

Bachelorarbeit

**Bestimmung der Energieauflösung des
Übergangsstrahlungsdetektors für das
CBM-Experiment**

Vorgelegt von
Marcel Raabe

10.09.2018

Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik
der Goethe Universität Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	4
2.1	Das Quark-Gluon-Plasma	7
3	Das Experiment	9
3.1	FAIR	9
3.2	Das CBM-Experiment	10
4	Der Transition-Radiation-Detektor	12
4.1	Energieverlust geladener Teilchen in Materie	12
4.2	Übergangsstrahlung	14
4.3	Aufbau der Auslesekammer des CBM-TRDs	14
4.4	Der Aufbau des CBM-TRDs	16
5	Die Auslekette	18
5.1	Der SPADIC 1.0	18
5.2	Datenstrom ab dem SPADIC 1.0	23
5.3	Weiterentwicklung der Auslekette	23
6	Messung der Energieauflösung des CBM-TRD	25
6.1	Versuchsaufbau	25
6.2	Das ^{55}Fe -Spektrum	28
6.3	Bearbeitung der vom SPADIC erzeugten Rohdaten	31
6.4	Messung mit dem SPADIC 1.0	32
6.5	Analyse der erzeugten Spektren	34
6.6	Messung der Anodenspannung	41
6.6.1	Diethorn-Darstellung der Messergebnisse	45
6.6.2	Betrachtung der systematischen Unsicherheiten	47
7	Fazit	53
8	Anhang	54
8.1	Wertetabellen	54
8.2	Anodenmessung bei 1575V	55
8.3	Anodenmessung bei 1550V	57
8.4	Anodenmessung bei 1525V	59
8.5	Anodenmessung bei 1500V	61
8.6	Anodenmessung bei 1450V	63
9	Eigenständigkeitserklärung	67

1 Einleitung

Die Suche nach den kleinsten Einheiten, aus denen sich das Universum zusammensetzt, und den elementarsten Kräften, auf die sich alle anderen Kräfte zurückführen lassen, ist Gegenstand aktueller Hochenergiephysik und beschäftigt eine Großzahl an Wissenschaftlern weltweit. In Relation zur Kulturgeschichte des Menschen lässt sich diese Suche erst seit jüngster Vergangenheit empirisch betreiben. Jedoch haben sich bereits vor ca. 2500 Jahren Philosophen darüber Gedanken gemacht - ohne hochmoderne Präzisionsmessgeräte. Die Relevanz und Prominenz dieses Forschungsgebiets soll im Folgenden ein kurzer historischer Abriss zeigen, bevor auf die Grundlagen und Ziele dieser Arbeit eingegangen wird.

Die ersten Überlieferungen, die der heutigen konsensualen Vorstellung über den Aufbau von Materie grundlegend entsprechen, stammen vom griechischen Philosophen *Demokrit*. Er postulierte, dass Materie nicht unendlich spaltbar sei, sondern aus unteilbaren Teilchen bestünde. Diese seien so klein, dass sie nicht wahrnehmbar wären. Die Teilchen hätten unterschiedliche geometrische Formen und könnten durch Aneinanderhaften verschiedene Stoffe bilden [Sam78, S.82f.]. Es sollte länger als zwei Jahrtausende dauern, bis Experimente entwickelt wurden, mit denen man Demokrits Vermutung bestärken konnte.

Zunächst entwickelte *John Dalton* 1803 ein Atommodell auf der Grundlage von Versuchsbeobachtungen. Wie Demokrit nahm er an, dass es Teilchen bzw. Elemente gäbe, die sich nicht weiter teilen ließen. Dabei seien die Atome eines Elements identisch. Atome unterschiedlicher Elemente sollten sich lediglich in ihrer Masse und ihrem Volumen unterscheiden. Andere nicht-elementare Stoffe seien wiederum aus verschiedenen Elementen zusammengesetzt [Sam78, S. 481ff.]. Mit diesem Atommodell, das im Grunde eine Erweiterung von Demokrits Idee darstellt, war Dalton in der Lage das *Gesetz der konstanten Proportionen*, das *Gesetz der multiplen Proportionen* und das *Gesetz der äquivalenten Proportionen* zu erklären und somit seine Atomhypothese zu untermauern.

Der erste experimentelle Beweis, dass Materie tatsächlich aus kleinen Teilchen aufgebaut ist, erstammt aus Beobachtungen, die *Robert Brown* machte. Er entdeckte im Jahr 1827, dass sich kleine Partikel in Flüssigkeiten in ruckartigen Zitterbewegungen fortbewegen. Die nach ihm benannte *Brown'sche Molekularbewegung* lässt sich auf Stöße zwischen dem Partikel und den Molekülen der Flüssigkeit zurückführen, dessen Wärmebewegungen zufällig verteilt sind. 1905 konnte *Albert Einstein* dies theoretisch beweisen [Ein05]. Somit wurde gezeigt, dass sich Materie tatsächlich aus kleinen Teilchen zusammensetzt.

Dass es neben den Atomen noch andere kleinste Teilchen gibt, fanden *Emil Wiechert* und *Joseph John Thomson* 1897 unabhängig voneinander heraus. Sie zeigten, dass Kathodenstrahlung aus negativ geladenen Teilchen besteht, die um einige Größenordnungen leichter als die ebenfalls geladenen Ionen sind [CG09, S. 2]. *George Johnstone Stoney* hatte zuvor die Existenz eines solchen Teilchens postuliert. Das Elektron sollte eine immer gleiche und kleinste elektrische Ladung tragen, die 1909 von *Robert Milikan* gemessen wurde. Somit war das erste Teilchen entdeckt, das auch noch nach heutigem Verständnis als Elementarteilchen gilt. Die Entdeckung des Elektrons veranlasste Thomson, das Daltonmodell zu überarbeiten, da dieses keine elektrische Ladung beinhaltete. Er stellte die Hypothese auf, dass Atome im Wesentlichen aus Elektronen bestünden, die die gesamte Masse des Atoms tragen würden. Da Atome nach außen elektrisch neutral sind, baute er zusätzlich eine positive Ladung in sein Modell ein. Diese sollte von einer gewichtslosen Masse

getragen werden, in der sich die Elektronen befänden.

Das bis dato erfolgreiche Dalton'sche Atommodell, das die Existenz von elektrischer Ladung nicht erklären konnte, wurde also durch ein erfolgreicherer Modell ersetzt. Solche Paradigmenwechsel wiederholten sich in der Geschichte der Atom- und Kernphysik stetig und sind auch heute noch gängige Praxis. Bis zu den Überlegungen von Thomson konnten Wissenschaftler nur indirekt auf die Zusammensetzung von Materie schließen und noch keine direkten Beobachtungen machen. Dies änderte sich durch die Arbeiten von *Ernest Rutherford*.

Mit Hilfe der Vorarbeiten von *Henri Becquerel*, *Marie Sklodowaska-Curie* und *Pierre Curie* führte Ernest Rutherford 1911 ein Experiment mit α -Strahlen durch, die er an einer Goldfolie streute. Anhand des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts konnte er ableiten, dass fast die gesamte Masse eines Atoms in einem sehr kleinen, positiv geladenen Volumen im Atom konzentriert sein muss und entdeckte so den Atomkern [Dem14, S. 4]. Mit dieser Entdeckung begründete Rutherford die Kernphysik - das Themenfeld, auf dem sich diese Arbeit bewegt - und entwickelte gleichzeitig eine neue wegweisende Methodik. Das Beobachten von Streuprozessen und das Abgleichen mit theoretischen Überlegungen, so wie Rutherford es erstmals tat, um Materie zu untersuchen, ist noch heute die gängige Arbeitsweise in der Kernphysik.

In den folgenden Jahren nach Rutherfords Entdeckung wurden die Elemente des Periodensystems genauer untersucht und die ersten Kernreaktionen beobachtet. Zudem wurde die Quantenmechanik entwickelt, nachdem *Max Planck* die *Schwarzkörperstrahlung* mit Hilfe einer Energiediskretisierung beschrieb [CG09, S. 2]. 1932 entdeckte *James Chadwick* schließlich das Neutron bei der Betrachtung einer Kernreaktion, die *Irène Curie* und *Frédéric Joliot* durchgeführt hatten [CG09, S. 4]. Somit konnten in Kombination mit der Quantenmechanik die ersten realistischen Kernmodelle aufgestellt werden, wodurch sich wiederum der radioaktive Zerfall erstmals theoretisch beschreiben ließ. Dazu gehört zum Beispiel das Schalenmodell, das im Laufe dieser Arbeit eine Rolle spielen wird. Es besagt, dass sich die Nukleonen im Kern ähnlich wie die Elektronen in der Atomhülle auf unterschiedlichen Energieschalen befinden. Nukleonen können durch Kernzerfälle auf höhere Energieniveaus angeregt werden, wodurch die Fragmente bei der Abregung einen γ -Quant aussenden.

Das erste Antiteilchen, das Positron, wurde wie das Neutron ebenfalls im Jahr 1932 von *Carl David Anderson* nachgewiesen. [Dem14, S. 5]. 1939 entdeckten schließlich *Otto Hahn* und *Fritz Straßmann* das Prinzip der Kernspaltung. Um Zugang zu dieser neuartigen Energiequelle zu erhalten, wurde finanziell erheblich in die Kernphysik investiert, wodurch dem amerikanischen und russischen Militär die Entwicklung der Atom- und Wasserstoffbombe gelang [Dem14, S. 4]. Aber auch im zivilen Bereich, wie zum Beispiel in der Energiegewinnung, und in der Grundlagenforschung erfuhr die Kernphysik einen starken Aufschwung. Zu Letzterem gehört beispielsweise der Nachweis des von *Wolfgang Pauli* postulierten Neutrinos durch *Clyde Cowan* und *Frederick Reines* im Jahr 1956 [Dem14, S.466] und das wachsende Verständnis über die schwache Wechselwirkung, sowie über Erhaltungsgrößen. Dazu trugen *Chien-Shiung Wu* mit der Dokumentation der Paritätsverletzung und *Tsung Doa Lee* bei, der zusammen mit *Chen Ning Yang* die theoretische Erklärung für die Symmetriebrechung lieferte [Dem14, S. 5].

Um Erkenntnisse über den Aufbau von Atomkernen und Nukleonen zu gewinnen, wurden seit der Begründung der Kernphysik Stoßprozesse von Teilchen untersucht. Um gezielt solche Teilchenstreuungen beobachten zu können, entstanden in den 60er-Jahren die ersten größeren Beschleunigeranlagen wie zum Beispiel der *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) am *Brookhaven National Laboratory* und der *Proton Synchrotron* (PS) an der *Europäischen Organisation für*

Kernforschung (CERN ¹) [Dem14, S.466]. Mit dem Ausbau dieser Anlagen gelang schließlich der Nachweis der *Quarks*, die 1969 von *Murray Gell-Mann* und *Georg Zweig* unabhängig voneinander postuliert wurden. Darüber hinaus wurden auch die Wechselwirkungsteilchen der starken und schwachen Kraft, sowie vier weitere Leptonen entdeckt. Nach heutigem Verständnis sind diese Teilchen tatsächlich elementar, also punktförmig und damit nicht weiter teilbar.

Jedoch ist die Entdeckungsgeschichte, die vor ca. 2500 Jahren mit Demokrit begann, noch nicht abgeschlossen. Wo Fragen beantwortet wurden, taten sich bislang neue auf und so entstand das Forschungsfeld der Hochenergiephysik. Dieses beschäftigt sich weitergehend mit der Suche nach neuen Elementarteilchen und den Wirkungsweisen der Grundkräfte bei hohen Energiedichten. Jedoch sind auch die verschiedenen Zustände von Materie von großem Interesse. Mit den gewonnenen Erkenntnissen lassen sich nicht nur Aussagen über die kleinsten, sondern auch über die größten Systeme im Universum machen. So kann man zum Beispiel mit Hilfe von Schwerionenkollisionen die Elementsynthese nachvollziehen oder das *Quark-Gluon-Plasma* untersuchen, in dessen Zustand sich das Universum kurz nach dem Urknall befand.

Um in diesem Feld experimentell neue Erkenntnisse zu erlangen, werden immer leistungsstärkere Beschleuniger und immer präzisere Detektoren gebaut. Solche Forschungsanlagen zu planen, konstruieren und betreiben, benötigt unterschiedliches Know-how und kann nur noch im Kollektiv geleistet werden. An diese Historie schließt *Compressed-Baryonic-Matter-Experiment* an. Es soll den Zustand und die Eigenschaften von sehr dicht komprimierter Materie bei moderaten Temperaturen vermessen. Das Experiment wird bis voraussichtlich 2022 aus verschiedenen Detektorsystemen gebaut, von denen eines der Übergangsstrahlungsdetektor sein wird. Das *Institut für Kernphysik Frankfurt* hat dafür eine Reihe von Prototypen konstruiert. Ein Teil der Eigenschaften dieser Bauweise soll diese Arbeit erläutern. Ziel ist dabei, die Energieauflösung des Detektors unter der Verwendung der für den Detektor entwickelten Ausleseelektronik zu bestimmen. Zusätzlich wird eine Messung mit direkter Auslese durchgeführt und die Ergebnisse beider Messungen verglichen. Außerdem wird eine Diskussion von verschiedenen Datenanalysen vorgenommen.

Eine kurze Einführung soll den Forschungsgegenstand des *Compressed-Baryonic-Matter-Experiments* zunächst genauer beleuchten. Anschließend soll die Experimentieranlage kurz vorgestellt und die wichtigsten Aspekte des *Übergangsstrahlungsdetektors* und der Auslekette erläutert werden. Weiterhin wird auf den Versuchsaufbau und die Analyse der gemessenen Daten detailliert eingegangen. Schlussendlich werden in einem Fazit die wesentlichen Aussagen zusammengefasst und im Kontext des genannten Experiments beziehungsweise der Entwicklung des Übergangsstrahlungsdetektors verortet.

¹CERN steht für *Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die physikalische Welt durch eine Zusammensetzung von verschiedenen Elementarteilchen und dem Zusammenspiel vier verschiedener Grundkräfte. Als Grundkraft bezeichnet man die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung, sowie die Gravitation. Als Elementarteilchen versteht man dabei ein Teilchen, das nicht aus anderen kleineren Teilchen zusammengesetzt ist. Diese elementaren Bausteine lassen sich in drei Gruppen einteilen: Quarks, Leptonen und Austauschbosonen. Austauschbosonen sind Übertragungsteilchen der Grundkräfte bzw. der grundlegenden Wechselwirkungen. Ihr Name impliziert neben der Zugehörigkeit zu den Bosonen auch einen Spin von 1. Eine Ausnahme bildet das Higgs-Boson, welches ein Skalar ist und physikalisch mit dem Higgs-Feld und massebehafteter Materie interagiert.

Um an einer der Grundkräfte teilhaben zu können, muss ein beliebiges Teilchen die jeweils entsprechende Ladung tragen. Die Stärke der Kraft auf das wechselwirkende Teilchen hängt dabei von der Anzahl der getragenen Elementarladungen, sowie von der Kopplungskonstanten und der Form des Potentials der entsprechenden Wechselwirkung ab.

Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft ist das *Photon*. Die schwache Wechselwirkung kann mit Hilfe von drei Austauschteilchen beschrieben werden: W^+ , W^- und Z^0 . Die starke Kraft kann von neun unterschiedlichen *Gluonen* übertragen werden. Die Gluonen tragen dabei selbst die starke Ladung tragen, woraus folgt, dass sie sowohl mit andersartig stark geladenen Teilchen, als auch untereinander wechselwirken können. Eine Besonderheit der starken Kraft ist das Vorhandensein von drei Ladungen mit jeweils zugehöriger Antiladung. Dies weicht von den üblichen zwei Ladungszuständen $+1$ und -1 ab. Die Ladungszustände der starken Kraft werden *Farbladungen* genannt. Die Summe aus allen drei Farbladungen oder Farbe mit Antifarbe ergeben einen nach außen neutralen bzw. *weißen Zustand*. Da die Gluonen selbst stark geladen sind, übertragen sie Farbladungen, das heißt in diesem Fall je eine Farbe und eine Antifarbe.

Das Higgs-Boson ist für die massive Anregung des Higgs-Feld verantwortlich. Das Austauschboson der *Gravitation* das Graviton ist bisher nur ein theoretisches Postulat, das noch nicht gefunden wurde. Das Higgs-Boson und das Graviton seien an dieser Stelle nur zur Vollständigkeit benannt. Relevant für Schwerionenkollisionen und damit für das *Compressed-Baryonic-Matter-Experiment* sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung.

Die beiden anderen Gruppen der Elementarteilchen, die Quarks und Leptonen, tragen einen Spin von $1/2$ und sind damit *Fermionen*. Für jedes dieser Teilchen gibt es ein passendes Antiteilchen, welches dieselbe Masse trägt, jedoch umgekehrte Quantenzahlen besitzt. Treffen Teilchen und Antiteilchen aufeinander, annihilieren sie und die entsprechende Ruheenergie wird frei. Umgekehrt kann aus genügend freier Energie spontan ein Teilchen-Antiteilchen-Paar entstehen, solange Energie, Impuls und alle anderen Erhaltungsgrößen bestehen bleiben. Zu den Leptonen gehört das Elektron, das Myon und das Tau, die jeweils eine elektrische Ladung von -1 aufweisen und an der schwachen Kraft teilhaben können. Weiterhin gehören zu den Leptonen das Elektron-, Myon-, und Tau-Neutrino, die ausschließlich schwach wechselwirken. Im Standardmodell wird davon ausgegangen, dass die Neutrinos keine Ruhemasse haben. Es wurde jedoch festgestellt, dass sich die verschiedenen Neutrinos ineinander umwandeln können, was ohne Neutrinomasse nicht möglich ist. Aktuelle Experimente konnten bisher keinen expliziten Wert ermitteln, sondern nur eine obere Grenze von $m_0 < 2,2 eV$ bestimmen. Elektron, Myon und Tau und deren zugehörigen

Neutrinos teilt man in drei Teilchengenerationen auf. Beim Übergang von einer Generation zur nächsten ist ein Anstieg der Teilchenmasse um ein Vielfaches zu beobachten, während die Quantenzahlen mit Ausnahme der Leptonenzahl konstant bleiben. Neben den Austauschbosonen und den Leptonen sind bisher sechs Quarks bekannt, die sich wie die Leptonen in drei Generationen untergliedern lassen. Die erste Generation setzt sich aus Up- und Down-Quark zusammen, aus denen sich Protonen und Neutronen zusammensetzen. Zur zweiten Generation zählt man Charm- und Strange-Quark und zur dritten Generation Bottom- und Top-Quark. Die Art des Teilchens, auch *Flavour* genannt, bildet dabei eine eigene Quantenzahl und ist somit invariant unter der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. Unter der schwachen Kraft bildet der Quarkflavour keine Erhaltungsgröße. Somit kann die schwache Wechselwirkung eine Umwandlung des Flavours innerhalb und zwischen den Generationen bewirken.

mass →	≈2.3 MeV/c ²	≈1.275 GeV/c ²	≈173.07 GeV/c ²	0	≈126 GeV/c ²
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs boson
QUARKS					
	≈4.8 MeV/c ²	≈95 MeV/c ²	≈4.18 GeV/c ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	0.511 MeV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
LEPTONS					GAUGE BOSONS
	<2.2 eV/c ²	<0.17 MeV/c ²	<15.5 MeV/c ²	80.4 GeV/c ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	

Abbildung 2.1: [Are14, S. 4]

Anders als bei anderen Wechselwirkungen steigt das Potential der starken Kraft linear mit der Entfernung um k der String-Spannung an. Gleichung 2.1 beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen zwei Trägern der starken Ladung. α_s soll dabei die Kopplungskonstante der starken Kraft sein.

$$V_{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (2.1)$$

Dies hat zur Folge, dass beim Entfernen mehrerer Quarks voneinander mit ca. 1 GeV/fm sehr viel Energie im starken Potential gespeichert wird, bis diese ausreicht, um spontan ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, welches sofort aufbricht und eine Bindung mit den voneinander entfernten Quarks eingeht.

Dadurch sind Quarks im sogenannten *Confinement* gefangen und können nur im gebundenen, nach außen farbneutralen Zustand beobachtet werden. Dies ist bei Kombinationen aus zwei Quarks, die Farbe und Antifarbe tragen, den *Mesonen*, und bei Kombinationen aus drei Quarks, die drei unterschiedliche Farbladungen tragen, den *Baryonen*, der Fall. Mesonen und Baryonen bilden die Gruppe der *Hadronen*, das heißt Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind. Spezifisch bei Quarks ist, dass sie eine drittelzahlige elektrische Ladung von $+2/3$ und $-1/3$ tragen. Diese sind jedoch nicht nach außen sichtbar, da das Confinement nur Kombinationen aus Quarks zulässt, die nach außen ganzzahlige elektrische Ladungen bilden.

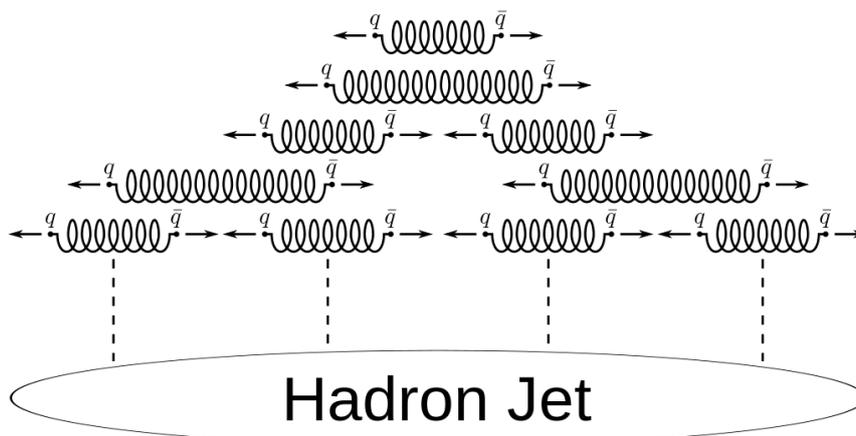


Abbildung 2.2: Darstellung des Confinements: Entfernen sich gebundene Quarks voneinander, wird Energie im starken Potential gespeichert (hier als sich spannende Feder dargestellt). Reicht die Energie aus, wird spontan ein neues Quark-Antiquarkpaar erzeugt. Bei hinreichender Energie des primären Quarkpaars entsteht so ein Hadronenjet, wie er beispielsweise bei Schwerionenkollisionen beobachtet wird. - [wik]

Befinden sich Quarks in kurzer Distanz $r \rightarrow 0$ zueinander, gleicht das starke Potential aus Gleichung 2.1 einer Coulombanziehung. Zudem beobachtet man, dass anders als es sein Name suggeriert, ist die Kopplungskonstante keineswegs konstant, sondern vom Impulsübertrag Q^2 der an der Wechselwirkung teilnehmenden Teilchen abhängig. Gleichung 2.2 beschreibt die Kopplungskonstante α_S der starken Wechselwirkung in erster Ordnung.

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.2)$$

Dabei steht n_f für die Anzahl der wechselwirkenden Quarks. Der Skalenparameter Λ^2 ist ein freier Parameter, der experimentell bestimmt werden muss. Er beträgt $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}/c$. Der Impulsübertrag Q^2 lässt sich auch als räumliche Auflösung oder inverser räumlicher Abstand der Quarks interpretieren. Verkleinert sich der Abstand zwischen stark wechselwirkenden Teilchen, erhöht sich somit der Impulsübertrag und α_S sinkt. Vergleiche dazu [PRSZ06, S. 111].

Dies hat zur Konsequenz, dass Quarks mit kleinen Abständen zueinander als quasifreie Teilchen angesehen werden können, was *asymptotische Freiheit* genannt wird.

Die Tatsache, dass bei hohen Impulsüberträgen $\alpha_S \approx 1$ gilt, macht theoretische Störungsrechnung sehr aufwendig. Dadurch sind einige Berechnungen bisher nicht durchführbar, wodurch die Forschung innerhalb der Hochenergiephysik akut auf experimentelle Daten angewiesen ist.

2.1 Das Quark-Gluon-Plasma

Werden beispielsweise in Zusammenstößen von schweren Atomkernen hohe Nukleondichten erzeugt, lässt sich nicht mehr zuordnen zu welchen Nukleon ein bestimmtes Quark gehört. Wird ein solcher Zustand erreicht, wird auch vom Übergang in ein *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) gesprochen. Abbildung 2.3 zeigt vom Standpunkt aktueller Forschung das Phasendiagramm der Quantenchromodynamik, die wiederum die starke Wechselwirkung beschreibt.

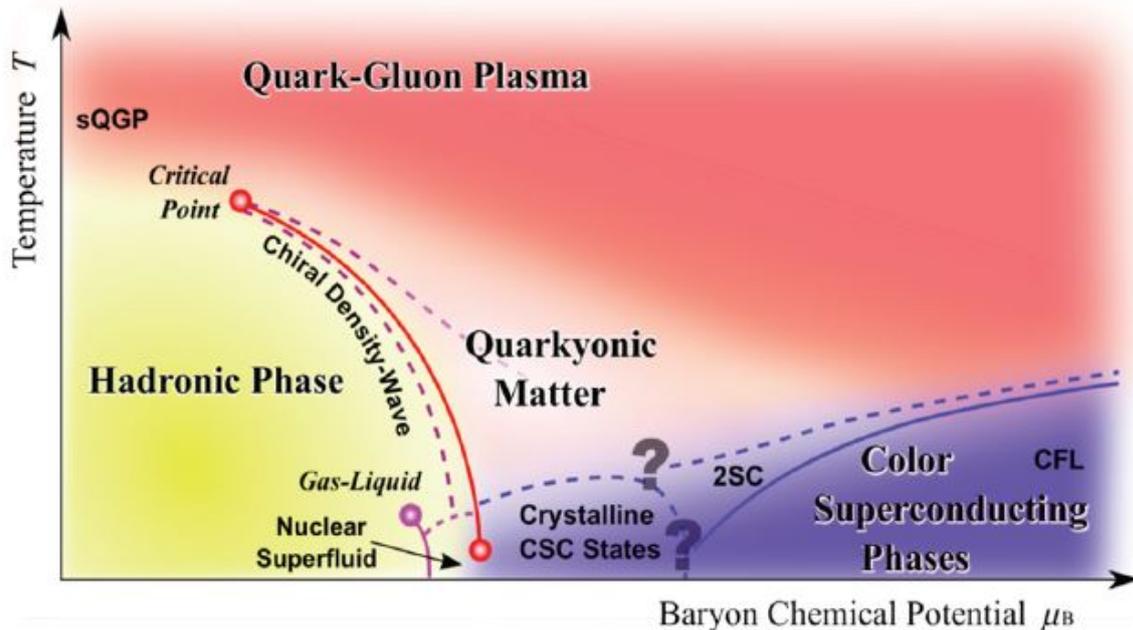


Abbildung 2.3: Phasendiagramm der Quantenchromodynamik [uTH11, S. 5]

Zu sehen ist des Weiteren die Phase hadronischer Materie abhängig von Temperatur und dem baryochemischen Potential μ_B . Das baryochemische Potential ist ein Maß für die Netto-Baryondichte. Befinden sich in einem System gleich viele Quarks wie Antiquarks gilt somit $\mu_B = 0$. Materie unter normalen Bedingungen ist in diesem Diagramm unten links bei niedrigen Temperaturen und einem niedrigen baryochemischen Potential zu finden. Soll ein QGP erzeugt werden, muss Materie stark erhitzt oder stark verdichtet werden. International wird versucht, mit verschiedenen Experimenten das Phasendiagramm an seinen Übergangstellen zum QGP auszumessen. Da am *Large Hadron Collider* (LHC) kleine Teilchenpakete mit hoher Energie zur Verfügung stehen, wird dort der Übergang bei geringen Netto-Baryondichten und hohen Temperaturen vermessen. An dieser Stelle wird ein kontinuierlicher Übergang von Hadronen in das QGP erwartet. Das Compressed-Baryonic-Matter-Experiment, welches am *Facility for Antiproton and Ion Research* stationiert sein wird, wird versuchen, ein QGP bei niedrigeren Temperaturen und höheren Netto-Baryondichten zu erzeugen. An diesem Punkt des Phasendiagramms wird einen Übergang erster Ordnung vermutet.

Alle Experimente, die Forschung zum QGP betreiben, sind mit der Frage konfrontiert, wie sich ein potentiell erzeugtes Plasma nachweisen lässt. Da es dafür keine eindeutige Observable gibt,

gelingt ein Nachweis nur im Zusammenspiel verschiedenen Signaturen. Im Folgenden werden jene vorgestellt, die für das Design des Übergangstrahlungsdetektors des *Compressed-Baryonic-Matter-Experiments* von Bedeutung sind.

Eine solche Signatur ist die Unterdrückung von gemessenen J/Ψ -Mesonen. Das J/Ψ besteht aus einem Charm und einem Anticharm und entsteht zu Beginn einer Schwerionenkollision, wenn die Energiedichte am höchsten ist. Fliegt das entstandene J/Ψ jedoch durch das Medium eines QGPs, streut es mit anderen, überwiegend leichteren und quasifreien Quarks, und bricht auf. Dehnt sich das Plasma im Verlauf der Zeit aus und kühlt dabei ab, müssen die Quarks wieder neue Bindungen eingehen, was im Allgemeinen als *Freeze-Out* bezeichnet wird. Da es im System zu diesem Zeitpunkt viele leichte Up- und Down-Quarks gibt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein quasifreies Charm mit einem Anticharm bindet, entsprechend gering. Entsprechend misst man anschließend eine Unterdrückung des J/Ψ 's im Vergleich zu Messungen, bei denen kein QGP entstanden ist. Als Referenz hierfür wird in der Regel die Produktionsrate in Proton-Proton-Kollisionen verwendet. Durch die hohe Dichte von leichten Quarks im Medium kommt es weiterhin zu Pion-Anihilationen, wodurch Vektormesonen wie das ω , ρ und ϕ entstehen. Diese zerfallen zwar mit hoher Wahrscheinlichkeit wieder in Pionen zurück, können sich jedoch auch in ein Dileptonenpaar differenzieren. Da Leptonen nicht stark wechselwirken, können diese das Medium ungestört verlassen und im Detektor gemessen werden. Die erzeugten Dileptonen können somit zur Erforschung von Vektormesoneigenschaften im Medium genutzt werden [Col11, S. 541]. Die Temperatur des Plasmas lässt sich durch thermische Photonen, die durch die Schwarzkörperstrahlung des Plasma entstehen, bestimmen. Auf die Temperatur zum Zeitpunkt des Freeze-Out lässt sich durch die Energieverteilung der gemessenen Teilchen schließen. Da neben den Vektormesonen auch das J/Ψ in ein Leptonenpaar zerfallen kann und die thermischen Photonen im Detektormaterial durch Paarerzeugung zerfallen, ist es wichtig, dass ein solches Experiment eine hohe Elektroneneffizienz aufweist. So entsteht die Möglichkeit, Elektronen zu messen und sie vor dem hohen Teilchenhintergrund, der vor allem aus Pionen besteht, richtig zu identifizieren.

3 Das Experiment

3.1 FAIR

Das *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) ist die Gesellschaft einer geplanten Beschleunigeranlage, die voraussichtlich 2022 in Betrieb genommen werden soll. Sie wird auf dem Gelände des *Germholz-Institut für Schwerionen-Forschung* (GSI) bei Darmstadt gebaut, wobei die schon bestehenden Beschleunigeranlagen der GSI als Vorbeschleuniger genutzt werden. Der in der bestehenden Anlage produzierte Ionenstrahl soll nach dem bereits vorhandene *Schwerionen-Synchrotron* (SIS18) an das neue System übergeben werden. Der SIS18 kann dabei Protonen auf eine Energie von 4,5 GeV beschleunigen. Anschließend gelangen diese in den SIS100, der im Rahmen der ersten Bauphase des FAIRs fertiggestellt werden soll. Der SIS100 wird Protonen bis zu einer Energie von 29 GeV und Gold-Ionen bis zu 11 AGeV beschleunigen können. In einer zweiten Bauphase, die voraussichtlich 2025 beendet wird, soll der SIS100 zum SIS300 ausgebaut werden, der dann Protonen mit einer Energie von bis zu 90 GeV und Gold-Ionen mit bis zu 45 AGeV beschleunigen soll [Col18, S. 11]. Neben dem Beschleuniger sind auch zahlreiche neue Experimente geplant. Eines von ihnen ist das *Compressed-Baryonic-Matter*(CBM)-Experiment, welches im Folgendem erläutert wird.

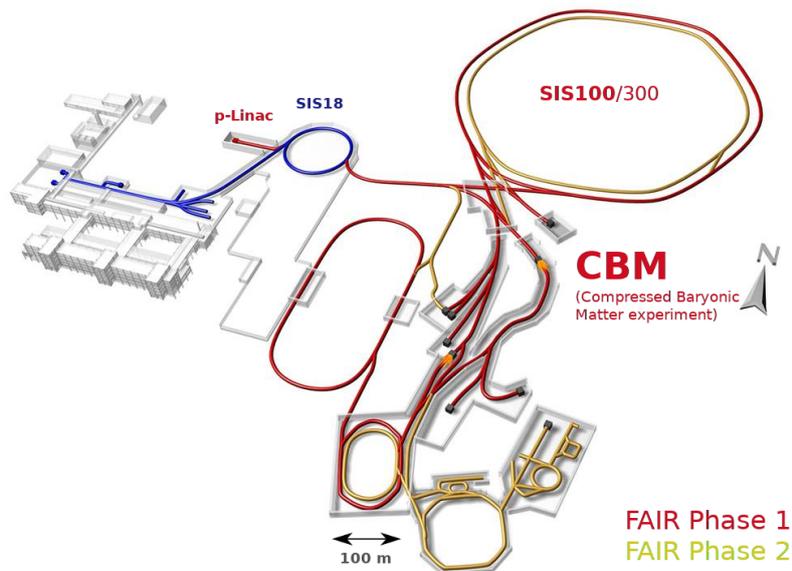


Abbildung 3.1: Schema der geplanten FAIR-Anlage: In blau ist die bestehende Anlage der GSI eingezeichnet. Der rote Teil soll während der ersten und der gelbe Teil während der zweiten Bauphase des FAIR gebaut werden.

3.2 Das CBM-Experiment

Das CBM-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment und wird zur Erforschung des QGP mittels Schwerionenkollisionen konstruiert. Um seltene Sonden bei niedrigen Energien mit hoher Effizienz detektieren zu können, beliefert die FAIR-Anlage das CBM-Experiment mit einer hohen Teilchenstromrate. Dies sorgt für eine hohe Statistik, jedoch auch für spezifische Anforderungen an das Experiment. So müssen Daten präzise und unter hohen Interaktionsraten von bis zu 10 MHz ausgelesen werden. Aus diesem Grund hat man sich dazu entschieden, das gesamte Experiment kontinuierlich auszulesen. Da dies jedoch eine sehr große Menge an Rohdaten erzeugt, muss zusätzlich eine Frontend-Elektronik entwickelt werden, die möglichst viel Untergrund aus produzierten Daten herausfiltert. Das gesamte Experiment besteht aus verschiedenen Detektorsystemen, die im Folgenden entlang der Strahlrichtung oder *Beamline*¹ im Wesentlichen vorgestellt werden.² Da der Fokus dieser Arbeit auf dem Transition-Radiation-Detektor liegt, wird diesem ein separates Unterkapitel gewidmet werden. Für die Darstellung der Detektorsysteme vergleiche [Col11, S. 627ff.].

Dipolmagnet

Um Teilchen mit unterschiedlichem $\frac{pm}{q}$ in verschiedene Bahnen aufzuspalten, verfügt das CBM-Experiment über einen supraleitenden Magneten mit einer Öffnung von 25° und einem magnetischen Fluss von 1 Tm.

Mikro-Vertex-Detektor (MVD)

Der MVD ist verantwortlich für die hochauflösende Rekonstruktion der primären Vertizes. Das geringe Materialbudget und die hohe Ortsauflösung von 50 bis $100\mu\text{m}$ sind für das Identifizieren von Open-Charm-Teilchen³ und deren leicht verschobene Vertizes optimiert. Dafür werden vier Lagen mit Silicium-Pixel-Sensoren benutzt, welche sich 5 bis 20cm hinter dem Target befinden.

Silizium-Tracking-System (STS)

Der STS, besteht aus acht Lagen Silizium-Detektoren, befindet sich noch innerhalb des Dipolmagneten und liegt 30 bis 100cm hinter dem Target. Es dient dem Tracking⁴ geladener Teilchen und ihrer Impulsmessung.

Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor (RICH)

Der RICH dient der Identifikation von Elektronen. Er besteht aus einer 1,7m langen Gaskammer, in der Elektronen Cherenkovstrahlung emittieren. Diese wird durch zwei fokussierende Spiegel auf einen Photodetektor gelenkt, wo sie eine Ring-Signatur hinterlässt. Der RICH ist das erste Detektorsystem, das sich nicht mehr im Dipolmagnet befindet. Er steht 1,6m hinter dem Dipolmagneten.

Flugzeitmessung (TOF)

Eine Reihe von Multigap-Resistive-Plate-Kammern bildet den TOF. Er misst die Flugzeit der ankommenden Fragmente und hilft dabei der Identifikation von Hadronen. Er befindet sich 6m

¹Die Beamline stellt die Verlängerung des eintreffenden Teilchenstrahles vor dem Auftreffen auf das Target in Richtung des Experimentes dar.

²Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden im Text die gängigen Abkürzungen verwendet.

³Hadronen, in denen ein Charm-Quark gebunden ist

⁴Die Rekonstruktion von Teilchentrajektorien

hinter dem Target.

Elektromagnetisches-Kalorimeter (ECAL)

Das *Schaschliktyp-Kalorimeter* wird benutzt, um die Energie direkter Photonen und neutraler Mesonen, die in zwei Gammas zerfallen, zu messen. Er besteht aus Modulen mit 140 Lagen Blei und Szintilatormaterial, die in *Wall-* oder *Tower-*Geometrie angeordnet werden können. Die Entfernung zum Target lässt sich dabei variieren.

Projectile-Spectator-Detector (PSD)

Zur Bestimmung der Zentralität der Kollision des Teilchenstrahls mit dem Targetmaterial wird der PSD benötigt. Er steht hinter allen anderen Detektorsystemen auf Höhe der Beamline und ist dafür verantwortlich, die Anzahl der *Spectators*⁵ bestimmen zu können. Er besteht aus Blei-Szintilatoren und misst die Gesamtenergie der ankommenden Spectators. Da die Schwerpunktsenergie und die Größe des Teilchenpakets vor der Kollision bekannt ist, lässt sich aus der Differenz der Gesamtenergie des Teilchenpakets vor und nach der Kollision die Anzahl der Spectators ermitteln.

Myon-Kammer (MUCH)

Um im Experiment Myonen messen zu können, kann beim CBM-Experiment der RICH durch das MUCH ausgetauscht werden. Das MUCH besteht aus sechs hintereinander gestapelten Eisen-Absorberplatten, um Hardronen zu stoppen. Myonen können das Absorbermaterial deutlich leichter durchdringen als die Hadronen. Sie sollen anschließend von Gasedektoren des MUCH gemessen werden. Um zu verhindern, dass neben Myonen, die während der Kollision entstehen, auch Myonen aus Mesonzerfällen gemessen werden, soll das Detektorsystem möglichst kompakt gebaut werden.

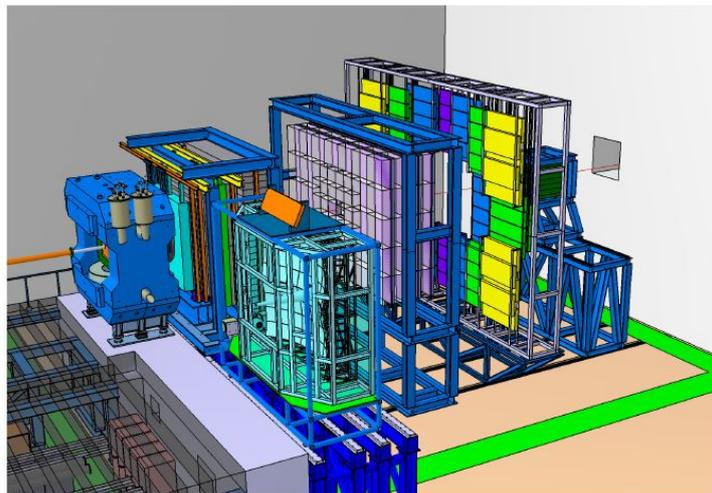


Abbildung 3.2: Aufbau des CBM-Experiments [Col18, S. 14]

⁵Kollidieren zwei Atomkerne miteinander, muss die Kollision nicht zentral sein, d.h. die Atomkerne überdecken sich aus Perspektive der Flugachse. Ist die Kollision peripher, interagieren die nicht deckungsgleichen Nukleonen nicht mit der Kollision und verbleiben auf ihrer Kontur. Diese nennt man *Spectators*. Hier und im Folgenden wird dieser Terminus aufgrund seiner Geläufigkeit verwendet werden und nicht die deutsche Übersetzung *Zuschauer*.

4 Der Transition-Radiation-Detektor

Der Transition-Radiation-Detektor¹ (TRD) des CBM-Experiments ist für die Hadronenidentifikation zuständig und kann darüber hinaus für die Rekonstruktion von Teilchenspuren hilfreich sein. Um seltene Proben des QGP mit hoher Effizienz detektieren zu können, ist es wichtig, mit hoher Effizienz Pionen von Elektronen unterscheiden zu können. Hauptverantwortlich dafür ist der TRD, auf dem das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegen soll.

4.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Fliegt ein geladenes Teilchen durch ein Medium, wechselwirkt es mit diesem und verliert an kinetischer Energie. Eine genaue Beschreibung dieses Vorganges bietet die Bethe-Bloch-Formel, die im Folgendem unter Formel 4.1 abgebildet ist [uNW16, S. 34].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \rho \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right) \quad (4.1)$$

Dabei gilt:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 c^2 = 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{mol}$
 - $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.8 \text{ fm} \hat{=} \text{Elektronenradius}$
 - $N_A \hat{=} \text{Avogadrozahl}$
- $z, \beta \hat{=} \text{Ladungszahl des Projektils}$
- $\beta = \frac{v}{c} \hat{=} \text{relativistischer Betafaktor des Projektils}$
- $Z, A \hat{=} \text{Kern- und Massenzahl des Mediums}$
- $I \hat{=} \text{mittlere benötigte Energie für die Ionisation des Mediums}$
- $T_{max} \hat{=} \text{maximaler Energieübertrag beim Stoß mit einem Hüllenelektron}$
- $\delta \hat{=} \text{Dichtekorrektur}$
- $C(\beta\gamma, I) / Z \hat{=} \text{Schalenkorrektur}$

Der Energieverlust pro Streckenintervall ist neben den Eigenschaften des Mediums von der Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens abhängig. Dies wird genutzt, um anhand von Energieverlustmessung Teilchen zu identifizieren. Das linke Diagramm in Abbildung 4.1 zeigt den spezifischen Energieverlust aufgetragen gegen den Impuls des jeweiligen Teilchens.

¹Auch hier wird im Weiteren der geläufigere Begriff *Transition-Radiation-Detektor* bzw. dessen Abkürzung, zu Deutsch *Übergangsstrahlen-Detektor*, benutzt werden.

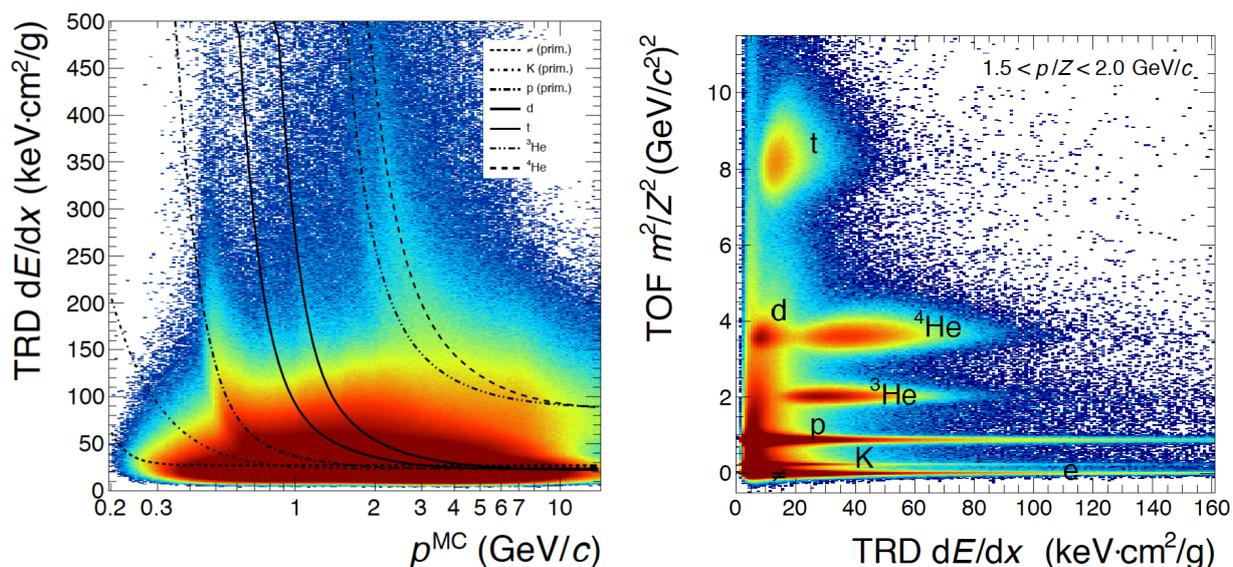


Abbildung 4.1: Links: Monte-Carlo-Simulation der erwarteten Energieverlustmessung des CBM-TRDs. Eingezeichnet sind die Häufigkeiten bestimmter Messwerte (farbkodiert) und Erwartungswerte verschiedener Teilchen (Linien). Rechts: Messwerte des TOFs gegen die Messwerte des TRDs einer Simulation einer zentralen (10 %) Au+Au-Kollision bei 8 AGeV in einem Impulsintervall von $(1,5 < p_T < 2,0) \text{ GeV}/c$ [Col18, S.32]

Der Energieverlust eines elektrisch geladenen Teilchens mit niedrigem Impuls nimmt mit $\propto \frac{1}{\beta^2}$ ab und steigt nach dem Erreichen des Minimums asymptotisch wieder an, was *relativistic rise* genannt wird. Das hat zur Folge, dass die Identifikation von Teilchen mit geringen Impulsen einfacher ist, da dort die verschiedenen Kennlinien große Abstände zueinander haben. Teilchen zu unterscheiden, die sich im *relativistic rise* befinden, ist hingegen ungleich schwieriger. Dieser Bereich wird besonders bei leichten Teilchen, wie zum Beispiel Elektronen, Myonen und Pionen, schnell erreicht. Daher ist in Kombination mit dem TOF die Identifikation von schweren Fragmenten leichter als die Unterscheidung von leichten Teilchen. Um leichte Partikel wie Elektronen und Pionen zu separieren, ist eine Energieverlustmessung für hohe Impulse jedoch nicht ausreichend. Anschaulich wird dies mit Hilfe einer Simulation, die im rechten Diagramm in Abbildung 4.1 gezeigt ist. Auf der Y-Achse aufgetragen befindet sich das mittels TOF berechnete Massenquadrat m^2 und auf der X-Achse die Energieverlustmessung des TRDs. Die simulierten Messwerte des TOFs und des TRDs sind nach Häufigkeit farbkodiert als Punkte in das Diagramm eingetragen. Würde auf die Messung des TRDs verzichtet, käme dies einer Projektion auf die Y-Achse gleich. Schwere Teilchen wie Tritium (t), ^3He und Protonen ließen sich so immer noch sehr gut unterscheiden. Hingegen wäre eine Unterscheidung zwischen Deuterium (d) und ^4He nicht mehr möglich.

Aus diesen Gründen wird deutlich, dass sich mit Hilfe des TOFs keine befriedigende Teilchenidentifikation bewerkstelligen ließe, sondern es der zusätzlichen Energieverlustmessung des TRDs bedarf.

4.2 Übergangsstrahlung

Befindet sich ein elektrisch geladenes Teilchen vor der Grenzschicht zweier Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante, kann man das elektrische Feld mit einer Spiegelladung, die sich auf der anderen Seite der Grenzschicht befindet und eine entgegengesetzte Ladung hat, beschreiben. Bewegt sich nun das geladene Teilchen auf die Grenzschicht zu, wird das elektrische Feld stärker und kehrt sich beim Durchflug des Teilchens um. Dieser Vorgang ähnelt einem schwingenden Dipolfeld und kann daher Photonen erzeugen. Die so erzeugte Strahlung wird *Übergangsstrahlung* oder *Transition Radiation* (TR) genannt. Die integrierte, abgestrahlte Energie der Übergangsstrahlung beträgt dann:

$$W \approx \gamma \frac{z^2 \hbar \alpha \omega_P}{3} \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet α die Feinstrukturkonstante, ω_P die größere Plasmafrequenz beider Medien, γ den Lorentzfaktor des geladenen Teilchens und z dessen Ladung [PRSZ06, S. 481]. W ist also proportional zu γ . Das heißt, dass bei gleichem Impuls Teilchen mit geringerer Masse mehr TR-Photonen erzeugen.

Die wird genutzt, um Elektronen von Pionen zu unterscheiden. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit, mit nur einem Übergang ein TR-Photon zu erzeugen, selbst bei Teilchen mit hohem γ sehr gering. Daher sollten Teilchen mehrere Übergänge durchlaufen, um die Wahrscheinlichkeit, TR-Photonen zu erzeugen, zu erhöhen. Das Material, in dem ein Teilchen Übergänge mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten durchläuft, wird *Radiator* genannt. Es kann aus mehreren gleichmäßig angeordneten Folien mit verschiedener Dielektrizitätskonstante ϵ oder einem unregelmäßigen Material, wie zum Beispiel Schaum, bestehen. Der Übergang zwischen verschiedenen ϵ findet dabei zwischen dem Feststoff des Schaumes und den Gasbläschen statt. Wichtig dabei ist, dass der Abstand der Übergänge einem Vielfachen der erzeugten mittleren Wellenlänge des TR-Photons entspricht, um eine konstruktive Interferenz der erzeugten TR-Photonen zu erzeugen.

4.3 Aufbau der Auslesekommer des CBM-TRDs

Um den spezifischen Energieverlust sowie die TR-Photonen zu messen wird beim CBM-TRD eine *Violdrahtproportionalalkammer* bzw. *Multiwire Proportional Chamber* (MWPC) als Auslesem modul verwendet. Diese befindet sich beim in Richtung der Beamline hinter dem Radiatormaterial. Eine MWPC ist eine gasgefüllte Kammer mit einem dünnen Eintrittsfenster auf der Vorder- und einer Kathode auf der Hinterseite. Zwischen Eintrittsfenster und der Kathode sind Anodendrähte gespannt, an denen eine positive Hochspannung angelegt wird. Wird durch den Durchflug eines Teilchens in der Kammer das Gas in ihr ionisiert, beschleunigen die negativ geladenen Elektronen in Richtung der Anodendrähte. Auf ihrer Flugstrecke kollidieren sie mit anderen Gasteilchen und schlagen weitere Elektronen aus ihren Atomhüllen, die wiederum beschleunigt werden und so einen Lawineneffekt auslösen. Die somit entstehende Elektronenlawine wird schließlich von den Anodendrähten absorbiert und influenziert auf der Kathode eine Spiegelladung, welche als Signal gemessen werden kann. Um eine hinreichend gute Ortsauflösung der gemessenen Ladung zu gewährleisten, ist die Kathode in rechteckige Segmente aufgeteilt, die *Pads* genannt werden. Die Pads sind mit der längeren Kante entlang der Anodendrähten auf der Rückwand angeordnet.

Durch die rechteckige Form ist die Ortsauflösung entlang der kurzen Kante deutlich besser als entlang der längeren Kante.

Es existieren für den Bau der CBM-TRD-Ausleseammern drei unterschiedliche Designvorschläge von den Universitäten Frankfurt, Münster und Bukarest. Das Institut für Kernphysik Frankfurt der Goethe-Universität (IKF) hat zwei Prototypen mit der Größe von $(59 \times 59)\text{cm}^2$ gebaut. Die Prototypkammern zeichnen sich durch alternierende Anodendrähte aus, um Veränderungen des elektrischen Feldes durch Verformung des Eintrittsfensters zu minimieren. Die Verformung kann durch geringe Unterschiede zwischen Innen- und Außendruck der Kammer geschehen. Das Institut für Kernphysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster (IKP) entwickelt ein Kammerdesign, welches sich durch eine zusätzliche Driftregion zwischen Eintrittsfenster und Anodendrähten auszeichnet. Dies erhöht die Absorptionswahrscheinlichkeit der TR-Photonen aufgrund des zusätzlichen Gasvolumens in der Kammer. Weiterhin erhöht sich durch den längeren Driftweg die erzeugte Ladung in der Kammer und damit einhergehend die Zeit dessen Absorption. Das heißt, dass die Dauer eines Messzyklusses beim Designvorschlag des IKPs länger ist, als beim Vorschlag des IKFs. Jedoch zeigen Berechnungen, dass die geplante maximale Messdauer von ≤ 300 ns nicht überschritten werden wird [Col18, S. 57]. Der Kammernaufbau des National Institute of Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) in Bukarest hat ebenfalls eine zusätzliche Driftregion. Im Unterschied zum Vorschlag des IKPs werden Pads in Form eines rechtwinkligen Dreiecks benutzt, was die Ortsauflösung verbessern soll.

Abbildung 4.2 veranschaulicht die Funktionsweise eines TRDs. Die Darstellung zeigt von unten nach oben den Radiator, das Eintrittsfenster, die Driftregion, die Verstärkungsregion und die Kathode. Die schwarzen Linien stellen die Linien des elektrisches Feldes dar, wobei sich die Anodendrähte sich im Ursprung befinden und senkrecht aus der Ebene herausragen. Durchquert ein Elektron den TRD, erzeugt es im Radiator ein TR-Photon. Dieses erzeugt zusammen mit dem Elektron im Gas der Kammer primäre Elektronen, die entlang der Feldlinien beschleunigt und in der Verstärkungsregion vervielfacht werden. Pionen hingegen erzeugen im Radiator unter den gegebenen Energien keine TR-Photonen, sodass lediglich der Energieverlust des Pions im Detektor gemessen wird. Die Gesamtenergie, die beim Durchflug des Elektrons durch den Detektor gemessen wird, ist also um die Energie des erzeugten Gammas erhöht, wodurch sich Elektronen von Pionen unterscheiden lassen.

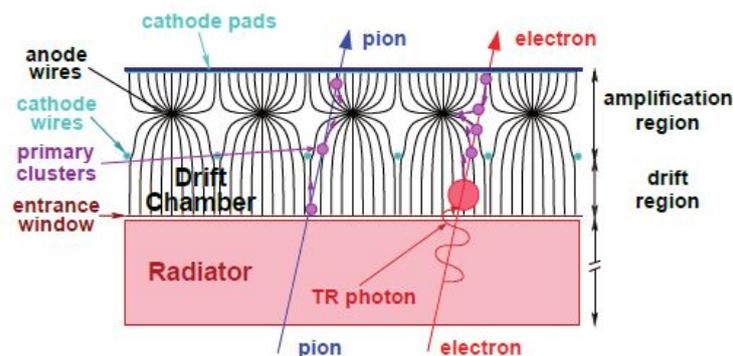


Abbildung 4.2: Schematische Funktionsweise eines TRDs [Col18, S. 35]

4.4 Der Aufbau des CBM-TRDs

Der CBM-TRD ist modular aufgebaut und besteht aus vier identischen Schichten, die hintereinander entlang der Beamline angeordnet sind. Eine Schicht besteht jeweils aus Radiatormaterial, Ausleseammern und Frontendelektronik. Eine Darstellung des vierlagigen CBM-TRDs ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Simulationen zeigen, dass die Teilchenintensitäten nahe der Beamline um einige Größenordnungen höher sein werden, als an den äußeren Rändern des Detektors [Ber14, S. 55]. Durch die erhöhte Teilchenintensität steigt die Ladung, die in einer MWPC absorbiert werden muss, und damit die Auslastung der Kammer. Daher werden beim Bau des CBM-TRD zwei unterschiedliche Kammergrößen mit den Maßen $(57 \times 57)\text{cm}^2$ und $(95 \times 95)\text{cm}^2$ verwendet, wobei die kleineren Kammern in den Bereichen mit erhöhter Intensität verbaut werden. Mit steigender Auslastung der Kammer steigt auch die Trefferrate der Pads, die allerdings nur mit einer begrenzten Rate ausgelesen werden können (siehe Kapitel 5.1). Um unter vielen Treffern die verschiedenen Signale unterscheiden zu können, muss die Größe der Pads an die erwartete Teilchendichte angepasst werden. Um Auslesekanäle und dadurch Frontendelektronik einzusparen, wird die Padgröße nicht graduell angepasst, sondern es werden zwei verschiedene Padplane-Varianten mit jeweils unterschiedlich großen Pads entworfen. Somit stehen dem Bau des CBM-TRDs zwei unterschiedliche Kammergrößen zur Verfügung, die mit zwei unterschiedlichen Padplanes ausgestattet werden können. Folglich gibt es vier unterschiedlich dimensionierte Kammervarianten, aus denen sich der CBM-TRD zusammensetzt. Die kleinen Kammern mit den Ausmaßen von $(57 \times 57)\text{cm}^2$ und den kleinsten Pads sollen hierbei am zentralsten angebracht werden und die Kammern mit einer Größe von $(95 \times 95)\text{cm}^2$ und den größten Pads an den Rändern einer TRD-Schicht. Alle Kammern einer Schicht sind dabei in dieselbe Richtung orientiert. Das bedeutet, dass aufgrund der rechteckigen Form der Pads, die Ortsauflösung einer TRD-Schicht entlang der längeren Padkante schlecht ist. Um in der Gesamtheit trotzdem eine gute Ortsauflösung zu produzieren, werden die Kammern der zweiten und vierten Schicht in einer Rotation von 90° angebracht, wodurch sich bei der Projektion die Überlappung der Pads verschiedener Schichten verkleinert.

Bei der Wahl des Gasgemisches, mit dem die MWPCs gefüllt werden sollen, ist darauf zu achten, dass die Gasteilchen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit ionisiert und nicht nur angeregt werden, um das Risiko von potentiellen Escape-Signalen zu reduzieren. Daher kommen nur Edelgase in Betracht, die keine Moleküle bilden. Da Xenon den größten Absorptionsquerschnitt für TR-Photonen besitzt, fällt die Wahl auf dieses. Zusätzlich muss ein sogenanntes *quenching gas* hinzugefügt werden, um störende Signale von sekundären Photonen und Elektronen zu mindern. Somit besteht das Gasgemisch des CBM-TRD zu 85% aus Xenon und 15 % aus CO_2 .

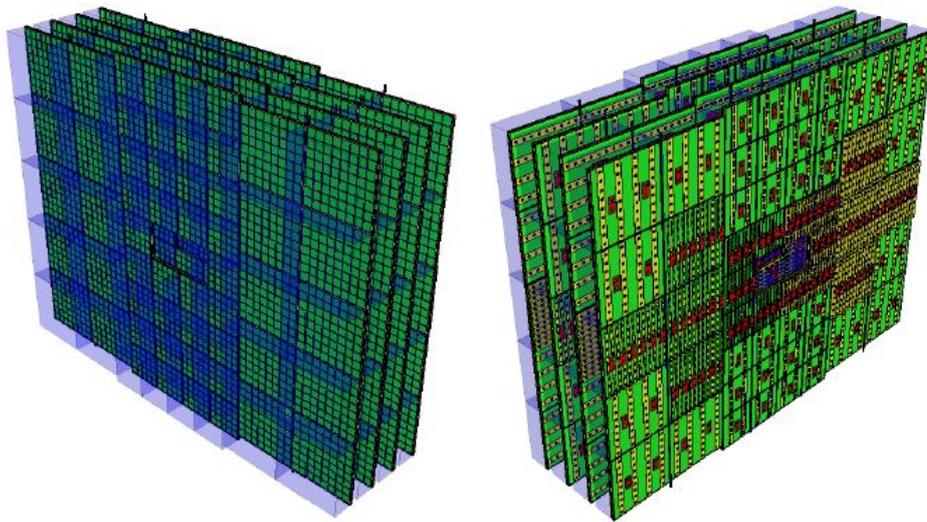


Abbildung 4.3: Darstellung des CBM-TRDs. Im transparenten Blau ist der Radiator zu sehen, in Grün die MWPCs, in Gelb die SPADICs und in Rot die Readoutboards. [Col18, S. 36]
Mehr zur Ausleselektronik in Kapitel 5.

5 Die Auslekette

Neben der Konstruktion der Auslekammer und des Radiators, ist die Entwicklung der Datenauslese ein zentrales Element beim Bau des CBM-TRDs. Die Datenauslese der durch die MWPC erzeugten Signale erfolgt durch eine Auslekette, die aus drei Teilen besteht: der *Frontendelektronik*, einem *Readoutboard* und einer *Daten Aquisition* (DAQ). Die Frontendelektronik, bestehend aus dem vom *Institut für Technische Informatik* (ZITI) entwickelten *Self-triggered Pulse Amplification and Digitization ASIC* (SPADIC), ist für die Aufnahme der Daten, das Triggering, sowie die Digitalisierung der analogen Signale zuständig. Die Daten mehrerer SPADICs werden von einem *Field Programmable Gate Array* (FPGA) auf dem Readoutboard gesammelt und von mehreren elektrischen in ein optisches Signal umgewandelt. Dieses wird durch ein Glasfaserkabel zu dem *First Level Event Selektor*¹ (FLES) der DAQ transportiert. Dort werden die Daten weiterverarbeitet und gespeichert [Col17, vgl. S. 80].

Die Herausforderungen an den TRD wie zum Beispiel die hohe Eventrate von bis zu 10 MHz wirken sich auch auf die Entwicklung der Auslekette aus. Eine getriggerte Auslese des CBM-Experiments ist aufgrund dessen nicht möglich, da sich die Interaktionen in den Detektoren von mehreren aufeinander folgender Events überlagern. Daher wurde beschlossen das gesamte Experiment kontinuierlich vorzunehmen. Dabei werden sehr viele Daten erzeugt. Um die Kosten für die Speicherung dieser Menge an Daten so gering wie möglich zu halten, muss bereits während der ersten Signalauslese eine Selektion der Daten nach ihrer Relevanz stattfinden. Dies ermöglicht ausschließlich die Daten von physikalischen Events² weiterzuverarbeiten und so den benötigten Speicherplatz zu verringern.

In diesem Kapitel soll zunächst die Funktionsweise des für diese Arbeit verwendeten SPADIC 1.0 besprochen werden, um danach einen Vergleich mit dem final geplanten SPADIC 2.2 vorzunehmen. Darüber hinaus wird auch die restliche Auslekette in zusammenfassender Form beschrieben.

5.1 Der SPADIC 1.0

Der SPADIC ist das zentrale Bauteil der Frontendelektronik innerhalb des CBM-TRDs. Mehrere solcher Chips werden auf ein Board montiert, welches man *Front End Board* (FEB) nennt. Die FEBs sind über Kabel mit den Pads verbunden und direkt an die Rückseite der Auslekammer befestigt. Ein SPADIC verfügt über 2x16 Eingänge, an die über ein *Flat-Cable* eine Verbindung zu 32 Pads hergestellt wird. Der SPADIC 1.0 ist außerdem für die Aufnahme, eine erste Verarbeitung und die Weiterleitung von Signalen zuständig, die direkt vom Detektor stammen. Das Design legt dabei besonderen Wert auf eine effiziente und schnelle Datenverarbeitung.

Wird eine Ladung auf ein Pad an der Rückseite der MWPC influenziert, gelangt das Signal über ein Kabel in den SPADIC 1.0. Von Interesse ist vor allem das Integral eines Signales also die Gesamtladung einer in der Kammer erzeugten Elektronenlawine. Um dies so gut wie möglich bestimmen zu können, wird das eingehende Signal vom SPADIC 1.0 zunächst vom *Charge Sensitive Amplifier* (CSA) modelliert. Das heißt, es wird verstärkt und anschließend in seiner Form

¹nachsehen!

²Gemeint sind Signale, die durch Teilchen erzeugt wurden, die in Folge der untersuchten Teilchenkollision entstanden sind.

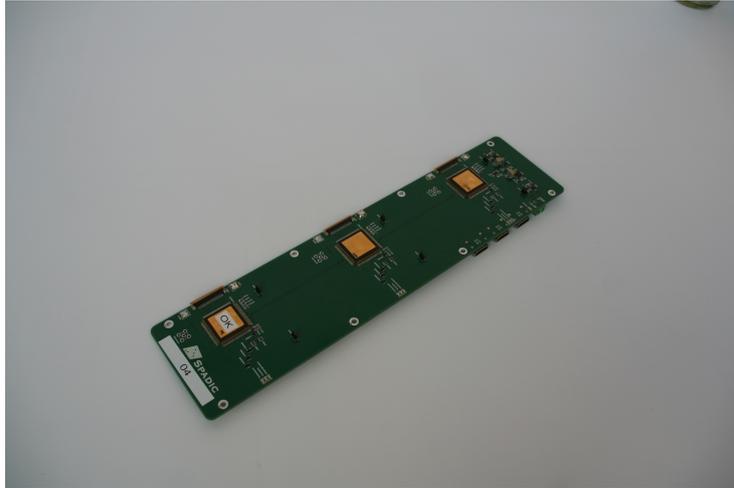


Abbildung 5.1: ROB mit drei SPADICs 1.0

verändert. Dieser Prozess wird *Shaping* genannt und ist im oberen Teil von Abbildung 5.2 dargestellt. Das Shaping stellt den langsamsten Teilprozess im SPADIC 1.0 dar. Daher ist es wichtig, die Shapingdauer zu kennen, um *Pile-Up-Effekte* bei der Dimensionierung des Detektorsystems vermeiden zu können. Der SPADIC 1.0 besitzt eine Shapingzeit von 80 ns, wodurch beim Betrieb keine Pile-Up-Effekte auftreten sollten.

Nach dem Shaping wird das Signal kontinuierlich, das heißt mit einer Frequenz von 25 MHz [Col17, S. 85], im *Analog Digital Converter* (ADC) in ein 9-Bit-Intervall digitalisiert³ und im Anschluss in einen digitalen Filter, den Digital Signal Processor (DSP) zu durchlaufen. Durch ihn ist es möglich, verschiedene Korrekturen am Signal durchzuführen. So lässt sich zum Beispiel eine Stabilisierung der *Baseline*⁴ und eine *Ion tail*-Korrektur⁵ durchführen. Das gefilterte Signal wird anschließend an eine Hit-Logik übergeben, die entscheidet, ob das Signal von einem Teilchen stammt, dass die Auslekammer durchquert hat, oder nicht. Bedingung dafür ist, dass zwei aufeinanderfolgende ADC-Werte jeweils einen bestimmten einstellbaren Grenzwert T_1 und T_2 , *Thresholds* genannt, übersteigen.

Durch elektronisches Rauschen können einzelne, hohe ADC-Werte entstehen, die im Fall eines singulären Thresholds den Trigger auslösen würden. Die Möglichkeit zwei Thresholds zu verwenden, macht den Eintritt eines solchen Szenarios unwahrscheinlicher. Dadurch kann effektiv ein kleinerer Threshold gewählt werden, ohne dabei zu viel Rauschen aufzuzeichnen. Um, beispielsweise zum Testzweck, nur einen Threshold zu verwenden, wird T_2 auf -256, den kleinstmöglichen Wert gesetzt. Dadurch wird ein Signal T_2 immer übersteigen, sodass das Triggering nur noch vom ersten Threshold T_1 abhängig ist. Neben den absoluten Thresholds können auch zwei differentielle Thresholds verwendet werden. Sie lösen aus, wenn die Differenz zweier aufeinanderfol-

³Das Signal wird in ein Intervall von [-256; +255] einsortiert.

⁴Als *Baseline* wird der durchschnittliche ADC-Wert bezeichnet, der sich in einem Kanal unter Ruhe einstellt. Durch beispielsweise Stromschwankungen der Stromversorgung kann sich dieser Wert zeitlich verändern, wodurch Messergebnisse nicht mehr vergleichbar wären. Diese Schwankungen lassen sich durch eine *Baselinekorrektur* beheben.

⁵Neben den Elektronen werden auch die positiv geladenen Ionen entgegen dem elektrischen Feld beschleunigt und treffen zeitverzögert zu den Elektronen auf die negativ geladenen Padplane. Dadurch entsteht ein verzögertes Signal, das *Ion Tail* genannt wird.

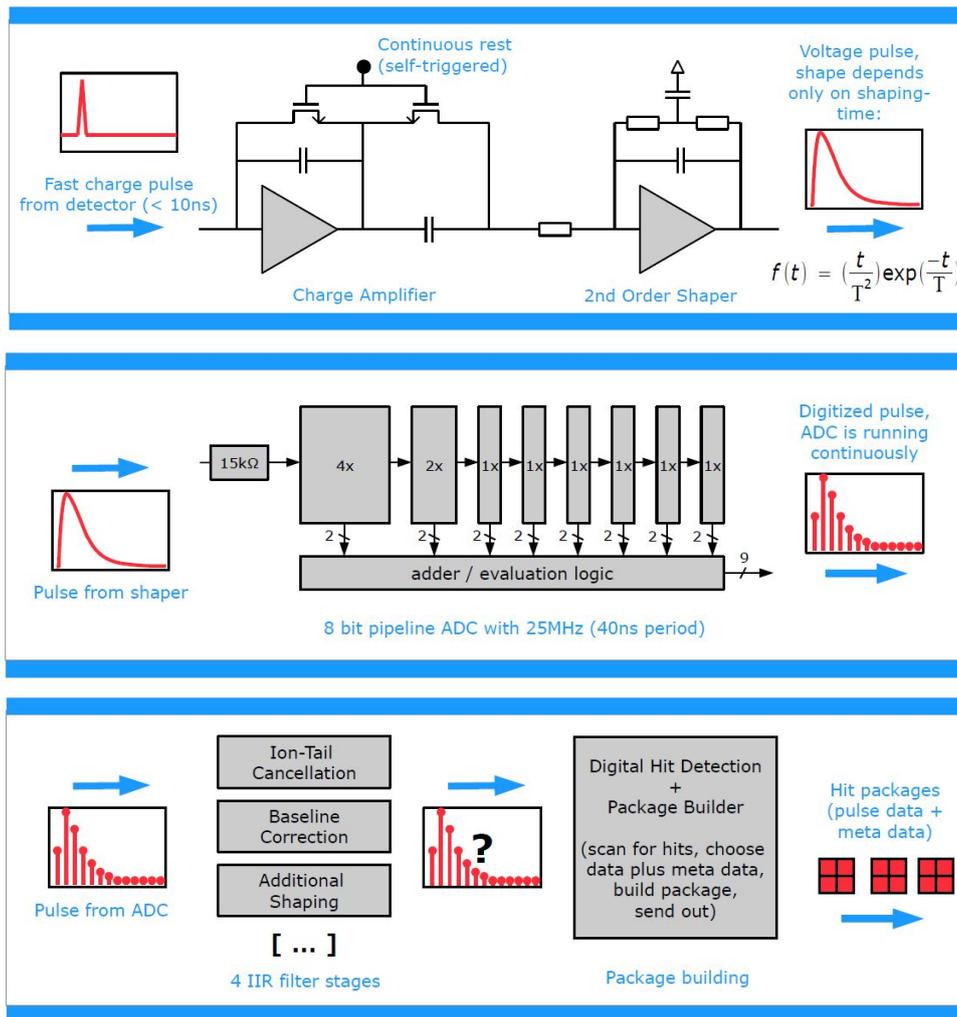


Abbildung 5.2: Detailliertes Schema der Datenverarbeitung im SPADIC [Arm13, S. 42 f.]

gender ADC-Werte den gesetzten T_1 und die Differenz der zwei folgenden Werte T_2 übersteigt. Im Gegensatz zum absoluten Threshold reagieren die differentiellen Thresholds empfindlicher auf Rauschen, sind dafür aber unabhängig von eventuell auftretenden Baselineschwankungen.

Wird ein Kanal getriggert, werden in Folge dessen die gesampelten Daten in einer Nachricht herausgeschrieben. Welche Datenpunkte dafür verwendet werden, ist frei programmierbar und wird in der *Selection Mask* definiert. Ziel dieser flexiblen Ausgabe ist es, einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Menge der Daten zu ermöglichen. Maximal können bis zu 32 ADC-Werte ausgeschrieben werden. Neben den Datenpunkten werden in der Nachricht auch Metadaten versendet. Diese setzen sich aus *Kanalnummer*, *Timestamp*, Anzahl der *Samples*, sowie *Triggertyp* und *Multihit Flag* zusammen.

Eine Besonderheit des SPADIC 1.0 ist die duale Möglichkeiten Kanäle zu triggern. Eine Variante ist, wie bereits beschrieben, das Triggern durch Überschreitung beider Thresholds. Die so ausgelösten Kanäle erhalten dem Triggertyp *Selftriggered*. Die zweite Möglichkeit einen Kanal zu triggern findet Anwendung, wenn der Kanal eines benachbarten Pads mit dem Status

Selbsttriggered ausgelöst wird. Dieser Kanal triggert dann seine beiden benachbarten Kanäle, die dann den Status *Neighbourtriggered* erhalten (siehe Abbildung 5.3). Auf Basis dieser beiden Auslösevarianten lassen sich verschiedene *Cluster* bilden. Es ist unter anderem möglich, dass ein Teilchen die Padplane genau zwischen zwei Pads durchquert oder ein hochenergetisches Teilchen eine große Ladungswolke erzeugt, sodass zwei nebeneinander liegende Pads mit dem Status Selbsttriggered ausgelöst werden. In diesem Fall werden die Pads rechts und links neben den zwei benachbarten Pads mit dem Status *Neighbourtriggered* ausgelöst und es entsteht ein sogenanntes *Vierpadcluster*. Der Detektor ist jedoch so konstruiert, dass bei den erwarteten Teilchenenergien überwiegend *Dreipadcluster*, bestehend aus einem Kanal mit dem Status Selbsttriggered und zwei Kanälen mit dem Status *Neighbourtriggered*, gebildet werden. Das Triggern von benachbarten Kanälen funktioniert ebenso über die eigene Kanalgruppe des Pads, dessen SPADIC und sogar seine Detektorkammer hinaus. So kann immer ein Cluster gebildet werden, unabhängig von der Stelle, an der ein Teilchen den Detektor durchquert. Mit Hilfe dieses Designs ist die Ortsauflösung nicht auf die Größe der Pads beschränkt, da man mittels der Ladungsverteilung, der *Padresponsefunction*, den Schwerpunkt der Verteilung berechnen kann. Dadurch lässt sich die geforderte Ortsauflösung von unter $300\mu\text{m}$ erreichen. Darüber hinaus ermöglicht die Bildung von Clustern, kleinere Thresholds zu verwenden, ohne dabei zu viel Rauschen aufzuzeichnen.

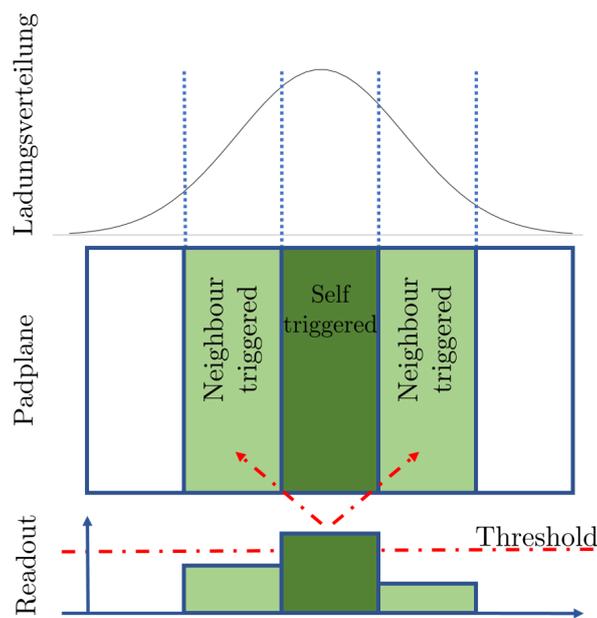


Abbildung 5.3: Neighbourtriggering

Aufgrund der hohen Eventrate von bis zu 10 MHz, bei der das CBM-Experiment betrieben werden soll, kann es gehäuft zu sogenannten *Multihits* kommen. Von einem Multihit spricht man, wenn kurz nach einem getriggertem Ereignis ein Kanal ein weiteres Mal ausgelöst wird, bevor das vorausgehende Signal vollständig herausgeschrieben wurde. In diesem Fall wird die Übertragung des ersten Signals beim Auslösen des zweiten Triggers vorzeitig beendet und die entsprechende Nachricht erhält die Bezeichnung Multihit bzw. *Multihit Flag*. Die zweite Nachricht

wird dann wie gewohnt herausgeschrieben. Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Darstellung eines vom SPADIC 1.0 produzierten Multihitsignals. Die Nachricht mit der Multihit Flag und die darauf folgende sind dabei zwei voneinander getrennte Nachrichten, die sich aber mit Hilfe des Timestamps hintereinander sortieren lassen. Multihits müssen bei der Analyse gesondert betrachtet werden, da die Nachricht mit der Multihit Flag nicht über die gewöhnliche Anzahl an Samples verfügt. Das Signal, das den Multihit verursacht, ist zudem auf dem vorherigen Signal aufaddiert. Daher müssen Signale mit Multihit Flag entweder korrigiert oder aussortiert werden. Dies kann der SPADIC 1.0 jedoch nicht leisten, sondern muss von einer nachfolgenden Instanz der Auslekette, wie beispielsweise dem *Common Readout Interface*, übernommen werden. Siehe dazu das anschließende Kapitel.

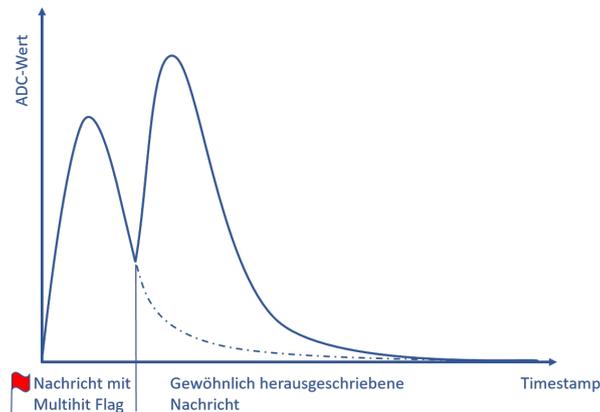


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines vom SPADIC 1.0 produzierten Multihitsignals.

Nach dem Durchlaufen der beschriebenen Prozesse werden die Daten über einen analogen Anschluss mit dem eigens entwickeltem CBMNet-Protokoll an die nächste Instanz versendet.

5.2 Datenstrom ab dem SPADIC 1.0

Nachdem die in der Auslesekeammer produzierten Signale den SPADIC 1.0 durchlaufen haben werden sie über ein HDMI-Kabel in das *Readoutboard* (ROB) geleitet. Das ROB wird für die Kommunikation zwischen der Frontendelektronik, die sich direkt am Experiment in der Experimentierhalle befinden soll, und der restlichen Datenverarbeitung, die außerhalb der Halle stattfinden soll, benötigt. Für den SPADIC 1.0 wird dafür ein FPGA Names *Syscore* verwendet. Es sammelt die Daten von bis zu drei SPADIC 1.0 und kombiniert die einlaufenden Daten in einen einzigen Datenstrom. Dieser wird dann über ein optisches Signal zur DAQ weitergeleitet. Weiterhin ermöglicht das ROB auch eine Kommunikation in umgekehrter Richtung. So erhalten die angeschlossenen SPADICs 1.0 den globalen Timestamp und lassen sich einzeln konfigurieren. Als DAQ wird zu Testzwecken ein PC verwendet, der über eine *FLES-Interface-Board*-Karte (FLIB-Karte) verfügt. Die FLIB-Karte wandelt die optischen Signale des ROB in elektrische Signale zurück, sodass die Daten im DAQ-PC in einer Form gespeichert werden können, mit der man im Anschluss eine Analyse betreiben kann.



Abbildung 5.5: Syscore

5.3 Weiterentwicklung der Ausleseketten

Der für diese Arbeit verwendete SPADIC 1.0 ist nur ein Prototyp in der Entwicklung der Auslese des CBM-TRDs. Die finale Version soll zum momentanen Stand der SPADIC 2.2 sein. Zum aktuellen Zeitpunkt durchläuft der SPADIC 2.1 die ersten Tests. Neben dem SPADIC befindet sich auch die restliche Ausleseketten noch im Entwicklungsstadium und wird sich im finalen Experiment von der in dieser Arbeit verwendeten Ausleseketten für den SPADIC 1.0 unterscheiden. Um am Ende einen Bezug der Messergebnisse zum finalen Experiment herstellen zu können, soll in diesem Unterkapitel auf einige Aspekte der aktuell verwendeten Ausleseketten eingegangen werden. Je weiter sich der Entwicklungsstand der finalen Version nähert, wird der Chip vor allem unter dem Aspekt der effektiven Datennamen unter den Bedingungen des CBM-Experiments verbessert. Daher werden wahrscheinlich nur noch Optimierungen an der Ausleseketten vorgenommen werden

und keine gravierende Veränderungen mehr vollzogen. Dadurch lässt sich ein Bezug zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und dem finalen Experiment herstellen.

Der SPADIC 2.1 unterscheidet sich nur in wenigen, aber für die restliche Ausleseketten entscheidenden Punkten vom SPADIC 1.0. Neben der Ausbesserung von einigen Bugs wurde vor allem die Shapingzeit und das Übertragungsprotokoll verändert. Während die Shapingdauer beim SPADIC 1.0 auf 80 ns festgelegt ist, lässt sie sich beim SPADIC 2.1 die Shapingdauer von 240 ns auf 120 ns umstellen. Als Übertragungsprotokoll wird beim SPADIC 2.1 das *E-Link*-Protokoll verwendet, was weitere Folgen für den Detektor und die restliche Ausleseketten hat. Da die maximale Übertragungsrate des Versendens mit dem E-Link-Protokoll 320 Mbits beträgt, ist es notwendig, den TRD so zu konstruieren, dass bei maximaler Belastung nicht mehr Daten erzeugt werden, als versendet werden können. Daraus ergibt sich, dass die maximale Hitrate pro Pad bzw. pro Kanal 100 kHz nicht überschreiten sollte. Eine Au+Au-Simulation bei 10 AGeV und einer Eventrate von 10 MHz zeigt, dass dies für das bereits beschriebene Design der Fall ist [Col18, S. 18].

Bei der Ausleseketten für den SPADIC 2.1 wird das Syscore durch das *ROB3-Readoutboard* (ROB3) ersetzt, welches die selben Aufgaben erfüllt. Der Unterschied liegt in dem vom CERN entwickelten GBTx-Chip, von dem je drei Exemplare auf ein ROB3 verbaut werden sollen. Ein GBTx-Chip hat 14 Downlinks und kann somit Daten von sieben SPADICs entgegennehmen. Alle empfangenen Daten werden vom GBTx-Chip kombiniert und in ein optisches Signal umgewandelt, das via Glasfaserkabel an das Common Readout Interface (CRI) versendet wird.

Die Hauptaufgabe des CRI ist das *Preprocessing*. Welche spezifischen Berechnungen das CRI explizit übernehmen soll, ist bisher noch nicht festgelegt. Da dies das Design des Boards beeinflussen würde, bedarf es konkreterer Abwägungen in dieser Hinsicht. Gleiches gilt für die Anzahl eingehender Signale. Eine mögliche Aufgabe wäre beispielsweise die Berechnung der Gesamtladung eines ganzen Clusters. Es würden also die Daten mehrerer Kanäle zusammengefasst und die Gesamtmenge der Daten reduziert werden, sodass nur noch die verringerte Datenmenge und andere wichtige Metadaten an den FLES weitergeleitet werden müssen.

Da alle CRI-Boards Daten an das FLES senden, ist dieses die erste Instanz im Experiment, dass auf sämtliche Daten des TRDs zugreifen kann. Daher können an dieser Stelle erstmals komplexere Berechnungen und *Cuts*⁶ durchgeführt werden, um so den benötigten Gesamtspeicherplatz so weit wie möglich zu minimieren. Das Speichern der Daten findet in der DAQ statt, die sich im sogenannten *Greencube*, dem Rechenzentrum des CBM-Experiments, befindet. Dort werden die Daten des gesamten Experiments abgelegt und können zur Analyse verwendet werden.

⁶Auf Grund der Geläufigkeit wird im Weiteren von *Cuts*, zu Deutsch *Ausschnitte* verwendet. Gemeint sind damit Kriterien, mit denen man bestimmte Daten in der Analyse nicht verwendet, weil diese zum Beispiel das Ergebnis systematisch verfälschen. Weiterhin können Cuts verwendet werden, um bestimmte Daten, die verworfen würden, nicht abzuspeichern.

6 Messung der Energieauflösung des CBM-TRD

Um eine Teilchenidentifikation mit hoher Effizienz zu garantieren und damit aussagekräftige Ergebnisse zu produzieren, muss das CBM-Experiment Daten mit präziser Auflösung erzeugen. Ziel dieses Kapitels ist es, die Energieauflösung des TRD-Prototyps des IKFs zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde ein Prototyp des Frankfurter Designs mit einem Karbongehäuse verwendet. Um dieses prototypische Experiment mit dem finalen Experiment vergleichen zu können, wird für die Auslese die bereits entwickelte Ausleseketten bestehend aus SPADIC 1.0, Syscore und DAQ-PC verwendet. Zusätzlich werden die Signale über die Anodendrähte ausgelesen. Anschließend werden die Daten beider Auslesen analysiert und die Ergebnisse miteinander verglichen. Um die Energieauflösung der zu testenden Kammer zu bestimmen, wird diese mit Teilchen bekannter Energie bestrahlt und die Messergebnisse werden mit dem bekannten Energiespektrum verglichen. Aufgrund der Nähe zu den erwarteten Energien im finalen Experiment wurde hierfür ^{55}Fe als natürliche Strahlungsquelle ausgewählt. Das Spektrum von ^{55}Fe ist diskret. Deswegen ist die Energieauflösung ΔE des Detektors proportional zur Halbwertsbreite σ des gemessenen Energiepeaks. *Mean* bezeichnet in der folgenden Formel den Schwerpunkt des Peaks.

$$\Delta E = \frac{\sigma}{\text{Mean}} \quad (6.1)$$

[Are14, S. 89]

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau beider Messungen beschrieben und die Messergebnisse ausgewertet. Hierbei wird die Datenbearbeitung beschrieben und die Ergebnisse miteinander verglichen.

6.1 Versuchsaufbau

Als Testobjekt wird ein $(60 \times 60) \text{cm}^2$ großer TRD-Prototyp mit Karbon-Rahmen im IKF-Design verwendet. Karbon hat gegenüber herkömmlich verwendeten Materialien wie zum Beispiel Metall den Vorteil, dass mit vergleichbar wenig Material ein stabiler Rahmen gebaut werden kann. Im Experiment wird versucht das *Material Budget* so gering wie möglich zu halten. Material Budget meint dabei die Menge an Material, aus dem das Experiment aufgebaut ist. Teilchen, die bei der Kollision erzeugt werden und den Detektor durchqueren, können mit dem Detektormaterial wechselwirken. Somit stört das Detektormaterial die Messung. Die finalen MWPCs sollen aus Kostengründen nicht aus Karbon sondern aus Aluminium gefertigt werden. Die Energieauflösung der Kammern verändert sich dadurch jedoch nicht. Die Messung der Energieauflösung an der Karbonkammer lässt sich also auf andere Kammern des gleichen Aufbaus übertragen.

Die MWPC wird an einem Metallgestell befestigt. Dabei ist darauf zu achten, dass Kammer und Gestell geerdet werden, da sich bildende Potentialunterschiede Auswirkung auf die Ausleseelektronik haben. Das Gestell verfügt über eine fahrbare Halterung, in die die ^{55}Fe -Quelle eingeschraubt werden kann. Dadurch ist es möglich diese unmittelbar dort vor die Kammer zu fahren, wo der SPADIC 1.0 befestigt ist. Die Quelle befindet sich in einem Gehäuse, das in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Das Gehäuse verfügt über ein Schraubgewinde auf der Rück- und einem Schiebeverschluss auf Vorderseite. In den Verschluss sind drei verschieden große Blenden eingearbeitet, sodass die Kammer mit unterschiedlicher Intensität bestrahlt werden kann.

Abbildung 6.1: Vorderansicht des Gehäuses der ^{55}Fe -Quelle

Die Kammer wird mit 85% Argon zur Gasverstärkung und 15% CO_2 als Quenching-Gas geflutet. Die Mischung wird von einem Flussgenerator in die Kammer geleitet. Um die Bedingungen in der Kammer konstant zu halten, darf die Gaszufuhr weder zu hoch, noch zu niedrig sein. Im Fall einer zu hohen Zufuhr würde sich das Eintrittsfenster ausdehnen, wodurch sich das elektrische Feld und dadurch wiederum die Gasverstärkung innerhalb der Kammer verändern würde. In Konsequenz daraus ließen sich erhobene Daten nicht verwerten, da die Kalibrierung des Detektors ungültig würde. Eine zu niedrige Gaszufuhr kann zum Eindringen von Sauerstoff in die Kammer führen. Sauerstoff absorbiert aufgrund seiner erhöhten Elektronegativität gehäuft Elektronen und schwächt damit die Signalverstärkung der Kammer [Leo94, S. 144f.]. Daher muss verhindert werden, dass Gas aus der Umgebung und damit Sauerstoff in die Kammer eindringt. Dazu wird der Gasausgang der Kammer mit einem Messgerät, dem *Orbisphere*, verbunden, das die Sauerstoffkonzentration des ausströmenden Gases misst. Um eine erhöhte Elektronenabsorption durch Sauerstoff zu verhindern, darf diese Konzentration eine Grenze von 20ppm nicht überschreiten. Die Gaszufuhr wird im Fall einer Grenzwertüberschreitung solange erhöht, bis sich eine Sauerstoffkonzentration kleiner als der Grenzwert einstellt. Dabei besteht jedoch weiterhin die Gefahr, dass Sauerstoff entgegen der Flussrichtung des ausströmenden Gases eindringt. Um dies zu verhindern, wird an den Ausgang des *Orbisphere* ein Gasschlauch angeschlossen. Sauerstoffmoleküle können so zwar immer noch von außen in den Schlauch eindringen, werden jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit von dem ausströmenden Gas mit nach außen gespült, ehe sie das Innere der Kammer erreichen. Je länger der Schlauch hierbei ist, desto effektiver wird das Eindringen von Sauerstoff verhindert.

Durch eine Erhöhung des Gasflusses lässt sich also das Sauerstoffproblem lösen, jedoch steigt mit dem Gasfluss auch der Druck in der Kammer. Dadurch entsteht ein Druckunterschied zwischen Innen- und Außendruck, wodurch sich das Eintrittsfenster der Kammer nach außen verformt. Dies führt zu einer Veränderung des elektrischen Feldes in der Kammer und das wiederum zu einem veränderten Verstärkungsverhalten. Daten, die mit unterschiedlicher Gasverstärkung gemessen wurden, sind nicht mehr vergleichbar und damit unbrauchbar. Daher gilt es dieses Szenario unbedingt zu verhindern. Dazu wird zwischen dem Eingang des *Orbisphere* und dem Gasausgang der Kammer ein Druckmessgerät eingebaut. Das Messgerät misst den Druckunterschied zwischen Innen- und Außendruck der Kammer. Es ist in Abbildung 6.4 links neben der Kammer zu sehen. Um eine Ausdehnung des dünnen Eintrittsfensters zu verhindern, sollte die Druckdifferenz so

niedrig wie möglich sein und 1 mbar nicht übersteigen.

[Col18, S. 57]

Zur Bildung eines Energiespektrums wird, wie im finalen Experiment vorgesehen, die influenzierte Ladung auf der Padplane gemessen. Dafür wird die in Kapitel 5.2 beschriebene Auslekette bestehend aus SPADIC 1.0, Syscore und DAQ verwendet. Abbildung 6.2 synthetisiert die bereits beschriebene Elektronik mit einem Überblick über den Gesamtaufbau des Experiments. Zusätzlich zum Aufbau nach Abbildung 6.2 lässt sich der Aufbau dahingehend verändern, dass die Signale auf den Anodendrähten gemessen werden, wie Abbildung 6.3 zeigt. Die durch die Gasverstärkung entstandenen Elektronenlawinen driften entlang der Feldlinien zu den Anodendrähten und werden dann von ihnen absorbiert. Das erzeugt einen Strompuls im Leiter. Da üblicherweise entlang des Leiters ein Strom von bis zu 5nA fließt, ist der entstehende Puls messbar. Ebenso wie die induzierte Spannung auf der Padplane ist der Puls proportional zur Energiedeposition des Teilchens, das ihn erzeugt hat. Das entstandene Signal wird von der Hochspannungsversorgung ausgekoppelt und von einem Vorverstärker intensiviert. Sobald der Puls eine gewisse Stromstärke erreicht hat, definiert ein Diskriminator ein Triggersignal, welches in einem ADC digitalisiert wird. Die so erzeugten ADC-Werte werden von einem Computer für die spätere Analyse gespeichert.

Durch diesen beschriebenen Alternativaufbau des Experiments lassen sich Schwierigkeiten, die bei der Messung mit dem SPADIC 1.0 entstehen, umgehen. Des Weiteren können die jeweiligen Ergebnisse verglichen werden, wodurch dem Aufbau in Abbildung 6.3 einerseits eine Kontrollfunktion zukommt und man andererseits weitere Aufschlüsse über die Spezifika des SPADICs 1.0 erhält. Darauf wird im weiteren Verlauf des Kapitels näher eingegangen werden.

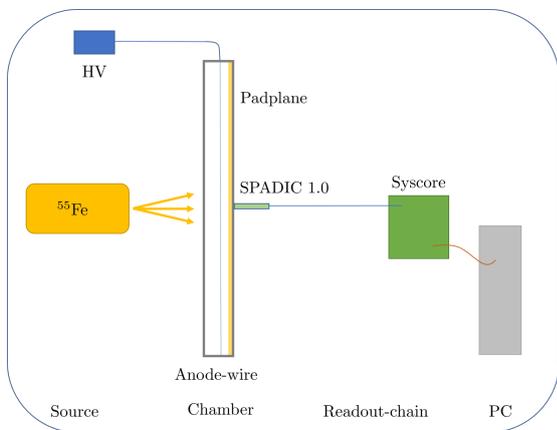


Abbildung 6.2: Aufbau mit Padauslese

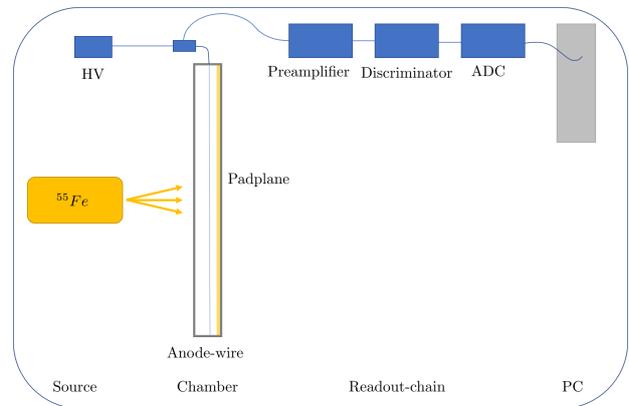


Abbildung 6.3: Aufbau mit Anodenauslese

Es ist unzureichend nur Detektor und die Auslekette adäquat zu verstehen, um produzierte Daten korrekt interpretieren zu können. Jeder Detektor muss zunächst kalibriert werden, weil die gemessenen Werte zunächst keine Aussagekraft besitzen. Damit sie diese erhalten, muss ein Spektrum auf Basis bekannter Energien mit dem Messsystem abgebildet werden. Aus eindeutig erkennbaren Signaturen, wie zum Beispiel signifikante Peaks im Spektrum, lässt sich eine Kalibrierungsfunktion berechnen, die einem Messwert eine bestimmte Energie zuweist. Im Idealfall entspricht diese Funktion einer Geraden. Um eine solche Gerade aufzustellen benötigt man

mindestens zwei Messpunkte mit bekannter Energie. Um also höhere Terme in der Kalibrierungsfunktion auszuschließen, muss die berechnete Gerade dann mittels weiterer bekannter Energien überprüft werden. Um der Bestimmung der Energieauflösung der Kammer darüber hinaus eine Signifikanz für den CBM-TRD zu verleihen, wird für die Messung und Kalibrierung ein Spektrum benutzt, das in der Intervall der für das Experiment erwarteten Energien passt. Das Spektrum soll im nächsten Unterkapitel näher erläutert werden.



Abbildung 6.4: Eingespannte Auslesekammer mit Druckmessgerät und Quellenhalterung

6.2 Das ^{55}Fe -Spektrum

Wie in diesem Kapitel eingangs erwähnt, wird ^{55}Fe als natürliche Strahlungsquelle verwendet. Es zerfällt über Elektroneneinfang zu ^{55}Mn . Beim Elektroneneinfang fällt ein Schalenelektron eines Atoms in den Atomkern. Dadurch wandelt sich im Kern ein Proton in ein Neutron. Dies geschieht unter Aussendung eines Elektronenneutrinos (siehe Formel 6.2), wodurch die Ordnungszahl des Elementes um 1 sinkt, die Massenzahl jedoch konstant bleibt (siehe Formel 6.3).



Die durch den Elektroneneinfang entstandene Leerstelle in der Elektronenhülle wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt und die Energiedifferenz in Form eines γ -Quants abgegeben. Das so emittierte Photon wird gemäß der Schale, aus dem das absorbierte Elektron stammt und der Anzahl der Schalen, die das auffüllende Elektron überspringt, benannt. Die Anzahl der übersprungenen Schalen wird dabei in der Reihenfolge des griechischen Alphabets im Index angegeben. Wird beispielsweise ein Elektron aus der L-Schale absorbiert und die zu füllende Lücke durch ein Elektron aus der N-Schale kompensiert, werden das entsandte γ -Quant L_{β} -Photon genannt.

Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit nahe am Kern für die Elektronen auf der K-Schale am höchsten ist, werden beim Elektroneneinfang K-Elektronen am wahrscheinlichsten absorbiert. Die entstandene Lehrstelle in der Elektronenhülle wird dann bevorzugt von Elektronen der nächst höheren Schale aufgefüllt, sodass das ^{55}Fe -Spektrum im Wesentlichen aus einem markanten K_α -Peak bei 5.9 keV besteht [Are14, 88]. Neben diesem werden vom ^{55}Fe auch die anderen Energien, wie beispielsweise das K_β -Photon, ausgesendet. Diese sind jedoch aufgrund der geringen Übergangswahrscheinlichkeit zwischen L- und K-Schale im aufgezeichneten Spektrum nicht sichtbar. Weiterhin überlagert der K_α - den K_β -Peak

Unterdrückend für den K_β -Peak kommt darüber hinaus hinzu, dass auf Grund der Auflösung des Detektors der K_α - den K_β -Peak überlagert.

Neben dem physikalischen Vorgang, der mittels eines Detektors gemessen werden soll, werden auch weitere Interaktionen zwischen Detektormaterial und der Probe aufgezeichnet, die nicht zum unmittelbar zum Forschungsgegenstand gehören. Diese Interaktionen werden dann als zusätzliche Peaks im gemessenen Spektrum sichtbar. Um die so entstandenen Signaturen nicht fälschlicherweise mit dem eigentlichen Forschungsgegenstand zu verknüpfen, ist eine vorausgehende Kenntnis über sie und ihre Eigenschaften wichtig. Sind die Interaktionen zwischen Probe und Detektormaterial quantitativ bekannt, lassen sie sich für die Kalibrierung nutzen. Eine Signatur, die bei Detektoren entsteht, die mit dem Photoeffekt arbeiten, nennt sich *Escape-Peak*, dessen Entstehung hier kurz am Beispiel des TRDs erklärt werden soll. Der Escape-Peak ist von Relevanz für das Experiment.

Teilchen, die in das Detektorinnere eindringen, schlagen mit hoher Wahrscheinlichkeit mittels des Photoeffekts ein Elektron aus der Hülle eines Gasatoms. Dieses Elektron trägt dann die Energie des Photons abzüglich seiner Bindungsenergie. Das so entstandene Loch in der Atomhülle wird dann bevorzugt von einem Elektron der nächst höheren Schale aufgefüllt und die Energiedifferenz in Form eines Photons abgestrahlt. Das Photon wiederum kann ein anderes Gasteilchen ionisieren und somit ein zweites Signal im Detektor erzeugen. Überlagern sich die Signale des primären Elektrons und des Photons misst der Detektor die Summe beider Energien. Die Abstrahlrichtung des Photons in Folge des Photoeffekts ist jedoch zufällig verteilt, wie in Abbildung 6.5 dargestellt ist.

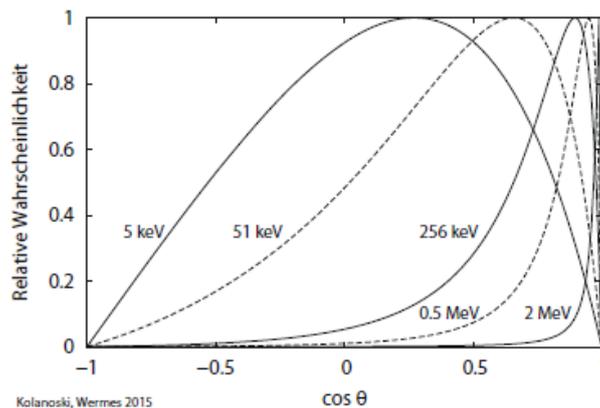


Abbildung 6.5: Winkelverteilung zwischen Elektron und Photon für den Photoeffekt in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Elektrons [uNW16, S. 79]

Diese Verteilung führt dazu, dass das ausgesandte Photon auch den Detektor verlassen kann. So

wird lediglich die kinetische Energie des herausgeschlagenen Elektrons gemessen, die um die Bindungsenergie des nicht gemessenen Gammas kleiner ist, als das ursprünglich eingefallene Photons des ^{55}Fe -Zerfalls. Dies ist der bereits beschriebene Escape-Peak. Für das Verstärkungsgas Argon wird er bei 2,9keV erwartet [uNW16, s. 80].

Der K_α - und der Argon-Escape-Peak können zur Kalibrierung des Detektor genutzt werden, um die Signalbreite und damit die Energieauflösung des Detektors zu bestimmen. Eine vergleichbare Messung wurde von Arend im Rahmen seiner Dissertation mit einen früheren Prototypen durchgeführt [Are14, S. 88 ff.]. Abbildung 6.6 zeigt das von ihm gemessene Spektrum.

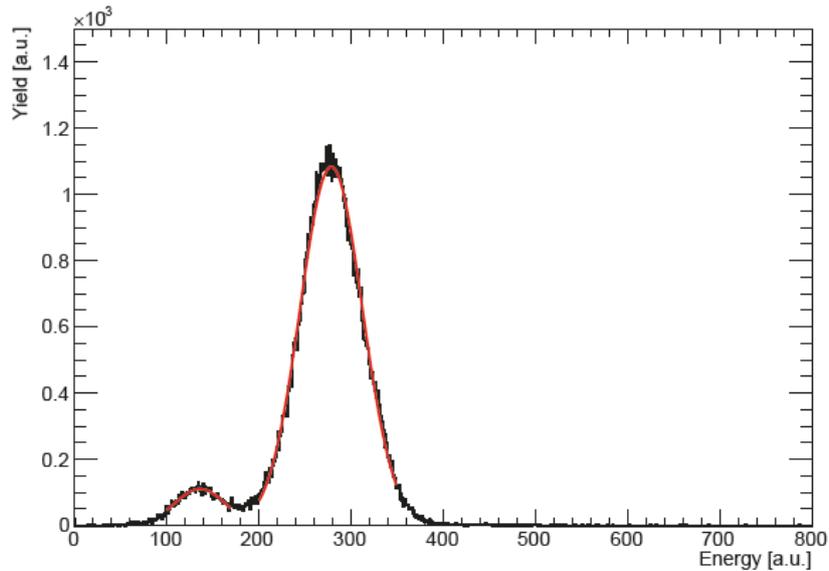


Abbildung 6.6: ^{55}Fe -Spektrum: K_α -Peak rechts und Argon-Escape-Peak links [Are14, S. 88]

6.3 Bearbeitung der vom SPADIC erzeugten Rohdaten

Die bei der Auslese des SPADICs erzeugten Daten werden auf dem DAQ-Computer in einer *TimeSlice-Archive*-Datei (TSA) gespeichert. Zur Analyse wird das am CERN entwickelte Framework *Root* und das darauf basierende *CbmRoot* verwendet. *Root* erbt von der Programmiersprache C++. *CbmRoot* wiederum stellt eine Erweiterung der *Root*-Bibliothek dar, in der für das CBM-Experiment relevante Funktionen, Geometrien und Klassen gespeichert sind. Um die Analyse der Daten für diese Arbeit nachvollziehbarer zu machen, soll im Folgendem der Programmablauf der *CbmRoot*-Klasse *CbmTrdTestbeamAnalysis2015* skizziert werden.

Die in der DAQ gespeicherte *.tsa*-Datei enthält sämtliche Messpunkte inklusive dessen Metadaten, die vom SPADIC aufgezeichnet wurden. Damit diese bei Bedarf in strukturierter Form analysiert werden können, werden sie zunächst nach dem Timestamp geordnet in einer hinterlegt. Anschließend kann zuerst über die Timestamps und dann über alle Kanäle eines Clusters innerhalb eines Timestamp iteriert werden. An dieser Stelle werden bestimmte Daten, wie beispielsweise die ADC-Werte, Triggertyp und Multihit Flag, in programminterne Listen gefüllt, daran anschließende Berechnungen damit durchführen zu können. Beispielfür eine solche Berechnung ist zum Beispiel die Bestimmung des korrigierten ADC-Wertes: da jeder Kanal über eine andere Baseline¹ verfügt, müssen die ADC-Werte von verschiedenen Kanälen um diese Abweichungen bereinigt werden. Dafür wird für jedes Timebin die Differenz zwischen ADC-Wert und Baseline berechnet und als korrigierter ADC-Wert gespeichert. Erst im Anschluss an diesen Vorgang kann das Integral eines Signals berechnet werden. Wie in Kapitel 4.3 erläutert wurde, ist das Integral eines Signals proportional zur kinetischen Energie des durchfliegenden Teilchens. Wegen seiner hohen Aussagekraft ist das Integral von großem Interesse für das beschriebene Experiment und die vorliegende Arbeit.

Um die berechneten Daten visuell auszugeben, werden diese in Histogramme verarbeitet und gespeichert. Das Befüllen von Histogrammen lässt sich dabei an beliebiger Stelle im skizzierten Programmablauf realisieren. Beispielsweise lässt sich eine Variable vor oder nach einer Berechnung in jeweils ein Histogramm füllen, wodurch man die Möglichkeit eines Abgleiches zwischen beiden erhält. Somit lässt sich nachvollziehen, was die Berechnung der verwendeten Variable für Auswirkungen hatte. Das Energiespektrum, das produziert werden soll, ist ein eindimensionales Histogramm. Das Integral eines Signals wird dabei gegen die absolute Häufigkeit, mit der es berechnet wurde, aufgetragen.

Die weiterführende Analyse der Daten besteht darin, verschiedene Cuts zu definieren. Mit ihnen lässt sich störende Datenpunkte eliminieren, um ein reineres Spektrum zu erzeugen. Die Definition der Cuts wird dabei am Ende des Programms durchgeführt, wenn alle Variablen definiert sind.

¹Unter Baseline wird der durchschnittliche ADC-Wert verstanden, der sich in Ruhe einstellt. Die Baseline kann aus dem Durchschnitt der ersten drei Timebins eines jeden SPADIC-Signals errechnet werden.

6.4 Messung mit dem SPADIC 1.0

Um eine Messung mit dem SPADIC zu initialisieren, muss zunächst das Syscore kompiliert werden, um danach eine Verbindung mit dem SPADIC aufbauen zu können. Bis eine stabile Verbindung aufgebaut wird, überprüft das Programm, ob im SPADIC alle wichtigen Parameter richtig eingestellt werden können. Am wichtigsten ist dabei die Überprüfung, ob für jeden Kanal eine Baseline definiert werden kann. Ist eine Verbindung aufgebaut, kann im Userinterface der SPADIC konfiguriert werden. Wurden alle Einstellungen getätigt, wird eine Messung gestartet und Daten so lange gespeichert, bis die Messung abgebrochen wird. Die Aufnahme eines Spektrums wird dabei durch einige technische Schwierigkeiten des SPADIC 1.0 erschwert. So reagiert er sehr sensibel auf Stromschwankungen, sodass die Spannungsversorgung ständig abgelesen und korrigiert werden muss. Darüber hinaus ist es schwierig eine konstante Verbindung aufzubauen. Beim kompilieren des SPADICs kommt es häufig vor, dass für einzelne Kanäle oder ganze Kanalgruppen keine Baseline definiert werden kann. Scheitert die Datennahme oder der Aufbau einer konstanten Verbindung, müssen alle Programme abgebrochen und wieder neu initialisiert werden, bis eine konstante Verbindung vorliegt und alle Kanäle eine definierte Baseline besitzen. Daher gelingt es nicht, mehrere Messungen hintereinander durchzuführen.

Es wurden Messungen mit unterschiedlicher Anodenspannung von 1400V, 1425V und 1450V durchgeführt. Abbildung 6.7, 6.8 und 6.9 zeigen die aufgezeichneten, unbearbeiteten Spektren. Alle Spektren setzen sich von kleinen zu großen Integralwerten aus Noise-, der Escape- und der K_{α} -Peak zusammen. Da mit steigender Anodenspannung auch die Gasverstärkung in der Kammer intensiviert wird, verschieben sich die Peaks mit steigender Anodenspannung zu größeren Integralwerten. Sehr auffällig bei allen dargestellten Spektren ist, dass alle K_{α} -Peaks nicht symmetrisch sind. Stattdessen besitzen sie eine *Schulter* zu hohen Energien.

Auf Grund der technischen Schwierigkeiten bei der Aufnahme eines Spektrums wird versucht, per Analyse die Ursache der Schultern herauszufinden und die entsprechenden Daten herauszuschneiden. Mit dem korrigierten Spektrum soll dann die Auflösung des Detektors bestimmt werden.

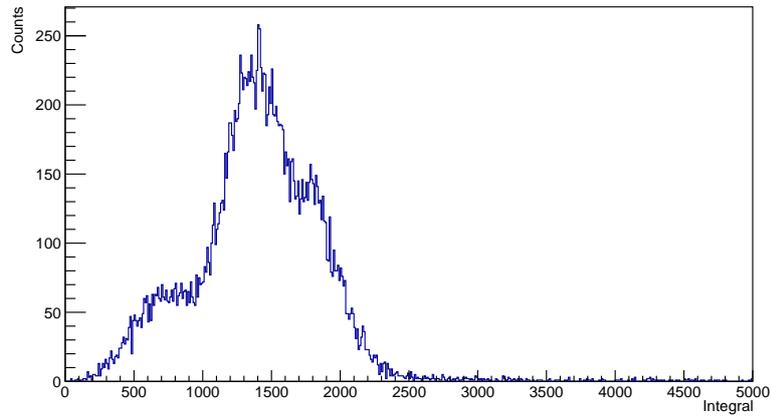


Abbildung 6.7: Unkorrigiertes ^{55}Fe -Spektrum bei 1400V

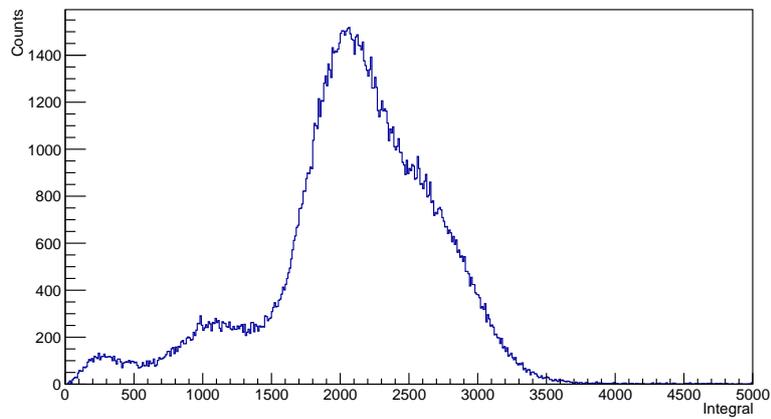


Abbildung 6.8: Unkorrigiertes ^{55}Fe -Spektrum bei 1425V

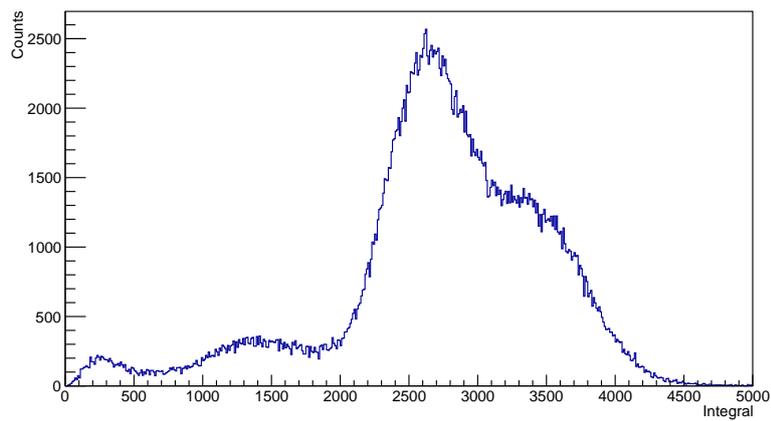


Abbildung 6.9: Unkorrigiertes ^{55}Fe -Spektrum bei 1450V

6.5 Analyse der erzeugten Spektren

Abbildung 6.7, 6.8 und 6.9 zeigen mit Hilfe des SPADICs aufgezeichnete ^{55}Fe -Spektren. Mit zunehmender Energie trennen sich die einzelnen Peaks im Spektrum immer weiter auf und die rechte Schulter im Spektrum wird markanter. Weil die Struktur des Spektrums bei 1450V am klarsten ist wird hier versucht die das Spektrum zu korrigieren und eventuell die Ursache für die Asymmetrie des K_{α} -Peaks herauszufinden.

Es besteht der Verdacht, dass der Chip des SPADIC 1.0 temperaturabhängig sein könnte und deswegen im laufenden Betrieb und steigender Betriebstemperatur unterschiedliche Daten liefert. Jedoch zeigt sich, dass sich das Verhalten eines mit einem passiven Kühler ausgestatteten SPADICS 1.0 nicht ändert. Um jedoch diese Hypothese tiefer gehend zu überprüfen, wird ein Vergleich zwischen dem ersten und letzten zeitlichen Drittel der Messung vorgenommen. Dies zeigt Abbildung 6.10. Der unterste Graph veranschaulicht die Relation der beiden Spektren. Sind zwei Einträge der Spektren gleich, ist die Relation zwischen ihnen 1. Die dargestellte Relation zeigt, dass insbesondere im Bereich mit höherer Statistik, im Bereich des K_{α} -Peaks und der Schulter, keine markanten Abweichungen zwischen erstem oder letztem Messdrittel vorliegen. Ein konstanter Fit über die gesamte Relation ergibt den Wert von 0,99. Daraus folgt, dass der Fehler nicht zeitlich bedingt sein kann. Vergleicht man die Spektren bei kleineren Energien, werden die relativen Unterschiede größer. Da jedoch die absoluten Messwerte in diesen Bereich bis zu einem Faktor von sieben kleiner sind, als im Bereich des K_{α} -Peaks, ist deren Signifikanz nicht beachtenswert.

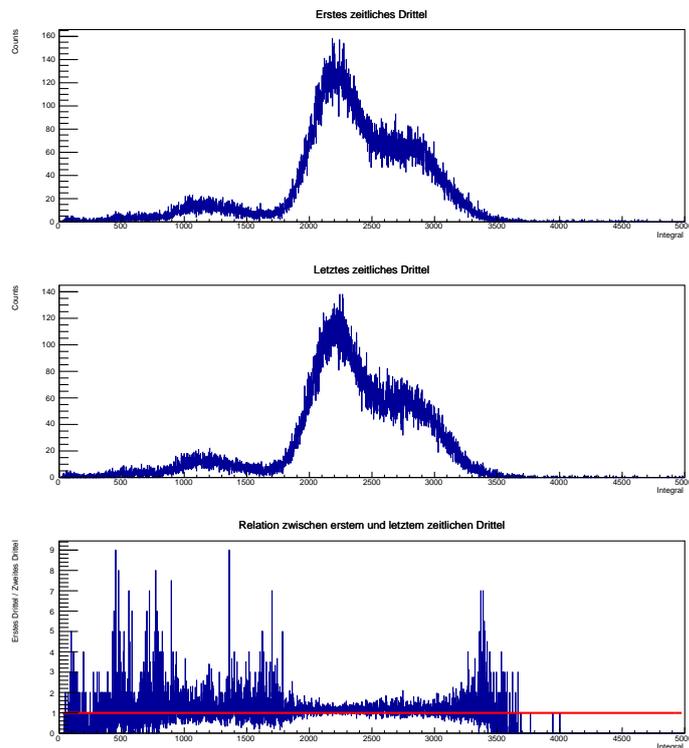


Abbildung 6.10: Vergleich der ersten zeitlichen (oben) mit der zweiten zeitlichen Messhälfte (mitte). Die Relation 1.Hälfte/2.Hälfte (unten)

Da die Hypothese des temperaturabhängigen Chips ausgeschlossen werden konnte, muss eine bessere Einsicht in die Daten erarbeitet werden. Dazu wird zunächst ein Blick auf die Signalstruktur der SPADIC 1.0-Daten geworfen.

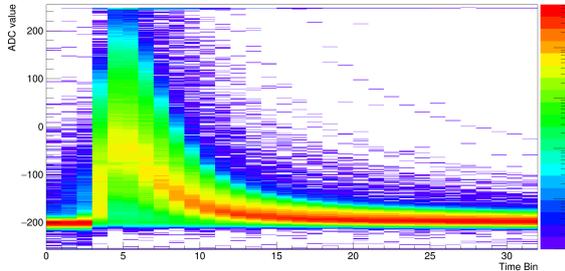


Abbildung 6.11: Signalverlauf des Kanals 22

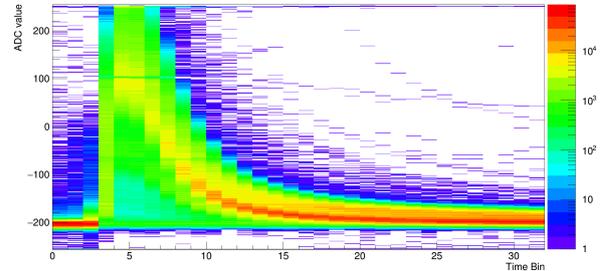


Abbildung 6.12: Signalverlauf des Kanals 24

Die Kanäle 22 und 24 wurden am meisten mit dem Status Selftriggered ausgelöst. Abbildung 6.11 und 6.12 zeigen die Signalverläufe dieser zwei Kanäle. Es zeigt sich, dass die Signale wie beabsichtigt vom SPADIC 1.0 produziert wurden. Die ersten drei Timebins sind mit der Baseline gefüllt, bevor der influenzierte Puls beginnt. Dieser ist ganzheitlich abgebildet und mündet in den letzten Timebins in der Baseline. Abbildung 6.11 und 6.12 zeigen alle übertragenen Signale überlagert. Nun werden die Signale herausgefiltert, die im Spektrum im Bereich der Schulter liegen. Abbildung 6.13 bis 6.15 zeigen jedoch keine markanten Abweichungen von den gewünschten Signalverläufen.

Aus den einzelnen Signalen ließen sich keine Hinweise auf die mögliche Quelle der Schulter im Spektrum extrahieren. Jedoch berechnet sich das Integral einer gemessenen Ladung nicht nur aus einem Signal, sondern aus der Summe aller integrierten Signalen eines Clusters. Um einen besseren Überblick über die Clusterstruktur der Messung zu erlangen, wird daher nun dieser Aspekt der genommenen Daten beleuchtet. Es werden ab diesem Zeitpunkt nur noch Drei- und Vierpadcluster für die Berechnung des Integrals zugelassen. Zwar finden sich in den Daten auch wenige Ereignisse mit Fünfpadclustern, integriert man diese, zeigen sie jedoch nur ein Rauschen und nicht die Struktur eines Spektrums. Ereignisse mit anderen Clustergrößen als drei oder vier werden daher ausgeschnitten. Vergleicht man in Anschluss dessen die Spektren, die ausschließlich durch Drei- bzw. Vierpadcluster erzeugt werden, stellt man fest, dass sich diese unterscheiden. Abbildung 6.17 zeigt, wie sich das Spektrum bei 1450V aus Drei- und Vierpadclustern zusammensetzt. Es tritt dabei deutlich hervor, dass im Spektrum wesentlich mehr Vier- als Dreipadcluster vorkommen. Das überrascht zunächst, da der Detektor so konstruiert wurde, dass bevorzugt Dreipadcluster entstehen. Offenbar zielte während der Messung die Quelle genau zwischen zwei Pads. Unterstützt wird diese Hypothese dadurch, dass überwiegend zwei benachbarte Pads mit dem Status Selftriggered in den Daten vorkommen. Veranschaulicht wird das durch eine Triggerkarte der vom SPADIC ausgelesenen Pads in Abbildung 6.16. Neben der erhöhten Anzahl an Vierpadclustern zeigt sich, dass sich auch die Positionen der Escape- und K_{α} -Peaks unterscheiden. Die Verschiebung der Peaks lässt sich dahingehend erklären, dass Teilchen mit niedrigeren Energien kleinere Ladungswolken verursachen, als Teilchen mit höheren Energien. Da Ladungswolken mit weniger Ladungsträgern auch eine kleinere räumliche Ausdehnung besitzen, erzeugen diese bevorzugt Dreipadcluster, die die kleinste Clustergröße darstellen. Größere Ladungsverteilungen erzeugen umgekehrt auch größere Cluster. Weiterhin erscheint die Schulter im Spektrum der

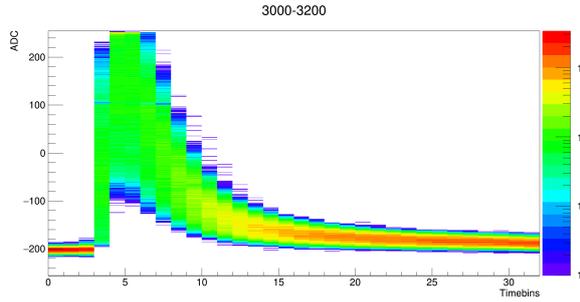


Abbildung 6.13: Signalverlauf des Kanals 24 für Integralwerte von 3000 bis 3200

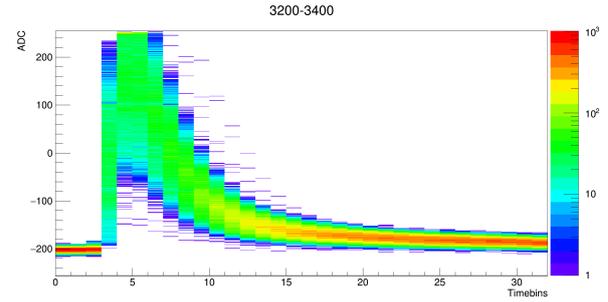


Abbildung 6.14: Signalverlauf des Kanals 24 für Integralwerte von 3200 bis 3400

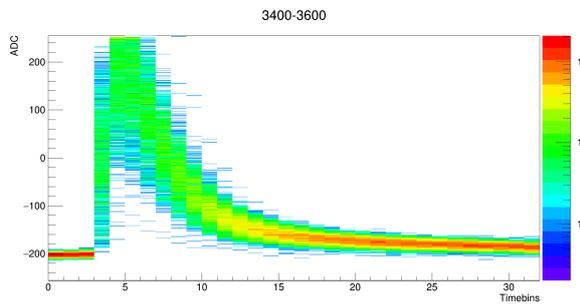


Abbildung 6.15: Signalverlauf des Kanals 24 für Integralwerte von 3400 bis 3600

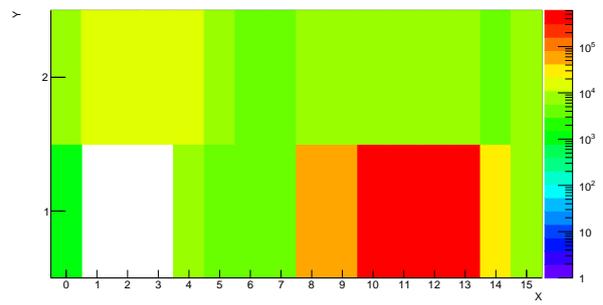


Abbildung 6.16: Veranschaulichung der Triggerrate der ausgelesenen Pads mit in geometrischer Anordnung

Vierpadcluster deutlicher ausgeprägt. Dies liegt daran, dass das Vierpadspektrum eine höhere Statistik enthält. Vergleicht man das jeweilige Maximum des K_α -Peaks mit der entsprechenden Höhe der Schulter beträgt Verhältnis jeweils ungefähr 2:1.

Um eine detailliertere Aussage über den Unterschied zwischen Drei- und Vierpadclustern treffen zu können, wird zunächst überprüft, ob die Cluster richtig gebildet werden. Ein Indiz für einen Bug ist, wenn sich die meiste Ladung in einem Cluster nicht auf dem mittleren Pad befindet. Um dies zu überprüfen, wird der Schwerpunkt aller Drei- und Vierpadcluster berechnet und in ein Histogramm abhängig vom Wert des Integrals eingetragen. Der Schwerpunkt des Clusters berechnet sich mit:

$$Schwerpunkt = \frac{\sum_{NoPad=0}^{Clustersize} \left(NoPad \cdot \sum_{timebin=0}^{31} ADC(timebin) \right)}{Integral} \quad (6.4)$$

Hierbei bezeichnet $NoPad$ die Padnummer² im Cluster, $ADC(timebin)$ den korrigierten ADC-Wert eines Timebins im des Signals und $Integral$ das Integral des Clusters. Abbildung 6.21 und 6.18 zeigen die beschriebene Relation. Das Histogramm der Vierpadcluster in Abbildung 6.18 erscheint dabei wie erwartet. Die Schwerpunkte liegen zwischen 1 und 2, den beiden mittleren Pads. Der durchschnittliche Wert liegt dabei bei ca. 1,6 und ist damit nur leicht in Richtung Pad

²Die Nummerierung der Pads in einem Cluster beginnt immer mit der Nummer 0.

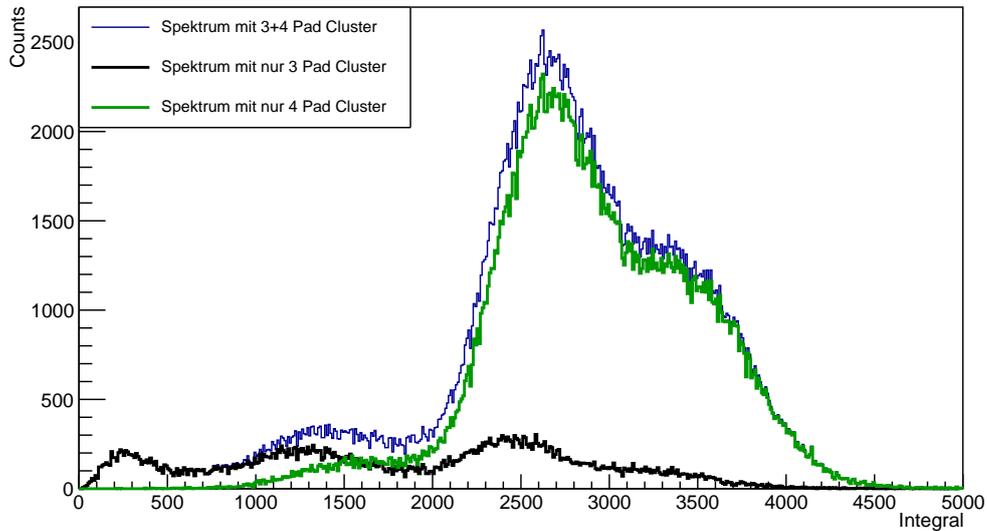


Abbildung 6.17: ^{55}Fe -Spektrum bei 1450V mit Anteil der Drei- und Vierpadcluster

2 verschoben. Somit bestätigt sich die zuvor geäußerte Vermutung, dass die Quelle zwischen zwei Pads ausgerichtet gewesen sein muss.

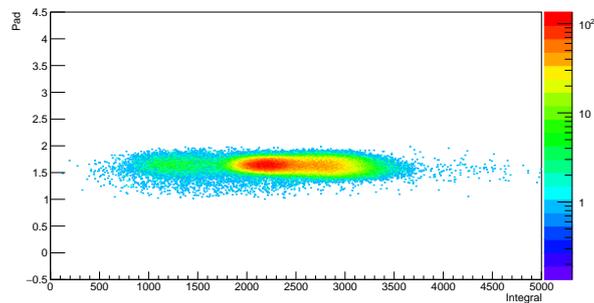


Abbildung 6.18: berechneter Ladungsschwerpunkt für alle Vierpadcluster

Betrachtet man die Darstellung für Dreipadcluster fällt auf, dass sich das Histogramm in zwei Regionen aufteilt. Die erste Region liegt wie erwartet auf der Y-Achse bei der Padnummer 1, dem mittleren Pad eines Dreipadclusters. Ab einem Integralwert von ca. über 2000 erscheint im Histogramm eine zweite Gruppe von Treffern mit einem Schwerpunkt von über 1,5. Bei dieser Gruppe von Clustern befindet sich die meiste Ladung auf Pad 2, also einem äußeren Pad am Rand des Clusters. Bei einem korrekt gebildeten Dreipadcluster befindet jedoch die meiste Ladung im selftriggered Pad in der Mitte des Clusters. Cluster, bei denen die meiste Ladung am Rand liegt, wurden demnach falsch gebildet. Das gleiche gilt für Cluster mit einem Schwerpunktsposition kleiner als 0,5. Bei der genaueren Betrachtung dieses Faktums, fällt auf, dass Multihits bisher nicht richtig behandelt wurden. Wie in Kapitel 5 beschrieben erhält nur das primäre Signal eines Multihits die Multihitflag, während das nachfolgende, aufsummierte Signal

nicht gesonderte gekennzeichnet wird. Daher müssen Signale, die zeitlich einem Signal mit Multihitflag folgen korrigiert oder aussortiert werden. Mit einem erweiterten *Multihitcut* sollen sie ausgeschnitten werden. Daraufhin verändert sich das Bild des berechneten Ladungsschwerpunktes für Dreipadcluster dahingehend, wie es in Abbildung 6.20 zu sehen ist. Ereignisse mit einem Ladungsschwerpunkt von über 1,5 verringern sich drastisch. Allerdings existieren immer noch einige Datenpunkte außerhalb des zulässigen Intervalls von 0,5 bis 1,5. Eine Ursache innerhalb der Analyse kann dafür nicht gefunden werden. Es ist somit möglich, dass diese Cluster tatsächlich falsch gebildet wurden. Sie sollen in der weiteren Analyse nicht mehr berücksichtigt und mit einem *Most Charge at the Middle Cut*³ ausgeschnitten werden. Das Ergebnis dieses Cuts ist in Abbildung 6.21 zu sehen.

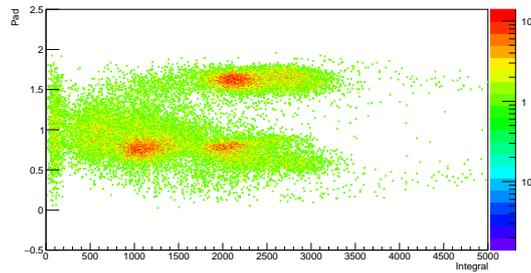


Abbildung 6.19: berechneter Ladungsschwerpunkt für alle Dreipadcluster

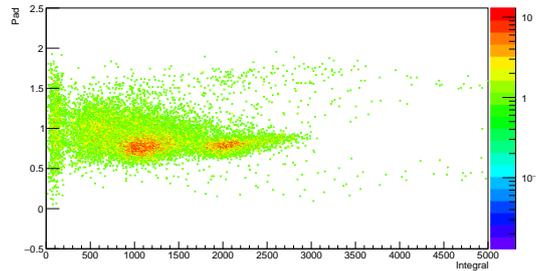


Abbildung 6.20: berechneter Ladungsschwerpunkt für alle Dreipadcluster mit *Multihitcut*

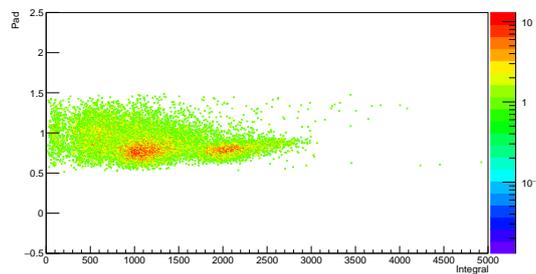


Abbildung 6.21: berechneter Ladungsschwerpunkt für alle Dreipadcluster nach *Most Charge at the Middle Cut*

³Es werden nur Dreipadcluster berücksichtigt, deren Ladungsschwerpunkt auf dem mittleren Pad liegt, also einen Wert zwischen 0,5 und 1,5 aufweist.

Da der ein Großteil der erzeugten Daten aus Vierpad- und nicht aus Dreipadclustern besteht, wirkt sich der *Most Charge at the Middle Cut* nicht signifikant auf das Gesamtspektrum aus. Abbildung 6.22 zeigt das korrigierte Spektrum. Wenn auch gleich der K_α -Peak schmaler geworden ist, ist immer noch eine deutliche rechte Schulter zu erkennen.

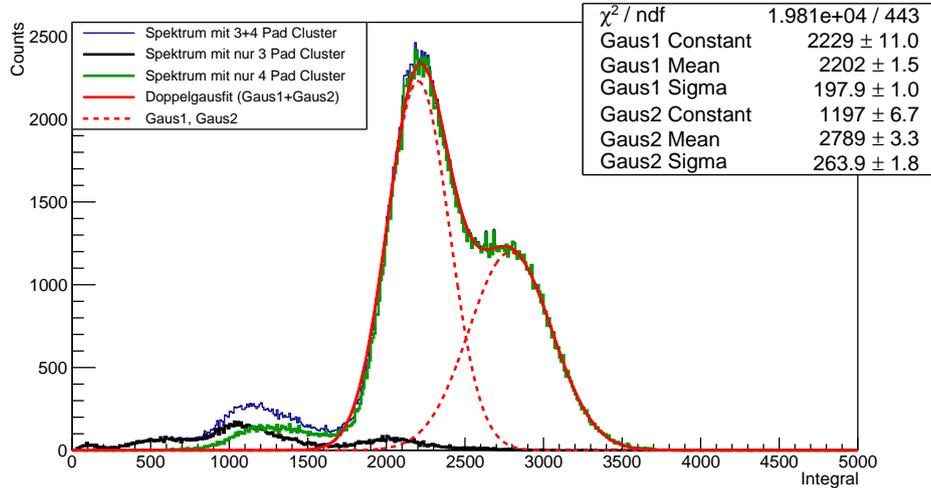


Abbildung 6.22: Korrigiertes ^{55}Fe -Spektrum bei 1450V.

Die linke gestrichelte Verteilung ist *Gaus1* und die rechte *Gaus2* genannt.

Neben den einzelnen Spektren zeigt Abbildung 6.22 zusätzlich eine angefitzte Funktion. Der *Doppelfit* besteht aus zwei addierten Gausfunktionen. Diese Funktion lässt sich sehr gut an den K_α -Peak samt rechter Schulter des Gesamtspektrums anpassen. Der K_α -Peak mit der Schulter lässt sich also in zwei gausförmige Verteilungen aufteilen, die in Abbildung 6.22 als gestrichelte Linien eingezeichnet sind. Das spricht dafür, dass das Spektrum in Wahrheit aus drei und nicht aus zwei Peaks aufgebaut ist. Die Frage, welche der beiden Gausverteilungen sich dem K_α -Peak und welche einer Störung zuordnen lässt, bleibt unbeantwortet.

Jedoch lassen sich nun die Auflösungen der einzelnen Verteilungen *Gaus1* und *Gaus2* berechnen:

$$\Delta E^{Gaus1} = (8,99 \pm 0,05)\%$$

$$\Delta E^{Gaus2} = (9,46 \pm 0,07)\%$$

Beide Auflösungen befinden sich in der gleichen nahe einer Messung früherer Prototypen von 12,11% [Are14, S. 103]. Ob eine der hier getätigten Berechnungen aber tatsächlich die Auflösung des Detektors darstellt, ist fraglich.

Auffällig ist, dass die Auflösungen von *Gaus1* und *Gaus2* ähnlich sind. Dies könnte ein Hinweis dafür sein, dass beide Verteilungen eigentlich zusammengehören. Das meint, dass durch einen Fehler⁴ in der Ausleseelektronik möglicherweise ein Teil der Cluster im K_α -Peak eine verschobene Energie zugewiesen bekommen hat und somit im Spektrum verschoben erscheint. Dies bleibt jedoch nur eine Vermutung.

⁴Beispielsweise ein Bitshift

Zusammenfassend kann die Ursache für die rechte Schulter im Spektrum bei 1450V nicht ausfindig gemacht werden. Gleiches gilt auch für die Spektren bei anderen Energien. Um die Auflösung des Detektors bestimmen zu können, wird daher die Messung wiederholt und eine andere Ausleselektronik verwendet.

6.6 Messung der Anodenspannung

Weder durch technische Ansätze noch durch Analyse konnte die Schulter aus den Energiespektren des SPADICs 1.0 herausgefiltert werden. Um ausschließen zu können, dass die Auslesekommer eine Störung produziert, wird die Messung mit einer anderen Datenauslese wiederholt. Ausgelesen werden dabei nicht die Pads, sondern die Anodendrähte, wie in Kapitel 6.1 beschrieben. Insgesamt werden fünf Messungen bei verschiedenen Anodenspannungen durchgeführt.

Ein ADC sampelt das aufgenommene Signal in 256 Timebins und sortiert die Spannung in ein 16-Bit-Intervall ein. Abbildung 6.24 visualisiert ein Beispiel der genommenen Rohdaten. Deutlich zu sehen ist, dass sich ein Teil der Signale im Overflow befindet. Diese Signale sollen in der Analyse nicht berücksichtigt werden und werden daher ausgeschnitten. Anschließend wird eine Baselinekorrektur durchgeführt. Die Baseline wird aus dem Durchschnitt der ersten drei Timebins berechnet. Vom gesamten Signal wird dann der Baselinewert abgezogen. Durch die Berechnung der Baseline in den ersten drei Timebins liegen die korrigierten Signale in den ersten Timebins nahe dem ADC-Wert null und fangen danach an zu divergieren. Am Ende der 256 Timebins bilden die Signale eine breite Gauß-Verteilung, wie Abbildung 6.25 zeigt.

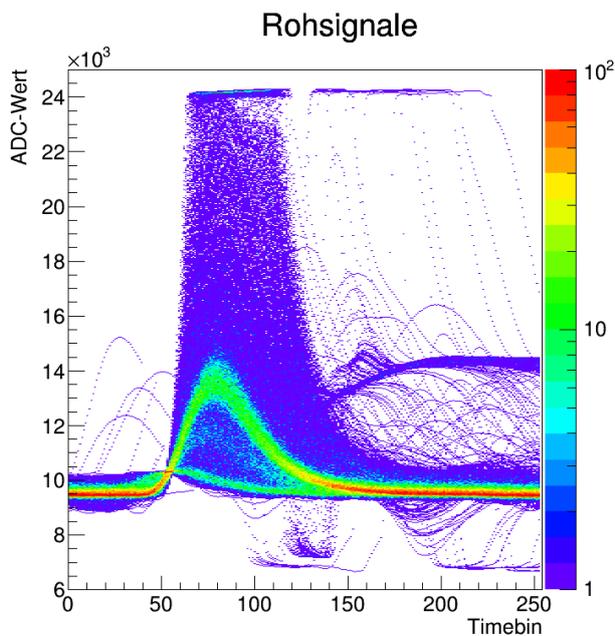


Abbildung 6.23: Mit Anodenreadout aufgenommene, unbearbeitete Signale bei 1575V

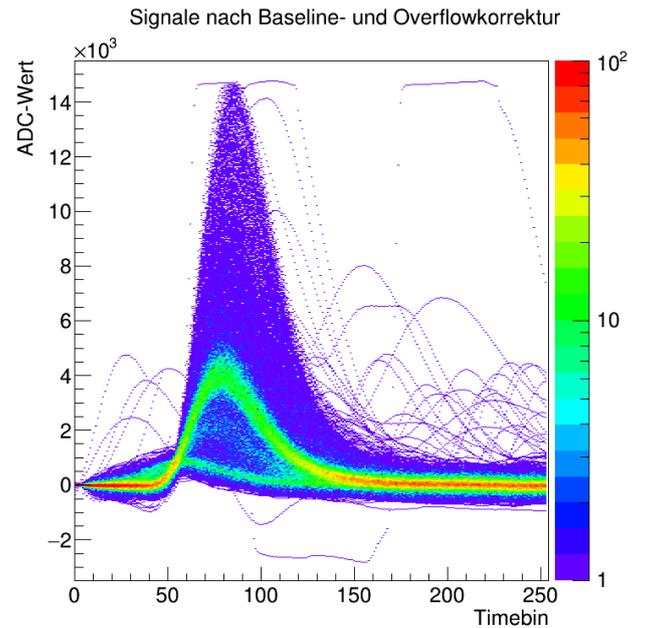


Abbildung 6.24: Anodendrahtsignale bei 1575V nach Baseline- und Overflowkorrektur

In der in Abbildung 6.24 gezeigten Signalverteilung lassen sich bereits drei verschmierte Signale erkennen. Sehr deutlich zeigt sich eine gehäufte Verteilung mit einem Maximum von etwa 4000 im Timebin 80 und eine zweite Verteilung, dessen Maximum im Timebin 60 bei einen ADC-Wert von etwa 1000 liegt. Darüber hinaus lässt sich eine dritte Verteilung zwischen den beiden beschriebenen erahnen.

Um die Energieauflösung berechnen zu können, wird aus den Signalen ein Spektrum erzeugt. Dazu werden zwei verschiedenen Methoden verwendet, die Integral- und die Amplitu-

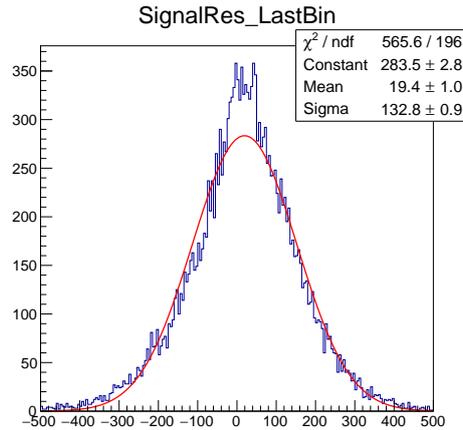


Abbildung 6.25: Verteilung des Signals im letzten Timebin

denmethode. Wie bei der Analyse der SPADIC-Daten entspricht das Integral eines Signals der Summe aller ADC-Werte. Da sich jedoch mit steigendem Timebin die Verteilung der Signale verbreitert, wird nur über den Bereich integriert, in dem die Verteilung möglichst schmal ist. Dafür wird der Bereich vom 60. bis zum 100. Timebin ausgewählt. Mit der Amplitudenmethode wird nur der höchste Eintrag eines jeden Signals bestimmt und in ein Histogramm eingetragen.

Beide Spektren zeigen den erwarteten Aufbau aus drei Peaks, dem Noise-, Escape- und K_α -Peak. Darüber hinaus ist bei keinem Spektrum eine ausgeprägte Schulter erkennbar, wie es bei der Messung mit dem SPADIC 1.0 der Fall war. Auch im weiteren Verlauf der Analyse von Daten mit unterschiedlicher Anodendrahtspannung wird sich keine Schulter in den Spektren zeigen. Das heißt, dass dieser Teil des SPADIC-Spektrums nicht von der Kammer produziert wurde, sondern von einem Fehler in der Ausleseketten bestehend aus SPADIC 1.0, Syscore und FLIB stammen muss.

Da die Daten, die über die Anodenauslese erzeugt wurden, keine Schulter enthalten, lässt sich mit ihnen die Energieauflösung der Kammer bestimmen. Dazu soll das aufgenommene Spektrum zunächst bereinigt werden. Um den Noise-Peak aus dem Spektrum herauszuschneiden zu können, müssen die Peaks den unterschiedlichen Strukturen im Signalbild zugeordnet werden. Dazu wird die Steigung eines jeden Signals an der Stelle berechnet, an der sich die einzelnen Signalstrukturen möglichst deutlich unterscheiden. Dies ist beispielsweise in Timebin 60 der Fall, in dem die niedrigere Signalstruktur ihr Maximum erreicht, während die anderen zwei Strukturen weiter steigen. Daher wird um diesen Timebin herum die durchschnittliche Steigung wie folgt berechnet:

$$s = \frac{1}{20} \sum_{n=0}^{20} [ADC(50 + 3 + n) - ADC(50 + n)] \quad (6.5)$$

Abbildung 6.26 zeigt die durchschnittliche Steigung der Messung bei 1575V in den Timebins 50 bis 73. Auch in dieser Darstellung sind drei Peaks erkennbar. Um die Peaks in der Steigung mit den entsprechenden Signalen und damit mit den zugehörigen Peaks im Energiespektrum zuordnen zu können, werden die Signale in drei Teile mit entsprechenden Steigungsintervall zerschnitten. Die Grenzen der drei Bereiche sind in Abbildung 6.26 als rote Linien eingezeichnet.

Nun wird aus allen Signalen, die in das selbe Steigungsintervall sortiert wurden, ein gesondertes Spektrum erzeugt. Abbildung 6.27 zeigt eine Übersicht dieser Aufteilung. In der ersten Reihe sind die Signale gezeigt, die das darüberstehende Steigungskriterium erfüllen. In Reihe zwei und drei sind die daraus berechneten Spektren eingezeichnet. Reihe zwei beinhaltet dabei die Spektren, die mit der Integralmethode produziert werden und Reihe 3 die Spektren der Amplitudenmethode. Die Integrationsgrenzen der Integralmethode sind in den Signalschaubildern als rote Linien eingezeichnet.

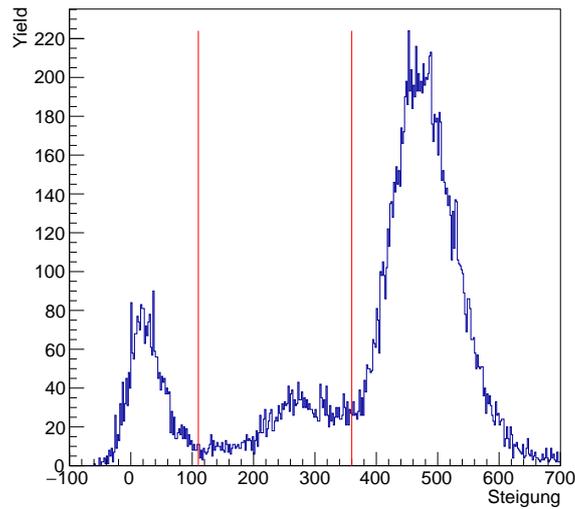


Abbildung 6.26: Steigung zwischen Timebin 50 und 70 bei 1575V

Das Schaubild zeigt, dass sich mit dem gewählten Steigungskriterium das Spektrum sehr gut in die einzelnen Peaks aufspalten lässt. Zudem lassen sich die Peaks in der Steigung in Abbildung 6.26 eindeutig den Peaks im Spektrum zuordnen. Mit dieser Methodik lässt sich nun der Noise-Peak aus dem Spektrum herauschneiden. Um zu überprüfen, ob die Integral- und die Amplitudenmethode die bestmöglichen Fits des so erzeugten Spektrums liefern, wird das Spektrum zusätzlich mit einer Doppelgausfunktion gefittet und die Ergebnisse miteinander verglichen.

Abbildung 6.28 zeigt, dass die Fits der Integral- bzw. Amplitudenmethode sehr gut mit dem Doppelgausfit übereinstimmen. Dies zeigt ein Vergleich der Mean-Positionen beider Fits. Bezüglich des K_{α} -Peaks bewegen sich die Abweichungen deutlich unter 1%, während sie für die den Escape-Peak eine Abweichung von 3% aufweisen. Zu diesen Zeitpunkt verhalten sich also alle drei Analysemethoden gleichwertig.

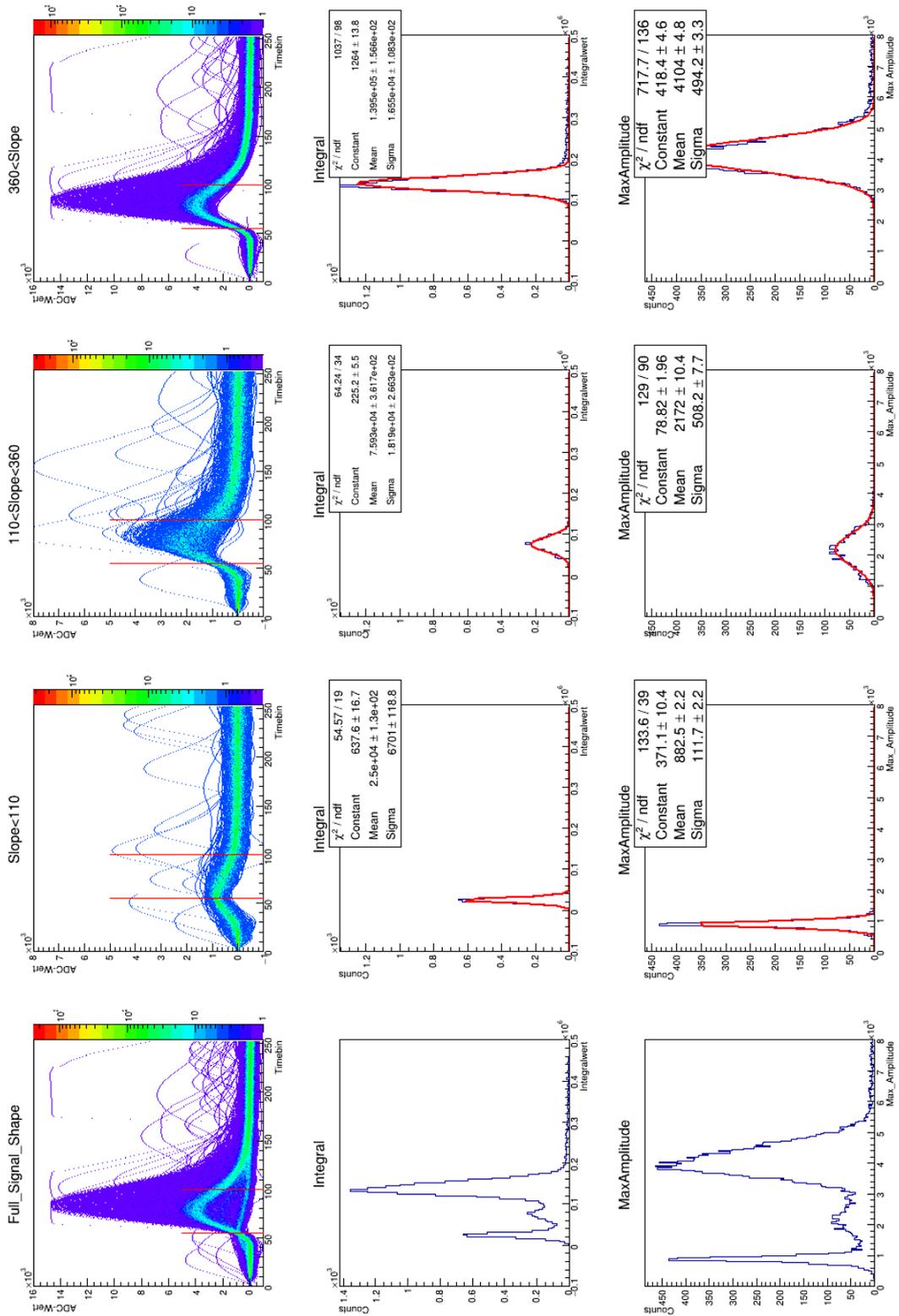


Abbildung 6.27: Überblick der Analyse mit der Integral- und Amplitudenmethode bei 1575 V

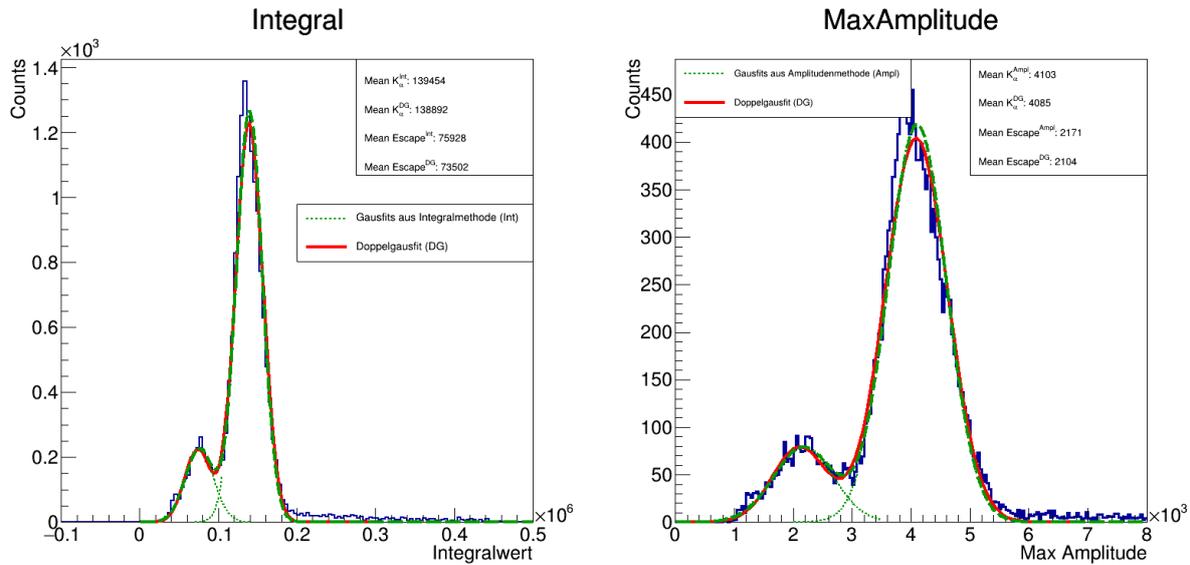


Abbildung 6.28: Spektrum bei 1575V mit herausgeschnittenem Noise-Peak

6.6.1 Diethorn-Darstellung der Messergebnisse

Nun muss gezeigt werden, dass es in den korrigierten Spektren wirklich um den vermuteten Aufbau aus Escape- und K_{α} -Peak handelt. Dazu wird beschriebene Analyse mit den Daten aus den Messungen bei 1450V, 1500V, 1525V, 1550V wiederholt. Die Übersichtsdarstellungen der übrigen Messungen, sowie die Steigungsbilder und korrigierten Spektren finden sich im Anhang. Die durch die Fits ermittelten Mean-Position der Peaks werden gegen die Anodenspannung, bei der die entsprechende Messung durchgeführt wurde, aufgetragen.

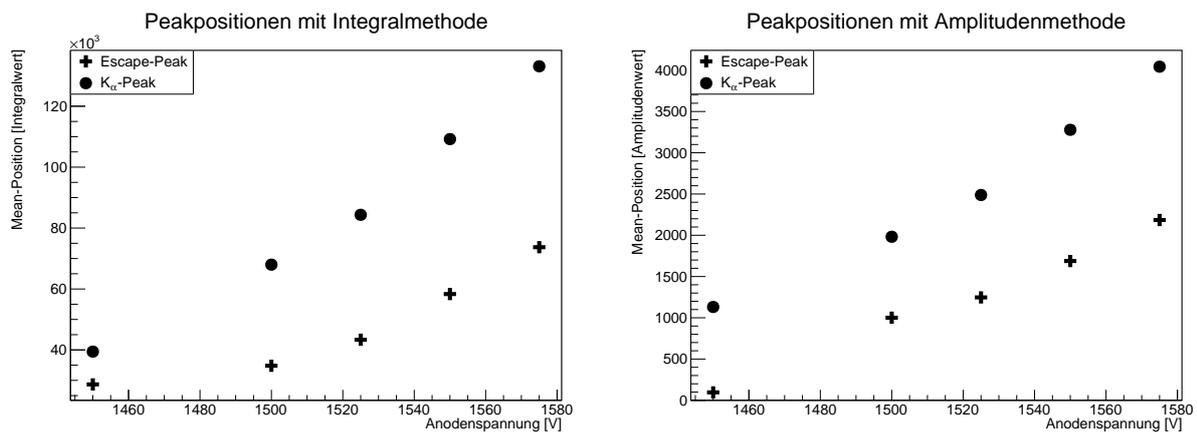


Abbildung 6.29: Mit der Integralmethode berechnete Mean-Position aufgetragen gegen die entsprechende Anodenspannung der jeweiligen Messung

Abbildung 6.30: Mit der Amplitudenmethode berechnete Mean-Position aufgetragen gegen die entsprechende Anodenspannung der jeweiligen Messung

Abbildung 6.29 und Abbildung 6.30 zeigen die Ergebnisse für die Integral- und Amplitudenmethode. Es liegt eine deutliche Abhängigkeit zwischen der Anodenspannung und dem Mean-Wert der als $Escape$ und K_α bezeichneten Peaks vor. Die Mean-Werte steigen unabhängig von der Analysemethode stark mit wachsender Anodenspannung an. Dies ist zu erwarten, da mit steigender Anodenspannung größere Elektronenlawinen und somit größere Signale im Detektor erzeugt werden. Eine Beschreibung für das Verstärkungsverhalten von Gasdetektoren bietet die Diethorn-Formel:

$$\ln(G) = \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = \frac{U \ln(2)}{\ln\left(\frac{b}{a}\right) \Delta U} \ln\left(\frac{U}{a \ln\left(\frac{b}{a}\right) E_{min}(p_0) \frac{p}{p_0}}\right) \quad (6.6)$$

Dabei sind:

- $G \hat{=}$ Gasverstärkung
- $N \hat{=}$ Anzahl an gemessenen Elektronen
- $N_0 = \frac{E}{E_0} \hat{=}$ Korrekturfaktor
 - $E \hat{=}$ Energie des einfallenden Teilchens
 - $E_0 \hat{=}$ mittlere Ionisierungsenergie des Detektorgases
- $U \hat{=}$ Anodendrahtspannung
- $a, b \hat{=}$ Dicke und Abstand der Anodendrähte
- $p \hat{=}$ Druck
- $p_0 \hat{=}$ Normaldruck
- $\Delta U, E_{min}(p_0) \hat{=}$ freie Parameter

Der Korrekturfaktor N_0 ergibt sich aus der unterschiedlichen Anzahl der möglich erzeugten Primärelektronen. Er berechnet sich aus dem Verhältnis der maximalen deponierten Energie und der mittleren Ionisierungsenergie des Detektorgases.

Für das verwendete Gasgemisch gilt [Dil13, S. 44]:

$$N_0^{K\alpha} = \frac{5900}{27.6} \quad N_0^{Escape} = \frac{2900}{27.6}$$

Wird die Diethorn-Formel umgestellt gleicht in der log-log-Darstellung einer Geraden, wobei die Konstanten in α und β zusammengefasst werden.

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \frac{1}{U} = \alpha \ln(\beta U) \quad (6.7)$$

Werden Abbildung 6.29 und 6.30 in diese Form gebracht, lässt sich die Verteilung linear fitten und eine mögliche Abweichung von der erwarteten Verteilung bestimmen. An dieser Stelle sei jedoch angemerkt, dass sich die Diethorn-Formel nur näherungsweise auf die berechneten Datenpunkte anwenden lässt. In Formel 6.7 entspricht N die Anzahl der gemessenen Elektronen, die sich bei einer Messung am Detektor aus den gemessenen Strompulsen errechnen lässt. Diese Messung

wurde jedoch bei der Anodendrahtmessung im Rahmen dieser Arbeit nicht getätigt. Stattdessen wurden die erzeugten Strompulse verstärkt und dann digitalisiert. Die Signale in Abbildung 6.23 entsprechen also nicht den Signalen, die unmittelbar vom Detektor erzeugt wurden, wodurch sich nicht die Menge der erzeugten Elektronen berechnen lässt. Eine Bestimmung der absoluten Gasverstärkung ist demnach nicht möglich. Da jedoch die vom Detektor erzeugten Primärsignale proportional verstärkt wurden, lassen sich die berechneten Mean-Werte anstelle von N verwenden, ohne dass sich die Form der Diethorn-Formel verändert. Dies ermöglicht es, zu überprüfen, ob die analysierten Signale von der Gasverstärkung des Detektors stammen.

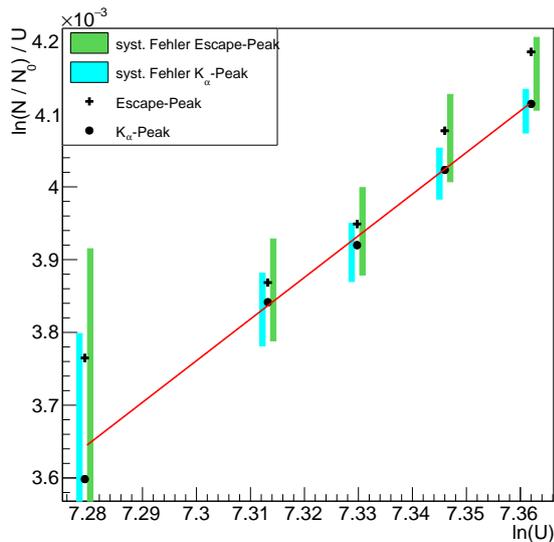


Abbildung 6.31: Diethorndarstellung der Gasverstärkung berechnet mit der Integralmethode

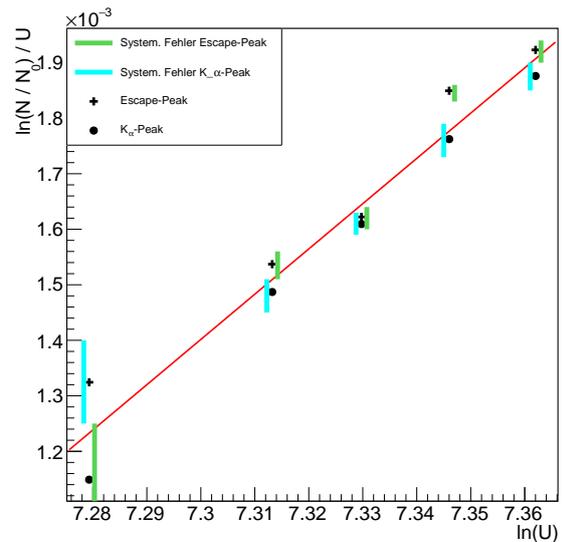


Abbildung 6.32: Diethorndarstellung der Gasverstärkung berechnet mit der Amplitudenmethode

Abbildung 6.31 und 6.32 zeigen die beschriebene Darstellung für die Integral- und Amplitudenmethode. Die Messpunkte sind in dieser Darstellung weiterhin mit steigender Anodendrahtspannung von links nach rechts auf der X-Achse angeordnet. Zusätzlich sind die systematischen Fehler eingezeichnet, die für die Amplitudenmethode deutlich kleiner sind. Eine Diskussion der systematischen Fehler findet sich im nächsten Unterkapitel. In Abbildung 6.31 und 6.32 ist jeweils zu sehen, dass alle Datenpunkte annähernd auf einer Geraden liegen. Das bedeutet, dass die gemessenen Signale tatsächlich mit der Gasverstärkung des Detektors erzeugt wurden. Da neben der ^{55}Fe -Quelle keine andere intensive Strahlung auf die Kammer eingewirkt hat, wurde tatsächlich ein ^{55}Fe -Spektrum aufgenommen.

6.6.2 Betrachtung der systematischen Unsicherheiten

Die beschriebene Integral- und Amplitudenmethode benutzen verschiedene Cuts, um die einzelnen Peaks aus dem aufgenommenen Spektrum zu isolieren. Die Bestimmung der genauen Cutwerte ist dabei nicht eindeutig. Durch eine Variation von verschiedenen Kombinationen von Cutwerten lässt sich die systematische Unsicherheit bestimmen. Die genaue Berechnung sei an dieser Stelle exemplarisch für die Messung bei 1575V gezeigt.

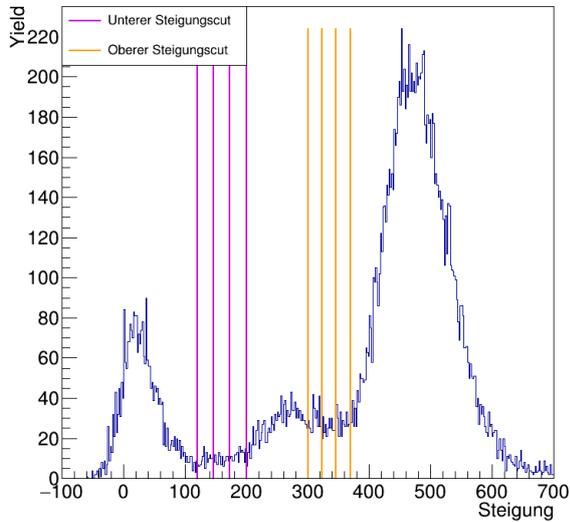


Abbildung 6.33: Mögliche Steigungsgrenzen für die Analyse der Messung bei 1575V

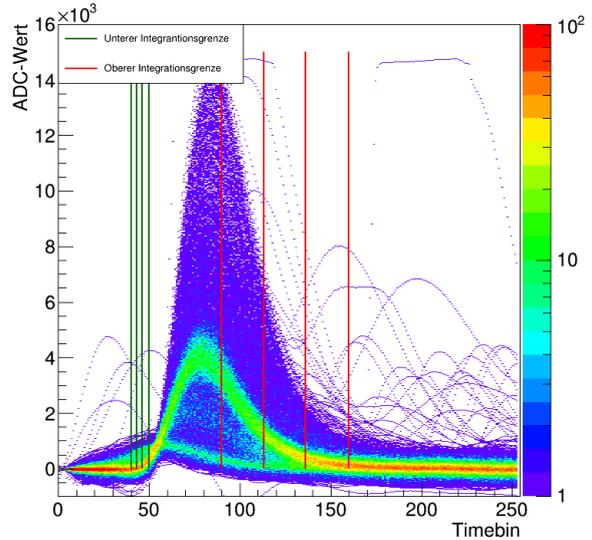


Abbildung 6.34: Mögliche Integralgrenzen für die Analyse der Messung bei 1575V

Um die Peaks im jeweiligen Spektrum zu isolieren, wurde ein Steigungscut angewandt. Mit diesen wurde das Steigungsbild in drei Intervalle eingeteilt und jedes Intervall einem Peak zugeordnet. Um die Peaks im Spektrum voneinander zu trennen wurde während der Analyse der Messung bei 1575 V die Werte 110 und 360 verwendet. Jedoch lassen sich ebenso auch andere Parameter benutzen, ohne die Ergebnisse sichtlich zu verfälschen. Dies wäre zum Beispiel der Fall, wenn in einen andern Peak hineingeschnitten würde. Abbildung 6.33 zeigt jeweils vier mögliche Werte für den oberen und unteren Steigungscut. Dabei bilden die jeweils äußeren Cutwerte die Grenze für eine sinnvolle Analyse. Für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten wurde die Analyse mit allen Variationen der in Abbildung 6.33 gezeigten Steigungsgrenzen wiederholt und die Mean-Wert mit der maximalen Abweichung in die Diagramme 6.31 und 6.32 als Grenze für den systematischen Fehler eingetragen.

Um nicht zu viel Rauschen in die Analyse mit aufzunehmen wurde bei der Integralmethode nicht über alle Timebins integriert, sondern ein Intervall von 60 bis 100 für die Integration ausgewählt. Eine Verschiebung des Integrationsbereich kann ebenfalls eine Auswirkung auf die berechneten Werte haben. Daher wird auch dieses Intervall variiert und die unterschiedlichen Ergebnisse betrachtet. Die möglichen Abweichungen, die dadurch entstehen, wurden jedoch nicht in die systematischen Fehler in Abbildung 6.31 und 6.32 eingearbeitet. Eine Verkleinerung oder Vergrößerung des Integrationsbereichs verschiebt die Mean-Werte bei allen Energien nach unten bzw. oben. Da in Kapitel 6.6.1 keine absoluten Werte, sondern nur die Linearität der Messpunkte von Interesse war, spielt eine gleichmäßige Verschiebung aller Punkte daher keine Rolle.

Eine sichtliche Auswirkung ist jedoch bei der Berechnung der Auflösung zu beobachten. Abbildung 6.35 zeigt eine Iteration über alle möglichen Kombinationen von Steigungs- und Integralgrenzen. Die Variation beginnt dabei bei den jeweils niedrigsten Cutwerten. Die roten und grünen Linien symbolisieren dabei die Iteration, bei der die obere (rot) oder untere (grün) Inte-

grationsgrenze verschoben wird. Bei den Punkten zwischen den Linien werden die verschiedenen Steigungscutvariationen iteriert. Die berechnete Auflösung verändert sich dabei immer in einem gleichen Muster, das sich nach der nächsten Verschiebung einer Integrationsgrenze wiederholt. Die Veränderung der Auflösung lässt sich bei der Betrachtung von Abbildung 6.36 verstehen. Dort sind die Mean- und σ -Werte für jede Iteration aufgetragen. Wird die obere Integrationsgrenze um einen Schritt nach rechts verschoben, vergrößert sich damit der Integrationsbereich und der Mean-Wert steigt an. Das Verhältnis zwischen dem kleinsten und dem größten Wert beträgt 1,6. Jedoch steigt gleichzeitig auch der Wert von σ . Dessen Verhältnis zwischen kleinsten und größten Wert liegt bei 2,2. Der Mean-Wert steigt also weniger stark an als σ . Damit vergrößert sich ΔE effektiv um einen Faktor von 1,4.

Für die Amplitudenmethode werden lediglich die Steigungsgrenzen variiert, da die Integralgrenzen keinen Einfluss auf diese Analyseverfahren haben. Daher sind die Abweichungen für diese Methodik kleiner als die der Integralmethode.

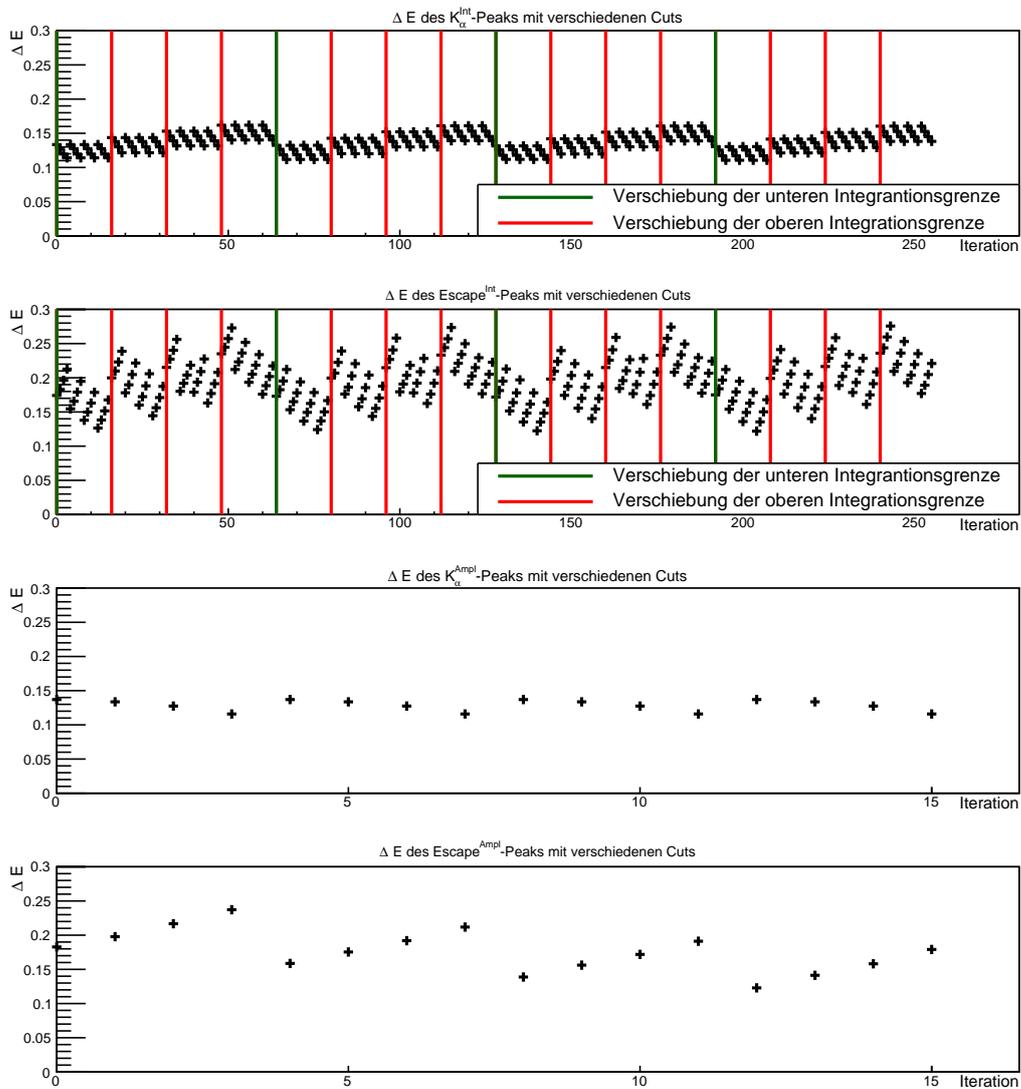


Abbildung 6.35: berechnete Energieauflösung bei verschiedenen Iterationen von Cuteinstellungen für die Messung bei 1575V

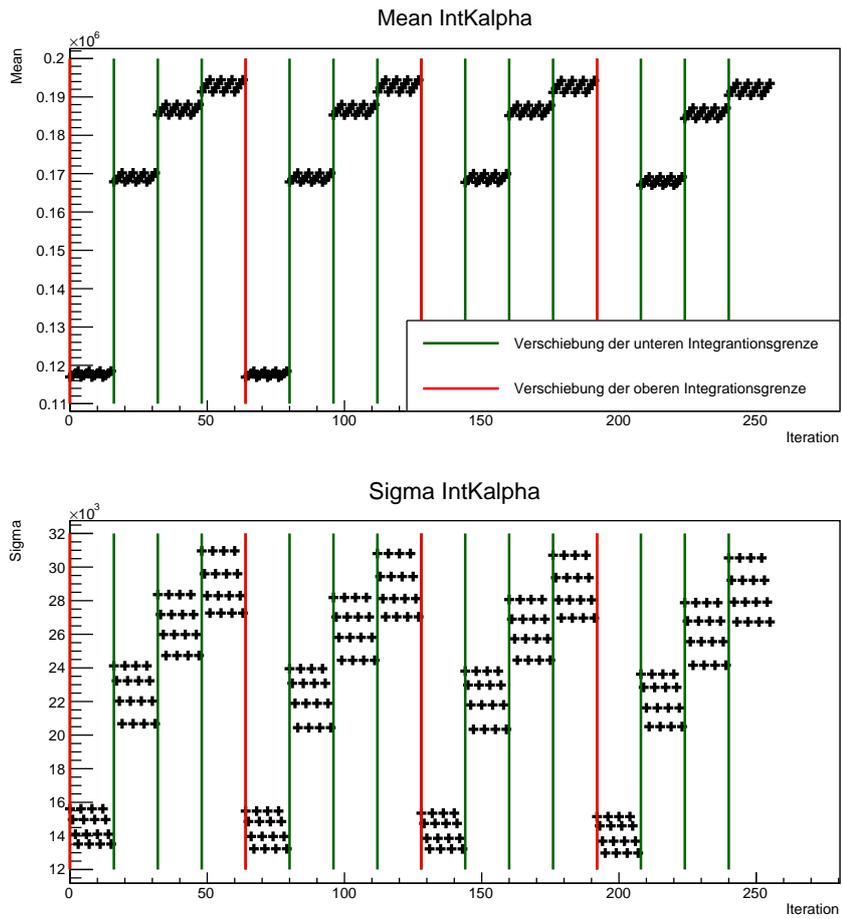


Abbildung 6.36: berechnetes Mean und σ bei verschiedenen Iterationen von uteinstellungen für die Messung bei 1575V

Die Auflösung des Detektors bestimmt sich nun nach Formel 6.1 und den in den Tabellen 8.1 und 8.2 gegebenen Werten der K_α -Peaks. Als systematische Unsicherheit wird die Differenz zwischen den aus den Tabellen errechneten Werten und den größten bzw. kleinsten Auflösungswert der jeweiligen Variation der Cutparameter angenommen. Mitsamt den Unbestimmtheiten ergeben sich damit folgende Werte:

Tabelle 6.1: Energieauflösungen der K_α -Peaks nach jeweiliger Analysemethode und Anodenspannung

Integralmethode

Anodenspannung [V]	ΔE [%]	stat. Error[$\pm\%$]	system. Error[%]
1450	12.6	0.16	(-1.47 +6.01)
1500	10.75	0.13	(-0.61 +4.90)
1525	11.50	0.09	(-0.80 +5.53)
1550	10.75	0.07	(-0.51 +5.45)
1575	10.88	0.07	(-0.43 +5.22)

Amplitudenmethode

Anodenspannung [V]	ΔE [%]	stat. Error[$\pm\%$]	system. Error[%]
1450	12.15	0.09	(-0.74 +2.3)
1500	11.00	0.07	(-0.14 +2.6)
1525	11.00	0.09	(-0.12 +2.4)
1550	11.33	0.08	(-0.51 +1.9)
1575	12.04	0.08	(-0.54 +2.1)

7 Fazit

Ziel dieser Arbeit war, die Energieauflösung des Frankfurter Prototypen für den CBM-TRD zu bestimmen. Dazu wurde eine Vieldrahtproportionalkammer mit einem Karbonrahmen ausgewählt, mit der ein ^{55}Fe -Spektrum aufgezeichnet wurde. Dabei sind zwei unterschiedliche Auslesemethoden verwendet worden. Darüber hinaus wurde für beide Auslesen eine spezifische Analyse programmiert, die die jeweiligen Anforderungen berücksichtigt und unterschiedliche Korrekturen ermöglicht.

Mit der Messung über die Anodendrähte wurde gezeigt, dass unabhängig von der Berechnungsmethode des erzeugten Energiespektrums ein gutes Ergebnis erzielt werden kann, das die Anforderungen an den CBM-TRD erfüllt. Konkret wurde die Berechnung mit der Amplituden- und der Integralmethode durchgeführt. Anschließend ließen sich die beiden Berechnungen miteinander vergleichen, um Unterschiede und gegebenenfalls Stärken und Schwächen der jeweiligen Methode abschätzen zu können. Hierbei stellte sich heraus, dass sich mit der Amplitudenmethode eine Auflösung von durchschnittlich 11,5 (-6 +5,4)% und mit der Integralmethode eine Auflösung von durchschnittlich 11,5 (-0,4 +2,3)% erzielen lassen. Beide Berechnungen ergeben also einen guten Auflösungs Wert, während die die Amplitudenmethode kleinere systematische Unsicherheiten aufweist. Um einen Vergleich zwischen den verwendeten Auslesemethodiken vornehmen zu können, müsste die selbe Analyse mit SPADIC-Daten wiederholt werden.

Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da die vorhandene Version SPADIC 1.0 im Experiment aufgrund von technischen Schwierigkeiten nicht stetig Daten lieferte. Somit waren nur wenige Datensätze für die Analyse verfügbar, die im Energiespektrum eine Schulter aufwiesen. Trotz intensiver Analyse konnte der Grund für diese asymmetrische Verteilung nicht ermittelt werden. Allerdings stellte sich heraus, dass die aufgenommene Schulter wahrscheinlich einer Zusammensetzung aus zwei Gausverteilungen zugrunde liegt. Somit ließ sich nur die Auflösung der beiden Unterstrukturen berechnen. Sie betragen 8,99% und 9,46%. Die Ähnlichkeit beider Auflösung könnte dabei ein Hinweis auf die mögliche Fehlerquelle sein. So lag die Vermutung nahe, dass durch einen Fehler in der Ausleseelektronik der K_α -Peak aufgespalten wurde. Dies bleibt jedoch eine Vermutung. Ließe sich mit dieser Messung die Auflösung der Anodenauslese bestätigen, besäße der getestete Prototyp des Instituts für Kernphysik Frankfurt eine zufriedenstellende Auflösung für den TRD des CBM-Experiments.

Aktuelle Messungen mit der neusten Version SPADIC 2.0 zeigen, dass die beschriebenen Schwierigkeiten im Umgang mit dem SPADIC 1.0 in der Zwischenzeit behoben wurden und eine weitestgehend störfreie Messung möglich ist [Spi18]. Daher bietet es sich an, mit dieser Version die Messung eines Energiespektrums von ^{55}Fe zu wiederholen und die in dieser Arbeit entwickelte Analyse auf die Daten des SPADIC 2.0 anzuwenden. Hierfür wäre es notwendig, den Programmiercode an das neu verwendete Übertragungsprotokoll *E-Link* und das neue Framework *Root 6* anzupassen. Der Vorteil der SPADIC-Auslese ist, dass die Separation von Escape- und K_α -Peak auch bei geringeren Energien möglich sein sollte, als es mit der Anodenauslese der Fall war. Somit ließen sich Messungen über ein größeres Hochspannungsintervall durchführen, als es mit der Anodenauslese möglich war.

8 Anhang

8.1 Wertetabellen

Tabelle 8.1: Wertetabelle für Integralmethode

Escape-Peaks				
Anodenspannung [V]	Mean [10^4]	\pm [10^2]	σ	\pm
1450	2.468	1.53	3964	146.8
1500	3.641	1.806	9028	127.8
1525	4.334	2.05	9608	151.5
1550	6.387	2.97	10640	183.3
1575	7.593	3.617	18190	266.3

K$_{\alpha}$-Peaks				
Anodenspannung [V]	Mean [10^4]	\pm [10^2]	σ	\pm
1450	3.944	4.265	4989	34.1
1500	6.825	7.245	7340	48.0
1525	8.435	9.007	9707	74.6
1550	10.94	1.169	11760	79.85
1575	13.95	1.566	16550	108.3

Tabelle 8.2: Wertetabelle für Amplitudenmethode

Escape-Peaks				
Anodenspannung [V]	Mean [10^4]	\pm [10^2]	σ	\pm
1450	717.9	3.9	96.01	3.34
1500	1054	5.0	226.6	3.2
1525	1247	5.7	264.9	3.8
1550	1847	9.0	314.2	5.7
1575	2172	10.4	508.2	7.7

K$_{\alpha}$-Peaks				
Anodenspannung [V]	Mean	\pm	σ	\pm
1450	1131	1.2	137.4	1.0
1500	1989	2.2	218.9	1.4
1525	2488	2.8	297	2.2
1550	3283	3.7	372	2.6
1575	4104	4.8	494.2	3.3

8.2 Anodenmessung bei 1575V

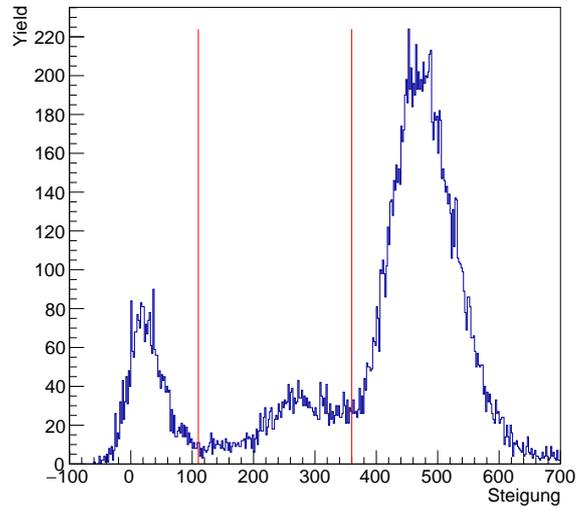


Abbildung 8.1: Steigung für die Anodendrahtmessung bei 1575V

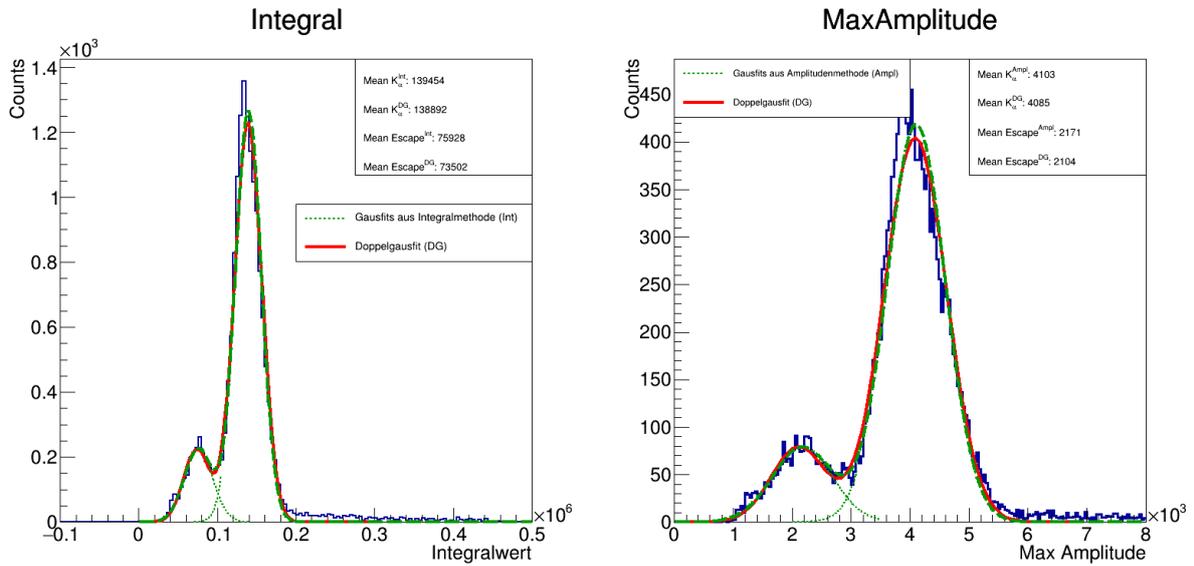


Abbildung 8.2: finales Spektrum der Anodendrahtmessung bei 1575V

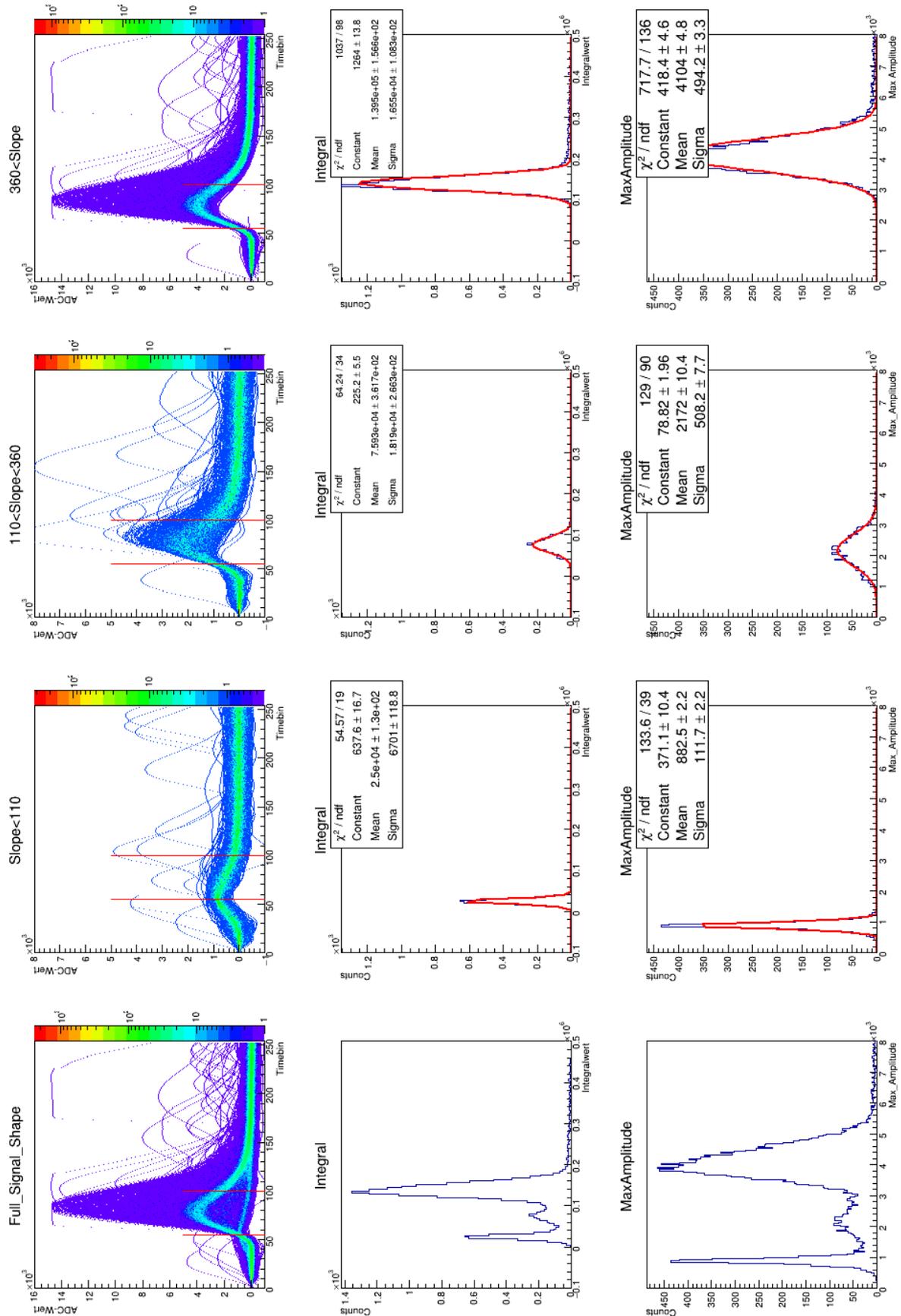


Abbildung 8.3: Übersicht über Anodendrahtmessung bei 1575V

8.3 Anodenmessung bei 1550V

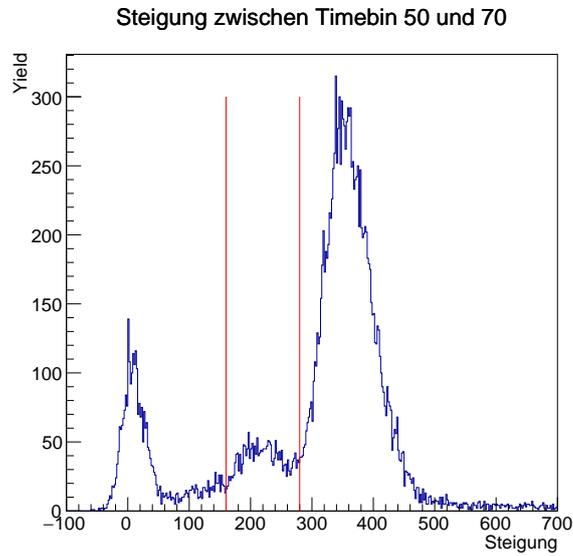


Abbildung 8.4: Steigung für die Anodendrahtmessung bei 1550V

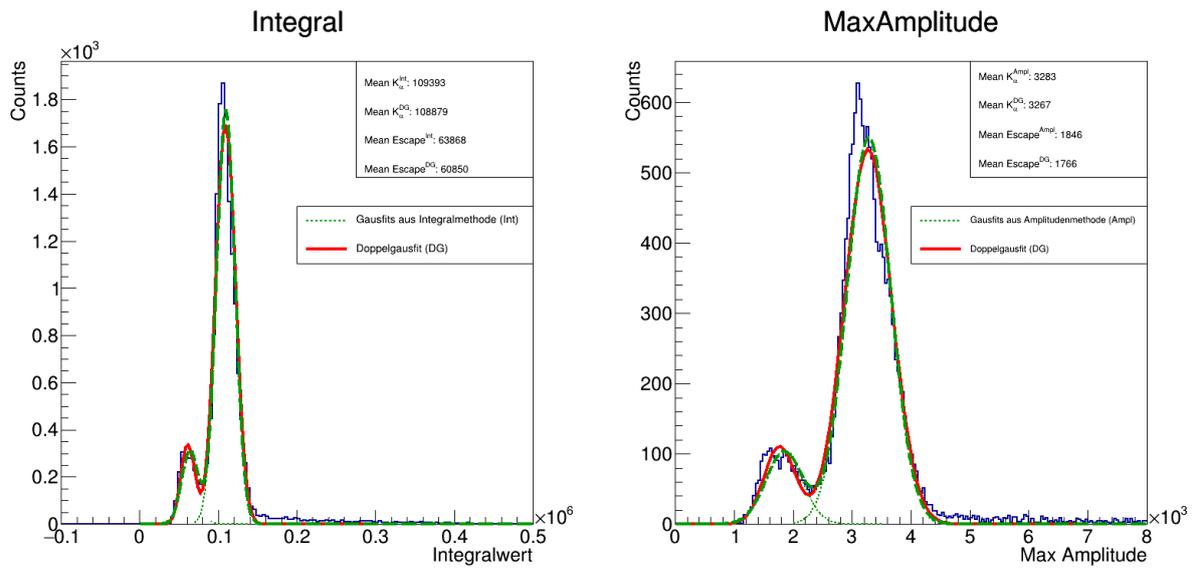


Abbildung 8.5: finales Spektrum der Anodendrahtmessung bei 1550V

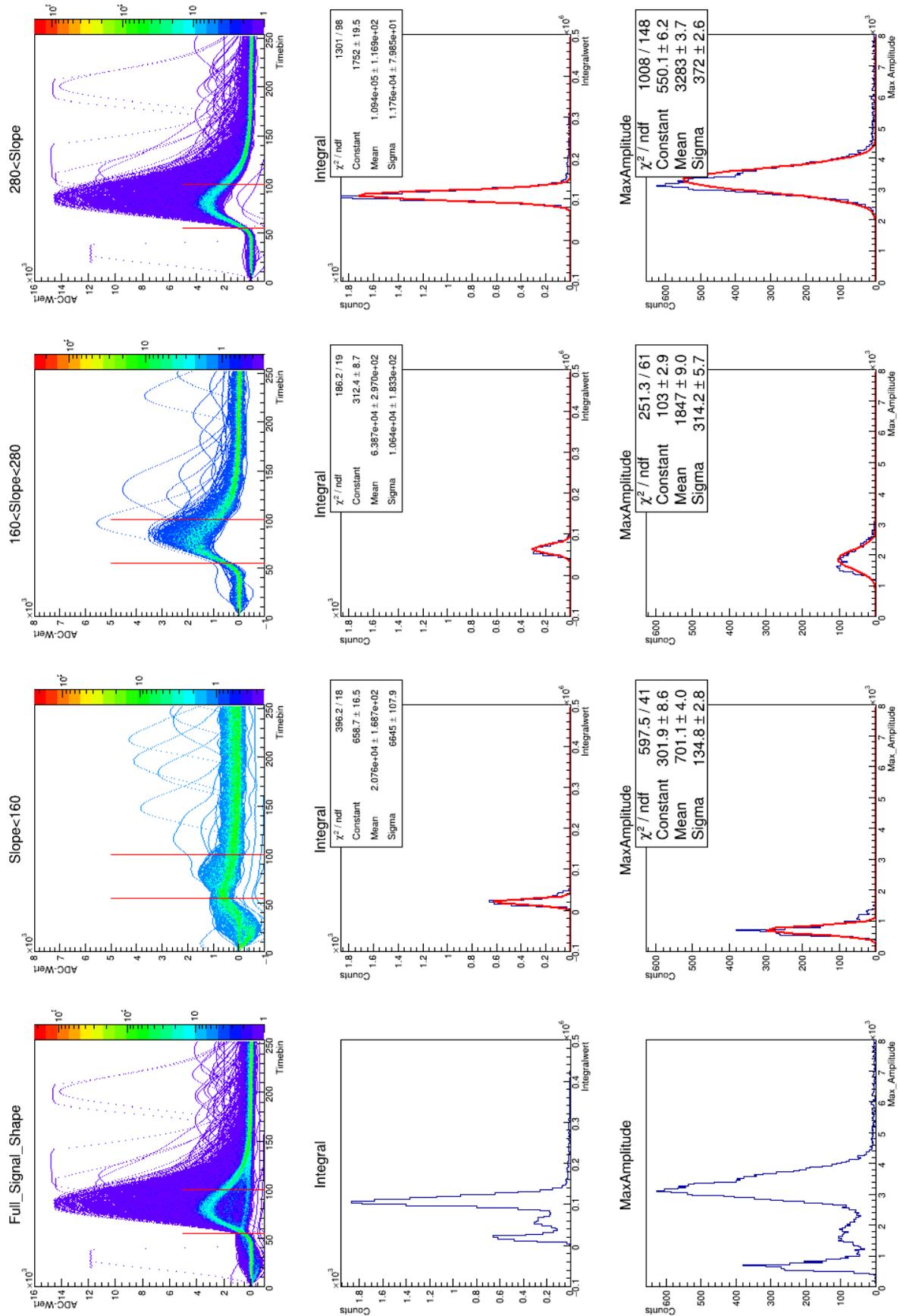


Abbildung 8.6: Übersicht über Anodendrahtmessung bei 1550V

8.4 Anodenmessung bei 1525V

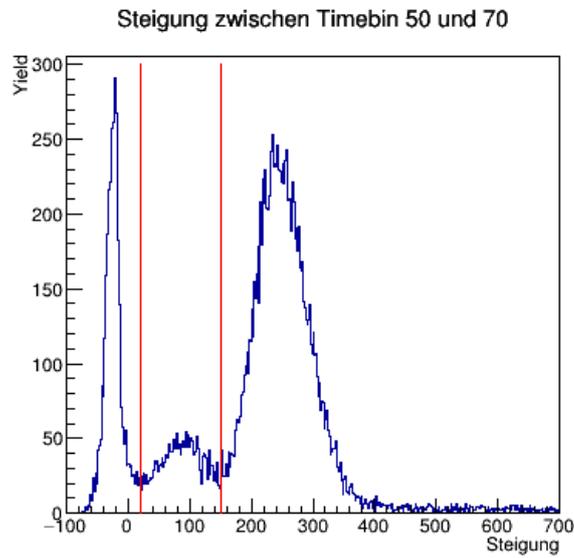


Abbildung 8.7: Steigung für die Anodendrahtmessung bei 1525V

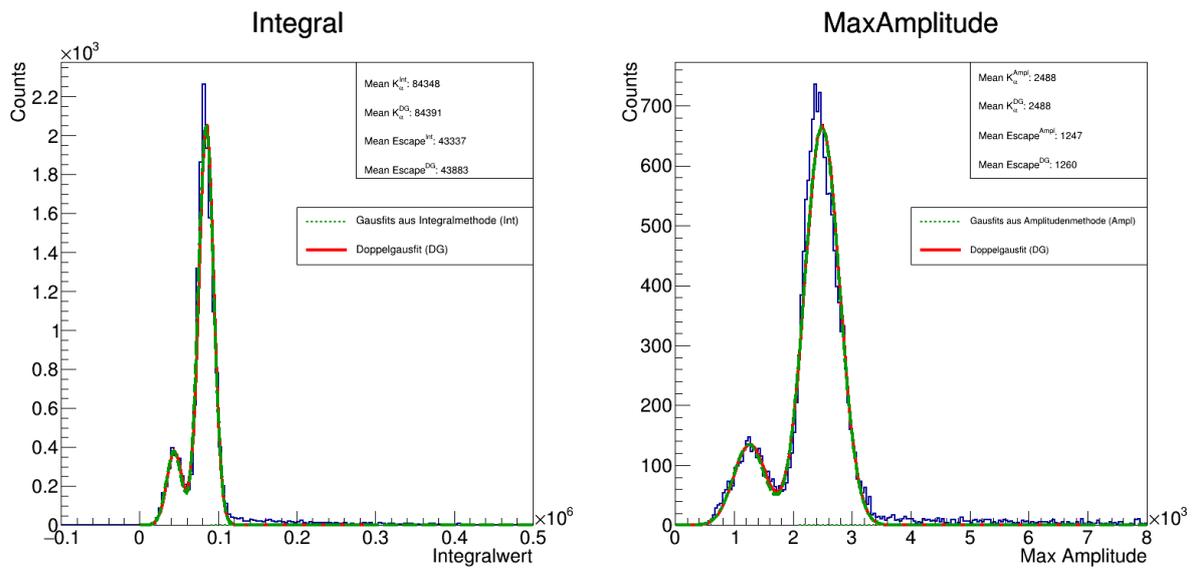


Abbildung 8.8: finales Spektrum der Anodendrahtmessung bei 1525V

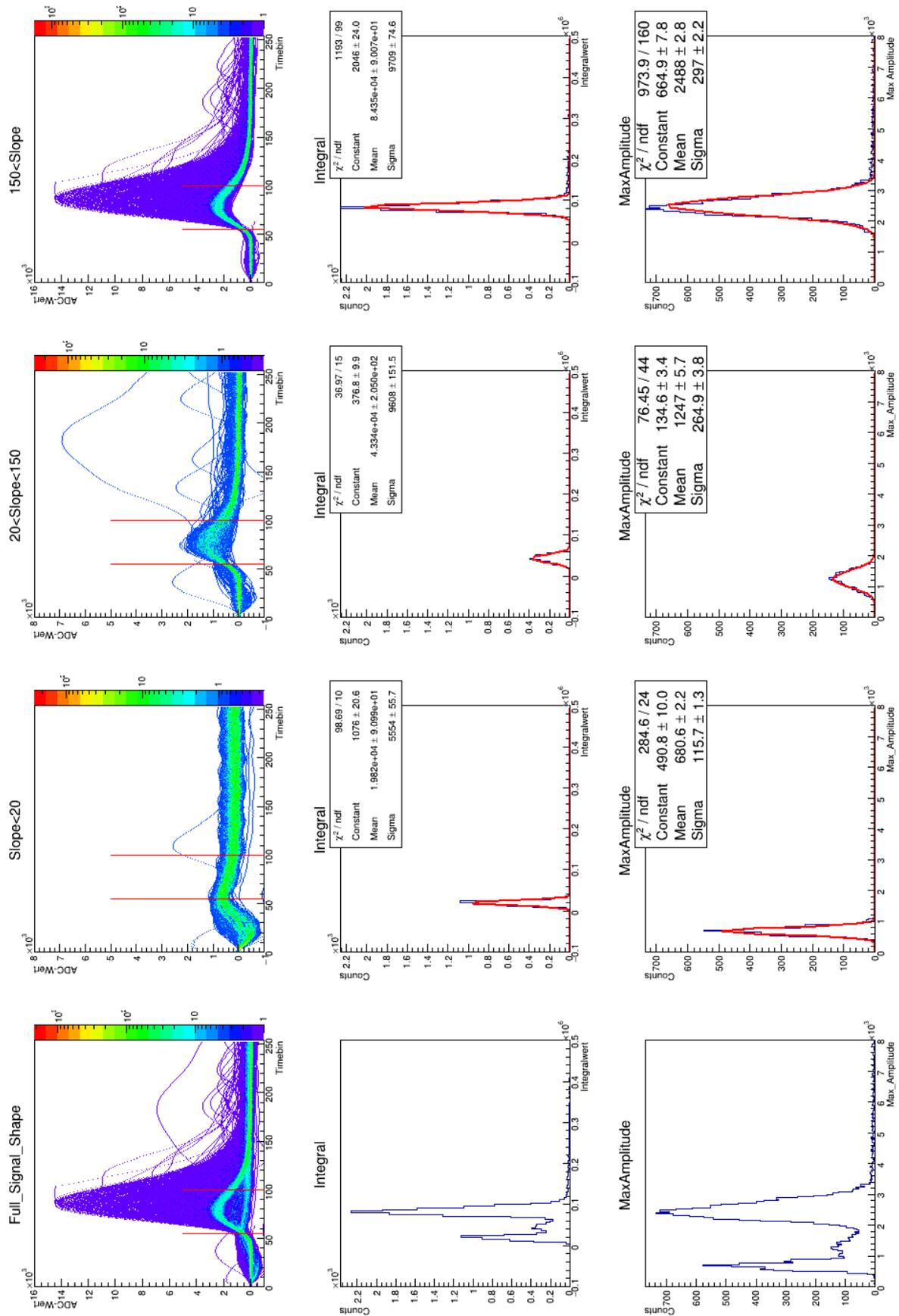


Abbildung 8.9: Übersicht über Anodendrahtmessung bei 1525V

8.5 Anodenmessung bei 1500V

Steigung zwischen Timebin 50 und 70

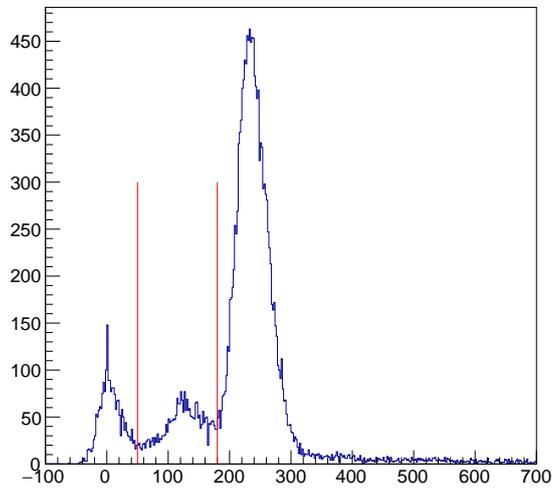


Abbildung 8.10: Steigung für die Anodendrahtmessung bei 1500V

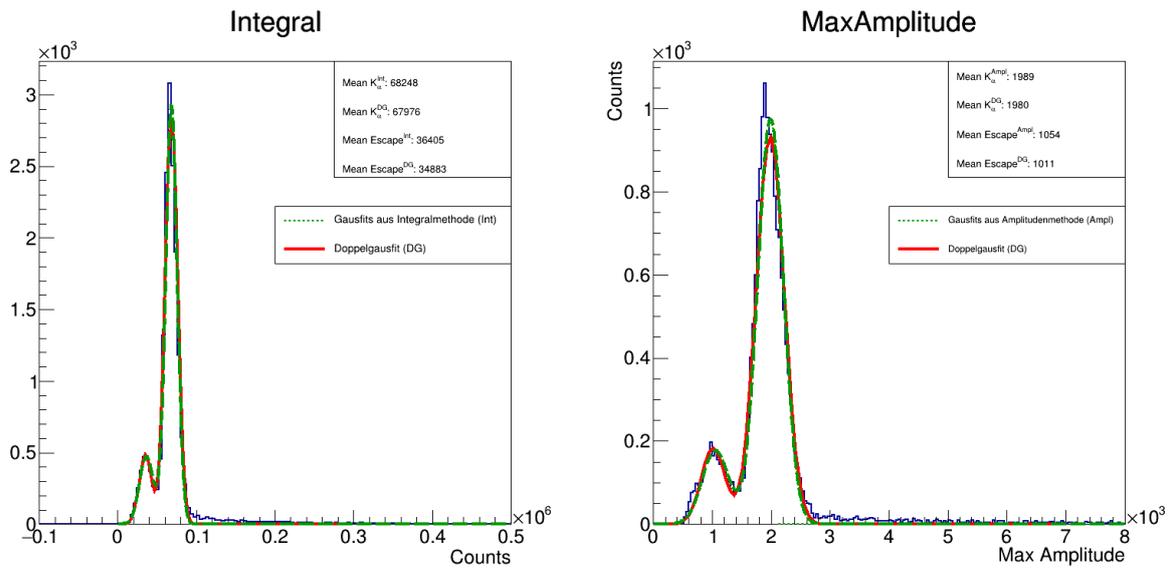


Abbildung 8.11: finales Spektrum der Anodendrahtmessung bei 1500V

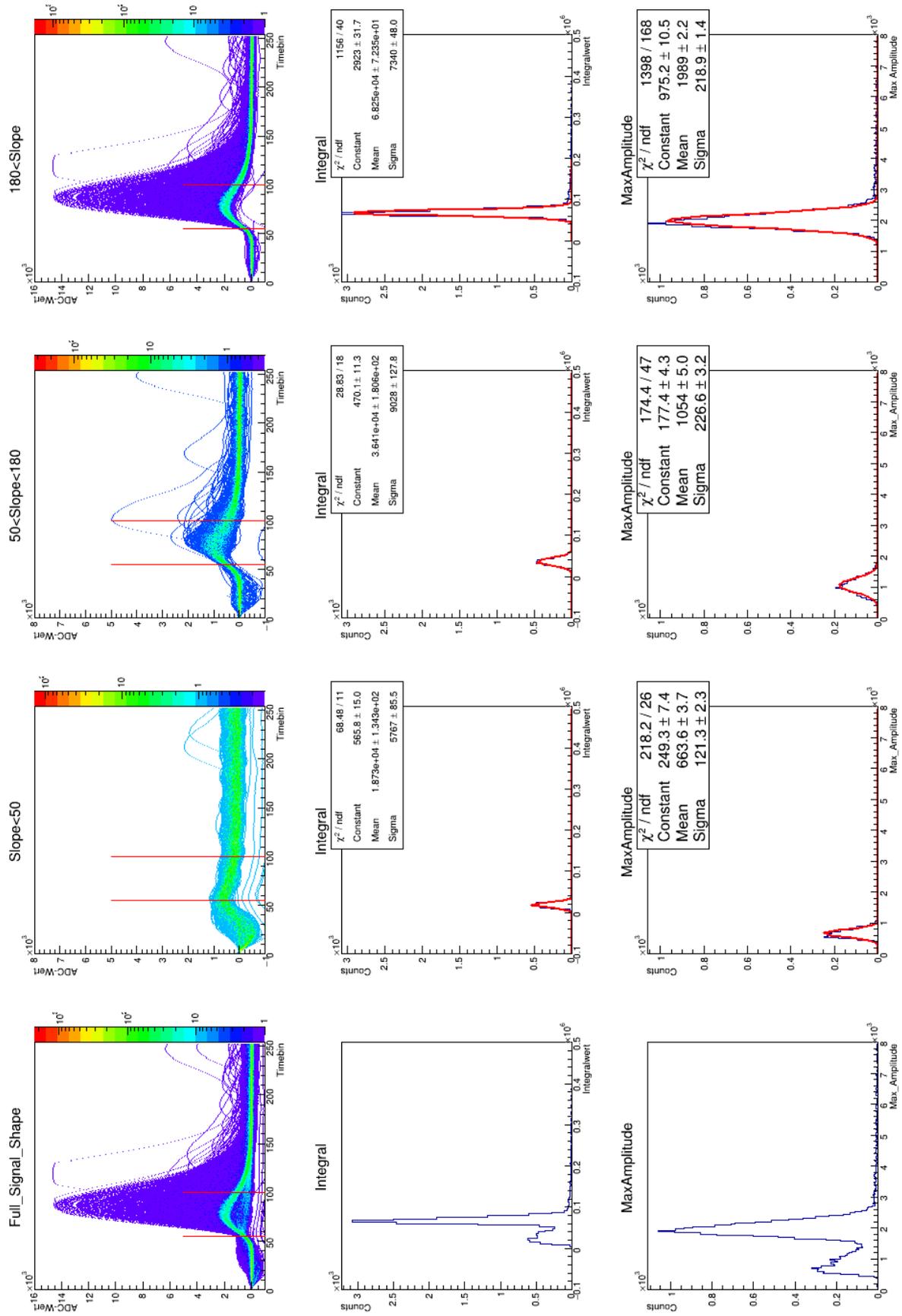


Abbildung 8.12: Übersicht über Anodendrahtmessung bei 1500V

8.6 Anodenmessung bei 1450V

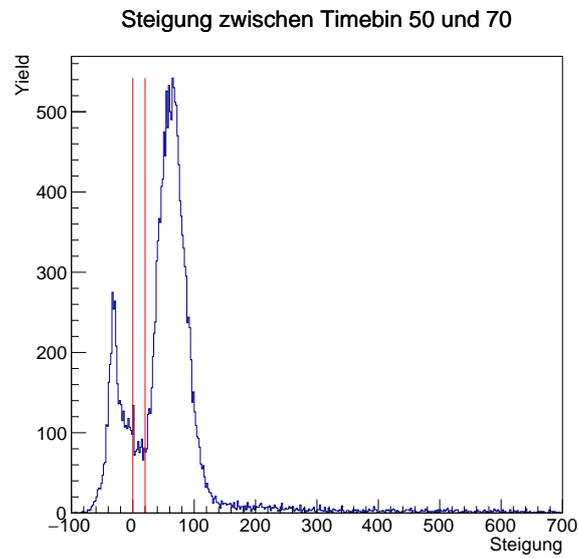


Abbildung 8.13: Steigung für die Anodendrahtmessung bei 1450V

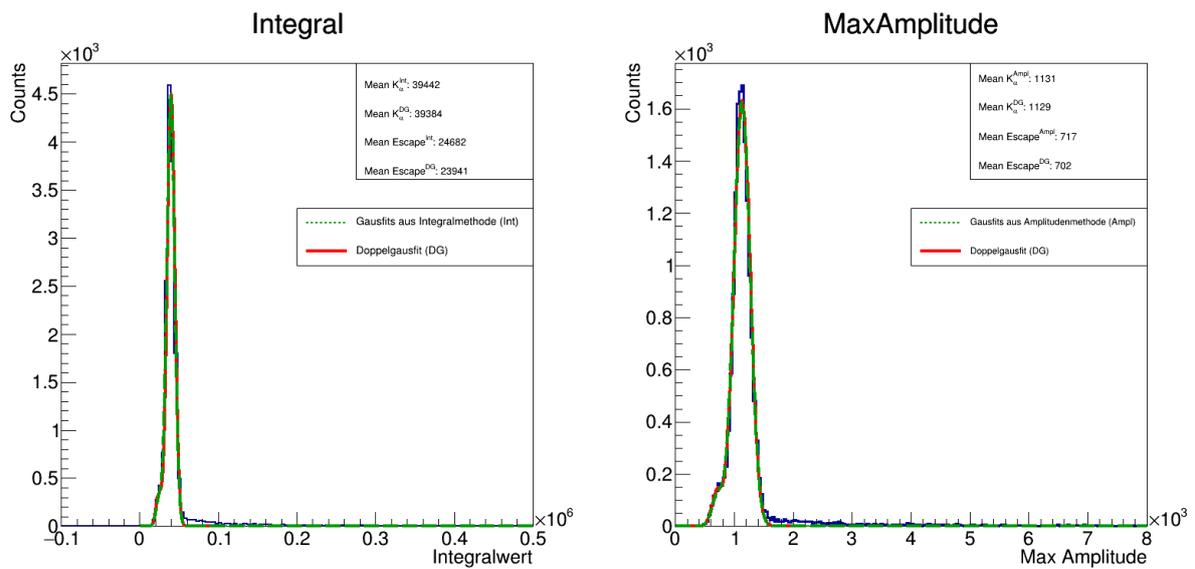


Abbildung 8.14: finales Spektrum der Anodendrahtmessung bei 1450V

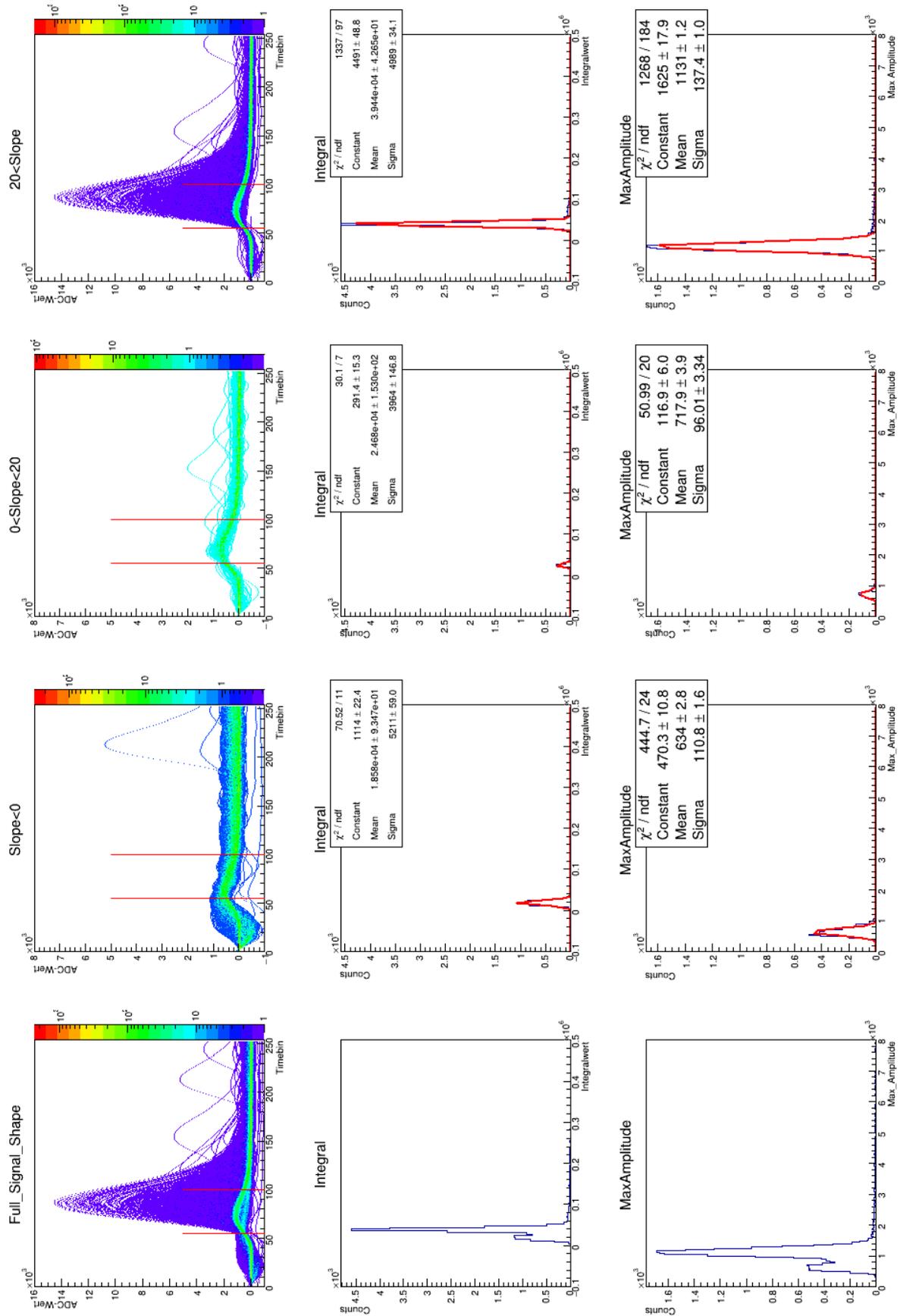


Abbildung 8.15: Übersicht über Anodendrahtmessung bei 1450V

Literaturverzeichnis

- [Are14] A. Arend. *Optimizing of a Transition Radiation Detector for the Compressed Baryonic Matter Experiment*. PhD thesis, Goethe-Universität, 2014.
- [Arm13] T. Armbruster. *SPADIC - a Self-Triggered Detector Readout ASIC with Multi-Channel Amplification and Digitization*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2013.
- [Ber14] C.H. Bergmann. *Development, Simulation and Test of Transition Radiation Detector Prototypes for the Compressed Baryonic Matter Experiment at the Facility for Anti-proton and Ion Research*. PhD thesis, Westfälische Wilhelms-Universität, 2014.
- [CG09] Robert N. Cahn and Gerson Goldhaber. *The experimental foundations of particle physics*. Cambridge u.a., 2. ed. edition, 2009.
- [Col11] The CBM Collaboration. *The cbm physics book compressed baryonic matter in laboratory experiments*. Technical report, The CBM Collaboration, 2011.
- [Col17] The CBM Collaboration. *Transition Radiation Report*. Technical report, CBM, 2017.
- [Col18] The CBM Collaboration. *Transition Radiation Report*. Technical report, CBM, 2018.
- [Dem14] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4 : Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg, 4. aufl. 2014 edition, 2014.
- [Dil13] P. Dillenseger. *Charakterisierung und Signalanalyse von TRD-Prototypen für das CBM Experiment*, 2013.
- [Ein05] A. Einstein. *Über die von der molekularkinetischen theorie der wärme geforderte bewegung von in ruhenden flüssigkeiten suspendierten teilchen* [adp 17, 549 (1905)]. *Annalen der Physik*, 14(S1):182–193, 2 2005.
- [Leo94] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how-to approach*, 1994.
- [PRSZ06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 6. auflage edition, 2006.
- [Sam78] S. Sambûrsqî, editor. *Der Weg der Physik : 2500 Jahre physikal. Denkens*, volume 6093 : dtv-Dünndr.-Ausg. : dtv-Bibliothek of dtv. München, ungekürzte ausg. edition, 1978.
- [Spi18] D. Spicker. *Analyse von Testdaten von CBM-TRD Prototypen gemessen am CERN-SPS*, 2018.
- [uNW16] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren Grundlagen und Anwendungen*. Springer, first edition, 2016.

[uTH11] K. Fukushima und T. Hatsud. The phase diagram of dense QCD. *Reports on Progress in Physics* 74.1, page 014001, 2011.

[wik] Quark Confinement. Zuletzt eingesehen am 09.09.2018,
https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Quark_confinement.svg.

9 Eigenständigkeitserklärung

Erklärung nach §30(12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht – auch nicht auszugsweise – für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den