



Masterarbeit

Charakterisierung von Rohdaten des CBM-TRDs

Marius Kunold

Frankfurt am Main, August 2023

Erstgutachter:

Prof. Dr. Christoph Blume

Institut für Kernphysik Frankfurt

Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main

Zweitgutachter:

Dr. Jan Michel

Institut für Kernphysik Frankfurt

Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2	Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	7
1.3	Messgrößen des QGP	9
2	Das Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM)	11
2.1	Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)	11
2.2	Das Experiment	12
2.3	Ziele und Observablen des CBM-Experiments	13
2.4	Experimenteller Aufbau	14
3	Transition Radiation Detector (TRD)	19
3.1	Transition Radiation (Übergangsstrahlung)	20
3.2	Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors	22
3.3	Der CBM-TRD	23
3.4	Der Radiator	26
3.5	Die Auslekammern	28
3.6	Die Ausleseelektronik	29
4	Die SPADIC-Response-Function (SRF)	31
5	Experimenteller Aufbau von mCBM in 2022	35
6	Datenanalyse	37
6.1	Untersuchung der Presamples zur Baselinekorrektur	37
6.2	Signalfits und Parameteruntersuchung	39
6.3	Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table	46
6.4	Simulationen	50
6.4.1	Simulationen mit diskretem Startbin	50
6.4.2	Simulationen mit zufälliger Startzeit in ns	55
6.4.3	Bestimmung des Timeshifts und anschließende Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table	57
6.4.4	Einfluss von Noise auf die Zeitrekonstruktion	61

6.4.5	Untersuchung des Einflusses von mehreren Ionisationen auf die Zeitrekonstruktion	64
6.5	Untersuchung der Zeitrekonstruktion mithilfe der Lookup-Table an mCBM Daten von 2022	66
7	Zusammenfassung und Fazit	71

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die aktuelle Theorie, welche die fundamentalen Bausteine der Materie und die grundlegenden Kräfte zwischen diesen beschreibt. Das Standardmodell unterteilt die Elementarteilchen in Fermionen und Bosonen. Fermionen sind die Bausteine der Materie und umfassen Quarks und Leptonen. Quarks sind Teilchen, die zum Beispiel in Protonen und Neutronen enthalten sind, während zu den Leptonen das Elektron, das Tauon, das Myon und die zugehörigen Neutrinos zählen. Fermionen werden durch ihren halbzahligen Spin klassifiziert und außerdem gilt für sie das Pauli-Prinzip, welches besagt, dass zwei Fermionen am selben Ort nicht im selben Quantenzustand existieren können. Dies bedeutet, dass sie sich in mindestens einer Quantenzahl unterscheiden müssen. Zusätzlich gibt es zu jedem Fermion ein Antiteilchen. Diese haben dieselbe Masse und denselben Spin, jedoch die entgegengesetzte Ladung. Die durch Bindung von Quarks entstehenden Teilchen werden in Baryonen und Mesonen unterteilt. Teilchen können einerseits aus drei Quarks (oder Antiquarks) bestehen. In diesem Fall werden sie Baryonen genannt. Andererseits können Teilchen aus Quark-Antiquark-Paaren bestehen. Diese Teilchen werden Mesonen genannt. Neben den fermionischen Materiebausteinen enthält das Standardmodell außerdem noch die Austauschbosonen. Zu diesen gehören das Photon, das W^\pm , das Z^0 , sowie die acht Gluonen der starken Wechselwirkung. Sie vermitteln die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen. Bosonen sind außerdem durch ihren ganzzahligen Spin charakterisiert und für sie gilt das Pauli-Prinzip nicht. Darüber hinaus beschreibt das Standardmodell das Higgsboson, welches über den Higgs-Mechanismus den Elementarteilchen ihre Masse zuordnet. Eine Übersicht des Standardmodells der Teilchenphysik kann Abbildung 1 entnommen werden.

Standard-Modell der Elementarteilchen

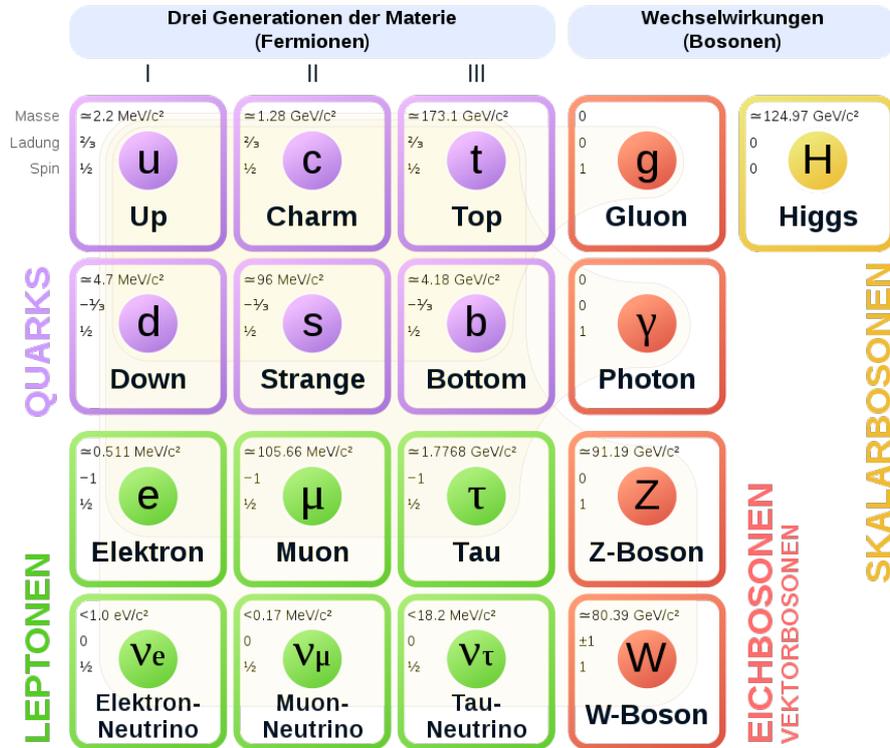


Abbildung 1: Standardmodell der Teilchenphysik [1]

In der Größenordnung der Teilchenphysik spielen nur die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung eine Rolle. Der Beitrag der Gravitation ist trotz der unendlich großen Reichweite mit einer relativen Stärke von 10^{-41} nur sehr klein und spielt eine untergeordnete Rolle. Die relative Stärke einer Wechselwirkung gibt einen Aufschluss darüber, wie stark der Einfluss der jeweiligen Wechselwirkung im Vergleich zu einer der anderen drei Wechselwirkungen ist. Zum Vergleich hat die starke Wechselwirkung eine relative Stärke von 1. Die drei dominierenden Wechselwirkungen sind die folgenden:

Elektromagnetische Wechselwirkung Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon. Das Photon koppelt an die elektrische Ladung. Dies bedeutet, dass alle Teilchen, die eine elektrische Ladung tragen elektromagnetisch wechselwirken. Aufgrund der Masselosigkeit des Photons ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich groß. Ihre relative Stärke beträgt 10^{-2} .

Die schwache Wechselwirkung Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind zum einen das elektrisch neutral geladene Z^0 -Boson, sowie die elektrisch geladenen W^+ und W^- -Bosonen. Da die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung eine relativ große Masse besitzen ($m \approx 100 \frac{GeV}{c^2}$), beträgt die Reichweite nur etwa $10^{-18}m$. Die schwache Wechselwirkung koppelt an die schwache Ladung der Teilchen und ist für Zerfälle und die Umwandlung der Quarkflavours verantwortlich. Ihre relative Stärke beträgt 10^{-15} .

Die starke Wechselwirkung Die Eichbosonen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Es gibt insgesamt acht verschiedene Gluonen. Die Reichweite der starken Wechselwirkung beträgt $10^{-15}m$ und ihre relative Stärke beträgt 1. Gluonen koppeln an die Farbladung eines Teilchens. Da Gluonen selber eine Farbladung tragen, werden diese von der starken Wechselwirkung beeinflusst. Neben den Gluonen wechselwirken nur Quarks über die starke Wechselwirkung. Es gibt insgesamt drei verschiedene Farbladungen, diese sind rot, grün und blau. Außerdem existiert zu jeder Farbladung noch die zugehörige Antifarbe. In der Natur können nur farbneutrale Zustände auftreten. Diese können entweder durch Kombination einer Farbe mit der jeweiligen Antifarbe oder durch Kombination aller drei Farben erreicht werden. Diesen Zustand nennt man Confinement. Dies bedeutet, dass in der Natur keine freien Quarks existieren können. Das durch die starke Wechselwirkung erzeugte Potential zwischen Quark und Antiquark wird dabei wie folgt beschrieben:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\hbar} cr + kr \quad (1)$$

Hierbei bezeichnet α_s die Kopplungskonstante der QCD, k die String-Spannung und r den Abstand zwischen Quark und Antiquark. Für große Abstände r steigt das Potential linear an. Ab einem gewissen Abstand ist soviel Energie vorhanden, dass neue Quark-Antiquark-Paare gebildet werden. Dieser Prozess wird als String-Fragmentation bezeichnet. Für kleine Abstände zwischen Quark und Antiquark hat das Potential eine gleiche Form wie das Coloumb-Potential. Die Kopplungskonstante α_s der QCD hat folgende Abhängigkeiten:

$$\alpha_s = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \cdot \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (2)$$

Dabei bezeichnet Q den Impulsübertrag, welcher für kleine Abstände der Quarks größer und für große Abstände kleiner wird. n_f beschreibt die Anzahl der beteiligten Quarkflavour. Λ ist ein freier Parameter der QCD und muss experimentell bestimmt werden ($\Lambda \approx 250 \frac{\text{MeV}}{c}$). Der Verlauf der Kopplungskonstanten α_s als Funktion des Impulsübertrags ist in Abbildung 2 dargestellt. Die eingezeichneten Punkte stammen aus verschiedenen Experimenten und stimmen sehr gut mit dem theoretisch bestimmten Verlauf der Kopplungskonstanten überein.

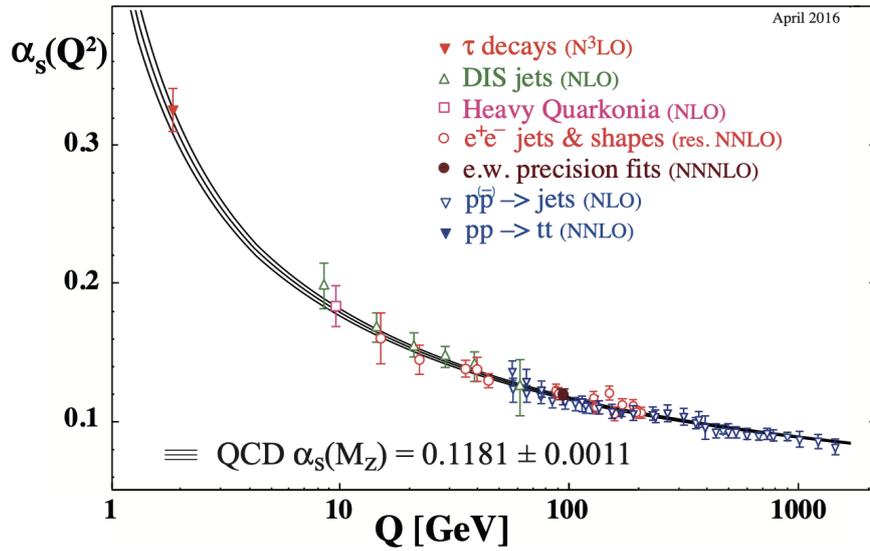


Abbildung 2: Kopplungskonstante α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Die eingezeichneten Punkte sind experimentelle Messwerte verschiedener Experimente, um die Vorhersagen der QCD zu überprüfen. [4]

Aufgrund der stetig steigenden Kopplung für größere Abstände können Quarks nicht aus den Hadronen befreit werden. Dies nennt man Confinement. Da die Kopplung jedoch für kleine Abstände asymptotisch gegen null geht, können Quarks mit verschwindend kleinem Abstand als quasifreie Teilchen angesehen werden. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Um diesen Zustand zu erreichen, sind extreme experimentelle Bedingungen notwendig, auf die in Kapitel 2.2 eingegangen wird. [2] [3]

1.2 Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie

Wie bereits beschrieben können Quarks, bzw. Gluonen, in der Natur nicht als freie Teilchen auftauchen. Nach aktuellen Vorhersagen soll sich das Universum direkt nach dem Urknall für den Bruchteil einer Sekunde in einem Zustand befunden haben, in dem Quarks und Gluonen quasifrei waren und die Quarks keinen Hadronen zugeordnet waren. Diesen Zustand nennt man Quark-Gluon-Plasma.

Das Phasendiagramm der Quantenchromodynamik ist in Abbildung 3 illustriert. Hier sind in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Netto-Baryonendichte die verschiedenen Phasen stark wechselwirkender Materie eingezeichnet. Bei niedrigen Temperaturen und Netto-Baryonendichten liegen Quarks als hadronische Materie vor. Bei einer kleinen Erhöhung von Temperatur und Netto-Baryonendichte werden die Nukleonen in kurzlebige Zustände angeregt und zerfallen unter Abgabe von Mesonen. Bei sehr hohen Netto-Baryonendichten und moderaten Temperaturen wird erwartet, dass eine neue Phase erreicht wird, die sogenannte *Color-Flavor-Locked*. Hier wird die quarkonische Materie farbsupraleitend. [5] Dieser Zustand wird für das Innere von Neutronensternen vorhergesagt. Bei extrem hohen Drücken und Temperaturen findet ein Phasenübergang von der hadronischen Materie zum Quark-Gluon-Plasma (QGP) statt. Dieser Zustand kann im Labor zum Beispiel durch hochenergetische Schwerionenkollisionen erreicht werden. Das entstehende Quark-Gluon-Plasma hat nur eine sehr geringe Lebensdauer und kann nicht direkt gemessen werden. Im Experiment ist es lediglich möglich die entstehenden Teilchen zu untersuchen. Experimente am LHC untersuchen den Bereich im Phasendiagramm am Übergang zwischen dem QGP und dem Hadronengas bei kleinen barychemischen Potentialen. Das Ziel des Compressed-Baryonic-Matter (CBM) Experiments ist es den Bereich des Phasendiagramms bei moderaten Temperaturen und hohen Netto-Baryonendichten zu untersuchen.

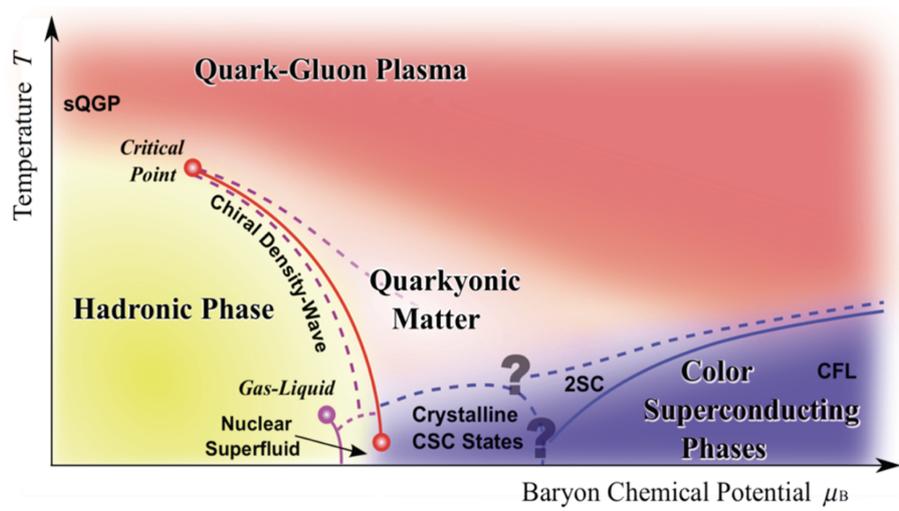


Abbildung 3: Phasendiagramm der Quantenchromodynamik mit eingezeichnetem Phasenübergang der hadronischen Materie zum Quark-Gluon-Plasma [6]

1.3 Messgrößen des QGP

Bei einer Schwerionenkollision werden verschiedene Zustände durchlaufen. Drei exemplarische Phasen der Kollision können Abbildung 4 entnommen werden.

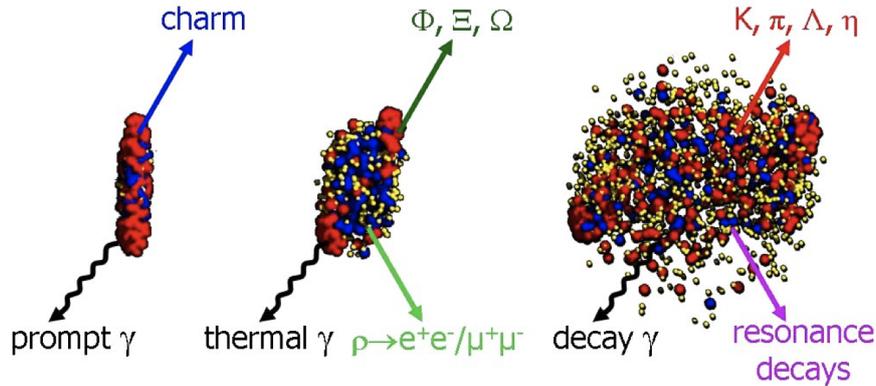


Abbildung 4: Drei Phasen einer Schwerionenkollision, mit den jeweils entstehenden Teilchen. [7]

In der frühen Phase der Kollision überlappen die Nukleonen miteinander und es können Photonen und Teilchen welche Charmquarks enthalten entstehen. Hierzu zählen zum Beispiel das D-Meson und das $J\psi$. In der darauffolgenden Phase liegt eine sehr hohe Netto-Baryonendichte vor und es entstehen unter anderem Vektor-Mesonen, wie beispielsweise ω , ρ und ϕ -Meson, durch die kontinuierliche $\pi\pi$ -Anihilation. Die Vektormesonen zerfallen anschließend entweder in Leptonenpaare oder in Mesonen. Da Leptonen, wie in Kapitel 1.1 beschrieben, nicht von der starken Wechselwirkung beeinflusst werden, können die Leptonenpaare das Innere des QGP verlassen und werden auch von der letzten Phase der Schwerionenkollision nicht mehr beeinflusst. Informationen über das Innere des QGP kann folglich durch Messung der Leptonen gewonnen werden. Desweiteren können Multi-Strange-Hyperonen und ϕ -Meson weitere Informationen über das QGP liefern. Diese Teilchen können aufgrund des sehr kleinen hadronischen Wirkungsquerschnitts aus dem Inneren der Kollision entkommen. Hier ist insbesondere die Messung des kollektiven Flusses relevant. Durch Messung der entstehenden thermischen Photonen kann außerdem die Temperatur des QGP bestimmt werden. In der letzten Phase der Kollision kommt es bei Dichten unterhalb der Sättigungsdichte zum sogenannten *Freeze-Out*. Bei der Expansion der Materie des QGP gehen die Quarks neue Bindungen ein und bilden Hadronen. Diese Phase ist rechts in Abbildung 4 illustriert. Bis heute wurden

hauptsächlich Teilchen aus dieser Phase im Strahlenergiebereich von 2 bis 40 AGeV gemessen. Beim CBM-Experiment sollen zum ersten Mal Multi-Strange Baryonen, Charmeteilchen und Dileptonenpaare mit signifikanter Statistik bei diesen niedrigen Energien gemessen werden. [8]

2 Das Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM)

2.1 Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)

In Darmstadt an der GSI entsteht mit FAIR eines der größten und komplexesten Beschleunigerzentren weltweit. Der Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 1100 Metern wird direkt an die bestehende Beschleunigeranlage mit dem SIS18 Ringbeschleuniger angeschlossen. Der neue Beschleuniger SIS100, benannt nach seiner magnetischen Steifigkeit von 100 Tm, kann alle natürlichen Elemente des Periodensystems auf 99% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen. Die Vorarbeit hierfür leistet der bereits bestehende SIS18-Beschleuniger. Dieser beschleunigt die Teilchen auf 90 % der Lichtgeschwindigkeit bevor die Ionen in den SIS100 geleitet werden.

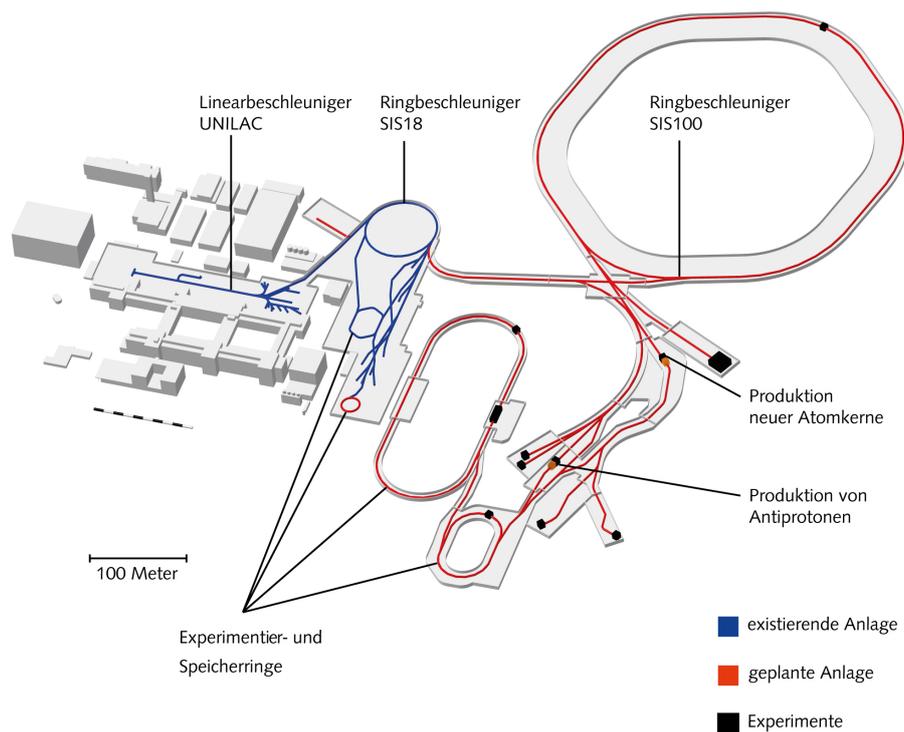


Abbildung 5: Aufbau der neuen FAIR-Anlage. [9]

Die maximale Energie, auf die Protonen beschleunigt werden können liegt bei 29 GeV. Goldkerne können bis auf 11 AGeV beschleunigt werden. Ursprünglich war ein

weiterer Beschleuniger SIS300 mit einer magnetischen Steifigkeit von 300Tm geplant. In einer ersten Realisierungsstufe wird nur der SIS100-Beschleuniger gebaut. Auch ohne den größeren Beschleuniger SIS300 eröffnen sich viele neue Möglichkeiten für Experimente am SIS100. [8] [9] [10]

2.2 Das Experiment

An der neuen Beschleunigeranlage werden nach dessen Fertigstellung viele Experimente starten, unter ihnen das Compressed Baryonic Matter Experiment. Das Ziel des Experiments ist es, das Phasendiagramm der Quantenchromodynamik bei moderaten Temperaturen und hohen Netto-Baryondichten zu untersuchen. Wie in Kapitel 1.2 beschrieben, sagt die Theorie hier einen Phasenübergang von hadronischer zu partonischer Materie voraus. Möglicherweise liegt ein gleicher Zustand im Inneren eines Neutronensternen vor. Da der entstehende Zustand hochdichter Materie nur sehr kurzlebig ist, können nur die entstehenden Teilchen gemessen werden. Für hochpräzise Messungen von seltenen und schwer detektierbaren Teilchen ist eine Eventrate von bis zu 10 MHz über mehrere Monate im Jahr notwendig. [11] Dies stellt enorme Anforderungen an die Detektoren, da diese sowohl strahlungsbeständig, als auch sehr schnell sein müssen. Da bei einer derart hohen Eventrate immense Datenmengen entstehen, können nicht alle Informationen gespeichert werden und es muss eine Online-Vorselektion vorgenommen werden, auf die eine ausführliche Offline-Analyse folgt.

2.3 Ziele und Observablen des CBM-Experiments

Im folgenden werden einige der physikalischen Ziele und Observablen des CBM-Experiments vorgestellt. Eine detaillierte Ausarbeitung der Physik sowie der Vorhersagen für relevante Observablen kann in [13] nachgeschlagen werden.

Die Zustandsgleichung baryonischer Materie bei Neutronensterndichten:

Um weitere Erkenntnisse über die Zustandsgleichung zu gewinnen, soll zum einen die Anregungsfunktion des kollektiven Flusses der Hadronen und zum anderen die Anregungsfunktion der Multi-Strange Hyperonen gemessen werden.

Produktion, Propagation und Eigenschaften von Charm-Mesonen in Materie:

Um im CBM-Experiment Erkenntnisse zur Produktion, der Propagation und den Eigenschaften von Charm-Mesonen in Materie zu gewinnen, müssen verschiedene Observablen gemessen werden. Bei Nukleus-Nukleus Kollisionen werden das Impulsspektrum, der Wirkungsquerschnitt, sowie der kollektive Fluss der D- sowie des J/ψ -Mesonen gemessen. Außerdem wird das Impulsspektrum, der Wirkungsquerschnitt und der kollektive Fluss der J/ψ -Mesonen, sowie das Impulsspektrum und der Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen bei Proton-Nukleus Kollisionen gemessen.

Untersuchung der Eigenschaften von Hyperkernen, Strange Dibaryonen und Massive strange objects:

Es wird vermutet, dass einfache und doppelte Hyperkerne (Kerne mit mindestens einem Strange Quark), strange Dibaryonen und schwere, kurzlebige multi-strange Objekte in Schwerionenkollisionen bei der in CBM aufgewendeten Kollisionsenergie entstehen. Um die Eigenschaften der Hyperkerne zu erforschen werden im Experiment ihre Zerfallsketten gemessen. Sollten strange Dibaryonen und schwere, kurzlebige multi-strange Objekte entstehen, können diese ebenso über ihre Zerfallsprodukte identifiziert und untersucht werden.

Eigenschaften von Hadronen im Medium:

Aufgrund der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in sehr dichter Materie wird erwartet, dass sich die Eigenschaften der Hadronen verändern. Durch die Messung der Vektor-Mesonen, welche in Leptonen zerfallen im Medium, können Informationen über die Eigenschaften der Hadronen gewonnen werden. Da wie bereits beschrieben Leptonen ungehindert das Innere des Feuerballs verlassen können, tragen diese wichtige Informationen nach außen.

Der Phasenübergang von hadronischer zu partonischer Materie bei hohen Netto-Baryondichten:

Mithilfe des neuen Beschleunigers SIS100 werden Dichten erzeugt, welche bis zu sieben mal höher als die Kerndichte sind. Ein Indiz für einen Phasenübergang wäre eine Diskontinuität oder Veränderung der Anregungsfunktion der Messgrößen. Hierzu werden die Anregungsfunktionen der Ausbeuten, Spektren und kollektiven Flüsse von Strange- und Charme-Teilchen sowie Leptonenpaaren im mittleren Massebereich gemessen.

2.4 Experimenteller Aufbau

Die Konstruktion geeigneter Detektoren für die in Kapitel 2.3 beschriebenen Messgrößen stellt eine technische Herausforderung dar. Auf der einen Seite sollen sowohl Hadronen als auch Leptonen gemessen werden und auf der anderen werden sehr hohe Eventraten benötigt, wodurch die Detektoren sehr schnell sein müssen. Außerdem wird zur Identifikation von Hyperkernen, Charm-Teilchen, Multi-Strange Hyperonen, sowie in Leptonenpaare zerfallende Vektor-Mesonen eine sehr effiziente und gute Hintergrundunterdrückung benötigt. Zur Messung der sehr seltenen Teilchen müssen für jedes Event alle Spuren rekonstruiert und online gefiltert werden. In Abbildung 6 ist der schematische Aufbau des CBM-Experiments mit allen Detektormodulen dargestellt. Um alle gesetzten Anforderungen zu erfüllen, werden im CBM-Experiment folgende Detektormodule verbaut:

Silicon Tracking System (STS):

Das STS befindet sich zusammen mit dem MVD, welcher weiter unten beschrieben wird, innerhalb des Dipolmagneten. Der Magnet wird verwendet, um Teilchen je nach Masse-Ladungsverhältnis in unterschiedliche Bahnen aufzuteilen. Im Experiment wird ein supraleitender Magnet mit einem magnetischen Fluss von 1Tm

benutzt. Das *Silicon Tracking System* ist essenziell zur Spurbestimmung und wird außerdem zur Impulsmessung verwendet, wobei eine Impulsauslösung von $\Delta p/p = 1.5\%$ möglich ist. Das STS wird in einem Abstand von 30 bis 100cm hinter dem Target positioniert. Es besteht aus acht Lagen Mikro-Silikon-Streifen Detektoren.

Micro-Vertex Detector (MVD):

Wie eben beschrieben, befindet sich der MVD ebenfalls innerhalb des Dipolmagneten. Durch Messung der Zerfallsvertizes kann eine Identifikation und eine sehr gute Ortsauflösung von Open-Charm-Teilchen gewährleistet werden. Der Micro-Vertex Detector besteht aus vier Lagen Monolithic Active Pixel Sensor und befindet sich 5 bis 20cm hinter dem Target. Mithilfe des Detektors kann eine Ortsauflösung von $50\mu\text{m} - 100\mu\text{m}$ entlang der Strahlachse für sekundäre Vertizes erreicht werden.

Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH):

Wenn ein relativistisches, geladenes Teilchen durch ein Dielektrikum fliegt und sich dabei schneller als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium bewegt, so wird Cherenkov-Strahlung emittiert. Mithilfe dieses Effekts kann der RICH-Detektor Elektronen identifizieren. Er wird 1.6m hinter dem Dipolmagnet installiert und verfügt über ein 1.7m langes Gasvolumen. Über Spiegel werden die entstehenden Strahlen auf Photodetektoren geleitet und können so ausgelesen werden. Mithilfe des RICH können Elektronen mit einem Impuls zwischen 0.4 und 6 GeV/c gemessen werden. [12]

Muon Chamber System (MUCH):

Zur Messung von Myonen wird der MUCH verwendet. Das Prinzip des MUCH besteht darin, die Myonen durch einen Hadronenabsorber zu verfolgen und ihren Impuls zu messen. Der Detektor besteht aus maximal sechs Hadronenabsorbern, welche aus Eisenplatten hergestellt werden. Außerdem enthält der Detektor 18 Spurrekonstruktionskammern, welche mit Gas gefüllt sind. Um Myonen aus Mesonenzerfällen im Detektor zu vermeiden ist er so kompakt wie möglich gebaut. Der MUCH ist mit dem RICH austauschbar. Im Elektronen Setup wird der RICH verwendet und im Myonen Setup der MUCH.

Transition Radiation Detector (TRD):

Der TRD dient ebenfalls zur Elektronenidentifikation. Der Detektor kann Elektronen ab einem Impuls von 1.5 GeV/c identifizieren. Er wird in einem Abstand von 4.1 bis 5.9m hinter dem Target positioniert. Der Detektor besteht aus vier Lagen, welche jeweils aus rechteckigen Kammern aufgebaut sind. Um eine genauere Ortsauflösung zu erhalten ist jede zweite Lage um 90° gedreht. Eine detaillierte Beschreibung des TRD findet sich in Kapitel 3 .

Time of Flight (TOF):

Durch mehrere Multi-Gap-Resistive-Plate-Kammern wird eine Flugzeitmessung durchgeführt. Der Detektor befindet sich sechs Meter hinter dem Target und deckt eine Fläche von 120m² ab. Durch diesen Detektor ist eine Zeitauflösung in der Größenordnung von 80ps möglich.

Projectile Spectator Detector (PSD):

Der PSD misst die Zentralität der Kollision, sowie die Orientierung der Reaktions-ebene. Der Detektor ist darauf ausgerichtet die Teilchen zu messen, welche nicht interagiert haben. Er besteht aus 44 Modulen welche aus jeweils 44 Blei-Szintillator Kalorimetern bestehen.

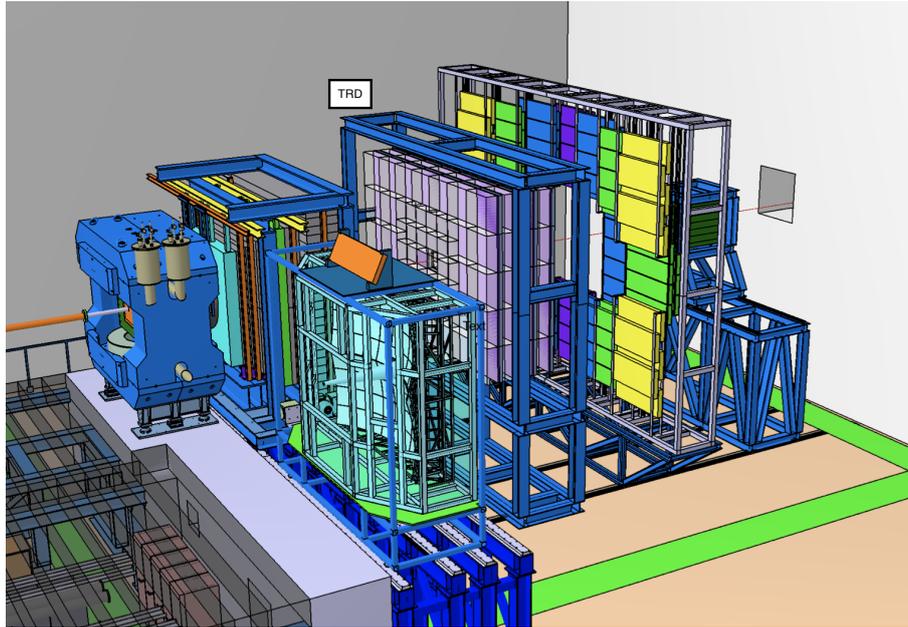


Abbildung 6: Aufbau des CBM-Experiments mit allen Detektormodulen [8]

Außerdem liefert Tabelle 1 einen Überblick mit welchem Detektor welche Teilchen gemessen werden können. Darüberhinaus zeigt die Abbildung, welcher Detektor für welche Teilchen zur Hintergrundunterdrückung verwendet werden kann.

Observables	MVD	STS	RICH	MUCH	TRD	RPC	ECAL	PSD
π , K, p		x	(x)		(x)	x		x
Hyperons		x			(x)	(x)		x
Open Charm	x	x	(x)		(x)	(x)		x
Electrons	x	x	x		x	x		x
Muons		x		x		(x)		x
Photons							x	x
Photons via e^\pm conversion	x	x	x		x	x		x

Tabelle 1: Zuordnung der Observablen zu den Detektoren, die diese messen können. Einträge mit (x) bedeuten, dass der Detektor für die Hintergrundunterdrückung benutzt werden kann. [13]

3 Transition Radiation Detector (TRD)

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, kann das Quark-Gluon-Plasma nicht direkt gemessen werden, sondern nur seine entstehenden Teilchen. Hierzu gibt es verschiedene Möglichkeiten die Teilchen zu messen und zu identifizieren. Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein Medium, so verliert es Energie. Dieser spezifische Energieverlust pro Streckenelement wird durch die Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 3) beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I_{pot}^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3)$$

Dabei gilt:

- $r_e :=$ Klassischer Elektronenradius = $2.817 \cdot 10^{-13} \text{cm}$
- $m_e =$ Elektronenmasse
- $N_a =$ Avogadro-Konstante = $6,022 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$
- $I_{pot} =$ Mittleres Anregungspotential
- $Z =$ Kernladungszahl des Absorbermaterials
- $A =$ Massenzahl des Absorbermaterials
- $\rho =$ Dichte des Absorbermaterials
- $z =$ Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung e
- $\beta = v/c =$ Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
- $\delta =$ Dichte-Korrektur
- $C =$ Schalen-Korrektur
- $W_{max} =$ maximaler Energietransfer in einer Kollision

Dementsprechend ist der Energieverlust vom Masse-Ladungsverhältnis sowie von den Materialeigenschaften abhängig. Schwere Hadronen lassen sich über Messung des Energieverlustes gut identifizieren. Für das Experiment ist es aber außerdem

essentiell Elektronen und Pionen zu unterscheiden. Für beide Teilchen ist der spezifische Energieverlust in weiten Bereichen fast identisch. Aus diesem Grund macht man sich zur Unterscheidung den Effekt der Übergangsstrahlung zu Nutze.

3.1 Transition Radiation (Übergangsstrahlung)

Übergangsstrahlung entsteht mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, wenn ein geladenes Teilchen mit relativistischer Geschwindigkeit einen Übergang zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes überschreitet. Dies ist wie folgt vorstellbar: Nähert sich ein geladenes Teilchen einer Grenzfläche, so induziert dies eine Spiegelladung, wodurch ein Dipol entsteht. Beim Übertreten der Grenzfläche verschwindet der Dipol und ein Photon wird induziert. Die Intensität der dabei entstehenden Photonen ist proportional zum Lorentzfaktor γ^1 und damit sehr gut geeignet, um die schnellen Elektronen von den langsamen Pionen zu unterscheiden. Der Abstrahlwinkel der Photonen ist umgekehrt proportional zum Lorentzfaktor. Dies bedeutet, dass der Winkel immer kleiner wird, je schneller das Teilchen ist. Die abgestrahlte Energie bei der Frequenz ω lässt sich durch folgende Formel angeben:

$$W = \frac{z^2 \alpha}{3} \gamma \hbar \omega \quad (4)$$

Hierbei beschreibt z die Ladung des Atomkerns. Die Ausbeute der Photonen ist proportional zu $\alpha \approx 1/137$ und dementsprechend sehr niedrig, selbst für große γ Werte. Es werden also viele Übergänge benötigt, um eine hinreichend gute Unterscheidung von Elektronen und Pionen gewährleisten zu können.

Bei einem Übergangsstrahlungsdetektor passieren die Teilchen zudem einen Radiator, in welchem sie Übergangsstrahlung aussenden. Da sehr viele Übergänge benötigt werden, wird meist ein Folienstapel oder Schaum als Radiator verwendet, da hierdurch sehr viele Übergänge realisiert werden können [14]. Abbildung 7 zeigt die Abhängigkeit der Produktion von TR-Photonen von dem Lorentzfaktor, dem Abstand der Folienstapel, sowie der Foliendicke. In allen drei Fällen war die Anzahl der Folien konstant ($N_f = 100$). Da die Anzahl der TR-Photonen vom Lorentzfaktor abhängig ist, gibt es einen großen Energiebereich (1-100 GeV/c) in dem Elektronen die einzigen Teilchen sind, welche TR-Photonen erzeugen.

¹ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

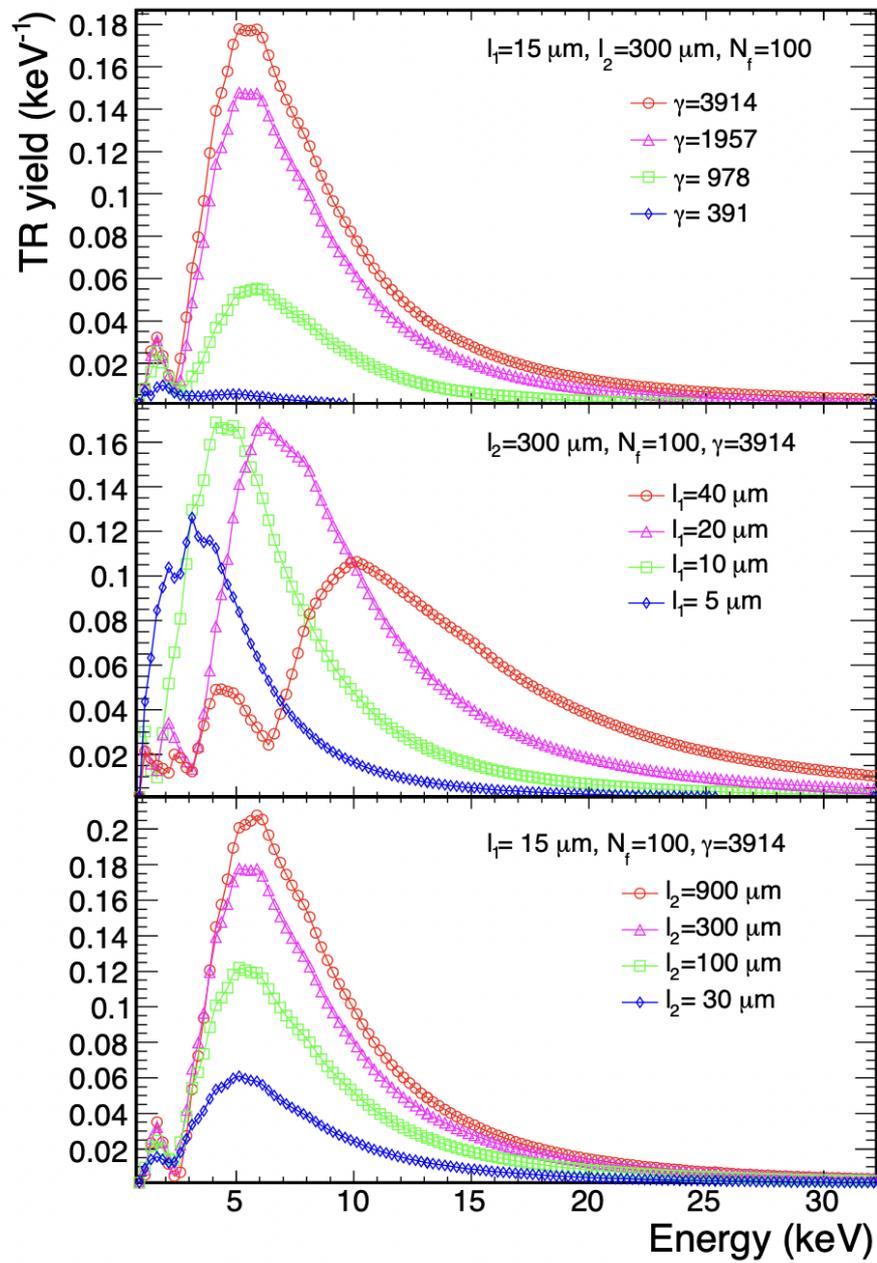


Abbildung 7: Abhängigkeit der Produktion von TR-Photonen von einerseits dem Lorentzfaktor, dem Abstand der Folienstapel, sowie der Foliendicke. [15]

3.2 Funktionsweise eines Übergangstrahlungsdetektors

Die grundlegende Funktionsweise eines TRD ist in Abbildung 8 illustriert.

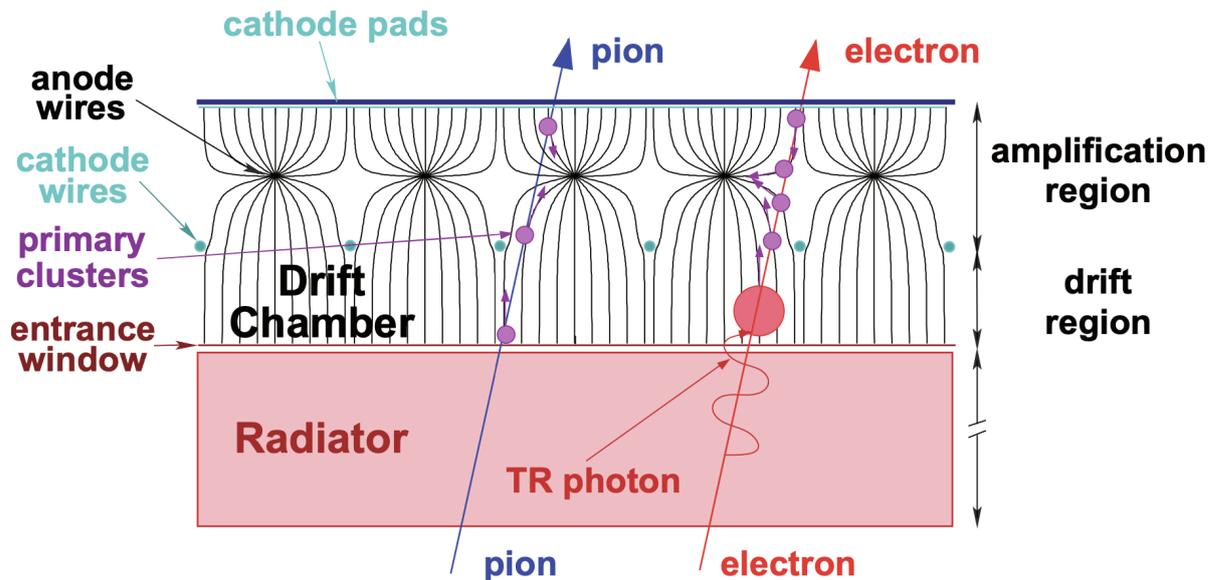


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines TRD.[8]

Die Teilchen fliegen, wie Abbildung 8 dargestellt, erst durch den Radiator und erzeugen hierbei Übergangstrahlung. Die entstehende Strahlung wird anschließend durch eine *Multi-Wire-Proportional-Chamber* ausgelesen, welche eine ähnliche Funktionsweise wie ein Geiger-Müller-Zählrohr aufweist. Die Kammer besteht aus zwei parallel gegenüberliegenden Kathodenebenen zwischen denen sich Anodendrähte befinden. Außerdem ist die Kammer mit einem Gasgemisch gefüllt, hier werden in der Regel Edelgase gewählt. Dazu kann ein sogenanntes Quenchergas gemischt werden, welches meistens organisch ist. Das *Quenchergas* besitzt viele Freiheitsgrade zur Absorption von Photonen. Teilchen, welche in die Kammer gelangen, ionisieren die dortigen Gasatome entlang der Flugbahn des Teilchens. Die auf diese Weise entstehenden Elektronen fließen zu den Anodendrähten hin. Wird eine genügend hohe Spannung an der Anode gewählt, können die Elektronen weitere Atome ionisieren, was zu einem Lawineneffekt führt. Aufgrund der Bewegung der Ionen zu den Kathodendrähten hin entsteht eine Spiegelladung auf der gegenüberliegenden Kathodenebene, welche gemessen werden kann. Um eine Ortsauflösung zu erzielen, kann die Kathodenebene in Pads unterteilt werden.

3.3 Der CBM-TRD

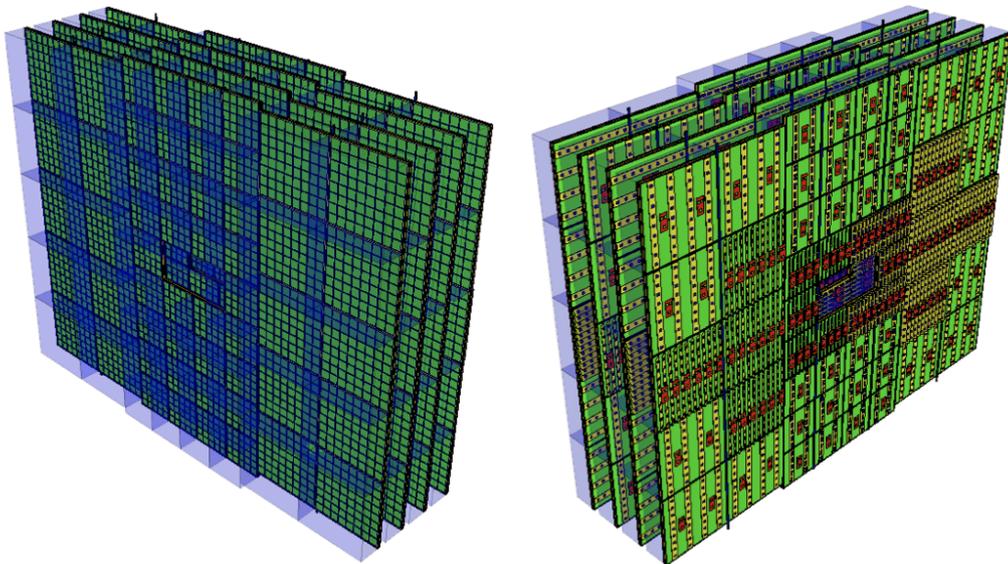


Abbildung 9: Aufbau des vierlagigen Detektors. [8].

Der später im CBM-Experiment verwendete TRD-Detektor besteht aus vier Lagen von Radiatoren mit zugehörigen Ausleseammern. Abbildung 9 zeigt den Aufbau des vierlagigen Detektors. Abgebildet ist die Implementation in das CBMRoot Framework. In der Vorderansicht (links) sind die Ausleseammern mit Radiator abgebildet (blau). In der rechten Abbildung ist der Detektor von hinten dargestellt. Hier sieht man die Rückseite der Ausleseammern auf denen die Front-End-Elektronik (rot) sitzt. Der Detektor ist so konzipiert, dass er komplett aus zwei unterschiedlich großen quadratischen Modulen aufgebaut ist. Abbildung 10 zeigt die beiden Module der Ausleseammern. Die kleinere, linke Kammer ist $57 \times 57 \text{ cm}^2$ groß und die rechte, größere Kammer $99 \times 99 \text{ cm}^2$.

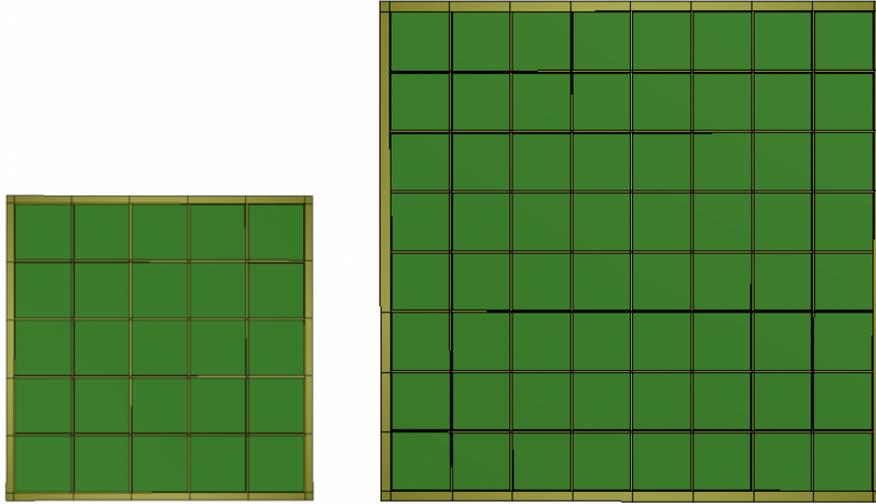


Abbildung 10: Schematische Abbildung der beiden unterschiedlich großen Module für den CBM-TRD. Das linke Modul hat ein Außenmaß von $57 \times 57 \text{ cm}^2$ und das rechte von $99 \times 99 \text{ cm}^2$ [8].

Eine Lage des Detektors besteht aus drei unterschiedlichen Komponenten: Dem Radiator, der Auslesekanal und der Ausleseelektronik. Wie bereits beschrieben, sind die einzelnen Lagen des Detektors um 90° zueinander gedreht. Dies bedeutet, dass die lange Seite der rechteckigen Pads in Lage 1 und 3 vertikal stehen und in Lage 2 und 4 horizontal. Auf diese Weise kann eine gute Ortsauflösung in beiden Orientierungen erreicht werden. Insgesamt werden für die vier Lagen 216 Module, mit insgesamt 329.728 Auslesekanälen, verbaut. Da es sich beim CBM-Experiment um ein Fixed-Target-Experiment handelt, fällt die Teilchenrate mit dem Abstand zum Strahl ab. Aufgrund dessen kann der äußere Teil des Detektors mit den größeren Modulen abgedeckt werden. Da aber nahe des Strahls sehr hohe Teilchenraten erwartet werden, kommen hier die kleineren Kammern zum Einsatz. Um die hohen Teilchenraten gut messen zu können, werden hier sehr kleine rechteckige Pads verwendet. Die Verteilung der verschieden großen Pads abhängig von der erwarteten Teilchenrate kann Abbildung 11 entnommen werden. Die Anzahl an verbauten Pads und Modulen ist außerdem in Abbildung 12 ersichtlich.

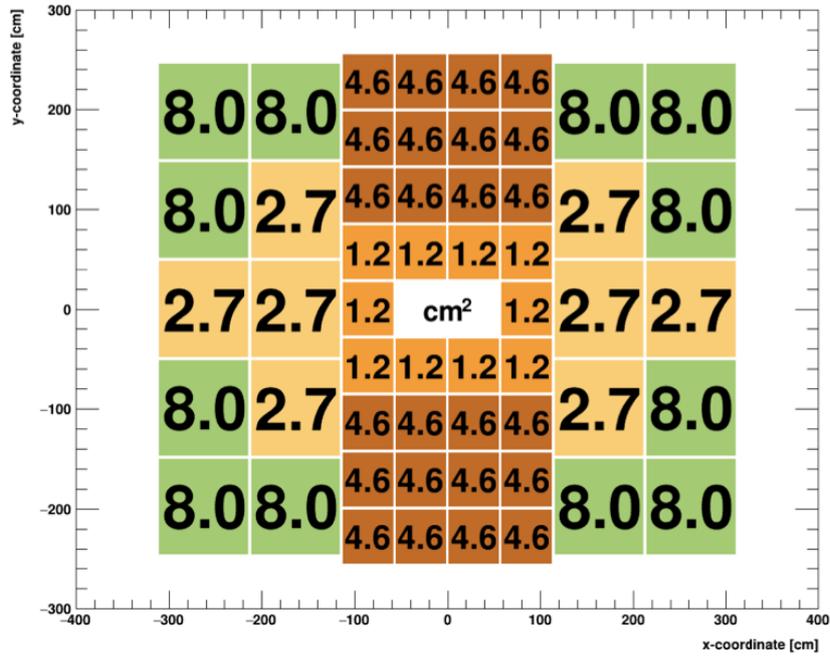


Abbildung 11: Parameter der im Detektor verwendeten Pads. [8].

Module type	# Modules/plane	# Pads	Pad area (cm ²)
1	10	25,600	1.2
3	24	15,360	4.6
5	8	27,648	2.7
7	12	13,824	8.0
Total for one TRD layer	54	82,432	

Abbildung 12: Parameter der im Detektor verwendeten Pads. [8].

Eine Simulation der Hitraten in Abbildung 13 zeigt, dass bei Au + Au Kollisionen mit 10 AGeV die Detektorbelegung relativ konstant über die gesamte Detektorfläche ist. Dies bedeutet, dass die Größe der einzelnen Module gut an die zu erwartenden Hitraten angepasst sind.

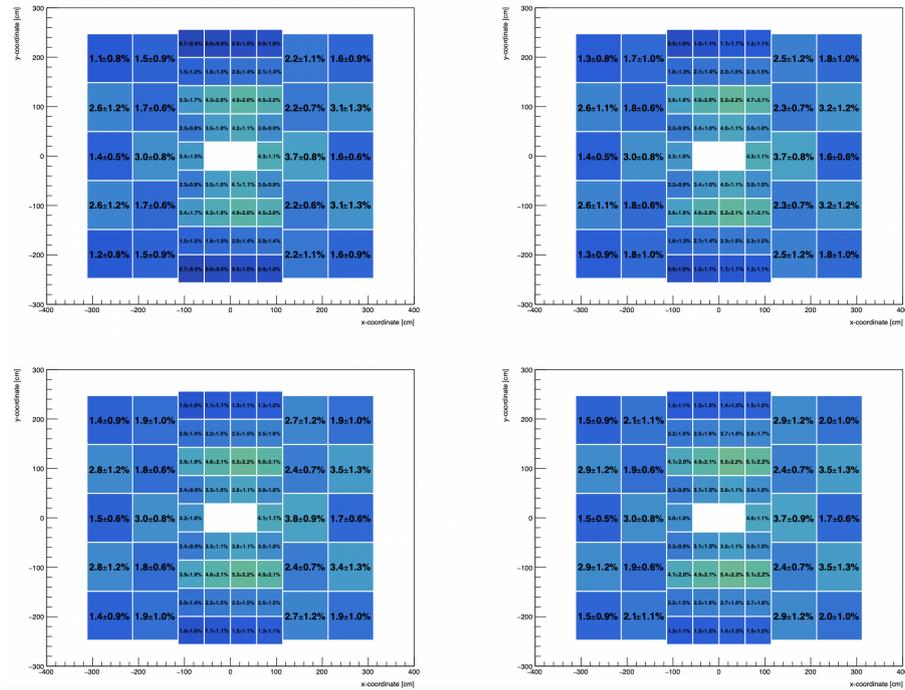


Abbildung 13: Ergebnisse zur Detektorbelegung einer Au + Au Kollision mit 10 AGeV. Die Detektorbelegung ist auf den jeweiligen Modulen eingetragen und außerdem farblich nach folgendem Schema markiert. **blau:** $\leq 2\%$; **cyan:** $\leq 4\%$; **grün:** $\leq 6\%$ [8].

3.4 Der Radiator

Die Funktionsweise des Radiators besteht darin TR-Photonen zu erzeugen. Da, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, viele Übergänge benötigt werden, um ausreichend TR-Photonen zu produzieren, muss der Radiator diese Anforderung erfüllen. Es wird generell zwischen regulären und irregulären Radiatoren unterschieden. Die regulären Radiatoren zeichnen sich dadurch aus, dass sie klar strukturierte Übergänge bieten. Dies bringt den Vorteil, dass die mathematische Beschreibung relativ leicht ist. Ein Beispiel für einen regulären Radiator wäre zum Beispiel ein Folienstapel. Der Nachteil dieser liegt in der aufwendigen und damit meist teureren Herstellung im Vergleich zu den irregulären Radiatoren. Irreguläre Radiatoren sind durch eine Vielzahl von Übergängen mit unterschiedlichem Abstand charakterisiert. Dies kann zum Beispiel durch einen Schaum realisiert werden. Der offensichtliche Nachteil ist, dass eine mathematische Beschreibung von Radiatoren diesen Typs nicht mehr möglich ist. Dafür sind sie deutlich leichter und somit auch günstiger herzu-

stellen. Drei mögliche Realisierungen für den Radiator für den CBM-TRD werden im Folgenden kurz vorgestellt.

H: Hierbei handelt es sich um einen Polyethylen (PE) Schaumfolienradiator. Die Schichten dieses Radiators befinden sich in einem mittleren Abstand von 2mm. Unter den irregulären Radiatoren hat dieser die beste Leistungen gezeigt.

G30: Bei diesem Radiator handelt es sich um einen Polypropylen (PP) Faser-Radiator. Er besteht aus Faser-Vliessschichten und die gezeigte Leistung ist ebenfalls sehr gut. Da das Material jedoch sehr teuer ist, ist er aus ökonomischer Sicht nicht geeignet.

K++: Der K++ ist ein mikro-strukturierter selbststützender POKALON-Radiator. Es handelt sich um einen leichten Radiator, welcher aus 350 Folienlagen besteht. Der Vorteil dieses Radiators besteht darin, dass er die Vorteile eines regulären Radiators mit der mechanischen Stabilität eines irregulären Radiators kombiniert. Der Nachteil ist, wie auch beim G30, der hohe Preis.

In Abbildung 14 sind Bilder der drei Radiatormöglichkeiten abgebildet.

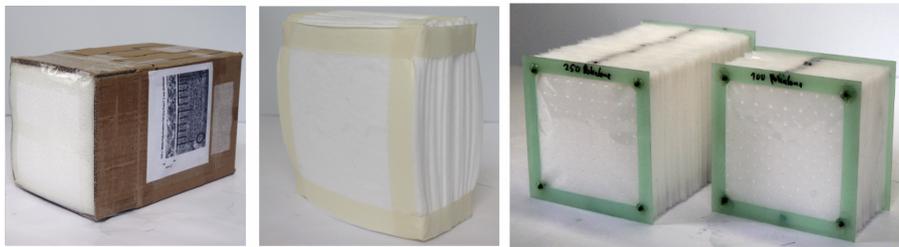


Abbildung 14: Abgebildet sind die drei möglichen Radiatoren für den CBM-TRD. Links : H: PE Schaumfolien, Mitte: G30: PP Faser-Radiator und Rechts: K++: POKALON Radiator. [8]

3.5 Die Ausleseammern

Die Ausleseammer des TRD basiert auf dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalnalkammer wie in Kapitel 3.2 beschrieben. Die verwendete Kammer besitzt einen Verstärkungsbereich von $3.5 + 3.5\text{mm}$ und dazu einen kleinen Driftbereich von 5mm . Die Driftregion ist durch Kathodendrähte vom Verstärkungsbereich getrennt. Auf der Rückseite der Kammern werden die Pads verbaut, auf denen die durch die Gasverstärkung entstehende Bildladung wahrgenommen werden kann. Durch die Verwendung von Pads kann eine präzise Ortsauflösung gewährleistet werden. Das Eingangsfenster der Ausleseammer ist durch ein mit Aluminium bedampftes Kapton-Fenster, welches gleichzeitig als Kathodenebene dient, gegeben. Eine schematische Darstellung der verwendeten Kammer liefert Abbildung 15.

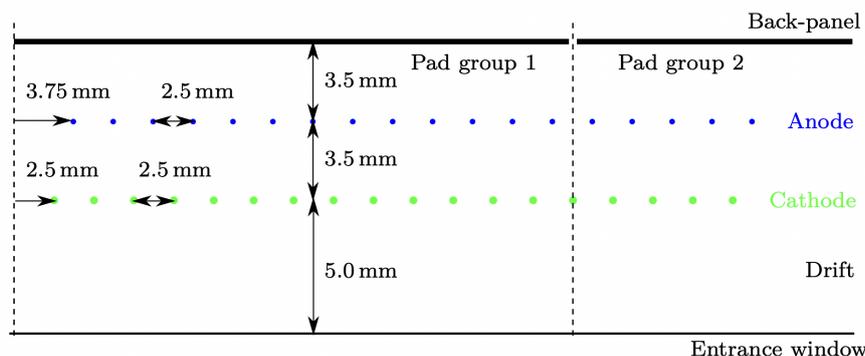


Abbildung 15: Schematische Darstellung der verwendeten Ausleseammer. [8]

Die Gasverstärkung wird hauptsächlich durch die Höhe der angelegte Spannung und das verwendete Gasgemisch bestimmt. Außerdem muss die Temperatur des Gases kontrolliert und weitestgehend stabil gehalten werden, auch wenn die Temperaturabhängigkeit verhältnismäßig niedrig ist. Um eine gute Absorption der TR-Photonen zu gewährleisten, muss das verwendete Gas eine möglichst kurze Absorptionsstrecke haben. Aus diesem Grund wird Xenon als Edelgas verwendet. Hier liegt die Absorptionsstrecke für Photonen mit einer Energie von 10keV bei unter 10mm . Es wird ein Gasgemisch von 85% Xenon und 15% CO_2 verwendet.

3.6 Die Ausleseelektronik

Zur Auslese der Daten des CBM-TRD wurde der SPADIC (Self-triggered Pulse Amplification and Digitization ASIC) entwickelt. Dieser besitzt 32 Eingangskanäle. Jeder Kanal besteht dabei aus folgenden Modulen: Zuerst kommt der CSA (Charge Sensitive Amplifier), ein Ladungsverstärker. Der ADC wandelt das analog eintreffende Signal in ein elektronisches Signal um. Außerdem gibt es noch einen programmierbaren digitalen Filter und die Hitlogik. In Abbildung 16 ist das Blockdiagramm des SPADIC aufgezeichnet, welches das Funktionsprinzip des SPADIC veranschaulicht.

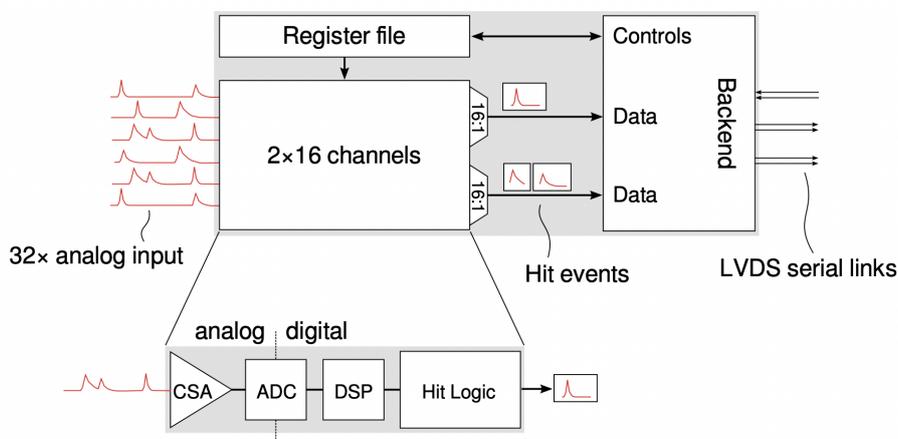


Abbildung 16: Blockdiagramm des SPADIC. [8]

In der Hitlogik lassen sich verschiedene Logiken implementieren. So kann zum Beispiel ein Signal beim Überschreiten einer festen Signalthöhe aufgezeichnet werden. Darüber hinaus können differentielle Triggerbedingungen implementiert werden, welche dann ab einer bestimmten Steigung des Signals einen Hit auslösen. Wird die Hitlogik ausgelöst, wird das Signal zur späteren Analyse gespeichert. Das gespeicherte Signal enthält Infos über die Kanalnummer, den Zeitstempel, die Anzahl der Samples, den Hittyp und außerdem ob es sich um einen Multihit handelt. Die Informationen mit der jeweils benötigten Bit Anzahl ist in Abbildung 17 dargestellt.

Field	Size (Bits)	Purpose
Channel number	4	Identify one channel within a group of 16 channels
Timestamp	8	Event time within one ‘epoch’
No. of samples	2	Cannot be unambiguously determined from the event size
Hit type	2	Trigger source (e.g. self, neighbor)
Multi-hit flag	1	Indicates potential pile-up

Abbildung 17: Gespeicherte Metadaten eines Hits mit benötigter Bitanzahl. [8]

Eine wichtige Funktion des SPADIC ist die Auslese der benachbarten Pads bzw. Kanäle. Dies bedeutet, dass sowie ein Kanal die Hitlogik erfüllt, seine beiden benachbarten Pads ausgelesen werden. Hier sei angemerkt, dass nur die Nachbarn der länglichen Padseite ausgelesen werden. Die Möglichkeit zur Auslese der Nachbarpads hat den Vorteil, dass auf diese Weise eine hohe Triggerschwelle angesetzt werden kann, ohne die kleinen Signale auf den Nachbarpads zu verlieren. Würde man eine generell niedrige Schwelle ansetzen, hätte dies zur Folge, dass deutlich mehr Rauschen aufgezeichnet werden würde.

Die Signale, welche die Hitlogik erfüllen, werden anschließend an die Read-Out-Boards (ROB) weitergeleitet. Die Einstellung, wie viele der Samples gespeichert werden, ist frei einstellbar. Die Daten aus insgesamt 20 SPADICs können über ein ROB empfangen werden. Die ROB wandeln die elektrischen Signale außerdem in optische Signale um. Diese werden anschließend über Glasfaserkabel an die CRI-Boards mit den *Field Programmable Gate Array* (FPGA) geleitet. Hier findet eine erste Feature Extraktion statt. Anschließend werden die Daten zusammengefasst und an die *First Level Event Selector* (FLES) geleitet, wo die Informationen gespeichert und für weitere Auswertungen verwendet werden können.

4 Die SPADIC-Response-Function (SRF)

Wie bereits in Kapitel 3.6 erwähnt, werden die eintreffenden Signale verstärkt. Dies erfolgt durch Verwendung eines Vorverstärkers. Durch anschließende Verschaltung eines Hochpassfilters mit einem Tiefpassfilter der Ordnung N kann das Rauschen minimiert und dementsprechend ein besseres Signal-zu-Rauschen Verhältnis erreicht werden. Diese Kombination wird CR-RC^N Shaper genannt. Ein einfaches Schaltbild des Vorverstärkers mit anschließendem Shaper ist in Abbildung 18 erkenntlich.

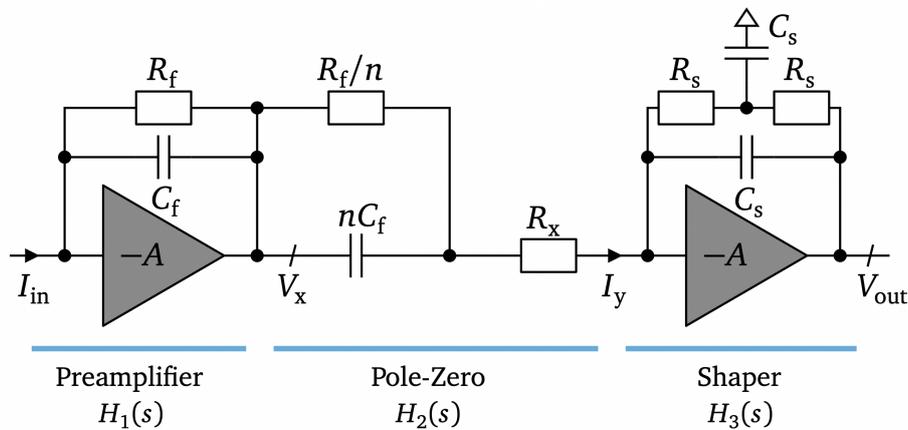


Abbildung 18: Schaltbild des Vorverstärkers und anschließendem Shaper. [16]

Der zeitliche Verlauf eines eintreffenden Signals wird durch die SPADIC-Response-Function (SRF) beschrieben. Diese kann aus der Transferfunktion der einzelnen Bauteile aus Abbildung 18 sowie der Gleichung des CR-RC^N (Gleichung 5) hergeleitet werden. Im Folgenden werden die wichtigsten Gleichungen der Herleitung der SRF aus [16] skizziert, wo eine detaillierte Herleitung zu finden ist:

$$V_{out}(t) = \frac{Q_s}{C_f N!} \frac{t^N}{\tau_s} e^{-t/\tau_s} \quad (5)$$

Hierbei bezeichnet Q_s die Eingangsladung, $C_f = 500\text{pF}$ die Kapazität des Preamplifiers und $\tau_s = t_{peak}/N$ mit t_{peak} als die Peakingzeit. Dies bedeutet, dass für einen Shaper erster Ordnung ($N=1$) die Peakingzeit gleich τ_s ist. Außerdem erhält man für den Shaper erster Ordnung folgende Gleichung (SRF) für die Impulsantwort 6:

$$V_{out}(t) = Q_s \frac{2nR_s}{\tau_s^2} t e^{-t/\tau_s} \quad (6)$$

mit $nC_f R_x = \tau_s/2$. Das Maximum der Funktion lässt sich ebenfalls berechnen und ist in Gleichung 7 gegeben.

$$V_{out}(t = t_{peak}) = \frac{2n \cdot Q_s}{e \cdot C_s} \quad (7)$$

$C_s = \tau_s/R_s$ bezeichnet hierbei die Kapazität des Shapers. Die Samplingfrequenz des aktuell verwendeten SPADIC liegt bei 16MHz, weshalb die einzelnen Zeitintervalle 62.5ns groß sind. Außerdem liegt die normalerweise eingestellte Shapingtime τ_s bei 120ns. Da ein Shaper erster Ordnung verwendet wird, sollte das Maximum des Signals nach 120ns erreicht werden. Hier sei jedoch angemerkt, dass dies nur die Antwort des SPADIC auf einen eintreffenden δ -Puls darstellt, d.h. auf einen zeitlich infinitesimal kurzen Puls. Da in der Realität kein δ -Puls existiert, ist dies eine generalisierte Antwortbeschreibung. Abbildung 19 veranschaulicht die ideale Antwort des SPADIC auf einen eintreffenden δ -Puls. Hierbei werden verschiedene Ordnungen des Shapers illustriert.

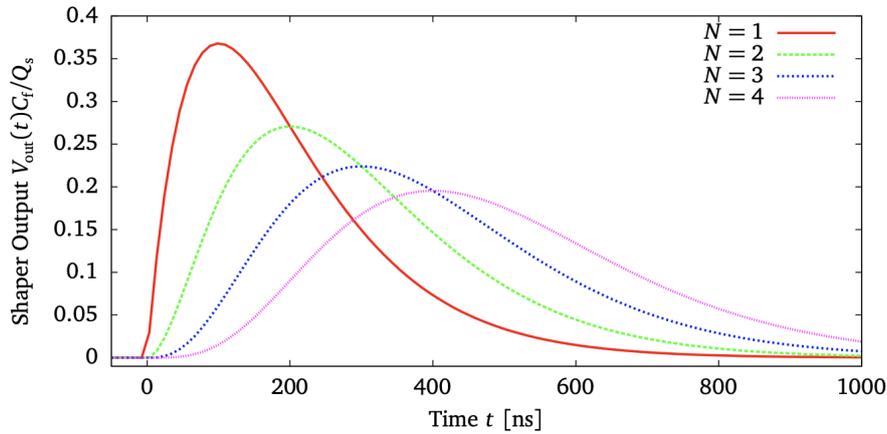


Abbildung 19: Antwort des SPADIC auf einen eintreffenden δ -Puls, dargestellt für verschiedene Ordnungen des Shapers [16]

Die Messung der Absorption eines Photons kommt dieser Situation recht nah. Aber selbst in diesem Fall entsteht eine räumlich ausgedehnte Ladungswolke, welche sich während des Drifts zum Anodendraht durch Diffusion noch weiter verbreitert. Letztendlich wird die Faltung der idealen Antwort des SPADIC und der Ladungsverteilung gemessen.

5 Experimenteller Aufbau von mCBM in 2022

Im Juni 2022 wurde zur Vorbereitung auf das CBM-Experiment ein Vorlauf zum Test der Detektoren und der Datenerfassung durchgeführt. Das Experiment wurde an der GSI durchgeführt und der bestehende SIS18 Beschleuniger verwendet. Hierfür wurden Prototypen aller Detektoren verwendet und es wurden sowohl Ni+Ni Kollisionen als auch Au+Au Kollisionen gemessen. Abbildung 20 zeigt die in CBMRoot zur Auswertung der TRD Daten implementierte Geometrie. Außerdem sind die anderen beim Experiment verwendeten Detektoren in der Abbildung eingetragen. Die Lage des Strahls, sowie die der beiden TRD-Module werden sehr deutlich. Die in diesem Experiment gemessenen Daten können verwendet werden, um die Signalantwort des SPADICs zu untersuchen. Außerdem kann mithilfe der gemessenen Daten sehr gut die Zeitrekonstruktion untersucht und verbessert werden.

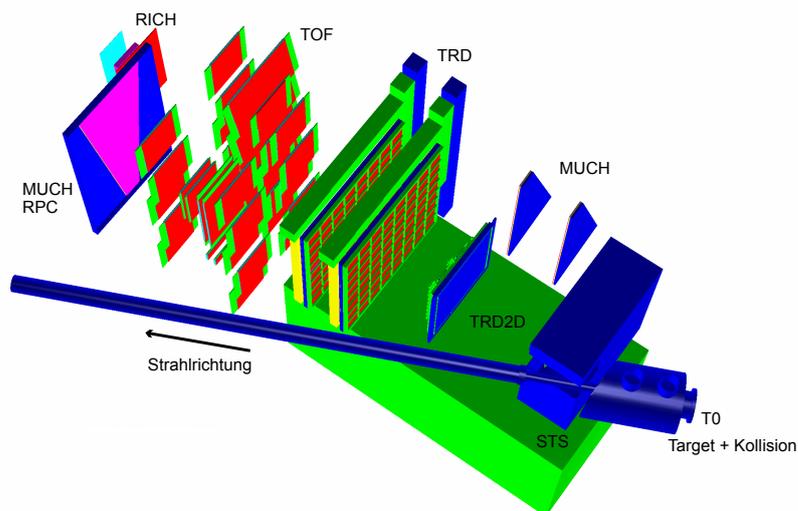


Abbildung 20: In CBMRoot implementierte Geometrie des mCBM Experiments von 2022. Die Ansicht ist hier schräg von oben. Der Teilchenstrahl trifft hier von rechts kommend auf das Target.

6 Datenanalyse

6.1 Untersuchung der Presamples zur Baselinekorrektur

Um die gespeicherten Signale des SPADIC in jeglicher Form untersuchen zu können, muss zunächst eine Baselinekorrektur vorgenommen werden. Die Baseline bezeichnet hierbei den Wert, der gemessen werden würde, wenn keine Teilchen eintreffen. Generell wird die eintreffende Ladung, wie in Kapitel 4 beschrieben, mit 16MHz gesampelt. Zur Quantifizierung der Ladung stehen 9 Bits zur Verfügung. Dies bedeutet, dass die Ladung pro Sample im Wertebereich von -256 bis 255 ADU gespeichert werden kann. Damit möglichst der ganze Wertebereich für die Signalerfassung zur Verfügung steht, wird die Baseline des SPADIC relativ nahe an der unteren Grenze gewählt. Die Lage der Baseline, also der ohne Ladungseingang angenommene ADC-Wert, ist im allgemeinen eine Eigenschaft des analogen Frontends jedes Kanals. Die Baseline wird außerdem durch die Kapazität des gesamten Detektorsystems beeinflusst. Außerdem wird die Baseline durch externe Rauschquellen und durch die Kapazität des gesamten Systems (Auslekammern, Kabel, etc.) beeinflusst. Um diesen wie beschrieben möglichst nahe an die unteren Grenze zu schieben, werden mehrere Messungen ohne eingehende Ladung durchgeführt. Anschließend wird immer die Abweichung zum Zielwert berechnet. Aus der ermittelten Differenz wird die nötige Baselinekorrektur errechnet, welche über Stromquellen (DAC) im analogen Frontend eingestellt werden kann. Die realen Baselinewerte unterliegen zudem einer gewissen Schwankungsbreite. Um bei der späteren Signalmessung trotzdem die Erfassung der realen Baselineposition zu ermöglichen, wird der Zielwert der Baselinekalibration mit einem Abstand von etwa 1 bis 2σ ihrer Verteilung oberhalb des kleinstmöglichen ADC-Wert gewählt. Im Fall der mCBM Messungen in 2022 wurde eine Baseline von -245 ADU angesetzt. Der SPADIC bietet die Möglichkeit, einen Mittelwert der Baseline über einen gewissen Zeitraum in das erste Sample zu schreiben. Generell sei anzumerken, dass bei der Auslösung des Triggermechanismus des SPADIC immer die zwei vorhergegangenen Samples, die sogenannten Presamples, mit gespeichert werden. Damit kann eine Baselinekorrektur vorgenommen werden, indem vom Wert jedes Samples der Wert des ersten Sample subtrahiert wird. [19] Hierdurch erhält man nur noch positive Werte für die Ladung im Bereich von 0 bis $(512 - \text{Baseline})$ ADU. Abbildung 21 zeigt die Verteilung der beiden Presamples. Hier wird die gaußförmig verteilte Baseline in Sample 1 direkt deutlich. Der

angelegte Gaußfit hat einen Erwartungswert μ von -245 ADU und eine Standardabweichung σ von 4.0 ADU. Des Weiteren fällt auf, dass in Sample 2 schon ein Teil des eigentlichen Signals enthalten zu sein scheint, da wir eine deutlich zu größeren Werten verbreiterte Verteilung sehen. Die Verteilung des zweiten Samples zeigt außerdem einen auffälligen Peak bei -256 ADU. Die Untersuchung dieses Phänomens hat ergeben, dass dies über alle Kanäle und Elinks verteilt auftritt. Außerdem ist keine Besonderheit bei der Untersuchung der Signalform aufgefallen. Wodurch das Phänomen begründet ist, ist aktuell noch ungeklärt. Da es sich hierbei erstens im Verhältnis zur Gesamtanzahl der Signale um nicht sonderlich viele Einträge und zweitens nicht nur um Noise-Signale handelt, werden diese Signale in der weiteren Untersuchung normal berücksichtigt. Es werden dementsprechend keine Filter auf speziell auf Signale gesetzt, die im zweiten Sample einen Wert von -256 ADU haben.

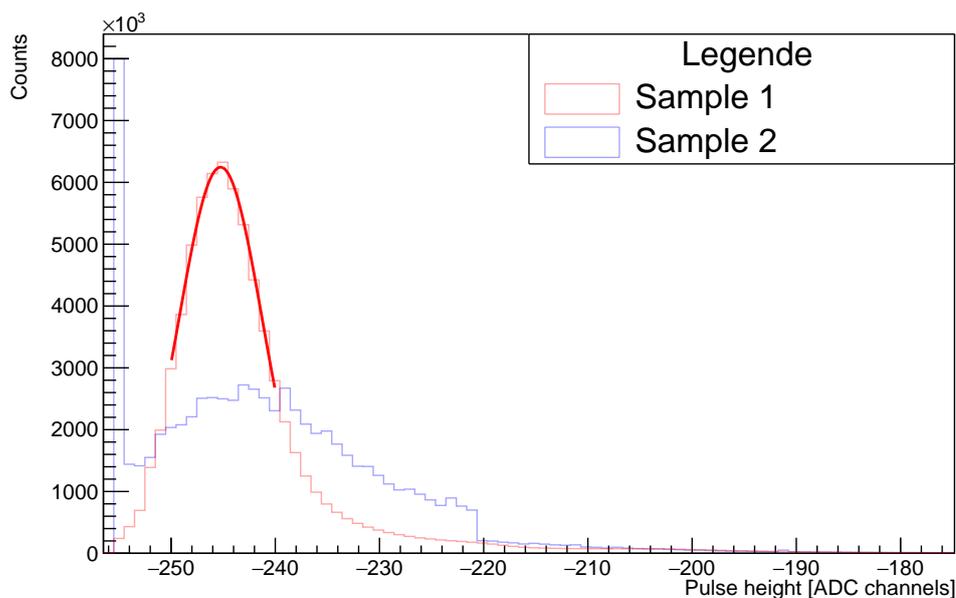


Abbildung 21: Die Verteilung der beiden Presample, die durch die im SPADIC implementierte Baseline-Averaging Funktion bestimmt wurden.

6.2 Signalfits und Parameteruntersuchung

Nachdem die Baselinekorrektur der Signale mit der eben beschriebenen Methode vorgenommen wurde, können die Signale weiter untersucht werden. Im nächsten Schritt wollen wir die Signale mit der SPADIC-Response-Funktion fitten. Da nur diskrete Zeiten vorliegen, erweitern wir die SRF um eine Zeitverschiebung (*Timeshift* δ). Dieser stellt die Verschiebung des Signals innerhalb eines Zeitintervalls dar. Die Zeit wird somit durch $t' = t + \delta$ substituiert. Die resultierende Funktion mit den zugehörigen Fitparametern lässt sich damit wie folgt (Gl. 8) angeben:

$$V_{\text{out}}(t) = \underbrace{2Q_s n R_s}_{A \cdot B} \left(\frac{t'}{\tau_s} \right)^N \cdot e^{-t'/\tau_s}, \quad t' = t + \delta - p \quad (8)$$

Dabei gilt für die Fitparameter

- A ist proportional zur Eingangsladung Q_s und sollte für $t = t_{\text{peak}} = \tau_s$ dem maximalen ADC-Wert im Signalverlauf entsprechen.
- Durch Parameter B , den Kalibrationsfaktor, wird die Eingangsladung normiert. Dieser kann analytisch bestimmt werden und entspricht der Eulerschen Zahl $e = 2.71828\dots$. Da es keinen Grund zur Annahme einer Abweichung gibt, ist der Kalibrationsfaktor für jegliche Fits immer auf den Wert e festgelegt.
- Als τ_s wird die Shapingtime bezeichnet. Für einen Shaper erster Ordnung stimmt diese mit der Peakingtime überein. Der theoretische Wert liegt bei 120ns.
- Durch den Parameter p wird die Anzahl der Presamples beschrieben. Bei den verwendeten Daten gilt immer: $p = 2$.
- Der Parameter N gibt die Shapingorder an. Da ein Shaper erster Ordnung verwendet wurde gilt $N = 1$. Diese Variable wird nicht durch den Fit bestimmt, sondern ist immer festgesetzt.

Da viele Signale einen stark von der SRF abweichenden Signalverlauf haben, sollten nicht physikalische Signale herausgefiltert werden. Hierbei können zum Beispiel Signale auftreten, die nicht durch ein eintreffendes Teilchen verursacht wurden, sondern für die der Trigger nur durch einen besonders hohen Noise-Ausschlag ausgelöst wurde. Außerdem zeigen einige Signale das Verhalten, dass sie nach dem sie den

Peak erreicht haben nicht wieder abfallen. Probiert man solche Signale mit der SRF zu fitten, erhält man für die Fitparameter stark verfälschte Werte. Um dies zu vermeiden werden im folgenden nur Signale betrachtet, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Nur Selftrigger
- Nur vollständige Signale (volle 7 Samples vorhanden)
- Maximaler Ladungswert zwischen -100 und 250 ADU (vor Baselinekorrektur). Keine Signale im Clipping (ein oder mehrere Samples mit einer Ladung von 255 ADU) betrachten.
- Da viele Signale nach dem Peak nicht abfallen, werden nur Signale betrachtet, die um mindestens 7 Kanäle pro Sample nach dem Peak abfallen.

Wieso manche Signale ein unerwartetes Verhalten, wie z.B. der fehlende Abfall nach dem Peak, zeigen, ist aktuell noch nicht geklärt, soll aber auch nicht Bestandteil dieser Masterarbeit sein. Die genannten Filter werden für alle weiteren Untersuchungen der Daten angewendet. Nachdem jetzt also die Baselinekorrektur vorgenommen und Signale mit stark abweichendem Signalverlauf gefiltert wurden, können die übrigen Signale gefittet werden. Als erstes wollen wir die durch den Fit bestimmte Shapingtime untersuchen. Hierbei beträgt, wie bereits beschrieben, die durch die Elektronik vorbestimmte Shapingtime 120 ns. Dass die effektive Shapingtime im Mittel höher ist, wurde schon in [18] gezeigt. Eine Zeit von 120 ns beschreibt hierbei jedoch die theoretische Shapingtime bei einem eintreffenden Deltapuls. Da es sich jedoch, durch Sekundärionisation und Gasverstärkung verursacht, um eine räumlich ausgedehnte Ladungswolke handelt, ist es möglich, dass die reale Shapingtime durchaus größer ist. Die durch den Fit bestimmte Shapingtime ist in Abbildung 22 abgebildet. Der angelegte Gaußfit hat einen Mittelwert von 148.6 ns und eine Standardabweichung von 13.0 ns.

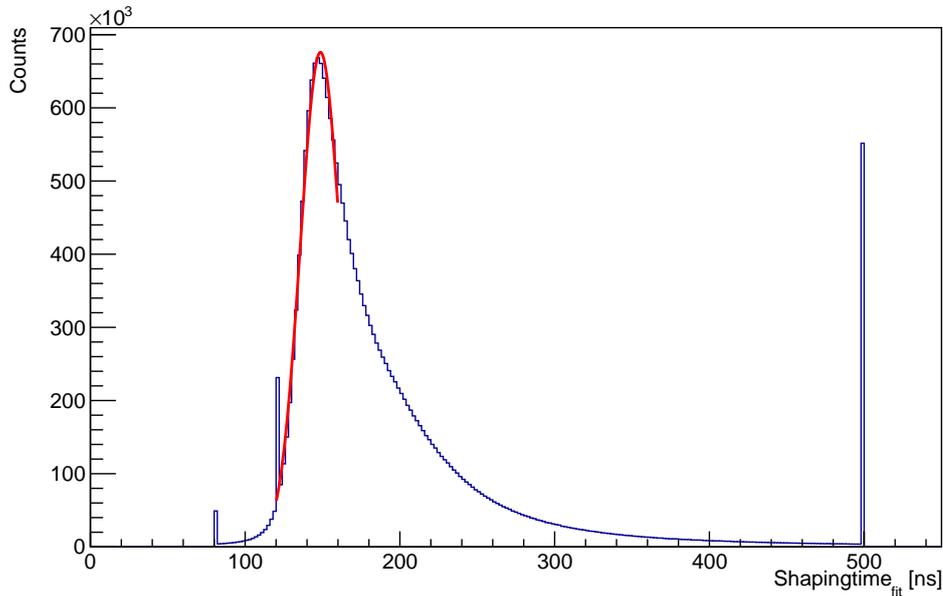


Abbildung 22: Verteilung der effektiven Shapingtime, die durch einen Fit, mit der Funktion Gl. 8, ermittelt wurde. Angelegt ist ein Gaußfit mit einem Mittelwert von 148.6 ns und einer Standardabweichung von 13.0 ns.

Es fällt auf, dass der Mittelwert, wie erwartet, nicht bei 120 ns, sondern darüber liegt. Die Shapingtime zeigt nahe um den Peak eine Gaußverteilung um ihren Mittelwert, für größere Werte weicht die Verteilung jedoch von einer Gaußverteilung ab. Dies entspricht den Erwartungen. Des weiteren gibt es drei deutlich sichtbare Peaks, welche ins Auge fallen. Der erste sehr kleine Peak liegt bei 80 ns. Dies entspricht genau der unteren Fitgrenze für die Shapingtime. Außerdem fällt auf, dass für auffallend viele Signale eine Shapingtime von 120 ns durch den Fit bestimmt wurde. Dieser Wert entspricht genau dem Startwert des Fits für die Shapingtime. Schlägt der Fit fehl, ist es möglich, dass eben genau dieser Wert extrahiert wird. Es wurde getestet, ob die fehlgeschlagenen Fits nicht konvergiert sind. Dies hat jedoch die Qualität der Ergebnisse nicht beeinflusst. Zuletzt wird für sehr viele Signale eine Shapingtime von 500 ns extrahiert. Dies entspricht genau der oberen Grenze, welche dem Fit zur Verfügung steht. Hierbei handelt es sich um Signale, die einen ebenfalls stark abweichenden Signalverlauf haben, jedoch nicht durch die vorher beschriebenen Filter exkludiert waren. Als ein Beispiel sei genannt, dass es vorkommen kann, dass im ersten richtigen Sample (also Sample 3, wenn die Presamples mitgezählt werden), immer noch sehr wenig des Signals eingetroffen ist und es sich eher um eine

Art drittes Presample handelt. Im Verhältnis zu den Signalen mit einer erwarteten Shapingtime (zwei σ um den Mittelwert des Gaußfits), wird nur noch für ca. 3% der Signale durch den Fit eine Shapingtime von 500 ns extrahiert.

Außerdem soll überprüft werden, ob eine Abhängigkeit zwischen der Shapingtime und der maximalen Signalthöhe existiert. Hierfür ist in Abbildung 23 die maximale Signalthöhe auf der y-Achse gegen die Shapingtime auf der x-Achse aufgetragen.

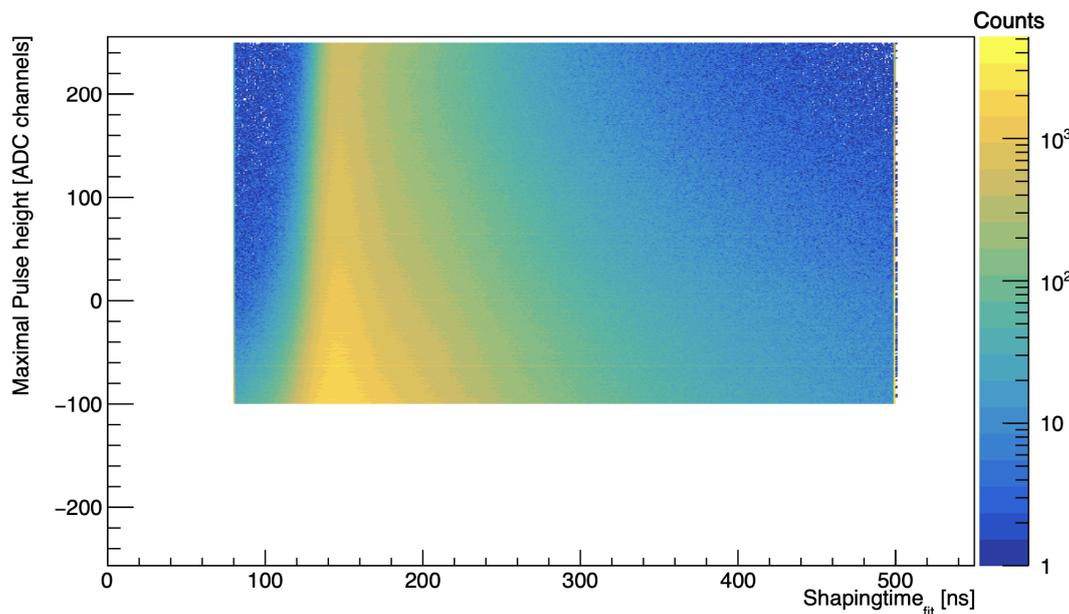


Abbildung 23: Verteilung der durch den Fit bestimmten Shapingtime in Abhängigkeit von der maximalen Signalthöhe.

Auf den ersten Blick wirkt es nicht so, als würde für größere bzw. kleinere Signale eine abweichende Shapingtime auftreten. Um eine bessere Beurteilung vornehmen zu können, wird eine Projektion der Shapingtime vorgenommen. Wir betrachten zum einen Signale mit einer maximalen Signalthöhe von -5 bis 5 ADU und zum anderen Signale mit einer maximalen Höhe von 195 bis 205 ADU. Legt man nun einen Gaußfit an die jeweilige Verteilung der Shapingtime an, so erhält man folgende Werte der Fitparameter (Tabelle 2):

Maximale Signalthöhe [ADU]	Erwartungswert $\mu[ns]$	Standardabweichung $\sigma[ns]$
-5 bis 5	148.32 ± 0.01	11.8 ± 0.1
195 bis 200	149.71 ± 0.01	8.69 ± 0.01

Tabelle 2: Parameter der Gaußfits der Verteilung der Shapingtime

Es wird deutlich, dass kein signifikanter Unterschied in der Shapingtime vorliegt.

Der nächste zu untersuchende Fitparameter ist die Eingangsladung A . Zur Bestimmung der Eingangsladung kann auf der einen Seite der Fit verwendet werden. Auf der anderen Seite kann der Wert des höchsten Samples als die Eingangsladung definiert werden. Eine Untersuchung zu beiden Methoden kann in [18] nachgeschlagen werden. In Abbildung 24 ist auf der x-Achse die durch den Fit bestimmte Eingangsladung gegen den Wert des maximalen Samples auf der y-Achse aufgetragen. Es sei angemerkt, dass es sich bei beiden Werten um die baselinekorrigierte Eingangsladung handelt. Hier fällt auf, dass für den Großteil der Signale beide Werte sehr ähnlich sind. Dies entspricht genau unserer Erwartung.

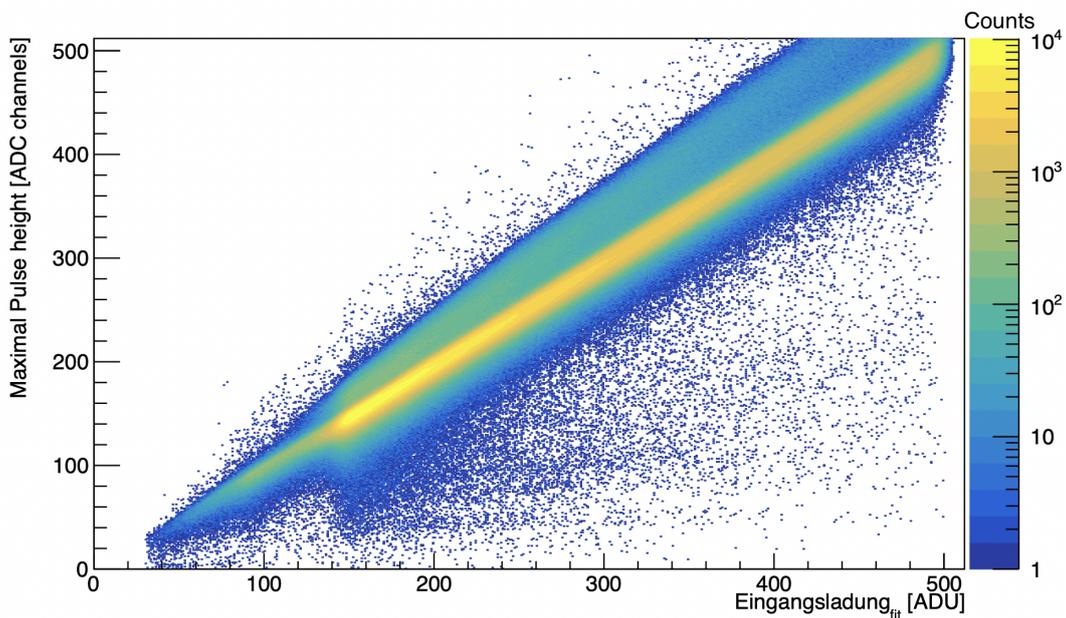


Abbildung 24: Vergleich der durch den Fit bestimmten Signalthöhe mit dem maximalen ADC Wert.

Zum besseren Vergleich zwischen der maximale Signalthöhe und der durch den Fit er-

mittelten Eingangsladung ist in Abbildung 25 die Differenz beider Werte gegenüber der Häufigkeit aufgetragen. Es wird deutlich, dass sich beide Werte sehr ähnlich verhalten. Dies entspricht unseren gestellten Erwartungen und zeigt, dass die angewendeten Fits gut funktionieren und die Signale den erwarteten Verlauf zeigen.

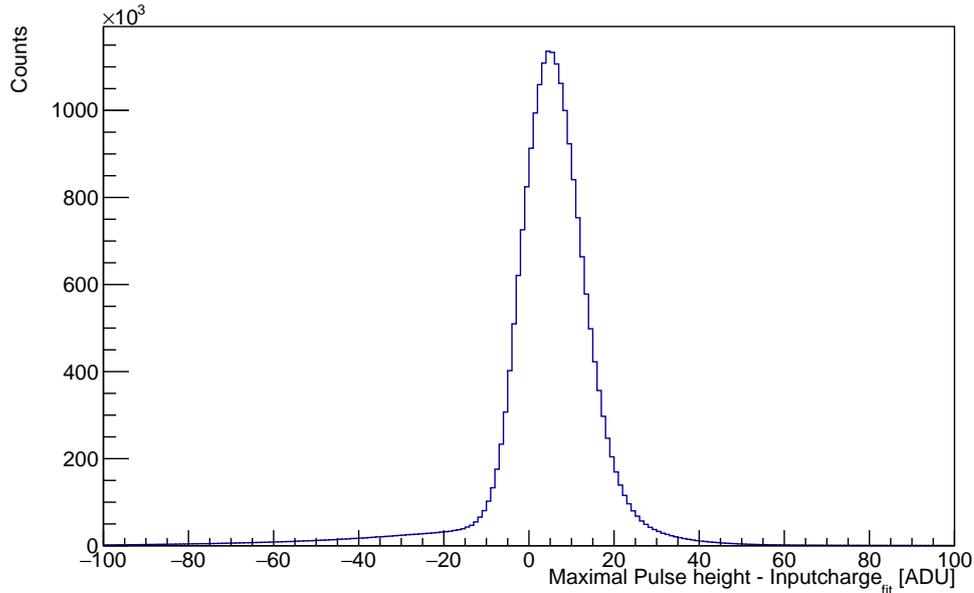


Abbildung 25: Differenz aus maximaler Signalhöhe und der durch den Fit ermittelten Eingangsladung.

Der letzte zu untersuchende Fitparameter ist der Timeshift δ . Die Verteilung der durch den Fit bestimmten Werte für den Timeshift kann Abbildung 26 entnommen werden. Die Verteilung des Timeshifts zeigt hier eine sehr auffällige Struktur. Die Peaks bei 0 ns und 200 ns sind durch die Fitgrenzen begründet. Des Weiteren fallen zwei Peaks auf. Bei dem kleineren, weiter rechts liegenden Peak könnte es sich um ein Artefakt der Fitmethode handeln. Betrachtet man diesen mit einem feineren Binning, fällt auf, dass sehr viele dieser Signale genau einen Timeshift von 62.5 ns haben sollen. Dies entspricht genau der Breite eines Samples. Um dies und den weiter links liegenden Peak zu untersuchen, werden im nächsten Schritt (Kapitel 6.4) Simulationen betrachtet. Der Vorteil hierbei liegt in der Bekanntheit der untersuchten Signale.

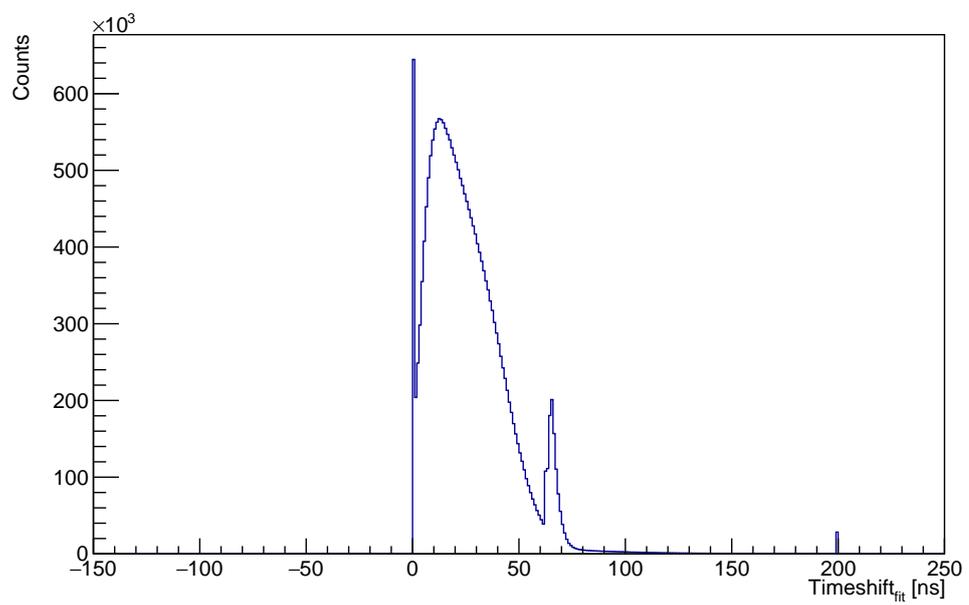


Abbildung 26: Verteilung des durch den Fit ermittelten Timeshifts δ .

6.3 Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table

Eine präzise Zeitrekonstruktion ist beim CBM-Experiment sehr wichtig, da dies vor allem zu einer besseren Spurekonstruktion beiträgt. Dies ist dadurch begründet, dass die Teilchenspuren erst im Nachgang zusammengefügt und rekonstruiert werden. Um die Spur über alle Detektorsysteme rekonstruieren zu können, ist eine sehr gute Zeitauflösung bei jedem Detektor essenziell. Da die Signale mit einer Rate von 16 MHz gesampelt werden, ergibt sich durch reine Messung des Zeitpunkts der Triggerauslösung eine unzureichende Zeitrekonstruktion. Um die Zeitauflösung zu verbessern, kann der Timeshift verwendet werden. Weil dieser genau der Zeitverschiebung innerhalb eines Bins entspricht, kann mithilfe des Timeshifts ein genauere Zeitpunkt des eintreffenden Teilchens rekonstruiert werden. Der Timeshift kann auf verschiedene Arten bestimmt werden. Im voran gegangenen Kapitel (6.2) wurde der Timeshift mithilfe eines Fits auf den Signalverlauf bestimmt. Da dies sehr rechenintensiv ist und für eine Onlineanalyse der Daten nicht möglich ist, soll im folgenden die Möglichkeit der Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table vorgestellt werden. Diese Methode wird in der folgenden Arbeit sowohl an Simulationen als auch an den mCBM Daten untersucht. Die verwendete Lookup-Table basiert auf dem Zusammenhang zwischen dem Wert des ersten Samples nach den Presamples (Sample 3), dem maximalen Ladungswert und dem Timeshift. Eine Veranschaulichung des Zusammenhangs ist in Abbildung 27 gegeben. Hier ist auf der x-Achse der Timeshift gegen den Wert des ersten Samples nach den Presamples auf der y-Achse aufgetragen. Die verschiedenen farbigen Kurven repräsentieren hierbei unterschiedliche Werte für den maximalen Ladungswert des Signals.

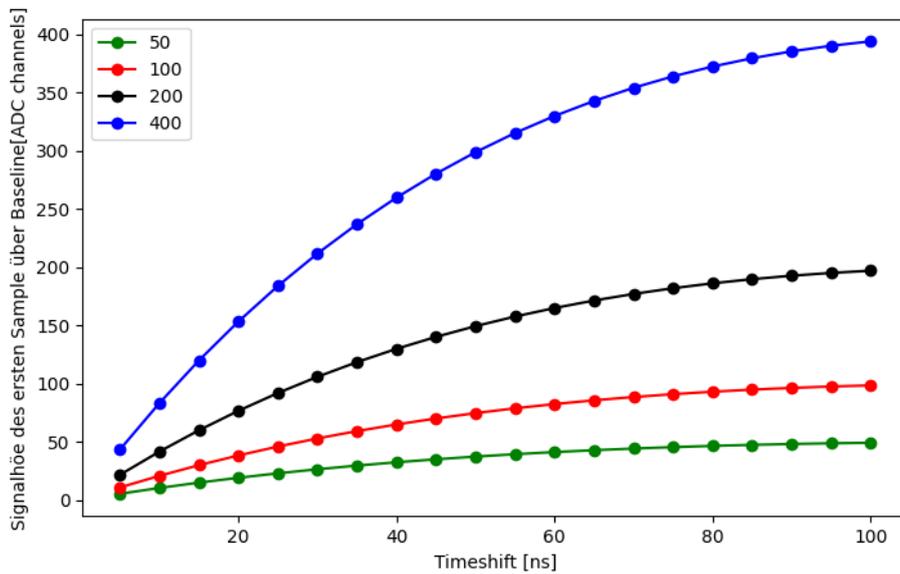


Abbildung 27: Der Zusammenhang zwischen dem Ladungswert des ersten Sample und dem Timeshift für verschiedene maximale Ladungswerte.

Eine etwas anschaulichere Erklärung für diese Abhängigkeit ist in Abbildung 28 gegeben. Hier sind zwei nahezu identische Signale aufgetragen, der einzige Unterschied besteht in einem kleinen Timeshift. Es wird deutlich, dass ein unterschiedlicher Timeshift die größte Auswirkung auf das erste richtige Sample hat.

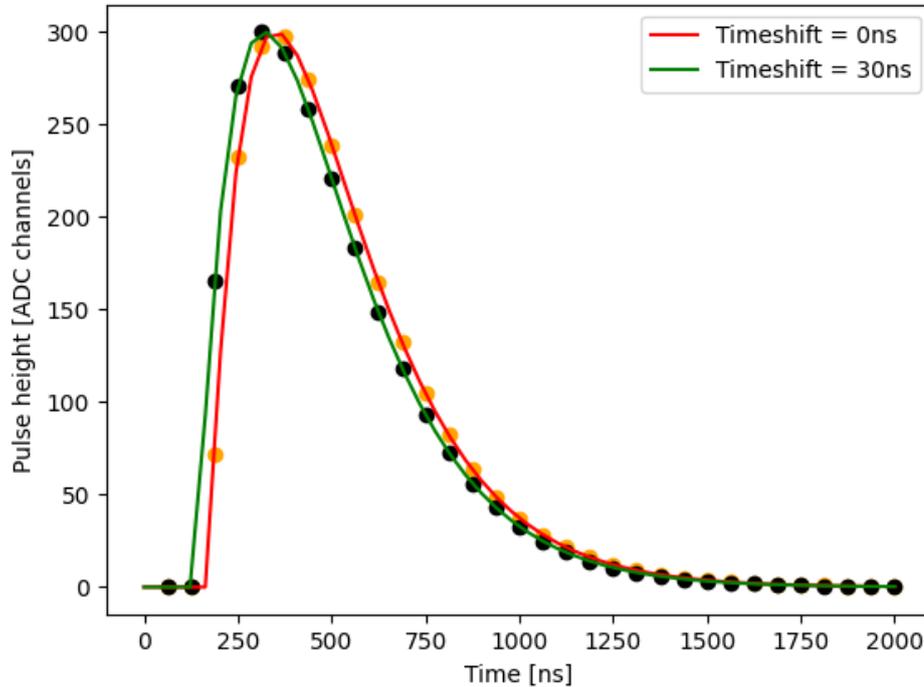


Abbildung 28: Zwei nahezu identische Signale. Beide unterscheiden sich nur durch einen geringen Timeshift. Eingezeichnet sind die Punkte, an denen eine Messung stattfinden würde. Der signifikante Unterschied im ersten Sample nach den Presamples ist deutlich.

Zur Erstellung der Lookup-Table wird die SRF (Gleichung 8) verwendet. Hierbei wird eine effektive Shapingtime von 160 ns angenommen. Der Grund für die Verwendung von 160 ns als Shapingtime wird in Kapitel 6.5 erläutert.

In Abbildung 29 wird veranschaulicht, dass der Einfluss der verwendeten Shapingtime generell sehr niedrig ist. In dieser sind ebenfalls zwei Signale abgebildet. Ihr einziger Unterschied liegt in der Shapingtime die um 20 ns voneinander abweichen. Es wird deutlich, dass selbst bei einem Unterschied von 20 ns, der Einfluss auf den Wert des ersten Samples sehr niedrig ist.

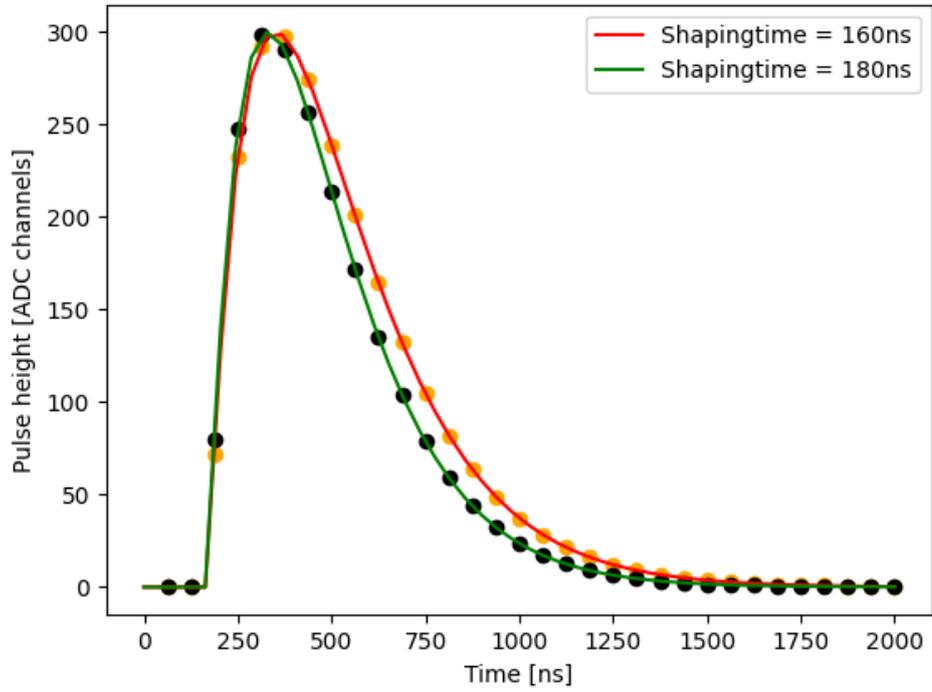


Abbildung 29: Zwei nahezu identische Signale. Beide unterscheiden sich nur in der Shapingtime. Eingezeichnet sind die Punkte, an denen eine Messung stattfinden würde.

6.4 Simulationen

6.4.1 Simulationen mit diskretem Startbin

Im nächsten Schritt der Untersuchung betrachten wir simulierte Signale. Der eindeutige Vorteil in der Betrachtung von Simulationen liegt darin, dass wir genau wissen, wie die Signalform aussieht. Aufgrund der uns bekannten Parameter der SRF kann überprüft werden, wie gut diese rekonstruiert werden können. Die Simulationen sollen dabei immer realitätsnäher gestaltet werden. Im ersten Schritt werden daher Signale mit der SRF entsprechend Gl. 8 simuliert. Für die Simulation werden ein zufälliger Timeshift und eine zufällige Eingangsladung erzeugt. Die Wertebereiche des Timeshifts liegen dabei zwischen 0 und 100 ns. Für die Eingangsladung sind Werte zwischen 100 und 500ADU möglich. Außerdem wird auf jedes Sample ein zufälliger Noisewert addiert, für den eine Normalverteilung mit einer Standardabweichung σ von 10 ADU angenommen wird. Hier wurde ein höherer Noisewert, als bei den mCbm22-Daten angenommen, damit die gewonnenen Ergebnisse sich auch sicher wieder auf die echten Daten übertragen lassen. Die Signale starten zudem in einem zufälligen Bin und es wird ein absoluter Trigger simuliert. Dies bedeutet, dass immer wenn das Signal einen gewissen Schwellenwert überschreitet, der Trigger ausgelöst wird. Anschließend werden, wie in den echten Daten auch, die zwei vorangegangenen Samples mit gespeichert. Der Signalverlauf der simulierten Signale ist in Abbildung 30 gegeben.

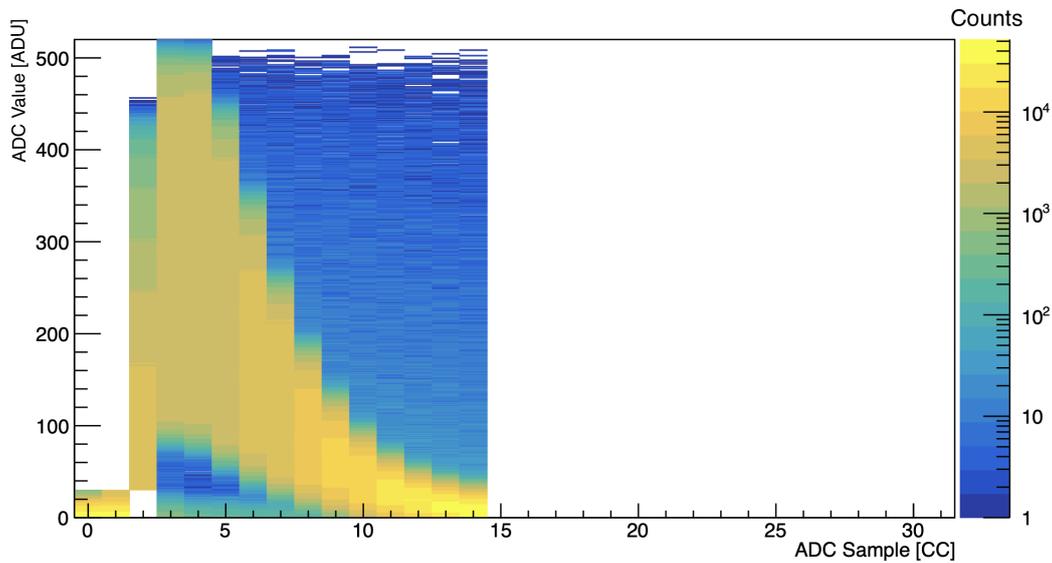


Abbildung 30: Signalverlauf der simulierten Signale. Auf jeden Bin wird ein zufälliger normalverteilter Noisewert addiert. 1σ für die Noiseverteilung beträgt 10 ADU.

Nachdem die Signale erzeugt wurden, sollen die zufällig simulierten Parameter der SRF über einen Fit rekonstruiert werden. Abbildung 31 zeigt die Ergebnisse für die Eingangsladung. Der linken Abbildung ist die Verteilung der zufälligen Eingangsladung zu entnehmen, der rechten Abbildung die durch den Fit bestimmten Werte. Es wird deutlich, dass die Eingangsladung durch den Fit sehr gut bestimmt werden kann. Um dies noch etwas genauer zu analysieren, ist in Abbildung 32 die zufällig erzeugte Eingangsladung auf der x-Achse gegen die rekonstruierte Eingangsladung auf der y-Achse aufgetragen. Hier wird ebenfalls deutlich, dass die Rekonstruktion der Eingangsladung sehr gut funktioniert.

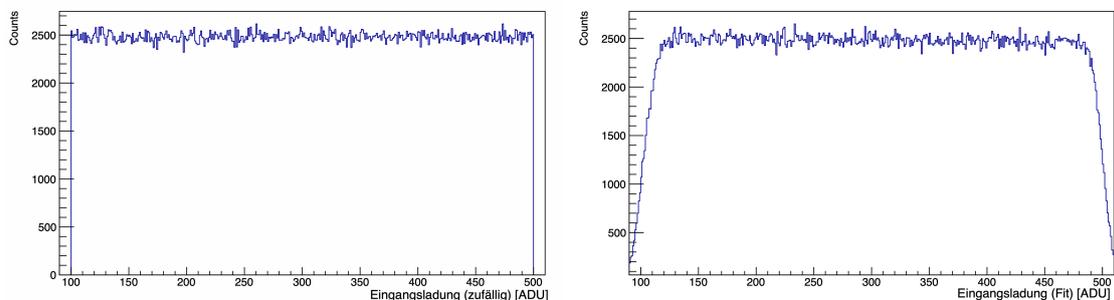


Abbildung 31: In der linken Abbildung ist die Verteilung der zufällig erzeugten Eingangsladungen der Signals abgebildet. Die rechte Abbildung zeigt die durch den Fit ermittelten Werte.

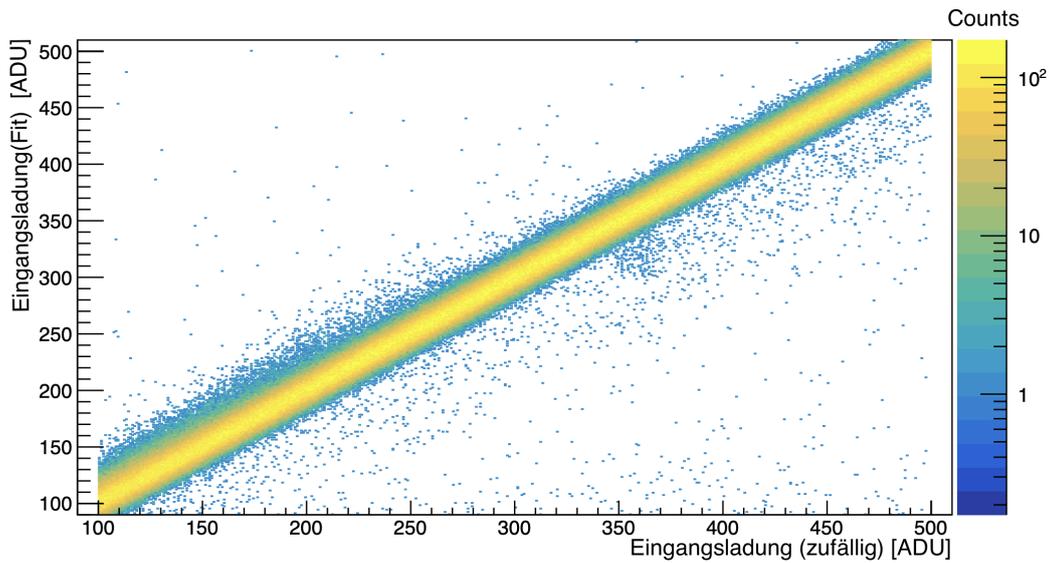


Abbildung 32: Abgebildet ist der Vergleich zwischen der simulierten Eingangsladung und der rekonstruierten Eingangsladung.

Der zweite simulierte Parameter ist der Timeshift. In Abbildung 33 sind die Ergebnisse des Timeshifts abgebildet. In der linken Abbildung ist erneut der zufällige Wert des Timeshifts abgebildet und in der rechten Abbildung die durch den Fit bestimmten Werte. Auffallend sind hier die Unterschiede zwischen dem simulierten und dem rekonstruierten Wert. Besonders auffallend ist der Peak bei 62.5 ns, dieser konnte bereits bei den mCBM Daten beobachtet werden. Des Weiteren ist ein Plateau zwischen 5 und 35ns erkennbar, welches anschließend abfällt. Die gezeigten Strukturen in der Verteilung des Timeshifts wurden nicht erwartet und sind vermutlich durch Artefakte des Fits begründet. Um auch hier einen besseren Vergleich zwischen dem simulierten und dem rekonstruierten Timeshift zu erhalten ist in Abbildung 34 der simulierte Timeshift auf der x-Achse gegen den rekonstruierten Timeshift auf der y-Achse aufgetragen.

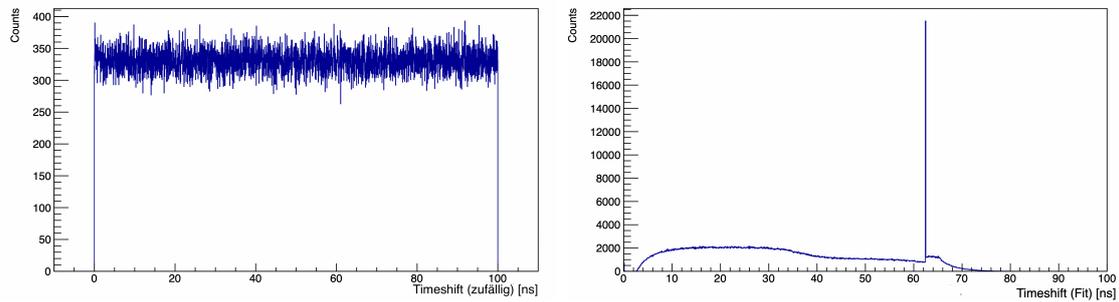


Abbildung 33: In der linken Abbildung ist die Verteilung des zufällig erzeugten Timeshifts abgebildet. Die rechte Abbildung zeigt den durch den Fit ermittelten Wert.

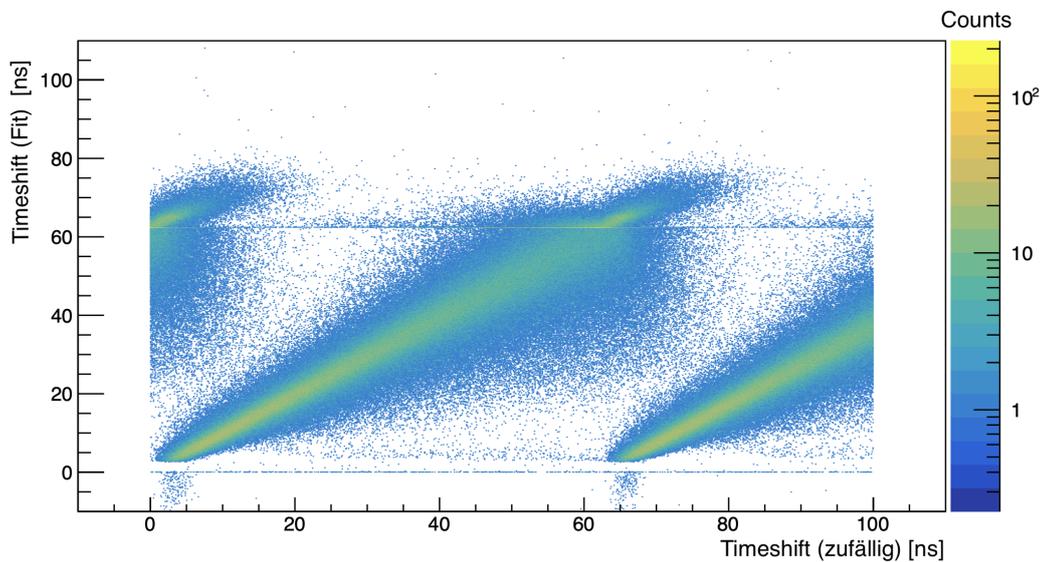


Abbildung 34: Abgebildet ist der Vergleich zwischen dem simuliertem Timeshift und dem rekonstruiertem Timeshift.

Um beurteilen zu können, wie gut der Timeshift trotz der außergewöhnlichen Strukturen durch den Fit ermittelt wurde, ist im folgenden Plot die Abweichung des simulierten Timeshifts und des durch den Fit ermittelten Wertes abgebildet.

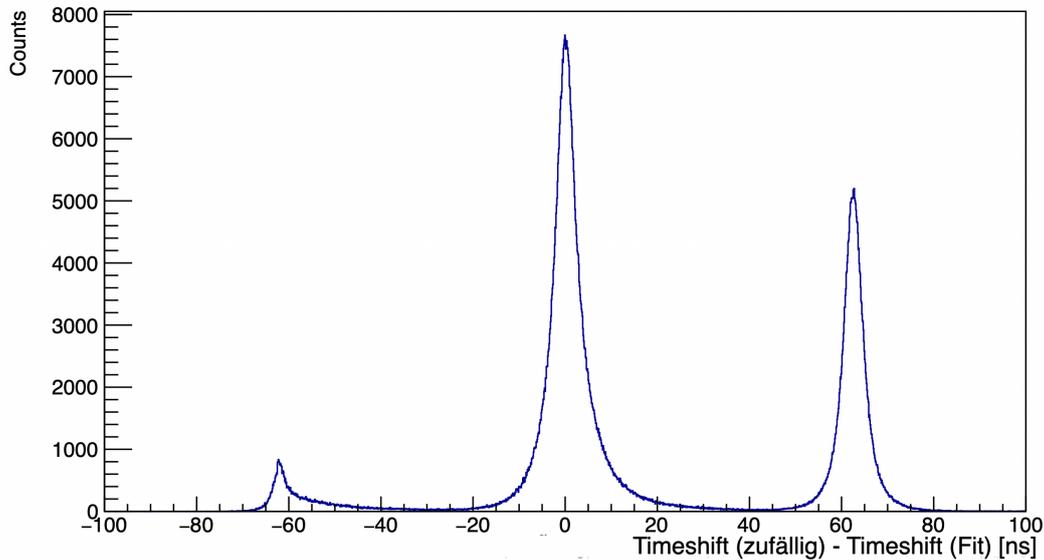


Abbildung 35: Abweichung des durch den Fit ermittelten Timeshifts zum zufällig erzeugten Wert. Die Nebenpeaks ergeben sich durch ein Simulationsartefakt hervorgerufen durch die Simulation eines Triggers.

Trotz der in Abbildung 34 gezeigten Strukturen scheint der Fit den Timeshift in den meisten Fällen rekonstruieren zu können. Die Peaks bei -62.5 ns bzw. bei 62.5 ns sind durch das Simulieren einer Triggerschwelle begründet. Durch den simulierten Timeshift werden die Signale teilweise so verschoben, dass der Trigger ein Bin früher oder später auslöst. Dies führt zu einer Abweichung zwischen simuliertem und rekonstruiertem Timeshift von 62.5 ns bzw. -62.5 ns. Zum Vergleich zeigt Abbildung 36 die Abweichung des ermittelten Timeshifts zum zufällig erzeugten Wert, wenn kein Trigger simuliert wird. Es wird deutlich, dass die eben gezeigten Nebenpeaks verschwinden und der Peak um 0 ns größer wird.

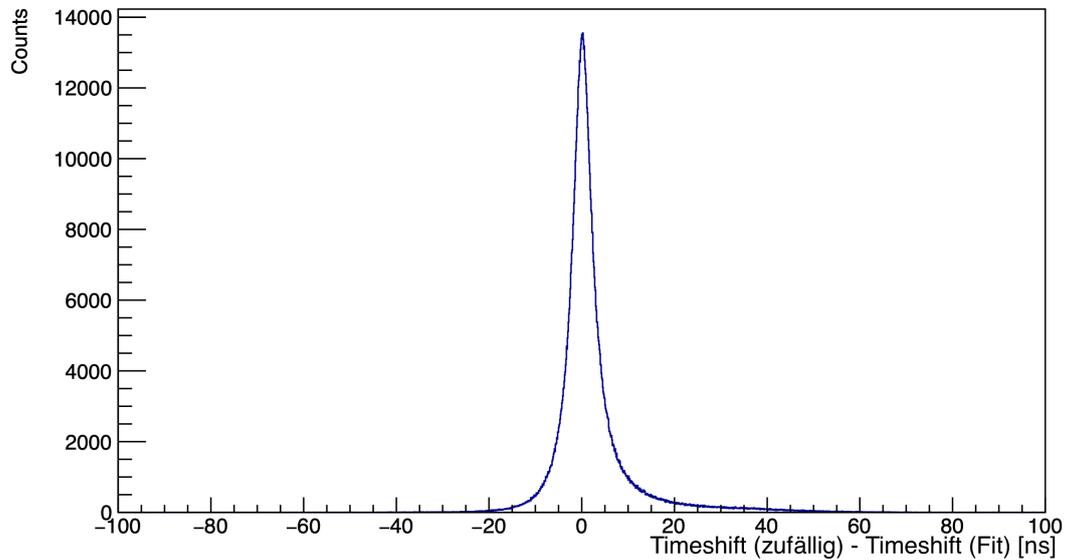


Abbildung 36: Abweichung des durch den Fit ermittelten Timeshifts zum zufällig erzeugten Wert. Bei der Simulation und Rekonstruktion dieser Signale wurde kein Trigger simuliert.

6.4.2 Simulationen mit zufälliger Startzeit in ns

Im ersten Schritt der Simulation wurde immer ein zufälliger Startbin simuliert, in dem das Signal startet. Dies bedeutet, dass die Signale immer am Anfang des Startbins gestartet haben und nur durch einen zufällig erzeugten Timeshift eine Verschiebung des Signals erreicht wurde. Da dies nicht der Realität entspricht, werden wir im nächsten Schritt nicht mehr einen zufälligen Startbin erzeugen, sondern eine zufällige Startzeit in ns. Dies bedeutet, dass kein Timeshift mehr simuliert wird, sondern dieser sich alleine durch die zufällige Verschiebung des Startpunkts der Signale innerhalb eines Bins ergibt. Dies bedeutet, dass der Startzeitpunkt kontinuierlich zu jedem Zeitpunkt liegen kann und nicht wie im vorherigen Kapitel zwangsläufig am Anfang eines Bins. Es wird erneut ein Trigger simuliert und die Signale werden anschließend gefittet. Ziel ist es mithilfe des Timeshifts den Startzeitpunkt des Signals zu bestimmen. Die restlichen, vorher beschriebenen, Rahmenbedingungen der Simulationen bleiben weiterhin bestehen. Abbildung 37 zeigt den durch den Fit bestimmten Timeshift. Bis auf den großen Peak bei 62.5 ns sieht die Verteilung im Gegensatz zu dem zufällig erzeugten Timeshift gleichmäßiger aus.

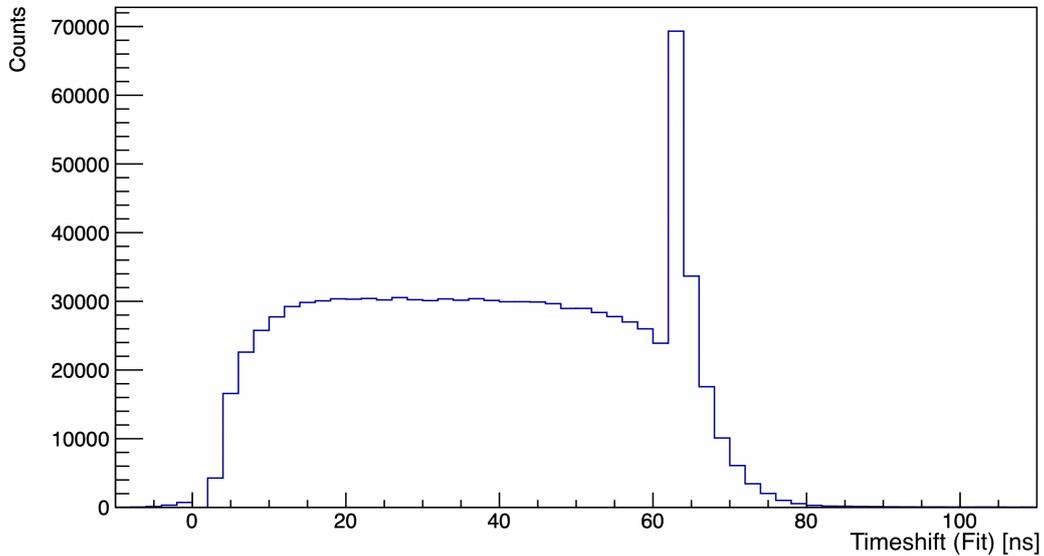


Abbildung 37: Durch den Fit ermittelter Wert für den Timeshift. Es fällt direkt auf, dass bei 62.5ns wieder ein Peak vorliegt.

Aufgrund des fehlenden Referenzwertes für den Timeshift, wird anschließend überprüft, wie gut eine Zeitrekonstruktion mithilfe des Timeshifts möglich ist. Der Startzeitpunkt ($t_{Startzeit}$) wird aus dem Bin ($t_{Trigger}$), in dem der Trigger ausgelöst wurde, minus dem Timeshift (δ) errechnet (siehe Gleichung 9).

$$t_{Startzeit} = t_{Trigger} - \delta \quad (9)$$

Abbildung 38 zeigt die Abweichung zwischen der zufälligen Startzeit und dem rekonstruierten Startzeitpunkt. An die Verteilung wurde außerdem ein Gaußfit angelegt. Die Standardabweichung σ des Fits beträgt 2.32 ns. Mithilfe des durch den Fit bestimmten Timeshifts lässt sich also eine sehr präzise Zeitrekonstruktion durchführen.

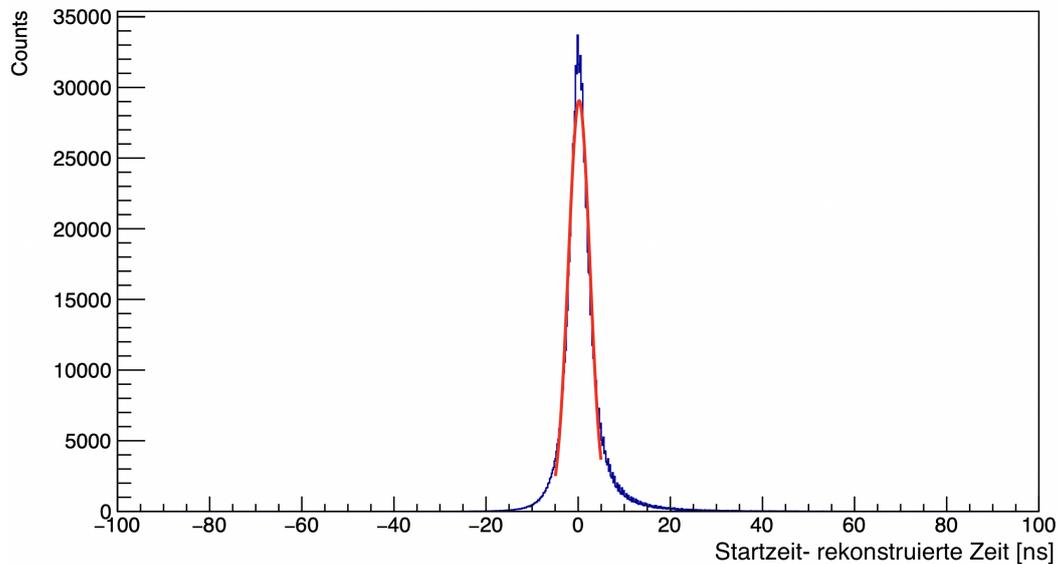


Abbildung 38: Zeitrekonstruktion mithilfe des durch den Fits ermittelten Timeshifts. Der gezeigte Gaußfit resultiert in einer Standardabweichung von 2.32 ns.

Da die Zeitrekonstruktion zwar reibungslos funktioniert, die Fitmethode aber sehr rechenintensiv ist, führen wir im nächsten Schritt eine Lookup-Table zur Bestimmung des Timeshifts ein.

6.4.3 Bestimmung des Timeshifts und anschließende Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table

Wie bereits in Kapitel 6.3 beschrieben besteht ein Zusammenhang zwischen dem Ladungswert des ersten Samples, dem maximalen Ladungswert und dem Timeshift. In Abbildung 39 ist für alle Signale mit einem maximalen Ladungswert von 300 ADC Kanälen der Timeshift und der Wert des ersten Sample aufgetragen. Der Inhalt der Abbildung basiert auf Signalen der Simulation. Aufgrund des implementierten Noise kommt es im Vergleich zur Abbildung 27 zu einer Verbreiterung der Kurve. Es wird deutlich, dass der Zusammenhang, auf dem die Lookup-Table basiert, trotz des Noise noch sehr gut erkennbar ist.

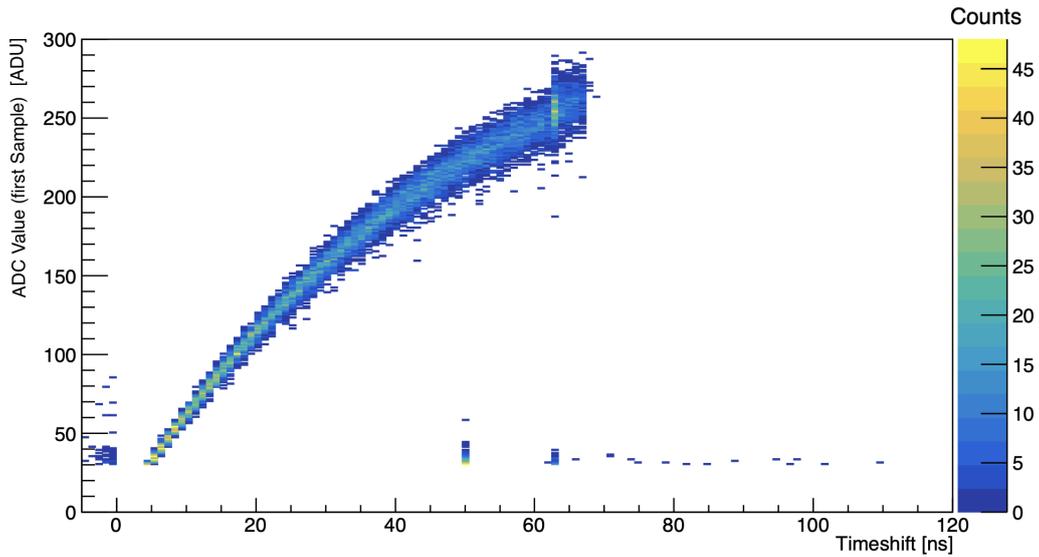


Abbildung 39: Zusammenhang zwischen dem Wert des ersten Samples und dem Timeshift für Signale mit einem maximalen Ladungswert von 300 ADC Kanälen.

Um den Timeshift der Signale zu bestimmen, wird jetzt für den jeweiligen maximalen Ladungswert überprüft, welcher Wert der Lookup-Table am besten mit dem des ersten richtigen Sample übereinstimmt. Zum Vergleich zeigt Abbildung 40 auf der rechten Seite den mit der Lookup-Table bestimmten Timeshift und auf der linken Seite den mit dem Fit bestimmten Timeshift. Aus der Verteilung des Timeshifts der Lookup-Table wird direkt deutlich, dass kein Peak mehr bei 62.5ns vorliegt. Ansonsten sind die Verläufe für beide Methoden sehr ähnlich.

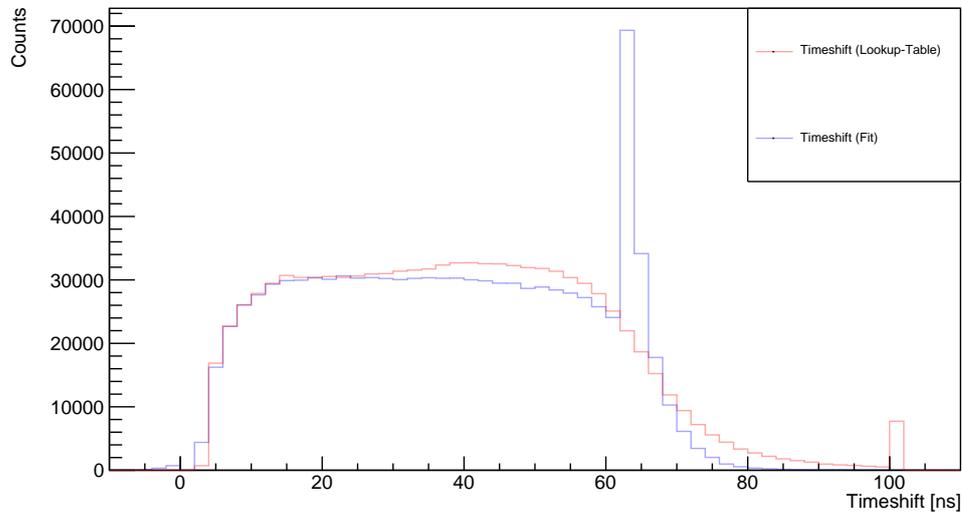


Abbildung 40: Die Abbildung zeigt den durch die Lookup-Table bestimmten Timeshift (rot) und durch den Fit bestimmten Wert für den Timeshift (blau). Es fällt auf, dass der Peak bei 62.5 ns bei der Lookup-Table nicht mehr auftritt.

Um eine Aussage über die Genauigkeit des jeweils bestimmten Timeshifts treffen zu können, wollen wir im nächsten Schritt wieder die Abweichung der rekonstruierten Zeit von der Startzeit betrachten. Zum besseren Vergleich der beiden Methoden ist zudem ein Gaußfit an die jeweilige Verteilung der Abweichung angelegt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 41 dargestellt. Die Standardabweichung des Gaußfits der Fit-Methode beträgt $\sigma = 2.321 \pm 0.003$ ns und die der Lookup-Table beträgt $\sigma = 2.792 \pm 0.004$ ns. Beide Methoden liefern demnach sehr gute Ergebnisse und können zu einer erheblichen Verbesserung der Zeitrekonstruktion beitragen. Wie bereits beschrieben, ist die Fit-Methode deutlich rechenaufwändiger als eine implementierte Lookup-Table. Vergleicht man die benötigte Rechenzeit für 10^6 Signale, so braucht die Fit-Methode 69.5 s, während die Lookup-Table lediglich 0.6 s benötigt.

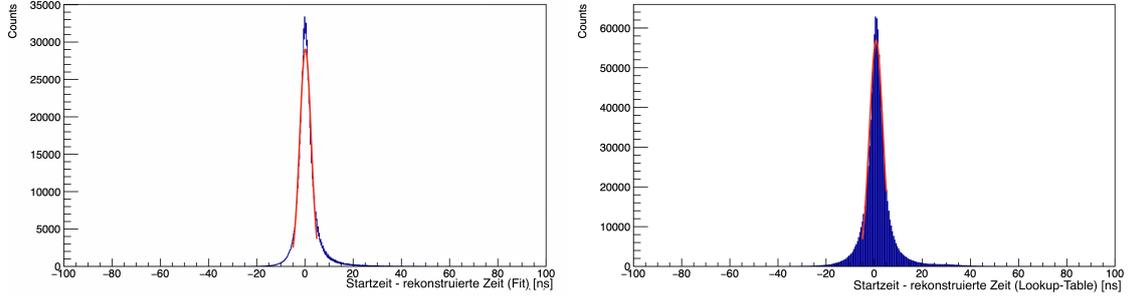


Abbildung 41: Abweichung der ermittelten Startzeit des Signals von der tatsächlichen Startzeit mit angelegtem Gaußfit. Links mit der Fit-Methode ($\sigma = 2.32$) und rechts mit der Lookup-Table ($\sigma = 2.79$).

Neben der Fit-Methode und der Lookup-Table gibt es eine weitere, sich aktuell ebenfalls in der Entwicklung befindende, Methode zur Bestimmung des Timeshifts. Bei dieser Methode wird der Timeshift analytisch aus zwei Samples berechnet. Die Formel zur Bestimmung des Timeshifts kann Gleichung 10 entnommen werden. Diese Methode wird von David Schledt (siehe [17]) entwickelt und ist hier nur der Vollständigkeit halber aufgelistet.

$$\sigma_t = \frac{f(t_1) \cdot t_0 \cdot e^{\frac{t_1}{\tau}} - f(t_0) \cdot t_1 \cdot e^{\frac{t_0}{\tau}}}{f(t_0) \cdot e^{\frac{t_0}{\tau}} - f(t_1) \cdot e^{\frac{t_1}{\tau}}} \quad (10)$$

$f(t_x)$ bezeichnet den Wert der SRF für das Sample x und τ die Shapingtime. Die Ergebnisse für den Timeshift und die rekonstruierte Startzeit sind in Abbildung 42 vorgestellt. Auf der linken Seite ist der nach Gl. 10 berechnete Timeshift und auf der rechten Seite die Abweichung der rekonstruierten Zeit von der Startzeit dargestellt. Erneut fällt auf, dass beim Timeshift kein Peak bei 62.5 ns existiert. Vergleicht man die Verteilung mit der der Lookup-Table, sind diese nahezu identisch. Die Standardabweichung des Gaußfits beträgt 2.601 ± 0.003 ns. Die Methode liefert folglich ein ähnlich gutes Ergebnis wie die Lookup-Table.

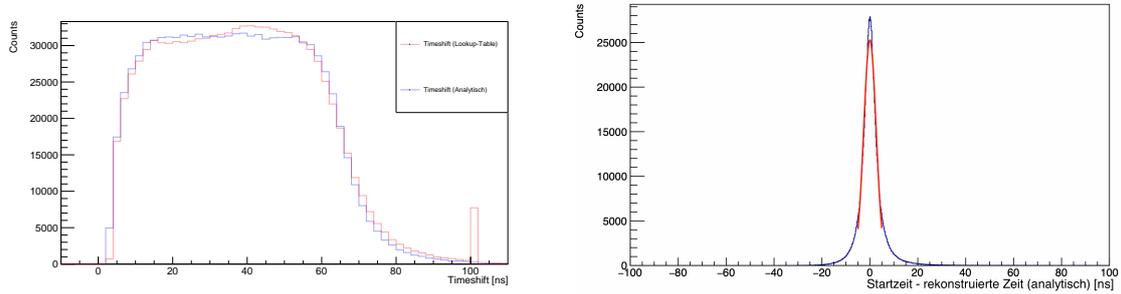


Abbildung 42: In der linken Abbildung ist die Verteilung des Timeshifts, welcher mit Formel 10 ausgerechnet wurde, abgebildet. In der rechten Abbildung ist die daraus resultierende Zeitrekonstruktion aufgetragen. Der angelegte Gaußfit hat eine Standardabweichung von $\sigma = 2.60$ ns.

6.4.4 Einfluss von Noise auf die Zeitrekonstruktion

Die Betrachtung von Simulationen ermöglicht es, den Einfluss von Noise auf die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des Timeshifts zu untersuchen. Abbildung 43 veranschaulicht den Unterschied zwischen einem normalverteilten Noise mit $1\sigma = 10$ ADC Kanäle und $1\sigma = 15$ ADC Kanäle auf den Signalverlauf. Hier sei nochmals angemerkt, dass der Wert des Noise für jedes Sample unabhängig zufällig bestimmt wird.

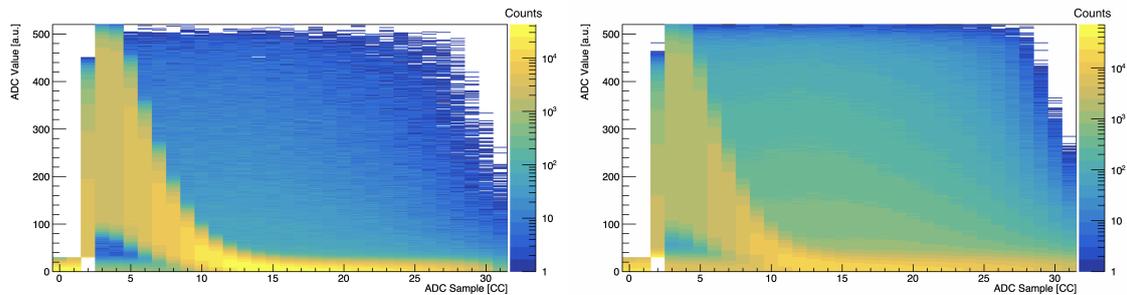


Abbildung 43: Signalverlauf der simulierten Signale. Linke Abbildung mit normalverteiltem Noise mit $1\sigma = 10$ ADC Kanäle, rechte Abbildung mit $1\sigma = 15$ ADC Kanäle.

Zuerst untersuchen wir den Unterschied in der Zeitrekonstruktion zwischen den eben gezeigten Signalen mit der Lookup-Table. Diesbezüglich ist links in der Abbildung 44 die Abweichung zwischen der Startzeit und der rekonstruierten Zeit für ein Noise mit $1\sigma = 10$ ADC Kanälen und rechts mit $1\sigma = 15$ ADC Kanäle abgebildet. Der Unterschied im angelegten Gaußfit beträgt für das kleinere Noise $\sigma = 2.792 \pm 0.004$ ns

und für die Signale mit dem größeren Noise $\sigma = 3.64 \pm 0.02$ ns. Die Zeitrekonstruktion mit der Lookup-Table liefert weiterhin sehr gute Ergebnisse, jedoch wird aufgrund des Einflusses des Noise eine klare Verschlechterung deutlich.

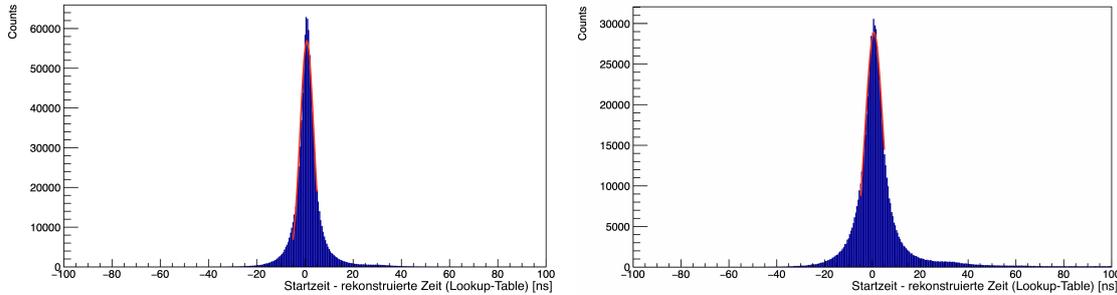


Abbildung 44: Zeitrekonstruktion mit angelegtem Gaußfit bei normalverteilterm Noise mit $1\sigma = 10$ ADC Kanäle links und $1\sigma = 15$ ADC Kanäle rechts. Es wurde eine Lookup-Table verwendet. Die Breite des Gaußfits beträgt bei der linken Abbildung $\sigma = 2.79$ ns und bei der rechten Abbildung $\sigma = 3.64$ ns.

Zum Vergleich wollen wir den Einfluss bei Verwendung der Fit-Methode untersuchen. Es wurden exakt die selben Signale gefittet und anschließend die Zeit rekonstruiert. Der Gaußfit liefert an der linken Abbildung (weniger Noise) eine Standardabweichung von $\sigma = 2.321 \pm 0.003$ ns und an der rechten Abbildung (mehr Noise) $\sigma = 3.01 \pm 0.01$ ns. Es ist erneut ein eindeutiger Einfluss des Noise auf die Zeitrekonstruktion erkennbar.

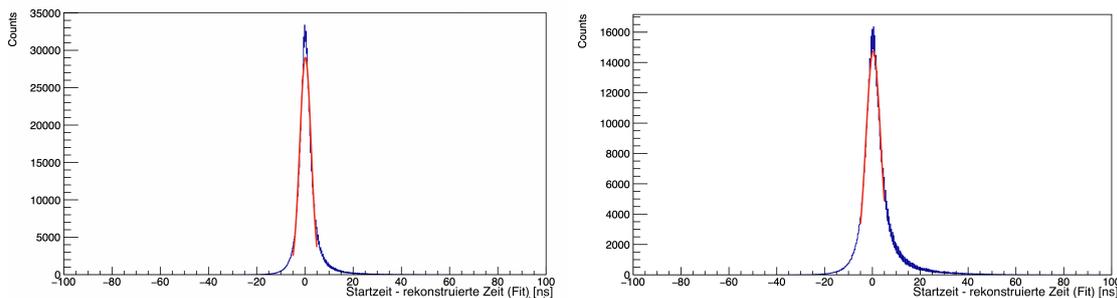


Abbildung 45: Zeitrekonstruktion mit angelegtem Gaußfit bei normalverteilterm Noise mit $1\sigma = 10$ ADC Kanäle links und $1\sigma = 15$ ADC Kanäle rechts. Es wurde ein Fit zur Bestimmung des Timeshifts verwendet. Die Breite des Gaußfits beträgt bei der linken Abbildung $\sigma = 2.32$ ns und bei der rechten Abbildung $\sigma = 3.01$ ns.

Um ein besseres Gefühl für den genauen Einflusses des Noise auf die Zeitrekonstruktion zu gewinnen, ist in Abbildung 46 auf der x-Achse die Breite des gaußverteilten

Noise gegen die Standardabweichung des Fits am Zeitrekonstruktionspeak auf der y-Achse aufgetragen. Es wird deutlich, dass in der Simulation, unter Berücksichtigung der aktuell getroffenen Annahmen, ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Präzision der Zeitrekonstruktion und der Größe des Noise vorliegt.

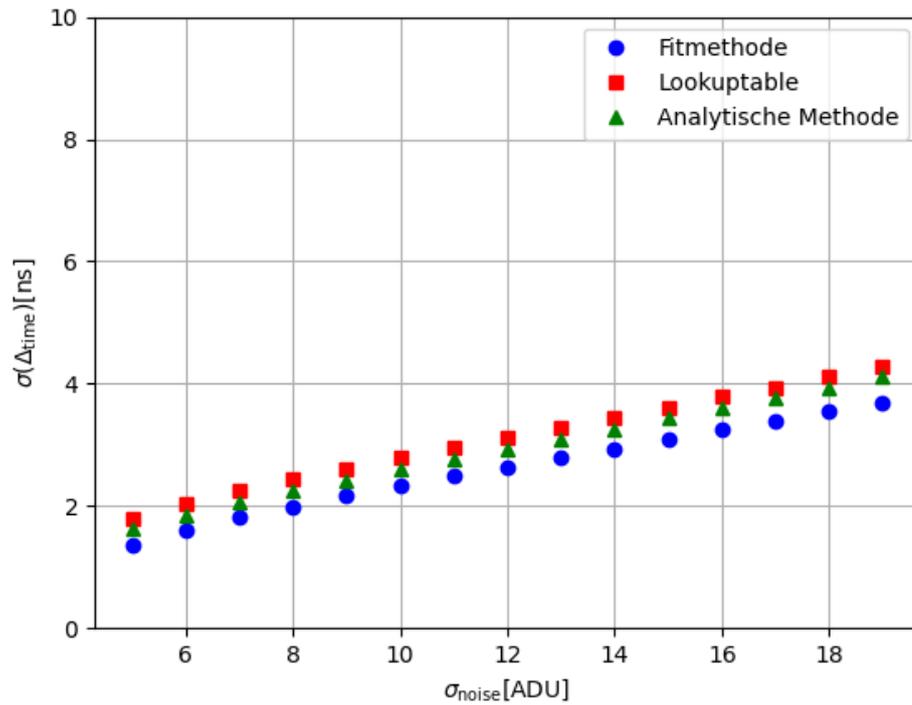


Abbildung 46: Einfluss des Noise auf die Zeitrekonstruktion.

6.4.5 Untersuchung des Einflusses von mehreren Ionisationen auf die Zeitrekonstruktion

Um die Simulationen noch etwas realitätsnäher zu gestalten, wollen wir im nächsten Schritt dazu übergehen das Signal durch mehrere Primärionisationen zu beschreiben. Dies ist beim echten Experiment ebenfalls der Fall. Ein Signal besteht in diesem Fall nicht aus einem einzelnen eintreffenden Signal, sondern aus der Faltung der einzelnen Ionisationen. Abbildung 47 veranschaulicht dieses Prinzip. Ein eintreffendes Teilchen hinterlässt mehrere primäre Cluster (lilafarbene Kugeln in der Abbildung). Die Teilchen werden in der Amplifikation Zone beschleunigt und lösen ab einer gewissen Schwellenenergie eine Sekundärionisation aus. Die letztendlich gemessene Ladung ist dementsprechend eine Faltung der einzelnen Signale aus den unterschiedlichen Ionisationen.

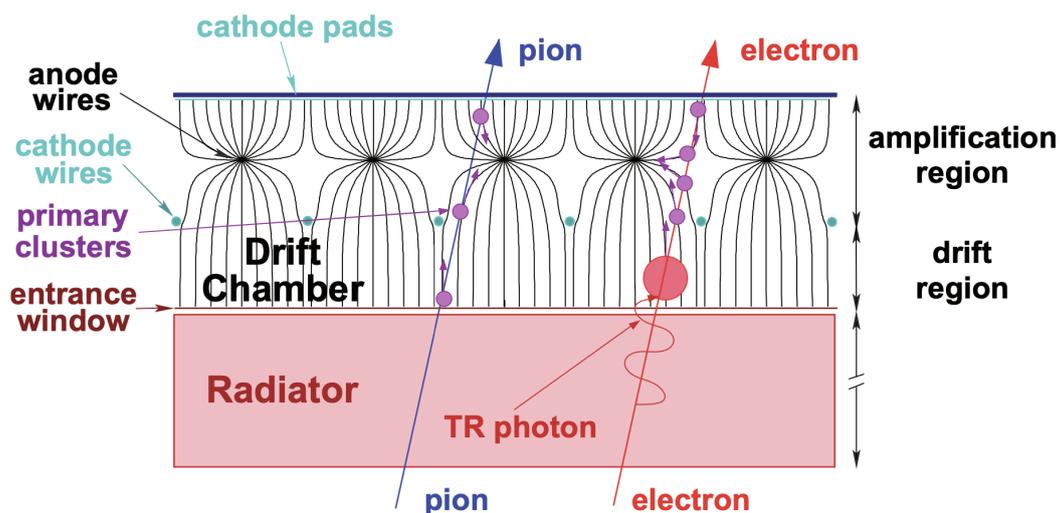


Abbildung 47: Querschnittszeichnung einer TRD Kammer. Dargestellt ist, dass ein Signal des TRD aus der Faltung mehrerer kleiner Signale besteht.[8]

Um dies in den Simulationen umzusetzen, setzt sich ein Signal fortan aus der Faltung vieler kleinerer Signale zusammen und besteht nicht mehr aus einem einzigen Signal. Die einzelnen kleinen Signale treffen mit einem kleinen konstantem Zeitversatz ein und werden addiert. In Abbildung 48 sind beispielhaft die Signalverläufe für fünf Primärionisationen links und für zehn Primärionisationen rechts gegeben.

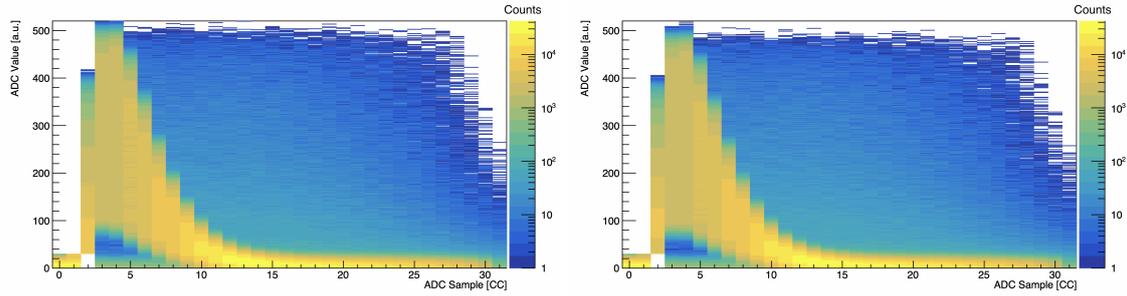


Abbildung 48: Signalverlauf der simulierten Signale mit 5 Ionisationen links und 10 Ionisationen rechts.

Im direkten Vergleich mit Abbildung 30 ist zunächst kein großer Unterschied erkennbar. Im nächsten Schritt soll die Startzeit der gezeigten Signale mithilfe des Timeshifts rekonstruiert werden. Abbildung 49 zeigt die Ergebnisse für fünf und zehn Ionisationen. Wiederholt ist die Differenz von Startzeit und rekonstruierter Zeit auf der x-Achse aufgetragen. Der angelegte Gaußfit liefert für fünf Ionisationen eine Standardabweichung von $\sigma = 5.2 \pm 0.1$ ns und für zehn Ionisationen eine Standardabweichung $\sigma = 7.9 \pm 0.2$ ns. Die Zeitrekonstruktion wurde mithilfe der Timeshiftbestimmung durch einen Fit vorgenommen.

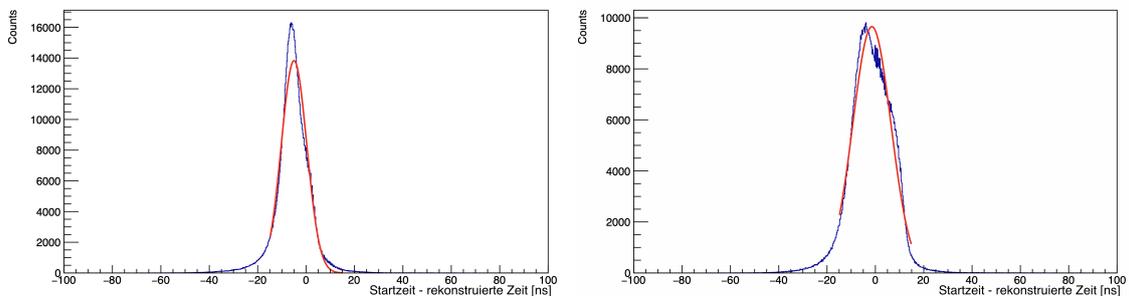


Abbildung 49: Zeitrekonstruktion mit 5 Primärionisationen links und mit 10 Primärionisationen rechts. Die Breite des angelegten Gaußfits beträgt für die linke Abbildung $\sigma = 5.24 \pm 0.1$ ns und für die rechte $\sigma = 7.9 \pm 0.2$ ns. Zur Zeitrekonstruktion wurde ein Fit verwendet.

Es ist eindeutig erkennbar, dass der realitätsnähere Einbau von mehreren Simulationen zu einer erheblich verschlechterten Zeitrekonstruktion führt. Dies liegt unter anderem daran, dass die einzelnen Primärionisationen nicht zeitgleich eintreffen und das Signal letztendlich eine Faltung dieser einzelnen Signale ist. Folglich wird das Signal zeitlich verbreitert und die Präzision der Zeitrekonstruktion nimmt ab.

6.5 Untersuchung der Zeitrekonstruktion mithilfe der Lookup-Table an mCBM Daten von 2022

Im letzten Schritt dieser Arbeit wollen wir die vorher gewonnen Erkenntnisse nutzen und die Zeitrekonstruktion an echten Daten untersuchen. Für die Untersuchung wurde die Methode der Lookup-Table in CbmRoot implementiert und steht nun für eine Offline-Analyse der Daten zur Verfügung. Der Vergleich der Ergebnisse zwischen der alten Methode, in der kein Timeshift zur Verbesserung der Zeitrekonstruktion verwendet wurde, und der neuen Methode, bei der eine Lookup-Table zur Bestimmung des Timeshifts verwendet wurde ist in Abbildung 50 dargestellt. Auf der x-Achse ist die Differenz zwischen der Zeitmessung mit dem T0-Detektor und dem TRD aufgetragen. Die Breite des Peaks gibt in diesem Zusammenhang eine Aussage darüber, wie präzise die Zeitrekonstruktion des TRD funktioniert. Wird kein Timeshift verwendet, beträgt die Standardabweichung des angelegten Gaußfits 31.43 ± 0.02 ns. Wird hingegen die Methode der Lookup-Table verwendet, kann die Standardabweichung auf 19.73 ± 0.03 ns reduziert werden. Dies stellt eine maßgebliche Verbesserung dar und ist für die Spurrekonstruktion im Experiment von großer Bedeutung.

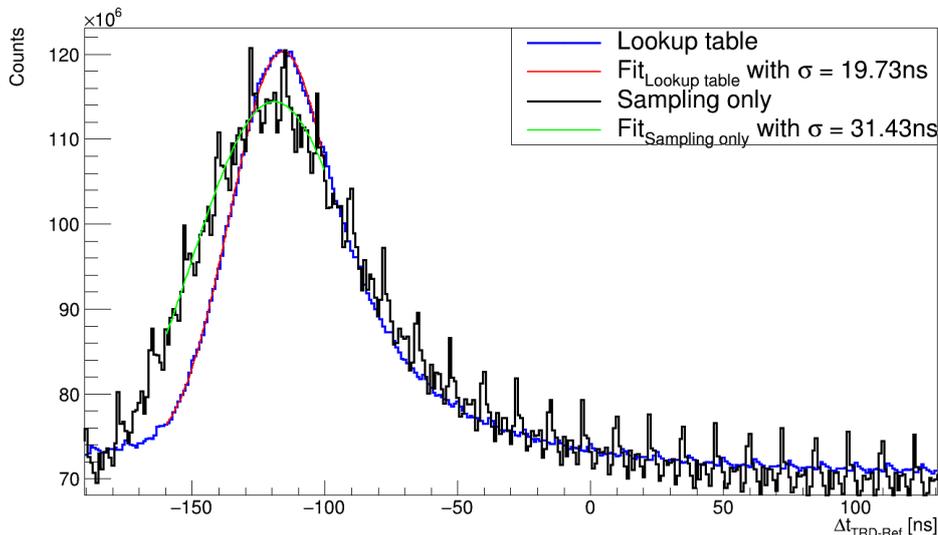


Abbildung 50: Zeitkorrelation für die alte Methode und für die Lookup-Table Methode, jeweils mit angelegtem Gaußfit.

Da die Lookup-Table mit Signalen der SRF gefüllt wird, muss zur Befüllung der

Lookup-Table eine Shapingtime gewählt werden. In Kapitel 6.3 wurde bereits gezeigt, dass der Einfluss der verwendeten Shapingtime relativ gering ist. Dennoch ist eine Untersuchung der Abhängigkeit zwischen der verwendeten Shapingtime und der Breite des Zeitkorrelationspeaks sehr interessant. Abbildung 51 zeigt auf der x-Achse die zur Befüllung der Lookup-Table verwendete Shapingtime gegen die Standardabweichung des Gaußfits an den Zeitkorrelationspeak auf der y-Achse. Es wird deutlich, dass der Einfluss der verwendeten Shapingtime im Allgemeinen minimal ist. Trotz des geringen Unterschiedes liefert eine Shapingtime von 160 ns die besten Ergebnisse. Generell sei aber positiv zur Methode der Lookup-Table angemerkt, dass es keinen signifikanten Einfluss auf die Zeitrekonstruktion hätte, wenn die Shapingtime der untersuchten Daten schwanken würde.

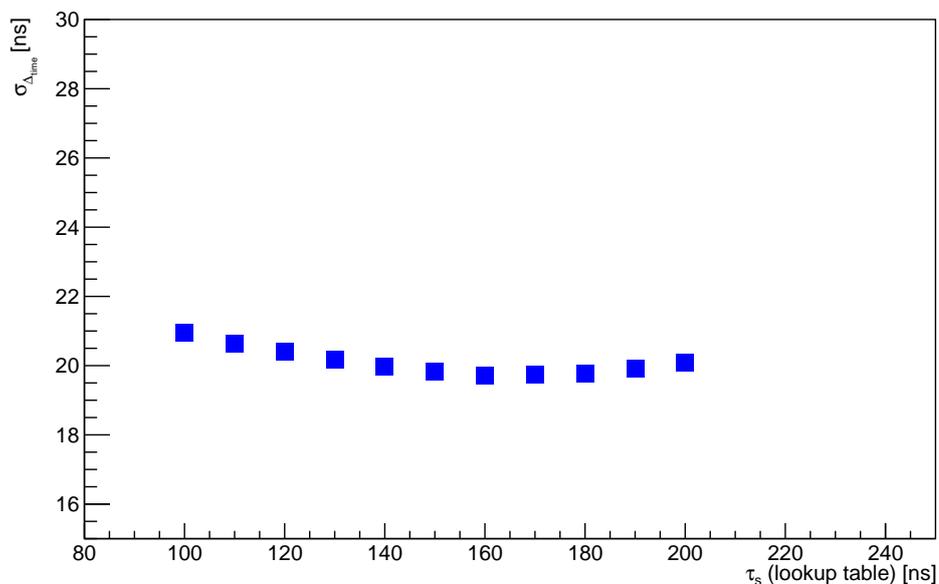


Abbildung 51: Abhängigkeit der Zeitrekonstruktion von der zur Erstellung der Lookup-Table verwendeten Shapingtime.

Aufgrund der Lesbarkeit der Fehler sind diese nicht in Abbildung 51 eingezeichnet sondern können der folgenden Tabelle entnommen werden:

Verwendete Shapingtime in ns	Breite des Zeitkorrelationspeaks in ns
100	20.94 ± 0.04
110	20.63 ± 0.04
120	20.39 ± 0.04
130	20.16 ± 0.05
140	19.95 ± 0.03
150	19.82 ± 0.04
160	19.73 ± 0.03
170	19.74 ± 0.03
180	19.82 ± 0.03
190	19.92 ± 0.03
200	20.16 ± 0.04

Im nächsten Schritt wird untersucht, ob die Zeitrekonstruktion für die verschiedenen Kanäle des TRD unterschiedlich ist. In Abbildung 52 ist die Kanal ID auf der x-Achse gegen die Standardabweichung des Gaußfits an den Zeitkorrelationspeak auf der y-Achse aufgetragen. Hier wird deutlich, dass minimale Schwankungen zwischen den Kanälen jedes einzelnen Moduls vorliegen.

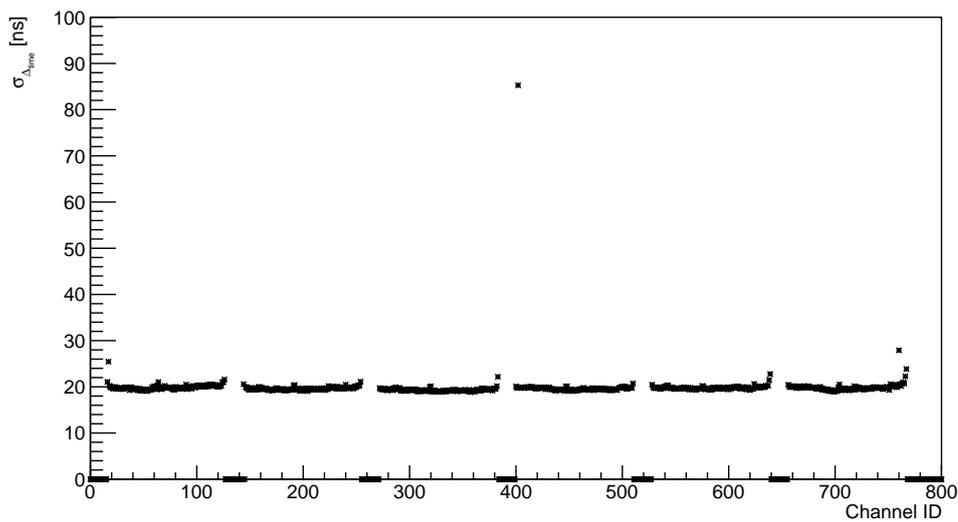


Abbildung 52: Abhängigkeit der Genauigkeit der Zeitrekonstruktion von der Kanalnummer.

Im nächsten Schritt soll untersucht werden, wie stark die Flugzeiten zu den einzelnen Kanälen schwanken und ob hier signifikante Unterschiede vorliegen. Aus diesem Grund wurde die Flugzeit eines Teilchens zu jedem Kanal berechnet. Abbildung 20 zeigt die in CBMRoot implementierte Geometrie des Experiments. Ersichtlich ist, dass die einzelnen Kanäle teilweise sehr große Winkelabstände zum Strahlverlauf aufweisen. Mithilfe der bekannten Geometrie des Experiments und der Annahme, dass sich die Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen, lässt sich die Flugzeit leicht berechnen. Dies hat ergeben, dass der maximale Flugzeitunterschied zwischen zwei Kanälen bei 0.34 ns liegt. Der Unterschied ist also erheblich kleiner, als die Genauigkeit der Zeitrekonstruktion. Im letzten Schritt wird betrachtet, ob die Zeitrekonstruktion mit der Lookup-Table von der Signalhöhe abhängt. Zur Überprüfung wurden die Signale der maximalen Signalhöhe nach sortiert und jeweils für eine bestimmte maximale Signalhöhe die Standardabweichung des Gaußfits an den Zeitkorrelationspeak bestimmt. Die Ergebnisse dieses Vorgehens für alle möglichen maximalen Signalhöhen sind in Abbildung 53 dargestellt. Aus der Abbildung geht hervor, dass die Methode der Lookup-Table sehr gut für ein großes Ladungsspektrum funktioniert und keine Abhängigkeit aufweist. Für große Signale mit einer Signalhöhe am oberen Ende des dynamischen Bereiches verzerrt der Wert des maximalen ADC. Dies ist dadurch begründet, dass Signale welche eine Ladung tragen, die größer als das Maximum des analogen Bereichs ist, auf den maximalen ADC projiziert werden. Dadurch kommt es zu einer Verzerrung des maximalen ADC-Wertes, welcher sich also im oberen Bereich der Werte nicht mehr linear zur Ladung verhält.

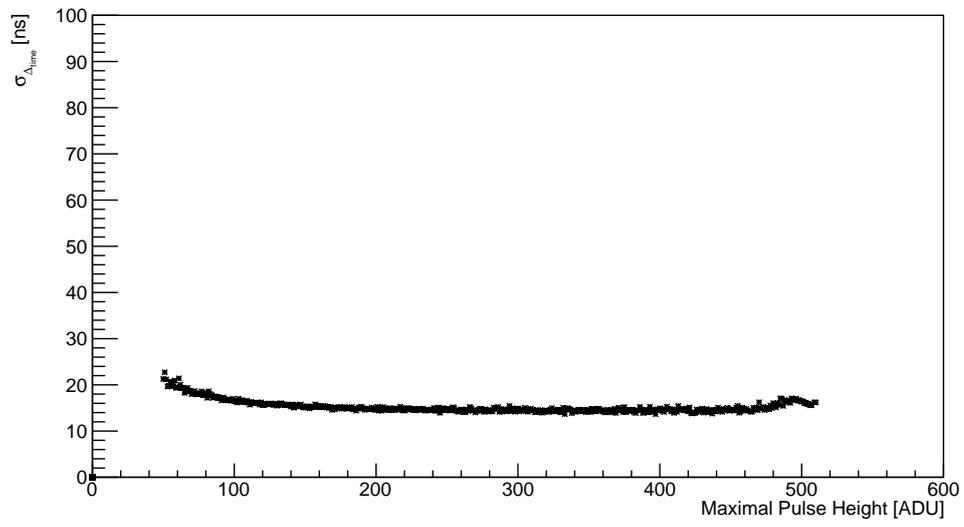


Abbildung 53: Abhängigkeit der Genauigkeit der Zeitrekonstruktion von der Signalhöhe.

7 Zusammenfassung und Fazit

In dieser Arbeit wurden die Signale aus der Messung des mCBM-Experiments in 2022 untersucht. Weiterhin wurde die Möglichkeit zur Verbesserung der Zeitrekonstruktion mithilfe einer Lookup-Table diskutiert. Hierfür wurde zunächst die Vorbereitung für Fits an die Signalform vorgestellt. Im ersten Schritt muss eine Baselinekorrektur vorgenommen, sowie die Fitfunktion definiert werden. Anschließend wurden die durch die Fitfunktion extrahierten Parameter diskutiert. Hier wurden die Erwartungen an die Ergebnisse der Shapingtime und der Eingangsladung bestätigt. Es wurde gezeigt, dass, wie bereits angenommen, die effektive Shapingtime der Daten höher ist, als die durch die Elektronik vorgegebene Shapingtime. Außerdem wurde ein Vergleich der Eingangsladung, die durch den Fit bestimmt wurde und dem Wert des maximalen Samples vorgestellt. Bei der Untersuchung des Timeshifts ist es schwierig diesen zu bewerten, da kein Referenzwert zum Vergleich herangezogen werden kann. Aus diesem Grund wurde im nächsten Kapitel eine Untersuchung an Simulationen vorgenommen. Bei den Simulationen wurden Signale mit der SRF erzeugt und anschließend die zufälligen Parameter mithilfe eines Fits bestimmt. Dies lieferte sehr gute Ergebnisse und auch der Timeshift konnte gut rekonstruiert werden. Erneut wurden Strukturen in der Verteilung des Timeshifts gefunden. So liefert der Fit als Artefakt, dass viele Signale genau einen Timeshift von 62.5ns haben. Dennoch lieferte die Betrachtung der Abweichung von simuliertem und extrahiertem Timeshift sehr gute Ergebnisse. In den nächsten Schritten wurden die Simulationen realitätsnäher gestaltet. Zunächst wurde anstatt des Startbins und des Timeshifts eine zufällige Startzeit in ns simuliert. Dabei konnten sehr gute Ergebnisse erzielt werden. Anschließend wurde der Einfluss von Noise auf die Zeitrekonstruktion untersucht. In dieser Untersuchung wurde ein annähernd linearer Zusammenhang gefunden. Im letzten Schritt der Simulationen wurden die Signale nicht mehr durch ein einzelnes Signal erzeugt, sondern bestehen fortan, wie im echten Experiment, aus der Faltung mehrerer Primärionisationen. Dieser Schritt hat eine signifikante Verschlechterung der Zeitrekonstruktion geliefert. Zum Schluss wurden die gewonnenen Erkenntnisse genutzt und eine Lookup-Table in CbmRoot implementiert. Mithilfe dieser wurde der Unterschied in der Breite des Zeitkorrelationspeaks an echten Daten (mCBM in 2022) untersucht. Es konnte festgestellt werden, dass die Verwendung der Lookup-Table eine erhebliche Verbesserung herbeiführt. Des Weiteren wurde der Einfluss der zur Befüllung der Lookup-Table verwendeten Shapingtime

untersucht. Dabei konnte ein kleiner Unterschied festgestellt werden, jedoch ist die Methode sehr gut für einen großen Bereich der Shapingtime. Im letzten Schritt wurde untersucht, ob die Breite des Zeitkorrelationspeaks mit der maximalen Signalthöhe zusammenhängt. Auch hier wurde gefunden, dass die Lookup-Table sehr gute Ergebnisse über einen großen Ladungsbereich liefert. Insgesamt sind die Ergebnisse der untersuchten Lookup-Table sehr gut. Die Lookup-Table kann die Zeitrekonstruktion des TRD im CBM-Experiment maßgeblich verbessern.

Literatur

- [1] https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell_der_Teilchenphysik
(Stand 31.10.2022)
- [2] Owe Philipsen. "Quantenfeldtheorie und das Standardmodell der Teilchenphysik". 1. Auflage
- [3] Joachim Stroth. "Kerne und Teilchen 1 - Die Quarkstruktur der Materie". Vorlesungsfolien. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2021.
- [4] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), "Review of particle physics", Chinese Physics C, 40, 100001 (2016)
- [5] M. Alford, K. Rajagopal und F. Wilczek, "Color-Flavor Locking and Chiral Symmetry Breaking in High Density QCD", Nucl.Phys. B537, S. 443 - 458, 1999.
- [6] K. Fukushima and T. Hatsuda, "The phase diagram of dense QCD", Rept. Prog. Phys. 74 (2011) 014001, arXiv:1005.4814 [hep-ph].
- [7] S. A. Bass et al., "Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions", Prog. Part. Nucl. Phys. 41 (1998), S. 255 - 369, arXiv:nucl-th/9803035
- [8] C. Blume, C. Bergmann und D. Emschermann, Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector, Oktober 2018
- [9] https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair/die_maschine (Stand 02.11.2022)
- [10] P. Spiller, "The FAIR Heavy Ion Synchrotron SIS100", 2020.
- [11] T. Ablyazimov et al., "Challenges in QCD matter physics - The Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR", arXiv:1607.01487
- [12] Claudia Höhne, Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Detektor, Juni 2013
- [13] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll et al., The CBM Physics Book. Springer, 2011.
- [14] Christoph Blume. "Physik der Teilchendetektoren". Vorlesungsfolien. Institut für Kernphysik Frankfurt, 2020.

- [15] A. Andronic und J. Wessels, "Transition Radiation Detectors", arXiv:1111.4188, 2011.
- [16] Tim Armbruster, *SPADIC - a Self-Triggered Detector Readout ASIC with Multi-Channel Amplification and Digitization*, (Ruperto-Carola Universität Heidelberg 2013)
- [17] D. Schledt, SPADIC Level One feature extraction on the FPGA in mCBM, CBM Progress Report 2022
- [18] Marius Kunold, Messungen zur Antwortfunktion der CBM-TRD Ausleseelektronik, Bachelor-Arbeit Universität Frankfurt, November 2021
- [19] Philipp Kahler, private communication, März 10, 2023

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken, die mich während der Anfertigung und Erarbeitung meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Christoph Blume, der mir die Möglichkeit gegeben hat meine Master-Arbeit im IKF zu schreiben. Außerdem möchte ich mich bedanken für die hilfreichen Tipps und Anregungen zu meiner Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Florian Roether, Axel Puntke und Philipp Kahler die mir während der Ausarbeitung meiner Themen immer für Fragen und Anregungen zur Verfügung standen. Durch regelmäßige Zoom-Sessions konnten wir uns stets zum aktuellen Stand austauschen und neue Ideen diskutieren.

Außerdem gilt mein Dank Pascal Raisig, der mir zum Beginn meiner Masterarbeit eine intensive Einarbeitung in das Thema ermöglicht hat und auch nach dem Verlassen des IKFs für Fragen zur Verfügung stand.

Zuletzt gilt mein Dank Jannis Herr für seine Korrekturvorschläge und dem stetigen Unterstützen bei Fragestellungen jeglicher Art.