
Charakterisierung und Signalanalyse von TRD-Prototypen für das CBM Experiment

Masterarbeit

von

Pascal Dillenseger

Institut für Kernphysik FB 13

Goethe-Universität Frankfurt am Main

vorgelegt am 30.09.2013 zur Erlangung des akademischen Grades

Master of Science

Vorwort

Als es in den 1920er und 1930er Jahren zur Entdeckung des expandierenden Raums, gemessen über die kosmologische Rotverschiebung, kommt, wird daraus erstmals die Idee eines kleinsten Ursprungspunkts zu Beginn der Zeit postuliert. Es dauerte jedoch weitere 30 Jahre, bis das Konzept des „*Big Bang*“ als Ursprungsmodell veröffentlicht wurde [Lum07]. Seitdem untersuchen Wissenschaftler fortschreitend die Theorie des *Big Bang*. Der Zustand der Materie zum Zeitpunkt Null ist nach wie vor ungeklärt, ab ca. 10^{-44} Sekunden nach dem Urknall wird in der Theorie des *Big Bang* davon ausgegangen, dass sich die Materie im Zustand des Quark-Gluon-Plasmas befand. Zunächst galt es eine experimentelle Bestätigung für die generelle Existenz eines solchen Zustands zu finden. Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma im Labor begann vor fast 30 Jahren am Bevalac in Berkley [Gus84], dort konnte bei Niobium-Kollisionen kollektiver Fluss beobachtet werden. Zehn Jahre später begannen die Messungen des Schwerionen-Forschungsprogramms am CERN¹. Im Jahr 1994 wurden dort die ersten Schwerionenkollisionen durchgeführt, von denen man sich erhoffte, dass sie zu einer kurzzeitigen Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas führen. Im Jahr 2000 gab es dann eine zusammenfassende Pressemitteilung des CERN, in der die Messungen eines neuartigen Materiezustands beschrieben wurden [CER00]. Weitere fünf Jahre später wurde ein Bericht der bis dahin erreichten Ergebnisse der vier Quark-Gluon-Plasma Experimente am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) des *Brookhaven National Laboratory* veröffentlicht [BNL05]. Dabei konnten einige Ergebnisse aus den Messungen am CERN bestätigt werden, andere hingegen nicht. Die Annahme, das Quark-Gluon-Plasma verhalte sich wie ein Gas, musste beispielsweise nach den Messungen am RHIC verworfen werden. Diese zeigen, dass das Verhalten des Quark-Gluon-Plasma eher dem von Flüssigkeiten ähnelt [BNL05].

Seit den ersten Schritten zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma am CERN, in denen vor allem die Messung der Existenz des Quark-Gluon-Plasmas an sich im Vordergrund stand, soll der Phasenübergang nun quantitativ untersucht werden. Dazu werden Dichte und Temperatur der betrachteten Materie variiert und die vorhandene Zustandsphase gemessen. Eines dieser Experimente soll das *Compressed Baryonic Matter* (CBM) Experiment werden. Das Ziel des Experiments ist die Untersuchung

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

von Materie bei sehr hohen Dichten, aber im Vergleich zu anderen aktuellen Experimenten relativ niedrigen Temperaturen. Im Jahr 2009 wurde der erste Spatenstich auf dem Gelände der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt für den Bau der *Facility for Antiproton and Proton Research* (FAIR) getätigt. Mit Hilfe der FAIR-Beschleuniger soll dann das CBM Experiment das Quark-Gluon-Plasma bei hohen Materiedichten mit bisher nicht erreichter Statistik untersuchen können. Jedoch gerade das Erreichen solch hoher Ereignisraten stellt nicht nur eine zentrale Herausforderung an die Beschleuniger dar, sondern auch an die messenden Detektoren. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines *Transition Radiation* Detektors für das CBM Experiment.

Nach einer kurzen Einführung in die generelle Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas folgt die Beschreibung des geplanten Aufbaus des CBM Experiments mit dessen Subsystemen. Danach wird die theoretische und praktische Funktionsweise eines *Transition-Radiation* Detektors (TRD) erklärt, um darauf aufbauend die Charakterisierung und Signalanalyse der entwickelten TRD-Prototypen darzustellen. Abschließend werden die Ergebnisse in Bezug auf den für das CBM Experiment zu entwickelnden Detektor diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung in die Physik des Quark-Gluon-Plasmas	11
1.1	Das Standardmodell	11
1.2	Die starke Wechselwirkung	12
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma.....	14
2	FAIR und das CBM Experiment.....	21
2.1	FAIR.....	21
2.2	Das Compressed Baryonic Matter Experiment.....	23
3	Übergangsstrahlungsdetektoren.....	25
3.1	Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors.....	25
3.2	Der CBM-TRD	30
4	CBM-TRD Prototypen Entwicklung am Institut für Kernphysik Frankfurt	33
4.1	Prototypen des Instituts für Kernphysik Frankfurt	33
4.2	Testumgebung im Labor	37
4.3	Testumgebung am Proton Synchrotron.....	40
5	Messung der Gasverstärkung.....	43
6	Signalanalyse und Korrektur	49
6.1	Signalbetrachtung.....	49
6.2	Korrekturalgorithmus.....	54
6.3	Leistungsfähigkeit des Korrekturalgorithmus	59
7	Spektrale Energiemessungen.....	67
7.1	Messungen im Labor.....	67
7.2	Messung am Proton Synchrotron	71
8	Time over threshold	77
8.1	Methodik.....	78
8.2	Energiespektren der <i>Time over threshold</i> Methode	82
8.3	Fazit	87

9 Zusammenfassung und Fazit	89
-----------------------------------	----

1 Einleitung in die Physik des Quark-Gluon-Plasmas

Als Einstieg in diese Arbeit soll mit diesem Kapitel eine kurze Einführung in die Grundlagen der für das Quark-Gluon-Plasma und die physikalische Motivation des CBM Experiments relevanten Physik gegeben werden. Dabei werden die wichtigsten theoretischen Zusammenhänge und ihre Verknüpfung zu den existierenden und geplanten Experimenten kurz erläutert. Das Kapitel beginnt mit einer kurzen Einführung in die elementaren Wechselwirkungen und Bausteine der Materie, wobei die starke Wechselwirkung detaillierter diskutiert wird. Abschließend gibt das Kapitel eine kleine Übersicht zur theoretischen und experimentellen Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas ausgerichtet auf die geplanten Messungen mit dem CBM Experiment.

1.1 Das Standardmodell

Die Grundlage für das heutige Verständnis der Elementarteilchenphysik wurde in den 1960er Jahren gelegt. Murray Gell-Mann postulierte unter anderem die Existenz von Quarks als Elementarteilchen mit halbzahligem Spin und drittelzahliger Ladung [GMa64]. Bis dahin wurden hadronische Teilchenzustände mit Hilfe der Quantenzahlen Isospin und Strangeness beschrieben. Daraus entwickelte sich dann das Standardmodell der Teilchenphysik, das zum heutigen Zeitpunkt auf folgenden Elementarteilchen aufbaut: sechs Quarksorten, sechs leptonischen Zuständen, den jeweiligen Antiteilchen zu diesen zwölf Zuständen und fünf bosonischen Zuständen. Diese Teilchen und ihre Eigenschaften werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

Die Elementarteilchen werden im Standardmodell in vier unterschiedliche Klassen eingeteilt: die Quarks, die Leptonen, die Eichbosonen, also die Austauscheteilchen der Kräfte, und das Higgs-Boson. Bei den Quarks und Leptonen handelt es sich um Fermionen¹, die Austauscheteilchen sind Vektorbosonen² und das Higgs ist ein Skalarboson³. In Tabelle 1.1 sind die Bausteine des Standardmodells aufgeführt, die Quarks und Leptonen werden zusätzlich in drei Generationen, auch als Familien bezeichnet, unterteilt. Die Unterteilung in die Generationen ist in der Tabelle mit I,

¹Der Begriff „Fermion“ beschreibt alle Teilchen mit halbzahligem Spin.

²Der Begriff „Vektorboson“ beschreibt alle Teilchen mit ganzzahligem Spin größer 1.

³Der Begriff „Skalarboson“ beschreibt alle Teilchen mit Spin 0.

II und III gekennzeichnet.

Die vier Kräfte und ihre jeweiligen Austauschteilchen sind in Tabelle 1.2 gezeigt, im Standardmodell wird das Konzept der Austauschteilchen als virtueller Überträger der Kraftwirkung verwendet. Die elementaren Kräfte setzen sich aus der starken, der elektromagnetischen, der schwachen und der gravitativen Wechselwirkung zusammen. Die Massen der Eichbosonen stehen in Relation mit den Reichweiten der Wechselwirkungen und konnten experimentell nachgewiesen werden. Die Quarks und Gluonen unterliegen der starken Wechselwirkung, ihre gebundenen Zustände werden als Hadronen bezeichnet. Die Hadronen selbst werden in zwei Gruppen unterteilt, die Baryonen und die Mesonen. Die Zuweisung erfolgt über die Baryonenzahl \mathcal{B} des Hadrons, Quarks tragen $\mathcal{B} = \frac{1}{3}$ Antiquarks $\mathcal{B} = -\frac{1}{3}$. Alle Hadronen mit $\mathcal{B} = \pm 1$ werden den Baryonen zugeordnet, alle Hadronen mit $\mathcal{B} = 0$ werden den Mesonen zugeordnet [PDG10].

1.2 Die starke Wechselwirkung

In kernphysikalischen Prozessen ist die dominierende Wechselwirkung die starke Kraft, das Modell zur Beschreibung der starken Kraft ist die Quantenchromodynamik (QCD). In der Quantenchromodynamik tragen stark wechselwirkende Teilchen „Farbladung“, die Farbladung stellt das Ladungsäquivalent der starken Wechselwirkung zur elektrischen Ladung der elektromagnetischen Kraft dar. Es gibt sechs unterschiedliche Farb-Ladungszustände: rot, grün, blau und jeweils die Antifarben. Während ein Quark mit einer Farbe geladen ist, tragen Gluonen eine Farbe und eine Antifarbe zur gleichen Zeit. Der Zustand, dass die Gluonen selbst farbgeladen sind, führt dazu, dass sie auch untereinander stark wechselwirken können. Dieses Phänomen stellt einen der großen Unterschiede zur Quantenelektrodynamik (QED) dar; Photonen tragen keine elektrische Ladung und können somit nicht untereinander elektromagnetisch wechselwirken. Eine Folge aus diesem Unterschied zeigt sich im Verlauf der Kopplungskonstanten in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (Q^2) der Quantenelektrodynamik und der Quantenchromodynamik. Für elektromagnetische Prozesse ist die Stärke der Kopplung α nahezu unabhängig von der Größe des übertragenen Impuls. Für die starke Wechselwirkung gilt dies nicht, die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung hängt vom Impulsübertrag, bzw. vom Abstand der Quarks zueinander ab. Das Potential der starken Wechselwirkung wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + k \cdot r. \quad (1.1)$$

Das Potential der starken Wechselwirkung im Vergleich zum Coulomb-Potential wurde über Energieniveauschemata experimentell untersucht. Es zeigten sich Unter-

	I	II	III
Quarks $s=\frac{1}{2}$			
$q=\frac{2}{3}e$	u $m=1,7-3,3 \frac{\text{MeV}}{c^2}$	c $m=1,27 \begin{smallmatrix} +0,07 \\ -0,09 \end{smallmatrix} \frac{\text{GeV}}{c^2}$	t $m=172,0 \pm 0,9 \pm 1,3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$
$q=-\frac{1}{3}e$	d $m=4,1-5,8 \frac{\text{MeV}}{c^2}$	s $m=101,27 \begin{smallmatrix} +29 \\ -21 \end{smallmatrix} \frac{\text{MeV}}{c^2}$	b $m=4,19 \begin{smallmatrix} +0,18 \\ -0,06 \end{smallmatrix} \frac{\text{GeV}}{c^2}$
Leptonen $s=\frac{1}{2}$			
$q=-e$	e $m=510,999 \pm 0,000013 \frac{\text{keV}}{c^2}$	μ $m=105,658367 \pm 0,000004 \frac{\text{MeV}}{c^2}$	τ $m=1776,82 \pm 0,16 \frac{\text{MeV}}{c^2}$
$q=0$	ν_e $m>0$	ν_μ $m>0$	ν_τ $m>0$
Vektorbosonen $s=1$			
γ $m=0, q=0$			g $m=0, q=0$
	W^\pm $m=80,399 \pm 0,023 \frac{\text{GeV}}{c^2}, q=\pm e$		Z^0 $m=91,1876 \pm 0,0021 \frac{\text{GeV}}{c^2}, q=0$
Skalarbosonen $s=0$			
		H $m_{CMS}=125,3 \pm 0,4 \pm 0,5 \frac{\text{GeV}}{c^2}, m_{ATLAS}=126,0 \pm 0,4 \pm 0,4 \frac{\text{GeV}}{c^2}, q=0$	

Tabelle 1.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells, vertikal unterteilt in drei Generationen und horizontal unterteilt anhand der Art der Teilchen. [PDG10; ATL12; CMS12].

Wechselwirkung	Eichboson(en)
stark	g
elektromagnetisch	γ
schwach	W^\pm, Z^0
gravitativ	Graviton

Tabelle 1.2: Die elementaren Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen [Gri08].

schiede bei sehr kleinen und sehr großen Abständen (r) der Wechselwirkungspartner in den Schemata von Charmonium und Positronium [Kön86]. Um so größer der Abstand (r) zwischen zwei Quarks wird, um so stärker wird das Potential zwischen den beiden Quarks, da der lineare Anteil

$$\text{String-Tension} \cdot \text{Abstand} \quad (1.2)$$

ansteigt. Das Potential steigt an, bis genug Energie vorhanden ist um ein neues Quark-Antiquark Paar zu erzeugen. Dieses Phänomen der starken Wechselwirkung wird als *String-Breaking* bezeichnet. Im starken Zusammenhang damit steht, dass farbgeladene Teilchen nur in Form der farbneutralen Hadronen existieren können, sie unterliegen dem *Confinement*. Bei sehr kleinem Abstand respektive sehr großen Impulsüberträgen hingegen wird das Potential auf Grund von:

$$\lim_{Q \rightarrow \infty} \alpha_s \rightarrow 0, \quad (1.3)$$

verschwindend klein. Es kommt zur *asymptotischen Freiheit*, das *Confinement* wird gebrochen (*Deconfinement*) und quasi freie Quarks können beobachtet werden.

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Kommt es durch eine hohe Energiedichte zum *Deconfinement*, geht dies mit einem Wechsel des Phasenzustands der Materie einher. Aus dem Hadronen-Gas wird Quark-Gluon-Plasma, ein solcher Phasenübergang kann mit dem Wechsel des Aggregatzustands verglichen werden. In diesem Abschnitt sollen zunächst die Rahmenbedingungen und ihre Quantifizierung im Phasendiagramm der Quantenchro-

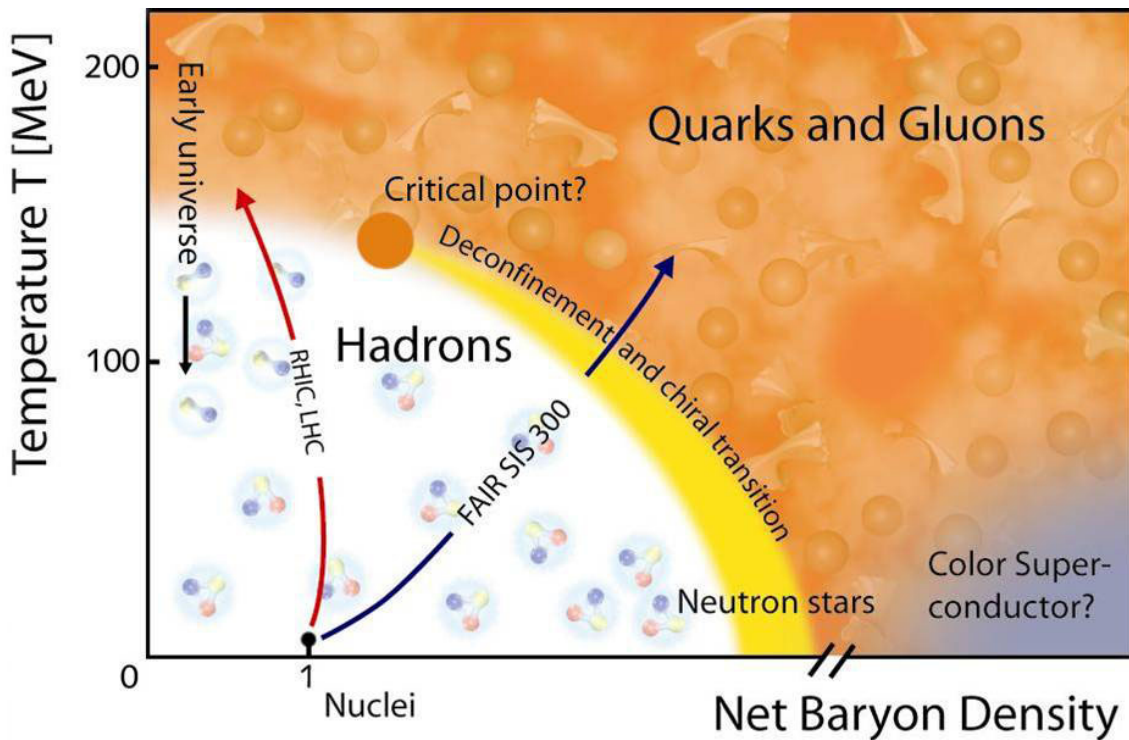


Abbildung 1.1: Das Phasendiagramm der QCD. Die durch RHIC, LHC und den SIS-300 abgedeckten Energiebereiche sind schematisch mit Pfeilen markiert.[GSI]

modynamik genauer beschrieben werden, um dann die Erzeugung und Messung des Quark-Gluon-Plasmas im Labor zu erläutern.

Aus dem Potential der starken Wechselwirkung (Gleichung 1.1) folgt, dass bei sehr geringen Abständen zweier Quarks ihre durch die Farbladung generierte Bindung verschwindet. Im Labor wird dazu die Energiedichte (ε) des beobachteten Systems erhöht, sie setzt sich aus der Temperatur und Netto-Baryonen-Dichte zusammen. Der kritische Wert zu Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas der Energiedichte liegt bei $\varepsilon_C \approx 1$ GeV. Wird dieser Wert innerhalb eines ausreichend großen Volumens überschritten, kommt es zum Phasenübergang vom Hadronen-Gas zum Quark-Gluon-Plasma.[CBM11; Pov06]

Abbildung 1.1 zeigt stilisiert den theoretisch vorhergesagten Verlauf der Zustandsphasen der Quantenchromodynamik. Der Verlauf wird in Abhängigkeit von der Netto-Baryonen-Dichte und der Temperatur des Systems dargestellt. Zu hohen Energien wird ein fließender Übergang zwischen Hadronen-Gas und Quark-Gluon-Plasma prognostiziert (*Crossover*), zu hohen Dichten ein harter Übergang erster bzw. zweiter Ordnung prognostiziert. Das zentrale Ziel der aktuellen Experimente ist die quantitative Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas, um mit den Ergebnissen die existierenden Theorien zu prüfen. In Abbildung 1.1 ist als roter Pfeil der Bereich markiert, der vom *Large Hadron Collider* (LHC) und dem *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) untersucht wird. Der LHC ermöglicht es bei bisher unerreichten Energien

Messungen durchzuführen. Der blaue Pfeil markiert den Messbereich, der mit dem Schwerionensynchrotron-300 (SIS-300)⁴ untersucht werden soll. In diesem Bereich gab es bereits Messungen am CERN-SPS sowie am RHIC, der einen weiten Energiebereich abdecken kann. Die Statistik und Genauigkeit der bisher durchgeführten Messungen ermöglichten jedoch nur qualitative Aussagen, der SIS-300 und das CBM Experiment sollen quantitative Aussagen ermöglichen.

Um Materie in den Zustand des Quark-Gluon-Plasmas im Labor zu versetzen, werden schwere Ionen verwendet. Die Ionen werden auf ultra-relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und dann zur Kollision gebracht, dabei wird zwischen sogenannten *Collider*- und *Fixed-Target*-Experimenten unterschieden. Bei *Collider*-Experimenten werden entgegengesetzt beschleunigte Ionen zur Kollision gebracht, dadurch können sehr hohe Schwerpunktsenergien (\sqrt{s}) erreicht werden. Bei *Fixed-Target*-Experimenten werden beschleunigte Ionen auf ruhende Ziele geschossen, dadurch kann leichter eine hohe Luminosität⁵ erreicht werden und die für den ruhenden Kollisionspartner verwendeten Stoffe sind leichter zu variieren. Im Fall des CBM Experiments wird für signifikante Ergebnisse eine sehr hohe Statistik benötigt, diese soll über die hohe Luminosität erreicht werden. Die Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeiten, ohne Einfluss der Detektoreffizienz, der erwarteten Hadronen wird in Abbildung 1.2 gezeigt. Zwischen den am häufigsten erzeugten geladenen Pionen und den am seltensten erzeugten ψ 's liegen zwölf Größenordnungen. Der Vergleich von vorhergesagten Produktionswahrscheinlichkeiten mit den tatsächlich gemessenen Verteilungen ist eine Möglichkeit den Phasenzustand der Materie zu untersuchen. Physikalische Zusammenhänge, die Rückschlüsse auf die QCD-Zustandsphase der beobachteten Materie ermöglichen, werden als Observablen bezeichnet. Neben den Hadronverteilungen gibt es eine Reihe weiterer Observablen, deren Verhalten Abhängigkeiten von der QCD-Zustandsphase zeigt.

Observablen des Quark-Gluon-Plasmas

Wie zuvor bereits kurz erwähnt, handelt es sich bei Observablen um physikalische Größen, die es ermöglichen sollen die Zustandsphase der beobachteten stark wechselwirkenden Materie zu bestimmen. Als Signatur für das Quark-Gluon-Plasma würde man dann einen eindeutigen Unterschied im Verhalten der Observablen bei einem Phasenübergang bezeichnen. Hohe Raten von seltsamen Teilchen oder die Unterdrückung von J/ψ -Raten werden beispielsweise als solche Signaturen angesehen. Bisher konnte jedoch keine Observable, die eine eindeutige Signatur ergibt, gefunden werden. Erst die Kombination vieler Signaturen ermöglicht klare Aussagen bezüglich des QCD-Phasenzustands. Um den Bezug zu den Anforderungen an den CBM-TRD

⁴Siehe Kapitel 2

⁵Siehe Kapitel 2

⁶Berechnet mit *HSD transport codes* und dem statistischen Modell.[CBM11]

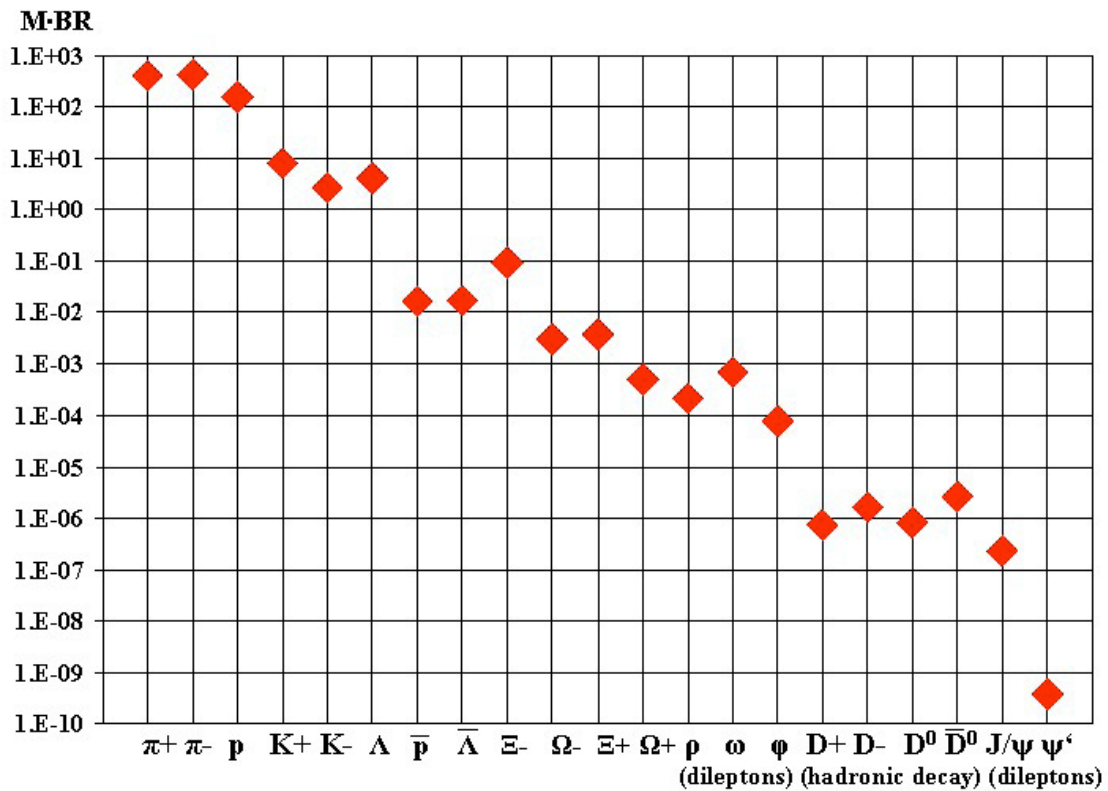
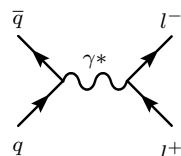


Abbildung 1.2: Produkt von Multiplizität und Verzweigungswahrscheinlichkeit (BR) aufgetragen gegen die Art der Observable, berechnet⁶ für Au-Au Kollisionen bei $E = 25$ AGeV.

zu verbessern, werden im Folgenden einige Signaturen bzw. Observablen aufgegriffen und diskutiert, deren Untersuchung die Identifizierung von Elektronen benötigt. Für eine vollständige Aufzählung und Erläuterung der für das CBM Experiment geplanten Observablen und Signaturen zur Untersuchung des QCD-Phasendiagramms verweise ich hier auf das *CBM Physics Book* [CBM11].

Dileptonen

Bei Dileptonen handelt es sich um Lepton-Antilepton Paare, welche in Zerfallsprozessen im Medium entstehen. Dileptonen können das Medium nach ihrer Erzeugung nahezu unbeeinflusst verlassen, da sie nicht stark wechselwirken. Daher können sie Informationen über das Medium nahezu unverfälscht aus Selbigem heraus transportieren. Der Einfluss der elektromagnetischen Wechselwirkung ist hierbei vernachlässigbar, da die freie Weglänge für Photonen und Leptonen im Medium im Verhältnis zur Ausdehnung deutlich größer ist. Zur Produktion von Dileptonen im Medium kann es durch verschiedene Prozesse kommen, deren Auftreten häufig genug für statistisch signifikante Messungen ist. Aus den Produktionskanälen der Dileptonen ergibt sich eine Reihe unterschiedlicher Observablen als potentielle Signaturen für das Quark-Gluon-Plasma. Da Elektron-Positron-Paare die kleinste Ruhemasse der Leptonen-Paare haben, ergibt sich beim Zerfall in e^+e^- der größte Phasenraum, daher sind e^+e^- -Paare die statistisch relevantesten Dileptonen. Die gemessenen Dileptonen werden anhand ihrer invarianten Masse unterschiedlichen Produktionsmechanismen zugewiesen, im Folgenden wird die Einteilung und Definition der Massenbereiche nach [Rap11] beschrieben. Die Einteilung wird in drei Bereiche durchgeführt, die *low mass region* ($M_{l+l-}^{inv} \leq 1024 \text{MeV}/c^2$), die *intermediate mass region* ($M_{l+l-}^{inv} \leq 3,1 \text{GeV}/c^2$) und die *high mass region* ($M_{l+l-}^{inv} \geq 3,1 \text{MeV}/c^2$). Im Bereich **niedriger invarianter Massen** der Dileptonen sind hauptsächlich Zerfälle von leichten Vektormesonen der Ursprung der Dileptonen. In diesem Massenbereich gelten Unterschiede in den Messraten der Dileptonen bei Schwerionenkollisionen im Vergleich zu Proton-Kern-Kollision als Signatur für das Quark-Gluon-Plasma [Rap11]. Für den Bereich der **mittleren invarianten Masse** gelten semi-leptonische Zerfälle von Charm- und Anticharm-Quarks als dominierender Prozess. Die Quelle für diesen Prozess ist die thermische Kontinuumsstrahlung des Mediums, daher sollte die spektrale Messung in diesem Massenbereich einen direkten Zugriff auf die Temperatur des Mediums nach der Kollision ermöglichen [PHE10]. Bei **hohen invarianten Massen** sind Drell-Yan-Prozesse und Quark-Antiquark Annihilationen von schweren Quarks ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) die relevanten Prozesse. Innerhalb des Mediums kollidiert ein Quark mit einem Antiquark, dies führt zur Annihilation, der Graph 1.4 zeigt diesen Prozess als Feynman-Diagramm.



(1.4)

Bei solchen Zerfällen entspricht die invariante Masse der Dileptonen genau der invarianten Masse des $q\bar{q}$ -Paares. Die Erzeugungswahrscheinlichkeit und die Impulsverteilung der Dileptonen basieren also auf den Verteilungen der $q\bar{q}$ -Paare im Medium, diese sind abhängig vom thermodynamischen Zustand des Systems, das heißt, die Verteilungen der Dileptonen spiegeln den thermodynamischen Zustand des Systems wieder. Wie eine solche Messung als potentielle Signatur für das Quark-Gluon-Plasma verstanden werden kann, wird im Folgenden anhand der J/Ψ -Unterdrückung diskutiert.

J/Ψ -Unterdrückung

Das J/Ψ -Meson gehört zu den Charmonia, es ist das zweit leichteste $c\bar{c}$ -Paar. Das J/Ψ hat eine sehr lange Lebenszeit, da ein starker Zerfall unterdrückt bzw. ein Zerfall in zwei D-Mesonen über die Energieerhaltung verboten ist. Dadurch wird der elektromagnetische Zerfallskanal in Dileptonen bei der Verteilung der Zerfallswahrscheinlichkeiten relevant [PDG10]. Auf Grund der hohen Masse der $c\bar{c}$ -Paare werden sie hauptsächlich in der frühen Phase der Kollision durch harte Wechselwirkungen erzeugt. Kommt es nun zum Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma, binden sich die $c\bar{c}$ -Paare nicht zu J/Ψ s, beziehungsweise bereits als Meson gebundene J/Ψ s können aufgelöst werden. Die „freien“ Charm-Anticharm-Quarks werden durch die Farbladung der anderen Quarks und Gluonen im Plasma voneinander abgeschirmt. Diese Abschirmung wird als *Debye-Screening* bezeichnet, das Phänomen des *Debye-Screenings* wurde zunächst bei elektromagnetischen Wechselwirkungen entdeckt. Die Unterdrückung der J/Ψ durch das Quark-Gluon-Plasma kann, bei hohen Energien also vielen erzeugten $c\bar{c}$ -Paaren, jedoch durch die Rekombination abgeschwächt werden. Während des Abkühlens können zuvor freie Charm- und Anticharm-Quarks sich auch wieder zu J/Ψ s binden. Bei der Rekombination können auch $c\bar{c}$ -Paare aus ursprünglichen Open-Charms Mesonen entstehen, dadurch wird die Unterdrückung zusätzlich abgeschwächt.

Im Experiment wird zur letztendlichen Auswertung der J/Ψ Messungen die Rate von J/Ψ bei Kern-Kern-Kollisionen mit der bei Proton-Proton- und Proton-Kern-Kollisionen verglichen. Generell sinkt die Rate der gemessenen J/Ψ bei steigender Größe der Kollisionssysteme unabhängig von der QCD-Zustandsphase. In einer Proton-Proton-Kollision werden also mehr J/Ψ erwartet als in einer Proton-Kern-Kollision, bei gleicher Schwerpunktsenergie. Um den Einfluss dieses Effekts bei der Analyse korrigieren zu können, werden die Vergleichsmessungen mit Proton-Proton- und Proton-Kern-Kollisionen durchgeführt. Skaliert wird die Rate anhand der tatsächlich kollidierenden Nukleonen. In dem Vergleich der unterschiedlichen Raten ist, sofern es zum Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma kommt, die oben beschriebene Unterdrückung in den Messraten von Kern-Kern-Kollisionen zu erkennen und steht somit als Signatur für das Quark-Gluon-Plasma. [Mat86; NAC97]

2 FAIR und das CBM Experiment

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über den Aufbau und die Infrastruktur der *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) und dem CBM Experiment. CBM ist einer der Forschungsschwerpunkte des FAIR Projekts, das sich an die bestehenden Anlagen der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) anschließt und diese ausbaut. Der Ausbau der GSI-Anlagen wird die bestehenden Forschungsanlagen in einem breiten Spektrum erweitern. Der für das CBM Experiment wichtigste Ausbau besteht aus einem neuen Teilchen-Beschleuniger mit zwei Ausbaustufen. Neben dem CBM Experiment sollen drei weitere große Experimente im Rahmen vom FAIR-Ausbau gebaut werden, um verschiedene, physikalische Fragestellungen zu untersuchen.

2.1 FAIR

Abbildung 2.1 zeigt im Übersichtsformat FAIR und die zugehörigen Experimente und Beschleuniger. Das CBM Experiment ist mit einem roten Punkt vermerkt, der CBM Detektor wird durch den bereits bestehenden HADES-Detektor ergänzt. Neben CBM werden drei weitere Haupt-Experimente installiert: PANDA, APPA und NuSTAR. PANDA untersucht ebenfalls das Verhalten der starken Wechselwirkung, wird dazu jedoch keine Schwerionenkollisionen verwenden, sondern Proton-Antiproton Annihilationen. Die APPA-Kollaboration will die Wirkung von Strahlung auf Zell- und Materiestrukturen untersuchen. Das NuSTAR-Experiment wird mit dem Super-Fragmentseparator (Super-FSR) der FAIR-Anlage nach exotischer Materie aus astrophysikalischen Phänomenen forschen. [FAI09]

In Abbildung 2.1 sind neben den geplanten Experimenten auch die Anlagen des FAIR-Beschleuniger-Komplexes eingezeichnet. Es werden mehrere neue Speicherringe (HESR, NESR, RESR) unter anderem für die Messungen an Antiprotonen mit dem PANDA-Experiment gebaut. Der Fragment-Separator (Super-FRS) für das NuSTAR Experiment befindet sich unterhalb des CBM Experiments in der Zeichnung und wird durch den SIS-100 bzw. SIS-300 mit Teilchen beliefert. Bei dem SIS-100 und SIS-300 handelt es sich um ein neues Schwerionensynchrotron (SIS), welches in zwei Ausbaustufen geplant ist und neben NuSTAR und APPA das CBM Experiment mit einem Schwerionenstrahl versorgen soll. In Abbildung 2.1 ist der Synchrotron in rot im oberen rechten Bereich eingezeichnet. Die erste Ausbaustufe des

Die Steigerung der möglichen Luminosität am SIS-100/300 wird, im Vergleich zu dem an der GSI existierenden SIS-18 Beschleuniger, unter anderem durch die Steigerung der Anzahl der Pakete und Ionen pro Paket um fast drei Größenordnungen erreicht [Stö09].

2.2 Das Compressed Baryonic Matter Experiment

Das *Compressed Baryonic Matter* Experiment wird zur Untersuchung baryonischer Materie bei sehr hohen Dichten entwickelt. In Kapitel 1 wurde bereits die physikalische Motivation für das CBM Experiment kurz diskutiert. Im Fokus liegt die quantitative Untersuchung des QCD-Phasendiagramms und der Phasenübergänge vom Hadronen-Gas in das Quark-Gluon-Plasma. Dass die geplanten Untersuchungen sehr viele gemessene Ereignisse und damit auch sehr hohe Ereignisraten benötigen, führt dazu, dass die Detektoren des CBM Experiment bei sehr hohen Messraten funktionieren müssen. Dies stellt eine der zentralen Problemstellung in der Entwicklung der Detektoren dar. Der CBM Detektor besteht aus zwei unterschiedlichen Versionen, eine speziell auf die Identifizierung von Myonen ausgerichtete und eine, die für die Messung von Elektronen optimiert ist. Zum Wechsel zwischen den beiden Versionen werden einzelne Subsysteme ausgetauscht. Skizzen der beide Versionen sind in Abbildung 2.2 gezeigt, der Detektor besteht je nach Variante aus bis zu sechs Subsystemen. Direkt hinter dem Kollisionspunkt befinden sich der *Micro Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS), diese beiden Subsysteme werden in das Innere eines Dipolmagneten gesetzt und dienen der Vertex- und Spurenrekonstruktion. Der *Micro Vertex Detector*, das *Silicon Tracking System* sowie der Dipolmagnet sind unabhängig von den beiden unterschiedlichen Versionen zur Messung von Elektronen oder Myonen.

Wird der CBM Detektor zur Messung von Elektronen verwendet, ist der erste Detektor nach dem Magnet ein *Ring-Imaging Cherenkov Detector* (RICH), der RICH dient der Identifizierung von geladenen Teilchen im Impulsbereich unter 8-10 GeV/c. Zusätzlich zum RICH-Detektor wird zur Identifizierung von Elektronen ein *Transition-Radiation Detector* (TRD) installiert, dieser kann Elektronen ab Impulsen von 1,5 GeV/c und über den Grenzbereich des RICH-Detektors hinaus identifizieren. Auch bei Impulsen innerhalb des Arbeitsbereichs des RICH zeigen Simulationen, dass nur die Kombination beider Subsysteme Elektronen gut genug identifiziert [CBM11]. Gleichzeitig wird der Übergangsstrahlungsdetektor ebenfalls zur Spurenmessung verwendet, voraussichtlich wird er aus insgesamt zehn Stationen bestehen. Hinter dem Übergangsstrahlungsdetektor befindet sich eine Wand aus *Resistive Plate Chambers* zur Flugzeit Messung (TOF), die Flugzeit Messung ermöglicht die Identifizierung geladener Hadronen über die Bestimmung ihrer Masse. Zuletzt sind im Elektronen Setup ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) zur Messung neutraler Teilchen

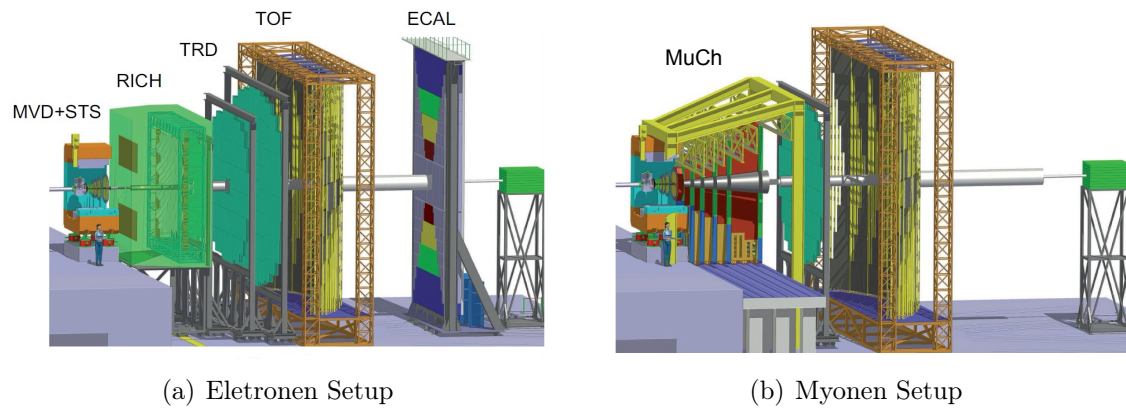


Abbildung 2.2: Skizzen des CBM Detektors für den Aufbau zur Elektronen- (a) und zur Myonenidentifizierung (b). [Sen10]

und ein *Projectile Spectator Detector* (PSD) zur Messung der Zentralität der Kollisionen vorgesehen.

Um Myonen zu messen, wird der RICH-Detektor gegen Myonen-Kammern (MuCh) ausgetauscht, dabei handelt es sich um mehrere Absorber-Lagen aus Eisenplatten gepaart mit Spurrkammern [CBM11].

Wie einleitend bereits erwähnt, sind die zentralen Herausforderungen an den gesamten CBM Detektorkomplex die hohen Ereignisraten sowie die hohen Teilchenraten innerhalb eines Ereignisses. Da ein *Trigger*¹-basiertes Ausleseverfahren für die geplanten Ereignisraten zu langsam wäre, werden die Detektoren bei CBM permanent ausgelesen ohne die Daten direkt einem Ereignis zuzuweisen. Die Zuordnung der Daten der Subsysteme zu einem Ereignis erfolgt erst im Nachhinein mit Hilfe eines globalen Zeitstempels. Die Subsysteme selbst müssen entsprechend ebenfalls ratenfest entwickelt werden, um die hohen Ereignisraten sowie Trefferraten verarbeiten zu können. Die ausgelesenen Daten wiederum müssen so formatiert werden, dass die Datenmenge handhabbar bleibt. Im nächsten Kapitel werden nach einer generellen Einleitung zu Übergangsstrahlungsdetektoren die Entwicklungen für den CBM-TRD am Institut für Kernphysik vorgestellt. In den darauf folgenden Kapiteln werden diese dann detailliert in Bezug auf allgemeine Funktionsweise und Signalanalyse diskutiert.

¹Trigger (Auslöser) basierte Verfahren haben einen oder mehrere Detektoren, die, erfüllen ihre Signale eine bestimmte Bedingung, das Auslesen der Daten der restlichen Detektoren auslösen

3 Übergangsstrahlungsdetektoren

In diesem Kapitel wird zunächst die generelle Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors (TRD) dargestellt, um dann die Verknüpfung zum CBM-TRD und die speziellen Herausforderungen von CBM an den Detektor herzustellen. Das Prinzip der Übergangsstrahlung (TR) wurde erstmals 1945 von V.L. Ginzburg und I.M. Frank vorgestellt [Gin45]. Da die Intensität der Übergangsstrahlung direkt mit dem relativistischen γ -Faktor zusammenhängt, hoffte man zunächst diesen aus der gemessenen TR-Intensität direkt extrahieren zu können. Dies erwies sich jedoch auf Grund der niedrigen Intensität der Übergangsstrahlung als problematisch. Heute wird die Messung von Übergangsstrahlung hauptsächlich zur Identifizierung von geladenen Teilchen genutzt [And11]. Resultierend aus der geringen Masse der Elektronen haben diese im Verhältnis zu anderen, geladenen Teilchen bei gleicher Geschwindigkeit einen deutlich höheren γ -Faktor. Dieser Umstand führt zu einer messbar höheren Intensität der Übergangsstrahlung von Elektronen in modernen Hochenergie- und Schwerionenexperimenten.

3.1 Funktionsweise eines Übergangsstrahlungsdetektors

Übergangsstrahlung entsteht in einem statistischen Prozess, wenn geladene Teilchen Übergänge zwischen zwei unterschiedlich permittiven Medien passieren (siehe Abbildung 3.1). Je nach Konfiguration der Radiatoren¹ entstehen dabei unterschiedlich energiereiche Photonen, die dann in Auslekammern gemessen werden. Dabei variiert die Art der Radiatoren sowie Auslekammern je nach Anwendung über einen weiten Bereich. Lediglich das Grundprinzip der Existenz von Übergängen für die Radiatoren und der Photonen-Detektion für die Auslekammern bleibt gleich.

Übergangsstrahlung

Für die Erzeugung von Übergangsstrahlung gibt es unterschiedliche Erklärungsansätze, zur Veranschaulichung wird der Prozess häufig mit Hilfe von Spiegelladungen beschrieben. Bewegt sich ein geladenes Teilchen auf eine Grenze zwischen zwei Me-

¹Als Radiatoren werden in Bezug auf Übergangsstrahlungsdetektoren Ansammlungen vieler Übergänge zwischen zwei unterschiedlich permittiven Medien bezeichnet.

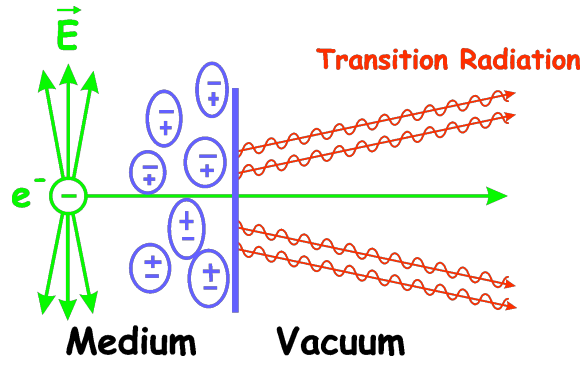


Abbildung 3.1: Skizze zur Erzeugung von Übergangsstrahlung [X1].

dien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten zu, induziert es eine Spiegelladung in dem Medium hinter der Grenze. Die Ladung des Teilchens selbst und die Spiegelladung bilden einen elektrischen Dipol, dessen Feldstärke durch die Bewegung des geladenen Teilchens variiert und letztlich am Übergang selbst verschwindet. Die zuvor im Dipolfeld gespeicherte Energie wird dann am Übergang in Form von γ -Strahlung frei gesetzt. Das Konzept der Spiegelladung ermöglicht es, die Intensität der Übergangsstrahlung unter Verwendung klassischer Elektrodynamik zu berechnen.

Zur Vereinfachung wird im Folgenden ein einzelner Übergang von einem Medium A zu einem Medium B und zurück zu A betrachtet. Dabei gilt die Voraussetzung, dass es sich bei den passierenden Teilchen um hoch relativistische, elektrisch geladene Teilchen handelt ($\gamma \gg 1$). Die Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{A,B}$ der beiden Medien lassen sich über deren Plasmafrequenz $\omega_{A,B}$ definieren:

$$\epsilon_{A,B} = 1 - \frac{\omega_{A,B}^2}{\omega_P^2}. \quad (3.1)$$

Hier und im Folgenden ist ω_P die Frequenz des erzeugten Photons, θ beschreibt den Emissionswinkel des Photons relativ zur Trajektorie des Elektrons und α ist die Feinstrukturkonstante. Für die differentielle (3.2 und 3.3) und die totale (3.4) Intensität S_0 der Übergangsstrahlung ergeben sich dann folgende Gleichungen:

$$\frac{d^2 S_0}{d\theta d\omega} = \frac{2\alpha\hbar\theta^3}{\pi} \left(\frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_A^2}{\omega^2}} - \frac{1}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_B^2}{\omega^2}} \right)^2, \quad (3.2)$$

$$\frac{dS_0}{d\omega} = \frac{\alpha\hbar}{\pi} \left[\left(\frac{\omega_A^2 + \omega_B^2 + \frac{2\omega^2}{\gamma^2}}{\omega_A^2 - \omega_B^2} \right) \times \ln \left(\frac{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_A^2}{\omega^2}}{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega_B^2}{\omega^2}} \right) - 2 \right], \quad (3.3)$$

$$S_0 = \iint \left(\frac{d^2 S_0}{d\theta d\omega} \right) d\theta d\omega = \frac{\alpha\hbar}{3} \frac{(\omega_A - \omega_B)^2}{\omega_A - \omega_B} \gamma. \quad (3.4)$$

Aus den Gleichungen lässt sich folgern, dass die Strahlung bevorzugt in Vorwärtsrichtung des Elektrons, also mit kleinem θ , emittiert wird. Ebenfalls lässt sich die Abhängigkeit der Übergangsstrahlung vom Lorentzfaktor γ erkennen. Mit ansteigendem Lorentzfaktor steigt auch die TR-Produktionswahrscheinlichkeit linear. [Che74]

Radiatoren

Um die Übergangsstrahlung sinnvoll zur Identifizierung von Elektronen nutzen zu können, spielen zwei Größen eine entscheidende Rolle, zum einen die Intensität und zum anderen das Energiespektrum der Übergangsstrahlung. Beide Größen werden durch die Gestaltung des Radiators beeinflusst. Generell werden Radiatoren zur Erzeugung von Übergangsstrahlung in zwei Kategorien unterteilt: *reguläre* und *irreguläre* Radiatoren. Bei regulären Radiatoren handelt es sich um Konstruktionen mit klar definierten periodischen Übergängen, beispielsweise mehrere Lagen einer Folie mit konstantem Abstand. Irreguläre Radiatoren hingegen haben keinen regelmäßigen Aufbau, die Abstände zwischen den Übergängen variieren. Solche Radiatoren werden beispielsweise aus geschäumten Materialien oder auch Faserbündeln hergestellt. Reguläre Radiatoren lassen sich über die Extrapolation der Berechnungen für einen einzelnen Übergang mathematisch gut beschreiben, für die Abhängigkeiten von TR-Intensität und Spektrum vom Radiator lässt sich aus [And11] und [Fab75] folgende Gleichung extrahieren:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{4\alpha}{\sigma(\kappa + 1)} (1 - \exp(-N_f\sigma)) \times \sum_n \theta_n \left(\frac{1}{\rho_A + \theta_n} - \frac{1}{\rho_B + \theta_n} \right)^2 [1 - \cos(\rho_A + \theta_n)] \quad (3.5)$$

mit:

$$\rho_i = \frac{\omega l_A}{2\beta c \left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right)}, \quad \kappa = \frac{l_B}{l_A} \quad \text{und} \quad \theta_n = \frac{2\pi n - (\rho_A + \kappa\rho_B)}{\kappa + 1} > 0. \quad (3.6)$$

Dabei entspricht das in Gleichung 3.5 aufgeführte N_f der Anzahl der verwendeten Folien, l_A entspricht der Dicke der Folie und l_B dem Abstand der Folien beziehungsweise der Dicke des zweiten Mediums. Die Größen l_A und l_B sind hier so definiert beziehungsweise gewählt, dass gilt:

$$l_A < l_B. \quad (3.7)$$

Abbildung 3.2 veranschaulicht wie die Rate und Energie der Übergangsstrahlung vom Lorentzfaktor und der Dicke der beiden verwendeten Medien abhängen. Erwartungsgemäß steigt die Rate mit dem Lorentzfaktor, das Spektrum der Energie bleibt jedoch unverändert (erster Graph in Abbildung 3.2). Ein ähnliches Verhalten zeigt sich für die Übergangsstrahlung wenn der Abstand der Folien l_B verändert wird (unterster Graph in Abbildung 3.2), ein größerer Abstand führt zu einer stei-

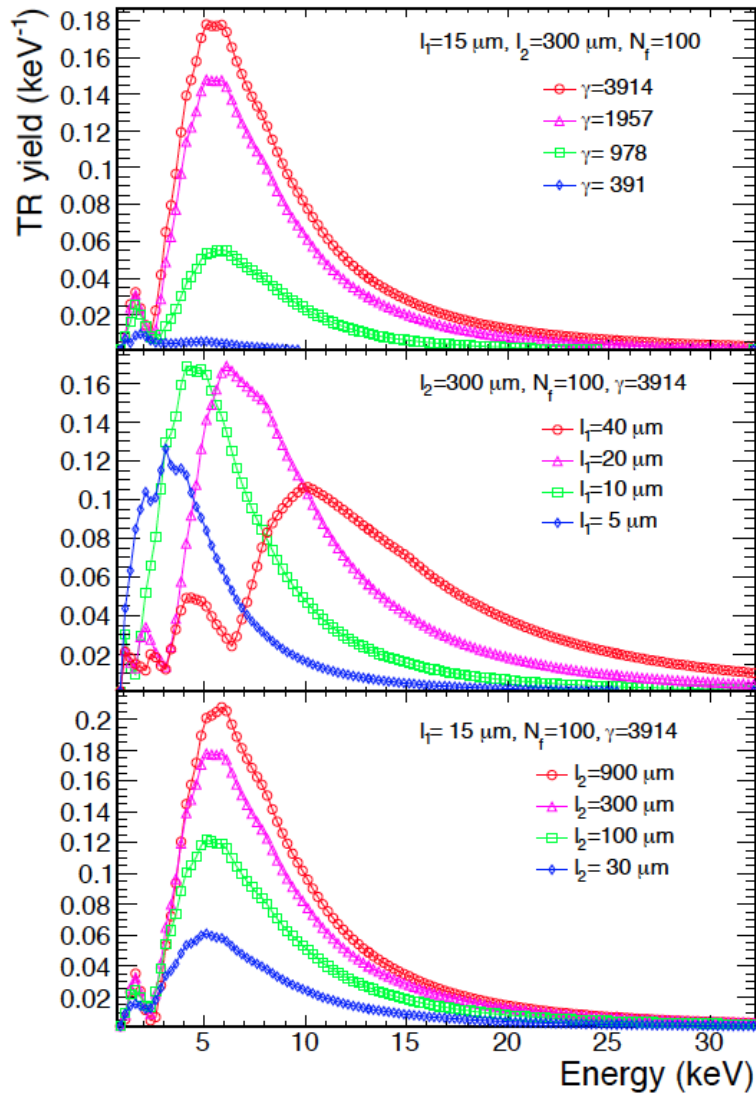


Abbildung 3.2: Rate der Übergangsstrahlung über der Energie der TR-Photonen, berechnet aus Gleichung 3.5. Im ersten Graph wird die Rate mit fixiertem l_A , l_B und N_f für unterschiedliche Lorentzfaktoren (γ) gezeigt. Der zweite Graph zeigt die TR-Rate bei variierender Dicke der verwendeten Folien und der dritte zeigt die TR-Rate für unterschiedliche Abstände zwischen den Folien.[And11]

Material	Dichte [g/cm ³]	Länge [cm]	l_A [cm]	l_B [cm]	$\langle N_f \rangle$ (berechnet)	$\langle E_\gamma \rangle$ [keV]	$\langle N_\gamma \rangle$
Ethafoam 220	0,037	5,0	0,0035	0,087	56	6,96	0,45
Ethafoam 400	0,053	5,0	0,0044	0,070	71	7,81	0,49
Ethafoam 600	0,111	5,0	0,0100	0,055	80	6,62	0,40

Tabelle 3.1: Durchschnittliche gemessene Photonenergie und Photonenerzeugungswahrscheinlichkeit für verschieden Polyethylen-Schäume als Radiatoren. Die Schäume wurden anhand ihrer Dichte, Wandstärke (l_A) und Blasengröße (l_B) kategorisiert. [Fab77]

genden Rate, beeinflusst jedoch nicht die Energie der TR-Photonen. Die Steigerung der Rate konvergiert jedoch für große Abstände. Das energetische Spektrum der TR-Photonen wird lediglich von der Dicke der Folien l_A beeinflusst, je dünner die Folie gewählt wird, desto weicher wird das TR-Spektrum (mittlerer Graph in Abbildung 3.2).

Prinzipiell gelten für irreguläre Radiatoren die gleichen Relationen wie für reguläre Radiatoren, auf Grund der Variation von l_A und l_B innerhalb des Radiators, lassen sie sich jedoch nicht gut berechnen und simulieren. Der große Vorteil irregulärer Radiatoren liegt in der praktischen Anwendung, reguläre Radiatoren sind für großflächige Detektoren aufwendig herzustellen, die meisten irregulären Radiatoren wie PE-Schäume beispielsweise sind industrielle Massenware und somit im Verhältnis kostengünstig und leicht verfügbar. Die TR-Effizienz und das Energiespektrum der Übergangsstrahlung von irregulären Radiatoren wird experimentell bestimmt und dies ermöglicht auf empirischer Basis die Optimierung des Radiators auf die Bedürfnisse des Übergangsstrahlungsdetektors beziehungsweise des Experiments. C.W. Fabjan hat 1977 beispielsweise solche Studien für verschiedene Polyethylen-Schäume durchgeführt (Tabelle 3.1). Aus Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1 lässt sich der Bereich der zu erwartenden Photonenergie auf $1 \text{ keV} < E_\gamma < 25 \text{ keV}$ abschätzen. Die genaue Bestimmung des Energiespektrums ist sehr wichtig für die Optimierung der Detektoren, bei gegebener Konfiguration der Auslesedetektoren ergeben sich abhängig von der Photonenergie Maxima in der Elektroneneffizienz und Pionen-Unterdrückung. Für weiterführende Simulationen in der Detektor-Entwicklung werden irreguläre Radiatoren auch oft durch reguläre Radiatoren mit vergleichbaren Eigenschaften genähert. Die Wahl des Radiators hängt also primär von der Realisierbarkeit des Radiators im Experiment, der TR-Produktionswahrscheinlichkeit durch den Radiator und dem Energiespektrum der Photonen des Radiators ab.

Auslesedetektoren

Als Auslesedetektor für Übergangsstrahlung kann prinzipiell jeder Detektor verwendet werden, der Strahlung im Röntgenbereich messen kann. Bei Hochenergie- und Schwerionenexperimenten werden jedoch hauptsächlich Gasionisationsdetektoren verwendet [And11]. Diese Art von Auslesedetektoren haben zwar im Vergleich zu beispielsweise Halbleiterdetektoren eine geringere Energieauflösung, bringen jedoch eine Reihe anderer Vorteile mit sich: Gasdetektoren ergeben eine geringe Strahlungsdicke, das heißt, die zu messenden Teilchen können den Detektor verhältnismäßig unbeeinflusst passieren. Darüber hinaus können Gasdetektoren auch großflächig kosteneffizient eingesetzt werden. Die Identifizierung von Teilchen durch Übergangsstrahlung wird über den Energieverlust nach Bethe-Bloch ergänzt und je nach Konfiguration des Detektors können sie als Spurdetektoren verwendet werden [Blu08]. Das Grundprinzip eines Gasionisationsdetektors basiert auf der Ionisation des Gases durch das passierende, geladene Teilchen. Durch ein elektrisches Feld im Gasvolumen werden die nun freien Elektronen beschleunigt und können ihrerseits das Gas ionisieren. Für die Auslesedetektoren wird das elektrische Feld so eingestellt, dass die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion Paare proportional zur im Gasvolumen deponierten Energie ist und dadurch die Übergangsstrahlung und der spezifische Energieverlust im erzeugten Signal aufgelöst werden können [Blu08]. Solche Proportionalzähler kommen in verschiedenen Arten bei Übergangsstrahlungsdetektoren zum Einsatz, sehr häufig werden Vieldrahtproportionalkammern (ALICE-TRD) und Drift-Röhren (ATLAS-TRT) verwendet [And11], aber auch GEM-Detektoren (*Gas electron multiplier*) beispielsweise sind potentielle Kandidaten für TR-Auslesedetektoren. Prinzipiell wurden Drift-Röhren, Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) und GEM-Detektoren für den CBM-TRD zu Beginn der Entwicklung in Betracht gezogen [CBM05], nach ersten Tests hat sich das Konzept der Vieldrahtproportionalkammern durchgesetzt.

3.2 Der CBM-TRD

Der Übergangsstrahlungsdetektor ist zusammen mit dem RICH-Detektor hauptverantwortlich für die Identifizierung von Elektronen und soll gleichzeitig als Spurdetektor verwendet werden. Das Grundkonzept für den CBM-TRD bildet eine Kombination aus Radiator und Vieldrahtproportionalkammer mit Auslese der hinteren segmentierten Kathodenebene (Pad-Auslese) (siehe Abbildung 3.3). Der CBM-TRD wird aus mehreren Stationen mit mehreren Lagen einzelner Detektoren pro Station bestehen. Die Konfiguration der einzelnen Detektoren variiert abhängig von der Station, Lage und Position des Detektors in der X-Y-Ebene. Abbildung 3.4 zeigt einen möglichen Aufbau des CBM-TRDs, er setzt sich aus drei Stationen mit vier, vier und zwei Lagen zusammen. Die genaue Gestaltung des Subsystems hängt von

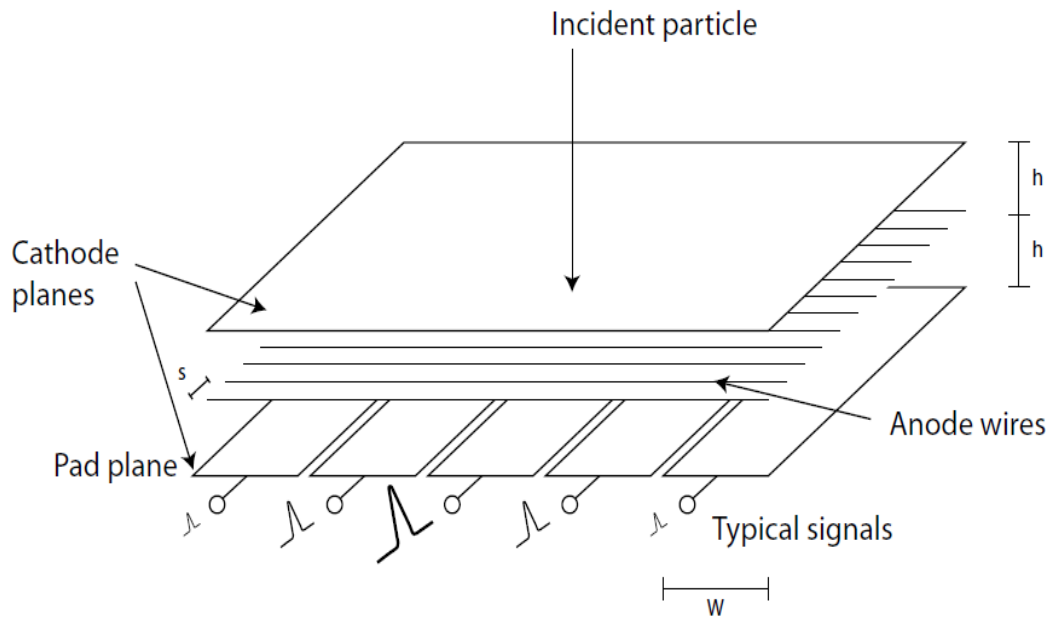


Abbildung 3.3: Skizze einer Vieldrahtproportionalkammer. Von oben dringt das geladene Teilchen in das Gasvolumen durch die erste Kathodenebene ein. Dort ionisiert es das vorhandene Gas, die Elektronen werden in Richtung der Anoden beschleunigt und ionisieren dadurch ihrerseits das Gas. Die entstandenen Ionen bewegen sich in Richtung der zweiten Kathodenebene (*Pad plane*), dort induzieren sie ein elektrisches Signal. Die Segmentierung der zweiten Kathodenebene in *Pads* ermöglicht eine Ortsmessung.[Gat79]

der letztendlichen Leistungsfähigkeit der entwickelten einzelnen Detektoren ab. Aus dem Messprogramm und dem Aufbau des CBM Experiments lassen sich konkrete Anforderungen an den TRD formulieren. Die geplanten Ereignisraten von bis zu 10 MHz führen zu mittleren Trefferraten von 100 kHz/cm² in den zentral platzierten Detektoren [CBM11]. Um die geplanten physikalischen Analysen durchführen zu können, soll der CBM-TRD Elektronen mit einer Effizienz von 90% messen und dabei eine Pioneneffizienz von unter einem Prozent erreichen. Daraus folgt, dass die TR-Detektoren aus einer schnellen Ausleseketten bestehen müssen, die trotzdem den Leistungsansprüchen aus der Analyse im Bereich der Teilchenidentifizierung entspricht. Die hohen Ereignis- und Trefferraten stellen jedoch nicht nur für den Detektor selbst eine große Herausforderung dar, sondern auch für die verwendete Frontendelektronik vom Analogsignal bis zum Datentransfer vom Detektor zu den Analyserechenzentren. Das Analogsignal muss möglichst schnell respektive kurz sein und die digitalisierte zu transferierende Datenmenge so klein wie möglich, ohne benötigte Informationen über das ursprüngliche Signal zu verlieren.

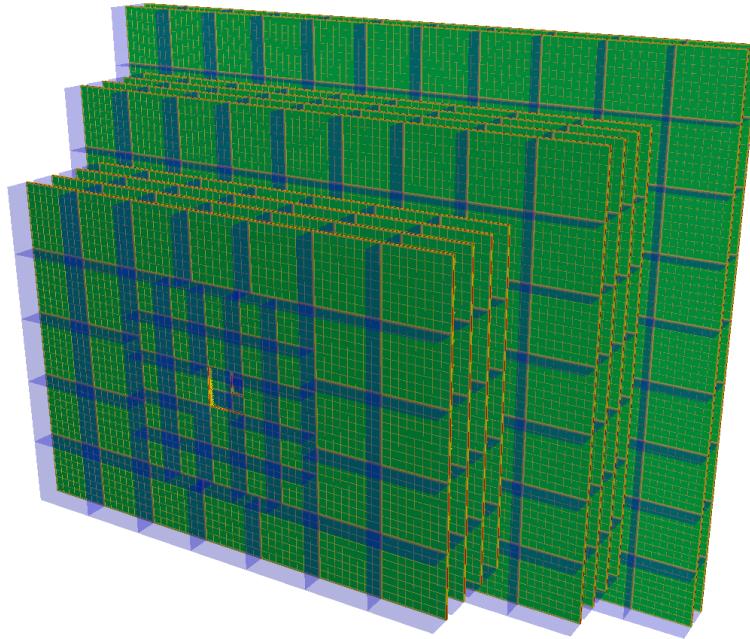


Abbildung 3.4: Potentielle CBM-TRD Geometrie, 3 Stationen mit zweimal 4 und einmal 2 Lagen Detektoren [Ems13a].

Derzeit arbeiten sieben Institute² an der Entwicklung eines Übergangsstrahlungsdetektors und der zugehörigen Ausleseelektronik für das CBM Experiment. Das Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) verfolgt den Ansatz einer dünnen symmetrischen Vieldrahtproportionalkammer, die Idee für eine solche Konstruktion entstand unter A. Andronic an der GSI [And09]. Die Vor- und Nachteile dieser Kammergeometrie werden im nächsten Kapitel erläutert. Die weiteren potentiellen Kammergeometrien werden in Bukarest, Münster und Dubna entwickelt und getestet. Sie basieren ebenfalls auf Vieldrahtproportionalkammern, welche jedoch mit einem zusätzlichen Driftbereich (vgl. ALICE-TRD [And11]) vor dem Verstärkungsbereich ausgestattet sind.

²ZITI - Universität Heidelberg; IKP - Universität Münster; NIPNE - Bukarest, Rumänien; GSI - Darmstadt; IRI - Universität Frankfurt; JINR - Dubna, Rußland; Justus-Liebig-Universität Gießen; IKF - Goethe-Universität Frankfurt.

4 CBM-TRD Prototypen

Entwicklung am Institut für Kernphysik Frankfurt

Das vom Institut für Kernphysik Frankfurt verfolgte Grundprinzip für die Übergangsstrahlungsdetektoren des CBM Experiments wurde in Abschnitt 3.2 bereits kurz präsentiert. Durch die hohen Teilchenraten beim CBM Experiment werden sehr schnelle und ratenfeste Auslesedetektoren benötigt. Daher sollen dünne Vieldrahtproportionalkammern zum Einsatz kommen. Auf Grund der geringen Distanzen in der Kammer, kann das Signal schnell generiert werden und Raumladungen durch Ionen werden minimiert. Die technischen Eigenschaften von Prototypen, basierend auf diesem Prinzip entwickelt, werden in diesem Kapitel beschrieben und diskutiert. Mit den Prototypen wurden grundlegende Messungen bezüglich der Gasverstärkung und Energieauflösung im Labor durchgeführt, darüber hinaus wurden die Prototypen am CERN in einem gemischten Elektron-Pion Strahl am Proton Synchrotron getestet. Neben der Beschreibung der Prototypen gibt dieses Kapitel auch einen Überblick über die Testumgebungen im Labor und am Proton Synchrotron. In den folgenden Kapiteln werden dann die Messungen zur Gasverstärkung, Signalanalyse, Energieauflösung und Elektron-Pion Trennung beschrieben. Ziel dieser Messungen ist es die Leistungsdaten der Prototypen mit Bezug auf die Anforderungen an den CBM-TRD zu bestimmen. Im weiteren Entwicklungsverlauf soll aus den gewonnenen Erkenntnissen die optimale Detektor-Konfiguration für den CBM-TRD bestimmt werden.

4.1 Prototypen des Instituts für Kernphysik Frankfurt

Seit Beginn der Aktivitäten des Instituts für Kernphysik zur Entwicklung des CBM-TRDs wurden vier Generationen unterschiedlicher Prototypen gebaut und getestet. Die Messungen und Signalanalysen in dieser Arbeit wurden mit Prototypen der dritten und vierten Generation durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt den skizzierten Querschnitt der gebauten Prototypen, die genauen Konfigurationen werden in der Tabelle 4.1 dargestellt. Der *Gas gap* beschreibt die Größe des Absorptionsvolumens und Verstärkungsbereichs. Die relevanten Größen zur Wahl eines geeigneten *Gas*

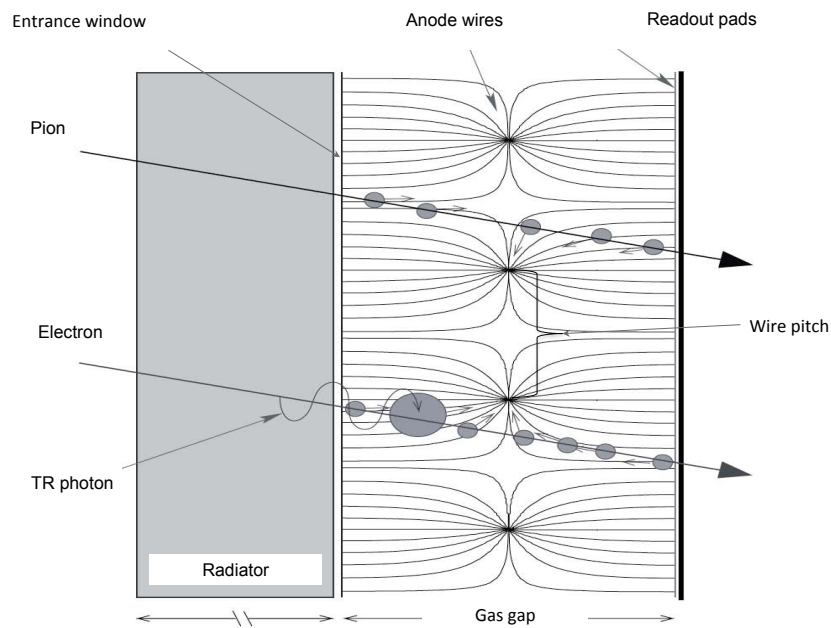


Abbildung 4.1: Querschnitt der Grundstruktur der vom IKF gebauten Vieldrahtproportionalkammer-Prototypen [Rei11]. Die symmetrischen Vieldrahtproportionalkammern verwenden das Eingangsfenster gleichzeitig als vordere Kathode. Unter den Prototypen wurde die Ausdehnung des Verstärkungsbereichs (*Gas gap*) und der Abstand der Drähte zueinander (*Wire pitch*) variiert.

gaps sind im Falle der Prototypen des IKF: die Photonenabsorptionseffizienz und die Driftzeit der Elektronen und Ionen. In [Rei11] werden dazu durchgeführte Simulationen beschrieben und diskutiert, aus denen die gewählten Werte folgen. Der *Wire pitch* entspricht dem Abstand der Drähte untereinander, er beeinflusst die Ortsauflösung direkt, in dem er eine obere Grenze definiert und indirekt über die Ausdehnung der Elektronenlawine und der daraus folgenden *Pad-Response-Funktion*. Für die Anodendrähte wurden bei allen Prototypen goldbeschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ verwendet. Das Eingangsfenster, welches gleichzeitig die vordere Kathodenebene ist, wurde, ebenfalls für alle Prototypen gleich, aus $20\ \mu\text{m}$ dicker aluminierter Mylar®-Folie hergestellt. Bei den großflächigen Prototypen kam zusätzlich eine spezielle Technik zum Spannen des Eingangsfensters zum Einsatz, um die Verformung der vorderen Kathodenebene zu minimieren [Reu13]. Die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Verformung wurde in Garfield-Simulationen studiert [Hel13a], diese Studien werden zur Zeit experimentell verifiziert [BalXX]. Als hintere Kathodenebene wurden segmentierte mit Kupfer beschichtete Platinen verwendet (*Readout pads*), die Größen der Auslesepads wurden auf den verwendeten *Wire pitch* optimiert. Der Rahmen der Vieldrahtproportionalkammern wurde aus Aluminium hergestellt, um die Abschirmung von elektromagnetischen Störsignalen zu verbessern. Aluminium ist gleichzeitig ein stabiles, gut zu verarbeitendes und verhältnismäßig leichtes Material. Abschnitt 4.1 zeigt eine technische Zeichnung eines Prototypen der dritten Generation, detaillierte Beschreibungen zum Bau und den verwendeten Materialien für Prototypen der vierten Generation sind in [RoeXX] und [Reu13] zu finden. Tabelle 4.1 zeigt die unter den gebauten und verwendeten Prototypen variierenden Merkmale. Die Namenskürzel in der Spalte „Prototypen“ werden im weiteren Verlauf zur Definition der beschriebenen bzw. verwendeten Auslesekammer genutzt. Bei den Prototypen FFM-010 und FFM-011 handelt es sich um die ersten Testkammern, deren aktive Fläche sich in der Größenordnung der tatsächlichen CBM-TRD Auslesekammern befindet. Sie wurden mit variierend großen Auslesepads ausgestattet, da diese abhängig von der Lage der Auslesekammer auch im finalen Aufbau variieren sollen.

Prototyp	Generation	Aktive Fläche	Pad-Größe	Gas gap
FFM-004	III	$15 \times 15\ \text{cm}^2$	$4,7 \times 49,7\ \text{mm}^2$	$5\ \text{mm} + 5\ \text{mm}$
FFM-006	III	$15 \times 15\ \text{cm}^2$	$4,7 \times 49,7\ \text{mm}^2$	$4\ \text{mm} + 4\ \text{mm}$
FFM-010	IV	$59 \times 59\ \text{cm}^2$	$15/45/75 \times 7.125\ \text{mm}^2$	$4\ \text{mm} + 4\ \text{mm}$
FFM-011	IV	$59 \times 59\ \text{cm}^2$	$15/45/75 \times 7.125\ \text{mm}^2$	$5\ \text{mm} + 5\ \text{mm}$

Tabelle 4.1: Übersichtstabelle zu den verschiedenen Prototypen

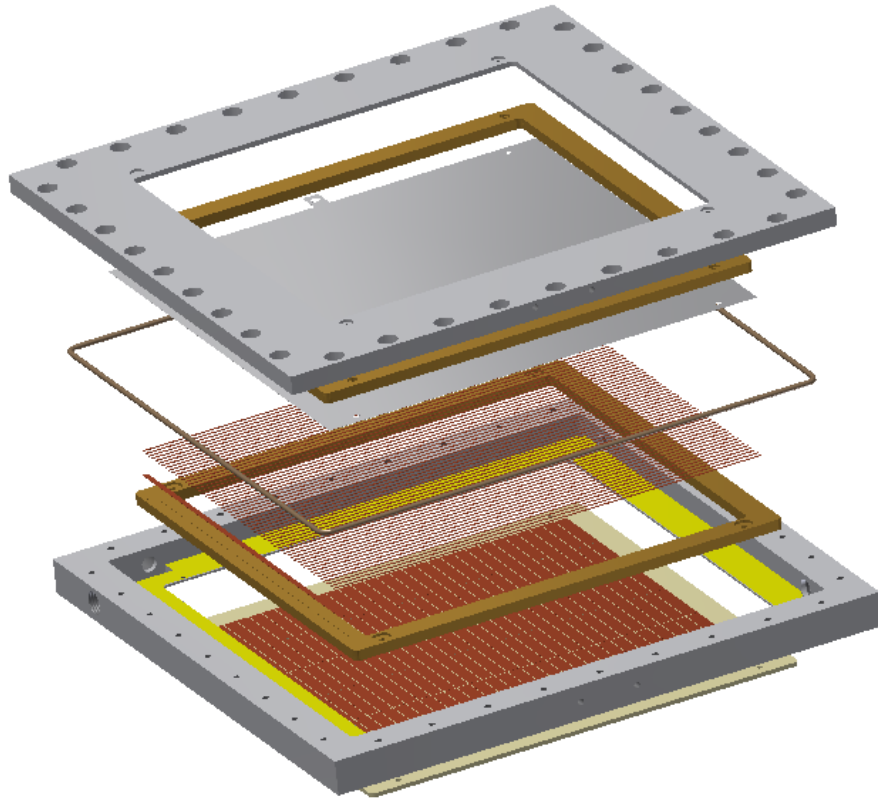


Abbildung 4.2: Prototyp der dritten Generation aufgespalten in seine Komponenten. Von oben nach unten zunächst der vordere Aluminiumrahmen auf den ein Glasfaserrahmen geklebt wird, an dessen Unterseite die Mylar®-Folie mit Zweikomponentenkleber befestigt wird. Die alu-minierte Seite der Folie wird durch eine Schraube und ein Messingblättchen mit dem vorderen Aluminiumrahmen elektrisch leitend verbunden und dadurch geerdet. Als nächstes sind die Anodendrähte zu sehen, diese werden ebenfalls auf einen Glasfaserrahmen montiert, der wiederum auf den unteren Aluminiumrahmen geklebt wird. Zuletzt ist die *Pad-plane* zu sehen diese wird von hinten an den unteren Aluminiumrahmen geklebt. Als letzter Montageschritt werden die beiden Kammerrahmen zusammengeschaubt, wobei ein O-Ring für die Gasdichte der Kammern verwendet wird.

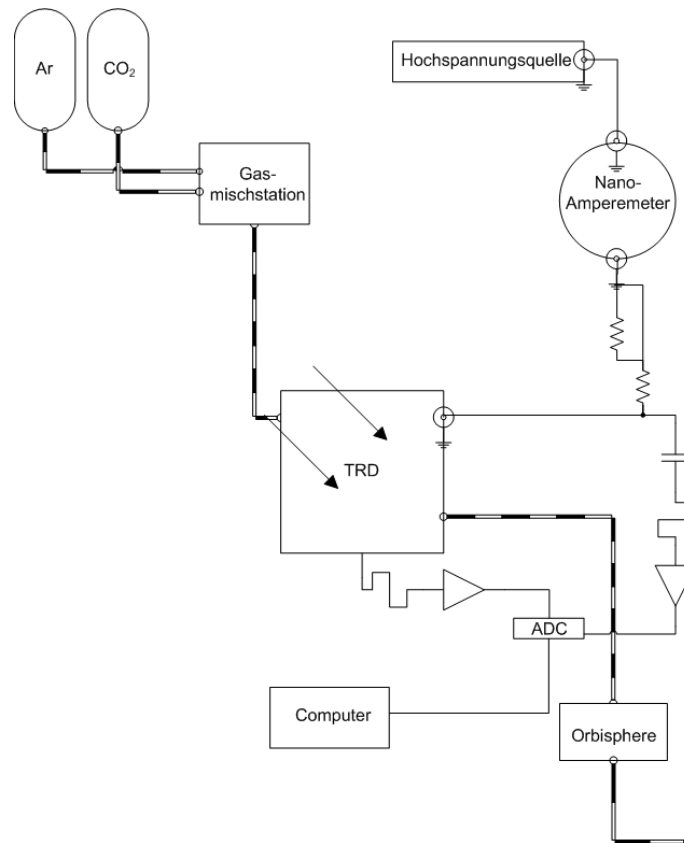


Abbildung 4.3: Skizze des existierenden Teststands [Dil10]

4.2 Testumgebung im Labor

Der vorhandene Teststand [Dil10] für CBM-TRD Prototypen wurde weitestgehend übernommen und mit Halterungen für die neuen Prototypen erweitert. Der Teststand ermöglicht die Messung der relativen sowie absoluten Gasverstärkung. Die Messung von Energiespektren ist über die Auslese der Signale an den Anodendrähten und den Kathodenpads möglich. Eine Skizze des Teststands ist in Abbildung 4.3 gezeigt, Abbildung 4.4 zeigt eine Fotografie einer in den Teststand eingebauten Vieldrahtproportionalkammer der dritten Generation. Im Folgenden werden die einzelnen Bestandteile des Teststands und der Messungen im Labor beschrieben.

Gasversorgung: Für die Gasversorgung wurde eine Vierkanal-Gasmischstation verwendet, detaillierte Infos zur Funktion dieser Station befinden sich in [Kai09]. Zur Messung der Energiespektren und Gasverstärkung im Labor wurden Gasmischungen von 80% Argon und 20% CO₂ bzw. 85% Argon und 15% CO₂ verwendet. Während den laufenden Messungen wurde der Luftdruck sowie der differentielle Druck vom Kammerinneren zur Umgebung gemessen.

Hochspannung: Ein iseg Hochspannungsmodul der Serie EHQ 103 M, montiert in einem ECH 104 Rahmen, versorgt die Anodendrähte mit Hochspannung. Zwischen Hochspannungsmodul und Vieldrahtproportionalkammer ist ein Amperemeter¹ zur

¹A310 Universität Heidelberg

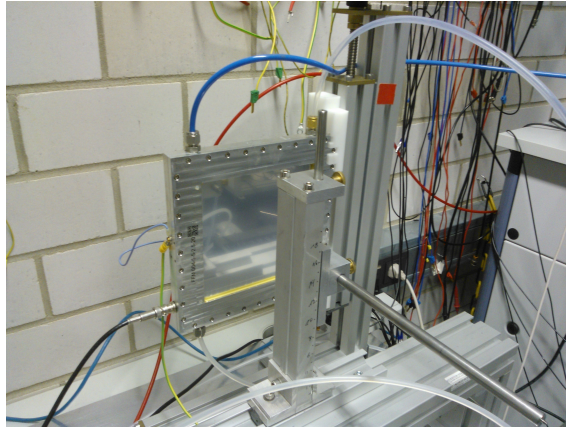


Abbildung 4.4: Fotografie einer Vieldrahtproportionalkammer der dritten Generation, eingebaut in den Teststand. Die Kammer ist mit Hilfe von Spiralen in X- sowie Y-Richtung Millimeter genau positionierbar. Im Vordergrund des Bildes befindet sich die ebenfalls bewegliche Halterung der radioaktiven Quellen.

Messung des über die Anodendrähte fließenden Stroms geschaltet. Das Amperemeter kann Ströme im Nanoampere Bereich auflösen. Zusätzlich befindet sich zur Reduktion des Rauschens ein RC-Glied zwischen dem Amperemeter und den Anodendrähten, über dieses RC-Glied kann dann auch das an den Anodendrähten abfallende Signal abgegriffen werden. Die Konstruktion der Prototypen ist generell so gestaltet, dass der Aluminiumrahmen, das aluminierete Eingangsfenster und die nicht aktiv ausgelesenen Kathodenpads mit der Masse der Hochspannungsleitung verbunden sind. **Niederspannung:** Die Niederspannung wird für die Signalverarbeitung benötigt. Dazu wurde ein Vierkanal-Netzgerät² der Firma Hameg mit geringer Restwelligkeit und genügend hoher Auflösung bei der Ist-Wert Messung von Strom und Spannung verwendet. Die Qualität der verwendeten Netzgeräte für die Niederspannung ist zur Minimierung des Rauschens auf den ausgelesenen Signalen von hoher Bedeutung. Zur Kontrolle wurden Messungen der Stabilität mit dem Oszilloskop durchgeführt. Lediglich Spannungsspitzen beim Einschalten des Hameg-Netzgeräts fielen hier unangenehm auf und konnten zu Problemen mit der verwendeten Ausleseelektronik führen.

Ausleseelektronik - Gasverstärkung: Zur Messung der Gasverstärkung wurde der in [Dil10] bereits verwendete Vorverstärker, bei dem es sich um einen Prototypen für die TPC des STAR Experiments handelt, verwendet. Als Diskriminator³ und Ratenzähler⁴ wurden NIM-Einschübe der Firma C.A.E.N. verwendet.

Ausleseelektronik - Energiespektren: Zur Analyse der in den Vieldrahtproportionalkammern deponierten Energie wurde eine SPADIC⁵ - Susibo Ausleseketten

²Hameg HMP 4040

³Quad-Linear Fan IN - Fan OUT Mod. N625 - C.A.E.N.

⁴Quad-scaler and preset counter timer Mod. N1145 - C.A.E.N.

⁵Self-triggered Pulse Amplification and Digitization asIC

verwendet. Dabei handelt es sich um eigens für den CBM-TRD entwickelte Frontend-Elektronik, die nach weiteren Iterationen auch eine mögliche Variante für den finalen CBM-TRD darstellt. Die für die Messungen im Labor genutzten SPADIC Version 0.3 Chips bestehen aus einer analogen Vorverstärker und Pulsformer Kombination sowie einem 8-Bit Analog-Digital-Wandler (ADC). Der SPADIC v0.3 hat ein internes weißes Rauschen von 800 Elektronen und kann positive Eingangssignale von 0 bis 40 fC verarbeiten. Der Pulsformer hat eine Formzeit von 90 ns und der Analog-Digital-Wandler hat eine Digitalisierungsrate von 25 MHz und digitalisiert 45 Zeitbins, dementsprechend hat ein Ereignis eine Länge von $1,8 \mu\text{s}$. In der Version 0.3 des SPADICS stehen acht Kanäle mit den zuvor genannten Spezifikationen zur Signalverarbeitung zur Verfügung. Die digitalisierten Daten werden von einem FPGA-Board (dem Susibo) via USB an einen entsprechenden DAQ-Rechner weitergeleitet. Die Steuerung und Datenspeicherung wird dort vom Hitclient, eine für den SPADIC entwickelte alleinstehende Auslesesoftware, übernommen. Der Hitclient ermöglicht es jedem der acht ausgelesenen Kanäle eine Auslöseschwelle (Triggerschwelle) zuzuordnen. Er beinhaltet ein *online event display*, ein *online* Amplitudenspektrum der einzelnen Kanäle und eine *online* Fourieranalyse der Signale, die digitalisierten Daten lassen sich im ASCII-Format speichern. Darüber hinaus bietet er die Möglichkeit verschiedene Einstellungen in Bezug auf die Triggerschwelle zu variieren, wie zum Beispiel die Verzögerung zwischen Auslösesignal und dem Auslesen der Daten. Weitere Informationen zum SPADIC v0.3 und den aktuellen Entwicklungen lassen sich hier finden: [SPA06].

Ionisierende Strahlung: Zur Erzeugung von Signalen in den Vieldrahtproportionalkammern werden radioaktive Quellen verwendet. Dabei sollte die Energie der Photonen der verwendeten Quelle im Bereich der erwarteten Energie der Übergangsstrahlung liegen. Dazu bietet sich ein ^{55}Fe -Strahler an, die Hauptlinie eines solchen Strahlers liegt bei 5,9 keV. Abbildung 4.5 zeigt das in einer mit Argon und CO_2 gefüllten Vieldrahtproportionalkammer durch einen ^{55}Fe -Strahler erzeugte Energiespektrum. Die relative Stärke der K_β -Linie zur K_α -Linie beträgt circa 15% [Dil10]. Neben den beiden vom Strahler ausgehenden Linien entsteht eine zusätzliche Linie bei 2,9 keV die Argon-Escape-Linie. Diese Linie entsteht durch die An- und Abregung von Argonatomen. Wird ein Argonatom durch eines der K_α -Photonen angeregt entspricht dies 3,0 keV, zunächst werden also nur 2,9 keV zur Signalerzeugung im Detektor deponiert. Kommt es nun zur Abregung des Argonatoms sollten die restlichen 3,0 keV ebenfalls in der Vieldrahtproportionalkammer zur Signalerzeugung deponiert werden. Es besteht jedoch eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit dafür, dass das bei der Abregung erzeugte Photon den Detektor ohne Wechselwirkung verlässt und somit die 3,0 keV nicht im Detektor deponiert werden und lediglich die zuvor deponierten 2,9 keV das Signal erzeugen [Mac76].

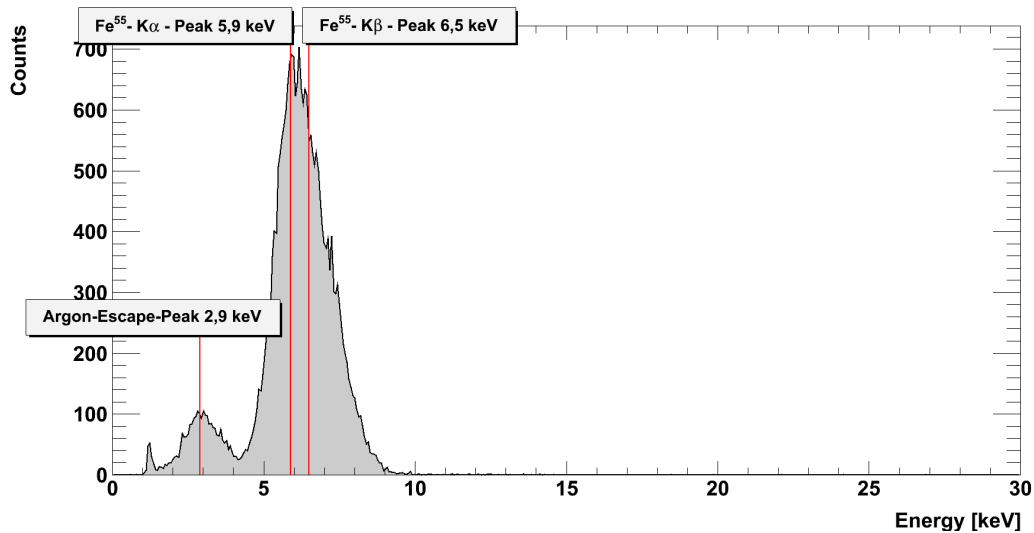


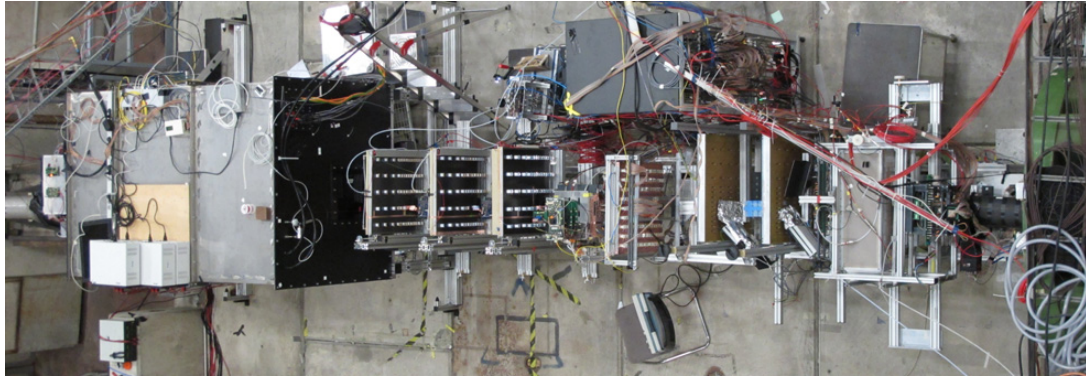
Abbildung 4.5: Mit CBM-FFM 2-1 gemessenes ^{55}Fe Spektrum [Dil10]. Die eingezeichnete roten Balken markieren die Positionen der zu erwartenden Linien im Energiespektrum.

4.3 Testumgebung am Proton Synchrotron

Eine entscheidende Größe für die Qualität und Funktionalität der Prototypen ist die Leistung bei der Separation von Elektronen und Pionen. Das Proton Synchrotron (PS) des CERN bietet dazu eine gute Möglichkeit, es erzeugt einen gemischten Elektron-Pion Strahl. Als Experimentierpunkt stand bei den Strahlzeiten für den CBM-TRD der T9-Bereich zur Verfügung. Der zugehörige Magnet ermöglicht es, die Energie der zu messenden Teilchen zwischen 2 GeV/c und 10 GeV/c zu variieren. Die Prototypen der dritten Generation wurden dort 2011 getestet und die der vierten Generation 2012. Abbildung 4.6 zeigt den kompletten Aufbau während der Strahlzeit am Proton Synchrotron, als Fotografie und passend skalierte Übersichtsskizze.

Teilchenidentifizierung: Zur Referenzbildung für die Teilchenidentifizierung wurden zwei Čerenkov-Detektoren und ein Bleiglas-Kalorimeter verwendet. Die Čerenkov-Detektoren befanden sich an erster und zweiter Position, sie können Elektronen über die Čerenkov-Strahlung identifizieren. Das Bleiglas-Kalorimeter ist der letzte Detektor im Aufbau, Elektronen und Pionen erzeugen unterschiedlich große Signale in ihm. Zur Analyse der Daten wird letztlich eine Kombination dieser drei Detektoren genutzt.

Auslösesignal: Zur Erzeugung eines Auslösesignals wurden zwei verschiedene Konfigurationen verwendet. In der ersten Konfiguration mussten alle Bestandteile des Hodoskops gleichzeitig ein Signal oberhalb einer jeweiligen Schwelle aufzeigen. Das Hodoskop setzte sich aus zwei Faserspuredetektoren (FT1 und FT2) zusammen, die ihrerseits aus einer X- und einer Y-Ebene bestanden. Die zweite Konfiguration der Auslösedetektoren war eine Kombination aus dem Hodoskop und dem zweiten



CBM@CERN PS/T9 setup 2012

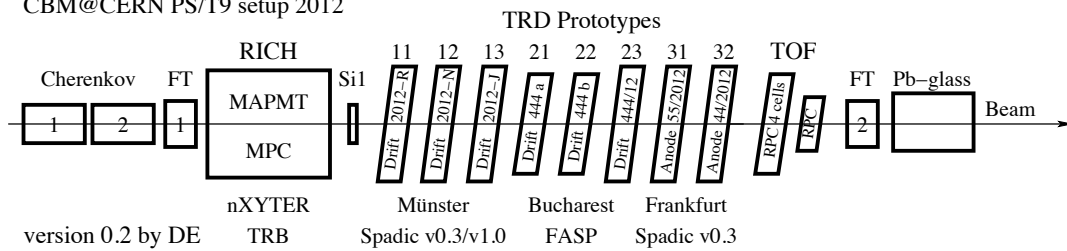


Abbildung 4.6: Fotografie und entsprechend skalierte Übersichtsskizze des Messaufbaus der Teststrahlzeit 2012 am Proton Synchrotron. Die Strahlrichtung ist von links nach rechts. [Ems13b]

Čerenkov-Detektor, wobei die Schwelle vom zweiten Čerenkov-Detektor so gewählt wurde, dass diese Kombination einem Elektronen-Trigger entspricht. Zu Beginn der Datennahme wurde lediglich die erste Konfiguration verwendet, im weiteren Verlauf wurde dann eine Kombination aus beiden Konfigurationen verwendet. Bei dieser Kombination wurde die erste Konfiguration um einen Faktor acht unterdrückt, um eine bessere Statistik im Elektronenspektrum zu erreichen. Parallel zu diesen *Triggern* wurde zu Zeiten ohne Strahl ein regelmäßiges 6 Hertz Auslösesignal - der *Offspilltrigger* an die SPADICs gesendet, um eine bessere Untergrundkorrektur zu ermöglichen.

Gassystem: Das verwendete Gasgemisch setzt sich aus 80% Xenon und 20% CO₂ zusammen. Der Gasfluss für das gesamte Gassystem, der differentielle Druck in den Frankfurter Prototypen und der vorhandene Luftdruck wurden während der Datennahme kontrolliert und gemessen.

Ausleseelektronik: Als Ausleseelektronik wurde der SPADIC v0.3 (siehe Abschnitt 4.2) in Kombination mit „Go4“⁶ als online Datenanalysesystem verwendet.

Hoch-/Niederspannung: Zur Versorgung der Prototypen mit Hochspannung wurde ein Wiener-MPOD mit iseg HV-Modulen⁷ verwendet. Die Module kombiniert mit

⁶Go4 ist ein Root basiertes on-/offline Datenanalysesystem, welches an der GSI entwickelt wurde (<http://www-win.gsi.de/go4/>).

⁷EHS 8 240 p-F

dem Wiener-MPOD ermöglichen die Auslese von Strömen im Bereich von Pikoampere. Die benötigte Niederspannung wurde von Wiener LV-Modulen⁸ erzeugt, welche ebenfalls über das Wiener-MPOD gesteuert wurden.

⁸Wiener OMPV-8016

5 Messung der Gasverstärkung

Das Prinzip der Gasverstärkung in Vieldrahtproportionalkammern wurde in Abschnitt 3.1 beschrieben. Im Labor kann die Gasverstärkung über die Messung des an den Anodendrähten fließenden Stroms, bei Bestrahlung mit ionisierender Strahlung, bestimmt werden. Dabei muss zwischen der Messung der absoluten und der relativen Gasverstärkung unterschieden werden. Die Messung der relativen Gasverstärkung ermöglicht es die Variation der Gasverstärkung für verschiedene Abhängigkeiten einfach zu messen und ins Verhältnis zu setzen. Der Wert für die relative Verstärkung ergibt sich dabei aus den gemessenen Anodenströmen. Zur Messung der absoluten Gasverstärkung (G) wird ebenfalls der fließende Anodenstrom I_A gemessen und ins Verhältnis zum Primärstrom I_P gesetzt:

$$G = \frac{I_A}{I_P} . \quad (5.1)$$

Der Wert der absoluten Gasverstärkung entspricht der Vervielfältigung der Primärelektronen durch die Vieldrahtproportionalkammer. Die Messung der absoluten Gasverstärkung ermöglicht beispielsweise die Kontrolle von Simulationen des elektrischen Felds in der Vieldrahtproportionalkammer, natürlich ermöglicht die Messung der absoluten Gasverstärkung auch den Vergleich der Verstärkung unter verschiedenen Variationen. Lediglich der Messaufbau und die Messung selbst ist komplizierter und aufwendiger im Verhältnis zur Messung der relativen Gasverstärkung.

In Gleichung 5.1 wurde die Bestimmung der Gasverstärkung in Abhängigkeit von Anodenstrom und Primärstrom dargestellt. Diese Gleichung lässt sich in im Labor messbare Größen umschreiben:

$$G = \frac{I_A}{I_P} = \frac{I_M - I_D}{R \cdot N_P \cdot e} . \quad (5.2)$$

Der Anodenstrom setzt sich aus dem tatsächlich gemessenen Strom I_M und dem Dunkelstrom I_D zusammen. Der Dunkelstrom entspricht dem Strom der ohne radioaktive Quelle fließt und muss von dem gemessenen Strom mit ionisierender Quelle abgezogen werden. Der Primärstrom I_P setzt sich aus der Rate R der absorbierten Photonen und den freiwerdenden Elektronen pro Primärionisation N_P multipliziert mit der Elementarladung e zusammen. Die Rate der Photonen entspricht der gemessenen Signalrate und die Anzahl der freiwerdenden Elektronen pro Ionisation

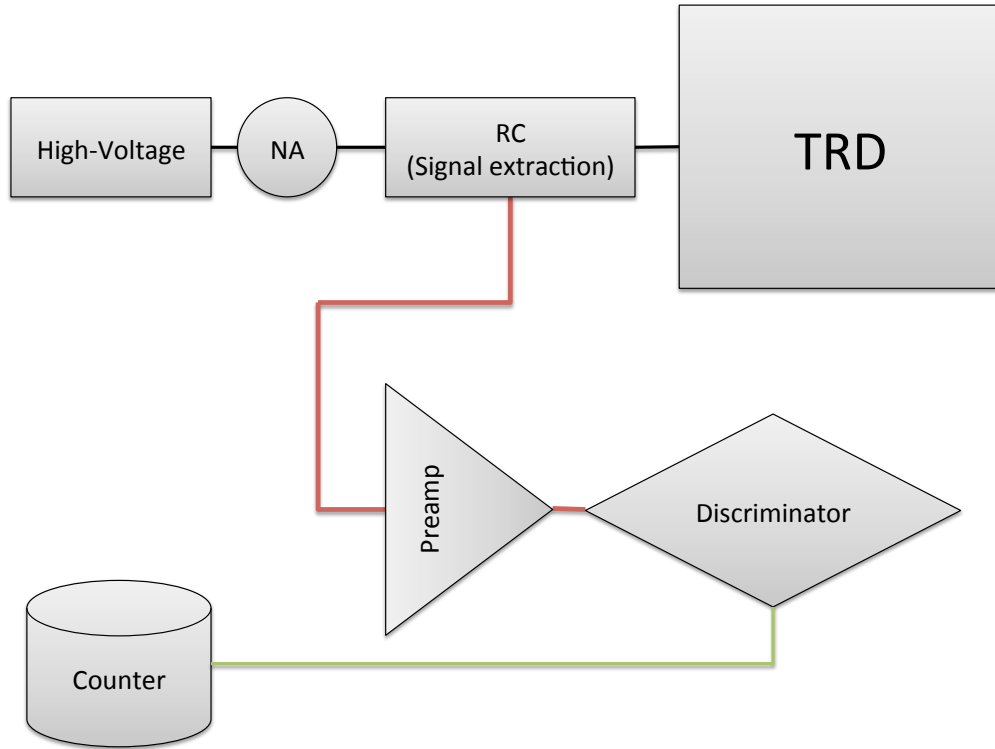


Abbildung 5.1: Schematische Skizze zur Messung von der absoluten Gasverstärkung. Die explizit verwendete Hardware ist in Abschnitt 4.2 aufgeführt.

wird über die Energie der verwendeten Strahlung und das Ionisationspotential des verwendeten Gasmischs bestimmt:

$$N_P = \frac{E_\gamma}{E_I}. \quad (5.3)$$

Für das verwendete Argon-CO₂-Gemisch ist $E_I \approx 27.6$ eV. Das Spektrum der ⁵⁵Fe-Quelle setzt sich bei den verwendeten Vieldrahtproportionalkammern aus der ⁵⁵Fe-K_α Linie mit $E = 5,9$ keV und der Argon-Escape Linie zusammen. Dabei ergibt sich eine durchschnittliche Primärenergie von $E_\gamma = 5,6$ keV¹. Die Rate setzt sich aus der mit dem Zähler gemessenen Rate und einigen Korrekturfaktoren zusammen:

$$R = \frac{R_M}{1 - R_M \cdot \tau} - R_D. \quad (5.4)$$

Dabei entspricht R_M der mit ionisierender Strahlung gemessenen Rate, R_D ist die ohne ionisierende Strahlung gemessene Rate und dient zur Korrektur des Untergrundrauschens. Zusätzlich geht die Totzeit (τ) der Ausleseelektronik in die Messung mit ein, für die verwendete Elektronik ergibt sich $\tau = 15$ ns. Abbildung 5.1 zeigt

¹Der angegebene Wert der Energie ergibt sich aus dem Mittel der relativen Häufigkeiten, der ⁵⁵Fe-K_α-Linie und der Argon-Escape-Linie, in gemessenen Energiespektren.

den schematischen Aufbau der Messung der absoluten Gasverstärkung. Die schwarzen Verbindungen zwischen den einzelnen Komponenten entsprechen dem Verlauf der Hochspannung, in Rot ist dann das ausgekoppelte analoge Signal eingezeichnet und zuletzt in Grün das vom Diskriminator an den Zähler übergebene NIM-Signal, sofern die Auslöseschwelle vom Analogsignal überschritten wurde. Zur Ionisation wurde eine ^{55}Fe -Quelle verwendet. Als dominierende Fehlerquelle ist die Bestimmung der Rate der Primärionisationen in diesem Aufbau zu nennen. Ihre Messung ist empfindlich von der Wahl der Auslöseschwelle abhängig. Diese darf nicht zu hoch gewählt werden, damit alle tatsächlichen Primärionisationen gezählt werden. Wird die Schwelle jedoch zu niedrig gewählt, dominiert das Untergrundrauschen die gemessene Rate und die Korrektur durch die Messung der Dunkelrate gleicht dies nicht mehr aus. Minimale Variation des Schwellenwerts führt zu Schwankungen der gemessenen Rate im Bereich von 10%. Daraus folgend wurde der Fehler für die Messung der Rate mit $\Delta R = \pm 10\%$ abgeschätzt und weiterführend, auf Grund der Dominanz dieses Fehlers, wurde auch der Fehler der Gasverstärkung mit $\Delta G = \pm 10\%$ abgeschätzt. Die Fehler der restlichen Größen sind im Verhältnis zum Fehler der Rate vernachlässigbar. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen die Ergebnisse der Messungen zusammen mit simulierten Werten für [Hell13b] die absolute Gasverstärkung. Auf der X-Achse ist die Spannung in Volt aufgetragen und auf der Y-Achse die entsprechende Gasverstärkung. Die Simulationen wurden mit einer Penning Rate von 37% durchgeführt, dies entspricht einer Gasmischung von 80-20% Ar-CO₂. Die Messungen wurden unter einem Überdruck von 600 und 610 μbar durchgeführt, die Ergebnisse der Simulationen entsprechen Messungen bei einem Atmosphärendruck. In Rot sind exponentielle an die jeweiligen Wertepaare angepasste Funktionen eingezeichnet. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, sollen die Vieldrahtproportionalkammern für den CBM-TRD im Proportionalbereich von Gasionisationsdetektoren betrieben werden. Betrachtet man die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Spannung einer Vieldrahtproportionalkammer, sollte sie einen exponentiellen Verlauf zeigen, so lange die Vieldrahtproportionalkammer im Proportionalbereich betrieben wird. Abbildung 5.2 zeigt die Ergebnisse von FFM-004 und Abbildung 5.3 die Ergebnisse für FFM-006. Wie erwartet zeigt FFM-006 auf Grund des kleineren Gasvolumens bei circa 350 Volt weniger die gleiche Gasverstärkung wie FFM-004. Die Unterschiede zwischen Simulation und Messung lassen sich durch die Problematik einer genauen Raten Messung und die unterschiedlichen Gasdrücke erklären. Die ähnlichen Ergebnisse für die Gasverstärkung von Simulation und Messung bestätigen auch indirekt die weiteren Ergebnisse aus den durchgeführten Simulationen, zum Beispiel bezüglich der Elektronendriftzeit². Die in Rot eingezeichneten Exponentialfunktionen passen im Verlauf sehr gut zu den Messpunkten und bestätigen somit, dass die Vieldrahtproportionalkammern bei den gewählten Spannungen im Proportionalbe-

²Zeit die ein Elektron durchschnittlich benötigt um einen der Anodendrähte zu erreichen.

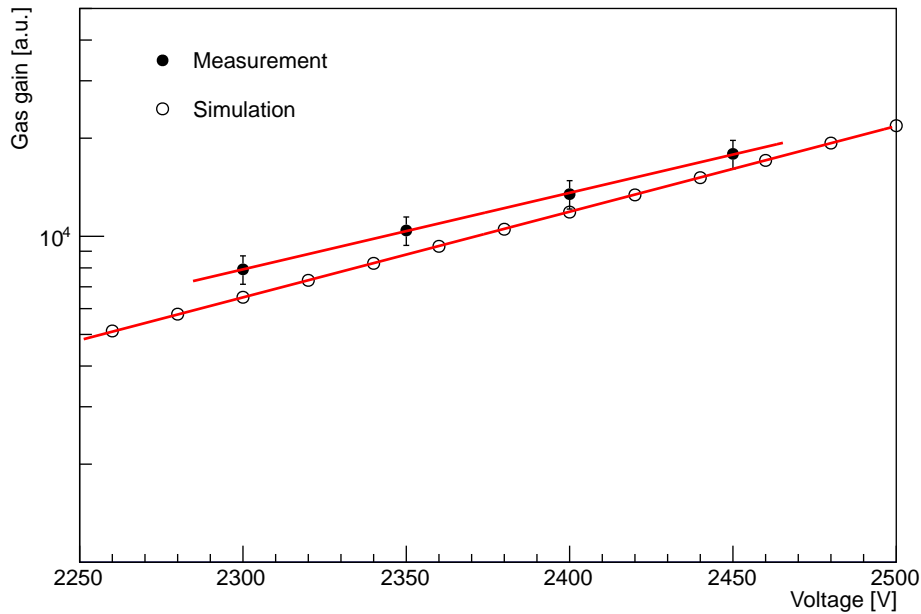


Abbildung 5.2: Messung und Simulation der absoluten Gasverstärkung von FFM-004, aufgetragen gegen die angelegte Hochspannung. Gemessen mit einer 80-20% Ar-CO₂ Gasmischung, bei einem Überdruck von $P = 600 \mu\text{bar}$ in der Vieldrahtproportionalkammer. Simuliert für eine Penning Rate von 37%, ohne Überdruck [Hell13b]. Die roten Linien sind exponentielle an die Daten angepasste Funktionen.

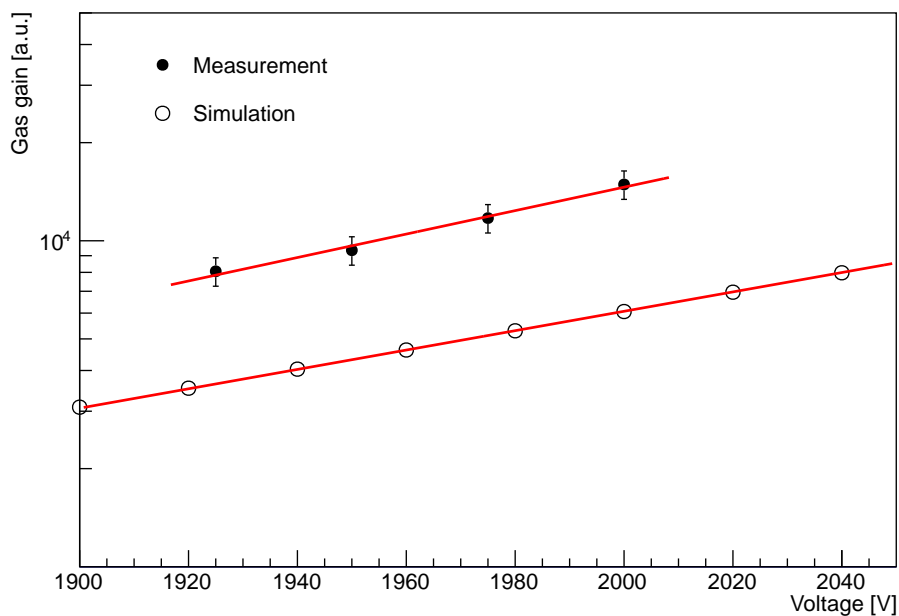


Abbildung 5.3: Messung und Simulation der absoluten Gasverstärkung von FFM-006, aufgetragen gegen die angelegte Hochspannung. Gemessen mit einer 80-20% Ar-CO₂ Gasmischung, bei einem Überdruck von $P = 610 \mu\text{bar}$ in der Vieldrahtproportionalkammer. Simuliert für eine Penning Rate von 37%, ohne Überdruck [Hell13b]. Die roten Linien sind exponentielle an die Daten angepasste Funktionen.

reich betrieben werden. Auf Basis der Messung der Gasverstärkung in Kombination mit dem dynamischen Bereich des SPADIC, wird, für die in den folgenden Kapitel dargestellten Messungen, die Betriebsspannung der Vieldrahtproportionalkammern gewählt.

6 Signalanalyse und Korrektur

Um im weiteren Verlauf Energiespektren messen und analysieren zu können muss zunächst das Rohsignal der Vieldrahtproportionalkammern betrachtet und untersucht werden. Aus dieser Untersuchung soll ein Korrekturalgorithmus folgen, der Störsignale möglichst vollständig aus dem gemessenen Signal filtert. Gleichzeitig darf der Algorithmus das Originalsignal jedoch nicht verfälschen. In diesem Kapitel wird die Problematik der Störsignale in den Messungen veranschaulicht, gefolgt von der Beschreibung des entwickelten Korrekturalgorithmus. Zum Abschluss wird die Leistungsfähigkeit des Korrekturalgorithmus diskutiert, der die Grundlage für die in den darauffolgenden Kapiteln gezeigten weiteren Analysen und Energiespektren bildet. Zur Messung der Signale und Energiespektren werden SPADICs v0.3 verwendet.

6.1 Signalbetrachtung

Abbildung 6.1 zeigt zur Demonstration ein mit einem SPADIC aufgenommenes Signal. Das Signal wurde durch einen auf die Folie eingekoppelten Puls erzeugt. In verschiedenen Farben sind die acht ausgelesenen Kanäle mit ihrer Amplitude (*ADC-Channel*) gegen den zeitlichen Verlauf (*Time-Bin*) aufgetragen. Bereits an diesem Ereignis lässt sich der Bedarf an einem Korrekturalgorithmus erkennen. Zum einen lässt sich eine Aufspaltung des Impulsbodens der einzelnen Kanäle erkennen und zum anderen fallen Unregelmäßigkeiten im Signal zum Beispiel um das Time-Bin 35 herum auf. Zum Vergleich zeigt Abbildung 6.2 ein von der Trägerplatine des SPADIC intern erzeugtes Signal, welches dann in den SPADIC eingespeist wird. Eine leichte Aufspaltung bezüglich der Amplitude der einzelnen Kanäle ist auch hier zu erkennen, der Signalverlauf ist jedoch deutlich ruhiger, also ohne externe Störsignale. Die Aufspaltung der einzelnen Kanäle resultiert aus leichten Unterschieden in der Verstärkung des Signals der einzelnen Kanäle durch den SPADIC [Arm11]. Bei genauerer Betrachtung der Signal-Unregelmäßigkeiten in Abbildung 6.1 fällt auf, dass alle Kanäle den selben Verlauf zeigen. Es scheint sich also für diese Messung um zwischen den Kanälen korrelierte Störsignale zu handeln. Diese Korrelation ermöglicht in einem echten Ereignis die Korrektur der Kanäle, deren Auslesepedas getroffen wurden, mit Hilfe der Kanäle die lediglich Störsignale zeigen. Diese Art der Störsignale wird als korreliertes Rauschen bezeichnet.

Um die These der unterschiedlichen Verstärkung einzelner SPADIC-Kanäle zusätz-

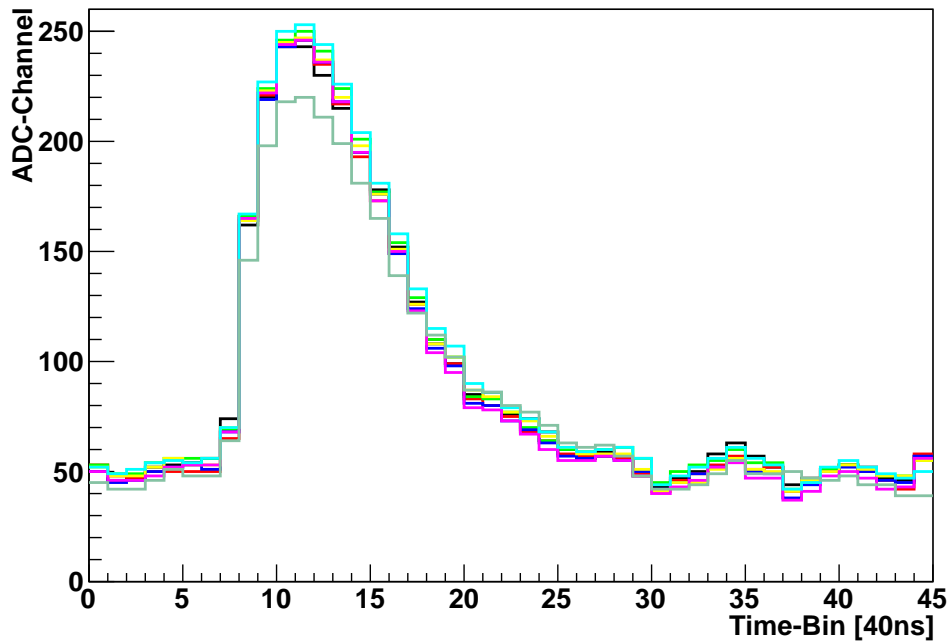


Abbildung 6.1: Mit einem SPADIC aufgenommenes, nicht korrigiertes Ereignis, eines über die Folie in die Vieldrahtproportionalkammer induzierten Puls. Gemessen mit FFM-006. Jede Farblinie entspricht einem der acht ausgelesenen SPADIC-Kanäle.

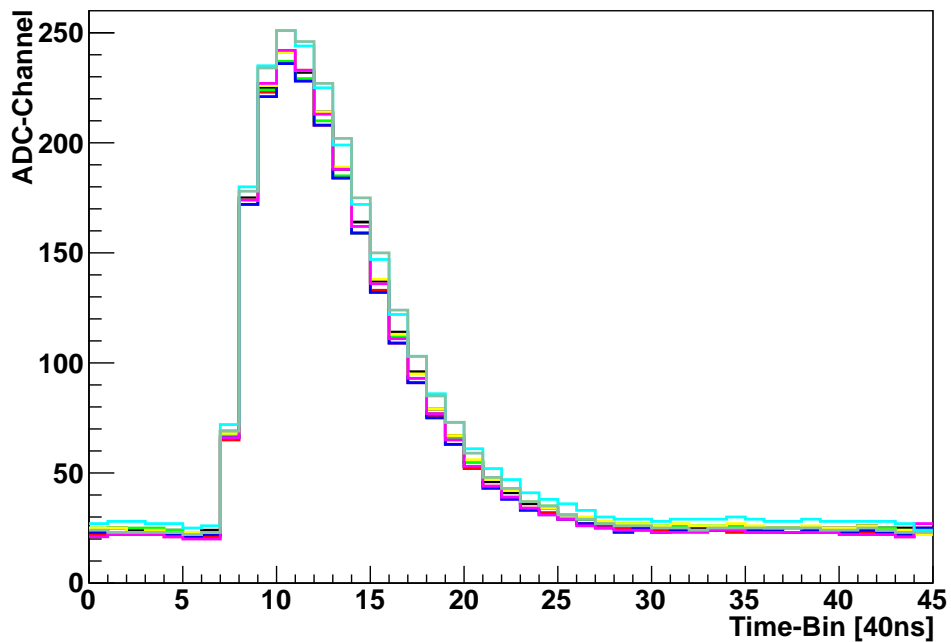


Abbildung 6.2: Vom internen Pulser des SPADIC erzeugtes Signal verarbeitet und digitalisiert vom SPADIC.

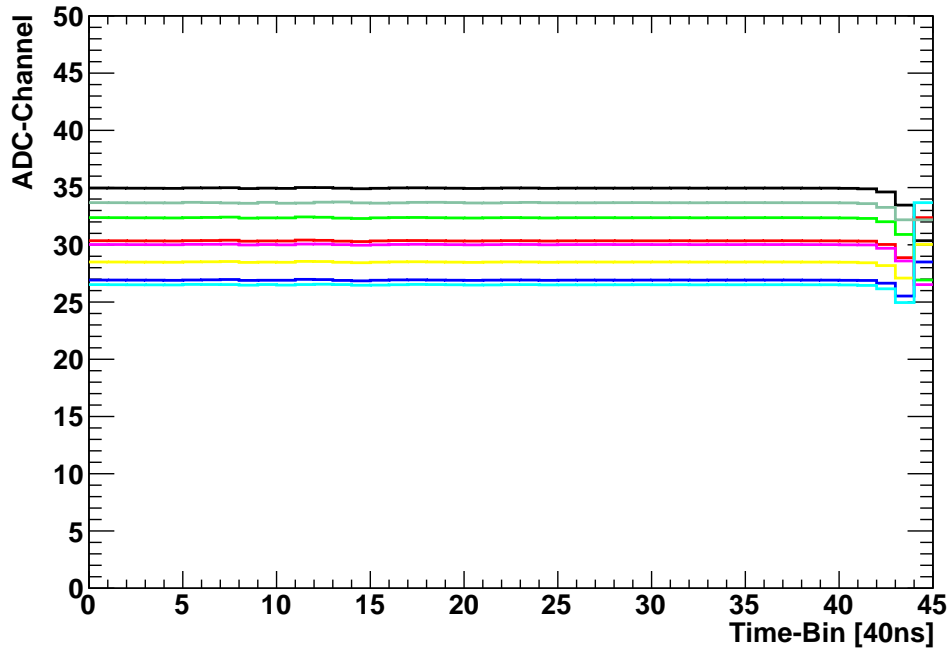


Abbildung 6.3: Durchschnittliche Amplitudenverläufe über 100.000 Ereignisse, welche durch einen Zufallstrigger ausgelöst wurden. Gemessen durch einen SPADIC, welcher an eine Vieldrahtproportionalkammer angeschlossen war.

lich zu bestätigen und mögliche mit dem Trigger korrelierte Störsignale ausschließen zu können, wurde eine Messung mit einem Zufallstrigger durchgeführt. Das Auslösesignal wurde in einem Szintillator durch kosmische Strahlung erzeugt. Der SPADIC war während der Messung an eine der Vieldrahtproportionalkammern dritter Generation angeschlossen. Abbildung 6.3 zeigt die Ergebnisse der Messung, welche 100.000 zufällige Ereignisse umfasst. Deutlich zu erkennen ist wieder die Aufspaltung der einzelnen Kanäle, da diese über ein Ereignis jedoch zeitlich konstant ist, lässt sie sich mit einer einfachen Impulsbodenkorrektur beheben. Triggerkorrelierte Unregelmäßigkeiten von relevanter Amplitude lassen sich für die ersten 40 Time-Bins nicht erkennen, da alle Impulsböden bis Time-Bin 40 einer waagerechten Linie entsprechen. Mit Time-Bin 40 bricht der Impulsboden der Kanäle ein, dabei scheint es sich um ein Problem der internen Spannungsversorgung der Trägerplatine des SPADIC-Chips zu handeln [Arm11]. Bei Time-Bin 45 verändert sich der Verlauf des Signals erneut, die Grundlage für den Anstieg des Signals hier ist ungeklärt, für alle weiteren Analysen wird das Signal nach dem 44. Time-Bin abgeschnitten. Der über die Folie eingekoppelte Puls gibt einem auch ein erstes Gefühl für die Breite des Rauschens. Abbildung 6.4 zeigt die, über die vordere Kathode eingekoppelten, Signale von circa 75.000 Ereignissen. Dabei erzeugt jeder Kanal ein einzelnes Signal für jedes Ereignis, welches entsprechend eingetragen wird. Die Breite des Signalbandes entspricht der Aufspaltung der einzelnen Kanäle kombiniert mit dem vorhandenen Rauschen. Ohne

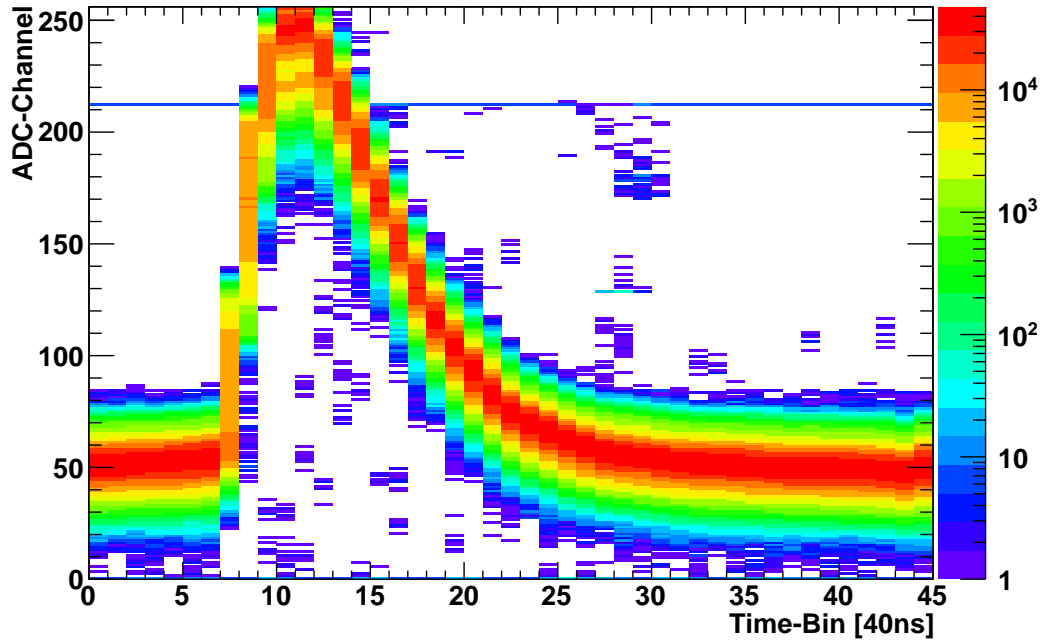


Abbildung 6.4: Über die vordere Kathode eingekoppelte Pulse für circa 75.000 Ereignisse. Jedes einzelne Signal von jedem Kanal wird aufgetragen, so dass die Signale in der Farbachse übereinander liegen.

diese beiden Fehlerquellen sollte, vom systematischen Aufbau ausgehend, ein ein bis drei ADC-Kanäle breites Band entstehen, wobei die leichte Verschmierung durch das interne Rauschen des SPADICs entsteht. Um die tatsächliche Breite abschätzen zu können wurden die Amplitudenwerte eines einzelnen Time-Bins aus Abbildung 6.4 auf die Y-Achse projiziert. Dazu wurde einer der ersten Time-Bins gewählt, so dass dieser sich vor der ansteigenden Flanke der Signale befindet. Mit diesem ist auch die Breite des Rauschens bei echten Ereignissen messbar und wird nicht von der variierenden Signalamplitude beeinflusst. Aus Abbildung 6.5 ergibt sich eine maximale Breite von circa 50 ADC-Kanälen. Das Sigma der angepassten Gauß-Funktion ist $\sigma = 5.944$, das heißt das 68,27% aller Werte im Bereich von plus-minus 5.944 ADC-Kanälen um die mittlere Amplitude liegen. Diese Abweichung entspricht bereits circa 5% des dynamischen Bereichs des SPADICs. Diese Werte und die aus den gleichen Analysen für echte Ereignisse folgenden Werte ergeben im vorher-nachher Vergleich ein Maß für die Qualität eines Korrekturalgorithmus.

Der nächste Schritt der Signalanalyse ist nun die Betrachtung einzelner Ereignisse mit echten, durch die Vieldrahtproportionalenkammer erzeugten, Signalen. Dazu wird die in Abschnitt 4.2 beschriebene ^{55}Fe -Quelle verwendet und die Vieldrahtproportionalenkammern werden in dem Spannungsbereich aus Kapitel 5 mit Argon und CO_2 als Gasgemisch betrieben. Kombiniert mit den bisherigen Betrachtungen kann daraus dann ein Schema für den Korrekturalgorithmus entwickelt werden. Abbildung 6.6 zeigt ein einzelnes nicht korrigiertes durch eine ^{55}Fe -Quelle ausgelöstes Ereignis. Das

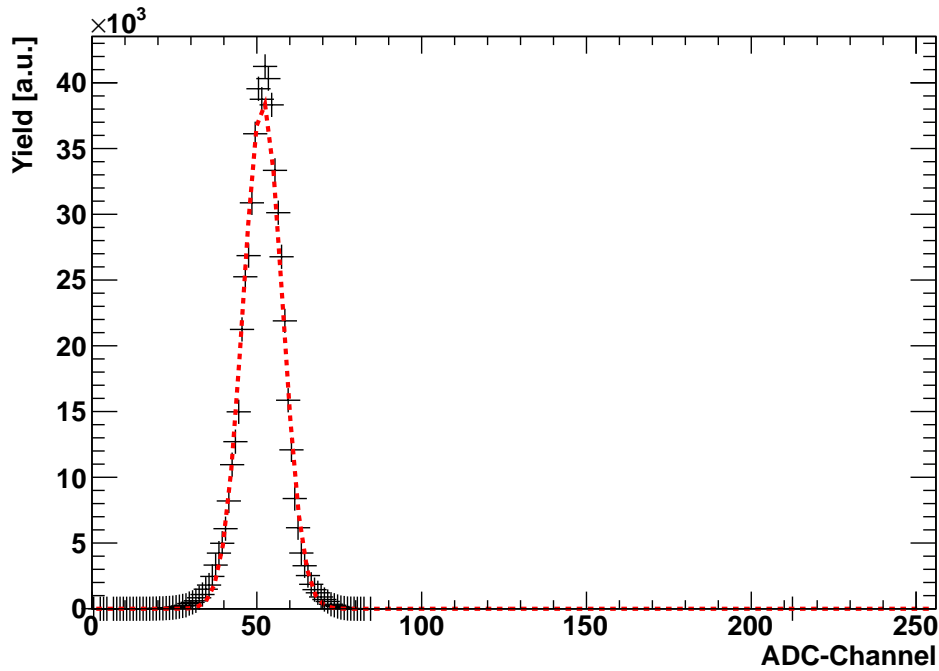


Abbildung 6.5: Projektion von Time-Bin 4 aus Abbildung 6.4 auf die Y-Achse. An die Verteilung wurde eine Gauß-Funktion angepasst diese ist rot gestrichelt eingezeichnet.

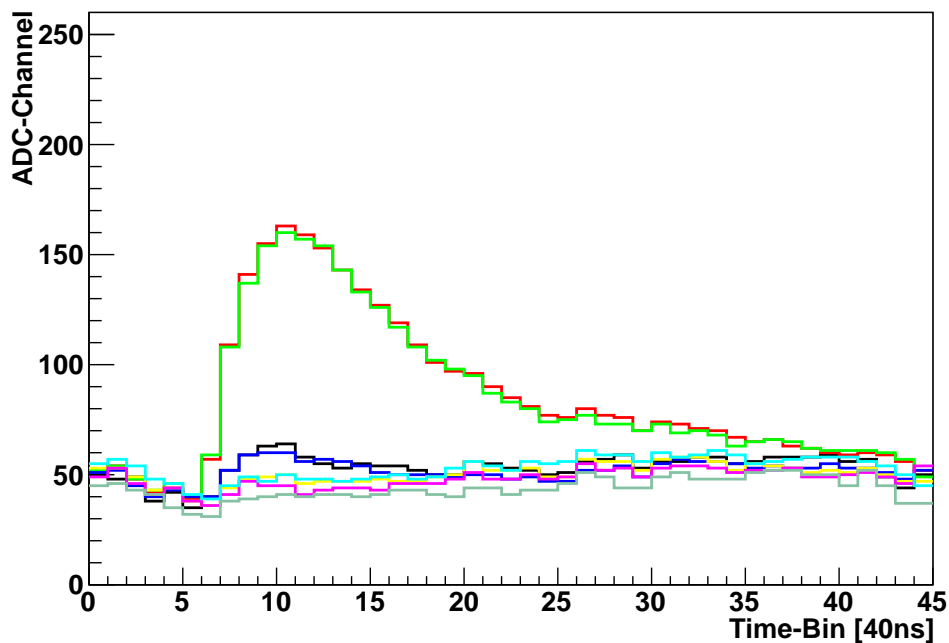


Abbildung 6.6: Nicht korrigiertes Ereignis einer Messung mit einer ^{55}Fe -Quelle. Das Signal verteilt sich hauptsächlich auf den roten sowie grünen Kanal, zusätzlich scheinen auch der schwarze und blaue Kanal getroffen worden zu sein. Das Ereignis wurde mit FFM-006 gemessen.

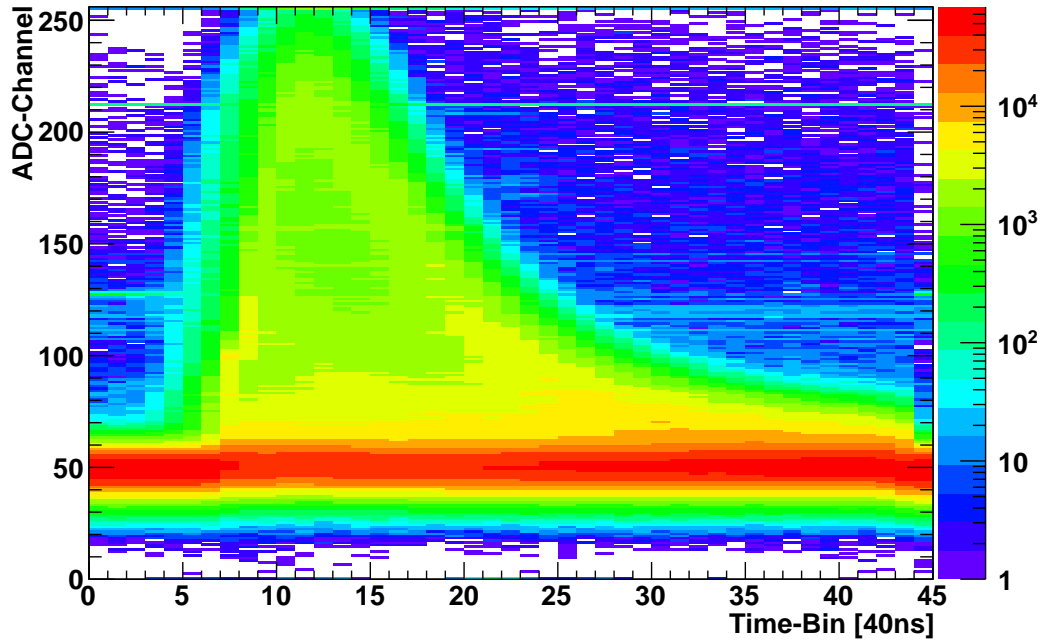


Abbildung 6.7: 100.000 Ereignisse einer Messung mit FFM-006 bestrahlt mit einer ^{55}Fe -Quelle. Die Z-Achse ist logarithmisch gezeichnet.

Signal verteilt sich auf vier Kanäle, den roten, grünen, schwarzen und blauen Kanal. Die nicht getroffenen Kanäle zeigen unmittelbar beim Beginn der ansteigenden Flanke des Signals einen abfallenden Verlauf. Der Einbruch des Impulsbodens an dieser Stelle wurde vermutlich durch ein Störsignal induziert und scheint alle acht Kanäle zu betreffen. Prinzipiell zeigen die mit der ^{55}Fe -Quelle erzeugten Signale bezüglich des Rauschens das gleiche Verhalten wie die zuvor gezeigten Messungen. Abbildung 6.7 zeigt 100.000 Ereignisse erzeugt durch eine ^{55}Fe -Quelle, gemessen mit FFM-006. Die Z-Achse zeigt die Häufigkeit der Amplitude und ist logarithmisch eingezeichnet. Wie zuvor bei den durch einen Puls auf der Folie induzierten Signalen, folgt nun die Betrachtung der Projektion auf die Y-Achse eines Time-Bins. Die Projektion der Amplituden des vierten Time-Bins auf die Y-Achse ist in Abbildung 6.8 zu sehen. In rot ist wieder eine angepasste Gauß-Funktion eingezeichnet. Die mit der Anpassung bestimmte Varianz der Messwerte entspricht $\sigma = 4,927$. Damit ist die gemessene Varianz bei dieser Messung leicht geringer als bei der Messung mit den über die Folie induzierten Pulsen, liegt jedoch in der gleichen Größenordnung.

6.2 Korrekturalgorithmus

Aus der zuvor beschriebene Signalbetrachtung lässt sich ein in mehrere Schritte unterteilter Korrekturalgorithmus entwickeln. Dabei muss zwischen einer Impulsbodenkorrektur der einzelnen Kanäle und einer Korrektur des korrelierten Rauschens, also der externen Störsignale, die alle Kanäle in gewissem Rahmen gleichermaßen betref-

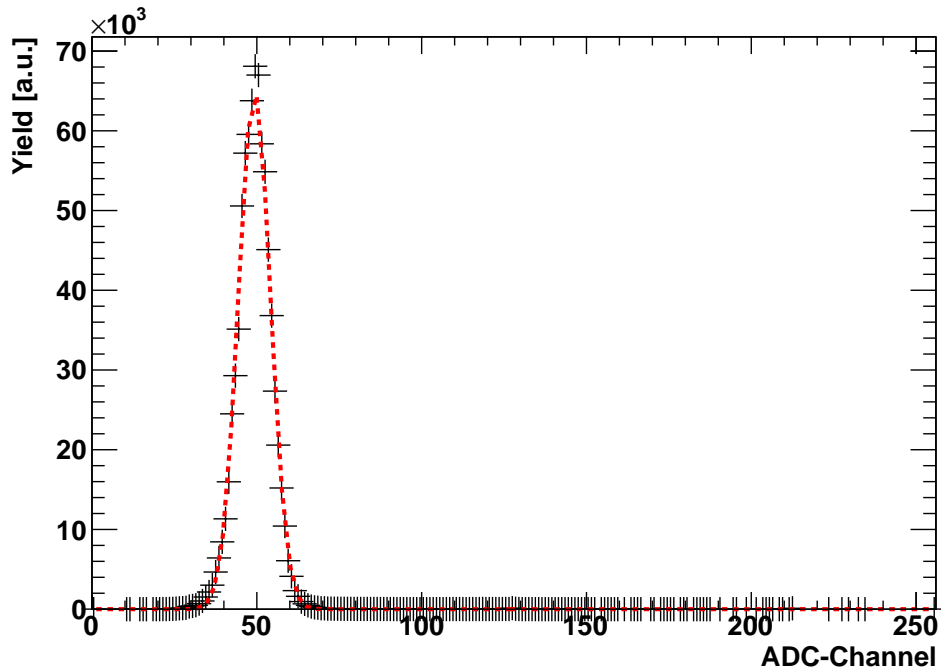


Abbildung 6.8: Häufigkeiten der Amplituden vom vierten Time-Bins, bei einer Messung mit einer ^{55}Fe -Quelle. Die rote Kurve ist eine angepasste Gauß-Funktion, mit $\sigma = 4,927$.

fen, unterschieden werden. Der Korrekturalgorithmus und seine einzelnen Schritte werden skizziert in Abbildung 6.9 dargestellt. Nach dem die Daten aufgenommen wurden durchlaufen sie mehrere Schritte Ereignis für Ereignis.

Schritt 1 - Impulsbodenkorrektur: Zunächst wird die Höhe des Impulsbodens von jedem Kanal Ereignis für Ereignis korrigiert. Dazu werden, abhängig von der Einstellung der Verzögerung zwischen Auslösesignal und Auslese des SPADICs, die ersten fünf bis zehn Time-Bins verwendet. Der durchschnittliche Wert der Amplitude dieser Time-Bins ergibt den zur Korrektur verwendeten Wert. Dieser Wert entspricht dem Versatz des Impulsbodens der einzelnen Kanäle zur Null, wird er von den Signalen der Kanäle abgezogen, korrigiert er nicht nur den Versatz zur Null, sondern auch den Versatz der Kanäle zueinander. Allerdings unterliegt der abgezogene Wert Varianzen durch das Rauschen zum tatsächlichen Versatz des Impulsbodens zur Null, daher entspricht diese Subtraktion nur einer vorläufigen Impulsbodenkorrektur. Sie ist jedoch für die Korrektur des korrelierten Rauschens zwingend notwendig, da Unterschiede in der Höhe der Impulsböden der Kanäle zur fehlerhaften Korrektur des korrelierten Rauschens führen würden.

Schritt 2 - Korreliertes Rauschen: Um das korrelierte Rauschen korrigieren zu können, muss es zunächst deutlich getrennt vom tatsächlichen Signal identifiziert werden. Dazu wird eine Kovarianzmatrix verwendet. Bildlich dargestellt vergleicht die Kovarianzmatrix den Verlauf der Signale der einzelnen Kanäle. Um so ähnlicher der Verlauf der Signale, desto höher ist der Korrelationswert in der Matrix.

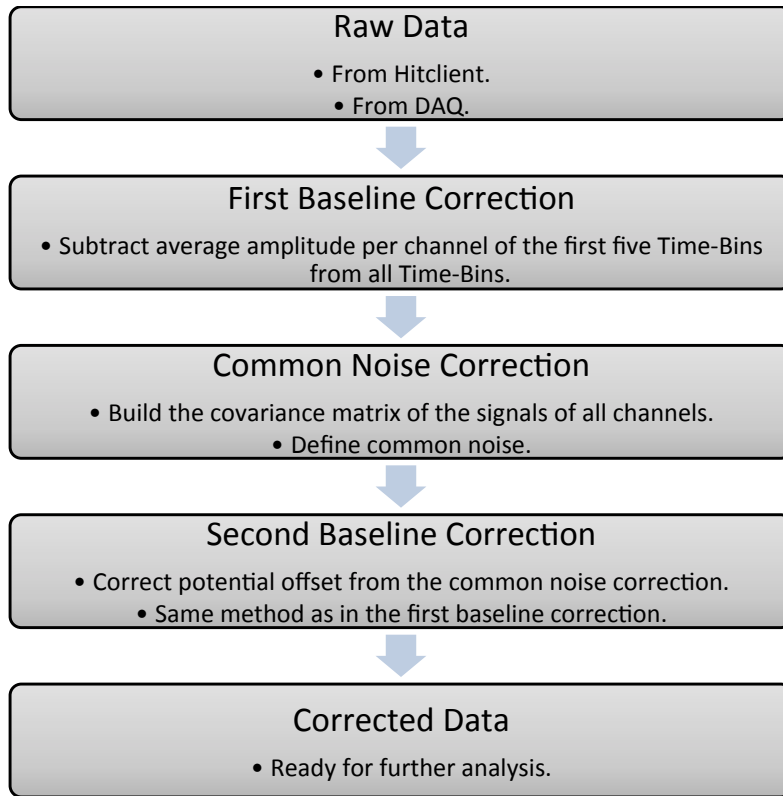


Abbildung 6.9: Prozessskizze des Korrekturalgorithmus zur Aufwertung der mit SPADICs v0.3 aufgenommen Rohdaten von Prototypen für den CBM-TRD.

Die Berechnung der Korrelation C_{ij} zwischen den Signalen beruht auf folgenden Gleichungen [Win72]:

$$\langle x_i \rangle^{(1)} = x_{i1}, \quad (6.1)$$

$$\langle x_i \rangle^{(n)} = \langle x_i \rangle^{(n-1)} + \frac{1}{n}(x_{in} - \langle x_i \rangle^{(n-1)}), \quad (6.2)$$

$$C_{ij}^{(1)} = 0, \quad (6.3)$$

$$C_{ij}^{(n)} = C_{ij}^{(n-1)} + \frac{1}{n-1}[(x_{in} - \langle x_i \rangle^{(n)}) (x_{jn} - \langle x_j \rangle^{(n)})] - \frac{1}{n} C_{ij}^{(n-1)}. \quad (6.4)$$

Mathematisch wird die Abweichung der Amplitude x_{in} des betrachteten Time-Bins n vom Mittelwert der Amplitude $\langle x_i \rangle$ der zugehörigen Kanäle i, j miteinander verglichen. Vor dem nächsten Schritt wird die Annahme getätigt, dass der Kanal mit der niedrigsten Maximalamplitude aus allen Time-Bins nicht getroffen wurde. Danach wird anhand der Korrelation der restlichen Kanäle zu diesem Kanal bestimmt ob die Kanäle getroffen wurden oder nicht. Dazu wird ein Schwellenwert für den Korrelationswert bestimmt, wird dieser überschritten wurde der Kanal nicht getroffen und wird zur Bestimmung des korrelierten Rauschens verwendet. Aus dem Mittelwert der Amplituden, der mit der Kovarianzmatrix bestimmten nicht getroffenen Kanäle, wird das korrelierte Rauschen jedes einzelnen Time-Bins bestimmt. Diese Methode wird genutzt, um einerseits bei der Bestimmung des Rauschens den

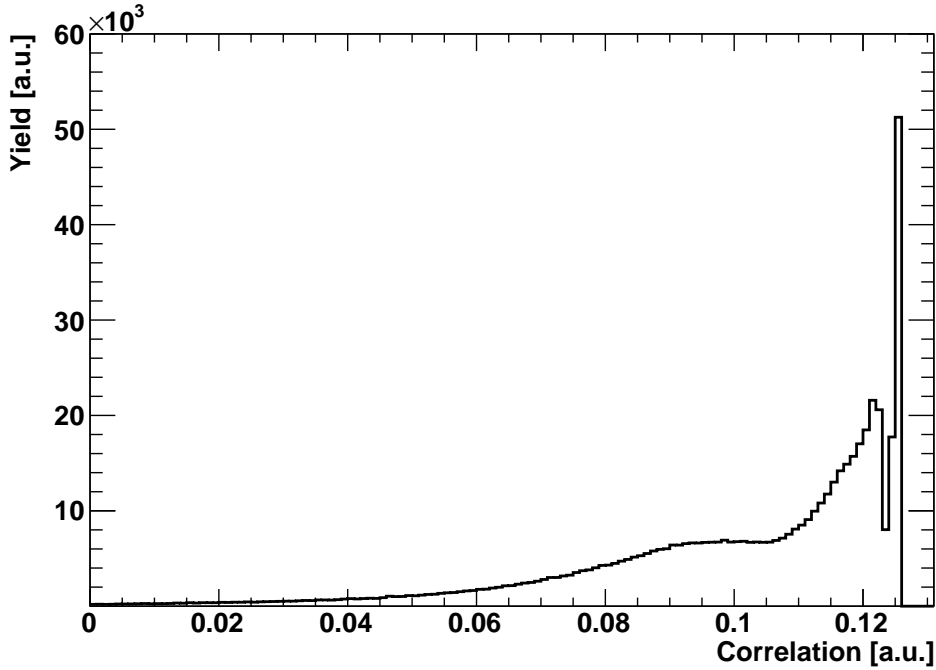


Abbildung 6.10: Verteilung der Korrelationswerte für eine Messung am CERN-PS mit circa 70.000 Ereignissen. Die eingetragenen Korrelationswerte entsprechen der Korrelation zwischen dem Kanal mit der minimalen Amplitude, dem Kanal selbst und den sieben anderen Kanälen.

Einfluss von Fluktuationen einzelner Kanäle zu minimieren, indem immer die maximale Anzahl nicht getroffener Kanäle zur Identifizierung des Rauschens verwendet wird. Gleichzeitig wird eine Überkorrektur verhindert, da jeder Kanal, der echte Signale beinhaltet, nicht berücksichtigt wird bei der Berechnung des korrelierten Rauschens. Bei der Verwendung simplerer Korrekturalgorithmen, beispielsweise der Verwendung der drei Kanäle mit der niedrigsten Amplitude zur Bestimmung des korrelierten Rauschens, können die zuvor genannten negativen Effekte schnell auftreten.

In der Analyse wird die Kovarianzmatrix mit Hilfe der ROOT-Klasse `TPrincipals` erstellt [Bru97]. Generell entspricht eine maximale Korrelation bei der Kovarianzmatrix einem Korrelationswert von Eins, `TPrincipals` normiert die Korrelationswerte jedoch so, dass die Summe der Einträge auf der Hauptdiagonalen Eins ergibt. Diese Einträge entsprechen den Korrelationswerten C_{ii} des betrachteten Vektors mit sich selbst, das heißt für die Normierung a_{norm} und den maximalen Korrelationswert C_{max} :

$$\sum_i^n C_{ii} = 1 \Rightarrow a_{norm} = \frac{1}{n} = C_{max}, \quad (6.5)$$

dabei entspricht n der Anzahl an Reihen beziehungsweise Spalten der symmetrischen Matrix, im Fall des Korrekturalgorithmus also der Anzahl der betrachteten Kanäle. Abbildung 6.10 zeigt die Verteilung der Korrelationswerte für circa 70.000 Ereignisse

einer am Proton Synchrotron mit FFM-006 durchgeführten Messung. Eingetragen wird für jedes Ereignis die Stärke der Korrelation zu dem Kanal mit der kleinsten, maximalen Amplitude. Bei der Analyse wurden alle acht Kanäle des SPADIC v0.3 verwendet, der maximale Korrelationswert beträgt also:

$$C_{max} = 0.125. \quad (6.6)$$

Bei diesem Wert ergibt sich entsprechend ein Spitze in den Häufigkeiten, da dort pro Ereignis, aus der Korrelation des Referenzkanals mit sich selbst, ein Eintrag entsteht. Der Verlauf zeigt einen starken Anstieg der Messrate oberhalb von folgenden Korrelationswerten:

$$C_{ij} = 0.112 \Rightarrow C_{Schwelle} = 0.112, \quad (6.7)$$

dort wechselt die Art der Korrelation zwischen den Kanälen. Bei niedrigeren Werten ist davon auszugehen, dass der betrachtete Kanal getroffen wurde, durch das korrelierte Rauschen jedoch trotzdem eine gewisse Korrelation existiert. Übersteigt der Korrelationswert 0.112 ist die Korrelation so hoch, dass der betrachtete Kanal kein Signal aus einem Treffer mehr enthalten kann, sofern, wie zuvor als Annahme deklariert, der Referenzkanal kein Signal enthält. Die Position dieser Unstetigkeit variiert abhängig von der Stärke des korrelierten Rauschens. Daher muss für verschiedene Messungen der Schwellenwert für die Korrelationen spezifisch kontrolliert und gegebenenfalls bestimmt werden.

Schritt 3 - Impulsbodenkorrektur: Wie zuvor bereits erwähnt, kann es durch die Korrektur des korrelierten Rauschens durch Über- oder Unterkorrektur zu einem erneuten leichten Versatz des Impulsbodens zur Null kommen. Um diesen Versatz zu korrigieren wird, im Anschluss an die Korrektur des korrelierten Rauschens, die Höhe des Impulsbodens erneut korrigiert. Technisch entspricht dies der erneuten Anwendung vom ersten Schritt des Korrekturalgorithmus. Die Höhe des Impulsbodens jedes Kanals wird mit der Amplitude der Time-Bins vor der ansteigenden Flanke des Signals bestimmt und entsprechend zu Null hin korrigiert.

Der dritte Schritt bildet den Abschluss des Korrekturalgorithmus. Sofern extern ausgelöste Ereignisse ohne Signale vorliegen, bei denen lediglich das Rauschen gemessen wurde, können diese Ereignisse zur zusätzlichen Korrektur verwendet werden. Dazu werden die in Abbildung 6.3 gezeigten durchschnittlichen Amplitudenverläufe genutzt, diese würden vor dem ersten Schritt zu einer Impulsbodenkorrektur verwendet. Dieser, vor den eigentlichen Algorithmus gestellte Schritt, ist eine geringe Absicherung vor Fluktuationen in den vorderen, für den ersten Schritt verwendeten, Time-Bins. Generell zeigt der Korrekturalgorithmus auch ohne diesen Schritt eine sehr gute Leistung, welche im folgenden Abschnitt demonstriert und diskutiert wird. Zum Abschluss der Beschreibung des Korrekturalgorithmus, wird das Vorgehen zur Korrektur der Amplituden anhand eines einzelnen Ereignisses demonstriert.

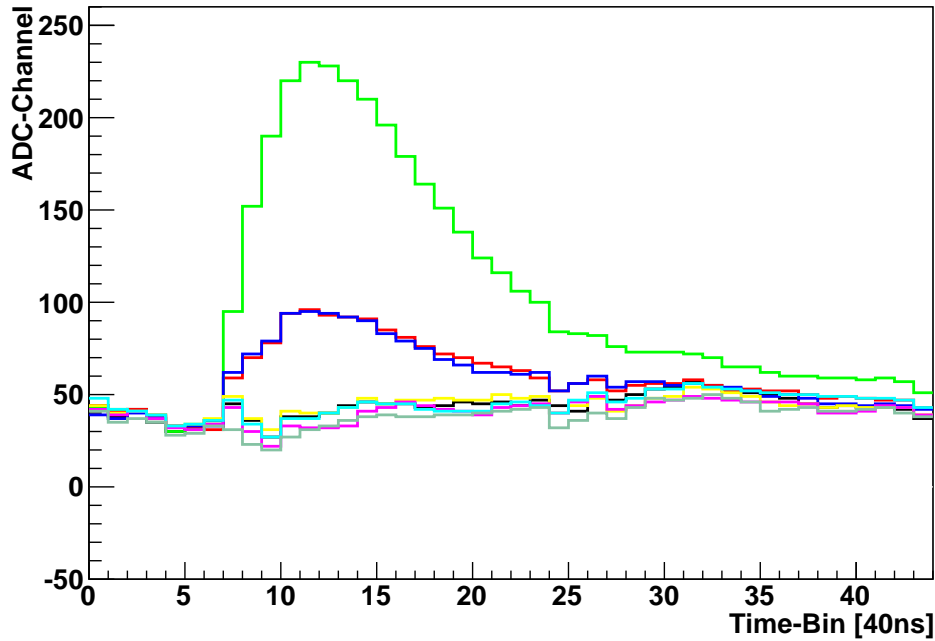


Abbildung 6.11: Nicht korrigiertes Ereignis einer Messung im Labor mit einer ^{55}Fe -Quelle.

Abbildung 6.11 zeigt ein nicht korrigiertes Ereignis, welches aus einer Messung mit einer ^{55}Fe -Quelle entnommen wurde. Aufgetragen sind die Verläufe der Amplituden für alle acht SPADIC v0.3 Kanäle. Bei verschiedenen Time-Bins sind Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Amplituden der acht Kanäle zu erkennen, welche durch externe Störsignale verursacht wurden. Der Korrekturalgorithmus erkennt nun, nach dem zuvor die Höhe der Impulsböden korrigiert wurde, die von der ^{55}Fe -Quelle nicht getroffenen Kanäle und bestimmt aus ihren Amplituden das korrelierte Rauschen. In Abbildung 6.12 wird das gemessene, korrelierte Rauschen des Ereignisses gezeigt. Dieses wird im nächsten Schritt von den Amplituden der acht Kanäle abgezogen. Abbildung 6.13 zeigt dann das finale Resultat aus dem Korrekturalgorithmus. In diesem Fall wurden für die verbesserte Visualisierung nur die vom Korrekturalgorithmus als getroffen identifizierten Kanäle eingezeichnet. Im Vergleich zu Abbildung 6.11 lässt eine deutliche Verbesserung in Richtung der ursprünglich erwarteten, durch das Rauschen der Elektronik verursachten (vgl. Abbildung 6.2), Signalverbreiterung erkennen.

6.3 Leistungsfähigkeit des Korrekturalgorithmus

Um die Leistungsfähigkeit des Korrekturalgorithmus quantitativ bestimmen zu können, wird die Breite der Impulsbodenverteilungen betrachtet. Dazu werden Daten der 2011 durchgeführten Strahlzeit am Proton Synchrotron verwendet. Zur Messung der Impulsbodenverteilungen werden, wie zuvor auch, die ersten Time-Bins vor der

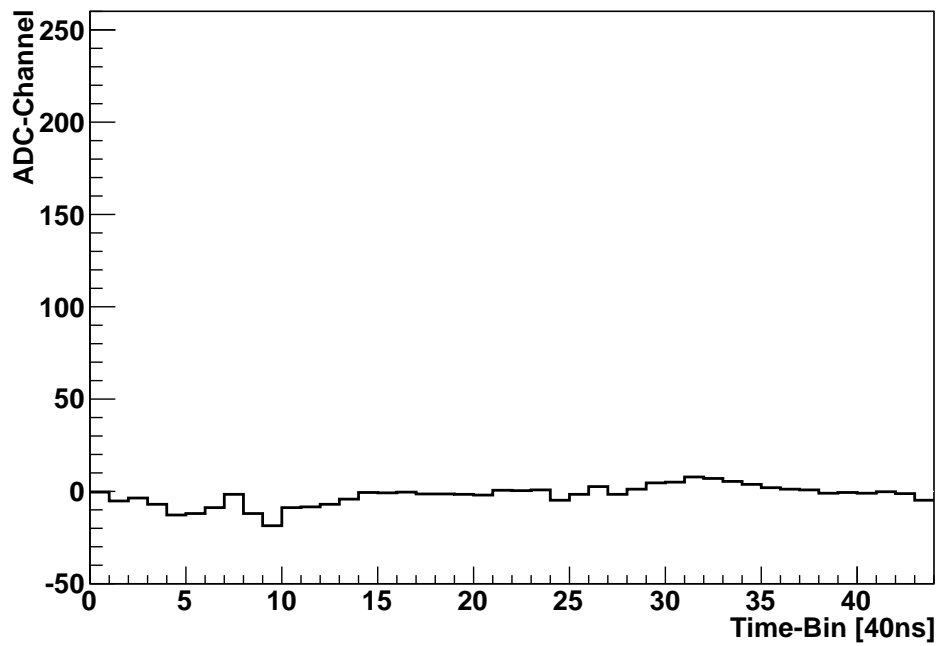


Abbildung 6.12: Verlauf des durch den Korrekturalgorithmus bestimmten korrelierten Rauschens.

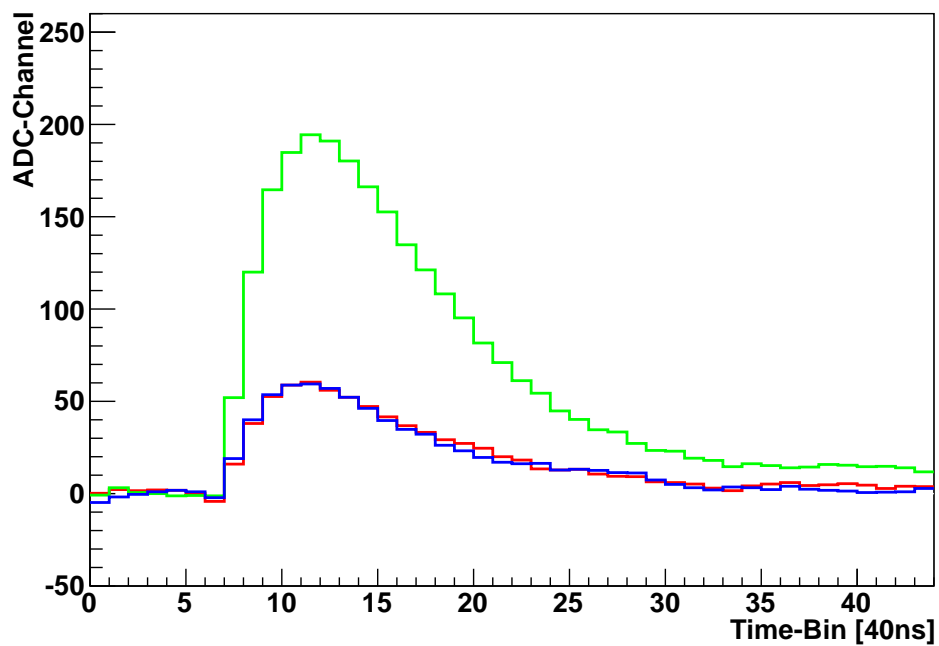


Abbildung 6.13: Finale Amplitudenverläufe der getroffenen Kanäle, bereit für weitere Analyseschritte.

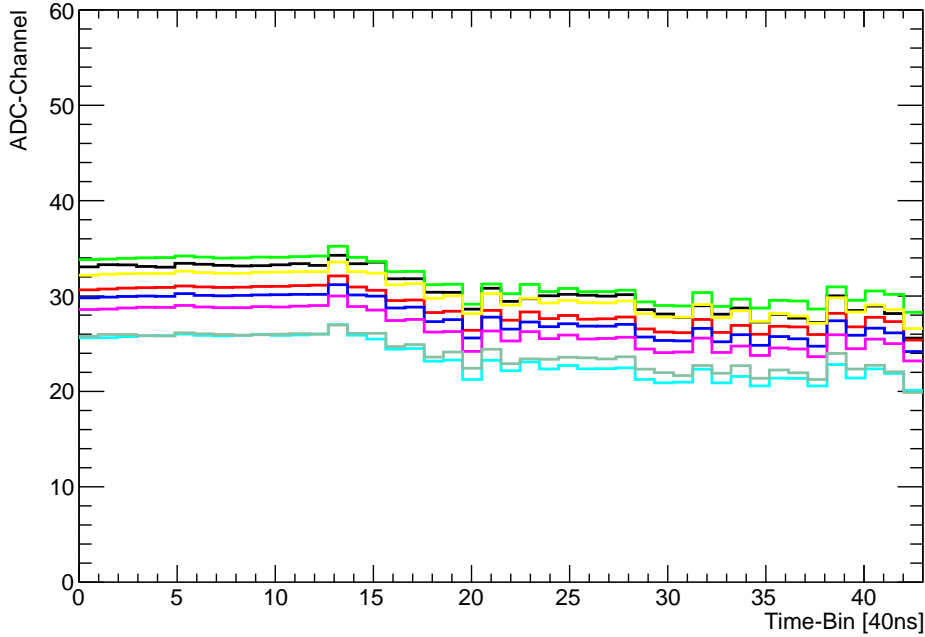


Abbildung 6.14: Durchschnittlicher Amplitudenverlauf für alle Offspilltrigger Ereignisse eines SPADICs v0.3 einer Messperiode.

ansteigenden Flanke des Signals verwendet. Zunächst wird das Verhalten der Amplituden bei *Offspill-Trigger* Ereignissen untersucht. Dazu wird der durchschnittliche Amplitudenverlauf über eine Messperiode¹ betrachtet. In Abbildung 6.14 ist eine solche Messung aufgetragen. Zu erkennen ist eine mit dem Auslösesignal korrelierte Unregelmäßigkeit aller Kanäle. Über das gesamte Ereignis ist die zuvor bereits diskutierte leichte Aufspaltung der Höhen der Impulsböden der Kanäle zu erkennen. Ab Time-Bin 15 kommt es zu einem Einbruch der Impulsböden um circa zwei ADC-Kanäle, dieser Einbruch zeigt sich bei allen acht SPADIC-Kanälen gleichermaßen. Auch die ab Time-Bin 15 auftretenden Unregelmäßigkeiten der Amplitudenhöhe in einzelnen Time-Bins treten bei allen acht Kanälen gleichförmig auf. Daraus lässt sich folgern, dass hauptsächlich zwischen den Kanälen korreliertes Rauschen auftritt, welches mit dem zuvor beschriebenen Korrekturalgorithmus minimiert werden kann. Abbildung 6.15 zeigt als ersten Schritt der quantitativen Untersuchung die Verteilung der Amplituden der ersten fünf Time-Bins. Die genutzten Daten wurden zunächst einer Impulsbodenkorrektur unterzogen, so dass sich die Verteilung mit einem Mittelwert bei Null ergibt. An die gemessene Verteilung wurde zur Bestimmung der Breite eine Gauß-Funktion angepasst. Der σ -Parameter der Gauß-Funktion nimmt nach der Anpassung den Wert:

$$\sigma_v = 5,18 \pm 2,41 \cdot 10^{-3} \quad (6.8)$$

¹Eine Messperiode entspricht im Folgenden einem *Run* also einer Messdauer zwischen eineinhalb und vier Stunden.

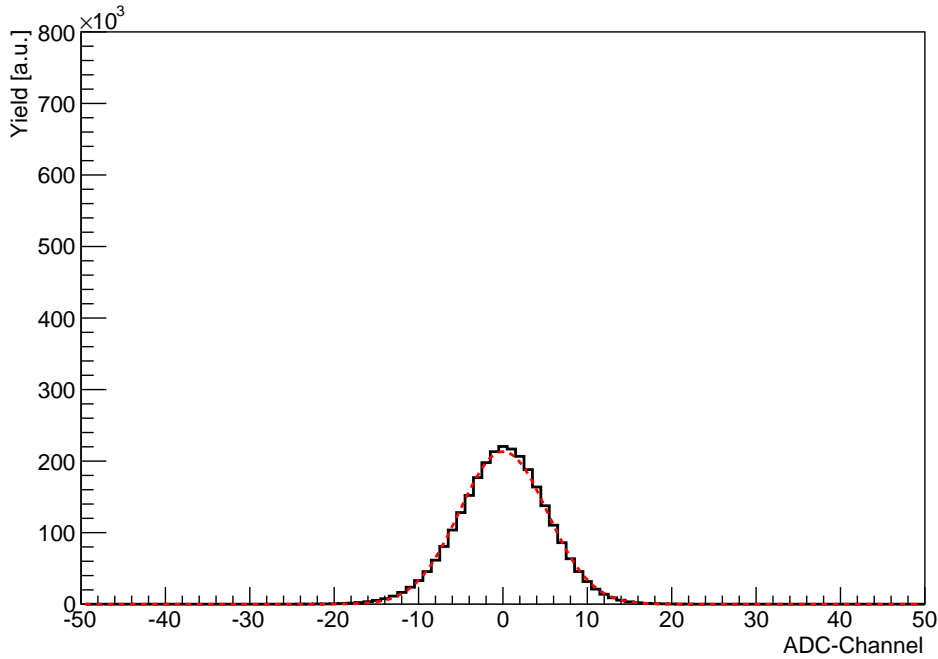


Abbildung 6.15: Lediglich auf die durchschnittliche Impulsbodenhöhe korrigierte Verteilung der Amplituden der ersten fünf Time-Bins aller Kanäle eines SPADICs v0.3. Die Verteilung beinhaltet circa 70.000 Ereignisse.

an. Der Index v deutet hier an, dass es sich um die Breite der Gauß-Funktion vor der Korrektur handelt. Der errechnete Wert liegt also auch für die Daten der Strahlzeiten in den zuvor beobachteten (vergleiche Abbildung 6.5 und Abbildung 6.8) Wertebereichen. Auf den verwendeten Datensatz wird nun der vollständige Korrekturalgorithmus angewendet. Die daraus resultierende Verteilung wird in Abbildung 6.16 dargestellt und es wurde ebenfalls eine Gauß-Funktion an die Verteilung angepasst. Der resultierende Wert für die Breite ist:

$$\sigma_n = 1,91 \pm 1,77 \cdot 10^{-3} \quad (6.9)$$

Die zur Berechnung der Breite verwendete Gauß-Funktion, passt zwar im Bereich niedrigerer Häufigkeiten nicht mehr so gut zur gemessenen Verteilung, im statistisch dominierenden Bereich beschreibt sie die Verteilung jedoch gut. Die Ausläufer zu höheren Abweichungen von der Null, entsprechen einzelnen Unregelmäßigkeiten, die nicht Teil des korrelierten Rauschens sind. Das Verhältnis der Breiten vor und nach der Korrektur gibt direkt Aufschluss auf die Leistungsfähigkeit des Korrekturalgorithmus:

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_v} = 0,36 \pm 4,6 \cdot 10^{-4}. \quad (6.10)$$

Die Unregelmäßigkeiten durch korreliertes Rauschen wurden also durch den Korrekturalgorithmus um über 50% reduziert. Zur visuellen Veranschaulichung zeigt

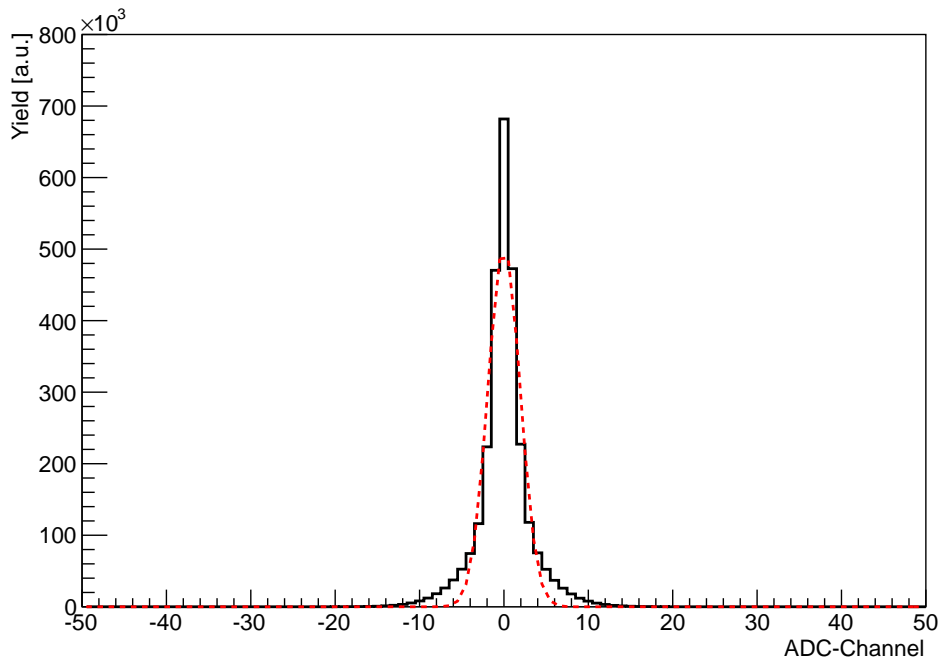


Abbildung 6.16: Vollständig korrigierte Verteilung der Amplituden der ersten fünf Time-Bins aller Kanäle eines SPADICs v0.3. Die Verteilung beinhaltet circa 70.000 Ereignisse und wurde aus demselben Datensatz wie Abbildung 6.15 erstellt.

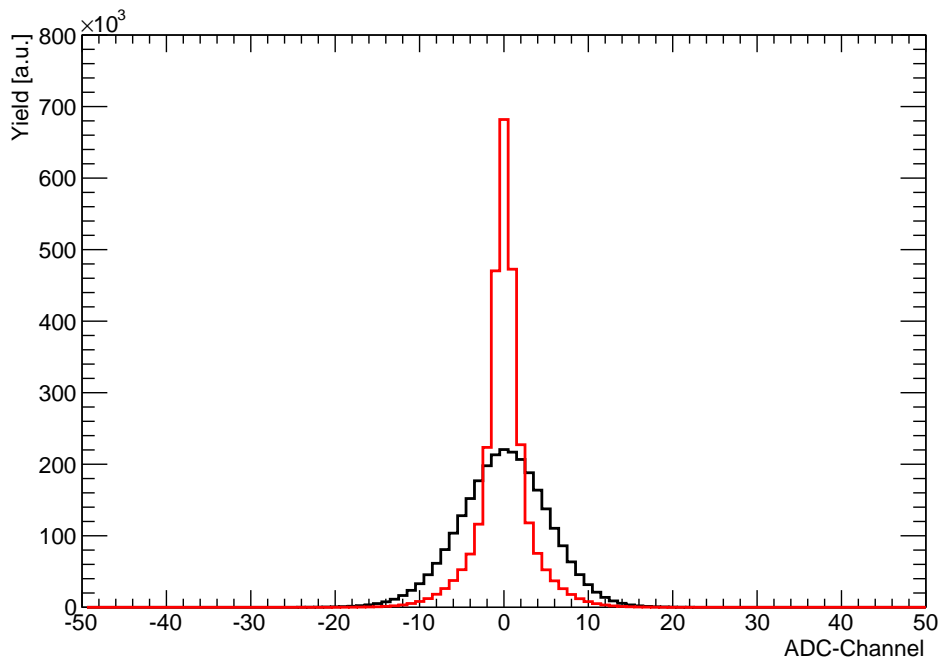


Abbildung 6.17: Kombinierte Darstellung der Verteilungen aus Abbildung 6.15 und Abbildung 6.16. In Schwarz ist die Verteilung vor der Korrektur und in Rot die Verteilung nach der Korrektur gezeigt.

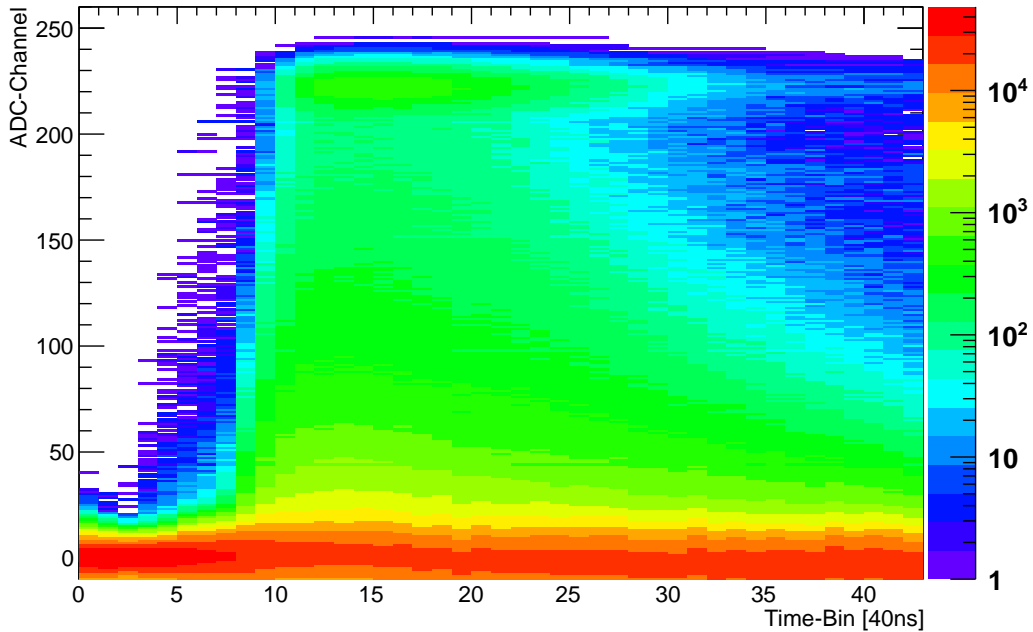


Abbildung 6.18: Ca. 70.000 nicht korrigierte Ereignisse gemessen in einer Messperiode mit FFM-006 am Proton Synchrotron. Jedes Ereignis beinhaltet den Amplitudenverlauf von allen acht SPADIC-Kanälen.

Abbildung 6.17 beide Verteilungen in einem Graph. Die Verbesserung ist auch hier deutlich zu erkennen. Der Einfluss des Korrekturalgorithmus auf die Qualität der Daten wird auch in Abbildung 6.18 und Abbildung 6.19 deutlich. Das untere Band um die Null herum entspricht den Amplitudenverläufen ohne Treffer, seine Breite gibt auch Aufschluss über den Einfluss des Rauschens. Von den nicht korrigierten Ereignissen zu den korrigierten hin nimmt seine Breite deutlich ab. Auch der Verlauf der Signalbänder wird durch die Korrektur beruhigt. Der Einfluss des Korrekturalgorithmus fällt auch bei den Signalen oberhalb des dynamischen Bereichs, bei den unkorrigierten Ereignissen ist bei 220 bis 230 ADC-Kanälen ein Band zu erkennen. Dieses Band wird durch den Korrekturalgorithmus verschmiert und ist in Abbildung 6.19 nicht mehr zu erkennen. Auf die weiteren Analysen hat dieses Resultat der Korrektur jedoch keinen Einfluss.

Mit dem Korrekturalgorithmus können die im Labor und am Proton Synchrotron aufgenommenen Daten für weitere Analysen präpariert werden, so dass die im nächsten Schritt gewonnenen Ergebnisse nicht mehr maßgeblich unter dem Einfluss des Rauschens stehen. Sämtliche im Folgenden genutzten Daten wurden ebenfalls den hier aufgeführten Analyseschritten vor der Korrektur unterzogen. Die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse sollen exemplarisch die Funktionsweise und Qualität des Algorithmus demonstrieren.

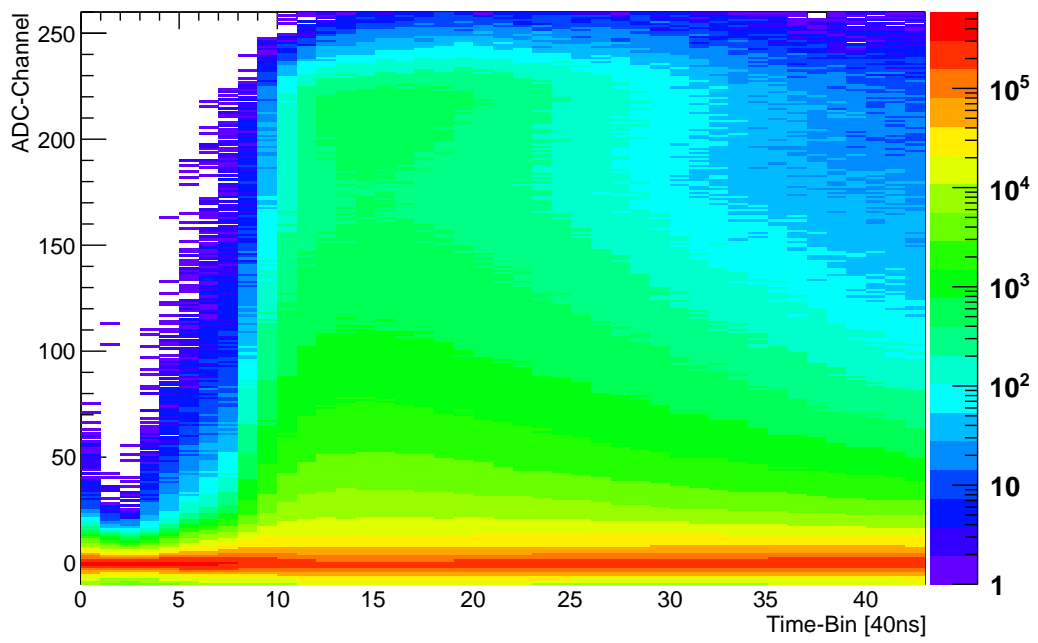


Abbildung 6.19: Ereignisse aus Abbildung 6.18 mit dem Korrekturalgorithmus bearbeitet.

7 Spektrale Energiemessungen

In diesem Kapitel werden die mit den Prototypen aufgenommenen Energiespektren präsentiert. Die Messung der im Detektor deponierten Energie ist der entscheidende Schritt bei der Teilchenidentifizierung mit einem Übergangsstrahlungsdetektor. Im Labor wurden Energiespektren von ^{55}Fe -Strahlern aufgenommen (vgl. Abschnitt 4.2), aus der Breite der enthaltenen Linien kann die Energieauflösung der Prototypen bestimmt werden. Am Proton Synchrotron wurden Elektron-Pion Energiespektren gemessen, aus der Analyse dieser Spektren kann die Leistungsfähigkeit bei der Teilchenidentifizierung der Prototypen bestimmt werden.

7.1 Messungen im Labor

Im Labor wurden Messungen mit einem ^{55}Fe -Strahler an FFM-004 und FFM-006 durchgeführt¹. Für die Messung wurden acht Kanäle der Prototypen mit einem SPADIC v0.3 ausgelesen, die daraus folgenden Rohdaten werden zur Analyse mit dem Korrekturalgorithmus aufbereitet. Die Amplituden des Time-Bins mit der Maximalamplitude eines Ereignisses aller acht Kanäle werden in der Analyse aufsummiert, so dass ein Eintrag im Energiespektrum dieser Summe entspricht. Auf Grund der guten Korrektur des Rauschens wird bei den Messungen im Labor kein zusätzlicher Algorithmus benötigt, der die Signalkanäle für die Summierung extrahiert. Die Messung der Energiespektren wird bei verschiedenen Hochspannungen durchgeführt, um die Spannung mit der besten Energieauflösung zu identifizieren. Allerdings ist diese methodische Untersuchung des optimierten Arbeitspunkts mit dem SPADIC v0.3 als Ausleseelektronik nur sehr eingeschränkt durchführbar. Der SPADIC v0.3 hat einen sehr eingeschränkten dynamischen Bereich, daher wird die Wahl der Hochspannung hauptsächlich davon bestimmt, nicht zu viele Signale außerhalb des dynamischen Bereichs zu erzeugen.

Abbildung 7.1 zeigt ein nicht skaliertes Energiespektrum, erstellt aus circa 100.000 Ereignissen, was einer Messdauer von fünf bis zehn Minuten entspricht. Auf der X-Achse ist, wie zuvor beschrieben, die Summe der maximalen Amplituden aufgetragen. Bei einer Energie von circa 130 a.u. befindet sich die Argon-Escape-Linie, bei 280 a.u. dann die Fe- K_α -Linie. Zur Bestimmung der Energieauflösung wird dann eine Gauß-Funktion an die Fe- K_α -Linie angepasst und so die Breite der gemessenen

¹Messungen mit FFM-010 und FFM-011 sind zur Zeit in Arbeit

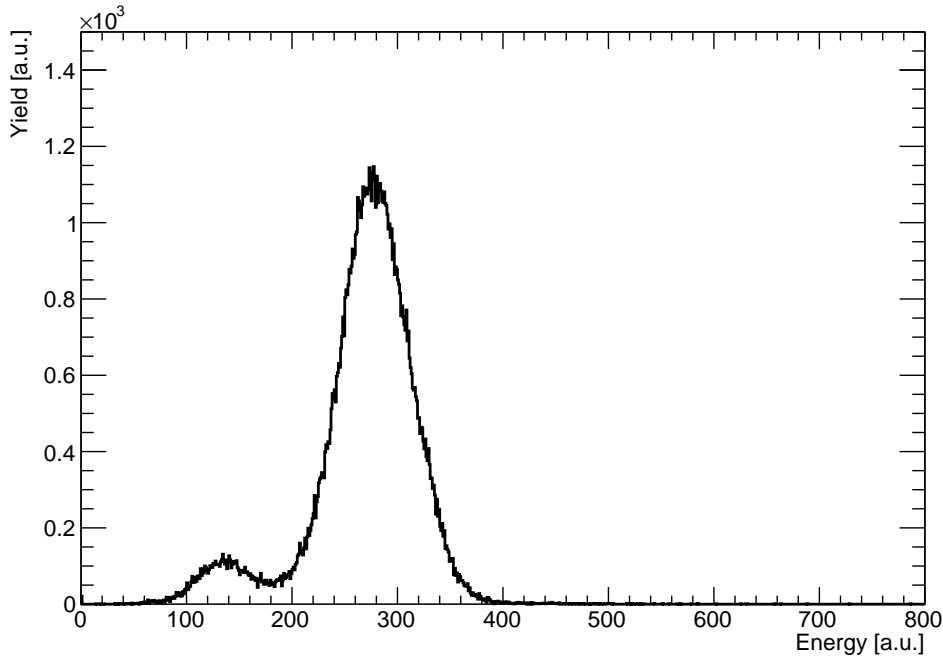


Abbildung 7.1: Nicht skaliertes Energiespektrum einer ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen mit FFM-006.

Verteilung bestimmt. Für die Messungen absoluter Einheiten, zum Beispiel für den Vergleich mit Simulationen, wird die Energieachse auf Elektronenvolt skaliert. Dazu wird die Distanz zwischen den beiden Spektrallinien genutzt, um einen Skalierungsfaktor zu bestimmen. Es gilt also möglichst exakt die Positionen der Spektrallinien zu bestimmen. Abbildung 7.2 zeigt dasselbe Spektrum wie Abbildung 7.1 erweitert um zwei an die Spektrallinien angepasste Gauß-Funktionen. Über die Gauß-Funktionen lassen sich die Position und Breite der Spektrallinien ermitteln. Gleichzeitig kann aus den Parametern der Gauß-Funktionen auch direkt die Energieauflösung extrahiert werden:

$$\Delta E_{\text{relativ}} = \frac{\sigma}{\mu}. \quad (7.1)$$

In Tabelle 7.1 sind die Parameter der Gauß-Funktionen und die resultierende Energieauflösung aufgeführt. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich lediglich um die statistischen Fehler. Wird der in Tabelle 7.1 angegebene relative Wert für die Energieauflösung mit der entsprechende Energie der Spektrallinie multipliziert, ergibt sich die absolute Energieauflösung im Bereich der betrachteten Energie:

$$\Delta E_{\text{absolut}} = \Delta E_{\text{relativ}} \cdot E_{\text{Spektrallinie}}. \quad (7.2)$$

Im Bereich der ^{55}Fe - K_α -Linie also 5,9 keV ergibt sich entsprechend eine Energieauflösung von:

$$\Delta E_{\text{absolut}} = 12,11\% \cdot 5,9 \text{ keV} = 0.71 \text{ keV}. \quad (7.3)$$

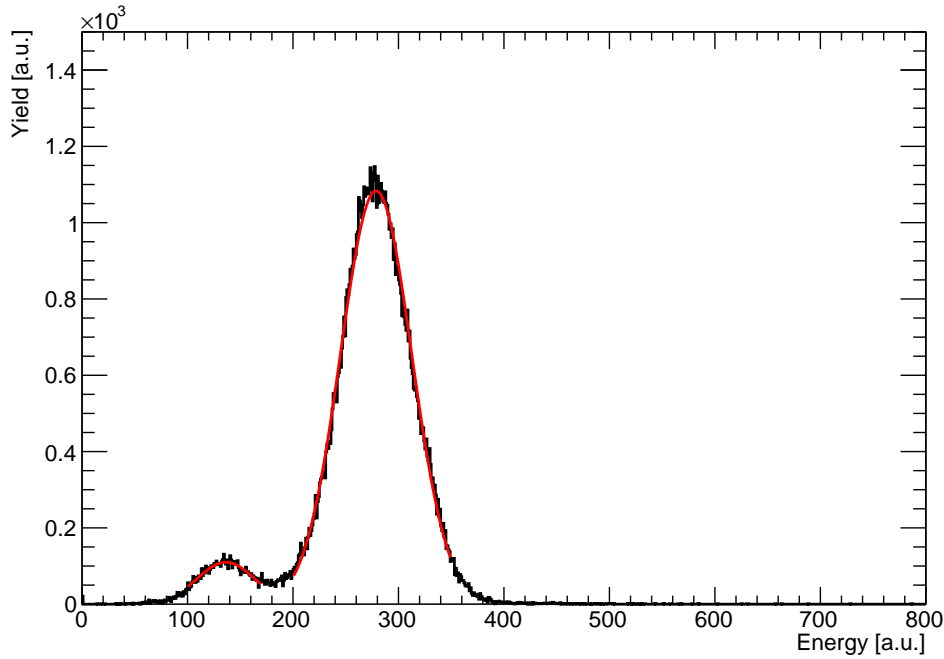


Abbildung 7.2: ^{55}Fe -Energiespektrum aus Abbildung 7.1. In Rot sind die Spektrallinien angepasste Gauß-Funktionen.

Für die Skalierung der Energiespektren werden die Mittelwerte der beiden Spek-

Spektrallinie	Parameter			Energieauflösung
	Amplitude	σ	Mittelwert	
Argon-Escape-Linie	$110,02 \pm 1,99$	$27,31 \pm 0,80$	$136,40 \pm 0,53$	$20,02\% \pm 0,51\%$
Fe- K_α	$1083,21 \pm 4,76$	$33,75 \pm 0,11$	$278,78 \pm 0,12$	$12,11\% \pm 0,03\%$

Tabelle 7.1: Aus der Anpassung an die Spektrallinien aus Abbildung 7.2 folgende Ergebnisse für die Parameter der Gauß-Funktionen.

trallinien mit ihren tatsächlichen Energien ins Verhältnis gesetzt:

$$a_{\text{Skalierung}} = \frac{E_{55\text{Fe}-K_\alpha} - E_{\text{Argon-Escape}}}{\mu_{55\text{Fe}-K_\alpha} - \mu_{\text{Argon-Escape}}}. \quad (7.4)$$

Die Energien der beiden Spektrallinien sind in Abschnitt 4.2 aufgeführt, setzt man sie und die gemessenen Mittelwerte ein ergibt sich für den Skalierungsfaktor:

$$a_{\text{Skalierung}} = \frac{5,9 \text{ keV} - 2,9 \text{ keV}}{278,78 - 136,40} = 0,021. \quad (7.5)$$

Zu beachten ist hierbei, dieser Skalierungsfaktor nur für Messungen mit derselben Gasverstärkung gültig ist. Wird die Gasverstärkung variiert, muss der Skalierungs-

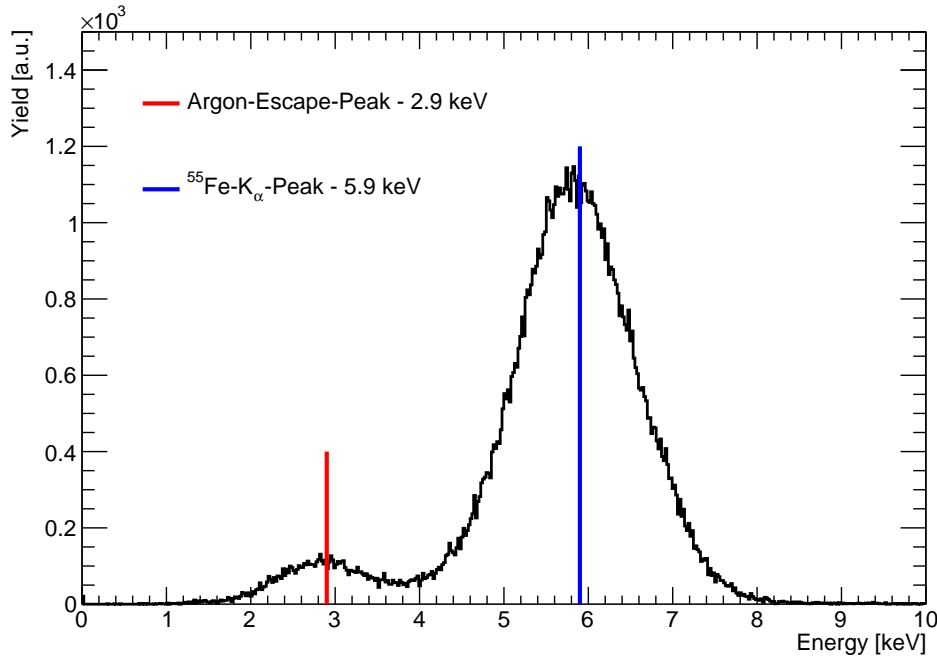


Abbildung 7.3: Auf Elektronenvolt skaliertes Energiespektrum eines ^{55}Fe -Strahlers.

faktor erneut bestimmt werden. Abbildung 7.3 zeigt das skalierte Energiespektrum aus Abbildung 7.1, mit den beiden zu erwartenden Spektrallinien zusätzlich markiert. Um die Energieauflösung der Prototypen gut bestimmen zu können, wurden mehrere Datensätze bei unterschiedlichen aber auch gleichen Spannungen nach dem zuvor beschriebenen Verfahren analysiert. Dabei ließen sich keine auffälligen Unterschiede zwischen den Prototypen erkennen und in der Energieauflösung zeigten sich nur marginale Unterschiede. Abbildung 7.4 zeigt eine Auswahl der Ergebnisse der Untersuchung der Energieauflösung. Die gemessenen Werte liegen abhängig vom Prototyp, der angelegten Spannung und dem verwendeten Gasgemisch bei 8-12% relativer Energieauflösung für die $^{55}\text{Fe-K}_\alpha$ -Linie. Zur besseren Einschätzung der resultierenden Werte, sollte eine Reihe von Abhängigkeiten beachtet werden. Eine unbeeinflusste, vollständige Untersuchung der Abhängigkeit der Energieauflösung von der Spannung ist nicht möglich, auf Grund des kleinen dynamischen Bereichs des SPADIC-ADCs. Die Energieauflösung hängt auch von der Wahl des Gasgemischs ab, im späteren Experiment wird ein Xenon- CO_2 und kein Argon- CO_2 Gemisch verwendet werden. Ein entscheidender Punkt der für eine realistische Einschätzung der Energieauflösung fehlt, ist eine ortsabhängige Untersuchung. Auf Grund des dünnen Eingangsfensters kommt es, durch Verformungen der Folie, auf Grund des Überdrucks in den Vieldrahtproportionalkammern, zu ortsabhängigen Variationen der Gasverstärkung, welche Einfluss auf die Energieauflösung nehmen können. Eine genauere Bestimmung der Energieauflösung mit einer guten Abschätzung der systematischen Fehler, sollte möglich sein, sobald die nächste Iteration des SPADICs - SPADIC v1.0 [SPA06] zur Verfügung steht. Mit dieser Version sollte es möglich sein

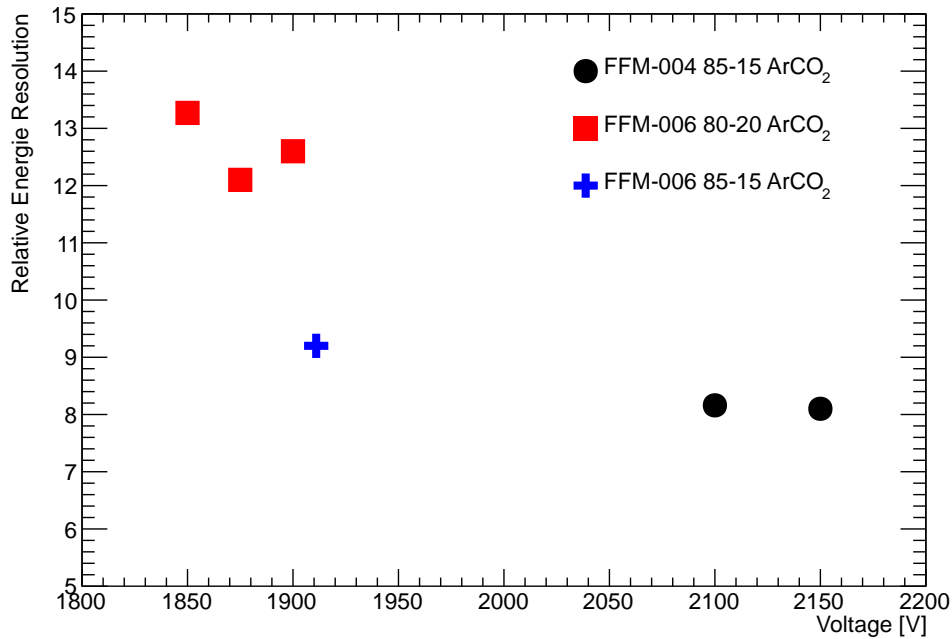


Abbildung 7.4: Energieauflösungen für verschiedene Messungen mit Variationen der Spannung, der Gasmischung und des Prototyps.

einen Prototypen mit mehreren SPADICs zu bestücken, sodass die gesamte Oberfläche gleichzeitig ausgelesen werden kann. Zusätzlich wird der SPADIC v1.0 einen größeren dynamischen Bereich haben, so dass die Einschränkungen durch selbigen deutlich reduziert werden sollten. Nichtsdestotrotz geben die bereits durchgeführten Messungen Aufschluss auf einen ungefähren Bereich, in dem die Energieauflösung liegt. Diese gemessenen Werte liegen in einem guten Bereich, so dass die Energieauflösung, sofern die Werte für einen großflächigen Prototypen über die gesamte Oberfläche hinweg reproduziert werden können, für Vieldrahtproportionalkammern angemessen ist.

7.2 Messung am Proton Synchrotron

Im folgenden Abschnitt werden kurz Ergebnisse der spektralen Energiemessungen am Proton Synchrotron vorgestellt werden. Dabei soll die Methodik der Standardanalyse von Messungen mit Vieldrahtproportionalkammern demonstriert werden, um die im darauf folgenden Kapitel präsentierten Ergebnisse einer alternativen Signalverarbeitung besser vergleichen zu können. Eine vollständige Analyse der am Proton Synchrotron 2011 und 2012 durchgeführten Messungen ist in [AreXX] zu finden. Im Folgenden werden Energiespektren gezeigt, welche aus Messungen der Strahlzeit 2012 resultieren, der zugehörige Messaufbau am Proton Synchrotron wurde in Abschnitt 4.3 beschrieben. Für die Messungen wurden FFM-010 und FFM-011 verwendet. Da für die Untersuchungen der alternativen Signalverarbeitung nur

die Ergebnisse relativ zur Standardanalyse relevant sind, wird dafür ein Datensatz mit gut verstandenem Folien-Radiator verwendet. Dementsprechend wird in dieser Abschnitt auch nur dieser Datensatz zur Demonstration der Standardanalyse präsentiert. Dabei handelt es sich um eine Messperiode mit FFM-011, einem 250 Folien-Radiator mit 0,5 mm Abstand zwischen den Folien. Während der Messperiode war der Magnet des Messpunktes am Proton Synchrotron so eingestellt, dass Elektronen und Pionen mit einem Impuls von 3 GeV/c gemessen wurden.

Die Standardanalyse der aufgenommenen Daten besteht aus mehreren Schritten. Die gemessenen Rohdaten durchlaufen den in Abschnitt 6.2 beschriebenen Korrekturalgorithmus, dabei werden prinzipiell für die gesamte Analyse die beiden äußersten Auslesepads auf Grund von induzierten Störsignalen nicht verwendet. Die korrigierten Daten der sechs verbleibenden Kanäle werden im nächsten Schritt integriert und ein Algorithmus sucht nach Ereignissen, in denen die Vieldrahtproportional-kammer von einem Teilchen getroffen wurde. Dazu muss die Amplitude des Kanals mit dem größten Signal einen Schwellenwert überschreiten, danach werden die Signale der zu dem Kanal am nächsten liegenden Auslesepads betrachtet. Liegen diese ebenfalls über einem Schwellenwert, welcher deutlich niedriger angesetzt ist als der erste, werden ihre Integrale zu dem des Maximalkanals addiert. Sofern die Signale der im Abstand zum Maximalkanal darauffolgenden Auslesepads auch oberhalb des Schwellenwerts liegen, aber niedriger sind als die der direkten Nachbarkanäle des Maximalkanals, werden ihre Integrale ebenfalls addiert. Die Summe dieser Integrale entspricht der im Detektor deponierten Energie des passierenden Teilchens. Die Abbildungen 7.5 und 7.6 veranschaulichen das beschriebene Prinzip exemplarisch. Zuletzt werden die zuvor bestimmten Energien mit der Art des Teilchens, welche mit den externen Detektoren zur Teilchenidentifizierung bestimmt wurde, gekennzeichnet und in einem Graph als separate Energiespektren aufgetragen. Abbildung 7.7 zeigt die Energiespektren der Elektronen in Rot und Pionen in Blau. Wie erwartet liegt die mittlere Energie der Elektronen, auf Grund der Übergangsstrahlung und des höheren Energieverlusts im Detektor, deutlich höher als die mittlere Energie der Pionen. Die eingezeichnete, schwarze, vertikale Linie markiert den Grenzwert der Energie, oberhalb welches sich 90% aller Elektronen befinden. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben liegt die für das CBM Experiment benötigte Elektroneneffizienz bei 90%. Die Leistung des Übergangsstrahlungsdetektors wird dann über die Pioneneffizienz, also dem Anteil der Pionen oberhalb dieser Elektroneneffizienzgrenze am Spektrum aller Pionen, definiert. Für die in Abbildung 7.7 gezeigte Messung ist dieser Anteil 62,5%, das heißt umgekehrt das 37,5% aller Pionen aussortiert werden könnten. An dieser Größe wird auch die im folgenden Kapitel vorgestellte Signalverarbeitung mit der „*Time over threshold*“ Methode gemessen.

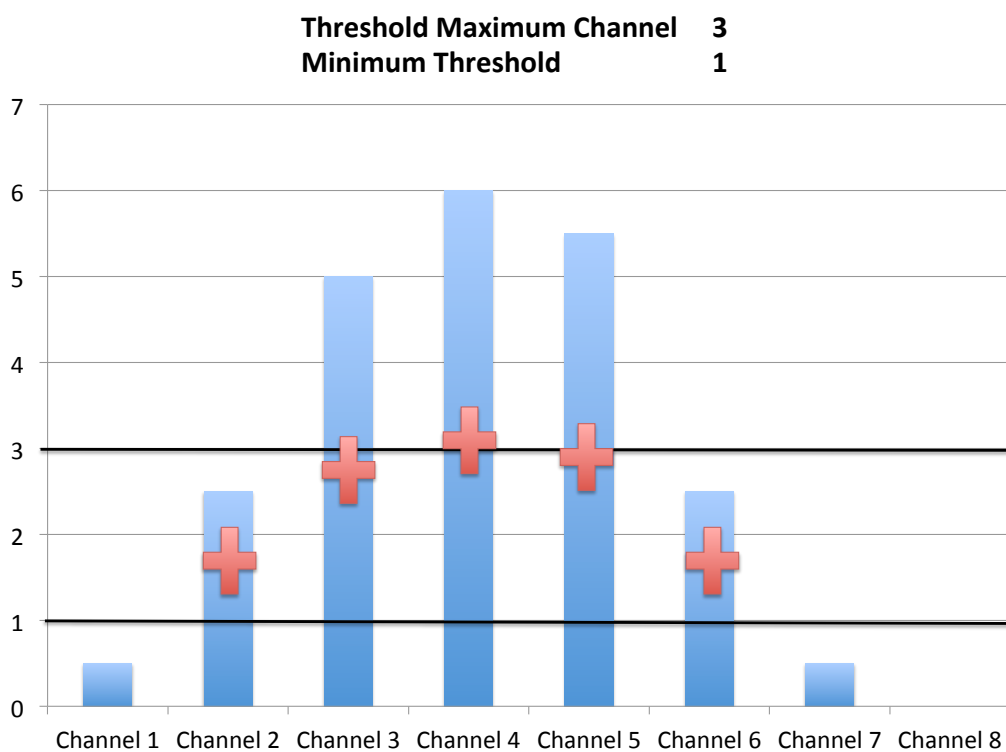


Abbildung 7.5: Kanal 4 ist der Maximalkanal, sein Signal überschreitet den angesetzten Schwellenwert für die Existenz eines Treffers. Die Signale der Kanäle 2,3,5 und 6 überschreiten die minimal Schwelle, erfüllen die restlichen Bedingungen ebenfalls und werden somit zum Maximalkanal addiert.

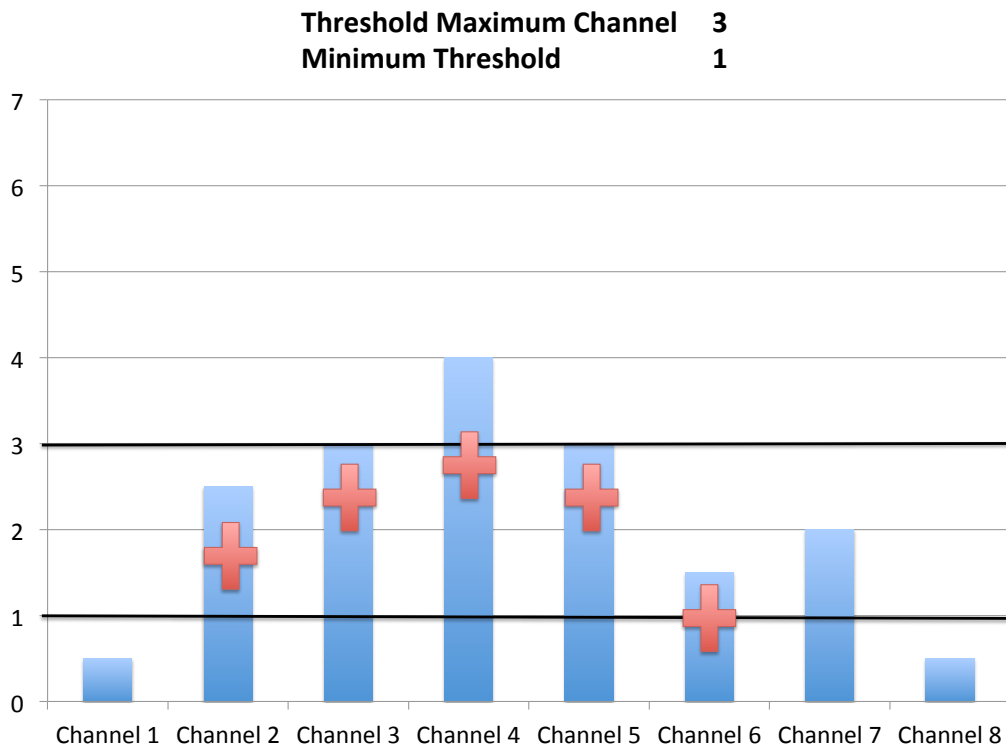


Abbildung 7.6: Kanal 4 ist der Maximalkanal, sein Signal überschreitet den angesetzten Schwellenwert für die Existenz eines Treffers. Die Signale der Kanäle 2,3,5 und 6 überschreiten die Minimalschwelle, erfüllen die restlichen Bedingungen ebenfalls und werden somit zum Maximalkanal addiert. Das Signal von Kanal 7 überschreitet die Minimalschwelle auch, ist jedoch größer als das Signal von Kanal 6, kann daher physikalisch nicht zu dem Treffer von Kanal 4 gehören und wird somit nicht addiert.

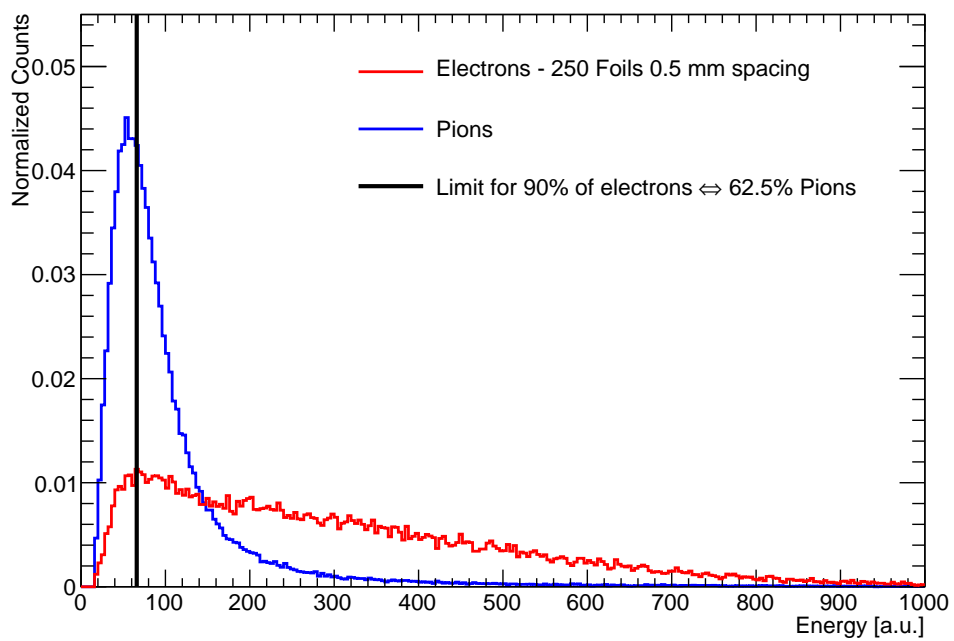


Abbildung 7.7: Energiespektren der Elektronen und Pionen für eine Messperiode mit einem regulären 250 Folien Radiator. In Schwarz ist die Grenzlinie eingezeichnet oberhalb derer sich 90% aller gemessenen Elektronen befinden.

8 Time over threshold

In diesem Kapitel wird eine alternative Methode der Signalverarbeitung vorgestellt und im Vergleich zur *Sampling*-Methode¹ getestet. Wie in Abschnitt 2.2 bereits angesprochen, stellen die hohen Ereignis- und Trefferraten nicht nur für die Detektoren selbst eine Herausforderung dar, sondern auch für die Ausleseelektronik inklusive des Datentransfers, sowie der Datenspeicherung. Die *Sampling*-Methode beinhaltet sehr viel Information über das von der Vieldrahtproportionalalkammer erzeugte Signal, dadurch wird eine große Datenmenge für einzelne Ereignisse erzeugt. Zusätzlich benötigen Analog-Digital-Wandler mit ausreichender Anzahl an Bits² viel Strom und der Preis der Analog-Digital-Wandler skaliert stark mit der Anzahl der Bits. Auf Grundlage dieser Problemstellungen werden verschiedene alternative Signalverarbeitungsmethoden innerhalb der CBM Kollaboration diskutiert. Eine mögliche Alternative ist die *Time over threshold* Methode. Bei dieser Methode wird die Zeit gemessen, die sich die Amplitude des Signals oberhalb eines definierten Schwellenwerts befindet. Aus der gemessenen Zeit kann dann in der Analyse die Amplitude selbst bestimmt werden. Als Grundlage für die *Time over threshold* Methode dient die Annahme, dass die Länge des Signals mit der Amplitude, beziehungsweise dem Integral der Amplitude korreliert ist. Der Vorteil gegenüber der *Sampling*-Methode liegt in der kleinen Datenmenge, die pro Signal digitalisiert und gespeichert werden muss. Anstatt das komplette Signal in Form von circa 50 Integerwerten zu speichern, wird bei der *Time over threshold* Methode lediglich ein Integerwert digitalisiert und gespeichert pro Signal. Im Folgenden werden zunächst die Korrelationen zwischen Zeit und Amplitude demonstriert und danach die Leistungsfähigkeit der *Time over threshold* Methode im Vergleich zur *Sampling*-Methode anhand der in Kapitel 7 vorgestellten Leistungskriterien diskutiert. Bei der durchgeführten Untersuchung der Methode ist zu beachten, dass SPADICs v0.3 als Ausleseelektronik verwendet wurden und die *Time over threshold* Methode in der Analyse nur über Software Algorithmen genutzt wurde. Der Ablauf der Analyse wird ebenfalls im Folgenden demonstriert und diskutiert.

¹Die *Sampling*-Methode ist das gängige Verfahren zur Auslese von Übergangsstrahlungsdetektoren mit Vieldrahtproportionalalkammern in Schwerionen-Experimenten [And11]. Bei diesem Verfahren wird das von der Vieldrahtproportionalalkammer kommende Signal von einem Analog-Digital-Wandler abgetastet und digitalisiert.

²Die Energieauflösung und der dynamische Bereich sind direkt mit der Anzahl der Bits des Analog-Digital-Wandlers gekoppelt.

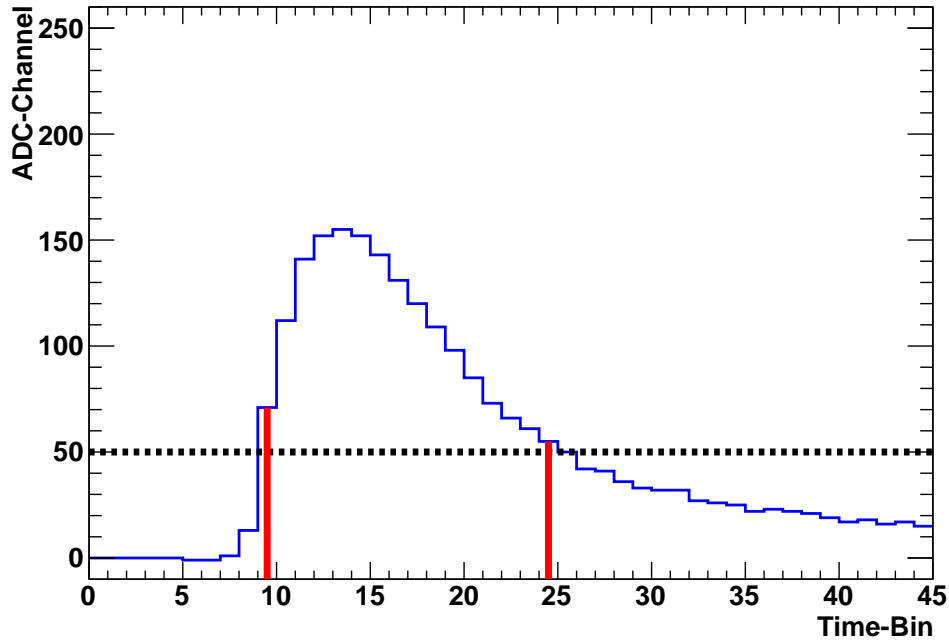


Abbildung 8.1: Demonstration der *Time over threshold* Methode, anhand eines einzelnen Signals. Die schwarze Linie steht für die Schwelle. Zwischen den beiden roten Linien befindet sich das Signal oberhalb der Schwelle, sie signalisieren die Zeit über der Schwelle.

8.1 Methodik

Prinzipiell ist die Signalverarbeitung mit der *Time over threshold* Methode auf Hardware sowie Software Basis möglich. Zum aktuellen Zeitpunkt existiert jedoch keine *Time over threshold* basierte Ausleseelektronik für Vieldrahtproportionalkammern des CBM-TRDs. Die Software basierte *Time over threshold* Signalverarbeitung nutzt das mit den SPADICs digitalisierte Signal und misst dessen Länge. Abbildung 8.1 veranschaulicht das Prinzip der *Time over threshold* Methode. Die schwarze, gepunktete Linie stellt die Schwelle dar. Die beiden roten Linien signalisieren die Time-Bins in denen zuerst und zuletzt die Schwelle von der Signalamplitude überschritten wird. Zur Charakterisierung des Signals wird die Zeit beziehungsweise die Anzahl an Time-Bins zwischen den beiden roten Linien gemessen. Dieser Wert wird in die in Kapitel 7 vorgestellten Werte zur Generierung von Energiespektren konvertiert und entsprechend kann dann ein Energiespektrum erstellt werden. Das detaillierte Verfahren der Konvertierung wird im weiteren Verlauf vorgestellt. Für die *Time over threshold* Analyse ist die Energieauflösung, der integrierten Signale, im Vergleich zur Zeitauflösung deutlich zu hoch, daher wird diese um den Faktor 10 in der Analyse reduziert. Für die Integration werden die Signale von Time-Bin 8 bis 35 integriert, die Zeit wird in demselben Bereich gemessen. Zusätzlich wird, primär für die Daten der Messungen am Proton Synchrotron, ein Schnitt auf den Zeitpunkt der ansteigende Flanke angesetzt. Dieser Zeitpunkt kann, auf Grund des externen

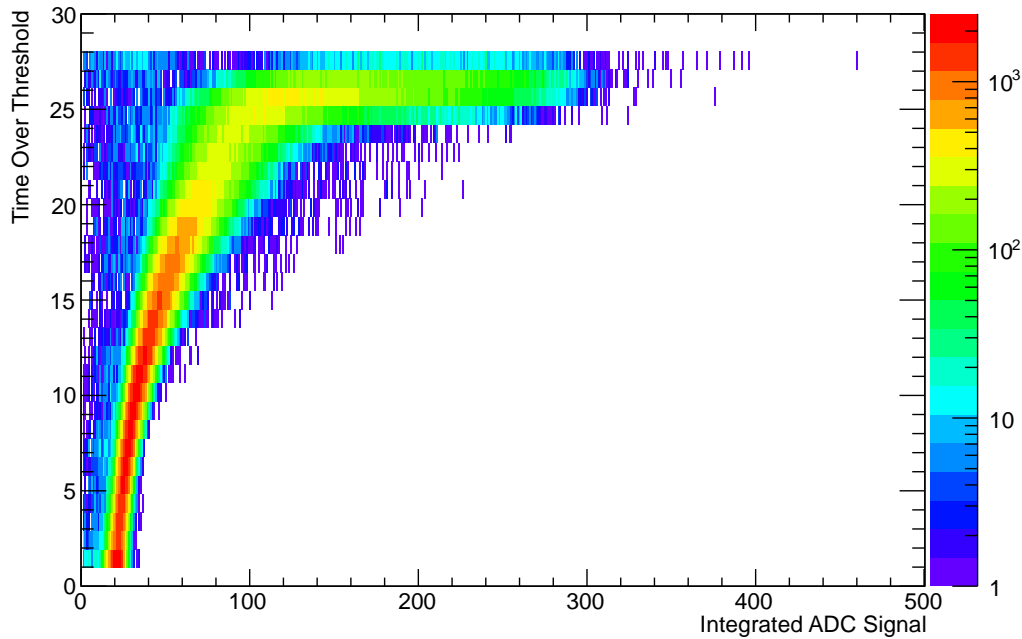


Abbildung 8.2: Zeit über der Schwelle aufgetragen gegen das Integral des entsprechenden Signals. Erstellt aus Strahlzeitdaten, bei einem Schwellenwert von 15.

Auslösesignale, variieren. Für die Messungen werden nur Signale akzeptiert, deren ansteigende Flanke im Bereich von Time-Bin 8 bis 15 liegt.

Zunächst gilt es die Annahme der Korrelation zwischen Amplitude beziehungsweise Integral und Breite des Signals zu überprüfen. Abbildung 8.2 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Zeit über der Schwelle vom Integral des abgetasteten Signals für einen Schwellenwert von 15. Bis das Integral des Signals Werte über 60 annimmt lässt sich eine deutliche Korrelation zwischen der Zeit und dem Integral erkennen. Danach werden die Verteilungen der Integrals sehr breit und zeigen keine quantitative Korrelation mehr. Abbildung 8.3 zeigt den gleichen Graphen wie Abbildung 8.2 jedoch für einen Schwellenwert von 50. Die Korrelation zwischen Integral und Zeit verläuft hier weniger steil ansteigend im Verhältnis zum Verlauf bei einem Schwellenwert von 15. Dadurch saturiert die Abhängigkeit zu hohen Zeit- und Integral-Werten nicht und hohe Energien können über die Breite des Signals gemessen werden. Da jedoch alle Signale deren Amplitude den gewählten Schwellenwert nicht überschreitet verloren gehen, ist die *Time over threshold* Methode mit einem Schwellenwert von 50 ebenfalls nicht durchführbar. Eine Kombination zweier Schwellenwerte löst diese Problematik, dazu wird ein niedriger Schwellenwert, knapp über dem Rauschen für kleine Signale gewählt. Ergänzt wird dieser dann durch einen zweiten Schwellenwert, der so gewählt wird, dass er höhere Signalamplituden abdecken kann ohne zu saturieren. Bei der Messung ist der niedrigere Schwellenwert aktiv, so lange der höhere nicht überschritten wird. Wird der höhere Schwellenwert gekreuzt, wird nur noch

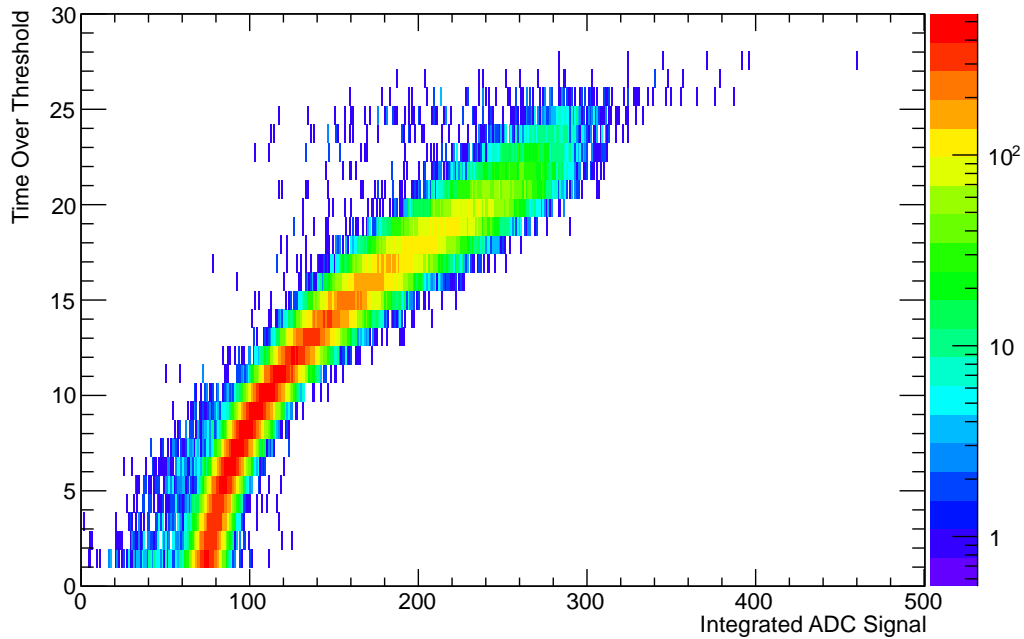


Abbildung 8.3: Zeit über der Schwelle aufgetragen gegen das Integral des entsprechenden Signals. Erstellt aus Strahlzeitdaten, bei einem Schwellenwert von 50.

die Zeit oberhalb der höheren Schwelle gemessen. Abbildung 8.4 veranschaulicht die Problematik der Schwellenwerte anhand der gemessenen Amplitudenverläufe. Die untere, schwarze Linie entspricht dem Schwellenwert von 15, eine Vielzahl von Signalen kreuzt die Linie nur bei der ansteigenden Flanke und bleibt danach oberhalb von ihr. Für einen Schwellenwert von 50 gilt dies nicht, nahezu alle Signale deren ansteigende Flanke die Linie überquert, kreuzen die Linie auch mit ihrer fallenden Flanke. Dadurch ist eine Kombination beider Schwellenwerte in der Lage, den dynamischen Bereich des SPADICs v0.3 vollständig abzudecken.

Der nächste Schritt in Richtung der eigentlichen Messung ist es: einen quantitativen Zusammenhang zwischen Integral und gemessener Zeit zu erstellen. Dazu wird zunächst der Erwartungswert der Zeit zu jedem möglichen Amplitudenintegral berechnet. Um den Einfluss der Form des Energiespektrums so gering wie möglich zu halten, wird nicht einfach direkt der Erwartungswert des Integrals für eine gemessene Zeit berechnet, sondern zunächst die mittleren Zeiten für alle Integral berechnet. Dadurch werden die Beiträge der Energien zur Korrelation zwischen Zeit und Energie und normiert. Die Erwartungswerte der Zeit für definierte Integrale werden in Abbildung 8.5 gezeigt. Die zugehörigen Fehler entsprechen der Wurzel aus der Varianz der einzelnen Zeitverteilungen. Abgesehen von den oberen und unteren Randwerten für die Integrale, entsprechen die gemessenen Zeitverteilungen in guter Näherung Normalverteilungen. In Abbildung 8.6 sind beispielhaft fünf Verteilungen der Zeit aufgetragen. Die Verbreiterung der Verteilungen zu den oberen und unteren Rand-

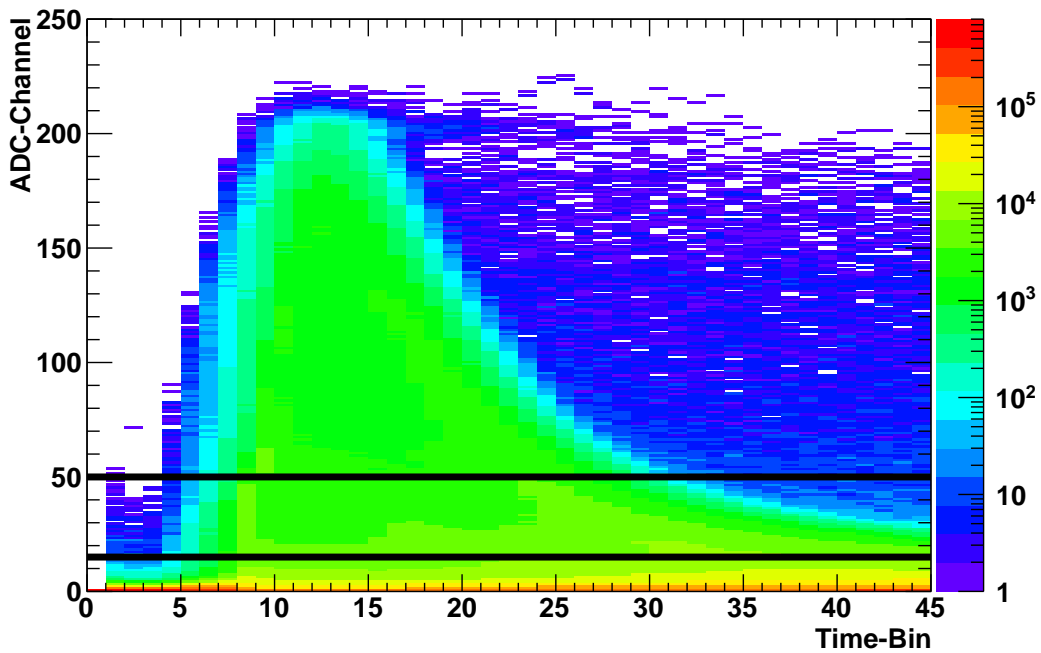


Abbildung 8.4: Ca. 100.000 korrigierte Ereignisse einer Messung mit einem ^{55}Fe -Strahler. In Schwarz sind die Schwellenwerte 15 und 50 eingezeichnet.

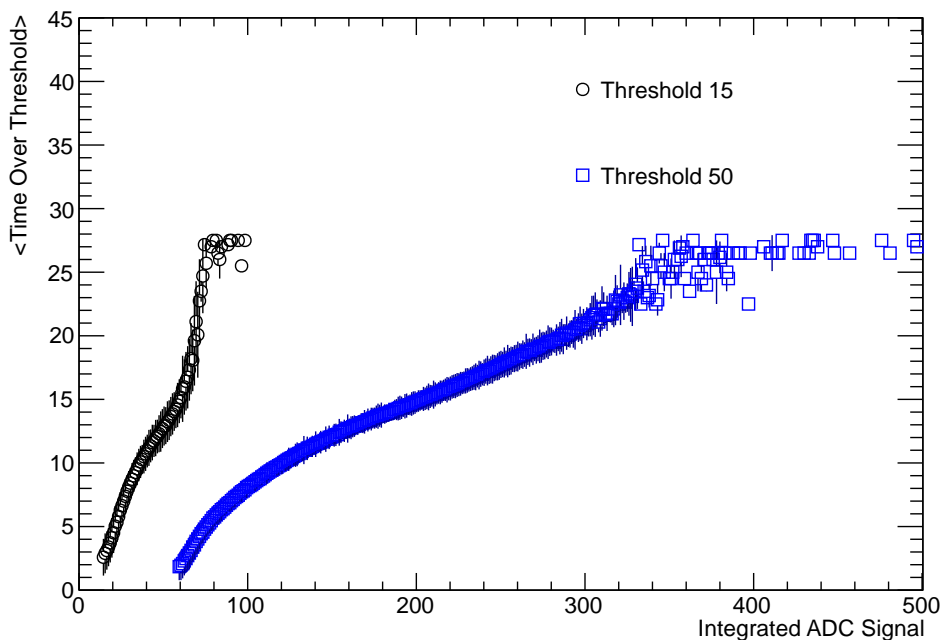


Abbildung 8.5: Erwartungswerte der Zeit über dem Schwellenwert für definierte Integrale. Berechnet aus einer Messung im Labor mit einem ^{55}Fe -Strahler. Die gezeigten Fehler entsprechen der Wurzel aus der Varianz der Zeitverteilungen für die jeweiligen Integrale.

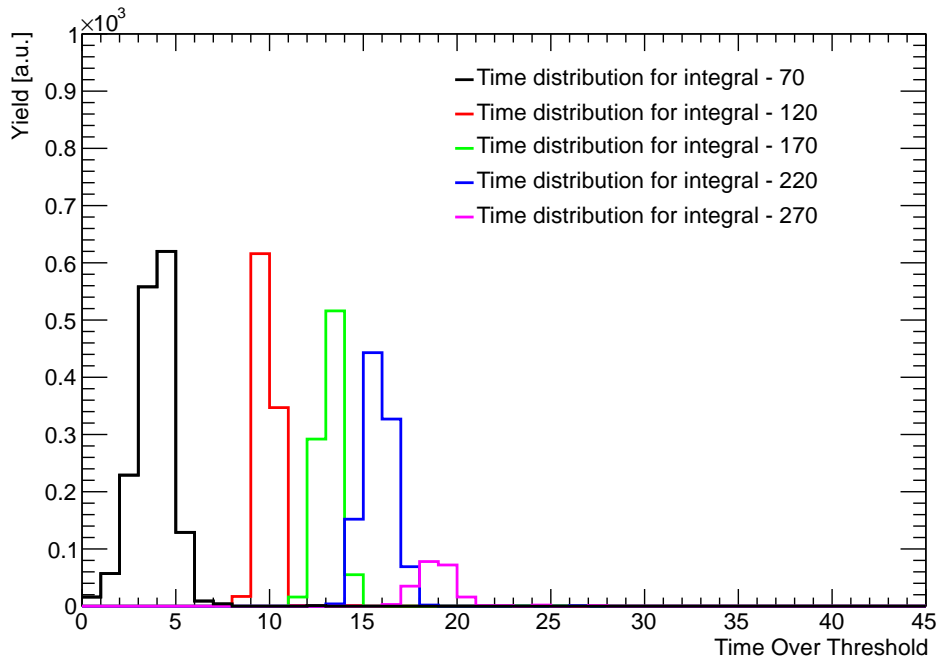


Abbildung 8.6: Fünf Zeitverteilungen für unterschiedliche Integrale, die entsprechende Zugehörigkeit kann der Legende entnommen werden. Die Verteilungen sind mit einem Schwellenwert von 50 im Labor gemessen.

werten lässt sich deutlich erkennen. Auch der potentielle Einfluss durch die Form des Energiespektrums ist zu erkennen, anhand der Anzahl der Einträge für die einzelnen Integrale. Aus den in Abbildung 8.5 gezeigten Ergebnissen lassen sich, über ein gewichtetes Mittel oder eine lineare Extrapolation³, ganzen Zeitwerten Integral-Werte zuweisen. Abbildung 8.7 entspricht also einer Umrechnungstabelle für gemessene Zeiten in zugehörige Integrale. Die Ergebnisse der gemessenen Zeitspektren gefaltet durch die Wertepaare aus Abbildung 8.7 werden im folgenden Abschnitt präsentiert.

8.2 Energiespektren der *Time over threshold*

Methode

Mit der *Time over threshold* Methode zur Signalverarbeitung wurden Messungen im Labor mit einer ^{55}Fe -Quelle, sowie Daten von Messungen am Proton Synchrotron analysiert. Die Ergebnisse der Analysen mit den unterschiedlichen Methoden werden soweit möglich miteinander verglichen.

Abbildung 8.8 zeigt die Energiespektren einer ^{55}Fe -Quelle für die Sampling-Methode mit integrierten Signalen in Schwarz und für die *Time over threshold* Methode mit einem Schwellenwert bei 15 und einem bei 50 in Rot. Visuell sind nur geringfügige Unterschiede zu erkennen. Die auftretenden Fluktuation resultieren aus der geringe-

³Beide Methoden zeigen nahezu exakt dieselben Ergebnisse.

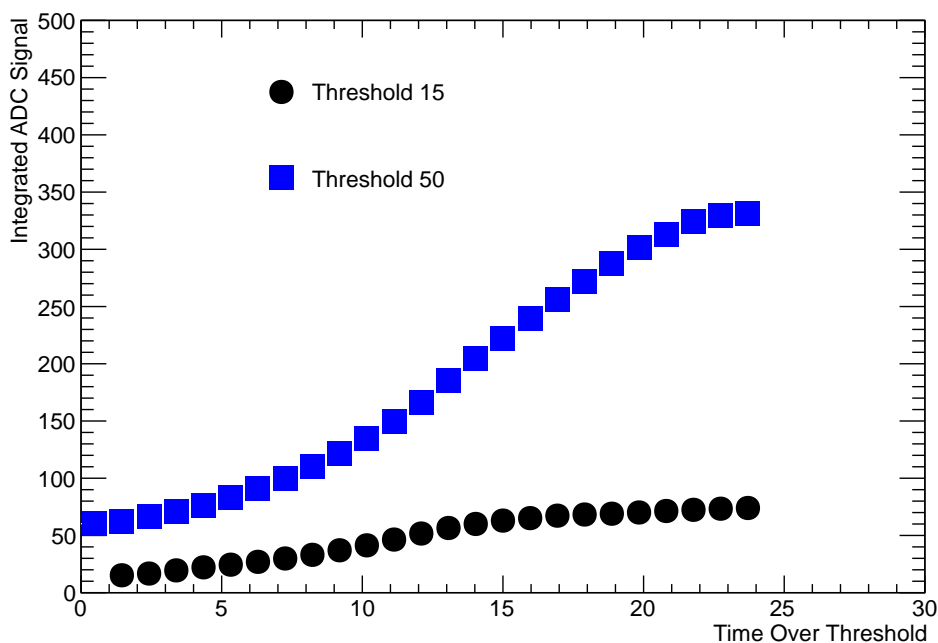


Abbildung 8.7: Graph zur Umrechnung von gemessenen Zeiten über der Schwelle in Integrale. Erstellt aus den Daten von Abbildung 8.5.

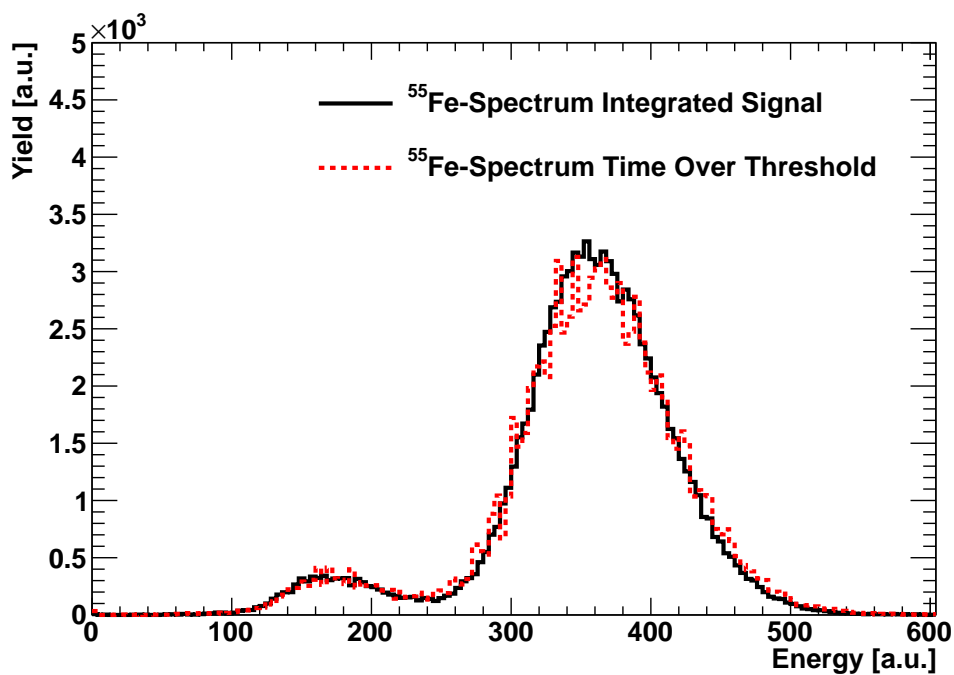


Abbildung 8.8: Energiespektren einer ^{55}Fe -Quelle mit der Sampling-Methode (schwarz) und der *Time over threshold* Methode (rot) erstellt.

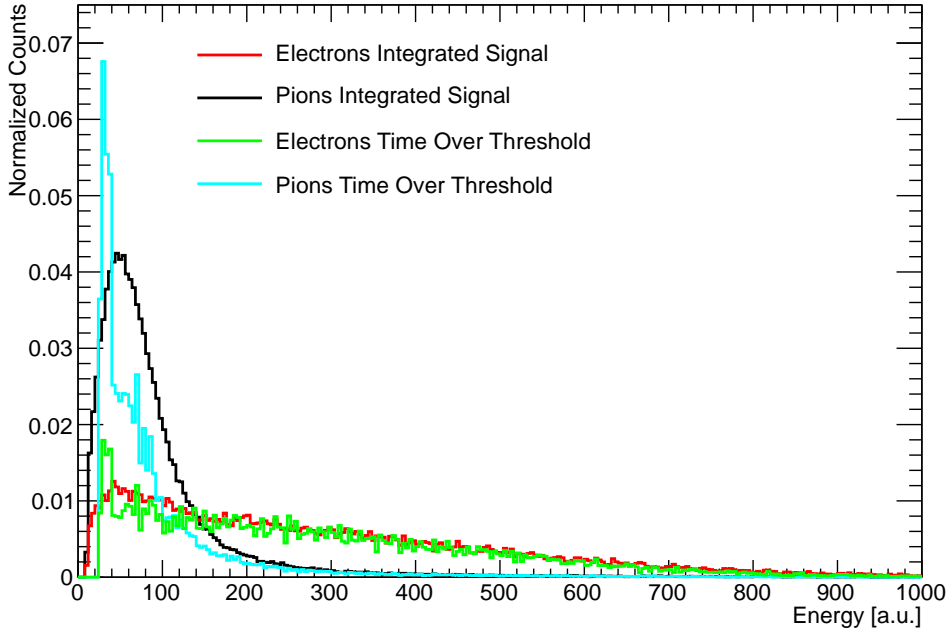


Abbildung 8.9: Energiespektren für Elektronen und Pionen einer Messperiode am Proton Synchrotron, die Spektren für beide Methoden sind aufgetragen und in der Legende zugeordnet. Die Schwellenwerte der *Time over threshold* Methode sind 15 und 50 ADC-Kanäle

ren Anzahl an diskreten Werten in denen die Energie gemessen werden kann bei der *Time over threshold* Methode. Zum quantitativen Vergleich wird mit der Methode aus Abschnitt 7.1 die Energieauflösung der Analysen bestimmt. Für das Spektrum aus den integrierten Signalen ergibt sich eine Energieauflösung von:

$$\Delta E_{Int} = \frac{\sigma}{\mu} = \frac{45,99 \pm 0,16}{363,90 \pm 0,14} = 12,63 \pm 0,03\%. \quad (8.1)$$

Für das Spektrum aus den Zeiten über der Schwelle liegt die Energieauflösung bei:

$$\Delta E_{ToT} = \frac{\sigma}{\mu} = \frac{49,07 \pm 0,17}{365,31 \pm 0,18} = 13,40 \pm 0,04\%. \quad (8.2)$$

Die Energieauflösung bei der *Time over threshold* Methode ist also knapp ein Prozent schlechter als die der Sampling-Methode. Sie liegt jedoch im akzeptablen bis guten Bereich für eine Vieldrahtproportionalkammer.

Zuletzt wird nun die Elektronen- und Pioneneffizienz der *Time over threshold* Methode untersucht. Dazu werden die Elektronen- und Pionen Energiespektren mit der *Time over threshold* Methode erzeugt. Zunächst werden die bei der ^{55}Fe -Quelle erfolgreich verwendeten Einstellungen übernommen und getestet. Die Schwellenwerte der *Time over threshold* Methode liegen also bei 15 und 50 ADC-Kanälen. Abbildung 8.9 zeigt die in Abschnitt 7.2 präsentierten Energiespektren und die gleichen Energiespektren mit der *Time over threshold* Methode erzeugt. Bei hohen

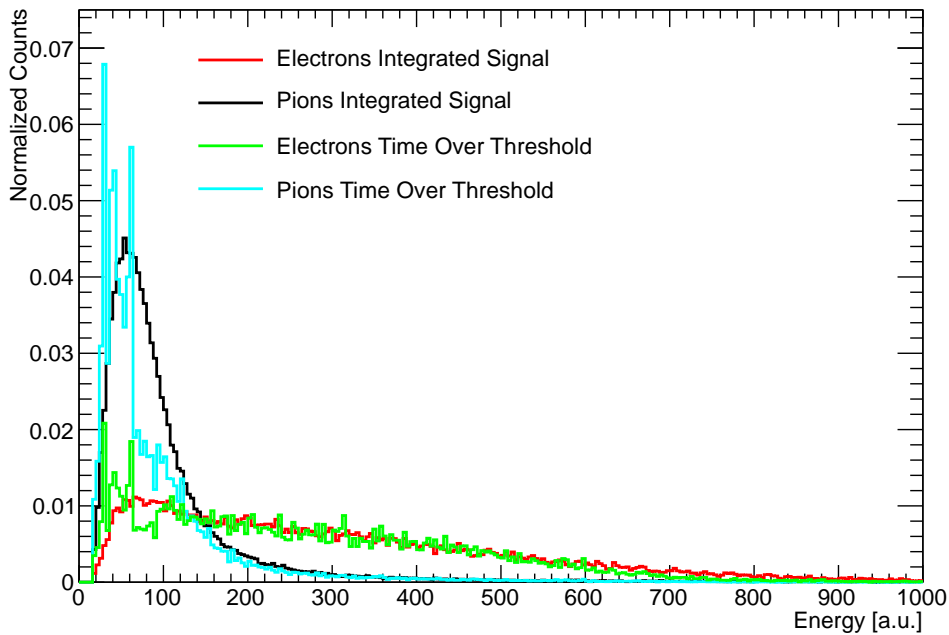


Abbildung 8.10: Energiespektren für Elektronen und Pionen einer Messperiode am Proton Synchrotron, die Spektren für beide Methoden sind aufgetragen und in der Legende zugeordnet. Die Schwellenwerte der *Time over threshold* Methode sind 5 und 40 ADC-Kanäle

Energien gleicht der Verlauf der Spektren der unterschiedlichen Methoden sich bis auf einige kleine Fluktuationen sehr. Bei niedrigen Energien zeigen die *Time over threshold* Spektren allerdings unphysikalische Formen. Durch die Betrachtung der Ereignisse mit niedrigeren Energien fällt auf, dass die *Time over threshold* Methode diese nicht gut übersetzen kann. Viele kleine Signale werden nicht registriert und die zunächst vom Detektor gemessene Energie geht in der Analyse verloren. Durch diese Problematik entstehen die unphysikalischen Formen der Spektren. Der Versuch diese Problematik durch einen niedrigeren unteren Schwellenwert zu korrigieren ist nicht erfolgreich. Abbildung 8.10 zeigt die gleichen Spektren wie Abbildung 8.9, allerdings wurde die *Time over threshold* Methode mit Schwellenwerten von 5 und 40 durchgeführt. Der untere Schwellenwert wurde tiefer als zuvor gewählt um weniger kleine Signale zu verlieren, der obere Schwellenwert muss darauf korrigiert werden um den dynamischen Bereich vollständig abdecken zu können und Lücken in ihm zu vermeiden. Die Grenzenergie, ab der die *Time over threshold* Spektren unphysikalisch werden, kann zwar leicht zu niedrigeren Energien verschoben werden, liegt jedoch nach wie vor deutlich oberhalb des Maximums der Pionenverteilung. Zusätzlich geht durch die niedrigere obere Schwelle Energieauflösung zu höheren Werten hin verloren. Bei genauer Betrachtung der Verläufe der Elektronenspektren aus Abbildung 8.9 und 8.10 ist ein Abfall der Anzahl der gemessenen Elektronen bei hohen Energien zu beobachten. Bei den gewählten Schwellen liegt dieser Abfall zwar noch

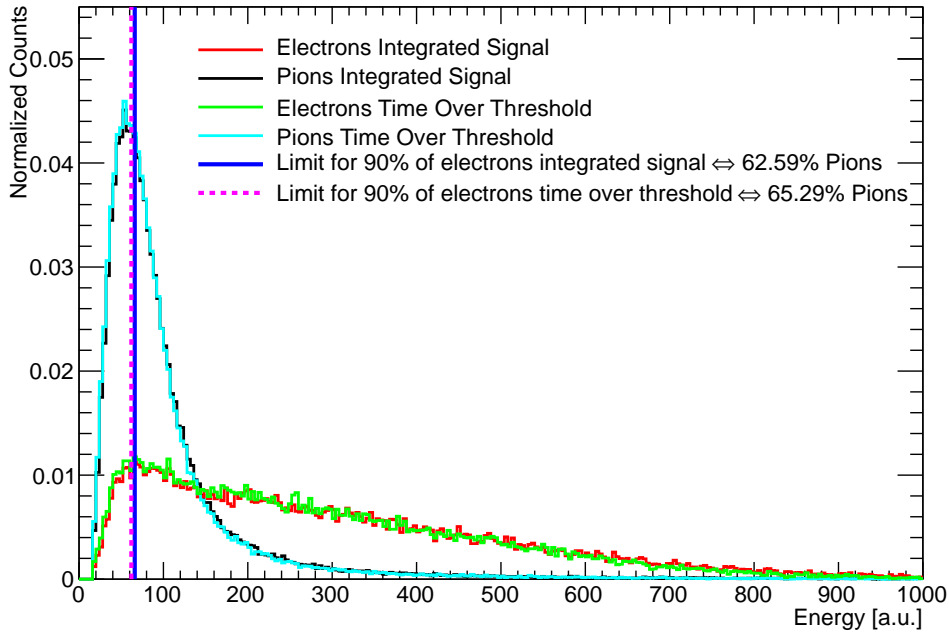


Abbildung 8.11: Energiespektren für Elektronen und Pionen einer Messperiode am Proton Synchrotron, die Spektren für beide Methoden sind aufgetragen und in der Legende zugeordnet. Das *Time over threshold* Spektrum ist eine Kombination beider Methoden, unterhalb des Schwellenwerts von 50 wird das Signal direkt integriert, oberhalb wird die normale *Time over threshold* Methode angewendet.

oberhalb relevanter Energiebereiche, auf Grund des geringen Pionen Anteils in besagten Bereichen, würden die Schwellenwerte jedoch noch niedriger gewählt, würde der Grenzpunkt sich zu relevanten Energiebereichen hin verschieben.

Aus den obigen Ergebnissen lässt sich folgern, dass die *Time over threshold* Methode vor allem niedrige Energien nicht bzw. schlecht auflöst. Diese Erkenntnis steht nicht im Widerspruch mit den gemessenen ^{55}Fe -Spektren, da deren Spektrallinien erst oberhalb der problematischen Energiebereiche einsetzen. Um diese Problematik zu umgehen, wird die *Time over threshold* Methode mit der Sampling-Methode kombiniert, so dass Signale deren Amplitude eine Schwelle von 50 nicht überschreitet abgetastet und integriert werden und entsprechend die Signale oberhalb dieser Schwelle mit der *Time over threshold* Methode analysiert werden. In der Anwendung könnte dieser Ansatz der Kombination eines 6-Bit⁴ Analog-Digital-Wandlers mit der *Time over threshold* Methode entsprechen, wobei im Detail die Zeit oberhalb der maximal Amplitude des Analog-Digital-Wandlers gemessen werden würde. Abbildung 8.11 zeigt das Ergebnis dieser Art der Signalverarbeitung im Vergleich zur Sampling-Methode. Die resultierenden Energiespektren entsprechen nahezu exakt dem Verlauf der Energiespektren aus der Sampling-Methode und zeigen somit

⁴Entspricht 64 ADC-Kanälen und würde somit die in Abbildung 8.11 gewählte Schwelle ermöglichen.

auch einen physikalisch sinnvollen Verlauf. Die Bestimmung der Elektronen- und Pioneneffizienz zeigt, dass die Pionen-Unterdrückung mit der kombinierten *Time over threshold* Methode leicht schlechter ist, die Pioneneffizienz liegt bei 65,29% statt 62,5% aus der Sampling-Methode. Dieses Ergebnis deckt sich mit der leicht schlechteren Energieauflösung aus den Messungen mit einem ^{55}Fe -Strahler. Die Aussagekraft dieses quantitativen Vergleichs wird nun im Fazit zur Signalverarbeitung mit der *Time over threshold* Methode diskutiert.

8.3 Fazit

Prinzipiell schließt der Vergleich der beiden Signalverarbeitungsmethoden keine gänzlich aus. Die Sampling-Methode zeigt, wie zu erwarten war, eine leicht bessere Energieauflösung und Pioneneffizienz. In den verwendeten Konfigurationen würde die *Time over threshold* Methode die Datenmenge hingegen drastisch, von 45 ausgelesenen Werten auf zwei Werte, reduzieren, sofern sie alleinstehend betrieben werden kann. Für den alleinstehenden Betrieb existiert jedoch bisher kein konkreter Ansatz zur Hardwareentwicklung für den CBM-TRD. Eine Kombination beider Methoden scheint auf Basis der präsentierten Ergebnisse und den gegebenen Zeitskalen des CBM Experiments realistisch entwickelbar und nutzbar. Diese Form der Signalverarbeitung bringt den Vorteil mit sich, dass der benötigte Analog-Digital-Wandler von 11- bis 13-Bit auf 6-Bit reduziert werden könnte. Damit würden die Kosten für die Ausleseelektronik in der Produktion und im Betrieb reduziert werden.

In der Bewertung der präsentierten Energieauflösungen, sowie Teilcheneffizienzen muss jedoch die fehlende Optimierung des Auslesesystems kritisch bedacht werden. Eine höhere Zeitauflösung bei der Messung der Zeit über der Schwelle verbessert, in gewissem Maße, direkt die Energieauflösung der *Time over threshold* Methode. Die Zeitauflösung des SPADIC v0.3 ist mit 40 ns nicht am oberen Ende der Möglichkeiten angesiedelt. Auch für ein kombiniertes Verfahren könnte die Zeitauflösung ohne hohen Aufwand verbessert werden [Arm11]. Eine optimierte Signalform mit einem numerisch besser zu beschreibenden Signal, wie in [Dil10], könnte ebenfalls vorteilhafte Auswirkungen auf die Ergebnisse der *Time over threshold* Methode haben. Darüber hinaus ist zu beachten, dass die hier präsentierten Ergebnisse mit einer Software basierten *Time over threshold* Methode erzeugt wurden und die verwendeten Daten zuvor auf Basis der durch die Sampling-Methode gewonnenen Information korrigiert und sortiert wurden. Mit einer reinen *Time over threshold* Signalverarbeitung, wäre die angewendeten Korrekturen nicht möglich und die Qualität der Rohdaten müsste deutlich gesteigert werden. Es bedarf also für robustere Aussagen weiterer Untersuchungen, gekoppelt mit auf die *Time over threshold* Signalverarbeitung spezialisierter Elektronik.

9 Zusammenfassung und Fazit

In dieser Arbeit sind Ergebnisse zur Charakterisierung von Prototypen für den Übergangstrahlungsdetektor des CBM Experiments in Kapitel 5 und 7 zu finden. Im Rahmen der Signalanalyse der TRD-Prototypen für das CBM Experiment wurde ein Korrekturalgorithmus für die im Labor und am Proton Synchrotron genommenen Daten entwickelt. Die Funktionsweise und Leistungsfähigkeit des Algorithmus ist ausführlich in Kapitel 6 beschrieben. In Kapitel 8 sind die Ergebnisse der Untersuchung der *Time over threshold* Methode, als alternative Signalverarbeitungsmethode, dokumentiert und kritisch diskutiert.

Bezüglich der Charakterisierung der Prototypen ergeben die Untersuchungen eine gute Energieauflösung der Prototypen. Der entwickelte Korrekturalgorithmus arbeitet effizient und bildet eine gute Basis für die Analyse der gemessenen Daten. Die *Time over threshold* Methode kann in verschiedenen Ansätzen als mögliche Alternative in der Signalverarbeitung betrachtet werden, bedarf jedoch weiteren Untersuchungen und Analysen, wie aus dem separaten Fazit in Abschnitt 8.3 zu entnehmen ist.

Literatur

- [And09] *Private communication with A. Andronic.* 2009.
- [And11] A. Andronic und J.P. Wessels. „*Transition Radiation Detectors*“. In: *arXiv:1111.4188 Instrumentation and Detectors* (Nov. 2011).
- [AreXX] A. Arend. „*Optimization of a Transition Radiation Detector for the Compressed Baryonic Matter Experiment*“. Dissertation. Unveröffentlicht - laufende Arbeiten.
- [Arm11] *Private communication with T. Armbruster.* 2011.
- [ATL12] The ATLAS Collaboration. „*Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*“. In: *Physical Letters B* 716.1 (Sep. 2012), S. 1–29.
- [BalXX] T. Ballé. Bachelor Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Unveröffentlicht - laufende Arbeiten.
- [Blu08] W. Blum, W. Riegler und L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Second Edition. Springer, 2008.
- [BNL05] Brookhaven National Laboratory. *Hunting the Quark Gluon Plasma. Assessments by the experimental collaborations. Results from the first 3 years at RHIC.* 2005.
- [Bru97] R. Brun und F. Rademakers. „*ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*“. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 389 (1997), S. 81–86. URL: <http://root.cern.ch/>.
- [CBM05] The CBM Collaboration. *Technical Status Report CBM experiment.* 2005.
- [CBM11] B. Friman, C. Höhne, J. Knoll, S. Leupold, J. Randrup, R. Rapp und P. Senger. *The CBM Physics Book*. First Edition. Springer, 2011.
- [CER00] CERN Press Office. „*New State of Matter created at CERN*“. In: (Feb. 2000).
- [Che74] M.L. Cherry, G. Hartmann, Dietrich Müller und T.A. Prince. „*Transition Radiation from relativistic electrons in periodic radiators*“. In: *Physical Review D* 10.11 (Dez. 1974).

- [CMS12] The CMS Collaboration. „*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*“. In: *Physical Letters B* 716.1 (Sep. 2012), S. 30–61.
- [Dil10] P. Dillenseger. „Entwicklung eines Teststands zur Untersuchung von Transition-Radiation-Detektoren für das CBM-Experiment“. Bachelor Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Nov. 2010.
- [Ems13a] D. Emschermann. „*Development of the Münster CBM TRD prototypes and update of the TRD geometry to version v13a*“. In: *CBM Progress Report 2012* (2013).
- [Ems13b] D. Emschermann. „*Common CBM beam test of the RICH, TRD and TOF subsystems at the CERN PS T9 beam line in 2012*“. In: *GSI Scientific Report 2012* (2013).
- [Fab75] C.W. Fabjan und W. Struczinski. „*Coherent emission of transition radiation in periodic radiators*“. In: *Physics Letters B* 57.5 (1975), S. 483–486. ISSN: 0370-2693.
- [Fab77] C.W. Fabjan. „*Transition radiation spectra from randomly spaced interfaces*“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 146.2 (1977), S. 343–346. ISSN: 0029-554X.
- [FAI09] FAIR-Board. *FAIR Green Paper - The Modularized Start Version*. 2009.
- [Gat79] E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno und P. Semenza. „*Optimum geometry for strip cathodes or grids in {MWPC} for avalanche localization along the anode wires*“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 163.1 (1979), S. 83–92. ISSN: 0029-554X.
- [Gin45] V.L. Ginzburg und I.M. Frank. „*Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another*“. In: *J.Phys. (USSR)* 9 (1945), S. 353–362.
- [GMa64] M. Gell-Mann. „*A schematic model of baryons and mesons*“. In: *Physical Letters* 8.3 (Feb. 1964), S. 214–215.
- [Gri08] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Second Edition. Wiley-VCH, 2008.
- [GSI] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. *Phasendiagramm*. URL: <https://www.gsi.de/uploads/pics/quark-gluon-phasendiagramm.png>.
- [Gus84] H. A. Gustafsson u. a. „*Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions*“. In: *Phys. Rev. Lett.* 52 (18 Apr. 1984), S. 1590–1593.

- [Hel13a] E. Hellbär. „Elektrostatische Simulationsstudien zum Übergangsstrahlungsdetektor des CBM-Experiments“. Bachelor Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Jan. 2013.
- [Hell13b] *Private communication with E. Hellbär.* 2013.
- [Kai09] M. Kaiser. „Aufbau und Betrieb eines Gassystems für den GOOFIE-Driftdetektor“. Bachelor Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Feb. 2009.
- [Kön86] K. Königsmann. „Radiative decays in the Ψ family“. In: *Physics Reports* 139.5 (1986), S. 243–291. ISSN: 0370-1573.
- [Leh12] I. Lehmann und G. Rosner. *Fair Progress Report.* 19th CBM-Collaboration Meeting. 2012.
- [Lum07] J.-P. Luminet. „The Rise of Big Bang Models, from Myth to Theory and Observations“. In: (Okt. 2007).
- [Mac76] A. M. MacLeod. „A verification of Moseley’s Law“. In: *Physics Education* 11 (1 Jan. 1976), S. 38.
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz. „ J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation“. In: *Physical Letters B* 178.17 (1986), S. 416–422.
- [NAC97] NA50 Collaboration. „Anomalous $J\psi$ suppression in $Pb\bar{U}Pb$ interactions at 158 GeV/c per nucleon“. In: *Physical Letters B* 410.38 (1997), S. 337–343.
- [PDG10] K. Nakamura et al. Particle Data Group. *Particle Physics Booklet.* Juli 2010.
- [PHE10] The PHENIX Collaboration. „Detailed measurement of the $e^+ e^-$ pair continuum in $p+p$ and $Au+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for direct photon production“. In: *Physical Review C* 81 (3 2010), S. 034911.
- [Pov06] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche. *Teilchen und Kerne.* Siebte Auflage. Springer, 2006.
- [Rap11] R. Rapp. „Theory of Soft Electromagnetic Emission in Heavy-Ion Collisions“. In: *Acta Phys.Polon.* B42 (2011), S. 2823–2852.
- [Rei11] P. Reichelt. „Simulationsstudien zur Entwicklung des Übergangsstrahlungszählers für das CBM-Experiment“. Master Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Feb. 2011.
- [Reu13] K. Reuß. „Studien zur Ausdehnung des Eingangsfensters des CBM-TRDs“. Bachelor Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, März 2013.
- [RoeXX] F. Roether. Diplom Arbeit. Institut für Kernphysik Frankfurt, Unveröffentlicht - laufende Arbeiten.

- [Sen10] P. Senger. „*Status of the CBM Experiment at FAIR*“. In: *CBM Progress Report 2009* (2010).
- [SPA06] Tim Armbruster. URL: <http://spadic.uni-hd.de>.
- [Stö09] H. Stöcker. *Cosmic Matter in the Lab. European Nuclear Physics Conference, Bochum 2009*. 2009.
- [Win72] H. Wind. „*Function parametrization*“. In: *CERN Computing and Data-processing School* (1972).
- [X1] X1 Kollaboration. *TR-Sceme*. URL: <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/X1/images/trsceme.gif>.

Eidesstattliche Erklärung

nach §30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik Hiermit erkläre ich, dass ich diese 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 diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, 27.09.2013

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die es mir durch Ihre Unterstützung ermöglicht haben diese Arbeit als Abschluss meines Studiums zu erstellen. Großer Dank geht hier an Prof. Harald Appelshäuser, der mir die Teilnahme an dem Projekt CBM-TRD ermöglichte, entscheidend die untersuchten Fragestellungen beeinflusst hat und mich, während der gesamten Entstehungszeit der Arbeit, mit seinem Wissen und seiner Erfahrung als betreuender Professor unterstützt hat. Im direkten Anschluss möchte ich mich bei Matthias Hartig für die Betreuung meiner Arbeit am IKF, die Vermittlung von vielem Thema bezogenen Wissen und nicht zuletzt für seine fröhliche und freundliche Art bedanken. Weiterer Dank gilt Henner Büsching der mich stets mit Rat und Tat unterstützt hat und mit viel Geduld sich der Korrektur dieser Arbeit angenommen hat. Gleichermaßen gilt mein Dank Christoph Blume, der ebenfalls immer ein offenes Ohr für meine Fragen hatte und sich meiner Arbeit angenommen hat. Darüber hinaus möchte ich mich bei Christoph Baumann, Rainer Renfordt, Andreas Arend, Werner Amend, der gesamten CBM-TRD Gruppe am IKF und allen anderen am IKF für die Unterstützung und die gemeinsame Zeit bedanken.

Neben dem Dank an meine Betreuer und Arbeitskollegen gilt sehr großer Dank meiner Familie und meinen Freunden. Im speziellen möchte ich mich bei meiner Mutter für Ihre Unterstützung und das Korrekturlesen meiner Arbeit bedanken. Bei meiner Großmutter möchte ich mich für Ihre Unterstützung bedanken und die immer wieder anregenden und amüsanten Gespräche, welche aus Ihrer Frage und meinem Versuch resultierten Ihr zu erklären was ich genau mache. Ebenfalls möchte ich mich bei meinem Vater für Seine Unterstützung bedanken. Bei meinen Freunden möchte ich mich für herausragende Jahre während des Studiums bedanken. Ein besonderer Dank gilt hier Gregor Hagemann, der erste Versionen dieser Arbeit korrigieren durfte und dessen Entscheidung Wirtschaftswissenschaftler zu werden der Physik und dem Teilchen-Zoo großartige Entdeckungen wie die Leptonen-Leoparden oder die giftigen Baryonen-Käfer vorenthalten hat. Abschließend möchte ich mich bei meiner Freundin bedanken, nicht nur dafür, dass Sie diese Arbeit Korrektur gelesen hat, sondern vor allem auch dafür, dass Sie mein Energiepol ist, mir jeden Tag mit Ihrer Art versüßt und ein Herz für Kugelfische hat.