

**Universität
Münster**

Einfluss der räumlichen Detektorkalibration auf die TRD-Hit- Ortsauflösung in der mCBM-Strahlzeitkampagne 2024

als Bachelorarbeit am Institut für Kernphysik
im Fachbereich Physik der Universität Münster

vorgelegt von

Lasse Triebel

Matrikelnummer 538240

Erster Gutachter: Prof. Dr. Anton Andronic

Zweiter Gutachter: Apl. Prof. Dr. Christian Klein Bösing

31.10.2025

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Theoretische Einleitung	5
2.1	Interaktion von Strahlung mit Materie	5
2.2	Absorption von Photonen	7
2.3	Übergangsstrahlung(Transition Radiation)	8
2.4	Definition der TRD-Hit Ortsauflösung	9
2.5	Gasdetektoren	9
2.5.1	TRD Vieldrahtproportionaldriftkammer mit Padauslese	10
3	mCBM	13
3.1	Der Aufbau des mCBM TRD1D	14
3.2	Der STS Detektor des mCBM	14
3.3	Der mCBM TOF	15
4	Ausleseketten	18
4.1	Eventbuilding	18
4.2	Postionsrekonstruktion	18
4.3	Erstellung der Tracks	20
5	Analyse	21
5.1	Auflösungsbestimmung ohne Cuts und Korrekturen	21
5.2	Einführung β Cut	27
5.3	Untersuchung der Padresponse Funktion	31
5.4	Residuen gegen X-Hits und Korrektur von STS Strukturen	37
5.5	Korrektur der Oszillationen	46
6	Schlussfolgerung	49

1 Einführung

Das mCBM-Experiment ist ein Testsystem am bestehenden Beschleuniger SIS18 für das CBM-Experiment. Das CBM-Experiment ist ein im Aufbau befindliches Experiment am sich im Aufbau befindlichen Beschleuniger SIS100. Beides befindet sich am Gelände der GSI in Darmstadt. CBM ist Teil des FAIR Phase 0 Programms. FAIR steht für **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch. Diese Einrichtung beherbergt den neuen Beschleunigerkomplex. Eine Visualisierung des Bauprojektes ist in der Abbildung. Es handelt sich um ein Experiment, welches das Ziel hat, Kollisionen von Schwerionen mit hohen Interaktionsraten zu untersuchen. Diese Interaktionsraten erlauben es, besonders seltene Ereignisse zu untersuchen. Hauptgegenstand der Untersuchungen ist der Teil

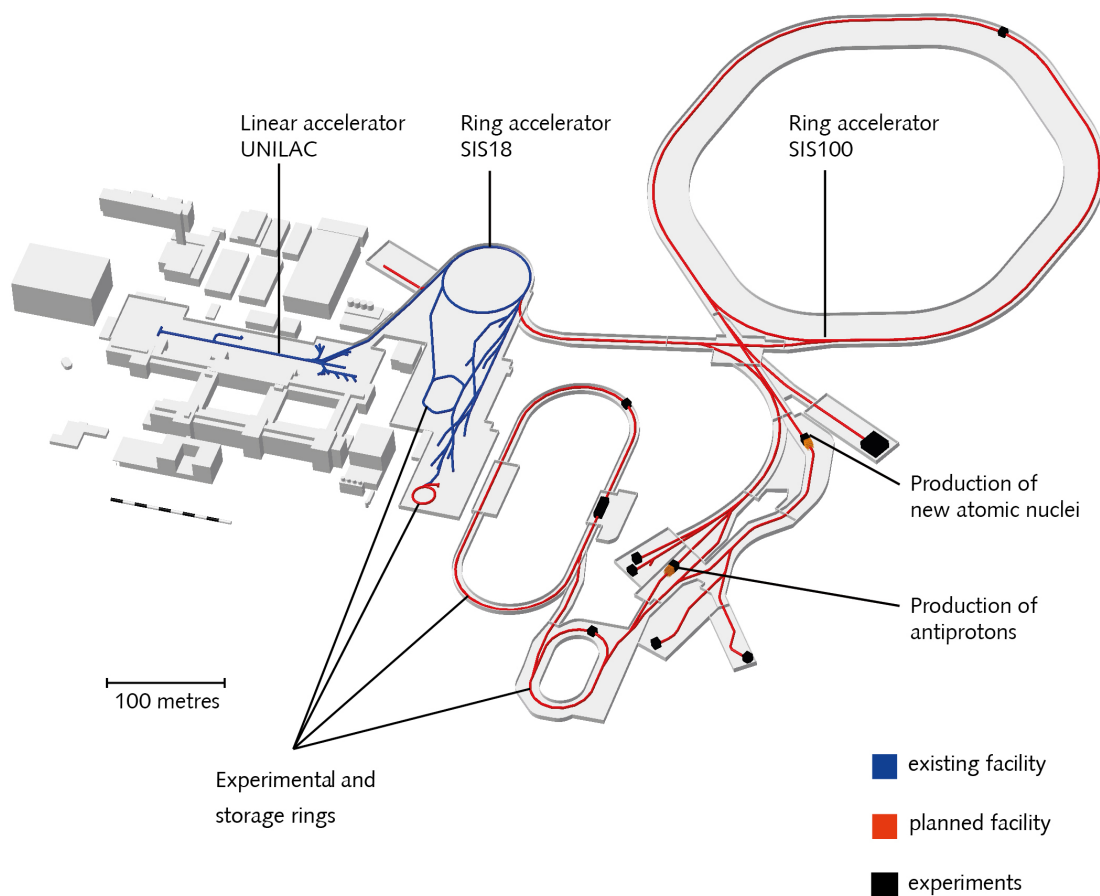


Abbildung 1: Eine Visualisierung des FAIR-Komplexes, der Beschleuniger SIS18 versorgt mCBM. Der Beschleuniger SIS100 versorgt CBM.[1]

des quantenchromodynamischen Phasendiagramms, bei dem eine hohe Barionendichte vorliegt. Dazu werden schwere Kerne, wie zum Beispiel Gold, verwendet [2]. Das CBM-

Experiment ist ein *Fixed – Target*-Experiment. Das heißt, dass ein Teilchenstrahl mit einer feststehenden Folie zur Kollision gebracht wird. Die aus der Kollision entstehenden Teilchen erreichen dann eine Kette an unterschiedlichen Teilchendetektoren. Einer der Detektoren ist der TRD also *Transition Radiation Detector*. Es handelt sich hierbei um einen Gasdetektor, der aus Vieldrahtproportionaldriftkammern besteht [3] und [4]. Dieser Detektor nutzt zusätzlich einen Radiator, um Übergangsstrahlung zu messen. Den TRD-Detektor des mCBM-Experiments zu charakterisieren, ist ein wichtiger Aspekt der Vorbereitung auf das CBM-Experiment. Ziel dieser Arbeit ist es, anhand von mCBM-Daten aus dem Jahr 2024 den Einfluss räumlicher Detektorkalibration auf die TRD-Hitauflösung zu bestimmen. Dazu wird zunächst die TRD-Hitauflösung bestimmt. Daraufhin werden die Einflüsse verschiedener Faktoren untersucht. Diese Faktoren sind die Padresponse des TRD-Detektors selbst, der Einfluss des *Alignments* der STS-Detektoren, ein weiteres Subsystem von CBM und mCBM und der Einfluss der Rekonstruktionsmethode. Zusätzlich wird noch der Einfluss eines β -Cuts, hier wird nach der Teilchengeschwindigkeit also mit $\frac{v}{c}$ selektiert, untersucht.

2 Theoretische Einleitung

2.1 Interaktion von Strahlung mit Materie

Für geladene Teilchen mit Masse kann der Energieverlust in Materie als eine Kette von inelastischen Stößen modelliert werden. Die betrachtete Wechselwirkung ist die Coulomb-Kraft. Hierbei werden freie Elektronen ohne Bindungen angenommen und Effekte wie Bremsstrahlung vernachlässigt. Ausschließlich die Stöße werden betrachtet.

Dieses Verhalten wird nach [5] durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben.

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

Hierbei ist e die Elementarladung und β ist $\frac{v}{c}$, die Ladungszahl des einfallenden Teilchens ist z . Das mittlere Ionisierungspotential des Absorbers ist I . Die Konstante K entspricht

$$K = \frac{N_A e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2}. \quad (2)$$

wobei die Avogadrozahl N_A , die Elektronenmasse m_e , die Massenzahl des Absorbers A sind. Die maximale Energie, die an ein Hüllenelektron abgegeben wird, ist $T_{\max}$. Die für höhere Energien relevanten Dichte- und Hüllkorrekturen sind C und δ . Hierbei ist direkt zu sehen, dass die aufgenommene Energie proportional zu der Elektronendichte im Absorber ist. Außerdem steigt die Absorption mit dem Quadrat der Ladungszahl. Diese Kurve ist für verschiedene Materialien in Abbildung 2 zu sehen.

Diese Kurve hat immer ein Minimum und ist für ein eintreffendes Teilchen und Absorbermaterial charakteristisch. Es liegt meistens bei Werten von $\beta\gamma$ im Bereich von 3 bis 4 [6]. Beim Eindringen in ein Material verlangsamen sich die Teilchen aufgrund des Energieverlusts. Damit folgt aus dem Funktionsverlauf, dass der spezifische Energieverlust der Teilchen mit der Eindringtiefe in den Absorber ansteigt, dann im Material ein Maximum erreicht und schließlich wieder 0 erreicht, weil das Teilchen gestoppt wird. Hier liegt ein Unterschied zu Photonen, deren Intensität exponentiell abnimmt. Der maximale Energieverlust findet daher direkt beim Eintritt in das Material statt. Die Bethe-Bloch-Formel gilt für mittlere Energie von 1 MeV bis 1 GeV [6]. Bei kleineren Energien werden Elektronenbindungen relevant, welche von der Formel vernachlässigt werden. Weitere Effekte wie Bremsstrahlung, die bei deutlich höheren Energien relevant werden, werden ebenfalls nicht in der Bethe-Bloch-Formel berücksichtigt.

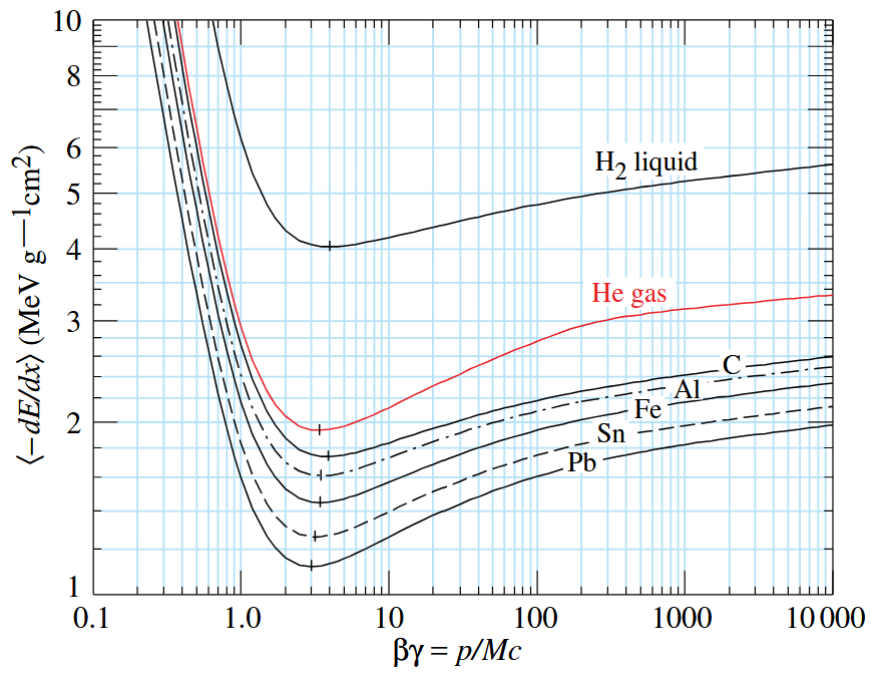


Abbildung 2: Energieverlust von Strahlung in Materie in verschiedenen Absorbern nach Formel 1. Beide Achsen sind logarithmisch. Zu sehen ist der deutliche Abfall mit einem Minimum und anschließenden Anstieg des Energieverlustes.[6]

2.2 Absorption von Photonen

Die Absorption von Photonen lässt sich nicht über die Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Der Hauptgrund hierfür ist, dass die Bethe-Bloch-Formel auf der Coulomb-Wechselwirkung basiert, während Photonen ungeladen sind und dieser daher nicht unterliegen [5]. Zusätzlich können Photonen nicht kontinuierlich Energie abgeben, sondern verlieren ihre Energie in diskreter Form. Die Absorption verläuft also über 3 verschiedene Mechanismen.

Der erste Mechanismus ist der **Photoeffekt**. Hierbei werden die Photonen vollständig durch Elektronen in der Schale absorbiert. So wird das Elektron aus dem Atom gelöst. Bei diesem Effekt sind, abhängig von der Energie, sprunghafte Anstiege sichtbar. Diese befinden sich jeweils an den Energien, die zur Ionisation einer Schale ausreichen. Hierbei ist sichtbar, dass Photonen nicht kontinuierlich absorbiert werden können. Wäre dies der Fall, würden Photonen einen Teil der Energie an die Hüllenelektronen abgeben und damit wären keine sprunghaften Anstiege sichtbar. Da dies aber nicht der Fall ist, gibt es jeweils einen Anstieg bei den Ionisierungsenergien der einzelnen Schalen, bei denen das Photon jeweils vollständig absorbiert wird.

Der zweite Effekt heißt **Compton-Streuung**. Bei diesem löst das Photon ein Elektron aus der Schale heraus. Statt einer vollständigen Absorption wird zusätzlich ein gestreutes Photon erzeugt. Dies kann als Stoß mit einem ruhenden Elektron betrachtet werden. Das Photon wird in einem bestimmten Winkel θ gestreut. Dieser Winkel θ bestimmt den Energieverlust und damit die Wellenlängenänderung nach [7] gilt:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (3)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Photons vor dem Stoß. Nach dem Stoß ist die Wellenlänge λ' . Die Elektronenmasse ist m_e .

Ab 1.022 MeV, also der doppelten Ruheenergie eines Elektrons, wird **Paarbildung** möglich. Die Paarbildung ist die Umwandlung eines Photons in ein Elektronen-Positronen-Paar. Diese findet nicht im Vakuum statt, da die Impulserhaltung erfüllt werden muss. Ein Photon hat in jedem Bezugssystem einen Impuls. Anders ist das bei dem erzeugten Positron-Elektron-Paar. Bei diesem muss es immer ein Bezugssystem geben, in dem der Gesamtimpuls 0 ist. Aufgrund der Impulserhaltung muss es also einen dritten Körper geben, der den Rückstoß aufnimmt. Entweder ist dies ein Atomkern oder selten ein Elektron. Im Falle eines Kerns ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_n \propto Z^2$. Im Fall von Elektronen ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_e \propto Z$ [8]. Diese Effekte sind exemplarisch für Blei in der Abbildung 3 dargestellt. Dort sind noch andere Effekte wie unter anderem Rayleigh-Streuung, also die elastische Streuung an Atomkernen und Elektronen ohne Energieverlust, spezifisch aufgeschlüsselt. Die Paarbildung im Feld von Elektronen und im Feld von Kernen ist in der Abbildung als κ_e und κ_{nuc} bezeichnet. Der Kernphotoeffekt $\sigma_{g.d.r.}$ bezieht sich auf Interaktionen zwischen Kern und Photon, bei denen der Kern sich durch Kernresonanzen spaltet [6]. Wenn nicht anders gekennzeichnet ist, sind die Informationen aus diesem Abschnitt aus [5] entnommen.

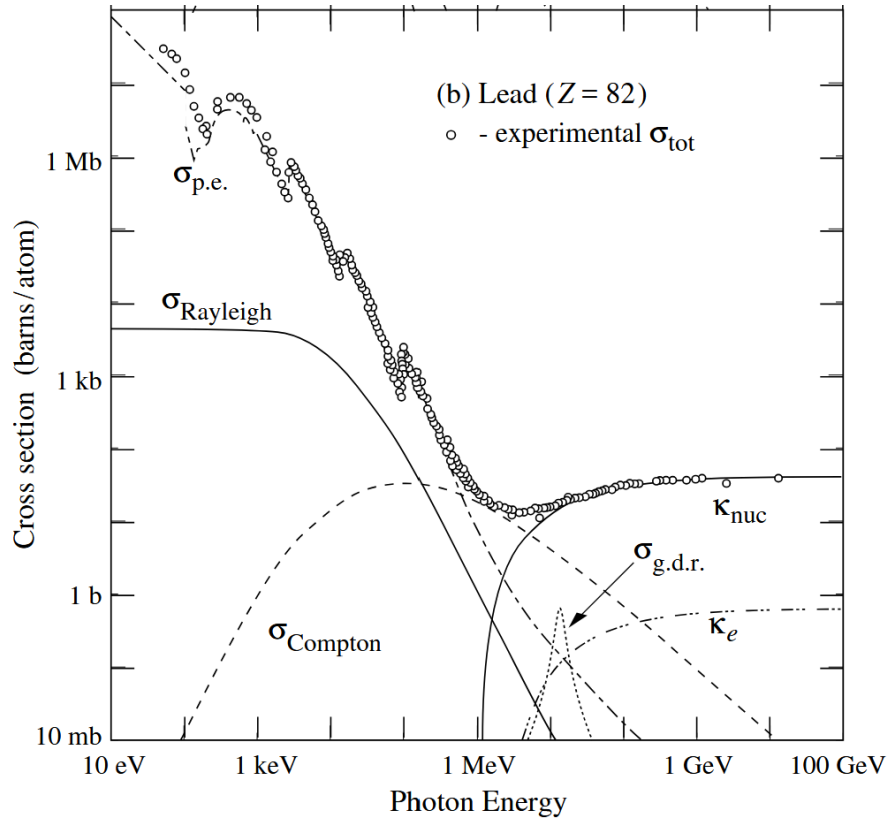


Abbildung 3: Plot des Wirkungsquerschnittes von Blei für Photonen. Aufgeschlüsselt sind die einzelnen Interaktionen. $\sigma_{p.e.}$ ist der photoelektrische Effekt. $\sigma_{Rayleigh}$ ist die Rayleigh-Streuung. $\sigma_{Compton}$ bezieht sich auf den Compton-Effekt. $\sigma_{g.d.r.}$ ist der Kern-photoeffekt, der zur Spaltung führt. κ_{nuc} ist die Paarbildung im Feld des Kerns und entsprechend ist κ_e die Paarbildung im Feld der Elektronen.[6]

2.3 Übergangsstrahlung(Transition Radiation)

Da es sich beim mCBM TRD um einen TR-Detektor handelt, ist ein relevantes Phänomen die Übergangsstrahlung. Diese tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten trifft. Die Maxwellgleichungen sehen vor, dass das elektrische Feld an der Grenzfläche kontinuierlich ist. Daraus resultiert eine Feldänderung des eintreffenden Teilchens. Diese Feldänderung führt zu elektromagnetischer Strahlung, also zu entstehenden Photonen. Die Wellenlänge der Photonen liegt für ultrarelativistische Teilchen meist im Röntgenbereich [5]. Die abgestrahlte Gesamtenergie ist proportional zum Lorentzfaktor γ des einfallenden Teilchens. Anschaulich handelt es sich bei dem neuen Feld während des Passierens der Grenzfläche um eine Überlagerung des Feldes der Spiegelladung und dem Feld des eintreffenden Teilchens. Die Spiegelladung ist eine Hilfskonstruktion, um das Feld an einer

Grenzfläche zu beschreiben. Hierbei wird auf der anderen Seite der Grenzfläche eine virtuelle Ladung eingeführt, die zusammen mit der realen Ladung an der Position der Grenzfläche das korrekte Feld produziert [9]. Ab einem Lorentzfaktor γ von etwa 100 [5] werden aufgrund der geringen Unterschiede des Cherenkov-Winkels TR-Detektoren sinnvoll. Anders als Cherenkov-Strahlung wird Übergangsstrahlung symmetrisch in einem Kegel um das Teilchen verteilt abgestrahlt. Hierbei ist der wahrscheinlichste Winkel proportional zu $\frac{1}{\gamma}$. Die Energieverteilung pro Raumwinkel und Frequenz ist dann nach [5] gegeben durch die Formel.

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = z^2 \frac{\hbar\alpha}{\pi^2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \xi_{p1}^2 + \theta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \xi_{p2}^2 + \theta^2} \right) \quad (4)$$

Hierbei werden die Näherungen $\gamma \gg 1$ und $\omega \gg \omega_{p1} \gg \omega_{p2}$ verwendet. Dabei ist die Elektronenplasmafrequenz des Mediums i durch ω_{pi} gegeben. Außerdem wird die Abkürzung $\xi_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{\omega} \gg 1$ verwendet. Das ergibt, integriert über die Raumwinkel und Frequenz, für die gesamte abgestrahlte Energie nach [5]:

$$W = z^2 \frac{\hbar\alpha}{\pi^2} \gamma \frac{(\omega_{p2} - \omega_{p1})^2}{\omega_{p2} + \omega_{p1}}. \quad (5)$$

In dieser Gleichung ist die Proportionalität zu γ zu erkennen.

2.4 Definition der TRD-Hit Ortsauflösung

Die TRD-Hit-Ortsauflösung ist definiert als das σ eines Gauß-Fits der Verteilung der Residuen. Diese Residuen sind die Differenz zwischen der Koordinate des gemessenen, rekonstruierten Hits und dem berechneten Track aus den Hits der anderen Detektoren. Werden die Residuen in ein Histogramm eingetragen, ergibt sich üblicherweise eine Gauß-Verteilung. Die Verteilung kann mit einer Gauß-Funktion gefittet werden. Das daher resultierende σ ist dann die Auflösung. Praktisch wird der zu untersuchende Detektor in der Erstellung des Tracks, also der Teilchenspur, nicht berücksichtigt, um den Track nicht in Richtung des Hits zu verschieben.

2.5 Gasdetektoren

Gasdetektoren gibt es in verschiedenen Bauweisen, die alle auf dem gleichen Grundprinzip basieren. Sie bestehen immer aus einem Gasvolumen mit einer Anode und einer Kathode. In allen Bauweisen wird in einem Gasvolumen eine Spannung zwischen Anode und Kathode angelegt. Die genutzte Bauweise wird in Abbildung 4 dargestellt und in Kapitel 2.5.1 beschrieben. Trifft nun ionisierende Strahlung auf das Gasvolumen, wird das Füllgas ionisiert. Die so freigesetzten Elektronen driften zu der Anode, während die Ionen zur Kathode driften. Dieser Driftvorgang verläuft entlang der Feldlinien des angelegten E-Feldes. Während des Driftvorgangs werden durch Stöße der freien Elektronen weitere Atome ionisiert, ein Lawinen-Effekt tritt auf. Die Gesamtladung kann auf verschiedene Arten gemessen werden. In diesem Fall wird die induzierte Spiegelladung auf

den Kathodenpads ausgelesen. Die Kennlinie eines Gasdetektors umfasst abhängig von der angelegten Spannung verschiedene Bereiche. Bei geringer Spannung rekombinieren die primär ionisierten Elektron-Ionen-Paare. Diese Region heißt Rekombinationsbereich. Wird die Spannung größer gewählt als die Spannung des Rekombinationsbereichs, fließt kaum Strom und keine sekundäre Ionisation findet statt. Es findet kein Lawineneffekt statt. Aber die primär ionisierten Ladungen treffen, anders als im Rekombinationsbereich, auf die Elektroden und sind messbar. Dieser Bereich nennt sich Ionisationsregion. Hier liegt ein Plateau im Stromfluss. In dem nächsten Spannungsbereich steigt die Stromstärke mit der Spannung nahezu linear an. In diesem Bereich ist die Größe der Lawine abhängig von der Energie des einfallenden Teilchens. Der Bereich wird als Proportionalregion bezeichnet. Diese Proportionalität endet für verschiedene Teilchen an verschiedenen Spannungswerten. Der Bereich, in dem die Proportionalität für einige Teilchen endet, wird als Bereich beschränkter Proportionalität bezeichnet. Im nächsten Spannungsbereich befindet sich ein Plateau in der Kennlinie. Hierbei umfasst die Lawine das ganze Gasvolumen, da dies für Teilchen aller Energien der Fall ist, enthält die gemessene Ladung keine Energieinformationen mehr. Wird die Spannung höher gewählt, ist sie groß genug, um ohne den Einfall externer ionisierender Strahlung das Gas zu ionisieren, was den Detektor unbrauchbar macht und diesen bzw. die Ausleseelektronik beschädigen kann [10] und [11]. In dem hier diskutierten Fall wird die Kammer im Proportionalbereich betrieben, was bedeutet, dass mit der Lawine nicht das ganze Gasvolumen umfasst wird. Der Grad der Ionisierung und damit die Größe der Lawine ist also proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Dies ermöglicht auch eine Positionsbestimmung des Teilchens [5].

2.5.1 TRD Vieldrahtproportionaldriftkammer mit Padauslese

Die Vieldrahtproportionaldriftkammer ist im TRD des mCBM und CBM (siehe Kapitel 3) der verwendete Detektortyp [12]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4 dargestellt. Es handelt sich um einen Gasdetektor, der im Proportionalbereich betrieben wird. Der Detektor ist in zwei Bereiche aufgeteilt, den Driftbereich und den Verstärkungsbereich. Der Driftbereich besteht aus einem Teil des Gasvolumens, in dem ein homogenes elektrisches Feld anliegt. In diesem Bereich werden aufgrund der Feldstärke Ladungen nur transportiert und es findet kein Lawineneffekt statt. Die Einführung der Driftzone hat verschiedene Gründe. Sie resultiert aber im Wesentlichen aus der folgenden Überlegung. Die Gasverstärkung ist abhängig vom Umgebungsdruck, weil die Änderung dieses Druckes minimale Druckdifferenzen in der Kammer verursacht. Dieser Effekt kann durch Vergrößerung des Gasvolumens vermindert werden. Zusätzlich nimmt die Absorptionswahrscheinlichkeit von TR-Photonen mit Vergrößerung der Dicke des Gasvolumens zu. Weil aber ein größerer Anoden-Kathodenabstand die Clustergröße erhöht, wird die Driftzone eingeführt [12].

Der Verstärkungsbereich besteht aus zwei Drahtebenen, in diesen sind jeweils parallele Drähte in der Kammer gespannt. Die erste Ebene besteht aus Kathodendrähten, die zweite aus Anodendrähten. Zwischen diesen Drähten findet, wie beschrieben in Kapitel 2.5, eine Gasverstärkung statt. In dieser Geometrie findet die Auslese statt an den

Anoden-Drähten, an einer Kathodenpadplane statt. Das hat unter anderem den Vorteil, dass beide Ortskoordinaten gemessen werden können [5]. Dabei handelt es sich in dem Fall des mCBM TRD um eine in Rechtecke segmentierte Kathode, an der die auftretende Spiegelladung gemessen wird. Die Auflösung ist entlang der Drähte besser. Denn in dieser Koordinate kann die Ionisierung kontinuierlich an jeder Stelle des Drahtes stattfinden. Hierbei kann die Ladung an mehreren Pads gemessen werden. Dieses *Charge Sharing* kann genutzt werden, falls die Verteilung bekannt ist, um Präzision mittels Fits zu erreichen, die deutlich kleiner als die Padbreite ist [5]. Senkrecht zu den Drähten ist dies nicht möglich, da in dieser Koordinate nur einer oder wenige Drähte aktiv sein können. Die Ladungsverteilung ist lokalisiert an einem Draht, statt kontinuierlich entlang des Drahtes verteilt. Die Ladungsverteilung ist damit prinzipiell an den Drähten diskretisiert. Die sonstige Limitierung ist, wie nah die Drähte nebeneinander gespannt werden können. Die Distanz limitiert die mögliche Spannung, sonst kann es zu Entladungen kommen [13]. Außerdem limitiert dieser Effekt die Auflösung senkrecht zu den Drähten. Da es sich bei dem verwendeten Detektor um einen TRD MWPC handelt, enthält der Aufbau noch eine weitere Komponente, ein Radiator, an diesem Radiator entstehen TR-Photonen. Diese können dann in der Detektorkammer detektiert werden. Dies dient zur Teilchenidentifikation von Teilchen mit $\beta \approx 1$. Ein Beispiel dafür sind Elektronen.

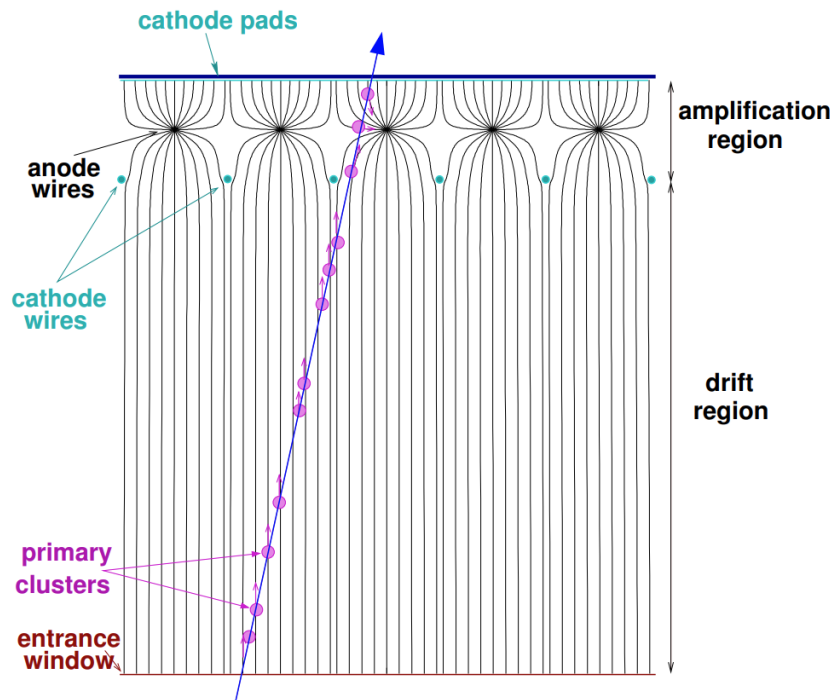


Abbildung 4: Der Aufbau einer Vieldrahtproportionaldriftkammer. Zu sehen ist eine MWPC mit Driftzone, die Drähte stehen senkrecht auf der Bildebene. Zu sehen sind die Kathodendrähte, darüber die Anodendrähte mitsamt elektrischem Feld. Am oberen Rand befinden sich die zur Auslese verwendeten Kathodenpads. Außerdem ist ein eintretendes ionisierendes Teilchen zu sehen. Dies tritt durch das Eintrittsfenster ein, erzeugt primäre Ionisation und tritt auf der Rückseite wieder aus. In dieser schematischen Abbildung ist die Driftzone wesentlich größer als im TRD des mCBM [14].

3 mCBM

Das mCBM ist ein Experiment an der GSI in Darmstadt. Das Experiment nutzt den Synchrotron-Teilchenbeschleuniger SIS18. Im mCBM werden ein im SIS18 beschleunigter Teilchenstrahl und ein feststehendes Folientarget zur Kollision gebracht. Bei dieser Kollision entstehen durch verschiedene, oft statistische, Prozesse unterschiedliche neue Teilchen. Diese werden mit einer Kette hintereinander liegender Detektoren registriert und getrackt. Im Gegensatz zum CBM-Experiment sind hier keine Magneten vorhanden, wodurch die Teilchenspuren nicht ladungsabhängig gekrümmt werden. Der erste dieser Detektoren ist der T0-Detektor. Dieser bildet den Startpunkt der TOF(Time of Flight)-Messung, wird aber auch zur Strahldiagnose verwendet [15]. An zweiter Stelle befindet sich der STS, also *Silicon Tracking System*, Detektor. Dabei handelt es sich um einen Silizium-Halbleiterdetektor, welcher aus drei Lagen besteht. Die Hauptfunktion des STS ist das Tracking. Danach folgt der mMUCH Detektor, eine Myonenkammer. An nächster Stelle liegt der TRD-Detektor. Dieser besteht aus zwei Einheiten, zunächst der kleinere TRD2D, einer MWPC mit 2D-Hitauflösung und dahinter der TRD1D. Bei dem TRD1D handelt es sich um zwei 90° zueinander gedrehte MWPC-Driftkammern. An nächster Stelle befinden sich die MRPC(Multi-gap Resistive Plate Chamber) Kammern des TOF-Detektors. Deren Funktion ist den Endpunkt der Flugzeitmessung zu bilden. Der letzte Detektor ist der RICH-Detektor. Für diese Arbeit werden ausschließlich TRD1D, STS und TOF im Eventbuilding genutzt.

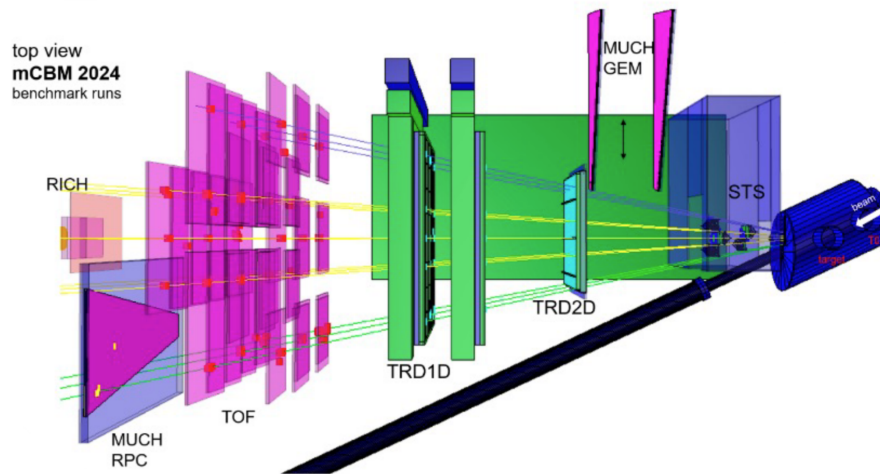


Abbildung 5: Eine Aufsicht auf das mCBM Experiment. Zu sehen sind die verschiedenen Subsysteme. Diese Systeme sind STS, TRD, RICH, MuCH und TOF.[16]

3.1 Der Aufbau des mCBM TRD1D

Der mCBM TRD1D, welcher für die Strahlzeitkampagne 2024 verwendet wird, besteht aus 2 Vieldrahtproportionalkammern, die 90° zueinander gedreht sind, um gute Ortsauflösung in beide Richtungen zu ermöglichen. Die beiden verwendeten TRD-Kammern besitzen eine quadratische Geometrie mit einer Kantenlänge von 95 cm. Der Radiator ist noch nicht installiert [17]. Ohne installierten Radiator wird aus Kostengründen Argon als Füllgas mit CO_2 als Löschgas verwendet. Im finalen Design wird Xenon mit CO_2 verwendet aufgrund der geringen Absorptionslänge für TR-Photonen. Dies ist mit Argon nicht möglich [12]. Die Maße der Pads sind $6.666\,67\text{ mm} \cdot 40.0\text{ mm}$ [17], die längere Seite verläuft entlang der Richtung mit der schlechteren Auflösung (siehe hierzu Kapitel 2.5.1). Die Padbreite ist limitiert durch verschiedene Faktoren. Die wichtigsten sind Finanzierung und das Signal-Rausch-Verhältnis [18]. Jetzt werden Padbreite und der Rest der Geometrie so gewählt, dass die in Kapitel 2.5.1 Ladungsverteilung bei einem zentralen Hit erreicht wird. Die Padhöhe ist eine künstliche Limitierung, um Kosten zu sparen. Die Auflösung in dieser Koordinate ist in jedem Fall schlechter, daher ist es nicht sinnvoll, eine höhere Auflösung zu erzielen. Der Großteil der Hits wird also an der Mitte der Pads lokalisiert werden. Sollten mehrere Drähte angesprochen werden, kann die Auflösung auch in einigen Fällen besser sein [18]. Der Aufbau der Padplane ist in Abbildung 6 dargestellt. Mit diesem Aufbau wird nach der Erfahrung vorhergehender Tests eine Ortsauflösung von $300\,\mu\text{m}$ erwartet [18].

3.2 Der STS Detektor des mCBM

Der STS-Detektor ist ein Silizium-Halbleiter-Detektor. Dieser ist in 3 Lagen aufgebaut. Die erste Lage besteht aus einem quadratischen Siliziumdetektormodul. Dieses Modul hat die Kantenlänge 6.2 cm und ist an einer Kohlefaser *Ladder* befestigt.

Die zweite Lage besteht aus zwei nebeneinander liegenden rechteckigen Streifen. Jeder Streifen ist hier unabhängig an einer Kohlefaser *Ladder* befestigt, sodass diese insgesamt wieder eine größere quadratische Detektorlage bildet [19]. Diese beiden Streifen sind jeweils in zwei quadratische Module segmentiert, diese haben wieder eine Kantenlänge von 6.20 cm.

In der dritten Lage befinden sich 3 dieser Streifen, davon ist einer in drei quadratische Module segmentiert, während die anderen beiden aus einem quadratischen Modul, wieder mit einer Kantenlänge von 6.2 cm, und einem rechteckigen Modul, das die Dimensionen $6.2\text{ cm} \cdot 12.4\text{ cm}$ hat, bestehen. Diese Werte werden aus der Datei für die 2024 Geometrie entnommen, also `mcbm_beam_2024_05_08_nickel.geo.root`. Dieser Aufbau ist in Abbildung 7 dargestellt. Bei diesem Detektortyp werden an pn-Übergängen Spannung in Sperrrichtung angelegt. Einfallende Strahlung erzeugt Elektronen-Loch-Paare, die dann ein messbares Signal erzeugen [5]. Genauer handelt es sich um Mikrostreifen-Detektoren [20]. Bei diesem Detektor sind die Vor- und Rückseite des Detektors, also beide Elektroden, segmentiert und erzeugen, ähnlich wie die Kathodenpads des TRD-Detektors, Signale, die zur Positionsrekonstruktion verwendet werden können [5] und . Dieser Detektor hat ein besonders hohes Auflösungsvermögen, also eine Auflösung von $17\,\mu\text{m}$ [21],

weshalb er direkt hinter dem Target positioniert ist. An diesem Punkt sind die Abstände der verschiedenen in der Kollision erzeugten Teilchen, welche in verschiedenen Winkeln sich von der Kollision entfernen, noch sehr gering.

3.3 Der mCBM TOF

Bei dem mCBM TOF-Detektor handelt es sich um ein Flugzeitspektrometer. Dieser Detektor führt eine Flugzeitmessung der Teilchen ab einem definierten Startpunkt bis zu einem Endpunkt durch. Dazu besteht der TOF aus zwei Detektoren, einem für den Start der Zeitmessung und einem für den Endpunkt. Am Startpunkt wird der T0-Detektor verwendet. Dieser ist ein polykristalliner Chemical Vapor Deposition Diamant Detektor und hat eine Zeitauflösung von 50 ps. Die Funktionsweise ist, da es sich bei dem Diamanten auch um einen Halbleiter handelt, ähnlich dem Silizium. Es handelt sich um eine Diamantschicht, an die eine Spannung angelegt wird. Trifft nun ein Teilchen auf die Diamantschicht, werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die dann messbaren Strom an der Elektrode erzeugen [22]. Der T0-Detektor wird an erster Stelle vor der Kollision platziert. Der Enddetektor besteht aus mehreren MRPC-Gasdetektoren [23]. Dies ist ein Gasdetektor, der aus mehreren dünnen Gaslagen zwischen hochwiderständigen Glasplatten besteht und durch ein starkes elektrisches Feld schnelle lawinenartige Entladungen auslöst, wenn ein geladenes Teilchen hindurchfliegt. Das ermöglicht eine präzise Flugzeitmessung. Es wird an zwei Seiten ausgelesen, sodass aus der Zeitdifferenz auch noch die Position rekonstruiert werden kann. Aus dieser Zeitmessung kann die Geschwindigkeit oder das β oder auch $\frac{v}{c}$, also das Verhältnis zwischen Geschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit, bestimmt werden. Dieser Detektor wird am weitesten von dem Kollisionspunkt entfernt platziert, um eine maximale Flugzeit zu garantieren. Dies vergrößert dann auch die Differenzen bei verschieden schnellen Teilchen, um die Unterscheidung zu erleichtern und höhere Präzision in β mit der gegebenen Genauigkeit der Zeitmessung zu ermöglichen. Die Stärke dieses Detektors liegt in der Unterscheidung schwerer Teilchen, welche relativ langsam sind und so größere Laufzeiten und Zeitdifferenzen erzeugen. Die Schwächen dieses Detektors liegen in der Unterscheidung schneller Teilchen wie Elektronen und sogar Photonen mit sehr geringen Flugzeiten. Also mit einer Geschwindigkeit von $\beta \approx 1$ [24].

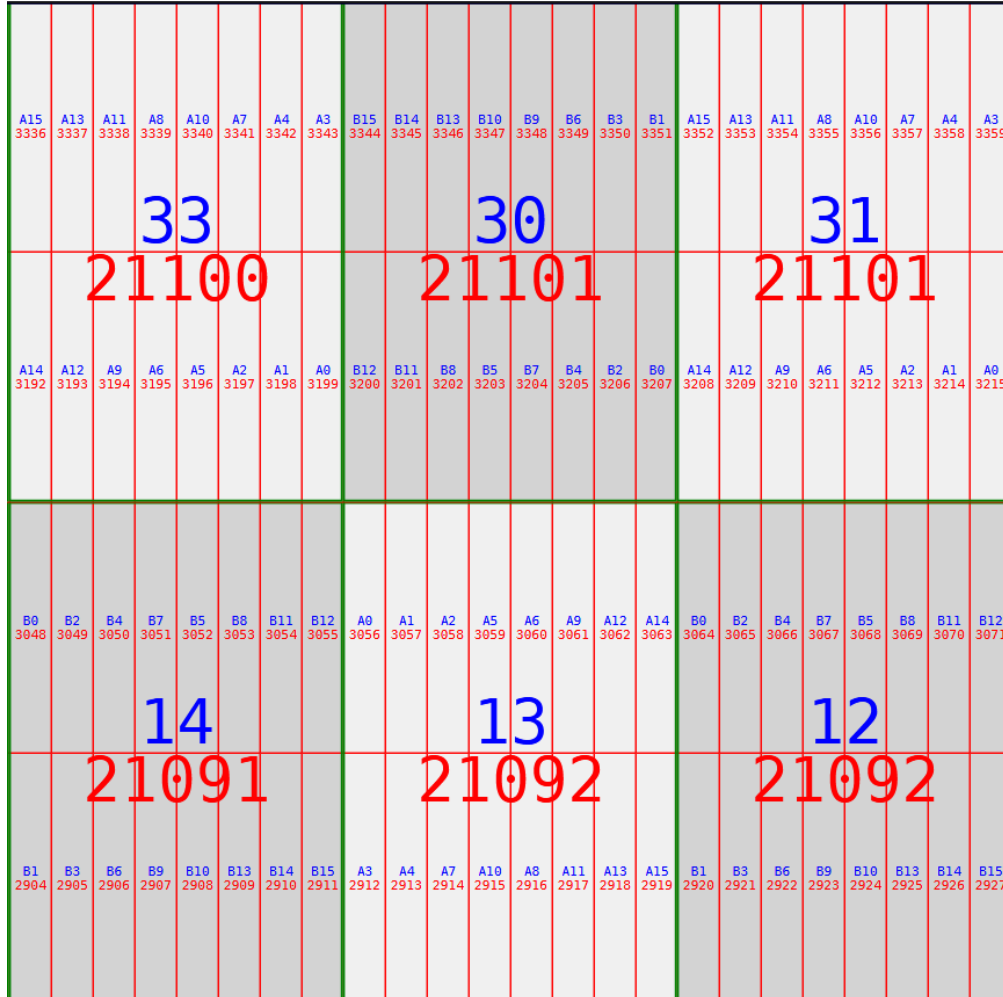


Abbildung 6: Ein Ausschnitt aus dem Layout der TRD Padplane. Die kleinen roten Zahlen auf den Pads zeigen die *PadIDs*. In jeder Padreihe befinden sich 144, deren Nummerierung ist von links unten nach rechts oben aufsteigend festgelegt. Ist die *Padplane* in 3456 Pads aufgeteilt.

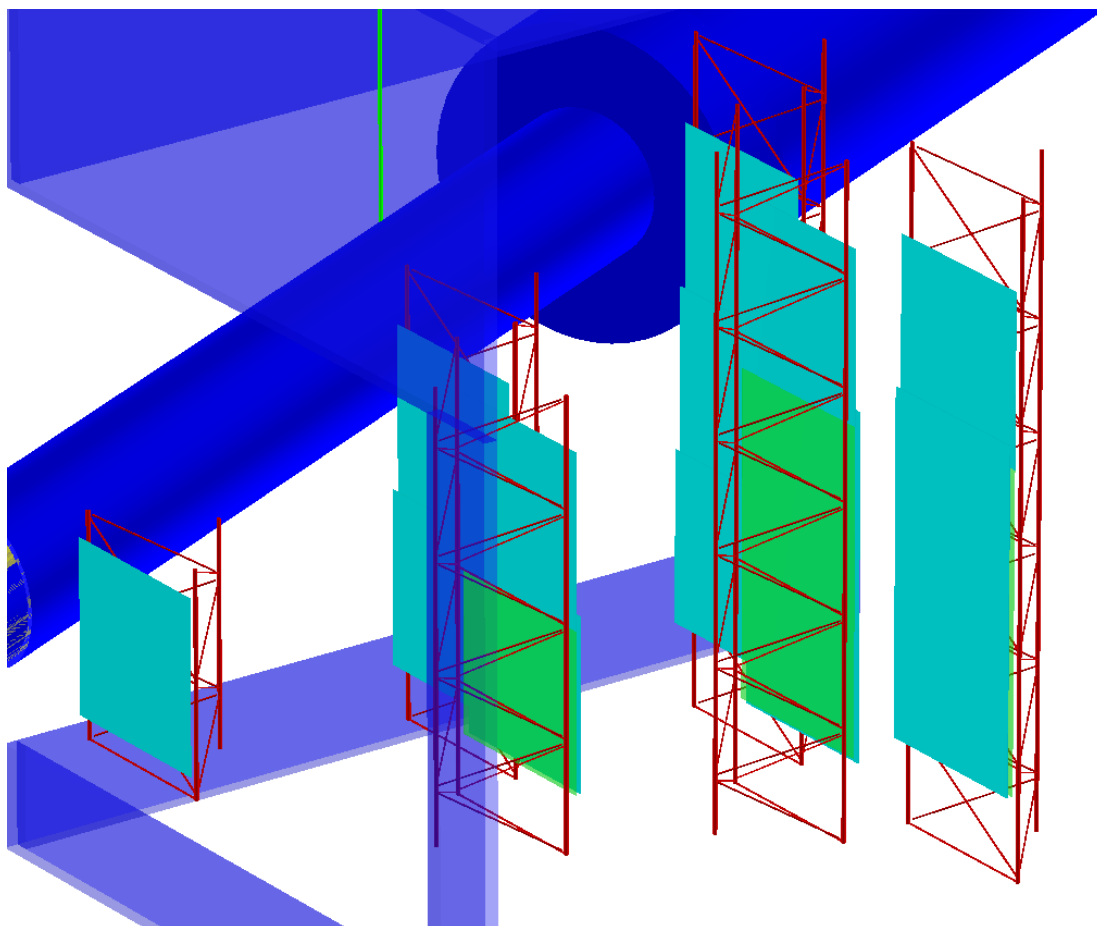


Abbildung 7: in dieser Abbildung ist ein Render des STS Detektors des mCBM-Experimentes dargestellt. In blau im Hintergrund befindet sich die Beampipe (die Beschleuniger-Röhre) des Beschleunigers. Im Vordergrund sind die 3 Lagen STS-Detektoren zu sehen. In rot sind zusätzlich die Befestigungen der Detektoren dargestellt. Genutzt wurde `mcbm_beam_2024_05_08_nickel.geo.root`

4 Ausleseketten

Im mCBM TRD Detektor wird wie vorher erwähnt die induzierte Spiegelladung an den Kathodenpads gemessen. Diese analogen Signale werden zunächst mittels CSA (Charge Sensitive Amplifier)verstärkt und in Pulse der Form

$$U(t) = A * \frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (6)$$

gebracht [25]. Dabei ist die Amplitude proportional zur registrierten Ladung und τ ist ein Maß für die Pulsdauer. Dieses Signal wird mittels ADC digitalisiert, um dann von der Hitlogik verarbeitet zu werden. Hierbei handelt es sich um einen Trigger. Es werden die Daten also durch einen Ringpuffer verarbeitet, bis ein Hit getriggert wird. Dies kann über absolute und relative Schwellenwerte erfolgen. Dabei können die Pads auch von den Nachbarpads getriggert werden, ohne selbst die Schwelle überschritten zu haben. Aus diesen digitalisierten Hitdaten werden Hits rekonstruiert und über Fits Track gebildet. Im Verlauf dieser Arbeit werden mit den so erzeugten Hit-Objekten, die eine Datenstruktur enthalten, in der Hitposition zusammen mit der Trackposition und weiteren Informationen gespeichert. Diese Informationen sind charge, also die Ladung des gesamten Clusters aus mehreren Pads, die einen Hit bilden, die einzelnen Padladungen und IDs der Einzelpads, die ID des TRD-Moduls, das TOF β und die IDs der STS-Module, die für den Track verwendet werden. Auch enthalten sind die Z-Positionen der TRD-Hits, welche durch die Detektorposition festgelegt werden.

4.1 Eventbuilding

Im Eventbuilding werden die Daten aller Detektoren innerhalb einer Timeslice zu Events gruppiert. Dabei werden Filter ausgeführt, die Rauschen aussortieren. Die Events werden danach als Event-Objekte, die jeweils die Daten aller Subsysteme enthalten, gespeichert. Diese Objekte werden danach mit z.B. Positionsrekonstruktionen weiterverarbeitet [26].

4.2 Postionsrekonstruktion

3-Pad-Cluster erzeugen eine Ladungsverteilung nach Mathieson. Diese wird durch die Formel nach [27]

$$\rho(d/h) = q_a \frac{\frac{\pi}{2} \cdot (1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2})}{4 \arctan(\sqrt{K_3})} \cdot \frac{1 - \tanh^2(\frac{\pi}{2} \cdot (1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}) \frac{d}{h})}{1 + K_3 \tanh^2(\frac{\pi}{2} \cdot (1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}) \frac{d}{h})} \quad (7)$$

beschrieben. Hierbei ist K_3 ein Parameter, der von der Geometrie der Kammer abhängt. Der Abstand der realen Hitposition zu einer Padmitte ist d . Dabei ist h der Abstand zwischen Anodendrahtebene und Padplane. In diesem Fall wird h als bekannter Parameter festgesetzt. Um daraus die Ladung der Einzelpads zu bestimmen, wird über die einzelnen Pads integriert, die Funktion wird dann im Fall von Clustern bestehend aus 3 Pads zu [28]:

$$PRF(d) = - \frac{\arctan\left(\sqrt{K_3} \tanh\left(\pi(\sqrt{K_3} - 2) \cdot \frac{W-2d}{8h}\right)\right)}{2 \arctan(\sqrt{K_3})} - \frac{\arctan\left(\sqrt{K_3} \tanh\left(\pi(\sqrt{K_3} - 2) \cdot \frac{W+2d}{8h}\right)\right)}{2 \arctan(\sqrt{K_3})} \quad (8)$$

. Für den mCBM Detektor ergibt sich dann mit den Parametern aus [28] folgende Verteilung dargestellt in Abbildung 8: Um mit dieser Formel die Position zu rekonstruieren,

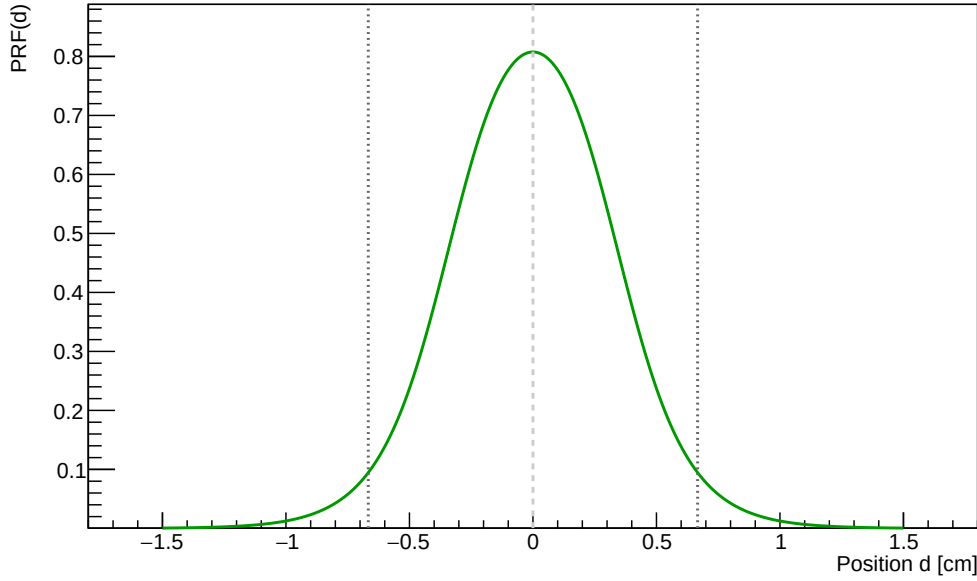


Abbildung 8: Zu sehen ist die Padresponse nach [28] mit Formel 8. Die drei Padmitten sind mit vertikalen Linien markiert.

müssten die einzelnen Ladungen der Cluster gefittet werden. Da dieser Prozess aufwendig ist, werden in der Praxis andere Methoden angewandt. In diesem Fall ist diese Methode die der gewichteten Mittelwerte oder auch Center of Gravity Methode. Diese Methode multipliziert die Ladung auf jedem Pad mit der Padposition. Diese Produkte aus Padposition und Padladung werden dann noch durch die Gesamtladung des Clusters geteilt. Dies entspricht der Formel:

$$d = \sum \frac{p_i q_i}{Q} \quad (9)$$

wobei p_i die Position der Padmitte und q_i die Padladung von Pad i sind. Die Gesamtladung des Clusters, also die Summe der Padladungen, ist Q . Dieses Verfahren vereinfacht die Rechnung, was auch Rechenzeiten verkürzt. Allerdings wird ein Bias in Richtung Padmitten erzeugt. Die Größe des Bias hängt von der Kammergeometrie ab.

4.3 Erstellung der Tracks

Aus den verschiedenen Hits der Einzeldetektoren werden über die Koinzidenzen Tracks gefittet. Hierbei wird die TRD-Detektorkammer, deren Hit mit dem Track ein Residuum bildet, in dem Fit des Tracks nicht berücksichtigt, denn es soll die Auflösung des entsprechenden Detektors bestimmt werden. Im weiteren Verlauf wird die zweite Kammer auch in dem Fit nicht mehr berücksichtigt.

5 Analyse

5.1 Auflösungsbestimmung ohne Cuts und Korrekturen

Die resultierenden Ergebnisse der Bestimmung der Auflösung ohne Cuts sind in Abbildung 9 dargestellt. Hierbei wird dann auch die Auflösung in Abhängigkeit von der Gesamtladung bestimmt, um *Clipping* zu vermeiden. Dazu werden die Hits in Ladungsbins eingeteilt und in jedem Ladungsbins die Residuenverteilung mit einer Gaussfunktion gefittet. Verwendet wird zunächst Run 3105 aus dem Jahr 2024, der Ni-Ni-Kollisionen [16] durchführt. In diesem Fall werden 2 STS, 2 TRD und 2 TOF Hits vorausgesetzt. Außerdem wird der Detektor, dessen Hit untersucht wird, aus dem Fit für den Track exkludiert. Die betrachteten Hits und Tracks werden zuvor mithilfe von CBM ROOT rekonstruiert. Diese Information wird zusammen mit der ModulID des TRD-Moduls und der Ladung in einem ROOT Tree gespeichert. Jetzt wird zunächst nach ModulID 21 gefiltert, was der ID des x-sensitiven Moduls entspricht. Zusätzlich wird die Ladungsinformation genutzt, um nach Ladungsbins zu filtern. Weitere Filter werden nicht angewandt. Alle so bestimmten Residuen eines Ladungsbins werden in ein 1-d-Histogramm eingetragen. Es werden dabei 25 Ladungsbins untersucht. Die Residuenverteilungen dieser Bins werden gefittet, damit kann das σ gegen die Ladung, also die Mitte der Ladungsbins, aufgetragen werden. Für alle diese Aufgaben wird *ROOT* verwendet. Der verwendete Fitter ist Minuit2 aus *ROOT*. Die Fitgrenzen werden manuell so angepasst, dass der obere Teil des Fits gut zu den Daten passt. Um die Sinnhaftigkeit der Daten zu beurteilen, wird zusätzlich die Verteilung der Hits und der Ladung geplottet. Als Unsicherheit ist die Unsicherheit extrahiert aus dem Fit angegeben. Es ergibt sich ein Minimum der Auflösung von 1.601(1) mm. Das liegt deutlich über den erwarteten 300 μm , was dem Designziel des Detektors entspricht. Die beobachtete Auflösung ist also etwa 5.3-mal so groß wie die Erwartung. Es stellt sich die Frage, was diese Abweichung verursacht. Die Verteilung der Ladung ist weitgehend unauffällig. Diese entspricht im Wesentlichen einer Landau-Kurve. Zu sehen in Abbildung 10. In der Abbildung der Ladungsverteilung werden auch die Binsgrenzen durch vertikale Linien dargestellt. Allerdings gibt es deutliche Auffälligkeiten in der Verteilung der X-Koordinate des Moduls 21, was das Modul ist, welches aufgrund der Drahtausrichtung sensibler für x ist. Diese Verteilung ist zusammen mit der Track-Verteilung in Abbildung 11 dargestellt. In der Verteilung sind Peaks mit ca. 4 cm Abstand zu erkennen. Das entspricht nicht den Erwartungen. Erwartet worden wäre hier eher eine leicht schwankende, aber sich an einer Gleichverteilung nähernde Verteilung. Vor allem sind keine extremen Peaks zu erwarten. Dies basiert auf der Annahme, dass eine Vielzahl an Prozessen in einer Kollision stattfindet und so jeder Raumwinkel in etwa gleich oft vertreten sein muss. Zudem entspricht die Verteilung nicht den Tracks mit abweichenden Schwankungen. Die Distanz von 4 cm entspricht im Wesentlichen der Padhöhe. In der schlechter aufgelösten Koordinate kann der Detektor meist nur Pads unterscheiden. Es würden also alle 4 cm Peaks entstehen. Dass die Peaks aus der Struktur des untersuchten Detektors resultieren, wird ausgeschlossen, indem die Verteilung der Hits vor der Zuordnung zu Tracks untersucht wird. Dort sind keine Peaks zu erkennen. In Abbildung 12 ist die Verteilung der TRD Hits ohne Zuordnung und ohne

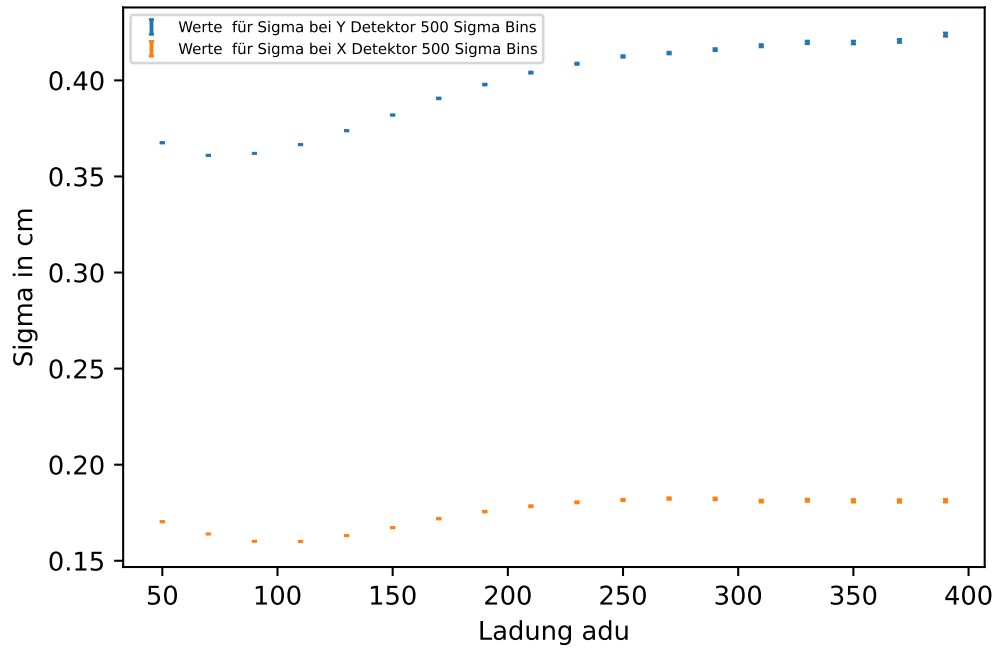


Abbildung 9: Zu sehen ist die gemessene *Padresponse* gemittelt für 3-Pad-Cluster. Hierbei wird kein Ladungscut gesetzt. Zu sehen sind drei Zonen, deren größte Konzentration in etwa auf den Padmitten liegt.

Filter zu sehen. Da diese Peaks in den Detektordaten ohne Tracking nicht zu sehen sind, liegt die Annahme nah, dass es sich um eine Beeinflussung durch den anderen Detektor handelt. Die Annahme ist, dass Fehler passieren, weil die Tracks sehr stark in Richtung 4 cm Peaks beeinflusst werden und so hauptsächlich Hits auf Höhe der Peaks mit den Tracks assoziiert werden. In den folgenden Versuchen wird der zweite TRD-Detektor aus dem Fit entfernt. Die Existenz der sichtbaren Peaks wird zunächst akzeptiert. In der Abhängigkeit der Sigawerte von der Ladung ist zudem noch ein Anstieg zu erkennen. Erwartet wäre ein exponentieller Abfall gewesen, denn zunächst sollte Rauschen dominieren und sich dann das σ , sobald das Signal vollständig dominiert, der Designauflösung asymptotisch nähern. Dies ist auch erst der Fall, allerdings haben die Sigawerte danach ein Minimum, um dann leicht wieder anzusteigen. Eine weitere Auffälligkeit ist die Position des Gauß-Peaks der Residuen. Dieser sollte bei 0 liegen, jedoch ist dieser immer um ca. 1.5 mm verschoben. Dies deutet auf einen noch nicht betrachteten systematischen Fehler hin, welcher evtl. auch die Breite der Gauß-Funktion beeinflusst, sollte dieser für verschiedene Regionen unterschiedlich sein. Auch dies wird weiter untersucht werden. Außerdem sind die nicht passenden Fits für geringe Ladungen auffällig. So ein Fit ist zu sehen in Abbildung 13. Hier ist die Verteilung sehr breit, etwa 3 cm im Vergleich

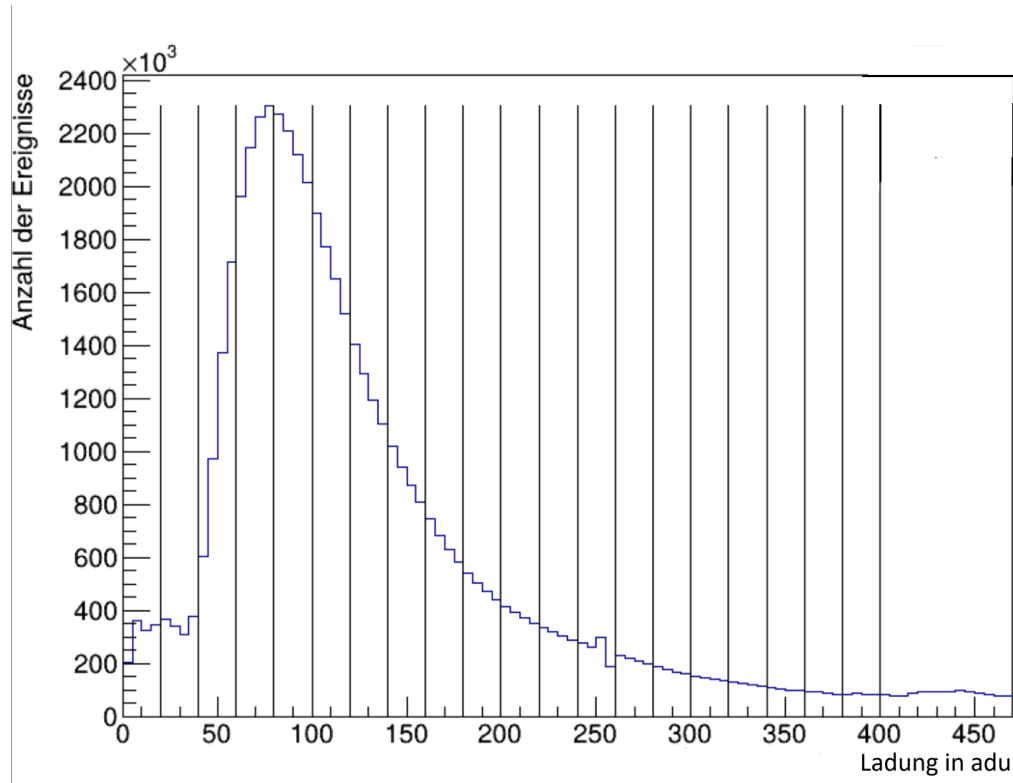


Abbildung 10: Dargestellt ist die ungefilterte Ladungsverteilung, eingezeichnet sind auch die Bingenzen der Ladungsbins. Wobei hier nur 20 Bins eingezeichnet sind. Es wurden 5 weitere in den zweiten Bin gelegt, da die Verteilung der Ladung an dieser Stelle sehr stark ansteigt.

zu 0.2 cm. In diesem Fall entspricht die Residuenverteilung nicht der Gauß-Verteilung. Sichtbar ist dies in den Unsicherheiten und der Größe der σ -Werte. Diese sind deutlich größer bei kleinen Ladungen als bei größeren. Dies wird auf eine Dominanz von Rauschen und evtl. mehreren Stößen im Gas zurückgeführt. Im Kontrast dazu sieht das Histogramm für 80 100 100 adu anders aus. Hier ist eine Verteilung sichtbar, die in etwa die Form einer Gaussverteilung besitzt. Ein Fit ist sinnvoll, da aus der Gaußverteilung ein aussagekräftiges σ bestimmt werden kann (siehe hierzu Abbildung 14).

Hierbei ist auch eine große Differenz in der Auflösung zwischen den beiden Kammern zu sehen. Die Y-sensitive Kammer, also ModulID37, ist um ca. 0.5 mm schlechter. Diese Kammer wird im Folgenden der Einfachheit halber nicht mehr betrachtet. Es sollen zunächst die Unregelmäßigkeiten in einer Kammer verstanden werden, da dies leicht auf die andere Kammer zu übertragen wäre. Um die Probleme zu identifizieren, wird zunächst der Ansatz verfolgt, die Tracks zu selektieren. Es sollen zunächst besonders gerade Tracks betrachtet werden. Dazu wird zunächst ein β -Cut gesetzt. Das Residuum kann grundsätzlich von zwei Größen beeinflusst werden: der Auflösung des Hits und der

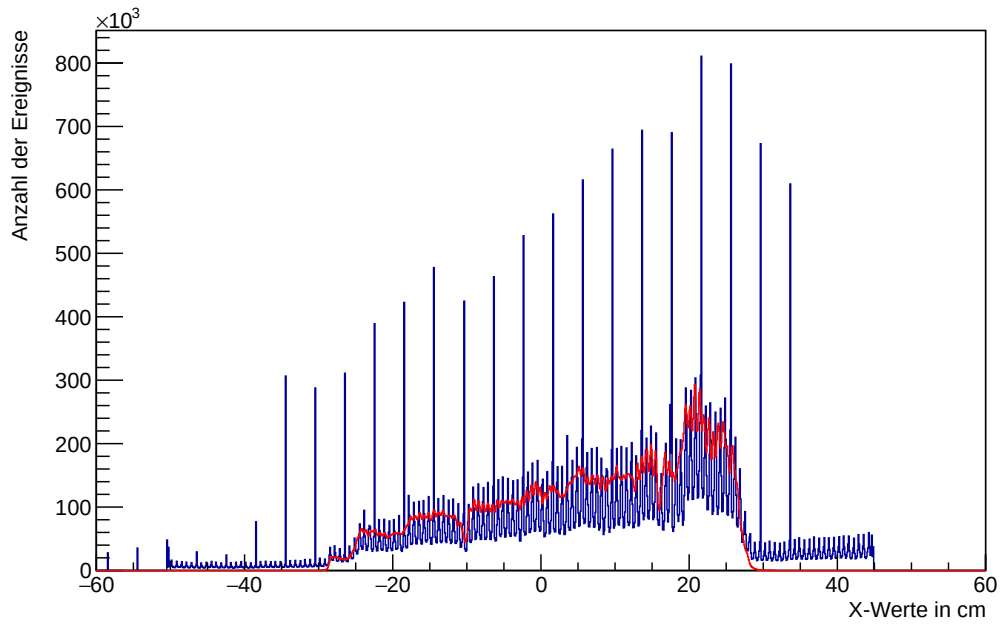


Abbildung 11: Dargestellt ist die Verteilung der X-Hits in blau mit der Verteilung der X-Tracks in rot. Deutlich zu sehen sind die im Text angesprochenen Peaks mit 4 cm Distanz.

Auflösung des Tracks. Beide Möglichkeiten werden danach untersucht. Zudem wird noch die Ursache der Peaks in der Verteilung ermittelt. Die Track-Selektion soll die Track-Auflösung verbessern, da die Krümmung in der Track-Erstellung nicht beachtet wird und schnellere Teilchen eine geradere Flugbahn aufweisen sollten.

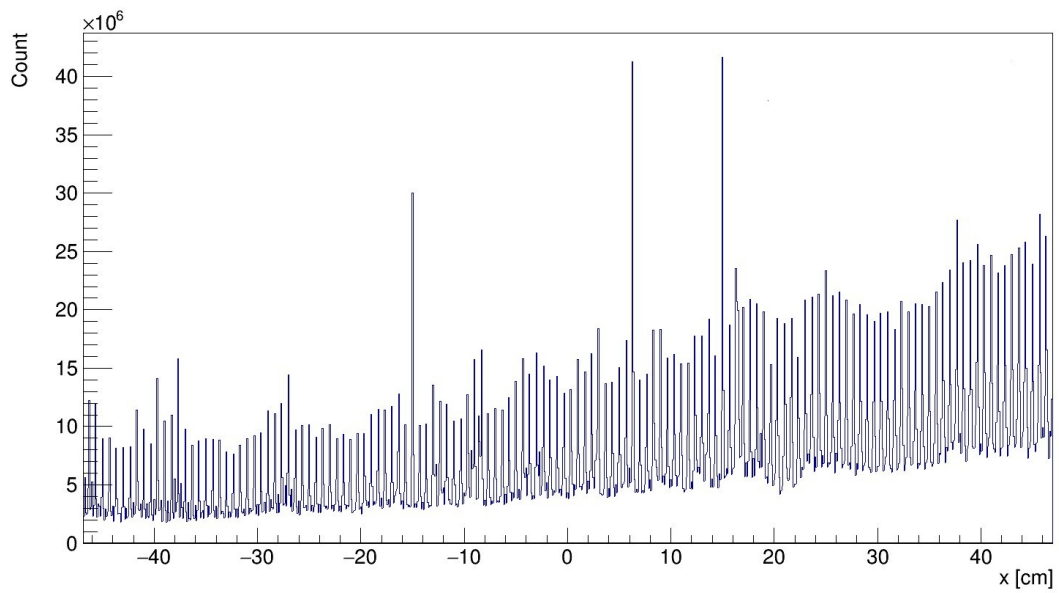


Abbildung 12: Dargestellt sind die TRD Hits ohne Filter und ohne Zuordnung. Hier sind keine Peaks im Abstand von 4 cm zu sehen.

Residuenverteilung

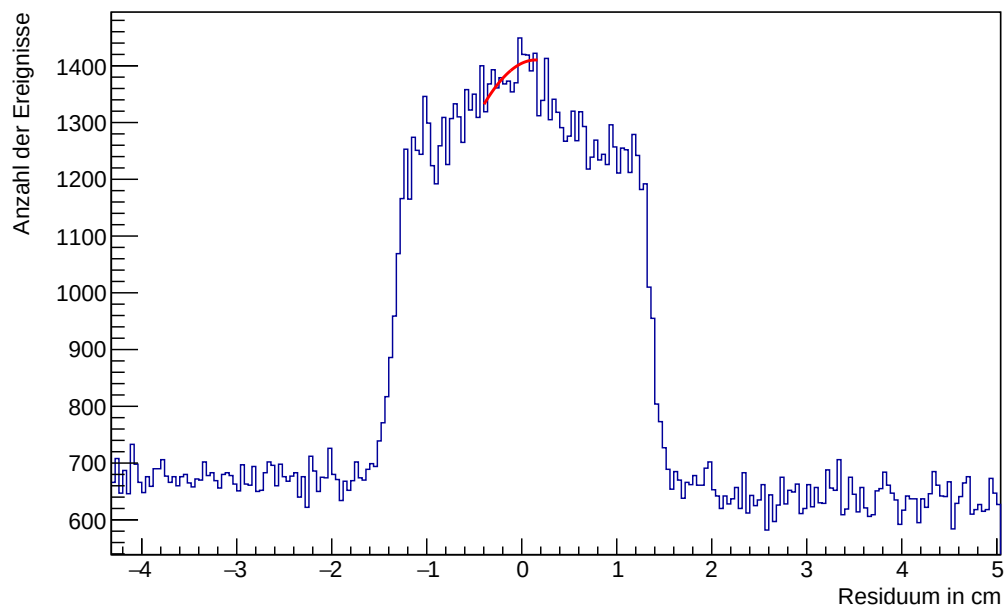


Abbildung 13: Histogramm des Residuums in einem Ladungsbins von 0 bis 20 adu. Deutlich zu sehen ist die breite und nicht gaußförmige Verteilung.

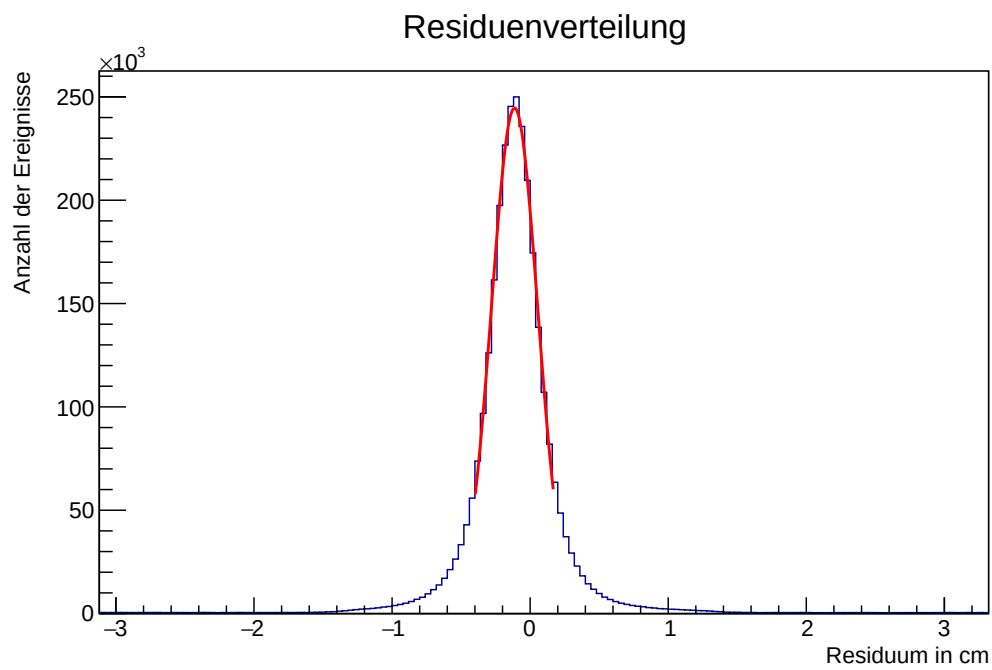


Abbildung 14: Histogramm des Residuums eines Ladungsbins von 80 bis 100 adu. Deutlich zu sehen ist die gaußförmige Verteilung. Der Fit passt gut zu den Daten.

5.2 Einführung β Cut

Die Idee ist, so nur Teilchen zu filtern, die schnell und damit weniger gekrümmte Tracks besitzen. Diese wären dann besser getrackt, denn die Krümmung wird im Tracking nicht angenommen. Vor allem mit wenigen beteiligten Detektoren ist es schwierig, die gekrümmte Flugbahn zu bestimmen. Nach Einführung eines β - Cuts werden wieder die 25 Histogramme erzeugt. Da hierbei ein anderer *Run -Run* 2984 wieder Ni-Ni [16]- verwendet wird, werden die Histogramme ohne Cut nochmal erzeugt. Dabei fällt auf, dass die Histogramme der Residuenverteilung ohne Betacut und später auch mit Betacut sich deutlich unterscheiden. Es ist ein deutlicher Untergrund zu erkennen. Zu sehen ist so ein Histogramm exemplarisch in Abbildung 15. Zudem ist die Auflösung 0.2 mm schlech-

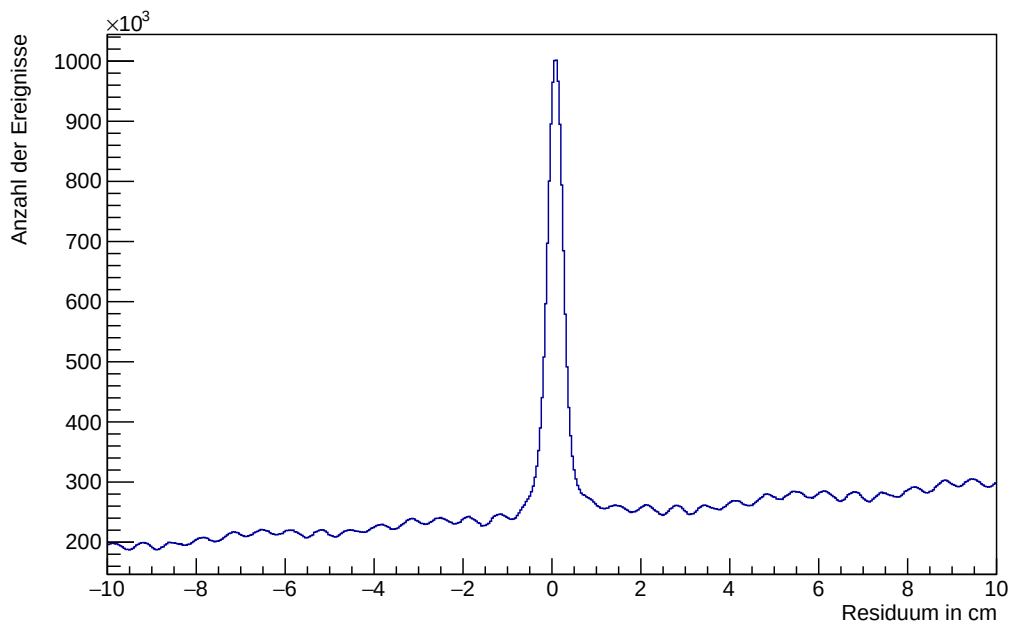


Abbildung 15: Dargestellt ist das Residuum eines Ladungsbins von 40 bis 60 adu aus Daten des Runs 2984. Es wurde kein β - Cut ausgeführt. Auffällig ist der deutlich sichtbare Untergrund.

ter. Bei der Betrachtung des Histogramms der X - Hits fallen die im letzten Versuch identifizierten Peaks wieder auf, allerdings sind diese noch dominanter. Zusätzlich fällt auf, dass die Tracks auch außerhalb der Peaks nicht zu den Hits passen. Zu sehen ist das in Abbildung 16. In Y Richtung wären diese Peaks zu erwarten gewesen, allerdings lassen sich, was dies angeht, kaum Unterschiede zwischen X und Y feststellen. Zunächst wird die Verteilung der β -Werte betrachtet. Dazu wird in den ROOT Tree zusätzlich zu ModulID, Ladung, Track und Hit das β aus den kalibrierten TOF β Daten hinzugefügt. Diese Verteilung ist in Abbildung 17 dargestellt. In der Abbildung auf, dass die Verteilung der Werte für β , wenn auch nur für wenige Werte, über 1 hinausgeht. Hier könnte

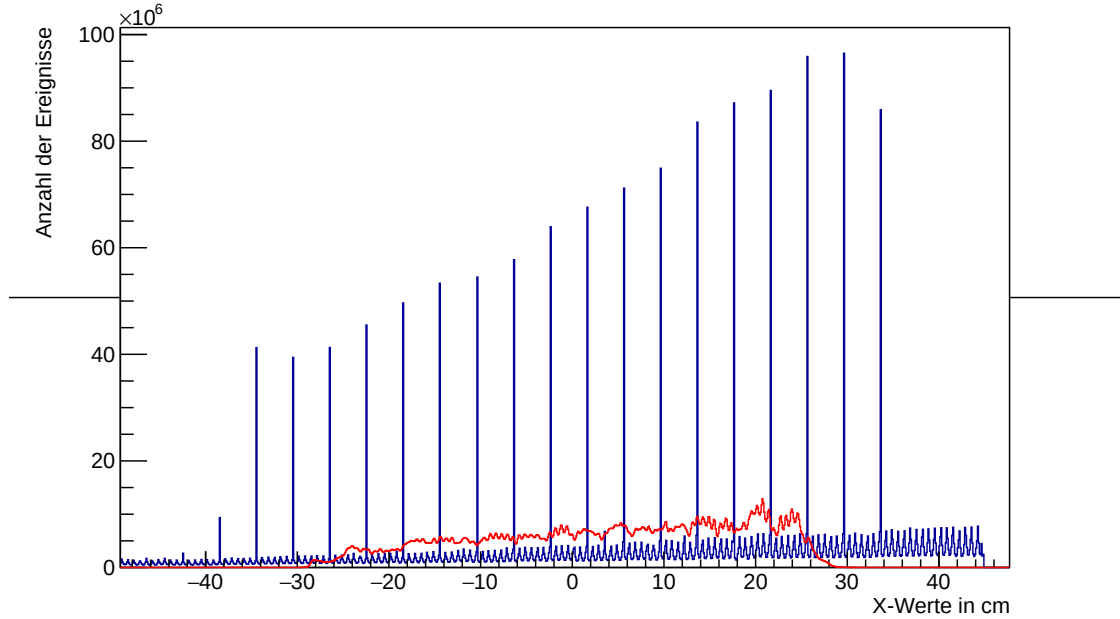


Abbildung 16: X-Hitverteilung in Blau kombiniert mit der Trackverteilung in Rot. Deutlich zu sehen sind die dominanten Peaks. Zusätzlich passt die Trackverteilung nicht zu den Hits

die Kalibrierung evtl. noch optimiert werden. Sonst liegt der Großteil der β Werte im Bereich von etwa 0.8 bis 1.

Wieder ist ein Anstieg in Sigawerten entgegen der Erwartungen zu beobachten. Auch der vorher beobachtete Unterschied des Mittelwertes vom Nullpunkt ist zu erkennen. Nun wird der *Cut* eingeführt Dieser *Cut* liegt einmal bei 0.8 und einmal bei 0.95. Die obere Grenze liegt bei 1, was der Lichtgeschwindigkeit entspricht und somit alles darüber nicht sinnvoll ist. Jetzt werden wieder 25 Ladungsbins gebildet und die entstehenden Residuen mit Gauß-Funktionen gefittet. Erneut werden jetzt die σ -Werte gegen die Ladung aufgetragen. Diese kann nun verglichen werden mit den Werten ohne Cuts. Zunächst ist für einen *Cut* bei 0.8 eine leichte Verringerung des σ zu erkennen. Sobald ein *Cut* von 0.95 angewandt wird, ist eine deutliche Verschlechterung sichtbar. Das minimale σ dieses Runs liegt ohne *Cut* bei 2.215(1) mm mit *Cut*, bei 0.8 liegt das minimale σ bei 1.969(2) mm und bei einem *Cut* von 0.95 bei 2.440(4) mm. Auffällig sind vor allem der deutlichere Anstieg der Werte und die deutlich zunehmenden Unsicherheiten. Hier wird als Ursache die deutlich abnehmende Statistik gesehen. Hier wird wahrscheinlich zu viel der Daten herausgefiltert. Folglich sind die meisten Tracks so gerade, dass die Krümmung nur ein kleiner Faktor ist. Da dieser Ansatz nur eine kleine Veränderung erzeugt und bei dem Run mit kalibrierten TOF- β Daten grundsätzlich die Auflösung schlechter ist, wird im Folgenden der nächste Ansatz verfolgt, um Auffälligkeiten in den lokalen

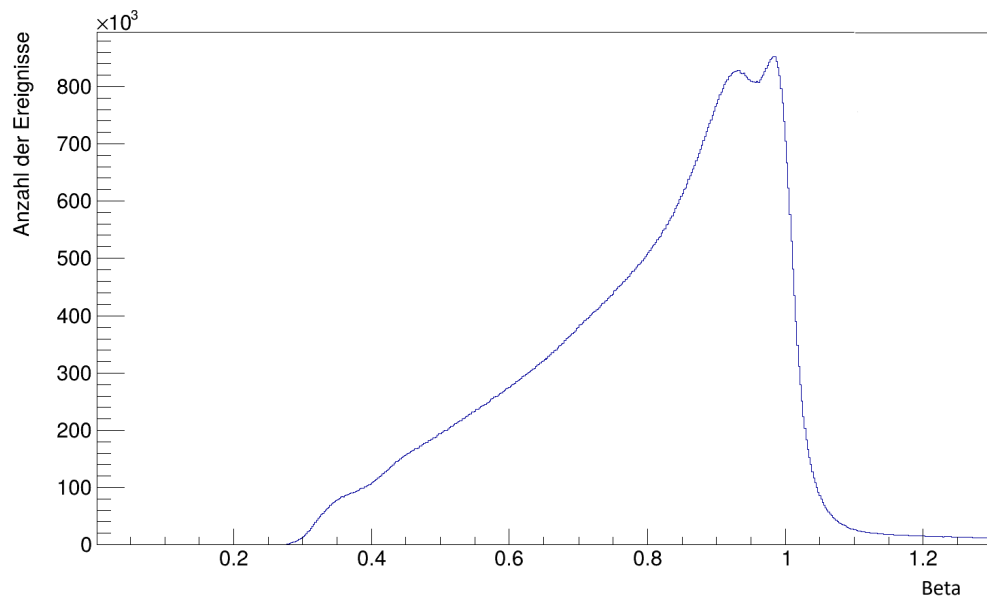


Abbildung 17: Dargestellt ist die Verteilung des β -Wertes. Diese Verteilung endet abrupt bei 1. Allerdings gehen wenige Werte über 1 hinaus. Dies sollte nicht möglich sein, da 1 der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

Clustern zu bestimmen. Dazu wird die Padresponse eines einzelnen Clusters untersucht.

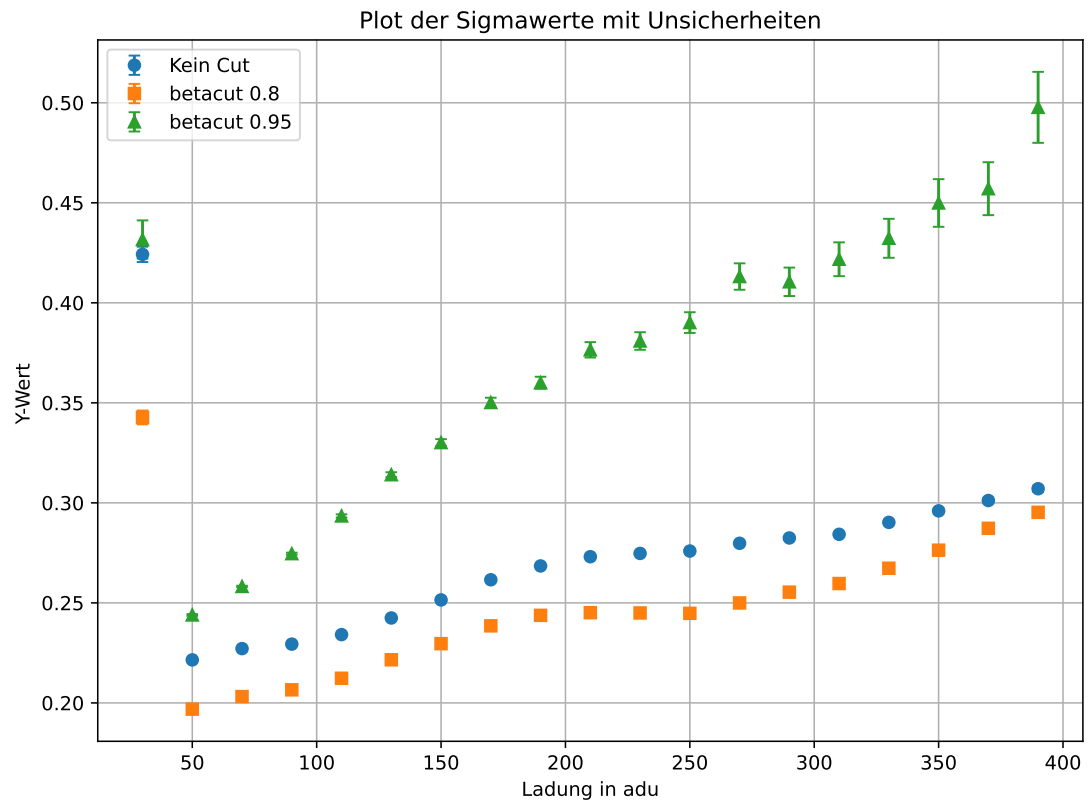


Abbildung 18: σ gegen die Ladung mit β Cut. Bei einem β -Cut von 0.8 ist eine leichte Verbesserung zu sehen, bei einem Cut von 0.95 ist deutliche Verschlechterung der Auflösung sichtbar.

5.3 Untersuchung der Padresponse Funktion

Nun wird die Padresponse geplottet, um sie auf Auffälligkeiten zu untersuchen. Hierbei wird zunächst auf zwei verschiedene Fälle reduziert: 3- und 4-Pad-Cluster. Dazu muss zunächst das *displacement* bestimmt werden. Um von Alignment unabhängig zu sein, werden dazu die Ladungen der Einzelpads für COG-Rekonstruktion genutzt. So kann damit das *displacement* des Hits zu jedem Pad des Clusters bestimmt werden. Jedes Hit-Objekt erzeugt also 3 bzw. 4 Einträge in einem Histogramm.

Nun wird noch die relative Ladung auf jedem Pad benötigt. Dazu wird die Padladung durch die Gesamtladung geteilt. Die Ergebnisse werden in einem 2D-Histogramm dargestellt. Es wird das Verhältnis Padladung geteilt durch Gesamtladung gegen das *Displacement* (den Abstand zum Mittelpunkt des Clusters) aufgetragen. Für 3 Pad-cluster ergibt sich ein 2D-Histogramm, welches aus 3 Zonen besteht. Abbildung 19 stellt dieses Histogramm dar.

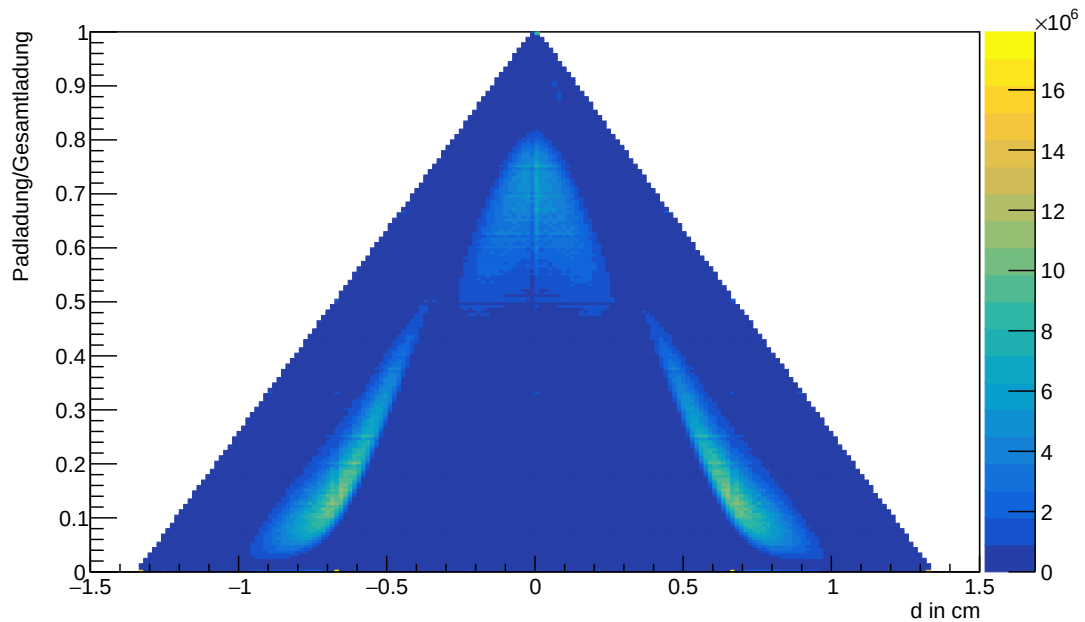


Abbildung 19: Zu sehen ist die gemessene Padresponse für 3-Pad-Cluster. Hierbei wird kein Ladungscut gesetzt. Zu sehen sind drei Zonen deren größte Konzentration in etwa auf den Padmitten liegen.

Diese Zonen liegen in etwa an den Mittelpunkten der Pads, also an den Positionen $-0.666\,667\text{ cm}$ und $0.666\,667\text{ cm}$. Bei den Zonen handelt es sich um Konzentrationen an Hits. Diese Zonen haben in der X-Achse die Mittelpunkte an den Padmitten. Auf der Y-Achse befinden sich die Mittelpunkte an den durch die Mathieson-Verteilung vorhergesagten Punkten. Die Ausdehnung der Zone entspricht dem Verlauf der Verteilung. Allerdings sind eindeutige Lücken zu erkennen. Die mittlere Zone hat zusätzlich eine

Ausdehnung hin zu Ladungsanteilen, die kleiner sind als in der Theorie vorhergesagt. Keine Ausdehnung ist in dem Bereich über den vorhergesagten Ladungsanteilen zu erkennen. Die beiden äußeren Zonen haben im Wesentlichen auch die Form der Verteilung, allerdings ist eine Ausdehnung über die vorhergesagten Ladungsanteile hinaus zu beobachten. Obwohl Ausläufer zu sehen sind, ist auch hier deutlich die Form der Mathieson-Verteilung zu sehen. Die Verteilung entspricht also im Wesentlichen den Erwartungen und zeigt keine Auffälligkeiten. Im Fall von 4-Pad-Clustern sieht die Verteilung anders aus. Diese ist in Abbildung 20 dargestellt. In diesem Fall besteht die Verteilung aus 4

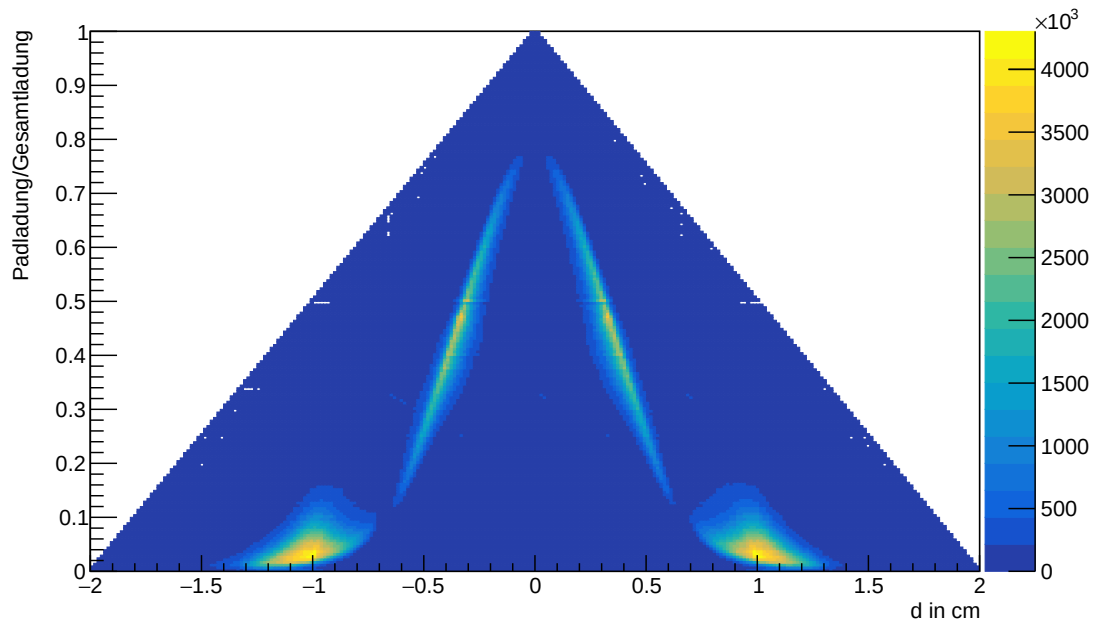


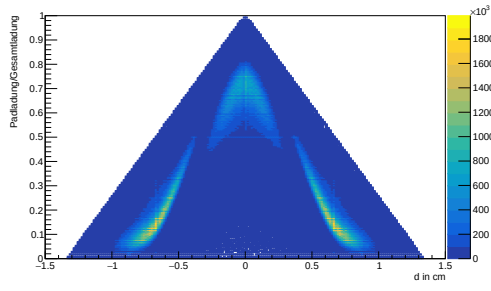
Abbildung 20: Zu sehen ist die gemessene Padresponse für 4-Pad-Cluster. Hierbei wird kein Ladungscut gesetzt. Zu sehen sind drei Zonen deren größte Konzentration in etwa auf den Padmitten liegt.

Zonen an vier Positionen. In x liegen die Mittelpunkte der Zonen etwa bei den Padmittelpunkten. Die mittleren beiden Zonen entsprechen fast der Mathieson-Verteilung. Allerdings sind Lücken in der Mitte zwischen den beiden mittleren Zonen und zwischen der mittleren und der angrenzenden äußeren Zone sichtbar. Diese äußeren Zonen liegen in etwa an den Punkten der Außenpads. Hierbei lassen sich in x wieder keine Überschneidungen feststellen. Die Zonen haben eine Ausdehnung im mittleren Bereich hin zu höheren Ladungen. Das Verhältnis der Padladung zur Ladung entspricht hier an jedem Punkt wieder in etwa einer symmetrischen Verteilung. Diese entspricht visuell wieder in etwa der Mathieson-Verteilung.

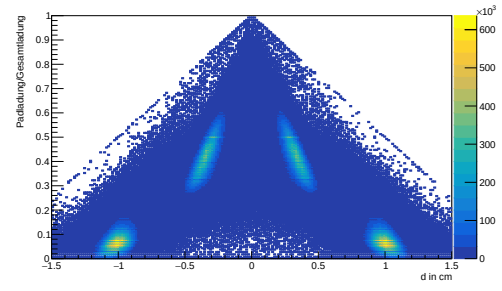
Im nächsten Abschnitt wird die Ladungsabhängigkeit der Padresponse untersucht. Dazu wird das Verfahren zur Bestimmung der Padresponse wie oben beschrieben angewandt,

nur wird zusätzlich nach verschiedenen Gesamtladungsbereichen gefiltert. Dies ist in Abbildung 21 dargestellt. In beiden Fällen, 3- und 4-Pad-Clustern, ist ein ähnlicher Effekt zu sehen. Im Fall von 3-Pad-Clustern geht die Verteilung von der Form der Verteilung ohne Ladungscuts mit ansteigender Gesamtladung in eine kontinuierliche Verteilung über. Das heißt, die Lücken zwischen den Zonen werden reduziert. Im Fall von 4-Pad-Clustern ist die Verteilung zunächst an 4 Punkten relativ lokalisiert. Mit zunehmender Ladung „schmiert“ die Verteilung aus. Das bedeutet, beide Verteilungen gehen in eine nahezu kontinuierliche Verteilung über. Dieser Effekt ist für 4-Pad-Cluster deutlich stärker ausgeprägt als für 3-Pad-Cluster. Hierbei ist der Grund das deutlich besser ausgeprägte Signal-Rausch-Verhältnis. Alle Bereiche des Clusters sind besser abgedeckt. Vor allem ist ein Unterschied an den Rändern der Pads und den Padgrenzen zu sehen. An den Padgrenzen ist kein Pad das dominante Pad. Somit muss mehr Gesamtladung vorhanden sein, um als Hit zu registrieren, maximale Einzelpadladung geringer ist. Außerdem hat Rauschen dann einen größeren Anteil an der Padladung. Dieser Effekt wird bei höherer Padladung logischerweise geringer. Da die Padresponse selber unauffällig aussieht und den Erwartungen entspricht, werden nun andere Aspekte im Bereich des lokalen Clusters untersucht.

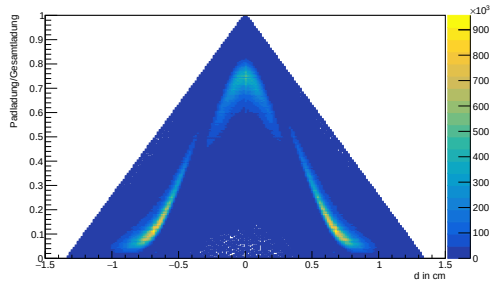
Um die TRD-Hit-Ortsauflösung zu verbessern bzw. die Effekte verschiedener Aspekte der Padresponse auf die TRD-Hit-Ortsauflösung zu verstehen, wird zunächst eine Korrektur für 4-Pad-Cluster berechnet. Vor allem der Einfluss des Signal-Rausch-Verhältnisses der Einzelpads soll überprüft werden. Dazu wird die Annahme verwendet, dass bei 4-Pad-Clustern die Außenpads größtenteils aus Rauschen bestehe. Es erscheint also sinnvoll, die Außenpads aus der Rekonstruktion zu rechnen. Daher wird zunächst die Rekonstruktion ohne die Außenpads durchgeführt. Um nun eine Korrektur zu berechnen, wird noch einmal die Rekonstruktion mit den Außenpads durchgeführt. Nun wird die rekonstruierte Position mit den Außenpads von der ohne Außenpads abgezogen, um so eine Korrektur für die Positionsrekonstruktion von jedem Hit zu berechnen. Die resultierende Verteilung ist in Abbildung 22 dargestellt. In dieser Abbildung ist die Ladungsabhängigkeit des σ des Gaußfits der Residuenverteilungen einmal ohne die bestimmte Korrektur und einmal mit Korrektur aufgetragen. Es handelt sich hierbei jeweils um Daten des Runs 2984. Hierbei ist in beiden Fällen zunächst ein Abfall bei geringer Ladung zu beobachten. Dieser Abfall ist in dem korrigierten Fall stärker als ohne Korrektur. In dem nicht korrigierten Fall wird dann ein Plateau erreicht. Der korrigierte Fall fällt also deutlich unter den unkorrigierten Fall ab, hat ein Minimum und steigt danach wieder an. Die beiden Fälle schneiden sich bei ca. 230 adu. Das Plateau liegt in etwa bei 0.25 cm bis 0.30 cm. Das Minimum liegt bei etwa 2.011(9) mm. Für den korrigierten Fall liegt das Minimum bei 0.645 47(19) mm. Allerdings steigt das Sigma auch maximal auf ca. 5.633(19) mm an. Dieser Umstand ist auf das Signalrauschverhältnis zurückzuführen. Die Außenpads haben logischerweise immer die wenigste gemessene Ladung. Daher ist bei geringen Gesamtladungen der Anteil des Rauschens an der Ladung auf den Außenpads größer. So dominiert bis 230 adu das Rauschen und verfälscht eher die Rekonstruktion, dabei lohnt sich die Korrektur. Bei größeren Ladungen dominiert das Signal über das Rauschen. Dadurch verfälscht dann das Weglassen der Außenpads die Rekonstruktion. Zu sehen



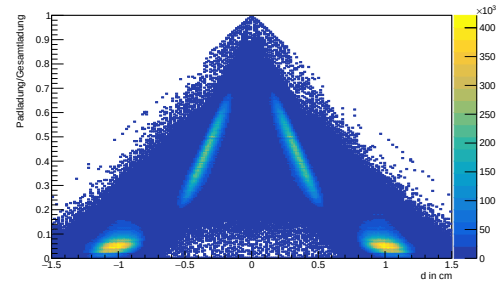
(a) 3-Pad-Cluster 100 bis 120 adu



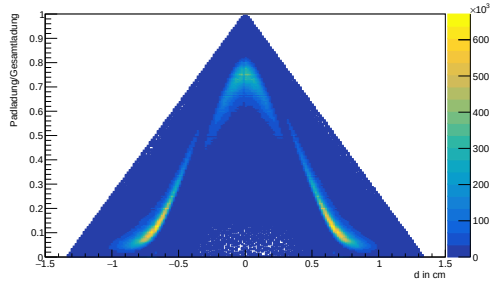
(e) 4-Pad-Cluster 100 bis 120 adu



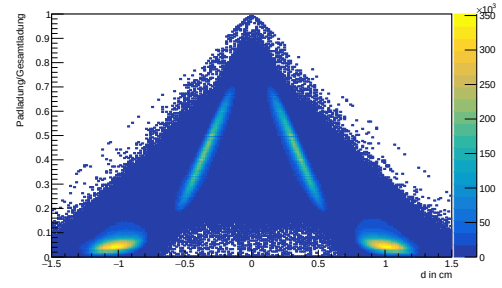
(b) 3-Pad-Cluster 140 bis 160 adu



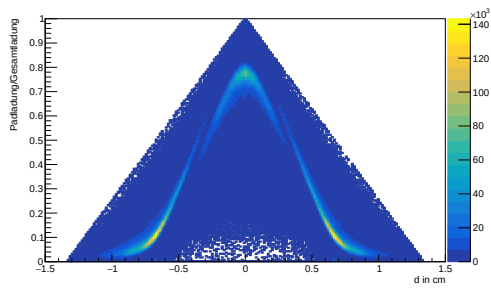
(f) 4-Pad-Cluster 140 bis 160 adu



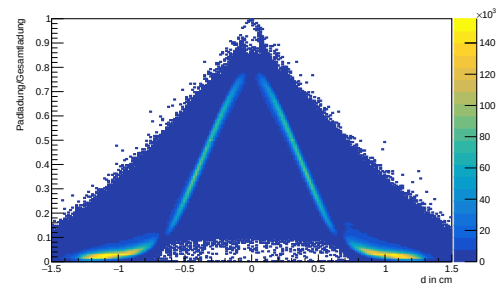
(c) 3-Pad-Cluster 160 bis 180 adu



(g) 4-Pad-Cluster 160 bis 180 adu



(d) 3-Pad-Cluster 310 bis 330 adu



(h) 4-Pad-Cluster 310 bis 330 adu

Abbildung 21: Ladungsabhängige Entwicklung der Padresponse. Hierbei werden 3- und 4-Pad-Cluster getrennt betrachtet. Das Übergehen zu einer kontinuierlichen Verteilung ist sichtbar.

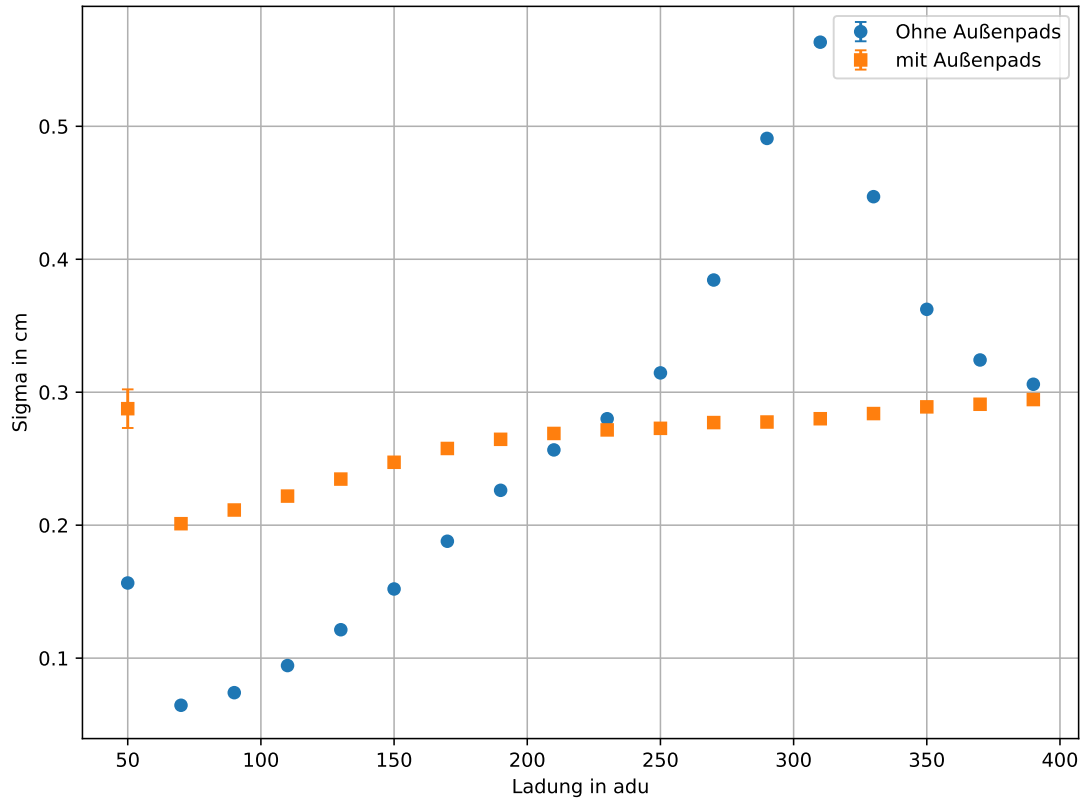


Abbildung 22: Diese σ gegen Ladung für Modul 21 in x Richtung. Hier ist einmal die Version ohne und mit Außenpads dargestellt. Mit Korrektur beschreibt hier das "Weglassen" der Außenpads.

ist auch in der Abbildung der σ -Werte gegen die Ladung. Hier ist ein deutlicher Anstieg zu sehen, sobald die Schwelle überschritten wird. Im Fall von 3-Pad-Clustern wird die Annahme überprüft, dass die Auflösung um *Displacement* 0 am besten ist. Denn so sollte die Ladungsverteilung am besten sein, alle Pads des Clusters tragen signifikant bei. Ist der Hit sehr stark verschoben, enthält eines der Außenpads ein schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis, weil das Signal geringer ist. Es wird also wieder der Einfluss von Rauschen der Einzelpads auf die Auflösung überprüft. Dazu wird ein Cut in einem Bereich um *Displacement* 0 eingeführt. Um diesen Cut einzuführen, wird zunächst wie zuvor beschrieben das *Displacement* berechnet. Anschließend wird der Betrag des *Displacements* berechnet und mit dem entsprechenden Cut verglichen. So kann ein entsprechend großer Bereich um den Nullpunkt ausgeschnitten werden.

Dieser Cut liefert folgende Ergebnisse, dargestellt in Abbildung 23, bei einem Cut für ein *Displacement* von 0.25 cm eine leichte Reduktion des σ . Der Verlauf des σ ändert sich nicht, allerdings ist der gesamte Verlauf leicht nach unten verschoben. Selbiges gilt für einen Cut bei 0.12 cm. Hier ist die Verschiebung nur ein wenig deutlicher. Allerdings

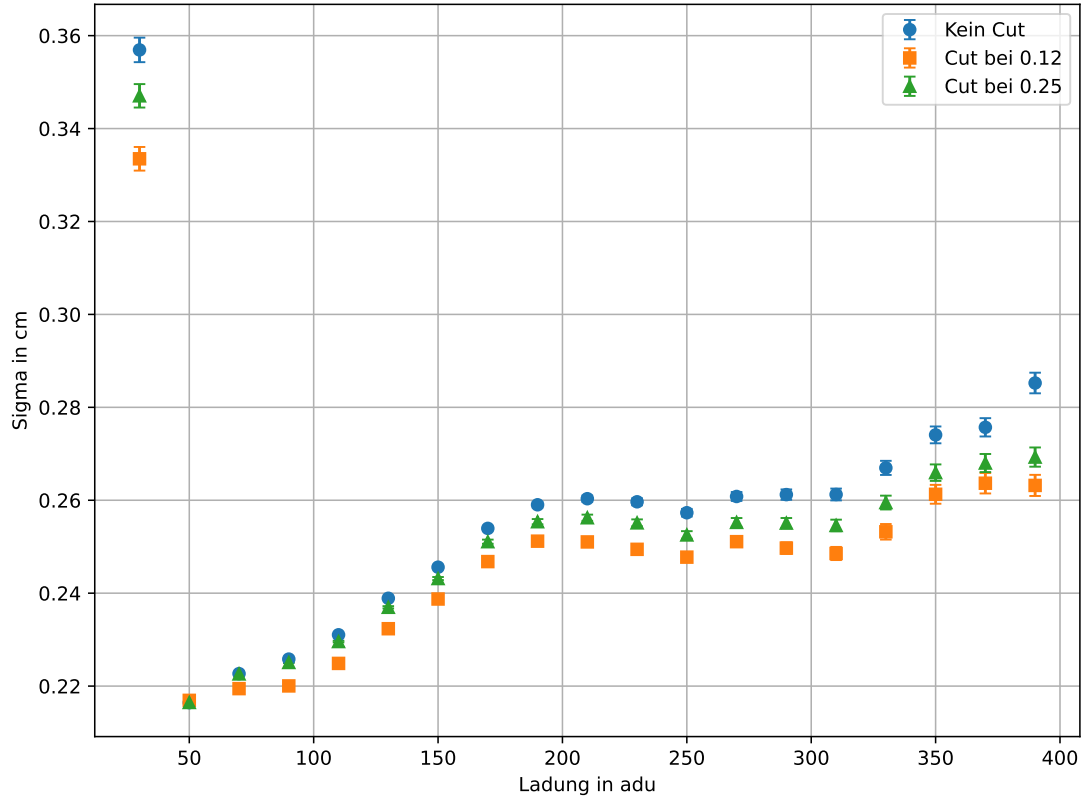


Abbildung 23: Diese σ gegen Ladung für Modul 21 in x Richtung. Hier werden 3-Pad-Cluster betrachtet. Ein Cut für das *Displacement* wird eingeführt. Dieser Cut liegt einmal bei 0.25 cm und einmal bei 0.12 cm.

gilt dies erst nach dem Minimum bei ca. 50 adu. Dieses Minimum des σ liegt ohne cut bei 2.1644(14) mm. Bei einem *Cut* von 0.12 cm ist das minimale $\sigma = 2.1693(16)$ mm. Bei dem 0.25 cm *Cut* liegt $\sigma = 2.1648(14)$ mm. Die Unterschiede liegen also bei weniger als 10 μm . Die Unterschiede sind aber erst bei einer Gesamtladung von 200 adu deutlich zu sehen. Also bringen diese Cuts keine deutliche Veränderung der Minimalauflösung. Trotzdem ist für höhere Ladungen die Auflösung leicht verbessert. Zusammengefasst lässt sich sagen, dass die Padresponse unauffällig aussieht. Hier müsste noch untersucht werden, wie gut die Positionsrekonstruktion selber ist. Dies wird im weiteren Verlauf der Arbeit noch getan.

5.4 Residuen gegen X-Hits und Korrektur von STS Strukturen

Um weitere Auffälligkeiten zu untersuchen, werden die Residuen gegen X-Hits geplottet. Da die TOF- β -Daten nicht mehr verwendet werden, wird hierzu wieder der Run 3105 verwendet, bei dem die TOF- β Daten nicht kalibriert sind. Hierbei wird der Fall von nur 3- und 4-Pad-Clustern weiter auf 3-Pad-Cluster eingeschränkt. Es wird nur eine Padreihe betrachtet, um die Anzahl der Einflüsse zu reduzieren. Dazu werden für jeden X-Bin Gauß-Fits verwendet. Da viele dieser Residuen nicht wirklich die Form einer Gauss-Funktion haben, wird entschieden jeweils den höchsten Peak zu verwenden und noch mehrere im Folgenden Kriterien zur Sicherung der Fitqualität eingeführt. Der Wert von $\frac{\chi^2}{N_{df}}$ muss zwischen 3.8 und 0.01 liegen, um sehr schlechte Fits auszusortieren. Außerdem muss der Peak 2-mal die Höhe des Mittelwertes haben. Daraus lässt sich eine Trendlinie extrahieren, welche den Verlauf der Residuen, aufgetragen gegen X-Hits beschreibt. Abbildung 24 ist die erste Version von Plots ohne Korrekturen und noch ohne Trendlinie, also ohne die Mittelwerte der Gaussfits der Slices zu sehen. Das erste Plotten der Resi-

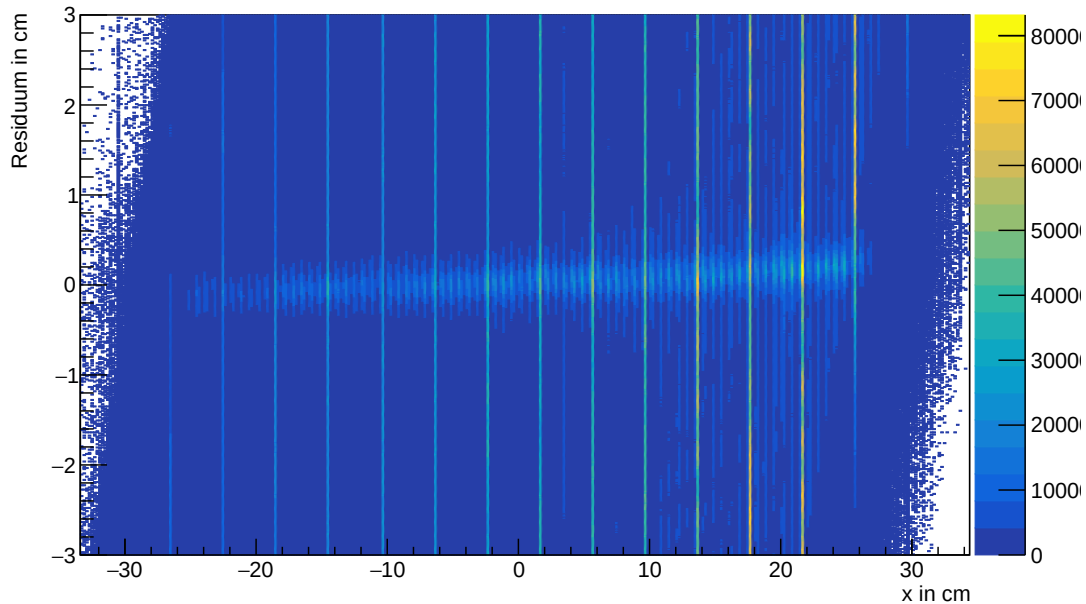


Abbildung 24: Residuen aufgetragen gegen *X-Hits* hierbei auffällig die vertikalen Streifen, die später als Problem der Hitzuordnung identifiziert werden.

duen gegen X-Hits liefert in der Verteilung einige Auffälligkeiten. Um echte Trends zu erkennen, müssen die Mittelpunkte der Residuen bestimmt werden. Zuvor fallen vor allem die vertikalen Streifen auf. Diese suggerieren eine deutliche Konzentration von x-Hits an den Positionen der Streifen. An diesen Streifen ist die Größe des Residuums nahezu gleichverteilt. Das Profil sieht an diesen Stellen aus wie eine Reihe von nahezu gaußförmigen Peaks. Dies würde für Schwierigkeiten, den Hauptpeak zu identifizieren, sorgen,

was zu großen Schwankungen der Mittelpunktlinie führt. Diese Anomalien werden als Erstes untersucht. Zu sehen ist das Profil der X-Slice an einem Streifen in Abbildung 25. Da die vertikalen Streifen Abstände von 4 cm besitzen, was der Padhöhe entspricht, und

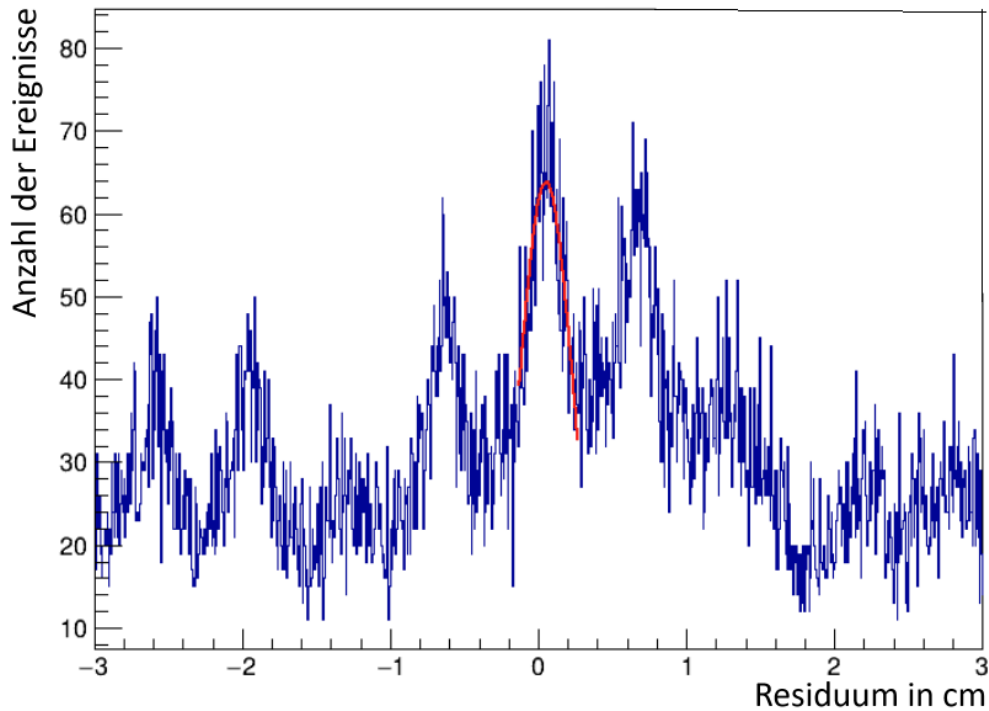


Abbildung 25: X-Slice der Residuen gegen X-Hits. Diese Verteilung sollte einer Gauß-funktion entsprechen. Hier ist stattdessen eine Reihe an Peaks zu sehen.

die zweite Kammer aus dem Fit für den Track herausgelassen wird, liegt die Vermutung nahe, dass die Zuordnung Hit zu Track oder Hit zu *ModuleID* fehlerhaft sein könnte. Um dies zu überprüfen, werden stichprobenartig Z-Hitposition und Z-Trackposition ausgegeben. Diese Werte sind durch die Position des Detektors festgelegt und werden nicht gemessen. Sie können so nur durch falsche Zuordnung unterschiedlich sein. Die so bestimmten Werte unterscheiden sich bei mehreren Hitobjekten. Es erfolgt also eine falsche Zuordnung der Hits bzw. Tracks. Dies erklärt auch die vorher immer konsequent aufgetauchten Peaks in der X-Hit-Verteilung. Die Ursache des Problems liegt in einem Softwarefehler. Trotz gesetzten Filters wird die erstellende Schleife wieder über alle Hits ausgeführt. Dieses Problem konnte behoben werden. Nach der Korrektur verschwinden die Streifen, das Problem wird also gelöst. Nach Behebung des Problems werden die Plots erneut ausgeführt. Hierbei ist auch eine deutliche Verbesserung der Fitqualität zu erkennen. Daraus folgt eine deutliche Erhöhung der akzeptierten Fits. Die Aneinanderreihungen von Gauß-Peaks sind verschwunden. Die Verteilungen sind nahezu gaußförmig.

Dieser neue Plot ist in Abbildung 26 dargestellt. In dem Plot ohne das Softwareproblem

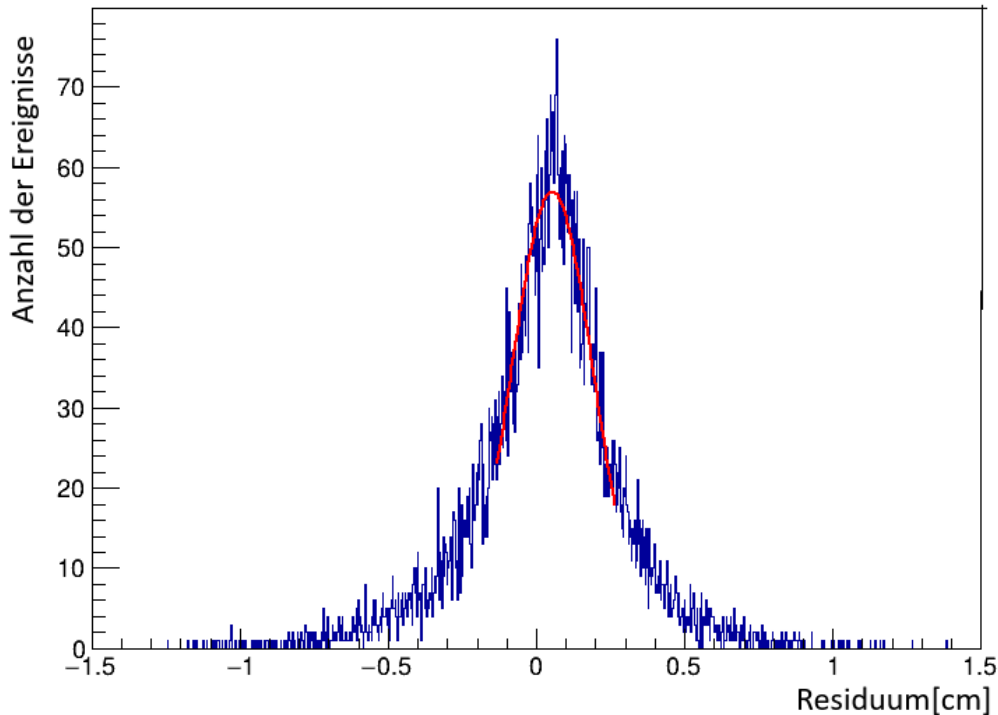


Abbildung 26: x-Slice des 2D-Histogramms, welches Residuen gegen X-Hits darstellt. Hierbei wurde das beschriebene Softwareproblem behoben. Die Schleife, die eigentlich nur die zugeordneten Hits enthält, lief über alle Hits. So wurden Hit und Track falsch zugeordnet.

sind in der Trendlinie makroskopische Änderungen und eine relativ hochfrequente Oszillation zu sehen. Dieses Histogramm mit Trendlinie ist in Abbildung 27 dargestellt. Nun sind in der Trendlinie der Mittelwerte verschiedene Strukturen zu sehen. Unregelmäßige Makrostrukturen und hochfrequente Oszillationen, welche aufgrund der Periodenlänge in etwa einer Padbreite, also $0.666\,666\,7\text{ cm}$, entsprechen. Diese Effekte können lokaler Positionsrekonstruktion zugeordnet werden. Der wahrscheinlichste Kandidat ist hier die Abweichung zwischen COG-Position und realer Position. Die nicht regelmäßigen makroskopischen Strukturen werden zunächst dem falschen *Alignment* der STS-Module zugeschrieben. Der Plot σ gegen Ladung ohne Korrektur ist in Abbildung 28 dargestellt. Das σ schwankt relativ stark, allerdings ist es geringer als in den vorherigen Versuchen. Der Minimalwert liegt bei $1.443(15)\text{ mm}$. Der Hauptgrund der Reduktion ist der Wechsel zurück auf Run 3105, welcher von Beginn an eine bessere Auflösung hatte. Zusätzlich sorgt die nun korrekte Hit-Track-Zuordnung für eine leichte Verbesserung. Im nächsten Schritt der ersten Korrektur wird zunächst das Alignment des STS-Detektors linear kor-

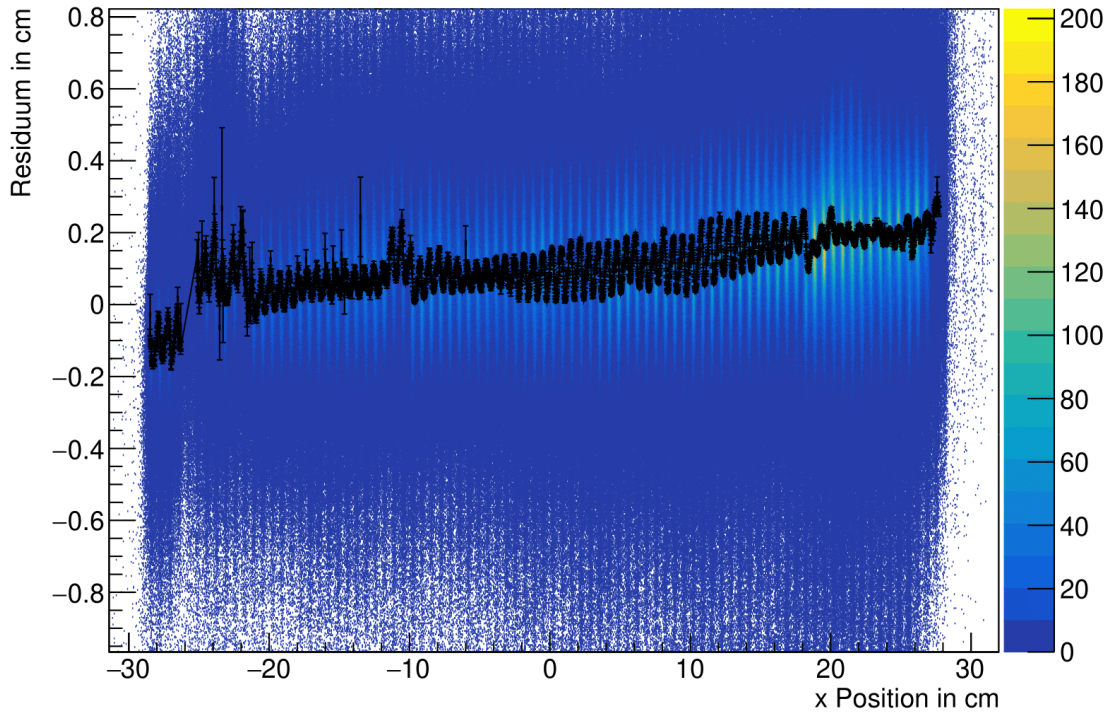


Abbildung 27: Residuen gegen X-Hits ohne weitere Korrekturen limitiert auf eine Padreihe. Die Trendlinie sind die durch Gauss-Fits bestimmten Mittelwerte

rigiert. Aus vorherigen Arbeiten lässt sich vermuten, dass die sichtbaren Strukturen sich auf Alignment der STS-Detektoren zurückführen lassen. Um das zu überprüfen, wird zuerst der Fall eingeschränkt. Von den 3 aktiven STS Units sollte das Teilchen spezifisch 2 Hits aufweisen. Dann werden die Hits nach STS-Modulkombination gefiltert. Diese Hits der entsprechenden Kombinationen werden dann wieder in 2D-Histogramme eingetragen, wobei wieder die X-Hit-Position die X-Achse und das Residuum die Y-Achse bilden. Um die Trends in den Residuen zu erkennen, werden wieder die Mittelpunkte der Residuen bestimmt. Dazu werden wie davor in jedem Bin Gauß-Fits verwendet. Diese durch Gauß-Fits bestimmten Trendlinien können mit Geraden gefittet werden. In Abbildung 29 ist exemplarisch ein Plot für STS-Hitkombination Unit 1 Ladder 1 Module 1 und Unit 2 Ladder 2 Module 2 dargestellt. Wie erwartet enthalten nur die Histogramme Einträge, bei denen die STS-Modulkombinationen geometrisch möglich sind. Um das fehlerhafte *Alignment* zu korrigieren, wird zunächst einmal wieder nach STS-Modulkombination gefiltert, um dann jeweils die Gerade mit den Parametern aus dem Geradenfit für die entsprechende Kombination von STS-Modulen und dem X-Hit-Wert berechnet. Dieser Wert wird dann von dem Residuum abgezogen. Dies wird dann für alle 2 STS-Modulkombinationen durchgeführt. Diese Ergebnisse können dann wieder in

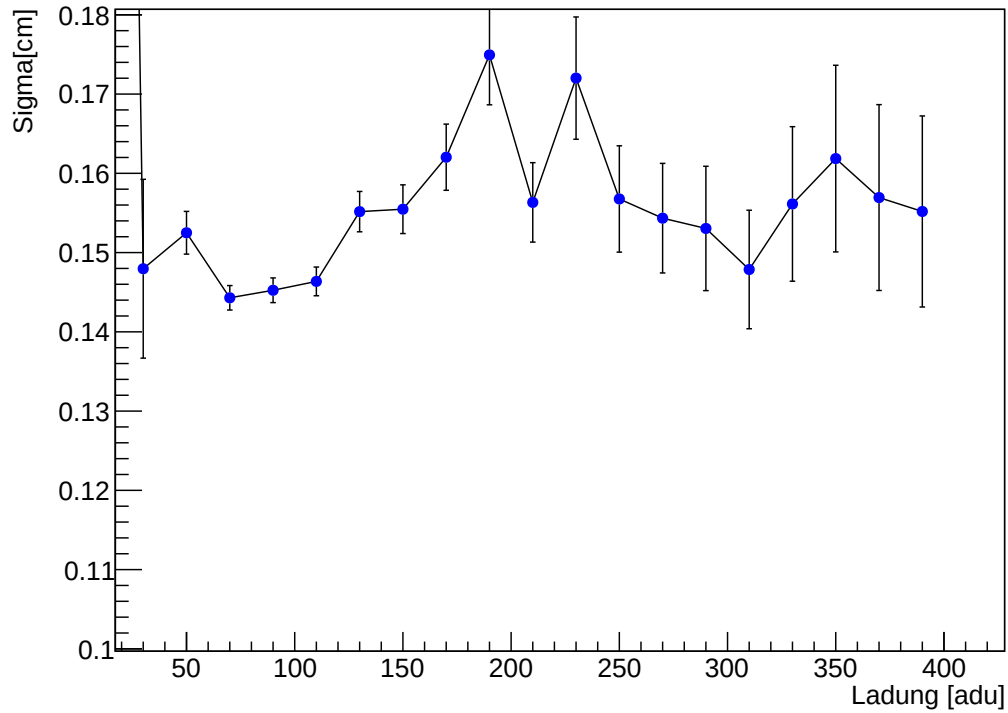


Abbildung 28: σ gegen die Ladung ohne zusätzliche Korrekturen.

einem gesammelten Histogramm zusammengefasst werden. Die resultierende Abbildung 30 zeigt die korrigierten Residuen gegen X-Hits im Vergleich zu den nicht korrigierten. Hierbei ist der Unterschied deutlich zu sehen. Die unregelmäßigen Makrostrukturen sind deutlich reduziert und die Residuen sind zentrierter. Mit Treendlinie ist das zu sehen in Abbildung 35b. Um jetzt den Einfluss auf die Auflösung zu überprüfen, wird die oben beschriebene Korrektur angewendet und die Hits wieder nach den 25 Ladungsbins gefiltert und die Residuenverteilung mit einer Gauß-Funktion gefittet. Ein weiterer Plot zeigt den Einfluss auf einen der Ladungsbins. Neben dem visuellen Unterschied in der Abbildung 30 der Residuen gegen X-Hits ist auch eine Verschiebung des Mittelwertes der Residuen über die ganze Detektorbreite in dem Histogramm der Residuen, dargestellt in 31, zu sehen. Dieser wird von einer Verschiebung von 0.15 cm zu einer Verschiebung nahezu 0 zentriert. Eine Darstellung der Entwicklung des σ gegen die Ladung ist in Abbildung 32 zu sehen. Es wird ein Minimum des σ bei 1.318(2) mm gemessen. Hierbei ist eine deutliche Verschiebung des σ um etwa 0.020 cm. Denn logischerweise machen Schwankungen in dem Mittelwert der Residuen die gemittelte Verteilung über den gesamten Detektor breiter. Dieser Effekt wird durch Korrektur des *Alignments* der STS-Hitkombinationen reduziert.

Dennoch bleiben einige Makrostrukturen bestehen. Die noch bestehenden Strukturen

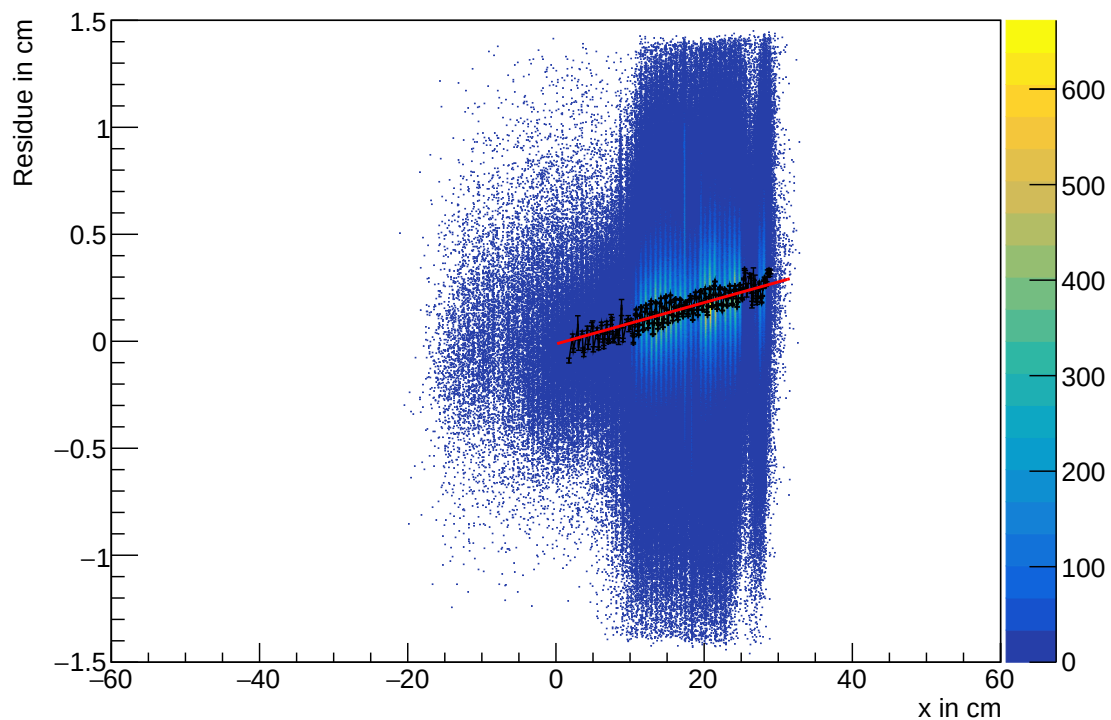
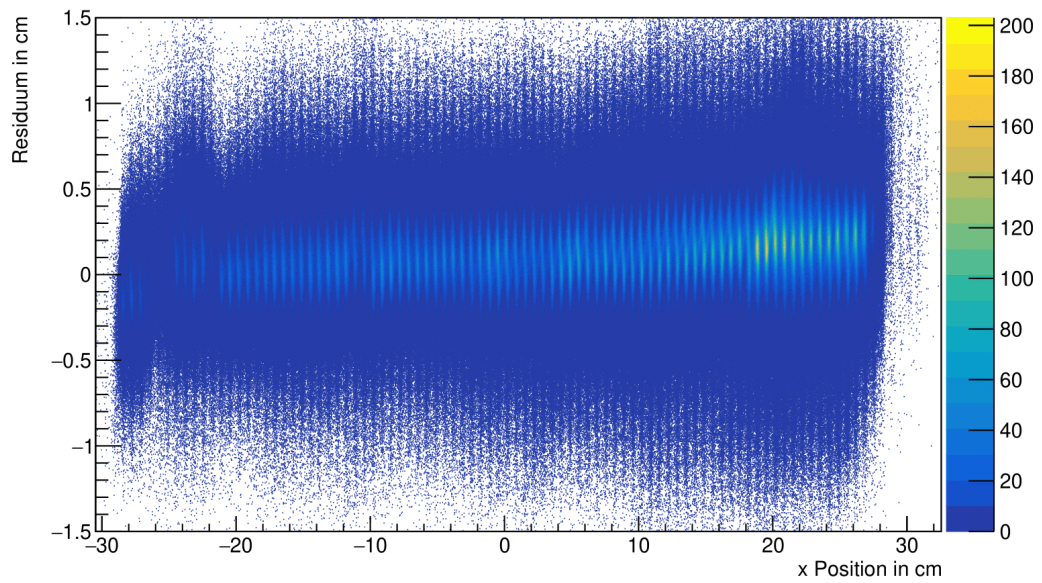
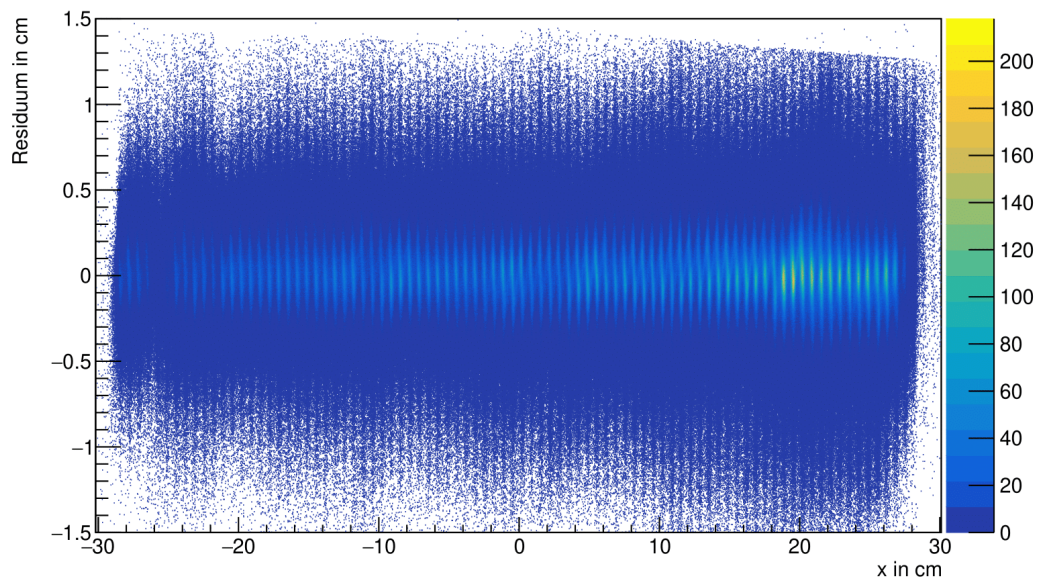


Abbildung 29: Residuen gegen X-Hits bei Kombination Unit 1 Ladder 1 Module 1 und Unit 2 Ladder 2 Module 2. Hierbei wurde eine Trendlinie mithilfe der Mittelwerte erstellt. Diese Trendlinie wurde mit einer Geraden gefittet, um Hits dieser Kombination mit dieser Geraden zu korrigieren.

können verschiedene Gründe haben, so zum Beispiel die STS-Ortskalibration einzelner Module. Andere Detektoren wie der TOF können in diesem Fall auch Strukturen erzeugen. Die Probleme könnten auch in der Auflösung der Tracks liegen. Diese ist nicht bekannt und müsste weiter untersucht werden. Ein Grund für die evtl. schlechte Trackauflösung könnte sein, dass nur Tracks mit 2 STS-Hits verwendet werden. Mit 3 Hits ist die Anzahl an Hits, die zum Fit verwendet werden, größer. Das kann vor allem einen Einfluss haben, weil die Detektoren am Anfang des Tracks liegen und der Abstand zum TRD verhältnismäßig groß ist, so bedeuten schon kleine Änderungen der STS-Position einen großen Unterschied in der TRD-Position.



(a) Residuengegenxhits ohne Korrektur.



(b) Residuengegen x-Hits mit Korrektur

Abbildung 30: Residuen gegen X-Hits mit und ohne STS-Korrektur ohne Fit. Zwischen dem oberen und unteren Bild ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Die sichtbare Steigung ist reduziert und sichtbare Strukturen wurden zentriert.

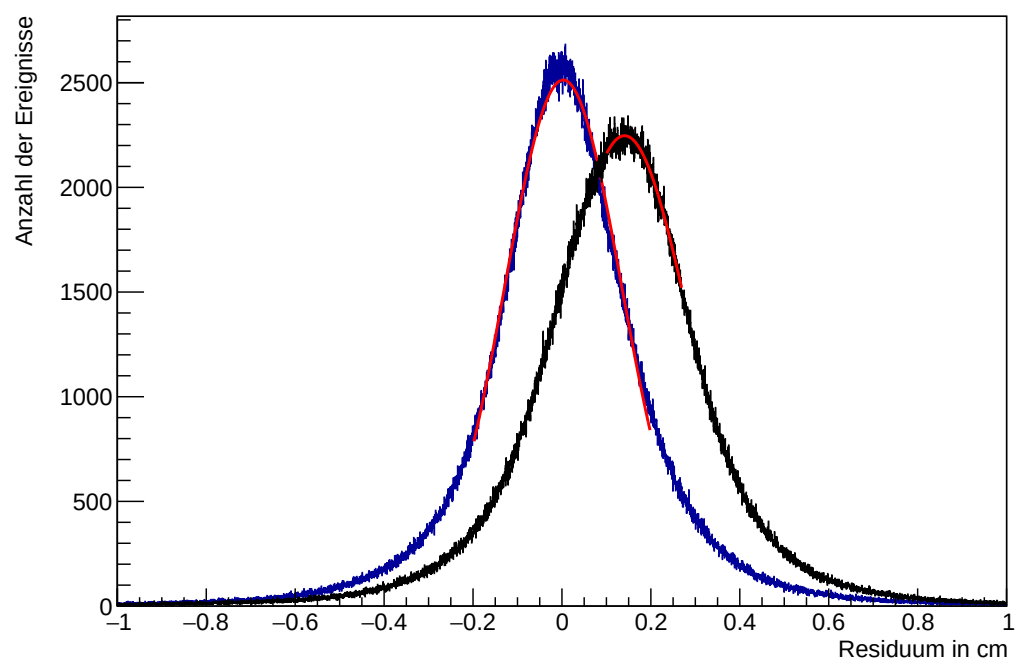


Abbildung 31: Residuenverteilung 180 bis 200 adu Ladungsbins in Schwarz ohne und in Blau mit STS Geradenkorrektur eine deutliche Zentrierung ist sichtbar

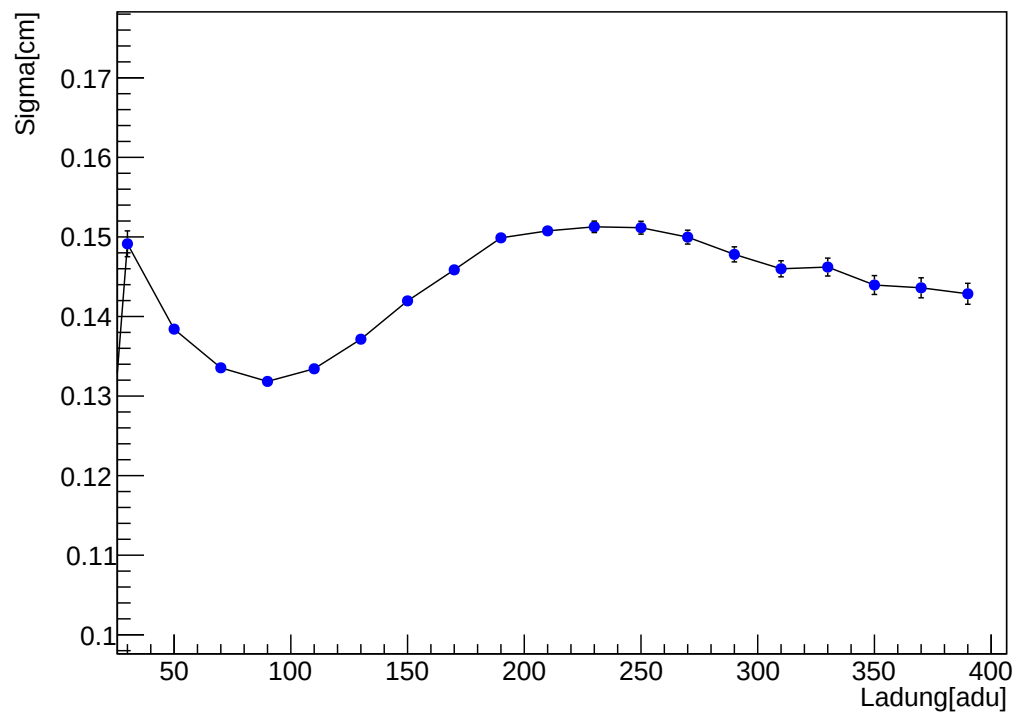
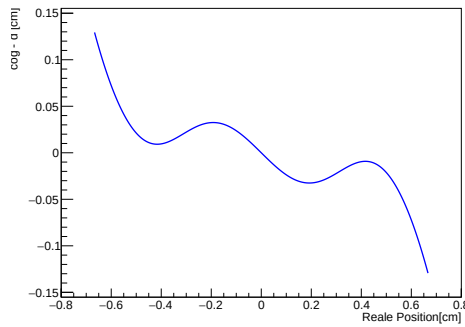


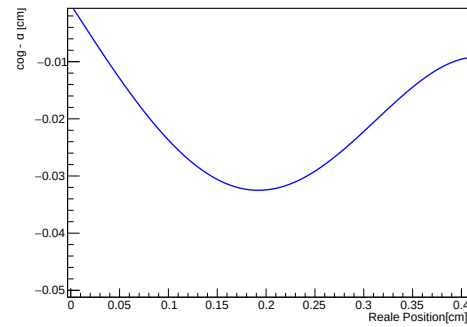
Abbildung 32: Plot Sigma gegen x mit STS-Korrektur. Der minimale Wert liegt bei 0.13 cm. Dies ist eine deutliche Reduktion zusätzlich ist eine Reduktion der Unsicherheiten sichtbar, denn Residuen liegen zentrierter das macht den Fit besser und die Unsicherheit wird reduziert.

5.5 Korrektur der Oszillationen

Die Oszillationen werden zunächst der Differenz zwischen der COG-Rekonstruktion und der tatsächlichen Verteilung zugeordnet. Grund hierfür ist die Periodenlänge von 0.666 667 cm. Also werden die Positionen gegen die COG-Positionen aufgetragen. Dazu werden zunächst die Padladungen mit der Mathieson-Verteilung für 1000 gleichverteilte Punkte innerhalb eines 3-Pad-Clusters bestimmt nach [28]. Aus diesen Padladungen wird mithilfe von Gleichung 9 die COG-Position bestimmt. Die so bestimmten Positionen sind gegeneinander aufgetragen in Abbildung 34a. Zudem wird in dieser Abbildung noch eine Diagonale eingetragen, die einer perfekten Rekonstruktion entspricht. Hier wird von der COG bestimmten Linie zunächst die Position nach links verschoben. In der Mitte schneiden sich Diagonale und generierte Linie also bei ca. 0. Bei Werten $x > 0$ wird die Position nach rechts verschoben. Dies wird auch schon in [29] für den gleichen Detektor durchgeführt. Um beide zu vergleichen, wird der gleiche Ausschnitt gewählt. Dieser Ausschnitt ist in Abbildung 34b dargestellt. Die Ergebnisse sehen sehr ähnlich aus, was die Ergebnisse verifiziert. An den Rändern des Clusters sind Randeffekte zu beobachten. Allerdings sollten diese wenig Relevanz haben, da dann sich das Zentrum des Clusters auf den Nachbarn verschieben würde.



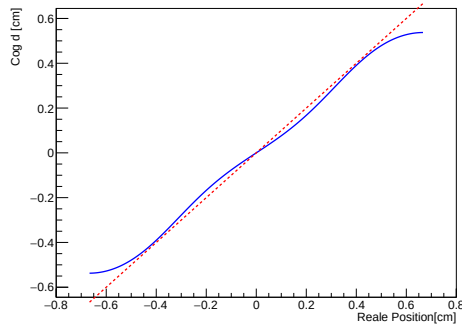
(a) Hier ist der Bereich über das ganze 3-Pad Cluster dargestellt.



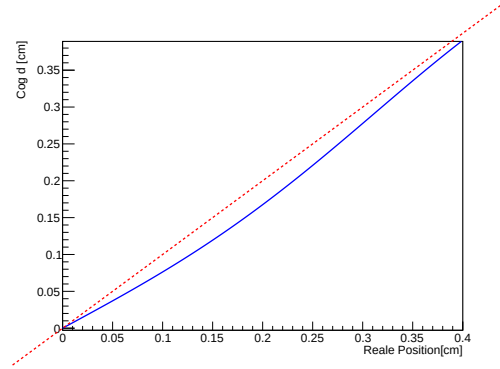
(b) Ausschnitt aus dem Bereich um die Abbildung mit der in [29] zu vergleichen

Abbildung 33: Differenz von Center of Gravity und rekonstruierter Position gegen die reale Position aufgetragen.

Um eine Korrektur für die Residuen zu bestimmen, wird noch die Differenz zwischen ermittelten COG-Werten und der realen Position gebildet. Die Differenz ist in Abbildung 33a dargestellt. Diese Differenz entspricht in etwa einer nach oben geöffneten Parabel für positive Werte des *Displacements*. Für negative Werte ist die Parabel nach unten geöffnet. Hierbei liegt die maximale Differenz im Betrag bei etwa 0.35 mm. Das bedeutet für die maximale Verschiebung von zwei Hits gegeneinander etwa 0.70 mm. Die Differenz wird als Korrektur angewandt. Dazu wird für jedes Cluster die Position rekonstruiert, indem die PadIDs geordnet werden. So kann jedem Pad die richtige Position



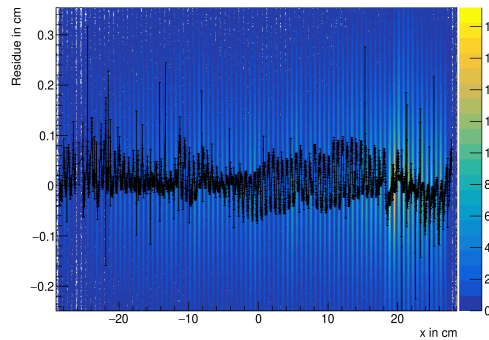
(a) Hier ist der Bereich über das ganze 3-Pad Cluster dargestellt.



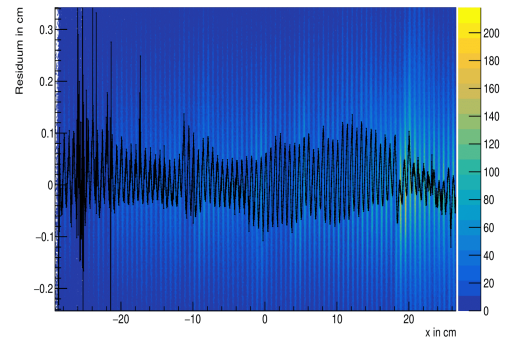
(b) Ausschnitt aus dem Bereich, um die Abbildung mit der in [29] zu vergleichen

Abbildung 34: COG Position aufgetragen gegen die reale Position. Betrachtet sind hier 3-Pad-Cluster. Die Diagonale entspricht einer perfekten Rekonstruktion.

im Cluster zugeordnet werden. Die so ermittelte COG-Position aus den Daten wird mit der COG-Position, die mithilfe der Mathieson Formel bestimmten wurde verglichen. Um nun die passende Differenz für jede Position zu bestimmen, wird für jeden Hit der am nächsten liegende Wert der COG-Position aus den 1000 Punkten bestimmt, indem die Differenz der beiden COG-Positionen minimiert wird. Die zu diesem COG-Punkt passende Differenz wird als Korrektur verwendet. Es wird nicht interpoliert, da die Anzahl der Punkte pro Cluster deutlich größer ist als die Anzahl der Bins pro Cluster in der Abbildung der Residuen gegen x . Der korrigierte Plot der Residuen gegen x -Hits ist in Abbildung 35 dargestellt. In diesem Plot ist der Effekt sichtbar. Hier ist die Verteilung



(a) Mit COG Korrektur



(b) Ohne COG Korrektur

Abbildung 35: Vergleich von dem Plot Residuen gegen Xhits mit und ohne COG Korrektur

der Schwingung deutlich schmaler als ohne die zusätzliche Korrektur. Dies ist auch er-

wartet, da die Oszillationen lokal in jedem Cluster stattfinden. Das Resultat ist also eine Verschmälerung der Verteilung. So können Makrostrukturen nicht korrigiert werden. An verschiedenen Stellen ist die Verringerung der hochfrequenten Oszillation sichtbar. Dies ist aber nicht auf der ganzen Breite des Detektors im gleichen Maße der Fall. Vor allem im Bereich positiver x-Hits ist trotzdem eine hochfrequente Oszillation zu sehen. Des Weiteren sind die Makrostrukturen unverändert. Das entspricht auch den Erwartungen, abgesehen von dem Unterschied in dem Effekt der Korrektur zwischen positiven und negativen X-Werten. Vermutlich sind dort weitere Strukturen zu sehen. Diese müssten weiter untersucht werden. Der Einfluss auf die σ -Werte der Residuen ist in Abbildung 36 dargestellt. Hierbei ist eine Reduktion in den σ um 0.110(2) mm. Es wird also ein

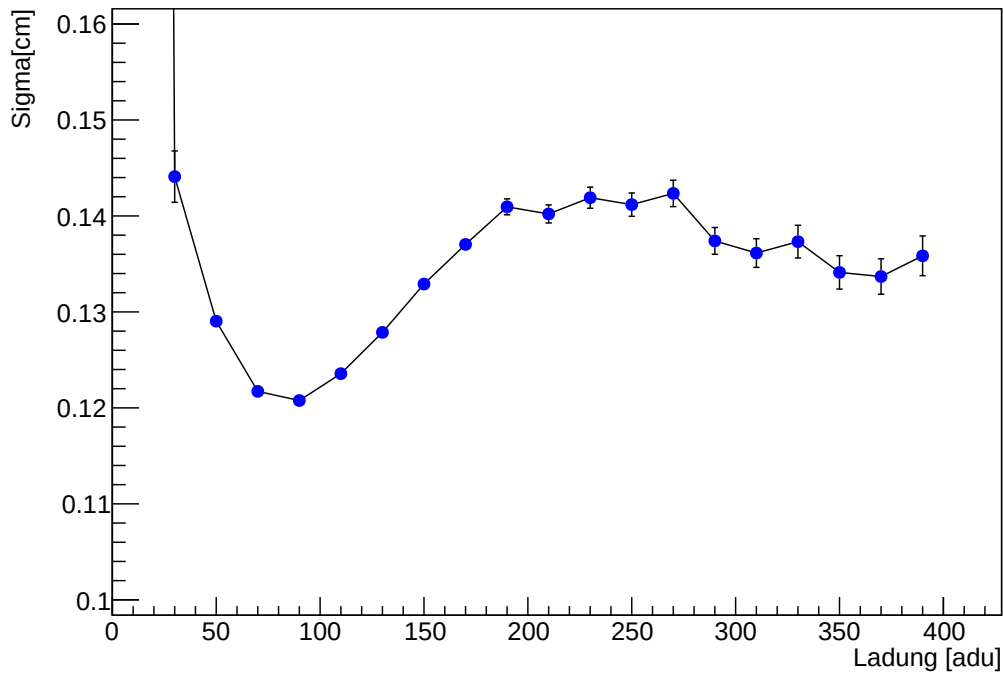


Abbildung 36: Sigma gegen x-Hits für den Fall von STS und COG-korrigierten Residuen

σ -Wert von 1.208(2) mm erreicht. Die bestehenden Makrostrukturen bleiben nahezu unverändert. Diese sollten weiter untersucht werden. Das Verständnis dieser Strukturen ist notwendig, um die Auflösung zu bestimmen und den Einfluss der Detektorkalibration auf die Auflösung zu verstehen. Es handelt sich wahrscheinlich um systematische Fehler, die weiter untersucht werden müssten. Dennoch ist die Reduktion des σ deutlich messbar und sollte sinnvollerweise angewendet werden.

6 Schlussfolgerung

Zunächst lässt sich sagen, dass der Einfluss verschiedener Faktoren auf die TRD-Hit-Ortsauflösung charakterisiert und verbessert wird. Hierbei werden die Hits zunächst in verschiedene Ladungsbins eingeteilt und die Residuen bestimmt. Danach wird aus den Verteilungen das σ bestimmt. Dazu werden Gauss-Funktionen als Fitfunktionen verwendet. Dabei wird zunächst der Einfluss eines β -Cuts untersucht, dies erzeugt zwar für einen Cut bei 0.8 eine leichte Verbesserung, ein enger gesetzter Cut von 0.95 erzeugt allerdings eine Verschlechterung. Da der TOF-kalibrierte Run eine schlechtere Grundauflösung hat und weil die Verbesserung zu klein ist, wird dies verworfen. Dann wird zunächst der Einfluss der Padresponse oder auch der Einfluss der TRD-Ortskalibration im Clustermaßstab betrachtet. Hierbei sieht die PRF aus wie erwartet. Sie entspricht also der Mathieson-Verteilung. Das spricht für sinnvoll gewählte Kammerparameter. Auch eine Beschränkung auf die Mitte des Clusters erhöht bei 3-Pad-Clustern die Auflösung kaum. Auch das spricht für sinnvolle Kalibration der Kammer. Im Fall von 4-Pad-Clustern lässt sich zeigen, dass bei niedrigen Gesamtladungen die Außenpads durch Rauschen dominiert sind. Dies führt zu einer deutlichen Reduktion der Auflösung. Die Position wird also deutlich durch Rauschen verschoben. Dieser Einfluss muss spezifisch für größere Cluster weiter untersucht werden, denn dies könnte die Auflösung bei größeren Clustern noch stärker beeinflussen. Die Korrektur dieses Effekts, also das Weglassen der Außenpads, erzeugt den geringsten Wert für σ . Um dies zu vermeiden, könnte eine andere Einstellung der Triggerlogik sinnvoll sein, um den Einfluss des Rauschens zu vermindern. Eine weitere Untersuchung dieses Phänomens ist sinnvoll. Das erklärt einige Phänomene, wie den Anstieg der Residuen für zunehmende Energien, nicht. Dabei würde eher das Gegenteil erwartet werden. Um die Einflüsse anderer Detektoren und den Einfluss der räumlichen Kalibration zu untersuchen, werden die Residuen gegen x-Hits aufgetragen. In diesem Plot lassen sich deutliche Makrostrukturen und Oszillationen im lokalen Bereich erkennen. Diese werden zunächst dem *Alignment* und der räumlichen Kalibration der weiteren nicht TRD-Detektoren zugeschrieben. Es lassen sich Strukturen basierend auf *Alignment* korrigieren. In diesem Fall werden spezifisch Tracks betrachtet, die 2 STS-Hits enthalten. Deutlich ist die durch lineare Korrekturen des *Alignments* erzeugte Verminderung der Makrostrukturen sichtbar. Dabei ist im Mittel über den ganzen Detektor die Zentrierung zu erkennen. Allerdings bleiben Strukturen sichtbar. Hier müssten in Zukunft noch die weiteren Makrostrukturen untersucht werden. Eventuell sind noch Strukturen durch andere Detektoren als den STS sichtbar. Eine andere zu untersuchende Möglichkeit ist die Auflösung der Tracks. Im Anschluss müsste diese Analyse noch für 3-STs-Hitkombinationen durchgeführt werden. Als Nächstes werden noch die Oszillationen untersucht. Diese werden dem Unterschied zwischen COG-Rekonstruktion und Mathieson-Verteilung zugeschrieben. Um dies zu untersuchen, wird für einen 3-Pad-Cluster die Differenz zwischen COG-Rekonstruktion und der Position gebildet. Diese Differenz wird als Korrektur verwendet. Diese Korrektur korrigiert sichtbar die Verteilung. Die Verteilung der Mittelwerte wird deutlich schmaler. Hier ist eine deutliche Verringerung der σ sichtbar. Das Ergebnis dieser Korrekturen ist in Abbil-

dung 37. Das Endergebnis ist dennoch in etwa Faktor 4 zu groß. Zusammenfassend lässt

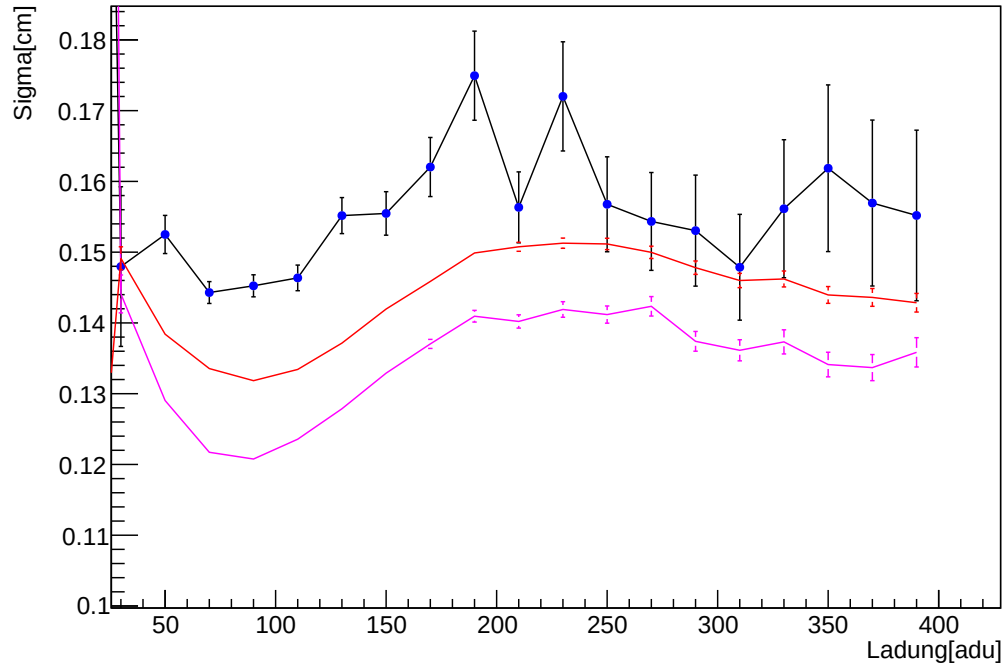


Abbildung 37: σ -Werte gegen x-Hits für den unkorrigierten Fall in Blau-Schwarz. Für die Geradekorrektur in Rot. In Magenta ist die COG-Korrektur dargestellt.

sich also sagen, dass verschiedene Einflüsse basierend auf Detektorkalibration mit dem STS und auch Rekonstruktion COG untersucht und charakterisiert werden. Zusätzlich werden der Einfluss der Padresponse und die Kalibration des TRD-Detektors auf die Mathieson-Verteilung untersucht. Diese Dinge haben alle einen Einfluss, allerdings sind weitere systematische Fehler sichtbar, welche noch untersucht werden müssten.

Literatur

- [1] fair-center.de/ueberblick/beschleunigeranlage.
- [2] C. Höhne, „The Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR“, [EPJ Web Conf. **171**](#), hrsg. von A. Mischke und P. Kuijer, 12002 (2018).
- [3] [CBM Webseite](#).
- [4] [CBM Webseite GSI](#).
- [5] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, de (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2016).
- [6] Particle Data Group u. a., „Review of Particle Physics“, en, [Progress of Theoretical and Experimental Physics **2022**, 083C01](#) (2022).
- [7] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer-Lehrbuch (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2016).
- [8] J. H. Hubbell, „Review and history of photon cross section calculations“, [Phys. Med. Biol. **51**, R245–R262](#) (2006).
- [9] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*, eng, Fourth edition, OCLC: 1056554098 (Pearson, Boston, 2014).
- [10] P. Gasik, „Discharge mitigation methods in MPGD-based detectors“, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1064**](#), arXiv:2405.16323 [physics], 169444 (2024).
- [11] H. J. Hilke und W. Riegler, „Gaseous Detectors“, en, in [Particle Physics Reference Library](#), hrsg. von C. W. Fabjan und H. Schopper (Springer International Publishing, Cham, 2020), S. 91–136.
- [12] CBM Collaboration u. a., *The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD)*, en, hrsg. von C. Blume u. a., Artwork Size: pages 165 p. Pages: pages 165 p. Publication Title: Darmstadt : Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH (GSI Helmholtzzentrum fuer Schwerionenforschung, GSI, Darmstadt, 2018).
- [13] N. Teshima u. a., „Development of a multiwire proportional chamber with good tolerance to burst hits“, en, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **999**](#), 165228 (2021).
- [14] A. Andronic, „Pulse height measurements and electron attachment in drift chambers operated with Xe,CO₂ mixtures“, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **498**](#), arXiv:physics/0303059, 143–154 (2003).

- [15] A. Rost u. a., „Beam-diagnostic and T0 System for the mCBM and CBM Experiments at GSI and FAIR“, en, [12th International Beam Instrumentation Conference IBIC2023](#), Artwork Size: pages 66 - 69 Publisher: GSI Helmholtzzentrum fuer Schwerionenforschung, GSI, Darmstadt, pages 66 –69 (2023).
- [16] Y. H. L. Leung, *Lambda Production in mCBM (Paper Draft Status)*, CBM Collaboration Meeting, 2025.
- [17] A. Puntke, *Private Kommunikation*, de, März 2025.
- [18] P. Kähler, *Private Kommunikation*, de, 2025.
- [19] A. Puntke, *Update: Alignment Tool for mCBM*, NRW-FAIR Major Internal Networking Meeting 2024, Sep. 2024.
- [20] J. M. Heuser u. a., *Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS)* (GSI, Darmstadt, 2013).
- [21] The CBM Collaboration, *Performance of the prototype Silicon Tracking System of the CBM experiment tested with heavy-ion beams at SIS18*, Version Number: 1, 2025.
- [22] E. Bossini und N. Minafra, „Diamond Detectors for Timing Measurements in High Energy Physics“, [Front. Phys. 8](#), 248 (2020).
- [23] I. Deppner und N. Herrmann, „The FAIR Phase 0 program of the CBM TOF“, [J. Inst. 15](#), arXiv:2006.08510 [physics], C10030–C10030 (2020).
- [24] A. Alici, „The MRPC-based ALICE Time-Of-Flight detector: status and performance“, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 706](#), arXiv:1203.5976 [physics], 29–32 (2013).
- [25] T. Armbruster, „“SPADIC - a Self-Triggered Detector Readout ASIC with Multi-Channel Amplification and Digitization.”“, en, Diss. (Ruperto-Carola University of Heidelberg, 2013).
- [26] A. Puntke, *First mTRD Performance Studies in the mCBM 2020 Campaign*, en, Masterarbeit (Universität Münster, Münster, Aug. 2021).
- [27] E. Mathieson, „Cathode charge distributions in multiwire chambers: 4. Empirical formula for small anode-cathode separation“, en, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 270](#), 602–603 (1988).
- [28] C. S. Bergmann, „Development, Simulation and Test of Transition Radiation Detector Prototypes for the Compressed Baryonic Matter Experiment at the Facility for Antiproton and Ion Research“, en, Diss. (Universität Münster, Münster, 2014).
- [29] F. Fidorra, *Construction of a Gas System for the CBM-TRD Prototypes and Analysis of CBM-TRD Test Beam Data Towards Position Reconstruction*, en, Masterarbeit (Institut für Kernphysik Universität Münster, 2020).

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über Einfluss der räumlichen
Detektorkalibration auf die TRD-Hit-Ortsauflösung in der mCBM-Strahlzeitkampagne 2024

selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

Ich erkläre hiermit, dass ich Kenntnis von einer zum Zweck der Plagiatskontrolle vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank sowie von ihrem Abgleich mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen habe.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit oder Teile daraus nicht anderweitig als Prüfungsarbeit eingereicht habe.

30.10.2025 Larso Trinkel

(Datum, Unterschrift)