

Masterarbeit

Weiterentwicklung und Tests der Detektorsimulation des CBM-TRD

Lena Rossel

November 2023

Institut für Kernphysik
am Fachbereich Physik
der Goethe-Universität Frankfurt am Main

Erstgutachter Prof. Dr. Christoph Blume
Zweitgutachter Dr. Christian Müntz

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	1
2. Theorie	2
2.1. Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma	4
2.2. Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie	5
2.2.1. Ionisation und Anregung	6
2.2.2. Bremsstrahlung	10
2.3. Übergangsstrahlung	11
2.4. Funktionsweise einer <i>Multi Wire Proportional Chamber</i> (MWPC)	14
2.4.1. Gasverstärkung	15
2.4.2. Signalerzeugung in einer MWPC	17
3. Experiment	20
3.1. FAIR	20
3.2. CBM	22
3.3. CBM-TRD	25
3.3.1. Front-End-Elektronik und Readout	27
3.4. Teststrahlzeit am DESY	31
4. Simulationen	35
4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas	36
4.1.1. Korrektur der Konstruktion der Primärionisationen	38
4.1.2. Bethe-Bloch-Parametrisierung $f(\gamma)$ und Analyse der Ladungsverteilung im Detektorgas	47
4.2. Driftzeiten zu den Anodendrähten	52
4.3. Ionisationen durch Übergangsstrahlung	54
4.4. Ladungsverteilung auf der Readout-Plane	54
4.5. Pulserzeugung	57
4.6. Digi-Erzeugung	63
4.7. Hit-Erzeugung	71
4.7.1. Energieverlust und Clustergrößen	71
4.7.2. Energieverlust in Abhängigkeit von $\beta\gamma$	75
4.7.3. Energieauflösung	76
4.7.4. Ortsauflösung	80

5. DESY	81
5.1. Kalibrierung	81
5.2. Pulse	84
5.3. Energieverlust und Clustergrößen	87
5.4. Hitverteilung	95
5.5. Vergleich mit den Simulationsergebnissen	97
5.5.1. Vergleich der Pulse	97
5.5.2. Vergleich der Clustergrößen und des spezifischen Energieverlusts	98
6. Zusammenfassung und Ausblick	100
A. Konstruktion der Primärionisationen im Gasvolumen	105
A.1. Räumliche Verteilung der Primärionisationen	105
A.2. Energieverlust an den Primärionisationspunkten	106
A.3. Driftzeiten zu den Anodendrähten	106
B. Übergangsstrahlung	108
C. Ladungsverteilung auf der Padebene	109
D. Pulserzeugung	110
D.1. Timeshift	110
D.2. Triggertyp	110
E. Digi-Erzeugung	112

Abbildungsverzeichnis

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik und Wechselwirkungen . . .	3
2.2. Phasendiagramm der QCD-Materie	5
2.3. Energieverlust von Myonen in Kupfer	7
2.4. Landau-Verteilung	9
2.5. Energieverlust von Myonen in Silizium	9
2.6. Energieabhängigkeit der Beiträge zum Energieverlust von Elektronen	11
2.7. Übergangstrahlungsspektrum	12
2.8. Röntgenabsorptionslänge von Edelgasen	14
2.9. Betriebsbereiche Gasdetektoren	16
2.10. K_3 als Funktion von h/s	18
3.1. FAIR Aufbau	21
3.2. Ionenstrahlraten SIS100	21
3.3. CBM Aufbau	23
3.4. CBM-TRD Geometrie	26
3.5. Prinzip TRD	26
3.6. ROC CBM-TRD	27
3.7. Verteilung Padgrößen CBM-TRD-Module	28
3.8. Segmente der TRD-Padebene für verschiedene Modultypen . .	29
3.9. Padgrößen nach Modultyp	29
3.10. Digitalisierter Puls Testinjektion	30
3.11. DESY-Anlage	31
3.12. Elektronenstrahlerzeugung am DESY	32
3.13. CBM-TRD-Modul bei DESY 2019 Teststrahlzeit	33
3.14. CBM-TRD-SPADIC bei DESY 2019 Teststrahlzeit	34
3.15. Kaibrierung DESY 2019 Teststrahlzeit	34
4.1. Schematische Darstellung der Schritte im Simulationsprozess [12].	36
4.2. Wahrscheinlichste Energieverluste in Xe normiert auf MIP . . .	37
4.3. <i>Tracklet</i> Positionsinformationen	38
4.4. Vergleich der γ -Verteilung	39
4.5. Primärionisationen pro cm	40
4.6. Primärionisationen pro cm, getrennt nach PID	40

4.7. Auflösung der Digi-Ladungsrekonstruktion	41
4.8. Wahrscheinlichster Wert von dE/dx_{Hit} in Abhängigkeit von $\beta\gamma$	42
4.9. $dE/dx_{\text{Hit}} - dE/dE_{\text{MC}}$ für MIPs mit Fit	43
4.10. $\sigma dE/dx_{\text{Hit}} - dE/dE_{\text{MC}}$ in Abhängigkeit von $\beta\gamma$	44
4.11. σ und $\mu dE/dx_{\text{Hit}} - dE/dE_{\text{MC}}$ in Abhängigkeit vom Modultyp	45
4.12. $\sigma x_{\text{Hit}} - x_{\text{Point}}$ in Abhängigkeit von $\beta\gamma$	46
4.13. $\sigma y_{\text{Hit}} - y_{\text{Point}}$ in Abhängigkeit von $\beta\gamma$	47
4.14. Wahrscheinlichste Energieverluste normiert auf MIP in Abhän- gigkeit von γ	48
4.15. Anzahl Primärionisationen pro cm	49
4.16. Zurückgelegte Stecke in Abhängigkeit von der Anzahl an Pri- märionisationen pro cm	49
4.17. Energieverlust Primärionisationspunkte	50
4.18. x- und y-Position der Primärionisationspunkte	51
4.19. z-Position der Primärionisationspunkte	51
4.20. Driftzeiten von Primärelektronen in XeCO ₂ in Abhängigkeit ihrer Position	53
4.21. Driftzeiten von Primärelektronen in XeCO ₂	54
4.22. Schema zur Überprüfung der Energie-Schwelle	55
4.23. <i>Pad Response Function</i>	56
4.24. <i>Charge Fraction</i>	57
4.25. Vergleich der Pulse	62
4.26. Vergleich der Pulse von ST	62
4.27. Vergleich der Pulse von FN	63
4.28. Lookup-Histogramm Digi-Ladungsbestimmung	64
4.29. Vergleich der Digi-Ladungen	65
4.30. Vergleich der ST-Digi-Ladungen	66
4.31. Vergleich der Match-Ladungen vs. Digi-Ladungen	67
4.32. Vergleich der ST Match-Ladungen vs. Digi-Ladungen	68
4.33. Vergleich der Digi-Ladungsauflösung	68
4.34. Vergleich der ST-Digi-Ladungsauflösung	69
4.35. Clustergrößen der Hits	72
4.36. Über Hits rekonstruierte Energiedeposition	73
4.37. Über Hits rekonstruierte Energiedeposition mit Fit	74
4.38. MPV der über Hits rekonstruierte Energiedeposition gegen $\beta\gamma$	75
4.39. MPV der über Hits rekonstruierte Energiedeposition gegen $\beta\gamma$, Clustergrößen 3 oder mehr Pads	76

4.40. Energieauflösung der Hits mit Fit	77
4.41. σ und μ des Fits der Energieauflösung gegen $\beta\gamma$	78
4.42. σ und μ des Fit der Energieauflösung gegen die Padgröße	79
5.1. Spektrum der ^{55}Fe -Photonen in Abhängigkeit der Anodenspannung	82
5.2. Wahrscheinlichste deponierte Ladung der ^{55}Fe -Photonen in Abhängigkeit der Anodenspannung	83
5.3. Ungefilterter selbstgetriggert Puls, 3 GeV/c Elektronen	85
5.4. Ungefilterter <i>forced neighbor</i> getriggert Puls, 3 GeV/c Elektronen	85
5.5. Gefilterter selbstgetriggert Puls, 3 GeV/c Elektronen	86
5.6. Gefilterter selbstgetriggert Puls, 2 GeV/c Elektronen	86
5.7. Anzahl selbstgetriggerte Hits in Cluster in Abhängigkeit der Clustergröße	88
5.8. Energieverlust in Abhängigkeit der Clustergröße, 3 GeV/c Elektronen	89
5.9. Energieverlust in Abhängigkeit der Clustergröße, 2 GeV/c Elektronen	90
5.10. Energieverlust > 2-Pad-Cluster	92
5.11. Energieverlust > 3-Pad-Cluster	94
5.12. Hit-Positionen, 3 GeV/c Elektronen	95
5.13. Hit-Positionen im Elektronenstrahlbereich	96
5.14. Vergleich ST-Pulse, DESY und Simulation, 3 GeV/c	97
5.15. Vergleich der Clustergrößen und Energieverluste, DESY und Simulation, 3 GeV/c	99

1. Motivation

Um das Verständnis des Aufbaus der Materie und unseres Universums weiter auszubauen, werden weltweit Experimente zur Erforschung von nuklearer Materie unter extremen Bedingungen konstruiert und betrieben. Eines dieser Experimente ist das *Compressed Baryonic Matter*-(CBM)-Experiment. Im Rahmen dieses Experiments, welches in Darmstadt an der *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) entsteht, soll die Erforschung des Phasendiagramms der stark wechselwirkenden Materie vorangetrieben werden. Dazu erfolgt die Nachbildung von Materie unter extremen Bedingungen, wie sie zum Beispiel im Inneren von Neutronensternen vorzufinden ist, im Labor über Schwerionenkollisionen. Das CBM-Experiment besteht aus verschiedenen Detektoren, einer davon ist der Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector* (TRD)), welcher in den folgenden Kapiteln genauer eingeführt und beschrieben wird.

Um die bestmögliche Funktionalität des TRD des CBM-Experiments zu gewährleisten, ist es von entscheidender Bedeutung das Verhalten des Detektors so genau wie möglich zu simulieren. Simulationen sind ein Werkzeug zur Optimierung des Detektordesigns und zur Durchführung von Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen bei der Gewinnung physikalischer Beobachtungsgrößen. In dieser Arbeit wird der allgemeine Prozess der Simulation des CBM-TRD-Detektorverhaltens beschrieben und Änderungen in diesen eingeführt. Der Fokus liegt auf der Rekonstruktion des Energieverlustes von geladenen Teilchen. Zusätzlich werden DESY-Teststrahlzeitdaten eines TRD-Moduls mit den Simulationsergebnissen verglichen.

2. Theorie

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis des Forschungsschwerpunkts des CBM-Experiments und der Funktionsweise des TRD nötigen Grundlagen eingeführt.

Die Erforschung des Aufbaus der Materie ist eine grundlegende Fragestellung der Physik und konnte im Verlauf der Jahre immer genauer beantwortet werden. Nach heutigem Stand beschreibt das Standardmodell der Teilchenphysik den Aufbau der Materie. In diesem werden elementare Bausteine (siehe Abb. 2.1) eingeführt, welche durch verschiedene Wechselwirkungen miteinander interagieren.

Die Fermionen sind die grundlegenden Bestandteile, aus denen die Materie aufgebaut ist. Dazu gehören sechs Leptonen und sechs Quarks, die in Abbildung 2.1 einzeln aufgeführt sind. Die Bosonen dienen der Vermittlung der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen. Außerdem können auch Gluonen und W/Z-Bosonen untereinander wechselwirken. Im Standardmodell werden drei Wechselwirkungen beschrieben, diese sind angeordnet nach absteigender Stärke: Die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Welche Teilchen von der jeweiligen Wechselwirkung beeinflusst werden, ist von deren Eigenschaften abhängig und in Abb. 2.1 zu sehen. [1]

Fermionen	Familie			elektr. Ladung	Farbe	Spin
	1	2	3			
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	–	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	–1	–	1/2
Quarks	u	c	t	+2/3	r, g, b	1/2
	d	s	b	–1/3	r, g, b	1/2

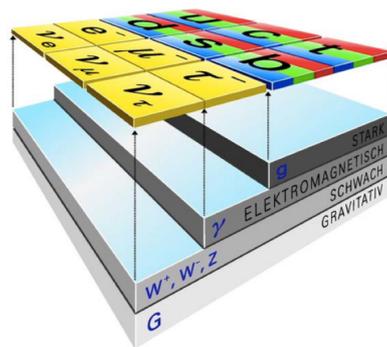


Abbildung 2.1.: Bisher bekannte elementare Fermionen mit ihrer elektrischen Ladung, Farbladung und Spin (oben) [2] und Wechselwirkungen, von denen die aufgeführten Leptonen und Quarks beeinflusst werden (unten) [3].

2.1. Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma

Die felderzeugende Größe der starken Wechselwirkung ist die Farbladung und das verantwortliche Austauscheteilchen ist das Gluon, welches selbst auch eine Farbladung trägt. Gluonen sind masselose Bosonen mit Spin 1. Die Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Da das Gluon selbst eine Farbladung trägt, können Gluonen untereinander wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung der Gluonen führt dazu, dass die Feldlinien in der QCD sich stärker anziehen und enger werden, wenn man versucht, Quark und Anti-Quark zu trennen. Bei wachsenden Abständen geht das Potential gegen unendlich und es wird unmöglich einzelne Quarks herauszulösen. Dabei handelt es sich um das sogenannte *Confinement*. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S hängt vom Impulsübertrag Q^2 ab. Bei hohen Impulsüberträgen können kleine Abstände zwischen den farbigen Ladungen getestet werden. Diese Ladungen werden von virtuellen Quark-Antiquark-Paaren abgeschirmt und von virtuellen Gluonen verstärkt. Die Anti-Abschirmung überwiegt dabei die Abschirmung. Je näher sich die wechselwirkenden Teilchen befinden, desto geringer ist die effektive Ladung, die sie beeinflusst. Daher nimmt die Kopplungskonstante mit steigendem Wert von Q^2 ab. Wenn Kernmaterie erhitzt oder komprimiert wird und es zu großen Impulsüberträgen zwischen den Teilchen kommt, nimmt die Wechselwirkung zwischen den Quarks ab. Dadurch können sie sich aus den Hadronen, in denen sie zuvor gebunden waren, lösen und sich quasi-frei bewegen. Dieser Vorgang wird als *Deconfinement* bezeichnet. Bei Kollisionen mit geringem Impulsübertrag, auch als weiche Kollisionen bezeichnet, ist die Kopplungskonstante groß. Außerdem muss die Selbstwechselwirkung der Gluonen berücksichtigt werden. Numerische Lösungsmethoden sind daher nur anwendbar, wenn die kontinuierliche Raumzeit in ein diskretes Gitter überführt wird. Dieser Ansatz wird auch als Lattice-QCD bezeichnet. [4]

In Abb. 2.2 ist das theoretisch erwartete Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie dargestellt. Viele Forschungsprojekte haben zum Ziel, dieses durch Untersuchung von Kollisionen ultrarelativistischer Ionen weiter zu erforschen. Dabei ist die genaue Charakterisierung und Lokalisierung der Deconfinement-Phasengrenze von Interesse, sowie die Charakterisierung der Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas (QGP). Für den Übergang in das Quark-Gluon-Plasma ist das Erreichen einer hohen Energiedichte relevant, die sich aus der Kombination von Temperatur und Netto-Baryonen-Dichte ergibt

und die Art des Übergangs beeinflusst. Hohe Kollisionsenergien entsprechen hohen Temperaturen T und kleinen baryo-chemischen Potentialen μ_B . Bei höheren μ_B wird ein Phasenübergang erster Ordnung erwartet, der im kritischen Punkt beginnt. [5]

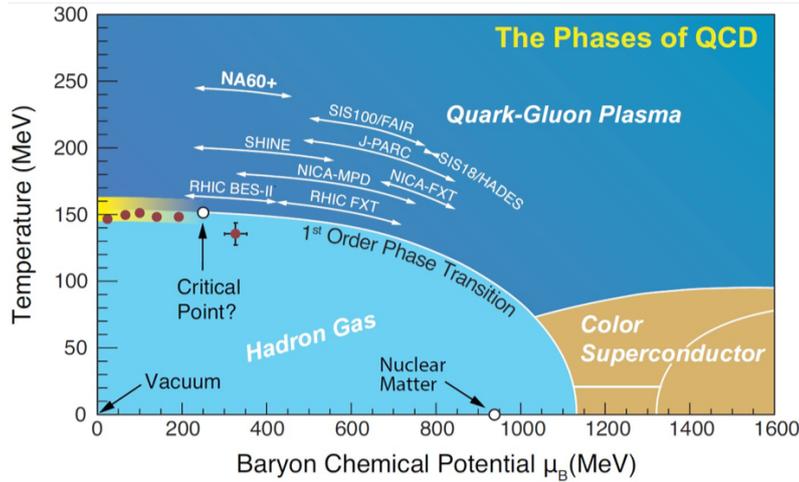


Abbildung 2.2.: Phasendiagramm der QCD-Materie (Temperatur T gegen baryo-chemisches Potential μ_B) mit theoretischen Vorhersagen für Phasenübergänge und den Messbereichen von Beschleunigeranlagen und Experimenten, einschließlich des SIS100 [5].

2.2. Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

Um die Funktionsweise des CBM-TRD erklären zu können und das Detektorverhalten in Simulationen so gut wie möglich nachzubilden, ist es nötig die Wechselwirkungsprozesse von Teilchen mit dem Detektorgas und die Entstehung von Bremsstrahlung zu verstehen. Die dazu nötigen theoretischen Grundlagen werden in den folgenden Abschnitten eingeführt.

2.2.1. Ionisation und Anregung

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie verlieren diese Energie durch Anregung und Ionisation der Atome des Mediums. Diese Prozesse sind, bis hin zu hohen Energien, bei denen Strahlungseffekte relevant werden, die dominanten Energieverlustprozesse der Teilchen. Für alle geladenen Teilchen außer Elektronen und Positronen lässt sich der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch die Bethe-Bloch-Formel

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right] \quad (2.1)$$

beschreiben [6]. Darin sind:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$ eine Konstante, die sich aus der Avogadrokonstante N_A , dem Elektronenradius r_e , der Elektronenmasse m_e und der Lichtgeschwindigkeit c zusammensetzt.
- I die mittlere Energie, die zur Ionisation des Mediums nötig ist, Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl und ρ die Dichte des Mediums.
- z die Ladungszahl des Teilchens, β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und γ der relativistische Gammafaktor. Es gilt $\beta\gamma = p/mc$.
- δ eine Dichtekorrekter, die bei hohen Energien nötig ist, und C/Z die sogenannte Schalenkorrekter, die im Bereich kleiner Energien zum Tragen kommt.

Der maximal mögliche Energieübertrag T_{max} ergibt sich bei einem zentralen elastischen Stoß des Teilchens mit einem Elektron im Medium und ist

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \approx \begin{cases} 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 & \text{für } \gamma m_e < M \\ \gamma M c^2 = E & \text{für } \gamma \rightarrow \infty \\ m_e c^2 (\gamma - 1) = E - m_e c^2 & \text{für } M = m_e \end{cases} \quad (2.2)$$

[6].

Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, hängt der spezifische Energieverlust der Teilchen von ihrem $\beta\gamma$ ab. Bei geringen $\beta\gamma$ dominiert der $1/\beta^2$ -Term der Gleichung 2.1, bei hohen der $\ln \gamma$ -Term. Das Minimum des spezifischen Energieverlusts liegt bei $\beta\gamma \approx 3 - 4$, Teilchen in diesem kinematischen Bereich heißen Minimal Ionisierende Teilchen (MIPs). [6]

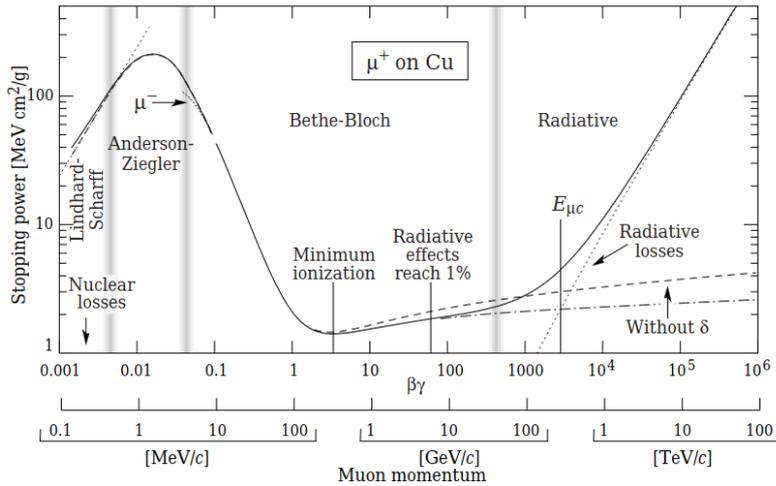


Abbildung 2.3.: Spezifischer Energieverlust von Myonen in Kupfer in Abhängigkeit von $\beta\gamma$ [7].

Statistische Fluktuationen

Da der Energieverlust ein statistischer Prozess ist, gibt es Fluktuationen die in der Bethe-Bloch-Formel nicht betrachtet werden, da diese lediglich den mittleren Energieverlust pro Weglänge angibt. Der gesamte Energieverlust ΔE auf einer definierten Strecke Δx

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n \quad (2.3)$$

setzt sich aus N Einzelprozessen mit je einem geringeren Energieverlust δE_n zusammen. Dabei treten sowohl in der Anzahl der Unterprozesse als auch in der in ihnen abgegebenen Energie statistische Fluktuationen auf. [6]

Die durch die Fluktuationen in N auftretenden Unsicherheiten von ΔE können über die Poisson-Statistik abgeschätzt werden als

$$\frac{\sigma(\Delta E)}{\Delta E} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.4)$$

. [6]

δE_n fluktuiert zwischen einem minimalen Wert δE_{min} und einem maximalen Wert δE_{max} , wobei der wahrscheinlichste Energieübertrag relativ nahe δE_{min} liegt. Durch zentrale Stöße können jedoch auch sehr viel größere Energien übertragen werden. Für nichtrelativistische Teilchen können die einzelnen δE_n als statistisch unabhängig angenommen werden, weshalb ΔE auf einer festen Weglänge Δx , in diesem Fall für $N \rightarrow \infty$, nach dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik normalverteilt ist. Im Allgemeinen folgt der Energieverlust ΔE auf einer Strecke Δx einer asymmetrischen Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(\Delta E; \Delta x)$. Diese hat einen gaußförmigen Anteil, der dem Fall vieler Ionisationsprozesse mit kleinem Einzelenergieübertrag entspricht, und einen Ausläufer hin zu hohen Energieverlusten, der durch harte aber seltenere Stöße mit hohem Energieübertrag zustande kommt. Die Form dieser Verteilung lässt sich über das Verhältnis des mittleren Energieverlusts zum maximal möglichen Energieverlust T_{max} (siehe Formel 2.2) abschätzen. Ein Maß für dieses Verhältnis ist

$$\kappa = \frac{\frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \Delta x}{T_{max}} = \frac{\xi}{T_{max}} \quad (2.5)$$

Ist κ groß, geht die Verteilung $f(\Delta E; \Delta x)$ in eine symmetrische Gaußverteilung über, wohingegen bei kleinen κ eine stark asymmetrische Verteilung vorliegt. Diese kann über eine Landau-Verteilung (siehe Abb. 2.4) beschrieben werden, deren Form durch den Parameter

$$\lambda(\Delta E_w, \xi) = \frac{\Delta E - \Delta E_w}{\xi} - 0,22278 \quad (2.6)$$

bestimmt wird. Darin ist ΔE_w der wahrscheinlichste Energieverlust (das Maximum der Verteilung), welcher ein stabileres Maß als der mittlere Energieverlust ist. Dies ist in Abb. 2.5 zu sehen. [6]

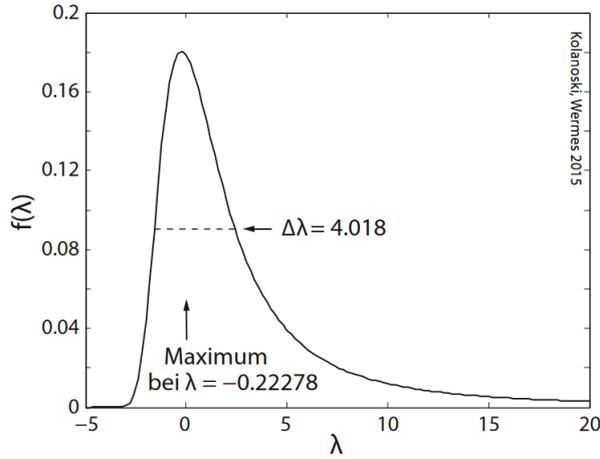


Abbildung 2.4.: Standardform der Landau-Verteilung, die durch Skalieren und Verschieben (siehe Formel 2.6) so transformiert werden kann, dass sie die Energieverlustverteilung beschreibt. Zu sehen sind das Maximum λ und die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$. Die Halbwertsbreite nach der Transformation ist: $W_{\text{FWHM}} = \Delta\lambda \cdot \xi$. [6]

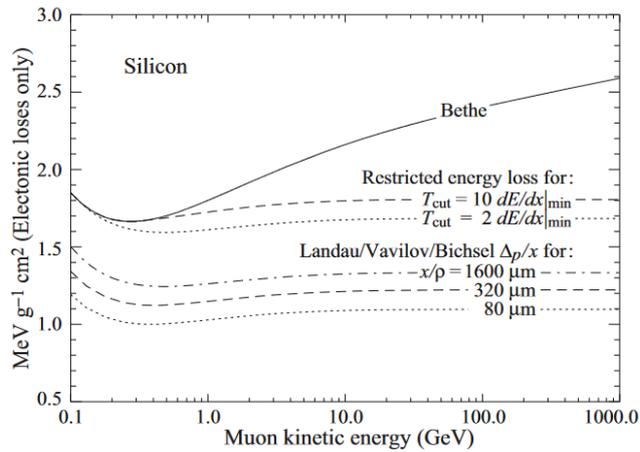


Abbildung 2.5.: Spezifischer Energieverlust von Myonen in Silizium. Die obere Kurve zeigt den mittleren und die unteren drei Kurven den wahrscheinlichsten Energieverlust [6].

Durch die Fluktuationen des Energieverlusts wird die Teilchenidentifikation erschwert, da diese von der Breite der $\langle dE/dx \rangle$ -Verteilung abhängt. Außerdem werden die Impuls- und die Ortsauflösung verschlechtert. Für die Ortsauflösung ist es wichtig, dass die Elektronen relativ weit von der Spur weg fliegen können, bevor sie Sekundärionisationen auslösen. Dies hat einen Einfluss auf die statistische Verteilung der Ionisationen entlang einer Spur. [6]

2.2.2. Bremsstrahlung

Beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie erfolgt eine Ablenkung in den Coulombfeldern der Atomkerne und damit ein Energieverlust durch Abstrahlung von Bremsstrahlung. Strahlungsverluste werden über die materialabhängige Strahlungslänge X_0 beschrieben, nach der die Energie eines Teilchens auf $1/e$ ihres Ausgangswertes abgefallen ist. Energieverlust durch Bremsstrahlung ist

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0} \quad (2.7)$$

Die Energie, ab der die radiativen Energieverluste die Energieverluste durch Ionisation überwiegen, heißt kritische Energie. Die verschiedenen Prozesse und die Energiebereiche in denen sie relevant sind, sind in Abb. 2.6 für Elektronen und Positronen zu sehen. Für sehr hohe Energien dominieren die Energieverluste durch Strahlungsprozesse für alle geladenen Teilchen. [6]

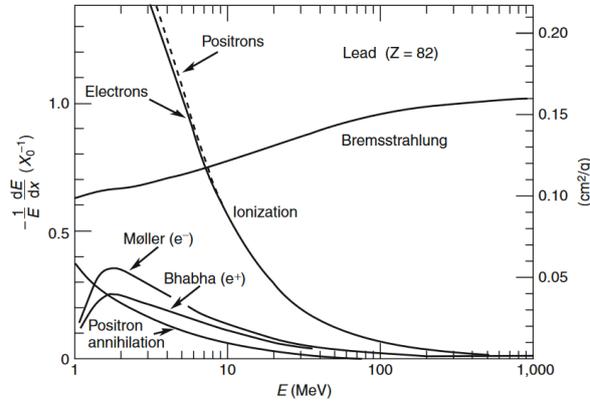


Abbildung 2.6.: Beiträge zum spezifischen Energieverlust von Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von ihrer Energie durch verschiedene Prozesse in Blei [8].

2.3. Übergangsstrahlung

Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit verschiedenem Brechungsindex $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ passiert. Dabei ist ϵ die Dielektrizitätskonstante und μ die magnetische Permeabilität des Mediums. Aufgrund der Änderung der dielektrischen Eigenschaften des Mediums, muss sich beim Durchgang durch die Grenzfläche das elektrische Feld des Teilchens ändern. Das elektrische Feld des geladenen Teilchens kann in der Nähe der Grenzfläche als ein Dipol aus der Überlagerung seines Feldes mit dem seiner Spiegelladung beschrieben werden. Dieser Dipol kollabiert unter Abstrahlung eines Photons, sobald das Teilchen die Grenzfläche erreicht. Die Intensität der Übergangsstrahlung steigt dabei mit γ bis hin zu einem Sättigungswert an (siehe Abb. 2.7). Die Abstrahlung erfolgt in einem Kegel um die Flugbahn des emittierenden Teilchens. [6]

Da bei einem einzelnen Übergang im Mittel nur eine sehr geringe Anzahl von Photonen abgestrahlt wird, sind für die Konstruktion eines TRDs sehr viele Grenzflächen nötig, zwischen denen es zu überwiegend konstruktiver Interferenz kommt. Dafür können Folienstapel, Fasern oder Schäume aus Polypropylen oder ähnlichen Medien als Radiatoren verwendet werden. [6]

2. Theorie

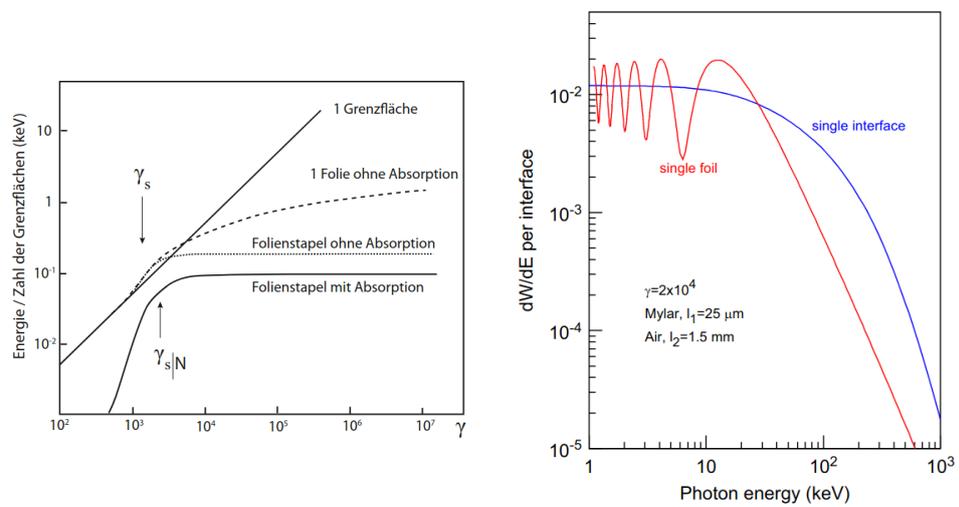


Abbildung 2.7.: Links: TR Intensität pro Grenzfläche in Abhängigkeit von γ für eine Grenzfläche, eine Folie und einen Folienstapel [6]. Rechts: TR-Spektrum für eine einzelne Grenzfläche und eine einzelne Folie [9].

Bei der Verwendung von Folienstapeln trägt jede Folie zwei Grenzflächen bei, an denen Photonen entstehen. Dadurch kommt es zu Interferenzeffekten, die in Abb. 2.7 zu sehen sind. Das sich ergebende doppeldifferenzielle Energiespektrum für eine Folie ist:

$$\left(\frac{d^2E}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{Folie}} = \left(\frac{d^2E}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{Grenzfl.}} \cdot 4 \sin^2(\phi_1/2) \quad (2.8)$$

Wobei sich die Phase ϕ_1 des Interferenzfaktors $4 \sin^2(\phi_1/2)$ aus dem Verhältnis der Foliendicke und der Formationslänge l/Z ergibt. Die Formationslänge Z ist die Strecke nach der die Phasendifferenz zwischen den beiden emittierten Wellenzügen 2π beträgt. Durch Absorptionseffekte wird die effektive TR-Ausbeute für geringe Energien, unter einigen keV, am Radiatorausgang stark unterdrückt und es bildet sich ein Maximum des Spektrums bei 10 bis 20 keV aus. Die genaue Frequenz dieses Ausbeutemaximums ist proportional zur Foliendicke. [6]

Das Spektrum der Übergangsstrahlung wird demnach von verschiedenen Parametern beeinflusst, darunter die Dicke der Fasern oder Folien, der Abstand zwischen den Folien und die Plasmafrequenz des Radiatormaterials. Bei der Verwendung dickerer Folien wird eine stärkere Absorption der Röntgenphotonen im Radiator beobachtet, jedoch kann gleichzeitig ein stärkeres Ausbeutemaximum erreicht werden. In der Regel werden Folien- und Faserdicken im Bereich von etwa 15 μm gewählt. Um eine hohe Intensität der Übergangsstrahlung zu erzielen, ist es wünschenswert, dass die Plasmafrequenz des Radiatormaterials hoch ist. Dies kann erreicht werden, indem man eine hohe Elektronendichte im entsprechenden Medium hat. Typische Materialien, die für Radiatoren verwendet werden, sind beispielsweise Mylar und Polypropylenfasern. Durch die Wahl solcher Materialien und die Optimierung der Radiatorparameter kann die Intensität der Übergangsstrahlung maximiert werden. [6]

Voraussetzung für eine effiziente Elektronenidentifikation mit einem Gasdetektor mit begrenzter Dicke ist eine ausreichend kurze Absorptionslänge für die im Radiator erzeugten TR-Photonen. Die Absorptionslängen von Röntgenstrahlung in Edelgasen sind in Abb. 2.8 zu sehen. Xe besitzt die kürzeste Absorptionslänge (weniger als 10 mm für typische TR-Photonenenergien unter 10 keV) und wird deshalb als Hauptgaskomponente verwendet. Da Xenon nach einer Ionisation in einen angeregten Zustand übergehen und von dort über

ein Zwischenniveau wieder in den Grundzustand zurückfallen kann, indem es ein Photon emittiert, muss CO_2 als Quenchgas zugegeben werden. Das CO_2 verhindert durch Absorption der entstehenden Photonen, dass weitere Ionisationen im Gas ausgelöst werden, die nicht in der Nähe der Teilchen-Trajektorie liegen und damit die Positionsauflösung verschlechtern würden. [6]

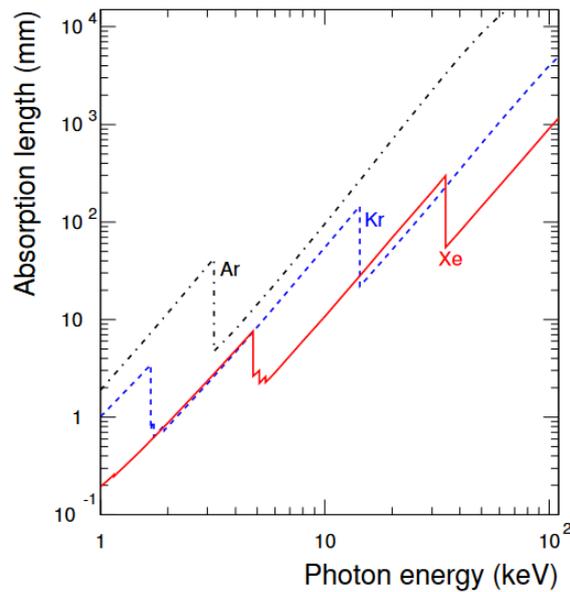


Abbildung 2.8.: Die Röntgenabsorptionslänge in verschiedenen Edelgasen [10].

2.4. Funktionsweise einer *Multi Wire Proportional Chamber* (MWPC)

Eine MWPC basiert auf dem Prinzip von nebeneinander angeordneten Proportionalitätszählrohren. So wird eine Positionsmessung von Teilchen ermöglicht. Durch mehrere hintereinander angeordnete Ebenen von MWPCs ist so die Rekonstruktion von Trajektorien geladener Teilchen möglich. Der Aufbau besteht aus vielen Anodendrähten, die zwischen zwei Kathodenflächen angeordnet werden. [6]

Wenn es im Detektorgas zu Primärionisationen kommt, werden die entstehenden Elektronen in Richtung der positiv geladenen Anodendrähte beschleunigt. Sie können, bei ausreichender Energie, mit den Gasatomen stoßen und Sekundärionisationen hervorrufen. Dies führt zu einer Verstärkung des ausgelesenen Spannungspulses an der Kathodenebene und des Stroms an den Anodendrähten.

2.4.1. Gasverstärkung

Die Erhöhung der Anzahl der Elektronen-Ionen-Paare dN auf einer zurückgelegten Strecke ds ist:

$$dN = \alpha(E)Nds \quad (2.9)$$

Wobei α der erste Townsend-Koeffizient ist, der von den Anregungs- und Ionisierungswirkungsquerschnitten der Elektronen abhängt, die im Feld genügend Energie gewonnen haben um Sekundärionisationen auszulösen.

Das Verhältnis der Anzahl der so an der Anode nach einer Strecke s_a zustandekommenden zur Zahl der am Anfang vorhandenen Elektronen N_0 heißt Gasverstärkung:

$$G = \frac{N(s_a)}{N_0} = \exp\left(\int_{s_0}^{s_a} \alpha(E(s))ds\right) \quad (2.10)$$

Formel 2.10 lässt sich allgemein nur numerisch lösen, weshalb in der Praxis meist Parametrierungen von G als Funktion der angelegten Spannung angegeben werden.

Für zylindrische Geometrien mit Drahradius a und Kathodenabstand b , und mit der Annahme, dass sich die Anzahl der Elektronen bei jedem Stoß verdoppelt, ergibt sich für die Gasverstärkung als Funktion der Spannung U die Diethorn-Formel

$$\ln G = \frac{U \ln 2}{\ln \frac{b}{a} \Delta U} \cdot \ln\left(\frac{U}{a \ln\left(\frac{b}{a} E_{\min}(p_0) \frac{p}{p_0}\right)}\right) \quad (2.11)$$

Neben der Spannung ist demnach G auch abhängig vom Gasdruck, dem Diethoron-Faktor ΔU und E_{\min} , welche durch die Gaseigenschaften bestimmt werden. [6] Die entstehenden relativen Pulshöhen in Abhängigkeit von der angelegten

Anoden-Kathoden-Spannung sind in Abb. 2.9 schematisch für ein Zählrohr dargestellt. Je nachdem welchen Wert G hat werden verschiedene Betriebsbereiche definiert.

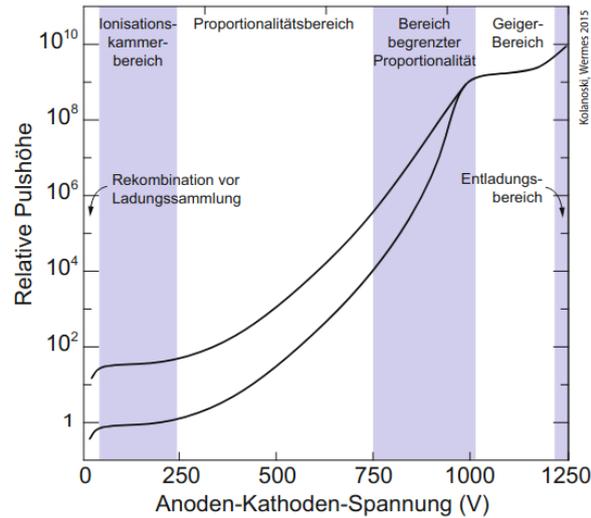


Abbildung 2.9.: Betriebsbereiche von Gasdetektoren in Abhängigkeit von der angelegten Spannung [6].

Im Rekombinationsbereich ist $G < 1$. Hier rekombinieren die primär erzeugten Elektronen-Ionen-Paare vor dem Erreichen der Anode wieder, da die Feldstärken nicht ausreichen um die Ladungen schnell genug räumlich zu separieren. Die gesammelte Ladung steigt so lange an, bis alle primär erzeugten Elektronen an der Anode ankommen und eine Sättigung eintritt.

Der Bereich der Sättigung heißt Ionisationskammerbereich. Hier ist $G \approx 1$ und es können Teilchenflüsse gemessen werden. Der Nachweis einzelner Teilchen hingegen ist nicht möglich.

Anschließend wächst das Signal im Proportionalitätsbereich ($G \approx 10^3 - 10^5$) mit der Spannung weiter an, da die Energie der Elektronen nun ausreichend ist um Sekundärionisationen auszulösen. In diesem Bereich ist die verstärkte Ladung proportional zur ursprünglichen Ladung. Des Weiteren ist die Gasverstärkung unabhängig von der Primärionisation, weshalb bei bekanntem Impuls eine Identifikation der Teilchen anhand ihrer Ladung möglich wird. Die Elek-

tronen driften auf den Feldlinien, bis sie den Verstärkungsbereich erreichen. Sie erzeugen eine tropfenförmige Elektronenlawine um die Anodendrähte herum. Der Betrieb von MWPCs erfolgt in der Regel in diesem Modus.

Ab $G \approx 10^8$ (Geiger-Bereich) wird eine weitere Sättigung erreicht. In diesem Bereich lösen nun auch die Sekundärelektronen weitere Ionisationen aus und es können ionisierende Teilchen unabhängig von ihrer Art gezählt werden.

Bei weiterer Erhöhung der Spannung erfolgt der Übergang in den Entladungsbereich. Hier finden lawinenartige, spontane, oder durch ionisierende Teilchen ausgelöste selbstständige Entladungen statt. [6]

2.4.2. Signalerzeugung in einer MWPC

Wie in Abb. 3.6 zu sehen ist, ist die Kathodenebene des CBM-TRD in Pads unterteilt. So kann die Position der Elektronenlawine in Richtung senkrecht zum Anodendraht lokalisiert werden. Die Ladungsverteilung auf der Padplane $\Gamma(d/h)$ lässt sich nach [11] semi-empirisch angeben als

$$\Gamma(d/h) = K_1 \frac{1 - \tanh^2 K_2 d/h}{1 + K_3 \tanh^2 K_2 d/h} \quad (2.12)$$

Darin ist d der Abstand der Elektronenlawinenposition zum Padzentrum in eine Richtung. Über die andere Richtung senkrecht zu d wurde integriert. h beschreibt den Abstand zwischen dem Anodendraht und der Pad-Plane. Die Parameter K_1 und K_2 sind eindeutig durch den Parameter K_3 definiert, der ausschließlich von der Kammergeometrie abhängt:

$$K_1 = \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \arctan \sqrt{K_3}}, \quad K_2 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2} \right) \quad (2.13)$$

Bei praktischen Messungen von Teilchenspuren gibt es viele Elektronenlawinen, die zu einem elektrischen Signal beitragen. Diese verteilen sich entlang der Spur durch Diffusion und andere Effekte. Die Durchschnittsformel für die Ladungsverteilung 2.12 kann dann jedoch weiterhin verwendet werden um die wahre Ladung durch Überlagerung von vielen Ladungsverteilungen $\Gamma((d/h)_i)$ an den Elektronenlawinenpositionen $(d/h)_i$ zu bestimmen. Für ein Pad der Breite W mit einem Zentrum an der Position (d/h) ergibt sich das Signal $I(t, (d/h))$ bei einem Kathodensignal von $I_c(t)$ zu:

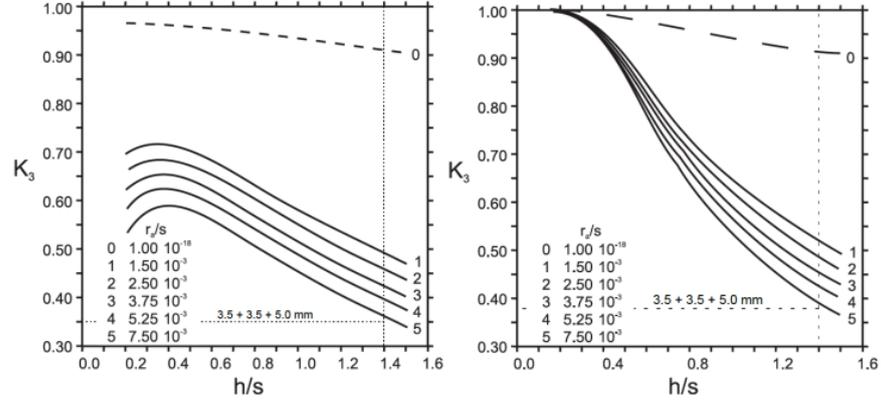


Abbildung 2.10.: K_3 als Funktion vom Verhältnis des Anoden-Kathoden-Abstands h zum dem Abstand der Anodendrähte s für verschiedenen Werte von r_a/s [12].

$$I(t, (d/h)) = I_c(t) \int_{(d/h)-W/2}^{(d/h)+W/2} \Gamma(d'/h) d(d'/h) = I_c(t) PRF(d/h) \quad (2.14)$$

Darin ist die sogenannte *Pad Response Funktion* (PRF) enthalten:

$$PRF(d/h) = \frac{K_1}{K_2 \sqrt{K_3}} \left(\arctan[\sqrt{K_3} \tanh K_2(d/h + W/2)] - \arctan[\sqrt{K_3} \tanh K_2(d/h - W/2)] \right) \quad (2.15)$$

Sie gibt an, welcher Anteil des gesamten Kathodensignals am Pad induziert wird, in Abhängigkeit vom Abstand zwischen der Mitte des Pads und der Elektronenlawinenposition, gemessen in der Kathodenebene. Dieser Anteil würde bei einem unendlich breiten Streifen 50 % erreichen. Die Werte für K_3 als Funktion vom Verhältnis des Anoden-Kathoden-Abstands h zum dem Abstand der Anodendrähte s für verschiedenen Werte von r_a/s sind in Abb. 2.10 zu sehen. Für den CBM-TRD gilt $h = 3,5$ mm, Abstand der Anodendrähte $s = 2,5$ mm und Anodendrahtdurchmesser $r_a = 20$ μ m, woraus sich ein K_3 -Wert von 0.35

2.4. Funktionsweise einer Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)

parallel und von 0.38 senkrecht zur Richtung des Anodendrahts ergibt. Um Teilchenspuren zu messen, muss eine effektive PRF aus einer Faltung mit der Verteilung der Positionen der Lawinen, die zum Signal des Kathodenstreifens beitragen, konstruiert werden. Die Position der Elektronenlawine wird durch Schwerpunktbildung der auf den benachbarten Kathodenstreifen aufgezeichneten Signale mit Hilfe der effektiven PRF gemessen. W und h müssen dabei so gewählt werden, dass die auf zwei oder drei benachbarten Streifen induzierte typische Pulshöhe in den dynamischen Bereich der Ausleseelektronik fällt.

3. Experiment

In diesem Kapitel erfolgt eine Einführung zu den betrachteten Experimenten, im Besonderen zum CBM-Experiment am FAIR, aber auch zum DESY, an dem Teststrahlzeiten zur Überprüfung der Funktionalität des TRD durchgeführt wurden.

3.1. FAIR

Um Materie unter extremen Bedingungen zu erforschen und so Einblicke in den Aufbau des Universums zu erlangen, werden weltweit Experimente betrieben, die nukleare Materie unter extrem hohen Temperaturen, Drücken oder Dichten im Labor erzeugen und erforschen können. Eine dieser Anlagen ist das zurzeit in Darmstadt entstehende FAIR. FAIR besteht aus dem neuen Schwerionensynchrotron (SIS) SIS100 (benannt nach seiner magnetischen Steifigkeit von 100 T/m), der die bestehende Beschleunigeranlage des GSI-Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung als Injektor nutzt (siehe Abbildung 3.1). [13]

Die sich an der Anlage befindenden Beschleuniger sind der UNILAC (*Universal Linear Accelerator*), ein 120 m langer Linearbeschleuniger, der Ionen auf bis zu 20 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, und der SIS18 (Schwerionensynchrotron 18), der einen Umfang von 216 m besitzt und die Ionen auf bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen kann. Anschließend können die Ionen aus dem SIS18 in den neu entstehenden Ringbeschleuniger SIS100 eingespeist werden. Dieser ermöglicht die Beschleunigung von Ionenstrahlen aller natürlichen Elemente des Periodensystems auf bis zu 99 % der Lichtgeschwindigkeit. [13]

Es werden Energien von bis zu 11 AGeV ($\sqrt{s_{NN}} = 4,9 \text{ GeV}$) für Goldstrahlen und bis zu 30 GeV für Protonen erreicht. Dabei sind mittlere Interaktionsraten von bis zu 10 MHz vorgesehen (siehe Abb. 3.2), wodurch Experimente mit einer sehr hohen Statistik ermöglicht werden. [14]

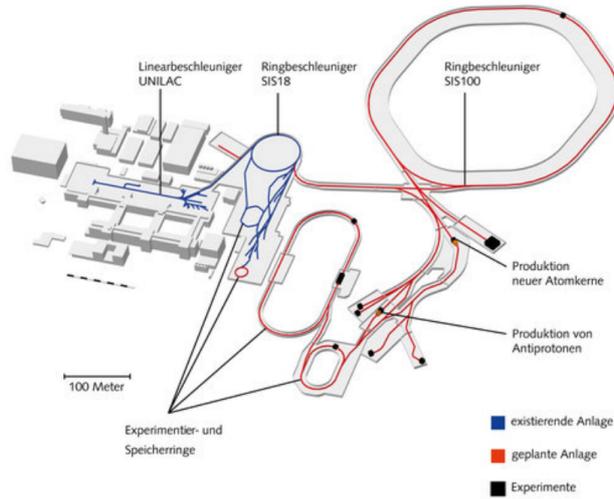


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Aufbaus der FAIR Anlage [13].

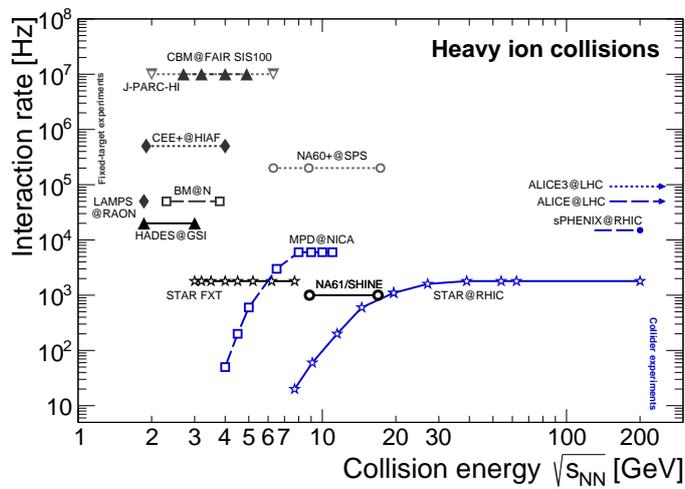


Abbildung 3.2.: Energiebereiche und Interaktionsraten des SIS100 im Vergleich mit bestehenden Beschleunigeranlagen [14].

An der FAIR-Anlage sind mehrere Experimente, die im Folgenden aufgelistet sind, geplant [13].

- NUSTAR, das sich auf die Erforschung von Kernreaktionen im Inneren von Sternen konzentriert. Durch die Untersuchung dieser Reaktionen kann ein tieferes Verständnis der Nukleosynthese und der Elemententstehung gewonnen werden.
- PANDA, das sich mit der Hadronenspektroskopie befasst. Durch die Analyse von Hadronenzerfällen können Erkenntnisse über die starke Kernkraft gewonnen und das Verständnis der subatomaren Struktur vertieft werden.
- APPA, das grundlegende Prozesse in Atomen und makroskopische Effekte in Materialien oder Geweben untersucht. Außerdem werden Anwendungen in Technik und Medizin entwickelt.
- CBM, welches die Eigenschaften stark wechselwirkender Materie untersucht und im folgenden Abschnitt näher beschreiben ist.

3.2. CBM

Im Rahmen des CBM-Experiments soll die stark wechselwirkende Materie in Schwerionenkollisionen bei niedrigen Temperaturen und hohen Netto-Baryonendichten erforscht werden (siehe Abb. 2.2). In den Bereichen des QCD-Phasendiagramms mit $\mu_B \ll T$ und $\mu_B \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ können über Gitter-QCD Rechnungen Aussagen über die Phasenstruktur getroffen werden. In Bereichen hoher Netto-Baryonendichte des Phasendiagramms gibt es effektive Modelle, die einen kritischen Endpunkt und einen Phasenübergang erster Ordnung vorherzusagen. [15]

Im Rahmen des CBM-Experiments soll daher ein Einblick in diesen im Wesentlichen unbekanntem Bereich ermöglicht werden. Dabei ist CBM komplementär zu den Experimenten am RHIC und LHC, die bei hohen Energien und geringen Netto-Baryonendichten arbeiten. Es handelt sich um ein Fixed-Target-Experiment, das in zwei verschiedenen Konfigurationen betrieben werden kann um Hadronen, Elektronen und Myonen in Schwerionenkollisionen über den gesamten FAIR-Energiebereich zu messen. Die beteiligten Komponenten sind (siehe Abb. 3.3) ein supraleitender Dipolmagnet, darin befindlich

der *Micro Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS), der *Ring Imaging Cherenkov Detector* (RICH), das *Muon Chamber System* (MUCH), der *Transition Radiation Detector* (TRD), das *Time Of Flight System* (TOF). [16]

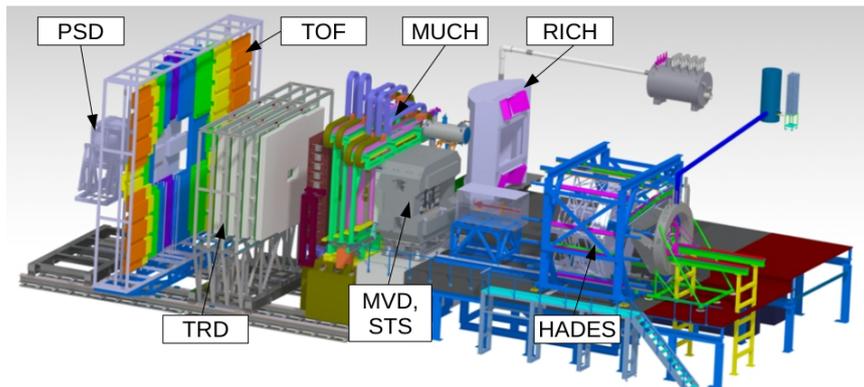


Abbildung 3.3.: Der HADES-Detektor (rechts) und der CBM-Versuchsaufbau (links). Der CBM-Aufbau umfasst (in Strahlrichtung, von rechts nach links) den supraleitenden Magneten mit dem MVD und dem STS, den MUCH in Messposition und den RICH in Parkposition, den TRD, den TOF und den PSD [16].

Es gibt zwei mögliche Setups, das Myonen- und das Elektronensetup. Diese unterscheiden sich in den verwendeten Detektoren. Im Myonensetup wird der MUCH verwendet und der RICH befindet sich in Parkposition, so wie es in Abb. 3.3 zu sehen ist. In dieser Konfiguration dient der TRD als Trackingdetektor. Im Elektronensetup werden MVD, STS, RICH, TRD und TOF verwendet. In dieser Konfiguration ermöglichen der RICH und der TRD die Elektronenidentifikation. Der STS ist für das Tracking zuständig und der MVD wird zur Unterdrückung von Konversionselektronen benötigt.

MVD

Der MVD dient zur Spurrekonstruktion, Bestimmung von sekundären Vertices, zur Unterdrückung des Hintergrunds in der Di-Elektronen-Spektroskopie und zur Rekonstruktion schwacher Zerfälle. Er besteht aus vier Lagen *Monolithic Active Pixel* Sensoren (MAPS), die sich 5, 10, 15 und 20 cm hinter dem Target befinden und soll eine gute räumliche Auflösung und geringes Materialbudget besitzen. [17]

STS

Der STS wird der hauptsächlich für die Spurrekonstruktion verantwortliche Detektor des CBM-Experiments sein. Er besteht aus acht planaren Trackingstationen, die Polarwinkel zwischen $2,5^\circ < \theta < 25^\circ$ abdecken. Sie bestehen aus doppelseitigen 300 μm Silizium-Mikrostreifensensoren und befinden sich von 30 cm bis 1 m hinter dem Target. [18]

RICH

Der RICH ist für die Identifikation von Elektronen im Impulsbereich unterhalb von etwa 5 bis 6 GeV/c ausgelegt. Dies geschieht durch die Messung ihrer Cherenkov-Strahlung. Diese Strahlung wird von zwei Spiegelanordnungen ringförmig auf die Photonendetektionsebene aus *Multi Anode Photomultiplier Tubes* (MAPMTs) fokussiert und dort ausgelesen. [19]

MUCH

Im MUCH erfolgt im Myonensetup die Identifizierung von Myonen mit geringem Impuls in einer Umgebung mit hoher Teilchendichte. Das Detektorsystem bei CBM-Maximalenergie besteht aus 6 Hadronenabsorberschichten (Eisenplatten von 3×20 , 30, 35 und 100 cm Dicke) und 18 Trackingdetektorkammern basierend auf GEM-Technologie, die in Triplets hinter jeder Eisenplatte angeordnet sind. Die Myonen können durch Absorption bei niedrigen Impulsen identifiziert werden. Der Myonenimpuls variiert mit der Masse der Vektormesonen und mit der Strahlenergie. [20]

TRD

Der TRD ist ein Übergangstrahlungsdetektor, der eine Reihe von Funktionen in der Teilchenidentifikation und im Tracking hat. Der Aufbau und die Funktionsweise werden in Kapitel 3.3 näher erklärt. [10]

TOF

Der TOF dient zur Teilchenidentifikation aller geladenen Hadronen über ihre Flugzeit durch die gleichzeitige Messung von Impuls und Geschwindigkeit. Er besteht aus *Multi Gap Resistive Plate Chambers*, die eine Fläche von 120 m^2 haben und damit einen Polarwinkel zwischen $2,5^\circ < \theta < 25^\circ$ abdecken und 6 m hinter dem Target angebracht sind. [21]

PSD/FSD

Der PSD war geplant um die Partizipanten der Reaktion zu detektieren und darüber die Eventplane zu bestimmen. Da der PSD aufgrund von aktuellen politischen Gegebenheiten nicht mehr Teil des CBM-Experiments sein kann, ist der FSD geplant. Dieser soll auf Szintillator-Technologie basieren und analog zur *Forward Wall* des HADES-Experiments funktionieren und damit den PSD vollständig ersetzen. [22]

3.3. CBM-TRD

Für den CBM-TRD sind vier Detektorlagen geplant, die sich jeweils aus quadratischen Modulen in zwei verschiedenen Größen zusammensetzen. Da die Hitraten in Fixed-Target-Experimenten mit dem Abstand zur Strahlachse abnehmen, befinden sich im äußeren Bereich bei geringeren Hitraten Module à $99 \times 99\text{ cm}^2$, wohingegen im inneren Bereich kleinere Module a $57 \times 57\text{ cm}^2$ verwendet werden, um die benötigte hohe Granularität zu erreichen. Für jede Modulgröße gibt es zwei Arten an Modulen, die sich durch ihre Anzahl an *Readout-Channels (Pads)* und deren Fläche unterscheiden. Über die vier Lagen ergibt sich eine Gesamtzahl von 216 Modulen mit insgesamt 329728 Pads. Wie in Abb. 3.4 zu sehen ist, ist die Orientierung der Module zwischen den Lagen um 90° gedreht um so eine optimale Positionsauflösung in beiden Dimensionen zum Tracking zu erhalten.

Jedes Modul besteht aus einer *Multi Wire Proportional Chamber* (MWPC) als *Read Out Chamber* (ROC) und einem Radiator. Dieser Aufbau ist schematisch in Abb. 3.5 zu sehen.

Das Eingangsfenster zum Driftbereich ist eine aluminisierte Folie, die auch als Kathode für das Driftfeld dient. Auf dem Backpanel der ROC wird die *Pad-Plane* montiert, auf der die durch die Gasverstärkung um die Anodendrähte hervorgerufene Ladung gesammelt wird. Über die segmentierten Pads ist eine

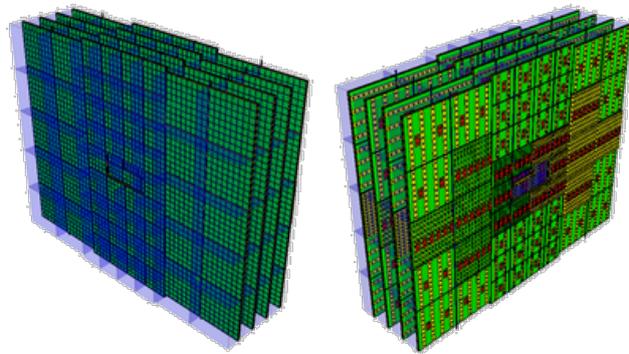


Abbildung 3.4.: Geometrie des CBM-TRD, in Strahlrichtung (links) und gegen Strahlrichtung (rechts). [10]

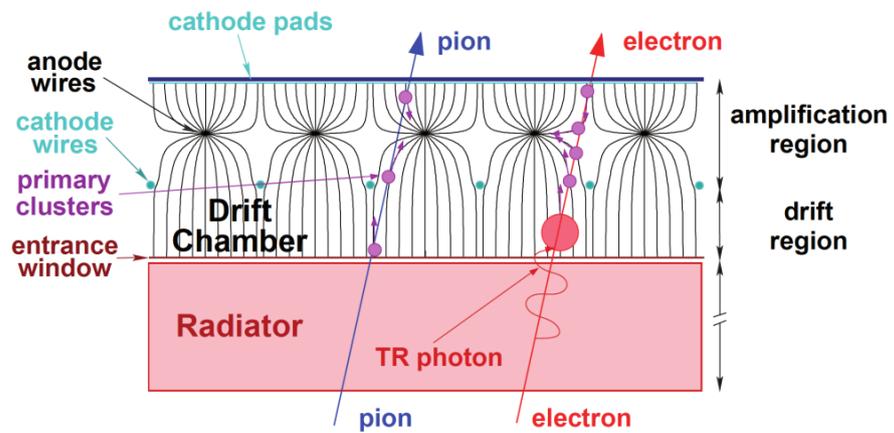


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung des TRD [10].

präzise Rekonstruktion der Positionen der Ionisationsprozesse möglich. Der Aufbau der ROC des TRD ist in Abb. 3.6 zu sehen.

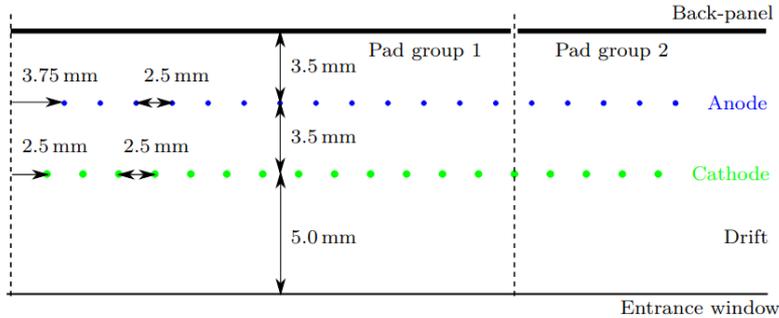


Abbildung 3.6.: Querschnitt durch einen Ausschnitt einer ROC des CBM-TRD [10].

Im Radiator werden durch Elektronen, abhängig von ihrem Impuls, Übergangsstrahlungs-Photonen (TR-Photonen) erzeugt. Schwerere Teilchen, wie die Pionen, passieren hingegen aufgrund ihrer geringeren Geschwindigkeit den Radiator ohne Übergangsstrahlung zu erzeugen. Die TR-Photonen werden in der Xe:CO₂ (85:15 Vol%) Gasmixtur in der ROC absorbiert und führen so zu einer Verstärkung des durch ein Elektron ausgelösten Signals. Zusätzlich zur Übergangsstrahlung kann der Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ durch Primäri-ionisationen im Gas genutzt werden um die Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen zu verbessern. Dies passiert vor allem im Bereich geringer Impulse, in dem keine Übergangsstrahlung produziert wird. Des Weiteren kann $\langle dE/dx \rangle$ genutzt werden, um leichte Kerne zu identifizieren.

3.3.1. Front-End-Elektronik und Readout

Die Pad-Größe des CBM-TRD muss an die erwartete Hitdichte der jeweiligen Region im CBM-TRD Layout angepasst werden. Die sich ergebenden Flächen, die von einem einzelnen Auslese-Pad abgedeckt werden, sind in Abb. 3.7 zu sehen. Die innerste Zone bestehend aus den 1,2 cm² großen Pads wird durch in Bukarest entwickelte Kammern mit einer geänderten, dreieckigen Padgeometrie realisiert.

3. Experiment

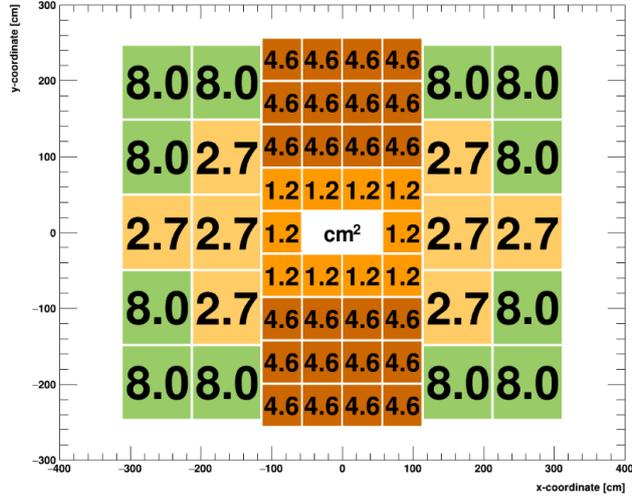


Abbildung 3.7.: Verteilung der Padgrößen auf den einzelnen Modulen in der CBM-TRD Geometrie in cm^2 [10].

Die Breite der Pads ist dabei konstant und die Höhe wird variiert (siehe Abb. 3.8) um eine ausreichende Positionsrekonstruktion in einer Dimension zu erreichen. In der Dimension der Padhöhe ist ebenfalls eine Positionsbestimmung möglich, allerdings ist deren Fehler so groß, dass sie nur einen reduzierten Beitrag zum Tracking hat. Da die Module in jeder zweiten Detektorebene um 90° gedreht sind, wird dennoch eine gute Positionsauflösung in x- und y-Richtung ermöglicht.

Zum Readout werden SPADIC (*Self-triggered Pulse Amplification and Digitization ASIC*) Chips eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen ASIC mit 32 Input-Kanälen pro Pad, der für das Readout des CBM-TRD entwickelt wurde. Jeder der Kanäle enthält einen CSA (*Charge Sensitive Amplifier*), einen kontinuierlich laufenden ADC, der den CSA Output abtastet, einen programmierbaren Digitalfilter (DSP) und eine Logik zur Hiterkennung.

Der zeitliche Verlauf des im CSA erzeugten Pulses kann beschrieben werden durch

$$f(t) = A \cdot \frac{t}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad t \geq 0 \quad (3.1)$$

Wobei hier A ein Kalibrierungsfaktor ist, der sich aus der zugeführten Span-

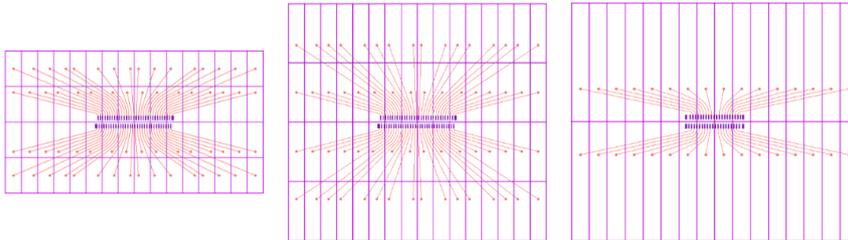


Abbildung 3.8.: Layout der Segmente der TRD-Padebene für verschiedene Modultypen. Jedes der Segmente wird von einem SPADIC-Chip ausgelesen.

Links: Pads mit hoher Trefferdichte in der innersten Position des TRD mit einer Breite von 0,68 cm und Höhe von 1,75 cm
Mitte: Pads mit mäßiger Trefferdichte für die oberen und unteren zentralen TRD-Kammern mit einer Breite von 0,68 cm und Höhe von 6,75 cm.

Rechts: Für den äußeren TRD-Bereich verwendete Pads mit normaler Trefferdichte mit einer Breite von 0,68 cm und Höhe von 12 cm. Dieses Layout gibt es auch mit einer Höhe von 4 cm. [10]

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 3.9.: Padgrößen auf den einzelnen Modultypen. [10]

3. Experiment

nung an den Anodendrähten und der daraus resultierenden Gasverstärkung ergibt. τ beschreibt die Peakzeit, die durch den SPADIC Chip bestimmt wird. Sie liegt für den SPADIC 2.2 bei 120 ns. Die Pulsform der mit dem internen ADC digitalisierten Pulse ist in Abb. 3.10 zu sehen. [10]

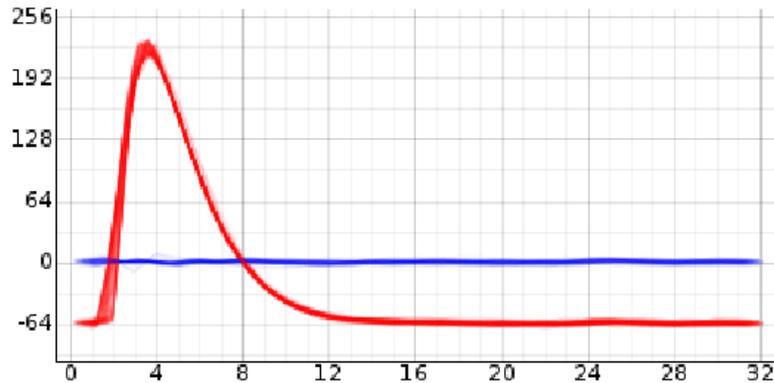


Abbildung 3.10.: Digitalisierter Puls einer Testinjektion in den SPADIC 2.1. In Blau sind die Residuals des Fits an die vorhergesagte Pulsform zu sehen. [10]

Wenn der digitale Amplitudenwert eine absolute oder differentielle Schwelle überschreitet, wird ein Hit erkannt und die abgetasteten Daten gespeichert. Außerdem hat der SPADIC eine *Neighbor Trigger* Logik, welche es ermöglicht die Kanäle neben denen in denen der Hit aufgetreten ist, erzwungenermaßen auszulesen. Die Amplitudeninformation der Nachbarkanäle wird zur Verbesserung der Positionsauflösung verwendet. Bei einem selbstgetriggerten (ST) Betrieb würden sehr niedrige Schwellenwerte nötig sein, sodass die Datenmenge durch Rauschen stark erhöht werden würde. Der *Forced Neighbor Readout* (FNR) ermöglicht es daher, in allen Kanälen einen höheren Schwellenwert einzustellen und dennoch die Amplitude der Nachbarn (auch unterhalb des Schwellenwertes) zu erhalten. Der SPADIC erlaubt auch die Weitergabe von Triggerinformationen von Chip zu Chip und bietet daher vier Neighbor-Trigger-Eingänge und -Ausgänge sowohl an der Ober- als auch an der Unterseite des Chips.

3.4. Teststrahlzeit am DESY

Am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg-Bahrenfeld (siehe Abb. 3.11) existieren eine Reihe von Beschleunigeranlagen, darunter das Elektron-Positron-Synchrotron DESY II mit Energien von 1 bis 6 GeV, einer Energiespanne von etwa 5 % und einer Divergenz von ca. 1 mrad. [23]



Abbildung 3.11.: Bild der Teilchenbeschleuniger an der DESY-Anlage, der DESY II dient hauptsächlich als Vorbeschleuniger für PETRA III [23].

Zur Erzeugung des Elektronenstrahls wird zunächst Bremsstrahlung durch Karbonfasern im DESY II Synchrotron erzeugt. Diese Photonen werden beim Treffen auf eine Metallplatte, dem *Converter Target*, in Elektronen-Positronen-Paare umgewandelt, welche anschließend über einen Dipolmagneten getrennt werden können. Der Elektronenimpuls nach dem Kollimator kann über den Strom im Dipolmagneten ausgewählt werden, da die Energieverteilung der Elektronen-Positronen-Paare bekannt und die Geometrie durch die Beampipe festgelegt ist. Der Ablauf der Teststrahlgenerierung ist in Abb. 3.12 zu sehen. [23]

Vom 18. August bis 1. September 2019 wurden Teststrahlmessungen am DESY durchgeführt. Diese dienten hauptsächlich der Messung von Elektronenspektren mit dem TRD, abhängig von der Radiatordicke und dem Elektronenimpuls. Außerdem wurde ein Test der Prototypversion für die Front-End-ASICs, den SPADIC 2.2, durchgeführt. Die TRD-Prototyp-Module wurden an der DESYII-Strahllinie TB24 aufgebaut, an der ein Sekundärelektronenstrahl mit variablen Elektronenimpulsen genutzt werden kann. Wäh-

3. Experiment

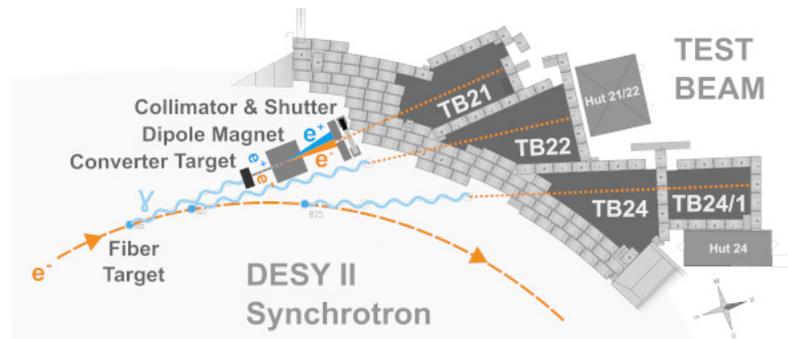


Abbildung 3.12.: Schematischer Aufbau der Teststrahlerzeugung am DESY II Synchrotron [23].

rend der Strahlzeit wurden Elektronenimpulse von 1 bis 4 GeV/c gewählt. Es wurden zwei Kammern vom Typ 8 (2015) verwendet, auf denen je ein SPADIC 2.2 ASIC (siehe Abb. 3.14) im Strahl angebracht war. Der Aufbau ist in Abb. 3.13 zu sehen, die Strahlrichtung des Elektronenstrahls ist darin von rechts nach links. Als Detektorgas wurde eine Xe:CO₂-Mischung im Verhältnis 85:15 verwendet, wie es auch für den finalen Detektor geplant ist.

Auf der ersten Kammer wurde ein zusätzlicher SPADIC 2.2 im Bereich einer zur Kalibrierung verwendeten Eisenquelle angebracht (siehe Abb. 3.15).

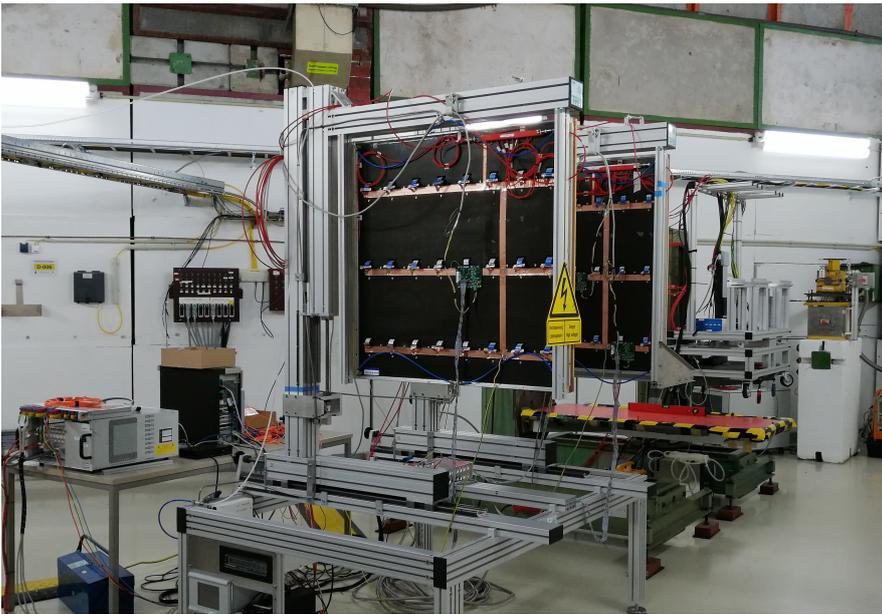


Abbildung 3.13.: CBM-TRD-Aufbau bei der DESY 2019 Teststrahlzeit, mit Strahlrichtung von rechts nach links. Die vordere Kammer wurde mit zwei SPADIC 2.2 ausgestattet, die das Auslesen an der Strahlposition und an der Position der ^{55}Fe -Quelle ermöglichen.

3. Experiment

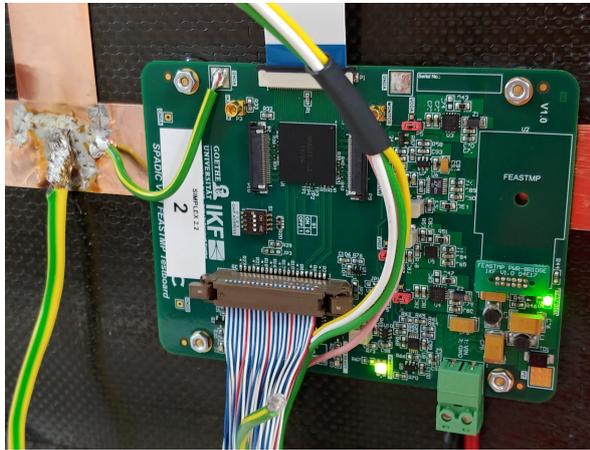


Abbildung 3.14.: Bei der DESY Teststrahlzeit verwendeter SPADIC Version 2.2.

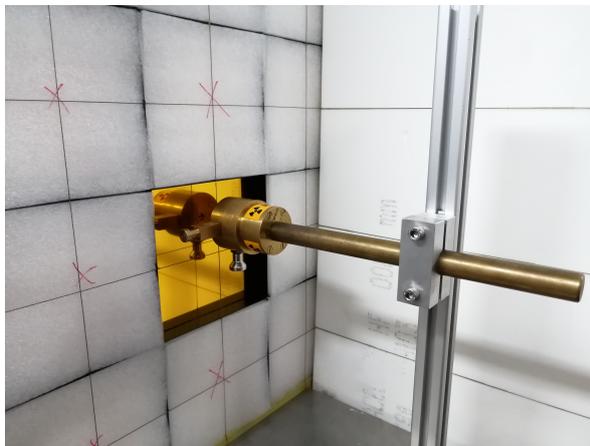


Abbildung 3.15.: Kalibrierung der bei DESY 2019 Teststrahlzeit verwendete Module mit einer ^{55}Fe -Quelle in einem Bereich ohne Radia-
tor.

4. Simulationen

Die Detektorsimulationen wurden im Root-Framework durchgeführt. Im Verlauf einer Simulation, welcher schematisch in Abb. 4.1 dargestellt ist, werden zunächst mittels eines Eventgenerators Teilchen mit definierten kinematischen Eigenschaften erzeugt. Die Events können zum einen über theoretische Modelle wie dem *Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics* (UrQMD) Modell [24] erzeugt werden. Zum anderen kann der *Box-Generator* verwendet werden, wenn bestimmte Teilchen allein oder mit einer bestimmten Impuls- oder Raumverteilung simuliert werden sollen. Die Propagation dieser Teilchen durch das experimentelle Setup und die Interaktionspunkte mit den Detektormaterialien werden im zweiten Schritt, dem Transport, mittels Monte-Carlo-Methoden in GEANT3 [25] berechnet. Anschließend wird das Detektorverhalten simuliert. Mit diesen Informationen erfolgt die Rekonstruktion. Dabei werden zunächst alle Kanäle des Detektors, die zu einem Teilchen gehören, gruppiert. Das daraus entstehende Datenobjekt, ein Hit, repräsentiert die Messgrößen im Detektor. Die Simulation des Detektorverhaltens wird hauptsächlich durch die Klasse `CbmTrdDigitizer` gesteuert. In ihr sind mehrere Schritte nötig, um die Monte-Carlo-(MC)-Informationen zu verarbeiten. Die MC-Punkte werden in jedem Modul einzeln verarbeitet, anschließend werden die entstehenden Digits in jedem Modul an die `CbmDaq` weitergeleitet. Ein Digi ist ein Datenobjekt welches alle relevanten Eigenschaften der betrachteten Ionisation für die Hit-Rekonstruktion enthält. Jedes Modul wird als Instanz von `CbmTrdModuleSimR` erzeugt und ihm werden fünf Parameter-Container zugeordnet, die verschiedene Informationen über das Gas, die Gasverstärkung, den ASIC und geometrische Informationen sowie Werkzeuge für die Digi-Erstellung enthalten. GEANT3 liefert die Eintritts- und Austrittspositionen in das Gasvolumen, sowie den integrierten spezifischen Energieverlust der Teilchen im Gas. Daraus wird die räumliche und zeitliche Ladungsverteilung anhand der Position der Primärionisation berechnet. Die Übergangsstrahlung wird zusätzlich in der Klasse `CbmTrdRadiator` aus den Elektronenimpulsen konstruiert. Aus diesen beiden Informationen kann dann über die PRF die Ladungsverteilung auf der Read-Out-Plane in die verschiedenen Pads/Kanäle erfolgen. Daraus werden über die SPADIC-Antwort Pulse in jedem Kanal erzeugt und das SPADIC-Triggerverhalten sowie das Rauschen simuliert. [12]

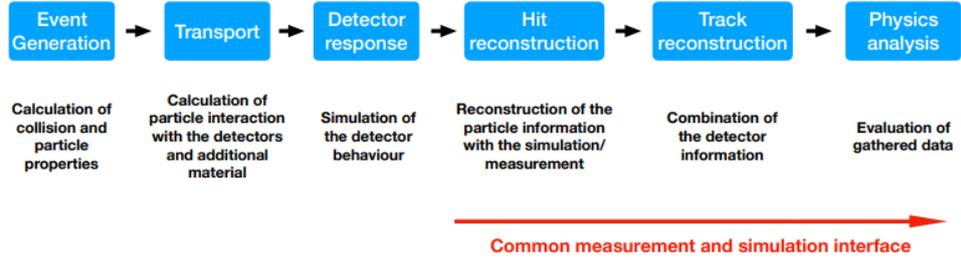


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Schritte im Simulationsprozess [12].

Im Folgenden sind die einzelnen Schritte der Detektorsimulation beschrieben. Ebenso sind Vergleiche zwischen der in der Quelle [12] vorgestellten und aktuell als Standard-Simulation verwendeten Digitization mit einer abgeänderten Version, auf Basis von dem in Quelle [26] angegebenen Code, aufgeführt, in der die Simulation der Ladungsverteilung im Detektorgas sowie die Pulserzeugung bzw. das SPADIC-Triggerverhalten und die allgemeine Struktur zur Verbesserung der Anwenderfreundlichkeit geändert wurden.

4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas

Mit GEANT wird nur ein einziger integrierter Energieverlust ermittelt. Um eine detailliertere Verteilung der Ladung auf die verschiedenen Kanäle zu erhalten, müssen daher die Anzahl und die Positionen der Primärionisationen im Gasvolumen berechnet werden. Dies erfolgt nach dem schon für den ALICE-TRD verwendeten Schema (siehe Quelle [27]). Die elektromagnetische Wechselwirkung eines geladenen Teilchens, das das Gasvolumen durchquert, führt zu Primärionisationen entlang der Bahn durch das TRD-Gasvolumen. Die Wahrscheinlichkeit einer Primärionisation $P(s)$ nach einer zurückgelegten Strecke s ist gegeben durch die Exponentialverteilung

$$P(s) = \exp\left(-\frac{s}{D}\right) \quad (4.1)$$

4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas

wobei D der mittlere Abstand zwischen den Primärionisationen ist.

$$D = \frac{1}{\langle N_{Prim} \rangle \cdot f(\beta\gamma)} \quad (4.2)$$

$\langle N_{Prim} \rangle$ ist die mittlere Anzahl der Primärionisationen pro Weglänge durch ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) im Detektorgas.

Sie beträgt $\langle N_{Prim} \rangle = 20,5 \frac{1}{\text{cm}}$ für Xenon.

$$f(\beta\gamma) = \frac{I}{I_{MIP}} \quad (4.3)$$

ist durch die Bethe-Bloch-Kurve gegeben und ist in Abbildung 4.2, rechts, zu sehen.

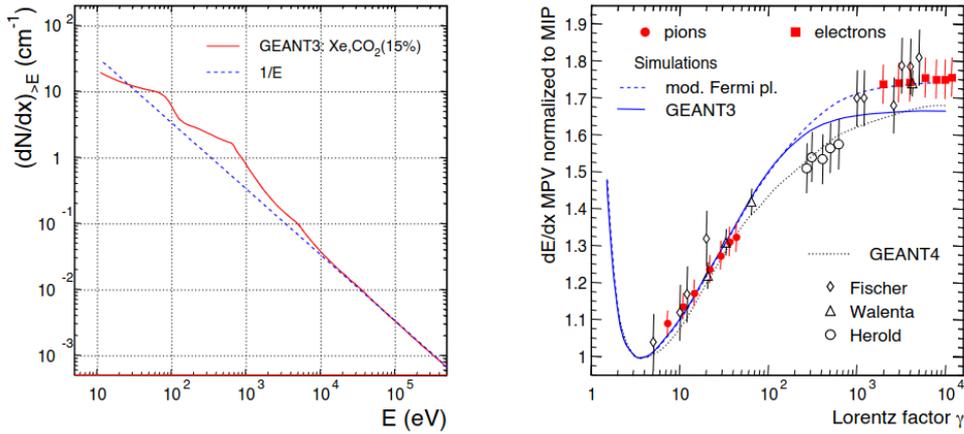


Abbildung 4.2.: Anzahl der inelastischen Kollisionen pro Strecke, die ein Primärelektron der Energie E freisetzen. Aufgetragen als Funktion der Energie, für Xe-Gas (links).

Wahrscheinlichste spezifische Energieverluste normiert auf ein MIP ($\gamma = 4$), gemessen und aus verschiedenen Modellrechnungen (basierend auf dem *Photo Absorption and Ionization* (PAI)-Modell) (rechts). [27]

4. Simulationen

Die zurückgelegten Strecken werden mit Hilfe der MC-Eintritts- und Austrittspunkte aus dem Gasvolumen berechnet. Es besteht eine Winkelabhängigkeit, die durch das in der x-z-Ebene ablenkende Magnetfeld ausgelöst wird [12]. Diese ist anhand der zurückgelegten Strecken der MC-Tracks in lokalen Modulkoordinaten im Gas in Abb. 4.3 links zu sehen. Die Gesamtlänge der Teilchenspur durch das Gasvolumen (*Tracklet*) ist in Abb. 4.3 rechts zu sehen. Die Länge des Gasvolumens ist 1,2 cm in z-Richtung. Alle *Tracklets*, die länger sind, durchqueren das Modul schräg, alle kürzeren entstehen durch Sekundärteilchen, die im Rahmenmaterial der TRD-Kammer erzeugt werden und daher nicht die gesamte Strecke durch die Kammern entlang der z-Achse zurücklegen.

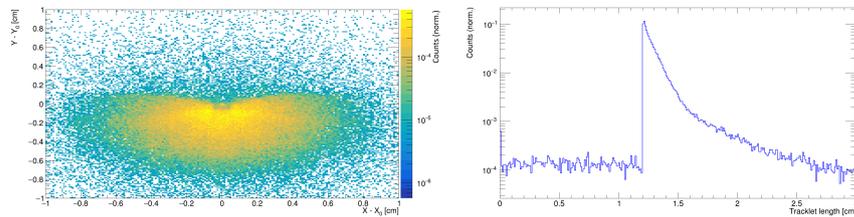


Abbildung 4.3.: Links: Zurückgelegte Strecke eines Teilchens in der xy-Ebene in lokalen Modulkoordinaten auf Grundlage der MC-Eintritts (X_0 bzw. Y_0)- und Austrittspunkte (X bzw. Y) in das Gasvolumen. Es ist eine Winkelabhängigkeit zu erkennen. Rechts: Gesamtlänge der *Tracklets*.

Vor dem Vergleich der ursprünglichen Codeversion aus [12] mit der in dieser Arbeit analysierten geänderten Version, wurden Fehler in der Konstruktion der Primärionisationen behoben. Dies ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.1.1. Korrektur der Konstruktion der Primärionisationen

In der ursprünglichen Version des Codes aus [12], lag ein Fehler in der Berechnung des relativistischen Gamma-Faktors und von $f(\gamma)$ vor, weshalb darin alle Teilchen, unabhängig von ihren tatsächlichen Impulsen und Massen, als ultra-relativistische Teilchen betrachtet wurden, das heißt es wurde immer $\gamma = 1$ angenommen. Nach der Änderung liegt eine realistische γ -Verteilung vor, wie in Abbildung 4.4 anhand von Elektronen, Pionen, Protonen und Kaonen im

Impulsbereich von 0 bis 10 GeV/c zu sehen ist. Als Folge wurde in der vorherigen Version wurde zur Bestimmung von $f(\gamma)$ immer der Wert $f(\gamma) = 1.725$, entsprechend $\gamma = 1000$, verwendet. Nach der Korrektur sinkt die Anzahl an Primärionisationen wie in Abb. 4.5 zu sehen ist. Dies ergibt sich, da im Mittel durch den sinkenden Wert von $f(\gamma)$ die mittlere Strecke zwischen zwei Primärionisationen steigt. Dies führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden einer Primärionisation sinkt. In der Simulation wird eine Ionisation angenommen wenn $100(1 - P(s))$ größer ist als eine Zufallszahl zwischen 0 und 100. Der Effekt ist, wie in Abb. 4.6 zu sehen, bei einer flachen Impulsverteilung größer je höher die Teilchenmasse ist, da dann die Abweichungen vom ultrarelativistischen Fall stärker ins Gewicht fallen.

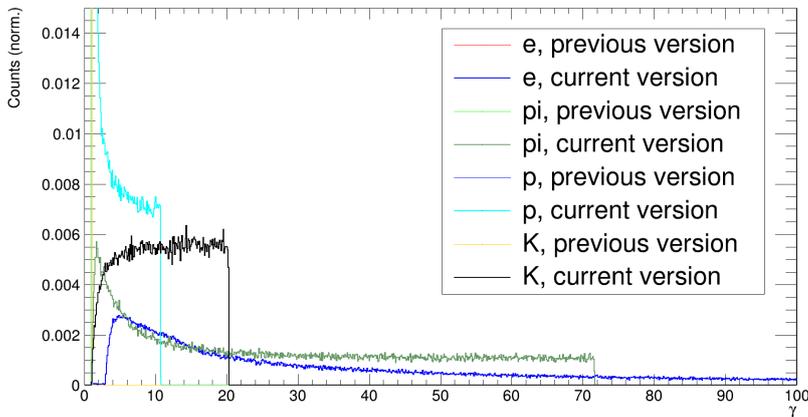


Abbildung 4.4.: Vergleich der γ -Verteilung der korrigierten Version mit der ursprünglichen Version von Elektronen, Pionen, Protonen und Kaonen im Impulsbereich von 0 bis 10 GeV. Die Einträge der vorhergehenden Version liegen, unabhängig von der Art des Teilchens, bei $\gamma = 0$.

Die Veränderung der Ladungsverteilung im Gasvolumen hat Einflüsse auf die Ladungsrekonstruktion der Digis. Dadurch, dass es weniger Primärionisationen gibt, ist die Ladungsverteilung, die auf den Pads rekonstruiert wird, sowohl räumlich, als auch zeitlich schmaler. Dies führt wiederum dazu, dass die auf die gebildeten Pulse angewandte differentielle Triggerbedingung mit

4. Simulationen

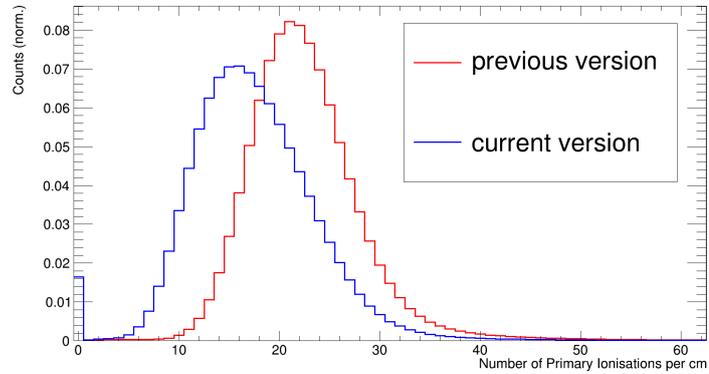


Abbildung 4.5.: Vergleich der Anzahl der in der Simulation konstruierten Primärionisationen pro cm für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen in einem Impulsbereich zwischen 0 bis 10 GeV/c. In Rot ist die Verteilung für die Version des Codes aus [12] zu sehen, in Blau die Verteilung nach den Korrekturen.

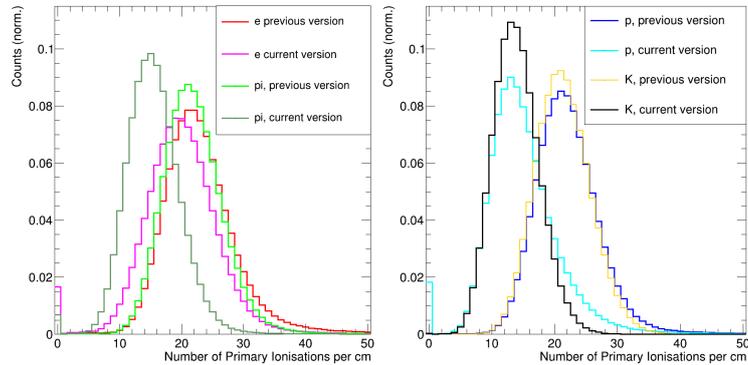


Abbildung 4.6.: Anzahl der Primärionisationen pro cm, übernommen aus Abb. 4.5, aufgetragen getrennt nach PID. Für die Elektronen und Pionen, bei denen die Abweichungen vom ultrarelativistischen Fall nicht so groß sind, erfolgt nur eine geringe Verschiebung der Verteilung. Im Gegensatz dazu ist der Unterschied für schwerere Teilchen sehr viel größer.

einer höheren Wahrscheinlichkeit erfüllt wird. Es werden insgesamt mehr Digis rekonstruiert und die Auflösung in Ladung des Digis verändert sich. Die Verteilung der Differenz der tatsächlich rekonstruierten Ladung auf einem Pad E_{Digi} im Vergleich zu der aus den Primärionisationen rekonstruierbaren Ladung E_{MC} , wird breiter und verschiebt sich in Richtung Null. Dies ist in Abb. 4.7 zu sehen. Dort ist außerdem die Auflösung in Ladung des Digis für alle betrachteten Teilchen und separat für die Protonen zu sehen. Die separate Betrachtung erfolgt, da diese von den betrachteten Teilchen die größte Verschiebung in der Verteilung der Primärionisationen erfahren. In der korrigierten Version verschiebt sich der Mittelwert der Verteilung in Richtung Null von $-0,1517$ keV in der alten Version auf $-0,1184$ keV in der neuen Version, für alle betrachteten Teilchen, und von $-0,1496$ keV in der alten Version auf $-0,0964$ keV in der neuen Version, für die Protonen. Das heißt es wird wahrscheinlicher Digis mit der richtigen Ladung zu rekonstruieren allerdings ist die Streuung der Digi-Ladungen größer als in der vorherigen Version. Dies ist anhand des *Root Mean Square* (RMS) zu sehen welches sich von $0,3368$ keV in der alten Version auf $0,3453$ keV in der neuen Version erhöht. Für die Protonen erhöht sich das RMS von $0,3354$ keV in der alten Version auf $0,3486$ keV in der neuen Version.

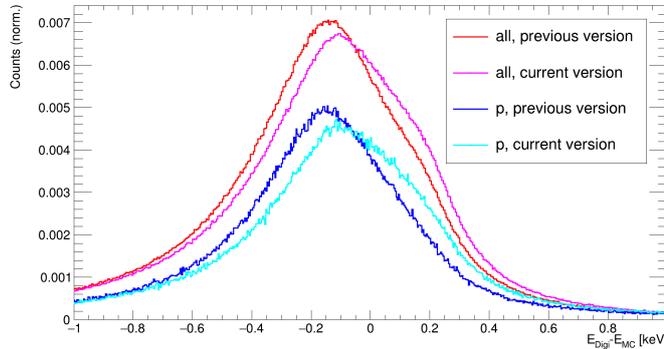


Abbildung 4.7.: Auflösung der Digi-Ladungsrekonstruktion für alle Teilchenarten gemeinsam in einem Impulsbereich zwischen 0 GeV/ c und 10 GeV/ c (Rot und Pink), sowie separat für Protonen (Blau und Cyan). Nach Einführung der Korrekturen kommt es zu einer Verbreiterung der Verteilung, wobei sich jedoch das Maximum der in Richtung Null verschiebt.

4. Simulationen

In Abb. 4.8 ist zu sehen, dass sich der wahrscheinlichste rekonstruierte Energieverlust der Hits durch die eingeführten Änderungen kaum ändert. Wird allerdings die Rekonstruktion des spezifischen Energieverlusts der Hits verglichen mit der Monte-Carlo-Simulation betrachtet, so kann wie in Abb. 4.9 zu sehen ist für MIPs eine Verschiebung um 0,115 keV Richtung Null beobachtet werden, was bedeutet, dass es wahrscheinlicher wird den richtigen Energieverlust in der Simulation zu rekonstruieren. Allerdings kommt es zu einer Verbreiterung der Verteilung um 0,076 keV. Es werden MIPs betrachtet, da für diese der Einfluss der Korrektur am höchsten ist. Dies ist anhand der Abhängigkeit der Verbreiterung der Verteilung vom $\beta\gamma$ der Teilchen in Abb. 4.10 zu sehen. Darin sind die Breiten σ eines symmetrischen Gauß-Fits (analog zu dem in Abb. 4.9 durchgeführten Fit) an die Verteilungen der Differenz des rekonstruierten spezifischen Energieverlusts der Hits (dE/dx_{Hit}) und des spezifischen Energieverlusts aus der Monte-Carlo-Simulation (dE/dE_{MC}) gegen $\beta\gamma$ aufgetragen.

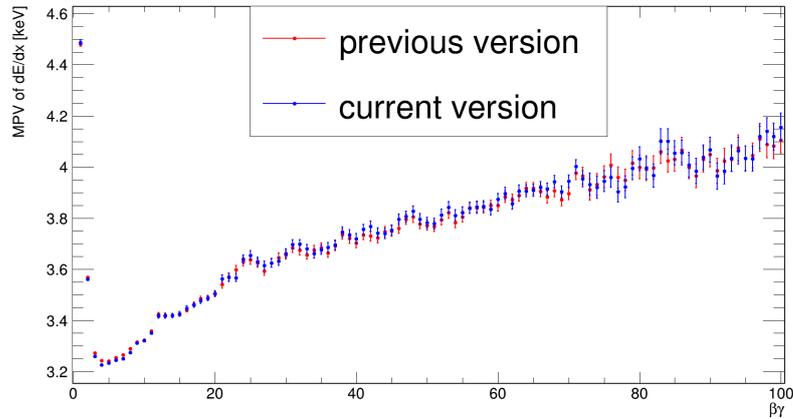


Abbildung 4.8.: Wahrscheinlichster Energieverlusts der Hits ($dE/dx_{\text{Hit,w}}$) aufgetragen gegen $\beta\gamma$. In Rot ist die Version aus [12] zu sehen und in Blau die Version nach den Korrekturen.

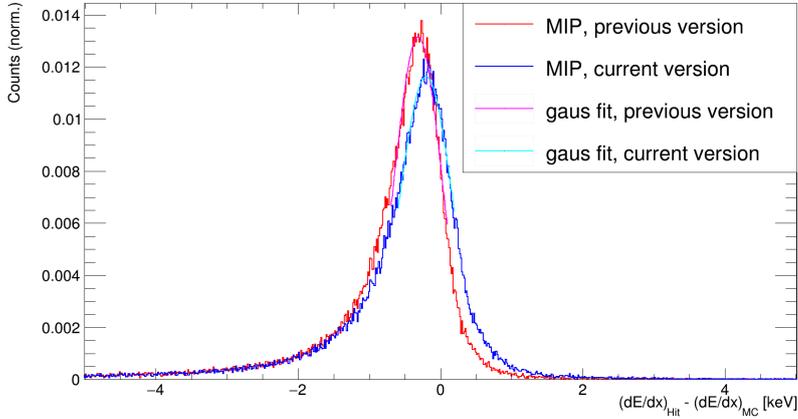


Abbildung 4.9.: Fit mit einer Gauß Verteilung an die Verteilungen der Differenz des rekonstruierten spezifischen Energieverlusts der Hits (dE/dx_{Hit}) und des spezifischen Energieverlusts aus der Monte-Carlo-Simulation (dE/dx_{MC}) der alten Version (Rot) und der aktuellen Version (Blau), für MIPs. Die extrahierten Fit-Parameter sind für die alte Version $\mu = -(0,330 \pm 0,020)\text{keV}$ und $\sigma = (0,337 \pm 0,025)\text{keV}$. Für die aktuelle Version ist $\mu = -(0,215 \pm 0,030)\text{keV}$ und $\sigma = (0,413 \pm 0,005)\text{keV}$.

Da die Änderungen einen Einfluss auf die Ladungsverteilung im Gas haben und somit darauf, an welchen Stellen der Pads die Primärionisationen auftreten, wurde im Folgenden untersucht, ob es eine Abhängigkeit der Energieauflösung von der Padgröße, bzw. des Modultyps, gibt. Dies ist in Abb. 4.11 anhand der Position μ und der Breite σ eines symmetrischen Gauß-Fits an die Verteilungen der Differenzen der Hit-Energieverluste abzüglich der MC-Energieverluste zu sehen. Es ist, wie zu erwarten, eine Abhängigkeit der Energierekonstruktion von der Padgröße sichtbar. Die Zuordnung der Padgrößen zu den einzelnen Modultypen ist in Abb. 3.9 zu sehen. Je größer das Pad, desto mehr nähert sich μ Null an und desto geringer wird σ , was bedeutet, dass die Energierekonstruktion für große Pads besser ist, da mehr der Ladung eingesammelt werden kann. Es gibt allerdings keine signifikanten Unterschiede in der Verschiebung, die durch die Änderung hervorgerufen wird.

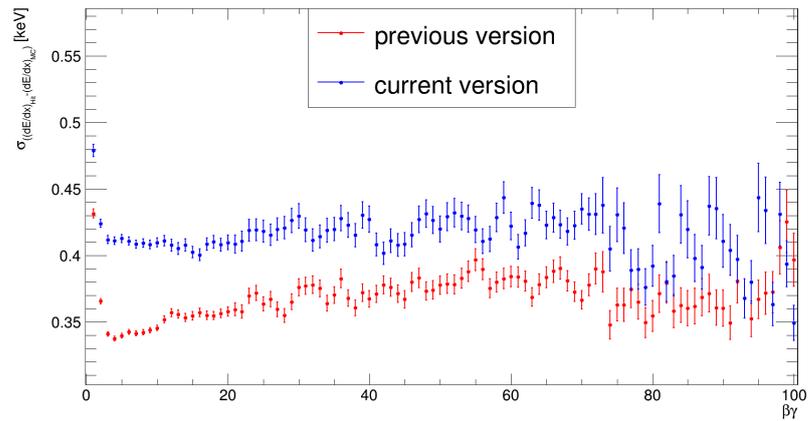


Abbildung 4.10.: Die Breiten σ von einem symmetrischen Gauß-Fit an die Verteilungen der Differenz des rekonstruierten spezifischen Energieverlusts der Hits (dE/dx_{Hit}) und des spezifischen Energieverlusts aus der Monte-Carlo-Simulation (dE/dE_{MC}), aufgetragen gegen $\beta\gamma$. In Rot ist die Version aus [12] zu sehen und in Blau die Version nach den Korrekturen. Im Bereich niedriger $\beta\gamma$ ist die Verbreiterung der Verteilung durch die Korrekturen größer und für ein MIP an höchsten, da hierfür die Abweichung des tatsächlichen Werts aus $f(\gamma)$ höher ist als für relativistischere Teilchen.

4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas

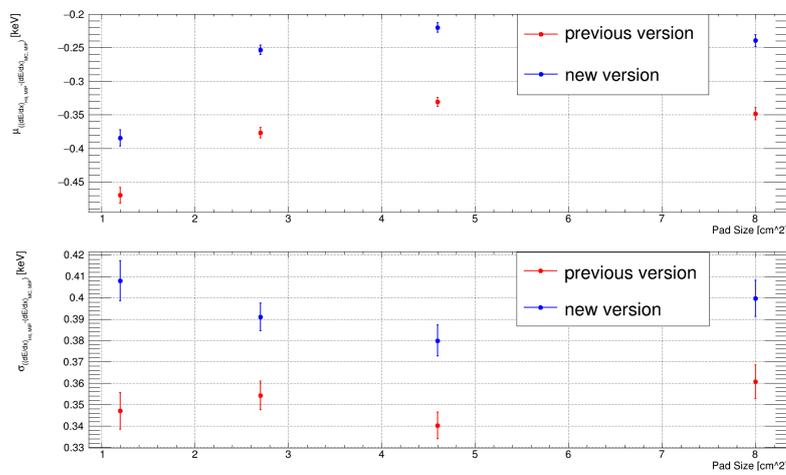


Abbildung 4.11.: σ und μ eines symmetrischen Gauß-Fits der Verteilung der Differenz des rekonstruierten spezifischen Energieverlusts der Hits (dE/dx_{Hit}) und des spezifischen Energieverlusts aus der Monte-Carlo-Simulation (dE/dE_{MC}) eines MIP aufgetragen gegen die Padgröße.

4. Simulationen

Auf die Positionsrekonstruktion hat die eingeführte Änderung keinen signifikanten Einfluss, wie in Abb. 4.12 für die Positionsauflösung in x-Richtung und in Abb. 4.13 für die Positionsauflösung in y-Richtung, jeweils in Abhängigkeit von $\beta\gamma$, zu sehen ist. Da der Transport für diesen Vergleich mit dem FairBox-Generator mit einem Impulsintervall von 0 GeV/c bis 10 GeV/c durchgeführt wurde, ist bei einem $\beta\gamma$ von ca. 70, was dem maximal möglichen $\beta\gamma$ der simulierten Pionen entspricht, ein Sprung in der Positionsauflösung in y-Richtung zu sehen. Ab diesem Punkt werden alle Einträge nur durch Elektronen hervorgerufen. Die sprunghafte Verschlechterung der Auflösung liegt daran, dass diese eine schlechtere Positionsauflösung haben und der Gaußfit durch die sehr viel geringere Statistik ungenauer wird. Es ist allerdings nicht abschließend geklärt, warum dieser Sprung nur in y-Richtung auftritt. Zwischen den Versionen besteht trotz dieser Beobachtung kein signifikanter Unterschied und die Positionsauflösung verändert sich zwischen den Versionen nicht in Abhängigkeit von $\beta\gamma$.

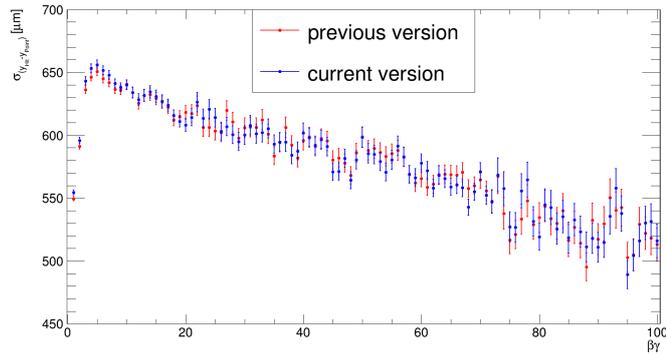


Abbildung 4.12.: Breite σ eines symmetrischen Gauß-Fits an die Verteilungen der Differenz der rekonstruierten Hit-Position (x_{Hit}) und der x Position des MC-Punkts (x_{Point}) aufgetragen gegen $\beta\gamma$. In Rot ist die Version aus [12] zu sehen und die Blau die Version nach den Korrekturen. Es bestehen keine signifikanten Unterschiede zwischen den Versionen.

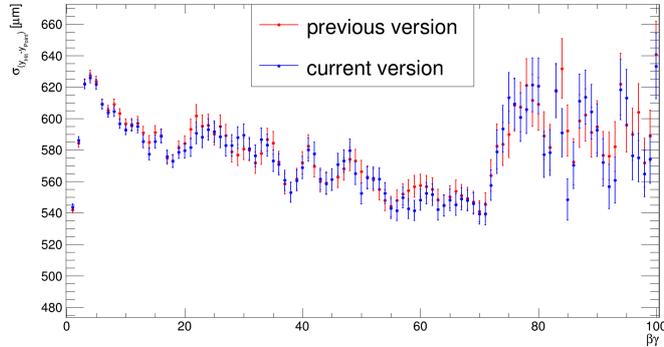


Abbildung 4.13.: Breite σ eines symmetrischen Gauß-Fits an die Verteilungen der Differenz der rekonstruierten Hit-Position (y_{Hit}) und der y Position des MC-Punkts (y_{Point}) aufgetragen gegen $\beta\gamma$. In Rot ist die Version aus [12] zu sehen und die Blau die Version nach den Korrekturen. Es bestehen keine signifikanten Unterschiede zwischen den Versionen.

Für alle folgenden Vergleiche wurde die in diesem Abschnitt beschriebene korrigierte Version mit Änderungen in der Konstruktion der Primärionisationen verwendet.

4.1.2. Bethe-Bloch-Parametrisierung $f(\gamma)$ und Analyse der Ladungsverteilung im Detektorgas

Bei den Simulationen wird eine Parametrisierung der Bethe-Bloch-Kurve (vgl. $f(\gamma)$ in Formel 4.3) verwendet, die in Abbildung 4.14 dargestellt ist. In der aktuell verwendeten Codeversion erfolgt die Berechnung durch die Verwendung von zwölf Funktionspunkten und lineare Interpolation zwischen diesen. An den Rändern ($\gamma < 1.5$ oder $\gamma > 1000$) wird der erste bzw. letzte Punkt als Funktionswert angenommen. In der geänderten Version wird eine Parametrisierung der Bethe-Bloch Funktion, normiert auf den Wert für ein MIP (siehe Quelle [28]), zur Berechnung des Funktionswertes von $\beta\gamma$ verwendet. Es handelt sich um eine glatte Funktion, die die Berechnung von Werten für $\gamma < 1.5$ oder $\gamma > 1000$ ermöglicht.

4. Simulationen

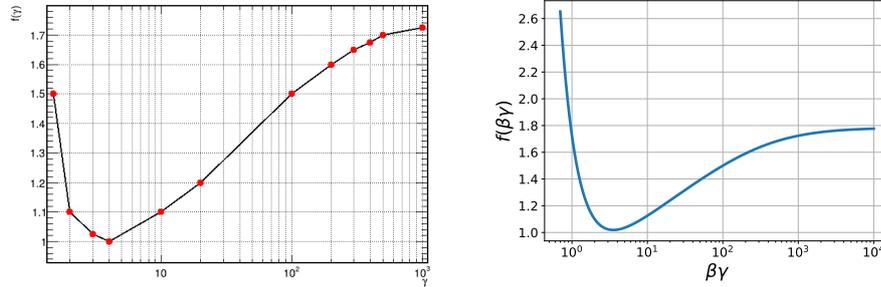


Abbildung 4.14.: Wahrscheinlichste Energieverluste, normiert auf den Wert für ein MIP als Funktion von γ , wie es in der Simulation der Primärionisationserzeugung verwendet wird, in der aktuellen Codeversion (links) und in der geänderten Version (rechts).

Die zugehörige Funktion des neuen Codes zur Konstruktion der Primärionisationen ist im Anhang zu sehen (siehe A). Darin beschreibt `CbmTrddEdxUtils::GetMipNormedBB (betaGamma)` die in Abb. 4.14 dargestellte Funktion. Der Einfluss dieser Änderungen auf die Verteilung der Primärionisationen ist in Abbildung 4.15 zu sehen. Das Verteilungsmaximum ist durch die Veränderung nicht betroffen, aber die Einträge für Null Primärionisationen pro cm, die in der alten Version vorhanden waren, fallen in der neuen Version weg. Außerdem ist die Anzahl der Teilchen, die viele Primärionisationen pro cm hervorrufen, in der neuen Version leicht erhöht, was darauf hindeutet, dass die Teilchen mit $\gamma < 1$ und $\gamma > 1000$ in der neuen Version besser dargestellt werden. Ihnen wird jetzt ein höheres $f(\beta\gamma)$ zugeordnet, was zu einem sinkenden mittleren Abstand zwischen den Primärionisationen führt. In Abb. 4.16 ist zu sehen, dass einige Trajektorien nicht das gesamte Gasvolumen durchqueren und deshalb eine geringere Anzahl von Primärionisationen erzeugen. Die Diskontinuität bei 1,2 cm kann durch Sekundärteilchen erklärt werden, die im Rahmenmaterial der TRD-Kammer erzeugt werden, und daher nicht die gesamte Strecke durch die Kammern entlang der z-Achse zurücklegen.

4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas

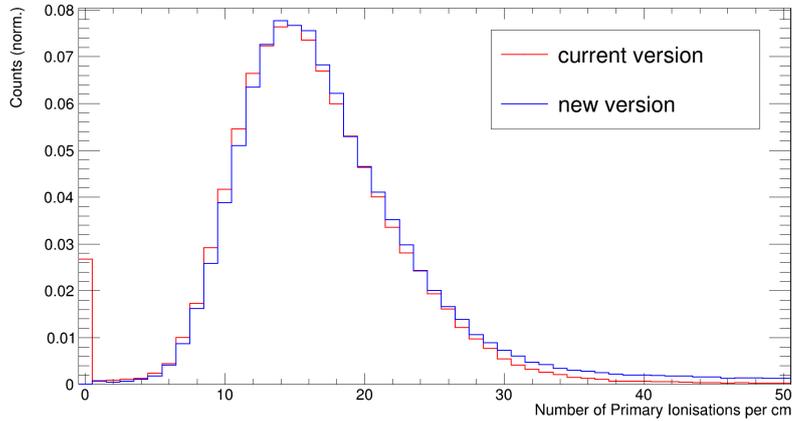


Abbildung 4.15.: Anzahl der in der Simulation konstruierten Primärionisationen pro cm. In Rot ist die alte, linear interpolierte Bethe-Bloch-Kurve und in Blau bei Verwendung der neuen Parametrisierung entstehende Verteilung zu sehen.

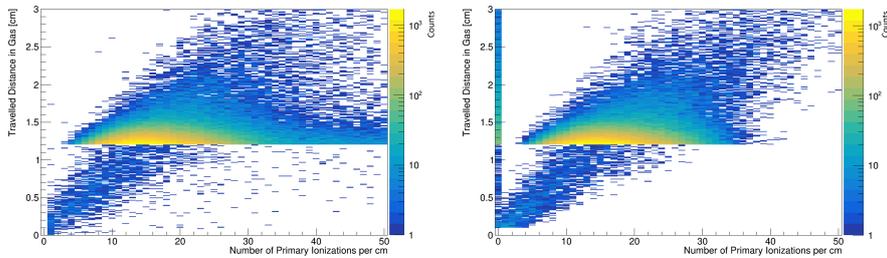


Abbildung 4.16.: Im Gasvolumen zurückgelegte Strecke in Abhängigkeit von der Anzahl an Primärionisationen pro cm, für die neue Version (links) und die aktuell verwendete Version (rechts).

4. Simulationen

Der Energieverlust, der mit den einzelnen Primärionisationen verbunden ist, ist in Abbildung 4.17 zu sehen und ergibt sich aus dem mit GEANT ermittelten gesamten Energieverlust, der gleichmäßig auf alle Primärionisationen verteilt wird. Die entsprechende Funktion im geänderten Code befindet sich im Anhang (siehe A). Daraus ergibt sich, dass der wahrscheinlichste Energieverlust eines primären Ionisationsprozesses $\langle dE/dx \rangle_w = (0,2169 \pm 0,0001)\text{keV}$ ist.

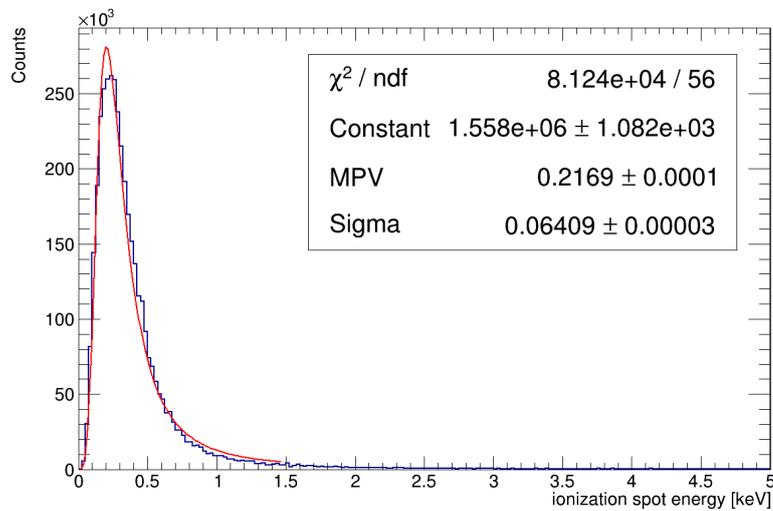


Abbildung 4.17.: Energieverlust an den einzelnen Primärionisationspunkten in der neuen Code-Version.

In Rot ist ein Fit mit einer Landau-Verteilung zu sehen, der wahrscheinlichste spezifische Energieverlust für einen primären Ionisationsprozess liegt bei $\langle dE/dx \rangle_w = (0,2169 \pm 0,0001)\text{keV}$ und die Breite der Verteilung ist $\sigma = (0,06409 \pm 0,00003)\text{keV}$.

Des Weiteren sind die Positionen der Primärionisationen nötig um die Ladungsverteilung auf der Padebene zu konstruieren. Diese sind in Abb. 4.18 und 4.19 zu sehen. In Abb. 4.18 sind im Bereich zwischen $-28,5\text{ cm}$ und $28,5\text{ cm}$ Einträge aus allen Modultypen zu sehen, sonst nur aus den großen Modulen

4.1. Primärionisationen und Ladungsverteilung im Detektorgas

vom Typ 5 und 7, wodurch der sprunghafte Anstieg an diesen Grenzen erklärt werden kann. Die Asymmetrie der y -Positionsverteilung zwischen $-28,5\text{ cm}$ und $28,5\text{ cm}$ ist durch die in Abb. 4.3 zu sehende Winkelabhängigkeit der Tracklet-Positionen zu erklären, die sich auch in den Positionen der Primärionisationen widerspiegelt. Wie in Abb. 4.19 zu sehen, gibt es auch bei der z -Position der Ionisationspunkte keine großen Unterschiede. In der geänderten Version gibt es allerdings weniger Schwankungen der Einträge.

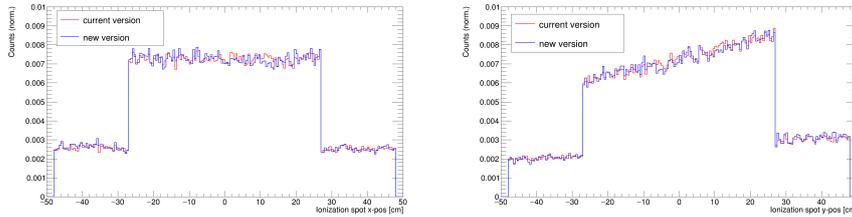


Abbildung 4.18.: Links: x -Position der Ionisationspunkte in Modulkoordinaten für die geänderte Version (Blau) und die aktuell verwendete Version (Rot). Rechts: y -Position der Ionisationspunkte in Modulkoordinaten für die geänderte Version (Blau) und die aktuell verwendete Version (Rot). Es gibt keinen erkennbaren Unterschied zwischen den Versionen.

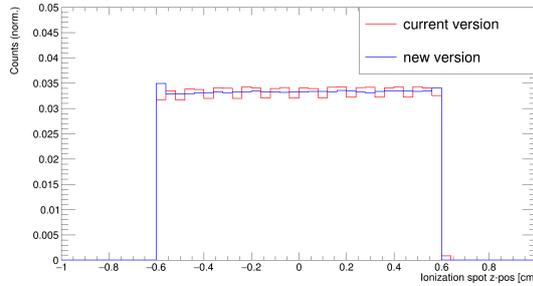


Abbildung 4.19.: z -Position der Ionisationspunkte in Modulkoordinaten für die geänderte Version (Blau) und die aktuell verwendete Version (Rot).

4.2. Driftzeiten zu den Anodendrähten

Nachdem die Positionen der Primärionisationen im Gasvolumen bestimmt wurden, muss die Bewegung der entstehenden Ladungswolke nachgebildet werden um die Ladungsverteilung auf der Padebene simulieren zu können.

Die Driftzeiten der Elektronen im Gas in dem im TRD herrschenden elektrischen Feld, wurden mit einer Garfield-Simulation ermittelt. Darin wird das elektrostatische Feld, die Drift-Linien der Elektronen und Ionen sowie die Ströme auf den Anodendrähten dargestellt. Für die Garfield-Simulation des induzierten Signals auf den Anodendrähten werden Effekte wie Clusterbildung, Längsdiffusion und Gasverstärkung berücksichtigt, weshalb die Ergebnisse relativ präzise das Verhalten der Driftkammer nachbilden. Anhand dieser Garfield-Rechnungen wurde eine Lookup-Tabelle erstellt, mit deren Hilfe die Ionisationsposition auf die Driftzeit des entstandenen Elektrons zum Anodendraht abgebildet werden kann. [12] Diese Implementierung dieser Tabelle befindet sich im CbmRoot-Source-Verzeichnis unter `parameter/trd/CbmTrd-DriftMapR.root`. Der zugehörige Code zur Bestimmung der Driftzeiten in der neuen Code Version ist im Anhang (siehe A) zu finden. Die Driftzeiten sind abhängig von der angelegten Spannung, weshalb die Lookup-Tabelle für verschiedene Anodenspannungen erstellt werden musste.

Die Driftzeiten in Abhängigkeit von der z-Position und des Abstands zum Anodendraht bei einer Anodenspannung von 1800 V sind in Abb. 4.20 zu sehen. Die elektrischen Feldlinien, bzw. die Driftzeit, ist im Verstärkungsbereich symmetrisch um die Anodendrähte, was sich in einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für diese Werte in Abb. 4.21 widerspiegelt. Die Driftzeit nimmt mit der zurückgelegten Strecke im Driftbereich zu. In Abb. 4.21 ist außerdem zu sehen, dass die leichte Verschiebung der Anzahl Primärionisationen pro Wegstrecke keinen Einfluss auf die Verteilung der Driftzeiten der Elektronen zu haben scheint.

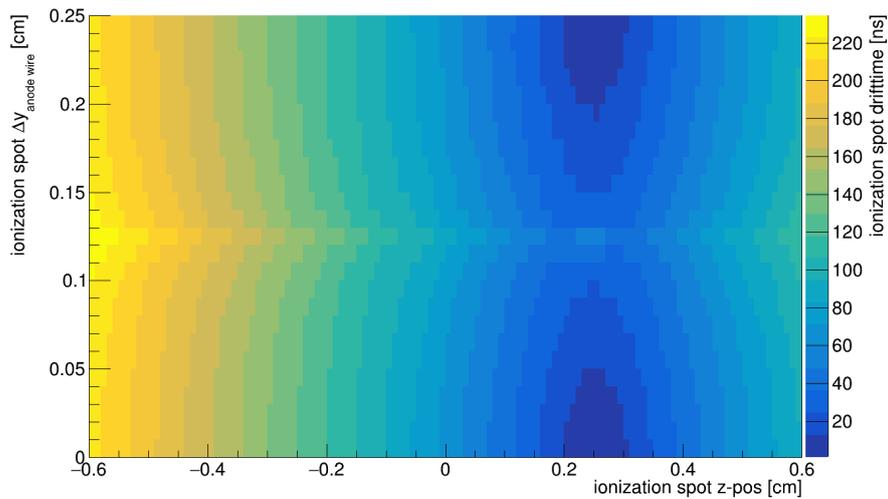


Abbildung 4.20.: Driftzeiten von Primärelektronen in XeCO_2 als Funktion ihrer Position in lokalen Modulkoordinaten bei einer Anodenspannung von 1800 V in der neuen Code-Version. Die Anodendrähte liegen, wie in Abb. 3.6 zu sehen, bei einer z-Position von 0,25 cm vom Mittelpunkt des Moduls gesehen. Sie sind 0,35 cm von der Pad-Ebene entfernt und der Abstand zwischen 2 Anodendrähten beträgt 0,25 cm.

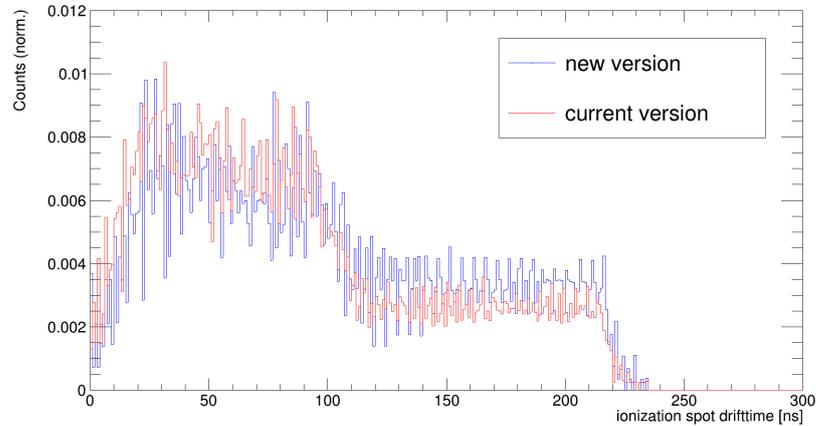


Abbildung 4.21.: Driftzeiten aller Primärelektronen in XeCO_2 bei einer Anodenspannung von 1800 V. Es sind oszillationsartige Strukturen in beiden Versionen zu beobachten, die durch das Binning der Lookup-Tabelle der Driftzeiten zustande kommen.

4.3. Ionisationen durch Übergangstrahlung

Wenn es sich bei dem betrachteten Teilchen um ein Elektron oder ein Positron handelt, so müssen zusätzlich noch die Ladungsdeposition aufgrund der Absorption von Übergangstrahlung berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Energie der Übergangstrahlung aus dem Impuls der Elektronen/Positronen ist in der hier analysierten Version unverändert gegenüber [12]. Die durch die Übergangstrahlung entstehende Ladung wird, falls gewünscht ermittelt und zum Energieverlust addiert. Die zugehörige Funktion ist im Anhang zu finden (siehe B).

4.4. Ladungsverteilung auf der Readout-Plane

Nachdem die Primärisationen mitsamt ihrer Ladungs-, Positions- und Zeitinformationen bekannt sind, werden sie zunächst zeitlich geordnet, damit sie in den folgenden Schritten in der korrekten zeitlichen Reihenfolge zu den auf einem Pad entstehenden Pulsen hinzugefügt werden können. Anschließend wird

4.4. Ladungsverteilung auf der Readout-Plane

die Ladungsverteilung auf den Pads bestimmt.

Es gibt eine minimale Schwelle von $0,5 \text{ keV}/N_{\text{Primärionisationen}}$, die für ein Padsignal überschritten werden muss, damit dieses weiter verarbeitet wird. Bei dieser Schwelle handelt es sich um einen empirischen Wert, der angewendet wird um die Anzahl an Berechnungen in den folgenden Schritten zu minimieren, und dennoch die rekonstruierbaren Signale zu erhalten. Die Padsignale werden dann, solange diese Schwelle überschritten wird, iterativ verarbeitet und zu einem Cluster zugeordnet. Dies geschieht in einer Schleife, die am zentralen Pad mit dem geringsten Abstand zum Ionisationspunkt startet und dann in die positionssensitive Richtung (Reihe) zu beiden Seiten und anschließend in die dazu orthogonale Richtung (Spalte) nach oben/unten läuft. [12]

Dies ist in Abb. 4.22 zu sehen. In der aktuellen Version werden alle Pads, die die Schwelle nicht überschreiten, direkt als FN eingeordnet. In der neuen Version erfolgt die Einordnung des Triggertyps allerdings nicht an dieser Stelle, sondern nach der Rekonstruktion eines Pulses auf diesem Pad anhand der SPADIC-Triggerbedingungen.

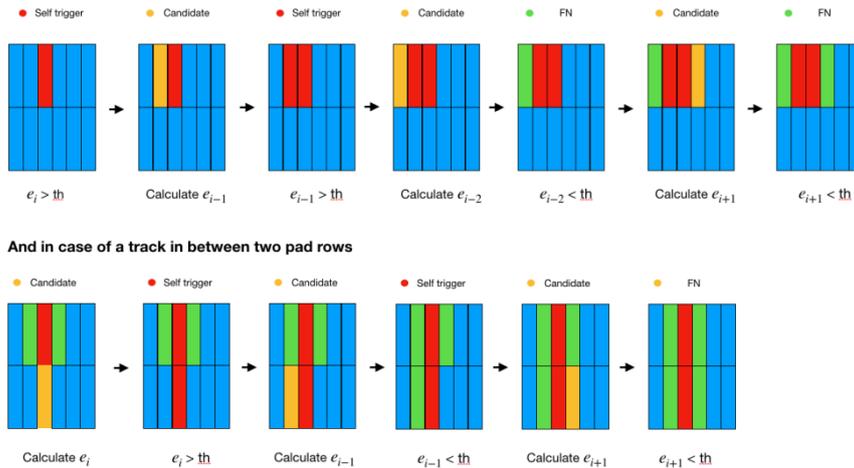


Abbildung 4.22.: Schema zur Überprüfung der empirischen Schwelle von $0,5 \text{ keV}$ auf die Energiedeposition auf den Pads. [12]

Es werden alle Werte weiter verarbeitet, die einer Energiedeposition von über $0,5 \text{ keV}$ auf dem Pad entsprechen und die entsprechenden benachbarten Pads.

4. Simulationen

Das Verhalten eines Pads, basierend auf der in Kapitel 2.4.2 erklärten Theorie, wird in der Funktion,

```
1 | CbmTrdModuleSimR::checkPadResponse(const std::vector<
   |   Double_t>* centralIoni_point, const PadDepoEnergy*
   |   centralIoni, PadDepoEnergy* padIoni, Double_t
   |   displacement_x, Double_t displacement_y, Double_t
   |   padwidth, Double_t padheight, Double_t anodeGap, Int_t
   |   stepX, Int_t stepY)
```

die im Anhang (siehe C) zu finden ist, ermittelt. Dabei werden die Pads für jeden Ionisationspunkt iterativ betrachtet. *centralIoni* ist der betrachtete Primärionisationspunkt, *padIoni* die Ladung auf dem betrachteten Pad, *displacementx* und *displacementy* die Abstände der Ionisation vom Padzentrum und *stepX* und *stepY* geben an, wie viele Pads und in welche Richtung das betrachtete Pad vom Pad, auf dem die Schleife gestartet hat, entfernt ist. Die Padgrößen für die einzelnen Modultypen sind in Abb. 3.9 zu sehen.

Die ermittelten PRFs sind in Abb. 4.23 zu sehen. Dabei ist *x* immer die positionssensitive Richtung des Moduls.

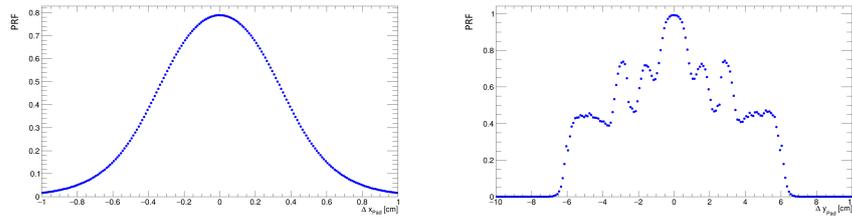


Abbildung 4.23.: *Pad Response Function* der CBM-TRD Pads in Richtung guter Positionsauflösung (*x*) und orthogonal dazu (*y*).

Die in jedem Pad/Kanal deponierte Ladung kann anhand der *Charge Fraction* bestimmt werden, welche sich aus der PRF ergibt und in Abb. 4.24 für die neue Code-Version dargestellt ist. Diese gibt an, welcher Anteil der deponierten Ladung auf dem Pad zu einem Signal beiträgt. Dementsprechend ergibt die *Charge Fraction* multipliziert mit der am Ionisationspunkt deponierten Ladung (vgl. Abb. 4.17) die auf dem Pad deponierte Ladung. Wenn die *Charge Fraction* die Schwelle überschreitet, wird die Ionisation zum in dem betrachteten Kanal entstehenden Puls hinzugefügt.

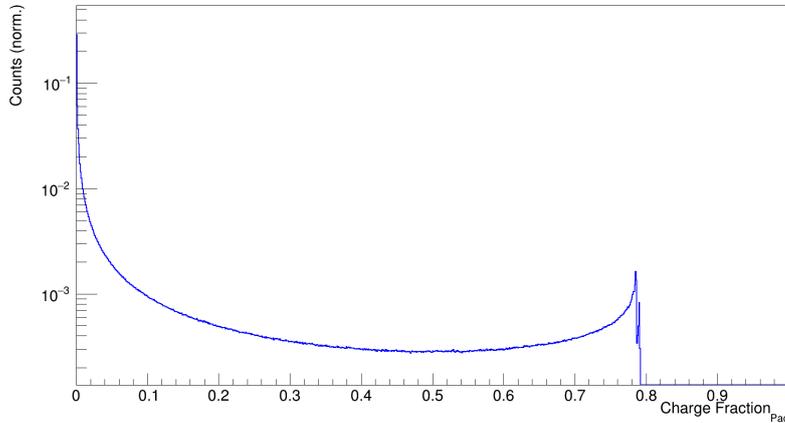


Abbildung 4.24.: *Charge Fraction* auf den CBM-TRD Pads, vor Anwendung der Schwelle. Diese gibt an welche Anteil der im Gas deponierten Ladung auf dem Pad zu einem Signal beiträgt.

4.5. Pulserzeugung

Die auf dem Pad deponierte Ladung wird nun in einen Puls umgewandelt. Dazu wird die SPADIC-Antwort nach Gleichung 3.1 aus der deponierten Ladung und dem Zeit-Bin der jeweiligen Ionisation auf dem Pad berechnet. Ein durch den SPADIC erzeugter Puls ist 32 Clock-Zyklen lang, was der Anzahl der Zeit-Bins entspricht.

Die Zeit t , die in Formel 3.1 verwendet wird, muss in Nanosekunden vorliegen um die SPADIC-Antwort berechnen zu können, die Ladungen des Pulses liegen jedoch zunächst in 32 Time-Bins vor. Deshalb ist eine Umrechnung nötig, welche auf der Länge eines Zeit-Bins von 62,5 ns basiert. Die Zeit in ns an der Position $sample$ ist

$$t = (sample - N_{presamples}) \cdot 62,5 \text{ ns} + \text{timeShift} \quad (4.4)$$

Die Zeitverschiebung der betrachteten Ionisation (timeShift) in ns wird mithilfe des Modulooperators aus der Zeit des Events und der Driftzeit im Verhältnis zur Länge des Clockcycles berechnet (siehe D).

4. Simulationen

Die Anzahl an Pressamples im ADC-Signal $N_{\text{presamples}}$, die vor dem Beginn des eigentlichen Signals aufgenommen werden, kann je nach Konfiguration des SPADICs eingestellt werden und beträgt hier 1.

Die Presample gelten als signalfrei, solange auf dem Pad kein Restsignal von einem früheren Teilchen zu sehen ist. Falls es zu einer solchen Überlagerung der Signale kommt, wird diese als *Signal Pile-Up* bezeichnet. Dies kann zum einen für verschiedene Teilchen desselben Ereignisses auftreten (*In-Event Pile-Up*), z. B. durch Sekundärteilchen. Es ist auch möglich, dass Signale von Teilchen verschiedener Ereignisse überlappen, falls diese zeitlich sehr nahe beieinander liegen (*Inter-Event Pile-Up*). Wenn es keinen *Pile-up* gibt, können die Presample als Referenz für die Baseline des Pulses dienen. [12]

Die Kalibrierung erfolgt so, dass ein MIP auf zentralen Pad einen ADC-Wert von 35 hat [12]. Der dynamische Bereich ist 2^9 , da der SPADIC einen 9-Bit ADC mit einem Wertebereich von -255 bis 255 enthält. Der mittlere Energieverlust eines MIPs ist $\langle dE/dx \rangle_{\text{MIP}} = 5 \text{ keV/cm}$ und die Dicke eines Moduls in z-Richtung $d_{\text{Modul}} = 1,2 \text{ cm}$.

Wenn die betrachtete Ionisation 32 Timebins oder mehr von der Vorherigen entfernt liegt, wird aus ihr ein Digi erzeugt, sofern die Triggerbedingung erfüllt ist. Anschließend wird ein Buffer, in dem vorherige Pulse gespeichert sind, mit dem Puls der betrachteten Ionisation überschrieben. Falls die betrachtete Ionisation weniger als 32 Sample von der Vorherigen entfernt liegt, wird der durch sie ausgelöste Puls zum Puls im ADC hinzugefügt. Dies wird im Code folgendermaßen durchgeführt:

```
1 // Extract the address of ioni
2 auto address = ioni->address;
3
4 // Get the current trigger status before we add a new ioni to the pulse buffer
5 auto triggerstatus = fPadTriggerStatus.at(address);
6
7 // Get the bin timeshift for this ioni
8 auto binTimeshift = fSpadic->GetAnalyticTimeshift(ioni->time + fEventTime);
9
10 // Get the analog response for this ioni energy and bin timeshift
11 auto ionipulse = fSpadic->GetAnalogResponsePulse(ioni->energy, binTimeshift);
12
13 // Get the time difference between this ioni and the last one that was added to
14 // the buffer in clock cycles
15 uint32_t timediff = (ioni->time - fPadTimeBuffers.at(address)) / fSpadic->
16 // GetClockCycle();
17
18 auto pulse = &fPadPulseBuffers.at(address);
19
20 // If the last ioni was more than 32 samples ago we create a digi from the
21 // pulse if it was triggered and afterwards we overwrite the existing pulse
22 // buffer with the response to this ioni
23 if (timediff > fSpadic->GetNrOfAdcSamples()) {
24 // Check the buffer for a valid response
25 checkBuffer(address);
26 }
```

```

23 | // Now update the buffers with the information from the new ioni
24 | pulse->swap(ionipulse);
25 | fPadTimeBuffers.at(address) = ioni->time;
26 | fPadMatches.at(address).AddLink(ioni->cbmlink);
27 | }
28 | // Add the pulse of the ioni to the pulse in the adc
29 | else {
30 |     pulse = &fPadPulseBuffers.at(address);
31 |     for (uint isample = timediff; isample < pulse->size(); isample++) {
32 |         pulse->at(isample) += (ionipulse.at(isample - timediff) - fSpadic->
33 |             GetBaselineLvl());
34 |     }

```

Anschließend wird überprüft, ob die erstellten Pulse die Triggerbedingungen erfüllen. Dazu wird eine differentielle SPADIC-Triggerbedingung angewendet. Diese wurde im Gegensatz zu der Codeversion aus [12] weiter an das reale Verhalten des SPADIC angepasst. Dafür wurde eine zweistufige Triggerbedingung eingeführt, anstelle der Verwendung nur einer Steigung.

In der Version aus [12] wird im zeitlich geordneten Puls überprüft, ob die Steigung der ADC-Werte zwischen zwei aufeinanderfolgenden Samples (Zeit-Bins) größer ist als eine eingestellte Trigger-Steigung. Falls dies der Fall ist, so gilt der Puls als *Self-Trigger* (ST). Falls die Bedingung nicht erfüllt ist, aber das betrachtete Pad neben einem ST liegt, wird der Puls auch ausgelesen und als *Forced-Neighbor* (FN) bezeichnet. Wird ein zuvor nicht getriggert Kanal getriggert, so wird der Puls neu gestartet, die Zeitinformation aktualisiert und die ursprüngliche Ladung über den sogenannten *temppulse*-Vektor aufgenommen. Wenn der Trigger ein Signal für einen Multihit liefert, wird der Multihit-Puffer mit der Zeitinformation gefüllt, wann der Multihit auftrat. Diese Zeit wird später für die Digi-Erzeugung des Multihits verwendet. Die eigentliche Verarbeitung eines Multihits erfolgt erst nach der vollständigen Verarbeitung aller Ionisationscluster dieses TrdPoints, da es sonst zu falschen Triggern und fehlenden Informationen kommen kann. [12]

In dieser Arbeit wurde eine Triggersteigung von 10 ADC-Werten als Schwelle verwendet.

In der neuen Version wird der Triggerlogik des SPADIC 2.2 (siehe [29])

$$\begin{aligned}
 x(t) &= \text{diffMode?}y(t) - y(t-1) : x(t) \\
 h(t) &= (x(t-1) > \text{TH}_1) \text{ AND } (x(t) > \text{TH}_2) \\
 hit(t) &= h(t) \text{ AND } !h(t-1)
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

genauer nachgebildet. Wenn *diffMode* erfüllt ist, das heißt wenn mit einer dif-

ferentiellen Schwelle gearbeitet wird, wird anhand von zwei Steigungen überprüft ob der Kanal getriggert wird. Es werden zwei positive Steigungen, *slopeFst* und *slopeSnd* (aus $y(t) - y(t - 1)$), hintereinander benötigt, die jeweils eine festgelegte Schwelle, *TriggerSlopeConditionFst* (TH₁) und *TriggerSlopeConditionSnd* (TH₂), überschreiten um einen ST auszulösen. Im Gegensatz zur Triggerlogik des SPADIC wird in der Simulation nicht direkt überprüft, ob die Bedingung im Zeitschritt davor noch nicht erfüllt ist, da sobald *selftrigger* das erste Mal auf *true* gesetzt wurde, die Überprüfung erst auf der abfallenden Flanke zur Erkennung von Multihits erneut durchgeführt wird. Falls in einem zuvor schon getriggerten Kanal auf der abfallenden Flanke erneut ein ST vorliegt, wird ein *Multihit* ausgelöst. Die Bestimmung des Triggertyps im Code erfolgt in der Funktion

```
1 |   GetTriggerDecision(std::vector<precision>* pulse, uint32_t*  
   |   sndtriggersample = nullptr)
```

(siehe D), die sich in der *CbmTrdSpadic*-Klasse befindet. Die verwendeten Schwellen-Steigungen sind mit TH₁ = 10 ADC und TH₂ = 16 ADC analog zur DESY-Messung. Wenn *diffMode* nicht erfüllt ist, wird eine absolute Schwelle verwendet. Dies ist in der Simulation zum aktuellen Zeitpunkt noch nicht implementiert.

Aus den ST und FN werden anschließend Digis erstellt. Liegt ein Multihit-Trigger vor, wird ein temporärer Vektor erstellt, in den der Anteil des Pulses vor dem Multihit-Trigger-Sample gefüllt wird. Dieser wird auf 32 Sample Größe gebracht, indem die verbleibenden Sample mit der Baseline aufgefüllt werden, und daraus ein Digi erstellt. Die Sample vor dem Multihit-Trigger werden vom ursprünglichen Multihit-Puls entfernt, dieser wird ebenfalls durch Anfügen der Baseline auf 32 Sample gebracht und verbleibt dann im Puls-Puffer. Da bei einem Multihit das zweite Signal mit der abfallenden Flanke des ersten Signals überlagert wird, müsste an dieser Stelle zusätzlich eine Verschiebung in den ADC-Werten eingeführt werden, die dies wieder rückgängig macht um bei der anschließenden Ladungsbestimmung nicht systematisch zu hohe Werte zu erhalten. Dies wäre zum Beispiel über eine Lookup-Tabelle möglich. In dieser Version ist dies noch nicht implementiert, der systematische Fehler dadurch sollte allerdings gering sein, da Multihits nur in unter 1 % der Fälle vorliegen.

Auf die ermittelte SPADIC-Antwort kann bei Bedarf, um die reale Messsituation genauer nachbilden zu können, Rauschen addiert werden. Das eingefügte Rauschen ist statistisch und folgt einer Gauß-Verteilung, deren Breite eingestellt werden kann. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde eine Breite von $\sigma = 2$ gewählt, was einer Schwankung von 20 ADC-Kanälen um die Baseline bewirkt. Im Gegensatz zur realen Messsituation ist dies relativ gering. Bei Strahlzeiten, wie zum Beispiel am DESY oder mCBM wird ein höheres Rauschen beobachtet, da der Vorverstärker einen hohen Verstärkungsfaktor besitzt. Aufgrund dieser Tatsache führen bereits kleine Störungen die sich nur schwer abschirmen lassen zu hohem Rauschen. Da allerdings das Ziel besteht das Rauschen im Experiment weiter zu reduzieren kann das in der Simulation implementierte Rauschen als Idealfall bzw. als Ziel angenommen werden.

Ein weiterer berücksichtigter Effekt der realen Elektronik ist das sogenannte *Clipping*. Dies tritt auf, wenn die SPADIC-Antwort den dynamischen Bereich überschreitet. In der Simulation werden, bei Berücksichtigung des Clippings, alle Werte, die diese Bedingung erfüllen, auf den eingestellten Clipping-ADC-Wert von 500 gesetzt.

Die sich ergebenden Pulse der neuen Version, verglichen mit der Version aus [12], sind in Abb. 4.25, 4.26 und 4.27 zu sehen. Die Baseline ist hier zum Vergleich mit der aktuell verwendeten Version auf 0 eingestellt. In der neuen Version wurde allerdings zur weiteren Anpassung der Simulation an das reale Verhalten des SPADIC eine Einstellbarkeit der Baseline hinzugefügt, mithilfe der *SetBaselineLvl()* Funktion. Dieses Feature wird im Rahmen dieser Arbeit beim Vergleich der Simulation mit den Daten der DESY-Teststrahlzeit verwendet.

Wenn auf dem betrachteten Pad ein Multihit als Tiggertyp vorliegt, so wird der Puls bis zum Beginn des Multihits in ein Digi umgewandelt und der Puls nach dem Beginn des Multihits verbleibt im Buffer. Beide Teilpulse werden durch Anfügen von ADC-Werten auf Baseline-Niveau zu 32 Samples ergänzt.

4. Simulationen

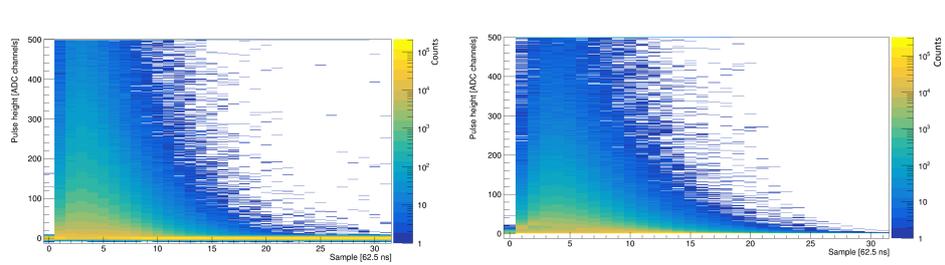


Abbildung 4.25.: Vergleich der mit der Version aus [12] und der mit der in dieser Arbeit analysierten Version kreierten Pulse. Links sind die mit der neuen Version erzeugte Pulse zu sehen und rechts die Pulse, die mit der aktuellen Code-Version erzeugt wurden.

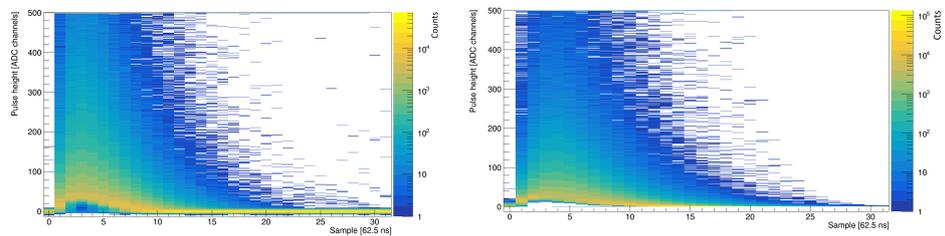


Abbildung 4.26.: Vergleich der mit der Version aus [12] und der mit der in dieser Arbeit analysierten Version kreierten ST-Pulse. Links sind die mit der neuen Version erzeugten Pulse zu sehen und rechts die Pulse, die mit der aktuellen Code-Version erzeugt wurden.

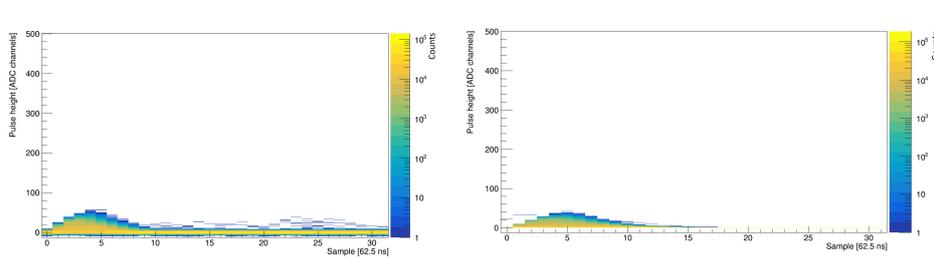


Abbildung 4.27.: Vergleich der mit der Version aus [12] und der mit der in dieser Arbeit analysierten Version kreierten FN-Readout Pulse. Links sind die mit der neuen Version erzeugten Pulse zu sehen und rechts die Pulse, die mit der aktuellen Code-Version erzeugt wurden.

4.6. Digi-Erzeugung

Aus der bisher gewonnenen Information die in den simulierten Pulsen eingeflossen sind werden sogenannte *Digis* konstruiert. Ein Digi enthält alle relevanten Eigenschaften des betrachteten Teilchens für die Hit-Rekonstruktion. Die Erzeugung des Digis erfolgt aus den zuvor erzeugten 32 Sample langen Pulsen des Buffers. Dazu werden der Funktion (siehe E)

```
1 | CbmTrdRawToDigiBaseR::MakeDigi(const std::vector<std::
   |   int16_t>* samples, Int_t padChNr, Int_t uniqueModuleId,
   |   ULong64_t time, CbmTrdDigi::eTriggerType triggerType,
   |   Int_t errClass)
```

der Puls (*samples*), das Pad auf dem der Puls auftritt (*padChNr*), die Modul-Identifikationsnummer (*uniqueModuleId*), die Zeit der Ionisation, die den Puls ausgelöst hat, in Nanosekunden und der Triggertyp übergeben. Es kann dann mithilfe des Timeshifts, der über eine Lookup-Tabelle aus den ADC-Werten zweier Time-Bins bestimmt wird [30], die Digi-Ladung ermittelt werden. Die Digi-Ladung wird auch über eine Lookup-Tabelle ermittelt. Diese Methode zur Bestimmung der Digi-Ladung wird im `run_digi.C` Macro eingestellt über:

```
1 | std::string dir = getenv("VMCWORKDIR");
2 | std::string filename = dir + "/parameters/trd/FeatureExtractionLookup.root";
3 | auto rtdm = std::shared_ptr<CbmTrdRawToDigiBaseR>(new CbmTrdRawToDigiLookUpCorrR(
   |   filename, CbmTrdRawToDigiLookUpCorrR::eLookUpModes::kTwoSamplesFileInput));
```

Diese Lookup-Tabelle ist in Abb. 4.28 zu sehen. Es wird dem maximalen ADC-Wert des Pulses, abzüglich der Baseline, eine Ladung zugeordnet. Bei einer

Shaping-Zeit von 120 ns sollte der maximale Bin des Signals das zweite Sample nach den Presample sein.

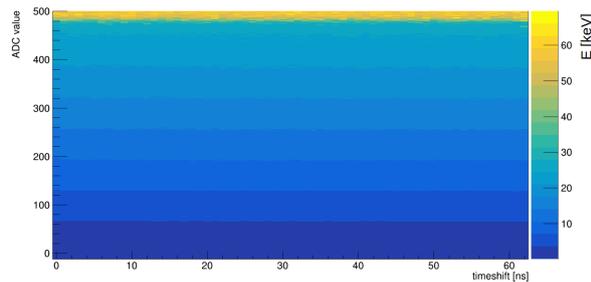


Abbildung 4.28.: Lookup-Tabelle zur Bestimmung der Digi-Ladungen aus dem ADC-Wert und dem Timeshift.

Daraus ergeben sich die in Abb. 4.29 zu sehenden Digi-Ladungen. Bei Ladungen größer 25 keV nimmt die Anzahl an Einträgen stark ab, da wie in Abb. 4.28 zu sehen nur ADC-Werte knapp unter dem Clipping Bereich oder im Clipping Bereich zu diesen Ladungen führen können. In der aktuellen Version erfolgt Clipping bei der Puls-Erstellung. Nach der Digi-Erstellung werden alle Ladungen von Digis aus Pulsen, bei denen der ADC-Wert von Bin 0+Presample und 2+Presample über dem Clipping Level liegt auf 35 keV gesetzt. Die ST-Digis haben, wie in Abb. 4.30 zu sehen, höhere Ladungen als zuvor, da durch die zweistufige Triggerbedingung höhere ADC-Werte für die Auslösung eines ST erreicht werden müssen. So entstehen weniger ST und diese weisen einen stärkeren Anstieg des Pulses auf. Dadurch haben sie höhere ADC-Werte beim zweiten Sample nach den Presamples, wodurch sich die wahrscheinlichste Digi-Ladung von $\langle dE/dx \rangle_w = (2,0545 \pm 0,0030)\text{keV}$ auf $\langle dE/dx \rangle_w = (2,782 \pm 0,004)\text{keV}$ verschiebt.

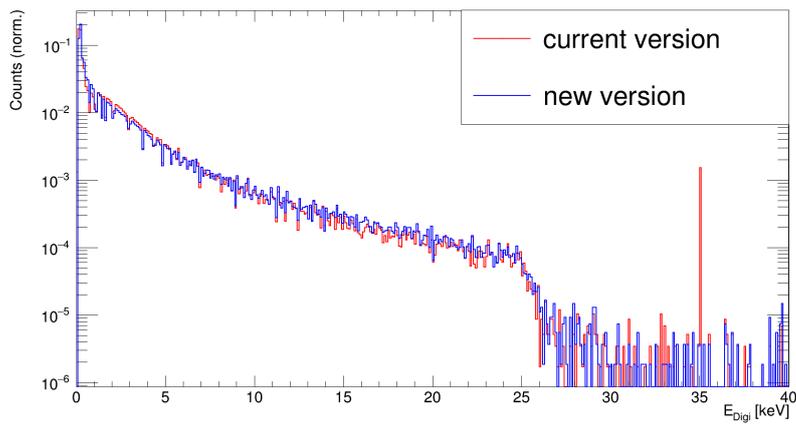


Abbildung 4.29.: Ladung der Digis. In Rot ist die aktuelle Version zu sehen und in Blau die neue Version nach den beschriebenen Änderungen. In der aktuellen Version werden alle Digis aus Pulsen, deren ADC-Werte bei den Samples $0 + N_{\text{Presamples}}$ und $2 + N_{\text{Presamples}}$ auf dem Clipping Level liegt, auf 35 keV gesetzt, weshalb der Peak bei 35 keV zustande kommt. Davon abgesehen sind die Versionen sehr ähnlich. Es ist aber zu erkennen, dass in der aktuellen Version mehr Digis eine Ladung zwischen ca. 2 keV und 5 keV haben, während es in der neuen Version etwas mehr Digis mit Ladungen zwischen 10 keV und 20 keV gibt.

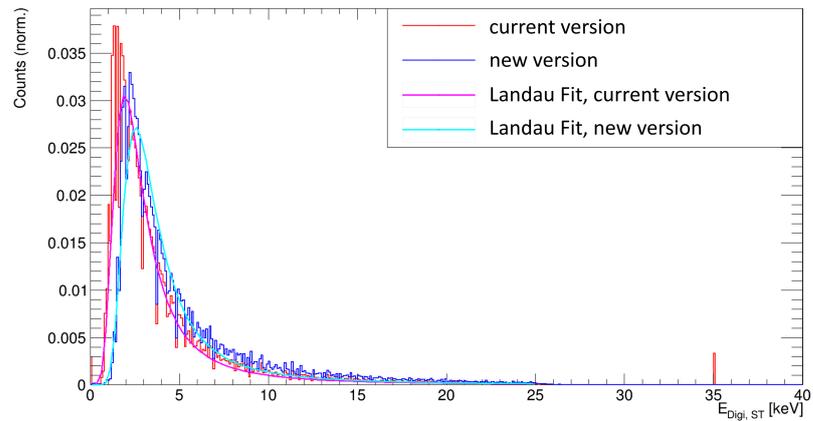


Abbildung 4.30.: Vergleich der ST-Digi-Ladungen. In Rot ist die aktuelle Version zu sehen und in Blau die neue Version. Es wurde jeweils ein Fit mit einer Landau-Verteilung bis 25 keV durchgeführt.
 Neue Version: Der wahrscheinlichste Wert ist $E_{Digi,w} = (2,684 \pm 0,004)\text{keV}$ und die Breite der Verteilung ist $\sigma = (0,6319 \pm 0,0022)\text{keV}$
 Akattuale Version: Der wahrscheinlichste Wert ist $E_{Digi,w} = (2,0545 \pm 0,0030)\text{keV}$ und die Breite der Verteilung ist $\sigma = (0,5592 \pm 0,0014)\text{keV}$.

Die Güte der Digi-Ladungsrekonstruktion ist in Abb. 4.31 und 4.32 zu sehen. Wie zu erwarten liegt in beiden Versionen eine Korrelation der Digi-Ladung und der zugeordneten Match-Ladung, die über die entsprechenden MC-Informationen zugeordnet wird, vor. Die Match-Ladung stellt die Summe aller simulierten Ionisationsladungen dar, die zu dem betrachteten Digi zugeordnet werden. Beim Vergleich der Versionen fällt vor allem auf, dass in der neuen Version die Verteilung um die Diagonale schmaler ist, aber dafür weniger symmetrisch. So werden seltener Digi-Ladungen erzeugt, die sehr viel kleiner als die Match-Ladung sind, während in der aktuell verwendeten Version etwa gleich häufig kleinere und größere Digi-Ladungen, verglichen mit der Match-Ladung, erzeugt werden.

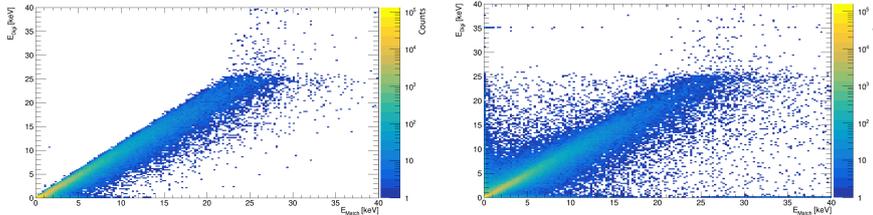


Abbildung 4.31.: Digi-Ladungen aufgetragen gegen die Match-Ladungen in der neuen Version (links) und der aktuell verwendeten Version (rechts).

Beim Vergleich der Ladungsaufösung der Digits ($E_{\text{Digi}} - E_{\text{Match}}$) in Abb. 4.33 ist zu sehen, dass der Peak in der neuen Version zwischen -1 keV und $0,5$ keV breiter ist und mehr Digits mit Ladungen rekonstruiert werden, die geringer ist als die Match-Ladung. Diese Verbreiterung ist, wie in Abb. 4.34 zu sehen, nicht durch die ST-Digits hervorgerufen, sondern durch die FN. Die ST in der neuen Version werden wahrscheinlicher mit der richtigen Digi-Ladung rekonstruiert als in der aktuellen Version. Die Verteilung verschiebt sich um $0,1126$ keV in Richtung Null und wird schmaler. Die Breite σ der Verteilung ist in der neuen Version um $0,0819$ keV schmaler als in der aktuellen. Das heißt, die Ladungsrekonstruktion der ST-Digits in der neuen Version verbessert sich, die der FN hingegen verschlechtert sich.

4. Simulationen

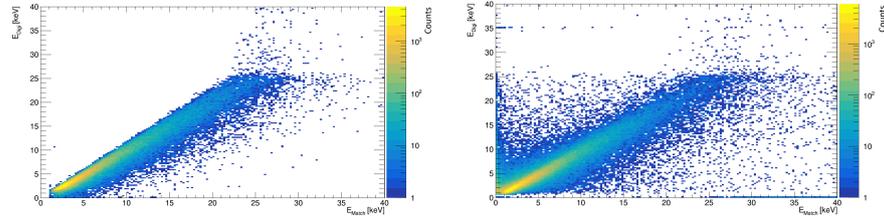


Abbildung 4.32.: Digi-Ladungen aufgetragen gegen die Match-Ladungen für selbst-getriggerte Digi in der neue Version (links) und der aktuell verwendeten Version (rechts).

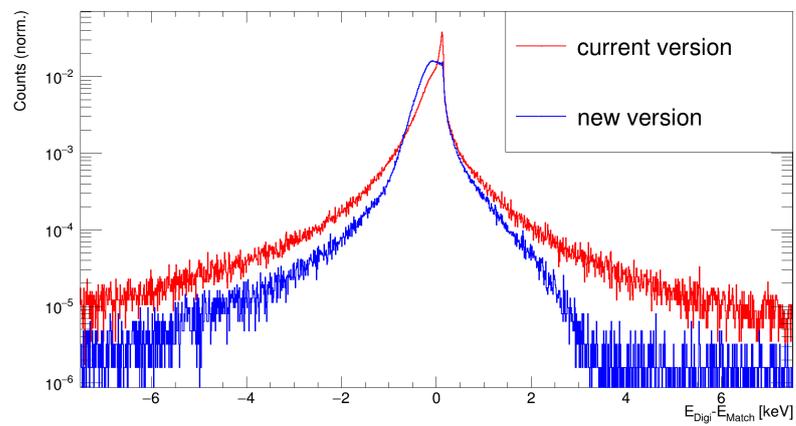


Abbildung 4.33.: $E_{\text{Digi}} - E_{\text{Match}}$ der neuen Version (Blau) und aktuellen Version (Rot).

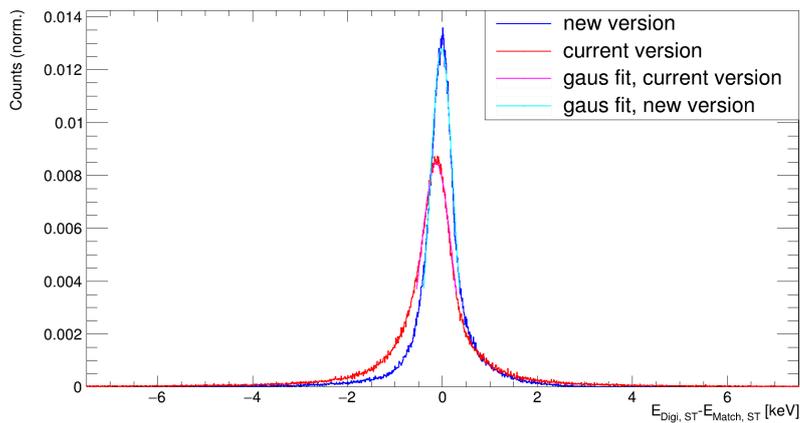


Abbildung 4.34.: Digi-Ladung abzüglich der zugehörigen Match-Ladung. In Rot ist die aktuelle Version zu sehen und in Blau die neue Version. Es wurde jeweils ein Fit mit einer Gauß-Verteilung durchgeführt.

Neue Version: Der Mittelwert der Gauß-Verteilung ist $\mu = -(0,0194 \pm 0,0009)\text{keV}$ und die Breite ist $\sigma = (0,2399 \pm 0,0011)\text{keV}$.

Alte Version: Der Mittelwert der Gauß-Verteilung ist $\mu = -(0,1320 \pm 0,0013)\text{keV}$ und die Breite ist $\sigma = (0,3218 \pm 0,0011)\text{keV}$.

Es ist auch möglich die maximalen ADC-Werte des Pulses zu verwenden um aus diesen mithilfe des Kalibrierungsfaktors direkt eine Ladung zu berechnen ohne die Zeitinformationen in der Lookup-Tabelle zu verwenden. Diese Methode wird bei Verwendung der Klasse *CbmTrdRawToDigiMaxAdcR* angewendet. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Digi-Ladungen ist über einen Fit an den gesamten Pulsverlauf. Diese Methode wird bei Verwendung der Klasse *CbmTrdRawToDigiFitR* angewendet.

Die Methode, die angewendet werden soll um die Pulse in Digits zu überführen, kann über die TRD-Digitizer Klasse über

```
1 |      trdDigitizer->SetRawToDigiMethod(rtdm)
```

gesetzt werden. Alle Klassen zur Bestimmung der Digi-Ladungen benutzen die Funktion

```
1 |      GetMaxAdcValue()
```

In dieser wird die jeweilige gewählte Methode ausgeführt. Dies stellt eine Erweiterung zur vorherigen Version dar, in der die Ladungen nur über Lookup-Tabellen ermittelt werden. In dieser Arbeit wurde, um die Vergleichbarkeit zur aktuell verwendeten Codeversion aus [12] zu gewährleisten, nur die Bestimmung der Digi-Ladung über die Methode mit den Lookup-Tabellen durchgeführt. Eine weitere Methode die Lookup-Tabellen zu erzeugen, statt die in Abb. 4.28 gezeigte zu verwenden, ist analytisch über die SPADIC-Response-Funktion (siehe Formel 3.1). Falls analytische Lookup-Histogramme verwendet werden sollen, kann *rtdm* als

```
1 |      auto rtdm = std::shared_ptr<CbmTrdRawToDigiBaseR>(  
2 |      new CbmTrdRawToDigiLookupCorrR(" ",  
      CbmTrdRawToDigiLookupCorrR::eLookupModes::  
      kTwoSamplesDynamicAnalytic));
```

eingestellt werden.

Die zur Erstellung der Digits in der *CbmTrdModuleSimR*-Klasse in dieser Arbeit verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Tabelle 4.1.: Zur Erstellung der Digis verwendete Parameter.

Parameter	aktuelle Version	neue Version
stochastisches Rauschen	2	2
Presamples	1	1
Baseline	0	0
Sample-Positionen für Timeshift- und Ladungsrekonstruktion	fNrOfPresamples+0; fNrOfPresamples+2	fNrOfPresamples+0; fNrOfPresamples+2
Differentielle Trigger Schwelle	10	10; 16
Crosstalk Level	0,01	0,01

4.7. Hit-Erzeugung

Nach der Simulation der Detektorreaktion ist der nächste Schritt die Trefferrekonstruktion. Dies beinhaltet die Berechnung der Teilcheneigenschaften unter Verwendung der gemessenen Digis und des bekannten Verhaltens des Detektors und der Elektronik. Dieser Schritt ist in der Simulation und der Messdatenauswertung äquivalent.

4.7.1. Energieverlust und Clustergrößen

In der aktuell verwendeten Version gibt es etwa 50 % 3-Pad-Cluster und etwa 40 % 4-Pad-Cluster. Der Rest der Hits verteilt sich auf 2-Pad-Cluster und Cluster mit fünf oder mehr Pads. In der neuen Version gibt es im Vergleich dazu ca. 80 % 3-Pad-Cluster und der Rest der Hits verteilt sich relativ gleichmäßig auf die anderen Clustergrößen. Der Grund für diese Änderung ist wahrscheinlich die Implementierung der zweistufigen SPADIC-Triggerbedingung. Dadurch wird es unwahrscheinlicher, dass ein ST-Digi ausgelöst wird, weshalb die Wahrscheinlichkeit für Hits auf benachbarten Pad sinkt und die Anzahl an 4-Pad-Clustern sinkt. Allerdings sollte überprüft werden, warum es in der neuen Version zur Entstehung von 1-Pad-Clustern kommt. Dies bedeutet, dass es ST-Digis gibt auf deren benachbarten Pads keine FN-Digis liegen, was nicht möglich sein sollte. Die Anzahl der erzeugten Digis und damit auch Hits un-

terschiedet sich zwischen den Versionen aufgrund der Änderung der Triggerbedingung deutlich. In der aktuellen Version gibt es bei 100 UrQMD Events 268 648 ST-Digis aus denen 159 236 Hits konstruiert werden. In der neuen Version gibt es bei der selben Anzahl an identischen Ausgangsevents 186 581 ST-Digis au denen 124 005 Hits konstruiert werden.

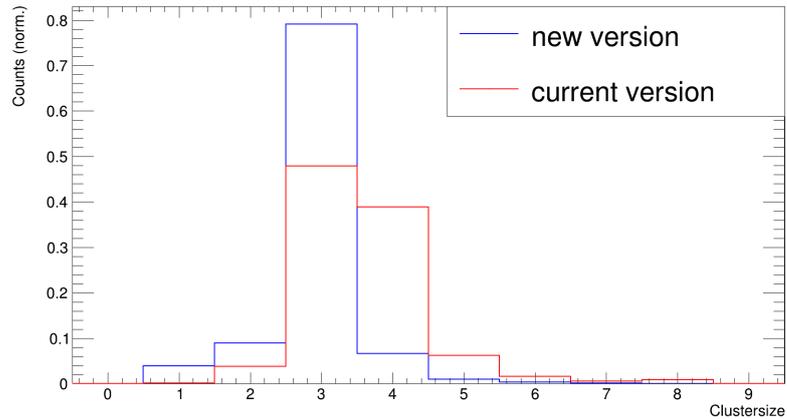


Abbildung 4.35.: Clustergrößen der neuen Codeversion (Blau), verglichen mit der aktuell verwendeten Version (Rot). Auf der y-Achse ist der Anteil der jeweiligen Clustergröße an allen Hits aufgetragen, es wurde auf die Gesamtzahl der Hits in der jeweiligen Simulation normiert. In der neuen Version gibt es deutlich weniger 4-Pad-Cluster, dafür mehr 3-Pad-, 2-Pad- und 1-Pad-Cluster.

In Abb. 4.36 ist die über die Hits rekonstruierte Energiedeposition beider Versionen, integriert über alle $\beta\gamma$ und den gesamten Detektor, zu sehen. Es ist eine leichte Verschiebung der neuen Version zu höheren dE/dx bzw. ein etwas späterer Anstieg der Funktion zu erkennen. Die dE/dx -Verteilung der neuen Version ist etwas schmaler, da die ansteigende Flanke etwas später beginnt, aber die abfallenden Flanken quasi übereinstimmen. Dies spiegelt sich in der Breite des Fits mit einer Landau-Verteilung in Abb. 4.37 wieder. Die neue Version hat eine Breite von $\sigma = (0,951 \pm 0,004)\text{keV}$, die der aktuellen Version liegt

bei $\sigma = (0,981 \pm 0,004)\text{keV}$. Der wahrscheinlichste Energieverlust verschiebt sich um $0,045\text{keV}$. Sowohl die Änderung der Breite der Energieverlustverteilung als auch die Verschiebung des wahrscheinlichsten Energieverlusts sind somit nicht groß.

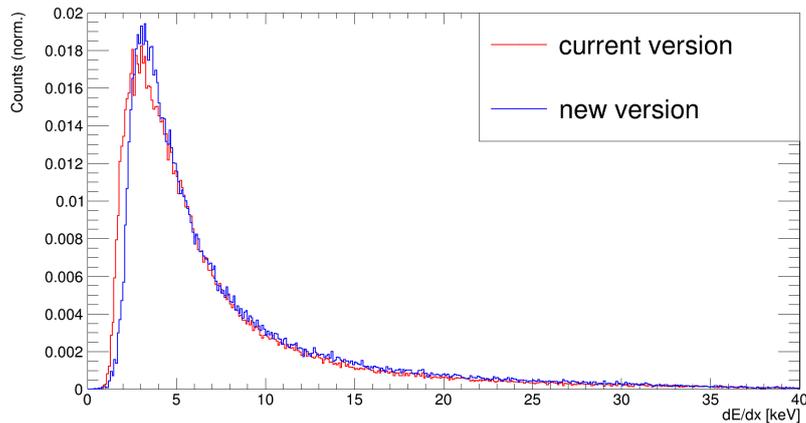


Abbildung 4.36.: Über Hits rekonstruierte Energiedeposition (dE/dx_{Hit}) der neuen Codeversion (Blau) verglichen mit der aktuell verwendeten Version (Rot). Es ist eine leichte Verschiebung der neuen Version zu höheren dE/dx der neuen Version bzw. ein etwas späterer Anstieg der Funktion zu erkennen.

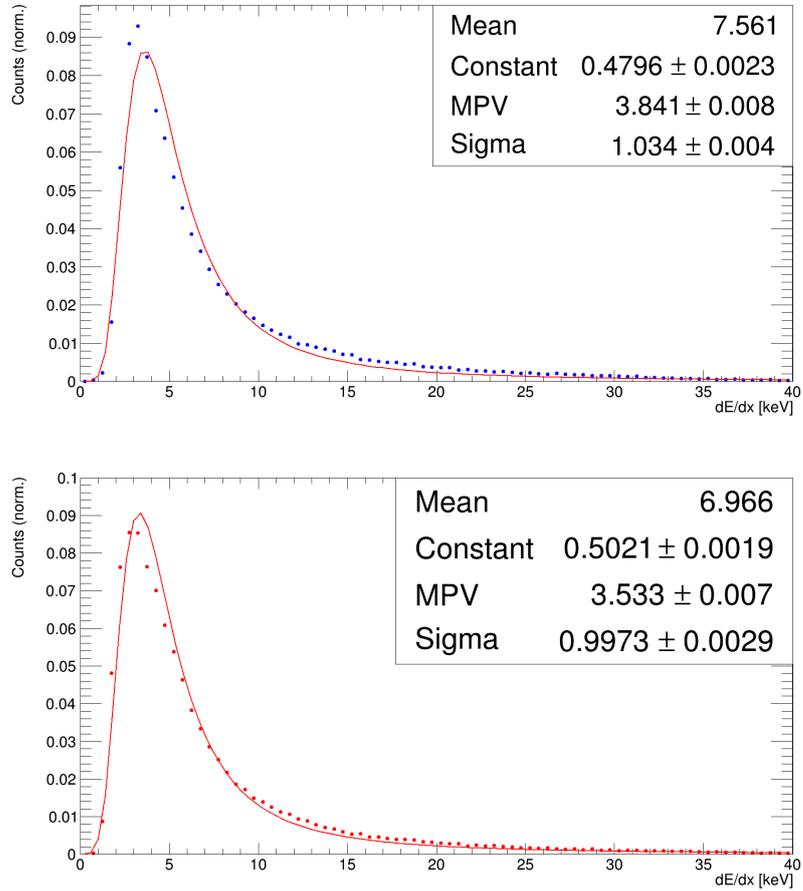


Abbildung 4.37.: Über Hits rekonstruierte Energiedeposition (dE/dx_{Hit}) der neuen Codeversion (Blau, oben) verglichen mit der aktuell verwendeten Version (Rot, unten). Der Fit mit einer Landau-Verteilung wurde in beiden Versionen im Bereich zwischen 0 keV und 40 keV durchgeführt. Daraus ergibt sich in der neuen Version ein wahrscheinlichster Energieverlust von $\langle dE/dx \rangle_w = (3,581 \pm 0,008)\text{keV}$ und eine Breite der Verteilung von $\sigma = (0,951 \pm 0,004)\text{keV}$. In der aktuellen Codeversion ist der wahrscheinlichste Energieverlust $\langle dE/dx \rangle_w = (3,536 \pm 0,007)\text{keV}$ und die Breite der Verteilung ist $\sigma = (0,981 \pm 0,004)\text{keV}$.

4.7.2. Energieverlust in Abhängigkeit von $\beta\gamma$

Wie in Abb. 4.38 zu sehen ist, ist die wahrscheinlichste über Hits rekonstruierte Energiedeposition über den gesamten $\beta\gamma$ -Bereich hinweg zu höheren Werten verschoben, verglichen mit der aktuellen Version. Dieses Verhalten wird wahrscheinlich durch die höheren Energien der ST-Digis verursacht. Die größte Abweichung der Versionen ist für MIPs zu beobachten. Es scheint, dass die Abweichung für Teilchen mit höheren $\beta\gamma$ -Werten tendenziell geringer wird, jedoch ist in diesem Bereich die verfügbare Statistik nicht ausreichend, um eine definitive Aussage treffen zu können.

In Abb. 4.39 ist die wahrscheinlichste über Hits rekonstruierte Energiedeposition für Hits aufgetragen, die Clustergrößen von drei oder mehr Pads haben. Es ist zu erkennen, dass im Bereich kleiner $\beta\gamma$ (vor allem $\beta\gamma = 1$ und $\beta\gamma = 2$) die wahrscheinlichste über Hits rekonstruierte Energiedeposition der neuen Version höher liegt als bei der Betrachtung aller Cluster. Diese Verschiebung ist in der aktuellen Version nicht so stark. Dies ist damit zu erklären, dass es in der neuen Version mehr 1- und 2-Pad-Cluster gibt und diese somit einen größeren Einfluss haben. Sie scheinen allerdings vor allem im Bereich kleiner $\beta\gamma$ aufzutreten.

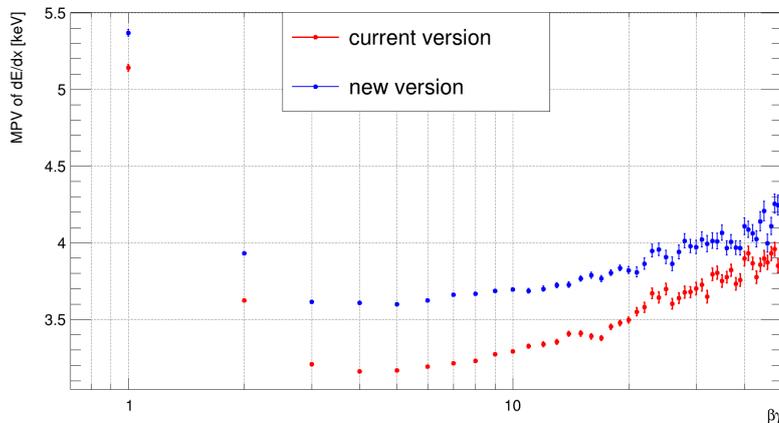


Abbildung 4.38.: Wahrscheinlichster Energieverlust eines Fits mit einer Landau-Verteilung an $\langle dE/dx_{\text{Hit}} \rangle$ aufgetragen gegen $\beta\gamma$ in der neuen Version (Blau) und der aktuellen Version (Rot).

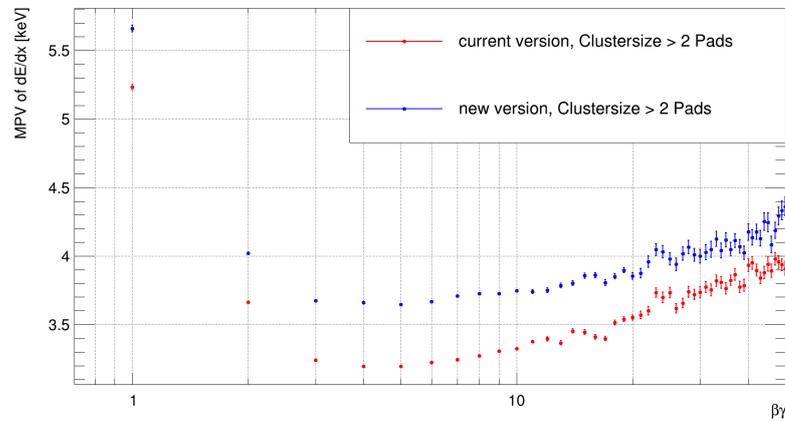


Abbildung 4.39.: Wahrscheinlichster Energieverlust Fits mit einer Landau-Verteilung an $\langle dE/dx_{\text{Hit}} \rangle$, von Clustern aus 3 oder mehr Pads, aufgetragen gegen $\beta\gamma$ in der neuen Version (Blau) und der aktuellen Version (Rot).

4.7.3. Energieauflösung

Wird die Energieauflösung der rekonstruierten Hits der aktuellen mit der neuen Version verglichen, fällt auf, dass die Verteilung der neuen Version zu geringeren Energien hin verschoben ist. Die Abweichung beträgt ca. 0,25 keV (vgl. Abb. 4.40). Für den Ursprung dieser Abweichung kommen mehrere Ursachen in Betracht. Es kommen zum Beispiel mögliche Probleme bei der Clusterrekonstruktion in Betracht. Für diese Begründung spricht der im Vergleich erhöhte Anteil an 1-Pad-Clustern in der neuen Version, die zu niedrigen Energiedepositionen beitragen tragen.

Wird die Energieauflösung in Abhängigkeit von $\beta\gamma$ verglichen, so hat sich diese für den gesamten untersuchten Bereich verschlechtert. Insbesondere für niedrige $\beta\gamma$ ist die Abweichung groß, während sie sich für höhere $\beta\gamma$ wieder verbessert (vgl. Abb. 4.41). Die Gründe für diese Abweichung können dabei nicht klar definiert werden. Eine weitere intensive Begutachtung der Clusterbildung und Hitrekonstruktion könnte jedoch tiefere Einblicke in den Hintergrund dieser Abweichung geben.

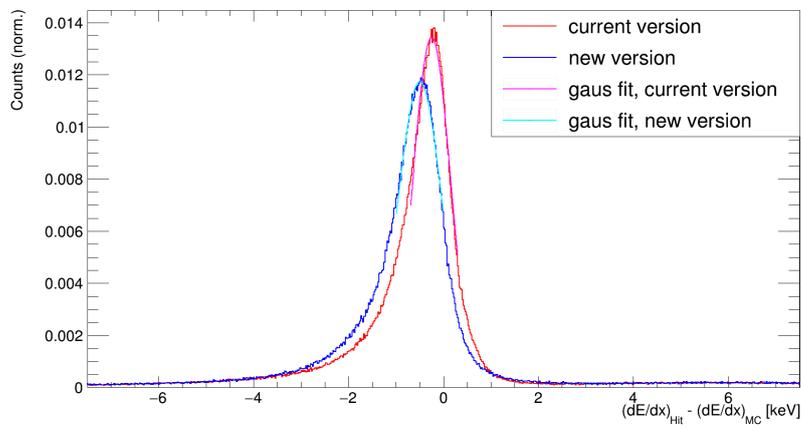


Abbildung 4.40.: Energieauflösung ($\langle dE/dx_{\text{Hit}} \rangle - \langle dE/dx_{\text{MC}} \rangle$) mit Fit mit einer Gauß-Verteilung. Die extrahierten Fit-Parameter sind für die neue Version $\mu = -(0,4967 \pm 0,0016)\text{keV}$ und $\sigma = (0,4688 \pm 0,0030)\text{keV}$. Für die aktuelle Version ist $\mu = -(0,2485 \pm 0,0011)\text{keV}$ und $\sigma = (0,3906 \pm 0,0016)\text{keV}$.

4. Simulationen

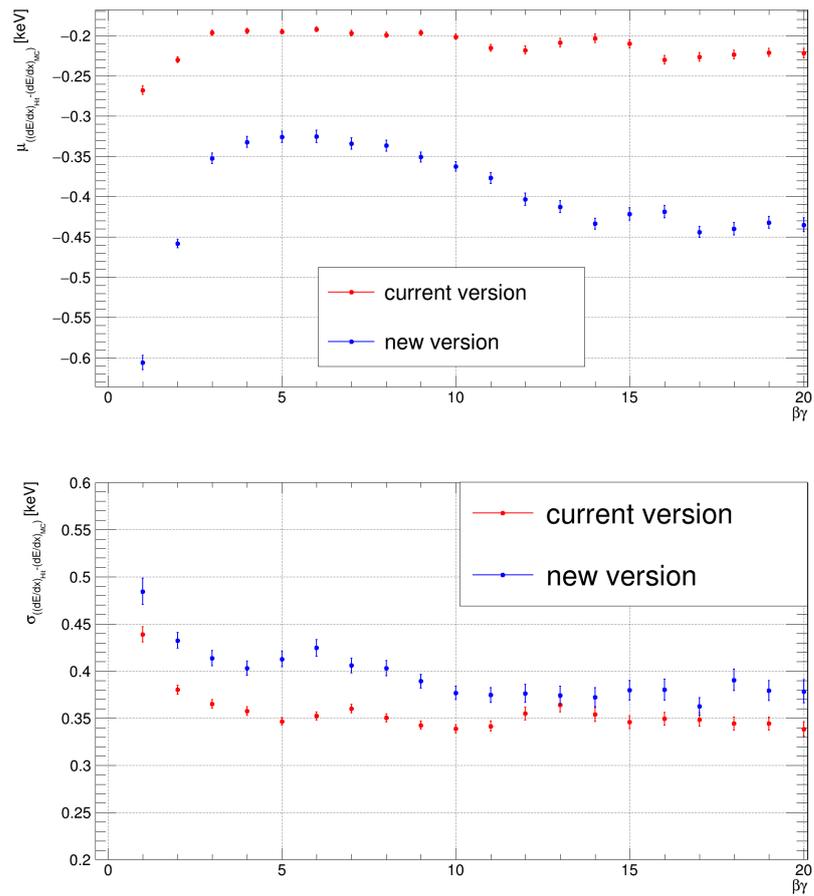


Abbildung 4.41.: Parameter σ (unten) und μ (oben) des Fits der Energieauflösung mit einer Gauß-Funktion aufgetragen gegen $\beta\gamma$.

Die Betrachtung der Abhängigkeit der Energieauflösung von der Padgröße bzw. des Modultyps liefert keine neuen Erkenntnisse zum Ursprung dieser Verschlechterung. Dies ist in Abb. 4.11 anhand der Maxima und der Breite des Gauß-Fits der über Hits rekonstruierten Energiedeposition abzüglich der über die MC-Informationen rekonstruierten Energiedeposition zu sehen. Die Verschiebung von μ und σ ist bei den außen liegenden Modulen vom Typ 7 etwas geringer als bei den innen liegenden Modulen vom Typ 1. Das deutet auch darauf hin, dass die Verschlechterung der Energieauflösung bei kleineren Einfallswinkeln der Teilchen und kleinen Padgrößen stärker ist als bei großen Einfallswinkeln und Padgrößen.

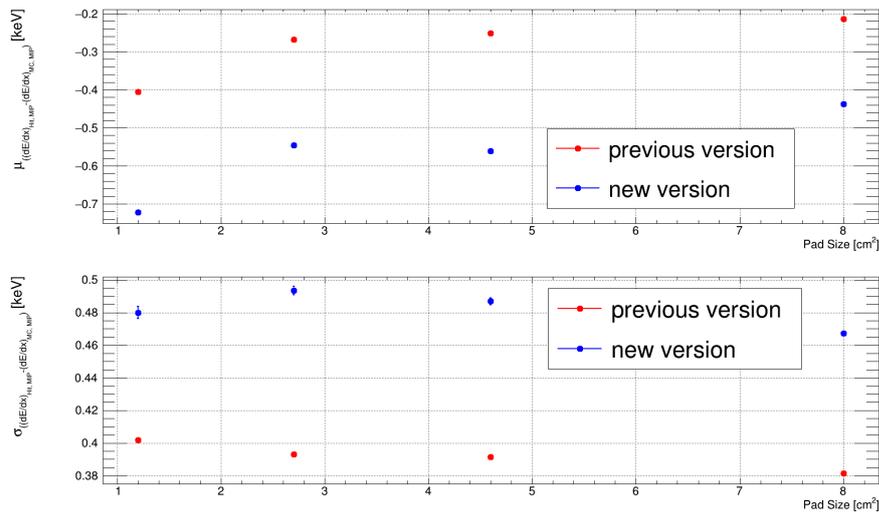


Abbildung 4.42.: σ und μ eines Fits mit einer Gauß-Verteilung der Verteilung der Differenz des über Hits rekonstruierten Energiedeposition (dE/dx_{Hit}) und der über die MC-Informationen rekonstruierten Energiedeposition (dE/dE_{MC}) aufgetragen gegen die Padgröße.

4.7.4. Ortsauflösung

Die Ortsauflösung wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend untersucht. Da die Hit-Positionen auf Basis der Digi-Ladungen eines Clusters rekonstruiert werden ist theoretisch keine große Änderung zwischen den Versionen, bzw. analog zur Energieauflösung nur eine leichte Verschlechterung der Ortsauflösung zu erwarten. Dies konnte in Simulationen aufgrund technischer Probleme, die außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegen, noch nicht nachgewiesen werden und muss deshalb im Anschluss an diese Arbeit, unter Betrachtung der Funktionsweise der Cluster- und Hitrekonstruktion, weitergehend untersucht werden.

5. DESY

5.1. Kalibrierung

Die Kalibrierung erfolgte mit einer ^{55}Fe -Quelle. ^{55}Fe zerfällt unter Elektro-neneinfang zu Mangan-55 mit einer Halbwertszeit von 2,737 Jahren. Dabei werden mit 60 % Wahrscheinlichkeit Augerelektronen mit einer Energie von 5,19 keV emittiert, mit 16,2 %-iger Wahrscheinlichkeit K- α -1-Röntgenstrahlen mit einer Energie von 5,898 75 keV, mit 8,2 %-iger Wahrscheinlichkeit K- α -2-Röntgenstrahlen mit einer Energie von 5,887 65 keV und mit einer Wahrscheinlichkeit von 2,85 % K- β -Röntgenstrahlen mit einer Energie von 6,490 45 keV. Dabei sind die Energien der K- α -1 und -2 Röntgenstrahlen so ähnlich, dass sie als monoenergetische Strahlung mit 5,9 keV aufgefasst werden können. [31] Auf dieser Grundlage können gemessene ADC-Werte (ADC) in einen Energieverlust der Elektronen im Detektor umgerechnet werden:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = ADC \cdot \frac{\langle dE/dx \rangle_{Fe,K}}{ADC_{Fe}} \quad (5.1)$$

Da die Gasverstärkung und damit auch der gemessene ADC-Wert von der Anodenspannung abhängig sind, ist die Gültigkeit von Formel 5.1 für eine feste Anodenspannung definiert. Zur Überprüfung des Zusammenhangs des ADC-Werts und der Anodenspannung wurden die Anodenspannungen von 1680 V bis 1950 V in 30 V Schritten durchgefahen. Der ^{55}Fe -Clustercharge-Wert wurde über den maximalen ADC-Wert des Pulses abzüglich des Wertes des nullten Samples bestimmt. In Abb. 5.1 sind die so ermittelten Werte des spezifischen Energieverlusts zu sehen. Dabei wurde auf die Messzeit normiert. Um das Maximum der Verteilungen zu ermitteln, welches in den Kalibrierungsfaktor eingeht, wurde jeweils ein Fit mit einer Gaußfunktion durchgeföhrt. Die Fits sind in Rot in Abb. 5.1 zu sehen.

Abb. 5.2 zeigt die aus den Maxima der Fits ermittelten wahrscheinlichsten Energieverlustwerte. Da nach Formel 2.11 ein exponentieller Zusammenhang dieser ^{55}Fe -Clustercharge-Werte von der Anodenspannung vorliegen sollte, wurde für die Anodenspannungen zwischen 1860 bis 1950 V ein Fit mit einer Exponentialfunktion durchgeföhrt. Diese Grenzen wurden gewählt, da die unteren Spannungen, wie in Abb. 5.2 zu sehen ist, leicht von dem erwarteten

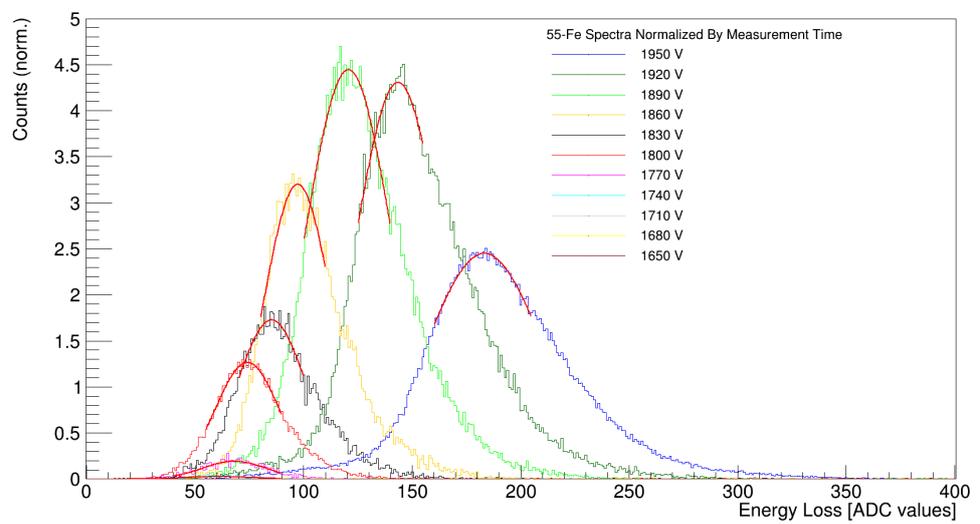


Abbildung 5.1.: Spektrum der ^{55}Fe -Photonen für Anodenspannungen zwischen 1680 bis 1950 V in Abständen von 30 V, jeweils im zentralen Bereich mit einer Gaußfunktion angepasst.

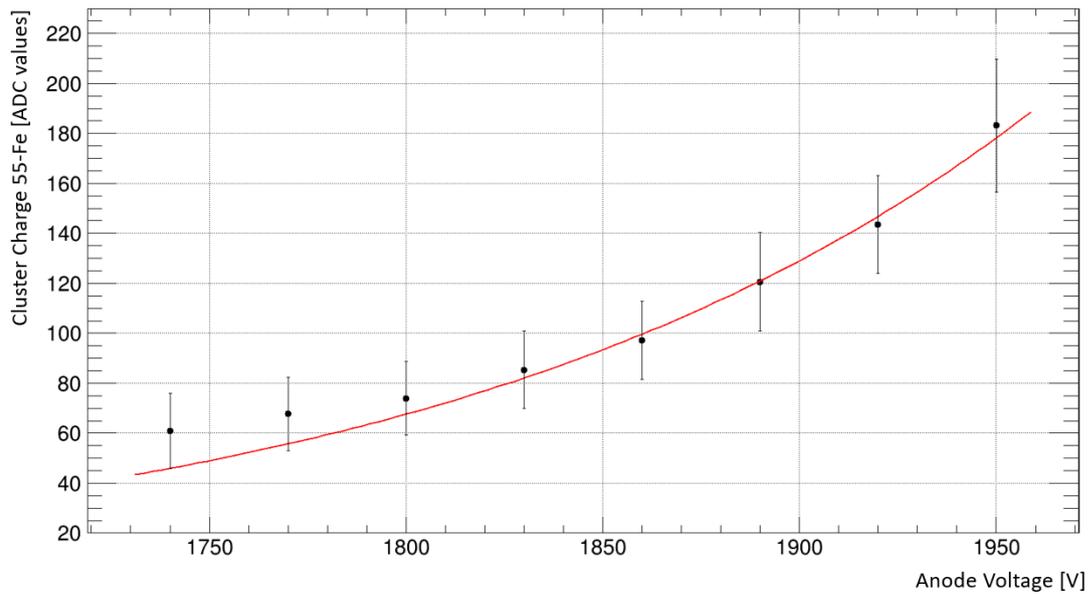


Abbildung 5.2.: Die wahrscheinlichsten Werte der $^{55}\text{FeFe}$ -Spektren aus Abb. 5.1 aufgetragen gegen die Anodenspannung. Es wurde ein Fit mit einer Exponentialfunktion im Bereich hoher Anodenspannungen (1860 bis 1950 V) durchgeführt, in dem der erwartete exponentielle Verlauf sichtbar ist. Bei kleinen Anodenspannungen liegen die bestimmten Ladungswerte höher als die nach dieser Funktion theoretisch erwarteten Werte.

exponentiellen Abfall abweichen. Anhand der ermittelten ^{55}Fe -Clustercharge Werte und des Fitresultats kann dann bei einer gewünschten Spannung der spezifische Energieverlust der Elektronen nach Formel 5.1 ermittelt werden. Für die Analysen in den folgenden Abschnitten ist der Kalibrierungsfaktor bei einer Anodenspannung von 1800 V nötig, welcher nach Garfield-Simulationen einer Gasverstärkung von etwa 1500 entspricht [10]. Nach dem Gaußfit, der in Abb. 5.1 zu sehen ist, liegt der wahrscheinlichste Energieverlust bei

$$\mu = (73.99 \pm 0.19) \text{ ADU}$$

mit einer Breite von

$$\sigma = (14.6 \pm 0.3)$$

5.2. Pulse

Zur Auswertung der DESY-Daten werden im *Unpacker* aus den Rohdaten der Messung Digis kreiert. Eine *Raw-Message* besteht aus 32 Werten, den sogenannten *samples*. Da die Rohdaten viel Rauschen enthalten, welches die Auswertung erschweren würde, müssen die Rohdaten vor der weiteren Verarbeitung gefiltert werden. Dazu wurden mehrere Cuts auf die Pulse angewendet. Die *Raw-Message* wird entfernt, wenn sie weniger als 32 Samples hat oder es sich um einen *Multihit* handelt. Außerdem wird die *Raw-Message* entfernt wenn der ADC-Wert eines der Sample am Beginn (zwischen Sample 4 und 9) unter -255 liegt. Ein weiterer Cut sind die differentiellen Schwellen der SPADICs. Diese Schwellen sind ein Anstieg zwischen dem 2. und 3. Sample um 10 ADC-Werte für den SPADIC im Strahl (bzw. 12 ADC-Werte für den SPADIC an der Eisenquelle) und ein Anstieg zwischen dem 3. und 4. Sample um 16 (bzw. 20) ADC-Werten.

Eine weitere Bedingung ist, dass die Steigung zwischen dem 4. und dem 5. Sample nicht negativ ist. Die sich ergebenden Pulse vor und nach der Anwendung der Cuts für TRD Module ohne Radiator mit Elektronen von $2,3 \text{ GeV}/c$ sind in Abbildungen 5.3 bis 5.6 zu sehen.

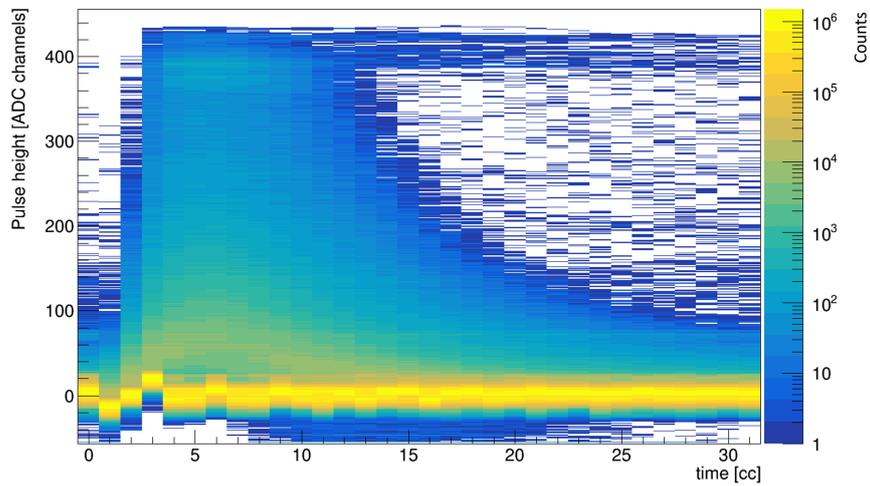


Abbildung 5.3.: Ungefilterte Pulse für ST bei 3 GeV/c Elektronenimpuls.

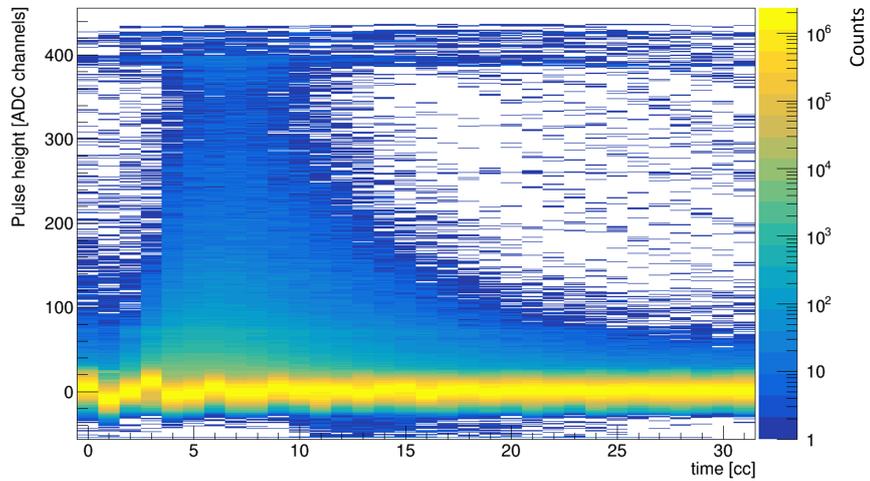


Abbildung 5.4.: Ungefilterte Pulse für FN bei 3 GeV/c Elektronenimpuls.

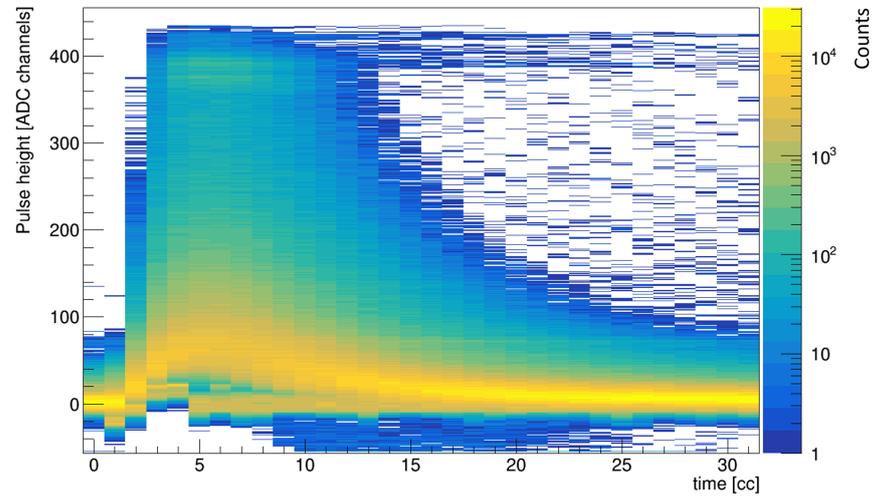


Abbildung 5.5.: Gefilterte Pulse für ST bei 3 GeV/c Elektronenimpuls.

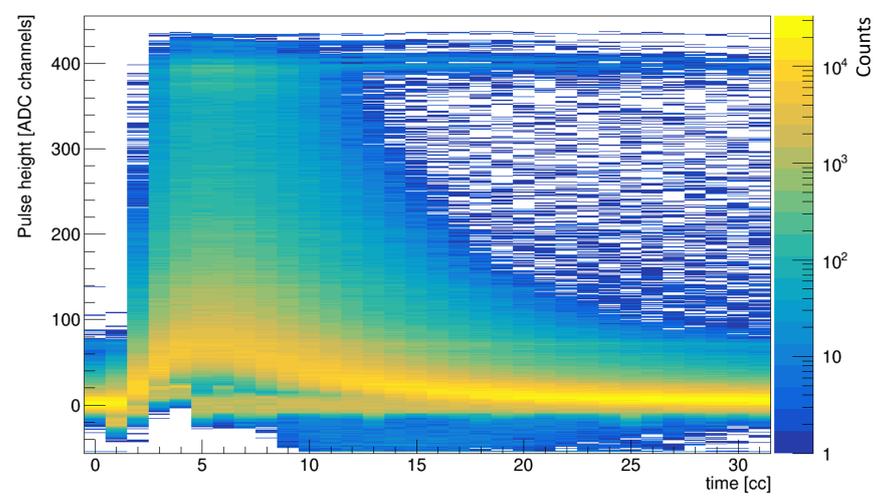


Abbildung 5.6.: Gefilterte Pulse für ST bei 2 GeV/c Elektronenimpuls.

Die Ladung eines Digis wurde aus der *Raw-Message* mittels

$$E_{Digi} = ADC_{\max} - sample[0] \quad (5.2)$$

bestimmt. Wobei *sample[0]* das *Presample* ist, das aufgenommen wird bevor der Puls beginnt. Dies ist in Abb. 5.3 bis 5.6 zu sehen. Darin entspricht jeweils der erste Bin dem nullten Sample. ADC_{\max} ist der maximale ADC-Wert, der im Verlauf des Pulses erreicht wird. Die Digi Ladung kann auch über andere Methoden, wie zum Beispiel über das Integral des Pulses, bestimmt werden. Es wurde allerdings die oben beschriebene Methode gewählt, da der Berechnungsaufwand gering ist und nichtsdestotrotz gute Ergebnisse erzielt werden.

5.3. Energieverlust und Clustergrößen

In Abb. 5.7 sind die sich ergebenden möglichen Clustergrößen und ihre Wahrscheinlichkeiten in den Messdaten abgebildet. Wenn ein selbstgetriggerten Hit vorliegt sind die wahrscheinlichsten Clustergrößen 3-Pad-Cluster. 2-Pad-Cluster ergeben sich, falls der Hit auf einem äußeren Pad stattgefunden hat. Die Einträge in den Histogrammen in Abb. 5.7 bei einem einzelnen ST-Hit und einer Clustergröße von einem Pad sind nach dem Algorithmus der Clusterrekonstruktion nicht möglich. Daraus kann geschlossen werden, dass es sich aller Wahrscheinlichkeit nach um Rauschen handelt. Diese Beobachtung lässt sich auf den Fall zweier selbstgetriggerten Hits übertragen. Hier sind 4-Pad-Cluster oder 3-Pad-Cluster (Hits auf äußerem Pad) am wahrscheinlichsten. Die anteilig sehr vereinzelt vorliegenden 2-Pad-Cluster sind demnach höchstwahrscheinlich auf Rauschen zurückzuführen.

Der spezifische Energieverlust der Hits und die Größen der Cluster, die aus den Digis rekonstruiert wurden, sind in Abb. 5.8 für Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$ und in Abb. 5.9 für einen Impuls von $2 \text{ GeV}/c$ zu sehen. Es ist zu erkennen, dass bei sehr geringen Energieverlusten hauptsächlich die Einpad-Cluster beitragen und zu einem kleineren Peak der Verteilung bei spezifischen Energieverlusten zwischen 0 bis 5 keV führen. Bei den Einpad-Clustern handelt es sich jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit um Rauschen. Dies wird vor allem offensichtlich wenn man den spezifischen Energieverlust (in der Projektion auf die dE/dx -Achse) mit der sich aus den statistischen Fluktuationen des Energieverlusts ergebenden Landaufunktion (siehe Abb. 2.5) vergleicht.

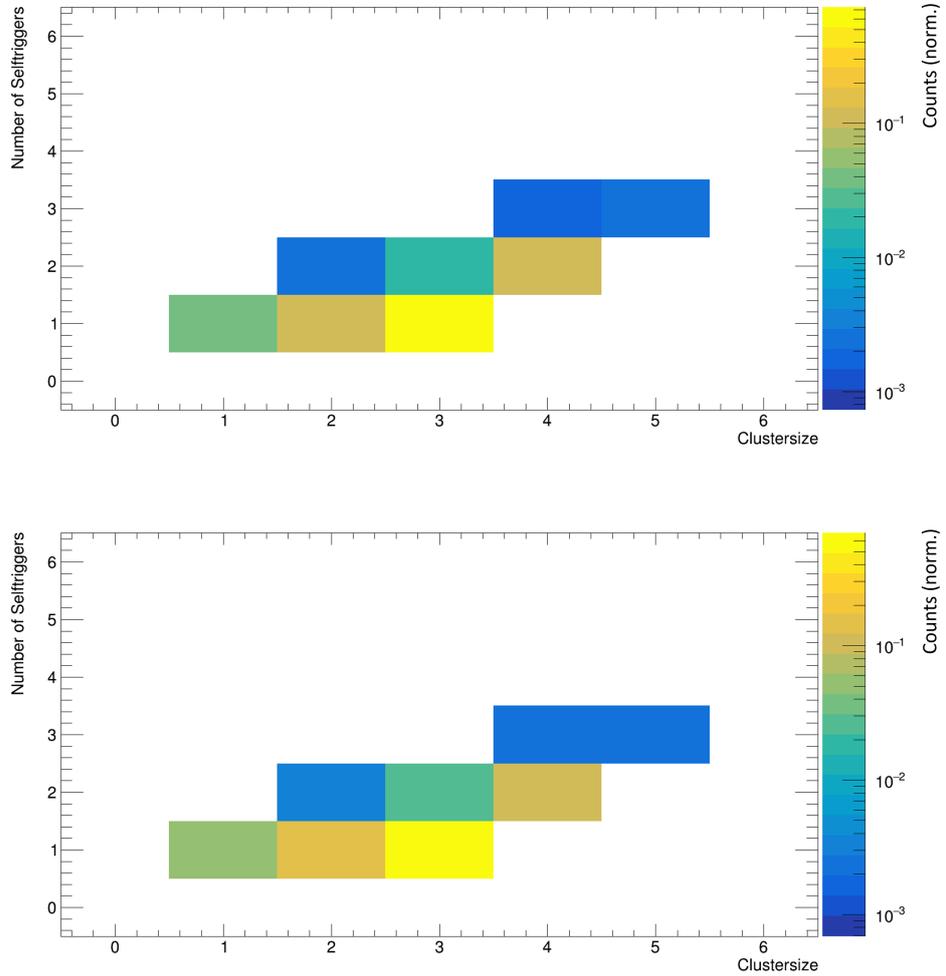


Abbildung 5.7.: Anzahl der selbstgetriggerten Hits in einem Cluster gegen die Clustergröße von 3 GeV/c (oben) und 2 GeV/c Elektronen (unten). Im Fall eines selbstgetriggerten Hits sind die wahrscheinlichsten Clustergrößen 3-Pad-Cluster oder 2-Pad-Cluster (falls der Hit auf einem äußeren Pad ist). Bei 2 selbstgetriggerten Hits sind 4-Pad-Cluster oder 3-Pad-Cluster (Hits auf äußerem Pad) am wahrscheinlichsten, usw.. Dieser Zusammenhang ist in beiden Fällen gut sichtbar.

5.3. Energieverlust und Clustergrößen

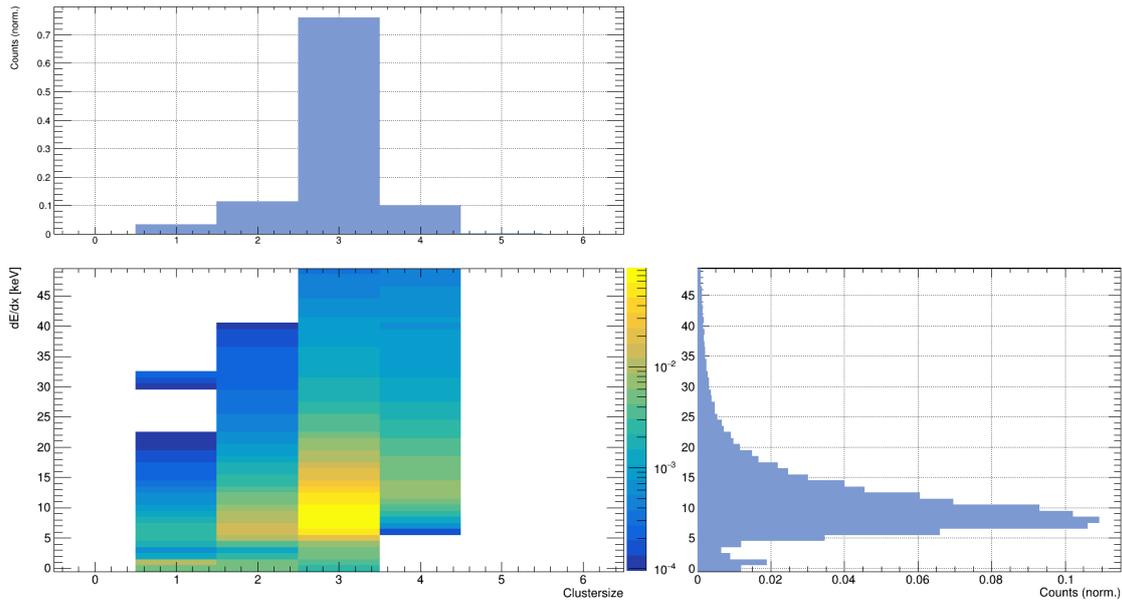


Abbildung 5.8.: Unten links: Energieverlust aufgetragen gegen die Clustergröße für Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$.
 Oben links: Projektion auf die X-Achse, die die Clustergröße darstellt. Der größte Anteil der Cluster sind 3-Pad-Cluster, die 2- und 4-Pad-Cluster machen einen fast identischen Anteil aus, es gibt einige 1-Pad-Cluster und nur sehr vereinzelt 5-Pad-Cluster.
 Unten rechts: Projektion auf die Y-Achse, die den spezifischen Energieverlust darstellt, es ist die zu erwartende Form einer Landau-Verteilung zu sehen, mit Abweichungen im Bereich zwischen 0 bis 5 keV.

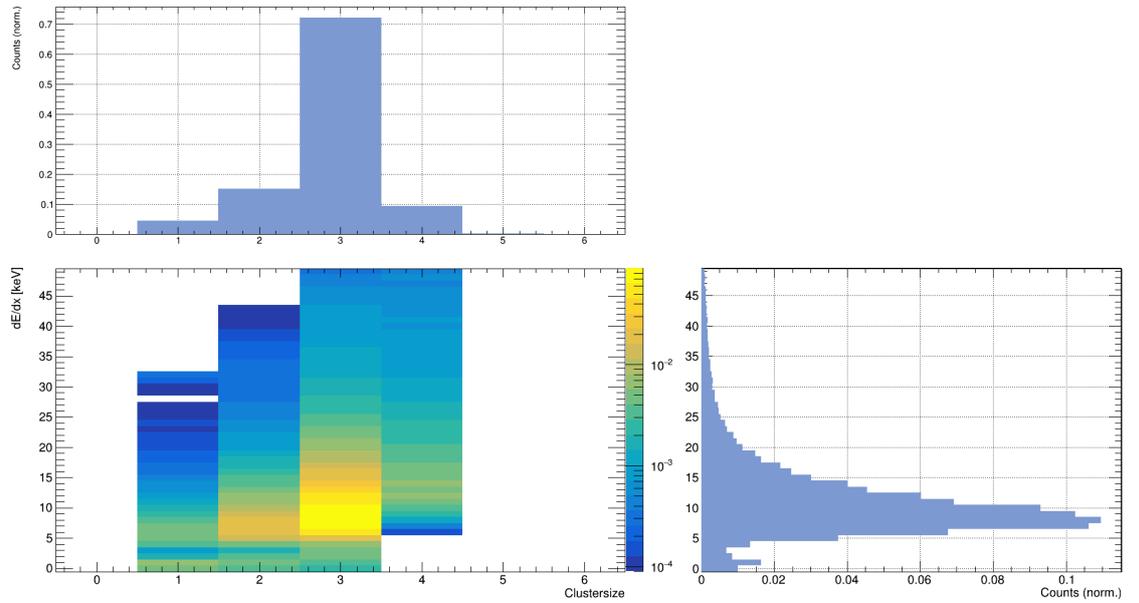


Abbildung 5.9.: Unten links: Energieverlust aufgetragen gegen die Clustergröße für Elektronen mit einem Impuls von $2 \text{ GeV}/c$.

Oben links: Projektion auf die X-Achse, die die Clustergröße darstellt. Der größte Anteil der Cluster sind ebenfalls 3-Pad-Cluster aber im Gegensatz zu den $3 \text{ GeV}/c$ Elektronen gibt es mehr 2-Pad-Cluster als 4-Pad-Cluster. Es gibt auch einige 1-Pad-Cluster und nur sehr vereinzelt 5-Pad-Cluster.

Unten rechts: Projektion auf die Y-Achse, die den spezifischen Energieverlust darstellt. Es ist die zu erwartende Form einer Landau-Verteilung zu sehen, mit Abweichungen im Bereich zwischen 0 bis 5 keV, wie auch bei den Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$.

Da nach der obigen Betrachtung der Clustergrößen-Verteilung offensichtlich wird, dass es sich bei den 1-Pad-Clustern und bei Teilen der 2-Pad-Cluster um Rauschen handelt, wurde ein Cut auf die Clustergröße angewendet um den spezifischen Energieverlust zu bestimmen.

In Abb. 5.10 ist der spezifische Energieverlust, für Cluster mit zwei oder mehr Pads, abgebildet. Es wurde jeweils ein Fit mit einer Landau-Funktion im Bereich ab 4,5 keV durchgeführt, da zwischen 0 bis 4 keV auch in diesem Fall ein leichter Anstieg des spezifischen Energieverlusts zu erkennen ist, der durch die 2-Pad-Cluster die Rauschen enthalten hervorgerufen wird.

Aus dem Fit ergibt sich ein wahrscheinlichster Energieverlust von

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_w = (8,169 \pm 0,001) \text{keV}$$

für Elektronen mit einem Impuls von 3 GeV/c. Der mittlere Energieverlust ist

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 11,82 \text{keV}$$

Für Elektronen mit einem Impuls von 2 GeV/c ist der wahrscheinlichste Energieverlust

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_w = (8,163 \pm 0,001) \text{keV}$$

Der mittlere Energieverlust in diesem Fall ist

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 11,84 \text{keV}$$

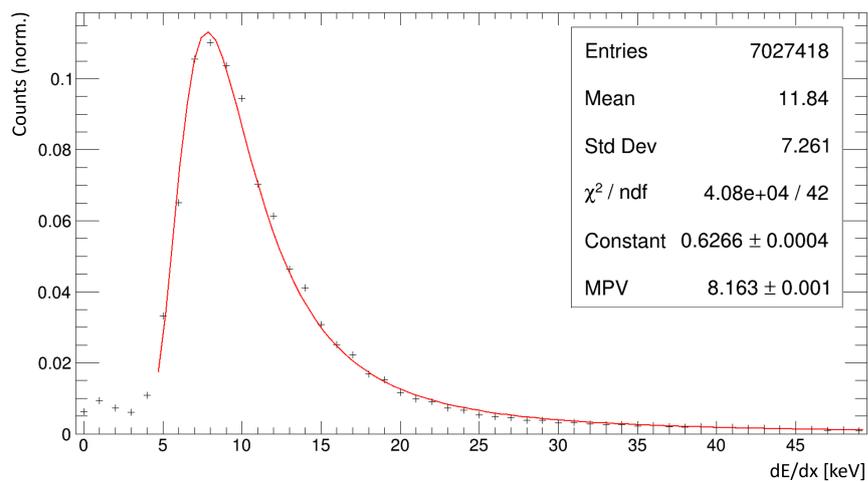
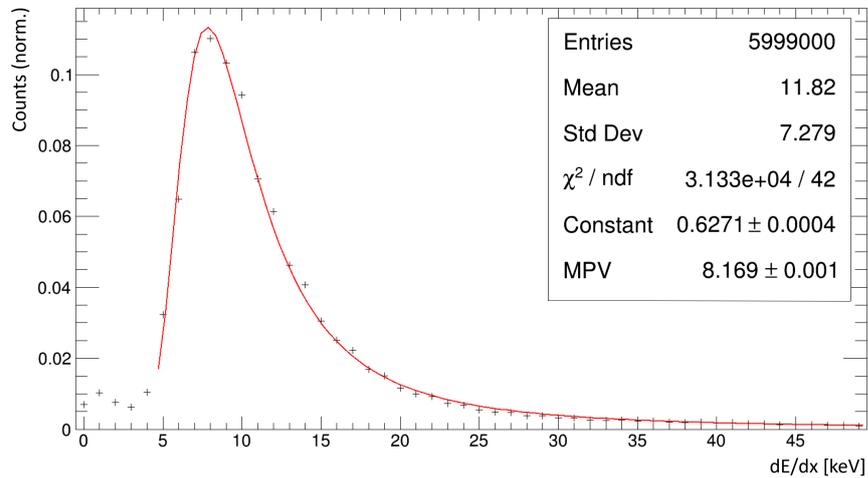


Abbildung 5.10.: Spezifischer Energieverlust für Elektronen mit Impulsen von $3 \text{ GeV}/c$ (oben) und $2 \text{ GeV}/c$ (unten) für Cluster die 2 oder mehr Pads breit sind. Es wurde ein Fit mit einer Landau-Verteilung durchgeführt.

Durch einen Cut auf alle Cluster ab einer Breite von drei Pads kann auch das durch die 2-Pad-Cluster bei zwei ST-Hits hervorgerufene Rauschen gefiltert werden. Dies ist in Abb. 5.11 zu sehen. Darin ist der Energieverlust für den Fall, dass der Cluster drei oder mehr Pads breit ist, abgebildet. Es wurde jeweils ein Fit mit einer Landau-Funktion im Bereich ab 4,5 keV durchgeführt. Aus dem Fit ergibt sich ein wahrscheinlichster Energieverlust von

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_w = (8,333 \pm 0,002) \text{keV}$$

für Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$. Der mittlere Energieverlust ist

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 12,18 \text{ keV}$$

Für Elektronen mit einem Impuls von $2 \text{ GeV}/c$ ist der wahrscheinlichste Energieverlust

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_w = (8,422 \pm 0,001) \text{keV}$$

Der mittlere Energieverlust in diesem Fall ist

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = 12,3 \text{ keV}$$

Die Verteilung verschiebt sich demnach im Vergleich zum ersten Cut zu höheren Energieverlusten.

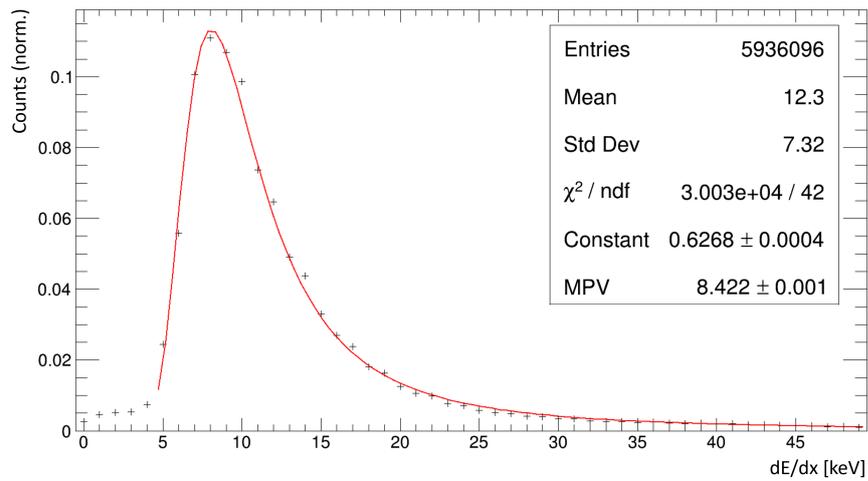
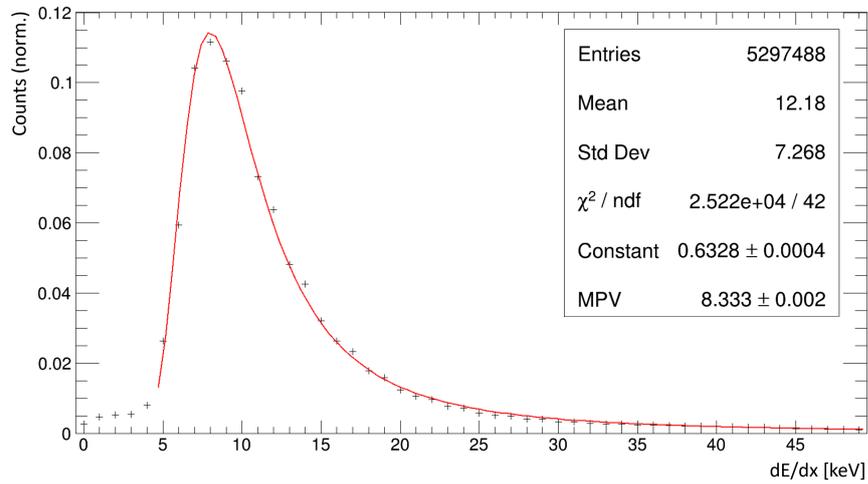


Abbildung 5.11.: Spezifischer Energieverlust von Elektronen mit Impulsen von 3 GeV/c (oben) und 2 GeV/c (unten) für Cluster die 3 oder mehr Pads breit sind. Es wurde ein Fit mit einer Landau-Verteilung durchgeführt.

5.4. Hitverteilung

Die Hit-Positionen auf dem Modul sind in Abb. 5.12 zu sehen. Darin sind die Modulgrenzen in Rot eingezeichnet. Bei der Hit-Verteilung im mittleren Bereich des Moduls (Zentrum bei ca. bei 0 cm in x- und 0 cm in y-Richtung) handelt es sich um den Bereich im Elektronenstrahl. Die Hits in diesem Bereich befinden sich zwischen $-4,5 \text{ cm} < x < 0,6 \text{ cm}$. Um Rauschsignale auszuschließen wurde bei der Bestimmung der Energieverluste und Clustergrößen auch nur dieser Bereich für die Analyse selektiert. Die genauen Hit-Positionen im Bereich des Elektronenstrahls sind in Abbildung 5.13 für Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$ und $2 \text{ GeV}/c$ zu sehen. Wie zu erwarten gibt, es keine signifikanten Änderungen in den Hit-Positionen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie.

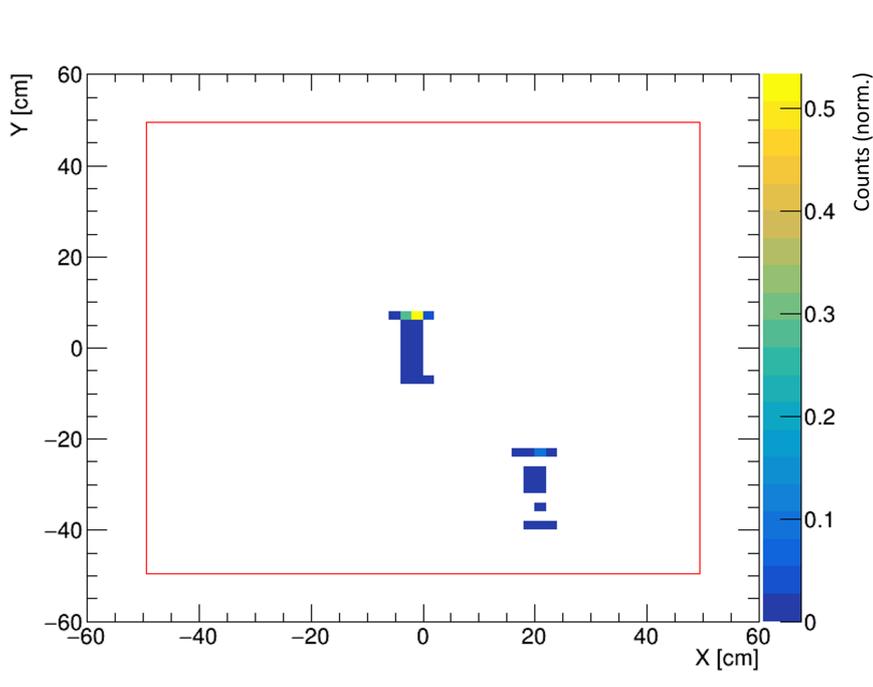


Abbildung 5.12.: Hitpositionen von Elektronen mit einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$. In Rot sind die Modulgrenzen des verwendeten Typ 8 CBM-TRD Moduls gekennzeichnet.

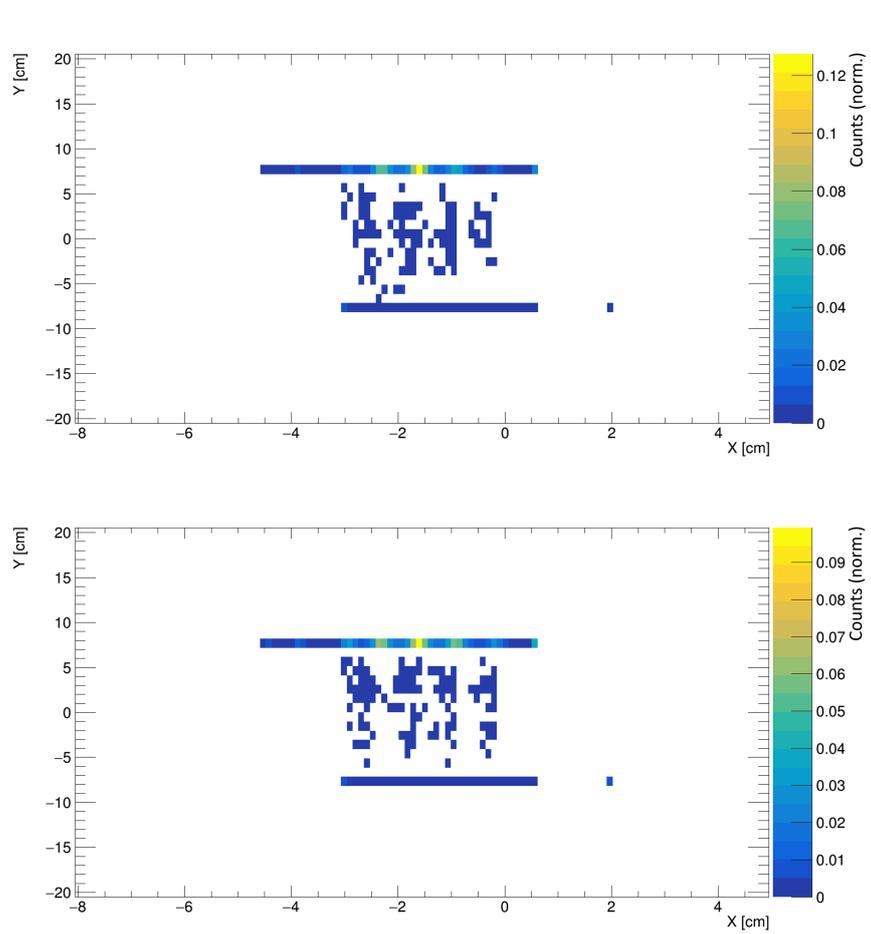


Abbildung 5.13.: Hit-Positionen des SPADICs im Elektronenstrahl mit Impulsen von $3 \text{ GeV}/c$ (oben) und $2 \text{ GeV}/c$ (unten). Die Verteilung in Streifen kommt zustande, da konstruktionsbedingt in Y-Richtung, welches die lange Padseite ist, die Padzentren die Y-Position bestimmen. In X-Richtung gibt es hingegen kann die Position genauer bestimmt werden, wie es auch in der Abbildung zu sehen ist.

5.5. Vergleich mit den Simulationsergebnissen

In der Simulation wurden die selben differentiellen SPADIC-Trigger-Bedingungen mit Trigger-Steigungen von 10 und 16 für die Erzeugung eines Pulses angenommen.

Die Teilchen in der Simulation wurden mit dem FairBoxGenerator generiert, wodurch Elektronen mit einem festen Impuls von $3 \text{ GeV}/c$ und $2 \text{ GeV}/c$ in z -Richtung im Bereich des tatsächlichen DESY-Elektronenstrahls erzeugt werden konnten. Es wurde eine Geometrie verwendet, die dem DESY-Aufbau entspricht.

Die Baseline war in der DESY-Messung auf -200 eingestellt, bei einem dynamischen Bereich von -255 bis 255 . In der Simulation wurde sie dementsprechend auf einen Werte von 55 gesetzt. Die Shaping-Zeit in der Simulation wurde zum Angleichen an die DESY-Messdaten auf 240 ns eingestellt, um Pulse mit einer Breite zu Erhalten, die den DESY-Pulsen entspricht.

5.5.1. Vergleich der Pulse

Die Simulation scheint das allgemeine Verhalten der Elektronik sehr gut abzubilden. Dennoch ist bei den Messungen ein ungewöhnliches Verhalten der Pulse beobachtbar, das sich in Samples mit ADC-Werten um 450 äußert, die als Wolken in Abb. 5.14 links zu sehen sind.

In der Simulation liegen bei den ST größere Amplituden vor, welche in den DESY-Messungen aufgrund des Verhaltens der Elektronik nicht auftreten.

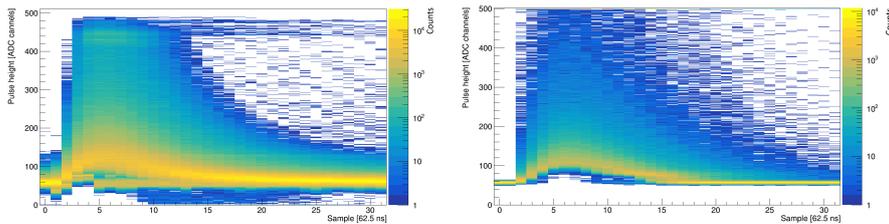


Abbildung 5.14.: Vergleich der ST-Pulse für Elektronen mit Impulsen von $3 \text{ GeV}/c$ aus der DESY-Teststrahlzeit (links) mit den simulierten ST-Pulsen (rechts).

5.5.2. Vergleich der Clustergrößen und des spezifischen Energieverlusts

Der Vergleich des Energieverlusts und der Clustergrößen für Elektronen mit einem Impuls von 3 GeV ist in Abb. 5.15 zu sehen. Es ist zu beobachten, dass in der Simulation weniger 1-Pad- und 2-Pad-Cluster als in den DESY-Daten auftreten, was nahe legt, dass die dort mehr vorhandenen 1-Pad- und 2-Pad-Clustern tatsächlich durch Rauschen hervorgerufen wurden. Dementsprechend gibt es in der Simulation mehr 3-Pad-Cluster. Die Anzahl der Cluster mit mehr als 3 Pads ist in den Mess- und Simulationsdaten nahezu äquivalent. Die wahrscheinlichsten Energieverluste liegen mit

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_w = (8,364 \pm 0,008)\text{keV}$$

für die DESY-Daten und

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_w = (8.310 \pm 0,014)\text{keV}$$

für die Simulation nah beieinander, stimmen allerdings auch im Rahmen der statistischen Fehler nicht ganz überein. Die Breite der Verteilung der Simulation und der DESY-Daten sind vergleichbar.

Allgemein ist festzustellen, dass mit der Simulation die DESY-Messdaten gut nachgebildet werden können. Da im Rahmen der Kalibrierung der DESY-Daten bei geringeren Spannungen eine leichte Abweichung vom erwarteten Verhalten der Gasverstärkung mit der Spannung vorliegt, sollte jedoch eventuell noch eine Simulation mit Photonen der Energie der ^{55}Fe -Strahlung durchgeführt werden um eventuelle Abweichungen zu charakterisieren und bei Bedarf die Kalibrierung anpassen zu können. Des weiteren könnte die Simulation mit verschiedenen Stärken und Formen des Rauschens wiederholt werden, um den genauen Einfluss des Rauschens zu charakterisieren und besser in der Simulation nachbilden zu können.

5.5. Vergleich mit den Simulationsergebnissen

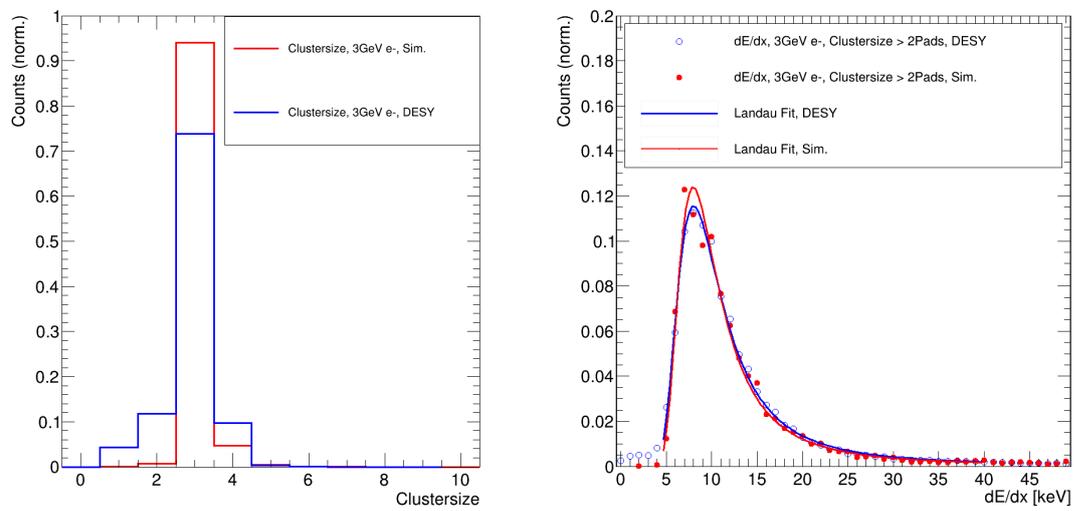


Abbildung 5.15.: Vergleich der Clustergrößen und Energieverluste von Elektronen mit Impulsen von $3 \text{ GeV}/c$ der DESY-Daten mit Simulationsdaten.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In Rahmen dieser Arbeit wurde das Ziel verfolgt, die Beschreibung der Elektronik in der Detektorsimulation des CBM-TRD realistischer zu gestalten und gleichzeitig die Anpassungsmöglichkeiten für die Simulation an realen Messdaten zu verbessern. Die Code-Lesbarkeit und die Anwenderfreundlichkeit wurden ebenfalls in den Fokus genommen.

Die erzielten Ergebnisse sind vielversprechend. Fehler, die die Simulation unphysikalischer gemacht haben, konnten beseitigt werden. Zudem wurde ein realistischeres Triggerverhalten der SPADICs implementiert. Weitere Anpassungen dieses Triggerverhalten, wie absolute Schwellen und die genaue Umsetzung der Formel aus dem SPADIC 2.2 Handbuch zur Ermittlung des Triggertyps (siehe Formel 4.5), stehen noch bevor.

Außerdem wurden einige essentielle Funktionen in eine separate Klassen ausgelagert. Das trifft zum einen auf die Parametrisierung der Bethe-Bloch-Kurve die zur Bestimmung der Positionen der Primärionisationen verwendet wird zu, diese befindet sich in der *CbmTrddEdxUtils*-Klasse. Zum Anderen wird das Verhalten des SPADICs in der *CbmTrdSpadic*-Klasse beschrieben, darin können Trigger-Schwellwerte und Verhalten, die SPADIC-Antwort bei der Pulserzeugung, Rauschverhalten und Clipping eingestellt werden. Dadurch ist eine einfachere Modifizierung von Simulationen möglich. SPADIC-Parameter, wie Clipping-Werte, Tiggersteigungen, Shaping-Zeit, Shaping-Order, der Kalibrierungsfaktor, die Anzahl an Presample und die Baseline, können über eine direkte Eingabe im Simulations-Macro angepasst werden. Durch diese Funktion wird die Durchführung einer realistischen und an verschiedenste Gegebenheiten angepasste Simulation auch für unerfahrenere Anwender möglich. Die Funktionen der Detektor-Response-Simulation wurden außerdem besser strukturiert und kommentiert um die Code-Lesbarkeit zu verbessern. Es ist jedoch teilweise noch ungeklärt, ob einige Teile der Funktionalität durch diese Änderungen beeinflusst werden. Um dies zu überprüfen ist eine genauere Überprüfung der Hits, vor allem im Bezug auf die Ortsauflösung im Anschluss an diese Arbeit erforderlich.

Die Gesamtfunktionalität der Simulation bleibt erhalten und es wurde eine gute Übereinstimmung mit den DESY-Daten erzielt. Als nächsten Schritt wäre

eine schrittweise Implementierung der CbmTrdModuleSimR-Klasse empfehlenswert. Es sollten zunächst die Implementierung der SPADIC-Klasse und die Änderungen in der Konstruktion der Primärionisationen im Gasvolumen erfolgen, da diese die nötigsten Anpassungen für eine realistischere Simulation darstellen.

Es sind weitere Änderungen geplant, wie die weitere Anpassung des SPADIC-Tiggerverhaltens und die Verbesserung der Darstellung des Rauschens. Dies wird dazu beitragen, die Detektorsimulation des CBM-TRD noch realistischer zu gestalten.

Literatur

- [1] Claude Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. 2007.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik: Kern-, Teilchen-und Astrophysik*. 2005.
- [3] Prof. Büsching. „Vorlesungsunterlagen Kerne und Teilchen 1, Wintersemester 2021/2022“.
- [4] Bogdan Povh u. a. *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 2013.
- [5] Alessandro De Falco. „The Physics program of the NA60+ experiment at the CERN SPS“. In: *PoS CPOD2021* (2022), S. 034. DOI: 10.22323/1.400.0034.
- [6] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Springer, 2016.
- [7] Donald E. Groom, Nikolai V. Mokhov und Sergei I. Striganov. „Muon stopping power and range tables 10-MeV to 100-TeV“. In: *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 78 (2001), S. 183–356.
- [8] Claus Grupen und Irene Buvat, Hrsg. *Handbook of particle detection and imaging, vol. 1 and vol.2*. 2012.
- [9] A. Andronic und J. P. Wessels. „Transition Radiation Detectors“. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 666 (2012), S. 130–147.
- [10] The CBM Collaboration. „The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD)“. 2018.
- [11] E. Mathieson und J. S. Gordon. „CATHODE CHARGE DISTRIBUTIONS IN MULTIWIRED CHAMBERS. 2: APPROXIMATE AND EMPIRICAL FORMULAE“. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 227 (1984), S. 277–282.
- [12] Etienne Bechtel. „Development of a detector simulation and reconstruction for CBM-TRD and the analysis of thermal dielectron pairs in 12 A GeV Au+ Au collisions“. 2020.

-
- [13] *FAIR Website*. URL: <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair>. (accessed: 05.06.2023).
- [14] T. Abyazimov u. a. „Challenges in QCD matter physics –The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR“. In: *Eur. Phys. J. A* 53.3 (2017), S. 60.
- [15] Kenji Fukushima und Tetsuo Hatsuda. „The phase diagram of dense QCD“. In: *Rept. Prog. Phys.* 74 (2011), S. 014001.
- [16] *CBM Website*. URL: <https://www.cbm.gsi.de/>. (accessed: 05.06.2023).
- [17] The CBM Collaboration. „The Micro-Vertex Detector of the CBM Experiment at FAIR“. 2021.
- [18] The CBM Collaboration. „Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS)“. 2013.
- [19] The CBM Collaboration. „Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector“. 2013.
- [20] The CBM Collaboration. „Technical Design Report for the CBM : Muon Chambers (MuCh)“. 2015.
- [21] The CBM Collaboration. „Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System (TOF)“. 2014.
- [22] Petr Chaloupka. *FSD: overview and hardware*. URL: https://indico.gsi.de/event/17147/contributions/74355/attachments/45049/63695/FSD_HW.pdf. (accessed: 04.10.2023).
- [23] *DESY Website*. URL: <https://particle-physics.desy.de/>. (accessed: 03.07.2023).
- [24] Prof. Dr. Marcus Bleicher. *Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)*. URL: <https://itp.uni-frankfurt.de/~bleicher/index.html?content=urqmd>. (accessed: 31.10.2023).
- [25] Rene Brun u. a. „GEANT 3: user’s guide Geant 3.10, Geant 3.11“. 1987.
- [26] Pascal Raisig. *trdreworcSpadicClass*. https://git.cbm.gsi.de/praisig/cbmroot/-/tree/trdReworkSpadicClass?ref_type=heads. 2022.
- [27] P Cortese. „ALICE transition-radiation detector: Technical Design Report“. 2001.

- [28] Alice Collaboration u. a. „The ALICE Transition Radiation Detector: construction, operation, and performance“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 881 (2018), S. 88–127.
- [29] Peter Fischer. „Spadic 2.2 Chip Manual“. Version 1.2. Institut für Technische Informatik der Universität Heidelberg, Okt. 2022. Work in Progress.
- [30] Marius Kunold. „Charakterisierung von Rohdaten des CBM-TRDs“. 2023.
- [31] *Iron-55* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*. [Online; accessed 28-June-2023]. 2022. URL: <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Iron-55&oldid=1096672203>.

Anhang A.

Konstruktion der Primärionisationen im Gasvolumen

A.1. Räumliche Verteilung der Primärionisationen

```
1 void CbmTrdModuleSimR::getIonizationDistances(Double_t betaGamma, std::vector<
  PadDepoEnergy>* ionisvec)
2 {
3   // get number of already existing entries in ionizationposvec, could be 1 for
  potential tr
4   auto nIonis = ionisvec->size();
5
6   // get the length of the tracklet
7   auto trackletLength = fPoint_tracklet->Mag();
8
9   // get the number of ionization tests for this tracklet from the number of tests
  per cm
10  uint32_t ntests = trackletLength * fNrIonizationPointTests;
11
12  // Get the bethe-bloch response for the given beta gamma value
13  auto betheBloch = CbmTrddEdxUtils::GetMipNormedBB(betaGamma);
14
15  // Get the mean free path based on the bethe-bloch response
16  Double_t meanDistance = 1 / (CbmTrddEdxUtils::MipMeanPrimaryEles() * betheBloch
  );
17
18  Double_t randomProb = gRandom->Integer(100); // Get a random probability
19  Double_t ionizationProb = 0.; // Probability that an
  ionization takes place at the given distance
20
21  Double_t pos[3] = {fLocalPoint_In[0], fLocalPoint_In[1], fLocalPoint_In
  [2]}; // position of the current ionization point, use to get total
  travelled distance
22  Double_t lastpos[3] = {fLocalPoint_In[0], fLocalPoint_In[1], fLocalPoint_In
  [2]}; // position of the point where the previous ionization took place
23  Double_t distance[3] = {0.,0.,0.};
24
25  Double_t delta[3] = {fPoint_tracklet->X(), fPoint_tracklet->Y(),
  fPoint_tracklet->Z()}; // length of tracklet in each direction
26  Double_t ds = 0; // Distance since last ionization point
27  Double_t s = 0; // Total travelled distance
28
29  for (uint32_t i = 1; i < ntests; i++) {
30    ds = (trackletLength / ntests) * i;
31    ionizationProb = (1 - TMath::Exp(-ds / meanDistance)) * 100;
32    // Stop the loop in case we travelled a longer distance than the
  trackletlength
33    if (s > trackletLength) break;
34    if (ionizationProb >= randomProb) {
35      Double_t move = 2 * (ds / trackletLength);
36      for (Int_t n = 0; n < 3; n++){
37        pos[n] = lastpos[n] + move * delta[n];
38        distance[n] = pos[n] - fLocalPoint_In[n];
39      }
40      s = TMath::Sqrt((distance[0])*(distance[0])+(distance[1])*(distance[1])+(
  distance[2])*(distance[2]));
```

```

41     // add the start coordinates of the point in the module to the vector and
42     // move along the trajectory until the ionization took place
43     PadDepoEnergy ioni;
44     ioni.ionidistance = s;
45     // add the drift time to the absolute time, also check if the point is
46     // inside the module boundaries if not the ioni will be returned with a
47     // negative time
48     getDriftTime(&ioni, fTrdPoint->GetTime());
49     if (ioni.time > 0) {
50         ioni.ionidistance = s;
51         ioni.time = fTrdPoint->GetTime();
52         ioni.energy = fTrdPoint->GetEnergy();
53         ioni.trackletLength = fTrdPoint->GetTrackletLength();
54         ioni.trackletUnit = fTrdPoint->GetTrackletUnit();
55     }
56     // We have to make sure that there is at least one ionization point added to
57     // the vector
58     while (ionisvec->size() == nIonis) {
59         // Get a uniform distribution, which corresponds to an intervall in which log
60         // (uniform) is restricted to the intervall from 0 to 1
61         auto uniform = gRandom->Uniform(1, std::exp(1));
62         // Get one single step position, from a exponential rise distribution (
63         // probability for ionization should still somehow depend on the travelled
64         // distance of the particle).
65         PadDepoEnergy ioni;
66         ioni.ionidistance = std::log(uniform) * trackletLength;
67         getDriftTime(&ioni, fTrdPoint->GetTime());
68         if (ioni.time > 0) ionisvec->emplace_back(ioni);
69     }

```

A.2. Energieverlust an den Primärionisationspunkten

```

1 void CbmTrdModuleSimR::getIonizationDepoEnergies(Double_t pointdepoenergy, std::
2     vector<PadDepoEnergy>* ionisvec)
3 {
4     // Get the number of ionization spots
5     // Account for the first element which is the tr element
6     auto nionis = ionisvec->size();
7     auto ionidepoenergy = nionis > 0 ? pointdepoenergy / nionis : pointdepoenergy;
8     // skip the element at 0 since it is the TR element and has its own energy
9     for (auto& ioni : *ionisvec) {
10         ioni.energy = ionidepoenergy;
11     }
12 }

```

A.3. Driftzeiten zu den Anodendrähten

```

1 // —— getDriftTime ——
2 void CbmTrdModuleSimR::getDriftTime(PadDepoEnergy* ioni, uint32_t pointtime)
3 {
4     // vector that will be pointing to the actual position where this ionization
5     // took place
6     std::vector<Double_t> ionispoint(3, 0.0);
7     size_t iaxis = 0;
8     for (auto& localstartpoint : fLocalPoint_In) {
9         ionispoint.at(iaxis) = localstartpoint + fPoint_trackletUnit.at(iaxis) *
10         ioni->ionidistance;
11         iaxis++;
12     }

```

A.3. Driftzeiten zu den Anodendrähten

```
11 }
12
13 if (!checkPointPosInModuleBoundaries(&ionispot_point)) {
14     ioni->ionidistance = -1;
15     return;
16 }
17
18 // Project the point to the closest anode wire position.
19 //We use a single wire drifttime look up histo (i.e. 25 mm along y), hence, we
    have to get the y-position relative to the closest anode wire.
20 // due to the existing code we unfortunately have to change the format here
21 auto deltaY = fDigiPar->GetDistanceToClosestAnodeWire(ionispot_point.data());
22 auto zpos    = ionispot_point.at(2);
23
24 // Get the drifttime for the ionization point from the histogram.
25 auto drifttimebin = fDriftTimesHisto->FindBin(zpos, deltaY);
26 auto drifttime    = fDriftTimesHisto->GetBinContent(drifttimebin);
27 // The histo contains the drifttimes in  $\mu$ s but we need it in ns.
28 drifttime *= 1e3;
29 ioni->time = drifttime + pointtime;
30
31 }
```

Anhang B.

Übergangsstrahlung

```
1 Double_t CbmTrdModuleSimR::getTrIoni(std::vector<PadDepoEnergy>* ionisvec)
2 {
3     // Check if our TrdPoint came from an electron/positron
4     bool isElectron = TMath::Abs(fCbmMCTrack->GetPdgCode()) == 11;
5     if (!isElectron) return 0;
6     fNrElectrons++;
7
8     // Check if we have a radiator mounted on our module
9     if (!fRadiator) return 0;
10
11    // Check if the track actually passed the radiator
12    if (fTrdPoint->GetZOut() < fTrdPoint->GetZIn()) return 0;
13
14    // Check if the electron has passed the lattice grid (or frame material) before
15    // reaching the gas volume assume that the TR-photons have been absorbed by
16    // the lattice grid
17    if (fRadiator->LatticeHit(fTrdPoint)) {
18        fNrLatticeHits++;
19        return 0;
20    }
21
22    PadDepoEnergy trioni;
23    TVector3 mom;
24    fTrdPoint->Momentum(mom);
25    // Get energy deposition of the TR in keV (point->GetTR() [GeV])
26    trioni.energy = fRadiator->GetTR(mom) * 1e6;
27    if (trioni.energy > 0.0) {
28        // In case getTrAbsorptionDistance returned a distance, which leads to a spot
29        // outside of the module getDriftTime will return a negative time in the
30        // trioni and then we retry.
31        trioni.time = 0;
32        while (trioni.time == 0) {
33            trioni.ionidistance = getTrAbsorptionDistance(fPoint_tracklet->Mag());
34            if (fDebug) {
35                fQA->Fill("TrEnergy_MC", trioni.energy);
36                fQA->Fill("TrEnergyDepo2D_MC", trioni.ionidistance, trioni.energy);
37            }
38
39            // Set the correct time for the trioni
40            getDriftTime(&trioni, fTrdPoint->GetTime());
41
42            // actually add the trioni to our buffer vector
43            if (trioni.time > 0) ionisvec->emplace_back(trioni);
44        }
45    }
46    return trioni.energy;
47 }
```

Anhang C.

Ladungsverteilung auf der Padebene

```
1 Double_t CbmTrdModuleSimR::checkPadResponse(const std::vector<Double_t>*
      centralIoni_point ,
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
      const PadDepoEnergy* centralIoni ,
      PadDepoEnergy* padioni ,
      Double_t displacement_x , Double_t
      displacement_y , Double_t padwidth
      Double_t padheight , Double_t anodeGap
      , Int_t stepX , Int_t stepY)
{
  // Get the position of the new point to later get the pad channel number
  std::vector<Double_t> nextPad_point;
  nextPad_point.emplace_back(centralIoni_point->at(0) + stepX * padwidth);
  nextPad_point.emplace_back(centralIoni_point->at(1) + stepY * padheight);
  nextPad_point.emplace_back(centralIoni_point->at(2));
  if (!checkPointPosInModuleBoundaries(&nextPad_point)) return -1;

  // Get the prf position for the pad to be checked
  auto xpos = displacement_x + stepX * padwidth;
  auto ypos = displacement_y + stepY * padheight;

  auto prfX = calcPRF(xpos , padwidth , anodeGap);
  auto prfY = calcPRF(ypos , padheight , anodeGap);

  auto chargeFraction = prfX * prfY;

  padioni->address = fDigiPar->GetPadChNumber(nextPad_point.data());
  // in case a non-valid address is found (e.g. we stepped outside of the active
  // area) we return a charge fraction of -1
  if (padioni->address < 0) return -1;

  // add the information up to here only stored in the centralIoni , e.g. time
  storeIoniInformation(centralIoni , padioni , chargeFraction);

  return chargeFraction;
}
```

Anhang D.

Pulserzeugung

D.1. Timeshift

```
1 Double_t CbmTrdSpadic::GetAnalyticTimeshift(Double_t absolutetime)
2 {
3     Double_t timeshift =
4     (static_cast<Int_t>(absolutetime * 10) % static_cast<Int_t>(GetClockCycle() *
5     10)) / 10.0;
6     return timeshift;
7 }
```

D.2. Triggertyp

```
1 CbmTrdDigi::eTriggerType GetTriggerDecision(std::vector<precision>* pulse,
2     uint32_t* sndtriggersample = nullptr)
3 {
4     if (pulse->empty()) return CbmTrdDigi::eTriggerType::kNTrg;
5
6     if (sndtriggersample) *sndtriggersample = 0;
7     Int_t slopeFst = 0;
8     Int_t slopeSnd = 0;
9     bool selftrigger = false;
10    bool falling = false;
11    bool multihit = false;
12
13    // Loop from the pulse beginning to last sample which could release a trigger
14    // Since, we need two positive sloapes in a row, the last two samples can not
15    // release a trigger alone
16    for (auto sampleIt = pulse->begin(); sampleIt < pulse->end() - 2; ++sampleIt)
17    {
18        slopeFst = *(sampleIt + 1) - *sampleIt;
19        slopeSnd = *(sampleIt + 2) - *(sampleIt + 1);
20
21        if (!selftrigger) {
22            if (slopeFst >= fTriggerSlopeConditionFst && slopeSnd >=
23                fTriggerSlopeConditionSnd) selftrigger = true;
24        }
25        else {
26            if (falling) {
27                if (slopeFst >= fTriggerSlopeConditionFst && slopeSnd >=
28                    fTriggerSlopeConditionSnd) multihit = true;
29                if (sndtriggersample) *sndtriggersample = sampleIt - pulse->begin();
30            }
31            if (slopeFst < 0 && slopeSnd < 0) falling = true;
32        }
33        if (multihit) break;
34    }
35    CbmTrdDigi::eTriggerType triggerType = CbmTrdDigi::eTriggerType::kNeighbor;
36    if (selftrigger && !multihit) triggerType = CbmTrdDigi::eTriggerType::kSelf;
37    if (selftrigger && multihit) triggerType = CbmTrdDigi::eTriggerType::kMulti;
```

```
35 |   return triggerType;  
36 | }
```

Anhang E.

Digi-Erzeugung

```
1  std::unique_ptr<CbmTrdDigi> CbmTrdRawToDigiBaseR::MakeDigi(const std::vector<std
2  ::int16_t>* samples, Int_t padChNr,
3
4  Int_t uniqueModuleId,
5  ULong64_t time,
6  CbmTrdDigi::
7  eTriggerType
8  triggerType, Int_t
9  errClass)
10 {
11 // Get the timeshift and set the member, which is required for some of the rtd
12 // methods
13 fCurrentTimeshift = GetBinTimeShift(samples);
14 // In this case of CbmTrdRawToDigi GetCharge calls GetBinTimeShift, since the
15 // information is needed. The shift is stored in fCurrentTimeshift
16 // Hence, the order of charge and time assignement here makes a difference!
17 auto maxadc = GetMaxAdcValue(samples);
18 // Get energy from maxadc value
19 auto energy = fSpadic->MaxAdcToEnergyCal(maxadc);
20 time = (time - static_cast<uint64_t>(std::abs(fCurrentTimeshift))) > 0 ? time -
21 fCurrentTimeshift : time;
22 auto digi = std::unique_ptr<CbmTrdDigi>(new CbmTrdDigi(padChNr, uniqueModuleId,
23 energy, time, triggerType, errClass));
24 return digi;
25 }
```

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei den Personen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben. Vor allem gilt mein Dank Prof. Dr. Christoph Blume, für die freundliche Atmosphäre in die Arbeitsgruppe, sowie die Möglichkeit der Mitarbeit an einem sehr interessanten Projekt. Außerdem möchte ich mich herzlich für die Anmerkung und die Unterstützung bedanken, die mir sehr beim Erstellen der Arbeit geholfen haben. Ich möchte auch Florian Roether und Adrian Meyer-Ahrens für ihre zahlreichen Anregungen und Unterstützung meinen herzlichen Dank aussprechen. Mein Dank gilt ebenso Dennis Spicker für seine Unterstützung und die angenehme Atmosphäre in unserem Büro. Danke auch an meine Familie, im Besonderen an meine Eltern für die Unterstützung und dafür, dass sie immer für mich da sind. Ganz besonders möchte ich meinen Freund Stephan Wagner danken, der mir mit seinen Ratschlägen und seinem großartigen Beistand sehr geholfen hat.

Selbstständigkeitserklärung

Erklärung nach §30 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Ort, Datum: _____

Unterschrift: _____

