
Vergleich von Simulation und Teststrahlzeit
für den CBM - TRD

MASTERARBEIT

DANIEL GIANG
28. JUNI 2020,
FRANKFURT AM MAIN

Erstgutachter : Prof. Dr. Christoph Blume
Zweitgutachter : Dr. Benjamin Dönigus

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2	Quarks und das Quark-Gluon-Plasma (QGP)	3
2.2.1	Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	4
2.2.2	Sonden des QGPs	6
3	Das Compressed Baryonic Matter Experiment	8
3.1	Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)	8
3.2	Compressed Baryonic Matter (CBM)-Experiment	9
3.2.1	Physikalische Ziele und Observablen	10
3.2.2	Experimentelle Konfiguration	11
4	Der Transition Radiation Detector (TRD)	15
4.1	Funktionsweise des TRDs	15
4.2	TRD Layout	18
4.3	Radiator	19
4.4	Ausleseammer	21
4.4.1	Interaktionen geladener Teilchen mit Materie	21
4.4.2	Interaktion von Photonen mit Materie	22
4.4.3	Vieldrahtkammer	23
4.5	Front-End-Elektronik	25
4.5.1	Der SPADIC	25
4.5.2	CSA und ADC	25
5	Teststrahlzeit	27
5.1	DESY Teststrahlzeit 2017	27
5.2	Unbearbeiteter Datensatz	28
5.3	Aufbereitung des Datensatzes	32
5.4	Analyse	37
5.4.1	Pulse	37
5.4.2	Cluster	40
5.4.3	Spektrum	41

6	Simulation	44
6.1	Simulationsframework	44
6.1.1	Detektorsimulation	46
6.2	Analyse	49
6.2.1	Pulse	51
6.2.2	Cluster	54
6.2.3	Spektrum	55
7	Vergleich von Simulation und Teststrahlzeit	57
7.1	Pulse	57
7.2	Cluster	63
7.3	Spektrum	65
8	Zusammenfassung	70

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach dem Ursprung des Universums ist eine der grundlegendsten Fragestellungen in der Physik. Wie kam es zur Entstehung der materiellen Welt, so wie wir sie kennen und wahrnehmen können, und woraus ist die Welt aufgebaut? Eine der weitläufigsten Theorien, die Urknall-Theorie, beschreibt die Evolutionsschritte, die unser beobachtbares Universum nach dem Urknall durchlaufen hat. Die heutige Physik ist noch nicht in der Lage, den Zustand des Universums zum Zeitpunkt des Urknalls und den Zustand zeitlich direkt nach dem Urknall angemessen beschreiben zu können. Zur Beschreibung dieser kleinen Zeitperiode müsste eine neue Theorie entwickelt werden, die die Relativitätstheorie und die Quantenphysik vereint. Nach der Urknall-Theorie existierte eine Phase im frühem Universum, in der die Materie in Form eines Quark-Gluon-Plasmas vorlag, bevor es zur Hadronisierung der Materie kam und Protonen und Neutronen entstanden sind. Nach heutigen Erkenntnissen sind die elementarsten Bausteine, woraus die materielle Welt aufgebaut ist, die Quarks und die Elektronen. In der heutigen Zeit haben Forschungseinrichtungen wie CERN und RHIC, mit Erfolg, an der Existenz und den Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas geforscht.

Das „Compressed Baryonic Matter“ (CBM)-Experiment an der zukünftigen Beschleunigeranlage „Facility for Antiproton and Proton Research“ tritt dabei in deren Fußstapfen und beschäftigt sich mit der Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas bei hohem Netto-Baryonendichten und moderaten Temperaturen. Einer der Detektoren im CBM-Experiment ist der „Transition Radiation Detector“ (TRD), um den es in dieser Arbeit geht. Die Arbeit beschäftigt sich genauer mit der Teststrahlzeit am DESY aus dem Jahr 2017, in der Prototypen des TRDs getestet wurden und der Simulation der Detektorantwort des TRDs. In der Arbeit wird genau auf die beiden Bereiche eingegangen, wobei am Ende die Simulation an die Daten aus der Teststrahlzeit angepasst wird, um einen bestmöglichen Vergleich beider Datensätze erhalten zu können.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik ist das bisher gesammelte Wissen über die Welt der Teilchen zusammengefasst. Es beschreibt die Elementarteilchen, aus denen beispielsweise die Welt und Materie, wie wir sie kennen, aufgebaut sind, und die Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen. Insgesamt beinhaltet das Standardmodell 12 Fermionen, unterteilt in sechs Quarks und sechs Leptonen, und fünf Bosonen, unterteilt in vier Vektorbosonen und einem Skalarboson.

Die materielle Welt, wie wir sie kennen, ist aus Fermionen aufgebaut. Die Materie besteht aus Atomen, welche jeweils wiederum aus einem Atomkern und Elektronen, einem Lepton, aufgebaut ist. Der Atomkern ist jedoch kein elementares Teilchen und kann weiter in ihre Konstituenten, die Nukleonen, aufgeteilt werden. Diese bestehen wiederum aus Quarks.

Die Fermionen genügen der Fermi-Dirac-Statistik und besitzen einen halbzahligen Spin [1]. Sie folgen dem Pauli'schen Ausschlussprinzip, d.h. am selben Ort können zwei Fermionen keine identischen Quantenzahlen besitzen. Die Bosonen hingegen genügen der Bose-Einstein-Statistik und besitzen einen ganzzahligen Spin. Anders als die Fermionen, können Bosonen, die nicht unterscheidbar sind, den gleichen Zustand einnehmen [2][3]. Die Bosonen und Fermionen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Innerhalb der Unterteilung der Fermionen in Quarks und Leptonen, gibt es eine weitere Gruppierung in jeweils drei Familien bzw. Generationen. Innerhalb einer Familie unterscheiden sich die Teilchen durch ihre elektrische Ladung. Zwischen den Familien sind die Teilchen in ihren Eigenschaften fast identisch, unterscheiden sich jedoch erheblich in ihren Massen. In Tabelle 2.1 sind die Teilchen, die zu einer Familie gehören, jeweils untereinander aufgelistet.

Die vier Vektorbosonen sind die Austauscheteilchen der fundamentalen Wechselwirkungen (WW). Die für die Teilchenphysik relevanten Wechselwirkungen sind die elektromagnetische WW, die schwache WW und die starke WW. Die vierte uns bekannte WW ist die Gravitation, welche in subatomaren Größenordnungen keine nennenswerte Rolle spielt, da diese zu schwach ist. Die Vektorbosonen vermitteln die Wechselwirkung zwischen Teilchen durch den Austausch von Vektorbosonen. Diese sind in Tabelle 2.2 aufgelistet, mit ihren zugehörigen Wechselwirkungen. Das Austauscheteilchen der elektromagnetischen WW ist das Photon. Das Austauscheteilchen der starken Kraft ist das Gluon, welches in acht Variationen vorkommt. Die starke Kraft ist für den Zusammenhalt von Quarks bzw. Atomkernen zuständig. Zuletzt zählen das W-Boson und das Z-Boson zu den Austauscheteilchen

Quarks			Leptonen		
u	c	t	e	μ	τ
up	charm	top	Elektron	Myon	Tau
d	s	b	ν_e	ν_μ	ν_τ
down	strange	bottom	Elektron- Neutrino	Myon- Neutrino	Tau- Neutrino

Tabelle 2.1: Quarks und Leptonen im Standardmodell.

der schwachen Kraft, die zuständig für Zerfälle bzw. die Umwandlung eines Quarks in ein anderes ist. Das Austauschteilchen für die Gravitation wurde noch nicht experimentell nachgewiesen.

Das noch zu erwähnende Teilchen im Standardmodell ist das Higgs-Boson. Es vermittelt keine Kraft bzw. ist kein Austauschteilchen einer Wechselwirkung. Die Existenz des Higgs-Bosons ist notwendig, um das Entstehen von Masse auf subatomarer Ebene, durch den Higgs-Mechanismus erklären zu können [4].

Wechselwirkungen	Austauschteilchen	Ladung
starke Wechselwirkung	Gluon	Farbladung
schwache Wechselwirkung	W^+, W^-, Z^0	schwache Ladung
elektromagnetische Wechselwirkung	Photon(γ)	elektrische Ladung
Gravitation	(Graviton)	Masse

Tabelle 2.2: Übersicht der fundamentalen Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen.

Eine Ebene über den elementaren Teilchen befinden sich die subatomaren Teilchen. Diese werden in verschiedenen Gruppen kategorisiert, je nachdem, aus welchen Konstituenten sie aufgebaut sind. Zu jedem elementaren Teilchen existiert nach heutigem Wissen ein Antiteilchen. Setzt sich ein Teilchen aus so einem Anti-Quark und einem „normalen“ Quark zusammen, wird dieses Teilchen als Meson bezeichnet. Baryonen setzen sich aus mindestens drei Quarks bzw. drei Anti-Quarks zusammen. Zu diesen zählen beispielsweise die in Atomkernen bekannten Neutronen und Protonen. Hyperonen besitzen ebenfalls drei Quarks, enthalten jedoch mindestens ein Strange-Quark und kein schwereres Quark.

2.2 Quarks und das Quark-Gluon-Plasma (QGP)

Die Besonderheit der Quarks gegenüber anderen Teilchen ist, dass Quarks nicht vereinzelt in der Natur vorkommen. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Sie ist die Quantenfeldtheorie der starken Wechsel-

wirkung, analog zur Quantenelektrodynamik (QED), welche die Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen und Photonen beschreibt. Anders als die Teilchen, tragen die Photonen keine elektrische Ladung. Im Gegensatz dazu tragen nicht nur Quarks eine Ladung der starken Wechselwirkung, sondern auch Gluonen tragen eine Ladung. Diese Ladung wird als „Farbladung“ bezeichnet, hat jedoch keinen physikalischen Zusammenhang mit den bekannten visuellen Farben. Es existieren die Farbladungen grün, blau, rot und deren jeweilige Anti-Farbladungen. Quarks und Anti-Quarks tragen entsprechend eine Farbladung bzw. eine Anti-Farbladung, wohingegen Gluonen eine Farbladung und eine Anti-Farbladung tragen. In der Natur wurden bisher nur farbneutrale Teilchen entdeckt, jedoch keine vereinzelt Quarks bzw. Teilchen, die keine Farbneutralität besitzen. Die Kombination aller drei Farbladungen bzw. drei Anti-Farbladungen ergibt eine Netto-Farbladung von null und ist somit farbneutral. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Kombination einer Farbladung mit der entsprechenden Anti-Farbladungen.

Die Tatsache, dass das Gluon selbst eine Farbladung trägt, führt zu einem besonderen Effekt. Das Quark-Antiquark-Potential wird durch die folgende Formel beschrieben:

$$V = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r)hc}{r} + kr \quad (2.2.1)$$

Der zweite Term der Gleichung 2.1 wächst linear mit dem Abstand r zweier Quarks, was bedeutet, dass das Potential größer wird, je weiter zwei Quarks auseinander getrieben werden. Die Feldenergie zwischen den Quarks wird bei einem bestimmten Abstand groß genug, dass es energetisch günstiger ist, ein neues Quark- und Antiquark-Paar zu erzeugen. Dieser Effekt wird als „Confinement“ der Quarks bezeichnet und besagt, dass Quarks nicht isoliert werden können. Auf natürlichem Wege können Quarks dementsprechend nicht vereinzelt beobachtet werden.

Es kann jedoch ein Zustand, das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (QGP) erzeugt werden, in dem sich Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen können. Unter extremen Bedingungen können Quarks und Gluonen sich vom Confinement lösen. Es wird angenommen, dass das Universum nach dem Urknall für einen winzigen Bruchteil einer Sekunde sich in einem QGP-Zustand befand. In heutiger Zeit wird vermutet, dass das Innerste eines Neutronensterns möglicherweise als QGP-Zustand vorliegt.

2.2.1 Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie

Aus der Betrachtung der Kopplungskonstante der starken WW α_s in Zusammenhang mit dem Impulsübertrag Q , wie sie in Abb. 2.1 dargestellt wird, kann abgeleitet werden, dass die Kopplungskonstante bei einem kleinem Impulsübertrag, gleichzusetzen mit großen Abständen, anwächst. Diese Beobachtung stimmt mit dem Confinement-Phänomen überein. Umgekehrt sinkt die Kopplungskonstante bei einem großen Impulsübertrag, bzw. geringen Abstand. Demnach wird die Verbindung der Quarks bei nahezu verschwindenden Abständen schwächer. Hierbei spricht man von der „asymptotischen Freiheit“ der Teilchen, welches bereits in Experimenten am SLAC nachgewiesen wurden [5]. Zum Erreichen dieser geringen Abstände sind extreme Bedingungen vonnöten. Im Labor können solche Bedingungen mithilfe eines Schwerionenbeschleunigers simuliert werden. Es ist möglich, das gesuchte QGP mit verschiedenen Herangehensweisen zu erzeugen. Zum einen ist dies durch die Erhöhung der Temperatur möglich. Zum anderen ist es möglich, die Netto-Baryonendichte zu erhöhen. Werden Temperatur und Netto-Baryonendichte gegeneinander

der aufgetragen, entsteht daraus das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Analog zum Phasendiagramm des Wassers existieren hier ebenfalls verschiedene Phasen-zustände und Phasenübergänge für die Kernmaterie.

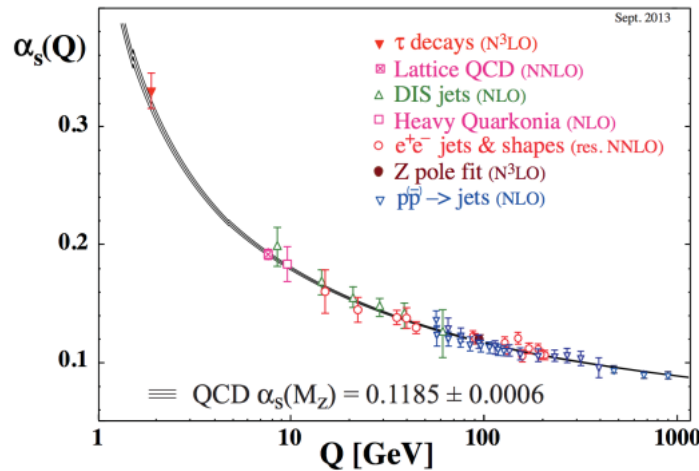


Abbildung 2.1: Die Kopplungskonstante der QCD α_S ist als Funktion vom Impulsübertrag Q aufgetragen. Es sind experimentelle Messungen bei unterschiedlichen Q -Werten im Graphen eingetragen, die mit der QCD-Erwartung verglichen werden [6].

Das QCD-Phasendiagramm ist in seiner Gesamtheit noch relativ unerforscht, wobei es weltweit ein Bestreben gibt, die Kernmaterie auf experimenteller und theoretischer Ebene zu erforschen. In Abb. 2.2 ist das Phasendiagramm dargestellt, in dem die Temperatur T gegen das baryochemische Potential μ_B aufgetragen ist. Das baryochemische Potential kann als ein Maß des Ungleichgewichts zwischen Quarks und Anti-Quarks in einem System verstanden werden. Ein hohes Potential bedeutet eine höhere Dichte an Quarks im System.

Begibt man sich in Bereichen niedriger Temperatur und baryochemischen Potentials, liegen die Teilchen eingesperrt in hadronischer Materie vor. Werden beide Parameter kontinuierlich gesteigert erreicht man einen Zustand, in dem Nukleonen in kurzlebige Anregungszustände gehoben werden und in neue Hadronen zerfallen. Dieser Phasenbereich wird als die Hadronische Phase bezeichnet, in der das Confinement der Quarks gilt. Werden letztendlich extremere Dichten und Temperaturen erreicht, zerbrechen die Hadronen in ihre elementarsten Bausteine, welche wiederum eine neue Phase, das Quark-Gluon-Plasma, bilden. Zwischen der hadronischen und der partonischen Phase erwartet man einen Phasenübergang erster Ordnung bei hohem μ_B . Nach theoretischen Voraussagen befindet sich am Ende der Linie des Phasenübergangs, wie in der Abb. illustriert ist, ein kritischer Punkt [7]. Hält man die Temperatur konstant niedrig und bewegt sich in Richtung höheren baryochemischen Potentials, erreicht man schließlich Dichten, wie sie auch in Neutronensternen vorzufinden sind. Bei enorm hohen Netto-Baryondichten wird mit der Bildung einer neuen Phase gerechnet, der „Color-Flavor-Locked“-Phase in der die quarkonische Materie farbsupraleitend ist [8]. Hält man hingegen die Netto-Baryondichte konstant bei einem sehr niedrigem Wert, erwartet man nach QCD-Gittereichtheorie-Berechnungen einen Crossover bei einer Temperatur von ungefähr 155-165 MeV [9].

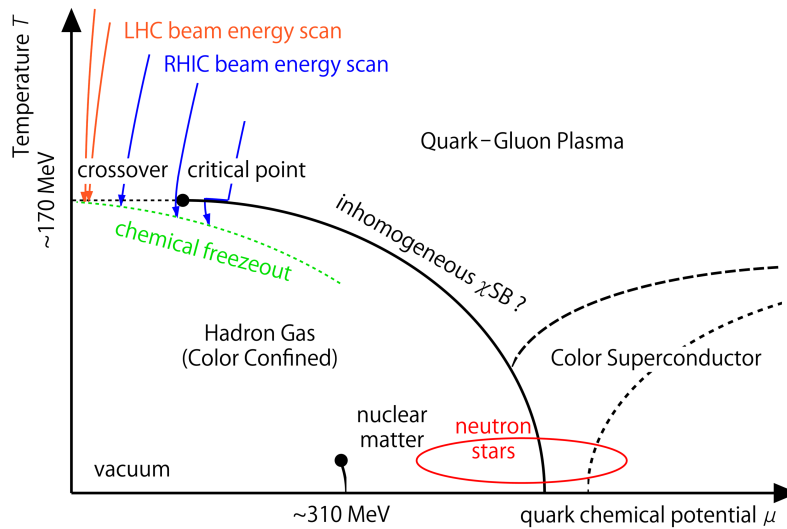


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie [10]. Experimente am LHC und am RHIC untersuchen die Kernmaterie bei sehr niedrigen Netto-Baryondichten und extremen Temperaturen, wohingegen das CBM-Experiment in Richtung hoher Netto-Baryondichten und moderaten Temperaturen geht.

2.2.2 Sonden des QGPs

Bei einer Schwerionenkollision werden verschiedene Zustände durchlaufen. Diese Zustände werden in Abb. 2.3 und 2.4 illustriert. In der initialen Phase zu Beginn der Kollision, überlappen sich die beiden aufeinander stoßenden Kerne. In dieser Phase befindet sich die Materie noch in einem Vergleichsgleichgewichtszustand, bei dem die statistische Physik und Thermodynamik nicht anwendbar sind. Nach einer geringen Zeit kommt das System ins Gleichgewicht und das erzeugte Quark-Gluon-Plasma expandiert weiter. In den letzten Stationen einer Schwerionenkollision kommt es zu einem „Freeze-Out“ des Systems. Die Materie kühlt sich ab und die Teilchen binden sich wieder zu Hadronen. Dabei unterscheidet man zwischen dem zuerst eintretendem chemischen Freeze-Out, bei denen es zu keinen inelastischen Stößen mehr kommt, und dem kinetischen Freeze-Out, bei dem die gebildeten Teilchen keine elastischen Stöße miteinander mehr durchführen [11].

In Abb. 2.4 sind zusätzlich die Teilchen angegeben, die in einer bestimmten Phase erzeugt werden. In der initialen Phase erwartet man die Produktion von Teilchen mit Charm-Quarks, wie das J/ψ -Teilchen oder das D-Meson. Die Unterdrückung von Charmonium, d.h. Mesonen mit einem Charm-Quark und -Anti-Quark, durch das „Debye-Screening“ von freien Farbladungen, gilt seit langer Zeit als ein wichtiges Indiz für eine QGP-Bildung [13]. In der hochdichten Phase des QGPs erwartet man die Produktion von Multi-Strange Hyperonen, was als Strangeness-Enhancement bekannt ist. Diese Teilchen besitzen einen geringen hadronischen Wirkungsquerschnitt und werden wenig beeinflusst von Interaktionen in den späten Phasen der Kollision. Insbesondere ist die Messung des kollektiven Flusses dieser Teilchen von Bedeutung. Die sogenannte „Jet-Suppression“ entsteht durch die Wechselwirkung der gestreuten Quarks und Gluonen mit den Konstituenten des QGPs, wobei

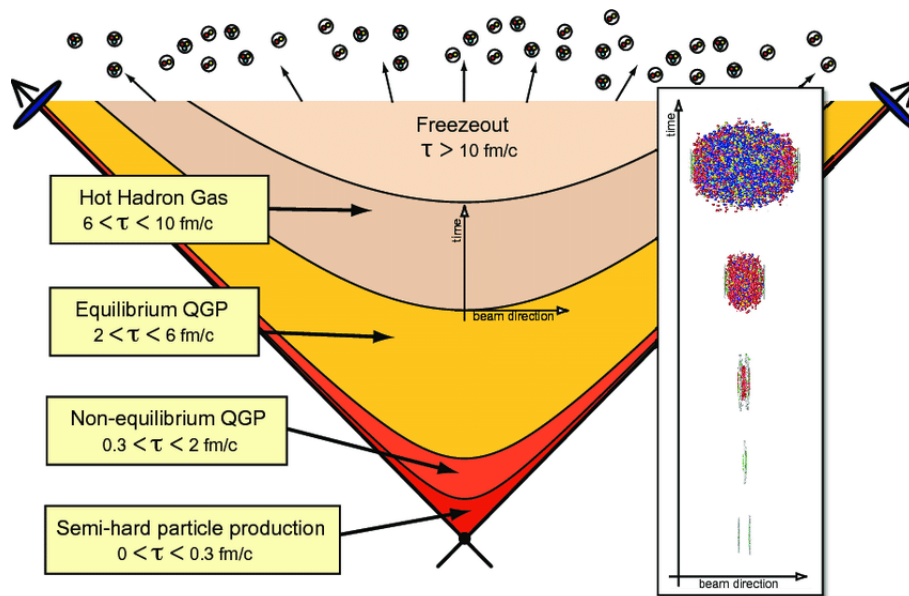


Abbildung 2.3: Eine schematische Darstellung, die den Zeit-Raum-Verlauf einer Schwerionenkollision aufzeigt [12].

diese unter anderem durch Gluon-Bremsstrahlung Energie verlieren können. Im Anschluss darauf hadronisieren die Quarks und Gluonen außerhalb des Medium und bilden einen Jet. Ein Jet besteht aus vielen Teilchen, die sich in einer schmalen Kegelform in die gleiche Richtung bewegen. Weitere bedeutungsvolle Sonden sind die niedermassigen Vektormesonen ρ , ω und ϕ , die in Mesonen oder einem Leptonen-Paar zerfallen können. Leptonen wechselwirken nicht stark und können somit unbeeinflusst durch die hadronische Materie propagieren. Mit dem CBM-Experiment sollen zum ersten Mal in einem Energiebereich von 2-40 AGeV Sonden wie Multi-Strange Hyperonen, Leptonen-Paare und Chamonium gemessen werden.

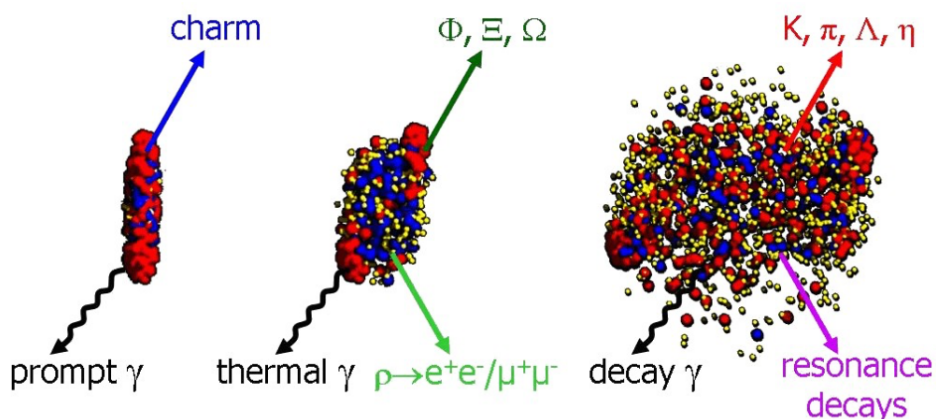


Abbildung 2.4: Die drei Stadien einer U + U Kollision bei einer Strahlenergie von 23 AGeV, welche mit dem UrQMD-Modell berechnet wurde [14].

Kapitel 3

Das Compressed Baryonic Matter Experiment

3.1 Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)

Das internationale Beschleunigerzentrum FAIR entsteht in Darmstadt an der GSI, dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. Mit dem Bau wurde im Jahre 2017 begonnen. Zukünftig bietet FAIR neue und einzigartige Möglichkeiten zur Erforschung von Materie unter extremen Bedingungen. Das Kernstück der Beschleunigeranlage ist der Ringbeschleuniger SIS100, welcher einen Durchmesser von ungefähr 1100 Metern besitzt. Die bereits bestehenden Beschleuniger der GSI ergänzen die neue Anlage und dienen künftig als Vorbeschleuniger, die die Teilchen bis auf 90 Prozent der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen, bevor diese anschließend in den SIS100 eingespeist werden. Daneben befinden sich noch weitere Speicherringe, Experimentierringe und Experimentierstationen, wie man Abb. 3.1 entnehmen kann. Der Ringbeschleuniger SIS100 liefert einen Teilchenstrahl mit der Energie von bis zu 29 GeV pro Proton und bis zu 11 AGeV für Gold. Zu einem späteren Zeitpunkt wird der Ringbeschleuniger zum SIS300 aufgerüstet, wodurch man Teilchenstrahlen auf die Energie von 90 GeV pro Proton und 35 AGeV für Gold bringen kann [15].

Die vier Hauptsäulen von FAIR sind: NUSTAR, CBM, PANDA und APPA [16].

NUSTAR - Nuclear Structure Astrophysics and Reactions

In diesem experimentellen Zweig beschäftigt man sich mit der Erforschung von exotischen Atomkernen, d.h. Kerne mit einer erhöhten Anzahl von Neutronen. Die exotischen Atomkerne sind für die Produktion von schweren Elementen notwendig und unterscheiden sich in ihren Eigenschaften von Atomkernen, die auf der Erde vorkommen. Im Zentrum des Experiments befindet sich der Super-Fragmentseparator (Super-FRS).

PANDA - Antiproton Annihilation at Darmstadt

Mit dem PANDA-Experiment erhofft man sich einen besseren Einblick in die Hadronenphysik verschaffen zu können. Dabei nutzen sie die Annihilation von Protonen und Anti-Protonen, um neue Teilchen zu erzeugen. Zu diesen Teilchen gehören beispielsweise

Gluebälle, welche ausschließlich aus Gluonen bestehen. Desweiteren will man durch die Erforschung der starken Kraft der Frage auf den Grund gehen, wie die Materie ihre Masse erhält.

APPA - Atomic, Plasma Physics and Application

Wie der Name bereits erahnen lässt, decken die APPA-Experimente ein großes Themenspektrum ab. Unter anderem soll ein Verfahren entwickelt werden, bei dem Tumore mit Protonen, die 98 Prozent der Lichtgeschwindigkeit besitzen, behandelt werden. Ein weiteres Forschungsthema ist die Quantenelektrodynamik, deren Gültigkeit mithilfe von Speicherringen überprüft wird. An den, in den Ringen befindlichen Ionen, kann das Verhalten von Elektronen in ultrastarken elektrischen und magnetischen Feldern vermessen werden.

Auf das CBM Experiment wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

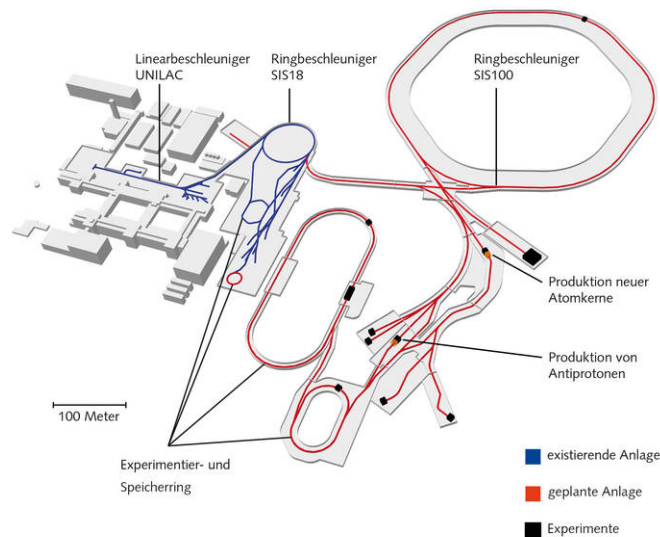


Abbildung 3.1: Entwurf der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR [17].

3.2 Compressed Baryonic Matter (CBM)-Experiment

Das CBM-Experiment wird eines der tragenden Experimente an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR sein. Das Experiment hat sich die Untersuchung von stark wechselwirkender Materie unter extremen Bedingungen zur Hauptaufgabe gemacht. Genauer gesagt, soll die Materie bei sehr hohen Netto-Baryondichten und moderaten Energien untersucht werden. Ein solcher Zustand hochdichter Materie existiert eventuell auch im Inneren sogenannter Neutronensterne. In relativistischen Schwerionenkollisionen können solche Zustände im Labor erzeugt werden. Der daraus erzeugte Zustand hochdichter Materie ist sehr kurzlebig, weshalb man die aus der Kollision entstandenen Teilchen untersuchen muss, um Rückschlüsse auf diesen kurzlebigen Zustand ziehen zu können.

Das CBM Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment, mit dem Proton-Proton, Proton-Nukleus und Nukleus-Nukleus Kollisionen durchgeführt werden. Mit dem CBM Experiment wird es möglich sein, Hadronen, Elektronen und Myonen zu messen. Das Experiment

ist darauf optimiert rare Observablen aus der frühen und hochdichten Phase des QGPs zu detektieren. Um die Präzision der Messung zu gewährleisten, trotz der geringen Ausbeute der raren Observablen, wird im Experiment mit enorm hohen Ereignisraten von bis zu 10 MHz gearbeitet. Dadurch werden gleichzeitig äußerst schnelle und strahlungsbeständige Detektoren gefordert.

3.2.1 Physikalische Ziele und Observablen

Das QCD Phasendiagramm ist im Gebiet hoher Netto-Baryondichten noch weitestgehend unerforscht. Jedoch können die neuen FAIR Beschleuniger Energien bereitstellen die benötigt werden, um die hohen Baryondichte im Labor erzeugen zu können. Das CBM Experiment fokussiert sich unter anderem, wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, auf Teilchen aus der frühen und hochdichten Phase von Schwerionenkollisionen. Aus der Messung und der Analyse solcher Teilchen können wesentliche Eigenschaften des QGPs und hochdichter baryonischer Materie abgeleitet werden. Einige dieser physikalischen Ziele des Experimentes werden folgend aufgelistet. Eine ausführlichere Ausarbeitung kann in [18] und [15] gefunden werden.

Zustandsgleichung von Kernmaterie bei Netto-Baryondichten eines Neutronensterns:

Die Produktion der Multi-Strangeness Hyperonen Ξ und Ω ist in A+A Kollisionen, im Vergleich zu p+p Kollisionen bei der gleichen Schwerpunktsenergie, begünstigt. Daher ist die Ausbeute dieser Teilchen, bei gleicher Schwerpunktsenergie, stark abhängig von der Dichte und ebenfalls demgemäß abhängig von der Kompressibilität der Kernmaterie.

Durch die Messung der Anregungsfunktion der Multiplizität und der Anregungsfunktion des kollektiven Flusses der Multi-Strangeness Hyperonen sollen neue Erkenntnisse über die Zustandsgleichung gewonnen werden.

Phasenübergang hadronischer Materie zu quarkonischer Materie:

Zu höheren Netto-Baryondichten wird ein Phasenübergang erster Ordnung zu einem Deconfinement-Zustand der Quarks erwartet. Die Ausbeute und der Impuls der Hadronen werden hierfür Ereignis für Ereignis untersucht, um nicht statistische Fluktuation finden zu können, die nach Vorhersagen bei so einem Übergang auftreten soll. Außerdem soll die Fluktuation Ereignis für Ereignis von erhaltenen Größen, wie die Seltsamkeit und die Netto-Ladung, gemessen werden.

Eigenschaften und Modifikation der Hadronen in dichter Kernmaterie:

Bei dichter Kernmaterie wird die chirale Symmetrie wiederhergestellt, wodurch zu erwarten ist, dass die Eigenschaften der Hadronen sich im dichten Medium ändern. Die Messung von vektoriellen Mesonen mit niedriger Masse, den sogenannten „Low-Mass Vektor Mesons“, welche in Di-Leptonen zerfallen, können dabei helfen, die Modifikation ihrer Spektralfunktionen besser zu verstehen. Da die Leptonen nicht stark wechselwirken, tragen diese Observablen unverzerrte Informationen im Inneren des Feuerballs nach außen.

Charm Teilchen in dichter Kernmaterie:

Durch das Experiment sollen Fragestellungen wie, die Produktionsmechanismen der Charm Teilchen bei Schwellenenergie und das Propagieren der Charm Teilchen durch die Kern-

materie beantwortet werden. Zusätzlich können Information über die Eigenschaften von Charm-Teilchen in solch einem Medium gewonnen werden. Aus diesem Zwecke werden in Proton-Nukleus Reaktionen der Wirkungsquerschnitt und das Impulsspektrum von Open-Charm Teilchen, sprich D-Mesonen, und von Charmonium, sprich J/ψ -Mesonen, gemessen. Zudem werden in Nukleus-Nukleus Kollisionen der Wirkungsquerschnitt, das Impulsspektrum und der kollektive Fluss von Open-Charm Teilchen und Charmonium gemessen.

3.2.2 Experimentelle Konfiguration

Aus technischer Sicht wird eine große Herausforderung aufgrund der gesetzten physikalischen Ziele gestellt. Die verschiedenen Detektoren sollen tausende von Teilchen detektieren, darunter zählen die in vorangegangenen Abschnitt erwähnten Teilchen, wie Hyperonen und Charmonium. Eine Herausforderung stellt sich dadurch, gleichzeitig Hadronen und Leptonen in einer Detektor-Konfiguration zu identifizieren. In Abb. 3.2 ist eine tabellarische Übersicht gegeben, mithilfe derer man erkennen kann, welche Teilchen von welchen Detektoren identifiziert werden. Eine weitere Herausforderung liegt in der Rarität gewisser Observablen, wie dem J/ψ -Meson. Um eine hohe statistische Präzision gewährleisten zu können, ist eine Interaktionsrate von 10 MHz nötig. Aus technischer Sicht werden dadurch gleichzeitig äußerst schnelle und strahlenharte Detektoren gefordert. Zusätzlich soll das Experiment über eine schnelle Datenerfassung, sowie schnelle selbstauslösende Auslese-Elektronik verfügen. Das CBM-Experiment verfügt über einen supraleitenden Dipol-Magneten, der eine magnetische Steifigkeit von 1 Tm besitzt. Dieser befindet sich direkt hinter dem Target und umgibt den STS und MVD-Detektor. Die gesamte experimentelle Konfiguration wird in Abb. 3.3 dargestellt. Die einzelnen Komponenten der experimentellen Konfiguration werden nachfolgend aufgelistet [18].

Silicon Tracking System (STS)

Das STS ist ein zentrales Element des Experimentes, dessen Hauptaufgabe die Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung von geladenen Teilchen ist. Das STS besteht aus 8 Lagen von Mikro-Silikon-Streifen Detektoren. Die Streifen besitzen eine Länge von zwischen 20 bis 60 mm und eine Dicke von 250 bis 300 μm . Der Detektor befindet sich hinter dem Target in einer Entfernung von 30 cm bis 100 cm. Die benötigte Impulsauflösung liegt in der Größenordnung von $\Delta p/p = 1\%$. Die typische Ortsauflösung der Treffer ist in der Größenordnung von 25 μm .

Micro-Vertex Detector (MVD)

Ein weiteres zentrales Element ist der MVD, dessen Hauptaufgabe die Bestimmung von sekundären Vertices mit hoher Präzision ist. Diese sind besonders für die Identifikation von D-Mesonen vonnöten, welche über die schwache WW in Pionen und Kaonen zerfallen. Das MVD besteht aus 4 Lagen von „Monolithic Active Pixel Sensor“ (MAPS) und befindet sich 5 bis 20 cm hinter dem Target. Die Pixel sind zwischen $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ und $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ groß, was es ermöglicht, eine Positionsauflösung von $\sigma = 3 \mu\text{m}$ zu erzielen. Der Detektor erreicht eine Auflösung von 50 bis 100 μm für sekundäre Vertices entlang der Strahlachse.

Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH)

Der RICH-Detektor befasst sich mit der Identifikation von Elektronen mit $p < 6 \text{ GeV}/c$.

Der Detektor nutzt den Effekt der Cherenkov-Strahlung, die entsteht, wenn ein relativistisches, geladenes Teilchen ein Dielektrikum durchläuft und schneller ist als das Licht im Medium selbst. Es besteht aus einem 1.7 m langen Gasbehälter, in dem sich der Radiator befindet, einem fokussierenden Spiegel und zwei Photodetektoren. Die Cherenkov-Strahlung wird als Ring auf die Photodetektoren abgebildet, woraus man Masse und Geschwindigkeit ermitteln kann. Der RICH-Detektor befindet sich 1.6 m hinter dem Target. Es soll eine Pionenunterdrückung in der Größendordnung von 500-1000 erreicht werden für $p \lesssim 6 \text{ GeV}/c$.

Transition Radiation Detector (TRD)

In einer Entfernung von 4.1 m bis 5.9 m hinter dem Target befindet sich der TRD. Der TRD ist, wie der RICH-Detektor, zuständig für die Identifikation von Elektronen. Jedoch ist der TRD im höheren Impulsbereich mit $p > 6 \text{ GeV}/c$ effektiver. Somit ergänzen sich beide Detektoren für die Identifikation von Elektronen und Unterdrückung von Pionen. Zusätzlich wird der Detektor zur Spurrekonstruktion von Teilchen genutzt. Der Detektor besteht aus 4 Lagen für den SIS100, die in einer Station zusammengefasst werden (für SIS300: 10 Lagen in 3 Stationen). Die Auslese erfolgt durch rechteckige Pads, die eine Fläche von 1.2 cm^2 bis 8 cm^2 aufweisen. Jede zweite Lage wird um 90° rotiert, um eine genaue Ortsauflösung zu erhalten.

Muon Chamber System (MuCH)

Für die Identifikation von Myonen ist das „Muon Chamber System“ zuständig. Der MuCH wird je nach Konfiguration mit dem RICH-Detektor ausgetauscht und nimmt in diesem Fall dessen Platz ein. Das Konzept zur Identifikation von Myonen in CBM besteht darin die Myonen durch einen Hadronen-Absorber zu verfolgen und ihren Impuls zu bestimmen. Dieses Konzept wird durch mehrere Schichten von Absorber- und Detektorlagen realisiert. Der Detektor besteht aus 6 hadronabsorbierenden Lagen, die aus Eisen und 15-18 gasgefüllten Spurrekonstruktionskammern bestehen, welche sich in Triplets zwischen den Eisenlagen befinden.

Resistive Plate Chambers (RPC)

Der RPC besteht aus einer Reihe von „Resistive Plate Chambers“, die zur Hadronenidentifikation mittels „Time-of-Flight“ Messungen dient. Der Detektor befindet sich beim SIS100 6 m hinter dem Target (beim SIS300: 10 m) und bedeckt einen aktiven Bereich von 120 m^2 . Bei der erwarteten 10 MHz Interaktionsrate muss der innerste Bereich mit Raten von bis zu $20 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ rechnen. Die benötigte Zeitauflösung für den Detektor liegt in der Größenordnung von 80 ps.

Electromagnetic Calorimeter (ECAL)

Der ECAL ist ein Kalorimeter, welcher einen „shashlik“-artigen Aufbau besitzt. Dieser wurde bereits in den Experimenten HERA-B, PHENIX und LHCb genutzt und dient zur Messung von direkten Photonen und neutralen Mesonen (π^0, η), die in Photonen zerfallen. Der ECAL ist aus Modulen aufgebaut, die jeweils aus 140 Lagen von 1 mm Blei und 1 mm Szintillator bestehen. Die Module können als Wand- oder in einer Turmgeometrie angeordnet werden, die einen variablen Abstand zum Target haben.

Projectile Spectator Detector (PSD)

Der PSD wird die Zentralität von Kollisionen messen. Darüber hinaus soll der PSD die Orientierung der Reaktionsebene messen. Der Detektor ist dazu konzipiert, die Anzahl der nicht interagierenden Nukleonen in Nukleus-Nukleus Kollisionen zu messen. Der Kalorimeter umfasst 12x9 Module, bestehend jeweils aus 60 Eisen/Szintillatoren-Lagen, welche eine Oberfläche von 10x10 cm² besitzen.

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

Abbildung 3.2: Tabellarische Übersicht der Observablen und die dafür benötigten Detektoren. Detektoren, die mit (x) gekennzeichnet sind, können zur Hintergrund-Unterdrückung verwendet werden [18].

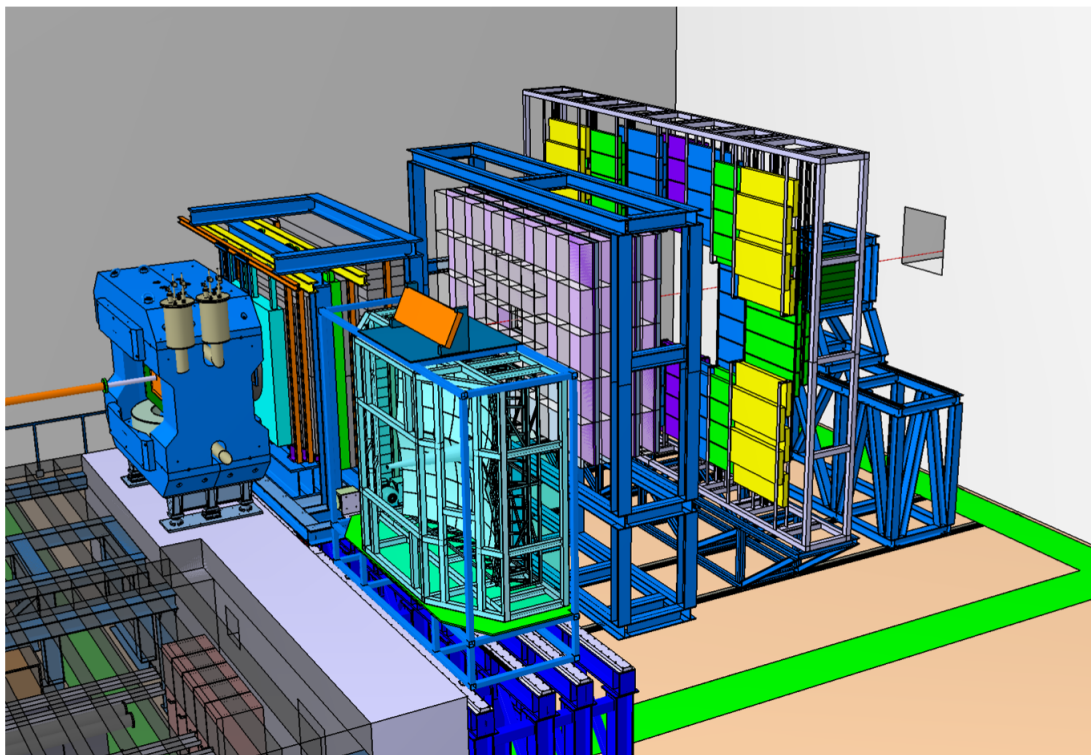


Abbildung 3.3: 3D Modell des CBM-Experiments [15].

Kapitel 4

Der Transition Radiation Detector (TRD)

Das folgende Kapitel beschreibt die Theorie und das Design des CBM-„Transition Radiation Detector“, auf Deutsch: Übergangsstrahlungsdetektor, und lehnt sich am „Technical Design Report“ für den CBM-TRD an [15]. Alle Abbildungen und Tabellen sind ebenfalls aus [15] entnommen, soweit nicht anders angegeben.

4.1 Funktionsweise des TRDs

Der TRD ist ein Teilchendetektor, der den Effekt der Übergangsstrahlung zur Teilchenidentifikation ausnutzt. Das Prinzip eines TRDs wird in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. Der TRD besteht aus zwei wichtigen Komponenten. Im Vordergrund des Detektors steht der Radiator, in dem Teilchen abhängig von deren Lorentzfaktor γ Photonen bzw. Übergangsstrahlung (engl.: Transition Radiation (TR)) emittieren. Ein leichtes Teilchen, wie das Elektron, kann bei Impulsen $p \geq 1 \text{ GeV}/c$ TR-Photonen produzieren, wohingegen das Pion langsamer und schwerer ist und dadurch beim Durchqueren des Radiators keine TR-Photonen erzeugt. Die erzeugten Photonen und die Teilchen selbst ionisieren anschliessend das Gas in einer Vieldrahtkammer bzw. „Multi-Wire Proportional Chamber“ (MWPC), der zweiten Komponente eines TRDs. Die Photonen werden größtenteils direkt nach dem Eintrittsfenster der MWPC vom Gas absorbiert, da aus Effizienzgründen ein Gasgemisch gewählt wird, welches einen hohen Photonen-Absorptions-Wirkungsquerschnitt besitzt. Die zusätzliche deponierte Energie der TR-Photonen ermöglicht eine eindeutige Unterscheidung der Pionen und Elektronen. Zum Auslesen der Signale wird eine Vielzahl von elektronischen Komponenten verwendet, in deren Mittelpunkt der „Spadic“ steht. Die Hauptaufgabe des TRDs im CBM-Experiment besteht in der Identifikation von Elektronen und der Unterdrückung von Pionen.

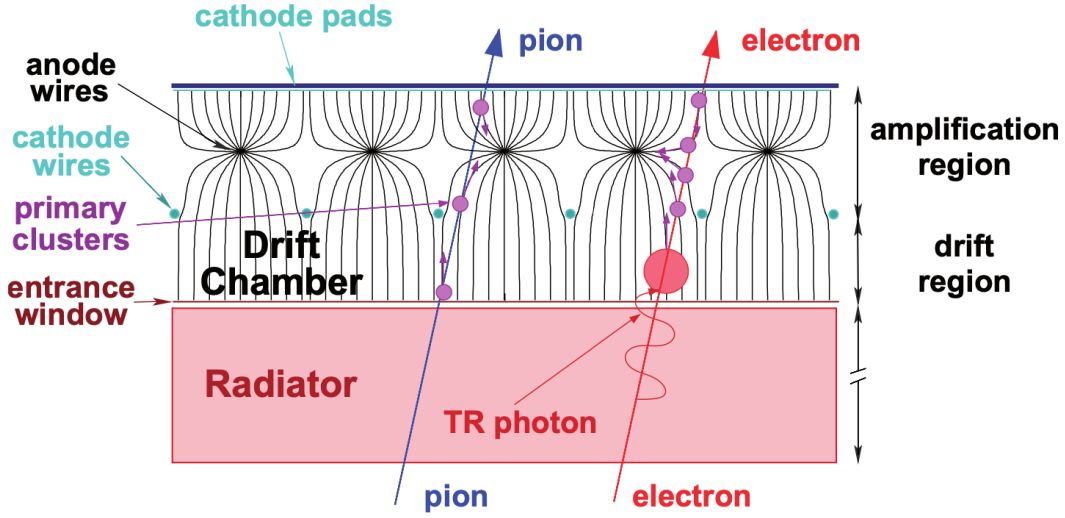


Abbildung 4.1: Eine schematische Darstellung der Funktionsweise eines TRDs.

Übergangsstrahlung:

Durchquert ein geladenes Teilchen die Grenze zwischen zwei verschiedenen Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2 , entsteht dabei mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung. Im Jahr 1946 wurden Übergangsstrahlen theoretisch von Ginzburg und Frank vorausgesagt [19]. Wenige Jahre später wurden sie experimentell von Goldsmith und Jelley im Jahre 1959 nachgewiesen [20]. Eine wichtige Variable für die Produktion von Übergangsstrahlung ist dabei der Lorentzfaktor γ , der wie folgt definiert wird:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\beta}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.1.1)$$

Hierbei bezeichnet v die relative Geschwindigkeit zwischen zwei Bezugssystemen und c die Lichtgeschwindigkeit. Das differentielle Energiespektrum der von den geladenen Teilchen emittierten TR-Photonen kann durch die folgende Formel ausgedrückt werden [21]:

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega} &= \frac{4\alpha}{\sigma(\kappa + 1)} (1 - \exp(-N_f \sigma)) \\ &\times \sum_n \theta_n \left(\frac{1}{\rho_1 + \theta_n} - \frac{1}{\rho_2 + \theta_n} \right)^2 [1 - \cos(\rho_1 + \theta_n)] \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

mit:

$$\rho_i = \frac{\omega l_1}{2\beta c (\gamma^{-2} + \xi_i^2)}, \quad \theta_n = \frac{2\pi n - (\rho_1 + \kappa_2)}{1 + \kappa} > 0, \quad \kappa = \frac{l_2}{l_1}, \quad \xi_i^2 = \frac{\omega_{Pi}^2}{\omega^2} = 1 - \varepsilon_i(\omega)$$

Hier bezeichnet α die Feinstrukturkonstante, $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ den Absorptions-Wirkungsquerschnitt jeweils für die Radiator-Materialien: Folie + Gas und θ der Emissionswinkel der TR-Photonen relativ zur Bewegungsrichtung. Die Plasmafrequenz ω_p lässt sich, mit der Elektronenmasse m_e und der Elektronendichte des jeweiligen Mediums n_e , wie folgt

berechnen:

$$\omega_{P,i} = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e \hbar c}{m_e/c^2}} \quad (4.1.3)$$

Abb. 4.2 illustriert die Abhängigkeit der TR-Photonenausbeute und -spektrum vom Lorentzfaktor γ , von der Dicke einer Lage l_1 und Abstand der Lagen l_2 bei einer Folienanzahl von $N_f = 100$ [22]. Durch die Abhängigkeit der TR-Photonenproduktion von γ erhalten wir für alle Teilchen einen Energiebereich bei 1-100 GeV/c, in dem nur Elektronen TR-Photonen produzieren können und sich somit von den Hadronen unterscheiden lassen, die bei diesen Energien keine TR-Photonen produzieren. Bei ultra-relativistischen Energien ($\gamma \geq 1000$) befindet sich das TR-Photonen-spektrum im Röntgenbereich. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit, ein TR-Photon bei einem Übergang zu produzieren, gering, weshalb eine große Zahl solcher Übergänge nötig ist, um eine ausreichende TR-Photonenausbeute zu erhalten.

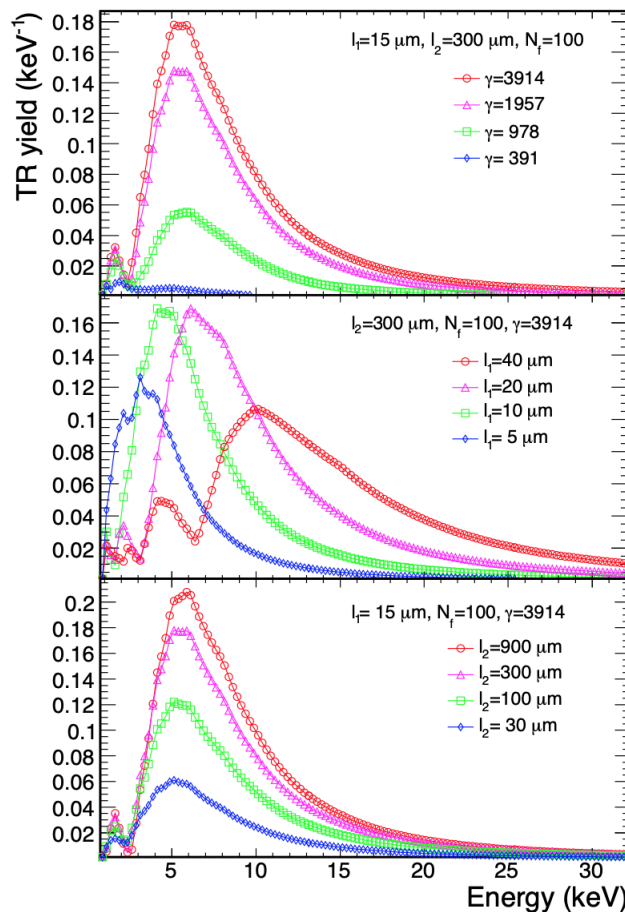


Abbildung 4.2: Von oben nach unten sehen wir die Abhängigkeit der TR-Spektren vom Lorentzfaktor γ , von der Foliendicke l_1 und dem Foliabstand l_2 [22].

4.2 TRD Layout

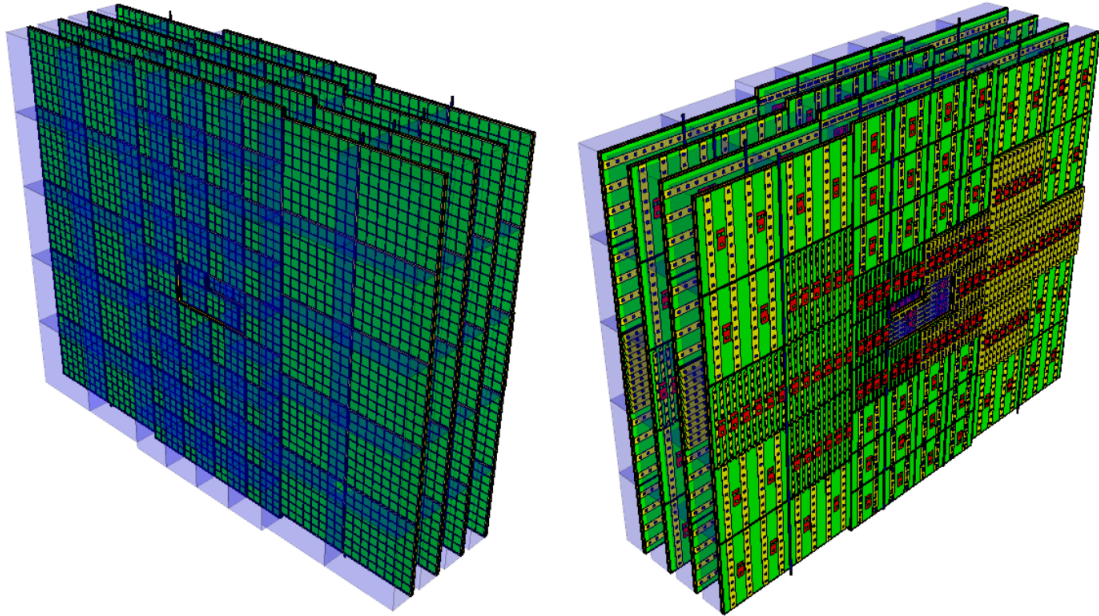


Abbildung 4.3: Abgebildet ist die Implementation der TRD-Geometrie in das CBM-ROOT Simulations-Framework. Auf der linken Seite ist die Vorderseite der Ausleseammern mit den Radiatoren (blau) dargestellt. Die rechte Seite zeigt die Rückseite der Ausleseammern mit der jeweiligen Front-End-Elektronik.

Für den SIS100 besteht der TRD aus einer Station mit 4 Lagen an Detektoren. Für den SIS300 kann der TRD leicht durch den modularen Aufbau der Komponenten erweitert werden. Für spätere Experimente kann der TRD auf 10 Lagen ergänzt werden, die man auf 3 Stationen verteilt, mit jeweils 2x4 und 1x2 Lagen an Detektoren.

Der TRD ist so konzipiert, dass er vollständig aus zwei unterschiedlich großen Modulen zusammgebaut werden kann. Diese Module besitzen eine quadratische Form. Das Außenmaß der kleineren Module beträgt $57 \times 57 \text{ cm}^2$, wobei die großen Module ein Außenmaß von $99 \times 99 \text{ cm}^2$ besitzen. Die Module werden weiter unterteilt anhand dessen, welche Pad-Größe das jeweilige Modul besitzt. In Tabelle 4.1 sind die Modultypen mit der entsprechenden Pad-Anzahl und -Größe dargestellt. Modultypen 1 und 3 bestehen aus den kleinen Modulen, entsprechend bestehen die Modultypen 5 und 7 aus den großen Modulen. All diese Module besitzen jedoch die drei gleichen Komponenten: Radiator, Ausleseammern und Front-End-Elektronik. In der Gesamtheit werden 216 Module und 329728 Pads benötigt, um eine TRD-Station zu konstruieren.

Da das CBM-Experiment ein Fixed-Target-Experiment ist, erwartet man eine hohe Trefferrate in den innersten Bereichen des TRDs. Die Trefferrate sinkt exponentiell, je weiter weg man sich von der Strahlachse bewegt. Aus dem genannten Grund ist es vorteilhaft, verschiedene Pad-Größen in den Modulen zu verbauen, je nachdem, mit welchen Trefferraten die einzelnen Module arbeiten müssen. Für den inneren Bereich wird eine höhere Anzahl von kleinen Pads verwendet, um eine hohe Detektor-Granularität zu erreichen. Bei den äußersten Bereichen ist dies nicht nötig, hier ist die Fläche eines Pads fast um

eine Größenordnung größer als das kleinste verbaute Pad. Eine Simulation in Abb. 4.4 zeigt die Detektorbelegung für eine Au+Au Kollision bei einer Energie von 10 AGeV. Da die einzelnen Module an die unterschiedlichen Trefferraten angepasst sind, erhalten wir ähnliche Werte für die Detektorbelegung auf der gesamten Detektorfläche.

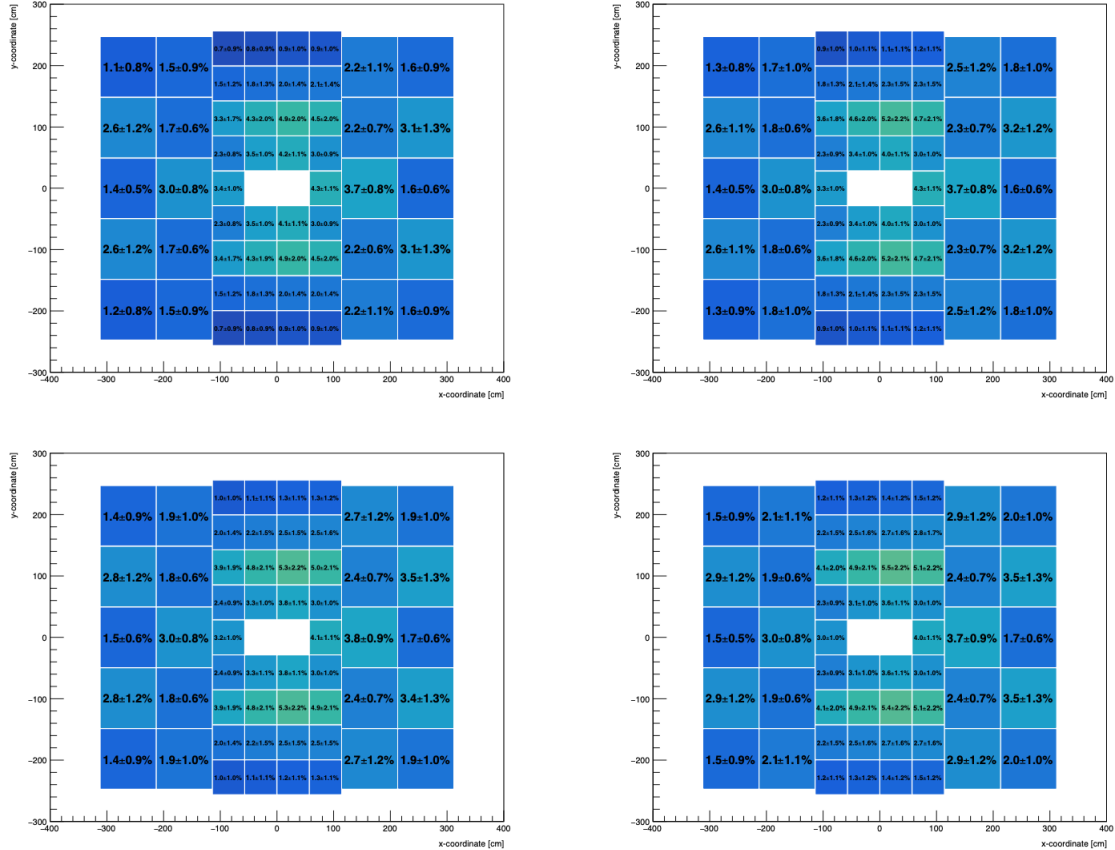


Abbildung 4.4: Gemittelte Detektorbelegung bei einer zentralen (10%) Au+Au Kollision mit 10 AGeV. Dargestellt sind die 4 einzelnen Detektorlagen, wobei Lage 1 links oben, Lage 2 rechts oben, Lage 3 links unten und Lage 4 rechts unten ist. Die gemittelte Detektorbelegung ist farblich skaliert:

Blau: $\leq 2\%$; Cyan: $\leq 4\%$; Grün: $\leq 6\%$.

4.3 Radiator

Die Funktion des Radiators im TRD besteht darin ein Medium zu erschaffen, in dem es möglich ist, TR-Photonen zu produzieren. Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie ein Radiator aufgebaut sein kann. Diese sind reguläre Folie, Schaum und Faser-Radiatoren. Eine in Abschnitt 4.1.1 bereits eingeführte bedeutende Eigenschaft eines Radiators ist die Plasmafrequenz ω_P . Die durchschnittliche elektronische Dichte n_e eines Mediums (Folie +

Modultyp	# Module/Lage	# Pads	Pad-Fläche (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
Gesamtanzahl für eine Detektorlage:	54	82,432	

Tabelle 4.1: Übersicht der verschiedenen Modultypen pro Detektorlage.

Lücke/Luft) zur Berechnung der Plasmafrequenz, ist definiert durch:

$$n_e = \frac{\rho N_A Z}{A} \quad (4.3.1)$$

Dabei ist N_A die Avogadro-Konstante, ρ die Dichte, Z die Atomzahl und A die Massenzahl. In Tabelle 4.2 sind die Werte für verschiedene Materialien aufgelistet.

Die Radiatoren werden in zwei Klassen eingeteilt: Die irregulären Radiatoren und die regulären Radiatoren. Zu den regulären Radiatoren zählen Radiatoren, die aus geschichteten Folien mit gleichmäßigem Abstand zueinander bestehen. Die irregulären Radiatoren bestehen aus Schaum oder Faser-Matten. Die regulären Radiatoren nutzen kohärente Interferenz, um eine größere Zahl an TR-Photonen zu produzieren. Dies ist bei den irregulären Radiatoren nicht möglich. Gepaart mit einer kleineren Strukturgröße des Radiators, ist die durchschnittlich erzeugte Photonenzahl niedriger als bei den regulären Radiatoren. Jedoch kann die Photonenzahl teilweise durch die höhere Anzahl an Grenzschichten kompensiert werden. Da eine irreguläre Struktureinheit meist kleiner ist, werden mehrere solcher Einheiten hintereinander gereiht.

In Punkten Leistung und mechanischer Durchführbarkeit werden die nachfolgend aufgelisteten Radiatoren als die bestmöglichen Radiator-Optionen für den CBM-TRD gesehen. Die Prototypen der Radiatoren sind in Abb. 4.5 dargestellt.

H:

Besteht aus PolyEthylene (PE) Schaumfolien. Die gestapelten Schichten sind jeweils 2 mm dick. Unter den irregulären Radiatoren hatte dieses Material die beste Leistung gezeigt.

G30:

Ist ein Polypropylene (PP) Faser-Radiator. Dieser Typ besteht aus 30 Faser-Vliessschichten und zeigte ebenfalls gute Leistungen. Das Material ist jedoch sehr hochpreisig und aus ökonomischer Sicht ungeeignet.

K++:

Ist ein mikro-strukturierter selbst-stützender POKALON-Radiator. Dieser Typ besteht aus 350 Folienlagen und kombiniert die Vorteile eines regulären Radiators mit der mechanischen Stabilität eines irregulären Radiators. Nachteil sind hier ebenfalls die relativ hohen Kosten.

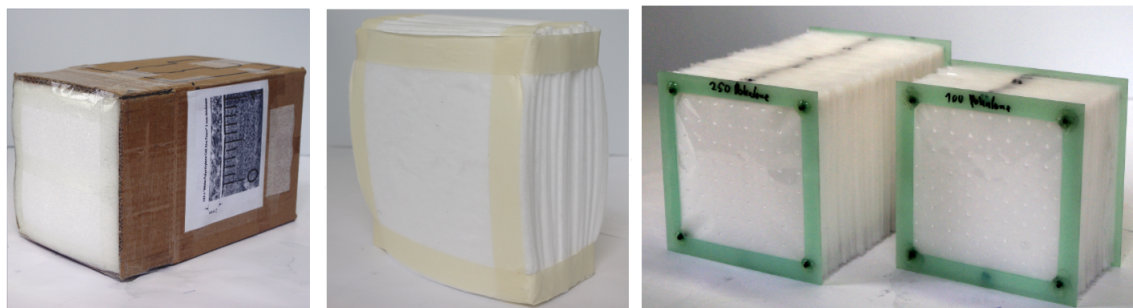


Abbildung 4.5: Die drei Radiator-Prototypen für den CBM-TRD. Von links nach rechts: **H:** PE Schaumfolien, **G30:** PP Faser-Radiator, **K++:** POKALON Radiator.

Material	Z	A	$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	ω_P (eV)
Luft	14.49	29.02	$1.2 \cdot 10^{-3}$	0.71
Mylar	4.55	8.73	1.393	24.53
POKALON N470	4.06	7.71	1.15	22.43
Polyethylene (PE)	2.67	4.68	0.9	20.65
Polypropylene (PP)	2.67	4.68	0.9	20.65
Polymethylmethacrylate (PMMA)	3.18	5.89	1.18	22.99

Tabelle 4.2: Die Eigenschaften von Folien- und Lückenmaterialien. Die Variablen beziehen sich auf einen Druck von 101.3 kPa und einer Temperatur von 293.15 K.

4.4 Auslekammer

4.4.1 Interaktionen geladener Teilchen mit Materie

Wenn ein geladenes Teilchen durch Materie propagiert, kann es zu Interaktion mit den umliegenden Atomen kommen, bei der das Teilchen Energie verliert. Die relevanten Prozesse in der Detektorphysik sind: Inelastische Stöße, Bremsstrahlung, Cherenkov-Effekt und Übergangsstrahlung. Verschiedene Teilchen können durch die genannten Prozesse in Detektoren identifiziert werden. Zusätzlich ist es in Drahtkammern möglich, die Flugbahn eines geladenen Teilchens zu verfolgen.

Inelastische Stöße:

Die geladenen Teilchen interagieren inelastisch mit den Hüllenelektronen der umgebenden Materie und führen dabei eine Anregung und Ionisation der Atome herbei. Die Teilchen

verlieren durch diese Prozesse Energie. Der Energieverlust pro Weglänge kann durch die Bethe-Bloch-Formel näherungsweise beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.4.1)$$

r_e ist der Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, z die Ladung des Teilchens, I die mittlere Anregungsenergie und δ die Dichtekorrekturen, aufgrund von Polarisation der Materie. T_{max} ist der maximale Energietransfer eines Teilchens in einer Kollision und ist wie folgt definiert:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (4.4.2)$$

Hierbei ist M die Masse des Teilchens. Für Elektronen muss die Bethe-Bloch-Formel angepasst werden, da diese eine sehr geringe Masse besitzen und bei der Kollision zwei ununterscheidbare Teilchen aufeinander treffen.

Bremsstrahlung:

Leichte Teilchen wie das Elektron verlieren den größten Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung. Die Bremsstrahlung entsteht durch das Abbremsen oder Ablenken eines geladenen Teilchens durch das elektrische Feld eines Atomkerns. Der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung ist proportional zu $1/m^2$, weshalb die Bremsstrahlung bei Elektron bereits bei geringeren Energien dominierend ist und bei schwereren Teilchen, wie das Myon, erst ab einer vielfachen Energiemenge relevant wird.

Für den Energieverlust durch Bremsstrahlung gilt:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{x_0} \quad (4.4.3)$$

Eine Integration der Gleichung ergibt:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (4.4.4)$$

Nach einer Strecke x_0 verliert das Elektron $1/e$ -tel seine Energie. Die Variable x_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet und berechnet sich mithilfe der Formel:

$$\frac{1}{x_0} = r_e^2 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) \quad (4.4.5)$$

4.4.2 Interaktion von Photonen mit Materie

Die relevanten Interaktionen eines Photons mit Materie sind der photoelektrische Effekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung. Die genannten Interaktionen führen zu einem Energieübertrag auf ein Elektron, das selbst, wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben, mit der Materie interagiert und in Detektoren detektiert werden kann.

Photoelektrischer Effekt:

Das Photon überträgt seine Energie $E = h\nu$ auf ein Hüllenelektron eines Atoms. Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz. Ist die Energie größer als die Austrittsarbeit des Elektrons, wird das Elektron durch das Photon herausgelöst und besitzt nun die Differenz der Energie des Photons und der Austrittsarbeit.

Compton-Effekt:

Beim Compton-Effekt streut ein Photon elastisch an einem Hüllenelektron. Die Energie des gestreuten Photons lässt sich mit der nachfolgenden Formel berechnen:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (4.4.6)$$

mit dem Streuwinkel θ .

Paarbildung:

Bei einer genügend hohen Energie kann aus einem Photon bei einer Wechselwirkung mit dem Feld eines Atomkerns, ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Die Schwellenenergie für die Paarbildung an einem Atomkernfeld ist:

$$E_{\gamma,min} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right) \quad (4.4.7)$$

wobei M die Masse des Atomkerns ist.

4.4.3 Violdrahtkammer

Der Nachfolger der Blasen- und Nebelkammer ist die Drahtkammer. Der wesentliche Vorteil der Drahtkammer besteht darin Daten elektronisch auswerten zu können. Die Drahtkammer besteht aus zwei parallel gegenüberliegenden negativ geladenen Kathodenplatten, zwischen denen parallel gespannte positiv geladene Anodendrähte sich befinden. Zwischen den Kathodenplatten und den Anodendrähten bildet sich ein elektrisches Feld aus. Eine Visualisierung der Kammer ist in Abb. 4.1 und 4.6 gegeben. Die Kammer ist mit einem Gasgemisch gefüllt. Fliegt ein Teilchen durch die Kammer, interagiert es mit den Atomen im Gas und kann diese, entlang deren Weges, ionisieren. Die erzeugten Elektronen wandern zu den Anodendrähten. Wird eine genügend hohe Spannung an der Anode gewählt, entsteht eine sogenannte Gasverstärkung. Dabei werden die erzeugten Elektronen im Verstärkungsbereich der Anodendrähten beschleunigt, wobei diese weitere Elektronen durch Ionisation erzeugen. Diese können wiederum weitere Ionisationen auslösen, wodurch es zu einem lawinenartigen Effekt kommt. Durch die Bewegung der Elektronen wird an der Kathode bzw. Ausleseelektronik ein Signal influenziert, welches das entscheidende Signal für die Detektion von Teilchen ist. Die deponierte Ladung der Elektronen ist proportional zum entstandenen Strom, weshalb sich die deponierte Ladung in einer Drahtkammer rekonstruieren lässt. Zusätzlich lässt sich in den Kammern eine „Drift-Region“ mit einem homogenen elektrischen Feld hinzufügen. Eine Kathodenseite befindet sich hierbei in einem größeren Abstand zu den Anodendrähten. Die erzeugten Elektronen benötigen eine höhere Zeit, um vom Ort der Produktion zu den Anodendrähten zu wandern. Die Messung

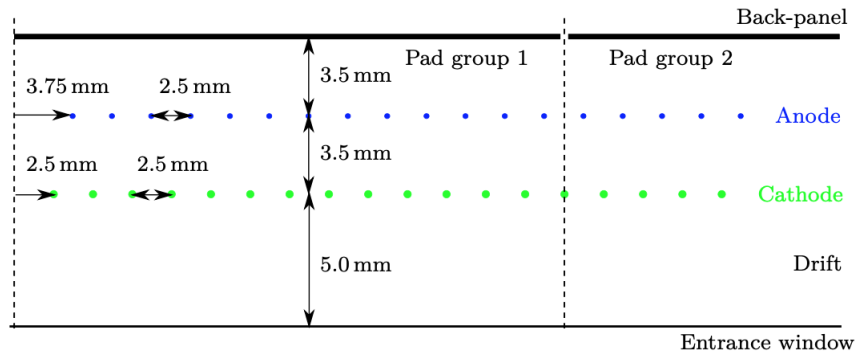


Abbildung 4.6: Eine schematische Zeichnung der Auslesechamber mit Positionen und Abständen der Drähte.

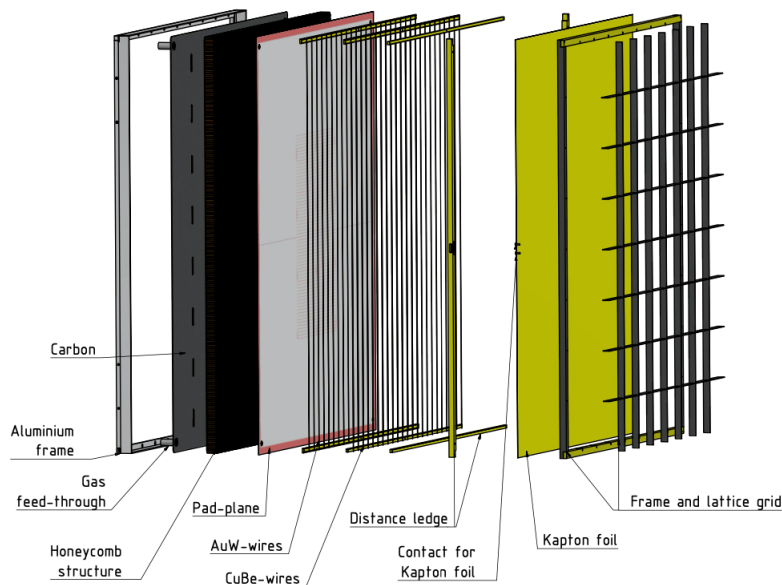


Abbildung 4.7: Dargestellt sind die einzelnen Bauelemente der Auslesechamber des großen CBM-TRDs.

der Zeit ermöglicht eine präzise Bestimmung der Teilchenbahn.

Die Auslesechamber des TRDs basiert auf einer MWPC. Die Kammer besitzt einen Verstärkungsbereich mit den Abständen 3.5+3.5 mm, welcher durch ein 5 mm dicken Drift-Region erweitert wird. Die Drift-Region gewährleistet eine höhere Wahrscheinlichkeit TR-Photonen absorbieren zu können. Der Verstärkungsbereich und die Drift-Region sind durch Kathodendrähte voneinander getrennt. Das Eintrittsfenster besteht aus einer 25 μm dicken Kapton-Folie mit einer einseitigen Aluminiumbeschichtung von 0.05 μm Dicke, welche selbst als Kathode für die Drift-Region fungiert. Das Eintrittsfenster wird von einer Kohlenstoff-Gitter-Struktur gestützt. Die eigentliche Kathodenplatte wird in kleinere Segmente geteilt, den sogenannten Pads, wodurch man eine zweidimensionale

Ortsauflösung erhält. Dabei wird das Signal eines Elektrons an denjenigen Pads in der unmittelbaren Nähe der Teilchenbahn gesammelt. Die Pads besitzen eine rechteckige Form, deren längere Seite parallel zu den Drähten orientiert ist. Die Pad-Ebene ist auf einem „Bienenwaben-Kohlenstofffaser-Sandwich“ verklebt, um welches sich ein Aluminiumrahmen befindet. Diese beiden Elemente sorgen für die Stabilität der Auslekammer und kompensieren die Drahtspannungen. Für das Gas wird ein Gemisch aus 85% Xenon und 15% CO₂ verwendet.

4.5 Front-End-Elektronik

4.5.1 Der SPADIC

Der SPADIC-Chip ist ein ASIC, der 32 Inputkanäle besitzt und explizit für den TRD des CBM-Experimentes entwickelt wurde. SPADIC steht für „Self-triggered Pulse Amplification and Digitization ASIC“, wobei der ASIC für eine anwendungsspezifische integrierte Schaltung steht. Jeder Inputkanal ist aufgebaut aus einem „Charge Sensitive Amplifier“ (CSA) bzw. einem Ladungsverstärker, einem dauerbetriebenen ADC, der den CSA Output umwandelt, einen programmierbaren digitalen Filter und einer Hit-Detektions-Logik. In Abb. 4.8 ist der SPADIC mit den einzelnen Inputkanal-Elementen in einem Blockdiagramm dargestellt. Für einen Hit in einem Kanal muss die digitale Amplitude eine programmierbare Schwelle überschreiten oder einen bestimmten Steigungswert erreichen. Die Daten des Hit-Pulses werden bei Erfüllung der Trigger/Auslöse-Bedingung für eine spätere Auslesung der Daten gespeichert. Alle Hit-Events enthalten Metadaten, unter anderem einen Zeitstempel, den Trigger-Typ und die Kanal-ID. Die ausgewählten Daten werden zwischengespeichert und an zwei serielle Höchstgeschwindigkeitsverbindungen verteilt.

Eine wichtige Funktion des SPADICs ist die Nachbar-Logik. Kanäle können forciert ausgelöst werden, wenn in Nachbarkanälen ein Hit detektiert wurde. Die Information der Amplituden von benachbarten Kanälen werden benutzt, um die Ortsauflösung zu verbessern. Dadurch können auch kleinere Amplituden erkennbar werden. Der „Forced Neighbour“ (FN)-Trigger hat zum Vorteil, dass man die Schwelle für den Selbstausslösenden (Self)-Trigger hoch ansetzen kann, ohne dabei Information über kleinere Amplituden zu verlieren. Bei einer reinen Self-Trigger-Logik müsste der Schwellenwert sehr niedrig gesetzt werden, wodurch sehr viele Hits bzw. Daten durch Rausch-Signale entstehen.

Die SPADIC Chips befinden sich auf einem Front-End-Board (FEB), welches wiederum direkt auf den Auslekammern montiert sind.

4.5.2 CSA und ADC

Der analoge Teil des SPADICs besteht aus einer klassischen Anordnung von einem CSA, einem Pol-Nullstellen-Kompensationsnetzwerk und einem Formungsverstärker. Diese Komponenten erzeugen zusammen einen Puls der Form:

$$f(t) = A \cdot \frac{t}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{für } t \geq 0) \quad (4.5.1)$$

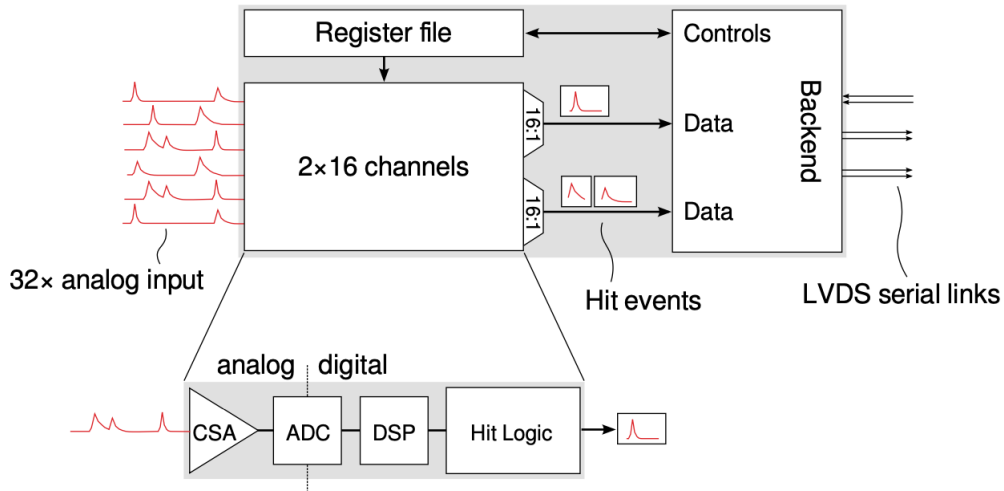


Abbildung 4.8: Boxdiagramm für den SPADIC-Chip. Der „Backend“-Block ist CBMnet für SPADIC 1.x und eine E-link-Schnittstelle für SPADIC 2.x.

mit einer „Peaking-Zeit“ $\tau = 80/240/120$ ns jeweils für den SPADIC 1.x, SPADIC 2.0 und SPADIC 2.1. Der SPADIC 2.1 besitzt zusätzlich eine weitere Formungs-Ordnung, was im Chip umschaltbar/veränderbar ist. Die Pulsform verändert sich zu:

$$g(t) = A \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{für } t \geq 0) \quad (4.5.2)$$

mit einer Peaking-Zeit von 240 ns, wenn $\tau = 120$ ns ist. In Abb. 4.9 ist ein Beispiel eines solchen digitalisierten Pulses gegeben.

Der ADC ist ein elektronisches Bauelement, das ein analoges Eingangssignal in ein digitales Ausgangssignal umwandelt. Es digitalisiert die Output-Daten des CSAs mit 9 Bits, bei einer Rate von bis zu 25 MHz. Die Verstärkung des CSAs in Kombination mit dem dynamischen Bereich des ADCs wurde so gewählt, dass eine Ladung von ungefähr 75 fC zu einem voll skaliertem ADC-Signal führt.

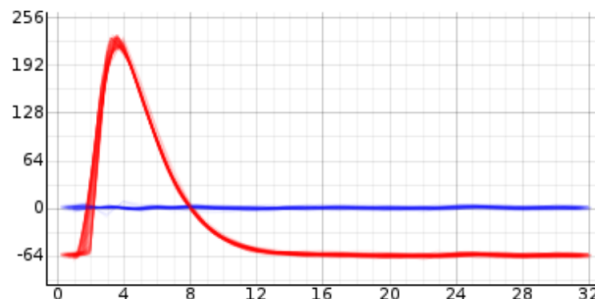


Abbildung 4.9: Ein durch Testinjektion generierter Puls. Die flache blaue Linie zeigt den Rest der Fits auf die prognostizierte Pulsform.

Kapitel 5

Teststrahlzeit

5.1 DESY Teststrahlzeit 2017

Das Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY) der Helmholtz-Gemeinschaft wurde im Jahre 2017 genutzt, um TRD-Prototypen des CBM-Experimentes zu testen. Das Forschungszentrum hat seinen Sitz in Hamburg. Mithilfe des zur Verfügung stehenden Ringbeschleunigers können Teststrahlelektronen aus γ -Konversionen erzeugt werden, die eine Energie von 1 bis 5 GeV/c besitzen. Die Teststrahlzeit wurde für eine systematische Evaluation der Radiatoren durchgeführt. Diese Daten dienen zusätzlich als Referenz für die Detektorsimulation.

Die Prototypen besitzen ein Außenmaß von $95 \times 95 \text{ cm}^2$ und kommen dem finalen Design sehr nahe. Der Hauptteil der Konfiguration besteht aus 4 großen TRD Modulen. Jedes einzelne Modul ist mit einem Radiator ausgestattet, bestehend aus Polyethylene Schaumfolie (Radiator Typ H). Die Ausleseammern sind mit einem Xe/CO₂ (80/20) Gasgemisch gefüllt.



Abbildung 5.1: Ein Foto von den verwendeten 4 TRD-Prototypen mit Radiatoren vom Typ H.

In Abb. 5.2 ist die Konfiguration für die Teststrahlzeit illustriert. Zu dieser Konfiguration gehören zwei kleinere MWPCs, die hinter den 4 TRD-Prototypen platziert sind. Diese werden für Teilchenspur- und Positionsauf Lösungsmessungen verwendet. Dahinter befinden sich zwei Szintillator-Zähler, die die Messung der Elektroneneffizienz und des Elektronenspektrums ermöglichen. An jeder TRD-Kammer ist ein FEB montiert, auf dem sich ein SPADIC 2.0 Chip befindet. Der SPADIC arbeitet mit einer Umwandlungsrate von 16 MHz.

Für die Messungen wurden die Detektoren jeweils mit einem Elektronenstrahl von der Energie 1,2,3 und 4 GeV beschossen. Die ersten drei TRD-Lagen besitzen die gleiche Ausrichtung, wobei die letzte Lage um 90° rotiert ist, um die Positionsauf Lösung messen zu können. Es wurden Messungen mit und ohne Radiatoren bei allen Energien durchgeführt. Die verwendeten Radiatoren besitzen eine Dicke von 315 mm.

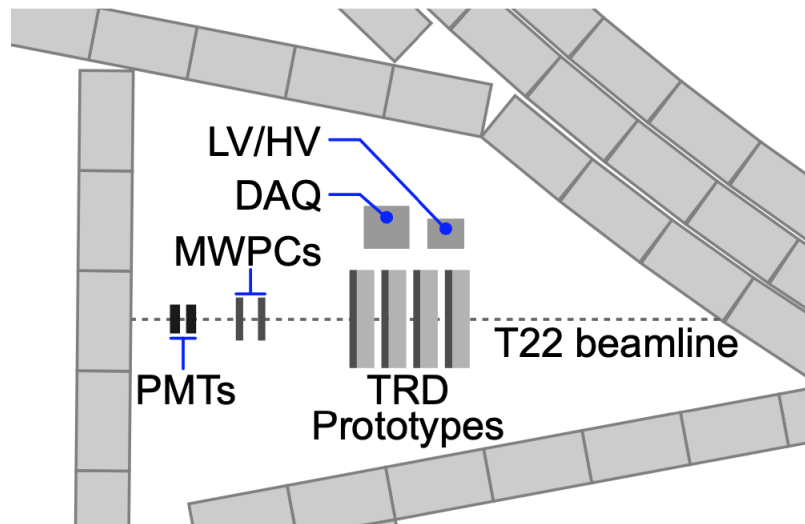


Abbildung 5.2: Ein Grundriss des experimentellen Aufbaus für DESY. Der Elektronenstrahl kommt hierbei von der rechten Seite.

5.2 Unbearbeiteter Datensatz

An den 4 TRD-Prototypen ist jeweils ein FEB mit einem SPADIC 2.0 Chip verbaut, der 32 Inputkanäle besitzt und somit Signale aus 32 Pads verarbeiten kann. Eine Ausnahme hierzu bildet jedoch die erste Lage aus jeder Konfiguration, bei der ein zusätzliches FEB, ebenfalls mit einem SPADIC 2.0 Chip versehen, verbaut ist. Diese befindet sich auf der Höhe einer ^{55}Fe -Quelle, die nahe dem Eintrittsfenster der ersten Lage montiert ist und als Referenzsignal dient. In Abb. 5.3 ist die „Hitmap“ der ersten Detektorlage abgebildet. In dieser sind die Elektronenhits bzw. Hits der ^{55}Fe -Quelle, farblich skaliert nach der Häufigkeit, in den jeweiligen Pads eingetragen. Das TRD-Modul besitzt eine quadratische Geometrie, bei der die Pad-Ebene unterteilt ist, in 6 Reihen mit jeweils 128 Spalten. Aus der Abbildung werden die Positionen der ^{55}Fe -Quelle (links unten) und der Elektronenquelle (mittig) ersichtlich. Die Hälfte der Inputkanäle des SPADICs werden jeweils in einer

Reihe gruppiert, wobei die zwei so entstandenen Pad-Reihen direkt übereinander liegen. Der Elektronenstrahl wurde dabei auf die untere Reihe der SPADIC Fläche gerichtet.

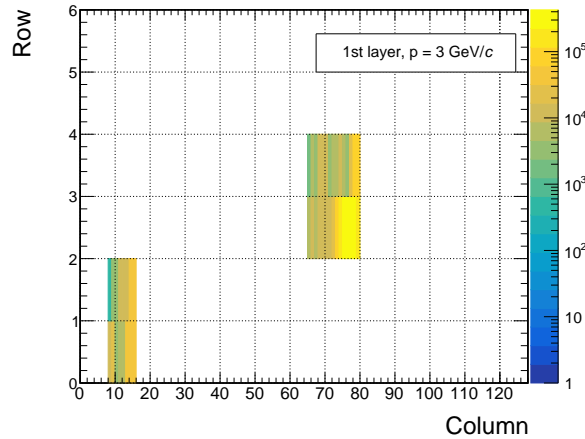


Abbildung 5.3: Häufigkeit der Treffer auf der gesamten Pad-Ebene. Auf der Y-Achse sind die Pad-Reihen aufgetragen, wobei auf der X-Achse die Pad-Spalten aufgetragen sind. Es handelt sich hierbei um die erste Detektorlage.

In Abb. 5.4 sind Pulse dargestellt, die mit dem Spadic 2.0 bei der Teststrahlzeit gemessen wurden. Zu sehen ist eine Unterteilung in Self-Trigger- und FN-Trigger-Pulsen. Ein Pad, in dem ein Self-Trigger ausgelöst wird, erfährt dabei den Hauptanteil der deponierten Ladungen eines Elektrons und dementsprechend wird ein Puls mit einem großen Pulsmaximum erzeugt. Die beiden benachbarten Pads werden in diesem Fall automatisch getriggert und erfahren dabei den restlichen Anteil der Ladungsdeposition. Der Ladungsbruchteil auf den FN-Trigger-Pads ist jedoch zu klein, um einen Self-Trigger auszulösen. Demzufolge besitzen FN-Trigger-Pulse im Vergleich zu Self-Trigger-Pulsen kleinere Pulshöhen. Zu den Self-Trigger-Pulsen werden ebenfalls Pulse mit dem Trigger-Typ 3 hinzugenommen. Der dritte Trigger-Typ wird einem Signal zugeteilt, welches zu einem von zwei nebeneinanderliegenden Pads gehört, die gleichzeitig einen Self-Trigger ausgelöst haben. Die Zuteilung überträgt sich ebenso auf Pad-Clustern größerer Ordnung, d.h. wenn zur selben Zeit ein Self-Trigger auf 3 oder mehr nebeneinanderliegenden Pads ausgelöst wird. In jeder Puls-Abbildung ist der gemittelte Wert jedes Eintrages in einem Zeitbin berechnet, um einen besseren Vergleich bzw. ein besseres Bild von der Pulsform zu erhalten.

Für die Teststrahlzeit wurde eine Timebin-abhängige, stufenartige Schwellenbedingung gewählt. Hiefür muss der Puls in Zeitbin 3 einen Wert von -205 ADC und in Zeitbin 4 einen Wert von -180 ADC überschreiten. Durch das Messen von sogenannten „Pre-Samples“ wird der gesamte Puls zu höheren Zeitbins hin verschoben, ermöglicht aber die Ermittlung der Basislinie. Es wird mit zwei Pre-Samples gearbeitet, die in den Abbildungen bei Zeitbin 0 und 1 zu sehen sind. Der Spadic 2.0 arbeitet mit einem nicht quadratischen Shaper und besitzt eine Peaking-Zeit τ von 240 ns.

In den Puls-Abbildungen sticht ein breites Band bei niedrigen ADC-Werten hervor. Diese Pulse werden durch das Rauschen der Elektronik erzeugt und besitzen einen nicht zu vernachlässigbaren Beitrag. Im Allgemeinen kann das Rauschen die Werte eines Pulses in

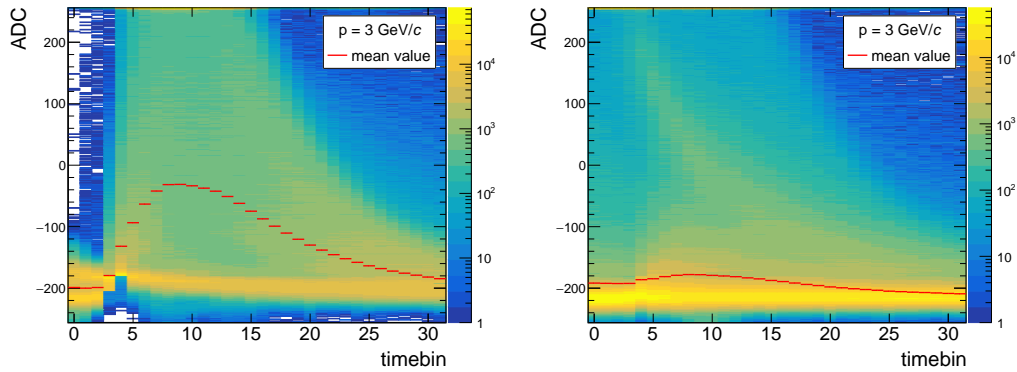


Abbildung 5.4: Auf der linken Seite sind die unbearbeiteten Self-Trigger-Pulse bei einer Energie von 3 GeV zu sehen. Auf der rechten Seite befinden sich die FN-Trigger-Pulse.

einzelnen Zeitbins vom ursprünglichen Wert ins Negative oder Positive verschieben und infolgedessen die Pulsform beeinflussen. Die gemittelte Pulsform ist durch die vielen Pulse aus dem Band zu niedrigeren ADC-Werten hin verzerrt. Das Triggern von Pulsen aufgrund von Rauschen, wird ebenfalls von der schwachen und nicht optimierten Trigger-Bedingung begünstigt. Durch die schwache Trigger-Bedingung wurden deshalb alle möglichen Signale eingefangen, die im Endeffekt wieder herausgefiltert werden müssen. Zudem sehen wir einen großen Anteil von Self-Trigger-Pulsen, die im Clipping landen. D.h. die Pulshöhen sind zu groß und überschreiten einen bestimmten ADC-Wert, wodurch der überschreitende Teil des Pulses abgeschnitten und auf diesen Wert gesetzt wird. Dieser Effekt lässt sich in den Zeitbins 5 bis 15 bei einem Wert von 256 ADC beobachten. Verursacht wird dies durch eine zu groß eingestellte Gasverstärkung. Im Idealfall sollten nur Teilchen mit ausgesprochen hohen Ladungsdepositionen im Clipping landen. In solchen Fällen kann die Energie der Ladungsdeposition nur auf indirektem Weg rekonstruiert werden, da ein Teil der Informationen durch das Clipping verloren geht.

Die Pads, die durch die Ladungsdeposition eines Teilchens getriggert wurden, bilden zusammen ein Pad-Cluster, welches verschiedene Größen annehmen kann. Ein 3-Pad-Cluster besteht aus einem mittigen Self-Trigger und den beiden nebenan liegenden FN-Triggern. Ein 2-Pad-Cluster besteht aus einem Self- und einem FN-Trigger und kann lediglich am Ende einer Padreihe entstehen. Hierbei trifft das Teilchen auf ein Rand-Pad, auf welches ein Self-Trigger ausgelöst wird. Jedoch kann nur ein Nachbar-Pad getriggert werden, da am Rand bloß ein Nachbar-Pad existiert. Größere Pad-Cluster werden entweder durch eine größere deponierte Ladung erzeugt, bei der die anteilige Ladung auf mehreren Pads groß genug ist, um die Trigger-Bedingung zu erfüllen oder ein Teilchen trifft mit einem kleinen Winkel zwischen Flugbahn und Eintrittsfenster auf, so dass es dabei mehrere Pad-Spalten durchquert. Darüber hinaus können Teilchen zwischen zwei Pad-Reihen landen und auf zwei verschiedenen Reihen Pads triggern, wodurch sehr große Pad-Cluster entstehen können. Die folgende Abbildung bietet eine graphische Darstellung der Cluster-Größen und der Auswirkung der Flugbahn des Elektrons auf die Pad-Größe.

Eine große Herausforderung ergibt sich aus einem Bug, der in der verwendeten SPADIC-Version vorhanden war. Der Bug verursachte teilweise eine zeitliche Verschiebung der

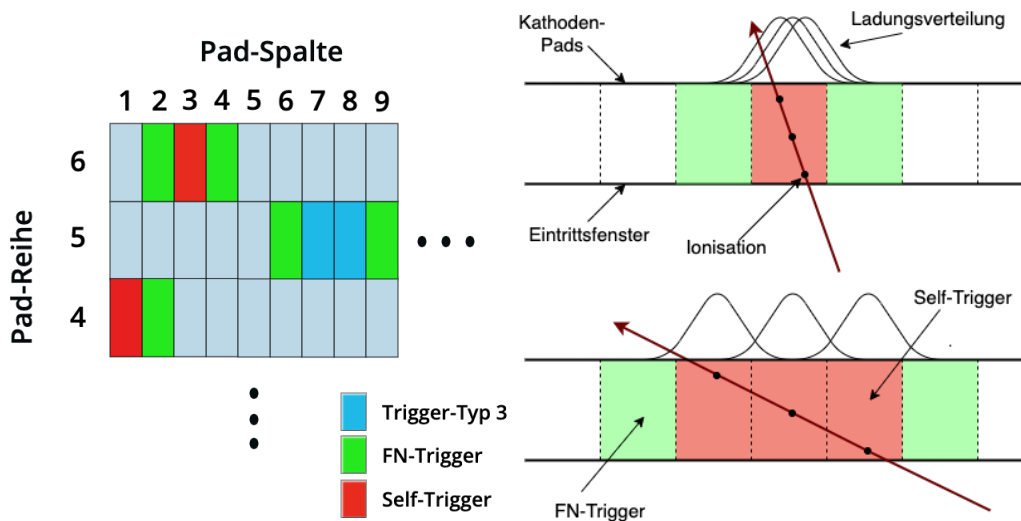


Abbildung 5.5: Links: Es sind verschiedene Cluster-Größen dargestellt. In Pad-Reihe 6 und 5 ist jeweils ein 3- und 4-Pad-Cluster abgebildet. In Pad-Reihe 4 ist ein 2-Pad-Cluster, das nur am Rand entstehen kann, abgebildet. Rechts: Die Pads, die sich in der Nähe der Teilchenbahn befinden, erfahren die Ladungsdepositionen und triggern. Aus diesem Grund erhalten wir einen größeren Cluster bei der Flugbahn in der unteren Abbildung.

FN-Trigger, wodurch die Zuteilung der FN- zu den zugehörigen Self-Trigger unmöglich wird. Dies hat zur Folge, dass ein Großteil der Cluster unvollständig bleibt. Die Cluster-Verteilung wird dadurch stark zu kleineren Cluster-Größen verschoben. In Abb. 5.6 wird die Auswirkung des Bugs auf die Cluster graphisch deutlich. Auf der Y-Achse ist die Channel-ID eines jeweiligen Pads angegeben, die sich aus der Durchnummerierung aller Pads einer Lage ergibt. Die Y-Achse kann als eine Pad-Reihe verstanden werden, wobei Channel 336 das letzte erfassbare Pad in der Pad-Reihe ist. Ein Eintrag in der Abbildung entspricht einem Triggern eines Pads zu einer bestimmten Zeit. Die Trigger sind nach ihrem Typ farblich kodiert und bilden ein Cluster, falls sie die gleiche Zeitinformation besitzen und in der Abbildung direkt übereinander abgebildet werden. Es wird ersichtlich, dass durch den Bug die Cluster zerstückelt sind. Es lassen sich alleinstehende Self-Trigger und alleinstehende FN-Trigger finden, die wegen der Neighbour-Trigger-Logik nicht vorkommen sollten. Einigen 3- und höheren Pad-Clustern fehlt es an einem oder zwei zugehörigen FN-Trigger. Ebenso besitzen manche Cluster mehr als zwei FN-Trigger. Darüber hinaus scheint der SPADIC an manchen Stellen ebenfalls Probleme mit dem Trigger-Typ 3 zu haben, da Trigger von diesem Typ gleichermaßen vereinzelt vorkommen bzw. die Cluster unvollständig sind.

Zusammengefasst sind die größten Probleme des Datensatzes:

Rauschen + Trigger-Bedingung:

Ein starkes Rauschen der Elektronik und eine schwache, nicht optimale Trigger-Bedingung führen zum Triggern von allen möglichen Signalen. Eine nicht unbeachtliche Anzahl an Self-Trigger-Pulsen wurde durch das Rauschen getriggert. Es ist notwendig, eine verbesserte Trigger-Bedingung einzuführen, wodurch den Pulsen ein neuer Trigger-Typ zugeteilt wird.

Spadic-Chip Bug:

Durch einen Bug des Spadic-Chips werden manche FN-Trigger mit zeitlicher Versetzung gespeichert. Folglich entstehen viele unvollständige Cluster, da die FN-Trigger nicht mehr zu den zugehörigen Self-Triggern kombiniert werden können. Ein neuer Algorithmus muss entwickelt werden, um vollständige Cluster zu finden.

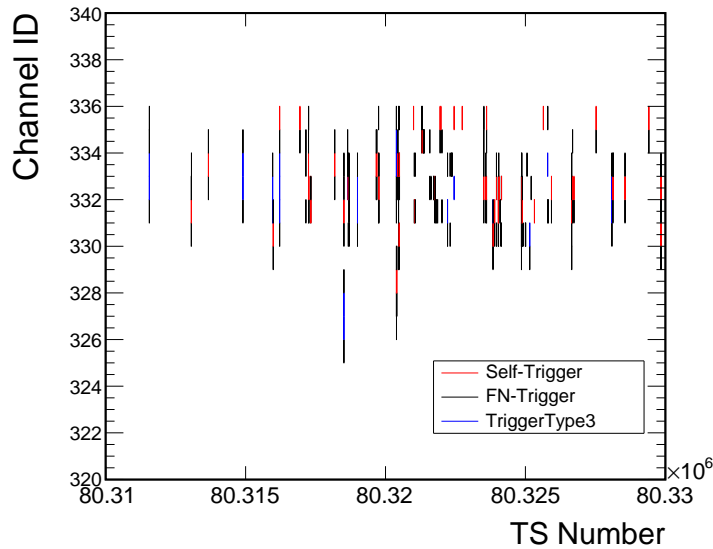


Abbildung 5.6: Eine graphische Darstellung der Trigger-Nachrichten über Ort und Zeit verteilt.

5.3 Aufbereitung des Datensatzes

Eine sinnvolle Auswertung der DESY-Daten setzt voraus, dass die, im vorherigen Abschnitt erwähnten Probleme, soweit wie möglich behoben bzw. korrigiert oder herausgefiltert werden. Der erste Schritt der Aufbereitung besteht im Definieren einer neuen Trigger-Bedingung. Die bestehende Bedingung ist im Vergleich zu den Umständen (Rauschen+Gasgain) sehr schwach eingestellt. Jeglicher Puls, durch Elektronen oder Rauschen, würde infolge der Bedingung getriggert werden. Zusätzlich würden nicht nur auf steigende, sondern auch auf fallende Flanken getriggert werden, da der Wert im vorderen Zeitbin auch größer, als im nachfolgenden Zeitbin sein kann. Eine sinnvolle Option ist das Einführen eines differentiellen Triggers. Mit dem differentiellen Trigger vergleichen wir jedes Zeitbin mit dem ihm vorgehenden Zeitbin und berechnen die Differenz aus beidem. Ist die Differenz größer als der festgelegte Schwellenwert, wird das jeweilige Signal getriggert. Der differentielle Trigger ist definiert als: $TriggerSlope = sample[i + 1] - sample[i]$, wobei $sample[i]$ der ADC-Wert eines Zeitbins i ist, mit $0 \leq i \leq 32$. In Abb. 5.8 sehen wir den differentiellen Trigger mit verschiedenen Steigungswerten auf die Self-Trigger-Pulse angewandt. Allein durch die Erhöhung des Schwellenwertes lassen sich die durch das Rauschen entstandenen Pulse reduzieren. Ein zu hoch gesetzter Schwellenwert würde jedoch auch einen

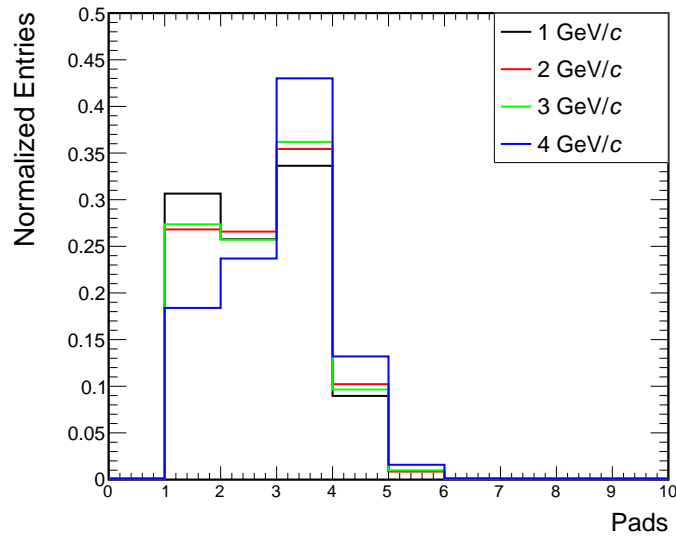


Abbildung 5.7: Ein Vergleich der unbearbeiteten Clusterverteilungen bei Energien von 1-4 GeV. Bei dieser Konfiguration wurde ein Radiator verwendet.

Informationsverlust in kleineren Energiebereichen herbeiführen. Für den DESY-Datensatz scheint ein Schwellenwert bei 40, den Hauptanteil des Rauschens rausfiltern zu können, ohne gleichzeitig unnötig hoch gesetzt zu sein. Dieser Wert wird auch in den nachfolgenden Analysen verwendet.

Im nächsten Schritt werden den neu definierten Self-Trigger-Pulsen die richtigen Nachbar-Pulse zugewiesen. Dazu muss ein neuer Algorithmus entwickelt werden, der vollständige Cluster aus einem Meer von zerstückelten Clustern herausfiltern kann. Jede vorhandene SPADIC-Nachricht aus einem Pad wird mit der neuen Trigger-Bedingung geprüft und falls nötig, mit einem neuen Trigger-Typ versehen. Ein so gefundener Self-Trigger-Puls wird zudem auf das Vorhandensein seiner beiden Nachbar-Pulsen geprüft. Hierzu entlehnen wir uns der ursprünglichen Nachbar-Trigger-Logik, wodurch jeder Self-Trigger von zwei FN-Triggern abgeschlossen wird (Ausnahme Randpad). Ein Self-Trigger muss dementsprechend zwei angrenzende Nachbarn besitzen, die entweder FN-Trigger oder ebenfalls Self-Trigger sein können, was einem zusätzlich die Erzeugung von größeren Clustern erlaubt. Jedes Pad besitzt eine einzigartige Adresse, die es einem ermöglicht, die Pads links und rechts neben dem Self-Trigger-Pad zu adressieren. In diesen beiden Pads wird die Zeit jeder Nachricht mit der Zeit der Self-Trigger-Nachricht selbst verglichen. Ausschließlich dann, wenn auf beiden Pads eine Nachricht existiert, die die gleiche Zeitinformation und die entsprechende Adresse des Nachbar-Pads besitzt, wird diese Self-Trigger-Nachricht in einen Daten-Container gepackt. Für das Randpad wurde eine Ausnahmeregel hinzugefügt. Ein FN-Trigger muss lediglich ein Nachbar-Pad besitzen, auf dem ein Self-Trigger ausgelöst wurde. Hierfür sucht der Algorithmus im Daten-Container nach dem Vorhandensein einer Nachricht mit passender Zeit und Adresse.

Zusätzlich muss beachtet werden, dass einige Cluster von der Form FN/Self/Self existieren. Der Self-Trigger in der Mitte würde ebenfalls alle Bedingungen erfüllen, jedoch

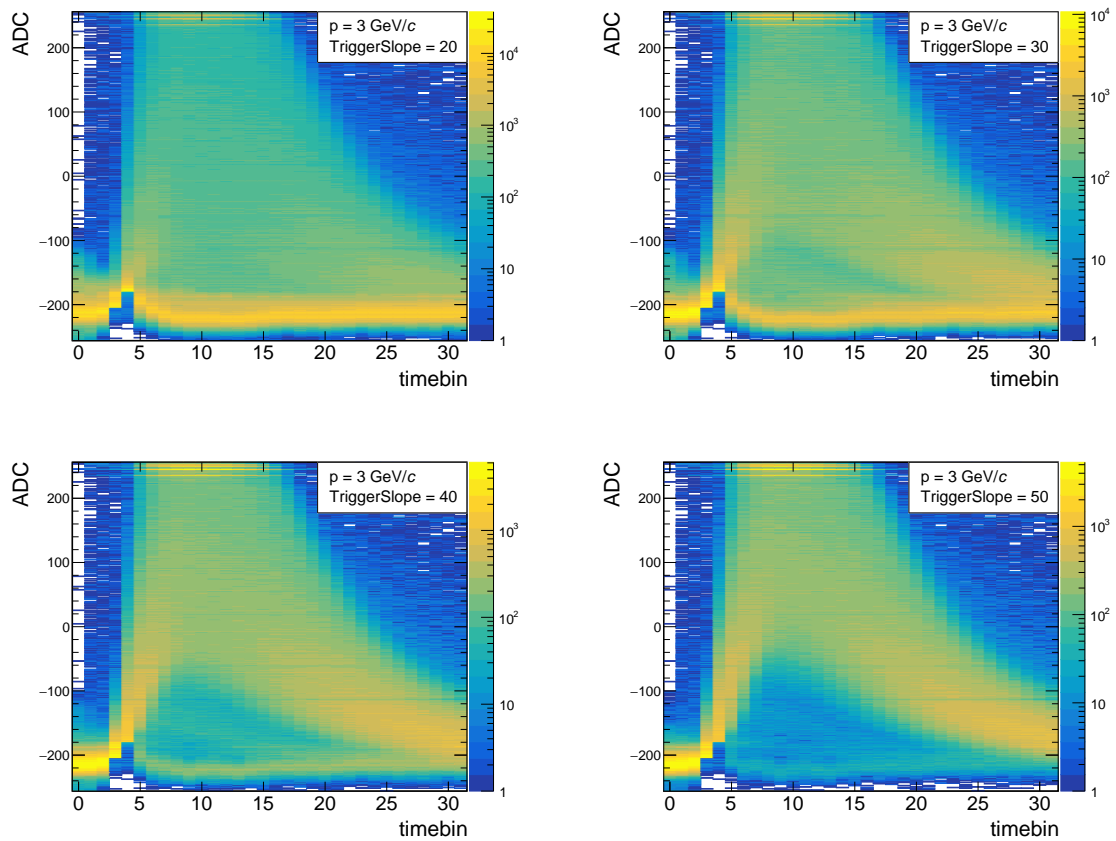
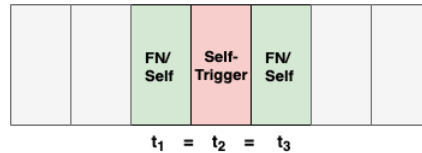


Abbildung 5.8: Der differentielle Trigger auf die DESY-Daten angewendet. Es sind Self-Trigger-Pulse abgebildet mit verschiedenen Schwellenbedingungen. Der Puls muss hierbei eine größere Steigung als 20 (links oben), 30 (rechts oben), 40 (links unten) oder 50 (rechts unten) besitzen.

würde der zweite Self-Trigger verloren gehen. Dadurch würde man einen größeren Anteil an 2-Pad-Clustern erhalten. Für diesen Fall wurden aber die Self-Trigger mitgeschrieben und der Cluster, als ein 3-Pad-Cluster behandelt. Die neue Trigger-Logik verlangt von den Daten nicht mehr als das, was der SPADIC von Beginn an realisieren sollte, wodurch keine künstliche Verschönerung der Daten stattfindet.

Self-Trigger:



FN-Trigger:

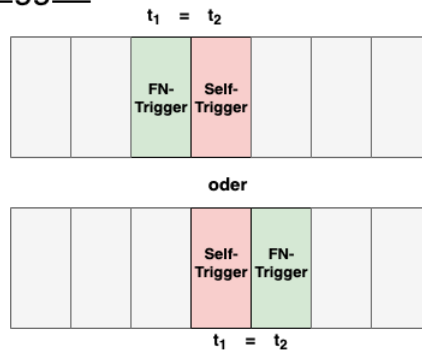


Abbildung 5.9: Eine schematische Darstellung der neuen Trigger-Logik. Es sind Ausschnitte aus einer Pad-Reihe zu sehen.

Die neue Trigger-Logik fordert folgende Bedingungen:

Self-Trigger:

- muss die Bedingung für den differentiellen Trigger erfüllen
- es müssen zwei angrenzende Nachrichten (FN oder Self) existieren, mit dem gleichen Zeitstempel

FN-Trigger:

- erfüllt nicht die differentielle Trigger-Bedingung
- besitzt einen Self-Trigger-Nachbarn entweder links oder rechts angrenzend

Durch das Herausfiltern von separierten Clustern können die meisten 1- und 2-Pad-Cluster entfernt werden. In Abb. 5.10 sehen wir einen Vergleich zwischen zwei Cluster-Verteilungen, jeweils mit der alten und der neuen Trigger-Logik. Der Hauptanteil der Pad-Cluster liegt bei einer Zahl von 3, mit kleineren Anteilen bei einer Größe von 2 und 4. Es ist anzumerken, dass nicht mehr Cluster rekonstruiert werden können, als in den Daten vorhanden sind. Im Falle, dass tatsächlich mehr 4- oder 5- Pad-Cluster existiert haben, die jedoch durch den Bug nicht rekonstruierbar sind und letzten Endes als Information

verloren gehen.

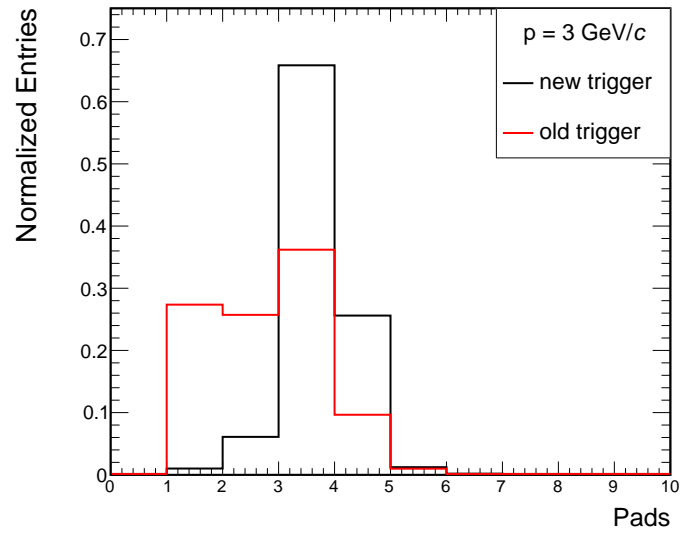


Abbildung 5.10: Vergleich der Clusterverteilung mit neuer und alter Trigger Logik. Die Daten entstammen einer Konfiguration mit Radiator bei einer Energie von 3 GeV.

5.4 Analyse

5.4.1 Pulse

Self-Trigger-Pulse:

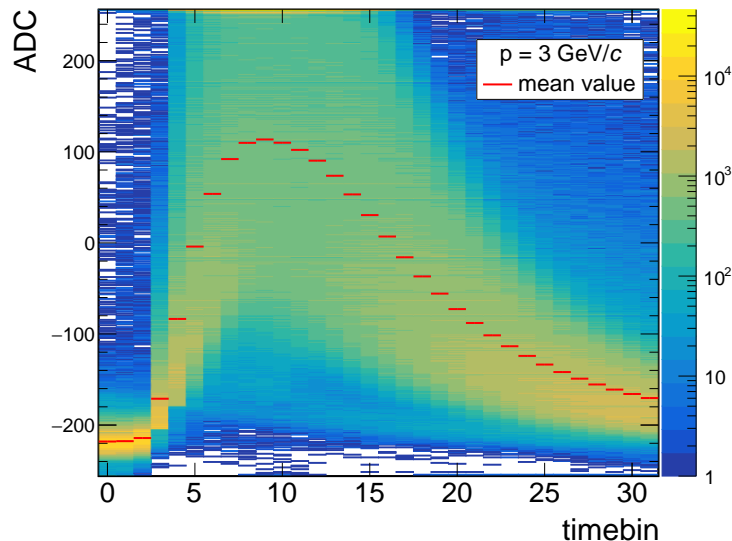


Abbildung 5.11: Self-Trigger-Pulse mit differentiellen Trigger und der neuen Trigger-Logik. Die Pulse entstammen einer Konfiguration mit Radiator bei einer Energie von 3 GeV.

Durch das Optimieren der Trigger-Bedingung konnte eine deutliche Verbesserung der Pulsform erzielt werden. Jedoch existieren dennoch viele Einträge, die nicht zur eigentlichen Pulsform passen. Beispielsweise existieren einige sehr hohe Einträge in den ersten und den letzten Zeitbins. Diese werden in der folgenden Abbildung separat betrachtet.

Um die Herkunft von Einträgen bei hohen Energien und Zeitbins zu verstehen, müssen einzelne Pulse aus diesem Bereich selektiert werden. In diesen Bereichen sollte ein Self-Trigger-Puls eine fallende Flanke und dementsprechend, selbst bei hohen Energiedepositionen, relativ niedrige ADC-Werte besitzen. Es werden Pulse selektiert, die im Zeitbin 31 einen ADC-Wert zwischen 110 und 120 besitzen. Die Pulse, die wir so erhalten, deuten auf Multihits hin. Ein Multihit entsteht durch kurz aufeinanderfolgende Treffer auf einem Pad. Wir können in der Abb. 5.12 den normalen Puls des ersten Teilchens bei niedrigen Zeitbin-Werten sehen, auf dessen fallende Flanke ein weiterer Puls des zweiten Teilchens sitzt. Da wir in der Teststrahlzeit mit niedrigen Interaktionsraten in Bereichen von 7 kHz arbeiten, liegt es nahe, dass diese Multihits nur von Sekundärteilchen stammen, die aus Interaktionen mit der Detektor-Materie entstanden sind. Der SPADIC 2.0 besitzt noch keine Multihit-Detektion, weshalb diese mit den Self-Trigger-Pulsen zusammengefügt werden. Weiterhin können wir hohe Einträge im Presample-Bereich beobachten, in dem sich der Puls noch nicht bilden sollte. Wir schauen uns hierfür alle Pulse in Zeitbin 0 an, die einen größeren ADC-Wert als 100 haben. Diese Pulse sind in Abb. 5.12 auf der rechten

Seite abgebildet. Die hohen Einträge im Presample-Bereich stammen folglich von Pulsen, die bereits einen hohen Anfangswert besitzen und bei denen sich auf der fallenden Flanke ein weiterer Puls ausbildet. Bei genauerer Betrachtung handelt es sich um eine ursprüngliche FN-Trigger-Nachricht, die jedoch vom Algorithmus als Self-Trigger-Nachricht kategorisiert wird. Diese FN-Trigger-Nachrichten werden auf einer besonderen Art getriggert (siehe nächster Abschnitt).

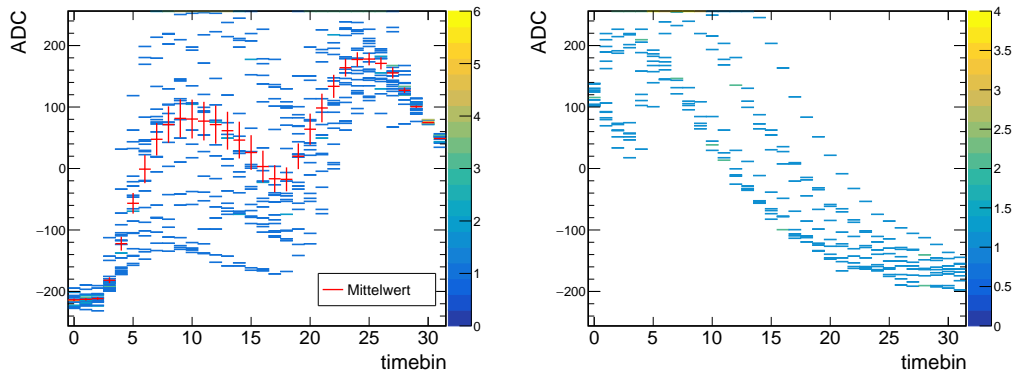


Abbildung 5.12: Auf der linken Seite befinden sich separierte Pulse mit hohen Einträgen in späten Zeitbins. Bedingung: Werte zwischen 110 und 120 im Zeitbin 31. Auf der rechten Seite befinden sich separierte Pulse mit hohen Einträgen in frühen Zeitbins. Bedingung: Werte größer als 100 im Zeitbin 0.

In Abb. 5.13 sind die Mittelwerte der Self-Trigger-Pulse bei einer Energie von 1-4 GeV aufgetragen. Auf der linken Seite der Abbildung sind Daten aus einer Konfiguration mit Radiator zu sehen, wohingegen auf der rechten Seite Daten ohne Radiator aufgetragen sind. Es ist ein Muster, welches sich auch durch die nächsten Abschnitte zieht, erkennbar, bei dem es nur einen geringen Unterschied zwischen den verschiedenen Energien gibt. Dies sollte nur der Fall bei einer Konfiguration ohne Radiator sein, da in diesem Fall kein TR-Beitrag entstehen kann und zusätzlich der Energieverlust der Elektronen sich nicht sonderlich, in den gemessenen Energiebereichen, ändert. Anders sieht es bei einer Konfiguration mit Radiator aus, in dieser wird die Wahrscheinlichkeit, TR-Photonen zu produzieren, mit steigender Energie, höher. Es wird wahrscheinlicher, eine größere Energiedeposition zu erhalten und folglich besitzen die Pulse auch größere Pulshöhen. Die TR-Produktion nimmt jedoch nur bis 2 GeV stark zu. Danach wächst die Produktion nur noch geringfügig.

FN-Trigger-Pulse:

Das Markanteste an den FN-Trigger-Pulsen ist die Bildung eines „Horns“ (siehe Abb. 5.14). Wir erhalten einige Pulse, die zu Beginn bereits im Clipping landen und anschließend abfallen. Um das Phänomen besser verstehen zu können, müssen diese Pulse isoliert werden. Die Idee besteht darin, die Zeit und die Adresse der Horn-Pulse zu bestimmen, um verstehen zu können, was genau auf diesen Pads eine kurze Zeit davor passiert ist. Dafür wurde die Zeit jeder Nachricht, die die gleiche Adresse besitzt, mit der Zeit der Horn-Nachricht verglichen. Dabei schauen wir uns Nachrichten in einem kleinen Zeitfenster von 0 bis 200 ns an, welche in der Abb. 5.15 eingetragen sind. Es wird darauf geachtet, dass

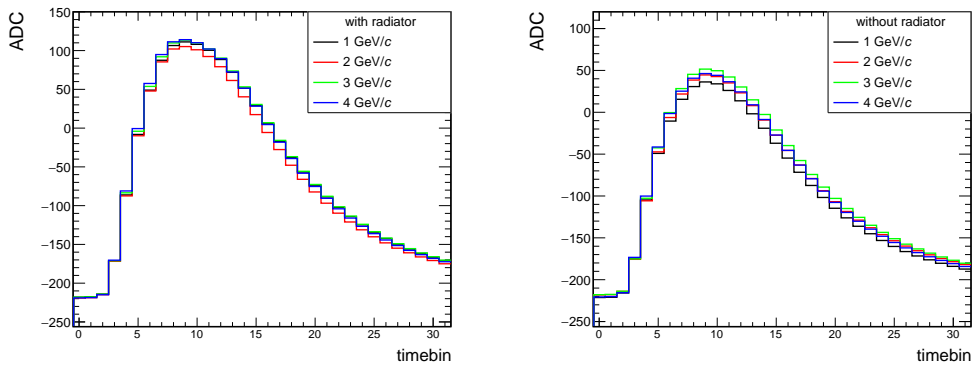


Abbildung 5.13: Links: Gemittelte Werte der Self-Trigger-Pulse mit Radiator bei Energien von 1-4 GeV. Rechts: Gemittelte Werte der Self-Trigger-Pulse ohne Radiator bei Energien von 1-4 GeV.

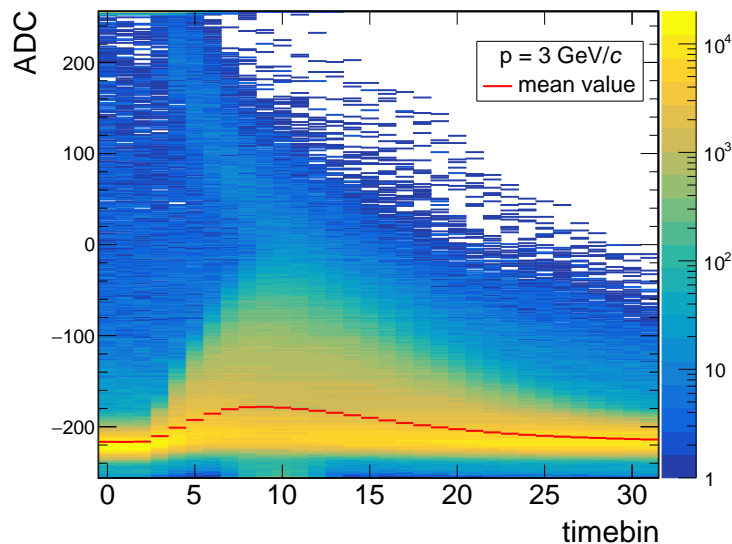


Abbildung 5.14: FN-Trigger-Pulse mit der neuen Trigger-Logik. Die Pulse entstammen einer Konfiguration mit Radiator bei einer Energie von 3 GeV.

sich keine weiteren Nachrichten zwischen Horn- und selektierten Nachrichten befinden. Wir sehen, dass diese Pulse unvollständig sind und zum größten Teil nur 8-9 Einträge besitzen. Aus dieser Information können wir schlussfolgern, dass die Horn-Pulse ursprünglich Self-Trigger-Pulse waren, die während sie im Clipping waren, zerrissen wurden. D.h. nach einem normalen Self-Trigger wird auf dem Pad nebenan ein weiterer Self-Trigger ausgelöst, dessen FN-Trigger den ursprünglichen Self-Trigger-Puls zerreißt und dessen hohen Werte übernimmt. Weiterhin sind in der Abbildung vereinzelt Pulse zu sehen, die vollständig erhalten sind. Diese vollständigen Pulse liegen zwischen einem zerrissenen Puls und einem Horn-Puls, welche maximal 200 ns auseinander liegen. Damit der Puls vollständig gebildet werden kann, wird eine deutlich größere Zeit als 200 ns benötigt. Demnach kann diese Nachricht nur durch den SPADIC-Bug zwischen der zerrissenen Nachricht und der

Horn-Nachricht geschoben worden sein.

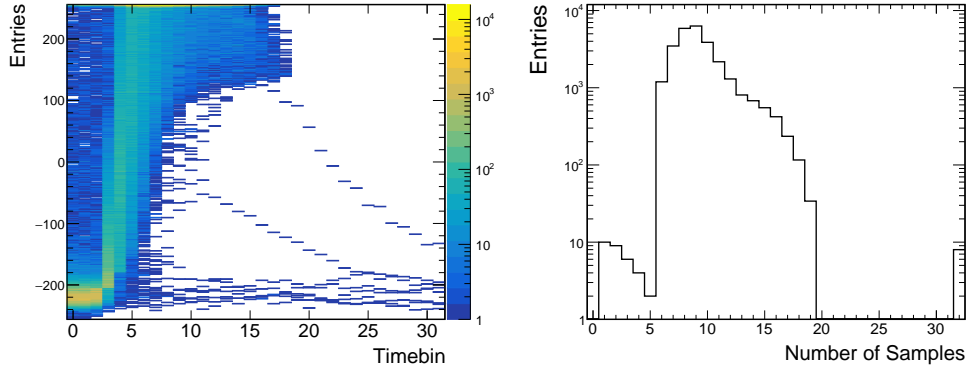


Abbildung 5.15: Links: Pulse die sich auf dem gleichen Pad und in einem Zeitfenster von 0 bis 20 ns vor der Horn-Nachricht befinden. Rechts: Die Anzahl der Samples der links gezeigten Pulse. Pulse mit einer Anzahl < 32 sind nicht vollständig.

5.4.2 Cluster

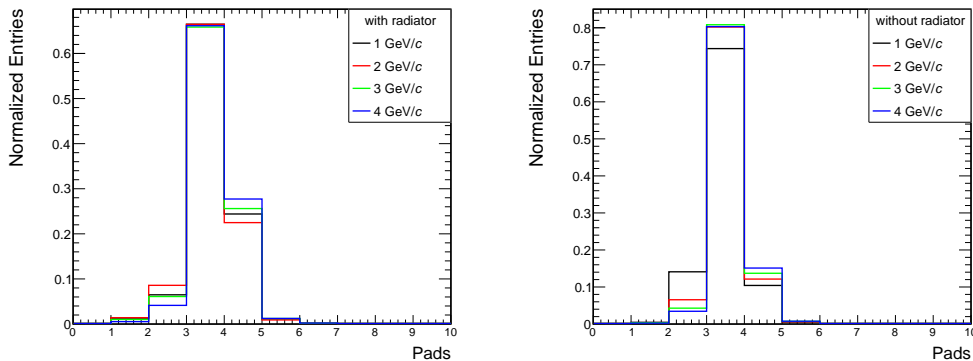


Abbildung 5.16: Links: Clusterverteilung mit Radiator bei Energien von 1-4 GeV. Rechts: Clusterverteilung ohne Radiator bei Energien von 1-4 GeV.

Die Clusterverteilung ist durch den SPADIC-Bug und den einhergehenden Informationsverlust stark verändert. In der Clusterverteilung mit Radiator können wir eine leichte Steigerung der 4 Pad-Cluster und eine leichte Senkung der 2 Pad-Cluster beobachten, im Vergleich zum Fall ohne Radiator. Lediglich die Clusterverteilung bei einer Energie von 1 GeV weicht im Vergleich zu den Verteilungen vom Muster ab, was mit hoher Wahrscheinlichkeit durch den Informationsverlust herbeigeführt wurde. Wie auch im vorherigen Abschnitt bereits gesehen, erhalten wir in der Clusterverteilung ohne Radiator eine leichte Veränderung zwischen den Energien. Die Clusterverteilung bei einer Energie von 1 GeV unterscheidet sich ebenfalls von den anderen Verteilungen. In diesem Fall besitzen die 2-Pad-Cluster einen viel größeren Anteil und 3-Pad-Cluster einen viel geringeren Anteil, im Vergleich zu den anderen Energien, was mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls durch den

Informationsverlust herbeigeführt wird.

Wie wir im Vergleich von Abb. 5.16 mit der alten Clusterverteilung in Abb. 5.7 sehen können, sind von vornherein bei allen Energien wenige 4-Pad-Cluster vorhanden. Das Herauslesen der ursprünglichen Menge an 4-Pad-Clustern, die man ohne den SPADIC-Bug erhalten hätte, wird dadurch erheblich erschwert. Bei beiden Clusterverteilungen sind noch kleinere Beiträge bei einer Clustergröße von 5 zu sehen. Sehr selten werden auch größere Pad-Cluster gemessen. Desweiteren existieren einige 1-Pad-Cluster, die in keinem Szenario auftreten sollten. Diese sind auf ein fehlerhaftes Zusammenfügen der Nachrichten mit dem „Clusterizer“ zurückzuführen. In einigen Fällen wird beispielsweise ein 3-Pad-Cluster als ein 2- und 1-Pad-Cluster verarbeitet. Der Clusterizer ist zum Zeitpunkt der Arbeit noch nicht optimal an die DESY-Daten angepasst worden, wodurch in seltenen Fällen 1-Pad-Cluster entstehen können.

5.4.3 Spektrum

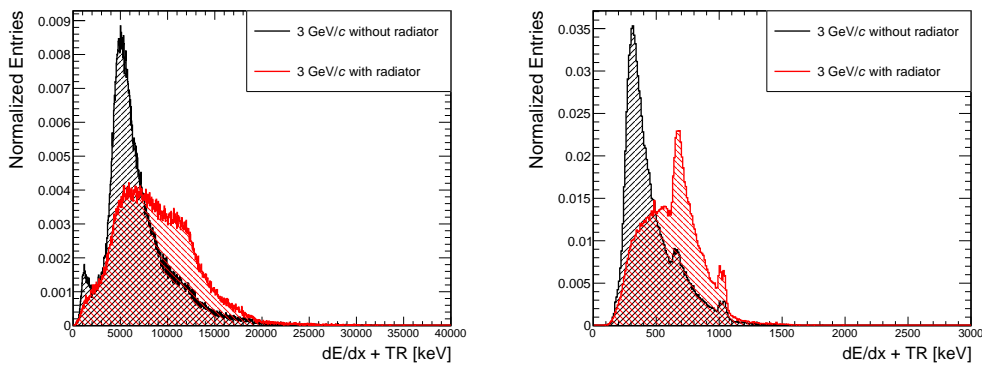


Abbildung 5.17: Links: Spektrum durch die Integral-Methode bei 3 GeV. Rechts: Spektrum durch die MaxADC-Methode bei 3 GeV.

Es existieren verschiedene Möglichkeiten, um aus den Pulsen das Spektrum zu extrahieren. Zum einen können alle Pulse eines Clusters integriert werden, um die gesamte Ladungsdeposition eines Teilchens zu erhalten. Zum anderen kann alleinig der maximale ADC-Wert von jedem Puls eines Clusters verwendet werden. Zudem müssen andere Faktoren beachtet werden, wie die Gasverstärkung und das daraus resultierende Clipping der Pulse. Im direkten Vergleich erhalten wir ein viel „glatteres“ Spektrum mit der Integral-Methode. Es entsteht jedoch beim Spektrum ohne Radiator ein ungewöhnlicher Peak bei kleinen ADC-Werten (siehe Abb. 5.17, links). Wie in Abb. 5.18 zu erkennen ist, befindet sich der Hauptanteil der Self-Trigger-Pulse im Clipping und besitzen den gleichen Wert, wodurch sich die starken Peaks der MaxADC-Methode erklären lassen (siehe Abb. 5.17, rechts). Das Entstehen der zwei Peaks wird in Abschnitt 7.3 genauer erklärt. Da die Pulse der FN-Trigger nicht im Clipping landen, entsteht kein extrem scharfer Peak. Es bildet sich folglich eine etwas breitere Verteilung nach dem maximalen ADC-Wert eines Pulses. Der Energieverlust der Teilchen ist in diesem Abschnitt mit ADC-Werten angegeben. Die Umrechnung der ADC-Werte in eV wird in Abschnitt 7.3 behandelt.

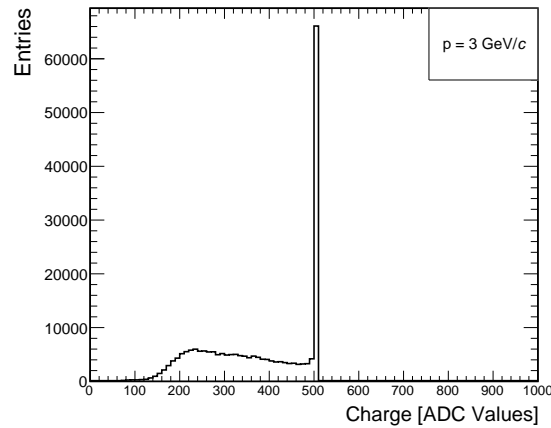


Abbildung 5.18: Aufgetragen ist der maximale ADC-Wert von jedem Self-Trigger-Puls bei einer Energie von 1 GeV.

Für die endgültige Extraktionsmethode wurde eine Methode genommen, bei der einzelne Bin-Werte über den Puls verteilt addiert werden. Diese Methode lieferte bei den DESY-Daten die besten Ergebnisse. Bei allen Spektren wurden Werte aus den gleichen 5 Zeitbins genommen, diese sind Zeitbin 5, 7, 9, 14 und 20. Ähnlich wie in Abschnitt 5.4.1 bereits gesehen, können wir auch hier kaum Unterschiede zwischen den verschiedenen Spektren mit Radiator feststellen. Jedoch kann erwartungsgemäß ein Unterschied zwischen Spektrum mit und ohne Radiator beobachtet werden. Durch den zusätzlichen Beitrag der TR-Photonen erhalten wir mehr Einträge in höheren Energiebereichen, wodurch sich die Form des Spektrums deutlich ändert. Zwischen den Spektren ohne Radiatoren gibt es keinen wesentlichen Unterschied. Einzig das 1 GeV Spektrum besitzt eine leicht veränderte Form.

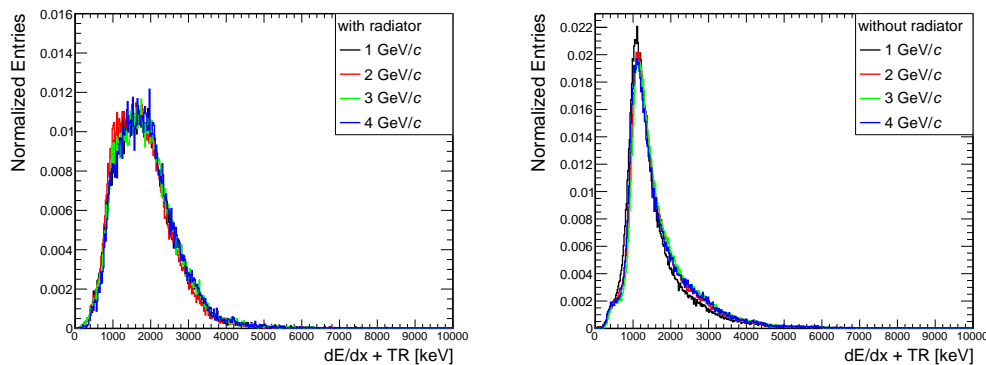


Abbildung 5.19: Links: Spektrum mit Radiator bei Energien von 1-4 GeV. Rechts: Spektrum ohne Radiator bei Energien von 1-4 GeV.

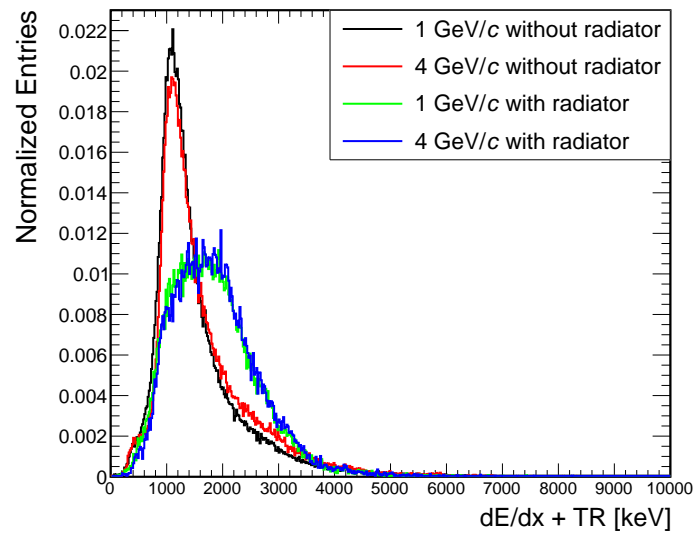


Abbildung 5.20: Vergleich der Spektren mit und ohne Radiator.

Kapitel 6

Simulation

6.1 Simulationsframework

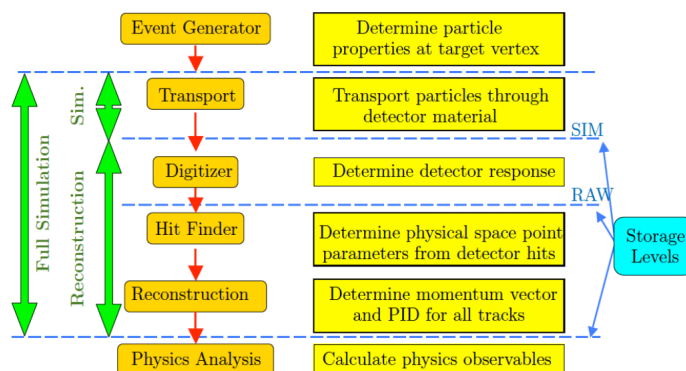


Abbildung 6.1: Übersicht über die einzelnen Schritte einer Simulation im CBMROOT-Framework [23].

Die Simulationen in dieser Arbeit werden innerhalb des CBMROOT-Frameworks durchgeführt. Die Basis des Frameworks besteht aus der objektorientierten ROOT-Software, die im Jahre 1994 an der Forschungseinrichtung CERN entwickelt wurde [24]. ROOT ist auf die Analyse von Daten in der Hochenergiephysik spezialisiert und bietet alle Funktionalitäten an, um statistische Analysen, Visualisierung usw. bewältigen zu können. Das CBMROOT-Framework beinhaltet alle nötigen Bestandteile, um vollständige Simulationen und Rekonstruktionen auszuführen. Eine graphische Übersicht der einzelnen Schritte wird in Abb. 6.1 gegeben. In den nächsten Absätzen wird auf einige dieser Schritte genauer eingegangen.

Event-Generator und Transport:

Zum Generieren von Events können verschiedene Event-Generatoren verwendet und kombiniert werden. Als Standard-Generator wird normalerweise das „Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics Modell“ (UrQMD) genommen [14]. Mit diesem können z.B. Untergrundteilchen wie Pionen und Protonen erzeugt werden.

Die Teilchen werden mithilfe von GEANT3 oder GEANT4 durch die Detektorgeome-

trie transportiert [25][26]. Dabei beschreibt die Software Interaktionen von Teilchen mit Detektormaterial und gegebenenfalls einem Magnetfeld. Der Energieverlust der Teilchen wird ebenfalls mit GEANT berechnet. Jedoch findet die Berechnung der Produktion der TR-Photonen nicht in diesem Schritt statt. Die Ausgabe der Simulation ist in Form von sogenannten Monte-Carlo(MC)-Informationen, einem MC-Punkt im Detektor. Dieser Punkt beinhaltet Informationen über den Ein- und Austrittspunkt, den Impuls und die Energiedeposition der Teilchen.

Digitalisierung (engl.: Digitization):

Für die Digitalisierung werden Informationen aus dem vorherigen Simulationsschritt, die im MC-Punkt gespeichert sind, zur Weiterverarbeitung genommen. Je nach Lage der Trajektorie und der Energiedeposition des Teilchens wird die Antwort des Detektors simuliert. Die einzelnen Schritte der Digitalisierung werden im nächsten Abschnitt behandelt. Die Ausgabe der Digitalisierung ist in Form eines „Digis“. In Digis sind folgende Informationen enthalten: Adresse, Zeit, Trigger-Typ, ASIC-Typ, Error-Klasse und die Energiedeposition des Teilchens in einem Pad.

Rekonstruktion:

Die Rekonstruktion arbeitet mit sogenannten „Timeslices“. In diesen ist eine Anzahl von Digis enthalten, deren Anzahl von der eingestellten Interaktionsrate bestimmt wird. Der Rekonstruktions-Algorithmus wird ebenfalls im nächsten Schritt genauer beschrieben. Die Ausgabe der Rekonstruktion gibt uns die Anzahl der durch ein Teilchen getriggerten Pads und Reihen. Desweiteren erhalten wir Informationen über die Position, Zeit, ID der Detektorlage und Energiedeposition eines Teilchen-Hits in einer Detektorlage.



Abbildung 6.2: Die implementierte DESY-Geometrie mit (links) und ohne Radiator (rechts).

Für die Simulation muss die DESY-Geometrie in das CBMROOT-Framework implementiert werden. Bei der DESY-Teststrahlzeit wurde ein TRD-Modul mit einem Außenmaß von $95 \times 95 \text{ cm}^2$ verwendet. In der Simulation entspricht dies dem Modul-Typ 8. Es wurden zwei verschiedene Geometrien implementiert, eine Konfiguration mit Radiator und eine Konfiguration ohne Radiator. Eine TRD-Lage ist 56 cm tief, wobei die Radiatorstärke 315 mm beträgt. In der Geometrie ist die Gitterstruktur, Kapton-Folie, Pad-Ebene, Rückwand und Aluminiumrahmen enthalten. Jedoch werden in dieser Geometrie keine Busbars generiert. Die Geometrie umfasst insgesamt 4 Lagen mit jeweils einem einzigen

TRD-Modul. So wie im experimentellen Aufbau besitzen die ersten 3 Detektorlagen die gleiche Orientierung, wohingegen die letzte Detektorlage um 90° rotiert ist. In Abb. 6.2 ist die implementierte Geometrie im Framework zu sehen.

Im Teilchengenerierungsschritt verwenden wir einen Elektronen-Generator, der mit einzelnen Elektronen unter senkrechten Einfallswinkel direkt auf die Detektoren schießt. Es wird auf die gesamte Detektorfläche mit einer Energie von 1,2,3 und 4 GeV geschossen. In der Konfiguration der DESY-Simulation sind ausschließlich nur die TRD-Module enthalten.

6.1.1 Detektorsimulation

Für die Digitalisierung werden Informationen aus dem vorherigen Simulationsschritt benötigt. Diese kommen in Form von MC-Punkten, welche nacheinander abgearbeitet werden. Die totale Energiedeposition der Teilchen wird von GEANT im Transportschritt berechnet. Die Simulation der TR-Photonen-Produktion wird jedoch von der `CbmTrdRadiator` Klasse in der Detektorsimulation durchgeführt. Die Berechnung der Produktion erfolgt basierend auf der Theorie der regulären Radiatoren (siehe Formel 4.1.2 in Kapitel 4.1). Es werden Effekte wie die Selbstabsorption im Radiatormaterial oder die Absorption durch das Eintrittsfenster berücksichtigt. Darüber hinaus werden Verluste durch die Gitterstruktur oder durch das Rahmenmaterial ebenfalls berücksichtigt. Schlussendlich erhalten wir keine einzelnen TR-Photonen, sondern die gesamte deponierte Energie der TR-Photonen im Gasvolumen. Dieser Beitrag wird zu der, von GEANT berechneten, Energiedeposition der Teilchen addiert: $E_{tot} = E_{TR} + E_{dE/dx}$.

Die berechnete Energiedeposition muss anschließend im Gas verteilt werden. Da GEANT keine einzelnen Ionisationspunkte gibt, muss in der Detektorsimulation diese Information rekonstruiert werden. Aus dem Ein- und Austrittspunkt kann die lokale Flugstrecke im Gasvolumen berechnet werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine primäre Ionisation im Gas für eine Strecke s , die ein Teilchen gewandert ist, wird durch die folgende Funktion beschrieben [27]:

$$P(s) = \frac{1}{D} \exp\left(\frac{-s}{D}\right) \quad (6.1.1)$$

hierbei ist D die mittlere Distanz zwischen zwei primären Ionisationen und ist gegeben als:

$$D = \frac{1}{\langle N_{prim} \rangle f(\beta\gamma)}. \quad (6.1.2)$$

Die Variable $\langle N_{prim} \rangle$ ist die durchschnittliche Anzahl an primären Elektronen pro Wegstrecke, die durch ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) erzeugt wird. $f(\beta\gamma) = I/I_{mip}$ bezeichnet die Bethe-Bloch-Kurve. Der Wert für $\langle N_{prim} \rangle$ wird mithilfe von GEANT oder auch anderen Modellen berechnet und beträgt 20.5 (1/cm) [28]. Mithilfe der beschriebenen Wahrscheinlichkeitsfunktion wird die gesamte Ladung in mehrere gleich große Cluster entlang der Flugstrecke aufgeteilt.

Im nächsten Schritt wird die Energie in einem einzelnen Clusterpunkt auf die Pad-Ebene verteilt. Der Ladungsbruchteil, den ein einzelnes Pad erfährt, wird mit der „Pad Response Function“ (PRF) berechnet. Sie ist eine Funktion von der Verschiebung der Clusterposition gegenüber dem Mittelpunkt des darauf befindlichen Pads in x- und y-Richtung. Die PRF ist definiert als:

$$\begin{aligned}
 PRF(d/h) &= \int_{d/h-W/2}^{d/h+W/2} \rho(d'/h) d(d'/h) \\
 &= -\frac{\arctan\left(\sqrt{K_3} \tanh\left(\pi\left(\sqrt{K_3}-2\right) \cdot \frac{W-2 \cdot d}{8h}\right)\right)}{2 \arctan\left(\sqrt{K_3}\right)} \\
 &\quad - \frac{\arctan\left(\sqrt{K_3} \tanh\left(\pi\left(\sqrt{K_3}-2\right) \cdot \frac{W+2 \cdot d}{8h}\right)\right)}{2 \arctan\left(\sqrt{K_3}\right)}
 \end{aligned} \tag{6.1.3}$$

dabei ist K_3 ein Parameter, der die Kammergeometrie repräsentiert, W die Breite des Pads, h der Abstand zwischen Anodendraht-Ebene und Pad-Ebene und d die Verschiebung eines Clusters relativ zum Pad-Mittelpunkt. Aus den folgenden Werte der Auslesekammer: $h = 3.5$ mm, $s = 2.5$ mm, $h/s = 1.4$ und $r_a = 20$ μ m, wobei s der Wickelversatz (engl.: wire pitch) und r_a der Durchmesser des Drahtes ist, ergibt sich für $K_{3,\parallel} \approx 0.35$ und für $K_{3,\perp} \approx 0.38$ [15].

Die PRF benutzt die räumliche Integration der Ladungsdichteverteilung $\rho(d/h)$, die von Mathieson hergeleitet wurde [29]:

$$\rho(d/h) = q_a \cdot \frac{\frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}\right) \cdot \sqrt{K_3}}{4 \arctan\left(\sqrt{K_3}\right)} \cdot \frac{1 - \tanh^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}\right) \frac{d}{h}\right)}{1 + K_3 \tanh^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - \frac{\sqrt{K_3}}{2}\right) \frac{d}{h}\right)} \tag{6.1.4}$$

Aus dem Ladungsbruchteil wird anschließend die Antwort des SPADICs simuliert. Mithilfe der Shaper-Funktion 4.5.1 aus Kapitel 4.5.2 kann schließlich der Puls auf dem jeweiligen Pad für den jeweiligen Clusterpunkt berechnet werden. Der Kalibrierungsfaktor A soll 7% des gesamten ADC-Wertebereichs des SPADICs betragen. Die Berechnung des Pulses erfolgt nach folgender Funktion:

$$sample[i] = A \cdot E_{dep} \cdot \frac{t \cdot i}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t \cdot i}{\tau}\right) \tag{6.1.5}$$

wobei $0 \leq i \leq 31$ dem Zeitbin und E_{dep} der anteiligen Energiedeposition in einem Pad entspricht. Jegliche Pulse, die von Clusterpunkten stammen, die einen Ladungsbruchteil im selbigen Pad und timebin haben, werden addiert. In Abb. 6.4 werden Pulse, die bei bestimmten selektierten Energien erzeugt werden, dargestellt. In der Simulation wird ein

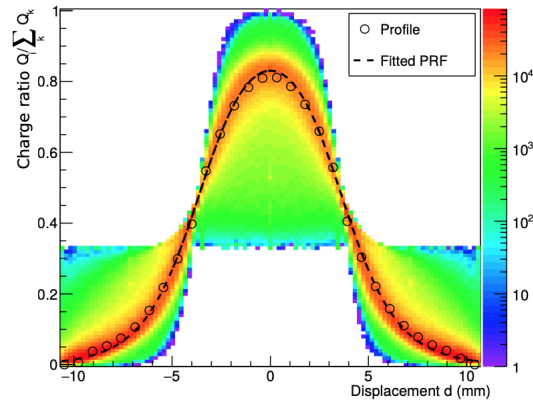


Abbildung 6.3: Eine gemessene PRF aus der Teststrahlzeit am CERN-SPS 2015. Die eindimensionale Projektion ist mit der Mathieson-Formel gefittet worden. Auf der x-Achse befindet sich die Verschiebung der Clusterposition relativ zum Pad-Mittelpunkt. Auf der y-Achse befindet sich die relative Ladung auf dem jeweiligen Pad. Besitzt die Clusterposition eine Verschiebung $d = 0$, würde 80% der Ladung auf dem zentralen Pad verteilt werden, wobei 10% der Ladung auf den linken und rechten Nachbarn verteilt wird [15].

differentieller Trigger verwendet, um den Pulsen ihrem Trigger-Typ zuzuordnen. Die Ladungsdeposition wird aus dem erzeugten Puls rekonstruiert. Diese Information wird in einem Digi gespeichert. Gleichmaßen werden Informationen wie die Adresse des Pads, die Zeit und der Trigger-Typ in die Digs geschrieben.

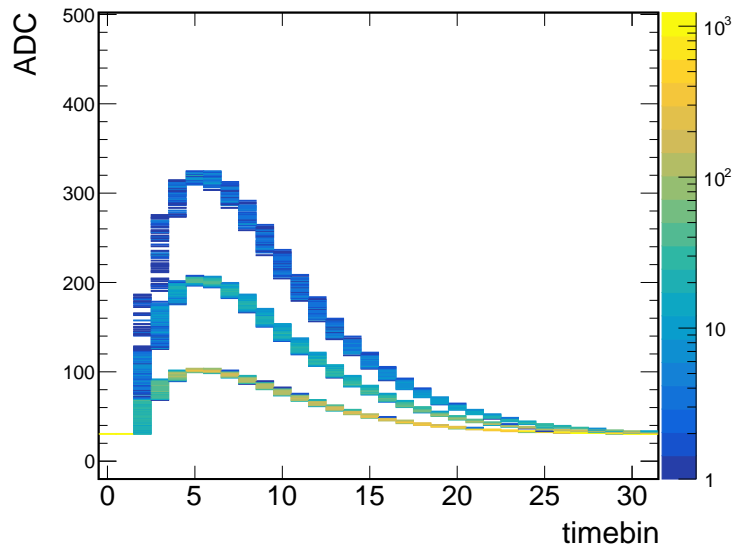


Abbildung 6.4: Dargestellt sind selektierte simulierte Pulse. Die Pulse entsprechen einer Energie von 5, 12 und 20 keV.

Der Algorithmus im Rekonstruktionsteil sucht im ersten Anlauf nach Self-Triggern. Aus der Adresse und Zeitinformation der Trigger-Nachricht kann der Algorithmus in den Pad-Spalten links und rechts vom entsprechenden Self-Trigger-Pad nach zugehörigen Nachrichten suchen. Diese können Self- oder FN-Trigger sein, müssen aber die gleiche Zeitinformation besitzen. Findet der Algorithmus einen FN-Trigger in einer beliebigen Richtung, ist der Cluster in dieser Richtung abgeschlossen. Der Algorithmus sucht ebenfalls nach passenden Nachrichten in benachbarten Reihen. Ist dies der Fall, werden die Schwerpunkte der Reihen-Cluster verglichen, um die Position des Teilchens genau rekonstruieren zu können.

6.2 Analyse

Entsprechend der DESY-Teststrahlzeit werden zwei verschiedene Geometrien (mit und ohne Radiator) verwendet. Auf beiden Geometrien werden Simulationen bei einer Energie von 1,2,3 und 4 GeV durchgeführt. Jedoch wird in der Simulation nur ein Bruchteil der Events erzeugt, als bei der Teststrahlzeit. Die Simulationen werden in einer Größenordnung von 10^4 bis 10^5 Events durchgeführt, die in diesem Fall für eine statistische Auswertung ausreicht. Für die Simulationen wurde eine Trigger-Schwelle von 20 gewählt, d.h. der Puls muss von einem beliebigen Timebin zum nächst größeren Timebin eine Steigung von 20 ADC-Werten aufweisen. So wie bei der Teststrahlzeit wurde für den SPADIC ein Shaper der 1. Ordnung verwendet und eine Peaking-Zeit von 240 ns eingestellt. Ein Vergleich und eine bessere Anpassung der Simulation an die DESY-Daten erfolgt im folgenden Kapitel.

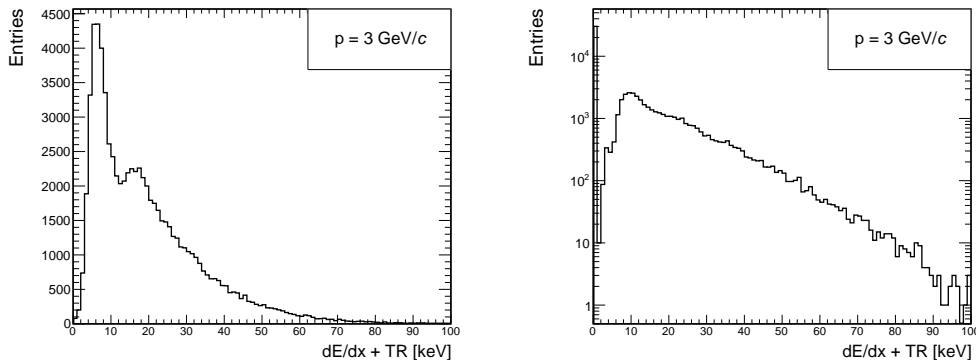


Abbildung 6.5: Links: Verteilung der gesamten Ladungsdeposition aus der MC-Information. Rechts: Die Verteilung des TR-Beitrags.

In der Geometrie der Simulation aus Abb. 6.5 wurde ein Radiator verwendet, wobei die Geometrie von 10^4 Elektronen mit einer Energie von 3 GeV beschossen wurde. Die Verteilung der Energiedeposition wird durch den TR-Beitrag zu größeren Energien hin verschoben. Links in der Abb. 6.5 sehen wir einen Peak, der durch den typischen Energieverlust eines Elektrons entsteht. Allerdings bildet sich zusätzlich bei einer etwas größeren Energie eine charakteristische Schulter durch den TR-Beitrag aus. Die Verteilung des TR-Beitrags kann ebenfalls in Abb. 6.5 betrachtet werden. Auffällig ist die hohe Anzahl an

Teilchen, die keine TR-Photonen erzeugen. Um dies genauer zu analysieren, muss man sich anschauen, welche Teilchen genau produziert werden. In Abb. 6.6 sehen wir die Impulsverteilung aller erzeugten Teilchen. Es wird ersichtlich, dass bei einer Energie von 3 GeV die 10^4 direkt erzeugten Elektronen wiederzufinden sind. Jedoch sehen wir bei kleineren Impulsen, vornehmlich bei Impulsen kleiner als 10^{-1} GeV, eine erhebliche Anzahl an zusätzlichen Einträgen. In derselbigen Abbildung sind die GEANT-IDs der Prozesse abgebildet. Sie gibt an, durch welchen Prozess ein Teilchen erzeugt wurde. Teilchen mit einer ID von 0 wurden direkt erzeugt, wohingegen ein Teilchen mit ID 9 beispielsweise durch Bremsstrahlung erzeugt wurde. Es wird ersichtlich, dass neben den 10^4 direkt erzeugten Elektronen, viele Sekundarteilchen durch Interaktionen mit dem Detektormaterial entstehen und keinen TR-Beitrag besitzen.

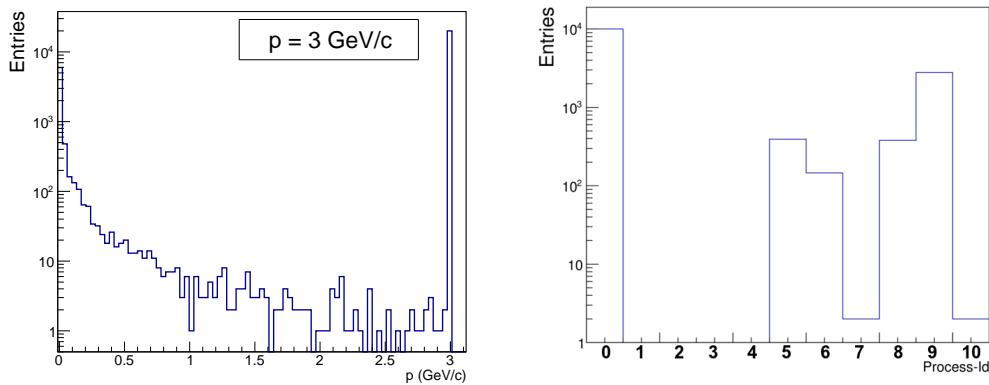


Abbildung 6.6: Im linken Bild sehen wir die Impulsverteilung aller generierten Teilchen. Im rechten Bild sehen wir die zu den Teilchen zugehörigen Geant-Prozess-IDs.

In Abb. 6.7 sind die rekonstruierten Hits der Teilchen dargestellt. Durch die rechteckige Form der Pads haben wir nur in einer Ortsrichtung eine gute Ortsauflösung. Dies wird deutlich erkennbar, wenn wir uns nur die erste Detektorlage ansehen. In Y-Richtung sehen wir die, durch die Linien gekennzeichneten, sechs Pad-Reihen. Da wir in dieser Richtung, durch die Länge der Pads, keine gute Auflösung haben, werden alle Hits mittig auf dem Pad platziert. Demgegenüber haben wir durch die hohe Anzahl der Pad-Spalten eine bessere Ortsauflösung in X-Richtung. In der Abbildung existieren zudem Einträge zwischen diesen Linien bzw. Reihen. Der Ursprung dieser Einträge sind Hits, die zwischen zwei Pad-Reihen landen. D.h. diese Elektronen treffen nicht zentral auf ein Pad auf, sondern an dessen Rand, wobei das benachbarte Pad ebenfalls einen großen Anteil der deponierten Energie erfährt. Wie in Kapitel 5.2 erwähnt, werden in diesem Fall die Schwerpunkte der beiden Reihen-Cluster verglichen und je nach Gewichtung werden die Einträge in Y-Richtung weiter nach unten oder nach oben verschoben. Um eine gute Ortsauflösung in beide Richtungen zu erhalten, müssen die Detektorlagen um 90° gegeneinander rotiert sein. Durch die Rotation einer Lage erhalten wir ein charakteristisches Gittermuster, wie dies im linken Bild der folgenden Abbildung zu sehen ist.

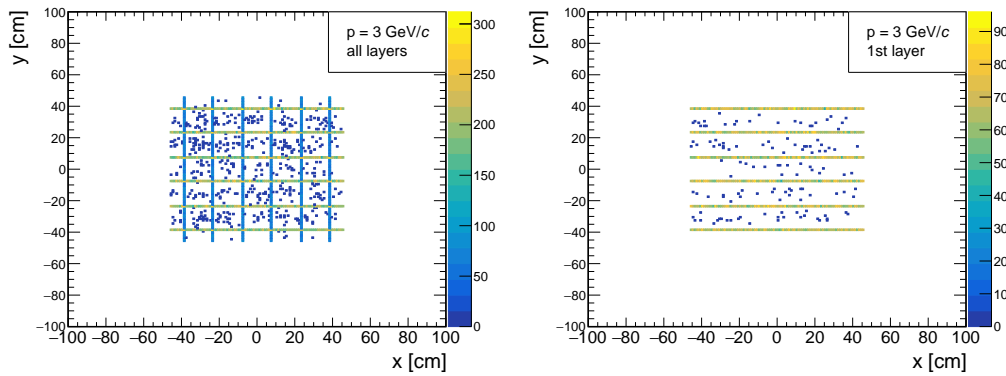


Abbildung 6.7: Links: Rekonstruierte Hits aller TRD-Lagen. Rechts: Rekonstruierte Hits der ersten TRD-Lage.

6.2.1 Pulse

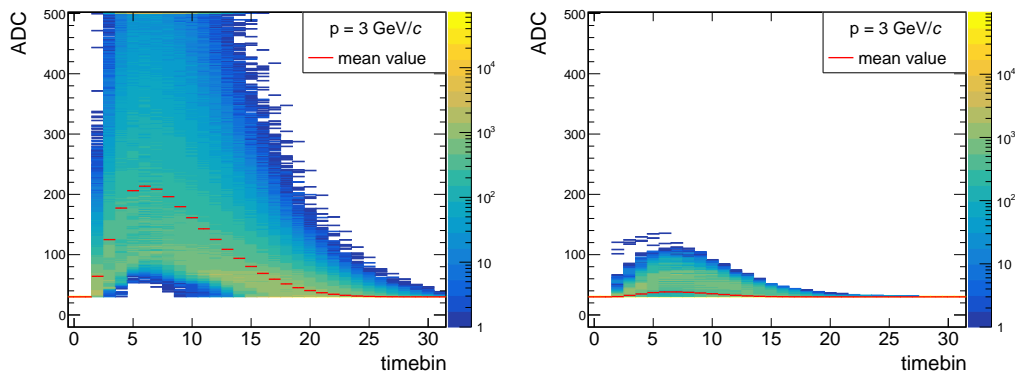


Abbildung 6.8: Dargestellt sind Self-Trigger-Pulse (links) und FN-Trigger-Pulse (rechts) in der Simulation.

Die Self- und FN-Trigger-Logik in der Simulation wurde nach der Trigger-Logik des SPADICs entworfen. D.h. in der Simulation existiert eine FN-Trigger-Logik, wie sie in Kapitel 4.5.1 beschrieben wird. Ein Self-Trigger wird, wie in der neuen DESY-Trigger-Logik, durch einen differentiellen Trigger ausgelöst. Jedoch wird den Self-Triggern, die nebeneinander liegen, kein eigener Trigger-Typ zugewiesen. Die Self-Trigger werden stets durch einen FN-Trigger-Pad abgeschlossen. Desweiteren können in der Simulation Multihits detektiert und einem eigenen Trigger-Typ zugewiesen werden (siehe Abb. 6.10, rechts). Ein Multihit tritt ein, wenn beispielsweise in einer kurzen Zeit zwei Teilchen auf das gleiche Pad treffen. Auf dem Puls des ersten Teilchens bildet sich nach einigen Timebins ein zweiter Puls aus. In den Abbildungen sind die Multi- und Selfhits separat abgebildet. Die Baseline ist bei einem Wert von 30 ADC angesetzt und den Pulsen wurden 2 Presamples hinzugefügt. Darüber hinaus sind in Abb. 6.11 Pulse dargestellt mit einem Shaper der ersten Ordnung und einem Shaper der zweiten Ordnung.

In Abb 6.8 sind Pulse zu sehen, bei denen kein Rauschen hinzugefügt wurde. Der Ef-

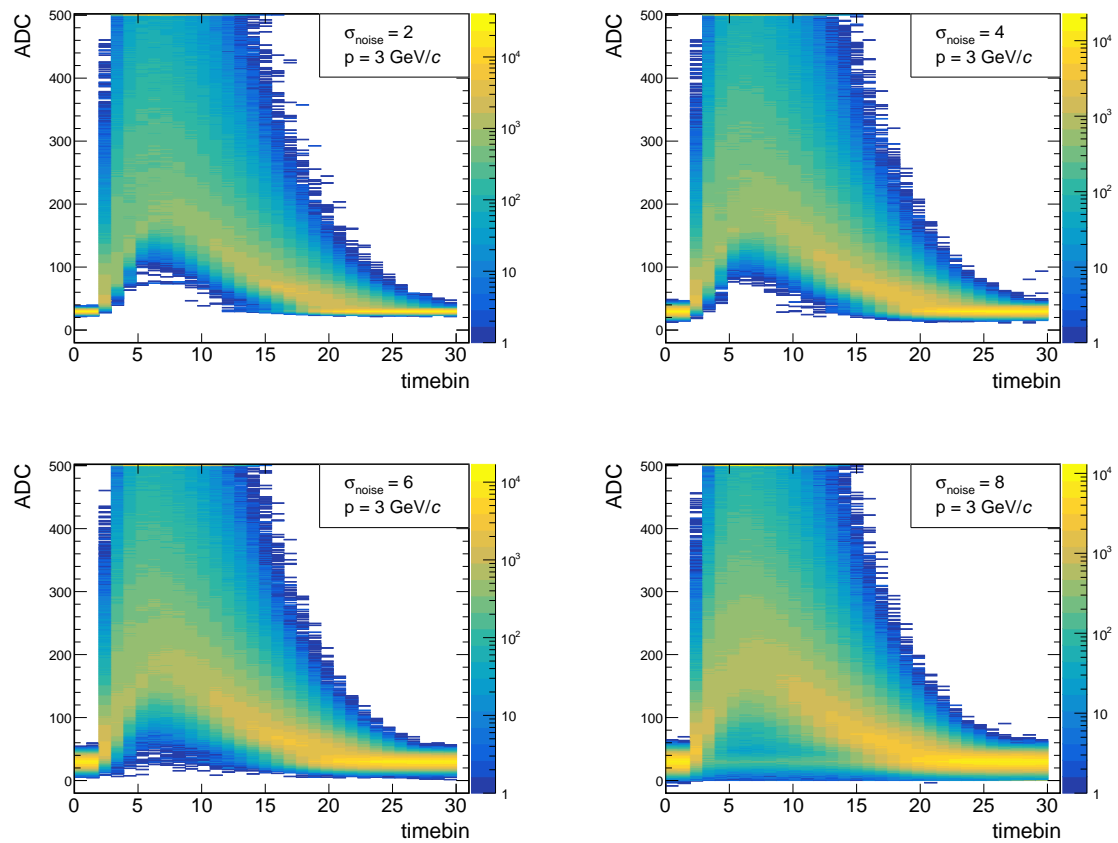


Abbildung 6.9: Dargestellt sind Self-Trigger-Pulse mit unterschiedlich starkem Rauschen. Die Werte werden einer Gaußverteilung mit einem σ von 2 (links oben), 4 (rechts oben), 6 (links unten) oder 8 (rechts unten) entnommen.

fekt, den das Rauschen auf die Pulse hat, kann in Abb. 6.9 betrachtet werden. Mit dem Wachsen des Rauschens formt sich allmählich eine Bande im Bereich der Baseline. Es handelt sich hierbei um Pulse, die im Normalfall nicht triggern sollten, in denen aber durch das Rauschen in einem beliebigen Zeitbin eine Differenz entsteht, die groß genug ist, um die Trigger-Bedingung zu erfüllen. Je größer das Rauschen, desto wahrscheinlicher wird das Triggern solcher Signale. Um das Rauschen zu simulieren, wird ein zufälliger Wert aus einer Gaußverteilung genommen, der eine vorher eingestellte Standardabweichung besitzt, je nach der gewünschten Stärke des Rauschens. Dieser Betrag wird für jeden Zeitbin eines Pulses neu gewürfelt und zum Pulswert im jeweiligen Zeitbin hinzu addiert.

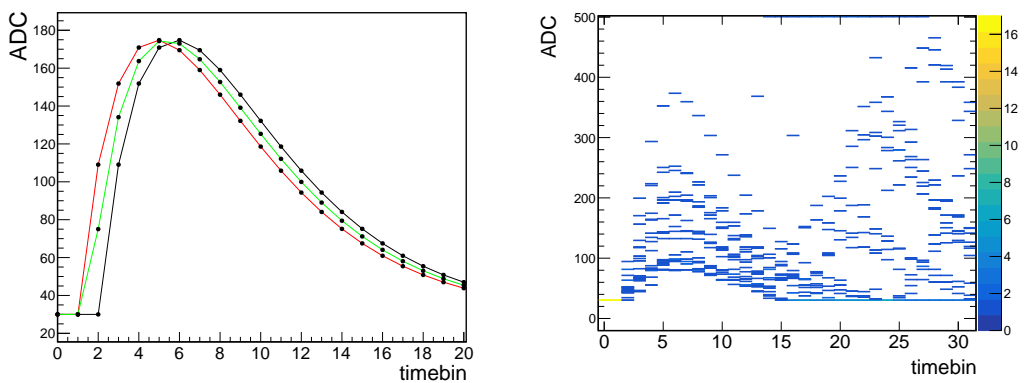


Abbildung 6.10: Links: Dargestellt sind Pulse mit einer unterschiedlichen Zeitverschiebung relativ zum Beginn eines Timebins. Der schwarze Puls besitzt keine Zeitverschiebung, wohingegen der rote Puls eine maximale und der grüne Puls eine mittlere Zeitverschiebung hat. Rechts: Dargestellt werden Multihits, d.h. Self-Trigger-Pulse, auf deren fallenden Flanke sich ein weiterer Self-Trigger-Puls bildet.

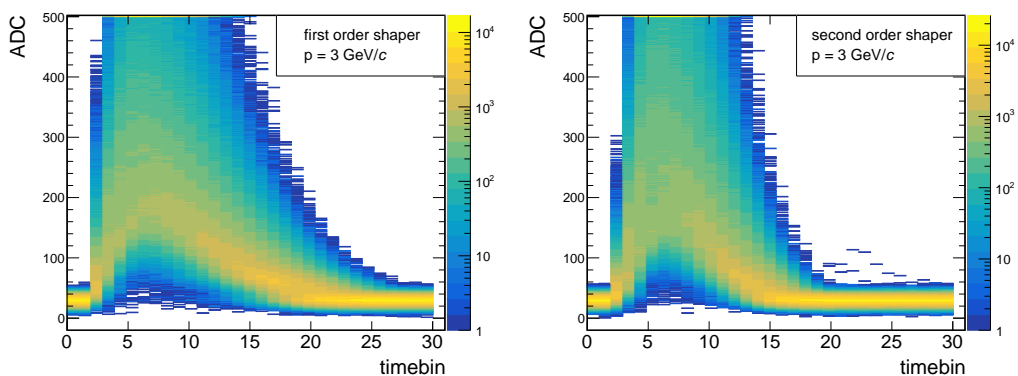


Abbildung 6.11: In der Abbildung sind Pulse mit Shaper-Funktionen unterschiedlicher Ordnung simuliert. Links: Puls mit einer Shaper-Funktion erster Ordnung und einer Peaking-Zeit von 240 ns. Rechts: Puls mit einer Shaper-Funktion zweiter Ordnung und einer Peaking-Zeit von 120 ns.

Zusätzlich ist in der Simulation ein Zeitverschiebungseffekt eingebaut. Die Zeitver-

schiebung entsteht durch den Taktzyklus des SPADICS, welcher 62,5 ns lang ist. Wird zu einem Zeitpunkt ein Signal auf einem Pad influenziert, zu dem sich der SPADIC noch in einem Taktzyklus befindet, wird das Signal verspätet am Anfang des nächsten Taktzyklus registriert. Im Extremfall kann ein Pulswert im Zeitbin i bereits den Wert im Zeitbin $i + 1$ besitzen. Das Signal wird demnach für die Dauer eines ganzen Timebins zu spät registriert. In der Simulation ist der Betrag der Zeitverschiebung ein zufällig ausgewählter Wert, aus einem Bereich zwischen 0 und der Dauer eines Timebins des SPADICS. Die Zeitverschiebung wird bei der Berechnung des Pulswertes der Zeit t der Shaper-Funktion hinzu addiert und ist, anders als beim Rauschen, für alle Zeitbins konstant. Die Zeit t berechnet sich aus dem Zeitbin i eines Pulses und dem Taktsignal des SPADICS (siehe Abb. 6.10, links). Weiterhin ist in der Simulation ein Clipping vorhanden, d.h. Werte, die eine bestimmte Reichweite überschreiten, in diesem Fall 500 ADC, werden auf diesen Wert runtergesetzt.

6.2.2 Cluster

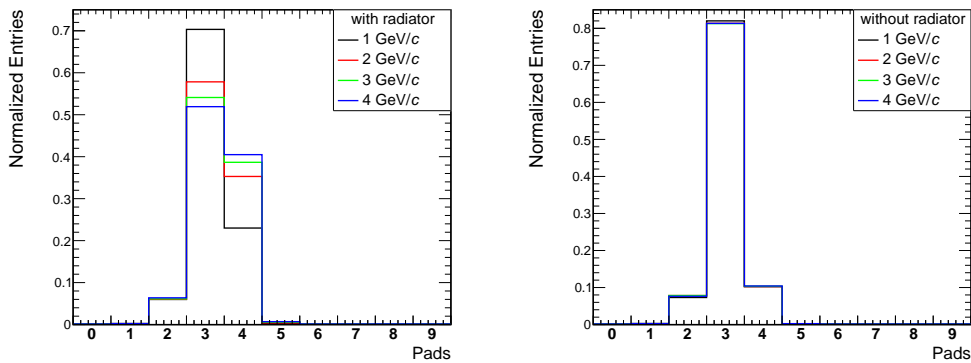


Abbildung 6.12: Dargestellt sind die Clustergrößenverteilungen mit Radiator (links) und ohne Radiator (rechts).

Nach der PRF sollte der größte Teil der Cluster eine Größe von 3 bis 4 Pads haben. Die Verteilung der Clustergrößen ist abhängig von der Energiedeposition und der Flugbahn des Teilchens. Ebenso kann die Verteilung von der Trigger-Bedingung abhängig sein (siehe Abb. 6.13). Es kann zum Ereignis kommen, dass eine zu klein gesetzte Trigger-Schwelle eine ursprünglich FN-Nachricht als einen Self-Trigger markiert, wodurch ein weiteres Pad als eine FN-Nachricht getriggert wird. Bei einer konstant gehaltenen Trigger-Schwelle kann bei manchen Clustern, wenn die Energiedeposition vergrößert wird, der Energieanteil neben einem Self-Trigger Pad, der ursprünglich nur für einen FN-Trigger ausreicht, nun für einen Self-Trigger ausreichen und somit ein größeres Cluster erzeugen. Ein 2-Pad-Cluster entsteht, wie im vorherigen Kapitel bereits erwähnt, durch einen Hit auf einem Rand-Pad. In der Simulation wird ein solcher Fall ebenfalls berücksichtigt. In der obigen Abbildung ist eine Clusterverteilung mit und ohne Radiator bei Energien von 1,2,3 und 4 GeV zu sehen. Es wurde für alle Clusterverteilung eine konstante Trigger-Schwelle von 20 ADC gewählt. Wie zu erwarten, verändert sich die Clusterverteilung ohne das Vorhandensein eines Radiators nicht, da das dE/dx der Elektronen sich in diesen Energiebereichen nicht

stark ändert. Wir können sehen, dass die Clusterverteilung beim Vorhandensein eines Radiators sich bei den Beiträgen von 3- und 4-Pad-Clustern stetig ändert. Eine größere Elektronenenergie bewirkt eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, TR-Photonen zu produzieren, wodurch es schlussendlich im Durchschnitt zu mehr größeren Energiedepositionen kommt. In der folgenden Abbildung wird der Zusammenhang von Clustergrößen mit der Trigger-Bedingung dargestellt.

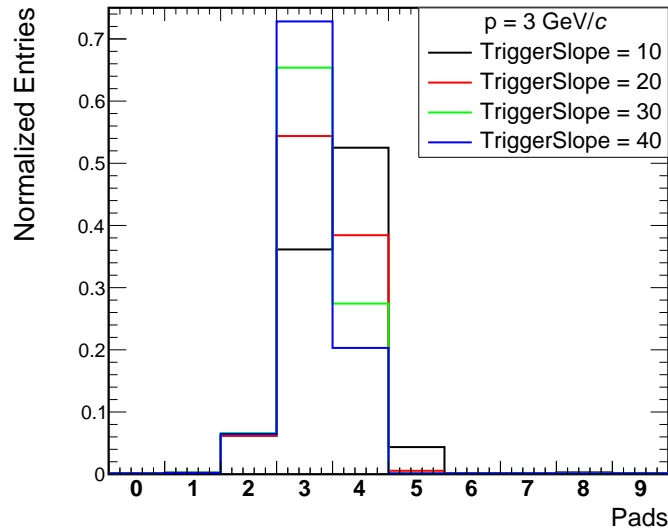


Abbildung 6.13: Ein Vergleich der Clusterverteilungen mit unterschiedlichen Trigger-Schwellen bei einer konstant gehaltenen Energie von 3 GeV.

6.2.3 Spektrum

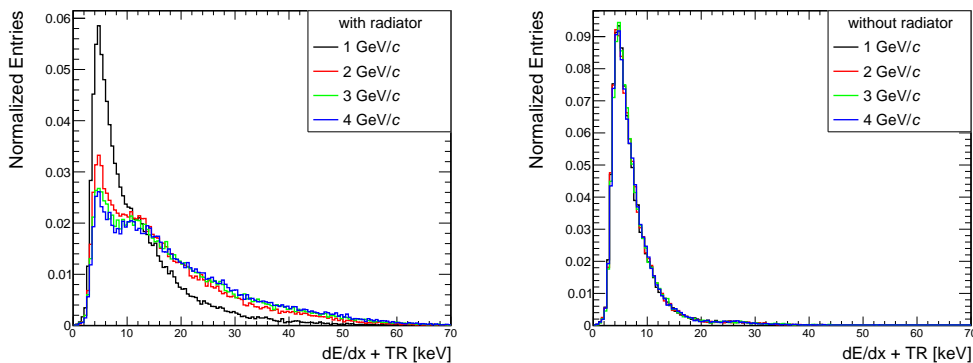


Abbildung 6.14: Dargestellt sind die Spektren mit Radiator (links) und ohne Radiator (rechts).

Um die anteilige Energiedeposition eines Pads zu erhalten, muss die Energie aus den

simulierten Pulsen wieder rekonstruiert werden. Dabei gibt es in der Simulation ebenfalls verschiedene Methoden, dies zu tun, wie auch in Kapitel 5.4.3 beschrieben. Zum einen können wir einen Teilbereich oder den ganzen Pulsbereich integrieren, wodurch wir die Energiedeposition in ADC-Werte erhalten. Um diesen Wert in eV umrechnen zu können, brauchen wir einen für den Teilbereich bestimmten Rekonstruktionsfaktor. Dieser Faktor berechnet sich aus dem Kalibrierungsfaktor A und der Shaper-Funktion f in Abhängigkeit von $i \cdot t$, wobei die Grenzen von i sich je nach Teilbereich anpasst. Wenn beispielsweise nur der Bereich um den Pulshöhepunkt genommen wird, demnach von Zeitbin 4 bis Zeitbin 10, erhalten wir den Rekonstruktionsfaktor durch das Addieren von $f(i, t) \cdot A$, mit $4 \leq i \leq 10$. Zum anderen können wir nur den maximalen Pulswert nehmen und daraus, auf die gleiche Weise, die deponierte Energie rekonstruieren. Um die gesamte Energiedeposition eines Teilchens zu erhalten, müssen alle Energien aus einem Cluster betrachtet werden. In der Abb. 6.14 ist das Spektrum mit und ohne Radiator bei Energien von 1,2,3 und 4 GeV aufgetragen. Für die Extraktion des Spektrums wurde ein Teilbereich von Zeitbin 4 bis 10 gewählt. Aus demselben Grund, wie im vorherigen Abschnitt erklärt, verändert sich das Spektrum ohne Radiator nicht. Andererseits können wir im Spektrum mit Radiator eine kontinuierliche Verschiebung zu größeren Werten hin beobachten. Zwischen den Energien von 1 und 2 GeV können wir die größten Veränderungen zu größeren Werten wahrnehmen. Ab einer Energie von 2 GeV, insbesondere nach 3 GeV, können keine starken Veränderungen mehr beobachtet werden, da die TR-Produktion ab diesem Punkt nicht mehr sonderlich zunimmt.

Kapitel 7

Vergleich von Simulation und Teststrahlzeit

In den vorherigen Kapiteln wurden im Einzelnen die DESY- und Simulationsdaten analysiert. Im Folgenden werden beide Datensätze miteinander verglichen. Um den bestmöglichen Vergleich erzielen zu können, müssen die Bedingungen in der Simulation an die Bedingungen an der Teststrahlzeit angepasst werden.

Bei der DESY-Teststrahlzeit 2017 wurde die, zum Zeitpunkt der Arbeit, veraltete SPADIC-Version 2.0 verwendet. In dieser SPADIC-Version wird ein Shaper der ersten Ordnung verwendet mit einer Peaking-Zeit von 240 ns. Die Trigger-Schwelle der Simulation wird auf 40 ADC angehoben, um die gleichen Trigger-Bedingungen zu schaffen. Weiterhin ist in der Simulation eine Zeitverschiebung und ein Rauschen eingebaut, wodurch die Elektronik realistischer simuliert werden kann. Bei beiden Datensätzen existiert ein Clipping, bei dem zu hohe Pulswerte auf einen bestimmten Clipping-Wert gesetzt werden.

Für die Bestimmung des Rauschens in den DESY-Daten kann der Pre-Sample-Bereich der Self-Trigger-Pulse in Betracht gezogen werden. In diesen Bereichen sollten sich im Normalfall keine Pulse bilden, wodurch nur der Rauscheffekt um die Baseline beobachtet werden kann. Die FN-Trigger-Pulse eignen sich in diesem Fall nicht, da wir bei diesen Pulsen, durch einen Trigger-Effekt, sehr viele hohe Einträge in den ersten Zeitbins beobachten können. Die Größe des Rauschens wird ermittelt, indem alle Einträge im Zeitbin 0 separat betrachtet werden und über diese Einträge ein Gauß-Fit gelegt wird (siehe Abb. 7.1). Aus diesem Fit können wir die Standardabweichung σ des Rauschens ermitteln. Die berechnete Standardabweichung der Gaußverteilung beträgt 7.02 ADC-Werte.

7.1 Pulse

Für einen besseren Vergleich der Pulse bzw. der Daten allgemein muss zusätzlich der Gasgain in der Simulation angepasst werden. Der zu groß eingestellte Gasgain ist eines der Probleme in den DESY-Daten gewesen. Durch die hohe Einstellung des Gasgains landet der überwiegende Teil der Pulse im Clipping, wodurch ein Teil der Information verloren geht. In Abb. 7.2 sehen wir einen ersten Vergleich der gemittelten Self-Trigger-Pulse zwischen Simulation und DESY-Daten. Unschwer zu erkennen ist das wesentlich größere Pulsmaximum der gemittelten Pulse der DESY-Daten. Um ein Signal auf die Pad-Ebene

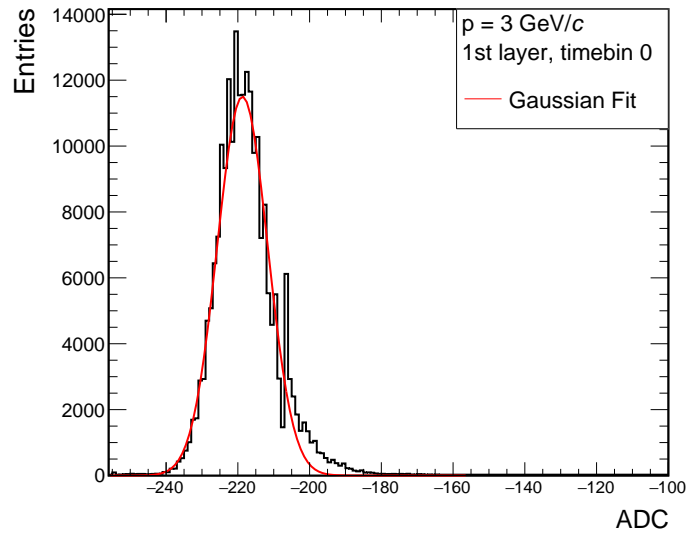


Abbildung 7.1: Aufgetragen sind alle Einträge des Zeitbins 0 der Self-Trigger-Pulse aus den DESY-Daten. Auf die Einträge wurde ein Gauß-Fit gelegt, dessen Standardabweichung $\sigma = 7.02$ ADC-Werte beträgt.

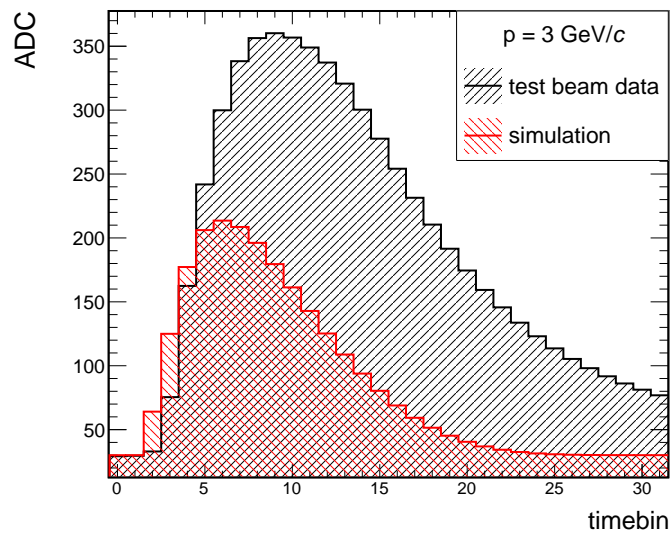


Abbildung 7.2: Ein erster Vergleich der gemittelten Self-Trigger-Pulse aus beiden Datensätzen, ohne Anpassung des Gasgains und Peaking-Zeit.

zu influenzieren, werden in der Simulation keine einzelnen Elektronen aus Ionisationen simuliert (siehe Kapitel 6.1.1), weshalb der Gasgain mithilfe des Kalibrierungsfaktors A bei der Berechnung des Pulses angepasst wird. Durch den Vergleich der beiden gemittelten Pulse sollte sich der Faktor bestimmen lassen, jedoch lässt dieser sich nicht in allen Fällen trivial berechnen. Bei der Erhöhung des Gains erhöhen sich die Maxima aller Pulse

gleichermaßen, wodurch die Möglichkeit besteht, dass neue niederenergetische Signale, die die Trigger-Bedingung erfüllen, getriggert werden. Der gemittelte Puls wird durch die neu hinzukommenden Beiträge zu niedrigeren Werten gezogen. Die Stärke dieses Effektes hängt jedoch stark von der gewählten Trigger-Schwelle ab, da je nachdem, wie sie gesetzt ist, mehr oder weniger niederenergetische Signale von vornherein abgeschnitten werden. Für die Ermittlung des Gasgains wird die ^{55}Fe -Quelle zur Hilfe genommen. Das Radionuklid ^{55}Fe zerfällt durch Elektroneneinfang zu ^{55}Mn . Beim Prozess des Elektroneneinfangs fängt der Atomkern ein Elektron aus der inneren Schale ein, wobei ein Proton in ein Neutron gewandelt wird: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$. Nach einer kurzen Zeit wird die so entstandene Lücke durch ein Elektron aus einer höheren Schale gefüllt. Die Energiedifferenz wird überwiegend in Form von K_α -Photonen mit einer Energie von ungefähr 5.9 keV emittiert. In der Simulation erzeugen wir einen Referenz-Puls, indem nur Pulse bei einem Wert von 5.9 keV betrachtet werden. Dafür werden vom Algorithmus nur Elektronen selektiert, die eine Energiedeposition von 5.9 keV besitzen. Um eine größere Statistik zu erhalten, betrachten wir alle Elektronen mit einer Energie von $\pm 2\%$ vom gewünschten Energiewert. In Abb. 7.3 sehen wir zum einen Self-Trigger-Pulse der ^{55}Fe -Quelle, welche ebenfalls mithilfe der neuen Trigger-Logik und Trigger-Bedingung gefiltert wurden. Zum anderen können wir die Self-Trigger-Pulse bei gleichen Bedingungen für eine Energie von 5.9 keV betrachten. Unschwer zu erkennen ist, dass die Pulse der ^{55}Fe -Quelle stark in ihren Pulshöhen variieren, was in der Simulation nicht der Fall ist. In den Simulationen werden gezielt Teilchen selektiert, die dem gewünschten Energiewert entsprechen. Im Gegensatz dazu können wir in den Teststrahlenden nicht sagen, was die genaue Ursache für die große Varianz ist. Aus dem Vergleich der beiden gemittelten Pulse erhalten wir einen Faktor von ca. 2.4. Eine weitere Methode ist der direkte Vergleich der gemittelten Self-Trigger-Pulse bei der selbigen Energie. Jedoch kommt hierbei das oben genannte Problem zum Vorschein, so dass der Faktor von Hand nach oben korrigiert werden muss. Wie man in den letzten Kapiteln feststellen konnte, nehmen die gemittelten Pulse in der Simulation mit zunehmender Energie zu. Bei den Teststrahlenden trifft das Gleiche jedoch nicht zu, da die Daten mit hoher Wahrscheinlichkeit mit zu vielen Problemen behaftet sind. Dies hat zur Folge, dass beispielsweise das Verhältnis der gemittelten Pulse bei 1 GeV zwischen Simulation und Teststrahlenden ein anderes ist, als das Verhältnis der gemittelten Pulse bei 4 GeV. Demnach erhält man für jede Energie einen anderen Gasgain-Faktor, um die jeweiligen Pulshöhen einander anpassen zu können. Um in erster Linie einen direkten Vergleich der Datensätze zu erhalten, wird im Folgenden ein Gasgain-Faktor von 2.4 bei einer Energie von 3 GeV verwendet.

Darüber hinaus können wir in Abb. 7.2 bereits erkennen, dass die Peaking-Zeit beider Pulse unterschiedlich ist. D.h. das Maximum der Pulse von Simulation und DESY-Daten bildet sich in unterschiedlichen Zeitbins aus, obwohl bei beiden Daten die gleichen Einstellungen vorgenommen worden sind. Einen besseren Überblick gewährt uns Abb. 7.4, worin die Anzahl der Puls-Maxima pro Zeitbin für beide Datensätze angegeben ist. In der Simulation erreicht der Puls ihren Höhepunkt in Zeitbin 6, wobei in der Teststrahlzeit der Höhepunkt in Zeitbin 9 erreicht wird. Wir können sehen, dass es eine große Variation gibt, in welchem Zeitbin sich das Maximum befinden kann. Der Grund liegt in den Effekten der Zeitverschiebung und des Rauschens, wodurch sich das Maximum der Pulse verschiebt. Weiterhin sind in den Self-Trigger-Pulsen der DESY-Daten Multihits enthalten, welche die Maxima bei hohen Zeitbins erklären. Um die Simulation an die DESY-Daten anpassen

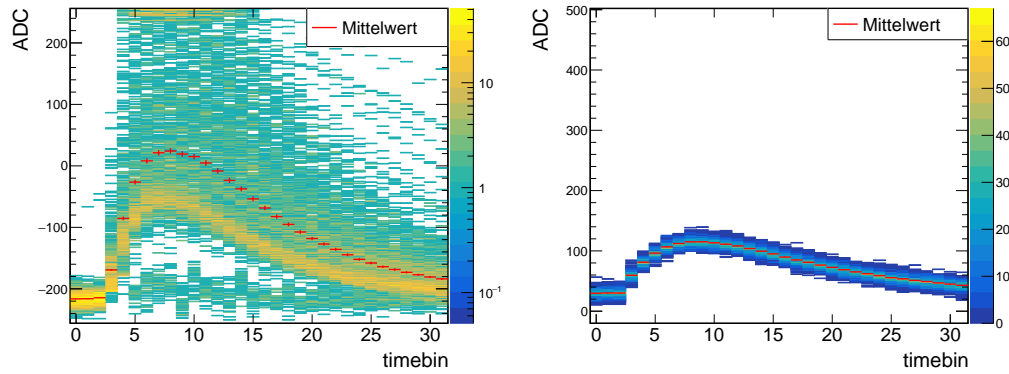


Abbildung 7.3: Links: Gemessene Self-Trigger-Pulse der ^{55}Fe -Quelle; Rechts: Self-Trigger-Pulse in der Simulation bei einer Energie von 5.9 keV.

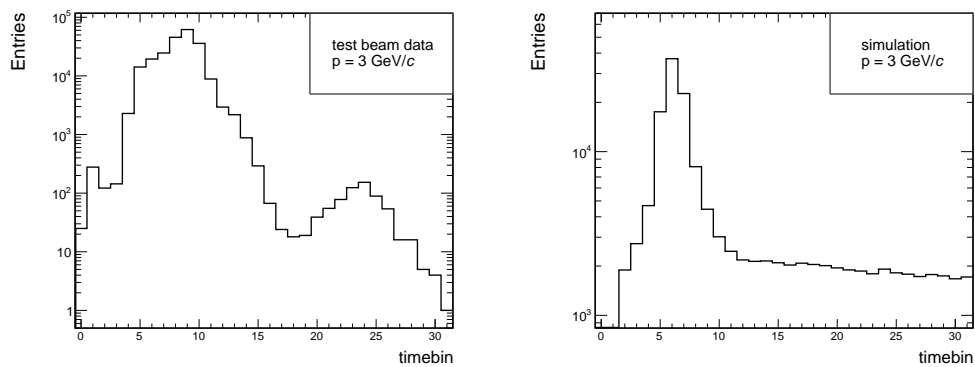


Abbildung 7.4: In den jeweiligen Timebins ist die Anzahl der MaxADC-Werte aufgetragen, d.h. wir sehen, in welchen Timebin ein Self-Trigger-Puls seinen Höhepunkt erreicht. Es sind Daten bei einer Energie von 3 GeV aus der Teststrahlzeit (links) und aus der Simulation (rechts) abgebildet.

zu können, muss die Peaking-Zeit in der Simulation erhöht werden.

Betrachtet man die Gegenüberstellung der Pulse in Abb. 7.6 und den finalen Vergleich der gemittelten Pulse in Abb. 7.5, können wir feststellen, dass weiterhin Unterschiede zwischen den Pulsen aus beiden Datensätzen existieren. Zum einen können wir feststellen, dass die Pulsformen nicht völlig übereinstimmen. In niedrigen und hohen Zeitbins scheint der Puls aus der Simulation im Durchschnitt höhere Einträge zu besitzen. Wir können sehen, dass die Pulse in der Simulation durch die Änderung der Peaking-Zeit sehr breit werden und hohe Pulswerte in hohen Zeitbins besitzen und somit sich die Pulsform stark ändert im Vergleich zu einem Puls mit regulär eingestellter Peaking-Zeit. Dies ist nicht der Fall bei den DESY-Daten. Die Pulsform ähnelt der Pulsform der Simulation mit einer Peaking-Zeit von 240 ns, obwohl bei den DESY-Daten der Peaking-Punkt deutlich verschoben ist. Der Grund für die Verschiebung in der Teststrahlzeit ist nicht bekannt. Wie in der Abb. 7.5 zu sehen ist, wurden in der Simulation Pulse mit und ohne Zeitverschiebung erzeugt. Die Pulse ohne den Zeitverschiebungseffekt können die Werte der DESY-Daten in den niedrigen Zeitbins besser widerspiegeln. Es ist jedoch anzumerken, dass durch die vielen Probleme, die DESY-Daten unzuverlässig sind und kein aussagekräftiger Vergleich stattfinden kann. Um ein Problem seitens der Simulation erkennen und diese anschließend sinnvoll korrigieren zu können, müssen zuverlässigere Daten aus zukünftigen Teststrahlzeiten verwendet werden. Ungeachtet dessen können die Pulse aus der Teststrahlzeit im Ganzen genau simuliert werden.

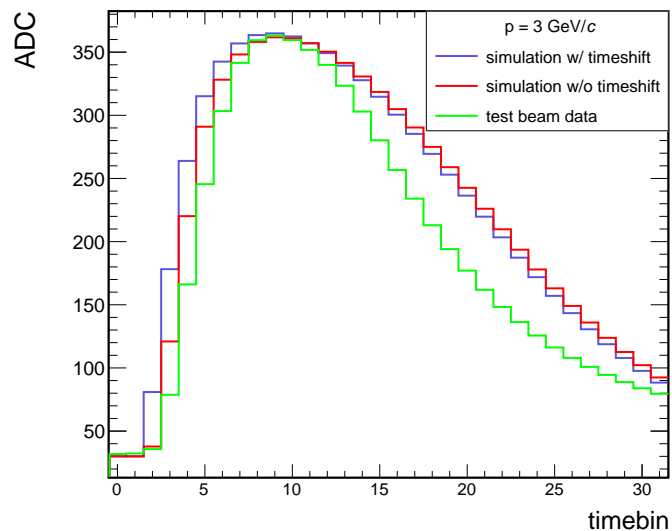


Abbildung 7.5: Ein Vergleich der gemittelten Self-Trigger-Pulse aus beiden Datensätzen, nachdem die Simulation an die DESY-Daten angepasst wurde. Es ist zusätzlich eine Simulation ohne Zeitverschiebung zum Vergleich dargestellt. Der Puls-Shape in beiden Datensätzen ist in der ersten Ordnung.

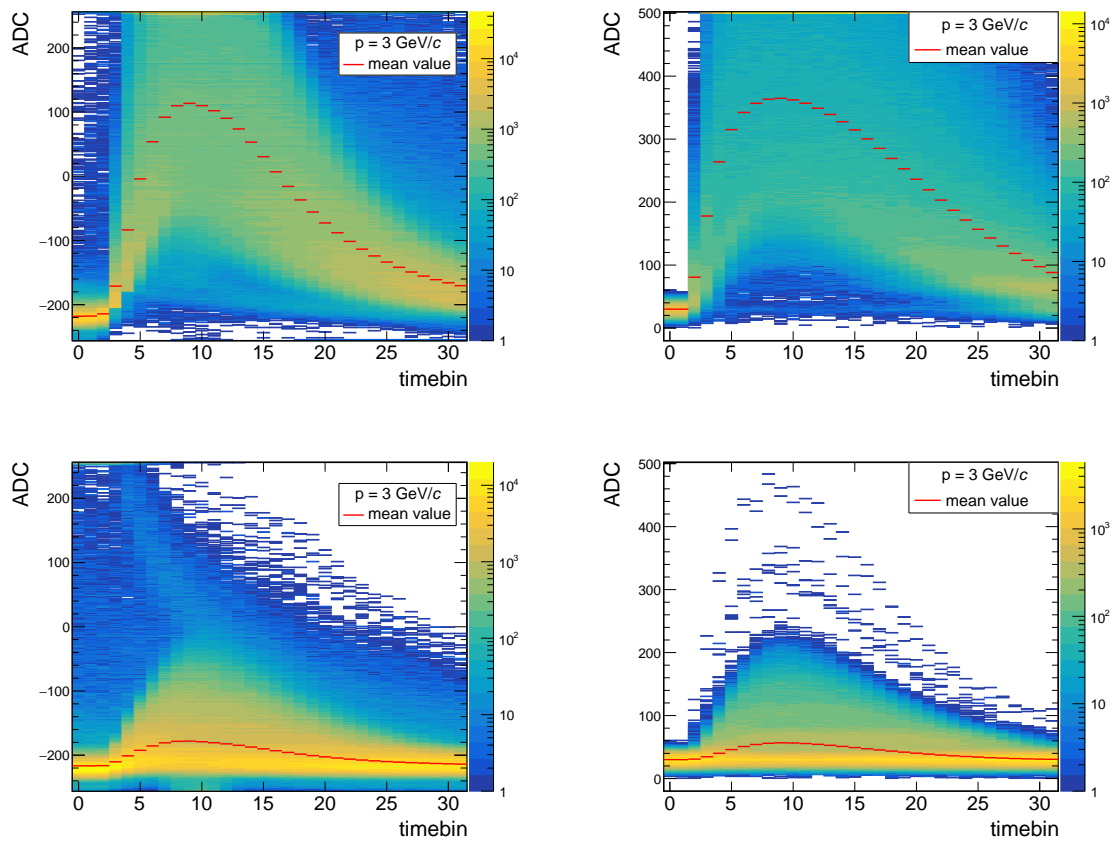


Abbildung 7.6: Auf der linken Seite sind die Self- und FN-Trigger aus der Teststrahlzeit dargestellt. Auf der rechten Seite befinden sich die Self- und FN-Trigger der Simulation, nachdem der Gasgain und die Peaking-Zeit angepasst wurde.

7.2 Cluster

Eines der größeren Probleme der DESY-Daten ist ein Bug im SPADIC, wodurch viele Cluster ihre FN-Trigger verloren haben. Desweiteren konnten Probleme mit dem Trigger-Typ 3 festgestellt werden, bei dem bei vielen Clustern einer der Self-Trigger zeitlich verschoben war. In Kombination verursachen diese Probleme eine starke Veränderung der Clusterverteilung. Die anfängliche Clusterverteilung der Teststrahlzeiten wies überwiegend 1-, 2- und vor allem 3-Pad-Cluster auf, mit einem im Vergleich niedrigen Anteil an 4- und 5-Pad-Clustern. Nach der Aufbereitung der Daten verschob sich der Schwerpunkt der Clustergrößen stärker auf eine Anzahl von 3 Pads pro Cluster. In Abb. 7.7 können wir eine Gegenüberstellung der Clusterverteilung aus den überarbeiteten DESY-Daten und aus der angepassten Simulation sehen. Im Gegensatz zu den DESY-Daten finden wir in der Si-

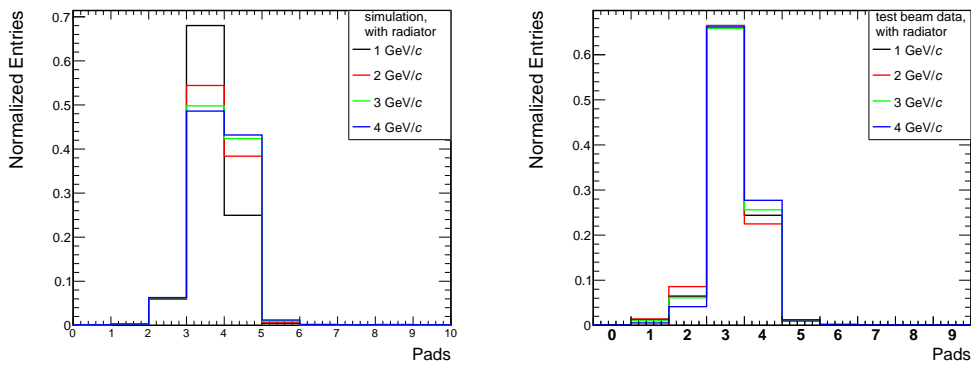


Abbildung 7.7: Links: Clusterverteilung aus der Simulation mit erhöhtem Gasgain. Rechts: Clusterverteilung aus der Teststrahlzeit.

mulation, neben den 3-Pad-Clustern, einen vorwiegend großen Anteil an 4-Pad-Clustern. Desweiteren können wir eine stärkere Variation im 3- und 4-Pad-Bereich bei Veränderung der Energie feststellen. Die 2- und 5-Pad-Cluster machen einen gemeinhin kleineren Anteil aus. Aus der Tatsache, dass sich die Wahrscheinlichkeit der TR-Produktion bei zunehmender Energie steigert, lässt sich folgern, dass es wahrscheinlicher wird, eine höhere Energie zu deponieren und einen 4-Pad-Cluster oder größere Pad-Cluster zu triggern. Die Wahrscheinlichkeit der TR-Produktion nimmt zwischen 1 und 2 GeV zu, jedoch wird die Zunahme bereits nach 2 GeV wesentlich geringer. In Abb. 7.8 ist die Relation zwischen Energiedeposition und Clustergröße dargestellt. Folglich sollten die 3-Pad-Cluster ab- und 4-Pad-Cluster bei einer steigenden Energie zunehmen. Desweiteren werden die Pulse durch das Gasgain größer, wodurch die Erfüllung der Trigger-Bedingung um ein Vielfaches vereinfacht wird. Aus diesen Punkten lässt sich die Clusterverteilung aus der Simulation erklären, jedoch können wir dieses Verhalten nicht bei der Clusterverteilung aus den DESY-Daten beobachten. Eine mögliche Erklärung der großen Unterschiede liefert uns der Bug im SPADIC, weswegen viel Information und Statistik verloren ging und von Beginn an, ein viel geringerer Anteil an 4-Pad-Clustern existiert hat.

Da die Clusterverteilungen der DESY-Daten bei unterschiedlichen Energien sehr ähnlich sind, wird nur der direkte Vergleich der Extremfälle betrachtet. In der folgenden Abbildung ist ein Vergleich der Clusterverteilungen bei einer Energie von 1 und 4 GeV zu sehen.

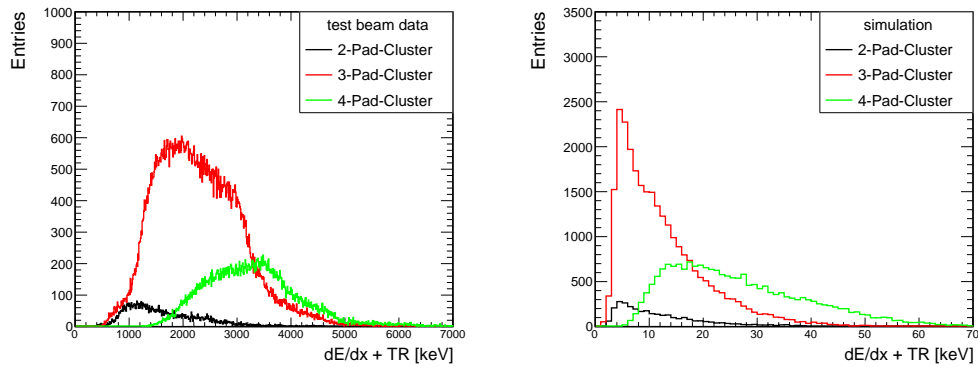


Abbildung 7.8: Dargestellt ist das Energiespektrum aufgeteilt in die einzelnen Clustergrößen (3-5) in der Simulation (rechts) und in der Teststrahlzeit (links).

Bei einer Energie von 1 GeV ist die Verteilung zwischen Daten und Simulation der Pad-Cluster sehr ähnlich. Offensichtlich haben wir größere Unterschiede bei den Pad-Größen 3 und 4. Ein sehr großer Unterschied kann bei den 1-Pad-Cluster festgestellt werden. In den DESY-Daten sind diese 1-Pad-Cluster durch ein Problem in der Aufbereitung entstanden (siehe Kapitel 5.4.2), was in der Simulation so gut wie nicht vorgekommen ist. Bei einer Energie von 4 GeV können größere Unterschiede bei allen Clustergrößen beobachtet werden. In der Simulation verändert sich die Anzahl der 3- und 4-Pad-Cluster bei steigender Energie stark, wohingegen diese bei den DESY-Daten relativ konstant bleiben. Die Zahl der 2-Pad-Cluster sinkt bei den DESY-Daten, wobei in der Simulation die Anzahl gleich bleibt. Desweiteren kann eine größere Anzahl an 5- und 7-Pad-Clustern in der Simulation beobachtet werden.

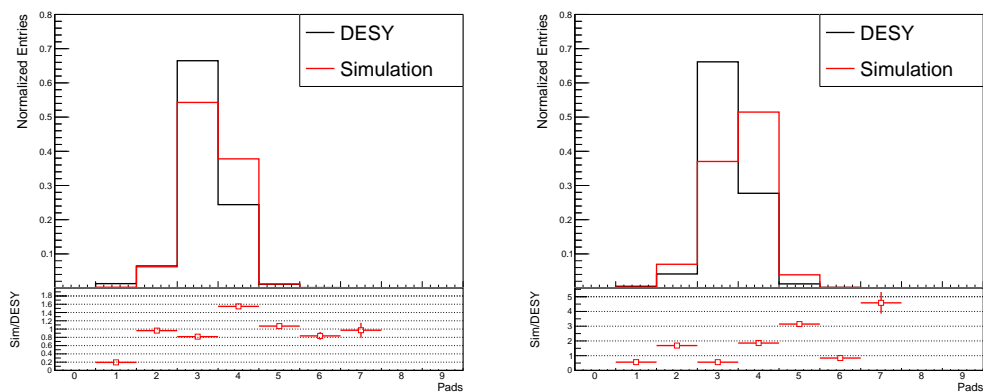


Abbildung 7.9: Dargestellt ist ein direkter Vergleich der Clusterverteilungen aus den Teststrahlzeiten und der Simulation bei einer Energie von 1 GeV (links) und 4 GeV (rechts).

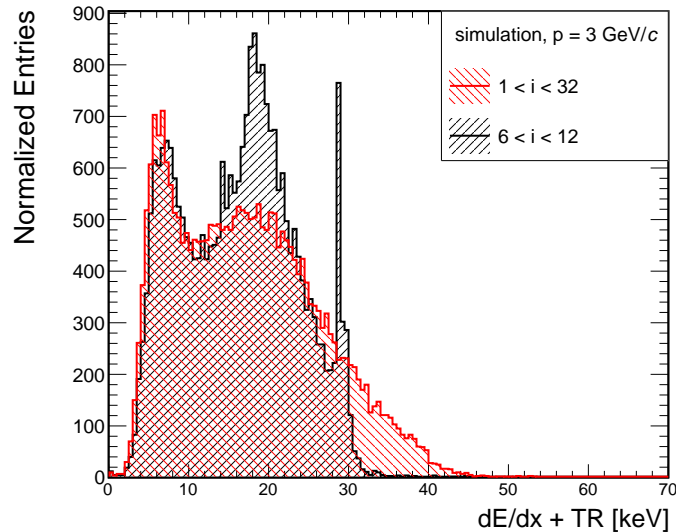


Abbildung 7.10: Für die Rekonstruktion des Energiespektrums aus den Pulsen gibt es verschiedene Möglichkeiten. In der Abbildung sind die Spektren bei Integration eines kleinen Bereichs um den Höhepunkt ($6 < i < 12$) und den gesamten Pulsbereich ($1 < i < 32$) im Vergleich dargestellt, wobei i dem Zeitbin entspricht.

7.3 Spektrum

Begeben wir uns in Bereiche, in denen das Clipping der Pulse prävalent ist, wird die Art, wie die Energie rekonstruiert wird, umso wichtiger. In Abb. 7.10 sind zwei Spektren dargestellt, bei denen der Puls in unterschiedlich großen Bereichen integriert wurde. Der kleinere Bereich von Timebin 7 bis Timebin 11 umgibt das Pulsmaximum bei Timebin 9, der Bereich, bei dem ein großer Teil der Pulswerte im Clipping landet. Betrachtet man einzig diesen Bereich, erhalten wir keine große Variation, da in den meisten Fällen alle Werte dem Clipping-Wert entsprechen. D.h. alle Pulse, die im Clipping landen, werden bei der Rekonstruktion auf einen bestimmten maximalen Wert heruntersgesetzt, was bedeuten würde, dass wir einen schmalen und spitzen Peak erhalten sollten. Es kommen jedoch zusätzlich Beiträge von FN-Trigger und Self-Trigger, die nicht im Clipping landen, zum Gesamtbeitrag hinzu, wodurch der Peak bzw. die Verteilung breiter wird. Abgesehen davon staucht sich die Verteilung im Ganzen, da die meisten Self-Trigger Pulse im Clipping landen und auf einen kleineren Grundwert heruntersgesetzt werden. Die zwei unterschiedlichen Peaks in größeren Energiebereichen lassen sich durch diesen Clipping-Effekt erklären. Beim ersten Peak handelt es sich um einen 3-Pad-Cluster, bei dem der Self-Trigger-Puls im Clipping landet. Beim zweiten Peak handelt es sich um einen 4-Pad-Cluster, bei der beide oder nur einer der beiden Self-Trigger-Pulse im Clipping landen/landet. In Abb. 7.11 und Abb. 7.12 wird das Phänomen graphisch verständlicher dargestellt. In Abb. 7.11 sind die Clustergrößen gegen das Spektrum aufgetragen. In Abb. 7.12 können wir die Projektion der x-Achsen-Werte (das Spektrum) der 3- und 4-Pad-Cluster aus Abb. 7.11 betrachten. Aus diesen Abbildungen wird ersichtlich, dass der erste Peak aus den 3-Pad-Clustern und zum Teil von den 4-Pad-Clustern stammt. Der zweite Peak entsteht ab dem 4-Pad-Cluster, da erst hier zwei Self-Trigger-Pulse in das Clipping geraten können. Die Extraktionsme-

thode ist vergleichbar mit der MaxADC-Methode, wie wir in Kapitel 5.3.4 gesehen haben, bei der nur ein Timebin mit dem maximalen ADC-Wert verwendet wird, anstatt einen kleinen Bereich um das Pulsmaximum. Für den größeren Bereich von Timebin 2 bis Timebin 31, können diese Peaks nicht beobachtet werden, was logischerweise durch die größere Variation der Pulsweite im hohen und niedrigen Timebins erklärbar ist. Es wird, anders als beim kleinen Pulsbereich, nicht auf einen einzigen bestimmten Wert heruntergesetzt, wodurch diese Peaks letztendlich entstehen.

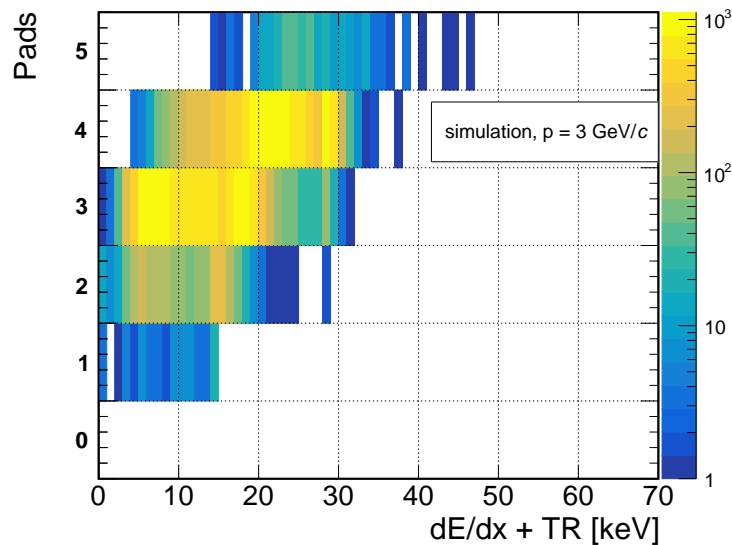


Abbildung 7.11: In der Abbildung wird die Clustergröße gegen das Energiespektrum aufgetragen. Die Daten stammen aus einer Simulation mit einer Energie von 3 GeV und einem Gasgain-Faktor von 2.4.

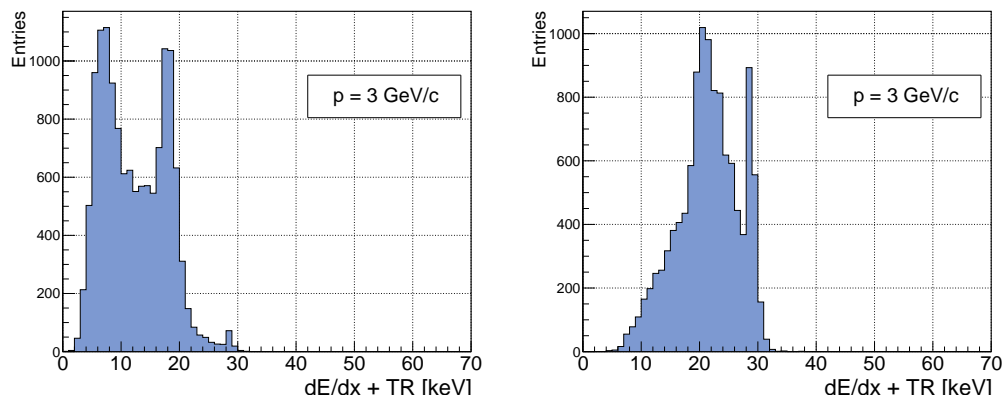


Abbildung 7.12: In den beiden Abbildungen ist die Projektion der x-Werte (das Spektrum) der Abb 7.11 einer einzelnen Clustergröße dargestellt. Auf der linken Seite ist das Energiespektrum der 3-Pad-Cluster, wobei sich auf der rechten Seite das Energiespektrum der 4-Pad-Cluster befindet.

In einem ersten Vergleich in Abb. 7.13 können wir sehen, dass sich die Spektren aus beiden Datensätzen deutlich verändern, wenn ein Radiator in einer Konfiguration vorhanden ist bzw. nicht vorhanden ist. Innerhalb der Konfiguration ohne Radiator verhalten sich die Spektren der beiden Datensätze ähnlich. Wie bereits in den vorherigen Kapiteln festgestellt, können keine Veränderungen zwischen den verschiedenen Energien beobachtet werden, da der TR-Beitrag fehlt und sich das dE/dx der Elektronen in diesem Energiebereich nicht stark verändert. Einen Unterschied kann jedoch zwischen beiden Datensätzen bei Spektren mit Radiator beobachtet werden. Auf Seiten der DESY-Daten bleiben die Spektren bei steigenden Energien unverändert. Im Gegensatz dazu verändern sich die Spektren in der Simulation bei einer steigenden Energie kontinuierlich. Wie auch bei den Cluster-Verteilungen wird diese Veränderung ab einer Energie von 2 GeV wesentlich schwächer.

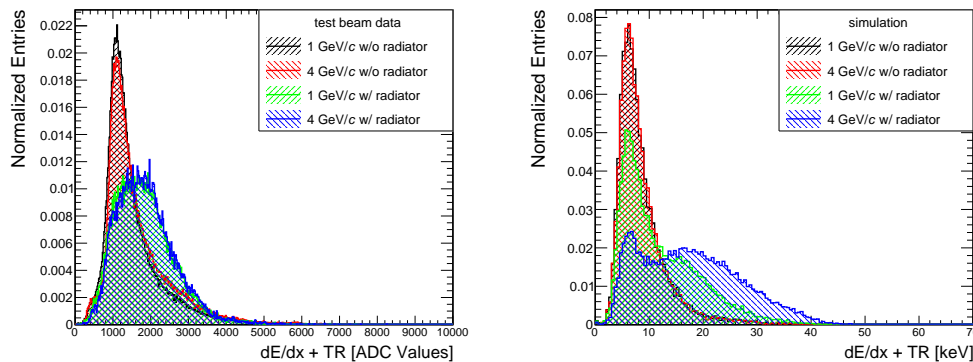


Abbildung 7.13: Dargestellt sind die Spektren aus der Teststrahlzeit (links) und aus der Simulation (rechts), wobei in der Simulation die Einstellungen, wie Peaking-Zeit und Gasgain, an die DESY-Daten angepasst wurde.

Umrechnung der Einheiten: Für einen besseren Vergleich der Spektren müssen die ADC-Werte in eV umgerechnet werden. Eine Methode besteht im Analysieren des ^{55}Fe -Spektrums. Die Theorie zum Zerfall des Radionuklids ^{55}Fe ist in Kapitel 7.1 beschrieben. In Abb. 7.14 ist das Spektrum der ^{55}Fe -Quelle dargestellt. Der erste kleinere Peak entsteht durch das starke Rauschen, das nicht vollständig herausgefiltert werden konnte. Die Größe des ersten Peaks hängt von der gewählten Trigger-Schwelle ab. Je größer die gewählte Trigger-Schwelle ist, desto kleiner wird der Rauschbeitrag, gleichzeitig bleibt weniger Statistik am Ende übrig. Der zweite Peak entspricht der Energie der K_α -Photonen, der mit einer Gauß-Funktion angepasst wurde. Daraus erhalten wir für 5.9 keV einen ADC-Wert von 1222, was umgerechnet 1 keV pro 207.1 ADC entspricht. Eine weitere Möglichkeit zur Umrechnung der Daten liegt im Vergleich der Mittelwerte der Spektren aus beiden Datensätzen ohne Radiator. Der Mittelwert in der Simulation beträgt 7.59 keV, wobei der Mittelwert in der Teststrahlzeit 1525 ADC beträgt. Umgerechnet ergibt das ein Verhältnis von 1 keV zu 200.8 ADC. Die beiden Umrechnungswerte liegen sehr nah beieinander, weshalb im folgenden Vergleich nur der Umrechnungswert aus der Messung mit der ^{55}Fe -Quelle verwendet wird.

Im direkten Vergleich der Spektren aus beiden Datensätzen können wir feststellen, dass die Spektren ohne Radiator sehr ähnlich aussehen. Lediglich bei kleineren Energien

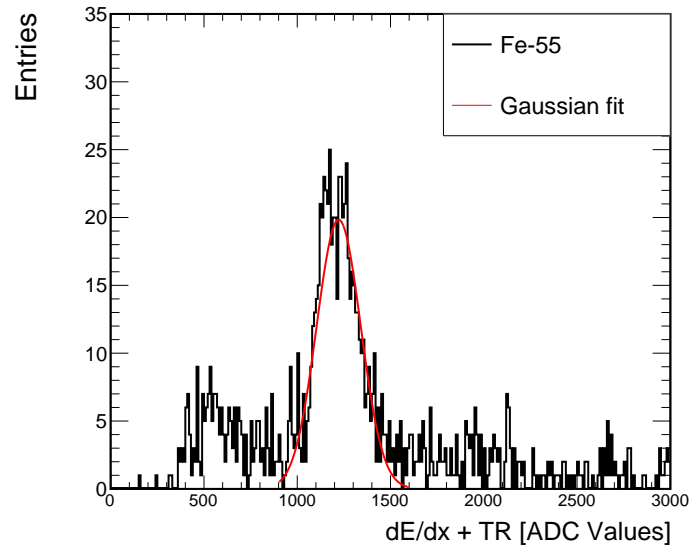


Abbildung 7.14: Dargestellt ist das Energiespektrum der ^{55}Fe -Quelle, das mit einer Gauß-Funktion angepasst wurde.

besitzen die DESY-Daten weniger Einträge, wobei der Peak bei einem geringfügig höheren Wert ist und dazu eine schmalere Form besitzt. Ein sehr großer Unterschied in der Form kann bei den Spektren mit Radiator beobachtet werden. Das Spektrum in der Simulation besitzt einen leichten Peak im Bereich niedriger Energien. Wir sehen eine deutliche Ausbildung einer Schulter durch die zusätzlichen TR-Beiträge. Die Verteilung ist breiter und besitzt im Vergleich zu den DESY-Daten ebenfalls hohe Einträge. Das Spektrum mit Radiator in der Teststrahlzeit ist dagegen wesentlich uniformer. Die Verteilung besitzt keine markanten Ausprägungen in der Form und ist lediglich viel breiter und zu höheren Energien hin verschoben.

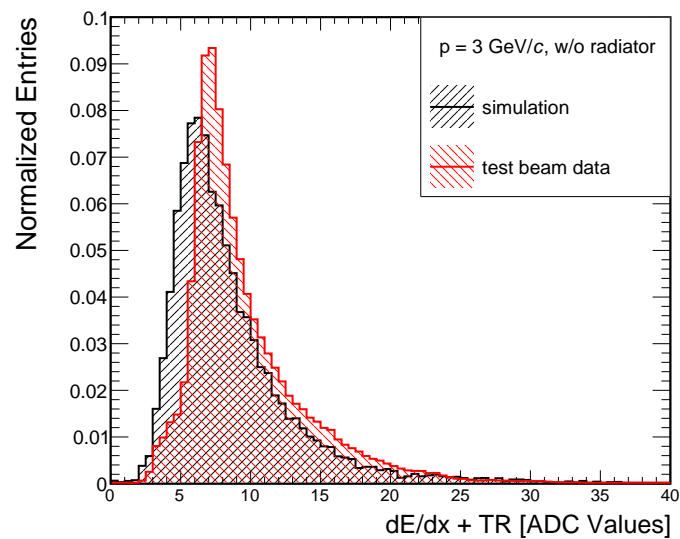


Abbildung 7.15: Ein direkter Vergleich der Spektren aus beiden Datensätzen, nachdem die ADC-Werte der Teststrahlzeit in eV-Einheiten umgerechnet wurden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Das CBM-Experiment konzentriert sich auf die Untersuchung der Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas bei hohen Netto-Baryondichten und moderaten Temperaturen. An der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR an der GSI findet das Experiment, neben vielen anderen Experimenten, ihren Platz. Der TRD ist, neben dem RICH, STS und TOF, einer der zentralen Detektoren im CBM-Experiment. Der TRD nutzt dabei den physikalischen Effekt der Übergangsstrahlung, die durch ein geladenes Teilchen beim Durchqueren einer Grenze zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit entsteht, um Elektronen von Pionen trennen zu können. Im Jahr 2017 wurde an der DESY 4 TRD-Prototypen in einer Teststrahlzeit getestet. Dabei handelt es sich um große TRD-Module mit den Maßen $95 \cdot 95 \text{ cm}^2$, was dem finalen Design sehr nahe kommt. Die Untersuchung der DESY-Daten in Kapitel 5 brachte große Problematiken in den Daten zum Vorschein. Die Hauptprobleme der DESY-Daten sind: 1) Bug des SPADIC-Chips 2.0, bei der FN-Trigger zeitlich verschoben wurden; 2) schwache und suboptimale Trigger-Bedingung, wodurch sehr viel Rauschen aufgenommen wurde. Die Daten müssen für weitere Auswertung aufbereitet werden, wobei sehr viel Information und Statistik verloren geht, da einige Daten durch diverse Probleme nicht mehr rekonstruierbar sind. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Simulation der Detektorantwort und geht genauer auf die einzelnen Schritte, die zur Simulation des vom SPADIC erzeugten Pulses benötigt werden, ein. Am Ende werden Ergebnisse aus beiden Datensätzen miteinander verglichen. Um einen optimalen Vergleich zu gewähren, wird die Simulation bestmöglich an die Einstellungen in der Teststrahlzeit angepasst. Hauptsächlich geht es um die Erhöhung des Gasgains und der Verschiebung der Peaking-Zeit des Pulses. Im Allgemeinen können wir in der Simulation einige Effekte, die auch in den DESY-Daten vorkommen, nachsimulieren. Wir erhalten zum Teil sehr unterschiedliche Ergebnisse in der Simulation, deren Richtigkeit nicht verifiziert werden kann, da die Daten aufgrund der Probleme unzuverlässig werden. Durch die Analyse der DESY-Daten konnten wir die Problematik in den Daten besser verstehen. Eine sinnvolle Anpassung der Simulation wird durch die Unzuverlässigkeit der DESY-Daten unmöglich. Für die Optimierung der Simulation müsste man einen Vergleich mit neueren, zuverlässigeren Daten aus zukünftigen Teststrahlzeiten nehmen.

Literatur

- [1] E. Fermi, “*On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas*”, translated by Zannoni, Alberto (1999), 1926.
- [2] S. N. Bose, “Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese”, *Zeitschrift für Physik*, Bd. 26, S. 178, 1924. DOI: 10.1007/BF01327326.
- [3] W. Pauli, “The Connection Between Spin and Statistics”, *Physical Review*, Bd. 58, S. 716, 1940.
- [4] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Physical Review Letters*, Bd. 13, S. 508, 1964. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [5] E. D. Bloom, D. Coward, H. DeStaebler et al., “High-Energy Inelastic e p Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees”, *Phys.Rev.Lett.* 23, S. 930, 1969.
- [6] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), “Review of particle physics”, *Chinese Physics C* 40, 2016, 100001.
- [7] Z. Fodor und S. Katz, “Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses”, *JHEP* 0404, 2004.
- [8] M. Alford, K. Rajagopal und F. Wilczek, “Color-Flavor Locking and Chiral Symmetry Breaking in High Density QCD”, *Nucl.Phys. B*537, S. 443–458, 1999.
- [9] F. Becattini, M. Bleicher, T. Kollegger et al., “Hadron Formation in Relativistic Nuclear Collisions and the QCD Phase Diagram”, *Phys. Rev. Lett.* 111, 082302, 2013.
- [10] S. Oka, *Canonical approach - Investigation of finite density QCD phase transition*, arXiv:1712.08974, 2017.
- [11] J. Xu und C. M. Ko, “Chemical freeze-out in relativistic heavy-ion collisions”, *Physics Letter B*, Bd. 772, S. 290–293, 2017.
- [12] M. Strickland, *Anisotropic Hydrodynamics: Three Lectures*, 2014.
- [13] T. Matsui und H. Satz, “ J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation”, *Phys. Lett B* 178, 1986, 416.
- [14] S. A. Bass et al., “Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions”, *Prog. Part. Nucl. Phys* 41, S. 255–369, 1998.
- [15] C. Blume, C. Bergmann und D. Emschermann, “The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD)”, The CBM Collaboration, Techn. Ber., 2018. DOI: 10.15120/GSI-2018-01091.

-
- [16] GSI-Website, <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair/forschung.htm>, Nov. 2019.
- [17] FAIR-Website, <http://www.fair-center.com/>, Nov. 2019.
- [18] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll et al., *The CBM Physics Book*. Springer, 2011.
- [19] V. L. Ginzburg und I. M. Frank, “Radiation from a uniformly moving electron passing from one medium to another”, *JETP*, Bd. 16, S. 15–26, 1946.
- [20] P. Goldsmith und J. V. Jelley, “Optical transition radiation from protons entering metal surfaces”, *Philosophical Magazine*, Bd. 4, S. 836–844, 1959.
- [21] C. Fabjan und W. Struczinski, “Coherent emission of transition radiation in periodic radiators”, *Physics Letter B*, Bd. 57, S. 483–486, 1975.
- [22] A. Andronic und J. Wessels, *Transition Radiation Detectors*, arXiv:1111.4188, 2011.
- [23] C. Bergmann, “Development, Simulation and Test of Transition Radiation Detector Prototypes for the Compressed Baryonic Matter Experiment at the Facility for Antiproton and Ion Research”, Diss., WWU Münster, 2014.
- [24] R. Brun und F. Rademakers, “ROOT - An object oriented data analysis framework”, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A 389*, S. 81–86, 1997.
- [25] R. Brun, “GEANT3”, *CERN report*, 1987.
- [26] S. Agostinelli et al., “GEANT4: A Simulation toolkit”, *Nucl. Inst. Meth. A506*, S. 250–303, 2003.
- [27] W. Blum und L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer Verlag, 1993.
- [28] ALICE Collaboration, “ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector”, CERN, Techn. Ber., 2001.
- [29] E. Mathieson, “Cathode Charge Distributions in Multiwire Chambers. 4: Empirical Formula for Small Anode - Cathode Separation”, *Nucl. Instrum. Meth. A270*, S. 602–603, 1988.

Danksagung

Mein größter Dank geht an Prof. Dr. Christoph Blume. Er hat mir die Möglichkeit gegeben, Teil seiner Arbeitsgruppe zu sein und mir zeitgleich ein interessantes Thema vorgeschlagen. Ebenfalls möchte ich mich vielmals für seine Betreuung und Anregungen bedanken, die mir stets beim Arbeiten und Schreiben weitergeholfen haben. Ein weiteres großes Dankeschön geht an meinen Betreuer, Etienne Bechtel, für seine Hilfe, die mir einen leichteren Einstieg ins Thema der Arbeit sowie des Programmierens ermöglicht hat. Bei Problemen und Fragen konnte er mir jederzeit weiterhelfen. Ferner möchte ich mich bei Dr. Benjamin Dönigus bedanken, der sich als Zweitgutachter bereit erklärt hat. Ich möchte mich des Weiteren bei allen Kollegen und Kolleginnen in der Arbeitsgruppe für ein äußerst angenehmes Arbeitsklima und Erfahrungen, die ich mit ihnen teilen durfte, bedanken. Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Familie, die mich im Studium und in der Arbeit angetrieben haben und zeitgleich mich finanziell unterstützt haben.

Selbständigkeitserklärung

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.

Frankfurt am Main, 28. Juni 2020

Daniel Giang