

Technische Universität München
Fakultät für Physik



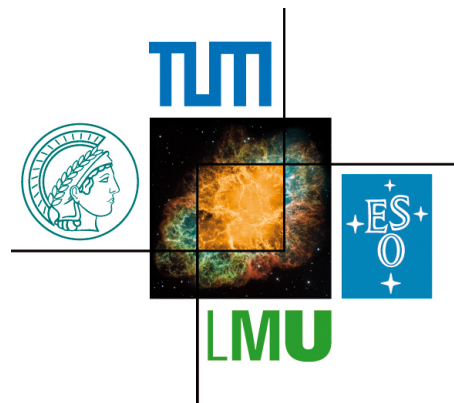
Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Untersuchung der Auflösung eines GEM-TPC Detektors

Resolution studies of a GEM-TPC detector

Verena Walbrecht

13. August 2014



Erstgutachter (Themensteller): Prof. Dr. L. Fabbietti
Zweitgutachter: Dr. A. Ulrich

Betreuer: M. Berger

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	iii
Abstract	v
Kurzdarstellung	vii
1 Einleitung	1
1.1 Untersuchung der Eigenschaften von seltsamer Materie in Kernmaterie	1
1.2 Detektorentwicklung	2
2 Der Detektor	3
2.1 Time Projection Chamber	3
2.2 Gas Electron Multiplier	5
2.3 FOPI GEM-TPC	6
2.3.1 Das FOPI Experiment	6
2.3.2 Die GEM-TPC	8
3 Rekonstruktion der Daten	11
3.1 Clustering	11
3.2 Pattern Recognition	12
3.3 Track Fitting	15
3.4 Reclustering	16
4 Driftfeldkorrekturen	19
4.1 Vergleich von Simulation und Daten	19
4.2 Finite Elemente Simulation mit COMSOL Multiphysics	21
4.2.1 Funktionsweise	21
4.2.2 Feldverzerrungen	23
4.2.2.1 Kurzschlüsse	23
4.2.2.2 Unbekannter Abstand des letzten Streifen und der ersten GEM Folie	24
4.2.2.3 Krümmung der Kathode	25
4.2.2.4 Schiefelage der GEM-Folien	25
4.3 Erzeugung der Deviation Map	27

INHALTSVERZEICHNIS

4.4 Vergleich von Simulation und Daten mit verzerrten Driftfeld	28
5 Untersuchung des Auflösungsvermögens	37
5.1 Gemessene Einstellungen	37
5.2 Korrektur der Daten und Ergebnis	37
6 Zusammenfassung und Ausblick	43
Abbildungsverzeichnis	45
Literaturverzeichnis	49

Abstract

A current topic in the research is the study of the interaction between nuclear matter and kaons, which are the lightest strange mesons. The Kaon-Nukleon-Potential has been determined by several experiments. The FOPI-Experiment, which was located at the GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), has measured a repulsive potential in normal nuclear matter of (20 ± 5) MeV [5]. In contrast to that, the HADES-Experiment has determined a potential of 39_{-2}^{+8} MeV [1]. Because of this disagreement a further experiment has been taken out at the FOPI-Spectrometer in 2011. The reaction was $\pi^- + C/Cu/Pb$ at 1.7 GeV/c [3].

The GEM-TPC, a time projection chamber with a gas electron multiplier amplification, has been integrated in the FOPI-Experiment to improve the resolution of the momentum and the secondary vertex. In addition to that, it was possible to test the feasibility of such a detector. The intention of this bachelor-thesis is to study the resolution of the GEM-TPC.

The residual is a good parameter to determine the resolution. It is the minimal distance between the cluster position and the reconstructed track. By looking at the data it turns out, that the residuals show local inhomogeneity. That suggest, that there are distortions in the electric field, which spoil the track reconstruction and therefor the momentum and the vertex resolution. Thats why a driftfield correction is necessary. For the the driftfield correction several effects, which could cause the distortions, where taken into account. One effect is a shortcut of a few strips of the fieldcage, which forms the homogeneity of the electric field. Another is a not perfect adjusted potential on the last strip and its unknown distance to the first GEM foil. Other possibilities are a bending of the cathode and a tilt of the GEM foils. The distorted fields have been simulated with the finite element method.

The Data has been compared with Monte Carlo simulation. In the Monte Carlo simulation it is possible to include the distortion of the drift field, which gives the opportunity to study, which effects are caused the distorted driftfield. During this comparison the bending of the cathode and the tilt of the GEM foils could be excluded. The distance of the last strip could be set to 4.7 cm.

A correction of the data has been done with the determined solution. The resolution at short drift distances of the GEM-TPC could be reduced by 100 μm . For long drift distances the structures of the residuals could not be corrected. That suggests that there are further effects, which causing distortions, which have not been considered in this bachelor-thesis. So a further study of the driftfield is necessary.

Kurzdarstellung

Die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kaonen (die leichtesten seltsamen Mesonen) mit Kernmaterie ist ein aktuelles Thema in der Forschung. Dieses Kaon-Nukleon-Potential wurde bei verschiedenen Experimenten bestimmt. Mit dem FOPI-Experiment, welches sich an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) befindet, wurde ein repulsives Potential von (20 ± 5) MeV in normaler Kerndichte gemessen [5]. Im Gegensatz dazu wurde beim HADES-Experiment ein Potential von 39^{+8}_{-2} MeV gemessen [1]. Aufgrund dieses Unterschiedes wurde 2011 eine weitere Strahlzeit am FOPI Experiment mit der Reaktion $\pi^- + C/Cu/Pb$ bei 1,7 GeV/c durchgeführt [3].

Zur Verbesserung der Auflösung des Impulses und des Secondary Vertices wurde hierfür die GEM-TPC in das FOPI-Experiment integriert. Weiterhin konnte damit die Realisierbarkeit eines solchen Detektors überprüft werden. Ziel dieser Arbeit ist es die Auflösung der GEM-TPC zu untersuchen.

Ein guter Parameter zur Bestimmung der Auflösung ist das Residual. Dieses ist der minimale Abstand zwischen Clusterposition und rekonstruierter Teilchenspur. Bei der Betrachtung der Residuals der Daten zeigte sich, dass diese lokale Inhomogenitäten besitzen. Diese weisen auf eine Verzerrung des elektrischen Feldes in der GEM-TPC hin, wodurch die Auflösung des Impulses und des Secondary Vertices deutlich verschlechtert werden. Deshalb ist es notwendig eine Driftfeldkorrektur durchzuführen. Bei der Driftfeldkorrektur wurden verschiedene Effekte betrachtet, die zu den Verzerrungen führen könnten. Hierzu zählen Kurzschlüsse der Streifen die das Feld der GEM-TPC homogen halten, ein unbekannter Abstand zwischen des letzten Streifens, der ersten GEM-Folie und ein nicht perfekt eingestelltes Potential dieses Streifens. Eine mögliche Krümmung der Kathode oder eine Schräglage der GEM-Folien kommen in Frage. Die entsprechenden verzerrten Felder wurden mit der Finite Elemente Methode simuliert.

Mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen unter Einbeziehung der verzerrten Felder konnte ein Vergleich mit den Daten vorgenommen werden. Die Krümmung der Kathode und die Schiefelage der GEM-Folien konnten hierbei ausgeschlossen werden. Der Abstand des letzten Streifens zur ersten GEM-Folie konnte auf 4,7 cm festgelegt werden.

Mit der gefundenen Lösung war es möglich die aufgenommenen Daten zu korrigieren und die Auflösung für kurze Driftdistanzen in der GEM-TPC um etwa 100 μm verbessern. Für längere Driftdistanzen zeigen sich jedoch nach der Korrektur

Kurzdarstellung

immer noch Strukturen in den Residuals. Dies deutet darauf hin, dass noch weitere feldverzerrende Effekte existieren, die in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wurden. Deshalb ist eine weitere Untersuchung des Driffeldes im Anschluss.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Untersuchung der Eigenschaften von seltsamer Materie in Kernmaterie

Die Untersuchung der Eigenschaften von seltsamer Materie in Kernmaterie ist ein wichtiges Thema in der aktuellen Forschung. Verschiedene theoretische Vorgehensweisen [7] [20] [15] stimmen qualitativ in ihrer Vorhersage über diese Eigenschaften überein. Ein Beispiel hierfür wäre die Änderung der Massen und Kopplungskonstanten von Kaonen und Antikaonen. Diese Änderung werden durch die Abhängigkeit des Kaon-Nukleon (KN) bzw. des Antikaon-Nukleon ($\bar{K}N$) Potentials von der Dichte der Kernmaterie hervorgerufen. Es wird erwartet, dass die effektive Masse der K^- Mesonen kleiner und die der K^+ Mesonen größer wird, je dichter die Kernmaterie ist. Es ist möglich, dass sich ein Bosekondensat aus K^- in dichter baryonischer Umgebung ausbildet. Dies liegt an der zusätzlichen attraktiven Wechselwirkung zwischen den Kaonen und den sie umgebenden Nukleonen.

Um diese Vorhersagen zu bestätigen wurden verschiedene Experimente am FOPI Spektrometer (siehe Kapitel 2.3.1) durchgeführt[5]. Bei einem dieser Experimente wurde die Produktion von K_s^0 Mesonen gemessen, welche bei der Kollision von π^- mit Impulsen von 1,15 GeV/s auf verschiedene Targetkerne (C/Al/Cu/Sn/Pb) entstehen. Diese Kaonen haben bei niedrigen Impulsen in Kernmaterie eine relativ lange Weglänge und eignen sich deshalb gut zur Untersuchung der Eigenschaften von seltsamer Materie in Kernmaterie. Anhand der Impulsverteilung der Kaonen kann eine Aussage über das Kaon-Nukleon-Potential gemacht werden. Mit Hilfe des Hadron String Dynamics Transportmodells konnte ein repulsives Potential von (20 ± 5) MeV in normaler Kerndichte bestimmt werden. Im Gegensatz dazu wurde bei Messungen am HADES Experiment in Ar + KCl - Kollisionen ein repulsives Kaon-Nukleon-Potential von 39_{-2}^{+8} MeV gemessen [1]. Dieses Resultat ergab sich aus dem Vergleich von Isospin Quantum Molekular Dynamics Simulationen und der Transversalimpuls Verteilung der K_s^0 Mesonen.

Aufgrund der unterschiedlichen Werte für das Kaon-Nukleon-Potential von HADES und FOPI wurde zur Überprüfung 2011 eine weitere Strahlzeit am FOPI Experiment durchgeführt, bei der die Reaktionen $\pi^- + C/Cu/Pb$ bei 1,7 GeV/c gemessen wurden [3].

1.2 Detektorentwicklung

Da die Produktion der Kaonen über kurzlebige Resonanzen (Δ^* , N^*) vonstatten geht, ist es vor allem wichtig den „Secondary Vertex“ zu identifizieren[5]. Weiterhin ist eine gute Auflösung des Impulses vonnöten, um das Kaon-Nukleon-Potential näher zu untersuchen.

Aufgrund der Identifizierung des Secondary Vertices wird ein Detektor benötigt, der sich nahe am Kollisionspunkt befindet und diesen umrundet. Weiterhin ist es wichtig, dass mit dem Detektor eine dreidimensionale Teilchenspür mit einer guten Auflösung rekonstruiert werden kann, da mit Hilfe der Krümmung der Spur der Impuls berechnet wird. Die GEM-TPC (Kapitel 2.3.2), welche 2011 der größte Detektor dieser Bauart war, erfüllt beide dieser Eigenschaften. Sie wurde in die Mitte des FOPI Detektors integriert, wodurch sie sich nur wenige cm um den Kollisionspunkt befand. Des Weiteren ist eine dreidimensionale Rekonstruktion der Teilchen möglich. Die GEM-TPC besitzt eine sphärische Auflösung von ca. 230 μm , wodurch die Auflösung des Impulses von dem FOPI Spektrometer um 30% verbessert werden konnte [14]. Die Auflösung des FOPI Spektrometers in z-Richtung war ohne GEM-TPC etwa 10 cm. Die GEM-TPC erreicht eine Auflösung von besser als 10 mm, wodurch eine präzisere Bestimmung der Vertex Koordinaten möglich ist.

Kapitel 2

Der Detektor

Für die Untersuchung des Auflösungsvermögens ist es notwendig die genaue Funktionsweise und die technischen Daten des Detektors zu kennen. In diesem Kapitel wird näher darauf eingegangen.

2.1 Time Projection Chamber

Eine Time Projection Chamber (TPC) ist ein hochauflösender Gasdetektor [16], mit dem eine komplette dreidimensionale Rekonstruktion der Teilchenspur von geladenen Teilchen möglich ist. Diese Art von Detektor wird in vielen Experimenten, wie z.B. beim ALICE¹ Experiment am CERN² [2], als „Central Tracker“ verwendet.

Die Grundkonstruktion der TPC besteht aus einem mit Gas befüllten zylindrischen Volumen, welches den Kollisionspunkt der Teilchen umgibt und nahezu den kompletten Raumwinkel abdeckt [3]. Zur Impulsbestimmung der Teilchen und zur Verminderung der transversalen Diffusion der frei werdenden Elektronen befindet sich die TPC häufig in einem homogenen Magnetfeld, welches entlang der Beam-Achse orientiert ist.

Fliegt ein geladenes Teilchen durch das Detektionsvolumen, so wird das sich darin befindende Gas ionisiert. Um die positiven Gasionen und die freigesetzten Elektronen zu trennen, ist parallel zu dem magnetischen Feld ein homogenes elektrisches Feld angelegt. Die primären Elektronen driften zur Anode, wo sie zuerst verstärkt und dann an den Readoutpads detektiert werden. Hieraus kann die x und y Position ermittelt werden. Die dritte Koordinate der Teilchenspur wird aus der gemessenen Driftzeit bestimmt. Mit Hilfe der bekannten konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen im jeweiligen Gas und des Driftfeldes kann somit auf die z Position der freigesetzten Elektronen zurückgeschlossen werden.

Bei dem ursprünglichen Design der TPC wird die Verstärkung der Elektronen mit Multiwire Proportional Chambers (MWPCs) realisiert [16]. Diese bestehen aus drei Drahtebenen: Gating-Gitter, Frisch-Gitter und die Verstärkungsdrähte. Diese Ebe-

¹A Large Ion Collider Experiment

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

nen bestehen aus vielen nahe beieinander liegenden parallelen Drähten, an denen eine Hochspannung angelegt ist. Das Frisch-Gitter schließt das homogene Driftfeld ab und trennt es vom inhomogenen Feld der Verstärkungsdrähte. Die bei der Ionisation der Gasatome entstehenden Elektronen werden auf dem Weg zwischen Frisch-Gitter und Verstärkungsdrähten durch Gasverstärkung vervielfältigt. Während die Elektronen an den Felddrähten abgeführt werden, bewegen sich die dabei entstehenden Ionen langsam in Richtung des Frisch-Gitters. Daraufhin wird die influenzierte Spiegelladung der Ionen an den Pads registriert. Das Zurückdriften der Ionen in das Driftvolumen („Ion Back Flow“), was die Homogenität zerstören könnte, kann mit Hilfe der Verwendung des Gating-Gitters vermindert werden. Die Verwendung des Gating Gitters verursacht eine Totzeit in der TPC. Verwendet man Gas Electron Multiplier (GEM) Folien [18] (siehe Kapitel 2.2) anstelle von MWPCs als Verstärkung, kann der Ion Back Flow auf ein erträgliches Maß reduziert werden, ohne dass ein Gating Gitter verwendet werden muss.

Der schematische Aufbau einer GEM-TPC ist in Abbildung 2.1 gezeigt.

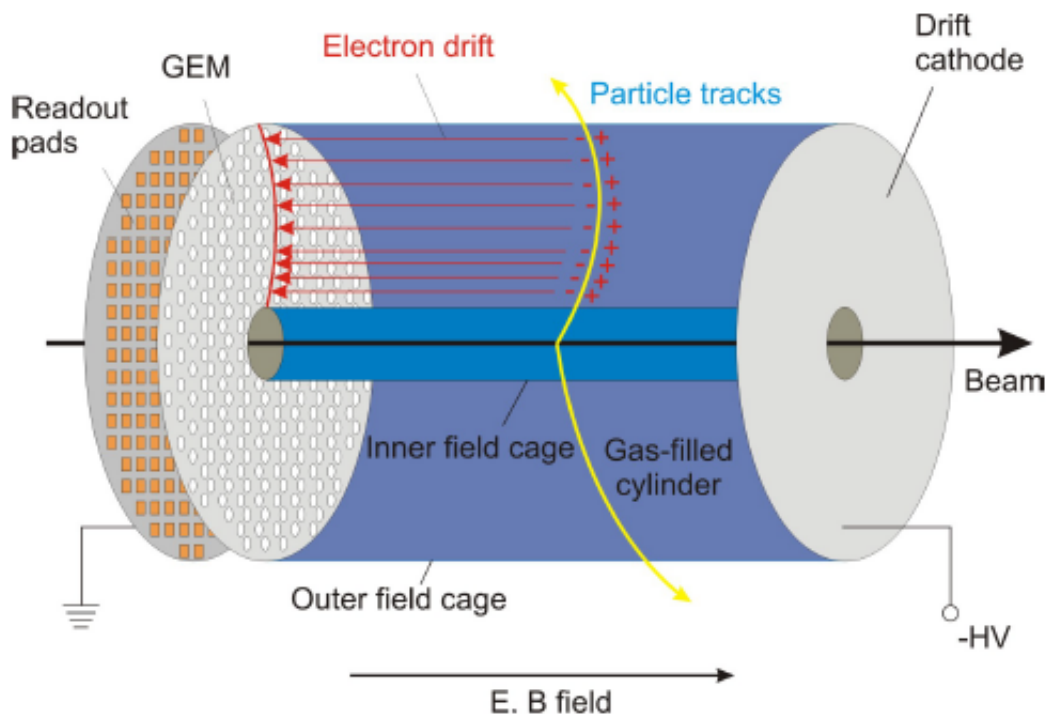


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer auf GEM's basierenden TPC [3].

2.2 Gas Electron Multiplier

Gas Electron Multiplier (GEM) Folien bestehen aus einer isolierenden $50\ \mu\text{m}$ dünnen Polyimidschicht, deren Oberfläche mit einer $2\text{-}5\ \mu\text{m}$ dicken Kupferschicht überzogen ist [3]. Mit Hilfe des Fotolithographie-Verfahrens wird in die Folie eine dichte reguläre Struktur aus doppelt konischen Löchern eingebracht, deren Innendurchmesser $\sim 50\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Löcher befinden sich in einem Abstand von $140\ \mu\text{m}$. Bei den hier beschriebenen Dimensionen handelt es sich um die von CERN produzierten Folien mit Standardmaßen. Abbildung 2.2 zeigt eine mit dem Elektronenmikroskop aufgenommene GEM Foile mit den typischen Dimensionen.

Aufgrund der kleinen Dimensionen der Struktur, ist es möglich mit einer Span-

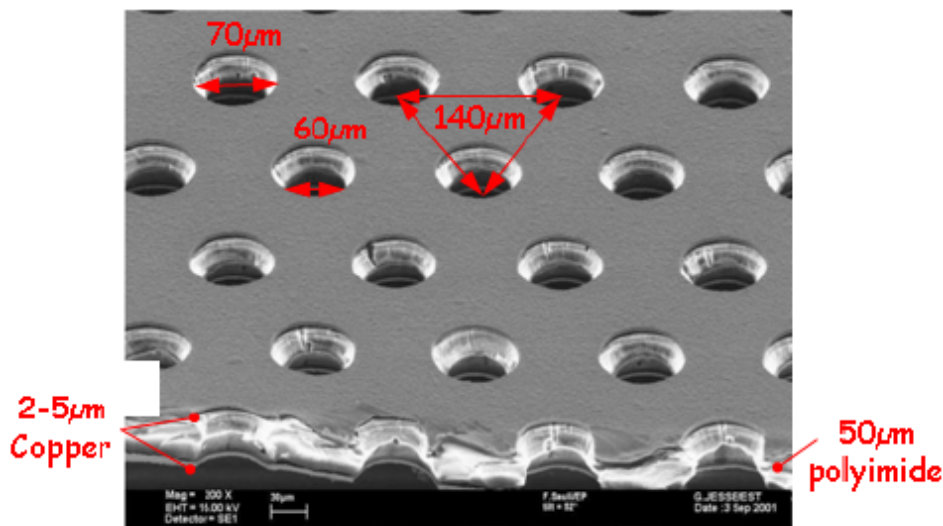


Abbildung 2.2: Elektronenmikroskop Aufnahme einer GEM Folie mit den typischen Dimensionen[3].

nungsdifferenz von $300\text{-}400\ \text{V}$ zwischen den Metallschichten in den Löchern sehr große Feldstärken bis zur $\mathcal{O}(50\ \text{kV}/\text{cm})$ zu erzeugen.

Die Funktionsweise einer GEM Folie ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Ein Elektron wird aufgrund der Feldlinien in ein GEM Loch geführt. Dort löst es eine Elektronenlawine aus, welche entlang der Feldlinien auf die untere Seite der GEM Folie driftet. Die hierbei entstehenden Ionen werden größtenteils auf die obere Seite der Folie geleitet und können deshalb nicht mehr in die Driftkammer gelangen. Somit ist aufgrund dieser asymmetrischen Feldkonstruktion der Ion back flow bei den GEM Folien unterdrückt.

Die in den GEM Löchern erzeugte Elektronenlawine kann an der unteren Seite der

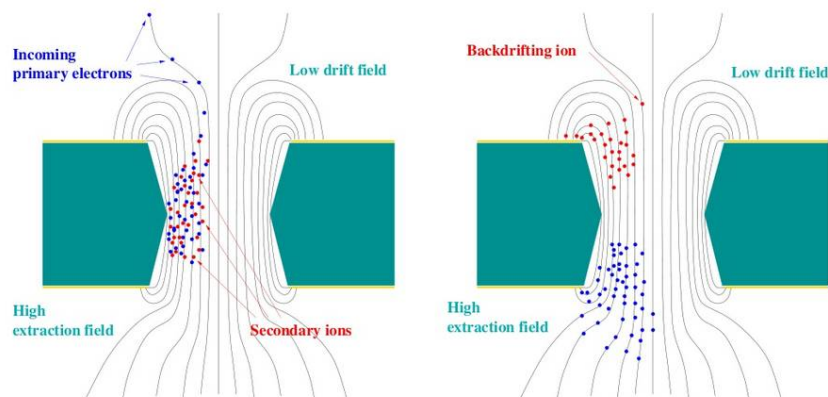


Abbildung 2.3: Funktionsweise einer GEM Folie [3].

GEM Folie extrahiert werden und dann entweder registriert oder zur nächsten amplifikations Stufe weitergeleitet werden. Üblicherweise werden drei Folien zu einer Verstärkungsstufe zusammengefasst, wobei sich eine effektive Signalverstärkung von $\sim 10^4$ ergibt.

2.3 FOPI GEM-TPC

Die FOPI GEM-TPC ist eine TPC mit einer GEM basierenden Amplifikation anstelle von MWPC's [8]. Er wurde in das FOPI Experiment an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt integriert. Dadurch war es möglich, mit diesem Detektor die sphärische Auflösung des FOPI Spektrometers zu verbessern.

2.3.1 Das FOPI Experiment

Bei FOPI handelte es sich um ein Hadronen Spektrometer, welches am Ringbeschleuniger Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI von 1990 bis Ende 2013 betrieben wurde [17]. Mit Hilfe dieses Detektors wurden unter anderem Eigenschaften von seltsamen Hadronen in dichter Materie bei relativ niedrigen Temperaturen von ca. 100 MeV untersucht.

Durch die Verwendung von verschiedenen Teilkomponenten deckte FOPI fast einen kompletten Raumwinkel von 4π ab.

Zur Aufnahme der Teilchenspur wurden zwei Driftkammern verwendet: Die Central Drift Chamber (CDC) für die hintere Hemisphäre und das HELITRON für die vordere. Dabei wurde ein polarer Winkel von 32° bis 140° und von 9° bis 26° , sowie der volle Azimutwinkel abgedeckt.

Die Messung der Flugzeit erfolgte über drei Szintillationsdetektoren, Plastic Barral,

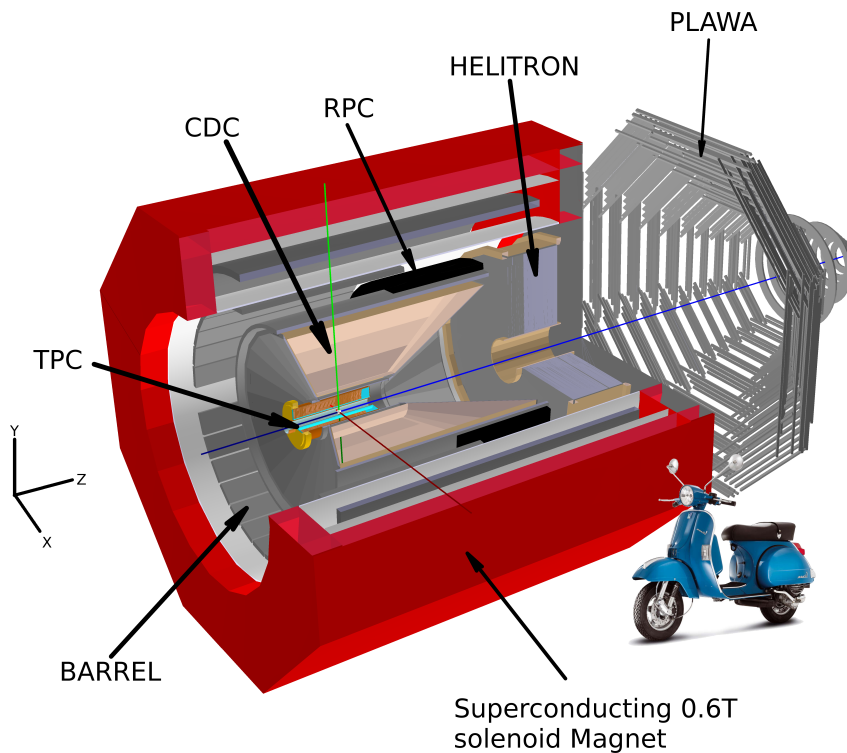


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des FOPI Detektors.

Plastic Wall (PLAWA) und Zero-Degree Counter (ZDC), welche ebenfalls alle den vollen Azimutwinkel abdeckten. Das Plastic Barrel deckte die hintere Hemisphäre in einem Winkelbereich von 67° bis 140° ab. Die Plastic Wall der vorderen Hemisphäre deckte einen Winkel von 7° bis 30° ab. Der ZDC war für die vordere Region unter kleinen Winkeln (1° bis 7°) zuständig.

Ein weiteres Time Of Flight (TOF) System bestand aus einer multi-strip multi-gap resistive plate chambers (MMRPCs) nahe des Kollisionspunktes und dem Plastic Barral der hinteren Region. Mit den Informationen aus den Driftkammern und des TOF Systems ist es möglich geladene Hadronen bis zu sehr hohen Impulsbereichen zu identifizieren und nachzuweisen, z.B. Kaonen bis ca. $1 \text{ GeV}/c$.

Alle Teile des Detektors, bis auf die PLAWA, ZDC und HELITRON, befanden sich in einem homogenen magnetischen Feld, welches entlang der Beam-Achse ausgerichtet war. Somit konnten unter anderem die transversalen und longitudinalen Impulse der geladenen Teilchen bestimmt werden. Weiterhin konnte auch die Ladung der Teilchen ermittelt werden, welche sich aus der Richtung der Krümmung im Ma-

gnetfeld ergibt. Ein schematischer Aufbau des FOPI Detektors mit den jeweiligen Komponenten ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

2.3.2 Die GEM-TPC

Die GEM-TPC wurde so konstruiert, dass sie in die CDC von FOPI hineinpasste und es dennoch möglich war das Target zu wechseln[3]. Die Driftlänge beträgt 727,8 mm, der Innendurchmesser 104 mm und der Außendurchmesser 308 mm. Im Wesentlichen kann der Aufbau der GEM-TPC in drei Teile unterteilt werden: Den Feldkäfig, den GEM Flansch und das Readout. Der Schnitt durch die GEM-TPC mit Maßen ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die zwei Zylinder, die das Detektionsvolumen einschließen, bestehen aus einem

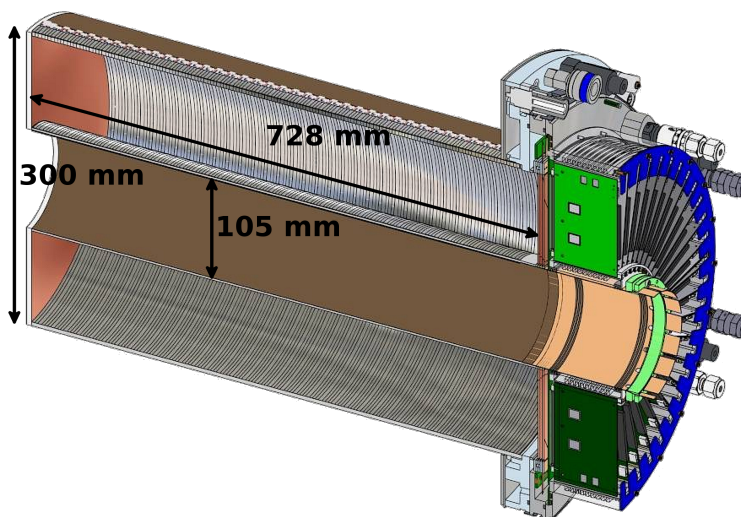


Abbildung 2.5: Schnitt durch die GEM-TPC [14].

mehrschichtigen Material, dessen Hauptkomponenten Rohacell und Kapton sind. Die Strip Folie, welche den Feldkäfig bildet, besteht aus einer 25 μm dicken Kaptonfolie mit über 900 im Abstand von 1,5 mm parallel angeordneten Kupfer Streifen. Diese Folie ist an den Innenseiten des Mantels angebracht. Das homogene elektrische Feld wird über eine angelegte Hochspannung an der Endkappe erzeugt. Um die Homogenität zu verbessern wird das Potential von der Seite der Kathode aus schrittweise über die Streifen herabgesetzt bis zum Potential der ersten GEM inklusive eines Offsets.

Die GEM Folien, die für die GEM-TPC verwendet wurden, sind die Standardfolien wie in Kapitel 2.2 beschrieben. Bis zu vier dieser Folien können im GEM Flansch

angebracht werden.

Um Überschlüge mit viel Ladung, die Löcher in Folien brennen, zu verhindern ist jede Folie in acht Segmente mit eigenem Ladungswiderstand unterteilt. Die Unterteilung führt zu einer kleineren Fläche, die eine kleinere Kapazität zur Folge hat, wodurch die Ladung des Überschlags verringert wird. Das Schema des GEM Stacks ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

Der wichtigste Bestandteil des Readouts ist die Pad-Plane. Sie besitzt eine hexago-

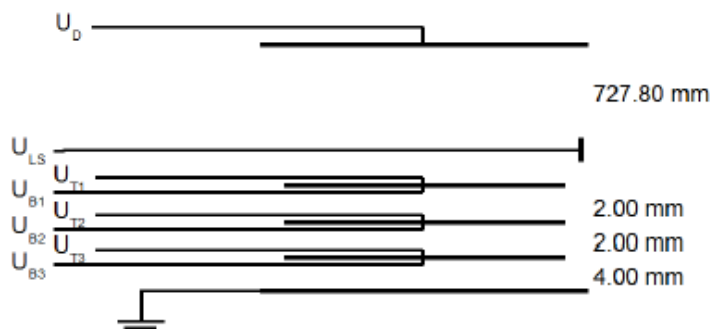


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des GEM Stacks. Hierbei ist U_d die Driftspannung, U_{LS} die Spannung des letzten Streifen vor der ersten GEM Folie. U_T und U_B sind die Spannungen, die an der Ober- und Unterseite der Folien angelegt sind [3].

nale Struktur mit einem äußeren Pad Radius von $1,5 \mu\text{m}$. Abbildung 2.7 zeigt eine Großaufnahme der Pad-Plane.

Die Pad-Plane ist mit 42 Front-End Karten ausgestattet um die Daten auszulesen.



Abbildung 2.7: Großaufnahme der Pad-Plane [3].

Jede dieser Karten ist mit 4 analogen AFTER/T2K Chips ausgestattet [4]. Mit diesen

ist es möglich eine maximale sampling Frequenz von 50 MHz zu erreichen. Abbildung 2.8 zeigt schematisch das elektrische Schaltbild der GEM-TPC.

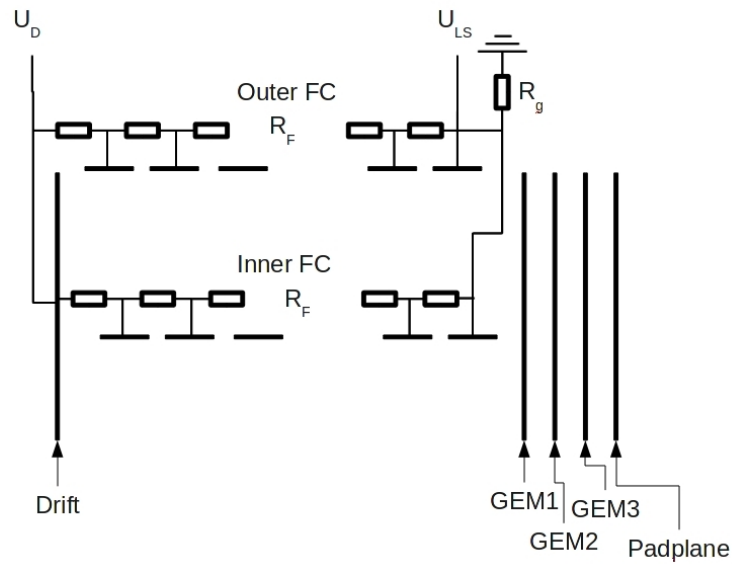


Abbildung 2.8: Schematisches elektrisches Schaltbild der GEM-TPC mit Driftanode, inneren und äußerem Feldkäfig und den Verstärkungsteil (GEM Stack).

Kapitel 3

Rekonstruktion der Daten

Bevor die Auflösung eines Detektors untersucht werden kann, müssen zuerst die Tracks der detektierten Teilchen rekonstruiert werden. Dieser Prozess kann in drei Bereiche unterteilt werden: Dem Clustering, der Mustererkennung (Pattern Recognition) und dem Track Fitting [3].

3.1 Clustering

Nachdem die bei der Ionisierung des Gases entstanden Elektronen am GEM-Stack verstärkt wurden, erzeugen sie an der Pad Plane ein Signal. Das entstehende analoge Signal wird mittels eines sampling Analog Digital Converters (ADC) zur weiteren Verarbeitung digitalisiert. Mit Hilfe der Pulse Shape Analysis (PSA) werden alle Samples eines Pulses zu einem einzigen Digi zusammengefasst [3]. Die einzelnen Pulse werden durch lokale Minima voneinander getrennt. Um die Datenmenge zu verringern, wird von dem Digi nur die Zeit $t = t_{\text{max. Amplitude}} - t_{\text{Off-Set}}$ sowie die maximale Amplitude und das Integral gespeichert. Hierbei ist $t_{\text{Off-Set}}$ die Anstiegszeit des Signals, welche als konstant angenommen wird.

Während des Prozesses des Clustering werden Digis, die aus Elektronen des selben Entstehungsortes resultieren, zu einem Cluster zusammen gefasst. Ein Cluster ist durch seine totale Amplitude und seine räumliche Position mit Fehlern wohldefiniert.

Der Algorithmus der zum Cluster Finding verwendet wird startet das Clustering am Ort der maximalen deponierten Ladung und erfolgt in zwei Schritten. Zuerst werden alle Digis, die zur Verfügung stehen, nach abnehmender Amplitude sortiert. Danach wird eine Schleife über alle Digis ausgeführt, bei der überprüft wird, ob der direkte Nachbar zu einem bereits existierenden Cluster gehört. Des Weiteren wird kontrolliert, ob das Digi in einer gewissen Zeitspanne eines bestehenden Clusters liegt. Treffen diese Kriterien zu, wird das Digi dem Cluster hinzugefügt, ansonsten wird ein neuer Cluster gebildet. Passen mehrere Cluster, wird das Digi aufgeteilt. Hierzu wird die Amplitude durch die Anzahl der passenden Cluster geteilt. Um das elektrische Rauschen zu unterdrücken, gibt es eine untere Grenze der Amplitude unter welcher keine Cluster mehr gebildet werden. Der Clusterfinder entspricht

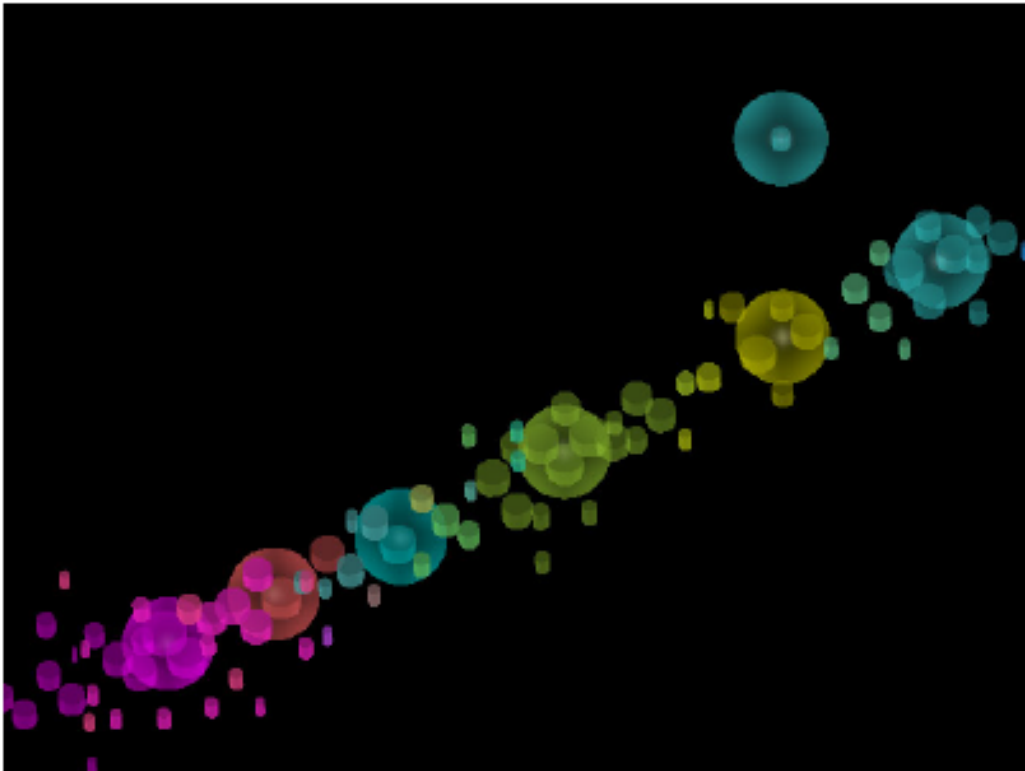


Abbildung 3.1: Visualisierung des Clustering. Diejenigen mit zylinderförmiger Gestalt entsprechen den Digis, die Cluster sind kugelförmig dargestellt. Alle Digis, die zu einem Cluster gehören besitzen die gleiche Farbe. Geteilte Digis erscheinen in gemischter Farbe. Die unterschiedlichen Größen entsprechen unterschiedlichen Amplituden [3].

einer 3D Minimasuche, d.h., dass sich die Cluster durch lokale Minima voneinander abgrenzen. Abbildung 3.1 zeigt eine Visualisierung des Clusterings.

Dieser Algorithmus beansprucht bei einer großen Anzahl an Digis sehr viel Rechenzeit, da für jedes Digi alle Cluster überprüft werden müssen. Bei einem größeren Detektor würde man deshalb den Prozess sektorisieren.

3.2 Pattern Recognition

Die Pattern Recognition ist in der Lage die Muster in den Clustern zu erkennen und sie zu Tracks zu kombinieren. Dieser Algorithmus basiert auf einer winkeltreuen

Abbildungsmethode, die die sogenannte Riemanns Sphäre ¹ beinhaltet [19] [11]. Die Grundlage ist die Riemann Transformation. Dabei werden Punkte stereographisch von einer \mathbb{R}^2 Ebene auf die Riemanns Sphäre projiziert. Die Projektion ist glatt, bijektiv, konform und winkeltreu. Sie ist vollständig, bis auf einen Punkt, definiert. Dieser Punkt entspricht hier dem Nordpol. Bei dieser Projektion werden Kreise und Linien eindeutig Kreisen auf der Sphäre zugeordnet. Die Transformation ist für einen Punkt $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$ wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{R_i \cdot \cos \varphi_i}{1 + R_i^2} \\ y_i &= \frac{R_i \cdot \sin \varphi_i}{1 + R_i^2} \\ z_i &= \frac{R_i^2}{1 + R_i^2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Da bei 3.1 ein Kreis auf der Sphäre eine Ebene im Raum definiert, existiert ein direkter Zusammenhang zwischen einem Kreis auf der Ebene und einer Ebene, die die Riemanns Sphäre schneidet. Da dadurch nicht lineare Probleme linearisiert werden, ist die Riemann Transformation sehr gut zum Finden von Tracks geeignet. Abbildung 3.2 zeigt die Riemann Transformation einer gekrümmten Teilchenspur.

Bevor die Cluster zu Tracks zusammengefasst werden, werden sie nach ihrer z-Position, dem Radius und dem Winkel vorsortiert [3]. Danach wird der erste Track gebildet, der zu diesem Zeitpunkt nur aus einem Cluster besteht. Daraufhin wird eine Schleife über alle Cluster ausgeführt, die überprüft ob der jeweilige Cluster zu einem bereits existierenden Track zugeordnet werden kann. Die Kriterien der Zuordnung werden „hit-track-Correlator“ genannt. Für diesen Teil der Pattern Recognition gibt es zwei Korrelatoren:

- **Proximity Correlator:**
Dieser Korrelator sucht den nächstliegenden Cluster, der sich in einem Track befindet und berechnet die Distanz zwischen den beiden Positionen. Er ist immer anwendbar.
- **Helix Correlator:**
Hier wird der Abstand vom Cluster zu der pregefitteten Helix, welche den Track definiert, überprüft. Deshalb ist er nur anwendbar, wenn der Track schon gefittet ist.

Der Track übersteht den Korrelator, wenn die berechneten Distanzen kleiner als die definierten Cuts sind. Die Anzahl der anwendbaren und überstandenen Korrelatoren wird als „Korrelationslevel“ bezeichnet[3]. Der Cluster wird dem Track mit

¹Die Riemanns Sphäre befindet sich im Ursprung der komplexen Ebene und besitzt einen Durchmesser von $d = 1$.

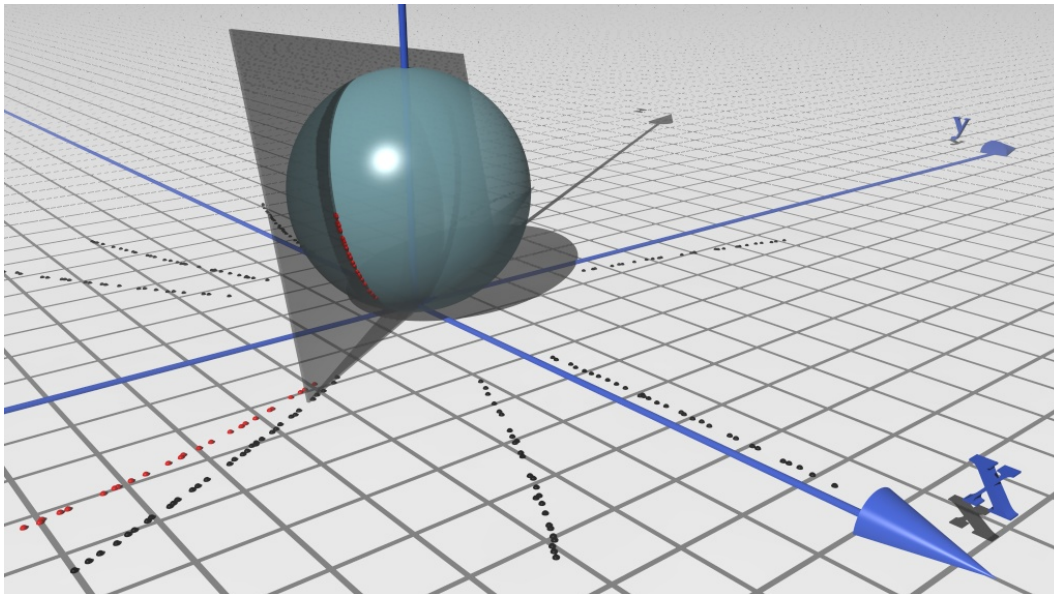


Abbildung 3.2: Riemann Transformation einer gekrümmten Teilchenspur auf die Riemanns Sphäre. Weiterhin ist die Ebene eingezeichnet, die durch die zu transformierenden Punkte definiert ist [3].

dem höchsten Korrelationslevel zugeordnet. Hat kein Track die beiden Korrelatoren überstanden, so wird ein neuer Track gebildet.

Besitzt ein Track mehr als eine vorgegebene Anzahl an Clustern, so wird der Helix Fit angewendet werden. Dieser wird in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wird ein Plane Fit auf der Riemann Sphäre durchgeführt. Danach folgt ein Neigungsfit mittels der Clusterwinkel und den z-Positionen.

Da während des Prozesses nicht immer alle Tracks komplett gefunden werden, ist es notwendig die einzelnen Teilstücke (Tracklets) eines tatsächlichen Tracks zusammenzufassen. Das sogenannte Track Merging funktioniert ähnlich wie die Bildung der Tracks. Die Tracklets werden vorsortiert und miteinander verglichen, wobei sie die folgenden Korrelatoren überstehen müssen:

- **Proximity Correlator:**
Er vergleicht die Position der ersten und der letzten Cluster von 2 Tracks miteinander.
- **Dip Correlator:**
Während dieses Korrelators werden die Neigungswinkel zweier Tracks verglichen.

- **Helix Correlator:**

Der Korrelator überprüft die Distanz zweier gefitteten Helices.

Die Korrelatoren werden überstanden, wenn die berechneten Größen kleiner als die voreingestellten Cuts sind[3].

Um die Rechenzeit zu vermindern ist der Prozess sektorisiert.

Da die Effizienz für verschiedene Track Topologien stark von unterschiedlichen Clustervorsortierungen abhängt, wird die Pattern Recognition jeweils auf die verschiedenen Vorsortierungen angewendet.

3.3 Track Fitting

Im letzten Schritt der Datenrekonstruktion werden die vorher isolierten Teilchenspuren gefittet. Hierbei werden auch die Track Parameter, wie z.B. die Position und der Impuls des Teilchens mit Fehlern ermittelt.

Dieser Schritt geschieht mit Hilfe eines vom Experiment unabhängigen Framework, GENFIT [13]. GENFIT beinhaltet zwei Algorithmen zum Fitten von Tracks, den Kalman Filter [9] und den Deterministic Annealing Filter (DAF) [10]. Für die TPC wird der Kalman Filter verwendet, welcher im folgenden näher beschrieben wird.

Der Fit startet am ersten Cluster des Tracks. Die hierfür benötigten Seed Werte (z.B. Richtung des Impulses, Ladung, etc.) für diesen Startwert können aus dem Helix Prefit und dem magnetischen Feld berechnet werden. Durch den ersten Cluster und den darauffolgenden wird eine virtuelle Detektorebene gelegt, in der die Fehler der Cluster definiert sind. Die Detektorebene steht, sobald die ersten beiden Cluster gefittet wurden, immer senkrecht auf dem gefitteten Track und verläuft durch die Position des Clusters. Der Algorithmus sucht sich für den nächsten Punkt des Fits einen Punkt in der virtuellen Detektorebene, welcher möglichst nahe an dem gemessenen Raumpunkt liegt. Nachdem der Kalman Filter einmal den Track durchlaufen hat, wiederholt er die Prozedur weitere zwei Male um den Fehler zu verkleinern. Außerdem versucht der Kalman Filter auch das Residual zu minimieren, welches der kleinstmögliche Abstand zwischen dem gemessenen Raumpunkt und dem gefitteten Track in der Detektor Ebene ist. Das Residual ist ein wichtiger Parameter um abschätzen zu können, wie gut die Auflösung eines Detektors ist. Abbildung 3.3 zeigt die virtuelle Detektor Ebene für einen Raumpunkt.

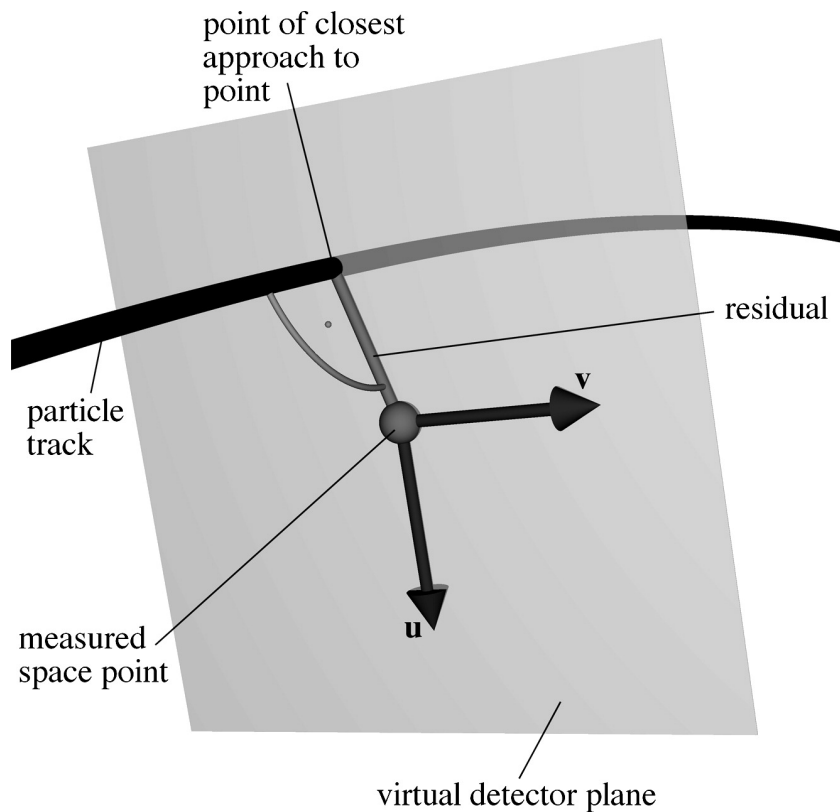


Abbildung 3.3: Virtuelle Detektorebene für einen gemessenen Raumpunkt [3].

3.4 Reclustering

Eine weitere Möglichkeit die Fehler und die Residuals in der Detektorebene zu minimieren ist das Reclustering. Das Reclustering wird mit dem gefitteten Track durchgeführt, weshalb der Track danach noch einmal gefittet werden muss. Abbildung 3.4 zeigt schrittweise das Vorgehen des Reclustering.

Der Reclusteriser bekommt den gefitteten Track (Abbildung 3.4 (a)) mit den zugehörigen Clustern. Diese werden wieder in die zu den Cluster gehörenden Digis umgewandelt (Abbildung 3.4 (b),(c)) und verlieren ihre Zugehörigkeit zu einem bestimmten Cluster. Daraufhin läuft der Reclusteriser den gefitteten Track entlang und fasst dabei die Digis, die zwischen den zwei virtuellen Detektorebenen liegen (Abbildung 3.4 (d),(e)), zu einem neuen Cluster zusammen. Die Detektorebenen schreiten mit dem Reclusteriser den Track entlang. Nachdem er den Track durchlaufen wurde, liegen die neuen Cluster näher an der Teilchenspur. Die neu entstandenen Cluster werden dem Kalman Filter erneut übergeben. Dadurch wird der Fehler der

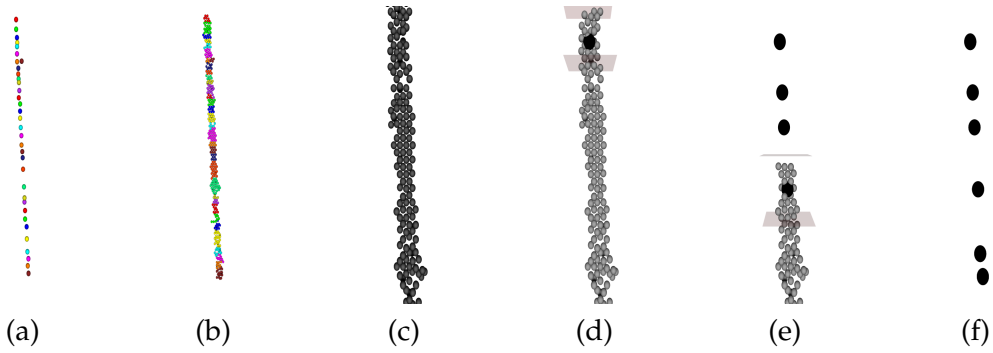


Abbildung 3.4: Schrittweise Vorgehensweise beim Reclustering beginnend bei (a)

Cluster, sowie das Residual weiter minimiert und eine genauere Rekonstruktion der Teilchenspur ermöglicht.

Kapitel 4

Driftfeldkorrekturen

Um die Auflösung, eines Detektors genauer untersuchen zu können, ist es notwendig zu wissen, wie gut der verwendete Rekonstruktionsalgorithmus funktioniert und ob Effekte auftreten, die bis jetzt noch nicht in Betracht gezogen wurden. Um dies zu überprüfen werden Monte Carlo (MC) Simulationen verwendet, in denen die zu detektierenden Teilchen generiert und die Detektion in der GEM-TPC simuliert wird.

4.1 Vergleich von Simulation und Daten

Ein guter Parameter zum Vergleich von Daten und MC Simulation ist das Residual, das in Kapitel 3.3 beschrieben wurde. In Abbildung 4.1 ist die Projektion der x-Residuals (a) und der y-Residuals (b) in der xy-Ebene von den Daten abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die y-Residuals verdreht zu den x-Residuals sind.

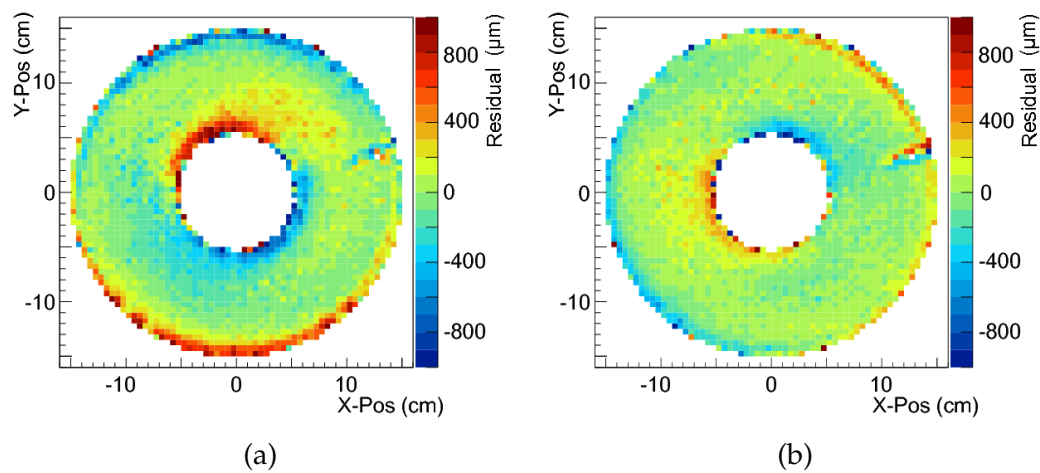


Abbildung 4.1: Projektion der (a) x-Residuals und (b) y-Residuals der Daten in die xy-Ebene.

Die Struktur in den x-Residuals ist wesentlich ausgeprägter. Der Effekt beruht auf der Track Topologie. Für die Untersuchung der Auflösung wurden Daten verwendet, die aus der Detektion von kosmische Teilchen stammen (siehe Kapitel 5). Kosmische Teilchen durchqueren den Detektor vermehrt entlang der y-Achse, weshalb der Fit auf Verzerrungen in x-Richtung sensibler reagiert wie in y-Richtung. Aus diesen Gründen genügt es beim Vergleich mit der Simulation nur die x-Residuals zu betrachten.

Abbildung 4.2 zeigt die x-Residuals der Simulation mit perfektem Driftfeld.

Im Gegensatz zu der Simulation mit perfektem Driftfeld, weisen die x- Residuals

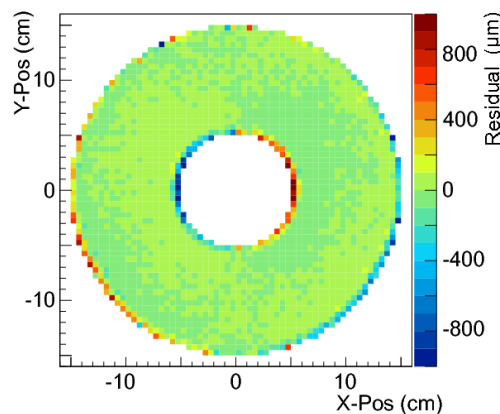


Abbildung 4.2: Projektion der x-Residuals der Simulation mit perfektem Driftfeld in die xy-Ebene.

der Daten in Abbildung 4.1 lokale Inhomogenitäten auf.

Aufgrund dieser Inhomogenitäten ist zu vermuten, dass sich Verzerrungen im elektrischen Feld der GEM-TPC befinden. Diese führen zu einer radialen Komponente des Driftfeldes¹. Die Elektronen driften dann entlang der radialen Komponente die senkrecht auf dem magnetischen Feld steht. Durch die Lorentzkraft ($\mathbf{F} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ mit $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$) werden sie zusätzlich senkrecht dazu abgelenkt. Dies ist nicht erwünscht, da die Drift der Elektronen nur entlang der Zylinderachse stattfinden soll. Die Verzerrungen führen zu einer schlechteren Auflösung, da dem Kalman Filter falsche Clusterpositionen zur Verfügung stehen. Dadurch muss sich der Kalman Filter den Clusterpositionen anpassen und dafür eine eigentlich nicht vorhandene Krümmung des Tracks einführen. Das verschlechtert vor allem die Auflösung des Impulses, der sich aus der Krümmung der Teilchenspur ergibt, und der Vertices. Deshalb ist eine Driftfeldkorrektur nötig. Diese soll in den folgenden Kapiteln näher erläutert werden.

¹Aufgrund der Symmetrie ist keine Komponente in ϕ -Richtung zu erwarten.

4.2 Finite Elemente Simulation mit COMSOL Multiphysics

Wie in Kapitel 4.1 erläutert, ist es nötig, das Driftfeld der GEM-TPC zu korrigieren. Dazu wurde das verzerrte Driftfeld des Detektors simuliert. Mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens wird eine „Deviation Map“ erzeugt 4.3. In dieser ist die Verschiebung der Elektronen, die durch die radiale Komponente des Driftfeldes hervorgerufen wurde, hinterlegt.

Die Simulationen des elektrischen Feldes wurden mit COMSOL Multiphysics erzeugt. Im folgenden soll auf die Funktionsweise von COMSOL Multiphysics sowie die einzelnen möglichen Verzerrungen des Driftfeldes näher eingegangen werden.

4.2.1 Funktionsweise

COMSOL Multiphysics ist eine Software mit der physikalische Vorgänge simuliert werden können [21]. Dieses Programm basiert auf der Methode der finiten Elemente (FEM), die ein Näherungsverfahren zur Lösung von Differentialgleichungen und Variationsgleichungen ist. Mit COMSOL Multiphysics ist es möglich verschiedene physikalische Probleme (Multiphysics) auf einfache Art und Weise zu koppeln.

Die FEM ist eine sehr leistungsfähige Methode [12]. Dies liegt daran, dass sie systematische Regeln zur Erzeugung numerisch stabiler Schemata bereitstellt. Weiterhin ist es relativ einfach kompliziertere zwei- und dreidimensionale Geometrien zu berücksichtigen. Das Grundprinzip dieser Methode besteht darin, dass die zugrunde liegende Geometrie in eine große Anzahl einfacher Teilgebiete, wie z.B. Dreiecke, Vierecke, etc. zerlegt wird. Innerhalb dieser Elemente wird eine Ansatzfunktion definiert, die in das zu lösende Differentialgleichungssystem eingesetzt wird. Mit den Anfangs-, Rand- und Übergangsbedingungen erhält man in den ausgezeichneten Punkten der Teilgebiete Gleichungssysteme für Näherungswerte der unbekannt Funktionen, die numerisch gelöst werden. Somit wird das vorliegende Problem diskretisiert und man erhält eine genäherte Lösung für den ausgezeichneten Punkt. Je kleiner die verwendeten Teilgebiete und je größer die Anzahl dieser Gebiete ist, desto genauer ist die Lösung des Problems, aber auch der Rechenaufwand vergrößert sich. Aus diesem Grund ist es zielführend einen guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand zu finden.

Da die GEM-TPC rotationssymmetrisch um die z-Achse ist, genügt es einen zweidimensionalen Schnitt durch die GEM-TPC in COMSOL Multiphysics zu implementieren und davon das elektrische Feld näherungsweise zu berechnen. Danach wird der Schnitt um die z-Achse rotiert. Dadurch kann vor allem die Rechenzeit deutlich verkürzt werden. Als Teilgebiete zur Diskretisierung des Problems wurden Dreiecke verwendet. Die Größe der Dreiecke ist an die Dimension der Bauteile angepasst. Die Abbildung 4.3 zeigt Ausschnitte aus den in COMSOL Multiphysics implementierten Schnitt durch die TPC mit den zur Berechnung verwendeten finiten Elementen.

In Abbildung 4.3 (a) ist der komplette Schnitt durch die GEM-TPC abgebildet.

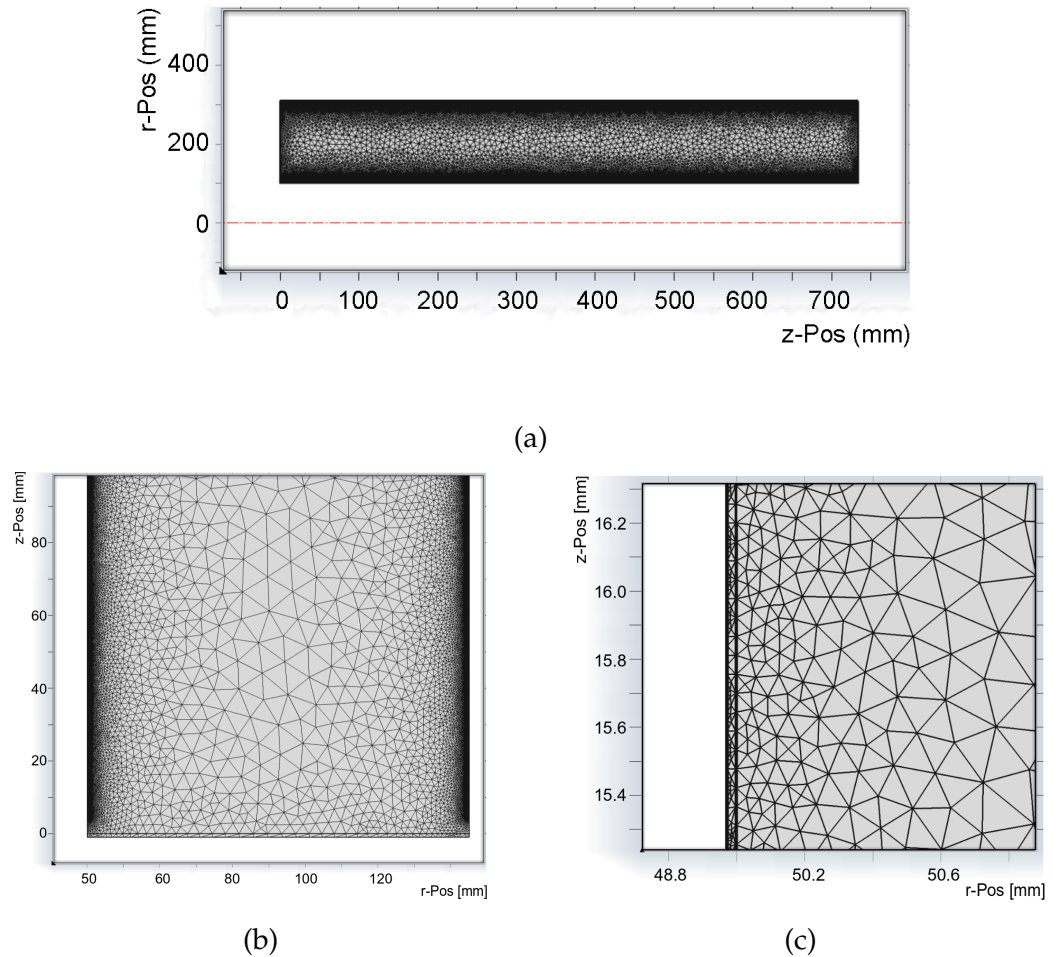


Abbildung 4.3: Darstellung der in COMSOL Multiphysics implementierten GEM-TPC mit den verwendeten finiten Elementen. (a) Kompletter Schnitt, durch die GEM-TPC. (b) Finite Elemente auf der Seite der Anode. (c) Kleinere Finite Elemente nahe der Streifen auf denen das Potential sitzt.

Durch Rotation um $r = 0$ ergibt sich die volle Geometrie. Vergrößert man auf der Anodenseite die Geometrie in Abbildung 4.3 (b), so kann man sehr gut erkennen, dass die finiten Elemente wegen den kleineren Dimension der Bauteile an den Rändern der GEM-TPC kleiner werden. Die Dicke eines Streifens beträgt $25 \mu\text{m}$.

In Abbildung 4.3 (c) ist die Vergrößerung des inneren Feldkäfigs mit den Streifen gezeigt.

4.2.2 Feldverzerrungen

Es wurden vier verschiedene Effekte vermutet, die zu der Verzerrung des Driftfeldes geführt haben. Im folgenden sollen die jeweiligen Effekte beschrieben werden.

4.2.2.1 Kurzschlüsse

Beim Bau der GEM-TPC wurden versehentlich am inneren Feldkäfig die drei ersten² und am äußeren Feldkäfig die vier ersten Streifen auf der Seite der Kathode kurzgeschlossen. Dies passierte beim Verkleben mit einem Silberleitkleber des Feldkäfigs mit der Kathode. Abbildung 4.4 zeigt die mit COMSOL Multiphysics simulierte radiale Komponente des Driftfeldes.

Würden keine Verzerrungen des elektrischen Feldes vorliegen, so wäre die radia-

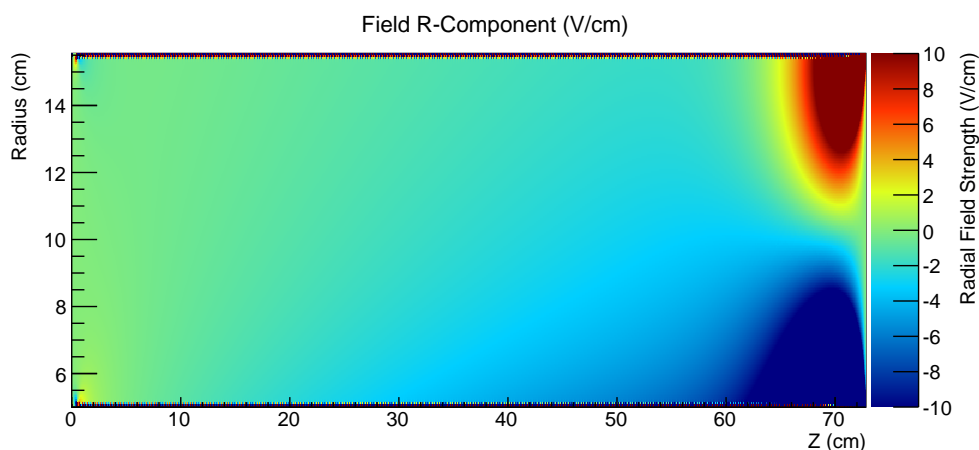


Abbildung 4.4: Simulation des radialen Driftfeldes mit Kurzschluss der ersten drei Streifen des inneren Feldkäfigs und der ersten vier des äußeren auf Seite der Kathode.

le Feldkomponente in allen Bereichen der GEM-TPC gleich Null. Der Effekt, der durch die kurzgeschlossenen Streifen entsteht ist in der Abbildung 4.4 sehr gut zu erkennen. Im Bereich von $z = 60 - 72$ cm ändert sich die radiale Feldkomponente am stärksten. Die negative radiale Komponente des Feldes wird von den Kurzschlüssen

²Als erster Strip wird derjenige bezeichnet, welcher auf der jeweiligen Seite direkt nach der Kathode ist.

des äußeren Käfigs hervorgerufen, die positiven von denen des inneren. Die Elektronen bewegen sich von negativen radialen Komponenten weg bzw. zu positiven radialen Komponenten hin. Dadurch driften sie nicht mehr parallel zum magnetischen Feld. Aufgrund der Lorentzkraft bewegen sie sich an den Verzerrungen bei $z \approx 65$ cm in die Ebene hinein. Es ist weiterhin gut zu erkennen, dass sich fast im kompletten Driftvolumen die radiale Komponente des Driftfeldes zu negativen Werten verschiebt.

4.2.2.2 Unbekannter Abstand des letzten Streifen und der ersten GEM Folie

Eine weitere Verzerrung des Feldes wird von einem falsch angelegten Potential am letzten Streifen vor der ersten GEM Folie verursacht. Die Ursache hierfür war eine nicht perfekte Kalibrierung des Potentials des letzten Streifens. Das Potential ist bekannt und kann deshalb ohne weiteres korrigiert werden. Das Problem besteht darin, dass der Abstand des letzten Streifens und der ersten Folie konstruktionsbedingt nicht bekannt ist. Diese Verzerrung wirkt sich im Gegensatz zu den Kurzschlüssen auf der Seite der Anode aus. In Abbildung 4.5 ist das simulierte radiale Feld zu sehen.

Hier ist zu erkennen, dass sich das falsche Potential hauptsächlich auf die radialen

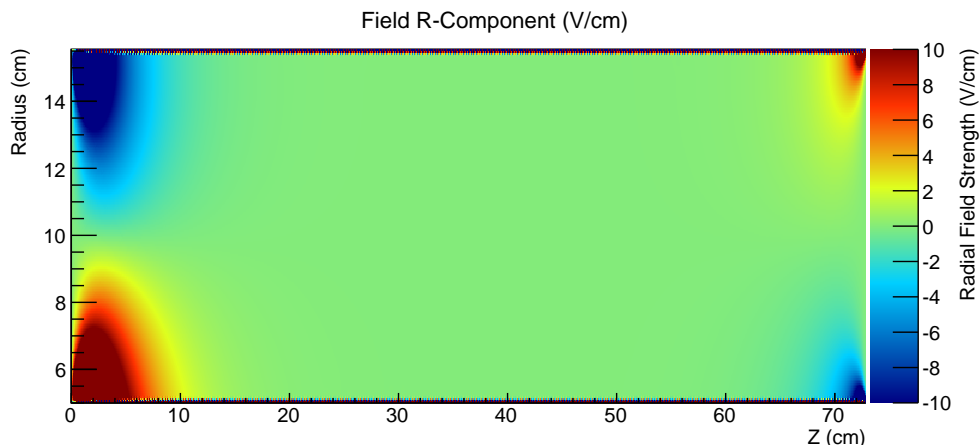


Abbildung 4.5: Simulation des radialen Driftfeldes mit Verzerrung hervorgerufen durch den Abstand zwischen des letzten Streifen und der ersten GEM Folie.

Feldkomponenten an den Rändern auswirkt. Dies liegt daran, dass das Potential nicht mehr in sehr kleinen Schritten herabgesetzt wird, sondern sich schlagartig ändert, wodurch die Homogenität des Feldes verloren geht. Im Bereich von $z = 0 - 10$ cm ist die Verzerrung des Feldes am größten. Weiterhin treten auf der Seite der Kathode kleinflächigere Feldkomponentenänderungen auf. Der Grund

hierfür ist die endliche Breite der Streifen, wodurch an der Stelle, an der schon ein niedrigeres Potential liegen sollte, immer noch das Kathodenpotential anliegt. Im mittleren Teil der GEM-TPC kompensiert sich der Effekt weitestgehend.

4.2.2.3 Krümmung der Kathode

Durch die mechanische Fixierung des inneren Feldkäfigs könnte es sein, dass sich die Kathode leicht nach innen gebogen hat. Zur Implementierung der Krümmung wurde die Differentialgleichung einer Biegelinie für einen Balken gelöst, welche wie folgt definiert ist:

$$w(r)'' = -\frac{M}{EI_{yy}} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $M = F \cdot L$ das Biegemoment, I_{yy} das Flächenträgheitsmoment und E das Elastizitätsmodul.

Durch Lösen dieser Gleichung mit der Randbedingung, dass der Balken auf einer Seite fixiert ist, erhält man die Biegelinie in Abhängigkeit von Radius r der Kathode. Hierbei wurde die Einspannung auf der Seite des äußeren Feldkäfigs gewählt, da der innere Feldkäfig mechanisch fixiert wurde.

$$w(r) = \frac{F \cdot L^3}{6 \cdot E \cdot I} \left(\frac{r}{L}\right)^2 \left[3 - \frac{r}{L}\right] \quad (4.2)$$

Das Resultat der Simulation ist in Abbildung 4.6 abgebildet. Es ist anzumerken, dass die Komponente des radialen Feldes sich weniger ändert als bei den bisher beschriebenen Verzerrungen. Deshalb reicht die Skala nicht wie bei den vorherigen von -10 bis 10 V/cm sondern von -2 bis 2 V/cm. Um den Effekt deutlicher zu sehen, ist in Abbildung 4.7 das Driftfeld ohne Verzerrungen abgebildet.

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich im Gegensatz zu der Simulation ohne Verzerrungen die negative radiale Feldkomponente bei ca. 70 cm, die von der endlichen Breite der Streifen resultiert, verbreitert. Weiterhin ist die radiale Feldkomponente in der Mitte der GEM-TPC nicht mehr Null sondern zu negativen Werten hin verschoben. Dies liegt daran, dass eine Krümmung der Kathode eine Verschiebung des inneren Feldkäfigs in Richtung der Anode zur Folge hat. Die Streifen liegen sich deshalb nicht mehr genau gegenüber. Dadurch entsteht ein Gradient, ausgehend vom inneren zum äußeren Radius, in der radialen Komponente des Feldes. Dadurch wechselt die positive radiale Komponente des Feldes bei 0 cm ihr Vorzeichen.

4.2.2.4 Schiefelage der GEM-Folien

Eine weitere Möglichkeit, die zur Verzerrung des Feldes in der GEM-TPC führen könnte, ist eine leichte Schiefelage der GEM-Folien. Die GEM-Folien sind am Flansch

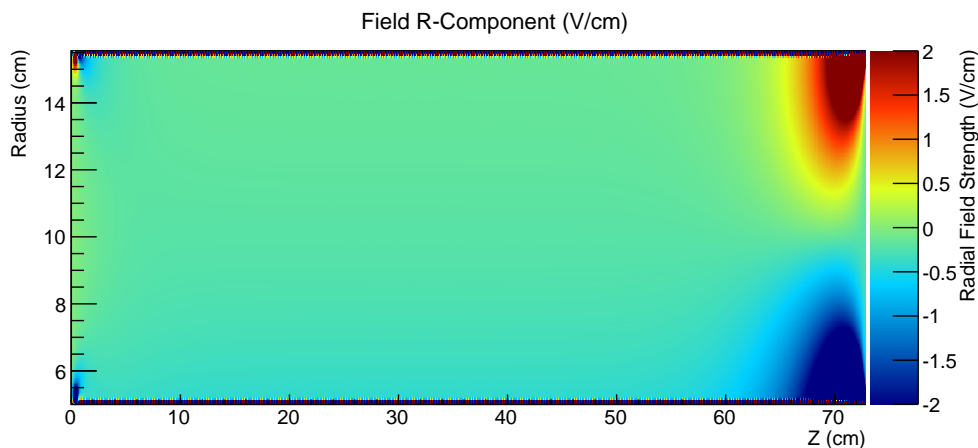


Abbildung 4.6: Simuliertes radiales Driftfeld mit Krümmung der Kathode. Um die Effekte deutlicher zu machen, wurde hier die Skala der radialen Feldkomponente kleiner gewählt (-2 bis 2 V/cm).

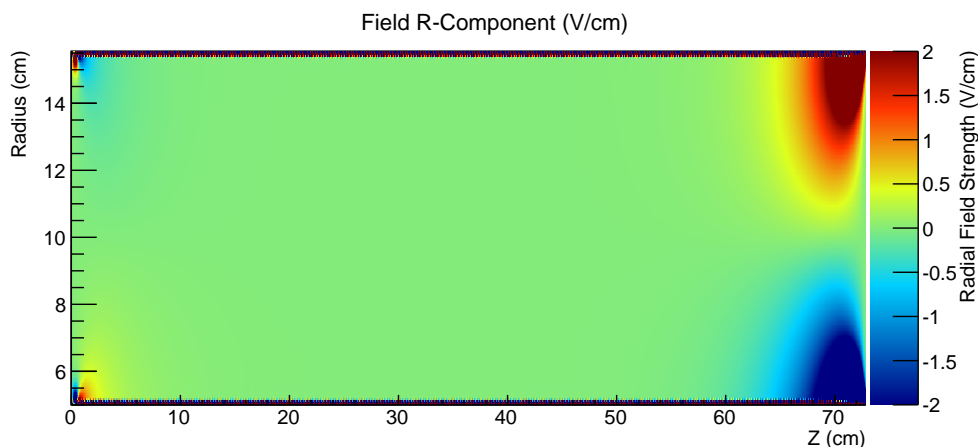


Abbildung 4.7: Simulation des Driftfeldes ohne Verzerrungen. Hier wurde die Skala der radialen Feldkomponente verringert (-2 bis 2 V/cm).

befestigt, welcher am äußeren Feldkäfig montiert wird. Der innere Feldkäfig wird von der Seite der Kathode eingeführt und auf der Seite der Anode durch ein Loch im GEM-Flansch geführt. Dadurch kann es sein, dass die Halterungen der GEM-Folien sich nicht mehr parallel gegenüber stehen, wodurch es zu einer Schiefelage der GEM-Folien kommt. Das simulierte radiale Feld ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Hier wurde wie bei der Krümmung der Kathode die Skala der radialen Feldkomponente auf -2 bis 2 V/cm gesetzt. Im Vergleich zu Abbildung 4.7 ist zu erkennen,

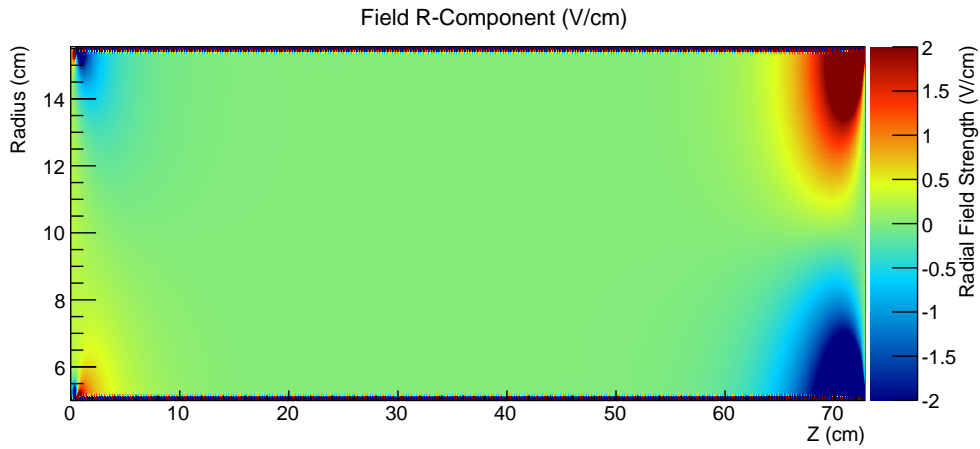


Abbildung 4.8: Simulation des radialen Driffeldes mit Verzerrungen, welche durch die Schiefelage der GEM-Folien hervorgerufen werden.

dass die Randeffekte auf der Seite der Anode deutlich verstärkt werden. Dies liegt daran, dass das an der Anode anliegende Potential nicht mehr parallel zu dem der Kathode ist. Die Schiefelage der GEM-Folien wirkt sich auf die Verzerrungen auf der Kathodenseite aus. Die Folie wurde so verkippt, dass sie bei $r = 15$ cm in Richtung des Detektionsvolumen und bei $r = 0$ cm davon weg zeigt. Dadurch verringert sich die Breite der negativen radialen Feldkomponente auf Seite der Kathode und die der positiven verbreitert sich.

4.3 Erzeugung der Deviation Map

Um die Daten zu korrigieren und um die Simulationen der Rekonstruktion mit Verzerrungen durch zuführen, ist es nötig eine Zuordnungskarte der Driftverzerrungen als Funktion des Startpunktes des Driftens (Deviation Map) zu erstellen. Diese beinhaltet für verschiedene Drift Startpunkte die Abweichung von der geraden Drift.

Da das Driffeld aufgrund der Verzerrungen Komponenten senkrecht zu z besitzt, verschiebt sich der Weg der Elektronen durch das Feld im Detektionsvolumen im Vergleich zu einer idealen Drift [6]. Die Bewegungsgleichung für Elektronen, welche sich durch ein elektrisches und magnetisches Feld bewegen, lautet

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{u}^- = e\mathbf{E} + e[\mathbf{u}^- \times \mathbf{B}] - K\mathbf{u}^- \quad (4.3)$$

Hierbei ist \mathbf{u}^- die makroskopische Driftgeschwindigkeit der Elektronen, e die Elektronenladung, $K = \frac{e}{\mu^-}$ ein konstanter Reibungsterm und μ^- die Mobilität der

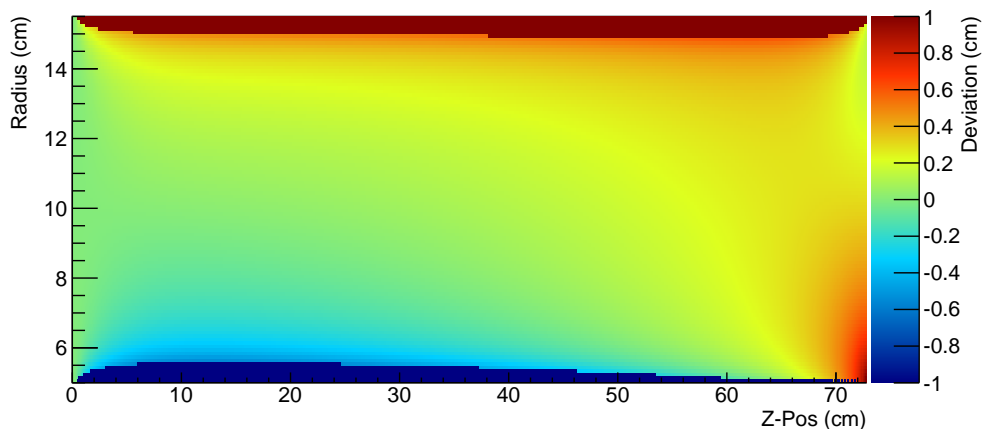


Abbildung 4.9: Beispiel einer Deviation Map in radialer Richtung.

Elektronen. Das elektrische Feld stammt aus der FEM Simulation und das konstante magnetische ist entlang der Beam-Achse gerichtet.

Diese Bewegungsgleichung wird mittels eines Runge-Kutta Algorithmus vierter Ordnung gelöst. Dieser ist ein spezielles explizites Verfahren zur numerischen Lösung von gewöhnlichen Differentialgleichungen. Hierbei werden Differentialquotienten durch Differenzenquotienten approximiert. Somit wird für möglichst viele Startpunkte der Weg des Elektrons berechnet. Die Abweichung dieses Weges vom idealen Weg wird in der Deviation Map gespeichert. In Abbildung 4.9 ist ein Beispiel einer Deviation Map in radialer Richtung zu sehen. Das verwendete Feld zur Erstellung der Deviation Map beinhaltet die Kurzschlüsse, das nicht perfekt gewählte Potential auf dem letzten Streifen und einem Abstand von 4,7 cm zwischen dem letzten Streifen und der ersten GEM Folie.

4.4 Vergleich von Simulation und Daten mit verzerrten Driftfeld

Um die Daten und die Simulationen mit den verzerrten Driftfeldern zu vergleichen, muss eine passende Vergleichsgröße ausgewählt werden. Als Vergleichsgröße wurden die in Kapitel 3.3 beschriebenen Residuals gewählt. Über diese wird in einem kleinen Volumenelement in der GEM-TPC gemittelt. Von dem Mittelwert in den jeweiligen Volumenelementen wird die relative Differenz zwischen Simulation und Daten berechnet. Die relative Differenz für ein beliebiges Volumenelement ist wie

folgt definiert:

$$\text{Relative Differenz}(dV) = \frac{\text{MW}[\text{Res}_{\text{Daten}}(dV)] - \text{MW}[\text{Res}_{\text{Sim}}(dV)]}{\text{MW}[\text{Res}_{\text{Sim}}(dV)} \quad (4.4)$$

Je kleiner die relative Differenz ist, umso näher liegen die Mittelwerte der Residuals von den Daten und den der Simulation zusammen.

Um die relative Differenz in jedem Volumenelement zu berechnen, ist jedoch eine ausreichende Statistik nötig. Dafür wurde versucht die Größe des Volumenelementes so anzupassen, dass die Struktur der Residuals nicht verloren geht. Es wurde ein sinnvoller Kompromiss zwischen der Größe des Volumenelementes und der Größe des relativen Fehlers des Mittelwertes gefunden. Die relativen Fehler des Mittelwertes für einen festgehaltenen z-Bin sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Es wurde eine Größe des Volumenelementes von $dx = 1 \text{ cm}$, $dy = 1 \text{ cm}$ und $dz = 2 \text{ cm}$ gewählt.

Die Eventanzahl in der Simulation wurde den Daten so angepasst, dass sich in

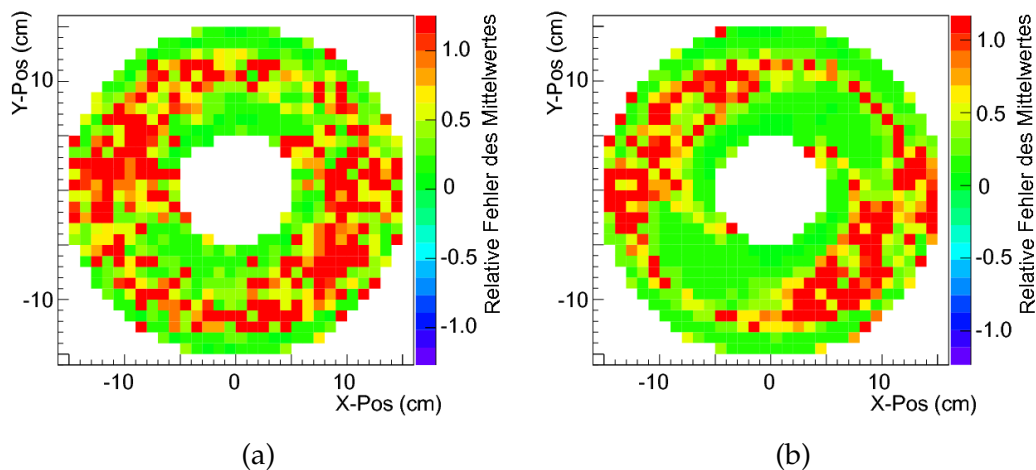


Abbildung 4.10: Relative Fehler des Mittelwertes der Residuals (a) für die Daten und (b) für die Simulation in den Volumenelementen für $z = 30 \text{ cm}$ mit $dz = 2 \text{ cm}$.

jedem Volumenelement ungefähr die gleiche Anzahl an Residuals befinden. In der Abbildung 4.10 ist gut zu erkennen, dass für die Simulation sowie auch für die Daten an vielen Stellen der Wert des relativen Fehlers eins übersteigt. Dies bedeutet, dass in diesen Volumenelementen die Statistik nicht ausreichend ist. Die Größe des Volumenelementes kann jedoch nicht vergrößert werden, da sonst die Inhomogenitäten der Residuals nicht mehr sichtbar wären und damit ein Vergleich nicht mehr sinnvoll ist.

Weiterhin kann man in den relativen Fehlern des Mittelwertes der Daten, sowie auch

in dem der Simulation eine Struktur erkennen. An Stellen, an denen die Residuals Inhomogenitäten aufweisen (Vgl. Abbildung 4.1 (a)) ist der relative Fehler des Mittelwertes größtenteils kleiner als eins, wohingegen er an den anderen Stellen den Wert eins übersteigt. Dies liegt zum einen an den radialen Komponenten des Driftfeldes und zum anderen daran, dass nur die x- Residuals betrachtet werden. Durch die Verzerrungen des elektrischen Feldes driften die Elektronen, je nach Entstehungsort in der GEM-TPC, entweder in Richtung des inneren oder des äußeren Feldkäfigs. Werden Tracks, die nahe am Feldkäfig verlaufen, gefittet liegen mehr Cluster in der xy-Ebene auf einer Seite des Tracks. Die Verteilung der Residuals ist an diesen Stellen lokalisierter. An Stellen ohne radiale Komponente des Driftfeldes verläuft der Fit durch die Cluster, wodurch sich eine weniger lokalisierte Verteilung ergibt. Da sich in jedem Volumenelement etwa die gleiche Anzahl an Einträgen befindet, steigt somit der Fehler des Mittelwertes bei einer breiteren Verteilung. Zuerst wurde der unbekannte Abstand des letzten Streifens zu der ersten GEM-Folie (dLs) näher untersucht. Hierzu wurden die Krümmung der Kathode und die Schiefelage der GEM-Folien in den Feldsimulationen ausgeschaltet. Die Kurzschlüsse hingegen wurden in die Simulation mit einbezogen, da diese bekannt sind. Der dLs wurde bei den Feldsimulationen in kleinen Schritten von 6 cm bis 3 cm herabgesetzt. Von jedem dieser Felder wurde eine Deviation Map erstellt. Mit diesen wurde eine MC Simulationen zum Vergleich mit den Daten angefertigt. Danach wurde die relative Differenz (4.4) in jedem Volumenelement berechnet. Abbildung 4.11 zeigt exemplarisch eine Verteilung der relativen Differenz. Je näher der Mittelwert bei der Null liegt und je kleiner die Standardabweichung σ

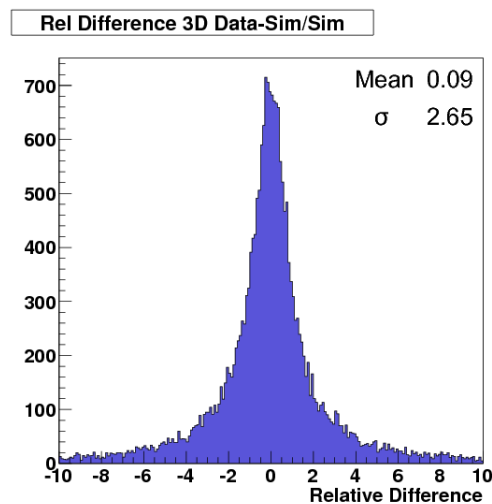


Abbildung 4.11: Relative Differenz zwischen Daten und Simulation mit verzerren Driftfeld (dLs = 4,7 cm).

dieser Verteilung ist, desto besser stimmen Daten und Simulation überein. Die Graphen in Abbildung 4.12 zeigen den Mittelwert und die Standardabweichung über verschiedene Werte des Abstandes des letzten Streifens und der ersten GEM-Folie. Der Graph des Mittelwertes besitzt ein eindeutiges Maximum bei $dLs = 4,7$ cm

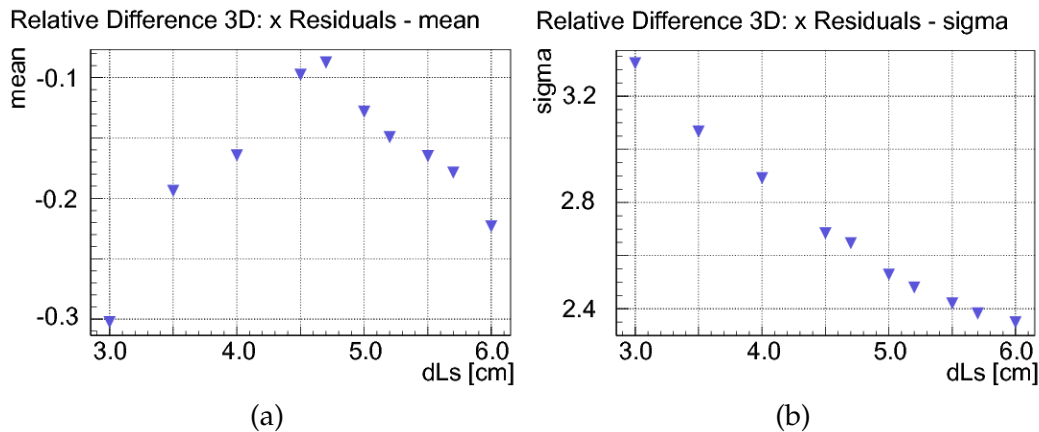


Abbildung 4.12: (a) Mittelwerte, (b) Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simulation über verschiedene Abstände des letzten Streifens zur ersten GEM-Folie.

mit einem Mittelwert von $-0,09$. Die zugehörige Standardabweichung ist $\sigma = 2,65$. Betrachtet man den Graphen der Standardabweichung, so fällt auf, dass dieser für größere dLs Werte stetig abnimmt. Höhere dLs können ausgeschlossen werden, weil sich der Mittelwert für größere dLs von der Null entfernt und somit nicht mehr mit den Daten übereinstimmen kann.

Die Einstellung, die am besten mit den Daten übereinstimmt besitzt einen dLs von 4,7 cm. Deshalb wurde der dLs für die weitere Analyse auf diesen Wert gesetzt.

Des weiteren wurde untersucht ob eine Krümmung der Kathode und die damit verbundene Verschiebung der Streifen zu einer besseren Übereinstimmung führt. Hierfür wurden Simulationen mit Kräften, die am inneren Feldkäfig wirken, von 0 bis 0,8 N in Schritten von 0,1 N angefertigt. Die Mittelwerte der Verteilung der relativen Differenz jedes Volumenelements, sowie die Standardabweichung σ aufgetragen über die unterschiedlichen Kräfte sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

Der Mittelwert besitzt seinen besten Wert, wenn die Kraft auf Null gesetzt ist. Sobald eine Kraft die Kathode verbiegt, wird der Mittelwert betragsmäßig größer und steigt betragsmäßig bei Erhöhung der Kraft bis bei 0,6 N eine Sättigung eintritt. Aufgrund dieses Verhaltens, kann das Vorhandensein einer Krümmung der Kathode ausgeschlossen werden.

Als letztes wurde der Winkel, um den die GEM-Folien verdreht sein könnten, zwischen 0° und $-0,4^\circ$ in Schritten von $0,1^\circ$ herabgesetzt. Weiterhin wurde die

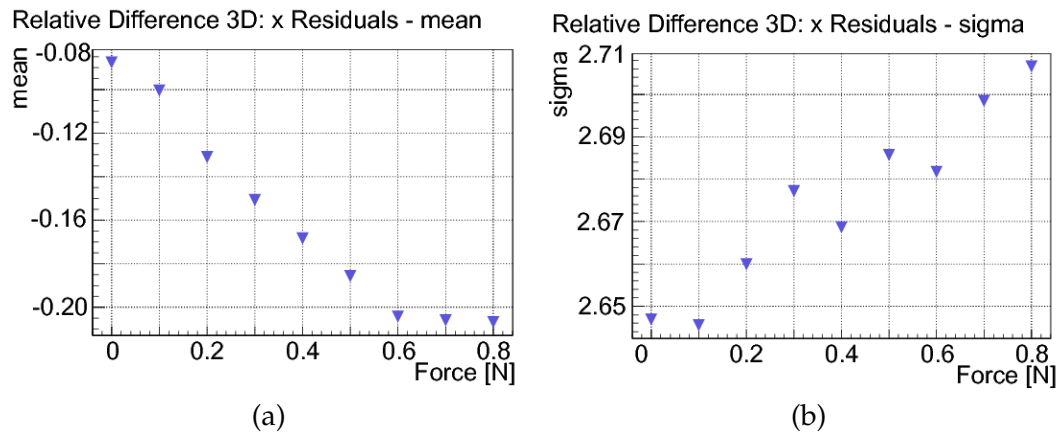


Abbildung 4.13: (a) Mittelwerte, (b) der Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simulation aufgetragen über verschiedene Kräfte, welche am inneren Feldkäfig wirken bei festgehaltenen dLs von 4,7 cm.

Implementierung der Kurzschlüsse bei diesen Simulationen verändert. Die Streifen sind sowohl am inneren Feldkäfig als auch am äußeren in zwei Reihen angeordnet. Bei der früheren Implementierung wurden die Streifen kurzgeschlossen, welche im inneren des Detektionsvolumen liegen. Dies entspricht aber nicht der Realität, da die kurzgeschlossenen Streifen nicht auf dem Potential der Kathode liegen. In den Simulationen für die Schiefelage der GEM-Folien wurden deshalb die Streifen kurzgeschlossen die außen liegen, da in dieser Reihe der erste Streifen mit der Kathode verbunden ist. Diese Änderung bewirkt nur eine kleine Änderung der Randeffekte und wirkt sich nicht auf die Effekte aus, die durch die Krümmung der Kathode oder den des Abstandes zwischen des letzten Streifens und der ersten GEM-Folie entstehen. Die dadurch erhaltenen Simulationen und Daten stimmen dadurch an den Rändern besser überein, wodurch sich allgemein alle Mittelwerte der relativen Differenz der verschiedenen Einstellungen gleichermaßen verbessert haben. Der Mittelwert der relativen Differenz für einen dLs von 4,7 cm verbessert sich von $-0,09$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 2,65$ auf $-0,06$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 2,64$.

Abbildung 4.14 zeigt die Graphen Mittelwerte der relativen Differenz und der Standardabweichung über den Winkel θ aufgetragen. Der steigende Verlauf des Graphen des Mittelwertes zeigt, dass die Schiefelage der GEM-Folien keine Verbesserung bringt. Somit spielt dieser Effekt keine Rolle und kann ausgeschlossen werden. Eine weitere Verbesserung der Übereinstimmung der Daten würde sich durch die Kenntnis der genauen Ausrichtung der GEM-TPC im FOPI Spektrometer ergeben. Liegt die Rotationsachse des Detektors nicht exakt parallel zur Strahlachse, so ist das elektrische Feld nicht mehr parallel zum magnetischen Feld. Dadurch wirkt zusätz-

4.4 Vergleich von Simulation und Daten mit verzerrten Driftfeld

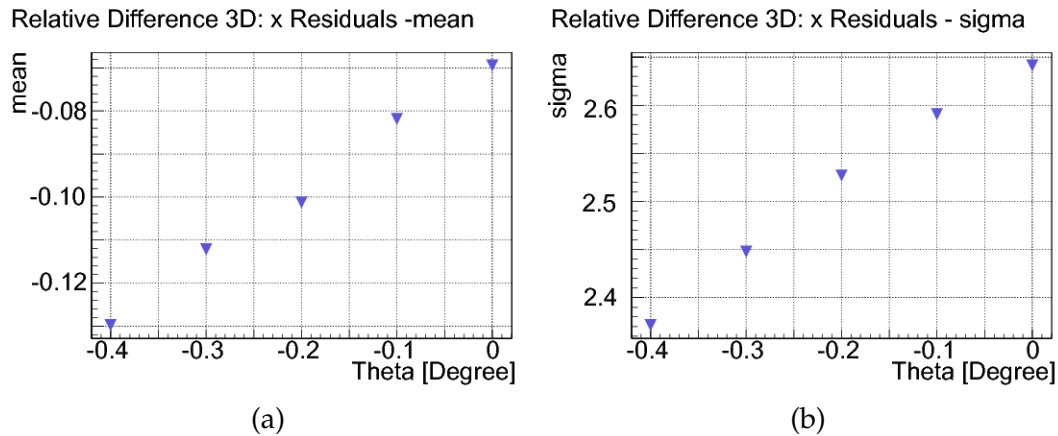


Abbildung 4.14: (a) Mittelwerte, (b) Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simulation aufgetragen über den Winkel θ , um den die GEM-Folien verkippt sind bei festgehaltenen dLS von 4,7 cm.

lich die Lorentzkraft auf die Elektronen, wodurch diese von einer idealen Driftbahn abgelenkt werden. Die genaue Ausrichtung kann mit Hilfe der einzelnen Detektoren von dem FOPI Spektrometer vorgenommen werden. Die Implementierung der Ausrichtung der GEM-TPC wurde abgeschlossen. Die genauen Parameterwerte für die Drehung hingegen konnte noch nicht bestimmt werden, so dass eine Auswertung erst zu einem späteren Zeitpunkt möglich ist.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Simulation mit einem dLS = 4,7 cm

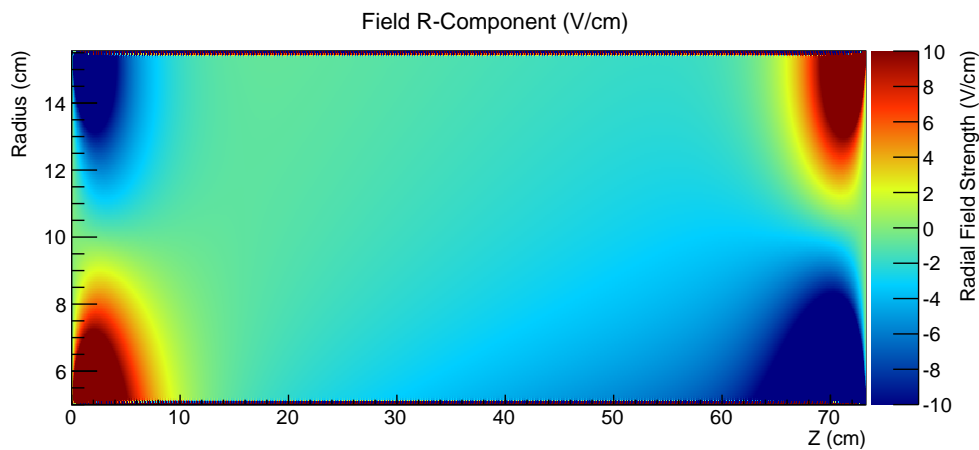


Abbildung 4.15: Simuliertes radiales Driftfeld mit Kurzschlüssen und einem Abstand von 4,7 cm zwischen erster GEM-Folie und dem letzten Streifen.

und der neuen Position der kurzgeschlossenen Streifen am besten mit den Daten übereinstimmt. Die Krümmung der Kathode sowie auch eine Schiefelage der GEM-Folien können ausgeschlossen werden. Deshalb wurde diese Einstellung für die Korrektur der aufgenommenen Daten verwendet (Kapitel 5.2). Das zugehörige radiale Driftfeld ist in Abbildung 4.15 abgebildet.

In Abbildung 4.16 sind die x -Residuals der Daten und der Simulation mit verzerren Driftfeld mit den gefundenen Parametern in der xy - Ebene dargestellt. Es ist gut

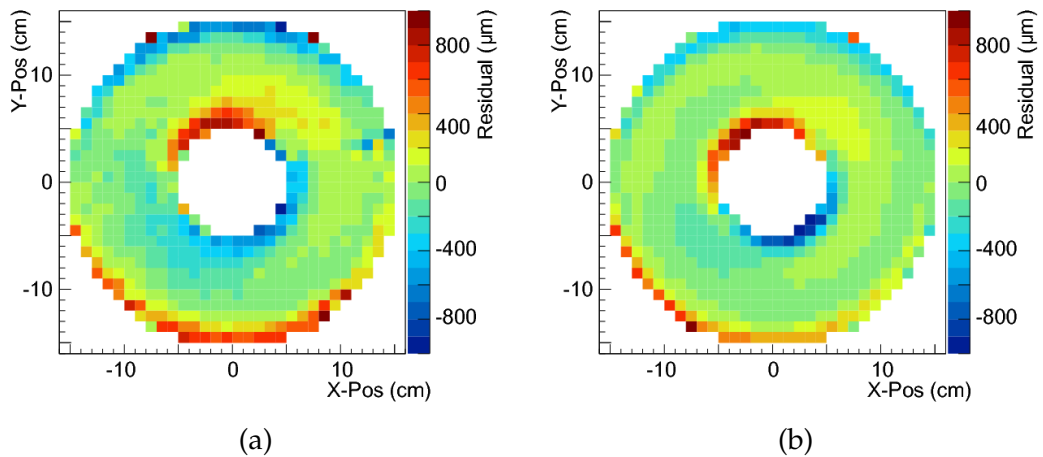


Abbildung 4.16: (a) x -Residuals der Daten in der xy -Ebene im Vergleich zu (b) der Simulation mit verzerren Driftfeld mit den gefundenen Parametern.

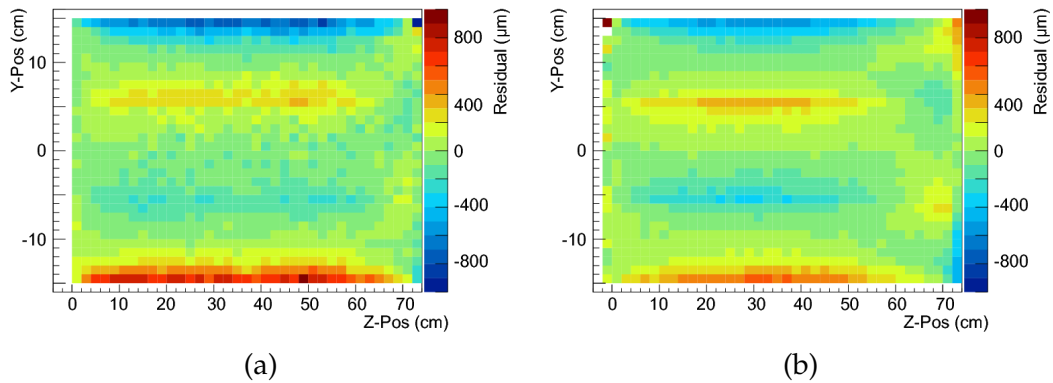


Abbildung 4.17: (a) x -Residuals der Daten in der yz -Ebene im Vergleich zu (b) der Simulation mit verzerren Driftfeld mit den gefundenen Parametern.

zu erkennen, dass die x -Residuals von den Simulationen mit verzerren Driftfeld

4.4 Vergleich von Simulation und Daten mit verzerrten Driftfeld

ähnliche Inhomogenitäten aufweisen wie die der Daten. Dies spiegelt sich auch beim Vergleich der Residuals in der yz -Ebene (Abbildung 4.17) wieder.

In dieser Ansicht wird sichtbar, dass die Daten und die Simulation für kurze Driftdistanzen der GEM-TPC schon sehr gut übereinstimmen. Für längere Driftdistanzen ist jedoch ein Unterschied zu erkennen ist. Die Strukturen bei $z \approx 65$ sind bei der Simulation deutlich ausgeprägter als bei den Daten.

Kapitel 5

Untersuchung des Auflösungsvermögens

Wie in Kapitel 2 beschrieben, wurde die GEM-TPC in das FOPI Experiment integriert. Um das Auflösungsvermögens des Detektors zu studieren, wurden Tracks von kosmischer Strahlung gemessen. Diese eignen sich besonders gut zur Kalibrierung, da sie aufgrund ihrer Geschwindigkeit das Detektionsvolumen, das sich in einem homogenen magnetischen Feld von 0,6 T befand, nahezu ohne Krümmung passieren.

5.1 Gemessene Einstellungen

Nach der Strahlzeit mit FOPI wurden mit vielen verschiedenen Einstellungen Daten von kosmischer Strahlung aufgenommen, um die Effizienz der GEM-TPC und die totale Effizienz des Track Rekonstruktionsalgorithmus zu überprüfen [3]. Zur Messung der kosmischen Strahlung wurde die GEM-TPC mit dem Barrel von FOPI getriggert. Dieses wurde hierfür in drei gleich große Teile unterteilt. Falls ein Teilchen zwei der drei Sektoren passierte, wurde ein Triggersignal an die GEM-TPC weitergeleitet.

Es wurden Messungen mit zwei unterschiedlichen Gasmischungen, unterschiedlichen Driftfeldern und unterschiedlichen Verstärkungsgraden gemessen. Die verschiedenen Einstellungen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Driftfeld und Verstärkung sind jeweils auf die Standardeinstellungen bezogen, welche wie folgt in Tabelle 5.1 definiert.

In dieser Arbeit wurde nur die Auflösung der Einstellung mit der Gasmischung Ar/CO₂ als Füllgas, einem Driftfeld von 86%, einer Verstärkung von 85% und einem magnetischen Feld von 0,6 T untersucht.

5.2 Korrektur der Daten und Ergebnis

Die Auflösung eines Detektors kann über das Residual identifiziert werden. Je kleiner dieses ist, desto besser ist die Auflösung. Zur Untersuchung der Auflösung wurde die GEM-TPC in sechs Sektionen von jeweils 12 cm entlang der z- Achse

Elektrode	Potential [V]	Feld [kV/cm]
Letzter Streifen	-3528,6	0.15
GEM1 top	-3458	
GEM1 bot	-3118	3.18
GEM2 top	-2482	
GEM2 bot	-2174	3.17
GEM3 top	-1540	
GEM3 bot	-1268	3.17
Anode	0	

Tabelle 5.1: Standardeinstellungen der Verstärkung [3].

Gas ¹	Driftfeld [%]	Verstärkung [%]	B-Feld [T]
Ar/CO ₂	86	81	0.6
		82	
		83	
		84	
		85	
		86	
Ne/CO ₂	90	70	0.6
		71	
		72	
		73	

Tabelle 5.2: Einstellungen, mit denen Daten von kosmischer Strahlung aufgenommen wurden. Driftfeld und Verstärkung sind jeweils auf die Standardeinstellungen bezogen [3].

unterteilt. Die Residuals werden anhand ihrer z- Position dem jeweiligen Sektor zugeordnet und der Mittelwert der Verteilung der Residuals berechnet. Diese werden über z aufgetragen, wodurch man die Auflösung in Abhängigkeit von z erhält. Zur Korrektur der Daten wird bei der Rekonstruktion der Teilchenspur die inverse Deviation Map dem Clusteriser (Kapitel 3.1) übergeben. Wird die Position eines Clusters rekonstruiert, so ist in der inversen Deviation Map die Abweichung zu dem Ort, an dem die zu dem Cluster gehörenden Elektronen tatsächlich generiert wurden, vermerkt.

Da die Verschiebung der Elektronen durch die Verzerrungen des Feldes vor der Registrierung stattfindet und die Erstellung der Deviation Map auf Elektronenebene passiert, wird bei der Simulation mit verzerrem Driftfeld die Deviation Map vor dem Clustering und vor der Digitalisierung, also bei der Simulation der Elek-

tronendrift, übergeben. Im Gegensatz dazu findet die Korrektur der Position auf Clusterebene statt. Aufgrund dessen muss zunächst überprüft werden, ob die Simulation mit perfektem Driftfeld mit der Simulation, die mit verzerrtem Driftfeld angefertigt und danach wieder korrigiert wurde, übereinstimmt. In Abbildung 5.1 ist die Auflösung von der Simulation mit perfektem Driftfeld, der Simulation mit verzerrtem Driftfeld und der mit verzerrtem und wieder korrigierten über z aufgetragen.

Der Verlauf der Datenpunkte zeigt, dass die Auflösung bei größeren z schlechter

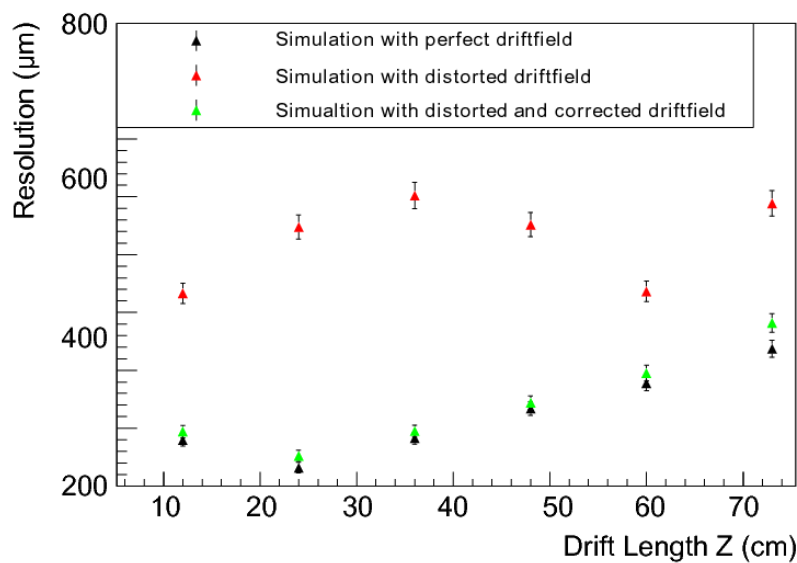


Abbildung 5.1: Vergleich der Auflösung in Abhängigkeit von z von der Simulation mit perfektem, verzerrtem und verzerrtem und wieder korrigiertem Driftfeld.

wird. Dies liegt an der transversalen Diffusion der Elektronen in einem Gas. Wie zu erwarten, kommt es bei der Simulation mit verzerrtem Driftfeld zu einer deutlich schlechteren Auflösung im Vergleich zu einem perfektem Driftfeld. Auffällig an dem Verlauf der Auflösung der Simulation mit verzerrtem Driftfeld, ist das Minima bei $z = 60$. Dies ist die Stelle an der sich die radialen Komponenten des verzerrten Driftfeldes, welche von den Kurzschlüssen verursacht werden, befinden (Vgl. Abbildung 4.15). Der Unterschied liegt im Mittel bei ca. $100\ \mu\text{m}$ bis $200\ \mu\text{m}$. Die Datenpunkte von Simulation mit perfektem Driftfeld und die mit verzerrten und wieder korrigierten Feld stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein und die Deviation Map kann zur Korrektur verwendet werden.

Abbildung 5.2 zeigt die Auflösung der korrigierten und der unkorrigierten Daten in Abhängigkeit von z .

Es zeigt sich, dass die Auflösung durch die Driftfeldkorrekturen verbessert werden

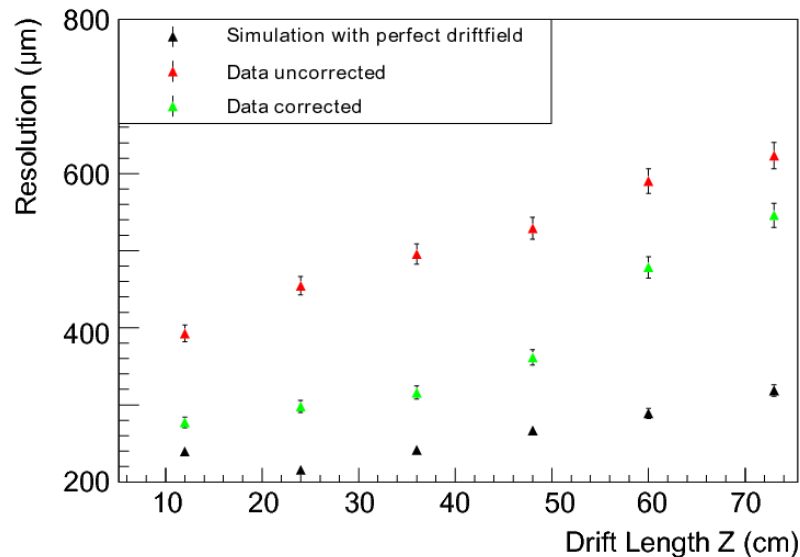
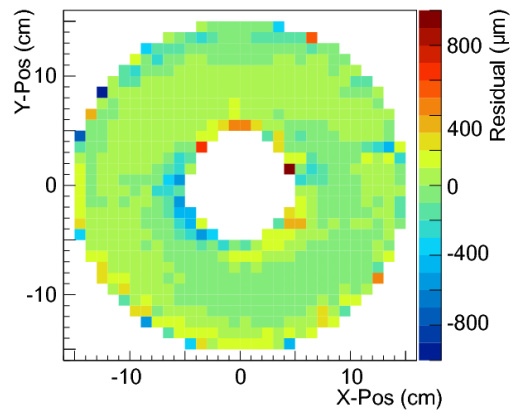


Abbildung 5.2: Vergleich der Auflösung in Abhängigkeit von z von der Simulation mit perfektem Driftfeld, den unkorrigierten Daten und den korrigierten Daten.

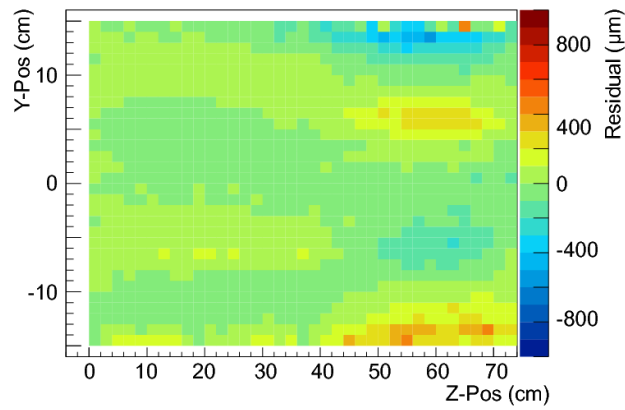
kann. In den vorderen Bereichen kann die Auflösung von ca. 400 µm auf ca. 300 µm verkleinert werden. Es ist weiterhin ersichtlich, dass in den hinteren Bereichen der Unterschied nicht so groß ist. Dieser liegt nur etwa bei 50 µm. Dies deutet darauf hin, dass dort noch Effekte auftreten, die bis jetzt nicht in Betracht gezogen wurden. Ein weiterer Hinweis darauf ist, dass der Verlauf der Datenpunkte von den unkorrigierten Daten nur einen sehr leichten Knick bei $z \approx 50$ cm besitzt. Dieser ist bei der Simulation mit verzerrtem Driftfeld deutlich ausgeprägter (Vgl. Abbildung 5.1). Es müsste sich demnach um eine Verzerrung handeln, die die radialen Komponenten des radialen Driftfeldes, welche von den Kurzschlüssen verursacht werden reduziert. Weiterhin ist zu erkennen, dass noch ein sehr großer Unterschied von etwa 200 µm zwischen korrigierten Daten und Simulation mit perfektem Driftfeld für $z > 50$ cm vorhanden ist.

Eine Möglichkeit zur Überprüfung der Korrektur sind die x -Residuals in der xy - und yz -Ebene. Abbildung 5.3 zeigt diese von den korrigierten Daten.

In der Abbildung 5.3 (a) sticht hervor, dass immer noch Inhomogenitäten um den inneren und am äußeren Feldkäfig vorhanden sind. Dies ist auch in 5.3 (b) ersichtlich. Für kurze Driftdistanzen in der GEM-TPC treten weitestgehend keine Inhomogenitäten mehr auf, während für lange Driftdistanzen noch Strukturen vorhanden sind. Eine Möglichkeit wäre ein Kurzschluss von zwei Streifen in der Mitte der GEM-



(a)



(b)

Abbildung 5.3: (a) x-Residuals der korrigierten Daten in der xy-Ebene und (b) in der yz-Ebene.

TPC. Der äußere Feldkäfig wurde in zwei Hälften gebaut, die dann an den Enden zusammen gelötet wurden. Dadurch sind die Streifen an der Verbindungsstelle kurzgeschlossen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Analyse der Daten zeigte, dass in den in den Residuals Inhomogenitäten auftreten, die auf Verzerrungen im elektrischen Feld der GEM-TPC hinweisen. Aufgrund dessen wurde eine Driftfeldkorrektur durchgeführt. Es wurden verschiedene Effekte, die zu den Verzerrungen führen könnten untersucht. Hierbei wurde eine Krümmung der Kathode und eine Schräglage der GEM-Folien ausgeschlossen. Der Abstand zwischen des letzten Streifens und der ersten GEM-Folie konnte auf 4,7 cm festgelegt werden.

Mit dieser Korrektur konnte die Auflösung von etwa 400 μm auf etwa 300 μm im vorderen Bereich der GEM-TPC verbessert werden. Im hinteren Bereich der GEM-TPC kann die Auflösung nur um $\sim 50 \mu\text{m}$ verbessert werden. Weiterhin ist ein deutlich Unterschied der Auflösung in Abhängigkeit von z zwischen unkorrigierten Daten und der Simulation mit verzerrtem Driftfeld ersichtlich. Dies spiegelt sich auch bei der Überprüfung der Korrektur in den x -Residuals wieder. Nicht alle Inhomogenitäten konnten mit der gefunden Lösung korrigiert werden. Dadurch kommt die Annahme zustande, dass noch weitere Effekte existieren, die die Verzerrungen im elektrischen Feld verursachen. Eine Möglichkeit wäre ein Kurzschluss zweier Streifen an der Lötstelle bei etwa $z = 35 \text{ cm}$.

Im Anschluss dieser Arbeit ist eine weitere Untersuchung der bis jetzt noch unbekannt Effekte vonnöten, da nach der Korrektur immer noch nicht zu vernachlässigende Strukturen in den Residuals sichtbar sind. Nach Abschluss der weiteren Untersuchung des Driftfeldes kann die Driftfeldkorrektur mit den unterschiedlichen Einstellungen der Daten vorgenommen werden. Hierzu werden die gefundenen Parameter, die das Driftfeld verzerren, übernommen und mit den unterschiedlichen Settings der Messung, Feldsimulationen angefertigt. Mit diesen simulierten Feldern können die zugehörigen Deviation Maps erstellt werden.

Nachdem für alle Einstellungen der Messung die Driftfeldkorrektur vorgenommen wurde, können die Daten analysiert und ausgewertet werden. Mit Einbeziehung der Subdetektoren von FOPI können die interessanten Events isoliert und eine genauere Untersuchung des Kaon-Nukleon-Potentials durchgeführt werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau einer auf GEM's basierenden TPC [3].	4
2.2	Elektronenmikroskop Aufnahme einer GEM Folie mit den typischen Dimensionen[3].	5
2.3	Funktionsweise einer GEM Folie [3].	6
2.4	Schematischer Aufbau des FOPI Detektors.	7
2.5	Schnitt durch die GEM-TPC [14].	8
2.6	Schematischer Aufbau des GEM Stacks. Hierbei ist U_d die Driftspannung, U_{LS} die Spannung des letzten Streifen vor der ersten GEM Folie. U_T und U_B sind die Spannungen, die an der Ober- und Unterseite der Folien angelegt sind [3].	9
2.7	Großaufnahme der Pad-Plane [3].	9
2.8	Schematisches elektrisches Schaltbild der GEM-TPC mit Driftanode, inneren und äußerem Feldkäfig und den Verstärkungsteil (GEM Stack).	10
3.1	Visualisierung des Clustering. Diejenigen mit zylinderförmiger Gestalt entsprechen den Digis, die Cluster sind kugelförmig dargestellt. Alle Digis, die zu einem Cluster gehören besitzen die gleiche Farbe. Geteilte Digis erscheinen in gemischter Farbe. Die unterschiedlichen Größen entsprechen unterschiedlichen Amplituden [3].	12
3.2	Riemann Transformation einer gekrümmten Teilchenspur auf die Riemanns Sphäre. Weiterhin ist die Ebene eingezeichnet, die durch die zu transformierenden Punkte definiert ist [3].	14
3.3	Virtuelle Detektorebene für einen gemessenen Raumpunkt [3].	16
3.4	Schrittweise Vorgehensweise beim Reclustering beginnend bei (a)	17
4.1	Projektion der (a) x-Residuals und (b) y- Residuals der Daten in die xy-Ebene.	19
4.2	Projektion der x-Residuals der Simualtion mit perfektem Driftfeld in die xy-Ebene.	20

4.3	Darstellung der in COMSOL Multophysics implementieren GEM-TPC mit den verwendeten finiten Elementen. (a) Kompletter Schnitt, durch die GEM-TPC. (b) Finite Elemente auf der Seite der Anode. (c) Kleinere Finite Elemente nahe der Streifen auf denen das Potential sitzt.	22
4.4	Simulation des radialen Driffeldes mit Kurzschluss der ersten drei Streifen des inneren Feldkäfigs und der ersten vier des äußeren auf Seite der Kathode.	23
4.5	Simulation des radialen Driffeldes mit Verzerrung hervorgerufen durch den Abstand zwischen des letzten Streifen und der ersten GEM Folie.	24
4.6	Simuliertes radiales Driffeld mit Krümmung der Kathode. Um die Effekte deutlicher zu machen, wurde hier die Skala der radialen Feldkomponente kleiner gewählt (-2 bis 2 V/cm).	26
4.7	Simulation des Driffeldes ohne Verzerrungen. Hier wurde die Skala der radialen Feldkomponente verringert (-2 bis 2 V/cm).	26
4.8	Simulation des radialen Driffeldes mit Verzerrungen, welche durch die Schiefelage der GEM-Folien hervorgerufen werden.	27
4.9	Beispiel einer Deviation Map in radialer Richtung.	28
4.10	Relative Fehler des Mittelwertes der Residuals (a) für die Daten und (b) für die Simulation in den Volumenelementen für $z = 30$ cm mit $dz = 2$ cm.	29
4.11	Relative Differenz zwischen Daten und Simulation mit verzerrten Driffeld (dLs = 4,7 cm).	30
4.12	(a) Mittelwerte, (b) Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simulation über verschiedene Abstände des letzten Streifens zur ersten GEM-Folie.	31
4.13	(a) Mittelwerte, (b) der Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simualtion aufgetragen über verschiedene Kräfte, welche am inneren Feldkäfig wirken bei festgehaltenen dLs von 4,7 cm.	32
4.14	(a) Mittelwerte, (b) Standardabweichung σ der relativen Differenz zwischen Daten und Simulation aufgetragen über den Winkel θ , um den die GEM-Folien verkippt sind bei festgehaltenen dLs von 4,7 cm.	33
4.15	Simuliertes radiales Driffeld mit Kurzschlüssen und einem Abstand von 4,7 cm zwischen erster GEM-Folie und dem letzten Streifen.	33
4.16	(a) x-Residuals der Daten in der xy-Ebene im Vergleich zu (b) der Simualtion mit verzerrten Driffeld mit den gefundenen Parametern.	34
4.17	(a) x-Residuals der Daten in der yz-Ebene im Vergleich zu (b) der Simualtion mit verzerrten Driffeld mit den gefundenen Parametern.	34

5.1	Vergleich der Auflösung in Abhängigkeit von z von der Simulation mit perfektem, verzerrten und wieder korrigiertem Driftfeld.	39
5.2	Vergleich der Auflösung in Abhängigkeit von z von der Simulation mit perfektem Driftfeld, den unkorrigierten Daten und den korrigierten Daten.	40
5.3	(a) x -Residuals der korrigierten Daten in der xy -Ebene und (b) in der yz -Ebene.	41

Literaturverzeichnis

- [1] AGAKISHIEV, G.; et a.: In-medium effects on K^0 mesons in relativistic heavy-ion collisions. In: *Phys. Rev. C* 82 (2010), Oct, 044907. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.82.044907>. – DOI 10.1103/PhysRevC.82.044907
- [2] AL., J. A.: The {ALICE} TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622 (2010), Nr. 1, 316 - 367. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.042>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.042>. – ISSN 0168–9002
- [3] BALL, M. ; BOHMER, F.V. ; DORHEIM, S. ; HOPPNER, C. ; KETZER, B. u. a.: Technical Design Study for the PANDA Time Projection Chamber. (2012)
- [4] BARON, et a.: AFTER, an ASIC for the readout of the large T2K time projection chambers. In: *IEEE Trans.Nucl.Sci.* 55 (2008), S. 1744–1752. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2008.924067>. – DOI 10.1109/TNS.2008.924067
- [5] BENABDERRAHMANE, M.L. u. a.: Measurement of the in-medium K^0 inclusive cross section in π^- -induced reactions at 1.15-GeV/c. In: *Phys.Rev.Lett.* 102 (2009), S. 182501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.182501>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.102.182501
- [6] BÖHMER, FV ; BALL, M ; DØRHEIM, S ; HÖPPNER, C ; KETZER, B ; KONOROV, I ; NEUBERT, S ; PAUL, S ; RAUCH, J ; VANDENBROUCKE, M: Space-Charge effects in an ungated GEM-based TPC. In: *arXiv preprint arXiv:1209.0482* (2012)
- [7] BROWN, GE ; LEE, Chang-Hwan ; RHO, Mannque ; THORSSON, Vesteinn: From kaon-nuclear interactions to kaon condensation. In: *Nuclear Physics A* 567 (1994), Nr. 4, S. 937–956
- [8] DORHEIM, S.: A prototype GEM-TPC for PANDA. In: *JINST* 7 (2012), S. C03011. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/03/C03011>. – DOI 10.1088/1748-0221/7/03/C03011
- [9] FRÜHWIRTH, R.: Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,*

- Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 262 (1987), Nr. 2–3, 444 - 450. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90887-4](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(87)90887-4). – ISSN 0168-9002
- [10] FRÜHWIRTH, R. ; STRANDLIE, A.: Track fitting with ambiguities and noise: A study of elastic tracking and nonlinear filters. In: *Computer Physics Communications* 120 (1999), Nr. 2–3, 197 - 214. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00231-3](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00231-3). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00231-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00231-3). – ISSN 0010-4655
- [11] FRÜHWIRTH, R. ; STRANDLIE, A. ; WALTENBERGER, W.: Helix fitting by an extended Riemann fit. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 490 (2002), Nr. 1–2, 366 - 378. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00911-7](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00911-7). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00911-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00911-7). – ISSN 0168-9002
- [12] GOERING, H. ; ROOS, H. ; TOBISKA, L.
- [13] HÖPPNER, C. ; NEUBERT, S. ; KETZER, B. ; PAUL, S.: A novel generic framework for track fitting in complex detector systems. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 620 (2010), Nr. 2–3, 518 - 525. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.136>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.136>. – ISSN 0168-9002
- [14] KETZER, Bernhard: A Time Projection Chamber for High-Rate Experiments: Towards an Upgrade of the ALICE TPC. In: *Nucl.Instrum.Meth. A* 732 (2013), S. 237–240. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.08.027>. – DOI 10.1016/j.nima.2013.08.027
- [15] LI, Guo-Qiang ; LEE, C-H ; BROWN, GE: Kaons in dense matter, kaon production in heavy-ion collisions, and kaon condensation in neutron stars. In: *Nuclear Physics A* 625 (1997), Nr. 1, S. 372–434
- [16] MARX, Jay N. ; NYGREN, David R.: The Time Projection Chamber. In: *Phys.Today* 31N10 (1978), S. 46. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2994775>. – DOI 10.1063/1.2994775
- [17] RYU, MS ; HONG, B ; KANG, TI ; COLLABORATION, FOPI: FOPI Detector for Heavy-ion Collision Experiment at SIS/GSI. In: *Journal of the Korean Physical Society* 59 (2011), Nr. 2, 1605 - 1608. <http://dx.doi.org/10.3938/jkps.59.1605>. – DOI 10.3938/jkps.59.1605. – ISSN 1976-8524

- [18] SAULI, F.: GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A386 (1997), S. 531–534. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2). – DOI 10.1016/S0168-9002(96)01172-2
- [19] STRANDLIE, A. ; WROLDSEN, J. ; FRÜHWIRTH, R. ; LILLEKJENDLIE, B.: Particle tracks fitted on the Riemann sphere. In: *Computer Physics Communications* 131 (2000), Nr. 1–2, 95 - 108. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00086-2](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00086-2). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(00\)00086-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00086-2). – ISSN 0010-4655
- [20] WEISE, W: Hadrons in dense baryonic matter. In: *Nuclear Physics A* 610 (1996), S. 35–48
- [21] ZIMMERMAN, W. B. J. ; CLOUD, M.