

Untersuchung der kosmischen Höhenstrahlung mit dem AMS01-Detektor im Weltraum

von

Henning Gast

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im Oktober 2004

angefertigt im

I. Physikalischen Institut B

Prof. Dr. Stefan Schael

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Messung des Positronenanteils, $e^+/(e^+ + e^-)$, in der kosmischen Höhenstrahlung mit dem AMS01-Detektor. Die verwendeten Daten wurden im Juni 1998 während eines zehntägigen Fluges an Bord der US-Raumfähre *Discovery* aufgezeichnet. Um Positronen vor dem dominanten Untergrund aus Protonen zu identifizieren, wird nach Ereignissen gesucht, in denen ein primäres Positron ein Bremsstrahlungsphoton aussendet, das dann in ein sekundäres e^\pm -Paar konvertiert. Dadurch kann der Messbereich im Vergleich zu den bisher von der AMS-Kollaboration veröffentlichten Ergebnissen bis 50 GeV ausgedehnt werden. Die mögliche Beobachtbarkeit von Annihilationen dunkler Materie im Positronenspektrum stellt die wesentliche Motivation dieser Messung dar.

Nach einer Vorstellung der Prozesse, die das Spektrum der kosmischen Strahlung oberhalb der Erdatmosphäre beeinflussen, und der Beschreibung der wesentlichen Detektorkomponenten wird der Gang der Analyse ausführlich dargestellt. Die Arbeit endet nach einer Abschätzung des Untergrundes mit der Präsentation der Ergebnisse und einem Ausblick.

Abstract

This thesis describes a measurement of the cosmic ray positron fraction, $e^+/(e^+ + e^-)$, conducted with data acquired by the AMS01 experiment aboard the US space shuttle *Discovery* during a ten day-mission in June 1998. In order to separate positrons from the dominant background of protons, events are looked for in which a primary positron emits a bremsstrahlung photon converting into a secondary e^\pm -pair. This technique extends the range of measurement to 50 GeV , compared to the results previously published by the AMS collaboration. The possibility of observing dark matter annihilations in the positron spectrum serves as the primary motivation for this measurement.

After a description of the processes influencing the cosmic ray spectrum as observed above the Earth's atmosphere and of the main components of the detector, the analysis is explained in detail. Finally, the background is estimated, the results are presented, and an outlook is given.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Kosmische Strahlung	9
2.1	Übersicht und Zusammensetzung	9
2.2	Beschleunigung	15
2.3	Propagation	17
2.3.1	„Leaky Box“-Modell	18
2.3.2	Diffusionsmodell	20
2.3.3	Sekundäre Positronen	21
2.3.4	Solare Modulation	22
2.4	Motivation der Messung des Positronenanteils	23
3	Der AMS01-Detektor	31
3.1	Die Mission	31
3.2	Detektorkomponenten	33
3.2.1	Permanentmagnet	34
3.2.2	Tracker	34
3.2.3	Time of Flight-System	36
3.2.4	Schwellen-Čerenkov-Zähler	37
3.2.5	Antikoinzidenzzähler	38
3.2.6	Materialbudget	38
3.3	Trigger	39
4	Durchführung der Analyse	41
4.1	Signaldefinition	41
4.2	Untergrund und Monte Carlo-Simulation	43
4.3	Ereignisrekonstruktion	45
4.3.1	Clustering	46
4.3.2	Vorselektion	47
4.3.3	Topologische Analyse	47
4.3.4	Spurfindung	48
4.3.4.1	Die sukzessive Spurfindung	49
4.3.4.2	Die kombinatorische Spurfindung	49

4.3.4.3	Zuordnung zum Primärteilchen	55
4.3.5	Spuranpassung	55
4.3.5.1	Koordinatentransformation zur Verbesserung der Auflösung	57
4.3.5.2	Fehler in x	62
4.3.6	Vertexfindung	62
4.4	Selektionsschnitte	63
4.4.1	Qualitätsschnitte	64
4.4.1.1	Mindestimpuls	64
4.4.1.2	Höchstimpuls	64
4.4.1.3	Vorzeichen des Impulses der Sekundärspuren . . .	64
4.4.1.4	Ausschluss von in der Raumstation <i>Mir</i> erzeugten Teilchen	64
4.4.1.5	Übereinstimmung von Flugrichtung und Topologie	64
4.4.1.6	Rekonstruktion des Sekundärvertex	66
4.4.1.7	Rekonstruktion des Primärvertex	69
4.4.1.8	z -Koordinate des Primärvertex	69
4.4.2	Physikalische Schnitte	72
4.4.2.1	Geotracing	72
4.4.2.2	Energiedeposition im TOF-System	73
4.4.2.3	Invariante Masse der Sekundärspuren	76
4.4.2.4	Winkel der Photonabstrahlung	79
4.4.3	Schnitteleffizienzen	82
5	Ergebnisse	85
5.1	Untergrundabschätzung	85
5.1.1	Fehlidentifizierte Protonen	85
5.1.2	Messungen der Energiedeposition im Tracker	89
5.1.3	Fehlidentifizierte Elektronen	92
5.2	Monte Carlo-Studien	94
5.2.1	Impulsauflösung	95
5.2.2	Verteilung der Abstrahlungs- und Konversionsvertices . . .	100
5.2.3	Fehler der Vertexrekonstruktion	103
5.2.4	Akzeptanz	107
5.2.5	Effizienzstudie	110
5.3	Positronenanteil	112
6	Zusammenfassung und Ausblick	115
A	Statistiktable	119

B Daten zur Untergrundkorrektur	121
B.1 Korrektur auf Protonen	121
B.1.1 Verteilungen der benutzten Größen	121
B.1.2 Abschätzung des Untergrundes aus Abwärts-Ereignissen .	121
B.2 Korrektur auf Elektronen	125
Literaturverzeichnis	129
Danksagung	135

Kapitel 1

Einleitung

*There are more things in heaven and earth
Than are dreamt of in your philosophy.*
William Shakespeare, Hamlet, I/5

Zu den spannendsten Fragen, die die Menschheit begleiten, gehört die nach den fundamentalen Bausteinen der Natur und nach der Art und Weise ihrer Wechselwirkung. Heute sucht die Disziplin der Elementarteilchenphysik Antworten darauf, indem sie große Beschleuniger einsetzt, in denen Teilchen zur Kollision gebracht und die Reaktionsprodukte mit komplexen Detektoren untersucht werden.

Allerdings wurden einige der heute bekannten Elementarteilchen zuerst in der so genannten kosmischen Strahlung beobachtet. Darunter versteht man hochenergetische Teilchen, die aus dem Weltall kommend auf die Atmosphäre der Erde treffen. Sie wurde zuerst von Victor Hess während seiner Ballonflüge im Jahre 1912 beobachtet. So wurde das Positron, das Antiteilchen des Elektrons, von Carl Anderson 1933 in der kosmischen Strahlung entdeckt. 1937 folgte die Entdeckung des Myons, ebenfalls in der kosmischen Strahlung.

Heute befruchten sich Elementarteilchenphysik und die Untersuchung der kosmischen Strahlung gegenseitig. So sind einerseits Erkenntnisse aus der Teilchenphysik nötig, um Messungen der kosmischen Strahlung zu interpretieren, zum Beispiel bei der Produktion sekundärer kosmischer Strahlung bei Kollisionen mit dem interstellaren Medium oder für das Verständnis der Luftschauer, die von hochenergetischen Teilchen in der Erdatmosphäre erzeugt werden. Andererseits stellt die Natur im Weltall die mit Abstand kraftvollsten Beschleuniger bereit, die wir kennen, etwa in Form von Supernovae, also am Ende ihrer Lebenszeit explodierender Sterne. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass im Weltall bisher unbekannte Elementarteilchen existieren, die heutigen Beschleunigern nicht zugänglich sind und die entweder direkt oder über ihre Zerfallsprodukte in der kosmischen Strahlung nachgewiesen werden könnten. Aus diesem Wechselspiel ist das Gebiet der Astroteilchenphysik entstanden.

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Messung des Positronenflusses im Verhältnis zur Summe aus Elektronen- und Positronenfluss, also der Größe $e^+/(e^+ + e^-)$, im Energiebereich von 1 bis 50 GeV in der kosmischen Strahlung. Diese Analyse wird mit dem Datenmaterial durchgeführt, das der AMS01-Detektor im Juni 1998 an Bord der Raumfähre *Discovery* gesammelt hat.

Das wesentliche Problem bei einer Messung des Positronenanteils ist die eindeutige Identifikation von Positronen vor dem Hintergrund der weitaus häufiger in der kosmischen Strahlung vorhandenen Protonen. Hierzu wird bei dieser Analyse nach Ereignissen gesucht, in denen ein Positron im Detektormaterial ein Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt hat, das anschließend in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Diese Methode erfordert eine spezielle Rekonstruktionssoftware und erlaubt eine Ausdehnung des Messbereichs auf das genannte Energieintervall, während die bisher von der AMS-Kollaboration veröffentlichten Ergebnisse für den Positronenanteil nur bis etwa 3 GeV reichen. Diese Grenze wird von dem verwendeten Schwellen-Čerenkov-Zähler gesetzt.

Zunächst wird in Kapitel 2 ein Überblick über wesentliche Prozesse gegeben, die das gemessene Spektrum der kosmischen Strahlung bestimmen, nämlich Beschleunigung und Propagation. Die wesentliche Motivation der Messung des Positronenanteils wird dargestellt. Sie besteht in der Möglichkeit, Annihilationen von Neutralinos im galaktischen Halo nachzuweisen. Diese Teilchen werden von supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt und sind ein bevorzugter Kandidat für die kalte dunkle Materie. Der AMS01-Detektor wird in Kapitel 3 vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 4 der Gang der Analyse beschrieben, und die Ergebnisse der Arbeit werden nach einer Abschätzung des Untergrunds in Kapitel 5 präsentiert. Einige dieser Ergebnisse sind noch vorläufiger Natur, daher endet die Arbeit mit einem Ausblick in Kapitel 6.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

2.1 Übersicht und Zusammensetzung

Ein wesentlicher Informationsträger, der uns Schlüsse auf die physikalischen Prozesse erlaubt, die im uns umgebenden Kosmos ablaufen, ist die kosmische Strahlung [1][2][3][5][10]. Nach ihrer Entdeckung im Jahre 1912 ist ihr Studium in den vergangenen Jahrzehnten neben das der elektromagnetischen Strahlung getreten, mit der sich die Astronomie schon seit Jahrhunderten beschäftigt.

Die klassische kosmische Strahlung besteht im wesentlichen aus Atomkernen. Sie setzt sich zusammen aus etwa 90 % Protonen und 9 % α -Teilchen, also ^4He -Kernen, der Rest sind schwerere Elemente. Daneben finden sich Elektronen und geringe Mengen Positronen und Antiprotonen. Die bisher erfolglose Suche nach höhergeladenen Antikernen gehört zu den wichtigsten Problemen der Astroteilchenphysik, würde ihr Nachweis doch die Existenz von Sternen aus Antimaterie belegen. Eine Motivation für die Messung des Positronenanteils in der kosmischen Strahlung wird in Abschnitt 2.4 gegeben. Abbildung 2.1 zeigt die von AMS01 gemessenen p -, α -, e^- - und e^+ -Flüsse.

Die relative Häufigkeit der einzelnen Elemente in der kosmischen Strahlung folgt weitgehend derjenigen im Sonnensystem. Dies lässt auf denselben Entstehungsmechanismus schließen, nämlich Produktion durch Fusion leichterer Kerne im Innern sich am Ende ihrer Lebenszeit befindender Sterne. Allerdings gibt es auch wichtige Unterschiede. Zum einen kommen Protonen im Vergleich zu Kernen mit $Z > 1$ im Sonnensystem weit häufiger vor als in der kosmischen Strahlung. Der Grund hierfür ist noch unverstanden. Mögliche Erklärungen sind die schwere Ionisierbarkeit von Wasserstoff, weshalb dieser schwieriger Eingang in den Beschleunigungsprozess findet, oder eine verschiedene Zusammensetzung an den Quellen der kosmischen Strahlung. Zum anderen sind die Elemente Li, Be, B und Sc, Ti, V, Cr, Mn in der kosmischen Strahlung überhäufig. Während sie so gut wie nicht als Endprodukte der stellaren Nukleosynthese vorkommen, entstehen sie als Spallationsprodukte bei der Wechselwirkung von Kohlenstoff und Sauer-

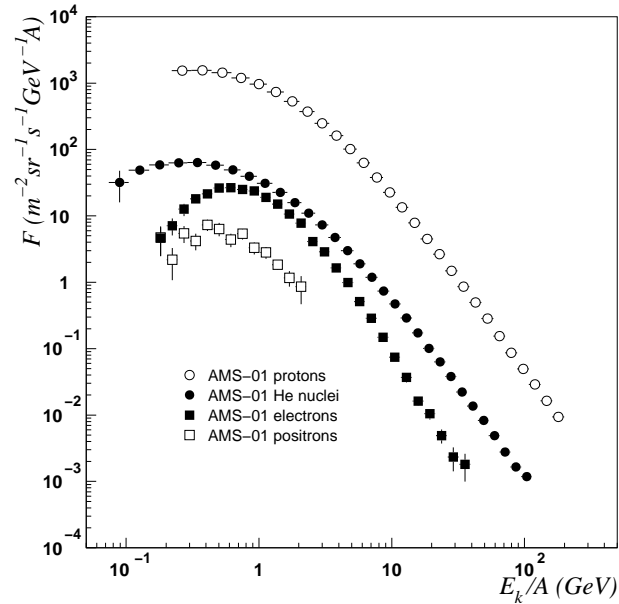


Abbildung 2.1: Primäre Flüsse von Protonen, He-Kernen, Elektronen und Positronen in der kosmischen Strahlung, gemessen von AMS01, entnommen aus [60].

stoff bzw. Eisen mit der interstellaren Materie.

Das Energiespektrum der gesamten kosmischen Strahlung ist in den Abbildungen 2.2 und 2.3 in zwei verschiedenen Auftragungen zu sehen. Die differentielle Anzahldichte folgt über weite Bereiche einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

Bis etwa 10^{15} eV ist $\gamma \approx 2,7$. Bei höheren Energien nimmt der Spektralindex γ zu, d.h. der Verlauf des Spektrums wird steiler, man spricht vom „Knie“ des Spektrums. Falls das Spektrum unterhalb von 10^{18} eV innergalaktischen Ursprungs ist, kann dieser Abfall darauf hindeuten, dass einige der Beschleunigungsmechanismen ihre Maximalenergie erreicht haben. Um 10^{19} eV nimmt der Spektralindex wieder ab, die hier beobachteten Teilchen sind wahrscheinlich extragalaktischen Ursprungs, zumal ihr Larmorradius größer als der Radius der Milchstraße ist. Es sind Ereignisse mit über 10^{20} eV beobachtet worden, das entspricht makroskopischen Energien der Größenordnung einiger Joule. Dieser Bereich ist von Interesse, da Protonen ab etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ bei der Wechselwirkung mit der kosmischen Hintergrundstrahlung Pionen produzieren und demzufolge auf einer Längenskala von etwa 10 Mpc Energie verlieren (Greisen-Zatsepin-Kuzmin

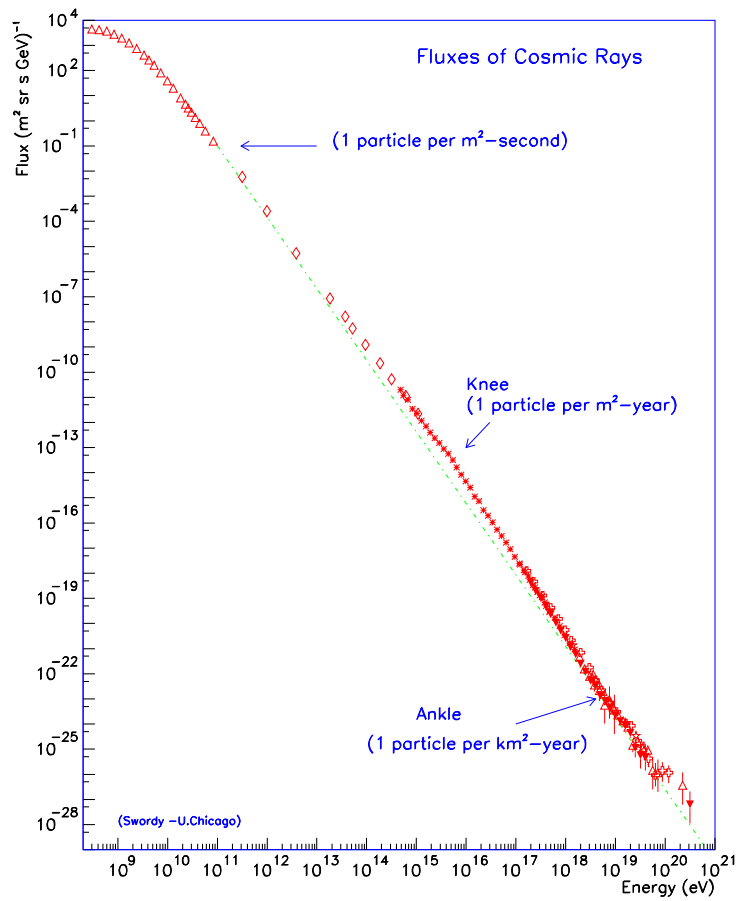


Abbildung 2.2: Energiespektrum der kosmischen Strahlung, alle Teilchensorten, entnommen aus [56].

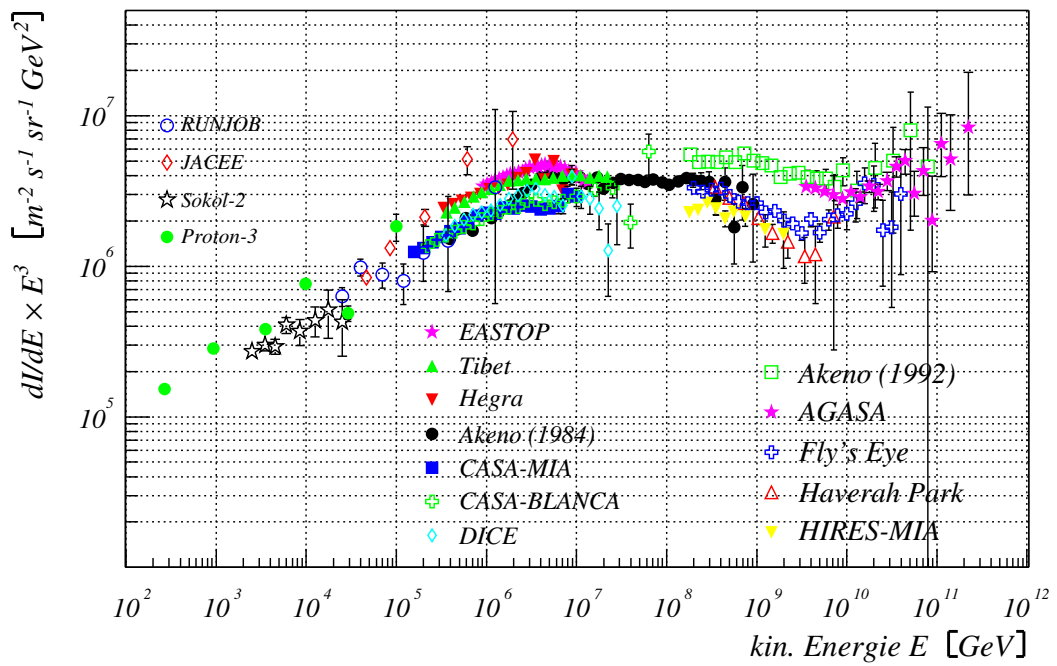


Abbildung 2.3: Differentielle Flussdichte der kosmischen Strahlung im hochenergetischen Bereich, multipliziert mit E^3 , um Änderungen des Spektralindex deutlicher hervor zu heben, entnommen aus [62]. Die Symbole bezeichnen verschiedene Experimente, auf die in der Referenz verwiesen wird.

cutoff). Objekte, die Teilchen auf solch hohe Energien beschleunigen können, müssten also in der „näheren“ Umgebung liegen, ohne dass es jedoch geeignete astrophysikalische Kandidaten gibt. Die Messungen in diesem Bereich werden natürlich durch die extrem geringen Flüsse von weit unter $1 \text{ km}^{-2} \text{ a}^{-1}$ erschwert.

Die Messungen der kosmischen Strahlung lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Unterhalb etwa 10^{14} eV ist eine direkte Messung möglich. Dazu benutzt man aus der Teilchenphysik bekannte Instrumente wie Szintillatoren, Spurrkammern, Čerenkov-Zähler, Kalorimeter oder Übergangsstrahlungsdetektoren und fügt sie in geeigneter Weise zu einem Experiment zusammen, um Informationen über Masse, Impuls und Ladungsvorzeichen eines Teilchens zu erhalten. Das für die vorliegende Messung benutzte AMS-Experiment zählt zu dieser Kategorie. Da die Atmosphäre der Erde auf Meereshöhe bei senkrechtem Einfall eine Dicke von etwa 20 Strahlungs- bzw. acht nuklearen Wechselwirkungslängen besitzt, wird die geladene Komponente der kosmischen Strahlung in dem betrachteten Energiebereich vor Erreichen der Erdoberfläche absorbiert. Daher muss man den Detektor für eine Messung der primären kosmischen Strahlung in einem Ballon in den oberen Schichten der Atmosphäre oder besser an Bord einer Raumfähre oder Raumstation im Weltall betreiben.

Oberhalb von 10^{14} eV muss man einen anderen Weg gehen, um noch akzeptable Zählraten zu erhalten und eine Energiemessung vornehmen zu können. Man benutzt dann gleichsam die Erdatmosphäre als ein großes Kalorimeter, indem man nach ausgedehnten Luftschauern sucht, und spricht von einer indirekten Messung. Ein hochenergetisches Proton erzeugt beim Auftreffen auf die Atmosphäre durch Proton-Kern-Wechselwirkungen sekundäre Teilchen, hauptsächlich Pionen, die dann in weiteren Wechselwirkungsprozessen Teilchen erzeugen oder gemäß $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bzw. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ zerfallen. Die Myonen zerfallen weiter in Positronen bzw. Elektronen und Neutrinos. Die aus den Pionzerfällen resultierenden γ -Quanten und e^\pm erzeugen in der Atmosphäre durch Paarbildung und Bremsstrahlung einen elektromagnetischen Schauer. Die Schauergröße ist dabei ein Maß für die Primärenergie des einfallenden Teilchens. Bei Primärenergien ab etwa 10^{15} eV erreichen die Schauerteilchen die Erdoberfläche, und sie können dort nachgewiesen werden. Dazu benutzt man ein Areal aus Detektoreinheiten, etwa Szintillatoren oder Wasser-Čerenkov-Zählern, und misst die Teilchendichte bei einem festgelegten Abstand vom Schauerkerneln. Hieraus lässt sich dann nach einer entsprechenden Kalibration die Primärenergie ableiten, wobei die Schauerform statistischen Fluktuationen unterliegt.

Weitere Möglichkeiten der Schauerbeobachtung bestehen darin, die beim Durchgang der fast mit Lichtgeschwindigkeit durch die Luft fliegenden Teilchen erzeugte Čerenkov-Strahlung nachzuweisen, oder in der Vermessung der Fluoreszenzstrahlung. Sie entsteht nach der Anregung von Stickstoff-Molekülen der Luft bei Durchgang ionisierender Teilchen und liegt zwischen 300 und 400 nm. Ein Beispiel für ein zu dieser Gruppe zählendes Experiment ist das Pierre Auger

Observatorium[55], das sich in Mendoza, Argentinien, im Aufbau befindet, und auf dem kombinierten Nachweis von Fluoreszenzstrahlung und den Schauerteilchen in Wasser-Čerenkov-Zählern beruht.

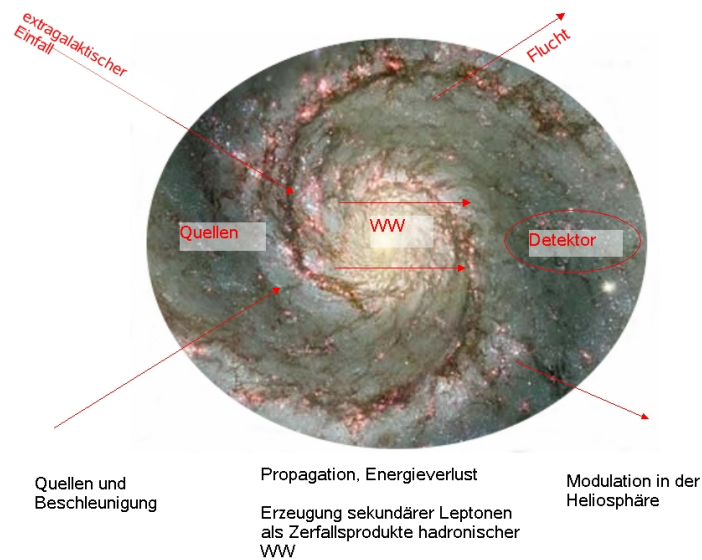


Abbildung 2.4: Übersicht der für das Verständnis des gemessenen Spektrums der kosmischen Strahlung wichtigen Prozesse, nach [1].

In den nächsten Abschnitten werden die in Abbildung 2.4 skizzierten Prozesse beschrieben, die Einfluss auf das über der Erdatmosphäre gemessene Spektrum der kosmischen Strahlung und insbesondere auf den Positronenanteil haben. Teilchen der kosmischen Strahlung können aus der Umgebung kommend in die Galaxis einfliegen oder aber innerhalb der Milchstraße beschleunigt werden. Ein wichtiger Beschleunigungsmechanismus wird in Abschnitt 2.2 dargestellt. Ein Teil der beobachteten Teilchen könnte auch als Endprodukt beim Zerfall von bisher unbekanntem Elementarteilchen entstanden sein. Diese Möglichkeit liefert eine wesentliche Motivation der vorliegenden Messung und wird in Abschnitt 2.4 genauer erläutert. Die kosmische Strahlung propagiert dann durch das interstellare Medium und wird dort durch Wechselwirkungen und Zerfälle in Spektrum und Zusammensetzung modifiziert, wie in Abschnitt 2.3 ausgeführt wird. Schließlich müssen die Teilchen noch die Heliosphäre durchqueren, bevor sie dann auf bzw. über der Erde detektiert werden können.

2.2 Beschleunigung

Um die Frage zu beantworten, wie die Teilchen der kosmischen Strahlung auf die typischen, hier betrachteten Energien der Größenordnung $1-100 \text{ GeV}$ beschleunigt werden, muss man zunächst die möglichen astrophysikalischen Objekte identifizieren, die als Energiequellen in Frage kommen, und dann den Mechanismus der Beschleunigung erklären.

Aus der Energiedichte der kosmischen Strahlung von etwa $\rho_E \approx 1 \text{ eV/cm}^3$ und der typischen Aufenthaltsdauer in der Scheibe der Galaxis von $\tau_R \approx 2 \cdot 10^7 \text{ a}$ ergibt sich für einen galaktischen Radius von 15 kpc und eine Scheibendicke von 800 pc eine benötigte Leistung von etwa

$$P_{\text{CR}} = \frac{V_{\text{Galaxis}} \rho_E}{\tau_R} \sim 4 \cdot 10^{33} \text{ J/s}$$

Schon in den sechziger Jahren wurde darauf hingewiesen, dass diese Leistung von Supernova-Explosionen aufgebracht werden könnte[9]. Nimmt man eine Rate von einer Supernova in 30 Jahren und eine mittlere Energiefreisetzung von 10^{44} J an, so entspricht dies einer Leistung von 10^{35} J/s und würde bei einer Effizienz im Prozentbereich genügen. In dieser Vermutung wird man bestärkt durch die Tatsache, dass Fermi-Beschleunigung der ersten Ordnung an einer starken Schockwelle (s.u.) das gemessene Energiespektrum erklären kann.

Wir betrachten einen Vorgang, bei dem ein Teilchen der Energie E bei jeder Begegnung mit einer Quelle einen Energiegewinn $\Delta E = \xi E$ erfährt und gleichzeitig eine Wahrscheinlichkeit p_w hat, der Beschleunigungsregion zu entkommen. Dann gilt nach n Begegnungen:

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (2.2)$$

und die Wahrscheinlichkeit, in der Beschleunigungsregion zu verbleiben, ist $(1 - p_w)^n$. Die Zahl der Teilchen, die mehr als eine gegebene Energie E erreichen, ergibt sich über eine geometrische Reihe zu

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_w)^m = \frac{(1 - p_w)^n}{p_w}$$

wobei nach (2.2) $n = \ln(E/E_0)/\ln(1 + \xi)$ gilt. Einsetzen für n liefert dann das Spektrum

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{p_w} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \ln \left(\frac{1}{1 - p_w} \right) / \ln(1 + \xi) \approx \frac{p_w}{\xi}$$

Fasst man p_w als den Quotienten der zwei charakteristischen Zeitskalen für den Beschleunigungsprozess und das Entkommen aus der Beschleunigungsregion auf, so ergibt sich auch, dass Beschleuniger mit einer begrenzten Lebensdauer Teilchen nur auf eine gewisse Maximalenergie bringen können.

Konkret betrachten wir jetzt die Begegnung eines geladenen Teilchens mit einer sich mit der Geschwindigkeit $v = \beta c$ bewegenden Wolke aus Plasma. Die Feldlinien des galaktischen Magnetfelds sind in den ionisierten Teil des interstellaren Gases eingefroren. Zusammen bilden diese Komponenten ein magnetohydrodynamisches System[11]. Wenn nun das Teilchen in die Wolke eindringt, wird es kollisionslos an den Turbulenzen des Magnetfeldes gestreut[12]. Durch diese Diffusion wird die mittlere Bewegung des Teilchens nach einigen Streuvorgängen mit der der Wolke übereinstimmen. Eine ähnliche Situation liegt bei der Begegnung mit einer starken Schockfront vor, die sich mit einer Geschwindigkeit $-\mathbf{u}_1$ bewegt, die viel größer ist als die Schallgeschwindigkeit in dem umliegenden Gas. Das geschockte Gas bewege sich mit \mathbf{u}_2 relativ zur Schockfront, dann ist $\mathbf{v} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1$ die Geschwindigkeit des geschockten Gases relativ zum ungeschockten.

Einige wesentliche Aussagen lassen sich nun schon allein aus kinematischen Überlegungen gewinnen[2]. Dringt ein Teilchen der Energie E_1 unter einem Winkel von θ_1 zur Bewegungsrichtung der Wolke ein, so hat es im Bezugssystem des bewegten Gases eine Energie

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)$$

wobei γ den Lorentzfaktor der Wolke bezeichnet und die Ruhemasse des Teilchens vernachlässigt wurde. Bei der Bewegung im magnetischen Feld innerhalb der Wolke ändert sich die Energie des Teilchens nicht, und die Energie unmittelbar vor dem Entkommen aus der Wolke ist $E'_2 = E'_1$. Zurück im Laborsystem ist die Energie dann

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2)$$

wenn das Teilchen die Wolke unter einem Winkel von θ'_2 im Bezugssystem der Wolke verlässt. Damit gilt für die gesamte Energieänderung:

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.3)$$

Diese Gleichungen gelten analog auch für den Fall der Schockfront.

Der Unterschied zwischen den beiden betrachteten Fällen liegt nun in den Richtungsverteilungen. Für Gaswolken ist $\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = \text{const}$, $\cos \theta'_2 \in [-1, 1]$, während diese Größe bei einem ebenen Schock der normierten Projektion eines isotropen Flusses auf die Ebene folgt: $\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = 2 \cos \theta'_2$, $\cos \theta'_2 \in [0, 1]$. Im Fall der Wolke ist die Kollisionswahrscheinlichkeit proportional zur relativen Geschwindigkeit: $\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \frac{c - v \cos \theta_1}{2c}$, $\cos \theta_1 \in [-1, 1]$, wobei der Nenner wiederum durch die Normierung bestimmt wird, und analog zu eben ist für die Schockfront $\frac{dn}{d \cos \theta_1} = 2 \cos \theta_1$, aber mit $\cos \theta_1 \in [-1, 0]$. Mittelung über die Winkel gemäß $\cos \theta = \int \cos \theta \frac{dn}{d \cos \theta} d \cos \theta$ in (2.3) liefert dann schließlich für Wolke bzw. ebenen Schock:

$$\xi = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta^2 \quad \text{bzw.} \quad \xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (2.4)$$

für $\beta \ll 1$. Die vorgestellten Prozesse werden nach der Abhängigkeit des Energiegewinns von β , also der Geschwindigkeit des Plasmaflusses, als Fermi-Beschleunigung zweiter bzw. erster Ordnung bezeichnet. Der Fermi-Prozess erster Ordnung tritt auf, wenn Material, das bei einer Supernova-Explosion ins Weltall geschleudert wird, sich durch die interstellare Materie bewegt und dabei eine Schockfront vor sich hertreibt. Man geht davon aus, dass die Teilchen der kosmischen Strahlung bis zum Knie im Energiespektrum durch diesen Prozess beschleunigt werden.

2.3 Propagation

Nachdem die kosmische Strahlung den Beschleunigungsprozess durchlaufen hat, breitet sie sich in der Galaxis aus[8]. Der Raum zwischen den Sternen enthält die interstellare Materie, also Gas und Staub, sowie Photonen und ein magnetisches Feld. Mit diesen Komponenten finden Wechselwirkungen statt, die die Zusammensetzung und das Spektrum der kosmischen Strahlung verändern. So werden sekundäre Teilchen erzeugt und durch Spallation und radioaktiven Zerfall entstehen neue Kerne. Eine Vielzahl verschiedener Prozesse führt zur Entstehung elektromagnetischer Strahlung über einen großen Wellenlängenbereich.

Aus Messungen des Verhältnisses von sekundären zu primären Kernen kann man schließen, dass kosmische Strahlung im GeV -Bereich etwa $5 - 10 g/cm^2$ Wasserstoffäquivalent zwischen Quelle und Beobachtung durchquert, was ein Vielfaches der Materie entlang einer Sichtlinie durch die Galaxie ($10^{-3} g/cm^2$)[2] ist. Des Weiteren ist die Verteilung der Richtung, aus der uns die kosmische Strahlung erreicht, sehr isotrop. Aus diesen Tatsachen kann man schließen, dass die kosmische Strahlung uns nicht auf direktem Wege erreicht, sondern sich durch einen diffusiven Prozess in der Milchstraße ausbreitet. Aus Beobachtungen der bei der Bewegung hochenergetischer Elektronen im Magnetfeld entstehenden Radiostrahlung von Spiralgalaxien, die wir von der Seite sehen, wissen wir, dass der Aufenthaltsbereich der kosmischen Strahlung nicht auf die Scheibe begrenzt ist, sondern auch den Halo umfasst.

Betrachtet man die Energieabhängigkeit des Verhältnisses von sekundären zu primären Kernen, zum Beispiel von Bor zu Kohlenstoff, so stellt man eine Abnahme dieser Größe mit steigender Energie fest. Dies legt unter anderem nahe, dass die Beschleunigung vor dem Großteil der Propagation stattfindet. Würden hingegen Beschleunigung und Propagation zusammen stattfinden, erhielte man ein konstantes Verhalten, während bestimmte stochastische Mechanismen ein mit der Energie ansteigendes Verhältnis zur Folge hätten.

Die möglichst allgemeine Transportgleichung der Propagation der kosmischen Strahlung lautet, wenn $N_i(E, \mathbf{x}, t) dE$ die Dichte von Teilchen der Sorte i und

Energie zwischen E und $E + dE$ am Ort \mathbf{x} zur Zeit t beschreibt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla(D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E}(b_i(E)N_i(E)) - \nabla \cdot \mathbf{u} N_i(E) \\ & + Q_i(E, t) - p_i N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} N_k(E') dE' \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Bedeutung der einzelnen Terme auf der rechten Seite ist:

1. Diffusion mit der Diffusionskonstanten $D = \frac{1}{3}\lambda_D v$, wobei λ_D die mittlere freie Weglänge der Propagation und v die Teilchengeschwindigkeit bezeichnen.
2. $b_i(E) = \frac{dE}{dt}$ ist die mittlere Rate, mit der das Teilchen Energie gewinnt oder verliert, so dass der zweite Term Beschleunigung oder aber Energieverlust, z.B. durch Ionisation, beschreiben kann.
3. Konvektion mit der Geschwindigkeit \mathbf{u} .
4. Die Quellstärke $Q_i(E, \mathbf{x}, t)$ gibt die Anzahl der pro Volumeneinheit am Ort \mathbf{x} zur Zeit t im Energiebereich dE erzeugten Teilchen der Sorte i an.
5. Der fünfte Term beschreibt Verluste an Teilchen der Sorte i durch Kollisionen und Zerfälle: $p_i = \frac{v\rho\sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma\tau_i}$, wobei $\gamma\tau_i$ die Lebensdauer des Teilchens i im Laborsystem ist.
6. Der Kaskadenterm beschreibt Änderungen der Häufigkeit durch höherenergetische Kaskaden und nukleare Fragmentationsprozesse.

Gleichung (2.5) dient zusammen mit entsprechenden Randbedingungen als Grundlage für verschiedene Propagationsmodelle, bei denen jeweils bestimmte Vereinfachungen vorgenommen werden.

Die beiden in der Literatur am häufigsten betrachteten Modelle sind das „Leaky-Box“-Modell (LBM) sowie das Diffusionsmodell (Diffusion Halo Model, DHM). Beide werden im Folgenden kurz beschrieben. Obwohl das DHM physikalisch realistischer ist, wird das LBM häufiger verwendet, vor allem aufgrund seiner einfacheren mathematischen Struktur und weil es in der Lage ist, die zur Zeit vorliegenden Daten zu beschreiben.

2.3.1 „Leaky Box“-Modell

Im Rahmen des „Leaky Box“-Modells stellt man sich die Teilchen der kosmischen Strahlung in ein festes Volumen eingeschlossen vor, innerhalb dessen sie sich isotrop verteilen und aus dem sie eine bestimmte Entkommenswahrscheinlichkeit besitzen. Der physikalische Mechanismus der Einschließung oder des Entkommens wird dabei nicht betrachtet. Im einfachsten Fall wird der Diffusionsterm

in (2.5) ersetzt durch $-N/\tau_{\text{esc}}$. Dann ergibt sich bei Vernachlässigung der anderen Prozesse für eine Anfangsverteilung $N(E, t = 0) = N_0(E)$, wenn sonst keine Quellen vorhanden sind:

$$N(E, t) = N_0(E)e^{-\frac{t}{\tau_{\text{esc}}}}$$

In einem realistischeren Bild befindet sich das System im Gleichgewicht, bei dem sich Verluste und Erzeugung von Teilchen die Waage halten, und die linke Seite von (2.5) verschwindet. Vernachlässigt man weiterhin energieändernde Prozesse und Konvektion, so lautet die Gleichung für die Teilchendichte:

$$N_i(E) \left(\frac{1}{\tau_{\text{esc}}(E)} + \frac{1}{\tau_{\text{int}}(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_i} \right) = Q_{\text{prim},i}(E) + \sum_{k>i} \frac{N_k(E)}{\tau_{\text{int}}^{k \rightarrow i}(E)} \quad (2.6)$$

Die linke Seite entspricht den Verlusten an Teilchen der Sorte i , namentlich durch Entkommen aus dem Begrenzungsvolumen (τ_{esc}), Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium (τ_{int}) und ggfs. Zerfall, die rechte Seite den Quellen. Dies können einerseits primäre Quellen sein, beschrieben durch $Q_{\text{prim},i}(E)$, andererseits kann es sich um sekundäre Erzeugungsprozesse handeln, etwa Spallation schwererer Kerne. Dabei bezeichnet τ jeweils die mittlere Zeit, die für einen solchen Prozess benötigt wird. Die Zeiten τ_{int} und $\tau_{\text{int}}^{k \rightarrow i}$ hängen mit den jeweiligen Wirkungsquerschnitten der betrachteten Wechselwirkungen zusammen.

Um nun das Verhältnis von sekundären zu primären Teilchen berechnen zu können, muss man Belegungsdichten (in g/cm^2) einführen, die ein Maß für die Menge an durchquerter Materie sind:

$$\lambda_{\text{esc}}(E) = \bar{m}nc\beta\tau_{\text{esc}}(E) \quad (2.7)$$

und analog für τ_{int} und $\tau_{\text{int}}^{k \rightarrow i}$, wobei \bar{m} die mittlere Masse des interstellaren Gases, n seine mittlere Dichte und $c\beta$ die Geschwindigkeit des Teilchens bezeichnen. $\lambda_{\text{esc}}(E)$ ist ein freier Parameter und kann zum Beispiel durch einen Fit an die vorliegenden Daten zum B/C-Verhältnis gewonnen werden. Für Teilchen im GeV -Bereich liegt er in der Größenordnung von $10 g/cm^2$.

Um nun hieraus auf die mittlere Entkommenszeit τ_{esc} zurückzuschließen, muss man die mittlere Gasdichte im Einschlussvolumen kennen. Das Verhältnis von sekundären zu primären Teilchen ist aber nur auf die Materialbelegung λ sensitiv. Der Fall liegt anders, wenn man instabile Sekundärprodukte betrachtet. Dann werden nämlich in einem Szenario mit hoher Gasdichte und kurzer Weglänge mehr von diesen überleben als bei niedriger Gasdichte und langen Strecken, auch wenn das entsprechende λ gleich ist. Am besten geeignet sind Isotope mit Halbwertszeiten, die in der Größenordnung des erwarteten τ_{esc} liegen, zum Beispiel ^{10}Be , das eine Lebensdauer von $\tau_{\text{Be}10} = 2,3 \cdot 10^6 a$ aufweist und mit dem stabilen ^9Be verglichen wird. Man findet eine mittlere Gasdichte von $n = 0,2 cm^{-3}$ und mit $\bar{m} = 2 \cdot 10^{-24} g$ ergibt sich $\tau_{\text{esc}} \approx 2 \cdot 10^7 a$. Die im Vergleich zu der in der Scheibe der Galaxie gemessenen Gasdichte von $n_{\text{Scheibe}} \approx 1 cm^{-3}$ niedrige mittlere Gasdichte lässt darauf schließen, dass sich das Begrenzungsvolumen auch auf

Bereiche außerhalb der galaktischen Scheibe erstreckt.

Obwohl das LBM eine Aussage über die mittlere Aufenthaltsdauer der kosmischen Strahlung erlaubt und eine Vielzahl verschiedener Daten richtig beschreibt, liegt ihm doch eine wenig realistische Vorstellung zu Grunde.

2.3.2 Diffusionsmodell

Im Gegensatz zum LBM zeichnet das Diffusionsmodell ein realistischeres physikalisches Bild. Hierbei geht man davon aus, dass sich die Quellen der kosmischen Strahlung und die Materie, mit der sie wechselwirken, in der galaktischen Scheibe der Dicke h befinden. Die Teilchen selber diffundieren dann in den Halo, der die Dicke H habe. Hierdurch erhält man zum Beispiel Dichtegradienten und in der Folge auch Anisotropie. Darüber hinaus kann man Details wie Gasverteilungen, Supernovaüberreste, galaktische Winde und Konvektion in das Modell einbeziehen.

Im einfachsten Fall gehen wir von der Kontinuitätsgleichung aus, die Anzahl- und Stromdichte der kosmischen Strahlung mit einem Quellterm verknüpft:

$$\dot{N} = -\nabla \mathbf{j} + Q(\mathbf{x}, t)$$

Der Diffusionskoeffizient verknüpft für Teilchen identischer Ladung die Teilchenstromdichte mit dem Gradienten der Teilchendichte:

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = -D\nabla N$$

Einsetzen liefert dann die Diffusionsgleichung

$$\dot{N} = \nabla(D\nabla N) + Q \quad (2.8)$$

Sei z die Koordinate entlang der Achse senkrecht zur galaktischen Ebene. Nimmt man an, dass die Teilchendichte nur von z und t abhängt, geht (2.8) über in

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial N(z, t)}{\partial z} \left(D \frac{\partial N(z, t)}{\partial z} \right) + Q \quad (2.9)$$

Die Greensche Funktion

$$G_N(z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{z^2}{4Dt}} \quad (2.10)$$

von Gleichung (2.9) gibt die Verteilung der Teilchendichte nach einer deltaförmigen Injektion $Q = \delta(z, t)$ zur Zeit $t = 0$ in der Ebene $z = 0$ wieder, wie sie in Abbildung 2.5 illustriert ist. Identifiziert man H mit $\sqrt{z^2}$, so erhält man als Abschätzung für die Zeit t_{esc} , die ein Teilchen benötigt, um den intergalaktischen Raum zu erreichen:

$$t_{\text{esc}} = \frac{H^2}{2D} \quad (2.11)$$

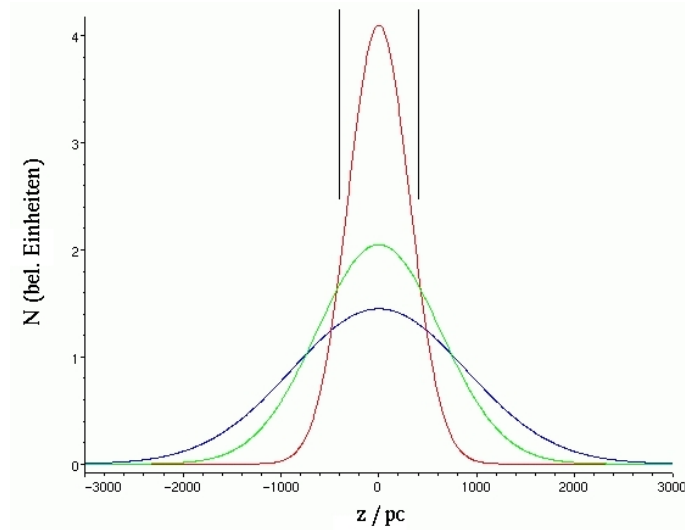


Abbildung 2.5: Teilchendichte nach (2.9) bei einmaliger Injektion in der galaktischen Ebene für eine Diffusionskonstante $D = 1,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^2/\text{s}$, in willkürlichen Einheiten für Orte entlang der z -Achse. Die Kurven zeigen den Verlauf nach $1 \cdot 10^6$ (rot/oben), $4 \cdot 10^6$ (grün/mitte) und $8 \cdot 10^6$ (blau/unten) Jahren. Die senkrechten Striche markieren die Dicke der galaktischen Scheibe, die etwa 800 pc beträgt.

Um ein realistisches Modell zu erhalten, wird man natürlich noch weitere Terme aus (2.5) zu der Diffusionsgleichung hinzunehmen. Man kann die Größen D und H aus Anpassungen an die gemessenen B/C- und $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ -Daten erhalten und findet Werte von etwa $t_{\text{esc}} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ a}$. Dieser Wert ist größer als der im LBM errechnete. Dies lässt sich dadurch verstehen, dass das zur Abschätzung der Gasdichte benutzte ^{10}Be vor dem Durchqueren des Halos zerfällt und sich daher nur in Gegenden mit relativ hoher Dichte aufhält, während im LBM eine homogene Verteilung angenommen wird.

Es zeigt sich, dass das $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ -Verhältnis als Funktion der kinetischen Energie modellabhängig ist. Allerdings sind die bisherigen Messungen nicht genau genug, um zwischen den beiden Modellen, LBM und DHM, zu unterscheiden.

2.3.3 Sekundäre Positronen

Wichtig für die Interpretation einer Messung des Positronenanteils in der kosmischen Strahlung ist die Tatsache, dass Positronen als Sekundärprodukte bei der Wechselwirkung von primärer kosmischer Strahlung, vor allem Protonen, mit der interstellaren Materie entstehen. Sekundäre Positronen entstehen vorwiegend nach der inklusiven Produktion von π^+ -Teilchen bei p - p -Kollisionen, aber auch in Kanälen wie $p + \text{He}$, $\alpha + H$ und $\alpha + \text{He}$. Man benötigt also das primäre Protonenspektrum und das von schwereren Kernen, sowie Informationen über die

beteiligten Wirkungsquerschnitte. Die Pionen zerfallen weiter gemäß

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

und die so entstandenen Myonen nach

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Daneben können Positronen in weiteren Kanälen entstehen, zum Beispiel über Kaonproduktion.

Die Positronen werden dann durch das interstellare Medium propagiert. Dabei ändert sich ihr Spektrum infolge Energieverlusten durch Synchrotronstrahlung, inverse Compton-Streuung, Bremsstrahlung und Ionisation. Schließlich erreichen sie die Außenbezirke des Sonnensystems.

Vorhersagen für sekundäre Positronenspektren finden sich in [19] und [25]. Die Frage, ob es eine primäre Quelle für Positronen gibt, gehört zu den spannendsten der Astroteilchenphysik und wird in Abschnitt 2.4 angerissen.

2.3.4 Solare Modulation

Beobachtet man die Aktivität der Sonne, ausgedrückt durch die relative Sonnenfleckenanzahl, und den von Neutronendetektoren gemessenen Fluss, so stellt man eine starke zeitliche Antikorrelation fest. Die Neutronen entstehen bei Wechselwirkungen von kosmischer Strahlung in der Atmosphäre. Daher schließt man, dass in Zeiten hoher Sonnenaktivität weniger kosmische Strahlung die Erde erreicht. Die Ursache dafür liegt in einem von der Sonne ausgehenden Strom von Teilchen, der hauptsächlich aus Protonen und Elektronen besteht und dessen Fluss in Zeiten normaler Aktivität bei der Entfernung der Erde von der Sonne etwa $1,5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt. Dieser so genannte Sonnenwind wechselwirkt mit den Teilchen der kosmischen Strahlung und moduliert so ihr Spektrum vor Ankunft an der Erde[3][4].

In das Plasma des Sonnenwinds ist ein Magnetfeld eingefroren, das sich mit dem Sonnenwind radial von der Sonne wegbewegt. Teilchen der kosmischen Strahlung mit Rigiditäten unterhalb etwa 10 GV werden an Irregularitäten des Magnetfeldes gestreut und so aus dem Sonnensystem entfernt. Daher ist der über der Erde gemessene Fluss in diesem Bereich geringer als im interstellaren Raum.

Die solare Modulation ist ein komplizierter Prozess, und es gibt zudem Hinweise darauf, dass sie ladungsabhängig verläuft[22]. Dadurch wird zum Beispiel der Vergleich des gemessenen Positronenanteils bis etwa 5 GeV mit theoretischen Vorhersagen schwierig bis unmöglich.

2.4 Motivation der Messung des Positronenanteils

Es gilt heute als gesichert, dass es im Universum große Mengen von nicht-leuchtender und nicht-absorbierender Materie geben muss, die sich nur durch die gravitative Wirkung ihrer Masse bemerkbar macht[13]. Die Frage nach der Art dieser so genannten dunklen Materie stellt eines der großen Rätsel in Astrophysik und Kosmologie dar. Die Antwort könnte auch weitreichende Implikationen für die Elementarteilchenphysik bringen, wie unten beschrieben wird.

Der erste Hinweis auf die Existenz von dunkler Materie wurde in den Rotationskurven von Spiralgalaxien gefunden, die über die Dopplerverschiebung der Radioemission des Wasserstoffs in der galaktischen Scheibe vermessen werden können. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.6 zu sehen, viele weitere finden sich in

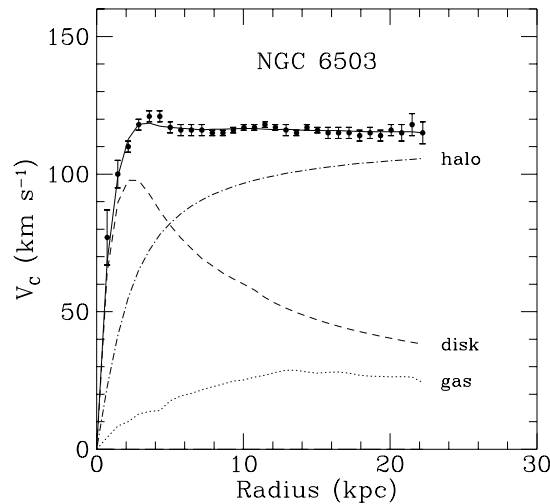


Abbildung 2.6: Rotationskurve der Galaxie NGC 6503[69]. Gezeigt sind die Messpunkte und Fits für die Beiträge von Halo, Scheibe und Gas.

der Literatur, z.B. in [71]. Für die als kreisförmig angenommene Bewegung eines Gasteilchens der Masse m um die im Innern seiner Bahn befindliche Masse $M(r)$ folgt aus dem Gleichgewicht von Zentripetal- und Gravitationskraft für die Bahngeschwindigkeit v im Abstand r vom Zentrum der Galaxie:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM(r)}{r^2} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

Die Beiträge von Massen außerhalb der Bahn kompensieren sich wegen der Rotationssymmetrie gerade. Am Rande der leuchtenden Scheibe erwartet man also $v \propto r^{-1/2}$. Stattdessen findet man aber flache Rotationskurven, $v \propto \text{const}$, auch

bei Vielfachen des optischen Radius. Dies kann nur durch eine Massenverteilung der Form $\rho \propto r^{-2}$, also $M(r) \propto r$, erklärt werden, der überwiegende Teil der Masse einer Galaxie muss also in einem massiven, nicht-leuchtenden Halo sitzen.

Man gibt die mittlere Massendichte im Universum gewöhnlich als Bruchteil $\Omega = \rho/\rho_c$ der kritischen Dichte ρ_c an, die zu einem flachen Universum führt. Dabei gilt $\rho_c = 3H^2/8\pi G$, wobei H die Hubble- und G die Gravitationskonstante sind. Interessant sind neben dem Wert von Ω vor allem auch die Beiträge der einzelnen Komponenten, nämlich Baryondichte Ω_b , gesamte Materiedichte Ω_m und Vakuumenergiedichte Ω_Λ .

Heute benutzt man eine Vielzahl astrophysikalischer Observablen, um diese kosmologischen Parameter mit größer werdender Genauigkeit zu bestimmen[10]. Dazu zählen etwa die Dynamik von Galaxienhaufen, die Temperatur-Anisotropien der kosmischen Hintergrundstrahlung und die großräumige Struktur des Universums. Aus dem Standardmodell der Weltentwicklung, der Urknalltheorie, in deren Rahmen die primordiale Nukleosynthese, also die Entstehung der leichten Elemente im frühen Universum, nachvollzogen werden kann, kann man ebenfalls Informationen über bestimmte Parameter, etwa Ω_b , gewinnen.

Die Anisotropien der kosmischen Hintergrundstrahlung werden in Form einer Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen ausgedrückt [14][47]:

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Aus dem Verlauf der

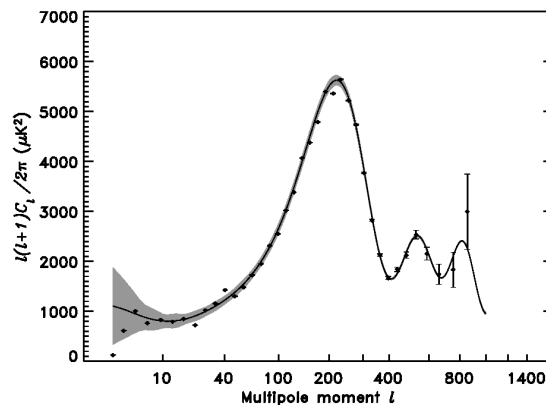


Abbildung 2.7: Spektrum der Multipolmomente der kosmischen Hintergrundstrahlung, gemessen von dem WMAP-Satelliten, entnommen aus [15]. Es ist

$$C_l \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2.$$

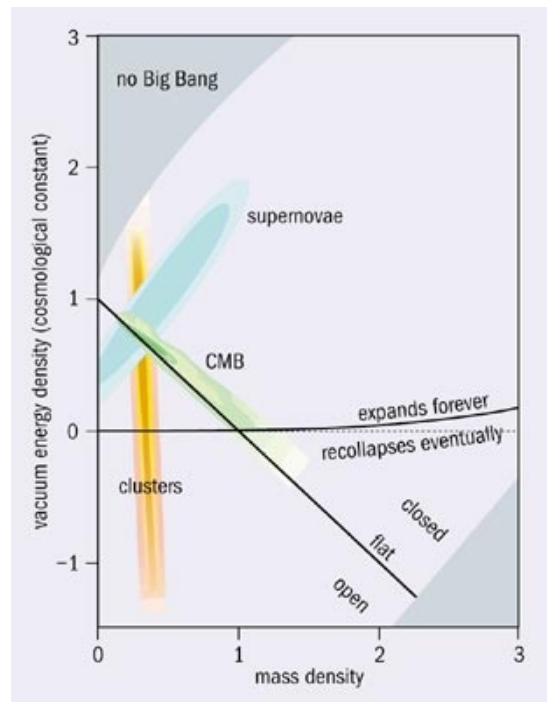


Abbildung 2.8: Einschränkung der Werte von Ω_m und Ω_Λ durch Messung der Rotverschiebung von Supernovae des Typs Ia, Anisotropien der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB) und der Dynamik von Galaxienhaufen, aus [79].

Kurve können Ω_b , Ω_m und Ω ermittelt werden. Die bemerkenswerte Übereinstimmung verschiedener Methoden zur Bestimmung der Parameter Ω_m und Ω_Λ ist in Abbildung 2.8 illustriert.

Insgesamt findet man für den baryonischen Anteil $\Omega_b = 0,043$, und für die gesamte Materiedichte, die sich aus baryonischer und dunkler Materie zusammensetzt, $\Omega_m = 0,25$ [10]. Die Differenz der beiden Größen ist also der Beitrag der dunklen Materie.

Ein Teil der dunklen galaktischen Halos kann durch baryonische Materie erklärt werden, und zwar in Form von braunen Zwergen. Das sind stellare Objekte, deren Masse nicht ausreicht, um die Wasserstofffusion im Kern zu zünden, und die mit Hilfe des Gravitationslinseneffekts nachgewiesen werden können. Der Großteil der dunklen Materie muss jedoch von anderer Natur sein.

Eine Vielzahl von Kandidaten wurde vorgeschlagen, einschließlich uneigentlicher Kandidaten wie der Vakuumenergiedichte oder einer modifizierten Newtonschen Dynamik. Lange Zeit wurden auch Neutrinos betrachtet. Da ihre Massen jedoch höchstens in der Größenordnung von eV liegen können, werden sie sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, weswegen man sie als heiße dunkle Materie bezeichnet. Die gegenwärtig favorisierten Modelle der Galaxienentstehung stützen hingegen die Annahme nicht-relativistischer, also kalter dunkler Materie. Diese kann in Form von neuen Elementarteilchen, so genannten WIMPs¹, also schwach wechselwirkenden, schweren Teilchen, vorliegen.

Der beste Kandidat hierfür wird derzeit durch supersymmetrische Erweiterungen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik geliefert[6][45][70]. Die Supersymmetrie ist eine innere Symmetrie, deren Generatoren fermionische Zustände in bosonische überführen und umgekehrt. Wir betrachten das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM). Darin wird jedem Teilchen des Standardmodells ein Superpartner zugeordnet. So erhält man Sleptonen und Squarks als Spin 0-Superpartner der Leptonen und Quarks, sowie die Spin 1/2-Gauginos als Superpartner der Eichbosonen des Standardmodells. Man fügt außerdem ein zusätzliches Higgs-Dublett samt Superpartner hinzu. Dabei haben die neuen Teilchen jeweils die gleichen Quantenzahlen bezüglich der $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ -Eichsymmetrie wie ihre Partner aus dem Standardmodell. Wäre die Supersymmetrie exakt, hätten Partner und Superpartner die gleiche Masse. Aus der einfachen Tatsache, dass wir bisher noch keines dieser neuen Teilchen beobachtet haben, folgt also, dass es sich bei der Supersymmetrie um eine gebrochene Symmetrie handeln muss und die Massen der Superpartner mindestens etwa $100 GeV$ betragen. Diese Grenze wird durch die am Elektron-Positron-Collider LEP des europäischen Zentrums für Hochenergiephysik (CERN) durchgeführten Experimente gesetzt.

¹Weakly Interacting Massive Particles

In den meisten supersymmetrischen Modellen gibt es nun eine erhaltene multiplikative Quantenzahl, genannt R -Parität

$$R = (-1)^{3B+L+2S}$$

wobei B , L und S für Baryon-, Leptonzahl und Spin eines Teilchens stehen. R ist $+1$ für herkömmliche Teilchen und -1 für die Superpartner. Zu den Konsequenzen der Erhaltung von R gehört, dass das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP²) stabil ist.

In den meisten Modellen ist das LSP gerade das leichteste Neutralino χ_1^0 , das eine Spin $1/2$ -Linearkombination der Superpartner der neutralen Eich- und Higgsfelder ist:

$$\chi_1^0 = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^4 |N_{1i}|^2 = 1$$

Da es weder elektrische noch Farbladung trägt, wechselwirkt es mit normaler Materie nur schwach. Die bei LEP und durch kosmologische Beobachtungen gefundene Massengrenze beträgt $m(\chi_1^0) > 46 \text{ GeV}$ bei 95 % Vertrauensniveau[10]. Folglich ist das Neutralino ein idealer Kandidat für die kalte dunkle Materie.

Natürlich wäre es etwas verwegend, eine weitreichende Erweiterung des Standardmodells, wie die Supersymmetrie sie darstellt, nur für die Lösung des Problems der dunklen Materie vorzunehmen. In der Tat hat die Supersymmetrie dann auch noch weitere Vorzüge.

So erlaubt sie die Vereinheitlichung der starken, schwachen und elektromagnetischen Eichwechselwirkungen des Standardmodells. Im MSSM nehmen die entsprechenden drei Kopplungskonstanten bei der Skala der großen Vereinheitlichung $\Lambda \approx 10^{15} \text{ GeV}$ denselben Wert an. Es gibt auch Hinweise darauf, dass sich die Gravitation im Rahmen der Supersymmetrie mit den restlichen Wechselwirkungen vereinheitlichen lässt.

Supersymmetrie kann des Weiteren ein Weg zur Lösung des Hierarchie-Problems des Standardmodells sein. Die nackte Higgsmasse M_0 erfährt nämlich Strahlungskorrekturen, die die gemessene Masse M_H gemäß

$$M_H^2 = M_0^2 - \frac{|\lambda_t|^2}{8\pi^2}\Lambda^2 + \mathcal{O}\left(\ln \frac{\Lambda^2}{m_t^2}\right) \quad (2.12)$$

verändern. λ_t ist die Yukawa-Kopplung des Higgs-Teilchens an das top-Quark und m_t dessen Masse. Λ ist hier ein Abschneide-Parameter, der eingeführt wird, um das divergente Schleifenintegral zu regularisieren, das bei der Berechnung auftritt. Wählt man den Wert an der Vereinheitlichungsskala, so bedeutet das Auftreten des quadratischen Terms in (2.12), dass M_0^2 auf etwa 24 Stellen genau

²Lightest Supersymmetric Particle

bekannt sein muss, damit sich $M_H \approx 100 \text{ GeV}$ ergibt. Eine solche Feinabstimmung in der Natur erscheint sehr unwahrscheinlich. Durch die supersymmetrische Erweiterung des Teilchenspektrums erhält man hingegen weitere Diagramme, die zu M_H^2 beitragen. Dabei treten auch Schleifen auf, in denen Superpartner von Teilchen des Standardmodells umlaufen. Aufgrund der Tatsache, dass sich bosonische und fermionische Schleifen im Vorzeichen unterscheiden, heben sich die quadratischen Divergenzen insgesamt gerade heraus.

Nehmen wir also an, dass sich im galaktischen Halo große Mengen an Neutralinos befinden. Dann wird dort Neutralino-Annihilation gemäß den in Abbil-

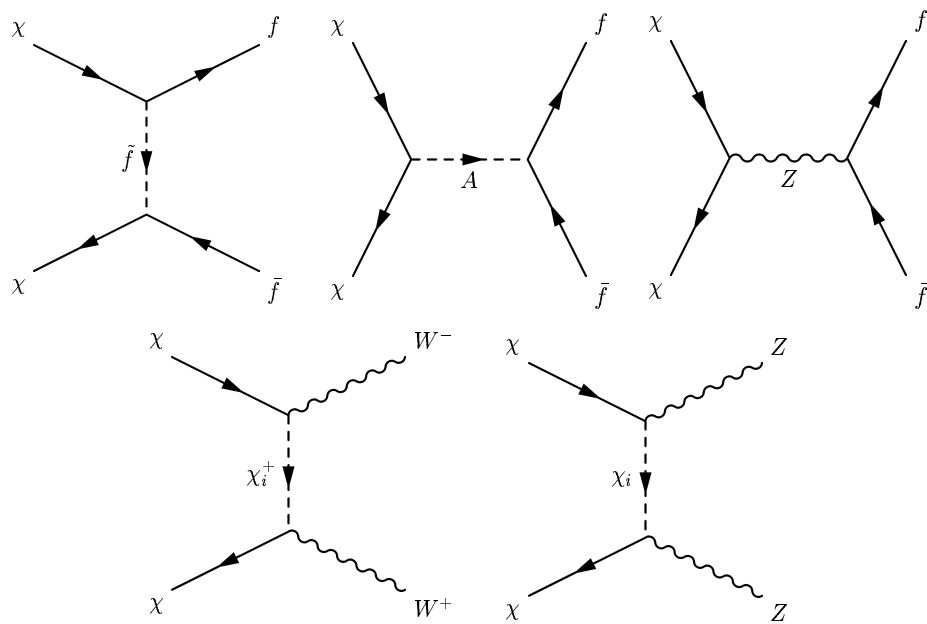


Abbildung 2.9: Annihilation von Neutralino-Paaren, *oben*: durch Sfermion-Austausch im t-Kanal (*links*), Higgs- (*mitte*) und Z-Austausch (*rechts*) im s-Kanal, mit Fermionen im Endzustand, *unten*: durch Chargino-Austausch (*links*) mit W-Bosonen und durch Neutralino-Austausch (*rechts*) mit Z-Bosonen im Endzustand, nach [44].

Abbildung 2.9 zu sehenden Feynman-Diagrammen stattfinden. Der Prozess mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt ist $\chi^0\chi^0 \rightarrow b\bar{b}$. Daneben können auch die anderen Lepton-Antilepton-Paare des Standardmodells, sowie W- und Z-Bosonen entstehen. Die meisten dieser Endzustände sind aber nicht stabil, sondern die enthaltenen Teilchen zerfallen, meist in mehreren Schritten und ggfs. nach Hadronisierung, bis am Ende stabile Teilchen, nämlich Photonen, Neutrinos, Protonen, Antiprotonen, Elektronen und Positronen übrig bleiben. Der wesentliche Punkt ist hier, dass Neutralino-Annihilationen im Halo den Anteil der

Positronen relativ zu Elektronen in der kosmischen Strahlung, also die Größe $e^+/(e^+ + e^-)$, erhöhen werden. Damit wäre eine primäre Positronenquelle vorhanden. Diese Möglichkeit ist die wesentliche Motivation der vorliegenden Messung. Vorhersagen für mögliche Signaturen sind von mehreren Autoren gemacht worden[20][26][40][41][42][43][44][46]. Daneben wurde eine Reihe anderer Mechanismen vorgeschlagen, die möglicherweise für einen erhöhten Positronenanteil sorgen könnten, zum Beispiel infolge Paarbildung durch hochenergetische γ -Quanten in den Polarregionen von Radiopulsaren, oder nach hadronischen Wechselwirkungen in riesigen Molekülwolken (Giant Molecular Clouds, GMC)[27].

Der Positronenanteil ist seit Ende der 1960er Jahre von verschiedenen Gruppen gemessen worden, z.B. [16][21][23][24][28][31][34]. Dabei lag die Motivation bei den ersten Messungen noch darin, die Propagation der kosmischen Strahlung in der Galaxie zu verstehen. Heute modelliert man die sekundären Positronen- und Elektronenspektren wie in Abschnitt 2.3.3 angerissen und sucht nach Signaturen einer primären Positronenquelle.

Die Ergebnisse der zitierten und einiger anderer Messungen sind in Abbildung 2.10 zusammengefasst. Dabei ergibt sich kein einheitliches Bild, sondern das Ver-

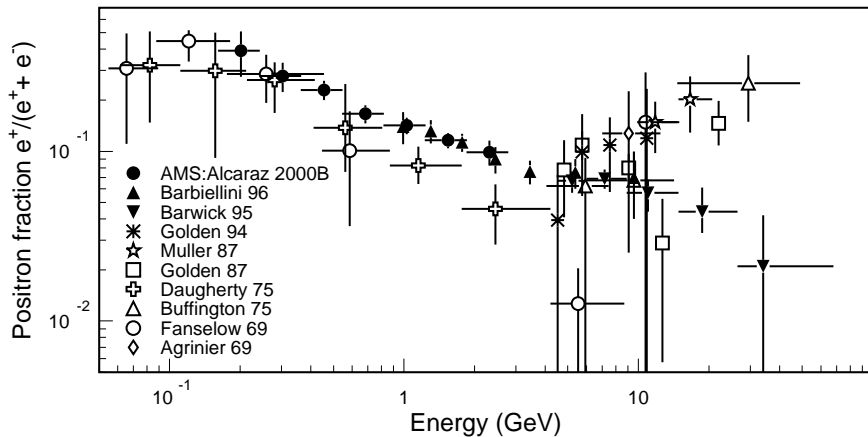


Abbildung 2.10: Übersicht über bisher veröffentlichte Messungen des Positronenanteils, entnommen aus [38], dort finden sich auch weitere Referenzen.

halten oberhalb von einigen GeV ist umstritten. Dies ist aber gerade der interessante Bereich, in dem sich mögliche Neutralino-Signale für Neutralino-Massen der Ordnung $\mathcal{O}(100 GeV)$ abzeichnen würden. Wie gesagt reichen die von der AMS-Kollaboration veröffentlichten Daten bisher nur bis unter $3 GeV$, wo die Schwelle des verwendeten Čerenkov-Zählers liegt. Das Ziel der vorliegenden Messung ist es nun, diesen Bereich bis etwa $50 GeV$ auszudehnen. Wie in Kapitel 4 noch genauer beschrieben wird, lässt sich das nicht mit den Methoden der AMS-Standardsoftware erreichen, sondern erfordert eine komplizierte Spurfindung und

Rekonstruktion, die der Suche nach konvertierten Bremsstrahlungsphotonen zur Positronenidentifikation und zur Unterdrückung des Proton-Untergrundes dient.

Kapitel 3

Der AMS01-Detektor

3.1 Die Mission

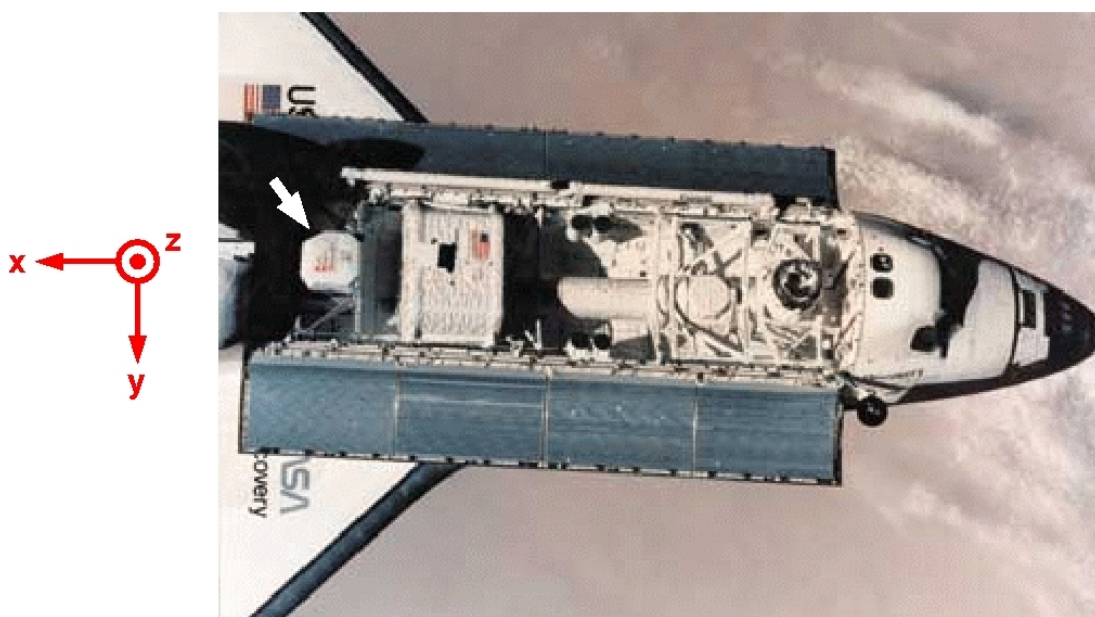


Abbildung 3.1: Das AMS01-Experiment (*markiert durch Pfeil*) im hinteren Teil der Ladebucht der US-Raumfähre *Discovery*, zusammen mit dem internen Koordinatensystem von AMS01.

Der AMS01-Detektor ist ein Spektrometer für den Nachweis von Teilchen der kosmischen Strahlung im Bereich von etwa $1\text{--}100\text{ GeV}$, das auf aus der Hochenergiephysik bekannten Teilchendetektoren beruht. Wie in Kapitel 2 beschrieben wurde, muss die Messung außerhalb der Erdatmosphäre stattfinden. Dazu umkreiste der Apparat an Bord der US-Raumfähre *Discovery* während der STS91-Mission

vom 2. bis zum 12. Juni 1998 die Erde. Der Inklinationswinkel der Umlaufbahn betrug $51,7^\circ$ und die Höhe über der Erdoberfläche variierte zwischen 320 und 390 km. Abbildung 3.2 zeigt den Winkel der Gierachse der *Discovery* und damit

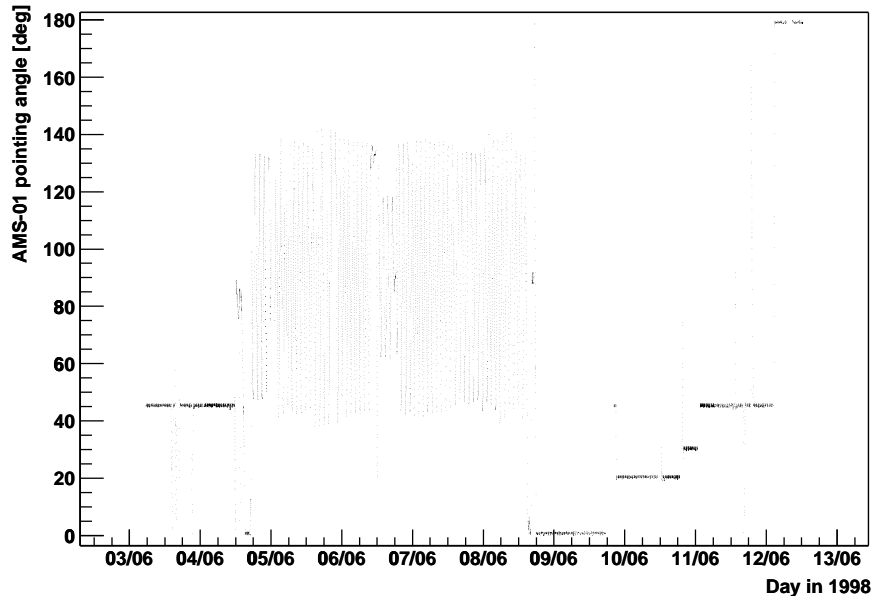


Abbildung 3.2: Winkel der Gierachse der *Discovery* zur Zenitachse während der STS91-Mission.

der Längsachse von AMS01, zur Zenitrichtung als Funktion der Zeit während des Fluges. Man erkennt die einzelnen Flugphasen, in denen der Detektor mit Winkeln von 0° , 20° , 30° , 45° ausgerichtet war. Zwischen dem 4. Juni 16:58 UT und dem 8. Juni 15:57 UT war die *Discovery* an die Raumstation *Mir* angekoppelt. In dieser Zeit ist der Zenitwinkel starken Schwankungen unterworfen. Kurz vor der Landung wurde ein Albedo-Run durchgeführt, was bedeutet, dass die Ladebucht der Raumfähre zur Erde hin ausgerichtet war (180°). In dieser Zeit sollte die Produktion sekundärer Teilchen in der Atmosphäre untersucht werden, während natürlich weiterhin auch primäre kosmische Strahlung den Detektor nun von unten passiert hat.

Ursprünglich wurde der AMS01-Detektor als Prototyp für das AMS02-Experiment gebaut, das voraussichtlich ab dem Jahr 2007 für mindestens drei Jahre auf der internationalen Raumstation betrieben werden soll. Durch den Testflug sollte gezeigt werden, dass ein Experiment der Hochenergiephysik sicher und zuverlässig im Weltraum betrieben werden kann. Darüber hinaus hat jedoch schon die AMS01-Mission zu interessanten physikalischen Ergebnissen geführt. So wur-

de eine Suche nach Antihelium in der kosmischen Strahlung durchgeführt und die bisherige Obergrenze auf den Fluss eingeschränkt[29]. Die primären und sekundären Spektren von Protonen[30][32], Helium[33] sowie Elektronen und Positronen[31] wurden in den von den Subdetektoren abgedeckten Energiebereichen vermessen. Ein Übersichtsartikel ist erschienen[39].

3.2 Detektorkomponenten

Abbildung 3.3 gibt einen Überblick über den Aufbau des AMS01-Detektors. Es handelt sich um ein hochauflösendes Magnetspektrometer, das einen Silizium-Tracker zur Impulsbestimmung benutzt. Um eine Flugzeitmessung und außerdem ein Triggersignal zu erhalten, wird der Tracker oben und unten von jeweils zwei Lagen eines Szintillators als Time of Flight (TOF)-System umgeben. Nach

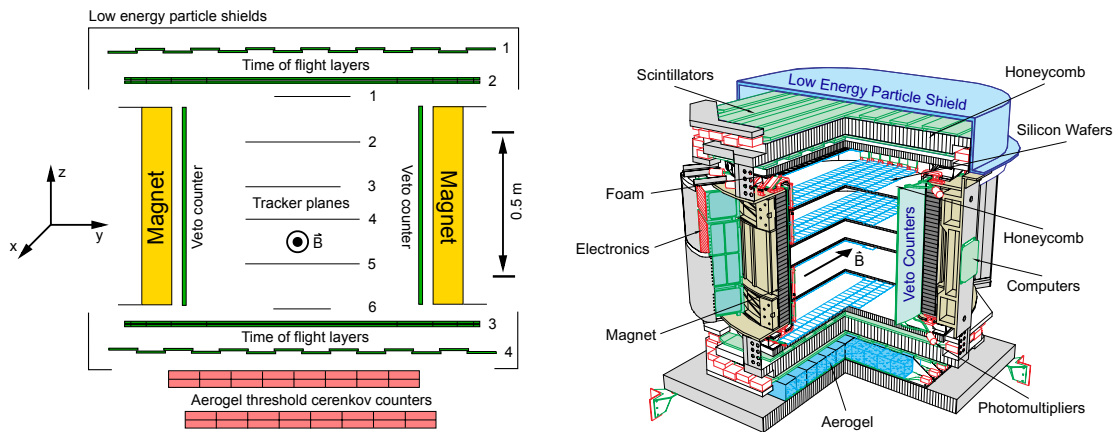


Abbildung 3.3: Schemazeichnung des AMS01-Detektors mit Permanentmagnet, Trackerlagen, TOF-System, Čerenkov- und Antikoinzidenz-Zählern (*links*) und dreidimensionale Ansicht (*rechts*).

unten abgeschlossen wird der Detektor durch einen Schwellen-Čerenkov-Zähler zur Teilchenidentifikation. Der Magnet ist innen mit einem Antikoinzidenzzähler zur Erkennung quer fliegender Teilchen ausgekleidet, und eine dünne Lage Kohlefaser (Low Energy Particle Shield, LEPS) oberhalb des Detektors hält niederenergetische Teilchen ab.

Die wesentlichen Komponenten werden im Folgenden kurz vorgestellt. Das verwendete Koordinatensystem ist so ausgerichtet, dass die x -Achse parallel zu der wesentlichen Komponente des Magnetfeldes ist und die z -Achse entlang der Zylinderachse des Magneten verläuft. Im übrigen ist die z -Achse parallel zur Gierachse der Raumfähre.

3.2.1 Permanentmagnet

Der Magnet erzeugt im Inneren des Trackers ein annähernd homogenes Feld, das die Bestimmung des Teilchenimpulses aus der Krümmung der Teilchenbahn ermöglicht. Das Feld verläuft im wesentlichen in $+x$ -Richtung, seine maximale Ablenkkraft beträgt $BL^2 = 0,15 Tm^2$, der genaue Verlauf von B_x ist in Abbil-

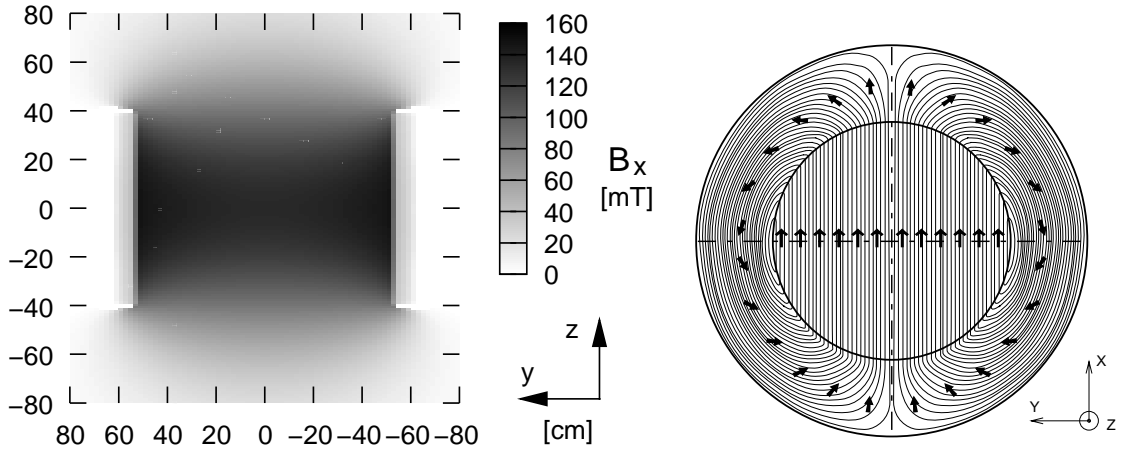


Abbildung 3.4: *Links:* Verlauf des vom Permanentmagneten erzeugten B_x in der yz -Ebene für $x = 0$, entnommen aus [58]. *Rechts:* Magnetisierung und Feldverteilung im Magneten, entnommen aus [61].

dung 3.4 *links* zu sehen.

Der Magnet sollte möglichst leicht sein bei großer Akzeptanz, während das Feld im Außenraum klein sein muss, um das Lebenserhaltungssystem der Astronauten nicht zu beeinflussen und kein merkliches Drehmoment auf die Raumfähre im Erdmagnetfeld auszuüben. Der gewählte Aufbau besteht aus 64 Sektoren, aus jeweils einhundert $5 \times 5 \times 2,5 \text{ cm}^3$ messenden Nd-Fe-B Blöcken höchster Qualität, die in geeigneter Weise zu einem Ringzylinder zusammengesetzt werden. Die Länge des Magneten beträgt $L = 800 \text{ mm}$, die Außen- und Innendurchmesser sind 1298 mm und 1115 mm , das Gesamtgewicht liegt bei $2,2 \text{ t}$.

3.2.2 Tracker

Das Herzstück des AMS01-Detektors ist der sechslagige Silizium-Tracker[49][50]. Seine Hauptaufgabe ist die Bestimmung des Impulses geladener Teilchen aus der Bahnkrümmung im Feld des Permanentmagneten. Dazu bedarf es einer genauen Vermessung der Teilchenspur. Die Spurparameter können dann numerisch ermittelt werden, worauf in Abschnitt 4.3.5 eingegangen wird. Des Weiteren ermöglicht der Tracker eine Messung des Ionisationsenergieverlustes durchgehender Teilchen,

deren Ergebnisse sich in Abschnitt 5.1.2 finden.

Der Tracker basiert auf doppelseitigen Siliziummikrostreifensensoren mit Abmessungen $40,14 \times 72,04 \times 0,300 \text{ mm}^3$. Sie beruhen auf den bei den LEP-Experimenten ALEPH und L3 eingesetzten Mikrovertexdetektoren. Der Auslese-Streifenabstand beträgt $110 \mu\text{m}$ im Fall der zum Magnetfeld senkrechten y -Koordinate (p -Seite) und $208 \mu\text{m}$ für die Messung der x -Koordinate (n -Seite). Jeweils sieben bis fünfzehn Sensoren werden, je nach Position in dem zylinderförmigen Magneten, zu Leitern zusammengefügt, ein Beispiel ist in Abbildung 3.5 zu se-

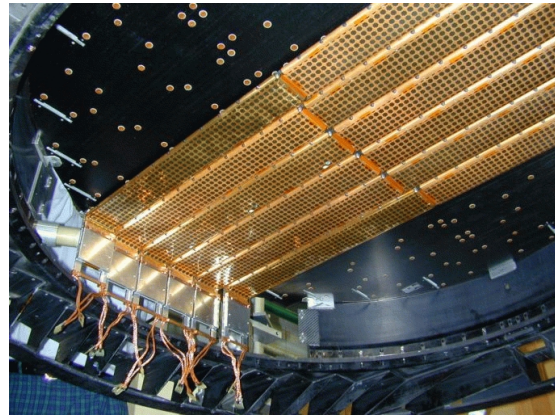
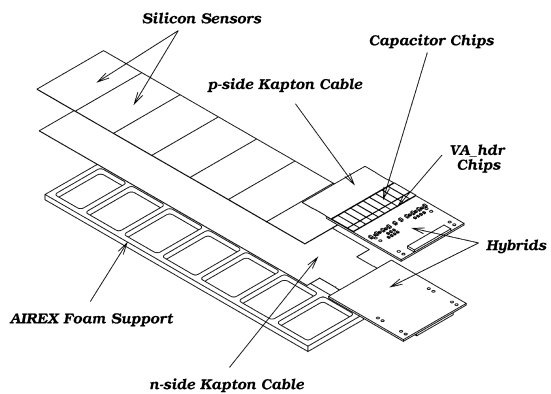


Abbildung 3.5: *Links*: Ansicht einer Leiter des Silizium-Trackers. *Rechts*: Fotografie einer inneren Trackerlage bei der Demontage des Experiments.

hen. Die Elektronik befindet sich auf Hybriden am Rande der Leitern. Dabei werden jeweils 64 Kanäle von einem VA_hdr-Chip ausgelesen. Eine metallisierte Kapton-Folie, die direkt an die Si-Sensoren angeklebt ist, leitet das Signal der n -Seite der Front-End-Elektronik zu.

Die Trackerlagen bestehen aus von dünnen Kohlefaserlagen (CFC) ummantelter Aluminiumwabenstruktur, auf der die Leitern angebracht sind. Das Materialbudget einer inneren Trackerlage beträgt $0,65\%$ einer Strahlungslänge. Die z -Koordinaten der Lagen sind $50,89 \text{ cm}$, $29,19 \text{ cm}$, $7,79 \text{ cm}$, $-7,82 \text{ cm}$, $-29,18 \text{ cm}$ und $-50,98 \text{ cm}$.

Zum Zeitpunkt des Fluges der *Discovery* waren die Trackerlagen nicht vollständig bestückt. Der Tracker bestand aus 57 Leitern und 58368 Auslesekanälen, was 38% der vollen Bestückung entspricht. Die resultierenden Lücken kann man auch in den Abbildungen 3.3 und 3.5 *rechts* sehen. Außerdem sind bei der Messung der x -Koordinate jeweils sechs bis acht Streifen im Abstand einiger cm zu einem Auslesekanal zusammengefasst, mit den in Abschnitt 4.3.1 genannten Konsequenzen.

Um die gute theoretische Ortsauflösung etwa in der yz -Ebene von $10 \mu\text{m}$ erreichen zu können, muss die Position der Module im Raum mit der gleichen oder besseren Präzision bekannt sein. Hierzu wurde die Trackergeometrie während

des Fluges stetig mit einem Laser-Alignment-System überwacht. Nach dem Flug wurde der Tracker im Protonensynchrotron des CERN mit $3 \cdot 10^7$ π^- -Ereignissen bei einer Strahlenergie von 14 GeV vermessen. Durch Minimierung des mit den bekannten Teilchenspuren erhaltenen χ^2 konnte die Lage jeder Leiter bezüglich der drei Translations- und drei Rotationsfreiheitsgrade bestimmt werden. Die verbleibende Fehlausrichtung beträgt unter $10 \mu\text{m}$ [39].

Die Position eines Teilchendurchgangs wird wie folgt ermittelt. Enthält ein Streifen ein Signal S , das $3\sigma_{\text{ped}}$ übersteigt, so wird aus seiner Koordinate und den Koordinaten der Nachbarstreifen, deren Signal mindestens $1\sigma_{\text{ped}}$ beträgt, die Durchgangskoordinate als gewichtetes Mittel gemäß $x = \sum_i S_i x_i / \sum_i S_i$ berechnet. Dabei ist σ_{ped} die Standardabweichung des Pedestals, also das Rauschen, eines Streifens.

Die mittlere Effizienz einer Lage beträgt für einfach geladene Teilchen auf der p -Seite $80 - 85\%$. Die Impulsauflösung wird für kleine Energien limitiert durch die Vielfachstreuung und für große durch die Ablenkraft des Magneten. Nach dem Alignment liegt sie im Rigiditätsbereich von $1 - 10 \text{ GV}$ für Einzelspuren bei etwa 9% . Das Signal zu Untergrund-Verhältnis S/N war während des Fluges stabil und lag etwa bei $7,5$ für die p - und bei 4 für die n -Seite. Dieses schlechte Verhalten der n -Seite führte dazu, dass zum Beispiel zwei Drittel der Protonenspuren mit sechs Lagen ohne Informationen über die x -Koordinate rekonstruiert wurden. Einige der Konsequenzen werden in Abschnitt 4.3.1 dargestellt.

3.2.3 Time of Flight-System

Die Aufgabe des TOF-Systems[51][52] besteht darin, die Flugzeit eines Teilchens durch den Detektor zu messen, und zwar mit einer Genauigkeit, die ausreicht, um auf- und abwärts fliegende Teilchen zuverlässig unterscheiden zu können. Des Weiteren wird aus der beim Teilchendurchgang deponierten Energie die Ladung des Teilchens bestimmt, und das TOF-System liefert ein schnelles Triggersignal. Dabei muss die sensitive Fläche möglichst groß sein bei gleichzeitig minimalem Gewicht und Energieverbrauch und gegebener Weltraumtauglichkeit.

Das TOF-System, das diese Anforderungen erfüllt, ist in Abbildung 3.6 zu sehen und besteht aus vier Lagen Szintillatormaterial, mit z -Koordinaten $71,3 \text{ cm}$, $58,6 \text{ cm}$, $-58,6 \text{ cm}$ und $-71,3 \text{ cm}$. Jede Lage ist aus vierzehn Modulen aufgebaut, die um $0,5 \text{ cm}$ überlappen. Ein Modul ist ein 1 cm dickes, 11 cm breites und 72 bis 136 cm langes BC408 Szintillator-Paneel, das in aluminisiertes Mylar eingewickelt und von $0,6 \text{ mm}$ dicker Kohlefaser ummantelt ist. Auf beiden Seiten wird das Szintillationslicht von drei Hamamatsu R-5900 Sekundärelektronenvervielfachern (SEV) registriert. Ihre Abmessungen betragen $2,4 \times 2,4 \times 2,5 \text{ cm}^3$ und sie werden bei etwa 750 V mit einer Verstärkung von etwa 10^6 betrieben. Um sie vor dem Feld des Magneten zu schützen, sind sie von einer $0,5 \text{ mm}$ dicken Abschirmung aus Vacoflux-Legierung umgeben. Ein minimalionisierendes Teilchen, das die Mitte eines Szintillators trifft, erzeugt je nach dessen Länge zwischen 200

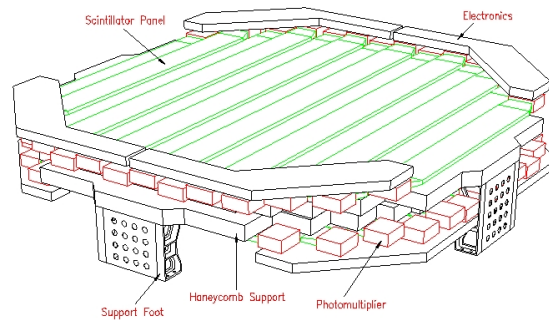


Abbildung 3.6: Doppellage des TOF-Systems, entsprechend den Lagen 1 und 2 in Abb. 3.3.

und 310 Photoelektronen. Die Sensitivität der Bialkali-Photodioden der SEVs entspricht dem Spektrum des Szintillationslichts. Um eine Ortsmessung in x und y -Richtung zu erhalten, sind die Paneele von erster und zweiter sowie von dritter und vierter Lage jeweils gekreuzt zueinander angeordnet.

Das Auslesesystem stellt ein Triggersignal zur Verfügung, und aus den Zeitmessungen t_1 und t_2 auf der linken und rechten Seite kann die Zeit des Teilchendurchgangs als Mittelwert

$$t = \frac{t_1 + t_2}{2}$$

bestimmt werden. Die Position entlang des Moduls ergibt sich zu

$$x = v_{\text{eff}} \frac{t_1 - t_2}{2}$$

wobei $v_{\text{eff}} = 15,5 \text{ cm/ns}$ die effektive Geschwindigkeit des Szintillationslichts im Modul ist. Obwohl das TOF-System nicht für eine gute Ladungsmessung optimiert wurde, kann die Ladung eines Teilchens aus dem integrierten Anodensignal bis etwa $|z| = 2-3e$ bestimmt werden.

Die wichtigen Kenngrößen dieses Detektors sind die Ortsauflösung entlang eines Panels und die Zeitauflösung. Sie betragen $14,5$ bis $18,5 \text{ mm}$ bzw. 115 bis 125 ps , in Abhängigkeit von der Paneellänge[39].

3.2.4 Schwellen-Čerenkov-Zähler

Der AMS-Detektor wurde mit einem Schwellen-Čerenkov-Zähler (ATC) [53][54] ausgestattet, der sich unterhalb von Tracker und den TOF-Lagen 3 und 4 befindet. Er nutzt den Effekt aus, dass Teilchen, deren Geschwindigkeit βc größer als die Lichtgeschwindigkeit im Aerogel, $\beta_{\text{Schwelle}} = 1/n$, ist, Čerenkov-Licht aussenden. Dies ist bei den praktisch mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Positronen

und Elektronen immer der Fall, für Protonen liegt die Schwelle hingegen bei einem Impuls von $p = 3,51 \text{ GeV}$. Dies ermöglicht e - p -Trennung bis zu diesem Wert.

Der ATC ist aus Aerogel-Zellen mit Abmessungen $11 \times 11 \times 8,8 \text{ cm}^3$ und Brechungsindex $n = 1,035$ aufgebaut, die mit acht $1,1 \text{ cm}$ dicken Aerogel-Blöcken gefüllt sind. Das emittierte Licht wird von drei $250 \mu\text{m}$ dicken Teflon-Lagen, die die Aerogel-Blöcke umgeben, reflektiert und von Hamamatsu R-5900 Sekundärelektronenvervielfachern detektiert. 168 Zellen sind in zwei Lagen leicht gegeneinander versetzt angeordnet. Um Rayleigh-Streuung und Absorption zu minimieren und das Effizienzmaximum der SEVs zu erreichen, ist in die Mitte jeder Zelle ein Wellenlängenschieber eingebracht. Die Signale werden von 84 Front-End-Karten ausgelesen.

Der ATC litt an einer schnellen Abnahme der Photonausbeute mit der Zeit. Zudem liegt die Schwelle für die e - p -Separation unterhalb des bei dieser Analyse interessierenden Bereiches, weshalb dieser Subdetektor bei dieser Analyse nicht benutzt wird.

3.2.5 Antikoinzidenzzähler

Der Tracker wird auf der Innenseite des Magneten von einem zylinderförmigen System aus sechzehn Szintillationszählern umschlossen, die jeweils 1 cm dick, 20 cm breit und 80 cm hoch sind. Das bei einem Teilchendurchgang erzeugte Licht wird an beiden Enden durch Lichtleiter auf das Fenster eines Sekundärelektronenvervielfachers geführt und dort detektiert. Der Zweck dieses ACC¹-Systems besteht darin, Teilchen zu erkennen, die nicht durch das TOF-System, sondern durch den Magneten in den Detektor eingeflogen sind, und Ereignisse, in denen δ -Elektronen erzeugt wurden, herauszufiltern.

3.2.6 Materialbudget

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über das Materialbudget der einzelnen Detektorkomponenten, die außerhalb des Trackers liegen, jeweils als Bruchteil einer Strahlungslänge X_0 . Wie man erkennen kann, summiert sich das Budget für von oben in den Detektor fliegende Teilchen auf $0,182 X_0$. Von unten kommende Teilchen müssen deutlich mehr Material durchqueren, nämlich $0,316 X_0$. Damit verschlechtert sich einerseits die Winkelauflösung durch erhöhte Vielfachstreuung, andererseits steigt aber auch die für diese Analyse wichtige Bremsstrahlungs- und Konversionswahrscheinlichkeit bei leptonischen Ereignissen.

Darüber hinaus gibt es einige Bauteile, die sich in den Randbereichen des Detektors befinden und in die Flugbahn einiger Teilchen hineinragen können, nämlich die Tragestruktur des Detektors (USS), der untere Teil des LEPS und die Trage-

¹Anti Coincidence Counter

	Komponente	% X_0	Referenz
a	Wärmeschutz	3,2	[78]
b	LEPS	3,9	[78]
c	2 TOF-Lagen	9,7	[78]
d	TOF-Struktur	1,4	[78]
e	Aerogel	8,0	[59]
f	Shuttle-Boden	12,5	[59]
$a + b + c + d$	\sum oben	18,2	
$c + d + e + f$	\sum unten	31,6	

Tabelle 3.1: Materialbudget außerhalb des Trackers; e und f korrigiert um mittleren Winkel der Teilchenbahnen.

struktur des ATC. Die beiden erstgenannten sind nicht in dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Monte Carlo-Modell von AMS01 modelliert.

3.3 Trigger

Die Aufgabe des Trigger-Systems besteht darin, das Vorliegen eines Ereignisses, also den Durchgang eines Teilchens durch den Detektor, zu erkennen und dann die Auslekette zur Datennahme zu starten. Die Triggerlogik des AMS01-Detektors setzt sich wie üblich aus mehreren Stufen zusammen, die nach der Schnelligkeit, mit der die benötigten Informationen verfügbar sind, gestaffelt sind. Ein Ereignis muss alle der im Folgenden beschriebenen Bedingungen erfüllen[63][64].

- **Fast Trigger:** Es wird vierfache Koinzidenz der vier TOF-Lagen verlangt. Dabei wird bei jeder Lage das erste der beiden Anodensignale genommen.
- **Level-1:** Um Ereignisse mit inelastischer Wechselwirkung im Magneten auszuschließen, darf kein Signal in den Antikoinzidenzzählern vorhanden sein.
Da der Tracker wie beschrieben nicht vollständig bestückt war, werden nur bestimmte Kombinationen der Nummern der getroffenen Paneele in der ersten und vierten TOF-Lage zugelassen.
- **Level-3:** Ein TOF-Cluster ist definiert als ein Treffer in einem TOF-Panel oder zwei Treffer in nebeneinander liegenden Paneelen. Diese Triggerstufe verlangt genau einen TOF-Cluster in der ersten und vierten und mindestens einen TOF-Cluster in der zweiten und dritten Lage.
Aus den Treffern in der ersten und vierten Lage wird ein $6,2\text{ cm}$ breiter Korridor gebildet. Darin müssen sich mindestens drei und höchstens 20 Treffer mit $S/N > 4$ auf den Trackerlagen der p -Seite (yz -Projektion) befinden.

In der Phase vor der Andockung an die *Mir* wurde eine Abschätzung der Sagitta der Teilchenbahn gewonnen und $Z = +1, +2$ -Kandidaten mit daraus ermitteltem kleinen Impuls verworfen.

Kapitel 4

Durchführung der Analyse

Die vom AMS01-Detektor während des Fluges der *Discovery* aufgenommenen Messdaten liegen in Form von so genannten Ntupeln vor. Darin sind für jedes Ereignis, also für jeden Zeitpunkt, an dem das Triggersystem den Durchgang eines Teilchens festgestellt hat, die Werte der von den einzelnen Subdetektoren gemessenen Observablen abgespeichert. Zusätzlich finden sich darin Informationen, mit denen jedes Ereignis eindeutig identifiziert werden kann, wie die Run- und Ereignis-Nummern, Informationen über Position und Bewegungszustand der Raumfähre in der Umlaufbahn, sowie einige von der AMS01-Standardsoftware aus den Messdaten rekonstruierte Objekte, zum Beispiel Teilchenspuren. Für die Zwecke dieser Arbeit wurden die Ntupel in ROOT[74]-Dateien umgewandelt und in Form von *Trees* abgespeichert. Das Ziel der vorliegenden Analyse ist es nun, aus diesen Zahlenwerten den gesuchten Positronenanteil $e^+/(e^+ + e^-)$ zu ermitteln.

Bei der Darstellung werden natürliche Einheiten benutzt: $\hbar = c = 1$.

4.1 Signaldefinition

Der wichtigste Teil der Analyse und zugleich das größte Problem besteht darin, ein durchgehendes Positron bzw. Elektron eindeutig als solches zu identifizieren. Dies ist im Fall von Elektronen noch verhältnismäßig einfach, da der negativ geladene Teil der kosmischen Strahlung zum überwiegenden Teil aus Elektronen besteht. Wie in Kapitel 2 dargestellt wurde, kommen jedoch Protonen im betrachteten Energiebereich um drei bis vier Größenordnungen häufiger vor als Positronen, abhängig von der Energie. Um nun Protonen von Positronen unterscheiden zu können, muss man die unterschiedlichen Eigenschaften dieser Teilchen ausnutzen.

Prinzipiell ist dies zum Beispiel mit einem Schwellen-Čerenkov-Zähler möglich, wie er bei AMS01 zum Einsatz gekommen und in Kapitel 3 beschrieben ist. Allerdings liegt der hier interessierende Energiebereich oberhalb der Schwelle, so

dass e^+ - p -Separation mit diesem Subdetektor nicht mehr möglich ist. Stattdessen benutzt man die Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung im Detektormaterial von der Ruhemasse des durchgehenden Teilchens abhängt. So ist die Wahrscheinlichkeit ϕ dafür, dass ein einfach geladenes Teilchen der Masse m und Energie E ein Bremsstrahlungsphoton der Energie fE beim Durchgang durch einen Radiator der Dicke dx Strahlungslängen aussendet, gegeben durch[17][18]

$$\phi(E, f) df dx = \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 \frac{G(E, f)}{f} df dx \quad (4.1)$$

Dabei ist m_e die Ruhemasse des Elektrons und für hochenergetische e^\pm und f nicht sehr nah bei eins ist

$$G(E, f)|_{e^\pm} = 1 + (1 - f)^2 - \frac{2}{3}(1 - f) + \frac{1}{9}(1 - f)/\ln(183/Z^{1/3}) \sim \mathcal{O}(1)$$

wobei Z die Kernladungszahl des Radiators bezeichnet. Für Protonen hängt G von E ab, bleibt aber vergleichbar oder kleiner als $G(E, f)|_{e^\pm}$. Der wesentliche Punkt in Formel (4.1) ist die Proportionalität zu $1/m^2$. Es gilt $(m_e/m_p)^2 \approx 3 \cdot 10^{-7}$.

Sendet nun ein Positron ein Bremsstrahlungsphoton aus und konvertiert dieses anschließend in ein e^\pm -Paar, so erhält man die in Abbildung 4.1 zu sehende charakteristische Signatur mit drei Spuren im Detektor. Diese beiden Prozesse sind aus Impulserhaltungsgründen nur in Materie, zum Beispiel im Detektor oder im Boden der Raumfähre, möglich. Dabei gilt für den mittleren Winkel ϑ_{rms} der Abstrahlung des Photons:

$$\vartheta_{\text{rms}} \propto \frac{\ln \gamma}{\gamma} \quad (4.2)$$

Hierbei ist γ der Lorentz-Faktor des einfliegenden Teilchens der Geschwindigkeit $v = \beta c$, es gilt

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m}$$

Das Photon wird also unter einem Winkel von praktisch null abgestrahlt. Aus den Viererimpulsen p_1 und p_2 des sekundären e^\pm -Paares kann dessen invariante Masse m_{inv} rekonstruiert werden. Da es von einem Photon erzeugt wurde, ist diese wegen der Viererimpulserhaltung gleich null. Vernachlässigt man m_e , was bei den auftretenden Energien von $\mathcal{O}(GeV)$ gerechtfertigt ist, gilt:

$$4|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2| \sin^2 \frac{\alpha}{2} = m_{\text{inv}}^2 = m_\gamma^2 = 0 \quad (4.3)$$

wobei α der Öffnungswinkel des sekundären e^\pm -Paares ist.

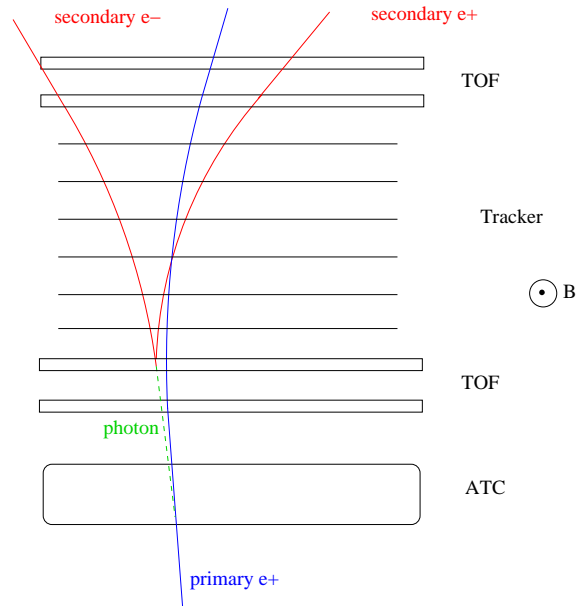


Abbildung 4.1: Gesuchte Signatur eines e^+ . Winkel und Krümmung sind übertrieben dargestellt.

4.2 Untergrund und Monte Carlo-Simulation

Ereignisse, bei denen in Wahrheit ein anderes als das von der Analyse identifizierte Teilchen die gesuchte Signatur vorgetäuscht hat, bezeichnet man als Untergrund. Wegen der in Kapitel 2 beschriebenen Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Teilchen in der kosmischen Strahlung werden Protonen für den größten Teil des Untergrundes verantwortlich sein. Zwei mögliche Prozesse sind in Abbildung 4.2 zu sehen. Im einen Fall erzeugt ein Proton bei einer hadronischen Wechselwirkung im Detektormaterial ein π^0 . Dieses zerfällt mit einer Lebensdauer von $8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$, also praktisch instantan, in 98,8% der Fälle gemäß $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Konvertiert nun eines dieser Photonen, so erhält man wieder die gesuchte Drei-Spur-Topologie. Die invariante Masse des sekundären e^\pm -Paares ist auch hier null, da es von einem Photon erzeugt wird. Allerdings wird das π^0 aus Impulserhaltungsgründen unter einem nicht verschwindenden Winkel zur Protonbahn erzeugt.

Im anderen Fall entsteht bei einer hadronischen Wechselwirkung ein π^\pm -Paar, so dass man wiederum die Drei-Spur-Signatur erhält, allerdings ist nun die invariante Masse der linken und rechten Spuren von null verschieden.

Das Ziel ist es also im Folgenden, diejenigen Ereignisse mit der vorgestellten Topologie zu finden und die Parameter der drei Spuren zu rekonstruieren. Damit können dann Schnitte auf bestimmte rekonstruierte Größen angesetzt werden,

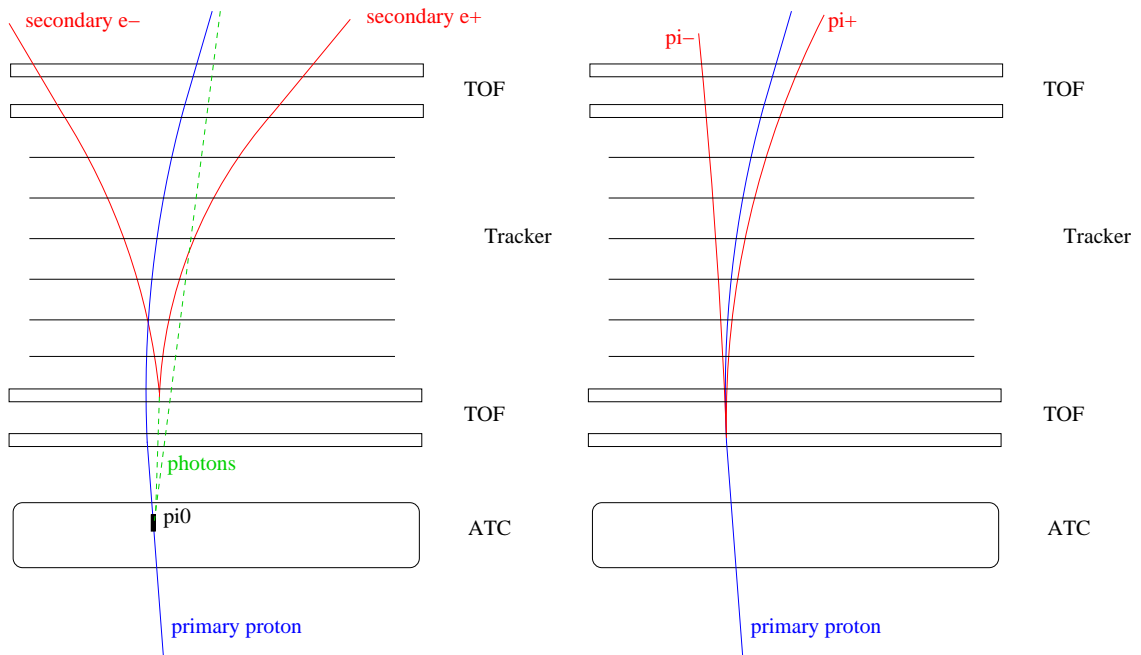


Abbildung 4.2: Mögliche Signatur eines Untergrundeignisses durch hadronische Erzeugung eines π^0 (links) oder eines π^\pm -Paares (rechts).

um Ereignisse, in denen ein Positron das Primärteilchen ist, von solchen zu unterscheiden, wo es ein Proton oder ein Kern ist.

Die Güte dieser Trennung kann durch zwei Größen beschrieben werden, nämlich **Effizienz**

$$\epsilon = \frac{N(\text{sel}, e^+)}{N(\text{total}, e^+)}$$

und **Reinheit**

$$\pi = \frac{N(\text{sel}, e^+)}{\sum_x N(\text{sel}, x)}$$

Dabei ist $N(\text{sel}, x)$ die Anzahl der Ereignisse, die von der Analyse als Durchgang eines Teilchens der gesuchten Art erkannt werden, wenn das tatsächlich durchgegangene Teilchen von der Sorte x ist. $N(\text{total}, x)$ ist die Anzahl der tatsächlich vorhandenen Ereignisse der Sorte x . Im allgemeinen erkaufte man eine höhere Effizienz durch eine verschlechterte Reinheit.

Um Reinheit und Effizienz bestimmen zu können, benutzt man eine Monte-Carlo-Simulation (MC). Hierbei wird der Durchgang eines Teilchens durch den Detektor mit allen auftretenden Wechselwirkungsprozessen am Computer simuliert. Man führt dies für eine große Menge simulierter Ereignisse und für verschiedene Sorten von Teilchen durch und speichert die Ergebnisse in demselben Format wie die Originaldaten, zusammen mit Informationen über Ort, Richtung, Impuls und

Art des Primärteilchens und erzeugter Sekundärteilchen. Dann wendet man die Analyse auf diesen simulierten Datensatz an und kann so Reinheit und Effizienz ermitteln. Monte-Carlo-Simulationen sind außerdem unerlässlich für das Testen der verwendeten Algorithmen.

Die vorhandenen MC-Sätze enthalten von oben und von unten in den Detektor einfliegende Positronen und Elektronen. Um das Verhalten der Analyse bei Proton-Ereignissen studieren und gegebenenfalls eine Korrektur des Untergrundes vornehmen zu können, muss man den Durchgang einer großen Anzahl von Protonen durch den Detektor simulieren, also Proton-MCs erzeugen. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse, die eine dem Signal ähnliche Signatur erzeugen, klein und ihr Auftreten dementsprechend selten. Daher benötigt man einen sehr umfangreichen Satz Proton-MCs, der jedoch bis zum Ende dieser Arbeit noch nicht vorlag.

Es existiert lediglich ein kleiner Satz von Monte Carlo-Ereignissen, in denen der Durchgang eines von unten kommenden Protons simuliert, die Berechnung jedoch abgebrochen wurde, wenn nicht vor Erreichen eines bestimmten Punktes mindestens ein π^0 bei einer Wechselwirkung erzeugt wurde. Mit diesen „angereicherten“ MCs lassen sich aber schon einige Aussagen über den erwarteten Untergrund und die sich ergebenden Schnittverteilungen treffen.

Das Spektrum der Impulse p der simulierten Primärteilchen ist dabei im Fall der Protonen auf das Intervall $[1 \text{ GeV}, 50 \text{ GeV}]$ und im Fall der Leptonen auf das Intervall $[1 \text{ GeV}, 60 \text{ GeV}]$ beschränkt und jeweils proportional zu p^{-1} .

4.3 Ereignisrekonstruktion

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Analyseschritte haben das Ziel, Ereignisse mit der interessierenden Topologie zu identifizieren und bei diesen die für die anschließenden Schritte benötigten physikalischen Größen der im Detektor beobachteten Teilchen zu rekonstruieren.

Zunächst wird eine grobe Vorauswahl interessanter Ereignisse getroffen, dann wird eine topologische Analyse durchgeführt. Verläuft diese positiv, so folgen ein Spurfindungsalgorithmus und die Spuranpassung für die drei Spuren. Mit den so gewonnenen Informationen wird eine Vertexfindung durchgeführt, und es wird geprüft, ob das rekonstruierte Primärteilchen tatsächlich aus dem Weltraum kam oder ob es sich um ein Teilchen handelt, das im Magnetfeld der Erde gefangen war.

Die Analyse wird mit einem in der Programmiersprache C++ geschriebenen Programm durchgeführt, das in Teilen auf einer früheren Arbeit beruht[58]. Durch die vorliegende Arbeit ist es jetzt möglich, neben den von oben in den Detektor fliegenden Teilchen („abwärts“) auch von unten kommende („aufwärts“) zu erkennen. Dazu wird das Analyseprogramm jeweils getrennt kompiliert. Da die ursprüngliche Aufgabe darin bestand, das vorhandene Programm für die Behand-

lung von „Aufwärts“-Ereignissen zu erweitern, liegt in dieser Arbeit ein Schwerpunkt auf diesen Ereignissen. Gleichzeitig werden die wesentlichen Unterschiede zwischen den beiden Fällen, zum Beispiel bei den Schnittgrößenverteilungen, dargestellt.

4.3.1 Clustering

Das Ntupel enthält die Koordinaten von rekonstruierten Treffern im Tracker. Dabei entsprechen einem Teilchendurchgang in der Regel mehrere Treffer. Daher werden zunächst Lage für Lage die einzelnen Treffer, die in der yz -Ebene benachbart sind, zu Gruppen, so genannten **Clustern** zusammengefasst. Dabei gilt für den Abstand zweier Cluster: $\Delta y \geq 100 \mu m$.

Wegen der Tatsache, dass ein Auslesekanal in der xz -Ebene durch das verwendete Bonding-Schema zu sechs bis acht geografischen Positionen gehört[63][66], gibt es in dieser Ebene Geistertreffer ohne physikalische Bedeutung. Um diese zu eliminieren, wird an die Positionsmessungen im TOF-System eine Gerade angepasst, und es werden nur Cluster akzeptiert, deren Koordinate x in einem Korridor der Breite $2d = 10 \text{ cm}$ um den extrapolierten Schnittpunkt der TOF-Gerade $x_{\text{TOF}}(z)$ liegt: $|x - x_{\text{TOF}}(z)| < d$. Das Prinzip ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

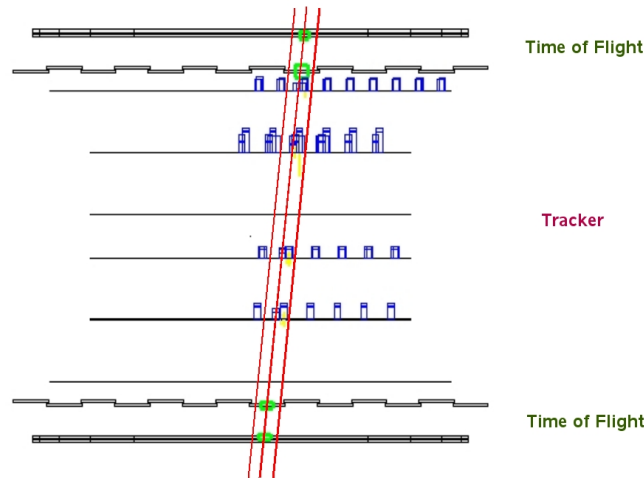


Abbildung 4.3: Prinzip zur Erkennung der Geistertreffer in der xz -Ebene. Die blauen Kästchen markieren die Positionen rekonstruierter Treffer im Tracker, und der Korridor um die aus den TOF-Treffern gebildete Gerade ist eingezeichnet.

Die einzelnen rekonstruierten Treffer lassen sich bezüglich des Messfehlers der x -Koordinate in folgende Klassen einteilen:

- normale Treffer mit einem Messfehler von $\Delta x = 34 \mu m$
- `FalseX` Treffer mit einem Messfehler von $\Delta x = 68 \mu m$
- `FalseTOFX` Treffer mit einem Messfehler von $\Delta x \approx 1 cm$

Die Standard-AMS01-Software versucht nämlich, aus den Treffern im Tracker Spuren zu rekonstruieren, allerdings mit der Annahme, dass nur ein einzelnes Teilchen den Detektor passiert hat. Häufig ist nun das Signal-zu-Untergrund Verhältnis S/N in der xz -Ebene so niedrig, dass auf einer oder mehreren Lagen kein Treffer in dieser Ebene gefunden und keine Spur rekonstruiert werden kann. In diesem Fall wird aus einer Kombination von drei Treffern eine Spur ermittelt, und an den extrapolierten Koordinaten wird ein `FalseX` Treffer erzeugt. Wird auch keine Spur mit nur drei Treffern gefunden, wird ein Geradenfit an die TOF-Cluster durchgeführt, und an dem extrapolierten Schnittpunkt dieser Gerade mit der betreffenden Lage wird ein `FalseTOFX` Treffer erzeugt. Damit verliert man im Fall von Ereignissen mit mehreren Teilchen natürlich Informationen über den Winkel zwischen den Teilchenbahnen.

4.3.2 Vorselektion

Um die Anzahl der zu betrachtenden Ereignisse schnell zu reduzieren, werden die offensichtlich nicht interessanten durch eine Vorselektion ausgesondert. Ein Ereignis muss alle der folgenden Kriterien erfüllen, um die Vorselektion zu passieren:

- 4 TOF-Cluster
- ≥ 7 Cluster im Tracker, wobei es mindestens zwei Lagen mit genau drei Clustern und mindestens drei Lagen mit zwei oder drei Clustern geben muss.
- < 40 Treffer im Tracker

Die Motivation für diese Kriterien liegt in der verlangten Drei-Spur-Topologie. Die Vorselektion bildet ein separates Programm, das vor der eigentlichen Analyse läuft, und sie reduziert die Anzahl der Ereignisse von den ursprünglichen 10^8 auf ca. $7 \cdot 10^5$.

4.3.3 Topologische Analyse

Die topologische Analyse soll aus den verbleibenden Ereignissen diejenigen herausfinden, die genau drei Spuren im Tracker enthalten, in Übereinstimmung mit der Signatur eines primären Positrons oder Elektrons und einem von einem konvertierten Bremsstrahlungsphoton erzeugten sekundären e^\pm -Paar. Dazu werden folgende Bedingungen gestellt:

- ≥ 2 Lagen mit genau 3 Clustern im Tracker
- in Flugrichtung wachsender Abstand zwischen den Clustern auf diesen Lagen

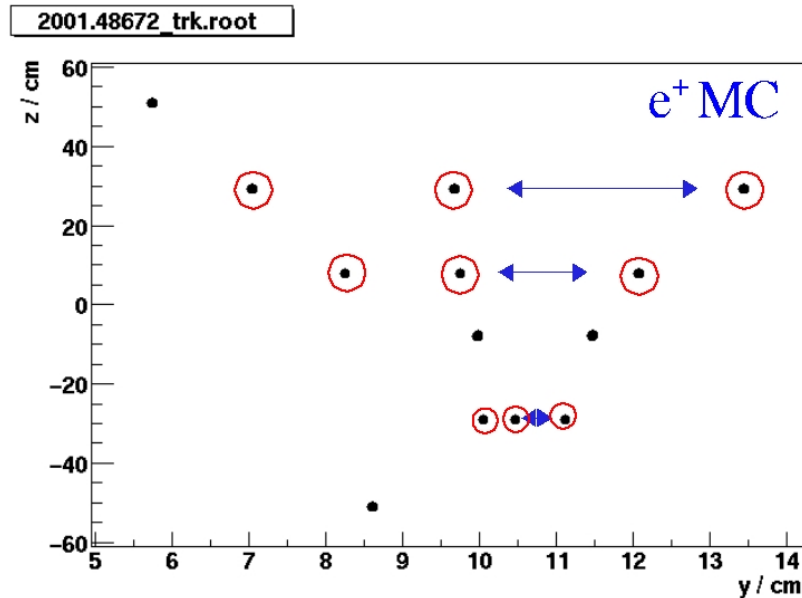


Abbildung 4.4: Beispiel eines Ereignisses mit der gesuchten Topologie. Die schwarzen Punkte markieren die Positionen von Treffern in der yz -Ebene, die Cluster auf Lagen mit genau drei Clustern sind mit roten Kreisen markiert und die Pfeile signalisieren den verlangten zunehmenden Abstand zwischen diesen. Das Magnetfeld ragt senkrecht aus der Zeichenebene heraus.

Abbildung 4.4 illustriert diese Kriterien und zeigt ein MC-Ereignis, das sie erfüllt. Zu sehen ist eine einfache Ereignisvisualisierung, bei der die rekonstruierten Treffer in der yz -Ebene eingezeichnet werden. Das Magnetfeld verläuft in dieser Darstellung senkrecht zur Zeichenebene. Bei dem Primärteilchen handelt es sich um ein e^+ , das von unten kommend in den Detektor einfliegt. Die Aufspaltung der Bahnen der geladenen Teilchen durch die Lorentzkraft ist deutlich zu erkennen.

4.3.4 Spurfindung

In den Ereignissen, die die topologische Analyse bestehen, muss nun die Zuordnung der Cluster zu den drei Spuren erfolgen. Dazu werden drei Spurobjekte (links, mitte, rechts; jeweils bezogen auf die Lage in der yz -Ebene) erzeugt, denen Cluster hinzugefügt werden können. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass ein Cluster z.B. durch Rauschen entstanden ist und somit keiner Spur zuzuordnen ist, oder dass zwei Teilchen so nah beieinander durch den Detektor geflogen

sind, dass sie ihre Energie in demselben Cluster deponiert haben. Hierauf wird in Abschnitt 4.3.4.2 kurz eingegangen. Nach der Spurfindung kann eine Spuranpassung durchgeführt werden, wie sie in Abschnitt 4.3.5 beschrieben wird. Das so erhaltene χ^2 ist ein Maß für die Qualität der Zuordnung der Cluster zu einer gegebenen Spur.

Für die Spurfindung stehen zwei Algorithmen zur Verfügung, die im Folgenden vorgestellt werden. Die sukzessive Spurfindung ist robust und schnell, jedoch nur für Ereignisse geeignet, die mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern aufweisen. Durch geometrische Effekte, bei schräg einfliegenden Teilchen, sowie die relativ geringe Effizienz der Module des verwendeten Silizium-Trackers, haben jedoch häufig auch Ereignisse mit drei Teilchen nur zwei Lagen mit genau drei Clustern. Um solche Ereignisse behandeln zu können, wurde die kombinatorische Spurfindung entwickelt.

Welcher der beiden Algorithmen benutzt wird, kann beim Kompilieren des Analyseprogramms festgelegt werden. Wenn nichts anderes gesagt wird, wurde die sukzessive Spurfindung für Ereignisse mit mindestens drei Trackerlagen mit genau drei Clustern verwendet und die kombinatorische für solche mit zwei Lagen mit drei Clustern.

4.3.4.1 Die sukzessive Spurfindung

Bei der sukzessiven Spurfindung werden zunächst diejenigen Cluster, die sich auf Lagen mit genau drei Clustern befinden, den drei Spurobjekten zugeordnet, und zwar der mit der kleinsten y -Koordinate zur linken Spur, usw. Die Cluster auf den verbleibenden Lagen werden Lage für Lage abgearbeitet. Dabei wird jeder Cluster den drei Spuren probeweise zugeordnet und das χ^2 einer Spuranpassung ermittelt. Die Spur und der Cluster, die das kleinste χ^2 aufweisen, werden einander zugeordnet, falls $\chi^2 < 30$ gilt. Dies wird für die restlichen Spuren und Cluster ggfs. bis zu zweimal wiederholt, abhängig von der Anzahl der Cluster auf der betrachteten Lage.

Diese Methode ist schnell und zuverlässig, sie ist jedoch nur auf Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern anwendbar, da mindestens drei Raumpunkte auf einer Spur nötig sind, um eine Spuranpassung vornehmen zu können (s. Abschnitt 4.3.5).

4.3.4.2 Die kombinatorische Spurfindung

Die kombinatorische Spurfindung wurde mit dem Ziel der Effizienzsteigerung entwickelt. Die Grundidee besteht darin, alle möglichen Hypothesen der Zuordnung der Cluster zu den drei Spuren aufzustellen. Dann werden für jede der Hypothesen drei Spuranpassungen vorgenommen und aus den sich ergebenden χ^2 -Werten $\{\chi_i^2 | i \in \{l(\text{inks}), m(\text{itte}), r(\text{echts})\}\}$ wird ein Wert für die Qualität der Hypothese

ermittelt. Der Vorteil besteht darin, dass bei einer gegebenen Hypothese jede Spur bereits vollständig mit Clustern ausgestattet ist, wenn eine Spuranpassung durchgeführt wird. Dies ermöglicht es auch, Ereignisse mit nur zwei Lagen mit genau drei Clustern zu behandeln.

Generell kann ein Cluster dabei entweder gar keiner oder genau einer Spur zugeordnet werden, nur in dem weiter unten beschriebenen Ausnahmefall auch zwei Spuren gleichzeitig. Auf Lagen mit mehr als drei Clustern erhält jede Spur genau einen Cluster. Außerdem ist die Zuordnung auf Lagen mit genau drei Clustern klar und sie wird daher festgehalten. Die nächste Einschränkung der möglichen Hypothesen geschieht mit der Bedingung

$$y_l < y_m < y_r$$

da man davon ausgeht, dass sich bei der gesuchten Signatur die Bahnen der drei Teilchen im Tracker nicht schneiden.¹ Bei Lagen mit zwei Clustern wird verlangt, dass mindestens einer der Cluster einer der Spuren zugewiesen wird. Die Kombinatorik, die für diesen Algorithmus durchzuführen ist, kann übrigens dadurch erleichtert werden, dass man auf Lagen mit weniger als drei Clustern so genannte „Nullcluster“ hinzufügt, die bei Zuordnung zu einer Spur von dieser einfach ignoriert werden.

Es werden also alle Hypothesen aufgestellt, die diesen Einschränkungen genügen, und für die drei Spuren wird ein Fit durchgeführt, um die χ_i^2 -Werte zu ermitteln. Aus diesen Zahlen muss nun ein Maß für die Qualität der Hypothese ermittelt werden. Dabei wird eine Spur, die einen nicht passenden Cluster zugewiesen bekommen hat, ein hohes χ^2 aufweisen. Wie aus Abbildung 4.7 ersichtlich ist und in Abschnitt 4.3.5 beschrieben wird, folgt jedes der χ_i^2 der χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Die χ^2 -Verteilung mit N Freiheitsgraden ist gegeben durch

$$p(\chi^2, N) = \frac{2^{-N/2}}{\Gamma(N/2)} \chi^{N-2} e^{-\chi^2/2} \quad (4.4)$$

Für jede einzelne Spur gibt die Größe

$$\text{prob}(\chi_i^2, N) = \int_{\chi_i^2}^{\infty} p(\chi'^2, N) d\chi'^2 \quad (4.5)$$

die Wahrscheinlichkeit dafür an, den Wert χ_i^2 oder einen schlechteren zu erhalten. Fasst man sie als neue Zufallsgröße auf, so ist sie gleichverteilt im Intervall $[0, 1]$, da es sich um die Verteilungsfunktion der Zufallsgröße χ_i^2 handelt. Die Qualität der Gesamthypothese wird durch das Produkt q dieser drei Wahrscheinlichkeiten beschrieben:

$$q = \prod_{i \in \{l, m, r\}} \text{prob}(\chi_i^2, 1)$$

¹Abbildung 4.1 scheint dem zu widersprechen. Dort sind jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit die auftretenden Winkel und Krümmungen übertrieben dargestellt.

Die Frage stellt sich nun, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, *bei einer korrekten Hypothese* einen gegebenen Wert von q oder schlechter zu erhalten[72]. Wir nennen sie das Vertrauensniveau für die Hypothese, $CL(q)$. Es sei $\text{prob}(\chi_i^2, 1) \equiv x_i$ und wir betrachten den Raum, der durch die x_i -Achsen aufgespannt wird. Die einzelnen Werte für x_i definieren darin einen Punkt in einem Einheitswürfel. Da die Variablen x_i gleichverteilt sind, ist $CL(q)$ gerade das Volumen des von der Fläche $\prod_{i=1}^3 x_i = q$ nach oben beschränkten Teils dieses Würfels. Der Einheitswürfel hat das Volumen eins, also gilt:

$$CL(q) = 1 - \int_{x_1 x_2 x_3 = q}^{(1,1,1)} dx_1 dx_2 dx_3$$

Umformung der Randbedingung liefert schließlich

$$CL(q) = 1 - \int_q^1 \int_{q/x_3}^1 \int_{q/x_3 x_2}^1 dx_1 dx_2 dx_3 = q \cdot \sum_{j=0}^2 \frac{(-\ln q)^j}{j!} \quad (4.6)$$

Aufgrund seiner Konstruktion als mehrdimensionale Verteilungsfunktion ist CL wiederum gleichverteilt im Intervall $[0, 1]$.

Aus einer Menge von Datenereignissen wurden die sich für alle betrachteten Hypothesen ergebenden Werte von CL histogrammiert, das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Die sehr große Spitze bei null wird von all den Hypothesen

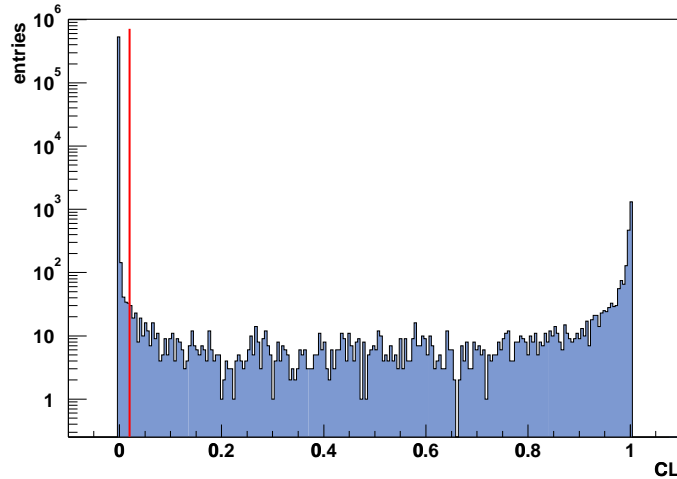


Abbildung 4.5: Verteilung von CL .

erzeugt, die Spuren mit nicht passenden Clustern enthalten. Im Zwischenbereich sieht man sehr schön die erwartete Gleichverteilung. Die Hypothesen mit einem

CL nahe eins enthalten in aller Regel Spuren mit genau drei Clustern. Das ist aber gerade die Mindestzahl für einen Spurfit, und man hat bei der Anpassung nur einen Freiheitsgrad.

Es tritt nun der Effekt auf, dass Hypothesen mit weniger Clustern zu höheren CL -Werten neigen. Wünschenswert ist aber natürlich, alle Cluster, die zu einer Spur gehören, tatsächlich auch zuzuordnen. Beispielsweise wird man bei dem Ereignis aus Abbildung 4.4 alle Cluster auf den ersten fünf Lagen einer Spur zuordnen, während der Cluster auf der sechsten Lage offenbar zu keiner der Spuren gehört. Bei Zuordnung dieses Clusters zu einer der Spuren würde CL dann auch stark absinken. Diese Überlegungen motivieren die folgende Regel für die Auswahl der besten Hypothese der Clusterzuordnung: Aus den Hypothesen mit $CL > 0,02$ werden die mit der größten Gesamtzahl an Clustern ausgesucht. Aus diesen wird dann die mit dem größten CL ausgewählt und weiter betrachtet.

Der vorgestellte Algorithmus ordnet die Cluster bei Ereignissen mit drei Spuren zuverlässig den Spuren zu. Allerdings werden durch die Trimmung auf das Finden von drei Spuren auch dann noch manchmal drei Spuren gefunden, wenn ein Ereignis in Wirklichkeit weniger enthält. Zwei Beispiele hierfür sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Bei dem Ereignis im linken Bild tritt der typische Fall auf,

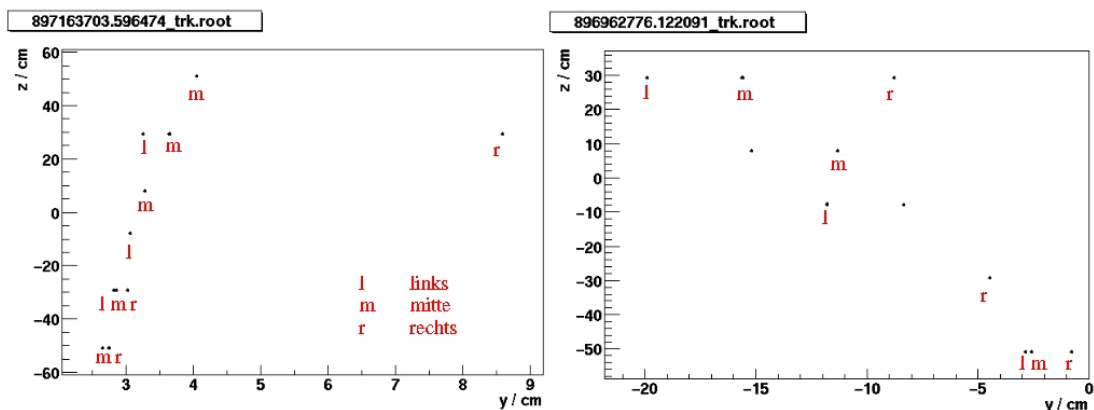


Abbildung 4.6: Beispiel zweier Ereignisse, bei denen der Spurfindungsalgorithmus fälschlicherweise drei Spuren findet. Die Punkte sind Treffer in der yz -Projektion. Die Buchstaben geben die Zuordnung der Cluster zu den drei Spuren an, die der Algorithmus vorgenommen hat.

dass Cluster, die in Wirklichkeit zu einer Spur gehören, auf zwei Spuren verteilt werden, denn eine Spur muss mindestens drei Cluster haben, um gefittet werden zu können. Bei dem Ereignis auf der rechten Seite werden hingegen zwei Cluster nicht zugeordnet, obwohl sie auf einer Spur liegen.

Die ausgewählte Hypothese wird daher dem im Folgenden beschriebenen Test

unterworfen, der prüfen soll, ob einer dieser beiden charakteristischen Fälle eingetreten ist. Die grundsätzliche Idee besteht dabei darin, zu testen, ob sich eine möglichst gute und lange Spur finden lässt, die der Zuordnung der Cluster zu den drei Spuren in der Hypothese widerspricht.

Es werden die folgenden Spurobjekte betrachtet:

- *Die beste der drei Einzelspuren (links, mitte, rechts) aus der erfolgreichen Hypothese*, wobei „gut“ ein kleines χ^2 bedeutet.
- *Die beiden besten erweiterten Mittelspuren.* Hierbei werden der mittleren Spur probeweise Cluster der anderen Spuren zugefügt, und zwar werden alle Kombinationen gefittet, bei denen die mittlere Spur auf Lagen mit drei Clustern einen der drei Cluster und auf Lagen mit einem oder zwei Clustern, auf denen eine andere Spur einen Cluster, die mittlere Spur aber keinen hat, jeweils einen Cluster erhält. Auf den anderen Lagen werden die Cluster verwendet, die die mittlere Spur auch in der ausgewählten Hypothese hat. Wurde auf einer Lage mit einem oder zwei Clustern keiner der Cluster vergeben, so ist dies ein Anzeichen dafür, dass es sich um durch Rauschen erzeugte Cluster handelt.

Eine so erweiterte Mittelspur wird betrachtet, wenn sie maximale Länge hat, d.h. sechs minus die Anzahl der Lagen mit null Clustern und der Lagen, auf denen kein Cluster zugewiesen wurde, und wenn ihr χ^2 weiterhin „klein“ ist: $\chi^2 < 2,7$. (Es gilt: $\text{prob}(2, 7; 1) \approx 0,1$.)

- *Die beiden besten Ntupel-Spuren.* Die AMS01-Standard-Software enthält ebenfalls einen Spurfindungsalgorithmus, der allerdings für Ereignisse ausgelegt ist, die nur ein Teilchen enthalten. Diese Software stellt einige mögliche Spuren zusammen und speichert sie im Ntupel ab. Diejenigen Spuren, die maximale Länge und kleines χ^2 aufweisen, werden betrachtet.

Aus diesen Spuren, die zum Teil identisch sein können, werden wiederum die beiden besten ausgewählt. Diese werden dann mit den drei Einzelspuren verglichen: Enthält eine der Vergleichsspuren zwei Cluster, die verschiedenen Einzelspuren zugeordnet wurden, oder enthält eine der Vergleichsspuren einen Cluster, der keiner der Einzelspuren zugeordnet wurde, so wird die ausgewählte Hypothese und somit das Ereignis als ganzes verworfen. In den folgenden Fällen wird dieser Test nur mit der besten der beiden Vergleichsspuren durchgeführt:

- *Die beiden besten Spuren haben mindestens zwei Cluster gemeinsam.* Die Motivation für die Betrachtung der zwei besten Spuren liegt darin, Ereignisse auszusondern, die in Wirklichkeit zwei Spuren enthalten. Davon ist in diesem Fall aber nicht auszugehen.
- *Die beste Spur ist eine der drei Einzelspuren und die beiden besten Spuren teilen sich mindestens einen Cluster und die zweitbeste enthält keinen Cluster, der nicht von den Einzelspuren benutzt wird.* Es soll vermieden werden,

dass Ereignisse zurück gewiesen werden, in denen zwei Cluster sehr dicht neben einander liegen, so dass eine Spur mit beiden Clustern ein niedriges χ^2 erhält.

Die Hypothese wird nun noch mit allen Spuren aus dem Ntupel verglichen und verworfen, falls alle Ntupel-Spuren im Vergleich mit den drei Spuren eine der folgenden Bedingungen erfüllen:

- *Ntupel-Spur kreuzt alle drei Spuren.*
- *Ntupel-Spur enthält mindestens zwei Cluster, die keiner der drei Spuren zugeordnet sind.*
- *Ntupel-Spur kreuzt zwei Spuren und enthält mindestens einen Cluster, der keiner der drei Spuren zugeordnet ist.*

Der vorgestellte Algorithmus kann auch auf Ereignisse angewandt werden, die zwei Lagen mit genau drei Clustern aufweisen und eine Lage mit zwei bzw. zwei Lagen mit einem Cluster. In diesem Fall darf einer der Cluster auf Lagen mit weniger als drei Clustern zwei Spuren gleichzeitig zugeordnet werden, aber nur, wenn er sich in Flugrichtung vor der ersten Lage mit drei Clustern befindet. Diese Art von Ereignissen ist jedoch sehr selten.

Auf einen Satz von e^+ -MCs wurde die sukzessive Spurfindung für Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern („ $\geq 3 \times 3$ “) angewandt. Zusätzlich wurden die Ereignisse mit genau zwei Lagen mit drei Clustern („ 2×3 “) der kombinatorischen Spurfindung unterworfen, bei ansonsten gleicher Analyse, wie sie im Folgenden noch vorgestellt wird. Dabei stellt man, wie in Abschnitt 5.2.5 genauer ausgeführt wird, eine Erhöhung der Effizienz um etwas mehr als 40% durch den Einsatz der kombinatorischen Spurfindung fest. Für das Verhalten der Reinheit bezüglich des richtigen Ladungsvorzeichens wird auf Abschnitt 5.1.3 verwiesen. Das Verhalten bei hadronischen Ereignissen kann erst bei Vorliegen eines umfangreichen Satzes an Proton-MCs untersucht werden.

Die kombinatorische Spurfindung ist im Vergleich zur sukzessiven sehr rechenintensiv. Sei n_i die Anzahl der Cluster auf Lage i , dann gilt für die Anzahl N_H der zu testenden Hypothesen nach den Regeln der Kombinatorik:

$$N_H = \prod_{i=1}^6 B(n_i) \quad \text{mit} \quad B(n) = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 4 & n = 1 \\ 9 & n = 2 \\ 1 & n = 3 \\ \binom{n}{3} & n > 3 \end{cases} \quad (4.7)$$

Für $n = 1$ gibt es die Möglichkeiten $\{l,m,r,/ \}$, für $n = 2$ $\{lm,lr,mr,l/,/l,m/,/m,r/,/r \}$, für $n = 3$ nur $\{lmr \}$ und für $n > 3$ hat man aus n Clustern drei auszuwählen,

die Reihenfolge ist dann durch die y -Koordinaten festgelegt. Dabei bedeutet „/“ Nichtzuweisung eines Clusters.

Eine Rechenzeiterparnis wird dadurch erreicht, dass in vielen Hypothesen immer wieder dieselben Spuren vorkommen. Daher wird für jede Spur das aus der Spuranpassung erhaltene χ^2 abgespeichert. Zudem wird ein Ereignis verworfen, das eine der folgenden Bedingungen erfüllt:

- ≥ 1 Lage mit ≥ 12 Clustern
- ≥ 2 Lagen mit ≥ 6 Clustern
- ≥ 3 Lagen mit ≥ 4 Clustern

4.3.4.3 Zuordnung zum Primärteilchen

Nach der Spurfundung muss nun noch entschieden werden, welche der drei Spuren zum Primärteilchen gehört, da bei einem Signalereignis stets zwei Teilchen gleicher Ladung im Detektor vorhanden sind. Es wird stets angenommen, dass das Primärteilchen die mittlere Spur erzeugt.

Wir betrachten ein einfliegendes Positron. Seien p_{prim} der Impuls des Primärteilchens vor Eintritt in den Detektor, p_γ der Impuls des abgestrahlten Bremsstrahlungsphotons und p_{sec}^+ und p_{sec}^- die Impulse der Sekundärteilchen. Wenn $p_{\text{sec}}^+ > p_{\text{prim}} - p_\gamma$ gilt, ist der Impuls des sekundären Positrons größer als der des primären nach der Abstrahlung, sein Krümmungsradius im Magnetfeld ist demzufolge ebenfalls größer und das sekundäre Positron wird die mittlere Spur liefern. Mit $p_\gamma = p_{\text{sec}}^+ + p_{\text{sec}}^-$ ist die obige Bedingung dafür, dass die gemachte Annahme falsch ist, äquivalent zu

$$p_{\text{sec}}^+ > \frac{1}{2}(p_{\text{prim}} - p_{\text{sec}}^-)$$

MC-Studien zeigen, dass die gemachte Annahme in mehr als 90% der Fälle richtig ist, und sie wird schließlich auch durch den Wirkungsquerschnitt (4.1) gerechtfertigt.

Die Ladung des Primärteilchens wird aber in jedem Fall aus der Summe der Ladungen der drei Spuren ermittelt und ist somit unabhängig von der korrekten Zuordnung der Spuren.

4.3.5 Spuranpassung

Die Bewegungsgleichung für ein Teilchen der Ladung e in einem magnetischen Feld \mathbf{B} lautet

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.8)$$

wobei t für die Zeit und \mathbf{p} und \mathbf{v} für Impuls und Geschwindigkeit des Teilchens stehen. Ist \mathbf{B} homogen, so ist die sich ergebende Trajektorie eine Helix. Das

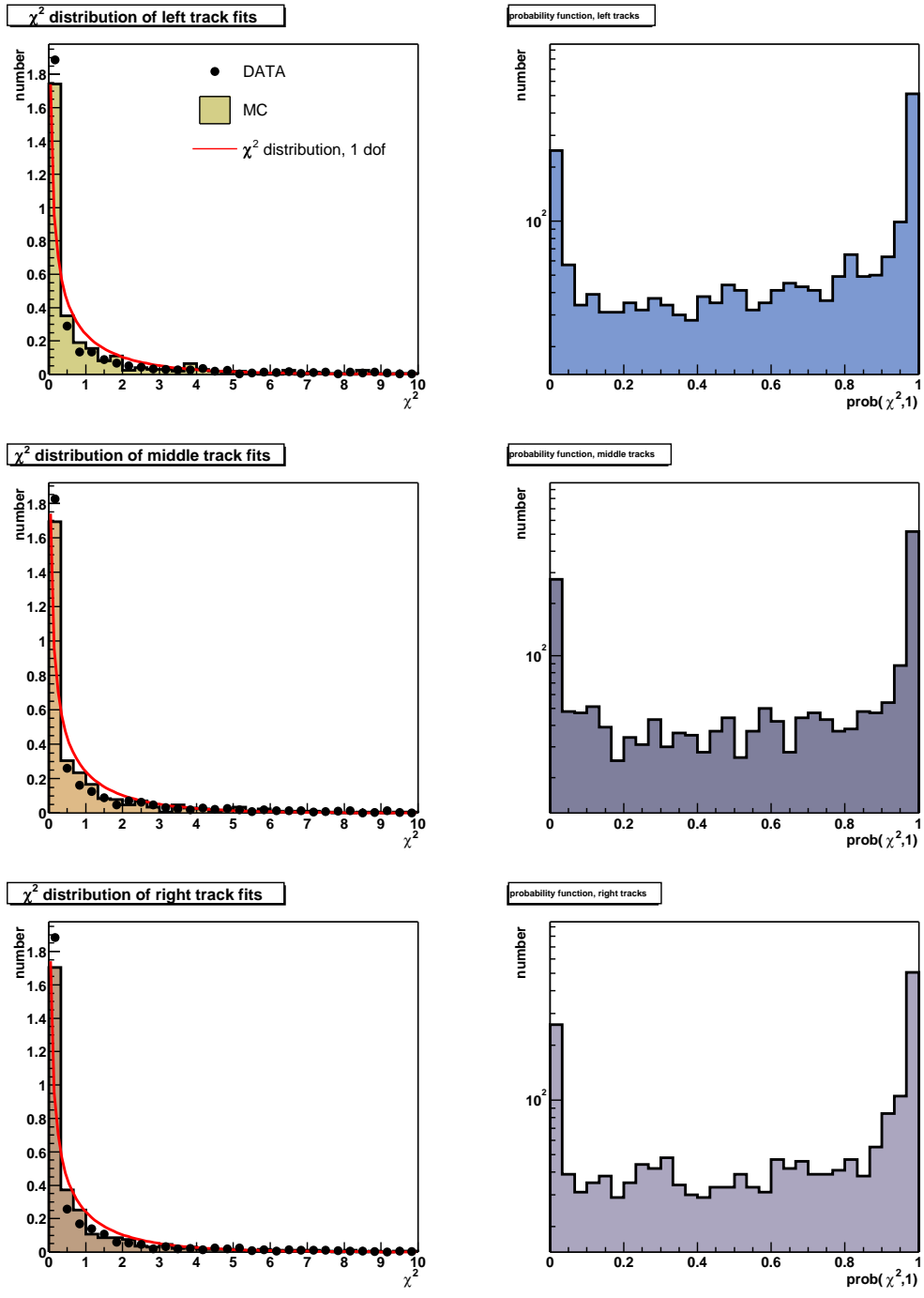


Abbildung 4.7: Verteilung der χ^2 -Werte der Spuranpassung für Daten und MCs, zusammen mit der χ^2 -Verteilung für einen Freiheitsgrad (*links*) und der entsprechenden $\text{prob}(\chi^2, 1)$ -Werte (*rechts*, nur Daten). Die Verteilungen sind getrennt für die linke, mittlere und rechte Spur aufgetragen (*von oben nach unten*).

Feld im AMS01-Detektor ist inhomogen, daher werden numerische Methoden zur Lösung der Bewegungsgleichung verwendet, aber dennoch kann die Trajektorie durch eine Helix angenähert werden.

Die Bahn eines Teilchens wird beschrieben durch fünf Spurparameter

$$\left\{ x, \frac{dx}{dz}, y, \frac{dy}{dz}, \frac{1}{p} \right\}_{z=z_0}$$

auf einer gegebenen Ebene $z = z_0$. Das Ziel der Spuranpassung ist es nun, aus einem Satz von Koordinaten $\{\mathbf{x}_i\}$ entlang der Spur diese Parameter zu ermitteln. Dazu wird ein iterativer Algorithmus[67] benutzt, der in der AMS-Standardsoftware umgesetzt wurde[63]. Dabei wird die Größe

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{x_i^m - x_i}{\sigma_{xi}} \right)^2 + \left(\frac{y_i^m - y_i}{\sigma_{yi}} \right)^2$$

minimiert, wobei der Index m eine gemessene Koordinate bezeichnet, während eine Koordinate ohne oberen Index extrapoliert ist, und σ kennzeichnet einen Messfehler. Der Wert von χ^2 nach der letzten Iteration wurde in Abschnitt 4.3.4 als Maß für die Güte der Spuranpassung verwendet. Bei einer Spuranpassung werden jeweils alle Kombinationen von Treffern aus den einzelnen Clustern durchgetestet, und die mit dem kleinsten χ^2 wird zur Bestimmung der Spurparameter herangezogen.

Abbildung 4.7 zeigt links die Verteilung der in der Spuranpassung erhaltenen χ^2 -Werte, und zwar für Daten (aufwärts, $\geq 3 \times 3$, die schwarzen Kreise) und für e^+ -MCs (aufwärts, $\geq 3 \times 3$, die Histogramme), jeweils skaliert auf das Einheitsintegral. Zur Spurfindung wurde dabei die sukzessive Methode verwendet. Die in rot eingezeichnete Kurve ist eine χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Auf der rechten Seite von Abbildung 4.7 ist die entsprechende Verteilung der $\text{prob}(\chi^2, 1)$ -Werte für die Daten zu sehen. Sie ist flach mit Ausnahme der Spitzen bei eins, erzeugt von Spuren, die gerade die Mindestanzahl an Clustern für eine Spuranpassung haben, und null, erzeugt von falschen Spurfypothesen.

4.3.5.1 Koordinatentransformation zur Verbesserung der Auflösung

Es wurden Tests der verwendeten Spuranpassungsroutine `tkfitg` durchgeführt, indem sie mit Punkten, die auf einer idealen Helix liegen, und einem homogenen Magnetfeld als Eingabe benutzt wurde. Dabei wurde festgestellt, dass die Fehler einiger der von der Routine ermittelten Helixparameter signifikant größer sind, wenn die Punkte in aufsteigender z -Reihenfolge übergeben werden, als wenn sie in absteigender z -Reihenfolge übergeben werden. Dieser Umstand ist für die Analyse von „Aufwärts“-Ereignissen natürlich höchst unerwünscht, da dort die Messpunkte genau in dieser Reihenfolge vorliegen. Eine Inspektion des Quellcodes ergab, dass die Punkte intern wieder in die absteigende z -Reihenfolge gebracht

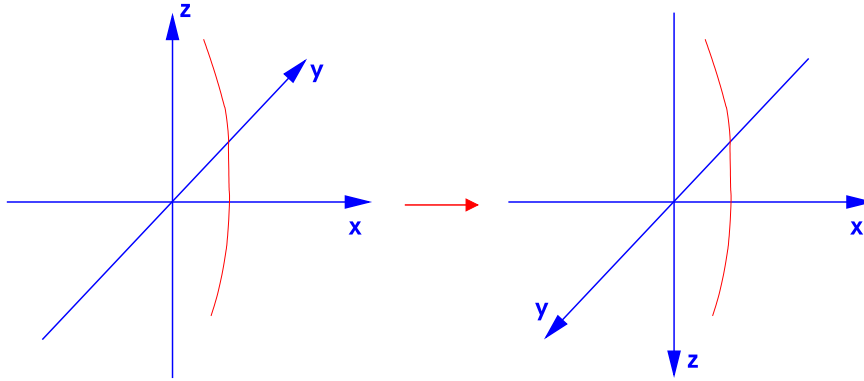


Abbildung 4.8: Prinzip der internen Koordinatentransformation für die „Aufwärts“-Analyse.

werden und nach erfolgter Anpassung von der ersten auf die letzte z -Ebene mit `grkuta` (Abschnitt 4.3.6) propagiert werden. Durch diese zusätzliche Propagation entsteht der größere Fehler.

Man kann nun auch nicht einfach die Punkte umsortieren, da die Routine die Parameter für die z -Ebene des ersten übergebenen Punktes zurück gibt, was wiederum eine Propagation durch das Magnetfeld nötig machen würde, um die Werte auf der in Flugrichtung ersten Ebene zu erhalten, wie es für die folgende Vertexfindung notwendig ist.

Zur Lösung dieses Problems wird bei der „Aufwärts“-Analyse intern eine Koordinatentransformation in Form einer Rotation um 180° durchgeführt, wie sie in Abbildung 4.8 skizziert ist. Dann liegen die Spurpunkte bei einem „Aufwärts“-Ereignis wiederum in absteigender z -Reihenfolge vor, genau wie von `tkfitg` benötigt. Vor dem Abspeichern der Ergebnisse der Analyse werden alle betrachteten Größen wieder zurücktransformiert.

Die Transformation wird beschrieben durch die Matrix

$$\mathcal{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \pi & \sin \pi \\ 0 & -\sin \pi & \cos \pi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Ein Vektor \mathbf{x} bzw. ein Vektorfeld $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ transformieren sich dann gemäß

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathcal{R}\mathbf{x} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{B}(\mathbf{x}) \rightarrow \mathcal{R}\mathbf{B}(\mathcal{R}^{-1}\mathbf{x}) \quad (4.9)$$

Die erreichte Verbesserung wird in den Abbildungen 4.9 und 4.10 demonstriert. Dazu wurde für einen Satz Aufwärts- e^+ -MCs der tatsächliche Fehler der von der Spuranpassung ermittelten fünf Spurparameter $x, y, n_x/n_z \equiv dx/dz, n_y/n_z$ und $\lambda \equiv 1/p$ aus Generator-Informationen berechnet und histogrammiert, hier beispielhaft für die jeweils linke Spur. Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse ohne die

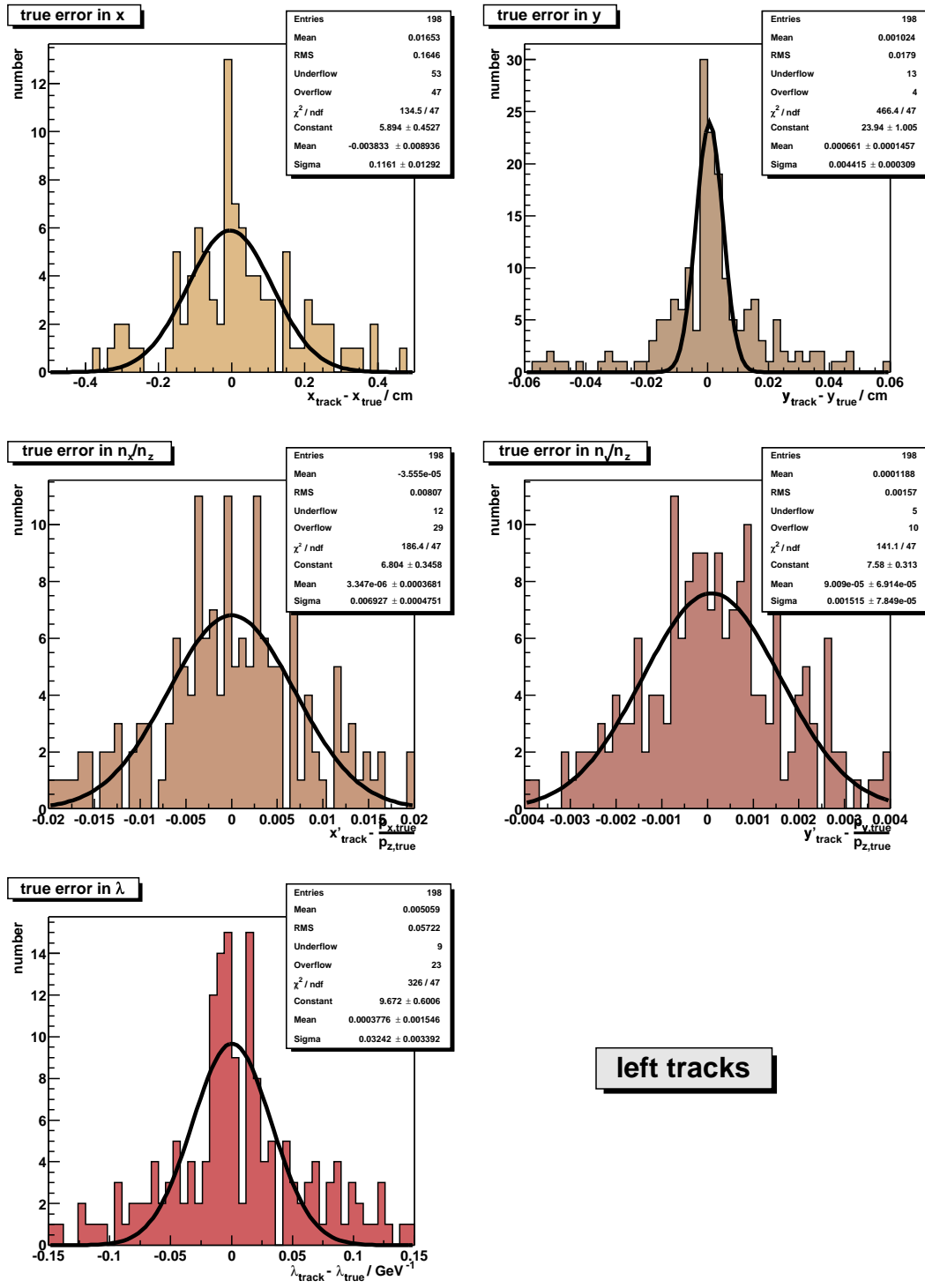
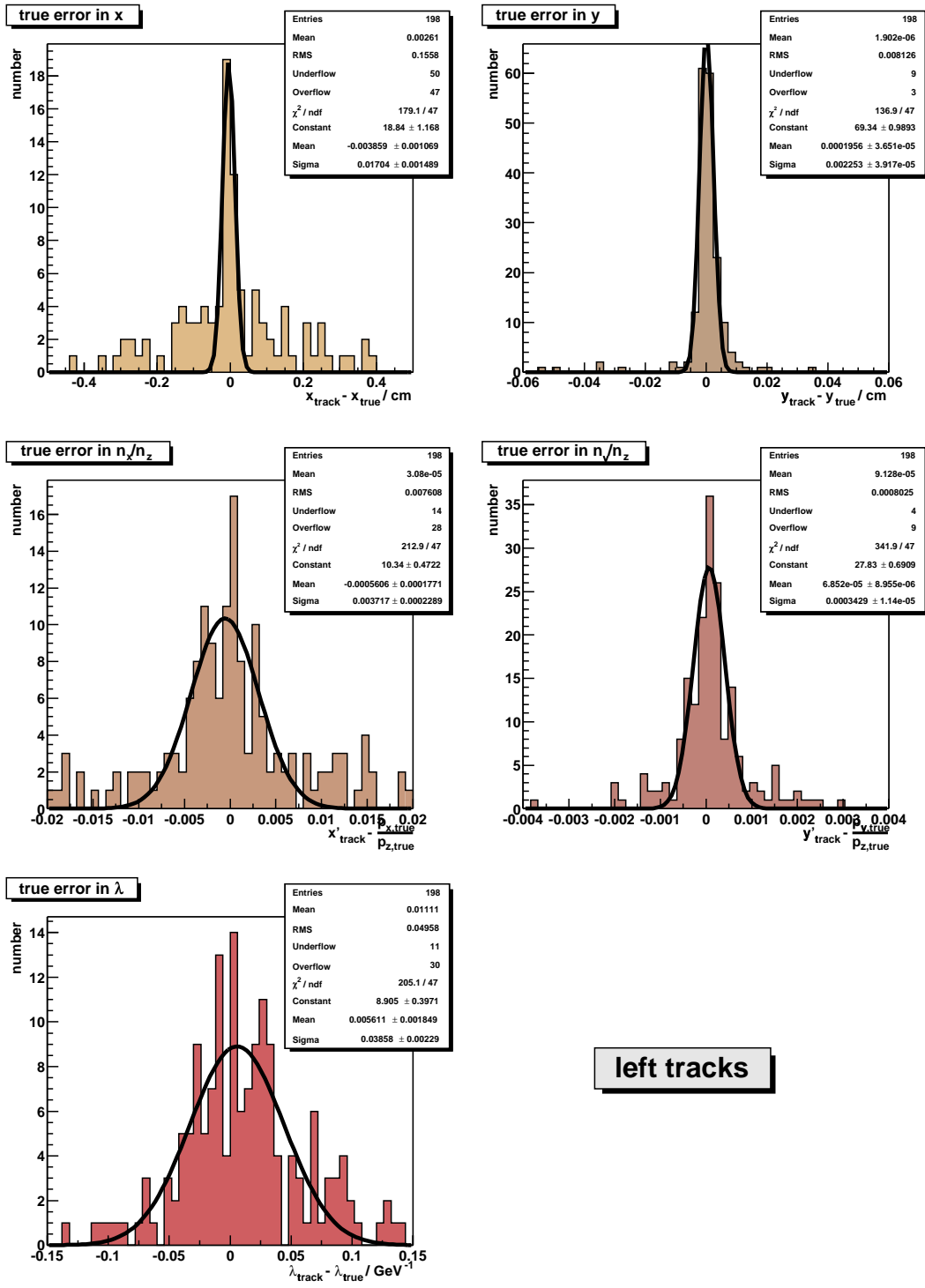


Abbildung 4.9: Fehler der von der Spuranpassung ermittelten Spurparameter $x, y, n_x/n_z, n_y/n_z, \lambda \equiv 1/p$ ohne die Koordinatentransformation, am Beispiel der linken Spur.



left tracks

Abbildung 4.10: Fehler der von der Spuranpassung ermittelten Spurparameter $x, y, n_x/n_z, n_y/n_z, \lambda$ nach der Koordinatentransformation, am Beispiel der linken Spur.

	linke		mittlere		rechte		Spur
	ohne	mit	ohne	mit	ohne	mit	Rotation
$\sigma(\Delta x)/cm$	0,12	0,02	0,017	0,017	0,12	0,04	
$\sigma(\Delta y)/cm$	0,004	0,002	0,003	0,002	0,009	0,002	
$\sigma(\Delta n_x/n_z)$	0,007	0,004	0,006	0,001	0,004	0,002	
$\sigma(\Delta n_y/n_z)$	0,0015	0,0003	0,0007	0,0002	0,0015	0,0005	
$\sigma(\Delta\lambda)/GeV^{-1}$	0,032	0,039	0,011	0,011	0,052	0,057	

Tabelle 4.1: Vergleich der Standardabweichungen der Spurparameter mit und ohne Koordinatentransformation für die drei Spuren.

hier beschriebene interne Rotation, Abbildung 4.10 mit ihr, und zwar am Beispiel der linken Spur. An die Histogramme wurden jeweils Gauß-Verteilungen angefitet. Die sich ergebenden Standardabweichungen sind für alle Spuren in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Beim Vergleich der Abbildungen und der Tabelle stellt man fest, dass sich der größte Effekt für n_y/n_z ergibt, hier beträgt die Verbesserung mehr als einen Faktor vier. Im Fall von y wird der Fehler um etwa einen Faktor zwei kleiner, außerdem werden die nicht-gaußischen Ausläufer deutlich verringert. Die Erklärung, dass gerade diese beiden Parameter verbessert werden, ist darin zu suchen, dass die Teilchenbahn in der xz -Ebene näherungsweise eine Gerade ist.

Der Fehler auf den inversen Impuls bleibt praktisch gleich, da diese Größe bei der zusätzlichen Propagation schließlich nicht geändert wird. Die Verteilung von λ folgt einer verzerrten Gauß-Verteilung, der Grund hierfür liegt in der Energieabhängigkeit der Impulsauflösung, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben. Die Δx -Verteilungen werden in Abschnitt 4.3.5.2 näher betrachtet.

Man stellt fest, dass die erreichte Verbesserung abhängig vom Impuls der Spur und damit der Bahnkrümmung im Magnetfeld ist. So fallen die Effekte für die mittlere Spur, die im Mittel einen höheren Impuls hat, etwas geringer aus.

Es sei noch die technische Bemerkung gemacht, dass das Magnetfeld hier unverändert benutzt werden kann. Die Datei, in der das Magnetfeld gespeichert ist, enthält nämlich nur Werte für den ersten Oktanten ($x, y, z > 0$). Sei dieses gespeicherte Feld mit $\tilde{\mathbf{B}}$ bezeichnet und $s_x \equiv \text{sign}(x)$. Dann wird das Feld für beliebiges \mathbf{x} berechnet zu $\mathbf{B}(\mathbf{x}) = (\tilde{B}_x, \tilde{B}_y s_x s_y, \tilde{B}_z s_x s_z)$. Für das transformierte Feld gilt dann aber wegen (4.9):

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \tilde{B}_x \\ \tilde{B}_y s_x s_y \\ \tilde{B}_z s_x s_z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \tilde{B}_x \\ -\tilde{B}_y s_x (-s_y) \\ -\tilde{B}_z s_x (-s_z) \end{pmatrix} = \mathbf{B}$$

4.3.5.2 Fehler in x

Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung der aus Generatorinformationen ermittelten Fehler Δx der x -Koordinate des rekonstruierten Startpunkts bei einem Satz von MCs, die den Durchgang von Myonen durch den Detektor simulieren und jeweils nur eine Spur pro Ereignis enthalten. Wie in Abschnitt 4.3.1 erwähnt wurde,

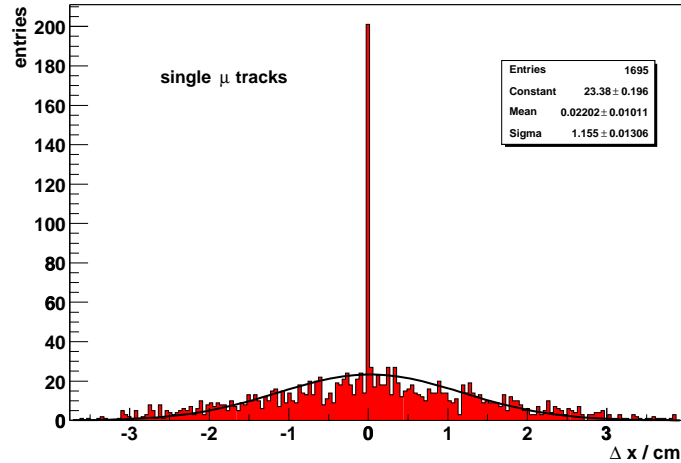


Abbildung 4.11: Verteilung von Δx für MC- μ -Einzelspuren.

zerfallen die rekonstruierten Treffer in solche mit einem σ_x von $34 \mu m$ bzw. $68 \mu m$ und in solche mit $\sigma_x \approx 1 cm$. Daher zerfallen auch die Rekonstruktionen in zwei Gruppen. Bei der einen ist Δx groß, entsprechend der hier zu sehenden Gauß-Verteilung, bei der anderen entsprechend klein. Wegen der gewählten Binbreite findet sich diese Verteilung in der Spitze bei null wieder.

4.3.6 Vertexfindung

Das endgültige Ziel der Rekonstruktion besteht darin, die Spurparameter, insbesondere den Impuls, des Primärteilchens zu bestimmen und mit den ermittelten geometrischen Größen eine e^\pm -Identifikation vornehmen zu können. Dazu müssen die Vertizes der Abstrahlung des Bremsstrahlungsphotons und seiner Konversion gefunden werden. Nach erfolgter Spuranpassung stehen die Spurparameter der drei Einzelspuren, jeweils auf der Ebene des ersten Messpunktes zur Verfügung. Zunächst wird das Bremsstrahlungsphoton rekonstruiert. Mit der `grkuta`-Routine aus GEANT 3[75] können Spuren durch das Magnetfeld propagiert werden. Die Routine erhält die Parameter $\{x, y, z, p_x/p, p_y/p, p_z/p, p\}$ sowie die Ladung des Teilchens und die Schrittweite s der Propagation als Eingabe und liefert diese Parameter nach Propagation um s zurück. Zu Beginn wird die linke bzw. rechte

Spur mit einer Schrittweite von $s = 100 \mu m$ propagiert, bis $|z_l - z_r| < s/2$ gilt. Dann werden beide Spuren parallel rückwärts propagiert, bis $\Delta y_{lr} \equiv |y_l - y_r|$ ein Minimum erreicht. Aus den Parametern an dieser Stelle wird der Vertex \mathbf{x}_γ der Photonkonversion als $\mathbf{x}_\gamma = \frac{1}{2}(\mathbf{x}_l + \mathbf{x}_r)$ berechnet. Aus dem Satz über die Impulserhaltung folgt $\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_l + \mathbf{p}_r$. Der Öffnungswinkel α ergibt sich zu $\alpha = \arccos \frac{\mathbf{p}_l \cdot \mathbf{p}_r}{|\mathbf{p}_l| \cdot |\mathbf{p}_r|}$.

Jetzt wird die mittlere Spur bis $x_{\gamma z}$ zurück propagiert, und anschließend werden das rekonstruierte Photon und die mittlere Spur durch das Magnetfeld verfolgt, bis $\Delta y_{\gamma m} \equiv |y_\gamma - y_m|$ minimal wird. Der Vertex und der Winkel ϑ der Photonabstrahlung werden analog zu oben berechnet. Der Gesamtimpuls p des in den Detektor eingetretenen Teilchens wird aus der Summe der drei Einzelspuren errechnet: $p = p_l + p_m + p_r$.

4.4 Selektionsschnitte

In der Menge von Ereignissen, die die topologische Analyse passiert und die Rekonstruktion abgeschlossen haben, befinden sich wie gesagt noch solche, in denen andere Teilchen als die gesuchten Positronen und Elektronen die Signatur vortäuschen, hauptsächlich Protonen. Um nun die Signalereignisse zu extrahieren, werden Schnitte auf die im Folgenden vorgestellten, von der Analyse rekonstruierten physikalischen Größen angewendet. Ein Ereignis, das alle genannten Schnittbedingungen erfüllt, wird als Signalereignis gezählt. Die Entscheidung, ob es sich um ein e^+ oder ein e^- handelt, wird dann getroffen, indem die Gesamtladung der drei Spuren aufsummiert wird.

Die Ermittlung des Positronenanteils erfolgt schließlich durch einfaches Zählen von Ereignissen, die als Durchgang eines Positrons bzw. Elektrons klassifiziert wurden. Der Vorteil bei der Messung des Positronenanteils anstelle des absoluten Flusses liegt dabei darin, dass der Fehler der Akzeptanzbestimmung auf die Größe $e^+/(e^+ + e^-)$ keinen Einfluss hat. Außerdem kürzen sich Effekte der solaren Modulation, soweit sie unabhängig vom Ladungsvorzeichen verlaufen, und Effekte des Erdmagnetfeldes, die die beobachteten Flüsse beeinflussen, heraus.

Die Schnitte können in Qualitäts- und physikalische Schnitte eingeteilt werden. Die erste Gruppe soll Ereignisse ausfiltern, in denen die Rekonstruktion von mangelhafter Qualität ist. Die physikalischen Schnitte zielen dann darauf ab, den Untergrund abzutrennen, indem man die unterschiedlichen Eigenschaften, zum Beispiel von Protonen und Positronen, ausnutzt.

4.4.1 Qualitätsschnitte

4.4.1.1 Mindestimpuls

Die verwendete Spuranpassungsroutine funktioniert nur zuverlässig für Spuren mit einem Mindestimpuls von $p > 0,1 \text{ GeV}$. Daher muss diese Bedingung von allen drei Spuren in einem Ereignis erfüllt werden.

4.4.1.2 Höchstimpuls

Es werden nur Ereignisse mit einem Gesamtimpuls $p_{\text{ges}} < 50 \text{ GeV}$ betrachtet, da oberhalb dieser Grenze die Impulsbestimmung ungenau wird, wie in Abschnitt 5.2.1 gezeigt wird.

4.4.1.3 Vorzeichen des Impulses der Sekundärspuren

Bei der gesuchten Signatur muss bei von unten in den Detektor einfliegenden Teilchen („aufwärts“) die linke Spur mit negativ und die rechte Spur mit positiver Ladung rekonstruiert worden sein, und umgekehrt bei von oben kommenden Teilchen („abwärts“). Ereignisse, die dieses Kriterium nicht erfüllen, werden nicht weiter betrachtet.

4.4.1.4 Ausschluss von in der Raumstation *Mir* erzeugten Teilchen

Während die *Discovery* an die Raumstation *Mir* angedockt war, konnte der AMS01-Detektor von Teilchen getroffen werden, die sekundärer Natur waren und aufgrund von Wechselwirkungen primärer Komponenten der kosmischen Strahlung mit dem Material der Raumstation entstanden sind. Man beobachtet einen klaren Exzess von Teilchen aus der Richtung der *Mir* in dieser Phase[59]. Daher werden Kandidaten, die während der Periode der Andockung aus dieser Richtung kamen, ausgeschlossen[58]. Hiervon sind natürlich nur „Abwärts“-Ereignisse betroffen.

4.4.1.5 Übereinstimmung von Flugrichtung und Topologie

Um zu überprüfen, ob bei einem Ereignis, das die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene Topologie aufweist, das Primärteilchen auch tatsächlich aus der entsprechenden Richtung in den Detektor eingeflogen ist, kann die vom TOF-System gemessene Flugzeitdifferenz Δt herangezogen werden. Sie wird aus den von den ersten drei Lagen gemessenen Durchgangszeiten t_i gemäß

$$\Delta t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) - t_3 \quad (4.10)$$

bestimmt. Die vierte Lage wird hierbei nicht verwendet, da sie unzuverlässige Zeitmessungen liefert, was durch Probleme mit der Hochspannungsversorgung

dort zu erklären ist[76].

In Abbildung 4.12 sind die gemessenen Verteilungen für die Flugzeit Δt zu se-

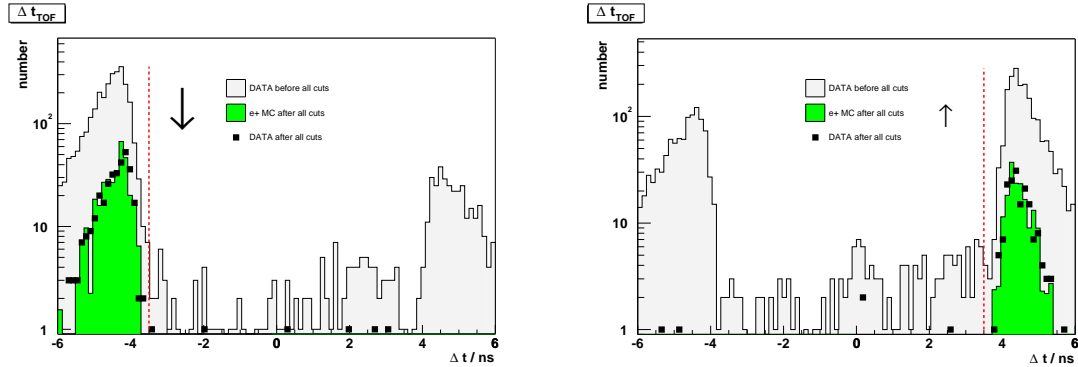


Abbildung 4.12: Flugzeitverteilungen, beispielhaft für „ $\geq 3 \times 3$ “-Ereignisse in den Daten, für die Topologien „abwärts“ (*links*) und „aufwärts“ (*rechts*), jeweils vor allen (*hellgraues Histogramm*) und nach allen übrigen Schnitten (*schwarze Quadrate*). Zum Vergleich ist die bei e^+ -MC-Ereignissen erhaltene Verteilung eingezeichnet. (*grünes Histogramm*)

hen, und zwar für Daten mit $\geq 3 \times 3$ Clustern, jeweils getrennt nach Ereignissen, in denen die topologische Analyse eine Drei-Spur-Topologie mit abwärts bzw. aufwärts fliegendem Primärteilchen festgestellt hat. Der Fall $\Delta t > 0$ entspricht dabei einem aufwärts fliegenden Teilchen.

Wie man aus der Abbildung erkennen kann, befindet sich der Großteil der Ereignisse auf der richtigen Seite der Verteilungen. Die Ausläufer werden dabei von Teilchen gebildet, die entweder schräg in den Detektor einfliegen oder langsamer als die Lichtgeschwindigkeit sind. Allerdings gibt es auch Ereignisse, in denen eine der Flugrichtung eines Teilchens entgegengesetzte Topologie gefunden wird, und solche, in denen unphysikalischerweise $\frac{\Delta z_{\text{TOF}}}{\Delta t} > c$ gilt. Diese Ereignisse sollen durch die angedeuteten Schnitte von $\Delta t < -3,5 \text{ ns}$ (abwärts) bzw. $\Delta t > 3,5 \text{ ns}$ (aufwärts) eliminiert werden.

In Abbildung 4.12 ist auch die Verteilung zu sehen, die man erhält, wenn man alle sonstigen in diesem Kapitel beschriebenen Schnitte vorher auf den Datensatz anwendet. Zusammen mit der topologischen Analyse ergibt sich dadurch offenbar schon eine sehr gute Bestimmung der Flugrichtung. Zum Vergleich ist die Verteilung eingetragen, die sich für ein e^+ -MC nach Normierung auf gleiches Integral ergibt.

Die im Folgenden gezeigten Schnittgrößenverteilungen wurden nun jeweils nach den in den Abschnitten 4.4.1.1, 4.4.1.2, 4.4.1.3 und 4.4.1.5 beschriebenen Schnitten erstellt. Damit werden offensichtlich falsche Ereignisse nicht aufgenommen und es wird insbesondere sichergestellt, dass das Ladungsvorzeichen des Pri-

märteilchens in der Regel richtig rekonstruiert wurde und man die Verteilungen getrennt nach dieser Größe auftragen kann. Würde man aber die Schnittgrößenverteilungen jeweils nach allen anderen Schnitten machen, wäre die Statistik stets sehr gering und die Verteilungen daher nicht besonders aussagekräftig.

Da das Energiespektrum der im Monte Carlo generierten Ereignisse nicht mit demjenigen in der kosmischen Strahlung übereinstimmt, werden die Verteilungen

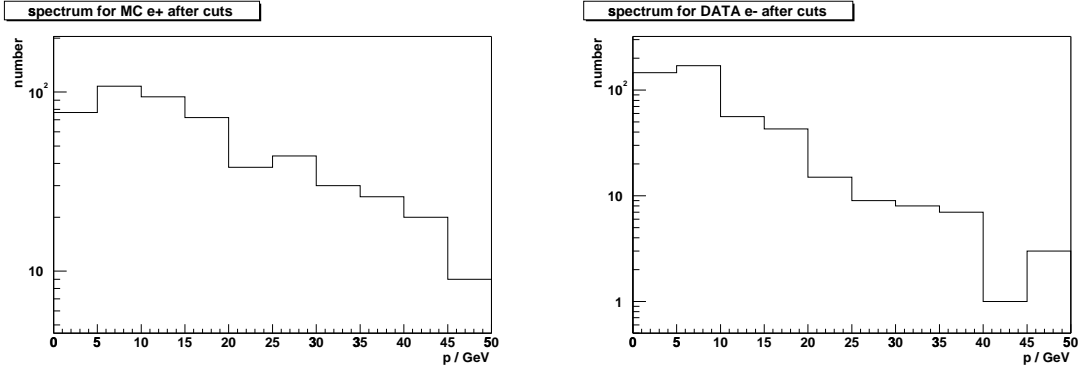


Abbildung 4.13: Impulsverteilung der „ e^+ “-Kandidaten aus e^+ -MCs, $N_{\text{MC}}(p)$, (*links*) und der „ e^- “-Kandidaten aus den Daten, $N_{\text{DATA}}(p)$, (*rechts*), jeweils am Ende der Analyse.

für die e^+ -MCs stets energiegewichtet aufgetragen. Die Gewichtung erfolgt mit dem Quotienten $N_{\text{DATA}}(p)/N_{\text{MC}}(p)$. Dabei ist $N_{\text{MC}}(p)$ die Zahl der „ e^+ “-Kandidaten, die am Ende der im Folgenden vorgestellten Analyse in dem e^+ -MC beim Impuls p erhalten werden, und $N_{\text{DATA}}(p)$ ist analog die Zahl der „ e^- “-Kandidaten in den Daten. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abbildung 4.13 zu sehen. Es handelt sich zunächst um eine relative Gewichtung, die Art der Normierung der MC-Verteilung auf die entsprechende Verteilung in den Daten wird im Folgenden jeweils angegeben.

4.4.1.6 Rekonstruktion des Sekundärvertex

Damit man noch sinnvollerweise von einem Vertex sprechen kann, darf der Abstand der beiden betrachteten Spuren dort nicht zu groß sein. Wegen der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Ungenauigkeit der x -Koordinaten wird hier nur die Differenz Δy_{sec} der y -Koordinaten am Vertex betrachtet. Ihre Verteilung ist in den Abbildungen 4.14 und 4.15 zu sehen, und zwar für Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern bzw. für solche mit genau zwei Lagen mit drei Clustern, jeweils getrennt für Aufwärts- und Abwärts-Topologien und getrennt für Ereignisse mit rekonstruierter Gesamtladung $+1$ und -1 . Die Verteilungen sind für Daten und für e^+ -MC-Ereignisse zu sehen, wobei die MC-Verteilung auf

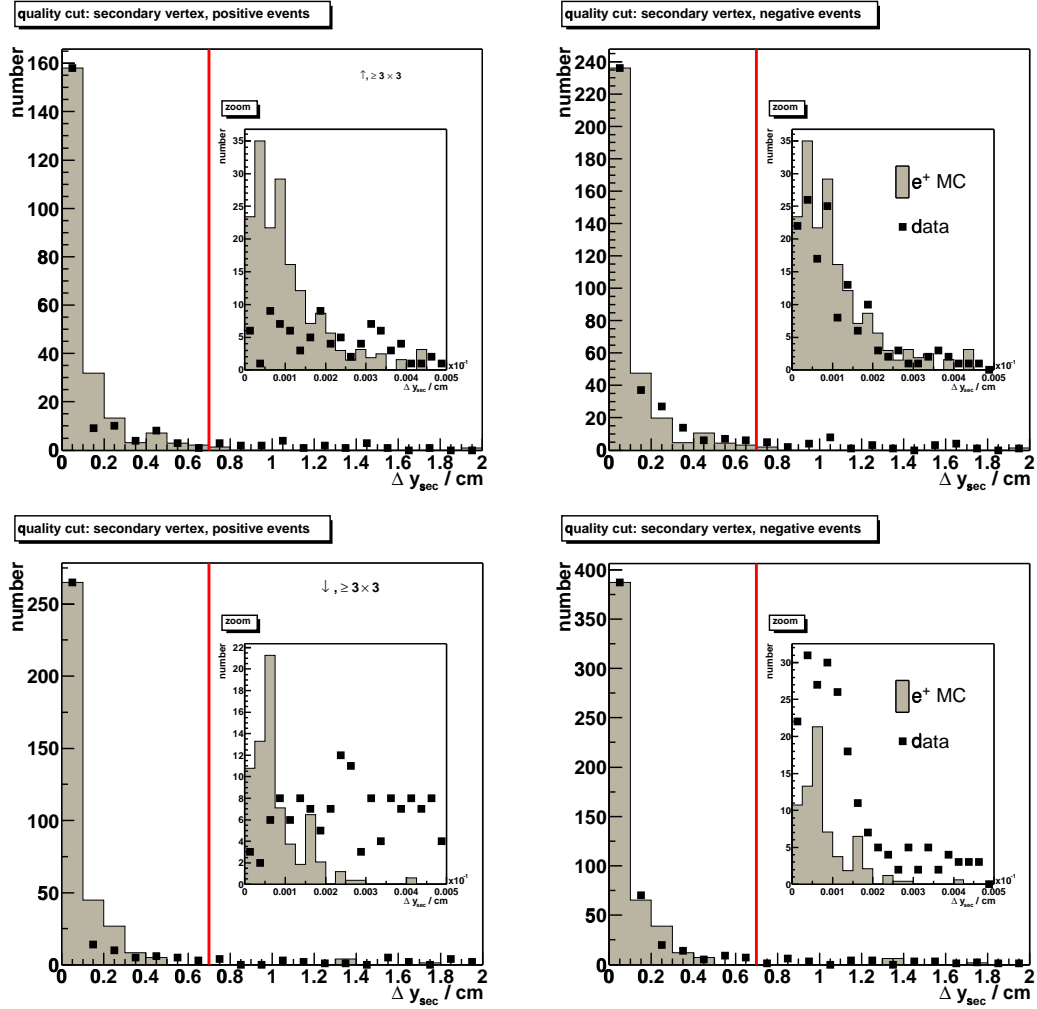


Abbildung 4.14: Verteilung von Δy_{sec} für Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung $+1$ (*links*) und -1 (*rechts*), für Aufwärts- (*oben*) und Abwärts-Topologien (*unten*). Das kleine Histogramm zeigt dabei immer eine Ausschnittsvergrößerung der Δy_{sec} -Achse.

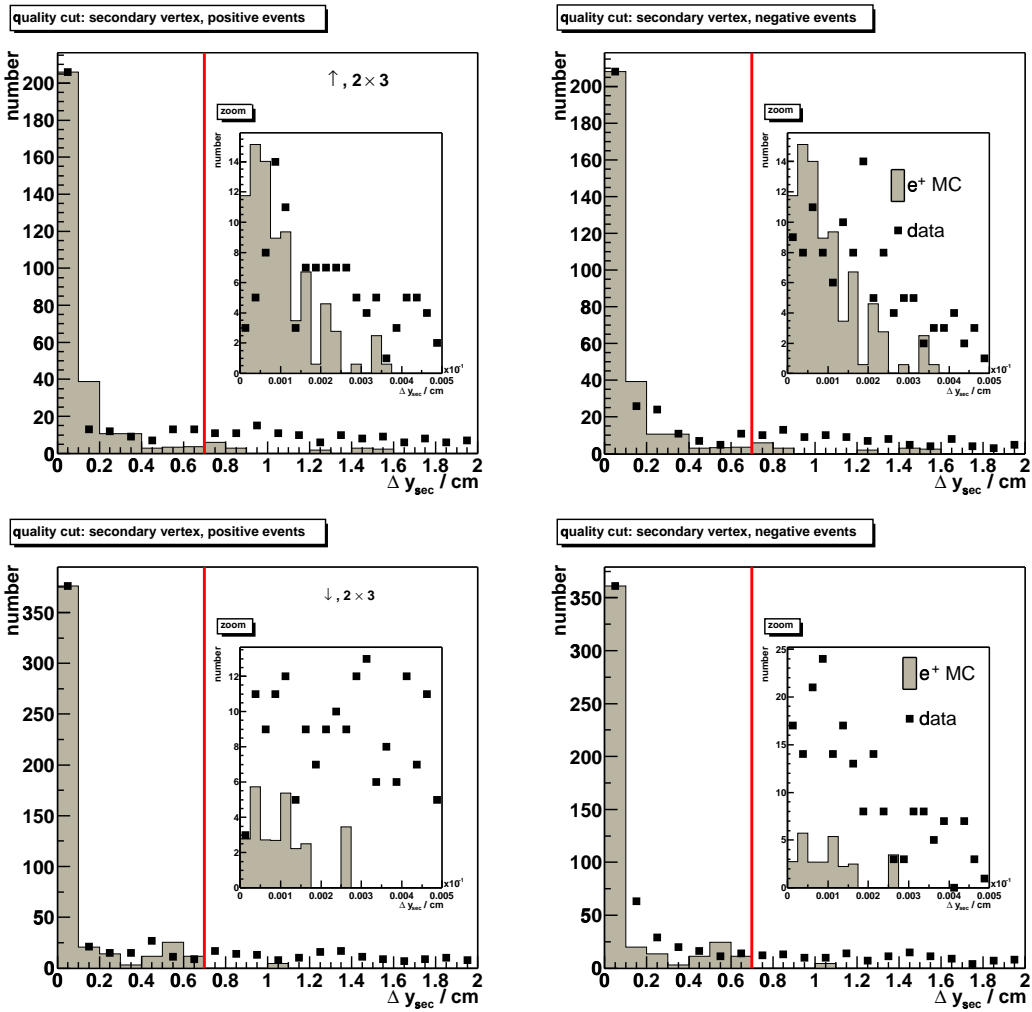


Abbildung 4.15: Verteilung von Δy_{sec} für Ereignisse mit zwei Lagen mit genau drei Clustern, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung $+1$ (*links*) und -1 (*rechts*), für Aufwärts- (*oben*) und Abwärts-Topologien (*unten*).

gleiches Maximum wie bei der Datenverteilung normiert wird. Die Skalierung der Ausschnittsvergrößerung erfolgt dann mit dem gleichen Faktor.

Wie man aus den Abbildungen erkennen kann, hat ein großer Teil der Ereignisse einen fast verschwindenden Wert von Δy_{sec} . Bei diesen Ereignissen schneiden sich die beiden Sekundärspuren während der Rekonstruktion tatsächlich. In den Ausläufern befinden sich Ereignisse, in denen bei der Zurückverfolgung der Spuren nur ein Minimum von Δy gefunden wurde, aber kein wirklicher Schnittpunkt. Diese Ausläufer sind bei den „ 2×3 “-Datenergebnissen deutlich größer. Bei diesen Ereignissen tritt vermehrt der Effekt auf, dass die linke und rechte Spur nicht wirklich ein sekundäres e^\pm -Paar sind, sondern zum Beispiel Spuren von Teilchen, die in einem gewissen Abstand den Detektor durchquert haben.

Beim Vergleich der Verteilungen für die beiden Ladungsvorzeichen fällt auf, dass der Verlauf in der Nähe von null für Ereignisse mit Ladung $+1$ flacher ist als für solche mit Ladung -1 . Ob diese Tatsache zur weiteren Trennung von Positronen und Protonen verwendet werden kann, wird im Rahmen einer Likelihood-Analyse (Kapitel 6) zu untersuchen sein.

Es wird ein lockerer Schnitt von $\Delta y_{\text{sec}} < 0,7 \text{ cm}$ auf die Rekonstruktion des Sekundärvertex gewählt.

4.4.1.7 Rekonstruktion des Primärvertex

In den Abbildungen 4.16 und 4.17 sind die entsprechenden Verteilungen des y -Abstandes Δy_{prim} zwischen dem rekonstruierten Photon und der mittleren Spur am rekonstruierten Primärvertex zu sehen. Sie zeigen ein ähnliches Verhalten wie Δy_{sec} . Wiederum wird ein lockerer Schnitt von $\Delta y_{\text{prim}} < 0,7 \text{ cm}$ gesetzt.

In Abbildung 4.18 ist die Verteilung der Abstände von linker und rechter Spur am rekonstruierten Sekundärvertex und des Abstands des aus diesen rekonstruierten Photons und der mittleren Spur am Primärvertex bei dem mit Pionen angereicherten Satz Proton-MCs zu sehen. Da bei den protonischen Untergrundereignissen die auftretenden Winkel zwischen zwei Spuren im Regelfall nicht verschwinden, werden hier auch meistens echte Schnittpunkte der Spurobjekte gefunden und entsprechend kleine Werte für Δy_{sec} und Δy_{prim} . Aus diesem Grund sollten die Schnitte auf diese Größen auch nicht zu scharf gewählt werden.

4.4.1.8 z -Koordinate des Primärvertex

Das Bremsstrahlungsphoton kann nur im Material des Detektors erzeugt werden. Um Untergrundereignisse abzutrennen, bei denen zwei weit auseinanderliegende aber fast parallele Spuren vorhanden sind, wird ein lockerer Schnitt auf die z -Koordinate des Primärvertex z_{prim} vorgenommen, es muss gelten:

$$\begin{aligned} z_{\text{prim}}^{\downarrow} &< 200 \text{ cm} && \text{bzw.} \\ z_{\text{prim}}^{\uparrow} &> -300 \text{ cm} \end{aligned}$$

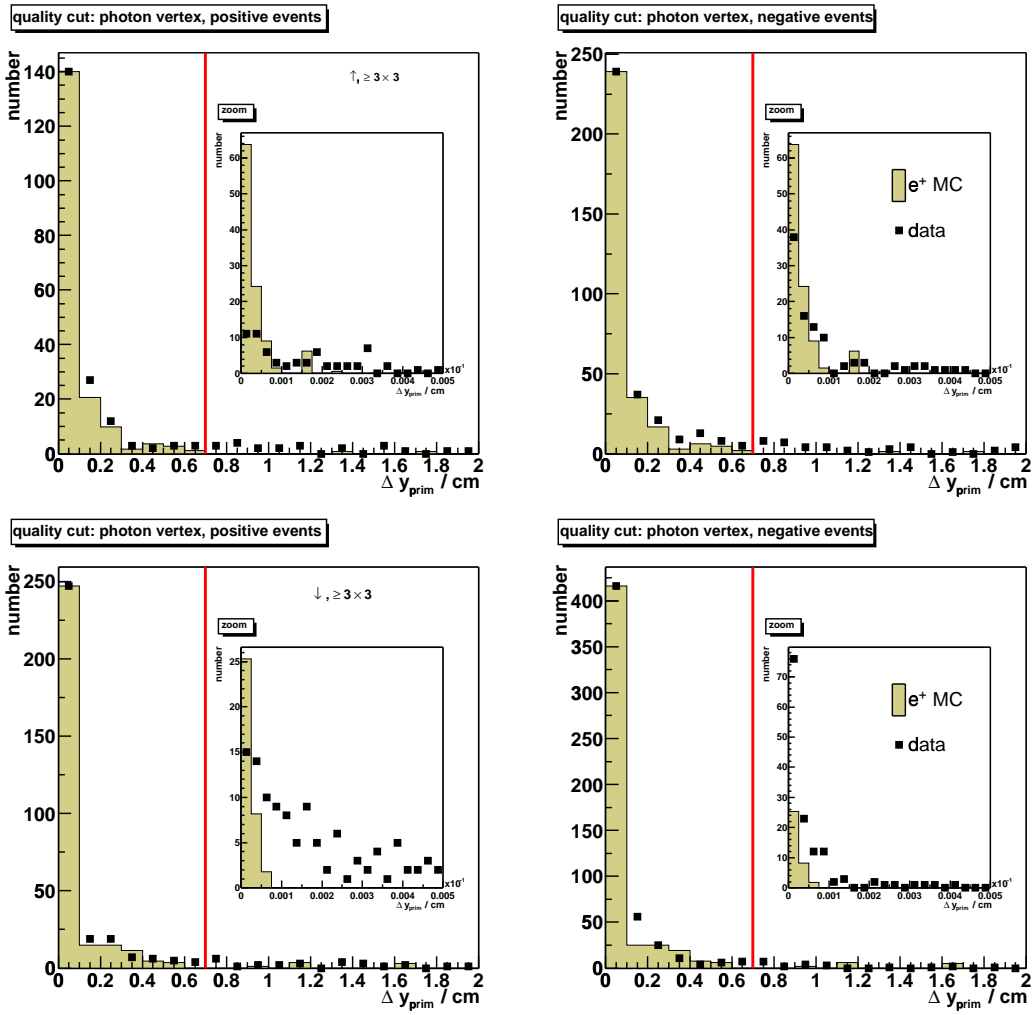


Abbildung 4.16: Verteilung von Δy_{prim} für Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Aufwärts- (*oben*) und Abwärts-Topologien (*unten*).

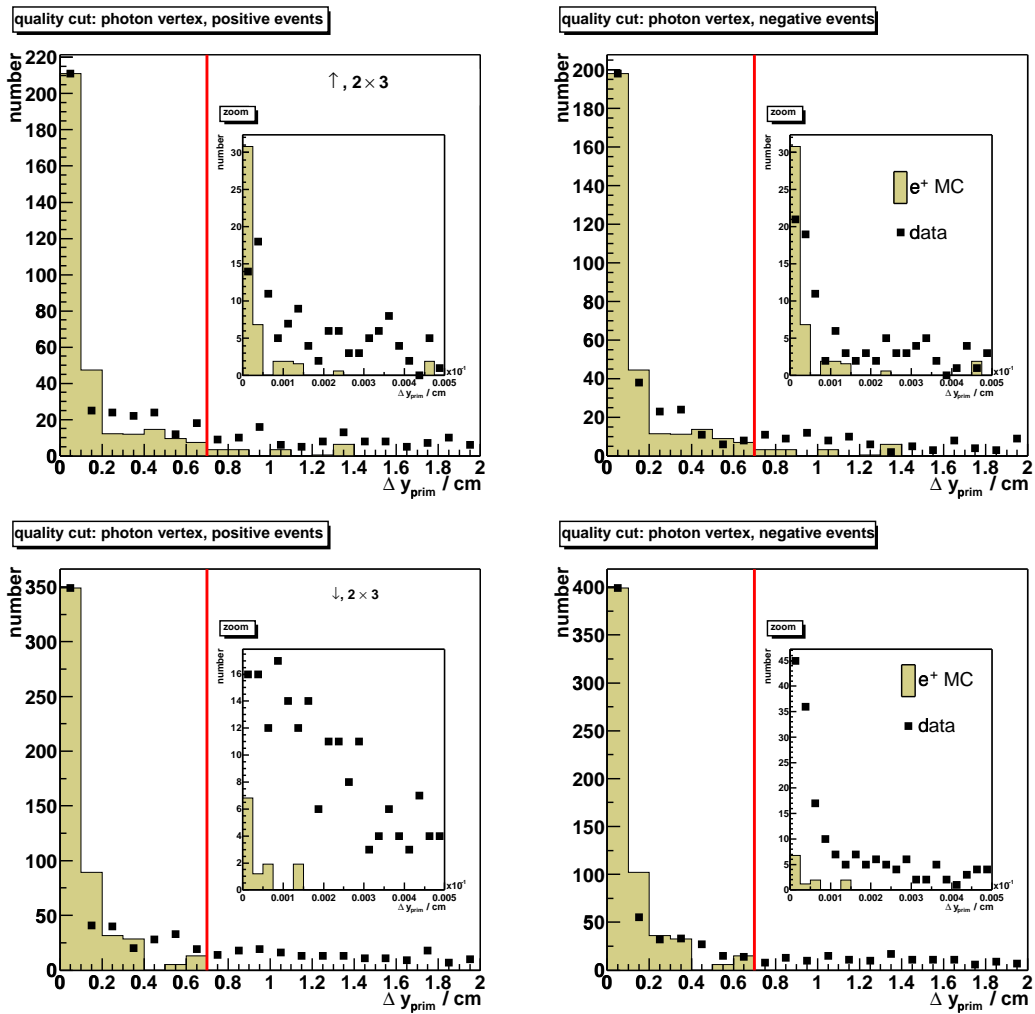


Abbildung 4.17: Verteilung von Δy_{prim} für Ereignisse mit zwei Lagen mit genau drei Clustern, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Aufwärts- (*oben*) und Abwärts-Topologien (*unten*).

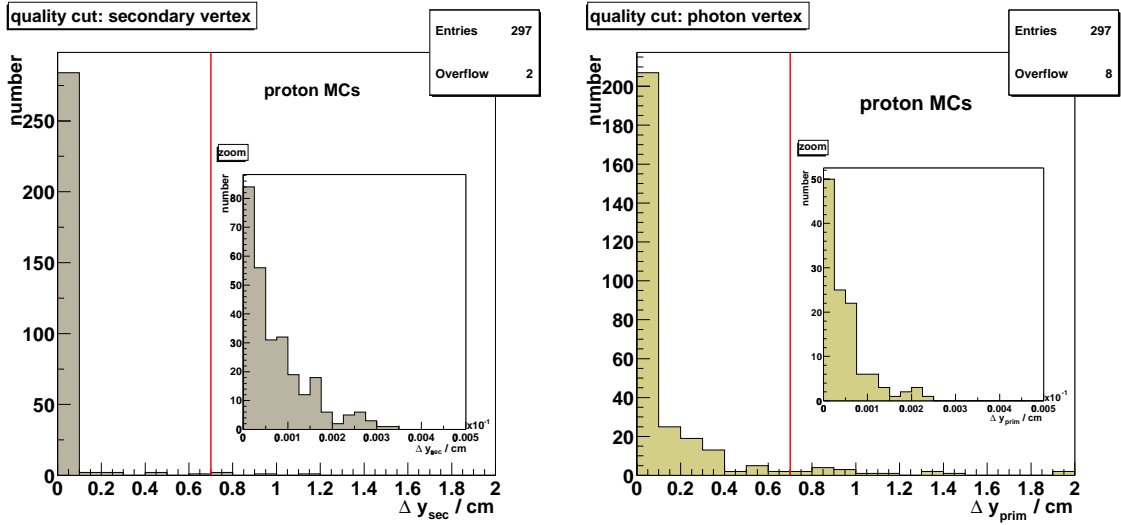


Abbildung 4.18: Verteilung von Δy_{sec} (*links*) und Δy_{prim} (*rechts*) für den im Text beschriebenen Satz p -MCs. Vergleiche Abbildung 4.14 *oben links* und Abbildung 4.16 *oben links*.

für ab- bzw. aufwärts fliegende Teilchen. Diese Werte liegen außerhalb von Bereichen, die typischerweise bei e^+ -MCs auftreten, wie man Abschnitt 5.2.3 entnehmen kann.

4.4.2 Physikalische Schnitte

4.4.2.1 Geotracing

Das Spektrum der aus dem Weltall kommenden Strahlung wird durch das magnetische Feld der Erde moduliert. In erster Näherung kann dieses durch ein Dipolfeld approximiert werden, dessen Achse gegen die Rotationsachse der Erde um ca. 11° gekippt und etwa 500 km vom Erdmittelpunkt verschoben ist. Durch Interaktion mit dem Sonnenwind wird dieses Feld verzerrt und so die Magnetosphäre der Erde geformt, von der eine Skizze in Abbildung 4.19 zu sehen ist. Tritt nun ein niederenergetisches Teilchen aus dem Weltraum kommend in den Bereich der Magnetosphäre ein, so kann es dort gefangen werden. Die sich ergebende Bahn ist eine Überlagerung einer Spiralbewegung um die magnetischen Feldlinien, einer Pendelbewegung zwischen dem durch die Inhomogenität des Magnetfelds geformten Magnetspiegel und einer Driftbewegung. Nur Teilchen mit einem bestimmten Mindestimpuls, abhängig von der magnetischen Breite und dem Zenitwinkel und Azimut der Ankunftsrichtung, können die Erde erreichen.

Für ein detektiertes Teilchen muss daher entschieden werden, ob es sich wirklich um ein aus dem Weltall kommendes handelt, oder ob ein in der Magneto-

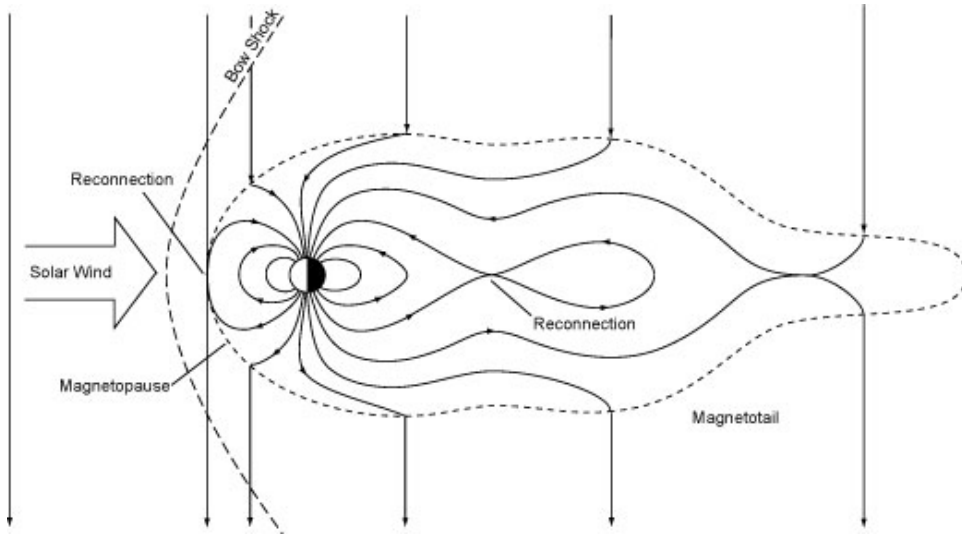


Abbildung 4.19: Skizze der Magnetosphäre der Erde[80].

sphäre gefangenes Teilchen nachgewiesen wurde. Dazu werden die Bewegungsgleichungen mit den rekonstruierten Spurparametern des Primärteilchens am Ausgang des Detektors als Anfangsbedingungen mit einer Routine aus der AMS-Standardsoftware numerisch integriert und so die Spur durch die Magnetosphäre zurückverfolgt[57]. Dazu wird noch ein exaktes Modell des Magnetfelds der Erde benötigt.

Erreicht ein Teilchen während der Propagation die Magnetopause oder einen Abstand von 25 Erdradien zum Erdmittelpunkt, so wird es als aus dem Weltall kommend gewertet. Trifft es hingegen auf die Erdoberfläche oder wird eine bestimmte Zahl von Iterationen überschritten, so wird das Ereignis verworfen.

4.4.2.2 Energiedeposition im TOF-System

Bei nicht zu hohen Energien verlieren relativistische, geladene Teilchen in Materie Energie durch Ionisation und Anregung von Atomen. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben[10]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \rho z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (4.11)$$

Dabei sind $K = N_A e^2 / (4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2)$, ρ , Z und A Dichte, Kernladungszahl und atomare Masse (in g/mol) des Absorbers, ze die Ladung des einfliegenden Teilchens und βc seine Geschwindigkeit, $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$. T_{\max} bezeichnet die maximale kinetische Energie, die in einem einzelnen Stoß auf ein Elektron übertragen

werden kann, sie ist für ein Teilchen der Masse M gegeben durch

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

Der Dichteeffekt, der auf der Polarisierung des Absorbermaterials im Feld des relativistischen Teilchens beruht, wird durch die Sternheimer-Parametrisierung beschrieben:

$$\delta = \begin{cases} 2(\ln 10)x - \bar{C} & x \geq x_1 \\ 2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k & x_0 \leq x \leq x_1 \\ 0 & x < x_0 \end{cases} \quad \text{mit } x = \log_{10}(p/Mc) \quad (4.12)$$

Für Elektronen und Positronen gelten etwas andere Formeln[7].

Für das Szintillatormaterial Bicron BC408 lauten die Parameter[51]: $Z/A = 0,54141 \text{ g/mol}$, $\rho = 1,032 \text{ g/cm}^3$, mittlere Anregungsenergie $I = 84 \text{ eV}$, $k = 3,2393$, $x_0 = 0,1464$, $x_1 = 2,4855$ und $\bar{C} = 3,1997$.

Die im TOF-System von einem Teilchen deponierte Energie ist also proportional zum Quadrat seiner Ladung. Diese Tatsache kann benutzt werden, um Untergrundereignisse zu erkennen, die von einem Primärteilchen der Ladung $z > 1$ erzeugt wurden. Die Verteilung der Energiedeposition im TOF-System ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Da die in jeder Lage deponierte Energie einer Landau-Verteilung folgt, die einen langen Ausläufer bei hohen Werten aufweist, histogrammiert man das gestutzte Mittel

$$E_{\text{dep}} = \frac{1}{3} \sum_{\substack{i=1 \\ E_i \neq \max\{E_i\}}}^4 E_i$$

um nicht zu sensitiv auf diesen Ausläufer zu sein. Die Verteilung ist hier beispielhaft für „aufwärts, $\geq 3 \times 3$ “-Daten zu sehen, in Form von schwarzen Quadraten. Der gemessene Energieeintrag wird dabei im allgemeinen die Summe der Einträge von drei Teilchen sein, ohne dass jedoch die Ortsauflösung des TOF-Systems ausreicht, um diese zu trennen.

Auf der linken Seite ist der Energieeintrag bei Ereignissen mit positiv geladenem Primärteilchen zu sehen, rechts der bei negativ geladenem. In der ersten Gruppe befinden sich offensichtlich auch einige α -Teilchen oder ${}^3\text{He}$ -Kerne und evtl. einige höhergeladene Kerne. Daneben gibt es in den Verteilungen nicht zu sehende Ereignisse, bei denen E_{dep} einige hundert MeV beträgt. Dabei durchqueren hochgeladene Kerne, zum Beispiel Stickstoff, den Detektor und erzeugen einige sekundäre Teilchen, von denen gerade zwei im Detektor gesehen werden.

In Form von Histogrammen wurde beiden Verteilungen von Abbildung 4.20 die aus e^+ -Monte Carlo-Ereignissen ermittelte Verteilung von E_{dep} unterlegt, normiert auf gleiches Integral. Der Verlauf dieser Kurve gibt also die Erwartung

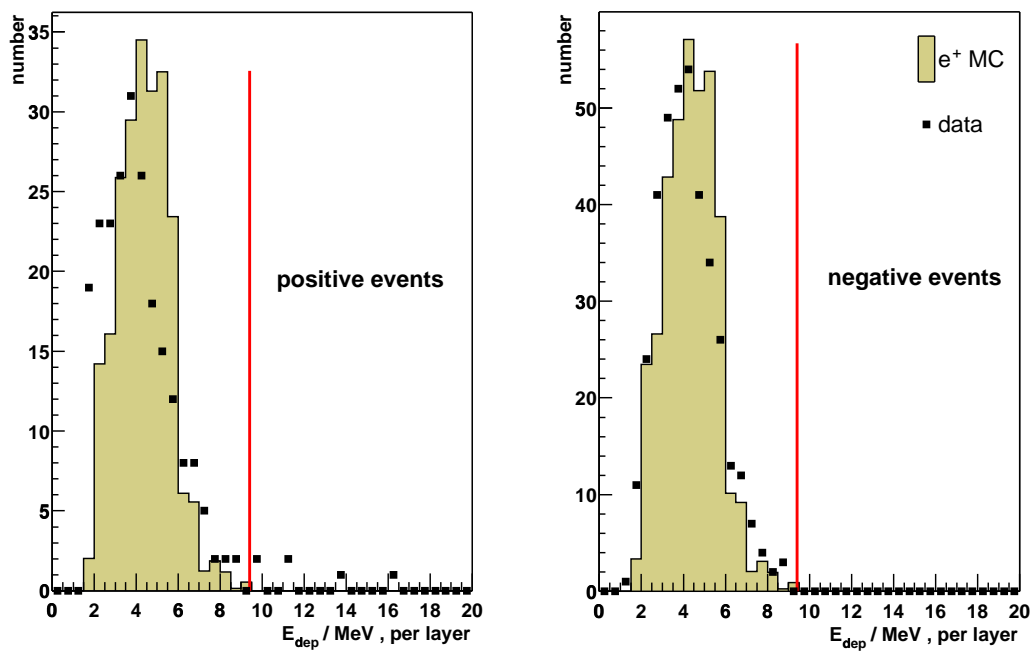


Abbildung 4.20: Energiedeposition im TOF-System für positives (*links*) bzw. negatives (*rechts*) Primärteilchen, gestutztes Mittel, beispielhaft für „aufwärts, $\geq 3 \times 3$ “-Daten und e^+ -MCs.

für Signalereignisse wieder. Wie man erkennen kann, wird der Energieeintrag im Monte Carlo jeweils leicht überschätzt, die Kante der Flanke wird jedoch korrekt wiedergegeben.

Als Schnitt wird festgelegt, dass für ein Signalereignis gelten muss:

$$E_{\text{dep}}^{\text{TOF}} < 9,4 \text{ MeV}$$

Dieser Wert orientiert sich an der Verteilung der negativ geladenen Teilchen.

4.4.2.3 Invariante Masse der Sekundärspuren

In Abbildung 4.21 ist die Verteilung der aus den Impulsen von linker und rechter Spur rekonstruierten invarianten Masse (4.3) zu sehen. Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde, liegt diese bei Signalereignissen bei null. Die Verteilungen sind für Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit drei Clustern und getrennt nach Auf- und Abwärts-Topologien aufgetragen, und zwar jeweils für Ereignisse, in denen die Gesamtladung der drei Spuren, also die Ladung des in den Detektor eingeflogenen Primärteilchens, $+1$ bzw. -1 beträgt. Die sich aus den Daten ergebenden Verteilungen sind in Form von schwarzen Quadraten eingetragen. Den Verteilungen für beide Ladungsvorzeichen ist jeweils die mit einem Satz e^+ -MCs erhaltene Verteilung als Histogramm unterlegt. Dabei sind Daten- und MC-Verteilung jeweils auf gleiches Maximum normiert. Dadurch wird der Verlauf der durch Untergrund erzeugten Ausläufer am deutlichsten.

Wie in Abschnitt 4.2 diskutiert wurde, tragen Protonen wesentlich zum Untergrund bei dieser Analyse bei. Wegen ihrer Ladung von $+1$ werden diese zu der Verteilung auf der jeweils linken Seite von Abbildung 4.21 beitragen. Hingegen darf man erwarten, dass auf der rechten Seite die Verteilung für einen weitestgehend reinen Elektronensatz erkennbar ist. Dort hat die Verteilung jeweils eine scharfe Spitze bei null und fällt dann schnell ab, mit lediglich einigen Ausreißern. Die Übereinstimmung mit der e^+ -MC-Verteilung ist ebenfalls sehr gut.

Bei den Ereignissen mit positiver Ladung ist hingegen klar der vom Untergrund erzeugte lange Ausläufer zu sehen. Wegen der unterschiedlichen Materialbelegung für von unten bzw. oben einfliegende Teilchen ist er in den beiden Fällen verschieden stark ausgeprägt.

Zur Abtrennung des Untergrunds wird ein Schnitt auf die invariante Masse der Sekundärspuren festgelegt, und zwar jeweils so, dass er von 80 % des Elektronensatzes passiert wird. Es muss dann für Ab- bzw. Aufwärtsergebnisse gelten:

$$\begin{aligned} m_{\text{inv}}^{\downarrow} &< 0,019 \text{ GeV} \\ m_{\text{inv}}^{\uparrow} &< 0,0185 \text{ GeV} \end{aligned}$$

In Abbildung 4.22 sind nun die Verteilungen für die mit der kombinatorischen Verteilung behandelten Ereignisse mit genau zwei Lagen mit drei Clustern aufgetragen. Wie man sofort erkennen kann, sind die Verteilungen viel breiter, die

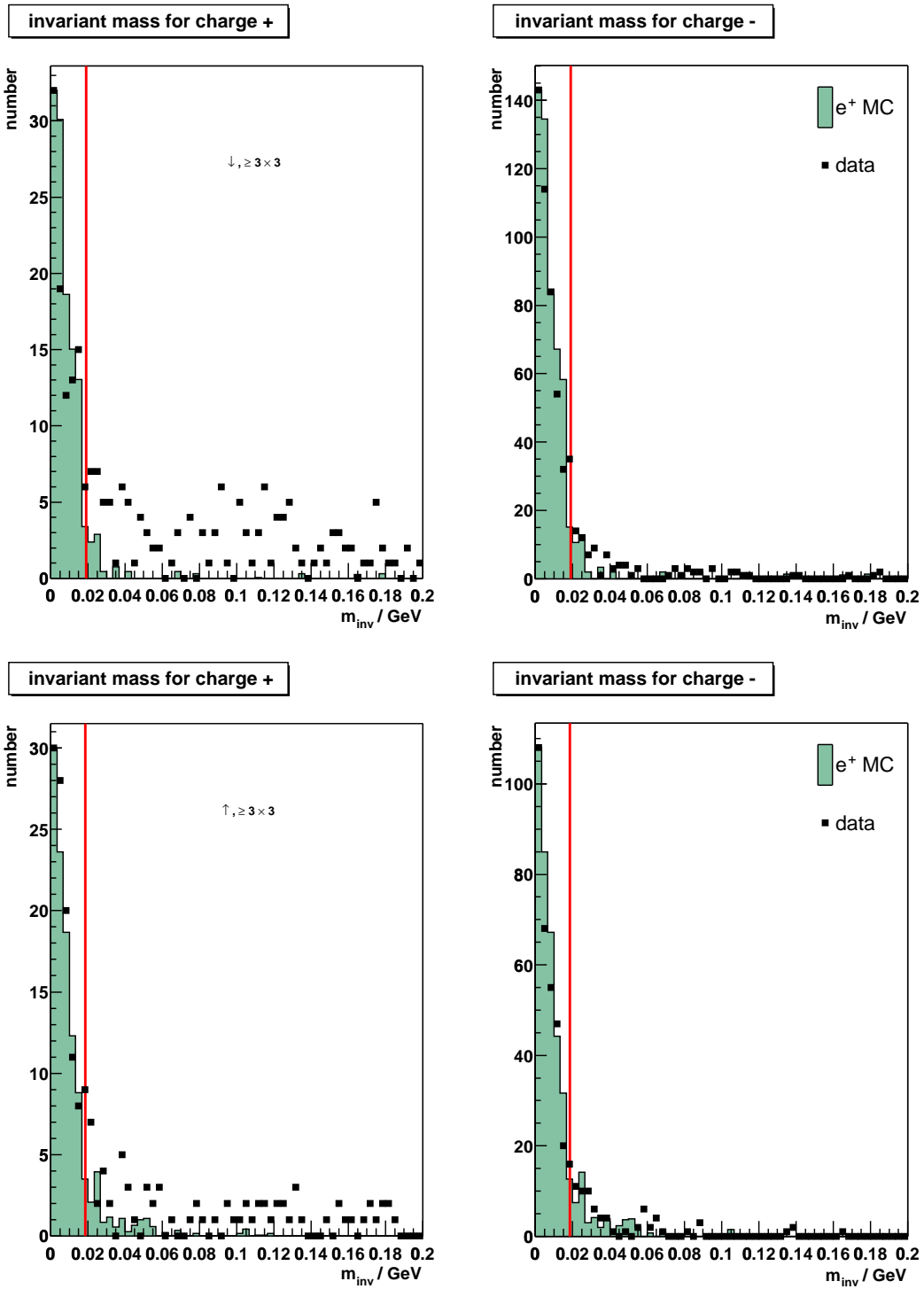


Abbildung 4.21: Verteilung der invarianten Masse des Sekundärpaares, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Abwärts- (*oben*) und Aufwärts-Topologien (*unten*) mit ≥ 3 Lagen mit drei Clustern.

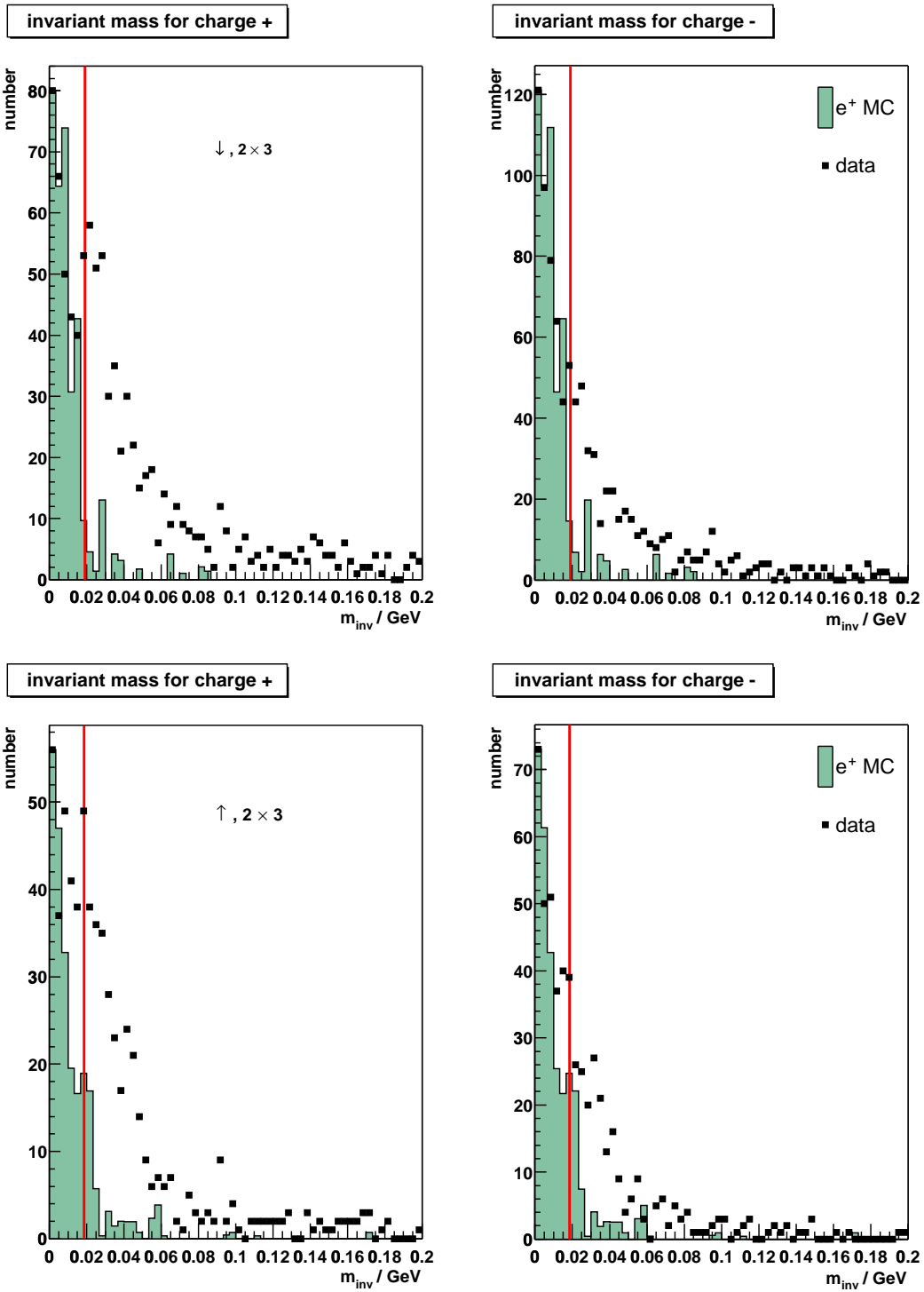


Abbildung 4.22: Verteilung der invarianten Masse des Sekundärpaares, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Abwärts- (*oben*) und Aufwärts-Topologien (*unten*) mit genau 2 Lagen mit drei Clustern.

Übereinstimmung mit dem e^+ -MC wird schlechter und der Unterschied zwischen den Ereignissen mit Ladung $+1$ und -1 wird kleiner. Dies rührt daher, dass sich in diesen Topologien eben auch Ereignisse befinden, bei denen nicht wirklich drei Teilchen durch den Detektor geflogen sind, so dass die rekonstruierte invariante Masse in diesen Fällen ein Zufallsprodukt ist. Abbildung 4.22 unterstreicht deutlich den Nutzen einer Beschränkung auf Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern.

Ein abschließendes Verständnis dieser Verteilungen wird erst möglich sein, wenn der volle Satz Proton-MCs verfügbar ist.

4.4.2.4 Winkel der Photonabstrahlung

Aus dem aus linker und rechter Spur rekonstruierten Photon und der mittleren Spur wird wie beschrieben der Primärvertex ermittelt und dort der Winkel ϑ bestimmt, unter dem das Photon abgestrahlt worden ist. Nach (4.2) liegt er für Signalereignisse praktisch bei null. Die sich für „ $\geq 3 \times 3$ “-Ereignisse ergebende Verteilung dieser Größe zeigt Abbildung 4.23, wieder getrennt nach Ab- und Aufwärts-Topologien und Gesamtladung $+1$ und -1 , zusammen mit der in einem e^+ -MC erhaltenen Verteilung, normiert auf gleiches Maximum.

Der Elektronensatz zeigt das erwartete Verhalten für Signalereignisse. Auffällig ist die größere Ausschmierung für Aufwärts-Ereignisse und der daraus folgende kleinere Unterschied zwischen den Verteilungen für positive und negative Primärteilchen. Dies erklärt sich wiederum durch das größere Materialbudget in diesem Fall. Dadurch tritt verstärkt Vielfachstreuung auf und die Rekonstruktion der Winkel wird erschwert. Außerdem finden Abstrahlung und Konversion im Mittel weiter von der Detektormitte entfernt statt, wodurch die Fehler durch die Propagation im Magnetfeld erhöht werden. Die Verteilung des als Elektronen klassifizierten Satzes fällt im „Aufwärts“-Fall weniger steil ab als bei der Modellierung im Monte Carlo. Das mag an der Tatsache liegen, dass unterhalb des ATC die Materialbelegung wie in Kapitel 3 beschrieben nicht korrekt im MC wiederspiegelt wird.

Wiederum wird ein Schnitt bei 80% des Integrals der Elektronenverteilung gesetzt, es ergibt sich

$$\vartheta^{\downarrow} < 0,013 \text{ rad}$$

$$\vartheta^{\uparrow} < 0,021 \text{ rad}$$

Abbildung 4.24 zeigt dieselben Verteilungen für die Ereignisse mit „ 2×3 “-Topologien. Während ein deutlicher Unterschied zwischen den Verteilungen für Gesamtladung $+1$ und -1 erkennbar bleibt, enthält letztere auch hier Untergrundereignisse.

Abbildung 4.25 zeigt die Verteilung der Schnittgrößen invariante Masse des Sekundärpaares und Winkel der Bremsstrahlung, wie sie bei dem beschriebenen

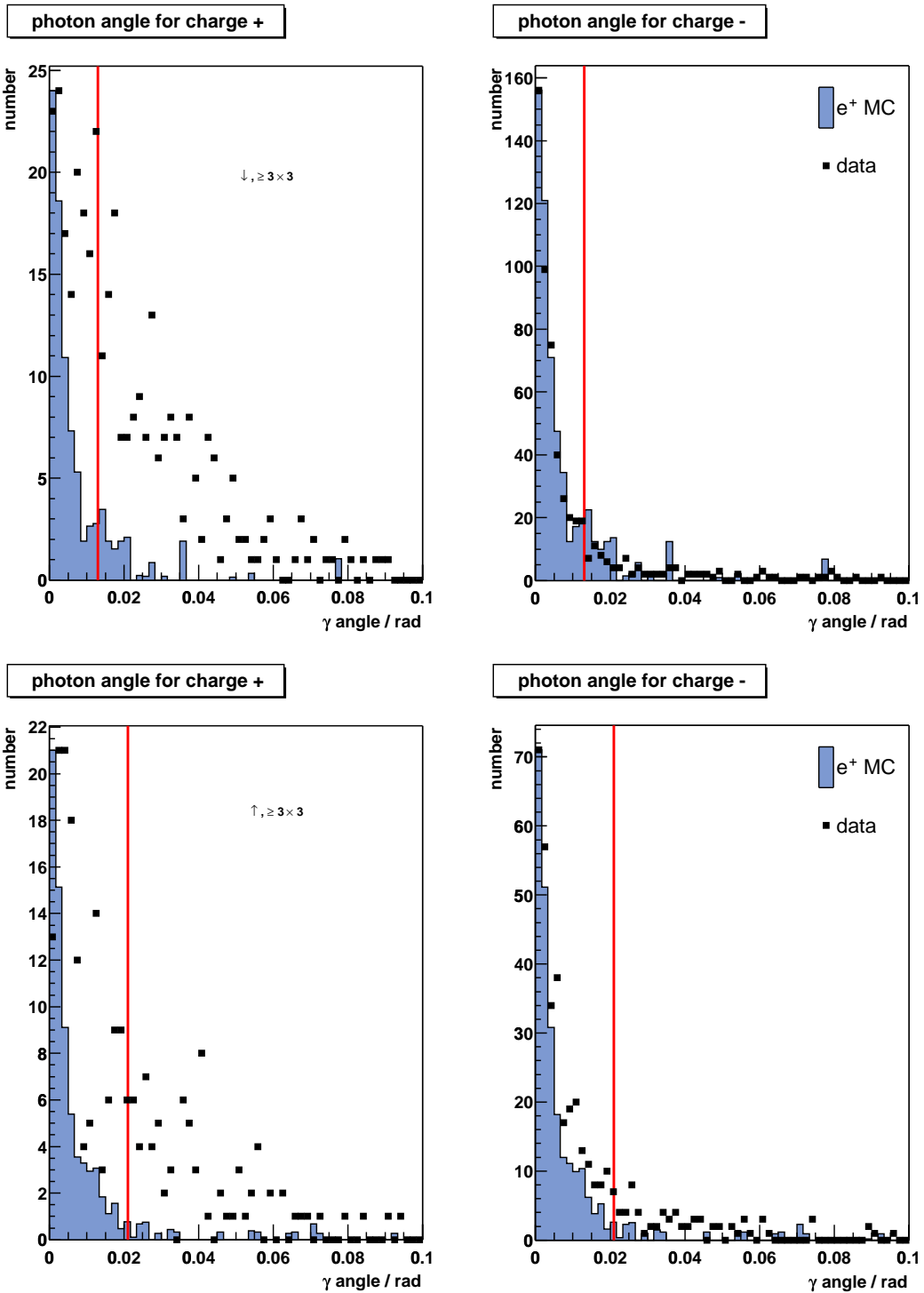


Abbildung 4.23: Verteilung des Winkels der Photonabstrahlung, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Abwärts- (*oben*) und Aufwärts-Topologien (*unten*) mit ≥ 3 Lagen mit drei Clustern.

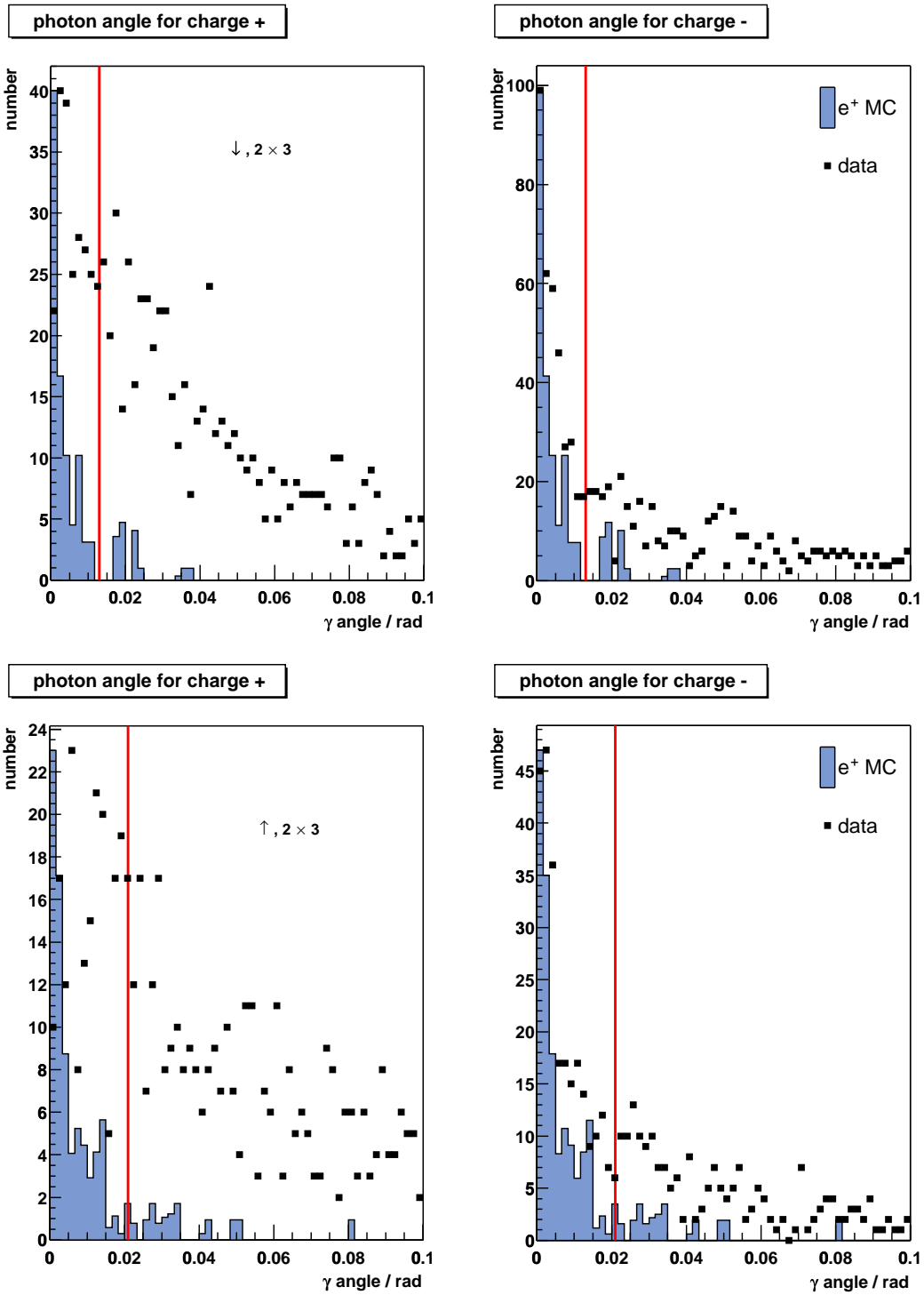


Abbildung 4.24: Verteilung des Winkels der Photonabstrahlung, getrennt nach Ereignissen mit Gesamtladung +1 (*links*) und -1 (*rechts*), für Abwärts- (*oben*) und Aufwärts-Topologien (*unten*) mit genau 2 Lagen mit drei Clustern.

Satz mit Pionen angereicherter Proton-MCs rekonstruiert werden. Die invarian-

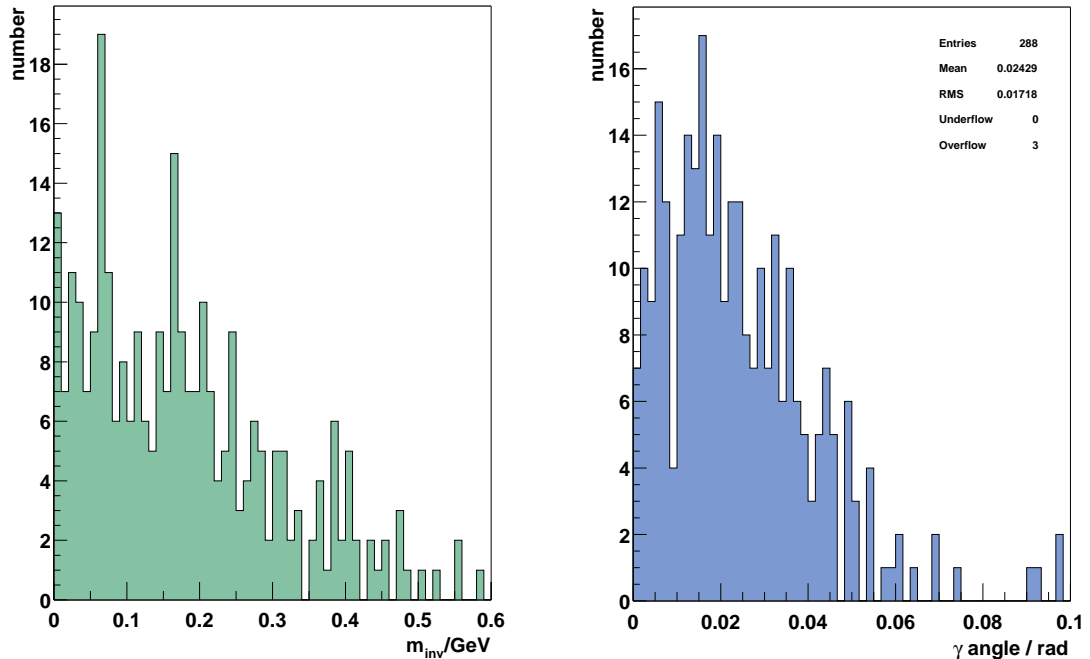


Abbildung 4.25: Verteilung der beiden wichtigen Schnittgrößen: invariante Masse des Sekundärpaares (*links*) und Winkel der Bremsstrahlung (*rechts*) für den im Text beschriebenen Satz p -MCs, jeweils für Gesamtladung $+1$. Vergleiche Abbildung 4.21 *unten links* (andere m_{inv} -Skala!) bzw. Abbildung 4.23 *unten links*.

te Masse ist im Bereich bis etwa $0,2 \text{ GeV}$ flach und fällt erst danach bis etwa $0,6 \text{ GeV}$ ab. Der Abstrahlungswinkel erreicht um $0,02 \text{ rad}$ ein Maximum. Diese Verteilungen können jedoch nur als Anhaltspunkte dienen, bis die vollständigen Protonen-MCs verfügbar sind.

4.4.3 Schnitteffizienzen

Tabelle 4.2 vollzieht nach, wie die einzelnen Analyseschritte und die anschließenden Schnitte die Ereignismenge reduzieren, bis am Ende die Signalkandidaten übrig bleiben. Dabei werden nur Ereignisse mit mindestens drei Lagen mit genau drei Clustern betrachtet, aus denen dann auch in Abschnitt 5.3 der Positronenanteil berechnet wird. In der ersten Zeile steht die Gesamtzahl der von AMS01 aufgezeichneten Ereignisse. Durch die Vorselektion und die topologische Analyse wird diese Zahl jeweils um mehrere Größenordnungen reduziert. In der Zeile „Fit“ fallen Ereignisse heraus, bei denen die Fitroutine keine Kombination von Treffern

Gesamt:	$9,74564 \cdot 10^7$			
Vorselektion	668057			
	abwärts		aufwärts	
Topologische Analyse	3672		3482	
Fit	3572		3379	
Mindestimpuls	2397		1952	
Höchstimpuls	2214		1784	
Vorzeichen der Sekundärspuren	960		763	
Flugrichtung	913		618	
<i>Gesamtladung</i>	+	-	+	-
	353	560	230	388
MIR	0 %	0,7 %	0 %	0 %
Geotracing	4,2 %	14,3 %	13,4 %	19,6 %
$z(\text{Photonvertex})$	0 %	0,2 %	0 %	0,3 %
Δz_{prim}	0 %	0 %	0,9 %	1,5 %
Δz_{sec}	1,1 %	0,2 %	0,9 %	1,0 %
$E_{\text{dep}}(\text{TOF})$	0,3 %	0,4 %	0,9 %	3,1 %
Abstrahlungswinkel	2,0 %	4,1 %	1,3 %	3,1 %
invariante Masse des Sekundärpaares	21,8 %	4,5 %	23,5 %	4,9 %
<i>Kandidaten in [1 GeV, 50 GeV]</i>	28	305	20	150

Tabelle 4.2: Übersicht der Wirkung der Analyseschritte und Schnitte (für „ $\geq 3 \times 3$ “-Topologien). Bis zum Doppelstrich: übrig gebliebene Ereignisse; nach dem Doppelstrich: Anteil der von dem jeweiligen Schnitt entfernten Ereignisse, bezogen auf die Zahlen vor dem Doppelstrich, wenn der Schnitt nach allen anderen angewendet wird.

mit vernünftigem χ^2 findet. Es folgen die in der Tabelle zu sehenden vier groben Schnitte, nach denen die in der Zeile vor dem Doppelstrich genannten Anzahlen von Ereignissen übrig bleiben, getrennt nach solchen mit Gesamtladung +1 und -1.

Die nach dem Doppelstrich genannten Schnitte werden nun jeweils nach allen anderen auf diese Ereignisse angewendet, und der dann noch von ihnen eliminierte Teil an Ereignissen wird in der Tabelle angegeben. Es verbleibt die in der letzten Zeile zu findende Anzahl an Signalereignissen.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Untergrundabschätzung

Nach der in Kapitel 4 vorgestellten Analyse erhält man einen Satz von Ereignissen, die als Durchgang eines Positrons durch den Detektor klassifiziert wurden, und einen Satz von Ereignissen, die als Elektronen klassifiziert wurden. Es stellt sich nun die Frage, bei welchem Prozentsatz dieser Ereignisse es sich wirklich um Positronen bzw. Elektronen gehandelt hat.

5.1.1 Fehlidentifizierte Protonen

Mit dem beschriebenen Satz an MC-Ereignissen, bei denen Aufwärts-Protonen simuliert und nur solche Ereignisse zu Ende berechnet werden, in denen ein π^0 erzeugt wird, soll eine grobe Abschätzung des erwarteten protonischen Untergrunds versucht werden. Sie wird wie folgt vorgenommen.

Bei der Erzeugung der MCs werden die Startpunkte der Teilcentrajektorien auf einer Würfelfläche zufällig bestimmt. Dies sei in $N_{\text{TRIG}}(p)$ Fällen geschehen, wobei p den – nach einem bestimmten Spektrum verteilten – Impuls des Primärteilchens bezeichnet. Nicht alle diese Trajektorien führen dazu, dass das entsprechende Ereignis in das MC-Ntupel aufgenommen wird, etwa weil das Teilchen völlig am Detektor vorbei fliegt oder die Erfordernisse des Level 1- oder Level 3-Triggers nicht erfüllt werden. Es sei $P_S(p)$ der Bruchteil der generierten Teilchen, die alle Erfordernisse erfüllen. Sei weiter $P_{\text{bias}}(p)$ der Anteil der Ereignisse, bei denen außerdem ein sekundäres π^0 erzeugt wird, die bei der Anreicherung also nicht verworfen werden. Dann beträgt die Zahl der in das Ntupel aufgenommenen Ereignisse

$$N_{\text{nt}}(p) = P_S(p)P_{\text{bias}}(p)N_{\text{TRIG}}(p)$$

Um $P_{\text{bias}}(p)$ zu ermitteln, wird ein kleiner Datensatz an nicht angereicherten Proton-MCs herangezogen. Die entsprechenden Werte seien mit einem „*“ ge-

kennzeichnet, es ist $P_{\text{bias}}^*(p) = 1$. Mit $P_S(p) = P_S^*(p)$ folgt

$$P_{\text{bias}}(p) = \frac{N_{\text{nt}}(p)}{N_{\text{TRIG}}(p)} \frac{N_{\text{TRIG}}^*(p)}{N_{\text{nt}}^*(p)} = \frac{N_{\text{nt}}(p) N_{\text{TRIG}}^*}{N_{\text{nt}}^*(p) N_{\text{TRIG}}}$$

Dabei wurde benutzt, dass N_{TRIG} und N_{TRIG}^* derselben Impulsverteilung folgen. N_{nt} MC-Ereignisse entsprechen nun $N_{\text{nt}}/P_{\text{bias}}$ echten Proton-Ereignissen.

Am Ende der Analyse sollen $n_{e^+|p}(p, p_{\text{MC}})$ fälschlicherweise als Positronen klassifizierte Ereignisse übrig bleiben, die mit einem Impuls von p rekonstruiert werden, während p_{MC} der Impuls des generierten Primärteilchens ist. Diese Kandidatenzahl muss wegen der unterschiedlichen Impulsspektren in Daten und MCs mit einem Faktor $f(p_{\text{MC}})$ gewichtet werden, so dass für die Anzahl der Ereignisse, die von den Positronkandidaten im Impulsbin p subtrahiert werden muss, gilt:

$$\Delta e_{\uparrow}^+(p) = f(p_{\text{MC}}) \cdot n_{e^+|p}(p, p_{\text{MC}})$$

Die grundsätzliche Idee bei der Ermittlung von f besteht darin, dass jedes Proton in den Daten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine Untergrundsignatur erzeugt. Daher muss man für jedes Impulsbin die Zahl der Protonen in den Daten zu der im Monte Carlo ins Verhältnis setzen. Die Impulsverteilung $N_p^D(p)$ der Protonen in den Daten wird aus den Ereignissen ermittelt, bei denen sich auf jeder Lage des Trackers genau ein Cluster befindet und die Standardsoftware von AMS01 genau ein einfach geladenes Teilchen rekonstruiert hat. Hierzu werden die etwa in den ersten neun Stunden des Fluges aufgenommenen Daten verwendet. Zur Extrapolation auf den gesamten Datensatz wird das Histogramm mit dem Faktor $N_{\text{nt}}^{D, \text{ges}}/N_{\text{nt}}^D$ skaliert, wobei $N_{\text{nt}}^{D, \text{ges}}$ die Gesamtzahl der von AMS01 aufgenommenen Ereignisse und N_{nt}^D die Zahl der zur Ermittlung von $N_p^D(p)$ benutzten Ereignisse sind.

Der gesuchte Gewichtungsfaktor ergibt sich, wenn man $N_p^D(p)$ ins Verhältnis zu der auf die gleiche Art und Weise erhaltenen Verteilung $N_p^*(p)$ bei den nicht angereicherten Proton-MCs setzt. Da die Positronkandidaten aber mit dem angereicherten Proton-MC erhalten werden, muss man einen weiteren Faktor

$$\frac{N_{\text{nt}}^*(p)}{N_{\text{nt}}(p)/P_{\text{bias}}(p)} = \frac{N_{\text{TRIG}}^*}{N_{\text{TRIG}}}$$

eingeführen, der angereicherte und nicht angereicherte Proton-MCs ins Verhältnis setzt.

Außerdem war der Detektor nur in einem Bruchteil $T_{\uparrow}/T_{\text{ges}}$ der Messzeit für aufwärts fliegende Teilchen zugänglich. Zur Abschätzung wird für T_{\uparrow} die Dauer der Albedo-Phase und die halbe Dauer der Phase der *MIR*-Ankopplung genommen.

Des Weiteren zeigt sich, dass es eine recht große Diskrepanz in Bezug auf das Verhältnis von aufgezeichneter Ereigniszahl N_{nt} und der Zahl N_p der Ereignisse, die die genannten Einzelspur-Selektionskriterien erfüllen, zwischen Daten und

MCs gibt. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass das Rauschen der Trackerlagen im MC nicht völlig korrekt wiedergegeben wird. Will man jedenfalls MC- und Datenereignisse zueinander ins Verhältnis setzen, ist die Zahl der Ereignisse, die alle Triggerstufen passiert und folglich aufgezeichnet wurden, verlässlicher. Daher wird ein weiterer Faktor

$$f_{\text{nt}} = \frac{N_p^*/N_{\text{nt}}^*}{N_p^{D,z \geq 1}/N_{\text{nt}}^D}$$

eingeführt, um auf diesen Effekt zu korrigieren. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, werden hierbei in den Daten alle sauber rekonstruierten Einzelspurenereignisse – unabhängig von der Ladung – mitgezählt.

Insgesamt ergibt sich für den Gewichtungsfaktor:

$$f(p) = \frac{N_p^D(p) \cdot \frac{N_{\text{nt}}^{D,ges}}{N_{\text{nt}}^D}}{N_p^*(p)} \cdot \frac{N_{\text{TRIG}}^*}{N_{\text{TRIG}}} \cdot \frac{T_{\uparrow}}{T_{\text{ges}}} \cdot f_{\text{nt}} \quad (5.1)$$

Die Verteilungen von N_p^D und N_p^* , sowie die verwendeten Werte der anderen genannten Größen und die sich hieraus ergebende Verteilung von f sind in Anhang B.1.1 zu finden. Der statistische Fehler der Untergrundabschätzung wird durch den nach der Poisson-Statistik als $\sqrt{n_{e^+|p}(p)}$ gegebenen Fehler von $n_{e^+|p}(p) \equiv \sum_{p_{\text{MC}}} n_{e^+|p}(p, p_{\text{MC}})$ dominiert.

Um eine Abschätzung für den von abwärts fliegenden Protonen erzeugten Untergrund zu erhalten, wird $\Delta e_{\uparrow}^+(p)$ mit einem Faktor $\frac{p_{\perp} T_{\perp}}{p_{\uparrow} T_{\uparrow}}$ skaliert, der das unterschiedliche Materialbudget vor dem Tracker und die unterschiedliche Messzeit in beiden Fällen berücksichtigt. Dieser Faktor wird in Abschnitt B.1.2 hergeleitet. Der relative statistische Fehler von Δe^+ entspricht dann dem von Δe_{\uparrow}^+ .

Ganz analog kann diese Korrektur auch durchgeführt werden, um die Zahl der Elektronen $\Delta e^-(p)$ zu ermitteln, bei denen das Primärteilchen in Wirklichkeit ein Proton ist.

Insgesamt erhält man aus diesen Überlegungen die in Abbildung 5.1 zu sehenden Korrekturen der Kandidatenzahlen von Positronen und Elektronen auf den von Protonen erzeugten Untergrund. Die systematische Unsicherheit dieser Abschätzung ist jedoch recht groß, weil nur ein spezieller Prozess, der zum Untergrund beitragen kann, betrachtet wurde. Andere möglicherweise interessante Prozesse gehen bei der Anreicherung unter. Außerdem muss das Verhalten von f_{nt} noch genauer untersucht werden. Gleichwohl zeigt die Abschätzung, dass die zu erwartenden Korrekturen beherrschbar sind.

Es ergibt sich eine Abschätzung von $(2, 5 \pm 0, 8) e^+$ und $(0, 4 \pm 0, 2) e^-$, entsprechend $(5, 2 \pm 1, 7) \%$ bzw. $(0, 3 \pm 0, 2) \%$ der e^+ - bzw. e^- -Kandidaten.

Für ein Beispiel eines Proton-MC-Ereignisses, das von der Analyse fälschlicherweise als Positron identifiziert wurde, betrachte man Abbildung 5.2. Das einflie-

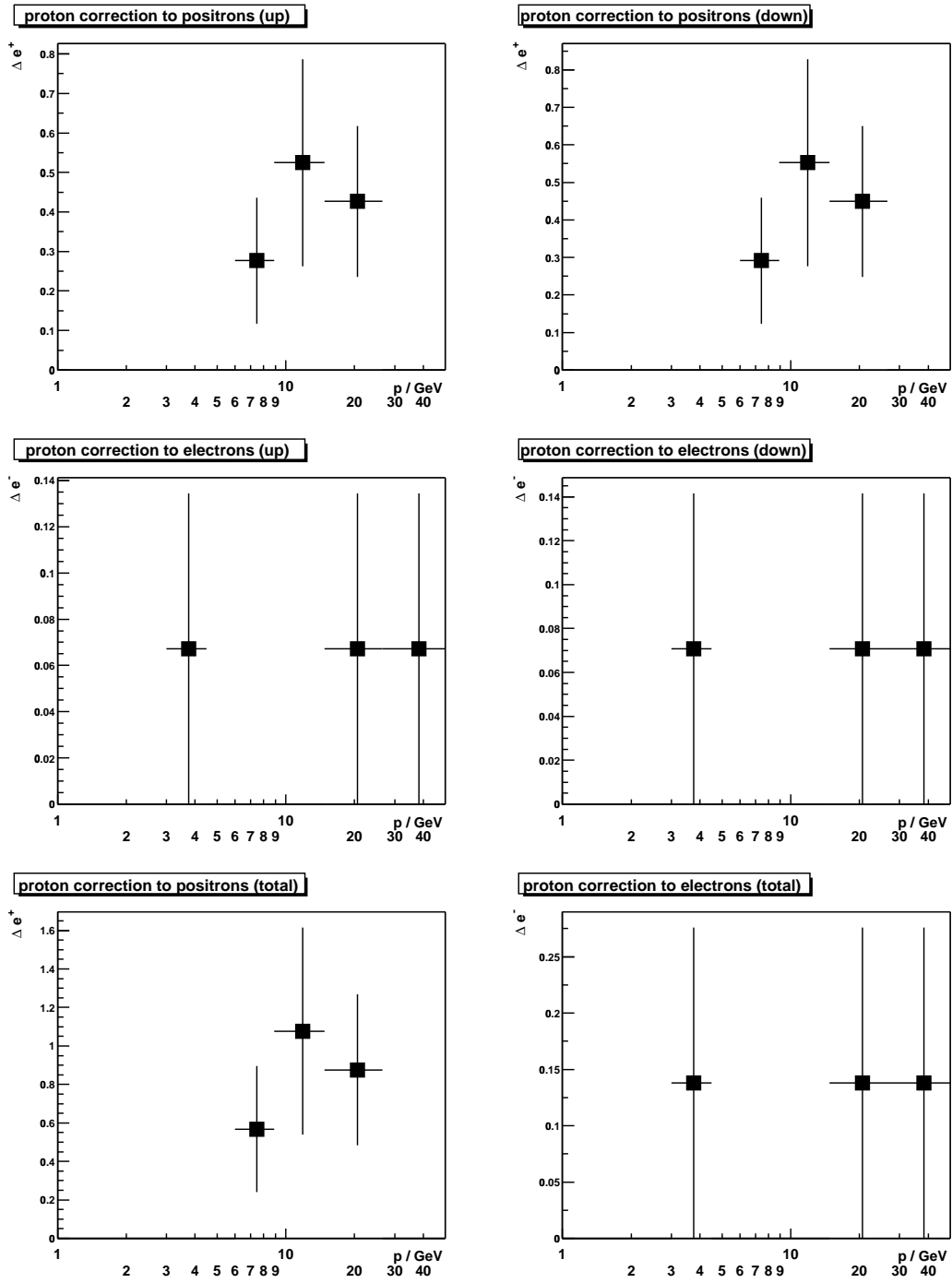


Abbildung 5.1: Abschätzung des von Protonen hervorgerufenen Untergrunds. *Erste Zeile:* Δe^+ und Δe^+ , *zweite Zeile:* Δe^- und Δe^- , *dritte Zeile:* Korrekturen Δe^+ und Δe^- insgesamt.

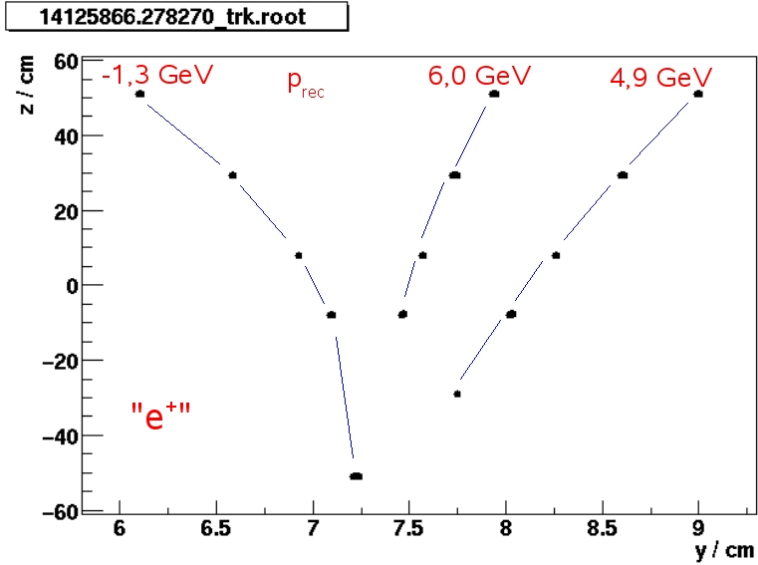


Abbildung 5.2: MC-Ereignis: $p \rightarrow nn\pi^+\pi^0$. Die rekonstruierten Spuren und Impulse sind angegeben.

gende Proton des Impulses $46,4 \text{ GeV}$ erzeugt in einer hadronischen Wechselwirkung bei $z = -85 \text{ cm}$ zwei Neutronen, sowie ein π^+ mit einem Impuls von $5,4 \text{ GeV}$ und ein π^0 . Dieses zerfällt sofort in zwei Photonen, und eines der γ -Quanten konvertiert bei $z = -57 \text{ cm}$ in ein e^+e^- -Paar von $6,4 \text{ GeV}$ bzw. $1,4 \text{ GeV}$. Wie in der Abbildung zu sehen ist, bildet das e^\pm -Paar dann die linke und mittlere Spur und das π^+ die rechte, wobei die Impulse jeweils annähernd korrekt bestimmt werden. Wie bei diesem Ereignis tritt auch bei den anderen fehlidentifizierten Ereignissen der Fall auf, dass in der hadronischen Wechselwirkung des Protons mehrere Teilchen erzeugt werden, dann aber genau drei geladene Teilchen durch den Detektor fliegen.

5.1.2 Messungen der Energiedeposition im Tracker

Eine Möglichkeit der e^+p -Separation besteht prinzipiell darin, die Tatsache zu nutzen, dass Protonen mit einem gegebenen Impuls langsamer sind als Positronen des gleichen Impulses. Nach der Bethe-Bloch-Formel (4.11) ist ihr Energieeintrag im Material des Trackers dann im Mittel größer. Dies gilt so lange, wie beide Teilchen nicht annähernd mit Lichtgeschwindigkeit fliegen. Die gleiche Überlegung gilt für Elektronen und Pionen. Anders als im TOF-System können im Tracker die gemessenen Energieeinträge den einzelnen Spuren zugeordnet werden. Da in einem hadronischen Untergrundereignis stets mindestens ein Pion, Proton oder Kern vorhanden ist, soll im Folgenden durch die Messung des Energieeintrages im Tracker eine Gegenprobe zur Abtrennung des Untergrundes mit den vorgestellten

Schnitten durchgeführt werden.

Um zunächst einen Überblick über das Verhalten der gemessenen Energiedeposition zu bekommen, wird eine Menge von Datenereignissen, die mit hoher Sicherheit nur genau eine Spur enthalten, betrachtet. Dazu wurde eine modifizierte Vorselektion auf die ersten ca. 2% des Datensatzes angewendet, und nur solche Ereignisse werden verwendet, die genau einen Cluster auf jeder Lage des Trackers aufweisen und in denen die AMS01-Standardsoftware genau ein Teilchen rekonstruiert hat.

Abbildung 5.3 zeigt die bei diesen Ereignissen gemessene Energiedeposition im

averaged tracker dE for some single track events, with θ correction

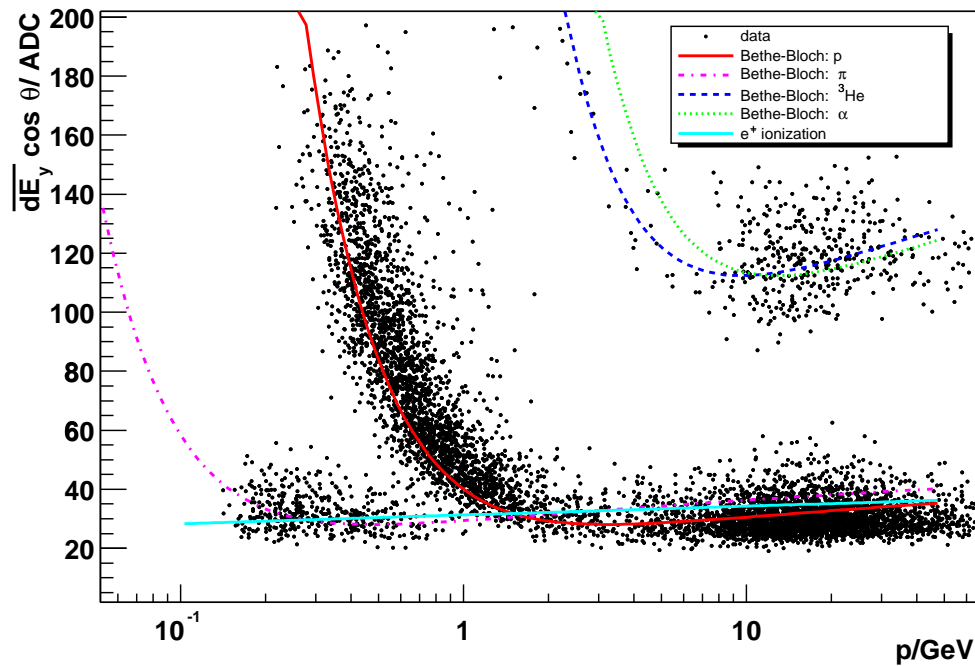


Abbildung 5.3: Arithmetisches Mittel der y -Streifen-Amplituden, für Einzelspurereignisse und korrigiert auf die Spurlänge, zusammen mit theoretischen Vorhersagen für mehrere Teilchensorten.

Tracker. Die Größe \overline{dE}_y wird aus dem arithmetischen Mittel der im Ntupel gespeicherten y -Streifen-Amplituden gebildet, mit $\cos \theta$ multipliziert, um auf die unterschiedlichen Weglängen im Silizium zu korrigieren, und gegen den von der in Abschnitt 4.3.5 beschriebenen Spuranpassung ermittelten Impuls der Spur aufgetragen. Dabei ist θ der Einfallswinkel zur z -Achse.

Daneben sind in Abbildung 5.3 die aus der Bethe-Bloch-Formel (4.11) mit den unten angegebenen Parametern berechneten theoretischen Vorhersagen für die Energiedeposition von Protonen p , Pionen π und den Heliumisotopen ^3He und

${}^4\text{He}(\alpha)$ in $300\ \mu\text{m}$ dickem Silizium aufgetragen. Ebenso ist die Erwartung für den auf Ionisation beruhenden Teil des Energieverlusts von Positronen, bzw. Elektronen zu sehen. Die Umrechnung von Energieeinheiten in ADC -Einheiten geschieht mit dem Faktor $\frac{28}{116} \frac{ADC}{\text{keV}}$ [77].

Die für Silizium verwendeten Materialparameter lauten[81]:

$Z = 14$, $A = 28,0855\ \text{g/mol}$, $\rho = 2,329\ \text{g/cm}^3$, mittlere Anregungsenergie $I = 173\ \text{eV}$, $k = 3,2546$, $x_0 = 0,2015$, $x_1 = 2,8716$ und $\bar{C} = 4,4355$. Außerdem gilt bei Silizium für den Dichteeffekt abweichend von (4.11) $\delta(x < x_0) = \delta_0 10^{2(x-x_0)}$ mit $\delta_0 = 0,14$.

Man kann in der Abbildung gut sehen, dass sich unterhalb von etwa $1\ \text{GeV}$ ein Protonenast herausbildet. Des Weiteren zeichnen sich die Helium-Kerne klar ab, wobei der überwiegende Anteil ${}^3\text{He}$ zu sein scheint, in Übereinstimmung mit den von der AMS-Kollaboration veröffentlichten Ergebnissen[33]. Der Energieeintrag durch Positronen/Elektronen und Pionen ist hingegen nahezu konstant und eine Trennung dieser Spezies ist nicht möglich.

Abbildung 5.4 zeigt nun in derselben Auftragung wie oben die Energiedeposition

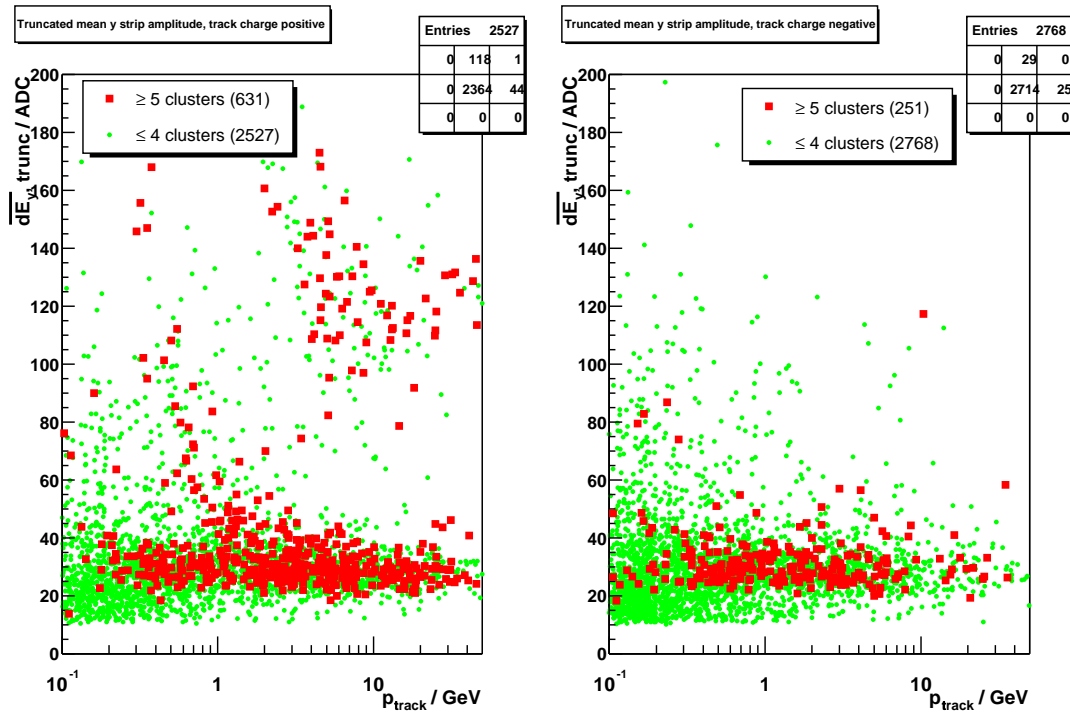


Abbildung 5.4: Gestutztes Mittel der y -Streifen-Amplituden, für die einzelnen Spuren der „Abwärts“- 2×3 -Ereignisse, getrennt nach positiven (*links*) und negativen (*rechts*) Spuren, vor den wesentlichen physikalischen Schnitten.

im Tracker für „Abwärts“-Ereignisse, die die in 4.3.3 beschriebene topologische Analyse sowie die in den Abschnitten 4.4.1.1, 4.4.1.5 und 4.4.1.3 genannten groben Schnitte passiert haben, wodurch sichergestellt wird, dass das rekonstruierte Ladungsvorzeichen verlässlich ist. Es wird lediglich das gestutzte statt des arithmetischen Mittels verwendet. Da die Ereignisse mit nur zwei Lagen mit genau drei Clustern voraussichtlich mehr Untergrund erhalten, werden sie für diese Untersuchung betrachtet.

Die drei Spuren werden dabei jeweils getrennt eingezeichnet, und zwar sind auf der linken Seite die bei positiv geladenen Teilchen gemessenen Werte von \overline{dE}_y zu sehen und auf der rechten Seite die von negativ geladenen. Mit roten Quadraten sind Spuren markiert, die mindestens fünf Cluster enthalten und somit eine genauere Messung erwarten lassen als Spuren mit weniger als fünf Clustern, markiert mit grünen Punkten.

Man erkennt in der Tat das schon in Abbildung 5.3 gesehene Verhalten. Während die Spuren mit wenigen Clustern in der gemessenen Energiedeposition relativ stark streuen, zeichnet sich bei den genauer gemessenen positiven Spuren deutlich ein Protonenast ab, ebenso wie einige Heliumkerne. Auf der negativen Seite lassen sich solche Spuren hingegen nicht ausmachen.

In Abbildung 5.5 ist die gleiche Auftragung zu sehen, allerdings nur noch für Ereignisse, die alle in Kapitel 4 beschriebenen Schnitte überstanden haben. Wie man sieht, werden von diesen Schnitten so gut wie alle Ereignisse, die eine Spur mit einem hohen Energieeintrag enthalten, eliminiert. Es können in Spuren unterhalb von etwa 1 GeV lediglich noch Pionen oder Elektronen in den als positronisch erkannten Ereignissen vorkommen, während die vorgestellte Methode oberhalb dieser Grenze ohnehin keine Trennkraft besitzt.

Diese Ergebnisse zeigen eindrucksvoll, dass die Abtrennung zumindest im niederenergetischen Bereich mit der vorgestellten Analyse zuverlässig funktioniert.

5.1.3 Fehlidentifizierte Elektronen

Wenn das Vorzeichen der mittleren Spur falsch rekonstruiert wird, können Elektronen als Positronen fehlidentifiziert werden und umgekehrt. Da aber Elektronen in der kosmischen Strahlung etwa zehnmal häufiger vorkommen als Positronen, wird vor allem der elektronische Untergrund im Positronensatz von Belang sein. Diese Form des Untergrunds wird bevorzugt bei hochenergetischen Ereignissen vorkommen, da dann die Krümmung der mittleren Spur im Magnetfeld sehr klein wird. Als Grund für die Fehlrekonstruktion ist aber auch eine falsche Zuordnung der Cluster zu den Spuren möglich.

Eine Abschätzung dieses Untergrundes lässt sich mit Positron-MCs durchführen. Dabei erhalte man am Ende der Analyse in einem gegebenen Impulsbin p' neben $N_{e^+|e^+}^{\text{MC}}(p')$ korrekterweise als Positron identifizierten Kandidaten auch $N_{e^-|e^+}^{\text{MC}}(p, p')$ Ereignisse, die fälschlicherweise als Elektronen des Impulses p klassifiziert wur-

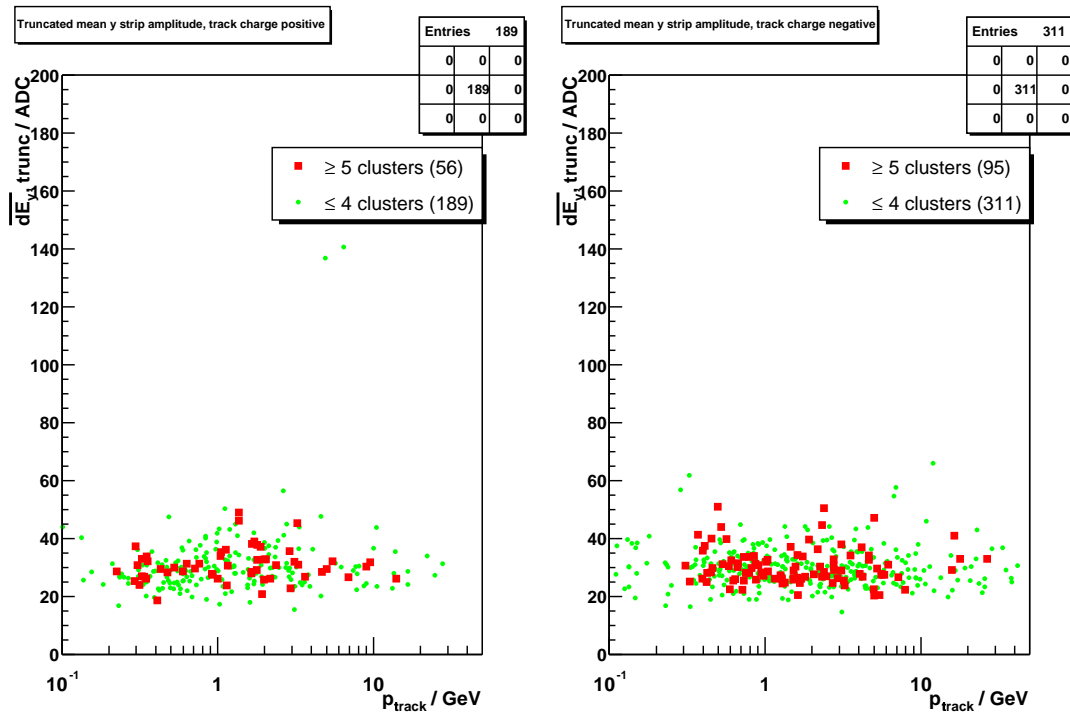


Abbildung 5.5: Gestutztes Mittel der y -Streifen-Amplituden, für die einzelnen Spuren der „Abwärts“- 2×3 -Ereignisse, getrennt nach positiven (*links*) und negativen (*rechts*) Spuren, **nach** den wesentlichen physikalischen Schnitten.

den, obwohl es sich um Positronen des (Generator-)Impulses p' gehandelt hat. Betrachtet man dann den von AMS01 aufgenommenen Datensatz und geht davon aus, dass alle $N_{e^-}^D(p')$ e^- -Kandidaten im Impulsbin p' tatsächlich Elektronen sind, so folgt, dass sich unter den e^+ -Kandidaten beim Impuls p auch

$$\Delta e^+(p) = \sum_{p'} \frac{N_{e^-}^D(p')}{N_{e^+|e^+}^{\text{MC}}(p')} \cdot N_{e^-|e^+}^{\text{MC}}(p, p') \quad (5.2)$$

Elektronen befinden. Dabei wurde benutzt, dass die Akzeptanz (s. Abschnitt 5.2.4) des Detektors für Elektronen und Positronen gleich ist, weshalb man statt Elektron- auch Positron-MCs verwenden kann. Der positronische Beitrag zum Elektronensatz ist wie gesagt vernachlässigbar. Es geht die Annahme ein, dass ein korrekt identifiziertes Positron im MC auch mit dem richtigen Impuls rekonstruiert wird. Der erste Faktor in der Summe von (5.2) ist ein Gewichtungsfaktor, durch den die vorhandenen MC-Ereignisse auf den Datensatz skaliert werden und gleichzeitig eine Korrektur wegen der unterschiedlichen Impulsspektren in Daten und MCs vorgenommen wird.

Für diese Untersuchung wird der in Abschnitt 4.4.1.2 beschriebene Schnitt auf den Höchstimpuls ausgesetzt. Der statistische Fehler der Elektronenkorrektur ergibt sich nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz unter Annahme der Unabhängigkeit und einer Poisson-Verteilung der in (5.2) vorkommenden Größen zu

$$\sigma(\Delta e^+(p)) = \sqrt{\sum_{p'} \left(\frac{N_{e^-|e^+}^{\text{MC}}(p, p')^2}{N_{e^+|e^+}^{\text{MC}}(p')^2} N_{e^-}^D(p') + \frac{N_{e^-}^D(p')^2}{N_{e^+|e^+}^{\text{MC}}(p')^3} N_{e^-|e^+}^{\text{MC}}(p, p')^2 + \frac{N_{e^-}^D(p')^2}{N_{e^+|e^+}^{\text{MC}}(p')^2} N_{e^-|e^+}^{\text{MC}}(p, p') \right)} \quad (5.3)$$

Die Verteilungen der in (5.2) vorkommenden Größen sind in Anhang B.2 zu finden. Aus diesen errechnen sich die in Abbildung 5.6 gezeigten absoluten Korrekturen der Zahl der Positron-Kandidaten. Insgesamt ergibt sich für die Abschätzung der erwarteten Korrektur der Wert von $(5, 1 \pm 2, 2) e^+$, was $(10, 6 \pm 4, 6) \%$ des Positronen-Satzes entspricht.

Zusätzlich sind in Tabelle B.2 die Werte für MC-Ereignisse mit genau zwei Trackerlagen mit drei Clustern eingetragen. Man stellt fest, dass die impulsgemittelte Verunreinigung mit Elektronen im Aufwärts-Fall bei diesen von $2,7 \%$ auf etwa $5,5 \%$ steigt. Die vorhandene Statistik bei den Abwärts-Topologien reicht hingegen noch nicht aus, um sichere Aussagen treffen zu können.

5.2 Monte Carlo-Studien

Wie in Abschnitt 4.1 erläutert wurde, benutzt man Monte Carlo-Daten, also simulierte Datensätze, um die Funktionsweise der Analyse zu überprüfen und

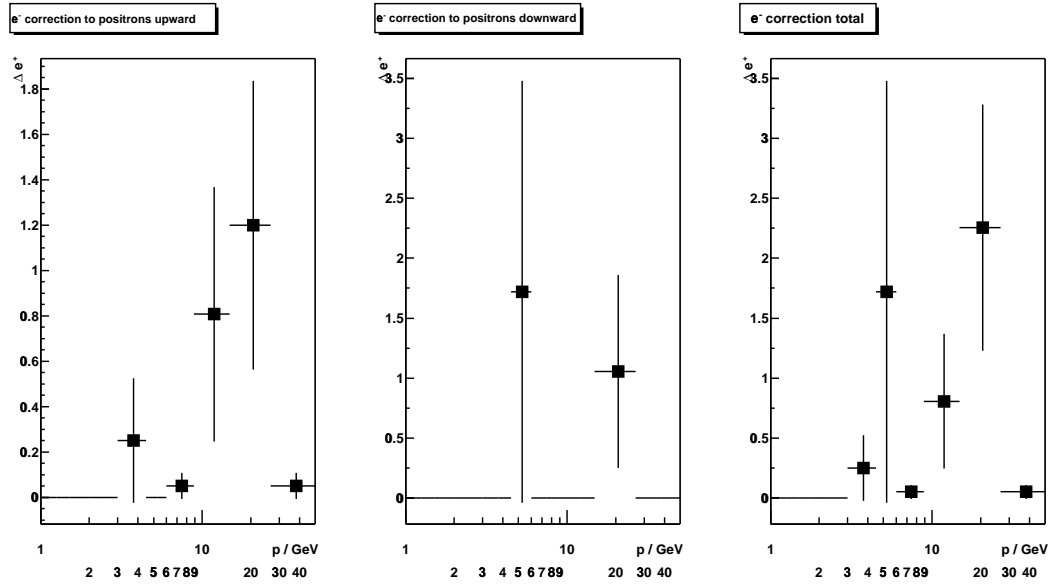


Abbildung 5.6: Korrekturen Δe^+ der Positron-Kandidaten auf fehlrekonstruierte Elektronen, für die Aufwärts- (*links*) und Abwärts-Ereignisse (*mitte*) und insgesamt (*rechts*).

das Verhalten des Detektors zu verstehen. Sie erlauben es, den rekonstruierten Größen Informationen über das „tatsächliche“ Geschehen entgegenzuhalten.

5.2.1 Impulsauflösung

Um den Positronenanteil als Funktion des Impulses des Primärteilchens messen zu können, ist es wichtig zu wissen, wie gut der Gesamtimpuls von der Analyse rekonstruiert wird. Dazu wird die Analyse auf einen Satz von Monte Carlo-Daten angewendet, bei denen der Durchgang eines Positrons durch den Detektor simuliert wurde.

Der Kehrwert des rekonstruierten Gesamtimpulses wird mit dem entsprechenden Wert aus den Generatorinformationen verglichen. Das Verhältnis p_{MC}/p_{meas} dieser beiden Zahlen ist in Abbildung 5.7 histogrammiert. Bei den im linken Bild zu sehenden „Aufwärts“-Ereignissen kann man erkennen, dass die Verteilung im Zentralbereich um $p_{MC}/p_{meas} = 1$ herum annähernd gaußförmig ist. Die Anpassung einer Gauß-Kurve

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.4)$$

liefert eine Standardabweichung von $\sigma = 18,1\%$, während die Mitte der Gauß-Kurve bei $p_{MC}/p_{meas} = 1,11$ liegt. Betrachtet man nur Ereignisse mit mindestens

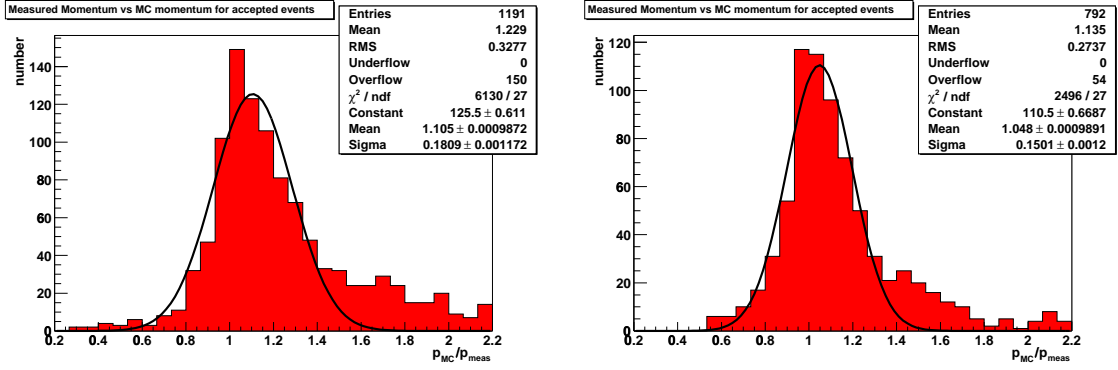


Abbildung 5.7: Impulsauflösung für Aufwärts- (*links*) und Abwärts-Ereignisse (*rechts*) getrennt, jeweils „ $\geq 2 \times 3$ “-Topologien.

drei Lagen mit drei Clustern bzw. genau zwei Lagen mit drei Clustern, so betragen die erhaltenen Werte für die Standardabweichung 17,6 % bzw. 18,8 %, sie unterscheiden sich also nur unwesentlich.

Allerdings erscheint die Verteilung leicht verzerrt, und vor allem hat sie an der rechten Flanke einen nicht-gaußischen Ausläufer. Hier gibt es also eine Anzahl von Ereignissen, bei denen der rekonstruierte Impuls deutlich zu klein ist.

Die Erklärung für dieses Verhalten liefert Abbildung 5.8. Für jedes Ereignis, das auch in Abbildung 5.7 (*links*) eingetragen ist, ist hier die Größe

$$y \equiv \frac{\sum_{\substack{\gamma \neq e^+e^- \\ z < 0}} p_\gamma}{p_{MC}}$$

gegen das Verhältnis aus rekonstruiertem zu tatsächlichem Impuls aufgetragen. Sie bezeichnet die Summe der Impulse der *zusätzlich* zu dem konvertierenden Photon und vor Erreichen der Detektormitte vom Primärteilchen abgestrahlten Bremsstrahlungsquanten, normiert auf seinen Impuls.

Wie aus der Abbildung hervorgeht, gibt es eine klare Korrelation zwischen den beiden Größen. Nimmt man an, dass der Fehler in der Impulsbestimmung ausschließlich von zusätzlicher Bremsstrahlung herrührt, $p_{\text{meas}} = p_{MC} - \sum_{\substack{\gamma \neq e^+e^- \\ z < 0}} p_\gamma$,

und betrachtet man die Variable $x \equiv p_{MC}/p_{\text{meas}}$, so folgt

$$x = \frac{p_{MC}}{p_{MC} - \sum_{\substack{\gamma \neq e^+e^- \\ z < 0}} p_\gamma} = \frac{p_{MC}}{p_{MC} - yp_{MC}} \Rightarrow y = 1 - \frac{1}{x}$$

Dieser Verlauf für y ist in Abbildung 5.8 als rote Kurve eingezeichnet. Der systematische Fehler, den die Impulsbestimmung durch die zusätzliche Bremsstrahlung

momentum lost to additional photons vs momentum resolution

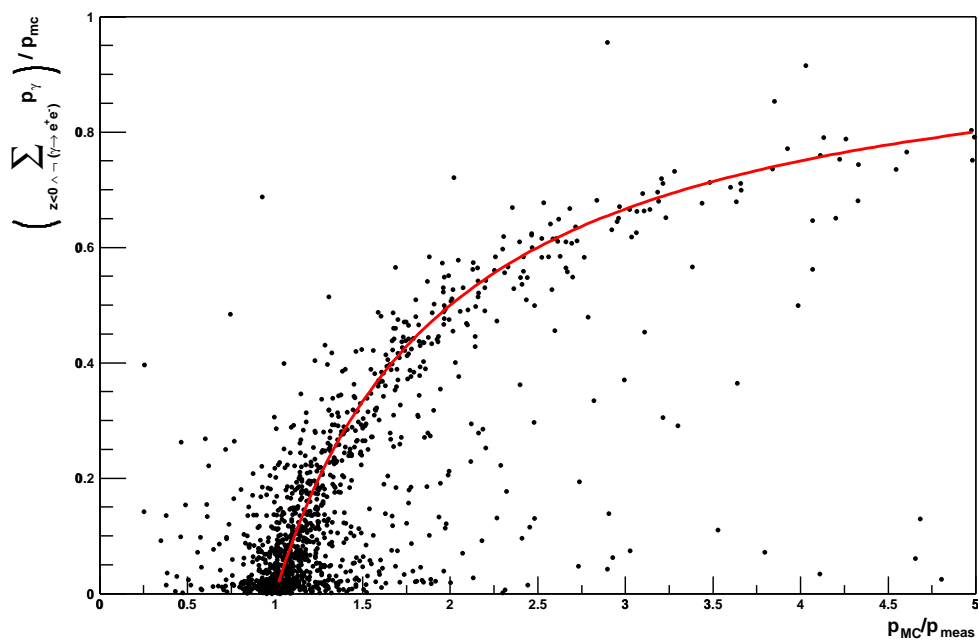


Abbildung 5.8: Zusammenhang zwischen zusätzlicher Bremsstrahlung und rekonstruiertem Impuls, zusammen mit der theoretischen Vorhersage (rote Kurve).

erhält, kann nicht abgestellt werden, da die Photonen den Detektor unerkannt verlassen. Allerdings kann man den Abbildungen 5.7 und 5.8 entnehmen, dass nur verhältnismäßig wenige Ereignisse betroffen sind.

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Impulsauflösung vom Gesamtimpuls des Primärteilchens untersucht, beispielhaft für „Aufwärts, $\geq 2 \times 3$ “- e^+ -Ereignisse. Dazu wird die Größe $p_{\text{MC}}/p_{\text{meas}}$ für sechs Intervalle von p_{MC} getrennt histogrammiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.9 zu sehen. An die Histogramme wird jeweils eine Gauß-Kurve angepasst, und das so erhaltene σ wird in Abbildung 5.10 gegen den mittleren Impuls p_{MC} der Einträge der einzelnen Histogramme aufgetragen. Der Fehler in p_{MC} ist dabei durch die Intervallbreite gegeben, der Fehler in σ ergibt sich als statistischer Fehler der Anpassung. Es sollte beachtet werden, dass die durch die zusätzliche Abstrahlung verursachten Ausläufer insbesondere bei den Histogrammen für hohe Impulse recht groß sind, dadurch erhält σ zusätzlich einen systematischen Fehler durch die Tatsache, dass die Verteilungen nicht genau gauß-förmig sind.

Betrachtet man die Impulsmessung einer einzelnen Spur in einem homogenen Magnetfeld aus einer großen Anzahl von Messpunkten, so gilt nach [10] für den Fehler Δk der Krümmung:

$$(\Delta k)^2 = (\Delta k_{\text{res}})^2 + (\Delta k_{\text{ms}})^2 \quad (5.5)$$

Er setzt sich also zusammen aus einem Anteil Δk_{res} durch die begrenzte Messauflösung und einem Anteil Δk_{ms} durch Vielfachstreuung. Es gilt weiter $\Delta k_{\text{ms}} \propto \frac{1}{p_{\text{MC}}}$ sowie $\Delta k_{\text{res}} \propto \text{const}$, und mit $\Delta k \propto \Delta \frac{1}{p}$ folgt dann $\left(\Delta \frac{p_{\text{MC}}}{p}\right)_{\text{ms}} \propto \text{const}$ und $\left(\Delta \frac{p_{\text{MC}}}{p}\right)_{\text{res}} \propto p_{\text{MC}}$. Damit folgt

$$\Delta \frac{p_{\text{MC}}}{p} = \sqrt{c_{\text{res}}^2 p_{\text{MC}}^2 + c_{\text{ms}}^2} \quad (5.6)$$

mit zwei zu bestimmenden Konstanten c_{res} und c_{ms} .

Obwohl nun das Magnetfeld in AMS01 nicht homogen ist, nur wenige Punkte für die Messung vorliegen und sich der Fehler auf den Gesamtimpuls aus den Fehlern der Einzelmessungen zusammensetzt, wird der Ansatz (5.6) für einen Fit der Impulsauflösung $\sigma \left(\frac{p_{\text{MC}}}{p_{\text{rec}}}\right)$ verwendet. Man erhält die in Abbildung 5.10 eingezeichnete Kurve.

Zum Vergleich ist rechts in Abbildung 5.7 die Impulsauflösung für „Abwärts“-Ereignisse aufgetragen, es ergeben sich ein Mittelwert von $p_{\text{MC}}/p_{\text{meas}} = 1,05$ und eine Standardabweichung von $\sigma = 15,0\%$, zudem ist der durch zusätzliche Bremsstrahlung entstehende Ausläufer etwas kleiner.

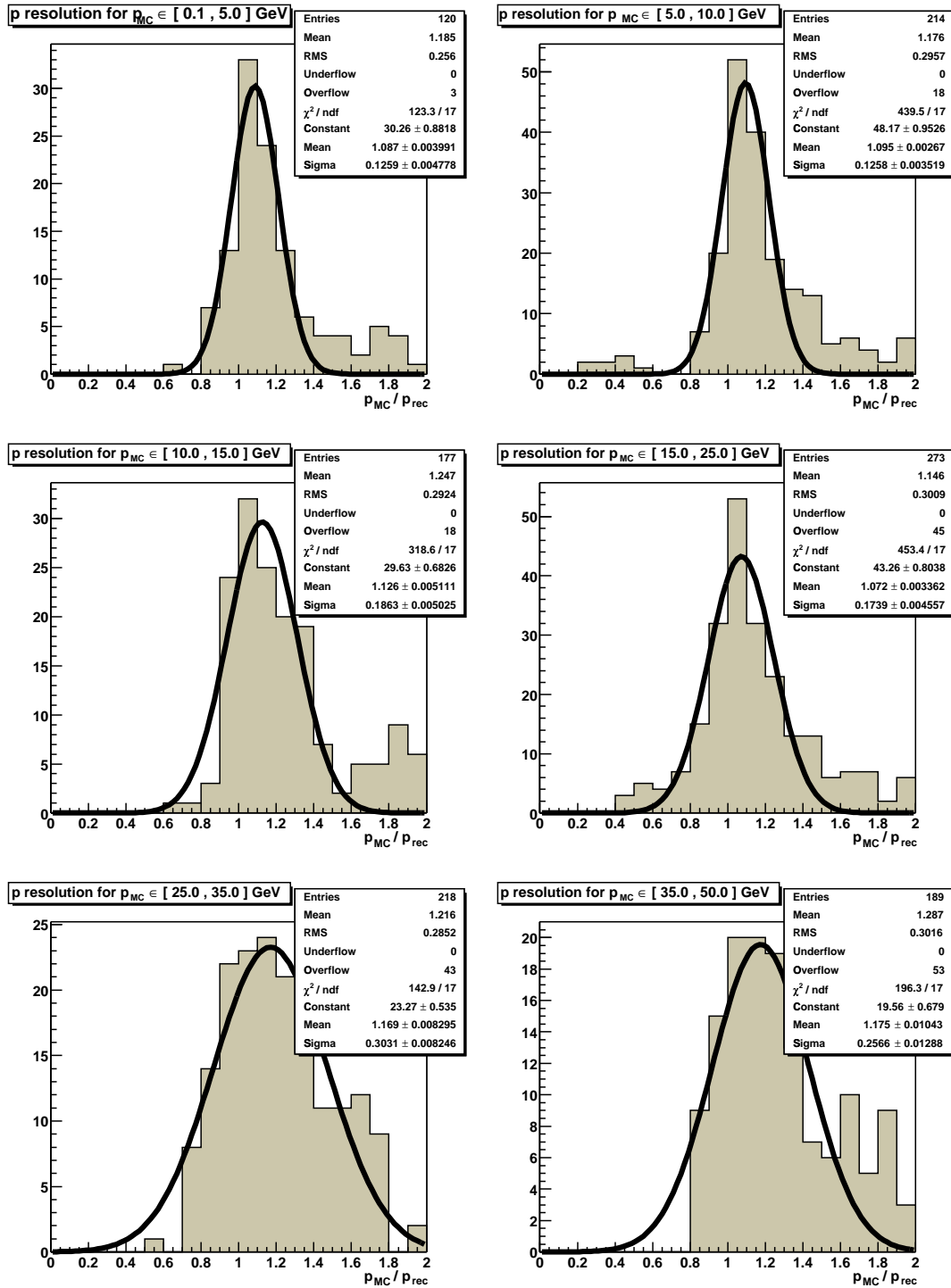


Abbildung 5.9: Histogramme der Impulsaufösung, in Intervallen getrennt nach p_{MC} , mit angepassten Gauß-Kurven ($p_{rec} \equiv p_{meas}$), beispielhaft für „Aufwärts“, $\geq 2 \times 3$ - e^+e^- -Ereignisse.

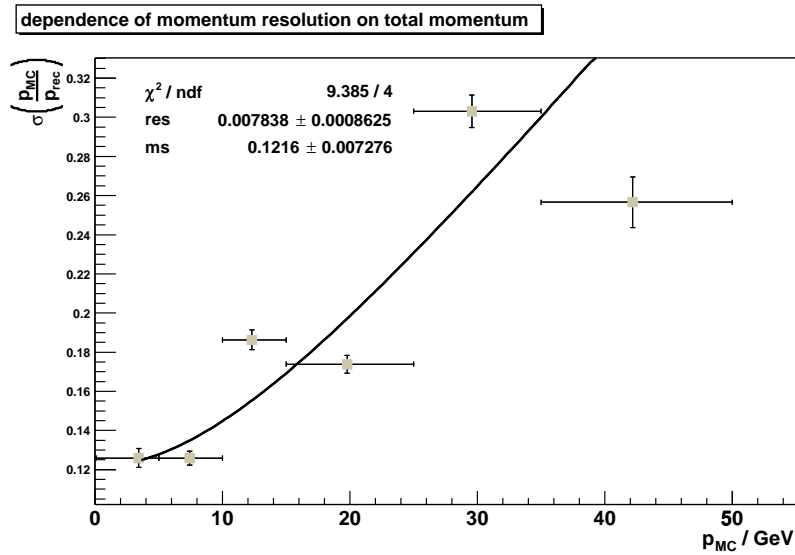


Abbildung 5.10: Impulsauflösung in Abhängigkeit des Gesamtimpulses, beispielhaft für „Aufwärts, $\geq 2 \times 3$ “- e^+ -Ereignisse.

5.2.2 Verteilung der Abstrahlungs- und Konversionsvertices

Da Bremsstrahlung und anschließende Paarbildung nur in Materie stattfinden können, erlaubt die Verteilung der Vertices, an denen diese Prozesse stattgefunden haben, Rückschlüsse auf die Materialbelegung des Detektors. Da die Rekonstruktion der z -Koordinaten der Vertices mit einem Fehler der Größenordnung von 10–30 cm behaftet ist (Abschnitt 5.2.3), werden Generatorinformationen von MC-Ereignissen verwendet. Hieraus kann man dann Hinweise auf die Frage erhalten, ob alle Bauteile des Detektors auch tatsächlich simuliert werden. Zudem wird das Verständnis der Verteilungen der Fehler der rekonstruierten Vertices in z ermöglicht.

Die Verteilung der Vertices in z ist in Abbildung 5.11 für von unten kommende und in Abbildung 5.12 für von oben kommende Positronen zu sehen. Man erkennt im ersten Fall die Detektorkomponenten TOF-System und Čerenkov-Zähler (ATC) sowie den Boden der *Discovery*. Man stellt fest, dass der Großteil der Photonen schon im Boden der Raumfähre abgestrahlt wird. Die meisten Photonen konvertieren dann im Material der genannten Subdetektoren. Die von oben kommenden Positronen senden das Bremsstrahlungsphoton zumeist im TOF-System aus, die Konversion findet dann entweder auch im TOF oder in einer der ersten Trackerlagen (Si) statt.

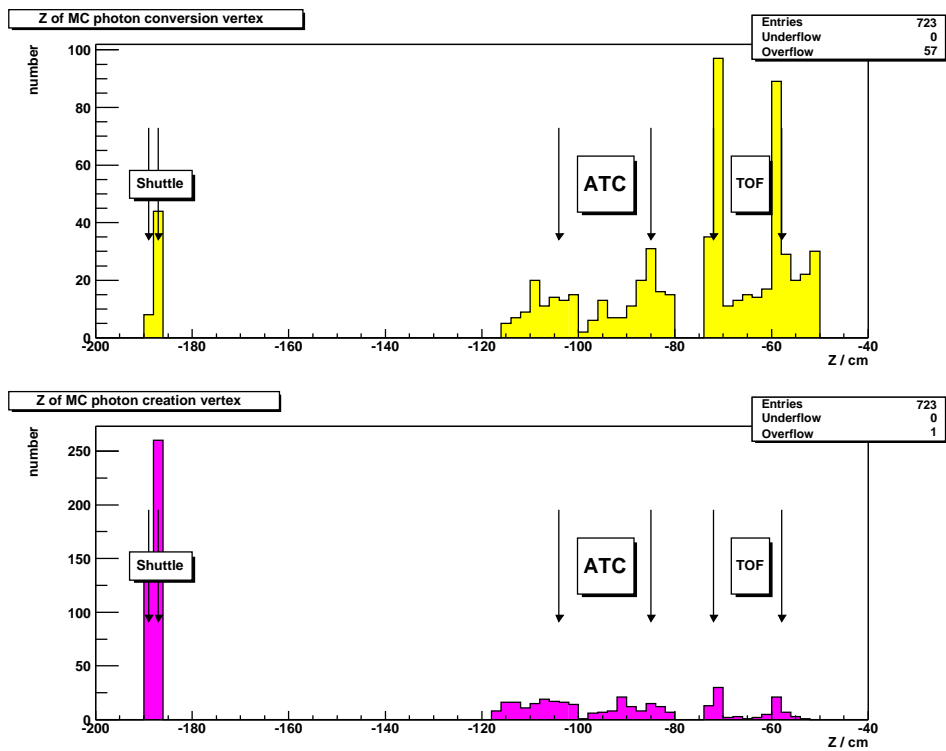


Abbildung 5.11: Lage der Konversions- (*oben*) und Abstrahlungsvertes (*unten*) in z für von unten in den Detektor einfliegende simulierte Positronen.

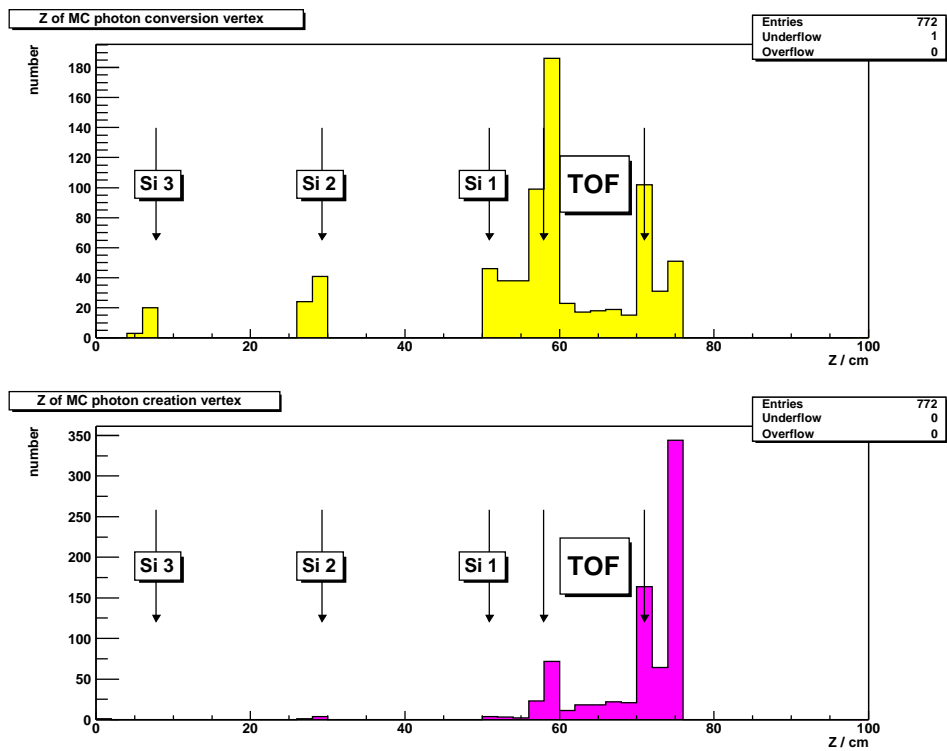


Abbildung 5.12: Lage der Konversions- (*oben*) und Abstrahlungsvertices (*unten*) in z für von oben in den Detektor einfliegende simulierte Positronen.

5.2.3 Fehler der Vertexrekonstruktion

Mit den Generatorinformationen aus einem e^+ -MC kann man den bei der Rekonstruktion der Vertices gemachten Fehler ermitteln. Die Abbildungen 5.13

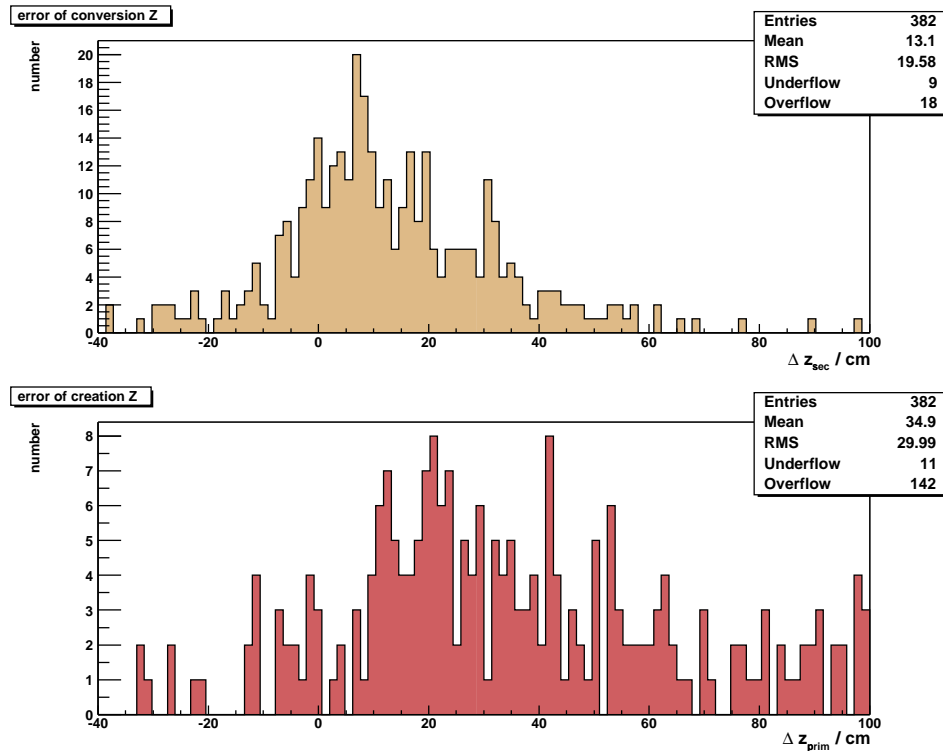


Abbildung 5.13: Verteilung des Fehlers der z -Koordinate von Konversions- (*oben*) und Abstrahlungs-Vertex (*unten*) für von unten kommende simulierte Positronen.

und 5.14 zeigen den absoluten Fehler $\Delta z = z_{\text{rec}} - z_{\text{MC}}$ der z -Koordinate der rekonstruierten Vertices von Konversion und Abstrahlung des Bremsstrahlungsphotons, und zwar für von unten bzw. oben einfliegende Positronen getrennt. Als Maß für den Fehler nimmt man die Standardabweichung der in den Histogrammen zu sehenden Verteilungen.¹ Dann beträgt er etwa 20 bzw. 30 cm für Konversion bzw. Abstrahlung im „Aufwärts“-Fall und 11 bzw. 16 cm im „Abwärts“-Fall. Die Größe dieser Werte liegt an der Hebelwirkung bei der Propagation fast paralleler Spuren. Dort führt ein kleiner Fehler bei den Eingangsspurparametern oder während der Propagation direkt zu einer großen Ungenauigkeit in z . Der Fehler ist weiter größer für aufwärts als für abwärts fliegende Teilchen, was sich durch den bei der Propagation zurückzulegenden längeren Weg und das

¹Man beachte, dass die im „Overflow“-Bin enthaltenen Werte bei der Berechnung nicht mitgenommen werden.

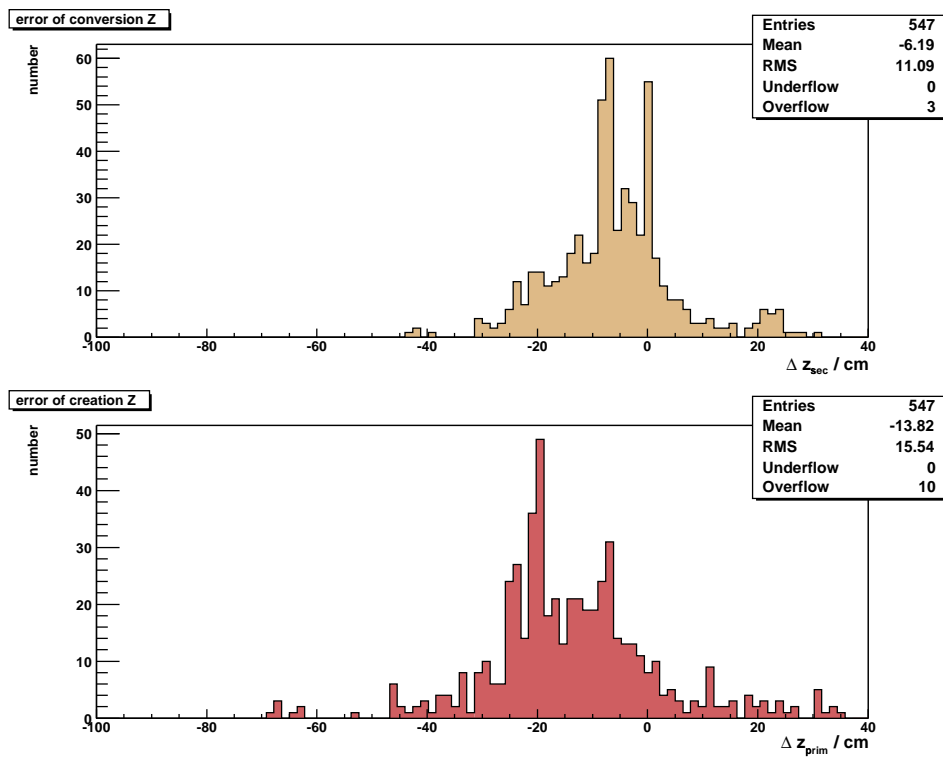


Abbildung 5.14: Verteilung des Fehlers der z -Koordinate von Konversions- (*oben*) und Abstrahlungs-Vertex (*unten*) für von oben kommende simulierte Positronen.

erhöhte Materialbudget mit daraus resultierender stärkerer Vielfachstreuung erklären lässt. Er ist ebenfalls größer für den Abstrahlungsvertex, da dieser weiter entfernt ist als der Konversionsvertex.

Bei beiden Flugrichtungen liegt der Mittelwert von Δz zudem nicht bei null, sondern der Vertex wird zumeist in Flugrichtung gesehen zu weit vorne gefunden.

Die in Abbildung 5.14 zu sehenden Spitzen lassen sich wie folgt verstehen: Oftmals wird der Vertex zwischen den beiden beteiligten Spuren schon unmittelbar auf der letzten Trackerlage ($z \approx 51 \text{ cm}$) gefunden, nach Abbildung 5.12 liegt jedoch der tatsächliche Konversionsvertex häufig auf der inneren TOF-Lage ($z \approx 58 \text{ cm}$) und der Abstrahlungsvertex auf der äußeren ($z \approx 71 \text{ cm}$). Die Differenz entspricht jeweils der Lage der Spitzen.

Die genannten großen Fehler ändern jedoch nichts an der Tatsache, dass die

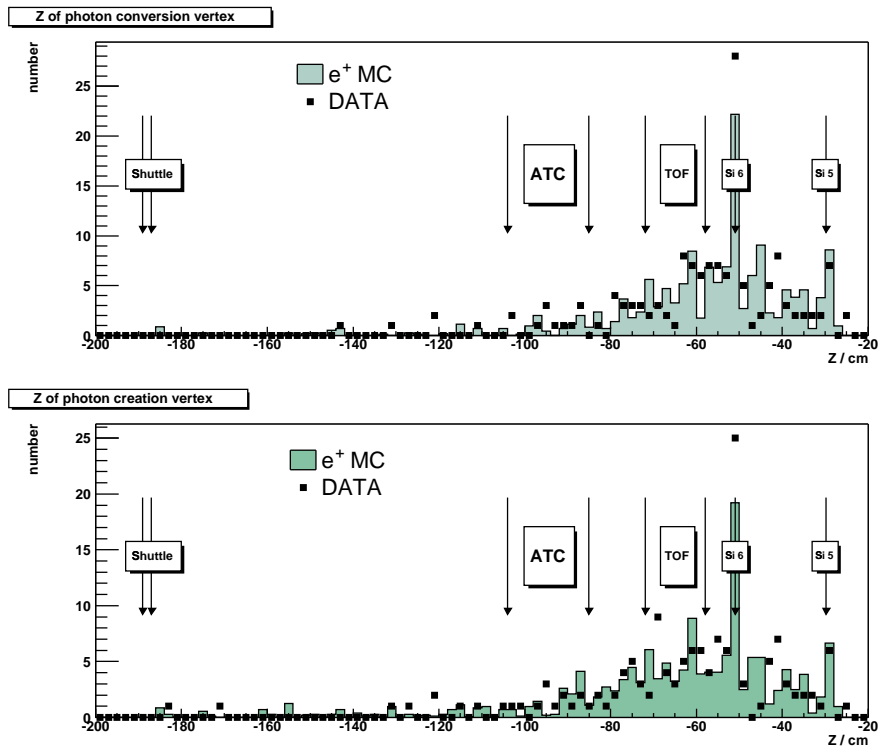


Abbildung 5.15: Verteilung der rekonstruierten z -Koordinate von Konversions- (*oben*) und Abstrahlungs-Vertex (*unten*) für Aufwärts-Topologien. Eingezeichnet sind energiegewichtete e^+ -MCs und die Elektron-Kandidaten. Die Verteilungen sind auf gleiches Integral normiert.

Vertexfindung durch die Monte Carlo-Simulation gut beschrieben wird. In den Abbildungen 5.15 und 5.16 wird die bei Daten und MC-Ereignissen rekonstruierte z -Koordinate von Abstrahlungs- und Konversionsvertex verglichen. Dazu werden

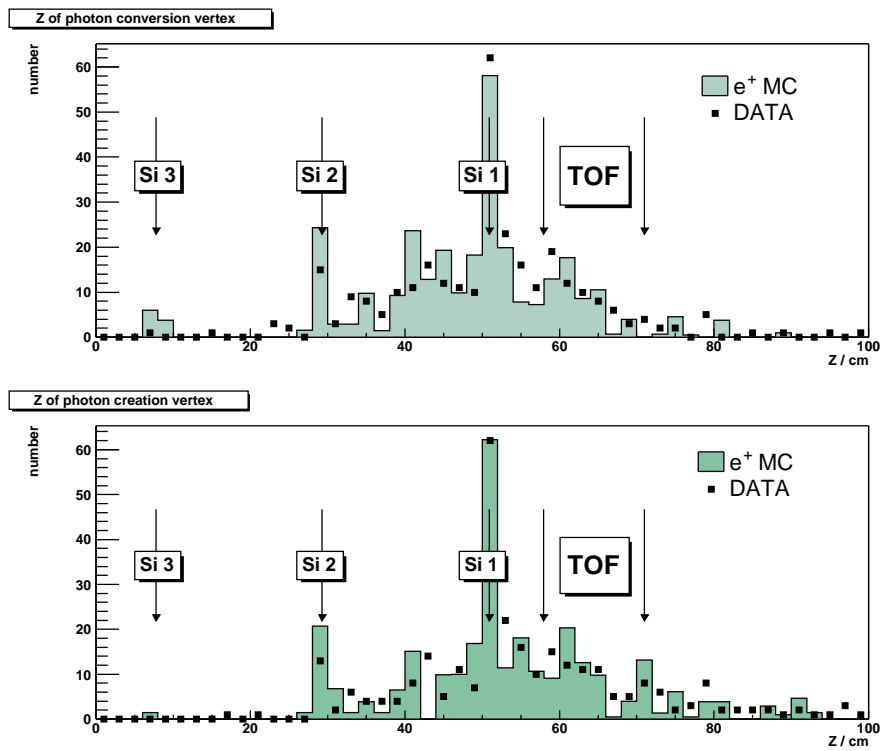


Abbildung 5.16: Verteilung der rekonstruierten z -Koordinate von Konversions- (*oben*) und Abstrahlungs-Vertex (*unten*) für Abwärts-Topologien. Eingezeichnet sind energiegewichtete e^+ -MCs und die Elektron-Kandidaten. Die Verteilungen sind auf gleiches Integral normiert.

energiegewichtete e^+ -MCs und die von der Analyse als Elektronen klassifizierten Ereignisse verwendet. Man findet eine gute Übereinstimmung.

5.2.4 Akzeptanz

Um aus der gemessenen Zählrate C eines Detektors auf die spektrale Intensität I der einfallenden Strahlung zurückschließen zu können, muss man den geometrischen Faktor G kennen, der die beiden Größen verknüpft:

$$C = GI$$

G wird auch Akzeptanz genannt. Mit großer Allgemeinheit lässt sich die Zählrate ausdrücken als[68]

$$C(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} dt' \int_S d\sigma \cdot \hat{\mathbf{r}} \int_{\Omega} d\omega \int_0^{\infty} dE \sum_i \epsilon_i(E, \sigma, \omega, t') J_i(E, \omega, \mathbf{x}, t') \quad (5.7)$$

Dabei bezeichnen i die Teilchensorte, J_i die spektrale Intensität und ϵ_i die Detektoreffizienz für Teilchen der Sorte i , T die Messdauer, $d\sigma$ das Oberflächenelement der sensitiven Fläche S des letzten zu erreichenden Subdetektors und $d\omega = d\phi d \cos \theta$ das Raumwinkelelement, das auf den Bereich Ω beschränkt sei. $\hat{\mathbf{r}}$ sei der Einheitsvektor in Richtung ω . Bei Beschränkung auf eine Teilchensorte und unter der Annahme von Zeit- und Ortsunabhängigkeit der betrachteten Größen und eines isotropen, nur von der Energie abhängigen Flusses $J = J_0(E)$ vereinfacht sich (5.7), wenn die Effizienz ebenfalls nur energieabhängig ist, zu

$$C = \int_0^{\infty} dE J_0(E) \left[\epsilon(E) \cdot \int_S d\sigma \cdot \hat{\mathbf{r}} \int_{\Omega} d\omega \right]$$

Der Term in eckigen Klammern ist dann die Akzeptanz $G(E)$. Für ein ideales Teleskop, das nur aus einer ebenen Fläche der Größe A besteht, lässt sich G leicht berechnen. Mit $\epsilon(E) = 1$ ist

$$G = \int_S \int_{\Omega} \cos \theta d\sigma d\omega = 2\pi A \int_0^1 \cos \theta d \cos \theta = \pi A \quad (5.8)$$

Um die Akzeptanz des AMS01-Detektors für Elektronen oder Positronen mit der gesuchten Bremsstrahlungssignatur zu bestimmen, wird eine Monte Carlo-Methode angewendet. Dazu wird der Detektor in einen Würfel der Kantenlänge $L = 390 \text{ cm}$ positioniert. Auf der oberen bzw. unteren Würfelfläche wird dann mit einem Zufallszahlengenerator der Startpunkt einer Trajektorie bestimmt, sowie der Einfallswinkel θ , wobei einem isotropen Fluss entsprechend eine Gleichverteilung von $\cos^2 \theta$ angesetzt werden muss. Es werden N Trajektorien generiert.

Werden hiervon von der Analyse n Ereignisse als Elektronen bzw. Positronen klassifiziert, so ergibt sich die Akzeptanz in einfacher Weise zu

$$G = G_A \frac{n}{N} \quad (5.9)$$

wobei $G_A = \pi L^2$ der geometrische Faktor der Startfläche ist. Mit dieser Methode wurde die Akzeptanz des AMS01-Detektors bestimmt, wenn man konvertierte Bremsstrahlungsphotonen zur Positron- bzw. Elektronidentifikation benutzt. In

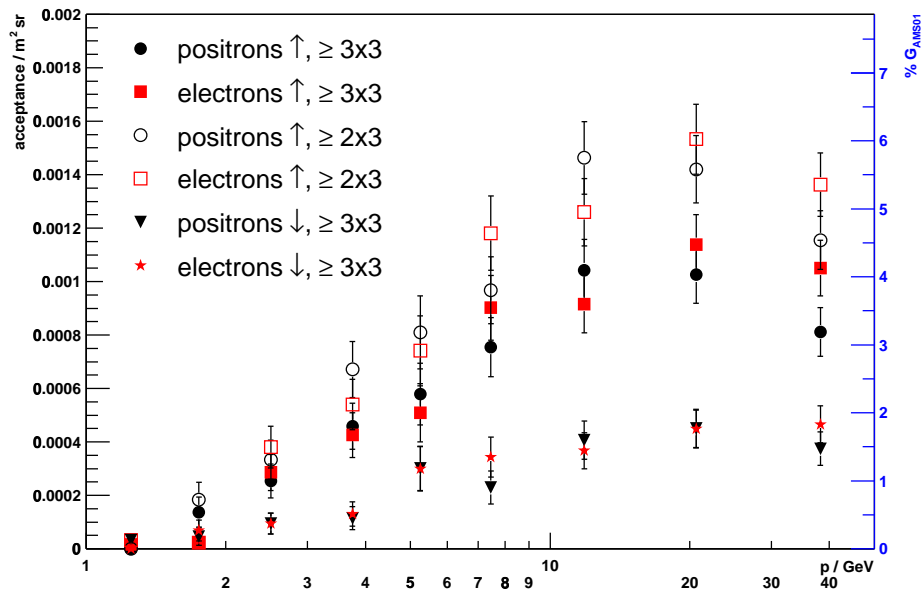


Abbildung 5.17: Akzeptanz des AMS01-Detektors bei Positron- und Elektronidentifikation durch konvertierte Bremsstrahlungsphotonen, ermittelt durch MC-Methode, für Aufwärts-Ereignisse, getrennt nach $\geq 2 \times 3$ - und $\geq 3 \times 3$ -Topologien, und für Abwärts- $\geq 3 \times 3$ -Ereignisse.

diese Akzeptanz fließen also die Abmessungen und Effizienzen des Detektors und die Wirkungsquerschnitte der Prozesse, die zu der Signaltopologie führen, ein. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Die eingetragenen Fehler sind statistische Fehler. Bei jedem MC-Ereignis wird eine Entscheidung darüber herbeigeführt, ob es als Signalereignis gezählt wird oder nicht. Diesen Vorgang kann man als Bernoulli-Experiment interpretieren. Die Anzahl der Signalereignisse folgt dann einer Binomialverteilung mit einer Wahrscheinlichkeit, für die n/N eine Schätzgröße ist. Entsprechend gilt für den Fehler der Akzeptanz: $\Delta G = \pi L^2 \sqrt{n/N^2 - n^2/N^3}$.

Die rechte Achse in Abbildung 5.17 zeigt die Akzeptanz als Prozentsatz der für

die Flussmessungen von AMS01 ermittelten Akzeptanz bei Einzelspurereignissen. Diese liegt oberhalb von etwa 4 GeV annähernd konstant bei $0,12 \text{ m}^2 \text{ sr}$ für Teilchen, die unter einem Winkel von weniger als 38° einfallen[65]. Das entspricht einer effektiven Akzeptanz von $G_{\text{AMS01}} = 0,12 \text{ m}^2 \text{ sr} \cdot \frac{\int_{\cos 38^\circ}^1 d \cos \theta}{\int_{\cos 90^\circ}^1 d \cos \theta} = 0,0254 \text{ m}^2 \text{ sr}$, die mit der berechneten Akzeptanz verglichen werden kann.

Vergleicht man die Akzeptanzen für von unten bzw. von oben einfallende Positronen und Elektronen, so stellt man fest, dass die Akzeptanz im Aufwärts-Fall um etwa einen Faktor zwei bis drei größer ist, der Energieverlauf ist jedoch gleich. Diese Beobachtung lässt sich leicht durch das größere Materialbudget unterhalb des Trackers erklären. Des Weiteren kann man in Abbildung 5.17 die Erhöhung der Akzeptanz bei Hinzunahme der „ 2×3 “-Topologien beobachten.

Im Rahmen der Fehler ist die Akzeptanz für Elektronen über weite Impulsbereiche gleich der für Positronen, was eine unabdingbare Voraussetzung bei einer Mes-

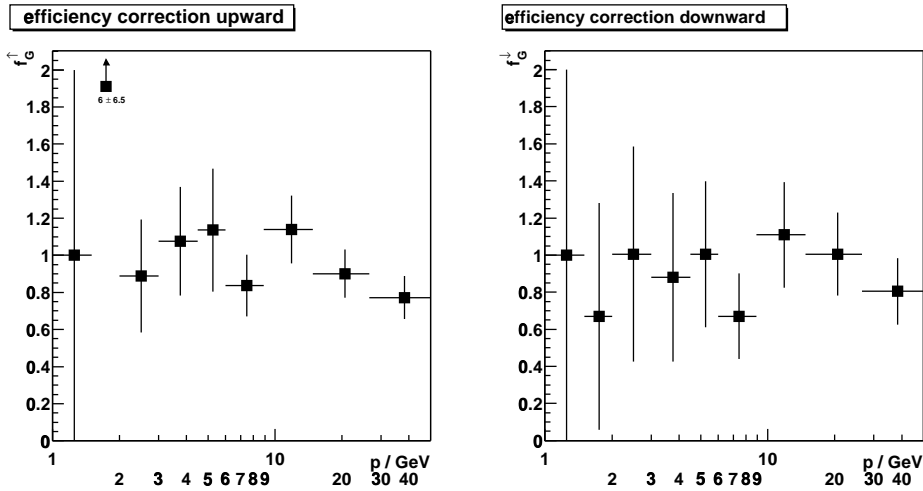


Abbildung 5.18: Korrekturfaktoren $f_G^{\uparrow}(p)$ (links) und $f_G^{\downarrow}(p)$ (rechts) für die Effizienzkorrektur.

sung der Größe $e^+/(e^+ + e^-)$ darstellt. Die Akzeptanz sinkt für kleine Impulse, denn dann ist schließlich auch die Wahrscheinlichkeit klein, dass ein hochenergetisches Photon abgestrahlt wird, das anschließend konvertieren kann. Bei hohen Impulsen reicht andererseits die Ablenkraft des Magneten nicht mehr aus, um die drei Spuren so zu trennen, dass ihr Abstand größer wird als die Ortsauflösung des Trackers.

Um die kleinen Unterschiede der Akzeptanzen für Positronen und Elektronen auszugleichen, wird eine Effizienzkorrektur durchgeführt. Dazu wird die Zahl der Elektronenkandidaten – nach der Korrektur um Proton-Ereignisse (Abschnitt 5.1.1) – mit dem Quotienten $f_G^{\uparrow/\downarrow}(p) = G_{e^+}^{\uparrow/\downarrow}(p)/G_{e^-}^{\uparrow/\downarrow}(p)$ der Akzeptanzen von Positronen und Elektronen multipliziert, und zwar getrennt für Auf- und Abwärtstopologien.

Die Werte von f_G werden aus den in Abbildung 5.17 aufgetragenen Akzeptanzen berechnet, und diese Korrekturfaktoren sind in Abbildung 5.18 zu sehen. Die Fehler ergeben sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu $\Delta f_G^{\uparrow/\downarrow}(p) = f_G^{\uparrow/\downarrow}(p) \cdot \sqrt{(\Delta G_{e^+}^{\uparrow/\downarrow}(p)/G_{e^+}^{\uparrow/\downarrow}(p))^2 + (\Delta G_{e^-}^{\uparrow/\downarrow}(p)/G_{e^-}^{\uparrow/\downarrow}(p))^2}$. Ist in einem Impulsbin \tilde{p} bei der Akzeptanzbestimmung kein e^+ - oder e^- -Kandidat vorhanden, so wird der entsprechende Eintrag zu $f_G(\tilde{p}) = 1 \pm 1$ festgesetzt. Dies ist hier jeweils im ersten Bin der Fall.

5.2.5 Effizienzstudie

Es wurde eine MC-Studie mit dem Ziel durchgeführt, die Effizienz ϵ der Rekonstruktion eines Signalereignisses zu bestimmen. Dadurch sollte sichergestellt werden, dass die größtmögliche Anzahl an Positronen, die im Datensatz vorhanden sind, auch tatsächlich erkannt wird.

Dazu wird die in Kapitel 4 beschriebene Analyse auf eine spezielle Vorselektion von Ereignissen eines e^+ -MCs angewendet. Diese enthält Ereignisse, bei denen das primäre Positron ein Bremsstrahlungsphoton ausgesendet hat, das spätestens auf der ersten Trackerlage in Flugrichtung konvertiert ist, wobei beide sekundären Leptonen einen Mindestimpuls von $0,1 \text{ GeV}$ aufweisen müssen. Um die geometrische Akzeptanz des Trackers zu berücksichtigen, wird die Flugbahn des Photons vom Vertex der Abstrahlung extrapoliert und das Ereignis aufgenommen, wenn mindestens vier Trackerlagen innerhalb des Bereiches geschnitten werden, der mit Siliziummodulen bestückt war. Kleinere Lücken in der Bestückung werden dabei nicht berücksichtigt.

Um die Effizienz ϵ zu erhalten, wird die in jedem MC-Impulsbin p am Ende der Analyse gefundene Kandidatenzahl $n(p)$ durch die in diesem Intervall in der Vorselektion enthaltene Zahl von Ereignissen $N(p)$ dividiert:

$$\epsilon(p) = \frac{n(p)}{N(p)}$$

Der Fehler auf ϵ ergibt sich analog zu Abschnitt 5.2.4 als Fehler der Wahrscheinlichkeit in einem Bernoulli-Experiment. Die Verteilung von ϵ zeigt Abbildung 5.19. In Tabelle 5.1 wird – über alle Impulse gemittelt – nachvollzogen, wie viele Ereignisse die einzelnen Analyseschritte überstehen. Die Zeile „Vorselektion“ gibt die Zahl der in der speziellen Vorselektion enthaltenen Ereignisse an, jeweils für Aufwärts- und Abwärts-MCs. In der Zeile „Clusterzahl“ sind dann nur noch Ereignisse enthalten, die mindestens drei bzw. genau zwei Trackerlagen mit drei Clustern enthalten. Dieses Kriterium wird nur von etwa 60% der Ereignisse erfüllt, was aus Ineffizienzen der Trackerlagen und Lücken in der Bestückung resultiert. Ein geringer Teil der Ereignisse weist nicht den in Flugrichtung zunehmenden Clusterabstand auf, der bei der in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen topologischen Analyse gefordert wird. Bei den Ereignissen in der Zeile „Spurfit“ waren die in den Abschnitten 4.3.4 und 4.3.5 beschriebene Spurfundung und

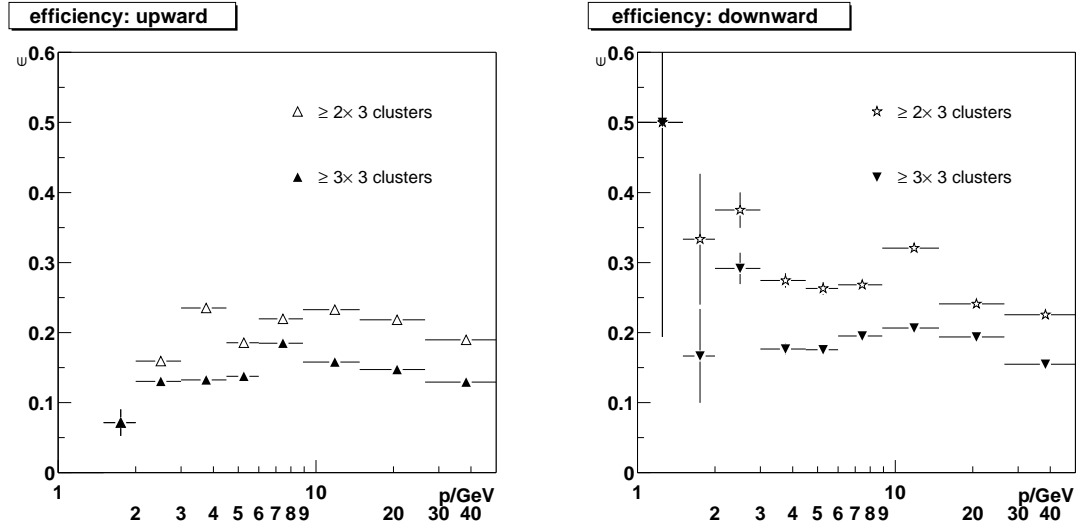


Abbildung 5.19: Effizienz $\epsilon(p)$ der Rekonstruktion von Ereignissen mit einem konvertierten Bremsstrahlungsphoton, für aufwärts (*links*) und abwärts (*rechts*) fliegende primäre Positronen. Gezeigt sind die Effizienzen, die man erhält, wenn man nur Ereignisse mit mindestens drei Trackerlagen mit drei Clustern betrachtet, und die Effizienzsteigerung bei Hinzunahme von Ereignissen mit zwei Lagen mit drei Clustern.

	$\uparrow, \geq 3 \times 3$		$\uparrow, 2 \times 3$		$\downarrow, \geq 3 \times 3$		$\downarrow, 2 \times 3$	
Vorselektion	3727				1157			
Clusterzahl	1104	29,6 %	1140	30,6 %	312	27,0 %	377	32,6 %
Clusterabstand	799	72,4 %	974	85,4 %	282	90,4 %	350	92,8 %
Spurfit	755	94,5 %	451	46,3 %	268	95,0 %	170	48,6 %
Schnitte	538	71,2 %	236	52,3 %	206	76,9 %	90	52,9 %
<i>Effizienz</i>	14,4 %		6,3 %		17,8 %		7,8 %	

Tabelle 5.1: Verringerung der Kandidatenzahlen durch die einzelnen Analyse-schritte. Zahlen in Prozent beziehen sich auf den jeweils vorhergehenden Schritt – außer in der letzten Zeile.

-anpassung erfolgreich. Viele der „ 2×3 “-Ereignisse scheitern hier an dem Einzelspurveto, das bewusst scharf ausfällt, um den protonischen Untergrund in den Daten zu unterdrücken. Schließlich werden noch einige Ereignisse von den in Abschnitt 4.4 genannten Schnitten eliminiert. Das Maß der Reduktion liegt in dem Rahmen, der von den Schnitteffizienzen der Schnitte auf die invariante Masse des Sekundärpaares und auf den Winkel der Photonabstrahlung in Höhe von 80 % vorgegeben wird. Bei den „ 2×3 “-Ereignissen erschwert die geringere Zahl an Messpunkten die genaue Rekonstruktion.

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ variiert nur schwach mit dem Impuls und liegt insgesamt bei 14,4 % im Aufwärts- bzw. 17,8 % im Abwärts-Fall. Sie kann durch Hinzunahme der Ereignisse, die nur zwei Trackerlagen mit genau drei Clustern aufweisen, um etwa 43 % gesteigert werden.

5.3 Positronenanteil

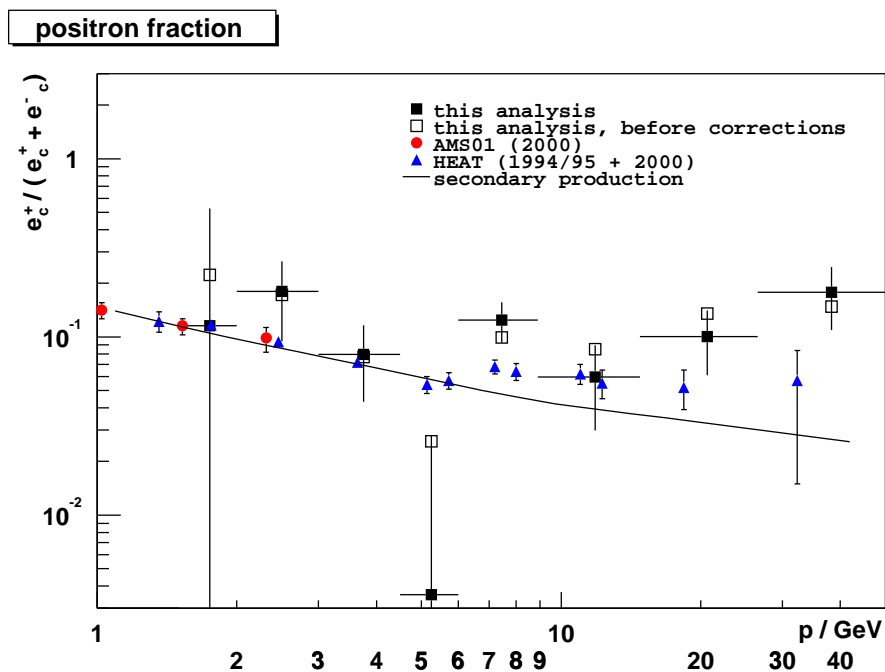


Abbildung 5.20: Positronenanteil $e_c^+ / (e_c^+ + e_c^-)$ als Funktion des Gesamtimpulses, nach Korrekturen, kombiniert für Abwärts- und Aufwärts-Topologien, Datensatz „A“, aus Ereignissen mit mindestens drei Trackerlagen mit genau drei Clustern. Ebenso eingezeichnet sind die Messpunkte vor den Korrekturen, die von AMS01 bereits veröffentlichten Daten[31], die von den HEAT-Experimenten gemessenen Punkte[23][34] und eine theoretische Erwartung für den Positronenanteil bei rein sekundärer Positronproduktion (Abb. 7 oben in [25]).

Das vorläufige Endergebnis der Arbeit, der Positronenanteil, ist in Abhängigkeit des Gesamtimpulses in Abbildung 5.20 zu sehen. Es wurden die Ereignisse mit Ab- und Aufwärts-Topologien zusammengefasst. Wegen der Unsicherheiten bezüglich des Proton-Untergrundes bei Ereignissen mit nur zwei Trackerlagen mit genau drei Clustern müssen diese außen vor bleiben, bis detaillierte Untergrund-Studien mit dem vollständigen Satz Proton-MCs möglich sind. Es wurde der auch für die AMS01-Veröffentlichungen benutzte Datensatz („A“) verwendet.

Eingezeichnet ist der Positronenanteil, der mit den korrigierten Werten der Positronen- und Elektronenzahlen berechnet wurde: $e_c^+/(e_c^+ + e_c^-)$. Es gilt $e_c^+ = e^+ - \Delta_{e^-}e^+ - \Delta_p e^+$ und $e_c^- = e_{c,\uparrow}^- + e_{c,\downarrow}^-$ mit $e_{c,\uparrow/\downarrow}^- = (e_{\uparrow/\downarrow}^- - \Delta_p e_{\uparrow/\downarrow}^-)f_{G,\uparrow/\downarrow}$, wobei e^\pm die Kandidatenzahlen vor den Korrekturen und Δ_p bzw. Δ_{e^-} die Korrekturen auf Protonen (Abschnitt 5.1.1) bzw. Elektronen (Abschnitt 5.1.3) bezeichnet. f_G ist der in Abschnitt 5.2.4 ermittelte Faktor für die Effizienzkorrektur. Für die Fehler der korrigierten Ereigniszahlen gilt, wenn man für die e^+ - und e^- -Zahlen eine Poissonverteilung annimmt: $\sigma(e_c^+) = \sqrt{e^+ + \sigma^2(\Delta_{e^-}e^+) + \sigma^2(\Delta_p e^+)}$ und $\sigma(e_{c,\uparrow/\downarrow}^-) = \sqrt{e_{\uparrow/\downarrow}^- f_{G,\uparrow/\downarrow}^2 + f_{G,\uparrow/\downarrow}^2 \sigma^2(\Delta_p e_{\uparrow/\downarrow}^-) + (e_{\uparrow/\downarrow}^- - \Delta_p e_{\uparrow/\downarrow}^-)^2 \sigma^2(f_{G,\uparrow/\downarrow})}$. Der Fehler auf e_c^- ergibt sich dann durch quadratische Addition von $\sigma(e_{c,\uparrow}^-)$ und $\sigma(e_{c,\downarrow}^-)$. Die eingezeichneten Fehler sind die Breite der Impuls-Intervalle bzw. der statistische Fehler, den man für die Größe $e_c^+/(e_c^+ + e_c^-)$ nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz erhält: $\sigma(e_c^+/(e_c^+ + e_c^-)) = \sqrt{(e_c^-)^2 \sigma^2(e_c^+) + (e_c^+)^2 \sigma^2(e_c^-)}/(e_c^+ + e_c^-)^2$.

Mit eingezeichnet sind die Messwerte, die man ohne die genannten Korrekturen erhalten würde, die bereits von der AMS-Kollaboration veröffentlichten Daten[31] sowie die Ergebnisse, die die HEAT-Kollaboration mit den Instrumenten HEAT[35] und HEAT-pbar[36] auf insgesamt drei Ballonflügen erhalten hat[23][34]. Außerdem ist eine Vorhersage für den Positronenanteil zu sehen, wie man sie in einem Diffusionsmodell (ohne Nachbeschleunigung) erhält. Die Details des Modells sind in [25] beschrieben. Ein Vergleich der HEAT-Statistik mit dieser Messung befindet sich in Anhang A.

Das Ergebnis zeigt, dass die bei dieser Analyse angewendete Methode der Positronidentifikation durch konvertierte Bremsstrahlungsphotonen funktioniert. Sie kann benutzt werden, um den bisher durch die Schwelle des ATC beschränkten Messbereich des AMS01-Detektors deutlich auszuweiten. Auch wenn die so erhaltene Statistik relativ gering ist, wird nach der endgültigen Untergrundkorrektur eine Aussage über das Verhalten des Positronenanteils bei hohen Energien möglich sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst ein Überblick über das vielschichtige Gebiet der Physik der kosmischen Strahlung gegeben. Es wurde gezeigt, dass eine Reihe von Prozessen, insbesondere die Beschleunigungs- und Propagationsmechanismen und die solare Modulation, verstanden werden müssen, um die gemessenen Spektren interpretieren zu können. Dass man in der kosmischen Strahlung Antworten auf fundamentale Fragen sowohl der Teilchenphysik als auch der Kosmologie finden kann, wird an dem Rätsel der dunklen Materie deutlich, die die im Universum sichtbare, leuchtende Materie an Masse bei weitem übersteigt. Als mögliche Kandidaten kommen supersymmetrische Teilchen, meist Neutralinos, in Betracht, bei deren Annihilation unter anderem Positronen entstehen. Ein solches Signal wäre dann im Positronenanteil in der kosmischen Strahlung nachweisbar. Vieles deutet darauf hin, dass in den genannten Disziplinen, die zu den spannendsten in der Physik gehören, eine Welle neuer Erkenntnisse und vielleicht auch Überraschungen bevorsteht.

Der AMS01-Detektor, mit dessen Datenmaterial die Analyse durchgeführt wurde, wurde mit seinen wichtigsten Komponenten kurz vorgestellt. Anschließend wurde der Gang der Analyse im Detail beschrieben. Die wesentliche Idee besteht darin, nach konvertierten Bremsstrahlungsphotonen zu suchen, um Positronen zu identifizieren und Protonen, die einen wesentlichen Beitrag zum Untergrund bei dieser Analyse liefern, zu unterdrücken. Diesem Zweck dienen auch die vorgestellten Schnitte.

Die so erhaltene Zahl an Positronenkandidaten wurde um den von Protonen und von Elektronen, die mit dem falschen Ladungsvorzeichen rekonstruiert wurden, erzeugten Untergrund korrigiert, nachdem dieser mit einer Monte Carlo-Methode abgeschätzt wurde. Für die Zahl an Elektronenkandidaten wurde ebenfalls eine Korrektur auf protonischen Untergrund durchgeführt, und es wurde eine Effizienzkorrektur vorgenommen. Nach einigen Monte Carlo-Studien wurde schließlich das vorläufige Ergebnis der Messung der Größe $e^+/(e^+ + e^-)$ im Bereich von $1-50 \text{ GeV}$ präsentiert. Dabei wurden 48 e^+ - und 455 e^- -Kandidaten gefunden. Der erwartete Untergrund beträgt $\Delta_{e^-e^+} = 5,1 \pm 2,2$ und $\Delta_p e^+ = 2,5 \pm 0,8$

und $\Delta_p e^- = 0,4 \pm 0,2$. Es wurde gezeigt, dass die angewendete, aufwändige Methode funktioniert und eine Ausweitung des Messbereichs über die bisher von AMS01 veröffentlichten Daten hinaus erlaubt.

Bis zum Vorliegen des endgültigen Ergebnisses sind noch einige wichtige Schritte vorzunehmen:

- Ein umfangreicher Satz an Protonen-Monte Carlo-Ereignissen muss produziert werden. Damit kann dann die Reinheit der Positronenselektion bestimmt und eine genauere Untergrundkorrektur vorgenommen werden. Für die Bestimmung der Akzeptanzen und die Korrektur auf fehlidentifizierte Elektronen ist zudem eine größere Statistik bei den e^+ - und e^- -Monte Carlo-Sätzen notwendig. Daneben müssen auch die systematischen Fehler bei der Gewichtung der MC-Ereignisse im Verhältnis zu den Daten noch genauer untersucht werden.
- Um den systematischen Fehler auszuschalten, der durch die in gewissen Grenzen variable Festlegung der Schnitte verursacht wird, soll aus den Werten der jetzigen Schnittgrößen ein Likelihood-Wert ermittelt werden. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass es sich bei einem Ereignis um ein Elektron bzw. Positron handelt, und stellt eine einzige verbleibende Schnittgröße dar. Wählt man den Schnitt hierauf zu eng, steigt der statistische Fehler der Messung bedingt durch kleinere Ereigniszahlen. Wählt man den Schnitt hingegen zu weit, steigt der systematische Fehler durch die nötige größere Untergrundkorrektur. Aus dem Minimum des Gesamtfehlers kann man dann den optimalen Schnitt ermitteln.
- Zur Kontrolle sollen die absoluten Flüsse von Elektronen und Positronen bestimmt werden. Hierzu muss neben der geometrischen Akzeptanz des Detektors auch die effektive Messzeit bekannt sein. Wenn sich zum Beispiel die Erde zwischen der kosmischen Strahlung und dem Detektor befindet, können keine Teilchen registriert werden. Um diese Zeit zu erhalten, müssen umfangreiche Monte Carlo-Rechnungen durchgeführt werden.
- Für die Zuverlässigkeit der Spurfindung bei Topologien mit nur zwei Lagen mit genau drei Clustern wäre eine unabhängige Bestimmung der Anzahl geladener Teilchen im Detektor wünschenswert. Man sollte erwarten, dass man aus der Energiedeposition im TOF-System hierauf schließen kann, sollte diese doch in dem beschriebenen Fall, dass ein einzelnes Teilchen eine Drei-Spur-Topologie vortäuscht, geringer sein als bei einem Signalereignis. Dazu müssen noch detailliertere Studien des Verhaltens dieser Größe angestellt werden.

Die vorliegende Messung reizt also das Physikpotenzial des AMS01-Experimentes hinsichtlich der e^+ -Identifikation mehr als sechs Jahre nach dem Flug der *Disco-*

very endgültig bis an die Grenzen aus. Gegen Ende des Jahrzehnts wird dann das Nachfolgeexperiment AMS02 für mindestens drei Jahre auf der internationalen Raumstation *ISS* installiert werden und dort mit bislang unerreichter Präzision die kosmische Höhenstrahlung vermessen.

Anhang A

Statistiktafel

Tabelle A.1 vergleicht die Statistik dieser Messung mit der der HEAT-Experimente. Die Zahlen von HEAT verstehen sich nach hadronischen und atmosphärischen Korrekturen.

Die Spalte \bar{p} gibt die mittlere Energie der HEAT-Kandidaten in jedem Intervall an. Die Intervalleinteilung bei HEAT-pbar (2000) weicht leicht von derjenigen bei HEAT (1994/95) ab, die entsprechenden Kandidaten wurden dem nächstliegenden Intervall zugeschlagen und \bar{p} als gewichtetes Mittel neu berechnet. Intervalle, die HEAT-pbar Daten enthalten, sind mit „*“ markiert.

Für die vorliegende Messung werden die Kandidatenzahlen e^+ und e^- ohne Korrekturen angegeben, und ebenso die Werte e_c^+ und e_c^- , die sich nach der Korrektur auf Protonen und Elektronen, sowie nach der Effizienzkorrektur ergeben.

Die Tabelle enthält auch die Kandidatenzahlen, die man nach dem derzeitigen Stand der Analyse für die „ 2×3 “-Topologien erhält. Diese Zahlen wurden jedoch nicht für die Berechnung des Endergebnisses verwendet.

		HEAT[23][34]		diese Messung			
p/GeV	\bar{p}/GeV	e^+	e^-	e^+	e^-	e_c^+	e_c^-
1,0–1,5	1,36	65,9	475,3	0	1	0	1
1,5–2,0	1,76	236,3	1780,2	2	7	2	15,35
2,0–3,0	2,46	342,6	3300,6	5	24	5	22,84
3,0–4,5	3,64	205,5	2631,6	7	84	6,75	78,08
4,5–6,0*	5,32	163,7	2823,1	2	75	0,28	78,53
6,0–8,9*	7,41	187,3	2598,8	10	91	9,38	65,96
8,9–14,8*	11,28	75,4	1313,5	8	86	6,12	96,30
14,8–26,5	18,4	20,6	375,9	10	64	6,87	61,49
26,5–50,0	32,3	4,2	70,6	4	23	3,95	18,26
Σ		1301,5	15369,6	48	455	40,35	437,81
davon ↓				28	305	23,93	278,94
davon ↑				20	150	16,41	159,47
„2 × 3, ↓“				(23)	(181)		
„2 × 3, ↑“				(21)	(84)		

Tabelle A.1: Vergleich der Statistik der vorliegenden Messung mit HEAT-Ergebnissen.

Anhang B

Daten zur Untergrundkorrektur

B.1 Korrektur auf Protonen

B.1.1 Verteilungen der benutzten Größen

In diesem Abschnitt finden sich die Verteilungen bzw. Werte der bei der Abschätzung des von Protonen erzeugten Untergrundes benötigten Größen. Abbildung B.1 zeigt die Verteilungen von $N_p^*(p)$ und $N_p^D(p)$. Tabelle B.1 enthält die Zahlenwerte der übrigen in (5.1) vorkommenden Größen und in Abbildung B.2 ist schließlich der Verlauf von $f(p)$ dargestellt. Abbildung B.3 zeigt die Verteilungen von $n_{e^+|p}(p)$ und $n_{e^-|p}(p)$.

N_{TRIG}	$n_{e^+ p}$	$n_{e^- p}$	N_{TRIG}^*	N_{nt}^*	N_p^*
$1,046295 \cdot 10^{10}$	$12 \pm 3,5$	$3 \pm 1,8$	$3,49 \cdot 10^6$	63938	7258
$N_{\text{nt}}^{D,ges}$	N_{nt}^D	$N_p^{D,z \geq 1}$	$T_{\uparrow}/T_{\text{ges}}$		
$9,74564 \cdot 10^7$	$2,08048 \cdot 10^6$	7291	25,6 %		

Tabelle B.1: Bei der Untergrundabschätzung verwendete Werte.

B.1.2 Abschätzung des Untergrundes aus Abwärts-Ereignissen

Bisher liegen die mit π^0 -Ereignissen angereicherten Proton-MCs nur für aufwärts fliegende simulierte Protonen vor. Um dennoch eine Abschätzung für den von abwärts fliegenden Protonen erzeugten Untergrund zu erhalten, soll die Aufwärtskorrektur mit einem Faktor skaliert werden, der das unterschiedliche Materialbudget vor dem Tracker und die unterschiedliche Messzeit in beiden Fällen berücksichtigt.

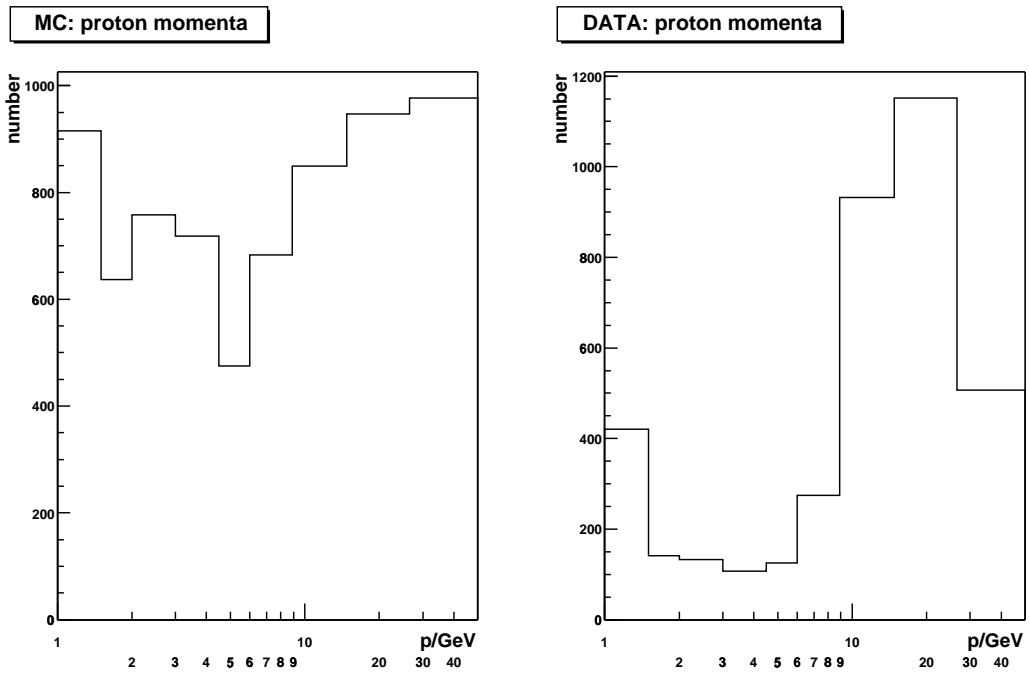


Abbildung B.1: *Links*: Verteilung von $N_p^*(p)$. *Rechts*: Verteilung von $N_p^D(p)$.

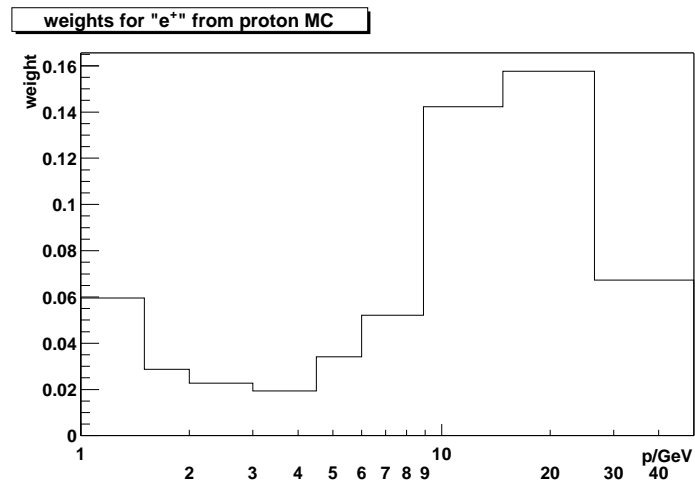


Abbildung B.2: Verteilung von $f(p)$.

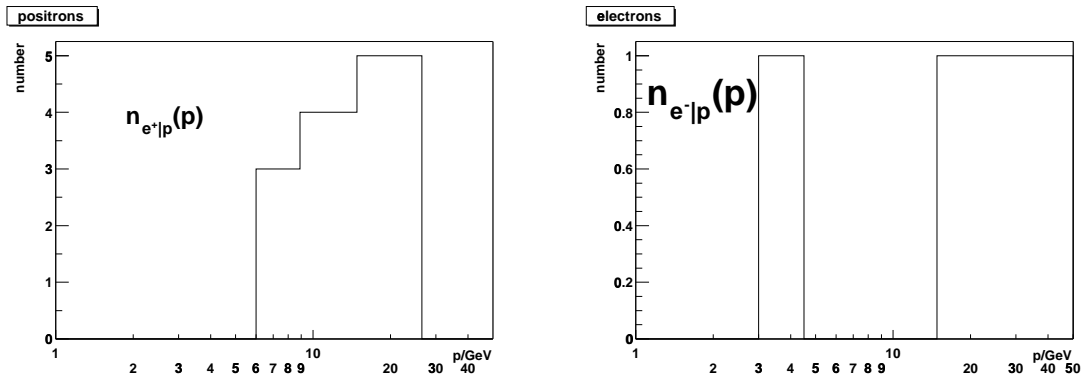


Abbildung B.3: Verteilungen $n_{e^+|p}(p)$ (*links*) und $n_{e^-|p}(p)$ (*rechts*).

Ein Teilchenstrahl N_0 wird durch Wechselwirkungen im Material abgeschwächt gemäß $N(x) = N_0 \exp(-x/\lambda)$, wobei λ die mittlere freie Weglänge der Wechselwirkung ist. Entsprechend kann man $p_{\text{int}} = 1 - \exp(-x/\lambda)$ als Wahrscheinlichkeit dafür auffassen, dass ein einzelnes einfallendes Teilchen *bis zum* Punkt x einen Wechselwirkungsprozess durchgeführt hat (Abbildung B.4 *links*).

Für den betrachteten typischen Untergrundprozess muss ein Proton in einer hadronischen Wechselwirkung zunächst ein π^0 erzeugen, und genau eines der Photonen aus dem Zerfall muss dann konvertieren. Wir stellen uns das Materialbudget ober- und unterhalb des Trackers in einem Materieblock der mittleren Strahlungslänge X_0 und Länge $x_{\downarrow}X_0$ bzw. $x_{\uparrow}X_0$ vereinigt vor. Die Werte für x_{\downarrow} und x_{\uparrow} können Tabelle 3.1 entnommen werden.

Die charakteristische Skala, auf der eine hadronische Wechselwirkung stattfindet, ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ_I . Für die bei AMS01 verwendeten Materialien liegt sie materialabhängig bei dem zwei- bis zehnfachen einer Strahlungslänge[10]. Nehmen wir an, dass dieser Faktor für die Aufbauten ober- und unterhalb des Trackers gleich ist, so können wir schreiben: $\lambda_I = f_{\lambda}X_0$. Des Weiteren ist der Wirkungsquerschnitt für die inklusive π^0 -Erzeugung ein bestimmter Bruchteil des gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitts, so dass $\lambda_{\pi^0} = g\lambda_I$ mit einem $g > 1$ gilt. Wir nennen $f \equiv f_{\lambda}g$. Dann ist $\lambda_{\pi^0} = fX_0$.

Die mittlere freie Weglänge der Paarbildung ist $\lambda_{e^+e^-} = 9/7X_0$ [7]. Für die Konversion steht nun nicht mehr das gesamte Material zur Verfügung, sondern nur noch der Rest hinter dem Punkt der π^0 -Erzeugung. Dieser liegt im Mittel bei

$$\bar{X}_{\uparrow/\downarrow} = \frac{\int_0^{x_{\uparrow/\downarrow}X_0} x e^{-\frac{x}{\lambda_{\pi^0}}} dx}{\int_0^{x_{\uparrow/\downarrow}X_0} e^{-\frac{x}{\lambda_{\pi^0}}} dx} = \frac{X_0 \left(e^{-\frac{x_{\uparrow/\downarrow}}{f}} x_{\uparrow/\downarrow} + e^{-\frac{x_{\uparrow/\downarrow}}{f}} f - f \right)}{e^{-\frac{x_{\uparrow/\downarrow}}{f}} - 1}$$

Der Verlauf von \bar{X} ist in Abbildung B.4 *rechts* als Funktion der Länge L des

Materials zu sehen. \bar{X} ist naturgemäß stets kleiner als L und nähert sich im Grenzfall $L \rightarrow \infty$ der Wechselwirkungslänge λ an. Wir machen die vereinfachende Annahme, dass alle π^0 -Teilchen an diesem Ort erzeugt werden. Ein π^0 zerfällt instantan und fast immer in zwei Photonen. Die Anzahl der Photonen, die anschließend konvertiert, folgt einer Binomialverteilung. Da die beiden Einzel-

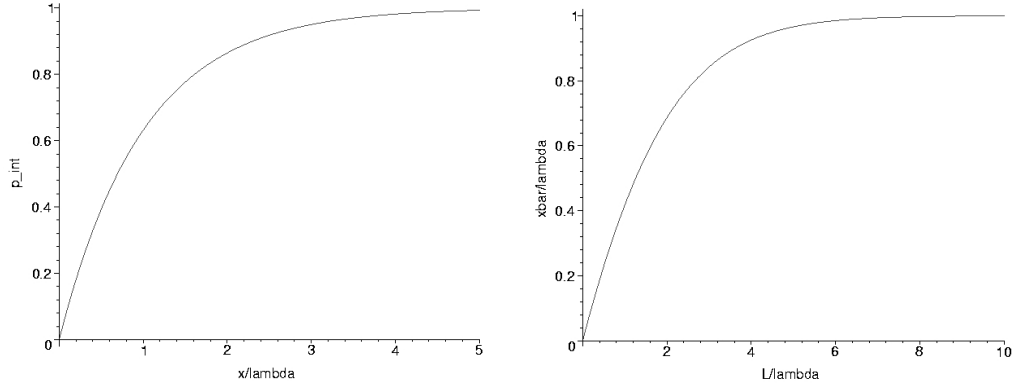


Abbildung B.4: *Links:* Verlauf der Wahrscheinlichkeit p_{int} dafür, dass nach einer Strecke x eine Wechselwirkung mit charakteristischer Skala λ stattgefunden hat. *Rechts:* Mittlerer Ort \bar{X} der Wechselwirkung in einem Materieblock der Länge L .

prozesse der π^0 -Erzeugung und der folgenden Paarbildung unabhängig verlaufen, multiplizieren sich ihre Einzelwahrscheinlichkeiten. Damit gilt für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten, dass ein von oben bzw. von unten einfliegendes Proton eine Untergrundsignatur erzeugt, nach dem bisher Gesagten:

$$\frac{p_{\uparrow}}{p_{\downarrow}} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{x_{\uparrow}}{f}}\right) \cdot \binom{2}{1} \left(1 - e^{-\frac{(x_{\uparrow} X_0 - \bar{X}_{\uparrow})}{9/7 X_0}}\right) e^{-\frac{(x_{\uparrow} X_0 - \bar{X}_{\uparrow})}{9/7 X_0}}}{\left(1 - e^{-\frac{x_{\downarrow}}{f}}\right) \cdot \binom{2}{1} \left(1 - e^{-\frac{(x_{\downarrow} X_0 - \bar{X}_{\downarrow})}{9/7 X_0}}\right) e^{-\frac{(x_{\downarrow} X_0 - \bar{X}_{\downarrow})}{9/7 X_0}}} \quad (\text{B.1})$$

Die Betrachtung gilt natürlich nur, solange L nicht so groß ist, dass die erzeugten Leptonen mit hoher Wahrscheinlichkeit weitere Wechselwirkungen durchführen. Der Verlauf von $p_{\uparrow}/p_{\downarrow}$ ist in Abhängigkeit von f in Abbildung B.5 für $f \in [2; 50]$ aufgetragen. Wie man der Abbildung entnehmen kann, hängt $p_{\uparrow}/p_{\downarrow}$ nur schwach von f ab und nähert sich für große f asymptotisch einer Konstanten. Für die Abschätzung wird ein Wert von $p_{\uparrow}/p_{\downarrow} = 2,76$ benutzt. Der systematische Fehler, der durch die Unkenntnis von f eingeführt wird, ist mit $2,76_{-0,035}^{+0,025}(\text{sys.})$ gegenüber dem statistischen Fehler vor allem der Kandidatenzahlen und den sonstigen systematischen Unsicherheiten dieser Abschätzung vernachlässigbar. Der gesuchte Skalierungsfaktor ergibt sich durch Multiplikation von $p_{\downarrow}/p_{\uparrow}$ mit dem Verhältnis der Messzeiten für Abwärts- und Aufwärts-Ereignisse, $\frac{T_{\downarrow}}{T_{\uparrow}} = \frac{1 - (T_{\uparrow}/T_{\text{ges}})}{T_{\uparrow}/T_{\text{ges}}}$.

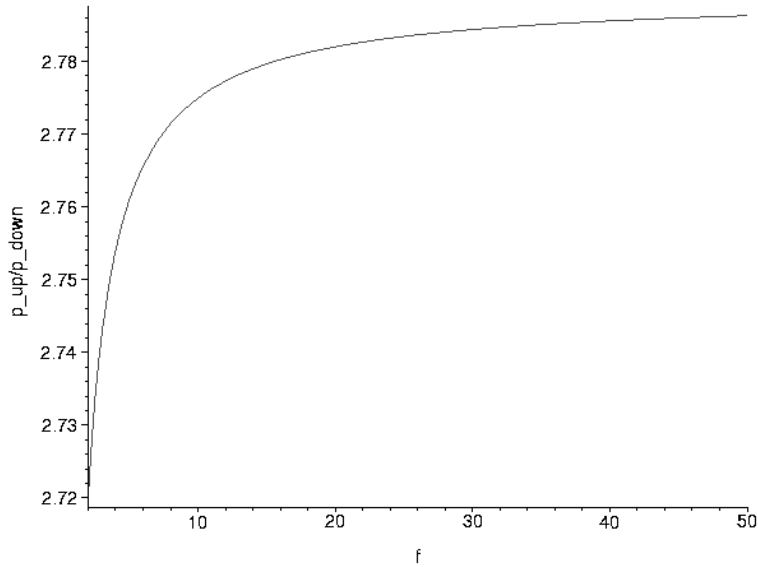


Abbildung B.5: $p_{\uparrow}/p_{\downarrow}$ als Funktion von $f \in [2; 50]$.

B.2 Korrektur auf Elektronen

Die Abbildungen B.6 und B.7 zeigen die Verteilungen der bei der Korrektur der als Positronen klassifizierten Ereignisse auf Elektronen benutzten Größen, wie sie in den Formeln (5.2) und (5.3) vorkommen. Die sich hieraus ergebende Korrektur ist in Abbildung 5.6 gezeigt.

Tabelle B.2 enthält die Werte bei Summation über alle Impulse und stellt einen Vergleich zu den „ 2×3 “-Topologien her. Die entsprechenden Werte für Daten finden sich in Anhang A.

	e^+ -MCs	
	$N_{e^+ e^+}^{\text{MC}}$	$N_{e^- e^+}^{\text{MC}}$
$\uparrow, \geq 3 \times 3$	372	10
$\downarrow, \geq 3 \times 3$	152	3
$\uparrow, 2 \times 3$	144	8
$\downarrow, 2 \times 3$	52	1

Tabelle B.2: Bei der e^- -Untergrundabschätzung verwendete Werte, summiert über alle Impulse.

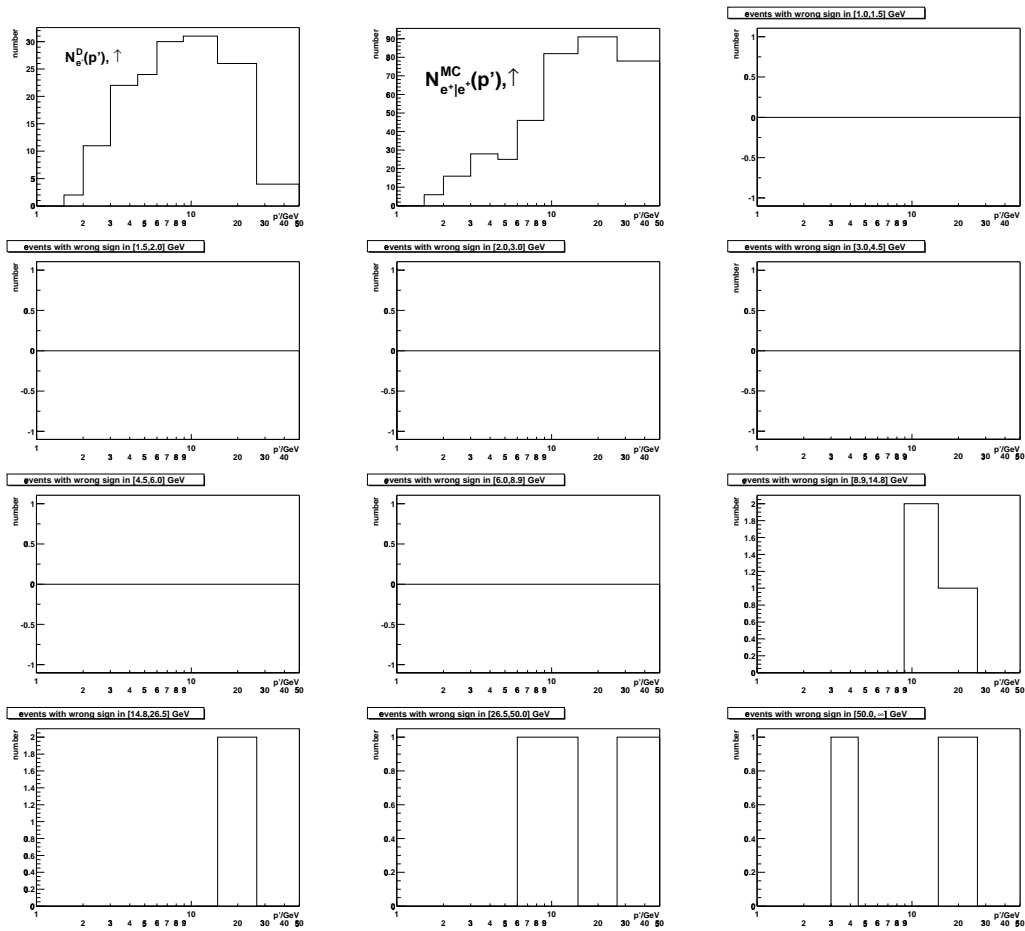


Abbildung B.6: Verteilungen der bei der Korrektur auf Elektronen für die Aufwärts-Ereignisse benutzten Größen: $N_{e^-}^D(p')$ (erste Reihe links), $N_{e^+|e^+}^{MC}(p')$ (erste Reihe mitte) und $N_{e^-|e^+}^{MC}(p, p')$ (erste Reihe rechts bis vierte Reihe rechts). An der Abszisse ist jeweils p'/GeV aufgetragen. Das p -Intervall findet sich bei den $N_{e^-|e^+}^{MC}(p, p')$ -Verteilungen in der Titelzeile.

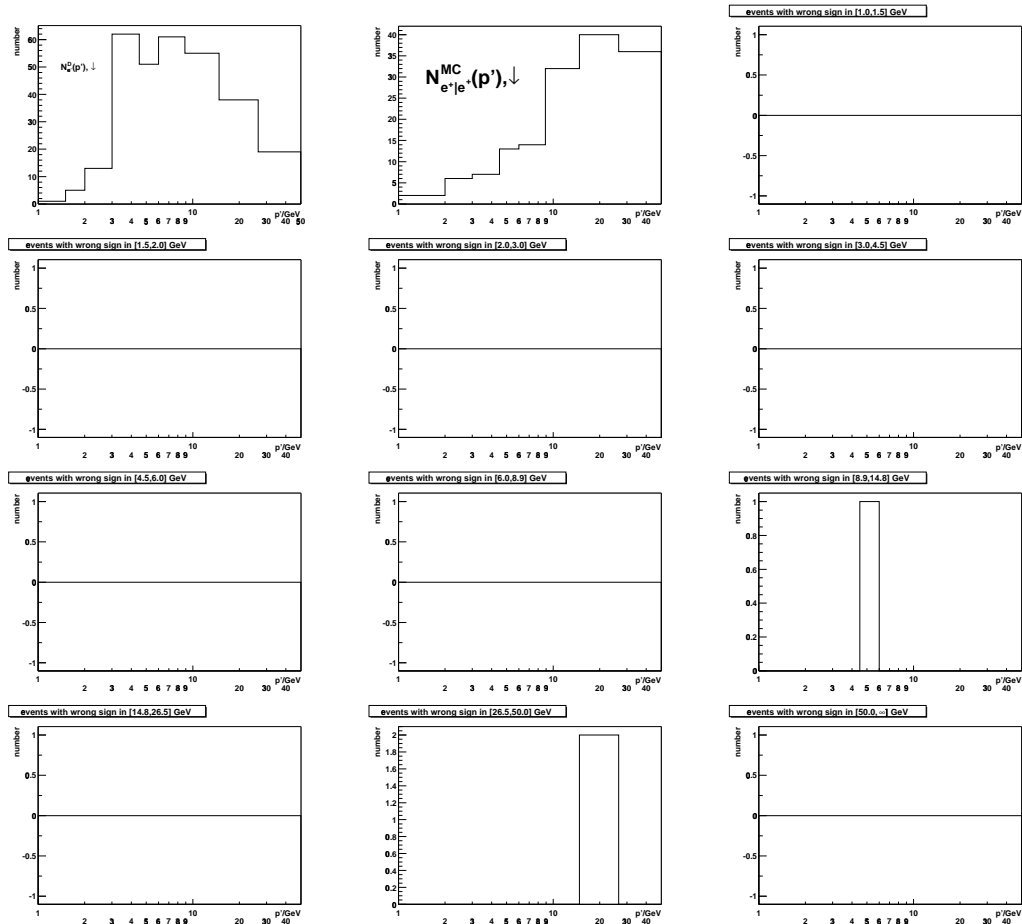


Abbildung B.7: Verteilungen der bei der Korrektur auf Elektronen für die Abwärts-Ereignisse benutzten Größen: $N_{e^-}^D(p')$ (erste Reihe links), $N_{e^+|e^+}^{MC}(p')$ (erste Reihe mitte) und $N_{e^-|e^+}^{MC}(p')$ (erste Reihe rechts bis vierte Reihe rechts). An der Abszisse ist jeweils p'/GeV aufgetragen. Das p -Intervall findet sich bei den $N_{e^-|e^+}^{MC}(p')$ -Verteilungen in der Titelzeile.

Literaturverzeichnis

- [1] *H.V.Klapdor-Kleingrothaus, K.Zuber*, Teilchenastrophysik, Teubner.
- [2] *T.K.Gaisser*, Cosmic rays and particle physics, Cambridge University Press.
- [3] *R.Schlickeiser*, Cosmic ray astrophysics, Springer.
- [4] *M.S.Longair*, High energy astrophysics, Cambridge University Press.
- [5] *C.Grupen*, Astroteilchenphysik, vieweg.
- [6] *C.Berger*, Elementarteilchenphysik, Springer.
- [7] *W.R.Leo*, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer.
- [8] *M.Simon*, Propagation of cosmic rays in the galaxy, *in*: Horizons in world physics, vol. 230, Nova Science Publishers.
- [9] *V.L.Ginzburg, S.I.Syrovatskii*, The origin of cosmic rays, Pergamon Press.
- [10] *S.Eidelman et al.*, The review of particle physics, Phys. Lett. B **592** (2004), 1
- [11] *E.N.Parker*, The dynamical state of the interstellar gas and field, ApJ **145** (1966), 811
- [12] *E.Fermi*, On the origin of cosmic radiation, Phys. Rev. **65** (1949), 1169
- [13] *V.Trimble*, Existence and nature of dark matter in the universe, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25** (1987), 425
- [14] *J.R.Bond*, Theory and observations of the cosmic background radiation, *in*: Cosmologie et structure à grande échelle, Les Houches, session LX, hrsg. von *R.Schaeffer et al.*, North-Holland.
- [15] *G.Hinshaw, D.N.Spergel et al.*, First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: the angular power spectrum, ApJS **148** (2003), 135
- [16] *A.Buffington et al.*, Measurement of primary cosmic-ray electrons and positrons from 4 to 50 GeV, ApJ **199** (1975), 669

- [17] *A. Buffington et al.*, A bremsstrahlung-identification technique for cosmic-ray electrons and positrons, NIM **122** (1974), 575
- [18] *B. Rossi*, High energy particles, Prentice-Hall.
- [19] *R.J. Protheroe*, On the nature of the cosmic ray positron spectrum, ApJ **254** (1982), 391
- [20] *M. Kamionkowski, M.S. Turner*, Distinctive positron feature from particle dark-matter annihilations in the galactic halo, Phys. Rev. D **43** (1991), 1774
- [21] *R.L. Golden et al.*, Measurement of the positron to electron ratio in the cosmic rays above 5 GeV, ApJ **457** (1996), L103
- [22] *J.M. Clem et al.*, Solar modulation of cosmic electrons, ApJ **464** (1996), 507
- [23] *S.W. Barwick et al.*, Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV, ApJ **482** (1997), L191
- [24] *M. Boezio et al.*, Measurements of cosmic-ray electrons and positrons by the Wizard/Caprice collaboration, Adv. Space Res. **27** (2001), 669
- [25] *I.V. Moskalenko, A.W. Strong*, Production and propagation of cosmic-ray positrons and electrons, ApJ **493** (1998), 694
- [26] *E.A. Baltz, J. Edsjö*, Positron propagation and fluxes from neutralino annihilation in the halo, Phys. Rev. D **59**, 023511-1
- [27] *S. Coutu et al.*, Cosmic-ray positrons: Are there primary sources?, Astropart. Phys. **11** (1999), 429
- [28] *M. Boezio et al.*, The cosmic-ray electron and positron spectra measured at 1 AU during solar minimum activity, ApJ **532** (2000), 653
- [29] *J. Alcaraz et al.*, Search for antihelium in cosmic rays, Phys. Lett. B **461** (1999), 387
- [30] *J. Alcaraz et al.*, Protons in near earth orbit, Phys. Lett. B **472** (2000), 215
- [31] *J. Alcaraz et al.*, Leptons in near earth orbit, Phys. Lett. B **484** (2000), 10
erratum: Phys. Lett. B **495** (2000), 440
- [32] *J. Alcaraz et al.*, Cosmic protons, Phys. Lett. B **490** (2000), 27
- [33] *J. Alcaraz et al.*, Helium in near earth orbit, Phys. Lett. B **494** (2000), 193
- [34] *S. Coutu et al.*, Positron measurements with the HEAT-pbar instrument, Proc ICRC 2001: 1687

- [35] *S.W.Barwick et al.*, The High-Energy Antimatter Telescope (HEAT): An instrument for the study of cosmic-ray positrons, Nucl. Instr. Meth. A **400** (1997), 34
- [36] *C.R.Bower et al.*, The HEAT-pbar cosmic ray antiproton experiment, Proc ICRC 1999: OG.4.1.04
- [37] *A.W.Strong, I.V.Moskalenko*, Models for galactic cosmic-ray propagation, Adv. Sp. Res. **27** (2001), 717
- [38] *M.A.Huang*, New results from AMS cosmic ray measurements, astro-ph/0203075
- [39] *M.Aguilar et al.*, The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: part I – results from the test flight on the space shuttle, Phys. Rep. **366** (2002), 331
- [40] *G.L.Kane et al.*, Supersymmetry and the cosmic ray positron excess, Phys. Lett. B **536** (2002), 263
- [41] *W.de Boer et al.*, Positron fraction from dark matter annihilation in the CMSSM, astro-ph/0207557
- [42] *J.Edsjö et al.*, The positron excess and supersymmetric dark matter, astro-ph/0211239
- [43] *W.de Boer et al.*, Positron fraction in the CMSSM, astro-ph/0212388
- [44] *W.de Boer et al.*, A global fit to galactic positrons, antiprotons and gamma rays including supersymmetric dark matter, EPS 2003
- [45] *J.L.Feng, K.T.Matchev, and F.Wilczek*, Prospects for indirect detection of neutralino dark matter, Phys. Rev. D **63** (2001), 045024
- [46] *D.Hooper, J.Silk*, Searching for dark matter with future cosmic positron experiments, hep-ph/0409104
- [47] *G.Bertone, D.Hooper, and J.Silk*, Particle dark matter: evidence, candidates and constraints, hep-ph/0404175, Phys. Rep. in press
- [48] *L.Bergström*, Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods, Rep. Prog. Phys. **63** (2000), 793
- [49] *J.Alcaraz et al.*, A silicon microstrip tracker in space: Experience with the AMS silicon tracker on STS-91, Il nuovo cimento A **112** (1999), 1325
- [50] *W.J.Burger*, The Alpha Magnetic Spectrometer silicon tracker, Nucl. Instr. Meth. A **435** (1999), 202

- [51] *D.Casadei*, AMS time of flight system performances during the STS-91 shuttle flight, AMS Bologna Internal Note 2001-03-01
- [52] *D.Alvisi et al.*, A high resolution, low power time-of-flight system for the space experiment AMS, Nucl. Instr. Meth. A **437** (1999), 212
- [53] *F.Barao et al.*, Analysis of the aerogel threshold Čerenkov data from AMS flight (STS-91), AMS note-99_38
- [54] *D.Barancourt et al.*, The AMS-01 aerogel threshold Cherenkov counter, Nucl. Instr. Meth. A **465** (2001), 306
- [55] *J.Blümer et al.*, Cosmic rays at the highest energies and the Pierre Auger Observatory, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **29** (2003), 867
- [56] *H.J.Völk*, Gamma-ray astronomy of cosmic rays, Invited, Rapporteur, and Highlight papers of ICRC 2001: 3
J.W.Cronin, T.K.Gaisser, S.P.Swordy, Cosmic rays at energy frontier, Scientific American **276** (1997), 32
- [57] *E.O.Flückiger, E.Kobel*, Aspects of combining models of the earth's internal and external magnetic field, J. Geomag. Geoelectr. **42** (1990), 1123
- [58] *J.Olzem*, Dissertation in Vorbereitung, RWTH Aachen.
- [59] *R.Henning*, Search for antideuterons and strangelets in cosmic rays with AMS-01, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [60] *D.Casadei*, Direct measurement of galactic cosmic ray fluxes with the orbital detector AMS-02, PhD thesis, Università degli Studi di Bologna, AMS note 2003-03-02
- [61] *G.Lamanna*, Measurements of cosmic ray protons and deuterons spectra in low earth orbit with the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS), PhD thesis, Università degli Studi di Perugia, AMS note 2001-02-02
- [62] *H.Ulrich*, Untersuchungen zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment, Dissertation, Universität Karlsruhe.
- [63] *V.Choutko*, Selected AMS reconstruction software issues,
http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/ams_rec_sel.ps
- [64] *V.Choutko*, AMS trigger during shuttle flight,
<http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/zurich.trig.ps>
- [65] *V.Choutko*, Over cutoff proton flux measurement with AMS detector at STS91, <http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/hpl3itp1/amspr4.ps>

- [66] *V.M.Ghete*, AMS silicon tracker bonding scheme, Bucharest University, UB-Pub. EPPG/Phys. 33 (1996)
- [67] *J.C.Hart, D.H.Saxon*, Track and vertex fitting in an inhomogeneous magnetic field, NIM **220** (1984), 309
- [68] *J.D.Sullivan*, Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes, NIM **95** (1971), 5
- [69] *V.A.Bednyakov*, On importance of dark matter for LHC physics, Part. Nucl. Lett. **103** (2000), 12 [hep-ph/0011207]
- [70] *D.I.Kazakov*, Beyond the standard model, Lectures given at the European School on High Energy Physics, 2000
- [71] *D.S.Mathewson et al.*, A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies, ApJS **81** (1992), 413
- [72] *D.Brown, M.Frank*, Tagging b hadrons using track impact parameters, ALEPH 92-135
- [73] *V.Blobel*, Constrained least squares and error propagation
V.Blobel, E.Lohrmann, Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner.
- [74] *R.Brun et al.*, ROOT – an Object-Oriented Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch>
- [75] *R.Brun et al.*, GEANT3, CERN-DD/EE/84-1R
GEANT – Detector description and simulation tool, CERN program library long writeup W5013
- [76] *D.Minelli*, Studio dell'efficienza e della stabilità dei contatori a scintillazione di AMS durante il volo sul Discovery, Tesi di laurea, Università degli Studi di Bologna.
- [77] *G.Ambrosi*, The AMS silicon tracker readout system: design and performance, Nucl. Instr. Meth. A **435** (1999), 215
- [78] *K.Lübelsmeyer*, private Mitteilung.
- [79] *CERN Courier*, September 2003
- [80] *United States Geological Survey*, <http://geomag.usgs.gov/intro.html>
- [81] <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties>

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die unmittelbar zum Gelingen dieser Arbeit beitragen haben.

Prof. Dr. Stefan Schael hat mich mit dieser interessanten wie herausfordernden Aufgabe betraut. Während der gesamten Zeit hat er den Fortschritt der Arbeit verfolgt und dabei wertvolle Anregungen und Ideen gegeben. Seine Antworten auf meine Fragen waren stets mit Einblicken in verschiedene Gebiete der Teilchenphysik verbunden.

Bei Prof. Dr. Wolfgang Wallraff bedanke ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Jan Olzem hat mich im vergangenen Jahr umfassend, engagiert und überaus geduldig betreut. In dieser Zeit hat er mir vieles über die Kunst der Datenanalyse sowie über die C++-Programmierung und das Arbeiten mit Linux beigebracht.

Mein Dank gilt Dr. Katja Klein, Dr. Thorsten Siedenburg und Roman Adolphi für die Durchsicht der Arbeit und viele nützliche Korrekturvorschläge.

Philip von Doetinchem hat mich wiederholt auf interessante Literatur aufmerksam gemacht und war stets für Diskussionen über unsere Arbeiten zu haben.

Allen Mitarbeitern des I. Physikalischen Instituts B danke ich für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre. Die Begeisterung und Motivation der Menschen um mich herum ist täglicher Ansporn für die eigene Arbeit.