

---

# Auswertung von Daten einer Zeitprojektionskammer in hohen magnetischen Feldern

Bachelorarbeit in Physik  
von  
**Paul-Fiete Hartmann**

angefertigt im Physikalischen Institut  
bei Prof. Dr. Klaus Desch vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen-Friedrichs-Willhelm-Universität  
Bonn

Januar 2013

---

1. Gutachter: Professor Dr. Klaus Desch
2. Gutachter: Dr. Jochen Kaminski

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . . .	2
1.2 Drift . . . . .	2
1.3 Diffusion . . . . .	3
1.4 Elektronenanlagerung . . . . .	4
1.5 Zeitprojektionskammer . . . . .	4
1.6 Gasverstärkung . . . . .	5
<b>2 Experimenteller Aufbau</b>	<b>6</b>
2.1 TPC . . . . .	6
2.2 Gasverstärkung . . . . .	6
2.3 Timepix Chip . . . . .	7
<b>3 Rekonstruktion</b>	<b>9</b>
3.1 Software . . . . .	9
3.2 Interpolation defekter Pixel . . . . .	9
3.3 ToA-Spektrum . . . . .	9
3.4 Anomalien im Taktsignal . . . . .	11
3.5 Clustertrennung . . . . .	13
3.6 Driftgeschwindigkeit . . . . .	14
3.7 Spurrekonstruktion . . . . .	15
3.8 Datenauswahl . . . . .	15
<b>4 Analyse</b>	<b>18</b>
4.1 GEM-Muster in Clusterpositionen . . . . .	18
4.2 Wahrscheinlichste Clustergröße . . . . .	18
4.3 Wahrscheinlichste Clusterladung und Gasverstärkung . . . . .	19
4.4 Cluster pro Wegstrecke und Anlagerung . . . . .	20
4.5 Ortsauflösung . . . . .	20
4.6 Impulsbestimmung . . . . .	22
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>25</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>26</b>
<b>A Parameter (Übersicht)</b>	<b>27</b>
<b>B Ergänzende Grafiken</b>	<b>28</b>

## Einleitung

Seit der Erkenntnis, dass Materie aus winzigen Grundbausteinen aufgebaut ist, wurde mehrfach in Teilchen, die bis dato als elementar galten, eine Substruktur entdeckt. Atome bestehen aus Atomkern und Elektronenhülle. Der Kern ist aus Nukleonen aufgebaut, welche wiederum aus Quarks gebildet werden. Konnte man Anfang des 20. Jahrhunderts mit experimentellem Geschick und vergleichsweise bescheidenen Ressourcen noch große Durchbrüche erzielen, so lassen sich neue experimentelle Ergebnisse auf dem Gebiet der Teilchenphysik heute oft nur mit hochkomplexen Teilchenbeschleuniger- und Detektoranlagen erzielen. Zur Erforschung der Eigenschaften von Elementarteilchen und den fundamentalen Wechselwirkungen ist es jedoch nicht ausreichend, für die möglichen Stoßenergien in Teilchenbeschleunigern immer höhere Werte zu erreichen. Eine experimentelle Herausforderung ist auch die Detektion der Reaktionsprodukte, welche bei den gezielten Kollisionen entstehen. Werden Leistungsmerkmale von Teilchendetektoren durch Weiterentwicklungen und Erfindungen entscheidend verbessert, so kann dies neue experimentelle Möglichkeiten eröffnen, bzw. erstmalig finanzierbar machen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Zeitprojektionskammer – ein gasgefüllter Detektor, der sich besonders zur dreidimensionalen Rekonstruktion von Teilchenbahnen in einem großen Volumen eignet. Das Experiment wurde bereits im Juni 2009 durchgeführt. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden die Daten nun ausgewertet und interpretiert. Die Kammer stellt einen Prototypen zum Studium und zur Verbesserung des Detektorprinzips dar, um Anforderungen gerecht zu werden, wie sie z. B. durch das geplante International Linear Collider Projekt gestellt werden. Die Verbesserung der Ortsauflösung soll durch feinere Segmentierung im Bereich der Gasverstärkung und Auslese erreicht werden.

Als Alternative zu den bisher eingesetzten „Pads“ werden für die Auslese Chips mit integrierter Schaltung entwickelt. Diese sind vergleichbar mit Sensoren in Digitalkameras, nur dass nicht Licht, sondern Ladung gemessen wird. Ein einzelner Pixel des Chips ist mit  $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$  deutlich kleiner als die Unterteilung bei Pads (einige mm).

# 1 Grundlagen

In diesem Kapitel werden grundlegende physikalische Phänomene in Bezug auf Zeitprojektionskammern erläutert. Als Hauptquellen wurden [4], [10] und [13] herangezogen.

## 1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Beim Durchgang durch Materie verliert ein schnelles geladenes Teilchen seine kinetische Energie hauptsächlich durch Anregung und Ionisation von Gasatomen. Andere Prozesse (Paarproduktion, Bremsstrahlung, Kernreaktionen) tragen z. B. für Myonen erst ab Energien von  $\sim 100$  GeV signifikant zum Energieverlust bei. [2]

### 1.1.1 Ionisation

Bei der Ionisation entstehen Paare von Ionen und freien Elektronen entlang der Teilchenbahn, die im elektrischen Feld in entgegengesetzte Richtung driften.

Zusätzlich zur primären Ionisation, bei der ein oder mehrere Elektronen aus der Elektronenhülle des Gasatoms gelöst werden, kommt es auch zu sekundären Ionisationen. Hierbei erhält ein Elektron genügend kinetische Energie, um selbst weitere Atome zu ionisieren. Die entstehende Gruppe von Elektronen sind im Allgemeinen räumlich stark beschränkt. Nach einer genügend langen Driftstrecke können durch den Effekt der Diffusion aber wieder einzelne Elektronen aufgelöst werden.

In weniger häufigen Fällen wird genügend Energie auf ein Elektron übertragen, um eine deutlich sichtbare Ionisationsspur zu hinterlassen ( $\delta$ -Elektron).

In Helium kommt es in 23 % der Primärreaktionen zu Mehrfachionisation, in 10 % der Fälle zu 3 oder mehr freien Elektronen. Obwohl in den meisten Reaktionen nur ein Elektron-Ion Paar erzeugt wird, stammt ein Großteil der erzeugten Gesamtladung dennoch aus Reaktionen mit Sekundärionisationen. [8]

## 1.2 Drift

### 1.2.1 Bewegungsgleichung im elektrischen und magnetischen Feld

Die Bewegungsgleichung für ein geladenes Teilchen in Gas, bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes  $\vec{E}$  und eines magnetischen Feldes  $\vec{B}$  lautet

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + m\vec{A}. \quad (1.2.1)$$

Hierbei bezeichnet  $m$  die Masse,  $\vec{v}$  die Geschwindigkeit,  $e$  die Ladung und  $m\vec{A}$  beschreibt die effektive Reibungskraft durch die stochastischen Stöße mit den Gasatomen.

Nimmt man an, dass sich die Reibungskraft im betrachteten Bereich proportional zur Driftgeschwindigkeit verhält ( $m\vec{A} = -m\vec{v}/\tau$ ), so ergibt sich für den Grenzfall konstanter Driftgeschwindigkeit ( $\dot{\vec{v}} = 0$ ) die Gleichung

$$\frac{\vec{v}}{\tau} - \frac{e}{m} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{e}{m} \vec{E}. \quad (1.2.2)$$

( $\tau$  entspricht der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen.)

Die allgemeine Lösung für konstantes  $\vec{B}$ - und  $\vec{E}$ -Feld lautet

$$\vec{v} = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left( \vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{|\vec{B}|^2} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (1.2.3)$$

mit  $\omega = \frac{e}{m} |\vec{B}|$  (der Zyklotronfrequenz) und  $\mu = \frac{e}{m} \tau$  (der Beweglichkeit).

Bei Wahl eines geeigneten Koordinatensystems ist  $\vec{E} = (E_x, 0, E_z)$  und  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ . Damit lässt sich (1.2.3) in Komponenten schreiben als

$$\begin{aligned} v_x &= \mu E_x \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ v_y &= -\mu E_x \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ v_z &= \mu E_z \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

Ist das Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld ( $E_x = 0$ ), so ist  $\vec{v} = \mu \vec{E}$ , d. h. das Magnetfeld hat keinen Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit oder die Driftrichtung.

### 1.3 Diffusion

Ein Elektron im Gas ist zufälligen Stößen mit Gasatomen ausgesetzt und vollführt daher eine Brownsche Bewegung, welche die vom elektromagnetischen Feld verursachte Driftgeschwindigkeit überlagert. Die Brownsche Bewegung wird durch die Gesetze der Diffusion beschrieben. Die (differentielle) Wahrscheinlichkeit  $\rho$ , das Elektron nach einer Zeit  $t$  am Ort  $(x, y, z)$  zu finden (Start im Koordinatenursprung), beträgt

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_1 t}} \left( \frac{1}{\sqrt{4\pi D_t t}} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{4\tilde{D}_t t} - \frac{(z - z_{\text{drift}}(t))^2}{4\tilde{D}_1 t} \right\}. \quad (1.3.1)$$

Es kommt durch das elektrische Feld zu Anisotropie bei der Diffusion, d. h. die Diffusionskonstanten parallel ( $\tilde{D}_1$ ) und senkrecht ( $\tilde{D}_t$ ) zur Driftrichtung sind verschieden. Die elektrische Anisotropie hängt vom verwendeten Gas ab und ist bei Helium nur sehr schwach ausgeprägt.

Die Breite der Verteilung  $\sigma_{1/t} = \sqrt{2\tilde{D}_1 t}$  lässt sich in Abhängigkeit von der Driftstrecke  $z_{\text{drift}}$  schreiben als

$$\sigma_{1/t} = \sqrt{2\tilde{D}_1 t} \frac{z_{\text{drift}}}{v_{\text{drift}}} \equiv D_{1/t} \sqrt{z_{\text{drift}}} \quad (1.3.2)$$

mit  $D_{1/t} = \sqrt{\frac{2\tilde{D}_1 t}{v_{\text{drift}}}}$  und der Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{drift}}$ .

#### 1.3.1 Einfluss des Magnetfelds

Ein Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld verstärkt die Anisotropie der Diffusion. Die transversale Diffusion wird reduziert:

$$\frac{D_T(B)}{D_T(B=0\text{ T})} = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.3.3)$$

die longitudinale Diffusion hingegen bleibt unverändert:

$$D_L(B) = D_L(B=0\text{ T}). \quad (1.3.4)$$

Mikroskopisch kann dies dadurch erklärt werden, dass sich Elektronen in transversaler Ebene zwischen zwei Stößen nicht mehr gradlinig bewegen, sondern durch das Magnetfeld auf kreisförmige Trajektorien gezwungen werden. Das schränkt die maximal zurückgelegte Strecke zwischen zwei Stößen auf den Kreisdurchmesser ein, wodurch sich die Teilchen weniger schnell von ihrem Ausgangspunkt entfernen können.

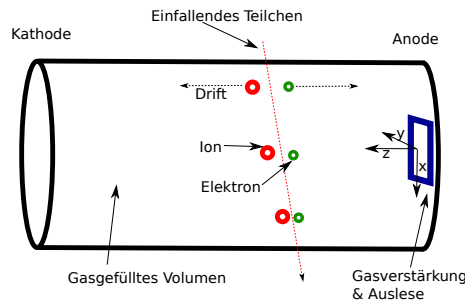


Abbildung 1.5.1: Aufbau einer Zeitprojektionskammer

## 1.4 Elektronenanlagerung

Beim Durchlauf des Driftvolumens können sich Elektronen mit dem Gas zu Anionen verbinden. Die entsprechenden Elektronen stehen damit nicht mehr zur Detektion zur Verfügung.

Für Edelgase sind Anlagerungen während der Drift praktisch ausgeschlossen, da die nötigen Stoßenergien nicht erreicht werden [4]. Elektronenanlagerung tritt vor allem bei bestimmten elektronegativen Gasen wie zum Beispiel  $O_2$  auf. Schon bei 1%  $O_2$  in Argon und einer Feldstärke von 1 kV/cm beträgt die mittlere freie Weglänge der Anlagerung für die Elektronen  $\sim 5$  cm [13]. Die Verunreinigungen durch  $O_2$  und  $H_2O$  im Zählgas sollten deshalb möglichst gering gehalten werden.

## 1.5 Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer (auch Spurendriftkammer genannt, engl. time projection chamber, TPC) ist eine Weiterentwicklung der (Vielfraht-)Proportionalkammer (Abbildung 1.5.1). Zugrunde liegt die Beobachtung, dass die Zeit, welche ein Elektron vom Ort der Ionisation bis zur Anode driftet, gemessen und zur Ortsbestimmung genutzt werden kann.

$$z = v_{\text{drift}} \cdot t_{\text{drift}} \quad (1.5.1)$$

Es wird also eine dreidimensionale Ortsrekonstruktion ermöglicht, und zwar über ein großes sensitives Volumen (z. B. ALICE-TPC mit 2,4 m Radius und 5 m Länge [1]). Durch die geringe Dichte des Detektormaterials (Gas) können die Teilchen den Detektor ohne wesentlichen Energieverlust durchqueren. Die TPC eignet sich somit gut als Komponente in einem Detektorsystem.

In der Kammer wird ein möglichst homogenes elektrisches Feld (Größenordnung  $\lesssim 500$  V/cm) hergestellt. Durchquert ein Primärteilchen den Detektor, so hinterlässt es eine Spur von Elektron-Ion Paaren, die in entgegengesetzte Richtungen driften. Im Auslesebereich (Anode) können die Elektronen nach einer Gasverstärkung registriert werden. Entscheidend ist hier sowohl die Auflösung in der  $xy$ -Auslese-Ebene als auch die Bestimmung der Driftzeit zur Rekonstruktion der  $z$ -Koordinate.

### 1.5.1 Teilchenidentifikation

In Driftkammern und anderen Detektoren mit Energieauflösung können Teilchen über die charakteristische Abhängigkeit des Energieverlusts  $\frac{dE}{dx}$  vom Impuls identifiziert werden. Der

Impuls  $p$  eines Teilchens mit Ladung  $q$  lässt sich direkt über die Messung des Zyklotronradius  $r = \frac{p}{|q|B}$  unter Einfluss eines Magnetfeldes  $B$  bestimmen. Während in anderen Detektorsystemen als weitere Größe z.B. die Geschwindigkeit oder die Energie gemessen wird, können in Driftkammern die verschiedenen Erwartungswerte des Energieverlusts pro Wegstrecke zur Unterscheidung herangezogen werden. Allerdings ist eine Identifikation mit geringer Irrtumswahrscheinlichkeit nur für bestimmte Parameterbereiche im  $\frac{dE}{dx}$ - $p$ -Raum möglich.

## 1.6 Gasverstärkung

Zur Ladungsverstärkung in Zeitprojektionskammern kam bisher üblicherweise das Prinzip der Vieldraht-Proportionalitätskammer zum Einsatz. Limitierende Faktoren sind hier u. a. die begrenzte Ortsauflösung und die Rückdrift der Ionen aus der Gasverstärkung, welche bei hohen Raten zu Verzerrung des elektrischen Felds führen. Dem Problem der Ionen-Rückdrift kann durch ein Schaltgitter (gating grid) begegnet werden, welches je nach Einstellung durchlässig und undurchlässig für Driftteilchen ist. Durch geeignetes Schalten wird so verhindert, dass Ionen in das Driftvolumen gelangen.

Als Alternative zur Vieldraht-Proportionalitätskammer werden seit Ende der 1980er Jahre<sup>1</sup> verschiedene Arten von Gas-Detektoren mit sehr feiner Segmentierung (Größenordnung 100  $\mu\text{m}$ ) entwickelt (Micropattern Gas Detector). Diese Miniaturisierung führt zu einer besseren Ortsauflösung sowie (je nach Bauweise) zu einer Reduktion der Ionen-Rückdrift.

### 1.6.1 Gas Electron Multiplier

In der Arbeit kamen Gas Elektron Multiplier (GEM) zum Einsatz. GEMs bestehen aus einer 50  $\mu\text{m}$  dünnen Kapton<sup>®</sup> Folie, die auf beiden Seiten mit einer 3  $\mu\text{m}$  Kupfer-Schicht überzogen ist. In diese dreischichtigen Folie werden konische Löcher mit 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser in einem Dreiecksgitter mit 140  $\mu\text{m}$  Lochabstand geätzt. Zwischen den beiden Kupferschichten wird ein Potenzial von einigen 100 V angelegt. Die aus der Lochgeometrie resultierenden starken elektrische Felder sind ausreichend, um Elektronen zu lawinenartiger Mehrfachionisation zu führen. Die hierbei entstehenden Ionen werden zum Großteil von der GEM-Kathode absorbiert, so dass Totzeiten durch Ionenrückdrift vermieden werden [11].

Eine einzelne GEM kann Verstärkungen in der Größenordnung  $10^2$  bis  $10^4$  erreichen. Man kann mehrere GEMs übereinander stapeln, um so die Verstärkung noch weiter zu erhöhen.

---

<sup>1</sup>Erste Publikation zu Micropattern Gas Detectors: A. Oed [17].



## 2 Experimenteller Aufbau

Die Zeitprojektionskammer wurde in das Innere einer supraleitenden Zylinderspule (Solenoid) platziert, um den Einfluss des Magnetfelds auf die Drifteigenschaften im Detektor zu studieren (Abb. 2.0.1).

Der verwendete Magnet KOMAG ist am Hamburger DESY aufgestellt und kann magnetische Felder von bis zu 5.25 T erzeugen (Datennahme erfolgte bis 4 T). Als Kühlmittel diente flüssiges Helium. Im Bereich des Driftvolumens herrschte ein nahezu homogenes Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld: Die  $z$ -Komponente des Magnetfelds wurde in Abhängigkeit vom der  $z$ -Koordinate des Ortes gemessen sowie simuliert. Die Schwankung im Bereich der TPC ist demnach geringer als 1%. [7]

Detektiert wurde Kosmische Strahlung in der Form, wie sie als sekundäre Strahlung die Erdoberfläche erreicht. Erwartet werden hauptsächlich Myonen mit kinetischen Energien in der Größenordnung GeV (überwiegend minimal ionisierende Teilchen). Die exakte Zusammensetzung der gemessenen Strahlung und ihr Energiespektrum muss hier nicht im Detail bekannt sein, da der Fokus auf Detektoreigenschaften wie Ortsauflösung, Diffusion, Cluster- und Spurrekonstruktion liegt. Hierfür ist der überwiegende Anteil der detektierbaren Teilchen hinreichend geeignet.

Die Datennahme wird durch das koinzidente Signal zweier Szintillatoren gestartet, welche sich ober- und unterhalb der Kammer befinden (außerhalb des Magneten).

### 2.1 TPC

Der Feldkäfig der Zeitprojektionskammer wurde an der RWTH Aachen entworfen und produziert. Das Driftvolumen ist zylinderförmig mit einer Länge von 26.3 cm und einem Innendurchmesser von 23 cm. Die Gesamtheit der Materialien, welche das Zählgas umschließen, führt zu einer einem Energieverlust des einfallenden Teilchens von nur  $\sim 0.63\%$  (entspricht 1% einer Strahlungslänge) [3].

Das elektrische Feld im Innern variiert um weniger als 1%. Dies wird durch 187 Metallstreifen im Abstand von 2.8 mm erreicht, welche mittels Widerständen auf geeignete Potenziale gebracht werden.

Es wird ein Gasgemisch von He/CO<sub>2</sub> (70/30) verwendet, da dieses einen stabilen Betrieb des GEM-Stapels erlaubt. Um Verunreinigungen des Gases entgegenzuwirken, wird ein kontinuierlicher Gasfluss durch die Kammer hergestellt und der Druck einige mbar über Umgebungsdruck gehalten.

### 2.2 Gasverstärkung

Verwendet werden Standard-Cern-GEMs in einem dreilagigen Stapel mit 1 mm Abstand zwischen den einzelnen GEMs. Der Abstand zwischen der dritten GEM und der Auslese (Chipoberfläche) beträgt ebenfalls 1 mm. An den GEMs lagen jeweils 415 V Spannung an, im Transferbereich zwischen erstem und zweitem, sowie zwischen zweitem und drittem GEM herrschte ein Feld von  $2200 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ , im Induktionsbereich zwischen drittem GEM und Chip ein Feld von  $3000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ .

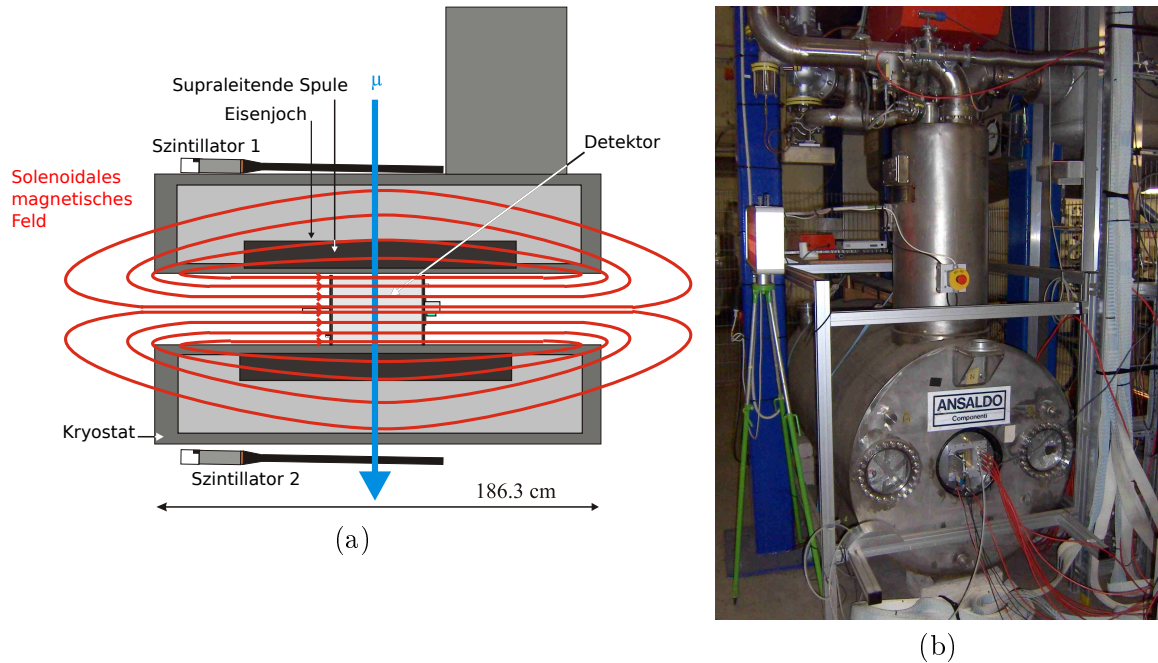


Abbildung 2.0.1: Versuchsaufbau: (a) Skizze (Quelle: [12]), (b) Foto – die Detektorkammer ist zu Wartungszwecken an ein Ende des Spuleninneren geschoben, wird aber zur Datennahme mittig im Magneten positioniert.

## 2.3 Timepix Chip

Der Timepix Chip ist eine anwendungsspezifische integrierte Schaltung deren sensitive Fläche aus  $256 \times 256$  Pixeln zu je  $55 \times 55 \mu\text{m}^2$  besteht (gesamt  $\sim 1.4 \times 1.4 \text{cm}^2$ ). Die Elektronen aus der Gasverstärkung werden direkt auf dem Chip gesammelt und influenzieren eine Ladung, welche in jedem Pixel über ladungsempfindliche Verstärker zu Pulsen mit steilem Anstieg und langsam abfallender Flanke umgewandelt werden. [16]

### 2.3.1 Betriebsmodi

Die Vorgängermodelle Medipix und Medipix2 [15] des Timepix Chips wurden ursprünglich für bildgebende Verfahren in der Medizin entwickelt. Als Weiterentwicklung zur Anwendung in der experimentellen Teilchenphysik verfügt der Timepix Chip über die Betriebsmodi *Zeit über Schwelle* (Time over Threshold, ToT) und *Ankunftszeit* (Time of Arrival, ToA), siehe Abbildung 2.3.1. Diese Modi basieren auf dem 14bit Zähler und einem Taktsignal.

- Im **ToT**-Modus registriert der Zähler alle Taktzyklen während der Shutter geöffnet ist und das Signal eine bestimmte Spannungsschwelle überschreitet. Über entsprechende Kalibration lässt sich auf diese Weise die deponierte Ladung bestimmen.
- Im **ToA**-Modus beginnt der Zähler Taktzyklen zu registrieren, sobald nach dem Öffnen des Shutters die Spannungsschwelle zum ersten Mal überschritten wurde. Das erste Taktsignal nach dem Schließen des Shutters beendet die Aufnahme.<sup>1</sup>

Somit lässt sich Ankunftszeit der Elektronenwolke bestimmen.

Gemessen werden sollen sowohl Ladungs- als auch Zeitinformationen über die gesamte aktive Fläche des Chips. Jeder Pixel lässt sich aber nur in genau einem Modus betreiben. Man behilft

<sup>1</sup>Das schließende Taktsignal, welches selbst schon außerhalb des Shutters liegt, wird im ToA-Modus allerdings noch mitgezählt.

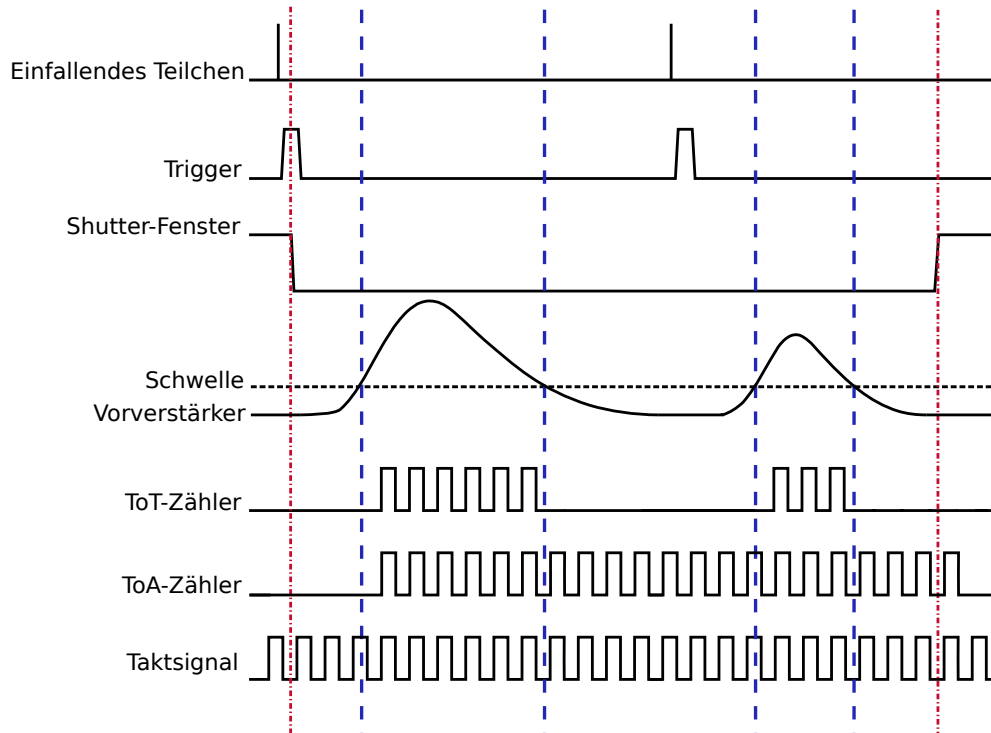


Abbildung 2.3.1: Betriebsmodi des Timepix Chips(Quelle: [14], mit leichten Modifikationen)

sich, indem die Pixel in einem Schachbrettmuster abwechselnd im ToT- bzw. ToA-Modus betrieben werden. Die Dichte der Pixel einer Sorte wird damit von  $\frac{1}{(55\ \mu\text{m})^2} = 330.6\ \frac{1}{\text{mm}^2}$  auf  $165.3\ \frac{1}{\text{mm}^2}$  vermindert. Die Auswirkung dieser Reduktion ist allerdings beschränkt, da die Dichte der GEM-Löcher mit  $\frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{(140\ \mu\text{m})^2} = 58.9\ \frac{1}{\text{mm}^2}$  noch deutlich niedriger ist und die Ortsauflösung daher durch die Lochverteilung des GEM dominiert wird.

## 3 Rekonstruktion

### 3.1 Software

#### 3.1.1 Marlin

Das Software-Framework Marlin (Modular Analysis & Reconstruction for the Linear Collider) unterstützt die Gliederung der Rekonstruktions- und Analyseketten in kleine flexible Einheiten. Auf jedes Ereignis werden nacheinander Programmmodule (Prozessoren) angewendet. Die Verarbeitungskette wird über eine XML-Steuerungsdatei aufgerufen, welche die Reihenfolge der Prozessoren sowie deren Parameter festlegt. Ein Prozessor liest relevante Datensätze ein, verarbeitet die Daten und schreibt seine Ausgabe in der Regel in einen separaten Datensatz, welcher dann den folgenden Prozessoren zur Verfügung steht.

#### 3.1.2 MarlinTPC

MarlinTPC ist eine Sammlung von Marlin-Prozessoren speziell für die Simulation und Datenauswertung an einer TPC. Sie bildet eine gemeinsame Arbeitsgrundlage für verschiedene Forschungsgruppen, die es erlaubt, Software-Module wiederzuverwenden und Algorithmen möglichst einfach auszutauschen. Die Rekonstruktion der Timepix-Daten ist Bestandteil von MarlinTPC und zu großen Teilen im Zuge der Diplomarbeit [19] entwickelt worden, mit Weiterentwicklungen von verschiedenen Autoren.

### 3.2 Interpolation defekter Pixel

In Abbildung 3.2.1 ist die Summe der Pixel-Zählerstände über alle Ereignisse dargestellt. In dieser Ansicht lassen sich defekte Pixel identifizieren. Auf dem verwendeten Chip befindet sich eine tote Spalte (Zählerstand immer 0) sowie 14 rauschende Pixel über den Chip verteilt (deutlich zu hohe Zählerstände verglichen mit Mittelwert). Die Werte der defekten Pixel werden durch Mittelwerte der diagonal benachbarten Pixel ersetzt. Wenn ein benachbarter Pixel im ToA-Modus nicht aktiviert wurde (0-Wert), so kann er nicht bei der Mittlung berücksichtigt werden.

### 3.3 ToA-Spektrum

ToA-Pixel des Timepix-Chips zählen die Taktzyklen vom ersten Signal bis zum Ende des Shutters. Die Elektron-Driftzeit  $t_{\text{drift}}$  berechnet sich demnach mit der Shutter-Länge  $t_{\text{shutter}}$  und der Taktfrequenz  $f$  als

$$t_{\text{drift}} = t_{\text{shutter}} - \frac{\text{ToA}}{f} \quad (3.3.1)$$

und die  $z$ -Koordinate der primären Ionisation als

$$z = v_{\text{drift}} \cdot t_{\text{drift}}. \quad (3.3.2)$$

Das ToA-Spektrum (Abbildung 3.3.1) visualisiert die Häufigkeit der Zählerstände für alle Pixel im ToA-Modus über einen längeren Zeitraum der Datennahme. Wenn man von den

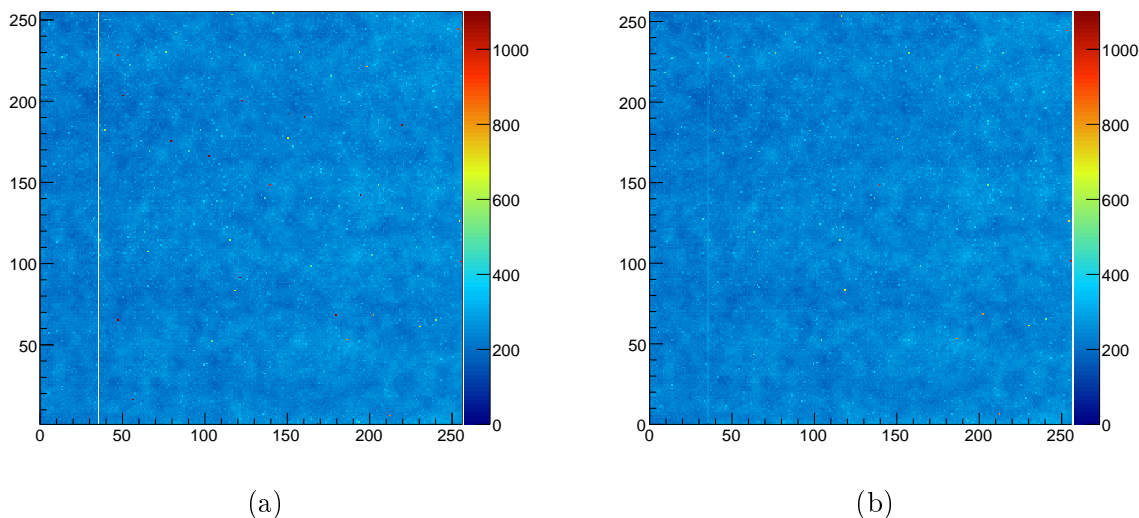


Abbildung 3.2.1: Gesamtbelegung der Pixel über alle Datensätze mit  $B = 4\text{ T}$ :

- (a) In Rohform, mit „toter“ Spalte und diversen rauschenden Pixeln.
- (b) Nach Maskierung der defekten Pixel und Interpolation mit umgebenden Werten. Die tote Spalte ist immer noch als Artefakt erkennbar, hat aber keine wesentlichen Auswirkungen mehr auf Rekonstruktion und Analyse.

periodischen Überhöhungen absieht, die im folgenden Kapitel diskutiert werden, so ist das Spektrum im Bereich von  $\text{ToA}_{\min} \sim 60$  bis  $\text{ToA}_{\max} = 249$  annähernd gleichverteilt.

Die rechte Kante ist dabei scharf und durch die feste Länge des Shutter-Signals vorgegeben. Der Maximalwert wird erreicht, wenn ein Signal direkt nach dem Öffnen des Shutters registriert wird und damit den Start des ToA-Zählers so früh wie möglich auslöst. Dies ist bei Primärteilchen zu erwarten, die den Detektor nahe der Anode durchquert haben.

Die linke Flanke ( $\text{ToA}_{\min}$ ) ist durch die begrenzte Driftstrecke bedingt. Der kleinste ToA-Wert geht auf Elektronen zurück, die spät registriert wurden, also möglichst lang gedriftet sind. Dies entspricht Primärereignissen nahe der Kathode.

### 3.3.1 Große ToA-Werte

Es wurde eine geringe Zahl an Werten registriert, die größer als  $\text{ToA}_{\max}$  sind. Diese sind auf eine Fehlfunktion der Auslöseelektronik zurückzuführen [5]. Gelegentlich kommt es vor, dass die Zählerstände nach einem Ereignis weder ausgelesen noch zurückgesetzt werden. In den Daten erhält man in diesen Fällen die Summe aus zwei Ereignissen. Bei der Überlagerung zweier Spuren, kann es so zu den unerwartet hohen ToA-Werten kommen.

Da nur ca. 3% der aufgenommenen Datensätze überhaupt Spurdaten enthält (bedingt durch die Geometrie der Koinzidenzeinheit und die geringe Größe des Chips), können die meisten der betroffenen Datensätze dennoch normal ausgewertet werden. Die in seltenen Fällen entstehenden Mehrfachspuren werden in der Rekonstruktion erkannt und von der Analyse ausgeschlossen.

### 3.3.2 Kleine ToA-Werte

Des Weiteren wird im Bereich von Null bis  $\text{ToA}_{\min}$  ein signifikanter Untergrund gemessen, der auf verschiedene Effekte zurückgeführt werden kann.

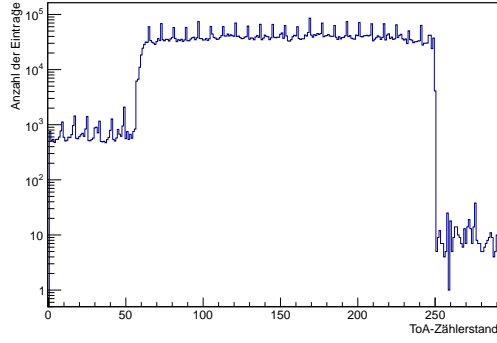


Abbildung 3.3.1: ToA-Spektrum über alle Datensätze mit  $B = 4$  T.

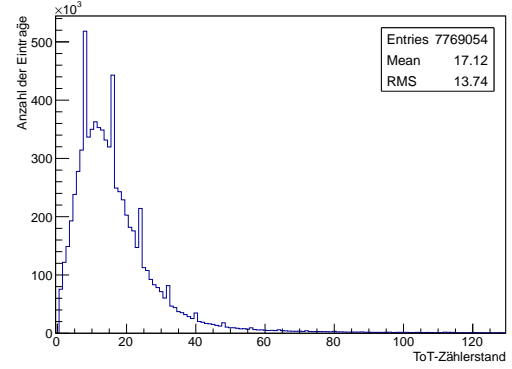


Abbildung 3.3.2: ToT-Spektrum über alle Datensätze mit  $B = 4$  T.

Zum einen können nach dem Auslösen der Datennahme durch das Primärteilchen weitere Teilchen der Kosmischen Strahlung den Detektor passieren.<sup>1</sup> Die Driftzeit der Ionisations-Elektronen erscheint somit verkürzt.

ToA-Werte kleiner  $ToA_{\min}$  können sofort ausgeschlossen werden. Für einen Teil der unkorrelierten Spuren ergeben sich jedoch Werte größer als  $ToA_{\min}$ . Diese Fälle können nur schwer aus den Daten heraus identifiziert werden. Die Diffusion ist zwar größer, als es der rekonstruierten  $z$ -Koordinate entsprechen würde, aber die statistische Verteilung der Diffusion ist zu breit, um dies als Ausschlusskriterium heranzuziehen. Da der Effekt in der Auswertung vernachlässigt wird, ist mit einer leichten Überschätzung der Diffusion zu rechnen.

Weiterhin können geringe ToA-Werte auf die Elektronenanlagerung zurückgeführt werden (siehe Abschnitt 1.4). Zerfällt das wesentlich langsamer driftende Anion nach einer entsprechenden Driftstrecke wieder in Elektron und neutrales Gas-Atom, so wird ein einzelner Cluster entlang der Spur deutlich höhere ToA-Werte aufweisen. Diese „verspäteten“ Elektronen können in der Rekonstruktion erkannt und ausgeschlossen werden. [5]

### 3.4 Anomalien im Taktsignal

Sowohl im ToT- als auch im ToA-Spektrum (Abbildung 3.3.2 und 3.3.1) enthält jedes achte Bin deutlich mehr Einträge, als die restlichen Bins. Bei den ToT Zählerständen sind alle durch 8 teilbaren Werte betroffen, bei den ToA Zählerständen genau die Werte  $8 \cdot k + 1$  ( $k = 0, 1, \dots$ ). Das Problem ist erst bei der Auswertung aufgefallen und untersucht worden.

Der Effekt lässt sich mit einer unerwünschten Fehlfunktion des Auslesegeräts [18] erklären. Das Taktsignal des Geräts wurde im Rahmen der vorliegenden Auswertung noch einmal untersucht. Wie in Abbildung 3.4.1 dargestellt, findet sich ein spezielles periodisches Muster. Der Grundtakt von 10 MHz ist nach je acht Schlägen kurz unterbrochen. Die Pausen sind unterschiedlich lang, wiederholen sich aber nach drei 8er Blöcken (24 Taktzyklen):

$$\begin{aligned}
 t_0 &= 0 \text{ ns}, t_1 = 100 \text{ ns}, \dots, t_7 = 700 \text{ ns}, \\
 t_8 &= 1240 \text{ ns}, t_9 = 1340 \text{ ns}, \dots, t_{15} = 1940 \text{ ns}, \\
 t_{16} &= 2440 \text{ ns}, t_{17} = 2540 \text{ ns}, \dots, t_{23} = 3140 \text{ ns}, \\
 t_{24} &= 3400 \text{ ns}, \text{ usw.}
 \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Gemessen an der mittleren Rate wird dies gehäuft auftreten, da die Myonen nicht gleichverteilt, sondern in Schauern die Erdoberfläche erreichen.

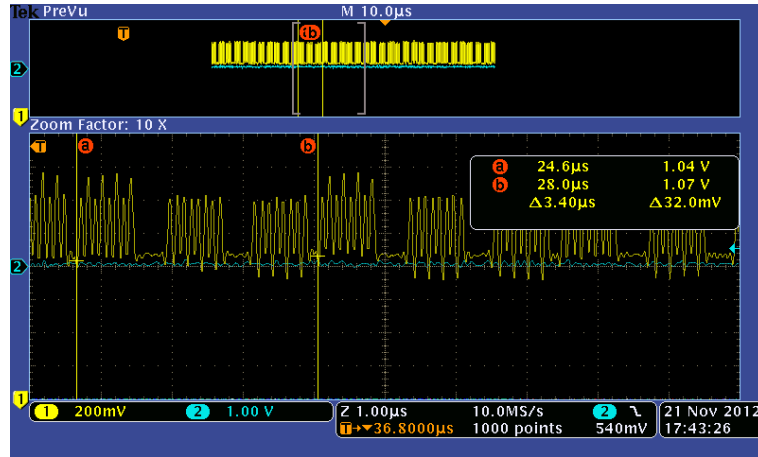


Abbildung 3.4.1: Oszilloskop-Aufnahme des Taktsignals

### 3.4.1 Mittlere Frequenz

Die mittlere Frequenz beträgt somit

$$\bar{f}_1 = \frac{24}{3.4 \mu\text{s}} = 7.06 \text{ MHz.} \quad (3.4.1)$$

Dies ist vereinbar mit der mittleren Taktfrequenz, die sich aus der Shutterzeit  $t_{\text{shutter}} = 35 \mu\text{s} \cdot (1 \pm 1\%)$  und dem höchsten Zählerstand im ToA-Spektrum  $\text{ToA}_{\text{max}} = 249 \pm 1$  ergibt:

$$\bar{f}_2 = \frac{\text{ToA}_{\text{max}}}{t_{\text{shutter}}} = (7.11 \pm 0.03) \text{ MHz} \quad (3.4.2)$$

### 3.4.2 Periodische Überhöhungen im ToT- und ToA-Spektrum

Die periodischen Überhöhungen können ebenfalls aus dem speziellen Muster des Taktsignals erklärt werden: Falls Anfangs- und Endzeit der Messung unabhängig und gleichverteilt sind, lassen sich die mittleren (normierten) Zählerstände modulo 8 berechnen als

$$\text{ToA}_{\text{rel,mod8}}(k) = \sum_{\substack{i,j=0,\dots,23 \\ (j-i) \bmod 8=k}} \frac{(t_{i+1} - t_i) \cdot (t_{j+1} - t_j)}{T^2} \quad (3.4.3)$$

$$= \begin{cases} 20.07\% & k = 0 \\ 11.42\% & k = 1, \dots, 7. \end{cases} \quad (3.4.4)$$

( $T = 3.4 \mu\text{s}$ , Periodendauer)

Summiert wird über die Wahrscheinlichkeit, dass der Anfang der Zeitmessung in das Intervall  $[t_i, t_{i+1}]$  und das Ende der Zeitmessung in das Intervall  $[t_j, t_{j+1}]$  fällt, und zwar genau für die  $i, j$ , bei denen der ToA-Wert bei der Division durch 8 den Rest  $k$  lässt (d. h. für  $(j-i) \bmod 8 = k$ ). Die Zeitordnung ist gewährleistet, wenn man nur Zeitintervalle größer  $T$  betrachtet, denn die Endzeit lässt sich stets durch Abziehen von Vielfachen von  $T$  in den selben 24er Zyklus verschieben.

Als Resultat der Berechnung ergibt sich eine Überhöhung für jedes achte Bin von  $\frac{20.07\% - 11.42\%}{11.42\%} = 75.8\%$ . Dies steht in guter Übereinstimmung mit der Überhöhung von 75.0%, welche sich aus den Messwerten des ToA-Spektrums ergibt (Abbildung 3.3.1).

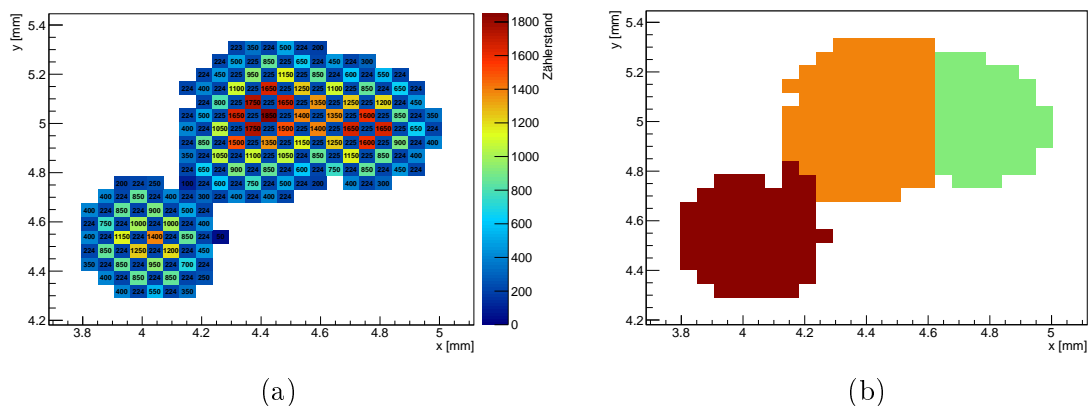


Abbildung 3.5.1: (a) Ein Rohcluster, der auf mindestens drei Primärelektronen zurückzuführen ist. Die Pixel werden (wie in Abschnitt 2.3 beschrieben) in einem Schachbrettmuster abwechselnd im ToA- bzw. ToT-Modus betrieben. Der Wertebereich von 223-225 Taktzyklen entspricht dem ToA-Modus.

(b) Cluster-Trennung für das Ereignis in (a). Die drei deutlich sichtbaren Maxima in der Ladungsverteilung wurden korrekt separiert.

Das ToT-Spektrum (Abbildung 3.3.2) ist nicht gleichverteilt, sondern erreicht sein ausgeprägtes Maximum schon bei 11 Zählern. Für die gemessene Stärke der Überhöhung ergibt sich deshalb mit 47.6% ein deutlich abweichender Wert.

Die verschiedenen Restklassen für die überhöhten Bins ( $8 \cdot k + 1$  im ToA- und  $8 \cdot k$  im ToT-Spektrum) ergeben sich aus der unterschiedliche Implementation der entsprechenden Zähler (siehe Abschnitt 2.3.1, Abbildung 2.3.1). Der ToT-Zähler bestimmt tatsächlich entsprechend den Annahmen in der obigen Berechnung die Zahl der Taktpulse zwischen den Ereignissen *Überschreiten* und *Unterschreiten* der Schwelle. Im ToA-Modus beendet das erste Taktsignal nach dem Schließen des Shutters die Zählung, wird allerdings selbst noch registriert. Das gesamte Spektrum, einschließlich der Überhöhungen, ist damit um einen Zählwert verschoben. Die Daten in einem einzelnen Ereignis bieten nicht genug Statistik um die Effekte des nicht kontinuierlichen Taktsignals exakt rauszurechnen, beispielsweise durch Bestimmung der entsprechenden Restklasse des Shutterendes.

### 3.5 Clustertrennung

Eine Gruppe benachbarter Pixel, die einen Ladungswert größer Null gemessen haben, werden zunächst zu einem Rohcluster zusammengefasst (Abbildung 3.5.1). Dieser Rohcluster beschreibt die Ladungsdeposition verursacht durch ein oder mehrere Primärelektronen und wird wie folgt in Einzelcluster zerlegt:

Mit einer linearen Regression wird die Hauptachse der Pixelverteilung bestimmt. Die einzelnen Pixel werden dann, gewichtet nach ihrem Ladungswert, senkrecht auf diese Gerade projiziert. Das sich ergebende Spektrum wird auf lokale Minima untersucht und der Rohcluster mit geraden Schnitten senkrecht zur Hauptachse an den entsprechenden Positionen geteilt.

Auf die so entstandenen Teilbereiche wird der komplette Algorithmus noch ein zweites Mal angewendet, um auch Cluster trennen zu können, die senkrecht zur Hauptachse in einer Linie liegen (Implementationsdetails siehe [19] und [5]).

Idealerweise sollte jedem Primärelektron genau einen Cluster zugeordnet werden. Dies kann für Ereignisse mit wenig Sekundärionisation zufriedenstellend erreicht werden. Bei Mehrfach-



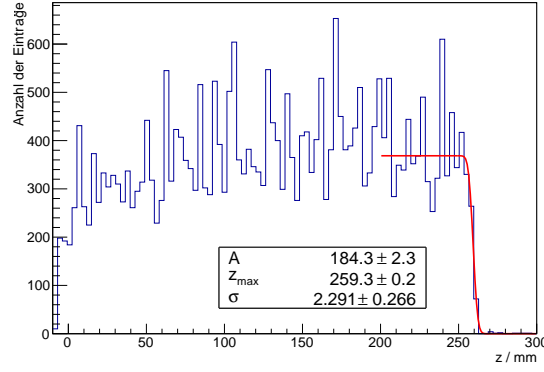


Abbildung 3.5.2: Histogramm über  $z$ -Koordinate von Clustern für eine einzelne Datennahme (2009-06-13).

ionisation durch Elektronen mit hoher kinetischer Energie kommt es hingegen zu Ladungswolken, die (unabhängig vom verwendeten Algorithmus) mit dem vorliegenden Detektor nicht aufgelöst werden können (siehe Abbildung B.0.1).

### 3.6 Driftgeschwindigkeit

Zur Rekonstruktion der  $z$ -Koordinate (Gl. (1.5.1)) muss die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bekannt sein. Sie kann über die Breite des ToA-Spektrums bestimmt werden (Abb. 3.3.1): Den minimalen ToA-Wert erreichen Spuren nahe der Kathode, welche erst nach dem Passieren der kompletten Kammerlänge den Start des Zählers auslösen. Der maximale ToA-Wert entspricht der Shutter-Länge, also wenn das Ereignis direkt an der Anode stattfindet und nach dem Öffnen des Shutters sofort ein Signal auslöst. Mit der Länge des Driftvolumens  $L = 26.3 \text{ cm}$  und der mittleren Taktfrequenz  $\bar{f} = 7.11 \text{ MHz}$  lässt sich hieraus die Driftgeschwindigkeit berechnen:

$$v_{\text{drift}} = \frac{\bar{f} \cdot L}{\text{ToA}_{\text{max}} - \text{ToA}_{\text{min}}} \quad (3.6.1)$$

$\text{ToA}_{\text{max}}$  bildet einen scharfen Abfall im Spektrum und kann direkt bestimmt werden. Die  $\text{ToA}_{\text{min}}$ -Flanke ist durch die Diffusion verschmiert und kann mit einer Fehlerfunktion modelliert werden.

Da die ToA-Werte innerhalb eines Clusters stark korreliert sind, wurde nicht das ToA-Spektrum zur Anpassung herangezogen, sondern das  $z$ -Spektrum der Cluster. Dies verhindert ein Unterschätzen des Fehlers beim Fitten der Parameter. Aufgrund programminterner Abläufe werden dazu bei der Rekonstruktion der Cluster-Position vorläufig willkürliche Werte für die Shutter-Länge, die Taktfrequenz und die Driftgeschwindigkeit eingesetzt und nach der Bestimmung von  $z_{\text{max}}$  mit den selben Werten wieder auf das gesuchte  $\text{ToA}_{\text{min}}$  zurückgerechnet (Abbildung 3.5.2). Die angepasste Fehlerfunktion lautet

$$N(z) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} A \int_z^\infty du \exp \left\{ -\frac{(u - z_{\text{max}})^2}{2\sigma^2} \right\}. \quad (3.6.2)$$

Um ausreichend Statistik für die Parameteranpassung zu erhalten, wurden die einzelnen Datensätze in 15 Gruppen zusammengefasst. Über den gesamten Zeitraum der Datennahme gibt es Schwankungen von  $\sim 2\%$  in der so bestimmten Driftgeschwindigkeit (siehe Abbildung 3.6.1, blaue Quadrate).

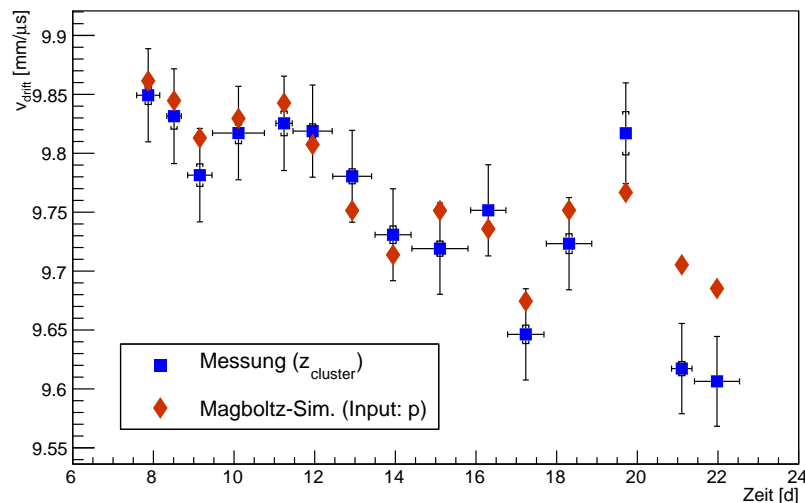


Abbildung 3.6.1: Rekonstruierte Driftgeschwindigkeit im Vergleich zu simulierten Daten. Fehlerbalken in der Zeit-Koordinate entsprechen dem Zeitraum der Datenerhebung. Beim Fehler in  $y$ -Richtung wird neben dem Gesamtfehler auch der statistische Fehler aus dem  $\text{ToA}_{\min}$ -Fit dargestellt (kleine U-förmige Markierungen).

Die Driftgeschwindigkeit hängt unter anderem von der elektrischen Feldstärke, der Gaszusammensetzung, dem Druck und der Temperatur ab. Von den genannten Größen liegen als kontinuierliche Messreihe über den gesamten Zeitraum nur Daten über den Druck vor. Mit dem Programm Magboltz kann die Abhängigkeit simuliert werden. Es ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung mit den Messwerten aus dem ToA-Spektrum (Abbildung 3.6.1). Offenbar war der Druck tatsächlich der dominierende Faktor für die Fluktuation der Driftgeschwindigkeit auf der Zeitskala von mehreren Stunden. Als unbekannter Parameter wurde die Temperatur für die Simulation auf  $31.2^\circ\text{C}$  angepasst. Die letzten beiden Messwerte sind mit Vorbehalt zu betrachten, da in der Zeit zwischen dem 13ten und dem 14ten Datenpunkt Versuche mit einem anderen Gasgemisch gemacht wurden.

### 3.7 Spurrekonstruktion

Aus den rekonstruierten Positionen der primären Elektronen sollen nun die ursprünglichen Teilchenspuren rekonstruiert werden. Hierbei kommt eine zweidimensionale Hough-Transformation zum Einsatz. Mit diesem Verfahren lassen sich die Cluster eines Ereignisses den ursprünglichen Spuren zuordnen. Die Geradenparameter werden dann in einem zweiten Schritt mittels linearer Regression über die zugeordneten Clusterpositionen genauer bestimmt. Für Implementationsdetails zur Spurrekonstruktion sei auf [19] verwiesen.

### 3.8 Datenauswahl

Zur Analyse sollen nur Ereignisse herangezogen werden, die einem erwünschten Primäreignis entsprechen und erfolgreich rekonstruiert werden konnten.

- Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, kann es zur Aufzeichnung von Spuren kommen, die selbst nicht das Koinzidenzsignal ausgelöst haben. Ereignisse mit mehr als einer Spur werden grundsätzlich nicht berücksichtigt, um einen Teil dieser fehlerhaften Rekonstruktionen auszuschließen.

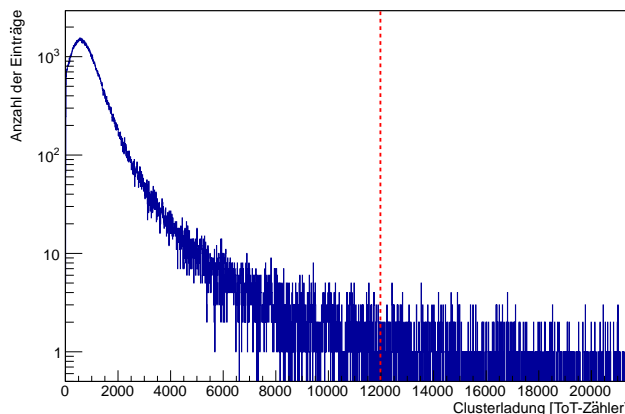


Abbildung 3.8.1: Verteilung der Clusterladung in ToT-Zählern über alle Datensätze mit  $B = 4$  T.

- Es werden Ereignisse verworfen, bei denen einzelne Cluster in  $z$ -Richtung stark von der Spur abweichen. Eine mögliche Ursache wäre die Elektronenanlagerung und Zerfall des Anions nach einer gewissen Driftstrecke. Ob dieser Prozess tatsächlich auftritt und einen signifikanten Einfluss hat, wird in [5] näher untersucht.

Weiterhin kommt auch schlichtweg die fehlerhafte Zuordnung der Cluster bei der Rekonstruktion in Frage. In diesem Fall sollte das entsprechende Ereignis ebenfalls nicht berücksichtigt werden.

- Unter dem Einfluss des Magnetfelds bewegen  $\delta$ -Elektronen sich nicht gradlinig von der primären Spur weg, sondern beschreiben eine Spiralbahn. Der Radius ist energieabhängig, in vielen Fällen entstehen Ladungswolken, die die eigentliche Spur überlagern. Verschiedene Ereignisbilder wie B.0.1 wurden betrachtet und für Clusterladungen  $Q_{cl} > 12000$  finden sich überwiegend breite Ladungsverteilungen und  $\delta$ -Elektronen, welche die Spurrekonstruktion verfälschen. Die Schwelle wurde für die Datensätze zu allen Magnetfeldstärken gleich gewählt um systematische Effekte durch die Wahl der maximalen Clusterladung zu vermeiden.

Zur Bestimmung der der Ladung  $Q_{cl}$  eines Clusters wird die Summe über die Zählerstände  $n_{ToT}$  aller dem Cluster zugeordneten Pixel im ToT-Modus gebildet. Dieser Wert wird dann auf die Gesamtzahl der Clusterpixel  $N_{Pixel}$  hochgerechnet:

$$Q_{cl} = \frac{N_{Pixel}}{N_{ToT-Pixel}} \cdot \sum_{ToT-Pixel} n_{ToT} \quad (3.8.1)$$

Die Verteilung der Clusterladung ist in Abbildung 3.8.1 aufgetragen.

- Aus dem Aufbau des Experiments und der Geometrie der Szintillatoren ergeben sich gewisse Einschränkungen für den Neigung der Spuren im Vergleich zu senkrecht zur Erdoberfläche einfallenden Teilchen. Parametrisiert wird diese Neigung über
  - den Winkel  $\lambda$  zwischen der Spur und ihrer Projektion in die  $xy$ -Ebene
  - den Winkel  $\varphi$  zwischen  $xy$ -Projektion der Spur und  $x$ -Achse.

(zur Ausrichtung des Koordinatensystems siehe Abbildung 1.5.1)

Die minimalen und maximalen Winkel wurden aus den Daten abgeschätzt (Abbildung 3.8.2) unter der Annahme, dass reguläre Spuren deutlich häufiger sind als unerwünschte Ereignisse ( $-0.2 \text{ rad} < \varphi < 0.22 \text{ rad}$  und  $-0.74 \text{ rad} < \lambda < 0.88 \text{ rad}$ ). Aussortiert werden so z. B. Spuren von  $\delta$ -Elektronen oder fehlerhafte Rekonstruktionen.

- Verworfen werden Spuren entlang des Chip-Randes, da hier systematisch ein Teil der zu-

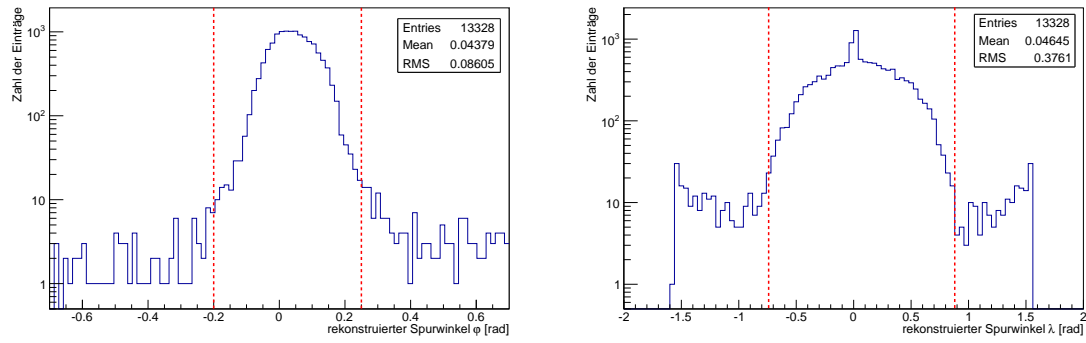


Abbildung 3.8.2: Verteilung der Winkel  $\varphi$  und  $\lambda$  der rekonstruierten Spuren über alle Datensätze mit  $B = 4$  T. Die roten Linien beschreiben Schnitte auf das Intervall  $-0.2 \text{ rad} < \varphi < 0.22 \text{ rad}$  bzw.  $-0.74 \text{ rad} < \lambda < 0.88 \text{ rad}$ .

gehörigen Primärelektronen außerhalb des sensitiven Auslesebereichs liegt. Es wurde ein 1.8 mm breiter Randbereich gewählt, den die rekonstruierte Gerade nicht überstreichen darf. Dies entspricht einer Breite von mindestens  $3\sigma$ .

## 4 Analyse

### 4.1 GEM-Muster in Clusterpositionen

Das Dreiecksmuster der GEM lässt sich in der Verteilung der rekonstruierten Clusterpositionen wiederfinden. In Abbildung 4.1.1a ist ein Ausschnitt der Auslesefläche (ca.  $2.5 \text{ mm} \times 2.5 \text{ mm}$ ) dargestellt, der Lochabstand von  $140 \text{ }\mu\text{m}$  ist erkennbar.

Prinzipiell folgen die driftenden Elektronen den elektrisch Feldlinien, welche sich vor und hinter einer GEM wieder zu einem annähernd homogenen Feld aufweiten. Durch Diffusion innerhalb des GEM-Lochs geht jedoch die Information über die genaue  $xy$ -Position des Elektrons verloren und die Ortsinformation reduziert sich nach der ersten GEM auf die diskreten Gitterpositionen. Durch Gasverstärkung entsteht eine Elektronenwolke, die sich aufgrund der Diffusion aufweitet und in der zweiten und dritten GEM mehrere Gitterpunkte überdeckt. Über den Schwerpunkt des Clusters in der Ausleseebene lässt sich das Eintrittsloch der ersten GEM rekonstruieren.

In Abbildung 4.1.1b ist für alle Kombinationen von zwei Clustern der jeweilige Abstand aufgetragen. Bei starkem Magnetfeld ist die transversale Diffusion verringert, auch im Bereich der Gasverstärkung. Daher sind die Cluster für  $B = 4 \text{ T}$  kleiner und können bei geringem Abstand besser getrennt werden. Es finden sich Häufungen bei typischen Abständen des GEM-Dreiecksmusters in  $x$ -Richtung (dominierende Spurrichtung). Die Periode beträgt  $\frac{\sqrt{3}}{2} 140 \text{ }\mu\text{m} = 121.2 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 4.2 Wahrscheinlichste Clustergröße

Die Clustergröße in Pixeln ist ein Maß für die Aufweitung der Elektronenwolken in der Gasverstärkung und beschreibt damit die Diffusion im GEM-Stapel und dem Induktionsbereich. Die wahrscheinlichste Clustergröße in Abhängigkeit von der Driftstrecke ist in Abbildung B.0.5 aufgetragen.<sup>1</sup> Abgesehen von einer Erhöhung für kleine Driftstrecken, verursacht durch unvollständig getrennte Multielektronencluster, ergibt sich ein (magnetfeldabhängiger) stabiler Wert.

Vergleichend kann die Breite  $\sigma_{\text{stack}}$  der Elektronenwolke nach Durchgang durch beide Transferbereiche und den Induktionsbereich berechnet werden. Die Diffusionskonstanten für entsprechende elektrische Felder von  $2200 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  bzw.  $3000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  wurden mit einer Magboltz-Simulation bestimmt.

$$\sigma_{\text{stack}} = \sqrt{\sigma_{\text{tr}}^2 + \sigma_{\text{tr}}^2 + \sigma_{\text{ind}}^2}$$

mit

$$\sigma_{\text{tr}} = D_{t,2200 \text{ V/cm}} \sqrt{\Delta z_{\text{tr}}}, \quad \sigma_{\text{ind}} = D_{t,3000 \text{ V/cm}} \sqrt{\Delta z_{\text{ind}}}, \quad \Delta z_{\text{tr}} = \Delta z_{\text{ind}} = 1 \text{ mm}.$$

$B$	0 T	2 T	3 T	4 T
$\sigma_{\text{stack}} \text{ [}\mu\text{m]}$	$94.8 \pm 1.8$	$88.61 \pm 1.9$	$83.1 \pm 1.3$	$77.3 \pm 1.5$
Clusterradius $[\mu\text{m}]$	$242.4 \pm 0.6$	$234.7 \pm 0.7$	$228.7 \pm 0.5$	$228.9 \pm 0.5$

Tabelle 4.1:  $\sigma_{\text{stack}}$  und Clusterradius

<sup>1</sup>Die Bestimmung der Position des Maximums über die Anpassung einer Gauß-Verteilung ist in Abbildung B.0.4 beispielhaft aufgeführt.

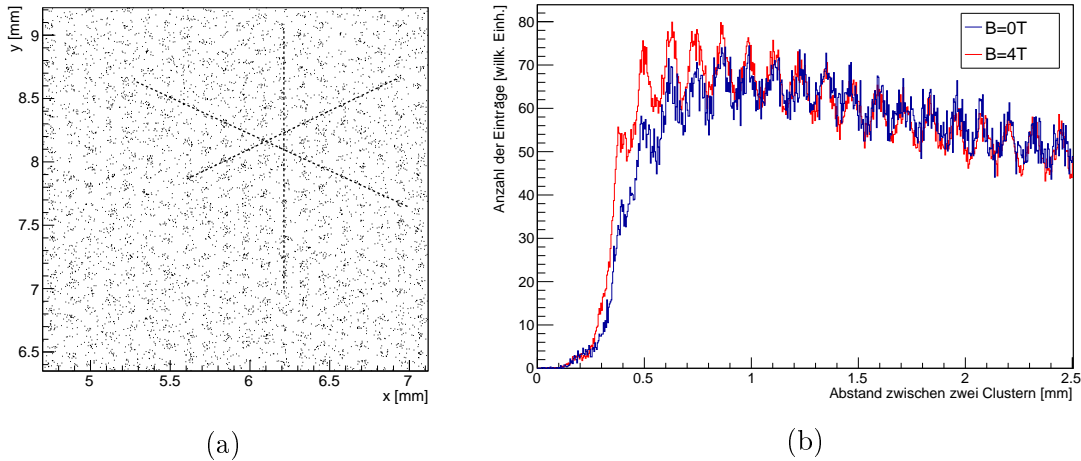


Abbildung 4.1.1: (a) Clusterpositionen über alle Datensätze mit  $B = 4 \text{ T}$ , Hauptrichtungen zur Orientierung als gestrichelte Linien eingezeichnet.

(b) Je Ereignis ist für alle Kombinationen von zwei Clustern der jeweilige Abstand aufgetragen. Zur Vergleichbarkeit sind beide Histogramme normiert.

Beide Größen weisen eine ähnliche Tendenz auf, für einen quantitativen Vergleich müsste aber eigentlich die Breite der Ladungsverteilung innerhalb eines Clusters bestimmt werden. Die benötigten Rekonstruktionsalgorithmen sind zur Zeit in der Entwicklung.

### 4.3 Wahrscheinlichste Clusterladung und Gasverstärkung

Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Clusterladung wird eine Polya-Verteilung an das entsprechende Histogramm angepasst (Abbildung B.0.6).

$$P(n) = A \frac{1}{\bar{n}} \frac{(\Theta + 1)^{\Theta+1}}{\Gamma(\Theta + 1)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{\Theta} e^{-(\Theta+1)\frac{n}{\bar{n}}} \quad (4.3.1)$$

Die freien Parameter  $A$ ,  $\Theta$ , und  $\bar{n}$  bestimmen die Amplitude, die Breite und die Position des Maximums

$$n_{\max} = \bar{n} \frac{\Theta}{\Theta + 1} \quad (4.3.2)$$

der Verteilung.

Zur Untersuchung der Gasverstärkung in Abhängigkeit vom Magnetfeld wird die wahrscheinlichste Clusterladung in Abhängigkeit von der Wegstrecke betrachtet (Abbildung B.0.7). Auch hier sind die unvollständig getrennte Multielektronencluster für kleine Driftstrecken mit einem exponentiellen Abfall modelliert.

Der Parameter  $c$  aus der Anpassung sollte ein Maß für die Gasverstärkung sein, so dass sich die Werte für verschiedene Magnetfeldstärken relativ vergleichen lassen. Eine eindeutige Tendenz für die Abhängigkeit kann aus den vorliegenden Daten nicht abgeleitet werden, jedoch scheint der Einfluss des Magnetfeldes auf die Gasverstärkung eher gering zu sein.

Die absolute Gasverstärkung konnte nicht bestimmt werden, denn eine Ladungskalibration für den Timepix Chip dem verwendeten Auslesegerät war aus technischen Gründen nicht möglich. Da in [5] ein ähnlicher Aufbau mit der selben Kammer, dem selben Chip und identischen

elektrischen Feldstärken zum Einsatz kam, sollte der entsprechende Wert von  $G = 190\,000$  in der gleichen Größenordnung wie die Gasverstärkung in diesem Experiment liegen.

#### 4.4 Cluster pro Wegstrecke und Anlagerung

Die gemessene Anzahl der Cluster pro Wegstrecke (Abbildung B.0.2) variiert deutlich mit der  $z$ -Position der entsprechenden Spur. Für Ereignisse nahe der Anode reduzieren sich die Werte aufgrund der Gruppierung von mehreren Primärelektronen zu einem Cluster.

Nach Erreichen eines Maximums fällt die Anzahl der Cluster pro Wegstrecke wieder ab. Dies kann auf Elektronenanlagerung zurückgeführt werden, welche exponentiell mit der Driftstrecke zunimmt. Auffällig ist die deutlich geringere Anlagerungsrate für die Datensätze mit  $B = 3\text{ T}$  (Abbildung B.0.2c). Während dieser Datenreihen war tatsächlich der Gasfluss von sonst 11.71/h auf 21.41/h erhöht (siehe Abbildung B.0.3, vgl. auch 3.6.1). Dies unterdrückte eine Verunreinigung des Driftgases mit  $\text{O}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  aus der Umgebungsluft und reduzierte so die Anlagerung.

#### 4.5 Ortsauflösung

Wichtiges Leistungsmerkmal der Zeitprojektionskammer ist die Ortsauflösung. Diese ist definiert als quadratisches Mittel der Differenzen der rekonstruierten Clusterpositionen  $\vec{r}$  vom tatsächlichen Ort der Ionisation  $\vec{r}_0$  (bezogen auf eine bestimmte Raumrichtung).

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N \left( r^{(k)} - r_0^{(k)} \right)^2}{N}} \quad (4.5.1)$$

Unterschieden wird longitudinale (in Driftrichtung) und transversale Ortsauflösung (senkrecht zur Driftrichtung). Die transversale Ortsauflösung kann über den Abstand der Cluster zur Trajektorie des Primärteilchens (übertragen in die Ausleseebene) bestimmt werden. Die tatsächliche Trajektorie ist im Allgemeinen nicht bekannt, kann aber über Ausgleichsrechnung in guter Näherung bestimmt werden. Zur Schätzung der Ortsauflösung wurden verschiedene Verfahren entwickelt. In dieser Arbeit kommt die Methode der geometrischen Mittel zum Einsatz. Hierzu wird für jeden Cluster der Abstand zu je zwei angepassten Geraden bestimmt, nämlich die durch lineare Regression aller Spurpunkte bestimmte Gerade sowie die Regressionsgerade unter Ausschluss des betrachteten Clusters. Die ermittelten Abstände  $\delta_k^{(in)}$  und  $\delta_k^{(ex)}$  unter- bzw. überschätzen das tatsächliche Residuum. Das geometrische Mittel aus beiden Werten stellt einen guten Schätzwert dar. [6]

$$\delta_k = \sqrt{\delta_k^{(in)} \delta_k^{(ex)}} \quad (4.5.2)$$

##### 4.5.1 Transversale Ortsauflösung

Zwei Beiträge bestimmen die Ortsauflösung:

- die intrinsische Detektorauflösung  $\sigma_0$  bedingt durch die Segmentierung in der Gasverstärkung (GEM) und Auslese (Timepix-Chip)
- die Diffusion während der Elektronendrift  $D_t \sqrt{z}$  (siehe Gl. (1.3.2))

Zusammen genommen kann die gemessene Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke  $z$  wie folgt parametrisiert werden:

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{D_t^2}{n_{\text{ele}}(z)} \cdot z} \quad (4.5.3)$$

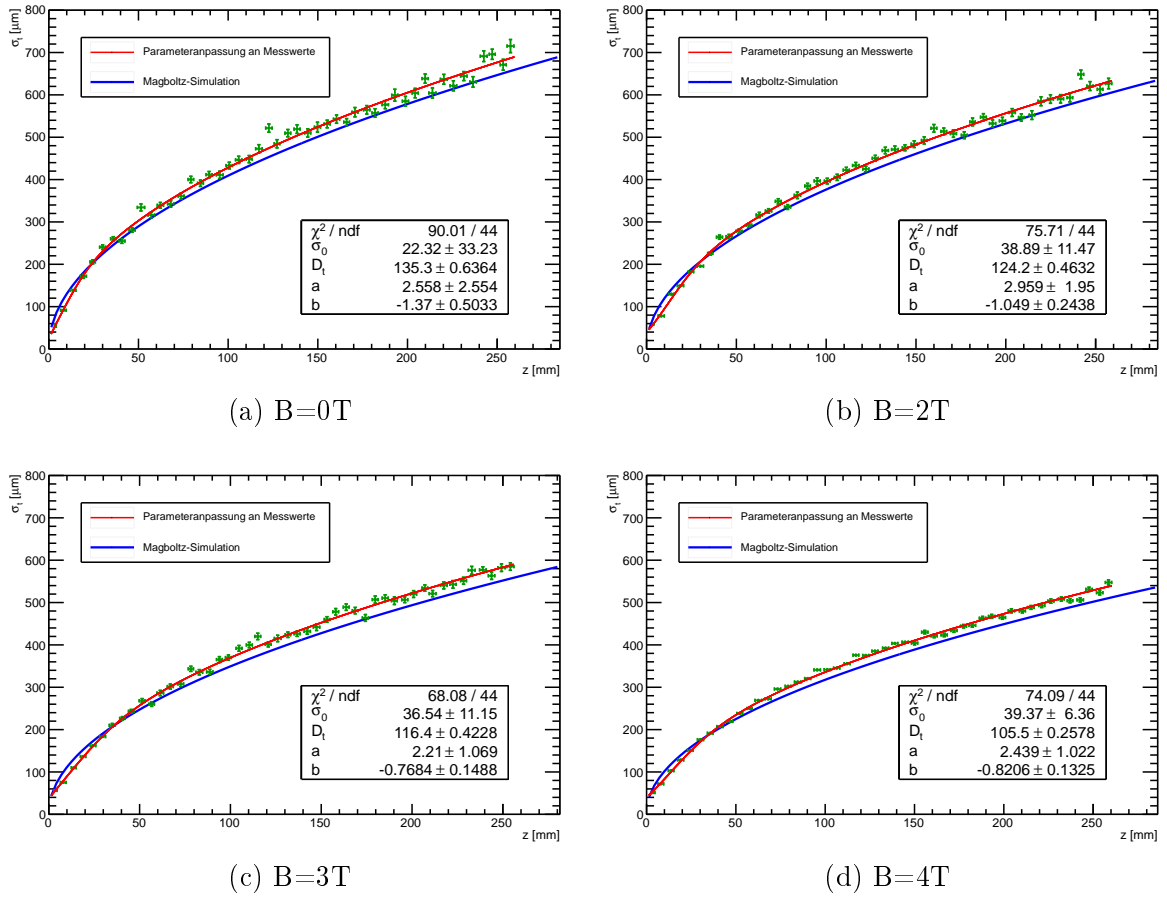


Abbildung 4.5.1: Transversale Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftstrecke für verschiedene Magnetfeldstärken. Definition der Anpassungsparameter in Gl. (4.5.3) und (4.5.4).

Die Hilfsfunktion

$$n_{\text{ele}}(z) = 1 + a \cdot e^{b \cdot z} \quad (4.5.4)$$

modelliert hier die unvollständige Rohclustertrennung. Werden mehrere Primärelektronen bei der Rekonstruktion (fälschlicherweise) zu einem Cluster zusammengefasst, so ist die gemessene Breite zu klein im Vergleich zur tatsächlichen Ortsauflösung.<sup>2</sup> Da dieser Effekt stark von  $\sigma_t$  und damit  $z$  abhängt, muss er bei der Parameteranpassung zur Bestimmung der Diffusionskonstanten berücksichtigt werden. Abbildung 4.5.1 zeigt die Messwerte der transversalen Ortsauflösung für verschiedene Magnetfeldstärken. Es ergibt sich eine intrinsische Detektorauflösung  $\sigma_0$  von ca.  $34 \mu\text{m}$  und ein magnetfeldabhängiger Wert für die transversale Diffusionskonstante  $D_t$  (Abbildung 4.5.2). Zwischen Magboltz-Simulation und Messung besteht ein leichter Versatz, die grundsätzliche Form der Abhängigkeit ist aber in sehr guter Übereinstimmung. Anpassung an die theoretisch erwartete Abhängigkeit (1.3.3) ergibt eine mittlere Zeit zwischen zwei Stößen von

$$\tau = (7.39 \pm 0.08) \cdot 10^{-13} \text{ s.} \quad (4.5.5)$$



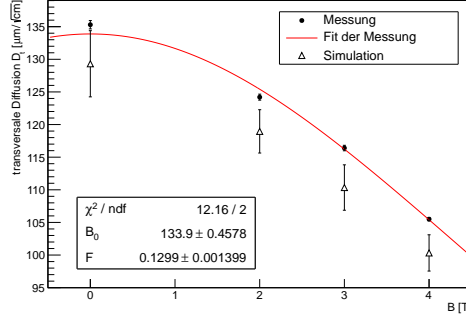


Abbildung 4.5.2: Gemessene und simulierte transversale Diffusion in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Anpassung an die Funktion  $D_t(B) = \frac{B_0}{1+F^2B^2}$ .

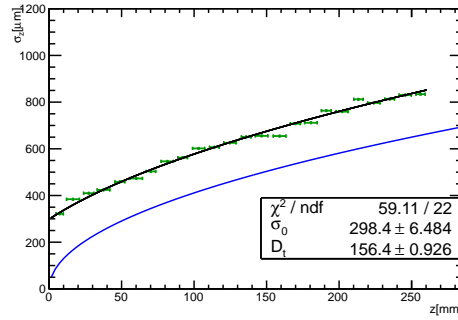


Abbildung 4.5.3: Longitudinale Ortsauflösung für Datensätze mit  $B = 4$  T.

#### 4.5.2 Longitudinale Ortsauflösung

Für die longitudinale Ortsauflösung (Abbildung 4.5.3) kann entsprechend der Theorie keine Magnetfeldabhängigkeit festgestellt werden. Die Messwerte sind unter Vorbehalt zu betrachten, da die longitudinalen Residuen von den Anomalien im Zeitsignal gestört werden und die Ergebnisse somit verfälscht sind. Dennoch kann festgestellt werden, dass die intrinsische Detektorauflösung recht hoch ist. Durch eine höhere Frequenz des Taktsignals sollte sich dieser Wert verbessern lassen.

### 4.6 Impulsbestimmung

Der Impuls  $p_{\perp}$  der Primärteilchen senkrecht zum Magnetfeld  $\vec{B}$  kann prinzipiell über die Messung des Bahnkrümmungsradius  $R$  bestimmt werden:

$$p_{\perp} = |q| \cdot R \cdot B \quad (4.6.1)$$

In der Rekonstruktion wurde die Spur des Primärteilchens bisher durch eine Gerade angenähert. Nun erfolgt die Bestimmung der Bahnkrümmung  $\kappa = \frac{1}{R}$  über eine Parabelanpassung (Abbildung 4.6.1a):

$$y = \frac{\kappa}{2}x^2 + B \cdot x + C$$

<sup>2</sup>Bei  $N$  Elektronen pro Cluster verringert sich  $\sigma$  um den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ . Daher kann  $n_{\text{ele}}$  grob mit der durchschnittlichen Zahl von Elektronen pro Cluster identifiziert werden.

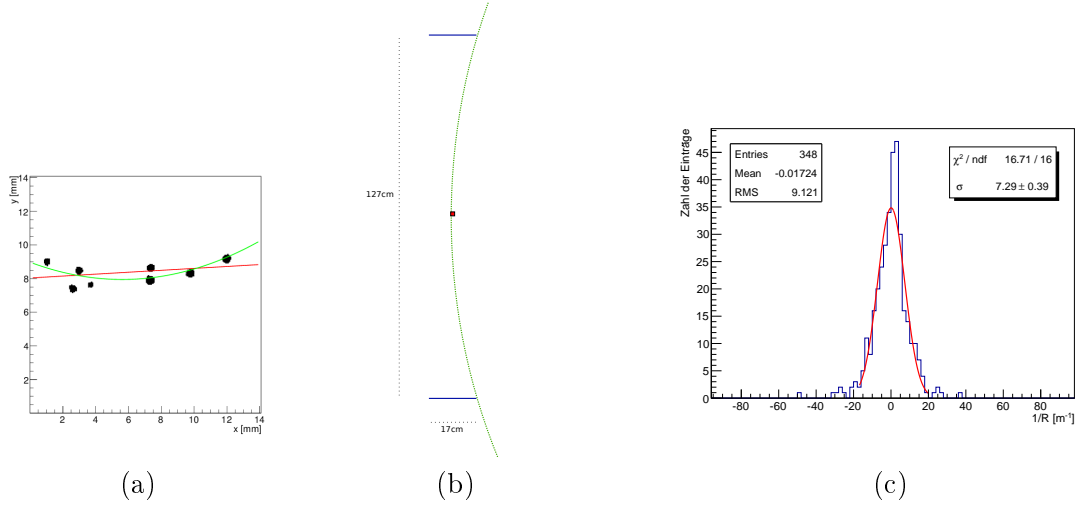


Abbildung 4.6.1: (a) Parabelanpassung für ein Beispiereignis (rot - lineare Regression, grün - Parabel). Ein geringe Zahl an Clustern oder Konzentration auf einen kleinen Bereich des Chips kann zu starken statistischen Fluktuationen führen, unabhängig von der tatsächlichen Krümmung der Spur.

(b) Abschätzung des minimalen Krümmungsradius (maßstäblicher Schnitt in die  $xy$ -Ebene). Szintillartoren (blau), Fläche des Auslesechips (rot) und die Trajektorie des Primärteilchens (grün) als Kreisbahn mit  $R = 2.24$  m.

(c) Krümmung über alle Ereignisse mit  $B = 0$  T. Zusätzlicher Schnitt auf  $z < 5$  cm zur Verringerung des Diffusionseinflusses. Weiterhin wurden zur Verringerung statistischer Fluktuationen nur Spuren betrachtet, bei denen die Cluster mindestens über eine Länge von 10 mm verteilt sind.

Die tatsächlichen Impulsspektrum wird von einer statistischen Unschärfe durch die begrenzte Ortsauflösung überlagert. Eine Impulsmessung ist nur möglich, wenn die wirkliche Bahkrümmung  $\kappa$  größer ist als die Breite der statistischen Verteilung. Eine grobe Abschätzung zeigt, dass dies im vorliegenden Aufbau nicht erfüllt ist:

In Abbildung 4.6.1b wurde der minimale Krümmungsradius  $R_{\min}$  unter der Annahme eines homogenen Magnetfelds im gesamten Raum bestimmt. Durch die Geometrie des Detektors sind Krümmungen  $\gtrsim \kappa_{\max} \approx 0.5 \text{ m}^{-1}$  ausgeschlossen. Da das Außenfeld der Zylinderspule deutlich schwächer als das homogene Feld im Innern der Spule ist, sollte die eingezeichnete Bahn eine ausreichende Näherung der tatsächlichen Trajektorie mit maximaler Krümmung darstellen.

Zur Abschätzung der Breite der statistischen Verteilung  $(\sigma_{\kappa})_{\text{stat}}$  kann nach [9] die folgende Formel herangezogen werden:

$$(\sigma_{\kappa})_{\text{stat}} = \frac{\sigma_{xy}}{L^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (4.6.2)$$

( $\sigma_{xy}$  - Messfehler für Clusterposition,  $L$  - Länge der in  $xy$ -Ebene projizierten Spur,  $N$  - Zahl der Cluster)

Einsetzen typischer Werte ( $\sigma_{xy} = 200 \mu\text{m}$ ,  $L = 1.408 \text{ cm}$ ,  $N = 17$ ) ergibt  $(\sigma_{\kappa})_{\text{stat}} = 5.9 \text{ m}^{-1}$ . Dies ist von der Größenordnung her mit der Breite der gemessenen Gesamtverteilung vereinbar (Abbildung 4.6.1c).

Eine Impulsmessung über den Krümmungsradius ist also mit dem gegebenen Aufbau nicht möglich. Der Prototyp verfügt allerdings mit  $1.4\text{ cm} \times 1.4\text{ cm}$  nur über eine verhältnismäßig kleine Auslesefläche. Nach Formel (4.6.2) sollte sich die Breite der statistischen Verteilung durch Detektion einer größeren Auslesefläche hinreichend reduzieren lassen.

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Experiment wurden Eigenschaften einer TPC mit Pixel-Auslese unter Magnetfeldeinfluss studiert. Anomalien im Zeitsignal erschwerten die Auswertung, der Einfluss auf transversale Parameter und Clusterstatistik ist allerdings gering.

Es konnte gezeigt werden, dass die transversale Diffusion mit steigender Magnetfeldstärke kleiner wird. Dies entspricht den Ergebnissen aus Theorie und Simulation. Bei dem verwendeten Gasgemisch (He/CO<sub>2</sub>) ist die Unterdrückung der Diffusion jedoch nicht so stark ausgeprägt, wie beispielsweise bei einer Argon-Methan-Mischung.

Es wurden Schwankungen der Driftgeschwindigkeit über den Zeitraum der Datennahme festgestellt, welche mit Hilfe der Messwerte des Gasdrucks in der Kammer gut reproduziert werden konnten.

Durch Einsatz des Timepix Chips konnte die (transversale) intrinsische Detektoraufösung auf 34  $\mu\text{m}$  reduziert werden. Dieser Wert wird durch die Gasverstärkung (GEM) dominiert.

Aufgrund der kleinen Auslesefläche (14 mm  $\times$  14 mm) war die Impulsaufösung nicht ausreichend, um das erwartete Energiespektrum der Höhenstrahlung zu vermessen. Eine Erweiterung zu Aufbauten mit mehreren Chips ist zur Zeit in der Entwicklung. Für den Einsatz in realen Experimenten der Teilchenphysik ist eine möglichst lückenlose Bedeckung der Ausleseebene mit Chips oder eine Kombination aus Chips und Pads notwendig.

## Literaturverzeichnis

- [1] J. Alme, et al., *The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events*, arXiv:1001.1950 (2010)
- [2] J. Behringer et al. (Particle Data Group): *Review of Particle Physics*, Physical Review D, Volume 86 (2012)
- [3] S. Blatt: *Konstruktion und Inbetriebnahme eines Feldkäfigs für eine TPC*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (2004)
- [4] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi: *Particle Detection with Drift Chambers*, 2. Auflage, Springer (2008)
- [5] C. Brezina: *Operation of a GEM based TPC with pixelized read-out* (Arbeitstitel), Doktorarbeit in Vorbereitung (geplante Veröffentlichung: 2013)
- [6] R. K. Carnegie et al.: *Resolution studies of cosmic-ray tracks in a TPC with GEM readout*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 538 (2005)
- [7] DESY FLC-TPC (Informationen zum KOMAG),  
URL: <http://www-flc.desy.de/tpc/projects/magnet5/>
- [8] H. Fischle, J. Heintze, B. Schmidt: *Experimental determination of ionization cluster size distributions in counting gases*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 301, Issue 2 (1991)
- [9] R. L. Gluckstern: *Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors*, Nuclear Instruments and Methods, Volume 24 (1963)
- [10] C. Grupen: *Teilchendetektoren*, B.I.-Wissenschaftsverlag (1993)
- [11] H. J. Hilke: *Time Projection Chambers*, Reports on Progress in Physics 73.11 (2010)
- [12] J. Kaminski: *Entwicklungsstudien für eine Zeit-Projektionskammer am International Linear Collider (ILC)*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (TH) (2005)
- [13] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 4. Auflage, Teubner (2005)
- [14] V. Kroner: *Signal development and pad-size studies in a GEM TPC with pixel readout*, Masterarbeit, Universität Bonn (2012)
- [15] X. Llopert, M. Campbell, R. Dinapoli, et al.: *Medipix2: A 64-k pixel readout chip with 55- $\mu$ m square elements working in single photon counting mode*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 49, Issue 5 (2002)
- [16] X. Llopert, R. Ballabriga, M. Campbell, et al.: *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 581, Issues 1-2 (2007)
- [17] A. Oed: *Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 263 (1988)
- [18] Zdeněk Vykydal: *USB1.0 Interface for Medipix*,  
URL: [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/USB\\_Interface/](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/USB_Interface/)
- [19] S. Zimmermann: *Data Reconstruction and Analysis of GEM-Based Time Projection Chambers with Pixel Readout*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2008)

## Anhang A

### Parameter (Übersicht)

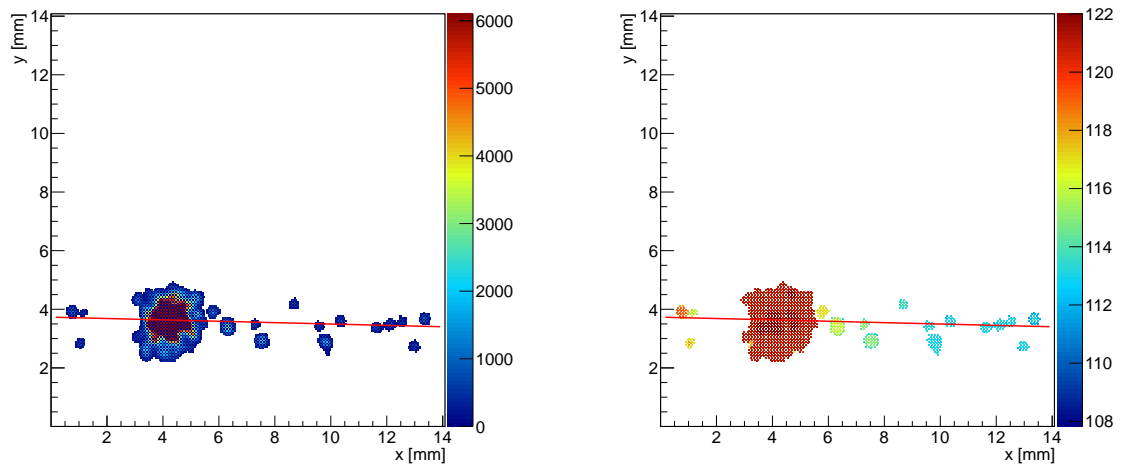
- Verwendeter Chip: Timepix
- Chip-Id: H09-W0009
- Szintillatoren-Fläche:  $17\text{ cm} \times 108\text{ cm}$
- Abstand der Szintillatoren:  $127\text{ cm}$
- eingestellte Shutterzeit:  $\Delta t_{\text{shutter}} = 35.00\text{ }\mu\text{s} \cdot (1 \pm 1\%)$
- Kammerlänge:  $L = (263 \pm 1)\text{ mm}$
- Innendurchmesser der Kammer:  $\sim 23\text{ cm}$
- Gasgemisch: He/CO<sub>2</sub> (70/30)
- DACs:

$I_{\text{Krumm}}$	Disc	Preamp	Buff <sub>AnalogA</sub>	Buff <sub>AnalogB</sub>	$I_{\text{Hist}}$	THL	THL <sub>Coarse</sub>
5	127	255	127	127	0	344	7
$V_{\text{Cas}}$	FBK	GND	THS	Bias LVDS	Ref LVDS	Ext DAC	
130	128	80	76	128	128	0	

- Feldstärke im Driftvolumen:  $494.5\text{ }\frac{\text{V}}{\text{cm}}$

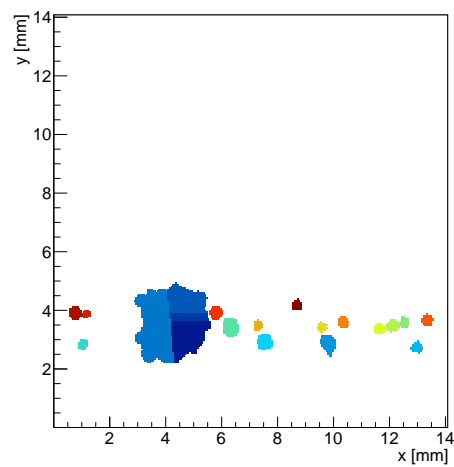
## Anhang B

### Ergänzende Grafiken



(a)

(b)



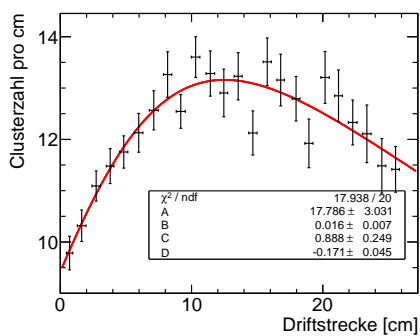
(c)

Abbildung B.0.1: Beispiel-Ereignis bei  $B = 4 \text{ T}$ .

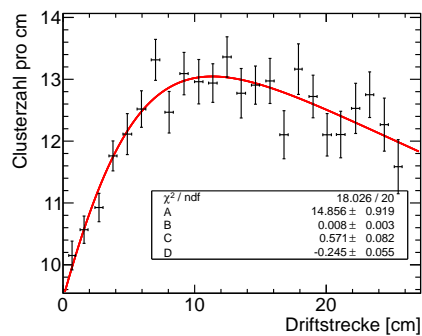
(a) Ladung und Zeit

(b) Zeit

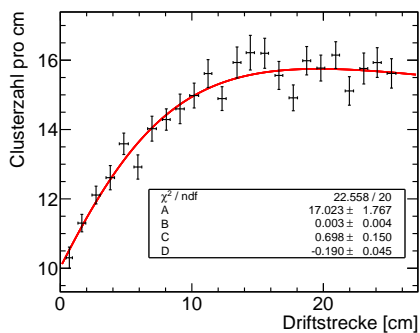
(c) Clustertrennung - getrennte Bereiche sind in verschiedenen Farben dargestellt.



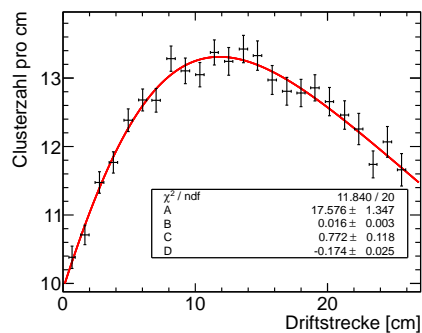
(a)  $B = 0 \text{ T}$



(b)  $B = 2 \text{ T}$



(c)  $B = 3 \text{ T}$



(d)  $B = 4 \text{ T}$

Abbildung B.0.2: Anzahl der Cluster pro Spurlänge. Anpassung an die Funktion  $A \frac{e^{-Bz}}{1+Ce^{Dz}}$ .

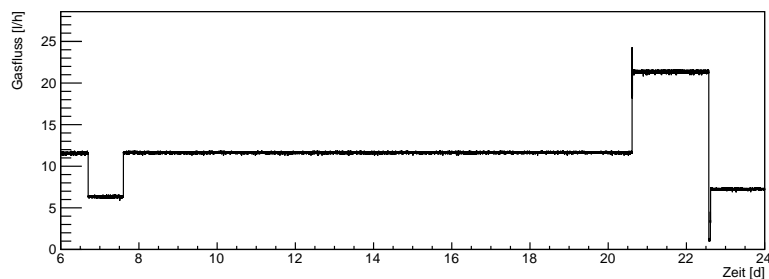


Abbildung B.0.3: Gasfluss durch die Kammer.



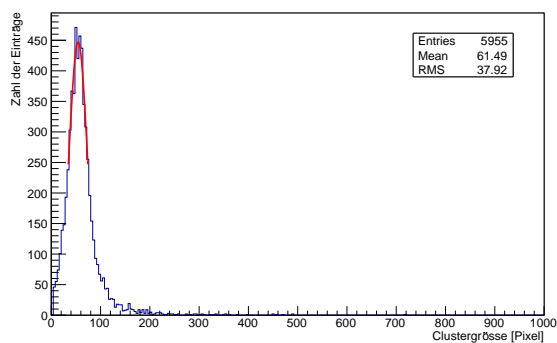
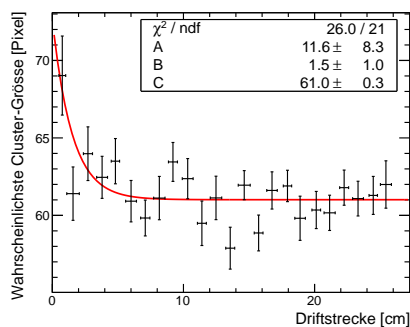
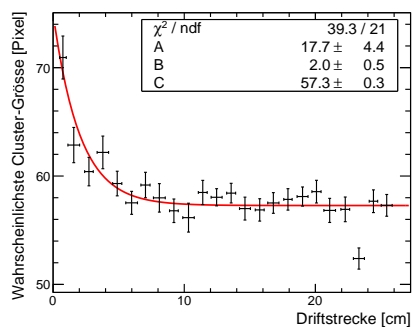


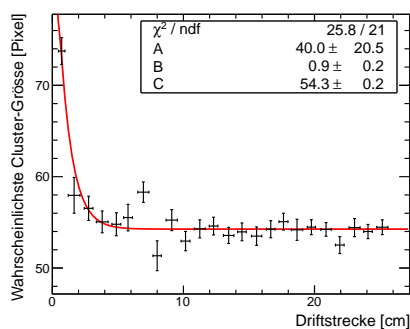
Abbildung B.0.4: Histogramm über Clustergröße. Daten eingeschränkt auf Magnetfeldstärke  $B = 4\text{ T}$  und ein Teilintervall der Driftstrecke.



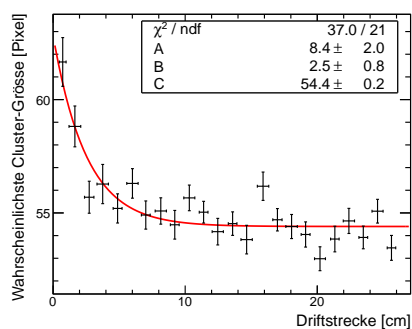
(a)  $B = 0\text{ T}$



(b)  $B = 2\text{ T}$



(c)  $B = 3\text{ T}$



(d)  $B = 4\text{ T}$

Abbildung B.0.5: Wahrscheinlichste Clustergröße. Anpassung an die Funktion  $Ae^{-z/B} + C$

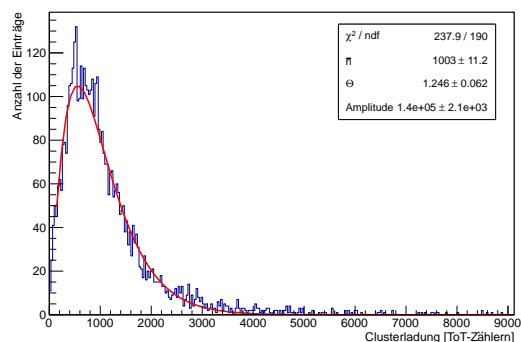
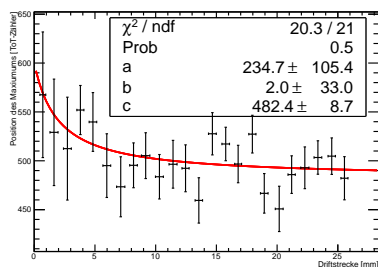
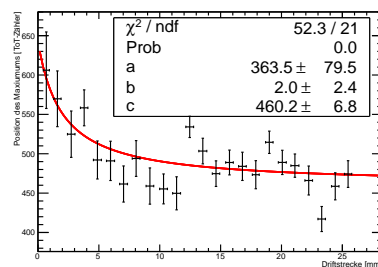


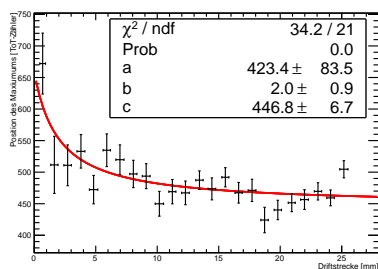
Abbildung B.0.6: Histogramm über Clusterladung mit Fit einer Polya-Verteilung. Daten eingeschränkt auf Magnetfeldstärke  $B = 4\text{ T}$  und ein Teilintervall der Driftstrecke.



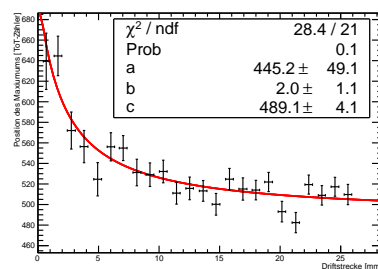
(a)  $B = 0\text{ T}$



(b)  $B = 2\text{ T}$



(c)  $B = 3\text{ T}$



(d)  $B = 4\text{ T}$

Abbildung B.0.7: Wahrscheinlichste Clusterladung. Anpassung an die Funktion  $ae^{-z/b} + c$

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

Bonn, den .....

Unterschrift .....