen der Teilchen kann nicht bestimmt werden, allerdings ist anzumerken, dass dies besonders auf die Verteilung der transversalen Impulskomponente einen Effekt haben könnte, der diese leicht verfälscht.

### 4.3 Richtungs-Winkel

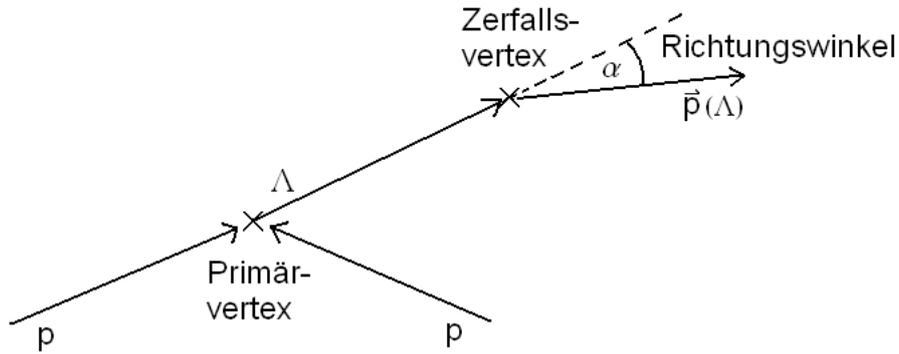
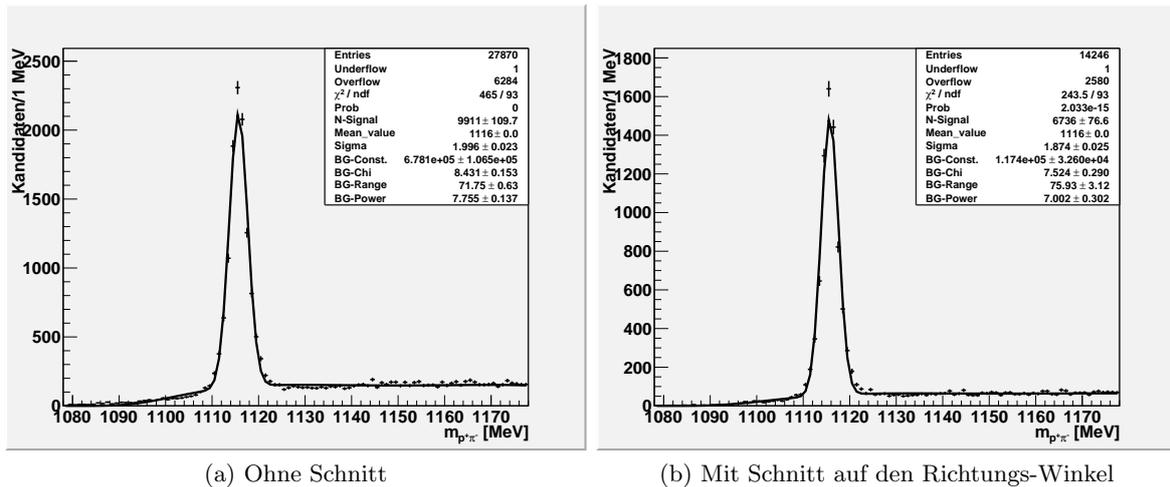


Abbildung 9: Darstellung des Richtungs-Winkels.

Der Richtungs-Winkel bezeichnet den Winkel zwischen dem Impulsvektor und dem Vektor des Weges den es zurück gelegt hat. Dieser ist dabei gegeben durch den Primärvertex, in dem es entstanden ist und seinem Zerfallsvertex. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 9 dargestellt. Dieser Winkel sollte nahe 0 sein, bzw. der Cosinus dieses Winkels sollte nahezu 1 sein. Diese Größe kann zur Datenselektion genutzt werden, indem man einen härteren Schnitt auf den Richtungs-Winkel setzt. Dadurch kann der Untergrund drastisch reduziert werden, allerdings verliert man dadurch auch einen großen Teil des Signals. Dieser Schnitt kann genutzt werden, um sich Verteilungen mit sehr wenig Untergrund anzusehen ohne auf eine Untergrundsubtraktion zurückgreifen zu müssen.



(a) Ohne Schnitt

(b) Mit Schnitt auf den Richtungs-Winkel

Abbildung 10: Auswirkung des Schnitts auf den Richtungs-Winkel in den Daten mit  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$ .

In Abbildung 10 ist die Auswirkung eines Schnitts auf den Cosinus des Richtungs-Winkels bei 0.999999 bei den Daten der Schwerpunktsenergie 0.9 TeV dargestellt. Wie man erkennt, fällt die Anzahl der Teilchen in der Gaußverteilung von  $9911 \pm 110$  auf  $6736 \pm 77$ . Durch diesen Schnitt verliert man also  $32.0 \pm 1.1 \%$  des Signals. Dafür verbessert sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund in der Signalregion allerdings von  $5.05 \pm 0.33$  auf  $7.59 \pm 0.58$ .

Um einen Schnitt auf den Richtungs-Winkel zu Untergrundsubtraktion zu verwenden, ist es nötig zu überprüfen, ob sich die zu untersuchende Verteilung durch den großen Signalverlust, den man bei diesem Schnitt in Kauf nehmen muss, verändert.

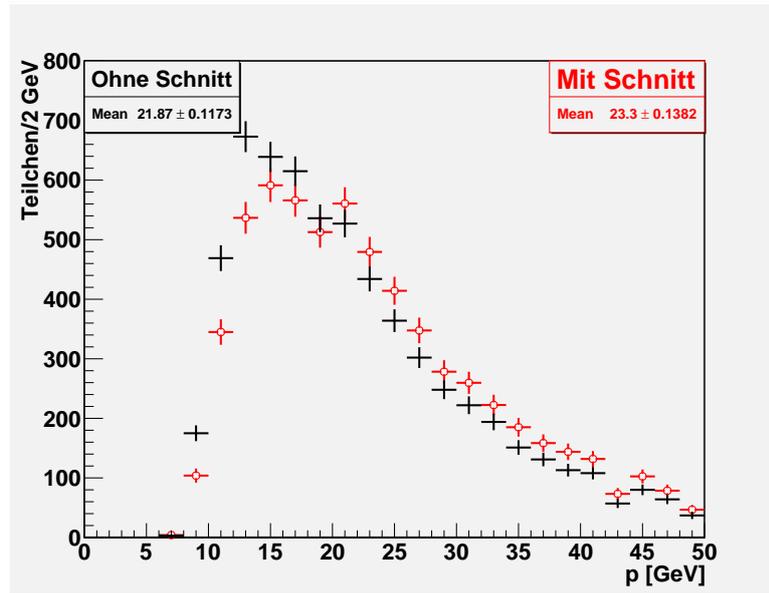


Abbildung 11: Impulsverteilung der wahren simulierten  $\Lambda$ -Teilchen vor (schwarz) und nach dem Schnitt (rot) auf den Richtungs-Winkel.

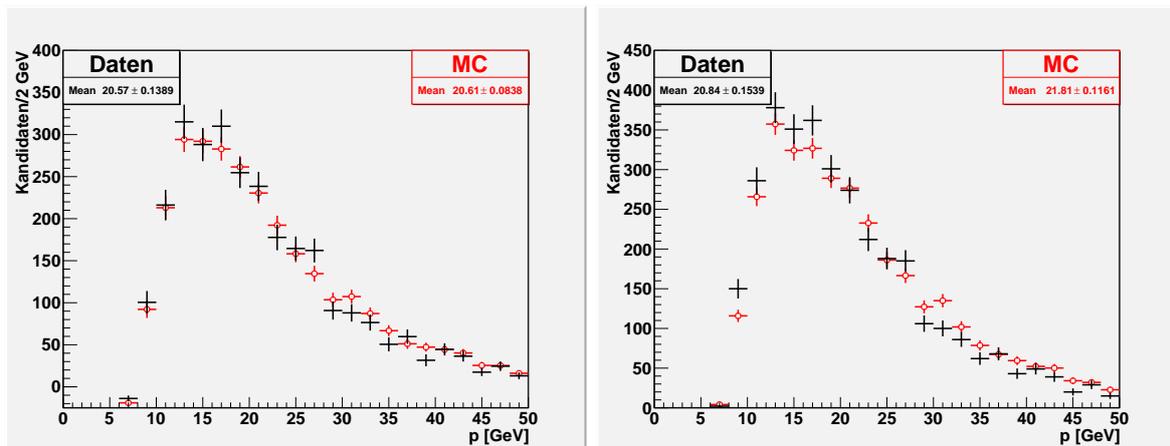
In Abbildung 11 ist die Auswirkung des Schnitts auf den Cosinus des Richtungs-Winkels bei 0.999999 auf die wahren Teilchen der Simulation dargestellt. Man erkennt eine deutliche Verschiebung der Impulsverteilung durch den Schnitt zu höheren Impulsen. Daher ist dieser zusätzliche Schnitt nicht dafür geeignet, den Untergrund für die Analyse des Impulses der Lambda-Kandidaten zu reduzieren.

Eine weitere Anwendung dieses Schnittes ist die Untersuchung der Wechselwirkung von Kaonen mit Materie. Dabei kann aus der Wechselwirkung eines Kaons mit einem Baryon ein  $\Lambda$ -Teilchen entstehen. Dieses kann im Detektor zunächst nicht von den  $\Lambda$ -Teilchen, die in der Protonenkollision entstanden sind, unterschieden werden. Allerdings wird diesem Teilchen ebenfalls der Primärvertex der Protonenkollision als Entstehungsvortex zugeordnet. Geht man davon aus, dass sich der Impulsvektor eines solchen  $\Lambda$ -Teilchens zumindest leicht von dem Impulsvektor des Kaons unterscheidet, kann der Anteil dieser sekundären  $\Lambda$ -Teilchen an den gesamten Teilchen durch einen Schnitt auf den Richtungs-Winkel stark reduziert werden.

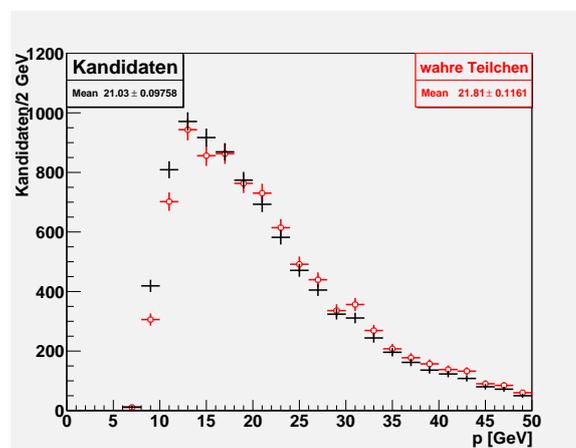
## 5 Analyse der Daten

In diesem Kapitel wird die Asymmetrie der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten als Funktion der genannten Variablen der  $\Lambda$ -Kandidaten und deren Tochterpartikeln untersucht. Dabei soll festgestellt werden, ob es einen Detektoreffekt gibt, durch den die beobachtete Asymmetrie und der Unterschied in dieser zwischen den Daten der Schwerpunktsenergien 0.9 TeV und 7 TeV erklärt werden kann, oder ob es einen physikalischen Effekt gibt, der allerdings nichts mit dem Detektor zu tun hat.

### 5.1 Impulsverteilung



(a) Seitenbandsubtraktion. Kandidaten der Daten und Simulation (b) Geladene Zerfälle als Untergrundmodell. Vergleich mit wahren Teilchen der Simulation



(c) Kandidaten und wahre Teilchen in der Simulation

Abbildung 12: Impulsverteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Vergleich zwischen Daten (schwarz) und Simulation (rot) bzw. in (c) zwischen Kandidaten (schwarz) und wahren Teilchen (rot) der Simulation.

Die erste untersuchte kinematische Variable ist der Impulsbetrag der Teilchen. Abbildung 12 zeigt die Impulsverteilung der Lambda-Kandidaten in der Signalregion mit der Untergrundreduzierung durch die Seitenbänder und die geladenen Zerfälle. Wie bei der Seitenband-Subtraktion bereits gezeigt, führt diese Methode bei der Impulsverteilung bei niedrigen Impulsen zu negativen Werten, da die Untergrundverteilung in den Seitenbändern nicht der Untergrundverteilung im Signalbereich entspricht.

In den geladenen Zerfällen wurden, wie dort bereits erwähnt, die Verteilungen der  $X^{++}$ - und  $X^{--}$ -Kandidaten gemittelt von der Verteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten abgezogen. In Abbildung 12c ist außerdem die Verteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten und der wahren  $\Lambda$ -Teilchen der Simulation aufgetragen, um zu überprüfen, welche Auswirkung der Untergrund auf die Verteilung hat.

Man sieht, dass die Verteilung der wahren Teilchen gegenüber der Verteilung der Kandidaten in der Simulation nur sehr leicht zu höheren Impulsen verschoben ist, der Verlauf der Verteilung sonst aber sehr gut miteinander übereinstimmt. Der Vergleich mit den beiden Untergrundmodellen zeigt, dass in beiden Modellen die Impulsverteilung gut mit der Simulation übereinstimmt. Die Verteilung der Kandidaten in der Simulation ist allerdings durch die Seitenbandsabstraktion von einem mittleren Impuls von  $21.03 \pm 0.10$  GeV noch weiter zu einem niedrigeren mittleren Impuls von  $20.61 \pm 0.08$  GeV verschoben worden, obwohl die wahren Teilchen einen höheren mittleren Impuls haben. Die Impulsverteilung, die mithilfe der geladenen Zerfälle erstellt wurde, stimmt gut mit den wahren Teilchen der Simulation überein. Allerdings zeigt sich auch hier eine leichte Verschiebung zu höheren Impulsen in den wahren Teilchen der Simulation. Es ist aber unklar, ob dies darauf beruht, dass die Teilchen in der Simulation generell leicht höhere Impulse besitzen als in den Daten. Insgesamt lässt sich allerdings feststellen, dass durch die geladenen Zerfälle der Untergrund der Impulsverteilung etwas besser beschrieben wird als durch die Seitenbänder, die Simulation allerdings auch zeigt, dass eine Untergrundsubtraktion nicht unbedingt nötig ist, da die Impulsverteilung der Teilchen durch den Untergrund kaum verändert wird.

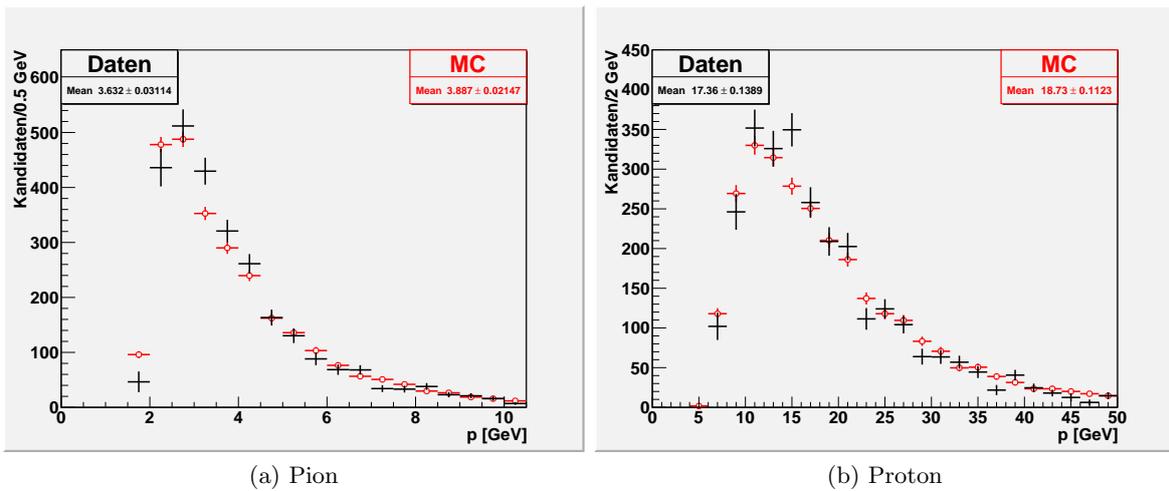


Abbildung 13: Mit geladenen Zerfällen subtrahierte Impulsverteilungen der Töchter bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Daten (schwarz) im Vergleich zu wahren Simulationsdaten (rot).

Abbildung 13 zeigt die erhaltenen Resultate für die Impulsverteilung der Pionen und Protonen verglichen mit den wahren Teilchen der Simulation. Man erkennt, dass die Verteilungen ebenfalls gut innerhalb ihrer Fehlergrenzen miteinander übereinstimmen. An den Verteilungen selber fällt auf, dass das Pion einen deutlich geringeren Impuls hat als das Proton. Der mittlere Impuls der Pionen liegt bei  $3.632$  GeV, während er bei den Protonen bei  $17.36$  GeV liegt. Die Protonen haben also insgesamt einen Impuls der etwa 5 mal größer ist als der der Pionen. Dies liegt an den stark unterschiedlichen Ruhemassen der beiden Teilchen von  $m_{\pi} = 139.57$  MeV und  $m_p = 938.27$  MeV. Im Schwerpunktsystem des Lambda-Teilchen tragen die beiden Tochterpartikel natürlich den gleichen Impuls. Diese Impulse sind allerdings im Laborsystem aufgetragen, das sich mit der Geschwindigkeit des Lambda-Teilchens gegenüber dessen Schwerpunktsystem bewegt. Daher hat das Proton aufgrund der deutlich höheren

Ruhemasse im allgemeinen nach der Transformation ins Laborsystem einen deutlich höheren mittleren Impuls. Dies wird bei der späteren Untersuchung der Auswirkung des Magnetfeldes noch eine wichtige Rolle spielen.

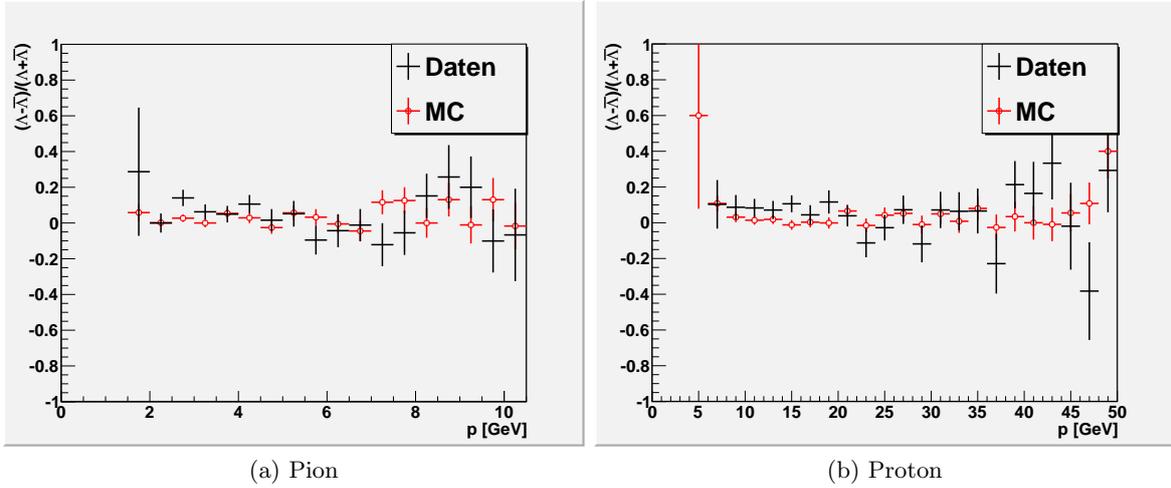


Abbildung 14: Asymmetrieverteilung über den Impuls der Tochterpartikel bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Vergleich zwischen Daten (schwarz) und Simulation (rot).

Die Asymmetrieverteilungen in Abhängigkeit des Impulses der Tochterpartikel sind in Abbildung 14 zu sehen. Man erkennt allerdings keine systematische Abweichung von der Gesamtasymmetrie von etwa 0.057 in der Asymmetrieverteilung der Daten bei der Schwerpunktsenergie 7 TeV.

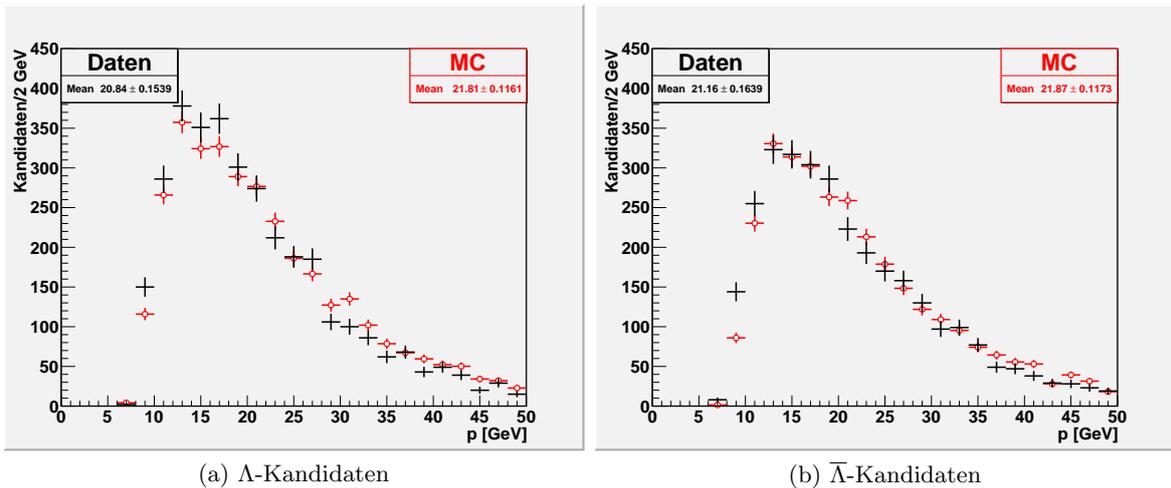


Abbildung 15: Impulsverteilung der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten mit der Verteilung der geladenen Zerfälle subtrahiert. Daten (schwarz) im Vergleich zu wahren Simulationsdaten (rot).

Abbildung 15 zeigt die Impulsverteilung der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten mit einer Untergrundsubtraktion durch die geladenen Zerfälle, wobei wieder beide geladenen Zerfälle gemittelt wurden und diese wird. Die erhaltene Verteilung wurde wiederum mit der wahren Verteilung der Simulation verglichen. Der Verlauf der Kurven zeigt, wie bereits erwähnt, eine leichte Verschiebung zu höheren Impulsen in der

Simulation, wobei dies auch an der Ungenauigkeit der Simulation liegen kann.

Was allerdings ebenfalls auffällt, ist, dass der mittlere Impuls sich in den Daten mit  $20.84 \pm 0.15 \text{ GeV}$  für die Teilchen und  $21.16 \pm 0.16 \text{ GeV}$  für die Antiteilchen leicht unterscheidet, was in den simulierten Daten mit  $21.81 \pm 0.11 \text{ GeV}$  und  $21.87 \pm 0.12 \text{ GeV}$  nicht zu beobachten ist. Das Problem dabei ist, dass in den geladenen Zerfällen dieselbe Untergrundverteilung für die  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten verwendet wird und diese kleine Abweichung, sollte sie auch im Untergrund vorhanden sein, daher einen Fehler in der Untergrundsubtraktion erzeugt.

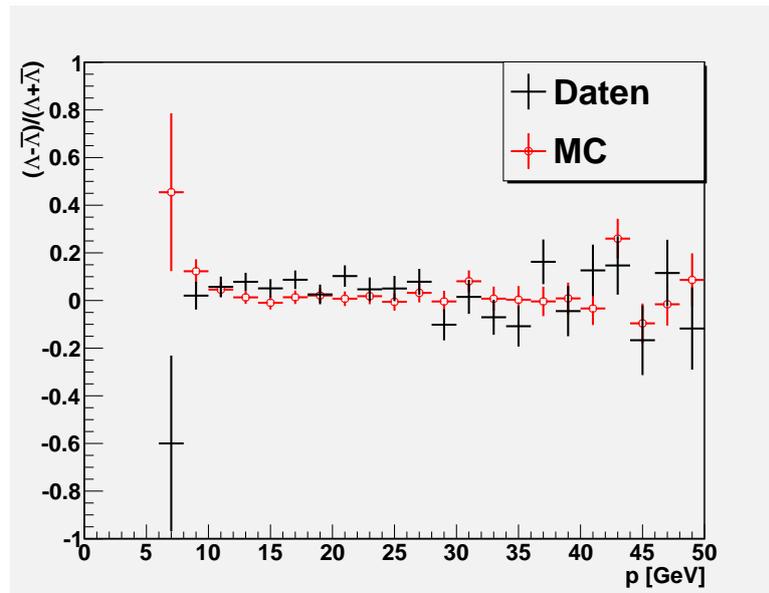


Abbildung 16: Asymmetrieverteilung über den Impuls der  $\Lambda$ -Kandidaten ohne Untergrundsubtraktion. Vergleich zwischen Daten (schwarz) und Simulation (rot).

Die Asymmetrieverteilung des Impulses zeigt auch bei den  $\Lambda$ -Kandidaten keine deutliche Abhängigkeit. Lediglich bei 27 GeV scheint die Asymmetrie etwas zu fallen. In diesem Bereich sind allerdings nicht genügend Teilchen vorhanden, als dass dies eine Auswirkung auf die Gesamtasymmetrie haben würde. Zur weiteren Analyse wird nun die Impulsverteilungen zwischen den Daten der Schwerpunktsenergien 0.9 und 7 TeV miteinander verglichen und versucht, hier Änderungen in den Verteilungen und der Asymmetrie zu finden.

## 5.2 Vergleich der Impulsverteilungen bei beiden Schwerpunktsenergien

Als nächstes wird die Impulsverteilung der  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten und deren Tochterpartikel und die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie in Abhängigkeit der Impulse bei beiden Schwerpunktsenergien miteinander verglichen.

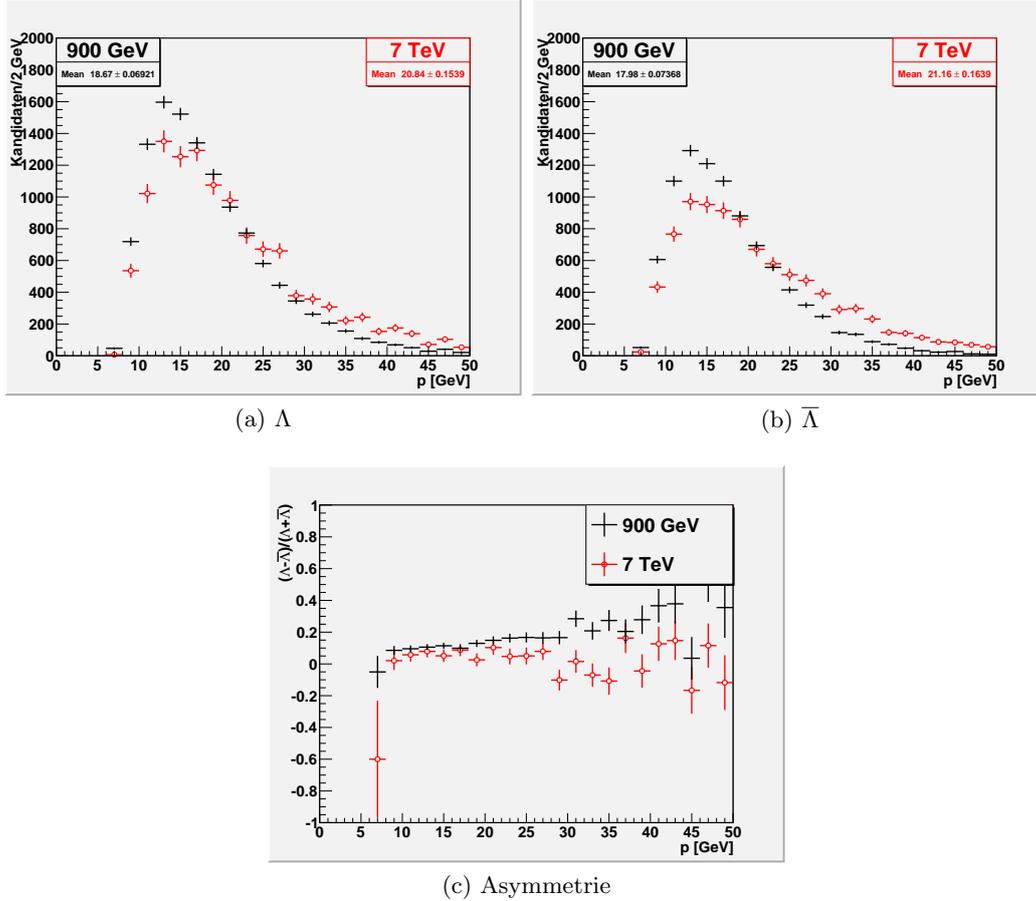


Abbildung 17: Impulsverteilung und deren Asymmetrie der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten bei beiden Schwerpunktsenergien, jeweils auf die Anzahl der Kandidaten bei 0.9 TeV normiert und ohne Untergrundsubtraktion. 0.9 TeV (schwarz) und 7 TeV (rot).

Abbildung 17 zeigt die Impulsverteilung der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Kandidaten und deren Asymmetrie, wobei die Verteilungen jeweils auf die Anzahl der Kandidaten in den 0.9 TeV Daten normiert wurden und keine Untergrundsubtraktion vorgenommen wurde, da diese wie zuvor festgestellt keine deutliche Verbesserung der Impulsverteilungen verursachen würden. Die Asymmetrieverteilung zeigt dabei vor allem in den 0.9 TeV Daten eine leichte Steigung bei höheren Impulsen. Allerdings liegt die Asymmetrie in den 0.9 TeV Daten generell höher als die Asymmetrie der 7 TeV Daten, was dafür spricht, dass die höhere Gesamtasymmetrie bei 0.9 TeV nicht auf einen bestimmten Impuls der Teilchen isoliert werden kann. Ebenfalls sieht man, dass der mittlere Impuls in den 7 TeV Daten größer ist, als in den 0.9 TeV Daten was aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie allerdings auch zu erwarten ist. Im Bereich von etwa 10 bis 20 GeV, in dem die meisten Impulse liegen, ist in den beiden Asymmetrieverläufen kein auffälliger Unterschied zu bemerken, der eine Ursache der unterschiedlichen Gesamtasymmetrie sein könnte. In den Ausläufern der Impulsverteilung über 30 GeV ist dagegen eine deutliche Diskrepanz zwischen den beiden Datensätzen erkennbar. Hier liegt die Asymmetrie in den 0.9 TeV Daten deutlich über der Asymmetrie in den 7 TeV Daten. Allerdings liegen in diesem Bereich in den 0.9 TeV Daten nur etwa 10% der Teilchen. Daher kann eine Erhöhung von etwa 0.2 in der Asymmetrie keinen Unterschied von 0.1 in der Gesamtasymmetrie erklären.

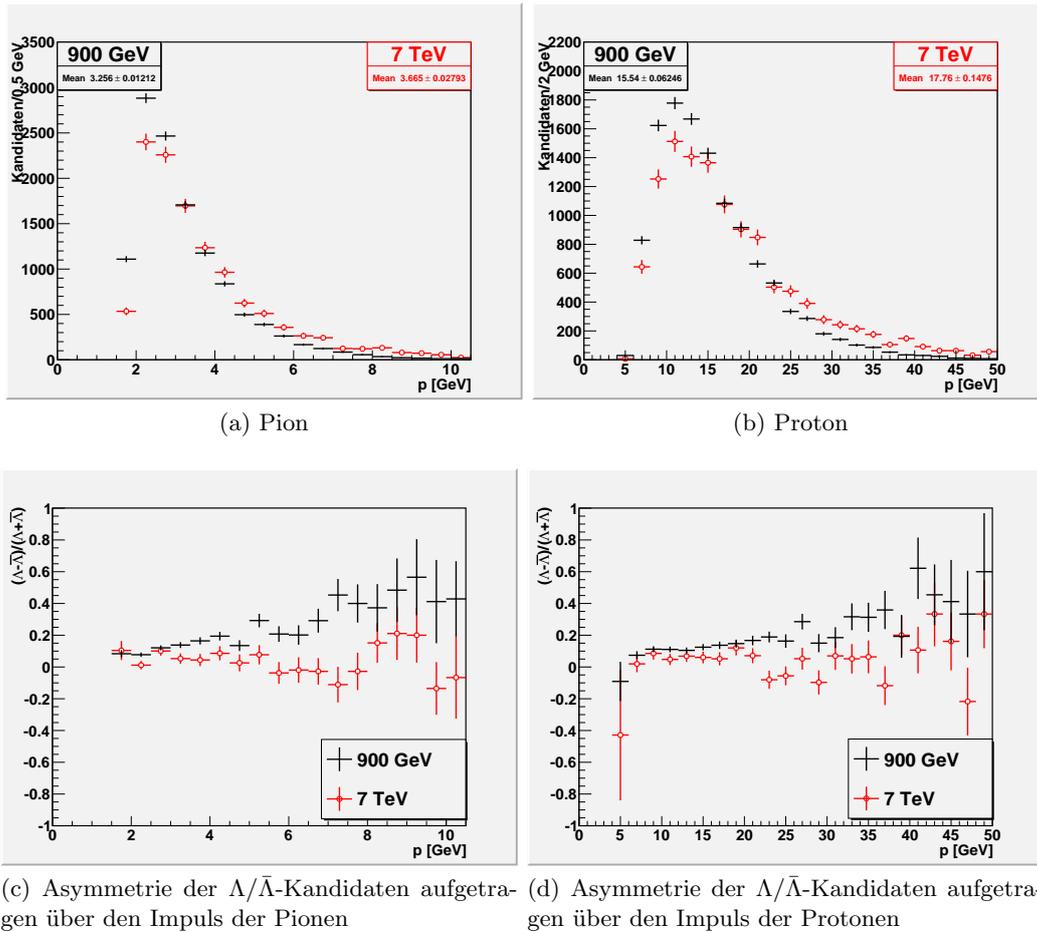


Abbildung 18: Asymmetrie der  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten aufgetragen über den Impuls der Tochterpartikel bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot.

In Abbildung 18 ist die Asymmetrie der  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Kandidaten als Funktion des Impulses der Tochterpartikel zu sehen. Man erkennt hier dasselbe Verhalten, das bereits bei den  $\Lambda$ -Kandidaten festgestellt wurde. Die Kandidaten aus den Daten mit Schwerpunktsenergie 7 TeV verfügen über einen größeren mittleren Impuls als die aus den Daten mit Schwerpunktsenergie 0.9 TeV. Ebenfalls zeigen sich bei 7 TeV in der Asymmetrieverteilung lediglich statistische Schwankungen um eine flache Verteilung, während die Verteilung bei 0.9 TeV eine leichte Steigung aufzuweisen scheint, wobei auch hier bei großen Impulsen vor allem bei 0.9 TeV kaum Teilchen vorhanden sind.

Insgesamt zeigt die Betrachtung der Impulse sowohl der  $\Lambda$ -Kandidaten als auch deren Tochterpartikel, dass der mittlere Impuls der Teilchen bei höherer Schwerpunktsenergie der Protonenkollision wie zu erwarten höher ist. Die Asymmetrieverteilung zeigt bei 7 TeV keine Abhängigkeit vom Impuls, während sie bei 0.9 TeV eine leichte Steigung zeigt. Allerdings sind bei höheren Impulsen in den 0.9 TeV Daten nicht genügend Kandidaten vorhanden, um genauere Untersuchungen dieses Effektes anzustellen. Allerdings reicht durch den geringen Anteil der Kandidaten bei diesen Impulsen die Asymmetrierverschiebung nicht aus, um die Gesamtasymmetrie von allen Kandidaten zu erklären.

### 5.3 Transversale Impulsverteilung

Als nächstes werden nun die gleichen Untersuchungen, wie gerade am Impuls der Teilchen, an der transversalen Impulskomponente durchgeführt.

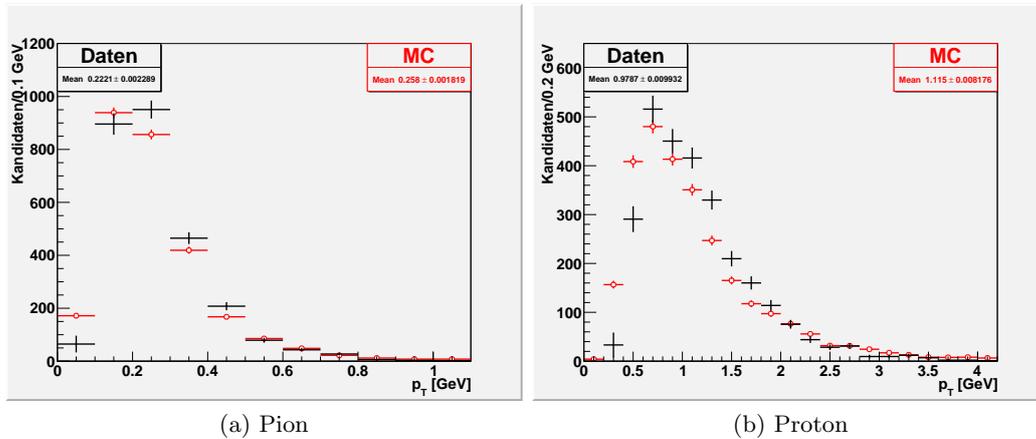


Abbildung 19: Transversale Impulskomponente der Tochterteilchen mit Untergrundsubtraktion durch geladene Zerfälle bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .

Abbildung 19 zeigt die Verteilung der transversalen Impulskomponente der Tochterteilchen mit einer Untergrundsubtraktion durch die geladenen Zerfälle im Vergleich mit den wahren Teilchen der Simulation. Wie bei der Einführung der geladenen Zerfälle bereits erwähnt, ist unklar welchen Effekt die Tatsache, dass bei den geladenen Zerfällen beide Tochterteilchen vom Magneten in die gleiche Richtung abgelenkt werden, auf die transversale Impulsverteilung hat. Wie in Abbildung 19 zu sehen ist, zeigt die Verteilung der transversalen Impulskomponente besonders bei den Protonen deutliche Abweichungen von der Simulation. Wie auch schon beim Impuls zeigt die Simulation hier eine größere mittlere transversale Impulskomponente als die Daten. Dies kann allerdings auch wieder an einer Ungenauigkeit der Simulation liegen. Da sich allerdings auch hier, wie beim Impuls bereits gezeigt, die Verteilung der Kandidaten ohne Untergrundsubtraktion ebenfalls nicht stark von der Verteilung der wahren Teilchen in der Simulation unterscheidet, kann hier ebenfalls auf eine Untergrundsubtraktion verzichtet werden.

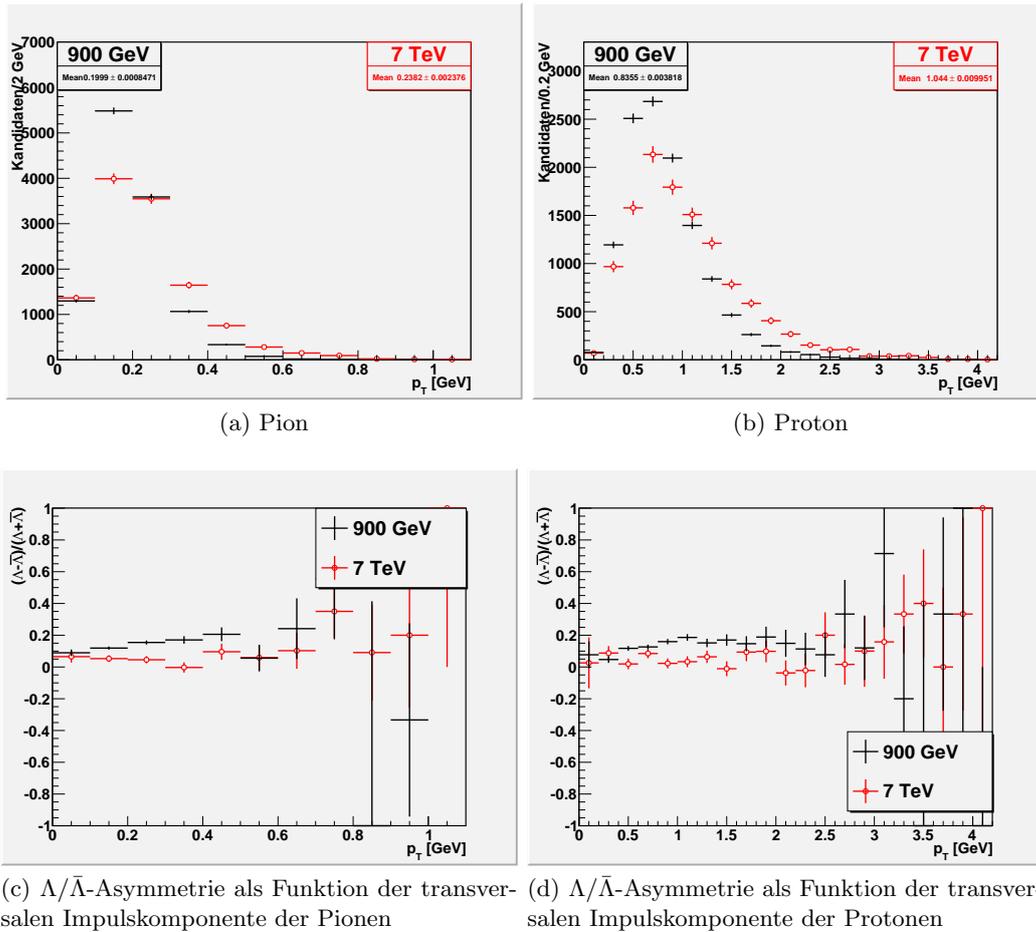


Abbildung 20: Verteilung der transversalen Impulskomponente der Tochterpartikel und die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion von dieser bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot. Die Verteilungen wurden auf die Teilchen bei 0.9 TeV normiert.

Die Verteilung der transversalen Impulskomponente und die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion von dieser ist in Abbildung 20 zu sehen. Auch hier erkennt man, dass die Teilchen in den Daten der Schwerpunktsenergie 7 TeV einen deutlich größeren mittleren Impuls haben als die mit der Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV. Auch ist der mittlere transversale Impuls der Protonen mit  $1.044 \pm 0.010 \text{ GeV}$  bei 7 TeV Schwerpunktsenergie bzw.  $0.836 \pm 0.004 \text{ GeV}$  bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie etwa 4 mal größer als der mittlere transversale Impuls der Pionen mit  $0.238 \pm 0.002 \text{ GeV}$  bzw.  $0.200 \pm 0.001 \text{ GeV}$  in den beiden Messungen. Dies entspricht den Erwartungen aus den unterschiedlichen Ruhemassen der beiden Teilchen und stimmt mit den Beobachtungen des Gesamtimpulses überein.

Auch hier zeigt die Asymmetrieverteilung in den 0.9 TeV Daten eine leichte Steigung der Asymmetrie, während die Verteilung in den 7 TeV Daten wieder flach ist, ähnlich wie die Verteilungen der Gesamtimpulse.

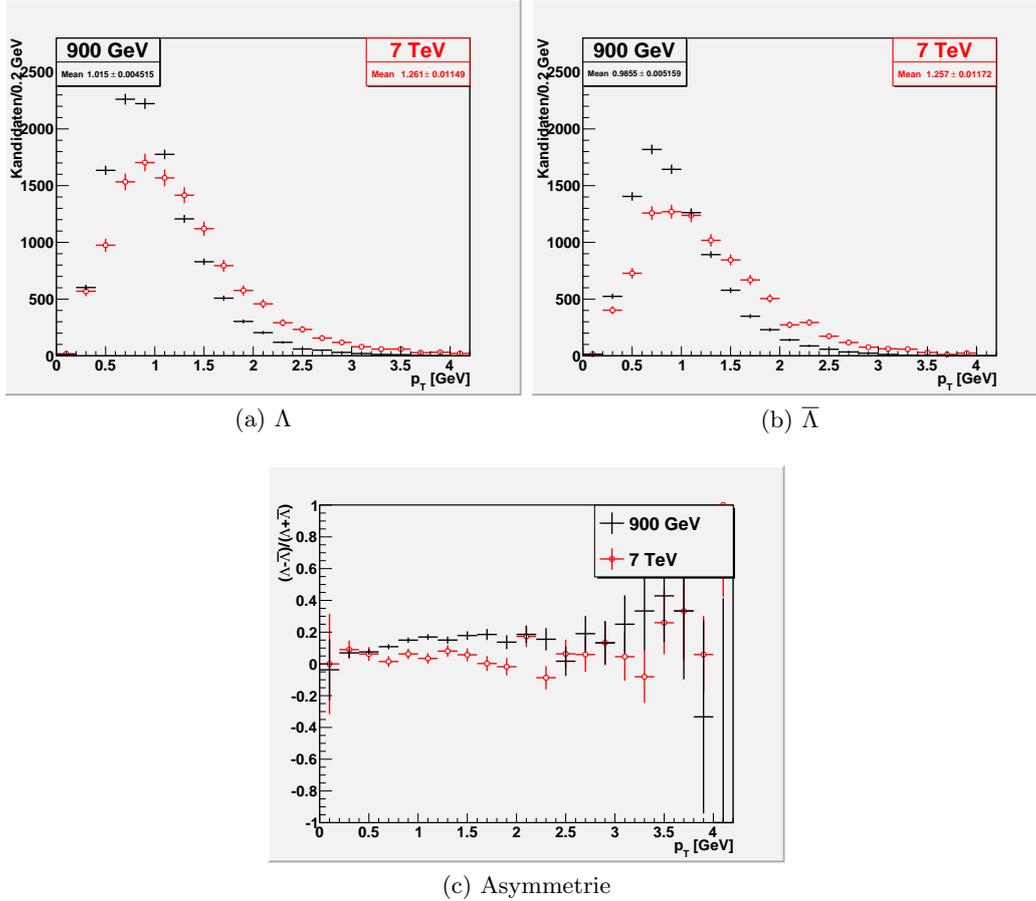


Abbildung 21: Verteilung der transversalen Impulskomponente und deren Asymmetrie der  $\Lambda$ -Kandidaten bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot. Die Verteilungen wurden auf die Teilchen bei 0.9 TeV normiert.

Abbildung 21 zeigt nun den Vergleich der transversalen Impulskomponenten der  $\Lambda$ -Kandidaten zwischen den Schwerpunktsenergien 0.9 und 7 TeV. Auch hier zeigt sich, dass wie schon bei den Tochterteilchen, die  $\Lambda$ -Kandidaten in den 0.9 TeV Daten einen etwas kleineren mittleren transversalen Impuls aufweisen als bei 7 TeV Schwerpunktsenergie. Auffällig ist hierbei, dass das Antiteilchen bei der Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV einen kleineren mittleren transversalen Impuls besitzt als das Teilchen, während bei der Schwerpunktsenergie 7 TeV Teilchen und Antiteilchen den gleichen mittleren transversalen Impuls besitzen. Bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie hat das  $\Lambda$ -Teilchen einen mittleren Transversalen Impuls von  $1.015 \pm 0.005 \text{ GeV}$  und das  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen  $0.986 \pm 0.005 \text{ GeV}$ . Bei 7 TeV ist der mittlere transversale Impuls des  $\Lambda$ -Teilchens  $1.261 \pm 0.011 \text{ GeV}$  und der des  $\bar{\Lambda}$ -Teilchens  $1.257 \pm 0.012 \text{ GeV}$ . Zu dieser Beobachtung passt die Asymmetrieverteilung in den 0.9 TeV Daten, die für kleine transversale Impulse genau wie bei den Tochterteilchen fällt und für größere Impulse etwas steigt, auch wenn die statistischen Fehler hier sehr groß sind, da kaum Teilchen so hohe transversale Impulse haben. Verwunderlich ist allerdings, dass in den 7 TeV Daten die Asymmetrie zu kleinen Impulsen hin steigt und zu großen Impulsen fällt. Dies müsste eigentlich bedeuten, dass die Antiteilchen einen höheren mittleren transversalen Impuls besitzen als die Teilchen, was allerdings nicht der Fall ist.

Insgesamt ergibt auch die Betrachtung der transversalen Impulskomponente wenige Erkenntnisse über die Asymmetrieunterschiede zwischen den Daten der beiden Schwerpunktsenergien. Genau wie bei der

Verteilung des gesamten Impulsbetrages ist auch dessen transversale Komponente im Mittel bei 7 TeV Schwerpunktsenergie größer als bei 0.9 TeV. Die Asymmetrieverteilung zeigt auch hier bei 7 TeV Schwerpunktsenergie nur eine statistische Schwankung um eine konstante Verteilung, während sie bei 0.9 TeV eine leichte Steigung aufweist, die allerdings nicht ausreicht, um die Gesamtasymmetrie zu verursachen.

#### 5.4 $\eta$ -Verteilung

Nach den Impulsverteilungen der Teilchen soll nun die räumliche Verteilung der Teilchen im Detektor untersucht werden.

Wie bereits erwähnt, wird statt des Polarwinkels die Pseudo-Rapidity  $\eta$  der Teilchen untersucht. Hier stellt sich ebenfalls wieder die Frage nach einer geeigneten Untergrundbeschreibung. Auf den ersten Blick hat die Verteilung in den Raumwinkeln des Detektors nichts mit der invarianten Masse der Teilchen, zu denen fälschlicherweise zusammen geordnete Töcherteilchen kombiniert werden, zu tun. Daher sollte die Untergrundverteilung in den Seitenbändern die gleiche sein, wie in der Signalregion und deshalb zur Untergrundsubtraktion in Frage kommen.

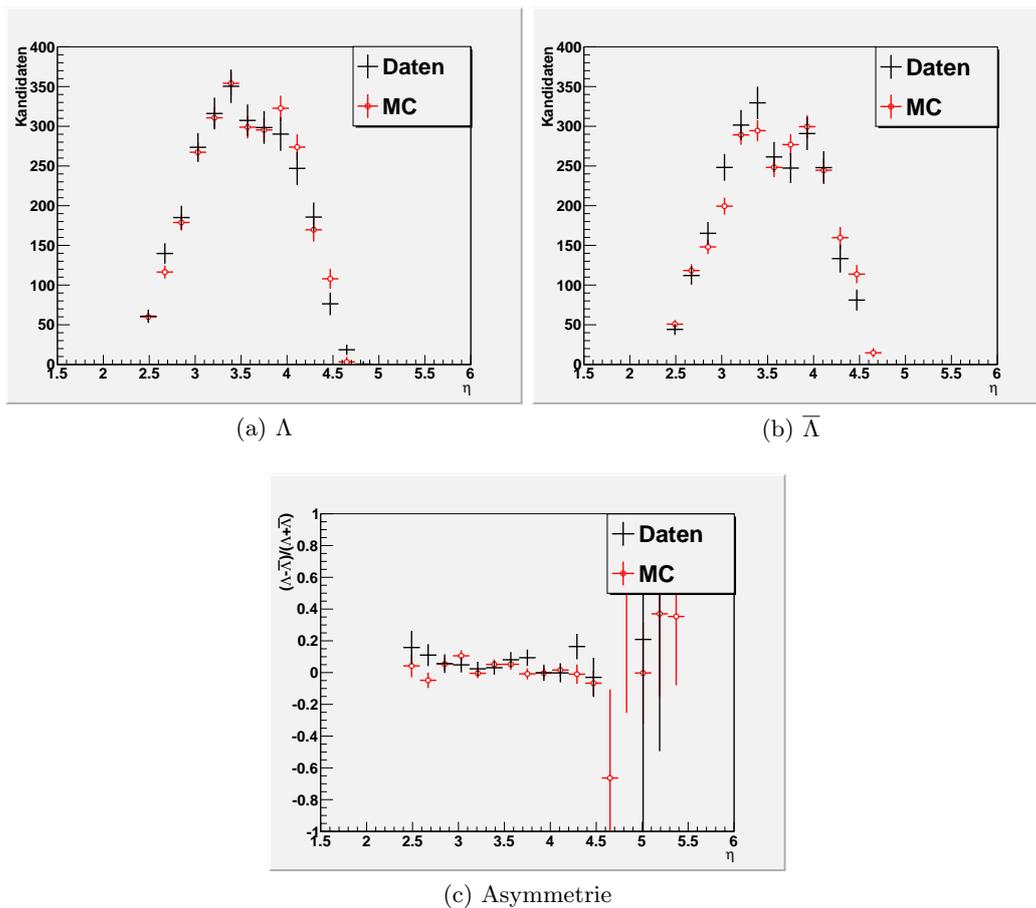


Abbildung 22:  $\eta$ -Verteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten und deren Asymmetrieverteilung bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .

Abbildung 22 zeigt die  $\eta$ -Verteilung der  $\Lambda$ -Kandidaten und deren Asymmetrie, wobei der Untergrund mithilfe der Seitenbänder subtrahiert wurde. Die Verteilungen weichen beide nicht signifikant von den Simulationen ab und auch die Asymmetrie zeigt nur leichte Abweichungen von einer flachen Verteilung.

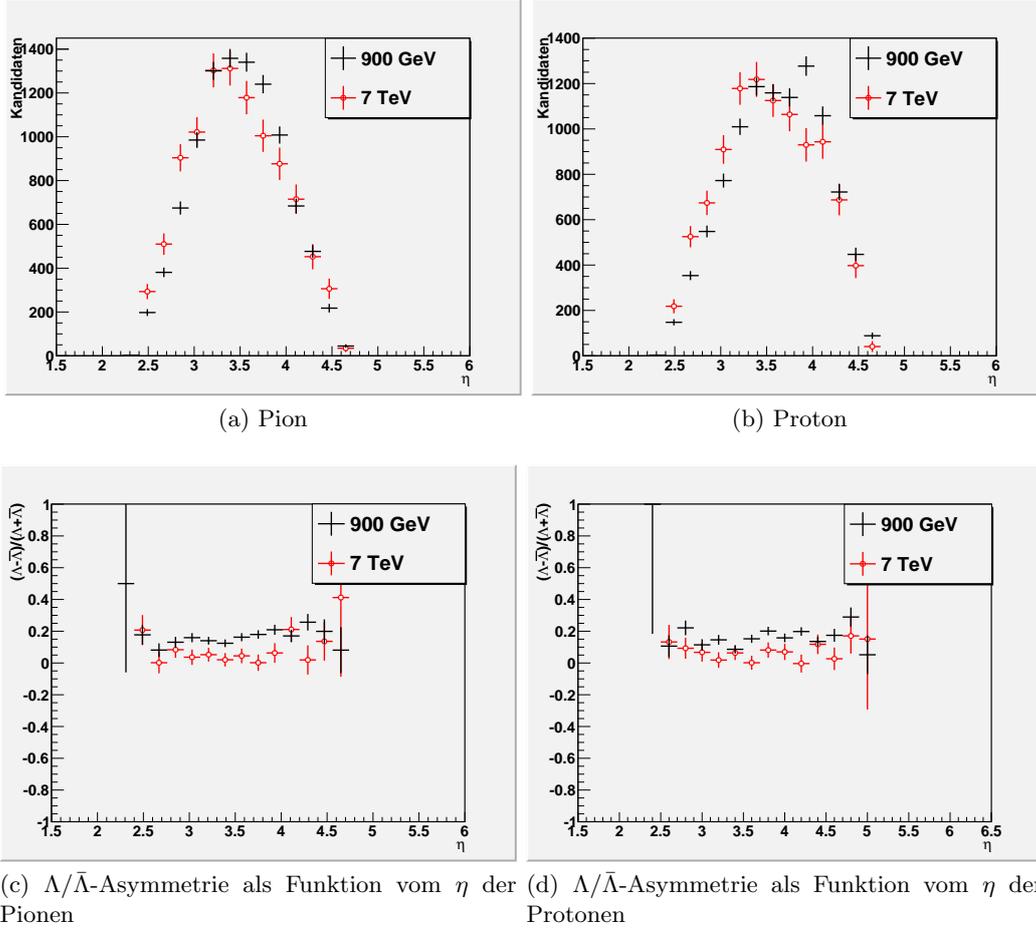
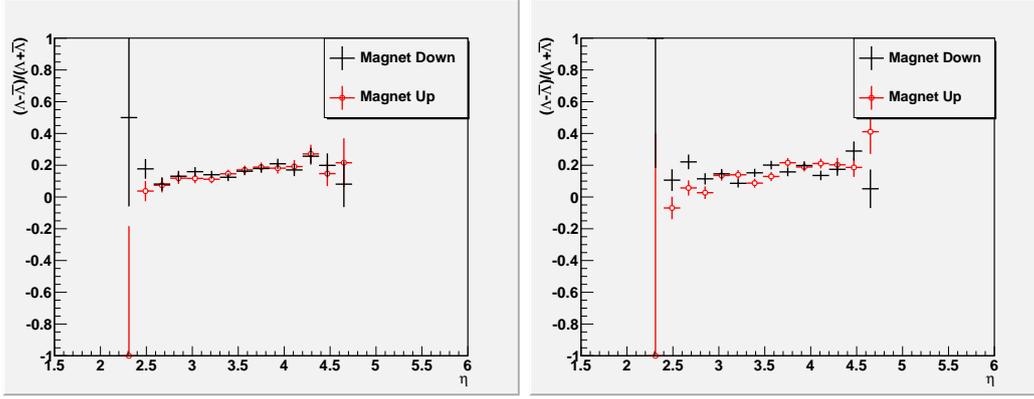


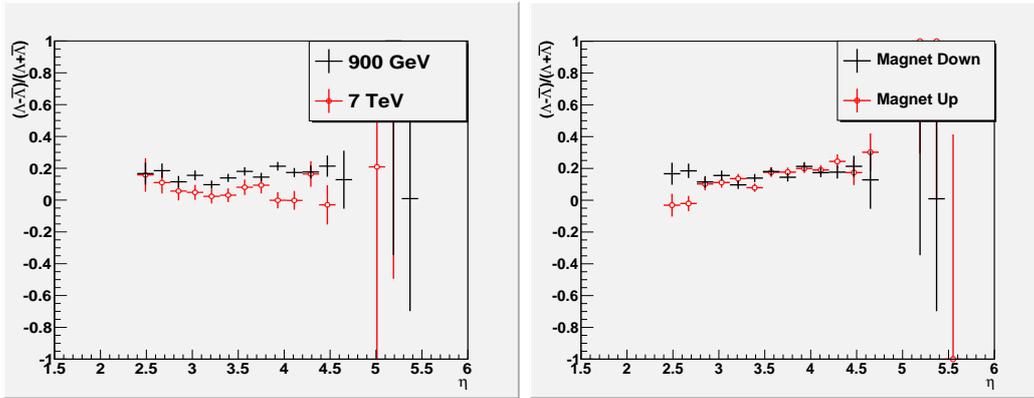
Abbildung 23:  $\eta$ -Verteilung der Tochterpartikel und die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion von dieser bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot. Die Verteilungen wurden auf die Anzahl der Kandidaten bei 0.9 TeV normiert.

Die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion der Pseudo-Rapidity der beiden Tochterpartikel in Abbildung 23 zeigt für beide Schwerpunktsenergien eine flache Verteilung, die lediglich um den Unterschied in der Gesamtasymmetrie verschoben ist. In Abbildung 24 ist zusätzlich die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion der Pseudo-Rapidity der beiden Tochterpartikel in Abhängigkeit der Magnetfeldrichtung dargestellt. Wie man sieht, unterscheiden sich diese fast nicht voneinander. Daher kann man davon ausgehen, dass es keine Akzeptanzprobleme für einzelne Teilchen in bestimmten  $\eta$ -Bereichen des Detektors gibt, durch die eine Asymmetrie künstlich erzeugt werden könnte. Wäre dies der Fall, so würde sich die Asymmetrie entsprechend umdrehen. Lediglich um  $\eta = 2.7$  ist in der Verteilung der Protonen ein Unterschied zwischen den Magnetfeldrichtungen zu erkennen. Allerdings ist der Anteil der Teilchen in diesen Bins auch relativ gering und kann daher nur wenig Einfluss auf die Gesamtasymmetrie haben.



(a)  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion vom  $\eta$  der Pionen  
 (b)  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion vom  $\eta$  der Protonen

Abbildung 24:  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion vom  $\eta$  der Tochterpartikel bei  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$  für verschiedene Magnetfeldrichtungen. Magnetfeldrichtung nach unten in schwarz und nach oben in rot.



(a) Bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot  
 (b) Für verschiedene Magnetfeldrichtungen bei  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$ . Magnetfeldrichtung nach unten in schwarz und nach oben in rot

Abbildung 25: Vergleich der  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion vom  $\eta$  der  $\Lambda$ -Kandidaten.

Abbildung 25 zeigt die Asymmetrie der  $\Lambda$ -Kandidaten im Vergleich zwischen den beiden Schwerpunktsenergien und der Magnetfeldrichtung bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie. Der Vergleich zwischen den Schwerpunktsenergien zeigt lediglich eine konstante Verschiebung der Asymmetrie durch die unterschiedlichen Gesamtasymmetrien, aber keine Abhängigkeit dieser Verschiebung. Beim Wechsel der Magnetfeldrichtung zeigt sich keine Änderung in der Asymmetrie bis auf statistische Abweichungen. Dass sich beim Wechsel der Magnetfeldrichtung die Gesamtasymmetrie nicht ändert, deutet darauf hin, dass es keinen Detektoreffekt gibt, durch den diese Asymmetrie erzeugt wird, da durch den Wechsel der Magnetfeldrichtung alle geladenen Teilchen nun in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt werden. Um diese Aussage zu unterstützen, ist es allerdings notwendig, sich die Verteilung über den Azimutwinkel anzusehen, da dieser die räumliche Spiegelung wiedergeben kann.

## 5.5 $\phi$ -Verteilung

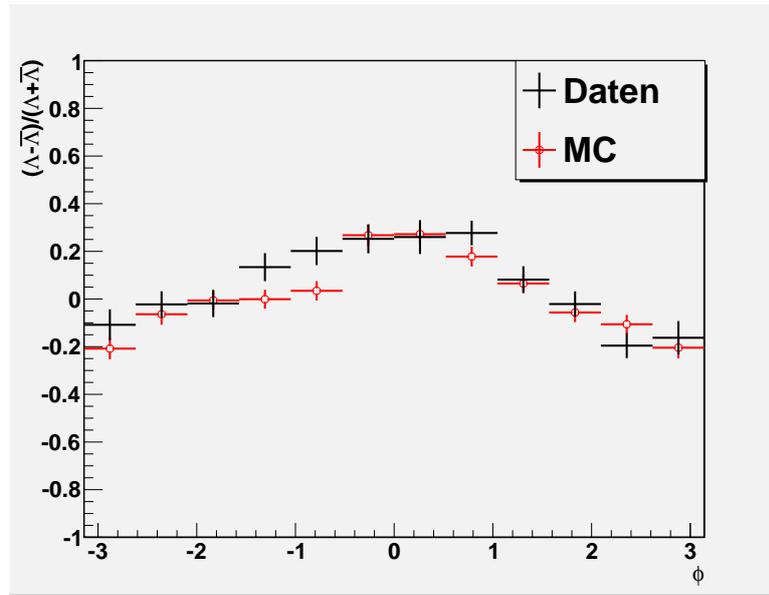
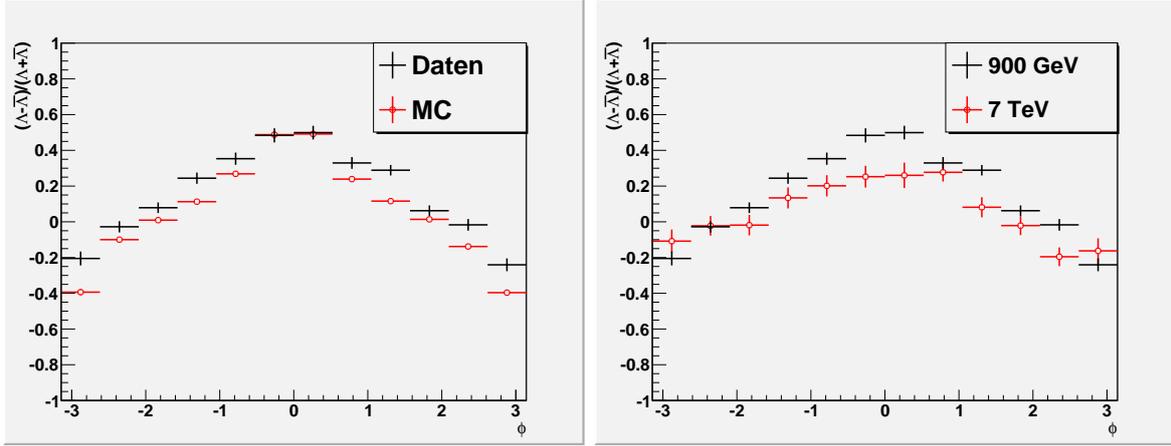


Abbildung 26:  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion des Azimutwinkels der  $\Lambda$ -Kandidaten bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .

Die Verteilung der Teilchen und Antiteilchen im Azimutwinkel um die Strahlachse zeigt selbst in den Daten mit der Schwerpunktsenergie 7 TeV einen großen Unterschied in der Asymmetrie zwischen  $\phi = 0$  (entspricht der rechten Seite des Detektors) und  $\phi = \pm\pi$  (entspricht der linken Seite). Diese Asymmetrieverteilung ist sowohl in den Daten als auch in der Monte-Carlo Simulation zu sehen, wie Abbildung 26 zeigt und stimmt in diesen sowohl in Form, als auch ihrer Amplitude überein.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV kann man eine ähnliche Verteilung beobachten, wie in Abbildung 27a zu sehen ist. Hier zeigt der Vergleich zwischen den Daten und der Simulation allerdings, dass die Asymmetrie in den Daten gegenüber der Simulation bis auf um  $\phi = 0$  konstant höher liegt. Die Simulation zeigt eine Verteilung die von etwa +0.5 bei  $\phi = 0$  bis  $-0.4$  bei  $\phi = \pm\pi$  geht, während in den Daten die Asymmetrie bei  $\phi = \pm\pi$  nur auf  $-0.2$  fällt. Dies spricht dafür, dass sich die Gesamtasymmetrie in den Daten, die in der Simulation nicht vorhanden ist, über eine weitere Asymmetrieverteilung gelegt hat, die sowohl in den Daten als auch der Simulation vorhanden ist, was bedeutet, dass die Asymmetrieverteilung über den Azimutwinkel ein Effekt ist, der unabhängig von der Gesamtasymmetrie ist.



(a) Vergleich zwischen Daten und Simulation bei  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$  (b) Vergleich der beiden Schwerpunktsenergien

Abbildung 27:  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion des Azimutwinkels der  $\Lambda$ -Kandidaten bei beiden Schwerpunktsenergien. 0.9 TeV in schwarz und 7 TeV in rot.

Die ersten Überlegungen zu einer Ursache, die eine Asymmetrierverschiebung zwischen der rechten und linken Detektorseite erklären könnte, führen schnell zum Magnetfeld, das im Detektor angelegt ist. Die Magnetfeldlinien verlaufen vertikal im Detektor, daher werden die Flugbahnen geladener Teilchen im Detektor aufgrund der Lorentzkraft in horizontaler Richtung gekrümmt. Da zur Rekonstruktion der Lambda-Teilchen beide Tochterpartikel gemessen werden müssen, kommt es an den Rändern des Detektors zu einer Ineffizienz, da die Tochterpartikel vom Magnetfeld aus dem Detektor gebogen werden können und so nicht mehr rekonstruierbar sind. Da die beiden Tochterpartikel unterschiedliche Ladung tragen, ist auf jeder Seite des Detektors, abhängig von der Ausrichtung des Magnetfeldes, die Ablenkung eines der beiden Teilchen für diese Ineffizienz verantwortlich. Ein Blick auf die Impulsverteilungen der beiden Töchter zeigt, dass das Proton im Mittel einen etwa 5 mal größeren Impuls hat als das Pion. Daher wird das Pion deutlich stärker vom Magnetfeld abgelenkt als das Proton. Schaut man sich die  $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Asymmetrie als Funktion des Azimutwinkels der Tochterpartikel in Abbildung 28 an, so sieht man, dass die Form der Asymmetrie zwischen  $\phi = 0$  und  $\phi = \pm\pi$  auch hier auftritt, allerdings die Amplitude in der Verteilung der Pionen deutlich geringer ist als in der Verteilung der Protonen. Dies unterstützt die soeben ausgearbeitete Theorie, dass die Asymmetrieverteilung hauptsächlich an der Auslenkung der Pionen liegt. Diese Verteilungen wurden nur mit Protonen bzw. Pionen erstellt aus denen Lambda-Teilchen rekonstruiert werden konnten, daher enthalten sie nur Pionen und Protonen deren "Partner" ebenfalls nicht vom Magnetfeld aus dem Detektor gelenkt wurde. Die Tatsache, dass die Verteilung bei den Pionen deutlich weniger stark ausgeprägt ist als bei den Protonen, zeigt, dass die Chance, dass der "Partner" des Pions, also das Proton, durch den Magneten aus dem Detektor gelenkt wird deutlich geringer ist, als dass andersherum das Pion aus dem Detektor gelenkt wird.

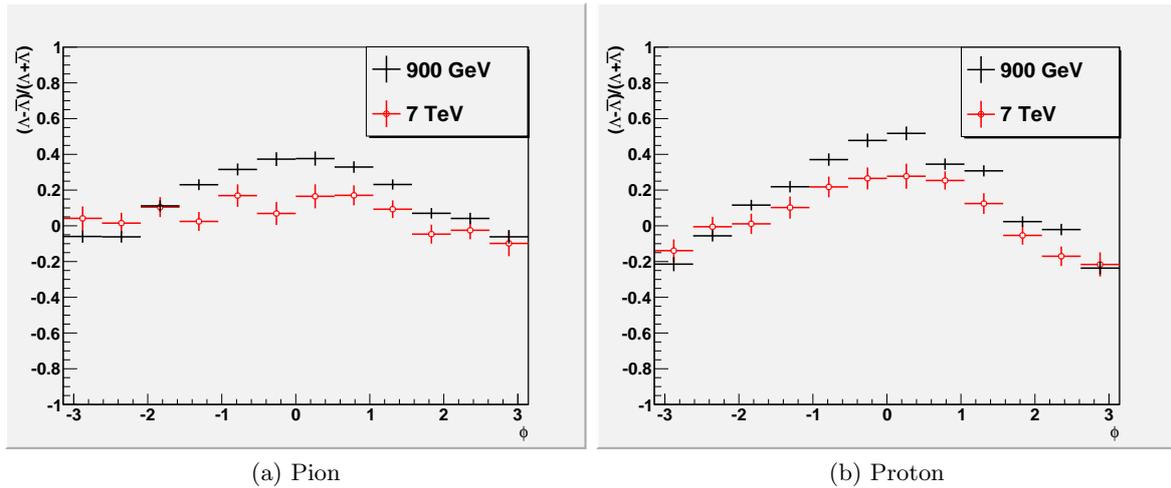


Abbildung 28: Asymmetrieverteilung über den Azimutwinkel der beiden Tochterpartikel.

Dass man aufgrund dieser Tatsache eine Asymmetrieverteilung zwischen der linken und der rechten Detektorhälfte sehen kann, liegt nun daran, dass die Töchter der Antiteilchen jeweils die andere Ladung tragen als die Töchter der Teilchen. Beim Anti-Lambda ist es also nicht mehr das negativ geladene Tochterpartikel, das besonders stark vom Magneten abgelenkt wird, da dieses nun das (Anti-)Proton ist, sondern das positiv geladene (Anti-)Pion. Daher existiert für Teilchen und Antiteilchen aufgrund des Magnetfeldes auf unterschiedlichen Seiten des Detektors ein Effizienzproblem, das diese Asymmetrieverteilung erzeugt.

Auch wenn die soeben ausgearbeitete Theorie eine Erklärung für die beobachtete Asymmetrieverteilung liefert, die nichts mit der Gesamtasymmetrie in den 0.9 TeV Daten zu tun hat, so ist nicht auszuschließen, dass sie doch etwas mit ihr zu tun hat. Wie die Daten zeigen, gibt es eine Asymmetrieverteilung zwischen der linken und der rechten Hälfte des Detektors. Gäbe es nun ein Effizienzproblem auf einer der beiden Detektorhälften, so könnte diese Asymmetrieverteilung in Kombination mit diesem Akzeptanzproblem eine Gesamtasymmetrie künstlich erzeugen. Hiergegen spricht allerdings die Tatsache, dass sowohl bei der Schwerpunktsenergie von 0.9 TeV als auch bei 7 TeV die Form der Verteilung in den Daten mit denen der Simulationen übereinstimmt und bei 0.9 TeV lediglich eine konstante Verschiebung zu sehen ist. Gäbe es ein unbekanntes Effizienzproblem, würde man dies nur in einzelnen Messpunkten sehen und der Verlauf der Verteilung würde sich in den Daten deutlich von der Simulation unterscheiden.

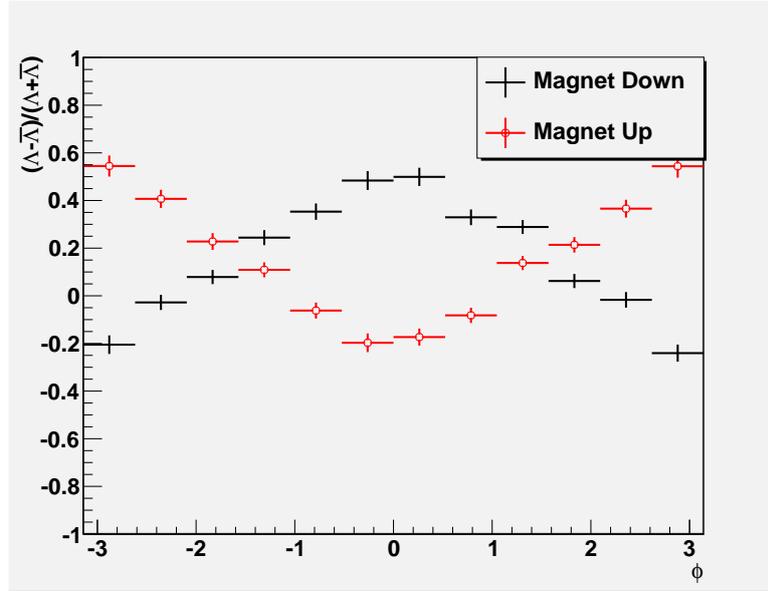


Abbildung 29: Asymmetrieverteilung über den Azimutwinkel des  $\Lambda$ -Teilchens  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$  für verschiedene Magnetfeldrichtungen.

Um mögliche Effizienzprobleme ausschließen zu können, wurde die Messung bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie wiederholt, wobei die Richtung der Magnetfeldlinien gewechselt wurde. Dadurch tauschen sich die Richtungen, in die positive und negative Teilchen vom Magneten gelenkt werden. Das Resultat ist in Abbildung 29 zu sehen. Gäbe es auf einer Seite des Detektors nun ein lokales Effizienzproblem, durch das man bisher mehr Lambda-Teilchen als Anti-Teilchen gesehen hat, so müsste sich daher nun dieser Effekt umkehren und man müsste nun mehr Anti-Teilchen beobachten. Die Messungen zeigen allerdings eine Gesamtasymmetrie von  $0.152 \pm 0.009$  in den Messungen nach dem Wechsel des Magnetfeldes. Dies stimmt mit der Asymmetrie von  $0.160 \pm 0.009$  überein, die vor dem Magnetfeldwechsel bestand. Da sich an der Gesamtasymmetrie also nichts geändert hat und man nach wie vor mehr Teilchen als Antiteilchen misst, kann man davon ausgehen, dass es keinen Detektoreffekt gibt, der die beobachtete Asymmetrie erzeugt, da sich in diesem Fall die Asymmetrie mit der Magnetfeldrichtung umdrehen müsste.

Was sich allerdings geändert hat, ist die Asymmetrieverteilung über den Azimutwinkel. Abbildung 29 zeigt, dass sich dieser nun zwischen links ( $\phi = \pm\pi$ ) und rechts ( $\phi = 0$ ) gespiegelt hat. Dies belegt nun die Theorie, dass diese Verteilung ein Effekt des Magnetfeldes ist. Die Form der Verteilung sieht nach wie vor gleich aus, allerdings ist sie horizontal gespiegelt. Die Verteilung ist allerdings nicht um 0 gespiegelt, sondern etwa um die Gesamtasymmetrie von 0.16. Die Amplituden der beiden Verteilungen stimmen nach wie vor überein. Dies zeigt, dass diese links-rechts Asymmetrieverteilung wie zuvor beschrieben durch das Magnetfeld entsteht und sich daher mit dem Magnetfeld spiegelt. Der Effekt ist dabei der Gleiche. Dies zeigt die gleich bleibende Amplitude in den Verteilungen. Da sich die Gesamtasymmetrie allerdings nicht verändert, zeigt dies, dass die Asymmetrieverteilung als Funktion des Azimutwinkels ein Detektoreffekt ist, der durch den Magneten entsteht, aber nichts mit der beobachteten Gesamtasymmetrie zu tun hat.

Insgesamt zeigt die Untersuchung der Azimutwinkelverteilung und des Magnetfeldes, dass es eine Asymmetrieverteilung zwischen der rechten und linken Detektorseite gibt, die dadurch entsteht, dass

hauptsächlich die unterschiedlich geladenen Pionen im Magnetfeld aus dem Detektor gelenkt werden. Diese Asymmetrieverteilung ist sowohl in den Daten als auch in den Simulationen vorhanden und ebenfalls sowohl bei der Schwerpunktsenergie 0.9 TeV als auch bei 7 TeV. Dass sich diese aber bei Spiegelung des Magnetfeldes ebenfalls spiegelt, die Gesamtasymmetrie aber unverändert bleibt zeigt, dass die Gesamtasymmetrie kein Detektoreffekt ist, sondern bereits vorher vorhanden sein muss. Es bleibt zu überprüfen, ob die Asymmetrie bei 0.9 TeV wirklich schon in der Proton-Proton Kollision entsteht oder ob sie durch Materiewechselwirkungen im Detektor entstehen.

## 5.6 Untersuchung auf Wechselwirkungen mit Materie

Eine noch fehlende Untersuchung ist, ob die beobachtete Asymmetrie wirklich aus der Protonenkollision stammt, also ob die detektierten  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen wirklich bei dieser erzeugt wurden oder ob sie erst danach durch Wechselwirkung anderer Teilchen mit Materie oder aus dem Zerfall schwererer Teilchen entstanden sind. Da dies in den Daten nicht eindeutig unterschieden werden kann, wird dies zunächst in der Simulation untersucht, in der man weiß, welche Teilchen bei der Kollision entstanden sind und welche nicht. Tabelle 2 zeigt die Anzahl der Teilchen, die in der Simulation detektiert wurden und den Anteil dieser Teilchen, der aus dem Primär-Vertex (PV), der Protonenkollision, stammt.

	gesamte Teilchen	davon aus PV	Verhältnis
$\Lambda$	6752	5541	82.06%
$\bar{\Lambda}$	6447	5373	83.34%

Tabelle 2: Anzahl der gemessenen Teilchen und deren Anteil der aus der Protonenkollision stammt in der Simulation.

Wie man sieht, stammen sowohl bei den detektierten Teilchen als auch bei den Antiteilchen nur etwa 82% bis 83% der Teilchen aus der Protonenkollision. Die restlichen 18% bis 17% dagegen stammen daher aus Wechselwirkung anderer Teilchen mit Materie oder aus dem Zerfall schwererer Teilchen. Wie bei der Einführung des Richtungs-Winkels erwähnt, ist dieser eine Möglichkeit, diese Teilchen in den Daten zu identifizieren, da diese bei der Wechselwirkung oder dem Zerfall ihre Flugrichtung leicht ändern können, wenn andere Teilchen daran beteiligt sind. Daher stimmt die Impulsrichtung dieser Teilchen nicht mit der Richtung von ihrem Produktionsvertex zu ihrem Zerfallsvertex überein, was einen größeren Richtungs-Winkel erzeugt.

Um diese Annahme auf Korrektheit zu untersuchen sind in Tabelle 3 die entsprechenden Anzahlen der Teilchen und Antiteilchen mit einem zusätzlichen Schnitt auf den Cosinus des Richtungs-Winkels eingetragen.

	gesamte Teilchen	davon aus PV	Verhältnis
$\Lambda$	5094	4306	84.53%
$\bar{\Lambda}$	4907	4214	85.88%

Tabelle 3: Anzahl der gemessenen Teilchen und deren Anteil, der aus der Protonenkollision stammt, in der Simulation mit Schnitt auf den Richtungs-Winkel.

Der Anteil der Teilchen, die nicht aus dem Primärvertex stammen, ist von etwa 18% bis 17% durch den Schnitt auf den Richtungs-Winkel auf etwa 16% bis 15% gefallen. Diese Zahlen stammen aller-

dings nur aus der Simulation und es ist nicht bekannt, ob der wirkliche Anteil der Teilchen, die durch Wechselwirkung mit Materie oder den Zerfall von schwereren Teilchen entstanden sind, in den Daten der gleiche ist. Der Schnitt auf den Richtungs-Winkel reduziert diesen Anteil in den Simulationen nur gering, weshalb es nicht sicher ist, dass er dies auch in den Daten tut, beziehungsweise eine Änderung der beobachteten Asymmetrie liefert.

Der größte Anteil dieser sekundären Teilchen besteht allerdings aus dem Zerfall schwerer Teilchen. Für die beobachtete Asymmetrie sind nur die Teilchen, die bei der Wechselwirkung mit Materie entstehen, entscheidend, denn da im Detektor keine Antimaterie vorhanden ist, mit der Teilchen in Wechselwirkung treten könnten, können auf diese Weise nur  $\Lambda$ -Teilchen entstehen aber keine  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen. Dieser Effekt erklärt den Unterschied von etwa 1.3% in den Anteilen der Teilchen, die aus dem Primärvertex stammen, zwischen den  $\Lambda$  und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen. Dieser Wert stimmt in der Größenordnung mit den Annahmen in aktuellen Untersuchungen überein. Ein Effekt dieser Größenordnung kann allerdings nicht die beobachtete Asymmetrie in den Daten erklären, auch wenn er in diesen um einen Faktor 3 größer wäre als in den Simulationen.

Ein weiterer Punkt ist allerdings, dass auch die  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen selbst in Wechselwirkung mit Materie treten könnten und dabei zu anderen Teilchen werden können, wodurch sie im Detektor nicht mehr gemessen werden. Der Wirkungsquerschnitt dafür ist für Antiteilchen leicht höher als für Teilchen und führt daher ebenfalls zu einer Asymmetrierverschiebung zu Seiten der Teilchen. Allerdings ist auch in diesem Fall der Unterschied nicht groß genug, um die Gesamtasymmetrie bei 0.9 TeV Schwerpunktsenergie zu erklären.

Schwerpunktsenergie	Asymmetrie	Asymmetrie mit Schnitt auf den Richtungs-Winkel
0.9 TeV	$0.160 \pm 0.009$	$0.175 \pm 0.010$
7 TeV	$0.057 \pm 0.016$	$0.056 \pm 0.020$

Tabelle 4: Auswirkung des Schnitts auf den Richtungs-Winkel auf die Asymmetrie in den gemessenen Daten.

Tabelle 4 zeigt, dass sich die Asymmetrien durch den Schnitt auf den Richtungswinkel nicht signifikant ändern. Da sich, wie die Simulation gezeigt hat, der Anteil der Teilchen, die nicht aus dem Primärvertex stammen, durch diesen Schnitt nicht sehr viel ändert, würde sich auch die Asymmetrie in den Daten nicht sehr viel ändern, falls sie von diesen Teilchen erzeugt werden würde. Da die Asymmetrie in den 0.9 TeV Daten durch den Schnitt allerdings sogar um  $1.5 \sigma$  größer wird, kann man davon ausgehen, dass diese nicht durch die Teilchen, die aus Wechselwirkung mit Materie und den Zerfall schwererer Teilchen stammen, entsteht.

## 6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Teilchen im Detektor und die Auswirkungen der Änderung des Magnetfeldes auf die Asymmetrie der Teilchen, hat gezeigt, dass es keinen Detektoreffekt gibt, durch den diese Asymmetrie erzeugt wird. Ebenfalls haben die Untersuchungen gezeigt, dass die große Asymmetrie nicht durch die Wechselwirkung anderer Teilchen mit Materie entstehen kann. Daher muss die Asymmetrie bereits bei der Produktion der  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen entstehen.

Dabei zeigt die Asymmetrie in den 0.9 TeV Daten eine leichte Abhängigkeit vom Impuls der Teilchen. Allerdings ist bei 7 TeV Schwerpunktsenergie keine Abhängigkeit mehr festzustellen und die Asymmetrie liegt bei 0.9 TeV systematisch über der Asymmetrie bei 7 TeV bei gleichen Impulsen. Daher reicht der Teilchenimpuls alleine nicht aus, um einen Effekt zu beschreiben der die gemessene Asymmetrie erzeugt. Aktuelle Erkenntnisse haben gezeigt, dass die Rapidität der Teilchen eine geeignete Größe ist, um die Asymmetrie der Teilchen zu beschreiben.

Die Rapidität ist definiert als:

$$y = \tanh^{-1} \left( \frac{v}{c} \right)$$

Mit der Geschwindigkeit  $v$  der Teilchen und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

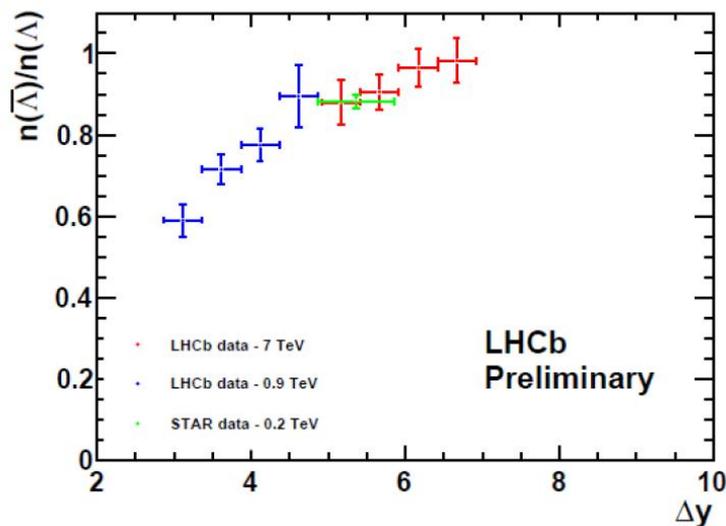


Abbildung 30: Verhältnis  $\Lambda/\bar{\Lambda}$  aufgetragen über  $\Delta y$ . Daten des LHCb-Experiments mit  $\sqrt{s} = 0.9 \text{ TeV}$  und  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  und des STAR-Experiments [3].

Abbildung 30 zeigt das Verhältnis von  $\Lambda$ - zu  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen als Funktion von  $\Delta y$ . Dabei ist mit  $\Delta y$  die Differenz der Rapidität der  $\Lambda$ - bzw.  $\bar{\Lambda}$ -Teilchen und der kollidierenden Protonen gemeint. Wie man sieht, stimmen in dieser Verteilung die Verhältnisse in beiden Schwerpunktsenergien miteinander überein und auch die Daten des STAR-Experiments passen in diese Verteilung. Dieser Effekt wird allerdings nicht vom Standardmodell beschrieben und ist daher ein erster Hinweis auf Neue Physik die am LHCb-Experiment gefunden werden könnte.

## Literatur

- [1] the lhcb public web site: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb/>.
- [2] ARGUS Collaboration, H. Albrecht. Phys. Lett. B 241. 278, 1990.
- [3] C. Blanks.  $V^0$  Ratio Measurements, 2010.
- [4] C. Amsler et al. (Particle Data Group). P1 b667, 1, 2009.
- [5] G. Krocker. Track reconstruction in the High Level Software Trigger of the LHCb experiment, 2009.
- [6] The LHCb-Collaboration. The LHCb Detector at the LHC, 2008 JINST 3 S08005.
- [7] The LHCb-Collaboration. LHCb Calorimeters technical design report, CERN-LHCC/2000-036.
- [8] The LHCb-Collaboration. LHCb Muon technical design report, CERN-LHCC/2000-037.
- [9] The LHCb-Collaboration. LHCb Outer Tracker technical design report, CERN-LHCC/2001-024, (2001).
- [10] The LHCb-Collaboration. LHCb Inner Tracker design report, CERN-LHCC/2002-029, (2003).

# Erklärung:

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

Heidelberg, den 26. Juli 2010