Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Lars Dietrich
aus Lüneburg

Dezember 2001

Optimierung der Elektron-Pion-Separation in der CERES-TPC

Die Diplomarbeit wurde von
Lars Dietrich ausgeführt am

Physikalischen Institut
der Universität Heidelberg

unter der Betreuung von

Frau Prof. Johanna Stachel

Optimierung der Elektron-Pion-Separation in der CERES-TPC

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Kalibration des differentiellen Energieverlustes in der Spurendriftkammer (TPC) des CERES-Experimentes, welches am Super-Protonen-Synchroton (SPS) am CERN aufgebaut ist. Die Signalhöhe, die ein Teilchen in einer Driftkammer aufgrund von Ionisation des Kammergases erzeugt, unterliegt zum einen statistischen Landau-Fluktuationen, zum anderen hängt sie jedoch auch von vielen instrumentellen Faktoren ab, die z.B. durch die Geometrie des Detektors, die Elektronik oder den Zustand des Zählgases bestimmt sind. Diese gilt es zu messen und durch geeignete Korrekturen zu nivellieren, damit man überall innerhalb des Detektors im Mittel ein Signal gleicher Höhe erhält. Durch diese Kalibration soll die Unterscheidung von Elektronen und Pionen mit Hilfe des differentiellen Energieverlustes optimiert werden und die Ortsauflösung des Detektors verbessert werden.

Wie sich zeigte, führt die Anwendung aller in dieser Arbeit diskutierten Korrekturen zu einer deutlichen Verbesserung der dE/dx-Auflösung für Elektronen von 18.4% auf 11.8%. Desweiteren wurde die Abhängigkeit der dE/dx-Auflösung von der Zahl der Spurpunkte untersucht, sowie die Höhe des relativistischen Anstiegs im verwendeten Zählgas bestimmt.

Optimization of the electron pion separation in the CERES-TPC

This diploma thesis deals with the calibration of the differential energy loss in the time projection chamber (TPC) of the CERES experiment, which is located at the Super Proton Synchroton (SPS) at CERN. The pulse height, induced by a particle traversing the drift chamber, which ionizes the gas of the chamber, is subject to statistic Landau fluctuation, otherwise it depends on a number of detector effects, e.g. the detector geometry, electronics or the gas conditions. These shall be measured and compensated by suitable corrections, so that on average there are equal pulse heights in the detector. Using this calibration the separation of electrons and pions via their differential energy loss dE/dx shall be optimized and the position resolution shall be improved.

The implementation of all corrections discussed in this thesis leads to a noticeable improvement in dE/dx resolution for electrons from 18.4% to 11.8%. Furthermore the dependency of the dE/dx resolution on the number of points on the track has been investigated and the magnitude of the relativistic rise has been determined.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit Mitte der achtziger Jahre werden am Super-Protonensynchroton (SPS) des Forschungszentrums CERN[1] ultrarelativistische Schwerionen-Kollisionen untersucht. Hierzu werden schwere Kerne, wie z.B. ^{208}Pb auf Energien von bis zu 158 GeV pro Nukleon beschleunigt, und auf im Labor ruhende Targets unterschiedlicher Massenzahl geschossen. Ziel der verschiedenen Experimente ist die Untersuchung hochangeregter Materie bei großer Energiedichte, wie sie vermutlich in den ersten 10 μs nach dem Urknall existierte.

Die heutige Vorstellung über den Aufbau der Kernmaterie geht auf das Quark-Modell von M. Gell-Mann und G. Zweig zurück. Da die Zahl der entdeckten Teilchen seit Mitte der fünfziger Jahre stark anstieg, entwickelten beide Physiker 1964 unabhängig voneinander ein Modell, nach dem alle Hadronen durch eine Kombination von drei verschiedenen Quarks und ihren Anti-Quarks beschrieben werden konnten [Mar97]. Heute kennt man sechs verschiedene Quark-Arten (*flavours*) und ihre Antiteilchen. Alle entdeckten Hadronen lassen sich durch drei Quarks (Baryonen) oder durch ein Quark-Antiquark-Paar (Mesonen) darstellen. Aufgrund des Pauliprinzips zeigte sich, dass zur vollständigen Beschreibung noch ein weiterer Freiheitsgrad - die Farbe - benötigt wurde. Daher führte man die drei Farbladungen rot, grün und blau sowie ihre Antifarben ein. An diese Farbladung koppelt die starke Wechselwirkung, deren Austauschteilchen das Gluon ist, welches selbst eine Farbladung trägt (aus gruppentheoretischen Betrachtungen ergeben sich acht verschiedene Gluonen). Die beschreibende Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromodynamik (QCD). Da die Kopplungskonstante α_s mit wachsendem Abstand sehr stark ansteigt, müssen alle Teilchen nach außen hin farbneutral sein. Dies ist auch der Grund, warum Quarks oder Gluonen nicht frei beobachtet werden können, sondern nur eingeschlossen in

[1] Abkürzung für: ***C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire*

Hadronen existieren (*confinement*) [Pov99].

Da die Kopplungskonstante α_s bei kleinen Abständen praktisch verschwindet, erwartet man bei extrem hoher Temperatur oder Baryonen-Dichte den Übergang zu einer neuen Phase hadronischer Materie, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP), welches sich dadurch auszeichnet, dass die Quarks nicht mehr in Hadronen gebunden sind, sondern sich mit den Gluonen quasifrei in dem dichten Medium bewegen können (*deconfinement*) [Sta99] [Shu78]. Da die Natur der starken Wechselwirkung eine störungstheoretische Behandlung des Problems im Rahmen der QCD nicht zulässt, ist man auf die statistisch-numerischen Verfahren der sog. "Gittereichtheorie" angewiesen [May94]. Diese sagen den Phasenübergang für eine kritische Temperatur von ungefähr $T_c \approx 160\,\mathrm{MeV}$ oder eine Baryonen-Dichte von ca. $(2-3)\,\rho_0$ vorher. Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm hadronischer Materie als Funktion des baryonisch-chemischen Potentials (bzw. der Baryonendichte) und der Temperatur. Das schraffierte Band zeigt den berechneten Übergangsbereich zum

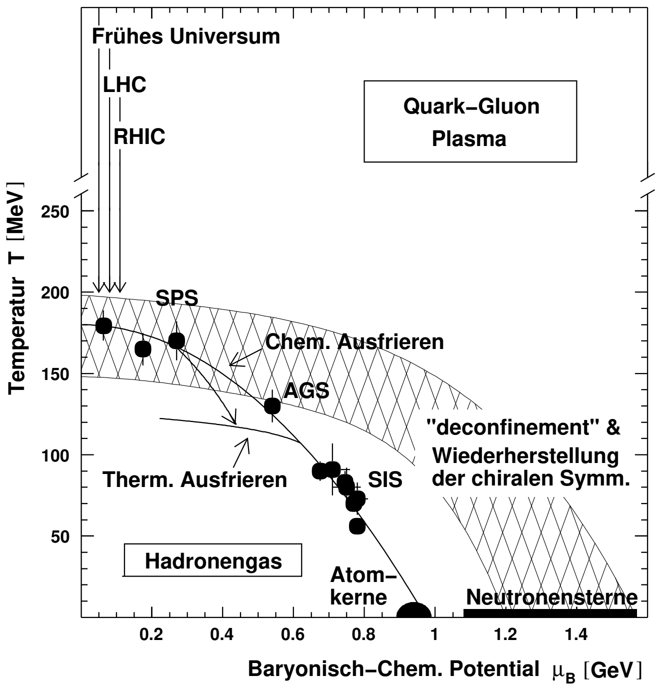


Abbildung 1.1: *Phasendiagramm der hadronischen Materie* [Sta99].

QGP. Die eingezeichneten Punkte stellen die für verschiedene Einschussenergien bestimmten chemischen "Freeze-out"-Punkte dar. Dies ist der Bereich, in dem sich durch Ausdehnung des Systems und der damit verbundenen

Abkühlung die vollständige Hadronisierung vollzogen hat, sich also die Anzahl und Zusammensetzung der Teilchen (abgesehen von den dann folgenden Zerfällen) nicht mehr ändert. Die Punkte liegen alle entlang einer Linie konstanter Energie pro Hadron von ca. 1 GeV [Cle99]. Da die am SPS und RHIC gewonnenen Punkte bereits voll im Bereich des erwarteten Übergangs zum QGP liegen, kann man davon ausgehen, dass hier in der Tat die Phase des QGP's durchschritten wurde.

Für den Übergang zum QGP gibt es nun verschiedene Signaturen, nach denen intensiv gesucht wird. So erwartet man aufgrund von Abschirmungseffekten, verursacht durch die im Plasma frei beweglichen Farbladungsträger, einen kleineren Produktions-Querschnitt für J/Ψ-Mesonen [Mat86].

Desweiteren werden in diesem Plasma über $q\bar{q}$-Annihilation und Streuprozesse Leptonenpaare kleiner invarianter Massen ($m_{ee} < 1.5\,\mathrm{GeV/c^2}$) produziert. Doch auch während der hadronischen Phase der Kollision werden Leptonenpaare erzeugt, so z.B. durch Pion-Annihilation und Mesonzerfälle. All diese Prozesse zusammengenommen, können nach heutiger Ansicht jedoch die bisher von CERES gemessene Erhöhung der Dilepton-Produktion im invarianten Massenbereich von $0.2\,\mathrm{GeV/c^2} < m_{ee} < 0.7\,\mathrm{GeV/c^2}$ (Abbildung 1.2) nicht vollständig beschreiben [Len99]. Daher wird zur Erklärung

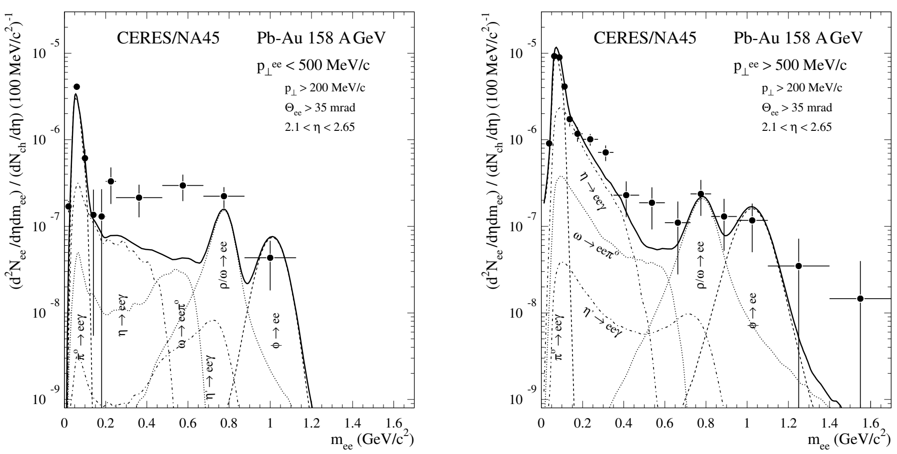


Abbildung 1.2: *Invariantes Dileptonspektrum gemessen in Pb-Au-Kollisionen bei 158 AGeV mit einem Transversalimpuls von* $p_t < 500\,MeV/c$ *(links) und* $p_t > 500\,MeV/c$ *(rechts)* [Aga99].

dieses Phänomens eine mögliche Änderung der Masse oder Breite der Vektormesonen diskutiert [Wam98], die mit der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie verbunden ist, welche beim hadronischen Medium im Grundzustand gebrochen ist [Ber97]. Bei dieser Wiederherstellung, die bei der gleichen kritischen Temperatur $T_c \approx 160\,\mathrm{MeV}$ abgeschlossen ist, bei der auch der Übergang zum QGP stattfindet, werden Mesonen von ihren chiralen Partnern ununterscheidbar. In diesem Fall erwartet man, dass sich die Massen und Breiten der mesonischen Resonanzen ändern, was das gemessene Dileptonspektrum erklären könnte [GSI99]. Eine herausragende Stellung nehmen hierbei die Vektormesonen ($J^P = 1^-$) ein, da sie in ein e^+e^--Paar zerfallen können. Da das ρ-Meson eine vergleichsweise sehr kurze Lebensdauer hat, zerfällt es noch während der dichten und heißen Phase in ein Leptonenpaar, welches somit direkt Aufschluss über mögliche Veränderungen der Mesonmasse oder -breite geben kann. Neben den Photonen sind somit die Leptonen wichtige Observablen der frühen Phase der Kollision, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, und so die Möglichkeit besteht, dass sie das Reaktionsvolumen ohne weitere Wechselwirkung verlassen.

Eines der SPS-Experimente ist das CERES-Experiment[2], an dem auch die vorliegende Diplomarbeit durchgeführt wurde. Hier werden insbesondere gerade diese, für die frühe Phase charakteristischen e^+e^--Paare untersucht. Der Aufbau besteht aus zwei ringabbildenden Cerenkov-Detektoren (RICH), zwei Silizium-Drift-Detektoren (SiDC) und einer zylindrischen Spurendriftkammer (*time-projection-chamber*, TPC) mit radialem Driftfeld. Ziel dieser Diplomarbeit ist es, durch Kalibration der in der TPC gemessenen Pulshöhen eine Optimierung der Ortsauflösung sowie der Elektron-Pion-Separation mittels Messung des differentiellen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ zu erreichen.

Der Aufbau des CERES-Spektrometers wird in Kapitel 2 erläutert, worauf in Kapitel 3 eine detailliertere Beschreibung der TPC folgt. Die für die Kalibration bedeutenden physikalischen Vorgänge in der TPC werden in Kapitel 4 vorgestellt, in Kapitel 5 wird die bereits während der Strahlzeit erfolgte Nullunterdrückung zur Datenreduktion erläutert. Die eigentliche Durchführung und die Ergebnisse der Kalibration werden in Kapitel 6 beschrieben. In Kapitel 7 wird abschließend die Auswirkung der Kalibration auf die Qualität der Elektron-Pion-Trennung diskutiert und es werden Möglichkeiten zur weiteren Optimierung aufgewiesen.

[2] Abkürzung für: ***CE****renkov* ***R****ing* ***E****lectron* ***S****pectrometer*

Kapitel 2

Das CERES-Experiment

Das Hauptziel des CERES-Experimentes besteht darin, e^+e^--Paare in p-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen zu untersuchen und den Winkel zwischen dem Elektron und dem Positron, sowie ihre Impulse zu messen. Die Paare, die aus den Zerfällen von Vektormesonen hervorgehen, nehmen jedoch nur einen kleinen Anteil der geladenen Teilchen ein, die bei der Kollision erzeugt werden. Hinzu kommt noch, dass e^+e^--Paare auch durch Photokonversion (also durch Wechselwirkung von energiereichen Photonen, wie sie z.B. beim neutralen Pion-Zerfall $\pi^0 \to 2\gamma$ entstehen, mit dem Detektormaterial) und durch π^0-Dalitz-Zerfälle erzeugt werden.

Das Spektrometer wurde im Jahre 1990 am CERN-SPS in der Nordhalle des CERN II-Geländes aufgebaut und 1991 erstmals in Betrieb genommen. Um die Impulsauflösung zu verbessern, wurde das CERES-Experiment 1998 um einen weiteren Spurendetektor erweitert: die zylindrische Spurendriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld. In diesem Kapitel soll der Aufbau und die Funktion der verschiedenen Detektor-Typen kurz skizziert werden. Eine Gesamtdarstellung des Detektorsystems ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

2.1 Targetregion und SiDC-Detektoren

Das Target besteht aus dreizehn jeweils $25\,\mu$m dicken Goldfolien, die durch dünne Mylarfolien gehalten werden. Die Gesamtlänge des Targets beträgt 2.4 cm, der Abstand der Folien 2 mm. Die Geometrie ist dabei so angelegt, dass die bei Kollisionen erzeugten Teilchen innerhalb des Akzeptanz-Bereichs des Spektrometers (für Polarwinkel von $\theta = 8°$-$15°$) das Target weitestgehend ungehindert von dahinterliegenden Goldfolien verlassen können. Die Wolfram-Abschirmung hinter dem Target dient der Abschirmung von δ-Elektronen, die im Target produziert werden. Eine (nicht maßstabsgetreue)

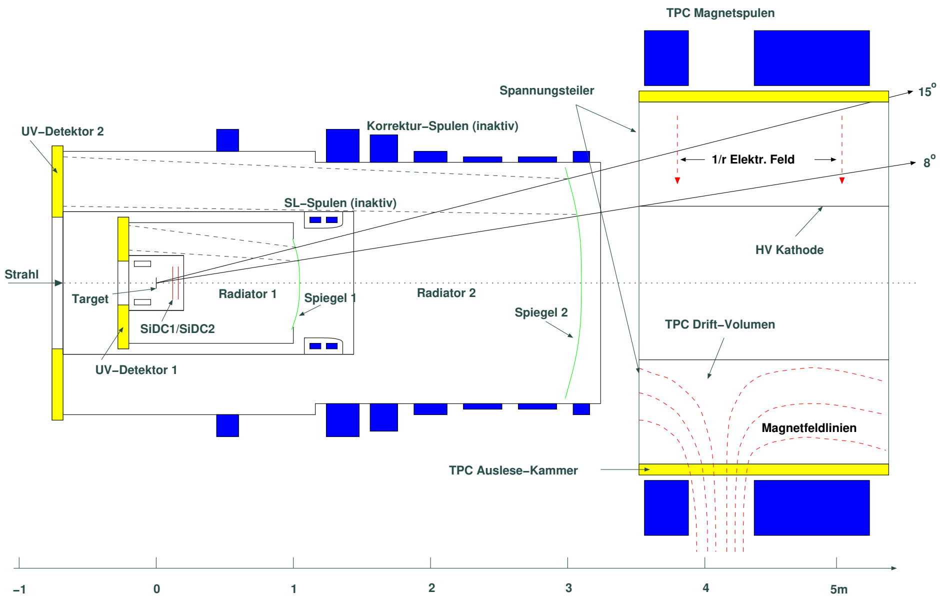


Abbildung 2.1: *Aufbau des CERES-Spektrometers.*

Skizze der Targetregion ist in Abbildung 2.2 zu sehen [Sli01].

Unmittelbar hinter dem Target befinden sich die beiden Silizium-Driftdetektoren SiDC1 und SiDC2[1]. Sie bestehen aus ringförmigen Siliziumscheiben und dienen insbesondere der Messung des Öffnungswinkels der e^+e^--Paare und einer exakten Vertexbestimmung.

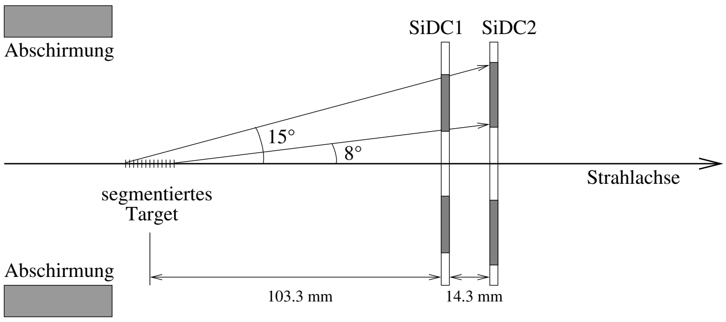


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung der Targetregion.*

[1] Abkürzung für ***S**ilicium **D**rift **C**ounter*

2.2 RICH-Detektoren

Da die Untersuchung von e^+e^--Paaren im Vordergrund steht, ist es besonders wichtig, diese von anderen geladenen Teilchen zu unterscheiden. Hierzu dienen in besonderem Maße die beiden ringabbildenden Cerenkov-Detektoren RICH1 und RICH2[2].

Geladene Teilchen erzeugen - falls ihre Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit c_m in dem durchquerten Medium ist - Photonen im ultravioletten Spektralbereich. Für ein Medium des Brechungsindex n lautet somit die Cerenkovbedingung

$$v > c_m = \frac{c}{n} \Longrightarrow \beta > \frac{1}{n}. \tag{2.1}$$

Das Cerenkovlicht wird kegelförmig in Flugrichtung des Teilchens unter dem Öffnungswinkel

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n} \tag{2.2}$$

abgestrahlt. Der Ringradius ist dabei ein Maß für die Teilchengeschwindigkeit und dient so der Teilchenidentifikation. Über die Wahl des Brechungsindex n und somit des Mediums kann man die Cerenkovschwelle variieren. Daher muss man ein Radiatorgas wählen, welches einen Brechungsindex besitzt, der die für das Experiment wichtige Unterscheidung verschiedener Teilchen erlaubt. Beim CERES-Experiment fiel die Wahl auf Methan (CH_4) bei atmosphärischem Druck. Man erhält hier eine recht hohe Cerenkovschwelle von $\gamma \approx 32$. Dies entspricht für Pionen einem Impuls von $p > 5\,\mathrm{GeV}$, was weit über dem mittleren Impuls der Pionen liegt. Daher sind die RICH-Detektoren praktisch blind gegenüber Hadronen, man spricht auch vom "*hadron blind tracking*" [Web97].

Das Cerenkovlicht wird an sphärischen Spiegeln reflektiert und trifft auf strahlaufwärts installierte UV-Detektoren. In diesen werden die Photonen in Photoelektronen konvertiert und nachgewiesen.

Die Impulsbestimmung wurde in den früheren Strahlzeiten durch ein Magnetfeld zwischen RICH1 und RICH2 erreicht. In der 2000er Strahlzeit waren diese supraleitenden Spulen jedoch deaktiviert und die Impulsbestimmung erfolgte ausschließlich in der TPC.

2.3 Die Spurendriftkammer (TPC)

Die Spurendriftkammer wurde 1998 strahlabwärts in das bestehende Detektorsystem integriert, um die Impulsauflösung deutlich zu verbessern. Dies

[2]Abkürzung für ***R**ing **I**maging **CH**erenkov Detector*

wird durch eine exakte Vermessung der Teilchen-Trajektorien erreicht, aus deren Krümmung - bedingt durch ein starkes Magnetfeld - der Impuls bestimmt werden kann. Für die TPC wurde ebenfalls azimutale Symmetrie und ein Akzeptanzbereich von 8°-15° gewählt, um die Spurendriftkammer optimal auf die RICH-Detektoren abzustimmen.

Der Impuls allein liefert jedoch außer dem Ladungsvorzeichen noch keine weitere Identifikation des Teilchens. Hierzu kann man sich den differentiellen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ zunutze machen, der einen Zusammenhang zwischen dem Impuls des Teilchens und seiner Geschwindigkeit herstellt (siehe Kapitel 4.1). Um eine optimale Orts- bzw. Impulsauflösung zu gewährleisten und den Energieverlust möglichst genau bestimmen zu können, ist eine Kalibration der gemessenen Pulshöhen in der TPC von großer Bedeutung. Da sich die Diplomarbeit mit dieser Aufgabe beschäftigt, wird im folgenden Kapitel ausführlicher auf den experimentellen Aufbau und die Funktionsweise der TPC eingegangen.

Kapitel 3

Die CERES-Spurendriftkammer

Die CERES-Spurendriftkammer (*time-projection-chamber*, TPC) besitzt einen zylindrischen Aufbau, der die Strahlachse, die in dem verwendeten Koordinatensystem mit der z-Achse zusammenfällt, symmetrisch umschließt. Sie zeichnet sich durch ein radiales Driftfeld und eine segmentierte Kathodenauslese aus. Im Folgenden sollen Aufbau und Funktion eingehender dargestellt werden.

3.1 Aufbau der TPC

Die Gesamtlänge der TPC (entlang der Strahlachse) beträgt ca. 2 m, der Durchmesser ca. 2.6 m. In der Mitte befindet sich eine zylindrische Hochspannungs-Elektrode mit einem Durchmesser von 97.2 cm. Diese liegt auf einem Potential von -30 kV, ist aber für Spannungen von bis zu -50 kV ausgelegt. Das andere Ende des Driftfeldes bilden die Kathodendrähte der Auslesekammern, die geerdet sind. Sie sind bei einem Radius von ca. 130 cm lokalisiert. Insgesamt werden 16 (ebene) Auslesekammern von einem polygonen Aluminiumrahmen, dem sogenannten "Hamster-Käfig" gehalten. Jede dieser Kammern hat eine Größe von 0.5 m x 2 m und entspricht einer konventionellen Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC). Eine schematische Darstellung des Aufbaus der TPC ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Die einzelnen Auslesekammern sind aus drei Drahtebenen aufgebaut, dem Gating Grid, den Kathoden- und den Anodendrähten, auf deren Funktion im Abschnitt 3.3 noch eingegangen wird. Diese verlaufen azimutal, da dadurch eine hohe Auflösung in dieser Richtung gewährleistet werden kann. Unter den Drahtebenen schließlich liegen die Kathoden-Pads, die mit der Ausleseelek-

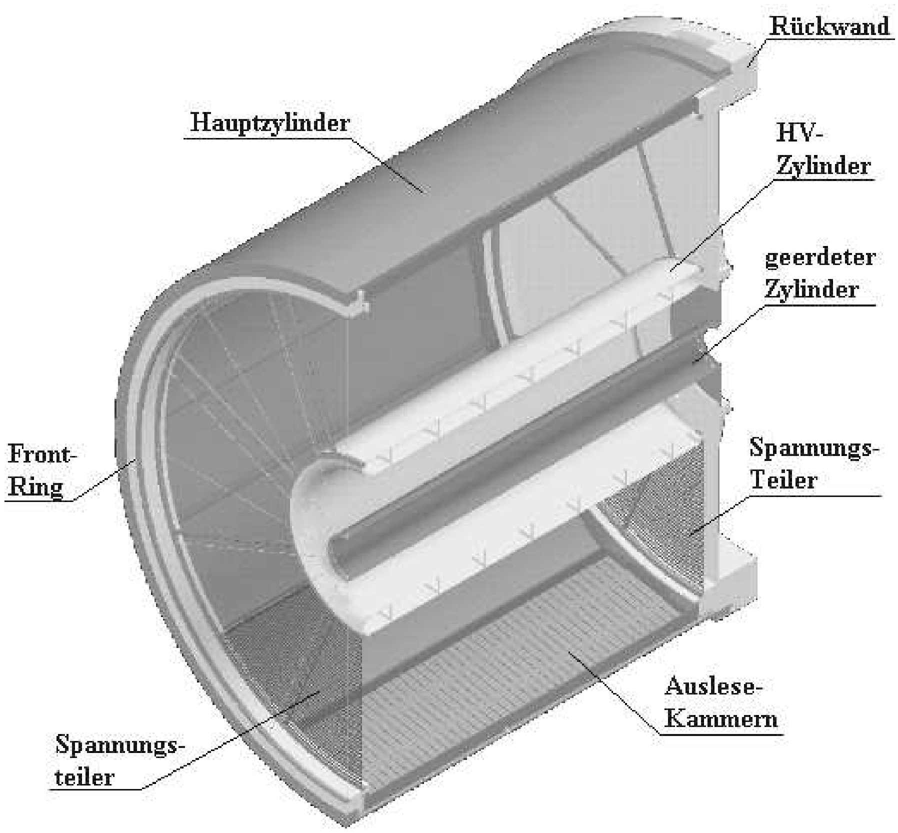


Abbildung 3.1: *Schnittbild der CERES-Spurendriftkammer.*

tronik verbunden sind. Bei ihnen handelt es sich um sogenannte "Chevron"-Pads. Diese zeigen gegenüber gewöhnlichen rechteckigen Pads eine bessere Ladungsteilung und Linearität des Signals [Sch01]. In Abbildung 3.2 ist die Lage der Drahtebenen, sowie die Padstruktur zu sehen.

Die Pads sind in 20 Ebenen senkrecht zur Strahlachse angeordnet, wobei jede Ebene einer Kammer aus 48 Einzelpads besteht. Somit ergibt sich eine Gesamtanzahl von (48 Pads $*$ 20 Ebenen $*$ 16 Kammern) = 15360 Pads. Jedes dieser Pads wird einzeln ausgelesen und das analoge Signal mittels eines Analog-Digital-Konverters (ADC) in ein digitales 8-Bit-Signal umgewandelt. Außerdem wird für jedes Pad die vollständige zeitliche Information mit insgesamt 256 Zeitbins registriert. Somit ergibt sich eine Zahl von knapp 4 Mio. Spurpunktsinformationen (Pixel). Diese werden jedoch bei der normalen Datenaufnahme nicht alle ausgelesen und gespeichert. Vielmehr werden nur solche Pixel aufgezeichnet, deren ADC-Wert eine bestimmte Schwelle

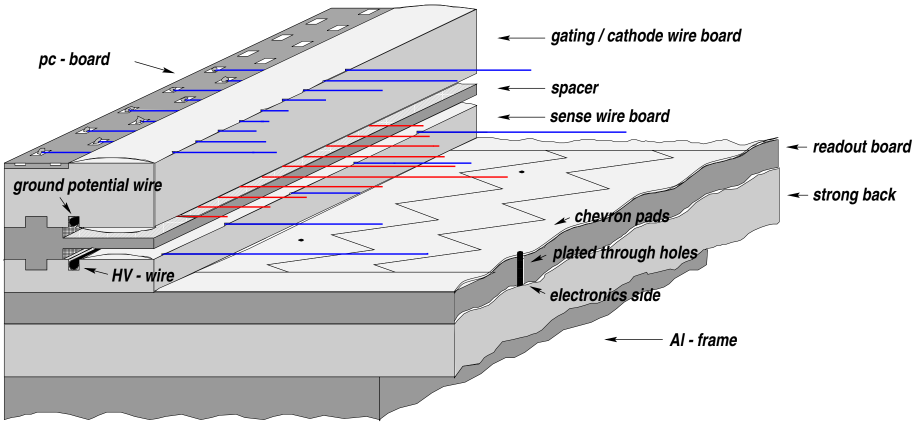


Abbildung 3.2: *Querschnitt der Auslesekammer der TPC.*

überschreitet, die von verschiedenen Faktoren abhängt. Dadurch wird die Datenmenge auf ca. 5% reduziert. Näheres dazu wird in Kapitel 5 erläutert.

An den beiden Enden der TPC befinden sich Spannungsteiler. Diese sind notwendig, da es durch das endliche Nachweisvolumen hier sonst zu einer starken Verzerrung des radialen E-Feldes käme. Die Spannungsteiler bestehen aus einer 50 μm dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit Kupferstreifen von (100-200) nm Dicke beschichtet ist.

Die gesamte TPC wird von zwei großen normalleitenden Magnetspulen umgeben, die mit gegenläufigen Strömen von bis zu 4 kA arbeiten. Das inhomogene Magnetfeld verläuft in der Mitte nahezu radialsymmetrisch und hat dort eine Stärke von bis zu 0.5 T. An den Rändern der TPC verläuft das Feld dagegen fast parallel zur Strahlachse [Bel99] (siehe Abbildung 2.1).

Um die mechanische Stabilität zu erhöhen und die TPC aus dem Spulenpaar herausbewegen zu können, ist die gesamte Polygonstruktur zusätzlich in einem Aluminium-Zylinder eingefasst, der an einer massiven Rückwand befestigt ist.

3.2 Koordinatensystem der TPC

Um die in dieser Arbeit verwendeten Begriffe und Zuordnungen zur Detektorgeometrie zu erläutern, soll hier kurz das verwendete Koordinatensystem dargestellt werden (siehe Abbildung 3.3).

Die z-Achse fällt mit der Strahlachse zusammen. Senkrecht dazu, also parallel zur x-y-Ebene liegen die 20 Ebenen (Planes). Jeder Punkt in der TPC kann durch kartesische Koordinaten oder Kugelkoordinaten dargestellt

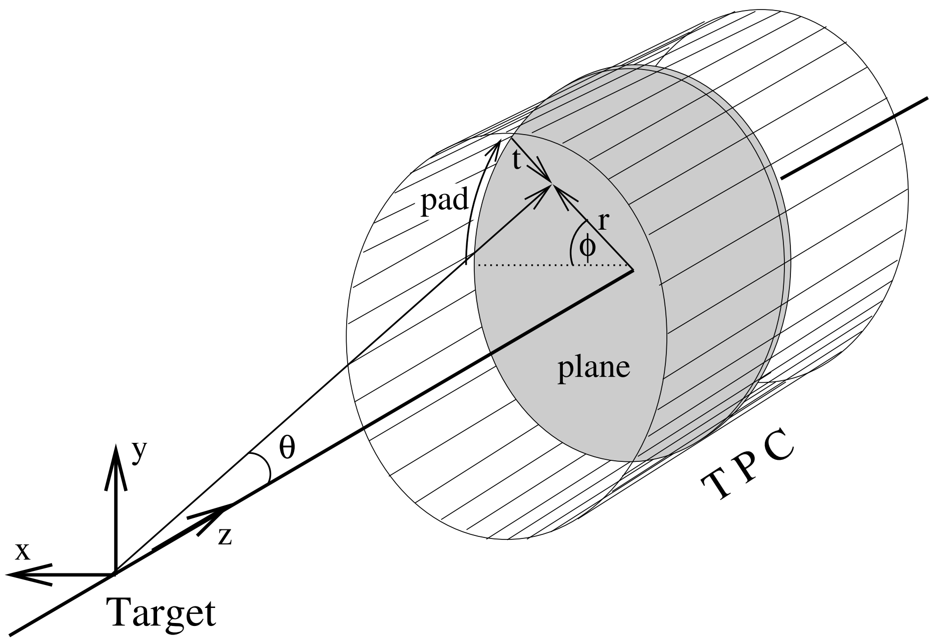


Abbildung 3.3: *Koordinatensystem der TPC.*

werden. Im letzteren Fall gibt der Polarwinkel θ den Winkel an, unter dem ein Teilchen (gegenüber der Strahlachse) das Target verlässt. Der Azimutwinkel ϕ zählt innerhalb einer Plane durch alle 768 Pads, d.h. die Angaben von ϕ und Padnummer sind äquivalent. Dabei durchlaufen die Padnummern einer gegebenen Ebene alle 16 Kammern (Chambers), die in der Grafik nicht aufgenommen sind. Jeweils 48 Pads entsprechen einer Kammer. Die dritte Koordinate, der Radius r, gibt die Entfernung des Punktes von der Strahlachse an und ist somit über die Driftgeschwindigkeit mit der Driftzeit t verknüpft. In dieser Arbeit werden überwiegend die Angaben Pad, Plane, Driftzeit und Kammer verwendet, da sie direkten Zugang zur Detektorgeometrie bieten.

3.3 Funktionsprinzip der TPC

Ein Teilchen, welches in einer Kollision erzeugt wurde und das aktive Volumen der TPC durchquert, ionisiert entlang seiner Trajektorie die Gasatome. Die dabei herausgeschlagenen Elektronen driften aufgrund des E-Feldes nach außen zu den Auslesekammern. Ein externes Triggersignal entscheidet dabei, ob das Ereignis gewertet werden soll.

Soll die Registrierung des Ereignisses verhindert werden, so bleibt das sogenannte "Gating-Grid" - die erste Drahtebene - geschlossen (siehe hierzu auch Abbildung 3.4, in der die Anordnung der einzelnen Drahtebenen über der Padebene dargestellt ist). Hierzu ist dem ursprünglichen Potential

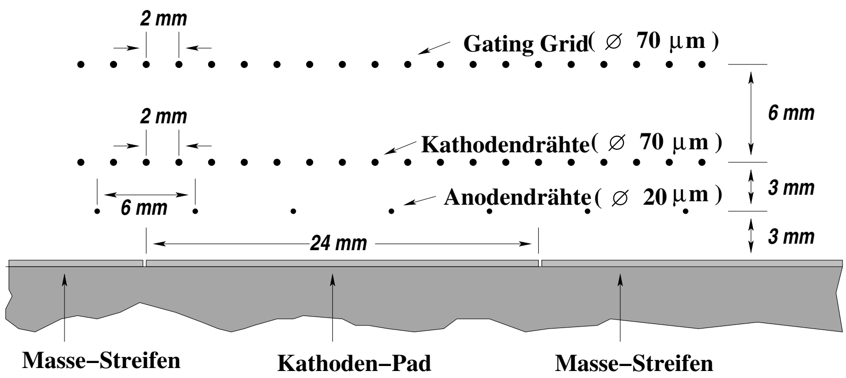


Abbildung 3.4: *Drahtebenen der Auslesekammer.*

der Drähte von -140 V alternierend von Draht zu Draht eine Spannung von ±70 V überlagert. Hierdurch entsteht ein stark inhomogenes Feld, in dem die Elektronen zu den positiven Drähten driften und dort absorbiert werden.

Wird das Gating-Grid dagegen geöffnet, können die Elektronen diese Drahtebene, wie auch die geerdeten Kathodendrähte, die den Abschluss des eigentlichen Driftfeldes darstellen, ungehindert passieren. Im starken Feld der Anodendrähte, deren Durchmesser nur 20 μm beträgt, tritt schließlich Gasverstärkung ein. Bei diesem Avalanche-Prozess erreichen die Elektronen genügend hohe Geschwindigkeiten, um weitere Atome zu ionisieren. Hierdurch bildet sich eine räumlich eng begrenzte Ionisationslawine, in der sich die Anzahl der Elektron-Ion-Paare um einige Zehnerpotenzen vergrößert. Die Elektronen werden jedoch relativ schnell an den Anodendrähten neutralisiert. Die schwereren Ionen, die sich viel langsamer bewegen, induzieren auf den Kathodenpads eine positive Spiegelladung, die letztendlich durch die Ausleseelektronik registriert wird.

3.4 Drift und Auslese

Jedes der 15360 Pads wird einzeln ausgelesen, wobei das analoge Signal in ein digitales 8-Bit-Signal konvertiert wird. Außerdem wird die vollständige Zeitinformation in 256 Zeitbins registriert. Da sich ein Signal i.a. auf 2 bis 4 Pads, sowie mehrere Zeitbins verteilt, kann über Schwerpunktsbildung der eigentliche Ort der Primärionisation sehr exakt bestimmt werden. Hierbei enthält die Zeitinformation die fehlende 3. Dimension, im Fall der radialen CERES-Driftkammer also den Radius r. Dafür ist es nötig, die Aufzeichnung für alle Pads gleichzeitig zu beginnen, was durch ein externes Startsignal realisiert wird.

Der Ort der Primärladung ergibt sich dann zu

$$\vec{r}_p = \vec{r}_{cluster} - \int_0^{t_{drift}} \vec{v}_d(\vec{r})dt, \tag{3.1}$$

wobei $\vec{r}_{cluster}$ der Ort der gemessenen Ladung auf der Padebene und $\vec{v}_d(\vec{r})$ die Driftgeschwindigkeit ist. Erhält man in mehreren der 20 Ebenen ein Signal, so lässt sich aus den einzelnen Ortsvektoren $\vec{r}_p$ die Spur rekonstruieren (zur Veranschaulichung dient Abbildung 3.5).

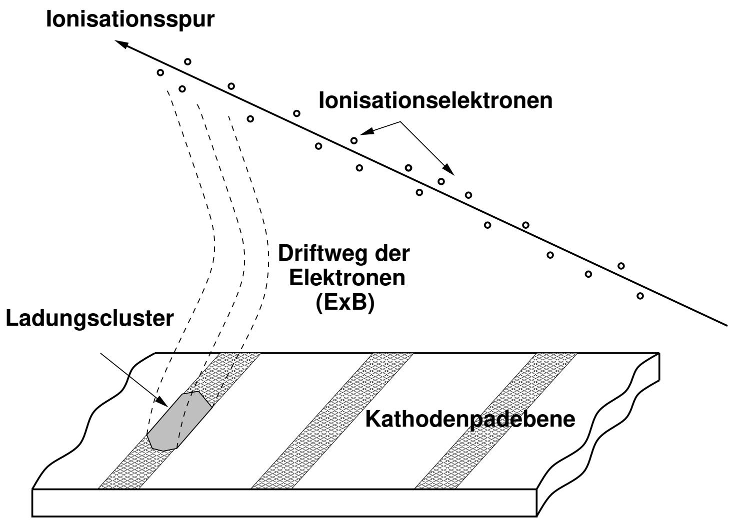


Abbildung 3.5: *Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion.*

Bei der Driftbewegung im elektrischen Feld werden die Elektronen so lange beschleunigt, bis sie durch einen Stoß wieder abgebremst werden. So stellt sich rasch ein Gleichgewicht ein, in dem sich die Elektronen (bei konstantem Feld) mit gleichbleibender Geschwindigkeit bewegen; diese nennt man daher Driftgeschwindigkeit v_d. Bei einem zusätzlichen Magnetfeld parallel zur Driftrichtung kann außerdem eine mögliche transversale Komponente der Geschwindigkeit unterdrückt werden, da diese auf eine Kreisbahn mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = e\vec{B}/m_e$ umgelenkt wird. Aus der Überlagerung von beiden Bewegungen ergibt sich so eine Schraubenbahn, die aber durch jeden Stoß unterbrochen wird. Für die Driftgeschwindigkeit von Elektronen unter Einfluss eines elektrischen und magnetischen Feldes gilt die Langevin-Gleichung [Blu93]:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2}\left[\hat{E} + \omega\tau(\hat{E}\times\hat{B}) + \omega^2\tau^2(\hat{E}\cdot\hat{B})\hat{B}\right], \tag{3.2}$$

$\mu = e\tau/m$	Mobilität des Elektrons,
τ	Mittlere Zeit zwischen zwei Stößen,
$\hat{E}, \hat{B}$	Einheitsvektoren in Feldrichtung.

Bei fehlendem magnetischen Feld vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\vec{v}_D = \mu E. \tag{3.3}$$

Da aber das E-Feld nicht konstant ist, sondern nach außen mit $\frac{1}{r}$ abfällt, ist auch die Driftgeschwindigkeit nicht konstant. In Abbildung 3.6 ist das elektrische Feld in der TPC in Abhängigkeit vom Radius für eine Elektrodenspannung von -30 kV aufgetragen. Wie man sehen kann, fällt das Feld

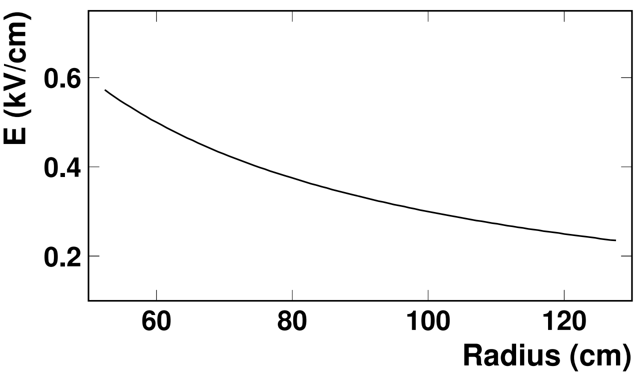


Abbildung 3.6: *Elektrisches Driftfeld als Funktion des Radius' für eine Spannung von $U_d = -30\,kV$* [Sch01].

nach außen von ca. 600 V/cm auf 250 V/cm ab. Dies bedeutet für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen eine Variation von ca. 2.4 cm/μs bis 0.7 cm/μs. Als maximales Driftzeit-Integral ergibt sich daraus ca. 75 μs.

Der Winkel zwischen elektrischem Feld und Driftrichtung heißt Lorentzwinkel ψ und ist gegeben durch [Sch01]

$$\tan\psi = \omega\tau = B\mu. \tag{3.4}$$

Dieser Winkel wird hervorgerufen durch eine zum E- und B-Feld senkrechte Komponente ($[\vec{E} \times \vec{B}]$-Effekt), die durch den zweiten Term in der Langevin-Gleichung beschrieben wird. Um ihn möglichst klein zu halten, muss aufgrund des Zusammenhangs in Gleichung (3.4) ein Gas mit geringer Mobilität gewählt werden. Dies wurde im der CERES-TPC durch eine Erhöhung des CO_2-Anteils erreicht.

3.5 Wahl des Zählgases

Die Wahl des Zählgases fiel auf ein Gasgemisch aus dem Edelgas Neon und dem Molekülgas CO_2 bei atmosphärischem Druck. Dabei ist der Anteil des eigentlichen Driftgases Neon mit 80% deutlich höher. Dieses Gas zeichnet sich gegenüber schwereren Edelgasen durch eine größere Strahlungslänge aus, was dazu führt, dass die Anzahl der Vielfachstreuungen herabgesetzt wird. Dadurch lässt sich eine genauere Impulsbestimmung durchführen. Das CO_2 ist als sogenannter "Quencher" mit einem Anteil von 20% beigemischt. Da solche Molekülgase sehr viele Anregungszustände haben, können sie Photonen absorbieren. Dies ist wichtig, da damit Photoeffekt an den Metalloberflächen und daraus resultierende Entladungen vermieden werden. Außerdem wird durch die Beimischung von CO_2 die thermische Diffusion der Elektronenwolke vermindert, wodurch wiederum eine verbesserte Ortsauflösung erzielt wird. Jedoch bringt das CO_2 auch Nachteile mit sich: Zum einen wird durch eine Erhöhung des Gasanteils die Driftgeschwindigkeit herabgesetzt, was nur durch eine weitere Erhöhung der Drift-Spannung ausgeglichen werden könnte. Ein zweiter wichtiger Punkt ist, dass CO_2 die Anlagerung von Elektronen begünstigt, und damit zu einer Erhöhung der Elektronen-Absorption führt. Auf diesen Effekt wird im nächsten Kapitel noch ausführlicher eingegangen.

Kapitel 4

Teilchenidentifikation in Gaszählern

Spurendriftkammern wie die CERES-TPC haben in der letzten Zeit einen sehr hohen Stellenwert erhalten. So verwundert es nicht, dass auch am gerade im Bau befindlichen ALICE-Experiment auf diesen Detektortyp gesetzt wird. TPC's stellen gewissermaßen die Kombination von Driftkammer und Vieldraht-Proportionalkammer dar. In diesem Kapitel sollen die wichtigsten physikalischen Prinzipien, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, vorgestellt werden.

Mit Hilfe des Magnetfeldes kann man zwar anhand der Krümmung der Teilchentrajektorien den Impuls des Teilchens bestimmen, jedoch ist außerdem eine Bestimmung der Geschwindigkeit nötig, um Teilchen gleichen Impulses zu unterscheiden. Dies kann über den differentiellen Energieverlust geschehen, der einen Zusammenhang zwischen Teilchenimpuls und Teilchengeschwindigkeit herstellt.

4.1 Der differentielle Energieverlust

Ein Teilchen, welches das aktive Volumen der TPC durchquert, führt in erster Linie Coulomb-Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Gasatome aus, wobei es zu einer Vielzahl von Ionisationen kommt. Da die Elektronen nun infolge des elektrischen Feldes zu den Auslesekammern driften (siehe hierzu Abschnitt 3.4) kann man die Anzahl der Elektronen und somit die Größe der Ionisation messen. Diese Ionisation ist bei gegebenem Zählgas, Temperatur und Druck nur eine Funktion der Geschwindigkeit und Ladung des passierenden Teilchens. Für den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit v

und dem Impuls p gilt folgende Beziehung:

$$v = \frac{c^2 p}{E} = \frac{c^2 p}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}. \tag{4.1}$$

Der differentielle Energieverlust dE pro Wegstrecke dx, der dem ionisierenden Teilchen widerfährt, wird durch die **Bethe-Bloch-Formel** beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} z^2 \left(\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right), \tag{4.2}$$

$m_e c^2$	Ruhemasse des Elektrons,
z	Ladung des ionisierenden Teilchens,
$\beta = v/c$	Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens,
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$	Lorentzfaktor,
$N = N_A \rho Z/A$	Elektronendichte des Mediums,
$I \approx 16 Z^{0.9}\, eV$	mittl. Anregungspotential der Atome.

Sie gilt jedoch nur für Teilchen, die schwerer als Elektronen sind, da diese aufgrund der kleinen Masse, die ja identisch mit der des Stoßpartners ist, andere kinematische Limits, sowie ein abweichendes Spektrum der übertragenen Energie besitzen [Blu93].

Man sieht sofort, dass der Energieverlust nicht von der Masse, sondern nur von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Für Geschwindigkeiten von $v \leq 0.96c$, also bis etwa $\beta\gamma \approx 4$, fällt der Energieverlust mit $1/\beta^2$ ab, und erreicht ein Minimum. Teilchen in diesem Minimum nennt man *minimum ionizing particles* (MIP's) [Bel99]. Zu größeren Geschwindigkeiten hin dominiert der logarithmische Anstieg, welcher durch die transversale Ausdehnung des elektrischen Feldes des Teilchens hervorgerufen wird. Später wurde entdeckt, dass der Energieverlust nicht beliebig weiter ansteigt, sondern in eine Art Sättigung geht. Dies lässt sich mit einer zunehmenden Polarisation der umgebenden Atome erklären, die zur Abschirmung des Feldes des passierenden Teilchens führt. Daher ergänzte Fermi die Bethe-Bloch-Formel um einen Dichte-Korrekturterm $\delta(\beta)/2$, der von der ursprünglichen Gleichung subtrahiert wird [Blu93]. Diese Sättigung wird in Gasen bei dem 1.5fachen der minimalen Ionisation erreicht, in Festkörpern bereits beim etwa 1.1fachen. Die Größe der Ionisation im Minimum ist im Übrigen für alle Medien (bezogen auf die Dichte) etwa gleich und beträgt $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} \approx 2\,\mathrm{MeV/gcm^{-2}}$. Die Energieverlust-Kurven für verschiedene Teilchen sind in Abbildung 4.1 dargestellt, wobei das Minimum auf 1 normiert wurde.

Bei der Anwendung der Bethe-Bloch-Formel, wie sie in Gleichung (4.2) beschrieben wird, tritt bei Drift-Kammern ein Problem auf: Die Gleichung

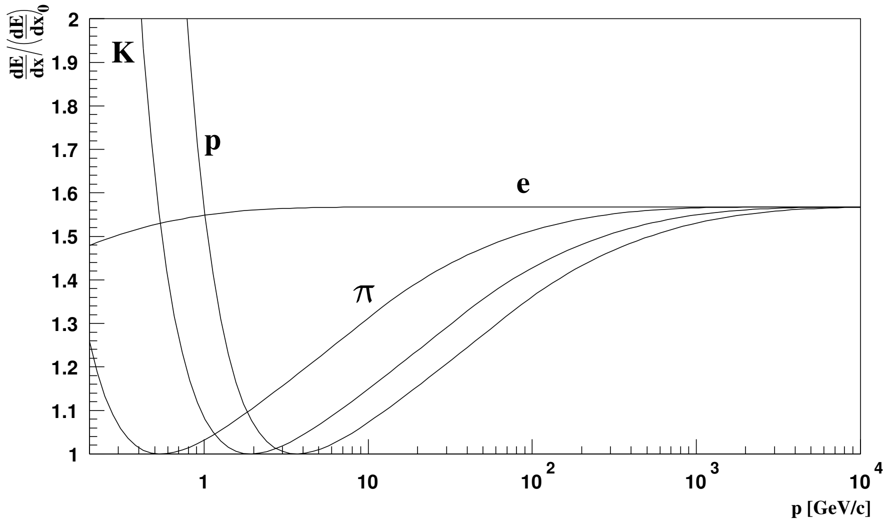


Abbildung 4.1: *Energieverlust-Kurven für verschiedene Teilchensorten (jeweils auf den minimalen Energieverlust normiert).*

schließt Energieüberträge in beliebiger Höhe mit ein. Wird jedoch eine bestimmte Schwelle überschritten, so ist die kinetische Energie der herausgeschlagenen Elektronen so hoch, dass sie eigene neue Spuren erzeugen (δ-Elektronen). Diese werden zwar in der Bethe-Bloch-Formel eingeschlossen, können aber nicht mehr der ursprünglichen Spur zugerechnet werden, wenn ihre Reichweite einen bestimmten Wert überschreitet. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen, führte man den maximalen Energietransfer E_{max}, die sogenannte "Cut-Off-Energie" ein, so dass solche Spuren von δ-Elektronen nicht hinzugerechnet werden. Die modifizierte Bethe-Bloch-Formel mit dem eingeschränkten (*restricted*) Energieverlust lautet entsprechend [Blu93]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{restr.}} = \frac{4\pi N e^4}{m_e c^2 \beta^2} z^2 \left(\ln \frac{\sqrt{2 m_e c^2 E_{max}}\beta\gamma}{I} - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta(\beta)}{2}\right). \tag{4.3}$$

Diese Gleichung gilt nun auch für Elektronen, da der Unterschied in dem maximalen Energieübertrag durch eine gemeinsame Cut-Off-Energie eliminiert wurde. Für $\beta \to 1$ verschwindet die Geschwindigkeits-Abhängigkeit vollständig, und der Energieverlust erreicht das sogenannte Fermi-Plateau.

Wählt man nun ein schmales Impulsfenster im Bereich des beginnenden relativistischen Anstiegs, so ist dort theoretisch eine Teilchenunterscheidung anhand des differentiellen Energieverlustes möglich. Die Auflösung des Energieverlustes bestimmt dabei die Qualität der Teilchenseparation. Diese ist jedoch durch zwei entscheidende Effekte begrenzt: Zum einen unterliegt der

Energieverlust starken statistischen Schwankungen (Landau-Fluktuationen), auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird. Zum anderen kommt es durch eine Vielzahl von Detektoreffekten zu einer Verschiebung und Verbreiterung der gemessenen Verteilungen. Hierzu zählen:

- Gasverstärkung: Diese hängt vom Druck, der Temperatur, der Detektor-Geometrie sowie den HV-Einstellungen ab, wobei besonders Schwankungen in Druck und Temperatur berücksichtigt werden müssen.
- Elektronen-Absorption: Mit wachsender Driftzeit gehen Elektronen aufgrund von Anlagerung an Sauerstoff verloren (siehe Abschnitt 4.3).
- Elektronik- und Hardware-Effekte, wie Undershoot und Crosstalk
- Ansprechverhalten der Elektronik
- Zeitliche Variation der Null-Linie (Pedestals)

Diese Effekte können gemessen und z.T. durch geeignete Korrekturen kompensiert werden, womit sich diese Arbeit beschäftigen wird.

4.2 Landau-Fluktuation

Die durch Primärionisation erzeugten Elektronen bilden räumlich eng begrenzte Gruppen, die sogenannten "Cluster". Der Energieübertrag auf die Elektronen liegt dabei irgendwo zwischen der Ionisationsenergie und einem maximalen Energieverlust dE_{max}. Die Häufigkeits-Verteilung des Energieverlustes entspricht aufgrund der Möglichkeit von großem Energieübertrag auf δ-Elektronen nicht einer Gauß-, sondern einer Landau-Verteilung

$$f(\lambda) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{-\lambda}\right)}, \tag{4.4}$$

wobei λ die Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta E)_{mp}$, bezogen auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$, darstellt:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle}. \tag{4.5}$$

In Abbildung 4.2 ist eine solche Landau-Verteilung, wie man sie in der CERES-TPC erhält, abgebildet. Hierbei handelt es sich um die Verteilung der gemessenen Amplituden für eine Vielzahl von Spurpunkten. Die Amplitude stellt dabei eine Summation über die ADC-Werte aller Pixel dar, die

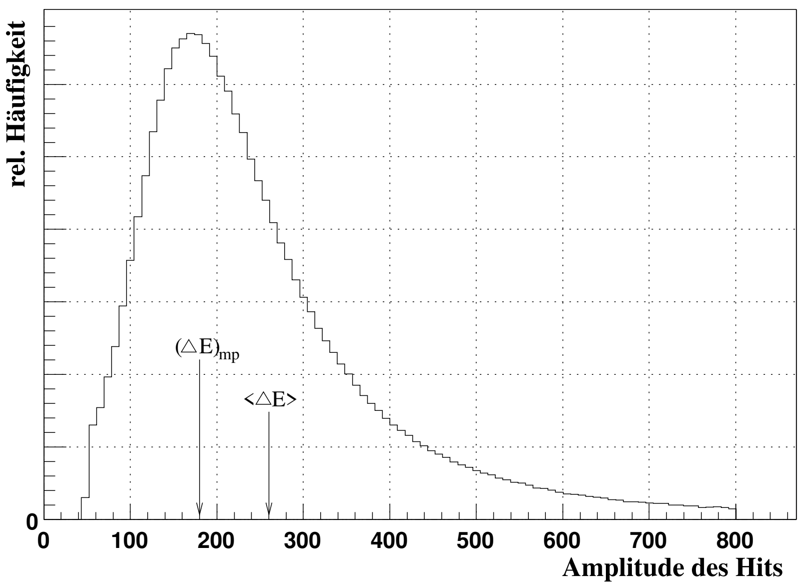


Abbildung 4.2: *Landau-Verteilung der gemessenen Amplitude einer Vielzahl von Spurpunkten in der TPC.*

einem Spurpunkt zugerechnet werden, d.h. sie entspricht der Gesamtladung, die eine Spur in einer Plane erzeugt. Wie man sieht, ist der mögliche Bereich für den Energieverlust in einer einzelnen Plane relativ groß. Um nun einen verlässlichen Wert für den mittleren Energieverlust einer Spur zu erhalten, der mit denen anderer Spuren verglichen werden kann, ist es nötig, über die Werte möglichst vieler Planes zu mitteln. Da die Statistik hierbei nicht besonders groß ist (Einträge in maximal 20 Planes), bietet sich hierzu die "Truncated mean"-Methode an: Man schneidet die oberen 20-30% der Einträge weg, und mittelt dann über die restlichen Werte [Rol99].

Im Rahmen der Durchführung der Kalibration in dieser Arbeit müssen ebenfalls Amplituden verglichen werden, die verschiedene Auswahlkriterien erfüllen (so z.B. Amplituden verschiedener Driftzeit). Hier ist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Werte jedoch so hoch, dass man einfach einen Fit an die Landau-Verteilungen anlegen kann, und man erhält so den wahrscheinlichsten Wert als Parameter der gefitteten Funktion.

4.3 Elektronen-Absorption

Im Kapitel 3.5 wurden bereits Vor- und Nachteile der in der CERES-TPC verwendeten Gasmischung dargestellt. Hier soll nun auf die Vorgänge bei der Elektronen-Absorption eingegangen werden, die durch den Einsatz des Quenchers CO_2 begünstigt wird.

Tritt ein Elektron mit einem Sauerstoffmolekül in Wechselwirkung, so kann dieses das Elektron aufnehmen und es entsteht ein angeregtes, negativ geladenes Sauerstoffion:

$$e^- + O_2 \longrightarrow (O_2^-)^*. \tag{4.6}$$

In sehr dünnen Medien verliert das Sauerstoffion seine Energie über die Wiederaussendung des Elektrons oder über Abstrahlung eines γ-Quants, bei atmosphärischem Druck dagegen erfolgt die Energieabgabe in erster Linie durch Interaktion mit einem anderen Molekül M über zwei Prozesse [Huk87]:

$$(O_2^-)^* + M \longrightarrow \left\{ \begin{array}{lll} O_2 & +M & +e^- \\ O_2^- & +M^* & \end{array} \right\}. \tag{4.7}$$

Im zweiten Fall geht das eingefangene Elektron verloren.

Leider tritt dieser Prozess aufgrund der vielen niedrigen Anregungszustände des CO_2 häufiger als bei der Verwendung anderer Quencher auf, weshalb sehr hohe Anforderungen an die Sauerstoffreinheit des Zählgases gestellt werden müssen. Für die Abnahme der freien Elektronen in Abhängigkeit von der Driftzeit gilt folgender exponentieller Zusammenhang:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-At} \quad \text{mit} \quad A = P(M) \cdot P(O_2) \cdot C, \tag{4.8}$$

$P(M)$	Arbeitsdruck des Zählgases (1 atm),
$P(O_2)$	Partialdruck von O_2,
C	Elektron-Attachment-Koeffizient.

Der Attachment-Koeffizient wurde in einer Studie für das NA49-Experiment [Wen94] bestimmt und hat für das in der CERES-TPC verwendete Gasgemisch etwa die Größe $C = 425\,\text{atm}^{-2}\mu\text{s}^{-1}$. In Abbildung 4.3 sind Messungen des Attachment-Koeffizients für verschiedene Gasmischungen dargestellt. Wie man sieht, steigt der Attachment-Koeffizient mit wachsendem CO_2-Anteil deutlich an, und bei der Verwendung von CH_4 als Quencher ist er deutlich niedriger. Die in der CERES-TPC verwendete Gasmischung entspricht in etwa den Werten für $Ar/CO_2(20\%)$, wenn auch hier das Edelgas Neon zum Einsatz kommt.

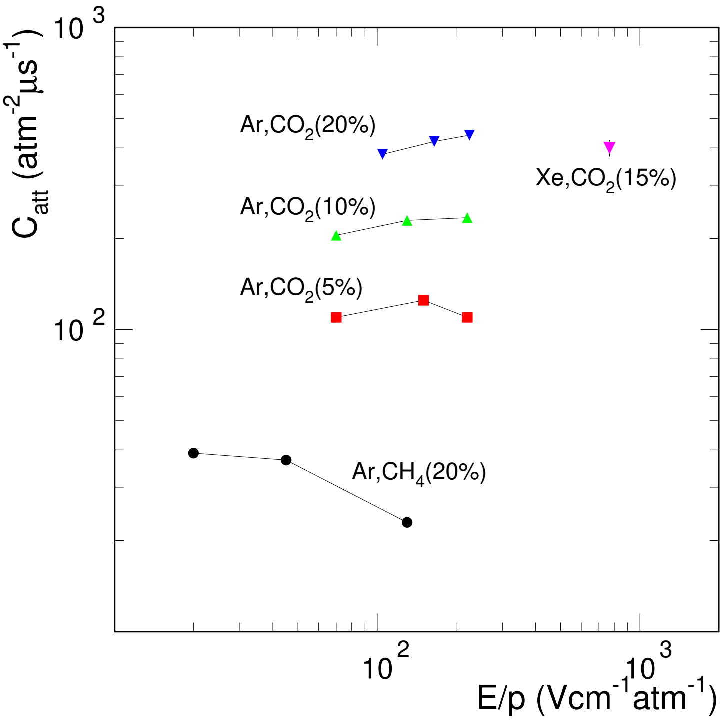


Abbildung 4.3: *Attachment-Koeffizient für verschiedene Gasmischungen in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke.*

Kapitel 5

Pedestals und Nullunterdrückung

Eine elektrische Ladung, welche auf den Pads der TPC induziert wird, gelangt über einen Ladungsverstärker und Pulsformer auf sogenannte Analogspeicher (*Switched Capacitor Array*, SCA). Die bis hierher verwendeten elektronischen Bauteile arbeiten vollständig analog. Sie haben daher einen Arbeitspunkt, der sich in einem Spannungsoffset bemerkbar macht. Dieser kann gemessen werden, ohne dass tatsächlich eine Ladung auf der Padebene induziert wurde. Dieser Offset ist für jeden einzelnen Auslesekanal individuell verschieden und auch in Zeitrichtung nicht konstant. Die Werte zeigen aber in etwa für alle Pads einen ähnlichen Verlauf, der in Abbildung 5.1 dargestellt ist.

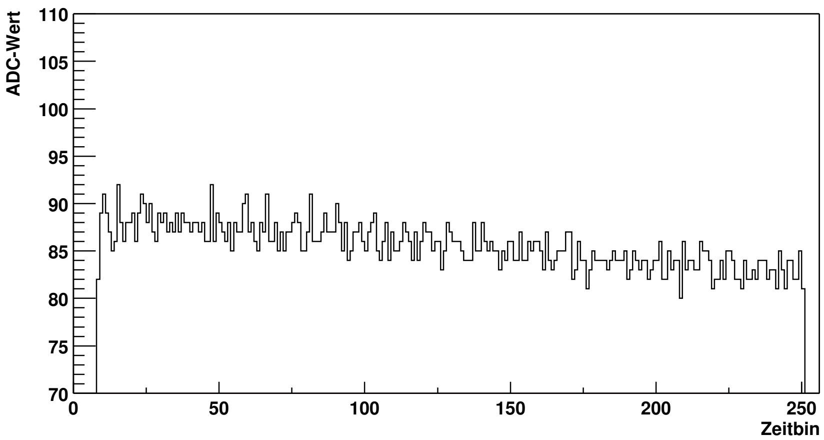


Abbildung 5.1: *Spannungs-Offset eines einzelnen Pads in Abhängigkeit von der Zeit.*

Da dieser Offset für "leere", also trefferlose Ereignisse gilt, und diesem später die gemessenen Signale überlagert sind, spricht man auch von der Baseline oder Null-Linie. Dieser Offset muss nun für jedes Pad bestimmt werden. Hierzu werden die ADC-Werte jedes Pads und jedes Zeitbins von ca. 100 leeren Ereignissen arithmetisch gemittelt. Die gemittelten Werte werden als Pedestals bezeichnet. Die Schwankung des Offsets, die man bei der Mittelung als Standardabweichung erhält, spiegelt das Rauschen (Noise) der Elektronik wieder.

Die Häufigkeits-Verteilung der Pedestals sowie des Rauschens für eine Kammer (also 960 Einzelpads) ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Dabei wurde jeweils über die Zeitbins gemittelt. Man kann deutlich die große Streuung

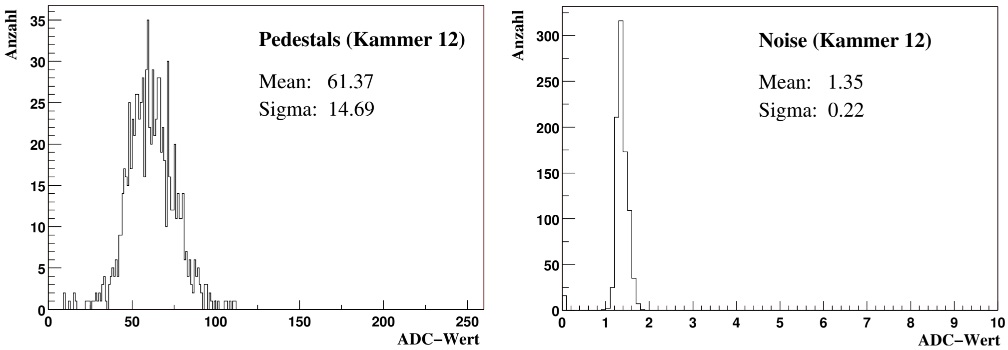


Abbildung 5.2: *Häufigkeits-Verteilung der Pedestals (links) sowie des Rauschens (rechts) für eine Kammer.*

der Pedestal-Werte erkennen, was sich auch in dem Sigma dieser Verteilung widerspiegelt. Der Noise dagegen ist relativ konstant bei einem Mittelwert von 1.35.

Zieht man nun von einem gemessenen leeren Ereignis die Pedestals ab, so haben alle Pads im Mittel tatsächlich eine Baseline um Null. Durch das Rauschen haben jedoch etwa die Hälfte der Pads noch ein Signal, das größer als Null ist, und dessen durchschnittliche Höhe durch die erwähnte Standardabweichung beschrieben wird. Ziel ist es aber die gewonnene Datenmenge zu reduzieren, indem nur echte Signale, die sich signifikant von der Baseline abheben, gespeichert werden. Dies geschieht über die Nullunterdrückung, die dafür sorgt, dass nur Pixel (ein Pixel entspricht einem Zeitbin auf einem Pad) gespeichert werden, deren ADC-Wert größer als Null ist. Daher wird zusätzlich zum Pedestal-Wert das typischerweise Zwei- bis Dreifache der Standardabweichung abgezogen, wodurch praktisch das gesamte Rauschen mit unterdrückt wird. In Abbildung 5.3 sind die Pedestals eines Pads in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen, wobei die Baseline eines einzelnen Events schwach unterlegt ist. Bei der oberen Verteilung wurde zusätzlich das Dreifache der Standardabweichung addiert. Wie man erkennen kann, blieben in diesem Beispiel tatsächlich keine Pixel übrig, deren Signal oberhalb dieser Schwelle liegt. Insgesamt wird so die Datenmenge bei richtigen Ereignissen auf ca. 5% reduziert.

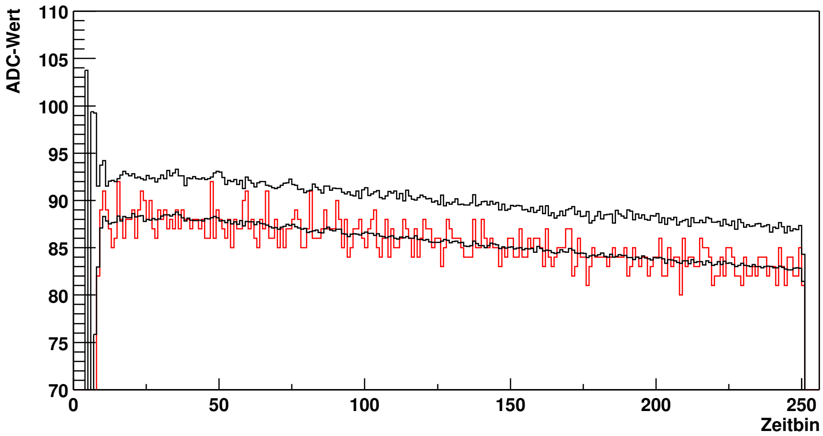


Abbildung 5.3: *Pedestals eines einzelnen Pads in Abhängigkeit von der Zeit. Der obere Verlauf entspricht den Pedestals plus der dreifachen Standardabweichung.*

Der Abzug der Pedestals erfolgt direkt von der Elektronik. Da der Speicher der Chips jedoch nicht ausreicht, um die Pedestals für alle 256 Zeitbins eines Pads aufzunehmen, wurde eine Zuordnungstabelle erstellt, die die 256 Einzelwerte auf die 128 zur Verfügung stehenden Speicherplätze aufteilt. Hierbei wurde so vorgegangen, dass in Bereichen großer Änderung der Pedestals (wie z.B. am Anfang des in Abbildung 5.3 gezeigten Verlaufs) jeder Einzelwert abgespeichert wird, wogegen in Bereichen relativ kleiner Steigung nur jeder zweite oder dritte Wert verwendet wird. Da die Pedestals zeitlich nicht stabil sind, muss die beschriebene Methode zur Bestimmung der Pedestals in regelmäßigen Abständen wiederholt werden.

In Abbildung 5.4 ist ein Ausschnitt aus der Pad-Zeit-Ebene der TPC dargestellt, wobei für jedes Pixel die Größe des ADC-Wertes (nach Nullunterdrückung) aufgeführt ist. Wie man sieht, gibt es noch vereinzelte Pixel mit Einträgen größer Null, die meisten Pixel zeigen jedoch nach der Nullunterdrückung kein Signal mehr. Weiterhin sind in diesem Ausschnitt drei Hits zu sehen, die sich durch eine Ansammlung benachbarter Pixel (sowohl in Zeit-

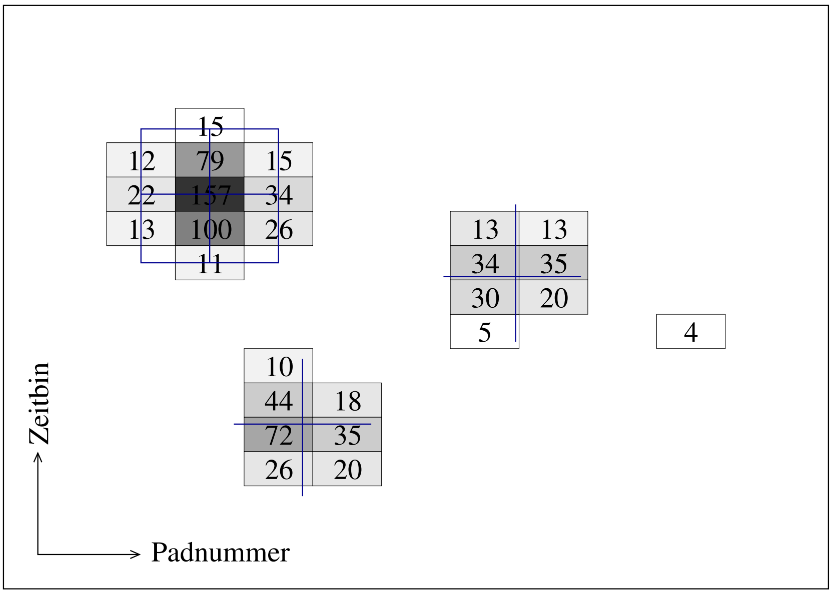


Abbildung 5.4: *Ausschnitt aus der Pad-Zeit-Ebene der TPC, wie sie im Event-Display der Produktions-Software dargestellt wird.*

als auch in Padrichtung) mit ADC-Werten größer Null auszeichnen. Zwei davon konnten keiner Teilchenspur zugerechnet werden (sie sind im Event-Display der Produktionssoftware durch ein einfaches Kreuz dargestellt), ein Hit dagegen wurde als Spurpunkt identifiziert (und ist durch ein Kreuz in einem Kasten dargestellt). Ausgehend von diesem Hit lassen sich die in dieser Arbeit häufig verwendeten Begriffe des maximalen ADC-Wertes und der Amplitude erläutern: der max. ADC-Wert stellt in einem Hit den höchsten ADC-Wert aller diesem Hit zugerechneten Pixel dar und ist meist zentral in der Mitte des Hits lokalisiert (im Beispiel das Pixel mit dem ADC-Wert 157). Die Amplitude des Hits dagegen stellt die Summe aller Pixel des Hits dar, und lässt sich in dem gezeigten Beispiel relativ einfach bestimmen. Schwieriger dagegen wird es bei Hits, die sich gegenseitig überlappen. Hierzu wurden Verfahren entwickelt, die eine stimmige Aufteilung des ADC-Wertes eines Pixels auf mehrere Hits durchführen, auf die aber hier nicht weiter eingegangen werden soll.

Kapitel 6

Durchführung der Kalibration

In diesem Kapitel wird die eigentliche Festlegung und Durchführung der Kalibration besprochen. Sie hat zum Ziel, dass man im Mittel überall in der TPC und unabhängig von Faktoren wie der Driftzeit etc. ein Signal gleicher Höhe erhält, welches nur noch der Landau-Fluktuation unterliegt.

Das Vorgehen ist für alle zu korrigierenden Effekte in etwa identisch: Zunächst wird versucht, den Effekt (möglichst ohne eine Abhängigkeit von anderen Faktoren) zu messen und zu quantifizieren. So erhält man einen Datensatz an Parametern oder Korrekturfunktionen, der dazu dient, den Effekt auszugleichen. Dieser wird dann für eine erneute Datenanalyse verwendet, um zu testen, in wieweit sich die dabei angewendete Korrektur auf die Nivellierung der Pulshöhen auswirkt.

6.1 Die verwendete Software

Dieser Abschnitt soll einen knappen Überblick über die verwendete Software geben. Dabei wird kurz auf das Datenanalyse-System “ROOT” eingegangen, sowie auf die speziellen Erweiterungen zur Analyse der CERES-Daten.

6.1.1 Das Analyse-System ROOT

Für die Durchführung der Kalibration wurde ein Datenanalyse-System verwendet, da eine Vielzahl von Funktionen, wie z.B. Fit-Algorithmen oder Funktionen zur Bearbeitung von Histogrammen benötigt wurden. Ein solches System stellt das Analyse-Softwarepaket “ROOT” dar. Es wurde seit 1994 am CERN speziell für die Anwendung in der Hochenergie-Physik entwickelt und wird seitdem ständig aktualisiert und erweitert. Die zugrundeliegende Programmiersprache ist die objektorientierte Sprache C++. In der objektorientierten Programmierung werden Algorithmen und Datenstrukturen nicht mehr getrennt, sondern es werden Objekte verwendet, die bestimmter eingebauter Methoden (Funktionen) fähig sind. Dabei gehen alle Aktivitäten von diesen Objekten aus, die auch miteinander interagieren können [Her01]. Gerade hierin besteht auch bei der Datenanalyse der große Vorteil: ROOT bietet eine Vielzahl vorgefertigter Objekte (z.B. Histogramme verschiedener Dimensionen) an, denen wiederum eine große Zahl von Methoden zugeordnet sind (z.B. Fit- oder Zeichen-Funktionen). Der Benutzer hat jedoch jederzeit die Möglichkeit, eigene Objekte oder Methoden hinzuzufügen und einzubinden. Daher spricht man bei ROOT auch vom *Framework* (engl. Rahmen, Gefüge). Mit der Zeit ist ROOT immer umfangreicher, aber auch bedienungsfreundlicher geworden und beinhaltet mittlerweile viele nützliche Erweiterungen, wie z.B. ein grafisches User-Interface [ROO01].

6.1.2 Die CERES COOL-Library

Bei der Aufbereitung der Rohdaten, wie sie während der Strahlzeit aufgezeichnet wurden, werden ROOT-Trees angelegt. Diese stellen - wie der Name schon sagt - eine Art verzweigte Baum-Struktur dar und ermöglichen den raschen Zugriff auf die benötigten Daten. So kann man den Tree gezielt nach bestimmten Informationen durchsuchen. Dabei stellt ein Event sozusagen den “Stamm” dar, der sich dann in verschiedene Äste, wie z.B. die Untergruppen “TPC-Hits” oder “TPC-Tracks” verzweigt. In diesen Unterstrukturen wiederum findet man dann Informationen wie z.B. die Verteilung der Amplituden oder die Lokalisation der Hits. Da es sich hierbei um ROOT-Objekte handelt, ist es möglich, alle zur Verfügung stehenden Methoden auf diese Objekte anzuwenden. Um nun gezielt bestimmte Informationen aus dem Tree herauslesen zu können, wird die CERES COOL-Library benötigt. Sie stellt gewissermaßen eine Erweiterung des ROOT-Systems dar und ist speziell auf die CERES-Daten zugeschnitten.

Die Daten, die für die Kalibration verwendet wurden, sind aus Blei-Gold-Kollisionen gewonnen worden, wobei Blei-Kerne bei einer Energie von 158 GeV pro Nukleon auf ein Gold-Target geschossen wurden. Aus diesen Datensätzen kann man nun - nachdem sie z.B. nach Spurpunkten abgesucht und aus diesen dann die einzelnen Spuren rekonstruiert wurden - verschiedene Größen herauslesen, oder ihre Abhängigkeit von anderen Größen bestimmen. So sollte z.B. überall in der TPC im Mittel die gleiche Signalhöhe gemessen werden. Tatsächlich hängt sie aber von verschiedenen Faktoren ab, die bereits in Abschnitt 4.1 aufgezählt wurden. Diese Abhängigkeiten sollen nun bestimmt und anschließend durch eine geeignete Korrektur ausgeglichen werden.

6.2 Driftzeitabhängige Phänomene

Die im Ionisationsprozess erzeugten Elektronen können, wie in Kapitel 4.3 dargelegt, durch Anlagerung an Sauerstoff absorbiert werden. Diese Absorption tritt dabei um so häufiger auf, je länger die Driftstrecke der Elektronen ist. Die gemessene Amplitude fällt daher exponentiell mit der Driftzeit ab, der funktionelle Zusammenhang wird durch Gleichung (4.8) beschrieben.

Um diesen Effekt messen und korrigieren zu können, wurde zunächst davon ausgegangen, dass die Driftzeit-Abhängigkeit durchaus für verschiedene Planes, also entlang der Strahlachse, unterschiedliche Werte annehmen kann, weshalb die Korrektur für jede Plane separat durchgeführt wurde. Dabei wurde aber über alle Pads dieser Plane gemittelt. Im ersten Schritt wurde nun für jede Plane ein zweidimensionales Histogramm gefüllt, in dem die Amplitude gegen die Driftzeit eingetragen wurde (siehe Abbildung 6.1). Hierbei wurden

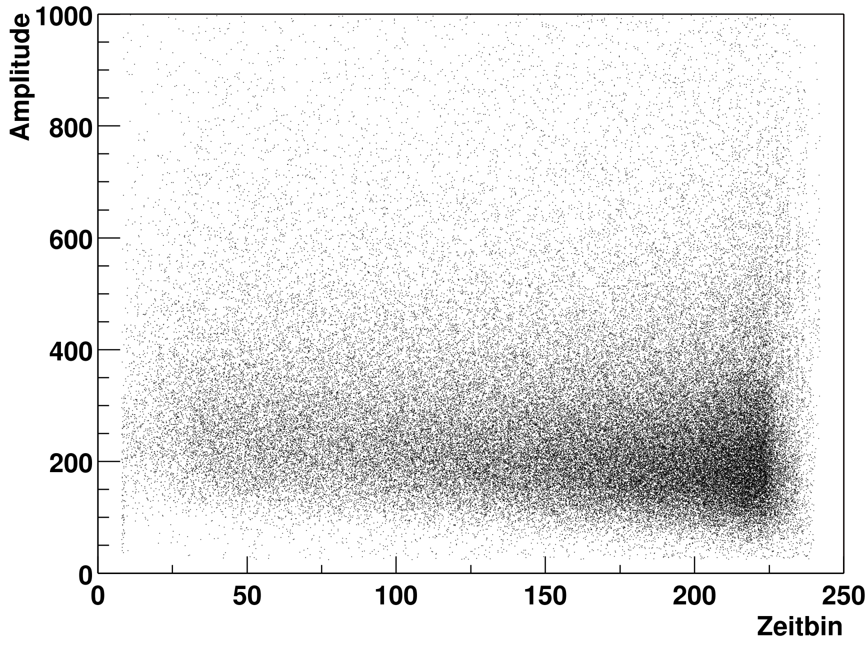
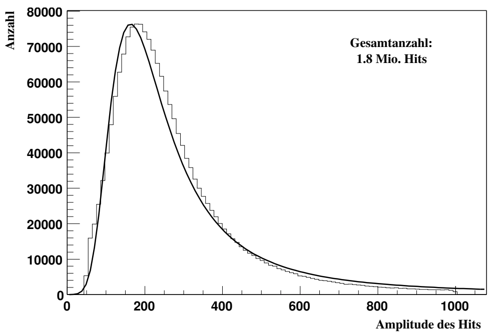


Abbildung 6.1: *Verteilung der Amplituden aller Hits (auf Spuren) in Abhängigkeit von der Driftzeit (hier exemplarisch Plane 10).*

nur Hits berücksichtigt, die zu einer Teilchenspur (*track*) gehören. Außerdem wurden die Amplituden auf den Winkel θ gegenüber der Strahlachse korrigiert: Je größer dieser Winkel wird, desto länger ist das Teilstück der Spur, welches auf die Padebene projiziert wird. Daher muss die Amplitude mit dem Cosinus dieses Winkels multipliziert werden.

Auf dieser Basis wäre es bereits möglich, durch einfache Mittelung eine Amplituden-Driftzeit-Abhängigkeit zu bestimmen. Diese Methode wäre jedoch sehr ungenau, da bereits durch Schwankungen in der Breite und durch den langen Schwanz der Landau-Verteilung größere Abweichungen auftreten würden. Daher wurde die zweidimensionale Verteilung entlang der Zeitrichtung in viele eindimensionale Landau-Verteilungen zerschnitten, wobei jede einzelne Verteilung einem bestimmten Zeitintervall entspricht. Dieses wurde auf fünf Zeitbins festgelegt, um einen guten Kompromiss zwischen der Anzahl der Einzel-Histogramme und der Anzahl der Einträge pro Histogramm zu gewährleisten. Diese Verteilungen werden schließlich durch eine Landau-Funktion gefittet und dabei die Position des Maximums, also die wahrscheinlichste Amplitude bestimmt (Abbildung 6.2, links).



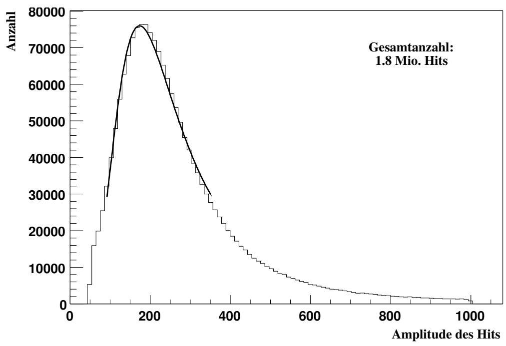


Abbildung 6.2: *Landau-Verteilung und gefittete Funktion mit vollem (links) und eingeschränktem (rechts) Fitbereich.*

Da die Verteilung zwar recht gut, aber durch verschiedene Effekte letztendlich nicht absolut exakt durch die Landau-Distribution beschrieben werden kann, kommt es zwischen der gemessenen Verteilung und der gefitteten Kurve zu einer geringen Abweichung. Faktoren, die hierbei eine Rolle spielen sind z.B., dass über alle Hits, also auch die verschiedener Teilchen-Spezies, sowie über alle Impulse gemittelt wird. Wie sich zeigte, sind Betrag und Richtung dieser Abweichung nahezu immer gleich, so dass dies nicht zwangsläufig zu abweichenden Ergebnissen führen muss. Um jedoch eine Rest-Unsicherheit auszuschließen, wurde der Fit folgendermaßen optimiert: Zunächst wurde über den gesamten Bereich (bis zu einem Amplitudenwert von 1000) gefittet (was dem ursprünglichen Verfahren entspricht und in Abbildung 6.2 (links) dargestellt ist). Von dieser Funktion wurden zwei Parameter ermittelt (Ort des Maximums und Breite der Verteilung), und um dieses Maximum in einem

Bereich, der von der Breite abhängt, erneut gefittet. Nachdem dieses Vorgehen ein weiteres Mal wiederholt wurde, beschreibt die gefittete Funktion sehr gut die gemessenen Daten im Bereich des Maximums (siehe Abbildung 6.2, rechts).

Diese wahrscheinlichste Amplitude, die für jedes Zeitintervall bestimmt wurde, wurde nun dazu genutzt, um die Amplituden-Driftzeit-Abhängigkeit zu bestimmen, indem Sie gegen das zugehörige Zeitbin aufgetragen wurde. Ein solcher Verlauf ist in Abbildung 6.3 exemplarisch für die erste und letzte Plane der TPC dargestellt. Hier ist bereits eine Exponentialfunktion an die

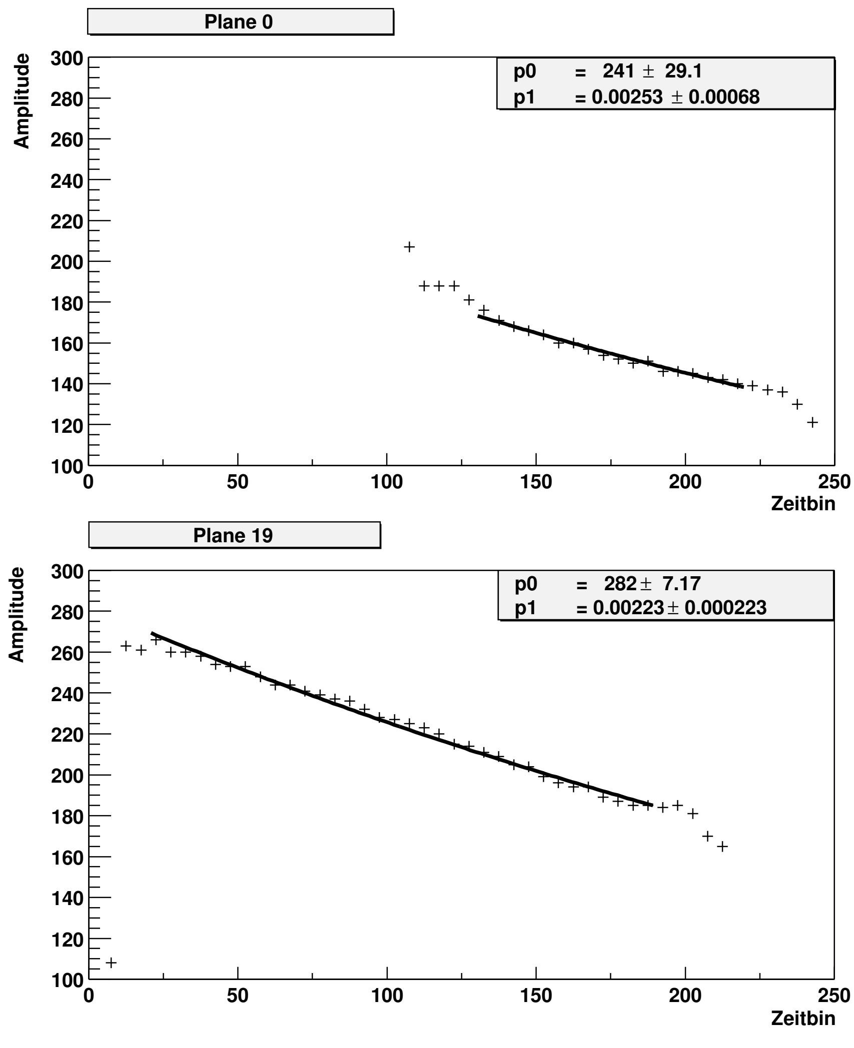


Abbildung 6.3: *Driftzeit-Abhängigkeit der Amplitude für die erste (oben) und letzte (unten) Plane in der TPC.*

Messwerte gefittet. Diese Funktion lautet in Anlehnung an Gleichung (4.8)

$$A(t) = p_0 \cdot e^{-p_1 t} \tag{6.1}$$

wobei Parameter p_0 die Amplitude zum Zeitpunkt $t = 0$ darstellt, also den Wert, auf den die reduzierten Amplituden $A(t > 0)$ korrigiert werden müssen. Mit der Kenntnis der Driftzeit t ist dies über den zweiten Parameter p_1 möglich. In diesem steckt, wie bei Gleichung (4.8) beschrieben, der Arbeitsdruck von ca. 1 atm, der (innerhalb einer begrenzten Zeitspanne) als konstant angesehen werden kann, sowie der Attachment-Koeffizient C=425 atm$^{-2}\mu$s^{-1} und der Partialdruck des Sauerstoffes. Daraus folgt, dass man, falls man dies als einziges driftzeit-abhängiges Phänomen betrachtet, den Sauerstoffgehalt in der TPC bestimmen kann. Hierzu muss jedoch die Driftzeit (die ja hier in Einheiten von Zeitbins eingeht) in die Einheit 'μs' umgerechnet werden. Die Samplingfrequenz, also die Anzahl der Zeitbins pro Sekunde beträgt 3.4 MHz, woraus sich eine Zeitspanne von 0.2941 μs pro Zeitbin ergibt.

Was in Abbildung 6.3 sofort auffällt, ist, dass für die vorderste Ebene (Plane 0) der Datensatz erst beim Zeitbin 100 einsetzt und dafür bei der hintersten Ebene (Plane 19) bereits bei Zeitbin 210 endet. Dies hat seine Ursache in der Geometrie der TPC, womit verbunden ist, dass nur Spuren im Akzeptanzbereich der TPC mit einem Polarwinkel θ zwischen 8° und 15° berücksichtigt werden (siehe Abbildung 6.4). Für den kleinsten möglichen

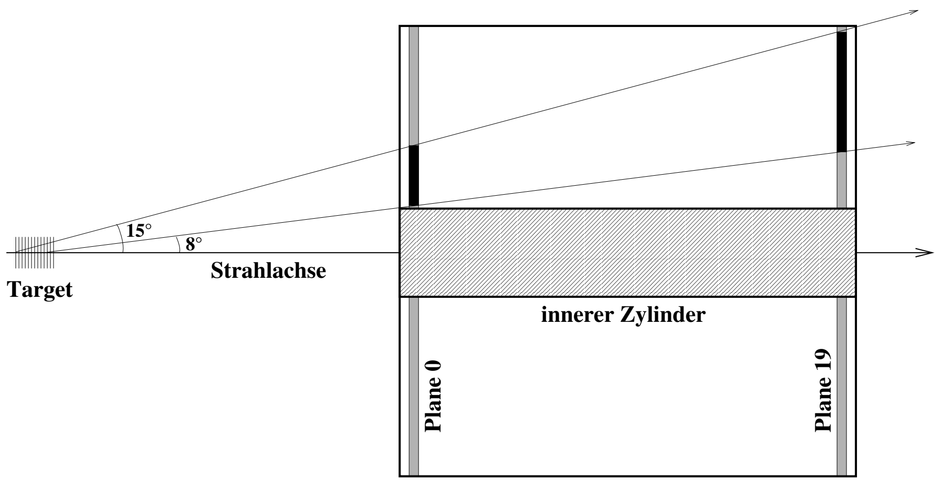


Abbildung 6.4: *Darstellung des möglichen Bereiches für Spuren in der TPC (nicht maßstabsgetreu).*

Winkel von 8° ergeben sich in Plane 0 maximale Driftzeiten, während in Plane 19 der Bereich zu langen Driftzeiten hin abgeschnitten ist. Anders herum verhält es sich beim größten möglichen Winkel von ca. 15°: Hier ergeben sich in Plane 19 minimale Driftzeiten, während in den vorderen Planes der Bereich der kurzen Driftzeiten im “Schatten” liegt. Durch diesen Effekt ist es besonders für die vorderen Planes aufgrund des eingeschränkten Bereiches etwas schwierig, ein gutes Fit-Resultat zu erhalten, was sich in der Größe des Fehlers widerspiegelt. Der hierbei interessante Fitparameter p_1, der ein Maß für die Driftzeit-Abhängigkeit der Amplituden darstellt, wird im Folgenden der Einfachheit halber mit “Driftparameter” bezeichnet. Trägt man diesen nun für alle 20 Planes in ein Diagramm ein, so ergibt sich folgender charakteristischer Verlauf (Abbildung 6.5):

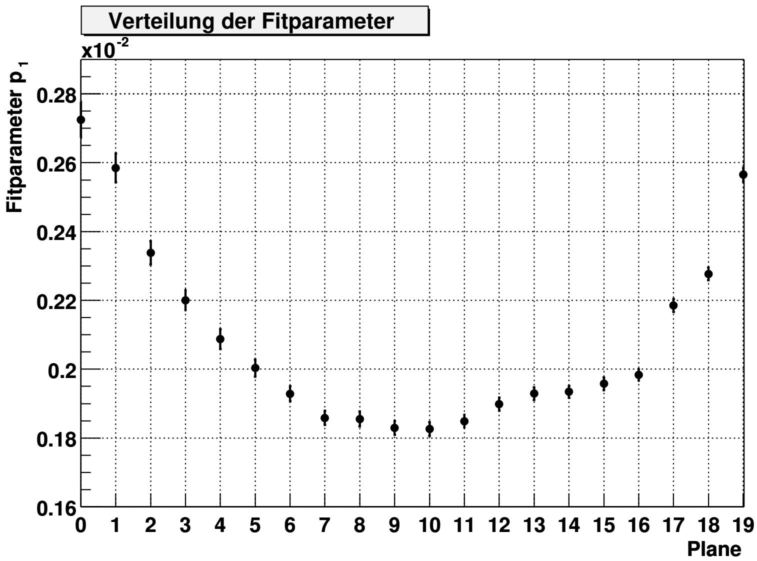


Abbildung 6.5: *Abhängigkeit des Driftparameters von der Plane.*

Im vorderen Bereich der TPC ist der Driftparameter relativ hoch und fällt dann kontinuierlich zur Mitte hin ab. Am Ende der TPC steigt er schließlich wieder sprunghaft an. Nimmt man an, dass die Abnahme der Amplitude mit der Driftzeit seine Ursache nur in der Anlagerung von Elektronen an Sauerstoffmoleküle hat, so kann man mit Hilfe von Gleichung (4.8) den Partialdruck des Sauerstoffes berechnen. In diesem Fall ergibt sich vorn bei Plane 0 ein Anteil von 21.7 ppm (*parts per million*) und im Minimum um Plane 10 von 14.5 ppm. Diese Werte sind deutlich höher als erwartet, denn dies würde bedeuten, dass für die maximale Driftzeit von 250 Zeitbins im vorderen Bereich der TPC fast 50% der Elektronen eingefangen werden. Im Minimum entspräche dies immerhin noch 36%. Während der Strahlzeit wird regelmäßig der Sauerstoff-Anteil in der TPC gemessen und aufgezeichnet. Diese Werte lagen deutlich niedriger bei etwa 11 ppm.

Wie es zu dieser charakteristischen Verteilung innerhalb der TPC kommt, war lange Zeit nicht geklärt. Eine Vermutung, die bei einem solchen Verlauf unmittelbar aufkommt, wäre, dass an den Enden der TPC Sauerstoff eindringen kann. Besonders vorn ist die TPC nur durch eine dünne Mylar-Folie verschlossen, da hier ja die in der Kollision erzeugten Teilchen möglichst ungehindert eintreten müssen. Hier hat die TPC jedoch keinen direkten Kontakt zur Außenluft, sondern ist durch eine weitere dünne, mit CO_2 gefüllte Kammer von dieser isoliert. Um zu prüfen, ob ein bestimmter Bereich in den vorderen Planes einen besonders hohen Driftparameter aufweist, was auf einen möglichen Sauerstoff-Eintritt in diesem Segment hinweisen würde, wurden die ersten 3 Planes zusammengefasst (um eine höhere Statistik zu erhalten), und die Verteilung der Driftparameter in Abhängigkeit von der Kammer (also somit vom Winkel ϕ) bestimmt. Hierbei zeigten sich jedoch keine auffälligen Strukturen, die auf ein Leck hinweisen würden.

Der zweite Punkt ist, dass der ermittelte Driftparameter insgesamt, also auch in der Mitte der TPC noch viel zu hoch ist. Um zu testen, ob es außer der Anlagerung von Elektronen an Sauerstoff noch weitere Effekte gibt, die zu einer solchen Verteilung beitragen könnten, wurde eine mögliche Multiplizitäts-Abhängigkeit untersucht. Die Multiplizität gibt an, wie viele Spuren durch eine Kollision erzeugt werden. Sie hängt davon ab, wie zentral der Stoß der Kerne stattfand. Bei normaler Datenaufzeichnung sind nur die Ereignisse interessant, die zentrale Stöße mit maximaler Energie darstellen. Andere Kollisionen werden mit Hilfe eines Triggers ausgemustert und nicht aufgezeichnet. Von Zeit zu Zeit werden jedoch auch einige sogenannte "Minimum-Bias"-Runs aufgezeichnet. Hierbei handelt es sich um Datensätze, die auch die nicht-zentralen Stöße mit einschließen.

Je höher nun die Multiplizität ist, umso häufiger kommt es vor, dass auf einem Pad innerhalb kurzer Zeit (also innerhalb der vorgegebenen 256 Zeitbins) mehrere Hits registriert werden müssen. Jedes Signal führt jedoch zu einem Absinken der Baseline, was wiederum dazu führt, dass für Folgehits eine zu niedrige Amplitude gemessen wird. Diesen Effekt nennt man "Undershoot" und er wird ausführlich im Abschnitt 6.4.1 diskutiert. Dies könnte auch erklären, warum im vorderen Teil der TPC der Driftparameter deutlich erhöht ist, denn hier liegen die Spuren viel dichter als im hinteren Teil der TPC (siehe Abbildung 6.4).

In Abbildung 6.6 ist die Verteilung der Spurenanzahl pro Event aufgetragen, und zwar vergleichend für einen gewöhnlichen Run mit zentralen Stößen (links) und einen Minimum-Bias-Run (rechts). Um nun einen möglichen diesbezüglichen Effekt messen zu können, wurde der Minimum-Bias-Run ausgewertet, indem die Ereignisse in drei Gruppen eingeteilt wurden, wobei die

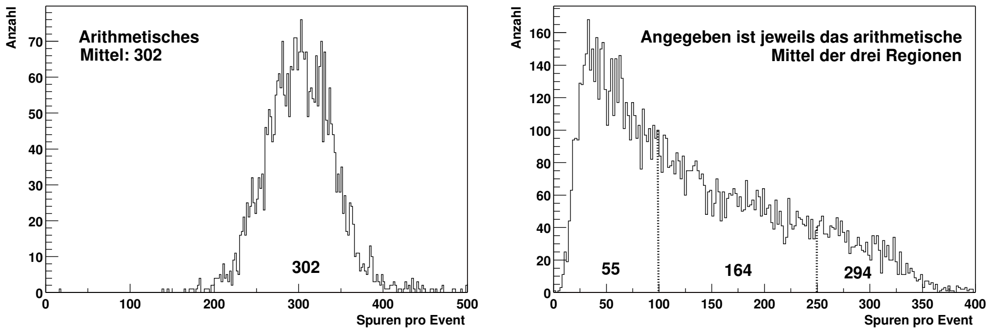


Abbildung 6.6: *Häufigkeits-Verteilung der Spurenanzahl pro Event für einen gewöhnlichen Run (links) und einen Minimum-Bias-Run (rechts).*

Einordnung nach der Spurenanzahl des entsprechenden Ereignisses erfolgte. Die Einteilung ist jeweils mit dem arithmetischen Mittelwert eines jeden Bereichs in Abbildung 6.6 (rechts) eingetragen. Für jede Gruppe wurde nun einzeln die Driftabhängigkeits-Kurve aufgenommen. Es zeigte sich, dass sich die charakteristische Form der Verteilung nicht verändert, jedoch der Driftparameter allgemein bei kleinerer Multiplizität ebenfalls niedriger ist (siehe Abbildung 6.7). Somit ist davon auszugehen, dass der aus dem Parameter

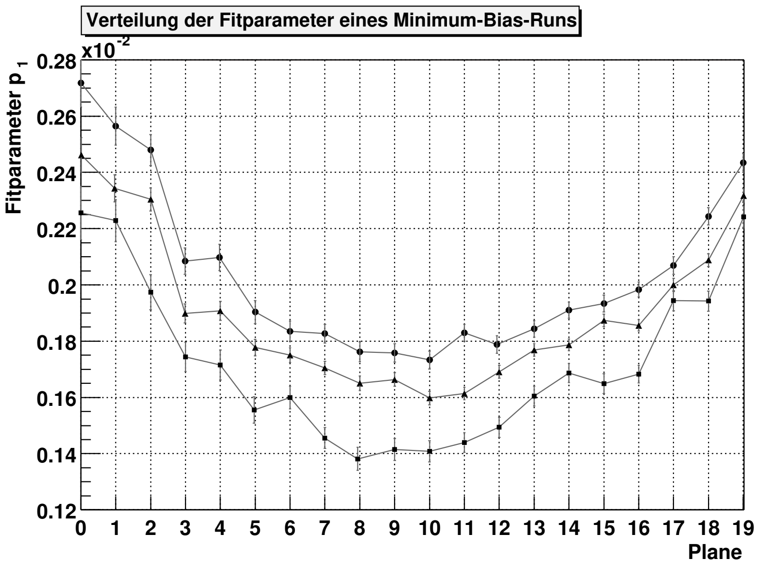


Abbildung 6.7: *Attachment-Kurven für die drei in Abbildung 6.6 gezeigten Bereiche, von unten nach oben mit wachsender Multiplizität.*

berechnete Sauerstoff-Anteil zu hoch angesetzt ist. Extrapoliert man die Einzelergebnisse der drei Gruppen des Minimum-Bias-Runs zur Spurdichte 0, so ergibt sich daraus für das Minimum in der Mitte der TPC ein Sauerstoff-Anteil von 10.4 ppm, was ziemlich exakt dem durchschnittlich gemessenen Wert von 11 ppm entspricht. In Abbildung 6.8 sind für vier Planes die ermittelten Fitparameter p_1 in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl der Spuren pro Event, wie sie in Abbildung 6.6 (rechts) selektiert wurden, dargestellt. Der Wert bei einer angenommenen Multiplizität von Null stellt dabei den

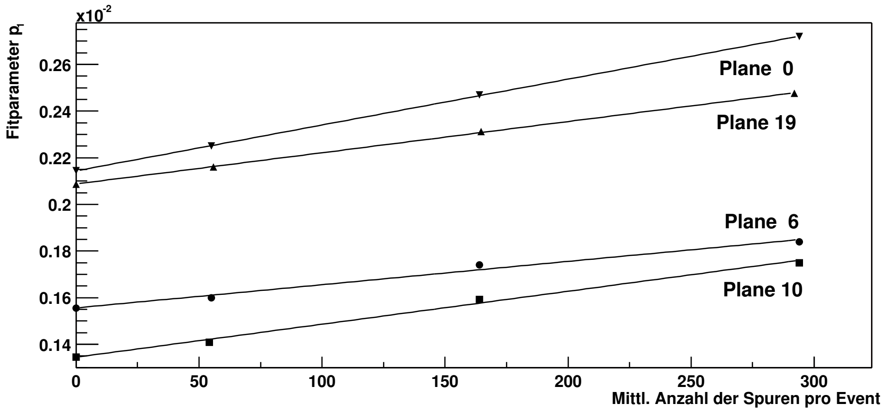


Abbildung 6.8: *Extrapolation des Driftparameters hin zur Multiplizität Null.*

aus den übrigen drei Punkten extrapolierten Wert dar. Was man in dieser Darstellung jedoch auch deutlich erkennen kann ist, dass die Geraden keinesfalls alle einem gemeinsamen Wert zustreben, sondern vielmehr fast parallel verlaufen. Dies bedeutet, dass zwar eine erhöhte Multiplizität zu einem größeren Driftparameter führt, aber dennoch die starke Erhöhung an den Enden der TPC damit nicht unmittelbar erklärt werden kann. Andererseits ist es durchaus möglich, dass dieses Phänomen dennoch aus dem Undershoot-Effekt hervorgeht, da die Gesamtzahl aller Hits, die zum Undershoot-Effekt beitragen, nicht notwendigerweise proportional zur Multiplizität ist. Vielmehr ist die Größe des Untergrundes, also die Anzahl an Hits, die nicht zu Spuren gehören, im vorderen Bereich der TPC besonders groß. Da die Teilchen, die diesen Untergrund bilden, relativ niederenergetisch sind, werden sie durch das Magnetfeld schnell aus dem aktiven Volumen der TPC herausgelenkt. In Abbildung 6.9 ist das Verhältnis aller Hits zu solchen, die auf Spuren liegen, für alle 20 Planes aufgetragen. Wie man sieht, ist der Anteil an Hits, die nicht zu Spuren gehören, im vorderen Bereich der TPC deutlich erhöht, wodurch auch die Gesamtzahl aller Hits hier um ca 50% höher

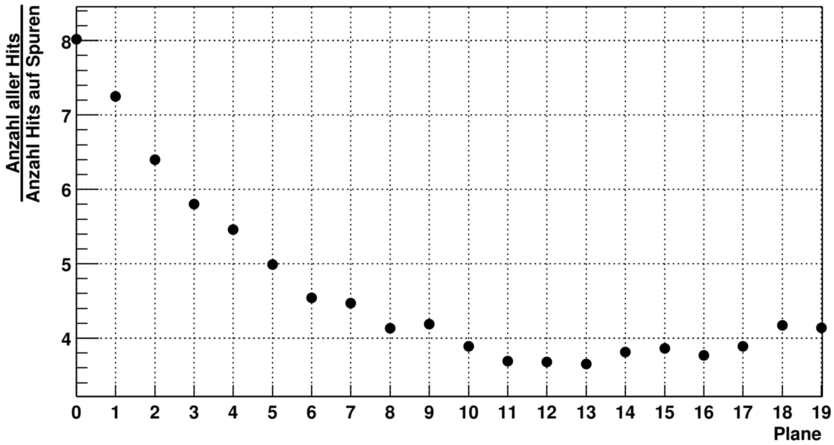


Abbildung 6.9: *Verhältnis aller Hits zu Hits auf Spuren, separat bestimmt für jede Plane der TPC.*

als in der Mitte der TPC ist. Da dies zu einem verstärkten Absinken der Baseline führen kann, ist es unumgänglich, zunächst den Effekt des Undershoots zu korrigieren, und dann die Driftparameter neu zu bestimmen. Mit der Bestimmung und Durchführung der Undershoot-Korrektur beschäftigt sich Abschnitt 6.4.1.

Um den Unterschied der Driftparameter vor und nach der Undershoot-Korrektur deutlich zu machen, wurden in Abbildung 6.10 die alte Verteilung aus Abbildung 6.5 und die neue Verteilung nach der Korrektur zusammen in ein Koordinatensystem eingetragen. Wie man sofort sieht, ist der gesamte vordere Bereich der Verteilung nun fast konstant bei einem Parameter von ca. (0.14-0.15)$\cdot 10^{-2}$, was einem Partialdruck des Sauerstoffs von (11.2-12.0) ppm entspräche. Lediglich am hinteren Ende der TPC steigt der Parameter noch immer relativ stark an. Dies deckt sich auch mit der Beobachtung, dass hier der Anteil an Untergrund-Hits nicht besonders stark anwächst (siehe Abbildung 6.9), was darauf schließen lässt, dass der Anstieg des Driftparameters für die hinteren Planes nicht unmittelbar vom Undershoot hervorgerufen wird. Eine mögliche Erklärung hierfür hängt mit dem lateralen Crosstalk zusammen, und wird in Abschnitt 6.4.2 beschrieben.

Um nun zu testen, ob die für jede Plane separat bestimmten Driftparameter bei der Anwendung als Korrekturfaktoren im Rahmen einer erneuten Datenanalyse tatsächlich die Driftabhängigkeit nivellieren, wurde eine neue Produktion unter Anwendung der Driftparameter und der Parameter der Pad-zu-Pad-Korrektur (siehe folgender Abschnitt) gestartet. Unter einer

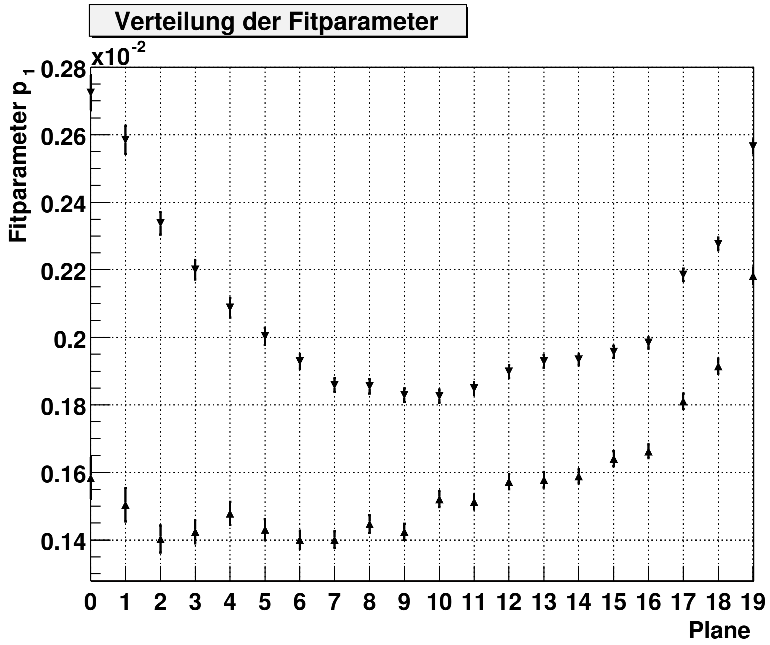


Abbildung 6.10: *Abhängigkeit des Driftparameters von der Plane vor (obere Messwerte) und nach (untere Messwerte) der Undershoot-Korrektur.*

Produktion versteht man die Analyse der Rohdaten, wobei unter anderem nach Hits gesucht wird, und die Teilchen-Spuren rekonstruiert werden.

Das Ergebnis nach Anwendung der Korrektur ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Hier sind die erhaltenen Driftparameter wieder in Abhängigkeit von der Plane aufgetragen. Dabei ist die Skala so gewählt, dass sie den gleichen Abständen wie in Abbildung 6.10 entspricht. Die Skala ist lediglich nach unten auf den Bereich um die Null-Linie verschoben. Wie man sieht, ist tatsächlich die Driftabhängigkeit vollständig ausgeglichen worden und die nach der Korrektur bestimmten Driftparameter liegen nun alle etwa bei Null. Dadurch wird die Exponentialfunktion in Gleichung (6.1) unabhängig von der Driftzeit t zu Eins, und die Amplitude ist konstant.

6.3 Pad-zu-Pad-Abhängigkeit

Der nächste wichtige Faktor, der korrigiert werden muss, ist die unterschiedliche Verstärkung des Signals eines jeden Pads. Unter diesem Punkt werden alle Effekte zusammengefasst, die von Pad zu Pad variieren, aber auch Charakteristika, die sich über eine ganze Kammer oder bestimmte elektronische

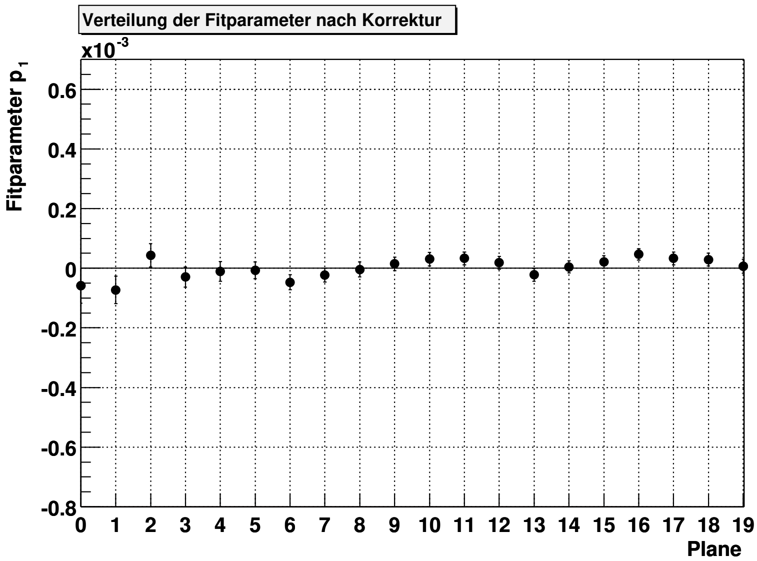


Abbildung 6.11: *Abhängigkeit des Driftparameters von der Plane nach Anwendung der Korrekturen.*

Baugruppen erstrecken.

Ein wichtiger Unterschied zur Untersuchung der Driftzeit-Abhängigkeit besteht darin, dass hier nicht die Amplituden, sondern die maximalen ADC-Werte der Hits verglichen werden. Dieser Wert stellt praktisch den Maximalwert eines Ladungsclusters dar, der ziemlich exakt in der Mitte des Clusters lokalisiert ist. Da es sich um einen Analog-Digital-Converter (ADC) von 8-Bit handelt, ist der Wert auf den Bereich von 0 bis 255 beschränkt. Der Vorteil des maximalen ADC's gegenüber der Amplitude liegt darin, dass der Maximalwert wirklich auf einem einzelnen Pad lokalisiert ist, während bei der Amplitude auch Einflüsse der benachbarten Pads mit eingehen. So würde z.B. ein benachbartes "totes" Pad die Amplitude des Hits verringern und den Wert für das betrachtete Pad verfälschen. Außerdem treten Schwelleneffekte auf, d.h. durch die Nullunterdrückung kann es dazu kommen, dass der äußere Bereich eines Hits unter der Schwelle der Nullunterdrückung liegt, und dadurch verloren geht.

Für die maximalen ADC-Werte wird nun eine Verteilung für jedes einzelne Pad erstellt, wobei auch diese Werte - wie die Amplituden - auf den Winkel θ korrigiert wurden. Die Verteilungen folgen ebenfalls weitestgehend einer Landau-Funktion, sind jedoch relativ breit. Dies liegt daran, dass ein Hit, der exakt in der Mitte eines Pads lokalisiert ist, einen sehr hohen Anteil der Gesamtamplitude auf diesem Pad vereint, während Hits, die zwischen zwei

Pads liegen, sich zu gleichen Teilen auf diese verteilen. Um die Verteilungen der einzelnen Pads miteinander vergleichen zu können, wird auch hier folgendes Verfahren angewandt: An die einzelnen Histogramme wird im gesamten Bereich (also für max. ADC-Werte von 0 bis 255) eine Landau-Funktion gefittet, und der Fitbereich dann um das Maximum herum eingeschränkt, wie es zuvor auch bei der Betrachtung der Amplituden durchgeführt wurde. Dadurch erhält man sehr verlässliche Ergebnisse für den wahrscheinlichsten Wert des maximalen ADC's. In Abbildung 6.12 sind diese Werte für jeweils eine ganze Plane - bestehend aus 768 Einzelpads - aufgetragen.

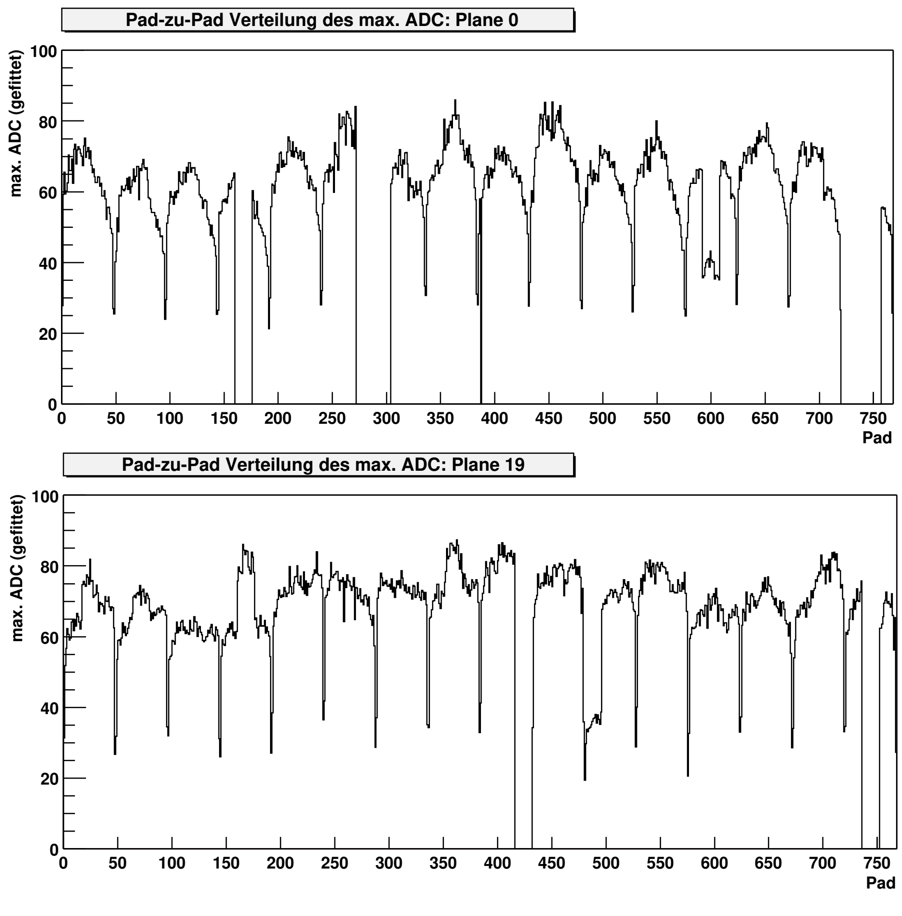


Abbildung 6.12: *Pad-Zu-Pad-Abhängigkeit des max. ADC-Wertes für die erste (oben) und letzte (unten) Plane in der TPC.*

Folgende Strukturen lassen sich erkennen: Ganz deutlich tritt eine Periodizität auf, die sich von Kammer zu Kammer wiederholt. Man kann deutlich die 16 Kammern zu jeweils 48 Pads erkennen. An den Rändern einer jeden

Kammer kommt es zu starken Einbrüchen. Was die Ursache dieser bogenartigen Struktur ist, wurde vielfach diskutiert. Eine mögliche Erklärung wäre, dass sich aufgrund elektrostatischer Kräfte die Verstärkungsdrähte, die die Ionisationslawine auslösen, durchbiegen. Da sie an den Rändern der Kammer befestigt sind, wäre die Durchbiegung in der Mitte einer Kammer am größten. Dadurch, dass der Draht hier der Pad-Ebene am nächsten kommt, wäre das auf den Pads induzierte Signal etwas stärker. Es wurde eine einfache Rechnung mit dem Feldsimulationsprogramm "Garfield" durchgeführt, welche diese Theorie bekräftigt [Gar01].

Eine weitere Struktur beschränkt sich jeweils auf 16 benachbarte Pads: Die Auslese der Daten einer Kammer erfolgt über 3 Front-End Boards (pro Plane), an die jeweils 16 Pads angeschlossen sind. Diese Struktur lässt sich besonders deutlich dort ausmachen, wo Front-End Boards defekt sind. Hier können keine Daten genommen werden und der gefittete Maximal-ADC ist 0. In Abbildung 6.12 (oben) ist ebenfalls ein Board zu erkennen, dessen Verstärkung um ca. die Hälfte reduziert ist; es erstreckt sich von Pad 592-607. Ebenso gibt es Boards, deren Verstärkung deutlich erhöht ist, z.B. Pad 160-175 in Plane 19 (untere Abbildung). Letztendlich sind auch einzelne Pads zu erkennen, die sich z.T. relativ deutlich von der übergeordneten Struktur abheben.

Um diese Korrektur von anderen Faktoren weitestgehend unabhängig zu machen, wurde zuerst die Driftzeit-Abhängigkeit bestimmt und korrigiert und anschließend erst die Pad-zu-Pad-Verteilung aufgenommen. Dies verhindert, dass die Unterschiede, die sich für verschiedene Planes ergeben, sich auf die Pad-zu-Pad-Korrektur fortpflanzen. Von anderen Faktoren dagegen sollte diese Korrektur relativ unabhängig sein, da hier über alle Einträge eines Pads, also auch alle Zeitbins gemittelt wird.

Es braucht hier nicht unerwähnt zu bleiben, dass verschiedene Versuche unternommen wurden, strengere Auswahlkriterien für die Hits vorzugeben als lediglich die Zugehörigkeit zu Spuren. Im Hinblick auf das Ziel dieser Arbeit, nämlich die verbesserte Unterscheidung von Pionen und Elektronen anhand des differentiellen Energieverlustes, wurden so z.B. nur Spuren von Teilchen negativer Ladung oder sogar nur solche innerhalb eines kleinen Impulsbereichs ausgewählt, welcher für die e-π-Separation von besonderer Bedeutung ist. Es zeigte sich jedoch, dass sowohl die Breite der einzelnen Landau-Verteilungen, als auch die Ergebnisse der Korrektur davon praktisch unbeeinflusst blieben, so dass durch die deutliche Dezimierung der zur Verfügung stehenden Hits eher eine Verschlechterung in der Bestimmung der Parameter durch die Vergrößerung des statistischen Fehlers eintrat.

Um nun eine Korrektur durchführen zu können, wurde zunächst ein mittlerer Wert für den maximalen ADC aller Pads bestimmt. Dies wird jedoch, um später einmal die Ergebnisse unterschiedlicher Runs miteinander vergleichen zu können, nur ein einziges Mal gemacht, und dieser Mittelwert wird für alle Runs gleichermaßen verwendet.

Nun wird dieser Mittelwert durch den aus dem Fit erhaltenen wahrscheinlichsten maximalen ADC eines jeden Pads geteilt. So erhält man einen Korrekturfaktor, der für Pads einer großen Verstärkung kleiner als 1, für solche mit kleiner Verstärkung dagegen größer als 1 ist. Multipliziert man nun jeweils ein auf dem Pad erhaltenes Signal mit dem zugehörigen Faktor, so sollten sich Unterschiede von Pad zu Pad ausgleichen.

Um auch hier zu testen, in welchem Maße die ermittelten Korrekturfaktoren zu einer Nivellierung der Signalhöhen verschiedener Pads führen, wurden sie zusammen mit denen der Driftzeit-Korrektur dazu verwendet, eine

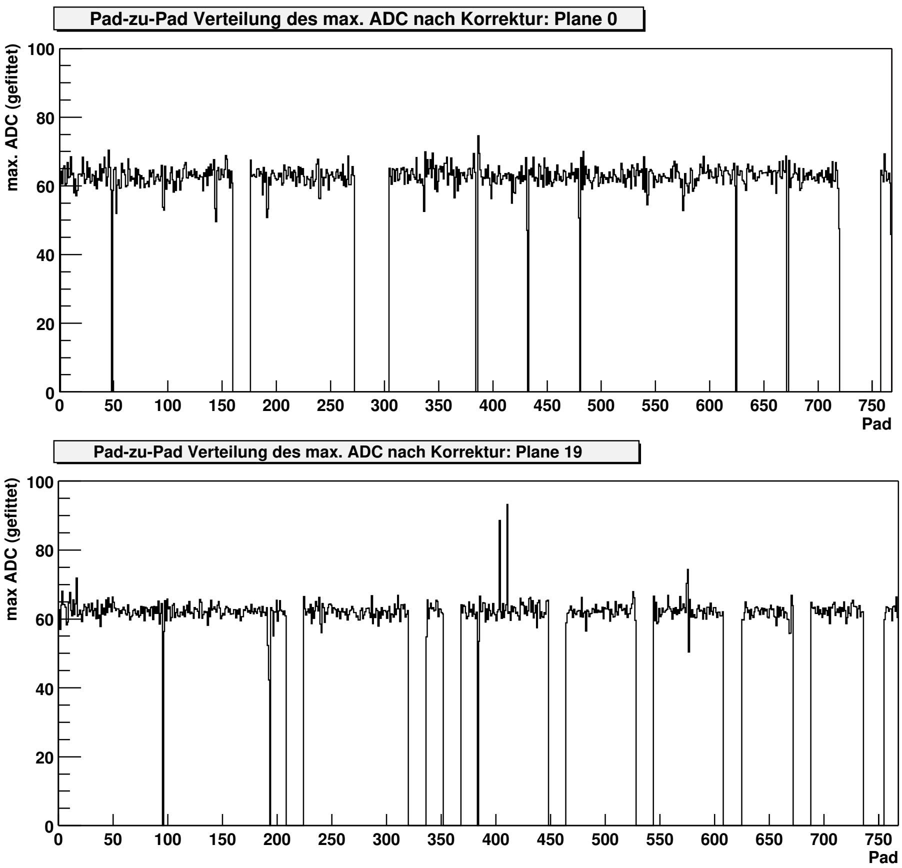


Abbildung 6.13: *Pad-Zu-Pad-Variation des max. ADC-Wertes für die erste (oben) und letzte (unten) Plane in der TPC nach Anwendung der Korrektur.*

neue Produktion zu starten. Plottet man für diese Daten erneut die Pad-zu-Pad-Variation, so erkennt man, dass die typischen Strukturen verschwunden sind, und nur noch eine gewisse Fluktuation um den verwendeten Mittelwert des maximalen ADC zurückbleibt (Abbildung 6.13). Hierbei wurden - um die Darstellungen vergleichen zu können - die gleichen Planes wie in Abbildung 6.12 ausgewählt.

Möchte man nun die Qualität der Nivellierung bestimmen, so bietet sich an, einfach die neuen Werte aller Pads, die man für die maximalen ADC's nach Anwendung der Korrekturen erhält, in ein Histogramm einzutragen. Da das Ziel der Korrektur ist, die mittlere Signalhöhe für alle Pads anzugleichen, sollte diese Verteilung nun deutlich schmaler werden. Der Vergleich zwischen den Verteilungen vor bzw. nach Anwendung der Korrekturen ist in Abbildung 6.14 zu sehen. In der Box in der rechten oberen Ecke sind jeweils der

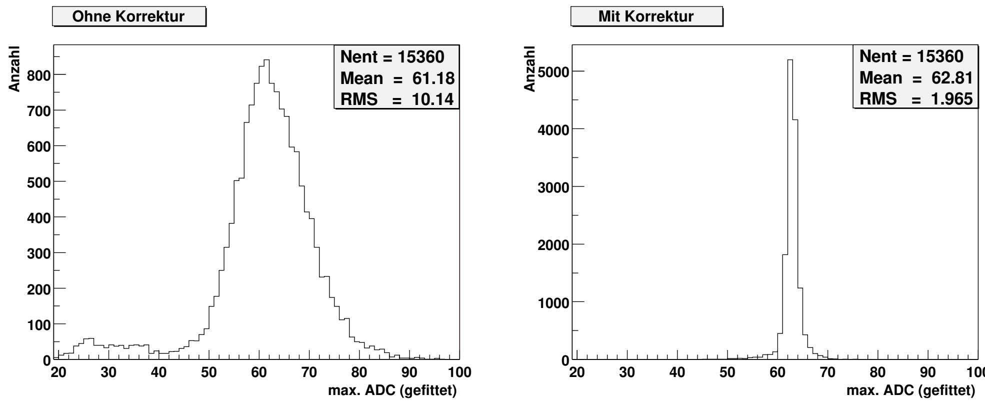


Abbildung 6.14: *Vergleich von unkorrigierter (links) und korrigierter (rechts) Verteilung der gefitteten Maximal-ADC's aller Pads.*

Mittelwert und die Standardabweichung aufgeführt. Die Mittelwerte beider Verteilungen sind nicht vollkommen identisch, da der für die Korrektur verwendete Mittelwert aller Pads vorher fixiert wurde und nicht für jeden Run neu bestimmt wird. Um Unterschiede in der Gasverstärkung, z.B. durch variierenden Druck, mit auszugleichen, wird daher immer auf den gleichen Wert normiert. Das RMS schließlich ist ein Maß für die Qualität der Korrektur.

6.4 Undershoot und Crosstalk

Beim Undershoot handelt es sich um ein Phänomen, das ausschließlich durch die Elektronik hervorgerufen wird, und sich in einem Absinken der Baseline nach dem Hit auf dem betroffenen Pad bemerkbar macht. Beim lateralen Crosstalk dagegen sackt die Baseline auf den benachbarten Pads dieser Kammer im gleichen Zeitbin ab. Beide Effekte werden im folgenden betrachtet, wobei der Schwerpunkt auf der Untersuchung des Undershoots liegt.

6.4.1 Undershoot

Bei der Umformung eines elektrischen Signals und der Bildung eines Normpulses werden verschiedene elektronische Bauteile und Schaltungen verwendet, die dazu dienen, dem Signal eine bestimmte Form aufzuprägen oder bestimmte Frequenzen herauszufiltern. Um z.B. Gleichspannungskomponenten (Leckströme etc.) zu unterdrücken, kann ein Differenzierglied, eine sogenannte Hochpass-Schaltung verwendet werden. Der Nachteil eines solchen Bauteils ist das Auftreten von negativen Nachpulsen, dem "Undershoot", die nur langsam mit der Zeit wieder abklingen. Diese werden dadurch hervorgerufen, dass die abfallende Flanke des Eingangssignals ein negatives Ausgangssignal bewirkt [Heb97]. Treten nun auf demselben Pad mehrere Pulse hintereinander auf, so führt das dazu, dass die Amplituden der Folgepulse zu niedrig sind. Da die Pedestals bereits abgezogen sind, lässt sich die Pulshöhe nun nicht mehr in Beziehung zur abgesenkten Baseline setzen, wodurch die Amplitude zu niedrig erscheint. Außerdem addiert sich der Effekt bei mehreren Pulsen auf, so dass sich die Amplituden nachfolgender Pulse immer weiter verringern.

Um den Effekt nun messen und quantifizieren zu können, wurden Laserevents verwendet. Hier wird die Ionisationsspur in der TPC durch einen Laserstrahl hervorgerufen. Dadurch lassen sich Pulse relativ konstanter Amplitude und gleicher Lage erzeugen, wodurch es möglich ist, über viele Ereignisse zu mitteln. Die Daten müssen in diesem Fall nicht-nullunterdrückt, also ohne Abzug der Pedestals vorliegen. Von diesen Rohdaten wurden erst im Rahmen der Analyse des Undershoot-Effekts nach Mittelung über eine Vielzahl von Laser-Spuren die Pedestals abgezogen. Dadurch ist gewährleistet, dass negative Werte, die sich bei der Subtraktion und vor allem durch den zu untersuchenden Undershoot-Effekt ergeben können, nicht abgeschnitten werden (also auf Null gesetzt werden) und so für die Analyse des Effekts zur Verfügung stehen.

Da die Laserpulse i.a. sehr hoch sind, wird der 8-Bit-Bereich des ADC's häufig überschritten. In diesem Fall kommt es zum Überlauf und der ADC beginnt erneut von Null an zu zählen. Dies konnte jedoch relativ einfach korrigiert werden: Wird ein Peak gefunden, bei dem ein oder zwei Pixel in der Mitte des Peaks gegenüber dem "Rand" stark reduziert sind, werden diese um 8 Bit=256 angehoben. Ein korrigiertes Signal nach Abzug der Pedestals ist in Abbildung 6.15 zu sehen. Man kann erkennen, dass sich das Signal

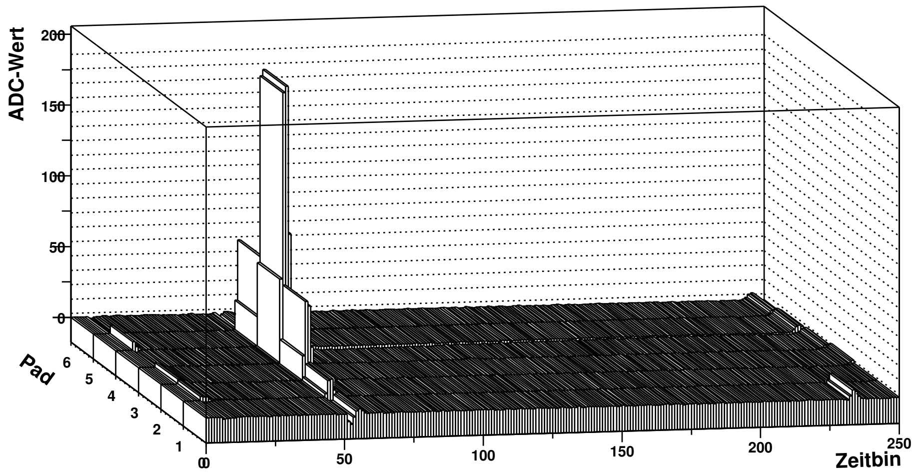


Abbildung 6.15: *Überlauf-korrigiertes Lasersignal nach Abzug der Pedestals.*

über ungefähr drei Pads erstreckt. Da der Undershoot-Effekt relativ klein ist, kann man ihn in dieser Darstellung kaum erkennen. Die drei betroffenen Pads werden nun einzeln betrachtet, um die Abhängigkeit des Effekts von der Amplitude auf jedem einzelnen Pad bestimmen zu können. Vergrößert man außerdem den Bereich um die Null-Lage, so lässt sich der negative Nachpuls deutlich erkennen (Abbildung 6.16).

In diesem Beispiel wurde das mittlere Pad, also das mit der maximalen Amplitude gewählt. Wie man sieht, klingt der Nachpuls sehr langsam wieder ab, so dass die Ausgangslage nicht wieder erreicht wird. Der kleine Peak am Ende der Driftzeit wird durch die Reflexion des Laserstrahls am inneren Zylinder der TPC hervorgerufen. Der kurze Einbruch unmittelbar hinter dem Signal konnte bei allen Daten beobachtet werden, eine Erklärung hierfür gibt es jedoch nicht.

Die Tiefe des Minimums, sowie der Wiederanstieg hängen mit der Amplitude zusammen. Um zu versuchen, für den Undershoot-Effekt eine geeignete Korrektur zu finden und diese anwenden zu können, wurde zunächst eine Fit-Funktion gewählt, die den Abfall und langsamen Anstieg richtig wiedergibt. Für beide Bereiche wurde je eine Exponentialfunktion angenommen, die addiert wurden, um keinen Sprung zwischen beiden Teilbereichen zu erhalten, die Funktion also stetig und differenzierbar zu machen. Hierbei treten ins-

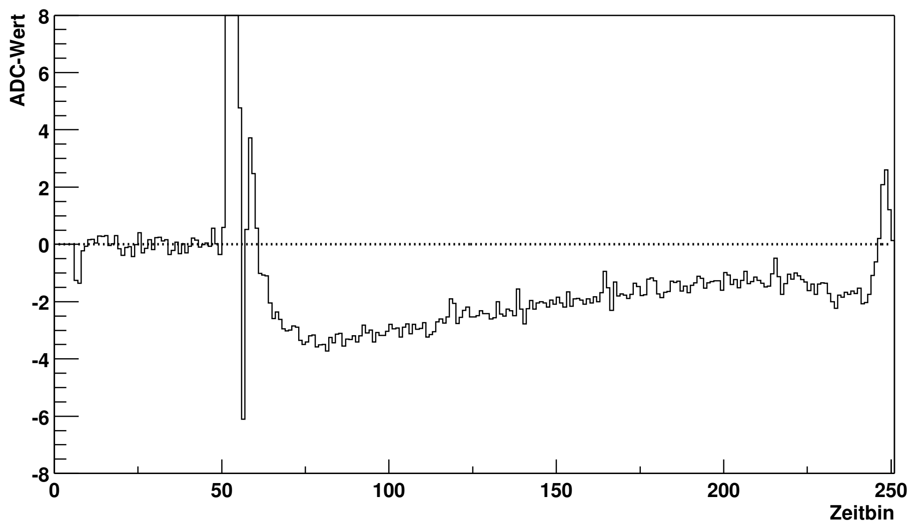


Abbildung 6.16: *Undershoot-Verlauf für das Pad maximaler Amplitude, gemittelt über ca. 140 Events.*

gesamt vier Parameter auf, sowie ein Verschiebungs-Parameter entlang der Zeit-Achse, der dazu dient, die Funktion auf den Ort des Signals einzustellen, und der hier der Übersichtlichkeit halber weggelassen wurde:

$$A(t) = k_1 \cdot e^{-c_1 t} - k_2 \cdot e^{-c_2 t} \tag{6.2}$$

Als Beispiel sei hier ein vollständiger Peak (gemittelt über 140 Events) dargestellt: In Abbildung 6.17 sind die drei betroffenen Pads einzeln ausgewertet. Die Padnummerierung ist identisch mit der in Abbildung 6.15; das bedeutet, dass das zentrale Pad die Nummer 3 trägt und dem mittleren Plot entspricht. Wie man sieht, passt die gefittete Funktion recht gut zu den Daten. Die Fitparameter von verschiedenen Kurven lassen sich jedoch aufgrund großer Schwankungen nur schwer untereinander in Beziehung setzen. Es zeigte sich, dass die Tiefe des Minimums etwa linear mit der Amplitude des Hits auf diesem Pad ansteigt und sich die Baseline innerhalb einer bestimmten Zeitspanne unabhängig von dieser Minimumstiefe um einen bestimmten Anteil wieder "erholt", also der Null-Linie zustrebt. Die Streuung der Messpunkte ist jedoch recht hoch, und bei ca. 30% der betrachteten Pads fällt die Undershoot-Kurve sogar stetig ab und zeigt keinen Ansatz eines Zurückkehrens zur Null-Linie. Dies macht die Mittelung des Effekts für eine Korrektur schwierig.

Es wurde versucht, die vier Fit-Parameter sowie den Verschiebungsparameter jeweils gegen die Amplitude aufzutragen und durch einen geeigne-

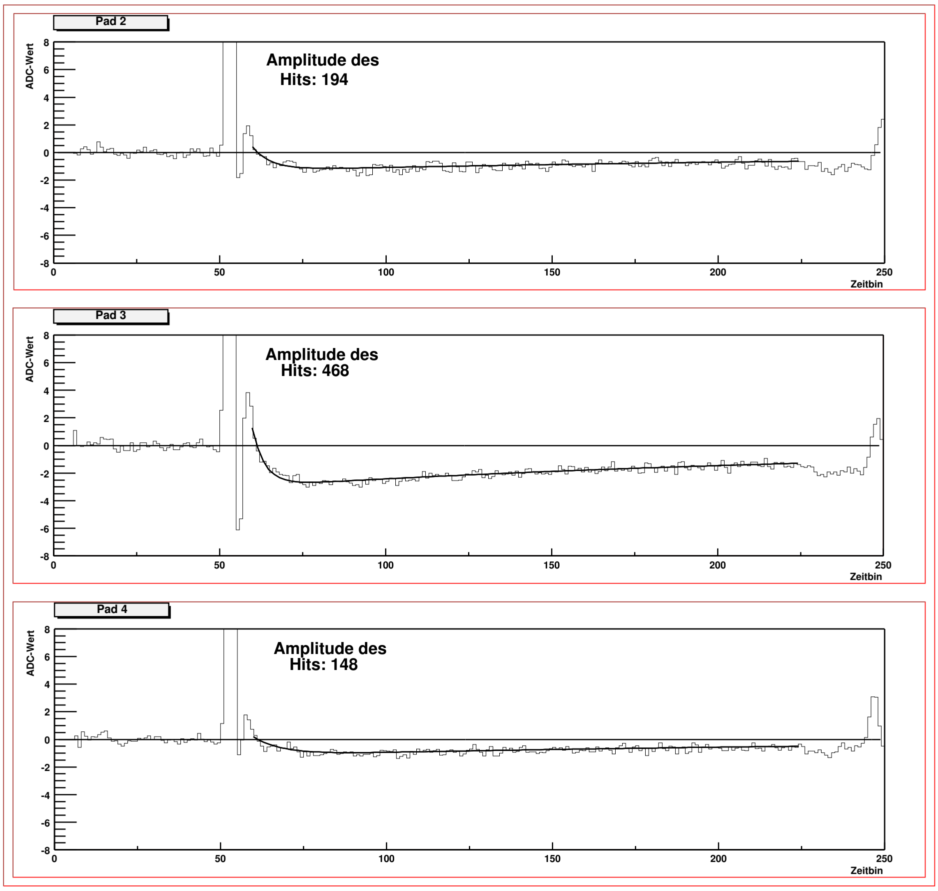


Abbildung 6.17: *Gefitteter Undershoot-Verlauf eines Laser-Peaks für drei benachbarte Pads.*

ten Fit anzunähern, der entweder linear von der Amplitude abhängt, oder unabhängig davon, also konstant ist. Um den Fehler, der durch die Abhängigkeiten der einzelnen Parameter untereinander entsteht, zu minimieren, wurde zunächst nur der Verschiebungsparameter bestimmt. Dieser muss als konstant angesehen werden, da er nur vom Ort des Hits abhängt, und die Laserspuren alle im gleichen Zeitbin lokalisiert sind. Mit diesem festgesetzten Wert wurden nun erneut die übrigen vier Parameter gefittet. Für die beiden Multiplikations-Parameter k_1 und k_2 wurde ein linearer Zusammenhang mit der Amplitude des Hits auf diesem Pad angenommen, die beiden inversen Zeitparameter c_1 und c_2 sollten jedoch konstant sein. Da die Streuung der Multiplikations-Parameter vergleichsweise klein ist, wurden nun zunächst diese beiden Parameter bestimmt und festgelegt, und daraufhin nur noch die letzten beiden Parameter c_1 und c_2 als Fitparameter der beschreiben-den Funktion verwendet. In Abbildung 6.18 sind für alle vier Parameter die Verteilungen dargestellt, wobei für k_1 und k_2 die lineare Amplituden-Abhängigkeit und für c_1 und c_2 der festgelegte konstante Wert eingezeichnet wurden. Die Bestimmung dieser beiden Konstanten wird im Folgenden kurz erläutert.

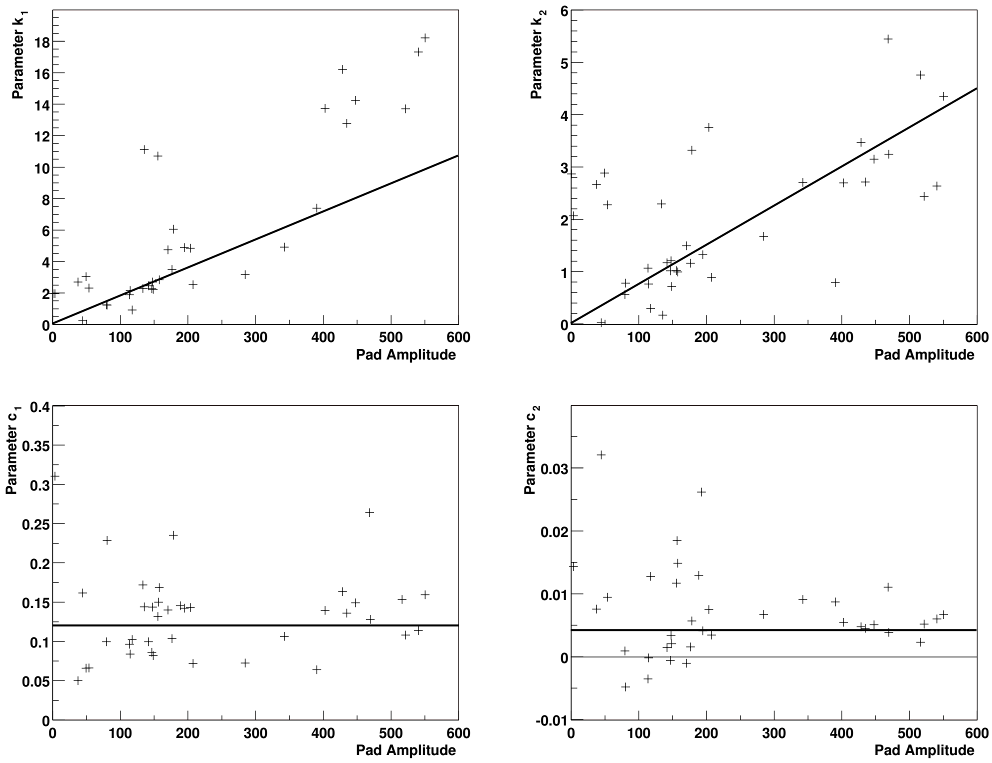


Abbildung 6.18: *Verteilungen der vier Fitparameter der Funktion zur Beschreibung des Undershoots.*

Man kann sehen, dass sich für den Parameter c_2 auch negative Werte ergeben. Dies trifft in den Fällen zu, wo die Baseline immer weiter absackt und nicht wieder zur Null-Linie zurückkehrt. Außerdem ist die Streuung für c_1 und c_2 noch immer so groß, dass sich nicht direkt ein geeigneter Wert ablesen oder bestimmen lässt. Eine einfache Mittelung kommt hier nicht in Frage, da es durch die starke Abweichung einzelner Parameter zu einer signifikanten Verschiebung des ermittelten Wertes kommt und sich dies negativ auf die Gesamtkorrektur auswirkt. Daher wurde versucht, für diese Parameter verschiedene Werte einzusetzen und die damit erhaltene Korrektur zu optimieren. Dabei wurde eine gesonderte Optimierung für kleine Amplituden (kleiner 300) durchgeführt, da größere Werte in den richtigen Daten nur sehr selten vorkommen. Man muss bedenken, dass es sich hierbei nur um die Amplitude auf dem betrachteten Pad handelt, d.h. die des gesamten Hits ist noch deutlich größer.

Ein Maß für die Qualität der Korrektur ist die Abweichung der korrigierten Baseline von Null. Eine optimale Korrektur sollte für diesen Wert eine möglichst enge Gauß-Verteilung um Null ergeben, während die unkorrigierte Baseline in Richtung negativer Zahlen hin verschoben ist und in diese Richtung auch deutlich breiter ausfällt. Es wurden also die verbleibenden beiden Parameter so angepasst, dass diese Gauß-Verteilung den Mittelwert Null erhält, und die Breite möglichst klein wird. Ein Vergleich der unkorrigierten

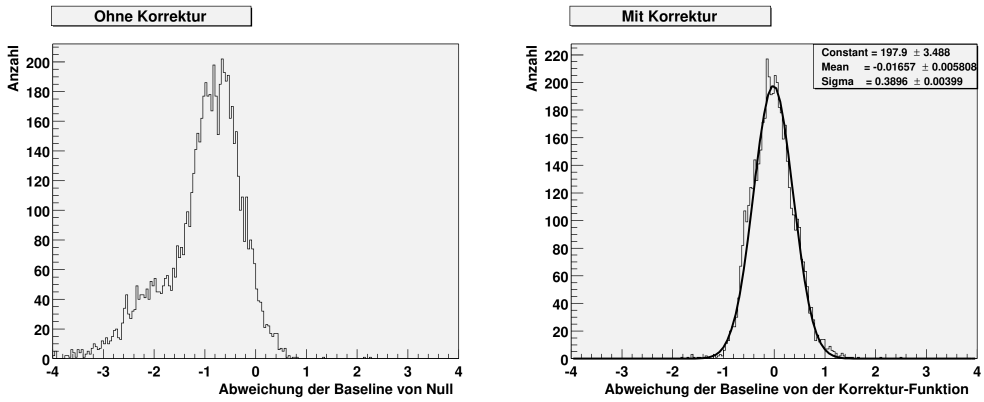


Abbildung 6.19: *Vergleich von unkorrigierter (links) und optimierter korrigierter (rechts) Verteilung der Abweichungen der Baseline von der Null-Linie bzw. der parametrisierten Funktion (in ADC-Werten).*

und der optimierten korrigierten Verteilung der Einzelabweichungen ist in Abbildung 6.19 zu sehen. Hier sind für alle untersuchten Pads jeweils die Abweichungen des gemessenen Undershoot-Verlaufs und der parametrisierten Funktion zu sehen (im Fall der unkorrigierten Verteilung die Abweichung von der Null-Linie), wobei für jedes Zeitbin ein eigener Wert bestimmt wurde.

Wie man sieht, erhält man in der Tat eine relativ schmale Gauß-Verteilung mit einem Mittelwert nahe Null. Das Sigma der gefitteten Gauß-Funktion wird mit 0.39 ADC-Werten angegeben. Der Noise (etwa 1.3 ADC-Werte) ist hier aufgrund der Mittelung über ca. 140 Events nicht sichtbar. Da das erhaltene Sigma jedoch deutlich unter dem Noise-Level liegt, sollte trotz der großen Einzel-Abweichungen eine gute Korrektur mit dieser Parametrisierung möglich sein. Für die vier Parameter, wie sie in der Korrekturfunktion in Gleichung (6.2) vorkommen, ergeben sich schließlich folgende Werte:

$$
\begin{aligned}
k_1 &= 0.0178 \cdot \text{Pad-Amplitude} \\
k_2 &= 0.0075 \cdot \text{Pad-Amplitude} \\
c_1 &= 0.1200 \\
c_2 &= 0.0041
\end{aligned}
$$

Diese vier Geraden sind in Abbildung 6.18 eingetragen, es handelt sich dabei also nicht um reine Fits, sondern um die angepassten Parameter, die mit Hilfe der oben beschriebenen Methode gewonnen wurden.

6.4.2 Lateraler Crosstalk

Unter lateralem "Crosstalk" versteht man allgemein die Signalkopplung entlang eines Anodendrahtes, die in allen Drahtkammern beobachtet werden kann. Sie zeigt sich im Absinken der Baseline in allen benachbarten Pads einer Kammer im gleichen Zeitbin. Grund hierfür ist ein Spannungsabfall ΔU am Draht aufgrund der im Avalanche-Prozess erzeugten Ladung Q_{amp}, die proportional zueinander sind [App99]. In Abbildung 6.20 ist die Signalkopplung deutlich zu erkennen. Hier sind die ADC-Werte nach Abzug der Pedestals für eine gesamte Kammer, also alle 48 Pads, sowie die ersten 60 Zeitbins aufgetragen. Wie man sieht, erstreckt sich die laterale Signalkopplung gleichmäßig über alle Pads der Kammer im gleichen Zeitbin, während in Zeitrichtung ebenfalls der beginnende Undershoot-Effekt zu erkennen ist. Auf der Oberseite des dreidimensionalen Plots ist zur Verdeutlichung eine Projektion der Strukturen dargestellt.

Zur Reduzierung der lateralen Signalkopplung wurden im Jahr 1999 zusätzliche Kapazitäten in die Hochspannungssektoren eingebaut, wodurch sich der Effekt deutlich verringerte [App99]. Dennoch liefert der laterale Crosstalk eine mögliche Erklärung für den Anstieg des Driftparameters im hinteren Bereich der TPC (siehe hierzu Kapitel 6.2 und besonders Abbildung 6.10): Die Verstärkungsdrähte der Kammern werden - unterteilt in sechs Gruppen - über sechs Kabel mit Hochspannung versorgt. Diese laufen bei der zentralen Hochspannungsversorgung zusammen, die sich am hinteren Ende der TPC befindet. Dadurch sind die Kabel für die vorderen Planes der TPC deutlich länger und haben deshalb eine höhere Eigen-Kapazität. Eine Erhöhung der Kapazität wiederum führt zu einer weiteren Reduktion des Crosstalk-Effekts. Bei den hinteren Planes dagegen sind die HV-Kabel so kurz, dass keine nennenswerte Vergrößerung der Gesamtkapazität auftritt, wodurch der laterale Crosstalk hier deutlich ausgeprägter ist. Ein Indiz, das diese Theorie bekräftigt, sind kleine Sprünge in der Verteilung der Driftparameter (Abbildung 6.10): Diese können in der Tat gerade dort beobachtet werden, wo die HV-Versorgung von einem Kabel auf das nächste wechselt, besonders

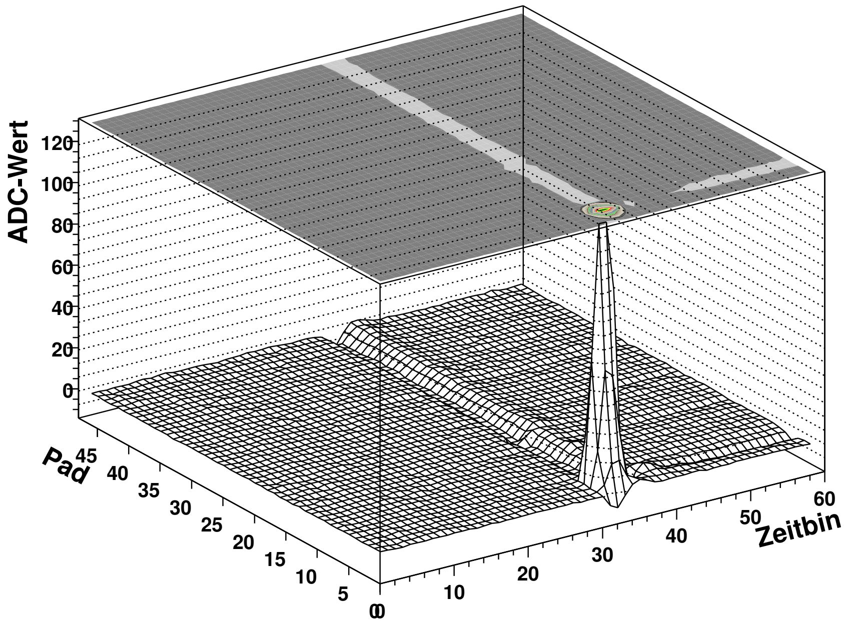


Abbildung 6.20: *Baseline-Shift auf allen Pads einer Kammer im gleichen Zeitbin.*

ausgeprägt zwischen Plane 9 und 10, sowie Plane 16 und 17.

Da der Effekt des lateralen Crosstalks jedoch im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht weiter betrachtet und korrigiert wird, wird der Anstieg der Driftparameter lediglich im Rahmen der in Abschnitt 6.2 vorgestellten Korrektur der Driftabhängigkeit mit ausgeglichen.

6.5 Zeitliche Stabilität der Effekte

Eine weitere wichtige Frage, die sich stellt, ist, ob die einzelnen Korrekturen auf größere Zeitabstände hin stabil, also konstant sind, oder ob die Bestimmung der Korrekturfaktoren evtl. in regelmäßigen Zeitabständen wiederholt werden muss.

Die Effekte des Undershoots und Crosstalks kann man bei dieser Betrachtung sicherlich ausschließen, da es sich hierbei um rein elektronische Effekte handelt, und während der Strahlzeit an der Elektronik keine Veränderungen vorgenommen wurden.

Anders verhält es sich mit der Driftzeit-Abhängigkeit: Diese hängt, wie Gleichung (4.8) zeigt, zum einen vom Arbeitsdruck, zum anderen vom Partialdruck des Sauerstoffes ab. Ersterer wird bei jedem Run mit aufgezeichnet und kann bei der Analyse wieder ausgelesen werden. Die berechneten Attachment-Koeffizienten sind bereits unabhängig vom Druck, also auf einen Druck von 1 atm normiert. Bei der Anwendung der Korrektur werden die Werte einfach auf den entsprechenden Druck des zu analysierenden Runs umgerechnet.

Beim Partialdruck des Sauerstoffes ist durchaus eine zeitliche Variation denkbar und auch andere Faktoren, die nicht unmittelbar mit der Driftzeit in Beziehung stehen, aber dennoch eine Auswirkung auf diese zeigen, könnten dazu führen, dass der Effekt nicht für alle Runs und über einen Zeitraum von mehreren Wochen konstant ist. Tatsächlich wurden bisher jedoch nur kleine Variationen der Attachment-Koeffizienten verschiedener Runs gefunden.

Die charakteristische Verteilung der Pad-zu-Pad-Abhängigkeit sollte relativ konstant bleiben, da diese in erster Linie durch die elektronische Verstärkung der einzelnen Pads oder Padgruppen, sowie von Variationen der Gasverstärkung aufgrund von mechanischen Ungenauigkeiten der Drahtgeometrie bestimmt ist. Die Gasverstärkung hängt jedoch außerdem sehr stark vom Druck, der Temperatur und den Hochspannungs-Einstellungen ab. Was sich zeigte ist, dass die größeren Strukturen, also die charakteristische Form einer ganzen Kammer und die Höhe der Verstärkung tatsächlich relativ konstant sind, dass es jedoch aufgrund vom Ausfall einzelner Front-End-Boards oder auch nur Pads, oder plötzlichem Anheben oder Absinken der Verstärkung eines Boards durchaus zu gravierenden Veränderungen kommt. Dies ist der Grund dafür, dass Korrekturfaktoren von "toten" Pads nicht auf 0, sondern auf 1 gesetzt werden, da diese Pads sonst für alle Runs als nicht funktionstüchtig gelten, obwohl die Störung evtl. erst nach einiger Zeit aufgetreten ist. Wenn man sich die Belastung der Elektronik während einer Strahlzeit vergegenwärtigt, ist ein Ausfall von elektronischen Bauteilen mit wachsender Laufzeit nicht unwahrscheinlich.

6.6 Das automatische Kalibrations-Tool

Um eine Variation der Attachment-Koeffizienten und der Verstärkungsfaktoren eines jeden Pads, wie sie im letzten Abschnitt beschrieben wurden, zu berücksichtigen, wurde die Software, mit der man diese Korrekturen berechnet hat, so umgeschrieben, dass sie selbstständig und ohne User-Interface lauffähig ist. Sie wird zusammen mit der Software für andere Korrekturen ein automatisches Kalibrations-Tool bilden, welches dann in regelmäßigen

Abständen, vermutlich für jeden Run, separate Dateien mit den entsprechenden Korrekturfaktoren erstellt. Für die Produktion der für diese Kalibration nötigen Datensätze werden bereits Files mit Initialwerten der Korrektur-Faktoren eingesetzt, die vorher für einen festen Run bestimmt wurden. Dadurch sind die verwendeten Daten bereits vorkorrigiert, und es muss lediglich eine Abweichung von diesen Initialwerten bestimmt werden. Dies hat den großen Vorteil, dass eventuelle Abhängigkeiten der einzelnen Korrekturen untereinander weitestgehend ohne Auswirkung auf die berechneten Parameter bleiben.

Kapitel 7

Elektron-Pion-Separation und Ausblick

Das eigentliche Ziel dieser Arbeit, die Optimierung der Elektron-Pion-Separation, soll in diesem Kapitel vorgestellt werden, die Abhängigkeit der Auflösung des differentiellen Energieverlustes von verschiedenen Faktoren untersucht werden, und ein Ausblick gegeben werden, wie man evtl. eine weitere Verbesserung der $\frac{dE}{dx}$-Auflösung erreichen kann.

7.1 Die Impulsabhängigkeit des differentiellen Energieverlustes

Zunächst einmal wurde versucht, den Verlauf der Bethe-Bloch-Kurven, also den Zusammenhang von differentiellem Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ und Impuls p, mit Hilfe der gemessenen Werte zu verifizieren. Dazu wurden die Werte aller Spuren (nach Anwendung der Korrekturen) getrennt für positive und negative Teilchen in zwei Histogramme eingetragen und die berechneten Bethe-Bloch-Kurven für verschiedene Teilchen eingezeichnet (Abbildung 7.1). Die Berechnung der Kurven richtete sich dabei streng nach Gleichung (4.2), wobei jedoch zusätzlich der von Fermi eingeführte Dichte-Korrekturterm $\delta(X)$ mit $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ berücksichtigt wurde.

Für diesen Korrekturterm haben R.M. Sternheimer und R.F. Peierls folgende Parametrisierung entwickelt [Ste71]:

$$\delta(X) = \begin{cases} 0 & (X < X_0) \\ 4.606 \cdot X + C + a(X_1 - X)^m & (X_0 < X < X_1) \\ 4.606 \cdot X + C & (X_1 < X) \end{cases} \quad . \tag{7.1}$$

Die Berechnung der auftretenden Parameter lässt sich in [Ste71] nachlesen;

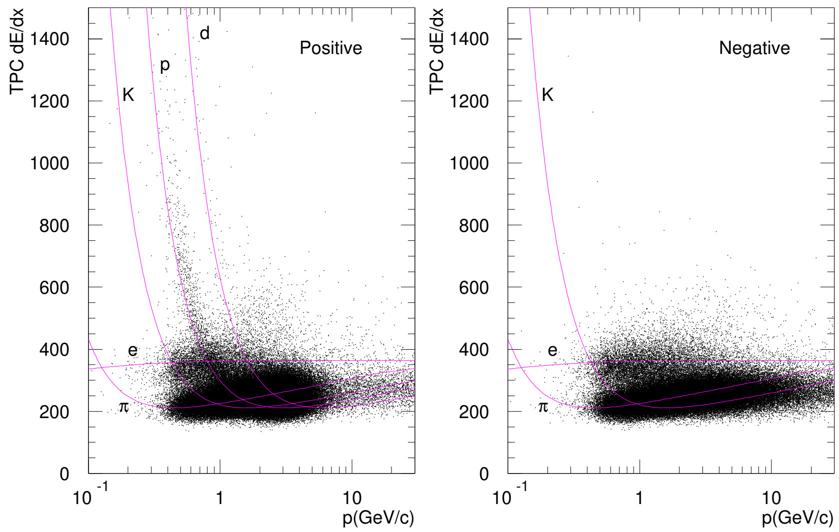


Abbildung 7.1: *Abhängigkeit des diff. Energieverlustes vom Impuls, getrennt für positive (links) und negative (rechts) Teilchen. Zusätzlich sind die berechneten Bethe-Bloch-Kurven eingezeichnet.*

für das in der CERES-TPC verwendete Gas ergeben sich näherungsweise folgende Werte: X_0=2.11, X_1=4.00, C= -11.73, a=0.31 und m=2.96. Diese Parametrisierung beschreibt die gemessene Impulsabhängigkeit des differentiellen Energieverlustes recht gut, obwohl der CO_2-Anteil im Gasgemisch der TPC für die Berechnung der Parameter vernachlässigt wurde.

Besonders auffällig in der Verteilung positiver Spuren ist das Band von Protonen mit hohem Energieverlust, doch auch für die Deuteronen lässt sich noch eine leichte Häufung an Messpunkten erkennen. Bei den hohen Projektilenergien von 158 GeV pro Nukleon dominiert jedoch sehr stark der Pionen-Anteil. Man kann dennoch bereits hier - besonders bei der Verteilung für negative Teilchen - andeutungsweise eine Elektron-Pion-Separation erkennen.

7.2 Untersuchung der dE/dx-Auflösung

Im Folgenden soll die erzielte dE/dx-Auflösung untersucht werden. Für das CERES-Experiment ist dabei insbesondere die Trennung von Elektronen und Pionen von Interesse.

Durch den großen Anteil an Pionen-Spuren in der TPC ist eine befriedigende Untersuchung der Trennung von Elektronen und Pionen ohne eine vorherige Unterdrückung des Pionen-Anteils kaum zu realisieren, da die wenigen Elektronen in diesem hohen Anteil praktisch "untergehen". Eine solche Vor-Auswahl geschieht durch die RICH-Detektoren: Da sie praktisch blind gegenüber den langsameren Pionen sind, werden nur solche Spuren in der TPC berücksichtigt, die in den Cerenkov-Detektoren einen Ring hinterlassen haben, und so als Elektronen identifiziert wurden. Durch diese Auswahl kann der Pionen-Anteil deutlich gesenkt und der Datensatz mit Elektronen angereichert werden, wobei der Grad der Pionen-Unterdrückung über verschiedene Cuts gesteuert werden kann.

Trägt man nun die Verteilung des ermittelten differentiellen Energieverlustes auf, so kann man bei den unkorrigierten Daten, also vor Anwendung der in dieser Arbeit vorgestellten Kalibration, die Pionen an der linken Flanke der Gauß-Verteilung für die Elektronen erkennen (Abbildung 7.2, links). Beide Einzelverteilungen überlappen sich aber relativ stark, was eine siche-

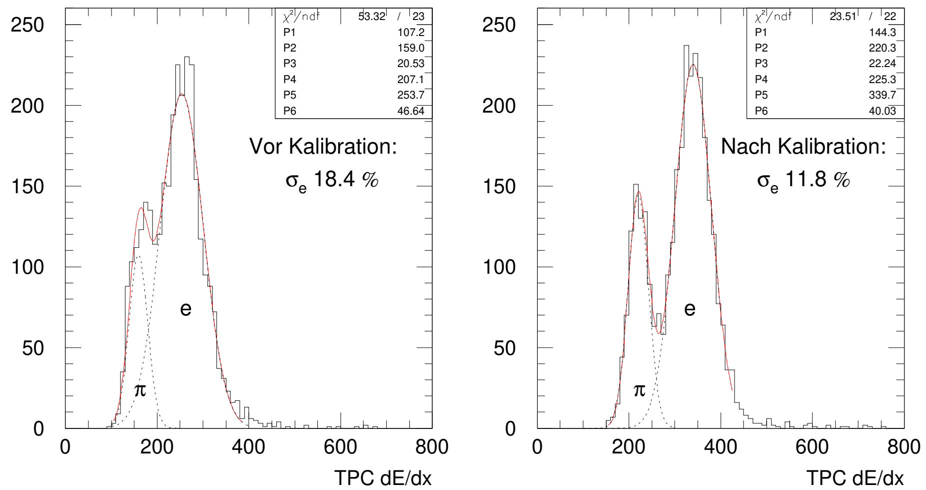


Abbildung 7.2: *Vergleich der Elektron-Pion-Separation vor (links) und nach (rechts) der Kalibration der Pulshöhen (0 GeV< p <1 GeV). Angegeben ist die Auflösung des Elektrons.*

re Separation unmöglich macht. Die angelegte Fit-Funktion ist die Summe zweier Gauß-Verteilungen, wobei sich die Auflösung jeweils errechnet, indem man das Sigma der Gauß-Verteilung durch ihren Mittelwert teilt. Somit ergibt sich im unkorrigierten Fall eine Auflösung des Elektrons von 18.4%. Hierbei wurden alle Spuren verwendet, für die mindestens 15 Hits vorliegen, und die sich im Impulsintervall von 0 GeV/c< p <1 GeV/c befinden, wobei nicht zwischen negativen und positiven Teilchen unterschieden wurde.

Trägt man die gleiche Verteilung nun für die korrigierten Daten auf, so sticht sofort die deutliche Verbesserung in der Elektron-Pion-Separation ins Auge: Die beiden Gauß-Verteilungen sind nun besser voneinander getrennt, und der Grad der Überlappung ist zurückgegangen (Abbildung 7.2, rechts). Für die Auflösung der Elektronen ergibt sich nun ein Wert von 11.8%.

Die Bestimmung der Auflösung kann nun noch durch weitere Cuts verbessert werden: Zum einen kann das Impulsintervall noch weiter verkleinert werden und so die Variation des Energieverlustes in diesem Fenster minimiert werden. Zum anderen kann man die Auflösung durch die Beschränkung auf negative Spuren noch weiter verbessern. Dies liegt daran, dass im positiven Impulsbereich deutlich mehr Spuren von schwereren Hadronen, wie z.B. Protonen, einen Untergrund bilden, und so die Verteilungen etwas verbreitern. Beide Effekte lassen sich in Abbildung 7.3 beobachten.

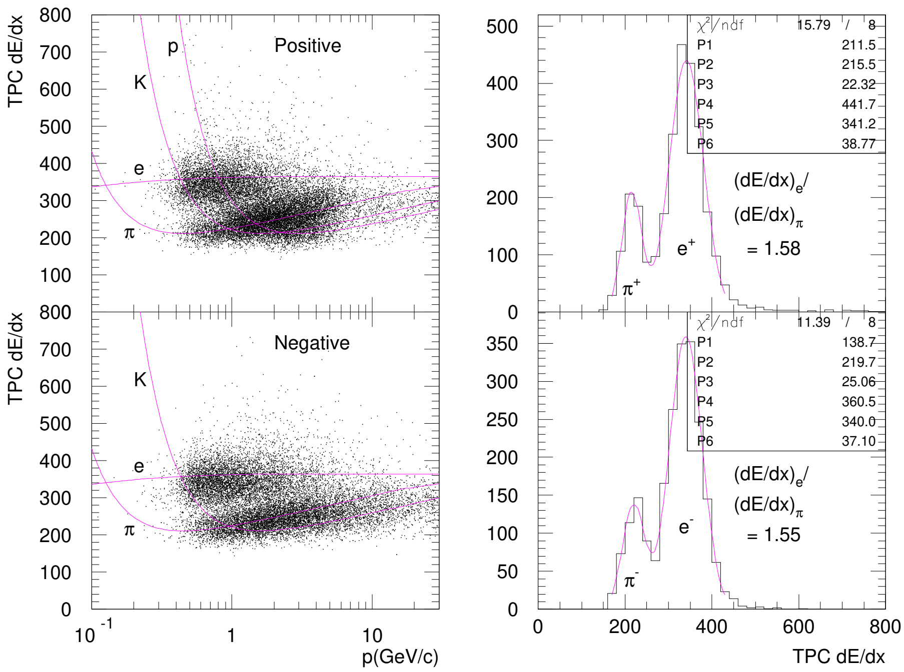


Abbildung 7.3: *Vergleich der Elektron-Pion-Separation für die Auswahl positiver (oben) und negativer (unten) Teilchen. Durch die Impulseinschränkung auf p<0.7 GeV/c kann außerdem der relativistische Wiederanstieg bestimmt werden.*

Für diese Plots wurde der Impulsbereich eingeschränkt auf $p < 0.7\,\mathrm{GeV/c}$, um für die Pionen vorrangig MIP's, also minimal-ionisierende Teilchen zu erhalten (das Minimum liegt rechnerisch bei $\beta\gamma$=4, also einem Impuls von 0.56 GeV/c). Auf der linken Seite ist jeweils der Energieverlust über dem Impuls aufgetragen. Man kann hier sehr schön den Einfluss der Protonen und Kaonen auf die Verteilung für positiven Teilchen sehen. Auf der rechten Seite wurde erneut die Häufigkeits-Verteilung des Energieverlustes geplottet, diesmal jedoch getrennt für positive und negative Teilchen.

Da praktisch alle gemessenen Pionen in diesem Impulsbereich minimalionisierend sind, kann man anhand des Abstands der Gaußkurven für Pionen und Elektronen auch die Größe des relativistischen Wiederanstiegs messen. Dies ist möglich, da die Elektronen aufgrund ihrer kleinen Masse bereits voll im "Sättigungsbereich", also dem Grenzwert des Energieverlustes für große Geschwindigkeiten liegen. Dieser Wiederanstieg wurde zu 1.55 (neg. Teilchen) bzw. 1.58 (pos. Teilchen) bestimmt. Ein Vergleichswert der NA49-TPC's liegt bei 1.60 [Rol99].

Ein letzter Punkt, der hier im Zusammenhang mit der Auflösung des differentiellen Energieverlustes betrachtet werden soll, ist die Abhängigkeit der Auflösung von der Anzahl der für die Berechnung zur Verfügung stehenden Spurpunkte. Man geht davon aus, dass sich mit wachsender Anzahl an Spurpunkten die Auflösung verbessert, da für die Bestimmung des Energieverlustes eine erhöhte Statistik zur Verfügung steht. Trägt man nun die Auflösung des Elektrons und Pions in Abhängigkeit von der Anzahl der Spurpunkte auf, so kann man erkennen, dass sich in der Tat die Auflösung mit der Zunahme an Spurpunkten verbessert (Abbildung 7.4, rechts). Für die maximale Anzahl von 20 Spurpunkten erhält man so eine Auflösung von etwa 10%. Auf der linken Seite von Abbildung 7.4 ist die Verteilung der Anzahl der Spurpunkte aufgetragen. Wie man sehen kann, hat der größte Teil der Spuren eine sehr hohe Anzahl an Spurpunkten, wodurch auch im Mittel eine gute Auflösung des Energieverlustes gewährleistet ist.

Für den funktionellen Zusammenhang zwischen der dE/dx-Auflösung und der Anzahl der Spurpunkte sind von Lehraus bzw. Allison und Cobb zwei unterschiedliche Parametrisierungen gefunden worden: Lehraus geht davon aus, dass die Auflösung nur durch das Produkt aus der Länge eines Pads l und die Anzahl der Spurpunkte N bestimmt ist [Leh83]:

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{dE/dx} = 0.057 \cdot (N \cdot l)^{-0.37} \text{ mit } l \text{ in [m]} . \tag{7.2}$$

Allison und Cobb dagegen haben einen Zusammenhang gefunden, der kürzere Pads und dafür mehr Spurpunkte favorisiert [All80]:

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{dE/dx} = 0.409 \cdot N^{-0.46} \cdot l^{-0.32} \text{ mit } l \text{ in [cm]} . \tag{7.3}$$

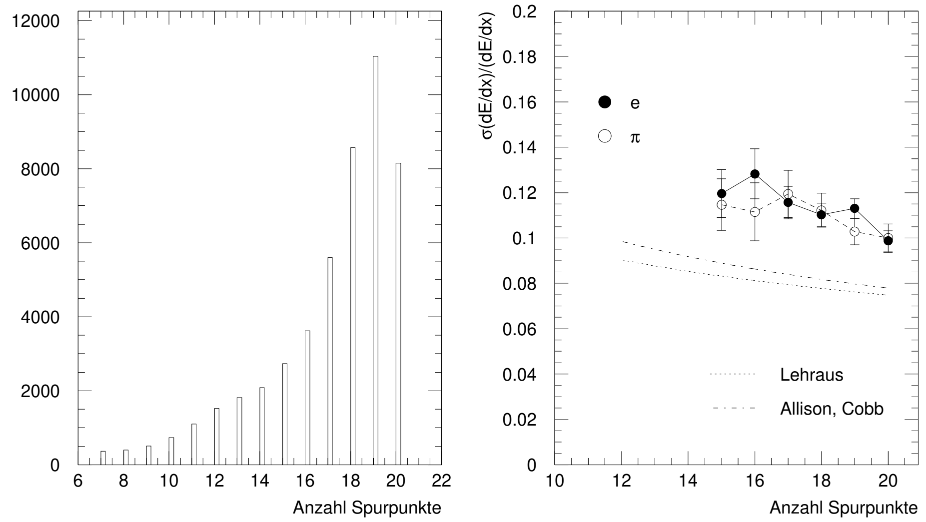


Abbildung 7.4: *Häufigkeits-Verteilung der Anzahl von Spurpunkten (links) und Auflösung des Energieverlustes in Abhängigkeit von dieser Anzahl, verglichen mit zwei empirischen Modellen (rechts).*

Beide Parametrisierungen sind in Abbildung 7.4 (rechts) mit eingezeichnet. Wie sich zeigt, liegt die gemessene Auflösung noch 2-3% über den beiden Kurven.

7.3 Ausblick

Es stellt sich die Frage, ob und in welchem Ausmaß die Auflösung des differentiellen Energieverlustes noch optimiert werden kann.

Ein Effekt, der im Rahmen dieser Arbeit nicht genauer betrachtet wurde, ist der laterale Crosstalk (Kapitel 6.4.2). Der Einfluss dieses Effektes wurde durch die Korrektur der Driftzeit-Abhängigkeit mit ausgeglichen, was jedoch den Effekt nur im Mittel nivelliert, und nicht für jeden Spurpunkt separat eine Korrektur durchführt, wie es beim Undershoot-Effekt geschieht.

Desweiteren könnte durch eine Erhöhung der für die Kalibration zur Verfügung stehenden Datenmenge besonders für die Pad-zu-Pad-Korrektur noch eine Optimierung in der Bestimmung der Korrektur-Parameter erzielt werden. In einigen wenigen Fällen, in denen die Statistik nicht ausreicht, um den Parameter zu ermitteln, wird dieser auf Eins gesetzt. Dadurch wird die Amplitude eines Spurpunktes nicht vollständig auf diesen Effekt hin korrigiert. Im Rahmen der automatischen Kalibration (Kapitel 6.6) wird jedoch etwa die fünffache Datenmenge angewendet, wodurch dieses Problem behoben sein sollte.

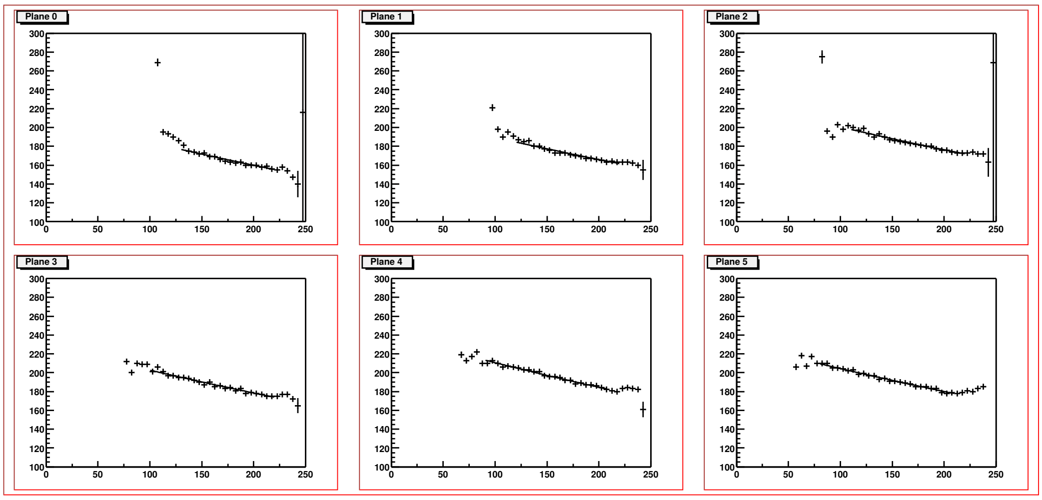
Ein letzter Punkt, der hier genannt werden soll, aber nachträglich nicht mehr korrigiert werden kann, ist das Vorhandensein defekter Pads oder Padgruppen. Liegt ein Hit auf dem Rand einer "toten" Region, oder erstreckt sich der Hit auch über das defekte Pad, so kann es vorkommen, dass dieser Hit als Spurpunkt identifiziert wird, aber die Amplitude des Hits durch das fehlende Pad zu niedrig ausfällt. Evtl. kann dies jedoch teilweise durch eine Optimierung der Truncation ausgeglichen werden (vgl. Erläuterungen zur "Truncated-mean"-Methode in Abschnitt 4.2), indem man auch einen unteren Schnitt setzt, und somit zu niedrige Amplituden ebenfalls ausschließt.

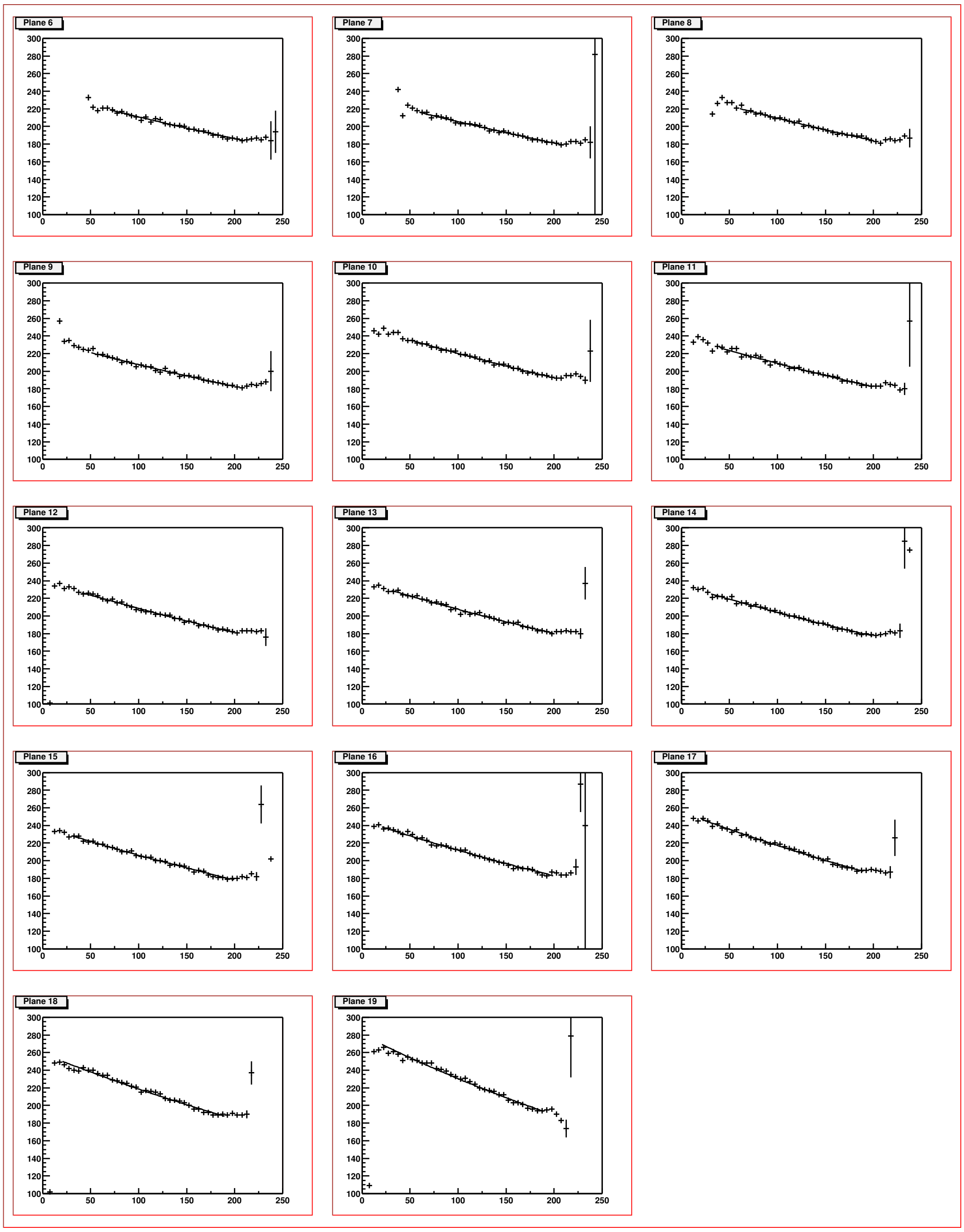
Zusammenfassend kann man dennoch sagen, dass die bisher erzielte Auflösungsoptimierung des differentiellen Energieverlustes für die Elektron-Pion-Separation von nicht unerheblicher Bedeutung ist.

Anhang A

Ergebnisse der Driftzeit-Korrektur

Die folgenden beiden Seiten enthalten eine Zusammenstellung der Amplituden-Driftzeit-Beziehung für alle 20 Planes. Jedes Einzeldiagramm stellt die aus dem Landau-Fit bestimmte wahrscheinlichste Amplitude in Abhängigkeit vom Zeitbin dar. Außerdem wurde bereits an die Messwerte die in Abschnitt 6.2 beschriebende Exponential-Funktion gefittet. Die Zusammenstellung basiert auf den Daten der ersten 10 Bursts des Runs 1427, wobei diese bereits auf den Undershoot-Effekt hin korrigiert wurden.



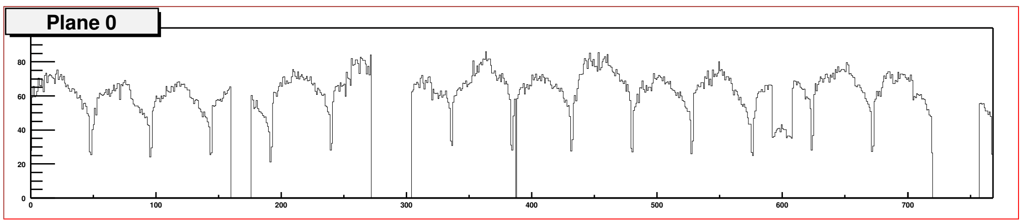

Plane 6
Plane 7
Plane 8
Plane 9
Plane 10
Plane 11
Plane 12
Plane 13
Plane 14
Plane 15
Plane 16
Plane 17
Plane 18
Plane 19

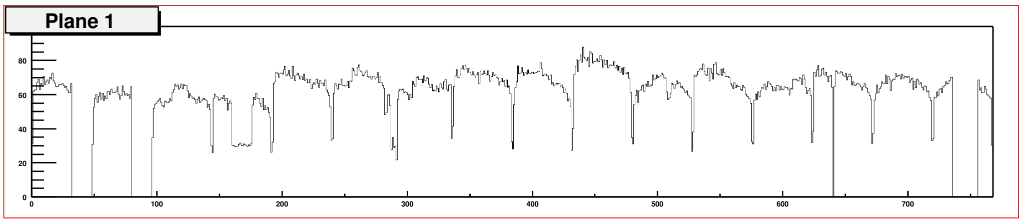
Anhang B

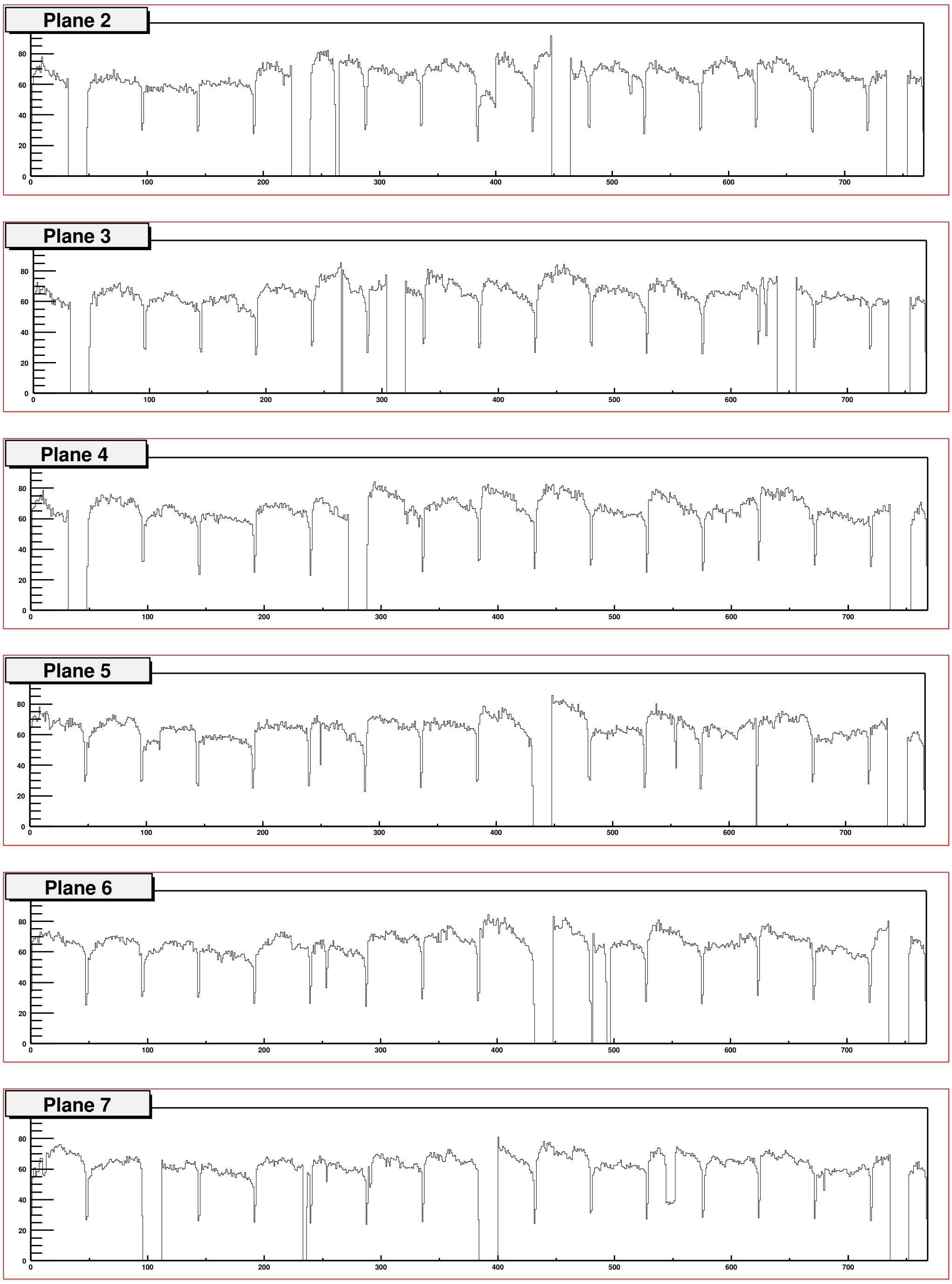
Ergebnisse der Pad-zu-Pad-Korrektur

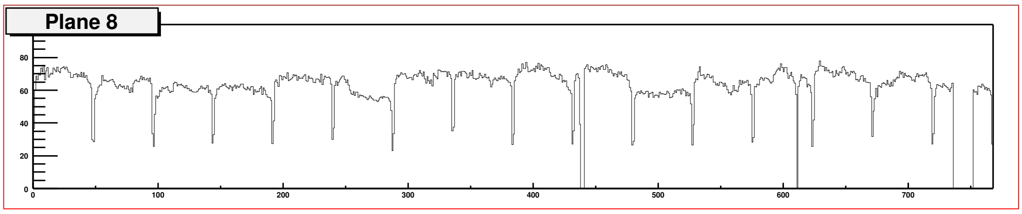
Hier sollen die Ergebnisse der Pad-zu-Pad-Korrektur für alle 20 Planes dargestellt werden. Aufgetragen ist jeweils der wahrscheinlichste maximale ADC-Wert, der sich aus dem Landau-Fit ergibt, gegen die Padnummer in dieser Plane. Die Methode zur Gewinnung dieser Werte wird in Kapitel 6.3 vorgestellt. Die hier dargestellten Verteilungen beziehen sich auf die ersten 10 Bursts des Runs 1427. Da für jedes einzelne Pad eine eigene Verteilung aufgenommen wird, wird eine große Datenmenge benötigt. Daher lassen sich die Kurven durch eine Erhöhung der Statistik noch etwas "glätten".

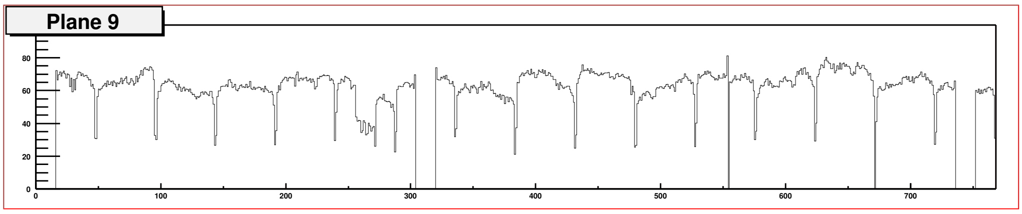
Zu jedem Wert wird auch ein Fehler berechnet, der hier jedoch der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellt wird.

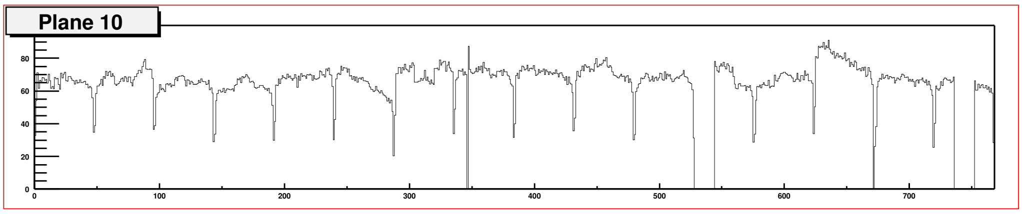


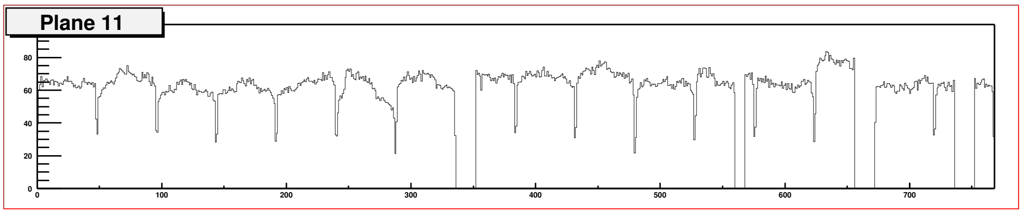


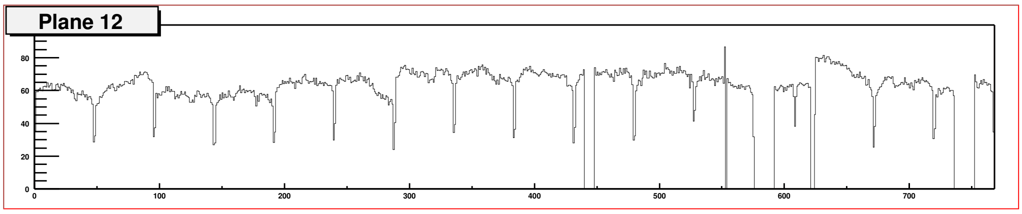

Plane 2
Plane 3
Plane 4
Plane 5
Plane 6
Plane 7

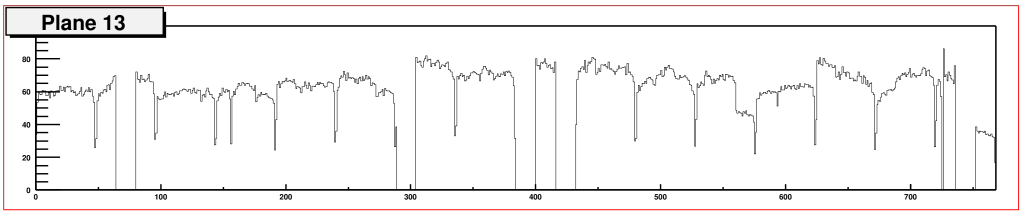

Plane 8

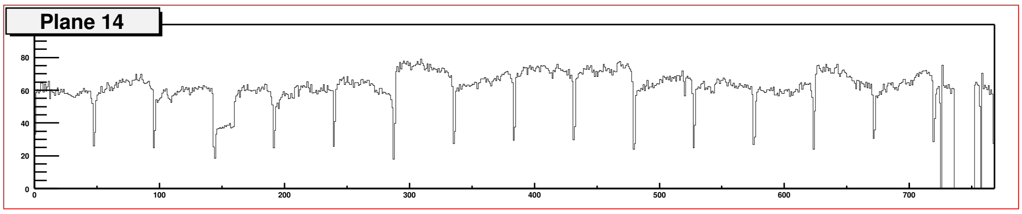

Plane 9

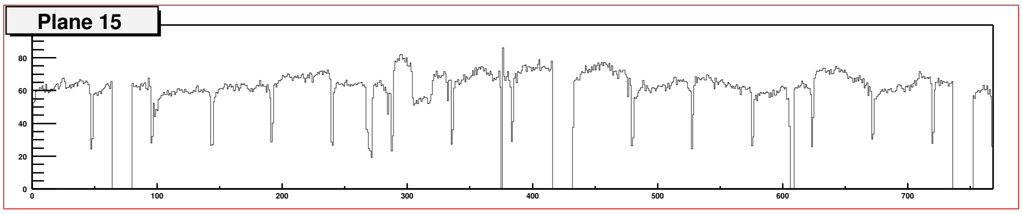

Plane 10

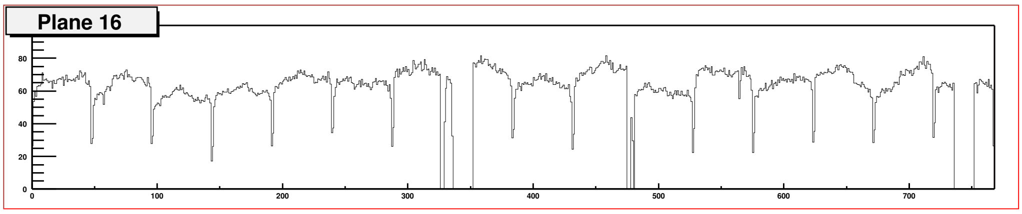

Plane 11

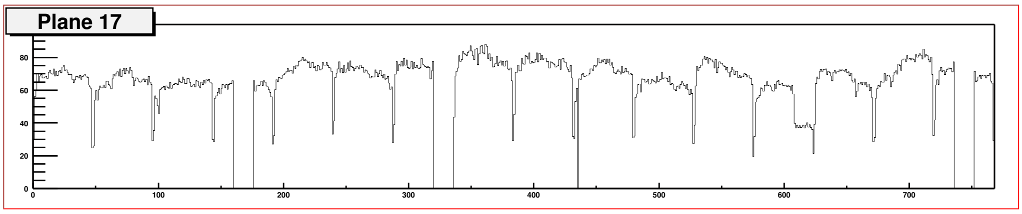

Plane 12

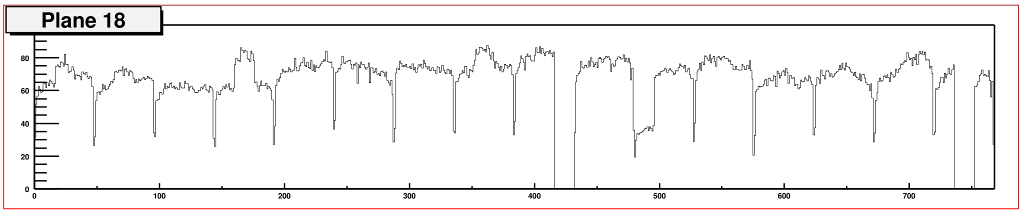

Plane 13

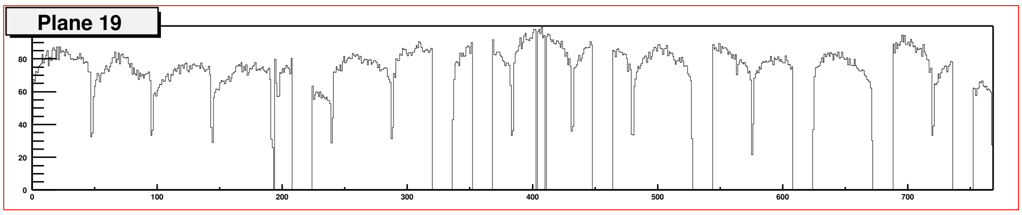

Plane 14
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700


Plane 15
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700


Plane 16
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700


Plane 17
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700


Plane 18
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700


Plane 19
80
60
40
20
0
0
100
200
300
400
500
600
700

Anhang C

Auszüge aus dem C++ Quelltext

In diesem Anhang werden kurze Auszüge aus dem C++ Quelltext vorgestellt, die die Vorgehensweise bei den beiden Hauptkorrekturen, also der Driftzeit- und der Pad-zu-Pad-Korrektur verdeutlichen sollen. Dabei handelt es sich nicht um reinen C++ Code, sondern es sind Objekte und Methoden aus der Analyse-Software "ROOT" und der CERES COOL-Library enthalten (siehe Kapitel 6.1). Es wurden lediglich die Bereiche ausgewählt, die unmittelbar mit der eigentlichen Korrektur zusammenhängen. Daher sind diese Fragmente nicht direkt lauffähig und bedürfen einiger Bibliotheken, die zur Compilierung eingebunden werden müssen.

C.1 Driftzeit-Korrektur

Die Korrektur beginnt mit dem Erzeugen der benötigten Variablen zum Lesen der ROOT-Trees, dem Einbinden eines solchen Trees, und dem Erzeugen weiterer Variablen, z.B. der Histogramme. Dann werden die Histogramme gefüllt, in gleichmäßige "Scheiben" unterteilt, und diese daraufhin mit einer Landau-Funktion gefittet. Die Ergebnisse des Fits, also die Orte der Maxima und ihre Fehler, werden in ein weiteres Histogramm ("*driftnew*") eingetragen und an diese Werte wird die abfallende Exponential-Funktion gefittet. Als Endresultat erhält man aus dem Fit für jede Plane einen Driftparameter mit Fehler.

```
// ***********************************
// **   Quelltext zur Drift-Korrektur   **
// ***********************************

CREvent *event = new CREvent();

TChain *chain = new TChain("T");
chain->Add("RootTree.root");                          // Hinzufuegen eines Root-Trees
```

```
chain->SetBranchAddress("event",&event);
chain->SetBranchStatus("*",0);
chain->SetBranchStatus("ntpchits",1);
chain->SetBranchStatus("tpchits.*",1);

CRTPCHit     *tpchit;
int amp, plane, timebin;
int NumberOfEvents = (int) chain->GetEntries();          // Gesamtanzahl der Events
float pressure=968.9, mean, sigma, merr;
char histoname[10], histotitle[100];

TH2S *drift[20];                                          // Erstellen der 2-dim. Histos

for (plane=0; plane<20; plane++) {
  sprintf(histoname, "drift%02d", plane);
  sprintf(histotitle, "Amplitude vs. Zeitbin (Plane %d)", plane);
  drift[plane] = new TH2S(histoname, histotitle, 250, 0, 250, 1000, 0, 1000);
}

for (int i=0; i<NumberOfEvents; i++) {                    // Start: Fuellen der Histos
  chain->GetEvent(i);
  for (int j=0; j<event->getNTPCHits(); j++) {            // Schleife ueber alle Hits
    tpchit = (CRTPCHit *) event->getTPCHits()->At(j);

    if (tpchit->getTrackIndex()<0) continue;              // Auswahl: Nur Hits auf Spuren
    plane   = (int) tpchit->getPlane();
    timebin = (int) tpchit->getTimebin();
    amp     = (int) (tpchit->getAmp())*cos(tpchit->getTheta());
    // (Korrektur der Amplitude auf den Winkel Theta)

    drift[plane]->Fill(timebin, amp);
  }
  event->clear();
}

// Festlegung der Fit-Grenzen (abhaengig von der Plane)
int low[20]={130,120,110,100,90,80,70,60,60,50,50,40,40,30,30,30,20,20,20,20};
int high[20]={220,220,220,220,210,210,210,210,200,200,
              200,200,200,200,200,200,200,190,190,190};

// Definition der Fit-Funktionen (Landau- und Exponentialfunktion)
TF1 *fitlandau = new TF1("fitlandau", "landau", 0, 1000);
TF1 *fitexp    = new TF1("fitexp", "[0]*exp(-[1]*x)", 0, 250);
fitexp->SetParameters(300, 0.001);                        // Initial-Parameter

for (plane=0; plane<20; plane++) {
  // Histogramme fuer die gefitteten wahrscheinlichsten Amplituden
  sprintf(histotitle, "Plane %d)", plane);
  TH1S *driftnew = new TH1S("driftnew", histotitle, 50, 0, 250);

  sprintf(histoname, "drift%02d 1", plane);
  for (int bin=0; bin<250; bin+=5) {                      // Binning: 5 Zeitbins
    drift[plane]->ProjectionY(histoname,bin,bin+4);       // Herausschneiden einer Scheibe
    TH1S *drift_1 = (TH1S*) gDirectory->Get(histoname);   // Auftragen als 1-dim. Histo

    // Dreifache Durchfuehrung des  Landau-Fits zur Verbesserung des Ergebnisses
    drift_1->Fit("fitlandau","","",0,1000);
    mean  = fitlandau->GetParameter(1);
    sigma = fitlandau->GetParameter(2);
    drift_1->Fit("fitlandau","","",mean-(2*sigma),mean+(3*sigma));
    mean  = fitlandau->GetParameter(1);
    sigma = fitlandau->GetParameter(2);
    drift_1->Fit("fitlandau","","",mean-(2*sigma),mean+(3*sigma));
    mean  = fitlandau->GetParameter(1);                   // Wahrscheinlichste Amplitude
    merr  = fitlandau->GetParError(1);                    // Fehler des Fits
    driftnew->Fill(bin, mean);
    driftnew->SetBinError(bin/5, merr);
  }
  driftnew->Fit("fitexp","","",low[plane],high[plane]);  // Fit der Exponential-Funktion

  parameter = fitexp->GetParameter(1);                    // Ergebnis: Attachment-Parameter
  parerror  = fitexp->GetParError(1);                     // Fehler des Parameters

  parameter /= (pressure/1013.0)*(pressure/1013.0);      // Korrektur auf den Druck
}
```

C.2 Pad-zu-Pad-Korrektur

Analog zur Driftzeit-Korrektur werden zunächst die benötigten Variablen zum Lesen der ROOT-Trees erzeugt, ein Tree eingebunden und weitere Variablen erzeugt. Dann werden die Histogramme gefüllt, hier jedoch für jedes Pad ein eigenes (insgesamt 15360), und jeweils dreifach eine Landau-Funktion an die Verteilungen gefittet. Die Ergebnisse der Fits stellen den Gain-Faktor dieses Pads mit Fehler dar. Diese werden nun noch auf einen mittleren Wert aller Pads normiert.

```
// ****************************************
// **  Quelltext zur Pad-zu-Pad-Korrektur  **
// ****************************************

CREvent *event = new CREvent();

TChain *chain = new TChain("T");
chain->Add("RootTree.root");                                 // Hinzufuegen eines Root-Trees
chain->SetBranchAddress("event",&event);
chain->SetBranchStatus("*",0);
chain->SetBranchStatus("ntpchits",1);
chain->SetBranchStatus("tpchits.*",1);

CRTPCHit    *tpchit;
int maxadc, pad, plane;
int NumberOfEvents = (int) chain->GetEntries();              // Gesamtanzahl der Events
float mean, sigma, merr;
float meanADC=62.0;                                          // Festgelegter Mittelwert
char histoname[10], histotitle[100];

TH1S *maxADC[768][20];                                       // Erstellen der 15.360 Histos

for (pad=0; pad<768; pad++) {
  for (plane=0; plane<20; plane++) {
    sprintf(histoname, "h%03dx%02d", pad, plane);
    sprintf(histotitle, "pad_%d, plane_%d", pad, plane);
    maxADC[pad][plane] = new TH1S(histoname, histotitle , 255, 0, 255);
  }
}

for (int i=0; i<NumberOfEvents; i++) {                       // Start: Fuellen der Histos
  chain->GetEvent(i);
  for (int j=0; j<event->getNTPCHits(); j++) {               // Schleife ueber alle Hits
    tpchit = (CRTPCHit *) event->getTPCHits()->At(j);

    if (tpchit->getTrackIndex()<0) continue;                 // Auswahl: Nur Hits auf Spuren
    pad    = (int) (tpchit->getPad()+0.5);                   // +0.5, da Integer-Umwandlung
    plane  = (int) tpchit->getPlane();
    maxadc = (int) ((tpchit->getMaxAdc())*cos(tpchit->getTheta()));
    // (Korrektur der Amplitude auf den Winkel Theta)

    maxADC[pad][plane]->Fill(maxadc);
  }
  event->clear();
}

// Definition der Fit-Funktion (Landau-Funktion)
TF1 *fitlandau = new TF1("fitlandau", "landau", 0, 250);

for (plane=0; plane<20; plane++) {
  for (pad=0; pad<768; pad++) {
    if (maxADC[pad][plane]->GetEntries()>300) {              // Mindestens 300 Eintraege
      maxADC[pad][plane]->Rebin(2);                          // Je zwei Eintraege vereinen

      // Dreifache Durchfuehrung des  Landau-Fits zur Verbesserung des Ergebnisses
      maxADC[pad][plane]->Fit("fitlandau");
      mean  = (fitlandau->GetParameter(1));
      sigma = (fitlandau->GetParameter(2));
      maxADC[pad][plane]->Fit("fitlandau","","",mean-(2*sigma),mean+(3*sigma));
      mean  = (fitlandau->GetParameter(1));
      sigma = (fitlandau->GetParameter(2));
      maxADC[pad][plane]->Fit("fitlandau","","",mean-(2*sigma),mean+(3*sigma));
      mean  = (fitlandau->GetParameter(1));                  // Wahrscheinlichster maxADC
      merr  = (fitlandau->GetParError(1));                   // Fehler des Fits
```

```
      if (mean<1.0 || mean>100.0 || sigma>5) {           // Falls fehlerhafter Fit
        cout << "Fit-Fehler" << endl;
        mean = meanADC;
      }
    }

    else {                                               // Falls weniger als 300
      cout << "Zu wenig Eintraege" << endl;
      mean = meanADC;
    }

    mean = meanADC / mean;                               // Errechnung des Faktors
  }                                                      // fuer die Korrektur
}
```

Anhang D

Die CERES-Kollaboration

Die folgenden Seiten enthalten eine alphabetische Aufstellung aller Mitglieder der CERES-Kollaboration, geordnet nach den teilnehmenden Instituten oder Forschungseinrichtungen (Stand: Dezember 2001)

P. Rehak
Brookhaven National Laboratory, Upton, USA

B. Lenkeit, A. Pfeiffer, J. Schukraft
CERN, Geneva, Switzerland

G. Agakichiev, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos, G. Hering, J. Holeczek, A. Maas, A. Marin, D. Miskowiec, J. Rak, H. Sako, S. Sedykh
GSI, Darmstadt, Germany

V. Belaga, K. Fomenko, Y. Panebrattsev, O. Petchenova, S. Shimansky, V. Yurevich
JINR, Dubna, Russia

J. P. Wurm
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

H. Appelshäuser, S. Damjanovic, T. Dietel, L. Dietrich, S. I. Esumi, K. Filimonov, P. Glässel, J. Milosevic, V. Petracek, W. Schmitz, W. Seipp, J. Slivova, H. J. Specht, J. Stachel, H. Tilsner, J. P. Wessels, T. Wienold, B. Windelband, S. Yurevich
Universität Heidelberg, Germany

D. Adamova, V. Kushpil, M. Sumbera
NPI/ASCR, Rez, Czech Republic

A. Drees, F. Ceretto
Department for Physics and Astronomy, SUNY Stony Brook, USA

A. Cherlin, Z. Fraenkel, A. Gnaenski, A. Milov, I. Ravinovich, I. Tserruya, W. Xie
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

Literaturverzeichnis

[Aga99] G. Agakichiev et al.: *First Results from the CERES Radial TPC*, Nucl. Phys. A661 (1999)

[All80] W.W.M. Allison & J.H.Cobb, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980)

[App99] H. Appelshäuser & W. Schmitz: *Lateral Crosstalk in the CERES-TPC Readout Chambers*, 1999

[Bel99] R. Bell, Diplomarbeit im Studiengang Physik (1997)

[Ber97] C. Bernard et al.: *QCD Thermodynamics with an improved Lattice Action*, Phys. Rev. D56 (1997)

[Blu93] W. Blum & L. Rolandi: *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer (1993)

[Cle99] J. Cleymans & K. Redlich: *Particle Ratios at CERN, BNL and GSI: Unified description of Freeze-Out-Parameters*, Nucl. Phys. A661 (1999)

[Gar01] C. Garabatos, Persönliche Notiz vom 12.03.2001

[GSI99] *CERES misst Leptonenpaare*, GSI-Nachrichten 3/99 (1999)

[Heb97] T. Hebbeker: *Teilchendetektoren (Vorlesungsskript)*, Download unter *http://www-eep.physik.hu-berlin.de/ hebbeker/lectures*, 1997

[Her01] D. Herrmann: *C++ für Naturwissenschaftler*, Addison-Wesley (2001)

[Huk87] M. Huk, P. Igo-Kemenes & A. Wagner: *Electron Attachment to Oxygen, Water and Methanol in various Drift Chamber Gas Mixtures*, Nucl. Instrum. Meth. A267 (1988)

[Leh83] I. Lehraus, Nucl. Instrum. Meth. 217 (1983)

[Len99] B. Lenkeit et al.: *Recent Results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer*, Nucl. Phys. A661 (1999)

[Mar97] B.R. Martin & G. Shaw: *Particle Physics*, Wiley (1997)

[Mat86] T. Matsui & H. Satz: *J/Ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation*, Phys. Lett. B178 (1986)

[May94] T. Mayer-Kuckuk: *Kernphysik*, Teubner (1994)

[Pov99] B. Povh, K. Rith, C. Scholz & F. Zetsche: *Teilchen und Kerne*, Springer (1999)

[Rol99] C. Roland, Inaugural-Dissertation (1999)

[ROO01] R. Brun, F. Rademakers et al.: *ROOT Users Guide v3.1c*, Download unter *http://root.cern.ch* (2001)

[Sch01] W. Schmitz, Inaugural-Dissertation (2001)

[Shu78] E.V. Shuryak: *Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons ans Psions*, Phys. Lett. B78 (1978)

[Sli01] J. Slivova, Persönliche Notiz vom 11.09.2001

[Sta99] J. Stachel: *Towards the Quark-Gluon-Plasma*, Nucl. Phys. A654 (1999)

[Ste71] R.M. Sternheimer & R.F. Peierls: *General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles*, Phys. Rev. B, B3 (1971)

[Sto98] H. Stöcker: *Taschenbuch der Physik*, Harri Deutsch (1998)

[Wam98] J. Wambach & R. Rapp: *Theoretical Interpretations of Low-Mass Dileptons*, Nucl. Phys. A638 (1998)

[Web97] C. Weber, Diplomarbeit im Studiengang Physik (1997)

[Wen94] S. Wenig, R. Bock, H.G. Fischer, R. Sendelbach & R. Stock: *Gas Studies for the NA49 TPC's*, GSI Annual Report (1994)

Danksagung:

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich beim Schreiben dieser Arbeit mit Hilfen, Hinweisen und Diskussionen unterstützt haben.

An erster Stelle gilt mein Dank Frau Prof. Johanna Stachel, die mir diese Arbeit überhaupt erst ermöglicht hat, und mir bereits in der Zeit davor die Gelegenheit zu einem längeren vorbereitenden Aufenthalt an der Universtät von Bergen/Norwegen, sowie am CERN in Genf gab.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei der gesamten CERES-Kollaboration für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die vielseitige Hilfsbereitschaft. Besonderer Dank gilt:

Dr. Harald Appelshäuser für seinen Einsatz in Bezug auf den Bergen- und Genf-Aufenthalt, sowie seine regelmäßigen Hilfen und Anregungen und schließlich auch das Korrekturlesen,

Heinz Tilsner für die nette Zusammenarbeit am CERN und die unermüdliche Bereitschaft, meine Fragen - meist zu Problemen mit ROOT oder C++ - zu beantworten,

Dr. Ana Marin für die kompetente Leitung der TPC-Gruppe und der vielen damit verbundenen Gespräche,

Wilrid Ludolphs, die mir besonders am Ende meiner Arbeit in vielerlei Hinsicht geholfen hat, und zu einer rechtzeitigen Fertigstellung der Arbeit beigetragen hat, und schließlich

Dr. Wolfgang Schmitz, der der Arbeit oftmals neue Impulse verliehen hat.

Für die nette Atmosphäre und die Beantwortung vieler Fragen zu verschiedensten Linux- und Latexproblemen danke ich denen, die sich mit mir den Arbeitsraum teilten, darunter besonders Marc Stockmeier, Markus Merschmeyer und Dr. Krzysztof Wiśniewski.

Schließlich danke ich Isabell Weimann, die mir in all der Zeit helfend zur Seite stand und das Endprodukt noch einmal auf Fehler durchsucht hat.

Mein größter Dank gilt jedoch meinen Eltern, die dieses Unterfangen finanziert haben und mir so mein Wunsch-Studium ermöglichten.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 19.12.2001