Effizienzbestimmung von Detektorkomponenten des H1-Experiments mit Hilfe kosmischer Strahlung

Diplomarbeit
vorgelegt von

Axel Schwank

Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

Hamburg, im Oktober 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

1.1 Zielsetzung

Diese Arbeit wird am H1-Experiment der Hadron-Elektron-Ringanlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg durchgeführt. Sie beschäftigt sich mit der Bestimmung von Detektoreffizienzen mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung. Bestimmt werden

- die Spurrekonstruktionseffizienz des zentralen Spurkammersystems
- die effektive Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems
- die Rekonstruktionseffizienz des zentralen Myonsystems
- die Effizienz der Verbindung von Spuren zwischen ebendiesen Systemen

Kosmische Strahlung eignet sich gut für solche Kalibrierungszwecke, da sie mit einer hohen Rate und kostenfrei zur Verfügung steht, einfach zu analysierende Signaturen hinterläßt und eine kinematische Region erschließt, die mit beschleunigten Teilchen nicht zugänglich ist. Einige grundlegende Eigenschaften von kosmischer Strahlung sind in Abschnitt 1.2 beschrieben.

Das H1-Experiment dient der Untersuchung der Elektron-Proton-Streuung. Es wird in Kapitel 2 vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf die in dieser Arbeit verwendeten Komponenten gelegt wird.

Die Untersuchung wird in dieser Form erstmals mit objektorientierten Methoden durchgeführt, wobei die Programmiersprache C++ sowie die darauf basierende Entwicklungsumgebung zur Datenanalyse ROOT zum Einsatz kommen. Da die eingesetzte Software für die praktische Durchführung der vorliegenden Arbeit eine wichtige Rolle spielt, sollen die zugrundeliegenden Methoden sowie der Inhalt der zur Analyse verwendeten Datenbanken kurz erwähnt werden. Dies erfolgt in Kapitel 3.

Die Vorgehensweise und Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen werden mit elementaren theoretischen Hintergründen in Kapitel 4 beschrieben.

Schließlich wird in Kapitel 5 eine Zusammenfassung der Arbeit gegeben.

1.2 Kosmische Strahlung

In diesem Abschnitt sollen einige grundsätzliche Eigenschaften der kosmischen Strahlung besprochen werden. Eine dataillierte Einführung findet sich z. B. in [1], neuere und ausführlichere Daten sowie Parametrisierungen finden sich in [2, 3]. Die sogenannte *kosmische Höhenstrahlung*, wie sie auf der Erdoberfläche gemessen wird, ist bestimmt durch die primäre kosmische Strahlung, welche auf die äußerste Erdatmosphäre trifft, und deren Reaktionsprodukte beim Durchdringen der Atmosphäre. Die primäre Strahlung besteht im wesentlichen aus Protonen, α-Teilchen, sowie aus leichten bis mittelschweren Kernen, Elektronen und Positronen. Die Anzahl der Positronen beträgt etwa 10% der Elektronen, welche wiederum etwa 1% der Protonen ausmachen. Weiterhin tragen Neutrinos sowie Röntgen- und Gammastrahlung zur kosmischen Strahlung bei. Der Energiebereich der kosmischen Strahlung ist beträchtlich, er rangiert vom MeV-Bereich bis etwa 10^{20} eV. Die Spektralform und Intensität des niederenergetischen Teils werden durch das Erdmagnetfeld und den Sonnenwind beeinflußt.

In die Erdatmosphäre einfallende Elektronen, Positronen oder Photonen bilden elektromagnetische Schauer, in denen Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung Photonen emittieren, während Photonen durch Paarerzeugung Elektron-Positron-Paare bilden. Atomkerne fragmentieren bereits während der ersten Reaktionen in der oberen Atmosphäre und haben eine vergleichbar kurze Reichweite. Für die Zusammensetzung der am Boden auftretenden kosmischen Strahlung sind fast ausschließlich Protonen verantwortlich. Hochenergetische Protonen sind in der Lage, zahlreiche Reaktionen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre durchzuführen; im Mittel erreichen Protonen nach 12 Reaktionen die Erdoberfläche. Sie verursachen dabei *hadronische Kaskaden*, in deren Folge zahlreiche weitere Teilchen gebildet werden. In Kernreaktionen entstehen u. a. weitere Protonen, Neutronen, α-Teilchen sowie γ-Strahlung. Eine entscheidende Rolle spielen auch produzierte Pionen. Neutrale Pionen zerfallen sofort ($\tau_{\pi^0} = 8{,}4 \cdot 10^{-17}$ s) in zwei γ-Quanten, die wiederum über Paarproduktion zu elektromagnetischen Schauern führen. Geladene Pionen zerfallen, sofern sie nicht zu weiteren Kernreaktionen führen[1], in Myonen:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \qquad \pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \ .$$

Einige der Myonen zerfallen wiederum in Elektronen bzw. Positronen und Neutrinos. Durch Zeitdilatation[2] erreicht jedoch ein großer Teil die Erdoberfläche, da Myonen keine Kernreaktionen durchführen und ihr Energieverlust durch Ionisation recht gering ist.

Am Erdboden besteht die kosmische Strahlung demnach aus drei Komponenten: einer elektromagnetischen (Elektronen, Positronen und Photonen), einer hadronischen und einer myonischen. Letztere bildet den größten Anteil. Die elektromagnetische und hadronische Komponente wird beim Durchdringen des Erdbodens recht schnell gestoppt: die elektromagnetische durch Schauerbildung; die hochenergetische hadronische Komponente hat eine etwas größere Reichweite, wird aber insbesondere beim Durchdringen von Materie hoher Dichte durch Kernreaktionen absorbiert. Myonen zeigen (abgesehen von Neutrinos) die geringste Wechselwirkung und durchdringen den Erdboden am weitesten. Bei dem etwa 20 m unterirdisch befindlichen H1-Experiment besteht der Untergrund an kosmischer Strahlung aus Myonen. Deren Energien

[1] Dies ist jedoch nur sehr hochenergetischen Pionen mit $E \gtrsim 100$ GeV durch Zeitdilatation möglich. Geladene Pionen haben eine mittlere Lebendauer von $\tau_{\pi^\pm} = 2{,}6 \cdot 10^{-8}$ s.

[2] $\tau_\mu = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s, $c\tau_\mu = 658{,}65$ m

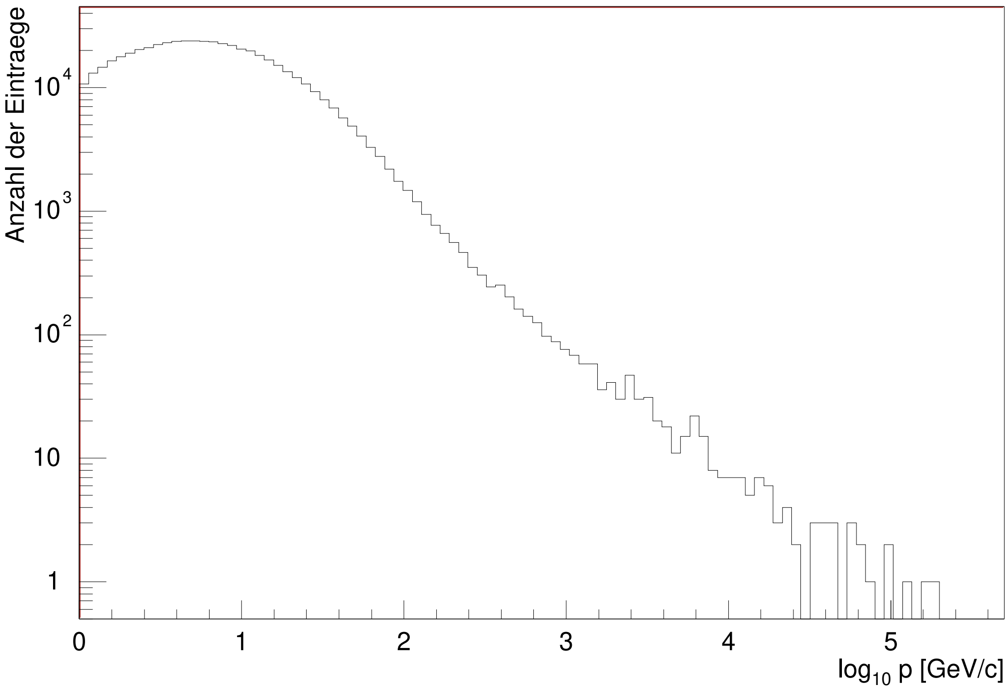


Abbildung 1.1: Im H1-Detektor gemessenes Impulsspektrum kosmischer Myonen ab 1 GeV/c

liegen dabei z. T. sehr hoch und übertreffen die Energie von in ep-Wechselwirkungen produzierten Teilchen bis zu einigen Größenordnungen, auch wenn der zur Verfügung stehende Fluß derartig hochenergetischer Teilchen sehr gering ist. Ein im H1-Detektor gemessenes Impulsspektrum ist in Abb. 1.1 gezeigt. Für die Kalibrierung bei sehr hohen Energien stellen kosmische Myonen somit die einzige Quelle dar.

Die Intensität der kosmischen Strahlung variiert mit dem Zenitwinkel[3] ϑ gemäß

$$I(\vartheta) = I_0 \cos^n \vartheta.$$

Für Myonen bis etwa 100 GeV/c beträgt $n \approx 2$ und wächst leicht mit zunehmendem Impuls. Die Winkelverteilung der hier gemessenen kosmischen Strahlung für das gesamte Impulsspektrum ab 1 GeV/c ist in Abb. 1.2 aufgetragen. Eine Anpassung an die gemessenen Werte durch

$$N(\theta, \phi) = A\,(\sin\theta \sin\phi)^n$$

ergibt $n \approx 2{,}4 \pm 0{,}2$. Der totale horizontale Fluß von kosmischen Myonen an der Erdoberfläche beträgt $(1{,}44 \pm 0{,}09) \cdot 10^{-2}$ cm^{-2}s^{-1}. Die relative Ladungshäufigkeit für $E > 100$ GeV wird in [1] mit $N(\mu^+)/N(\mu^-) = 1{,}23$ angegeben. Für die in dieser Arbeit untersuchte kosmische Strahlung ergibt sich ein integrales Ladungsverhältnis für $p > 1$ GeV/c von $N(\mu^+)/N(\mu^-) = 1{,}3335 \pm 10^{-5}$. Das Ladungsverhältnis als Funktion des Impulses der kosmischen Myonen ist in Abb. 1.3 aufgetragen. Die Vorzeichenbestimmung wird jedoch mit zunehmendem Impuls ungenauer (siehe Abschnitt 4.1).

[3]Der Zenitwinkel ϑ hängt mit den im H1-Koordinatensystem verwendeten Winkeln θ und ϕ (siehe Abschnitt 2.2) durch $\cos\vartheta = \sin\theta\sin\phi$ zusammen.

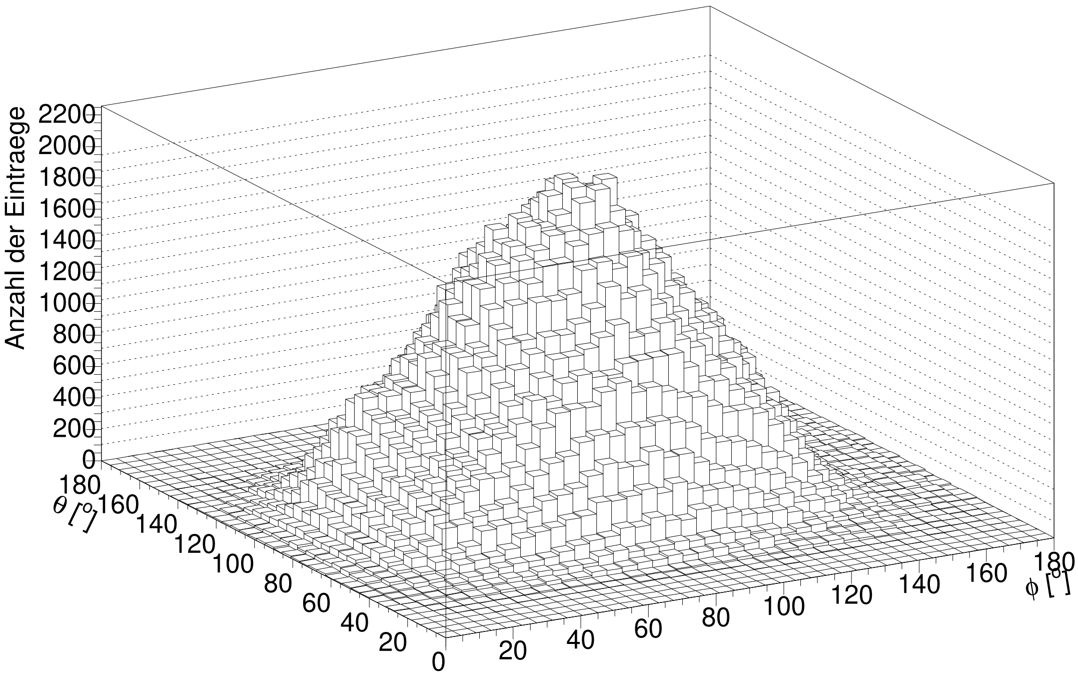


Abbildung 1.2: Gemessene Winkelverteilung der kosmischen Strahlung im H1-Detektor mit einer Anpassung an die theoretisch erwartete Verteilung

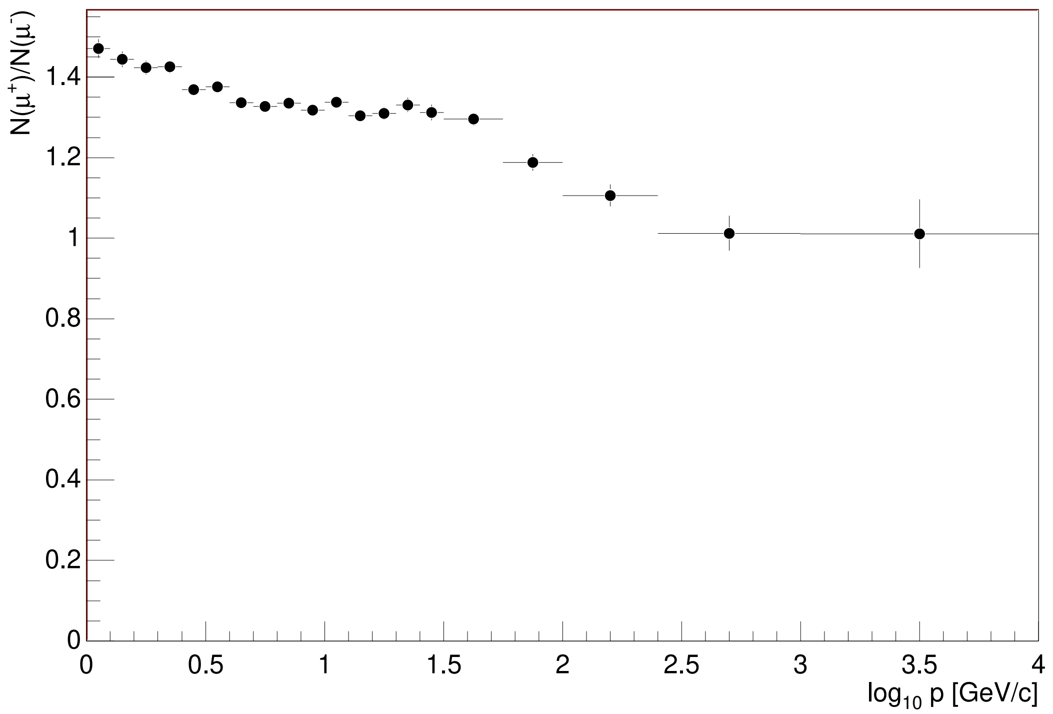


Abbildung 1.3: Im H1-Detektor gemessenes Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen in Abhängigkeit des Impulses

Signaturen kosmischer Myonen können — wenn sie die nominelle Wechselwirkungszone durchqueren — bei Überlagerung mit einem ep-Streuereignis ähnlich denen produzierter Myonen aussehen. Prozesse bei HERA, bei denen Myonpaare gebildet werden sind u. a.

- Myon-Paar-Produktion durch zwei Photonen, die von Elektron und Proton abgestrahlt werden:
$$\gamma\gamma \longrightarrow \mu^+\mu^-.$$
Die Myonpaare werden dabei überwiegend unter kleinen Winkeln zur Strahlachse emittiert.

- Bildung eines gebundenen Zustandes aus einem schweren Quark-Antiquark-Paar, z. B. J/ψ, ψ', Υ, der u. a. in ein Myonpaar zerfallen kann. Diffraktive Prozesse, bei dem das schwere Meson durch Pomeron-Austausch gebildet wird, sind dominant für einen Transversalimpuls $p_t = 0$ des gebildeten Mesons, daher liegen sich die Spuren der Zerfallsmyonen häufig im Azimutwinkel gegenüber. Ist auch der Longitudinalimpuls p_z klein, so ist die Signatur der Zerfallsmyonen ähnlich der eines kosmischen Myons, sofern sie alleine im Detektor beobachtet wird. Ein weiterer Produktionsprozeß ist die Photon-Gluon-Fusion unter Austausch eines virtuellen Quarks. Abb. 1.4 zeigt die Feynmandiagramme der elastischen J/ψ-Produktion und der Photon-Gluon-Fusion mit Bildung eines gebundenen $c\bar{c}$-Zustandes nach dem Farb-Singulett-Modell.

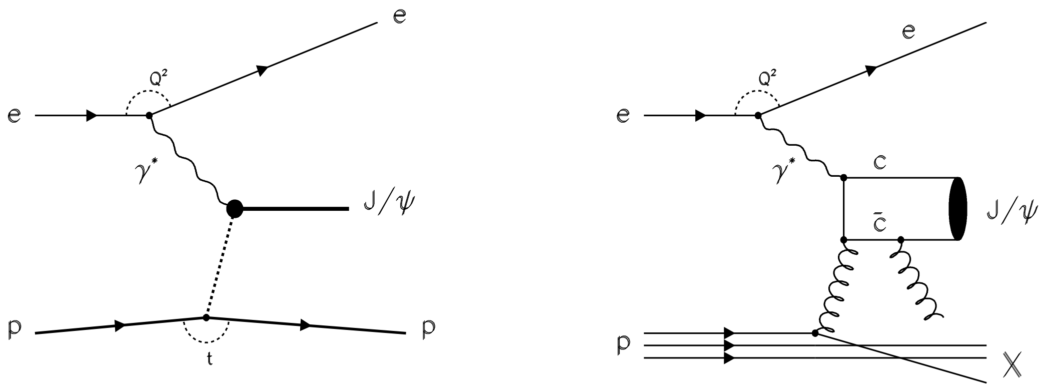


Abbildung 1.4: Bildung eines gebundenen Zustandes aus einem schweren Quark-Antiquark-Paar durch Pomeron-Austausch (linker Graph) und Photon-Gluon-Fusion (rechter Graph)

Der Zerfall
$$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$$
hat z. B. ein Verzweigungsverhältnis $\Gamma_{\mu\mu}/\Gamma = 6{,}01\%$.

Weiterhin gibt es bei ep-Streuprozessen einen großen Untergrund von Myonen durch leptonischen Zerfall von Mesonen, hauptsächlich Pionen.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

2.1 Der HERA-Speicherring

Das H1-Experiment befindet sich an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. Im HERA-Speicherring werden Leptonen (Elektronen bzw. deren Antiteilchen Positronen) auf eine nominelle Energie von 27,5 GeV sowie Protonen auf eine Energie von 820 GeV (1998 ca. 920 GeV) beschleunigt und gespeichert, wodurch eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV zur Verfügung steht. Die Verwendung von Positronen hat den Vorteil einer längeren Lebensdauer des Leptonen-Strahls. Abb. 2.1 zeigt einen Plan des HERA-Speicherrings mit den zugehörigen Vorbeschleunigern, die HERA speisen. In Tab. 2.1 sind außerdem einige Entwurfsgrößen von HERA aufgeführt. An vier gegenüberliegenden Punkten an den geraden Ringabschnitten befinden sich die vier Experimente: H1, ZEUS, HERMES und HERA-B.

Die beiden Experimente H1 und ZEUS dienen der Untersuchung der Lepton-Proton-Streuung, welche u. a. Hinweise auf die interne Struktur des Protons und die Wechselwirkung seiner Konstituenten, den Quarks, liefern soll. Dazu werden die beiden Strahlen gekreuzt und zur Wechselwirkung gebracht. Aufgrund des deutlich größeren Impulses der Protonen gegenüber den Leptonen sind die Streuprozesse im Mittel stark asymmetrisch und die beiden Detektoren

	Leptonen	Protonen
Injektionsenergie [GeV]	12	40
Speicherenergie [GeV]	27,5	820
Teilchenpakete	210	210
Paketabstand [ns]	96	96
Teilchenstrom pro Paket [μA]	290	760
Luminosität	$1{,}5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}	
Ringumfang	6,3 km	
Vakuumdruck	$1 - 2 \cdot 10^{-11}$ Pa	
Länge der Wechselwirkungszone	ca. $\pm$ 50 cm	

Tabelle 2.1: Einige Entwurfsgrößen von HERA nach [4].

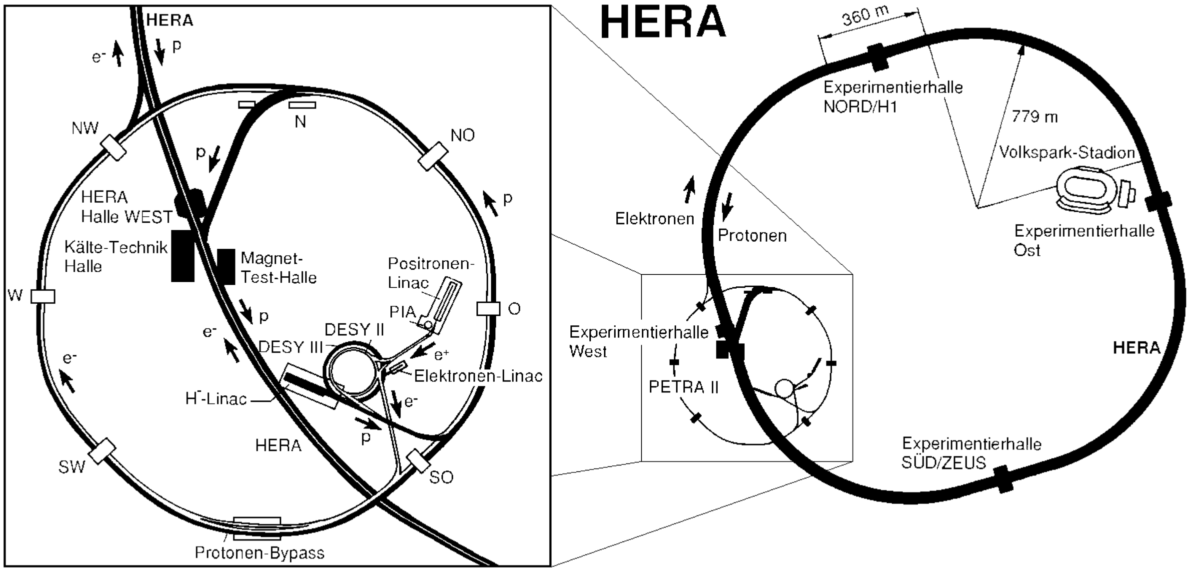


Abbildung 2.1: Der HERA-Speicherring mit zugehörigen Vorbeschleunigern

in Flugrichtung der Protonen entsprechend aufwendiger zum Teilchennachweis instrumentiert. Die beiden Detektoren H1 und ZEUS haben trotz einiger verschiedenartig konzipierter Komponenten einen sehr ähnlichen Aufbau.

An den anderen Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente HERMES und HERA-B. Beides sind Experimente, bei denen einer der Teilchenstrahlen auf ein ruhendes Ziel geschossen wird (sog. *fixed target-Experimente*). HERMES nutzt den longitudinal polarisierten Leptonenstrahl und dient der Untersuchung der Spinstruktur von Protonen, bei HERA-B soll unter Nutzung des Protonenstrahls die CP-Verletzung beim Zerfall von B-Mesonen untersucht werden.

2.2 Der H1-Detektor

Um Lepton-Proton-Streuereignisse im gesamten zugänglichen kinematischen Bereich möglichst vollständig rekonstruieren und auswerten zu können, müssen an den Detektor einige Anforderungen gestellt werden. So sollte dieser, um die Streuereignisse möglichst vollständig zu vermessen,

- einen großen Raumwinkel abdecken. Der H1-Detektor gehört zu den sogenannten 4π-Detektoren, die fast den vollständigen Raumwinkel im Laborsystem ausfüllen.
- einen modularen Aufbau besitzen, um möglichst viele zur Ereignisrekonstruktion wichtige Größen bestimmen zu können; z. B. geometrische Parameter zur Rekonstruktion der Kinematik, einschließlich der Spurkrümmung zur Bestimmung des Transversalimpulses, Flugzeitbestimmung (ToF) und Messung von Čerenkovstrahlung zur Ermittlung von β, Ladung und Energieverlust dE/dx zur Teilchenidentifikation, Teilchenenergie usw.

- die Ereignisse schnell auswerten können, d. h. keine Totzeit besitzen, in der der Detektor keine Daten erfassen kann. Da bei HERA alle 96 ns Teilchenpakete zur Kollision gebracht werden, die mögliche Ereignisrate also bei über 10 MHz liegt und damit deutlich mehr Daten anfallen, als gespeichert werden können, ist ein System notwendig, welches sehr schnell entscheiden kann, ob es sich bei einem gemessenen Ereignis um einen physikalisch interessanten ep-Streuprozeß oder einen nicht gewünschten Untergrundprozeß handelt. Dieses sogenannte *Triggersystem* ist bei H1 in vier Stufen unterteilt, die nacheinander die Ereignisrate reduzieren.

Der Aufbau des H1-Detektors soll in diesem Abschnitt beschrieben werden, wobei der Schwerpunkt auf die für diese Arbeit wichtigsten Komponenten, das Spurkammersystem sowie das instrumentierte Eisen, gelegt wird.

Der H1-Detektor ist im Detail in [4] beschrieben. Abb. 2.3 zeigt eine Übersicht über den Detektor. Das H1-Koordinatensystem ist wie folgt definiert: die z-Achse zeigt entlang der Flugrichtung der Protonen, ist also parallel zum Strahlrohr im Detektor. Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes, die y-Achse nach oben; das Koordinatensystem ist damit ein rechtshändiges. Der Winkel θ eines Raumpunktes ist der Winkel zwischen dem Ortsvektor und der z-Achse, der Winkel ϕ ist der Winkel zwischen der Projektion des Punktes auf die xy-Ebene und der x-Achse. Außerdem wird der radiale Abstand in der xy-Ebene $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ verwendet[1]. Punkte in den vor- und rückwärtsgerichteten Detektorkomponenten werden mit Hilfe der kartesischen Koordinaten x, y, z beschrieben, Punkte im zentralen Detektorsystem mittels der Zylinderkoordinaten r, θ, ϕ. Abb. 2.2 zeigt das H1-Koordinatensystem.

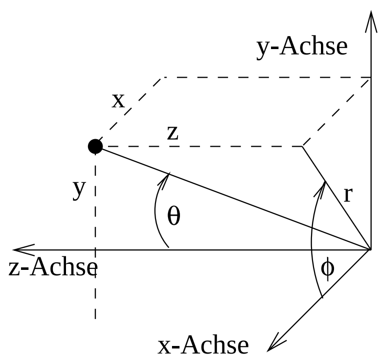


Abbildung 2.2: Das H1-Koordinatensystem. Die z-Achse ist durch die Flugrichtung der Protonen definiert.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Allgemeines über Spurkammern

Da die Spurkammern eine zentrale Rolle in dieser Arbeit spielen, soll kurz deren Funktionsweise und die wichtigsten Abhängigkeiten ihrer Kenngrößen beschrieben werden.

[1] Für Spuren im instrumentierten Eisen des H1-Detektores (siehe Abschnitt 2.10) wird dieser mit einem großen R bezeichnet.

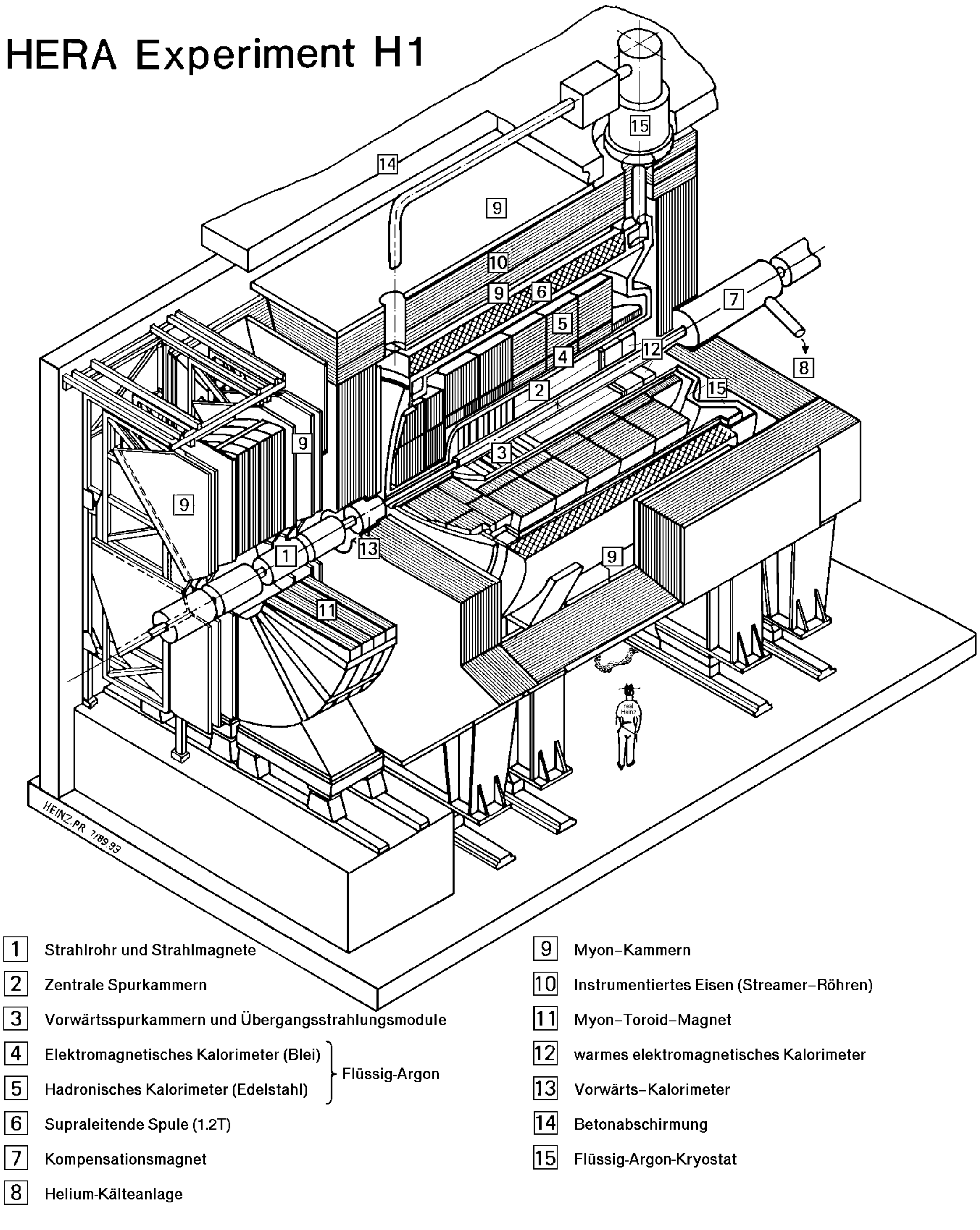


Abbildung 2.3: Der H1-Detektor

Der zugrundeliegende physikalische Prozeß des Teilchennachweises mit Hilfe von Spurkammern ist die Ionisation des durchquerten Mediums. Ein hochenergetisches geladenes Teilchen mit der Ladung ze und der Geschwindigkeit βc erleidet beim Durchgang durch Materie mit der Kernladungszahl Z und der atomaren Masse A einen Energieverlust durch Ionisation, der durch die *Bethe-Bloch-Formel* berechnet werden kann:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_A e^4}{m_e c^2} \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta(\beta) \right]$$

mit den Größen

W_{max}	: maximale kinetische Energie, die in einer Kollision auf ein Elektron übertragen werden kann
I	: mittleres Ionisationspotential
δ	: Dichtekorrektur

Für Teilchen niedriger Energie ist die Bethe-Bloch-Formel nicht gültig, da sie in der Materie vollständig absorbiert werden können. Neben der Ionisation des durchquerten Mediums führen im wesentlichen zwei weitere Prozesse zum Energieverlust von hochenergetischen geladenen Teilchen: Čerenkov– und Bremsstrahlung. Der Beitrag des Energieverlustes durch Čerenkovstrahlung ist bereits in der Bethe-Bloch-Formel enthalten. Bremsstrahlung ist aufgrund ihrer geringen Masse nur für Elektronen und Positronen von Bedeutung. Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse, so daß z. B. für Myonen der Energieverlust durch Bremsstrahlung gegenüber Elektronen gleichen Impulses etwa um einen Faktor 40.000 geringer ist. Für eine ausführliche Diskussion der Bethe-Bloch-Formel und des Energieverlustes beim Durchgang von Teilchen durch Materie siehe z. B. [5]. Abb. 2.4 zeigt eine bei H1 durchgeführte dE/dx-Messung [6].

Die durch primäre Ionisation erzeugten Elektronen und Ionen werden in einem elektrischen Feld getrennt und driften in einem Gasgemisch jeweils zur Anode bzw. Kathode, wo sie als Spannungsimpuls gemessen werden können. Durch primäre Ionisation entstehen jedoch nur so wenige Ladungsträger, daß der an den Elektroden messbare Spannungsimpuls sehr klein ist. Für minimal ionisierende Teilchen liegt der erzeugte Spannungsimpuls unter der Meßbarkeitsgrenze. Daher wird das elektrische Feld so erhöht, daß die durch Ionisation erzeugten Elektronen zwischen zwei Stößen mit Hüllenelektronen des Füllgases soviel kinetische Energie erhalten, daß sie wiederum Gasatome ionisieren können (*sekundäre Ionisation*). Dies führt zu einer Lawinenbildung, bei der es bis zu etwa 10^{10} sekundären Ionisationen kommen kann und somit der Spannungsimpuls der gesammelten Ladungsträger erheblich größer ist. Mit einer ebenen Anordnung zweier gegenüberliegender Kondensatorplatten lassen sich allerdings keine genügend hohen Feldstärken erreichen, ohne daß es zu einer dauerhaften Entladung kommt. Mit einer zylindrischen Anordnung, bei der als Anode ein dünner Draht verwendet wird, beträgt die Feldstärke im radialen Abstand r vom Draht

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln(r_a/r_i)}$$

mit dem Radius des Drahtes r_i und dem Radius der Kathode r_a. Mit einem sehr dünnen Anodendraht erhält man also in der Nähe des Drahtes auch bei einer nicht zu hohen Spannung U_0 eine hohe Feldstärke, die zu einer guten Gasverstärkung führt. Wünschenswert ist, daß der

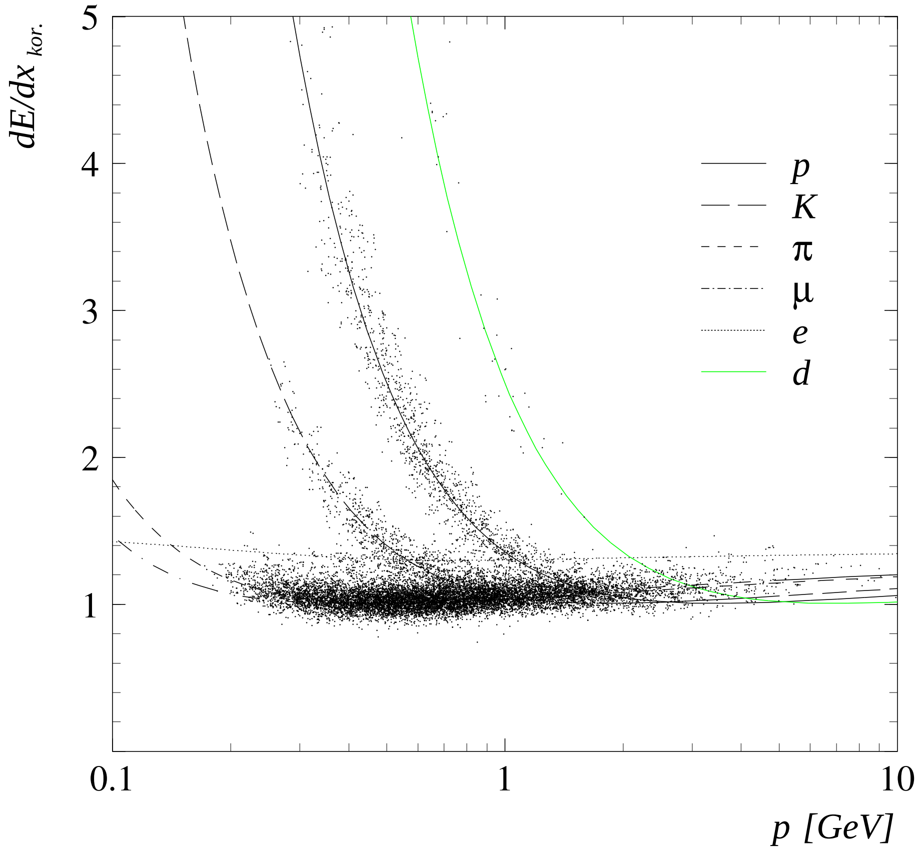


Abbildung 2.4: Korrigierte dE/dx-Messung für verschiedene Teilchen nach [6]

Gasverstärkungsfaktor in einem möglichst großen Bereich von U_0 und des Gasdruckes p eine Konstante ist, so daß der gemessene Spannungsimpuls proportional zur primären Ionisation ist (Prinzip des *Proportionalzählers*). Im Proportionalbereich lassen sich Gasverstärkungen von bis zu ca. 10^6 erreichen.

Proportionalzähler lassen sich auch zur Ortsmessung verwenden, wenn man mehrere Anodendrähte zwischen Kathodenebenen aus Drähten oder leitender Folie spannt. Die Anodendrähte wirken dann als unabhängige Detektoren [7]. Dies ist das Prinzip der Vieldrahtproportionalkammer (MWPC).

Bei der *Driftkammer* wird die Ortsmessung durch eine Driftzeitmessung der durch Primärionisation erzeugten Elektronen zum Anodendraht bewerkstelligt. Steht ein Trigger zur Bestimmung des Zeitnullpunktes t_0 des Teilchendurchgangs zur Verfügung, so läßt sich der Abstand x zum Anodendraht durch die Beziehung

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d(t)\, dt$$

ermitteln. Herrscht fast über den gesamten Driftweg eine konstante Driftgeschwindigkeit v_d, so

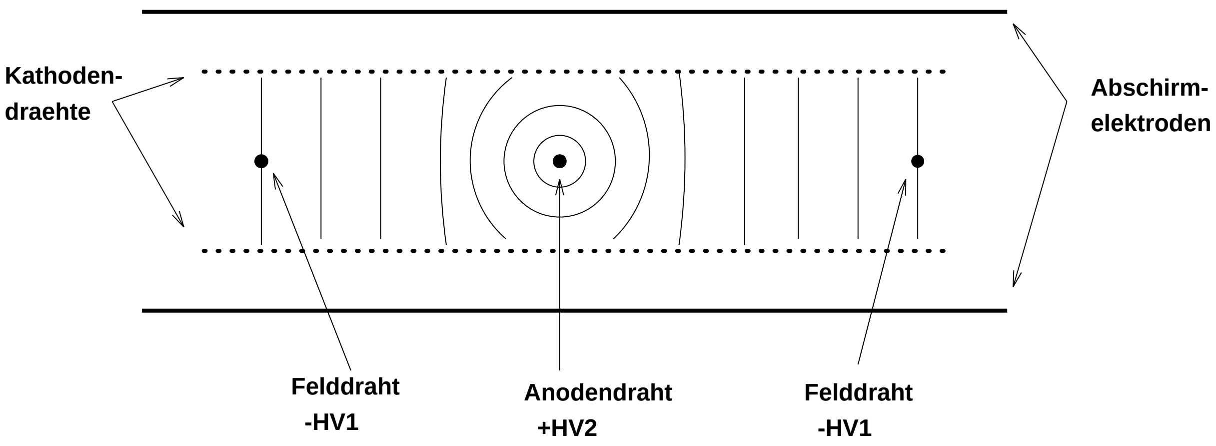


Abbildung 2.5: Schema einer Driftzelle mit Äquipotentiallinien. In einer realen Driftzelle ist die Region homogenen Feldes relativ gesehen größer.

wird daraus angenähert eine lineare Beziehung:

$$x = v_d(t_1 - t_0).$$

Hierfür ist es notwendig, daß die Feldstärke entlang des Driftweges konstant ist. Dies wird möglich durch die Einführung eines weiteren Felddrahtes, der das Potential der Kathodendrähte besitzt. Das Schema einer solchen Driftzelle nach [8] ist in Abb. 2.5 angedeutet. Die Gasverstärkung ist unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs, da die Lawinenbildung erst sehr kurz vor dem Anodendraht einsetzt. Von entscheidender Bedeutung ist dabei auch die Wahl des Driftgases. Hängt die Driftgeschwindigkeit in dem verwendeten Gasgemisch nur wenig von der Feldstärke E ab, so machen sich die verbleibenden Inhomogenitäten nur wenig in der Driftzeit und damit in der Ortsauflösung bemerkbar. Für Speicherringe sind zylindrische Driftkammern günstig. In einem zur Strahlachse parallelen Magnetfeld lassen sich damit Richtung und Krümmung — und somit der Impuls — der Teilchenspuren rekonstruieren. Die Driftzellen sind dort in zylindersymmetrischen Schichten angeordnet.

Beim Typ der *Jet-Kammer* sind die axial verlaufenden Anodendrähte in der Mittelebene einer sektorförmigen Zelle mit transversalem elektrischen Feld angeordnet, was die Anzahl der Meßpunkte entlang einer radial verlaufenden Spur gegenüber der Schichtgeometrie deutlich erhöht. Jedoch sind bei der Jet-Kammer auch die Driftstrecken länger, wodurch bei Anwesenheit eines Magnetfeldes aufgrund der Lorentzkraft die Driftrichtung der Elektronen von der elektrischen Feldrichtung um den *Lorentzwinkel* α_L abweicht. Dies wird durch eine Neigung der Driftzellen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld kompensiert. Die z-Koordinate der Spuren läßt sich ermitteln, indem die induzierte Spannung an beiden Enden der Anodendrähte gemessen wird. Die z-Koordinate entspricht dem Verhältnis der an den beiden Drahtenden gemessenen Ladungen. Die durch Ladungsteilung ermittelte z- Position ist allerdings deutlich ungenauer als die Ortsbestimmung in der $r\phi$-Ebene.

Grenzen der Auflösung

Die mit einer Driftkammer erreichbare Ortsauflösung — bestimmt durch die Genauigkeit der Zeitmessung — hängt von vielen Faktoren ab. Durch das geometrische Design der Driftkammer und leistungsfähige Ausleseelektronik läßt sich die Auflösung jedoch nur begrenzt steigern. Da es sich bei der Drift der Elektronen und der Gasverstärkung durch Lawinenbildung um einen statistischen Prozeß handelt, sind der Ortsauflösung durch die Varianz der Driftzeiten prinzipielle Grenzen gesetzt, die bei entsprechender technischer Realisierung die Auflösung bestimmen. Es soll kurz erwähnt werden, welche Größen in die statistisch bedingte Genauigkeit eingehen, für eine ausführlichere Diskussion wird auf [9] verwiesen. Rein statistische Faktoren, die zu einer Varianz der Driftzeit führen, sind

- unterschiedliche Driftstrecken der Ionisationselektronen, wenn die Projektion der Teilchenspur in einer Ebene senkrecht zu den Drähten unter einem Winkel ψ zu den Feldlinien liegt. Die maximale Zeitdifferenz hängt von der Breite der Driftzellen b ab.
- das inhomogene elektrische Feld in der Nähe der Anodendrahtes
- Diffusion der Elektronen im Driftgas

Die Diffusion der Elektronen wird durch zwei Diffusionskoeffizienten σ_d und σ_p mit der Dimension einer Länge charakterisiert. σ_d bestimmt die Diffusion in Driftrichtung, σ_p die Diffusion senkrecht zur Driftrichtung und zum Magnetfeld. Die Varianz der Ankunftszeit *eines* Ionisationselektrons durch diese Faktoren ist

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{v_d}\left(\sigma_d^2 + \sigma_p^2 \tan^2\psi + \frac{b^2}{12}(\tan\psi - \tan\alpha_L)^2 + \frac{a^2\, b^2}{180}\right).$$

Dabei sind v_d die Driftgeschwindigkeit, α_L der Lorentzwinkel und a eine dimensionslose Konstante der Größenordnung 1, die von der Form der Feldlinien abhängt. Die Varianz für N am Anodendraht gesammelte Elektronen ist

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{v_d}\left[\frac{1}{N}(\sigma_d^2 + \sigma_p^2 \tan^2\psi) + \frac{1}{N_{\text{eff}}}\left(\frac{b^2}{12}(\tan\psi - \tan\alpha_L)^2 + \frac{a^2\, b^2}{180}\right)\right],$$

wobei N_{eff} die effektive Anzahl von unabhängigen Elektronen ist.

Die reale Ortsauflösung wird durch weitere Bedingungen bestimmt, die vom Idealfall abweichen und nicht statistischer Natur sind, wie z. B. Variation der Driftgeschwindigkeit durch inhomogene Felder, ungenaue Drahtpositionen u. ä. Der Einfluß der endlichen Ortsauflösung einer Driftkammer auf die Impulsbestimmung wird in Abschnitt 4.1 besprochen.

Das Spurkammersystem bei H1

Die Spurkammern im H1-Detektor lassen eine Spurrekonstruktion aller geladenen Teilchen zu, die den Detektor durchqueren, und werden z. T. auch im Trigger benutzt. Aus den gemessenen Spurpunkten lassen sich Transversalimpuls p_t und Energieverlust dE/dx bestimmen, was eine Teilchenidentifikation ermöglicht. Das H1-Spurkammersystem, welches in Abb. 2.6 schematisch dargestellt ist, ist in Vorwärts- und Zentralspurkammersystem aufgeteilt. Die Teilchenspurmessung im Zentralbereich wird von zwei konzentrischen Jetkammern bewerkstelligt, der CJC1 und CJC2 (Central Jet Chamber). Die Drähte dieser Kammern sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet, die Driftzellen sind um 30° gegen den Radiusvektor geneigt. Dadurch wird zum einen der

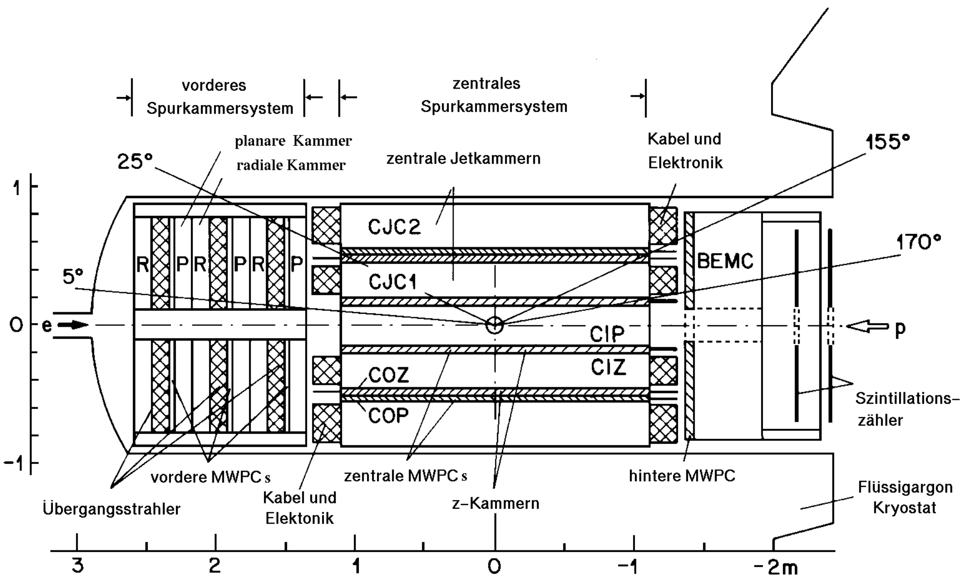


Abbildung 2.6: Das H1-Spurkammersystem. Das BEMC ist mittlerweile durch das rückwärtige Kalorimeter SpaCal (siehe Abschnitt 2.2.2) ersetzt worden.

Lorentzwinkel kompensiert und somit eine optimale Auflösung für Spuren hohen Transversalimpulses erreicht, zum anderen wird die bei nicht geneigten Driftzellen auftretende Zweideutigkeit der Spuren aufgelöst. Die Neigung der Driftzellen führt jedoch auch dazu, daß die Auflösung für Teilchen verschiedenen Vorzeichens, die vom Vertex stammen, unterschiedlich ist: positive Teilchen werden entlang der Driftzellenneigung gekrümmt, negative Teilchen entgegengesetzt. Dies führt dazu, daß negative Teilchen mehr Driftzellen durchlaufen und für sie eine bessere Auflösung erreicht wird [10]. Dies wird in Abb. 2.7 deutlich, die einen radialen Schnitt durch das zentrale Spurkammersystem zeigt.

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP dienen als Trigger im zentralen Spurkammerbereich. Zusätzlich sorgen zwei Driftkammern CIZ und COZ für eine verbesserte z-Auflösung von etwa 300 μm. In Vorwärtsrichtung besteht das Spurkammersystem aus einer Driftkammer-Teleskop-Anordnung, welche aus einer Kombination von drei identischen Modulen aufgebaut ist, die jeweils aus einer planaren und einer radialen Driftkammer, einer MWPC und einem Übergangsstrahlungsdetektor bestehen. Die planaren Driftkammern erlauben eine genaue Messung des Polarwinkels θ, die radialen Driftkammern Messung der $r\phi$-Koordinaten, die MWPCs werden als Trigger verwendet. Das Vorwärtsspurkammersystem ergänzt die Vermessung von Teilchen, die den Detektor unter kleinen Polarwinkeln $\theta \lesssim 25°$ durchqueren. Wenn möglich, werden zusammengehörige Spuren aus dem Zentral- und Vorwärtsspurkammersystem miteinander verbunden. Abb. 2.8 zeigt den Aufbau des Vorwärtsspurkammersystems. Das Spurkammersystem wird weiterhin ergänzt durch Siliziumdetektoren in der Vertexregion (CST) und rückwärtiger Richtung (BST) sowie eine Driftkammer (BDC), die sich vor dem rückwärtigen Kalorimeter SpaCal (siehe Abschnitt 2.2.2) befindet.

Das zur Impulsmessung nötige Magnetfeld wird durch eine supraleitende zylindrische Ma-

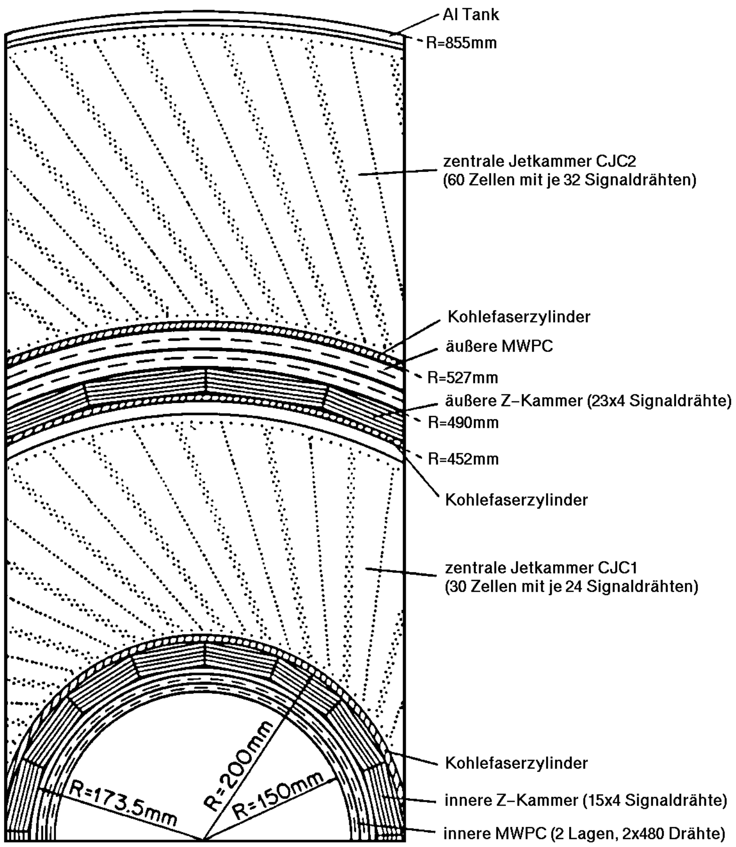


Abbildung 2.7: Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem von H1

gnetspule erzeugt, die sich außerhalb des Flüssigargonkalorimeters (siehe Abschnitt 2.2.2) befindet. Sie wird von einem Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses umgeben. Die magnetische Induktion beträgt im Mittel 1,16 T und variiert nur um wenige Prozente innerhalb des Spurkammersystems.

Spurparametrisierung

Aus den im Spurkammersystem gemessenen Punkten wird versucht eine Spur zu bilden, indem die Punkte durch eine gemeinsame Helixgleichung beschrieben werden. Deren fünf Parameter sind die Spurkrümmung κ, der kleinste Abstand von der z-Achse in der $r\phi$-Ebene d_{ca} [2], Polar- und Azimutwinkel θ und ϕ, sowie die z-Koordinate am Punkt des d_{ca}. κ und d_{ca} sind vorzeichenbehaftet: κ ist positiv, wenn die Spur in positive z-Richtung gesehen gegen den Uhrzeigersinn verläuft, der Parameter d_{ca} ist positiv, wenn der Ortsvektor des d_{ca} und der Richtungsvektor der Spur ein rechtshändiges System bilden. Die ersten drei Parameter werden bestimmt, indem

[2] engl. **d**istance of **c**losest **a**pproach

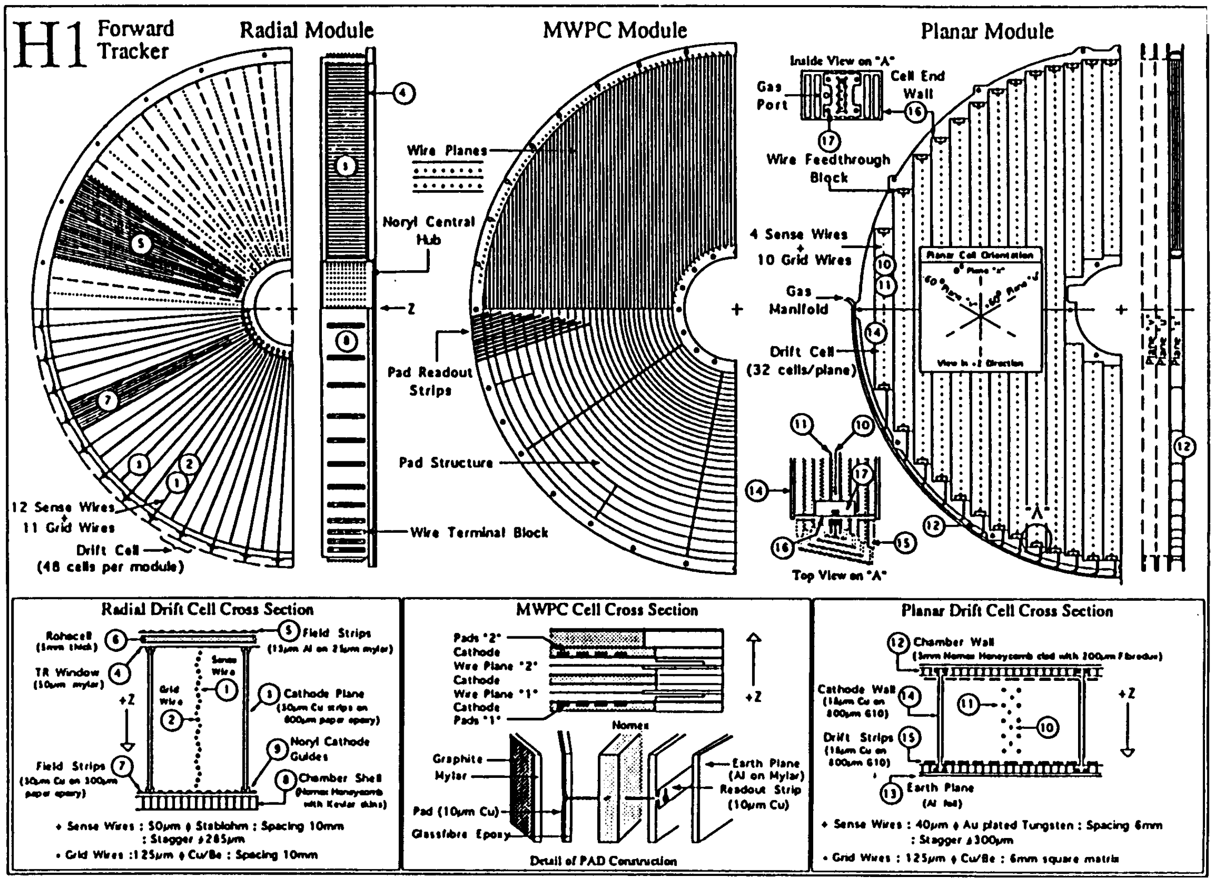


Abbildung 2.8: Aufbau des H1- Vorwärtsspurkammersystems

die Projektion der Spurpunkte in die $r\phi$-Ebene durch folgende Kreisgleichung angepaßt wird:

$$\frac{1}{2}\kappa(r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa d_{ca}) r \sin(\phi_{Spur} - \phi) - d_{ca} = 0 \ .$$

Die beiden anderen Parameter z_0 und θ werden durch eine χ^2-Anpassung der Meßpunkte an die Gleichung $z_i = z_0 + S_i^{xy}(dz/dS)$ bestimmt, wobei $S_i^{xy} \equiv S_i^{r\phi}$ die Spurlänge in der xy- bzw. $r\phi$-Ebene des Meßpunktes i mit der z-Koordinate z_i ist. Die sich aus der Anpassung ergebende Größe dz/dS ergibt θ aus $\theta = \arctan(1/(dz/dS))$.

2.2.2 Kalorimetrie

Das Kalorimetersystem des H1-Detektors dient der Energie- und Ortsbestimmung von Elektronen[3] sowie der Energiemessung von produzierten Hadronen. Das wichtigste Kalorimeter des H1-Detektors ist das Flüssigargonkalorimeter, welches den Polarwinkelbereich $4^o < \theta < 153^o$ abdeckt und in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil aufgeteilt ist. Es wird ergänzt durch das Vorwärtskalorimeter, welches kleine Winkel zwischen dem Strahlrohr ($\theta \gtrsim 0{,}6^o$) und dem Flüssigargonkalorimeter abgdeckt, das SpaCal (Spaghetti Calorimeter) in

[3] Das im folgenden über Elektronen Gesagte gilt auch für Positronen, „Elektron“ steht hier also abkürzend für Elektron und Positron.

Rückwärtsrichtung und den sog. Tail-Catcher, der in das zentrale Myonsystem integriert ist (siehe Abschnitt 2.2.3) und hadronische Energie mißt, die mit dem Flüssigargonkalorimeter nicht aufgefangen wird.

Das Flüssigargonkalorimeter

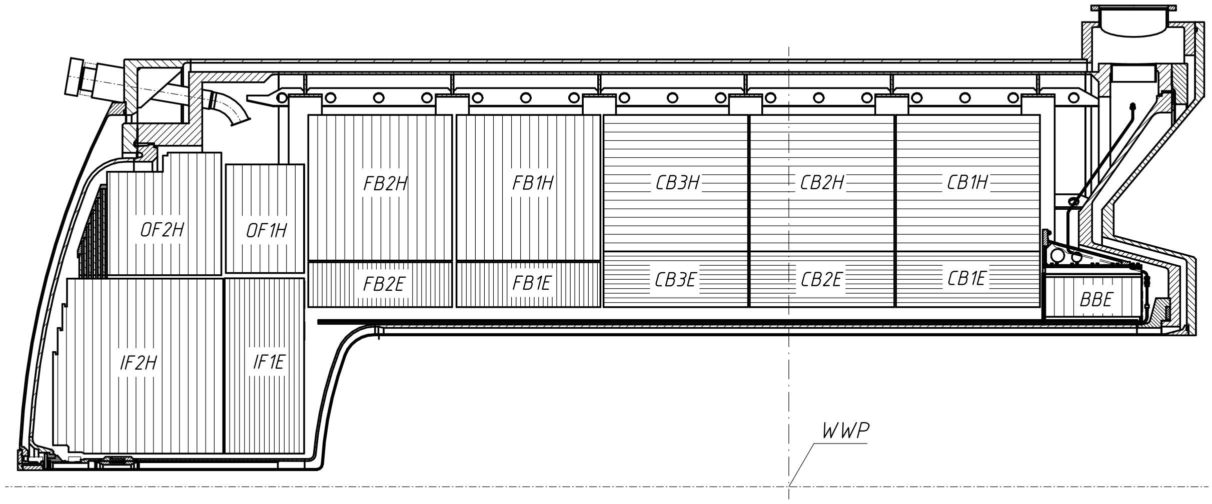


Abbildung 2.9: Querschnitt durch eine Hälfte des Flüssigargonkalorimeters

Das Flüssigargonkalorimeter (LAr-Kalorimeter) befindet sich innerhalb der Magnetspule, um die zu durchdringende Materie vor dem Kalorimeter gering zu halten. Der elektromagnetische Teil ist 20 bis 30 Strahlungslängen tief (abhängig von θ) und hat eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Elektronidentifikation wird durch die Messung der Form von elektromagnetischen Schauern ermöglicht. Die für diese Messung erreichte Auflösung ist durch die Granularität der Kalorimeterzellen von 10 bis 100 cm^2 bestimmt. Eine Energiekalibration wird durch einen Vergleich der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie mit dem im Spurkammersystem gemessenen Impuls durchgeführt.

Das hadronische Kalorimeter umgibt den elektromagnetischen Teil. Beide zusammen ermöglichen die Energiemessung von Hadronen mit einer Auflösung von $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Die gesamte Tiefe beträgt zwischen 4,7 und 7 Absorptionslängen. Auch für den hadronischen Teil wird eine Energiekalibration durch Vergleich mit Spurkammerdaten durchgeführt.

SpaCal

Das Kalorimeter SpaCal ersetzt in Rückwärtsrichtung gemeinsam mit der rückwärtigen planaren Driftkammer und einem Siliziumdetektor (siehe Abschnitt 2.2.1) das bis 1994 eingesetzte BEMC (Backward Electromagnetic Calorimeter). Es ist ein Kalorimeter aus Blei und szintillierenden Fasern. Hauptaufgabe des SpaCal ist, die in Rückwärtsrichtung unter Polarwinkeln $153^\circ < \theta < 177{,}8^\circ$ gestreuten Elektronen nachzuweisen. Außerdem lassen sich mit Hilfe des SpaCals auch die Energie von Hadronen bestimmen sowie Triggerinformationen zur Unterdrückung von elektroninduziertem Untergrund ableiten. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E \approx 7{,}5\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$, die Zeitauflösung ist besser als 1 ns [11].

2.2.3 Das Myonsystem

Die Subdetektoren zum Nachweis von Myonen bilden die äußersten Komponenten des Detektors — abgesehen von den Detektoren, die sich entlang der Strahlachse befinden, wie das vordere Proton-Spektrometer FPS und das Luminositäts-Monitorsystem. Myonen haben unter den hochenergetischen geladenen Teilchen die größte Reichweite, da sie zum einen die langlebigsten instabilen Teilchen sind ($c\tau = 658{,}65$ m), zum anderen einen geringen Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung haben. Außerdem sind sie fast im gesamten Impulsbereich minimal ionisierend (siehe Abb. 2.4). Elektronen werden im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters gestoppt, Hadronen weitestgehend im hadronischen Kalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.2). Myonen ab einem Impuls von etwa 1 bis 2 GeV/c — abhängig vom Polarwinkel — können den Myondetektor erreichen. Für kleinere Myonimpulse kann das Flüssigargonkalorimeter zur Identifikation verwendet werden [12, 13].

Das H1-Myonsystem ist ähnlich wie das Spurkammersystem in Zentral- und Vorwärtsbereich aufgeteilt. Myonerkennung im zentralen Bereich basiert auf dem *instrumentierten Eisen*. Das Eisenjoch, welches den zentralen Bereich des H1-Detektors hermetisch umgibt, ist mit Streamerkammern, den sog. *Limited Streamer Tubes* (LST) ausgerüstet. Mit ihrer Hilfe werden Myonen sowie das Kalorimeter durchquerende Hadronen (vor allem Pionen) nachgewiesen. In Vorwärtsrichtung basiert die Myonerkennung auf zwei Driftkammern, die um einen torodialen Magneten angebracht sind.

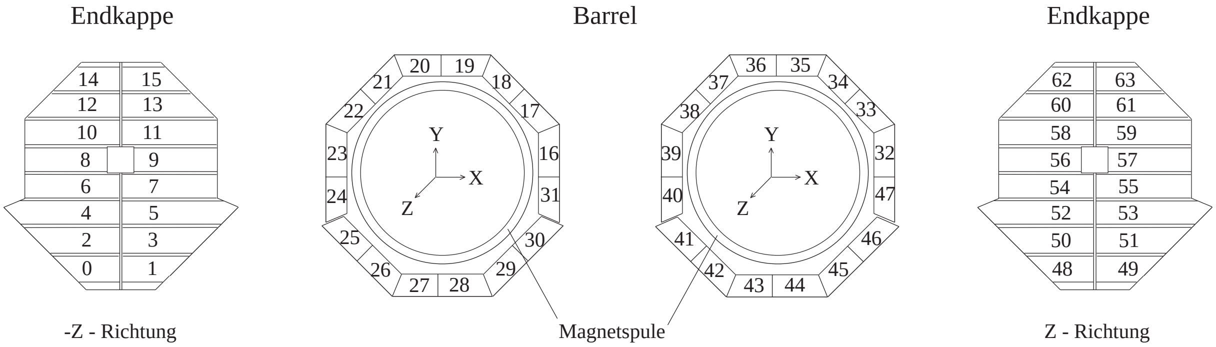


Abbildung 2.10: Modulare Aufteilung des instrumentierten Eisens

Zentrales Myonsystem. Das instrumentierte Eisen

Das zentrale Myonsystem ist selbst in einen zentralen Bereich, das sog. *Barrel*, und vor- und rückwärtige Endkappen aufgeteilt. Das Barrel hat einen achteckigen Querschnitt, es ist entlang der z-Richtung in zwei Teile getrennt, insgesamt besteht das instrumentierte Eisen somit aus vier Teilen. Jeder dieser vier Teile ist wiederum aus 16 Modulen aufgebaut, so daß insgesamt 64 Module ausgelesen werden. Die Endkappen werden hinsichtlich der Trigger nach innerer und äußerer Endkappe unterteilt, wobei die sechs Module um das Strahlrohr (hintere Endkappe: 6–11, vordere Endkappe: 54–59) die innere Endkappe bilden. Abb. 2.10 zeigt die Aufteilung des instrumentierten Eisens.

Der Nachweis der Myonen oder Hadronen erfolgt mit Hilfe der Streamerrohrkammern. Mehrere Röhren von Streamerkammern sind in Schichten in das Eisenjoch eingebettet. Jeweils acht

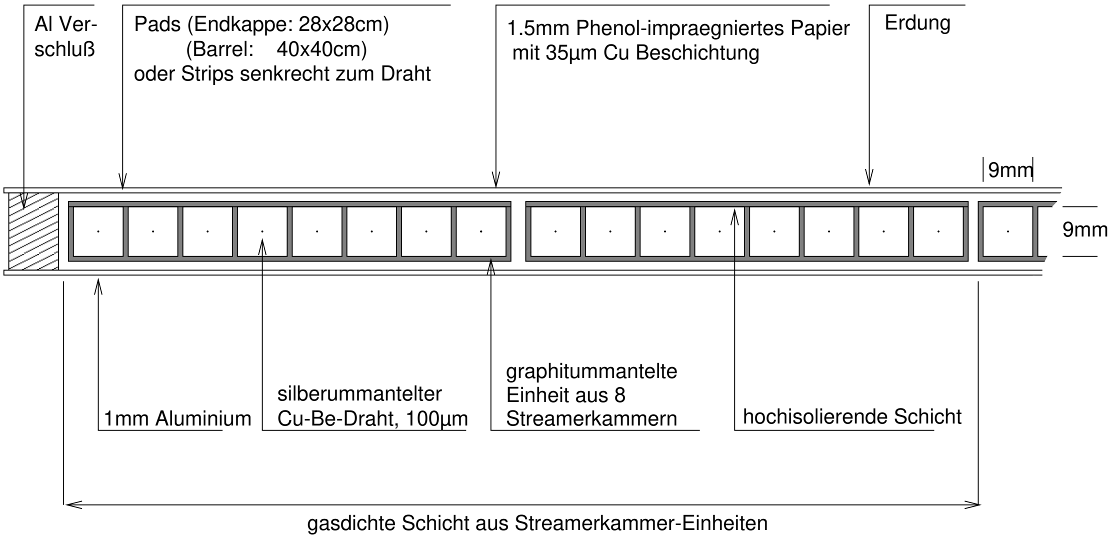


Abbildung 2.11: Instrumentierte Schicht des zentralen Myonsystems mit Streamerkammerröhren

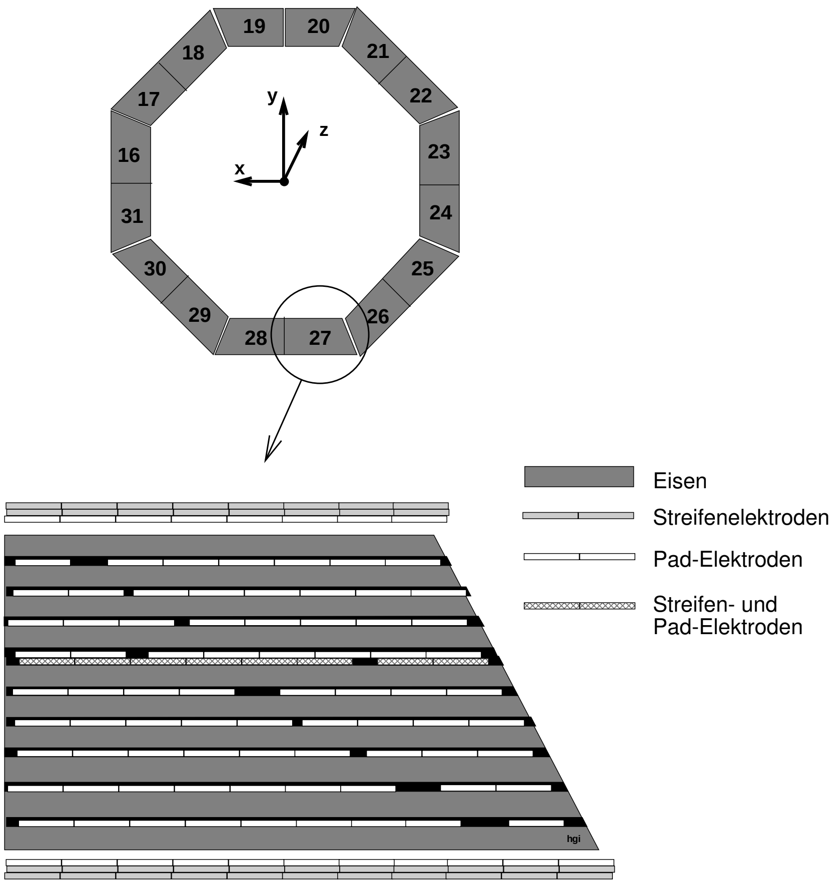


Abbildung 2.12: Aufbau eines Moduls im Zentralbereich des instrumentierten Eisens

Streamerkammerröhren werden zu einer Einheit zusammengefaßt, die instrumentierten Schichten bestehen aus mehreren Einheiten. Abb. 2.11 zeigt den Aufbau einer solchen Schicht. Senkrecht zu den in z-Richtung (Barrel) oder in x-Richtung (Endkappen) gespannten Drähten der Streamerkammern befinden sich entweder streifenförmige („*Strips*") oder rechteckige Elektroden („*Pads*") zur Auslese. Die Strips, Pads und Drähte dienen zur dreidimensionalen Ortsbestimmung, die Pads außerdem zur Kalorimetrie von Hadronen. Die Ortsauflösung der Drähte beträgt 3–4 mm, die Auflösung der Strips 10–15 mm.

Der Aufbau des instrumentierten Eisens aus den beschriebenen Komponenten ist in Abb. 2.12 gezeigt: zwischen zwei je 7,5 cm dicken Eisenplatten befindet sich eine Schicht mit Streamerkammern, die entweder mit Strip- oder Pad-Elektroden bestückt sind (zwischen der viert- und fünftinnersten Lage befindet sich je eine Lage beider Typen). Inner- und außerhalb des Eisens befinden sich ferner die sog. *Myonboxen*, weitere drei Lagen mit Streamerkammern, entweder mit Strip- oder Pad-Elektroden. Es gibt somit 16 instrumentierte Lagen mit Streamerkammern, die von innen (0) nach außen (15) durchnumeriert sind. Die Drahtsignale der Streamerkammern aus den Lagen 3, 4, 5, 8 und 12 liefern Triggersignale (siehe Abschnitt 2.3).

Das instrumentierte Eisen liefert auch eine Zeitinformation des Teilchendurchgangs sowie eine Impulsinformation, jedoch ist die Impulsauflösung mit $\sigma_p/p \gtrsim 35$ % mäßig.

Vorwärtsmyonsytem

Der Vorwärtsmyondetektor unterscheidet sich in seiner Art grundsätzlich vom zentralen Myonsystem. Er besteht aus zwei Driftkammermodulen, die vor und hinter einem toroidalen Magneten angebracht sind, der eine magnetische Induktion zwischen 1,5 T und 1,75 T liefert. Zweck dieses Systems ist es, hochenergetische Myonen im Winkelbereich $3^\circ < \theta < 17^\circ$ nachzuweisen. Die Impulsregion der nachweisbaren Myonen deckt den Bereich zwischen 5 GeV/c und 200 GeV/c ab. Die untere Grenze ist durch die zu durchdringende Materie und den Einfluß von Vielfachstreuung im Eisen auf die Impulsauflösung gegeben, die obere Grenze durch die erreichbare Flußdichte des Toroiden in Zusammenhang mit der Ortsauflösung der Driftkammern. Die erwartete Impulsauflösung liegt zwischen 24% bei 5 GeV/c und 36% bei 200 GeV/c.

Die Module bestehen aus je drei Kammern, von denen eine den Azimutwinkel ϕ und zwei den Polarwinkel θ messen, mit dem sich der Impuls der Myonen bestimmen läßt. Jede Ebene besteht aus zwei Lagen von Driftzellen, die um eine halbe Zellbreite gegeneinander verschoben sind, um Mehrdeutigkeiten aufzulösen.

Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen erfolgt in zwei unabhängigen Schritten, der Mustererkennung und der Spuranpassung. Sie ist im Detail in [14] beschrieben. Beide Schritte finden unabhängig voneinander im Barrel, in der vorderen und hinteren Endkappe statt. Die Drähte und Strip-Elektroden messen Koordinaten in zwei orthogonalen Ebenen und ermöglichen so eine dreidimensionale Ortsbestimmung. Bei Mehrdeutigkeiten werden auch die Informationen der Pad-Elektroden verwendet, die zu sog. „Towern" zusammengefaßt werden.

Die *Mustererkennung* basiert auf der Methode der konformen Abbildung und verwendet Geraden als Spursegmente. Liefern benachbarte Drähte oder Strip-Elektroden ein Signal, so werden diese zu „Treffern“ zusammengefaßt. Dadurch lassen sich zwar mehrfache Teilchendurchgänge innerhalb von 2 cm (Drähte) bzw. 4 cm (Strips) nicht mehr auflösen, der Rechenaufwand wird aber erheblich reduziert. Die Koordinaten der Treffer werden in eine zweidimensionale Ebene mit den beiden Parametern Θ und ρ abgebildet, die als Spurparameter dienen. Die Abbildung erfolgt gemäß

$$\begin{aligned}
\rho(\Theta) &= \frac{y - x\,\Theta}{\sqrt{1+\Theta^2}} && \text{Endkappen} \\
\rho(\Theta) &= y\cos\Theta - x\sin\Theta && \text{Barrel.}
\end{aligned}$$

Das Koordinatensystem und die Bedeutung der Parameter Θ und ρ sind für verschiedende Bereiche des instrumentierten Eisens und für Drähte oder Strips unterschiedlich. Für alle Treffer wird $\rho(\Theta)$ im gesamten Bereich von Θ berechnet. Treffer mit den gleichen Parametern bilden ein Maximum in der ρ-Θ-Ebene. Nach diesen Maxima wird gesucht, um Spursegmente zu bilden. An die Spursegmente werden einige Qualitätsanforderungen gestellt:

- Es muß in mindestens drei Lagen des instrumentierten Eisens Treffer geben.
- Die größte Lücke zwischen „getroffenen“ Lagen wird gesucht und geprüft, ob sie durch Modulgrenzen oder insensitive Kammern verursacht wurde. Ist dies nicht der Fall, so wird das Spursegment nicht weiter in Betracht gezogen, falls die Lücke zu groß ist.
- Die Anzahl der Lagen mit mehr als einem Treffer wird ermittelt; sie darf eine gewisse Zahl nicht überschreiten.
- Aus der ersten und letzten aktivierten Lage und der nominellen Nachweiseffizienz wird die Anzahl der Lagen, die ein Signal liefern sollen, bestimmt und mit der tatsächlichen Anzahl verglichen. Daraus wird ein χ^2-Wert berechnet; die χ^2-Wahrscheinlichkeit muß über einem bestimmten Wert liegen, typischerweise 0,1%.
- Für Treffer, zu denen mehr als eine Strip-Elektrode beiträgt, werden die Signale der Drähte und Strips verglichen und geprüft, ob sie zusammenpassen.

Spursegmente können miteinander verbunden werden. Dazu dürfen sie keine Treffer in gemeinsamen Lagen haben, und sie müssen zusammenpassen, wenn sie zu einem gemeinsamen Punkt in ihrer Mitte extrapoliert werden.

Um für die Spuranpassung in Betracht gezogen zu werden, müssen die Spursegmente eine Mindestlänge besitzen.

Die *Spuranpassung* berücksichtigt den Energieverlust von Teilchen ($>$ 90 MeV pro Eisenschicht) und das lokale Magnetfeld, welches im instrumentierten Eisen stark variiert. Die magnetische Induktion liegt dort zwischen −2 T und 1,5 T. Vielfachstreuung wird jedoch nur in der Fehlerrechnung berücksichtigt. Die Spuranpassung wird in einem lokalen Koordinatensystem X, Y durchgeführt, in dem die X-Achse senkrecht zu den Eisenplatten definiert ist. Die Y-Koordinate ist die von den Drähten oder Strips gemessene Koordinate des jeweiligen Treffers. Die Spur wird durch eine Parabelgleichung beschrieben. Aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes und des ungleichmäßigen Energieverlustes ist die Spurkrümmung nicht konstant; die Spuranpassung wird daher in 21 Regionen (10 Eisenplatten, 9 instrumentierte Lagen sowie die beiden Bereiche inner- und außerhalb des Eisens) getrennt durchgeführt. Die Spurgleichung lautet

$$Y_i(X) = c_i X^2 + b_i X + a_i \qquad\qquad i \in \{1; 21\}.$$

Es sind somit 63 Koeffizienten zu bestimmen. An den Grenzen zwischen den 21 Regionen müssen die Parabeln in Ort Y und Steigung dY/dX übereinstimmen, dadurch sind 40 Koeffizienten festgelegt. Weiterhin hängt die Krümmung d^2Y/dX^2 mit der Größe q/p_0 (Ladung durch Impuls), dem Magnetfeld B und dem Energieverlust ΔE zusammen:

$$c_i = C\,\frac{q}{p_0}\,B_i\,\frac{p_0}{p_0 - \Delta E_i/c}\ ,$$

wobei C eine Konstante ist. Es verbleiben zwei zu bestimmende Koeffizienten sowie die Größe q/p_0. Sie werden durch eine χ^2-Anpassung ermittelt. Als Ergebnis der Spurrekonstruktion ergeben sich die Spurparameter θ, ϕ und q/p_0 am ersten Spurpunkt, dessen Koordinaten, sowie eine Kovarianzmatrix V, die eine Summe von Matrizen aufgrund der χ^2-Anpassung (V_{sig}) und Vielfachstreuung (V_{ms}) ist:

$$V = V_{\text{sig}} + \Theta_0^2\, V_{\text{ms}}\ .$$

Θ_0 ist dabei der mittlere Streuwinkel.

2.3 Das H1-Triggersystem

Um physikalisch interessante Prozesse mit kleinem Wirkungsquerschnitt, wie beispielsweise W-Produktion oder tiefinelastische Streuung mit geladenenem Strom mit möglichst guter Statistik messen zu können, ist eine hohe Luminosität wünschenswert. Die angestrebte Luminosität bei HERA beträgt $1{,}5 \cdot 10^{31}$ cm^{2}s^{-1}. Wird die hohe Luminosität durch einen entsprechend hohen Strahlstrom realisiert, steigt aber auch die Rate an Untergrundprozessen, die die Ereignisse von physikalischem Interesse bei weitem dominieren. In Tab. 2.2 sind einige bei HERA auftretende Prozesse mit ihren zugehörigen Wirkungsquerschnitten und Ereignisraten bei Entwurfsluminosität aufgeführt.

Bei HERA kommen alle 96 ns Teilchenpakete zur Kollision. Diese Zeiteinheit wird auch als *Bunch Crossing* (BC) bezeichnet. Die mögliche Ereignisrate liegt damit bei etwa 10 MHz. Im Mittel kommt es jedoch nur größenordnungsmäßig bei jeder tausendsten Strahlkreuzung zu einem *ep*-Streuereignis, nichtsdestotrotz ist die Datenmenge bei einer solchen Rate wesentlich größer als zu speichern möglich und sinnvoll ist.

Das sog. Triggersystem[4] hat die Aufgabe, die zahlenmäßig dominanten Untergrundereignisse von physikalisch interessanten *ep*-Streuereignissen zu unterscheiden und nur für die letzteren eine Speicherung der vom Detektor aufgenommenen Daten zu veranlassen. Eine Ausnahme bilden spezielle Datennahmeperioden[5], die sog. *Cosmic Runs* und *Test Runs*. Sie dienen z. B. der Kalibrierung von Detektorkomponenten und verwenden eine spezielle Einstellung des Triggersystems. Bei H1 werden die Ereignisraten, über deren Aufzeichnung entschieden werden soll, nacheinander von vier unabhängigen Triggerstufen L1–L4 reduziert. Diese Triggerstufen arbeiten synchron zur Datennahme („*online*“). Abb. 2.13 zeigt schematisch den Datenfluß durch die Triggerstufen mit zugehörigen Entscheidungszeiten und Ein- und Ausgaberaten.

[4] engl. Trigger = Auslöser

[5] Die Datennahmeperioden bei HERA werden als *Run* bezeichnet, von engl. Run = Lauf, Durchlauf.

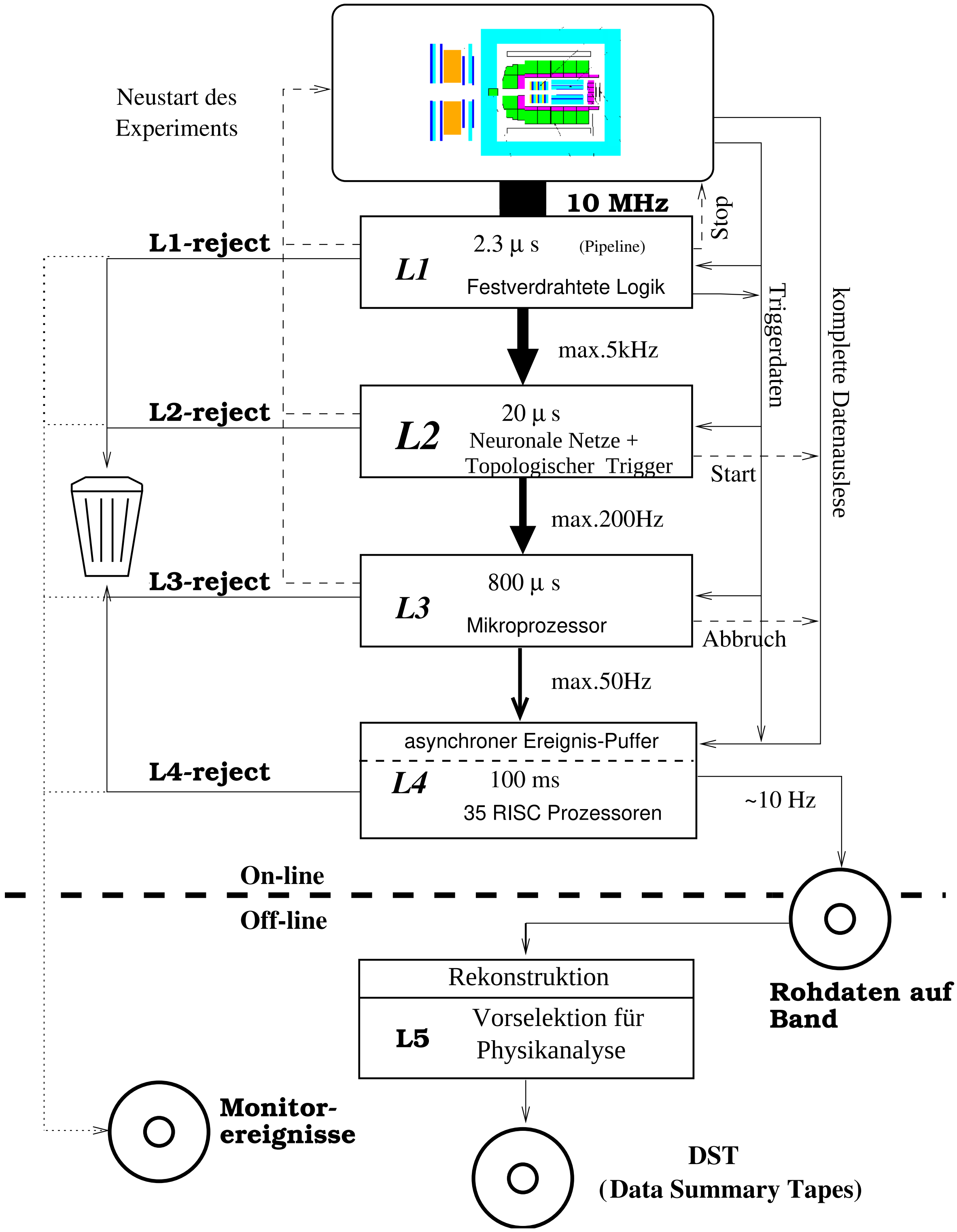


Abbildung 2.13: Schema der Triggerstufen des H1-Triggersystems mit zugehörigen Entscheidungszeiten sowie Ein- und Ausgaberaten

Strahl-Restgas-Wechselwirkung		50 kHz
kosmisches μ im Barrel		700 Hz
Photoproduktion	1,6 μb	25 Hz
$c\bar{c}$ total	1 μb	15 Hz
DIS, kleines Q^2	150 nb	2,2 Hz
DIS, hohes Q^2 (e im LAr-Kalorimeter)	1,5 nb	1,4 min^{-1}
DIS mit geladenem Strom, $p_t > 25$ GeV	50 pb	3,0 h^{-1}
W-Produktion	0,4 pb	0,5 d^{-1}

Tabelle 2.2: Physikalische Prozesse bei HERA mit zugehörigen Wirkungsquerschnitten und Ereignisraten bei Entwurfsluminosität [4]. DIS steht für tiefinelastische Streuung, Q^2 ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages.

Die L1-Triggerstufe arbeitet totzeitfrei bei einer Frequenz von 10,4 MHz. Die Entscheidung ist um 2,5 μs verzögert, da die volle Triggerinformation über ein Ereignis erst nach etwa dieser Zeit vorliegt. So beträgt etwa die längste Driftzeit in den Driftkammern 1 μs und die Integrationszeit des LAr-Kalorimeter-Vorverstärkers 1,5 μs. Die für das Triggersystem relevanten Detektorinformationen werden bis zur Entscheidung von L1 in einer sog. *Pipeline* zwischengespeichert. Verschiedene Subdetektoren liefern Informationen für die L1-Triggerstufe, diese werden als *Triggerelemente* bezeichnet. Die Triggerelemente werden logisch miteinander zu 128 *Subtriggern* verknüpft. Jeder dieser Subtrigger ist in der Lage, eine positive Entscheidung über ein Ereginis in der ersten Triggerstufe auszulösen, jedoch können die Subtrigger auch skaliert werden, so daß nur jede n-te positive Entscheidung eines Subtriggers ein Ereignis auslöst, solange kein anderer Subtrigger aktiviert ist. Zu den Triggerelementen von L1 gehören:

- z-Vertex-Trigger: Die zentralen MWPCs CIP und COP sowie die hintere MWPC des Vorwärts-Spurkammersystems dienen dazu, durch geometrische Verbindung von „getroffenen" Driftzellen ein Histogramm zu füllen, das anzeigt, ob die z-Koordinate des Vertex innerhalb der nominellen Wechselwirkungszone liegt (siehe [15]).
- Vorwärtsspurtrigger: Kathodensignale der vorderen MWPC und CIP werden verwendet, um Spuren zu finden, die aus der Vertexregion stammen und in Vorwärtsrichtung weisen.
- CIP-Trigger: Weitere Triggerelemente werden von der CIP abgeleitet, u. a. um Ereignisse kosmischer Strahlung, die das Strahlrohr passiert, auszulösen.
- CJC-Trigger: Die zentrale Spurkammer CJC ergänzt den z-Vertex-Trigger, indem sie Spuren in der $r\phi$-Ebene findet. Zehn der insgesamt 56 Drahtlagen in dieser Ebene liefern Informationen für L1, die mit vordefinierten Masken verglichen werden. So können Spuren mit niedrigem ($p \lesssim 1$ GeV/c) und hohem Impuls unterschieden, sowie das Ladungsvorzeichen für Teilchen niedrigen Impulses bestimmt werden.
- z-Kammern: Die Driftkammern CIZ und COZ erkennen auf ähnliche Weise wie der CJC-Trigger, ob ein Ereignis in der Wechselwirkungszone liegt, oder ein Untergrundereignis aus Richtung des Protonstrahls ist.
- Flugzeitsystem: Flugzeitinformationen werden von verschiedenen Detektorkomponenten geliefert. Sie werden verwendet, um festzustellen, ob ein Ereignis synchron oder asynchron

zu einer Strahlkollision stattfand.

- LAr-Kalorimeter-Trigger: Die Zellen des Flüssigargonkalorimeters werden entlang θ und ϕ in sog. „Trigger Tower“ eingeteilt, die ein Ereignis auslösen, wenn die in ihnen aufsummierte Energie einen Schwellenwert überschreitet.

- SpaCal-Trigger: Das SpaCal unterscheidet durch Flugzeitmessung Ereignisse, die während (ToF) oder außerhalb (AToF) der nominellen Strahlkreuzung stattfinden. Ähnlich wie beim Flüssigargonkalorimeter werden Kalorimeterzellen zusammengefaßt, deren aufsummierte Energie über einem Schwellenwert liegen muß, um ein Ereignis auszulösen. Für ToF-Ereignisse wird die Einteilung feiner gewählt als für AToF-Ereignisse. Sowohl der elektromagnetische als auch der hadronische Teil liefern Triggerinformationen.

- Myonsystem: Fünf der 16 Lagen des instrumentierten Eisens werden zu Triggerzwecken ausgelesen (siehe Abschnitt 2.2.3). Für jedes Modul können verschiedene Koinzidenzbedingungen von aktivierten Lagen gewählt werden, die ein Ereignis auslösen. Für das Barrel sind zwei der fünf Lagen notwendig, für die vordere innere Endkappe sowie die hintere Endkappe (bis auf die Module 8 und 9) drei, und für die vordere innere Endkappe vier. Auch der Vorwärtsmyondetektor bildet Triggerelemente.

Eine ausführliche Beschreibung der L1-Triggerelemente findet sich in [16]. Für die vorliegende Arbeit hat der MWPC-Trigger *CIP 4* eine wichtige Bedeutung. Es handelt sich um einen Trigger für kosmische Strahlung, der ein Ereignis auslöst, wenn ein Teilchen ein Signal in allen vier Lagen der CIP — jeweils zwei Lagen mit $y > 0$ (oben) und $y < 0$ (unten) — hinterläßt. Daneben gibt es noch das Triggerelement *CIP 2*, für das zwei aktivierte Lagen ausreichen (innere und äußere); dieser Trigger wird hier jedoch nicht benutzt.

Eine positive Entscheidung der Triggerstufe L1 stoppt die Pipeline und führt eine Entscheidung der nächsten Stufe L2, die topologische Informationen und neuronale Netzwerke benutzt, herbei. In diesem Fall ergibt sich eine Totzeit für die Datennahme, in der die folgenden Triggerstufen arbeiten. Fällt auch die Entscheidung von L2 positiv aus, wird die Pipeline ausgelesen, anderenfalls wird sie zurückgesetzt. L4 verifiziert diese Entscheidung durch eine schnelle, reduzierte Ereignisrekonstruktion. Die Triggerstufe L3 ist bisher nicht in Betrieb.

Eine positive Entscheidung der Triggerstufe L4 führt zu einer Aufzeichung der rohen Detektordaten. Zusätzlich wird ca. 1% der von L4 verworfenen Ereignisse zu Monitorzwecken aufgezeichnet. Diese Rohdaten werden von einem als L5 bezeichneten Computersystem (Silicon Graphics Challenge) rekonstruiert. Die Ergebnisse dieser Ereignisrekonstruktion sind nach Detektorkomponenten gegliederte oder abgeleitete physikalische Parameter, wie z. B. Winkel, Startpunkt und Krümmung von Spuren im Spurkammersystem, in Kalorimeterzellen deponierte Energien von Elektronen oder Hadronen, errechnete Vertexpositionen usw. Die von L5 durchgeführte Rekonstruktion wird unabhängig von der Datennahme durchgeführt (*„offline“*).

Kapitel 3

Datenstruktur und das ROOT System

In diesem Kapitel sollen die Struktur der Datenbanken, die für die physikalische Analyse bei H1 genutzt werden, sowie der Inhalt der für diese Arbeit verwendeten Datenbanken besprochen werden. Weiterhin wird eine Einführung in das Softwaresystem ROOT gegeben, mit dem diese Analyse durchgeführt wird, sowie die darauf aufbauende Ereignisklasse für H1. Diese bilden für die praktische Durchführung dieser Arbeit einen wichtigen Aspekt.

3.1 Die H1-Datenbanken

Eine positive Entscheidung der Triggerstufe L4 führt zu einer Speicherung der vom Detektor gewonnenen Daten auf Magnetband (siehe Abschnitt 2.3). Aus diesen *Rohdaten* werden durch die Ereignisrekonstruktion physikalische Parameter gewonnen, wie z. B. Winkel, Startpunkt und Krümmung von Spuren im Spurkammersystem, in Kalorimeterzellen deponierte Energien von Elektronen oder Hadronen, errechnete Vertexpositionen usw. Diese Parameter werden nach Detektorkomponenten oder logisch gegliedert in verschiedene Datenbanken eingetragen, die sog. *POT*-Banken (Production Output Tapes). In diesen Banken finden sich sämtliche Ergebnisse der Ereignisrekonstruktion. Auch Monte-Carlo-Generatoren, die *ep*-Streuereignisse und deren Nachweis im H1-Detektor simulieren, können Datenbanken erzeugen. Eine Teilmenge der Pot-Banken bilden die *DST*-Banken (Data Summary Tapes), die für die physikalische Analyse vorgesehen sind. Für diese Arbeit werden fast ausschließlich DST-Banken verwendet.

Jede der Datenbanken hat eine gewisse Anzahl von Spalten und Zeilen. Die Anzahl der Spalten ist die Zahl der physikalischen Größen (oder logischen Parameter), die in dieser Bank enthalten sind. Sie bestimmt also die Struktur der Bank und ist in der Regel konstant. Die Anzahl der Zeilen ist gegeben durch die Anzahl der Objekte pro Ereignis, die die Bank beschreibt. So existiert für ein Ereignis mit zwei Vertizes (z. B. Primär- und Sekundärvertex) und fünf Spuren im Spurkammersystem eine DVER-Bank (Datenbank für Vertizes) mit zwei Zeilen und eine DTNV-Bank (Datenbank für Spurkammerspuren) mit fünf Zeilen. Demnach kann eine Datenbank auch keine Einträge haben, d. h. null Zeilen. Einige Banken, die allgemeine Informationen enthalten, wie z. B. HERA-Parameter, Zustandsgrößen wie Temperatur und Feldstärken, oder Triggerinformationen, sollten immer eine feste Anzahl von einer Zeile haben. Dazu gehören u. a. die HEAD und DMIS-Bank. Außerdem enthalten viele Banken Verweise zu Einträgen (d. h. Zeilen) anderer Banken, mit denen sie in Zusammenhang stehen. So verweist z. B. jeder Eintrag der Datenbank DTRA, in der sich Spuren befinden, die an einen Vertex angepaßt sind, auf einen Eintrag in der DVER- und in der DTNV-Bank, nämlich jeweils auf den Vertex, an den die Spur angepaßt ist, und auf zugehörige nicht vertexangepaßten Spuren. Andererseits verweist die DVER-Bank auf Einträge in der DTRA-Bank, nämlich auf die Spuren, die von dem jeweiligen Vertex ausgehen.

Eine Beschreibung der H1-Datenbanken und der Struktur der zugrundeliegenden Daten findet sich in [17, 18]. Die in dieser Arbeit verwendeten Datenbanken und ihr wichtigster Inhalt sind

- **HEAD**
  In dieser Bank, die einen Eintrag pro Ereignis hat, sind allgemeine Größen über das Ereignis enthalten, z. B. Run- und Ereignisnummer, Klassifikationen der verschiedenen Triggerstufen, sowie Ursprung des Ereignisses (H1-Daten oder Simulation).

- **DMIS**
  Diese Bank enthält ebenfalls eine Zeile mit allgemeinen Informationen über das Ereignis. Darunter sind der Status der einzelnen Subtrigger von L1 vor und nach der Skalierung sowie von L4, Driftgeschwindigkeit v_d der CJC, Lorentzwinkel α_L, Gesamtzahl der „getroffenen" Anodendrähte der CJC, planaren und radialen Vorwärtsdriftkammern, Zeitpunkt des Ereignisses t_0, Magnetfeld B zur Bestimmung des Transversalimpulses, Energie des Lepton- und Protonstrahls sowie Informationen über die Luminosität.

- **DVER**
  Die DVER-Bank ist eine Datenbank mit rekonstruierten Vertizes. Dies kann entweder der Standard-Run-Vertex sein, ein Primärvertex, ein Zerfallsvertex oder ein Vertex einer sekundären Reaktion. Die x- und y-Koordinaten des Standard-Run-Vertex ändern sich mit jedem Run, sind aber innerhalb dessen angenähert konstant; die z-Koordinate variiert innerhalb der Länge der Wechselwirkungszone. In der Bank finden sich die Koordinaten des Vertex, deren Fehler sowie der Vertextyp. Da Spuren der kosmischen Strahlung nicht von einem Vertex in der Wechselwirkungszone stammen, sondern höchstens zufällig mit einem solchen zusammenfallen, wird diese Bank nur wenig verwendet.

- **DTNV**
  In dieser Datenbank finden sich die rekonstruierten Spuren des Spurkammersystems. In der DTNV-Bank sind Spuren eingetragen, die nicht an einen Vertex angepaßt sind. Je nachdem, ob es sich um eine Spur im zentralen oder Vorwärtsspurkammersystem handelt, werden z. T. verschiedene Parameter in derselben Spalte eingetragen. Da in dieser Arbeit nur Spuren aus dem zentralen Spurkammersystem verwendet werden, sind nur deren Größen aufgezählt. Folgende Spurparameter finden sich in der Bank:

  - Spurkrümmung κ. Diese Größe ist vorzeichenbehaftet, κ ist positiv, wenn die Spur in positive z-Richtung gesehen gegen den Uhrzeigersinn verläuft. Positive Teilchen, die aus der Wechselwirkungszone stammen, hinterlassen Spuren mit negativem κ. Den

Transversalimpuls eines Teilchens erhält man daraus durch

$$p_t = \frac{eB}{|\kappa|} \ ,$$

wobei B der DMIS-Bank entnommen wird.

- kleinster Abstand zur z-Achse in der $r\phi$-Ebene d_{ca} (distance of closest approach). Auch dieser Parameter ist vorzeichenbehaftet, er ist postitv, wenn der Ortsvektor des d_{ca} und der Richtungsvektor der Spur ein rechtshändiges System bilden.
- Azimutwinkel ϕ am Punkt des d_{ca}
- Polarwinkel θ
- z-Koordinate z_{dca} am Punkt des d_{ca}
- Radius des Spurstartpunktes (innerster Punkt der Spur) r_{start}
- x, y und z-Koordinate am Spurendpunkt (äußerster Punkt der Spur)
- Zeitnullpunkt der Spur t_0
- Energieverlust dE/dx bezogen auf die radiale Spurlänge
- Anzahl der „getroffenen" Drähte in den einzelnen Spurkammern (CIP, COP, CJC1, CJC2, CIZ, COZ, PLA, RAD)

Außerdem steht die sich aus der Rekonstruktion ergebende Kovarianzmatrix der Größen κ, d_{ca}, ϕ, θ und z_{dca} sowie der χ^2-Wert der Spuranpassung in der Bank.

- **DTRA**
Die DTRA-Bank enthält Spurkammerspuren, die an einen Vertex aus der DVER-Bank angepaßt sind. In der Bank stehen die Spurparameter, die sich aus dieser Anpassung ergeben, sowie deren Kovarianzmatrix und das χ^2 der Anpassung. Sie verweist auf den jeweiligen Vertex (DVER) sowie die zugehörigen nicht vertexangepaßten Spuren (DTNV). Da Spuren der kosmischen Strahlung nicht von einem Vertex in der Wechselwirkungszone stammen, sondern höchstens zufällig mit einem solchen zusammenfallen, werden vertexangepaßte Spuren in dieser Arbeit nicht verwendet, es wird nur eine Beschränkung hinsichtlich ihrer Anzahl getroffen.

- **DCOS**
Die DCOS-Bank ist für die vorliegende Arbeit die wichtigste Bank. In ihr befinden sich Kandidaten für Spuren kosmischer Strahlung. Beim Durchqueren des Detektors hinterläßt ein kosmisches Myon jeweils eine Spur in der oberen und der unteren Hemisphäre. In der DCOS-Bank findet sich eine gemeinsame Anpassung der Signale in beiden Detektorhälften. Dadurch werden die Spurparameter erheblich genauer, ferner ist die korrekte Flugrichtung der „oberen" Spur berücksichtigt — die Rekonstruktion geht normalerweise davon aus, daß Spuren vom nominellen Vertex stammen. Die Spurrekonstruktion sucht unter allen nicht vertexangepaßten Spuren eines Ereignisses Kandidaten, die einer Hälfte einer Spur eines kosmischen Myons entsprechen könnten. Spuren, die folgende Bedingungen erfüllen, werden in Betracht gezogen:

  - Krümmung $\kappa < 0{,}015\,\mathrm{cm}^{-1}$
  - radiale Länge $r_{end} - r_{start} > 8$ cm

Zu diesen Spuren wird eine gegenüberliegende Spur gesucht. Dieses Spurenpaar muß folgende Bedingungen erfüllen, um für die gemeinsame Anpassung qualifiziert zu sein:

- Nicht beide Spuren dürfen einen Startradius $r_{start} > 40$ cm haben.
- Mittelwert der Krümmung $\langle\kappa\rangle < 0{,}01\,\mathrm{cm}^{-1}$
- $|\Delta\phi - \pi| < 0{,}2 \quad (\approx 11,46^{o})$
- $|\Delta\kappa| < 0{,}2\,\mathrm{cm}^{-1}$
- $|\Delta d_{ca}| < 2$ cm

Aus den Größen der beiden nicht vertexangepaßten Spuren sowie deren Differenzen wird ein χ^2 berechnet, das einen gewissen Wert nicht überschreiten darf. Sind alle Anforderungen erfüllt, so werden diese Spuren einem kosmischen Teilchen zugeordnet und die gemeinsame Anpassung durchgeführt. In der DCOS-Bank befinden sich die Spurparameter der gemeinsamen Anpassung:

- Ladung durch Transversalimpuls q/p_t
- Azimutwinkel ϕ am Punkt des d_{ca}
- Polarwinkel θ
- kleinster Abstand zur z-Achse in der $r\phi$-Ebene d_{ca}
- z-Koordinate z_{dca} am Punkt des d_{ca}
- χ^2 der Spuranpassung

Die DCOS-Bank verweist auf die beiden DTNV-Spuren, die Ausgangspunkt für die gemeinsame Anpassung sind.

- **DMUO**
  Diese Datenbank enthält rekonstruierte Spuren des instrumentierten Eisens. Folgende Größen sind enthalten:
  - Ladung durch Impuls q/p
  - Azimutwinkel ϕ
  - Polarwinkel θ
  - Koordinaten des ersten Spurpunktes: x_0, y_0, z_0 (Endkappen) bzw. ϕ_0, z_0, R_0 (Barrel)
  - Anzahl der Treffer
  - eine bitcodierte Qualität der Spurrekonstruktion sowie die dabei verwendeten Lagen
  - Zeitpunkt des Teilchendurchgangs t_0 in BC
  - Fehler der Größen q/p, ϕ, θ, x_0, y_0 (bzw. ϕ_0, z_0), deren Kovarianzmatrix sowie Fehler von t_0

- **DCIO**
  Spuren im Spurkammersystem werden, wenn möglich, mit zugehörigen Spuren im Myonsystem verbunden. Diese Verbindung erfolgt mit dem H1-Softwarepaket KMTLINK und ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. Sie erfolgt unter der Annahme, daß die Teilchenspuren von einem Myon stammen. Voraussetzung für die Existenz eines Eintrages ist, daß die berechnete Wahrscheinlichkeit für eine Spurverbindung größer als 10^{-4} ist.

Es gibt zwei Datenbanken, die Ergebnisse dieser Spurverbindung enthalten: DTIO für Verbindungen zwischen vertexangepaßten Spuren und Spuren im Myonsystem sowie DCIO für Verbindungen zwischen DCOS-Spuren und Spuren im Myonsystem. In dieser Arbeit wird nur die DCIO-Bank verwendet. In ihr befinden sich

- die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für die Verbindung (siehe Abschnitt 4.3)
- die Residuen der Parameter q/p, ϕ, θ, x_0 bzw. ϕ_0 und y_0 bzw. z_0. Die Residuen sind die Abweichungen der Koordinaten der extrapolierten Spurkammerspur von denen der gemessenen Spur im Myonsystem, normiert auf die Fehler der Koordinaten.
- Fehler der Residuen

Die DCIO-Bank verweist auf zugehörige DCOS- und DMUO-Spuren.

3.2 Das ROOT System

Das ROOT-System ist eine Entwicklungsumgebung zur Datenanalyse, insbesondere in der Hochenergiephysik. Es wurde am europäischen Kern- und Teilchenforschungszentrum CERN entwickelt und stellt eine C++ Klassenbibliothek dar, sowie eine eigenständige Anwendung, die Zugang zu diesen Klassen über einen C/C++ Interpreter und eine graphische Benutzeroberfläche (GUI) bietet [19].

Die Programmiersprache C++ bietet das Konzept einer *Klasse* als abstrakten Datentyp, der Daten beliebiger Typen beinhaltet, sowie *Methoden* bereitstellt, die diese Daten bearbeiten. Als *Objekt* wird eine konkrete Instanz einer Klasse bezeichnet. So wird z. B. durch den Ausdruck

```
int a;
```

eine Instanz `a` des Datentyps Integer (ganze Zahl) angelegt, während durch

```
TH1Event ElasticJPsi;
```

ein Objekt `ElasticJPsi` der Klasse `TH1Event` erzeugt wird. Eine besondere Eigenschaft der Klassen ist die sog. *Vererbung* (*inheritance*). Die für eine Klasse definierten Daten und Methoden können von einer *abgeleiteten* Klasse übernommen werden, diese definiert dann zusätzlich weitere Daten und Methoden. Es lassen sich so gemeinsame Methoden bereitstellen, die von allen Klassen genutzt werden können, die von einer Basisklasse abgeleitet sind, welche diese Methoden definiert. Die konkrete Implementierung kann dabei von der Klasse selbst abhängen. So soll z. B. die Methode `Draw()` für ein eindimensionales Histogramm eine andere Funktion ausführen als für ein zweidimensionales Histogramm oder für eine Detektorgeometrie. Die Basisklasse stellt dann nur eine gemeinsam zu nutzende Methode bereit, falls eine abgeleitete Klasse diese nicht anderweitig definiert. Dieses Prinzip der *dynamischen Bindung* wird in C++ durch *virtuelle* Methoden realisiert. Eine Methode wird als virtuell deklariert, wenn ihre Implementierung vom Typ der Klasse abhängt, die diese Methode nutzt. Die Eigenschaften der Vererbung und dynamischen Bindung sind charakteristisch für die sog. *objektorientierte Programmierung.*

Das ROOT-System stellt eine Vielzahl von Klassen für unterschiedliche Zwecke bereit, u. a.

- Basisklassen, die einen geminsamen Standard an Methoden und Objektstruktur definieren.

- Containerklassen, die insbesondere zur Behandlung größerer Datenmengen eingesetzt werden und Methoden wie z. B. Sortierung, Bereichsprüfung u. ä. breitstellen.
- N-Tupel- und Baumklassen. Die Klassen `TNtuple` und ihre Erweiterung `TTree` werden zur ereignisweisen Analyse von Daten eingesetzt, die in einem N-Tupel oder Baum mit jeweils gewünschter Struktur gespeichert sind. Als Daten der Klasse `TTree` können speziell definierte Benutzerklassen oder Containerklassen eingsetzt werden, deren Methoden sich in der Analyse nutzen lassen.
- Histogramm- und Minimierungsklassen zur graphischen Darstellung von Funktionen und Daten sowie deren Anpassung durch Minimierungsmethoden.
- 2D- und 3D- Graphikklassen u. a. zur Darstellung von Detektorgeometrien.
- GUI-, Betriebssystem- und Netzwerkklassen als Schnittstelle zu diesen Umgebungen.
- Klassen zur automatischen Dokumentationserstellung.

Die meisten Klassen sind von der elementaren Basisklasse `TObject` abgeleitet, die eine gemeinsame Basis an Methoden — hauptsächlich durch die Deklaration von virtuellen Methoden — bereitstellt. Insbesondere die Implementierung benutzerdefinierter Klassen in der ROOT Entwicklungsumgebung baut auf `TObject` auf. Abb. 3.1 zeigt ein Schema der ROOT Entwicklungsumgebung, in der sich eigene Anwendungen erstellen lassen.

Die interaktive Anwendung ROOT bedient sich des C/C++ Interpreters CINT. Dadurch entfällt die Notwendigkeit einer weiteren Macrosprache, die von ROOT ausgeführten Anweisungen sind Klassenmethoden oder direkte C++ Anweisungen. In der ROOT Entwicklungsumgebung geschriebene Programme können so entweder als Macro ausgeführt werden, wodurch der aufwendige Kompilierungs-Link-Zyklus entfällt, oder als eigenständiges Programm kompiliert werden, was die Ausführungsgeschwindigkeit erhöht, insbesondere bei komplexeren Rechnungen.

Für die Datenanalyse von H1-Daten wird in der vorliegenden Arbeit die in das ROOT-System integrierte Klasse `TH1Event` [20] verwendet, die von der ROOT-Basisklasse `TObject` abstammt. Sie dient als Schnittstelle zwischen den bei H1 gepeicherten Daten im BOS-Format [21] und dem ROOT-System sowie zum Zugang der in ihr enthaltenen Daten. Die Daten dieser Klasse sind aus der ROOT-Containerklasse `TClonesArray` zusammengesetzt, einer Klasse, die einen variablen Satz von gleichen Objekten enthält und verwaltet. Diese Objekte sind Instanzen von Klassen, die jeweils eine Zeile einer H1-Datenbank repräsentieren, z. B. `TDcosRow, TDmuoRow` usw. Die Klasse `TH1Event` enthält z. Z. alle Daten eines Ereignisses, die sich auf DST befinden. Die Klassendefinition der Klasse `TH1Event` sowie einer exemplarischen Bankklasse, hier `TDcosRow`, sind in Anhang A angegeben.

Für jedes Ereignis wird ein Objekt der Klasse `TH1Event` erzeugt und in einem Baum der Klasse `TTree` abgelegt. Bildlich gesprochen — was die Organisation der Daten widerspiegelt — hat der Baum verschiedene Äste (Klasse `TBranch`), welche den H1-Datenbanken entsprechen, an deren Blättern (Klasse `TLeaf`) sich die physikalischen Größen befinden. Aus Effizienz- und Speicherplatzgründen wird in dieser Arbeit nicht das gesamte Ereignis im Baum gespeichert, sondern nur die in Abschnitt 3.1 erwähnten Datenbanken. Aus den sie enthaltenen `TClonesArrays` wird

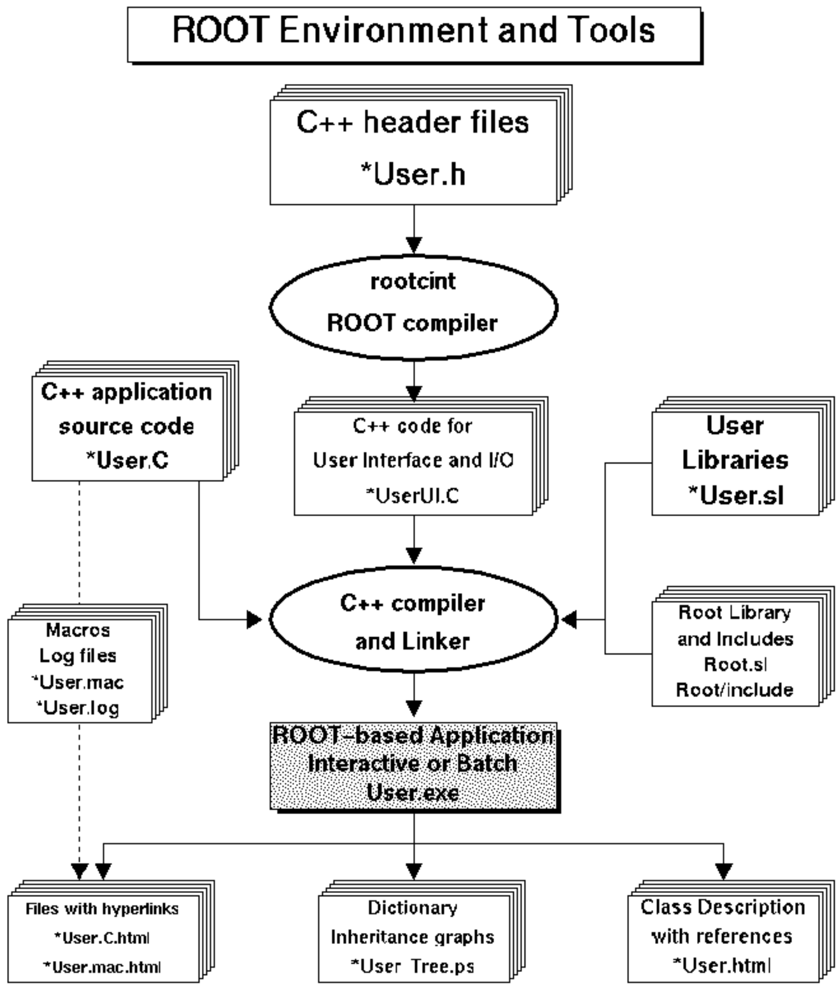


Abbildung 3.1: Schema der ROOT Entwicklungsumgebung

direkt ein Ast gebildet. Die in Kapitel 4 beschriebene Ereignisselektion erfolgt direkt beim Anlegen der Baumstruktur. Die physikalischen Größen, die in der Analyse verwendet werden, jedoch nicht in den Banken direkt enthalten sind, werden erst anschließend berechnet. Da sich gezielt bestimmte Ereignisse und nur gewünschte Äste bei der Analyse lesen und bearbeiten lassen, ist dies eine sehr effiziente Methode.

Denkbare und logische Erweiterungen des Konzeptes der Klasse `TH1Event`, die sich durch den Ansatz der objektorientierten Programmierung leicht realisieren lassen, wären gewisse Standardselektionen als Klassenmethode oder spezielle physikalische Subklassen eines Ereignisses, z. B. Jets oder J/ψ-Ereignisse, die charakteristische Größen enthalten.

Kapitel 4

Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die Methoden und Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen besprochen. Dies sind die Bestimmung der effektiven Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems, die Bestimmung der Myonrekonstruktionseffizienz, die Untersuchung der Verbindungseffizienz zwischen Spuren im zentralen Spurkammersystem und dem instrumentierten Eisen sowie die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des zentralen Spurkammersystems. Sie werden durch Analyse von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung durchgeführt, wodurch eine gute Statistik und eine Erweiterung des kinematischen Bereiches zu hohen Impulsen ermöglicht wird.

Für jede dieser Analysen werden aus den bei H1 rekonstruierten Daten bestimmte Ereignisse ausgewählt, die untersucht werden sollen. Für die drei erstgenannten Untersuchungen wird die gleiche Ereignisselektion angewandt, während die Bestimmung der Spurkammereffizienz eine eigene Selektion verwendet. Sämtliche Untersuchungen werden mit Daten aus dem Jahr 1997 durchgeführt. Ausgewählt werden sowohl Ereignisse aus Runs mit ep-Wechselwirkungen als auch aus Cosmic Runs, in denen kein Strahlbetrieb herrscht und nur Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung registriert werden (siehe Abschnitt 2.3). Diese haben, sofern alle relevanten Komponenten des Detektors zur Datennahme zur Verfügung stehen, den Vorteil einer einfacheren Ereignisstruktur, z. B. geringere Spurmultiplizität sowie einheitliche und einfache Triggerbedingungen. Die Ereignisse aus den verwendeten Cosmic Runs sind fast ausschließlich durch den MWPC-Trigger CIP 4 (siehe Abschnitt 2.3) ausgelöst.

Je nach durchgeführter Untersuchung werden weitere Anforderungen an die zugrundeliegenden Ereignisse gestellt. Diese werden im jeweiligen Abschnitt erwähnt.

4.1 Bestimmung der Impulsauflösung

Ziel ist es, die Auflösung des Transversalimpulses σ_{p_t}/p_t^2 der zentralen Spurkammern zu bestimmen. Die theoretisch erreichbare Auflösung ist bestimmt durch die Meßgenauigkeit eines einzelnen Spurpunktes (siehe Abschnitt 2.2.1). Durch eine quadratische Anpassung der Spurpunkte erhält man die Standardabweichung der Krümmung σ_κ, wenn der Fehler der Punktmessung ϵ in der Spurkammer bekannt ist. Für eine Messung mit $N+1$ Anodendrähten, die einen konstanten

Abstand haben, beträgt diese [9]:

$$\sigma_\kappa = \frac{\epsilon}{L^2}\sqrt{\frac{720\,N^3}{(N-1)(N+1)(N+2)(N+3)}}\,,$$

wobei L der radiale Abstand des ersten und letzten Spurpunktes ist. Die Standardabweichung der Krümmung σ_κ hängt also nicht von der Spurkrümmung κ selbst ab. Der Transversalimpuls p_t ergibt sich aus der Spurkrümmung aus[1]

$$p_t = \frac{eB}{\kappa}\,.$$

Damit ist

$$\begin{aligned}\sigma_{p_t} &= \sqrt{\left(\frac{\partial p_t}{\partial \kappa}\,\sigma_\kappa\right)^2} \\ &= \frac{eB}{\kappa^2}\,\sigma_\kappa \\ &= \frac{p_t}{\kappa}\,\sigma_\kappa \\ \Rightarrow \qquad \frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} &= \frac{\sigma_\kappa}{eB}\,.\end{aligned}$$

Im Idealfall ist die Größe σ_{p_t}/p_t^2 also eine Konstante. Für eine im zentralen Spurkammersystem ideal gemessene Spur ($N = 56$, $L \approx 0{,}6$ m) ergibt sich mit $B = 1{,}16$ T, $\epsilon = 170$ μm eine theoretische Auflösung von $\sigma_{p_t}/p_t^2 \approx 0{,}004$ (GeV/c)$^{-1}$. Stehen weitere Meßpunkte der Spur außerhalb der Spurkammer zur Verfügung — zu denen auch ein rekonstruierter Vertex gehören kann — so läßt sich die Impulsauflösung dadurch erheblich verbessern. Vertexangepaßte Spuren erlauben daher eine bessere Impulsbestimmung als nicht vertexangepaßte Spuren. Hier wird der relative Impulsfehler für nicht vertexangepaßte Spuren bestimmt.

Eine weitere Quelle für eine Meßungenauigkeit der Spurkrümmung ist Vielfachstreuung. Der Fehler durch Vielfachstreuung wird z. B. in [9] oder [22] hergeleitet. Die beiden Fehler durch Ungenauigkeit der einzelnen Spurpunkte und durch Vielfachstreuung tragen unabhängig zu einer Ungenauigkeit der Impulsmessung bei. Der relative Fehler des Impulses σ_p/p durch Vielfachstreuung wächst, anders als derjenige durch Ungenauigkeit der Meßpunkte, nicht mit dem Impuls an. Er hängt ab vom Polarwinkel θ, dem Magnetfeld B, der Spurlänge L, der Anzahl der Meßpunkte $N+1$ sowie der Strahlungslänge des durchquerten Mediums X_0. Mit den angegebenen Parametern und $X_0 \approx 120$ m (Ar mit 10% CO_2) läßt sich der relative Impulsfehler aufgrund von Vielfachstreuung abschätzen zu $\sigma_p/p \approx 0{,}006$ für transversale Spuren.

Die tatsächliche Impulsauflösung ist durch weitere Faktoren bestimmt, wie die relative Position von Detektorkomponenten (hier z. B. CJC1 zu CJC2), Positionierung und Sensitivität von Drähten u. ä. Zur Bestimmung der effektiven Impulsauflösung wird daher folgender Weg gewählt: Spuren mit bekanntem Impuls werden gemessen und der vom Detektor ermittelte Impuls mit dem tatsächlichen verglichen. Hier wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Teilchen der kosmischen Strahlung aus Sicht der Spurrekonstruktion *zwei* Spuren hinterlassen, die — bis auf

[1] In diesem Abschnitt wird stets der Betrag von κ verwendet.

die Einflüsse von Vielfachstreuung und des Energieverlustes, die für hochenergetische Myonen vernachlässigbar sind — den gleichen Impuls haben. Die gemessene Impulsdifferenz ist somit ein Maß für die Impulsauflösung des Spurkammersystems. Der mittlere Streuwinkel aufgrund von Vielfachstreuung beim Durchgang eines Teilchens mit der Geschwindigkeit βc durch ein Material der Dicke d läßt sich nach [9] abschätzen:

$$\Theta_{ms}^2 = \frac{4\pi}{\alpha}\left(\frac{m_e c}{\beta p}\right)^2 \frac{d}{X_0}.$$

Für das Strahlrohr aus Aluminium mit einer Dicke von $2\%\,X_0$ [4] ergibt sich ein mittlerer Streuwinkel von 0,15° für Myonen mit einem Impuls von 1 GeV/c.

4.1.1 Ereignisselektion

Die im folgenden beschriebene Selektion bildet den Ausgangspunkt für die Bestimmung der Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems, der Nachweiseffizienz des instrumentierten Eisens sowie der Effizienz des Algorithmus zur Verbindung zwischen Spuren im Spurkammersystem und im instrumentierten Eisen. Da diese Untersuchungen von Teilchenspuren der kosmischen Strahlung in den Spurkammern ausgehen, wird als Basis für die Selektion von Ereignissen, mit denen die Analyse durchgeführt wird, ein Eintrag in der Datenbank DCOS (siehe Abschnitt 3.1) verlangt. Dadurch existieren pro Ereignis automatisch mindestens zwei nicht vertexangepaßte Spuren (DTNV-Spuren). Die Verwendung vertexangepaßter Spuren eignet sich in der gesamten Analyse nicht, da die kosmischen Spuren höchstens zufällig den nominellen Vertex — die Wechselwirkungsregion der HERA-Strahlen — durchqueren. Die DTRA-Spuren von Teilchen der kosmischen Strahlung haben daher i. A. ein hohes χ^2 für die Vertexanpassung.

Abb. 4.1 zeigt die Differenz des Parameters z_0 der beiden zur DCOS-Spur gehörigen nicht vertexangepaßten Spuren, Abb. 4.2 die Summe des Parameters d_{ca}, der für beide Spuren ein entgegengesetztes Vorzeichen hat. In Tab. 4.1 sind die Anforderungen an die selektierten Ereignisse zusammengefaßt. Tab. 4.2 zählt die verwendeten Runs mit zugehörigen Daten und Anzahl der selektierten Ereignisse auf. Die in den ersten drei Abschnitten dieses Kapitels enthaltenen Abbildungen sind sämtlich mit dem vierten Datensatz erstellt, da dieser die beste Statistik liefert. Die so erzielten Ergebnisse werden mit den anderen Datensätzen überprüft.

4.1.2 Analyse

Um die Impulsauflösung σ_{p_t}/p_t^2 zu bestimmen, wird die Verteilung der Größe

$$\frac{p_{t1} - p_{t2}}{\sqrt{2}\,\langle p_t \rangle}$$

in verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses p_t aufgetragen. p_{t1} ist der gemessene Transversalimpuls der oberen Spur, p_{t2} derjenige der unteren Spur. Es tragen also zwei Meßfehler bei, dies führt zum Faktor $\sqrt{2}$ im Nenner. $\langle p_t \rangle$ ist der mittlere Transversalimpuls der Spur. Hierfür wird der sich aus der gemeinsamen Anpassung (DCOS) ergebende Transversalimpuls verwendet, da dieser aufgrund der Abhängigkeit des Fehlers von der Spurlänge gemäß L^{-2} (s. o.) wesentlich genauer ist. Es läßt sich aber auch der Mittelwert des Transversalimpulses der beiden Spuren

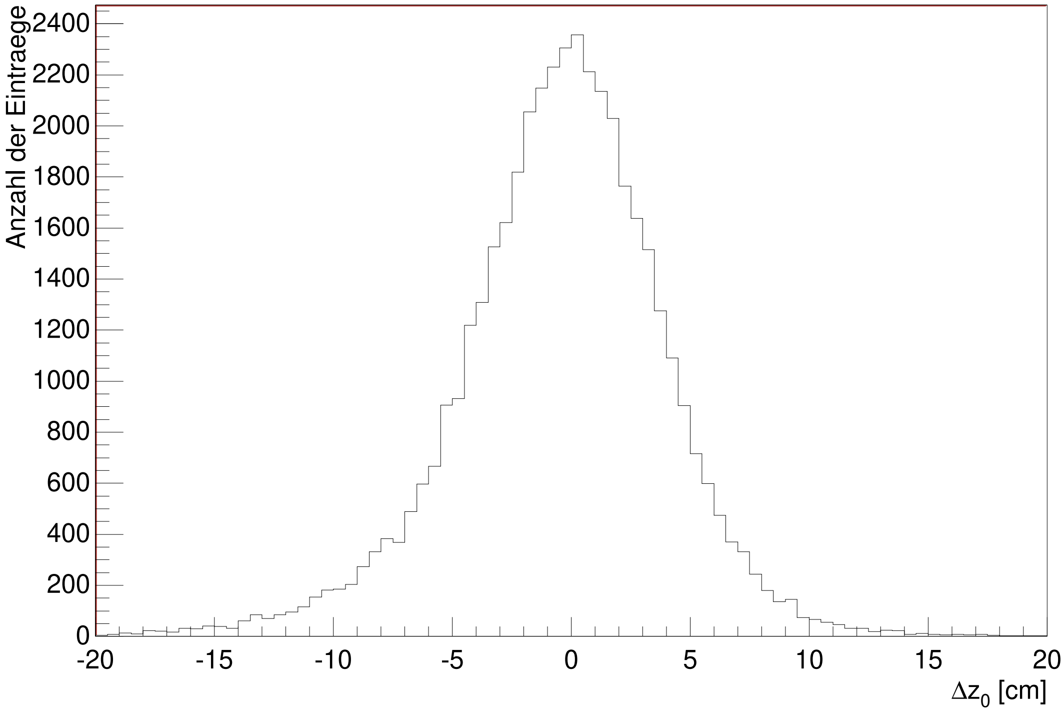


Abbildung 4.1: Differenz des Parameters z_0 für die beiden nicht vertexangepaßten Spuren, die einem kosmischen Myon zugeordnet wurden

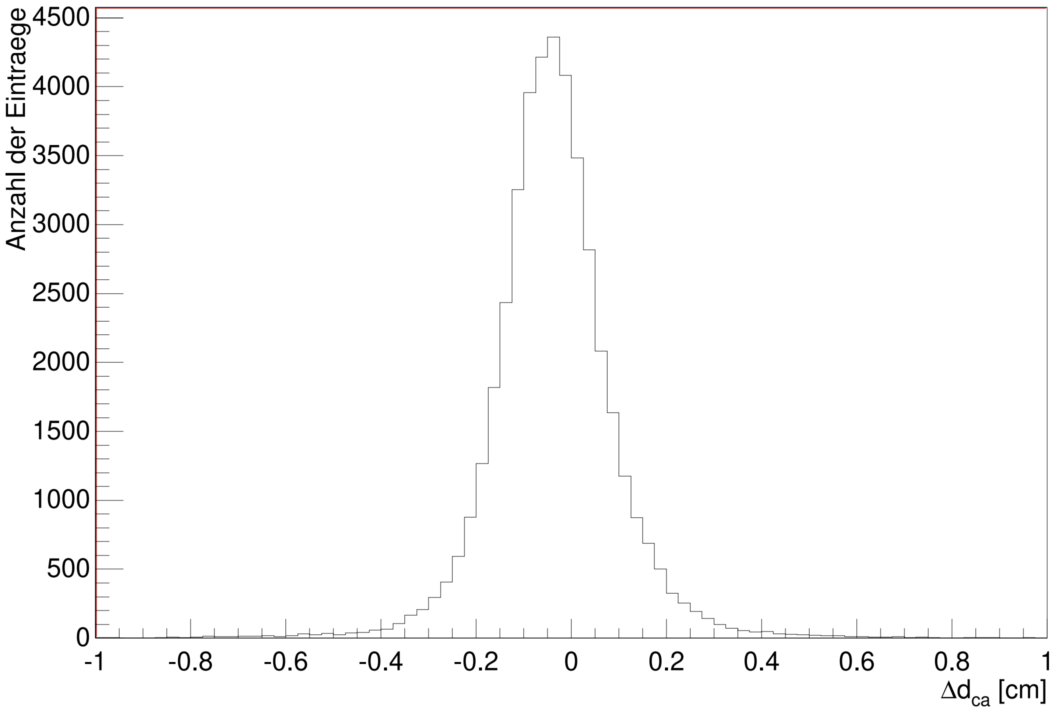


Abbildung 4.2: Summe des Parameters d_{ca} für dieselben Spuren

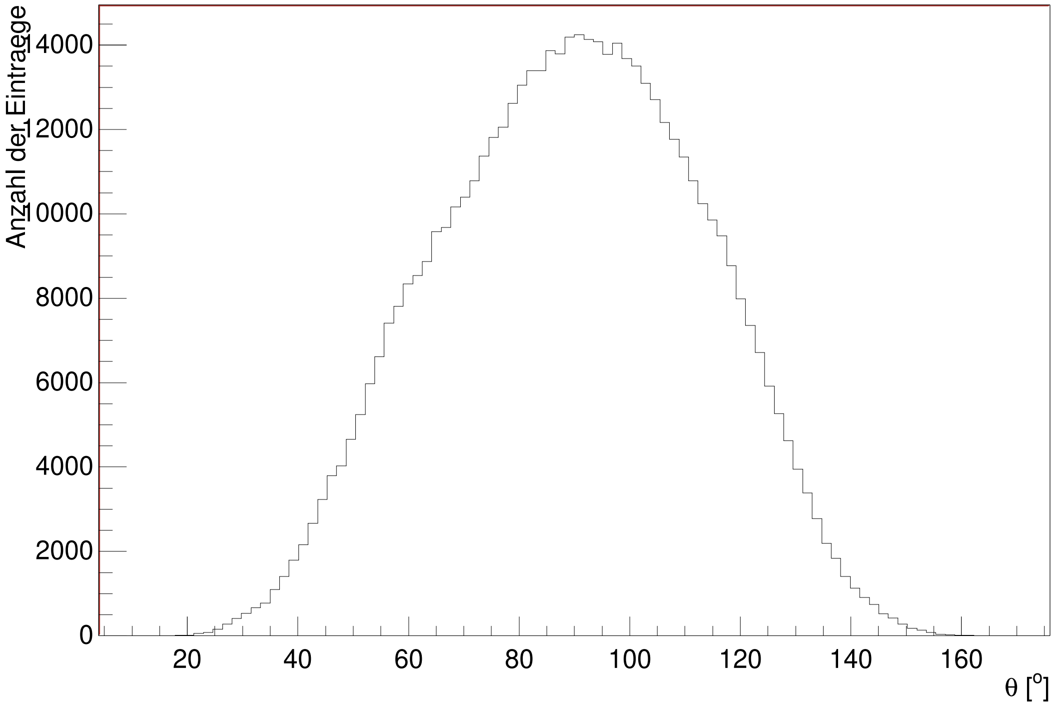


Abbildung 4.3: Polarwinkelverteilung der kosmischen Teilchenspuren

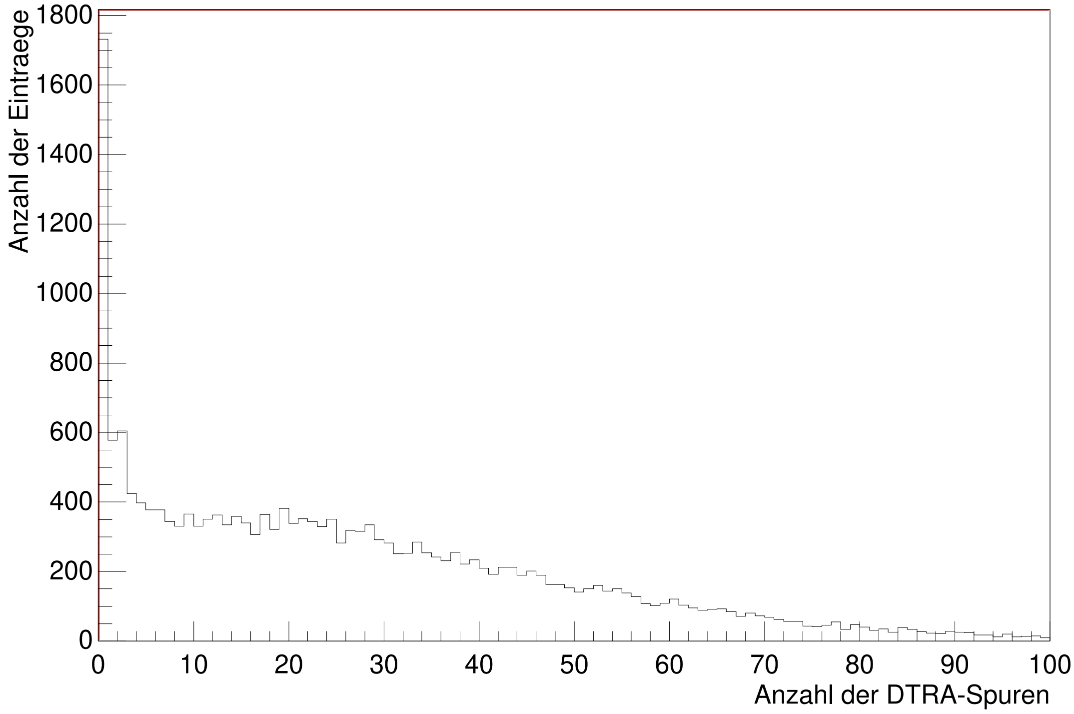


Abbildung 4.4: Anzahl der zentralen Spuren mit Vertexanpassung für ep-Streuereignisse

- Es gibt mindestens einen Eintrag in der DCOS-Bank.
- Die beiden der DCOS-Spur zugeordneten DTNV-Spuren liegen im zentralen Spurkammersystem, welches den Polarwinkelbereich $25^\circ < \theta < 155^\circ$ abdeckt. Dies ist durch die Polarwinkelverteilung der kosmischen Strahlung, welche in Abb. 4.3 gezeigt ist, jedoch ohnehin für fast alle Ereignisse der Fall.
- Die Spuren liegen sich gegenüber, und zwar mit einer maximalen Abweichung von $\pm 10^\circ$ im Polarwinkel und $\pm 1^\circ$ im Azimutwinkel.
- Der aus den Spuren bestimmte Impuls liegt im Bereich $1\ \mathrm{GeV}/c < p < 40\ \mathrm{TeV}/c$.
- Es gibt nicht mehr als vier vertexangepaßte Spuren im zentralen Spurkammersystem (zentrale DTRA-Spuren). Dieser Schnitt ist nur für ep-Streuereignisse relevant. Abb. 4.4 zeigt die Anzahl der zentralen DTRA-Spuren ohne Beschränkung.

Tabelle 4.1: Anforderungen an die zur Bestimmung der Impulsauflösung, Eiseneffizienz und Verbindungseffizienz selektierten Ereignisse

- Runs 177920 – 193331, 3. März – 27. Juni, 34553 Ereignisse, ep-Daten
- Runs 187468 – 190369, 10. Mai – 2. Juni, 22751 Ereignisse, ep-Daten, enthält zwei Cosmic Runs (189118, 6616 Ereignisse; 189407, 1112 Ereignisse)
- Runs 190369 – 191935, 2. – 14. Juni, 12282 Ereignisse, ep-Daten
- Runs 193767 – 194111, 1. – 5. Juli, 519100 Ereignisse, Cosmic Runs
- Runs 194164 – 195876, 6. – 26. Juli, 17691 Ereignisse, ep-Daten

Tabelle 4.2: Selektierte Datensätze mit verwendeten Runs, zugehörigen Daten und Anzahl selektierter Ereignisse

einsetzen, dies hat auf das Ergebnis kaum Einfluß. Die beschriebene Verteilung wird im jeweiligen Impulsbereich durch eine Gaußkurve angepaßt und die Breite σ dieser Kurve gegen den Transversalimpuls aufgetragen. Abb. 4.5 zeigt die Verteilungen für positive Myonen, Abb. 4.6 für negative. Der so aufgetragene relative Fehler des Transversalimpulses σ_{p_t}/p_t wird durch eine Gerade angepaßt. Es fällt jedoch auf, daß der Mittelwert der Gaußkurven je nach Ladungsvorzeichen der untersuchten Teilchen systematisch vom Nullpunkt verschoben ist. Diese Verschiebung beträgt etwa $\pm 1\%$. Eine Anpassung der gemeinsamen Verteilung beider Vorzeichen würde den relativen Fehler des Transversalimpulses also systematisch vergrößern. Daher werden die Verteilungen für beide Ladungen getrennt aufgetragen. Es ergibt sich jedoch im Rahmen der Fehler die gleiche Impulsauflösung (Abb. 4.8), die Gerade in dieser Abb. entspricht einer linearen Anpassung beider Verteilungen. Daher kann der relative Impulsfehler für beide

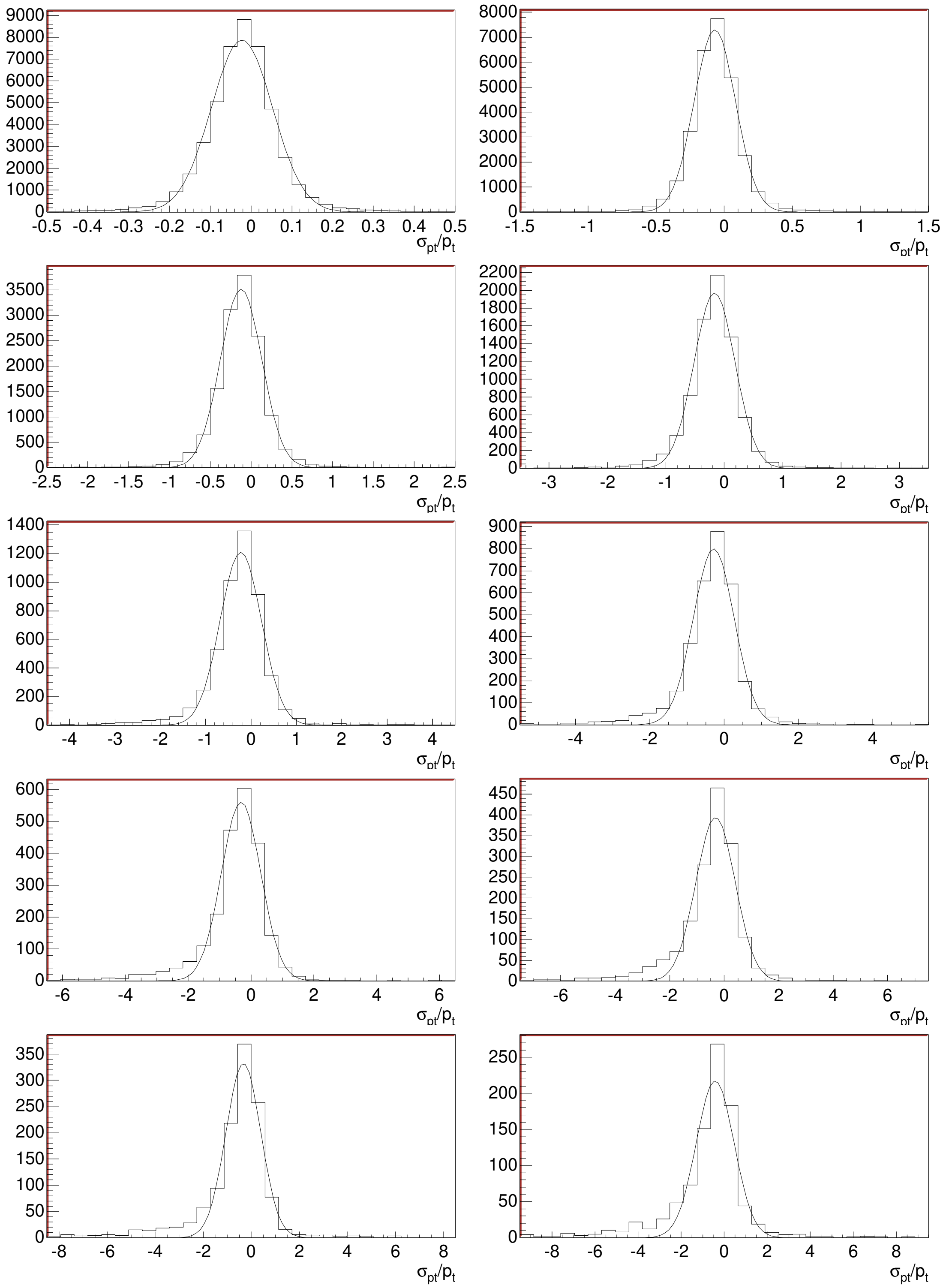


Abbildung 4.5: Verteilungen der Größe σ_{p_t}/p_t in zehn Intervallen des Transversalimpulses von je 5 GeV/c Breite für positive Teilchen. Ordinate in allen Graphen: Anzahl der Einträge.

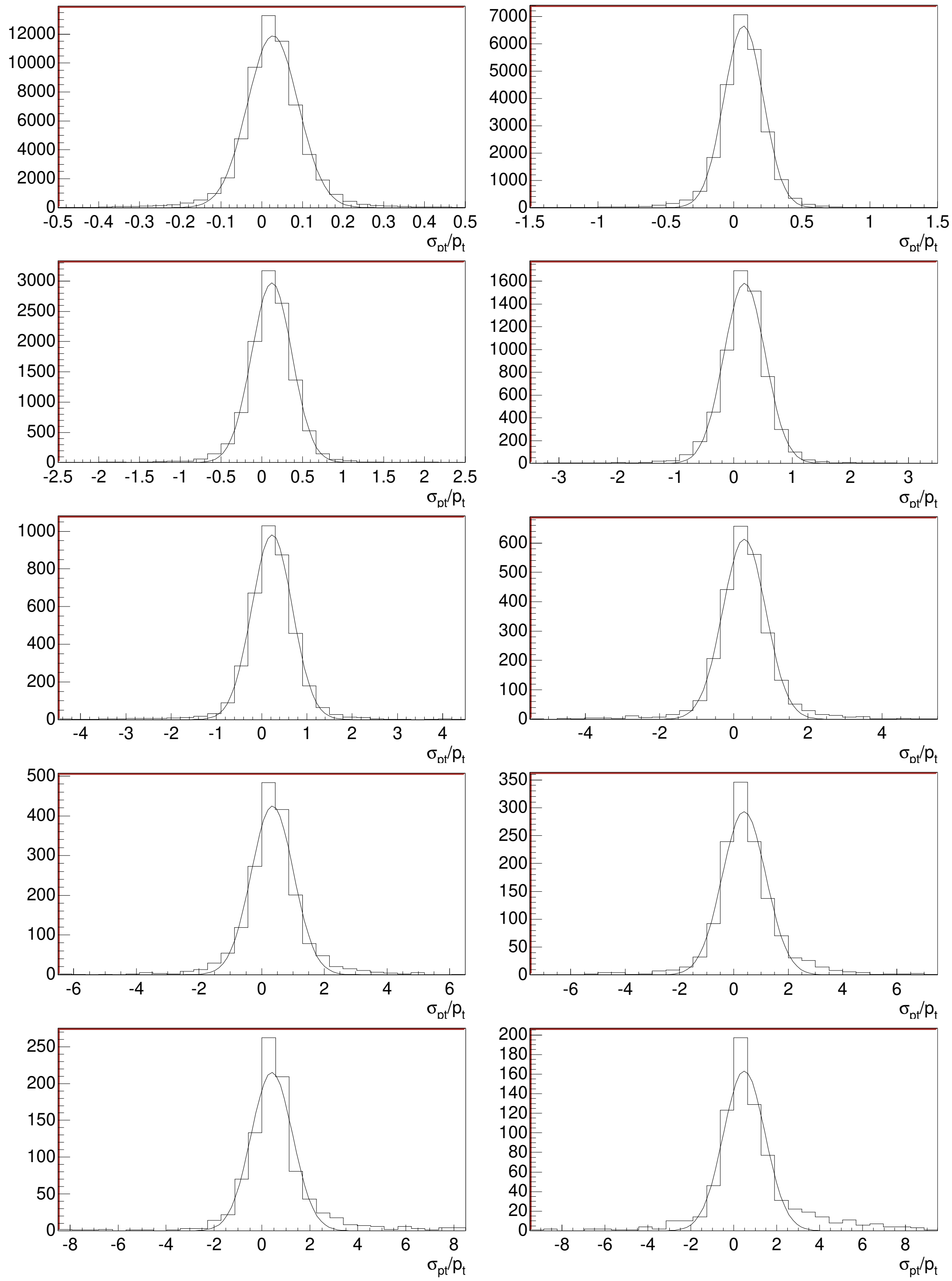


Abbildung 4.6: Verteilungen der Größe σ_{p_t}/p_t in zehn Intervallen des Transversalimpulses von je 5 GeV/c Breite für negative Teilchen. Ordinate in allen Graphen: Anzahl der Einträge.

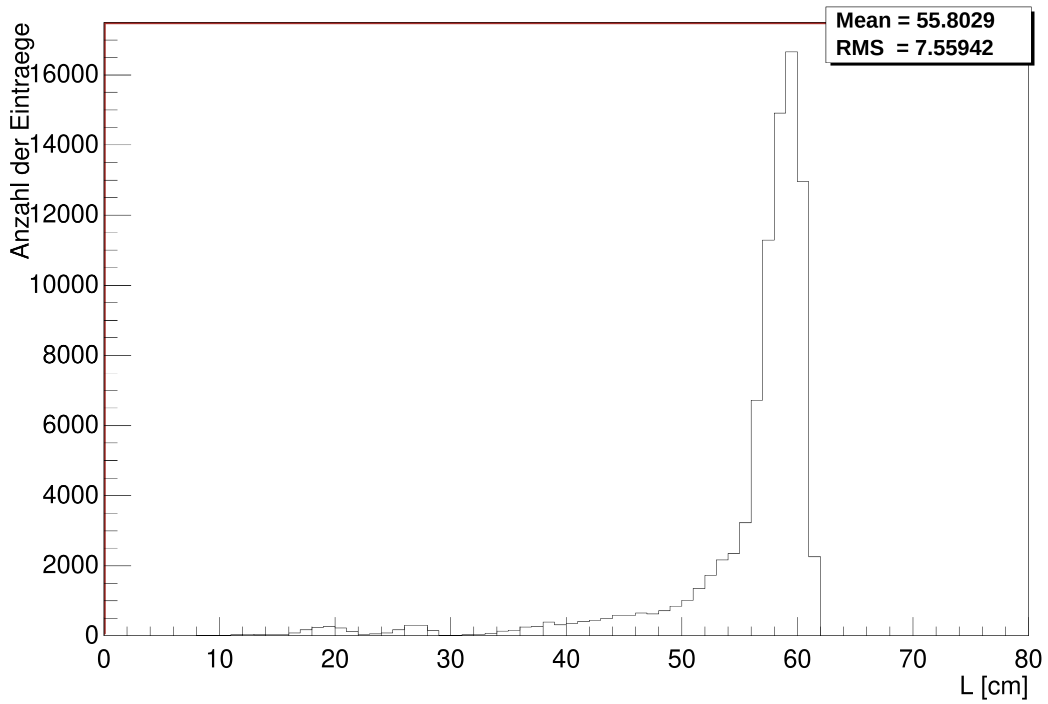


Abbildung 4.7: Radiale Länge der in der Bestimmung der Impulsauflösung verwendeten Spuren

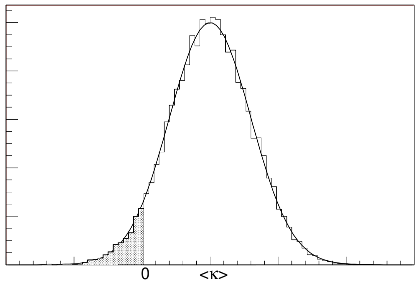
Vorzeichen gemittelt werden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.9 aufgetragen. Die Impulsauflösung ist, wie oben beschreiben, von der radialen Spurlänge abhängig. Diese Bestimmung erfolgt für alle Spurlängen, eine Verteilung ist in Abb. 4.7 aufgetragen. Es ergibt sich eine mittlere Länge von $(55{,}8 \pm 7{,}6)$ cm.

Die resultierende Impulsauflösung für nicht vertexangepaßte Spuren ist

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} = (1{,}470 \pm 0{,}006)\,\%\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1} \quad \text{für} \quad \langle L \rangle = 55{,}8\,\mathrm{cm}\ .$$

Der Achsenabschnitt am Nullpunkt liegt bei $0{,}0161 \pm 0{,}0003$. Auffällig ist, daß für negativ geladene Teilchen die Impulsaufösung mit steigendem Transversalimpuls leicht zunimmt, während sie für positiv geladene Teilchen leicht abnimmt. Daher wird eine quadratische Anpassung durchgeführt, als Krümmung der Parabel ergibt sich $(9{,}6 \pm 1{,}0) \cdot 10^{-5}$ $(\mathrm{GeV}/c)^{-2}$ für negative Ladung und $(-3{,}5 \pm 0{,}9) \cdot 10^{-5}$ $(\mathrm{GeV}/c)^{-2}$ für positive. Da der Koeffizient des quadratischen Terms jedoch sehr klein ist, wird dieser Effekt nicht weiter berücksichtigt.

Aus Abb. 4.9 läßt sich außerdem ablesen, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Vorzeichen der Spurkrümmung — und damit das Ladungsvorzeichen des verursachenden Teilchens — bei einem gegebenen Transversalimpuls falsch bestimmt wird. Beträgt der Abstand des Mittelwerts $\langle\kappa\rangle$ vom Nullpunkt n Standardabweichungen (siehe Skizze),



$$\langle\kappa\rangle - n\,\sigma_\kappa = 0\ ,$$

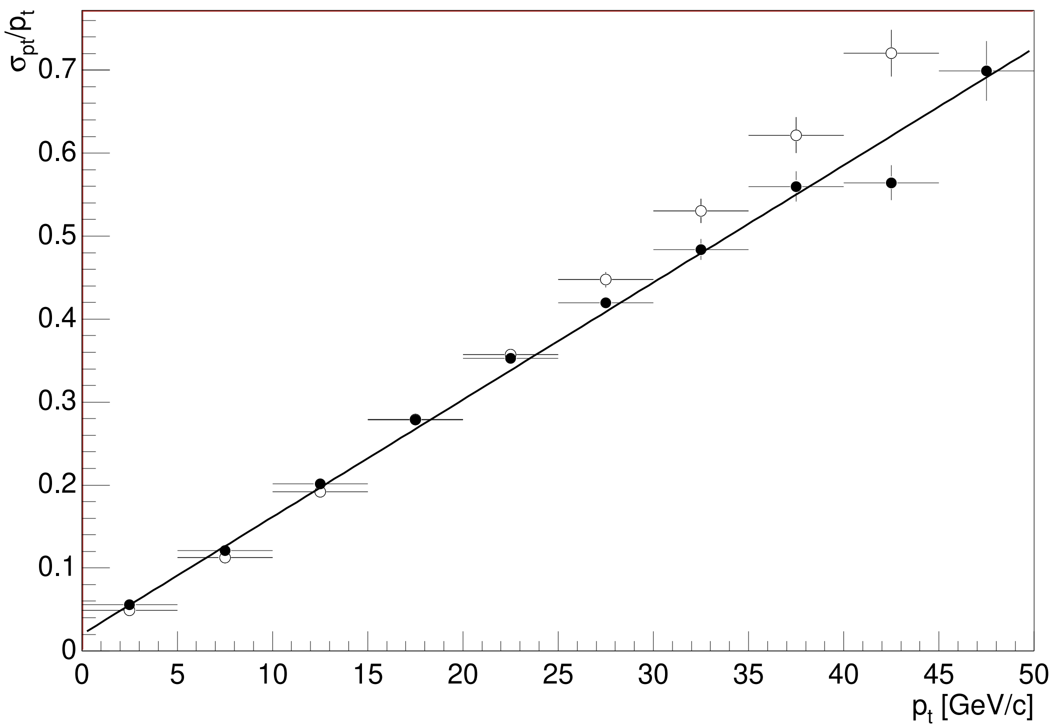


Abbildung 4.8: Relativer Fehler des Transversalimpulses für positive (schwarze Punkte) und negative Teilchen (offene Punkte)

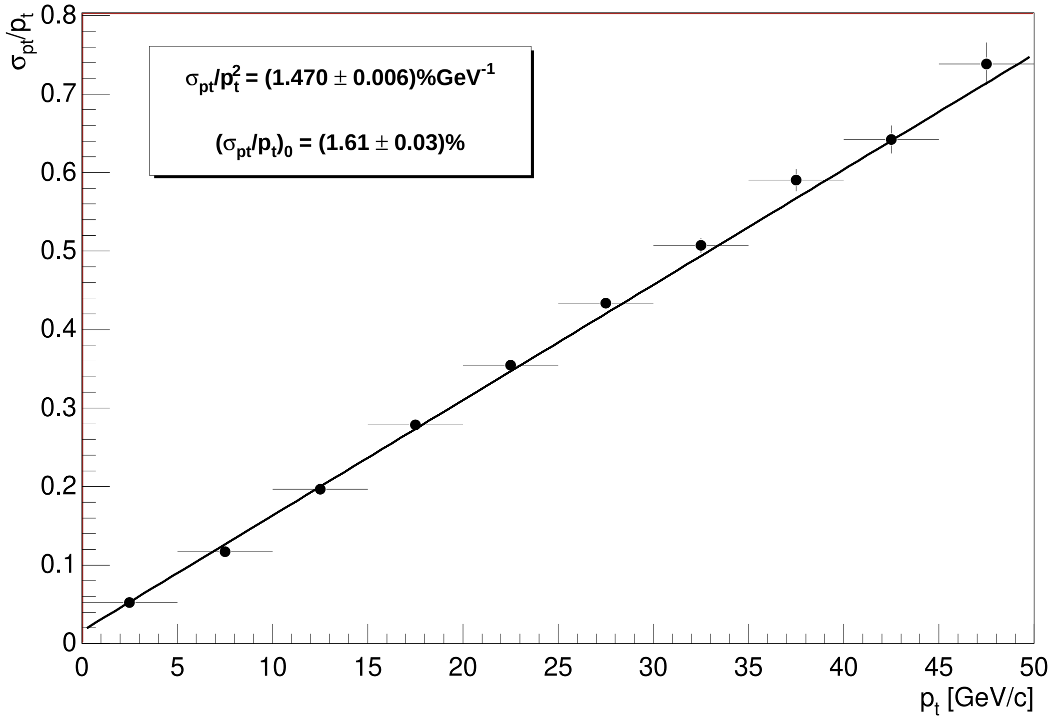


Abbildung 4.9: Gemittelter relativer Fehler des Transversalimpulses und sich daraus ergebende Impulsauflösung

so ist die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlbestimmung

$$P(\sigma_\kappa, \langle\kappa\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\kappa} \int_{-\infty}^{0} e^{-\frac{(\kappa-\langle\kappa\rangle)^2}{2\sigma_\kappa^2}} d\kappa \quad \text{für } \langle\kappa\rangle > 0$$

$$P(\sigma_\kappa, \langle\kappa\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\kappa} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{(\kappa-\langle\kappa\rangle)^2}{2\sigma_\kappa^2}} d\kappa \quad \text{für } \langle\kappa\rangle < 0$$

durch

$$\frac{1}{n} = \frac{\sigma_\kappa}{\langle\kappa\rangle} = \frac{\sigma_{p_t}}{p_t}$$

bestimmt. Für eine 2σ-Grenze beträgt die Fehlbestimmungwahrscheinlichkeit z. B. 2,3%, diese Grenze $\sigma_{p_t}/p_t = 0{,}5$ wird bei etwa 32 GeV/c erreicht.

4.2 Bestimmung der Myonrekonstruktionseffizienz

Ziel dieser Untersuchung ist es, die Effizienz des instrumentierten Eisens zu bestimmen. Ausgangspunkt sind die gemäß Abschnitt 4.1.1 selektierten Ereignisse. Als weitere Anforderung wird verlangt, daß die kosmischen Myonen einen Transversalimpuls $p_t > 5$ GeV/c haben. Solche Myonen müssen das instrumentierte Eisen durchquert haben und sollten dort eine Signatur hinterlassen. Man erwartet etwa eine Rekonstruktionseffizienz von 80 % aufgrund von geometrischer Akzeptanz [4]. Das instrumentierte Eisen umgibt den Detektor nicht vollständig, z. B. gibt es Lücken aufgrund der Zuführungen des Flüssigargonkryostaten. Auf diese bekannten Lücken ist hier z. T. geschnitten, indem die Bereiche ohne Akzeptanz aus den Daten ermittelt wurden. Diese sind in Abb. 4.10 zu erkennen, in der die z-Koordinate der innersten gemessenen Punkte im instrumentierten Eisen gegen deren ϕ-Koordinate aufgetragen ist.

Die Spur der zentralen Spurkammer wird bis in das instrumentierte Eisen extrapoliert, die z-Koordinate des Schnittpunktes ist:

$$z_\mu = \frac{R_0 - R_{start}}{\tan\theta} + z_{dca}\ .$$

Dabei wird das achteckige Eisenjoch durch einen Zylinder mit innerem Radius $R_0 = 330$ cm angenähert; R_{start} ist der Startradius der Spur. Beträgt die z-Koordinate des Schnittpunktes $z_\mu > 250$ cm oder $z_\mu < -100$ cm (obere Hemisphäre) bzw. $z_\mu < -120$ cm (untere Hemisphäre), so wird das Ereignis verworfen. Innerhalb einer Pyramide von $|\Delta\phi| < 60^\circ$, $|\Delta\theta| < 25^\circ$ wird dann nach einer Eisenspur gesucht.

Es verbleiben Regionen verringerter Akzeptanz. An den Übergängen zwischen den Modulen des instrumentierten Eisens (siehe Abschnitt 2.10) ist die Nachweiseffizienz für Myonen verringert. In der $r\phi$-Ebene ist das zentrale Eisenjoch in 16 Module aufgeteilt, die Übergänge befinden sich also bei $\phi = n \cdot 22{,}5^\circ$ mit $n \in \{-8; 8\}$. Diese Aufteilung ist in Abb. 2.10 gezeigt. In x-Richtung ist das Eisen ferner in drei Teile getrennt, die sich auseinanderfahren lassen, um Zugang zu den inneren Detektorteilen zu ermöglichen. Zwischen den Modulen 19 und 20 bzw. 35 und 36 ($\phi = 90^\circ$), 24 und 25 bzw. 40 und 41 ($\phi = -157{,}5^\circ$) sowie 30 und 31 bzw. 46 und 47 ($\phi = -22{,}5^\circ$) befinden sich daher Lücken. Trägt man die Nachweiseffizienz gegen den Spurwinkel ϕ auf (Abb. 4.11), so erkennt man deutlich diese Übergänge. Die Breite der „Löcher“ in

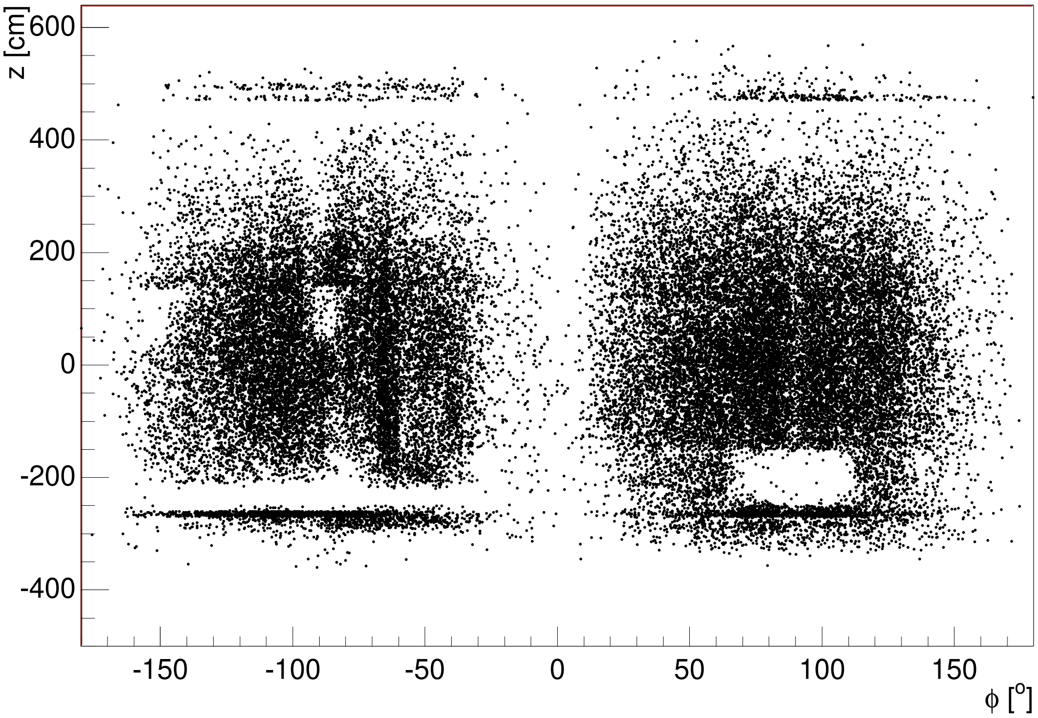


Abbildung 4.10: z–ϕ-Ansicht der innersten gemessenen Punkte im instrumentierten Eisen

Abb. 4.11 ist durch den minimalen Transversalimpuls bestimmt. Die Winkelkoordinate ist auf die im Spurkammersystem rekonstruierte Spur bezogen. Die Spur im instrumentierten Eisen hat demgegenüber eine Azimutwinkeldifferenz von näherungsweise

$$\Delta\phi = 2 \text{ arcsin} \frac{-qB(R_0 - R_{start})}{2\, p_t} \qquad \text{mit } q = \pm e \ .$$

Bei einem Transversalimpuls von 5 GeV/c und dem bei H1 vorhandenen Magnetfeld von 1,16 T beträgt der Krümmungsradius der Spur ca. 14 m, was bei einem radialen Abstand von 3,3 m einer Winkeldifferenz $\Delta\phi$ von 13° entspricht. Diese Breite läßt sich in Abb 4.11 erkennen. Fordert man einen höheren Transversalimpuls, wird die Breite verringerter Akzeptanz kleiner. Abb. 4.12 zeigt die Effizienz des instrumentierten Eisens als Funktion des Polarwinkels θ.

Trägt man die Myonrekonstruktionseffizienz gegen den Impuls p auf (Abb. 4.13), so liegt sie aufgrund des Ausschlusses von nicht instrumentierten Bereichen erwartungsgemäß etwas über 80 %. Sie hängt ferner nicht erkennbar von p ab. Abb. 4.14 zeigt weiterhin diese Abhängigkeit für kleinere Impulse getrennt für obere und untere Hemisphäre des zentralen Myonsystems. Die nach diesem Verfahren bestimmte Effizienz nimmt in der unteren Hälfte für kleine Impulse ab, da die betrachteten Teilchen den unteren Teil des Eisens nicht mehr erreichen.

Die mittlere Effizienz beträgt $(87{,}8 \pm 0{,}7)\%$. Ohne die Schnitte auf die z-Koordinate der extrapolierten Spurkammerspur beträgt sie $(83{,}4 \pm 0{,}8)\%$.

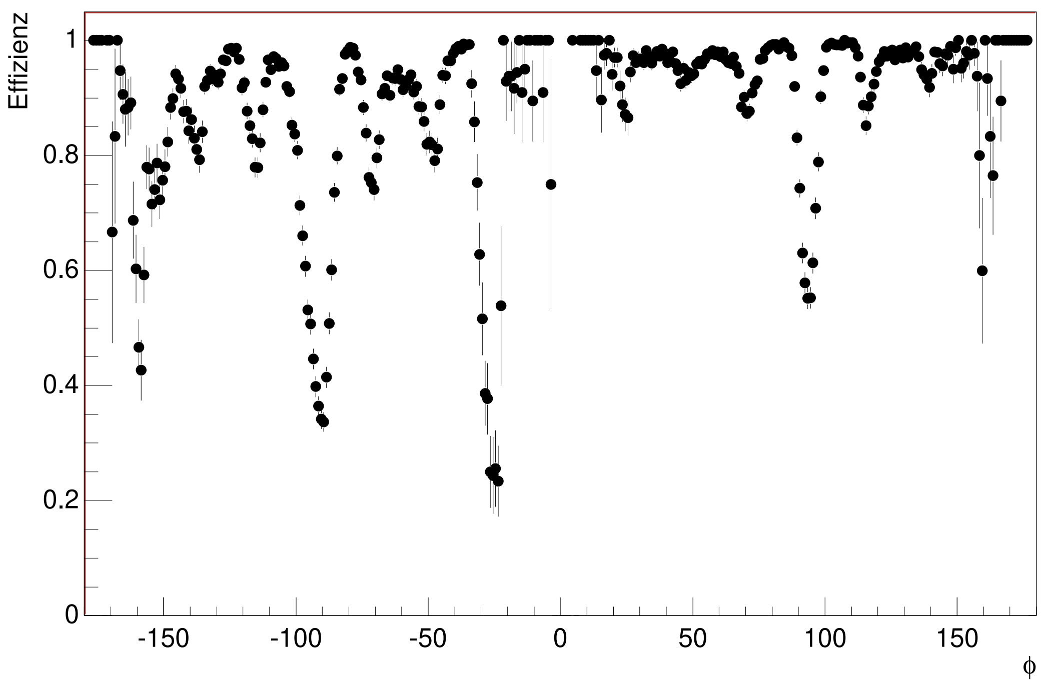


Abbildung 4.11: Eisenrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von ϕ

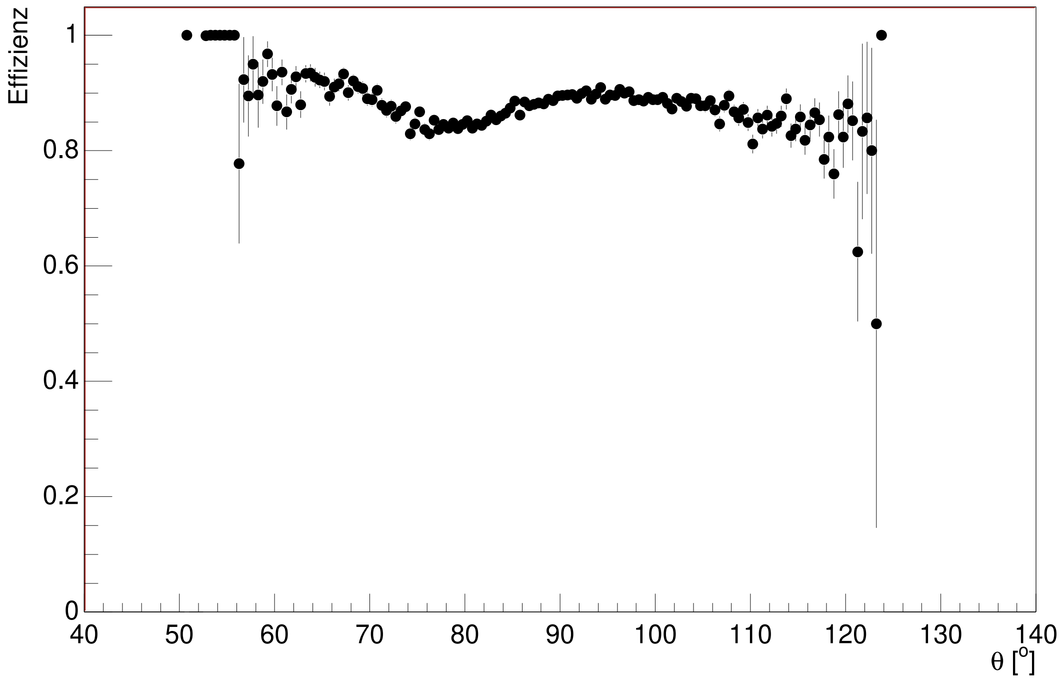


Abbildung 4.12: Eisenrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von θ

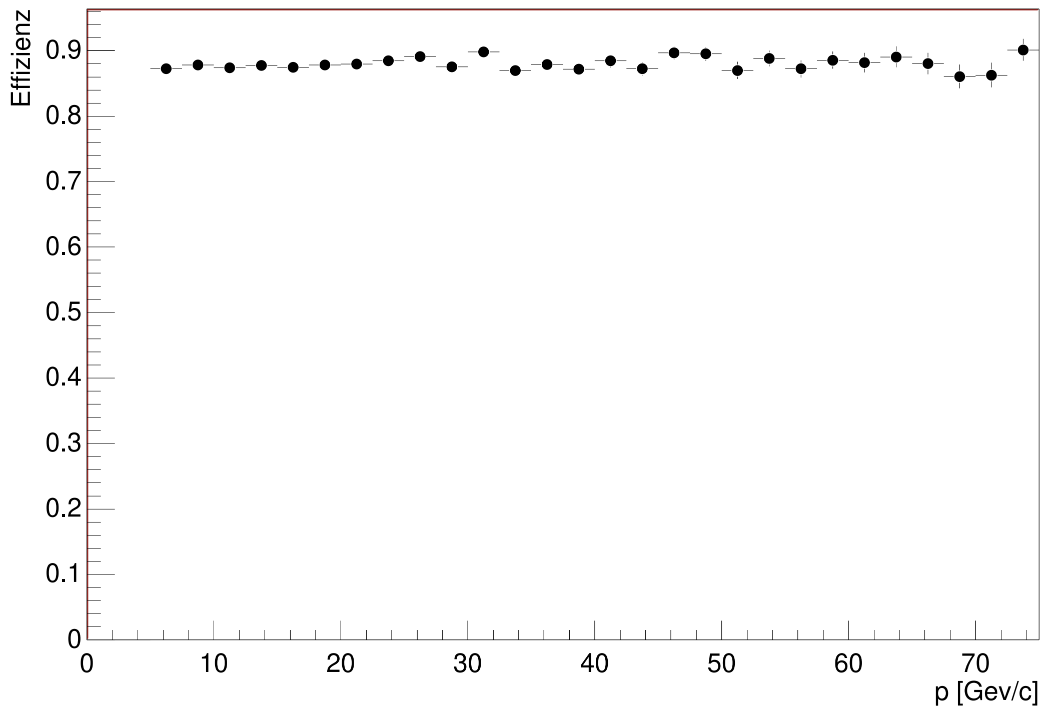


Abbildung 4.13: Eisenrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Impulses p

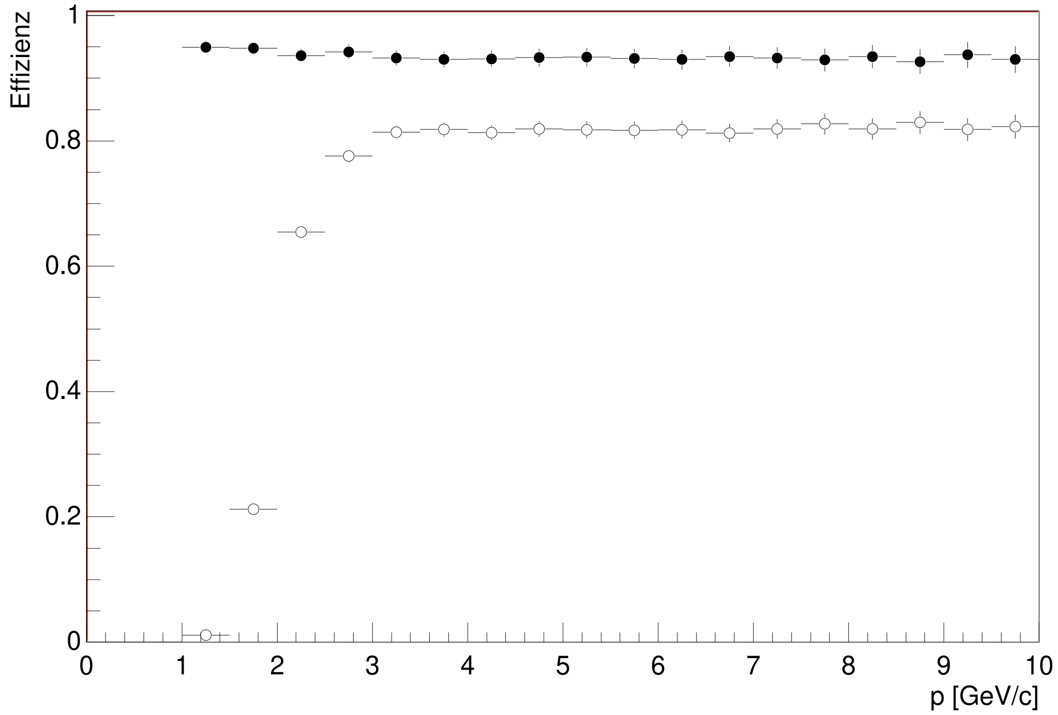


Abbildung 4.14: Eisenrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Impulses p. Schwarze Punkte: obere Hemisphäre, offene Punkte: untere Hemisphäre

4.3 Bestimmung der Spurverbindungseffizienz

Hochenergetische Myonen mit einem Impuls von etwa 1 bis 2 GeV/c — abhängig vom Polarwinkel — hinterlassen eine Signatur sowohl im Myonsystem als auch im Spurkammersystem. Auch die meisten kosmischen Myonen werden in beiden Detektorkomponenten nachgewiesen. Zwar können auch Hadronen in beiden Subdetektoren Spuren hinterlassen (siehe Abschnitte 2.2.2 und 2.2.3), in der überwiegenden Anzahl handelt es sich aber um Myonen. Es wird versucht, zugehörige Spuren in beiden Detektorteilen zu verbinden.

Diese Verbindung erfolgt mit dem H1-Programm KMTLINK, dessen Vorgänger KMTREC in [23] beschrieben ist. Dazu wird zunächst die betreffende Spur aus dem Spurkammersystem mit Hilfe des Softwaremoduls EXTRAPOL bis in das Myonsystem extrapoliert. Die Extrapolation erfolgt unter der Annahme, daß die Spur von einem Myon verursacht wurde. Das lokale Magnetfeld sowie Energieverlust durch Ionisation und Vielfachstreuung werden dabei berücksichtigt, Effekte wie Bremsstrahlung und Paarproduktion aufgrund dieser Annahme jedoch nicht. Die Extrapolation wird durchgeführt, wenn die Kombination der Spuren im Spurkammersystem und Myonsystem folgende Bedingungen erfüllt:

- Die Spur im Spurkammersystem muß einen Impuls besitzen, der sich aus

  $$|\kappa| < \frac{0{,}003\,\mathrm{cm}^{-1}}{\sin\theta}$$

  ergibt. Dies entspricht etwa 1 GeV/c.

- Die Polarwinkeldifferenz $|\Delta\theta|$ zwischen Myonsystem- und Spurkammerspur beträgt nicht mehr als 0,2 rad (11,46°).

- Die erlaubte Azimutwinkeldifferenz ist aufgrund der Spurkrümmung asymmetrisch. Sie beträgt

  $$\begin{array}{rcll} -\frac{\pi}{2} < & \phi_\mu - \phi & < 0{,}2 & \text{für } \kappa < 0 \\ -\frac{\pi}{2} < & \phi - \phi_\mu & < 0{,}2 & \text{für } \kappa > 0. \end{array}$$

  ϕ ist der Azimutwinkel der Spurkammerspur, ϕ_μ derjenige der Spur im Myonsystem.

Für jede in Frage kommende Kombination aus extrapolierter und gemessener Spur wird ein χ^2 berechnet, welches durch

$$\chi^2 = (\vec{X}_e - \vec{X}_\mu)^T \, (V_e + V_\mu)^{-1} \, (\vec{X}_e - \vec{X}_\mu)$$

gegeben ist. Dabei stellen $\vec{X}_e$ die Parameter der extrapolierten Spur dar, $\vec{X}_\mu$ diejenigen der Spur im Myonsystem, V_e und V_μ sind die Kovarianzmatrizen der Extrapolation und der Spurrekonstruktion im Myonsystem. Für die Berechnung von χ^2 werden die beiden Ortskoordinaten z_0 und ϕ_0 (Zentralbereich) bzw. x_0 und y_0 (Endkappen) und die Steigung der Spur (ϕ im Zentralbereich, dy/dz in den Endkappen) benutzt.

Aus diesem χ^2 wird eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ dafür berechnet, daß eine andere Kombination ein größeres χ^2 liefert, indem die Dichtefunktion der χ^2-Verteilung

$$f(\chi^2, N) = \frac{(\chi^2)^{N/2-1}}{2^{N/2}\,\Gamma(N/2)}\, e^{-\chi^2/2}$$

von χ^2 bis ∞ integriert wird:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(x, N)\, dx \ .$$

N ist dabei die Anzahl der Parameter, hier ist also $N = 3$. Je besser extrapolierte und im Myonsystem gemessene Spur zusammenpassen, desto größer ist die berechnete Wahrscheinlichkeit. Ist sie größer als 10^{-4}, wird die Verbindung in die Datenbank eingetragen (siehe Abschnitt 3.1).

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie effizient die Extrapolation Verbindungen zwischen Spuren im zentralen Spurkammersystem und zentralen Myonsystem findet. Dazu werden Spuren im zentralen Spurkammersystem wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben selektiert. Zusätzliche Anforderungen sind:

- Die Spurkammerspuren müssen eine radiale Länge von mindestens 22 cm besitzen und im Polarwinkelbereich $30^\circ < \theta < 150^\circ$ liegen.
- Es werden nur Ereignisse in Betracht gezogen, die nicht mehr als zwei rekonstruierte Spuren im zentralen Myonsystem haben.

Für jede innerhalb der o.g. Winkeldifferenzen liegende Spur im zentralen Myonsystem wird geprüft, ob eine Verbindung gefunden wurde, deren Wahrscheinlichkeit mindestens 10^{-4} beträgt. In Abb. 4.15 bzw. 4.16 ist die Abhängigkeit der Spurverbindungseffizienz von den Koordinaten der Spurkammerspuren ϕ und θ aufgetragen. Es fällt auf, daß im Bereich $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ für bis zu etwa 45% der Spurpaare keine Verbindung gelingt. Außerhalb dieses Breiches ist sie $(97{,}6 \pm 1{,}4)\%$. Abb. 4.17 zeigt die Abhängigkeit der Verbindungseffizienz vom im Spurkammersystem ermittelten Impuls, Abb. 4.18 die gleiche Abhängigkeit getrennt für vier ϕ-Quadranten. Klar erkennbar ist eine Abnahme der Verbindungseffizienz mit zunehmendem Impuls für den Quadranten $-90^\circ < \phi < 0^\circ$, während diese für die anderen drei Quadranten konstant nahe 1 liegt.

Um diesen Effekt zu untersuchen, wird für die in der Extrapolation verwendeten Parameter im zentralen Eisenjoch z_0, ϕ_0 und ϕ, sowie für θ eine vereinfachte geometrische Extrapolation durchgeführt, wobei eine konstante Krümmung in einem homogenen Magnetfeld von 1,16 T angeommen wird. Vielfachstreuung und Energieverlust werden nicht berücksichtigt. Es wird die Differenz der Parameter für die so ins instrumentierte Eisen extrapolierte Spur von der dort gemessenen Spur bestimmt. Diese Differenz ist jeweils für Spurkombinationen mit und ohne erfolgreiche Verbindung für den Quadranten $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ und für $p > 10$ GeV/c in Abb. 4.19 aufgetragen. Die signifikanteste Abweichung tritt für den Parameter ϕ auf.

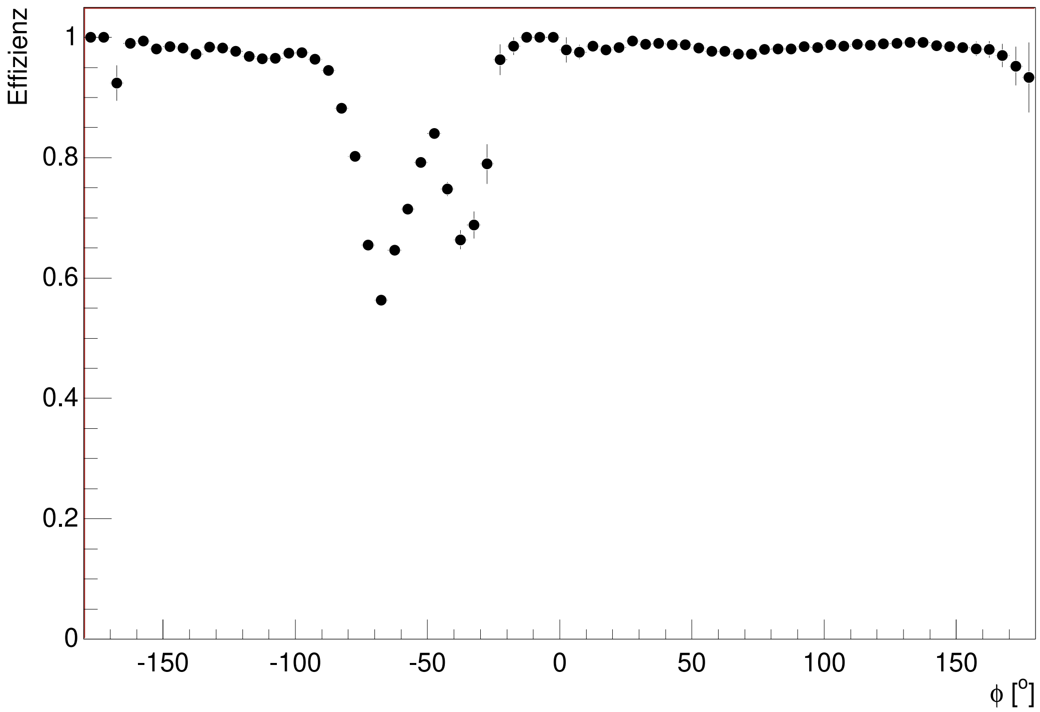


Abbildung 4.15: Spurverbindungseffizienz in Abhängigkeit von ϕ

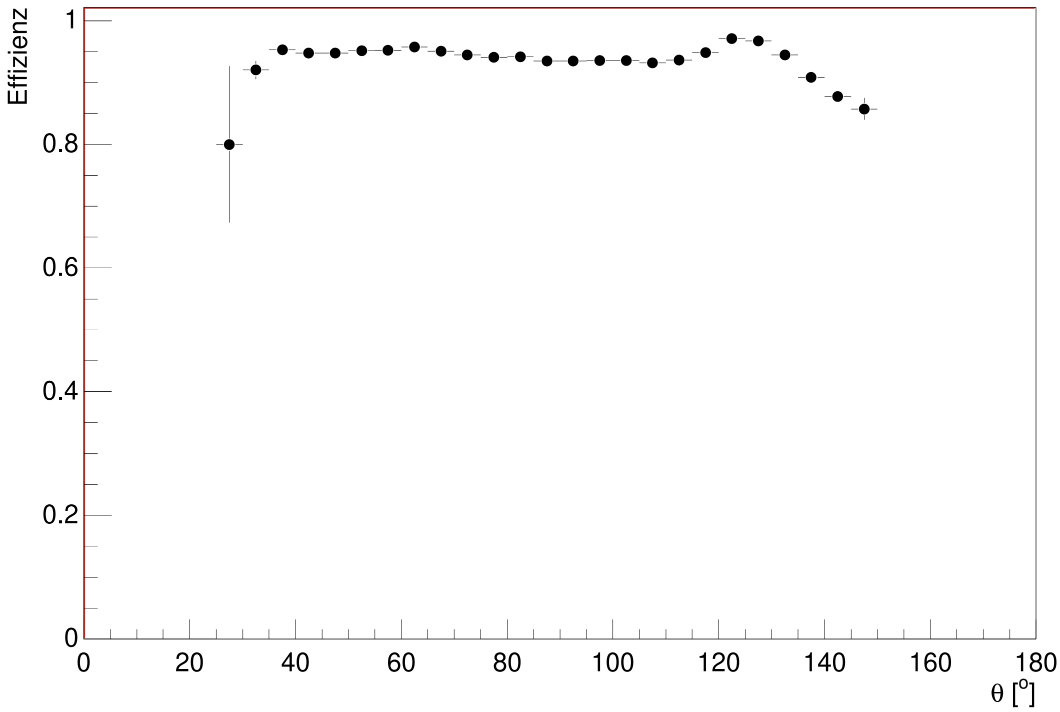


Abbildung 4.16: Spurverbindungseffizienz in Abhängigkeit von θ

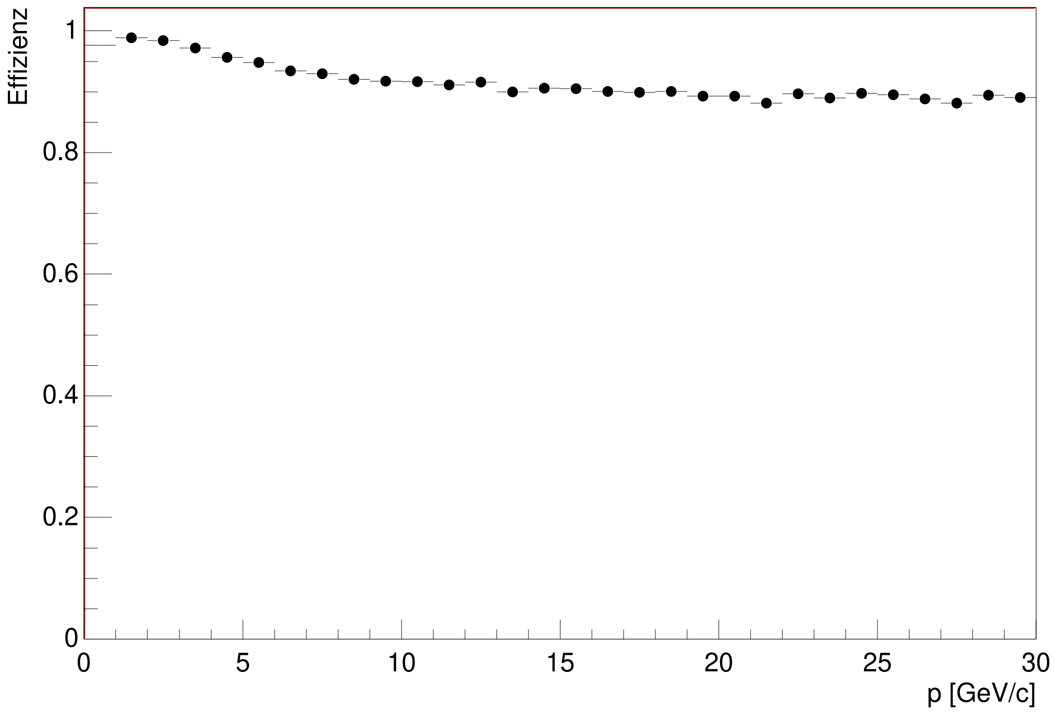


Abbildung 4.17: Spurverbindungseffizienz in Abhängigkeit des Impulses p

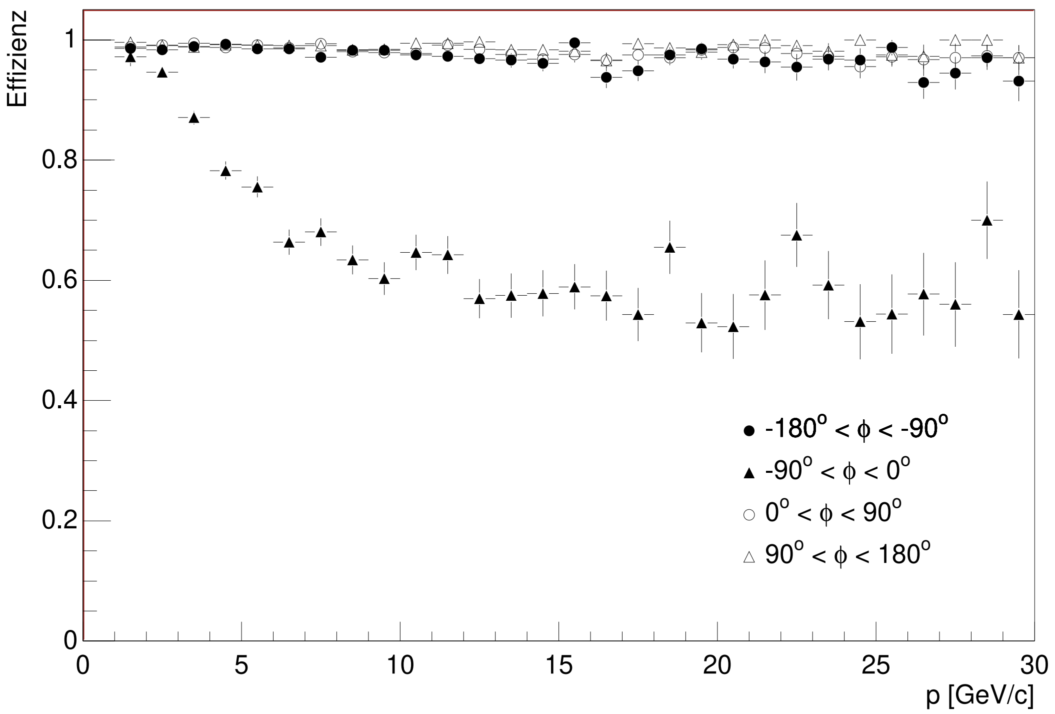


Abbildung 4.18: Die gleiche Abhängigkeit in verschiedenen ϕ-Quadranten

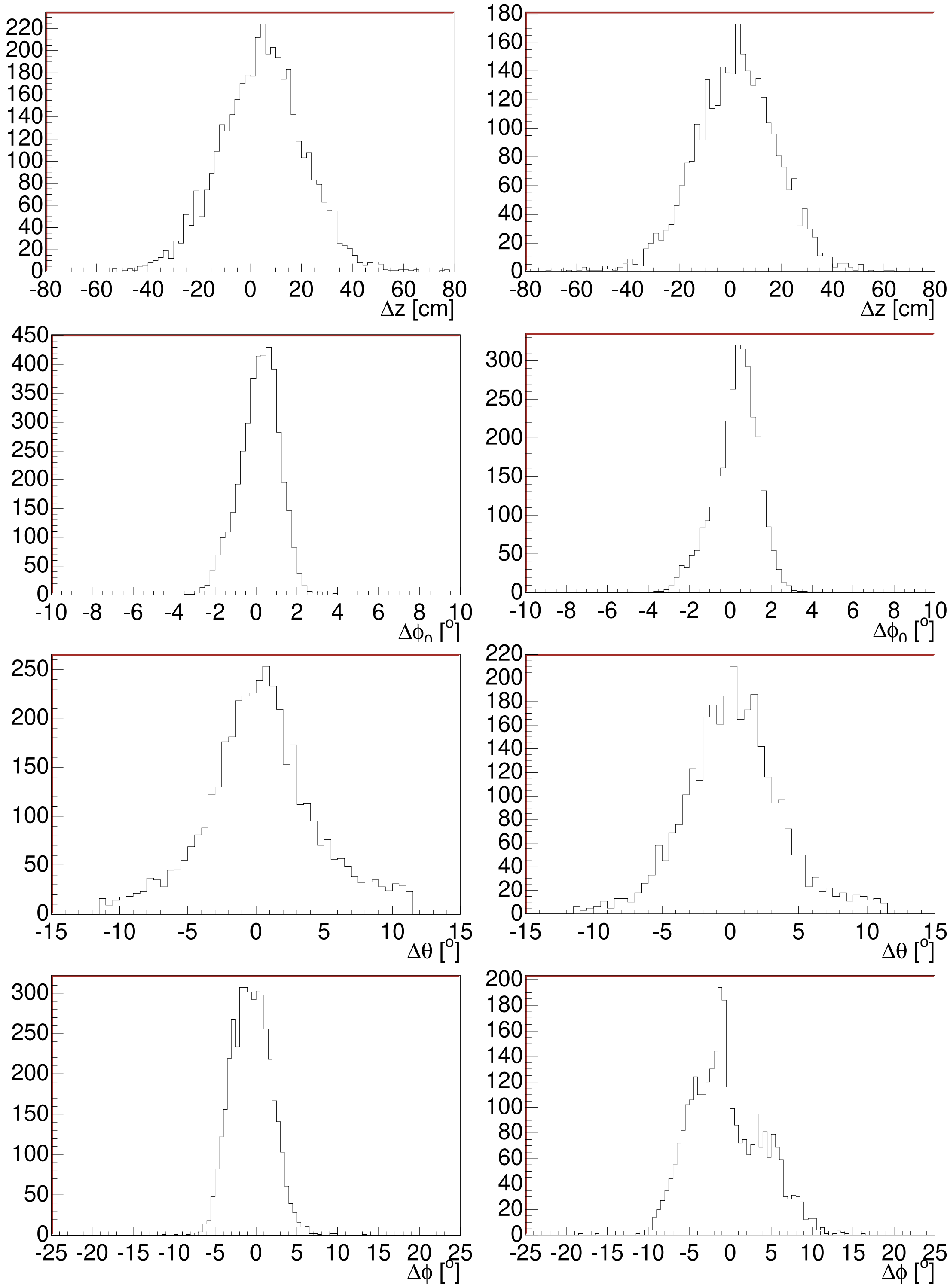


Abbildung 4.19: Differenz der Paramter z_0, ϕ_0, θ, ϕ zwischen geometrisch extrapolierter Spurkammerspur und im Eisen rekonstruierter Spur für Spurkombinationen mit (linke Spalte) und ohne (rechte Spalte) erfolgreiche Verbindung. Ordinate in allen Graphen: Anzahl der Einträge.

4.4 Bestimmung der Spurkammereffizienz

Die Bestimmung der Spurkammereffizienz geht von einer komplementären Spurselektion im Vergleich zur Bestimmung der Eisenrekonstruktionseffizienz aus. Das Prinzip ist, Ereignisse zu betrachten, die zwei rekonstruierte Spuren im zentralen Myonsystem besitzen, die von einem Teilchen der kosmischen Strahlung verursacht wurden. Ist sichergestellt, daß dieses Teilchen auch das Spurkammersystem durchquert hat, so läßt sich die Spurkammereffizienz durch Abzählen der Ereignisse mit rekonstruierter Spur im Spurkammersystem ermitteln.

4.4.1 Ereignisselektion

Zur Bestimmung der Spurkammereffizienz werden Ereignisse selektiert, in denen zwei Spuren im instrumentierten Eisen mit mindestens acht getroffenen Lagen rekonstruiert wurden. Da auch hier wieder Teilchen der kosmischen Strahlung benutzt werden, liegen sich die Spuren gegenüber. Die Breite der gemessenen $\Delta\theta$-Verteilung beträgt etwa 2° (siehe Abb 4.20); die Breite der $\Delta\phi$-Verteilung beträgt etwa 6°, jedoch macht sich hier die Spurkrümmung bemerkbar, so daß je nach Vorzeichen die Azimutwinkeldifferenz verschoben ist (siehe Abschnitt 4.2). An diese Winkeldifferenzen werden in der Selektion keine Anforderungen gestellt. Selektion mit Hilfe der DCOS-Bank ist für diese Untersuchung nicht möglich, da die Existenz dieser Bank bereits zwei DTNV-Spuren bedingt. Kosmische Teilchen werden dadurch ausgewählt, daß die in Frage kommenden Ereignisse aus Cosmic Runs stammen. Ein expliziter Impulsschnitt wird nicht angewandt, da das instrumentierte Eisen keine genaue Impulsmessung zuläßt. Da jedoch gefordert ist, daß die Myonen das zentrale Eisenjoch durchquert haben, ist ein Mindestimpuls von etwa 3 bis 5 GeV/c — je nach Polarwinkel — notwendig. Das Impulsspektrum für diejenigen Spuren, bei denen die Rekonstruktion erfolgreich war, ist in Abb. 4.21 bis 40 GeV/c aufgetragen. Der

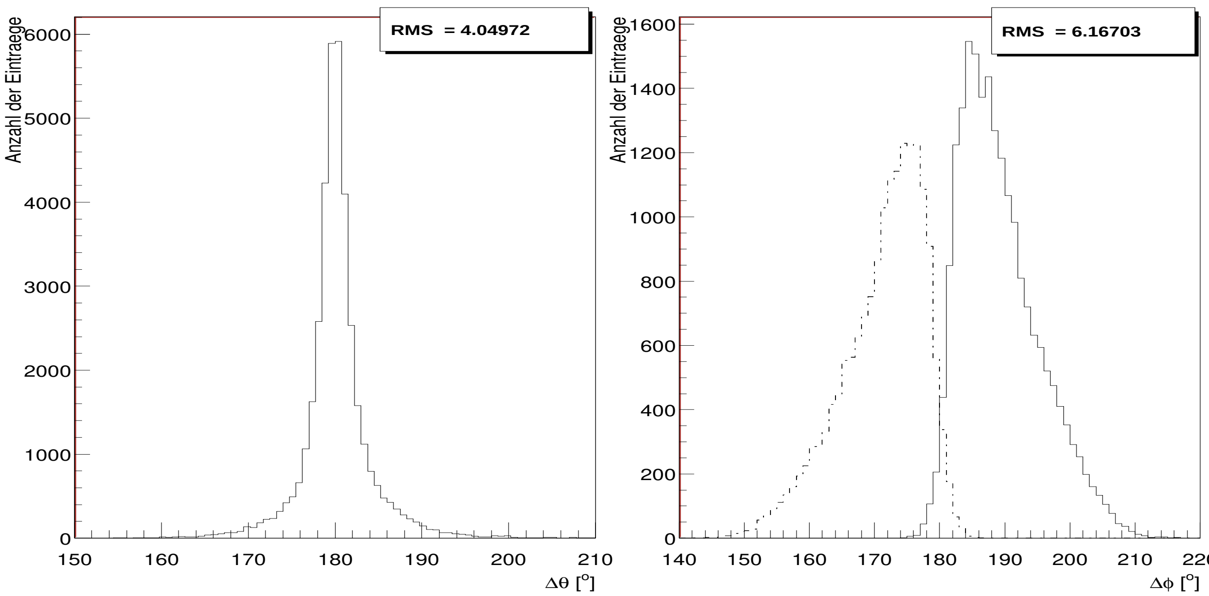


Abbildung 4.20: Winkeldifferenzen der beiden Spuren im instrumentierten Eisen. Die $\Delta\phi$-Verteilung ist für beide Ladungsvorzeichen getrennt aufgetragen.

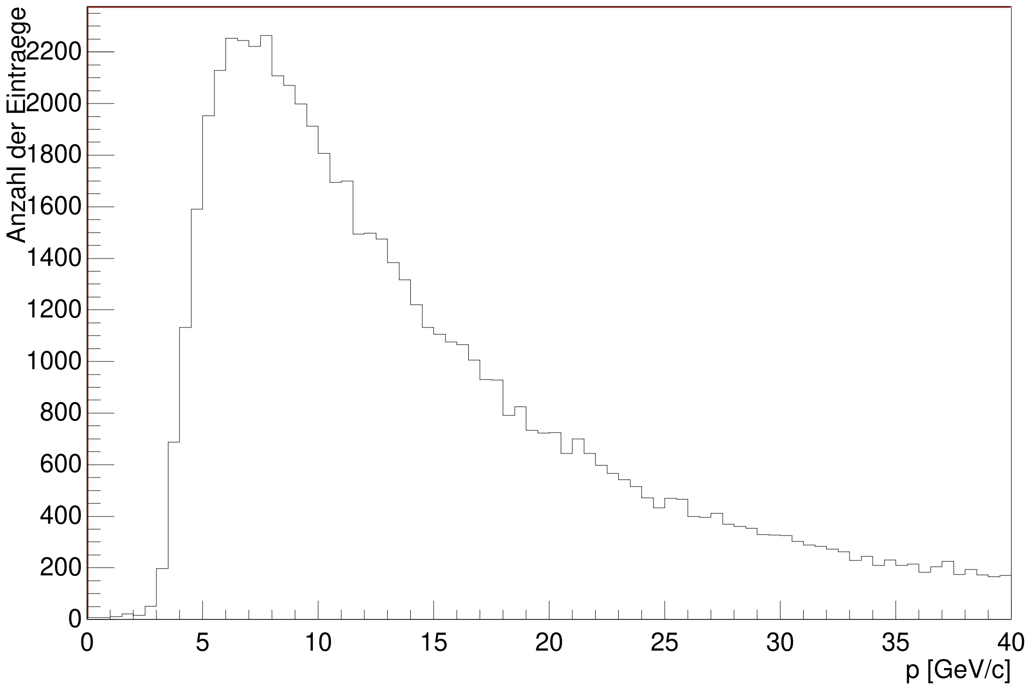


Abbildung 4.21: Impulsspektrum bis 40 GeV/c für erfolgreich rekonstruierte Driftkammerspuren

Polarwinkel der Spuren im zentralen Myonsystem wird auf $20^o < \theta < 160^o$ beschränkt. Ferner wird die Anzahl der nicht vertexangepaßten Spuren auf höchstens zwei begrenzt, um kurze Spuren von Wechselwirkungen innerhalb der Spurkammer auszuschließen.

Da die zugrundeliegenden Ereignisse durch den CIP 4-Trigger ausgelöst sind, müssen die Teilchenspuren prinzipiell das Spurkammervolumen durchqueren. Es sollen jedoch auch schräg einfallende Teilchen am Ende der Spurkammer ausgeschlossen werden, die zwar den CIP-Trigger ausgelöst haben, aber ansonsten kaum in der Spurkammer liegen; ebenso Ereignisse mit aktivem Trigger ohne Teilchendurchgang. Daher wird zusätzlich eine Extrapolation der Eisenspuren in das Spurkammervolumen durchgeführt, sie erfolgt für beide Eisenspuren unabhängig. Es handelt sich um eine rein geometrische Extrapolation, die Krümmung der Spuren sowie Energieverlust und Vielfachstreuung werden vernachlässigt, da es sich um Teilchen mit hohem Impuls handelt. Die im instrumentierten Eisen rekonstruierte Spur wird durch eine Gerade im Raum beschrieben, ihre Parameterdarstellung lautet:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \qquad \begin{array}{l} \text{Endkappen} \\ \text{IPTYP} = 0 \end{array}$$

bzw.

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} R_0\cos\phi_0 \\ R_0\sin\phi_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \lambda \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \qquad \begin{array}{l} \text{Barrel} \\ \text{IPTYP} = 1 \end{array}$$

x_0, y_0, z_0 bzw. R_0, ϕ_0, z_0 sind dabei die Koordinaten des innersten Punktes der Eisenspur, θ und ϕ deren Polar- und Azimutwinkel. Diese Spurgleichung wird mit einem Zylinder $x^2 + y^2 = R^2$ geschnitten, wobei für R der äußere Radius des Spurkammersystems $R = 85$ cm verwendet wird.

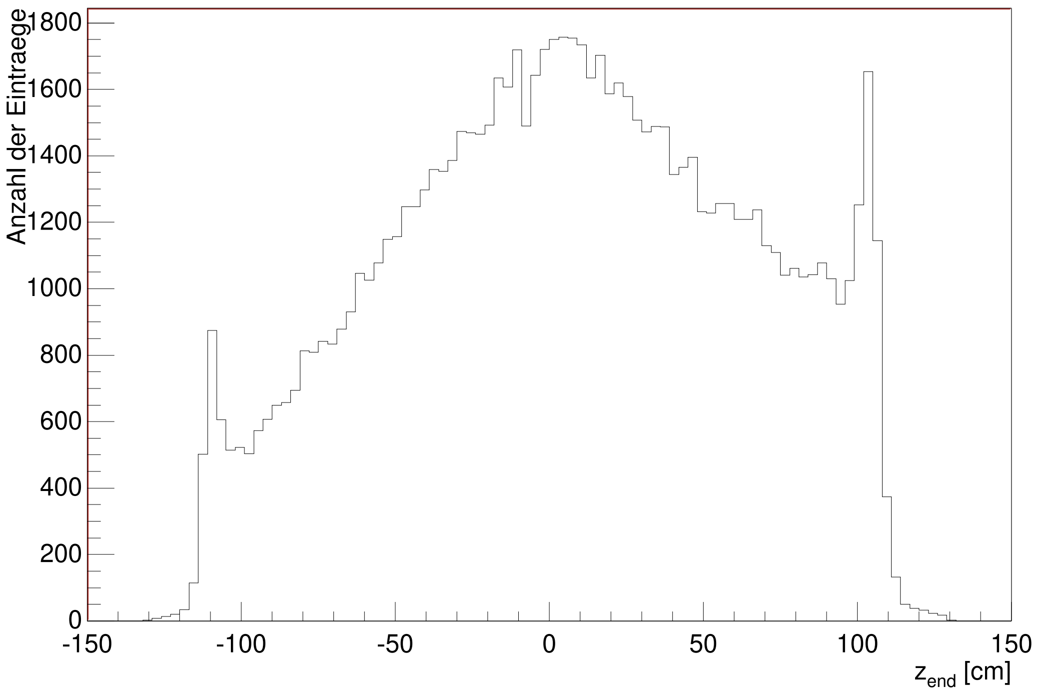


Abbildung 4.22: z-Koordinate der Spurendpunkte für gemäß Abschnitt 4.1.1 selektierte Ereignisse

Die Schnittpunkte sind durch

$$\lambda_S = \frac{\pm\sqrt{(x_0 u + y_0 v)^2 - (u^2+v^2)(x_0^2+y_0^2-R^2)} - x_0 u - y_0 v}{u^2+v^2} \qquad \text{bzw.}$$

$$\lambda_S = \frac{\pm\sqrt{(R_0\cos\phi_0 u + R_0\sin\phi_0 v)^2 - (u^2+v^2)(R_0^2-R^2)} - R_0\cos\phi_0 u - R_0\sin\phi_0 v}{u^2+v^2}$$

gegeben, wobei $u = \sin\theta\cos\phi$, $v = \sin\theta\sin\phi$. Die Gerade muß mit einer Länge von mindestens 20 cm im Spurkammervolumen liegen, die z-Koordinate der Schnittpunkte innerhalb von $|z_S| < 95$ cm (siehe Abb. 2.6). Zum Vergleich ist in Abb. 4.22 die z-Koordinate der Spurendpunkte für gemäß Abschnitt 4.1.1 selektierte Ereignisse aufgetragen. Tab. 4.3 faßt die Selektionskriterien für die Bestimmung der Spurkammereffizienz zusammen.

Selektiert wurden Daten aus den Cosmic Runs 193968 – 194031, die am 2. und 3. Juli stattfanden, die daraus erzielten Beobachtungen lassen jedoch auch mit weiteren Daten bestätigen (siehe Abb. 4.27 und 4.28).

4.4.2 Analyse

In den selektierten Ereignissen mit zwei Eisenspuren von kosmischen Myonen wird innerhalb von $|\Delta\phi| < 60^o$ und $|\Delta\theta| < 20^o$ nach Spuren im Spurkammersystem gesucht. Für beide Eisenspuren wird unabhängig gesucht.

- Es gibt zwei rekonstruierte Spuren im instruementierten Eisen mit mindestens 8 aktivierten Lagen.
- Der Polarwinkelbereich dieser Spuren beträgt $20^o < \theta < 60^o$.
- Es gibt nicht mehr als zwei DTNV-Spuren.
- Die extrapolierte Spur des Myonsystems muß mit einer Länge von mindestens 20 cm innerhalb eines Zylinders mit $R = 85$ cm liegen. Die z-Koordinaten der Schnittpunkte mit diesem Zylinder dürfen ± 95 cm nicht überschreiten.

Tabelle 4.3: Kriterien für die Ereignisselektion zur Bestimmung der Spurkammereffizienz

Es ergibt sich eine globale Spurkammereffizienz von $(99{,}62 \pm 0{,}08)\%$. Die Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ und Polarwinkel θ sind in Abb. 4.23 und 4.24 gezeigt. Entlang ϕ lassen sich zwei Regionen erkennen, in denen die Effizienz um 1–2% verringert ist. Sie liegen bei $\phi \approx -100^o$ und $\phi \approx 50^o$.[2] Der ineffiziente Bereich um $\phi \approx -100^o$ ist auf bekannte insensitive Zellen in der inneren und äußeren Jetkammer während des Jahres 1997 zurückzuführen. Wird eine minimale Spurlänge gefordert, so wird die beobachtete Ineffizienz erheblich größer. So sinkt die Spurkammereffizienz in diesem Azimutwinkelbereich bei einer geforderten radialen Spurlänge von 30 cm auf 75% ab. Die Ineffizienz bei $\phi \approx 50^o$ ist bisher jedoch nicht beobachtet worden. Sie ist zeitlich nicht auf wenige Runs begrenzt. Abb. 4.27 zeigt die Koordinaten der Spurendpunkte. Man erkennt die „toten“ Zellen der Jetkammern sowie die z. T. verkürzten Spuren im Bereich $\phi \approx 50^o$ und weiteren Zellen. Abb. 4.28 zeigt außerdem die Koordinaten der Spurstartpunkte. Hier läßt sich wieder der ineffiziente Bereich bei $\phi \approx -100^o$ erkennen, sowie eine leichte Unregelmäßigkeit im Bereich $\phi \approx 80^o$, die jedoch keinen Einfluß auf die Spurkammereffizienz hat. Schließt man die Breiche $-140^o < \phi < -60^o$ und $30^o < \phi < 70^o$ aus, so erigbt sich eine Spurkammereffizienz von $(99{,}89 \pm 0{,}01)\%$.

Da zumindest die Rekonstruktion *einer* Spur immer gelingt, läßt sich der Impuls zuverlässiger als durch die Bestimmung im instrumentierten Eisen ermitteln. Abb. 4.25 und 4.26 zeigen die Spurkammereffizienz in Abhängigkeit des im Spurkammersystems ermittelten Impulses in zwei verschiedenen Intervallen.

[2] Es ist zu bedenken, daß die aufgetragenen Winkelkoordinaten diejenigen der Spuren im Eisen sind. Die Verteilungen der Winkeldifferenzen zwischen instrumentiertem Eisen und Spurkammersystem $\Delta\phi$ und $\Delta\theta$ haben eine Breite von $\sigma_{\Delta\phi} \approx 5^\circ$ und $\sigma_{\Delta\theta} \approx 3^\circ$.

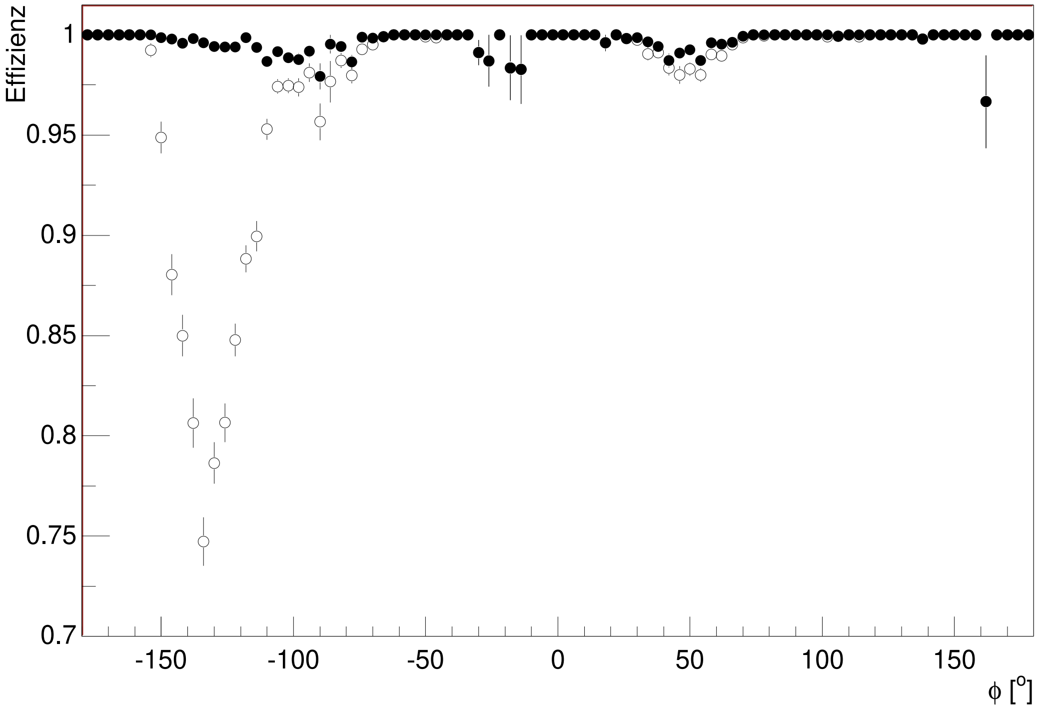


Abbildung 4.23: Spurkammereffizienz in Abhängigkeit von ϕ. Schwarze Punkte: keine Längenforderung, offene Punkte: radiale Länge > 30 cm. Man beachte die Skala der Ordinate.

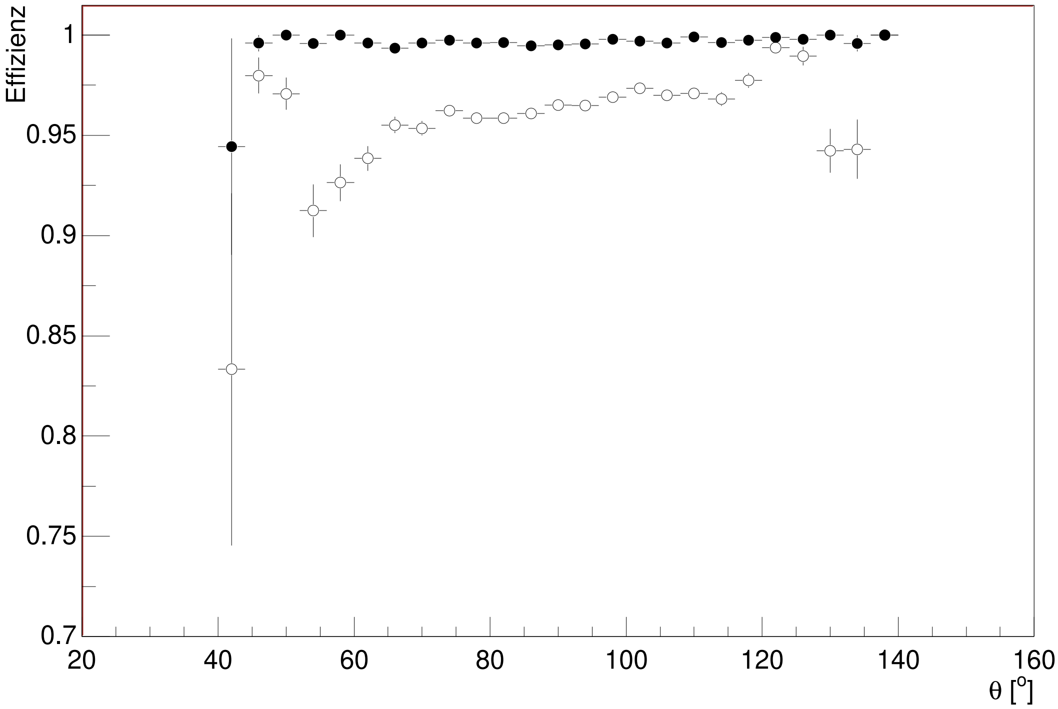


Abbildung 4.24: Spurkammereffizienz in Abhängigkeit von θ. Symbole wie oben.

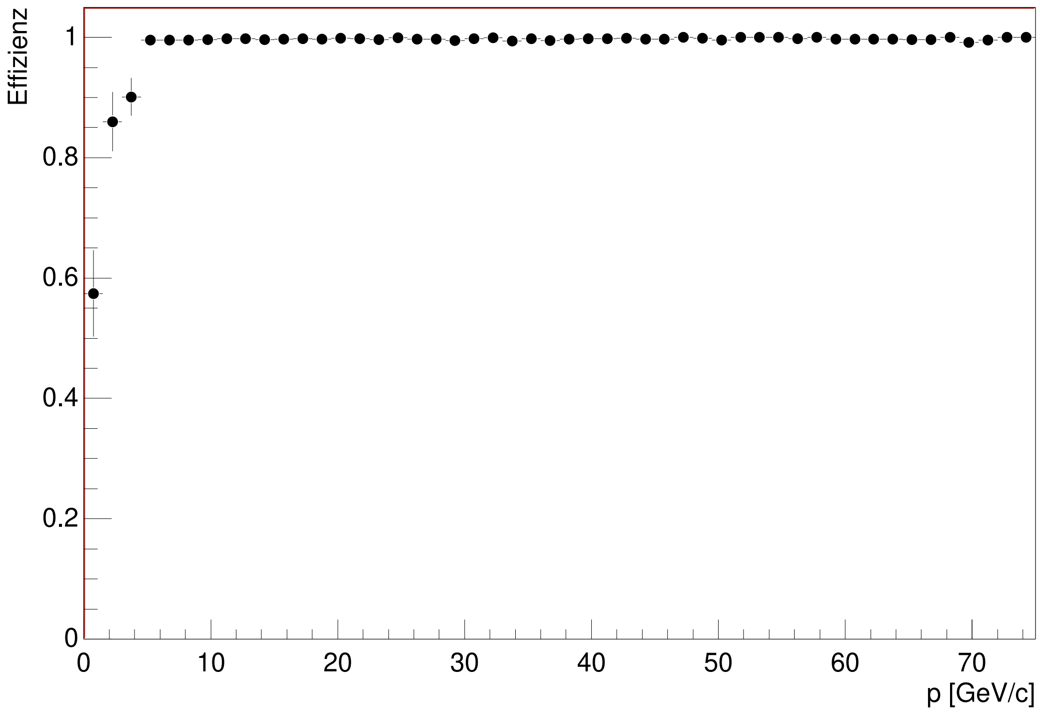


Abbildung 4.25: Abhängigkeit der Spurkammereffizienz vom Impuls p

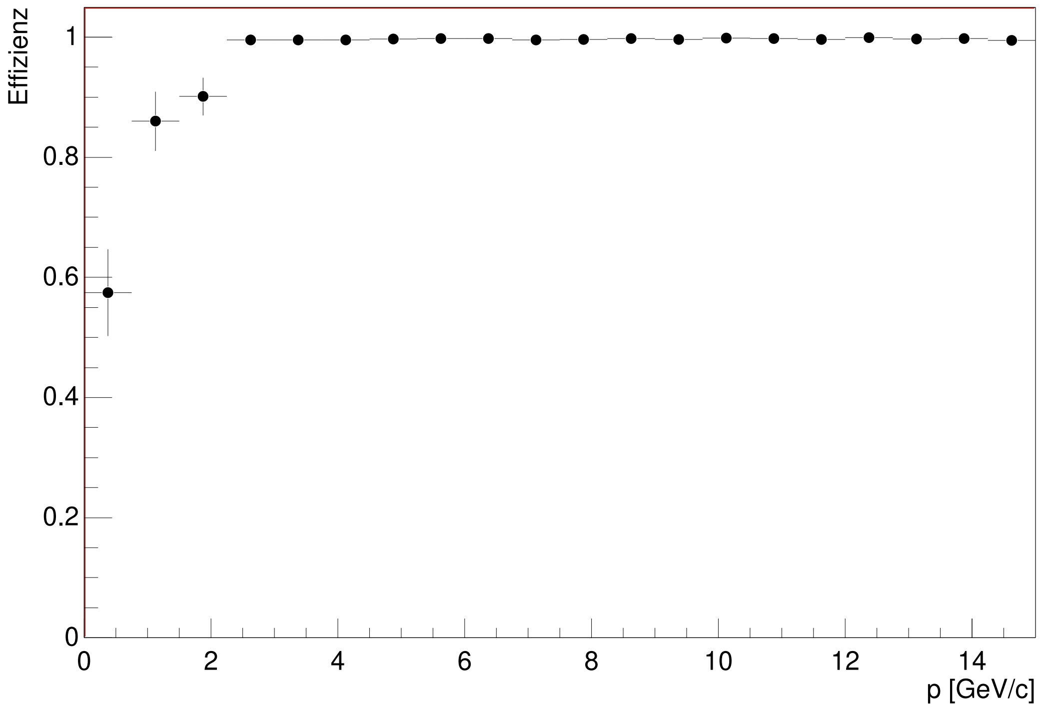


Abbildung 4.26: Die gleiche Abhängigkeit in einem kleineren Impulsintervall

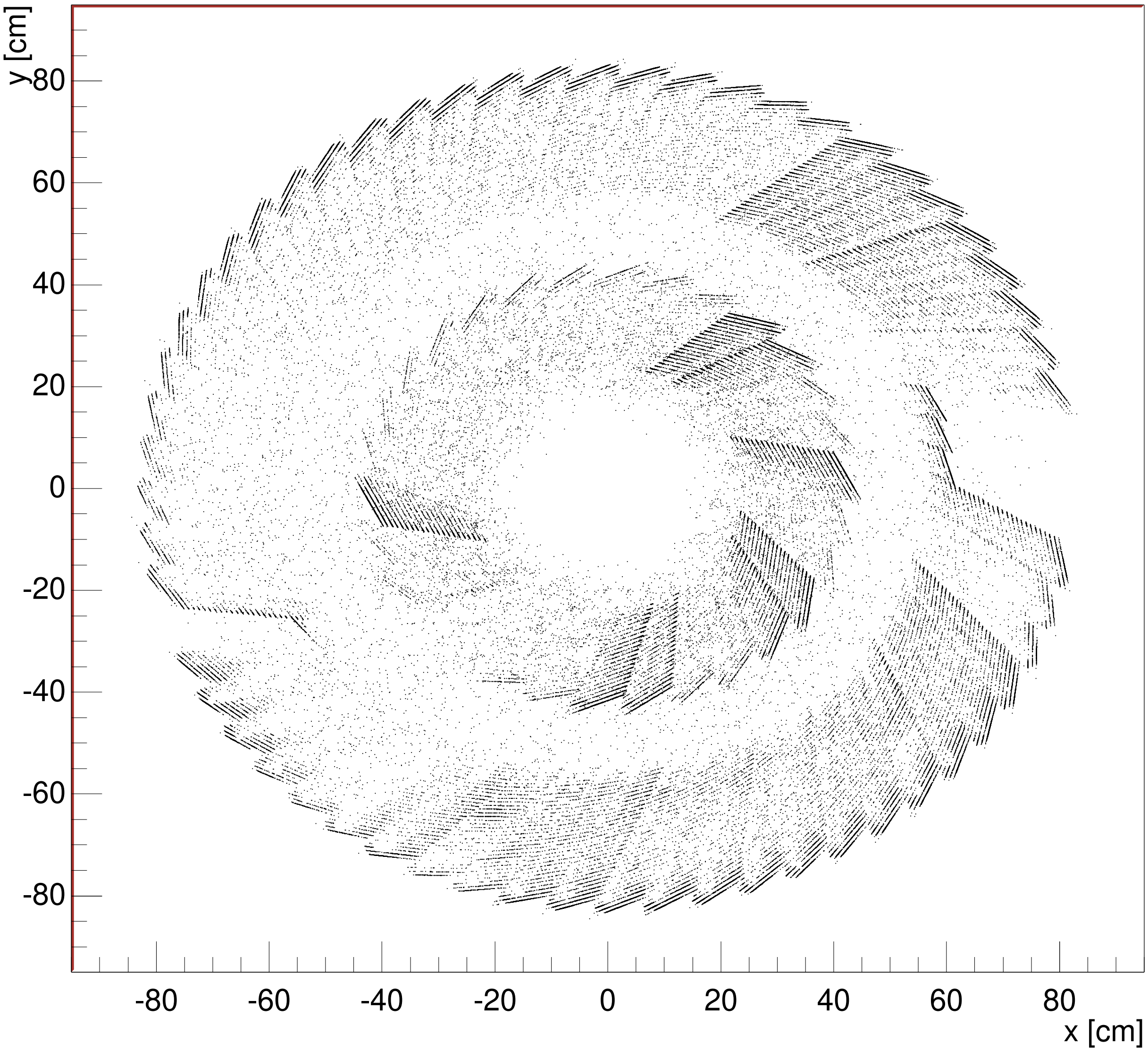


Abbildung 4.27: Koordinaten der Spurendpunkte für die Runs 194164 – 195876

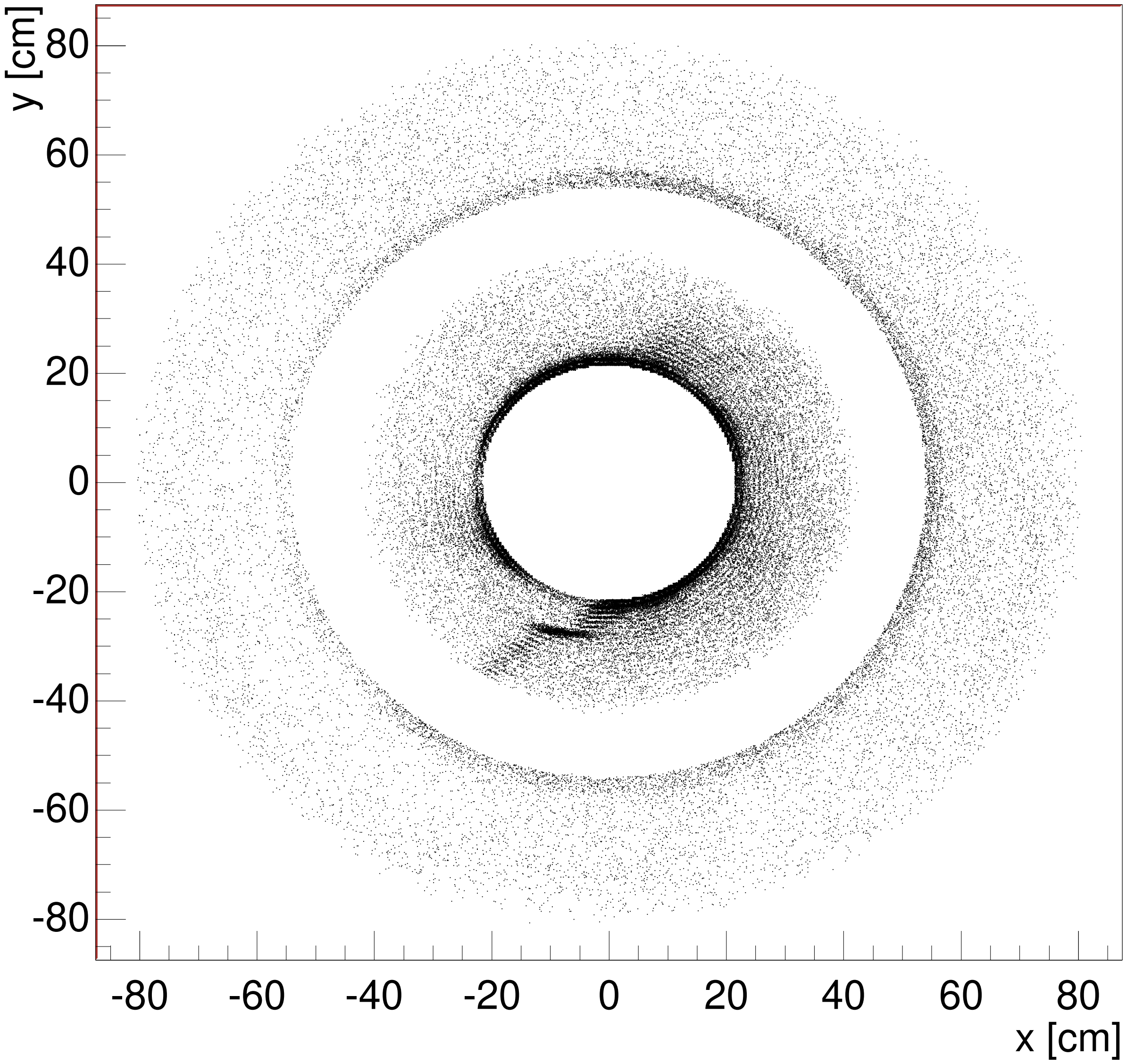


Abbildung 4.28: Koordinaten der Spurstartpunkte für die Runs 194164 – 195876

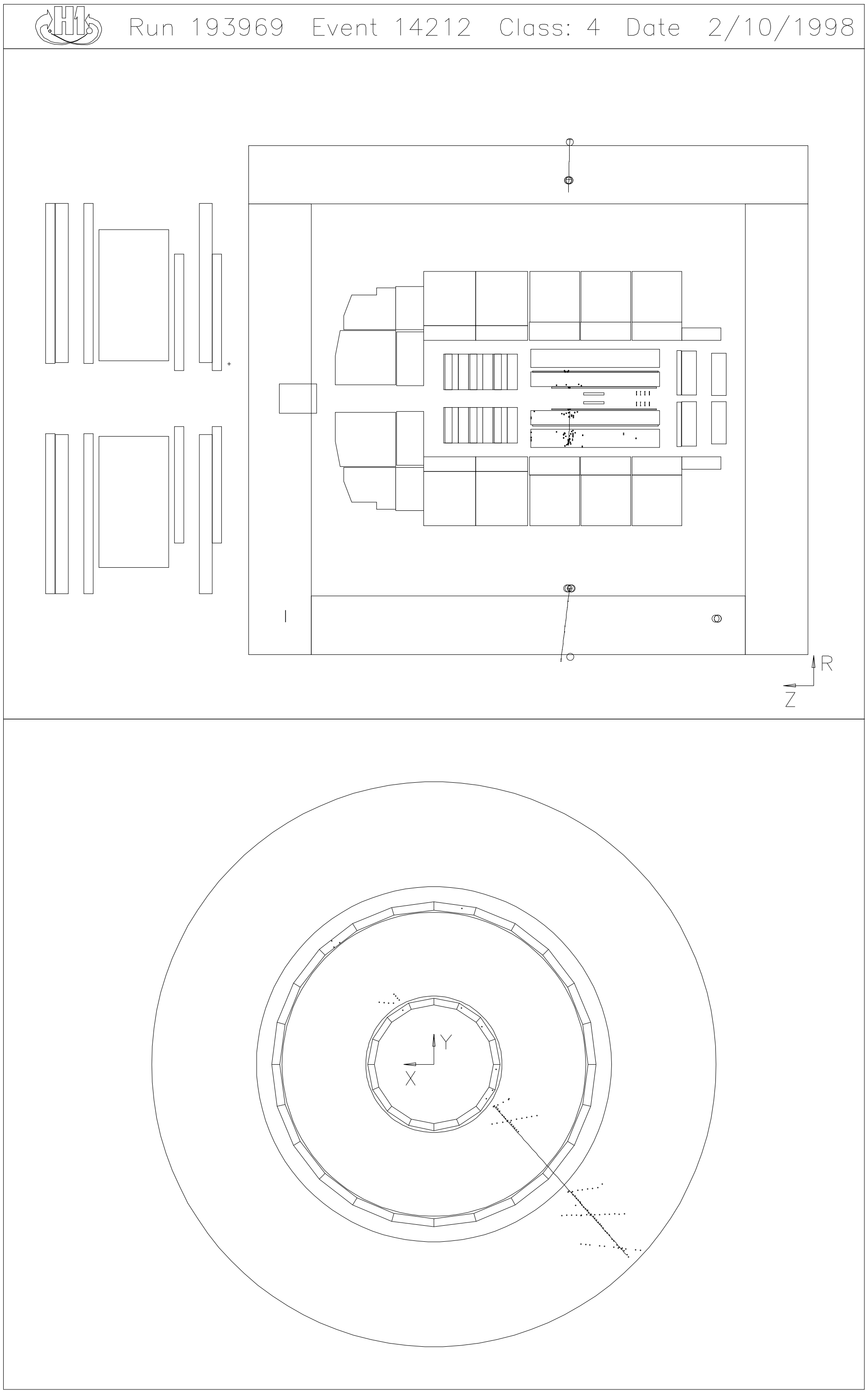


Abbildung 4.29: Ereignis ohne rekonstruierte Spurkammerspur bei $\phi = 48{,}3^o$

Kapitel 5

Zusammenfassung

Dieses Kapitel soll die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit kurz zusammenfassen. Durch Untersuchung von kosmischer Strahlung, deren Charakteristik in Abschnitt 1.2 beschrieben ist, werden Effizienzen von Subdetektorden des H1-Experiments, welches in Kapitel 2 beschrieben ist, für das Jahr 1997 bestimmt.

Die Untersuchung wird durch Analyse der physikalischen Daten durchgeführt, welche sich in den Datenbanken befinden, die in Kapitel 3 aufgeführt sind. Sie erfolgt unter Einsatz des Softwaresystems ROOT. Unter Anwendung der in Kapitel 4 geschilderten Methoden werden folgende Ergebnisse erzielt:

Die Impulsauflösung des zentralen Spurkammersystems für nicht vertexangepaßte Spuren ergibt sich durch eine Analyse der Impulsdifferenz zwischen zwei zu einem kosmischen Myon gehörigen Spuren zu

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} = (1{,}470 \pm 0{,}006)\,\%\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1} \ .$$

Eine Untersuchung der Myonrekonstruktionseffizienz im zentralen Bereich des instrumentierten Eisens liefert eine in etwa erwartete Effizienz von $(83{,}4 \pm 0{,}8)\%$. Durch teilweisen Ausschluß von nicht instrumentierten Regionen, die jedoch auch den untersuchten Bereich einschränken, ergibt sich eine Effizienz von $(87{,}8 \pm 0{,}7)\%$. Sie ist bestimmt durch geometrische Akzeptanz aufgrund der Modulgrenzen des Eisens, die sich in der Abhängigkeit der Effizienz vom Azimutwinkel ϕ klar erkennen lassen. Eine signifikante Abhängigkeit vom Teilchenimpuls besteht jedoch nicht.

Spuren im Spurkammersystem und im Myonsystem können mit Hilfe des H1-Spurverbindungsprogramms KMTLINK, welches kurz erläutert wird, verbunden werden, indem die Spurkammerspuren bis in das Myonsystem extrapoliert werden. Der Verbindung wird eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet, die um so größer ist, je besser die extrapolierte und gemessene Spur im Myonsystem zusammenpassen. Eine Untersuchung der Verbindungseffizienz im zentralen Myonsystem zeigt, daß im Quadranten $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ für bis zu etwa 45% der Spurkombinationen keine Verbindung gefunden werden kann, während in den anderen Quadranten zu $(97{,}6 \pm 1{,}4)\%$ eine Verbindung zugeordnet wird. Eine Analyse der zur Extrapolation verwendeten Parameter legt die Vermutung nahe, daß ein — durch eine ungenaue Messung der Spurkrümmung in diesem Bereich — schelcht bestimmter Parameter ϕ für eine unzureichend genaue Extrapolation verantwortlich ist. Weitere Forschungen über die Ursache dieses Effektes werden noch durchgeführt.

Eine Bestimmung der Spurrekonstruktionseffizienz des zentralen Spurkammersystems bestätigt die bekannte Existenz von insensitiven Driftkammerzellen im Azimutwinkelbereich $\phi \approx -100^o$. Weiterhin wird eine Region bei $\phi \approx 50^o$ gefunden, in der z. T. verkürzte Spuren zu einer um ca. 1–2% verringerten Effizienz führen. Es ergibt sich eine gesamte Spurkammereffizienz für Spuren mit Impulsen oberhalb von 3 GeV/c von $(99{,}62 \pm 0{,}08)$%, ein Ausschluß der genannten Bereiche führt zu $(99{,}89 \pm 0{,}01)$% Effizienz.

Anhang A

Die Klassen TH1Event und TDcosRow

TH1Event

class TH1Event : public TObject

public:

class TH1Event	TH1Event()
class TH1Event	TH1Event(class TH1Event&)
void	˜TH1Event()
class TClass*	Class()
void	Clear()
void	FillBrme()
void	FillDbpc()
void	FillDbtt()
void	FillDcel()
void	FillDcio()
void	FillDclu()
void	FillDcos()
void	FillDele()
void	FillDmis()
void	FillDmuo()
void	FillDtio()
void	FillDtnv()
void	FillDtny()
void	FillDtra()
void	FillDtry()
void	FillDver()
void	FillDwls()
void	FillFromBOS()
void	FillGhd()
void	FillGtr()
void	FillGvx()
void	FillHdtf()

```
           void   FillJdpx()
           void   FillJdtx()
           void   FillMods()
           void   FillStr()
           void   FillSvx()
           void   FillTofs()
           void   FillToft()
class TBrmeRow*   GetBrme(Int_t i)
class TDbpcRow*   GetDbpc(Int_t i)
class TDbttRow*   GetDbtt(Int_t i)
class TDcelRow*   GetDcel(Int_t i)
class TDcioRow*   GetDcio(Int_t i)
class TDcluRow*   GetDclu(Int_t i)
class TDcosRow*   GetDcos(Int_t i)
class TDeleRow*   GetDele(Int_t i)
class TDfps*      GetDfps()
class TDmisRow*   GetDmis(Int_t i)
class TDmuoRow*   GetDmuo(Int_t i)
class TDtioRow*   GetDtio(Int_t i)
class TDtnvRow*   GetDtnv(Int_t i)
class TDtnyRow*   GetDtny(Int_t i)
class TDtraRow*   GetDtra(Int_t i)
class TDtryRow*   GetDtry(Int_t i)
class TDverRow*   GetDver(Int_t i)
class TDwlsRow*   GetDwls(Int_t i)
class TEvcl*      GetEvcl()
class TGevc*      GetGevc()
class TGhdList*   GetGhd(Int_t i)
class TGki*       GetGki()
class TGtrRow*    GetGtr(Int_t i)
class TGvxRow*    GetGvx(Int_t i)
class THdbd*      GetHdbd()
class THdtfRow*   GetHdtf(Int_t i)
class THead*      GetHead()
class THetf*      GetHetf()
class THrde*      GetHrde()
class TJdpxList*  GetJdpx(Int_t i)
class TJdtxList*  GetJdtx(Int_t i)
class TModsRow*   GetMods(Int_t i)
          Int_t   GetNBrme()
          Int_t   GetNDbpc()
          Int_t   GetNDbtt()
          Int_t   GetNDcel()
          Int_t   GetNDcio()
          Int_t   GetNDclu()
          Int_t   GetNDcos()
          Int_t   GetNDele()
          Int_t   GetNDfps()
          Int_t   GetNDmis()
          Int_t   GetNDmuo()
          Int_t   GetNDtio()
          Int_t   GetNDtnv()
          Int_t   GetNDtny()
```

Int_t	GetNDtra()
Int_t	GetNDtry()
Int_t	GetNDver()
Int_t	GetNDwls()
Int_t	GetNEvcl()
Int_t	GetNGevc()
Int_t	GetNGhd()
Int_t	GetNGki()
Int_t	GetNGtr()
Int_t	GetNGvx()
Int_t	GetNHdbd()
Int_t	GetNHdtf()
Int_t	GetNHead()
Int_t	GetNHetf()
Int_t	GetNHrde()
Int_t	GetNJdpx()
Int_t	GetNJdtx()
Int_t	GetNMods()
Int_t	GetNStr()
Int_t	GetNSvx()
Int_t	GetNTlv2()
Int_t	GetNTofs()
Int_t	GetNToft()
Int_t	GetNWarn()
class TStrRow*	GetStr(Int_t i)
class TSvxRow*	GetSvx(Int_t i)
class TTlv2*	GetTlv2()
class TTofsRow*	GetTofs(Int_t i)
class TToftRow*	GetToft(Int_t i)
class TWarn*	GetWarn()
virtual class	TClass* IsA()
void	Print()
virtual void	ShowMembers(class TMemberInspector& insp, char* parent)
virtual void	Streamer(class TBuffer& b)

Data Members

private:

class TClonesArray*	fHead	Array for Bank HEAD
class TClonesArray*	fDclu	Array for Bank DCLU
Int_t	fNDclu	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray*	fDcel	Array for Bank DCEL
Int_t	fNDcel	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray*	fDver	Array for Bank DVER
Int_t	fNDver	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray*	fDtra	Array for Bank DTRA
Int_t	fNDtra	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray*	fDwls	Array for Bank DWLS
Int_t	fNDwls	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray*	fDtnv	Array for Bank DTNV

Int_t fNDtnv	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDbpc	Array for Bank DBPC
Int_t fNDbpc	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDcos	Array for Bank DCOS
Int_t fNDcos	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDcio	Array for Bank DCIO
Int_t fNDcio	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDbtt	Array for Bank DBTT
Int_t fNDbtt	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDele	Array for Bank DELE
Int_t fNDele	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDtio	Array for Bank DTIO
Int_t fNDtio	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDmuo	Array for Bank DMUO
Int_t fNDmuo	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDmis	Array for Bank DMIS
Int_t fNDmis	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDtny	Array for Bank DTNY
Int_t fNDtny	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDtry	Array for Bank DTRY
Int_t fNDtry	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fBrme	Array for Bank BRME
Int_t fNBrme	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fToft	Array for Bank TOFT
Int_t fNToft	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fTofs	Array for Bank TOFS
Int_t fNTofs	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fDfps	Array for Bank DFPS
class TClonesArray* fJdtx	Array for Bank JDTX
Int_t fNJdtx	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fJdpx	Array for Bank JDPX
Int_t fNJdpx	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fTlv2	Array for Bank TLV2
class TClonesArray* fMods	Array for Bank MODS
Int_t fNMods	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fGhd	Array for Bank GHD
Int_t fNGhd	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fGtr	Array for Bank GTR
Int_t fNGtr	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fGvx	Array for Bank GVX
Int_t fNGvx	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fGki	Array for Bank GKI
class TClonesArray* fGevc	Array for Bank GEVC
class TClonesArray* fStr	Array for Bank STR
Int_t fNStr	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fSvx	Array for Bank SVX
Int_t fNSvx	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fHdtf	Array for Bank HDTF
Int_t fNHdtf	Array containing the number of rows in bank
class TClonesArray* fWarn	Array for Bank WARN
class TClonesArray* fHetf	Array for Bank HETF
class TClonesArray* fHrde	Array for Bank HRDE
class TClonesArray* fHdbd	Array for Bank HDBD

class TClonesArray* fEvcl Array for Bank EVCL

Class Description

TH1Event

This class contains all the BOS banks, i.e. all the data of one H1 Event.

This file and all the bank classes have been produced automatically by a script written by Thomas Hadig. See the source file for the version number and creation date.

---

void FillFromBOS()

fills the class and its member classes with data from the current BOS common block.

---

void Clear()

Clear all the arrays in the event structure This method actually clears all TClonesArrays and delete all TObjArrays and is thus superior to deleting the whole TH1Event object and creating a new one.

---

void Print()

Prints all the information in the banks

TH1Event()

default constructor

~TH1Event()

default destructor

Inline Functions

class TClass*	Class()
class TClass*	IsA()
void	ShowMembers(class TMemberInspector& insp, char* parent)
void	Streamer(class TBuffer& b)
class TH1Event	TH1Event(class TH1Event&)

TDcosRow

class TDcosRow : public TObject

public:

class TDcosRow	TDcosRow(class TDcosRow&)
class TDcosRow	TDcosRow(Int_t*)
class TDcosRow	TDcosRow()
void	~TDcosRow()
class TClass*	Class()
void	FillRowFromBOS(Int_t*)
Float_t	GetChi2_co()
Float_t	GetDca_co()
Int_t	GetDtnv()
Int_t	GetDtnv2()
Float_t	GetPhi_co()
Float_t	GetQovpt_co()
Float_t	GetThet_co()
Float_t	GetZ0_co()
virtual class	TClass* IsA()
void	Print()
virtual void	ShowMembers(class TMemberInspector& insp, char* parent)
virtual void	Streamer(class TBuffer& b)

Data Members

private:

Float_t fQovpt_co	q/p_t (GeV^{-1}) (>0 for posit. charges)
Float_t fPhi_co	phi angle at DCA
Float_t fThet_co	theta angle at DCA
Float_t fDca_co	distance of closest approach = DCA
Float_t fZ0_co	z at DCA
Float_t fChi2_co	χ^2/ndf of track fit
Int_t fDtnv	Link to first track half L_TN1_CO
Int_t fDtnv2	Link to second track half L_TN2_CO

Class Description

DCOS

Cosmic tracks, the parameters are given for the “first“ track half as in CJCS bank

---

void FillRowFromBOS (Int_t *iw)

get contents of bank from BOS (Row starts at iw)

TDcosRow()

default constructor

TDcosRow(Int_t *iw)

constructor for BOS input

~TDcosRow()

default destructor

---

void Print()

prints the data members

Inline Functions

Float_t	GetQovpt_co()
Float_t	GetPhi_co()
Float_t	GetThet_co()
Float_t	GetDca_co()
Float_t	GetZ0_co()
Float_t	GetChi2_co()
Int_t	GetDtnv()
Int_t	GetDtnv2()
class TClass*	Class()
class TClass*	IsA()
void	ShowMembers(class TMemberInspector& insp, char* parent)
void	Streamer(class TBuffer& b)
class TDcosRow	TDcosRow(class TDcosRow&)

Literaturverzeichnis

[1] Otto Claus Allkofer : *Introduction to Cosmic Radiation*, Karl Thiemig, München 1975

[2] O. C. Allkofer und P. K. F. Grieder : *Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik Karlsruhe, 1984

[3] E. V. Bugaev et al. : *Atmospheric Muon Flux at Sea level, underground and underwater*, Phys. Rev. D 58 (1998) 54001

[4] Die H1 Kollaboration : *The H1 Detector at HERA*, DESY Internal Report H1-96-01, Hamburg März 1996; Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 386 (1997) 310–396

[5] William R. Leo : *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer 1994

[6] Jörn Steinhart : Dissertation Universität Hamburg, in Vorbereitung

[7] G. Charpak et al. : *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, Nucl. Inst. & Meth. 62 (1968) 262

[8] A. Breskin et al. : *Further results on the operation of high-accuracy drift chambers*, Nucl. Inst. & Meth. 119 (1974) 9

[9] W. Blum und L. Rolandi : *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer 1993

[10] Thomas Eckel : *Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1*, Diplomarbeit Universität Hamburg, Juli 1994

[11] H1 Spacal Group : *Hadronic response and e/π separation with the H1 lead/fibre calorimeter*, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A382 (1996) 395

[12] Guido Schmidt : *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit Universität Hamburg, Januar 1994

[13] Beate Naroska, Stephan Schiek und Guido Schmidt : *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta*, H1-Note H1-05/97-518, Hamburg Mai 1997

[14] C. Kleinwort und U.-P. Krüger : *Track Reconstruction in the Iron*, H1 Software-Note 35, August 1992

[15] S. Eichenberger et al. : *A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals*, Nucl. Inst. & Meth. A 323 (1992) 532

[16] Felix Sefkow et al. : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-42 4 (1995) 900

[17] Hans-Ulrich Martyn et al. : *Layout of banks and naming conventions for H1 software*, H1 Software-Note 13, September 1986

[18] Volker Blobel et al. : *H1 Data and their relations — a set of rules and recommendations*, H1 Software-Note 1, November 1989

[19] René Brun und Fons Rademakers : *ROOT — An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP 96 Workshop, Lausanne, September 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81–86, siehe auch http://root.cern.ch/

[20] Thomas Hadig : *Class index for the H1 classes*, http://www-h1.desy.de/icas/Cpp/projects/bos2root/html/ClassIndex.html

[21] Volker Blobel : *The BOS System. Dynamic memory management*, H1 Software Manual, http://www.cern.ch/Light/examples/aleph/bos/bos.html

[22] R. L. Gluckstern : *Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors*, Nucl. Inst. & Meth. 24 (1963) 381

[23] Stephan Schiek : *Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern*, Diplomarbeit Universität Hamburg, Dezember 1993

Abbildungsverzeichnis